

大規模砂漣上の流速分布と浮遊砂濃度

橋本 宏*・辻本 剛三**・早川 典生***

1. 緒 言

波動による浮遊砂の運動機構を把握する事は、漂砂現象を理解する上で重要である。砂を浮遊させる要因の一つに底面に形成される砂漣が考えられる。そのため従来より砂漣上の流れや浮遊砂濃度分布についての研究^{1)~4)}が数多く行なわれている。従来の研究は、砂漣峰が、波の進行方向に対して、ほぼ直角に規則正しく並んだ小規模の二次元的砂漣が形成された場合の研究が主であり、実際の海底に形成されているような規模の大きな、不規則に並んだ砂漣を対象とした例が少ない。

本実験は、大きな水粒子軌道長の得られる振動流水路を用いて、現地スケールの砂漣を作り、レーザードップラー流速計と濁度計を用いて、流速と浮遊砂濃度を同時に測定し、平均流速、乱れ強度、拡散係数等を求め、鉛直濃度分布を求める上での境界条件となる基準点濃度と渦発生位相を考慮した循環値との関係を検討したものである。

2. 実験装置と実験方法

実験は、建設省土木研究所の全周 40.57 m の鋼製の環状型の振動流水路を用いた。観測部断面は、幅 0.5 m × 深さ 1.1 m で、全長 6 m にわたり両面がガラス張りとなっている。振動流は、水路中のピストンを往復させることにより発生させ、最大振幅 ± 400 mm、周波数 0~25 Hz、最大流速 1 m/sec まで可能である。実験は 図-1 に示すように、砂を長さ 2 m、厚さ 0.2 m に敷き、振動流を発生させ、砂漣を作り、その後流速、浮遊砂濃度等の測定を行なった。底質として、中央粒径 $d_s=0.27$ mm、比重 $\rho_s=2.65$ 、沈降速度 $w_0=2.95$ cm/sec の砂を用い

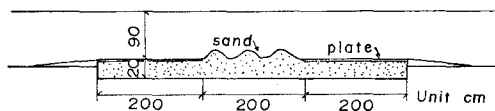


図-1 実験断面

* 正会員 建設省土木研究所海岸研究室長

** 正会員 工 修 神戸市立工業高等専門学校講師 土木工学科

*** 正会員 Ph. D 長岡技術科学大学助教授 建設工学課程

表-1 実験条件

ケース	周期 T (sec)	軌道長 d_0 (cm)	砂漣波長 λ (cm)	砂漣波高 η (cm)
1	4.05	47.8	25.7	3.52
2	4.05	60.4	27.5	3.81
3	4.05	70.6	26.0	3.81
4	5.00	60.4	28.7	3.77
5	6.02	60.4	34.1	3.65

た。実験条件を表-1に示す。

浮遊砂濃度測定には、濁度計（ケネック社）を用いた。流速は実際に砂の舞い上がっている状態において流速を測定するために、アルゴンレーザードップラー流速計（DISA 製）を用いた。

ピストンの変位、L.D.A の出力、濁度計の出力、渦発生位相の出力を、オンラインで AD 変換し、ミニコン（YHP 製）に接続し、磁気テープに転送して処理した。渦発生位相は、目視により信号を入力した。

実験は、底面をまず初め平にし、一定の周期、振幅をもった振動流を与えてやり、砂漣が安定状態に達してから測定を始めた。データは、一度に収録できる数が限られているので、同じ測点を数回に分割して、測定を行なった。ピストンの変位を基準にし、一波当り 200 個サンプリングを行った。

平均流速は、各位相平均流速を、調和解析し、基本周波数成分を取り出し、再合成したものを平均流速とし、乱れ強度は、平均流速と瞬間流速の偏差の r.m.s. を乱れ強度とした。

3. 実験結果及び考察

(1) 砂漣波長

図-2 は、砂漣波長 λ と底面水粒子軌道長 d_0 を底質中央粒径 d_s で無次元化したものである。Inman のデータはカリフォルニアの現地データであり、Shields 数の近いデータを用いている。本実験の領域が、従来より行なわれなかった現地並の大きさを有する領域であると言える。

