

浮遊砂流れにおける乱流変調と 局所的な粒子濃度変化に関する研究

MODULATION OF TURBULENT STRUCTURE AND LOCAL SEDIMENT CONCENTRATION IN SEDIMENT-LADEN OPEN-CHANNEL FLOW

野口和則¹・瀬津家久²・山上路生³

Kazunori NOGUCHI, Iehisa NEZU and Michio SANJOU

¹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
(〒615-8540 京都市西京区京都大学桂Cクラス)

²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)

³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)

Transport mechanism of suspended sediment is one of great interests in river engineering, because there are complicated interactions among flow structure, particle motion and bed forms. A lot of previous studies have been conducted on velocity measurements and numerical simulations in these suspended sediment flows. However, there are still many uncertainty about turbulence modulation, that is to say, the particle effects on flow structure. In order to reveal this significant topic, we conducted simultaneous measurements of fluid velocity, particle velocity and sediment concentration by using a discriminator particle tracking velocimetry (D-PTV) and a discriminator particle image velocimetry (D-PIV).

It was found from the present study that the larger sediment particles enhance the turbulence intensities and Reynolds stress, while the smaller size particles depress them. Furthermore, we also revealed that this tendency becomes more remarkable as the sediment concentration is larger.

Key Words : *suspended sediment flows, particle-fluid interaction, turbulence modulation
D-PIV, sediment concentration*

1. はじめに

粒子を伴う流れにおいては、粒子の存在により水流の平均流特性や乱れ特性が変化することが従来から指摘されており、浮遊砂流れに関する多くの実験的および数値計算的研究がなされてきた。しかし、このような固液混相流において液相の挙動のみから固相の挙動を評価することは困難であった。Rashidi et al.(1990)¹⁾、Nino & Garcia(1996)²⁾の実験では、両者とも粒子の挙動を計測し浮遊砂流れの外層において粒子速度と比べて流体速度が高速であると指摘している。しかし、両者とも粒子と流体の同時計測は行っていない。これ以降、固相・液相間の相互作用の重要性が認識され、両相を同時計測する実験的研究が盛んに行われるようになった^{3,4,5)}。しかしながら、従来の多くの研究では底面近傍領域において十分なデータが得られていないのが現状である。

また、多くの研究は粒子として砂(比重 $\rho_p=2.6$)やポリスチレン(比重 $\rho_p=1.05$)を用いている。しかしながら、砂では粒子の浮上が少ないため粒子濃度による流

れの変調について評価が難しく、ポリスチレンでは比重効果による乱流変調の研究が難しいという欠点がある。そこで本研究では、比重 $\rho_p=1.5$ のポリプラス粒子を使用し、その粒径・粒子濃度を系統的に変化させることで浮遊粒子による流体挙動の変調や、流体挙動による粒子濃度の増加あるいは減少に着目した。

さらに既往研究の多くは流速分布の変化や乱れ強度の変調など乱流統計値に着目しているが、流れ自体の瞬間構造に着目しているものは少ない。これは計測機器に限界があったためと考えられるが、近年では高速度カメラの精度が著しく向上し、粒子・流体の同時計測が可能になってきた⁶⁾。そこで本研究では、組織渦の移流に伴う粒子濃度の空間的局所変化についても考察を行った。

2. 実験概要

(1) 実験手法

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。水路および実験装置図を図-1に

表-1 水理条件

series20	U_m (cm/s)	B (cm)	h (cm)	Fr	U_* (cm/s)	d_p (mm)	\bar{c} ($\times 10^{-4}$)
c2-clear	20.0	5	5	0.28	0.99	—	—
c2-25-1					0.90	0.25	3.04
c2-25-2					0.86		6.08
c2-25-3					0.84		10.1
c2-37-1					0.96	0.37	2.72
c2-37-2					0.94		5.39
c2-37-3					0.93		9.11
c2-50-1					1.05	0.5	2.53
c2-50-2					1.06		5.06
c2-50-3					1.07		8.43
c2-100-1					1.05	1.0	1.62
c2-100-2					1.07		3.23
c2-100-3					1.09		5.40

