

風波発生下における植生キャノピー開水路流れの乱流構造について

Turbulence structures in vegetated canopy open-channel flow with wind-induced water-waves

禰津家久*, 山上路生**, 岡本隆明***

Iehisa Nezu, Michio Sanjou and Takaaki Okamoto

*フェロー, 工博, 京都大学大学院教授, 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

**正会員, 博(工) 京都大学大学院助手, 工学研究科社会基盤工学専攻 (同上)

***学生員, 京都大学大学院修士課程, 工学研究科社会基盤工学専攻 (同上)

It is very important in river environment to reveal the hydrodynamic properties in open-channel flows with vegetated canopies, in which velocity profiles are largely changed in the vertical direction. In particular, wind-induced water-waves generate strong down-bursting phenomenon which promotes mass, momentum and gas transfer toward the vegetation region across the air-water interface. Therefore, it is needed to investigate these turbulence mechanism and coherent motions in order to maintain the aquatic eco-system in actual rivers. In this study, we conducted turbulence measurements by using two-component laser Doppler anemometer (LDA), and revealed the turbulence structure in the vegetated open-channel flows with wind-induced water waves.

Key Words: vegetated canopy open-channel flow, wind-induced water wave, LDA

1. はじめに

河川に繁茂する植生は水生生物が生息する上で欠くことができないものであると同時に、自浄能力も有しているため河川環境機能を評価する上で重要である。また植生抵抗によって流速分布が変化して、組織乱流が発生するなど流れ場に大きな影響を与えるので、従来より植生水理に関する研究が行われてきた。清水ら(1991)¹⁾は水路実験によって、植生密度が大きい場合は底面の植生層が浸透層とみなされて植生層上の表面流れによって植生層内の境界部にせん断乱流場が形成されることを示した。辻本(1992)²⁾は藻場を想定した模擬植生実験を行い、流れと浮遊砂輸送の関係を考察した。田村・瀬岡(2002)³⁾は画像計測により植生の揺動性の有無が流れ場に与える影響について調べた。また著者ら⁴⁾は底面植生帯を有する開水路キャノピー流れの乱流構造をレーザー流速計(LDA)によって明らかにした。一方マイクロ気象学分野では、植生水理に先立って Raupach & Thom(1981)⁵⁾, Raupach ら(1991)⁶⁾によって空気植生流れの乱流構造が鋭意研究されており、森林帯や穀物畑上の空気キャノピー流れの流体力学的特性が解明されてきた。

ところで、河川域で大規模な空気流が発生すると風波が引き起こされ、空気層と水層の間で運動量、熱あるいは物質が交換される。さらに気液界面を通して酸素や炭酸ガス

などの気体輸送も促進されるとともに水中の乱流構造が大きく変化することが知られている^{7), 8)}。このテーマは地球規模スケールの環境問題と関連が深いため、空気-水の混成場における乱流構造については多くの研究者の関心を集めてきた。例えば、Wu(1981)⁹⁾は水面上に風が吹く場合について水表面を粗度レイノルズ数によって滑面、不完全粗面、完全粗面に分類し、風速分布の鉛直分布が対数則に従うことを示した。Komori ら(1993)⁸⁾は界面近傍の両層の組織構造モデルを提案し空気層に向かう組織構造と水層に向かう組織構造が気体輸送に関係することを報告している。Toba & Kawamura(1996)⁹⁾は実験室規模から海洋の実測データまでの幅広い風波乱流境界層に関する既往研究のレビューを行って鉛直方向に無次元乱流特性が変化しない領域を見出し、下方バースト層(Downward Bursting Boundary Layer: DBBL)と名付けた。杉原ら(1999)¹⁰⁾は乱流境界層の構造を低周波成分のみ抽出して検討した。最近、禰津ら(2002)¹¹⁾は水・空気の間層を LDA を用いて同時計測し、バーストの発生特性を実験的に解明した。

しかしながらこれらの研究のほとんどが界面現象に着目して水層底面の粗滑の影響は明らかにされていない。実際には前述したように河床に水生植生が繁茂しているケースがよくみられる。特に溶存酸素ガスの空気層から植生層への輸送特性を知るためにはこのような風波植生混成流における乱流構造や拡散特性のメカニズムを解明する必要がある。そこで本研究では風波が存在する場合の底面

表 - 1 水理条件

water flow							air flow			
Q (l/s)	$U_{w\max}$ (cm/s)	H (cm)	h (cm)	Re	Fr	λ	U_{*w} (cm/s)	$U_{a\max}$ (m/s)	U_{*a} (cm/s)	界面条件
6.05	12.0	15.0	5.0	18000	0.10	0.38	2.3	0.0	0.0	無風
							2.4	2.0	9.0	滑面
							2.2	6.0	26.0	2次元重力波

