

長周期波を含む非対称不規則波浪下でのシートフロー漂砂

Mohammad Dibajnia*・樋川直樹**・渡辺 晃***

1. はじめに

シートフロー現象は砕波帯付近で見られる漂砂の移動形態であり、高濃度の移動砂層が形成されるために多量の土砂移動を引き起こすことが知られている。したがって、この現象の海浜地形変化におよぼす影響は極めて大きく、シートフロー現象に対する知見を得ることは海岸過程を予測する上で必要不可欠である。

近年シートフローに関する研究が多くなされているが、そのほとんどが保存波を対象にしている。しかし、現地海岸では、波は不規則で上下前後非対称の形を取っている。したがって、底面流速も同様にして上下前後非対称不規則の波形を持つ。さらに、近年の現地観測に基づいた研究からは、漂砂量には長周期波が深く関与していることが確認されているにも関わらず、長周期波を考慮した実験的研究は行われていない。

著者らは今までの一連の研究で、非線形規則波浪場及び非対称不規則波浪場における正味の漂砂量を測定して、シートフロー状態での漂砂量算定式を提案し、さらにその妥当性を実験データおよび現地観測データにより検証した。

本研究では、振動流装置を用いて長周期波成分を考慮した実験を行うことによって、現地海岸に近い条件下での底質移動の特性を明らかにし、その上で長周期波成分を含んだ上下左右非対称不規則波浪下での漂砂量算定式を提案した。また、長周期波の性質による漂砂量の差異を検討した。

2. 研究の概要

(1) 実験装置および方法

実験には図-1 に示すような任意波形振動流装置を用いた。観測部には長さ 360 cm の砂床部分を設け、砂が観測部外に流出しないように両端にサンドトラップを設置した。実験方法は、(1) 観測部を岸沖方向に二分するように区切り板を置き、両側に等量の豊浦砂(中央粒径 $d=$

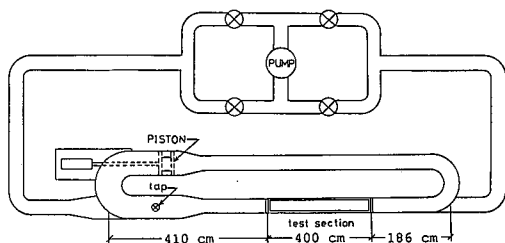


図-1 実験装置

0.2 mm, 沈降速度 $w_0=2.3$ cm/s) を平坦に敷き詰めた。

(2) 不規則信号を入力し振動流装置を駆動させた。(3) 振動流停止後、岸側、沖側別々に砂を採取し、それぞれの乾燥重量を計測し、それらの増減分(ΔM)を平均した。以上の方法で観測部中央断面を通過した砂の量を測定し、正味の漂砂量を算定した。不規則波のみ、不規則波および自由長周期波、不規則波および拘束長周期波のそれぞれを 12, 12, 4 ケース設定して、振動流装置内に発生させ、現象の観察および正味の漂砂量の測定を行った。

(2) 不規則信号について

振動流装置のピストンは入力した信号にしたがって作動するが、この入力信号としては、山下ら(1996)が計測した底面流速データを時間について数値積分したものを与えた。この流速データは、有義波周期が $T_{1/3}=3.7$ s で、スペクトルの型が光易型、JONSWAP 型の 2 種類である。さらに不規則波に長周期波を足し合わせた。長周期波としては、自由長周期波、拘束長周期波の 2 種類を考えた。自由長周期波には、 $T=12, 15$ s の正弦波を用いた(図-2)。拘束長周期波は以下の様にして得た。

(1) 不規則波流速波形についてゼロアップクロス法によって一波を定義する。(2) 一波ごとに全振幅の 2 乗を計算によって求める。(3) その符号を負にした値を流速として時系列の流速波形を作成する。(4) 全データに同じ値を足して積分値をゼロにする。

以上の様にして、拘束長周期波流速波形データ(図-3)を作成した。このようにして作成した長周期流速波形は、拘束長周期波の特徴であるつぎの 2 つの現象を良く示している。

* 正会員 工博 名古屋工業大学助教授 工学部社会開発工学科
** 東京大学大学院 工学系研究科社会基盤工学専攻
*** 正会員 工博 東京大学教授 工学系研究科社会基盤工学専攻

