

人工リーフ周辺の波浪変形モデルについて

Eric C. Cruz*・青野利夫*

1. ま え が き

人工リーフは一種の潜堤であるが、一般に言われる潜堤とは異なり、堤体の透水性、幅広い天端、急勾配の法面によって特徴づけられる。堤体の透水性は、静穏時には海水交換特性に優れ、高波浪来襲時には波エネルギーを効果的に減衰させる。また、幅の広い天端は、人工リーフの消波効果をさらに有効なものとし、法面に勾配を有することは、堤体防護の被覆層に対して構造上の利点となりうる。

近年、没水構造物の周辺波浪場について、いくつかの数式モデルが提案されている。人工リーフでは構造物の天端水深が浅いため、モデル式の非線形性が重要であり、また深海域での波の伝播、構造物背後での波の分裂、不規則波の波群化などのように波浪の周波数に依存する現象を再現するためには、モデル式は良好な分散性を要求される。さらに、人工リーフの解析においては、その透水性による波浪低減効果が非常に重要なものとなる。

本研究は、人工リーフ周辺の波浪場に、非線形性、分散性、透過性を考慮した鉛直方向に積分平均された時間発展型の方程式を適用し、その解析を行うことを目的とする。ただし、今回は非砕波領域における波浪、流速場を対象とした基礎的特性について検討する。このモデルを神奈川県湯河原海岸に建設された人工リーフに適用し、その効果を検討する。

2. モデル方程式の導出と解析

2.1 基礎方程式

透水性の海底に対する水平1次元の波の変形について、水深方向に平均化された非線形基礎方程式が摂動法によって誘導されている(磯部ら, 1991; Cruz, et. al., 1992)。この式では、非線形性は考慮されているものの、分散性は仮定されていない。また、このモデルは、水深の小さい天端上における2次波峰の形成は再現できるが、構造物背後における波の分裂を表現できない。Cruz (1994)は、水中および透水層における無次元変数につい

てのポテンシャル流れの問題として基礎支配方程式を変形し、非線形性、分散性を考慮した水平2次元の波の変形について解を導いた。得られた方程式は、透水床上的の拡張修正ブーシネスク方程式と呼ばれ、1次元では次式のように示される。

$$\eta_t + [(h + \eta)u]_x + (\epsilon h_s u_s)_x = O(\mu^4) \dots\dots\dots (1)$$

$$u_t + \frac{1}{2}(u_s^2)_x + g\eta_x - \varphi + F_\epsilon = O(\delta\mu^2, \mu^4) \dots\dots\dots (2)$$

$$C_r \left[u_{st} + \frac{1}{2}(u_s^2)_x \right] + g\eta_x + \alpha u_s - \varphi_s = O(\delta\mu^2, \mu^4) \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 η : 水面変動, u, u_s : 断面平均された水中と透水層内の流速, ϵ : 空隙率, h, h_s : 水深と透水層の厚さ, F_ϵ : 境界での吸収項, C_r : 慣性係数である。 α は、透水層内での抵抗係数で以下のように表される。

$$\alpha \equiv \alpha_1 + \alpha_2 |u_s| = \frac{\nu \epsilon}{K} + \frac{C_r \epsilon^2}{\sqrt{K}} |u_s|. \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 ν : 動粘性係数, K : 透水係数, C_r : 乱流摩擦係数である。 ϕ と ϕ_s は、拡張された分散項で式(5)と(6)で表される。

