

二次元海浜変形と岸沖漂砂

利穂吉彦*・渡辺 晃**・堀川清司***

1. 緒 論

砂浜海岸の地形変化を定量的に予測するためには、与えられた外力条件のもとでの漂砂量の場所的分布を精度よく評価する必要がある。従来より海浜変形に関する数多くの研究がなされ相当の成果が挙げられてきたが、漂砂現象の力学的機構や定量的評価という面では、われわれの知識は未だ充分とはいえない。

著者らは前報¹⁾において、二次元海浜変形の実験資料をもとに、岸沖漂砂量を地形変化より算出しその分布特性を論じた。本論文においては、岸沖漂砂量の定量的把握を目的として、その後追加した実験結果をも用いて、砂漣の特性や底質の移動方向と量などに関して若干の考察を行なう。

2. 二次元海浜実験

(1) 実験条件および方法

前回¹⁾と同様に、長さ 25m、深さ 1.5m、幅 0.8m の二次元造波水路を用いて海浜変形の実験を行なった。水路端に一樣勾配に砂を敷き均したのち波を作用させ、所定時間経過後に波を止めて電気抵抗式砂面計等により地形を測定した。水面変動波形の測定は容量式波高計により、碎波帯内外の地形変化域各点で行なった。波の作用時間 1 時間のものは、前回の実験と合わせて、粒径 2 種類 (0.2mm, 0.7mm)、初期勾配 3 種類 (1/10, 1/15, 1/20)、周期 3 種類 (1.0s, 1.5s, 2.0s)、波高 3~5 段階の組合せで合計 65 ケースである。さらに、碎波帯内外の流況と浮遊漂砂の特性等を把握する目的で、波の作用時間を 20~30 時間とし、初期勾配 1/10, 1/15, 周期 1.5s, 2.0s で波高を 2 段階に変化させ、8 ケースの実験を行なった。流況は染料を投入して観察した。

(2) 実験結果

実験で観察された特徴的な現象を以下に述べる。粒径 0.2mm の細砂のケースでは、地形変化域のほぼ全体に砂漣が形成され浮遊砂が卓越していることが認められ

た。ただし碎波帯内における浮遊砂の運動は沖浜帯で見られる砂漣周辺渦による巻き上げ浮遊のパターンと異なり、定常流の影響をより強く受け、浮遊砂はこの流れにより運ばれるように観察された。染料による流況観察の結果、底面近傍の定常流成分の特徴として次のことがいえる。一般には碎波点近傍沖側ではやや岸向き、碎波帯内ではかなり顕著な沖向き、汀線近傍では再びやや岸向きとなる。ただしこのパターンは碎波型式や碎波帯幅と碎波帯内底面勾配等にも密接に関連するように思われた。例えば、spilling 型、plunging 型、surging 型と碎波型式が変化するに従い、碎波帯内の沖向き定常流は顕著でなくなり、特に surging 型碎波においては碎波帯における沖向き流れは認められず、汀線近傍の岸向き流れが碎波帯全域に広がる様相を示した。また沖浜帯における岸向き定常流もかなり顕著であり、底面近傍ではほぼ全域で岸向きの定常流が存在するように思えた。一般に定常流成分は時間が経過し海浜変形が進行するにつれて小さくなる。

細砂で周期 2.0s の波形勾配の小さい場合、沖波条件が同じでも、初期勾配 1/10 ではほぼ全域で岸向き漂砂が卓越するのに対し、初期勾配 1/20 では汀線近傍を除いて沖向き漂砂が卓越した。この傾向は波作用時間が 20 時間を越えた後も認められた。

粒径 0.7mm の粗砂のケースでは掃流砂が卓越していたが、碎波帯内では波峯通過時に舞い上げられた砂が浮遊状態で岸方向へ運ばれる現象が観察されることがあった。初期勾配 1/10 のケースにおいては沖浜帯に砂漣が形成され、砂漣クレスト上にわずかながら浮遊砂が観察されたが、それらの浮遊砂は半周期間には沈降し漂砂量への寄与は小さい。