表-1 実験条件

No.	Type	$(u_{cr})_{1/3}$ cm/s	$(u_{tr})_{1/3}$ cm/s	$(T_{cr})_{1/3}$ s	$(T_{tr})_{1/3}$ s	$(\frac{u_{cr}}{\bar{u}})_{1/3}$	E_i/E_n	q_{net} cm ³ /s
1	M	141	68	1.44	2.44	0.68		0.210
2	M	136	64	1.36	2.36	0.68		0.171
3	M	123	58	1.36	2.36	0.68		0.134
4	M	113	53	1.36	2.36	0.68		0.109
5	J	139	64	1.30	2.23	0.68		0.142
6	J	135	66	1.32	2.24	0.68		0.139
7	J	135	63	1.29	2.22	0.68		0.123
8	J	131	61	1.30	2.27	0.68		0.103
9	J	124	58	1.30	2.23	0.68		0.125
10	J	124	58	1.29	2.27	0.68		0.119
11	J	117	54	1.30	2.23	0.68		0.082
12	J	110	51	1.30	2.23	0.68		0.075
13	M 12	115	65	3.66	1.91	0.64	12.8	0.060
14	M 12	96	53	3.53	1.79	0.65	12.8	0.023
15	M 12	82	45	3.53	1.93	0.64	12.8	0.010
16	M 15	95	54	3.02	2.27	0.64	3.31	0.061
17	M 15	91	54	3.08	2.26	0.63	3.31	0.055
18	M 15	76	45	3.08	2.26	0.63	3.31	0.021
19	J 12	119	61	2.25	2.01	0.66	0.004	0.093
20	J 12	108	55	2.25	2.01	0.66	0.004	0.081
21	J 12	83	44	2.87	2.00	0.65	0.004	0.009
22	J 15	112	60	1.39	1.97	0.65	0.011	0.068
23	J 15	104	57	1.37	1.98	0.65	0.011	0.090
24	J 15	96	51	1.39	1.97	0.65	0.011	0.054
25	Mb	74	40	1.34	2.43	0.65		0.026
26	Mb	68	38	1.44	2.24	0.64		0.028
27	Mb	58	33	1.38	2.29	0.63		0.011
28	Mb	57	33	1.38	2.29	0.63		0.023

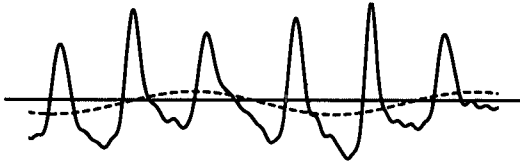


図-2 自由長周期波



図-3 拘束長周期波

- ・流速が不規則波の波高の2乗(エネルギー)に比例する。
- ・流速は、不規則流速波形の波高の小さい波が連続する時には正、波高の大きい波が連続する時には負になる。

3. 実験結果および考察

(1) 実験結果

実験条件および漂砂量の測定結果を表-1に示す。表中の記号は図-4で定義された通りである。また、Bretschneider・光易型のスペクトル型を持つ不規則波をM、それに周期12s、15sの自由長周期波を足し合わせたものをそれぞれM12、M15とした。JONSWAP型の場合も同様にして、J、J12、J15とした。さらに、Mに拘束長周期波を足したものをMbとした。ただし、実験装置の制約により、Jに拘束長周期波を足した実験を行うことはできなかった。

個々の波は、不規則波と長周期波を重ね合わせて得られる流速変動データに対してゼロアップクロス法を適用することによって定義した。表に示した値 (u_{cr} , u_{tr} , T_{cr} , T_{tr} , $u_{cr}/\bar{u}$) は、以上の方法によって定義された波の諸元の有義値を表している。また、 E_i/E_n は(自由長周期波のスペクトルのピーク値)/(不規則波のスペクトルのピーク値)、 q_{net} は正味の漂砂量である。

$$q_{net} = \frac{\Delta M}{\rho_s \cdot B \cdot \Delta t} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 B (=12 cm)は水路幅、 Δt は作用時間を表しており、 ρ_s (=2.65 g/cm³)は砂の密度である。

(2) 長周期波と漂砂量

横軸に流速波形のエネルギーの指標 u_{rms} 値、縦軸に漂砂量の実験値 q_{meas} を取ってプロットしたものが図-5である。同一エネルギーで見ると、長周期波がある場合とない場合では、ある場合のほうが漂砂量は減少するこ

