

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\*THEORETICAL MODELING ON WAVE ENTRAINMENT OF SAND  
PARTICLES FROM RIPPLED BEDS

沢本 正樹\*\*・山口 清一\*\*\*

By Masaki SAWAMOTO and Seiichi YAMAGUCHI

## 1. はじめに

砂質底面に生じる砂漣が、沖浜領域の漂砂現象に重要な要因となっていることは、従来よりしばしば指摘されている。砂漣の大きさについては、本間・堀川・鹿島(1964)<sup>3)</sup>の研究により見積ることも可能である。しかし、砂漣近傍の流れがどのようになっており、それが、どのように砂粒子を移動させているのかという点については、多くの場合、定性的な記述のみがなされ、定量的な議論は十分には行われていない。

砂漣近傍の流れの測定には、堀川・渡辺(1970)<sup>4)</sup>による電解式乱流計を用いたもの、Nakato, Locher, Glover & Kennedy(1977)<sup>4)</sup>による流速と浮遊砂濃度を同時に測定したものなどがある。また、砂漣近傍の流れのモデル化としては、Tunstall & Inman(1975)<sup>5)</sup>によるポテンシャル渦による砂漣背後の渦の表現と波のエネルギー損失の見積りを挙げる事ができる。しかし、これらの結果も、砂漣近傍の流れの構造の十分なる理解にはほど遠い。

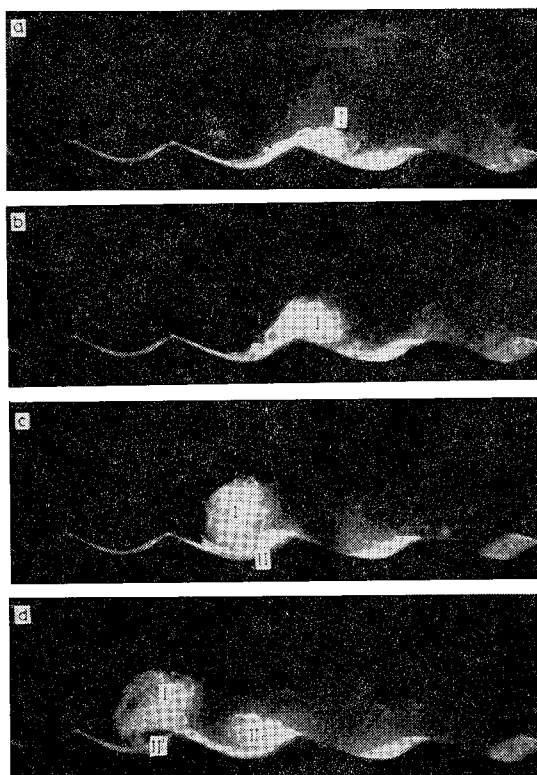
著者らは、砂漣近傍での流れの状況を把握するために、砂漣上での流速測定を行い、その結果を文献 1) に報告した。本研究では、まず文献 1) の内容を要約して流れの全体像について説明し、次に、砂漣近傍の流れを渦に注目してモデル化し、さらに浮遊砂の拡散理論でいうところの基準点高さ、基準点濃度を推算する方法について説明した。

## 2. 砂漣近傍の流れ

砂漣近傍の流れの特徴としては、なによりもまず、砂

漣背後に形成される組織的な渦の存在が挙げられる。

写真—1(a)~(d)には、順流注1)最強時から逆流注1)時までの約半周期の砂漣近傍の渦を可視化したものを示してある。実験条件は、周期 2.04 秒、波高 9.6 cm、水深 30 cm である。砂漣は標準砂の底面に上記の波を数時間あてて起こし、いったん排水乾燥させた後、ペンキス



(a) 順流時  
(b) ほぼ流れの逆転時  
(c),(d) 逆流時

写真—1 砂漣背後に形成される渦

\* 一部を第 33 回年次学術講演会にて発表。

\*\* 正会員 工博 東京工業大学助教授 土木工学科

\*\*\* 正会員 工修 運輸省港湾局建設課

注 1) 水平流速成分の方向が波の進行方向と一致する場合は順流、逆の場合を逆流とよぶことにする。

プレーで固定したもので、その波長は 7.2 cm、高さは 1.4 cm である。可視化は、砂漣の峰からみて沖側（写真では左側）の斜面から、蛍光染料を溶かしたコンデンスミルクを注入して行った。写真—1 (a) は順流時に岸側斜面上に形成される渦（渦Ⅰとよぶ）を示している。この渦はほぼ順流の間中発達するが、流れが逆転すると、沖向きの流れにより沖方向に引き戻されるとともに、沖側斜面に新たに発達する渦（渦Ⅱとよぶ）により上方に引き上げられる（写真—1 (b),(c)）。渦Ⅰは、逆流の間中はだいたい判別しうるが、さらに次の流れの逆転時（写真—1 (d)）のころには、ほとんど組織的な渦としての形態を失い、乱れ成分となる。

