

兩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

池田駿介¹・空閑健²・陳飛勇³

¹正会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科 (〒152 東京都目黒区大岡山二丁目12-1)

²正会員 工修 北海道開発庁

³学生会員 工修 東京工業大学大学院 理工学研究科土木工学専攻

兩岸部に植生帯を有する開水路流れについて、非植生帯幅を変化させて実験を行い、水面変動、Reynolds応力などを詳細に測定した。植生帯境界では変曲点不安定により水平組織渦が発生し、非植生帯幅がある値になると2列の渦列の相互干渉が顕著となり、千鳥状に配置された渦列が形成された。それとともに植生帯境界におけるReynolds応力もピーク値を取ることが観測された。流れはSDS&2DHモデルを用いて数値計算が行われ、水平渦の波長、渦の通過に伴う水面変動、Reynolds応力などを良好に再現できることが明らかとなった。

Key Words: horizontal organized vortex, laboratory tests, numerical computation, open channel flow, Reynolds stress, stability, vegetation

1. 序論

近年、高水敷を有する複断面水路や河岸に植生がある開水路流れに発生する大規模水平渦の役割が注目されている^{1,2)}。このような大規模水平渦列は、主流速の横断方向分布に変曲点が存在することにより発生することが示されている。しかし、兩岸に植生帯を有する場合には発生する渦列は二列となり、池田ら³⁾が複断面開水路で示したように二列渦列の配列の安定性の影響を受け、植生帯境界における大規模水平渦による横断方向運動量交換量などが植生帯間の非植生帯幅により変化する可能性が高い。もしそのような現象が起こるならば、運動量交換量の変化に伴う流水抵抗の変化、植生帯内への浮遊土砂などの物質輸送の変化が生じることになり、治水上、又環境上、それらの詳細な検討が必要となる。渡辺ら⁴⁾は複断面の低水路河岸沿いに植生が存在する場合の水平渦の解析手法を提案しているが、その手法は流速を二つのFourier成分で近似し、植生帯境界でReynolds応力が最大となるように渦の波長を定めようとするものである。この仮定はその物理的意味が

流体力学的に不明確であり、更に渦動粘性係数も一定値を用いるなど本格的な乱流モデルとは言い難い。

本研究では上述のような問題意識のもとに、直線開水路の兩岸に模擬植生帯を置き、水深を一定に保ちながらこの植生帯の幅を系統的に変えることにより、2列渦列の安定性と運動量交換を実験的に明らかにする。このような実験的検討の他に水深に比べて水平スケールが大きく、大規模水平渦が支配的な流れ場において有効であるといわれているSDS & 2DH乱流モデル⁵⁾を用いて数値計算を行い、渦の波長、渦列の安定性、Reynolds応力(運動量交換フラックス)などについて検討を行う。

2. 実験の概要

(1) 実験装置

実験水路として東京工業大学水工実験室の長さ12m、幅1.2mの循環式可変勾配水路を用いた。この水路は底面の凹凸によって偏流などが生じないように、底面高低差が全体にわたって1mm以内になるよう精密に仕上げられている。この水路底面上に黒べ

表-1 実験条件

実験番号	植生層配置	非植生層幅 b(cm)	片側植生層幅 Bs(cm)	\bar{u}_c (cm/s)	非植生領域 レイノルズ数 Re	非植生領域 フルード数 Fr
Run 1	両側配置	60	30	40.5	24300	0.528
Run 2	両側配置	50	35	39.8	23900	0.519
Run 3	両側配置	40	40	35.5	21300	0.463
Run 4	両側配置	30	45	31.7	19000	0.413
Run 5	両側配置	20	50	22.8	13700	0.300
Run 6	両側配置	10	55	17.6	10600	0.230
Run 7	片側配置	60	60	37.2	22300	0.485

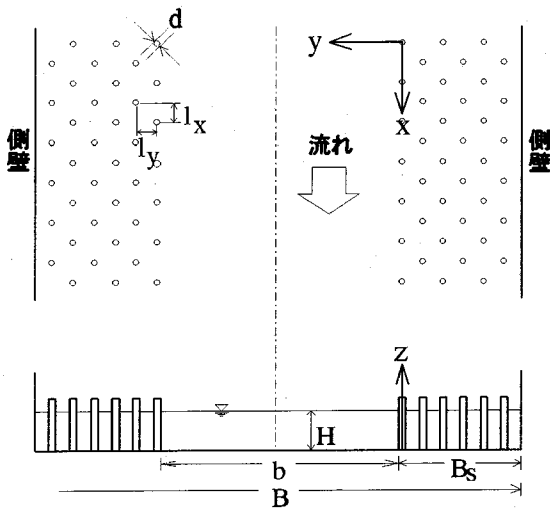


図-1 流れ場の平面図、横断面図及び記法の定義

ンキを塗った厚さ1.5cmの耐水ベニヤ板を長さ10mにわたって敷き、水路の両側に直径 $d=0.5\text{cm}$ の木製円柱を前後左右5cm間隔で千鳥状に配置した(図-1)。従って、植生密度パラメータ $a=(d/2l_x l_y)$ ； l_x 、 l_y はそれぞれ流下方向、横断方向の円柱間隔)の値は 0.01cm^{-1} である。

流速の測定は、主流速成分について小型電磁流速計(KENEK社製)を用いた。植生境界部ではReynolds応力を高精度で測定するために、水中用プローブを用いた2成分アルゴン・レーザー流速計(TSI社製)を用いて測定した。このとき、渦の通過などによる水面変動の影響を受けないよう、プローブ先端部が極くわずか水中に入るように設置した。流速測定に際しては鉛直方向に1cm間隔で5点測定し、荷重平均法により水深平均値を求めた。

大規模渦の通過に伴う水面変動を測定するために、容量式波高計(KENEK社製)を用いて水面変動を測定した。渦中心は円柱群境界から若干水路中央寄りを通るので⁶⁾、波高計は円柱群境界から2cm水

路中央に位置する点で測定した。又、2列の渦列の位相関係を調べるために、容量式波高計は両側の植生境界に設置した(流下方向の位置は同じ)。流速計、波高計共に円柱群上流端から約7.5mの位置で測定した。

