

ステップ状断面を有する三次元開水路内乱流解析*

杉 山 均^{*1}, 秋 山 光 庸^{*1}
松 原 珠^{*1}, 平 田 賢^{*2}Numerical Analysis of Three-Dimensional Turbulent Structure
in Compound Open Channel Flows
Using Algebraic Reynolds Stress ModelHitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA,
Tamaki MATSUBARA and Masaru HIRATA

An investigation of turbulent structure accompanying secondary flow of the second kind in a compound open channel flow is very important in basic hydraulics and river engineering. In this study, a numerical analysis has been performed on fully developed turbulent flow in a compound open channel that is formed by the main channel and flood plain. In calculation, an algebraic stress model was adopted in order to predict Reynolds stresses precisely. Calculated results were compared with the available experimental data. It is pointed out from the experiment that the maximum velocity appears not at the surface, but rather just below it, and the secondary flow, which proceeds toward the free surface from the junction between the main channel and the flood plain, is observed. Moreover, the secondary currents in the main channel proceed downward from the free surface to the bottom wall. As a result of this characteristic phenomenon, the wall shear stress along the bottom wall of the main channel shows the maximum value at the location where the secondary flow arrived at the bottom wall. The present method can predict these characteristic features without great discrepancy. Furthermore, five of the six Reynolds stress components were compared with that of experiment.

Key Words: Numerical Analysis, Secondary Flow, Turbulent Flow, Open Channel, Reynolds Stress Model

1. 諸 言

開水路は、自由水面を有することを特徴とし閉管路内乱流とはその乱流構造を大きく異にする。河川流路は、この種の代表的な流れであり、また河川流路には、治水のため堤防が築かれ結果、低水路と呼ばれる本来の河川流路と、高水敷と呼ばれる、洪水時に氾濫原となる河道から構成される。このような河道を有する開水路の洪水時における流れは複雑であり、また低水路河岸の浸食、高水敷面の浸食、高水敷面への土砂のたい積など多くの環境災害を誘発するため、土木工学の分野より多くの研究が報告されている。同時に、このような洪水時の流れは、その乱流構造から多くの興味ある現象を提示している。すなわち自由水面の存在による最大主流方向速度位置の自由水面下への降下現象、低水路コーナ部、低水路と高水敷との境界に当たるエッジ部からの第2種二次流れの生成とその相互作用などを指摘できる。

このような高水敷を伴う流れの研究は、洪水時の流

量を予測することより始まり、流速測定やプレストン管による壁面せん断応力分布等に関する実験解析が数多く報告されている⁽¹⁾⁽²⁾。これらの測定諸量に対して、乱流諸量に関する実験解析としては、Townsent⁽³⁾、今本・久下⁽⁴⁾、Prinos-Townsent-Tavoularis⁽⁵⁾、Tominaga-Nezu⁽⁶⁾らの測定結果数例が挙げられる。特に Tominaga-Nezu は、第2種二次流れも含め、6成分のレイノルズ応力のうち断面方向速度変動同士のせん断応力値を除く5成分の応力分布について、詳細な測定結果を提示している。彼らは、レーザ・ドップラ流速計にて乱流測定を行い、高水敷と低水路との境界近傍より自由水面に向かう二次流れ(斜昇流)と自由水面より誘起される二次流れとが、自由水面上にて衝突し下降流が形成されること、その結果、最大主流方向速度位置が降下することを報告している。

一方、数値解析において Kawahara-Tamai⁽⁷⁾ は Launder-Ying⁽⁸⁾ モデルを用いて解析を行い、低水路と高水敷の境界からの斜昇流を予測している。Larsson⁽⁹⁾ も同様に、乱流モデルとして Launder-Ying⁽⁸⁾ モデルを用い、代数応力モデルとして解析を行っている。乱流モデルに壁面の影響を考慮した場合と、そうでない場合とで比較検討を行い、壁面効果を

* 原稿受付 平成6年6月27日。

^{*1} 正員、宇都宮大学工学部 (〒321 宇都宮市石井町 2753)。^{*2} 正員、芝浦工業大学システム工学部 (〒330 大宮市深作 307)。

加味することの重要性を示している。以上に示した解析例をも含め、自由水面を有する流れ場に対しては、その境界条件について検討が必要となるが、ここに示したいずれの計算例の場合も、Naot-Rodi⁽¹⁰⁾の示した乱流散逸値を、自由水面にて与え解析している。Naot-Rodi⁽¹⁰⁾は、乱流散逸長さが、自由水面上の仮想原点から線形に増加すると仮定し、乱流散逸長さを水面で水深の0.07倍と定義し、乱流散逸値を自由水面に設定し、開水路内の第2種二次流れ分布を初めて予測している。しかし、この境界条件を本解析のように水深が異なるに河道に適用すると、水深がステップ状に変化する位置において、自由水面上の乱流散逸値は不連続な値を示すことになり、物理的に不合理なことが指摘されている。この点に関しNaot-Nezu-Nakagawa⁽¹¹⁾は、自由水面における乱流散逸の境界条件をNaot-Rodi⁽¹⁰⁾が示したように水深の関数とすることなく、水深がステップ状に変化しても乱流散逸値が不連続値を取らないよう改良を加え解析を行っている。その際、乱流モデルとしては、Naot-Rodi⁽¹⁰⁾のモデルを用いて解析し、主流方向等速度線、渦度、乱流エネルギー分布を提示しているが、レイノルズ応力分布を含めた実験との詳細な比較は明示されていない。このことは他の解析結果についても同様である。

