

乱流境界層における固体粒子の沈降速度

川西 澄*・塩崎遼平**

乱流が固体粒子の沈降速度に与える影響を明らかにするため、開水路乱流中の浮遊粒子の速度を ADV で測定した。乱流強度と静水中の沈降速度の比 σ_f/w_0 が大きい範囲では、粒子の平均沈降速度は σ_f/w_0 とともに大きくなり、 $\sigma_f/w_0=14$ で $6w_0$ に達した。粒子濃度変動の四象限解析の結果は、Trajectory biasing が平均沈降速度 $\bar{w}_p$ を増加させるメカニズムであることを示唆していた。 $\bar{w}_p$ は σ_f/w_0 に加えて Stokes 数にも依存しており、 $0.9 < \sigma_f/w_0 < 5$ の範囲では、Stokes 数の大きな場合、 $\bar{w}_p/w_0 < 1$ 、Stokes 数の小さな場合、 $\bar{w}_p/w_0 > 1$ となる傾向を示した。

1. はじめに

流体内の粒子状物質の輸送を考える上で平均沈降速度は重要なパラメータであるが、例えば碎波のような強い乱流中の平均沈降速度は静水中の沈降速度とは大きく異なる可能性がある。一様等方性乱流中での既往の研究によれば、平均沈降速度 $\bar{w}_p$ は流体の乱れ強度 σ_f と粒子の静水中での沈降速度 w_0 の比 σ_f/w_0 の増加とともに、 w_0 よりいったん小さくなった後、増加することが示されている (Murray, 1970; Nielsen, 1993; Kawanisi ら, 1999)。しかし粒子の沈降速度を測定した実験データは乏しく、またそのデータは理想的な一様等方性乱流中でのものがほとんどであり、乱流境界層のような非等方性乱流中での研究はほとんど行われていないのが現状である。

Jobson ら (1970) は開水路流の中に投入されたガラスビーズと砂粒子の濃度分布の流れ方向変化を測定し、粒子の輸送方程式から平均沈降速度を求め、乱流が粒子の平均沈降速度を増加させる事を示している。本研究では、開水路乱流中の粒子速度を超音波ドップラー流速計 (以下 ADV) で測定することにより、流体の乱れが粒子の平均沈降速度に与える影響を明らかにする。

2. 乱流渦による沈降速度変化のメカニズム

従来の研究によれば、浮遊粒子の平均沈降速度を増加または減少させるメカニズムとして、次の 2 つが重要なものと考えられている。

1) Trajectory biasing (preferential sweeping, fast tracking): 粒子の密度が流体の密度より大きい場合、粒子に働く遠心力が流体の圧力傾度力を上回るため、図-1 に示すように、粒子が渦構造によって作られる下降流領域の渦構造縁辺部に集まり、平均沈降速度が増加す

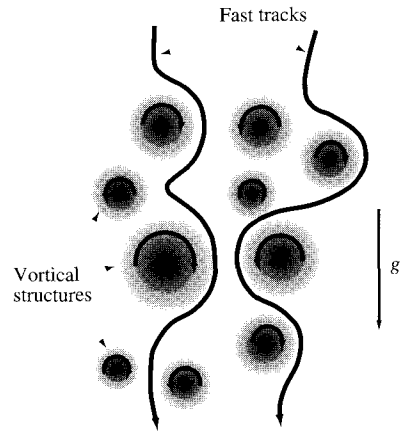


図-1 沈降速度増加のメカニズム概念図

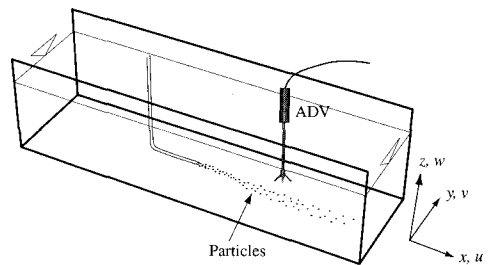


図-2 実験装置概要

る (Maxey, 1987; Wang・Maxey, 1993; Nielsen, 1993; Friedman・Katz, 2002)。

2) Vortex trapping: Tooby ら (1977) によって指摘されたメカニズムで、粒子が渦に取り込まれ、渦とともに移動するため、平均沈降速度が減少する。

