

II-261

振動流・一方向流共存場での掃流砂の移動過程の数値シミュレーション

京都大学大学院 学生員 後藤 仁志

京都大学工学部 正 員 中川 博次

金沢大学工学部 正 員 辻本 哲郎

京都大学大学院 学生員 仙波 克

1. まえがき 掃流力が時間的に変化するような場における砂粒子の移動過程は、(i) 砂粒子に作用する流体自体の時間的変化と(ii)砂粒子の河床との接触状態の不規則性により特徴づけられる。河川流砂の流送過程においては、砂粒子の河床との接触状態の不規則性が掃流過程を規定する重要な要因であることは、従来より良く知られるところであり、不規則性を考慮した確率論的取扱いが行われてきた。河川においては、砂粒子に作用する流体力の変動は、乱れ成分として扱われる高周波の不規則変動と洪水波などの低周波変動に起因するものが主体であり、砂粒子の移動時間スケールである moving period 程度の周期を持った変動は、それほど顕著ではない。一方、海岸部では、波動による比較的周期の短い変動が存在し、掃流粒子の流送時間スケール程度の変動も無視できない。そこで、本研究では、従来の掃流粒子の移動過程についての数値シミュレーションを掃流力が時間的に変化するような場に適用し、(i) 砂粒子に作用する流体力自体の時間的変化と(ii)砂粒子の河床との接触状態の不規則性が流送過程に及ぼす影響について検討を行う。

2. シミュレーションの概要 ここでは、掃流粒子の流送過程を滑動形式でモデル化し、(i)河床突起との衝突過程と(ii)衝突を伴わない摩擦過程とに分けて考える。(i)の過程については、図-1に示すような河床突起乗り越しモデル(弾性衝突モデル)¹⁾を用いてモデル化し河床突起の高さを指数分布で近似すると、砂粒子の衝突直前の速度 u_{in} と衝突直後の速度 u_{out} の関係は、推移確率

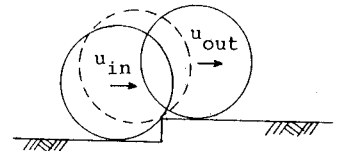


図-1 突起乗り越しモデル

$$h(u_{out}^* | u_{in}^*) = \frac{1}{\Gamma(4)} \left\{ \frac{4}{0.08u_{in}^{*2} + 0.3u_{in}^*} \right\}^4 u_{out}^{*3} \times \exp \left\{ -\frac{4u_{out}^*}{0.08u_{in}^{*2} + 0.3u_{in}^*} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

で与えられる²⁾。ここに、 $u_{in}^* = u_{in} / \sqrt{gd}$ 、 $u_{out}^* = u_{out} / \sqrt{gd}$ である。移動床における衝突は非弾性衝突であり、河床粒子のずれ動きの効果の為のエネルギーの損失が生じるが、ここではこの点に配慮し、衝突後砂粒子が運動を継続する条件として $u_{out} > \beta_1 u_{in}$: $\beta_1 = 0.1$ を仮定した。(ii)の過程における砂粒子の運動は、運動方程式

$$\rho(\sigma/\rho + C_M) A_3 d^3 \frac{du_p}{dt} = \frac{1}{2} C_D \rho |u - u_p| (u - u_p) A_2 d^2 + \rho(1 + C_M) A_3 d^3 \frac{du}{dt} - g(\sigma/\rho - 1) A_3 d^3 \mu_f \dots\dots\dots (2)$$

を、初期条件 $x_p=0$, $u_p=0$; $t=0$ の下に、Runge-Kutta-Verner法により解くことにより追跡される。諸定数については、 $C_M=0.5$, $C_D=0.4$, $A_2=\pi/4$, $A_3=\pi/6$ を用いた。河床面との摩擦接触効果を規定する摩擦係数 μ_f については砂粒子の移動速度の関係を考慮して求められた実験式²⁾

$$\mu_f = \frac{0.6}{(u_p/\sqrt{gd})^2 + 0.5} \dots\dots\dots (3)$$

により与えることとする。なお、移動床における河床面の突起間隔は、水理条件にほとんど無関係に平均値 $X=(5.0 \sim 7.0)d$ 、変動係数 $\alpha_x=0.6 \sim 0.7$ のgamma分布で与えられることが実験的に確かめられている²⁾。計算時間刻みについては、1/200秒とする。

3. 振動流・一方向流共存場への適用 本シミュレーションを振動流・一方向流共存場に適用し、図-2に示すU字管式振動流装置を用いた moving periodの実験結果³⁾と比較したのが図-3,4である。実験条件・計算条件を表-1に示す。図-3は、平均moving period についての結果であり、河床の突起との不規則衝突を考慮しない決定論的モデルによる計算結果も併せて示している。移動開始時刻が遅くなるに従って、moving pe-

riodも短くなる点については、確率モデル・決定論的モデルとも同一の性質を示すが、決定論的モデルでは移動開始時刻が早いときにかなりの過大評価となっている。移動開始時刻

