

植生開水路流れの自由水面ガス輸送現象における界面流速発散モデルの開発

山上 路生¹・岡本 隆明²・禰津 家久³・村田 祐樹⁴

¹正会員 京都大学准教授 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

E-mail: michio.sanjou@water.kuciv.kyoto-u.ac.jp

²正会員 京都大学助教 工学研究科社会基盤工学専攻 (同上)

E-mail: takaaki.okamoto@water.kuciv.kyoto-u.ac.jp

³フェロー 京都大学名誉教授 工学研究科社会基盤工学専攻 (同上)

E-mail: iehisa.nezu@water.kuciv.kudpc.kyoto-u.ac.jp

⁴非会員 大成建設株式会社 (〒163-0606 東京都新宿区西新宿一丁目25番1号)

E-mail: y.murata@kw7.ecs.kyoto-u.ac.jp

開水路乱流の自由水面ガス交換に焦点をあてて、滑面と剛体植生粗度の二つの底面境界を用意し、室内実験水路にて乱流計測および溶存酸素の計測を行った。同じ流量および水深の場合、滑面よりも植生流れの方が大規模な混合渦の生成によって界面流速発散強度が増加するためガス輸送が促進され、さらにガス輸送速度と植生密度には重要な関係が存在することが示された。ガス輸送速度は界面流速発散値に大きく依存することが確認できたが、界面流速発散モデル (SDモデル) では水深の影響を考慮できないため開水路流れのガス輸送をモデル化するには不十分である。そこでSDモデルにガス輸送現象の支配因子と考えられる界面乱れエネルギーと水深スケールを組み込み、滑面流れと剛体の水没植生流れの双方にも適用できる一般性の高い修正SDモデルを開発した。

Key Words : *gas transfer beneath free-surface, open-channel flow, vegetation, surface velocity divergence and PIV measurements*

1. 結論

(1) ガス輸送モデルの開水路流れへの適用

自由水面を通じてのガス交換現象は地球温暖化のようなグローバルスケールの課題からエアレーション浄化のようなマイクロスケールの話まで多岐のトピックスに関わるため、土木工学分野においてもその重要性が古くから認識されている¹⁾。

本研究分野においては古くから様々な物理モデルや現象モデルが提案されてきた。最も一般的なモデルは Danckwerts²⁾の表面更新モデル(SR モデル)で、現在までに開発されてきた多くのモデルの基本となっている。このモデルでは自由水面の流体塊が乱れによって常に更新されると仮定しており、更新率が大きければ常にフレッシュな流体塊 (貧酸素状態) の存在を保証するため、空気側からの酸素の溶け込みが活発になる。この更新率をどのようにモデル化するかはガス輸送分野の重要な研究課題の一つとい

える。例えば国内グループでは、中村・村井³⁾が更新率を表面の渦運動と結びつけて理論的考察を行っている。更新率を自由水面の流速発散値と結びつけたのが McCready et al.⁴⁾の Surface Divergence モデル (SD モデル)である。溶存ガスの輸送方程式を線形近似することでガス輸送係数と界面の流速発散値を理論的に結び付けたものである。このモデルは振動格子タンク⁵⁾や開水路流れ⁶⁾への適用性が検討されている。後述するように著者らのグループもこのモデルをベースにした開水路流れのガス輸送評価式を開発した⁷⁾。

河川流のような開水路流れでは一般に自由水面近傍の流速シアは小さいが、底面シアに起因する乱れの影響が無視できない。開水路乱流は発達した乱流境界層であり、底面付近ではヘアピン渦⁸⁾やバースティング現象⁹⁾に代表される種々の組織乱流構造が形成される。これらがボイル渦のような形で界面に到達するとガス輸送が促進されることが予想さ

れる. Gulliver & Halverson¹⁰⁾は, Large Eddyモデル(LEモデル)を支持しつつ, 表面更新率が2次流を構成する縦渦によって支配されると考えた. その結果, ガス輸送速度をスタントン数の形で表記したものにペクレ数の1/2乗を乗じた無次元量はレイノルズ数の関数形となることを理論的に示した. 特に摩擦速度でスケーリングしたレイノルズ数が小さい領域ではこの無次元量はレイノルズ数に依存するが, あるレイノルズ数以上になると一定値となる. 実河川では一般に高レイノルズ数であるから, スタントン数とペクレ数で規格化したガス輸送係数はレイノルズ数に依存せずにある一定値となり, しばしば実用されるO'Connor & Dobbinsの式に対応する. ただし, この一定値は実験水路と自然河川では約4割ほどのずれがあると報告しており, 依然として実河川におけるガス輸送速度のモデリングには課題が残る. Komori et al.¹¹⁾は, 底面バーストと気液界面の表面更新渦の関係性を詳細に研究し, 底面で生成された組織乱流構造のガス輸送現象への寄与特性を明らかにした. また中山・瀬津¹²⁾は, 開水路乱流における組織渦の時空間特性を調べて, 底面で活発なバーストが自由水面に及ぼす影響を解明した. Moog & Jirka¹³⁾は滑面開水路流れにおけるガス輸送計測を行い, 自由水面領域の散逸率 ε を用いてスケーリングされるSmall Eddyモデル(SEモデル)の適用性に関する考察やレイノルズ数の影響を検討した. さらに彼ら¹⁴⁾は底面に設置されたマクロ粗度の影響についても詳細に検討した. 直方体ブロックをランダム配置した水路において, 水深と流速を系統変化させてガス輸送速度を実測した. 粗度流れではSEモデルよりも無次元ガス輸送速度が過大となる興味深い結果が得られた. 滑面流れおよび粗面流れのいずれにおいてもガス輸送速度は散逸率の1/4乗値と比例関係があるが, 粗面流れの比例定数は滑面流れに比べて40%ほど上昇することがわかった. さらに彼らはブロックにかかる抗力を考慮した修正 ε を提案して, 底面の粗滑に依存しない一意的な線形関係を得ることに成功した. 彼らの指摘によれば, 水深スケールのマクロな粗度が存在すれば, 滑面上の一樣流れに加えてウェイクや剥離渦などの3次元的な乱流構造および水面変動が発生するため, これらがガス交換を促進する.

(2) 植生キャノピー流の研究進展

実河川にはマクロ粗度を構成する自然要素が多々存在する. 河川植生は比較的スケールの大きな粗度要素であり, 流水抵抗や乱流構造を大きく変化させるからこれまでも国内外で鋭意研究されている. 植

生と流体の相互作用やキャノピー境界層理論については水流だけでなく大気乱流分野においても興味深い成果が得られている. Kanda & Hino¹⁵⁾はLESによってキャノピー気流で発生する組織乱流構造をシミュレーションした. 特に横断軸をもつrollsや主流軸をもつribsなどの組織渦が発生する3次元的な流れ構造を数値予測した. Raupachら¹⁶⁾は風洞キャノピーによる室内実験結果と野外計測結果を用いて, 主流速, レイノルズ応力およびスキューネスなどの乱流統計量の分布を比較し, 2点同時計測による時空間相関特性や条件付解析による植生組織乱流について考察している. Finnigan¹⁷⁾は大気キャノピー流れの瞬間流速データに固有値直交関数展開を適用して組織乱流渦の抽出に成功した. 一方で水流を対象とした重要研究も数多い. 例えば池田ら¹⁸⁾は水路の側岸部植生によって生成される水平渦の発生機構や周期性について詳細に解明した. Nepf & Vivoni¹⁹⁾は超音波流速計(ADV)とレーザー流速計(LDA)を併用して, 水深を系統変化させて植生開水路流れを乱流計測し, 植生高さに対する相対水深と乱れ生成の関係特性を明らかにした. 植生乱流は滑面乱流よりも大規模な渦が生成され物質輸送においてもその重要性は大きい. Nepfら²⁰⁾はランダムウォークモデルに基づいた濃度拡散モデルを提案し, 非水没状態の植生流れの水平拡散現象について考察している. Ghisalberti & Nepf²¹⁾は全水没植生流れを対象にレーザー蛍光誘起法(LIF)を用いて濃度計測を行い, 植生先端部での濃度拡散係数が植生密度に依存することを示した. Reidenbachら²²⁾はサング植生の表面にローダミンを薄く塗って拡散実験し, 植生密度や水面波の影響を解明した.

