

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

EFFECT OF SIDE WALL ON PARTICLE-FLUID MOTIONS IN PARTICLE-LADEN OPEN-CHANNEL FLOW

榎津家久¹・東良慶²

Iehisa NEZU and Ryoukei AZUMA

¹ フェロー会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

² 学生員 工(修) 京都大学大学院 博士後期課程 環境地球工学専攻

Simultaneous measurements of particle-laden flow have been investigated extensively. It is very difficult to measure such a two-phase flow when the particle concentration is relatively large. It is because the particles between the measuring volume and CCD device are the obstacles. Mean flow properties and turbulence characteristics of high particle concentration flow may be changed greatly than dilute flow. In this study, some experiments conducted in narrow open-channel flow enabled us to measure high particle-concentration flow. It was found that the flow field in the near-wall region ($y/h < 0.2$) was not affected significantly by secondary current and that 2-D turbulent flow was obtained. Consequently, universal characteristics in the near-wall region are expected to clarify particle-fluids motions even in narrow open-channel flow.

Key Words : particle-laden flow, Particle-Tracking Velocimetry, near wall region, transverse velocity

1. はじめに

従来から粒子を伴う流れにおいて、粒子の存在によって水流の流速分布や乱流特性が清流と比較して変化することが指摘されており、その結果、流れの抵抗則が変化することが説明されている¹⁾。一方、流砂量式の高精度化などのためにも粒子と流体の相互作用に関する知見がより要求されるようになっていく。このような背景から近年、壁乱流に対する固体粒子の影響に関する多くの実験が行われている。

粒子を伴う流れに関する初期の研究では、流体の主流速分布の経験的な変化から粒子の挙動を説明していた²⁾。しかし、このような二相流において一相のみの挙動情報から相互作用を評価することは非常に困難であり、予測データの精度や信頼性に不安があることは明らかである。近年粒子を伴う流れの両相を同時計測した実験結果から、流体の流速分布が粒子の存在により影響を受けることが明らかにされている。Rashidi *et al.*³⁾、Nino & Garcia⁴⁾の実験結果では外層領域においては流体速度が粒子速度よりも高速となるとしており、同様な結果が Pedinotti *et al.*⁵⁾による数値計算によっても得られている。しかし、壁面近傍領域 ($y^+ < 40$, y^+ の定義は後述) ではほと

んどデータが得られていないため、この領域での考察は行っていない。Kulick *et al.*⁶⁾、Kaftori *et al.*⁷⁾は壁面領域の計測を行っており、Kaftori *et al.*は $y^+ < 10$ の範囲において外層領域とは逆に粒子速度が流体速度より高速となると発表した。

粒子-流体の両者を高精度に計測するには粒子と非接触な計測法が必要であるが、レーザーを利用した計測器や可視化手法を用いて粒子-流体を同時計測するには、流れ場の計測可能な粒子濃度に限界がある。なぜならば粒子濃度が極めて高い場合、レーザーが粒子によって遮蔽されたり、計測断面よりも手前の粒子によってレーザーシートが遮蔽され不可能となる。上述した Kulick *et al.*、Kaftori *et al.*の実験結果は鉛直管路におけるものであり、流れ場における粒子濃度がほぼ一様であると考えられ、計測が可能であったと思われる。一方、開水路における固液混相流では、全水深での粒子濃度が小さくても底面付近では極めて高濃度となり、壁面近傍での計測が極めて困難となる。しかしながら、高粒子濃度である壁面近傍領域では運動量交換、相互作用が最も顕著であり、また、粒子の運動および輸送機構は壁面近傍の乱流特性であるバースト-スweepサイクル運動と関連付けられており^{3),8),9)}、最も研究者の注目を

表-1 混相流の水利条件

Case	d (mm)	ρ_p	w_p (cm/s)	B (cm)	h (cm)	$U_{f,m}$ (cm/s)	U_* (cm/s)	Re $\times 10^4$	Fr	$\bar{C}$ (%)	h_p (cm)
T10	0.85	1.17	2.45	5.0	5.0	42.3	2.16	1.99	0.60	0.30	3.07
T15	0.85	1.24	3.01			44.1	2.15	2.08	0.63	0.34	2.49
T20	0.85	1.30	3.44			43.5	2.18	2.04	0.62	0.32	1.56
N1	0.1	1.02	—			43.1	2.27	2.03	0.61	—	—