series30	U_m (cm/s)	B (cm)	h (cm)	Fr	U_* (cm/s)	d (mm)	\bar{c} ($\times 10^{-4}$)
c3-clear	30.0	5	5	0.43	1.41	—	—
c3-25-1					1.24	0.25	5.02
c3-25-2					1.19		10.4
c3-25-3					1.15		17.3
c3-37-1					1.36	0.37	4.94
c3-37-2					1.33		9.77
c3-37-3					1.31		16.4
c3-50-1					1.50	0.5	4.82
c3-50-2					1.53		9.64
c3-50-3					1.54		15.9
c3-100-1					1.52	1.0	3.93
c3-100-2					1.55		7.87
c3-100-3					1.57		13.1

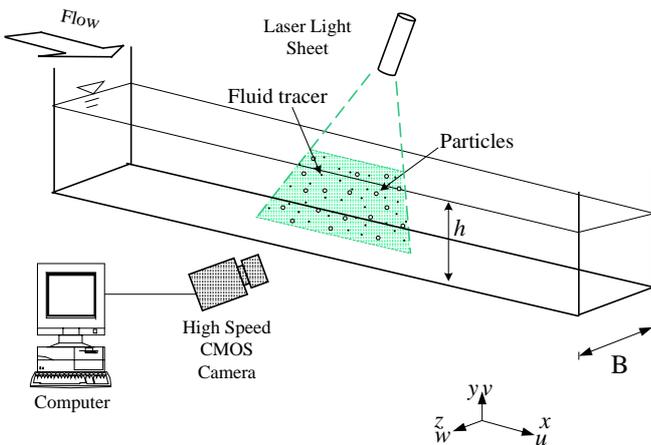


図-1 実験水路図

示す. 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度CMOSカメラによって行われた. 水路中央に2WのArイオンレーザーを2mm厚で照射し, 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ピクセルの高速度CMOSカメラによって x 方向15.1cm幅を撮影した. 時間間隔500Hzで2枚ペアの画像を取得し, それを100Hzごとにサンプリングした. 本研究では, 表-1に示す26ケースの実験を行ったが, 全ケースとも1ピクセルが実寸の0.147mmに相当した. また, 浮遊粒子として最小のケースで粒径 $d_p=0.25$ mmのポリプラス粒子 (比重 $\rho_p=1.5$) を, 流体のトレーサーとして粒径0.025mmのナイロン12粒子 (比重 $\rho=1.02$) を使用したが, 投影面積が80倍以上異なるため, 粒子と流体の判別分離は容易であり, D-PIVおよびD-PTVによる判別分離法はすべてのケースにおいて良好に適用でき, 粒子速度と流体速度の同時計測が可能であった. なお, 本研究で用いたD-PIVの詳細は, 文献7) を参照願いたい.

(2) 水理条件

表-1に水理条件を示した. ここで, $U_m=Q/Bh$ 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, U_* は摩擦速度, \bar{c} は平均粒子濃度である. 粒子濃度の計測手法は文献7) を参照願いたい.

本研究の水理条件は流速20cm/s, 30cm/sの2ケースで, それぞれの流速について粒子を含まない清流を1ケース行った. 次に粒子を含むケースについては, 粒径を $d_p=0.25, 0.37, 0.50, 1.0$ mmの4段階変化させ, 各粒径において粒子濃度を3段階変化させた. また, 粒子投入後, 粒子濃度および流れ場が安定するまで1時間水流を循環させ, 平衡に達した後に計測を行った.

本研究では, 得られた清流(clearwater), 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. 例えば, U_f は水流の平均流速を示す.

(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, 水路幅と水深の比 B/h (アスペクト比)が大きい水路を使用することが望ましいが, 浮遊粒子を伴う流れでは, 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る. そのため本研究では水路幅が小さいアクリル製水路($B=5$ cm)を用いて計測を行ったが, 自由水面近くで最大流速が降下し, 図-2に示すようにレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ も負になった. これは2次流の影響であるが, $-\overline{uv}=0$ となる高さを δ とすると, $y \leq \delta$ ではレイノルズ応力はほぼ直線分布した. したがって, $y \leq \delta$ では2次元乱流が成立していると考えられる⁸⁾. なお, $\delta=3.2$ cmであった.

