

側岸部植生境界の周期渦の発生機構

池田駿介*・太田賢一**・長谷川洋***

植生境界において発生する周期渦の発生について不安定解析を行った。その結果、周期渦は主流の流速分布が変曲点を持つことにより発生し、その不安定性は Rayleigh 方程式により記述でき、無次元卓越周波数は無次元植生パラメータにより一義的に与えられることが判明した。可視化実験により、周期渦は植生境界で発生することが確かめられ、水位計によって測定された周期は上記理論によりよく説明できた。

Keywords: instability analysis, lateral eddy viscosity, Rayleigh equation, vegetation, vortices

1. 序 論

近年、河川環境の重要性が認識されるようになり、河岸に植生が存在するような場の水理学的特性の解明が必要となりつつある。従来、河道内樹木群のような植生領域は死水域として取り扱われることが多く、その水理学的特性も水位を求めるための抵抗則を調べることが主眼であった。ところが近年になり、このような植生場の流速分布や乱れの特性など、流れの構造をより詳細に把握しようとする研究が増えつつある。石川・田中¹⁾はかん木のたわみ特性などの測定を行い、かん木模型を用いて揺動特性を調べたが、その際に模型の列が波動的に揺動し、水面振動が発生することを観測した。このような側岸部植生境界における周期渦の発生は、北村・辻本²⁾、藤田・福岡³⁾によっても観測され、水平乱流混合に大きな影響を与えていることが報告されている。このような周期的な大規模渦の発生は、低水路と高水敷境界（例えば、福岡ら⁴⁾、Tamai ら⁵⁾）、河床に生えている植生境界（室田・福原^{6),7)}、中川ら⁸⁾）や、古くは稲穂の穂波現象として Inoue⁹⁾により報告されている。また、池田・泉^{10),11)}は、側岸部に植生が存在する場合には水平方向の運動量および物質の拡散係数が、従来 Fischer¹²⁾によって報告されていた値よりもかなり大きくなることや、河道の横断面形状がこのような拡散現象により変化することを明らかにしている。

このように、主流に流速差が存在する場では不安定性により周期渦が発生することは普遍的事実のように思われ、またこのような現象が拡散に大きな影響を与えていると考えられる。従来から主流の流速分布に変曲点を持つ

場合には、流れが不安定となりやすいことは流体力学分野ではよく知られた事実であり（例えば、巽・後藤¹³⁾）、実際 Tamai ら⁵⁾は Michalke¹⁴⁾が tangent hyperbolic 型の流速分布に対して不安定解析を行った結果を適用して、低水路と高水敷境界の周期渦の発生を説明できることを明らかにしている。また、このような不安定性が運動量の横断方向輸送（すなわち Reynolds 応力の維持）に重要な役割を果たしていることは古くから指摘されているところである（例えば、Phillips¹⁵⁾）。

以上のように、周期渦の発生は乱れやの維持や運動量・物質の拡散に大きな影響を与えているにもかかわらず、植生がある場での渦発生については定性的な説明や推測がなされているのみであり、本格的な理論解析は見当たらない。本論文では流体力学に基づく不安定解析を行い、周期渦の発生周期や波長などのスケールを明らかにするとともに実験を行い、その妥当性を検証する。

2. 流速分布

幅 B 、水深 D を有する直線一様勾配水路の兩岸に植生領域が存在する場合を考える。ここでは、図-1 に示すように直径 d の杭状の植生がそれぞれ流れ方向、横断方向に L_x 、 L_y の間隔で配置されている場合を考える。植生の高さは水面上に出ており、又植生は揺動をしないものとする。河幅 B が水深 D に対して十分大きい場合には、流れは平面二次元流として取り扱うことができ（池田・泉^{10),11)}）、このとき運動量の釣り合い式は以下のよう表される。

a) 植生領域外

$$\rho g D S + \rho \varepsilon_v D \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} - \rho C_f \bar{u}^2 = 0 \dots\dots\dots (1)$$

b) 植生領域内

$$\rho g D S + \rho \varepsilon_v D \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} - \rho C_f \bar{u}^2 - \rho C_D a D \frac{\bar{u}^2}{2} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

