

浮遊粒子を伴う滑面開水路流れにおける 粒子・流体相対速度と乱流変調について

PARTICLE-FLUID RELATIVE VELOCITY AND TURBULENCE MODURATION OVER SMOOTH BED IN SEDIMENT-LADEN OPEN-CHANNEL FLOW

中島与博¹・瀬津家久²・野口和則³

Tomohiro NAKAJIMA, Iehisa NEZU and Kazunori NOGUCHI

¹ 学生員 京都大学大学院修士課程 工学研究科社会基盤工学専攻
(〒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 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 (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-laden flows. However, there are still many uncertainties about turbulence modulation, that is to say, the particle effects on flow structure. In order to reveal this topic, we conducted simultaneous measurements of fluid velocity, particle velocity and sediment concentration by using both of discriminator particle tracking velocimetry (D-PTV) and discriminator particle image velocimetry (D-PIV). It was found from the present study that turbulence modulation in sediment-laden flows is enhanced or depressed as compared with clear-water flow, and these enhancement and depression are classified by the critical particle diameter, which is larger or smaller than the Kolmogoroff microscale.

Key Words : *suspended sediment flows, particle-fluid interaction, turbulence modulation
D-PIV/PTV, Kolmogoroff microscale*

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。この粒子・流体間の相互作用を解明するために、近年では位相ドップラー流速計などを使用し、粒子・流体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^{1,2)}。しかしながら従来の多くの研究では、流れの組織構造の解明に重要な底面近傍領域において十分なデータが得られていない。

また、多くの研究は浮遊粒子として比重 $\rho_p=2.6$ の砂・ガラス球や、比重 $\rho_p=1.05$ のポリスチレンを用いている。しかしながら、砂やガラス球では粒子の浮上が少ないため粒子濃度が小さく、粒径の大きな粒子を使用した実験が非常に困難であるため、粒径による流れの変調についての検討が難しい。一方ポリスチレンでは、比重が水に近いトレーサ的な挙動を示すことが多く、土砂水理学的にどこまで有効な研究が疑問も残る。そこで本研究では、比重 $\rho_p=1.2$ のポリエストラ粒子を使

用し浮遊粒子濃度を大きくすることで、浮遊粒子を含むことによる開水路流れの変化をより顕著に表し、浮遊砂流の性質を解明することを目的としている。本研究の着目点は、浮遊粒子の粒径の変化による流体の乱流変調の変化や相対速度の変化等の統計量である。

