

# 水深変化を有する非定常な開水路流れの数値計算

禰津家久<sup>1</sup>・牛島省<sup>2</sup>・山上路生<sup>3</sup>

<sup>1</sup>フェロー会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

<sup>2</sup>正会員 工博 京都大学大学院助教授 環境地球工学専攻 (同上)

<sup>3</sup>学生員 京都大学大学院 環境地球工学専攻 (同上)

水深変化を有する非定常開水路乱流を対象に低レイノルズ数型  $k-\epsilon$  モデルと VOF 法を用いて数値計算を行った。その結果、従来実験で指摘されている非定常開水路乱流の特性、すなわち主流速分布の自由表面近傍での wake や無次元乱れ強度およびレイノルズ応力分布の普遍特性を再現することができた。

さらに、非定常開水路流では底面近傍でエネルギー発生率と散逸率の大小関係が定常時に比べて逆転することや乱れのピークが主流速のピークと水深のピーク時刻の間に出現することが本計算によって予測された。

**Key Words :** unsteady open-channel flow, low-Reynolds number  $k-\epsilon$  model, VOF method

## 1. はじめに

一般に、実河川の流れは洪水時に見られるように時間的な非定常性を有している。また洪水時の河川流には様々なスケールの組織渦が頻繁に現れ、各種の物質輸送がこの組織渦によって引き起こされる。したがって非定常開水路流れの乱流構造を解明することは、基礎水理学的に重要であることはもちろん、防災上の合理的な水工設計や水域環境の構築のためにも必要不可欠である。

非定常開水路乱流の実験的研究は、①非定常発生装置や②精度の高い流速計の開発が必要なため、その進展は遅く約 10 年ほど前から本格的に着手された比較的新しい研究である。

林・大島(1988)<sup>1)</sup>は 3 次元複列正弦波上の非定常流れを対象に、ホットフィルム流速計を用いて流速測定を行い、洪水の増水期および減水期の乱れ特性について考察した。同一水深時における増水期および減水期における平均流速、乱れ強度およびレイノルズ応力は、河床波による空間的な加速および減速の影響とは無関係に増水期の方が大きくなることを示唆した。また、流速、流量、水深の順に時間差を伴ってピークが現れることを指摘した。

禰津(1992)<sup>2)</sup>は、コンピュータ支援で任意の流れ場(非定常乱流)発生装置を作り、2成分レーザー流速計と波高計を使って非定常流の乱流解析法すなわち平均流速と乱れ成分の分離法を確立した。

また、浮遊砂輸送に及ぼす非定常効果も言及した。

一方、長谷川(1992)<sup>3)</sup>は、石狩川における洪水流の実測から、増水期における浮遊砂濃度および乱れが減水期のそれらよりも大きくなることを示し、上述の禰津の結果を裏付けた。

Nezu and Nakagawa(1995)<sup>4)</sup>は、禰津の非定常解析法を駆使して滑面および粗面開水路の非定常の乱流構造を研究し、増水期・減水期ともにほぼ対数則が成立することや流速・乱れ・せん断応力のループ特性を示し、洪水流の特性を説明した。

Nezu ら(1997)<sup>5)</sup>は、2成分3ビーム He-Ne レーザ流速計を用いて非定常滑面乱流における粘性底層の測定を行い、理論式から摩擦速度を算出することで、カルマン定数と積分定数に及ぼす非定常効果をはじめて議論した。その結果、非定常性がある程度小さければ、積分定数は変化するものの、カルマン定数は定常流とほぼ同じく 0.41 の普遍値を示すことがわかった。さらに水深が変化する外層での乱れ特性量の変化は独特の非定常効果を示すことを示唆した。鬼束・禰津(1999)<sup>6)</sup>は、最新鋭の 4 ビーム Ar-ion レーザ流速計(LDA)を駆使して比較的非常性の強い流れ場を対象に粘性底層付近の測定を高精度に行い、非定常性が強くなればカルマン定数が普遍値の 0.41 から若干ずれるという新しい知見を得た。

このように非定常開水路流に関しては今日までに多くの貴重な LDA のデータベースが得られている。しかし、これらの研究のほとんどは実験およ

表-1 計算ケースと記号の説明

case	$T_d$	$U_{m,b}$	$U_{m,p}$	$h_b$	$h_p$	$\alpha(\times 10^{-4})$
SC3T1	60	0.3	0.58	0.04	0.066	0.98
SC3T2	90	0.3	0.58	0.04	0.066	0.73
SC3T3	120	0.3	0.58	0.04	0.066	0.49

$T_d$ (s) : 水位上昇時間       $\alpha$  : 非定常パラメータ  
 $U_{m,b}$ (m/s) : ベース時の断面平均流速  
 $U_{m,p}$ (m/s) : ピーク時の断面平均流速  
 $h_b$ (m) : ベース水深       $h_p$ (m) : ピーク水深  
 ここで  $b$  および  $p$  はベース時とピーク時を表す添字である。

び野外観測で行われたものであり, RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes equation) モデルを用いた数値計算から非定常流の内部構造に関する詳細な検討はほとんどみられない。また, 一般に実験によって非定常流の乱流構造を全水深領域にわたって詳細に測定することは多大な時間と労力を要し, さらに水深増加領域や底面領域における各物理量の測定も簡単ではない。またレイノルズ数が高い場合, 粘性底層の寸ちはより薄くなるから測定は制限され, 壁面近傍領域の速度や乱れの減衰効果を評価することは難しくなる。このような現況から, 今後は数値計算的なアプローチ (CFD) が必要になると考えられる。

さて閉管路 (パイプ) の非定常流は往復振動流が代表例であるが, 境界条件が固定しているから, 計算が比較的容易である。一方, 開水路は水面自体が変動するからかなり複雑な現象である。ただし, 圧力勾配によって内部構造が受ける影響は, 自由表面の存在により, 管路流に比べて小さいと考えられる。

そこで, 本研究では定常流において信頼性が確認されている低レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデルと VOF (Volume of fluid) 法を併用して, 水面が変動する非定常開水路流の内部構造を粘性領域を含めた全水深領域にわたって数値計算し, Nezu ら (1997)<sup>5)</sup> の LDA データと比較して, その有効性を示す。

