

浮遊粒子を伴うことによる河床波流れのボイル渦発生周期の変化と乱流変調について

FREQUENCY OF KOLK-BOIL VORTEX AND TURBULENCE MODULATION
IN SUSPENDED SEDIMENT-LADEN FLOW OVER SAND DUNES

野口和則*・瀬津家久**・秋本哲朗***・中島与博***

Kazunori NOGUCHI, Iehisa NEZU, Tetsuro AKIMOTO and Tomohiro NAKAJIMA

*学生会員, 京都大学大学院博士後期課程, 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Cクラスター)

**フェロー会員, 工博, 京都大学大学院教授(同上)

***学生会員, 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)

The dune shapes of the riverbed are affected by various significant impacts on the flows, such as the lifting-up phenomena of sediment particles, energy loss and friction law in rivers. Therefore, the flow over sand dunes is one of the greatest interests in river engineering and hydro dynamics. In this study, we conducted PIV measurements in order to reveal the frequency of kolk-boil vortex, which may be changed due to the suspended-sediment. The fluid-particle simultaneous measurements were also conducted by using a combination of PIV and PTV, and turbulence modulation were examined in detail.

As the results of our study, the generation frequency of boil-vortex decreased due to the existence of suspended-particles. Moreover, the turbulence intensity was depressed as compared with that of the clear-water (sediment-free) flows, especially in the kolk-boil region.

Key Words : sand dunes, suspended sediment-laden flows, particle-fluid interaction, D-PTV, D-PIV

1. はじめに

日本には砂河川が数多く存在し, そのような河川においては河床に堆積する砂粒子の移動により, 砂漣(ripple)・砂堆(dune)のような波形の河床形状, いわゆる河床波がしばしば形成される. その際, 流れは平坦河床のものと比べて流れのはく離が発生するため非常に複雑になることが知られており水工学的研究対象となってきた. 特にduneと呼ばれる形状の河床波上の流れ(以下河床波流と呼ぶ)は, 河床波頂部から発達するせん断層において形成されるはく離渦と, 再付着点付近から発生し浮上しながら発達すると考えられるボイル渦の2種類の組織渦を有することで特徴づけられる.

河床波流れについては古くから研究がなされており, 主に実河川の水面を観測する方法で, ボイル渦の発生周期などが解明されてきた. Jackson(1976)¹⁾は実河川の観測から, ボイル渦の発生周期 T_{boil} が $T_{boil} \cdot U_{max} / h = 7.6$ であると総括している(ここで U_{max} は河川の最大流速, h は水深). しかしながら, 実河川の水面を観測する手法では,

水中に形成される乱流構造を捉えることが困難であるため, 河床波流れの組織渦の発生・発達過程は実験室における模型実験で再現・検討されるようになった.

河床波上の流れに関する高精度の計測は, 主に粒子を伴わない流れ(以下では清流と呼ぶ)において, 中川ら(1988)²⁾や瀬津ら(1991)³⁾などによって行われ, 逆流域の規模や流れの概要が解明された. しかしながら, 清流(clear water)での研究では, 浮遊砂が流れに及ぼす影響や乱流変調, 浮遊砂がボイル渦に与える影響を解明することはできない. 浮遊砂を伴う流れの研究が行われなかった理由は, 従来の計測機器では粒子と流体の同時計測が困難であったからであると考えられる. 幸い, 近年ではPIV, PTVなどの画像計測機器の性能が向上し, さまざまな分野の研究に利用されている.

Nezu&Azuma(2004)⁴⁾は, PTVによる画像計測に粒子・流体の判別分離機能を追加し, 粒子投影面積判別手法(Discriminator PTV)を開発し, 平坦河床上での浮遊砂流れの粒子と流体を同時計測することに成功した. さらに, 瀬津ら(2006)⁵⁾は上述したD-PTVを改良したD-PIVを浮遊

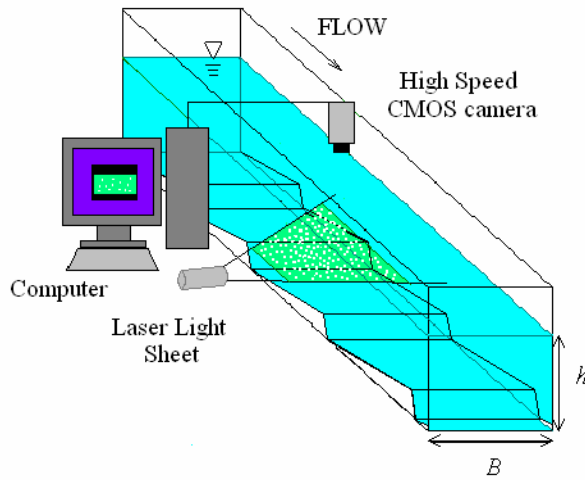


図-1 実験装置図

砂を伴う河床波流れに適用し、浮遊粒子と河床波流れの相互作用を検討した。その結果、浮遊粒子を含むことにより、清流と比較して逆流域や再付着点付近で乱れが減少することを明らかにし、さらにコルク・ボイル渦によって砂粒子が河床付近から巻き上げられる現象を的確に捉えることに成功した。

以上の研究では河床波流れの3次元性については検討されていないが、Best(2005)⁶⁾はコルク・ボイル渦は3次元的な広がりをもった低速流体塊であることを指摘している。このBestのボイルモデルをヒントに考え、本研究では、水路上部から可視化を行い、ボイル渦の水路横断方向の広がりについて考察を行う。また、浮遊粒子を投入することによって、ボイル渦の発生機構がどのように変化するかにについても考察をおこなう。

