

河床波の発達に伴う浮遊砂流れの乱流構造変化と粒子・流体の相互作用に関する研究

MODULATION OF TURBULENT STRUCTURE AND FLUID-PARTICLE INTERACTIONS
IN SEDIMENT-LADEN FLOWS OVER DEVELOPING SAND DUNES

野口和則*・禰津家久**・山上路生***

Kazunori NOGUCHI, Iehisa NEZU and Michio SANJOU

*学生員, 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 (〒615-8246 京都市西京区京都大学桂Cクラス)

**フェロー会員, 工博, 京都大学大学院教授, 工学研究科社会基盤工学専攻 (同上)

***正会員, 博(工) 京都大学大学院助教, 工学研究科社会基盤工学専攻 (同上)

In this study, we conducted the fluid-particle simultaneous measurements in order to reveal the fluid-particle interaction mechanism in the developing stages of sand dunes. Instantaneous velocity vectors over the growing sand dunes were measured by the discriminator particle-image velocimetry (D-PIV) and discriminator particle-tracking velocimetry (D-PTV), which was developed by Nezu & Azuma (JHE, ASCE, 2004). In this D-PIV&PTV system, the fluid tracers and the sediment particles are discriminated accurately by their occupied particle sizes, and thus, the particle velocity U_p and the fluid velocity U_f can be measured simultaneously.

As the results, turbulence intensities and Reynolds stress became larger with the growth of sand dunes. There exist two coherent eddies behind dunes; one goes along the dune, and the other lifts up from the reattachment point when the kolk-boils occur.

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

1. はじめに

実河川においては, 流れ, 流砂および河床形状の三者が相互に, かつ複雑に作用し合い流れ場を形成する. そのため, それらの相互作用を解明することは水工学的に重要な課題である. 河床波流れもその一例として従来から多くの研究者によって理論的, 実験的研究が積み重ねられ, 流れの抵抗則や土砂輸送, さらに河床波背後で発生する組織渦の構造について解明されてきた^{1,2,3)}. しかしながら, これらは浮遊砂が存在しない清流 (clear water) についての研究であり, 浮遊砂が流れに及ぼす影響や乱流変調については述べていない. この理由は, 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.

さらに, 既往研究の多くは平衡状態の河床形状を扱っており, 河床波の発達・成長の過程と流れ場の変化に着

目した研究は少ない. また, それらの研究においても組織構造や渦の移流過程についての考察は行われておらず, 瞬間的な流れの構造や渦に着目するための空間的な計測手段が確立されていなかったため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 and Azuma⁴⁾は, 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, 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, 禰津ら (2006)⁵⁾は上述で開発したD-PTVを改良したD-PIVを浮遊砂を伴う河床波流れに適用し, 浮遊砂粒子と河床波流れの相互作用を検討した.

その結果, 浮遊砂粒子を含むことにより, 清流 (clear water) と比べ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

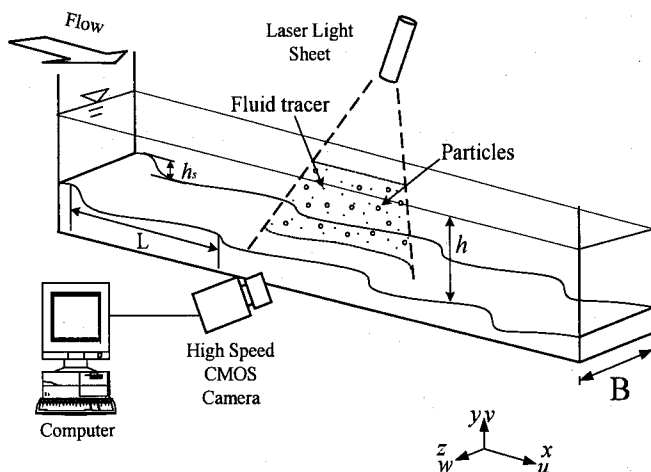


図-1 実験装置図

浮遊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。

本研究では、前報³⁾までに改良された計測技術を利用し、移動床の流れにおいて、平坦河床から河床形状が形成されていく過程を研究する。すなわち、D-PIVとD-PTVを用いて流れ場の計測を行い、河床形状の発達プロセスと浮遊粒子濃度の変化、および浮遊砂流の平均流特性および乱流変動に与える影響を解明する。

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4m、幅5cmの亚克力製循環式直線水路である。x, yおよびzはそれぞれ主流方向、鉛直方向、横断方向の座標軸である。U, VおよびWはそれぞれの軸に対応する時間平均流速で、u, v, wはその乱れ成分である。流れ場の撮影は水路側壁付近に設置された高速ビデオカメラによって行い、水路中央を2mm厚のレーザーライトシート(LLS)で照射し、その断面に照らし出された粒子を水路側壁付近に設置された1024×480ピクセルの高速CMOSカメラによって25.7cm幅を撮影した。フレーム画像を時間間隔 $\Delta t = 1/200\text{s}$ で2枚ずつペアで、1/30sごとに記録した。時間差 $\Delta t = 1/200\text{s}$ の2画像を用いて(x, y)平面内の瞬間流速が算出された。計測時間は60sであり、1ピクセルが0.251mmに相当する距離となった。

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、Frはフルード数、 $\bar{C}$ は体積平均粒子濃度である。体積平均浮遊砂濃度は、2mm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、1800フレームの平均から求めたものである。

表-1 水理条件

case	d (mm)	U_m (cm/s)	B (cm)	h (cm)	Fr	$\bar{C}$ ($\times 10^{-4}$)
D03H5	0.3	28.7	5	5	0.41	9.77
D03H4		25.7		4		7.21
D03H3		22.3		3		4.84
D02H5	0.2	28.7		5		7.13
D02H4		25.7		4		5.48
D02H3		22.3		3		3.97

本実験では、河床材料および浮遊粒子として比重2.6、粒径0.2mmのガラスビーズ、および比重2.6、粒径0.3mmの珪砂を使用した。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。実験は、まず粒子を水路長全域にわたって平坦に敷き詰め、その上にトレーサーと粒子を混合させた水流を通水し、平坦河床から河床波が発生・発達し、河床波がほぼ平衡状態に達するまで計測した。また、実験は表-1に示すようにFr数を一定とし、粒径 $d=0.2\text{mm}$ と $d=0.3\text{mm}$ に対し水深hを3種類系統的に変化させ、計6ケース行った。