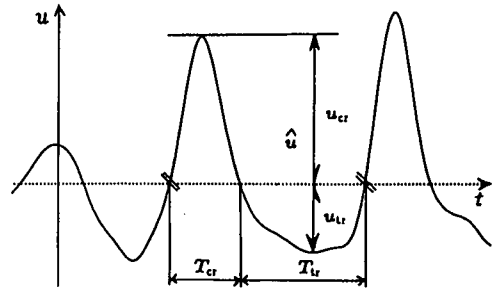


図-4 表-1中の記号の定義

とが分かった。また、自由長周期波を足したデータの中では、周期15sのものと比較して、周期12sの方が漂砂量を減少させることが分かった。

4. 漂砂量算定式

Dibajnia・Watanabe (1992) は、シートフロー状漂砂の移動機構をモデル化すると共に、上下非対称(非線形)振動流と定常流が共存する条件下で実験を行い、シートフロー状漂砂についての漂砂量算定式を提案した。このモデルの特徴は、巻き上げられた全ての砂粒子が半周期間で沈降するのではなく、その一部は次の半周期に逆方向に運ばれるという現象を考慮に入れたことである。以下の式群は、Dibajnia・Watanabe (1997) が提案した左右非対称波も考慮できるものである。

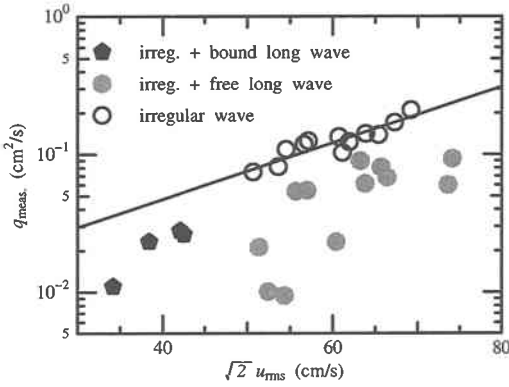


図-5 長周期波による漂砂量の変化 (実験値)

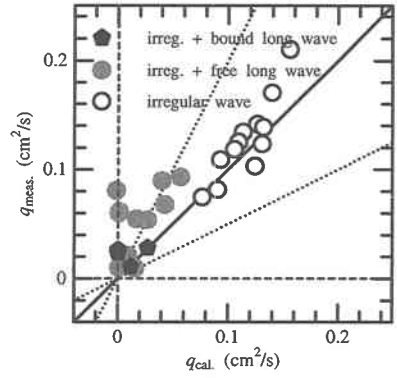


図-6 Dibajnia・Watanabeの式による漂砂量の計算値と実験値との比較

$$\phi_{\text{net}} = \frac{\sum_{n=1}^N \phi_n T_n}{\sum_{n=1}^N T_n} \quad (2)$$

$$\phi_n = \frac{q_n}{u_0 d} = 0.0015 \cdot \text{sign}(\Gamma_n) \cdot |\Gamma_n|^{0.5} \quad (3)$$

$$\Gamma_n = \frac{u_{cn} T_{cn} (\Omega_{cn}^3 + \Omega_{cn-1}^3) - u_{ln} T_{ln} (\Omega_{ln}^3 + \Omega_{cn}^3)}{(u_{cn} + u_{ln}) T_n} \quad (4)$$

ここで、添え字の n は不規則波をゼロアップクロス法により一波ごとに定義した時の n 番目の波を表す。また、 ϕ_n , q_n , T_n はそれぞれ、 n 番目の波の無次元漂砂量、正味の漂砂量、周期を表す。

$$u_{cn}^2 = \frac{2}{T_{cn}} \int_{t_n}^{t_n + T_{cn}} u^2 dt, \quad u_{ln}^2 = \frac{2}{T_{ln}} \int_{t_n}^{t_n + T_{ln}} u^2 dt \quad (5)$$