さらに非定常開水路流における乱れエネルギー収支の時系列特性や速度, 水深および乱れのピーク出現時刻の遅れ時間などを数値予測してみる。

## 2. 計算手法と計算条件

### (1) 計算ケースと計算フロー

本研究では, Nezu ら (1997)<sup>5)</sup> の LDA の実験ケース (表-1) と比較できるように条件をこれに一致させた。流入流量は, 時間的にサイン波のハイドロ

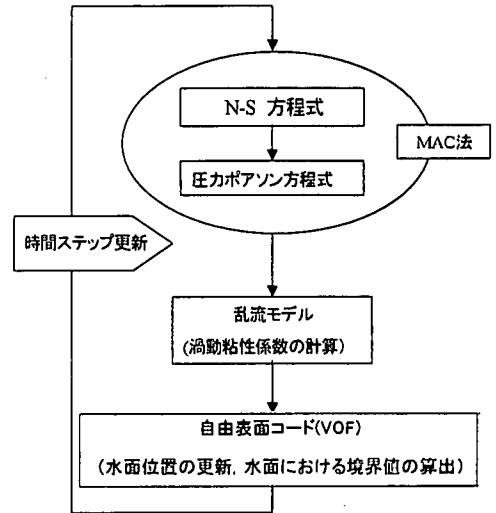


図-1 計算フローチャート

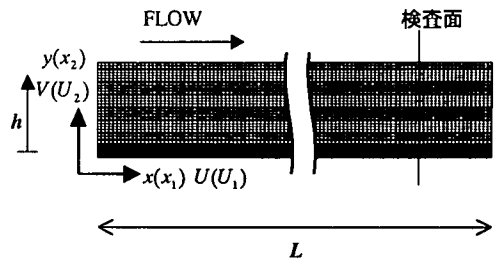


図-2 計算格子と座標系

である。非定常パラメータ  $\alpha$  として瀬津ら<sup>3~6), 11)</sup> が定義した式 (1) が有効なので本数値計算でも使って, 比較検討する。

$$\alpha \equiv \frac{1}{U_c} \frac{\partial h}{\partial t} \equiv \frac{1}{U_c} \frac{h_p - h_b}{T_d} = \frac{V_s}{U_c} \quad U_c = \frac{U_{m,b} + U_{m,p}}{2} \quad (1)$$

ここで  $U_m$  は断面平均主流速,  $h$  は水深である。

図-1 は計算手順のフローチャートを表したものである。まず, 非圧縮性流体計算コードである 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-圧力値を用いて低レイノルズ数  $k-\varepsilon$  モデルから, 現計算ステップの  $k$  および  $\varepsilon$  を算出する。最後に VOF 法により流下方向の各地点の水深を算出し, 自由表面での境界条件を更新する。以上の手順を指定した時間分だけ繰り返すことにより非定常開水路流の数値計算が可能となる。またスタガード格子を用いてスカラー量は格子の中心に, 速度は格子境界に配置した。

図-2 は計算格子図であり、本研究は2次元(2-D)乱流場を対象とした。格子点数は主流方向に300点、鉛直方向に50点である。鉛直方向の格子幅は等比級数を用いて底面ほど細かくした。粘性底層での計算を可能とするために底面からの第一格子点高は $y^+ = U_\tau y / \nu < 0.5$ を満たすように設定した。計算は、 $L$ を流下方向計算区間長とすると $L/h_b \cong 20$ までの領域にわたって行った。以下の考察で用いる各計算値は $x/L = 0.9$ の検査面の値である。

## (2) 低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル

標準的な  $k-\varepsilon$  では  $y^+ \geq 50$  に計算第一点を取り境界条件として壁関数を用いるため、本研究のような粘性底層 ( $y^+ \leq 5$ ) までの壁の極近傍は厳密には解けない。そこで、渦動粘性係数および  $\varepsilon$  方程式中の生成項、拡散項に減衰関数を導入することで底面近傍の乱流挙動をより正確に再現できる低レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデルが必要である。低レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデルは Jones と Launder (1972)<sup>7)</sup> 以来、多くのモデルが提案されているが、ここでは、比較的新しい次式で表される Abe ら (1992)<sup>8)</sup> のモデルを用いた。

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) + \Omega_i \quad (i=1,2, j=1,2) \quad (2)$$

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} + G - \varepsilon \quad (j=1,2) \quad (3)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} f_1 G - C_{\varepsilon 2} f_2 \varepsilon) \quad (j=1,2) \quad (4)$$

$$G = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (5)$$

$$\nu_t \equiv C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

ここで、

$$f_1 = 1.0$$

$$f_2 = \left\{ 1 - \exp(-y^*/3.1) \right\}^2 \left[ 1 - 0.3 \exp\left\{ -(Rt/6.5)^2 \right\} \right]$$

$$f_\mu = \left\{ 1 - \exp(-y^*/14) \right\}^2 \left[ 1 + \frac{5}{Rt^{3/4}} \exp\left\{ -(Rt/200)^2 \right\} \right]$$

$$Rt \equiv \frac{k^2}{\nu \varepsilon}, \quad \eta \equiv \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, \quad y^* \equiv \frac{y}{\eta}$$

$$C_\mu = 0.09, C_{\varepsilon 1} = 1.5, C_{\varepsilon 2} = 1.9, \sigma_k = 1.4, \sigma_\varepsilon = 1.4,$$

$\Omega_i$ : 重力項,  $P$ : 圧力,  $U_i$ : 平均流速,

$\overline{u_i u_j}$ : レイノルズ応力 である。

## (3) VOF 法

現在、様々な自由表面計算モデルが提案されているが、本研究では、各セルの液体占有率だけで自由表面形状を正確に表現できる VOF 法を用いる。

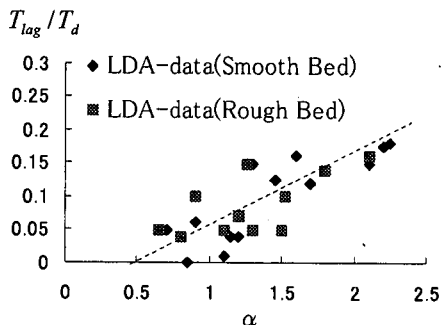


図-3 ピーク時間差と非定常性の関係 (禰津ら<sup>11)</sup>)

