

河床波上の浮遊砂を伴う流れにおける粒子・流体の相互作用と乱流変調に関する研究

Study on Particle-fluid Interaction and Turbulence Modulation in Sediment-laden Open-channel Flow over Sand Dunes

瀬津家久*・野口和則**・東良慶***

Iehisa NEZU, Kazunori NOGUCHI and Ryoukei AZUMA

*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)

**学生員, 京都大学大学院修士過程, 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)

***正員, 博(工) 京都大学大学院, 防災研究所研究員 (〒611-0011 宇治市五ヶ庄)

This study describes experimental investigation on particle-fluid interaction and turbulence modulation in suspended sediment-laden open-channel flow over sand dunes by using a discriminator particle tracking velocimetry (D-PTV), which was developed by Nezu and Azuma (JHE, ASCE, 2004). In this D-PTV system, sediment particles and fluid tracers are discriminated accurately by their occupied particle size, and thus, the particle velocity U_p and fluid velocity U_f can be measured simultaneously.

As the results, significant interactions between sediment particles and water were observed in the separation bubble (a reverse flow occurs) and near the reattachment point behind dune. Furthermore, it was revealed that the turbulence intensity of fluid became smaller in sediment-laden flow than in clear water flow without sediment.

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

1. はじめに

実河川の流れ場は様々な要素から形成されており, そのことが流れの水利構造の解明をより困難にしている。したがって, 今日でも重要な未解明点が多く残されている。その中で, 流れ場形成への大きな作用要素として河床形状や流砂が挙げられるが, 特に, 河床波背面で発生するボイル渦は, 河床に堆積した土砂や底泥の巻き上げ・浮上現象の原因として水工学的にも注目され, 多くの研究がなされてきた。また一方で, 流砂運動についても, 砂粒子の存在により周囲流体の流速や乱れ特性などが大きく影響を受けると考えられるため, 重要な研究対象となってきた¹⁾。河床波上の乱流構造に関する既往の研究では, 中川ら²⁾や瀬津ら^{3,4)}などによってホットフィルム流速計とレーザー流速計を駆使して乱流計測がなされ, 平均流速, 乱れ強度などの鉛直2次元的な考察がなされるとともに, 河床波頂部での剥離渦の発生からコルク・ボイル渦の放出に至る一連の組織渦の発生・発達・移流機構が3次元的に解明されている。その後, Kadota and Nezu⁵⁾は, レーザー流速計2台を用いて河床波頂部から発達する組織渦の時空間相関構造を計測し, 再付着

点から浮上するコルク・ボイル渦の発達メカニズムを解明した。また, McLeanら⁶⁾は, 河床波流れの乱流構造をレーザー流速計を用いて計測し, クレストからの下降流の重要性を指摘している。しかしながら, これらの研究のほとんどは浮遊粒子を伴わない清流 (clear water) を扱っており, また河床波上の浮遊砂を伴う流れに関しては, 浮遊砂濃度のみを計測した研究や, 粒子と流体のデータを判別せず, 混合体としての計測が大半である⁷⁾。このため, 浮遊砂流れにおける粒子と流体の相互作用を考察した研究は非常に少ない。これは, 近年まで流体中の粒子と流体に追従するトレーサーを判別分離し, 同時計測する高精度な計測手法を開発することが困難であったためである。幸い, 最近, Nezu and Azuma⁸⁾は, 粒子追跡法 (particle tracking velocimetry: PTV) による画像計測に, 粒子・流体の判別分離方法として, 粒子投影面積判別手法 (Discriminator PTV) を開発し, 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。そこで本研究は河床波上の浮遊砂流れを対象とし, 河床波上に形成される組織的な流れと流砂運動との相互作用を, 上述で開発したD-PTVで実験的に解明することを目的とした。

