

応力モデルと VOF 法を用いた非定常な開水路の乱流構造に関する数値解析

Numerical Analysis about Turbulent Structure in Unsteady Open-Channel Flows by using RSM and VOF

瀬津家久*, 山上路生**
Iehisa Nezu and Michio Sanjou

*フェロー会員, 工博, 京都大学大学院教授, 工学研究科環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

** 学生員, 修(工) 京都大学大学院博士後期課程, 工学研究科環境地球工学専攻 (同上)

Numerical analysis of unsteady open-channel flows was conducted by making use of Reynolds-stress model (RSM) and VOF method. The distributions of ensemble-averaged velocity and turbulence characteristics have been obtained, and the values of these calculations coincided well with LDA database. In addition, the distributions of each term that composes the Reynolds-averaged Navier-Stokes equation in streamwise direction, which are difficult to be measured, have been calculated and it was predicted numerically that the convection term and the pressure gradient term become dominant in the rising and falling stages.

Key Words: Unsteady open-channel flows, Reynolds-Stress models, VOF method, CFD

1. はじめに

洪水流は水災害だけでなく環境面においても我々の生活に大きな影響を与えるため、流量や水深が変化する非定常開水路流の基礎特性を把握しておくことは大変重要である。非定常開水路流れは図-1 に示すように自由水面が時間的・空間的に大きく変化するために非定常管路流に比べて、その内部構造は複雑になる。近年の計測機器の発達、たとえば高精度なレーザ流速計 (LDA) の開発によって非定常開水路流れの特性が実験的に明らかにされてきた^{1)~3)}が、圧力や逸散率の評価が難しく考察項目にも制限があるために、内部特性を近似や仮定を用いずに詳細に考察することは困難である。

一方で計算機器の発達により、水理学分野でも数値計算の導入が進み、多くの成果が得られている。瀬津ら(2001)⁴⁾は低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルと VOF 法を用いて粘性底層を含めた鉛直 2 次元場の非定常計算を行い、LDA 計測によって得られている非定常開水路流れの内部特性を一部再現することに成功し、今後は数値計算によるアプローチも期待されている。

また従来の研究によって以下のような非定常開水路乱流の内部特性が知られている³⁾。

- 1) ループ特性: 流速 U および底面せん断応力 τ_b と水深 h の時間変化は位相差を伴うため、ループを描く。
- 2) 速度分布特性: 速度分布は、内層では非定常時においても対数則に従うが、外層では流量増加とともに対数則から上方へのシフト幅が大きくなり、wake 特性が顕著となる。
- 3) 乱れの普遍特性: 局所摩擦速度で無次元化された乱れ強

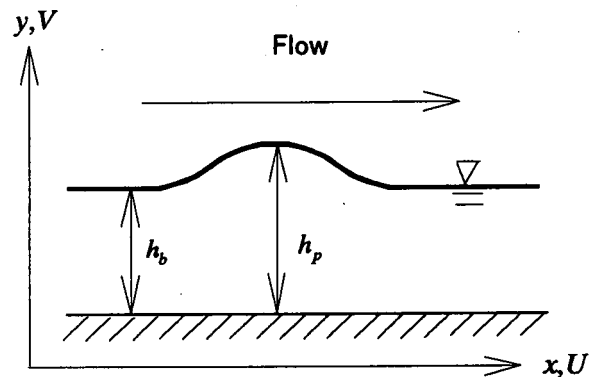


図-1 非定常開水路流れの概念図と座標系

度およびレイノルズ応力は、非定常時においても等流時に成立する普遍則にほぼ従う。

本研究ではこのような乱流特性を数値計算によって解析・考察することを目的とする。特に実験では考察が難しい運動方程式の移流項や圧力勾配項の時間変化についても詳細に検討する。

瀬津ら⁴⁾の計算では非等方モデルによって乱れ強度を配分しているが、非等方モデルによる乱れ強度は、乱れエネルギーの挙動に直に依存する可能性が高いため、乱れ強度の各成分の時間変化を正確に評価できるとはいえない。そこで本研究では、乱れ強度の各成分およびレイノルズ応力の時間変化特性をできるだけ独立に計算するために乱流モデルにレイノルズ応力方程式モデルを用いた。また自由水面形状の計算には VOF 法を用いた^{4), 5)}。VOF 法は、水

表-1 計算の水力条件表

case no	T_d	h_b	h_p	U_b	U_p	$\alpha (\times 10^{-3})$	対象実験
C10	10	4.0	6.0	30	60	4.44	無
C60	60	4.0	6.0	30	60	0.74	有
C120	120	4.0	6.0	30	60	0.37	有

T_d (s): ベース時からピーク時までの増水期間

U_b (cm/s): ベース時の断面平均主流速

U_p (cm/s): ピーク時の断面平均主流速

h_b (cm): ベース時の水深 h_p (cm): ピーク時の水深

α : 式(1)の非定常パラメータ

深増加時においても鉛直方向に十分なメッシュ数を確保できることや、直交格子を用いるためプログラミングが比較的簡便であるという長所がある。

2. 乱流計算方法と手順

2.1 計算ケース

本研究では、非定常性の異なる3ケースの流れ場を対象にして鉛直2次元場の数値計算を行った(表-1)。そのうち2ケースは、実験値と比較できるようにNezuら(1997)⁹⁾のLDAの計測ケースと同様の流れ場を対象にした。流入流量は、時間的にサイン波のハイドログラフをもつ。また、 α はNezuら(1991)¹⁰⁾が式(1)で定義した非定常パラメータで、非定常開水路流の非定常性の大きさをマクロに定量評価できる無次元パラメータである。

$$\alpha = \frac{1}{U_c} \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{U_c} \frac{h_p - h_b}{T_d} \quad U_c = \frac{U_b + U_p}{2} \quad (1)$$

なお、変数等は表-1に示してある。添字 b および p はそれぞれベースフロー、ピークフローの値を示す。

2.2 基礎方程式

本研究では、以下に示すアンサンブル平均操作を施した連続式、運動方程式、レイノルズ応力方程式およびVOF関数 F の輸送方程式を基礎式として連立し、非定常乱流計算を行う。