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

** 学生会員 東京工業大学大学院

*** 電源開発(株)

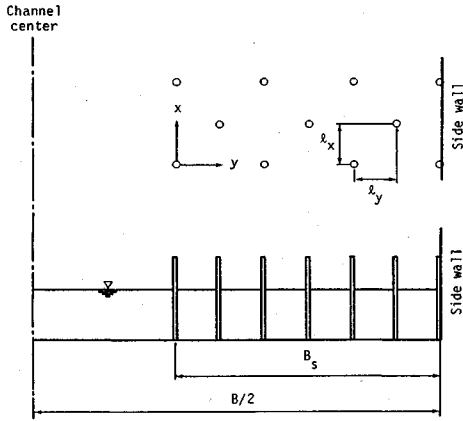


図-1 配置図

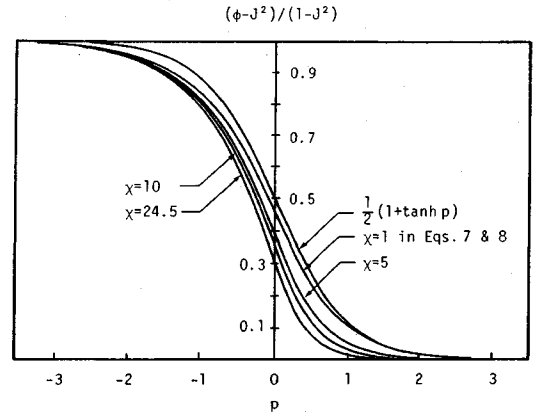


図-2 $(\phi - J^2)/(1 - J^2)$ の関数形

ここに、 ρ は水の密度、 g は重力の加速度、 S は水面勾配、 \bar{u} は鉛直平均流速、 y は上記領域の境界から群内内向きにとった横断方向座標、 C_f は摩擦抵抗係数 ($= (u_* / \bar{u})^2$)、 C_D は植生の抗力係数、 $a = d / (2l_x l_y)$ は植生の密度を表すパラメータである。植生の状況等が鉛直方向に変化する場合には、式 (2) 中の a や C_D の値を変えればよく、式 (2) は植生のある場の鉛直平均流れを一般的に表現していると考えられる (例えば、Kondo・Akashi¹⁶⁾)。植生群から十分離れた領域では、式 (1) は

$$\rho g D S = \rho C_f \bar{u}_\infty^2 \dots \dots \dots (3)$$

となる。式 (1)、(2) を式 (3) で無次元化し、境界領域では拡散項が他の項と同じオーダーとなるように特異摂動法でいう内部変数を導入して書き直せば (詳しくは、池田・泉^{10), 11)} を参照のこと)、式 (1)、(2) はそれぞれのようになる。

$$1 + \frac{d^2 \phi}{dp^2} - \phi^2 = 0 \dots \dots \dots (4)$$

$$1 + \frac{d^2 \phi}{dp^2} - (1 + \chi) \phi^2 = 0 \dots \dots \dots (5)$$

ここに、 $\phi = \bar{u} / \bar{u}_\infty$ 、 $p = y / B\sqrt{\nu}$ 、 $\nu = \epsilon_0 D / C_f \bar{u}_\infty B^2$ 、 $\chi = C_D a D / 2C_f$ 、 \bar{u}_∞ は植生群から十分離れた領域における鉛直平均流速である。 $\epsilon_0 \approx 0.2 u_* D$ 程度であるので (池田・泉¹⁰⁾)、 ν の値は一般に非常に小さい値をとると考えられる。したがって、 ν を微小パラメータとして ϕ を以下のように漸近展開する。

$$\phi = \phi_0 + \nu \phi_1 + \nu^2 \phi_2 + \dots \dots \dots (6)$$

このとき、式 (4)、(5) に対する境界条件は $p = -\infty$ で $\phi = 1$ 、 $p = \infty$ で $\phi = 1 / (1 + \chi)^{1/2}$ 、および $p = 0$ で $d\phi/dp$ が接合し、 $d^2\phi/dp^2 = 0$ となることであり、これにより未定の積分定数が定まる。

後述のように、不安定解析を行うには ϕ の 2 階微分

が必要とされるので、式 (6) 中の 2 次のオーダーまでの解を求めなければならない。結果は、

a) 植生領域外

$$\phi = 1 - \frac{1}{3}(1 - J) \exp(\sqrt{2}p) [4 - \exp(\sqrt{2}p)] \dots \dots \dots (7)$$

b) 植生領域内

$$\phi = J \left\{ J + \frac{1}{3}(1 - J) \exp\left(-\frac{\sqrt{2}p}{J}\right) \left[4 - \exp\left(-\frac{\sqrt{2}p}{J}\right) \right] \right\} \dots \dots \dots (8)$$

である。ここに、 $J = 1 / (1 + \chi)^{1/4}$ である。式 (7)、(8) より、境界 $p = 0$ における無次元流速 ϕ_j は

$$\phi_j = J \dots \dots \dots (9)$$

となる。式 (7)、(8) は $p = 0$ で変曲点を持ち、正規化された流速、 $(\bar{u} - \bar{u}_{p=0}) / (\bar{u}_\infty - \bar{u}_{p=0}) = (\phi - J^2) / (1 - J^2)$ は図-2 で示されるように植生の密度を表す無次元パラメータ χ が大きくなるにつれて非対称性が增大する。ここに、 $\bar{u}_{p=0}$ は植生領域内に充分はいた場所における鉛直平均流速であり、 $\bar{u}_{p=0} = J^2 \bar{u}_\infty$ となる。

3. 不安定解析

前述のように、流速分布に変曲点を持つ流れは、変曲点付近で流れが不安定となることが知られている。ここでは、線型不安定解析を行い、与えられた微小擾乱の発達率が最大となる周波数を求める。このようにして得られる卓越周波数 (又は波数) を持つ微小擾乱が発達し、周期渦に変化して行く過程は Rosenhead¹⁷⁾ が一つの渦層 (厚さが零の剪断層) については Christiansen・Zabusky¹⁸⁾ がそれぞれ渦点法を用いて解析を行っている。その結果、最初に与えられた微小擾乱の周波数 (又は波数) が維持されつつ周期渦に巻き上がって行くことが明らかにされている。したがって、植生境界に沿う渦の発生周期や波長を知るには、線型の不安定解析を行えば十分である。Tamai⁵⁾ によれば、