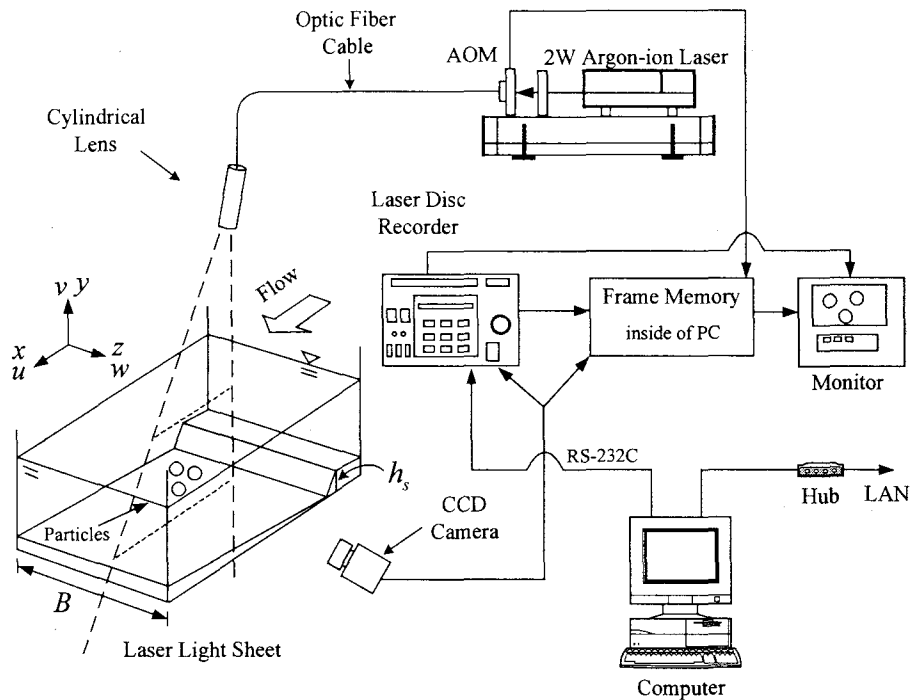


図-1 計測装置と座標系

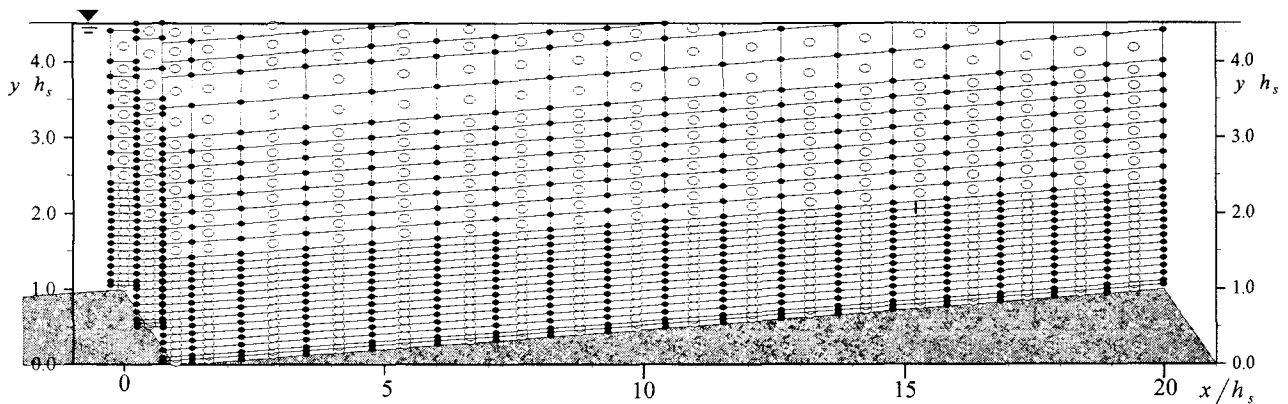


図-2 PTV 解析格子

2. 実験方法および水理条件

2.1 実験方法

本実験で使用した水路は全長 4m, 幅 5cm のアクリル製循環式直線水路である⁸⁾。その流路全域にわたって、河床波勾配 h_s/l_s が 1/20 の 2 次元河床波モデルを連続して設置した。河床波モデルの河床波長 l_s と平均水深 h との比 l_s/h および河床波勾配 h_s/l_s は、実河川でよく見られる典型的な値 ($l_s/h = 5.0$, $h_s/l_s = 1/20$)⁷⁾に設定

した。ここで h_s は河床波高さである。実験装置図を図-1に示す。図に示すように、レーザーライトシート (LLS) はコンピュータ制御による AOM によってパルス照射される。PTV 解析の対になる 2 画像間のパルス発生間隔 Δt 、およびパルス継続時間 t_d は、実験ケース sw01~03 において $\Delta t = 5.0$ ms, $t_d = 1.0$ ms と設定した。撮影は水路側壁付近に設置された CCD カメラによって行い、光ディスクに 512×480 ピクセルのフレーム画像を 1/30s ごとに記録した。その際、実験ケース sw01~03 において 1 ピクセルが実寸の 0.022mm に相当した。PTV 解析では 1800

表-1 水理条件表

case	Q (liter/sec)	B (cm)	h_s (cm)	h (cm)	B/h	l_s/h_s	l_s/h	U_m (cm/s)	Re ($\times 10^4$)	Fr	$\overline{C}$ ($\times 10^{-4}$)
sw00	12.7	40	2	8	5	20	5	45.5	2.83	0.513	-
sw01	0.57	5	1	4	1.25			32.1	1.01		-
sw02											2.52
sw03											3.49

コマ (60 秒計測) の瞬間速度データから、図-2 に示した各格子内に始点をもつ瞬間速度を空間的に平均化し、その格子中央における瞬間流速値 ($\bar{u}$, $\bar{v}$) とした。また、粒子、流体についての速度ベクトルのサンプルは、サンプル数が最も少ない、濃度が小さな場合での粒子の速度ベクトルでも、1 格子あたり 1800 コマ平均で 250 程度は存在し、空間的な隔たりもなく、データ量としても十分であると考えられる。座標系は、流下方向を x 軸、鉛直上向きを y 軸、水路横断方向を z 軸にとって (図-1)、 x 方向および y 方向の瞬間流速成分 $\bar{u}(t)$, $\bar{v}(t)$ は時間平均されて、平均流速 U および V が算出され、 $u = \bar{u} - U$, $v = \bar{v} - V$ から乱れ成分が解析された。各格子内で平均をとる方法では固体粒子と流体の境界部における厳密なノンスリップ条件を局所的に考察することはできないが、Elgobashi⁹⁾ や Crowe *et al.*¹⁰⁾ は、粒子を伴う流れを粒子と流体に区分して考察する 2 流体モデル的に解析するためには、局所体積平均値が必要であることを指摘しており、本論文での空間平均もこの 2 流体モデルに基づいている。

なお、通常の PTV 計測においては、粒子の重心位置データのみを利用して粒子軌道の追跡を行うが、本研究では、粒子の投影面積データを利用して、浮遊粒子であるガラス球と、流体挙動に追随するトレーサー粒子の判別分離を行った。実験で使用した粒径 0.2mm のガラス球 (比重 2.6) と、粒径 0.025mm のトレーサー粒子 (比重 1.02 のナイロン 12) とでは、投影面積が 50 倍以上異なるため、粒子と流体の判別分離は容易であり、この判別分離法はすべてのケースにおいて良好に適用できた。懸念される問題点として、対象粒子の一部が LLS に照射された場合、投影面積が小さくなるため、トレーサー粒子と誤認される可能性があるが、 Δt を十分小さく設定することで連続した 2 枚の画像に同様に撮影される可能性はきわめて低く調整でき、このような誤追跡は非常に少ないと考えられる¹¹⁾。以上のような本研究で用いた