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

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Omega + \frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \overline{u_i u_j} = & \left(-\overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \right) + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u_i u_j} + \frac{p}{\rho} (\overline{u_j \delta_{ik}} + \overline{u_i \delta_{jk}}) \right\} \\ & - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (4)$$

ここで Ω は重力ポテンシャル、 P は平均圧力であり、 U_i は平均流速成分、 u_i は乱れ変動成分である。なお式(4)の応力方程式中の圧力-歪相関項および拡散項は、モデル化が必要である。

逸散項 ε_{ij} は次式で定義する。

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \quad (5)$$

拡散項は次式で表されるHanjalic-Launderらのモデル¹¹⁾を適用する。

$$\begin{aligned} & \overline{u_i u_j u_k} \\ & = -C_\varepsilon \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_i} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \overline{u_k u_i} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

圧力-歪相関項はLRRモデル¹²⁾を用いて、

$$\Phi_{ij} = \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) = \phi_{ij1} + \phi_{ij2} + \phi_{ijw} \quad (7)$$

$$\phi_{ij1} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \phi_{ij2} = & -\frac{C_2 + 8}{11} \left(G_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} G \right) \\ & - \frac{30C_2 - 2}{55} k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{8C_2 - 2}{11} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} G \right) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\phi_{ijw} = \left\{ 0.125 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) + 0.015 (G_{ij} - D_{ij}) \right\} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon l} \quad (10)$$

とする。ここで、 k は乱れエネルギー、 l は壁面からの垂直距離である。

乱れの発生率 G は次式で定義される。

$$G = \frac{1}{2} G_{ii} \quad (11)$$

$$D_{ij} = - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \quad (12)$$

$$G_{ij} = - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (13)$$

次に ε 方程式は次式で与えられる。

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} G - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_m} (C_\varepsilon \overline{u_i u_m} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}) \quad (14)$$

以上の各式のモデル定数として、次の推奨値¹³⁾を用いて計算を行った。

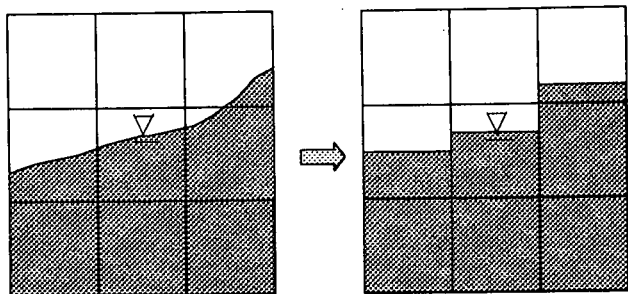


図-2 VOF法による自由水面のモデル化

$$C_s = 0.11, C_1 = 1.5, C_2 = 0.4,$$

$$C_{s1} = 1.44, C_{s2} = 1.92 \quad (15)$$

時間的に水深が変化する非定常な開水路流では自由水面変動の計算が1つの課題である。本研究では前報(2001)⁹⁾での成果をふまえて、VOF法を用いることにする。すなわち、式(16)で定義される各計算セルにおける流体占有率 F に関する輸送方程式を式(2)~(4)と連立して解くことで自由水面変化をリアルタイムに更新した。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial U_i F}{\partial x_i} = 0 \quad 0 \leq F \leq 1 \quad (16)$$

なお本研究でのVOF法では、自由水面は図-2のように計算セルのいずれかの辺に平行になるように階段上に近似表示された⁹⁾。

2.3 計算フロー

図-3は計算手順のフローチャートを表したものである。まず、MAC法を用いて前計算ステップでの速度・圧力値から現計算ステップでの速度・圧力値を求める。次に更新された速度・圧力値を用いて応力方程式を解いてレイノルズ応力 $-\overline{u_i u_j}$ を更新する。最後にVOF法により流下方向の各地点の水深を算出し、計算領域を更新する。以上の手順を指定した時間分だけ繰り返すことで非定常開水路流の数値計算を実行する。

なお、移流項の離散化にはQUICK、その他の空間微分項には2次精度中心差分を適用した。計算メッシュは等間隔の長方形格子(メッシュ数1200×35)を用いて、流下方向距離 $x/h_0 = 100$ 地点まで計算した。また以下の考察では流入・流出端の影響が小さく、流れも十分に発達している $x/h_0 = 50$ 地点の値を対象にした。

2.4 境界条件

一般に非定常開水路流れでは図-4に示すように流速が水深よりも早くピーク値をもつことが知られている。Nezuら³⁾はサイン波で流入流量を実験水路に通水してこの現象を考察しているが、本研究ではこの位相差の発生も数値計

