

非対称振動流によるシートフローの発生と漂砂量

Mohammad Dibajnia*, 渡辺 晃**

1. はじめに

底面に働く流れの力がある限界以上に大きくなると、砂漣は消滅し底質はシートフローの状態に運動するようになる。地形変化が特に活発な砕波帯内では一般にシートフローによる底質輸送が卓越するとされており、従って実用性の高い海浜変形予測モデルを作るためにもシートフロー現象に対する十分な知見が必要とされる。

シートフローの発生限界すなわち砂漣の消滅限界については、古くは Manohar (1955) の実験に始まり, Komar・Miller (1975), 金子 (1980), 香取ら (1980) 等により, 主に実験的研究が数多くなされてきた。またシートフローの漂砂量についても, 香取ら (1980), 山下ら (1985), Ahilan・Sleath (1987) 等により研究されている。しかしながらシートフローに関するこれまでの実験のほとんどは正弦振動流の条件下でなされているため, 砕波帯内のように流速の変化が非正弦的で戻り流れなどの定常流も共存する場に対しては, 過去の研究結果を直接適用することは困難であり, 適用したとしてもその妥当性は疑問である。

そこで本研究では, 非対称 (非正弦的) 振動流の条件ならびに定常流が共存する条件下での実験を行い, そのデータならびに過去のデータを用いて, 主にシートフローの発生限界およびシートフローによるネットの漂砂量について明らかにすることを目的としている。

2. 実験の方法

実験は定常流重合装置付き振動流水槽を用いて行った。観測部は長さが 1.6 m で, 高さ 22 cm, 幅 25 cm の長方形断面であるが, より流速の大きい条件でのデータを得るために, 仕切板により断面幅を 12 cm に縮小した。観測部の両端にはハニカムで作製した捕砂器を設置し, 底質の流失を防止した。本実験で使用した底質は, 中央粒径 $d=0.2$ mm, 沈降速度 $w_0=2.3$ cm/s の豊浦標準砂 1 種類であり, 観測部に厚さ 7 cm に敷き均した。振動流の周期 T は 1 s から 4 s の範囲で 5 段階に変化さ

せた。また流速の時間波形の非対称 (非正弦) 性については, その程度を表わすパラメーターである $u_{max}/\bar{u}$ (図-1) の値で 0.5 (対称), 0.6, 0.7, 0.8 の 4 種類を選んだ。なお, 流速の時間波形は, 第 1 次クノイド波理論により決定した。シートフローの発生に対する実験では振動流のみとし, 漂砂量の測定実験ではそれに加えて 4 種類の流速 ($U \approx -20, -10, 10, 20$ cm/s) の定常流を重合した条件でも実験を行った。

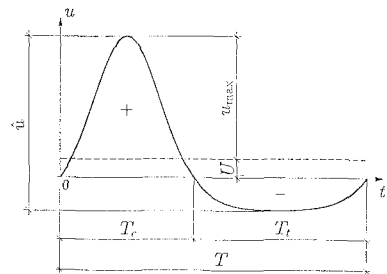


図-1 流速の時間波形と記号の定義

シートフローの発生限界の実験では, 先ず底面を平坦に均し, 次いで所定の周期と非対称性を有し振幅の比較的小さい振動流を作用させて砂漣が形成された後に, 徐々に振幅を増加させて砂漣が消滅し底面が再びほぼ平坦になった時をシートフローの発生限界と判定した。一方シートフローによるネットの漂砂量の測定は次のように行った。先ず観測部の中央断面に薄いプレート鉛直に入れ, その両側に互いに等しい重量の標準砂を入れて敷き均す。次いでプレートを取出した後所定の流れを作用させる。作用時間は底面がほぼ平坦である限りは振動流の 100 周期分としたが, 端部の影響等のために底面形状が歪んできた際にはそこで打切った。流れを止めた後再び中央断面にプレートを挿入し, その両側の底質を取出してそれぞれの重量を測定した。その両側の底質の重量の差から単位幅単位時間当りのネットの漂砂量を計算した。