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。この手法は流体と粒子を画像上の投影面積で判別分離し、同時刻の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 $d=0.2\text{mm}$ と $d=0.3\text{mm}$)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)、砂粒子(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。

本実験では、粒子と流体の同時計測を駆使して、河床波の発達過程における粒子・流体の相互作用を解明することが最大の目的である。したがって、河床波の発生・発達・平衡までを3段階の時間ステージに分けて研究することにした。

3. 実験結果および考察

3.1 河床波サイズと発達ステージの分類

図-2は、比重がともに2.6であるガラスビーズ(粒径0.2mm)と珪砂(平均粒径0.3mm)の2種類の粒子で、それぞれ河床波の波長 L の発達を時間 t に対してプロットしたものである。

縦軸に河床波の頂部から次の頂部までの距離、すなわち河床波長 L をとり、横軸はそれらの発達までに経過した時間 t を表す。ここで、河床波が発達して平衡に達する波長を L_{max} 、その経過時間を t_{max} とすると、2種類の粒子においてそれぞれ水深3.0, 4.0, 5.0cmで比較した結果、 L_{max} の差異は水深によってほぼ決定され、発達時間 t_{max} については水深による変化はあまりなく、粒径 d が大きいほど t_{max} も大きくなる結果となった。図-3は、発達段階での河床波長 L を L_{max} で、発達時間 t を t_{max} で無次元化し、図示した。図より、 L/L_{max} は無時限時間 $T=t/t_{max}$ に対してほぼ普遍的な変化をなし、粒径や水深の影響は小さいことがわかる。

河床波発達の第1ステージは、通水直後の平坦河床状態から河床形状に変化が観察され、小さな河床波形状が発生・発達して、再付着点が発生するまでの河床波形成初期段階と定義する。第2ステージは、逆流域および再付着点が明瞭に存在し、第1ステージの小さな河床波が合体して最終河床形状の概形が生成され、徐々に河床波サイズが増大する河床波発達段階である。第3ステージは、河床サイズの成長が緩やかとなり、河床波が平衡状態に達する平衡段階である。以上の計3段階に分類する。(それぞれをstage1, stage2, stage3とよぶ)。stage1～stage3の中から以下の4時刻に注目し発達過程の考察を行う。(それぞれを時刻 T_1, T_2, T_3, T_4 とする)。

T_1 : stage1の始点で平坦河床状態。 ($T_1=t_1/t_{max}=0$)

T_2 : stage1とstage2の遷移段階。 ($T_2=t_2/t_{max}=0.17\sim0.18$)

T_3 : stage2の代表時間。 ($T_3=t_3/t_{max}=0.37\sim0.40$)

T_4 : stage3の最終時間。 ($T_4=t_4/t_{max}=1.0$)

ここで、 t_i ($i=1\sim4$)はそれぞれの状態にいたるまでの経過時間、 t_{max} は河床波長 L が十分発達し、 $L/h=5.0$ となった時間とした。これは、十分に発達した平衡状態の河床波は L_{max}/h が約5.0となるというYalin⁹⁾の結果にもとづいている。

さらに、以下の3つの領域に着目して流速分布や乱流統計量を考察する。

- a) 河床波頂部 (クレスト)
- b) 河床波頂部背後のトラフ領域 (逆流域)
- c) 再付着点以降の背後領域

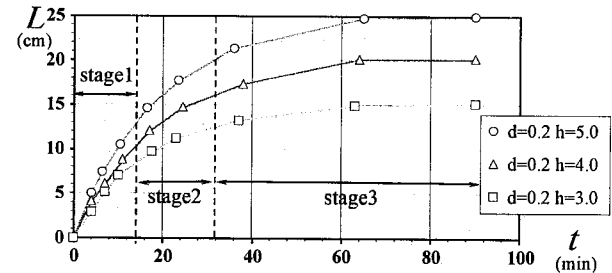
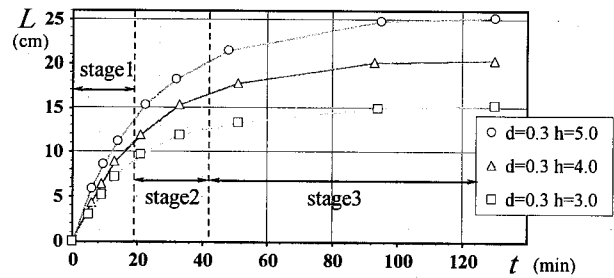


図-2 河床波の発達と経過時間

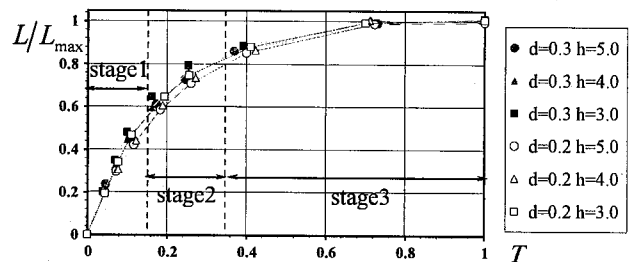


図-3 粒径・水深の変化における河床波発達過程の比較

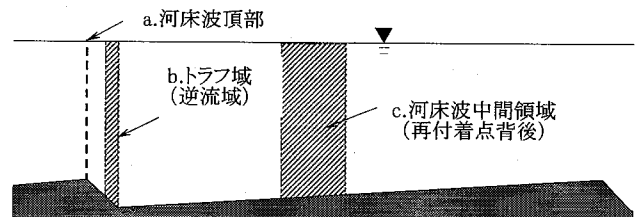


図-4 考察領域の概要

図-4に考察領域の概要を示す。

3.2 河床波発達過程における浮遊砂流れの流体挙動

本節では、それぞれの考察領域について流体の流速分布 (U_f, V_f)、および乱れ強度分布 (u_f', v_f') の時間的変化を T_1, T_2, T_3, T_4 について比較する。