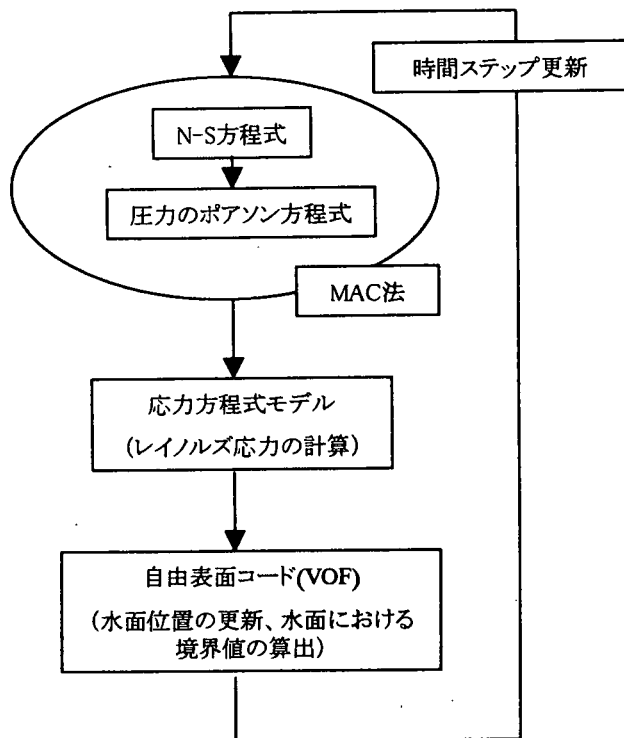


図-3 計算フロー

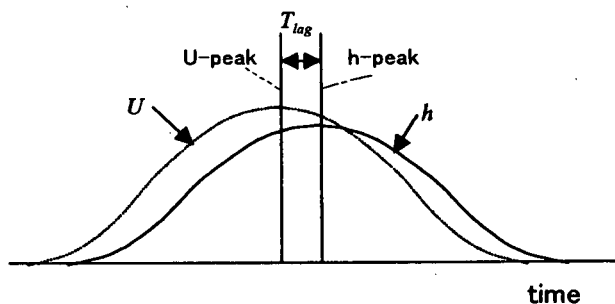


図-4 流速-水深の位相差

算で再現するために流入水深を一定にし、流速だけサイン波的に変化させた。また流入水深は上流端の第一計算点の値を用いた。乱流統計量の流入値は欄津の普遍関数⁹⁾を与えた。流出条件に関しては、勾配ゼロ条件を課した。河床条件には壁関数を用い、自由表面の条件に関しては、流速

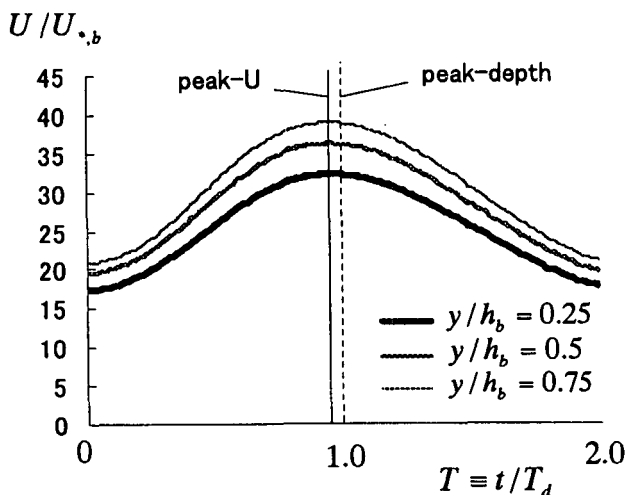


図-5 主流速の時間変化 ($\alpha = 0.74 \times 10^{-3}$)

と圧力は VOF 法により計算し、乱流統計量は勾配ゼロ条件を課した。

3. 結果と考察

3.1 主流速分布

(1) 主流速の時間変化

図-5はケースC60における、 $y/h_b = 0.25, 0.5, 0.75$ 地点での主流速 U の時間変化を示したものである。横軸には無次元時間 ($T \equiv t/T_d$) をとった。 $T = 1$ が水深ピーク時である。 U はサイン波的に変化するが、水深よりも早くピーク値に達する。この特性は底面からの距離に無関係に成立することがわかる。

図-6および図-7はケースC60における水深 h と底面せん断応力 τ_b のベースフロー値からの時間変化を示したものである。ここで、 $\Delta h = h - h_b$ 、 $\Delta \tau_b = \tau_b - \tau_{b,b}$ である。最大変化幅 Δh_p 、 $\Delta \tau_{b,p}$ の計算値と実験値はほぼ一致したので、これらで無次元化して図示した。また比較のために Nezu ら(1997)³⁾による波高計およびレーザー流速計(LDA)による実測値もプロットした。ここで τ_b は式(17)から、摩擦速度 U_* は式(18)で表される対数則から算出した。

$$\tau_b = \rho U_*^2 \quad (17)$$

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{U_* y}{\nu} \right) + A \quad (18)$$

ここで、カルマン定数は $\kappa = 0.41$ 、積分定数は $A = 5.29$ である¹⁰⁾。

計算値と実験値との一致はかなり良好である。 τ_b と h はサイン波的に変化するが、 τ_b は h よりも早くピーク値をもつ。減水期の τ_b の時間変化については、実験値が計算値より若干緩やかである。この原因は減水期における実験水路の下流端の影響が現れたと考えられる。実際、増水

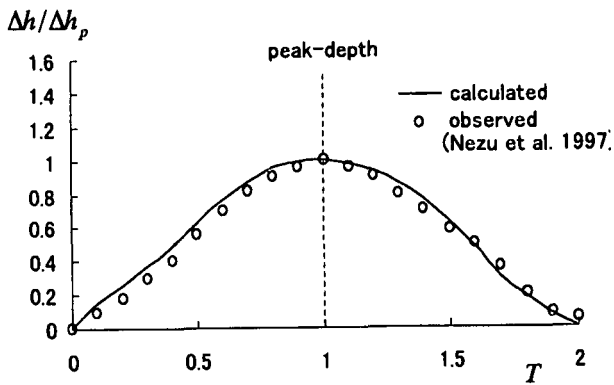


図-6 水深の時間変化 ($\alpha = 0.74 \times 10^{-3}$)

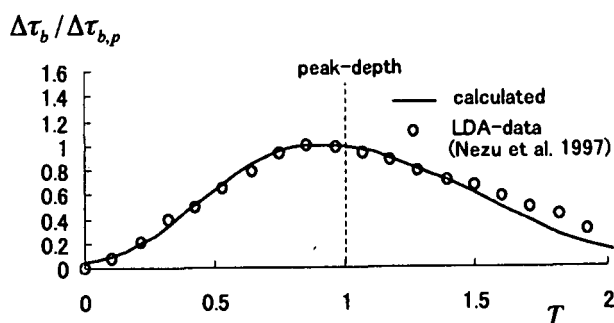


図-7 底面せん断応力の時間変化 ($\alpha = 0.74 \times 10^{-3}$)

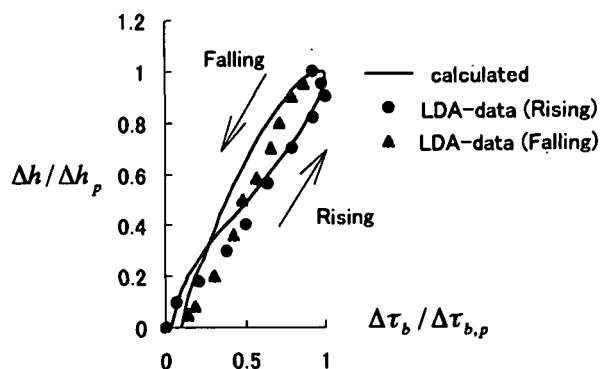


図-8 底面せん断応力と水深のループ ($\alpha = 0.74 \times 10^{-3}$)