写真に示したものは、固定した砂漣上の流れであるが、固定しない場合についても、ほぼ同様の流れが観察できる。そして、その流れに伴う砂粒子の移動が認められる。すなわち、砂漣を形成している砂粒子の中で最上層に位置するものは、順流時、沖側斜面を掃流され、砂漣頂から、渦Ⅰに取り込まれ浮遊状態になり、雲状の分布を呈する。流れが逆転すると、これらの砂は雲状のま

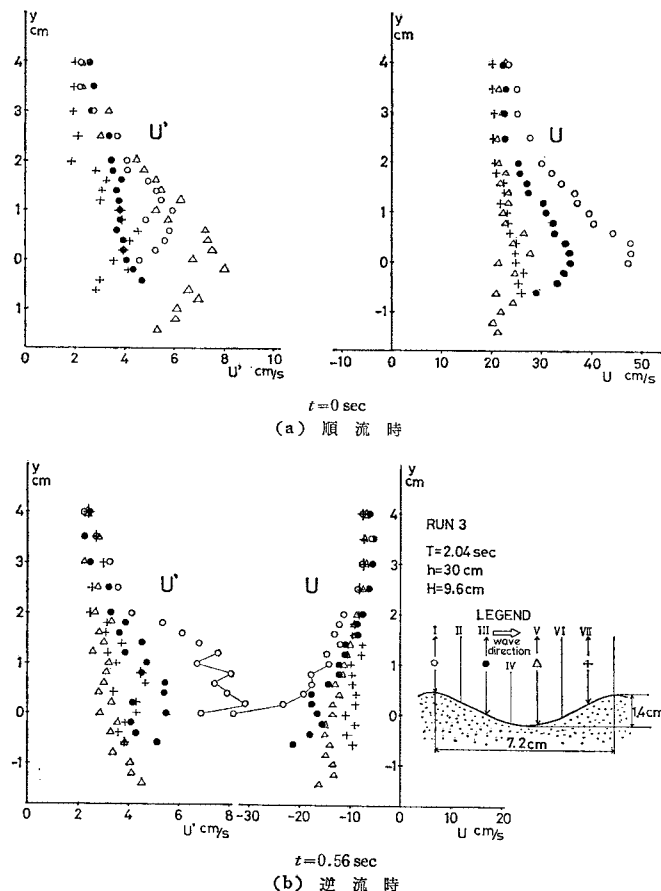
ま渦Ⅰとともに沖側上方へもち上げられ、さらに、渦Ⅰが組織的な渦としての形態を失うと、まわりへ広がり、一部はさらに上方に拡散し、一部は再び底面まで沈降する。

上述のように、砂漣近傍の流れは、形成される渦の組織だった運動によって特徴づけられるが、それではその領域はどの程度の範囲になるのであろうか。図—1 (a), (b) には、砂漣上の流速分布、乱れ分布の一例を示してある。実験条件は、写真—1 (a)~(d) と同一である。測定方法、乱れの定義などについての詳しい説明は文献 1) を参照されたい。なお、この図のみ  $y=0$  は砂漣頂より 2 mm 上方の位置にとってある。これによると、流速、乱れの分布は、 $y=2.5$  cm 程度の高さを境にして、それより上では断面に関係なくほぼ同一の分布形を示し、それより下では、各断面ごとに著しく異なった分布形を示している。この高さは、前述の可視化による渦が判別しうる形態を保っている高さに相当する。これらの点から、著者らは、砂漣上の流れは二つの異なった層、渦層と拡散層とに分けて考えるのが適当であることを

指摘したり。すなわち、渦層とは、砂漣背後に形成される渦が明瞭にその形態を保ち続けている領域をさす。渦層においては、渦が形成、放出され、最後に崩壊する。そして、渦が崩壊するまでに達する高さが渦層の上端となる。拡散層は流れがより確率的であり乱流の概念の成立するような領域と思われる。この層では、渦層における渦の崩壊により発生した乱れエネルギーの供給を受け、乱れはさらに乱れ自身のもつ拡散能により上方へ拡散していく。

これらの流れを解析的に取り扱おうとする場合、拡散層については、乱流としての取り扱いが可能であると思われる。一方、渦層については、より決定論的な記述が適切であろう。少なくとも、渦動粘性係数などについて、定常流の見知からの安易な類推は避けるべきである。

これらの領域は、浮遊砂に関連づけて考えると次のようになる。従来、波動場中における浮遊砂濃度の解析には、しばしば拡散理論が用いられてきたが、拡散層においては拡散係数が適切に定められさえすれば、これの適用が十分なる妥当性をもつと考えられる。一方、渦層内においては、浮遊砂は渦に巻き込まれて雲状分布をしたまま層内を移動するため、局所的濃度勾配は直接的には砂移動には関係しない。そのた



図—1 平均流速および乱れ強度の分布 ( $y=0$  は、砂漣頂より 2 mm 上方の高さ)

め、時間的に平均した鉛直濃度分布は比較的一様に近く、ちょうど、いわゆる「逆くの字型浮遊砂濃度分布」の折曲点より下の部分がこれに相当することになる。もし、この層の浮遊砂濃度を決定論的に評価しうるならば、それはひるがえって拡散層内浮遊砂分布の解析に対する理論的境界条件にもなり得るはずである。次章以下において、渦層の厚さおよびその中の平均浮遊砂濃度の解析的評価法について検討する。

