

砂漣上の砂移動機構と岸沖漂砂量公式の検討

早川典生*・多仁正芳**・涌井正樹***

1. ま え が き

近年、漂砂現象に関する研究は数多く発表され、急速に理解が進んでいる分野である。その中でも岸沖漂砂量に関する研究は、理論的研究が幾つか発表されている。しかしながらこれらの研究において、実用上重要と思われる砂漣上の砂移動を直接的に解析したものは、砂村ら¹⁾によるものだけであるように思われる。筆者ら²⁾は既に砂村らの考えを実験データに適用し、無次元係数に砂村らと異なる値を採用する必要を報じている。別報³⁾において、砂村らのモデルを発展させたモデルを提唱しているが、本報では砂村らのモデルにやや忠実にこれを発展させ、モデルの精度を高めるように検討しようとするものである。

2. 実験方法と実験内容

実験は、長さ 15 m、幅 60 cm、高さ 80 cm の造波水槽に、長さ 2.5 m、厚さ 10 cm にふるいをかけた砂（中央粒径 0.23 mm）を敷きつめて行った。測定項目は水面波形・砂漣波形の他、流速分布、浮遊砂濃度分布および一周期平均の正味の漂砂量であった。平均の漂砂量は中央 50 cm 区間をモルタル製の模擬砂漣で置き換え、両端区間に堆積した砂の重量を測定することにより求めた。本報告で解析の対象とした実験結果を表-1 に示す。表-1 の実験ケース中、Run 1~3 は造波機をフラッター型に、Run 4, 5 はピストン型にして実験した。Run 1, 2 では水面波形および砂漣上の流速場は共に対称的であり、測定した一周期平均の漂砂量は岸向き(+)であった。

表-1 実験条件

Run No.	波 高 H (cm)	周 期 T (sec)	波 長 L (cm)	水 深 h (cm)	アーセル数 U r	砂漣波長 λ (cm)	砂漣波高 η (cm)	$q/w \cdot d$
1	21	1.17	200	50	6.7	5.0	0.9	0.0083
2	18	1.25	223	50	7.2	5.8	1.0	0.0103
3	11	1.38	232	35	13.8	6.5	1.0	-0.0130
4	17	1.64	281	35	31.3	11.8	2.0	-0.1423
5	13	2.05	373	30	67.0	12.5	2.2	-0.0308

*) 無次元漂砂量

* 正会員 Ph.D. 長岡技術科学大学教授 建設系

** 正会員 工 修 株式会社白石

*** 長岡技術科学大学大学院

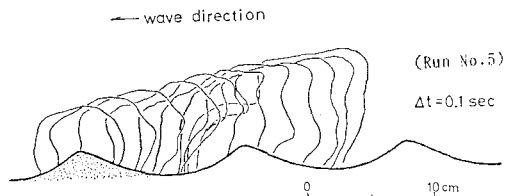


図-1 浮遊砂雲の広がり状況

であった。Run 3~5 では非線型性が顕著であり、平均漂砂量は沖向き(-)であった。

また本研究では、砂移動機構をモデル化するために、一砂漣波長分だけ砂を敷きつめ、前後は模擬砂漣として渦により輸送される浮遊砂雲の運動をビデオカメラにより観察する実験を行った。図-1 はビデオ画面上の浮遊砂雲の広がり状況をスケッチしたものである。

3. 砂移動機構のモデル化

(1) 砂粒子移動の観察

砂漣上の砂粒子の輸送機構は砂村らにより詳しく観察されており、本研究でも概略同様な考えを採用した。図-2 によりその考え方を示す。すなわち形成された砂漣上の岸向き流速がある値を越えると（図-2 中の流速の位相 θ_1 ），砂漣頂を越える掃流砂 B_{on} が発生する。この時砂漣頂には、一砂漣波長沖側で作られた浮遊砂雲が流れにより運ばれて岸側に移動する（ S_{2f} ）。岸向き流速が最大値に達する付近の位相（ θ_2 ）においては、砂漣の岸側斜面には渦が形成され、砂漣頂を越えて輸送される掃流砂をとりこんでいく（位相 θ_3 ）。この時この渦は岸側斜面上からも砂を巻き上げることが考えられるが、本報では直接にはこの量を推算することは試みなかった。位相 θ_3 はまた、砂漣頂を越える岸向きの掃流砂が途絶える位相である。