(2) 実験条件

実験はRun 1から7まで7ケース行なった(表-1)。表中、 \bar{u}_c は水路中央における水深平均流速を表している。但し、Run 7については植生帯や側壁の影響を受けていないと考えられる、流速が一定となっている場所の流速を表している。Run 1から6までは水路両側に植生帯を設置し、Run 7では片側のみの設置とした。Run 1は非植生帯領域の幅が60cmであり、Run 2、3とケースを変えるにつれ、順次非植生帯領域を10cmずつ縮小した(従って両側の植生帯をそれぞれ5cmずつ広げて行った)。従って、全水路幅120cmに対し非植生帯幅を60cm(Run 1)から10cm(Run 6)まで変えた。更に、2列の渦列の干渉がない場合として、Run 7では水路の片側のみに植生帯を設置(植生帯幅60cm)した。Run 1から7まで、全ケースとも等流水深は6cmに設定した。又、水路床勾配 S_0 (水面勾配)は、全ケースとも1/1000とした。従って、植生帯の影響がない場合の摩擦速度 $\bar{u}_{*∞} (= \sqrt{gHS_0})$ は2.42cm/sである。ここにHは等流水深である。Run 1では $C_f = (\bar{u}_{*∞} / \bar{u}_c)^2$ の値は0.00357である。

3. 数値解析の概要

(1) モデルの選定

本研究では、渦列間の干渉あるいは渦同士の合体などが現象を決定する重要な要素であることからこれらを再現できる数値解析法を採用する。従って何らかの乱流モデルの採用が必要となる。乱流の数値解析法としてはDNS、LES、 $k-\epsilon$ モデルなどが従

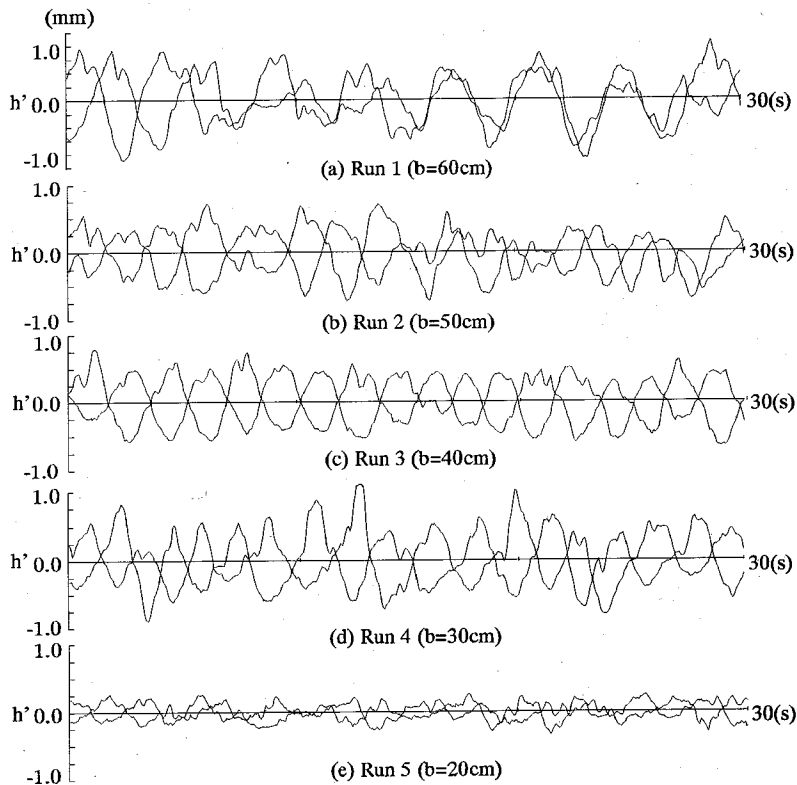


図-2 植生帯両境界における水面変動記録（括弧内bは非植生帯幅）

来から用いられてきた。Navier-Stokes方程式を直接数値計算するDNSでは、空間に対してKolmogorovの最小渦径程度の解像度が必要となり、計算領域は最大渦が十分に解析できる領域を必要とする。これらの値を概算すると空間に必要な格子点数はReynolds数の9/4乗個となり、今回の実験対象とした高Reynolds数流れを解析することは、現時点では困難である。

k-εモデルは、基本的に流れの平均場を求めるのに威力を発揮するが、非定常流れの運動方程式を用いても大規模渦そのものを計算することは困難である（水平せん断がある場合にk-εモデルを適用すると乱れエネルギーがどんどん生産され、それが乱れスケールに反映されてスケールが大きくなり、従って渦動粘性係数が大きくなって大規模渦が計算上出にくくなる）。また、今回対象としたような鉛直スケールと水平スケールが大きく異なるような異方性の強い流れ場を精度よく予測できないことが指摘されている⁷⁾。

一方、LESではNavier-Stokes方程式に空間フィルターをかけ、フィルター・スケール以上の成分に対しては直接計算を行い、フィルター以下のスケール

に対しては、モデリングを行う。これらのモデルの代表的なものとして渦粘性型とスケール相似型の2つがあるが、渦粘性型のモデルとして代表的なSmagorinskyモデルは、フィルター・スケールに対する統計理論(Kolmogorovの $-5/3$ 乗則)を用いている。また、スケール相似型のモデルとしてのBardinaモデルは高次の差分、スペクトル法の必要性や十分な粘性散逸が与えられないなどの問題点が指摘されている⁸⁾。

ここでは乱れを水深スケール以下の3次元性が強い乱れと、水深スケール以上の大規模乱れに分離し、前者については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を提案した灘岡・八木⁹⁾のSDS&2DHモデルを用いる（底面摩擦及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⁶⁾）。このSDS&2DH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り、水深スケールに較べて水平スケールが十分に大きいというGeophysical Flowsの流れの特質を利用してモデルが構築されており、流れの解析を2次元計算で精度よく行える点に特徴が