3. 考 察

(1) 砂漣の発生限界

漂砂は掃流砂と浮遊砂に分けて扱われることが多い。両者は互いに複雑に関連しているが、砂漣による砂の巻き上げ現象の有無により卓越する移動形態を判定できよう。砂漣のスケールが底面近傍の水粒子軌道全振幅に関係し、また底質粒径に応じて砂漣の最小スケールが存在

* 正会員 工修 (株)鹿島建設 東京土木本部工務部

** 正会員 工博 東京大学助教授 工学部土木工学科

*** 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

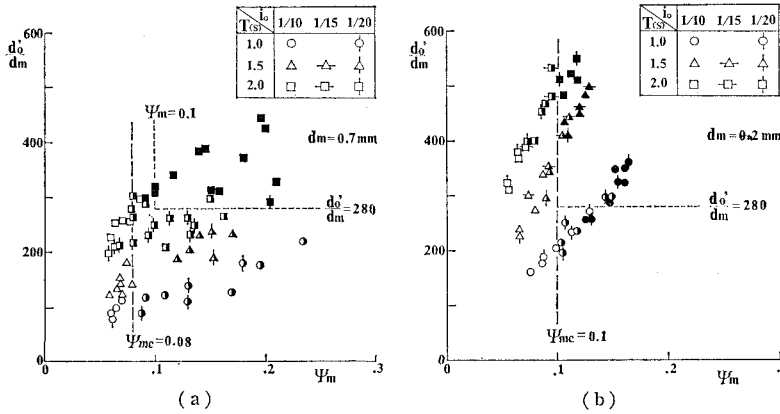


図-1 移動限界および砂漣発生限界

することを考慮して、今回の実験で観察された砂漣の存在の有無をまとめたものが図-1である。(a), (b)はそれぞれ粒径 0.7mm, 0.2mm に対するもので、縦軸は底面軌道全振幅 d'_0 と粒径 d_m の比、横軸はシーلز数 Ψ_m である。ただし d'_0 は波の有限振幅性を考慮して次式²⁾で求めた。

$$d'_0 = 4\alpha(1-\alpha)d_0, \quad \alpha = \eta_0/H \dots\dots\dots(1)$$

ここで、 d_0 は微小振幅波理論より求まる全振幅、 η_0 は平均水面からの波頂高、 H は波高である。図中の白印は砂移動がないことを示し、半黒印は砂漣が存在せず掃流状態のみでの砂移動、黒印は砂漣が存在し浮遊砂が生じていることを示す。この図によれば砂漣の発生限界は粗砂、細砂ともに次式で与えられる。

$$d'_0/d_m \geq 280 \quad \text{かつ} \quad \Psi_m \geq 0.1 \dots\dots\dots(2)$$

水平床上で得られている過去のデータについて同様の分類を行なったところ、比重が小さく粒径の大きな底質(ポリエチレン、ポリスチロール粒など)では、 d'_0/d_m の限界値がかなり小さくなることがわかった。図-2 は底質が砂の場合に対する従来の水平床実験^{3)~5)}の結果をまとめたものである。ただし、図-1 とは異なりプロット

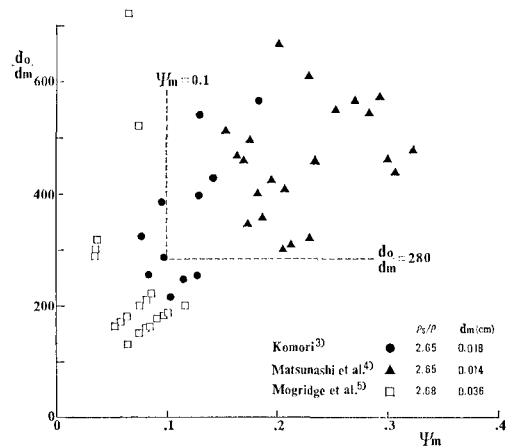


図-2 砂漣発生限界の比較

した点は全て砂漣の存在を意味する。Mogridge ら⁵⁾のデータは波動水槽および振動流水槽で得られたものであるが、通常考えられる初期移動限界以前に既に砂漣が存在しており、実験方法等に若干疑問がもたれる。彼らのデータを除けば、底質が砂の場合の砂漣の発生限界は式(2)によりほぼ判定され、漂砂の移動形態の分類の目安とすることができる。