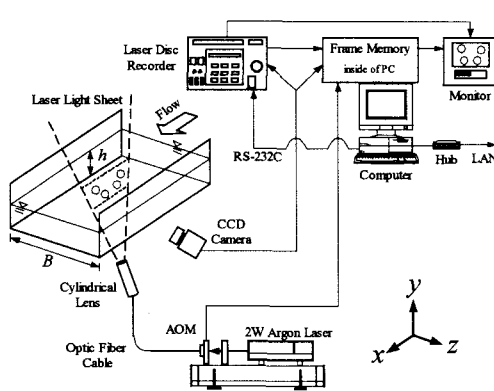


図-1 計測システム

集める領域であることは言うまでもない。

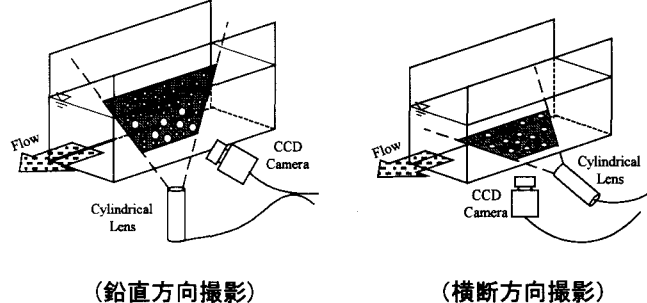
この開水路における壁面近傍の高粒子濃度領域を同時計測する方法として、水路幅を小さくすることにより、レーザーおよび撮影領域を遮蔽する粒子をより少なくして計測する方法が考えられる。この目的で、本研究ではアスペクト比を1（水路幅=5cm）に設定した矩形開水路において粒子を伴う流れを投影面積判別法を用いたPTVによって同時計測し、水路中央部壁面領域の粒子運動および流れ場への水路側壁からの影響を考察した。

2. 実験装置および実験方法

(1) 実験装置

本実験で使用した水路は、長さ4m、幅5cmで、側壁および底面全体がアクリル製の循環式直線水路である。上流端から3m下流に計測断面を設定した。図-1に計測システムを示す。座標系としては流下方向に x 軸、 x 軸に直角上向きに y 軸、水路横断方向に z 軸を取り、それぞれの瞬間流速値を $\tilde{u}=U+u$ 、 $\tilde{v}=V+v$ および $\tilde{w}=W+w$ とした。ここに、大文字は時間平均流速で小文字は乱れ変動成分である。流体（水）および粒子の諸量については添字 f および p を付加して表示する。図中の B は水路幅、 h は水深である。全壁面は水理学的滑面であり、粒子も再循環するようになっている。また、粒子投入後、粒子濃度および流れ場が安定するまで約1時間循環させ、その後計測を行った。

実験装置の概要は以下のようなものである。2Wのアルゴンイオンレーザーを光ファイバーケーブルを通して、シリンドリカルレンズによって厚さ2mmのレーザーライトシート(LLS)として、水路底面から垂直上方（図-2の左図）および水路側方から水路床と平行に



(鉛直方向撮影)

(横断方向撮影)

図-2 カメラとレーザーシートの設定図

照射した（図-2の右図）。以上の垂直断面と横断面の2方向の断面において計測を行った。LLSはコンピュータ制御によるAOMによってチョッピングされ、パルス間隔およびパルス発生時間が任意に設定できるようになっている。撮影は水路側壁付近に設置されたCCDカメラで行われ、光ディスクに512×480ピクセルのフレーム画像が1/30sごとに記録可能である。本システムにはNTSC方式が用いられている。そのため、第1光による画像がファーストフィールド（走査線の奇数列）に相当し、第2光による画像がセカンドフィールド（走査線の偶数列）に相当する。

