

断面地形表層粗細混合率を考慮した海浜変化計算

田中正博*・小林 博**・佐藤 慎司***
渡辺 晃***・磯部 雅彦****

1. はじめに

近年養浜工の普及や環境問題への関心の高まりを受けて、異種粒径砂で構成される海浜の変形現象を精度よく評価する方法が求められている。佐藤ら (2000) は、2 粒径 (それぞれの中央粒径 0.2 mm, 0.8 mm) の混合砂を用いて、浅海域の底面流速を模擬した正負非対称振動流に対する実験から、混合砂の移動機構に基づいたシートフロー漂砂量式を提案している。また田中ら (2000) は、2 粒径 (0.27 mm, 0.84 mm) の混合砂に対して大型水路実験を行い、現地スケールの地形変化および分級過程を定量的に評価している。本研究では、田中ら (2000) の粒径別漂砂量計算に引続き、表層の粗細砂移動をモデルに組み入れるために混合率ならびに移動層厚に着目して混合粒径砂の海浜変形数値計算手法の構築を進めた。さらにこの数値モデルを室内の振動流装置実験結果ならびに現地スケールの海浜断面実験結果に適用し、その妥当性を検証した。

2. 表層粗細混合率を用いた海浜断面地形計算の考え方

(1) 計算の手順

図-1 に表層粗細混合率を用いた海浜断面地形計算のフローを示す。計算時間短縮のため、外力と地形変化の計算ステップ数を変える準非定常計算とする場合が多いが、今回は外力一定の場合でも表層の混合率が変わることによって分級が生じるため、分級過程を追うことのできる適切な計算時間間隔を設定する必要がある。

また後述するが、分割した粒径毎に漂砂量を算出することになるため、砂面高さの連続性を満足させるように漂砂量を地形変化量に換算する必要がある。

(2) 波・流れの計算方法

波・流れの計算には、海浜縦断方向の波の浅水変形ならびに碎波減衰を考慮できるモデルとして、Nwogu

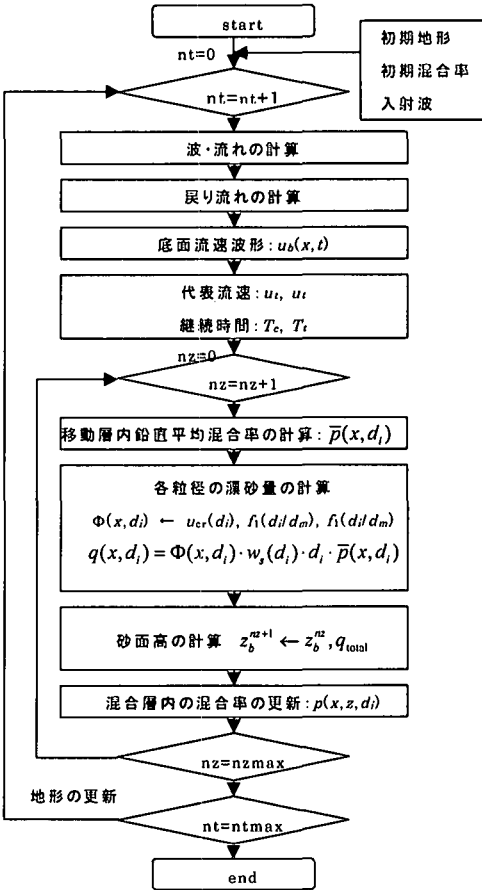


図-1 計算フロー

(1993) により導かれた修正 Boussinesq 方程式を高精度差分スキームにより解く Zheng ら (1998) の方法を用いた。基礎方程式を以下に示す。

連続式：

$$\eta_t + \nabla \cdot [(h + \eta)u] + \nabla \cdot \left\{ \left(\frac{z_a}{2} - \frac{h^2}{6} \right) h \nabla (\nabla \cdot u) + \left(z_a + \frac{h}{2} \right) h \nabla [\nabla \cdot (hu)] \right\} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

x 方向の運動量方程式：

* 正 会 員 博(工) 東京電力(株)電力技術研究所 土木グループ
** 正 会 員 東電設計(株)第二土木本部 港湾・海岸部
*** 正 会 員 工 博 東京大学教授 社会基盤工学専攻
**** フェロー 工 博 東京大学教授 新領域創成科学研究科 環境工学専攻

$$u_i + g \nabla \eta + (u \cdot \nabla) u + z_a \left\{ \frac{z_a}{2} \nabla (\nabla \cdot u_i) + \nabla [\nabla \cdot (h u_i)] \right\} + F + S + M_D = 0 \quad (2)$$