(2) 砂漣の波長

浮遊砂と密接な関係をもつ砂漣の波長について、粒径 0.2mm の細砂に対する実験結果を整理したものが図-3 である。縦軸は砂漣波長 λ 、横軸は式(1)で計算された底面近傍軌道全振幅 d'_0 である。図中黒印は碎波帯内の砂漣を意味する。斜面上で波が変形する場合でも、従

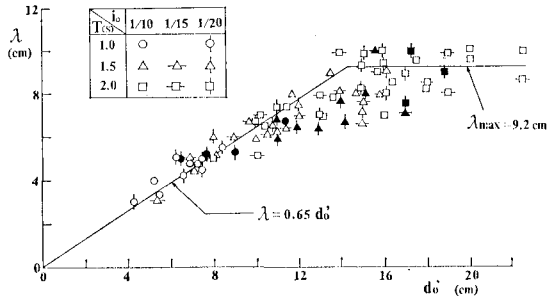


図-3 砂漣波長と軌道全振幅の関係

来よりいわれているように、 λ と d'_0 の間には最大波長 λ_{max} までは比例関係が成立することがわかる。

$$\lambda = 0.65d'_0 \quad (\lambda < \lambda_{max}) \dots\dots\dots(3)$$

なお、 λ_{max} は Bagnold⁹⁾ の示した関係式 $\lambda_{max}/\sqrt{d_m} \approx 60$ (単位 cm) の関係をほぼ満たしている。底勾配が緩やかで碎波帯が広いと砂漣は碎波帯内にも形成される。図-3 によれば、碎波帯内では d'_0 の評価の問題があるが砂漣波長については沖浜帯とほぼ同様の関係があるといえよう。

(3) 浮遊砂の舞い上り高さ

浮遊砂の舞い上り高さ ΔH を、砂漣波長 λ および底面流速の全振幅 u_a に比例、沈降速度 w_0 に反比例するとし、巻き上げの方向角が波の有限振幅性の尺度 $\alpha = \eta_0/H$ に関係することを考慮して、 ΔH と $\alpha \lambda u_a/w_0$ の関係を示したものが図-4 である。舞い上り高さは目視および 8 ミリフィルムよりの読取りによったもので、その判定基準にあいまいさがあるが、ほぼ次式の関係が成立する。