(2) 水利条件

実験条件を表-1に示す。ケース名におけるTはチタンを配合させたポリスチレンを意味しており、数字は配合率を表し、比重を系統的に変化させている。N1は粒子を伴わない流れ、すなわち清流である。表中の d は対象粒子の粒径、 ρ_p は粒子の密度、 w_p は沈降速度、 $U_{f,m}$ は流体の断面平均流速、 U_* は摩擦速度、 $Re=U_{f,m}h/\nu$ はレイノルズ数、 $Fr=U_{f,m}/\sqrt{gh}$ はフルード数、 ν_f は動粘性係数、 g は重力加速度である。 C は粒子体積濃度、 h_p は粒子が存在する水深、いわゆる掃流層厚である。

今回対象とする粒子はポリスチレンにチタンを配合することにより比重調整を行っており、チタンの配合率10、15、20%の比重がそれぞれ1.17、1.24、1.30である。なお、流体挙動に追従するトレーサー粒子として直径100 μ m、比重が1.02のナイロン12粒子を用いた。

鉛直方向撮影（図-2の左図）では水路中央部において、計測範囲を5cm四方（水深全域）、底面から約2cm四方（壁面近傍をクローズアップ）に設定した2

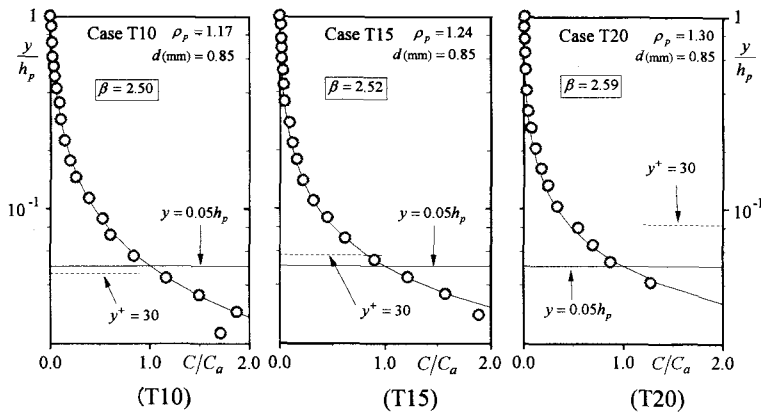
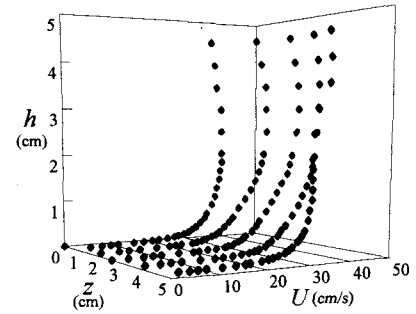


図-3 粒子濃度



(水路側方図示, LDA 計測)
図-4 実験水路の平均流速分布

種類の計測を行った。なお、1 ピクセルがそれぞれ 0.102, 0.040mm に相当する。一方、横断方向撮影(図-2の右図)は底面から 1,5,10,25,45mm の位置に LLS を設定し計測を行った。なお、1 ピクセルが約 0.098mm に相当する。計測時間は全ケースにおいて 60s である。

(3) 計測システム

本研究では撮影された粒子の投影面積にしきい値を設けることにより、対象粒子とトレーサー粒子(流体)の判別^{(10),(11)}を行う投影面積判別法を用いた。これにより粒子を含む流れにおける固相(対象粒子)と流体(トレーサー粒子)の同時計測が可能となっている。トレーサー粒子の粒径が 100 μm であるのに対し、対象粒子の直径は 850 μm あるため、投影面積は約 60 倍以上となり、実際に撮影された画像において、対象粒子とトレーサー粒子間に明確な相違がみられ、両者の判別は容易であった。

粒子の軌道追跡法 PTV としては 2 時刻スプリングモデル¹²⁾を用いた。本計測システムの精度に関しては、瀬津・東¹³⁾の PMMA/PS を伴う流れを計測した実験において、壁面よりも離れた領域のみならず、壁面近傍領域においても、平均流速および乱れの 2 次相関が良好に計測できることが確認されている。

3. 実験結果および考察

(1) 粒子濃度

図-3に各ケースの水路中央断面(z=2.5cm)における粒子濃度分布を示した。流体の体積は厚さ 2mm の LLS を 1800 フレーム(一分間)重ねることにより求めることができ、粒子の体積としては各層ごと得られる粒子データ数から求めた。同図に併示されている曲線は Rouse の濃度分布式(1)である。

$$\frac{C}{C_a} = \left\{ \left(\frac{h_p - y}{y} \right) \left(\frac{a}{h_p - a} \right) \right\}^Z \quad Z \equiv \frac{w_p}{\beta \kappa u_*} \quad (1)$$