低水路と高水敷境界に発生する周期渦の波数は、運動量厚さおよび主流間の流速差で表わされる Reynolds 数が約 300 以上になれば tangent hyperbolic 型の流速分布 (図-2 参照) を持つ非粘性流体に対する Michalke¹⁴⁾ の解とよく適合する。後述のように本研究で行われた実験では、Tamai ら⁵⁾ の定義による Reynolds 数は最も小さい Run 1 の場合でも 19,800 であり、非粘性流体として取り扱うことができると考えられる。

微小擾乱の流関数を次のように置く。

$$\Psi(x, p, t) = \text{Re}\{\varphi(p) \exp[ik(x-ct)]\} \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 Ψ は微小擾乱の流関数、 φ は固有関数、 k は波数、 x は流下方向距離、 t は時間、 c は複素速度で以下のように表わされる。

$$c = c_r + ic_i \dots\dots\dots (11)$$

なお、式 (10) 中の物理量は前述の流速分布の場合と同様に長さについては $B\sqrt{v}$ 、速度については \bar{u}_∞ で無次元化されている。式 (10) を同様に無次元化された Euler の運動方程式に代入し、2 次以上のオーダーの微小項を無視すると、擾乱の初期発達を支配する方程式は、次のような Rayleigh 方程式となる。

$$(\phi - c) \left(\frac{d^2\phi}{dp^2} - k^2\phi \right) - \frac{d^2\phi}{dp^2} \phi = 0 \dots\dots\dots (12)$$

この方程式に対する境界条件は、擾乱が無遠慮で消えることから

$$\varphi(\infty) = \varphi(-\infty) = 0 \dots\dots\dots (13)$$

である。したがって、問題は $c = c(k)$ を定める固有値問題に帰着されたが、 φ の領域が $-\infty$ から ∞ にわたっており、式 (12) を積分する場合に不都合である。したがって、ここでは Michalke¹⁴⁾ の方法に従い、次のような変換を行い、領域を有限とした。式 (7)、(8) において、無限遠においては

$$\lim_{p \rightarrow \pm\infty} \frac{d^2\phi}{dp^2} = 0 \dots\dots\dots (14)$$

である。したがって、式 (12) より $p \rightarrow \pm\infty$ において φ の漸近形は

$$\varphi \sim \exp(-kp), \quad \frac{d\varphi}{dp} \sim -k\varphi \quad \text{at } p \rightarrow \infty \dots\dots (15a)$$

$$\varphi \sim \exp(kp), \quad \frac{d\varphi}{dp} \sim k\varphi \quad \text{at } p \rightarrow -\infty \dots\dots (15b)$$

となる。以上から、 φ を次のように置く。

$$\varphi \sim \exp\left(\int \Phi dp\right) \dots\dots\dots (16)$$

式 (12) に代入して、 $\Phi(p)$ に関する Riccati 方程式を得る。

$$\frac{d\Phi}{dp} = k^2 - \Phi^2 + \frac{d^2\phi/dp^2}{\phi - c} \dots\dots\dots (17)$$

境界条件は、式 (14)、(15) から

$$\Phi(\infty) = -k, \quad \Phi(-\infty) = k \dots\dots\dots (18)$$

である。ここで、数値積分区間を有限にするために、式 (7)、(8) の関数形から p に代る独立変数を次のように置く。

$$q = \exp(\sqrt{2}p) - 1 \quad \text{植生領域外} \dots\dots\dots (19)$$

$$r = J[1 - \exp(-\sqrt{2}p/J)] \quad \text{植生領域内} \dots\dots\dots (20)$$

新しい変数を用い、 c が式 (11) で示されるように複素速度であることから、 Φ を

$$\Phi = \Phi_r + i\Phi_i \dots\dots\dots (21)$$

とおいて、式 (17) を書き直せば、以下の方程式群を得る。

a) 植生領域外

$$\frac{d\Phi_r}{dq} = \frac{k^2 - \Phi_r^2 + \Phi_i^2}{\sqrt{2}(q+1)} + \frac{8(1-J)q(\phi - c_r)}{3\sqrt{2}[(\phi - c_r)^2 + c_i^2]} \dots\dots (22a)$$

$$\frac{d\Phi_i}{dq} = -\frac{2\Phi_r\Phi_i}{\sqrt{2}(q+1)} + \frac{8(1-J)qc_i}{3\sqrt{2}[(\phi - c_r)^2 + c_i^2]} \dots\dots (22b)$$

b) 植生領域内

$$\frac{d\Phi_r}{dr} = \frac{k^2 - \Phi_r^2 + \Phi_i^2}{\sqrt{2}(1-r/J)} + \frac{8(1-J)r(\phi - c_r)}{3\sqrt{2}J^2[(\phi - c_r)^2 + c_i^2]} \dots\dots (23a)$$

$$\frac{d\Phi_i}{dr} = -\frac{2\Phi_r\Phi_i}{\sqrt{2}(1-r/J)} + \frac{8(1-J)rc_i}{3\sqrt{2}J^2[(\phi - c_r)^2 + c_i^2]} \dots\dots (23b)$$