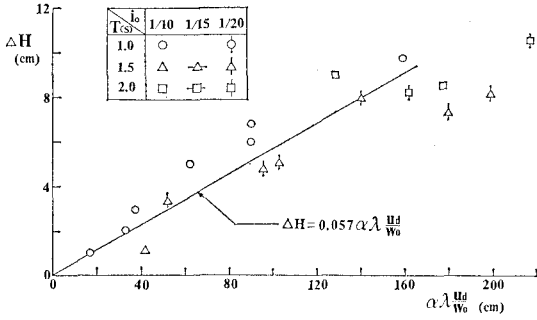


図-4 浮遊砂の舞い上がり高さ

$$\Delta H \approx 0.057 \alpha \lambda u_0 / w_0 \quad (4)$$

舞い上がり高さは浮遊砂の正味の移動方向や移動量をより合理的に評価するためにも重要と考えられるので、今後更に検討を進める必要がある。

(4) 浮遊砂の卓越方向

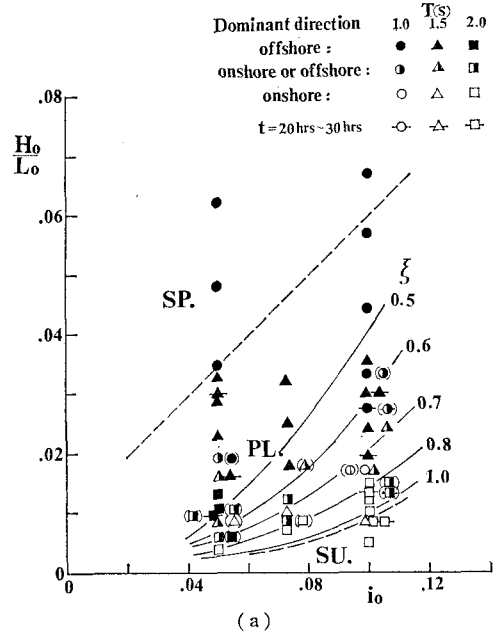
掃流砂は波の有限振幅性にともなう底面流速の岸沖非対称性のために、ネットとしては一般に岸向きに移動する。一方、浮遊砂の場合、砂漣岸側斜面に発生する渦の影響を受け、沖向きの砂移動が卓越する傾向がある。ところが、本実験では粒径 0.2mm の細砂では全ケースで浮遊砂が卓越していたにもかかわらず、波形勾配が小さくしかも底面勾配の大きなケースにおいてはほぼ全域にわたり岸向き漂砂が卓越した。浮遊砂の場合、底面勾配による重力の効果を考えることは不自然であり、底面勾配は波の変形を通じて間接的に浮遊砂輸送に影響すると考えた方が妥当であろう。

実験中の観察より底面近傍定常流成分が浮遊砂の方向にかなり影響していると判断され、また定常流パターンは碎波型式と関連が深いことが見出された。ここでは、碎波型式に関係する量として Battjes⁷⁾ の提案した surf similarity parameter $\xi = i_0 / \sqrt{H_0 / L_0}$ (i_0 : 初期底勾配, H_0 / L_0 : 沖波波形勾配) をとりあげて、浮遊砂の卓越方向を考えてみる。今回の実験結果をまとめたものが図-5(a)である。図中で横棒を付した記号は波作用 20 時間以上のものに対応し、また () 内の記号は判断基準によりこのようにも分類しうることを意味する。この図より判定すると、浮遊砂の卓越方向は次のように ξ の値によりほぼ区分できるように思われる。

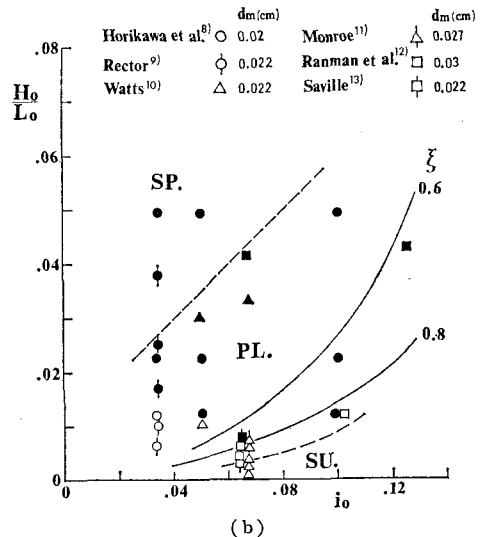
- $\xi < 0.6$: 浮遊砂はほぼ全域で沖方向
- $0.6 < \xi < 0.8$: 主に碎波帯内で岸方向, 沖浜帯では沖方向
- $0.8 < \xi$: ほぼ全域で岸方向

$$\dots\dots\dots (5)$$

図-5 (b) は同様の分類を過去の研究データ⁸⁾⁻¹³⁾について行なったものである。底質はすべて砂であり、砂漣が存在し浮遊砂が卓越していると思われる粒径 0.3mm 以下のデータのみを選んだ。波の作用時間は 30 時間以上



(a)



(b)

図-5 浮遊砂の卓越移動方向

である。初期勾配が大きく波形勾配の小さいデータが少ないこともあり、海浜勾配の影響は明瞭ではなく式 (5) は余り適合しないようにみえる。しかし、データとして報告されている範囲の地形変化からは岸向き漂砂が卓越すると判定されたケース (図中白印) でも、特に底勾配 i_0 の小さなケースではそのほとんどが沖浜帯においては沖向き漂砂が存在していたものと推測される。いずれにせよ、海浜全域での浮遊砂卓越方向を一つのパラメーター ξ のみで説明するのは無理であろうが、海浜勾配が比較的急な条件では式 (5) でその概略を把握できよう。海浜変形の研究でしばしば前提とされる、底勾配が急なほど沖向き漂砂が卓越するという仮定には問題があり、漂砂