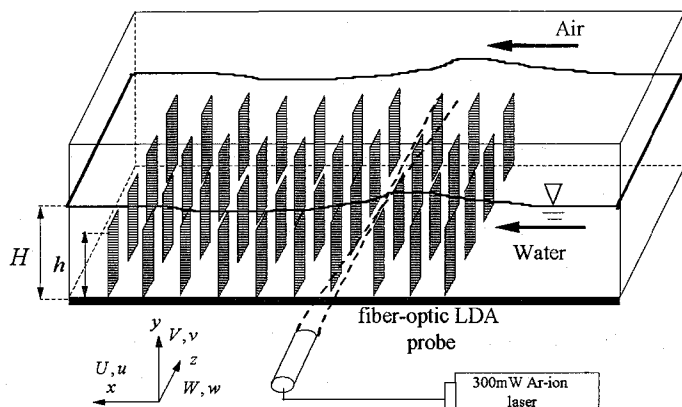


図-1 実験装置と座標系

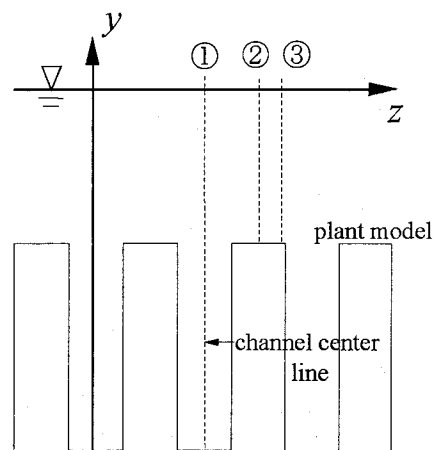


図-2 計測位置

植生帯を有する開水路キャノピー流れをLDAによって高精度計測して、その乱流構造を明らかにする。

2. 実験装置と計測方法

本実験の装置図を図-1に示す。全長16m、幅40cm、高さ50cmの変換型開水路風洞装置¹¹⁾であり、著者ら⁹⁾の既往研究と同様に水路底面に植生要素を配置した。植生モデルは高さ50mm、幅8mm、厚さ1mmの亚克力製で水流中では振動はしない。x, yおよびzはそれぞれ、流下方向、鉛直方向および横断方向の座標軸である。U, VおよびWは各方向における時間平均流速、u, vおよびwはそれぞれ瞬間流速の時間平均流速からの偏差すなわち乱れ強度成分を示す。Hは等流水深、hは植生の高さである。計測部は水路上流端より約7m下流で行われた。水路下流端には消波板を設置し波の反射による流体の振動乱れを抑制した。実験は2成分レーザー流速計(LDA)を用い、図のようにレーザー光を水路側方から植生間の中心に照射してキャノピー内部も含めた全水深領域を点計測した。サンプリングレートは100Hz、サンプリング時間は60sである。植生による分散効果を考慮して横断方向に計測位置をトラバース装置で移動させ、図-2のように①比較的流速が大きい植生要素と植生要素の間、②植生要素の背後および③それらの境界の合計3つの鉛直ラインを計測した。

表-1に水理条件を示す。ここで植生密度 λ は単位面積当たりの植生の遮蔽面積(frontal area)で定義した。水深、レイノルズ数 Re 、フルード数 Fr および植生密度 λ は一定

にした。 U_{*w} 、 U_{*a} はそれぞれ水層、空気層の摩擦速度である。 $U_{a\max}$ はLDAで計測した最大風速であり、本実験では無風および $U_{a\max}=2.0, 6.0\text{m/s}$ の3通りに変化させた。図-1に示すように風向きは水流と同じ向きである。

本研究ではRaupach&Thom(1981)⁹⁾にしたがってx-z面の平面平均操作を導入する。平面平均は次式で表される。

$$\langle \Phi \rangle(y, t) = \frac{1}{A} \iint_R \Phi(y) dy dz \quad (1)$$

すなわち流速や圧力などの水理量 Φ は空間平均値 $\langle \Phi \rangle$ とその偏差 Φ'' から構成される。平面平均 $\langle \rangle$ は正確には主流および横断方向について同時に行うものであるが、本研究では計測が水路上端より約7m下流で行われ風波や植生流れが十分に発達しているため主流方向の分布変化は横断方向に比べて小さいものとして、z方向に沿う横断平均を平面平均と仮定した⁹⁾。

植生密度 λ は以下の式を用いて算出した。

$$\lambda = nA/S \quad (2)$$

ここでSは面積、nは面積Sの領域上に存在する植生要素の総数、Aは植生の流れに垂直な投影面積である。

3. 実験結果と考察

3.1 平均流特性

図-3は風波のある植生場における空気層の主流速 U_a の分布を示す。開水路流と風波の混成場においては、次式

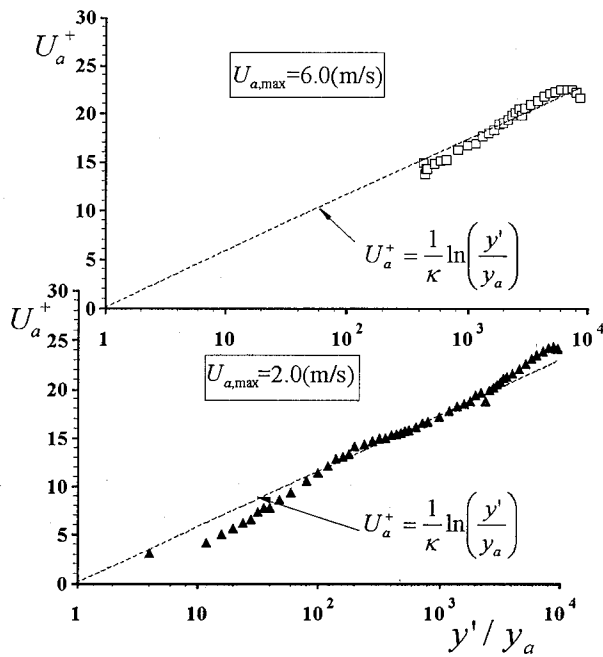


図-3 空気層主流速分布

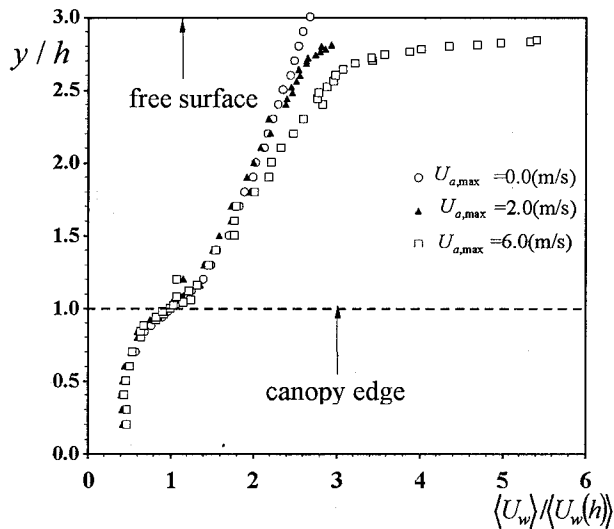


図-4 水層主流速分布

の粗面对数則が成立することが知られている¹²⁾。

$$U_a^+ \equiv \frac{U_a - U_s}{U_{*a}} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y'}{y_a} \right) \quad (3)$$