ここに、 η は水位、 h は静水深、 $u = ux$ は $z = z_a$ における流速 ($z_a = -0.53h$)、 ∇ は水平方向の微分演算子、 g は重力加速度である。 M_D は碎波に伴うエネルギー拡散項を示す。 F は底面摩擦項、 S はスポンジレイヤー (反射防止) におけるエネルギー減衰項である。

このモデルにより浅海域の非線形性に富んだ波浪変形を計算することができる。また、波と流れを同時に計算できるので、線形モデルでは考慮できなかった両者の干渉が外力場へ及ぼす影響を考慮することも利点の一つである。

碎波に伴う運動量減衰は、佐藤・鈴木 (1990) にならい拡散型の M_D に、底面摩擦項 F については、底面摩擦係数を波・流れ共存場の摩擦係数を用いることで合理的な流速値が得られるようにした。

碎波の判定は、Watanabe ら (1984) にならい、水表面水粒子速度と波速の比を用いた。片山・佐藤 (1993) はその限界値 $0.6 \sim 0.7$ としているが、ここでは計算結果と実測との対応を考慮して 0.4 とした。

また縦断地形変化の計算でネット漂砂量への寄与度が大きい戻り流れについては、岡安ら (1989) にならった。特に碎波帯内におけるエネルギーの変換過程に Schffer ら (1992) の大規模渦モデルを導入することにより、エネルギー収支から推定した乱れ場の評価を経て、戻り流れ流速の岸沖方向鉛直 2 次元分布を算定した。

波の遡上モデルは、階段斜面上の水の有無で波先端位置を規定する手法をとった。

(3) 断面通過漂砂量の算定方法

今回用いた佐藤ら (2000) の粒径別漂砂量算定式は、広範囲の流速振幅条件下での振動流装置実験から明らかにされた異粒径間の干渉機構に基づいて、Dibajnia・Watanabe (1996) の均一粒径砂用漂砂量算定式を拡張したものである。

$$\begin{cases} \text{if } \omega_j \cdot f_2 \leq \omega_{cr} \begin{cases} Q_j = \omega_j \cdot q_j \cdot f_1 \\ Q_j = 0 \end{cases} \\ \text{if } \omega_j \cdot f_2 > \omega_{cr} \begin{cases} Q_j = \frac{\omega_{cr}}{\omega_j} \omega_{cr} \cdot q_j \cdot f_1 \\ Q_j = \left(1 - \frac{\omega_{cr}}{\omega_j}\right) \cdot q_j \cdot f_1 \end{cases} \end{cases} \quad (3)$$

$$q_j = \omega_j \cdot T_j \cdot \sqrt{\frac{sg}{d}} = \frac{1}{2} \frac{u_j^2}{\omega_j \sqrt{sgd}} \quad (4)$$

$$\begin{cases} f_1 \cdot (d_j/d_m) = (d_j/d_m)^{\alpha_1} \\ f_2 \cdot (d_j/d_m) = (d_j/d_m)^{\alpha_2} \end{cases} \quad (5)$$

ここに $s(\rho_s - \rho)/\rho$ (ρ , ρ_s はそれぞれ水と砂の密度)、 ω_{cr} は砂の移動形態を表すパラメタで、底面付近を高密

度で移動するシートフロー状態の時に 1 となる係数である。 f_1 および f_2 は、粗砂によるアーミングに起因するもので、それぞれ半周期漂砂量の減少効果および流速反転時の巻き上がり高さの減少効果を表す関数である。式 (5) 中の α_1 および α_2 の値は粒径の組合せに依存し、スケール効果が大きいと考えられることから、佐藤ら (2000) の室内実験での値 $\alpha_1 = 0.5$, $\alpha_2 = 0.7$ をそのまま用いることとした。

