

漂砂の移動機構

沢 本 正 樹

1. はじめに

漂砂現象あるいは海浜過程は中の広い問題である。細かく見れば砂粒子一個一個の運動の力学的過程を問題とし、大きく見ればある地方の海岸線全体の変形を論じなければならない。このような問題を全段階を通じて一貫して論じることが、実質的に不可能であるばかりでなく、むしろ誤った不正確な結論を導くことさえある。それゆえ、漂砂を論じる場合には、我々が関心をもついくつかの現象のスケールにわけて考えるのがよい。我々の視点、視野の置き方により、見えてくる現象、問題にすべき点、とるべき解析方法も自ずから異なってくるのである。概念的には、マイクロ、メゾ、マクロ、グローバルの4つ程度のスケールにわけて考えるのがよい。⁸⁾ミクロスケールの見方とは、砂粒子の運動まで考える見方である。すなわち、ある特性をもつ砂粒子が、与えられた波動場でどのような運動をするかということが主眼となる。空間的には砂粒子径から砂粒子の移動距離数メートルまで、時間的には数秒のオーダーである。メゾスケールでは、個々の砂粒子の運動までは考えず、浜の一部をとって考える。一つの時化での海浜勾配の変化とか、離岸堤や突堤などを設けた時の地形変化を論ずるには、このスケールが適している。空間的には数kmまで、時間的には数分から数か月を対象とすることになる。マクロな見方では、浜全体について、より長期的な傾向を論じることになる。この場合、台風の来襲頻度、河川からの土砂供給、浜の大きさなども考慮すべき重要な要因となる。このスケールの現象も、本質的にはミクロあるいはメゾスケールの現象の繰り返しに過ぎないのであるが、実際には、そのような力学的思考法ばかりではなく、地域特性を考慮に入れた地形論的考察が有効となる場合が多い。時間的には数か月から数年、空間的には数十kmの議論をすることとなる。さらに大規模なものとしては、グローバルな見方も必要となる。この場合、地殻変動、海水準の変動などを考慮に入れたその地方の地形学的考察を行なうことになる。このようにミクロからグローバルへとスケールを変化させると、力学的議論から地形論的なものへと、一般的なものからより個別性を顕わにした議論へと変化する。

以上述べた範囲を手短かにまとめることは容易ではなく、また本文の目的でもない。そのためには、Appendix A に挙げた参考書を参照されたい。ここでは、上記の議論の中で、特にミクロスケールの見方に的をしぼり、その意義、現時点までの成果などを紹介する。

ミクロに漂砂を論じることが、浜にある全ての砂の運動を別個に計算し、それにより海浜変形を論じようとするのではない。ミクロに論じることの第1の意義は、漂砂の内部機構を解明することである。漂砂の内部機構が明らかとなれば、漂砂量式を導くことが可能となる。これにより、メゾスケールへと

議論をつなげることができる。また、漂砂量式の内部機構がある程度解明されていれば、現在の漂砂量式を、流れが重なった場合などのより複雑な問題へ合理的に拡張する方法も見えてくる。これが、第二の意義である。それゆえ、ミクロスケールで漂砂を論じる場合には、砂粒子の運動機構を明らかにし、最終的に漂砂量式にまでたどりつくことを目的としているといえよう。

2. 波動場での砂粒子の移動限界および移動形態

波が岸に近づき水深がほぼ波長の半分以下になると、水底において流速は有限の大きさを持つようになり、底面の砂粒子は流体力を受けるようになる。これが、ある大きさを越えると砂粒子は往復運動を開始する。この運動が次第に強くなると砂床上には砂漣が発達し、特徴ある流体運動および砂粒子の挙動が見られるようになる。さらに浅くなり底面流速が大きくなると、砂漣はフラッシュされ、多層の砂がシート状で移動するようになる。実際の海岸では波は砕波し、さらに複雑な流体運動および砂粒子の運動がみられる。ミクロスケールで漂砂を論じる際には、このような運動形態の差を始めに認識しておくことが重要である。これらについては、次のように明らかにされている。

2.1 移動限界

砂粒子は、作用する流体力がそれに対する抵抗力を越えた時に移動を開始する。砂粒子に作用する流体力の評価には二通りの考え方がある。一つは、砂粒子のさらされている流速場からモリソン式型のもので計算する方法である。この場合、形状抵抗の形の流速の2乗に比例する項と、慣性抵抗に相当する加速度に比例する項の和で考えることとなる。流速、加速度の評価には、振動流境界層のいくつかのモデルの結果が利用できる（渡辺：水工学シリーズ79-B-3、参照）。もう一つは、底面せん断応力から計算する方法である。底面せん断応力の評価法についてはAppendix Bに示してある。まず、波にともなう底面での流速変動と底面の粗度とから底面せん断応力を計算し、次に、これを個々の砂粒子に適当にふりわけることになる。二つの方法を比較すると、前者では、どの高さの流速を用いたらよいかなどの不明の点が残されている。一方、後者では、各粒子へのふりわけ方が必ずしも明確ではなく、いずれも一長一短がある。

砂粒子が運動に対して抵抗する力は砂粒子の水中重量より決まる。これと、第2の方法の流体力評価を一方向流れに適用したものがShieldsの限界規準であり、さらにそれを波動場で検討したものがMadsen・Grant（1976）²⁰⁾によって報告されている。図1にその結果を示す。図で、縦軸はせん断応力の振幅 τ_m で定義したShieldsのパラメータ $\psi_m = \tau_m / \rho (s-1) g d$ で、物理的には、個々の砂粒子に作用する流体力の最大値 $\tau_m \frac{\pi d^2}{4}$ と、砂粒子の静止しようとする力 $\rho (s-1) d \frac{\pi d^3}{6}$ の比の意味を持っている。ここに、 d は砂粒子径、 ρ は水の密度、 s は砂の比重、 g は重力の加速度である。横軸は代表流速に $\sqrt{(s-1) g d}$ をとったReynolds数である。図中の実線は、一方向流れに対してのShieldsの限界規準、数多くある縦棒は、従来発表されている実験値である。両者はほぼ一致しており、底面せん断応力の評価が適切にできれば、波動場の移動限界も評価しうることがわかる。限界

Shields数 ψ_c の値としては、ほぼ0.05を目安とすればよい。

2.2 移動形態

各種の移動形態の発生領域は経験的に明らかにされている。図-2には、Kaneko (1981)¹⁹⁾ によってまとめられた結果を示す。縦軸の分母 δ は振動流境界層厚さのパラメータ $\delta = \sqrt{\nu T/\pi}$ である。ここに ν は水の動粘性係数、 T は波あるいは振動流の周期である。図中①は、砂漣が発生せず平坦床となる領域、②は砂漣の生じる領域、④はシートフロー状の砂移動の生じる領域、③は②と④の遷移領域である。この図をもとに、各種の移動形態の発生状況を把握し、次節以下の考え方を適用していけばよい。