期には下流端の影響はなく、計算値が実験値と良好な一致を示している。

τ_b と h の時間変化に位相差が生じることからこれらの時間変化は図-8に示すように左回りのループを描く。これらの結果から、同一水深においては増水期の方が、減水期に比べて底面せん断応力が大きくなることが計算でも実験でもいえる。実河川の洪水観測においても、浮遊砂濃度と水深の時間変化の間にピーク差が生じることが報告されている¹¹⁾が、この観測結果はここで述べた底面せん断応力の時間変化特性によって説明できるものと考えられ、河川工学上でも重要な知見といえる。

(2) 速度分布とwake特性

図-9にケースC60における速度の鉛直方向分布の時系

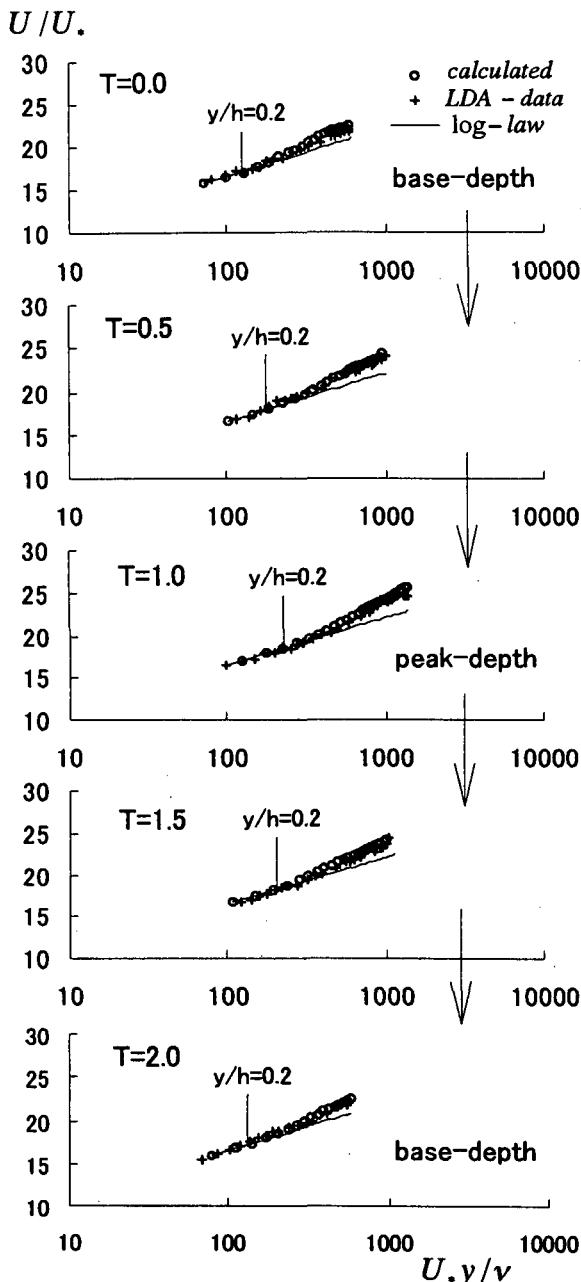


図-9 無次元速度分布 ($\alpha = 0.74 \times 10^{-3}$)

列特性を示す。Nezu ら³⁾の実験値もプロットした。縦軸は摩擦速度 U_* で無次元化した U/U_* を、横軸は底面からの無次元化距離 $y^+ = yU_*/\nu$ を取っている。Nezu-Rodi(1986)¹⁰⁾は $y/h \leq 0.2$ の内層では平均流速特性は対数則に従うが $y/h \geq 0.2$ の外層ではレイノルズ数に依存して対数則からのずれが生じることを指摘している。本研究でも内層と外層のそれぞれについて考察する。

- a)内層 ($y/h \leq 0.2$) 内層では実験結果と同様、増水期・減水期を通じて対数則にほとんど一致しており非定常乱流でも $\kappa = 0.41$ の壁法則が成立している。最近、橋本・鬼束(2001)¹¹⁾は高精度 LDA を用いて $\alpha < 2 \times 10^{-3}$ の通常の非定常性ではカルマン定数は $\kappa = 0.41$ のほぼ普遍値を示すと指摘しており、本計算値もこの妥当性を示している。
- b)外層 ($y/h \geq 0.2$) 水深が増加するにつれて、対数

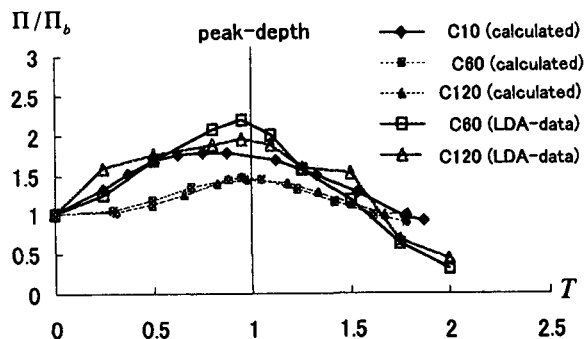


図-10 wake 特性

則からのずれである wake が強くなっており、実験結果で見られる非定常流の速度分布特性と良好に一致している。

Nezu-Rodi(1986)¹⁰⁾は、滑面開水路の外層における対数則からのずれが、境界層で用いられている Coles の wake 関数で良好に表せることを示し、次式を提唱した。

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{U_* y}{\nu} \right) + A + \frac{\Pi}{\kappa} w(\xi) \quad (19)$$

ここで、 $w(\xi) = 2 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \right) \xi$ および $\xi = y/h$ である。