さらに比重 $\rho_p=1.5$ のケースと比較することで粒子の比重による相対速度の変化についても考察を行った。

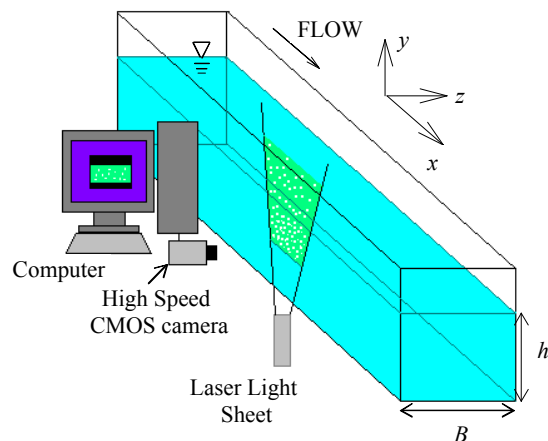


図-1 実験装置図

表-1 水理条件

E series 1.2 ($\rho_p=1.2$)	Q (cm ³ /s)	U_m (cm/s)	B (cm)	h (cm)	Fr	U_* (cm/s)	d (mm)	$\bar{C}$ ($\times 10^{-3}$)
SB1-clear water	750	30.0	5.0	5.0	0.43	1.41	—	—
SB1-E25						1.23	0.25	3.0
SB1-E37						1.34	0.37	
SB1-E50						1.53	0.5	
SB1-E100						1.64	1.0	
SB2-clear water		42.9	5.0	3.5	0.73	1.97	—	—
SB2-E25						1.82	0.25	3.0
SB2-E37						1.93	0.37	
SB2-E50						2.04	0.5	
SB2-E100						2.18	1.0	
SP1-clear water		60.0	2.5	2.5	1.21	2.79	—	—
SP1-E25						2.69	0.25	3.0
SP1-E37						2.80	0.37	
SP1-E50						2.91	0.5	
SP1-E100						3.05	1.0	
P series 1.5 ($\rho_p=1.5$)	Q (cm ³ /s)	U_m (cm/s)	B (cm)	h (cm)	Fr	U_* (cm/s)	d (mm)	$\bar{C}$ ($\times 10^{-3}$)
SB1-clear water	750	30.0	5.0	5.0	0.43	1.41	—	—
SB1-P25						1.15	0.25	1.8
SB1-P37						1.31	0.37	
SB1-P50						1.54	0.5	
SB1-P100						1.57	1.0	

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。水路中央部を水路床下部から4mm厚のレーザーライトシート（LLS）で照射し、それによって照らし出された粒子を水路側壁付近に設置された1280×1024ピクセルの高速度CMOSカメラによってx方向50mm幅を撮影した。

本研究では、粒子・流体を判別分離する画像解析手法（D-PIV/PTV）^{3,4)}を用いている。画像解析に必要な2枚ペアの瞬間画像を500Hz間隔で取得し、それを100Hzごとにサンプリングした。D-PIV/PTVでは、撮影画像を流体画像と粒子画像に分離して解析される。本研究では、流体トレーサーとして粒径0.025mmのナイロン12粒子（比重 $\rho_p=1.02$ ）を使用し、浮遊粒子として最小のケースで粒径 $d_p=0.25$ mmのポリエクストラ粒子（比重 $\rho_p=1.2$ ）を使用した。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。

(2) 水理条件

表-1に水理条件を示した。ここで、 Q は流量、 $U_m = Q/Bh$ 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、 $\bar{C}$ は体積平均粒子濃度である。体積平均粒子濃度はLLSに照射された体積に占める全粒子の体積を意味する。

本研究は流量一定条件すなわちレイノルズ数を一定のもと（ $Re = U_m h / \nu = 1.5 \times 10^4$ ）、水深を常流となる $h=5.0$ 、3.5cmの2ケースと、射流となる $h=2.5$ cmの1ケースの実験を行った。各水深条件における水路勾配はSB1、SB2、SP1の順に1/500、1/350、1/150であった。常流・射流とも粒子を含まない清流と、粒径 $d_p=0.25$ 、0.37、0.50、1.0mmの各粒子を伴う4ケースで実験を行った。また、比重効果を調べる上で野口ら(2008)⁵⁾の実験（ $\rho_p=1.5$ ）を再解析したため、彼らの実験条件も表-1に併示した。なお、粒子投入後、粒子濃度および流れ場が安定するまで約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、D-PIV、D-PTVにより粒子・流体の速度が同時に得られた。清流(clear water)、流体(fluid)、粒子(particles)の諸量にそれぞれ添字cw(もしくは0)、f、pを付加し区別する。例えば、 U_f は浮遊砂流における流体の平均流速を示す。

(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アスペクト比 B/h が大きい水路を使用することが望ましいが、高濃度の浮遊砂流れでは、カメラとLLSの間に送流された大量の粒子によって計測断面が遮蔽されエラーベクトルが増加する。そのため本研究では水路幅が小さい亚克力製水路（ $B=5$ cm）を用いて計測を行った。その結果 $B/h=1.0$ 、1.43、2.0となり、自由水面近くは2次流の影響でレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ が負になった。しかしながら、 $-\overline{uv} \rightarrow 0$ 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、 $y \leq \delta$ では2次元乱流が成立すると考えられる⁶⁾。