3. 平坦床上での少量の砂移動

移動限界はわずかに越えているが砂漣はまだ発達しない平坦床上での漂砂量計算の考え方を示す⁷⁾。

この場合、表層一層程度の砂が、衝突によって互に大きな影響を及ぼすこともなく、掃流状態で移動するような現象を考える。考え方の流れを図-3に示す。まず、波の軌道流速から底面せん断応力を求める(Appendix B 参照)。これより、砂粒子に働く流体力を評価し、砂の移動開始位相を計算する。この際、砂粒子の底面への置かれ方の確率特性を考慮することにより、砂粒子に働く力および砂粒子の抵抗力を確率的に評価し、砂粒子の移動開始をいわゆる移動確率の形で表現する。移動を開始した砂粒子の運動はその運動方程式を解くことにより追跡できる。これらを組み合わせることにより、半周期間の

漂砂量を求めることができる。これは基本的には Einstein (1950)¹³⁾ が一方向流での流砂量算定法で示し、さらに Eagleson・Dean (1961)¹²⁾ が波動場で適用した移動確率と step length を用いる考え方の延長上にあり、最も現象に忠実なモデルといえよう。ただ、一方向流の場合との違いは、

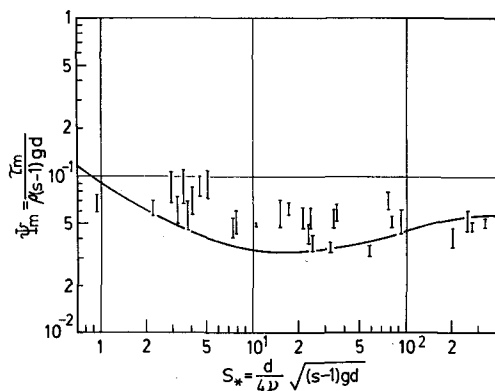


図-1 波による砂の移動限界 (Madsen・Grant (1976) より)

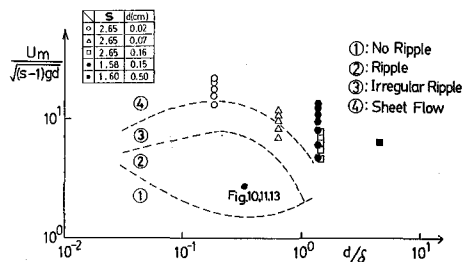


図-2 砂の移動形態の発生領域(金子(1981)より。図中、領域②にある点は図10, 11, 13の実験条件、領域③, ④にある点は図18の実験条件である。)

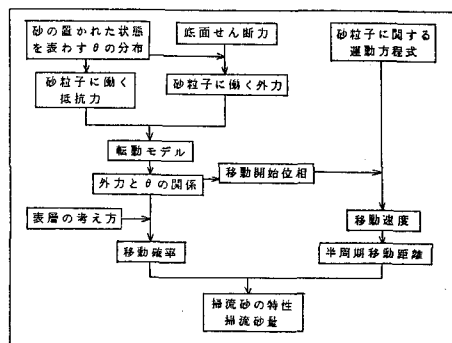


図-3 少量の砂移動計算の考え方

一方向流場では、移動確率、step length の決定機構が必ずしも明確でなかったのに対し、波動場では、砂粒子は加速位相で移動を開始し減速位相で停止するという明解な運動特性を持つため、移動確率、step length 共に波の軌道流速と密接な関連を持ち、一方向流の場合よりも素直なモデルを作ることが可能であるということである。以下、順を追って説明する。

3.1 半周期掃流砂量式

図-4 に示すように、底面に単位面積あたり N 個の砂粒子（図中の I, II）が並んでいる場合を考える。その時、最初に動きうる表層の砂粒子（図中の I）の数は $N/2$ である。これらの粒子を対象にして漂砂量を考える。ある時刻 t の砂粒子の移動確率を $P(t)$ 、その砂粒子の半周期間の移動距離を $l(t)$ とすると、半周期間の平均掃流砂量 $\bar{q}$ は、

$$\bar{q} = \frac{2}{T} k_3 \frac{\pi d^3}{6} \frac{N}{2} \int_0^{T/2} l(t) P(t) dt \quad (1)$$

で与えられる。 k_3 は砂粒子の形状特性に関する補正係数で、均一粒径の球では $k_3 = 1$ となり、以下この値を用いる。時刻 t は、底面せん断応力がゼロとなる位相から測ったものである。

3.2 純転動モデルによる移動確率

前節で砂粒子の移動限界について説明したが、この移動限界を越えても、全ての砂粒子が一斉に動き出すわけではない。では、移動限界を越えた時、どの程度の砂粒子が動くのであろうか。ここでは、砂粒子の底面への置かれ方と作用する流体力のばらつきを考慮して砂粒子の移動確率を導く。

砂粒子の移動開始は、図-5 に示す純転動モデルで考える。すなわち、隣の粒子と角度 θ で接している砂粒子は、ある時刻 t の外力のモーメント $M_f(\theta, t)$ が、重力による抵抗モーメント $M_G(\theta)$ を越えた時に動き出すものとする。ここに、

$$M_f(\theta, t) = F(\theta, t) \cdot X_G(\theta) \quad (2), \quad M_G(\theta) = \rho g (s-1) \frac{\pi d^3}{6} \cdot \frac{d}{2} \sin \theta \quad (3)$$

で、 $F(\theta, t)$ は砂粒子に働く流体力、 $X_G(\theta)$ は、その作用点までの距離である。ところで、隣の粒子と接する角 θ は、図4にも模式的に示すように、すべての粒子で同じではなく、その値は確率的に分

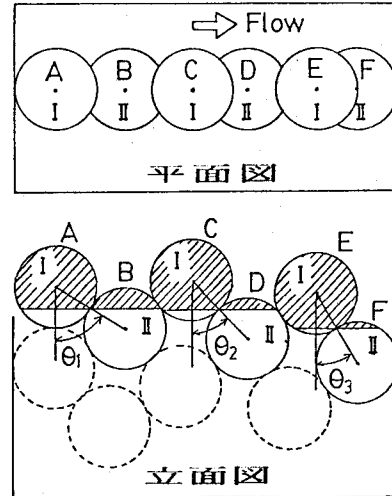


図-4 砂粒子の並び方

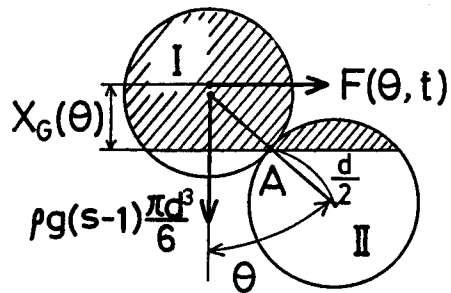


図-5 純転動モデル

布する。よって、ここでは θ を確率分布関数 $G(\theta)$ 、確率密度関数 $g(\theta)$ に従う確率量として取り扱う。このことは、一つには砂粒子の抵抗力を確率的に評価すること、一つには砂粒子に働く流体力を確率的に評価することに相当する。いいかえると、 θ が小さい砂粒子は表層の砂粒子の中でも相対的に突出しており、抵抗力が小さいと同時に、流体から受ける力も大きいため、動きやすい粒子であり、反対に θ が 90° に近い粒子は、他の粒子の間にはまり込んでいるため、抵抗が大きく、かつ、流れにさらされる程度も小さいため動きにくい粒子であるものとして取り扱うことになる。 θ の分布を考えると、 N は次のように d と関係づけられる。

$$N = k_2 \left(\frac{1}{d} \frac{k_1}{d} \right), \quad k_1 = 1 / \int_0^{90^\circ} \sin \theta \cdot g(\theta) d\theta \quad (4)$$

k_1 は $g(\theta)$ の関数形が与えられると計算でき、後で述べるように1.364となる。 k_2 は、砂粒子の配列特性に関する補正係数で通常は $k_2 = 1$ として問題はない。