VOF 法は、MAC 法を考案した Hirt and Nichols (1981)<sup>9)</sup> によって提唱されたオイラー的自由表面計算コードである。計算セル中の液体の占有する割合を表す移流関数  $F$  を用いて各セルの状態を判別して各地点の水深がリアルタイムで計算できる。具体的には、 $F=0$  となるセルには気体(空気)が完全充填し、 $0 < F < 1$  となるセルには気体と液体が混合しており、 $F=1$  のセルは液体が完全充填していることを表す。一般に  $F$  は流れ場に応じて下記の移流方程式に基づいて時間的・空間的に変化し、本研究でも速度-圧力場の算出と同時にこの方程式を解くことで時空間的に自由表面の位置を更新する。数値計算上、 $F > 1$  となるセルは  $F=1$  とし、 $F < 0$  となるセルは  $F=0$  とした。また流速は2つのセル界面上に設定されるが、2つのうち少なくとも一方のセルが自由表面セルの場合、鉛直方向において1つ下方に配置される流速値を用いた。自由表面セルの圧力は、自由表面圧力(本計算では0)と隣接流体セルの圧力値から線形近似によって与えた。水深は各セルの  $F$  値と鉛直方向格子幅  $dz$  の積を鉛直方向に足し合わせることで求めた。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial U_i F}{\partial x_i} = 0 \quad 0 \leq F \leq 1 \quad (7)$$

## (4) 非等方乱流モデル

西島 (1991)<sup>10)</sup> は、統計理論からレイノルズ応力の勾配拡散近似に関する非等方乱流モデルを提案した。式(2)および(5)中のレイノルズ応力成分はこのモデルによって求めた。またこれにより乱れエネルギーのみならず乱れ強度およびレイノルズ応力の評価が可能となる。

$$\overline{u_1^2} = \frac{2}{3} k - 2\nu \frac{\partial U_1}{\partial x_1} + \frac{1}{3} \frac{k}{\varepsilon} \nu \cdot \left\{ (C_1 + C_2 + C_3) \cdot \left[ \frac{\partial U_1}{\partial x_1} \right]^2 + (2C_1 - C_2) \cdot \left[ \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \right]^2 + C_2 \cdot \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \frac{\partial U_2}{\partial x_1} + (-C_1 + 2C_2) \cdot \left[ \frac{\partial U_2}{\partial x_1} \right]^2 \right\} \quad (8)$$

$$\overline{u_2^2} = \frac{2}{3} k - 2\nu \frac{\partial U_2}{\partial x_2} + \frac{1}{3} \frac{k}{\varepsilon} \nu \cdot \left\{ (C_1 + C_2 + C_3) \cdot \left[ \frac{\partial U_1}{\partial x_1} \right]^2 \right.$$

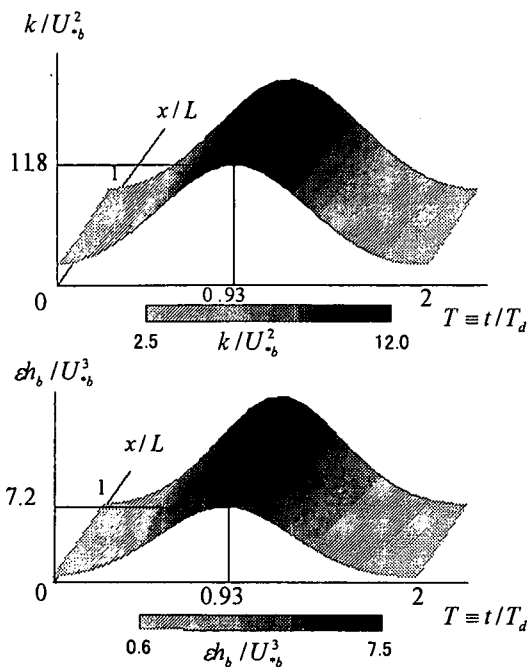


図-4 開水路非定常乱流の3次元表示(CASE: SC3T1)

$$+ (2C_1 - C_2) \cdot \left[ \frac{\partial U_2}{\partial x_2} \right] + C_2 \cdot \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \frac{\partial U_2}{\partial x_1} + (-C_1 + 2C_2) \cdot \left[ \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \right] \quad (9)$$

$$- u_1 u_2 = -v_1 \left[ \frac{\partial U_1}{\partial x_2} + \frac{\partial U_2}{\partial x_1} \right] + \frac{k}{\varepsilon} v_1 \cdot (C_1 - C_2) \cdot \left[ \frac{\partial U_2}{\partial x_1} - \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \right] \cdot \frac{\partial U_1}{\partial x_1} \quad (10)$$

$C_1 = 0.63$   $C_2 = -3.67$   $C_3 = -0.07$  (モデル定数)

#### (5) 本研究での計算条件

- a) 流入条件 従来の研究から一般に非定常開水路流れでは、水深と速度のピーク時刻に時間差  $T_{lag}$  が生じることが知られている。楠津ら(1994)<sup>11)</sup>は、その時間差  $T_{lag}$  は非定常パラメータ  $\alpha$  とほぼ線形関係があると指摘した(図-3)。計算機能力の制限で十分に長い流下方向距離を確保できないので、本計算では、この結果を用いて sin 波的に変化する流入速度と流入水深に  $T_{lag}$  の位相差を与えた。また流入圧力には静水圧分布を、流入速度分布には対数則を、乱れエネルギー  $k$  と散逸率  $\varepsilon$  に関しては楠津(1977)の普遍関数<sup>12)</sup>を用いた。
- b) 流出条件 すべての計算値に自由流出条件を用いた。
- c) 底面境界条件 No-slip 条件を用いた。
- d) 自由表面境界条件 流速および圧力値は VOF 法(前述)により設定し、 $k$  と  $\varepsilon$  は対称条件を与えた。

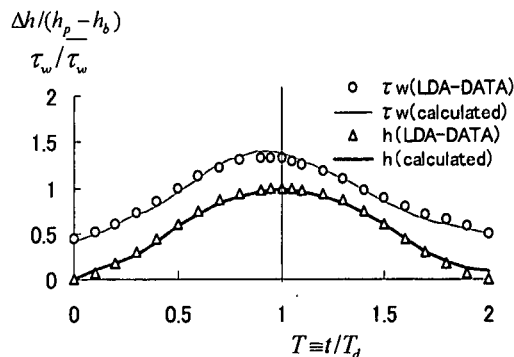


図-5 水深と底面せん断応力の時系列変化(CASE: SC3T1)

