

京都大学	学生員	○高橋和矢
京都大学	正会員	山上路生
京都大学	学生員	田中優太
京都大学	正会員	戸田圭一
京都大学	フェロー	禰津家久

表-1 実験条件

Case	U_m (cm/s)	Re	Fr	ϕ	H (cm)	H/h	h (cm)
A-1	20.0	24000	0.18	3.0	12.0	8.0	1.5
A-2	10.0	12000	0.09				
B-1	20.0	24000	0.18	5.0			
B-2	10.0	12000	0.09				
C-1	20.0	24000	0.18	8.0			
C-2	10.0	12000	0.09				
D-1	20.0	24000	0.18	16.0			
D-2	10.0	12000	0.09				
E-1	20.0	24000	0.18	0 (smooth all)			
E-2	10.0	12000	0.09				

1. はじめに

自由水面を介しての空気および水の二層間のガス交換については、様々な物理モデルや現象モデルが鋭意研究されてきた。最も一般的なモデルは Danckwerts 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手法がガス輸送分野の重要な研究課題の一つといえる。比較的新しい切り口として、McCready et al.¹⁾は更新率を自由水面の流速発散値と結びつけた。これは Surface Divergence モデル(SD モデル)とよばれ、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関係づけたものである。

近年、開水路流れにおけるガス輸送特性についても複数の研究グループが注目している。これまでに我々は SD モデルが開水路乱流にも適用できることや、植生キャノピー流れのような底層にマクロ粗度要素が存在する条件についても滑面と同じモデル式が成立することを明らかにした。換言すればガス輸送は流れ場全体の乱れソースになる底面の乱流構造よりも界面の乱流構造がキーとなる。

しかしながら、開水路乱流の自由水面における水平面の乱流構造や流速発散については、国内外を含めてほとんどない。そこで本研究では底面のマクロ粗度要素として棧粗度に注目し、この配置間隔が水面流速発散に与える影響や滑面場との比較を室内水路の乱流計測によって解明した。

2. 実験手法および水理条件

図-1 に実験装置と座標系を示す。水路幅は 40cm, 長さは 10m である。乱流計測には PIV (Particle Image Velocimetry)法を用いた。本研究では、水面変動がきわめて小さい条件を選定し、連続発光の LLS をガラス製側壁の外側から照射した。水面高さにおける PIV 計測については、2mm 厚さのレーザーライトシート(LLS)を水面より少し上方に照射してから少しずつ下げていき、カメラで完全にクリア

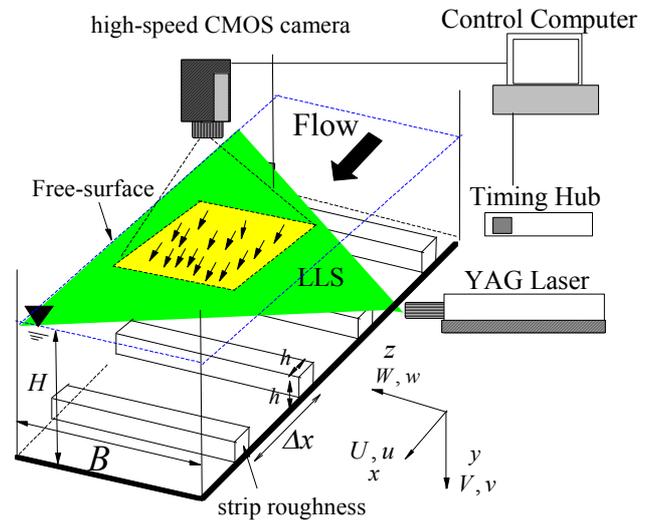


図-1 計測装置と座標系

に撮影できる高さに LLS を設置した。約 1mm 程度水面より下になるが、この位置を水面とした。比重 1.02, 径 $100\mu m$ のトレーサー粒子を水流中に注入し、LLS によって可視化された粒子群を水路上方に固定した高感度カメラで連続撮影した。フレームレートは後述の水理条件によって 200Hz と 500Hz に変化させたが、サンプリングレートはパルスジェネレータを用いて全ケースとも 30Hz とした。撮影領域のサイズは $25cm \times 15cm$, で PIV 解析の相関窓サイズは $7mm \times 7mm$ とした。座標系は流下方向が x 軸, 鉛直方向に y 軸, 横断方向に z 軸を設定した。 y 軸の原点 $y=0$ は水路床とした。 U, V および W は各方向の時間平均流速を, u, v および w は瞬間流速の時間平均からの偏差である。 H は水深, h は粗度高さ, Δx は粗度間隔である。水路底面には約 10m にわたって棧粗度模型を貼り付けた。なお計測は流れが十分発達していると考えられる最上流の