C_a は $y=0.05h_p$ における基準面粒子濃度、 w_p は沈降速度である。本実験では粒子層厚がケースによって異

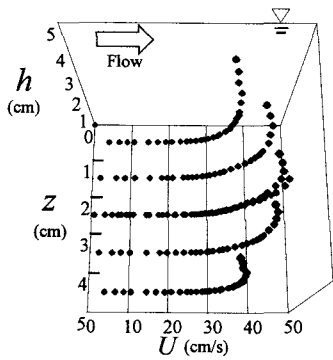
なり、水面付近には殆ど粒子が存在しないため水深 h の代わりに粒子層厚 h_p を用いた。 w_p に関しては次式(2)を用いて求めた。

$$\frac{w_p}{\sqrt{sgd}} = \sqrt{\frac{2}{3} + \frac{36v_f^2}{sgd^3}} - \sqrt{\frac{36v_f^2}{sgd^3}} \quad (2)$$

ここで、 $s=(\rho_p/\rho_f-1)$ は粒子の水中比重を表す。同図に記入されている曲線は、実測値が Rouse の濃度分布式にフィットするように β を求めて得られた分布である。すべてのケースにおいて濃度分布が Rouse 式で表現できるといえる。Rouse 式は浮遊砂を前提として誘導された式であり、 $\beta=1.2$ 程度とされているが、本研究では β の値が全てのケースにおいて約 2.5 となった。これは今回の流れ場では粒子層厚が水面までは到達しておらず、浮遊砂的運動形態を示しているのではなく、むしろ掃流砂的運動形態を示していると考えられる。この大きな β の値と粒子運動形態の関連性に関してはさらに比重の重い粒子の計測が必要である。 C_a の値は case T10, T15, T20 それぞれ 1.09, 1.32, 1.48% であり、流れ場全体の平均粒子体積濃度 $\bar{C}$ と比較して極めて大きい値である。このように、開水路において粒子を伴う流れを扱う際、底面付近における粒子濃度が極めて大きく、水路幅が大きい水路においては本実験の濃度でも測定が困難となる。

(2) レーザ流速計による測定

本来ならば二次流の影響を最小にするために水路幅が大きい水路を用いることが好ましいが、前述のように粒子濃度の大きい流れでは、水路幅が大きいと CCD カメラと LLS の間に大量の粒子が送流されるため、計測断面の撮影が極めて困難となり、エラーデータが急増する。したがって、高粒子濃度の混相流を LDA や PTV 計測するには、本研究のように水路幅を小さくすることが必要となる。よって、これまでの経験から本研究では水路幅を 5cm と設定した。その結果アスペクト比 B/h が 1 となるため、計測断面である水路中央部の流れ場への水路側壁からの



(水路上方図示, LDA 計測)