著者らは、自由水面に関する境界条件について新たな提案をし、開水路乱流構造の解析結果を実験結果と比較しその有用性を検証した⁽¹²⁾。また、乱流モデルも、圧力・ひずみ相関項に一部改良を加えたものでありLaunder-Ying, Naot-Rodiモデルとは異なる⁽¹³⁾。

こうした状況を踏まえ、本研究は、低水路と高水路を伴う三次元開水路流れを対象に、著者らの示した、レイノルズ応力モデル、自由水面境界条件を用いて数値予測し、乱流モデル、自由水面の境界条件の妥当性、およびこの種の流れの流動特性について、実験結果と比較しながら検討を加えることを目的とする。その際、計算対象としては、各レイノルズ応力までも詳細に測定しているTominaga-Nezu⁽⁶⁾の測定結果を対象とする。

2. 記 号

$c_1, c_2, c_1^*, c_1', c_2^*, c_2', c_\mu, \zeta$: 経験定数

B : 開水路幅

D_h : 水力直径

$f(L/x_w)$: 壁の影響を示す関数

H : 開水路水深

k : 乱流エネルギー

L : 特性距離

P_k : 乱流エネルギー生成

Re : レイノルズ数 $= U_b D_h / \nu$

$u_i u_j$: レイノルズ応力

U_i : i 方向時間平均速度成分

U_b : 混合平均速度

$U_{\max}$: 流路断面最大速度

U_τ : 摩擦速度

ε : 乱流散逸

ν : 粘性係数

κ : カルマン定数

π_{ij} : 圧力・ひずみ相関項

ρ : 密度

τ_w : 壁面せん断応力

3. 解 析 手 法

3.1 計算対象実験 数値解析の対象としたTominaga-Nezu⁽⁶⁾の実験装置の概略図、および座標軸を図1に示す。図1中の逆三角形記号は、自由水面を示す。彼らは高水敷側の水深を変化させた場合、高水敷を粗面壁とした場合などの計測を行っているが、本解析においては、計測データが豊富な低水路水深 $H=80$ mm, 水路幅 $B=400$ mm で高水敷流路水深、およびその水路幅が $H/2$, $B/2$ に相当する水路を解析対象とした。レイノルズ数は、代表速度に混合平均速度 U_b , 代表寸法に水力直径 D_h を用いて $Re = U_b D_h / \nu = 5.45 \times 10^4$ である。また、測定断面位置は、水路流入口から7.5 m 下流に設置されている。この位置は、水力直径 D_h のほぼ64倍の位置に当たり、完全発達領域に相当しているものと考えられる。測定に関しては、二次元レーザ・ドップラ流速計を用いて、乱流特性量の測定を行っている。

座標系は、主流方向を X_1 軸、これと直交する向きを断面方向とし、水平方向を X_2 、垂直方向を X_3 軸と定義している。

3.2 レイノルズ応力方程式 乱れの非等方性を正確に扱う意味より、本解析においては、レイノルズ応力方程式を解くことを考える。レイノルズ応力方程式の厳密式は次式で示される。

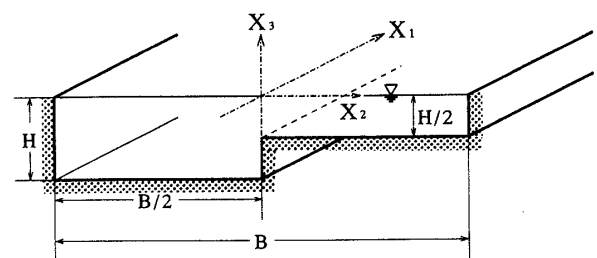


図1 計算対象空間および座標系

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = & \underbrace{-\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}}_{\text{production}} \\ & + \underbrace{\frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\text{pressure-strain correlation}} \\ & - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} - \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j) \right]}_{\text{Diffusion}} \\ & - 2\nu \underbrace{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{\text{Dissipation}} \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

数値計算のうえで特に障害となるのが、左辺第1項の対流項、ならびに右辺第3項の拡散項である。従来のモデルでは、これらの項に対して各項を省略してモデル化を行っているが、対流項、拡散項の影響を多少とも考慮する意味より Rodi⁽¹⁴⁾ 近似を用いてモデル化を行った。この Rodi 近似を用いることにより計算の簡便性、経済性が得られる反面、代数応力モデルとなり、近接空間での物理量の相互依存性が薄れる作用があるという問題を内包するのも事実である。