$$\begin{cases} \text{if } \omega_{jn} \leq \omega_{cr} \begin{cases} \Omega_{jn} = \omega_{jn} \cdot T_{jn} \sqrt{\frac{sg}{d}} \\ \Omega'_{jn} = 0 \end{cases} \\ \text{if } \omega_{jn} > \omega_{cr} \begin{cases} \Omega_{jn} = [\omega_{cr} + (1 - \beta)(\omega_{jn} - \omega_{cr})] \cdot T_{jn} \sqrt{\frac{sg}{d}} \\ \Omega'_{jn} = \beta(\omega_{jn} - \omega_{cr}) \cdot T_{jn} \sqrt{\frac{sg}{d}} \end{cases} \end{cases} \quad (6)$$

$$\omega_{jn} = \frac{1}{2} \frac{u_{cn}^2}{sg \omega_0 T_{jn}} \quad (7)$$

ω_{jn} は、沈降時間の尺度を半周期 T_{jn} で除した値で、半周期内の砂の沈降量を支配するパラメータである。

$$\begin{cases} \text{if } \frac{1}{2} \leq \frac{T_{pj}}{T_j} : \beta = 1 \\ \text{if } \frac{1}{3} \leq \frac{T_{pj}}{T_j} \leq \frac{1}{2} : \beta = \frac{6T_{pj}}{T_j} - 2 \\ \text{if } \frac{T_{pj}}{T_j} < \frac{1}{3} : \beta = 0 \end{cases} \quad (8)$$

ただし、式中の添字 j は c , t で置き換えられる。 g は重力加速度、 s は砂の水中比重を表す。 Ω_j は岸向き (冲向き) 流速時の半周期間に移動状態で運ばれ、その半周

期間に沈降する砂の総量を、 Ω'_j は岸向き (冲向き) 流速の半周期間に巻き上げられて流速反転後に冲向き (岸向き) に運ばれる砂の総量を表している。また、 ω_{cr} はシートフロー時には 1.0 を用いる。 β は波の前後非対称性を表現するパラメータである。ここでは、上記の漂砂量算定式による計算値と実験で得られた値を比較、検討した。図-6 は横軸に計算値、縦軸に測定値をとって、不規則波のみ、不規則波および自由長周期波、不規則波および拘束長周期波に分けてプロットしたものである。

この図から分かるように、不規則波のみを作用させたケースについては概ね良好な計算結果が得られている。一方、不規則波および自由長周期波、拘束長周期波および不規則波を作用させたケースは計算値と実験値との差が大きく、測定された移動方向は岸向きであるのに対し、計算では冲向きに移動する結果になったものもある。

ところで、シートフロー条件下での砂の移動は、巻き上げ、移動、沈降の3つの現象によって説明ができる。砂は岸向き流速の半周期内で、巻き上げ、移動、沈降によって、岸向き方向に移動する。次の冲向き流速時にも同様の移動機構により、冲向きに移動する。正味の漂砂量はそれぞれの漂砂量の差から求められる。今回行った不規則波に自由波を足しあわせた流速波形での実験では、上記の移動機構と異なる砂の挙動が確認された。まず岸向き流速の半周期内で、砂が巻き上がり、移動し、沈降した後に、再び同方向に、巻き上げ、移動、沈降した。冲向き流速時にも同様の現象が見られた。このことは、実験に用いた流速波形に起因すると考えられる。

図-2 から、自由長周期波を足し合わせた不規則波では、岸向き流速の半周期内に流速が一旦小さな値に収まり、再び大きくなる場合があることが見て取れる。よって、「流速が十分に下がることによって砂の動きが収まる。次に、流速が上がると砂が再度巻き上がり、移動す

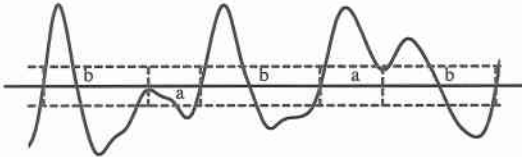


図-7 提案式における波形の分割法

る」と考えることで、上述の現象は説明できる。長周期成分を含んだ不規則波浪下でのシートフロー漂砂量が正しく評価できないのは、この砂の挙動を正しく捉えていないためであると考えられる。そこで、ゼロアップクロス法に代わる一波の定義方法を提案する。

通常のゼロアップクロス法により一波を定義しているのは、流速が0になることで砂の動きが停止するという考えに基づく。しかし、実験の観察結果からも分かるように、流速が0になる前に動きは停止している。そこで、「流速が限界値以下になったときをゼロクロスとする」とする。砂の挙動にこの新解釈を与えることで漂砂量をより正確に評価できることが期待される。したがって、以下のようにして計算を行った。

