

平面2層位モデルによる複断面流れの渦運動解析

木村一郎・細田 尚・村本嘉雄・安永 良

VORTEX FORMATION PROCESSES IN COMPOUND OPEN CHANNEL FLOWS BY TWO-LAYERED FLOW MODEL

By *Ichiro KIMURA, Takashi HOSODA, Yoshio MURAMOTO and Ryo YASUNAGA*

Synopsis

In compound open channel flow, it is important to clarify the characteristics of the large scale horizontal vortices which occur at the interface between the main channel and the flood plain due to the shear instability. The momentum transport in the transverse direction induced by the vortices affects the resistance to flow in rivers and river bed configurations during flood. The numerical method based on the plane two-layered flow model is proposed to reproduce efficiently the vortex formation process in a compound open channel with a rectangular main channel. The horizontal and vertical structure of the flow is examined in detail through the comparison of numerical results to the laboratory tests by Ikeda et al. and Fukuoka et al. The increase of the flow resistance induced by horizontal vortices is also estimated numerically by means of the presented model.

1. 緒 言

近年の環境問題への関心の高まりの中で、人々は、自然に接し、安らぎを得る場所としての機能を河川に求めるようになってきた。公園や憩いの場として有効に利用すべき空間として、高水敷の整備が進められるとともに、河道内も植生をなるべく残した形での整備が志向されている。すなわち、「多自然型河川工法」という名の通り、河道内に多様な空間を設けることにより、人間にとってだけでなく、動植物にとっても住みよい河川が求められている。こうした状況により、河川の安全度の向上と高水敷の有効利用に向けて、複断面開水路流れの水利特性を解明する重要性が高まってきており、それについて数多くの研究がなされている。

複断面開水路における流れ構造のうち、特徴的なものの一つとして、周期的な水平渦の発生が挙げられる。すなわち、高水敷・低水路境界面付近において、せん断不安定に起因する水平面内の大規模組織渦が発生し、洪水時の河川の抵抗則や河床変動等へ影響を与えることが指摘されており、従来から主に実験的な方法により研究が進められている^{1,2,3)}。一方、複断面流れの数値解析については、主に横断面内の定常二次流について、乱流モデルを用いた検討が行われてきた^{4,5)}。平面渦運動に着目した数値解析例としては、緩傾斜低水路護岸を有する河川を対象とした平面2次元モデルによる計算が報告されているが⁶⁾、鉛直な低水路護岸を有する複断面流れの非定常解析は行われていない。これは、開水路流れ急拡部^{7,8)} 植生境界付近⁹⁾等の水平渦の平面2次元モデルによる再現計算に関しては多くの研究があるものの、流れ場のなかで水深が

不連続に変化する場合には、平面1層モデルの適用が困難であることが一因と思われる。また、低水路護岸付近では水平渦の発生に伴う局所的な強い上昇・下降流の存在が指摘されており^{1,2)}、このような3次元性の強い流れ場に対して平面2次元モデルを用いることは不適切と考えられる。一般に、流れの3次元構造を考慮した解析を行うためには3次元モデルを用いなければならないが、膨大な計算時間と計算容量を必要とし、実用的とはいえない。

本研究では、これらの点を改善するため、高水敷河床面を境に流れを上下2層に分割した平面2層位モデルによる数値解析法を提案する。このモデルは鉛直な低水路護岸を有する水路にも適用できるとともに、比較的少ない計算量で流れの3次元性についてもある程度の予測が可能と思われる。本モデルを用いて、従来の実験^{1,2)}と同条件で水平渦運動の再現計算を試み、実験結果と計算結果を比較することにより、モデルの有用性を評価するとともに、水平渦の特性や渦に伴う流れの3次元構造について検討を行う。さらに、水平渦の発生に伴う複断面流れの抵抗特性についても検討を試みる。

2. 基礎式および数値解析手法

2.1 平面2層位モデルの基礎式

本章で用いた平面2層位モデルの基礎式は、Liu¹⁰⁾が複断面蛇行水路の河床変動解析に用いたものと同様に、3次元流れの基礎式を上層、及び下層のコントロール・ボリュームで積分して得られる式とする。圧力には上・下層ともに静水圧分布を仮定した。上・下層境界面の移流項の z 方向成分、及びレイノルズ応力 $(-\overline{u'w'}, -\overline{v'w'})$ については、Liuの方法と異なり、それぞれの項を積分したものをそのまま表示した。Fig. 1 に示した座標系のもとで、用いた基礎式を示せば以下のようになる。

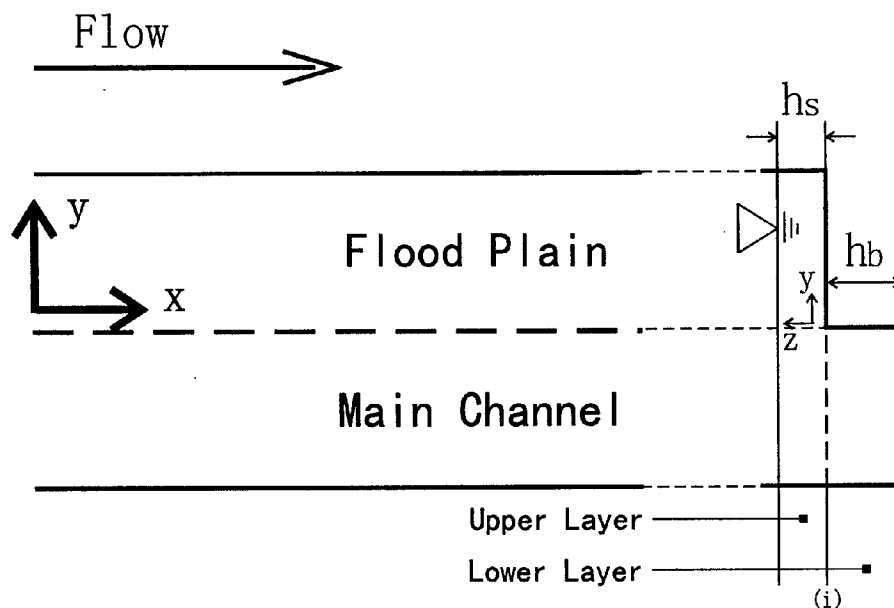


Fig. 1 Coordinate system

[上層の連続式]

$$\frac{\partial h_s}{\partial t} + \frac{\partial M_s}{\partial x} + \frac{\partial N_s}{\partial y} - w_i = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

[下層の連続式]

$$\frac{\partial M_b}{\partial x} + \frac{\partial N_b}{\partial y} + w_i = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

[低水路上層の運動方程式]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial M_s}{\partial t} + \frac{\partial \beta u_s M_s}{\partial x} + \frac{\partial \beta v_s M_s}{\partial y} - (wu)_i + gh_s \frac{\partial h_s}{\partial x} \\ &= gh_s \sin \theta + \frac{\partial (-\overline{u'^2})_s h_s}{\partial x} + \frac{\partial (-\overline{u'v'})_s h_s}{\partial y} \\ &- (-\overline{u'w'})_i + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\tau(\nu)_{xxs}}{\rho} h_s \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\tau(\nu)_{xys}}{\rho} h_s \right] \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N_s}{\partial t} + \frac{\partial \beta u_s N_s}{\partial x} + \frac{\partial \beta v_s N_s}{\partial y} - (wv)_i + gh_s \frac{\partial h_s}{\partial y} \\ &= \frac{\partial (-\overline{u'v'})_s h_s}{\partial x} + \frac{\partial (-\overline{v'^2})_s h_s}{\partial y} \\ &- (-\overline{v'w'})_i + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\tau(\nu)_{yxs}}{\rho} h_s \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\tau(\nu)_{yys}}{\rho} h_s \right] \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

