

流砂の時間軸上の非平衡性を考慮した漂砂量式

中川 博次*・辻本 哲郎**・後藤 仁志***

1. はじめに

岸沖漂砂に関しては、Madsen and Grant (1976) の式をはじめ多くの漂砂量式が提案されているが、それらの多くは、半周期平均ないしは net の漂砂量を Shields 数の最大値と関係付けるもので、準定常の仮定に基づいて誘導されたものであり、非定常掃流過程を直接的に取り扱った研究はほとんど見られない。このような研究の現状は、通常、海浜変形を論じる上では、波動 1 周期間の net の漂砂量の精度良い推定が重要であって、周期内の漂砂の非定常性の議論に対する実用上の要請がそれほど大きくなかったことを反映したものと思われるが、次のような観点からすると、必ずしも充分ではない。

海浜変形の前測に際して、まず、多くの漂砂量式の中から 1 つを選択する必要があるが、既存の漂砂量の実験データはかなりのばらつきを持っているため、データのばらつきの範囲内で種々の漂砂量式を提案することが可能であり、実験データとの一致のみを拠り所に漂砂量式の優劣を決めるのは適当ではないと考えられる。さらに近年、水域環境の高度な制御が要求されるようになり、岸沖漂砂量ばかりでなく河川・海岸の干渉領域における漂砂量の推定が必要となり、既存の実験値が存在しない範囲に漂砂量式を外挿して用いることも必要になってきている。すなわち、砂粒子運動の力学的機構に基づいた漂砂量式の検討が、なお必要なものとして、クローズアップされる。

辻本・後藤・中川 (1992) は、一方向流に海岸域の波と同程度の周期を有する振動流を重ねた場での掃流過程を、Einstein 型の確率モデルを基礎にして、時間軸上の非平衡掃流砂過程として記述し、砂粒子の運動機構に関する数値シミュレーションによって、モデルの構成要素である pick-up rate と moving period の検討を行った。本研究では、このシミュレーションモデルを沢本・山下 (1985) により計測された波動場における pick-up rate から deposit rate への変換過程に適用して検討するとともに、

振動流・一方向流共存場において種々の条件下でのシミュレーションを実施し、その結果に基づいて、半周期および net の掃流漂砂量式を提案する。ただし、波動場は、振動流と一方向流の重ね合わせとして近似されたものである。

2. シミュレーションの概要

掃流過程の確率過程としての性格は、底面に存在する不規則な突起との衝突事象により規定されるから、衝突事象の確率過程としての特性をいかに表現するかが、現象理解の鍵である。中川・辻本・細川 (1978) は、掃流過程を①突起との衝突過程と②衝突と衝突の間の移動過程とに分割してモデル化し、定常等流条件での掃流過程の検討を行った。図-1 は中川らのモデルを模式的に表現したものである。さらに、辻本ら (1992) は、中川らのモデルの考え方を非定常掃流過程に適用し、振動流・一方向流共存場における掃流過程の検討を行った。

①の過程は、階段状突起を剛体球が乗り越す過程に古典力学的考察を加えてモデル化され、突起との衝突直前・直後の砂粒子速度 u_{in} , u_{out} の関係は、

$$\frac{u_{out}}{\sqrt{gd}} = \sqrt{\left(\frac{1+4k^2/d^2-2A_*}{1+4k^2/d^2} \right)^2 \frac{u_{in}^2}{gd} - 2A_*B_*} \quad \dots\dots\dots (1)$$

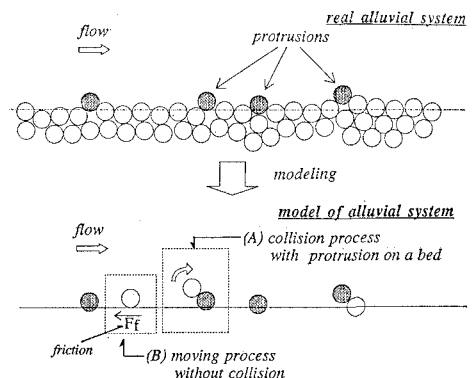


図-1 掃流過程の概念図

* 正会員 工博 京都大学教授 工学部環境地球工学教室
 ** 正会員 工博 金沢大学助教授 工学部土木建設工学科
 *** 正会員 工修 京都大学助手 工学部土木工学教室