(2) 平均流速

図-3 に前述した平均流速の位相変化を示す。z は底面を 0 としている。図より、底面近くでは、ある位相に

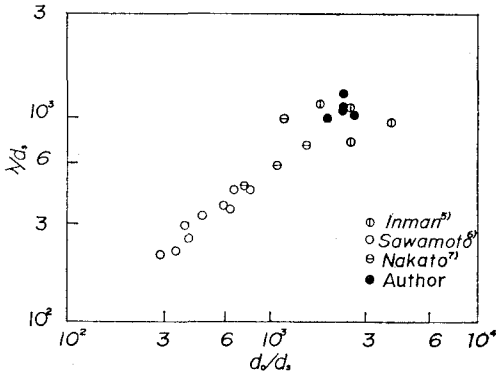


図-2 砂漣波長と軌道長の関係

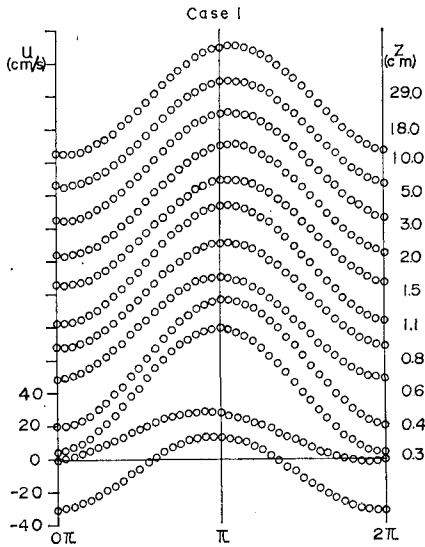


図-3 平均流速の位相変化

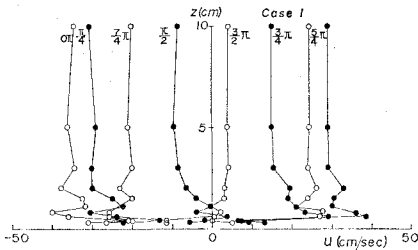


図-4 平均流速の鉛直分布

において低速になっており、この間渦による剝離が生じているものと思われ、流れの波形が、非対称である。

図-4 に、平均流速の鉛直分布を示す。 $\omega t = \pi/2$, $\omega t = 3\pi/2$ で、底面近くにおいて、水路断面中心よりも位相が進んでいる。最大流速は、砂漣頂近くであると思われる。

(3) 乱れ強度分布

図-5 に、乱れ強度の位相変化を示す。底面より 3.0 cm 以上になると変動がみられなくなり、渦の影響があ

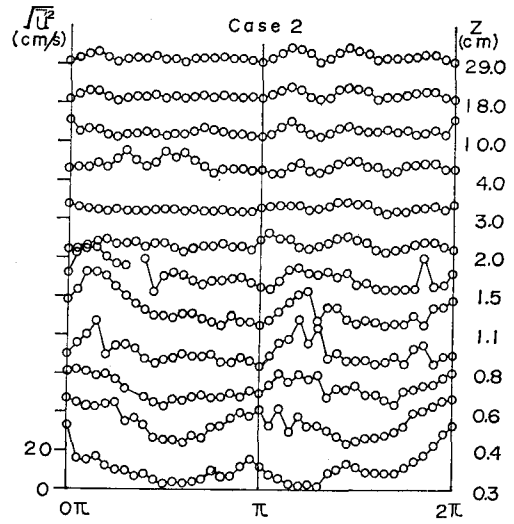


図-5 乱れ強度の位相変化

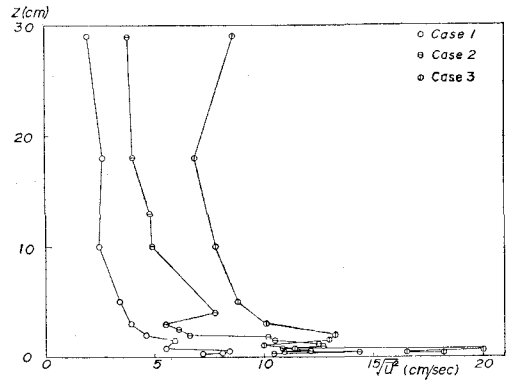


図-6 一周期平均の乱れ強度の鉛直分布

まり及ばないものと思われる。乱れのピークの生じている位相が異なるものは、測点が砂漣の頂か否かに一定していないためと思われる。図-6 は、乱れ強度の一周期平均の鉛直分布である。底面近傍では、大きな値をもち、変動しているが、上方になるにつれ一定値に近づく傾向がある。