このように底生植物は透過性のマクロ粗度として流れに作用し大規模な混合層を形成する. ここで生成されるスイープやエジェクションのような組織乱流構造が自由水面領域に与える影響は無視できないことは容易に想像できる. また溶存ガスが速やかに底層領域まで輸送されることも期待される. したがって河川流域におけるガス輸送特性を正確に評価するためには, 滑面流れの研究だけでは不十分である.

(3) 本研究の目的

実河川のガス輸送速度は経験式に頼ることが現状である. 学術面では乱流構造の寄与の重要性が指摘されているが, 実務においては計測面も含めて乱流の扱いが困難であり, ガス輸送係数を平均流速と水深のべき乗で表すシンプルな式で評価することが多い. もちろん, 同じ流速および水深の水理条件下でも河床の条件やアスペクト比によって界面に現れる

乱流の影響が異なることは想像に難くない。著者らは学術と実務のギャップを埋める方法として SD モデルの積極的な活用を思いついた。最近では河川の表面流の PIV 技術が格段に進歩し²³⁾、渦度や発散値などの評価が可能となってきた。これらのデータが利用できれば SD モデルの手法より実河川のガス輸送係数を評価できる。このような背景の下で著者らは開水路乱流への SD モデルの適用性を検討した⁷⁾。本研究ではこれを変形しない水没植生を有する流れにまで拡張すべく、乱流計測およびガス輸送の室内水路計測を滑面および植生流れについて実施し、自由水面流速発散モデルをベースにした新しいガス輸送速度の予測式を開発する。

2. 表面流速発散とガス輸送の理論背景

自由水面近傍のガス輸送は、流体運動とも密接する。乱流の発生に伴い、表層の流体塊は頻繁に下層流体と入れ替わり空気側からのガス輸送を促進する。この特性を考慮したものが表面更新モデル²⁾ (SR モデル) であり、今日のガス輸送モデルの基本となっている。表面更新モデルではガス輸送速度 k_L は、ガスの分子拡散係数を D として次のように示される。

$$k_L = \sqrt{Dr} \quad (1)$$

r は表面更新率であり単位は時間の逆数である。 r の定義法により、様々なモデルが提案されてきた。代表的なものはマクロスケールの代表速度および長さを用いる Large Eddy モデルや、コルモゴロフスケールの速度と長さでスケールリングする Small Eddy モデルがある。

一方で MaCready et al.⁴⁾ は切り口をかえて水面方向の水平面の水理量に注目した。界面の瞬間流速発散 $\tilde{\beta}$ は次のように定義できる。

$$\tilde{\beta} = \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = -\frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} \quad (2)$$

ここで x は流下方向座標、 y は自由水面を原点として底面側に向かう鉛直座標、 z はセンターラインを原点とする横断座標とする。 u, v および w はそれぞれの方向における瞬間流速の時間平均流速からの乱れ成分であり、上付きのチルダ記号は瞬間成分を示す。溶存ガス濃度 $\tilde{c}$ の輸送方程式を $\tilde{\beta}$ を用いて書き成すと次のようになる。

$$\frac{\partial \tilde{c}}{\partial t} + \tilde{u} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x} + \tilde{w} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial z} - \tilde{\beta} y \frac{\partial \tilde{c}}{\partial y} = D \frac{\partial^2 \tilde{c}}{\partial y^2} \quad (3)$$

式(3)の左辺第 4 項の導出にあたっては、水面位置は変化しない及び y 方向の積分長が十分に小さく発散

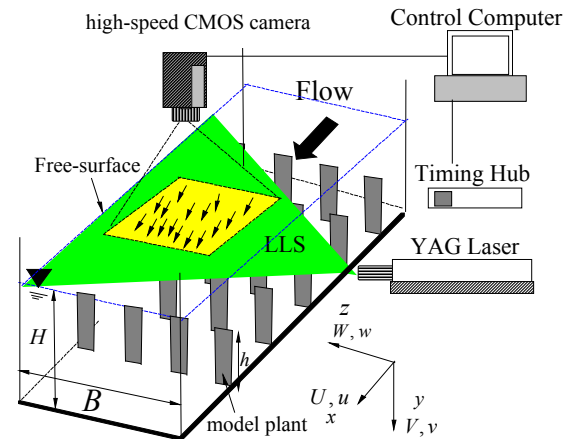


図-1 実験システムと座標系

値は一定であると仮定した。この式から、主流や横断方向よりも鉛直方向のガス輸送が卓越するならば $\tilde{\beta}$ が重要因子となることがわかる。MaCready et al. は理論的にガス輸送速度と界面流速発散を結びつけ、次の関係式を導いた。

$$k_L = \alpha \sqrt{D\beta'} \quad (4)$$

α は比例定数である。 β' は $\tilde{\beta}$ の R.M.S. 値である界面発散強度である。本研究では各計測位置において 100 秒間の統計処理値を空間平均して求めた。開水路滑面流れと植生粗度流れにおける室内実験値にこのモデルを適用してその限界を検証するとともに、より実用的なモデルの提案を行う。

3. 実験方法

(1) 流速計測

幅 40cm、長さ 10m の循環式水路で実験を行なった。図-1 のように流速計測には PIV 法を用いた。連続発光の YAG レーザライトシート (LLS) をガラス製側壁の外側から照射した。水面変動が極めて小さい水理条件を選定し、水面下 1mm の高さに LLS を照射した。比重 1.02、径 100 μ m のトレーサー粒子を水流中に注入し、可視化された粒子群の運動を水路上方から高速度カメラで連続撮影した。フレームレートは水理条件によって 100Hz から 500Hz の幅で変化させたが、サンプルレートはタイミングハブを介して全ケースで 30Hz とした。撮影領域のサイズは 9cm $\times$ 9cm で、PIV 解析の相関窓サイズは 3mm $\times$ 3mm とした。式(2)で定義される発散値は、対象ポイントの周囲点でスムージングした流速成分を用いて中心差分で数値微分した。なお図中の B は水路幅、 H は水深であ