$$\begin{aligned} \varphi \equiv & \left(\frac{1}{3} + \gamma \right) h^2 u_{xxt} + \gamma g h^2 \eta_{xxx} + \left(\frac{1}{2} + \gamma \right) h h_x u_{xt} \\ & + \gamma g h h_x \eta_{xx} + \left(\frac{1}{2} + \gamma \right) h (h_x u_t)_x + \gamma g h (h_x \eta_x)_x \\ & + \frac{1}{2} h (h_p u_{st})_{xx} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varphi_s \equiv & \frac{1}{2} C_r \left[\frac{2}{3} h_s^2 u_{sxx} + h_s (h_{bx} u_{st})_x - h_s (h_x - h_{sx}) u_{sxt} \right. \\ & \left. - 2 h_x h_{bx} u_{st} \right] + \frac{1}{2} \alpha \left[\frac{2}{3} h_s^2 u_{sxx} + h_s (h_{bx} u_s)_x \right. \\ & \left. - h_s (h_x - h_{sx}) u_{sx} - 2 h_x h_{bx} u_s \right] + \frac{1}{2} (h^2 u_t)_{xx} \\ & + (1 + \beta) [h (h_p u_{st})_x] + \frac{\beta g}{C_r} (h h_p \eta_{xx})_x \\ & + \frac{\beta g}{C_r} (h h_{px} \eta_x)_x + \frac{\beta \alpha}{C_r} [h (h_p u_s)_x]_x \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ここで、 $h_p = \epsilon h_s$: 有効透水層厚, $h_b = h + h_s$: 底面の水深, γ と β は、それぞれ波速と減衰に関する拡張因子である。式(1)から(3)の右辺は、方程式の打ち切り

誤差であり、分散と非線形のパラメータである $\mu=h_0/l$ と $\delta=a/h_0$ によって示されている。ここに、 h_0 , l , a はそれぞれ代表水深、代表波長、代表振幅である。

2.2 流速場

水平水粒子速度は断面平均流速から得られ、水中での流速 U は式 (7) で表される。

$$U(z)=u-\frac{1}{2}\left[(z+h)^2-\frac{h^2}{3}\right]u_{xx}$$
$$-\frac{1}{2}(h+2z)[(h_xu)_x+h_xu_x]$$
$$-\frac{\epsilon}{2}(h+2z)(h_xu_s)_{xx}\cdots\cdots\cdots(7)$$

また、透水層内の流速 U_s は式 (8) で表される。

$$U_s(z)=u_s+\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{h_s^2}{3}+hh_b-z^2\right)u_{sxx}\right.$$
$$\left.+\left[h_b-2(z+h_b)\right](h_bu_s)_{xx}\right\}\cdots\cdots\cdots(8)$$

ここで、 z は静水深から鉛直上向きを正とする。式 (7) と式 (8) は、 $z=-h(x)$ の境界で次の境界条件を満足する。

$$U_n=\epsilon U_{sn}\cdots\cdots\cdots(9)$$

ここで、 U , U_s は各層の速度ベクトルで、 n は境界法線を表す。

3. 数値計算

式 (1) から式 (3) の計算は、図-1 に示すような staggered 格子上で差分化して行う。 η は主格子で定義され、 u , u_s は、副格子、 h , h_s は両方の格子で定義される。計算は、式 (2) と式 (3) によって最初に u と u_s が解かれ、次に η を式 (1) を用いて解くことを $\Delta t/2$ の間隔で交互に行う。

入射波はリーフ前面の急勾配法面で反射するため、領域外へ透過していく波を吸収するために数値吸収帯を両端に配置した。減衰強度分布、最大減衰係数、吸収帯の幅によって規定される吸収帯の特性は、規則波および不規則波浪場について理論解析により得られた図 (Cruz

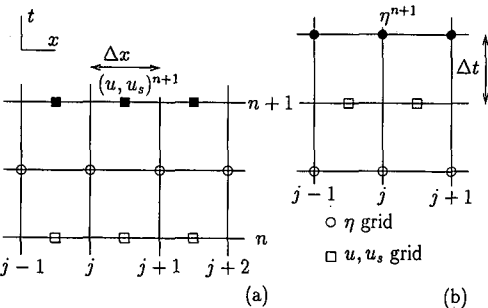


図-1 計算格子

and Isobe, 1994) から検討し、最適なパラメータを設定した。計算は、波浪場が安定状態となるまで継続して行った。両端の吸収帯の効果により、先頭の波が約 5 往復した時点で安定状態となった。

4. 現地人工リーフへのモデルの適用

このモデルを神奈川県湯河原海岸に建設された人工リーフに適用する。対象となる人工リーフの諸元を図-2 に示す。この人工リーフは、海岸の漁業施設を防護する鉛直消波護岸が、高波浪来襲時に被災するレベルの低減を目的として建設されたものである。