砂粒子の受ける流体力は、前節と同様に、底面せん断応力から計算する。その後、これを θ の大小に応じて個々の砂粒子にふりわけろ。ふりわけ方は、ここでは、図-4の斜面を施した面積が流れにさらされる部分であると考え、この部分の面積に比例して行なった。同時に、流体力の作用点までの距離 $X_G(\theta)$ は、この針線部分の図心として計算することとする。以上まとめると、

$$\left. \begin{aligned} F(\theta, t) &= \tau(t) s_I(\theta) / \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{N}{2} \\ s_I(\theta) &= \frac{1}{4} d^2 (\pi - \theta + \frac{1}{2} \sin 2\theta) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$$X_G(\theta) = \frac{d \left[\frac{1}{8} \cos \theta \{ \sin(\cos \theta) + \frac{\pi}{2} \} + \frac{1}{8} \sin \theta - \frac{1}{24} \sin^3 \theta \right]}{\frac{1}{4} (\pi - \theta + \frac{1}{2} \sin 2\theta)} \quad (6)$$

なお、底面せん断応力 $\tau(t)$ は

$$\tau(t) = \frac{1}{2} \rho f_w (U_m \sin 2\pi \frac{t}{T})^2$$

として計算した。 $s_I(\theta)$ は、一つの砂粒子が底面せん断応力を受けもつ斜線部の面積である。

この計算モデルでは、砂粒子の底面への置かれ方の確率 $G(\theta)$ が重要な意味をもつ。これについては実験より定める⁷⁾。結果を図-6に示す。この分布は、次のような 8° から 90° を範囲とするベータ分布で近似することができる。

$$g(\theta) = \frac{dG(\theta)}{d\theta} = \frac{(\theta - 8)^{2.11} (90 - \theta)^{1.88}}{(90 - 8)^{4.99}} \bigg/ \int_0^1 \alpha^{2.11} (1 - \alpha)^{1.88} d\alpha \quad (7)$$

この θ の確率分布と前述のShieldsの限界との関連は次のようになる。実際の砂面では $\theta = 0^\circ$ のような極限的な置かれ方は存在できず、 θ の最小値 θ_0 が存在する。この最小値の θ を持つ砂が最も動きやすく、限界時に最初に動き出す。Shieldsパラメータの限界値を0.05とし、それに相応する θ_0 の値を計算すると 8° となる。この値は、図-6に示すように確率分布曲線の立上り点に相当し、妥当なものであることがわかる。式(7)のベータ分布の下限值も、この値を用いている。

以上、移動開始に関する機構がモデル化されたので、これからある時刻 t の砂粒子の移動確率 $P(t)$ を

求める。まず、波の軌道流速より底面せん断応力 $\tau(t)$ を計算する。これを式(5)に代入し、式(2), (3)を等値することにより、1つの θ の値 $\theta_c(t)$ が決まる。

これより小さい θ の値をもつ砂粒子は、その時刻までにすでに移動を開始しているので、この $\theta_c(t)$ がその時刻に始めて動き出す砂粒子の θ であり、 $G(\theta_c(t))$ はその時刻 t までに移動を開始している砂粒子の割合となる。これより、微小時間 dt の間に移動を開始する砂粒子の割合、すなわち移動確率 $P(t)$ は

$$P(t) = \frac{dG(\theta_c(t))}{dt} \quad (8)$$

となる。このようにして求めた移動確率の一例を、実際の砂粒子の移動開始位相の頻度分布と比較したものが、図-7である。図中、白ぬきの頻度分布は砂粒子の移動開始位相、斜線を施したものは停止位相である。移動確率については、破線で示したものが式(6)の下式を用いたもの、一点鎖線は流速と底面せん断応力の位相のずれをKajiura(1968)¹⁶⁾のモデルを用いて考慮したものである。図は実験も

モデルも、砂粒子は加速時に移動を開始して、減速に停止するという漂砂の特性をよく示している。特に位相差まで考慮に入れると、以上のモデルが現象をよく説明していることがわかる。

3.3 砂粒子の半周期移動距離

移動開始後の砂粒子の運動は、砂粒子の運動方程式を解くことによって計算できる⁹⁾。すなわち、時刻 ξ に動き出した砂粒子の半周期移動距離 $l(\xi)$ は、砂粒子が移動を開始してから再びその移動速度がゼロとなるまでの移動距離により

$$X_\xi(t) = \int_{t=\xi}^{t=t} U_\xi(t) dt, \quad l(\xi) = X_\xi(t \text{ when } U_\xi = 0) - X_\xi(\xi) \quad (9)$$

となる。ここに $U_\xi(t)$ は、時刻 ξ に動き出した砂粒子の時刻 t における移動速度、 $X_\xi(t)$ はその位置であり、これらは、

$$\frac{dU_\xi(t)}{dt} = A_1 |u(X_\xi(t), t) - U_\xi(t)| \cdot \{u(X_\xi(t), t) - U_\xi(t)\} + A_2 \frac{du(X_\xi(t), t)}{dt} \quad (10)$$

$$A_1 = \frac{3C_D}{4d(s+C_M)}, \quad A_2 = \frac{1+C_M}{s+C_M}$$

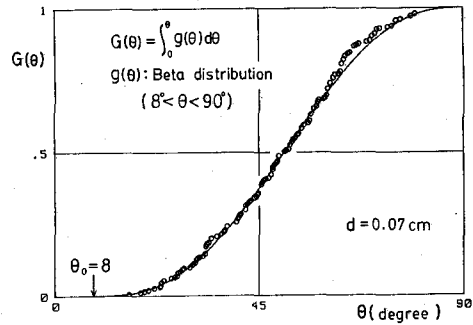


図-6 砂粒子の接する角 θ の分布

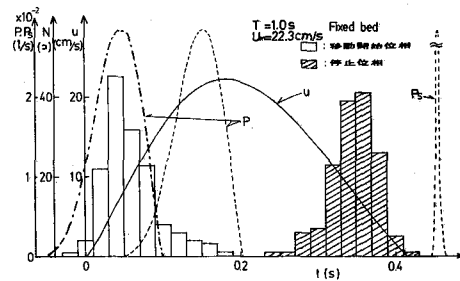


図-7 砂粒子の移動確率

を解くことによって与えられる。ここに C_D は抗力係数, C_M は仮想質量係数 ($=0.5$) である。

$u(x, t)$ は、底面近くの流速であるが、境界層の影響は考えず、波の軌道流速をそのまま用いた。流速 u を $X_f(t)$ と t の関数として正しく評価することにより、砂粒子の運動に追従した Lagrange 的解析が可能となる。