図-5 実験水路の平均流速分布

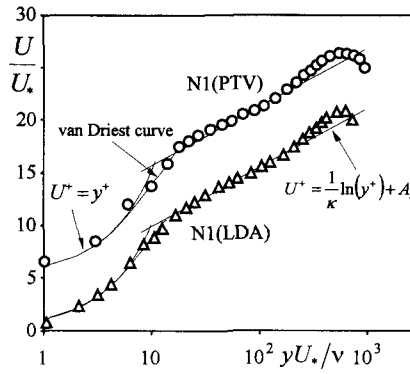


図-6 水路中央部の主流速分布

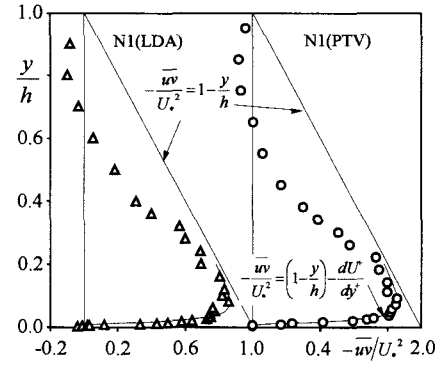


図-7 水路中央部のレイノルズ応力分布

影響を考慮しておかねばならない。

そこで、本研究の目的は、水路中央部の流れ場への側壁からの影響を検証するものである。粒子を伴わない流れ（清流）を横断方向に5測点（左端から $z = 5, 15, 25, 35, 45 \text{ mm}$ ）レーザー流速計 LDA を用いて計測した。図-4および図-5に平均流速分布を示す。図-4において流速の最大値が $y = 3 \text{ cm}$ 付近に出現し、それより上部領域と比較して高速となっている。また、図-5において側壁からのせん断力により側壁付近の流速分布は水路中央のものよりも低速となっている。これは、本流れ場のアスペクト比が1と小さいために水路側壁上部に二次流が発生し、水路中央部において下降流を生じている¹³⁾。その結果、最大流速点降下現象(velocity dip)が発生していると証明される¹³⁾。

図-6に水路中央部における主流速分布を示した。N1(LDA)は LDA 計測により得られた結果であり、N1(PTV)は PTV 計測で得られた結果である。PTV の結果については縦軸を5上方にシフトして表示している。図中において右上がりの半弧の曲線は、粘性底層で成立する式(3)の理論式で、右上がりの直線は式(4)の対数則であり、無次元壁座標 $y^+ (= U_* y / \nu)$ が30以下の領域では式(5)を数値積分して得られる内層の速度分布(van Driest 曲線)を曲線で示している。

$$U^+ = y^+ \quad (y^+ \leq 5) \quad (3)$$

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + A \quad (y^+ \geq 30) \quad (4)$$

$$\frac{dU^+}{dy^+} = \frac{2(1-\xi)}{1 + \sqrt{1 + 4\ell^{+2}(1-\xi)}} \quad (5)$$

無次元混合距離 ℓ^+ は次式で示される。

$$\ell^+ = \kappa y^+ \Gamma \quad (6)$$

$$\Gamma = 1 - \exp(-y^+ / B) \quad (7)$$

ここに、 $\xi \equiv y/h$, $U^+ \equiv U/U_*$, Γ は van Driest のダンピング関数、 B はダンピング係数、 A は積分定数、 κ はカルマン定数である。本研究のような粒子を伴う流れでは本来カルマン定数を「変数」として取り扱うことが望ましいが、その変化挙動に関して現在でも一致した知見が得られていない¹⁴⁾。また、式(4)で

表される対数則において、未知量が3つ (U_* , κ , A) となり、式が閉じない。本研究では対数則領域 ($y^+ \leq 30$) での粒子濃度が比較的小さいので(図-3)、カルマン定数を $\kappa = 0.41$ の普遍値とみなして摩擦速度 U_* および積分定数 A を算出した。

図-6でもやはり水面付近で velocity dip が見られる。また、アスペクト比が1であると二次流の底面渦が形成されると考えられるが¹³⁾、図-6では粘性底層から対数則領域まで理論式と非常に良く一致しており、本研究の流れ場では、底面渦による水路中央部の主流速への影響はほぼないことが推測される。

図-7に水路中央部におけるレイノルズ応力分布を示した。開水路等流で成立する理論式(8)を曲線で、粘性応力を無視した式(9)を直線で併示した。

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = 1 - \frac{y}{h} - \frac{dU^+}{dy^+} \quad (8)$$

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = 1 - \frac{y}{h} \quad (9)$$

水面付近でレイノルズ応力が負となっている。これは主流速分布と同様に、二次流の影響により発生した velocity dip が原因である。しかしここでも壁面近傍では理論式と実験値がほぼ良好に一致しており、底面渦からの影響は極めて小さいと考えられる。このように粘性底層、バッファー層、対数則領域にわたって理論値および経験則と一致することが観察され、本研究の主対象領域である壁面領域 ($y/h \leq 0.2$) では水路側壁からの二次流の影響は極めて小さいと考えられる。

(3) 横断方向の平均流速および粒子濃度

図-8に各ケースにおける粒子および流体の横断方向平均流速 W_p , W_f の実測値 (cm/s) および粒子体積濃度 C の横断方向分布を示した。 $y = 10 \text{ mm}$ 高では case T20 において、撮影される粒子が非常に少なく、粒子濃度が非常に小さいため測定が困難であった。case T10, T15 に関しては、二次流の影響で流体の運動が活発であるのに対して、対象粒子 ($d = 0.85 \text{ mm}$) は慣性力を保持しているため、敏感に応答できず、粒子と