(1) 流体の主流速 U_f の変化特性

図-5は、a)河床波頂部、b)逆流域部およびc)再付着点背後領域の3つの代表的な検査面において、 U_f の分布を時間経過ごとにプロットしたものである。

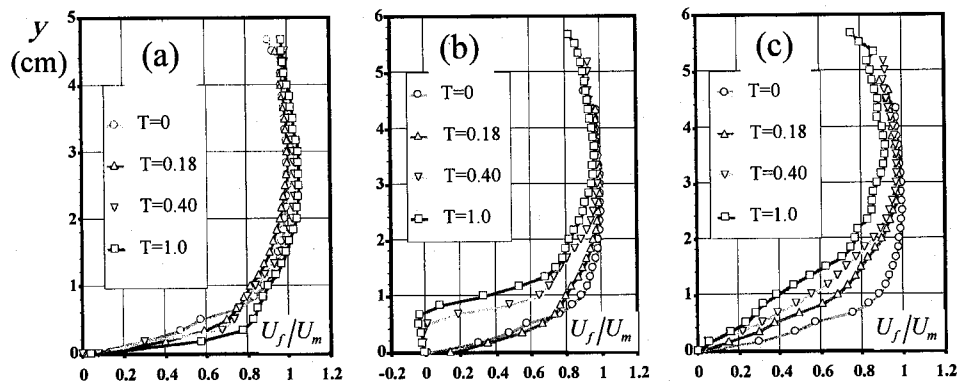


図-5 流体の主流速分布 U_f (D02H5)

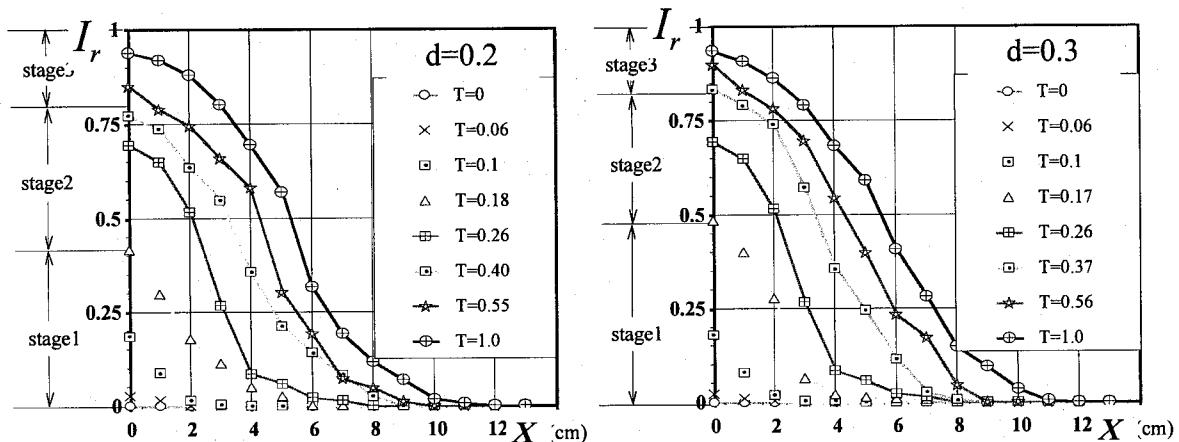


図-6 逆流率 I_r

トラフ域では、 T_2 において、対数則が成立しない領域(外層)および対数則が成立する領域(内層)の2つのグループに分けて考えることができる。しかしながら、 T_3 (河床波成長段階) から T_4 (河床平衡状態) になると、外層に関しては、内層との境界付近で初期段階との差がでてくる。

これは内層の速度に引っ張られる形で境界付近の流速が影響されているからである。さらに内層の流速に関しては初期段階と比べて大きな変化が見られた。これは河床形状が変化してくることによってトラフ部分で発生する逆流渦スケールが徐々に増大し、逆流域が河床波発達に伴って広がっていく影響によるものであると考えられ、それに伴って流速は減速していくと考える。

これらの根拠として逆流の起こる割合である河床近傍 ($y/h=0.04$) の逆流率を、さらに細かな時間間隔で河床頂部から流下方向にプロットし、図-6に示した。

逆流率 $I_r=1.0$ のときすべて逆流、 $I_r=0$ のときすべて順流である。また、 $I_r=0.5$ となる点を時間平均の再付着点として定義できる。河床波頂部から再付着点までの距離を逆流域のサイズ x_r とした。図より、瞬間的な逆流が存在しても時間的再付着点や逆流域が存在しない河床波流れ (例えば、 $T_2=0.17$) も存在することがわかる。

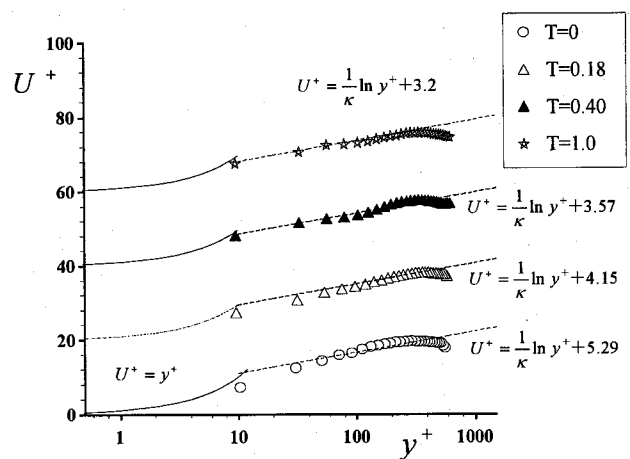


図-7 河床波頂部における流体の主流速分布 (対数表示)

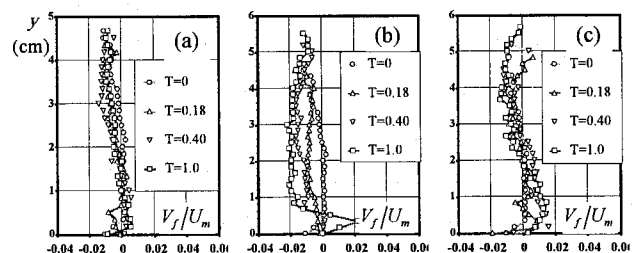


図-8 流体の鉛直方向流速 V_f (D02H5)