Π は wake 強度パラメータで、wake の大きさを定量的に評価する指標である。図-10 に式(19)から求めた Π の時間変化を示す。 Π は流量増加とともに大きくなるが、計算値、実験値ともに水深よりも早くピーク値をもつ。また、非定常性 α が強いほど、 Π は大きく増加し、さらに Π と水深 h のピーク時刻差も大きくなることからわかる。

計算値は実験値を定性的には再現できているが、定量的にはずれが認められる。今後、自由水面の境界条件等をさらに厳密にして定量的な一致を図りたい。

(3)運動方程式における構成項の分布

非定常開水路乱流の無次元速度分布にみられる wake の増減特性の原因を理解するために、ここでは wake の変化が顕著なケース C10 を対象に非定常時における運動方程式の構成項の分布を調べる。図-11 に主流方向運動方程式の構成項である移流項 $U_j \partial U_1 / \partial x_j$ 、圧力勾配項 $-\partial(P/\rho)/\partial x_1$ 、拡散項 $\nu \partial^2 U_1 / \partial x_j^2$ 、重力項 $-\partial \Omega / \partial x_1$ およびレイノルズ応力項 $\partial(-\overline{u_i u_j}) / \partial x_j$ の分布を示す。図-12 にはその収支(残差)である加速度項 $\partial U / \partial t$ の分布を時間変化とともに示す。各項ともに重力加速度 g で無次元化してある。なお、移流項は NS 方程式の右辺に移項して、マイナスをつけて表示している。定常時($T = 0.0$)には各項とも小さな値であり、流速の増減はほぼ0である。増水期($T = 0.5$)には、移流項と圧力勾配項が卓越して流速が増加する。水深ピーク時($T = 1.0$)には上流側の流量増加がほぼ0となり、移流項および圧力勾配項の効果が小さくなるために流速変化もほとんどなくなり、定常時に近い構造をもつことがわかる。減水期($T = 1.5$)には、増水時と

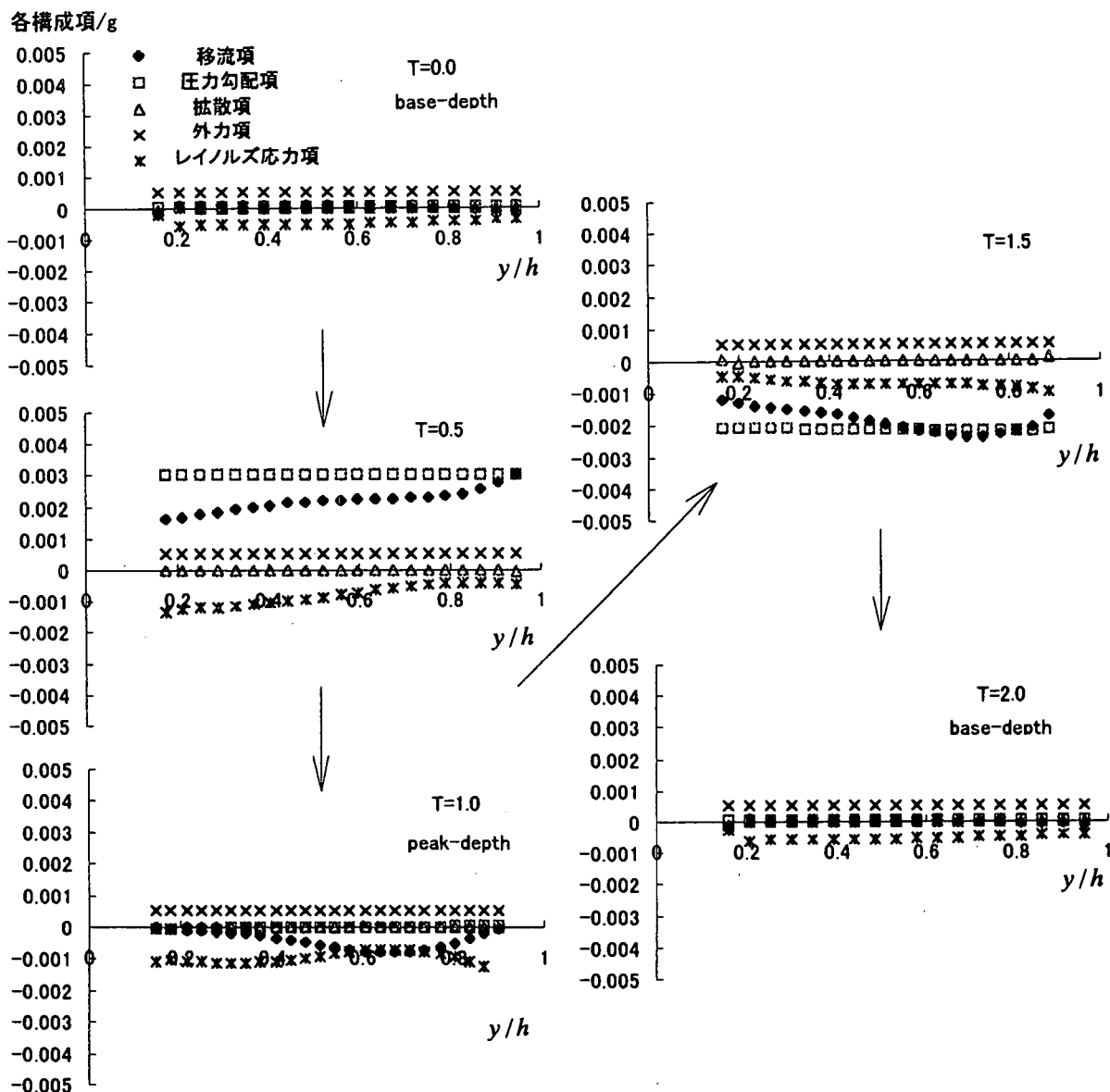


図-11 主流方向のNS方程式の構成項の時系列分布 ($\alpha = 4.44 \times 10^{-3}$)