### 3. 計算結果および考察

#### (1) 非定常流の時空間図

図-4は本計算で得られた  $y/h_b = 0.3$  における乱れエネルギー  $k$  および乱れエネルギー散逸率  $\varepsilon$  に関する時空間分布を表す。乱れエネルギー、散逸率ともに空間的な変化よりも時間的な変化の方が大きく、流下方向への変化は相対的に小さい。また乱れエネルギーおよび散逸率は、 $t/T_d = 0.93 < 1.0$  でピークが生じ、増水期で起きている。乱れの増加は流速と水深の増加によって引き起こされるが、流速と水深の時間挙動には位相差が存在し、水深ピーク以前に流速がピーク値をもつ。その結果、乱れエネルギーと散逸率は水深ピーク以前にピーク値をもつと考えられる。

また非定常流れの散逸率を実験で求めることは現段階では困難なことを考えると、これを数値予測した点は意義がある。

#### (2) 底面せん断応力の時間変化特性

図-5に検査面におけるベースフローからの水深変化  $\Delta h$  と底面せん断応力  $\tau_w = \rho U^2$  の時間変化を示す。横軸には水位上昇時間による無次元化時間  $T \equiv t/T_d$  を取った。両者ともサイン曲線的な挙動を表すが、せん断応力のピークが水深のピーク ( $T=1$ ) よりも時間的に早く現れており、従来のレーザー流速計(LDA)の実験値とほぼ一致している。このことは、実河川の洪水時において減水期より増水期の方が浮遊物質濃度が高いという観測結果<sup>3)</sup>とも一致し、流砂水理学、環境水理学上重要な知見である。なお  $\tau_w$  は速度分布から求められるものであり、速度分布は乱流モデルに依存するものと考えられるので  $\tau_w$  の時間変化特性を精度よく

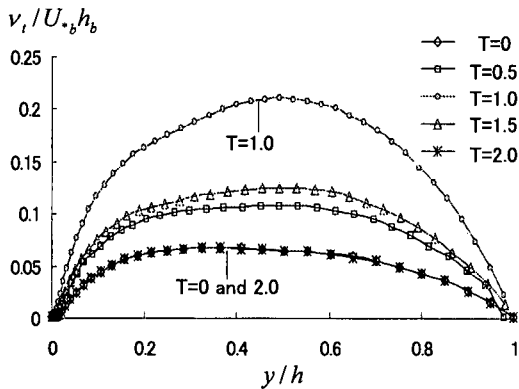


図-6 ベースフローの摩擦速度  $U_b$  と水深  $h_b$  で無次元化した渦動粘性係数の水深方向分布の時系列変化

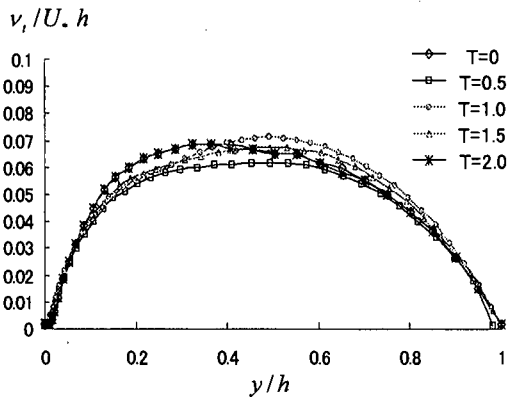


図-7 各時刻での摩擦速度  $U_b$  と水深  $h$  で無次元化した渦動粘性係数の水深方向分布の時系列変化

計算するためには高精度の乱流モデルが必要であると考えられる。

### (3) 渦動粘性係数の水深方向分布特性

図-6 にベースフローの摩擦速度  $U_b$  と水深  $h_b$  で無次元化された検査面における渦動粘性係数  $v_t$  の分布を示す。  $v_t$  は定常時 ( $T \leq 0$ ) においては放物線分布をしているが、水深が増加し流量がピークに近づくにつれて、放物線の面積が大きくなり半水深領域を中心に  $v_t$  が大きくなる。さらに減水期から再び定常状態に戻るにつれて放物線の面積が小さくなり、  $v_t$  の分布は初期分布に戻る。

一方、図-7 に各時刻における摩擦速度  $U_b$  と水深  $h$  によって無次元化された渦動粘性係数  $v_t$  の変化を示す。この図から、各時刻の摩擦速度と水深で無次元化すれば、渦動粘性係数はベース時、ピーク時に関わらず、ほぼ同じ分布になる。また他の

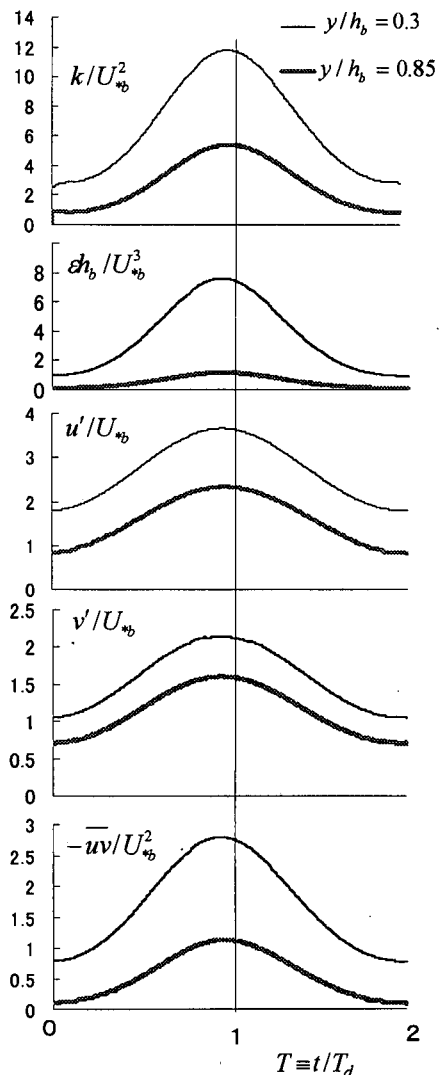


図-8 乱れエネルギー、散逸率、乱れ強度およびレイノルズ応力の時系列変化特性 (CASE: SC3T1)