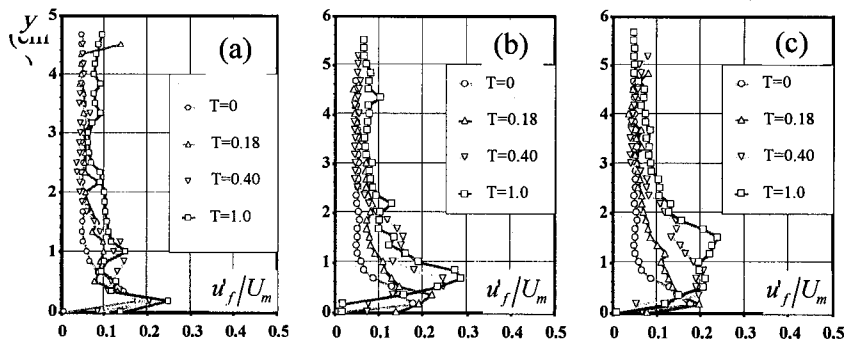


図-9 流体の流下方向乱れ強度分布 u'_f (D02H5)

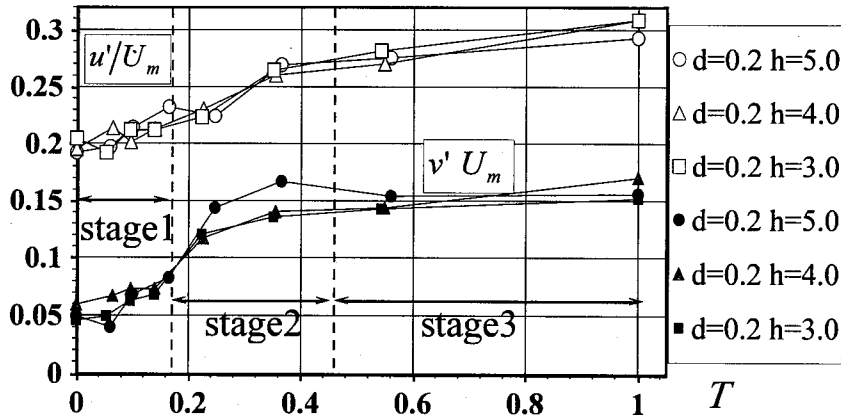


図-10 流体の乱れ強度分布と河床波の発達ステージ

再付着点の背後領域における流速の減速については、コルク渦による浮上により主流方向の流速減少が起きたと考えられる。河床波頂部においては河床波の発達時間 T にはあまり依存せず、時間平均流速分布は図-7に示すようにほぼ対数則に従っていた。これは、1つの河床を越えるごとに逆流の影響を受けるが、次の河床スロープに到達するまでには、図-7に示すように流速分布がほぼ対数則分布に回復していることを意味する。ここで摩擦速度 U_τ はレイノルズ応力分布から求めており後述する。

(2) 流体の鉛直方向流速 V_f の変化特性

主流速 U_f と同様に、鉛直方向の流体流速分布 V_f を断面平均流速 U_m で無次元化し、図-8に発達時間 T ごとにプロットした。河床波頂部からのトラフ部の内層では、河床形状変化の影響により下降流 ($V_f < 0$) となるが、逆流域が大きく発達した時刻 T_3 や、特にその逆流が強い T_4 では大規模な循環渦構造が生成されるため上昇流が発生している。

逆に再付着点背後領域では、河床底面が下流に向かって上昇するため上昇流が発生している。特に T_3 、 T_4 では底面の上昇以上に上昇流が強く出ており、コルク渦によって水面側への物質輸送が促進されることが示唆される。また、 T_3 、 T_4 については数値の大きさに若干の差異があるもののほぼ同じ分布をしていることから、河床波

形状の発達段階以降では河床形状が比較的安定し、流体の動きはほぼ平衡状態に達していると考えられる。

(3) 流体の乱れ強度 u'_f 、 v'_f の変化特性

図-9は、流下方向の流体の乱れ強度 u'_f を断面平均流速 U_m で無次元化し、発達ステージごとにプロットしたものである。ここで h_s は河床波高である。逆流域では時間の経過とともにこれらのピーク位置が少し上方へ移動している。これは河床形状の変化によりトラフの落差が拡大し、剥離せん断層の位置が上方へ移動したためである。河床波頂部(図-9(a))の乱れ強度分布は、河床付近でピーク値を持ちほぼ一様に低減するが、 $y/h_s = 1.0$ 付近において2次ピークが表れている。これはトラフ部分の $y/h_s = 0.8$ 付近に見られたピークが次の河床スロープまでに完全には回復せず、次の河床頂部において2次ピークとして流れの履歴が残った影響と考えられる。これはYueら⁷⁾のLESにおける計算結果でもある程度再現されている。また、この2次ピークはstage1、stage2ではほとんど見られず、河床スロープを通過する際の乱れ強度の回復と河床サイズには何らかの関係があると推測される。

また、乱れ強度の1次ピークは時間経過とともにその最大値が増大する。これは河床波が発達し逆流域が拡大することと、河床波頂部の位置が時間経過とともに高くなり流水断面積が小さくなるので、流量一定の本実験の

設定においては流速が増加することによるものと推測される。

河床発達時間 T による乱れ強度の変化をより詳細に調べるため、図-10にトラフ部(図-4(b))における乱れ強度 u_f' , v_f' のピーク値をプロットした。この図から、stage2において主流方向および鉛直方向の乱れ強度 u_f' , v_f' が急激に増加する特性がみられた。乱れ強度の急増が見られた時間領域と、再付着点が発生し、強い逆流が発生し始めた時間領域とがほぼ一致することは非常に興味深い。

これは、逆流域の存在が主流方向だけでなく鉛直方向の乱れにも大きく関連していることを意味している。河床波流れにおいて、逆流の存在によって乱れが強くなり、その影響により河床形状の発達が促進すると考えられる。