D-PTV の詳細は、文献 8) を参照願いたい。

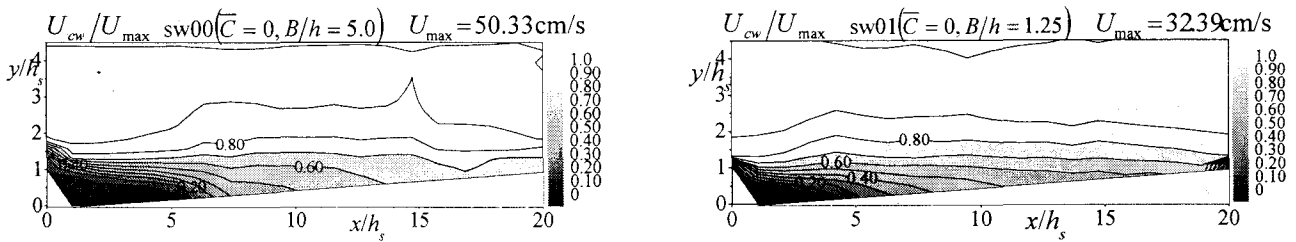
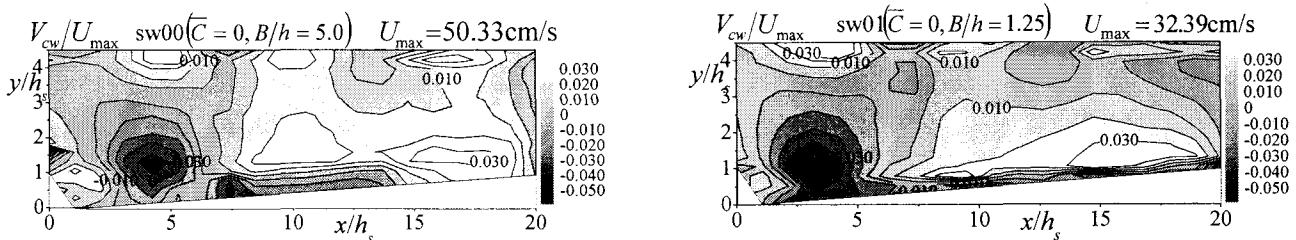
2.2 水理条件

表-1 に水理条件を示す。ここで、 B は水路幅、 h は平均水深、 U_m は断面平均流速、 h_s は河床波高、 l_s は河床波長、 Re はレイノルズ数、 Fr はフルード数、 $\bar{C}$ は平均粒子濃度、すなわち体積平均浮遊砂濃度である。本研究では一定流量 (0.57l/sec) の条件で、粒子を含まない清流 (sw01)、粒子濃度が小さいケース (sw02)、比較的大きいケース (sw03) の合計 3 ケースを行い、浮遊砂流と清流との比較、そして、浮遊砂流における粒子と流体の相互作用についての考察を行った。本実験では、流体挙動に追随する、すなわち流体速度を代表するトレーサー粒子として、直径 $d_p=0.025\text{mm}$ 、比重 $\rho_p=1.02$ のナイロン 12 粒子を用い、浮遊粒子としては、粒径 $d_p=0.2\text{mm}$ 、比重 $\rho_p=2.6$ 、平均沈降速度 $w_p=1.98\text{cm/s}$ のガラス球を用いた。また、粒子投入後、粒子濃度および流れ場が安定平衡するまで約 1 時間水流を循環させ、その後計測を行った。

粒子投影面積判別 PTV (D-PTV) を用いて粒子と流体の速度が同様に得られた。このとき、清流 (clear water)、流体 (fluid)、粒子 (particles) の諸量にそれぞれ添字 cw , f , p を付加し区別する。この同時計測結果をもとに、浮遊砂流と清流の平均流特性を比較し、次に粒子と流体の相対速度から両者間の相互作用および運動量輸送について考察する。さらに、浮遊砂流と清流の乱流特性を比較し、河床波上に形成される組織的な乱れが、流砂運動によっていかに変化するかを解明する。

2.3 流れ場の 2 次元性の検証

2 次元開水路乱流を形成するには、水路側壁の影響を小さくする必要があり、水路幅が大きい水路を使用する

(a) 主流速分布 U (b) 鉛直方向流速分布 V 図-3 浮遊砂がない場合の流速分布 (a 図: 主流速 U , b 図: 鉛直方向流速 V)

ことが望ましいが、浮遊粒子を伴う流れでは、CCD カメラとレーザーライトシート (LLS) との間に大量の粒子が送流されるため、計測断面の撮影が粒子に遮蔽されて困難になり、エラーベクトルが急増することが予備実験でわかった。そこで、本研究では水路幅が小さいアクリル製水路 ($B=5\text{cm}$) において計測を行った。このとき、アスペクト比 B/h が 1.25 と小さくなり、水路中央部において、下降流、すなわち 2 次流が発生すると予測される。このため、河床波上に形成される組織渦構造と浮遊砂との相互作用の考察を行う前に、本研究の流れ場、すなわち、 $B=5\text{cm}$ 幅の小型水路における 2 次流の影響を評価しておく必要がある。

そこで、 $B=5\text{cm}$ の小型水路 (ケース sw01) の河床波と相似であるが、 $B=40\text{cm}$ の大型水路 (ケース sw00) を用いて予備実験を行い、大型水路ではアスペクト比 $B/h=5.0$ となるため、水路中央部では 2 次流の影響はほとんどないと考えられる^{12) 13)}。浮遊砂のない清流では大型水路で PTV 計測できるため、大型水路と小型水路から得られた結果を比較することにより、小型水路における 2 次流が及ぼす水路中央部の流れ場への影

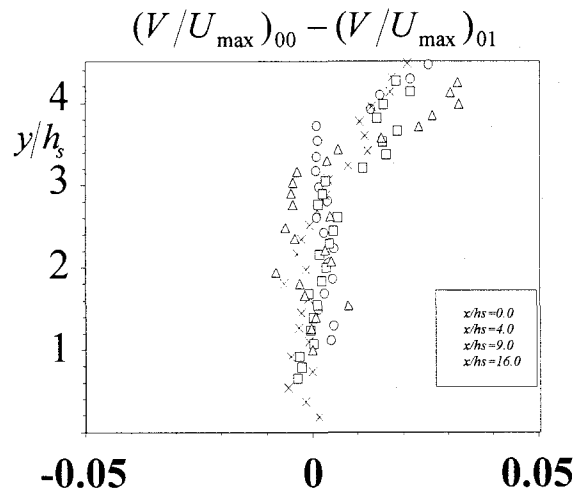


図-4 鉛直方向速度差

響を評価した。表-1 に大型水路 (sw00) と小型水路 (sw01) の水理条件を比較してある。

ケース sw00 (大型水路) および sw01 (小型水路) の平均流速分布のコンターをクレスト頂部 ($x=0$) での最大流速 U_{max} で無次元化して図-3 に示す。まず、流