摩擦速度 U_* は平均流速分布を内部変数表示する際に必要なパラメータである. 近年では内層 ($y/h < 0.2$) のレイノルズ応力の実測値から U_* を算出する方法が多くの研究者によって採用されている. よって本研究でもこの評価法を用い, 算出された U_* の値を表-1に示した.

3. 実験結果及び考察

(1) 流体および粒子の主流速分布

図-3は、series30の実験について、各粒径から最も高濃度のケースを選び、その主流速分布 U_f 、および清流の主流速分布 U_{cw} を清流の摩擦速度すなわち U_{*0} で無次元化し表示したものである。図中の直線は滑面流れにおいて成立する対数則の式(1)である。

$$\frac{U_f}{U_{*0}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yU_{*0}}{\nu} + A \quad (1)$$

全ケースとも対数則領域($30 \leq y^+ \leq 0.2R_*$, $R_* = U_* \delta$)において差は見られず、対数則と良く一致している。粘性低層付近において浮遊砂を伴う流れの方が清流よりも高速である($U_f \geq U_{cw}$)という傾向が見られた。粒子による流れの変化が無視できないので、D-PTVによって得られた粒子速度についても議論する。図-4は、series30の実験ケースにおいて粒子速度(U_p)から流体速度(U_f)を引いたものである。図中にKaftori *et al.*(1995)⁴⁾のデータを併示した。本研究のデータはKaftoriらと非常に良く一致し、 $y^+ \leq 15$ の領域では $U_p \geq U_f$ 、逆に、 $y^+ \geq 15$ の領域では $U_p \leq U_f$ となっている。これは、 $y^+ \leq 15$ の領域では上部領域から比較的高速の粒子が慣性力をもって突入してくるのに対し、周囲流体は粘性効果により速度が抑制されているため $U_p \geq U_f$ となったと考えられる。さらに、 $y^+ \geq 15$ の領域では粒径が大きいほど U_p と U_f の差が大きい傾向が見られるが、これは粒子が大きいほどその追従性が鈍くなるためであると考えられる。

(2) 流体の乱れ強度と乱流変調

図-5にseries30の各粒径から最も高濃度の実験ケースにおける流下方向および鉛直方向の乱れ強度を示す。これらもすべて清流の摩擦速度 U_{*0} で無次元化した。図中の曲線は、開水路2次元等流で成立する普遍関数(式(2),(3))である。

$$\frac{u'_f}{U_{*0}} = 2.3 \exp(-y/h) \quad (2)$$

$$\frac{v'_f}{U_{*0}} = 1.27 \exp(-y/h) \quad (3)$$

図より、清流のケースは普遍関数と良く一致するが、浮遊砂流れにおいては、粒径が変化することで乱れが増幅される場合と減衰される場合に大きく2大別され、注目される。これを特に内層において詳細に検討するため、 u'_f/u'_{cw} 、および v'_f/v'_{cw} の値を図-6にプロットした。図中には、Kaftori *et al.*(1998)⁶⁾、Nezu & Azuma(2004)のデータを併示した。粒径が大きいケース($d_p=0.50, 1.0\text{mm}$)に