(4) 流体のレイノルズ応力の変化特性と摩擦速度

流体のレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ を河床波1波長にわたって空間平均した $-\langle\overline{uv}\rangle$ を図-11に示す。Lyn²⁾によれば、空間平均した $-\langle\overline{uv}\rangle$ の値は外層では河床形状によらずにほぼ直線分布し、これから空間平均した摩擦速度 U_{*T} を求めることができる。本研究ではこのLynの方法により U_{*T} が評価された。これは、 U_{*T} が外層の乱れスケールに対応するためである²⁾。同様に、Nelsonら³⁾も空間平均されたレイノルズ応力分布から U_{*T} を算出できることを指摘している。また前報では、McLeanら(1994)のデータと摩擦速度で無次元化された乱れ強度の比較を行い、良く一致していることから、河床波1波長での空間平均による摩擦速度の評価方法は妥当性があると思われる。よって本報でも、波長区間 $0 \leq x \leq L$ で空間平均されたレイノルズ応力分布における外層の直線分布を利用して U_{*T} が評価された。図より、河床波発達とともに摩擦速度は増加し、河床波平衡時(T_4)では河床平坦時と比較しておよそ1.4倍の値となった。

(5) 渦度分布とその時間的追跡

図-12は $h=5.0\text{cm}$, $d=0.2\text{mm}$ のケースについて、河床波発達段階における時間平均渦度の最大値をプロットしたものである。

図から河床波が発達するにつれて渦度の最大値が増加することがわかった。また、これらは河床波頂部から再付着点までの剥離渦が発生する領域で最大値をとる。そのため、河床形状が発達し逆流が確認される時刻(stage2)以降、渦度の最大値は急増している。

次に、河床波頂部から再付着点までの剥離渦が発生すると考えられる領域と再付着点背後領域のコルク渦発生領域に着目して瞬間流速場の時間変化特性について検討した。図-13は、発達時間 T_4 における瞬間渦度 ω_z の時間変化をそれぞれ0.1sの時間間隔で例示したものである。なお渦度 ω_z は次のように定義される。

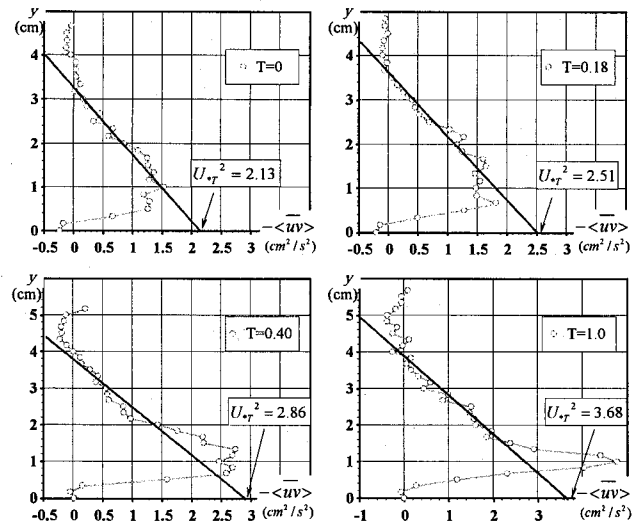


図-11 河床波1波長で平均されたレイノルズ応力と摩擦速度(D02H5)

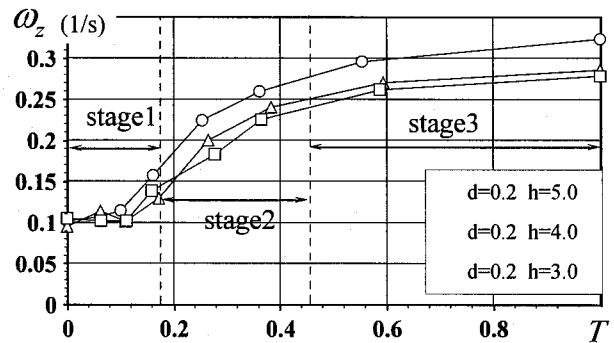


図-12 時間平均渦度の変化特性

$$\omega_z \equiv \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial x} \quad (1)$$

コンターの次元は1/sである。これは河床波頂部で発生した強い渦度分布のうち、一方が逆流域に巻き込まれ再付着点付近に落下し、もう一方が強い渦度を保ったまま流下方向へ移流される様子を捉えたものである。Kadota and Nezu(1999)¹⁾は、①河床波頂部からの再付着点に向かう下降流と、②頂部から水平方向に移流される2種類の流れの存在を示唆しており、本研究はこの2種類の組織渦を渦度分布から可視化できたものであると思われる。

(6) 流体と流体の時空間相関

ここでは時空間相関解析によって、流下方向流速の相関特性を考察する。流体の流下方向乱れ $u(\eta)$ に関する時空間相関係数 C_{im} は次のように定義される。

$$C_{im} = \frac{u_f(x_0, y_0, t_0)u_f(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t_0 + \tau)}{u_f'(x_0, y_0, t_0)u_f'(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t_0 + \tau)} \quad (2)$$

ここで (x_0, y_0, t_0) は時刻 t_0 における基準点 (x_0, y_0) の乱れを表し、 $(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t_0 + \tau)$ は時刻 $t_0 + \tau$ における基準点から $(\Delta x, \Delta y)$ だけずれた位置の乱れを意味する。