ここで、 κ はカルマン定数で $\kappa=0.41$ 、 U_s は表面流速で3mm径のフロートを用いて計測した。 U_{*a} は空気層摩擦速度、 y_a は空気層の粗度高さである。 y' は無風時の水面($H=15$ cm)から空気層側への鉛直距離であり、すなわち $y'=y-H$ である。 U_{*a} は $\kappa=0.41$ として逆算した¹²⁾。図-3より最大風速2m/s(水面形状が滑面)、最大風速6m/s(2次元重力波)の両ケースとも式(3)によく従っている。これより粗度高さ y_a が評価された。また界面近傍では粘性の

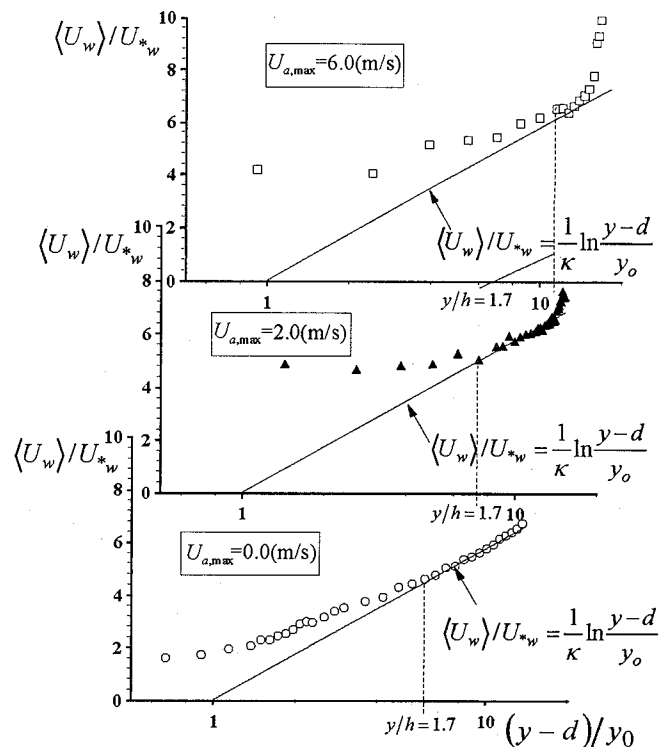


図-5 植生外部の主流速分布

ため風速分布は低減している。

植生開水路流れの流速分布 U_w に与える風波の影響を調べるために、図-4に平面平均した主流速分布 $\langle U_w \rangle$ を植生先端流速 $\langle U_w(h) \rangle$ で無次元化して比較したものである。同図より植生内部では3ケースともほとんど差がなく風波の影響は小さい。一方で、風速が大きくなると界面近傍において界面流速が急激に増大している。これより風による界面シアの影響は気液界面近傍において特に大きく現れていることがわかる。

Jackson ら¹³⁾によって植生キャノピー流れの植生外部($y/h > 1$)では次式の粗面对数則が成立することが知られている。

$$\frac{\langle U_w \rangle}{U_{*w}} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y-d}{y_0} \right) \quad (4)$$

ここで y_0 は粗度長さ、 d は原点移動量で流れ場によって決定される。水層の摩擦速度 U_{*w} は植生先端付近のレイノルズ応力のピーク値から評価した。また原点移動量 d 値は排除厚として計算した。粗度長さ y_0 は原点移動量 d 値とレイノルズ応力分布より求めた摩擦速度 U_{*w} を用いて平均流速を無次元化し、式(4)の対数則と比較して算定した。図-5は各水理ケースにおける平面平均主流速 $\langle U_w \rangle$ の鉛直分布を植生外部についてプロットしたものである。無風状態の植生場においては植生の影響が $y/h=1.7$ 付近まで及んでいて、植生外部上層($y/h > 1.7$)で普遍的に対数則

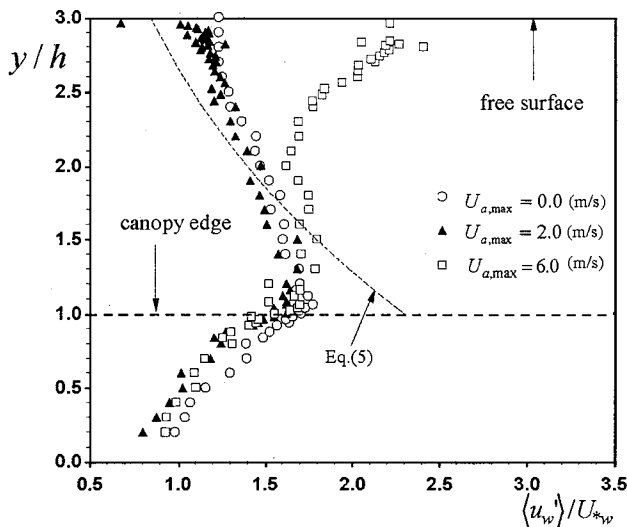


図-6 乱れ強度分布

がほぼ成立している。これに対し風波がある植生場では植生の影響が及ぶ領域は無風植生場と変わらないが、界面シアーによる影響が存在するため式(4)の植生粗度高さを用いた対数則が成立するのは植生外部上層($y/h > 1.7$)の界面近傍を除いた部分に限られることがわかる。