レイノルズ応力方程式をモデル化する際に問題となる圧力・ひずみ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ている。こうすることにより新たな定数が導出され、実験値をより多く考慮することができる。モデル化された圧力・ひずみ相関項を表1に示す。Naot-Rodi⁽¹⁰⁾ も、レイノルズ応力モデルを用いて解析を行っているが、彼らは、断面方向速度こう配は小さいとみなし、これらの項を無視してモデル構築を行っているが、本提示モデルはこれらの項も加味しており、彼らの提示モデルとは異なる。本解析に用いたモデルの導出については、別報⁽¹³⁾ にて詳述した。表1中 $\pi_{ij,1}$ は純粋な乱れによる影響を、 $\pi_{ij,2}$ は、平均流による影響を、 $\pi_{ij,w}$ は壁面による影響を示している。ま

表1 圧力・ひずみ相関項のモデル化

$\pi_{ij,1} + \pi_{ji,1}$	$-c_1 \frac{\epsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right)$
$\pi_{ij,2} + \pi_{ji,2}$	$-\frac{c_2 + 8}{11} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) + \zeta k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{8c_2 - 2}{11} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right)$
$[\pi_{ij} + \pi_{ji}]_w$	$c_1 = c_1^* + c_1' f\left(\frac{L}{X_w}\right), c_2 = c_2^* + c_2' f\left(\frac{L}{X_w}\right),$ $\zeta = \zeta^* + \zeta' f\left(\frac{L}{X_w}\right)$

$P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}, \quad D_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i}$
 $P_k = -\overline{u_k u_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_k}$

た、 $f(L/x_w)$ は壁の影響を示す関数で壁面近傍で1、壁から離れるにつれて零に近づく。 x_w は壁面からの距離を示している。 $f(L/x_w)$ 、および x_w は、以下のように定義される。式(3)中の x_n は、各壁面からの垂直距離である。

$$f\left(\frac{L}{x_w}\right) = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa} \frac{1}{x_w} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{1}{x_w} = \frac{\sum (1/x_n)_i^2}{\sum (1/x_n)_i} \dots\dots\dots (3)$$

また、モデル定数系については、モデル化された方程式を、単純せん断流、壁面近傍流れに適用し、おのおの流れ場に対するレイノルズ応力方程式を導出し、加えて各流れの実験結果を基に定数を決定していく。本研究の場合、Rodi 近似を用いていることにより、非局所平衡状態の表現も可能なため、実験結果としては、Champagne-Harris-Corrsin⁽¹⁵⁾ ($P_k/\epsilon=1.0$)、および Harris-Graham-Corrsin⁽¹⁶⁾ ($P_k/\epsilon=1.55$) のデータを基に、壁面近傍の流れに対しては Launder ら⁽¹⁷⁾ の使用したデータを基に定数決定を行った。得られたモデル定数系を表2に示す。

散逸項は、高レイノルズ数流れ場で、局所等方性を仮定することにより次式のようにモデル化される。

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} \dots\dots\dots (4)$$

3.3 自由水面の境界条件

自由水面上の境界条件に関し特に問題となるのは、乱流エネルギー、乱流散逸の設定であるが、乱流散逸に関しては、一般に壁関数として使用される次式を用いて計算を行うこととした。ただし、次式に示す乱流散逸値は、壁関数を使用する場合と同様、自由水面から計算第1点めに与えた。式中、 y は計算第1点めまでの垂直距離を示している。

$$\epsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa y} \dots\dots\dots (5)$$

こうすることにより、水深がステップ状に変化した場合においても自由水面上の乱流散逸値は、不連続値を示すことはない。

自由水面を特徴づける現象として、自由水面に垂直な速度変動成分が、壁面の場合と同様に自由水面に近づくにつれ減衰することを指摘できる⁽¹⁸⁾。この速度変動の減衰に関して、本モデルは、表1に示すように壁面による影響を定数系に考慮していることから自由水

表2 圧力・ひずみ相関項の定数系

c_1^*	c_2^*	ζ^*	c_1'	c_2'	ζ'
1.40	0.44	-0.16	-0.35	0.12	-0.10

面においても定数系を変えことなく適用するものとした。Gibson-Rodi⁽¹⁹⁾は、自由水面に垂直方向の速度成分の減衰を、レイノルズ応力モデル中の定数系に導入することを提唱したが、本モデルもこの点を加味しており、その意味で共通している。また、自由水面近傍においては、その垂直方向速度変動値が自由水面に到達する以前に減衰傾向を示し、自由水面下に非常に小さな値を取ることが指摘できる⁽¹⁸⁾。この減衰現象を計算に加味する意味より、垂直方向速度変動値を自由水面から、計算第1点めまで零とし、この減衰現象を近似することとした。以上の境界条件の検討については、別報⁽¹²⁾にて詳述した。

乱流散逸以外のパラメータの境界条件に関しては、対称軸上に使用される一般的な境界条件を自由水面に設定することとした。また、コーナ部の最近傍点に関しては、底壁面、側壁面の両壁面からの乱流生成が乱流散逸に等しいものとして、境界条件を再導出し計算を行っている。