(4) 表層混合率を考慮した混合砂用地形変化モデル

表層の混合率変化を計算するために、計算領域を岸沖方向 dx と鉛直方向 dz の格子に分割し、各格子における粒径毎の混合率 $p(x, z, d_i)$ を定義する。1 回の地形変化計算で、砂面の高さ z_b から厚さ Δ の混合層内でミキシングが生じると仮定すると任意の岸沖位置における粒径毎の漂砂量 $q(x, d_i)$ は、次式のように砂の存在率を考慮して算定する必要がある。

$$q(x, d_i) = \Phi(x, d_i) \cdot w_s(d_i) \cdot \bar{p}(x, d_i) \quad (6)$$

ここに、 $\bar{p}(x, d_i)$ は混合層内の鉛直平均混合率であり、次式で定義される。

$$\bar{p}(x, d_i) = \frac{1}{\Delta} \int_{z_b - \Delta}^{z_b} p(x, z, d_i) \quad (7)$$

全体の地形変化量は、各粒径の砂の移動に伴う地形変化を足し合わせて得られる地形変化量と等価であることから、混合層は図-2 示すように砂の混合率に相当する層厚 (equivalent thickness) に分離でき、 d_1 の粒径砂の層厚 h_1 と d_2 の粒径砂の層厚 h_2 の 2 層からなると仮想的に考えることができる。ここに d_i の粒径砂の層厚 h_i は次式で与えられる。

$$h_i(x) = \Delta \cdot \bar{p}(x, d_i) \quad (8)$$

したがって、各粒径の砂の移動に伴う地形変化は次式 (9) から、また全地形変化量は Δh およびそれぞれの地形変化量 Δh_i を足し合わせることで式 (10) で評価できる。

$$\frac{\partial h_i}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(q_i - \epsilon_{si} q_i \frac{\partial z_b}{\partial x} \right) \quad (9)$$

$$\Delta h(x) = \sum_{i=1}^n \Delta h_i(x, d_i) \quad (10)$$

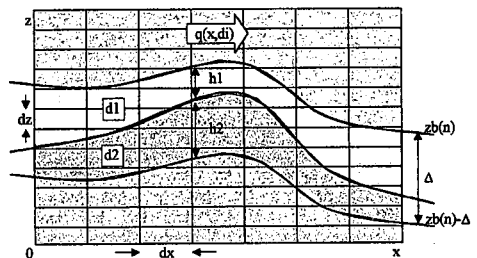


図-2 砂面高計算に用いる各変数

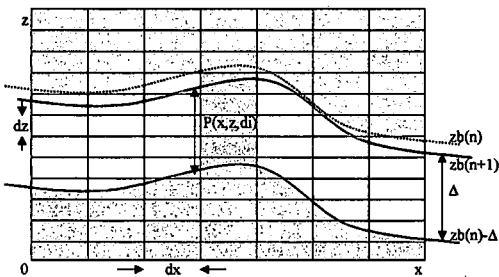


図-3 表層混合率の更新

以上のように1ステップの地形変化を計算すると、混合層厚内の各粒径の存在率が変化するため、次のステップでは、新たな表層混合率を用いて諸量の計算を行う必要がある。ここでは、混合層内では十分なミキシングが生じるものと仮定して次式 (11) のように地形変化後の各粒径の層厚と混合層厚の比から新たな表層混合率を評価した。ただし、混合層の下端は、図-3 のように地形変化前の高さをとるものとした。

$$p(x, z, d_i) = \frac{h_i}{\Delta}; z_b^{nz} - \Delta \leq z \leq z_b^{nz+1} \dots\dots\dots (11)$$

式 (9) は陽解法を用いて解くことが可能であるが、この式は基本的には拡散方程式であるため、次式を満足する計算時間間隔を設定しなければならない。

$$\Delta t \leq \min\left(\frac{1}{2} \frac{\Delta x^2}{\epsilon_s q_{i, \max}}\right) \dots\dots\dots (12)$$

この条件を満たす計算時間間隔の限界値は概ね 10⁻¹ s のオーダーとなるが、計算時間間隔は、単に数値積分を安定性に依存するものではなく、混合層内でのミキシング現象に対応するべきであり、波の周期のオーダーで設定する必要があると考えられる。