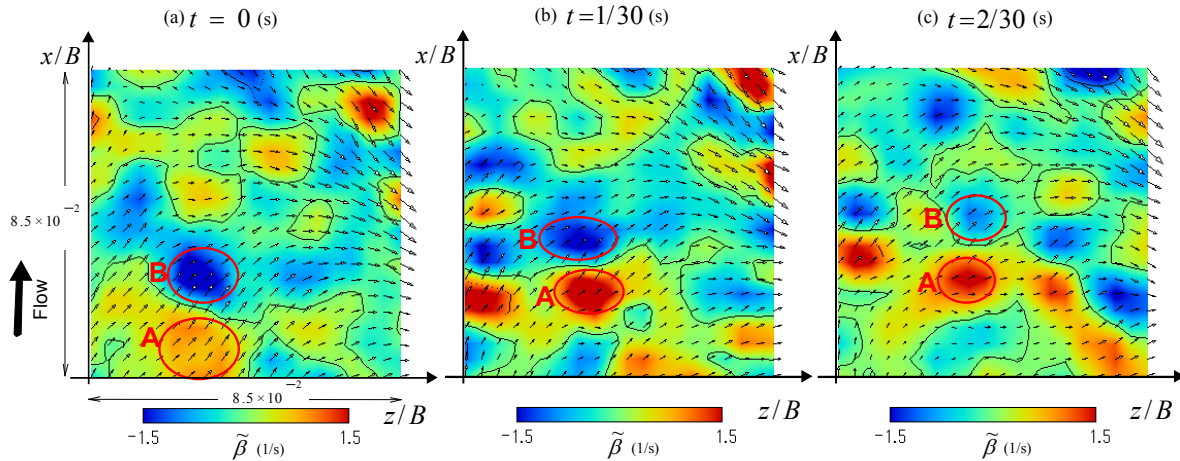


図-2 瞬間流速ベクトルと界面流速発散地の時間変化の一例

る．植生開水路ケースについては，高さ $h=5\text{cm}$ ，幅 $b=0.8\text{cm}$ ，厚さ 1mm のプラスチック製平板を植生粗度として路床にセットした．既往研究にならって格子状に並べた²⁴⁾．なおこれらは水流に対して変形しない．後述するように群生密度の影響を考察するために配置間隔を3通りに変化させた．植生ケースについては水路センターラインにLLSを照射して $x-y$ 面のPIV計測も行なった．

(2) 溶存ガス濃度計測

上述の流速計測と別個に，ガス輸送速度を評価するためのDO計測実験を行った．中山・楠津²⁵⁾と同様にDOの時間変化から再曝気係数 k_2 を求めてこれに水深を乗じることで k_L を評価した． k_L の値は，次式を用いて 20°C の値に補正した．

$$k_{L20^\circ\text{C}} = k_{L^\circ\text{C}} \times \theta^{t-20} \quad (5)$$

ここで， t ：計測時間における平均水温， θ ：温度影響係数（ $\theta=1.027$ ）である．測定はケース間の温度差を防ぐために秋季（10月，11月）に集中的に行った．開水路流れのように平均流速成分が存在する場合には， k_2 の評価の際に主流方向の移流輸送の影響を考慮する必要がある．本研究では水路方向に7mの間隔を設けて2台のDO計（東亜DKK製，DO31P）を設置した．計測に先立ち亜硫酸ソーダで脱気した．これらの計測信号はサンプルレート1Hzで同時にロガーに記録した．既往研究²⁵⁾では界面の濃度境界層を除くバルク領域では濃度分布の変化が無視できることを報告しており，ここでは半水深高さにDOセンサーを合わせた．センサー径は25mmであり，水路の全水平面積に比べればセンサー後流域の面積は十分に小さいため，ガス輸送に与える影響は無視できるものとした．

表-1 水理条件（滑面開水路流れ）

$H(\text{cm})$	$U_m(\text{cm/s})$	$U_s(\text{cm/s})$	Re	Fr	$\tan \theta$
8	5.0	6.2	4000	0.056	$1/10^4$
8	10.0	12.3	8000	0.113	$1/10^4$
8	20.0	24.6	16000	0.226	$1/10^4$
8	30.0	35.1	24000	0.339	$3/10^4$
8	40.0	45.6	32000	0.452	$5/10^4$
6	5.0	6.4	3000	0.065	$1/10^4$
6	10.0	12.5	6000	0.130	$1/10^4$
6	20.0	24.3	12000	0.261	$2/10^4$
6	30.0	36.0	18000	0.391	$4/10^4$
6	40.0	47.8	24000	0.522	$6/10^4$
4	5.0	6.3	2000	0.080	$1/10^4$
4	10.0	12.3	4000	0.160	$1/10^4$
4	12.5	15.1	5000	0.200	$1/10^4$
4	15.0	18.0	6000	0.240	$1/10^4$

表-2 水理条件（植生キャノピー流れ）

λ	$H(\text{cm})$	$U_m(\text{cm/s})$	$U_s(\text{cm/s})$	Re	Fr	$\tan \theta$
0	15	10.0	12.0	15000	0.007	$1/10^4$
0.0236	15	10.0	15.7	15000	0.007	
0.0947	15	10.0	16.8	15000	0.007	
0.3789	15	10.0	19.0	15000	0.007	

(3) 実験条件

表-1は滑面開水路における水理条件である． U_m は断面平均流速， U_s は自由水面（水空気界面）における時間平均主流速， Fr と Re はそれぞれ速度スケールに U_m および長さスケールに水深 H を用いたフルード数とレイノルズ数である． $\tan \theta$ は水路勾配で等流となるように決定した．DO計測には1ケースあたり50時間以上を要するものがあり，水温の変化が生じないようにエアコンで室温調整した． H 一定下における U_s の影響と U_s 一定下における H の影響をそれぞれ考察するために全14ケースの水

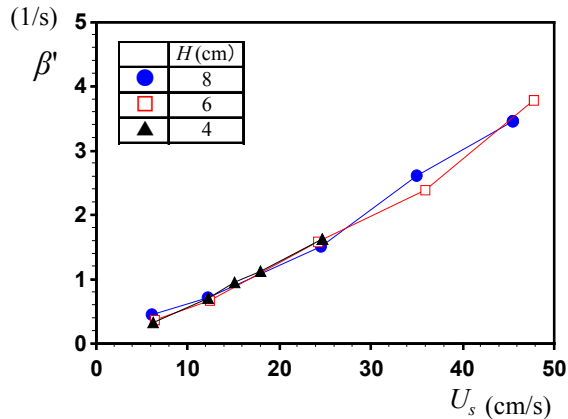


図-3 時間平均表面流速と界面流速発散強度の関係

理条件を設定した。2次流の影響が出ないようにアスペクト比は $B/H \geq 5$ とした⁹⁾。最もフルード数の大きいケースでもLLSを交差するような水面変動はみられなかった。

表-2は植生開水路流れにおける水理条件である。実験は滑面開水路と同様に行った。本実験では、水深 H は植生高さ h の3倍である15cmとし、submerged状態に注目した。植生密度 λ の変化とガス輸送特性の関係を調べた。植生は水路床の全面に敷き詰めた。また $\lambda = 0$ のケースでは、植生を固定するための基板のみを敷いて実験した。なお植生密度は既往研究²⁴⁾にならって次式で定義した。

$$\lambda = \frac{nhb}{S} \quad (6)$$

ここで S は植生を敷き詰めた路床面積、 n は面積 S の領域上に存在する植生要素の総数である。配置間隔は密なケースよりそれぞれ、2.4cm、4.8cmおよび7.2cmである。