[低水路下層の運動方程式]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial M_b}{\partial t} + \frac{\partial \beta u_b M_b}{\partial x} + \frac{\partial \beta v_b M_b}{\partial y} + (wu)_i + gh_b \frac{\partial h_s}{\partial x} \\ &= gh_b \sin \theta - \frac{gn_{mc}^2}{(h_b + h_s)^{1/3}} u_b \sqrt{u_b^2 + v_b^2} + \frac{\partial (-\overline{u'^2})_b h_b}{\partial x} + \frac{\partial (-\overline{u'v'})_b h_b}{\partial y} \\ &+ (-\overline{u'w'})_i + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\tau(\nu)_{xxb}}{\rho} h_b \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\tau(\nu)_{xyb}}{\rho} h_b \right] \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N_b}{\partial t} + \frac{\partial \beta u_b N_b}{\partial x} + \frac{\partial \beta v_b N_b}{\partial y} + (wv)_i + gh_b \frac{\partial h_s}{\partial y} \\ &= -\frac{gn_{mc}^2}{(h_b + h_s)^{1/3}} v_b \sqrt{u_b^2 + v_b^2} + \frac{\partial (-\overline{u'v'})_b h_b}{\partial x} + \frac{\partial (-\overline{v'^2})_b h_b}{\partial y} \\ &+ (-\overline{v'w'})_i + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\tau(\nu)_{yxb}}{\rho} h_b \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\tau(\nu)_{yyb}}{\rho} h_b \right] \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

[高水敷の運動方程式]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial M_s}{\partial t} + \frac{\partial \beta u_s M_s}{\partial x} + \frac{\partial \beta v_s M_s}{\partial y} + gh_s \frac{\partial h_s}{\partial x} \\ &= gh_s \sin \theta - \frac{gn_{fp}^2}{(h_s)^{1/3}} u_s \sqrt{u_s^2 + v_s^2} \\ &+ \frac{\partial (-\overline{u'^2})_s h_s}{\partial x} + \frac{\partial (-\overline{u'v'})_s h_s}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\tau(\nu)_{xxs}}{\rho} h_s \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\tau(\nu)_{xys}}{\rho} h_s \right] \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N_s}{\partial t} + \frac{\partial \beta u_s N_s}{\partial x} + \frac{\partial \beta v_s N_s}{\partial y} + gh_s \frac{\partial h_s}{\partial y} = -\frac{gn_{fp}^2}{(h_s)^{1/3}} v_s \sqrt{u_s^2 + v_s^2} \\ &+ \frac{\partial (-\overline{u'v'})_s h_s}{\partial x} + \frac{\partial (-\overline{v'^2})_s h_s}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\tau(\nu)_{yxs}}{\rho} h_s \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\tau(\nu)_{yys}}{\rho} h_s \right] \quad \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

ここに、添字 s, b, i は、それぞれ上層、下層、上下境界面における値であることを表す。また、 h ：水深、 (u, v) ：水深平均流速ベクトルの (x, y) 方向成分、 w ：鉛直方向流速（鉛直上向きを正）、 (M, N) ：各々

$M=hu$, $N=hv$ で定義される (x, y) 方向の流量フラックス, $-\overline{u_i u_j}$: 水深平均されたレイノルズ応力テンソル (i, j はともに 1, 2 の値をとり, 1 は x 方向, 2 は y 方向を意味する。), $\tau(\nu)_{ij}$: 分子粘性応力テンソル, $n_{mc}(n_{fp})$: 低水路 (高水敷) の Manning の粗度係数, ν : 動粘性係数, θ : 水路床勾配, β : 運動量補正係数で層流の場合 1.2, 乱流で 1.0, (x, y) : 空間座標 (x : 主流方向, y : 水路横断方向), t : 時間を表す。

レイノルズ応力テンソルの評価は次のように行った。

$$-\overline{u_i u_j} = D_h \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad D_h = \alpha h u_* B \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに, u_* : 摩擦速度, k : 水深平均乱れエネルギー, α : 定数である。摩擦速度については, Manning 則より得られる次式を用いた。

$$u_* \equiv \sqrt{\frac{gn^2(u^2 + v^2)}{h^{1/3}}} \quad \dots\dots\dots (10)$$

乱れエネルギー k については, 福津による実験式¹¹⁾,

$$\frac{k}{u_*^2} = 4.78 \exp \left(-2 \cdot \frac{z}{h} \right) \quad \dots\dots\dots (11)$$

を水深積分して得られる $2.07 \cdot u_*^2$ で評価した。 B は壁面付近の流速分布を再現するために導入された減衰関数であり, 富永¹²⁾にならい次のような関数形を用いた。

$$B = \begin{cases} 4.0 \cdot \frac{h'}{h_w} \left(1.0 - \frac{h'}{h_w} \right), & h' \leq h_w/2 \\ 1.0, & h' > h_w/2 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで, 上層の計算では, h' : 河岸からの距離, h_w : 河岸での水深 (h_s) を表し, 下層では, h' : 低水路護岸からの距離, h_w : 高水敷高さ (h_b) をそれぞれ表す。

低水路上層の高水敷界面付近では, 乱れが下層の低水路護岸の影響を受けると考えられるので, 高水敷・低水路境界面における渦動粘性係数と, 下層における渦動粘性係数を内挿して渦動粘性係数を評価することとした。すなわち, 低水路における高水敷の影響範囲を高水敷水深の ζ 倍と仮定し, 上層の, 高水敷・低水路境界面近傍の渦動粘性係数を, 界面に近い高水敷上の渦動粘性係数と低水路下層の渦動粘性係数を用いて, 内挿比 1 : ζ で線形内挿する。Fig. 2 は内挿の様子を模式的に示したものであり, 図中の色の薄い部

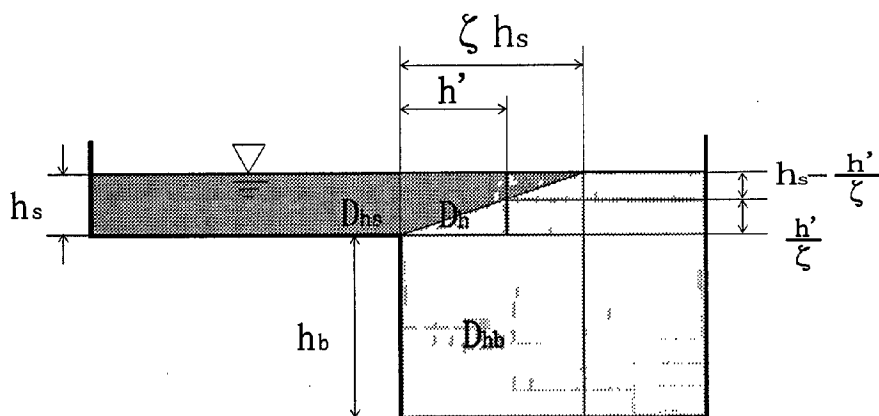


Fig. 2 Evaluation of eddy viscosity coefficient near the interface

分に下層の渦動粘性係数を用い, 濃い部分には高水敷・低水路境界面における上層の渦動粘性係数を用いている。このような内挿を行った場合, 低水路上層の渦動粘性係数は次式で表される。

$$D_h = \begin{cases} \frac{h'}{\zeta_{hs}} D_{hb} + \left(1 - \frac{h'}{\zeta_{hs}}\right) D_{hs} & (h' < \zeta_{hs}) \\ D_{hb} & (h' \geq \zeta_{hs}) \end{cases} \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 h' ：高水敷・低水路界面から低水路方向への距離、 D_{hs} ：高水敷・低水路境界面に最も近い高水敷上の渦動粘性係数、 D_{hb} ：低水路下層の渦動粘性係数（ $= \alpha[h_s + h_b]u_*B$ ）である。