この他、粒子レイノルズ数の増加による非線形抵抗が平均沈降速度を減少させる (Nielsen, 1993)。

3. 実験条件と方法

実験は長さ 30 m、幅 0.8 m、深さ 0.4 m の開水路で行った (図-2)。開水路に注入した浮遊粒子の瞬間的な速度の測定には、10 MHz の超音波ドップラー流速計 (以

* 正 会 員 工博 広島大学助教大学院工学研究科社会環境システム専攻

** 学生会員 広島大学大学院工学研究科社会環境システム専攻

表-1 粒子の特性量

	Particle diameter d_p (mm)	Specific density ρ_p	Terminal velocity w_0 (mm/s)	Stokes response time τ_p (ms)
P1	0.21	2.65	22.4	6.5
P2	0.5	1.06	5.08	14.7
P3	0.09	3.13	12.7	1.4
P4	0.051	3.13	6.85	0.45
P5	0.035	3.13	2.65	0.21
P6	0.07	2.63	3.93	0.72
P7	0.038	2.63	1.39	0.21

下 ADV) を使用した。ADV のサンプリング領域は長さ 9 mm, 直径 6 mm の円柱で, その中心位置は水路表-1 粒子の特性量床から 60 mm, 水路下流端から 18 m 下流の水路中央部である。粒子速度と散乱強度データのサンプリング間隔は 0.05 s とした。粒子は内径 6 mm のビニールチューブを通してサンプリング領域の 1 m 上流に注入した。水の流速は Nortek 社から供給されているシーディング粒子を沈降実験粒子と同様に注入して測定した。シーディング粒子の密度と直径はそれぞれ, 1.1 g/cm³ と 10 μm である。各測定時間は 20 分, サンプリング数は 24,000 である。

使用した 7 種類の粒子の特性を表-1 に示す。静水中の沈降速度 w_0 は, 高さ 1.3 m, 幅 0.15 m の水槽内を沈降する粒子速度を ADV で測定したものである。また, Stokes の応答時間 τ_p は

$$\tau_p = \frac{\rho_p}{\rho_p - \rho_f} \frac{w_s}{g} \quad (1)$$

と定義され, 次式の Stokes の終末沈降速度 w_s

$$w_s = \frac{(\rho_p - \rho_f)g}{18\mu} d_p^2 \quad (2)$$

を式 (1) に代入すると

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \quad (3)$$

となる。

乱れ強度を大きく変化させるために, 実験は, 滑面状態に加えて, 水路床に粗度を設置した状態で行った。表-2 に粗面乱流の特性量を示す。エネルギー散逸率 ε はスペクトルの慣性小領域における Kolmogorov 則から評価した。図-3 に断面平均流速が 10 cm/s と 30 cm/s の時の主流方向スペクトル E_{uu} と鉛直方向のエネルギースペクトル E_{ww} を示す。ADV の主流方向流速は鉛直方向に比べてノイズが多いので (Voulgaris・Trowbridge, 1998), E_{uu} の高周波領域では飽和傾向がみられる。