4. 滑面開水路流れにおけるガス輸送特性

(1) 界面流速発散値の特性

図-2は $U_s = 12.3 \text{ cm/s}$ 、 $H = 8 \text{ cm}$ のケースのある瞬間の x, z 方向における瞬間流速の時間平均流速からの乱れ ($\tilde{u} - U_s, \tilde{w}$) および界面流速発散の瞬間値 $\tilde{\beta}$ をそれぞれベクトルおよびコンターで表記した。1/30sごとに時間方向にも示した。なお、上付きのチルダ記号は瞬間成分を意味する。 $\tilde{\beta} > 0$ の領域では底面側からの上昇流が発生し、運動量が周囲に発散し、 $\tilde{\beta} < 0$ の領域では周囲から運動量が収束し下降流が発生する。界面流速発散のコンターでは正負それぞれの塊が存在するが、赤サークルで囲った特に強い正負の領域に注目すると、正の領域には発散、

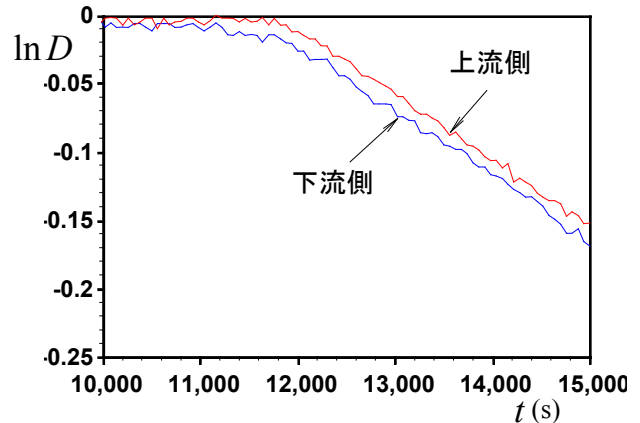


図-4 無次元溶存酸素濃度の時間変化

(滑面, $U_s = 12.3 \text{ cm/s}$, $H = 8 \text{ cm}$)

負の領域には収束が見られる。サークル A や B のように、0.1sほど移流しながら、発達・消散しているものがある一方で、下流への輸送途中で消失と出現を繰り返すものもある。これらが底面バーストと水面付近で別個に生成された渦構造に起因するかは定かではないが、本研究では発散値がガス輸送にとって重要なファクターと考える。ここでは発散値の統計量として界面流速発散強度 β' を導入する。

図-3はそれぞれの水深における表面流速 U_s と、界面流速発散強度 β' の関係をプロットしたものである。本研究で扱う実験ケースはいずれも水面変動が無視できるため、界面における鉛直流速は0となる。界面より Δy だけ下方の鉛直流速成分を $\tilde{v}_s$ とし、乱れ強度の鉛直成分を v' とすると式(2)より $\beta' = v'_s / \Delta y$ が得られる。一般に底面や自由水面を除く水深領域では、乱れ強度は摩擦速度 U_* でスケールリングできる。界面領域における乱れ構造には未解明点が多いが、この領域に対しても $v' \propto U_*$ とすると $\beta' \propto U_*$ となる。開水路流れは U_s は U_* に比例すると考えられるから、 $\beta' \propto U_s$ となる。図-3より水深一定下ではこの傾向が確認できる。また水深が変わっても、 β' と U_s の関係にはほとんど影響しないことがわかる。

(2) ガス輸送特性

無次元ガス濃度 $D \equiv (C_s - C) / (C_s - C_0)$ に関する輸送方程式は次のようになる¹³⁾。

$$k_2 = -\frac{\partial \ln D}{\partial t} - U_c \frac{\partial \ln D}{\partial x} \quad (7)$$

なお C_0 および C_s はそれぞれ実験開始時の溶存ガス濃度および飽和濃度である。この式の第一項(非定常項)と第二項(移流項)より再曝気係数 k_2 を計算し、水深を乗ずることでガス輸送速度 k_L を求めた。

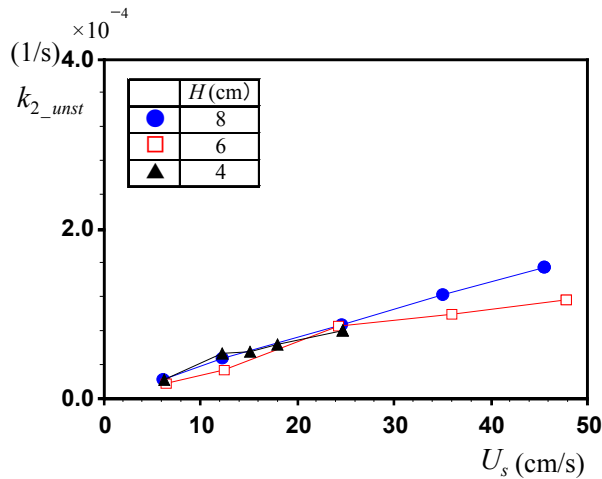


図-5 再曝気係数の非定常項と時間平均界面流速の関係

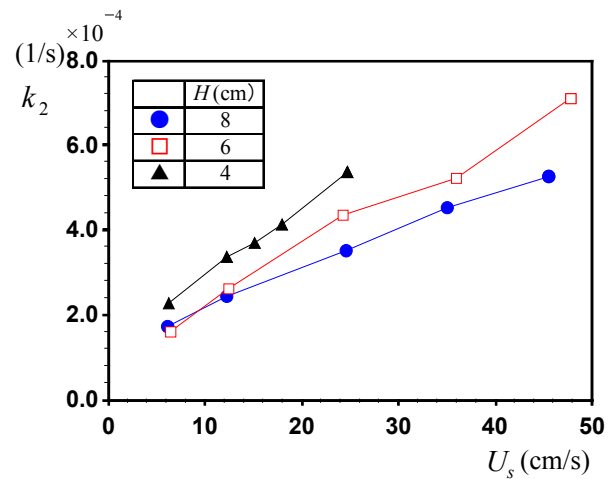


図-7 再曝気係数と時間平均界面流速の関係

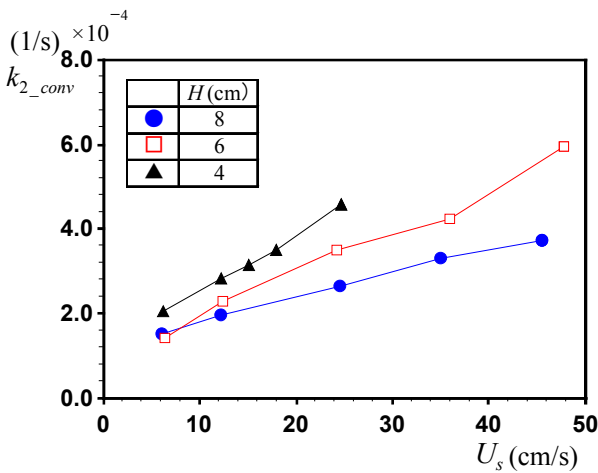


図-6 再曝気係数の移流項と時間平均界面流速の関係

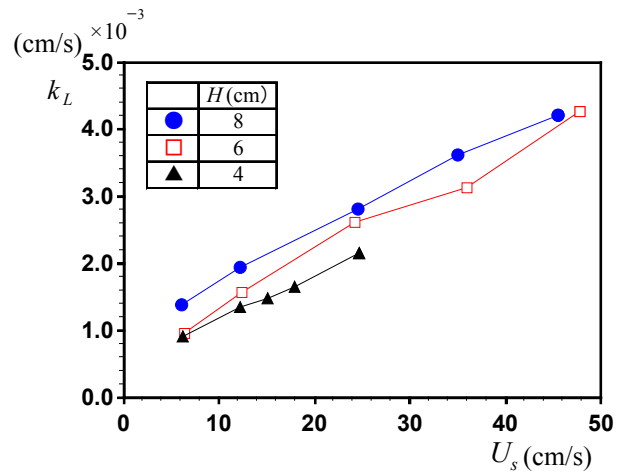


図-8 ガス交換速度と時間平均界面流速の関係

移流速度 U_c には U_s を用いた。

図-4 は $U_s = 12.3 \text{ cm/s}$, $H = 8 \text{ cm}$ の水理条件における無次元ガス濃度の時間変化である。結果は上流側と下流側の 2 つの DO 計の計測値であるが、どちらも 12000 秒あたりまでは投入した亜硫酸ソーダによって無酸素状態が持続するため濃度変化はみられないが、これが完全に消費されると DO 値が増加するため、無次元濃度の減少が始まる。2 つの DO 計で減少割合は等しいが、この傾きから非定常項が求められる。一方で 2 つのライン生じるギャップから移流項を計算した¹³⁾。