2.2 数値解析の手順

基礎式の離散化手法としては、有限体積法を用い、移流項の離散化には可変格子系における QUICK スキームを、時間積分にはアダムス・バッシュフォース法を用い、陽解法で時間方向に計算を進める。このスキームは空間および時間に関してそれぞれ2次の精度を有する。なお、基礎式の離散化の詳細については、ここでは省略する。

2.3 計算の初期・および境界条件

数値計算の初期条件および境界条件は、次のように定めた。

(1) 初期条件

初期条件流速分布は、Manning の流速公式を用いて高水敷・低水路流速を一様に与えた。ただし、この流速分布では高水敷・低水路間の流速に不連続が生じ、計算が安定化するまでに時間がかかるため、計算時間の短縮のために、まず、他の条件は変えずに流下方向の計算格子数を少なくして（ここでは5格子とした。）計算を開始し、連続な横断流速分布を得た。次に、得られた流速分布を主流方向の全格子（800 格子）に与え直してから計算を続行した。

(2) 境界条件

水路壁面の条件としては、対数則を用いて壁面の抵抗を評価した。底面の摩擦は、Manning の粗度係数を用いた。上・下流端では周期境界条件を採用した。

3. 数値解析結果の考察

3.1 数値解析における水理条件

本章では、池田らによる実験¹⁾および福岡・藤田による実験²⁾の2つの実験を取り上げ、それぞれの実験と同条件のもとで、Run A、Run B の2通りの数値解析を行うこととした。各条件の概要を次に述べる。

(1) Run A の水理条件（池田らによる実験の条件）

池田らの実験では、高水敷と低水路の粗度が等しい水路を用いて行われた。この実験で用いられた複断面水路の横断面形状を Fig. 3 に示す。数値計算の条件については、Table 1 に示されているように Run A-1

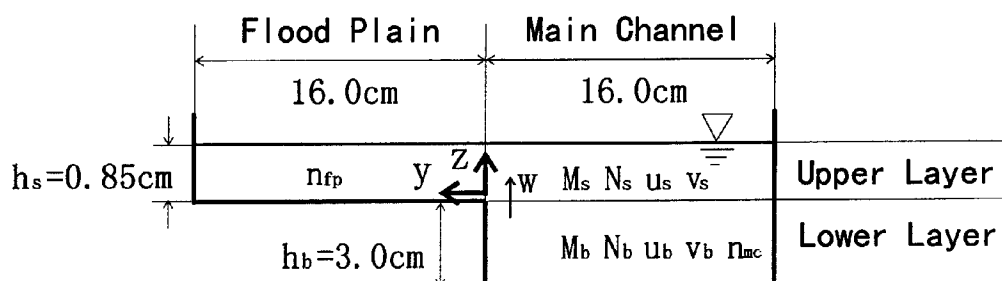


Fig. 3 Cross section of the compound open channel for RunA

Table 1 Hydraulic conditions for numerical simulations

	Run A-1	Run A-2	Run A-3	Run B-1	Run B-2
n_{fp}	0.011	0.011	0.011	0.028	0.028
n_{mc}	0.011	0.011	0.011	0.011	0.011
α					
flood plain	0.3	0.3	0.3	0.1	0.1
main channel	0.1	0.1	0.3	0.1	0.1
$\nu(m^2/s)$	1.0×10^{-6}	1.0×10^{-6}	1.0×10^{-6}	1.0×10^{-6}	1.0×10^{-6}
$\Delta t(sec)$	0.0005	0.0005	0.0005	0.0025	0.0025
$\sin \theta$	1/1000	1/1000	1/1000	1/1000	1/1000
ζ	3	1	3	3	3
Re	12600	12600	12600	42200	68100
Fr	0.534	0.534	0.534	0.656	0.688
$(h_b + h_s)/h_b$	1.28	1.28	1.28	1.5	2.0

Re : Reynolds number in main channel, Fr : Froude number in main channel

Δt : time increment, $\sin \theta$: bed slope

～Run A-3 の 3 種類を設けた。すなわち、Run A-2 では式(13)における内挿比 ζ を Run A-1 に対して変化させた。Run A-3 では、低水路の渦動粘性係数における定数 α の値を Run A-1 に比べて大きく設定した。計算格子は、**Fig. 4** に示すように、主流方向 (x 方向) は幅 10.0(mm) の等幅格子とし、水路横断方向に

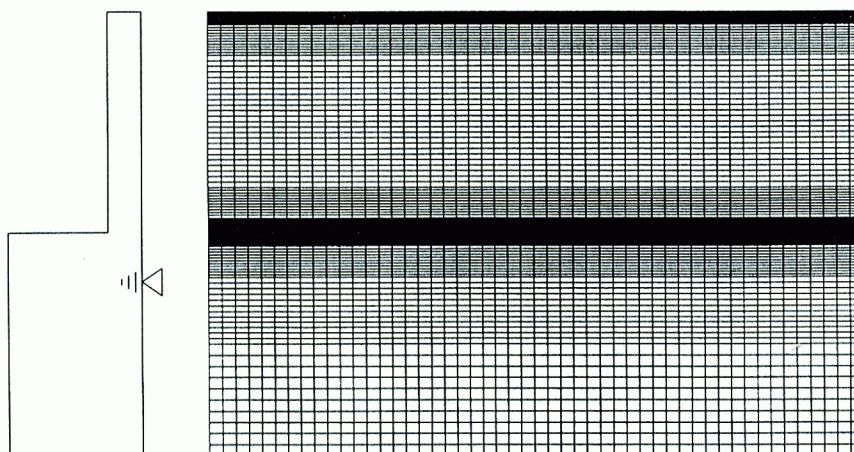


Fig. 4 Numerical grid system for Run A

は、高水敷護岸近傍および低水路・高水敷境界面付近を細かくした可変格子 (最小格子幅 1.0(mm)) を用いた。格子数は、 x 方向が 800 格子、 y 方向が 109 格子とした。

(2) Run B の水理条件 (福岡・藤田による実験の条件)

福岡・藤田の実験は高水敷、低水路幅や高水敷高さ等の比が実際の河川に近い形状のもとで行われている。数多くの条件のもとで実験が行われているが、本研究では、高水敷底面の粗度係数が低水路底面の粗度係数より大きい実験条件を対象とした。これは、より実際の河川に適合した条件といえる。この実験における複断面水路の横断面図を **Fig. 5** に示す。数値計算は **Table 1** に示すように、2 通りの条件で行われた。