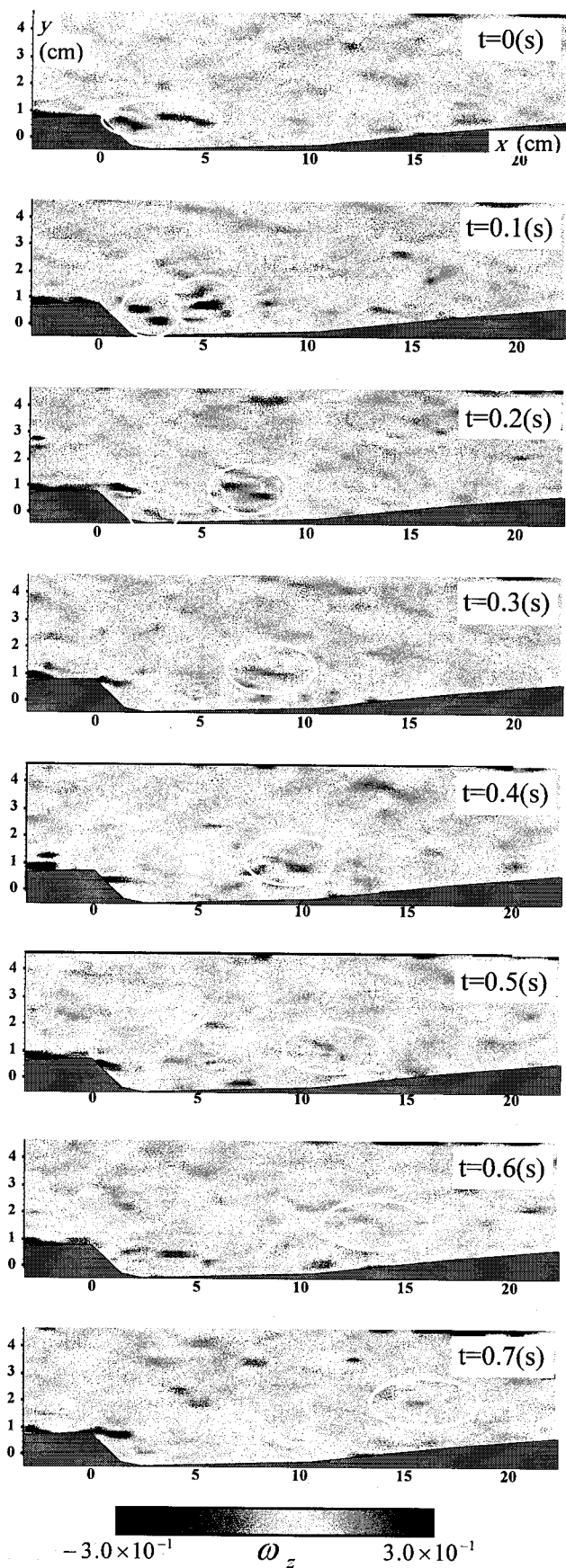


図-13 瞬間渦度 ω_z の時間変化

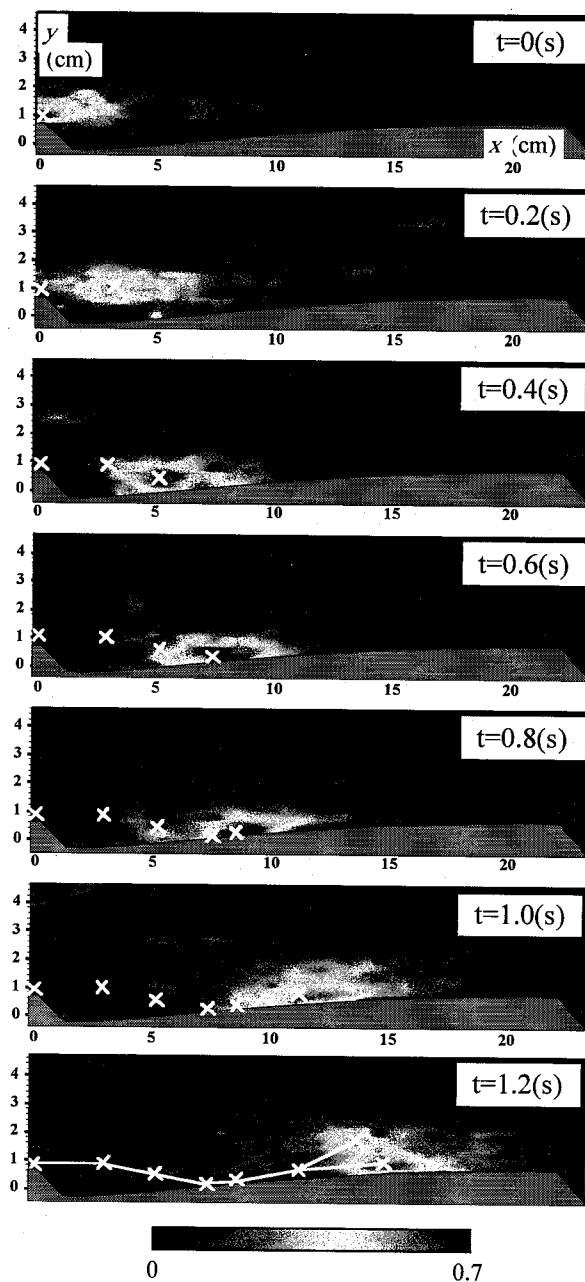


図-14 流体と流体の時空間相関（高相関点の軌跡）

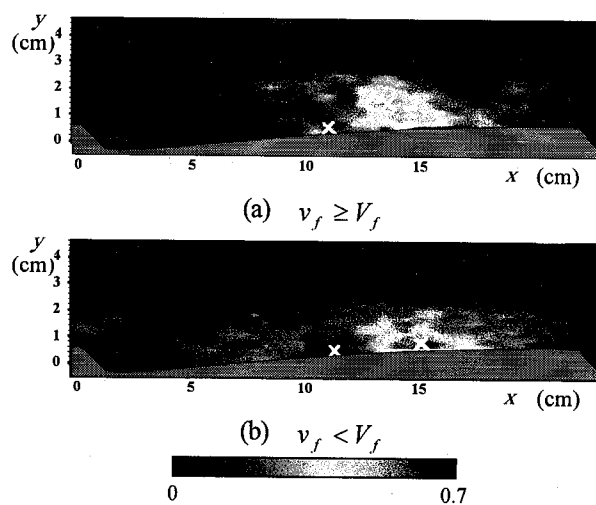


図-15 条件付サンプリングによる時空間相関

図-14は河床波が平衡に達した領域(stage3;T=1)での時空間相関関数 C_{uu} の分布を示したものである。また、相関基準点を河床波頂部に固定すると、時間おくれが大きくなるにつれて相関値が小さくなるため、組織構造の移流軌跡がわかり難くなる。そこで、 $\tau=0.2s$ において相関のピークが求められた点を次の相関基準点とすることで、組織構造の移流軌跡が求められると考えられる。このように算出された $t=0\sim1.2s$ までの組織渦の軌跡を図に併示した。相関ピーク値の軌跡は前節で求めた渦度の移流特性に対応しており、河床波頂部での剥離渦から始まる河床波流れの組織構造は大きい渦度をもったまま移流し、再付着点を経て浮上することが確認された。また、再付着点背後の上昇流発生領域において、河床波頂部から再付着点に下降し、その後、①河床波形状に沿って移流するものと、②水面方向に移流するものの、2種類の組織構造の移流が確認できた。