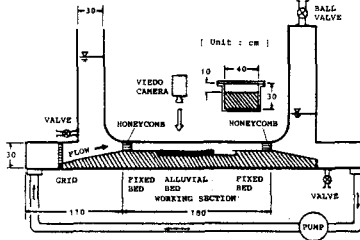


図-2 U字管式振動流装置

表-1 実験条件・計算条件

砂粒子の粒径	: $d = 0.4 \text{ cm}$
砂粒子の比重	: $\sigma/\rho = 1.48$
振動流の流速振幅 ($y=d/2$ での値)	: $U_w = 41.01 \text{ cm/sec}$
一方向流の平均流速	: $u_c = 18.0 \text{ cm/sec}$
流速比	: $U_w/u_c = 2.28$
振動周期	: $T = 4.0 \text{ sec}$

刻が大きくなるに従って、両モデルの結果の差が小さくなっているが、これは確率モデルの解が決定論的モデルの解に漸近していく為であり、砂粒子の停止条件を規定する要因としての流体力の役割が、河床の突起との衝突の役割に比べて相対的に大きくなっていることを示している。次に、図-4は、moving period の標準偏差についての結果である。確率モデルによる計算値は、実験値の存在範囲の上限付近に相当するが、全体としての傾向は良好に模擬されており、本シミュレーションは、平均特性だけでなく変動特性についても予測可能であることが理解できる。

図-5は、シミュレーションが予測する moving period の確率密度関数の移動開始位相別の変化である。図には実験結果も併せて表示しているが、実験では全ての移動開始位相に対して十分なサンプル数を確保するのが難しく、サンプル数は移動開始位相ごとに異なった値となっている。従って、全ての移動開始位相の密度関数に関する実験結果を比較することは、信頼性の異なった結果を比較することになり、密度関数の分布形の系統的变化を論じるには

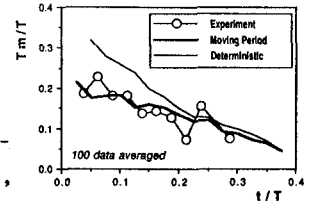


図-3 平均 moving period

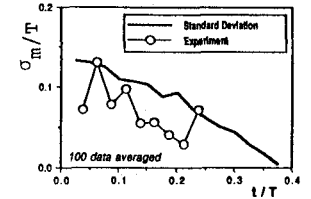


図-4 moving period の標準偏差

はかえって不都合なことになる。そこでシミュレーション結果を用いて、密度関数の移動開始位相別の特性を考えることとする。移動開始位相が小さい場合は、密度関数は広範囲に分布し、床面の突起との不規則な衝突が現象を大きく支配しているが、移動開始位相が大きくなるにつれて決定論的 moving period の周辺に分布が集中する様子が理解できる。

河床の突起の分布特性が同一であれば、移動時間が長いほど突起との衝突の機会が多くなるわけだから、moving period の分布に幅がでるのはもっともである。

4. あとがき 本研究では、掃流力が時間的に変化する場における掃流粒子の流送過程に関する数値シミュレーションを行い、振動流・一方向流共存場における

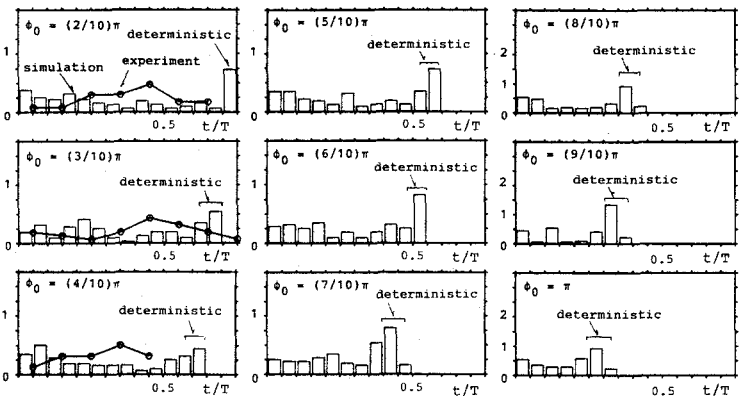


図-5 moving period の移動開始位相別確率密度関数

る実験結果と比較して、モデルの有効性を検討した。場を支配する2つの因子である (i) 砂粒子に作用する流体自体の時間的变化と (ii) 砂粒子の河床との接触状態の不規則性が moving period に及ぼす影響の大小は、砂粒子の移動開始位相に依存することがシミュレーション結果から明らかとなった。

参考文献 1) 中川・辻本：土木学会論文報告集第244号, 1975. 2) 中川・辻本・細川：京都大学防災研究所年報第22号B-2, 1978. 3) 中川・辻本・後藤：京都大学防災研究所年報第33号B-2, 1990.