そこで、本モデルでは任意の計算時間間隔が設定できる陰解法 (Crank-Nicolson 法) によって式 (9) を数値差分することとした。

3. 数値実験による各種パラメタの設定方法の検討

前章で構築した混合粒径砂用モデルで地形変化計算を行う場合には、表層の混合率および移動層厚を計算することから、各種パラメタ設定が容易ではない。そこで2粒径混合砂を対象とした振動流装置実験を数値実験として行い、感度分析を行いながらパラメタ設定の合理化を図った。ここで行った数値実験の底質条件および計算条件を表-1 および表-2 に示す。

混合層厚に関するパラメタスタディ結果を図-4 に示す。これによると、混合層厚は砂面高および表層混合率の両方に依存するため、実際の現象に整合するような適切な値を設定する必要があるといえる。

表-1 振動流数値実験の底質条件

	細砂	粗砂
粒径	0.18 mm	0.87 mm
沈降速度	2.3 cm/s	10.0 cm/s
初期混合率	70%	30%
相対比重	1.65	
空隙率	0.4	

表-2 振動流数値実験の計算条件

初期砂面高 z_0	5 cm で一様
計算時間 $T_{z_{\max}}$	100 s
振動流の周期 T	3.0 s
流速の非対称性	$u_{\max}/\bar{u} = 0.6, T_c/T = 0.451$ ($\bar{u} = 270$ cm/s)
混合層厚 Δ	2.0 cm (パラメタ)
水平方向格子間隔 Δx	1 cm
鉛直方向格子間隔 Δz	0.1 m
計算時間間隔 Δt	1 s (パラメタ)
拡散係数 ϵ_s	10
摩擦係数 f_w	0.01
ω_{cr}	1.0
境界条件	左右両端で漂砂量が 0 になるような tanh 型 window を設定

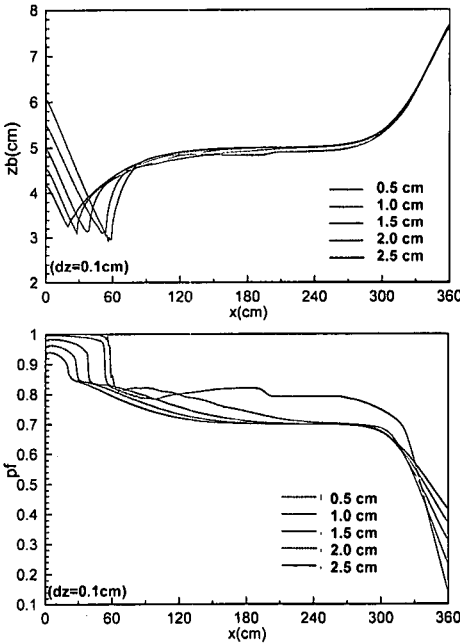
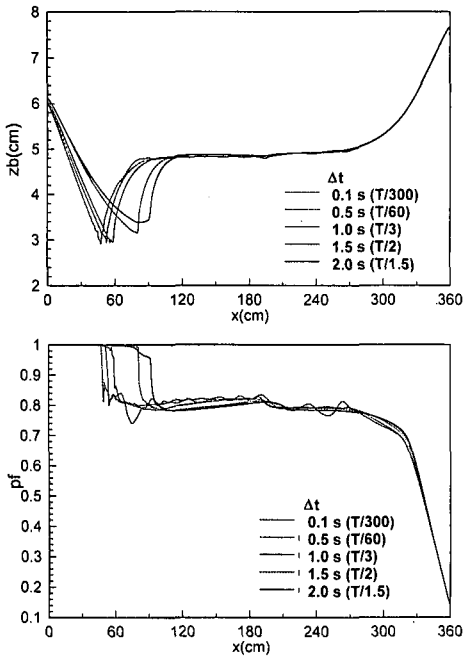


図-4 混合率の違いによる比較
(上段：底面高，下段：細砂混合率)



図—5 計算時間間隔の違いによる比較
(上段：底面高，下段：細砂混合率)

高沢ら(1998)によれば，粗砂の移動層厚 δ_c は粒径 d_c ・シールズ数 Ψ_c ・粗砂混合率 p_c を用いて次式の関係で表されるので， $\Psi_c=1.0$ として考えれば，粗砂の移動層厚は約 2 cm となる。

$$\frac{\delta_c}{d_c} = 21.7 \cdot p_c^{0.45} \cdot \Psi_c \dots\dots\dots (13)$$