$$B_* = (\sigma/\rho - 1) / \{(\sigma/\rho + C_M)(1 + 4k^2/d^2)\}$$

$$k = \sqrt{I_G/M}; I_G = 2d^3M/5; M = \rho(\sigma/\rho + C_M)A_3d^3$$

$$\dots\dots\dots (2)$$

で与えられる。ここに、 d : 砂粒径、 g : 重力加速度、 σ : 砂粒子の密度、 ρ : 水の密度、 C_M : 付加質量係数、 A_3 : 3次元形状係数である。中川ら(1978)は、定常等流条件下で突起の分布を測定した結果から、比較的広範囲の水理条件に対して、 Δ_* ($=\Delta/d$, Δ : 突起高さ)は指数分布に従い、突起の出現間隔は、平均(5.0~7.0) d 、変動係数 0.6~0.7 の Gamma 分布に従うとしている。

さらに衝突の際には、底面を構成する砂粒子がずれ動くことにより、エネルギー損失が生じるが、この点を考慮して、衝突後の移動断続条件

$$u_{out} > \beta_1 u_{in} \dots\dots\dots (3)$$

を課すこととした。ここに、 β_1 : 非弾性衝突の効果を表す定数で、実験的に決めることとする。

②の過程は、砂粒子の運動に滑動形式の運動方程式

$$\rho(\sigma/\rho + C_M)A_3d^3 \frac{du_p}{dt}$$

$$= \frac{1}{2}C_D\rho|u - u_p|(u - u_p)A_2d^2$$

$$+ \rho(1 + C_M)A_3d^3 \frac{du}{dt} - g(\sigma/\rho - 1)A_3d^3\mu_f$$

$$\dots\dots\dots (4)$$

を用いて追跡される。ここに、 u_p : 砂粒子の移動速度、 C_D : 抗力係数、 A_2 : 2次元形状係数である。なお、動摩擦係数 μ_f は、中川ら(1978)による実験式

$$\mu_f = \frac{0.5\mu_{f0}}{(\mu_p/\sqrt{gd})^2 + 0.5} \dots\dots\dots (5)$$

を用いて砂粒子移動速度と関係づけて評価される。ここに、 μ_{f0} : 静止摩擦係数である。

3. 波動場における deposit rate の予測

第2章で述べた辻本ら(1992)のシミュレーションモデルにより、沢本・山下(1985)による波動場における deposit rate の実験の再現を試みる。

辻本ら(1992)の振動流・一方向流共存場における実験(図-2(a))では、砂粒子が pick-up される位相と deposit される位相とはオーバーラップしており、ある位相では pick-up と deposit が同時に生じている。これに対して、沢本らの実験(図-2(b))では、砂粒子が pick-up される位相と deposit される位相とは明確に分かれている。一般に主流速が有意な変動を呈する場合、砂粒子の移動過程は、①主流速の変化による流体力の変化(決定論的要因)と②河床突起との不規則衝突(確率論的要因)の両方に規定されるが、沢本らの実験結果と辻本らの実験結果の相違は、①②の要因の影響の大小によるものと考えられる。すなわち、辻本らの実験では、②の要因が支配的であり、現象が全体として確率論的な

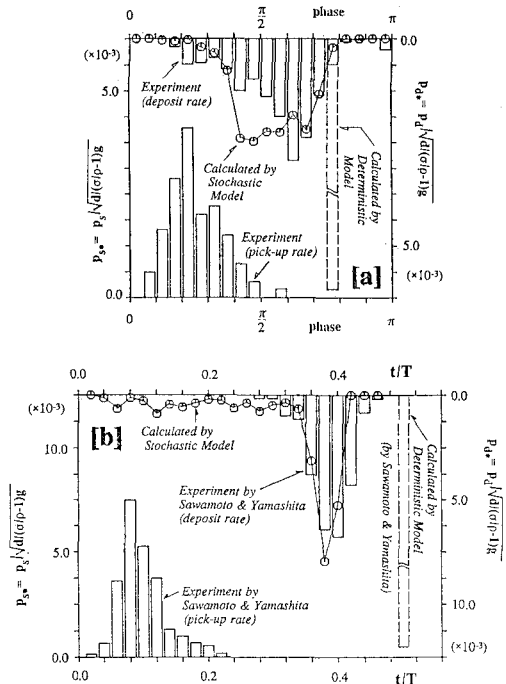


図-2 deposit rate の位相変化

ものとなり、pick-up と deposit が混在する位相が卓越するのに対し、沢本らの実験では、①の要因が支配的であり現象の決定論的側面強調されて、pick-up と deposit の位相が明確に区分された。

