

# 低水路側岸部に植生を有する複断面開水路 に発生する水平渦と運動量輸送

## ORGANIZED HORIZONTAL VORTICES AND MOMENTUM TRANSPORT IN COMPOUND OPEN CHANNEL FLOWS WITH BANK VEGETATION

池田駿介<sup>1</sup>・佐野貴之<sup>2</sup>・福元正武<sup>2</sup>

Syunsuke Ikeda, Takayuki Sano and Masatake Fukumoto

<sup>1</sup>フェロ-会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科

<sup>2</sup>学生員 学士(工) 東京工業大学大学院 理工学研究科土木工学専攻  
(〒152-8552 東京都目黒区大岡山二丁目12-1)

It has been known that shear instability generates large horizontal vortices at the junctions of main channel and flood plains for two-stage channels. In the present laboratory tests, it was found that the vortices disappear due to subdepth scale turbulence for flows with relatively large value of  $h/H$ . For channels with bank vegetation, horizontal periodic vortices also appear, for which it was seen that the vortices in the main channel is predominant.

Numerical computations were performed by employing SDS-2DH turbulence model, the results of which agree reasonably well with the experiments.

**Key Words :** *compound open channel flow, horizontal organized vortex, bank vegetation, shear instability, laboratory tests, numerical computation*

### 1. 序論

複断面河道においては高水敷・低水路の水深差によって横断方向に主流速差が生じ、高水敷・低水路境界部は複雑な流況を呈する。高水敷水深が低水路水深に比べ浅い場合には境界部に周期的で大規模な水平渦が発生し、横断方向の運動量輸送、物質輸送に大きな影響を与えることが知られている<sup>1) 2)</sup>。また一方で河道内の植生は流れ場を大きく変化させる。実河川における植生の分布は多様であるが、本研究では高水敷・低水路境界部(以後低水路側岸部と呼ぶ)のみが植生で覆われているケースを対象とする。このような河道では、植生の抵抗により植生帯内部で流速が最小値を取り、植生の両側から植生帯内部への運動量輸送が生じる。その際植生帯の低水路側の渦が高水敷側の渦を巻き込みながら流れることが福岡ら<sup>3)</sup>によって指摘されている。しかしながら既往の研究において水深の違いによる流れの変化を明確に扱った研究は少ない。本研究ではまず、直線複断面において全く植生がない場合と低水路側岸部にのみ植生がある場合を対象に、系統的に水深を変化させた実験を行う。その

後、水深に比べ水平スケールが大きい浅い流れ場に対して有効といわれている八木・灘岡ら<sup>4)</sup>のSDS-2DHモデルを用いて数値計算を行い、実験と比較することにより流れの構造の把握を試みる。

### 2. 実験概要

流れ場の平面図、横断図、記号の定義を図-1に示す。水路上流端から流下方向にx軸、右岸から横断方向にy軸を取る。実験では、東京工業大学水工学実験室内にある長さ12m、幅1.2mの循環式可変勾配水路を用いた。低水路・高水敷には耐水ベニヤ、模擬植生には直径5mmの木製円柱(گران材)を用いた(縦横5cm間隔)。低水路側岸部は発泡スチロールを用いて作成し、低水路と高水敷を余誤差曲線で接合した。計測は主流速分布がほぼ平衡に達した $x=8.5\text{m}$ の横断面で行った。容量式波高計を低水路側岸部に流下方向に2台設置し、水平渦の通過に伴う水面変動から渦の周期と移流速度を算出した。流速は2成分アルゴン・レーザー流速計を用いて鉛直方向に数点(高水敷で1~2点、側岸部で3点程度、低水路で5

表-1 実験条件

Case名	植生なし						低水路側岸部に植生設置		
	A	B	C	D	E	F	G	H	I
$H(\text{cm})$	5.75	6.00	6.25	6.50	7.00	7.50	6.00	6.50	7.50
$h(\text{cm})$	0.83	1.08	1.33	1.58	2.08	2.58	1.08	1.58	2.58
$h/H$	0.144	0.180	0.213	0.243	0.297	0.344	0.180	0.243	0.344
$u_m(\text{cm/s})$	31.4	31.3	31.4	33.1	34.8	38.7	30.7	32.1	32.9
$u_f(\text{cm/s})$	5.4	8.6	12.8	14.0	16.3	21.5	11.0	13.5	19.9
$u_v(\text{m/s})$							4.9	5.89	7.5