3.2 乱れ特性

植生キャノピー流れの乱れ特性に与える風波の影響を考察するために、図-6 に平面平均した主流方向の乱れ強度 $\langle u_w' \rangle$ の分布をプロットした。楠津ら¹⁴⁾の開水路乱流の普遍関数式を植生乱流に適用すれば次式となる。

$$\frac{\langle u_w' \rangle}{U_{*w}} = 2.3 \exp(-\xi) \quad (\xi > 0) \quad (5)$$

ここで $\xi \equiv (y-h)/(H-h)$ は植生層上の座標軸である。式(5)を図-6 に併示した。同図より風波の存在する場合でも植生先端付近でピーク値を持ち、植生内部では無風状態の植生場とほぼ同じ挙動を示しているが、風速 6m/s のケースでは界面近傍で風波による水面変動に伴って乱れ強度が増大している。

図-7 は空気層のレイノルズ応力 $-\overline{u_a v_a}$ の分布を示した。ここで δ_a はレイノルズ応力がゼロとなる空気層の境界層厚である。レイノルズ応力 $-\overline{u_a v_a}$ は界面近くでは U_{*a}^2 に等しく、界面のごく近傍では空気層レイノルズ応力は減少している。これは粘性効果によるもので空気流から水流へと運動量が輸送されることを示唆している。

無風状態の植生場と風波のある植生場のレイノルズ応力特性の違いを考察するために、図-8 に平面平均した水層のレイノルズ応力分布を比較した。また図中には次式の植生流れの植生外部($\xi > 0$)で成立するレイノルズ応力の分布式も併示した。

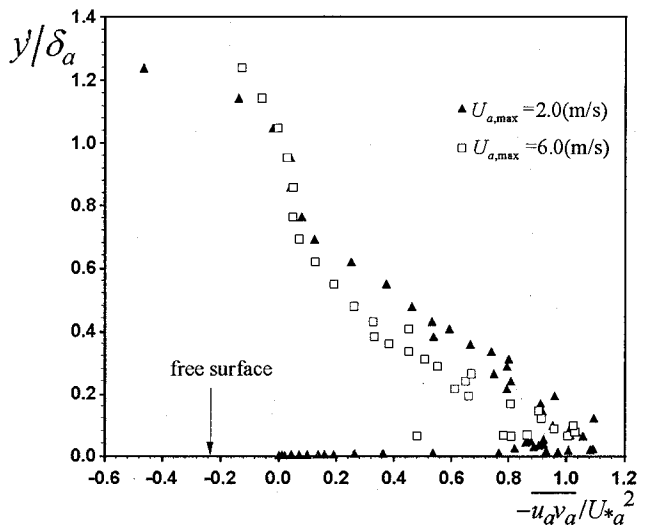


図-7 空気層レイノルズ応力

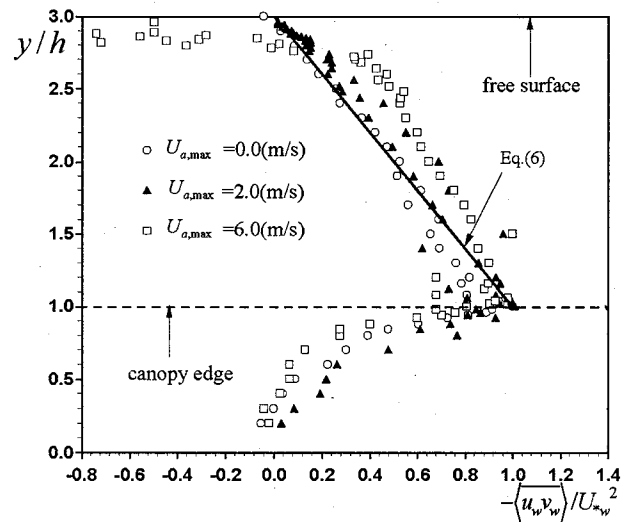


図-8 水層レイノルズ応力

$$1 - \langle u_w v_w \rangle / U_{*w}^2 = -\xi \quad (\xi > 0) \quad (6)$$

図-8 より風波と植生が混在する場においては底面の植生シアーと界面シアーによる乱れの両方が存在するためレイノルズ応力が線形分布式に従っていない。水層摩擦速度 U_{*w} は、先述したように植生先端付近のレイノルズ応力のピーク値から算出した。特に風速 6m/s のケースでは界面近傍においてレイノルズ応力が負値をとり、既往研究¹²⁾と同様の結果を得た。

3.3 組織乱流構造

レイノルズ応力特性の違いから無風状態の植生場と風波のある植生場の組織乱流構造は大きく異なっているものと推測される。二つの流れ場の組織構造の違いについて考察するために次式で定義される瞬間レイノルズ応力の条件付 4 象限区分解析¹⁴⁾を行った。