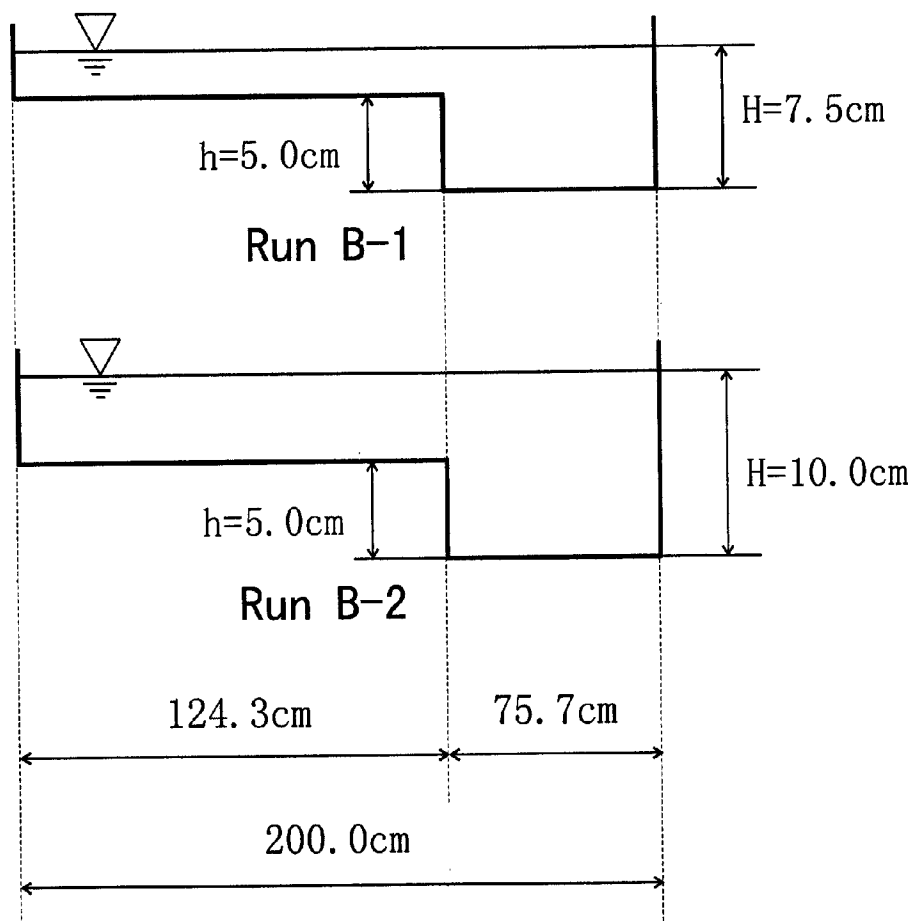


Fig. 5 Cross section of the compound open channel for Run B

すなわち、全水深 ($H = h_b + h_s$) と下層水深の比 (H/h_b) を変化させて、(H/h_b) = 1.5 の場合を Run B-1, 2.0 の場合を Run B-2 とした。計算格子としては、主流方向 (x 方向) は幅 50.0 (mm) の等幅格子とし、横断方向は界面付近を細かくした可変格子とした。格子数は、 x 方向が 800 格子、 y 方向が 97 格子とした。

以下、大きく分けて 2 つの方向で考察を進める。すなわち、一つは水平渦に伴う流れの構造に関する検討であり、もう一方は流れの抵抗予測に関する検討である。

3.2 流れの構造に関する検討

(1) 時間平均流速分布

Fig. 6 は、Run A-1～Run A-3 における水路横断面の主流方向の平均流速分布を実験結果と数値解析結果で比較したものである。図中の点○が池田らによる実験結果の水深平均流速を示し、実線は計算結果の主流流速を計算領域全体 (8 m) で x 方向に空間平均し、さらに 10 秒間の時間平均を行った流速分布である。なお、太線が上層流速、細線が下層流速の数値解析結果を示している。

Run A-1 は、高水敷では実験結果より若干小さな値を示しているものの、実験結果の流速分布をほぼ再現しているものと思われる。特に、低水路から高水敷にかけて、急に流速が大きくなる様子が定性的に再現できている。Run A-1 に対して Run A-2 は、高水敷・低水路境界面近傍の渦動粘性係数について、高水敷・低水路境界面の渦動粘性係数と下層の渦動粘性係数との内挿比を 1 : 1 に変えたが、(Run A-2 以外で

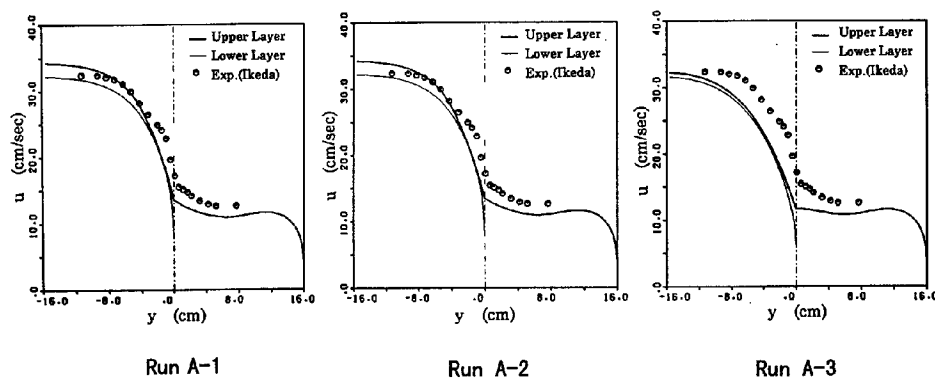


Fig. 6 Time averaged velocity distributions (Run A)

はすべて1:3としている。) Run A-1とRun A-2の数値解析結果には、相違がほとんど見られなかった。

Run A-3は、低水路の流速が実験結果よりかなり小さな値を示している。これは、Run A-3では、低水路の渦動粘性係数がRun A-1と比較して大きいため、低水路の乱れが大きく評価されたことが原因と思われる。

Fig. 7は、Run B-1の計算領域(40 m)の主流方向の空間平均流速分布を示したものである。(a)は計

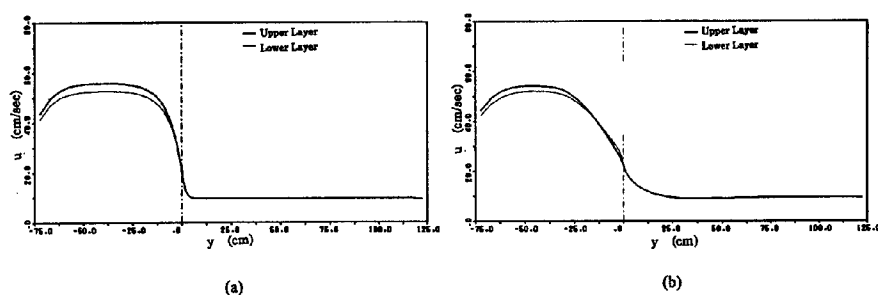


Fig. 7 Time averaged velocity distributions (Run B)

算条件の項で前述したように、計算の初期条件として流下方向の格子数を5格子として計算を行ったときの空間平均流速分布である。(b)はその後、全格子(800格子)で計算を行い、240秒後の空間平均流速分布である。Fig. 7の空間平均流速分布では、(a)は高水敷から低水路に入ると流速は急激に大きくなるが、(b)はなめらかに増加している。この違いは水平渦の発生の有無に起因すると思われる。Fig. 8は、(b)に

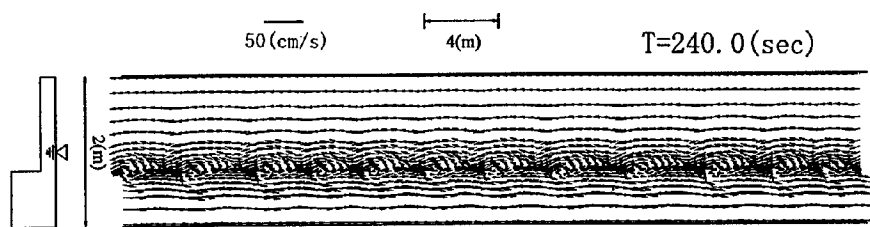


Fig. 8 Velocity vectors (Run B-1)

おける上層の流速ベクトルを示したものである。この図では水路横断方向と流下方向の縮尺比は1:4となっている。また、流速ベクトルは、水平渦の進行速度(25.0cm/s)で進む移動座標系から見たものである。

