

粒径の大きな粗度上の開水路流れの乱れと水面変動

Turbulence and Free-Surface Fluctuations in Open Channel Flows over Macro-Roughness

瀬津家久*・中山忠暢**・藤田正樹***

Iehisa NEZU, Tadanobu NAKAYAMA and Masaki FUJITA

*正会員 工博 京都大学教授 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

**学生会員 京都大学大学院 環境地球工学専攻

***学生会員 京都大学大学院 環境地球工学専攻

Unlike duct flows, open channel flows have free surfaces, and turbulent structures near the free surface are very different from those near the bed. Especially when macro-roughness elements exist over the bed, free-surface fluctuations are more intense than when the bed is smooth, and therefore the influence of the free surface is expected to become strong. Many studies of flows near the bed have been carried out, on the other hand little is known about the characteristics of flows near the free surface. In this study the main point falls on the relationship between macro-roughness and surface fluctuations. A laser Doppler anemometer (LDA) and PIV (Particle-Image velocimetry) were used to examine turbulent structures and coherent vortices mainly of flows over a rough bed. These experiments revealed that macro-roughness has a great effect on turbulent structures near the free surface.

Key Words : macro-roughness, free surface, surface fluctuations, turbulent structure.

1. はじめに

管路流れとは異なり、開水路流れには自由水面が存在し、その存在は乱れの再配分率の複雑化に大きな影響を及ぼすことが従来より指摘されている。また、水面近傍の乱流構造はnon-slip条件である固定壁面上のものとは基本的に大きく異なる。後者についての研究は古くから多く行われてきている。固定壁面上では流体運動は境界条件によって拘束され、平均的シアによって乱れエネルギーが生産される。一方、水面近傍では平均的シアが存在しないために乱れエネルギーの生産はほとんど無視でき、熱エネルギー等に逸散されるのみである。その結果、乱流構造は自由水面に課せられる鉛直方向への流体運動の拘束条件にしか影響されないことになる。

Hunt & Graham¹⁾は、移動壁面上の格子乱流を対象として境界層理論およびスペクトル法を利用した解析を行い、Uzkan & Reynolds²⁾および Thomas & Hancock³⁾による移動底面流れの実験値との比較を行い、理論の妥当性及び適用例を示している。彼らは移動壁面近傍領域をSource Region とViscous Region の2層に分類することにより、自由水面が鉛直方向の乱れ変動を抑制するのと同様な特性について理論的に考察している。その中で流速成分間の1次元波数スペクトルの相違を示しており、特に鉛直成分が

大きく低減することを述べている。このような乱れに対する自由水面の影響は、開水路流れにおいて非常に重要であり、自由水面が一種の「弱い壁」となるために鉛直方向の乱れ変動が境界層や管路流れの中央軸付近に比べて抑制され、乱れの非等方性が大きくなる(Nezu & Nakagawa, 1993)⁴⁾。

近年、こうした開水路流れの自由水面の状態はフルード数に大きく依存し、水面近傍における乱れの鉛直方向成分の低減特性はフルード数の増加とともに失われることが瀬津・中山⁵⁾によって指摘され、詳細な計測が行われるようになった。過去の文献でも、Nakagawa & Nezu⁶⁾, Rashidi & Banerjee⁷⁾やKomori et al.⁸⁾は、表面更新渦と壁面近傍で発生するbursting現象との関連を調べている。Rashidi & Banerjee⁷⁾は、低運動量流体が壁面近傍でのbursting運動によって上昇しつつ水面に近づくにつれて加速され、上昇流体と加速流体の相互作用による回転混合運動が自由水面に到達し再び壁面に戻ってくることを述べている。

これまで滑面流れを扱った従来の研究について述べてきたが、実際の急勾配河川に見られるように底面粗度が存在するならば、剥離が粗度背後の死水域に形成され水面変動は滑面流れの場合よりもさらに大きくなると予想される。神田・土井⁹⁾は、相対粗度の大きい流れを対象として、粗度配置が抵抗特性および水面の乱れ特性に及ぼす影響について考察して

表-1 水理条件 (LDA計測)

case	S	h (cm)	h/k_s	B/h	U_m (cm/s)	U^* (cm/s)	Fr	Re ($\times 10^3$)	k_s^+ ($\times 10^2$)
L-FR02	1/1400	5.0	2.94	8.0	16.0	1.58	0.23	8.0	2.69
L-FR05	1/229	3.0	1.76	13.3	26.7	3.0	0.49	8.0	5.10
L-FR08	1/114	2.25	1.32	17.8	35.6	4.52	0.76	8.0	7.68
L-FR11	1/49	1.75	1.03	22.9	45.7	5.92	1.10	8.0	10.1
L-FR14	1/29	1.50	0.88	26.7	53.3	7.11	1.39	8.0	12.1
M-FR05	1/324	5.5	3.24	7.27	36.4	3.63	0.50	20.0	6.17
M-FR08	1/128	4.0	2.35	10.0	50.0	5.42	0.80	20.0	9.21
M-FR11	1/57	3.2	1.88	12.5	62.5	7.35	1.12	20.0	12.5
M-FR16	1/25	2.5	1.47	16.0	80.0	10.0	1.62	20.0	17.0
H-FR05	1/345	8.0	4.71	5.0	46.9	3.87	0.53	37.5	6.58
H-FR08	1/141	6.0	3.53	6.67	62.5	6.32	0.82	37.5	10.7
H-FR11	1/75	5.0	2.94	8.0	75.0	8.25	1.07	37.5	14.0
H-FR15	1/34	4.0	2.35	10.0	93.8	10.72	1.50	37.5	18.2
H-FR23	1/13	3.0	1.76	13.3	125.0	15.81	2.31	37.5	26.9

$$k_s^+ = k_s U^* / \nu; k_s = 1.70 \text{ (cm)}, \nu = 0.01 \text{ (cm}^2/\text{s)}$$

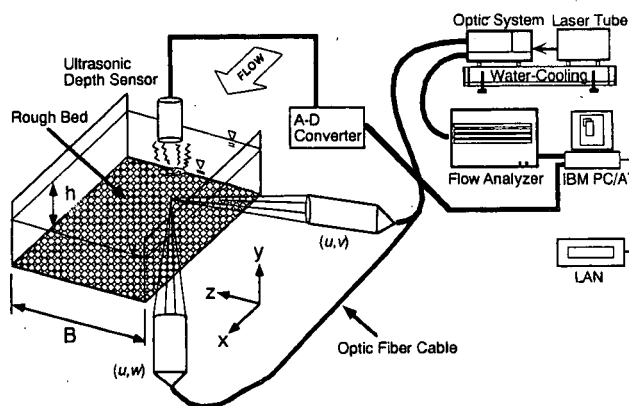


図-1 実験装置図 (LDA計測)

いる。その中で彼らは、急勾配流れでは粗度要素近傍で局所的にせき上げ現象が生じ、水深の増加とともに跳水現象などの水面変動が激しくなり流況が複雑化すると指摘している。しかしながら、この研究では主に壁面近傍の変化特性について検討しているにすぎず、壁面粗度が水面近傍の乱れ特性および水面変動に及ぼす影響については不明のままである。

以上のように、自由水面は開水路流れの乱流構造に大きな影響を及ぼす。また、底面に粒径の大きな粗度が存在する場合、水面近傍の乱流構造や水面変動は大きな影響を受けると考えられる。しかし、これらの問題に関しては不明な点が多く残されている。本研究の目的は、滑面流れとの比較を通じて粒径の大きな粗度が水面変動や水面近傍の乱流構造に及ぼす影響を考察し、開水路流れに特有な自由水面近傍の乱流構造について実験的に考察することである。そのために、粗面流れを対象としてレーザ流速計(LDA)による流速計測を行い、粗面流れの水面変動特性、乱流構造およびエネルギー収支関係を評価した。また、可視化手法であるPIV法 (Particle-Image Velocimetry)を用いて流れの瞬間構造を計測し、滑面流れと粗面流れ、および水面変動の発生している場合と発生していない場合について比較を行った。