摩擦速度 U_* は乱流統計量を内部変数表示する際に必要なパラメータであり、近年では外層（ $y/h > 0.2$ ）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。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) 流体の主流速分布

図-2は、本実験における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} で無次元化して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。

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

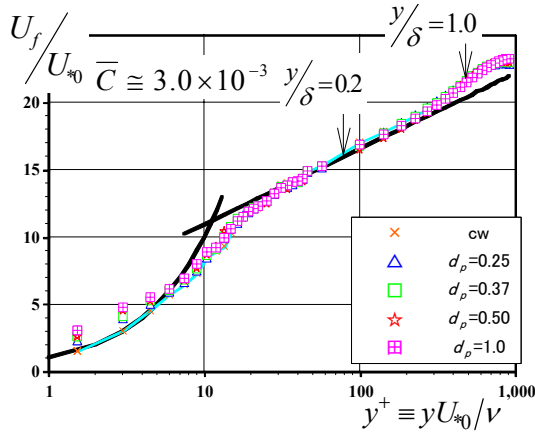


図-2 流体の主流速分布

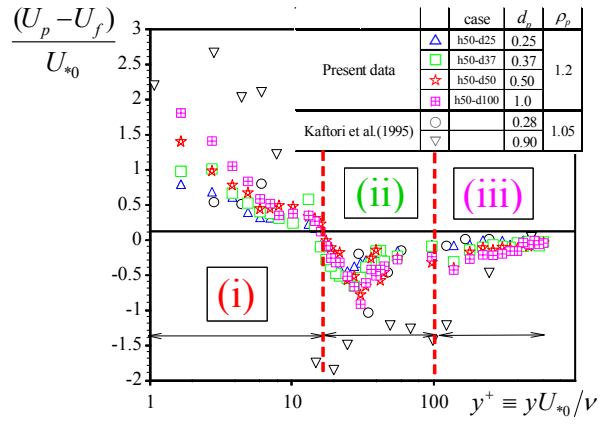


図-3 流体・粒子間の相対速度

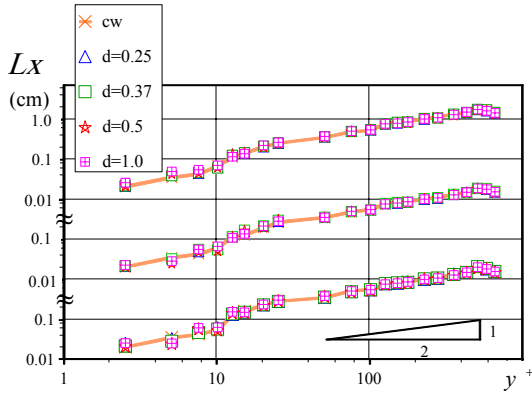


図-4 流れの積分スケール

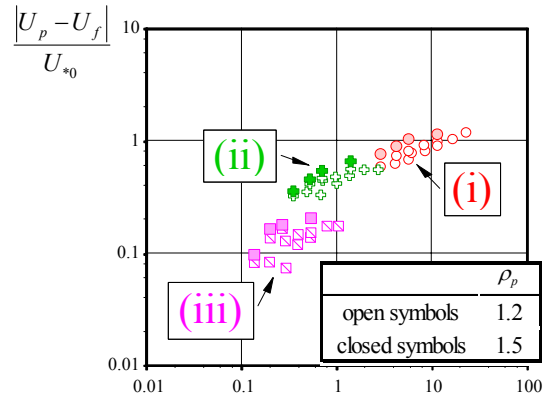


図-5 相対速度と d_p/L_x

本実験における式(1)の κ , A はそれぞれ0.41, 5.1であった。

全ケースとも対数則領域($30 \leq y^+ \leq 0.2R^*$, $R^* = U_*\delta/\nu$)において差は見られず、対数則分布(1)と良く一致している。また、粘性底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これらは文献4), 5)とよく一致した。

