

# SDS & 2DHモデルを用いた開水路水平せん断乱流の数値シミュレーション\*

灘岡和夫\*\*・八木 宏\*\*\*

浅い水域での乱流構造の特徴を反映した乱流モデルとして著者らが提案している SDS & 2 DH モデルを開水路水平せん断流に適用し、せん断不安定による発生からマージングを経て比較的安定な状態に発展するまでの水平大規模渦の発達過程をシミュレートした。平均流速分布や渦間隔などに関する既存の室内実験との比較から本モデルの妥当性を示すとともに、ここでの水平大規模渦や関連するレイノルズ応力生成機構の本質的特徴を明らかにした。

**Key Words :** numerical modeling, turbulent flow, open channel, horizontal large eddies, shear instability

## 1. 序論

複断面水路、底面粗度が横断的に変化する河川、あるいは側岸部に植生を有する河川など、抵抗が流れの方向に対して横断的に変化する浅い開水路流れにおいては、抵抗の小さい領域と大きい領域の間に大きな平均流速差が生じ、それによって河川横断方向に運動量や浮遊砂などの活発な輸送・混合が起こることが知られている。

このような浅い開水路水平せん断流場における水平混合過程については、最近そのメカニズム解明に主眼を置いた研究が数多く行われている。例えば、Tamai et al.<sup>2)</sup>は、複断面水路の高低水敷間に形成されるせん断流場に着目し、可視化実験によってその境界に生じる水平大規模渦の構造を調べ、実験から得られた大規模渦の波長が、非粘性流体の二次元せん断流れの不安定性を表す Michalke 方程式の卓越波長に比較的近い値を示す、と報告している。一方、植生が存在する場については、石川・田中<sup>3)</sup>、藤田・福岡<sup>4)</sup>、辻本・北村<sup>5)</sup>が室内実験を行い、植生境界に水平大規模渦が存在することを、可視化及び植生境界での水位・流速変動記録から見い出している。また池田ら<sup>6)</sup>は、側岸に植生を有する流れ場に対して線形安定解析を行い、河川流の横断流速分布から理論的に推定される擾乱の卓越周期が、室内実験で得られた植生境界の水面変動の周期によく一致することを見い出している。

しかしながら、線形理論に基づく Tamai et al.<sup>2)</sup>や池田ら<sup>6)</sup>の解析では、与えられた平均流速の横断分布に対する摂動の最大発達波長が求められるだけで、上記のような水平大規模渦が十分発達した段階での水平流速分布

自体がどのようになるかを知ることはできない。それを行うには、摂動の初期発達段階だけでなく、その後の渦塊形成へ至る非線形発達過程を正確に表現する必要がある。このような非線形発達過程は、渦塊間のマージングを含む強い非線形過程であって、そのような発達過程を精度良く表現することができない限り、渦に伴う運動量の横断方向輸送を一般性・物理性を有した形で的確に見積ることができず、したがって正確な平均流の横断分布を表現することも困難となる。

このような強い非線形過程を解析的に表現することは一般に不可能に近く、何らかの数値計算手法を適用する必要がある。そこで思い付くことは、LES や DNS といった、大規模渦の発達過程を直接シミュレートすることができる最近の乱流計算手法を適用することである。しかし、これらの乱流計算法は、その本来の前提条件を満たす形で適用しようとすると、計算格子サイズを十分小さくとる必要があります、しかも三次元格子上で計算を行うことになる。したがって、河川のように広い計算領域を対象とする場合には、膨大なメモリサイズと CPU 時間が必要となってくる。

これに対して、著者らは最近、浅い水域での乱流モデルとして、その乱流構造の特徴を反映させた形で、平面二次元計算の枠組みの中で水平大規模渦の生成発達過程を直接シミュレートできる新たな乱流モデル「subdepth-scale & 2-D horizontal モデル」(以下、簡単のため SDS & 2 DH モデルと呼ぶ)を開発した<sup>7)~9)</sup>。このモデルは、現象の水平スケールにくらべ水深が十分浅い場における乱流現象を、平面二次元的な水平大規模渦運動と水深スケール以下の三次元的な乱流運動 (subdepth-scale turbulence あるいは SDS turbulence) に現象をスケール分離して考えるもので、前者については基礎方程式を数値計算することで直接その挙動を解き、後者については乱れエネルギーの生成・輸送・散逸過程としてモデル

\* 本研究についてはその概略を文献 1) で報告している。

\*\* 正会員 工博 東京工業大学助教授 工学部土木工学科  
(〒152 東京都目黒区大岡山 2-12-1)

\*\*\* 正会員 工修 東京工業大学助手 工学部土木工学科

化するものである。

本モデルは、このような SDS turbulence という新たな概念を導入することによって、浅い水域での乱流場の本質的な特徴の一つである「乱れの多重構造性」を直接反映し得るモデルになっていることに、その大きな特徴がある。しかも、SDS turbulence は、底面摩擦や水表面での風応力、碎波による乱れなど、水平大規模渦に対するものと異なった独自の発生源を有していることから、この SDS turbulence 概念を導入したモデル化により、浅い水域のもう一つの本質的特徴である「乱れの多ソース性」を直接組み込むことも可能となる。

文献 7), 8), 9) (以下前報とよぶ) で著者らは、のモデルを沿岸流場に適用しており、碎波点付近でのせん断不安定に基づく大規模渦列の生成発達過程をシミュレートすることに成功し、そのような渦塊が、平均沿岸流速分布の形成に重要な役割を果たすことを明らかにした。

本研究では、さらに、この SDS & 2 DH モデルを浅い開水路流に適用し、上記のような平面せん断流の存在に基づく水平大規模渦の発達過程をシミュレートすることを試みた。具体的には、ここでは水平せん断流として、側岸に植生を有する河川流を対象とすることとし、その大規模渦構造を具体的に明らかにするとともに、計算結果を最近の池田ら<sup>6)</sup>ならびに辻本・北村<sup>5)</sup>の実験結果と比較することによって、本モデルの妥当性を検証した。

## 2. 本計算モデルの概要

### (1) 植生の効果を取り込んだ SDS & 2 DH モデルの考え方

SDS & 2 DH モデルでは、現象の水平スケールに対して水深が十分小さい「浅い流れ」を対象としている。ここで対象としている側岸部に植生がある河川流についても、現象の水平スケール（たとえば川幅など）に対して水深が小さいという一般的な河川の状況を想定すれば、SDS & 2 DH モデルを適用することが可能である。