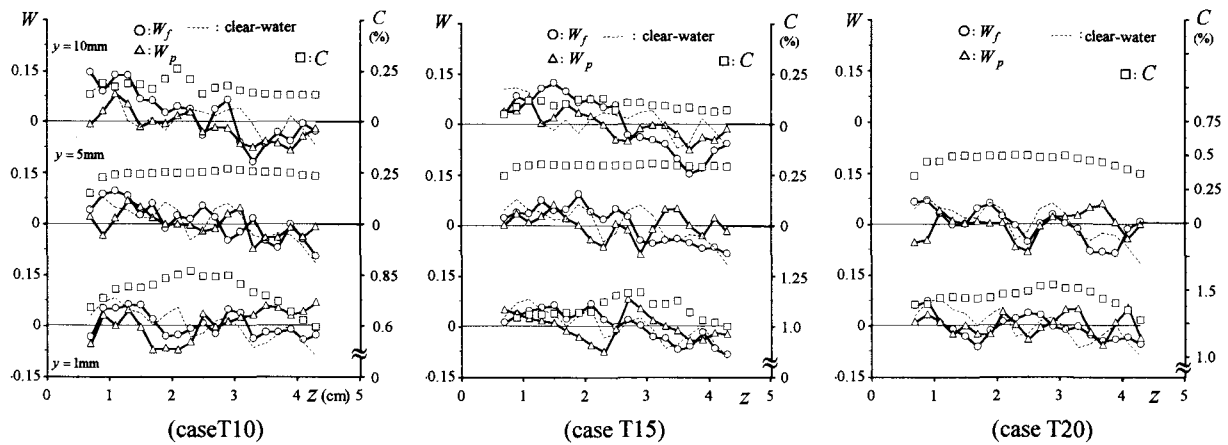


図-8 平均流速および粒子濃度の横断方向分布

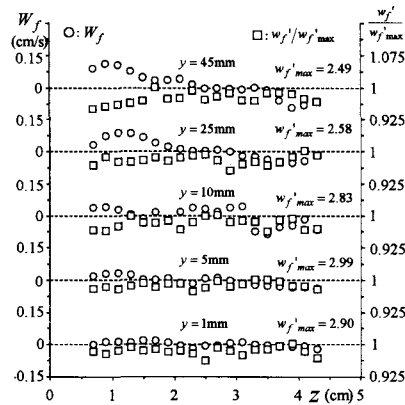


図-9 清流の横断方向平均流速と乱れ強度

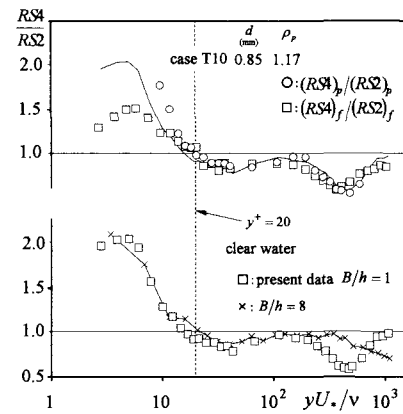


図-10 レイノルズ応力の象限解析

比較して流体の平均速度の横断方向変動が大きくなると考えられる。y=5mm 高においては10mm 高と比較して二次流の影響が弱く、粒子の運動が周辺流体に追随するようになるため、粒子と流体間の平均流速の変動に差がなくなる。一方、y=1mm 高では全てのケースにおいて粒子のほうが流体よりも平均流速の変動幅が大きい。これはこの領域($y^+ \approx 20$)では粒子が高濃度であるため、粒子間衝突などが原因で粒子が流体よりも複雑に挙動し、その結果、粒子流速が流体流速よりも大きく変動していると考えられる。流体に関しては、二次流よりも小さいスケールである壁面付近の組織乱流の影響を受けていると考えられる。流下方向流速に関しては $y^+ \approx 20$ 付近において粒子速度 U_p と流体速度 U_f が逆転し、粒子速度の方が高速となる($U_p > U_f$)と指摘されている^{6),7),11)}。