(2) 粒子と流体の相対速度

前報⁵⁾の結果から、内層における粒子・流体間の作用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考察する。図-3は、本実験ケースにおいて粒子速度(U_p)から流体速度(U_f)を引いた相対速度を示したものである。なお、相対速度は清流の摩擦速度 U_0 で無次元化している。Kaftori *et al.*(1995)⁷⁾のデータ($\rho_p=1.05$)を併示したところ、本研究のデータと非常に良く一致した。内層の $y^+ \leq 15$ の領域では粒子速度のほうが流体速度よりも大きくなり($U_p \geq U_f$)、逆に、 $y^+ \geq 15$ の領域では $U_p \leq U_f$ となった。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低減されているため $U_p \geq U_f$ となったと考えられる。また、 $y^+ \geq 15$ の領域では粘

性効果が次第に弱くなり、比較的高速の流体に対して粒子の追従性が鈍いために $U_p \leq U_f$ となったと考えられる。

さらに、 $y^+ \geq 15$ の領域に注目すると、 $15 \leq y^+ \leq 100$ の内層領域では U_p と U_f の差が大きく、 $y^+ \geq 100$ の外層領域ではその差があまりないことが確認できる。そこでそれぞれの特徴をもった $y^+ \leq 15$, $15 \leq y^+ \leq 100$, $y^+ \geq 100$ の領域を順に(i)層, (ii)層, (iii)層と3つに区分し、以降でより詳細にその特性を検討する。

(3) 流れの積分スケール L_x

粒子の運搬・輸送過程を解析するためには流れの乱流構造の解明が重要である。そこで粒子・流体間の相対速度をさらに解析するために、本研究では乱流の積分スケール L_x を算出した。 L_x は次のように定義される。

$$L_x \equiv \int_0^\infty R(r) dr \quad (2)$$

$$R(r) \equiv \overline{u(x+r)u(x)}/u'^2 \quad (3)$$

ここで $R(r)$ は $u(x+r)$ と $u(x)$ の空間相関である。図-4はPIVのデータに式(2)を用いることで計算された、全てのケースにおける L_x の分布である。 L_x は $(y^+)^{1/2}$ にほぼ比例しており、これはNezu & Nakagawa(1993)⁸⁾の浮遊砂のないclear waterでの結果と一致する。図より、浮遊粒子による L_x の