2 ケースについても同様の結果が得られ、  $v_t$  の外部変数による普遍特性が非定常時においてもほぼ成立することがわかった。

### (4) 乱れと水深ピークの出現時刻の関係

図-8 はベース時摩擦速度  $U_b$  と水深  $h_b$  で無次元化した乱れエネルギー  $k$ 、散逸率  $\epsilon$ 、  $x$  方向および  $y$  方向の乱れ強度  $u'$ 、  $v'$ 、レイノルズ応力  $-\overline{uv}$  の時間変化を示すもので、  $y/h_b = 0.3, 0.85$  の2つの高さでの結果である。流量が増加するにつれて乱れが大きくなり、そのピークは水深ピーク以前に出現する。また、乱れエネルギー、散逸率、乱れ強度、レイノルズ応力はいずれも同時刻にピークをもつことがわかる。

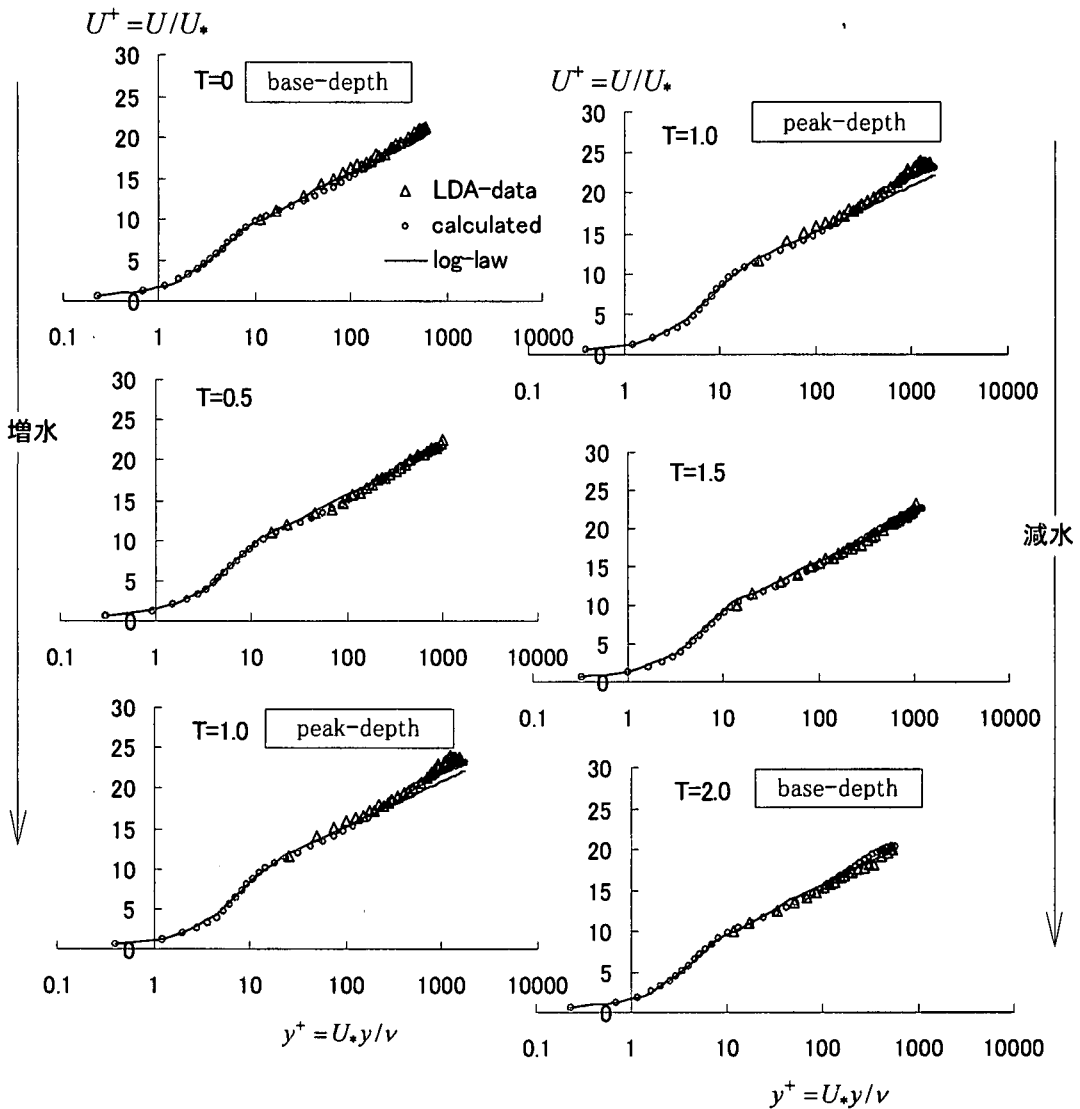


図-9 主流速  $U(y, t)$  の内部変数表示の時刻  $T \equiv t/T_d$  に対する変化  
(左図：増水期 右図：減水期)

(5) 主流速の分布特性

図-9 は主流速の集合平均値  $U$  を内部変数表示したもので、時刻  $T \equiv t/T_d$  を変化させている。図には Nezu ら(1997)<sup>5)</sup> のレーザー流速計による実測値 (LDA 値) も併示した。

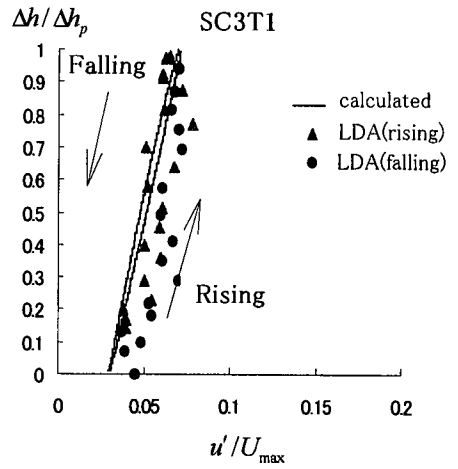
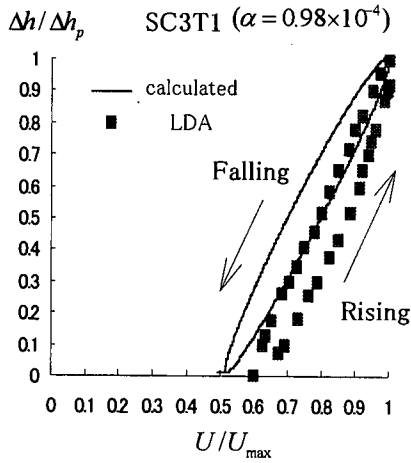
a) 外層 ( $y^+ \geq 200$ ) 定常状態では  $Re$  数が小さいため、速度分布はほぼ水面まで対数則に従うが、水深がピークになるにつれて、対数則からずれて wake が生じており、実験結果でみられる非定常流の速度分布特性と良好に一致している。

b) 内層 ( $y^+ \leq 200$ ) バッファー層では実験結果と同様、非定常時においても非定常効果が陽には現れず、乱流構造の普遍特性が保たれることがわか