以上の結果から再付着点背後領域における組織渦の移流過程が2種類に大別されることから、以下のように鉛直方向の平均流速 V_f を判断条件に用いて条件付サンプリングを行った。

$$(C_{uu})_{up} = \begin{cases} \frac{u_f(x_0, y_0, t_0)u_f(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t_0 + \tau)}{u_f'(x_0, y_0, t_0)u_f'(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t_0 + \tau)} & \text{for } v_f \geq V_f \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$(C_{uu})_{down} = \begin{cases} \frac{u_f(x_0, y_0, t_0)u_f(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t_0 + \tau)}{u_f'(x_0, y_0, t_0)u_f'(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t_0 + \tau)} & \text{for } v_f < V_f \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

その結果を図-15に示す。 $(C_{uu})_{up}$ において大きな相関を示した領域は図-14の水面側の相関領域とほぼ一致し、また $(C_{uu})_{down}$ において大きな相関を示した領域は図-14の河床側の相関領域と一致した。以上から、再付着点背後の上昇流発生領域において河床波頂部から再付着点に下降し、その後、河床波形状に沿って移流するものと、水面方向に移流するものの、2種類の組織構造の移流の存在がわかった。

3.3 河床波発達過程における浮遊砂流れの粒子挙動

本研究では、D-PIV、D-PTVの最大メリットのひとつである粒子・流体の判別分離を利用し、同一時間における両者の挙動の違いについて同時計測を行い、粒子挙動と流体挙動を比較検討することによって、河床波形成と浮遊砂のメカニズムを解明できるものと期待される。そこで本節では、D-PTV計測により得られた粒子データをもとに粒子と流体の相対速度の結果をプロットし、河床波発達過程における粒子挙動を研究し、両者間の相互作用

用および運動量輸送について考察する。

(1) 粒子と流体の相対速度

図-16は粒子の流速 U_p から流体の流速 U_f を引いたものを断面平均流速 U_m で無次元化し、時間ごとにプロットしたものである。その結果、流体が高速で高運動量である外層においては粒子速度 U_p 、 V_p と流体速度 U_f 、 V_f の間に大きな相対速度は生じていない。粒子と流体の速度差が小さいことから追従性も良いと考えられ、粒子が流体に与える影響は顕著ではなく、one-way的な現象である。

一方、流体の運動量が小さい内層では、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、 $U_p - U_f > 0$ 、 $V_p - V_f < 0$ という結果となった。この領域に高運動量粒子が慣性力によって進入し、比較的運動量が少ない流体へと運動量交換が起これと考えられる。このことは流体と粒子の相互作用が活発であり、two-way的な現象であることを示している。また、トラフ部(図-4(b))において河床波の発達とともに速度差が大きくなっている。これは、トラフ部の落差が拡大し逆流が大きくなるが、外層から内層へ慣性力をもって進入してくる粒子の速度は変化が少ないため、それらの速度差が広がったことを示しており、逆流域や再付着点での粒子の流体に対する影響は河床波が発達するにつれて大きくなると推測される。

(2) 粒子と流体の時空間相関

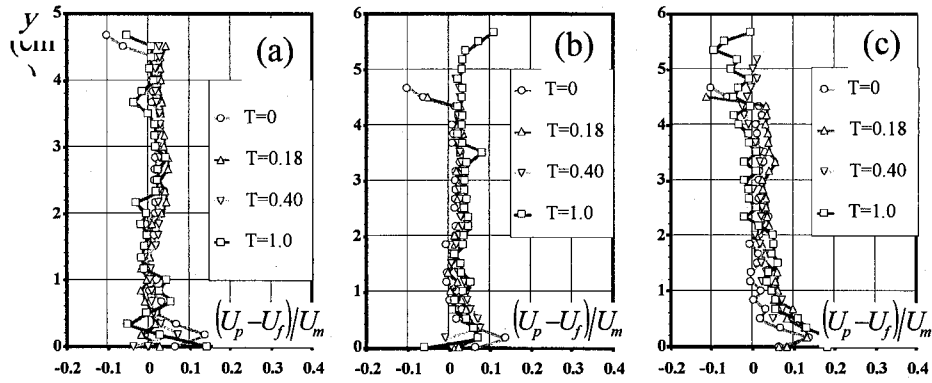
本研究では粒子と流体を同時計測しているため、流体データと同時刻の粒子のデータも計測された。これにより流体データと粒子データの相関をとることが可能となった。なお、粒子データについては、メッシュ幅と解析位置を流体解析と一致させ、さらに粒子データを補完することにより、全時間、全メッシュ内に粒子の流速データを補うことができた。

粒子・流体の時空間相関係数 C_{ufp} は次のように定義される。

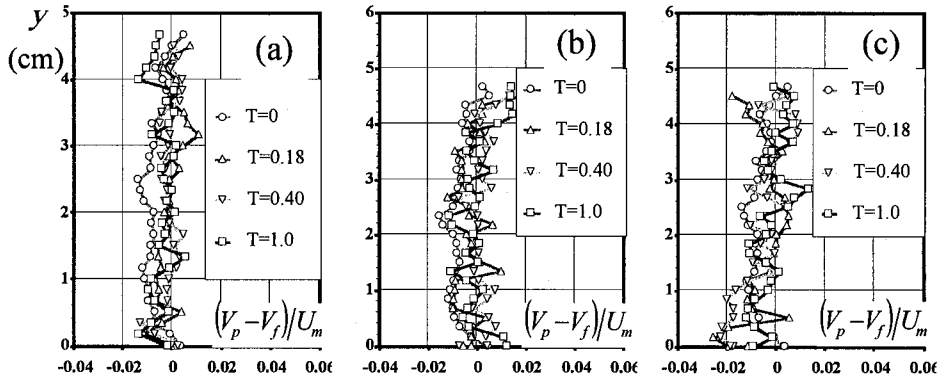
$$C_{ufp} = \frac{u_f(x_0, y_0, t_0)u_p(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t_0 + \tau)}{u_f'(x_0, y_0, t_0)u_p'(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t_0 + \tau)} \quad (3)$$