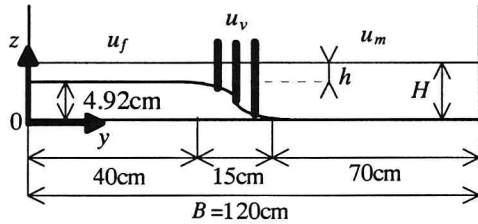


図-1 下流側から見た水路横断面

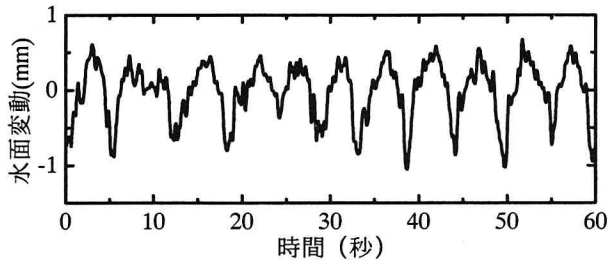


図-2 低水路側岸部の水面変動の測定結果 (Case B ( $h/H=0.180$ ))

点) 測定し、荷重平均法により時間平均流速とReynolds応力の水深平均値を求めた。実験条件を表-1に示す。ここに $H$ ,  $h$ はそれぞれ低水路, 高水敷の平均水深であり,  $u_m$ ,  $u_f$ ,  $u_v$ はそれぞれ低水路, 高水敷, 植生帯内部での時間・水深平均主流速である。Case A~Fは模擬植生なしで水深を変化させたもの, Case G, H, IはCase B, D, Fと同一の水深で低水路側岸部に模擬植生を設置したものである。水面勾配 $I$ は全Caseとも $4.6 \times 10^{-4}$  (約1/2000)に設定した。なおManningの粗度係数 $n$ は高水敷・低水路ともに0.010であり, 高水敷高さは4.92cmである。

### 3. 数値解析の概要

本解析で用いたSDS-2DHモデルとは、乱れを水深スケール以下の3次元性が強い乱れ (subdepth-scale turbulence, 以下SDS乱れと呼ぶ) と水深スケール以上の大規模な乱れに分離し, 前者を乱れエネルギーの輸送方程式を用いた1方程式モデルで解析し, 後者についてはReynolds方程式を直接計算する方法である (底面摩擦および植生抵抗による乱れエネルギー生産については修正を行った)。このモデルはLESモデルの一種であるが, フィルタースケールを水深としている点に特徴がある。基礎方程式系は付録に記す。

計算対象はCase B, D, F, G, Hとした。初期条件は, SDS乱れのみを水平混合作用を考えた次元計算の結果

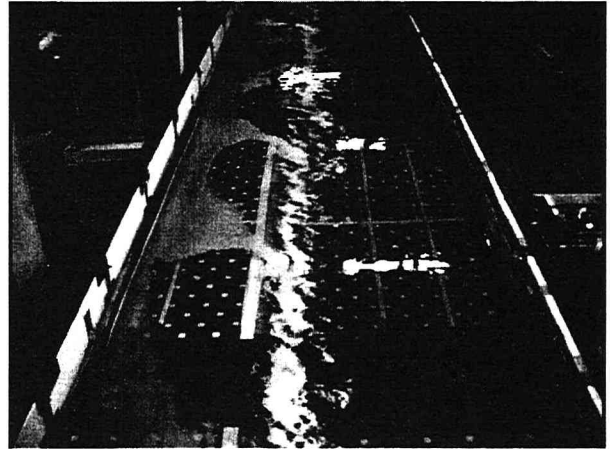


写真-A Case B ( $h/H=0.180$ ; 流れは紙面上から下)

が, 流下方向に一樣に存在している場を考えた。なお主流速には最大流速の1%のwhite noiseを与えた。上下流端に周期境界条件, 左右水路壁にslip条件を課した。計算領域は $y$ 方向をすべて120cmとし,  $x$ 方向には発達する渦の波長が周期境界の影響を受けないように, 植生なしで720cm, 植生ありで1500cmとした。Case B, Hについては波長が平衡値に達するまで計算したが, いずれの場合も流下方向に渦が5個以上並んだので, 計算領域の長さが渦波長に及ばず影響は小さいと判断した。計算格子幅は $\Delta x=2.0\text{cm}$ ,  $\Delta y=1.0\text{cm}$ とし, 時間ステップは0.010秒とした。今回は上下流端に周期境界条件を課し水平渦の時間発展を計算したので, 計算で求めた渦の移流速度 (渦径によらずば一定であった) を使って, 時間発展を実験水路における空間発展に対応させた。実験結果との比較に用いる計算結果の時間平均値としては, 計測断面 ( $x=8.5\text{m}$ ) に対応する時間帯の渦を5個程度アンサンブル平均した値を用いた。波長の発達速度に比べ渦の移流速度は十分大きいので, その時間帯の流れ場の変化が時間平均値を大きく変えることはない。またその対応時刻の計算結果を用いて流れの瞬間構造と平均渦波長に関する検討を行った。