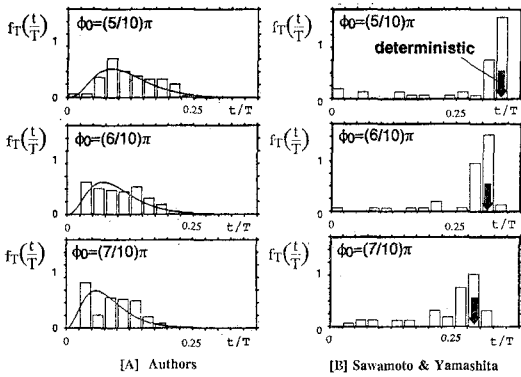
辻本ら(1992)によると、瞬間 deposit rate $p_d(t)$ は、

$$p_d(t) = \int_0^\infty p_s(t-\tau)f_T(\tau|t-\tau)d\tau \dots\dots\dots (6)$$

で与えられる。ここに、 $p_s(t)$ は時刻 t における pick-up rate、 $f_T(\tau|t)$ は、時刻 t に pick-up された砂粒子の移動継続時間(moving period)が τ である確率密度関数である。沢本らの実験では、pick-up rate が実測されているので、pick-up rate について実験値を与え、シミュレーションから moving period の確率密度関数を求めると、式(6)の積分によって、deposit rate が推定される。

確率モデルを組み込んだ数値シミュレーションにより、pick-up から deposit への変換過程が良好に説明されることが図-2 から分かる。図中には沢本らによる決定論的モデルの計算結果も併せて示しているが、決定論的モデルでは、deposit rate が分布することを表現できない。もちろん、決定論的モデルにおいても、摩擦係数を適切に選べば、deposit rate 分布の重心を実験値の重心に合わせることは可能である。

なお、モデル中の底面との接触の程度を表すパラメー



図—3 moving period の確率密度関数

タについては実験結果との適合性を考慮して、非弾性衝突効果を示すパラメータ $\beta_1=0.05$ 、静止摩擦係数 $\mu_0=0.4$ (灘岡ら (1983) が重複波のもとでの砂粒子の移動を数値模擬する際に用いた静止摩擦係数 0.5 と比較的近い値) を用いることとした。

次に、沢本らの実験と辻本らの実験を数値模擬した際の moving period の確率密度関数を比較したのが、図—3 である。沢本らの実験では確率密度関数が決定論的な停止位相付近に集中した分布を呈しているのに対して、辻本らの実験では確率密度関数はよりなだらかな広範囲な分布となっている。決定論的要因がより支配的であるほど確率密度関数は集中分布し、確率論的要因が支配的であるほど広範囲に分布するから、シミュレーション結果から得られた確率密度関数の形状特性は、沢本らの実験では決定論的側面が、辻本らの実験では確率論的側面が、支配的であったことを反映したものと言える。このことは、この章の初めに述べた pick-up rate 分布と deposit rate 分布のオーバーラップの有無に関する考察結果を、掃流過程の内部機構の観点からとらえ直したものである。

4. 振動流・一方向流共存場における掃流砂量

本シミュレーションモデルは、波動場における非定常掃流過程を良好に再現するものと期待されるが、実用的な観点からすると、シミュレーション結果を簡便な漂砂量式として表現しておくことが必要である。

辻本ら (1992) によると、瞬間流砂量は

$$q_B(t) = \frac{A_2 d}{A_3} \int_0^\infty p_s(t-\tau) u_g(t-\tau) \cdot \int_\tau^\infty f_T(\xi|t-\tau) d\xi d\tau \dots\dots\dots (7)$$

で与えられる。ここに、 $u_g(t-\tau)$ は時刻 $t-\tau$ に pick-up された砂粒子が時間 τ だけ運動し続けた時の移動速度である。

本研究では、正弦波型の流速変動下における砂粒子の移動過程を対象とする。pick-up rate は加速度の効果を考慮して推定し (辻本ら, 1992), 第 2 章のシミュレーションによって moving period の確率密度関数と砂粒子移動速度を推定する。そして、式 (7) によって漂砂量の時間変化が求められる。シミュレーション結果は、半周期平均漂砂量および net の漂砂量として整理され、それらの推定式の提案が検討される。