高水敷・低水路境界面に周期的な大規模水平渦の存在が見られる。このような水平渦の発生によって、横断方向の流速分布が変化していると思われる。このことは、界面付近の水平渦の影響範囲を超えると、(a)と(b)はほとんど同じ曲線を描いていることから確認できる。さらに、渦による流量の変化について検討する。(a)から求められる流量は $30821 \text{ (cm}^3/\text{s)}$ であり、(b)から求められる流量は $29320 \text{ (cm}^3/\text{s)}$ であることから、水平渦の発生に伴い流下能力が低下していることがわかる。なお、水平渦の特性については後に詳細に検討する。

(2) 水深および流速変動特性

Fig. 9に、池田らによる実験結果の水面振動、およびRun A-1の数値解析結果の水面振動、 x 方向流速変動および y 方向流速変動の時系列を示している。これらは、いずれも高水敷・低水路境界面上の一点における時系列である。実験結果では平均周期 3.9 (sec) の振動となっている。数値解析結果における時系列からは、周期約 5.0 (sec) の振動が見られる。複断面開水路流れのような空間的な発達を伴わない混合層に生じる十分発達した大規模水平渦は、空間的な配列を変えないで流下することが知られている。このため、時系列の周期は水平渦の通過に対応していると思われる。水深が最小となる点(図中の矢印)が渦の中心部の通過点に対応すると考えられる。数値解析結果では、振幅は約 0.4 (mm) で実験値とほぼ一致しているが、周期は若干大きな値となっている。

x 方向の流速変動の周期は水面振動の場合と同様に約 5.0 (sec) であり、流速 u_s が最小となる時刻が水面振動の谷と一致している。渦中心部の通過時に主流方向の流速が小さくなっていることがわかる。

y 方向の流速変動の周期は約 5.0 (sec) であり水面振動の周期と等しいが、流速 v_s が最小となる時刻が水深のそれよりわずかに遅れている。これは、水平渦の中心が通過した後、流体が高水敷上から低水路へ大きく輸送されていることを示している。また、図より水平渦の中心が通過する前に、流体が低水路から高水敷上へ輸送されている様子もわかる。また、図の数値より、高水敷から低水路への流れ(最大 3.8 cm/s)は、低水路から高水敷への流れ(最大 3.0 cm/s)に比べて強いことがわかる。以上の考察から、大規模渦水平渦によって高水敷・低水路間

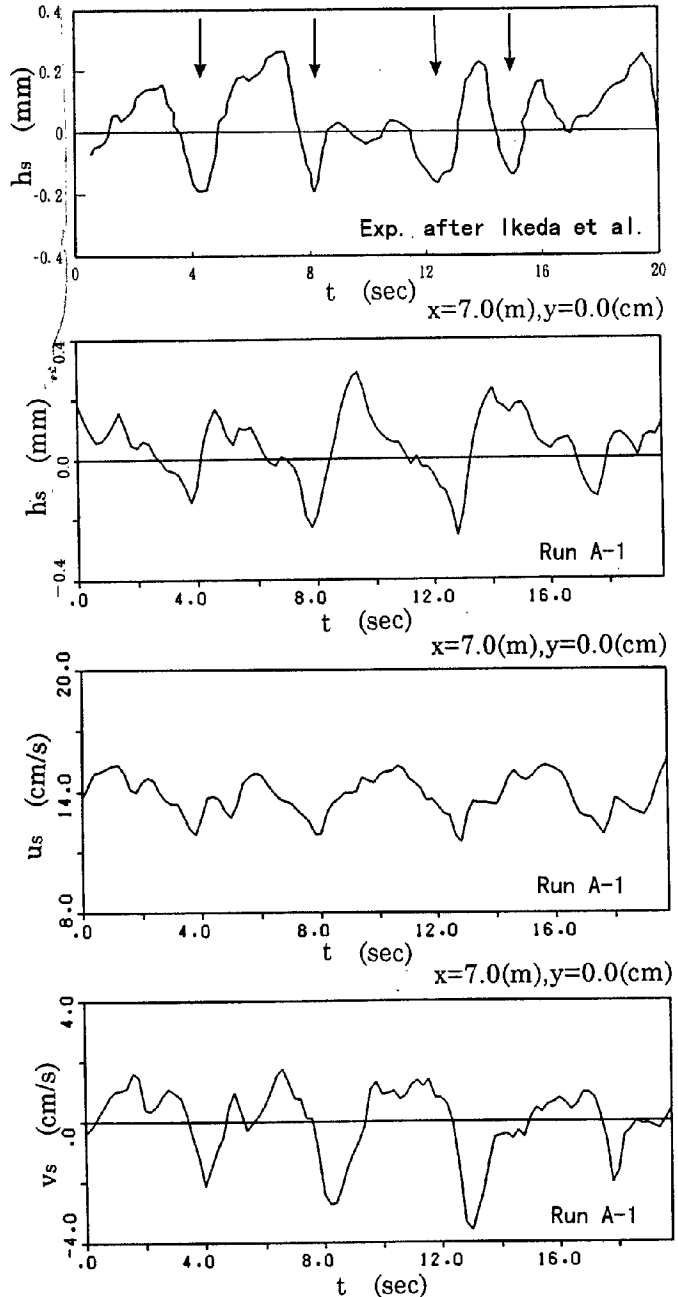


Fig. 9 Temporal variations in depth and velocity (Run A-1)

の物質交換が行われる様子が理解できる。

(3) 水平渦の特性

Fig. 10 は, Run A-1 の数値解析結果の上層の流速ベクトルを示したものである。上段は固定座標から

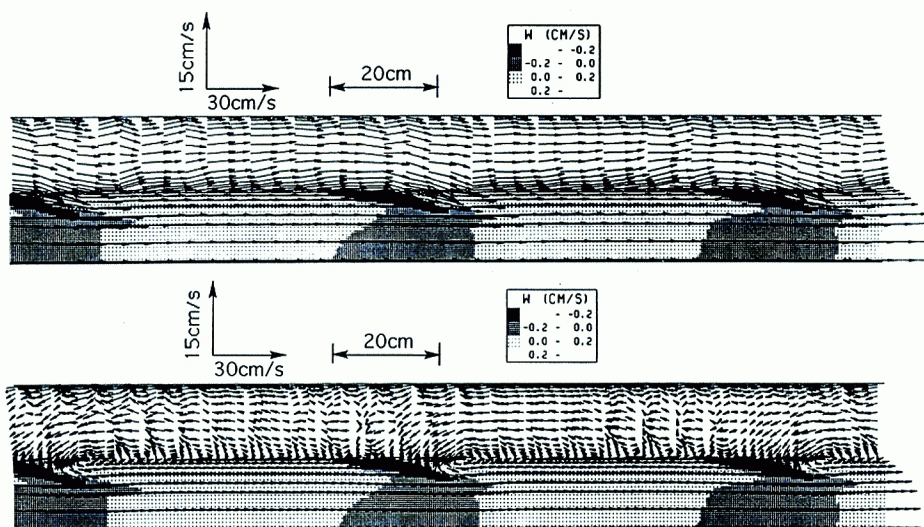


Fig. 10 Horizontal and vertical flow pattern (Run A-1)

見た流れであり, 下段は渦の進行速度 (約 15.0cm/s) で進む移動座標から見たものである。この図には, 1 列の水平渦列が再現されている。8 m の水路に 9 個の水平渦が再現されており, 平均渦間隔は 88 cm 程度である。従って, 渦の空間的な間隔は池田らの実験結果 (73 cm) に比べて若干大きな値となっている。