2. 実験概要

2.1 実験方法

図-1に実験装置図を示す。本実験で使用した水路は全長10m、幅40cmの循環式直線水路であり、側面はガラス製である。河床波勾配(1/20)の砂堆をイメージした二次元河床波モデル(波高 $h_s=2\text{cm}$ 、波長 $l_s=40\text{cm}$)を配置し、一定流量の水を流し、流れが発達した箇所における一波(水路上流端から約7mの位置)を対象として測定を行った。河床波の形状は、Yalin(1977)⁷⁾が、実河川の砂堆の波長と波高の比が20:1程度であるとしていることに基づいている。砂堆の波長と水深の比についても、Yalin(1977)⁷⁾は5:1から $2\pi:1$ 程度と指摘しているため、本研究では5.3:1と設定した。

表-1 水理条件

case	B (cm)	h_s (cm)	h (cm)	l_s/h_s	U_m (cm/s)	Fr	C
cw01	40.0	2.0	7.0	20	25.0	0.3	-
cw02					15.0	0.18	-
ss01					25.0	0.3	3.84E-05
ss02							3.88E-05

流れ場の撮影は、図-1に示すように水路上部に設置されたHigh Speed CMOSカメラによって行われた。光源として、水路の真横から4mm厚のレーザーライトシート(LLS)を5段階の高さ($y/h_s=0.5, 1.0, 1.5, 2.5, 3.75$)に変化させて照射し、その水平断面に照らし出された粒子を撮影した。計測領域は予備実験で観察されたコルク・ボイル渦の通過領域を断層するように設定した(図4参照)。LLSの出力はアルゴンレーザーの4Wであった。画像計測手法はPIV/PTVを用いており、フレーム画像を時間間隔 $\Delta t=1/150\text{s}$ の2枚ずつをペアとして、1/40sごとに記録した。時間差 $\Delta t=1/150\text{s}$ の2画像を用いて(x, y)平面内の瞬間流速が算出された。撮影範囲は流下方向に24.0cm、横断幅19.2cmであり、その範囲を解像度1280×1024ピクセルのカメラで撮影したため、1ピクセルが0.188mmに相当する距離となった。撮影時間は52秒間であった。

表-1に実験ケースを示す。 $U_m=Q/(Bh)$ は断面平均流速、 B は水路幅、 h は平均水深、 h_s は河床波高さ、 Fr はフルード数、 C は体積平均浮遊粒子濃度である。体積平均浮遊砂濃度は、4mm厚のLLSで可視化された全粒子の体積を、撮影範囲の体積で除して、4160フレームの平均から求めたものである。

浮遊粒子は水路上流端から下流方向2mの位置で一定量投入された。浮遊粒子および河床材料として比重1.2、粒径0.25mmのポリエキストラ、および比重2.6、粒径0.2mmのガラスビーズを使用した。流体のトレーサーとしては、比重1.02、粒径0.025mmのナイロン12粒子を使用した。浮遊粒子を伴う流れについて、粒子投入は水路上部に設置したベルトコンベアで行った。ベルト上には一定量供給されるようにあらかじめ粒子を配置し、ベルトを一定速度で回転させ、水面変動のないように投入を行った。また、実験は表-1に示すように浮遊粒子を伴う流れについては Fr 数を一定とし、同じ条件の清流1ケースも Fr 数を一定として行われた。さらに3.4で後述するように、ボイル渦を可視化するために清流に染料を注入したケースでも行われた。このケースは可視化しやすくするために他のケースに比べて流速を小さくしている。

すなわち、清流2ケース(cw)、比重1.2の粒子を投入したケース(ss01)、比重2.6のガラス粒子を投入したケース(ss02)と計4ケースの実験を行った。

2.2 画像解析手法

本実験において、流体の流速計測法としてD-PIV(Discriminator Particle-Image Velocimetry)を、浮遊粒子の流速計測法としてD-PTV(Discriminator Particle-Tracking Velocimetry)を併用した。この手法は、流体挙動を示すトレーサーと浮遊粒子を画像上でそれぞれの投影面積を用いて判別分離し、同時刻におけるそれぞれの流速を求めるものである。D-PIV、D-PTVによる画像解析方法は文献5)を参照願いたい。

本実験で使用した粒子(粒径 $d=0.25\text{mm}$ と $d=0.2\text{mm}$)とトレーサー(粒径 $d=0.025\text{mm}$)の投影面積は50倍以上異なるため、D-PIV、D-PTVによる粒子と流体の判別分離は容易であり、コンピュータを用いてすべてのケースにおいて良好に適用できた。以上のようにして、粒子・流体の瞬間流速が同時に得られた。以下において、流体(fluid)、浮遊粒子(particles)の諸量にそれぞれ添字 f 、 p を付加し区別する。例えば、 U_f は浮遊砂流れの水流のみの平均流速を意味する。

3. 実験結果および考察

3.1 浮遊粒子を伴うことによる流れの変化

(1) 粒子と流体の相対速度

図-2は密度 $\rho=1.2$ の浮遊粒子を投入した実験ケース(ss01)における流体と粒子の流下方向の平均速度 U_f 、 U_p である。ここで、横軸の $\langle U_p \rangle$ および $\langle U_f \rangle$ は計測断面高さごとの流下方向領域において計測された粒子速度および流体速度の空間平均である。