### 3. 渦運動のモデル化

渦層内の流れは顕著な渦の存在によって特徴づけられる。ここでは、流れの中におかれた物体後流<sup>9)</sup>や、稜線に発達する雪庇近傍の流れのモデル化<sup>9)</sup>などで用いられているのと同様に、ポテンシャル渦を用いて砂漣近くの渦を表現し<sup>9)</sup>、その渦の運動学的挙動を追跡することにより、渦層厚さの推算を行う。

順流時に砂漣の岸側背後に発達する渦 I を 図-2 (a) のように考える。ここで渦については次のように仮定する。

- ① 渦は各砂漣頂ごとにひとつのポテンシャル渦であらわされる。
- ② 流線は、砂漣頂より剝離し、渦は砂漣の下流側にとどまるいわゆる standing vortex となる。
- ③ 砂漣から十分上方の流れは水平方向に一樣な正弦振動流であらわされる。
- ④ 渦の循環は砂漣斜面上の境界層から供給される渦度の集積から評価しうる。

まず 図-2 (a) の物理平面を次に示す変換により  $\zeta$  平

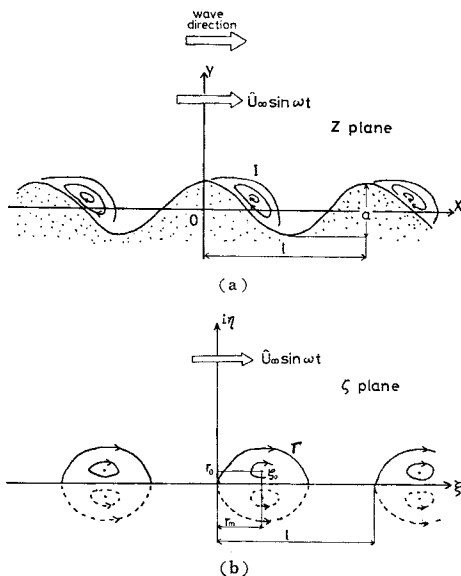


図-2 順流時の渦 I の模式図

面に写像する。

$$z = \zeta + i \frac{a}{2} e^{ik_s \zeta} \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 $z = x + iy$ ,  $\zeta = \xi + i\eta$ ,  $k_s = 2\pi/l$ ,  $l$  は砂漣の波長、 $a$  は砂漣の波高である。この変換は、すでに著者の一人が詳しく論じているが<sup>9)</sup>、物理面において正弦波に比較してより実際の砂漣に近い形状を表わし得るという特徴を有している。この変換により砂漣底面上の渦列は平板上の渦列となり、その複素速度ポテンシャル  $W_1$  は、一樣流  $W_1$ 、渦列  $W_2$ 、鏡像の渦列  $W_3$  の和として次のようにあらわされる<sup>9)</sup>。

$$\begin{aligned} W_1 &= W_1 + W_2 + W_3 \\ &= U_\infty \zeta + \frac{\Gamma}{2\pi} i \ln \sin \frac{\pi}{l} (\zeta - \zeta_0) \\ &\quad - \frac{\Gamma}{2\pi} i \ln \sin \frac{\pi}{l} (\zeta - \zeta_0^*) \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

ここで、 $U_\infty$  は十分上方の流速で時間に関して正弦的に変化する。 $\zeta_0$  は渦 I の中心位置、 $\zeta_0^*$  は  $\zeta_0$  の複素共役で鏡像の渦の中心、 $\Gamma$  は渦のもつ循環を表わす。

渦 I は流下されないと仮定したから、 $\zeta_0$ ,  $\Gamma$  は次の条件を満たさなければならない。

$$\begin{aligned} \frac{dW_1}{d\zeta} \Big|_{\zeta=\zeta_0} &= \frac{d(W_1 + W_3)}{d\zeta} \Big|_{\zeta=\zeta_0} \\ &= U_\infty - \frac{\Gamma}{2l} i \cot \left( \frac{\pi}{l} 2r_0 i \right) = 0 \dots (3) \end{aligned}$$

ここに、 $r_0$  は  $(\zeta_0 - \zeta_0^*)/2i$  で渦の中心の底面からの高さをあらわす。

次に、渦の循環について考える。循環は渦度の集積であるから、ここでは渦の循環を砂漣前面の境界層から供給される渦度の流束から評価する。砂漣頂をよぎる渦度の流束は、一樣流が砂漣により加速される効果を  $k'$  であらわすと、境界層近似を用いることにより次のようにあらわされる。

$$\int_0^\infty u \left( \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) dy = \frac{1}{2} (k' U_\infty)^2 \dots \dots \dots (4)$$

ここで、 $U_\infty = \hat{U}_\infty \sin \omega t$  ( $\hat{U}_\infty$  は  $U_\infty$  の振幅) とおくことにより、渦が  $t=0$  から  $t=t$  までに獲得する循環は、

$$\begin{aligned} \Gamma(t) &= \epsilon \int_0^t \frac{1}{2} (k' U_\infty)^2 dt \\ &= \frac{\epsilon}{4} k'^2 \hat{U}_\infty^2 \left( t - \frac{1}{2\omega} \sin 2\omega t \right) \dots \dots \dots (5) \end{aligned}$$