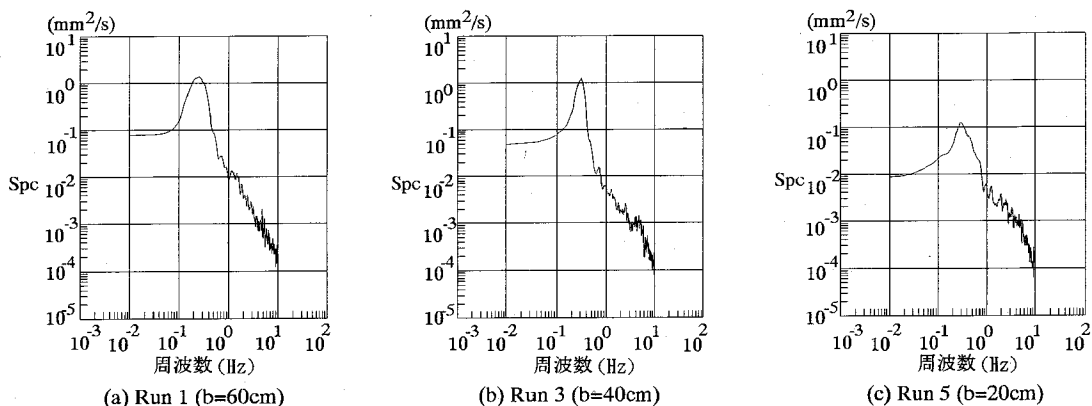


図-3 水面変動スペクトル密度関数（括弧内bは非植生帯幅）

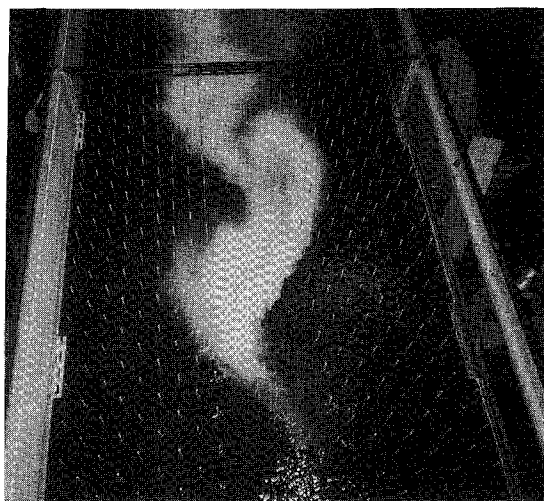


写真-1 流況可視化写真(Run 4)

ある。

(2) 基礎方程式系, 初期条件, 境界条件

このSDS&2DHモデルについては灘岡・八木⁹⁾によって既に公表されているので, 基礎方程式系については付録1に載せ, 若干の解説を行ったので参照されたい。SDS&2DHモデルを用いた数値解析の初期条件, 境界条件は以下の通りである。

初期条件として, 計算時間を節約するために $v_i = \text{一定}(k\bar{u}_* H/6)$ として定常流計算を行い, それから得られる流速分布を与えた。又, 流下方向流速に1%の変動を与えた。境界条件については, 上下流端では実質微分が0となるよう周期境界条件を設定した。側壁ではスリップ条件とした。

解析領域は, 流下方向に長さ8m, 幅1.2mである。

流下方向区間には波長が最も長い場合でも水平渦は植生帯片側に沿って平均して8個入っており, 周期境界条件を付したことによる渦の波長への影響は殆どないと考えられる。計算格子サイズは2cm(流下方向)×1.25cm(横断方向)とし, 時間ステップは0.005秒とした。

4. 実験及び数値解析結果とその検討

(1) 水面変動及び波長

図-2(a)~(e)は, それぞれRun 1~5に対応する渦列の通過に伴う水面変動の測定結果を示している。測定は前述のように両植生境界から非植生領域に2cm入った2点に容量式波高計を設置して行われている。水面変動は植生帯上端から7.5mの位置で測定されているが, この位置は渦が合体を繰り返してほぼ発達し終えた領域にあり, 渦の流下方向スケールは平衡状態であると考えてよい。

図-2(a)は本実験条件で非植生帯幅bが最も広い場合(b=60cm)である。両植生境界で見られる周期的な水面変動は周期はほぼ等しいもののお互いの位相関係は一定せず, 渦列は相互に独立に振る舞っている。非植生帯幅が狭まるにつれ, 渦列はお互いに逆位相関係を取る傾向が強まってくる。図-2(c)で示されているb=40cmの場合のRun 3では, ほぼ完全に逆位相関係を取り, 渦列の通過状況は極めて安定している。さらに非植生帯幅が狭くなると, この安定な関係は次第に崩れ, b=20cmのRun 5では水面変動も小さく, その波形も組織渦の通過というよりもむしろ単なる乱れによる水面変動の様相を呈している。

写真-1は植生上端から約6mの位置で流れの中にポスターカラーを注入し, 流れの様子を可視化したものである。水平渦が交互に発生している様子が見て取れる。

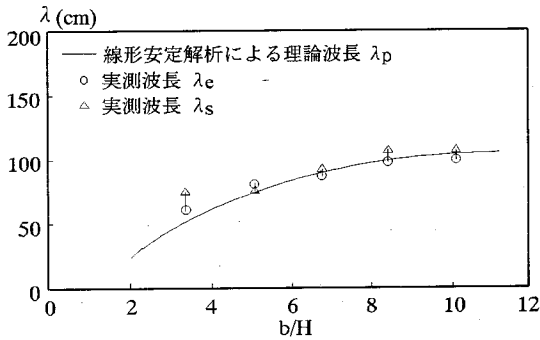


図-4 実測波長と理論波長(線形安定理論)の比較

この大規模水平渦の成因を検討するために、線形安定解析の結果との比較検討を行う。充分広い水路の片側に植生帯がある場合に発生する擾乱の線形不安定理論から得られる卓越波長 λ_p は以下の式で表される¹⁾。

$$\lambda_p = \frac{2\pi B\sqrt{v}}{\omega_{\max}} c_r \quad (1)$$

ここに、 B は水路全幅、 $v = \epsilon_y H / C_f \bar{u}_c B^2$ 、 ϵ_y は横断方向渦動粘性係数(付録2参照)、 $C_f = (\bar{u}_{\infty} / \bar{u}_c)^2$ は底面摩擦係数、 \bar{u}_c は植生帯から充分離れた位置における水深平均流速(ここでは先に述べたように水路中心における値)、 c_r は擾乱(水平渦)の位相速度、 ω_{\max} は卓越角速度である。 ϵ_y 、 ω_{\max} 、 c_r は植生パラメータ $\chi (= C_D aH / 2C_f)$ の一義的関数となる(詳しくは付録2参照)。 C_D は円柱の抗力係数(ここでは $C_D = 1.49$)である。