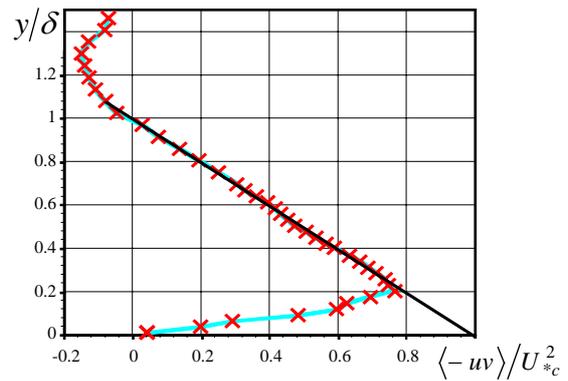


図-2 清流におけるレイノルズ応力分布 - \overline{uv}

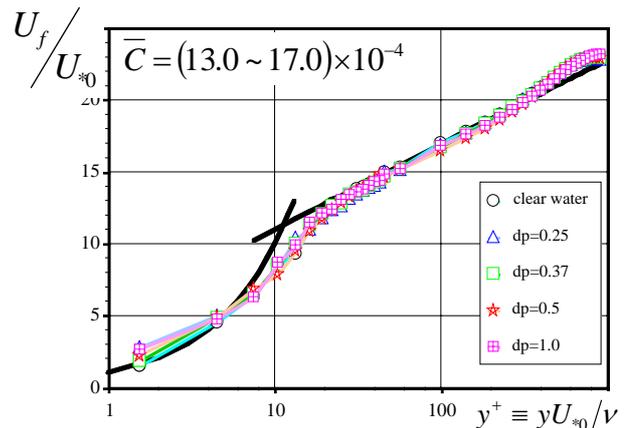


図-3 浮遊砂流の流体速度および清流の主流速分布

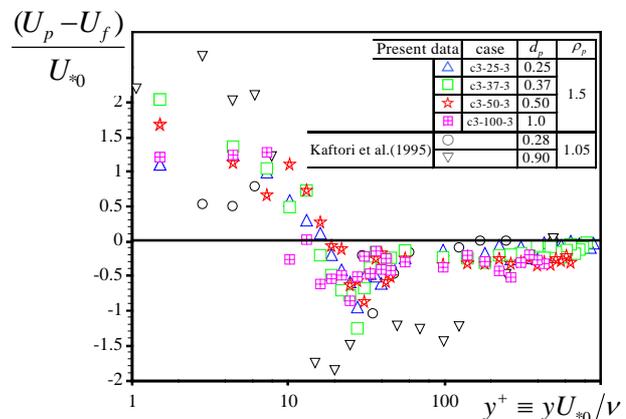


図-4 流体と粒子の相対速度

おいて、特に $y^+ \leq 100$ で乱れ強度が増幅しており、Nezuらのデータと良く一致した。これは粒径が大きくなると粒子から発生する剥離渦などの影響により流体の乱れが増幅されるためと考えられる。一方、粒径が小さいケース($d_p=0.25, 0.37\text{mm}$)において乱れ強度は減衰した。これは推定されるコルモゴロフの長さスケール($\eta \approx 0.45\text{mm}$)よりも粒径が小さいためであると考えられる。Kaftoriらのデータでは減衰があまり見られないが、これは比重と粒径が小さいために追従性が良く、乱流変調が顕著に見られなかったと推測される。

次に内層における粒子濃度による乱流変調について考察する。図-7は粒子濃度を横軸、 $0.05 \leq y/h \leq 0.2$ における u'_f/u'_{cw} の平均値を縦軸としたものである。この図から、粒子濃度が大きいほど乱流変調が大きくなっていることがわかる。さらに粒子濃度を対数表示すれば、どの粒径においても u'_f/u'_{cw} の分布がほぼ直線となっている。

(3) 粒子濃度分布

本研究では、D-PTVによって粒子速度を求める際、粒子の位置と個数を記録することで粒子濃度も得られた。しかしながら、これはLLS上の断面のみのデータであるため、精度比較が必要である。そこで、ラウスの濃度分布式(4)と画像上から得られた粒子濃度分布を図-8と比較し、精度検証を行った。

$$\frac{C}{C_a} = \left(\left(\frac{h_p - y}{h_p - a} \right) \left(\frac{a}{y} \right) \right)^Z, \quad Z = \frac{w_s}{\beta \kappa U_{*0}} \quad (4)$$

ここで、 h_p は浮遊粒子層厚、 C_a は $y=0.05h_p$ における基準面粒子濃度、 $a=0.05h_p$ である。 w_s は沈降速度であり、ここでは予備実験によって実測された。パラメータ β が既知であればラウス式は確定する。そこで式(4)が粒子濃度の実測値に最も一致するように β の値を算定し図中に示し、これを β_R とする。ここで渦動粘性係数 ε_m 、渦動拡散係数 ε_s はそれぞれ次のように定義される。

$$\varepsilon_m = \frac{-\overline{(u'_f v'_f)}}{\left(\frac{\partial U_f}{\partial y} \right)} \quad (5)$$

$$\varepsilon_s = \frac{-\overline{(u'_p v'_p)}}{\left(\frac{\partial U_p}{\partial y} \right)} \quad (6)$$