(1) 底面近傍流速の評価

pick-up rate は水理量の変化に即時的にตอบสนองするため瞬間の水理量だけを考慮して評価できるが、moving period は砂粒子の運動履歴に依存する。流砂量は、pick-up rate と moving period の重畳積分として定式化されるから、流砂量も砂粒子の運動履歴に依存し、主流速の波形が違えば、流砂量の時間変化波形にも違いが生じる。すなわち、流砂量の時間変化波形は、厳密には底面近傍流速の時間変化波形ごとに異なったものとなる。ただし、ここでは最も基本的な場合として、正弦波型の底面流速の変動を考慮することとする。

田中 (1990) による波・流れ共存場における底面摩擦係数の陽形式近似式を用いると、一方向流による底面せん断力と底面せん断力の振幅が求められ、摩擦速度の変動幅 u_{*w} と変動の中心 u_{*cr} が評価される。

摩擦速度の時間変化波形は、

$$u_{*}(t) = u_{*w} \cdot \sin \omega t + u_{*cr} \dots\dots\dots (8)$$

で表されるものと仮定する ($\omega=2\pi/T$; T : 変動周期)。平均水底面よりの高さ $y-d/2$ における底面近傍の局所流速と摩擦速度 u_* との関係には、対数則を用いる。

$$\phi_p = \frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{30.1 \chi d}{k_s} \right) \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 κ : Karman 定数、 χ : 砂粒 Reynolds 数の効果を考慮した補正係数、 $k_s = \alpha d$, $\alpha=1.0$ であり、これらによって局所流速を評価する。底面近傍の局所流速 u と摩擦速度 u_* との位相差は無視されるとき、近似的に $d\phi_p/dt=0$ として、局所流速の時間微分は

$$\frac{du}{dt} = \phi_p \frac{du_*}{dt} \dots\dots\dots (10)$$

によって評価する。

(2) 正弦波型の主流速の変動下における掃流過程 (一方向流のない場合)

辻本・後藤・中川 (1992) は、中川・辻本 (1979) 式に加速度の効果を考慮した補正係数 k_2, k_3 を導入して、非定常流れ場における pick-up rate の推定式

$$p_{s*} = p_s \sqrt{d/(\sigma/\rho-1)g} = F_0 \tau_* \left(1 - \frac{k_2 \tau_* \omega}{\tau_*} \right)^{k_3 m} \dots\dots\dots (11)$$