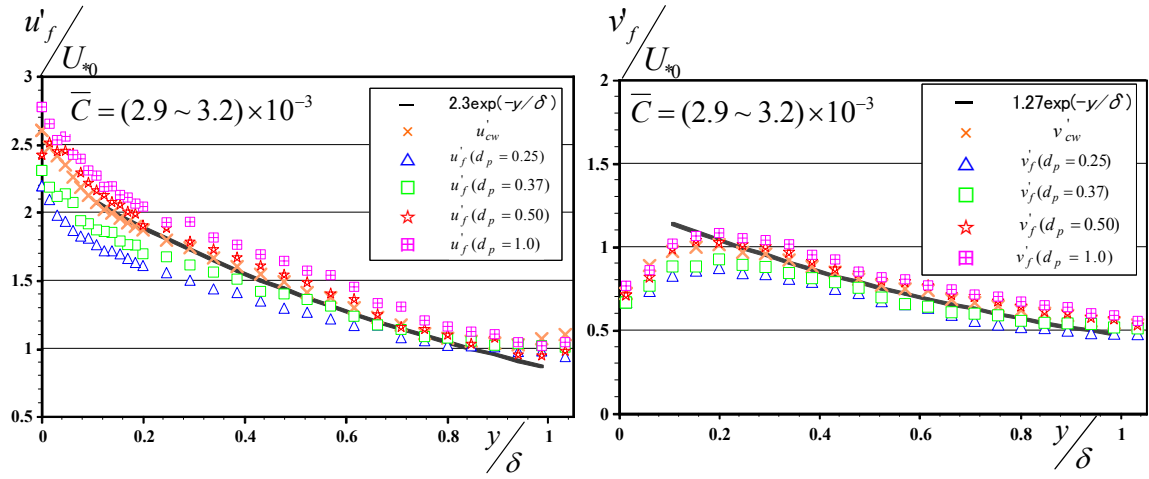


図-6 乱れ強度分布

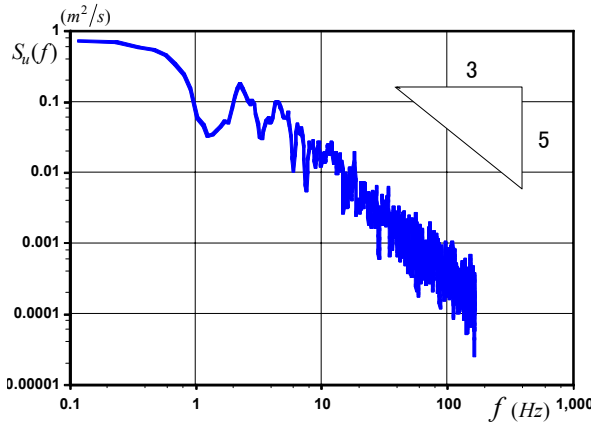


図-7 スペクトル分布

変化はあまりないことがわかる。これは小松ら(1999)⁹⁾の傾向と一致し、流れの乱流構造が浮遊粒子によって大きくは変化しないことを示している。

図-5は、全ての実験ケースにおける粒子・流体間の相対速度の絶対値 $|U_p - U_f|$ を(i)層、(ii)層、(iii)層に対して層別平均したものである。横軸は粒径 d_p を各ケースの L_x で無次元化したものである。これにより、流れ構造において粒子サイズがどの程度粒子・流体間の相互作用に影響を及ぼすかを評価できる。図より $|U_p - U_f|$ は粒径 d_p/L_x が大きくなるにつれ増加している。図中に $\rho_p = 1.5$ のデータを併示したところ、 $\rho_p = 1.2$ のデータよりも値が大きくなった。これは追従性の低さに起因すると考えられるが、粒径効果ほど差異は見られなかった。これは粒子の追従性を評価する粒子応答時間 t_p が以下のように定義され、その中で粒径効果は2乗、比重効果は1乗であることによると説明できる。

$$t_p = \frac{1}{18} \frac{\rho_p}{\rho_f} \frac{d_p^2}{\nu} \quad (4)$$

また(iii)層のデータに関して、(i)層および(ii)層の分布傾向よりも下回る結果となった。これは内層における粒子・流体間の相互作用と、外層におけるそれとが区別で

きることを示唆している。すなわち内層では粒子濃度が比較的大きく、粒子・流体間の相互作用(two-way coupling)に加えて粒子同士の衝突(four-way coupling)の影響が無視できず、一方外層では粒子濃度が小さくone-way的な作用であると推測される。

(4) 流体の乱れ強度

図-6に流下方向および鉛直方向の流体の乱れ強度を示す。図中のデータは各粒径の粒子濃度が最も大きいケースのものと清流ケースのものである。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(5)、式(6)である⁸⁾。

$$\frac{u'_f}{U_{*0}} = 2.3 \exp(-y/h) \quad (5)$$

$$\frac{v'_f}{U_{*0}} = 1.27 \exp(-y/h) \quad (6)$$

図より、清流のケースは普遍関数と良く一致するが、浮遊砂流れに関しては、内層において粒径が変化することで乱れ強度が増幅される場合と減衰される場合に分かれることが読み取れる。 $d_p = 0.5, 1.0 \text{ mm}$ の場合、乱れ強度は清流よりも増幅し、逆に $d_p = 0.25, 0.37 \text{ mm}$ の場合で減衰する。この傾向は野口ら(2008)⁹⁾でも確認された。

粒径と乱流変調の関係は、粒径がKolmogoroffミクロスケールよりも大きいときに増幅し、小さいときには逆に減衰することが指摘されている⁹⁾。小松ら(1999)¹⁰⁾は浮遊砂流れにKolmogoroffミクロスケールを適用したが、粒径による乱流変調の傾向があまり見られなかった。そこで本研究ではKolmogoroffミクロスケールの適用性について再考察した。