Fig. 11 は, Run A-1 の流速ベクトル図に上層水深の分布図を重ねたものである。低水路部分では, 水

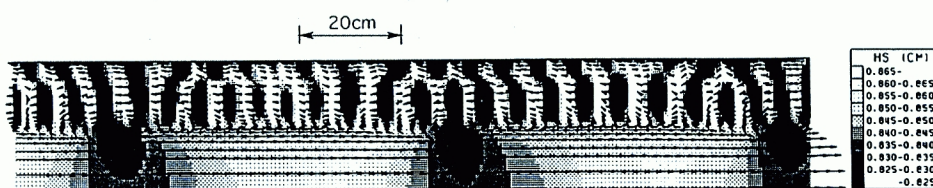


Fig. 11 Water level distribution (Run A-1)

平渦の中心部の表面が窪んでいる様子がわかる。高水敷上においては, 短い周期の水面振動がみられる。この水面振動は高水敷水深が小さいために発生するものと思われるが, このような振動が実際の現象にもみられるものかどうかは不明である。

Fig. 12 は, 高水敷に初期体積濃度 1 % で一様に瞬間的に投入された物質の濃度輸送の様子を示したも

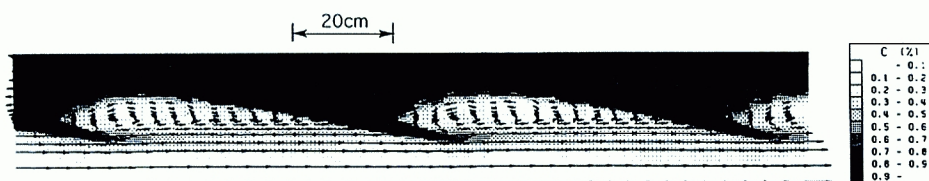


Fig. 12 Flow visualization by coloring soluble matter (Run A-1)

ので、物質投入後9.0(sec)経過したときの濃度分布図である。大規模渦の形状は池田らの実験の可視化写真とよく一致している。ただし、池田らの実験では、水平渦の影響がかなり高水敷上に及ぶが、計算結果では、渦がやや低水路側に位置している。また、図から、高水敷・低水路境界面における流体の水平方向の混合が大規模水平渦による移流によって支配されている様子がわかる。このような水平渦の特性、特にそれに伴う混合の様子は、後に述べる流れの3次元構造を解明する上でも重要である。

以上に示したように、Run A-1においては周期的な水平渦、およびそれに伴う濃度輸送の様子が再現されることがわかった。Run A-2においても同様な水平渦が再現され、渦の規模、周期等はRun A-1とほぼ一致した。一方、Run A-3では明確な水平渦が再現されなかった。この原因は、Run A-3の条件では高水敷・低水路間の流速差が小さいためと思われる。すなわち、Table 1に示したように、Run A-3では低水路内の渦動粘性係数をRun A-1、Run A-2に比べて大きく設定している。このため、低水路内の乱れが大きく評価されることにより、Fig. 6に示すように低水路の流速が小さくなり、高水敷・低水路間の流速差が小さくなっている。このように、複断面開水路流れの水平渦の発生には、高水敷・低水路間にある程度の流速差が必要と思われる。

(4) 流れの3次元構造

複断面開水路では、高水敷上で2次元性の強い流れが卓越しているのに対し、低水路では上昇・下降流を伴う3次元構造が存在することが知られている。前掲のFig. 10には、鉛直方向流速分布の濃淡図を水平面内の流速ベクトルに重ねて示してある。鉛直方向流速 w は、上・下層境界面において鉛直上向きを正とした。図より、渦の上流側では下降流、中心付近および下流側では上昇流が存在していることがわかる。

水平渦周辺の流れの構造をより詳細に検討するため、Fig. 13にはA~Dの各断面における鉛直方向流速

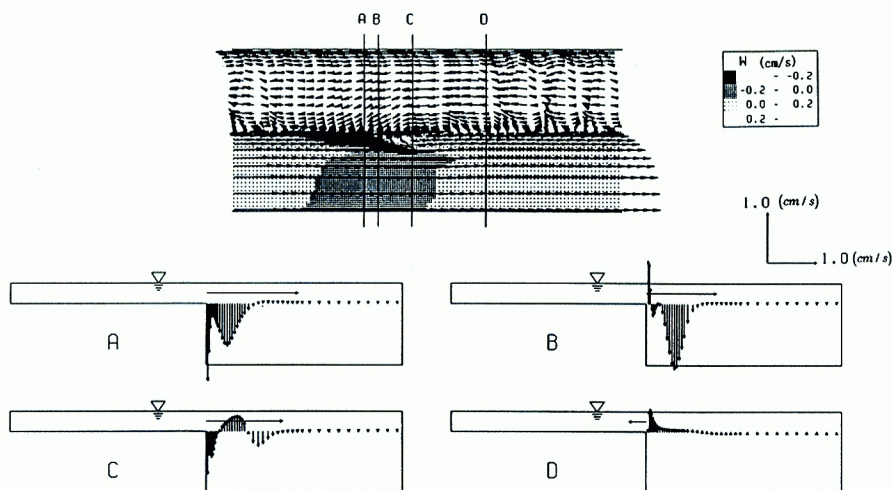


Fig. 13 Vertical velocity distribution around a center of horizontal vortex (Run A-1)

w のベクトルを示した。同図には高水敷・低水路界面の横断方向流速 v のベクトルもあわせて示している。この図より、渦の上流側では正の横断方向流速に伴い、高水敷から低水路に沈み込む流れ（沈降流）が生じ、渦の下流側では低水路から高水敷上に乗上げる流れ（湧昇流）が生じる様子がわかる²⁾。また、この特性は池田らによるレーザー流速計を用いた詳細な計測結果とも、ほぼ適合している¹⁾。さらに、渦の中心付近を横切る断面（断面C）では、渦中心の上昇流の両側に下降流の存在がみられる。これは、水平渦の低水路よりでは時計回り、高水敷よりでは反時計回りの縦渦の存在に対応するものと思われる³⁾。