人工リーフの天端は、長さ 170 m、幅 70 m であり、波浪エネルギーをより有効に消散させるため、天端幅は以前の 32 m から拡張されている。沖側の法面勾配は 1 : 3、岸側の 1 : 2 である。沖側の法面および天端面の沖側から 32 m までは X ブロック (10 t) で被覆され、岸側の法面、それ以外の天端面は 2 t の被覆石で防護されている。リーフ本体は 30~200 kg の栗石である。天端水深は平均水面に対して 1.5 m、設置水深はリーフ中央部で約 8.5 m である。

4.1 現地観測

現地観測は、1994 年 2 月 1 日から 3 月 31 日までの 2

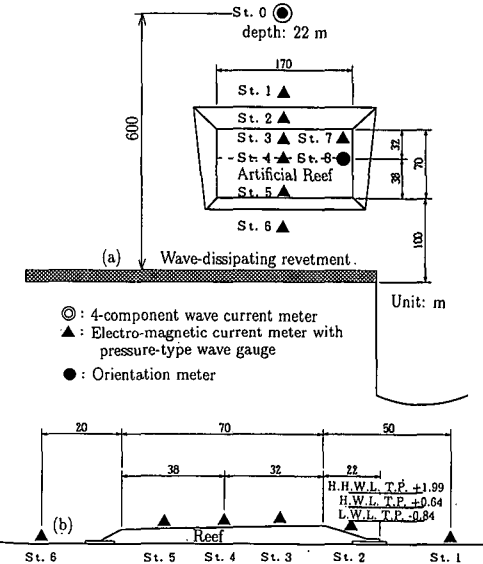


図-2 湯河原海岸人工リーフの配置図

表-1 計算に用いた観測ケース

Case	$T_{1/3}$ (s)	$H_{1/3}$ (m)	$L_{1/3}$ (m)	t_{roc}
G	5.9	0.22	53.5	$60 T_{1/3}$
I	10.7	0.54	153.7	$30 T_{1/3}$
J	4.1	0.47	26.3	$100 T_{1/3}$

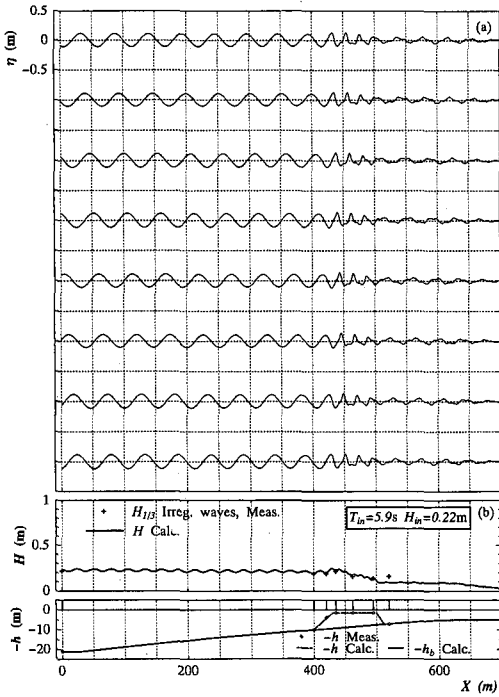


図-3 水面変動の空間分布および波高の計算結果と観測結果との比較結果 (CASE-G)

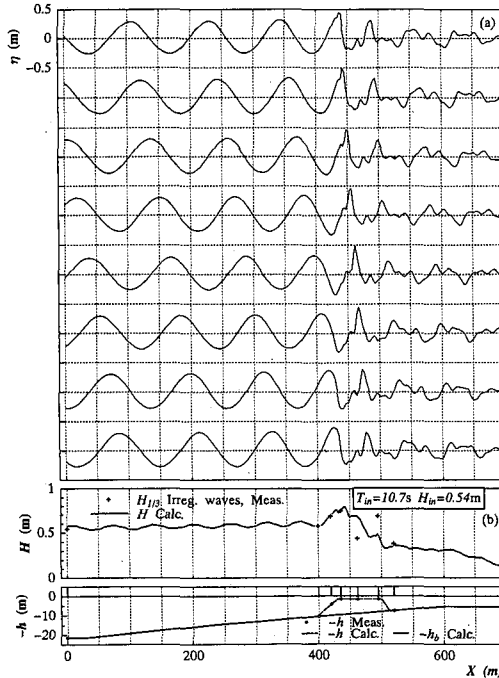


図-4 水面変動の空間分布および波高の計算結果と観測結果との比較結果 (CASE-I)