となる。上式で  $\epsilon$  は vorticity fraction 係数とよばれるもので、渦度流束のうちで最終的に後流渦の中に取り込まれるものの割合をあらわす。 $\epsilon$  および  $k'$  の値は、砂漣の波形勾配などにも関係していると思われるが、現段階においてはなんら調べられていない。ここでは、他で用いている種々の仮定の精度からみて特別厳密に押さえる必要もないので、これらは一定の値をとるとし、とりあえず Roshko (1954)<sup>10)</sup> によって調べられた円柱後

流のカルマン渦の場合の値  $\epsilon=0.5, k'=1.4$  を準用した。  $k'=1.4$  という値は式 (1) で変換される底面形の中で  $a/l=0.09$  の場合のポテンシャル流れの峰上での加速率に相当し砂漣の場合にもある程度順当であると考えられる。

式 (3), (5) を解くことにより渦 I の位置  $\zeta_0=r_m+ir_0$  が次のように求まる。

$$r_m = \frac{l}{2\pi} \cos^{-1} \left( \frac{1 - \sinh^2 \frac{2\pi}{l} r_0}{\cosh \frac{2\pi}{l} r_0} \right) \dots\dots\dots (6)$$

$$r_0 = \frac{l}{4\pi} \ln \frac{8l \sin \omega t + \epsilon k' \hat{U}_\infty \left( t - \frac{1}{2\omega} \sin 2\omega t \right)}{8l \sin \omega t - \epsilon k' \hat{U}_\infty \left( t - \frac{1}{2\omega} \sin 2\omega t \right)} \dots\dots\dots (7)$$

砂漣近傍に観察される渦は、ほぼ順流の間中発達し続けるように見える。上述のモデルの渦を厳密に  $\omega t$  が 0 から  $\pi$  まで適用すると  $\omega t = \pi$  では  $r_0$  が発散し、実際の現象をモデル化し得ない。これは、対象としている渦 I よりも以前に発生した渦の存在を無視していること、転流時にまで standing vortex であると仮定していることなどに無理があるためである。そこで本モデルでは渦 I は  $\omega t$  が 0 から  $\omega t_0$  までの間発達し、その後成長をやめ独立した渦として挙動するとし、 $\omega t_0$  を次のように考えて評価した。すなわち、渦 I の発達計算のモデルではそれ以前に放出された渦を無視しているが、実際にはそれより半周期前に砂漣の反対側斜面に発達し放出された渦が存在し、その渦により底面付近には、転流時にもある大きさの流速が存在する。このことは後述の渦 I が渦 II に及ぼす影響と同等のものである。このことをふまえ、モデル計算にあたっては、まず  $\omega t_0$  を適当に仮定し、次に、その位相における渦 I の中心での流速を、後述の渦 I が渦 II に及ぼす影響と同等のものとして評価した。この流速が、主流の流速より大きくなる位相を求め、それが最初に仮定した  $\omega t_0$  と等しくなるまで繰り返し計算を行い  $\omega t_0$  を定めた。すなわち、渦 I に対する主流の影響が、そのまわりの渦の影響よりも小さくなった時点で standing vortex であるとの仮定をやめたことになる。具体的には  $\omega t_0$  として  $0.82\pi$  という値が得られた。

次に、転流後の渦 I の挙動と新たに反対側の斜面に形成される渦 II について、図-3 のように考える。複素速

度ポテンシャルは、主流と渦 I, II およびそれらの鏡像を考えることにより、

$$W_{II} = U_\infty \zeta + \frac{\Gamma_0}{2\pi} i \ln \sin \frac{\pi}{l} (\zeta - \zeta_0) - \frac{\Gamma_0}{2\pi} i \ln \sin \frac{\pi}{l} (\zeta - \zeta_0^*) - \frac{\Gamma}{2\pi} i \ln \sin \frac{\pi}{l} (\zeta - \zeta_1) + \frac{\Gamma}{2\pi} i \ln \sin \frac{\pi}{l} (\zeta - \zeta_1^*) \dots\dots\dots (8)$$

となる。ここに  $\Gamma_0, \zeta_0$  は渦 I の循環と中心位置、 $\Gamma, \zeta_1$  は渦 II の循環と位置をあらわす。渦 II については、前述の渦 I の発達と同じ仮定のもとで計算する。渦 I については、 $\omega t = \omega t_0$  で発達をやめたときの循環を保ったままその中心位置に誘起される流れで流下するとした。すなわち、渦 I の軌跡は中心位置  $\zeta_0 = \xi + i\eta$  に関する微分方程式

$$\frac{dW_{II}}{d\zeta} \Big|_{\zeta=\zeta_0} = \frac{d\xi}{dt} - i \frac{d\eta}{dt} = U_\infty - i \frac{\Gamma_0}{2l} \frac{\cos \frac{\pi}{l} (\zeta_0 - \zeta_0^*)}{\sin \frac{\pi}{l} (\zeta_0 - \zeta_0^*)} - i \frac{\Gamma}{2l} \frac{\cos \frac{\pi}{l} (\zeta_0 - \zeta_1)}{\sin \frac{\pi}{l} (\zeta_0 - \zeta_1)}$$