Kolmogoroffミクロスケール η は次式で定義される。

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (7)$$

ここで ε は乱れエネルギー k の散逸率である。本研究では、乱れ強度のスペクトルを計測することにより ε を求

めた． $0.05 < y/\delta < 0.2$ において，計測によって得られたスペクトルの一例を図-7に示す．横軸，縦軸はそれぞれ周波数 f ， $u(t)$ のスペクトル $S_u(f)$ である．図より，次のKolmogoroffの-5/3乗則が成立していることがわかる．

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{U} \left(\frac{1}{C} f^{\frac{5}{3}} S_u(f) \right)^{\frac{3}{2}} \quad (8)$$

ここで C はKolmogoroffの定数であり，流れの特性によらずにほぼ0.5の普遍定数であることが知られている．式(8)から求められた ε を式(7)に代入すると， $\eta=0.413\text{mm}$ であった．一方， $0.05 < y/\delta < 0.2$ における乱流変調 u'_f/u'_{cw} を空間平均することにより求めたところ図-8のようになり，実験的に求められた $u'_f/u'_{cw}=1$ となる限界粒径 d_{pc} は $d_{pc}=0.44\text{mm}$ であった．両者はほぼ一致し，これによりKolmogoroffミクロスケールを用いた乱流変調理論は開水路流れに関しても適用されると考えられる．すなわち，限界粒径 d_{pc} はKolmogoroffのミクロスケール η にほぼ一致すると考えられる．

(5) 流体および粒子の乱れ強度の関係

本研究では，D-PIVとD-PTVにより粒子および流体の速度計測が可能であったので，粒子と流体の乱れ強度の比を求めることができた．図-9は流下方向および鉛直方向の粒子と流体の乱れ強度比 u'_p/u'_f ， v'_p/v'_f を示している．図より，流下方向における乱れ強度比に比べると鉛直方向における乱れ強度比は明らかに大きな値を示した．Righetti & Romano(2004)¹¹⁾もPDAを用いて同様の解析を行っており，底面近傍以外では非常によく一致した．底面近傍での傾向の違いは，彼らの実験は粗面を用いているため底面近傍で流体の乱れが増幅されたためであると推測される．以上の結果から，バースト運動による鉛直方向の粒子変動が流体のよりも顕著になることが推測される．

(6) スキューネス

イジェクションやスウィープといったバースト運動の卓越はスキューネスを算出することによって解析することができる．流下方向，鉛直方向のスキューネス S_u ， S_v は以下で定義される．

$$S_u \equiv \overline{u^3}/\overline{u}^3, \quad S_v \equiv \overline{v^3}/\overline{v}^3 \quad (9)$$

図-10は式(9)によって算出された S_u ， S_v を示している． S_u に関しては， $y^+ < 20$ の内層領域では $S_u > 0$ となり，一方 $y^+ > 20$ の外層領域では逆に $S_u < 0$ となっている．また S_v に関しては， $y^+ < 30$ の内層領域では $S_v < 0$ となり， $y^+ > 70$ の外層領域では $S_v > 0$ となっている．これは，底面近傍ではスウィープがより顕著であり，その他の領域ではイジェクションがより顕著であることを示している．これらの結果はBigillon et al.(2006)¹²⁾とよく一致した．また粒子を伴