### 4. 実験および数値解析結果

#### (1) 植生のない直線複断面開水路

##### a) 水面変動と大規模水平渦の様子

低水路側岸部での水面変動の時系列データを図-2に示す。Case Aでは水平渦がアルミ粉によって明瞭に可視化

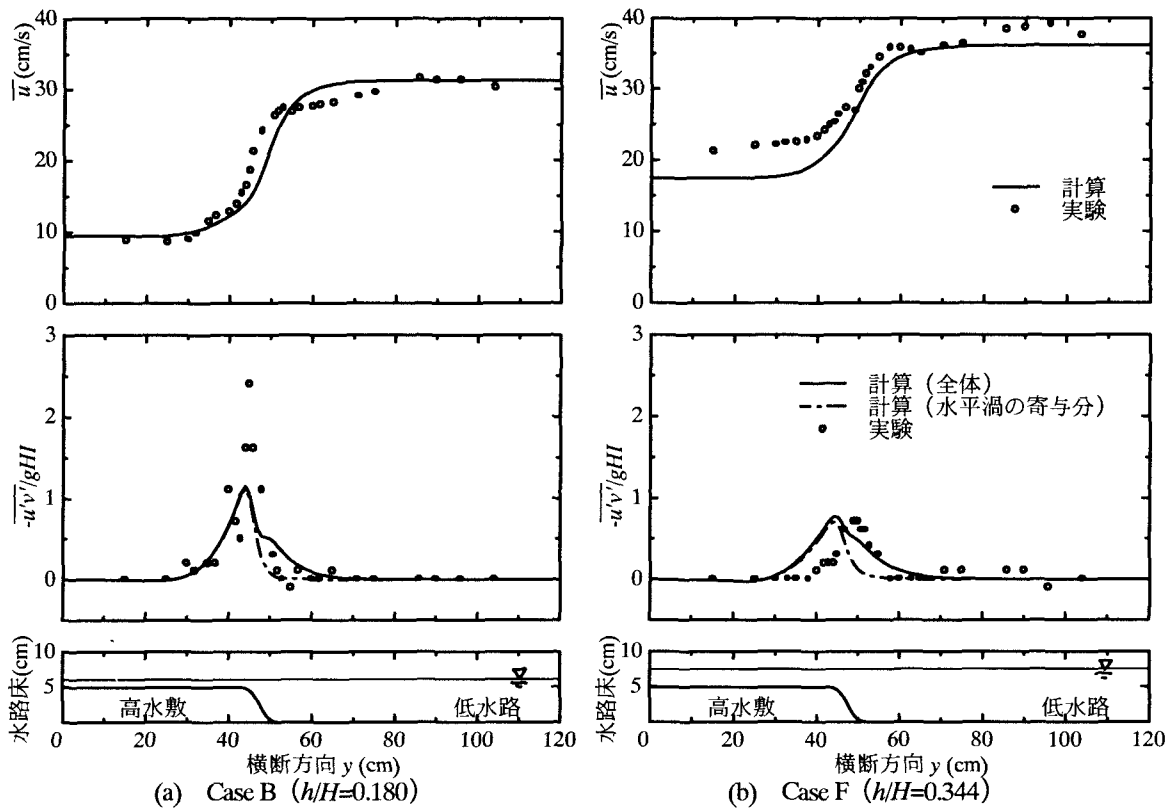


図-3 植生がない場合の時間・水深平均主流速と水深平均Reynolds応力

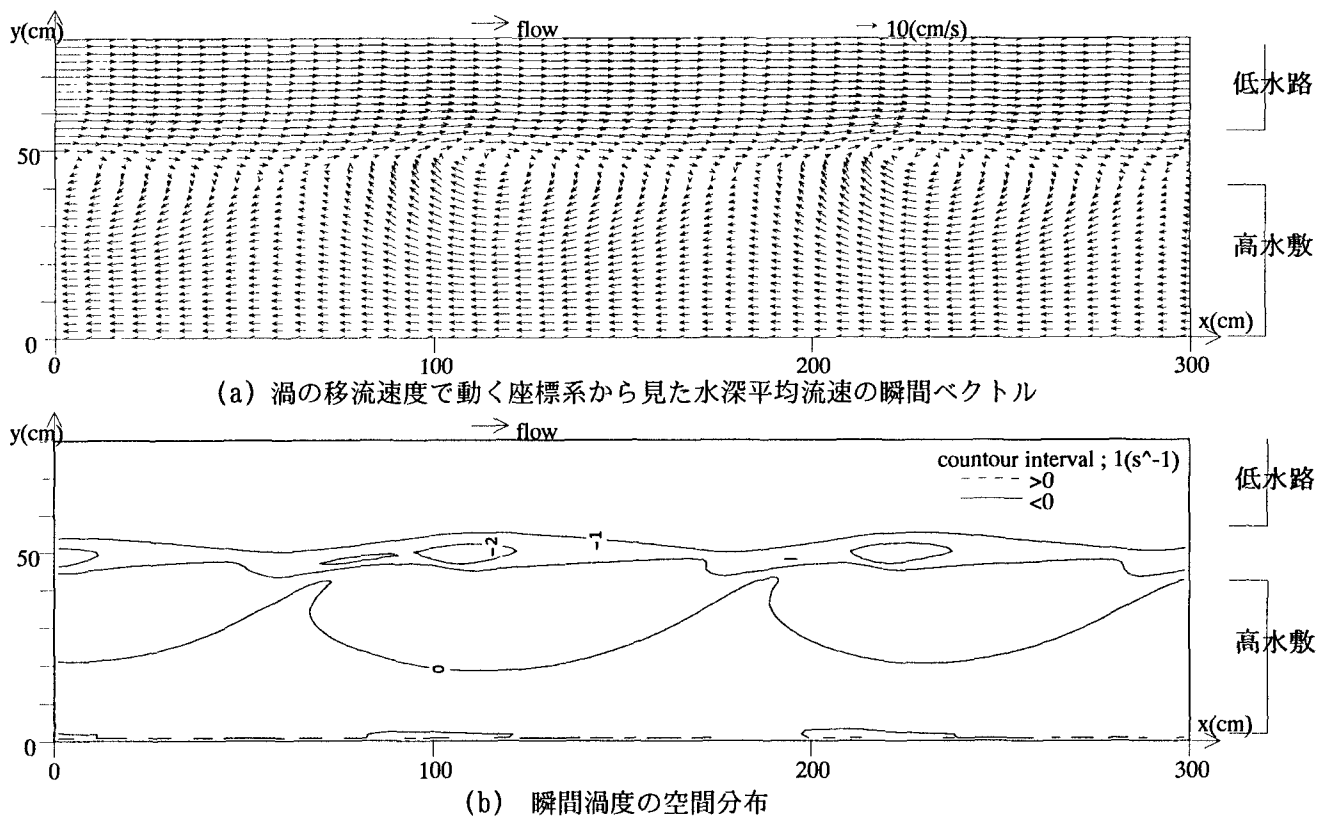


図-4 植生がない場合の瞬間流速場 ( Case B( $h/H=0.180$ ), 計算開始55秒後 )

され (写真-A), また水中に取り込まれたアルミ粉が, 水平渦によって河床に沿ってゆっくり高水敷に乗り上げ, 急速に低水路側に流出するのが観察された。

$h/H$ を大きくしていくと, 底面の摩擦抵抗が変化するために主流速差および横断方向の主流速勾配が減少する。

また水深の増加に伴い, 特に高水敷上で水深スケール以下の乱れが発達する様子が観察された。実験において  $h/H=0.29$  (Case E) 以上では, 水面変動, 流速変動, 可視化画像に明確な周期性は認められなかった。しかし数値計算では,  $h/H=0.33$ (Case F)においても渦が発達した。

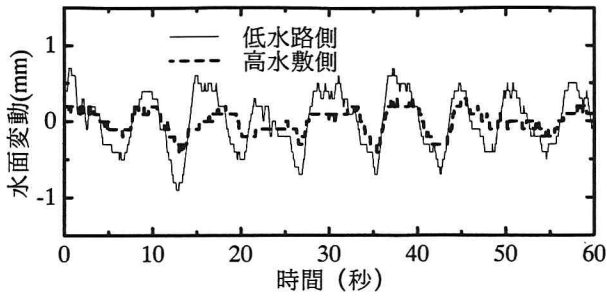


図-5 植生両側境界部の水面変動の測定結果  
(Case H ( $h/H=0.243$ ))