やがて流速が岸向きから沖向きに反転すると（位相 $\theta_3 \sim \theta_4$ ），渦は発達しきって浮遊砂雲を形成し（ S_{2n} ），砂漣頂を越えて沖側に運ばれる。この段階では（位相 θ_4 ）沖向きの流速により砂漣頂を越える沖向きの掃流砂 B_{off} が発生する。沖向き流速が最大値に達した付近では、今度は砂漣の沖側斜面に渦の発生を見るが（位相 $\theta_5 \sim \theta_6$ ），

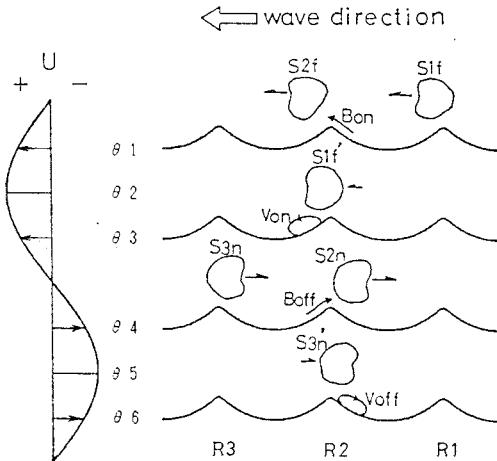


図-2 砂漣上の砂移動模式図

この時一砂漣波長岸側に形成された浮遊砂雲 S'_{3n} が、砂漣頂を越えて沖側に運ばれる。なお砂村らの解析では、 $B_{on}=B_{off}$ 、 $S_{2f}=0$ 、 $S'_{1f}=S'_{3n}$ と仮定し、 S_{2n} を評価することにより平均漂砂量を算定している。

(2) 平均漂砂量の算定法

以上に述べた砂粒子運動の観察から、砂漣頂に注目して考えれば、一周期平均の正味の漂砂量は次のようにして算定できる。すなわち岸向きの漂砂量 q_{on} は、掃流砂 B_{on} 、沖側斜面に形成された渦によりとりこまれた浮遊砂雲 S_{2f} 、および一砂漣波長沖で形成された浮遊砂雲 S'_{1f} の和である。同様に沖向きの漂砂量 q_{off} は、 B_{off} と S_{2n} 、 S'_{3n} との和である。浮遊砂雲として輸送される砂粒子の量は以下のような仮定により求めるものとする。①砂漣斜面上に形成された渦は、砂漣頂より放出される掃流砂を効率 ϵ で取りこむ。ここに ϵ は元来、砂漣頂を横切る渦度束を渦がとりこむ割合として提案された値⁴⁾であるが、便宜上ここで採用するものとする。②渦中にとりこまれた砂粒子は、転流時に全て砂漣頂より放出される。以上の仮定の下に S_{2f} 、 S_{2n} によって輸送される砂粒子の量は算定できる。一砂漣波長を越えてきた浮遊砂雲 S'_{1f} 、 S'_{3n} によって輸送される砂粒子の量については、一砂漣波長沖/岸側において S'_{1f} 、 S'_{3n} がとりこんだ砂粒子の量が、 κ_f 、 κ_n の割合になったと考え、 κ_f 、 κ_n については砂粒子の運動をシミュレーション解析することによって求めることとする。

すなわち、一周期平均の岸向き、沖向き漂砂量は各々次式のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} q_{on} &= B_{on} + \epsilon B_{off} + \kappa_n \epsilon B_{off} \\ q_{off} &= B_{off} + \epsilon B_{on} + \kappa_f \epsilon B_{on} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