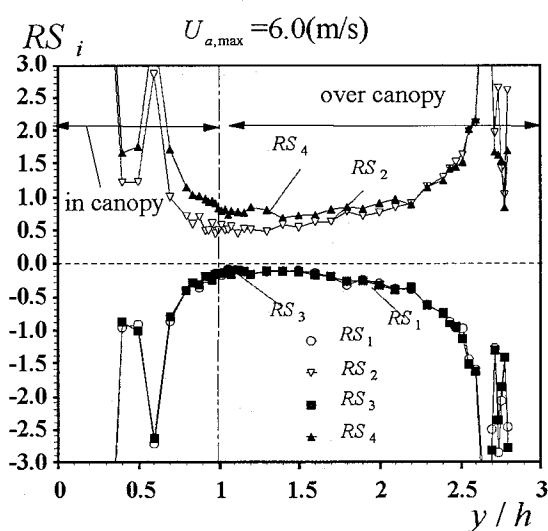
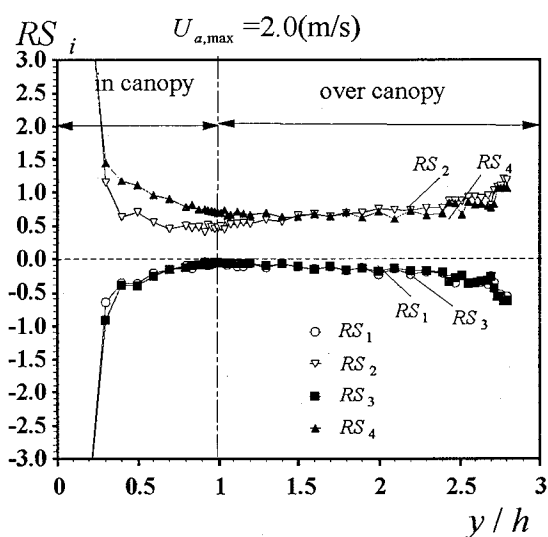
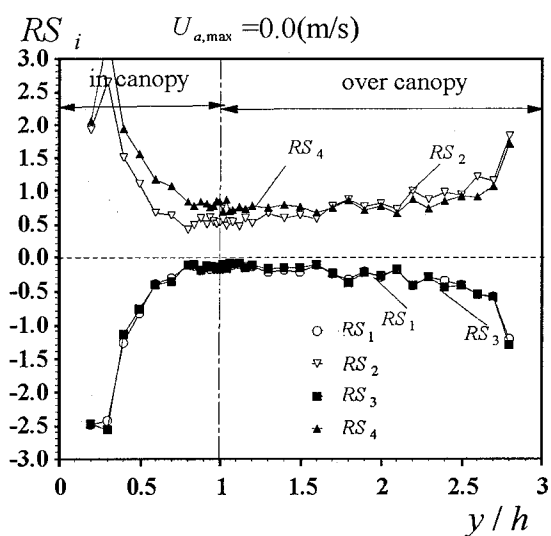


図-9 スキューネス分布

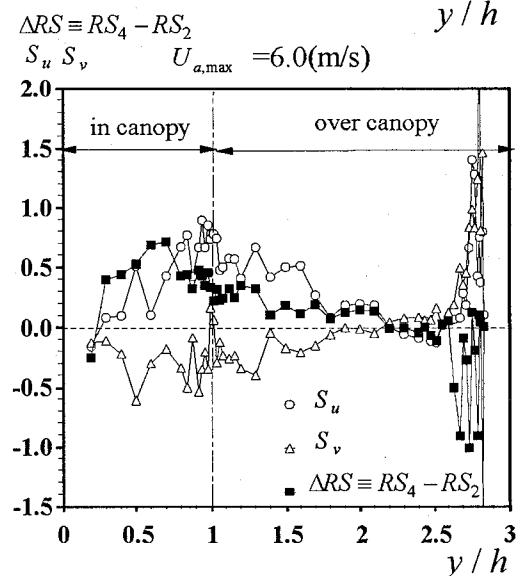
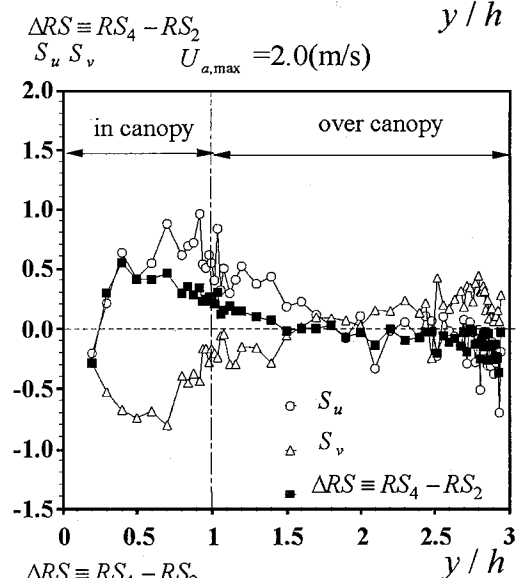
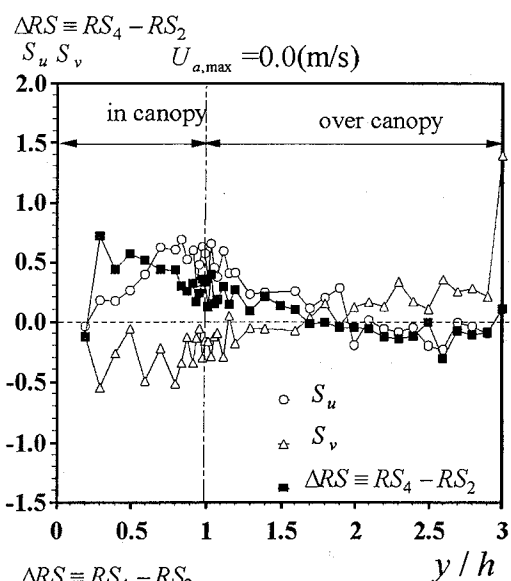


図-10 4象限区分解析

$$RS_i = (\overline{uv})^{-1} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t)v(t)I_i(t)dt \quad (i=1,2,3,4) \quad (7)$$