表-2 水理条件 (PIV計測)

smooth bed								
case	S	h (cm)	B/h	U_m (cm/s)	U^* (cm/s)	Fr	Re ($\times 10^3$)	k_s^+ ($\times 10^2$)
L-FR02	1/6000	5.0	8.0	16.0	0.99	0.23	8.0	
M-FR06	1/1200	5.0	8.0	40.0	2.10	0.57	20.0	
M-FR11	1/273	3.2	12.5	62.5	3.24	1.12	20.0	
H-FR11	1/300	5.0	8.0	75.0	3.80	1.07	37.5	
H-FR18	1/111	3.5	11.4	107.1	5.42	1.83	37.5	
S-FR31	1/41	3.0	13.3	166.7	8.47	3.07	50.0	

rough bed ($k_s=1.70\text{cm}$)									
case	S	h (cm)	h/k_s	B/h	U_m (cm/s)	U^* (cm/s)	Fr	Re ($\times 10^3$)	k_s^+ ($\times 10^2$)
L-FR01	1/7600	8.0	4.71	5.0	10.0	1.02	0.11	8.0	1.73
L-FR02	1/1400	5.0	2.94	8.0	16.0	1.58	0.23	8.0	2.69
L-FR05	1/229	3.0	1.76	13.3	26.7	3.0	0.49	8.0	5.10
M-FR05	1/324	5.5	3.24	7.27	36.4	3.63	0.50	20.0	6.17
M-FR08	1/128	4.0	2.35	10.0	50.0	5.42	0.80	20.0	9.21
M-FR16	1/25	2.5	1.47	16.0	80.0	10.0	1.62	20.0	17.0
H-FR08	1/141	6.0	3.53	6.67	62.5	6.32	0.82	37.5	10.7
H-FR15	1/34	4.0	2.35	10.0	93.8	10.72	1.50	37.5	18.2

$$k_s^+ = k_s U^* / \nu, \nu = 0.01 \text{ (cm}^2/\text{s)}$$

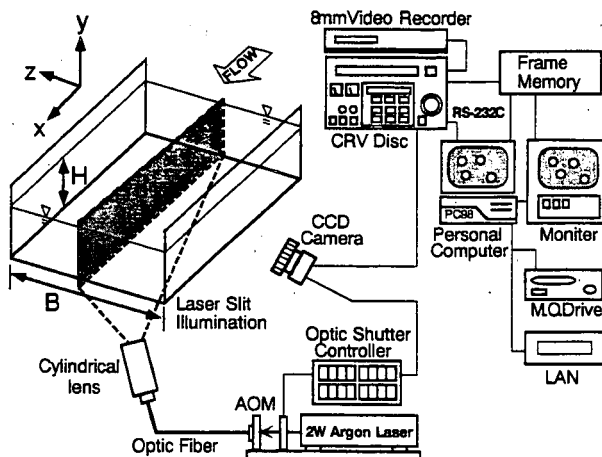


図-2 実験装置図 (PIV計測)

2. 実験方法および水理条件

2.1 粗面流れのLDA計測

本実験では、一様粗面(粗度高さ $k_s=1.7\text{cm}$)上の等流を対象として、レイノルズ数 $Re=U_m h/\nu$ 、フルード数 $Fr=U_m/\sqrt{gh}$ (ここで、 U_m : 断面平均流速、 h : 水深、 g : 重力加速度)および相対水深 h/k_s (粗度高さに対する水深比)を変化させて、LDAによる計測を行った。水理条件を表-1に示す。ここに、 S : 水路勾配、 B : 水路幅(40cm)、 B/h : アスペクト比、 U^* : 摩擦速度、 $k_s^+=U^* k_s/\nu$: 粗度レイノルズ数である。どのケースも、粗度レイノルズ数 k_s^+ が70よりも十分に大きく、ニクラゼの粗面分類における完全粗面といえる(瀬津, 1995)¹⁰⁾。なお、座標原点は、ビー玉の頂点から k_s の1/4だけ下方の点に固定した。また、2次流の発生を抑えるために各ケースの B/h は、5以上になるようにした。

本実験で用いた実験装置の概要を図-1に示す。座標系は、流下方向、鉛直方向、横断方向をそれぞれ x, y, z とし、それに対応する流速変動成分を u, v, w とした。使用水路は、全長10m、幅40cm、高さ30cmの可変勾配型循環式直線水路である。水路最下流端にはゲートを設け、水深をコントロールできるようになっている。なお、勾配はジャッキにより最大1/10ま

で上げることが可能である。この水路上に、直径が1.7cmのビー玉を最密充填形式で貼りつけた板を敷き詰めて一様粗面(Nikuradse粗面)を作り出した。計測可能部は水路側壁と底面が長さ3mの一枚強化ガラス製であり、流れが十分に発達している水路上流端から約6m下流の地点で計測を行った。計測点近傍の粗面板には、底面下方からの計測用に十字形の溝(幅0.5cm)を開けた。

瞬間流速の計測には、1台の水冷却4ビーム後方散乱型2成分ファイバーレーザー流速計(LDA, Dantec社製)を用いた。設置位置を変えて、水路側壁と底面下方からの計測を行った。水路側壁からの計測では $(\bar{u}, \bar{v})$ を、底面下方からの計測では $(\bar{u}, \bar{w})$ を計測した。それらより単断面開水路粗面流れの水路中央部における速度の3成分 $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ を求めた(3次元同時計測ではない)。LDAのトラバース装置は、水路に直付けで1/100mmの精度を持つ。測定時間は60sec、測定周波数は約200Hzのもとで計測を行った。また、水面変動の計測を本実験に対し補助的に行うために、計測部の鉛直上方には超音波波高計(Keyence社製、精度1/10mm)を設置した。これは、水面に非接触なので流れに擾乱を与えずに計測ができる。それから得られる信号は、AD変換器の外部入力信号としてレーザー流速計を制御するコンピューターに取り込み、流速変動と同期させた。

2.2 滑面および粗面流れのPIV計測

本実験では、滑面上と一様粗面上の等流を対象としてPIV(Particle-Image Velocimetry)法を用い、流れの鉛直縦断面内の瞬間像を求めた。水理条件を表-2に示す。水面変動の影響を見るため、滑面・粗面流れのケース両者ともにレイノルズ数、フルード数を変化させて、水面の穏やかな常流と水面変動の激しい射流の二通りの流れが含まれるようにした。

実験装置図を図-2に示す。座標系、実験に用いた水路や粗面流れのケースに用いた粗面板の条件などは、2.1と同じである。ここで、計測地点付近に敷く粗面板には、PIV法に必要なレーザーライトシート(LLS)を水路下方から照射するときのためにLDA計測の場合のような十字形ではなく、流下方向に直線状の溝(幅5mm、長さ24cm)を開けた。LLS照射装置は、水面変動の穏やかなケースでは水路の鉛直上方に設置し、水面変動の激しいケースでは水路の鉛直下方にとりつけた。

瞬間画像(水路断面中央における約20cm×20cmの範囲)は、トレーサー粒子(直径が100 μ mで比重1.02のナイロン12粒子)をアルコール液で十分に攪拌して水中に一様に混入し、厚さ2mmのLLSを底面(あるいは