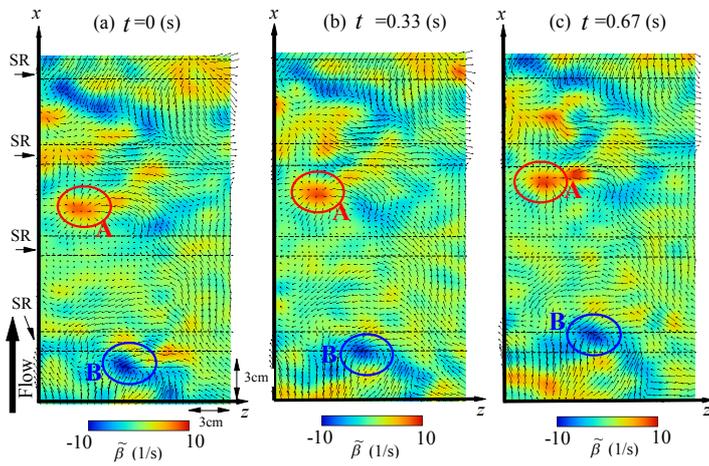


図-2 水面における瞬間流速場および瞬間発散値の時系列の一例
($U_m=20\text{cm/s}$ and $\phi=5$ at $y/H=1.0$)

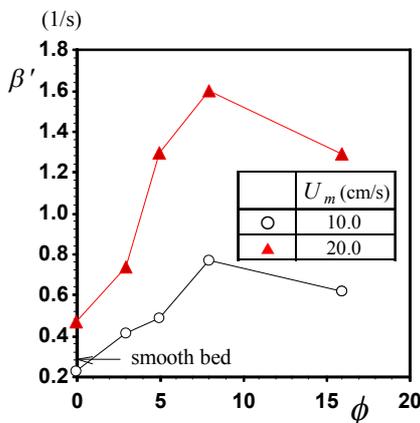


図-3 相対粗度間隔と界面発散強度の関係

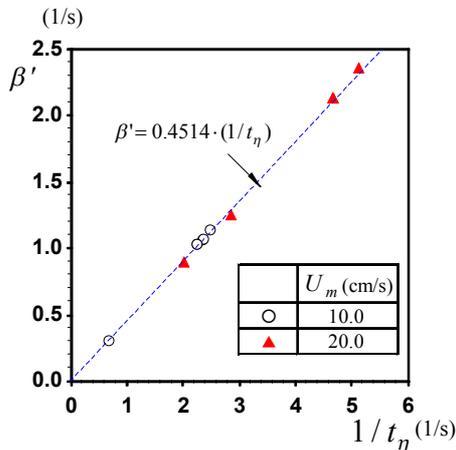


図-4 コルモゴロフスケールによる次元解析

栈粗度から約 5m 下流で行った。栈粗度には、 $1.5\text{cm} \times 1.5\text{cm}$ ($=h$) の正方形断面で幅が 40cm の木材を使用し、粗度間隔を系統変化させ。

表-1 に水理条件を示す。 Q は流量、 U_m は断面平均流速、 Fr と Re はそれぞれ速度スケールに U_m とおよび長さスケールに H を用いたフルード数とレイノルズ数である。無次元粗度間隔 $\phi \equiv \Delta x/h$ を 3.0, 5.0, 8.0, 16 と変化させた。 $\phi=0$ は滑面で実験を行った。全てのケースにおいて $y/H=0.17, 0.50, 1.0$

の 3 断面で PIV 計測を行った。

3. 結果と考察

図-2 は $\phi=5$, $U_m=20\text{cm/s}$ ケースの水面高さ $y/H=1.0$ における瞬間流速および式(1)で定義される界面流速発散の瞬間値 β' をそれぞれベクトル及びコンターで時系列表記したものである。ベクトルの主流成分は U_m を差し引いた相対表示である。

$$\tilde{\beta} \equiv \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} \quad (1)$$

界面流速発散のコンターでは正負それぞれの塊が局所的に存在するが、サークルで囲った特に強い正負の領域に注目すると、正の領域にはベクトル分布に発散、負の領域には収束が見られる。このことは、 $\beta' > 0$ の領域では底面側からの上昇流が発生して運動量が周囲に発散し、 $\beta' < 0$ の領域では周囲から運動量が収束し下降流が発生することを意味する。正負それぞれの塊は、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った。

図-3 に水面における流速発散強度 β' と ϕ の関係を示す。 β' は ϕ の増加に対応して大きくなり、 $\phi=8.0$ で最大値をとる。その後 $\phi=16.0$ に向かって減少する。これは粗度近傍で発生した剥離渦やせん断渦によって乱流構造が変化し、それが水面まで達するため ϕ の増加とともに β' が大きくなるが、 $\phi > 8.0$ の粗度間隔の増加は滑面場への逆移行を意味するためと考えられる。

界面発散は乱流渦のミクロスケールと大きな関係があるものと考えられる。発散強度は次元解析よりコルモゴロフの時間スケールの逆数に比例することが推察される。図-4 はこの関係を全計測ケースについてプロットしたものである。流速や粗度間隔に依存せず次式の線形関係が成立することがわかる。

$$\beta' = 0.4514(1/t_\eta) \quad (2)$$

発散強度の評価には多点同時計測が要求されるが、コルモゴロフスケールは $-5/3$ 乗則を使えば単点計測で評価できる。式(2)が実河川スケールにまで拡張できれば、河川流の界面発散を単点計測で評価することができ、実務への応用が期待できる。

4. おわりに

本研究では栈粗度流れにおける界面発散強度の特性を乱流計測によって解明し、乱流のミクロスケールによるモデルを提案した。

参考文献

- 1) McCready, M. et al. 1986. Computer simulation of turbulent mass transfer at a mobile interface. *AICHE J.* 32: 1108-1115.