Taylor のミクロスケール l_λ と Kolmogorov の長さスケール l_η はそれぞれ式 (4) と (5) から求めた。

$$l_\lambda = \sigma_u (15\nu\varepsilon)^{1/2} \quad (4)$$

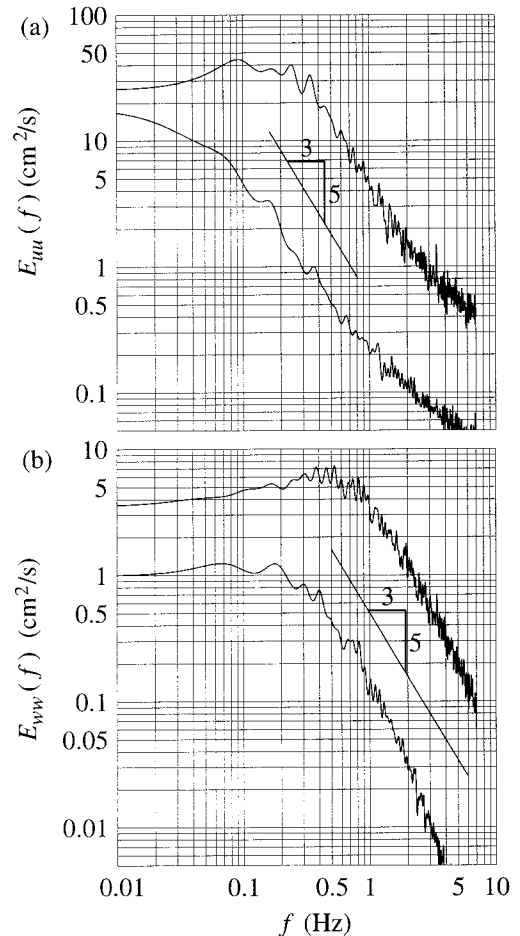


図-3 エネルギースペクトル

(断面平均流速=10, 30 cm/s);

(a) 主流方向, (b) 鉛直方向

$$l_\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (5)$$

式 (4) の σ_u は, 主流方向の乱れ速度である。また, 乱れの時間スケールとしては, 次式で求める Taylor の時間スケールを用いた。

$$\tau_\lambda = l_\lambda / \sigma_u \quad (6)$$

(1) 平均沈降速度

ADV のサンプリング領域内で粒子の濃度分布が一樣でない可能性を考慮し, 平均沈降速度は次式で評価した。

$$\bar{w}_p = -\frac{1}{I} (\overline{w_p I} - \bar{w}_p \bar{I}) \quad \text{for } I_c < I \quad (7)$$

ここで, I は後方散乱強度, I_c は粒子検出に関する散乱強度の閾値, w_p と I はそれぞれ粒子の鉛直速度と散乱強度の変動成分である。ただし, $\bar{w}_p$ は鉛直下向きを正としている。式 (7) の右辺括弧内の第 2 項は粒子の鉛直乱流輸送量に比例し (Kawanisi・Yokosi, 1997), サン

表-2 粗面乱流の特性量

Cross-sectional average velocity $\bar{u}$ (cm/s)	Energy dissipation rate ε (cm ² /s ³)	Kolmogorov length scale l_k (mm)	Taylor microscale l_μ (mm)	Taylor time scale τ_λ (ms)
10	0.31	0.43	15	700
15	0.57	0.36	18	510
20	1.5	0.29	13	320
25	9.0	0.18	8.5	130
30	13	0.17	7.7	110

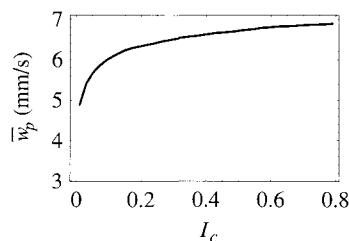


図-4 平均沈降速度と粒子の検出閾値の関係

プリング領域内の粒子の濃度分布が一様であれば0となる。本研究の場合、ほとんどの実験ケースで右辺第2項は第1項に比べ無視できる程度であった。

図-4は粒子の検出閾値 I_c の変化にともなう $\bar{w}_p$ の典型的な変化を示したものである。 $\bar{w}_p$ の変化は I_c が小さいところで大きいことから、多少の曖昧さはあるが、変化率 $d\bar{w}_p/dI_c$ が $I_c=0.01$ での変化率の20%となる散乱強度を I_c として、平均沈降速度を式(7)から評価した。