図中曲線は水路横からPIV計測(鉛直断面計測)された流速データの値である。共に摩擦速度 U_{*T} で無次元化しているが、 U_{*T} はPIV鉛直断面計測されたレイノルズ応力の外層分布から算出された値であり、Lyn(1993)⁸⁾がこの手法を提唱している。縦軸は鉛直位置 y を河床波高さ h_s で無次元化したものである。

図より、逆流域においては粒子の逆流速度が小さく、順流域では水面に近づくにつれて粒子・流体間の相対速度が小さくなるという結果になった。また、最も相対速度の大きい箇所は $y/h_s=1.5$ 付近であった。これらは欄津ら(2006)⁴⁾の結果と一致する。さらに相対速度の傾向については、水面に近づくにつれて流体が高速になるため、粒子との相対速度が小さくなっていることが確認された。これは平坦床滑面流れにおけるKaftoriら(1995)⁹⁾の結果ともよく一致する。

図-3はボイル発生時のボイル渦領域内部と、ボイル非

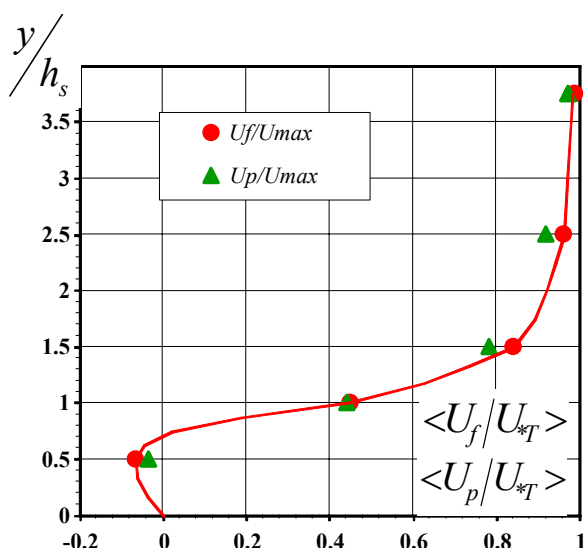


図-2 流体と粒子の流下方向の平均速度

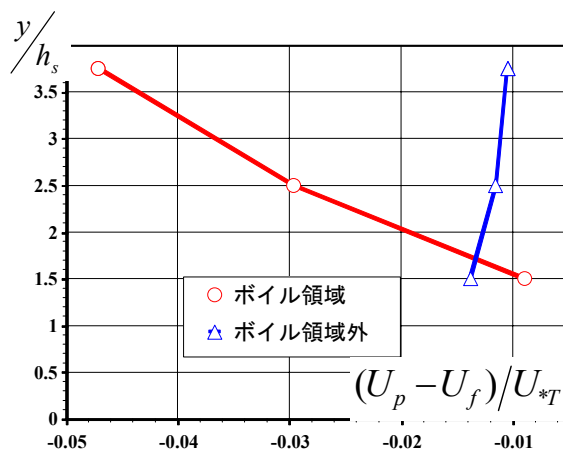


図-3 ボイル渦発生時、非発生時の相対速度

発生時における粒子と流体の相対速度を算出したものである。ボイル発生・非発生の区分については、3.5節のボイル渦発生周期の節で詳細に述べる。

ボイル渦に対する粒子の追従性に関して、 $y/h_s=1.5$ のようなボイル発生直後では、粒子は低速のボイル渦によく追従しているが、 $y/h_s=2.5, 3.75$ と水面に近づくにつれて粒子の追従性は低下する結果となった。すなわち、粒子が徐々に渦内部から落下していくと推測される。一方でボイル渦領域外においては、どの計測高さにおいても粒子速度と流体速度に大きな差は見られなかった。これは、ボイル渦領域外の流速が比較的高速であるためと考えられる。

(2) 乱れ強度分布

図-4は清流ケースcw01における計測高さ別の乱れ強度分布である。前述したように、計測位置はボイル渦の通過領域であり図-4の下に併示した。計測位置は、下か

ら順に $y/h_s=0.5, 1.0, 1.5, 2.5, 3.75$ の高さである。グラフの横軸はクレスト頂部からの流下方向距離 x 、縦軸は U_{*T} で無次元化された乱れ強度 u'_{cw} である。

逆流域内部から再付着点までを計測した $y/h_s=0.5$ の乱れ強度分布から、再付着点付近で乱れ強度が大きくなっていることがわかる。これはNelsonら(1993)¹⁰⁾の実験結果とよく一致した。 $y/h_s=1.0$ では、他の計測位置のものに比べて広範囲で乱れ強度が大きな値をとる結果となったが、これは $y/h_s=1.0$ の直下に逆流域があることや、ボイルの発生位置に近いことが関係していると考えられる。 $y/h_s=1.5, 2.5, 3.75$ では、ボイルが通過する部分で乱れ強度がピークを持つことが示された。特にボイル発生直後であり、強い上昇流が通過すると考えられる $y/h_s=1.5$ においては、そのピーク(図中太矢印)は図示のように明確であった。

(3) 浮遊砂による乱流変調

本研究では、清流のケースの他に浮遊砂流れに関する実験をさらに2ケース行っており、この結果を清流のものと比較することで浮遊粒子を伴うことによる流れの変化、特に乱れの変調について検討した。