前報で対象とした沿岸流場と今回の側岸に植生を有する河川流との違いは、前者が、流れの駆動力 (radiation stress) が空間的に非一様であるために形成されるせん断流場であるのに対し、後者が、流れに対する抵抗（ここでは植生抵抗）が空間的に非一様に分布するために生じるせん断流である点である。したがって数値計算を行う上では、植生の効果をどのように SDS & 2 DH モデルに取り込むかがポイントとなる。

これについては、今回の研究の主眼であるせん断不安定に起因した水平混合現象のシミュレーションという観点から考えれば、植生が流れに対して抵抗として作用し、植生域の流速を低減させることによって、植生域と非植生域の間に流速差を作り出すことが現象にとって本質的

であると考えられる。そこで本研究では、次の方針に基づいて、植生の効果をシンプルにモデル化した。

- a) 流れの運動方程式中では、植生は抵抗としてのみ評価する。
- b) SDS turbulence のエネルギーの収支式においては、植生は SDS turbulence のソースとしてのみ作用し、SDS turbulence の減衰には寄与しないと考える。
- a) についてもう少し具体的に説明すると、植生はその一本一本を実際の形状や配置に対応して計算領域に配置させるのではなく、Raupach & Shaw<sup>10)</sup>、池田ら<sup>6)</sup>、清水ら<sup>11)</sup>、神田ら<sup>12)</sup>と同様に植生密度という概念を導入することで植生の抗力を空間的に平均させた形で運動方程式に取り込むことにした。したがって、それから得られた流速は、一本一本の植生の空間的な配置に直接対応したものではなく、それを空間的に平均したものであると解釈できる。

つぎに、b) についてであるが、植生は、large scale の運動に対しては抵抗として作用するが、SDS turbulence に対してはそのソースとなっていると考えられる。そこで、植生についても、底面摩擦と同様に SDS turbulence のエネルギー・ソースとしてモデル化することとした。さらに現象を詳細に考えると、植生は SDS turbulence のソースであるのと同時にその生産した乱れの散逸構造にも寄与している可能性がある（例えば、植生内の気流の LES 計算における神田ら<sup>12)</sup>の議論）。これについては、植生が乱れの散逸構造にどのように影響するか現時点では十分に明かではないことから、今回はその効果を考慮しないことにした。しかし、このことについては、今後より一般性をもたらせるモデルを構築する上で検討していく必要があると考えられる。

### (2) 基礎方程式

上記のことから、ここでの SDS & 2 DH モデルの具体的な基礎方程式系は、以下のようになる。

- a) 大規模渦運動に対して：

・連続の式

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(hu) + \frac{\partial}{\partial y}(hv) = 0 \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

・運動方程式 (x 成分)

$$\begin{aligned} \frac{Du}{Dt} = -g \frac{\partial}{\partial x}(h+z_b) - \left( \frac{C_f}{h} + \frac{aC_b}{2} \right) u \cdot \sqrt{u^2+v^2} \\ + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ 2\nu_h \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} kh \right\} + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \nu_h \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} \end{aligned} \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

・運動方程式 (y 成分)

$$\begin{aligned} \frac{Dv}{Dt} = -g \frac{\partial}{\partial y}(h+z_b) - \left( \frac{C_f}{h} + \frac{aC_b}{2} \right) v \cdot \sqrt{u^2+v^2} \\ + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \nu_h \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ 2\nu_h \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} kh \right\} \end{aligned}$$

.....( 3 )

b) SDS turbulenceに対して:

#### ・乱れエネルギー $k$ の輸送方程式

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ h \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right\} + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ h \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right\} + (P_{kh} + P_{kv} - \varepsilon) \dots \dots \dots \quad (4)$$

・乱れの長さスケール  $\ell$  の式

#### ・渦動粘性係数 $v_t$ の定義

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

#### ・乱れエネルギー消散率 $\varepsilon$ の定義

#### ・水平せん断変形による乱れエネルギー生産 $P_{\text{turb}}$

$$P_{kh} = \nu_t \left[ 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] \dots \dots \dots (8)$$

ここで、 $x$ ：河川流下方向、 $y$ ：河川横断方向（植生配置側側壁が $y=0$ ）、 $z_b$ ：河床位置、 $h$ ：水深、 $u$ ,  $v$ ： $x$ ,  $y$ 方向の鉛直平均流速、 $g$ ：重力加速度、 $c_f$ ：底面摩擦抵抗係数、 $c_b$ ：植生の抗力係数、 $d$ ：植生直径、 $l_x$ ,  $l_y$ ： $x$ ,  $y$ 各方向の植生間隔、 $a=d/(2l_x l_y)$ ：植生密度パラメタ、そして $\alpha$ ,  $c_u$ ,  $c_d$ ,  $\sigma_k$ は本乱流モデルのモデル定数を表している。ここで、モデル定数 $c_u$ ,  $c_d$ ,  $\sigma_k$ については、一般的な $k$ モデルにおいてよく用いられる標準的な値 ( $c_u=0.09$ ,  $c_d=0.17$ ,  $\sigma_k=1.0$ ) をそのまま適用することにした。また、SDS turbulence の長さスケールの係数 $\alpha$ については、現時点において十分な知見が得られていないため、ここでは0.1とおくことにした。

また底面摩擦による SDS のエネルギー生産項  $K_{qv}$  の表現については、前報では Rastogi & Rodi<sup>13)</sup>の次式のモデルをそのまま準用していた。

$$P_{kv} = C_k \frac{u^3}{h} \dots \dots \dots \quad (9)$$

このモデルは、底面摩擦によって平均流が失ったエネルギーがすべて乱れエネルギーに変換されたものである。そこでここでは、植生抵抗も含めた全抵抗に対して同様に考え、大規模渦運動が底面摩擦及び植生抵抗によって失ったエネルギーが全て SDS turbulence の生産につながるとして、全抵抗による SDS turbulence のエネルギー生産  $P_{\text{SDS}}$  を次式のように表現した。

### (3) 計算の初期条件と境界条件

計算の初期条件としては、河川横断方向についての一  
次元計算（水平混合作用として SDS turbulence のみ

を考えた場合の計算) の結果を用い、それが流下方向に一様に存在しているという状況の場を与えた。なお今回の計算では、後で述べるように、流れのせん断不安定現象を計算することになるため、流速場の初期条件には乱数を用いて初期流速場に最大流速の 1% 程度の人工的な擾乱を加えている。