1. ゼロクロス法により半周期を定義する。
2. 半周期間でピークが複数存在する場合には、そのピーク間での最小値を計算する。
3. 最小値が限界流速以下である場合には、その時刻でさらに波を切り一波として定義し直す。(図-7)
4. 図中の波 a は半周期の波なので、式(3)の係数 0.0015 を 0.0035 にして漂砂量を計算する。波 b は従来通りの計算方法を用いて一波として計算する。

本研究では限界流速を 20 cm/s とした。実験から得た漂砂量データを用いて上記の方法の適用性を検証した結果が図-8 である。

不規則波+自由波の実験データも含め、この計算方法を用いることにより、計算した結果が測定値を概ね精度良く再現できた。

5. 沈降線法

前節でも述べたようにシートフロー漂砂は、舞い上がり、移動、落下の3段階に分けて考えることができる。そこで、砂の半周期内での落下を判定する基準として沈降線を設け、新たな方法を提案した。

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底質が舞い上がるものと仮定すると、体積 V の底質が岸向き流速時、時刻 t に周囲の流れから伝達されるエネルギー E_k は近似的に、

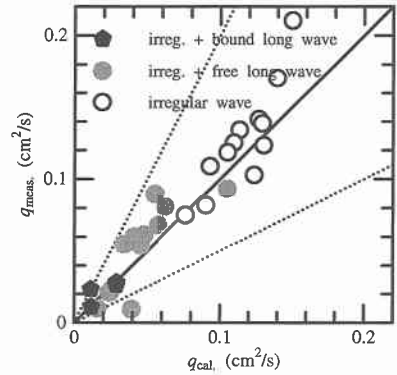


図-8 提案式による漂砂量の計算値と実験値との比較

$$E_k = \frac{1}{2} \rho V u_{ti}^2 \quad \dots\dots\dots (9)$$

で与えられる。ここに、 u_{ti} は時刻 t における流速とする。一方、この底質を底面から高さ Δ まで持ち上げるのに必要なポテンシャルエネルギー E_p は、

$$E_p = (\rho_s - \rho) V g \Delta \quad \dots\dots\dots (10)$$

で表される。 $E_k = E_p$ とすることにより、時刻 t に舞い上がる底質の舞い上がり高さは、

$$\Delta = \frac{1}{2} \frac{u_{ti}^2}{sg} \quad \dots\dots\dots (11)$$

となる。ところで、舞い上がった砂が自由落下すると仮定すると、時刻 t に舞い上がった砂は流速反転時 ($t = T_c$) には、

$$\Delta_{cr}(t) = w_0 \cdot (T_c - t) \quad \dots\dots\dots (12)$$

だけ落下する(図-9)。この $\Delta_{cr}(t)$ を $\Delta(t)$ で除した値は、沈降量の尺度となり、時刻 t に巻き上がった砂の量に対する流速反転以前に落下した砂の量を表す。よって、これにより受け渡し量を決定できるとすれば、(6)式は以下ようになる。

$$\left\{ \begin{aligned} \Omega_n &= (1 - \alpha) \cdot \frac{1}{2} \frac{u_{ti}^2}{s \sqrt{gd} w_0} \\ \Omega_n' &= \alpha \cdot \frac{1}{2} \frac{u_{ti}^2}{2 \sqrt{gd} w_0} \end{aligned} \right. \quad \dots\dots\dots (13)$$

ただし、 α は $\Delta_{cr}(t)$ 、 $\Delta(t)$ から求め、

$$\alpha = \frac{\int_0^{T_n} \max\{\Delta(t) - \Delta_{cr}(t), 0\} dt}{\int_0^{T_n} \Delta(t) dt} \quad \dots\dots\dots (14)$$

式中の $\max\{\Delta(t) - \Delta_{cr}(t), 0\}$ は、2数のうち時刻 t において、大きい方を計算に用いることを表している。