図-5(a)は、密度 $\rho=1.2$ の粒子を投入した場合(ss01)の乱れ強度 u'_f を、粒子を投入していない場合の同じ位置の乱れ強度 u'_{cw} で割った乱流変調比 u'_f/u'_{cw} を図示したものである。図-5(b)は $\rho=2.6$ の粒子を投入した流れ(ss02)においての同様の結果である。すなわち縦軸が粒子を投入した際の乱れ強度と清流の乱れ強度の比 u'_f/u'_{cw} であり、横軸がクレスト頂部からの距離であり、図-4と同様である。

どちらのケースも、全ての水深のほぼ全域で乱流変調が1.0を下回る結果となり、小粒径の粒子を投入することによって、乱れ強度が減衰していることがわかる。この傾向は、粒径 d_p が $d_p=0.2\text{mm}$ 程度の小粒子におけるNezuら(2008)¹¹⁾の平坦河床の結果とも一致している。特に注目すべき点は、ボイルの通過する領域で乱流変調比が減衰していることであり、これはボイルによって粒子が輸送される際に他の領域と比べて大きなエネルギーが消費されるためであると考えられる。

さらに、 $\rho=1.2$ と $\rho=2.6$ のケース間比較であるが、 $\rho=1.2$ の比較的軽い粒子と比べて、 $\rho=2.6$ のガラスビーズでは、 $y/h_s=1.5, 2.5, 3.75$ においては乱流変調が小さく、一方で $y/h_s=0.5, 1.0$ では大きく減衰している。これは粒子濃度の影響であると考えられる。すなわち、 $\rho=1.2$ の粒子は流れの中で浮上しやすく、水面に近い高さまで粒子の濃度が大きい、 $\rho=2.6$ の粒子は浮きにくく、水深の深い位置でのみ粒子の濃度が大きい。このことから、粒

子濃度の大きい位置で乱れ強度の減衰が大きくなるということが推測できる。各断面の粒子濃度については後述する。

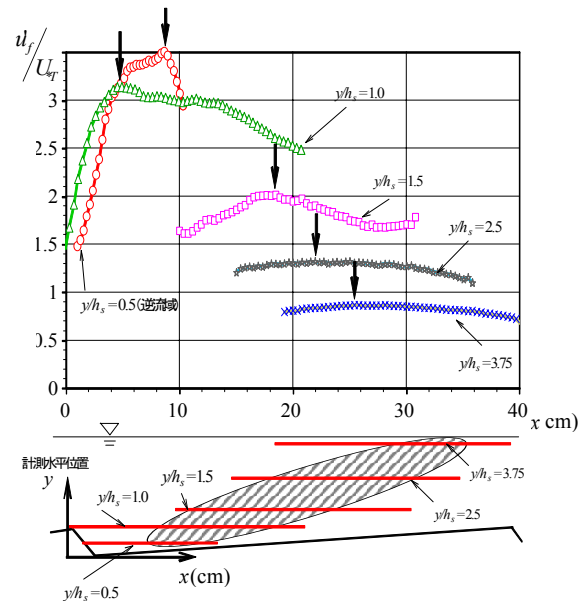


図-4 流下方向位置別の乱れ強度分布(清流)

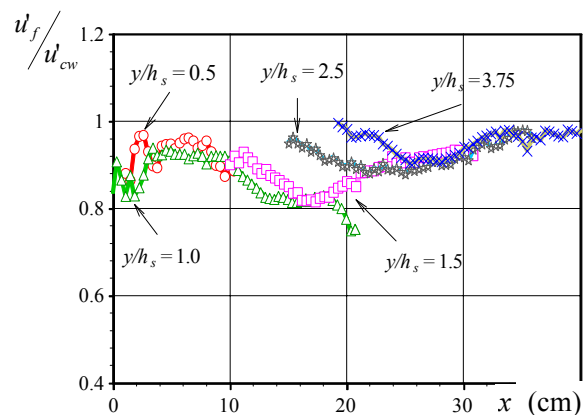


図-5(a) $\rho=1.2$ の粒子を投入した場合の乱流変調

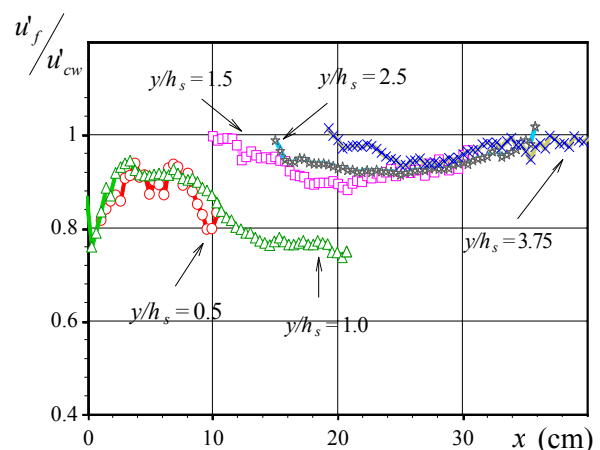


図-5(b) $\rho=2.6$ の粒子を投入した場合の乱流変調

3.2 ボイル渦の大きさ

図-6は各高さ $y/h_s=1.0, 1.5, 2.5, 3.75$ での空間相関のコンター図であり、前図と同様に横軸が流下方向距離、縦軸が横断方向距離を示している。流下方向流速成分 $\tilde{u}(t)$ に関する時空間相関係数 C_{uu} は次のように定義される。

$$C_{uu} = \frac{u(x_0, z_0, t_0)u(x_0 + \Delta x, z_0 + \Delta z, t_0 + \tau)}{u'(x_0, z_0, t_0)u'(x_0 + \Delta x, z_0 + \Delta z, t_0 + \tau)} \quad (1)$$