3.4 数値解析 計算領域は、低水路に側壁が存在するため、図1に示す全領域を対象に計算を行った。レイノルズ数は、実験を踏襲し $Re=5.45 \times 10^4$ とし、流れは、完全発達流れとして計算を行う。計算格子数は、水深方向に22水路幅方向に110の格子を設けた。

数値解析に際しては、スタッガート格子系を用い、有限体積法により各方程式の離散化を行った。差分スキームは、速度成分について QUICK (三次精度の風上差分)、乱流特性量 k , ε の対流項については、PLDS (セル Peclet 数のべき乗で表現されるスキーム) をおのおのを使用した。圧力解法については、連続の式より圧力補正式を導き、連続の式を満足するように、速度および圧力の補正を行う SIMPLE 法を用いて計算を行った。運動方程式中に現れるレイノルズ応力の取扱いは、計算の安定性を図る意味よりレイノルズ応力を運動方程式中に直接取り込むのではなく、拡散項の一部としてレイノルズ応力を取り込む Pseudo-viscosity を採用した。主流方向の圧力こう配は、放物流れの場合と同様に管断面を通過する全質量の保存式によった。

計算手順は、最初に応力方程式を解き、次に速度成分を算出した後、圧力補正式を解いて速度および圧力を補正する。その後、乱流特性量 k , ε を解いて1回の計算を終了する。これを収束条件を満足するまで繰返す。収束条件としては、 k 方程式をサンプルとして、方程式の誤差が、 k の生成項の 10^{-5} 以下になることを目安とした。

4. 結果と考察

4.1 平均速度場の比較 図2は主流方向速度等値線の Tominaga-Nezu⁽⁶⁾ の実験結果、および本計算結果を比較したものである。各等値線は、主流方向の水路断面最大速度 $U_{\max}$ で無次元化している。実験結果に特徴的な点として、低水路において主流方向速度の最大値が水面下に存在すること、低水路と高水路との接合部に当たるエッジ部より等値線が自由水面に向かって張り出していること、高水路側流路の自由水面近傍にて0.9の等値線が存在し比較的流速の早い領域が存在することなどが指摘できる。これに対して計算結果は、低水路側の最大主流方向速度位置の降下現象については比較的良好に実験を再現しているが、エッジ部からの等値線は、自由水面に向かって張り出すものの、その方向は、自由水面にほぼ垂直な方向であり実験結果と多少異なる。また、高水路側流路における0.9の等値ラインは計算では認められなかった。これらの差異要因、およびこれらの等値線に特徴的な現象は、第2種二次流れと相関が強く、次にその二次流れ分布の比較を行う。

図3は、第2種二次流れベクトル図を両結果で比較

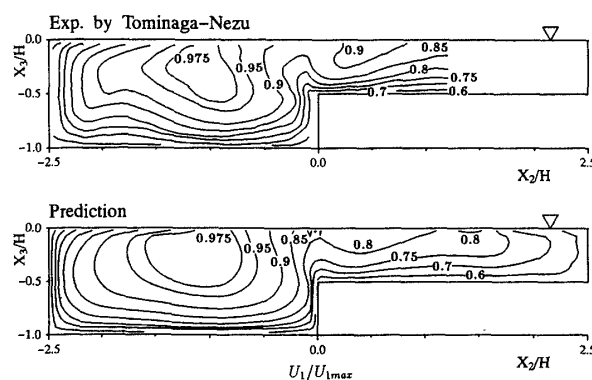


図2 主流方向速度等値線比較

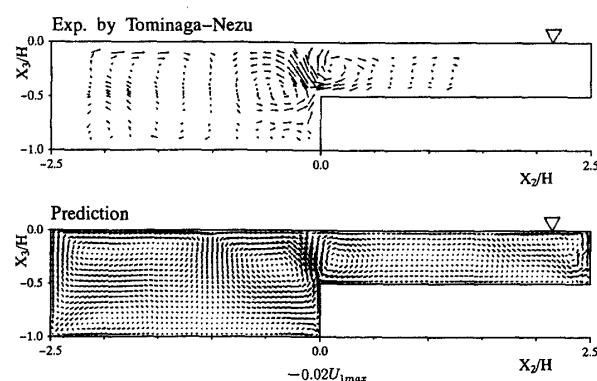


図3 第2種二次流れベクトル比較

したものである。実験、計算結果とも低水路と高水敷の接合部に当たるエッジ部より自由水面に向かう二次流れが認められる。またその値は、実験においては主流方向最大速度の4%程度の値をもつものに対し、計算結果はいくぶん小さな値を示している。さらに低水路の自由水面において、水路中心部に向かう自由水面上の二次流れと、エッジ部からの斜昇流の低水路流路に流れ込む分岐流とが衝突し、 $X_2/H = -1.0$ にて下降流が形成されることが両結果より理解できる。計算結果は、この下降流発生位置を比較的良好に予測している。この下降流が、最大主流方向流速位置の降下現象を誘起しているものと解釈される。一方、エッジ部より誘起された斜昇流のもう一方の流れは、高水敷流路側に流れ縦渦を形成することが両結果より理解できる。この流れにより比較的高速の流体が、高水敷流路に輸送される結果、この近傍にて主流方向速度等値線をひずますことになる。