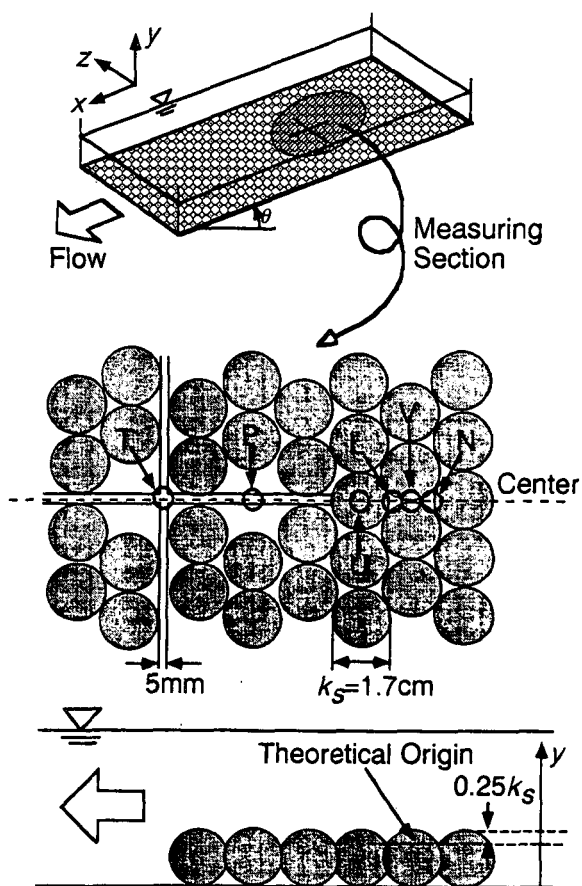


図-3 計測位置のモデル図

水面)に垂直にパルス的に照射して、水路側壁方向からCCDカメラによって撮影した。撮影された画像は、1/30s間隔で光ディスクに記録され、フレームボードを介してPIV法によってコンピューターで処理された。ここで計測は1分間行ったので、1断面あたり1800フレームの画像が得られた。こうして、LLSによって照らし出された平面内について、瞬時の多点速度情報を得た。

3. LDA計測の実験結果と考察

3.1 計測位置の違いによる乱れ諸量の相違

粗面流れの計測にあたっては、中川ら¹¹⁾も行っているように計測位置の違いによる平均主流速 U 、乱れ強度 u' , v' およびレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の相違を評価しておく必要がある。そこで、ケースL-FR02について、図-3に示す6か所の異なる点L, N, P, T, U, Vで計測を行い、水路中央断面での U 、主流・鉛直方向の乱れ強度 u' , v' および $-\overline{uv}$ の分布を比較した(図-4)。

これより、Raupach¹²⁾の言うroughness sublayer(粗度要素が流速場を支配し、sweepが卓越する粗度近傍領域)に相当する壁面近傍では、計測位置の差異によって U , u' , v' , $-\overline{uv}$ の分布が大きく異なることがわかる。特にU点では、 v' と $-\overline{uv}$ が壁面に近づくにつれて大き

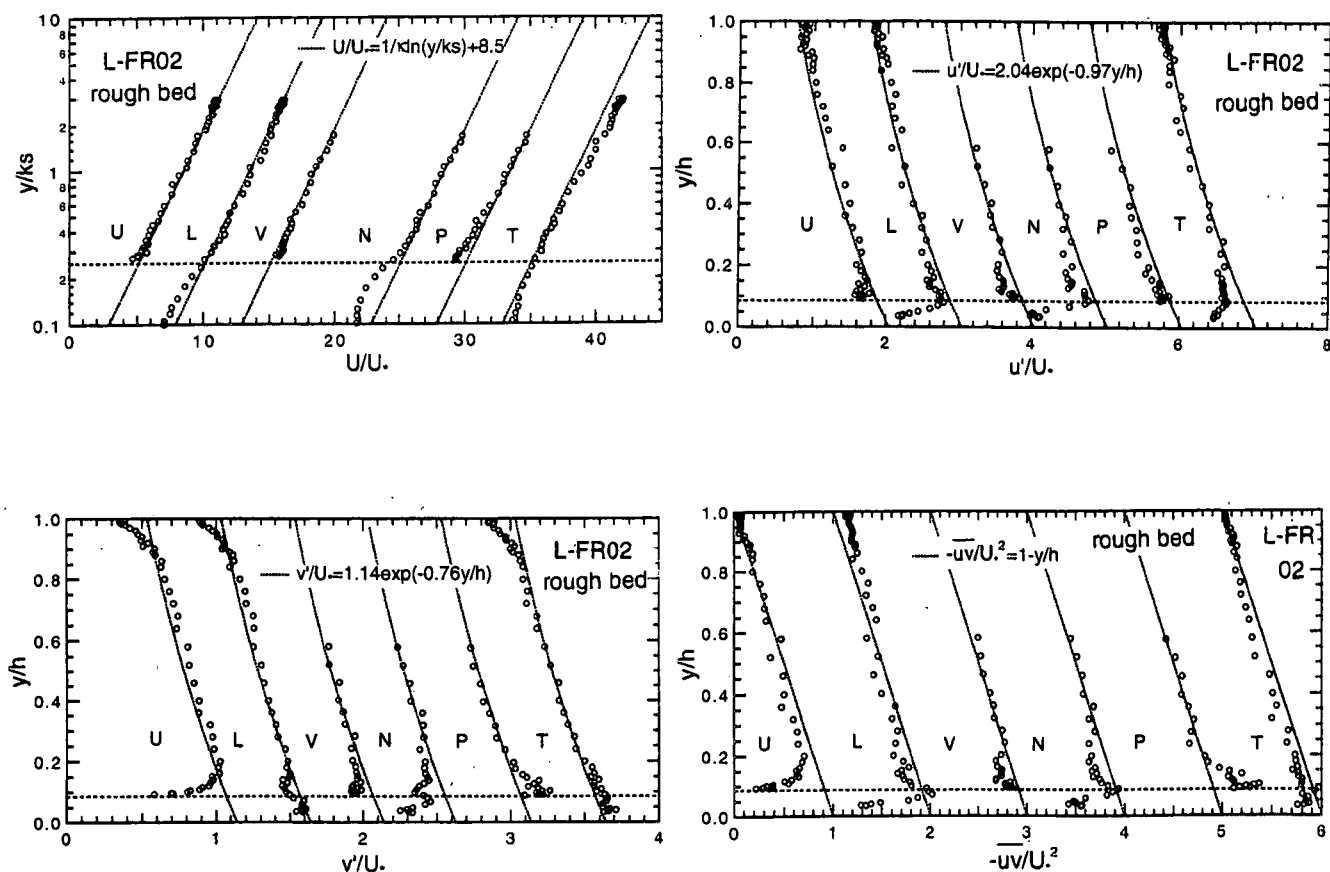


図-4 計測位置の違いによる U , u' , v および $-\overline{uv}$ の変化

く減衰していて他のケースと著しく異なっている。このU点に見られる特性は、滑面流れの特性¹³⁾に類似しており、ビー玉の頂点が局所的に滑面として働き、滑面流れと同じ流れ場が生じたためと考えられる。しかし、ビー玉の頂点(図中底面近傍の点線)から1/3倍粗度高さ以上離れた領域(図中で $y/k_s=0.6, y/h=0.2$ 以上の領域に相当)では、各ケースの U , u' , v , $-\overline{uv}$ の分布にそれほど差が見られず、乱れ特性が場所によらずに均質で普遍的になっているといえる。これは、この領域がroughness sublayerを脱しており、底面粗度の影響が弱くなっているためと考えられる。

ここで得られた結果は、壁面近傍における乱れ特性値の計測結果は計測点の違いに大きく左右されるが、roughness sublayerから外れた領域に対する計測では計測位置の差異は問題にならないということである。本実験の目的は、粗面流れでの自由水面近傍の特性が滑面流れの場合とどう異なるかを知ることであり、壁面近傍の特性を主要対象とはしていない。そのため、以降に示す項目の計測については粗面に十字形の切れ目を入れた地点Tで行った。