境界条件は

$$\Phi_r(-1) = k, \quad \Phi_r(J) = -k \dots\dots\dots (24a)$$

$$\Phi_i(-1) = 0, \quad \Phi_i(J) = 0 \dots\dots\dots (24b)$$

である。境界 $q = -1$ 、 $r = J$ で Φ の勾配は式 (22a)~(23b) に L'Hospital の定理を適用して以下のように求める。

$$\left. \frac{d\Phi_r}{dq} \right|_{q=-1} = -\frac{8(1-J)(1-c_r)}{3\sqrt{2}(1+\sqrt{2}k)[(1-c_r)^2 + c_i^2]} \dots\dots (25a)$$

$$\left. \frac{d\Phi_i}{dq} \right|_{q=-1} = -\frac{8(1-J)c_i}{3\sqrt{2}(1+\sqrt{2}k)[(1-c_r)^2 + c_i^2]} \dots\dots (25b)$$

$$\left. \frac{d\Phi_r}{dr} \right|_{r=J} = \frac{8(1-J)(J^2 - c_r)}{3\sqrt{2}J(1+\sqrt{2}Jk)[(J^2 - c_r)^2 + c_i^2]} \dots\dots (26a)$$

$$\left. \frac{d\Phi_i}{dr} \right|_{r=J} = \frac{8(1-J)c_i}{3\sqrt{2}J(1+\sqrt{2}Jk)[(J^2 - c_r)^2 + c_i^2]} \dots\dots (26b)$$

式 (22a)~(23b) を境界条件、式 (24a)~(26b) の下で解くが、このとき k の値を指定し、 $q = -1$ 、 $r = J$ から出発して $p = 0$ で Φ_r 、 Φ_i がマッチングするよう c_r と c_i を定める。 χ が小さい場合には、流速分布は図-2 に示されているように $p = 0$ に関して反対称に近く、この場合は $c_r \approx \phi_r = J$ となる。しかし、 χ の値が大きくなるにつれて c_r/J の値は 1 より大きくなる。例えば $\chi = 3$ では $c_r/J = 1.04$ であるが、 $\chi = 10$ では 1.12、 $\chi = 25$ では 1.23、 $\chi = 50$ では 1.35 であった。数値積分には Runge-

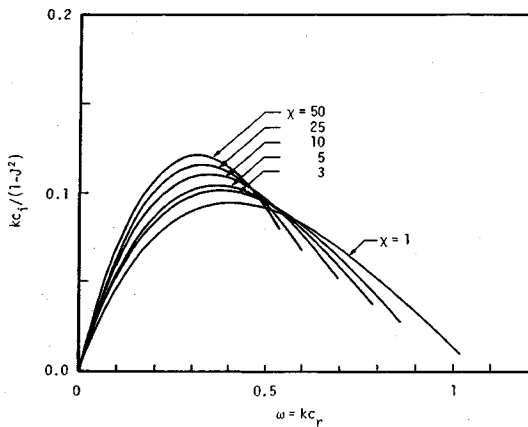


図-3 擾乱の発達率と無次元角振動数の関係

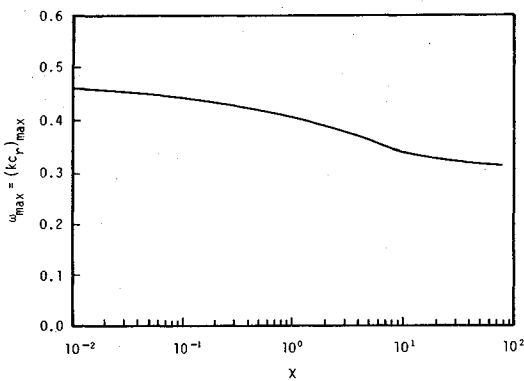


図-4 擾乱の最大発達率が現れる無次元角振動数と無次元植生パラメータχの関係

Kutta-Gill法を用い、刻み幅は0.025とした。

様々なJ(すなわちχ)の値に対して、kとc_iの組み合わせがこのようにして求まるが、kc_iの値は式(10)で示されるように波数kの時間発達率を表している。図-3にkc_i/(1-J²)を無次元角振動数、ω=kc_rの関数として様々なχの値に対して描いている(kc_iは無次元流速差、(ū_∞-ū_{p∞})/ū_∞=1-J²、で除したの、kc_iのままであるとχの増大につれてkc_iが大きくなり、図に書きにくいからである)。実際に現れる擾乱の角周波数は発達率、kc_iを最大にする角周波数、ω_{max}=(kc_r)_{max}であると考えられる。図-3に描かれた曲線から得られるω_{max}=(kc_r)_{max}とχの関係を図-4に示す。

4. 周期渦の発生周期

図-4で示される角振動数は無次元化されているので、次元量に直すと、周期Tは

$$T = \frac{2\pi B \sqrt{\nu}}{\omega_{\max} \bar{u}_{\infty}} \dots \dots \dots (27)$$

