

波による net の漂砂量

山下 俊彦

1. はじめに

海浜変形を数値シミュレーションで予測しようとする場合、最も重要な事項の1つとして局所漂砂量、すなわち、net の漂砂量とその方向の把握がある。一方向流と異なり、波の場合には砂移動方向が半周期ごとに変わり、その差として net の漂砂量が生じる。そのため、net の漂砂量とその方向を合理的に求めるには、半周期ごとの漂砂量を精度良く求める必要がある。砂移動量の推定精度は一方向流でさえ order 程度の議論にとどまっており、これは非常に難しい問題である。

net の漂砂量とその方向の把握についての研究は、力学的な方法と経験的な方法が行なわれている。力学的方法とは、砂移動機構を明らかにし、後述する net の要因が作用している場合の半周期ごとの漂砂量を計算し、その差として net の漂砂量とその方向を推定し、それらと流れの強さ及び net の要因を表すパラメータ（例えばシールズ数、アーセル数）との関係を明らかにしようとするものである。経験的方法とは、net の漂砂量及びその方向とシールズ数等のパラメータとの関係を直接調べようとするものである。力学的方法により、各々の net の要因と漂砂量との関係が明らかになれば、実際の海浜変形計算に必要な種々の net の要因が重なった場合の漂砂量の合理的推定が可能になるであろう。

波による net の漂砂量の要因には、以下の3つ、すなわち、①斜面勾配、②波の非対称性、③波の持つ場所的位相差がある。また、net の漂砂量には、砂の移動形態すなわち、流れが強くなると掃流移動、砂漣上の砂移動、シートフロー状砂移動と変化することが重要である。例えば、非対称な波を考えた場合に、net の漂砂量の方向は、掃流移動のとき岸向き、砂漣が発生するかなり広い範囲で沖向き、シートフロー状砂移動では岸向きとなり、移動形態によってまったく逆となる。

以上の観点から、本論文では、沖波領域の砂移動を対象とし、できるだけ力学的方法で各々の net の要因について移動形態ごとに議論を進めていく。

2. 斜面勾配の影響による net の漂砂量

流れが正弦振動流であっても、斜面勾配があれば net の漂砂量が生じる。半周期の漂砂量を考える際には、斜面勾配が小さい場合にその影響は無視してもよいが、net の漂砂量の場合には重要である。底面に破漣が形成された場合には、砂漣近傍の掃流砂については砂漣自身の斜面勾配の方が大きいこと、浮遊砂については密度流的に低い方へ移動すること等複雑現象が起こることが予想されるが、この場合には現在のところ研究が行なわれていないので、ここでは省略する。

2.1 掃流移動

移動限界を少し越え砂漣が発生しない場合には、表層の砂が互いに衝突等による影響がほとんどない掃流状態の砂移動が生じる。ここでは、一方向流場での福岡ら¹⁾と同様の方法で、振動流場における水平床上の半周期掃流砂量式を基に、斜面床上の半周期掃流砂量式を求め、連続した半周期の差を取ることににより、netの漂砂量式を導く方法²⁾について述べる。

斜面の場合には、水平床と比べて、砂粒子には流れより受ける掃流力の他に粒子の水中重量の斜面方向成分による付加的な掃流力(τ')が働き、さらに粒子のかみ合せによる抵抗力が減少し移動限界が $\cos \beta$ 倍になる。そこで、水平床上の半周期平均掃流砂量 $\overline{q_0}$ が最大せん断応力 τ_m と水平床上の移動限界せん断応力 τ_{c0} の関数

$$\overline{q_0} = f(\tau_m, \tau_{c0}) \quad (1)$$

で表わされる時、斜面上の掃流砂量 $\overline{q}$ は、上式で τ_m のかわりに $\tau_m + \tau'$ 、 τ_{c0} のかわりに斜面上の移動限界せん断応力 τ_c とすれば求めることができると考えられる

$$\overline{q} = f(\tau_m + \tau', \tau_c) \quad (2)$$

ここに、 $\tau' = \tau_{c0} \cdot \sin \beta / \mu$

$$\tau_c = \tau_{c0} \cdot \cos \beta$$

μ : 底質粒子の水中静止摩擦係数, β : 斜面の角度である。

水平床上の半周期平均掃流砂量式は、できるだけ正確にするため、netの漂砂量を調べる時と同じ底質を用いた実験により経験的に定めた。その結果は

$$\frac{\overline{q_0}}{\sqrt{(S-1)gd^3}} = K(\Psi_m - \Psi_{c0})^{3/2} \quad (3)$$