3.2 水面変動特性

以下では、底面粗度が水面変動や自由水面近傍の乱流構造に及ぼす影響について、滑面流れの場合との比較を通して検討する。滑面流れのケースのデータについては、中山¹³⁾のものをを用いた。

3.1で述べたように、水面変動は水路上方に設置した超音波高計によって測定時間60secで計測し、この波高計の精度等を考慮して50Hz以上のノイズが数値フィルターされた。まず、図-5は滑面・粗面流れについて、 $Re=8000$ であるケースMに対する瞬間水面変動の時系列 $\bar{h}$ (cm)を10秒間表示したものである。滑面のケースの時系列の上下両側にある点線は、変動の振幅である。この図から、滑面流れでは限界流近傍で変動の振幅が最大になり、低周波数成分が卓越する波状跳水的なうねりを有する不安定な流れになることがわかる。射流では、フルード数の増加とともに変動自体は激しくなるが振幅は小さくなる様子が見られる。これより、滑面流れでは限界流を境にして常流と射流とで乱流構造が異なり、それが水面変動にも異なる特性をもたらしていると考えられる。

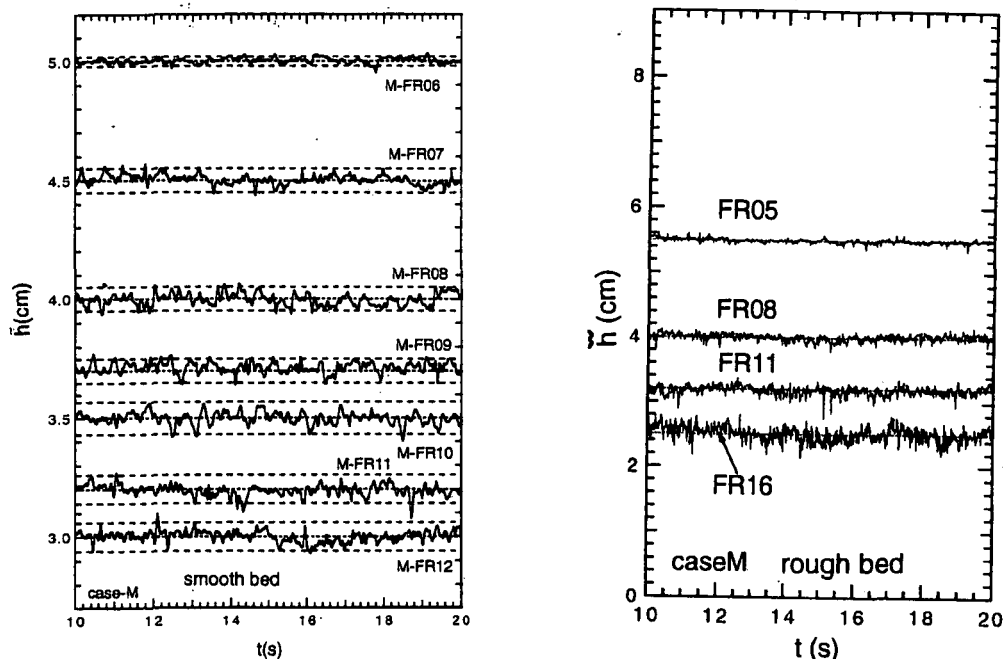


図-5 瞬間水面変動 $\tilde{h}$ の時系列

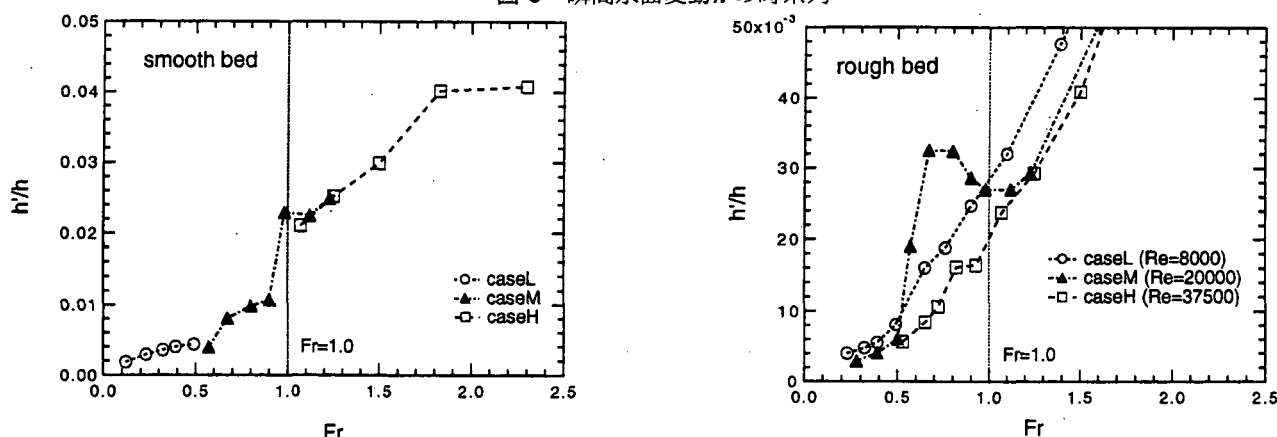


図-6 相対水面変動強度 h'/h の変化特性

一方、粗面流れのケースでは滑面流れの場合と違い、水面変動の変動の激しさ・振幅ともにフルード数が増加するほど大きくなることがわかる。また、限界流近傍で特に目立った特性は見られない。これは、フルード数の増加に伴って h/k_s が小さくなることにより、水面変動に対する底面粗度の影響力が限界流の不安定さよりも強くなるためと考えられる。ここで、本研究では水路の幅 B を変えられないという制約により、同レイノルズ数の場合フルード数の増加に伴い水深 h が小さくなる(表-3.1参照)ことに注意しなければならない。

つづいて、相対水面変動強度 h'/h (h' : 水面変動強度)のフルード数に対する変化特性を滑面・粗面流れの両者について図-6に示す。これより、滑面・粗面流れともにレイノルズ数の影響も若干存在するが、一般にフルード数が大きいほど変動が大きくなることがわかる。詳細に見ると、滑面流れでは、 h'/h は $Fr=1$ 近傍で急増していったん段状になり、その後、射流においてフルード数が大きくなるにつれて再び

増加している。これからも、図-5と同様に、限界流近傍の滑面流れでは水面変動が不安定になることがうかがわれる。これに対して、粗面流れについてはどのケースも同レイノルズ数の滑面流れより水面変動が大きくなることがわかる。しかし、滑面流れのような $Fr=1$ 近傍で水面変動が急増する特性は現われていない。しかし、ケースMにおいては他のケースと違い、 $Fr=0.8$ 付近に滑面流れの限界流近傍に見られたピーク値よりも大きな極大値が見られる。この原因としては、滑面の場合に見られる限界流の不安定さではなく、'roughness sublayer'の影響が水面近傍にまで及んだということが、中川ら¹⁴⁾、Raupach¹²⁾の粗面近傍の計測より推測される。

3.3 エネルギー収支

この節では、自由水面近傍のエネルギー収支について考える。図-7に、ケースM ($Re=20000$)を対象とした主流速変動の周波数スペクトル $S_u(f)$ (FFT法による)を示す。全てのケースの高周波数領域で $-5/3$ 乗則が成立