図-9 に清流の横断方向流速 W_f の実測値(cm/s)とその乱れ強度の無次元化値 $w_f'/w_{f' \max}$ の分布を示す。この図からも平均流速の変化は底面に近い断面ほど小さくなっていることがわかる。y=45mm 高における断面においては、左上がりの分布となっており、水路側壁から中央部へと向かって流れていること($W_f > 0$)を表している。これは、水面付近に発生する二次流の存在を示している。乱れ強度に関しては、その断面における乱れ強度の最大値($w_{f' \max}$)で無次元化した。その $w_{f' \max}$ の値は y=5mm 高で最大となり、水面に近づくにつれて減少している。しかし、乱れ強

度の横断方向の変化は底面付近では極めて小さいのに対して、水面付近の y=45mm 高では変化が大きくなっている。このことから水面に近い流れ場は二次流の影響を受けており、底面付近ではその影響がほぼないことがわかる。

(4) バースト運動

壁面領域における流体の運動特性をさらに詳細に検討するため、レイノルズ応力の象限解析を行った。一般にバーストと呼ばれる運動は、流下方向流速および鉛直方向流速においてその変動成分を横軸および縦軸にとり4象限区分して定義される¹⁵⁾。第2象限($u < 0, v > 0$)はイジェクションであり、低運動量を上方に輸送する運動で、第4象限($u > 0, v < 0$)はスweepで、高運動量を下方に輸送する運動である。そこで本研究では第2象限(イジェクション)、第4象限(sweep)の条件付レイノルズ応力を以下のように定義した。

$$(RS2) \equiv (-uv)_2 = \begin{cases} -S(t)u(t)v(t) & \text{for } u < 0, v > 0 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (10)$$

$$(RS4) \equiv (-uv)_4 = \begin{cases} -S(t)u(t)v(t) & \text{for } u > 0, v < 0 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (11)$$

ここで関数 S は

$$S(t) = \begin{cases} =1 & \text{if } |u(t)v(t)| > Hu'v' \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

である。通常、スweepとイジェクション現象から誤差を除くためにしきい値 H を設け、清流においては例えば 1 とされることが多い。粒子を伴う流れの本研究でも $H=1$ と定義して解析を行った。図-10 の下図に清流の第 2 象限と第 4 象限のレイノルズ応力比 $(RS4)_f/(RS2)_f$ 、上図に Case T10 における流体のレイノルズ応力比および粒子の相関比 $(RS4)_f/(RS2)_f$ および $(RS4)_p/(RS2)_p$ を示した。清流に関してはアスペクト比が 8 (水深=5cm, 水路幅=40cm) の水路で行った実験結果を併示した。

図-10 下図の清流の比較に関しては、アスペクト比 B/h によらずに底面付近ではほぼ同様な分布となっており、また、 $y^+=20$ 付近でスweepの寄与がイジェクションよりも卓越している $((RS4)_f/(RS2)_f > 0)$ 。壁面に近づくに従って約 2.0 となっている。これは Lu & Willmarth¹⁶⁾、Nakagawa & Nezu¹⁷⁾ の結果と概ね一致しており、これらのことから底面付近の水路中央部では側壁からの影響がない、いわゆる二次元乱流が成立していることがわかる。 $y^+=200$ まではほぼ同様な分布を示しているが、それより上部領域では異なった分布形状となっている。 $y^+=200$ は $y/h \approx 0.2$ に相当し、図-7 においても $y/h=0.2$ 付近でプロットが式(9)の直線に従わなくなることから、水面からの二次流の影響は $y/h \geq 0.2$ または $y^+ \geq 200$ の外層に現れると考えられる。図-10 上図において粒子の相関比が $y^+=20$ において $(RS4)_p > (RS2)_p$ となっており、その値は流体のレイノルズ応力比 $(RS4)_f/(RS2)_f$ よりも大きい値であった。これは底面近傍において粒子の運動が支配的であり、下降粒子(スweep)の寄与が上昇粒子(イジェクション)よりも卓越していることを示している。この下降粒子の運動量輸送が、粒子を伴う流れにおける流れの一様化を引き起こしていると考えられ、注目すべき結果である。