計算結果と実験にて異なる点として、斜昇流のエッジ部からの流れ角度が指摘できる。計算は、自由水面に垂直に近い角度にて流れ、低水路側壁からの二次流れが高水敷底壁面のそれより卓越した結果を呈している。この二次流れにより主流方向等値線は、この方向に沿ってひずまされることになる。これら、図2に示す速度等値線より低水路側壁における等値線が高水敷底壁面と比較して密な分布を示し速度こう配が大きくなり、低水路側壁での乱流生成が活発であることに起因するものと思われる。この低水路側壁における大きな速度こう配の存在は、最大主流方向速度位置の降下現象と相関を有する。

図4は、低水路および高水敷底壁面に沿う壁面せん断応力分布を、両結果にて比較したものである。この壁面せん断応力を導出する際には、実験同様、次の対数速度分布から摩擦速度 U_τ を算出し、せん断応力を導出している。式中、 y は計算第1点までの垂直距離である。導出した壁面せん断応力は、当該壁面の平均せん断応力 $\bar{\tau}_w$ にて無次元化し表示してある。

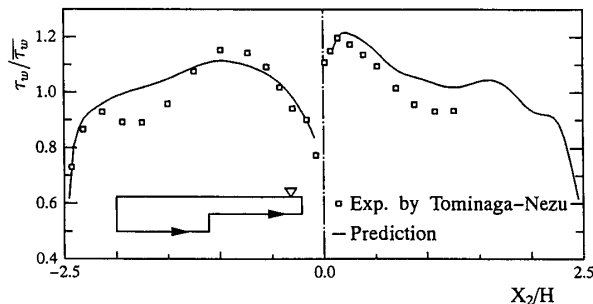


図4 壁面せん断応力分布比較

$$\frac{U_1}{U_\tau} = 5.75 \log \left(\frac{U_\tau y}{\nu} \right) + 5.5 \dots \dots \dots (6)$$

図4より、低水路側の実験結果において、壁面せん断応力は、 $X_2/H = -2.0 \sim -1.5$ 近辺にて減少傾向を示した後、水路中心部に向かって単調増加し、最大値を示した後減少することが、特徴的な点として挙げられる。この減少傾向は、底壁面に沿った第2種二次流れが上昇流に転じることに起因するものと解釈される。また、最大値を示すのは、自由水面から下降流が底壁面近傍に、速度の比較的大きな流体を輸送するためと解釈される。したがって、最大値を示す位置と下降流が発生する位置とは一致している。このことは両結果において認められる。計算結果は、壁面せん断応力の減少傾向を良好に予測するには至らなかったが、これは底壁面に沿う二次流れの上昇流への変化が緩慢なためと思われる。

一方、実験結果より高水敷底壁面のせん断応力は、 $X_2/H = -0.17$ 付近で最大値を取った後、単調減少しているが、計算結果はその最大値、その位置を比較的良好に予測している。エッジ部近傍にて最大値を取るの、自由水面から二次流れが、高速の流体を底壁面近傍に輸送するためと解釈される。計算結果によれば、せん断応力は最大値を取って単調減少した後、わずかに増加をし、再度減少する傾向を示すが、これらの挙動は底壁面に沿う二次流れ挙動に起因している。

4.2 速度変動場の比較 図5に、主流方向速度変動の等値線図を実験、計算とで比較した結果を示す。各値は、平均摩擦速度 $\bar{U}_\tau$ に無次元化してある。実験結果より速度変動値の最小値が自由水面下に認められるが、これは最大主流方向速度位置の降下現象と対応している。計算結果もこの最小値の降下現象を再現しているが等値線形状は、実験と異なり自由水面近傍にて側壁に延びた分布となっている。このことは、計算において主流方向速度変動は、自由水面に近づくに

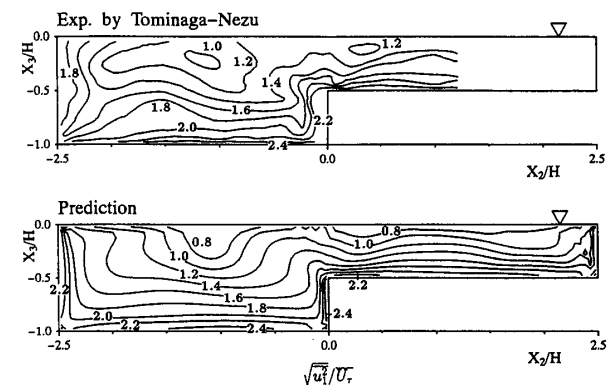
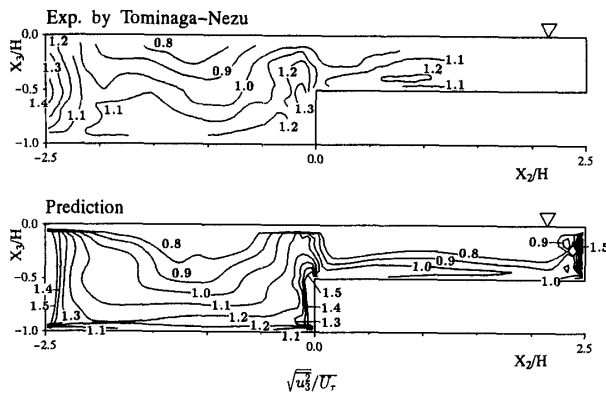