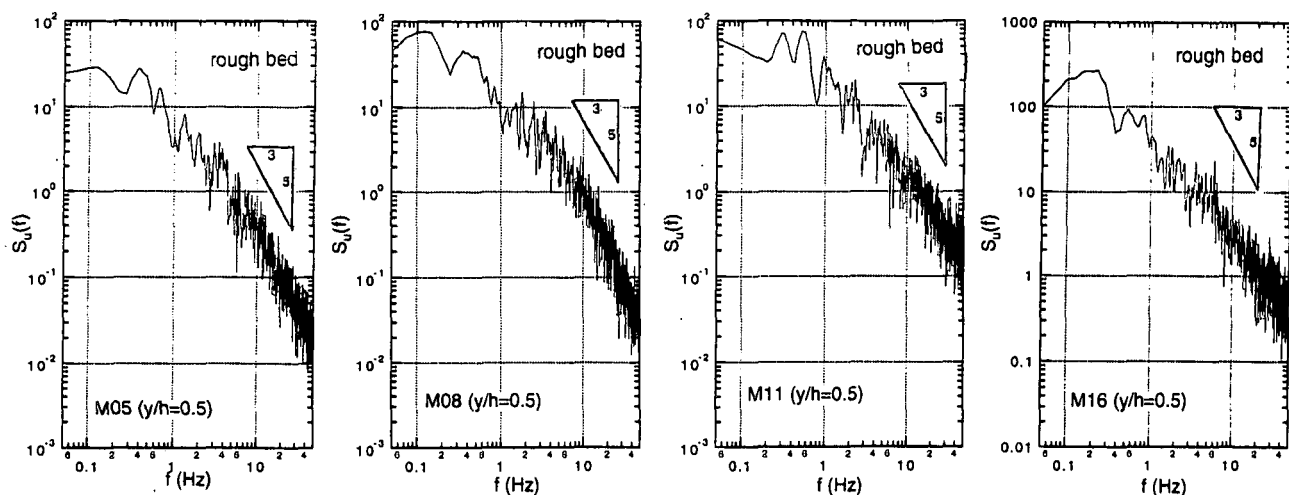


図-7 ケースMの主流速変動の周波数スペクトル $S_u(f)$

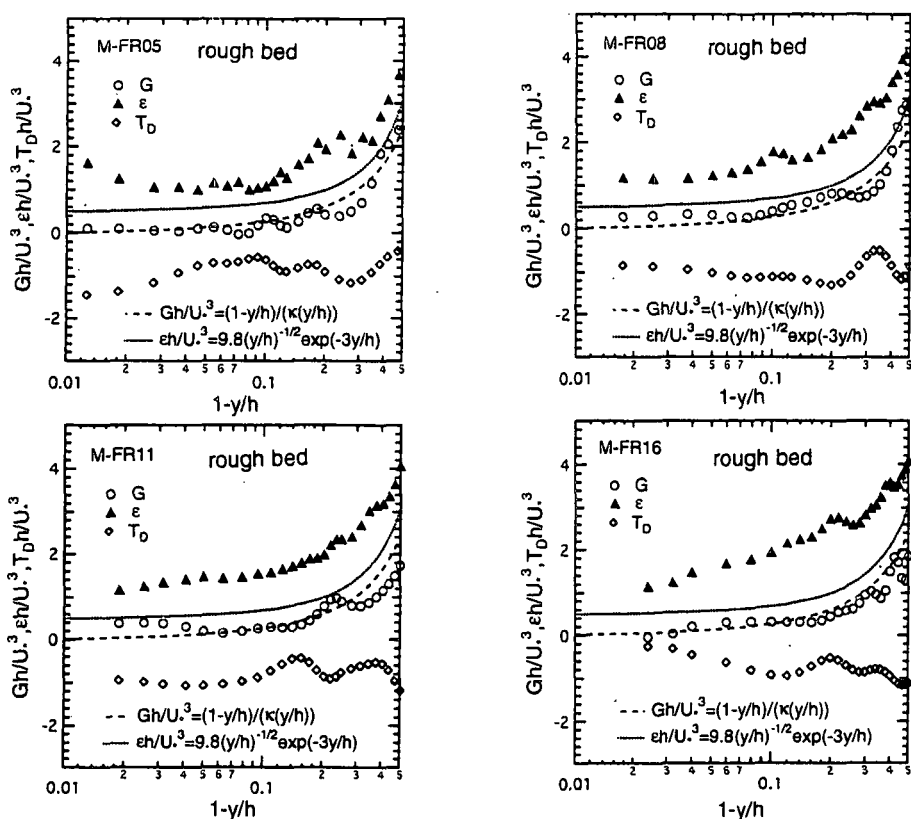


図-8 ケースMの水面近傍のエネルギー収支

しており、フルード数の増加とともに慣性領域が高周波数側に移行している。また、フルード数の増加とともに高周波数成分のエネルギーが増加する傾向が見られる。さらに、どのケースにおいても低周波数領域にはピークが見られる。3.2の図-6の場合と違い、M-FR08に特有な変化は見られない。

この図-7より、エネルギー欠損領域(乱れの発生率が乱れエネルギーの逸散率よりも小さく、エネルギーが不足する領域)となる自由水面近傍での、ケースMの乱れエネルギーの逸散率 ε 、乱れの発生率 $G \equiv -\overline{uv}(\partial U/\partial y)$ および拡散率 $T_D \equiv \partial(\overline{k \cdot v})/\partial y$ の関係(エネルギー収支)を水面からの距離 $(1-y/h)$ に対して片

対数表示した(図-8)。発生率 G 、逸散率 ε については半経験式も併示した。水面のごく近傍では水面変動のためにデータがとれなかったりしたもので、 $y/h=0.9$ 以下の範囲について考察する。図より、 G はフルード数・レイノルズ数に無関係に半経験式とよく一致することがわかる。これより、水深の大小に関係なく、粗度は水面近傍の G に大きな影響を及ぼさないといえる。また、拡散率 T_D にはフルード数・レイノルズ数についての特定の分布特性が見られない。

一方、 ε は、フルード数の増加とともに増大している。この ε と水面変動の関連を詳細に見るために、図-9にケースL,M,Hの $y/h=0.95$ での ε に対する相対水面変

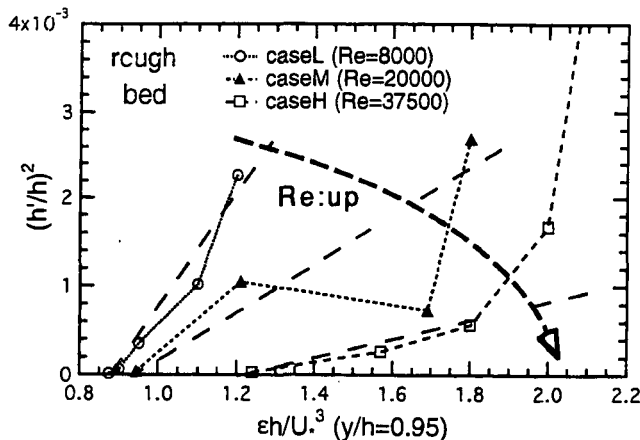


図-9 逸散率 ϵ に対する $(h'/h)^2$ の変化特性

動強度 h'/h の2乗 $(h'/h)^2$ の変化特性を示す。ケースMでは h'/h の局所的な不安定性の影響が見られるが、一般的には、 ϵ が $(h'/h)^2$ に対してほぼ線形的に増加している。つまり、水面変動による波のエネルギーが大きいほど水面近傍で失われるエネルギーが大きくなり、水面変動は水面近傍における乱流構造のエネルギー収支に重要な影響を及ぼすといえる。このことと3.2で得られた結果とを合わせて考えると、粒径の大きな底面粗度は水面変動を増大させ、水面でのエネルギー損失をより大きくしていると考えられる。