を提案している。ここに、 m, F_0 は経験定数であり、辻本ら (1992) が実験結果との適合性を考慮して定めたを

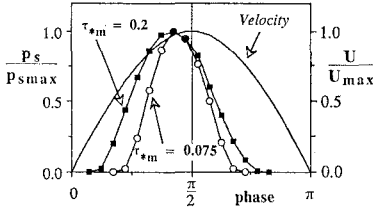


図-4 pick-up rate

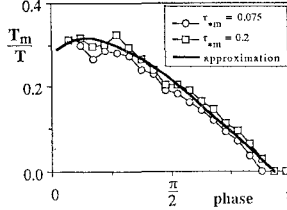


図-5 moving period

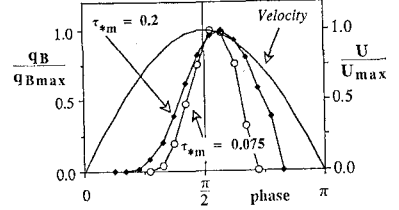


図-6 漂砂量の時間変化

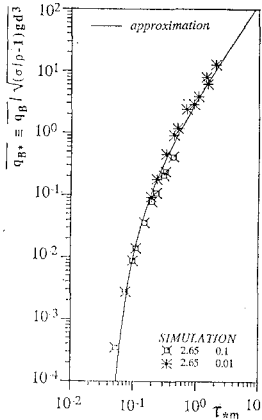


図-7 半周期漂砂量式

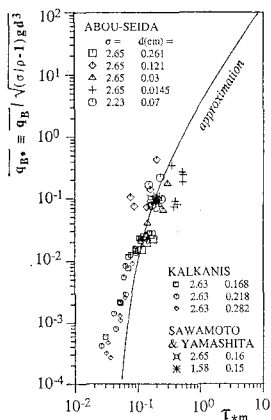


図-8 実験値との比較

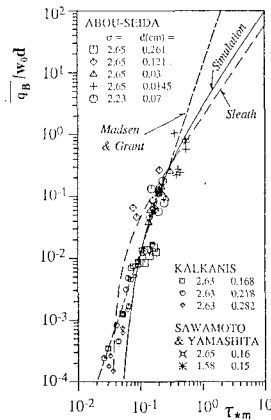


図-9 既往の漂砂量式

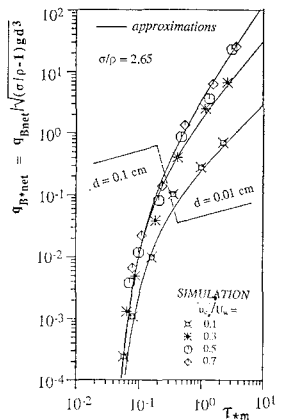


図-10 net の漂砂量

$m=3$, $F_0=0.078$ 用いることとする。なお、加速度の効果を表す補正係数 k_2, k_3 については、自然砂を対象とした離脱過程の数値シミュレーションを実施して、辻本ら (1992) の提案する近似式が、自然砂に対しても適用できることを確認している。

正弦波型的主流速の変動下における pick-up rate の挙動を示したのが、図-4 である。加速度の効果を考慮した補正を行わなければ位相 $\pi/2$ に対して対称となるはずの pick-up rate が、補正の効果で位相 $0 \sim \pi/2$ で促進され、位相 $\pi/2 \sim \pi$ で抑制されることによって、流速より位相が進んだ分布を呈している。また、掃流力が増加すれば pick-up rate 分布の範囲が広がることから図から理解できるが、これは、掃流力の増加に伴い移動限界位相が早くなることに対応している。

主流速が正弦波型で変動する場合の砂粒子の移動過程のシミュレーションを実施し、moving period の平均値の特性を示したのが、図-5 である。掃流力の差による顕著な差は見られず、同一の近似曲線

$$\frac{T_m}{T} = \left(0.45 - \frac{t}{T}\right) \cdot E_M + 0.28(1 - E_M)$$

$$E_M = 1 - \exp\left(-\frac{2}{B_M} \frac{t}{T}\right); \quad B_M = 0.3 \dots \dots (12)$$

で良好に近似できる。なお、底面との接触の程度を規定するパラメータ β_1, μ_{f0} については沢本・山下 (1985)

の実験に用いられたのと同程度の範囲の粒径、比重を有する砂粒子を対象として設定し、 $\beta_1=0.05$, $\mu_{f0}=0.2$ を用いている。

図-6 に漂砂量の時間変化を示す。pick-up rate の場合とは対照的に、立ち上がり部分が緩やかで、ピークを過ぎた後に急速に減少する傾向が見られ、漂砂量のピークは流速のピークより遅くなっている。

5. 半周期漂砂量と net の漂砂量

海浜変形の予測の観点からは、半周期漂砂量あるいは net の砂漂量の把握が重要であるので、シミュレーション結果を、半周期漂砂量式、net の漂砂量式の形に整理する。図-7 は、数値模擬された漂砂量の時間変化を半周期にわたり積分して求められた半周期流砂量を示している。図中の実線は、近似式

$$\bar{q}_B^* = \frac{\bar{q}_B}{\sqrt{(\sigma/p-1)gd^3}}$$

$$= 4.0\tau_{*m}^{3/2} \left(1 - \frac{\tau_{*c0}}{\tau_{*m}}\right)^{m_B}; \quad m_B = 6.0 \dots \dots (13)$$

であり、 τ_{*m} は流速振幅の最大値である。比重 2.65、粒径 0.1 cm と 0.01 cm の粒子を対象に実施されたシミュレーション結果が示されているが、どちらについても式 (13) が適用可能で、式 (13) の表現の粒径への依存