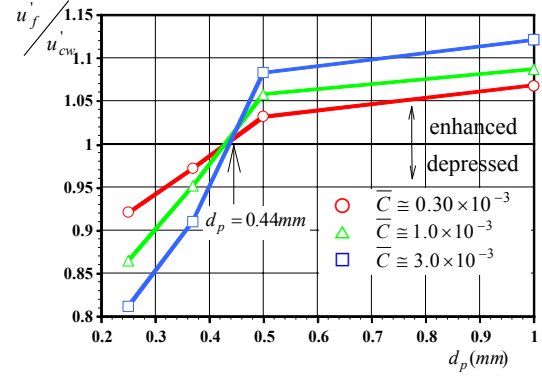


図-8 粒径と乱流変調の関係

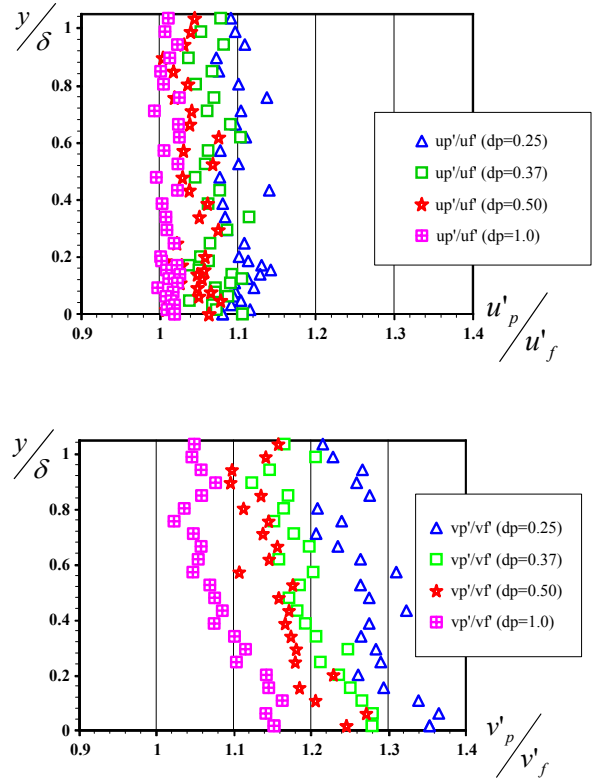


図-9 粒子・流体間の乱れ強度比

うことにより，底面近傍のスウィープの卓越が目立たなくなったが，これは粒子の沈降が頻繁に発生するため組織的な流れの影響が小さくなったためであると考えられる．この傾向は粒子沈降の影響が大きいと推測される大粒径粒子で顕著となった．

4. おわりに

本研究ではD-PIVおよびD-PTVを用いて，浮遊粒子を伴う開水路流れにおける粒子・流体の相互作用を，乱れ強度の変化や乱流変調の観点から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) 粒子・流体間の相互作用を考察するために、粒子・流体間の相対速度と流れの積分スケールとの関係を解析したところ、内層と外層で傾向にずれが生じた。これは、内層では粒子濃度が大きく、粒子・流体間の相互作用(two-way coupling)や粒子同士の衝突(four-way coupling)の影響を受け、一方外層では粒子濃度が小さく、これらが無視できたためと推察される。また、相対速度に関する粒径の効果は比重の効果よりも大きい結果となった。
- 2) 乱れ強度の変調について、粒径の大小によって増減が分かれるという結果が得られた。そこで粒径とKolmogoroffミクロスケールとの関係に注目し、 $0.05 < y/\delta < 0.2$ におけるKolmogoroffミクロスケールをスペクトル解析により求めたところ $\eta_f = 0.413\text{mm}$ と算出された。一方、同領域における乱流変調 u'_f/u'_{cw} と粒径との関係から $u'_f/u'_{cw} = 1$ となる粒径 d_{pc} を実験的に求めたところ、 $d_{pc} = 0.44\text{mm}$ と算出され、Kolmogoroffミクロスケールとよく一致した。
- 3) 粒子と流体の乱れ強度の比を流下方向、鉛直方向で求めた結果、ともに1より大きくなったが、流下方向に比べ鉛直方向でその程度が顕著となった。これは、バースト運動による粒子の変動が特に鉛直方向で顕著になるためである。
- 4) 流下方向、鉛直方向のスキューネスを算出したところ、底面近傍ではスウィープが、その他の領域ではイジェクションが卓越することが示された。また、また粒子を伴うことにより、底面近傍のスウィープの卓越が目立たなくなった。