4. PIV計測の実験結果と考察

本実験では、滑面と一樣粗面上の等流を対象としてPIV法を用い、流れの鉛直縦断面内の瞬間像を求めた。Gulliver & Harverson¹⁵は水深規模の組織構造と表面更新渦による擾乱の発生数が比例関係にあることを指摘している。つまり、水面変動の発生の有無は水路縦断面内の組織構造の挙動に大きな影響を及ぼすと考えられる。また、底面粗度要素が比較的大きいならば粗度背後の死水域に剥離が生じ、前節で述べたように滑面流れよりも水面変動が大きくなる。Jackson¹⁶は、実河川の水面上に観察されるボイルを河床上に発生する組織構造と関連づけている。このように粗面流れでは、滑面流れとは異なる組織構造が存在すると推測されている。

4.1 水面が穏やかな場合の瞬間構造

一般に、フルード数が小さく水面の穏やかな流れにおいては自由水面は一種の弱い壁として作用し、特に鉛直方向の乱れ変動は大きく低減することが明らかになっている⁹。図-10は、フルード数が小さく水面による低減効果の激しい滑面流れのケースL-FR02における、水路中央の水面近傍($y/h=0.8$)での主流速の時系列である。図を見やすくするために $y/h=2, 3$ の時系列を10cm/sユニットずつ平行移動して表示し

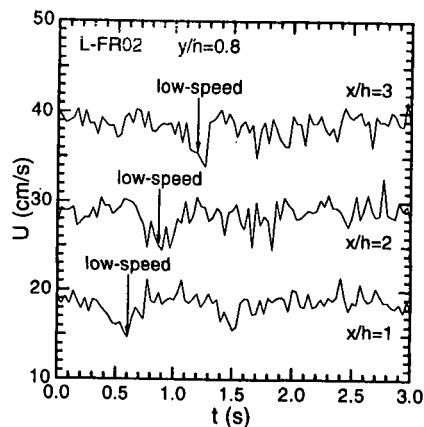


図-10 主流速の時系列(滑面流れのL-FR02)

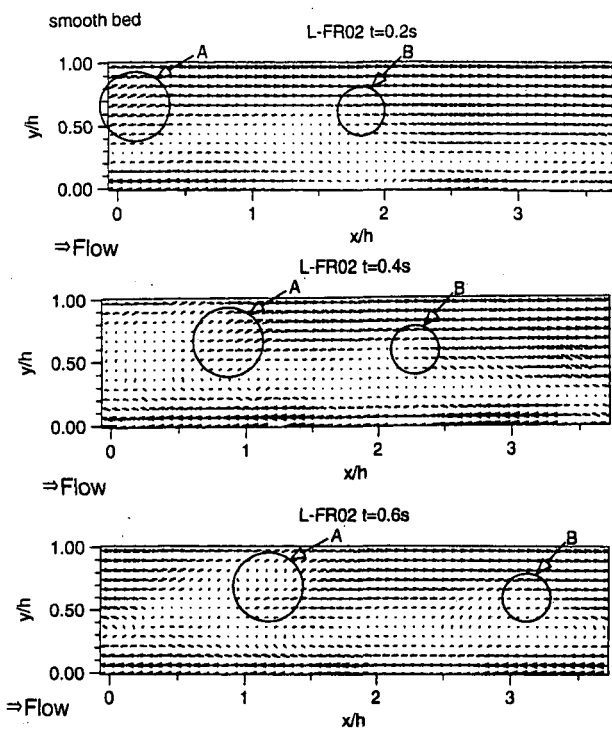


図-11 瞬間流速ベクトル(滑面流れのL-FR02)

た。これより、バーストに伴う周期性の組織構造が水面近傍にも見られることがわかる。また、時系列の類似性より、その組織構造は形状をほぼ保持した状態で流下方向へ移流され则认为られる。図-11は鉛直縦断面内の瞬間流速ベクトルである。ここで、宇民・上野¹⁷の単断面流れにおける研究より、流下方向への平均流速の移動座標系から見るのが最も流れ場の現象を理解することが容易であることから、本研究においても平均主流速を引いて表示した。これより、水深の2倍程度の流下方向スケールの組織構造が周期的に見られ¹⁷、図の上昇流体(図中A, Bの部分)は、図-10の低速部に対応している。また、その周期的な組織構造のうち、あるものは水面近傍にまで大きく上昇する(A)が、自由水面の減衰特性によって上昇とともに勢力は小さくなる。図-12にこのような流速場の渦度分布(横断方向成分)を示した。その際

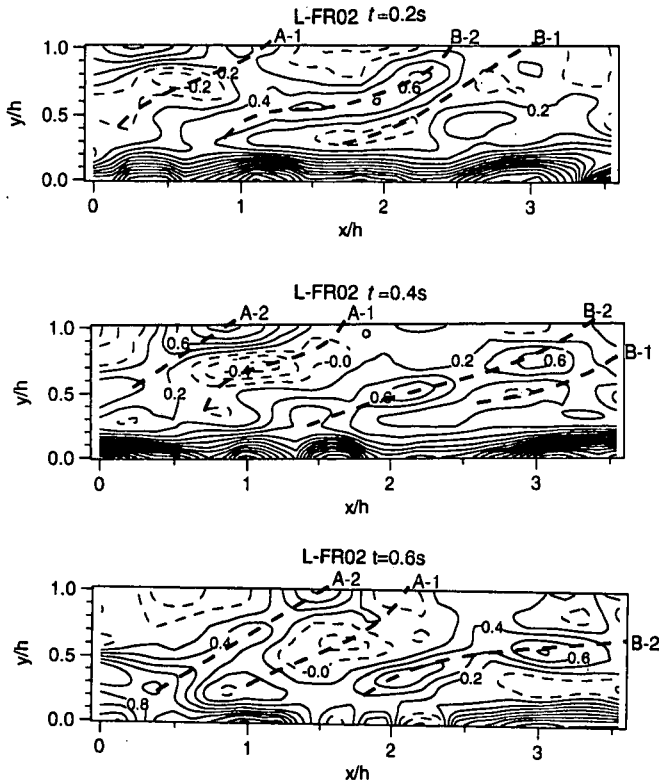


図-12 瞬間渦度分布 (滑面流れのL-FR02)

に、渦度は最大平均主流速および水深で無次元化し、時計回りを正とした。瞬間流速ベクトルとの対応より、上昇流体の前部(図中のA-1およびB-1のライン)には渦度の小さい領域、後部(A-2およびB-2)には渦度の大きい領域が見られ、Nezu & Nakagawa⁹⁾による高速領域から低速領域への遷移部が高渦度部、低速流体から高速流体への遷移部が低渦度部となる。壁面のシアによって発生する高渦度成分は水面に向かって上昇するが、シアが減少するにつれて移流とともに値は次第に減衰していく様子が見られる。このとき、自由水面近傍では渦度の発生は見られない。図-13は、図-11の $t=0.6s$ における瞬間レイノルズ応力の分布であり、摩擦速度の2乗で無次元化して表示したものである。組織構造の上昇部、すなわち室田ら¹⁰⁾も指摘しているようにejectionで値は大きくなっており、特に水面近傍に大きく上昇する組織構造(A)の方がエネルギーの発生効果は大きい。

ここまで滑面流れの結果について述べてきたが、以下では水面の穏やかな粗面流れの瞬間構造について考える。図-14は、粗面流れのL-FR02について瞬間流速ベクトルを図-11と同様に平均主流速を引いて表示したものである。一般的に上述した滑面流れほど明確なフットボール型の組織構造が見られず、円形に近い形状になっているのがわかる。さらに、組織構造の不規則性が増大し、小規模の組織構造が多数形成されていて周期性が崩れている。底面粗度背後における剥離の影響によるものといえるだろう。このことはNezu & Nakagawa⁹⁾も指摘しているように、