流体の相関ピーク値の軌跡を求めた方法と同様に、河床波頂部に基準固定点を設定し、時間おくれのきざみ幅は $\tau=0.2s$ として相関係数ピーク値の軌跡を求めたものを図-17に示した。

図-17によると、相関の高い点は流体と流体の相関とほぼ同様の結果となったが、粒子と流体の相関については、流体同士の相関でみられた強い相関の2領域のうち河床近傍について C_{uu} よりも大きな相関を示した。粒子の浮上の割合が比較的少なく、河床に沿って動くものの割合が比較的多いことがわかった。



(a) 流下方向相対速度



(b) 鉛直方向相対速度

図-16 粒子と流体の相対速度 (D02H5)

また、粒子・流体の時空間相関についても先述の流体同士の相関と同じに条件付サンプリングを行った。サンプリング条件は以下の通りである。

$$(C_{up})_{up} = \begin{cases} \frac{u_f(x_0, y_0, t_0)u_p(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t_0 + \tau)}{u_f'(x_0, y_0, t_0)u_p'(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t_0 + \tau)} & \text{for } v_f \geq V_f \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$(C_{up})_{down} = \begin{cases} \frac{u_f(x_0, y_0, t_0)u_p(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t_0 + \tau)}{u_f'(x_0, y_0, t_0)u_p'(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t_0 + \tau)} & \text{for } v_f < V_f \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

その結果を図-18に示す。図-15と比較して、上昇流発生時の相関が小さく、粒子の浮上の割合が小さいことが示された。これは前章における $V_p - V_f < 0$ の結果から得られた考察を裏付けるものと思われる。

3. おわりに

本研究ではD-PIVおよびD-PTVを用いて、河床波発達過程において粒子・流体速度を評価し、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である。

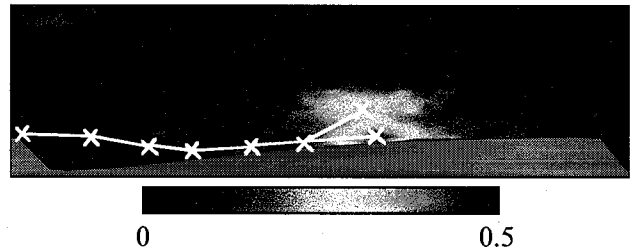
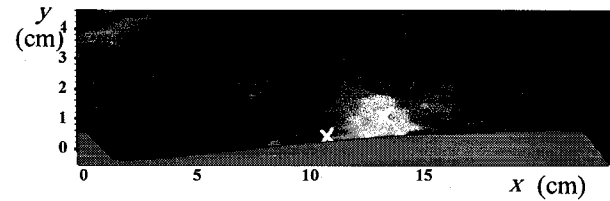
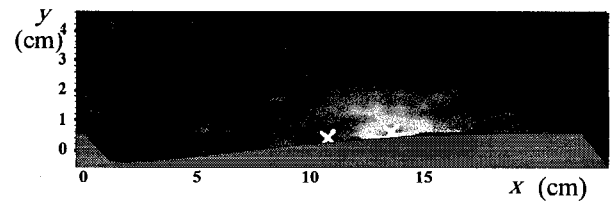


図-17 粒子と流体の時空間相関



(a) $v_f > V_f$



(b) $v_f < V_f$

図-18 条件付サンプリングによる粒子と流体の時空間相関

- 1) 河床付近における流下方向の流速分布は1つのクレストを越えるごとに逆流の影響を受けるが、次の河床スロープに到達するまでには、流速分布がほぼ対数則分布に回復していることがわかった。しかしながら、乱れ強度分布については、 $y/h_s=0.8$ 付近に見られたピークが完全には回復せず、次の河床において $y/h_s=1.0$ 付近で2次ピークとして現れる結果となった。
- 2) 再付着点の背後領域において、乱れ強度が大きい領域が広く分布している。これは、再付着点背後からのイジェクション現象、すなわちコルク渦によるものであると考えられ、鉛直方向に乱れが拡散することを意味している。このことから、コルク渦による流体の浮上強さに変動があり、一定の浮上軌跡を描くのではなく、ある範囲内で軌跡を描くことが推測された。また、時空間相関のコンター図において、再付着点背後領域における組織渦の移流パターンが大きく分けて2種類存在する、すなわち河床に沿って緩やかに上昇するものと急激に浮上するものが確認された。
- 3) 渦度分布は逆流域（河床波トラフ部分）において最も大きく、その値は河床波発達とともに大きくなる。
- 4) 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、この領域に高運動量粒子が慣性力によって進入し、比較的運動量が少ない流体へと運動量交換が起こると推測された。また、粒径の違いにより粒子・流体の流速分布に若干ではあるが違いが認められたことから、河床波流れにおいて、粒子と流体はtwo-way的な観点から議論する必要性があると考えられる。
- 5) 瞬間渦度の時間的追跡と時空間相関のピーク値の軌跡はほぼ一致し、河床波頂部での剥離渦から始まる河床波流れの組織構造は大きい渦度をもったまま移流し、再付着点を経て浮上する。
- 6) 河床近傍で粒子速度が流体速度よりも正方向に大きくなる現象が見られたが、この現象は時間経過とともに顕著になることから、河床形状が発達するにしたがって河床近傍と外層間の粒子の出入りが活発になると考えられる。

以上のように平坦河床から河床波が発達する過程における流体流速分布、粒子流速分布、乱れ強度分布についての基礎的知見を得ることができた。さらに河床形状が平衡に達した後の組織渦の移流過程について時空間相関の観点から考察した。浮遊粒子の粒径と比重を大幅に変化させて、粒子・流体の相互作用や濃度分布への影響をさらに解明していきたい。

参考文献

- 1) 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.
- 2) Lyn, D. A. (1993) : Turbulence measurements in open-channel flows over artificial bed forms, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, vol.119, pp.306-326.
- 3) 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.
- 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) 柳津家久・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) Yalin, M. S. (1977) : *Mechanics of Sediment Transport*, Pergamon Press.
- 7) Yue, W., Lin, C.-L., and Patel, V. C. (2006) : Large-eddy simulation of turbulent flow over fixed two-dimensional dune, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, vol.132, pp.643-651.
- 8) 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, pp.12729-12747.

(2007. 4. 12受付)