下方向速度 U/U_{max} の分布において、ケース sw00 と比較して、sw01 では剥離渦が下降流に影響を受けることにより、 $U/U_{max}=0$ なる再付着点が若干上流側に移動している。すなわち、逆流域が小さくなっていることがわかる。その他の点では両ケースの分布形状は良好に一致しており、主流速成分に関しては2次流の影響は小さいと考えられる。

次に、鉛直方向速度の分布 V/U_{max} においては、分布形状は大型水路と小型水路で良好に一致しているが、この成分には2次流の影響が直接に関与するため、詳細な検討が必要である。そこで $x/h_s = 0, 4, 9, 16$ の4断面において、ケース sw00 および sw01 の鉛直方向速度の差を求め、どの断面が2次流の影響を最も受けているのかを調べた。その結果が図-4である。ここで、ケース sw00 および sw01 の値には添字 00 および 01 を付けている。この図によると水面付近を除いてほとんど差は見られない。このことから、河床波頂部での剥離渦の発生からコルク・ボイル渦の放出に至る一連の乱流構造の移流過程ではほぼ水面付近に至るまで、側壁効果に起因する2次流の影響は極めて小さいと考えられ $B/h=1.25$ の小型水路でも、ほぼ2次元河床波流れが形成されているといえる。

3. 実験結果および考察

3.1 平均流速分布

(1) 流体の主流速分布 (U_f)

図-5にケース sw01~03 の流体の流下方向速度 U_f を U_{max} で無次元化して示す。上から順に清流 ($\bar{C}=0$)、粒子濃度が小さいケース ($\bar{C}=2.52 \times 10^{-4}$)、粒子濃度が大きいケース ($\bar{C}=3.49 \times 10^{-4}$) である。これらすべてのケースにおいて分布形状に大きな差異は見られず、このような平均流速分布図からは粒子を伴うことによる変化を明瞭に評価することができない。そこで、ケース sw02, 03 (浮遊砂流) の流体速度 U_f と、sw01 (清流) の流体速度 U_{cw} の差 ($U_f - U_{cw}$) をとり、図-6に示した。この図から、浮遊砂流れにおいて、壁面から離れた領域では清流 U_{cw} と粒子を伴う流れの流速 U_f の間に速度差はほぼなく、一方、再付着点近くの領域で速度差が見られ、 U_f のほうが U_{cw} よりも若干高速になっている。これは、壁面から離れた外層においては、粒子濃度が小さく、粒子が流体運動に敏感に追随しているためと考えられる¹²⁾。一方、再付着点

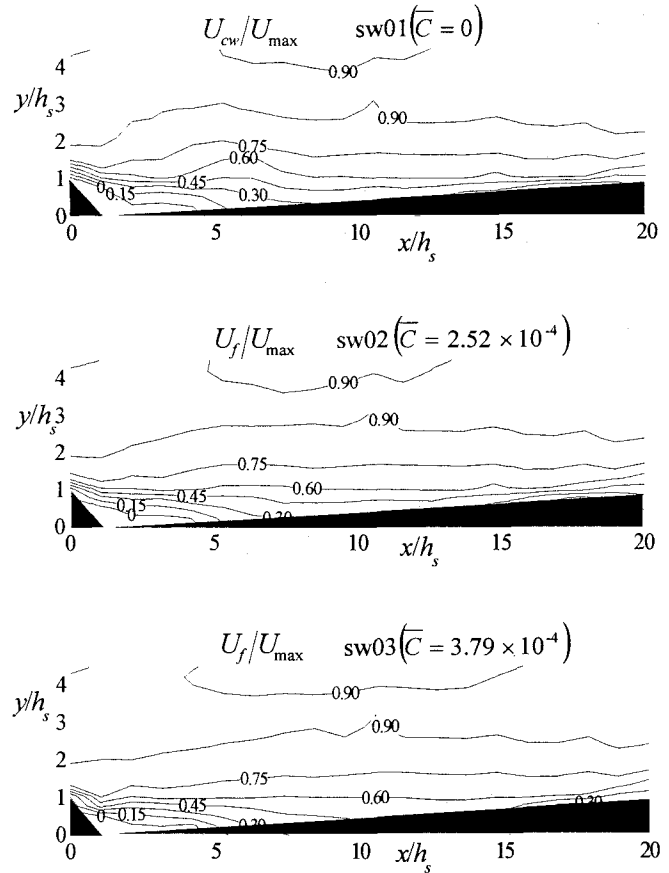


図-5 流体の主流速 U_f の分布

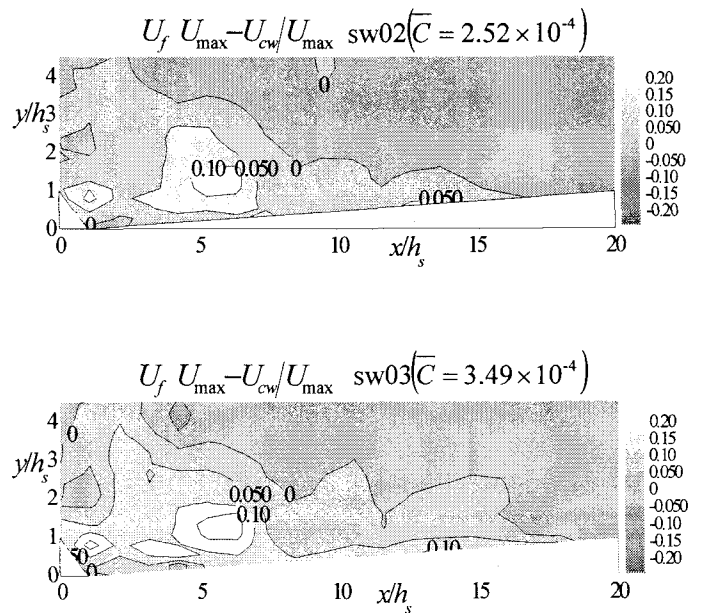


図-6 浮遊砂流と清流の主流速差

近くにおいてはクレストからの高速流体が下降することが知られており⁶⁾、このため粒子が存在することで流速 U_f が増加するものと推測される。また、逆流域においては、粒子が存在すると、流体速度($U_f < 0$)の絶対値が若干小さくなった。