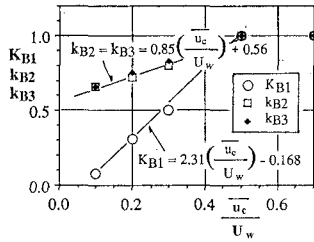


図-11 補正係数

性が低いことが示されている。なお、図-8 は、式(13)と既存の実験値とを比較したものである。

次に、漂砂量式によく用いられる無次元表示 $\bar{q}_B/w_0$ (w_0 :沈降速度)を用いて式(13)を表示し、Madsen・Grant (1976), Sleath (1973)の漂砂量式とともにプロットしたのが、図-9である。Sleathの漂砂量式では無次元量 $\bar{q}_B/\omega d^2$ (ω :角周波数)が採用されているが、シミュレーション条件を考慮して、振動周期 $T=1$ sec, $d=0.1$ cmの球状粒子の場合を対象とし、

$$\frac{\bar{q}_B}{w_0 d} = \bar{q}_{B*} \cdot \sqrt{\frac{4C_D}{3}}; \quad C_D = \frac{24}{R_e} + 0.4; \quad R_e = \frac{u_* d}{\nu} \quad (14)$$

を用いて無次元表示 $\bar{q}_B/w_0 d$ に換算して表示している。図-9に示すように、実験データはある程度のばらつきを持っており、データとの適合性だけで漂砂量式の優劣を決めるのは妥当ではないと思われる。

なお、本シミュレーションで想定した砂粒子の移動機構の適用性が期待できる限りは、シミュレーション結果の近似式は単なる近似式ではなく、力学的機構に裏付けられた結果であると言えることができる。シミュレーション結果は、掃流力の大きい領域で流砂量が τ_{*m} の3/2乗に比例するという傾向を示しており、Sleathの式の傾向を支持している。

次に、一方向流がnetの漂砂量に与える影響を調べるため、一方向流速と流速振幅の比 $\bar{u}_0/U_w$ を変化させてシミュレーションを実施した。 $\bar{u}_0/U_w$ をパラメータとしてnetの流砂量をプロットしたのが、図-10である。なお、図中の τ_{*m} は順流時(振動流と一方向流が同じ向きするとき)の最大値(すなわちせん断力の振幅と一方向流によるせん断力の和)を示している。図中の曲線は

近似曲線

$$q_{B*net} = K_{B1} 4.0 \tau_{*}^{(3/2)K_{B2}} \left(1 - \frac{k_2 \tau_{*0}}{\tau_{*m}} \right)^{K_{B3} m_D} \quad (15)$$

である。 $\bar{u}_0/U_w$ が0.5以上になると、逆流時の漂砂量が十分に小さく、netの漂砂量は、 τ_{*m} を順流時の最大値としたときの式(13)で、近似的に表現できる。一方向流の流速が小さくなるに連れ、順流時と逆流時の差が小さくなり、順流時と逆流時で相殺され、netの漂砂量が減少する。式(15)に導入された補正係数 K_{B1} , k_{B2} , k_{B3} (図-11参照)は、 $\bar{u}_0/U_w$ による上記の影響を表すためのものである。図-11によって $\bar{u}_0/U_w$ に対する補正係数を求め、式(15)に代入すれば、netの流砂量が評価される。

6. おわりに

本研究では、辻本ら(1992)の砂粒子の運動機構に関する数値シミュレーションを用いて、振動流・一方向流共存場における掃流砂量についてのシミュレーションデータを系統的に収集し、結果をまとめて半周期漂砂量式とnetの漂砂量式を導いた。

最後に、データ処理について、当時の京都大学大学院生 仙波克君(現、鹿島建設)の協力を得たことを付記し、謝意を表する。

参考文献

- 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, 第363号, pp. 195-204.
- 田中 仁(1990): 波・流れ共存場における底面摩擦係数の陽形式近似式, 土木学会論文集, 第417号, pp. 285-288.
- 辻本哲郎・後藤仁志・中川博次(1992): 時間軸上に展開された非平衡流砂過程のモデル化, 土木学会論文集, 第443号, pp. 37-46.
- 中川博次・辻本哲郎(1979): 砂れきの運動に伴う移動床砂面の擾乱発生過程, 土木学会論文集, 第291号, pp. 53-62.
- 中川博次・辻本哲郎・細川泰廣(1978): 移動床における掃流砂れきの不規則運動性状について, 京都大学防災研究所年報, 第22号B-2, pp. 553-573.
- 灘岡和夫・入江 功・近藤隆道・寺崎賢次(1983): 重複波のもとでの砂移動のメカニズムについて, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 209-213.
- Madsen, O. S. and Grant, W. D. (1976): Sediment transport in the coastal environment, Rep. No. 209, Ralph M. Parsons Laboratory, M.I.T.
- Sleath J. F. A. (1987): Measurement of bed load in oscillatory flow, Proc. ASCE, vol. 104, WW4, pp. 291-307.