(4) 渦の強さ

砂漣上に発生する渦が、流速の乱れや砂粒子の浮遊に大きな影響を与えることは、よく知られており、渦の強さをなんらかの型で表わすことが必要であり、沢本・山口⁹⁾ は、渦の循環値をもって評価している。本研究においても渦の強さを沢本らにならって、次のようにおく

$$\Gamma(t) = \varepsilon \int_{t_1}^{t_2} (\kappa' U_{\infty})^2 dt \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $\varepsilon = 0.6$, $\kappa' = 1.46$, t_1 , t_2 はそれぞれ渦の発生、消滅時の位相であり、 $t_2/T = 7/8\pi$, t_1/T は従来より 0 に固定して考えているが、Tunstall・Inman⁹⁾ によれば、渦の発生する位相は、流速、砂漣波高等により最大流速

の生じる位相付近と言われ、また Bijker・van Hijum・Vellinga¹⁰⁾によれば、渦の形成は、軌道速度のゼロアップ後 $(1/4)T$ で発生するとし、砂村・堀川・阪東¹¹⁾も渦による砂の巻き上げ開始の位相が、最大流速後、 $\pi/6$ で生じるとしている。本実験において渦の形成は、流れの進行方向に対して、圧力勾配による逆流が生じる時であった。つまり、圧力勾配の変動の方が、流速の変動に比べ、 $\pi/2$ だけ位相が進んでおり、渦の発生する位相は、最大流速の生じる位相付近と考えられる。実際の観測、測定によれば、明確に渦による砂の巻き上げが生じている位相は、 $\pi/2$ 以後であった。

(5) 浮遊砂濃度

図-7 に浮遊砂濃度の位相変化を示す。ピークのあらわれ方が、乱れ強度の変動に類似している。砂漣背後に形成された渦により、底面の砂が巻き上げられ、濃度の高い浮遊砂雲が形成され、浮遊砂雲の移動に伴いピークが生じると思われる。

図-8 は、浮遊砂濃度の一周期平均の鉛直分布を示し

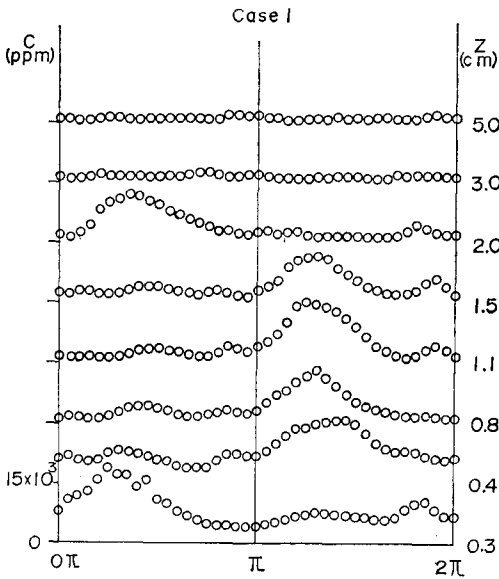


図-7 浮遊砂濃度の位相変化

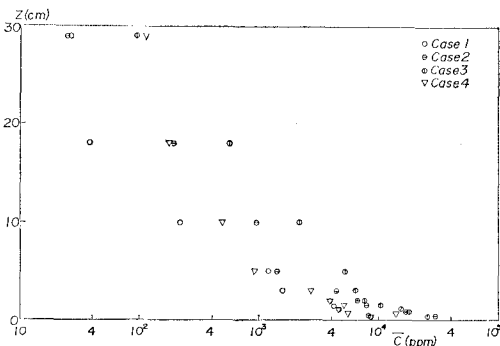


図-8 一周期平均の浮遊砂濃度の鉛直分布

底面を0にしている。

濃度分布形状の型式として“くの字型”、“逆くの字型”、“直線型”の三種類に分類される事は、すでに報告されている。本実験においては、“くの字型”分布をしているが、その原因として、砂漣規模が大きく、比較的大きな渦が形成され、浮遊砂雲が上方まで移動するものと考えられる。一方、砂漣規模が、小さいと、浮遊砂の広がりか押えられ“逆くの字型”をなすのではないかと考えられる。