本研究では、D-PTVによって粒子のレイノルズ応力も計算できるため、 β の実測値($\beta_R = \varepsilon_s / \varepsilon_m$)も図中に示す。これを β_E とする。

図-8の実線がラウス分布、プロットが実測された粒子濃度である。粒子濃度分布とラウス式は良く一致しているが、 $d_p=1.0\text{mm}$ のケースにおいて、 $\beta_R=2.94$ 、 $\beta_E=1.15$ であった。この β_R の算定値はあまりに過大であるため、粒径が大きい場合には拡散モデルに基づいたラウス式の扱いに関して再検討が必要である。しかしながら、その他のケースでは $\beta_R \cong \beta_E$ となり、比較的一致していることから、画像から得られた粒子濃度の精度上の問題は無いことが確認された。

(4) 瞬間渦度の分布と粒子濃度の局所変化

前節で述べた方法で、各瞬間の粒子濃度も同様に得られた。また本研究では粒子・流体の同時計測を行っているため、流体の挙動と粒子濃度分布の変化について考察を行うことが可能となった。ここでは、粒子の浮上が多く見られたケース、series30のc-25-3について粒子濃

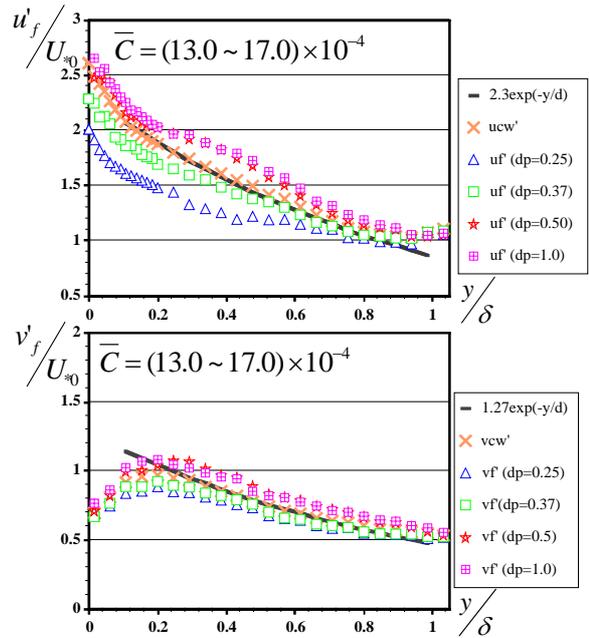


図-5 流下方向および鉛直方向の乱れ強度分布

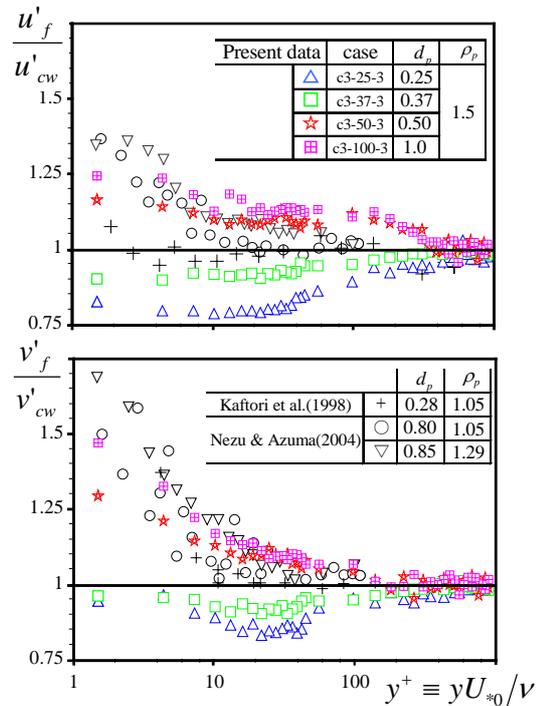


図-6 流体の乱れ強度の変調

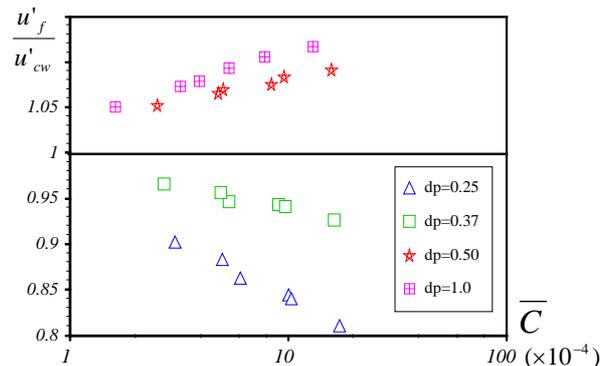


図-7 粒子濃度による u'_f の変調

度と瞬間渦度の考察を行う。渦度は瞬間ベクトル (\vec{u}, \vec{v}) より次式で定義される。

$$\omega_z \equiv \frac{\partial \vec{u}}{\partial y} - \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} \quad (7)$$