従って正味の漂砂量は次式のように書ける。

$$q_{net} = q_{on} - q_{off} = \epsilon B_{on} \left\{ \frac{1-r}{\epsilon} + (1+\kappa_n)r - (1+\kappa_f) \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ただし $r=B_{off}/B_{on}$ である。

B_{on} 、 B_{off} は適当な振流砂則、抵抗則および水面波形により求めることができる。以下には κ_f 、 κ_n の推算法について記す。

(3) 浮遊砂雲の追跡

一砂漣波長を越えてきた浮遊砂雲が、砂粒子を輸送する割合 κ_n 、 κ_f は、実験的にも解析的にも求めるのが極めて困難である。実験的な手がかりとしては、前述したように一砂漣波長分だけ砂を敷きつめた実験を行った。この実験において各時刻における、浮遊砂雲中の砂粒子の数が測定できれば良いのであるが、高精能のビデオカメラ（ソニー製 CCD-G5）をもってしても不可能であった。従って本実験から得られる情報としては、浮遊砂雲の移動速度およびその広がりである。後者は砂粒子運動の乱れ拡散を表すものと考えられる。砂漣上の乱れ速度はもとより極めて非等方向であることが予想されるが、浮遊砂雲の規模においては表すべくもないので、図-3 にビデオ画面からスケッチした浮遊砂雲面積の等価円半径の二乗をプロットして示した。

本研究では κ_n 、 κ_f を推算するために、浮遊砂雲中の浮遊砂粒子の運動をシミュレーション解析した。浮遊砂粒子の運動方程式は、その水平位置 x 、鉛直位置 y に関して次式のように書ける。

$$m \frac{d^2x}{dt^2} - R(s) \left(U - \frac{dx}{dt} \right) \Big|_{s=0} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

$$m \frac{d^2y}{dt^2} + mg - R(s) \frac{dy}{dt} \Big|_{s=0} = 0 \dots\dots\dots (4)$$

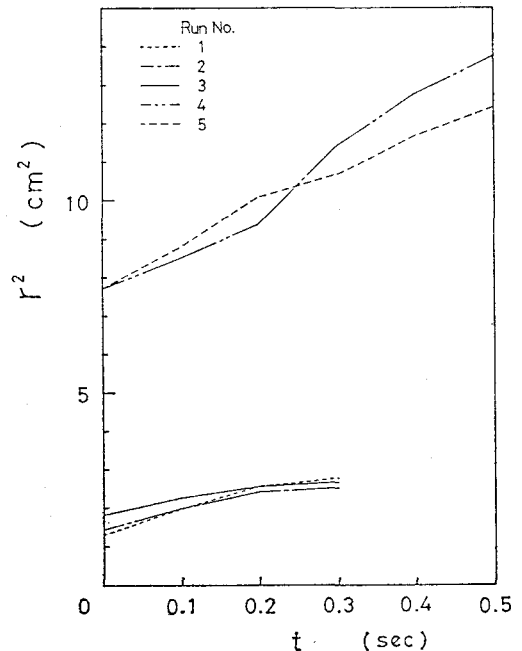


図-3 浮遊砂雲の等価円半径の自乗の時間変化

ここで, m は砂粒子の質量, t は時間, $R(s)$ は抗力, g は重力加速度, U は流体の x 方向速度であり, s は粒子と流体の相対速度であって次式で表される.

$$s = \sqrt{\left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(U - \frac{dx}{dt}\right)^2}$$

抗力にストークス則を仮定し, 沈降速度 w_0 を導入すると, $R(s) = mgs/w_0$ と書ける. この時運動方程式(3), (4) は次式のように書き直すことができる.