波長の実測値として図-2の波形から目視によって周期を読み取り、渦の実測移流速度を乗じて得た波長、 λ_e 、とスペクトル分布にピーク値が生じる周波数に渦の実測移流速度を乗じて得た波長、 λ_s 、の2種類を用いた。水面変動のスペクトルの代表的例(Run 1, 3, 5)を図-3(a), (b), (c)に示す。Run 3では、渦の通過状況が安定していることに対応して、スペクトルは鋭いピークを有している。それに対し、水面変動が不規則であったRun 5では、スペクトルは周波数に対して広い分布を有しているが、0.3Hzにおいてピークを示している。

図-4は式(1)によって求められた理論波長を実線で示し、実測値と比較したものである。2通りの方法によって得られた実測値 λ_e と λ_s は左端にあるRun 5 ($b/H=3.33$)を除いてよく一致している。 b/H が小さい場合に一致しなくなる理由は、式(1)で考慮されていない流れの3次元性が無視できなくなるためであると考えられる。以上のことから、非植生帯がある場合に発生する水平組織渦の成因が主流速度

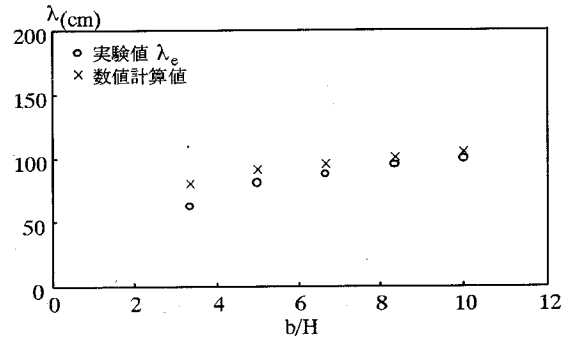


図-5 渦の波長の数値計算結果と実験値の比較

の横断方向分布に起因する変曲点不安定であることが確認された。

図-5は後述の水面変動に関する数値計算結果から得られる平均渦波長と実験値を比較したものである。図中の左端にあるRun 5を除いて、数値計算結果は実験値をよく表現している。

図-6(a), (b), (c)は数値解析によって得られた植生境界における水面変動である。代表として、Run 1, Run 3, Run 5に対応する計算結果が示されている。図-6(a)に示されるRun 1では非植生帯幅が充分広く、図-2(a)で示された実測例と同じように2列の渦列の通過に伴う水面変動は位相関係がお互いに定まっておらず、独立に振る舞っている。それに対し、図-6(b)のRun 3は水面変動の大きさはRun 1の場合より小さいものの、位相関係は奇麗な逆位相となっており、渦が千鳥状に配列されていることがわかる。非植生帯幅が小さいRun 5(図-6(c))では、水面変動はお互いにほぼ逆位相となっているが、一部不安定な箇所が見られる。しかし、モデルの性格上、実測で見られたような乱れた様子は再現できない。

(2) 流速分布

水深平均流速の瞬間分布に関する数値計算結果を図-7(a), (b), (c)に示す。水面変動の場合と同様に、2列の渦列のお互いの干渉が弱いRun 1、渦列がお互いに強く干渉しているRun 3、及び水面変動が不規則であるRun 5を例として挙げている。計算結果は、渦列の挙動が統計的に定常となった、計算開始から100~110秒後のものであり、植生帯境界の水深平均流速で動く座標系から見ている。Run 1 ($b=60\text{cm}$)では2列の渦列はお互いに独立に振る舞っており、波長も安定していない。又、右岸側では二つの渦が接近してマージングを起こしている様子が見られる。Run 5 ($b=20\text{cm}$)では渦列はほぼ千鳥状に配列しているものの、波長が安定していない。それに対し、Run 3 ($b=40\text{cm}$)では波長が流下方向に一定で、安定