図-9は瞬間渦度のコンター図に流体速度のベクトルを重ねたものである。ここでは、流体速度からこの領域の平均流速 $0.44U_m$ を引いており、この操作によって組織渦の構造が捉えやすくなる⁹⁾。また、各図面の時間ステップは $\Delta t=0.02$ 秒であった。図より、比較的大きな渦度をもった領域が徐々に上昇していく様子が見られる。また、この領域におけるベクトルは上向きであり、周囲流体よりも遅いことから、これはイジェクションであると考えられる。さらに図中には、白枠で囲まれた部分の粒子濃度分布を折線グラフで併示した。濃度分布図の横軸は流下方向距離であり、白枠の横幅と一致する。丸で囲まれた高渦度領域が移流する際、高粒子濃度の領域がそれに追従しており、その結果、高渦度領域の粒子濃度は白枠内の平均粒子濃度と比較して30%程度増加していた。以上より、何らかの要因で周囲流体よりも遅い速度の上昇流が発生し、その領域は大きな渦度を保ちつつ粒子を浮上させるのではないかと予想される。

(5) 瞬間レイノルズ応力の分布と粒子濃度の局所変化

瞬間渦度では粒子の浮上現象を追うことができた。しかしながら、前節のような広範囲の可視化では内層の組織構造について考察できない。そこで、解析範囲を内層に絞り、より詳細に内層の組織構造について検討する。

瞬間レイノルズ応力 $w(t) \equiv -u_f(t)v_f(t)$ の空間分布で $ejection(v_f \geq 0)$ と $sweep(v_f \leq 0)$ を区別するために次の条件付区分を行った。

$$w(t) = \begin{cases} w(t) & \text{for } v_f \geq 0 \\ -w(t) & \text{for } v_f \leq 0 \end{cases}$$

図-10に $w(t)/U_{\sigma}^2$ のコンター図および、瞬間の流速分布図を示す。図-9と同様に、図中のベクトルは流体速度から白枠領域の平均流速 $0.25U_m$ を引いている。また、各図面の時間ステップは $\Delta t=0.03$ 秒であった。図より、大きなレイノルズ応力をもった領域が徐々に下降していく様子が見られる。また、この領域におけるベクトルは下向きであり、周囲流体よりも高速であることから、これはスweepであると考えられる。さらに図中には、白枠で囲まれた部分の粒子濃度分布を併示している。図-9同様、濃度分布図の横軸は流下方向距離、縦軸は粒子濃度である。丸で囲まれた範囲では下降流が発生しており、これが降下してきた領域では粒子濃度が大幅に減少する様子