(2) 流体の鉛直方向流速分布 (V_f)

図-7にケースsw01~03の流体の鉛直方向速度 V_f の分布を示した。これらについても浮遊砂が存在していても分布形状に大きな差異は見られないが、若干粒子の影響が確認されるため、この影響を評価するために、上述と同様、ケースsw02, 03(浮遊砂流)の流体速度 V_f と、sw01(清流)の流体速度 V_{cw} の差($V_f - V_{cw}$)を算出し、図-8に示した。これによると、流体の下降速度 V_f (< 0)は、清流 V_{cw} と比べ、再付着点の上部領域で若干大きくなっていることがわかる。このように V_f が変化した理由として以下が考えられる。Kadota & Nezuによれば、河床波頂部からの剥離した流れが主流方向上向きに移流するものと前方の河床に再付着するものの2種類の流れが存在するが⁵⁾、浮遊砂流でも再付着点の位置に大きな変化が見られないことから、前者の移流運動が粒子の運動によって弱められ、後者の下降運動が増大したものと考えられる。また、($V_f - V_{cw}$) < 0 の現象が、逆流域において粒子濃度の増加に伴い顕著となっていることから、この領域において、粒子と流体の相互作用が顕著となることが推測される。

3.2 粒子速度と流体速度の相対速度

前節で浮遊砂流と清流の流速分布の比較を行い、粒子・流体間の相互作用は主に逆流域や再付着点近くの上部領域で顕著であることがわかった。そこで本節では、これらの領域における粒子と流体の相対速度について考察する。

(1) 流下方向の相対速度 ($U_f - U_p$)

本D-PTVにより、流体の主流速 U_f と粒子速度 U_p が同時計測できたので、ケースsw02, 03の相対速度($U_f - U_p$)の分布を図-9に示す。これらは $U_{\max}$ で無次元化してある。その結果、壁面から離れた領域では、河床波上の全域にわたって粒子速度 U_p と流体速度 U_f の間に相対速度はほとんど生じていない。一方、河