ここで、 (u, v) が i 象限に存在するとき、 I_i は1、それ以外は0とする。なお、これらの各象限はそれぞれ異なる乱

流現象に対応していて、特に $RS_2 (u < 0, v > 0)$ 、 $RS_4 (u > 0, v < 0)$ はそれぞれ ejection, sweep を表す。

図-9 は植生間領域(図-1 の①)の計測データを対象に 4

象限区分解析を行って比較したものである。本結果より無風状態の植生場では植生外部上層 ($y/h > 1.5$) では $RS_4 < RS_2$ で **ejection** が卓越しているが、植生内部では $RS_4 > RS_2$ で **sweep** が卓越している。これは無風状態の植生場では植生外部の高速流体が **sweep** によって植生層内に輸送される組織構造が存在することを示している。これに対し風波のある植生場では特に風速 6m/s のケースにおいて $RS_4 > RS_2$ となる領域が植生外部上層にまで及んでいる。また風速 2m/s のケースについても小さいながらもその傾向が認められる。これより風波のある植生場においては風波による水面変動によって下向きの **downburst** が発生し、底面植生キャノピーと相互作用することによって **sweep** が **ejection** よりも卓越している領域が植生外部上層にまで及んでいると推測される。

既往研究⁹⁾によって **sweep** および **ejection** は、スキューネスと大きな関係があることが指摘されている。そこで瞬間流速の3次相関であるスキューネスについて考察する。主流方向と鉛直方向のスキューネス S_u および S_v はガウス分布からのずれを表し、それぞれ次式で定義される。

$$S_u = \overline{u^3} / u^3, \quad S_v = \overline{v^3} / v^3 \quad (8)$$

図-10は無風状態の植生場と風波のある植生場について S_u 、 S_v および組織渦の寄与の差を示す $\Delta RS \equiv RS_4 - RS_2$ の鉛直分布をプロットして比較したものである。無風植生場では S_u は植生外部では小さいが植生先端からキャノピー内部に向かって増加して植生内部でピークをもつ。逆に S_v は植生外部では正値をとるが植生内部では負値をとる。絶対値で見ると S_u 、 S_v はともに植生内部でピークをもっているので植生内部において組織的な変動が存在することが考えられる。これに対し風波のある植生場では界面近傍で S_u 、 S_v が増大していることが観察され、界面近傍に組織的な変動が存在すると考えられる。植生先端付近に着目すると、無風植生場では S_u は植生先端付近でピーク値をもち外部に向かって急激に減少していたのが、風波のある植生場では S_u は植生外部中層に至るまで植生先端付近でのピーク値と同オーダーの大きさをもっている。正負は逆であるが S_v も同ような挙動を示しており、植生内部から外部にまたがっているような大規模な組織構造が存在することが推測される。

3.4 乱れエネルギー収支関係

前節で考察したように風波のある植生場では風波による水面変動によって発生する **downburst** によって風波のエネルギーが水面下に輸送されているため、風波のある植生場の乱れエネルギー収支特性は無風植生場と大きく異なる

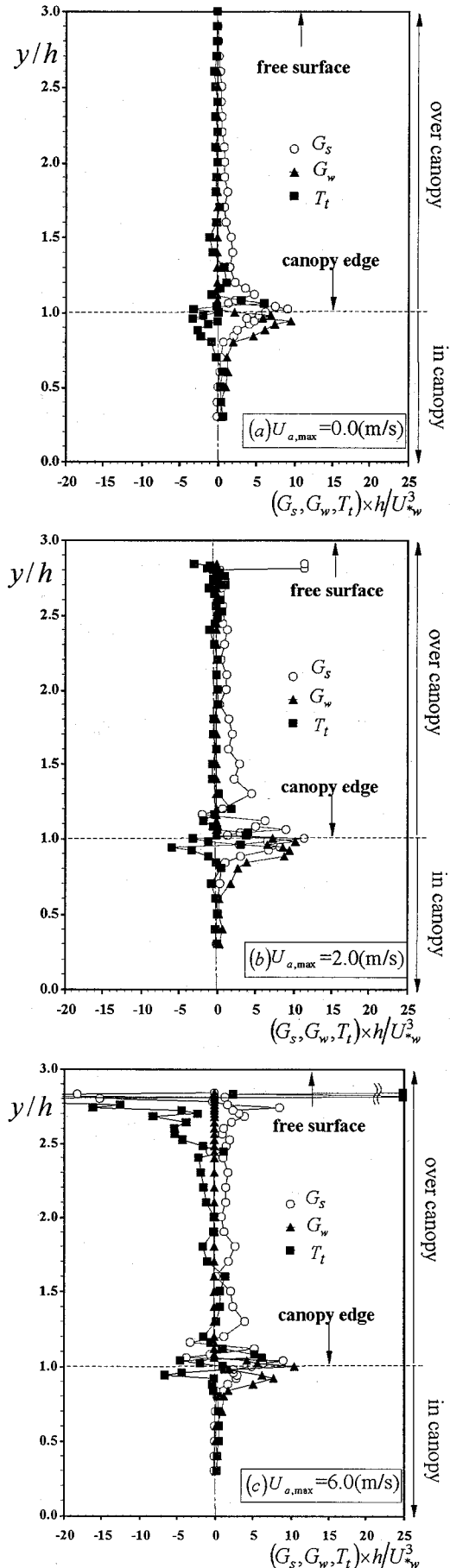


図-11 乱れエネルギー収支

ることが予想される。そこで次式の乱れ運動エネルギー (TKE) の収支方程式について考察する。

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \right) \overline{u_i' u_i'} = - \overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{p' u_i'}}{\rho} \delta_{ij} + \frac{\overline{u_j' u_i' u_i'}}{2} \right) - \varepsilon + \nu \nabla^2 \frac{\overline{u_i' u_i'}}{2} \quad (9)$$