また境界条件については、上下流境界に関して周期境界条件を、左右水路壁についてはslip条件式(12)を与えた。

ここで、壁面境界条件として slip 条件を与えたのは、本来の no-slip 条件を課す形になると、壁面境界付近の計算格子幅をかなり小さくとる必要があり、数値計算上の大きな負担となってしまうこと。ならびに、今回対象とした浅い開水路流では側壁から発達する壁面境界層が側壁近傍に限定されることから、ここで見ようとしている植生境界を中心とした現象には本質的な影響はないと考えられることによる。

#### (4) 計算条件及び計算方法について

今回対象とした計算条件は、表-1に示す2ケースである。このうちCASE 1は、植生密度が比較的小さいケースで池田ら<sup>6)</sup>の実験のRun 1に、CASE 2は植生密度が比較的大きいケースで辻本・北村<sup>5)</sup>の実験C1に対応している（CASE 1については、植生密度が比較的疎であることから植生境界位置の定義の仕方に難しい面がある。今回の研究では、平均流速分布の変曲点が生じる位置を実質的な植生境界と考え植生幅を再定義している。）

基礎方程式系の数値解法としては、金子ら<sup>14)</sup>と同様なADI法を用いており、移流項には中央差分を採用している。計算領域、計算格子幅  $\Delta x$ 、時間ステップ  $\Delta t$  は表-2に示すとおりである。

### 3. 計算結果

### (1) 流速ベクトル及び渦度の空間分布

図-2は、CASE 1における(a)流速ベクトルおよび(b)渦度の空間分布について、上から順に、 $t=17.5$  s, 30 s, 60 sでの結果を示したものである。ただし、ここでは図を見やすくするため、水路全幅についてではなく植生境界を中心とした幅60 cmの区間の結果を表示している。

まず、 $t=17.5$  sでの結果を見ると、植生境界を中心として流速ベクトルがわずかながら空間的な揺動を起こしていることがわかる。このとき渦度の空間分布を見ると、流速ベクトルの揺動に対応して渦度の集積が生じており、その渦度集積領域（以後「渦塊」と称する）が流下方向に4箇所発生していることがわかる。このように、

表-1 計算条件

	水路幅 B (cm)	水路床勾配 I	平均水深 $h_o$ (cm)	植生幅 $B_s$ (cm)	植生直径 d (cm)	植生密度 a (cm <sup>-1</sup> )	底面摩擦係数 $c_r$	植生抵抗係数 $c_b$
CASE 1 池田ら <sup>6)</sup> run 1	96.0	$1.61 \times 10^{-3}$	6.0	27.0	0.5	0.01	$6.22 \times 10^{-3}$	2.42
CASE 2 辻本ら <sup>5)</sup> C 1	40.0	$1.65 \times 10^{-3}$	4.38	12.0	0.02	0.08	$6.13 \times 10^{-3}$	2.49

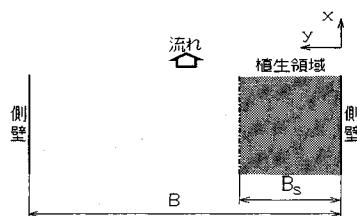


図-1 計算対象とした流速場と座標系

初期条件として流速分布に変曲点を有する流れ場から変動流速成分が発達するのは、池田ら<sup>6)</sup>の指摘のように流れのせん断不安定（変曲点不安定）によるものと考えられる。つぎに  $t=30$  sにおける結果を見ると、 $t=17.5$  sの時点では計算領域内に四つ存在した渦塊が、 $t=30$  sには三つになっており、さらに  $t=60$  sでは二つになっていることがわかる。これは、隣接する渦塊同士が合体（マージング）を起こしたためであり、これらの渦塊は、マージングすることで影響範囲がより大きい渦塊に成長している。

ここでは紙面の都合上示していないが、 $t=60$  s以後においては、流速分布、渦度分布とともにその基本的な空間分布がほとんど変形しなくなり、 $t=60$  sでの空間分布パターンがある速度で流下方向に移動する状態になる。このことは、渦塊がある程度以上成長すると、それ以上マージングを起こしにくい比較的安定な渦列が形成され、その時点でせん断層厚の発達が止まり、流速分布はほぼ平衡な状態に達するという興味深い事実を示している。

図-3にCASE 2の場合の結果を示す。水理条件の違いから、植生境界に発生する渦塊のサイズ等は異なるものの、それがマージングを繰り返しながら成長し、やがて安定な渦列を形成するといった一連の過程はCASE 1と基本的には変わらない。植生密度が大きいCASE 2の場合に、渦塊内部の植生境界近傍に渦度の強い領域が形成される点のみ異なっている。

## (2) 流況パターンの可視化写真との比較

室内実験では、(1)で示したような瞬間的な流速ベクトルや渦度の空間分布を系統的に得ることはかなり困難で、通常、平均流速や乱れの統計量が計測対象となる（それらとの本計算値の比較は、後の(4)で行う）。流れの渦構造などの流況パターンの把握には、室内実験

表-2 数値計算上の諸条件

	計算領域		計算格子幅 $\Delta x, \Delta y$	時間ステップ $\Delta t$
	x 方向	y 方向		
CASE 1	240 cm	96 cm	1.5 cm	0.005 s
CASE 2	140 cm	40 cm	1.0 cm	0.005 s

では流れの可視化手法を用いることが多い、実際、池田ら<sup>6)</sup>も染料の注入によって植生境界付近の流況パターンを可視化することを試みている。そこで、ここでは池田ら<sup>6)</sup>に対応する可視化実験を数値計算上で行うことにより、流況パターンに関する室内実験と比較することを試みた。具体的には、可視化実験に対応する計算領域内の植生境界上の地点をトレーサー粒子の放出源とし、そこから連続放出した各トレーサー粒子を流速場の計算値で移流させ、約 50~60 cm 流下したときのパターンを室内実験での可視化写真と比較した。ただしここでは簡単のため、トレーサーの移動計算の際、SDS turbulence の拡散効果に対応するランダム・ウォークを導入することは行っていない。

以上の手順で得られた数値計算上の可視化パターンを図-4に示す。これを、対応する池田ら<sup>6)</sup>の室内可視化実験での写真-1と比較すると、細部を別にすれば似通ったパターンが得られていることがわかる。このように、基本的に平面二次元計算の枠組みに基づく本モデルが、室内実験の流況パターンを良好に再現できるという事実は、ここで対象とする流れ場の大規模渦の構造が平面的な二次元性を有していることの証左であると同時に、水平大規模渦が移流拡散過程において主要な役割を果たしていることを示すものである。