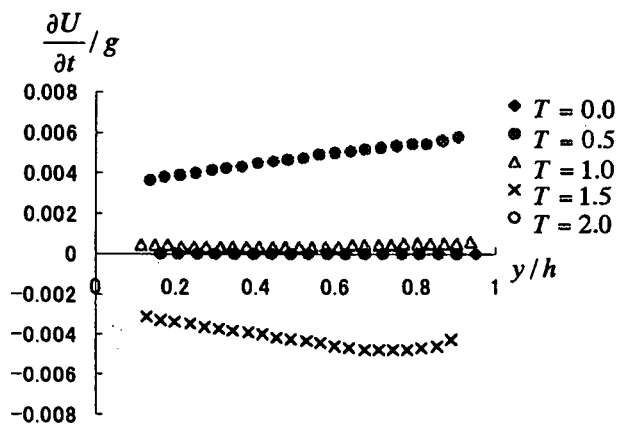


図-12 加速度項 $\partial U / \partial t$ の変化 ($\alpha = 4.44 \times 10^{-3}$)

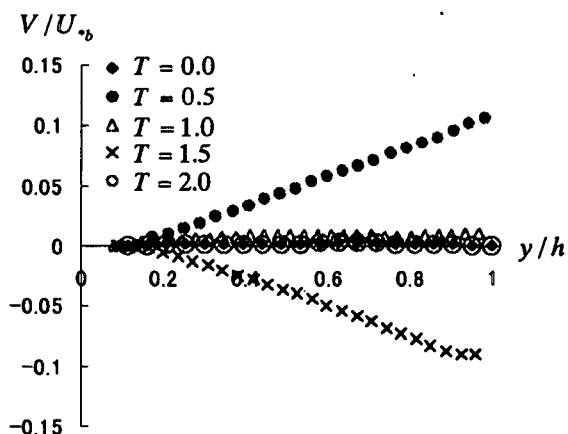


図-13 鉛直方向流速 V の分布 ($\alpha = 4.44 \times 10^{-3}$)

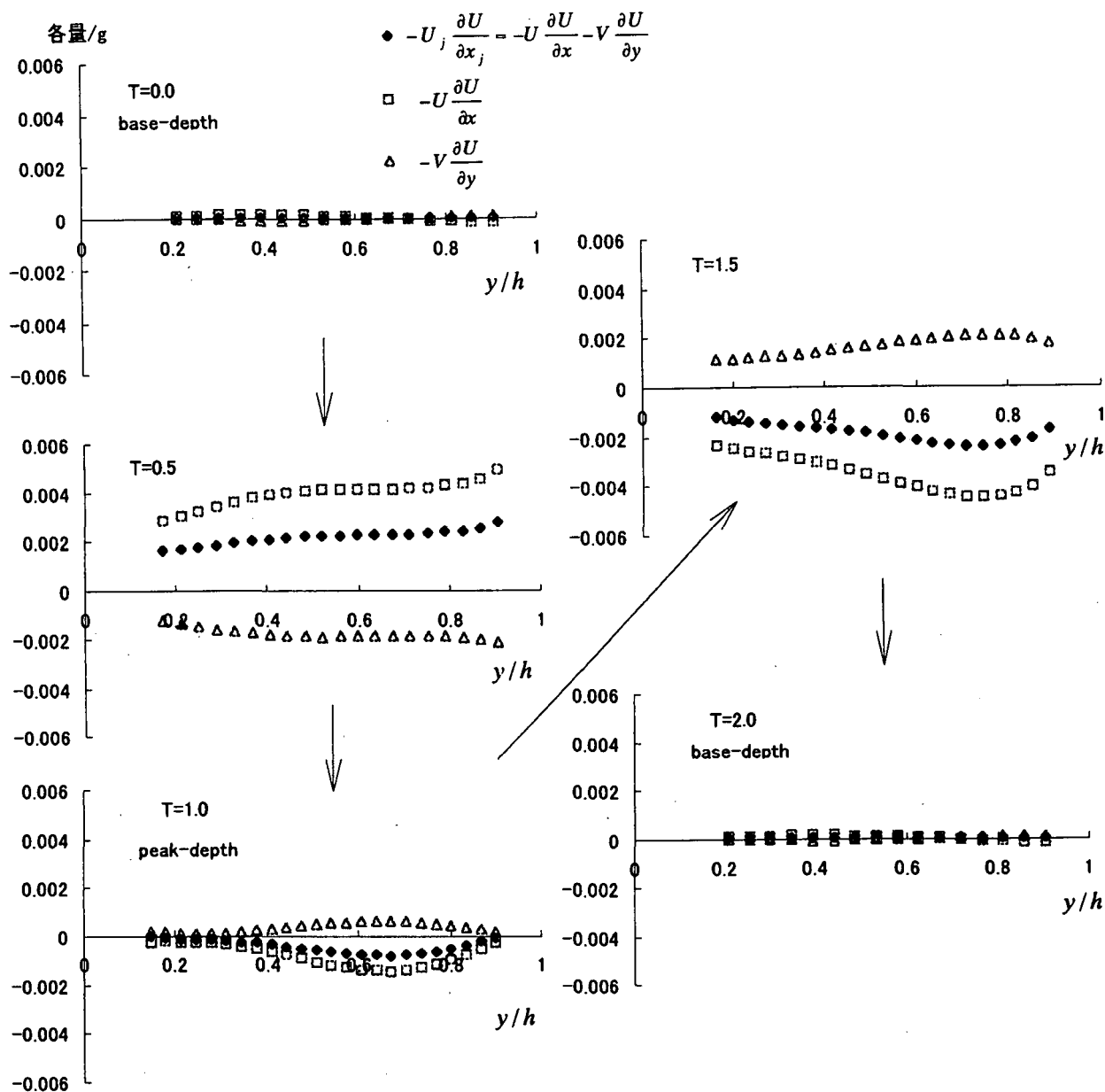


図-14 主流方向のNS方程式の移流項の時系列分布 ($\alpha = 4.44 \times 10^{-3}$)