る。

(6) ループ特性

図-10 は底面からの距離が  $y = 2.4 \text{ cm}$  ( $y/h_b = 0.6$ ) の測点の水深変化に対する平均速度  $U$  および主流方向乱れ強度  $u'$  の変化を示す。実験値 (LDA 値)、計算値とともに反時計回りのループを描く。また、非定常性  $\alpha$  が大きいほどループの面積が大きくなる傾向も実験結果と一致している。これは、非定常性が大きいほど速度、乱れ強度およびレイノルズ応力と水深との時間変化における位相のずれが大きくなるためである。実験値との定量的な一致は必ずしもよくなく、さらに精緻な



大

非定常性

小

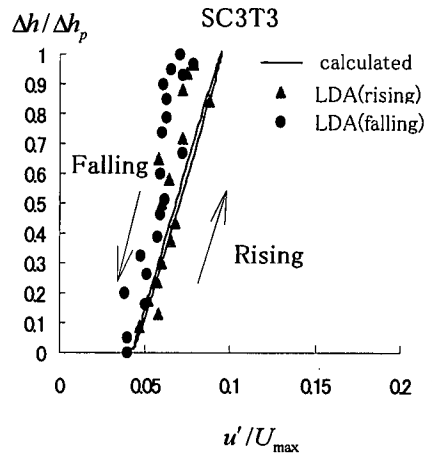
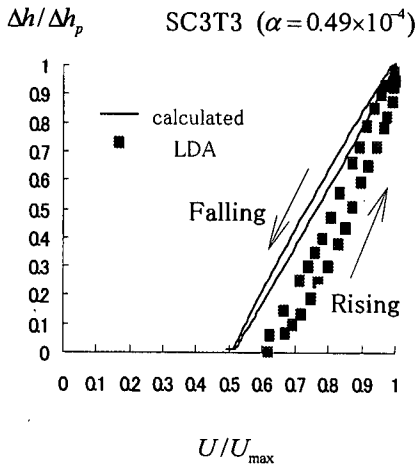


図-10 平均流速  $U/U_{max}$  および乱れ強度  $u'/U_{max}$  のループ特性 ( $y/h_b = 0.6$ )

上段：ケース SC3T1 ( $\alpha = 0.98 \times 10^{-4}$ )，下段：ケース SC3T3 ( $\alpha = 0.49 \times 10^{-4}$ )

モデルの開発が必要である。

た。

(7) 乱れ強度およびレイノルズ応力の分布特性

図-11 に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禰津(1997)<sup>12)</sup>の普遍関数と粘性項を省略したレイノルズ応力の三角形分布である。レイノルズ応力に関しては水深増加時に内層で理論式との間に若干のずれが認められるが、摩擦速度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