図-5, 6, 7 および 8 はそれぞれの水深における、表面流速 U_s と非定常項 k_{2_unst} , 移流項 k_{2_conv} , 再曝気係数 k_2 , ガス交換速度 k_L の関係をプロットしたものである。図-5 から非定常項は水深よりも流速の影響を大きく受けることがわかる。また、図-6 から大流速かつ小水深ほど移流項は大きくなり、再曝気係数 k_2 についても同様の傾向がみられる。この k_2 に水深を乗じて求めたガス交換速度 k_L は大流速

でかつ大水深であるほど増加する。これらより開水路では流速や水深の増加に伴いガス輸送が活発になることを示しており、換言すればレイノルズ数への依存性が高いといえる。すなわち乱流によるガス輸送への寄与がキーポイントであるといえる。

(3) SD モデルの滑面開水路流れへの適用性

式(4)で示される界面発散(SD)モデルは、ガス交換速度 k_L が界面発散強度の 1/2 乗に比例するものである。この妥当性を調べるために、図-9 に $\sqrt{D\beta'}$ に対するガス輸送速度 k_L の関係を示す。振動格子乱流や、風波場の界面ガス輸送に関する既往研究^{5), 26), 27)}では比例定数 α は 0.3~0.5 の間に存在するが、本実験でも全ケースの α がこのレンジ内に分布する。各水深ごとの α はほぼ一定であるが、水深が変わると α の値が少し変化することが読み取れる。このことより、SD モデルを開水路流れへ適用する際には、水深の変化を考慮するための修正モデルが必要となる。

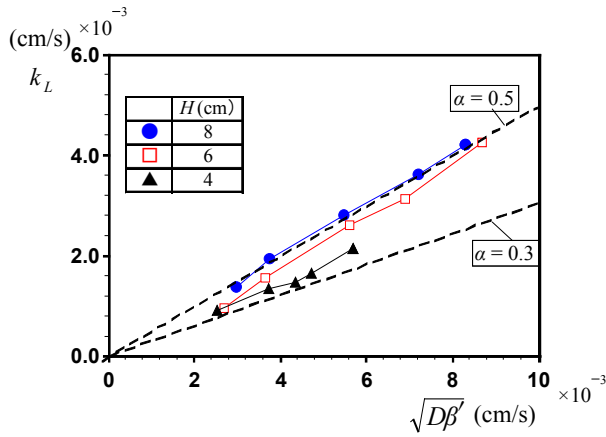
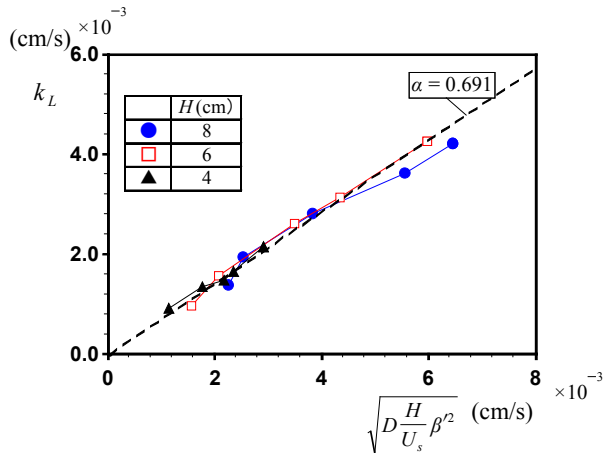
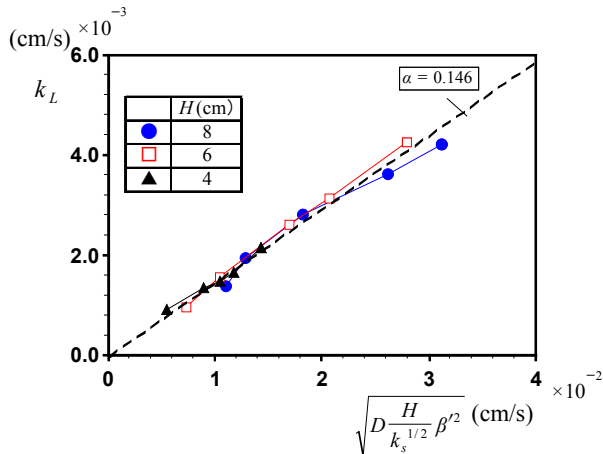


図-9 SDモデルの滑面開水路流れへの適用検討


 図-10 U_s と H で規格化した修正 SD モデルの検討

 図-11 $k_s^{1/2}$ と H で規格化した修正 SD モデルの検討

(4) 水深効果を組み込んだ修正 SD モデルの開発

既述したように SD モデルにおいては、 α の水深依存性が問題となる。そこで、実河川の PIV で得られる水理量のみで表すことができるガス輸送の普遍モデルの構築を試みる。式(4)の表面更新(SR)モデルの表面更新率 r は時間の逆数の次元をもつことを考

え、 β' 、代表速度スケールおよび代表長さで r を表現すると、 $\beta'^2 \times (\text{長さスケール}) / (\text{速度スケール})$ の形となる。ここで長さスケールに H 、速度スケールに U_s を選ぶとガス輸送モデルは次のようになる。

$$k_L \propto \sqrt{D \frac{H}{U_s}} \beta'^2 \quad (8)$$

図-10 は $\sqrt{D(H/U_s)}\beta'^2$ に対する k_L の関係を示す。少しばらつきはあるものの SD モデルに比べると線形関係がみられ、次の関係式が適用できる。

$$k_L / \sqrt{D \frac{H}{U_s}} \beta'^2 = 0.691 \quad (9)$$

ただし、乱れによる表面更新率 r の速度スケールとしては時間平均流速成分よりも乱れ統計量を用いる方が適当かもしれない。水面における乱れエネルギーの平方根 $k_s^{1/2}$ は水面における鉛直方向の乱れ変動が水平方向の成分よりも小さいと仮定すると、

$$k_s^{1/2} \equiv \left[\frac{1}{2} (u'^2 + w'^2) \right]^{1/2} \quad (10)$$

と計算できる。これを用いると式(8)は次のように改められる。

$$k_L \propto \sqrt{D \frac{H}{k_s^{1/2}}} \beta'^2 \quad (11)$$

図-11 は $\sqrt{D(H/k_s^{1/2})}\beta'^2$ に対する k_L の関係を示す。こちらもほぼ 1 直線上にあり、次の関係式が得られる。

$$k_L / \sqrt{D \frac{H}{k_s^{1/2}}} \beta'^2 = 0.146 \quad (12)$$

以上のように滑面開水路流れでは、式(9)および(12)で示される修正 SD モデルが有用であることがわかった。次章では植生流れへの適用性について考察する。

5. 植生開水路流れにおけるガス輸送特性

(1) 流れの基本構造

図-12 に植生開水路ケースにおける主流速の鉛直分布 $U(y)$ を示す。横断位置は水路センターラインで、横断方向に隣接する植生モデル間に対応する。植生密度の大きなケースでは植生内部で植生抗力によって流速が低減し、植生高さ付近に流速分布の変