ただし、 K : 底質特性により決まる定数, $\Psi_m = \tau_m / (S-1)\rho gd$, $\Psi_{c0} = \tau_{c0} / (S-1)\rho gd$ である。式(3)を用いると斜面上の掃流砂量式が

$$\frac{\overline{q}}{\sqrt{(S-1)gd^3}} = K(\Psi_m \pm \Psi_{c0} \frac{\sin \beta}{\mu} - \Psi_{c0} \cos \beta)^{3/2} \quad (4)$$

となる。ただし、右辺第2項の+は流れが斜面を下る場合、-は上る場合である。

式(4)より連続した半周期の差をとり、緩勾配を対象としているので $\sin \beta$ の1乗の項までとると、netの漂砂量 $\overline{Q}$ が次式の様に求まる。

$$\frac{\overline{Q}}{\sqrt{(S-1)gd^3}} = \frac{3}{2} K \Psi_{c0} (\Psi_m - \Psi_{c0})^{1/2} \frac{\sin \beta}{\mu} \quad (5)$$

一方、Kobayashi³⁾は、斜面床上の砂粒子の運動を準定常の仮定の基に解くことにより、瞬間掃流

砂量を求め、その一周平均より、斜面勾配の影響による net の漂砂量式(6)を導いている。結果のみを書くと、

$$\frac{\bar{Q}}{w_0 \cdot d} = b \frac{\sin \beta}{\tan \mu} E \quad (6)$$

ここに、

$$b = \frac{1}{b_2} \sqrt{\frac{1 + b_1 \tan \mu}{\Psi_{c0} \tan \mu}}$$

$$E = \frac{4}{3\pi} \left[\Psi_m \sqrt{\Psi_m - \Psi_{c0}} + \frac{1}{2} \Psi_{c0} \sqrt{\Psi_m - \Psi_{c0}} \left(1 - \frac{3}{4} b_2 \right) - \frac{3}{8} b_2 \sqrt{\Psi_{c0}} (\Psi_m + 2 \Psi_{c0}) \cos^{-1} \sqrt{\frac{\Psi_{c0}}{\Psi_m}} \right]$$

w_0 : 沈降速度, $b_1 = C_L / C_D \approx 0.1$, $b_2 \approx 0.7$ である。

式(5), (6)を見ると、斜面勾配の影響による net の漂砂量 $\bar{Q}$ は、 $\sin \beta$ に比例することがわかる。その方向はもちろん下り斜面方向である。

任意の勾配に傾斜できる U 字管振動流装置を用いて得られた、斜面勾配のみの影響による net の漂砂量の実験値と、両式を比較した一例を図-1 に示す。斜面勾配が 1/10 以下の比較的緩勾配の範囲では、net の漂砂量の実験値は、理論と同様斜面勾配に比例することがわかる。絶対値についても、他のケースを含めて、両理論とも最大 5 割程度の誤差で、かなり精度良く net の漂砂量の推定が可能である。

net の漂砂量 $\bar{Q}$ と水平床上の半周期漂砂量 $\bar{q}_0$ との関係を調べてみると、式(3), (5)より、

$$\frac{\bar{Q}}{q_0 \cdot \sin \beta} = \frac{3}{2\mu} \Psi_{c0} (\Psi_m - \Psi_{c0})^{-1} \quad (7)$$

となる。上式より、 $\bar{Q}$ が $q_0 \sin \beta$ に単純に比例するのではなく、その比例定数は流れが強い (Ψ_m が大) 程小さくなることがわかる。これは、式(4)で右辺第 2 項の net の漂砂量を生じさせる粒子重量の斜面方向成分による付加的掃流力の項は斜面勾配が決まれば一定であるが、第 1 項 Ψ_m は流れが強い程大きくなり半周期漂砂量が増加するためである。ただし、式(7)が成立するのは表層の砂のみが移動する場合である。後述する様にシートフロー状態の多層の砂移動が生じる場合には、移動層全体の重量の斜面方向成分が付加的な掃流力となるため、 Ψ_m が大きくても比例定数が小さくなることはない。

以上で、掃流砂の場合の net の漂砂量について考察したが、ここではもう少し詳しく、斜面勾配の影響によって半周期掃流砂量、さらにはその基本的諸量である移動確率と半周期移動距離がどの様に