カ月間について行った。観測機器とその設置位置は図-2に示すとおりである。水深と水面変位は水圧式波高計を、流速成分は電磁流速計を使用して計測を行った。流速計はリーフ法尻付近の海底面に設置した。入射波浪は護岸前面 600 m 地点、水深 20 m に設置した St.0 の計測値を基準とした。現地観測で取得された波浪、流速などの特性は、青野ら (1995) によって検討されている。

4.2 波浪場の数値解析

1 次元モデルの計算対象断面として、図-2 に示したリーフ中央部の縦断面を使用した。リーフの本体部材、被覆部材のばらつきを考慮すると、現地のリーフに均等な透水性があるとは言えないが、解析上はこれを一様なものと仮定し、 $\varepsilon = 0.20$ とした。また、リーフの各抵抗パラメータは次のようにした。

$$K = 8 \times 10^{-7} \text{ m}^2, C_f = 0.20, \nu = 1.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

数値計算は規則波を用いているが、現地観測結果との比較をするため、入射波は有義波高、有義波周期に対応させ St.0 での観測値を入射波とした。表-1 は、本研究で用いた非碎波の観測結果を示したもので、 t_{rec} は定常状

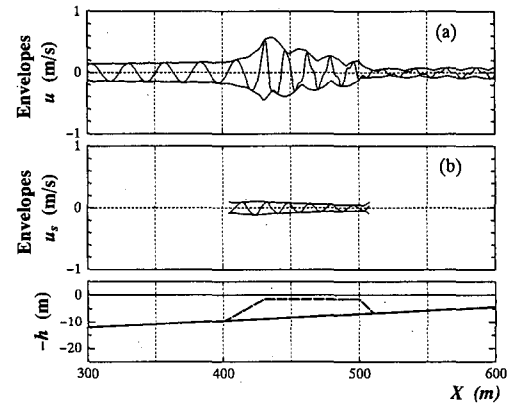


図-5 断面平均流速の岸沖変化 (CASE-J)

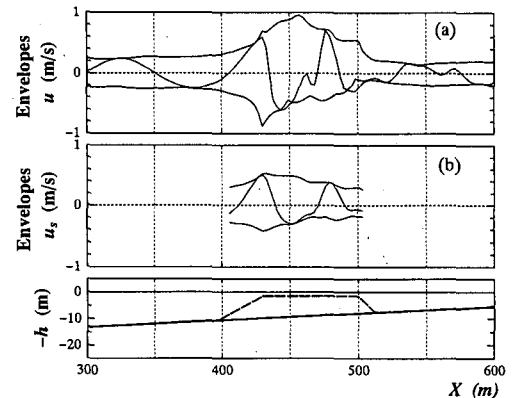


図-6 断面平均流速の岸沖変化 (CASE-I)

態になるまでの計算時間である。

図-3 (CASE-G) と図-4 (CASE-I) は、計算開始から t_{rec} 後における水面波形 η (間隔: $T_{in}/8$) の空間分布を示したものである。CASE-G では、 $St.0$ における入射波 (アーセル数 $U_r=0.17$) は線形であるが、リーフ通過時には浅水効果により非線形波となる。また、リーフ上で2次波峰が、微小ではあるものの出現しているのが認められる。一方、CASE-I ($U_r=1.3$) では2次波峰が顕著に出現している。両ケースとも、2次波峰、主波峰が浅海で拘束波として通過するため、リーフ上での変形はそれほど強くない。ただし、波群がリーフ背後の深い領域に到達したときにその拘束を解かれる。従って、リーフ背後では、高調和成分が周波数に依存した速度で自由波として伝播する。これらの自由波は、リーフ背後では図中に示されるように非保存波的性質を持つ。この波の分裂過程はよく知られた現象であり、現地観測においても確認されている。