図-5に相対沈降速度 $\bar{w}_p/w_0$ と相対乱れ強度 σ_f/w_0 の関係を示す。ここで、 σ_f は乱れ強度でシーディング粒子の鉛直速度の標準偏差である。大きな相対乱れ強度では、従来の研究 (Maxey, 1987; Wang・Maxey, 1993; Nielsen, 1993; Friedman・Katz, 2002) と同様、浮遊粒子の平均沈降速度は静水中より増加しており、最大で静水中の6倍に達している。Nielsen (1993) は $\sigma_p/w_0 < 4$ で沈降速度が20-40%減少する一方で、 $\sigma_p/w_0 > 4$ では $\bar{w}_p = 0.4\sigma_p$ の関係で $\bar{w}_p$ が増加することを示している。ここで、 σ_p は粒子の鉛直速度の標準偏差である。

図中の曲線は式(8)で表される近似曲線で、 $\sigma_f/w_0 = 2.5$ を境に、乱流中の沈降速度は減少から増加に転じることを示している。

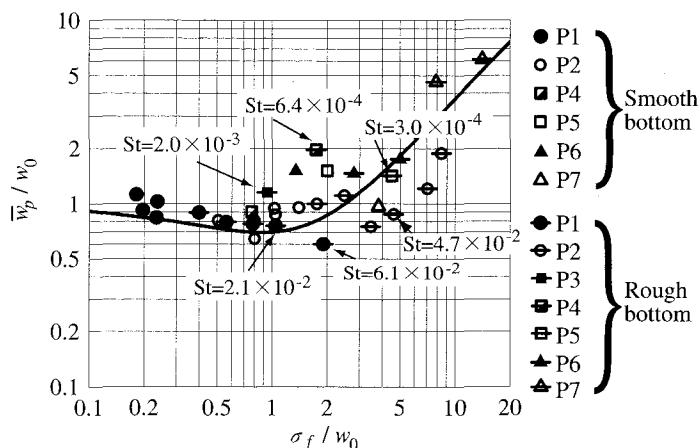


図-5 相対沈降速度と相対乱れ強さの関係

$$\frac{\bar{w}_p}{w_0} = \frac{1 + \frac{1}{2.5} \left(\frac{\sigma_f}{w_0} \right)^2}{1 + \frac{\sigma_f}{w_0}} \quad (8)$$

ただし、中間的な相対乱れ強度では、粒子の種類により沈降速度が静水中より減少するものと増加するものに分かれている。式(8)の近似式から、 σ_f/w_0 が大きい領域では、 $\bar{w}_p = 0.4\sigma_p$ の関係があり、 σ_p と σ_f が同程度であれば、Nielsen (1993) の結果と一致している。

浮遊粒子の運動を特徴づける無次元量として相対乱れ強度に加えて Stokes 数が考えられる。Stokes 数は Stokes の応答時間 τ_p と乱れの時間スケール τ_f の比であるが、本研究では τ_f として表-2 に示した Taylor の時間スケールを使って次式で評価した。

$$St = \tau_p / \tau_\lambda \quad (9)$$

図-5 中に記入した Stokes 数から分かるように、相対乱れ強度 σ_f/w_0 が同程度でも Stokes 数の大きさによって沈降速度の増減傾向が異なっている。すなわち、Stokes 数が大きな場合、静水中より沈降速度は減少しているが、Stokes 数が小さなデータでは逆に増加している。Friedman・Kats (2002) は一様乱流中で油滴の上昇速度を調べ、Stokes 数が小さなデータで上昇速度