また，佐藤ら(2000)の混合砂を用いた振動流実験における砂層表面のコア分析結果においても，顕著な混合率変化は表層からせいぜい 2 cm 程度であることから，式(13)により混合層厚を評価すればよいと思われる。

図—5 は，計算時間間隔の影響を調べた結果である。計算時間間隔は混合層内のミキシングを規定する役割を担うため，振動流の周期程度のオーダーに設定する必要がある。

計算時間間隔を非常に小さくした場合と振動流の周期程度のオーダーとした場合には顕著な差が見られる。なお，この計算では，計算時間間隔を 3 s とすると計算が発散してしまった。また，半周期の 1.5 s より大きくすると混合率分布が振動する結果が得られ，計算が不安定になることが判明した。ここでは，拡散係数を 10 と一定としたが，計算時間間隔に応じて安定な計算結果が得られるような拡散係数を設定する必要がある。

以上より，計算時間間隔は計算の安定性が損なわれない範囲で，振動流の周期程度に設定すればよい。

4. 大型造波水路実験の再現計算によるモデルの検証

前章の数値モデルを用いて，2 種粒径混合砂を用いた田中ら(2000)の大型造波水路実験結果の再現を行い，モデルの検証を行った。実験の詳細はここでは省略する。

今回はモデルの特性について詳しく調べるため，初期勾配(1/30)から堆積性波浪($H_0=0.34$ m, $T=3.5$ s, 38 時間作用)の作用ケースについて述べることにする。

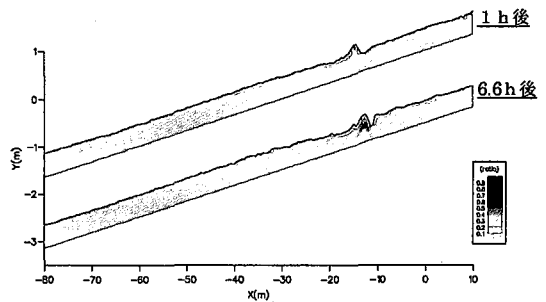
(1) 計算条件

- ・入射波浪： $H_0=0.34$ m, $T=3.5$ s (Cパラメタ=9.8)
- ・海底地形：一様勾配地形
- ・混合率：粗砂($d_{50}=0.84$ mm, $w_s=10.0$ cm/s) 30%
細砂($d_{50}=0.27$ mm, $w_s=2.3$ cm/s) 70%
- ・その他条件： $dx=0.5$ m, $dz=0.5$ cm, $L=2.0$ cm,
 $dt=1.0$ s, $\varepsilon=5.0$, $\alpha_1=0.5$, $\alpha_1=0.7$,
 $\omega_{cr}=1.0$,
波・流れの更新時間間隔：60 min
漂砂量・地形変化の更新時間間隔 $dt=6$ s

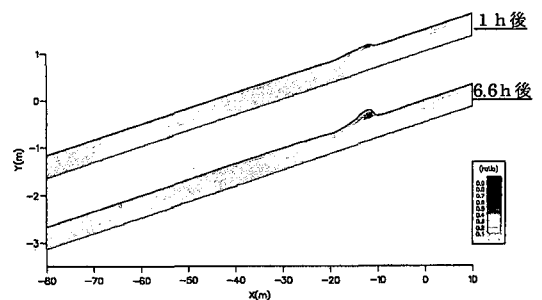
(2) 計算結果と考察

波作用開始後 1 時間後と 6.6 時間後の砂面高・細砂混合率の岸沖分布について，実験結果および計算結果を図—6 よび 7 にそれぞれ示す。併せて図—8 に粒径別漂砂量の岸沖分布の計算結果を示す。

図—6 の実験結果を見ると，波作用開始 1 時間後に



図—6 実験結果(堆積性 1 時間後：6.6 時間後)



図—7 計算結果(堆積性 1 時間後：6.6 時間後)