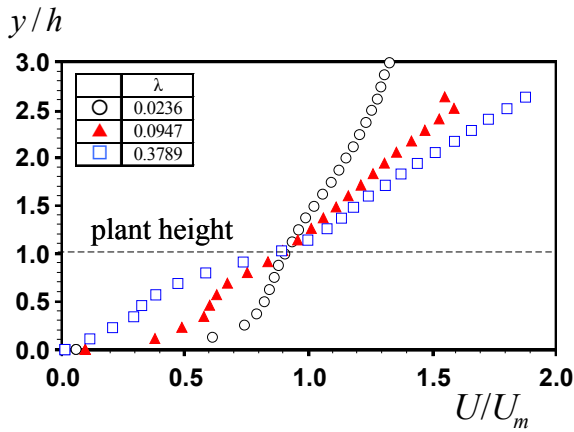


図-12 植生流れにおける主流速の鉛直分布

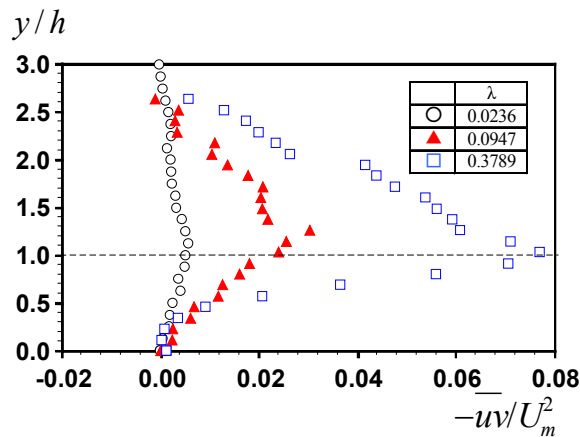
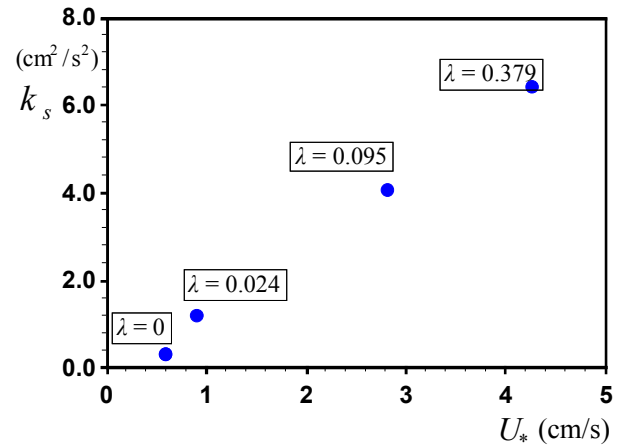
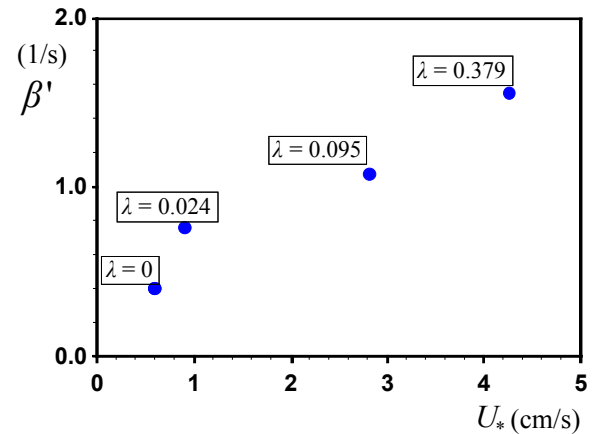


図-13 植生流れにおけるレイノルズ応力の鉛直分布

曲点がみられ、混合層型の流速分布が形成される。植生内層で減速される分、植生層上では運動量が集中して流速は増加する。一方で低密度ケースでは、植生抗力の影響が小さく植生内外での流速差は高密度ケースほど顕著ではない。

図-13に断面平均流速 U_m で無次元化したレイノルズ応力分布 $-uv$ を示す。植生先端部でレイノルズ応力分布はピーク値をもち、水面と植生内部に向かって減少する。高密度ケースほどピーク値が大きく、大規模なせん断渦が発生することが示唆される。これは Ghisalberti & Nepf²¹⁾の結果と一致しており、植生密度の大きなケースでは強いせん断層が形成され植生内部と外部の運動量交換が活発になると考えられる。このようなせん断渦は滑面におけるバースティングよりもその強度は大きいと考えられ、ガス輸送の促進効果が期待される。植生高さのピークレイノルズ応力より植生乱流の摩擦速度 $U_* \equiv (-uv)^{1/2}$ が計算できる。高密度なケースほど主流速勾配が増加し、大きなせん断抵抗が発生することがわかる。

図-14は摩擦速度と界面の乱れエネルギーの関係である。摩擦速度の増加は大規模なせん断渦の生成


 図-14 植生流れにおける U_* と k_s の関係

 図-15 植生流れにおける U_* と β' の関係

を意味しており、その影響が水面の乱れに現れることが示唆される。同様に図-15は摩擦速度と界面における流速発散強度の関係を示す。図-14と対応させれば k_s と β' には相関構造がある。これより植生先端付近で生成される大規模せん断渦が界面における強い流速発散を引き起こすことが予想される。

(2) ガス輸送特性

図-16は植生密度 λ と界面流速発散 β' の関係を示す。 λ に対応して β' が増加するが、植生密度の増加により、植生先端付近に発生する大規模な組織渦によって表面更新を促進したためと思われる。植生密度をさらに大きくすると滑面流れに再帰するので、ある λ で界面流速発散 β' のピークがみられる可能性があるが、この話題については今後取り組みたい。

図-17は植生密度 λ と k_{2unst} , k_{2conv} , k_2 の関係を、図-18は λ と k_L の関係をプロットしたものである。図-17からは k_{2unst} は植生密度によらずほぼ一定、 k_{2conv} , k_2 は植生密度が大きくなるにつれ大き