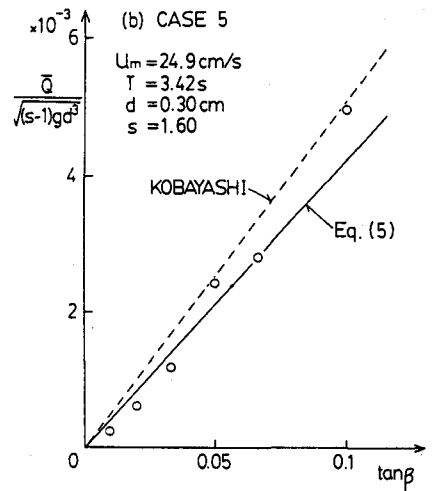


図-1 斜面勾配の影響による net の漂砂量

変化するかを示す。

図-2に、斜面上の半周期掃流砂量 $\bar{q}$ の実験値と式(4)、Kobayashiの理論式との比較を示す。実験値は少しばらつきはあるものの、下りで $\bar{q}$ は大きく上りで小さく $\tan \beta$ に対してほぼ直線的に変化していることがわかる。その勾配、いいかえればnetの漂砂量は両理論とよく一致している。絶対値については、Kobayashiの理論は5割程度小さめになっているが、これは水平床上の半周期漂砂量の見積りが小さめになるためである。

図-3、図-4に、各々斜面上の移動確率 P 、半周期移動距離 l の実験値を示す。Kobayashiの理論では P が計算され、 P と $\bar{q}$ より l を逆算できるので各々の図中に示す。なお、 P は半周期間に表面の粒子(単位面積当たり $1/d^2$ 個とした)のうち移動を開始したものの割合と定義した。図-5より、移動確率についてはKobayashiの理論でよく表現できることがわかる。図-6より、移動距離は理論の方が5割程度小さめとなっているが傾向はよく一致していることがわかる。

2.2 シートフロー状砂移動

流れの強度を大きくしていくと砂漣が消滅し、多層のシートフロー状砂移動が生じる。Ahilanら⁴⁾は、水平床、正弦振動流場のシートフロー状砂移動を、移動層を混相流(底質と水との相対速度はない)とみなし、境界層方程式を用いた解析を行なっている。ここでは、Ahilanらの解析を斜面床上・正弦振動流場に拡張し、斜面勾配の影響によるnetの漂砂量を求める方法⁵⁾について述べる。

移動層の境界層方程式は式(8)となり、右辺第1項は圧力勾配、第2項は粒子相互の衝突によるせん断応力及び流体間のせん断応力、第3項が斜面勾配の影響を表わす。

$$\{\rho(1-C)+\rho_s C\} \frac{\partial u}{\partial t} = \rho_w U_m \cos \omega t$$

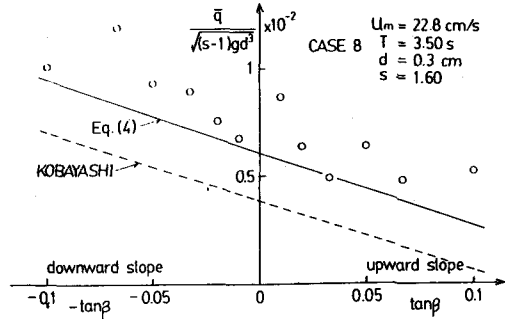


図-2 斜面上の半周期漂砂量

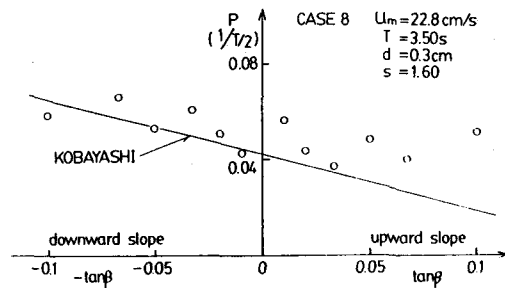


図-3 斜面上の移動確率

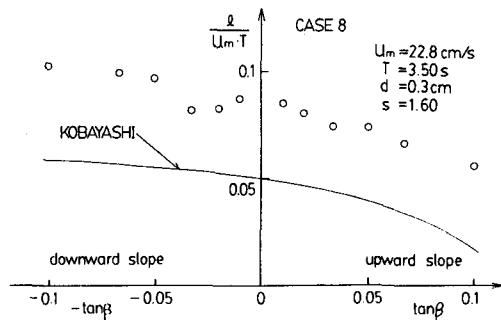


図-4 斜面上の半周期移動距離

$$+ \left[1.2 \left\{ \frac{1}{(C_*/C)^{1/3} - 1} \right\}^2 + (1 + 2.5 C) \right] \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - (\rho_s - \rho) C g \sin \beta \quad (8)$$