となる。上式中のνは前述のようにε_yD/C_fū_∞B²である

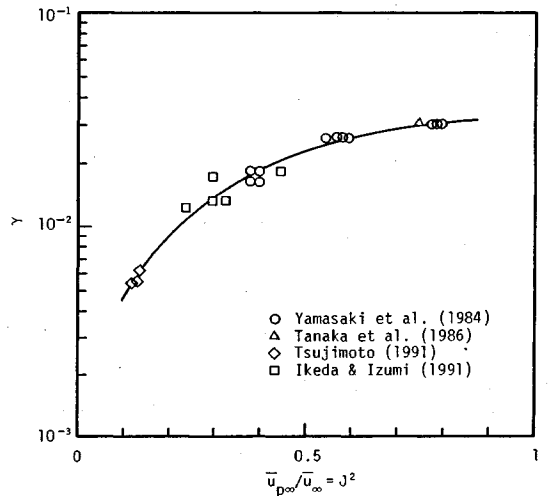


図-5 式(28)中の比例係数γと無次元流速比J²の関係。実線は式(31)を表す。

ので、Tの値を求めるには横断方向渦動粘性係数ε_yを知る必要がある。鉛直平均流速の横断方向分布が測定されている場合には式(7)、(8)を流速分布に最も適合するようにνを定め(p=y/B√νであるので、これからε_yを求めればよい。しかし、流速分布を測定しないと周期Tを求めることができないのでは理論予測の意味がないので、ε_yを以下のようにして見積った。池田・泉¹⁰⁾を参照して、ε_yは流速差を持つ自由乱流に関するPrandtlの仮説から

$$\epsilon_y = \gamma \delta_{\text{dis}} (\bar{u}_{\infty} - \bar{u}_{p\infty}) \dots \dots \dots (28)$$

とおける。ここに、γは比例係数、δ_{dis}は排除厚さであり、流速分布に関する1次の解からδ_{dis}は次のように求まる(2次の解、式(7)、(8)から求めてもよいが、1次の解を用いてもほとんど差異がない)。

$$\delta_{\text{dis}} = \sqrt{\frac{\nu}{2}} (1+J) B \dots \dots \dots (29)$$

ここで、ū_{p∞}=ū_∞/(1+χ)^{1/2}(=ū_∞J²)、C_f=(u*_∞/ū_∞)²、ν=ε_yD/C_fū_∞B²であることに注意して式(28)を変形すると

$$\epsilon_y = \frac{\gamma^2}{2C_f^{1.5}} (1-J)^2 (1+J)^4 u_{*∞} D \dots \dots \dots (30)$$

となる。比例係数γを理論的に定める方法は現在の所ではなく、経験的に定められる。ここでは、池田・泉¹⁰⁾、山崎ら¹⁹⁾、後述の辻本²⁰⁾による水路実験から得られたε_yの値、および田中ら²¹⁾による風洞実験の結果から得られたε_yの値を用いてγを定めた。図-5に示されるように、γはū_{p∞}/ū_∞=J²の関数として一義的に表わされ、0.12 < J² < 0.8の範囲で、次の経験式により与えられる。

$$\gamma = 0.035 \exp[-2.95 \exp(-3.8J^2)] \dots \dots \dots (31)$$

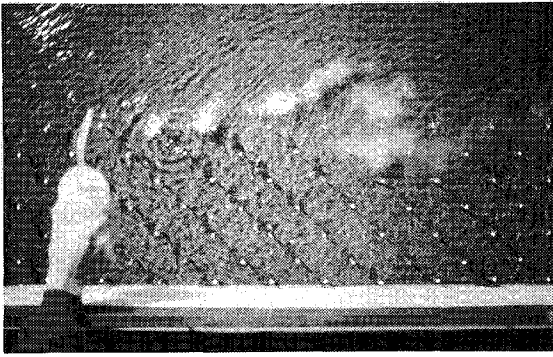


写真-1 渦の可視化 (Run 2)

表-1 実験条件

	Q(l/s)	D(cm)	S	u _* (cm/s)	U _* (cm/s)
Run1	15.3	6.0	1/1000	2.42	31.6
Run2	22.6	6.0	1/300	4.43	57.3
Run5	23.8	8.5	1/1500	2.36	40.0

以上から、 $\epsilon_p/u_{*0}D$ の値は C_f, J (あるいは χ)の関数として与えられることになる。このようにして得られた値を式(27)に代入し、変形すれば周期 T は

$$\frac{\bar{u}_* T}{D} = \frac{\sqrt{2\pi\gamma(1-J)(1+J)^2}}{C_f \omega_{\max}} \dots \dots \dots (32)$$

となる。したがって、無次元周期、 $\bar{u}_* T/D$ は C_f, J (あるいは χ)が与えられれば定めることができる(ω_{\max} は図-4により χ の関数として与えられる)。

5. 実 験

実験には長さ12m、幅1mの循環式可変勾配水路を用いた。水路床に耐水ベニヤ板を長さ10mにわたって水平に敷き、片側の幅30cmに直径0.5cmの木製の円柱を $l_x=l_y=5$ cmで千鳥状に配置した。したがって、植生の密生度のパラメータ、 a は 0.01 cm^{-1} となる。なお、耐水ベニヤ板には中央粒径1.1mmの粗砂を貼り付け、ベニヤ板が浮上しないように矩形断面を持つ鋼材を用いて水路脇で全長にわたって固定した。したがって、流水幅は96cmとなっている。流速測定には、直径3mmの小型プロペラ流速計を用いた。測定方法等は文献10)と同じである。実験条件を表-1に示す。

周期渦の測定はサーボ式水位計及び可視化法を用いて行った。水位計は円柱が存在する上流端から約7mの地点で、植生群境界から若干流路中央部へ寄った所に設置し、通過していく渦によって水面が低下する周期を200~300秒にわたって測定し、その間の平均値を測定周期とした。Run 2の例を図-6に示す。渦が通過する毎に約3mm程度の水面変動振幅が発生している。この