図5 主流方向速度変動 $\sqrt{u_1^2}$ 等値線比較

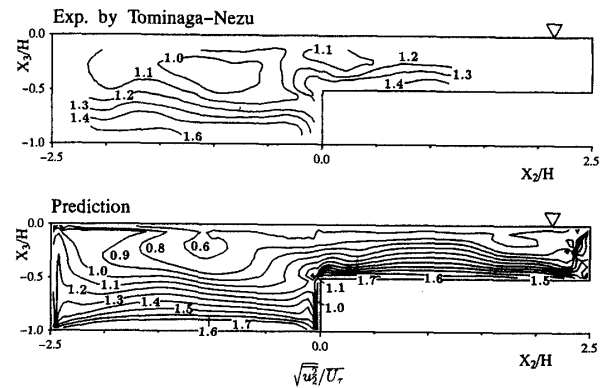
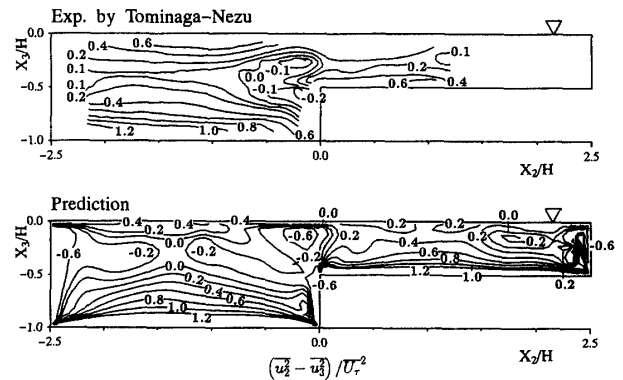
図6 垂直方向速度変動 $\sqrt{u_3^2}$ 等値線比較

つれ減衰することを意味している。また、実験において低水路の河床にて主流方向速度変動の最大値 2.4 の等値ラインが認められるが、計算も同様な分布を比較的良好に予測している。

図6に、垂直方向速度変動の等値線を実験、計算とで比較した結果を示す。実験結果より、自由水面を有する流れに特徴的な、垂直方向速度変動の減衰が、自由水面近傍にて認められる。また、その最大値は、低水路の左側壁近傍に存在している。計算結果もこれらの傾向を予測する結果となっているが、計算結果は低水路、高水敷のいずれの側壁においても比較的高い値を示す結果となった。これは、垂直方向速度変動の抑制効果がこの領域にて小さいためである。また、エッジ部における等値線は、実験、計算とも垂直方向に延びた分布を示しており、主流方向速度分布のそれとは異なる結果を示している。このことは、エッジ部からの斜昇流による移流効果よりも、二次流れによりひずまれた主流方向速度が関与する項に大きく影響されることを示唆しているものと考えられる。

図7に、水平方向速度変動の等値線を実験、計算とで比較した結果を示す。実験、計算とも等値線は底壁面に平行な分布形状を示し、低水路、高水敷の底壁面近傍に高い値が認められる。実験結果において、エッジ部近傍の等値線の張出しは、斜昇流の方向とは一致せず水平方向へ延びた分布となっている。計算結果においても等値線の値は異なるものの、この傾向は一致している。このことは、前述したように斜昇流による移流効果よりも主流方向速度が関与する項に大きく影響されているものと考えられる。

図8に断面方向速度変動の差を計算、および実験とで比較した結果を示す。この値は、主流方向渦度輸送方程式を構成する一つの項であり、この項は二次流れ生成に寄与するためこの種の流れ場において、しばし

図7 水平方向速度変動 $\sqrt{u_2^2}$ 等値線比較図8 垂直応力の差 $(\sqrt{u_2^2} - \sqrt{u_3^2})$ 等値線比較

ば提示されている。実験結果において、エッジ部近傍に零ラインが認められるのに対して、計算結果においては、低水路を横断する形で生成されており、垂直方向速度変動が水平方向速度変動より卓越する領域が大きいことを示している。このことは以下のように説明される。問題を明確にするため、渦動粘性係数 ν_t を導入し、本モデルより垂直応力の差を導出すると以下の簡略式を得る。この式より計算では、低水路自由水

$$\begin{aligned} \sqrt{u_2^2} - \sqrt{u_3^2} = & \frac{4(4c_1 - 1)k\nu_t}{11(P_k - \varepsilon + c_1\varepsilon)} \\ & \times \left[\left(\frac{\partial U_1^2}{\partial X_3} \right) - \left(\frac{\partial U_1^2}{\partial X_2} \right) \right] \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