3. シートフローの発生限界

前述の研究の多くによれば, ある底質のシートフロー

* 学生会員 工修 東京大学大学院 土木工学専攻

** 正 会 員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

発生限界に対して支配的な量は振動流の流速振幅や周期であるが、本研究におけるように非対称振動流の場合には流速振幅の定義が問題になる。今回の実験データを予備的に解析したところ、シートフロー開始時の流速最大値 $u_{\max}$ は周期 T および非対称性 $u_{\max}/\bar{u}$ により変化し、特に後者の影響が顕著であることが分かった。すなわち砂漣の消滅には、非対称性が大きいほど大きな $u_{\max}$ が必要であり、これは流速の最大値よりも1周期間のエネルギーに相当するような量の方が重要であることをうかがわせる。そこで非対称振動流の等価流速振幅 u_w を次式で定義する。

$$u_w = \sqrt{2} u_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{2}{T} \int_0^T u^2 dt} \quad (1)$$

この u_w は正弦振動流に対してはその流速振幅に一致する。

今回のデータに加えて Manohar (1955) による広範な条件に対する砂漣消滅限界のデータを用いて、前述の研究で提案されている様々なパラメーターの組合せで整理を行った。その結果、図-2 に示すように、金子(1980)により提案されたものと類似の、次式で定義される2つのパラメーターの関係によって限界条件が最も適切に表現できることが明らかになった。

$$\theta = \frac{u_w^2}{sgd}, \quad \frac{d}{\delta} = \frac{d}{\sqrt{\nu T/\pi}} \quad (2)$$

ここで、 $s=(\rho_s-\rho)/\rho$ は底質の水中比重、 d は底質粒径、 g は重力加速度、 δ は Stokes 層厚、 ν は動粘性係数である。図-2 より、シートフロー発生限界の無次元流れ強度 θ は、 d/δ の増加につれて指数関数的に減少することが分かる。

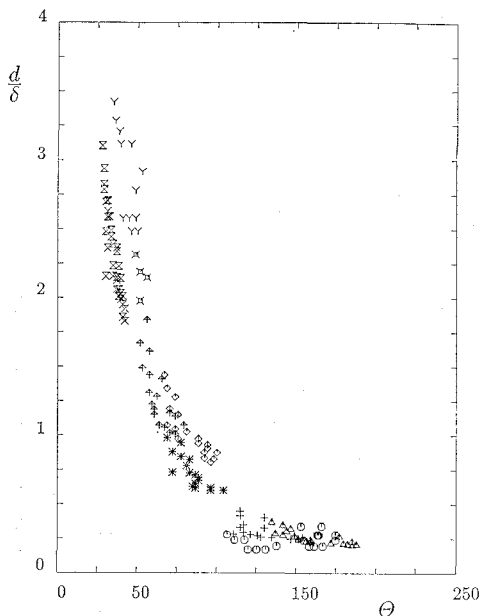


図-2 シートフローの発生限界に対する θ と d/δ の関係

なお次章において、シートフローの漂砂量に対して支配的なパラメーターとして Ω_o と Ω_w を導出するが、ここではそれらと類似のパラメーター Ω_w を次式で定義する。

$$\Omega_w = \frac{u_w^2}{sgw_0T} \cdot \frac{\delta}{d} \quad (2)$$

ここで w_0 は底質の沈降速度である。シートフロー発生限界の Ω_w と砂粒子レイノルズ数 w_0d/ν との関係を示したのが図-3 であり、この図より次式の関係が導かれる。