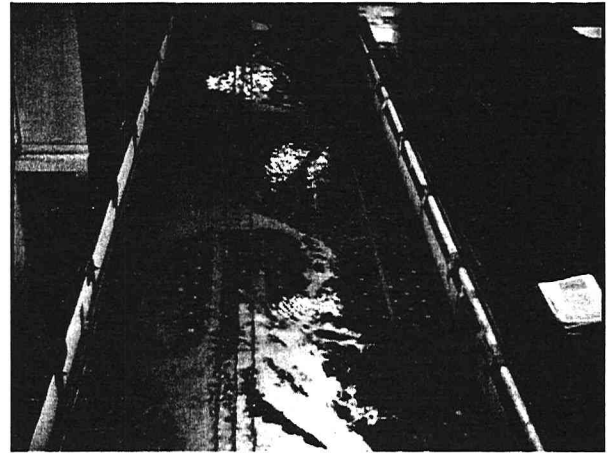
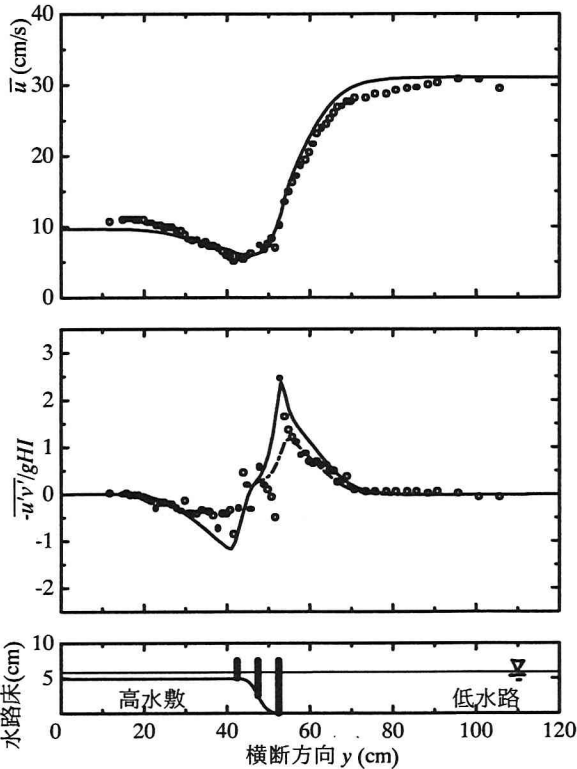
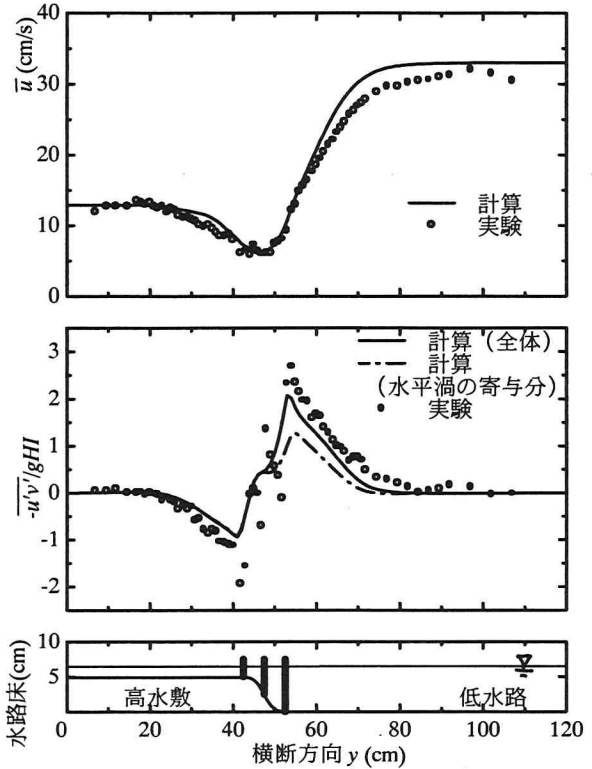


写真-B Case H ( $h/H=0.243$  ;流れは紙面上から下)



(a) Case G ( $h/H=0.180$ )



(b) Case H ( $h/H=0.243$ )

図-6 低水路側岸部に植生がある場合の時間・水深平均主流速と水深平均Reynolds応力

これは、水深スケールで乱れが分離できるとする仮定が破綻している流れ場に対し本モデルを適用したからであると考えられる。今回はSDS乱れの長さスケールを水深の10% ( $\alpha=0.1$ ) としたが、複断面より二次元性の強い水平セン断乱流場において $\alpha$ を大きくするとSDS乱れによる運動量拡散が大きくなるために流れが安定化し、渦が発達しなくなることが八木によって指摘されており<sup>5)</sup>、ほぼ一致した傾向を示している。