ここに、体積濃度 C は時間的に一定で z 方向にのみ変化するとし、 C_* は静止状態の濃度で $C_* = 0.65$ である。境界条件は、次式となる。

$$\left. \begin{array}{l} z=0 : u=0, \quad C=C_b \\ z=\infty : u=u_m \sin \omega t, \quad C=0 \end{array} \right\} \quad (9)$$

ここに、 C_b は移動層の最大濃度で $C_b = 0.585$ とした。濃度分布を決定するにはもう 1 つの条件式が必要である。すなわち、粒子相互の衝突による半周期平均のせん断応力がその位置での粒子の水中重量による応力に比例 (定数 K) するという条件式(10)を用いる。

$$\begin{aligned} & \frac{2}{T} 1.2 \left\{ \frac{1}{(C_*/C)^{1/3} - 1} \right\}^2 \mu \int_0^{T/2} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} dt \\ & = -K (\rho_s - \rho) C g \cos \beta \end{aligned} \quad (10)$$

境界条件式(9)の下で、式(8)、式(10)を数値計算することにより、速度 u 、濃度 C を求めることができる。計算にあたっては $K = 0.35$ とした。net の漂砂量 $\bar{Q}$ は、次式より求まる。

$$\bar{Q} = \frac{1}{T} \left(\int_0^{T/2} \int_0^\infty C u \, dz \, dt - \int_{T/2}^T \int_0^\infty C u \, dz \, dt \right) \quad (11)$$

図-5 に、斜面勾配の影響による net の漂砂量 $\bar{Q}$ について理論値と実験値の比較結果の一例を示す。両者とも $\bar{Q}$ は、 $\tan \beta = 1/10$ 程度までは斜面勾配に対してほぼ直線的に増加していることがわかる。この場合も、もちろん net の方向は下り方向である。実験値の方が小さめとなっているのは、特に斜面勾配が大きい場合に多量の net の漂砂量により顕著な地形変化が起こり、移動層が十分発達した定常状態で実験が行えなかったことが 1 つの原因と考えられる。

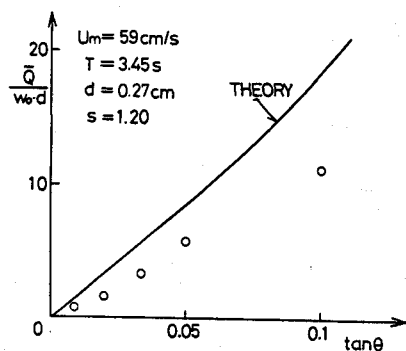


図-5 斜面勾配の影響による net の漂砂量

3. 波の非対称性の影響による net の漂砂量

波が岸に近づいてくると、有限振幅性の効果により流速が岸向きで大きく沖向きで小さい非対称なものとなり、net の漂砂量が生じる。前述の様に、底面に砂漣が形成されるかなり広い範囲において、

net の方向が逆転して冲向きとなる。この時、砂漣形状も非対称となるが、この形状特性については佐藤ら⁶⁾⁷⁾を参照されたい。

3.1 掃流移動

net の漂砂量は半周期ごとの差として生じるのであるから、まず、非対称波の下での底面せん断応力の把握が重要である。田中⁸⁾は、波・流れ共存時の境界層理論⁹⁾を基に、Dean の流関数理論にせん断応力の効果を加味することにより、任意波形を有する波動下での水粒子速度と底面せん断応力の算定方法を提案している。詳細は、原論文を参照していただきたい。

田中ら¹⁰⁾は、上述の底面せん断応力の評価法を用い、掃流砂を対称として、波の非対称性の効果による net の漂砂量を定量的に検討している。以下にその概略を述べる。

図-6 に、非対称波の底面せん断応力 τ_0 の評価例を示す。図中には、Jonsson¹¹⁾の摩擦係数をもとに求められたせん断応力の経時変化も示されている。ただし、Jonsson の式はもととも正弦振動流に対して得られたものであり、流速振幅より最大せん断応力の値しか求まらないので、通常やられる様にせん断応力が正弦関数の二乗に比例するものと仮定し、さらに表面波形のピークとせん断応力のピークが一致するものとしている。せん断応力の最大値については、両者はほぼ一致しているが、経時変化には大きな差が生じている。Jonsson の式より求めたせん断応力では net の漂砂量は生じないが、田中らの場合にはせん断応力も非対称となり net の漂砂量を生じる。