この方法を用いて、実験データについて漂砂量を計算した図が図-10 である。式(14)中の係数 k は 3.0 で計算した。

沈降線法によっても、シートフロー状態の漂砂量が計算可能であることが分かる。この方法を使うことの利点

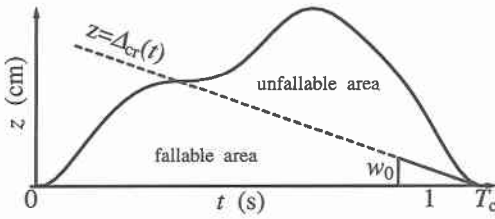


図-9 時系列での底質の舞上がり高さ

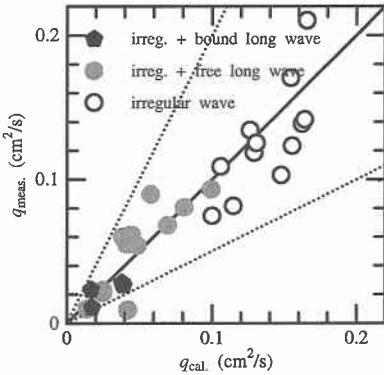


図-10 沈降線法による漂砂量の計算値と実験値との比較

は、 ω_e , ω_t を省いたことで、複雑な流速波形での計算が簡便になることにある。

6. 漂砂量算定式による数値シミュレーション

さて、実験では振動流装置の制約により、長周期波を加えるために不規則波の振幅を小さくしたので、同一不規則波での長周期波の有無は比較できなかった。そこで、提案した式を用いて数値計算を行ったところ、図-11 の様になった。横軸には u_{rms} 値、縦軸には漂砂量の計算値 q_{cal} を取った。計算条件としては、まず有義波周期 $T_{1/3} = 7.5$ s で Bretschneider・光易型の不規則波について振幅を変化させて 5 ケース計算した。次に、その 0.25 倍の u_{rms} 値を持つ周期 10 s, 15 s, 20 s, 25 s, 30 s の自由長周期波を不規則波に足して 30 ケース、また自由長周期波の位相を π ずらしたものを足して 30 ケース計算した。不規則波に拘束長周期波を足したものは位相がロックされているので、振幅を u_{rms} 値の割合で 0.15, 0.25, 0.35 になるように変化させて 30 ケース計算した。JONSWAP 型の不規則波についても同様に 90 ケース計算した。

この図から分かるように、漂砂量は長周期波の存在に

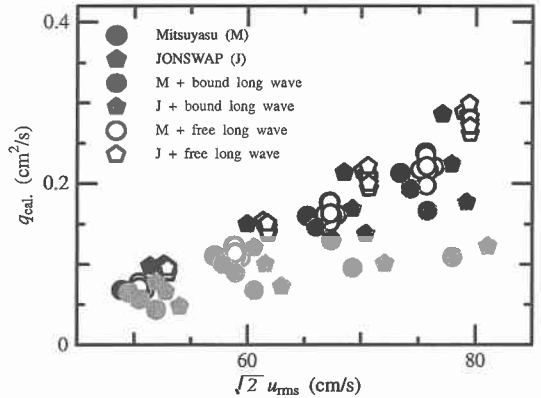


図-11 長周期波による漂砂量の変化 (計算値)

より減少し、拘束長周期波の方が自由長周期波よりも減少量が多い。ただし、図-5 から分かるように、自由長周期波は周期によって減少量が変わる。またその位相差によって増加する場合もあり、ケース毎に傾向が異なる。

7. 結 論

本研究では、不規則性および非対称性と長周期成分を考慮した振動流下で漂砂量実験を行い、以下のような結論を得た。

- ・長周期波を含んだ流速波形の具体的な形を考慮することで、現地条件に適用できるシートフロー漂砂量算定式を提案した。
- ・シートフロー漂砂機構に新しい解釈を施した。さらに単純な形に近似することにより、Dibajnia・Watanabe の式に新しいパラメタを導入した。
- ・数値計算により、拘束長周期波の方が自由長周期波よりも漂砂量を減少させることが分かった。

参 考 文 献

- 山下淳平・Mohammad Dibajnia・渡辺 晃 (1996)：不規則波浪下でのシートフローにおける漂砂量算定式，海岸工学論文集，第 43 巻，pp. 476-480。
- Dibajnia M. and A. Watanabe (1992)：Sheet flow under non-linear waves and currents, Proc. 23rd Int. Conf. on Coastal Eng., pp. 2015-2028.
- Dibajnia M. and A. Watanabe (1997)：Sheet flow sand transport under non-linear asymmetric irregular waves, Proc. Pacific Coasts and Ports '97, pp. 107-112.