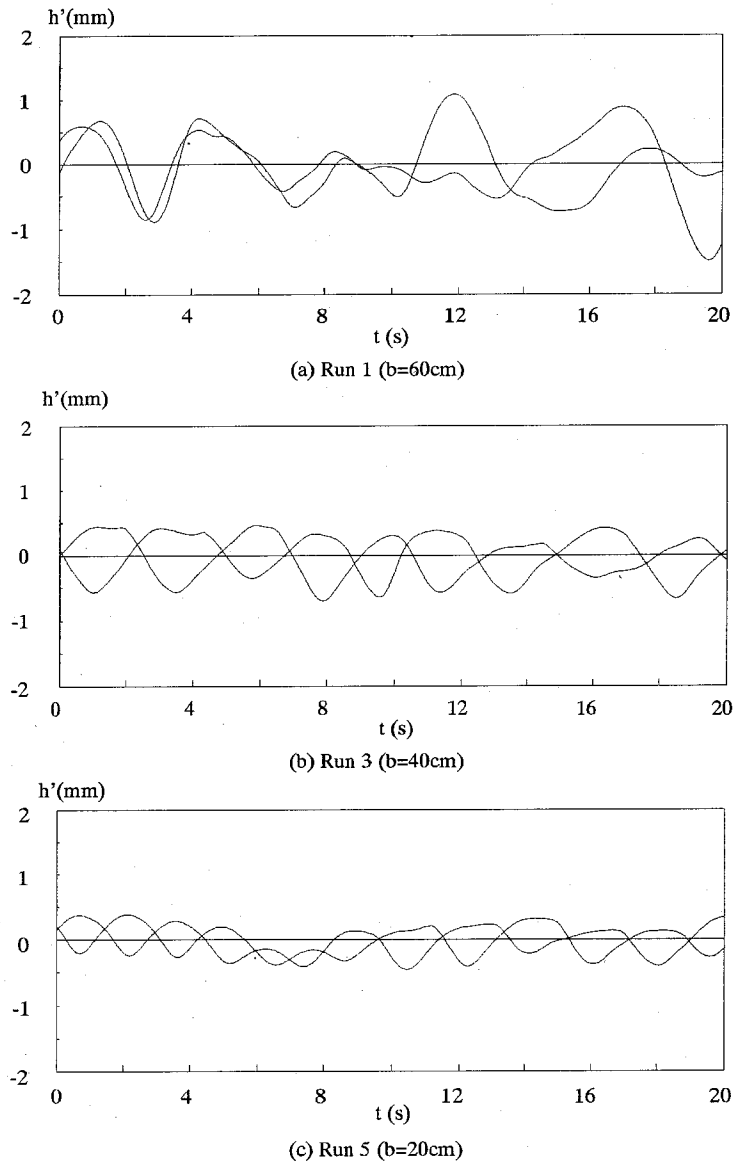


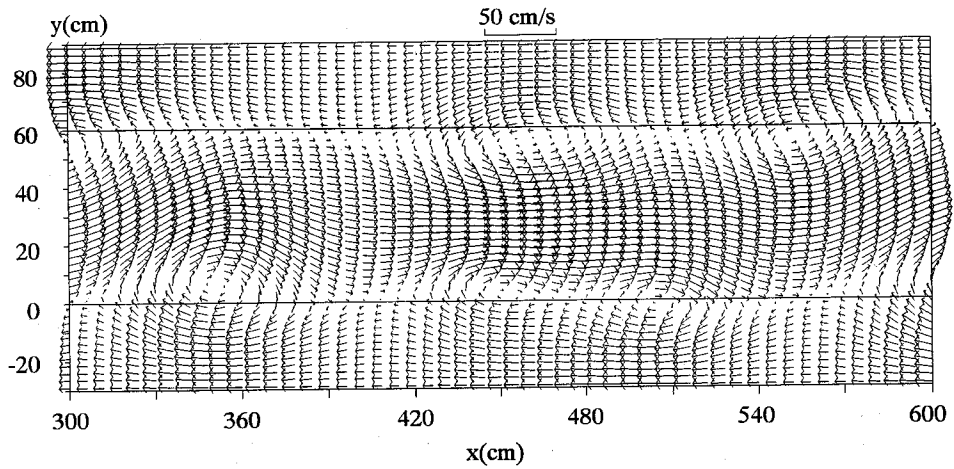
図-6 植生帯両境界における水面変動の計算結果

した千鳥状の配列が見られる。しかしながら、何れの場合も水平渦の平面形状は、傾いた楕円形を有しており、強いReynolds応力を生み出しうることを示している⁹⁾。

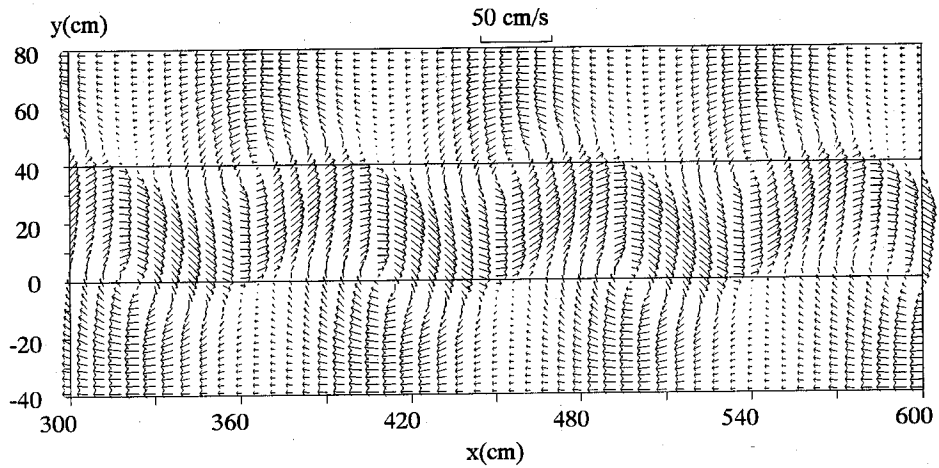
次に水深・時間平均流速の横断方向分布について、実測値と数値解析による結果との比較を行う。結果を図-8(a), (b), (c)に示す。図中、 \bar{u}_∞ は植生から十分に離れ、その影響を全く受けない位置における水深平均流速を表している。ここでは \bar{u}_∞ として、植生帯の影響が最も少ないと考えられるRun 1の \bar{u}_c の値(40.5cm/s)を採用している。又、 $y/b=0$ が植生境界

を表し、 $y/b=0.5$ が水路中心に対応している。時間平均値は0.005秒間隔で得られている計算値を25秒間にわたって平均して得られた値である。 $y/b=0.5$ を中心線として流速分布は対称であるので、水路中心から片側のみを図示している。

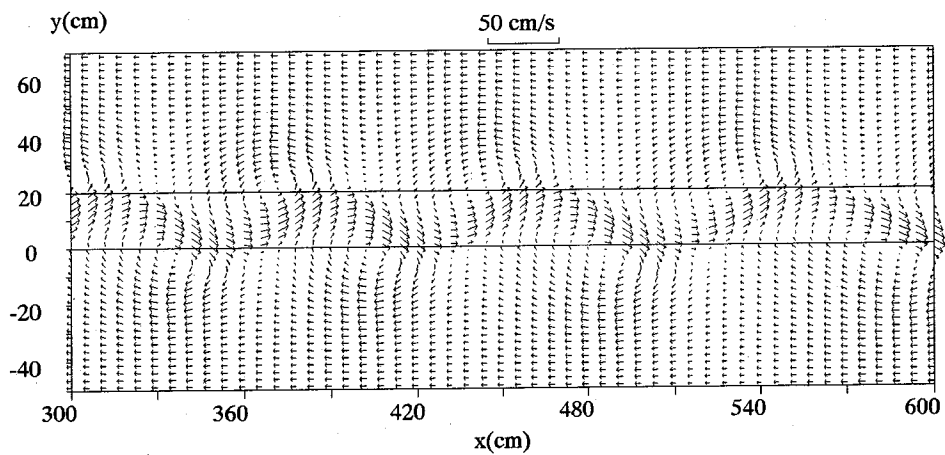
Run 1, Run 3については、計算値と実測値の一致は良好である。Run 1では水路中心において約 $\bar{u} = \bar{u}_\infty$ であり、植生帯の影響を受けない領域が水路中心部に存在するのに対し、2列の渦列が強く干渉しているRun 3では水路中心においても $\bar{u} \approx 0.9\bar{u}_\infty$ 程度の値となり、渦列の影響が水路中心にまで及び、



(a) Run 1 (b=60cm, t=100sec.)