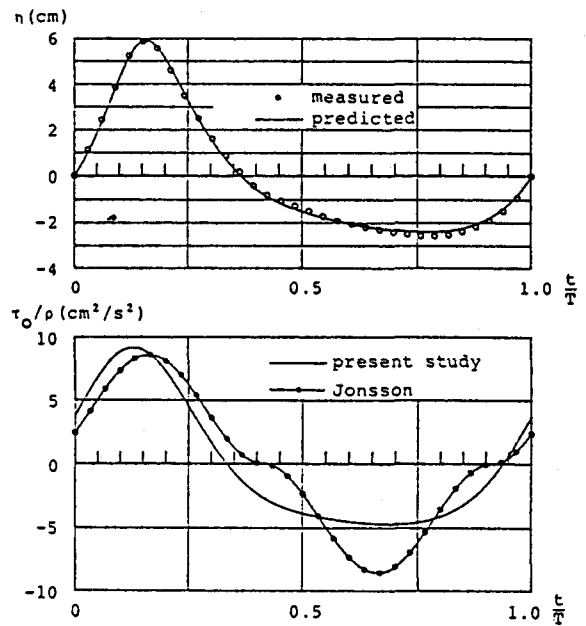


図-6 有限振幅波形とせん断応力の計算例
(田中らによる, 1987)

波による瞬間の漂砂量は、準定常と仮定し、次式で表現できるものとしている。

$$q(t)/\sqrt{(S-1)gd^3} = \alpha \text{sign}\{\Psi(t)\} |\Psi(t)|^m \{|\Psi(t)| - \Psi_{c0}\}^n \quad (12)$$

ここに、 $\Psi(t)$ ：各位相でのシールズ数、 $\Psi_{c0}=0.05$ であり、係数 α 、 m 、 n は実験結果が式(12)にもっとも良く合うように決める。

式(12)より、一周平均漂砂量 $\bar{Q}$ は式(13)となる。

$$\bar{Q}/\sqrt{(S-1)gd^3} = \alpha F \quad (13)$$

ここに,

$$F = \frac{1}{T} \int \text{sign} \{ \Psi(t) \} | \Psi(t) |^m \{ | \Psi(t) | - \Psi_{c0} \}^n dt \quad (14)$$

であり, 式(7)の積分は $| \Psi(t) | > \Psi_{c0}$ となる位相で行なうものとする。図-7は, 実測された net の漂砂量と式(14)で定義される F の値とを比較したものである。この時, 式(12)中の $\alpha=3.5$, $m=0.5$, $n=1.0$ である。これらの値を代入し, 式(12)を变形すると,

$$q(t) / U_*(t) d = 3.5 \text{sign} \{ \Psi(t) \} \{ | \Psi(t) | - \Psi_{c0} \} \quad (15)$$

となる。上式は, 佐藤ら¹²⁾の土研式とほぼ一致し, 粒径に比較して水粒子移動距離が大きい場合には, 矛盾なく定常流場での流砂量式に漸近するものと考えられる。

3.2 砂漣上の砂移動

有限振幅性の非対称な波の場合には, 平坦床の場合, 3.1からもわかる様に, net の方向は岸向きとなる。しかし, 底面に砂漣が形成されると, ある条件の範囲で net の方向が沖向きとなることはよく知られている。このような場合の砂移動機構の解明と net の漂砂量の定期的把握は, 砂村ら¹³⁾によって試みられている。最近, 早川ら¹⁴⁾は砂村らの考え方を発展させ, net の漂砂量の理論的検討を行なっているので以下に概略を述べる。

図-8は, 砂漣上の砂移動を模式的に示したものである。砂漣頂を通過する岸向きの砂量 Q_n は, 掃流砂 B_n , 沖側斜面上に形成された渦によって取り込まれた浮遊砂雲 S_{n1} , 一砂漣波長沖側で形成された浮遊砂雲の1部 S'_{n3} の和で表わせる。沖向きの砂移動も同様に発生する。浮遊砂雲として移動する砂量は次の様な仮定の下に求めている。砂漣斜面上に形成される渦は, 砂漣頂より放出される掃流砂を ϵ の割合で取り込み, さらに斜面上の砂を巻き上げて, 浮遊砂雲を形成する。その浮遊砂雲は砂漣頂を通過するまでに k_n , k_f の割合で砂が沈降し, S_{n1} , S_{f1} を形成する。ここに添字 n , f は, 各々岸向き, 沖向きを表わす。以上より, 一周期間に砂漣頂を通過する岸向き漂砂量 Q_n , 沖向き漂砂量 Q_f を次式の様に求めている。