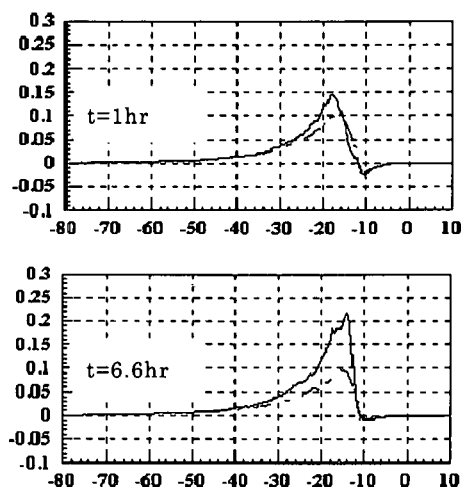


図-8 粒径漂砂量分布の計算結果

$X = -15$ m 付近出来たバー地形が時間と共に岸向きに移動し、バーの頂部から岸側にかけて粗砂が、沖側表層には細砂が覆う様子がうかがえる。このことは図-7の計算結果で程良く再現されていることがわかる。特に分級度合いの再現性がよいことから一波毎・粒径毎に評価する混合粒径砂の漂砂量則が妥当であると考えられる。

図-8を見ると、時間の経過とともに漂砂量分布の頂部が岸向きに移動していること、混合比以上に粗砂の岸向き漂砂量が多くなることが再現できている。

5. おわりに

本研究で得られた成果を以下に示す。

- ①混合粒径砂を用いた大型水路実験に対して、波の変形と戻り流れを精度良く計算するモデルを構成した。さらに混合粒径砂を対象とした振動流装置実験結果との比較を行ったところ、適切な漂砂移動を表現しうる各種パラメタの設定が可能であることがわかった。
- ②混合粒径砂対象の大型水路実験結果の再現計算を一部堆積性波浪に対して行ったところ、地形変化量および分級過程を再現しうることを確認した。

今後は、侵食性波浪のケースにおいても本モデルの再現性検討を行うとともに、適宜現地海岸への適用を図る予定である。とりわけ、発電所の航路維持浚渫土砂を養浜工へ適用する際には、底質粒径は機能評価上重要な項目になることが予想されるため、現地特性に応じた合理的な海岸施設設計の一助となることを目指している。

参考文献

- 岡安章夫・磯部雅彦・渡辺 晃 (1989): 砕波帯におけるエネルギー収支と戻り流れのモデリング, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 31-35.
- 佐藤慎司・鈴木秀典 (1990): 砕波帯における底面流速変動波形の評価法, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 406-410.
- 佐藤慎司・田中正博・樋川直樹・渡辺 晃・磯部雅彦 (2000): 混合砂の移動機構に基づくシートフロー漂砂量算定式の提案, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 486-490.
- 田中正博・井上 亮・佐藤慎司・磯部雅彦・渡辺 晃・池野正明・清水隆夫 (2000): 2粒径混合砂を用いた大型海浜断面実験と粒径別漂砂量の算出, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 551-555.
- 田中正博・佐藤慎司・磯部雅彦・渡辺 晃・小林 博 (2000): 2粒径混合砂海浜変形モデルを用いた大型海浜断面実験の再現出, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 591-595.
- 鄭 培喜, 余 錫平, 磯部雅彦 (1998): Boussinesq 方程式に対する高次数値計算モデルの開発, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 21-25.
- 渡辺 晃・青池大介・磯部雅彦 (1999): 任意地形上の戻り流れの定量評価法の提案, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 186-190.
- 渡辺 晃・磯部雅彦・Mohammad Dibajnia・田中正博・植村勇仁 (1999): 非対称振動流作用下における混合粒径砂の移動機構に関する研究, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 521-525.
- Dibajnia, M. and A. Watanabe (1996): A transport rate formula for mixed-size sands, Proc. 25th Conf. on Coastal Eng., pp. 3791-3804.
- Nwogu, O. (1993): Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation, J. Waterway, Port, Coastal, Ocean Eng., ASCE, Vol. 119, No. 6, pp. 618-638.
- Schaffer, H. A., R. Deigaard and P. Madsen (1992): A two-dimensional surf zone model based on the Boussinesq equations, Proc. 23rd ICCE, pp. 576-589.
- Watanabe, A., T. Hara and K. Horikawa (1984): Study on breaking condition for compound wave trains, Coastal Eng. In Japan, 27, pp. 71-82.