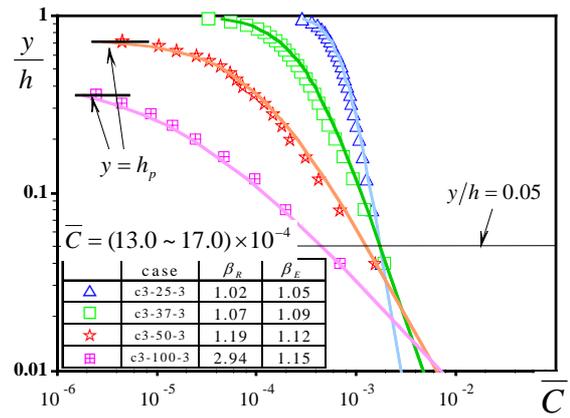


図-8 平均粒子濃度分布

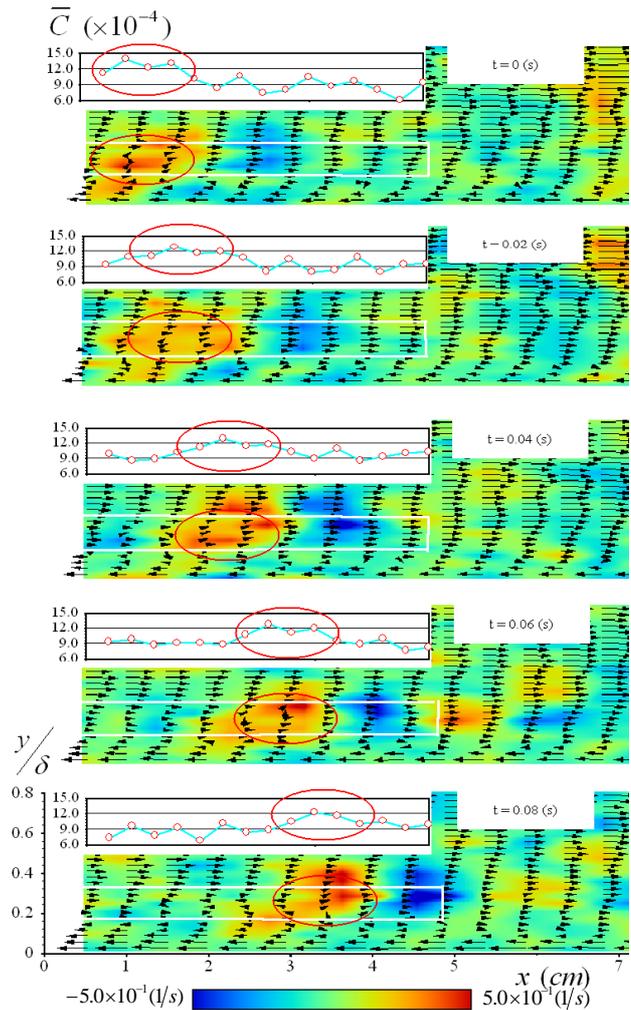


図-9 渦度分布と粒子濃度変化

が見られ、白枠内の平均粒子濃度と比較して40%程度粒子濃度が減少する結果となった。以上より、何らかの要因で周囲流体よりも高速の下降流が発生すると、その領域は大きなレイノルズ応力を保ちつつ降下すると推測される。上部領域から流れ込む流体塊(sweep)は粒子濃度が周囲流体と比べると非常に小さく、その結果40%程度粒子濃度を減少させる結果となった。