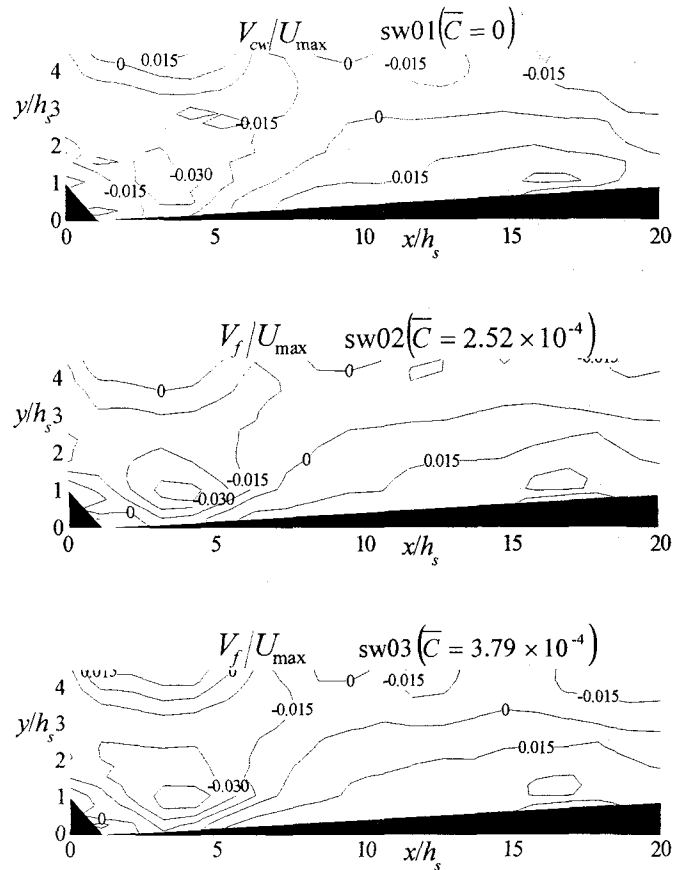


図-7 流体の鉛直方向流速 V_f の分布

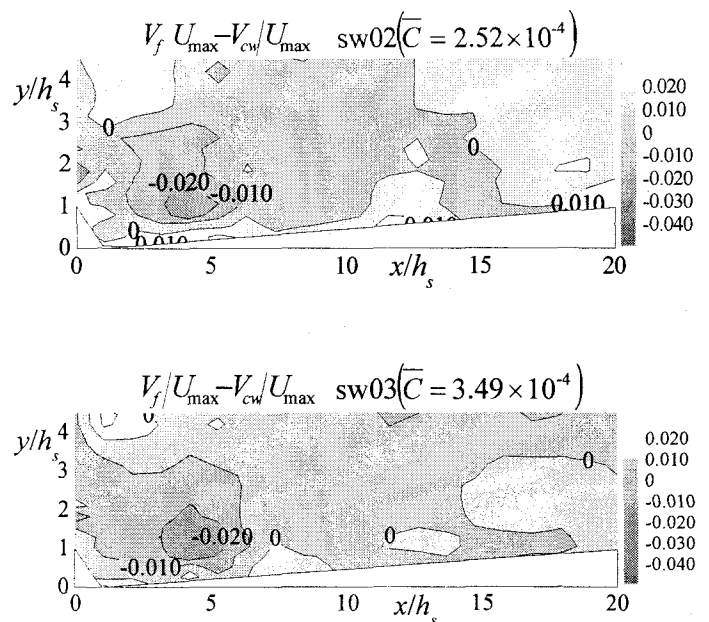


図-8 浮遊砂流と清流の鉛直方向流速差

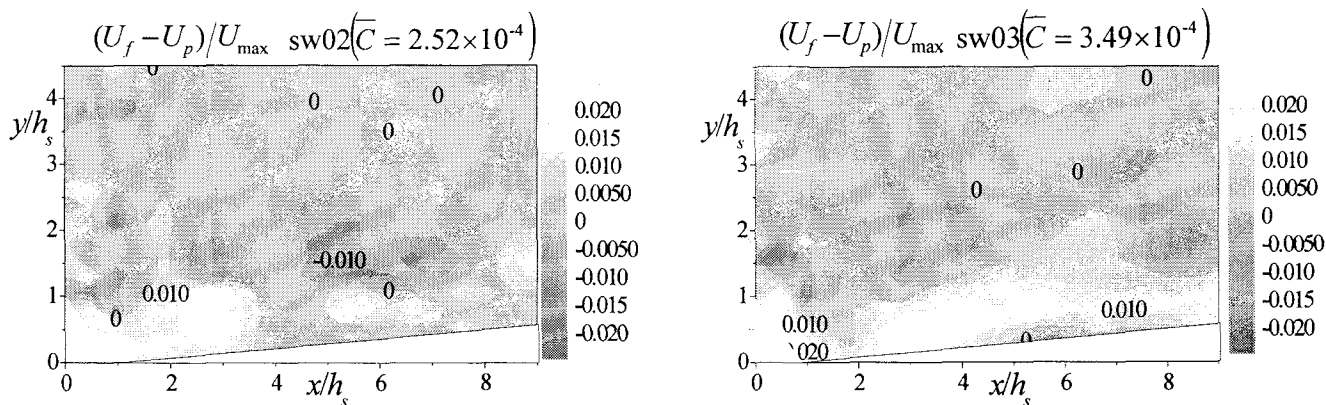


図-9 粒子・流体の相対速度（流下方向）

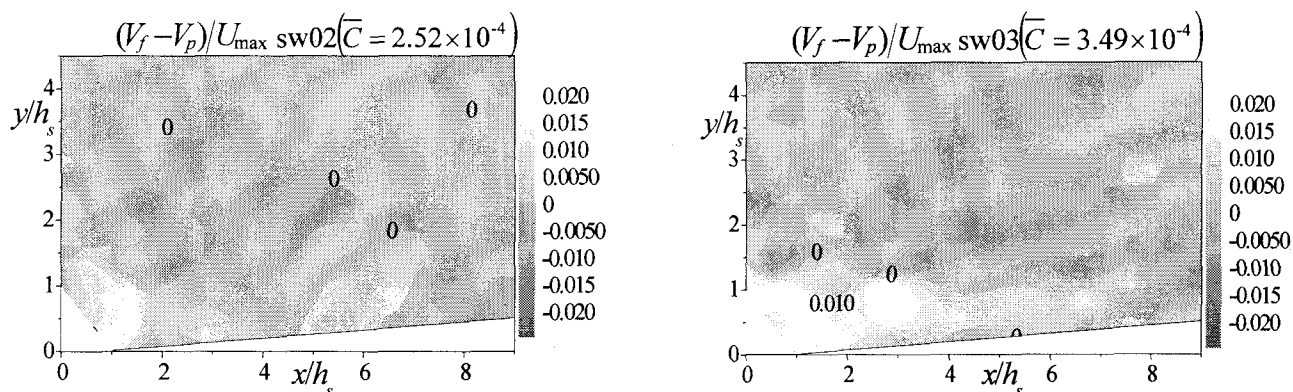


図-10 粒子・流体の相対速度（鉛直方向）

床付近では相対速度が顕著になっている。すなわち、流体が高速で高運動量である外層においては、粒子が流体に及ぼす影響は顕著ではないが、逆流域や再付着点付近では粒子速度と流体速度の速度差が顕著となり、この領域では粒子と流体の相互作用が活発であることを示している。

(2) 鉛直方向の相対速度 ($V_f - V_p$)

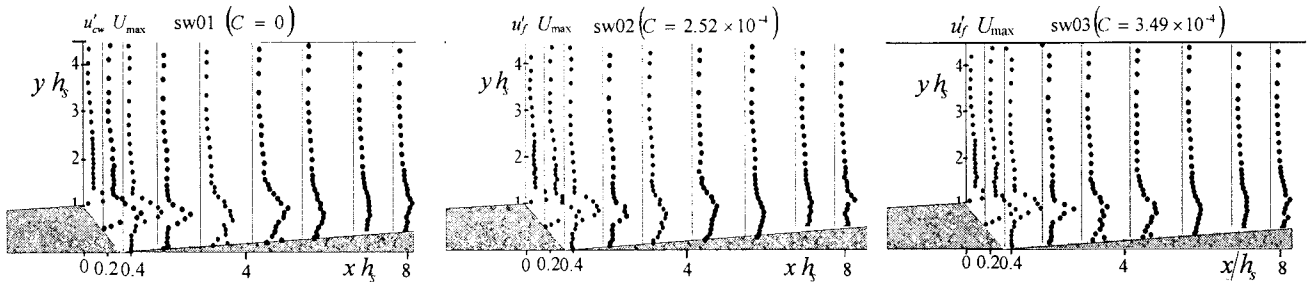
同様に、ケース sw02, 03 における鉛直方向の相対速度 ($V_f - V_p$) の分布を図-10 に示す。これらは $U_{\max}$ で無次元化してある。この図から、流下方向相対速度と同様に、半水深より下の河床近傍において相対速度が顕著になることがわかる。特に、河床波頂部での剥離渦発生から再付着点に至るまでの下降流 ($V_f < 0$) が発生している領域において、流体の下降速度 $|V_f|$ と比較して、粒