## (3) 水深変動の空間分布とその経時変化

図-5は、CASE 2の場合の  $t=15, 24, 60$  sにおける水深変動量  $h'$ （平均水深からのずれ）の空間分布を示したものである。これを見ると、先に示した渦度分布に対応して、渦度が集積した領域（渦塊の中心部分）に水深が小さい領域が現れていることがわかる。この低水深領域は、渦塊のマージングとともにやはり合体し、渦塊とともに流下方向に一種の拘束波として伝播する。

図-6は、CASE 2の場合について、植生境界付近における水深変動の経時変化を実験結果と計算結果とで比較したものである。なお、計算結果の時間波形は、渦塊

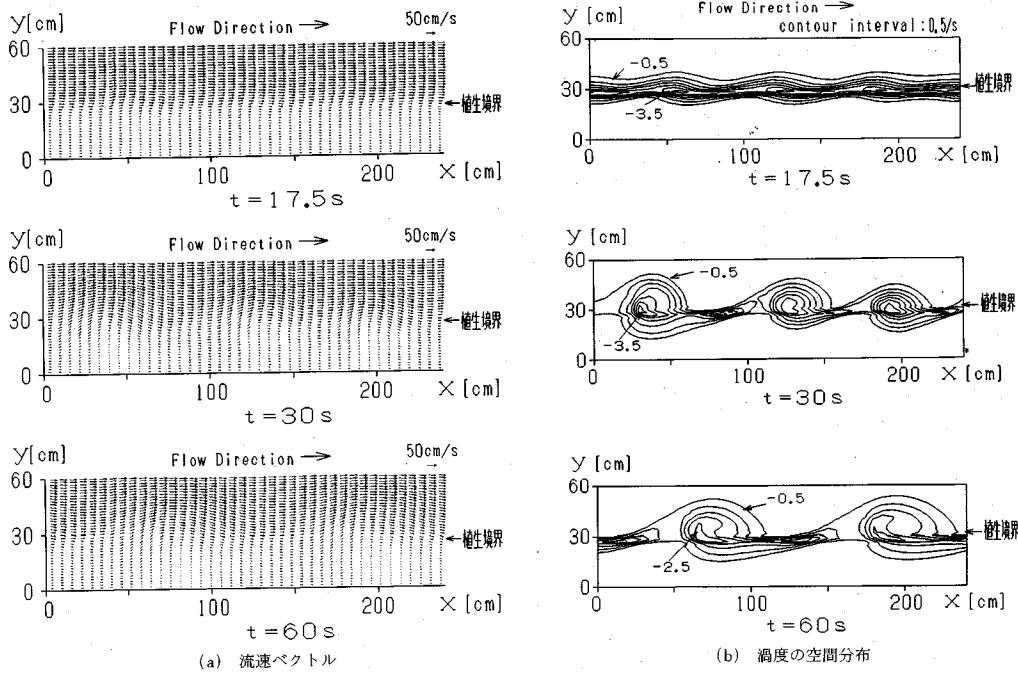


図-2 CASE 1 の計算結果

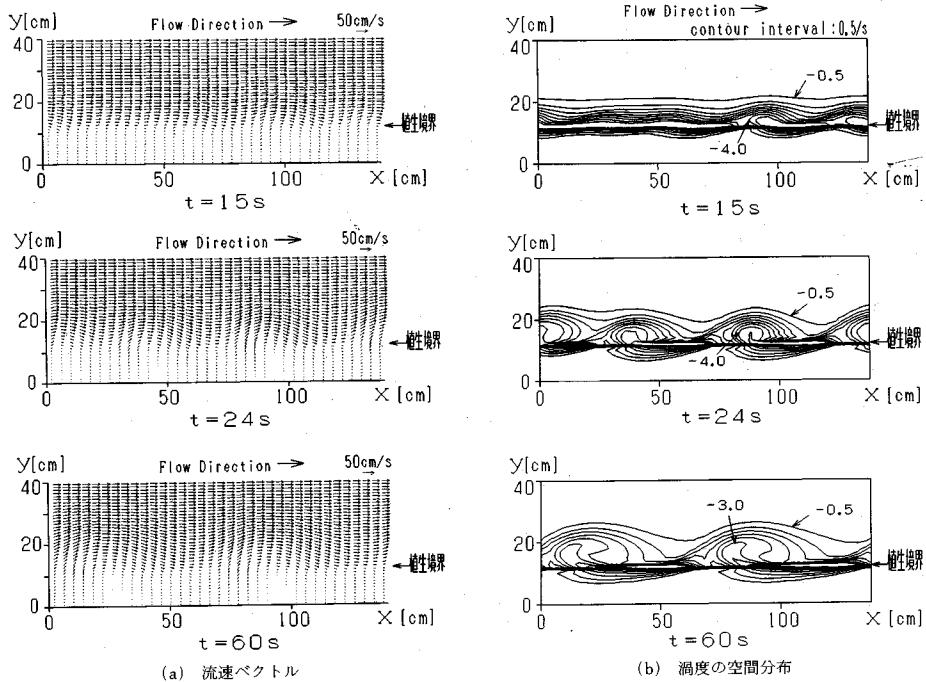


図-3 CASE 2 の計算結果

の変形がほとんど見られなくなる時刻  $t=60 \text{ s}$  での植生境界上の水深の縦断分布を、上記の拘束波の波速（すなわち渦の移流速度）を用いて時間波形に変換して求めたものである。計算結果には、実験結果に現れているような細かい水位変動は見られないが、変動の振幅や時間波形の峰と谷の非対称性の傾向など基本的な特徴は実験結果

に対応したものとなっている。さらに、水位変動の周期を実験と計算で比較すると、CASE 1 の場合、実験が  $6.4 \text{ s}$ 、計算が  $5.0 \text{ s}$  であった。また CASE 2 の場合には実験が  $3.7 \text{ s}$ 、計算が  $3.8 \text{ s}$  であり、ともに比較的良好な一致を示した。