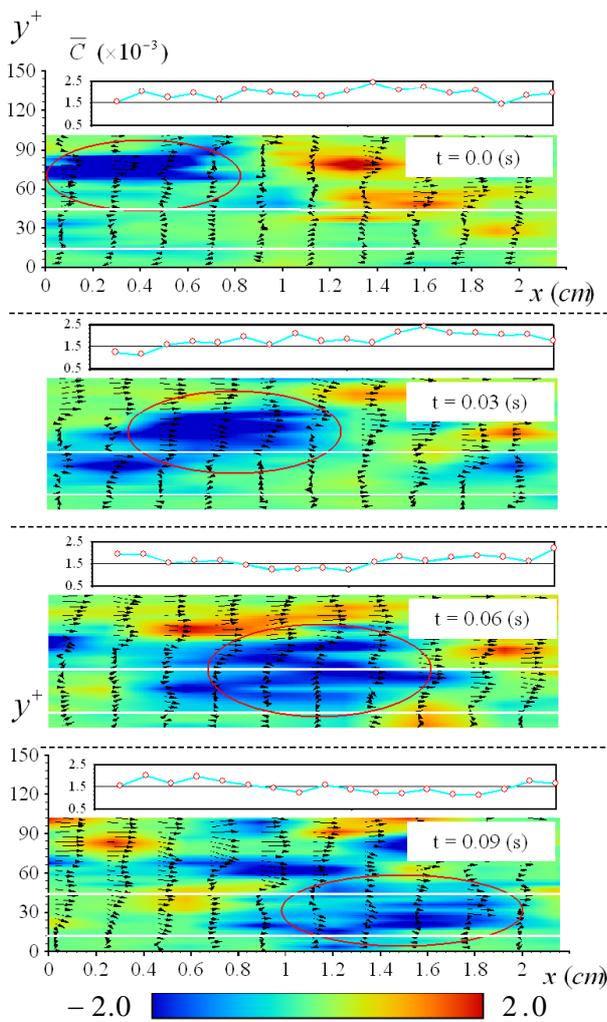


図-10 瞬間レイノルズ応力と粒子濃度変化

4. おわりに

本研究ではD-PIVおよびD-PTVを用いて、開水路等流における、粒子・流体の相互作用と、粒子濃度と周囲流体の挙動の関係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。

- 1) 浮遊砂を伴うことにより、平均流速分布が底面近傍において清流よりも高速となった ($U_f \geq U_{cw}$)。これは、周囲流体よりも高速な粒子が上部領域から降下するためと考えられる。また、粒子と流体の速度差、すなわち相対速度も底面近傍では $U_p \geq U_f$ となっており、上の考察と一致する。一方、外層においては $U_p \leq U_f$ という傾向が粒径が大きいほど顕著に見られ、これは大粒子ほど追従性が良くないことを意味している。
- 2) 乱れ強度の変調について、乱れが増幅する場合と減衰する場合が見られた。これらは粒径によって区分され、小粒径の粒子では減衰、大粒径の粒子では増幅される結果となった。また、この乱流変調は粒子濃度が大きいほどより顕著となった。

- 3) 大きな渦度を有した上昇流が発生している領域と粒子濃度が局所的に増加している領域がほぼ一致した。これは、底面付近の粒子が上昇流によって巻き上げられる瞬間を捉えたものであり、この領域では白枠内の平均粒子濃度と比べ、およそ30%程度粒子濃度が大きい。
- 4) 瞬間レイノルズ応力分布から下降流の時間変化を捉えることができ、下降流が底面付近に到達すると、その領域の粒子濃度が激減し、白枠内の平均粒子濃度のおよそ60%程度となった。上部領域は底面付近よりも粒子濃度が小さいため、このような結果となったと思われる。

以上のような結論が得られたが、本研究における瞬間構造の考察はあくまで定性的なものである。今後、濃度と組織構造の相関関係などを駆使し、定量的な評価を行いたい。

参考文献

- 1) Rashidi, M., Hetsroni, G., and Banerjee, S. : Particle-turbulence interaction in a boundary layer, *Int. J. Multiphase Flow*, vol.16, pp.935-949, 1990.
- 2) Nino, Y., and Garcia, M. H. : Experiments on particle-turbulence interactions in the near-wall region of an open channel flow: implications for sediment transport, *J. Fluid Mech.*, vol.326, pp.285-319, 1996.
- 3) Kulick, J. D., Fessler, J. R., and Eaton, J. K. : Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow, *J. Fluid Mech.*, vol.177, pp.133-166, 1994.
- 4) Kaftori, G., Hetsroni, G., and Banerjee, S. : Particle behavior in the turbulent boundary layer. II. Velocity and distribution profiles, *Phys. Fluids*, vol.7, pp.1107-1127, 1995.
- 5) Kaftori, G., Hetsroni, G., and Banerjee, S. : The effect of particles on wall turbulence, *Int. J. Multiphase Flow*, vol.24, pp.359-386, 1998.
- 6) Nezu, I. and Azuma, R. : Turbulence characteristics and interaction between particles and fluid in particle-laden open-channel flows, *J. Hydraulic Eng. ASCE*, vol.130, pp.988-1001, 2004.
- 7) 禰津家久, 野口和則, 山上路生 : 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, 2006.
- 8) 禰津家久, 東良慶 : 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, 2004
- 9) Zhou, J., Adrian, R. J., Balachandar, S., and Kendall, T. M. : Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow, *J. Fluid Mech.*, vol.387, pp.353-396, 1999

(2007. 9. 30受付)