

九州大学工学部 正員 平野 宗夫
九州大学工学部 正員 〇大本 照憲
日本鋼管 正員 田中 俊哉

1. まえがき 前報¹⁾で、筆者等は二次元剪断乱流場に於いて河床近傍から浮上する浮遊粒子の軌道のLagrange的数値シミュレーションを行ない、飛高および飛距離の分布特性量を求めた。その際、浮上から着床に至るまでの全過程を一括して取り扱ったが、浮流め運動の観察より掃流から浮遊的運動に移行する過程は最近活発な研究の行なわれている組織的渦運動に支配されると考えられ、浮遊粒子の軌道は浮上過程と流送過程に分けて考えるのが妥当であろう。本研究は流送過程に於ける浮遊粒子の軌道について、一次マルコフ過程を仮定した数値シミュレーションを行ない、飛距離の確率分布および分布特性量に関する計算値と実験値との比較・検討を行ない、浮上過程については写真撮影を行ない若干の考察を試みた。又、浮遊粒子の時系列的特性を明らかにするためLagrange相関係数を求めた。

2. 実験装置およびその方法 実験に使用した水路は、全長5 m、幅25 cm、高さ20 cmの亚克力製可変勾配水路である。水路底面は、中央粒径 $d_{50}=3.4\text{ mm}$ のほぼ均一な砂を敷き並べて粗面とし、流量、水深、勾配を組み合わせて等流状態のもとで実験を行なった。浮遊粒子の飛距離の測定は、水路中央部の水面および半水深に於いて、比重1.05のポリスチレン粒子を内径3.5 mmのガラス管より投入し、サンプル数200個について各粒子が底面に到達するまでの距離を目視により読み取った。その際、粒子の投入速度は、ヘッドタンクの水位を調整して局所平均流速に等しくなるように設定した。次に、浮遊粒子の飛高およびそこに至るまでの距離は固定床上に一個ずつ放たれたポリスチレン粒子を、水路側方にシャッターを解放状態にして設置された35 mmカメラで撮影し、写真より測定を行なった。ポリスチレン粒子の沈降速度の分布を図1に示す。

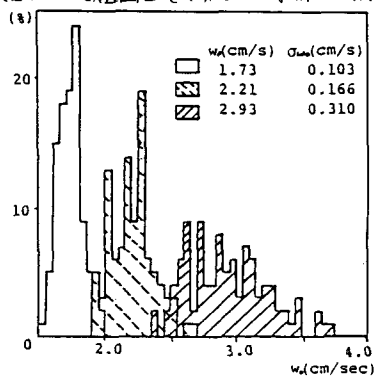


図1 粒子の沈降速度分布

3. 数値シミュレーション

(1) シミュレーションの概要 河床近傍を掃流形態で流送していた粒子が、上昇運動を起した低速流体塊の渦に捕捉されて座標 x_0 まで輸送され、それ以降ランダムな運動を呈しながら平均的には下降運動を続けるものとする。図2は半水深から投入した浮遊粒子($w_0=1.73\text{ cm/sec}$)を16 mmカメラで追跡した結果の一例である。シミュレーションは座標 x_0 に於いて大規模渦運動から逸脱後の運動を追跡する。時刻 t に座標 x_0 に位置した粒子の $T=0$ 時間後の座標 x の各成分($X(x_0, t)$, $Y(x_0, t)$)は次のように記述される。

$$X(x_0, t) = x_0 + \int_0^t U_x(x_0, t') dt', \quad Y(x_0, t) = y_0 + \int_0^t U_y(x_0, t') dt' \quad (1)$$

ステップ時間 $\Delta t = 0.01\text{ sec}$ として(1)式を離散化すると、

$$X^{i+1} = X^i + L_x^i, \quad Y^{i+1} = Y^i + L_y^i \quad (2)$$

となる。ここに、 L_x^i , L_y^i は各々 Δt 時間での x 方向および y 方向の移動量であり、浮遊運動を一次マルコフ過程とすると次のようになる。

$$L_x^i = \bar{L}_{x0} + L_{x0}^i + L_{x0}^{(i-1)} R_L(\Delta t), \quad L_y^i = \bar{L}_{y0} + L_{y0}^i + L_{y0}^{(i-1)} R_L(\Delta t) \quad (3)$$

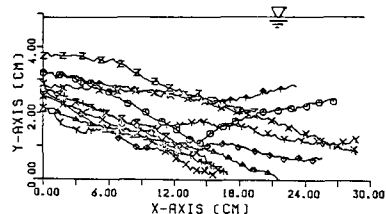
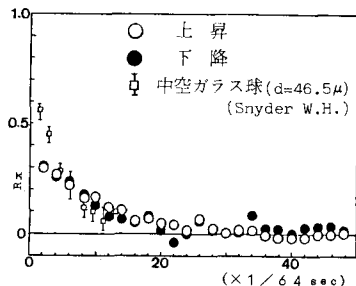


図2 浮遊粒子の軌道

図3 U_p のラグランジュ相関

$$\text{但し、} \bar{L}_{x0} = \bar{u}(Y_0) \Delta t, \quad L_{x0}' = u(Y_0) \Delta t \\ \bar{L}_{y0} = -w_0 \Delta t, \quad L_{y0}' = v(Y_0) \Delta t \quad (4)$$