図-7 は、水深変動の標準偏差の横断分布が測定され

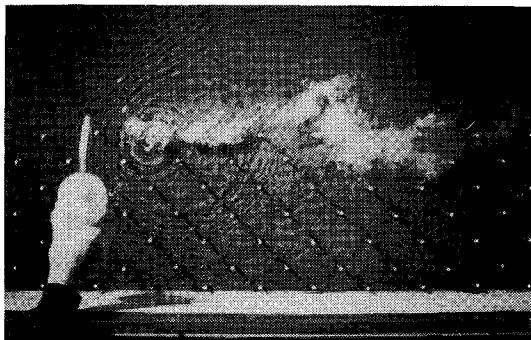
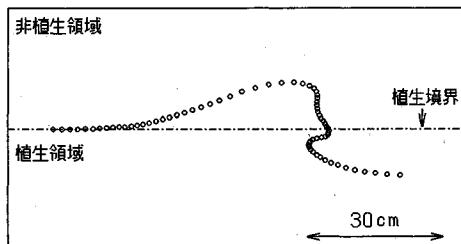
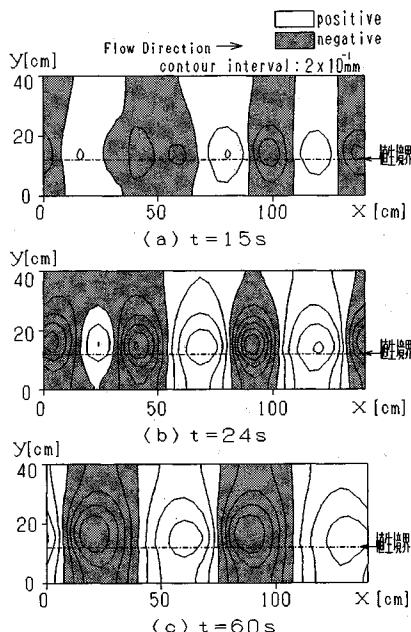
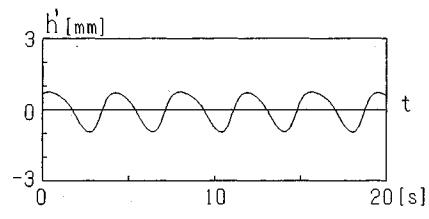
写真-1 池田ら<sup>6)</sup> RUN 1 の可視化写真

図-4 計算結果から得られたトレーサ粒子のパターン

図-5 水深変動量  $h'$  の空間分布 (CASE 2)

ている CASE 2 に関して、計算値との比較を行ったものである。これを見ると、標準偏差の全体的なレベルや標準偏差がピークとなる位置が植生境界より非植生側にずれることなどの基本的な特徴を、計算において再現できていることがわかる。



(a) 本モデルによる計算結果

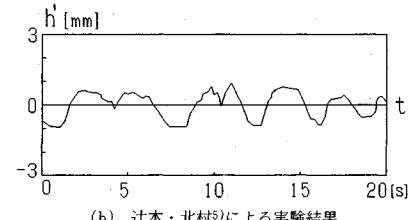
(b) 辻本・北村<sup>5)</sup>による実験結果

図-6 水深の経時変化 (CASE 2)

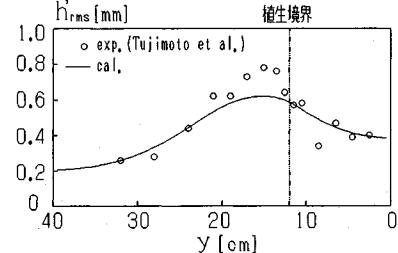


図-7 水深変動の標準偏差の横断分布 (CASE 2)

#### (4) 流下方向平均流速及びレイノルズ応力の横断分布

図-8 は、CASE 1 に対して得られた流速場の計算結果を流下方向に平均した平均流速の横断分布を示したものである。図中には、 $t=17.5$  s,  $t=30$  s,  $t=60$  s における平均流速分布とともに池田ら<sup>6)</sup>の実験結果を併せて表示してある。これを見ると、本計算で得られた平均流速は時間とともにその分布形が平滑化され、渦塊が十分発達せん断層の発達がほぼ平衡な状態まで達している  $t=60$  s では、両者は比較的よい一致を示していることがわかる。また、図-9 は CASE 2 の結果に対して同様に示したものであるが、この場合もやはり実験値と計算結果の良好な一致が得られている。図-10 は、CASE 1 におけるレイノルズ応力の横断分布を示したものであり、(a) が大規模渦によるレイノルズ応力、(b) が SDS turbulence によるレイノルズ応力をそれぞれ示している。ここでいう大規模渦によるレイノルズ応力とは、流下方向に平均した流速を各地点の流速から差し引くことにより、大規模渦による流速変動成分 ( $u'$ ,  $v'$ ) を抽出し、 $-\rho u' v'$  の流下方向平均値として算出したものであり、SDS turbulence のレイノルズ応力は、式 (6) と流速勾配により求めている。

これを見ると大規模渦によるレイノルズ応力は、初期

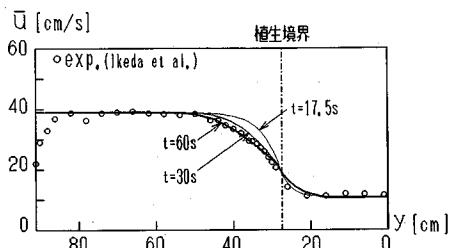


図-8 流下方向平均流速の横断分布 (CASE 1)

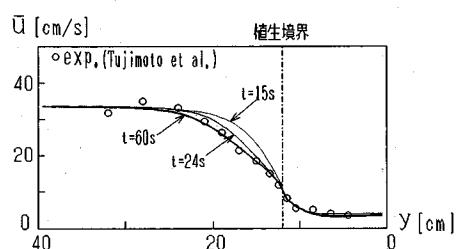


図-9 流下方向平均流速の横断分布 (CASE 2)

には SDS turbulence より小さいものの、渦塊の発達とともに増大し、 $t = 30, 60$  s では植生境界付近を中心とかなり大きな正の値を示していることがわかる。また、この大規模渦によるレイノルズ応力は、渦塊のマージングとともにその存在範囲を広げているが、 $t = 30, 60$  s では、非植生側のせん断層外縁で負の値を示す形になることが大きな特徴となっている。

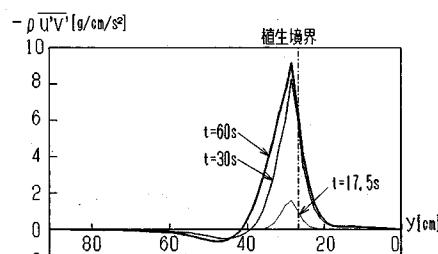
これに対して、SDS turbulence によるレイノルズ応力は、初期には比較的大きな値を示すものの、平均流速分布の平滑化に伴って植生境界付近のピーク値が小さくなり、植生境界から離れた場所では、大規模渦によるものと逆に、正の有意な大きさの値を持つようになっている。このことから、このような流れ場を扱う上で SDS turbulence を分離してモデリングすることの重要性がうかがわれる。