$$\frac{dx^2}{dt^2} - g\left(U - \frac{dx}{dt}\right)/w_0 = 0 \quad \dots\dots\dots(5)$$

$$\frac{dy^2}{dt^2} + g + g \frac{dy}{dt}/w_0 = 0 \quad \dots\dots\dots(6)$$

平均流速場 U に関しては, ストークスの第二近似解を用いる. 砂漣の形状を考慮するために $x-y$ 平面をよく知られている写像関数⁵⁾

$$x + iy = \xi + i\eta + ia \exp i \frac{2\pi}{\lambda} (\xi + i\eta) \quad \dots\dots\dots(7)$$

によって $\xi-\eta$ 平面に写像した. ここで a は砂漣振幅 λ は砂漣波長である. ストークス近似解はこの $\xi-\eta$ 平面で成り立つものとした. すなわち

$$U = \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh(2\pi\eta/L)}{\sinh(2\pi\eta/L)} \cos\left(\frac{2\pi}{L}\xi - \frac{2\pi}{T}t\right) + \frac{3\pi^2 H^2}{4TL} \frac{\cosh(2\pi\eta/L)}{\sinh^4(2\pi\eta/L)} \cos\left(\frac{2\pi}{L}\xi - \frac{2\pi}{T}t\right) \quad \dots\dots\dots(8)$$

ここで H は波高, T は周期, L は波長である.

この考え方が砂漣上の平均流分布を良く表すものであるかはあまり明らかでないが, 当面他に適当な表現方法が無さそうである. またこの考えでは, 浮遊砂雲を形成する因となった渦の循環がとりいれられていない. しかしながら浮遊砂雲の追跡は, 渦が既に発達しきった段階を考えているので, 本解析では考慮しなかった.

運動方程式(5), (6) には水流の乱れの項を含んでいない. 水流の乱れの効果は, 式(5), (6) を数値積分する際に各時間ステップ毎に, 一様乱数を用いて粒子の拡散効果を表わすこととした. 用いた乱数 r_a は平均値 0 で -0.5 から 0.5 の間に一様に分布しており, 各時刻における浮遊砂粒子群の分散半径は, 図-3 に示したビデオカメラにより得られた浮遊雲輪郭の等価円半径の 3 倍に相当すると仮定し, 次式で表される係数を乱数に乗ずることにより, 計算浮遊砂雲の拡散を撮影浮遊砂雲の拡散に合わせた.

$$\sqrt{\frac{\Delta t}{9r_a^2} \frac{dR^2}{dt}}$$

ここで r_a^2 は一様乱数の分散値であり, $1/12$ である.

計算は各実験ケースにおいて砂漣頂に, 撮影した画面から読み取った浮遊砂雲に相当する長方形を描き, その中に等間隔に 81 個の砂粒子を配置して行なった. 計算

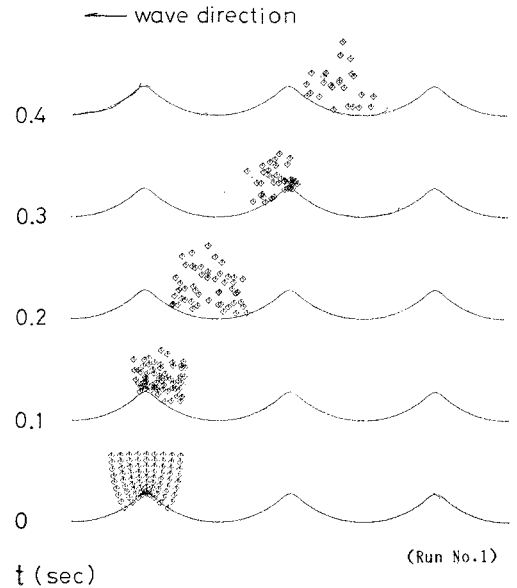


図-4 浮遊砂雲の推算結果
($t=0$ は沖向き流速開始の位相)

の初期時刻は岸/沖向き流速開始時(転流時)であり, 従って流速値はこの時, 式(8)より零である. また計算の初期条件としての dx/dt , dy/dt は流速値と同一と考え 0 とした.