3.4 掃流砂量式

上述のモデルより得られた掃流砂量と既往の実験との比較を図-8に示す。横軸は τ_m で定義した Shields のパラメータ $\psi_m = \tau_m / \rho (s-1) g d$ 縦軸は砂粒子の沈降速度 w と粒径で無次元化した半周期平均掃流砂量 $\bar{\Phi} = \frac{\bar{q}}{w d}$ である。図中破線は準定常仮説に基づく, Madsen・Grant (1976)²⁰⁾ の式である。この軸を用いた場合, ここで述べたモデルでは, 粒径別に異なる曲線を与えることになる。一方, 上記のモデルを簡略化すると,

$$\frac{\bar{q}}{U_m d} = 5.8 (\psi_m - \psi_c)^3 \quad (11)$$

となり, この軸を用いると, 上記モデルの粒径別の差もほとんど見わけられなくなる。その結果は図-9に示す通りである。

4. 砂漣が生じる場合の砂の移動

底面に砂漣が発達するようになると流れも砂の移動も著しく複雑になる。砂漣があることにより, 砂漣背後には顕著な渦が発達する。砂漣の前面を掃流状態で移動してきた砂粒子は, この渦の中に取り込まれ, 雲状に浮遊する。流れの反転に伴って, 砂粒子をまき込んだまま渦は放出され, 強い乱れ場を形成する。砂粒子はこの乱れにより, 一部はより上方に拡散し, 一部は底面に沈降する。砂の移動方向は砂漣形状や流れの非対称性などにより幅広く変化し, 系統的な議論は容易ではない。ここでは, まず典型的な砂漣が生じた場合の砂漣近傍の流れ, 乱れについて説明し, 次に, 渦中に取り込まれ浮遊させ

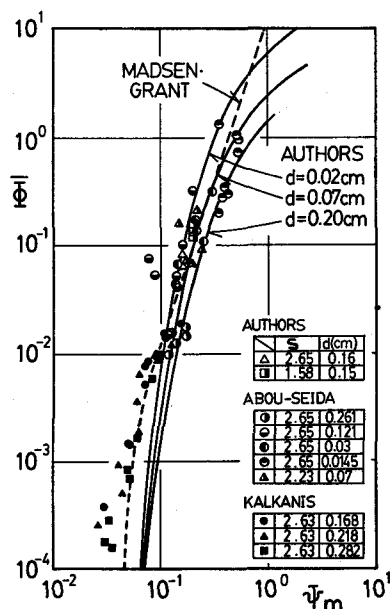


図-8 掃流砂量の計算結果

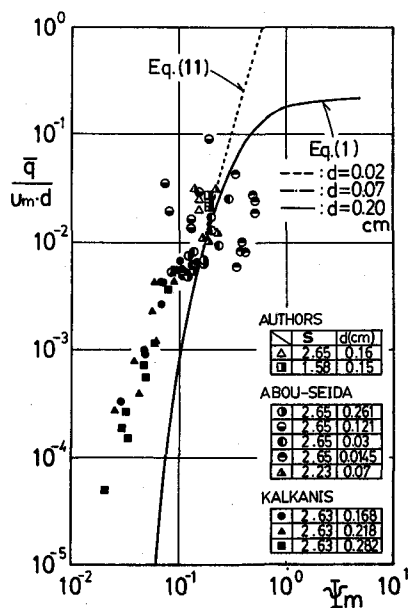


図-9 掃流砂量の近似式

られる砂の計算法, 乱れによる浮遊砂の拡散について言及する。なお, 砂漣の特性については Homma・Horikawa (1963)¹⁴⁾ を参照されたい。

4.1 砂漣近傍の流れと乱れ

砂漣が生じる場合の漂砂運動は比較的古くから関心を持たれてきたが, 定量的なデータが報告されるようになったのは極く最近のことである^{21),3),5),23),6),11),2)}。これは, レーザ流速計などの計測器の進歩および小型計算機による大量データ処理法の普及によるところが大きい。

それらの成果の中の一つ⁶⁾を図10, 11に示す。図-10は半周期間の位相平均流速, 図-11はそれに対応する乱れ強度を示したものである。乱れ強度は本来ベクトルではないが, 図11では, 乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$, $\sqrt{w'^2}$ を夫々水平, 鉛直成分としてベクトル的に表示してある。図10には, 9点については Reynolds 応力およびその場の速度勾配から計算される乱れエネルギー生成項の正負の符号も併せて示してある。

図10では, 渦の発達していく様子が明瞭に読みとれる。これと図11を比較すると, 渦域の中で乱れ強度が大きくなっていることがわかる。Reynolds 応力についても同様である。渦の中では流速勾配も大きいことから, 平均流の剥離→渦の発達→渦から乱れへのエネルギー供給→乱れの拡散, という一連の過程が推測される。このことは, 可視化による観察とも一致する。

後述のように浮遊砂の拡散を考えるためには拡散係数を知らなければならない。その一助として乱れ強度分布を評価することを考えてみよう。砂漣上の流れでは, 流れから直接乱れへのエネルギー供給を考えるより, 流れから渦, 渦から乱れへの2段階の過程を考える方が合理的である。そこで, 流れの場を概念的に渦の形成, 崩壊の起こる底面近傍の領域と, さらにその上の乱れが上方に拡散していく領域との2つに分けて考える。ここでは前者を渦層, 後者を拡散層と呼ぶことにし, 夫々の層内での流れの特性に適った考察を行なう²³⁾。図-12に考え方を概念的に示す。まず, 拡散層においては, 乱れは渦層よりエネルギーを供給され, 自身の拡散能により

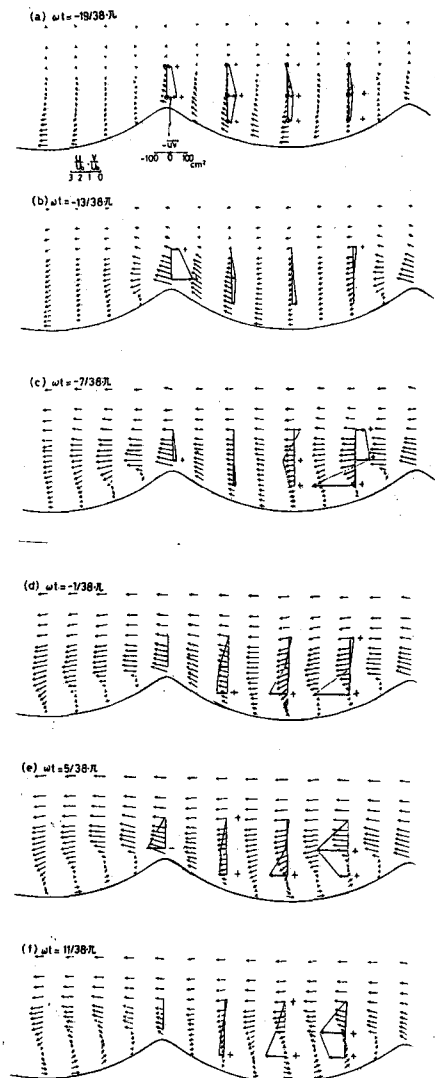


図-10 砂漣上の流速分布 (沢本・山下・山口(1983)より。実験条件は図2に示す。

上層へ拡散すると考える。よって、この層内では乱れエネルギー収支式で生成項は考えず、拡散項と逸散項の釣り合いを考える。長時間平均（又は、一周期平均）の乱れについてのみ考え、Prandtlの混合距離モデルを用いると、

$$\frac{\partial}{\partial z} \epsilon_z \frac{\partial \overline{q^2}}{\partial z} = \frac{A}{L} \overline{q^2}^{1.5}, \quad \epsilon_z = B \cdot (\overline{q^2})^{0.5} \cdot L$$