参考文献

- 1) Best, J., Bennett, S., Bridge, J., and Leeder, M. (1997) : Turbulence modulation and particle velocities over flat sand beds at low transport rate, J. Hydraulic Eng, ASCE, vol.123, pp.1118-1127.
- 2) Muste, M., and Patel, V. C. (1997) : Velocity profiles for particles and liquid in open-channel flow with suspended sediment, J. Hydraulic Eng, ASCE, vol.123, pp.742-751.
- 3) 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.
- 4) Nezu, I. and Azuma, R. (2004) : Turbulence characteristics and interaction between particles and fluid in particle-laden open-channel flows, J. Hydraulic Eng, ASCE, vol.130, pp.988-1001.
- 5) 野口和則, 禰津家久, 山上路生 (2008) : 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, 水工学論文集, 第52巻, pp.733-738.
- 6) 禰津家久, 東良慶 (2004) : 開水路乱流場における粒子-流

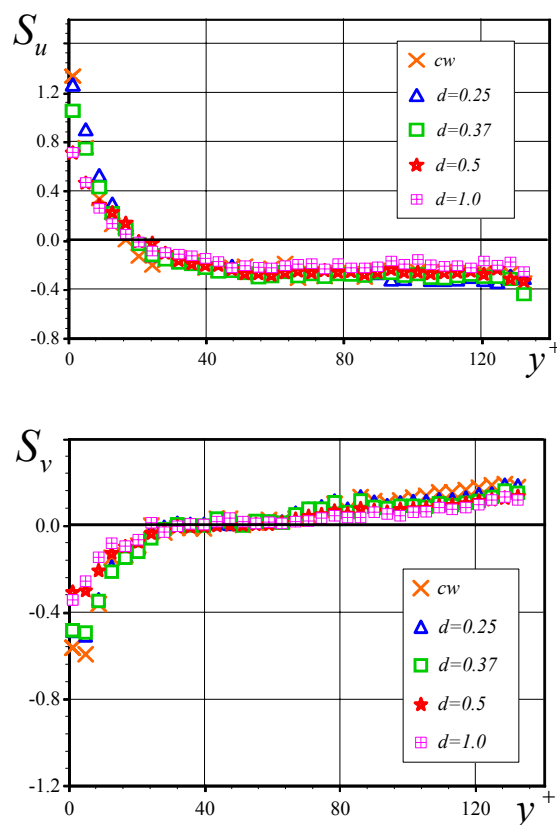


図-10 内層のスキューネス分布

体運動に及ぼす側壁の影響, 水工学論文集, 第48巻, pp.487-492.

- 7) Kaftori, G., Hetsroni, G., and Banerjee, S. (1998) : The effect of particles on wall turbulence, Int. J. Multiphase Flow, vol.24, pp.359-386.
- 8) Nezu, I., and Nakagawa, H. (1993) : Turbulence in open channel flows, IAHR Monograph, Balkema, Rotterdam, The Netherlands.
- 9) 杉山和靖, 高木周, 松本洋一郎 (2000) : LESによる微細粒子を含む壁面乱流の数値解析, 日本機械学会論文集(B編), 66巻, 641号, pp.103-112.
- 10) 小松利光, 押川英夫, 竹内美礼 (1999) : 中立浮遊粒子を含む乱れ場の乱流空間特性, 水工学論文集, 第43巻, pp.395-400.
- 11) Righetti, M., and Romano, G. P. (2004) : Particle-fluid interactions in a plane near-wall turbulent flow, J. Fluid Mech., vol.505, pp.93-121.
- 12) Bigillon, F., Ninō, Y., Garcia, M. H. (2006) : Measurements of turbulence characteristics in an open-channel flow over a transitionally-rough bed using particle image velocimetry, Exp Fluids, vol.41, pp.857-867.

(2008. 9. 30受付)