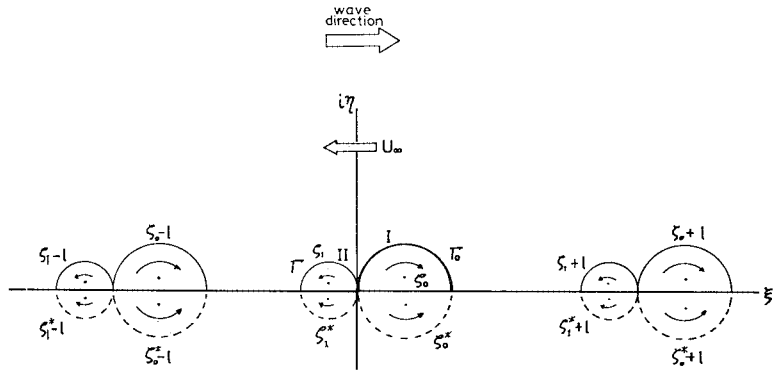


図-3 逆流時の渦 I, II の模式図

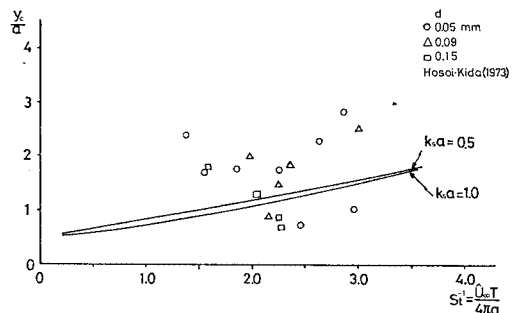


図-4 渦層厚さ (計算値と実験値との比較)

$$+i \frac{\Gamma}{2l} \frac{\cos \frac{\pi}{l} (\zeta_0 - \zeta_1^*)}{\sin \frac{\pi}{l} (\zeta_0 - \zeta_1^*)} \dots\dots (9)$$

で与えられる。これを数値積分することにより主流と渦Ⅱによる流れによって放出される渦Ⅰの軌跡をたどることができる。

実験室で観察される渦Ⅰは、ほぼ逆流の間中持続し、再度流れが逆転するときには崩壊して不規則な乱れとなるので、本モデルにおける積分区間は、逆流の間に限られる。この逆流の間に渦Ⅰが達し得る高さには渦の大きさ(半径)を加えたものが2. で述べた渦層の厚さに相当することになる。ポテンシャル渦の場合、渦の半径は定義しにくい、ここでは、 $\omega t_0$  における  $r_m$  をもって渦の半径とした。

図-4 には式 (9) を Runge-Kutta-Gill 法により数値積分して得た本モデルの結果と実験値との比較を示す。図中の実験値は、細井・木田 (1973)<sup>11)</sup> によるもので、砂澁上の逆くの字型浮遊砂濃度分布の折曲点を  $y_c$  としている。なお、 $d$  は砂の粒径である。縦軸には砂澁の波高  $a$  で無次元化した渦層厚さ  $y_c/a$  を、横軸には  $4\pi a/\hat{U}_\infty T$  で定義した Strouhal 数  $S_t$  の逆数をとってある。計算結果によると、渦層厚さは砂澁の勾配をあらわすパラメーター  $k_s a = 2\pi a/l$  によってはあまり変化しない。このこと、および  $k_s a$  がそれほど広い範囲で変化し得るわけではないことを考えると、渦層厚さは砂澁波長  $l$  で無次元化しても、係数が変化するのみで、ほぼ図-4 と同じ傾向を示すものと考えられる。

実験的には、 $y_c/a$  は、Reynolds 数  $\hat{U}_\infty d/\nu$  に依存することが指摘されているが<sup>11)</sup>、本モデルでは粘性、粒子径については考慮していないので、この点を表現することはできなかった。これらの問題点は残るが、本モデルでも、それほどかけ離れた値を与えるものではないことが確認できる。

#### 4. 渦層内浮遊砂濃度の推算

実験による観察では、浮遊砂は底面から直接離脱して浮遊状態になるようなことは少ない。底面にある砂は、砂澁の斜面を掃流され、いったん砂澁頂から渦の中へ取り込まれ、渦の移動とともに上方へ雲状のまま運ばれ、渦の崩壊により渦層内にばらまかれる。これらの砂の運動を従来の海岸工学、水理学の知見を組み合わせ、渦層内の浮遊砂濃度について、どの程度説明しうるかを検討する。

砂澁を過ぎて渦の中にとりこまれる砂の

量を評価するため、砂澁頂における摩擦速度  $u_*$  を次のようにあらわす。

$$\left. \begin{aligned} \tau_b/\rho &= \hat{u}_* u_* = \hat{u}_*^2 \sin \omega t \\ u_* &= \hat{u}_* \sin \omega t = \sqrt{\frac{c_f}{2}} (k' \hat{U}_\infty) \sin \omega t \end{aligned} \right\} \dots\dots (10)$$