図-4 にこのようにして行った計算の一例を示す. なお $t=0$ における砂粒子の位置は, $\xi-\eta$ 面で等間隔に置いたので, この図では歪んで見える. また計算の途中で砂漣面に到達した砂粒子は再び舞い上らないものとして以後の計算を中止した.

図-4 に示したような計算結果から, 一砂漣波長を越えた砂粒子の数をあらかじめ置いた砂粒子の数(81 個)で除することにより κ_n , κ_f が求まる. ただし, κ_n の計算においては, 初期の浮遊砂雲が小さいケースがあったので, このような場合にはその面積を考慮して κ_n 算出した. このようにして得られた κ_n , κ_f の値を表に示す. なお Run 5 では岸向きの浮遊砂雲が明確に認められなかったので $\kappa_n=0$ とおいた.

(3) 平均漂砂量の計算結果

平均漂砂量は式(2)において ϵ , B_{on} , B_{off} を計算すれば求まる. ϵ は文献²⁾を参考にして 0.6 とおく. B_{on} , B_{off} については掃流砂公式を採用してその値を求めることができる. 例えば瞬間掃流砂量は次式の Brown 型公式を採用することができる.

$$\frac{q_+(t)}{u_*^*(t)d} = 5\{\tau_*^*(t) - \tau_{*c}^*\}^2 \quad \dots\dots\dots(9)$$

ここで瞬間摩擦速度 $u_*^*(t)$ と Shields 数 $\tau_*^*(t)$ は次式により求められる.

表—2 測定値及び計算結果

Run No.	ϵB_{on} (cm^3/cm)	ϵB_{off} (cm^3/cm)	r	S_{on} (cm^2)	S_{off} (cm^2)	K_n	K_f	$q_{cal.}$ ($\text{cm}^3/\text{cm}/T$)	$q_{mea.}$ ($\text{cm}^3/\text{cm}/T$)
1	0.2279	0.2879	1.26	0.0155	0.0108	0.49	0.43	2.2×10^{-4}	4.8×10^{-4}
2	0.0880	0.1092	1.25	0.0246	0.0077	0.35	0.33	-1.5×10^{-3}	8.4×10^{-4}
3	0.0737	0.0700	0.95	0.0100	0.0113	0.09	0.28	-1.6×10^{-3}	-1.2×10^{-3}
4	3.3892	1.3556	0.40	0.1234	0.0207	0.15	0.51	-5.6×10^{-3}	-1.5×10^{-2}
5	1.9289	0.4508	0.23	0.1990	0.0249	0	0.56	-9.3×10^{-3}	-1.2×10^{-2}

$$\left. \begin{aligned} \tau_N^*(t) &= \frac{u_N^*(t)^2}{(\sigma/\rho - 1)gd} \\ \rho u_N^*(t)^2 &= \frac{\rho}{2} f_w |u(t)| u(t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

移動限界 Shields 数 τ_{NC}^* は Komar-Miller の式より求めることができる。

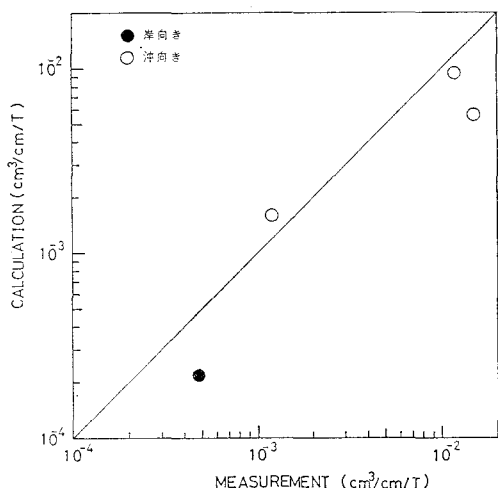
$$\tau_{NC}^* = 0.21 \left(\frac{u_o T}{\pi d} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (11)$$