このように、数値解析結果の鉛直方向流速は、Fig. 14に示されるような従来の実験結果で指摘されている流れの3次元構造を、ある程度再現しているものと思われる。

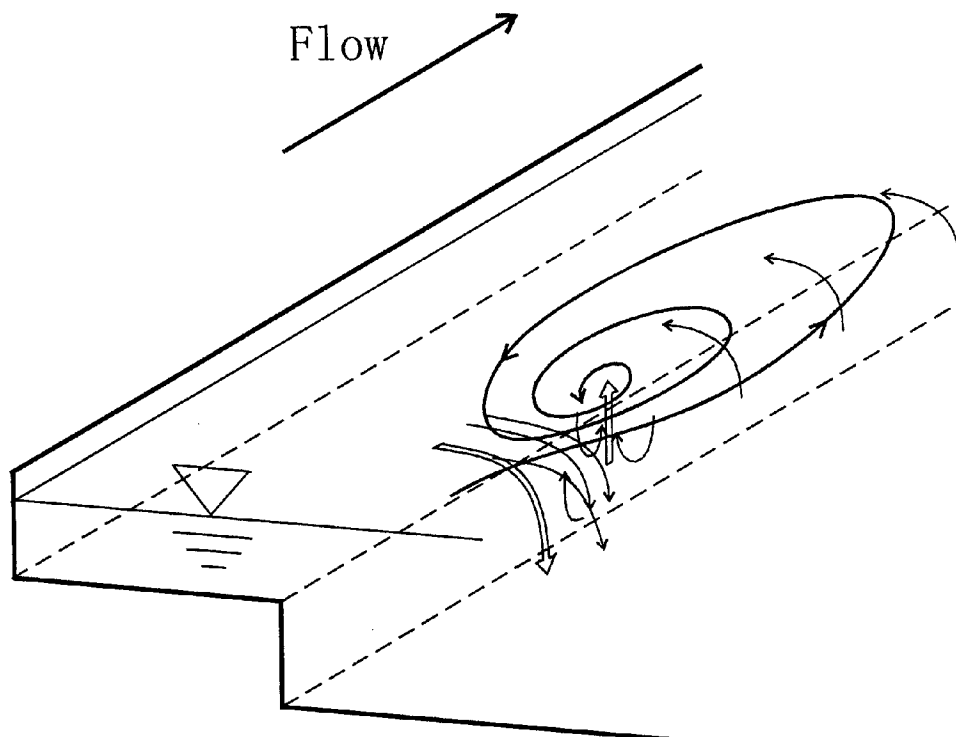


Fig. 14 Schematic illustration of 3D flow pattern induced by a horizontal vortex

3.3 流れの抵抗予測に関する検討

これまでみてきたように、複断面開水路流れでは、高水敷・低水路境界面に発生する大規模水平渦の存在により、高水敷と低水路の間で運動量の輸送が生じる。この混合現象により高水敷・低水路境界面に付加的なせん断力が発生し、流下能力に大きな影響を与える。このため、正確な抵抗予測を行うためには、この付加的抵抗をどのように評価するかが重要であると考えられる。福岡・藤田²⁾による実験ではこの点について詳細な検討を行っており、この実験に対応する Run B-1 および Run B-2 の数値解析結果について、抵抗特性の検討を行うことにする。以下、数値解析結果から合成粗度係数を求め、断面分割法¹⁴⁾による予測値、福岡・藤田²⁾による付加的なせん断力 τ_{as} を考慮した合成粗度係数の理論値、そして福岡・藤田の実験値と比較を行う。

まず、合成粗度係数の予測法について、従来から用いられてきた断面分割法と福岡・藤田による界面の付加的なせん断力 τ_{as} を考慮した合成粗度係数の予測法について簡単に述べる。

(1) 断面分割法

これは、高水敷・低水路境界面に相互干渉がなく、この干渉による抵抗増加がないと仮定する方法である。断面分割法では、Fig. 15 に示すように断面を高水敷と低水路に分割し、それぞれの断面で等流条件が成立するという仮定から、次式により流量 Q が得られる。ただし、ここでは水路片側のみに高水敷が存在する場合について示す。

$$Q = \frac{A_{fp}}{n_{fp}} \left(\frac{A_{fp}}{S_{fp}} \right)^{2/3} \cdot I_b^{1/2} + \frac{A_{mc}}{n_{mc}} \left(\frac{A_{mc}}{S_{mc}} \right)^{2/3} \cdot I_b^{1/2} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここに、 I_b ：河床勾配、 A ：断面積、 S ：潤辺、 n ：粗度係数であり、添字の fp , mc はそれぞれ高水敷、低水路の諸量を示す。断面分割法では、高水敷・低水路境界面 (Fig. 15 中の破線) におけるせん断応力を無視し、潤辺 S にはこの境界面を含めない。このとき、合成粗度係数 N_c は次式で計算される。

$$\bullet N_c = \frac{A_{mc} + A_{fp}}{Q} \cdot R_c^{2/3} \cdot I_b^{1/2} \quad \dots\dots\dots (15)$$

R_c は N_c を求めるための合成径深であり、次式で表される井田法¹³⁾による径深を用いる。

$$R_c = \left\{ \frac{A_{mc} (A_{mc}/S_{mc})^{2/3} + A_{fp} (A_{fp}/S_{fp})^{2/3}}{A_{mc} + A_{fp}} \right\}^{3/2} \quad \dots\dots\dots (16)$$

(2) 福岡・藤田による τ_{as} を考慮した N_c

の予測法

複断面開水路流れでは、高水敷・低水路

境界面の流れの相互干渉により、高水敷・低水路境界面に付加的なせん断力が作用すると考えられる。この見かけのせん断力 (apparent shear stress) を τ_{as} とおき、まず、高水敷と低水路それぞれについて次のような釣り合い式を立てる。ただし、ここでは先程と同様に水路片側のみに高水敷が存在する場合を考える。

$$\tau_{mc} S_{mc} + \tau_{as} \cdot (H - h) = \rho g A_{mc} I_b \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\tau_{fp} S_{fp} - \tau_{as} \cdot (H - h) = \rho g A_{fp} I_b \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 τ_{mc} 、 τ_{fp} は、それぞれ高水敷と低水路の潤辺における平均のせん断力であり、次式で表される。

$$\tau_{mc} = \frac{\rho g n_{mc}^2 u_{mc}^2}{R_{mc}^{1/3}}, \quad \tau_{fp} = \frac{\rho g n_{fp}^2 u_{fp}^2}{R_{fp}^{1/3}} \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここに、 $R_{mc} = A_{mc}/S_{mc}$ 、 $R_{fp} = A_{fp}/S_{fp}$ 、 u_{mc} ：低水路の平均流速、 u_{fp} ：高水敷の平均流速である。付加的なせん断力 τ_{as} については、 τ_{as} が流速差の2乗と流体の密度との積に比例するとして、次式で表現できるものとする¹⁴⁾。

$$\tau_{as} = \rho \cdot f \cdot (u_{mc} - u_{fp})^2 \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここに、 ρ は水の密度である。 f は低水路と高水敷との境界での混合の激しさを表す境界混合係数である。式(19)、(20)を式(17)、(18)に代入することにより、次式を得る。

$$\frac{\rho g n_{mc}^2 u_{mc}^2}{R_{mc}^{1/3}} (h + b) + \rho f (u_{mc} - u_{fp})^2 (H - h) = \rho g H b I_b \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\rho g n_{fp}^2 u_{fp}^2}{R_{fp}^{1/3}} (H - h + B - b) - \rho f (u_{mc} - u_{fp})^2 (H - h) \\ & = \rho g (H - h) (B - b) I_b \quad \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

この2式を連立させて解くことにより u_{mc} 、 u_{fp} が得られ、流量を決定することができる。流量が求まれば、式(15)から N_c を計算することができる。

次に、Run B-1 および Run B-2 の計算結果を、上述の2つの方法(1)、(2)および、福岡・藤田による実験値と比較する。Fig. 16 に水深と合成粗度係数との関係を示す。 H は全水深を表し、横軸に低水路水深 h で無次元化した値をとり、縦軸に合成粗度係数 N_c を低水路の粗度係数 n_{mc} で無次元化した値を用いている。実線が(1)の断面分割法による予測値、破線が(2)の τ_{as} を考慮した方法による理論値、◎印でプロットされた点が福岡・藤田による実験値、そして、●印が本研究における数値解析結果を示している。なお、数値解析結果は、水深の小さい方から Run B-1、Run B-2 である。数値解析結果の粗度係数は以下のようにして求めた。まず、流量については、計算結果の主流方向平均流速を上・下層それぞれ横断方向に積分して求め