ここに $\overline{q^2} = \overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}$, ϵ_z は渦動拡散係数,
 L は混合距離, A, B は普遍常数で 0.124, 0.369
 である。 L が z によらないと仮定すると、この式は
 積分でき次の指数分布が得られる。

$$\overline{q^2} = \overline{q_0^2} \cdot \exp \left\{ \frac{1}{L} \sqrt{\frac{2A}{3B}} (z_0 - z) \right\} \quad (12)$$

ここに z_0 は渦層との境界, $\overline{q_0^2}$ は渦層内の乱れ
 強度である。 $\overline{q^2} \propto \overline{u^2}$ と考え、実験値と比較したも
 のを図-13に示す。混合距離 L については、多数
 のデータを式(12)と比較することにより、次のような
 経験式が得られる。

$$L = 0.45 H_s, \quad H_s: \text{砂漣波高}$$

渦層内では、乱れエネルギーの生成項と逸散項お
 よび拡散層へ拡散していく量の平衡を考える。生成
 項については、砂漣背後に形成される渦の持っている
 エネルギーと関係すると考えると、最終的に

$$\sqrt{\overline{q_0^2}} \propto \left(\frac{\Gamma^2}{L_s \cdot T} \right)^{\frac{1}{3}} \quad L_s: \text{砂漣長} \quad (13)$$

Γ は砂漣背後に発達する渦の強さで砂漣長を通過す
 る渦度流束より、次の式で計算する⁵⁾。

$$\Gamma = 0.6 \int_0^{\frac{5}{8}\pi} \frac{1}{2} (1.47 U(t)) dt$$

ここに $U(t)$ は底面での流速, t は $U(t) = 0$ から測った時間である。これらより、砂の浮遊を考える際の
 拡散係数についても、指数分布を考えればよさそうということが推測される。

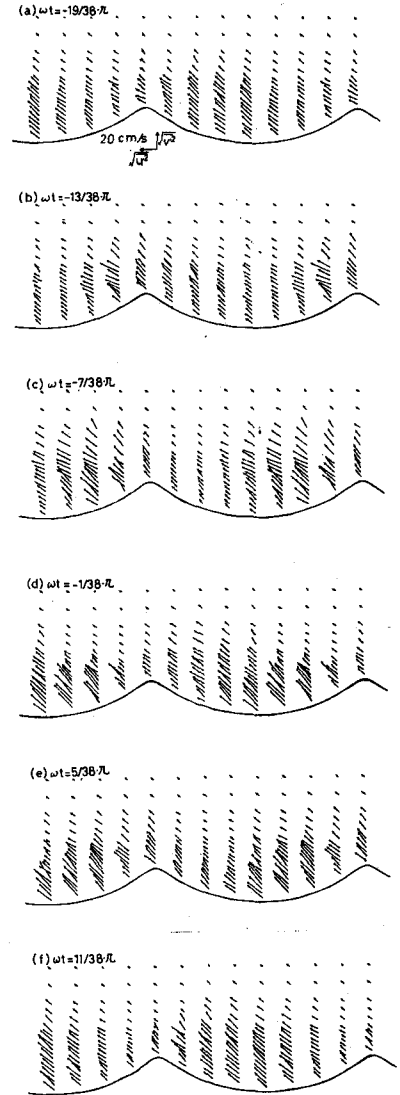


図-11 砂漣上の乱れ分布（沢本・
 山下・山口（1983）より。
 実験条件は図2に示す。

4.2 砂漣上での砂の浮遊

砂の運動についても、渦層と拡散層とに分けて考察する。すなわち、前者では、浮遊砂は乱れで上方に拡散する一方、重力で沈降する。拡散係数については、前述の渦動拡散係数に比例すると考えると、一周平均の浮遊砂濃度 c の分布は、次のように求まる。

$$\bar{c} = \bar{c}_0 \cdot \exp\left[-D \exp\left\{\frac{1}{2L} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{A}{B}} (z - z_0)\right\}\right] \quad (14)$$

D は、砂の沈降速度、 $\bar{q}_0^2$ 、 L から決まる係数である。これは上方への減衰が指数分布よりさらに急な関数である。実験との比較は図-14に示す。

式(14)中の c_0 はいわゆる基準点濃度と呼ばれるもので、渦層内の砂の挙動に支配される量である。渦層内では、砂粒子は砂漣斜面を掃き上げられて渦の中に取り込まれる。この量は、前節の掃流砂量式または既往の流砂量公式を準用することにより大略計算できる。渦の中に取り込まれた砂粒子は、渦の移動とともに渦層内に拡がり、一部は上方へ拡散し、一部は沈降する。半周期平均で見ると渦に取り込まれる砂の量と、半周期間に沈降する砂の量 $w \cdot \bar{c}_0 \cdot \frac{T}{2}$ とが釣り合う。これより、基準点濃度 $\bar{c}_0$ が評価しうる。図-15には、流砂量公式として du Boys の式を用いた時の計算と、実験値との比較を示す。du Boys の式は未知係数 A を含んでいるが、これを適当に選べば、以上の考え方で実験結果をうまく説明することができる。