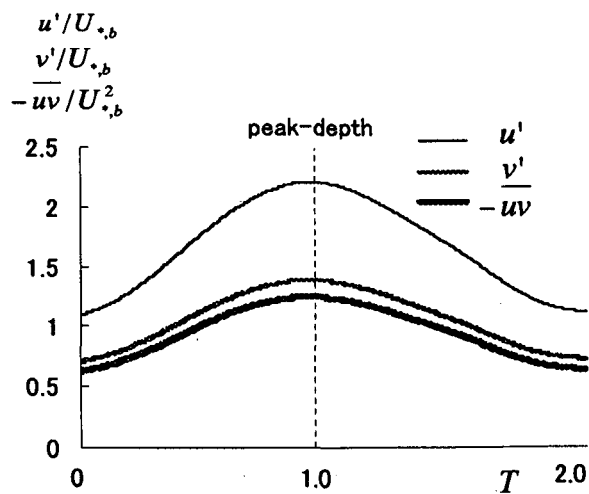


図-15 乱れ強度およびレイノルズ応力の時間変化 ($\alpha = 0.74 \times 10^{-3}$)

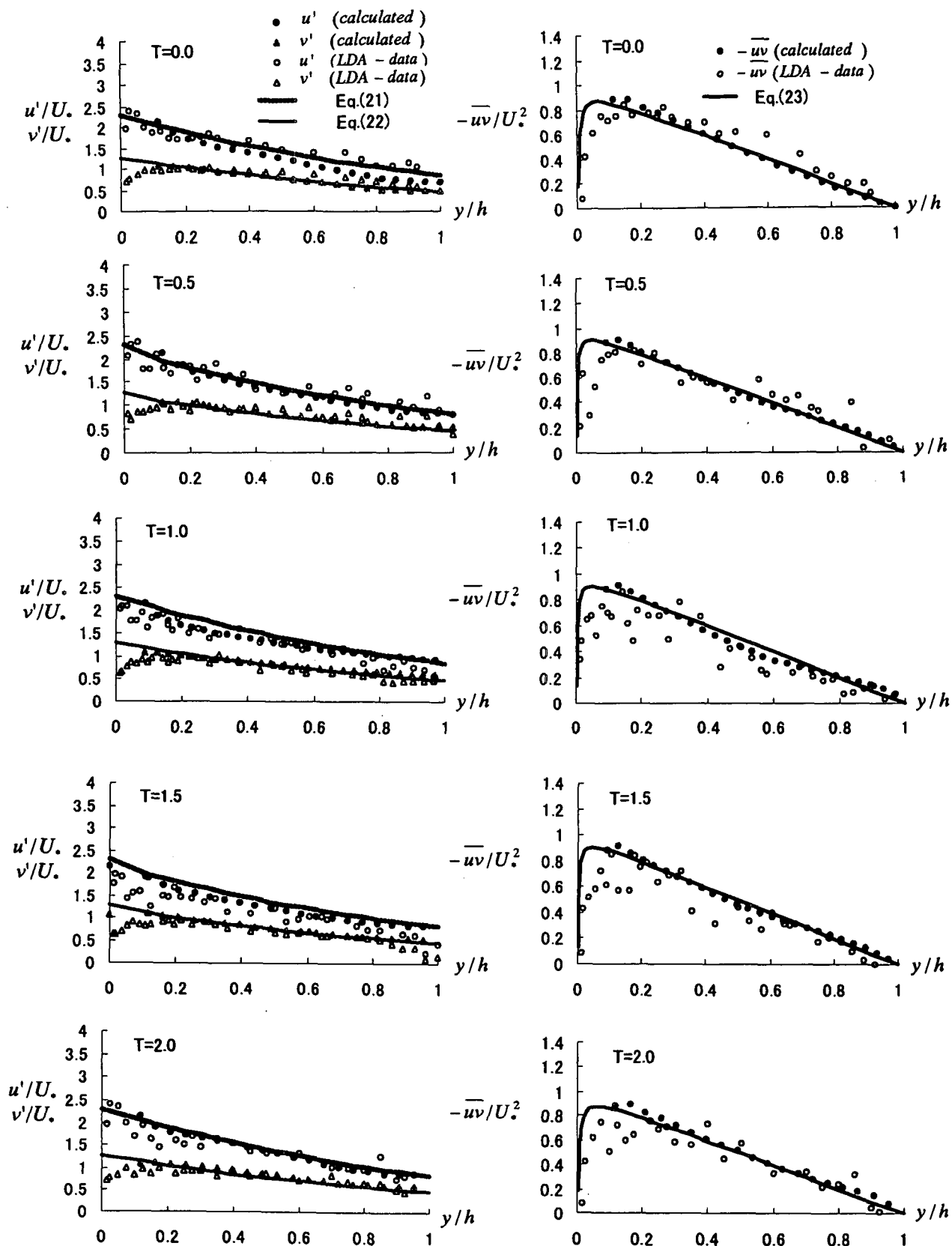


図-16 局所摩擦速度 $U_*(t)$ で無次元化した乱れ強度およびレイノルズ応力分布 ($\alpha = 0.74 \times 10^{-3}$)

同様に移流項と圧力勾配項が卓越するが、増水時とは逆に流速を減ずる効果をもつ。増水期($T = 0.5$)および減水期($T = 1.5$)に移流項と圧力勾配項が卓越するが、圧力勾配項は全期間を通じて鉛直方向にほぼ一定の分布をもつ。一方、移流項の絶対値は増水期($T = 0.5$)と減水期($T = 1.5$)では異なる分布をもち、複雑な構造をしている。水深と流速の時間変化に位相差を伴うことが移流項の内部構造をより複雑化していると考えられるが詳細は不明であり、今後の課題としたい。

図-13に鉛直方向流速 V の分布を示す。定常時ではほとんど0であるが水深増加時には自由水面の動きに合わせてその値は増加し、水面近傍ほど大きな値をもつ。減水時には、負となるが絶対値は水面に近いほど大きい。

鉛直2次元場では、移流項は次のように x および y 方向の2成分から構成される(以下それぞれ x 成分、 y 成分と呼ぶ)。

$$-U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -U \frac{\partial U}{\partial x} - V \frac{\partial U}{\partial y} \quad (20)$$