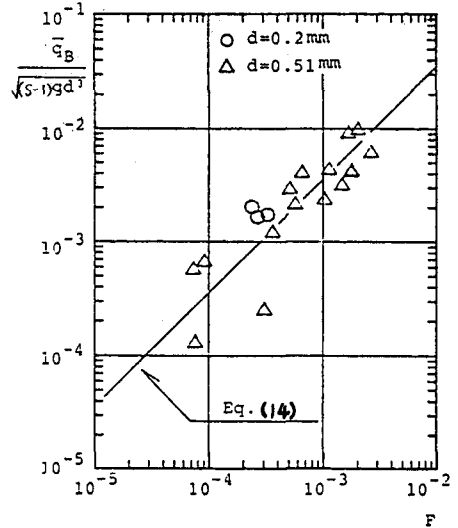


図-7 net の漂砂量と F (式(14)) との関係 (田中らによる, 1987)

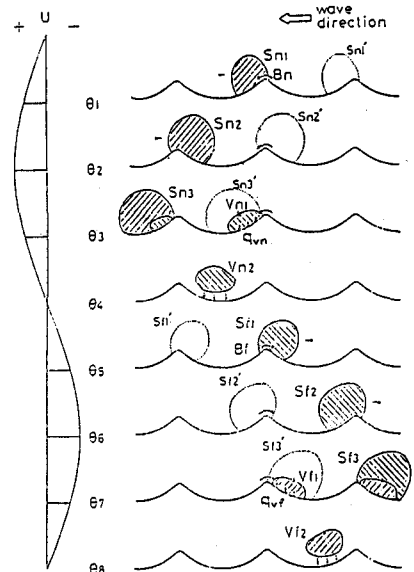


図-8 砂漣上の砂移動模式図 (早川らによる, 1987)

$$\left. \begin{aligned} Q_n &= B_n + S_{n1} + S'_{n3} = B_n + S_{n1} + \kappa_n S_{n1} \\ Q_f &= B_f + S_{f1} + S'_{f3} = B_f + S_{f1} + \kappa_f S_{f1} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} S_{n1} &= (\epsilon B_f + q_{vf})(1 - k_n) \\ S_{f1} &= (\epsilon B_n + q_{vm})(1 - k_f) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

ここに、 B_n 、 B_f ：岸、沖向きの掃流砂量、 q_{vm} 、 q_{vf} ：岸、沖側斜面より渦が巻き上げる砂の量、 κ_n 、 κ_f ：浮遊砂雲がとなりの砂漣頂を越えて輸送される割合である。式(16)、(17)の各項の大きさを比較することにより、 k_n 、 k_f 、 q_{vm} 、 q_{vf} は微小とし、 Q_n 、 Q_f は次式により評価している。

$$\left. \begin{aligned} Q_n &= B_n + (1 + \kappa_n) \epsilon B_f \\ Q_f &= B_f + (1 + \kappa_f) \epsilon B_n \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

式(18)より、netの漂砂量 $\bar{Q}$ は

$$\bar{Q} = \epsilon B_n \left\{ \frac{(1-r)}{\epsilon} + (1 + \kappa_n) r - (1 + \kappa_f) \right\} \quad (19)$$

より求めている。ここに、 $r = B_f / B_n$ である。浮遊砂雲の輸送割合 κ_n 、 κ_f については、砂漣上の砂粒子の運動を乱数を用いて乱れの流速成分まで考慮した数値シミュレーションによって求めている。砂漣頂を通過する掃流砂量 B_n 、 B_f については、砂漣頂より 0.18λ (λ ：砂漣の波長)だけ手前の流速を代表値として Kalinske - Brown の式により求めている。 ϵ については、よくわかっていないので近似的に $\epsilon = 1$ としている。

砂村ら¹³⁾の研究と比較してみると、砂村らは、式(16)、(17)で、 $B_n = B_f$ 、 $S_{n1} = 0$ 、 $S'_{n3} = S'_{f3} = 0$ として、

$$\bar{Q} = -S_{f1} \quad (20)$$

により、netの漂砂量を計算している。すなわち、砂漣の岸側斜面に形成された浮遊砂雲の砂が、netとして沖方向に運ばれていることに相当している。これは、かなり波の非対称性が大きい所を対象にしていると考えられる。