の移動形態や定常流の効果を考慮した扱いが必要と考えられることを指摘しておきたい。

(5) 岸沖漂砂量

前報¹⁾においてネットの岸沖漂砂量がシールズ数に関係することを示した。図-6(a)~(c)は波作用1時間のケースにおける無次元漂砂量 Φ とシールズ数 Ψ_m の関係を、砕波帯内外別、移動方向別にまとめたものである。図中の破線は Madsen・Grant¹⁴⁾ により与えられた掃流砂が卓越する条件における半周期平均漂砂量の算定式であり、実線は新たにひいた実験曲線である。周期 T およびパラメーター $\xi = i_0/\sqrt{H_0/L_0}$ の値により記号が区別され

ている。(a)と(b)は粒径0.2mmのケースで、それぞれ沖浜帯(a)と砕波帯(b)において岸沖移動方向別に示したものであり、(c)は粒径0.7mmのケースで、岸方向の漂砂を砕波帯内外の別に示したものである。

それぞれの図より得られる主な結論を以下に列記する。

(a) 細砂の沖浜帯における Φ と Ψ_m は、岸沖方向ともに密接な関係がありその関係は次式で表わされる。

$$\Phi = \pm 3(\Psi_m - \Psi_{mc}), \quad \Psi_{mc} = 0.1 \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに+は岸方向、-は沖方向を表わし、 Ψ_{mc} は全面移動限界に相当するシールズ数である。また ξ の値により漂砂の移動方向がかなりよく分類されている。

(b) 細砂に対する砕波帯における Φ と Ψ_m の関係は移動方向により異なる。沖向き漂砂はすべて $\xi < 0.6$ で生じ、沖浜帯と同様の次式がほぼ成立する。

$$\Phi = -5(\Psi_m - \Psi_{mc}), \quad \Psi_{mc} = 0.1 \quad \dots\dots\dots (7)$$

比例定数の絶対値が沖浜帯より大きくなっているのは、砕波帯内における底面近傍定常流成分の影響と思われる。一方、砕波帯内における岸向き漂砂は軌道流速より求めたシールズ数 Ψ_m とは明瞭な関係を示さず、 ξ の値との関連がより強い。

(c) 粒径0.7mmの粗砂のケースでは、ほとんど常に岸向き漂砂であった。沖浜では

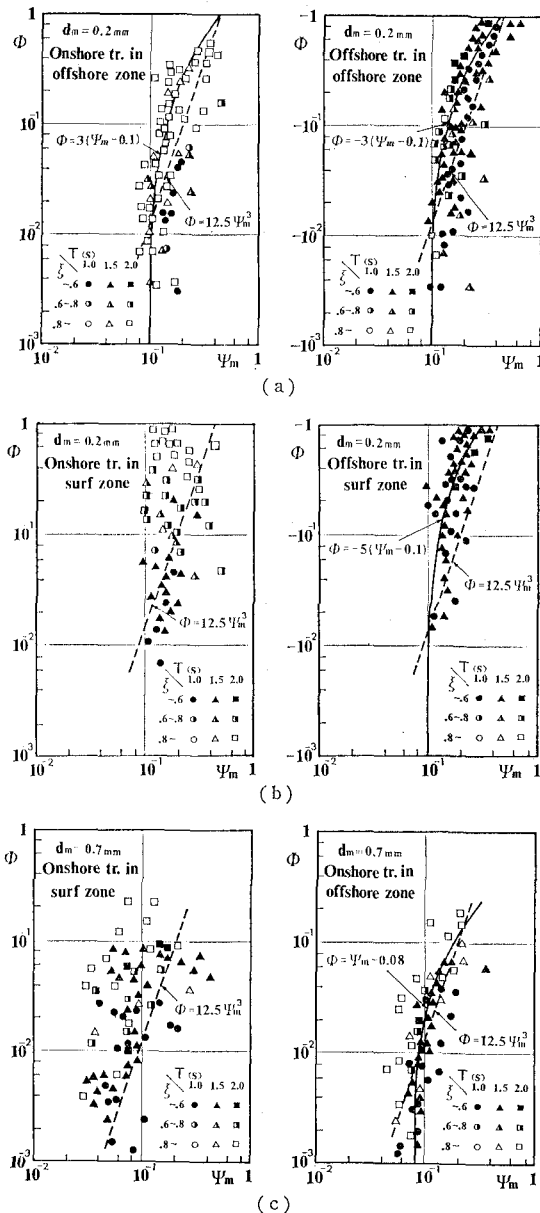
$$\Phi = \Psi_m - \Psi_{mc}, \quad \Psi_{mc} = 0.8 \quad \dots\dots\dots (8)$$