5. シートフロー状の砂の移動

シートフロー状の砂の移動については、その力学機構が必ずしも十分解明されているわけではないので、実験で観察された結果を示し、さらに経験的な漂砂量式を導く。

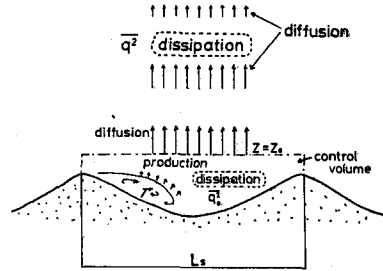


図-12 乱れ分布計算の概念図

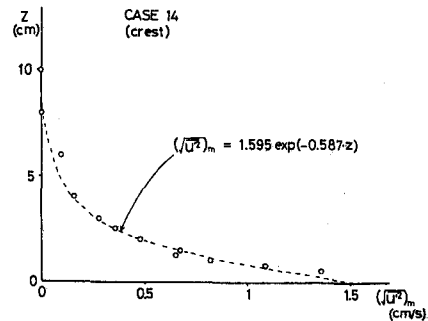


図-13 砂漣上の乱れ分布

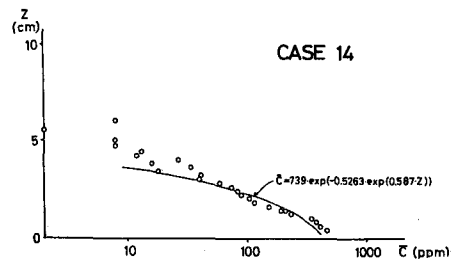


図-14 砂漣上の浮遊砂濃度分布

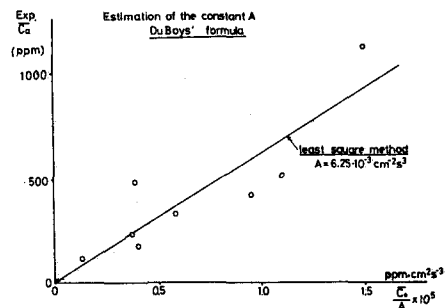


図-15 砂漣上の基準点浮遊砂濃度分布

5.1 シートフロー状の

砂移動形態

図-16には、シートフロー状の移動を起こしている時の粒子速度、および流速の分布を示す。ここでは、観察を容易にするために砂粒子のかわりに粒径 $d = 5 \text{ mm}$ 、比重 $s = 1.6$ の人工真珠を用いている。実験は、流速

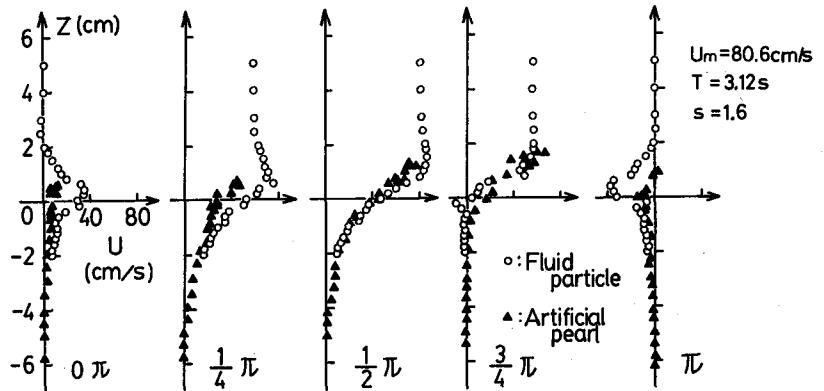


図-16 シートフロー状の粒子の移動

振幅 $U_m = 80.6 \text{ cm/s}$ 、周期 $T = 3.12 \text{ s}$ で、 U 管振動流装置の中で行なわれたものである。図中、白丸が光ファイバレーザ流速計で測定した水の位相平均流速、黒三角は 1.6 mm シネカメラで読み取った粒子の水平方向移動速度である。同図およびその他の観察から読み取れるシートフロー状砂移動の特徴は次の通りである⁷⁾。

- (1) 粒子は同じ半周期の間では、一旦停止した後に再び動き出すことはなく、動き出した粒子は流れの減速位相までその運動を継続する。
- (2) 粒子の鉛直方向速度は、加速時に正、減速時に負となる傾向があり、夫々、粒子の浮遊による移動層の形成、および粒子の沈降による移動層の停止の様子がうかがえる。しかし、個々の粒子別にみると、鉛直方向速度のばらつきは大きく、粒子間の激しい衝突およびそれによる運動量伝達が生じていることがわかる。
- (3) 粒子の水平方向速度は、移動層の深部では、ほぼまわりの流体の流速と同じとなるが、移動層の上方では、慣性の差により、まわりの流体の速度に遅れた変動をする。
- (4) 比較的深いところの粒子は、直下の粒子を乗り越える形で前進し、より上方の粒子は衝突を繰り返しながら移動する。
- (5) 移動層より上方の流速分布は、座標原点を1粒子径程度上げると、固定床上の振動流の結果と大体一致してくる。乱れや、Reynolds 応力は固定床上の振動流の場合よりも小さくなる。
- (6) 以上より、シートフロー状の砂移動を考える場合、粒子に作用する力としては、上方では粒子と流れとの相対速度による抗力が、中間では粒子間の衝突による力が、下方では圧力勾配に起因する力が重要となるようである。

図-17 a~bには、同様の実験から観察された移動層の厚さを、Shields 数 ψ_m で整理した結果を示す。図中、 δ_m は、粒子が移動している際の移動層の最大厚さ、 δ_s はその移動層が静止した際の厚さである。 δ_s/d は ψ_m が大きいほど大きく、底面せん断応力が大きいほど多層の砂が動くことを示

しており、その関係は両対数紙上で直線である。

δ_m/d もほぼ同様の傾向を示すが、白丸のデータのみ他のものとは異なった様子を示している。これらのデータは細砂を用いたものであり、その場合、他のデータの場合に比較して大量の砂が浮遊状態で移動していることが観察され、移動形態自体が大分異なっている。従来、シートフロー状の砂移動は一つの範疇として分類されていたが、観察および δ_m/d の結果によると少なくとも、浮遊砂が顕著な場合と、底面近くを衝突を繰り返しながら集団で移動する場合の二つには分けられるようである。その限界は、ほぼ $\psi_m = 1$ 程度である。

δ_m と δ_s との比は移動層の平均濃度に関する量である。これは、前述の浮遊砂が顕著になる場合を除くと、ほぼ一定の値となる。すなわち、粒子は静止時の3～4倍にふくれて移動していることとなる。

5.2 シートフロー状の砂移動量

図-18(a)には、シートフロー状の砂移動と判断されるデータのみについて、図-8と同じ軸を用いて整理した結果を示す。図中の実線はMadsen・

Grant (1976)²⁰⁾の式を示す。これより同式は広い範囲の実験データの傾向を表現しているが、粒子別に見た場合、別の関係が存在していることに気がつく、これはMadsen・Grantの式が $\bar{q} \propto \tau_m^3$ を主張しているのに対し、粒子別に見た場合、むしろ $\bar{q} \propto \tau_m^{1.5}$ 程度の関係が存在しているためである。このように、漂砂量式の議論をする際には、 $\bar{q}$ と τ_m の間に何乗の関係を考えるかが重要となる。これは、その漂砂量式が力学的機構を適切に表現しているかどうかということに相当する。もう一つ漂砂量式を論じる上で重要なことは、無次元数として何をとりかということであり、これは関係する物理量をすべて考慮に入れたかどうかということに相当する。シートフロー状の砂移動の場合、図-8の掃流の場合と異なり、衝突により粒子の浮遊を維持させようとする機構と、沈降しようとする粒子の特性とがからみあって現象が規定されているはずである。このことは現象の説明において、沈降速度 w が重要な役割を果たしていることを意味している。図18(a)が用いている無次元量では、沈降速度 w は縦軸の分母に含まれているが、粒径別にデータが分かれるということは、この形のみでは不十分であるということである。