図-14に移流項とその構成項の分布を時間変化とともに示す。増水期($T = 0.5$)には $\partial U / \partial x < 0$ 、 $V > 0$ となるので x 成分は加速、 y 成分は減速の作用をするが、 x 成分の影響が大きいため、移流項全体は加速($\partial U / \partial t > 0$)の働きをする。一方、減水期($T = 1.5$)には増水期とは逆に $\partial U / \partial x > 0$ 、 $V < 0$ となるので x 成分は減速、 y 成分は加速の作用をするが、 x 成分の影響の方が大きいため、移流項全体は減速($\partial U / \partial t < 0$)の働きをする。特に増水期($T = 0.5$)には $\partial V / \partial y > 0$ となり V が鉛直方向に勾配をもつ。このため、連続式を満たすために $|\partial U / \partial x|$ が大きくなり、定常時と比べて移流項が増加する。その結果、主流速が過剰に大きくなる。逆に減水期では自由水面付近で移流項は減少するから Π 値も減少すると考えられる。すなわち非定常時におけるwake増加は流下方向圧力勾配の効果だけでなく、ここで述べた鉛直方向流速 V もwake増加に影響を及ぼすものと考えられる。

また本節で示したように比較的非定常性の大きな開水路流れにおける移流項の影響は圧力勾配項と同程度に大きいので、移流項の計算スキームには高精度のものが必要であるといえる。

3.2 乱れの時間変化と普遍特性

(1) 乱れ統計量の時間変化

図-15はケースC60の $y/h_b = 0.5$ における乱れ強度およびレイノルズ応力の時間変化を示したものである。横軸には無次元時間 $T = t/T_d$ をとった。これらの乱れ統計量は、流量の変化に対応して増減しており、図-5および図-6に示した流速および水深と同形の変化をしている。またこれらはほぼ同時刻にピーク値をもつことがわかる。

(2) 無次元乱れ強度とレイノルズ応力の分布

図-16にケースC60における乱れ強度およびレイノルズ

応力の水深方向分布の時間変化特性を示す。図中の曲線は次式で表される等流状態での欄津の普遍関数¹²⁾とレイノルズ応力の三角形分布である。局所摩擦速度 U_* で無次元化した乱れ強度およびレイノルズ応力は増水期・減水期を通じてほぼ普遍特性を保つことがわかり、実験値と同様の傾向が得られた。

$$\frac{u'}{U_*} = 2.30 \exp\left(-\frac{y}{h}\right) \quad (21)$$

$$\frac{v'}{U_*} = 1.27 \exp\left(-\frac{y}{h}\right) \quad (22)$$

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = 1 - \frac{y}{h} - \frac{1}{\kappa \cdot (hU_*/v_*) \cdot (y/h)} \quad (23)$$

このように鉛直方向の無次元乱れ構造は定常時とほとんど変わらないが、非定常時において、自由水面近傍で乱れが等方化(u' が減少し、 v' が増加する)するという報告¹³⁾もあり、今後はより多くのケースで詳細に検証したい。

4. 結論

応力方程式モデルとVOF法を用いて水深変化を有する非定常開水路乱流の鉛直2次元場の数値計算を行い、レーザ流速計による実験値と比較した。本研究で得られた重要な結果を列挙すれば以下のようなものである。

- 1) 計算値と実験値の主流速、水深および底面せん断応力の時間変化はほぼ一致した。さらに底面せん断応力と水深の位相差が原因で発生するループ特性も再現することができた。
- 2) 計算値は、無次元速度分布および乱れ分布の普遍特性を比較的良好に再現できた。
- 3) 非定常開水路流れでは、wakeは定常時に比べて、圧力勾配と移流項の増加によって大きくなる。また鉛直方向流速の存在もwake増加に影響する。

今後は本モデルを3次元へ拡張して実河川流で重要な2次流、ボイル渦およびバースト現象等の再現を試みたい。

最後に本学の牛島省助教授と鬼束幸樹助手には本研究を行うにあたって有益なアドバイスを頂いた。ここに謝意を表する。

参考文献

- 1) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulent Structures over Dunes and its Role on Suspended Sediments in Steady and Unsteady Open-Channel Flows, *Int. Symp. on Transport of Suspended Sediments and its Mathematical Modeling*, IAHR, Florence, pp.165-190, 1991.
- 2) 欄津家久・門田章宏・中川博次: 非定常開水路流れの乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.491/II-27, pp.81-88, 1994.

- 3) Nezu, I., Kadota, A. and Nakagawa, H.: Turbulent structure in unsteady depth-varying open channel flows, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, vol.123, pp.752-763, 1997.
- 4) 瀬津家久・牛島省・山上路生・坂根由季子：低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルと VOF 法を用いた非定常開水路流の数値計算, 水工学論文集, 第 45 巻 pp.547-552, 2001.
- 5) Hirt, C.W. and Nichols, B.D.: Volume of fluid method for the dynamics of free boundaries, *J.Comp. Phys.*, vol.39, pp.201-225, 1981.
- 6) Hanjalic, K. and Launder, B. E.: A Reynolds stress closure model of turbulence and its application to thin shear flows, *J.Fluid Mech.*, vol.52, pp.609-638, 1972.
- 7) Launder, B. E., Reece, G. J. and Rodi, W.: Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure, *J. of Fluid Mech.*, vol.68, pp.537-566, 1975.
- 8) 米山望・守屋祥一：VOF 法を用いた自由液面の数値解析手法, 水工学論文集, 第 39 巻 pp.373-378, 1995.
- 9) 次より引用：Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence in Open-Channel Flows, IAHR-Monograph, Balkema Publishers, Netherlands, 1993.
- 10) Nezu, I. and Rodi, W.: Open-channel measurements with a laser Doppler anemometer, *J. Hydraulic Eng.*, vol.112, pp.335-355, 1986.
- 11) 木下良作：航空写真による洪水流解析の現状と今後の課題, 土木学会論文集, No.345/II-1, pp.1-19, 1984.
- 12) 瀬津家久・鬼束幸樹：非定常性が Karman 定数に及ぼす影響, 水工学論文集, 第 45 巻, pp.625-630, 2001.
- 13) 瀬津家久・門田章宏・中川博次：自由水面領域の非定常乱流特性に関する特性, 土木学会論文集, No.509/II-30, pp.121-130, 1995.

(2001 年 4 月 20 日 受付)