面下の領域において、 $(\partial U_1/\partial X_2)$ の値が、 $(\partial U_1/\partial X_3)$ の値と比較して卓越するため、負の領域が実験に比較して大きな領域を占める結果になったものと解釈される。

図9に、乱流エネルギー等値線の計算、および実験結果の比較を示す。実験結果より、小さな値をもつ乱流エネルギーの等値線が、自由水面下に認められるが、これは、先に示した最大速度位置の降下現象と同様、自由表面近傍に形成された二次流れによるものと解釈

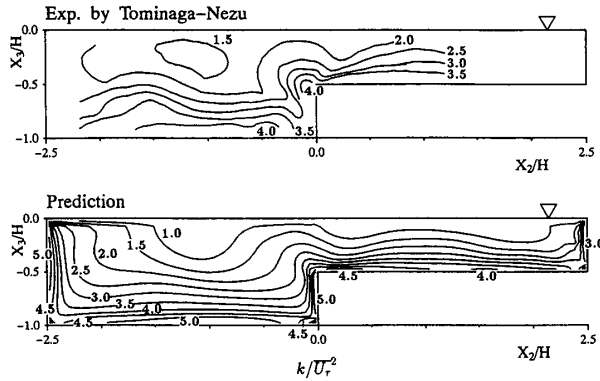
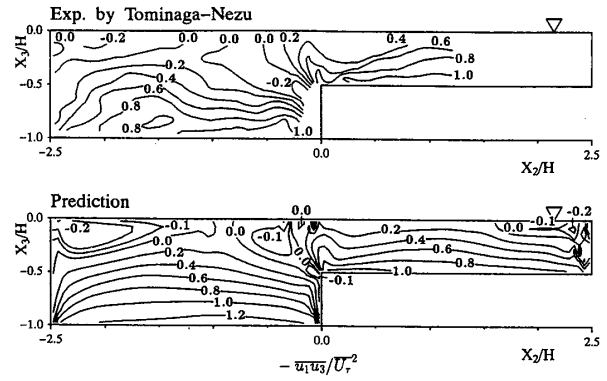


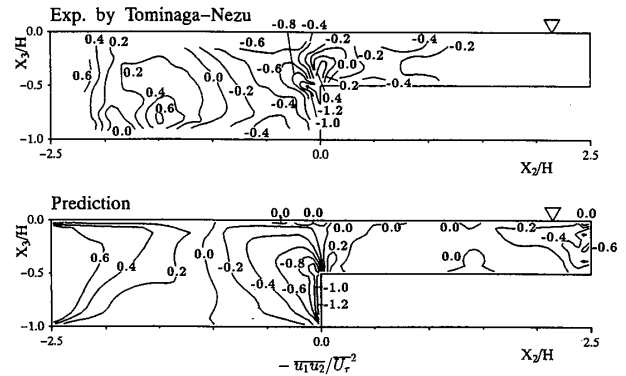
図 9 乱流エネルギー等値線比較


 図 10 せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ 等値線比較

される。また、エッジ部からの等値線のひずみは、主流方向速度のそれより、広い領域においてその変形を認められることが特徴として挙げられる。計算結果もこれらの傾向を示す結果となっている。実験と異なる点として、計算における等値線が自由水面近傍にて側壁に向かって延びた分布を示す点が挙げられる。このことは、計算において乱流エネルギーは、自由水面に近づくにつれ減衰することを意味しているが、瀬津・中川⁽²⁰⁾は自由水面に特有な現象として、乱流エネルギーは、自由水面に近づくにつれ減衰することを指摘しており、計算の自由水面近傍での挙動は、この点と符合している。このことは、主流方向速度変動においても認められる。また、低水路右側壁近傍にて、計算は高い値を示しており、この領域における乱流生成が斜昇流形成に大きく影響を及ぼすものと思われる。

図 10 は、せん断応力 $\overline{u_1 u_3}$ の等値線を実験、計算とで比較した結果である。実験結果より特徴的な点として、零ラインを挟んで異符号領域が低水路にて認められる点が指摘できる。この発生は、せん断応力が渦動粘性係数と速度こう配との積として表現されるものとする、速度こう配 $\partial U_1 / \partial X_3$ の符号に支配される。例えば低水路側壁、高水敷側壁の自由水面近傍では、二次流れにより主流方向速度等値線が大きくひずまされる結果、速度こう配 $\partial U_1 / \partial X_3$ の符号が、水面近傍にて逆転し異符号領域を形成することになる。計算結果もこの異符号領域、零ラインの位置を比較的良好に予測している。また、低水路底壁面近傍の値を実験値と比較すると、計算結果は、多少大きめの値を予測している。