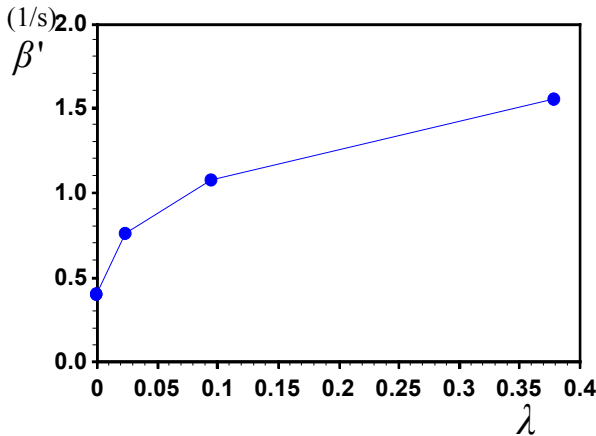


図-16 界面流速発散強度と植生密度の関係

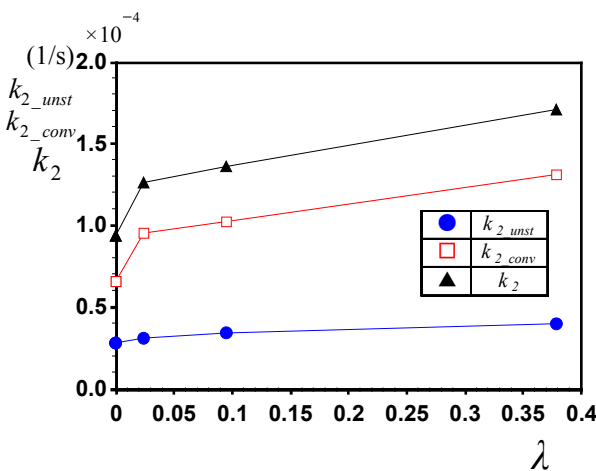


図-17 再曝気係数と植生密度の関係

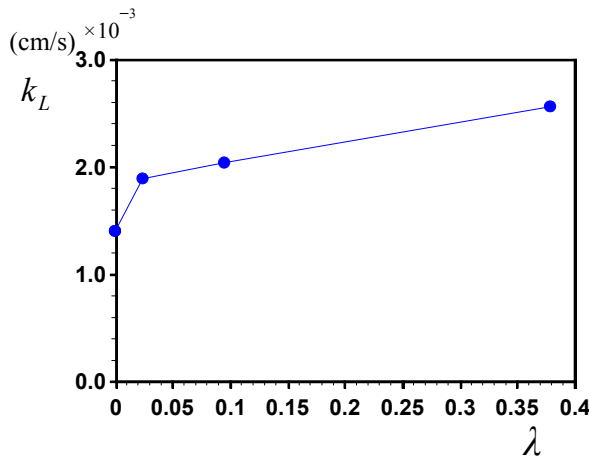


図-18 ガス輸送速度と植生密度の関係

なることがわかる。図-18からは k_2 に水深 H を乗じて求めた k_L が、図-16の界面流速発散強度 β' と類似の変化を有することがわかる。このことは植生に起因する大規模な乱れにより、大きな界面流速発散が生成し、それに伴いガス輸送が効率的に促進されることを意味する。

(3) SDモデルの植生キャノピー流れへの適用

図-19は $\sqrt{D\beta'}$ に対するガス輸送速度 k_L の関係を示す。比較のため滑面のケースもプロットしたが、植生流れ場においても滑面と同様の傾向がみられる。したがって、植生流れ場においてもガス交換速度を界面流速発散 β' で評価することができると考えられる。

滑面流れで提案した式(9)と式(12)の2つの新モデルが植生流れにも適用できるかを考察する。図-20および21はそれぞれ、 $\sqrt{D(H/U_s)\beta'^2}$ に対する k_L の関係および $\sqrt{D(H/k_s^{1/2})\beta'^2}$ に対する k_L の関係をプロットしたものである。

図-20では、植生基板のみの場合は滑面と同一の直線上にあるが、植生が存在する場合はその繁茂密度に関係なく直線からずれる。これは U_s では、植生のように底層の大規模粗度で発生した乱れの影響が表せないことを意味する。一方で図-21では植生の有無に依存せず、滑面場と同じ直線上に分布することがわかる。このことから速度スケールを乱れエネルギーで代表させる式(12)は植生流れへも適用できる一般性の高いものであることが示された。

6. 結論

本研究は滑面および底面に植生粗度を有する開水路乱流におけるガス輸送現象を対象とした。界面流速の発散値をベースにしたSDモデルの適用性を検証するとともに、乱れ統計量を用いた修正SDモデルを提案した。水深、流速だけでなく底面条件が異なる水理条件下においても、ガス輸送速度を1つの線形ラインで表すことに成功した。以下に得られた結果をまとめて示す。

- 1) 水平面PIV計測によって界面流速発散値の瞬間値を得た。瞬間構造の中には正負のパターンが時間とともに流下する様子が観察され、ボイル現象と類似の特性が確認できた。
- 2) 滑面流れでは界面流速発散値は水深の影響はほとんどないが、水面の主流速には大きく依存することがわかった。また植生流れでは植生先端のレイノルズ応力値に対応して発散強度が増減することが明らかになった。このことは植生せん断層で形成される大規模渦が水面の乱れに大きな影響を与えることを意味する。
- 3) 従来のSDモデルでは比例定数が水深依存することがわかった。そこで水深効果を導入した修正SDモデルを開発した。速度スケールには水面流速と水面乱れエネルギーを与えたが、両者ともに比例定数は水深や流速への依存性はみられず

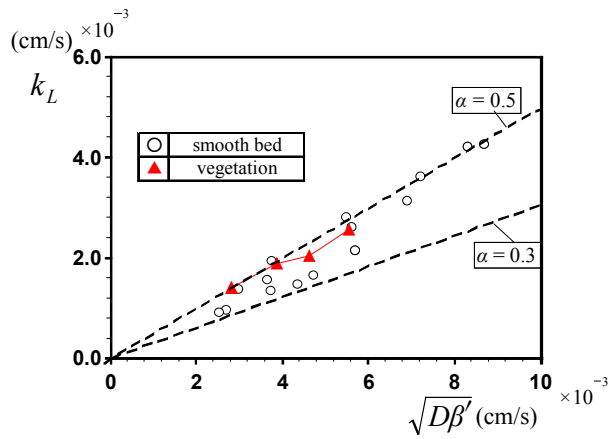


図-19 界面発散モデルの植生開水路流れへの適用検討

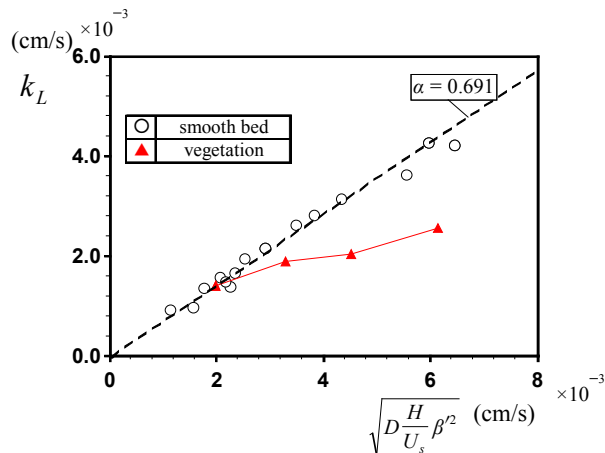


図-20 U_s を与えた修正 SD モデルの植生流れへの適用

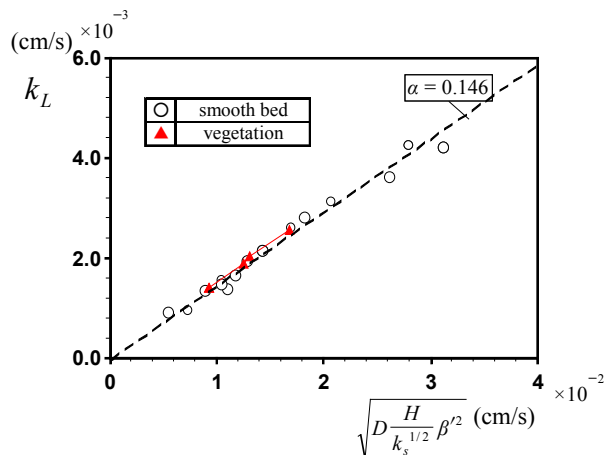


図-21 $k_s^{1/2}$ を与えた修正 SD モデルの植生流れへの適用

有用なモデルであることが示された。

- 4) 上述のモデルを植生流れに適用したところ、速度スケールに水面流速を与えた場合には、植生ケースは滑面ケースから大きく乖離した。一方で速度スケールに乱れエネルギーを与えた場合には、底面の粗滑に関わらず、比例定数は一つに決まり、表面更新率を乱れエネルギー、水深