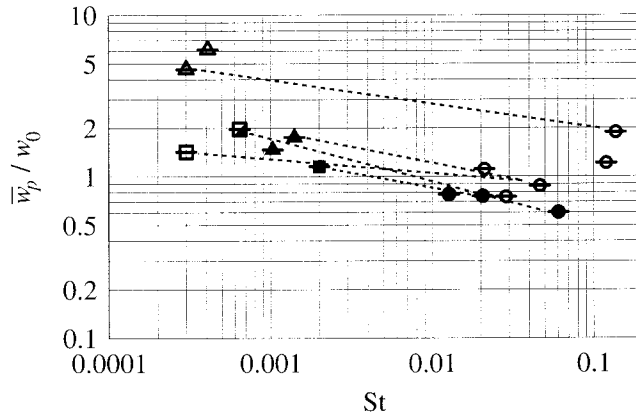


図-6 相対沈降速度と Stokes 数の関係

が大きくなることを示している。

図-6 に Stokes 数に対する $\bar{w}_p/w_0$ の変化を示す。図-5 に示したように、 $\bar{w}_p/w_0$ は σ_f/w_0 によって変化するの、その影響が判断できるように σ_f/w_0 が同程度のデータを破線で結んである。 σ_f/w_0 が同程度の場合、Stokes 数が小さくなるほど、乱れにより平均沈降速度が増加することを確認できる。

(2) 組織的な乱流運動との関係

組織的な乱流運動（渦構造）との関連を調べるため、散乱強度に対して四象限解析を行った。各象限に関する散乱強度の条件付き平均は次式で評価した。

$$\langle I' \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n D_i I'}{\sum_{i=1}^n D_i} \quad (10)$$

ここで、 D は識別関数、 n はサンプル数である。本研究では ejection と sweep に対する識別関数を次のように定義した。

$$D_{ef} = \begin{cases} 1 & \text{for } u'_p < 0 \text{ and } w'_p > 0, \\ 0 & \text{for otherwise;} \end{cases} \quad (11a)$$

$$D_{sw} = \begin{cases} 1 & \text{for } u'_p > 0 \text{ and } w'_p < 0, \\ 0 & \text{for otherwise;} \end{cases} \quad (11b)$$

ここで、 u'_p と w'_p はそれぞれ粒子の主流方向と鉛直方向の速度変動である。図-7 (a) と (b) は散乱強度変動の sweep と ejection に関する条件付き平均値と $\bar{w}_p/w_0$ の関係をプロットしたものである。粒子 (P4-P7) に関する条件付き平均値 $\langle I' \rangle_{sw}$ は $\bar{w}_p/w_0 > 1$ の領域で正の値を示しており、 $\langle I' \rangle_{ej}$ は逆に、負となっている。後方散乱強度は浮遊粒子の数密度に比例している (Kawanisi・Yokosi, 1997) ことから、これらの結果はより多くの粒子が、高速下降流の領域に集まっていることを伺わせる。すなわち、Trajectory biasing (preferential sweeping, fasttracking) が沈降速度を増加させるメカニズム