(b) Run 3 (b=40cm, t=110sec.)



(c) Run 5 (b=20cm, t=110sec.)

図-7 植生帯境界の水深平均流速で動く座標系から見た水深平均瞬間流速分布に関する数値計算結果
(流れは左から右)

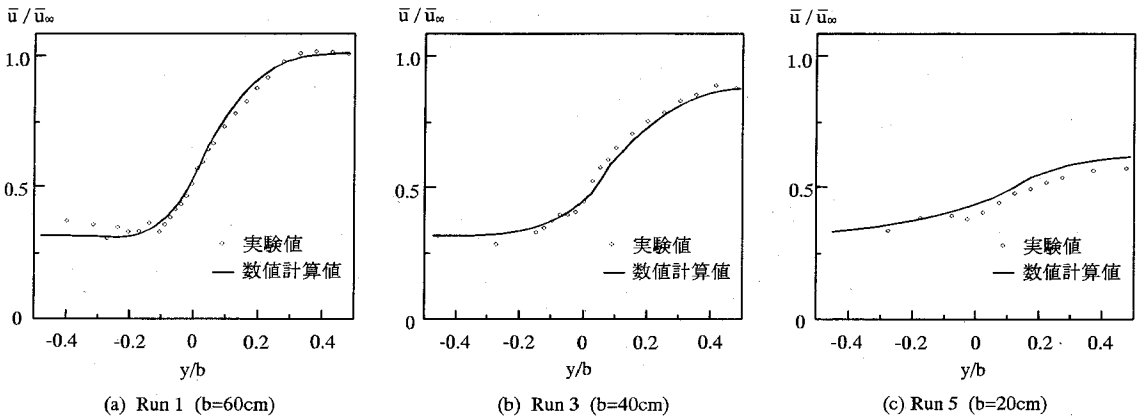


図-8 水深・時間平均流速分布

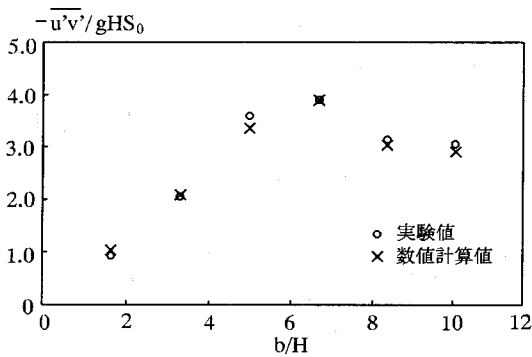


図-9 b/H の関数として表した植生帯境界のReynolds 応力

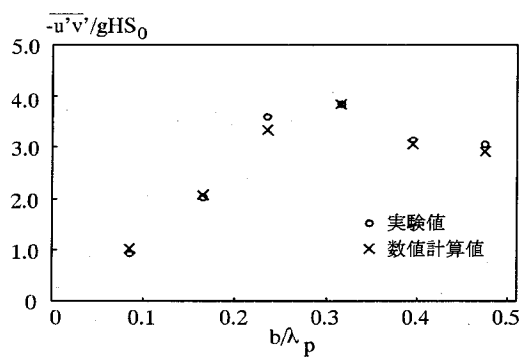


図-10 b/λ_p の関数として表した植生帯境界のReynolds 応力

水平組織渦による横断方向への運動量輸送のために流速が若干小さくなっている。このことは、水面変動でみた2列の渦列の干渉効果を流速分布の面からも裏付ける結果となっている。Run 5では、数値解析解は実測値をよく再現しているとはいえない。この理由は、このケースでは、水平渦のスケールが水深スケールの乱れに対して十分大きく、水平渦が組織構造を有しているという数値解析モデルの仮定を満足していないためであると考えられる。

(3) Reynolds応力

植生帯境界における横断方向Reynolds応力は、植生帯・非植生帯間の運動量輸送を表しており、植生を有する河道設計においても重要な水理量である。

図-9はReynolds応力 $-\overline{u'v'}$ を植生帯の影響を受けない地点での摩擦速度の自乗、 $\overline{u_\infty}^2$ で無次元化し、 b/H (非植生帯幅/水深) の関数として表している。図中、 \times 印は数値解析値を表し、 \circ 印は実験値を示している。両者の一致は極めて良好である。Reynolds応力は b/H の増加と共に $b/H=5$ 程度までは線

形的に増加し、 $b/H=5 \sim 6$ 付近(Run 3)でピーク値 ($-\overline{u'v'}/\overline{u_\infty}^2=3.8$)をとる。更に b/H が増加すると若干減少し、約 $b/H=8$ で $-\overline{u'v'}/\overline{u_\infty}^2=3$ 程度の一定値をとるようになる。この一定値は、非植生帯幅が十分に広く、渦列が干渉しない場合の1列の渦列による運動量交換率に対応している。又、Run 3で見られたReynolds応力の極大値は、2列の渦列が相互に干渉し、千鳥状に配列された極めて安定な水平渦構造が発生したことによると考えられる³⁾。

この仮説を確かめるために、 b/H は幾何学上のパラメータであるので、植生密度及びその結果としての流速分布が反映されたより物理的なパラメータである b/λ_p を用いてReynolds応力を表したものが図-10である。 λ_p は式(1)によって求められるが、この式は図-4に示されたように渦波長を正確に表しているため、横軸の b/λ_p は実際の渦列間隔/渦波長比を表している。この図からReynolds応力のピークは b/λ_p が約0.3の場合に生じていることが知られる。一般に2列渦列が安定な千鳥状配置となるのは、ポテンシャル理論から

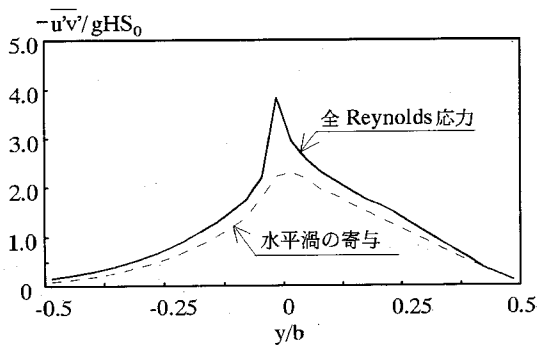


図-11 Reynolds応力の横断分布の数値計算値 (Run 3, x=400cm)

$$\frac{b}{\lambda_p} = 0.28 \quad (2)$$

である。この値は上記0.3に非常に近く、従って渦列の安定性が植生境界のReynolds応力に大きく寄与していることが確かめられる。

図-11に数値解析によって得られたRun 3の場合のReynolds応力の横断分布を示す。図中実線は水平渦及び水深スケール(SDS)乱れによる全Reynolds応力を、破線はその内水平渦による寄与を表している。Reynolds応力のピークは植生帯境界で生じており、水平組織渦の植生帯境界でのReynolds応力への貢献は全Reynolds応力の約60%(Run 3)であり、残りが水深スケールの乱れによるものである。