ここで、添字 o は時刻 t における基準点 (x_o, z_o) を表し、 $o + \Delta$ は基準点から $(\Delta x, \Delta z)$ だけずれた位置を意味する。 τ は時間遅れで、今回は $\tau=0$ の同時空間相関を求めた。

図より、各高さにおける相関の広がり大きな変化が見られ、おおよそのボイル渦径が判別できる。その結果、発生直後の $y/h_s=1.5$ では直径が5cmほどと小さいが、渦が移流・浮上し、水面近くの $y/h_s=3.75$ に到達するとサイズが10cmほどまで大きくなり、水面に近い位置ほど正の高相関領域の広がりが大きくなる傾向が見られた。さらに、正の高相関部の横断方向の近傍には負の高相関領域が見られ、高速流⇔低速流の変動パターンが横断方向に交互に現れていることがわかった。

3.3 相関ピークまでの距離

高速⇔低速の変動パターンが交互に現れる現象については、粘性底層付近で現れるstreak構造が非常に有名であるが、その横断方向距離は内部変数によって支配され、 $z^+ = zU_* / \nu \approx 100$ 程度であり、本研究のピーク距離と長さのオーダーが異なる。図-7は、各高さにおける相関ピークの距離を表したものである。縦軸が相関値 C_{uu} 、横軸が横断方向の移動距離 Δz である。河床近くの $y/h_s=0.5$ においては、相関ピーク距離は短いですが、 $y/h_s=1.5, 2.5, 3.75$ におけるボイル渦通過領域では、基準点から隣り合うピークまでの距離が、ほぼ水深の2倍になっていることがわかる。このことから、ボイル渦のような組織構造が底面付近では近距離で同時発生しているが、水面に近づくにつれて小さな規模のものは減衰され、渦のサイズが大きくなっていくことを示唆している。

3.4 ボイル渦の同定と判定基準

本研究では染料による可視化実験も行っており、ここではボイル渦の大きさなどの検討を行う。表-1に示す実験ケースcw02($U_m=15.0\text{cm}$)については、PIV解析による流速計測と染料可視化計測の2種類の実験を行っており、

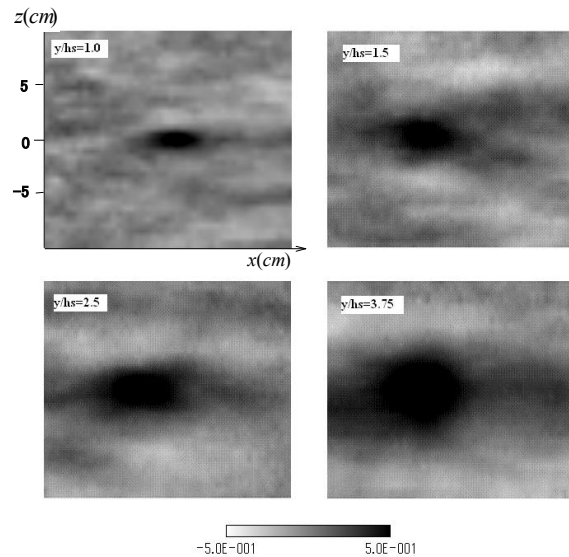


図-6 高さ $y/h_s=1.0, 1.5, 2.5, 3.75$ での流下・横断方向空間相関のコンター図($\tau=0$)