ここに、 $\tau_b$  は底面せん断応力、 $\hat{u}_*$  は  $u_*$  の振幅、 $c_f$  は抵抗係数である。せん断応力が代表流速と同位相で正弦的に変化することは、著者の1人<sup>12)</sup>により円管内振動流の場合に確かめられており、今回もそれと同じ表現を採用する。

抵抗係数  $c_f$  は、非定常の場合でも平板での抵抗則が比較的良好に近似し得ることが確かめられているので<sup>13)</sup>、粗面平板での抵抗則<sup>9)</sup>

$$c_f = (2.87 + 1.58 \log_{10}(x/d))^{-2.5} \dots\dots (11)$$

において、流下距離  $x$  を、砂澁の谷から峰までの大略の長さ  $l/2$  とおいたものを用いた。

砂移動の限界掃流力については、厳密には斜面でのものを考えなければならないが、ここでは近似的には flat bed のときのものと同様とし、かつ慣性力項を無視し得るとし次の式<sup>14)</sup>を準用する。

$$(\sigma/\rho - 1)gd^3 \tan \varphi = \frac{3}{4} \epsilon' C_D u_d^2 d^2 \dots\dots (12)$$

ここに、 $\sigma, \rho$  は砂と水の密度、 $\varphi$  は砂の水中安息角、 $\epsilon'$  は遮蔽係数 ( $\approx 0.4$ )、 $C_D$  は砂の抗力係数である。砂粒子頂部高さでの流速  $u_d$  は、振動流乱流境界層理論から見積るべきであるが、ここで対象としているような渦が存在する場合に対しては適当な理論がないので定常流の対数則

$$u(z)/u_* = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{y}{d} \right) + B, \quad B=8.5 \dots\dots (13)$$

より見積った。式 (10)、(12)、(13) より砂澁頂で砂が移

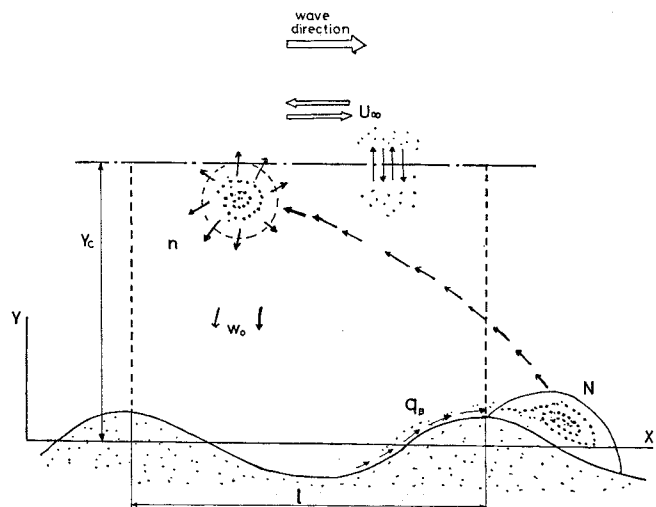


図-5 渦層内の砂の移動の模式図

動する位相は,

$$\sin^2 \omega t > \frac{(\sigma/\rho - 1)gd \tan \varphi}{\hat{u}_*^2 \frac{3}{4} \epsilon' C_D B^2} \dots\dots\dots (14)$$

より求まる.

流速が限界を越えた位相では砂の移動が起こる. その移動量については, 定常流における流砂量公式を用いることにする. 流砂量公式はできるだけ単純な形のものを選び, 限界せん断応力を越えたせん断応力のみが流砂量に関係するとしている du Boys 公式<sup>15)</sup>

$$q_B(t) = A \frac{\tau_b}{\rho} \left( \frac{\tau_b}{\rho} - \frac{\tau_c}{\rho} \right) \dots\dots\dots (15)$$

を用いた. ここに,  $\tau_c$  は限界せん断応力,  $q_B$  は単位時間, 単位幅あたりの掃流砂量の容積である. 式 (15) に, 式 (10) を代入し, 式 (14) を満たす期間 ( $\omega_c < \omega t < \pi - \omega_c$ ) 積分することにより半周期, 単位幅当りの掃流砂量は,

$$Q_B = -\frac{A \hat{u}_*^4 T}{4\pi} (\pi - 2\omega_c - \sin 2\omega_c) \dots\dots\dots (16)$$

のように求まる. ここに,  $\omega_c$  は式 (14) の砂が動き始める限界の位相  $\omega t$  の値である.

式 (15) は未知係数  $A$  を含み任意性が残されている. そこで, 未知係数を含まず, かつ簡単な表示式のものとして, 次の Brown 公式<sup>16)</sup>についても比較検討した.

$$\frac{q_B(t)}{\hat{u}_* d} = 10 \left\{ \frac{\hat{u}_* u_*}{\left( \frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) gd} \right\}^2 \dots\dots\dots (17)$$

この場合, 全流砂量は,

$$Q_B = \frac{5 \hat{u}_* d T}{2 \pi \phi^2} (\pi - 2\omega_c + \sin 2\omega_c) (\tan \varphi)^2 \dots\dots\dots (18)$$

となる.  $\phi$  は,  $\left( \frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) gd \tan \varphi / \hat{u}_*^2$  であり, 底面せん断応力に関する無次元パラメーターである.