子の下降速度 $|V_p|$ が大きく、したがって $V_f > V_p$ という結果となった点は注目に値する。これは、逆流域などに形成される渦の小さな運動量では粒子の巻き込みが小さいため、相対的に沈降している粒子を再浮上させることができず、したがって、粒子の下降速度が流体の下降速度よりも大きく、 $V_f - V_p > 0$ という結果となったと考えられる。これらの特性は今後詳細に検討し、そのメカニズムを解明する必要がある。

3.3 乱流変動

図-11 に流体の乱れ強度の流下方向成分 u'_f , および鉛直方向成分 v'_f の分布を示す。ここで、 $u'_f \equiv \sqrt{u_f'^2}$, $v'_f \equiv \sqrt{v_f'^2}$ である。これらの図は、流下方向および鉛直方向成分に関して、河床波頂部からのせん断層および

(a) 流下方向乱れ強度分布



(b) 鉛直方向乱れ強度分布

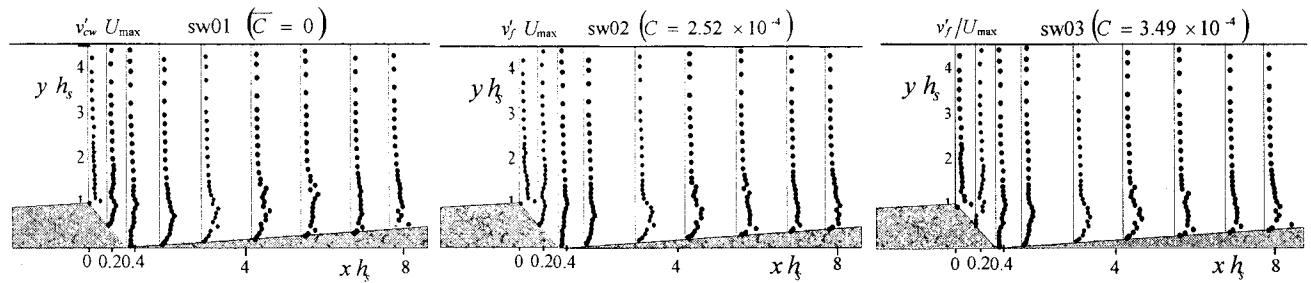
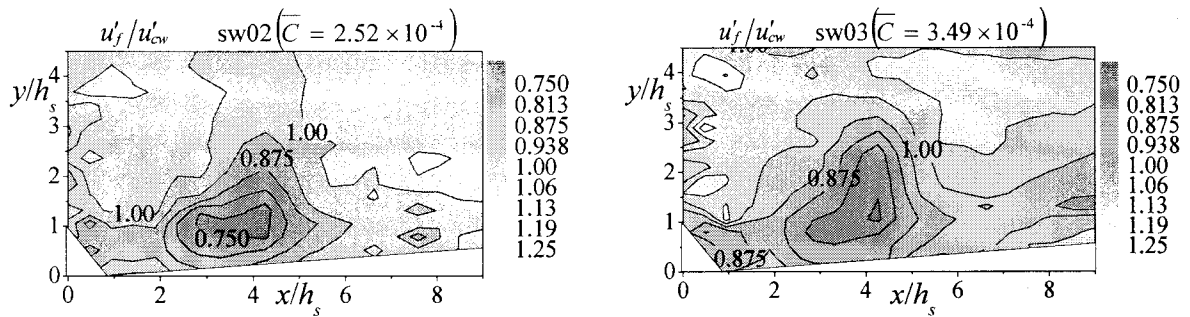


図-11 乱れ強度分布 (a 図：流下方向, b 図：鉛直方向)

(a) 流下方向乱流変調



(b) 鉛直方向乱流変調

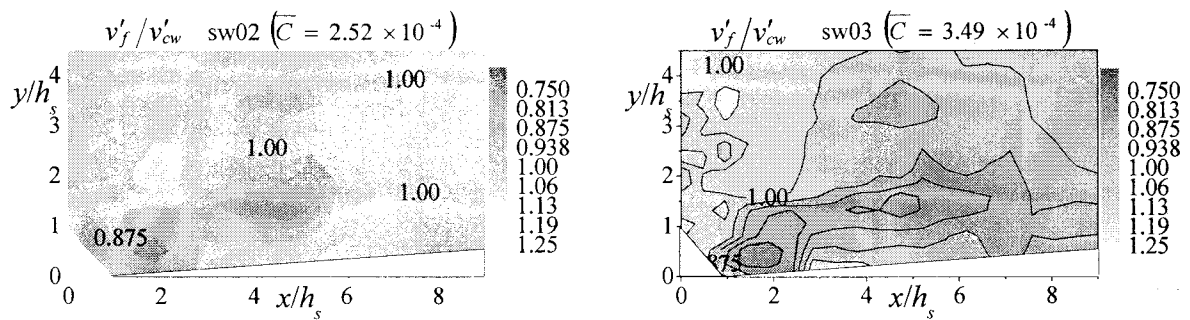


図-12 乱流変調 (a 図：流下方向, b 図：鉛直方向)