$$\Omega_w = 8.1 \left(\frac{w_0d}{\nu} \right)^{-0.77} \quad (4)$$

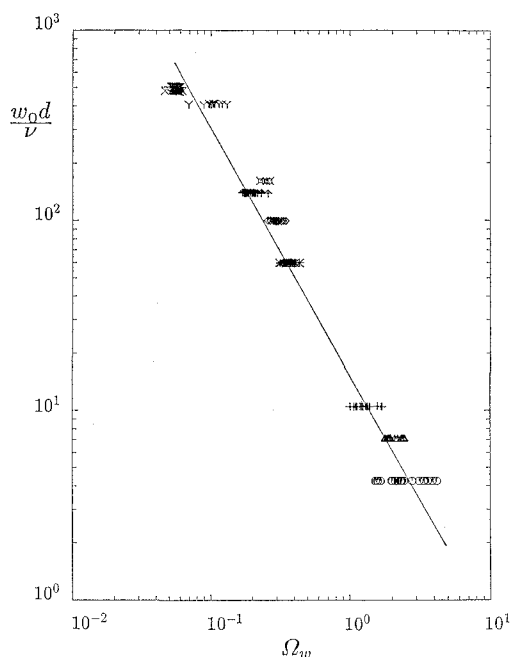


図-3 シートフローの発生限界に対する Ω_w と w_0d/ν の関係

4. シートフローによる漂砂量

香取ら(1980)によれば、正弦振動流の半周期間平均のシートフローによる漂砂量は Madsen・Grant (1976) により提案された掃流砂量算定式 (5) とよい一致を示し、一方 Ahilan・Sleath (1987) は、彼ら自身のデータならびに香取らのデータに最もよく適合するのは柴山・堀川 (1980) による提案式 (6) であると報告している。

$$\bar{\phi} = 12.5 \Psi^3 \quad (5)$$

$$\bar{\phi} = 19.0 \Psi^3 \quad (6)$$

ここで、 $\bar{\phi}$ は半周期平均の無次元漂砂量、 Ψ は Shields 数で、それぞれ次式で定義される。

$$\bar{\phi} = \frac{\bar{q}_s}{w_0d}, \quad \Psi = \frac{1}{2} f_w \frac{u_w^2}{sgd} \quad (7)$$

ただし、 $\bar{q}_s$ は半周期平均の単位幅単位時間当り漂砂量、

f_w は摩擦係数, u_b は正弦振動流の流速振幅である.

さて式 (5) と式 (6) の差は係数値のみなので式 (6) を用いることとし, 非対称振動流の場合に準用すれば, 次式で表現されるように, 正負の流速のそれぞれに対して漂砂量を求め両者の差をとれば, ネットの無次元漂砂量 Φ_{net} が次式の $\Phi_{\text{cal.}}$ で評価できることになる.

$$\Phi_{\text{cal.}} = \frac{19.0}{T} (T_c \Psi_c^3 - T_t \Psi_t^3) \quad (8)$$

ただし,

$$\Psi_c = \frac{1}{2} f_c \frac{u_c^2}{sgd}, \quad \Psi_t = \frac{1}{2} f_t \frac{u_t^2}{sgd} \quad (9)$$

$$u_c^2 = \frac{2}{T_c} \int_0^{T_c} u^2 dt, \quad u_t^2 = \frac{2}{T_t} \int_{T_c}^T u^2 dt \quad (10)$$

であり, T_c と T_t は正負の流速の継続時間, f_c と f_t は正負の流速に対応する摩擦係数である. 図-4 は, 本実験による Φ_{net} の実測値 $\Phi_{\text{meas.}}$ と式 (8) による計算値 $\Phi_{\text{cal.}}$ との関係を, 定常流が重合した場合をも含む全ケースについて示したものである. 一部のケースを除いて計算値と実測値の一致度はきわめて低く, ネットの漂砂の方向 (正負) すらも一致しない場合が多いことが分かる.