$$\frac{u'}{U_*} = 2.30 \exp\left(-\frac{y}{h}\right) \quad (11)$$

$$\frac{v'}{U_*} = 1.27 \exp\left(-\frac{y}{h}\right) \quad (12)$$

$$\frac{-uv}{U_*^2} = 1 - \frac{y}{h} \quad (13)$$

(8) 乱れエネルギー収支の分布

図-12 は式(5)で計算された乱れエネルギーの発

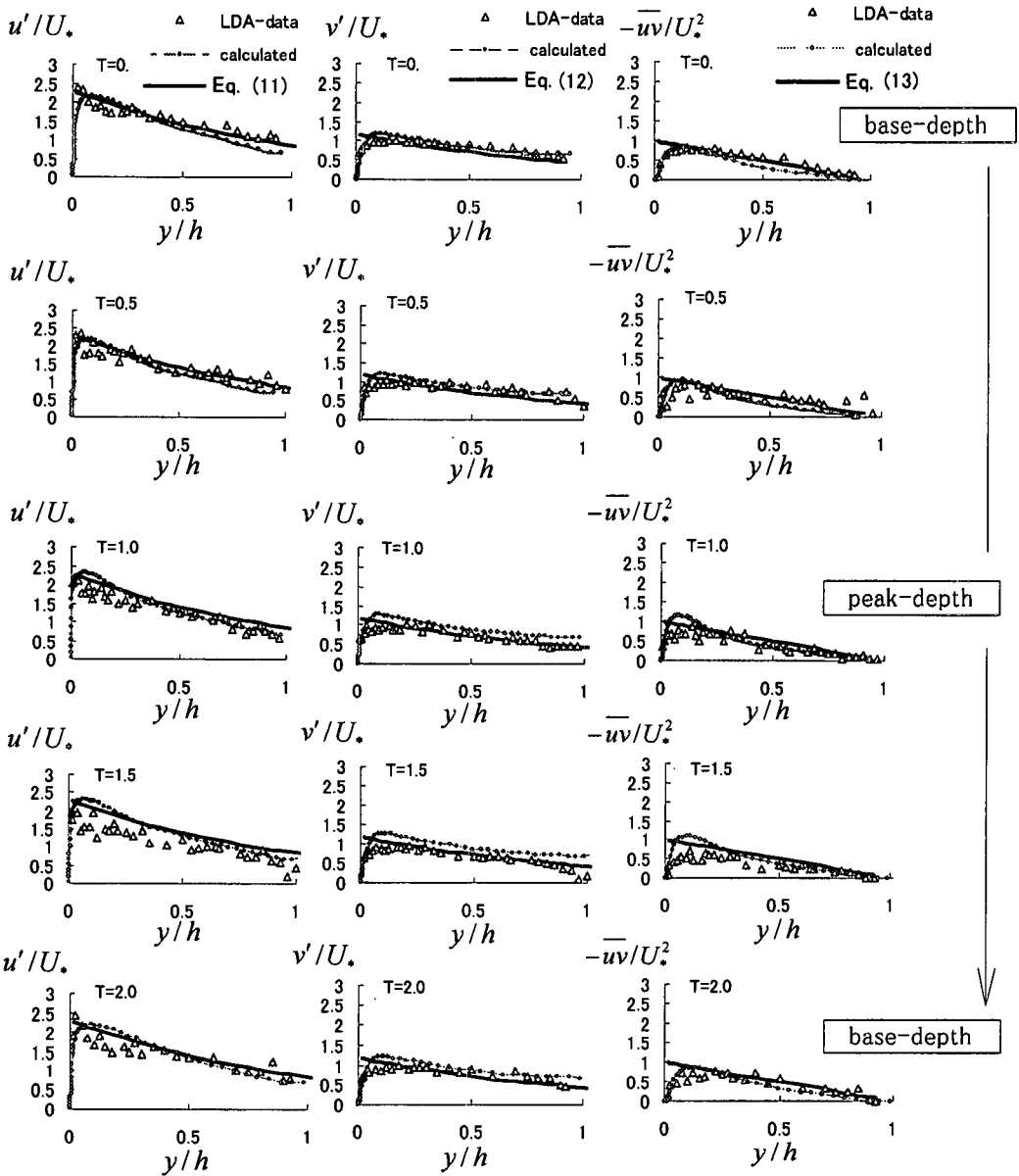


図-11 各時刻の摩擦速度  $U_*$  で無次元化された乱れ強度およびレイノルズ応力の水深方向分布の時系列特性 (CASE : SC3T1)

生率  $G$  とそのエネルギー散逸率  $\varepsilon$  の水深方向分布の時系列変化を表す。

ベースフローの状態では従来の知見どおり、壁面領域で  $G > \varepsilon$ 、自由表面領域で  $G < \varepsilon$ 、中間領域で  $G = \varepsilon$  の関係が成立しているが<sup>13)</sup>、壁面領域においては、流量が増加し水深がピークに近づくにつれ  $G$  と  $\varepsilon$  の大小関係が逆転し、自由表面領域と同様に  $G < \varepsilon$  となっている。増水期には空間的に減速流となり、式(4)の  $\varepsilon$  方程式の生産項が等流

時より大きくなるためである。このことから非常開水路乱流の壁面領域では増水が進むにつれて乱れは大きくなるが、それ以上にエネルギーが熱へ変換されることが予測され、今後実験的検証が必要である。



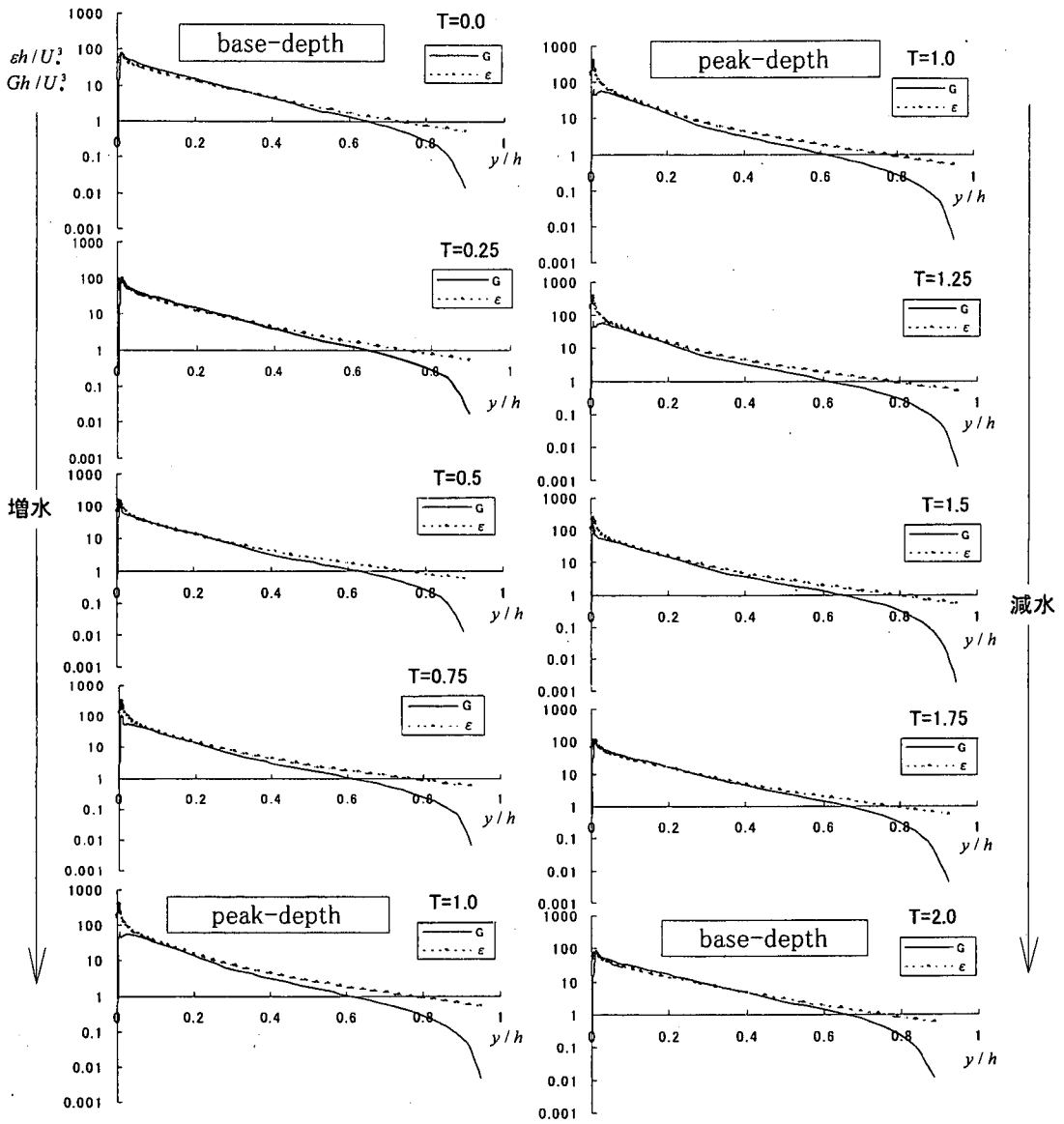


図-12 非定常開水路乱流の乱れエネルギー収支特性 (CASE : SC3T1)