(4) 高水数を持つ複断面水路との比較

著者ら¹⁰⁾による同じ水路を用いた複断面水路の実験(低水路水深6cm, 高水数水深1cm)では、図-12に示すように低水路・高水数境界におけるReynolds応力はやはり $b/H=5$ 付近にピークを有し、しかもその分布形は、本研究で取り扱った植生帯を有する場合(図-9)とよく似ている。しかし、その絶対値はピーク値でも $-\overline{u'v'}/\overline{u_*^2}=1.5$ であり、前述の植生帯の場合の約39%にすぎない。複断面水路では高水数水深が1cmであるのに対し、低水路水深は6cmであり、従って渦の3次元性が顕著となる。それに対し、植生帯の場合には水深が一樣で組織渦の2次元性がよく保たれているために効率よく運動量が輸送されるからであると考えられる。

5. 実河道への適用

両岸に植生帯(あるいは杭出し水制)あるいは高水数を持つ河道では b/λ_p が0.3程度において、植生帯境界あるいは高水数端で横断方向Reynolds応力が極

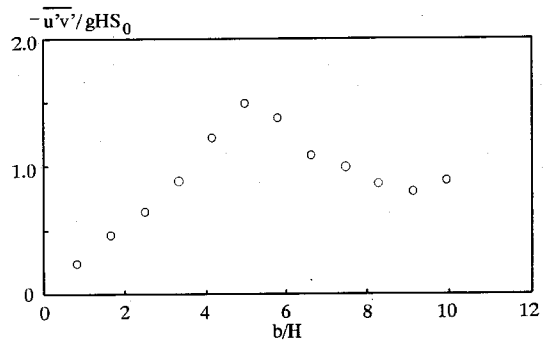


図-12 複断面開水路流れにおける高水数・低水路境界のReynolds応力の実験値(低水路水深 H=6cm, 高水数水深 1cm)

大値をとり、運動量交換が最も盛んとなる。従って、主流部の流速を低減したい場合や浮遊物質の交換を大きくしたい場合には、 b/λ_p が0.3程度となるようにすればよい。しかし、この場合には写真-1にも示したように、2列の渦列の干渉により流線の組織的変動が顕著で、流れは不安定となる。

2列渦列がお互いに干渉しないことが望ましい場合には、植生帯がある河道では b/λ_p の値を0.4~0.5以上にする必要がある。

6. 結論

両岸に植生帯を有する流れの場に発生する水平組織渦に注目して実験及び数値解析による研究を行い、以下の知見を得た。

1)水平組織渦の発生周期(あるいは波長)は、線形理論によってよく説明でき、渦の成因が主流速の横断方向流速分布の変曲点不安定であることが再確認された。

2)2列の渦列は、非植生帯幅と水深の比(b/H) (より正確には b/λ_p)により干渉の度合いが異なり、 b/λ_p が0.3程度の場合に最も干渉が強く、交互に配置された極めて安定した2列渦列が形成された。 b/λ_p が0.1程度以下では、渦そのものがはっきりとした組織構造を失った。 b/λ_p が0.4~0.5以上では、2列の渦列の相互干渉は殆どなく、お互いの渦列間の位相関係は一定しなかった。

3)植生帯境界における横断方向Reynolds応力は上記2列渦列の安定性と極めて深い関係があり、安定な渦列が形成されるときにその値は極大値を示すことが判明した。

4)複断面の場合にはReynolds応力の b/H への依存性は両岸に植生帯を有する場合とその分布形がよく似ているものの、渦の2次元性が損なわれることから、

Reynolds応力は同じ水深を有する植生帯の場合と比較して、かなり小さいことが判った。

5) 灘岡・八木によって提案されたSDS&2DHモデルは、このような水平組織渦が存在する場の解析に極めて有効であることが示された。

謝辞：本研究は文部省科学研究費一般研究B(07455195)の補助を受けて行われたものである。記して謝意を表します。

付録1

SDS&2DHモデルの基本方程式系は以下の通りである。

a) 水平大規模渦運動：

連続の式：

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial uh}{\partial x} + \frac{\partial vh}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

運動量の保存式(x成分)：

$$\begin{aligned} \frac{Du}{Dt} = & -g \frac{\partial h}{\partial x} + gS_0 - f_x - \frac{C_f}{h} u \sqrt{u^2 + v^2} \\ & + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} (2v_t h \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} k) + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} [v_t h (\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y})] \end{aligned} \quad (4)$$

運動量の保存式(y成分)：

$$\begin{aligned} \frac{Dv}{Dt} = & -g \frac{\partial h}{\partial y} - f_y - \frac{C_f}{h} v \sqrt{u^2 + v^2} \\ & + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} (2v_t h \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} k) + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} [v_t h (\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y})] \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 x ：流れ方向座標、 y ：横断方向座標、 t ：時間、 h ：水深、 u ： x 方向の水深平均流速、 v ： y 方向の水深平均流速、 S_0 ：河床勾配、 g ：重力加速度、 k ：SDS乱れによる乱れエネルギー、 v_t ：渦動粘性係数、 C_f ：底面摩擦抵抗係数、 f_x ：植生の抗力の x 成分、 f_y ：植生の抗力の y 成分をそれぞれ表している。 f_x と f_y は次式のように表わされる：

$$f_x = \frac{aC_D}{2} u \sqrt{u^2 + v^2} \quad (6)$$

$$f_y = \frac{aC_D}{2} v \sqrt{u^2 + v^2} \quad (7)$$

ここで、 C_D ：植生の抗力係数、 a ：植生密度パラメータである。

b) SDS乱れ

SDS乱れエネルギーの輸送式(灘岡・八木, 1993)：

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} (h \frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x}) + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} (h \frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y}) + P_{kh} + P_{kv} - \epsilon \quad (8)$$