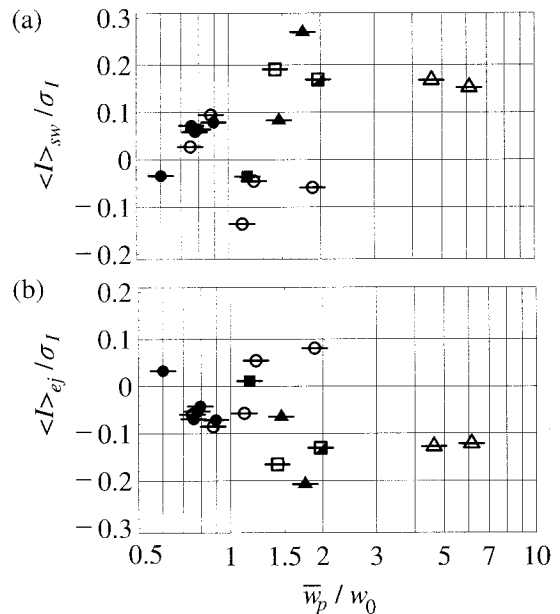


図-7 後方散乱強度の条件付き平均値と相対沈降速度の関係；(a) sweep, (b) ejection

である。しかし、粒子の比重が1に近いP2粒子は、沈降速度が増加しているにも関わらず sweep 領域に集まっていない。ここには示さないが、P2粒子では inward interaction に関する散乱強度の条件付き平均が $\langle I' \rangle_{in} = 0.02 \sim 0.2$ の正の値を示していたことから、低速下降流の領域に粒子が集まっていることを示している。この結果は比重の大きな粒子に比較して、粒子に働く遠心力と圧力傾度力の差が小さく、渦構造の縁辺部に移動するのが遅いことを示していると考えられる。

4. おわりに

開水路乱流中における固体粒子の沈降速度を超音波ド

ップラー流速計 (ADV) を使って観察した。平均沈降速度は強い乱流中 ($\sigma_f/w_0 > 3$) では一様等方性乱流中と同様, σ_f/w_0 の増加とともに大きくなり, 本実験条件の範囲では最大 $6w_0$ に達した。

相対乱れ強度が $0.9 < \sigma_f/w_0 < 5$ の範囲では, 乱れによる平均沈降速度の増減傾向は粒子により異なる。これには Stokes 数が関係していると考えられ, Stokes 数の大きなデータでは $\bar{w}_p/w_0 < 1$, Stokes 数の小さな場合 $\bar{w}_p/w_0 > 1$ となる傾向を示した。Stokes 数の大きな砂粒子は 40% 程度までの平均沈降速度の減少を示した。

乱流の組織運動が固体粒子に与える影響を調べるため, 四象限法を用いて後方散乱強度の条件付き平均値を求めた。解析結果は, 平均沈降速度の増加領域 $\bar{w}_p/w_0 > 1$ では, ほとんどの粒子が sweep 領域に集まっていることを示し, Trajectory biasing (preferential sweeping, fast tracking) が沈降速度を増加させるメカニズムであることを示唆していた。

参 考 文 献

- Friedman, P. D. and J. Katz (2002): Mean rise rate of droplets in isotropic turbulence, *Phys. Fluids*, Vol.14, No.9, pp. 3059-3073.
- Jobson, H. E. and W. W. Sayre (1970): Vertical transfer in open channel flow, *J. Hydraulics Div., ASCE*, Vol.96, No.HY3, pp. 703-724.
- Kawanisi, K., P. Nielsen and Q.-C. Zeng (1999): Settling and rising velocity of a spherical particle on homogeneous turbulence, *Ann. J. Hydraul. Engrg.*, Vol.43, pp. 779-784.
- Kawanisi, K. and S. Yokosi (1997): Characteristics of suspended sediment and turbulence in a tidal boundary layer, *Contin. Shelf Res.*, Vol.17, No.8, pp. 859-875.
- Maxey, M. R. (1987): The gravitational settling of aerosol particles in homogeneous turbulence and random flow fields, *J. Fluid Mech.*, Vol.174, pp. 441-465.
- Murray, S. P. (1970): Settling velocities and vertical diffusion of particles in turbulent water, *J. Geophys. Res.*, Vol.75, No. March, pp. 1647-1654.
- Nielsen, P. (1993): Turbulence effects on the settling of suspended particles, *Journal of Sedimentary Petrology*, Vol.63, No.5, pp. 835-838.
- Tooby, P. F., G. L. Wick and J. D. Isaacs (1977): The motion of a small sphere in a rotating velocity field: a possible mechanism for suspending particles in turbulence, *J. Geophys. Res.*, Vol.82, No.15, pp. 2096-2100.
- Voulgaris, G. and J. H. Trowbridge (1988): Evaluation of the acoustic Doppler velocimeter (ADV) for turbulence measurements, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, Vol.15, pp. 272-289.
- Wang, L. and M. R. Maxey (1993): Settling velocity and concentration distribution of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol.256, pp. 27-68.