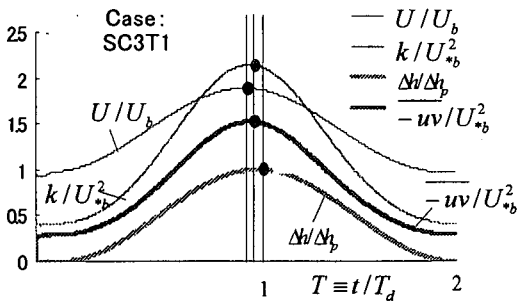


図-13 速度、水深および乱れのピークの発生順序

(9) 速度、水深および乱れのピークの出現順序

図-13 は  $y/h_b = 0.6$  の位置における速度  $U$  および乱れエネルギー  $k$ 、レイノルズ応力  $-uv$ 、水深差  $\Delta h$  の時間変化を示したものである。これらの値は比較しやすいようにそれぞれ適切な量で無次元化してある。この結果から乱れエネルギーとレイノルズ応力は同時刻にピークをもち、また流量増加とともに速度、乱れ、水深の順にピークが表れることが予測された。

4. おわりに

流量がサイン波的に変化する非定常開水路流れを対象に低レイノルズ数型  $k-\epsilon$  モデルとオイラー

型自由表面計算コードである VOF 法を用いて数値計算を行った。以下にその結果をまとめる。

- (1) 底面せん断力と水深は相似的な時間変化を示すが、そのピークは前者の方が早く出現することが数値計算により再現できた。
- (2) 平均速度分布は流量の増加にともない外層で wake を生じることが再現できた。また数値計算結果から、内層での速度分布は対数則、すなわち壁法則に従うことが明らかになった。
- (3) 各時刻での摩擦速度で無次元化した乱れ強度およびレイノルズ応力は、従来の実験的知見と同様に非定常効果を陽には受けずに普遍特性を保つことが確認できた。さらに本実験ケースでは測定が難しい粘性底層での乱れの減衰効果も他領域と同じように、ほぼ普遍性を保つことが予測された。
- (4) 速度、乱れ強度およびレイノルズ応力に対する水深変化はいずれもほぼ同じ形の反時計回りのループを描く。また、非定常パラメータが大きいほどその面積は大きくなることが再現できた。
- (5) 非定常開水路流における乱れのピーク値は、速度のピーク時刻と水深のピーク時刻の間に現れることが本計算より明らかになった。さらに乱れエネルギー、乱れ強度、レイノルズ応力、散逸率はいずれも同時刻にそれらのピークが出現することが示唆された。
- (6) 非定常開水路流では、定常流と異なり、壁面領域において発生率が散逸率より小さくなり、乱れの拡散率に非定常効果が現れるものと予測される。

このように、本数値計算結果は実験 (LDA 計測) によって解明されている非定常流の特性をほぼ再現でき、水深が時間的に変化する複雑な乱流場を数値予測できる可能性を示した。しかし、実測値との定量的な一致にはまだ問題がある。これは水深や流量変化を伴わない定常流を対象として提案された乱流モデルを用いたことが原因の一つと思われるが、今後は、より精緻な乱流モデルの開発を含めて境界条件等の見直しも検討していきたい。

#### 参考文献

- 1) 林泰造, 大島正憲: Kinematic Wave としての洪水の非定常性が水流の乱れ構造に及ぼす影響の研究, 第

32 回水理講演会論文集, pp. 607-612, 1988.

- 2) 禰津家久: “非定常開水路流れの乱流構造と浮遊砂輸送に及ぼす役割”, 種々のスケールにおける流れと流砂運動の同時計測による土砂輸送・河床変動機構の解明, 科研費成果報告書 (代表: 芦田和男), pp. 23-43, 1992.
- 3) 長谷川和義: “石狩川における流量と浮遊砂濃度の同時計測”, 種々のスケールにおける流れと流砂運動の同時計測による土砂輸送・河床変動機構の解明, 科研費成果報告書 (代表: 芦田和男), pp. 45-55, 1992.
- 4) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence measurements in unsteady free-surface flows, *Flow Measurements and Instrumentation*, Butterworth Heinemann, UK, Vol. 6, No. 1, pp. 49-59, 1995.
- 5) Nezu, I., Kadota, A. and Nakagawa, H.: Turbulent structure in unsteady depth-varying open channel flows, *J. Hydraulic Eng. ASCE*, Vol. 123, pp. 752-763, 1997.
- 6) 鬼束幸樹, 禰津家久: 滑面開水路の内層に及ぼす非定常性の影響, 水工学論文集, 第 43 巻, pp. 353-358, 1999.
- 7) Jones, W.P. and Launder, B.E.: The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 301-314, 1972.
- 8) Abe, K., Nagano, Y. and Kondo, T.: Numerical prediction of separating and reattaching flows with a modified low-Reynolds-number  $k-\epsilon$  model, *J. Wind Eng.*, Vol. 52, pp. 213-218, 1992.
- 9) 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.
- 10) 西島勝一: 非等方  $k-\epsilon$  モデル, 生産研究, Vol. 43, pp. 20-27, 1991.
- 11) 禰津家久, 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.
- 12) 禰津家久: 開水路流の乱流構造に関する基礎的研究, 京都大学博士論文, 1977.
- 13) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open Channel Flows*, Balkema, Publishers, Netherlands, 1993.

(2000. 9. 26 受付)

## NUMERICAL CALCULATION OF TURBULENT STRUCTURE IN DEPTH-VARYING UNSTEADY OPEN CHANNEL FLOWS

Iehisa NEZU, Satoru USHIJIMA and Michio SANJOU

Numerical calculation of unsteady open-channel flows was carried out using a low Reynolds number  $k-\epsilon$  model, coupled with an anisotropic turbulence model, and VOF method. The distributions of ensemble averaged velocity, turbulence intensity, and Reynolds shear stress have been obtained in the whole flow region from the wall to the time-dependent free surface. The results of these calculations agree well with LDA database of Nezu et al. (1997, ASCE). Further, the turbulent energy budget in depth-varying unsteady flows, which is difficult to measure, has been calculated and discussed.