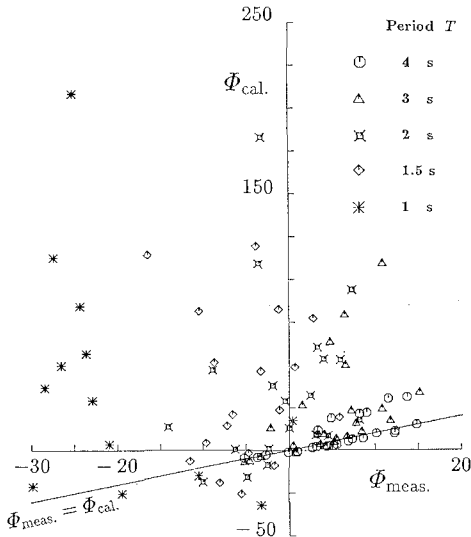


図-4 漂砂量の実測値 $\Phi_{\text{meas.}}$ と計算値 $\Phi_{\text{cal.}}$ の関係

式 (8) は正と負の流速継続時間の底質運動が互いに独立であることを前提としており, またこの式によれば図-1 のような流速波形の場合にはネットの漂砂量が正になるはずである. しかしながら本実験では, 特に流速の非対称性が大きいケースにおいては, 正の強い流速時に舞上がった多量の砂がすぐには沈降せず, 引続く負の流速によって輸送されるために, 結果としてネットの漂砂量が負になることも少なくないことが観察された. そこで, この現象に対して支配的なパラメータについて検討する.

底質の速度が近似的に流速に等しく, また流れの運動

エネルギーがシートフロー層内の渦を通して底質に伝達されて底質が舞上がるものと仮定する. すると, 体積 V の底質が流速時に周囲の流れから伝達される平均エネルギー E_k は近似的に次式で与えられる.

$$E_k = \frac{1}{2} \rho V u_c^2 \quad (11)$$

一方, この底質を底面から高さ d_s まで持上げるのに必要なポテンシャルエネルギー E_p は,

$$E_p = (\rho_s - \rho) V g d_s \quad (12)$$

となる. 従ってこの両式の右辺を等値することにより, d_s はシートフロー層の厚さあるいは底質の舞上がり高さの代表尺度となり, 次式で与えられる.

$$d_s = \frac{1}{2} \cdot \frac{u_c^2}{sg} \quad (13)$$

さて, こうして舞上がった底質の沈降速度を静水中の沈降速度 w_0 で近似すれば, 底面に達するのに要する沈降時間の尺度 T_{fall} は次式で評価できよう.

$$T_{\text{fall}} = \frac{d_s}{w_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{u_c^2}{sgw_0} \quad (14)$$

もしこの沈降時間 T_{fall} が正の流速の継続時間 T_c よりも大きければ, 底質が沈降する前に流速が逆転し底質は負の方向に輸送されることになる. 従って次式で定義されるこの2つの時間の比 ω_c が上記の現象を支配する重要なパラメータの1つとなると考えられる.

$$\omega_c = \frac{T_{\text{fall}}}{T_c} = \frac{1}{2} \cdot \frac{u_c^2}{sgw_0 T_c} \quad (15)$$

図-5 は, 振動流のみの場合のネットの無次元漂砂量の実測値 $\Phi_{\text{meas.}}$ をこのパラメータ ω_c に対してプロットしたものである. $\Phi_{\text{meas.}}$ は最初は ω_c とともに増加し, ω_c

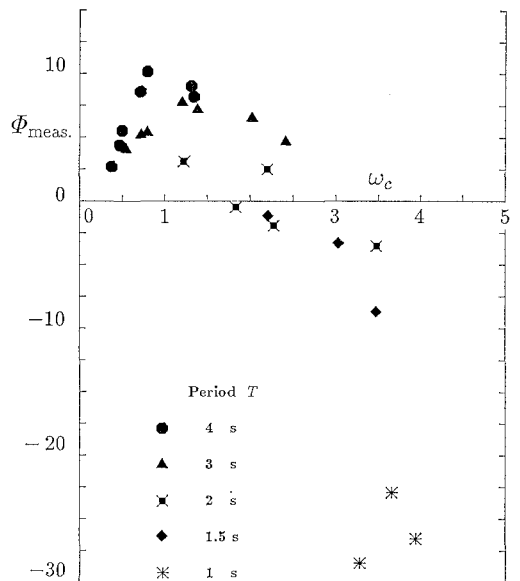


図-5 無次元漂砂量の実測値 $\Phi_{\text{meas.}}$ とパラメータ ω_c の関係

$\omega = 1$ 付近で最大になった後は上記の機構により逆に減少し、 ω_c が約 2.8 以上では負の値をとるようになる。

このように ω_c はネットの漂砂の方向のみならず漂砂量とも密接な関係があることが分かった。これは ω_c が単なる時間比ではなく、底質の舞上がり強度あるいは浮遊濃度にも関わる指標になっていることを示唆するものである。式 (11) から (15) では正の流速時を対象としたが、負の流速時についても同様の過程が生じ得ると考えられるので、式 (15) にならって次式で ω_t を定義する。

$$\omega_t = \frac{1}{2} \cdot \frac{u_t^2}{sgw_0 T_t} \quad \dots\dots\dots (16)$$