以上の仮定をもとに, 渦層内の浮遊砂濃度について考える. 図-5 のように, 長さ砂漣一波長  $l$ , 高さ渦層厚さ  $y_c$ , 奥行き単位幅の領域をとり, 濃度はこの領域内の空間的かつ一周期にわたっての時間的平均を考える. 平衡状態のみを考えると, 渦層上端から拡散層に出入する砂の総量は零になる. 渦層内では, 底面から渦に取り込まれてくる砂の量と, 沈降する砂の量が等しくなくてはならない. 一周期の間に沈降する砂の数は, 砂の沈降速度を  $w_0$ , 領域内の砂粒の数を  $n$  とすると,

$$n \cdot \frac{w_0 T l \cdot 1}{l \cdot y_c \cdot 1} = \frac{n w_0 T}{y_c} \dots\dots\dots (19)$$

渦により一周期間に底面より巻き上げられる砂粒子の個数を  $N$  とすると, 平衡条件より  $n$  は,

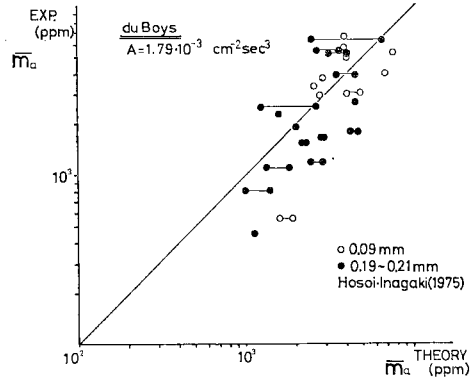
$$n = \frac{y_c N}{w_0 T} \dots\dots\dots (20)$$

$n$  と平均濃度  $\bar{m}_a$  との関係は,

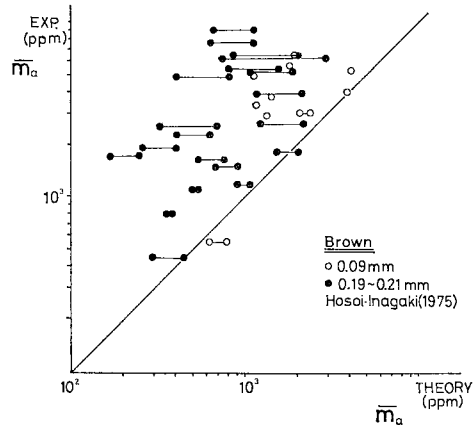
$$\frac{\bar{m}_a}{\rho g} = \frac{n}{l \cdot y_c \cdot 1} \cdot \frac{1}{6} \pi d^3 \left( \frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) \dots\dots\dots (21)$$

$N$  と前述の掃流砂量との関係は, 一周期の間に順流時と逆流時とで同量の砂が渦に取り込まれるとすると,

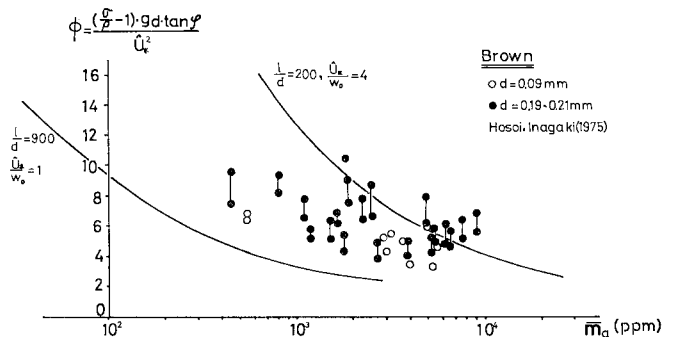
$$N = \frac{2 Q_B \cdot 1}{\frac{\pi}{6} d^3} \dots\dots\dots (22)$$



(a) du Boys 公式に基づいた結果



(b) Brown 公式に基づいた結果



(c) Brown 公式に基づいた結果

図-6 渦層内の浮遊砂濃度 (計算値と実験値との比較)

となる。結局、 $\bar{m}_a$  は渦層厚さ  $y_c$  には関係なく、

$$\bar{m}_a = \rho g \cdot \frac{2 \left( \frac{\sigma}{\rho} - 1 \right)}{l w_0 T} Q_B \dots \dots \dots (23)$$