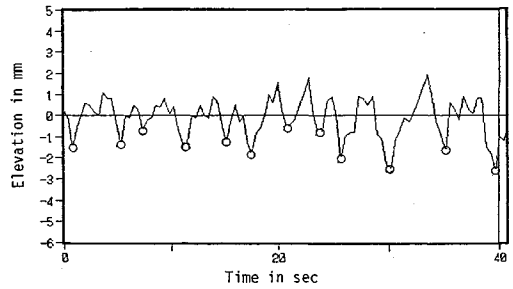


図-6 水面変動の例 (Run 2)

表-2 渦周期の理論値と実験値

	χ	$B\sqrt{v}$ (cm)	理論無次元周波数 $\omega_{\max}=(kc_r)_{\max}$	理論周期 T(s)	測定周期 T(s)
Run1	10.2	10.5	0.34	6.2	6.4
Run2	10.1	10.6	0.34	3.4	3.8
Run5	24.5	17.5	0.33	8.3	9.0

表-3 辻本(1991)による(a)実験条件と(b)渦周期の理論値と実験値

(a)

	Q(l/s)	D(cm)	S	u _* (cm/s)	\bar{u}_* (cm/s)
IW1	—	3.65	0.00149	2.31	41.5
IW2	—	3.82	0.00250	3.05	47.5
IW3	—	3.87	0.00294	3.34	57.0

(b)

	χ	$B\sqrt{v}$ (cm)	理論無次元周波数 $\omega_{\max}=(kc_r)_{\max}$	理論周期 T(s)	測定周期 T(s)
IW1	67.9	5.35	0.31	2.6	3.3
IW2	50.8	4.74	0.32	2.0	2.5
IW3	63.5	5.27	0.32	1.8	1.9

ような渦による水面低下は北村・辻本²⁾、藤田・福岡³⁾によっても観測されており、規則的な周期渦が発生することが報告されている。可視化には白のポスターカラーを使用し、植生群境界付近で、水面近くから水面に波紋ができないように断続的に落下させた。写真はモータードライブ付カメラを用いてとり、撮影間隔は0.77秒とした。写真-1は同様にRun 2の場合の渦の可視化写真である。植生境界付近で、1個の渦に巻き上っていく様子が示されている。表-2はこのようにして測定された渦の周期が示されている。渦の周期は植生群の配置が同じであるにもかかわらず、他の水理条件の影響を受け、相当変化することが知られる。

本実験は3例しかなく、しかも植生群の配列が同じであり、理論の妥当性を検討するには不十分である。した

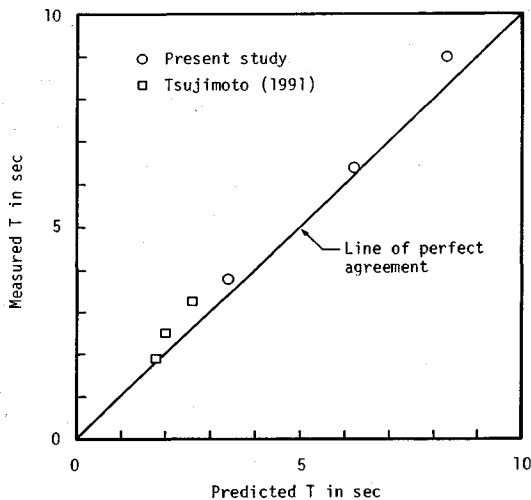


図-7 渦周期の理論値と実験値の比較

が、他の研究者の測定値も用いることとし、ここでは計算に必要な水理条件等が記載されている辻本²⁰⁾のデータを用いた。辻本²⁰⁾の実験は幅 50 cm の水路の片岸側に幅 25 cm の植生帯を 6-6 ナイロン製円柱 ($d=0.1$ cm) を 1 cm×1 cm の正方形格子状に取り付けることにより作製し、流量および勾配を変化させて行われている。表-3 にその結果を示す。辻本²⁰⁾の実験は無次元植生密度、 χ が本実験条件よりもかなり大きい領域で行われており、測定された渦の発生周期も本実験で測定された周期よりもかなり小さい。したがって、理論の妥当性を確かめるのに適していると考えられる。

以上の実験データについて、理論値の計算を行った。ここでは、前述のように基本的な量から周期を予測できるよう式 (32) を用いて周期を計算した。したがって $C_f = (\bar{u}_{*0}/\bar{u}_{*c})^2$, $\chi = (C_D a D / 2 C_f)$, D , \bar{u}_{*0} が与えられればよい。なお、本実験の C_f , C_D の値については文献 10) の表-2 に記載されている。以上のようにして求められた理論周期と測定周期を比較したのが図-7 である。両者は、よく一致している。したがって、植生域が存在する場合に見られる水面振動はセイシュのような現象ではなく、主流の横断方向速度分布が植生境界で有する変曲点のために流れが不安定となり渦へと巻き上り、この渦が通過することに伴う水面変動であることが結論付けられる。

なお、図-8 に鉛直平均流速 \bar{u} の横断方向分布の測定例 (Run 1) を示す。植生領域と非植生領域の境界付近 ($y=0$) で流速分布に変曲点が存在することがわかる。他の Run についても同様であり、この流速分布は式 (4), (5) の 1 次のオーダーの解によってもよく表わされることが示されている (文献 10) の図-3 を参照)。