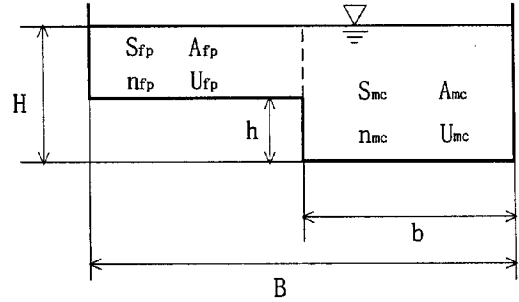
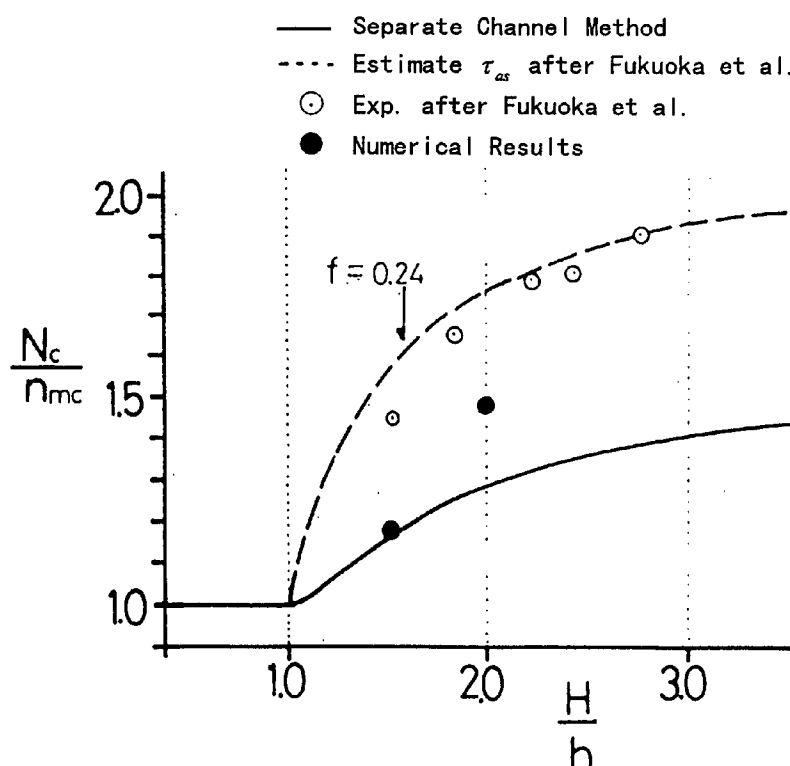


Fig. 15 Definition sketch for the separated channel method

Fig. 16 Relation between the composite roughness coefficient and H/R

た上層流量，下層流量の和を全流量として求める。そして，式(15)を用いて合成粗度係数を求める。

Run B の条件では高水敷の粗度係数が低水路の粗度係数より大きいので，高水敷水深が大きい場合においても高水敷・低水路間には比較的大きな流速差が生じる。このため，Fig. 16 では，実験値は断面分割法による予測値を大きく上回り，付加的なせん断力 τ_{as} を考慮する必要があると考えられる。また， τ_{as} を考慮した計算値については，合成粗度係数 N_c を計算する際に用いる f の値を実験値に最もよく一致するように定めており，図中では $f = 0.24$ を用いている。図からもわかるように，この方法は適正な f の値を用いることで実験値にかなり近い値を示す。Run B-1 および Run B-2 の計算結果においては，断面分割法による予測値より若干大きな値となった。これは，数値解析によって抵抗増加がある程度再現されていることを示している。しかしながら，実験結果と比較して抵抗増加は小さく，数値計算により抵抗予測を行うには，より精度の高い計算法の検討が必要と考えられる。

4. 結 語

本研究は，鉛直な低水路護岸を有する複断面開水路流れに対して，平面2層位モデルによる数値計算手法の適用を試みたものである。数値計算結果を従来の実験結果と比較することにより，複断面流れの平面的，3次元の構造，および流れの抵抗特性について検討を行った。本研究により得られた成果を以下にまとめる。

1. 平面2層位モデルに基づく数値解析法により，高水敷・低水路境界付近の大規模水平渦を再現できることが確認できた。ただし，渦の周期は実験結果と若干相違した。
2. 大規模水平渦の発生が，高水敷と低水路の間に生じる流速差に依存し，高水敷・低水路間の流速差が小

さい条件のもとでは、水平渦は明確に再現されなかった。

3. 水平渦の発生に伴う流れの3次元構造についても、ある程度再現可能であることが確認できた。上・下層間の流体の移動について、水平渦の中心部の上流側での強い下降流、水平渦の中心部に生じる強い上昇流、そして、水平渦の中心の下流側での弱い上昇流が再現された。これらの3次元的挙動は従来の実験結果とほぼ一致した。
4. 渦の発生による流れの抵抗増加が確認された。合成粗度係数を求めたところ、断面分割法による予測値を若干上回ったが、実験値と比べてかなり小さい値となった。

実河川における低水路護岸は傾斜をもったものが多いが、流れの基本的特性を把握するためにも、実験データの蓄積のある鉛直な低水路護岸を有する複断面流れの数値解析について検討を行うことは有益と考えられる。今回提案する計算手法はこのような流れ場を対象に、3次元モデルと比較してはるかに少ない計算量で水平渦運動、およびそれに伴う流れの3次元構造を検討でき、経済的な手法といえる。ただし、渦の発生周期等、現象と相違する点も指摘され、解析法の改良の必要性が示唆された。特に、高水敷・低水路界面付近の渦動粘性係数は水平渦の特性に大きく影響すると考えられるため、十分な検討を行う必要がある。今後、モデルの改良を進めるとともに、流れの抵抗則に関する詳細な検討を行っていきたい。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、京都大学学生、大村尚輝氏より図面作成等のご協力を得た。ここに記して深甚なる謝意を表する。

参考文献

- 1) 池田駿介・村山宣義・空閑健：複断面開水路水平渦の安定性とその3次元構造，土木学会論文集，No.509/II-30，pp.131-142，1995.
- 2) 福岡捷二・藤田光一：複断面河道の抵抗予測と河道計画への応用，土木学会論文集，No.411/II-12，pp.63-72，1989.
- 3) 石垣泰輔：複断面開水路流れの三次元構造に関する研究，京都大学博士論文，1993.
- 4) Naot, D., Nezu, I., and Nakagawa, H. : Hydrodynamic behavior of compound rectangular open channels, J. Hydr. Engrg., ASCE, Vol.119, No.3, pp.390-408, 1993.
- 5) 河原能久・玉井信行：複断面開水路乱流の三次元数値解析，第33回水理講演会論文集，pp.425-429，1987.
- 6) 福岡捷二・渡辺明英・上阪恒雄・津森貴行：低水路河岸に樹木群のある河道の洪水流の構造 —利根川新川通昭和56年8月洪水—，土木学会論文集，No.509/II-30，pp.79-88，1995.
- 7) Hosoda, T. and Kimura, I. : Vortex formation with free surface variations in shear layer of plane-2D open channel flows, Proc. 9th Symp. on TURBULENT SHEAR FLOW, Vol.1, P112, 1-4, 1993.
- 8) 木村一郎・細田尚・友近文志：開水路流れ混合層におけるせん断不安定波動の空間的増幅特性，土木学会論文集，No.509/II-30，pp.99-109，1995.
- 9) 灘岡和夫・八木宏：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，土木学会論文集，No.475/II-24，pp.35-44，1993.
- 10) Liu, B. Y. : Study on sediment transport and bed evolution in compound channels, Ph.D. Thesis, Kyoto University, 1991.
- 11) 福津家久・中川博次：修正 $k-\epsilon$ 乱流モデルによる開水路乱流の数値計算，土木学会論文集，

No.387, pp.125-134, 1987.

- 12) 富永晃宏：直線開水路の三次元乱流構造に関する研究，京都大学博士論文，1987.
- 13) 井田至春：広巾員水路の定常流一断面形の影響について一，土木学会論文集，第 69 号，別冊(3-2)，1960.
- 14) 石川忠晴・山崎真一・金丸督司：開水路平面せん断流に関する実験的研究，第 39 回年次学術講演会概要集，第 2 部，pp.473-474, 1984.