4. おわりに

本研究は、粒子を伴う矩形開水路滑面流れを投影面積判別法を用いた PTV によって同時計測し、アスペクト比が小さい流れ場において、側壁からの影響が粒子および流体の運動特性に及ぼす影響を考察したものである。本研究では特に、粒子濃度が大きく粒子と流体の相互作用が顕著となる底面近傍の乱流特性に注目した。得られた結論は以下のようである。

- 1) $y=10\text{mm}(y/h=0.2, y^+=200)$ より上部の外層では、水面付近で発生する二次流によって水路中央部に於いて最大流速点降下現象(velocity dip)が発生し、レイノルズ応力が減少する。
- 2) $y/h \leq 0.2$ の内層においては二次流の影響は小さく、平均流速については対数則、van Driest 曲線および式(3)とほぼ一致し、また、レイノルズ応力分布についても二次元開水路等流で成立する理論式(8)とほぼ一致した。これは内層では側壁からの影響よりも壁面から発生する乱流のほうが支配的であると考えられる。特に壁面近傍ではスweepとイジェクションの

寄与比 $(RS4)_f/(RS2)_f$ が二次元乱流の値とほぼ一致し、側壁からの影響がほぼないことがわかった。

以上の結果から本研究のようなアスペクト比が小さい矩形水路であっても内層では二次元乱流が成立していることがわかった。今後このような水路を用いることにより、粒子を伴う流れの粒子濃度が大きい底面近傍における普遍的特性が解明できるものと期待される。

参考文献

- 1) 水理委員会固液混掃流の力学小委員会：水工学における固液混相流，土木学会論文集，No.351/II-2，pp.41-58，1984.
- 2) Itakura, T. and Kishi, T.: Open channel flow with suspended sediments, *Proc. ASCE*, Vol.106, HY8, p.1325-1343, 1980.
- 3) Rashidi, M., Hetsroni, G. and Banerjee, S.: Particle-turbulence interaction in a boundary layer, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.16, No.6, pp.935-949, 1990.
- 4) 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.
- 5) Pedinotti S., Mariotti, G. and Banerjee S.: Direct numerical simulation of particle behavior in the wall region of turbulent flows in horizontal channels. *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.18, pp.927-941, 1992.
- 6) Kulick, J.D. Fessler, J.R. and Eaton, J.K.: Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.277, pp.109-134, 1994.
- 7) 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.
- 8) Sumer, M.B. and Oguz, B.: Particle motions near the bottom in turbulent flow in an open channel. *J. Fluid Mech.*, Vol.86, pp.109-127, 1978.
- 9) Sumer, M.B. and Deigaard, R.: Lift forces on moving particles near boundaries. Part 2. *J. Fluid Mech.*, Vol.109, pp.311-337, 1981.
- 10) 瀬津家久，東良慶，鬼束幸樹：スプリングモデルによる PTV 法を用いた滑面開水路流れの固体粒子と流体の同時計測，水工学論文集，第 46 巻，pp.565-570，2002.
- 11) 瀬津家久，東良慶：滑面開水路乱流の壁面領域における粒子と流体の相互挙動に関する実験的研究，水工学論文集，第 47 巻，pp.427-432，2003.
- 12) Okamoto, K., Hassan, Y.A. and Schmidl, W.D.: New tracking algorithm for particle image velocimetry, *Experimental Fluids*, Vol.19, pp.342-347, 1995.
- 13) 瀬津家久，中川博次：一様開水路および閉管路の三次元乱流構造に関する研究，土木学会論文集，第 369 号，pp.89-98，1986.
- 14) Muste, M.: Sources of bias errors in flume experiments on suspended-sediment transport. *J. Hydr. Res.*, IAHR, Vol.40, pp.695-708, 2002.
- 15) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open channel Flows*, IAHR Monograph, Balkema, Rotterdam, 1993.
- 16) Lu, S.S. and Wilmarth, W.W.: Measurement of structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, Vol.60, pp.481-511, 1973.
- 17) Nakagawa, H. and Nezu, I.: Prediction of the contribution to the Reynolds stress from the bursting events in open-channel flows. *J. Fluid Mech.*, Vol.80, pp.99-128, 1977.

(2003. 9. 30 受付)