さてネットの漂砂量は正負の漂砂量の差として評価されるが、上記の ω_c や ω_t を含む様々な量とネットの漂砂量の実測値との関係を調べたところ、振動流の周期の影響を無視し得ないことが分かった。そこで、次式によって、周期の影響を加味したパラメーター Ω_c と Ω_t を定義する。

$$\Omega_c = \omega_c \cdot \frac{\delta_c}{d}, \quad \Omega_t = \omega_t \cdot \frac{\delta_t}{d} \quad \dots\dots\dots (17)$$

ただし、 $\delta_c = \sqrt{\nu T_c / \pi}$ と $\delta_t = \sqrt{\nu T_t / \pi}$ は Stokes 層厚に比例する。また底質の舞上がり機構の影響をより合理的に扱うために、図-5 の結果を参照し、上式中の ω (ω_c または ω_t) を次式の ω_m で置き換えることにする。

$$\begin{cases} \omega_m = \omega & (\omega \leq 1) \\ \omega_m = (2.8 - \omega) / 1.8 & (\omega > 1) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (18)$$

こうして求まる Ω_c や Ω_t は移動状態の底質量に関係すると考えられ、いくつかの試行の結果、ネットの無次元漂砂量の実測値 $\Phi_{\text{meas.}}$ は次式で定義される無次元パラメーター Γ_s とかなり高い相関を示すことが分かった。

$$\Gamma_s = \frac{u_c T_c \Omega_c^3 - u_t T_t \Omega_t^3}{(u_c + u_t) T} \quad \dots\dots\dots (19)$$

図-6 は $\Phi_{\text{meas.}}$ と Γ_s の絶対値相互の関係を示すものであり、今回の実験のシートフローのデータに加え、砂村 (1982)、佐藤ら (1985)、渡辺ら (1989) の砂漣上の浮遊砂のデータもプロットしてある。この図によれば、シートフローのデータに対しては、次式の関係がほぼ成立する。

$$\Phi_s = 1.4 \Gamma_s^{0.7} \quad \dots\dots\dots (20)$$

ただし Φ_s の正負は Γ_s の正負に一致する。

図-7 は計算値 Φ_s と実測値 $\Phi_{\text{meas.}}$ の関係を示しており、上式によってネットの漂砂量と方向がかなりよく算定できているといえよう。計算値との差が特に大きいのは周期が 1 s で負の大きな漂砂量が現われる場合で、底質の流動化が顕著なためと思われるが詳細は不明である。

図-6 に戻って砂漣上の浮遊砂のデータについて調べてみよう。佐藤ら (1985) のデータは非対称振動流、渡辺ら (1989) のデータは非対称振動流と定常流の共存場に対するもので、ともに今回の実験と同一の振動流水槽と底質を用いて得られたものである。砂村 (1982) の実験は 4