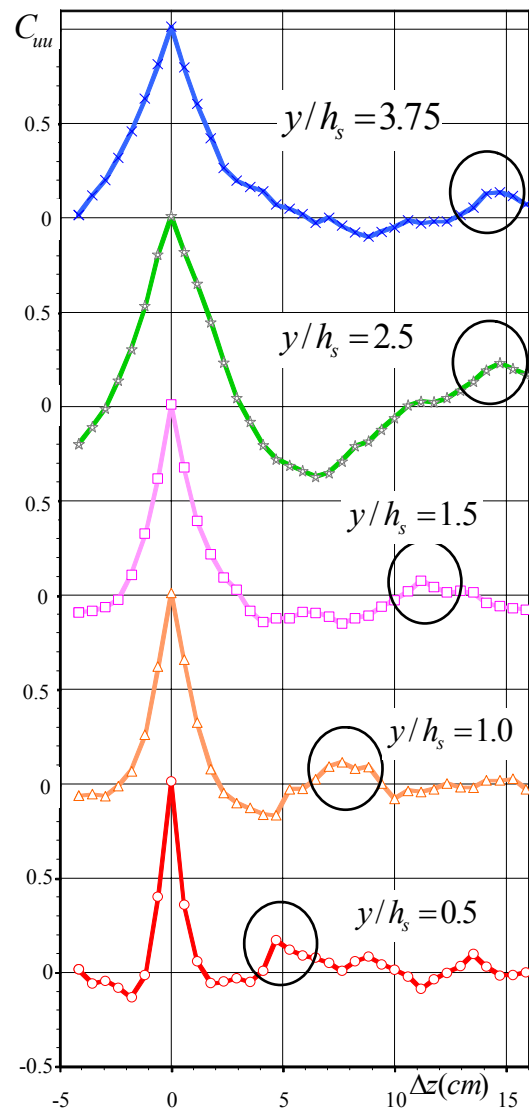


図-7 各高さにおける相関ピークの距離

これらと比較することで流速分布からボイル渦の可視化

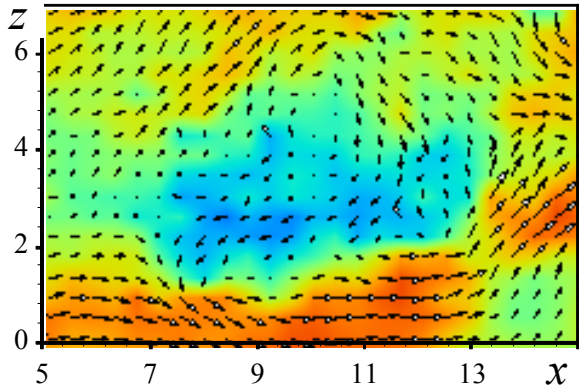


図-8(a) $y/h_s=1.5$ における主流速分布のコンター図



図-8(b) $y/h_s=1.5$ における染料の拡散

表-2 粒子なしのケース(清流)におけるボイル渦の発生周期

高さ	平均流速(cm/s)	閾値(cm/s)	$T_{boil}(s)$	$T_{boil} \cdot U_{max}/h$
$y/h_s=1.0$	19.9	-	-	-
$y/h_s=1.5$	24.7	12.5 (50.6%)	0.72	2.54
$y/h_s=2.5$	28.3	20.2 (71.3%)	0.81	3.27
$y/h_s=3.75$	30.1	25.8 (85.7%)	1.30	5.59

表-3 粒子なし, 粒子ありのケースにおける発生周期

	粒子なし			
	平均流速(Uf/Umax)	閾値(cm/s)	Tboil(s)	Tboil・Umax/h
$y/h_s=1.5$	0.73	50.8%	0.872	3.81
$y/h_s=2.5$	0.81	75.1%	0.963	4.21
$y/h_s=3.75$	1.00	84.8%	1.30	5.68
	粒子あり($\rho=1.2$)			
	平均流速(Uf/Umax)	閾値(cm/s)	Tboil(s)	Tboil・Umax/h
$y/h_s=1.5$	0.74	50.8%	1.535	6.71
$y/h_s=2.5$	0.82	75.1%	1.625	7.1
$y/h_s=3.75$	1.00	84.8%	3.095	13.52
	粒子あり($\rho=2.6$)			
	平均流速(Uf/Umax)	閾値(cm/s)	Tboil(s)	Tboil・Umax/h
$y/h_s=1.5$	0.72	50.8%	1.091	4.77
$y/h_s=2.5$	0.82	75.1%	1.182	5.16
$y/h_s=3.75$	1.00	84.8%	2.113	9.23

表-4 ボイル渦発生周期(清流のケースでの T_{boil} 基準)

	粒子なし			
	平均流速(Uf/Umax)	閾値(cm/s)	Tboil(s)	Tboil・Umax/h
$y/h_s=1.5$	0.73	50.8%	0.87	3.81
$y/h_s=2.5$	0.81	75.1%	0.963	4.21
$y/h_s=3.75$	1.00	84.8%	1.30	5.68
	粒子あり($\rho=1.2$)			
	平均流速(Uf/Umax)	閾値(cm/s)	Tboil(s)	Tboil・Umax/h
$y/h_s=1.5$	0.74	56.8%	0.789	3.45
$y/h_s=2.5$	0.82	76.2%	0.963	4.21
$y/h_s=3.75$	1.00	86.3%	1.30	5.68
	粒子あり($\rho=2.6$)			
	平均流速(Uf/Umax)	閾値(cm/s)	Tboil(s)	Tboil・Umax/h
$y/h_s=1.5$	0.72	53.8%	0.765	3.34
$y/h_s=2.5$	0.82	75.7%	0.963	4.21
$y/h_s=3.75$	1.00	85.9%	1.241	5.42

を試みた。

ボイル渦は周囲流体と比較して低速であることが知られているため⁶⁾, 流速分布からもボイル渦の判定は比較的容易であると考えられるが, ボイル渦と判定するための流速閾値をどのように設定するかについて, 何らかの基準を設ける必要がある。ここでは, 染料で可視化されたサイズと, 低速流の範囲をボイル渦のサイズとして一致させるように閾値を設定して, ボイル渦速度の判定基準とした。図-8(a)は $y/h_s=1.5$ における主流速分布のコンター(PIV)図, 一方で図-8(b)は $y/h_s=1.5$ における染料の拡散である。双方ともおよそ5cm程度の幅を持っており, この値は前述のボイル渦の相関から得られたサイズとよく一致する。また, 流速分布は $y/h_s=1.5$ においては中心の最も低速の箇所で高さ別平均流速 $U_{m(y/h_s=1.5)}$ の50%程度, ボイル渦に付随する周囲の低速領域は $U_{m(y/h_s=1.5)}$ の80~85%程度であることがわかった。以上より, 低速流

体の領域をボイル渦としてカウントする方法は他の流れ場にも適用可能であると考えられる。

3.5 ボイル渦の発生周期

ボイル渦のカウント方法としては, 水平断面の流速のコンター図に, それぞれの高さにおける平均流速の何%という形で閾値を設け, その流速を下回るような領域を囲む線を引く画像処理を施し, その線によって囲まれた領域の数をカウントするという方法を採用した。このようにしてカウントされたボイル渦数で計測時間を割ることによって T_{boil} を算出した。ボイル渦のカウントを行う過程において, ボイル渦を判定するための閾値を計測高さによって変化させたが, これは各高さによって流速の変動値が大きく異なるためである。