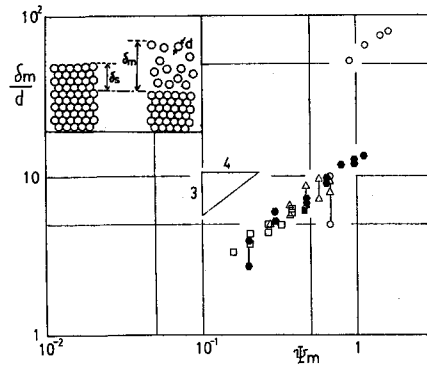


図-17(a) 移動層の厚さ $\delta_m \sim \psi_m$

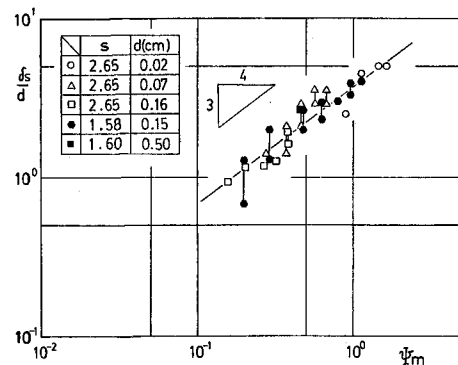


図-17(b) 移動層の厚さ $\delta_s \sim \psi_m$

次に、まったく次元解析だけによってデータを整理する。現象に関わりそうな物理量より、種々の組み合わせの無次元量を作り、シートフロー状の砂移動量を説明しうるかどうかを検討した。そのような整理法の中で、最もよい結果を与えたものを図-18(b)に示す。図中の実線は、

$$\bar{\Phi} = 2.2 \left(\frac{u_{*m}}{w} \right)^3, \quad u_{*m} = \sqrt{\tau_m / \rho} \quad (15)$$

で表わされる経験式である。ところで、この式を変形すると、次のように書くこともできる。

$$\bar{\Phi} = 2.2 \left(\frac{w}{\sqrt{(s-1)gd}} \right)^{-3} \cdot \psi_m^{1.5} \quad (15')$$

これは、次のような意味がある。図-18(a)の両対数グラフでは、縦軸の切辺が粒子毎に異なるが、同一粒子では、 $\bar{\Phi} \propto \psi_m^{1.5}$ となることが認められた。式(15)は、この切辺の値の粒子毎の差を無次元沈降速度の-3乗で表現したことに相当しており、図-18(a)で、とりきれていなかった沈降速度の効果をより適切に加えた改良型の表現と位置づけることができる。この式(15)または(15')がシートフロー状の漂砂量式として推奨される。これを用いるには、まず図-2でシートフロー状の砂移動の生じる領域であることを確認して適用すればよい。

6. おわりに

ミクロに漂砂を論じることにより、少量の砂が掃流で移動する場合と、シートフロー状砂移動についての漂砂量式を導いた。砂漣が生じる場合については、ここで紹介したものをはじめかなりの知見があるものの、漂砂量式としては今一步との感を否めない。近い将来、見通しのよい成果が公表されることを期待する。

ここで紹介した内容の多くの部分が、北海道大学助教授山下俊彦博士との共同研究によるものである。ここに記して謝意を表します。

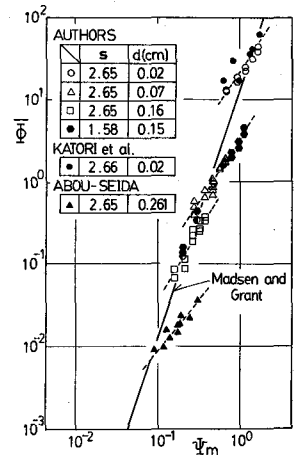


図-18(a) シートフロー状の漂砂量
 $\bar{\Phi} \sim \psi_m$

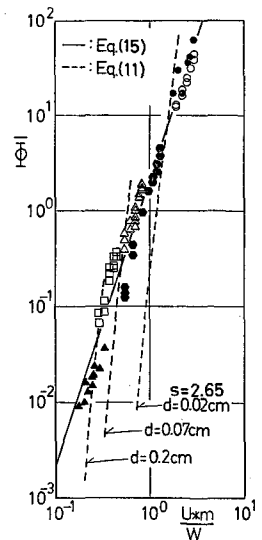


図-18(b) シートフロー状
の漂砂量式
 $\bar{\Phi} \sim u_{*m}/w$

Appendix A. 参 考 書

漂砂，海浜変形，海浜過程については，いずれの海岸工学の教科書においても，かなりの頁数をさいている。これらについては，特に名を挙げる必要はないであろう。

公式集としては，和書，洋書，それぞれ次のものがよい。

- 水理公式集改訂委員会編（1985）：「水理公式集」－昭和60年版，土木学会。
- U. S. Army, CERC（1984）：“Shore Protection Manual” 4th ed.

最近の解説としては，次のものが挙げられる。

- 樫木 亨他8名（1984）：漂砂－特性と海浜変形予測－，海洋科学，Vol.16，372－423.
- 堀川清司（1982）：漂砂－流体力学的観点から，ながれ，Vol. 1，231－237.

成書としては，次のものがある。

- 樫木 亨（1984）：「漂砂と海岸侵食」，森北出版。
- Johnson, W. D.（1919）：“Shore Processes and Shoreline Development”，John Wiley & Sons.
- King, C. A. M.（1972）：“Beaches and Coasts”，Edward Arnold.
- Komar, P. D.（1976）：“Beach Processes and Sedimentation”，Prentice Hall.
- Davis, R. A. Jr.（1978）：“Coastal Sedimentary Environment”，Springer－Verlag.
- Sleath, J. F. A.（1984）：“Sea Bed Mechanics”，John Wiley & Sons.

海岸に限らず，一般的な土砂水理学の成書としては，次のものがある。

- Graf, W. H.（1971）：“Hydraulics of Sediment Transport”，McGraw－Hill.
- Yalin, M. S.（1972）：“Mechanics of Sediment Transport”，Pergamon Press.
- Raudkivi, A. J.（1976）：“Loose Boundary Hydraulics”，2nd ed.，Pergamon Press.
- 河村三郎（1982）：「土砂水理学工」，森北出版。

工学シリーズにおいても，漂砂，あるいは，それに関連して，以下に示すような数多くの優れた講義が行なわれている。必要に応じて参照されるとよい。

- 堀川清司：漂砂論，65－14.
- 福島久雄：漂砂測定法，65－15.
- 富永康照：河口処理について，66－12.
- 岩垣雄一：海岸侵食論，66－17.
- 佐藤昭二：漂砂，66－19.
- 樫木 亨：漂砂，67－12.
- 豊島 修：海岸保全，68－12.
- 堀川清司：漂砂特論，70－05.
- 野田英明：海浜過程，71－B－5.