#### b) 時間・水深平均主流速, 水深平均Reynolds応力

Case Bでは、主流速分布は実験と比べややならかな分布形になった(図-3-a)。Reynolds応力(低水路の底面セン断力で無次元化して示した)はそれと対応して過小評価となったが、大略の分布形は一致した。これは本計算では境界部の流れの3次元性が考慮されていないこ

とと、底面摩擦係数の与え方が正確でないことが原因と思われる。実験では、 $h/H$ を大きくしていくと主流速差が減少し(図-3-b)、Reynolds応力の極大値は小さくなり、極大値を生じる位置はより低水路寄りとなる。計算結果では水深を変えても極大値をとる位置が変化しておらず、先に述べた計算でのみ生じた渦の影響が考えられる。すべての実験結果の $y=60$ cm付近に流速欠損が認められた。境界部で発生する2次流によるものと考えられる。

#### c) 瞬間流速場

Case Bについて、実験の測定断面に対応する時刻である計算開始から55秒後の水深平均流速の瞬間ベクトルと瞬間渦度の空間分布を示す(図-4)。流速は水平渦の移流速度で動く座標系から見たものである。渦度が最大となる位置の下流側が長く、上流側に高水敷から低水路に

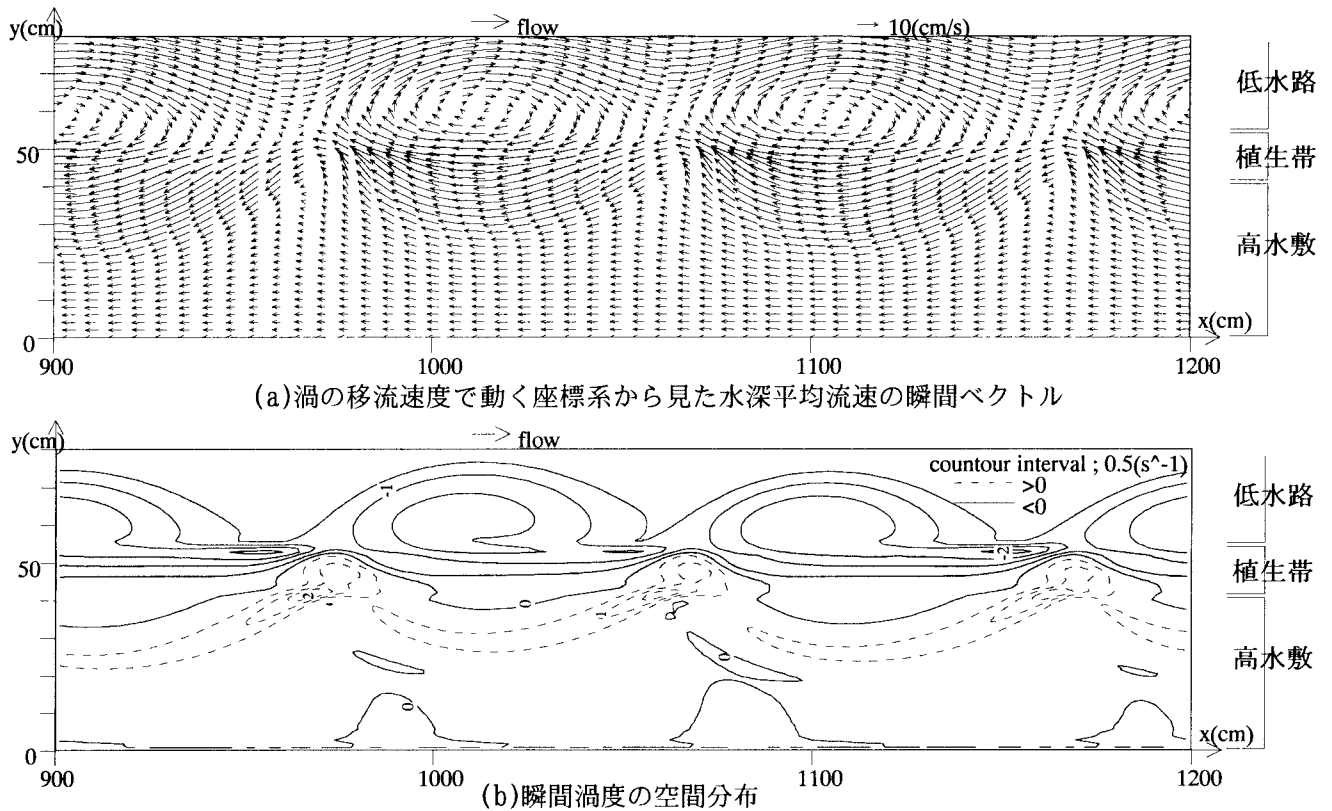


図-7 低水路側岸部に植生がある場合の瞬間流速場 (Case H( $h/H=0.243$ ), 計算開始50秒後)