(1) 清流におけるボイル渦の平均発生周期

表-2は清流ケースにおけるボイル渦の周期 T_{boil} と、それによって算出された $T_{boil} \cdot U_{max} / h$ である。求められた $T_{boil} \cdot U_{max} / h$ は、Jackson(1976)¹⁾によって提唱された $T_{boil} \cdot U_{max} / h = 7.6$ とも分布傾向が一致しており、この方法によってボイル渦を正確に捉えられたものと考えられる。

$y/h_s=1.0$ では逆流域を含むため変動が大きすぎ、発生周期の計測が行えなかった。以下では、 $y/h_s=1.5, 2.5, 3.75$ の位置でのみ計測を行った。水深の深い位置に比べ、水面から浅い位置では T_{boil} が大き(ボイル渦の発生頻度が小さく)なっており、水面まで届かずに消えてしまうボイル渦があることが推測される。

(2) 粒子を伴うケースにおけるボイル渦平均発生周期

同様に表-3は、清流と粒子あり($\rho=1.2, \rho=2.6$)のそれぞれのケースにおけるボイル渦の平均発生周期 T_{boil} と、それより算出された $T_{boil} \cdot U_{max} / h$ である。

ここでは清流ケースで用いた閾値を粒子ありの2ケースについても適用することで平均発生周期を解析した。その結果、清流ケースと比べて、ボイル渦発生周期 T_{boil} が増加(発生頻度が減少)した。これより、粒子投入によってボイル渦の発生が抑制されたと推測される。また表から、発生周期の変化率が大きい箇所は、粒子濃度も比較的高くなっており、発生周期の変化は粒子濃度の影響を受けるのではないかと推測される。

表-4では、清流のケースで得られた発生周期 T_{boil} をおおまかな基準として、そのボイル渦発生周期を浮遊砂流れの2ケースでも得るためにはどの程度の閾値にすればよいかを表したものである。いずれのケースでも、清流ケースより高めに閾値を設定する必要があったため、粒子投入によってボイル渦の強度が小さくなっていることがわかる。

3.6 清流におけるボイル渦の発生間隔

図-9は、ケースcw01の $y/h_s=1.5, 2.5, 3.75$ において、ボイル渦が発生してから次のボイル渦が発生するまでの時間間隔を計測し、それを時間間隔ごとに集計し、グラフ化したものである。 $y/h_s=1.5$ では、非常に短い時間間隔でボイル渦が発生し、発生数のピークは0.25s以下にあると推測される結果となった。 $y/h_s=2.5, 3.75$ と高さが水面に近づくにつれて、ボイル渦の発生周期は長くなっていき、発生数のピークの時間間隔も長くなった。

3.7 実河川におけるボイル渦発生周期との比較

図-10は本研究における実験室でのボイル渦発生周期

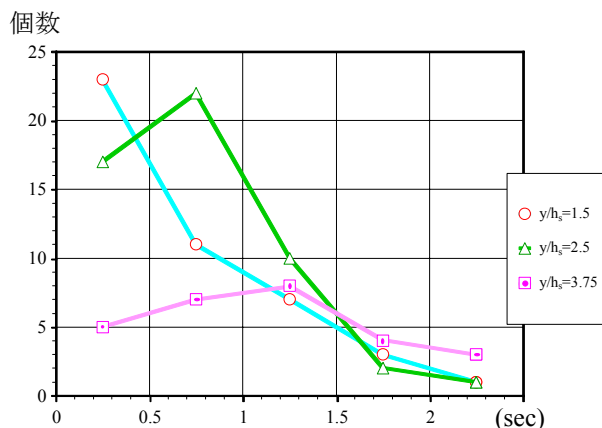


図-9 $y/h_s=1.5, 2.5, 3.75$ でのボイル渦発生周期

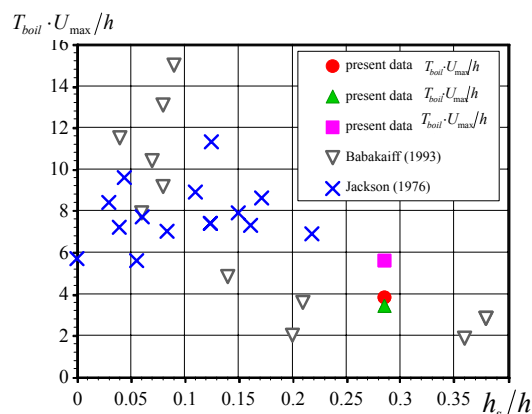


図-10 実河川におけるボイル渦発生周期との比較

と、実河川における発生周期をそれぞれ最大流速 U_{max} と平均水深 $\bar{h}$ で無次元化して比較したものである。横軸は、相対粗度と呼ばれるもので、河床波高さを平均水深で割ったものである。実河川におけるデータは、Jackson(1976)とBabakaiff & Hickin(1996)¹²⁾が観測した実河川のデータを使用した。Babakaiff & HickinのデータはカナダのBritish Columbia州にあるSquamish Riverで行われた観測で得られたものである。Squamish Riverは、平均流速1.15m/s、平均水深1.56mであった。