(6) 拡散係数

拡散係数は、拡散方程式を解く事により、次式より求める事ができる。

$$\varepsilon_z = -\frac{w_0 \bar{C}}{d\bar{C}/dz} \quad (2)$$

ここに、 $\bar{C}$: 一周期平均濃度、 w_0 : 沈降速度である。式(2)で求めた拡散係数の鉛直分布を図-9に示す。

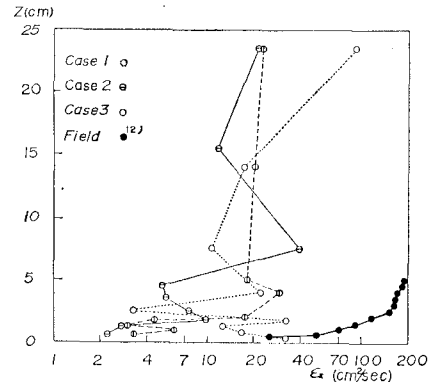


図-9 拡散係数の鉛直分布

床面近傍では、著しく変動しており上方によるにつれ増大し、一定値に近づいている。沢本らの研究では、拡散係数が上方になるにつれ減少し、乱れ強度に比例するとして、次のようにしている

$$\varepsilon_z = r \cdot B \cdot \alpha \cdot l e^{-(\beta/2)z} \quad (3)$$

ここに、 r : 比例定数、 α : 基準点高さでの乱れ強度より決まる、 $\beta = 1/l \cdot \sqrt{2A/3B}$ 、 A , B : 普遍定数で、 $A=0.124$, $B=0.396$, l : 混合距離である。ところが、本実験とは傾向が異なり、砂漣規模の差によるものではないかと思う。

(7) 基準点濃度

図-8 から明らかなように、ある高さを境に、濃度分布形状が著しく異っている。この高さを基準点高さとし、この高さにおける濃度を基準点濃度とする。

基準点濃度を、波・底質の条件より算定する事が可能になれば、拡散方程式を解く際の境界条件が明らかとなり、濃度分布曲線の解法が可能になる。

沢本・山口¹³⁾による基準点濃度の算定式は、掃流砂公

式を用いて、渦層内の底面から巻き上げられる砂の数を計算し、基準点濃度の算定式を提案しているが、次元をもった未定数を含んでおり、砂漣が比較的小規模の場合であり、本実験のように、砂漣が大きい場合は、砂漣上に発生する規模の大きい渦の影響が強いと考えられる。

底面の砂は、渦によって巻き上げられ、その渦の強さが渦層内の濃度分布を規定していると考え、渦の循環値を用いて、基準点の浮遊砂濃度の算定を試みた。図-10は、渦層内のモデルである。

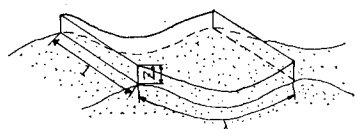


図-10 渦層内モデル

ここに、 λ : 砂漣波長、 z_0 : 底面からの基準点高さである。

渦層内 ($1 \cdot \lambda \cdot z_0$) に流れ込む渦の強さ (渦のもつエネルギー) が、全て底面の砂の巻き上げに寄与していると仮定する。

基準点 z_0 において、単位高さに含まれる砂粒子の数を M 個とすれば、そこに浮遊している砂粒子の位置エネルギー E_p は、

$$E_p = \frac{1}{6} \cdot \pi \cdot d_s^3 \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) \cdot \rho \cdot g \cdot z_0 \cdot M \quad (4)$$

ここに、 σ : 砂の密度、 ρ : 水の密度、 z_0 : 基準点高さ、 d_s : 中央粒径である。基準点濃度 C_0 は

$$C_0 = \frac{M \cdot 1/6 \pi \cdot d_s^3 \cdot \sigma \cdot g}{1 \cdot \lambda \cdot 1} \quad (5)$$

一方、渦の循環値で規定される渦のエネルギーによって、砂粒子の位置エネルギーが維持されると考える。渦

は一周中に二度発生するので、渦のエネルギー E_K は、

$$E_K = 2 \cdot \frac{\Gamma \rho}{T_V} (1 \cdot z_0 \cdot \lambda) \quad (6)$$

ここに、 T_V : 渦の形成されている時間、 Γ : 循環値である。

位置エネルギー E_p と渦のエネルギー E_K が釣り合っているとして、式 (4) と式 (6) より、

$$C_0 = \frac{2 \cdot \Gamma}{T_V} \frac{\sigma}{(\sigma/\rho - 1)} \quad (7)$$

図-11 に式 (7) と沢本らの式より求めた計算値と測定値の比較を示す。この図で、式 (7) を適用する際に、細井ら¹⁴⁾のデータは、グラフから読み、循環値の算定は、最大流速の生じる位相 $\pi/2$ に統一した。一方、沢本らの式を適用する際には、細井らのデータは、測定値、理論値ともグラフから読み、本実験のデータは、安息角 $\tan \phi = 1$ 、未定定数 $A=1$ として計算した。式 (7) による方が、バラツキも少なく、計算値と測定値がよく合っていると思われる。細井らのデータは、粒径が小さい場合、実験値の方が測定値より大きくなっているが、循環値を評価する時に、渦発生位相を $\pi/2$ にしており、又粒径が小さいと、巻き上がる砂粒子がふえ、水中を透過する光を遮断する割合が大きくなるためであろう。渦発生位相を理論的に求めてやる事が可能になれば、基準点濃度が、正しく算定できると思われる。