図-11 は、実験でレイノルズ応力の測定が行われている CASE 2 に対して、レイノルズ応力の横断分布を実験結果と比較したものである。実験によって得られたレイノルズ応力は、当然ながら大規模渦と SDS turbulence の区別なく、トータルのレイノルズ応力を示しているので、ここでは大規模渦と SDS turbulence のレイノルズ応力の和と実験結果とを比較してみた。実験結果の方が計算結果より全体的に大きなレイノルズ応力を与えているが、植生境界を境に横断方向の分布形がかなり非対称になる特徴等は表現されていることがわかる。

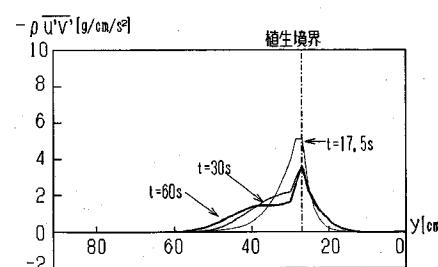
#### 4. 考 察

##### (1) 平均渦度の収支関係について

ここでは、植生境界付近の流れ場の平均的構造を渦度



(a) 水平大規模渦によるレイノルズ応力



(b) SDS turbulence によるレイノルズ応力

図-10 レイノルズ応力の横断分布 (CASE 1)

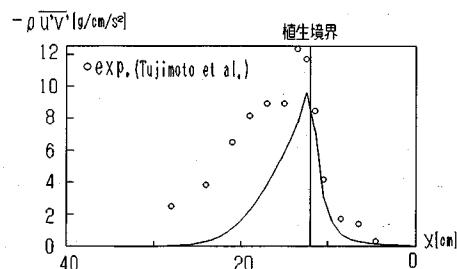


図-11 レイノルズ応力の横断分布 (CASE 2)

の収支という観点から考察する<sup>注1)</sup>。

運動方程式 (2), (3) の rotation をとると浅水流に対する渦度方程式 (13) が導かれる。

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} \\
 &= \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left( \frac{C_f + aC_b}{h} \right) u \cdot \sqrt{u^2 + v^2} \right\} \right. \\
 & \quad \left. - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left( \frac{C_f + aC_b}{h} \right) v \cdot \sqrt{u^2 + v^2} \right\} \right] \\
 &+ \left\langle \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ 2\nu_t h \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} kh \right\} \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \nu_t h \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} \right] \right. \\
 & \quad \left. - \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \nu_t h \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} \right] \right\rangle
 \end{aligned}$$

注1) 同様のことを運動量の収支で説明することも可能だが、ここではより物理的なイメージが湧きやすい過度の収支を考えることにする。

$$+ \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ 2\nu_t h \frac{\partial v}{\partial x} + -\frac{2}{3} kh \right\} \right] \rangle \quad \dots \dots \dots \quad (13)$$

式(13)中の左辺第一項が渦度の時間変化項、第二、三項が移流項、右辺第一項が抵抗力(底面摩擦力+植生抵抗)に関する項([ ]内の項)、第二項がSDS turbulenceの拡散項(<>内の項)をそれぞれ表している。ここで、抵抗力に関する項は、この力の空間分布の存在がトルクとして作用することを表しており、正負の渦度を生産する項(以下「トルク項」と呼ぶ)となっている。式(13)を流下方向に平均すると本節で対象とする平均渦度の式が導かれるが、その際もとの移流項は大規模渦による拡散項になる。

図-12は、流速場がほぼ平衡に達している時刻(CASE 2のt=60 s)における平均渦度の式の各項の大きさの横断分布を具体的に示したものである。これを見ると、トルク項によって、植生境界には負の渦度の生成領域が、その両側には正の渦度の生成領域が形成されていることがわかる。ここで対象としている流れ場が全体的に負の渦度が卓越していることを考えると、植生境界の負の渦度発生領域は渦度のソースとして、またその両側はシンクとして作用していると解釈できる。また、SDS turbulence及び大規模渦による拡散項は、このソースから両側のシンクに向かって渦度を輸送する役割を果たしている。

通常の自由せん断乱流は、流速分布の急変点付近に集中する渦度が、乱れの効果によって周辺に広がってゆく単純な拡散過程である。これに対して、浅い開水路での水平せん断流は、渦度の生産・拡散と同時に、上記のトルク項の存在によって渦度の消散が行われるメカニズムが存在していることが本質的に重要な特徴となっている。そして、このような渦度のシンクの存在によって、渦度の生産・消散の収支が成り立ち、平衡なせん断層の形成が可能な構造となっている。

## (2) 渦度場の空間構造について

以上は、平衡状態に達した植生境界流れの構造を平均渦度の収支という観点から調べたものであるが、次にこのような平均的な渦度の収支関係を引き起こす平面場の構造についてさらに詳しく調べてみる。

図-13は、同じくCASE 2のt=60 sにおける(a)抵抗力による渦度の生産・消散の空間分布、(b)渦塊の移流速度で動く移動座標系から見た流速場、(c)渦度の空間分布を示したものである。ここで、移動座標系での流速場を考えるのは、渦塊の移流速度で動く移動座標系から場を見ると流速場または渦度場の時間的な変動がなくなり、平衡状態にある渦度と流速の関係が理解しやすいためである。

まず、(a)のトルク項による渦度の生産・消散量の空

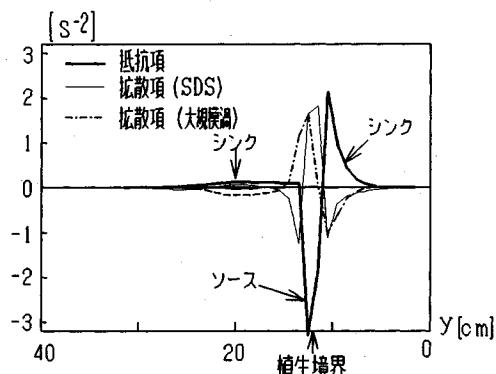
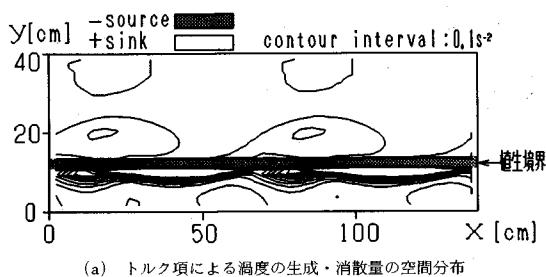