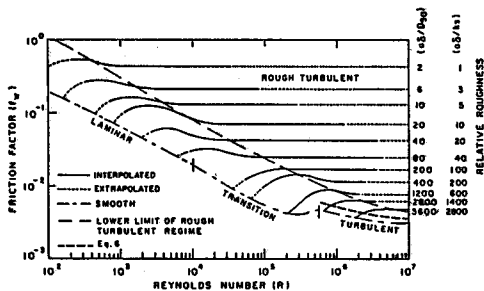
- 佐藤昭二：最近の漂砂対策工法, 72-B-4.
- 堀川清司：沿岸付近の流れ, 72-B-6.
- 土屋義人：海岸土砂収支と海浜変形, 73-B-3.
- 豊島 修：海岸侵食対策, 73-B-4.
- 野田英明：河口閉塞と漂砂, 74-B-4.
- 佐藤昭二：日本沿岸の漂砂特性, 76-B-8.
- 玉井佐一：海浜流と海浜地形, 77-B-4.
- 榎木 亨：海浜過程とその予測, 77-B-3.
- 橋本 宏：漂砂観測, 77-B-6.
- 茂木昭夫：日本沿岸の海底地形, 78-B-3.
- 田中則男：汀線変化の変遷, 78-B-4.
- 西村仁嗣：海浜変形の数値シミュレーション, 78-B-5.
- 渡辺 晃：振動流境界層と海浜過程, 79-B-3.
- 榎木 亨：漂砂の移動機構, 80-B-1.
- 野田英明：海浜地形と海岸構造物, 80-B-9.
- 服部昌太郎：最近の現地観測とその成果について, 81-B-6.
- 尾崎 晃：安定海岸の地形的条件, 81-B-7.
- 橋本 宏：海浜地形の数値計算, 81-B-8.
- 豊島 修：海岸防護, 81-B-9.
- 西谷康男：皆生海岸の離岸堤について, 82-B-7.
- 榎木 亨：移動床模型実験の相似率, 84-B-5.
- 宇多高明：深浅測量データを利用した海浜地形変化の解析法, 84-B-8.
- 砂村継夫：海浜地形の変化, 85-B-7.
- 渡辺 晃：海浜地形の数値モデル, 85-B-9.

Appendix B. 波による底面せん断応力の算定

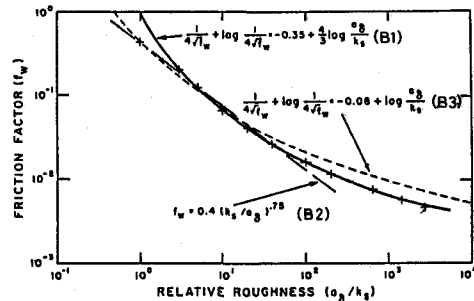
波による砂床の底面せん断応力あるいは振動流境界層については、理論的には Kajiura (1968)¹⁶⁾ の先駆的なモデルが、実験的には Jonsson (1966)¹⁵⁾, Kamphuis (1975)¹⁸⁾ などがある。これらについては渡辺 (水工学シリーズ79-B-3) に詳しい。底面摩擦抵抗係数に関して、現時点で最も信頼しうるものは Kamphuis (1975) の図表であろう。図B-1, 2にそれを示す。図中 f_w は、最大せん断応力 τ_m と最大流速 U_m で定義した抵抗係数, a_d は水粒子の振幅, k_s は Nikuradse の粒径で90%通過砂粒子径の0.5とすればよい。図B-2で、式(B-1), (B-2)は著者の提案している式、式(B-3)は Jonsson (1966) による式である。なお、同じ著者らのものに、Riedel et al

(1972)²²⁾ があるが、著者の説明によると後に発表されたものの方が信頼できるようである。Jonsson (1966), Kamphuis (1975) では、流れと底面せん断応力との位相差については明らかにされていない。これについては Kajiura (1968) の成果が利用できる。

以上のものは固定床に関するものである。シートフロー状の砂移動の場合には、今のところ系統的な成果はない。



図B-1 底面摩擦抵抗係数
 $f_w \sim R$



図B-2 底面摩擦抵抗係数
 $f_w \sim a_s/k_s$

引用文献

- 1) 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, 202-206.
- 2) 榊山 勉・浜本健一・三村信男・渡辺 晃 (1981, 1982) : 砂漣上の振動流に関する実験的研究 1, 2, 第28回海岸工学講演会論文集, 237-241, 第29回海岸工学講演会論文集, 254-258.
- 3) 沢本正樹・山口清一 (1978) : 進行波による砂漣上の境界層内の流れおよび浮遊砂に関する研究, 東工大土木研究報告, No. 23, 1-30.
- 4) 沢本正樹・山口清一 (1979) : 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, 107-113.
- 5) 沢本正樹・山下俊彦・北村 匡 (1981) : 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, 232-236.
- 6) 沢本正樹・山下俊彦・山口修一 (1983) : 拡大相似模型を用いた砂漣上振動流の測定, 東工大土木研究報告, No. 31, 157-168.
- 7) 沢本正樹・山下俊彦 (1985) : 波による半周期漂砂量, 土木学会論文集, II, (掲載予定)
- 8) 田中則男 (1983) : 日本沿岸の漂砂特性と沿岸構造物築造に伴う地形変化に関する研究, 港湾技研資料, No. 453.

- 9) 日野幹雄・山下俊彦・米山 晋 (1982) : 波による砂粒子の運動と掃流砂量に関する研究, 第29回海岸工学講演会論文集, 213-217.
- 10) Abou-Seida, M. M. (1965) : Bed load function due to wave action, Univ. of Cal., Berkeley, Hydraulic Engineering Lab. Rep. HEL-2-11.
- 11) Du-Toit, C. G. and J. F. S. Sleath (1981) : Velocity measurements close to rippled beds in oscillatory flow, J. F. M., Vol. 112, 71-96.
- 12) Eagleson, P. S. and R. G. Dean (1961) : Wave-induced motion of bottem sediment particles, Trans. of ASCE, Vol. 126, Pt. 1, 1162-1189.
- 13) Einstein, H. A. (1950) : The bed-load function for sediment transportation in open channel flows, U. S. Dept. of Agric., Soil Conservation Service, Tech. Bull. No. 1026.
- 14) Homma, M. and K. Horikawa (1963) : Suspended sediment due to wave action, Proc. of 8th ICCE, 168-193.
- 15) Jonsson, I. G. (1966) : Wave boundary layers and friction factors, Proc. of 10th ICCE, 127-148.
- 16) Kajiura, K. (1968) : A model of the bottom boundary layer in water waves, Bull. Earthq. Res. Inst. Vol. 46, 75-123.
- 17) Kalkanis, G. (1964) : Transportation of bed material due to wave action, U. S. Army, Corps of Engineers, CERC, Tech. Memo No. 2.
- 18) Kamphuis, J. W. (1975) : Friction factor under oscillatory waves, Proc. of ASCE, Vol. 101, WW2, 135-144.
- 19) Kaneko A. (1981) : A study of sand ripples generated under oscillatory flow, Thesis Dissertation, Kyushu University.
- 20) Madsen, O. S. and W. D. Grant (1976) : Sediment movement in the coastal environment, Rep. No. 209, R. M. Parsons Lab. MIT.
- 21) Nakato, To, F. A. Locher, J. R. Glover and J. F. Kennedy (1977) : Wave entrainment from rippled beds, Proc. of ASCE, Vol. 103, WW1, 83-99.
- 22) Riedel, H. P., J. W. Kamphuis and A. Brebner (1972) : Measurement of bed shear under waves, Proc. of 13th ICCE, 587-603.
- 23) Sawamoto, M., T. Yamashita and T. Kitamura (1982) : Measurements of turbulence over vortex-ripple, Proc. of 18th ICCE, 282-296.