および界面流速発散強度で表した修正SDモデルは植生のような大規模な粗度要素をもつ流れに対して、滑面と同じ取り扱いができることが示された。

今回は室内計測に留まったが、得られた修正SDモデルのスケール相似性を調べるために、実河川も含めたより多くの水理条件における適用性を検討していきたい。特に植生については水没且つ剛体という限られた条件であるため、かぶり水深や植生変形の影響についても重要な課題である。また射流のように水面変動が大きい流れ場に対しては本研究で用いたシングルカメラのPIVでは界面流速発散値の計測ができないため、この点についても継続研究したい。

謝辞：本研究を遂行するにあたり、科学研究費（若手研究B、課題番号23760458、研究代表者 山上路生）の研究助成の下で研究を実施した。併せて謝意を表する。

参考文献

- 1) 角野昇八, 細井由彦, 竹原幸生, 朝位孝二, 杉原裕司, 中村由行, 吉岡洋, 平口博丸, 江藤剛治, 中山忠暢：水表面での気体輸送に関する研究の最新の動向, 土木学会論文集, 第 656 号/II-52, pp.269-287, 2000.
- 2) Danckwerts, P. V.: Significance of liquid-film coefficients in gas absorption, *Ind. Eng. Chem.*, Vol.43, pp.1460-1467, 1951.
- 3) 中村由行, 村井大享：水表面におけるガス交換の流体力学的モデル化とガス輸送機構について, 海岸工学論文集, Vol.46, pp.111-115, 1999.
- 4) McCready, M. J., Vassiliadou, E. and Hanratty, T. J.: Computer simulation of turbulent mass transfer at a mobile interface, *AIChE Journal*, Vol.32, pp.1108-1115, 1986.
- 5) Tsumori, H. and Sugihara, Y.: Length scales of motions that control air/water gas transfer in grid stirred turbulence, *Journal Marine Systems*, Vol.66, pp.6-18, 2007.
- 6) Tamburrino, A. and Gulliver, J. S.: Free-surface turbulence and mass transfer in a channel flow, *AIChE Journal*, Vol.48, No.12, pp.2732-2743, 2002.
- 7) 山上路生, 棚津家久：開水路乱流における自由水面の流速発散とガス輸送に関する実験的研究, 水工学論文集, Vol.56, pp.1297-1302, 2012.
- 8) Robinson, S. K.: Coherent motions in the turbulent boundary layer, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.23, pp.601-639, 1991.
- 9) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 10) Gulliver, J. S. and Halverson, M. J.: Air-water gas transfer in open channels, *Water Resources Research*, Vol.25, No.8, pp.1783-1793, 1989.
- 11) Komori, S., Murakami, Y. and Ueda, H.: The relationship between surface-renewal and bursting motions in an open-

- channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.203, pp.103-123, 1989.
- 12) 中山忠暢, 禰津家久: 開水路流れにおけるバーストの水面近傍での挙動及び乱れ構造との関連性について, 土木学会論文集, 第 635 号/II-49, pp.31-40, 1999.
 - 13) Moog, D. B. and Jirka, G. H.: Air-water gas transfer in uniform channel flow, *J. Hydraulic Eng.*, Vol.125, No.1, pp.3-10, 1999.
 - 14) Moog, D. B. and Jirka, G. H.: Stream reaeration in nonuniform flow: macroroughness enhancement, *J. Hydraulic Eng.*, Vol.125, No.1, pp.11-16, 1999.
 - 15) Kanda, M. and Hino, M.: Organized Structures in Developing Turbulent Flow within and above a Plant Canopy, Using a Large Eddy Simulation, *Boundary Layer Meteorology*, Vol.68, pp.237-257, 1994.
 - 16) Raupach, M. R., Finnigan, J. J. and Brunet, Y.: Coherent Eddies and Turbulence in Vegetation Canopies: The Mixing-layer Analogy, *Boundary Layer Meteorology*, Vol.78, pp.351-382, 1996.
 - 17) Finnigan, J.: Turbulence in Plant Canopies, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 32, pp.519-572, 2000.
 - 18) 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, 第 443 号/II-18, pp.47-54, 1992.
 - 19) Nepf, H. M. and Vivoni, E. R.: Flow structure in depth-limited vegetated flow, *J. Geophysical Res.*, Vol.105, No.C12, pp.28547-28557, 2000.
 - 20) Nepf, H. M., Sullivan, J. A. and Zavistroski, R. A.: A model for diffusion within an emergent plant canopy, *Limnol. Oceanogr.*, Vol.42, No.8, pp.85-95, 1997.
 - 21) Ghisalberti, M. and Nepf, H. M.: Mass Transport in Vegetated Shear Flows, *Environmental Fluid Mechanics*, Vol. 5, pp.527-551, 2005.
 - 22) Reidenbach, M. A., Koseff, J. R. and Monismith, S. G.: Laboratory experiments of fine-scale mixing and mass transport within a coral canopy, *Physics of Fluids*, Vol.19, 075107, 2007.
 - 23) 藤田一郎: 非接触型流速計測法を用いた実河川流の計測と問題点, ながれ, Vol.26, pp.1-5, 2007.
 - 24) Nezu, I. and Sanjou, M.: Turbulence structure and coherent motion in vegetated open-channel flows, *Journal of Hydro-environment Research*, Vol.2, pp.62-90, 2008.
 - 25) 中山忠暢, 禰津家久: 水・空気界面での乱流構造と気体輸送の関連性に関する研究, 土木学会論文集, No.635/II-49, pp.85-95, 1999.
 - 26) McKenna, S. P. and McGillis, W. R.: The role of free-surface turbulence and surfactants in air-water gas transfer, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.47, pp.539-553, 2004.
 - 27) Turney, D. E., Smith, W. C. and Banerjee, S.: A measure of near-surface fluid motions that predicts air-water gas transfer in a wide range conditions, *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 32, 2005.

(2012. 6. 28 受付)

DEVELOPMENT OF SURFACE VELOCITY DIVERGENCE MODEL FOR GAS TRANSFER IN VEGETATED OPEN-CHANNEL FLOWS

Michio SANJOU, Takaaki OKAMOTO, Iehisa NEZU and Yuki MURATA

Turbulence and DO measurements were conducted in laboratory flume, in which two kinds of bed conditions were chosen, i.e., smooth and vegetation roughness conditions. It was found that the vegetation promotes the gas transfer beneath air/water interface, because a larger surface velocity divergence is induced by a large-scale shear vortex formed in the vegetation edge. Further, we revealed a great dependency of the gas transfer on the vegetation density. Based on the measured results, a new surface divergence model was developed which can predict successfully the gas transfer velocity in the open-channel flows for the both of the smooth and vegetated bed conditions.