式(9)を平面平均操作を施し、定常鉛直2次元近似流れでは次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle k \rangle}{\partial t} = & - \underbrace{\langle \overline{uv} \rangle \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y}}_{G_S} + \underbrace{\left\langle \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i''}{\partial x_j} \right\rangle}_{G_w} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \langle \overline{v k} \rangle}_{T_t} \\ & - \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \langle \overline{V'' k''} \rangle}_{T_d} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \langle \overline{vp} \rangle}_{T_p} - \underbrace{\nu \frac{\partial^2}{\partial y^2} \langle k \rangle}_{T_v} - \langle \varepsilon \rangle \end{aligned} \quad (10)$$

右辺第1項 G_S と第2項 G_w はいずれも乱れの生成項に関するもので、 G_S は通常の流速シアーに起因する生成項 (shear-production) である。一方、 G_w は植生による分散効果による生成項 (wake-production) で、この項はTKE方程式を平面平均操作をすることで発生した項である。植生内部では G_w は式(11)のように近似できる⁹⁾。また第3項の T_t は乱れエネルギーの拡散項、第4項 T_d は dispersive 輸送項、第5項 T_p は圧力拡散項、第5項 T_v は粘性による拡散項、 $\langle \varepsilon \rangle$ は逸散率の平面平均値である。 T_d は T_t に比べると微小オーダーであり無視できる⁹⁾。

$$G_w \cong - \langle U \rangle \frac{\partial \langle \overline{uv} \rangle}{\partial y} \quad (11)$$

図-11は G_S 、 G_w および T_t の実測値を図示したものである。これより無風植生場では植生内部で G_w は G_S に対して無視できないほどの大きな値を持っているということがわかる。 G_S は植生先端の $y/h=1$ 付近で、 G_w は植生内部上層でピーク値をもち乱れの生成が最大であることがわかる。植生外部の $y/h>1$ では、 G_S は正值をもつが、 G_w はゼロ値をとる。TKEを輸送する T_t は植生内部下層においては正值をもつが植生先端付近では正值から負値に転じている。これは植生先端付近において植生の外部から内部へ sweep によってエネルギー輸送が活発に行われていることを示唆している。

これに対し風波のある植生場では無風植生場と比較して G_S や G_w の植生先端におけるピーク値の大きさは変わらないことがわかる。しかし、風速が増大すると界面シアーに対応して界面近傍から植生外部中層にかけて G_S が

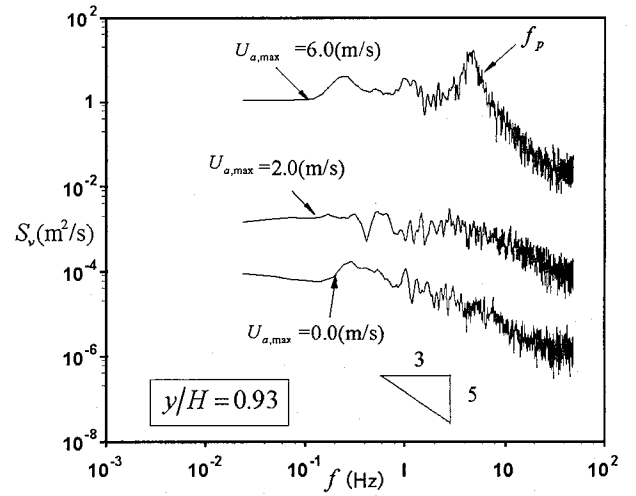


図-12 鉛直流速のパワースペクトル($y/H=0.93$)

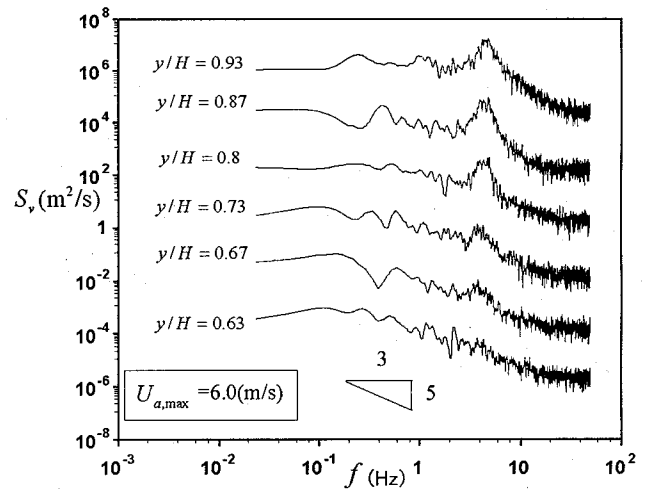


図-13 鉛直流速のパワースペクトル(風速6m/s)

増加している。また風波のある植生場においてもTKEを輸送する T_t は植生内部で正值をとっているが植生先端付近で正值から負値に転じており、植生先端付近において植生の外部から内部へのエネルギー輸送が頻繁に行われている。風速6m/sのケースでは植生外部の中層($y/h=2.0$)から界面近傍に($y/h=2.7$)かけて負値をとり、界面近傍($y/h \cong 2.7$)で空気層に向かって T_t が負値から正值に転じている。このことは界面近傍で空気流から水流へエネルギー輸送が行われ、それが downburst によって水面下に輸送されていることを示唆している。