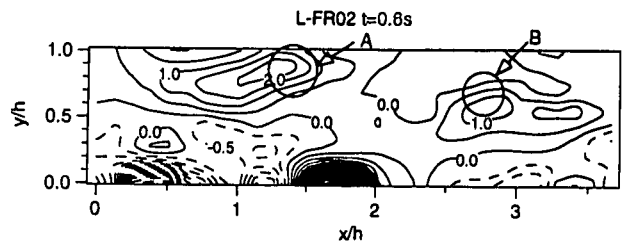


図-13 瞬間レイノルズ応力分布 (滑面流れのL-FR02, $t=0.6s$)

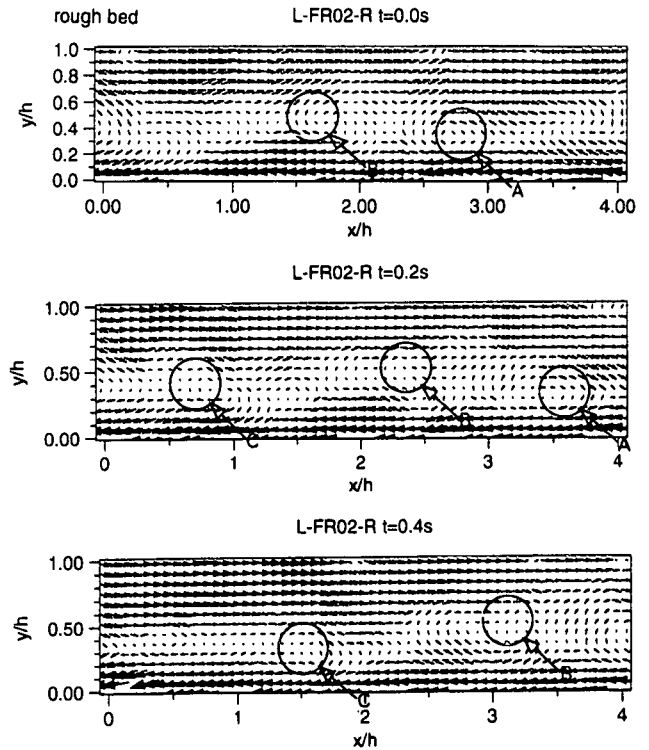


図-14 瞬間流速ベクトル (粗面流れのL-FR02)

粗面流れでは組織構造の等方化指向が強くなることを示している。また、組織構造は自由水面近傍にまで上昇することではなく $y/h=0.2\sim0.7$ の位置を保ったまま流下方向に移動している。すなわち、Raupach¹²⁾が言うようにejectionよりもsweepの影響の方が大きいため滑面ほどは水面近傍に大きく上昇しないと考えられる。

4.2 水面変動が激しい場合の瞬間構造

フルード数が大きくなると組織構造は水面変動の影響を大きく受け、4.1で見られたものとは異なる大スケール乱れが形成されると考えられる。特にRashidi & Banerjee⁷⁾は、水面変動の発生によって水面近傍に上昇してくる組織構造がバウンドされ再び水面下へ降下することを指摘している。図-15は、フルード数が大きく水面変動のかなり激しい滑面流れのケースS-FR31における鉛直縦断面内の瞬間流速ベクトルである。これより、 $t=0.5s$ に見られる2つの組

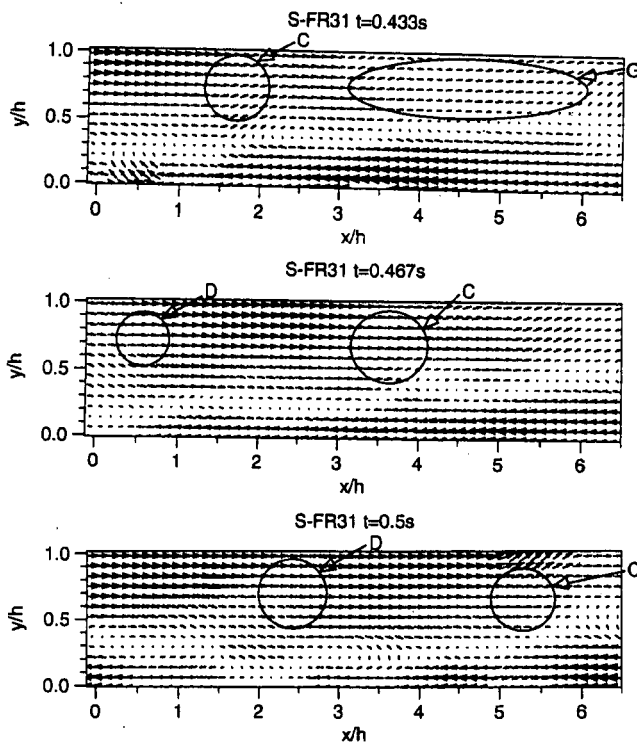


図-15 瞬間流速ベクトル (滑面流れのS-FR31)

渦 (図中のCおよびDの部分) の発生時間間隔は、 $TU_{\max}/h=3.3$ となり、従来から指摘されているバーストの平均周期 ϕ およびボイルの発生周期($TU_{\max}/h=1.5 \sim 3.0$) ϕ とほぼ一致する。このことは4.1の場合にもあてはまっていた。一方、 $t=0.433s$ においては水面近傍に群体化した組織構造が見られる(Gの部分)。この発生周期はかなり大きく、Jackson¹⁶⁾が実河川について指摘している周期($TU_{\max}/h=7.6$)に近い値をとる。これより、本実験のような単断面開水路流れにおいては、Nezu & Nakagawa⁹⁾のボイルの分類においてバースト運動に伴う第3種のボイルのみが卓越すると考えられるので、勢力の強い組織構造のみが水面近傍に上昇、もしくは群体化が生じることになる。図-16は、瞬間渦度分布 (横断方向成分) である。これより、 $t=0.5s$ においては4.1と同様に上昇流体の後部(C-2およびD-2)に正の高渦度領域が見られるが、 $t=0.433s$ では水面近傍での負の渦度 (図では負値を破線で示す) の発生によって、高渦度領域(G)の上昇が阻止されている特性が見られる。このように水面変動の発生と組織構造の群体化とは密接な関係があると予想される。特に、底面から水面へ直接上昇する組織構造は高渦度領域を伴うが、群体化が進むと高渦度領域は水面近傍で阻止されることがわかる。

つづいて、水面変動の激しい粗面流れの瞬間構造を見てみる。3節で示したように、粗面流れにおいてはフルード数の増加に対する水面変動の増大の割合が、滑面流れの場合よりも大きくなる。図-17は、粗面流れのケースH-FR15の鉛直縦断面内の瞬間流速ベクトルである。水面変動の穏やかな粗面流れの

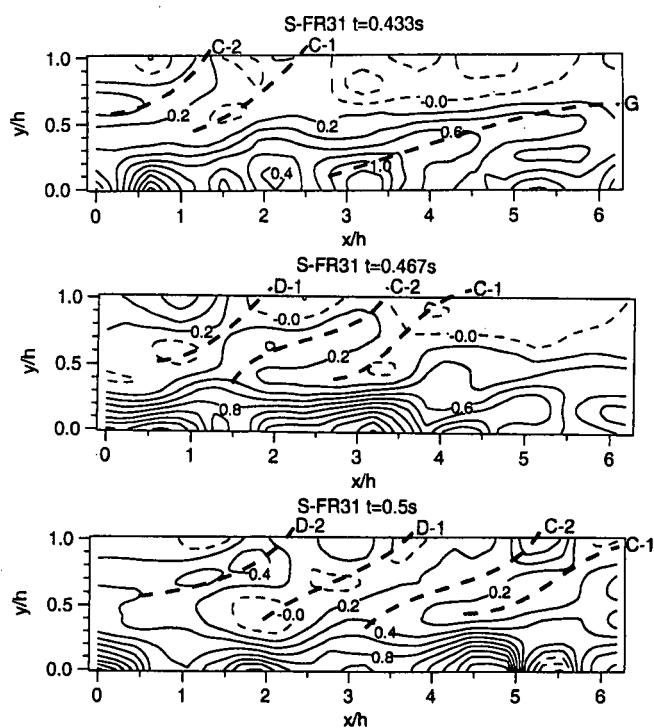


図-16 瞬間渦度分布 (滑面流れのS-FR31)