砂漣頂を越える掃流砂 B_{on} , B_{off} は次式により求めた。

$$B_{on} = \frac{1}{T} \int_{\theta_1}^{\theta_3} q_+(t) dt, \quad B_{off} = \frac{1}{T} \int_{\theta_4}^{\theta_6} q_+(t) dt \dots\dots\dots (12)$$

ここで θ_1 , θ_3 , θ_4 , θ_6 は岸向き, 沖向き流速時の掃流砂移動開始及び停止位相である。表—2 にはこのようにして計算した ϵB_{on} , ϵB_{off} および r を記した。

さらに渦にとりこまれた浮遊砂の総量 ϵB_{on} , ϵB_{off} を直接測定することを試みた。砂漣頂を掃流砂が輸送されている位相間の砂漣頂直上 (2~4 mm) での浮遊砂濃度を測定し、流速値と浮遊砂雲面積を乗じてフラックス値を求めた。結果を S_{on} , S_{off} として表—2 に示す。この値を ϵB_{on} , ϵB_{off} と比較すると、後者の方が一桁大きく、平均漂砂量の計算を用いるにしても、値が大き過ぎるように思われた。これは掃流砂公式 (9) が、非定常な砂漣上の輸送量を表すのに適切さを欠くためである。



図—5 正味の漂砂量の測定値と計算結果の比較

ように思われ、本研究の目的が式 (2) によりどの移度平均漂砂量が計算できるかを明らかにすることであると、式 (2) 右辺の ϵB_{on} を表—2 の S_{on} で置きかえることとした。ただし r については、式 (9)~(12) で計算した B_{on} , B_{off} を用いることとした。

表—2 にはこのようにして求めた q_{net} の計算値と測定値を対比させている。計算結果は Run 2 を除いて、測定値と同一方向の砂移動を示しており、その値もほぼ良く一致しているように思われる。図—5 には Run 2 を除いた全ケースについて計算値と実測値の対比を示しており、良好な一致が見られる。

前述したように砂村の解析は $q_{net} = \epsilon B_{on} = S_{on}$ と置いた場合であるが、本解析では他の要因も重要な役割を果たしていることを示している。

3. 結 語

本研究では砂漣が発達している場合の砂移動機構に関して、元来砂村らによって得られた観察を発展させて、詳しく輸送される量を算定した。中でも一砂漣波長を越えて輸送される量を、砂粒子群の運動を追跡するシミュレーション解析により試算し、実験条件によっては形成された浮遊砂雲のうち 50% 程度も輸送され得ることを示した。また計算した平均漂砂量は測定値と一致する傾向を見た。

本研究で示されるような方法により実用的に漂砂量公式を得るためには、本モデルにより計算される各量を無次元パラメータで表現する必要がある。現在のところ本研究ではシミュレーション解析により得られた、一砂漣波長を越えて輸送される浮遊砂量の割合 (K_n , K_f) は、簡単に無次元量で表現できないように見え、将来の課題である。

本研究は文部省科学研究費補助金(自然災害特別研究)の援助の下に行なったものである。

参 考 文 献

- 1) 砂村継夫・阪東浩造・堀川清司: 非対称砂漣上での砂移動機構と漂砂量に関する実験的研究, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp. 250~254, 1976.
- 2) 早川典生・辻本剛三・森下憲治: 砂漣上の渦運動による浮遊砂輸送機構, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp. 45~

- 49, 1984.
- 3) 辻本剛三・早川典生: 渦運動による岸沖漂砂量モデル, 第32回海岸工学講演会論文集, 1985.
- 4) 沢本正樹・山口清一: 波によって生じる砂漣近くの流れのモデル化と浮遊砂濃度の算定法, 土木学会論文報告集, 第288号, pp. 107~113, 1979.
- 5) 沢本正樹: 波形底面上の半無限領域の写像関数, 土木学会論文報告集, 第269号, pp. 147~150, 1978.
-