3.5 スペクトル解析

これまでの解析結果から風波のある植生場では界面付近と植生先端付近に大規模な組織構造が存在することが

わかった。この2つの組織構造の相互作用について調べるには植生乱れと風波乱れのそれぞれの支配領域を知ることが必要となる。そこで風波のある植生場のスペクトル特性について考察する。図-12は界面近傍($y/H = 0.93$)における無風植生場と風波のある植生場の水面近傍での鉛直方向の流速変動 $v(t)$ から求めた周波数パワースペクトル密度 $S_v(f)$ である。また図中のデータは各々 10^2 ずつ上方に平行移動し、慣性小領域における $-5/3$ 乗則を併示した。従来の研究¹¹⁾で指摘されているように、風速が増大すると界面近傍の流速変動は $1\sim 10\text{Hz}$ の間でスペクトルピークがみられ、風波固有の卓越周波数 f_p 近傍で増大していることがわかる。またスペクトルピークの高周波側では $-5/3$ 乗則が成立する周波数領域が観察される。

図-13は風速 6m/s のケースにおける周波数パワースペクトル密度 $S_v(f)$ を鉛直方向に比較したものである。また図中のデータは各々 10^2 ずつ上方に平行移動している。同図より界面近傍から $y/H = 0.67$ まで卓越周波数 f_p があらわれている。これより風波による水面変動の影響が界面近傍から $y/H = 0.67$ 付近にまで及んでいることが推測される。また平均流特性から考察したように植生の影響は植生外部中層 $y/h = 1.7$ ($y/H = 0.57$)まで及んでいる。植生乱流場と風波乱流場からの影響領域が非常に近接しているので、これらの相互作用が発生すると思われる。今回の実験ケースでは植生密度、水深は一定にしていたが、植生密度を増加させ水深を小さくすることで風波場と植生場の相互作用がさらに促進され、風波による植生内部の乱流構造への影響が大きくなることが予想される。今後水深、植生密度を系統的に変化させてこの点を重点研究したい。

4. おわりに

本研究は無風状態の植生開水路流れと風波発生下の植生場を対象としてレーザー流速計を用いた高精度な流速計測を行い、風波のある植生場の組織乱流構造、風波と植生の相互作用について考察したものである。ここで得られた知見を以下にまとめて示す。

- 1) 無風植生場と風波のある植生場の平均流速分布や乱れ強度分布は植生内部で同じ挙動を示すが、植生外部中層から界面近傍にかけてこれは界面近傍において風波の影響が強く現れていることを示唆している。
- 2) 無風植生場と風波のある植生場の乱れエネルギー(TKE)方程式における乱れエネルギー拡散率 T_i を比較した結果、風波のある植生場では T_i は界面近傍で負値から正值に転じており、空気流から水流へエネルギー輸送が行われ、それがdown burstによって水面下に輸送されていることが示唆された。
- 3) スキューネス分布から風波のある植生場においては

植生先端付近と界面近傍の両方に大きな組織構造が存在することがわかった。また4象限区分解析から風波植生混成場では風波による水面変動によって下向きのdown burstが発生し、植生乱流場と相互作用することによってsweepがejectionよりも卓越している領域が植生外部上層にまで及ぶことがわかった。

- 4) 風速 6m/s のケースのパワースペクトル $S_v(f)$ を鉛直方向に比較することで、植生乱れと風波乱れの支配領域が近接し、植生乱流場と風波乱流場が相互作用していることがスペクトル特性からも示唆された。

参考文献

- 1) 清水義彦・辻本哲郎・中川博次・北村忠紀：直立性植生層を伴う流れ場の構造に関する実験的研究，土木学会論文集，第438号，pp.31-40，1991。
- 2) 辻本剛三：藻場が存在する場における流れと浮遊砂輸送，海岸工学論文集，第39巻，pp.276-280，1992。
- 3) 田村仁・瀬岡和夫：可憐生に着目した藻場キャノピー周辺の流動・乱流構造に関する実験的研究，海岸工学論文集，第49巻，pp.341-345，2002。
- 4) 裾澤家久・山上路生・岡本隆明：植生キャノピー開水路流れの乱流構造とディスペルシブ効果に関する実験的研究，水工学論文集第50巻，土木学会，pp.1135-1140，2006。
- 5) Raupach, M. R. and Thom, A. S.: Turbulence in and above Plant Canopies, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol.13, pp.97-129, 1981.
- 6) Raupach, M. R., Antonia, R. A. and Rajagopalan, S.: Rough-wall Turbulent Boundary Layers, *Appl. Mech. Rev.*, Vol.44, pp.1-25, 1991.
- 7) Wu, J.: On critical roughness Reynolds number of the atmospheric surface layer, *J. Geophys. Res.*, Vol.86, No. C7, pp.6661-6665, 1981.
- 8) Komori, S., Nagaosa, R. and Murakami, Y.: Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol.249, pp.161-183, 1993.
- 9) Toba, Y. and Kawamura, H.: Wind-wave coupled downward-bursting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface, *J. Oceanogr.*, Vol.52, pp.409-419, 1996.
- 10) 杉原祐司・高橋敦彦・松永信博：風波下における乱流境界層の構造，海岸工学論文集，第46巻，pp.96-100，1999。
- 11) 裾澤家久・吉田圭介・池田大輔：水・空気層の同時計測による風波界面の相関構造に関する研究，水工学論文集，第46巻，pp.547-552，2002。
- 12) 吉田圭介：水面上に風シアを伴う開水路における組織乱流構造と気体輸送に関する基礎的研究，京都大学学位論文，2005。
- 13) Jackson, P. S.: On the displacement height in the logarithmic velocity profile, *J. Fluid Mech.*, Vol.11, pp.15-25, 1980。
- 14) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence in Open-channel Flows, IAHHR monograph, Balkema, 1993.

(2006年4月13日 受付)