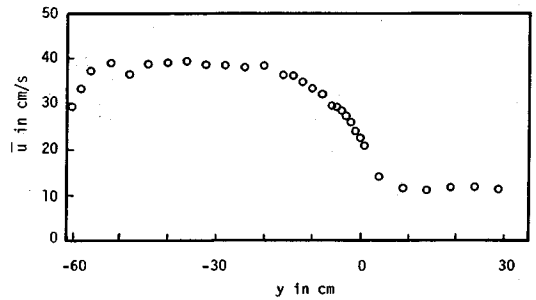


図-8 水深平均流速の横断方向分布 (Run 1)

6. 他の現象との関係

本研究で明らかにされた周期渦は以下のような様々な現象において報告されており、本理論の適用が可能であると考えられる。

a) Inoue⁹⁾ は稲穂の穂波現象は境界付近で発生した渦が下流へ移流していくことにより起ることを述べている。このような流れの場はやはり境界付近で流速分布に変曲点を持っており (例えば, Raupach・Thom²²⁾), ここで明らかにされた渦の発生機構により周期渦が生成されていることは明白である。また、樹冠部上端では周期的な運動量及び物質 (水蒸気, 炭酸ガス等) の輸送が発生しており (Gao ら²³⁾, 村上ら²⁴⁾), このような輸送も上述の機構で発生した渦によると考えられる。以上のような現象をより詳細に検討するには渦点法などにより渦へ巻き上っていく過程や移流過程, あるいは渦により発生する流速変動を計算する必要がある。これにより、拡散過程の解明が可能になると考えられる。

b) 河床の水草の穂波現象に似た揺動は室田・福原^{6), 7)} により報告されている。このような水草の存在は流体抵抗 (Kouwenら²⁵⁾) や物質の拡散に大きな影響を与えていると考えられるが、ここでもやはり上述の機構により発生した渦が大きな役割を演じていると考えられる。

c) 浸透層上の流れ及び浸透層内の流れが、猫の目構造を有していることはよく知られているが (例えば, 中川・祢津²⁶⁾, 岩佐ら²⁷⁾), このような流れの構造も浸透層上端で主流流速に変曲点があることによって発生していると考えられる。著者らの 1 人もビー玉を用いて浸透層を作り、浸透層内外の流れの測定および可視化を行い、猫の目構造の存在を確かめたが、このような構造は非常に安定しており、移流速度が非常に小さかった。したがって、浸透層を有する流れでは、粘性の影響も考慮した Orr-Sommerfeld の方程式を用いて移流速度の小さい猫の目構造が形成されるかどうかを検討する必要がある。

d) 海岸工学の分野における土砂輸送ではシートフ

ロー状態における輸送が話題となっているが、このような高速の振動流では移動層内に渦列が形成され、この渦列が砂の巻き上げに重要な役割を演じていることが報告されている(八木ら²⁸⁾)。このような流れでも主流の流速分布は移動層内に変曲点を有しており、ここで述べたような機構により猫の目状の渦列が形成されたと考えられる。

7. 結 論

側岸部植生境界において発生する周期渦の発生機構について非粘性を仮定した線型不安定解析を行い、さらに水路実験を行うことにより以下のような結論を得た。

(1) 上記の周期渦は主流の速度分布が変曲点を持つことによる不安定性により発生し、その不安定性は Rayleigh 方程式により記述される。

(2) 与えられた微小擾乱の発達率を最大とする無次元卓越周波数、 ω_{\max} は図-4 に示されるように無次元植生パラメータ、 χ の関数として与えられる。横断方向渦動粘性係数、 ϵ_b を実験値により同定し、これから無次元化された渦の発生周期、 $\bar{u}_* T/D$ は河床の摩擦係数、 $C_f = (u_{*o}/\bar{u}_o)^2$ および χ の関数として与えられることが判明した。

(3) 可視化実験により、周期渦は理論から予測されるように流速分布の変曲点である植生境界において発生することが明らかとなり、その発生周期は渦の通過に伴う水位低下を水位計で測定することにより得られた。

(4) 理論によって予測される渦の発生周期は上述の実験結果と極めてよく一致し、また異なる実験条件下で行われた他の研究者による観測値も適切に説明した。

(5) 本研究で明らかにされた周期渦は他の様々な流体現象においても見られ、本研究結果の適用が可能である。

謝 辞

本研究は文部省科学研究費一般C(課題番号、01550398)並びに鹿島学術振興財団の補助を受けて行われたものである。また、辻本哲郎金沢大学助教授には貴重なデータをお見せ頂いた。記して謝意を表します。

記 法

以下に重要な記法を示す。

$$a = d/(2l_x l_y),$$

C_D = 抗力係数 (この値は \bar{u}_{poo}/\bar{u}_o の値を測定して χ の値を求め、 a, D, C_f を知ることにより χ の定義式から求められる),