4. 結 論

- 1) 乱れ強度が、境界層外においても、極めて大きな値をもち、上方になるにつれ一定値に近づく。
- 2) 濃度分布が、くの字型をなし、拡散係数は、底面近くでは、著しく変動し、そのオーダは既往の研究と同程度であるが、上層になるにつれ増大し、現地と同様

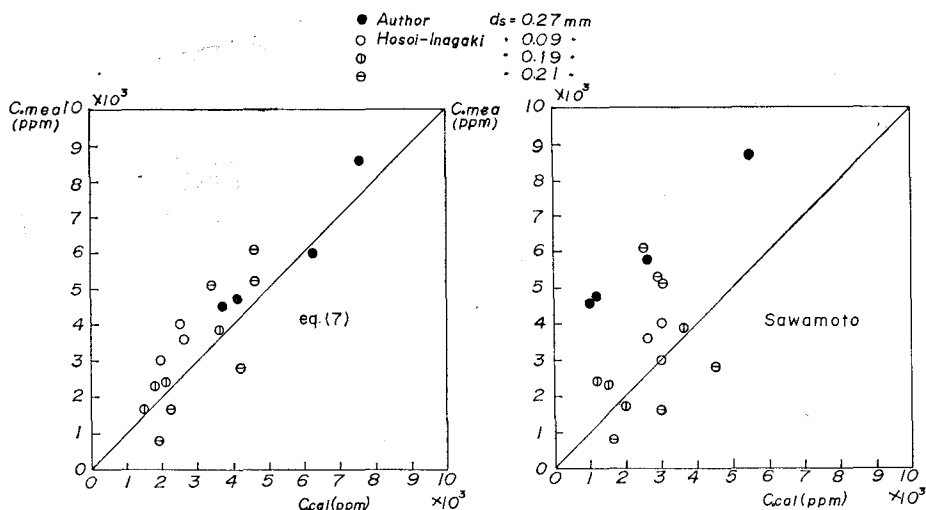


図-11 実験値と理論値の比較

な傾向を示す。

- 3) 渦層内の砂粒子の位置エネルギーと渦に関するエネルギーのバランスにより基準点濃度を与える関係式を導いた。粒径による偏差はみられるが、既往の研究より実験データをよく説明する。

謝辞：本研究を行なうにあたり、御便宜をはかっていただいた建設省土木研究所海岸研究室、田中茂信氏、弘田英人氏には、深甚の謝意を表わし、暖かい御指導を賜った長岡技術科学大学建設工学課程、福岡祐介助教授、実験に対して協力を惜しなかった、当時学部四年生、平田守君には、厚く感謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) 細井正延・木田三次：進行波による底質の浮遊機構について，第20回海岸工学講演会論文集，pp. 327～331，1973.
- 2) 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.
- 3) Nakato, T., F. A. Locher, J. G. Glover and J. F. Kennedy: Wave entrainment of sediment from rippled beds., A.S.C.E., WW1, Vol. 103, pp. 83～99, 1977.
- 4) 沢本正樹・山下俊彦・北村 匡：砂漣上の乱れ強度分布と浮遊砂濃度分布，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 232～236，1981.
- 5) Inman, D. L.: Wave-generated ripples in nearshore sands, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 100, 1957.
- 6) 前出 4).
- 7) 前出 3).
- 8) 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，No. 288, pp. 107～133，1979.
- 9) Tunstall, E. B. and D. L. Inman: Vortex generation by oscillatory flow over rippled surfaces, J.G.R., Vol. 80, No. 24, pp. 3475～3484, 1975.
- 10) Bijker, E. W.・E. van Hijum and P. Vellinga: Sand transport by waves, Proc. 15th Conf. Coastal Eng., pp. 1149～1167, 1976.
- 11) 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回海岸工学講演会講演集，pp. 250～254，1978.
- 12) 野田英明：波による底質の浮遊，第14回海岸工学講演会講演集，pp. 306～314，1967.
- 13) 前出 8).
- 14) 前出 2).