図-12 流下方向に平均した渦度の収支 (CASE 2 t=60 s)

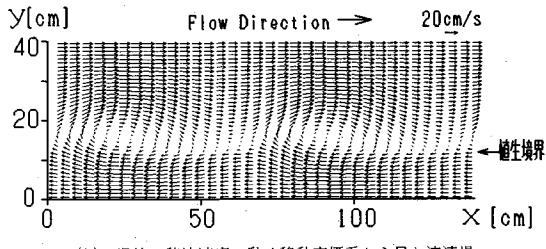
間分布を見ると、先に述べた平均渦度の収支に対応して、植生境界に渦度のソースがその両側に渦度のシンクがあることがわかる。また、(b)の流速ベクトルを見ると(c)の渦度分布に対応して時計回りの2つの大きな渦が形成されていることがわかる。このような渦度のシンク・ソースと移流速度場の構造は、植生境界で発生した渦度が、時計回りの回転流速によって渦塊内を移動していくこと、ならびにその途中の渦度のシンクによって渦度が減衰することを意味している。しがって、例えば非植生領域側について考えると、渦塊内の流れに乗って流体が非植生領域に流れ出る付近で渦度が大きく、その先では移流とともに渦度が小さくなると考えられ、実際そのようなパターンが(c)の渦度分布にあらわれている。ここでは、非植生領域を例に説明したが植生領域内も全く同様の関係が存在する。

## (3) レイノルズ応力の生成メカニズムについて

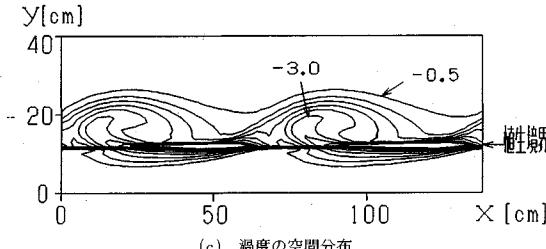
一般的に、自由せん断流場のレイノルズ応力発生メカニズムについては、大規模渦の主軸の傾きに関連付けて説明されることが多い(例えば、日野<sup>15)</sup>)。今の場合も、ちょうど図-13(b)で大規模渦の主軸がやや傾いているように見え、このような説明が可能のように思える。しかし、ここでのレイノルズ応力発生メカニズムをこのように単純にとらえることには問題がある。レイノルズ応力は、流速場の変動成分に起因する運動量輸送であるから、図-13(b)のような移動座標系でみた流速場に現れる渦パターンからレイノルズ応力生成を直接議論することはできない。実際、流速場から各yでの平均値を差し引いて得られる変動成分( $u'$ ,  $v'$ )を表した図-14で見ると、図-13(b)で見られた時計方向(負)の回転流速を持った二つの渦塊パターンが、正負の交互の回転流速を持った四つの渦パターン(ここではこれを変動渦と呼ぶ)になっている。しかも、より本質的な違いとして、図-14では、渦パターンの主軸が傾く傾向が現れていないことがわかる。したがって、大規模渦の主軸の傾きでレイノルズ応力の発生を説明しようとする通常



(a) トルク項による渦度の生成・消散量の空間分布

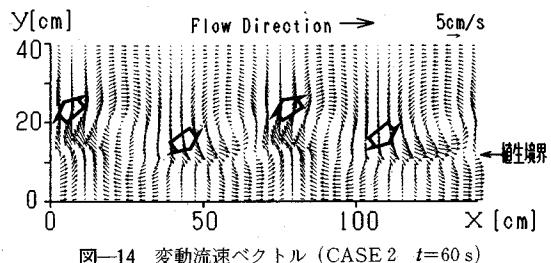
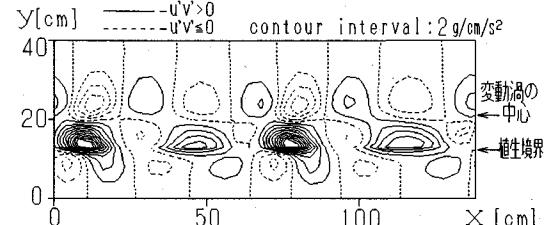
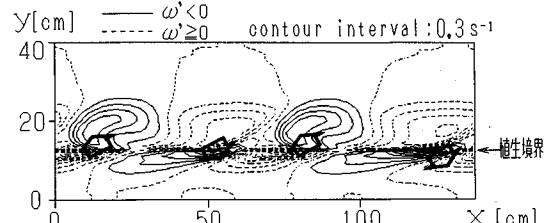


(b) 渦塊の移流速度で動く移動座標系から見た流速場

図-13 CASE 2 の  $t=60$  s における流速場の構造

の議論は、今の場合には適用できない。そこで、ここでレイノルズ応力の発生メカニズムを別の角度から探ってみることにする。図-15は、図-14の変動流速分布に対応した局所的な運動量フラックス $-u'v'$ （以後、局所レイノルズ応力と呼ぶ）の空間分布を示したものである。まず全体的なパターンを見ると、非植生領域の変動渦の中心位置から上側の領域と下側の領域で、分布状況がかなり異なっていることがわかる。このうち上側の領域では、負の $-u'v'$ が卓越しており、これが先の図-10 (a)において、非植生領域のせん断層外縁部で大規模渦によるレイノルズ応力が負になって現れていたことに対応している。

一方、渦中心より下側の領域では、正の局所レイノルズ応力がかなり大きく現れている場所が、四ヶ所存在している。これが、図-10 (a)において、レイノルズ応力がこの区間で正の大きな値になることに対応している。この正の大きな局所レイノルズ応力の発生領域は、図-14の変動流速分布で、左上向き及び右下向きの強い変動流速部分が現れている図中の白抜きの矢印の部分に対応している。したがって、植生境界付近での大規模渦による正の大きなレイノルズ応力の生成は、この白抜

図-14 変動流速ベクトル (CASE 2  $t=60$  s)図-15  $-u'v'$  の空間分布 (CASE 2  $t=60$  s)図-16 変動渦度  $\omega'$  の空間分布 (CASE 2,  $t=60$  s)