Babakaiffらのデータでは、水深 h に対する河床波の高さ h_s 、すなわち相対粗度が小さいほどボイル渦の発生周期が長く、相対粗度が大きくなるにつれて短くなっていくという特徴を示している。また、本研究で得られたデータが実河川で得られたデータの示す傾向とほぼ一致することから、本研究での実験が実河川で起こるボイル渦と同様の現象を的確に捕らえていると考えられる。

4. おわりに

本研究は、水路上部から可視化を行い、ボイル渦の水路横断方向の広がりについて考察を行ったものである。また、浮遊粒子を投入することでボイル渦の発生

周期や乱れ強度がどのように変化するかについても考察を行った。得られた研究成果を以下に要約する。

- 1) 粒子を伴う流れでは、最も相対速度の大きい箇所は $y/h_s=1.5$ 付近であった。水面に近づくにつれ流体が高速になるため、粒子との相対速度が小さくなっていることが確認された。また、ボイル領域では、 $y/h_s=1.5$ のような発生直後のボイル渦にはよく追従するが、水面に近づくにつれて粒子の追従性は悪くなる傾向が見られた。
- 2) 底面近傍では再付着点付近で乱れ強度が大きくなっていることが確認できた。一方で、 $y/h_s=1.5, 2.5, 3.75$ では、ボイルが通過する部分で乱れ強度がピークを持つことが示された。粒子を伴う流れでは、すべての水深のほぼ全域で、清流より乱れ強度が減衰し、特にボイル渦の通過する領域で乱れ強度が減衰していた。
- 3) 空間相関からボイル渦の大きさを評価した結果、水面に近い位置ほど正の高相関領域の広がりが大きくなる傾向が見られ、ボイル渦が水面に近づくほど大きくなっていった。また、正の高相関部の隣に負の高相関領域が見られ、高速⇔低速の変動パターンが横断方向に交互に現れていると考えられる。その隣り合う相関のピーク距離は、 $y/h_s=1.5, 2.5, 3.75$ におけるボイル渦通過領域では、基準点から隣り合うピークまでの距離が、ほぼ水深の2倍になっていることが確認できた。
- 4) 染料の拡散幅と、流速分布における低速領域の比較からボイル渦の判定を行った。その結果、流速分布の局所的な低速域がボイル渦であることが確認できた。
- 5) 底面に近い領域に比べ、水面に近い領域ではボイル渦発生周期が長く、ボイル渦の発生数が小さかった。このことから、水面まで届かずに消えてしまうボイル渦があることが推測される。
- 6) 粒子を伴う流れでは、清流と比べてボイル渦発生周期が増加した。これにより、粒子を投入することによってボイル渦の発生が抑制されることが確認できた。また、発生周期の変化率が大きい箇所は粒子濃度も比較的高くなっており、発生周期の変化は粒子濃度の影響を受けることが推測される。
- 7) $y/h_s=1.5$ では非常に短い間隔でボイル渦が発生し、発生数のピークは0.25secであった。また、水面に近づくにつれ、ボイル渦発生周期は長くなり、発生時間間隔が長くなることが確認できた。

参考文献

- 1) Jackson, R.G. (1976) : Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, J.Fluid Mech., vol.77.
- 2) 中川博次・禰津家久・金沢文彦 (1988) : 河床波下流の組織渦と変動特性に関する研究,第43回土木学会年次講演会論文集Ⅱ,pp370-371.
- 3) 禰津家久・中川博次・金沢文彦・越智厚 (1991) : LDAとホットフィルムの同時使用による河床波背後の組織渦の時空間相関計測,第6回流れの計測大阪シンポジウム, pp.36-46.
- 4) Nezu, I. and Azuma, R. (2004) : Turbulence characteristics and interaction between particles and fluid in particle-laden open-channel flows, Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, vol.130, pp.988-1001.
- 5) 禰津家久・野口和則・山上路生 (2006) : 河床波上の浮遊砂流れにおける粒子濃度が液相の乱流構造に及ぼす影響, 応用力学論文集, vol.9, pp.951-958.
- 6) Best, J. (2005) : The fluid dynamics of river dunes; A review and some future research directions, Journal of Geophysical Research, vol.110, F04S02, pp.1-21.
- 7) Yalin, M. S. (1977) : Mechanics of Sediment Transport, Pergamon Press.
- 8) Lyn, D. A. (1993) : Turbulence measurements in open-channel flows over artificial bed forms, Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, vol.119, pp306-326.
- 9) Kaftori, G., Hetsroni, G., and Banerjee, S. (1995) : Particle behavior in the turbulent boundary layer. II. Velocity and distribution profiles, Phys. Fluids, vol.7, pp.1107-1127.
- 10) Nelson, J. M., McLean, S. R. and Wolfe, S. R. (1993) : Mean flow and turbulence fields over two-dimensional bed forms, Water Resources Research, vol.29, No.12, pp.3935-3953.
- 11) Nezu, I., Noguchi, K., and Sanjou, M.(2008) : Effects of Particle Size and Concentration on Turbulent Structure in Sediment-Laden Open-Channel Flow, River Flow 2008, Proc., 4th Int. Conf. on Fluvial Hydraulics pp.91-98
- 12) Babakiaiff, C.S. & Hickin, E.J. (1996) : Coherent flow structures in Squamish River Estuary, British Columbia, Canada, In P.J. Ashworth, S.J. Bennett and S.J. McLelland (Eds),Coherent Flow Structures, Wiley, Chichester, 321-342

(2009. 4. 9 受付)