図-9に、式(19)と実験値の比較を示す。netの方向として岸向き、沖向き両方とも移動方向が一致し、netの漂砂量もよく一致した結果が得られている。

3.3 シートフロー状砂移動

多層の砂移動が生じた場合の移動床のせん断応力を

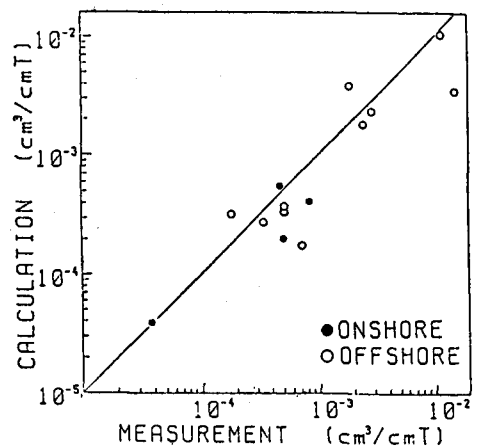


図-9 波の非対称性の影響による net の漂砂量 (早川らによる, 1987)

見積ることは、難しい問題である。同じ流れ、底質の条件の固定床の場合のせん断応力は、移動床の場合のせん断応力のよいパラメータになっているであろうが、直接結びつけることはできない。このような場合には、2.3で述べた混相流としての解析が有効である。流れの非対称性による net の漂砂量を調べるには、式(8)、(10)で $\beta=0$ とし、式(9)の $z=\infty$ での境界条件を例えばストークス波を考えた場合には

$$u = u_m \sin \omega t - u_s \cos 2\omega t \quad (21)$$

として解析を進めればよいであろう。

4. 波のもつ場所的位相差の影響による net の漂砂量

従来、波の流速場として振動流が用いられるが、振動流には場所的位相差はないが、波の場合には位相差が存在する。ここでは、この位相差が net の漂砂量に及ぼす影響について、掃流砂を対象として述べる¹⁵⁾。半周期掃流砂量は、移動確率 P と半周期移動距離 l との積として求まる。 P は考えている地点での流速あるいはせん断応力によって決まるので、岸向きと沖向きで等しくなる。net の漂砂量は、以下に述べる岸・沖向きの l の差として、岸向きに生じる。

移動開始後の水平床上の砂粒子の運動方程式は次式の様になる。

$$M \frac{dU_P}{dt} + C_M m \frac{d(U_P - u)}{dt} = m \frac{du}{dt} + \frac{1}{2} C_D \rho_w A |u - U_P| (u - U_P) \quad (22)$$

波の場合には、水粒子速度 u が時間および場所の関数であるため、砂粒子が最初の位置 X_{p0} から距離 $X_p - X_{p0}$ だけ移動するとそれによって位相差 $\phi(X_p - X_{p0})$ が生じる。この位相遅れ ϕ は

$$d\phi = \frac{dX_p}{C} \quad (23)$$

となる。ここに、 C は波の波速である。砂粒子速度 U_P は

$$U_P(t) = \frac{dX_p}{dt} \quad (24)$$

であり、式(23)、(24)より次式が得られる。

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{U_P(t)}{C} \quad (25)$$

以上をまとめて表わすと式(26)となる。

$$\frac{dX_p}{dt} = U_P(t)$$

$$\frac{dU_P(t)}{dt} = A_1 |u(X_p, t, \phi) - U_P(t)| (u(X_p, t, \phi) - U_P(t)) + A_2 \frac{du(X_p, t, \phi)}{dt}$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{U_p(t)}{C}$$

$$A_1 = \frac{3 C_D}{4 d(\rho_s/\rho_w + C_M)}, \quad A_2 = \frac{1 + C_M}{\rho_s/\rho_w + C_M} \quad (26)$$

図-10に、計算結果の一例を示す。水粒子速度 u は境界層の影響を無視して波の軌道流速をそのまま用いた。図中の実線は流れを振動流として、破線は波として取り扱った場合である。振動流では砂が岸・沖に動く場合で移動速度は変わらないが、波の場合には、砂が岸に動く場合の方が流速が大きく、半周期の移動距離も大きくなり、netの漂砂量が生じることになる。