再付着点において、 u'_f および v'_f が大きい値となることを示している。これは、河床波頂部からの流れの剥離に伴って乱れの発達が急激に変化することを示している。しかし、図-11 からでは、粒子の存在による影響を読み取れない。そこで、ケース sw02, 03 について、それぞれの流体の乱れ強度 u'_f , v'_f と清流 sw01 の乱れ強度 u'_{cw} , v'_{cw} の比 u'_f/u'_{cw} および v'_f/v'_{cw} を求め、流体の乱れ強度が粒子の存在によって、清流のものと比較して増幅あるいは減衰されること、いわゆる乱流変調 (turbulence modulation) を考察した。流下方向成分、鉛直方向成分それぞれの乱流変調を図-12 に示した。この乱れ強度比から粒子を伴うことによる流体の乱流変調を考察することができる。これらの分布は、粒子を伴うことにより流体の乱れ強度が流下方向および鉛直方向の両成分に関して、全体的に小さくなっており、特に逆流域と再付着点付近の上部領域で乱れ強度 u'_f , v'_f が小さくなるという注目すべき結果となった。逆流域では、前述のとおり粒子と流体の相対速度が大きいため、粒子の運動によって流体の運動量が消費されることから乱れ強度が減衰したものと推測される。このことは前節の清流との速度差に関する考察においても同じ結果を得ている。また、再付着点付近の上部領域で乱れ強度が減少したことについては、河床波頂部からの2種類の流れ、すなわち、クレストからの下降流と主流方向上部に移流する流れ、この流れの挙動の差が、粒子を伴うことによって小さくなったためと推測される。このように、相対速度、乱流変調ともに大きな変化の観察された領域は、河床波頂部での剥離渦の発生からコルク・ボイル渦の放出に至る一連の組織構造が起こっている領域であり、粒子を伴うことによる影響は、これらの組織渦の巻き込みと浮遊砂の巻き上げとは、大きな関連性を有しているものと推測される。

4. おわりに

本研究では粒子判別 PTV (D-PTV) を用いて、河床波上の流れにおける、粒子・流体の相互作用と、粒子を伴うことによる周囲流体への影響について考察したものである。得られた主要な成果は以下のようなものである。

- 1) 流下方向速度について、河床近傍領域、特に逆流域においては、浮遊砂流の U_f と清流の U_{cw} 間の相対速度が顕著となった。これは、これらの流域におけ

る流体運動が外層のものと比較して低速であるため、外層から落下してくる粒子や、逆流域に停滞している粒子に影響を受けやすくなったためと考えられる。

- 2) 鉛直方向速度について、清流と浮遊砂流との差が、再付着点の上部領域で大きくなっており、その理由として、河床波頂部からの剥離した流れが主流方向上向きに移流するものと前方の河床に再付着するものの2種類の流れが存在するが、そのうちの前者である上昇流が粒子の運動によって弱められたことが考えられる。
- 3) 粒子・流体間の流下方向相対速度は、河床付近で顕著となった。逆流域や再付着点付近では、粒子と流体の相互作用は顕著になる。
- 4) 鉛直方向相対速度に関しては、河床波頂部での剥離渦発生から再付着点に至るまでの領域において $V_f - V_p > 0$ という結果となり、逆流域などに形成される渦の小さな運動量では粒子が敏感に応答せず、沈降している粒子を再浮上させることができないと推測される。
- 5) 粒子を伴うことにより、流体の乱れ強度 u'_f , v'_f が減衰し、特に逆流域と再付着点付近の上部領域で小さくなるという注目すべき結果となった。逆流域では、前述のとおり粒子と流体の相対速度が大きいため、粒子の運動によって流体の運動量が消費されることから乱れ強度が減衰したものと推測される。また、再付着点付近の上部領域では、河床波頂部からの剥離流と主流方向上部に移流する流れの挙動の差が、粒子を伴うことによって小さくなったためとも推測される。

以上の結果より、河床波頂部より発生する一連の組織渦が浮遊砂の巻き込みと浮上に大きな影響を及ぼしていると考えられ、粒子を伴うことによる平均流特性および乱れ特性の変化や、粒子・流体間の相互作用について、大まかではあるが基礎的知見を得ることができた。しかし、本実験では粒子を伴うケースは、粒子量の多い場合、少ない場合の2ケースについてのみ行ったものであるため、粒子濃度の変化によってもたらされる流れ場の変化については考察しなかった。今後、粒子量を段階的に幅広く増加させ、粒子濃度の変化が流れ場に与える影響について詳細に検討していきたい。

参考文献

- 1) 日野幹雄 (1963) : 固体粒子を浮遊した流れの乱流構造の変化, 土木学会論文集, 第 92 号, pp.11-20.
- 2) 中川博次・瀬津家久・松本利典・金沢文彦 (1989) : 開水路河床波上の乱流構造と組織渦に関する研究, 第 33 回水理講演会論文集, pp.475-480.
- 3) Nezu, I. & Nakagawa, H. (1989) : Accurate measurements of space-time correlations of coherent vortex behind dunes in turbulent open-channel flows with combination of laser-Doppler anemometer and hot film anemometer, Proc. Workshop on Instrumentation for Hydraulics Laboratories, IAHR, Burlington, Canada, pp.29-44.
- 4) 瀬津家久・中川博次・金沢文彦・越智 厚 (1991) : LDA とホットフィルム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.
- 5) Kadota, A. and Nezu, I. (1999) : Three-dimensional structure of space-time correlation on coherent vortices generated behind dune crest, Journal of Hydraulic Research, vol.37, pp.59-80.
- 6) McLean, S.R., Nelson, J. M. and Wolfe, S. R. (1994) : Turbulence structure over two dimensional bed forms: Implications for sediment transport, Journal of Geophysical Research, vol.99(C6), pp.12729-12747.
- 7) Yalin, M.S. (1977) : Sediment Transport, Pergamon Press.
- 8) 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.
- 9) Elgobashi, S. (1994) : On predicting particle-laden turbulent flows, Appl. Sci. Res, vol.52, No.4, pp.309-329.
- 10) Crowe, C.T., Troutt, T.R. and Chung, J.N. (1996) : Numerical models for two-phase turbulent flows, Ann. Rev. Fluid Mech, vol.28, pp.11-43.
- 11) 東良慶 (2005) : 開水路固液混相乱流における粒子・流体の相互作用に関する基礎的研究, 京都大学学位論文.
- 12) Nezu, I. and Nakagawa, H. (1993) : Turbulence in Open-channel Flows, IAHR Monograph, Balkema, Rotterdam.
- 13) 瀬津家久・東良慶 (2004) : 開水路乱流場における粒子流体運動に及ぼす側壁の影響, 水工学論文集, 第 48 巻, pp.487-492.

(2005 年 4 月 15 日 受付)