き矢印部分での強い変動流速の発生に直接起因していることがわかる。それでは何故このような形で強い流速変動部分が現れるのであろうか？それを理解するには、図-16に示す変動渦度成分  $\omega'$  の空間分布を見る必要がある。まず、非植生領域と植生領域では変動渦度の分布パターンが正負逆になっていることがわかる。これは、図-13で示したように、渦度のソースである植生境界からの渦度の相対的な移流パターンが、非植生領域と植生領域で向きが逆になることに対応している。より重要なことは、このような植生境界をはさんだ正負の大きな変動渦度領域のペアが、かなり斜めに傾いて存在していることである。このことに起因して、各ペアの中央部分（図の矢印部分）で強い変動流速が現れる形になっていることが理解できる。

したがって、ここでのレイノルズ応力の発生メカニズムとしては、変動渦度がこのように歪んだ形に分布することがキーポイントとなっている。そして、このような分布の歪を生み出す原因としては、図-13に関して4.(2)で説明したように、渦度のシンクの存在が大きく関与している。このことからも、ここで対象とした流れ場では、渦度のシンクの存在が流れ場の構造を大きく特

徴づけていることがわかる。

## 5. 結論

本研究では、著者らが最近開発した SDS & 2 DH モデルに基づいて、側岸部に植生を有する河川における浅い開水路水平せん断流を対象として、水平大規模渦の発生発達過程とそれに伴う運動量の水平混合過程の数値シミュレーションを行った。

その結果、これまで可視化などによって存在が指摘されてきた、植生境界付近に発生する水平大規模渦を、そのマージングプロセスを含めて数値計算上で再現することに成功した。そして、平均流速分布や渦間隔、渦に伴う水面変動レベルなどに関して既存の実験値と良好な一致が得られることを示すことによって、本計算法の妥当性を明らかにした。さらに、ここで対象とする流れ場の構造の本質的な特徴を明らかにするために、渦度場や関連するレイノルズ応力の生成メカニズムについて考察を加え、底面摩擦並びに植生抵抗に伴うトルクの存在が渦度のシンクとして働くことが、大規模渦の力学構造やひいてはレイノルズ応力生成機構に支配的な役割を果たしていることを明らかにした。

今後は、本乱流モデル中の係数 ( $\alpha$ ,  $c_\mu$ ,  $c_d$ ,  $\sigma_k$ ) の計算結果に対する鋭敏性の検討や、SDS turbulence の長さスケールの同定方法の汎用化とともに、主流の鉛直分布ならびに二次流の効果の導入による準三次元化、などをやっていきたいと考えている。

最後に、貴重な実験データ及び写真を提供して頂くとともに有益な助言を頂いた東京工業大学土木工学科池田駿介教授に対して、ここに記して深く謝意を表します。

## 参考文献

- 1) 灘岡和夫・八木 宏：開水路水平せん断流の水平混合過程に関する数値シミュレーション、東京工業大学土木工学科研究報告、No. 46, pp. 1~12, 1992.
- 2) Tamai, N., Asaeda, T. and Ikeda, H.: Study on gene-

ration of periodical large surface eddies in a composite channel flow, Water Resour. Res., Vol.22, No.7, pp.1129~1138, 1986.

- 3) 石川忠晴・田中昌宏：開水路中のかん木の抵抗特性に関する研究、第 31 回水理講演会論文集、pp. 329~333, 1987.
- 4) 藤田光一・福岡捷二：洪水流における水平混合、土木学会論文集、No. 429, pp. 27~36, 1991.
- 5) 辻本哲郎・北村忠紀：側岸に沿って植生群落のある流路での水面変動を伴う横断混合、水工学論文集、第 36 卷、pp. 273~280, 1992.
- 6) 池田駿介・太田賢一・長谷川 洋：側岸部植生境界の周期渦の発生機構、土木学会論文集、No. 443, pp. 47~54, 1992.
- 7) Nadaoka, K. and Yagi, H.: A turbulent-flow modelling for shallow water with application to large-eddy computation of longshore currents, Flow & Waves, No.6, Dept. of Civil Eng., Tokyo Inst. of Tech., pp.4~10, 1992.
- 8) 灘岡和夫・八木 宏：浅い水域の水平混合現象に関する数値計算モデルの開発と沿岸流場への応用、東京工業大学土木工学科研究報告、No. 45, pp. 43~56, 1992.
- 9) 灘岡和夫・八木 宏：浅い水域の乱流場に関する数値計算モデルの開発と沿岸流場への適用、土木学会論文集、No. 473, pp. 25~34, 1993.
- 10) Raupach, M.R. and Shaw, R.H.: Averaging procedures for flow within vegetation canopies, Boundary-Layer Meteorology, Vol.22, pp.79~90, 1982.
- 11) 清水義彦・辻本哲郎・中川博次：直立性植生層を伴う流れ場の数値計算に関する研究、土木学会論文集、No. 447, pp. 35~44, 1992.
- 12) 神田 学・稻垣 聰・日野幹雄：植生一大気界面における大規模渦構造と運動量交換に関する LES モデルによる検討、土木学会論文集、No. 461, pp. 39~48, 1993.
- 13) Rastogi, A.K. and Rodi, W.: Predictions of heat and mass transfer in open channels, Proc. of ASCE, Vol.104 (HY 3), pp.397~420, 1978.
- 14) 金子安雄・堀江 毅・村上和夫：ADI 法による潮流と汚染拡散の数値計算—大阪湾に適用した場合について—、港湾技術研究所報告、14 卷、第 1 号、61 pp., 1975.
- 15) 日野幹雄：流体力学、朝倉書店, p. 407, 1992.

(1993. 3. 19 受付)

## HORIZONTAL LARGE-EDDY COMPUTATION OF RIVER FLOW WITH TRANSVERSE SHEAR BY SDS & 2 DH MODEL

Kazuo NADAOKA and Hiroshi YAGI

SDS & 2 DH model developed recently by the authors to simulate turbulent flow in shallow water has been applied to horizontal large-eddy computation of river flow with transverse shear caused by a vegetationlayer. The development of horizontal large-eddies around the inflection point in the mean flow profile and their successive merging process are reproduced by the present computation with the good agreements with the experiments in the mean velocity and Reynolds stress profiles as well as in the large-eddy configuration. The existence of bottom friction, as compared with usual turbulent free shear layer, is found to significantly affect the evolution process of large eddies and hence their role in the related momentum transfer.