$$C_f = (u_{*o}/\bar{u}_o)^2,$$

$$J = 1/(1+\chi)^{1/4},$$

$$p = y/B\sqrt{v},$$

$$\bar{u}_{poo} = \bar{u}_o/(1+\chi)^{1/2} = \bar{u}_o J^2,$$

$$v = \epsilon_b D / (C_f \bar{u}_o B^2),$$

$$\phi = \bar{u}/\bar{u}_o,$$

$$\chi = C_D a D / 2C_f$$

参 考 文 献

- 1) 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.
- 2) 北村忠紀・辻本哲郎：植生域と非植生域の流れの干渉についての基礎的研究，土木学会第45回年次学術講演会講演集，II，pp.366~367, 1990.
- 3) 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.
- 4) 福岡捷二・浅野富夫・藤田光一・坂野章：複断面河道における洪水流の抵抗特性，第30回水理講演会論文集，pp.499~504, 1986.
- 5) Tamai, N., Asaeda, T. and Ikeda, H. : Study on generation of periodical large surface eddies in a composite channel flow, Water Resour. Res., Vol.22, No.7, pp.1129~1138, 1986.
- 6) 室田明・福原輝幸：水生植物を有する開水路流れの乱流構造に関する実験的研究，土木学会論文報告集，338号，pp.97~103, 1983.
- 7) 室田明・福原輝幸：直立性の植物を有する開水路の流れ構造について，第28回水理講演会論文集，pp.225~231, 1984.
- 8) 中川博次・辻本哲郎・清水義彦：植生を伴う開水路流れの構造に関する研究，土木学会水工学論文集，34巻，pp.475~480, 1990.
- 9) Inoue, E. : On the turbulent structure of airflow within crop canopies, J. Met. Soc. Jpn, Vol.41, pp.317~346, 1963.
- 10) 池田駿介・泉典洋：浮遊砂の横断方向拡散係数について，土木学会論文集，434号，pp.47~55, 1991.
- 11) 泉典洋・池田駿介：側岸に樹木を有する直線礫床河川の安定横断河床形状，土木学会論文集，411号，pp.151~160, 1989.
- 12) Fischer, H.B. : Longitudinal dispersion and turbulent mixing in open-channel flow, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol.5, pp.59~78, 1973.
- 13) 巽友正・後藤金英：流れの安定性理論，産業図書，1976.
- 14) Michalke, A. : On the inviscid instability of hyperbolic-tangent velocity profile, J. Fluid Mech., Vol.19, pp.543~556, 1964.
- 15) Phillips, O.M. : The maintenance of Reynolds stress in turbulent shear flow, J. Fluid Mech., Vol.27, pp.131~144, 1967.
- 16) Kondo, J. and Akashi, S. : Numerical studies on the two-dimensional flow in horizontally homogeneous canopy layers, Boundary-Layer Meteorology, Vol.10, pp.255~272, 1976.
- 17) Rosenhead, L. : The formation of vortices from a surface of discontinuity, Proc. Roy. Soc. London A134, pp.170~192, 1931.
- 18) Christiansen, J.P. and Zabusky, N.J. : Instability, coales-

- cence and fission of finite-area vortex structures, *J. Fluid Mech.*, Vol.61, pp.219~243, 1973.
- 19) 山崎真一・石川忠晴・金丸督司：開水路平面せん断流に関する実験的研究，土木学会第39回年次学術講演会講演集，Ⅱ，pp.237~238, 1984.
- 20) 辻本哲郎：KHL Communication, Kanazawa Univ., Vol.2, pp.41~54, 1991.
- 21) 田中昌宏・石川忠晴・木村 聡：平行平板間の乱流の水平混合特性について，土木学会第41回年次学術講演会講演集，Ⅱ，pp.148~149, 1986.
- 22) Raupach, M.R. and Thom, A.S. : Turbulence in and above plant canopies, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol.13, pp.97~129, 1981.
- 23) Gao, W. Shaw, R.H. and Pawu, K.T. : Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.47, pp.349~377, 1989.
- 24) 村上智美・原蘭芳信・川村隆一・西沢利栄：気流変化と水稻およびアカマツ群落との相互作用 2. 植物の揺らぎと群落上の乱流輸送特性への影響，筑波大学水理実験センター報告，14号，pp.15~29, 1990.
- 25) Kouwen, N., Unny, T.E. and Hill, H.M. : Flow retardance in vegetated channels, *J. Irrigation and Drainage Div.*, ASCE, Vol.95, No. IR 2, pp.329~342, 1969.
- 26) 中川博次・苅津家久：透水性開水路乱流場における主流と浸透流の相互作用，土木学会論文報告集，244号，pp.81~90, 1975.
- 27) 岩佐義朗・綾 史朗・中井俊雄・西内美直：浸透層上における主流と浸透流の物質輸送，土木学会第41回年次学術講演会講演集，Ⅱ，pp.129~130, 1984.
- 28) 八木 宏・灘岡和夫・大前晋一：シートフロー状砂移動の力学特性に関する実験的研究，海岸工学論文集，37巻，pp.254~258, 1990.

(1991.7.4 受付)

PERIODIC VORTICES AT THE BOUNDARY OF VEGETATED AREA ALONG RIVER BANK

Syunsuke IKEDA, Kenichi OHTA and Hiroshi HASEGAWA

Horizontal, periodic vortices generated at the boundary of vegetated area along river bank was studied in terms of linear stability analysis using Rayleigh equation. A dimensionless angular frequency, at which an infinitesimal disturbance takes the maximum growth rate, is found to be uniquely correlated with a dimensionless parameter for the vegetation density. Laboratory tests were also performed, in which the periodic vortices were observed by dye injection into the flow field and the period was measured using a wave gage. The measured period of vortex generation was explained very well by the linear stability analysis. The present study reveals that the periodic vortices are generated by instability induced by the existence of an inflection point in the lateral distribution of depth-averaged flow velocity.