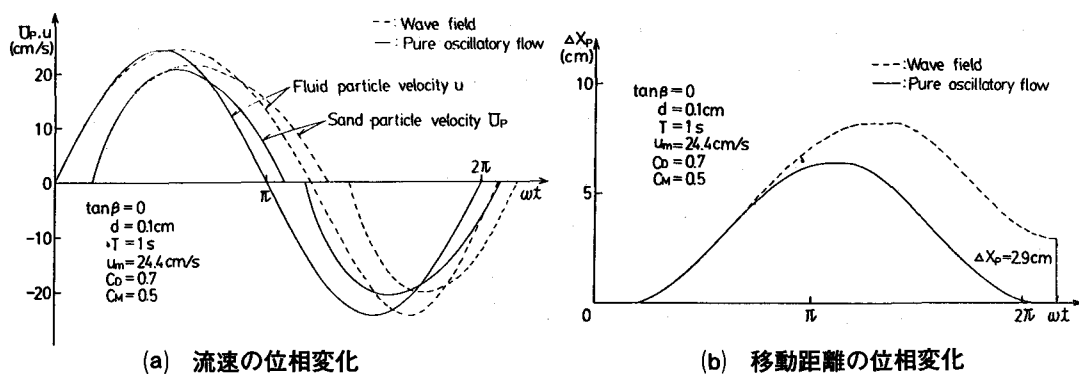


図-10 砂粒子運動の振動流と波による差異

5. おわりに

以上、波による net の漂砂量について沖浜領域の砂移動を対象として、できるだけ力学的観点から論じてきたつもりである。しかし、移動形態ごとに net の要因の効果が異なり、net の要因のない基本的な場合の砂移動機構の把握も十分とはいえない現状であり、統一的議論をすることができず、従来の研究成果の紹介で終った感がある。ここで対象とした net の漂砂量についても、今後に残された課題は数多く、また、ここでは取り上げなかった波、流れ共存場及び砕波帯の漂砂も、実際の海浜変形予測をする際に重要である。本稿がこの方面の研究の発展に一助になれば幸いである。

参 考 文 献

- 1) 福岡捷二・山坂昌成：なめらかな横断形状をもつ直線流路のせん断力分布と拡幅過程の解析，土木学会論文集，No. 351/Ⅲ-2，pp. 87~96，1984
- 2) 山下俊彦・干田洋一・佐伯 浩：斜面勾配の影響による砂移動機構の変化と net の掃流砂量，第 33 回海岸工学講演会論文集，pp. 219~222，1986
- 3) Kobayashi, N. : Sediment transport on a gently slope due to wave action, Proc. ASCE,

Vol. 108, No. WW3, pp. 234 ~ 271, 1982

- 4) Ahilan, R. V. and J. F. A. Sleath : Sediment transport in Oscillatory flow over flat beds, ASCE, J. H. E., Vol. 113, No. 3, pp. 308 ~ 322, 1987
- 5) 山下俊彦・日比康生・寺島貴志：シートフロー状漂砂の移動機構と net の漂砂量，第35回海岸工学講演会論文集，1988（投稿中）
- 6) 佐藤慎司・堀川清司：非対称振動流下における砂漣上の砂移動に関する実験的研究，第31回海岸工学講演会論文集，pp. 286~290, 1984
- 7) 佐藤慎司・伊藤春起・渡辺 晃：非対称振動流下における砂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. 283~287, 1985
- 8) 田中 仁：任意波形を有する波動下での水粒子速度と底面せん断応力の算定手法に関する研究，土木学会論文集，pp. 181~187, 1987
- 9) Tanaka, H and N. Shuto : Friction coefficient for a wave-current coexisting system, Coastal Engineering in Japan, Vol. 24, pp. 105 ~ 128, 1981
- 10) 田中 仁・吉田 稔・塚原啓司・須賀堯三：波の形を考慮した岸沖漂砂量式の検討，第34回海岸工学講演会論文集，pp. 232~236, 1987
- 11) Jonsson, I. G. : Wave boandary layer and friction factors, Proc. 10th Coastal Engng. Conf., pp. 127 ~ 148, 1966
- 12) 佐藤清一・吉川秀夫・芦田和男：河床砂礫の掃流運搬に関する研究(1)，建設省土木研究所報告，第98号，pp. 13~30, 1957
- 13) 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, 1987
- 14) 早川典生・辻本剛三・涌井正樹・福嶋祐介・中村由行：砂漣を形成する海底上の岸沖漂砂量の理論的検討，第34回海岸工学講演会論文集，pp. 237~241, 1987
- 15) 日野幹雄・山下俊彦・米山 晋・野崎誠貴：波動場における水平床および斜面上の砂粒子の運動に関するノート，東工大土木工学科研究報告，No. 29，pp. 27~36, 1981