ここで、 σ_k ：乱流モデル係数(=1.0)； ϵ ：乱れエネルギー消散、 P_{kh} ：水平せん断変形による乱れエネルギー生産、 P_{kv} ：底面摩擦及び植生抵抗によるSDS乱れエネルギー生産である。

渦動粘性係数 v_t ：

$$v_t = c_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (9)$$

乱れエネルギー消散率 ϵ ：

$$\epsilon = c_\mu^{3/4} k^{1.5} / l \quad (10)$$

乱れの長さスケール l ：

$$l = \alpha h \quad (11)$$

ここで、 c_μ 、 α はモデル定数であり、それぞれ0.09, 0.1としている。

水平せん断変形による乱れエネルギー生産：

$$P_{kh} = v_t [2(\frac{\partial u}{\partial x})^2 + 2(\frac{\partial v}{\partial y})^2 + (\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x})^2] \quad (12)$$

底面摩擦及び植生抵抗によるSDS乱れエネルギー生産は、Chen・Ikeda⁶⁾によって導かれた次式を用いる。

$$P_{kv} = [(C_f + \frac{ahC_D}{2})(u^2 + v^2)]^{1.5} / l \quad (13)$$

付録2

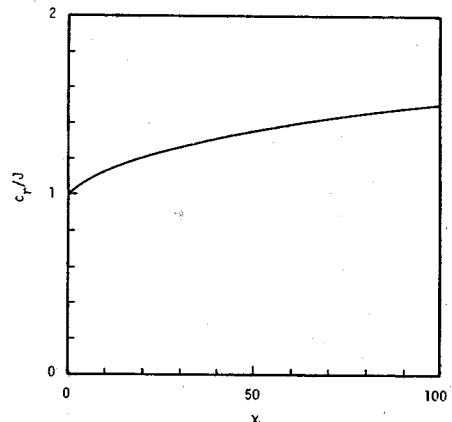
横断方向渦動粘性係数の経験式：

$$\epsilon_y = \gamma^2 (1-J)^2 (1+J)^4 \bar{u}_\infty H / 2C_f^{1.5} \quad (14)$$

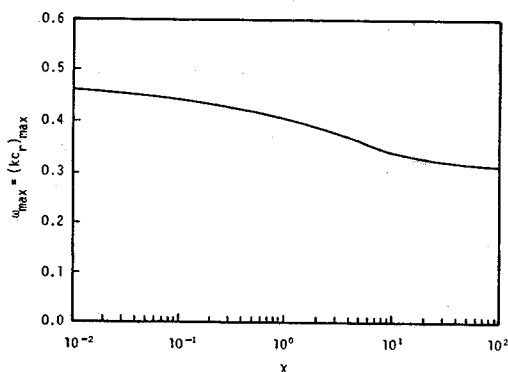
ここに、 $C_f = (\bar{u}_\infty / \bar{u}_c)^2$ 、 $J = 1/(1+\chi)^{1/4}$ 、 \bar{u}_∞ = 植生域から十分離れた地点における摩擦速度(= $\sqrt{gHS_0}$)である。比例定数 γ は水路実験や風洞実験を用いて求められ、 $0.12 < J^2 < 0.8$ の範囲で以下のように J の関数として一義的に定められている¹¹⁾。

$$\gamma = 0.035 \exp[-2.95 \exp(-38J^2)] \quad (15)$$

擾乱の位相速度 c_r は植生パラメータ χ の関数として下図に示されている(文献12のFig. 8より)。



卓越角速度 ω_{\max} は λ と下図のような関係がある(文献12のFig. 7より).



参考文献

- 1) 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, 443号, pp. 47-54, 1992.
- 2) 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, 429号, pp. 27-36, 1991.
- 3) 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, 509号, pp. 131-142, 1995.
- 4) 渡辺明美, 福岡捷二, 津森高行: 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.
- 5) 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, 473号, pp. 35-44, 1993.
- 6) Chen, F.Y. and Ikeda, S.: Developing turbulent flows in open channels with pile dikes, 土木学会水工学論文集, 第39巻, pp. 767-782, 1995.
- 7) Pasche, E., Rouve, G. and Evers, P.: Flow in compound channels with extreme-plain roughness, *Proceedings of 21st IAHR Conference*, Melbourne, Vol. 3, pp. 384-389, 1985.
- 8) 数値流体力学編集委員会: 乱流解析, 東京大学出版会, 1995.
- 9) Ho, C.M. and Huerre, P.: Perturbed free shear layers, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 16, pp. 365-424, 1984.
- 10) 池田駿介, 空閑健: 複断面開水路流れに発生する大規模水平組織渦の安定性に関する実験的研究, 土木学会水工学論文集, 第40巻, pp. 705-710, 1996.
- 11) 池田駿介, 太田賢一, 長谷川洋: 側岸部植生帯が流れ及び粒子態物質の輸送に及ぼす影響, 土木学会論文集, 447号, pp. 25-34, 1992.
- 12) Ikeda, S., Ohta, K. and Hasegawa, H.: Instability-induced horizontal vortices in shallow open-channel flows with an inflection point in skewed velocity profile, *Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering*, JSCE, Vol. 12, No. 2, pp. 69-84, 1994.

(1996.4.10受付)

STABILITY OF ORGANIZED HORIZONTAL VORTICES AND MOMENTUM TRANSPORT IN OPEN CHANNEL FLOWS WITH BANK VEGETATION

Syunsuke IKEDA, Takeshi KUGA and Fei-Yong CHEN

A series of laboratory tests was performed on the stability of organized horizontal vortices generated along the boundaries of bank vegetation, and the associated exchange of fluid momentum at the boundary of bank vegetation was measured by using a laser-Doppler velocimetry. The wavelength of the vortices is explained well by a linear stability analysis, suggesting that the vortices are generated by shear instability. At some value of width of main flow region without vegetation, the momentum exchange takes a peak value, where two vortex streets show a stable staggered array. A numerical computation employing SDS&2DH turbulence model originally proposed by Nadaoka and Yagi was performed to calculate the 2D flow field, supporting the measurements.