表-2 渦波長の比較(cm)

Case	側岸部植生	実験結果	計算結果		線形安定解析
		$x=850\text{cm}$ 付近	$x=850\text{cm}$ 対応時刻	平衡状態	
B	なし	96	90	90~144	89.5
D	なし	113	80	計算していない	106.9
F	なし	発生せず	72	計算していない	122.4
G	あり	133	94	計算していない	
H	あり	140	100	300	

大きな流速ででてゆく流れを伴うという、実験で観察された渦の特徴を持つ渦が再現された。

## (2) 低水路側岸部に植生を有する直線複断面開水路

### a) 水面変動と大規模水平渦の様子

低水路側岸部に植生があり、もしその幅が広がれば、その両側で異なる波長と移流速度を持つ渦が発達するであろうと考えられる。実際今回採用した幅でも、数値計算では、低水路側に渦塊が発達するよりも先に高水敷側の境界に小さな渦列が生じた。しかし計算時間が進み低水路側の渦がマージングを重ねる過程で高水敷側の渦はその影響力を失ってゆき、最終的に流れ場は低水路側の渦によって支配されてしまった。波高計を植生両側に設置しそれぞれの水面変動を同期させて測定した実測結果(図-5)とアルミ粉による可視化結果(写真-B)はこの計算結果を支持している。

### b) 時間・水深平均主流速, 水深平均Reynolds応力

図-6から、境界部に植生があると植生帯の両側で符号が逆のReynolds応力が生じ、植生帯内にReynolds応力がゼロとなる地点が生じることがわかる。Case Gを植生がなく $h/H$ の等しいCase Bと比較すると、Reynolds応力の極大値は同程度であるが、極大値を生じる位置と分布形に違いがある。植生があると主流速差が大きくなり変曲点の位置が低水路側にずれ、渦波長が大きくなり渦の構造も変化する。 $y=70\text{cm}$ 付近まで有意な正のReynolds応力が生じるのはこのためと思われる。 $h/H$ を大きくしてゆくと低水路と植生帯内の流速差はほとんど変化しないまま、高水敷と植生帯内の流速差が増す。そのことが相対的に高水敷側から植生内部への運動量輸送を活発にしていると思われる。低水路と植生帯の境界部でSDS乱れによる運動量輸送が有意な値を示している。

### c) 瞬間流速場

図-7はCase Hの計算開始後50秒の様子である。植生がない場合に比べ渦が低水路寄りを下流しており、また横断方向の流速が大きい。これは実験のReynolds応力のすそ野の広い分布形に対応していると思われる。渦の谷間と高水敷側の渦外縁部に正の渦度が分布している。

## (3) 渦の波長に関する考察

実験において $x=8.5\text{m}$ 付近で測定された平均波長と、 $x=8.5\text{m}$ に対応する計算時刻の渦度の空間分布図から求めた平均波長を比較した(表-2)。両者の値はほぼ一致している。表には本計算における平衡値、線形安定解析<sup>6)</sup>による理論卓越波長をあわせて載せた。Case Bでは計算

時間が200秒に至っても渦が分裂と合体を繰り返しており、その間、各時刻の平均波長は90cm~144cmであった。Case D, F, Gに関しては波長が平衡値に達するまでは計算を行っていない。理論卓越波長は、理論流速分布が実測値に最も適合するように渦動粘性係数を定め、その値を用いて求めた。

## 5. 結論

直線複断面開水路において、植生がない場合と低水路側岸部に植生がある場合で水深を変化させた実験とSDS-2DHモデルによる数値計算を行い、以下の結論を得た。

1. 植生がない場合、 $h/H$ を大きくすると横断方向のReynolds応力は減少する。これは主流速差が減少するとともに水深スケール以下の乱れが発達し明瞭な水平渦が形成されなくなるためと思われる。
2. 低水路側岸部に植生がある場合、植生の両側に符号が逆のReynolds応力が生じる。 $h/H$ が大きいほど高水敷側から植生帯への運定量輸送が活発になるが、流れ場の変動は低水路側に生じる水平渦の周期に支配される。
3. 高水敷水深と低水路水深の比である $h/H$ が0.2程度と小さい場合、SDS-2DHモデルによって、主流速分布、横断方向Reynolds応力、水平渦の卓越渦波長がほぼ説明できることがわかった。