のように求められる。これに式 (16), (18) を代入すれば、それぞれ、du Boys 公式、Brown 公式を用いた場合の渦層内の浮遊砂濃度が求まる。

このようにして計算される浮遊砂濃度の、実験値との比較を 図-6 に示す。実験値は細井・稲垣 (1975)<sup>17)</sup> による浮遊砂の基準点濃度のデータである。図-6(a) は、du Boys 公式に基づくもので、未定常数  $A$  を、最も結果がよくあうように、 $A=1.79 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ sec}^3$  に調整した結果である。図-6(b) は、Brown 公式に基づく理論値と実験値の比較、図-6(c) には、実験値の範囲で最大および最小と思われるパラメーター ( $U/d$ ,  $\bar{u}_*/w_0$ ) を用いて計算した例を示してある。Brown 公式は本来定常開水路流に対して適用されるべきものでここで対象とするようなマイクロなスケールの話にはなじまないで、図-6(b) に示す程度のばらつきはいたしかたがないと考えられる。しかし、図-6(c) に示すようにオーダ程度の精度では議論にのるようである。

## 5. おわりに

以上、相当に乱暴で精密さを欠く議論を強引に進めてきたので、最後に本研究に対する著者らの見解を明らかにしておく。

ここに提案したモデルは、2. で述べた実験結果の総括を立脚点としている。総括の内容については、断定しすぎのおそれなしとはしないが、以後の論理を進めるうえで確認すべき点は、かなり独断的な記述を行った。これらに基づいて、3. 渦運動のモデル化と、4. 浮遊砂量の推算を行っている。モデル化にあたって用いた細部の理論はすべて既往の流体力学、土砂水理学などのものであり、それらをほとんど無批判に借用している。これらの理論の適用への検証の不足、疑義は当然のことながら各所に見い出されるはずである。

このような多くの欠点があるにもかかわらず、著者らがあえて本論を発表する目的は、従来定性的に議論されてきたものが、なんとか定量的にも議論しうる可能性があり、そのためには、ここで示したようなわく組みが有効であろうという点を示すことにある。

細部については、本論は新たに何かがあったとか、精密になったとかを主張するものではなく、むしろ、この程度の議論しかし得ないことにより、何が不明確であるのかが明らかになったと考えている。これらの問題

点、たとえば、渦の生成過程や崩壊過程、砂漣斜面上での砂の移動機構、砂粒子と流体との相互作用などは、それ自体で非常に大きな研究テーマになり得るものであり、今後、より精密な議論を行う必要がある。

本研究では直接言及しなかったが、水平方向の砂移動量も実際には重要な問題である。これについては、本研究の延長で考えるなら、順流時と逆流時とで生成する渦が非対象であることを考慮すると、砂漣上での質量輸送速度を推算するとかで見積ることも可能となるであろう。また、今回は論じなかった拡散層の乱れ、拡散係数などの問題も重要である。

本研究をすすめるにあたり、ご指導いただいた東京工業大学 日野幹雄教授、早稲田大学 吉川秀夫教授に感謝の意を表します。また、本研究に対して昭和 52 年度文部省科学研究費の補助を受けたことを付記し、謝意を表します。

## 参考文献

- 1) 沢本正樹・山口清一：進行波による砂漣上の境界層内の流速および乱れ分布，第 25 回海岸工学講演会論文集，pp. 46~50, 1978.
- 2) 本間 仁・堀川清司・鹿島遼一：波による浮遊砂に関する研究，第 11 回海岸工学講演会論文集，pp. 159~168, 1964.
- 3) 堀川清司・渡辺 晃：波運動に伴う乱れと底質の浮遊，第 17 回海岸工学講演会論文集，pp. 229~234, 1970.
- 4) Nakato, T., F.A. Locher, J.R. Glover and J.F. Kennedy: Wave entrainment of sediment from rippled beds, ASCE, WW1, Vol. 103, pp. 83~99, 1977.
- 5) Tunstall, E.B. and D.L. Inman: Vortex generation by oscillatory flow over rippled surface, J.G.R., Vol. 80, pp. 3475~3484, 1975.
- 6) 沢本正樹：一対の渦を伴った平板の後流モデル，土木学会論文報告集，第 216 号，pp. 29~35, 1973.
- 7) Heskestad: Remarks on snow cornice theory and related experiments with sink flows, Jour. Basic Engineering, ASME, pp. 539~549, June, 1966.
- 8) 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.
- 9) 日野幹雄：流体力学，朝倉書店，1974，などを参照。
- 10) Roshko, A.: On the drag and shedding frequency of two dimensional bodies, NACA, TN 3169, 1954.
- 11) 細井正延・木田三次：進行波による底質の浮遊機構，第 20 回海岸工学講演会論文集，pp. 327~331, 1973.
- 12) 沢本正樹：円管内振動乱流の流速分布およびエネルギー過程，東京工業大学土木工学科研究報告，No. 19, pp. 63~79, 1975.
- 13) 沢本正樹・日野幹雄：円管内振動流の滑面摩擦抵抗則，土木学会論文報告集，第 258 号，pp. 45~53, 1977.
- 14) 佐藤昭二：漂砂，水工学シリーズ 66-19, pp. 19-1~19-29, 1966.
- 15) 吉川秀夫：河川工学，朝倉書店，pp. 119~120, 1966.
- 16) 土木学会編：水理公式集，pp. 204, 1971.
- 17) 細井正延・稲垣青生：進行波による浮遊砂の濃度分布について，第 22 回海岸工学講演会論文集，pp. 325~328, 1975.