なる関係を認めるが、砕波帯内の岸向き漂砂量と Ψ_m の相関は低い。

以上のようにに岸向きと沖向きの底質移動量の差としての正味の漂砂量を、シールズ数という単一のパラメーターによって評価することにはかなり無理があり、軌道運動の非対称性や定常流成分の寄与を更に詳細に調べる必要がある。ここに示した結果は、今後において、より深い力学的考察に基づく砂移動量算定式を導く際に、貴重な示唆を与えてくれるものである。

4. 結 語

二次元海浜実験の資料に基づいて、海底斜面上に形成される砂漣の発生限界やスケール、浮遊砂の舞上り高さや卓越移動方向、砕波帯内外の岸沖漂砂量等に関して考察を加えた。個々の現象に対する力学的考察は未だ極めて不充分であり、またここで取り上げた現象相互の関連を有機的に把握するにも至らなかった。特に砕波帯内の底質移動現象は極めて複雑な現象であるとの感を新たにしたが、波の有限振幅性に起因する軌道流速の非対称性のみならず、そこに誘起される定常流成分が底質輸送に強く寄与していると判断されたことは、今後の研究方向に一つの指針を与えるものである。



参考文献

- 1) 渡辺 晃・利穂吉彦・堀川清司: 二次元海浜変形と岸沖漂砂量分布, 第26回海講論文集, pp. 172~176, 1979.
 - 2) 利穂吉彦: 二次元海浜変形と岸沖漂砂に関する研究, 東京大学修士論文, 94 p., 1981.
 - 3) 小森修蔵: 波による砂移動に関する研究, 東京大学卒業論文, 72 p., 1963.
 - 4) 松梨順三郎・大味啓介: 波による底質の変形について, 第11回海講講演集, pp. 169~174, 1964.
 - 5) Mogridge, G. R. and J. W. Kamphuis: Experiments of bed form generation by wave action, Proc. 13th Conf. Coastal Eng., pp. 1123~1142, 1972.
 - 6) Bagnold, R. A.: Motion of waves in shallow water; Interaction between waves and sand bottom, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A. V. 187, pp. 1~15, 1946.
 - 7) Battjes, J. A.: Surf similarity, Proc. 14th Conf. Coastal Eng., pp. 466~480, 1974.
 - 8) 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右: 波による二次元海浜変形に関する実験的研究, 第21回海講論文集, pp. 193~199, 1974.
 - 9) Rector, R. L.: Laboratory study of equilibrium profiles of beaches, B.E.B. Tech. Memo., No. 41, 38 p., 1954.
 - 10) Watts, G. M.: Laboratory study of effect of varying wave periods on beach profiles, B.E.B. Tech. Memo., No. 53, 19 p., 1954.
 - 11) Monroe, F. F.: Oolitic aragonite and quartz sand; Laboratory comparison under wave action, C.E.R.C. Misc. Paper, No. 1-69, 29 p., 1969.
 - 12) Raman, H. and J. J. Earattuputza: Equilibrium conditions in beach wave interaction, Proc. 13th Conf. Coastal Eng., pp. 1237~1256, 1972.
 - 13) Saville, T. Jr.: Scale effects in two dimensional beach studies, Proc. 7th General Meeting, I.A.H.R., pp. A3-1~8, 1957.
 - 14) Madsen, O. S. and W. D. Grant: Sediment transport in the coastal environment, Rept. No. 209, Dept. Civil Eng., M.I.T., 105 p. 1978.
-