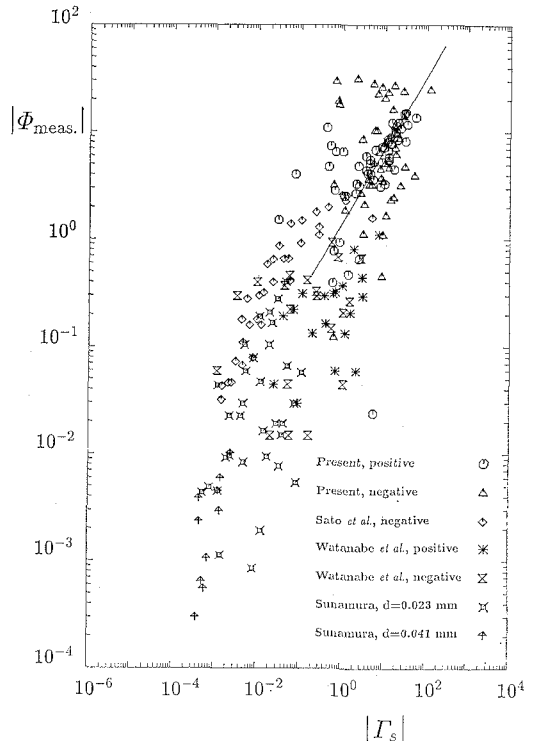


図-6 無次元漂砂量の実測値 $\Phi_{\text{meas.}}$ とパラメーター Γ_s の関係

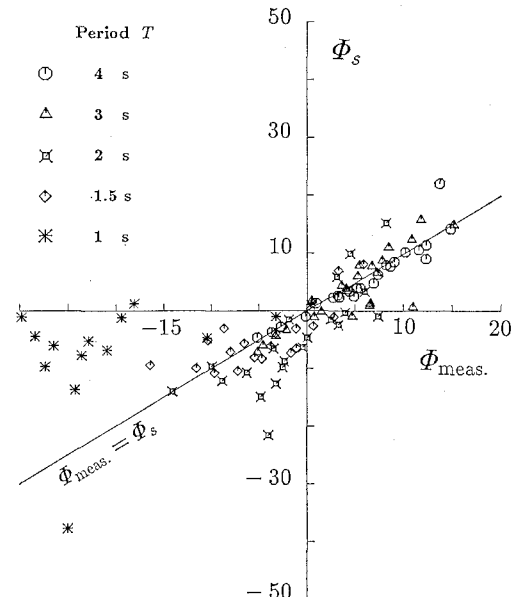
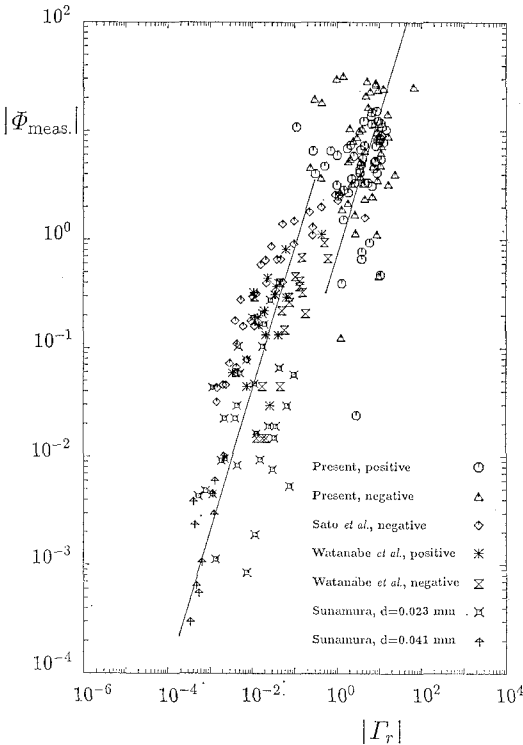
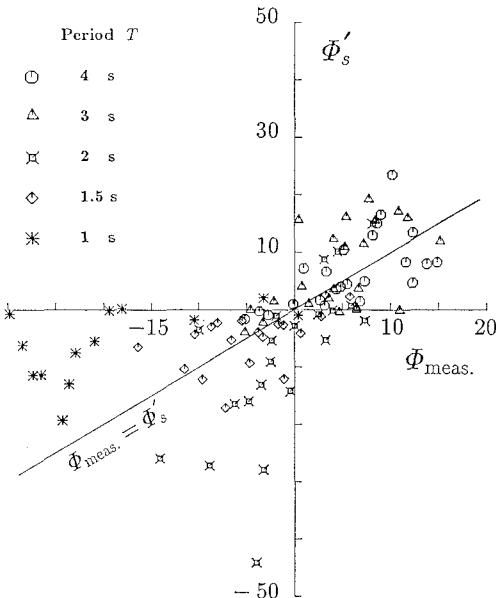