謝辞：この研究は文部省科学研究費基盤研究A(08305017, 代表:池田駿介)の補助を受けている。記して謝意を表す。

## 付録 基礎方程式系

数値解析に用いた基礎方程式系は以下に示すとおり、連続式、 $x,y$ 方向の運動方程式、乱れエネルギー $k$ の輸送方程式である。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial(uh)}{\partial x} + \frac{\partial(vh)}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( 2\nu_t \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}k \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \nu_t \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] - f_x$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \nu_t \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left( 2\nu_t \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}k \right) - f_y$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\nu_t}{\sigma} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\nu_t}{\sigma} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + P_{kh} + P_{kv} + P_{kd} - \epsilon$$

$$l = \alpha h$$

$$f_x = \left( \frac{C_f}{h} + \frac{\alpha C_d}{2} \right) u \sqrt{u^2 + v^2}, f_y = \left( \frac{C_f}{h} + \frac{\alpha C_d}{2} \right) v \sqrt{u^2 + v^2}$$

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

$$P_{kv} + P_{kd} = \left[ \left( C_f + \frac{\alpha h C_d}{2} \right) (u^2 + v^2) \right]^{1.5} / l$$

$$\epsilon = C_\mu^{3/4} k^{3/2} / l$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$$

ここに、 $t$ :時間、 $\eta$ :基準水平面から水面までの高さ、 $h$ :水深、 $u,v$ :それぞれ $x,y$ 方向の水深平均流速、 $k$ :SDS乱れによる乱れエネルギーの水深平均

値、 $C_f$ :底面摩擦係数、 $g$ :重力加速度、 $\nu_t$ :渦動粘性係数の水深平均値、 $f_x, f_y$ :それぞれ植生と底面摩擦による抗力の $x,y$ 成分、 $a$ :植生密度パラメータ、 $C_d$ :植生の抗力係数、 $\sigma$ :乱流モデル係数(=1.0)、 $\epsilon$ :乱れエネルギー消散率の水深平均値、 $P_{kh}, P_{kv}, P_{kd}$ :それぞれ水平セン断、底面摩擦、植生による乱れエネルギー生産、 $l$ :乱れの長さスケールである。 $C_\mu, \alpha$ はモデル定数であり、それぞれ0.09、0.1とした。植生に関する定数は実験から、 $a=0.0286(\text{cm}^{-1})$ 、 $C_f=1.20$ とした。底面抵抗係数 $C_d$ は以下の式で与えた。

$$C_d = gn^2 / h^{1/3}$$

## 参考文献

- 1) 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.
- 2) 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/II-18, pp.47-54, 1992.
- 3) 福岡捷二, 渡辺明英, 津森貴行: 樹木群のある河道の流れの水平混合とその卓越波数, 土木学会水工学論文集, 第38巻, pp.357-362, 1994.
- 4) 灘岡和夫, 八木宏: SDS&2DHモデルを用いた開水路水平セン断乱流の数値シミュレーション, 土木学会論文集, No.473/II-24, pp.35-44, 1993.
- 5) 八木宏: 新たな乱流モデル開発に基づく浅い水域での大規模複雑乱流場の解析, 東京工業大学博士論文, pp.44-46, 1994.
- 6) 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.
- 7) Chu, V. H., Wu, J. H. and Khayat, R. E.: Stability of transverse shear flows in shallow open channels, *J. Hydraul. Eng.*, ASCE, Vol.117, pp.1370-1388, 1991.
- 8) 藤田光一, 福岡捷二: 洪水流における水平乱流混合, 土木学会論文集, No.429/II-15, pp.27-36, 1991.
- 9) Tamai, N., Asaeda, T. and Ikeda, H.: Study on generation of periodical large surface eddies in a composite flow, *Water Resour. Res.*, Vol. 22, No7, pp.1129-1138, 1986.
- 10) 福岡捷二, 渡辺明英, 上坂恒雄, 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.
- 11) 木村一郎, 細田尚, 村本嘉雄, 安永良: 平面二層モデルによる複断面開水路流れの水平渦運動解析, 土木学会水工学論文集, 40巻, pp.699-704, 1996.
- 12) 池田駿介, 空閑健, 陳飛勇: 両岸に植生帯を有する開水路流れに発生する大規模水平渦の安定性と運動量輸送, 土木学会論文集, No.551/II-37, pp.63-73, 1996.
- 13) 池田駿介, 空閑健: 直線複断面開水路流れに発生する大規模水平渦列の安定性と運動量輸送に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.558/II-38, pp.91-102, 1997.
- 14) 石垣泰輔, 今本博健: 可視化法による複断面開水路流れの3次元構造に関する研究, 土木学会論文集, No.558/II-38, pp.91-102, 1997.

(1998.9.30受付)