ここに、 $\bar{u}$ は局所平均流速、 u, v はEuler的乱れ速度、 w_0 は静水中に於ける終末沈降速度、 R_L はLagrange的自己相関係数である。又、二次元正規分布を仮定した遷移確率密度関数は、 $P(L_{x0}')^2$ を事前確率、 $P(L_{x0}'|L_{x0})$ を事後確率として次式のように変換される。

$$P(L_{x0}') = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_x} \exp\left[-\frac{(L_{x0}' - \bar{L}_{x0})^2}{2 \sigma_x^2}\right] \\ P(L_{x0}'|L_{x0}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(1-r^2)} \sigma_y} \exp\left\{-\frac{1}{(1-r^2)\sigma_y^2} \left\{ L_{y0}' - (\bar{L}_{y0} + r \frac{\sigma_y}{\sigma_x} (L_{x0}' - \bar{L}_{x0})) \right\}^2 \right\} \quad (5)$$

ここに、 σ_x, σ_y は各々 L_x, L_y の標準偏差で $\sigma_x = \sqrt{u^2} \Delta t, \sigma_y = \sqrt{v^2} \Delta t$ とする。 r は相関係数で次式より求まる。

$$r = -\left(1 - \frac{1}{R_L}\right) (u \Delta t)^2 / (\sigma_x \sigma_y) \quad (6)$$

図3は、実験より得られた上昇時と下降時に於けるX方向のLagrange自己相関係数である。図中には、Snyder等による風洞実験に於いて直接測定した固体粒子のLagrange自己相関係数を併示した。せん断乱流場に於いてもX方向のLagrange自己相関係数は指数分布で近似できることが認められ、 $R_L(t) = \exp(-t/\tau_L)$ とした。シミュレーションの計算手順は、前報と同様の方法に従っている。

(2) 計算結果と実験結果の考察 種々の水理条件下で、水面および半水深より各々計200個の粒子を放出し各粒子が粘性底層に到達するまでの距離(飛距離)を数値計算した。図4は計算結果の一例であり、対数に変数変換した飛距離の確率分布を正規確率紙にプロットしたもので、計算値は実験値と良好な一致を示し、飛距離の確率は対数正規分布で表わされることが認められる。平均飛距離と平均流速との関係を図5に示す。横軸は局所平均流速を河床から投入高さまで積分して得られる平均流速を沈降速度で、縦軸は平均飛距離を投入高さで無次元化している。浮遊粒子への乱れの寄与が小さく比較的緩やかな流れでは、平均飛距離は $\bar{L} = \frac{\bar{u}}{w_0} Y_0$ で表わされるが、本実験の範囲内ではこの値を大きく上まわっている。この原因としては、図2に示すような河床近傍で再浮上する粒子があり、組織的乱れの関与していることが示唆される。シミュレーションでは浮遊粒子は上昇途中にある大規模渦運動に再び遭遇しないものと仮定しており、この点を考慮したモデルの修正が必要と思われる。

4. 浮上過程の実験結果 上昇運動を起した粒子の最大高さ Y_0 と浮遊開始点から最高点までの距離 X_0 の各頻度分布を各々図5と図6に示す。 X_0 および Y_0 はいずれも対数正規曲線に近い確率分布をもつことがわかる。なお、平均飛高 $\bar{Y}_0$ についてAbbot等による実験では $\frac{\bar{Y}_0}{Y_0} = 3.13$ に於いて $\frac{\bar{Y}_0}{Y_0} = 0.43$ であるのに対し、本実験では $\frac{\bar{Y}_0}{Y_0} = 0.39$ でほぼ近い値を示している。

参考文献 1) 平野・大本・田中 第38回年講1983 2) Snyder W.H. & Lumley J.L. J.F. Mech. 48. 1971

3) M. Bayazit Jour. of Hydr. Research no.1 1972 4) J.E. Abbot & J.R.D. Francis Phil. Trans. Soc. A285. 225

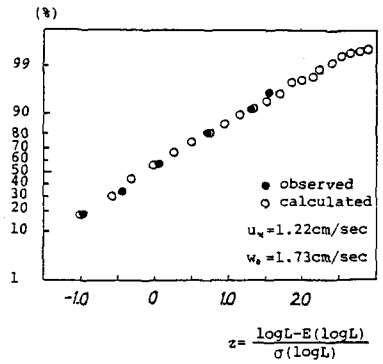


図-4 飛距離の確率分布

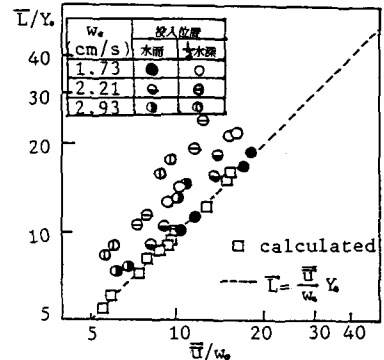


図-5 $\bar{L}/Y$ と $\bar{u}/w$ の関係

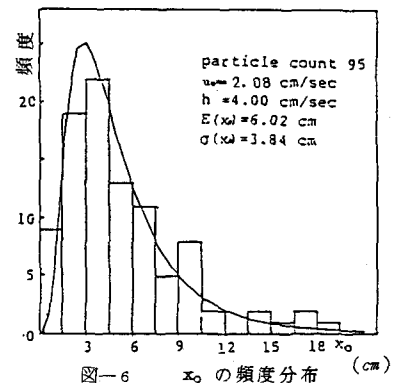


図-6 X_0 の頻度分布 (cm)

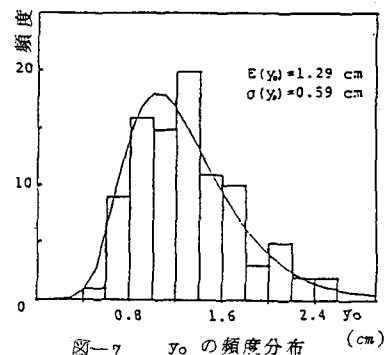


図-7 Y_0 の頻度分布 (cm)