図-7 無次元漂砂量の実測値 $\Phi_{\text{meas.}}$ と計算値 Φ_s の比較

種の砂を用いて波動水路で行われたが、本研究の解析には中央粒径が 0.23 mm および 0.41 mm で Ψ_c が 0.11 以上のデータのみを用いた。図-6 によれば、浮遊砂のデータのばらつきは大きく、 Γ_s は余り適切なパラメーターとはいえない。



図—8 無次元漂砂量の実測値 $\Phi_{meas.}$ とパラメータ Γ_r の関係



図—9 無次元漂砂量の実測値 $\Phi_{meas.}$ と計算値 Φ'_s の比較

ところで砂漣上の浮遊砂については、多くの場合、半周期間に巻上げられた底質が次の半周期間に輸送されるというプロセスが卓越する。従って、支配パラメータとしては Γ_s よりも次式で定義される Γ_r の方がより適当であると考えられる。

$$\Gamma_r = \frac{u_c T_c \Omega_c^3 - u_t T_t \Omega_c^3}{(u_c + u_t) T} \quad (21)$$

図—8 はネットの無次元漂砂量の実測値 $\Phi_{meas.}$ と Γ_r のそれぞれの絶対値の関係を示したものである。砂漣上の浮遊砂のデータについては図—6 に比してばらつきがかなり小さくなり、次式により無次元漂砂量が概略評価できる。

$$\Phi_r = 17 \Gamma_r^{1.3} \quad (22)$$

シートフローのデータに対してもばらつきはそれほど大きくはなく、次式の関係がほぼ成立する。

$$\Phi'_s = 0.7 \Gamma_r^{1.3} \quad (23)$$

図—9 にこの式による計算値 Φ'_s と実測値 $\Phi_{meas.}$ との関係が示されているが、相関はかなり高いといえよう。

5. おわりに

非対称(非正弦的)振動流を含む振動流のもとでのシートフローの発生限界が、金子(1980)により提案されたものと類似の2つのパラメータ θ と d/δ の関係あるいは新しく導入したパラメータ Ω_w と砂粒子レイノルズ数の関係で与えられることが分かった。また、非対称振動流の条件下および定常流が共存する場合のシートフローによるネットの無次元漂砂量が無次元パラメータ Γ_s の関数として算定でき、同様の算定式が砂漣上の浮遊砂に対しても適用可能であることが確かめられた。算定式の精度を更に高め適用範囲を拡散することが今後の課題である。

参 考 文 献

- 香取完和・渡辺 晃・堀川清司(1980): シート・フロー状態の底質移動に関する研究, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 202-206.
- 金子 新(1980): 振動流中で形成されるサンド・リップルの成長, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 207-210.
- 佐藤慎司・伊藤春起・渡辺 晃(1985): 非対称振動流下における砂の移動機構と漂砂量に関する実験的研究, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 233-237.
- 柴山知也・堀川清司(1980): 波による掃流砂量と堆積型海浜の形成機構に関する研究, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 192-196.
- 砂村継夫(1982): 浅海域の岸沖漂砂量に関する実験的研究, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 239-243.
- 渡辺 晃・先難正成・磯部雅彦(1989): 波・流れ共存場における砂漣形状と漂砂量, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 299-303.
- Ahilan, R. V. and F. A. Sleath (1987): Sediment transport in oscillatory flow over flat beds, J. Hydraul. Eng., ASCE, Vol. 113, No. 3, pp. 308-322.
- Komar, P. D. and M. C. Miller (1975): The initiation of oscillatory ripple marks and the development of plane-bed at high shear stresses under waves, J. Sedimentary Petrology, Vol. 45, No. 3, pp. 697-703.
- Madsen, O. S. and W. D. Grant (1976): Quantitative description of sediment transport by waves, Proc. 15th ICCE, pp. 1093-1112.
- Manohar, M. (1955): Mechanics of bottom sediment movement due to wave action, U.S. Army Corps of Engrs., B.E.B. Tech. Memo., No. 75, 121 pp.