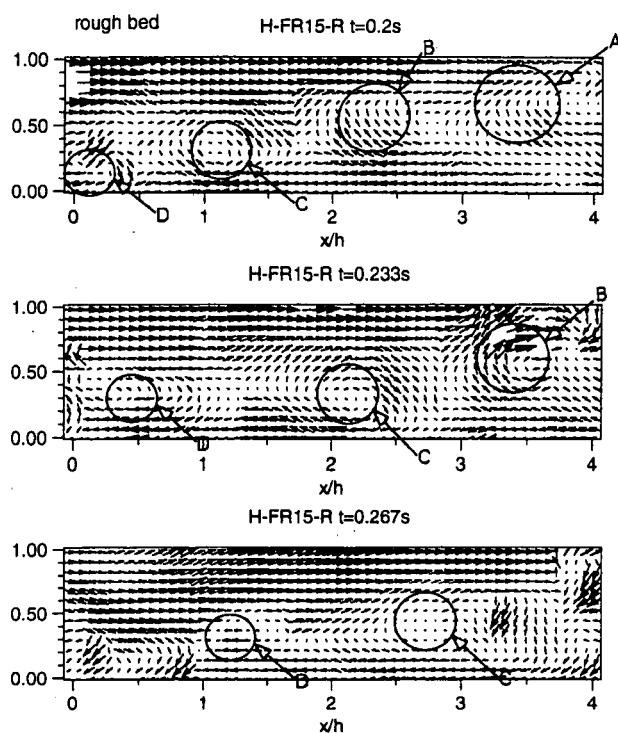


図-17 瞬間流速ベクトル (粗面流れのH-FR15)

ケースには見られなかった、勢力の強い渦が壁面近傍を中心に明確に見られる (図中、A,B,C,Dの部分)。底面粗度による渦の発生が活発化していると推測される。特に $t=0.2 \sim 0.233s$ においてはA,B部分の渦が、移流される過程で水面近傍にまで大きく上昇し規模が大きくなっていく特性が見られる。Jackson¹⁶⁾が指摘したように、こうした組織渦の運動が水面近傍にわき出すように観察されるボイルの大きな要因になっていると考えられる。

5. おわりに

本研究では、一様粗面上の等流を対象として、レイノルズ数およびフルード数を変化させてLDAによる流速計測を実施した。その結果から、底面粗度が水面変動や自由水面近傍の乱流構造に及ぼす影響について、ほぼ同一条件の滑面流れのデータとの比較を交えて考察した。また、PIV法によって得られた可視化画像を用いて、底面粗度の有無および水面の変動の有無が組織渦構造に及ぼす影響について検討した。得られた主な結果を以下にまとめる。

(1) 粗面流れでは、底面粗度の影響力が限界流の不安定さよりも強く作用するために、滑面流れと違って水面変動が限界流近傍で不安定にならない。ただし、粗面流れの相対水面変動強度 h'/h は、ある範囲のレイノルズ数、フルード数の流れ(本研究のケースM)で局所的にピークを有する。この条件においては、粗面流れに特有の不安定な流れの状態になっていると推測され、roughness sublayerの境界面が水面近傍に近づくことが原因と考えられる。

(2) 水面近傍におけるエネルギー収支関係において、発生率 G は、フルード数およびレイノルズ数に無関係に半経験式によく一致し、普遍的な特性を示す。一方、逸散率 ϵ は、フルード数が大きくなって水面変動エネルギーが増加すると大きくなる。粒径の大きな底面粗度は水面変動を増大させることによって、水面でのエネルギー損失を大きくしている。

(3) 水面の穏やかな滑面流れにおいては、壁面近傍で発生する組織構造は比較的高い確率で水面近傍へ上昇するが、水面の低減特性によって若干勢力が減少する。特に、水面近傍に大きく上昇する組織構造の方がエネルギーの発生効果は大きい。一方、底面粗度が存在すると壁面近傍での組織構造の発生が滑面の場合よりも不規則になり、組織渦の規模も小さくなる。

(4) 水面変動が発生するような滑面流れでは壁面近傍にほぼ規則的に組織構造が発生する。しかし、乱れ特性やエネルギー配分率に大きな変化の見られる自由水面領域では、群体化が促進されやすくなり、水面での組織構造のバウンドが激しくなる。粗面流れで水面変動が激しい場合には粗度背後から発生する渦が水面近傍にまで大きく上昇する。同時に、組織渦の群体化も促進されるため、実河川に見られるように水面上にボイルが激しく発生することになる。

参考文献

- 1) Hunt, J. C. R. & Graham, J. M. R. : Free-stream turbulence near plane boundaries, *J. Fluid Mech.*, Vol.84, pp.209-235, 1978.
- 2) Uzkan, T & Reynolds, W. C. : A shear-free turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol.28, pp.803-821, 1967.
- 3) Thomas & Hancock : "Grid turbulence near a moving wall", *J. Fluid Mech.*, Vol.82, pp.481-496, 1977.
- 4) Nezu, I. & Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 5) 橋津家久, 中山中暢 : 自由水面近傍における組織渦の時空間相関構造に関する研究, 土木学会論文集, 第586号/II-42, pp.51-60, 1998.
- 6) Nakagawa, H. & Nezu, I. : Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.104, pp.1-43, 1981.
- 7) Rashidi, M. & S. Banerjee : Turbulence structure in free-surface channel flows, *Phys. Fluids*, Vol.31, No.9, pp.2491-2503, 1988.
- 8) Komori, S., Murakami, Y. & Ueda, H. : The relationship between surface-renewal and bursting motions in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.203, pp.103-123, 1989.
- 9) 神田徹, 土井和吉 : 相対粗度の大きな流れの抵抗特性, 建設工学研究所報告, 第22号, pp.217-234, 1980.
- 10) 橋津家久 : "水理学・流体力学", 朝倉書店, pp.122-125, 1995.
- 11) 中川博次, 辻本哲郎, 清水義彦 : "相対水深の小さな流れの構造に関する 実験的研究", 土木学会論文集, 第423号/II-14, pp.73-81, 1990.
- 12) Raupach, M. R. : "Conditional statistics of Reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers", *J. Fluid Mech.*, vol.108, pp.363-382, 1981.
- 13) 中山忠暢 : "自由水面近傍の乱流構造と組織渦の水理特性に関する研究", 京都大学大学院工学研究科環境地球工学専攻修士論文, 1997.
- 14) 中川博次, 辻本哲郎, 清水義彦 : "粗度近傍の組織的流速変動場が相対水深の小さな流れの乱流構造に及ぼす影響", 第33回水理講演会論文集, pp.487-492, 1989.
- 15) Gulliver, J. S. & Halverson, M. J. : Air-water gas transfer in open channels, *Water Resources Res.*, Vol.25, No.8, pp.1783-1793, 1989.
- 16) Jackson, R. G. : Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, *J. Fluid Mech.*, Vol.77, pp.531-560, 1976.
- 17) 宇民正, 上野鉄男 : 可視化法による大スケール乱れに関する研究(2), 京大防災研年報, 第20号B-2, pp.331-354, 1977.
- 18) 室田明, 福原輝幸, 小田勝也 : 開水路壁面乱流に関する実験的研究, 第25回水理講演会論文集, pp.447-454, 1981.

(1998. 4. 24 受付)