図 11 は、せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の等値線を実験、計算とで比較した結果である。このせん断応力は、 X_2 方向への運動量輸送に伴う応力と考えられ、したがって、その等値線は水路側壁にて大きな値をもち、水路中心部


 図 11 せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ 等値線比較

に向かい単調減少する。また、その等値線は側壁にほぼ平行な形状を示す。計算結果を実験と比較すると低水路中央部、エッジ部近傍に実験同様、零ラインを予測しておりその傾向を捕捉していることが理解できる。また、計算は低水路右側側壁において、高い値を示しており、実験結果とは異なる。しかし、このことは、図 2 に示す主流方向等値線図より明らかなように、この領域における速度こう配が大きいことによるものであり不合理な結果ではない。

5. 結 論

低水路、ならびに高水敷を有する開水路内の完全発達領域における乱流場を対象に、著者らの示した乱流モデル⁽¹³⁾、自由水面における境界条件⁽¹²⁾を適用し、平均速度場、各レイノルズ応力、および壁面せん断応力値等の数値予測を行い、その結果を Tominaga-Nezu⁽⁶⁾の実験結果と比較検討することより次の結論を得た。

- (1) 本解析手法より、自由水面に特徴的な現象である、最大主流方向速度の位置の降下現象を予測できた。

(2) この種の流れに特徴的な自由水面、およびエッジ部からの第2種二次流れを予測することができた。しかし、エッジ部からの斜昇流は、自由水面にほぼ垂直に近い角度をもって誘起され実験と異なる。これは、計算では低水路側壁における乱流生成が、高水敷河床におけるそれより卓越しているためである。

(3) 壁面せん断応力値は、低水路底壁面では自由水面からの下降流発生位置で最大値をとること、高水敷では、低水路に向かって増加することがその特徴として指摘されているが、計算においてもこれらの現象を比較的良好に再現している。

(4) 自由水面に垂直方向の垂直応力 $\overline{u_3^2}$ 、および乱流エネルギーの自由水面近傍における減衰現象を予測することができた。

(5) せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$, $\overline{u_1 u_3}$ の等値線に関して本解析手法は、その異符号領域を比較良好に予測することができた。またその値については、壁面近傍にて実験結果より多少高い値を示した。

(6) 本解析に用いた乱流モデル、自由水面での境界条件の有用性を確認した。

文 献

- (1) Knight, D. W. and Demetriou, J. D., *J. Hydraul. Eng.*, ASCE, **109**(1983), 1073-1092.
- (2) Knight, D. W. and Hamed, M. E., *J. Hydraul. Eng.*, ASCE, **110**(1984), 1412-1430.
- (3) Townsend, D. R., *Proc. Institut. Civil Eng.*, **40**(1968), 155-175.
- (4) 今本・久本, 京都大学防災研究所年報, 第17号, B(1974), 1-15.
- (5) Prinos, P., Townsend, R. and Tavoularis, S., *J. Hydraul. Eng.*, ASCE, **111**(1985), 1246-1261.
- (6) Tominaga, A. and Nezu, I., *J. Hydraul. Eng.*, ASCE, **117**(1991), 21-41.
- (7) Kawahara, Y. and Tamai, N., *Proc. 3rd Symp. Refined Flow Modell. Turbulence Meas.*, (1988), 527-536.
- (8) Launder, B. E. and Ying, W. H., *Heat Fluid Flow*, **3-2**(1973), 115-121.
- (9) Larsson, R., *Proc. 3rd Symp. Refined Flow Modell. Turbulence Meas.*, (1988), 534-544.
- (10) Naot, D. and Rodi, W., *J. Hydraul. Div.*, ASCE, **108**(1982), 948-968.
- (11) Naot, D., Nezu, I. and Nakagawa, H., *Proc. 9th Symp. Turbulent Shear Flows*, (1993), 26. 3. 1-26. 3. 6.
- (12) 杉山・秋山・松原・松本・平田, 機論, **60**-577, B(1994), 3000-3007.
- (13) 杉山・秋山・芹沢, 機論, **56**-531, B(1990), 3328-3335.
- (14) Rodi, W., *Z. Angew. Math. Mech.*, **56**(1976), 219-221.
- (15) Champagne, F. H., Harris, V. G. and Corrsin, S., *J. Fluid Mech.*, **41**(1970), 81-139.
- (16) Harris, V. G., Graham, A. H. and Corrsin, S., *J. Fluid Mech.*, **81**(1977), 657-687.
- (17) Launder, B. E., Reece, G. J. and Rodi, W., *J. Fluid Mech.*, **68**(1975), 537-566.
- (18) Nakagawa, H., Nezu, I. and Ueda, H., *Proc. Jpn. Soc. Civil Eng.*, **241**(1975), 155-168.
- (19) Gibson, M. M. and Rodi, W., *J. Hydraul. Res. LAHR*, **27**(1989), 233-244.
- (20) 瀬津・中川, 土木学会論文集, 387/II-8(1987), 125-134.