図-3(b)、図-4(b) は計算結果と観測波の有義波高との比較を示したもので、リーフ前面で両者はよく一致している。しかしながら、リーフ上の岸側領域での一致度は、図-4の CASE-I において非常に低下している。これは、入射波の不規則性を無視したことによる。また、CASE-G の $St.6$ における計算結果が低下している原因

は、観測結果から確認された護岸からの反射波 (Ohnaka and Yoshizawa, 1994) を無視したことも考えられる。ただし、適当な反射境界条件を適用すればこのずれを修正することは可能である。

4.3 流速場の計算

a) 断面平均流速

図-5 (CASE-J) と図-6 (CASE-I) は、それぞれ $t = t_{rec}$ における u と u_s の波峰包絡線を示したもので、これらは入射流速振幅は同等であるが、周期が異なっている。リーフ上における水面波形の2次波峰に対応する流速値の2次ピークが現れており、入射波の非線形性の強さに比例して顕著に現れているのが確認できる。CASE-J については、 u の最大値、最小値はともにほぼ同地点、リーフ天端の沖側端部付近で発生している。しかし、CASE-I については、 u の最小値がリーフ天端の沖側端部で発生しているが、最大値はかなり内側で発生している。この相違は、入射波周期が長い場合、透水層が波の運動エネルギーの大部分を占めるため、これは次のように容易に説明される。(1) 長波は、エネルギーを散逸させる透水層のかなり深い部分まで流速が分布する、(2) 透水層内に伝達される境界での流速は、波長が長いほど強くなる。

b) 水平流速の鉛直分布

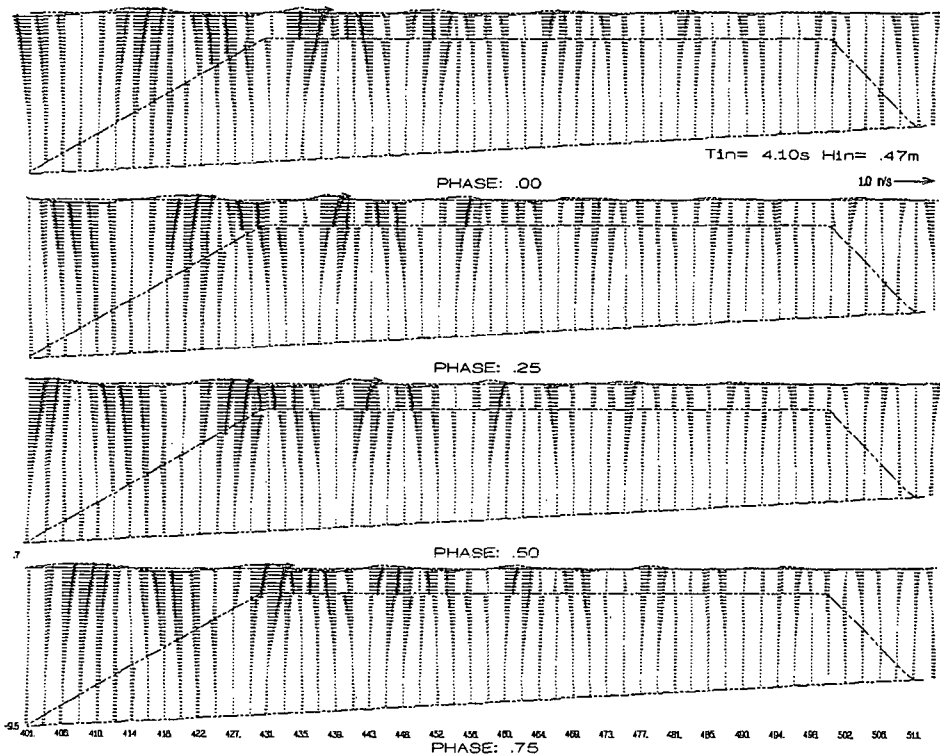


図-7 水平流速の空間分布とその周期変化 (CASE-J)

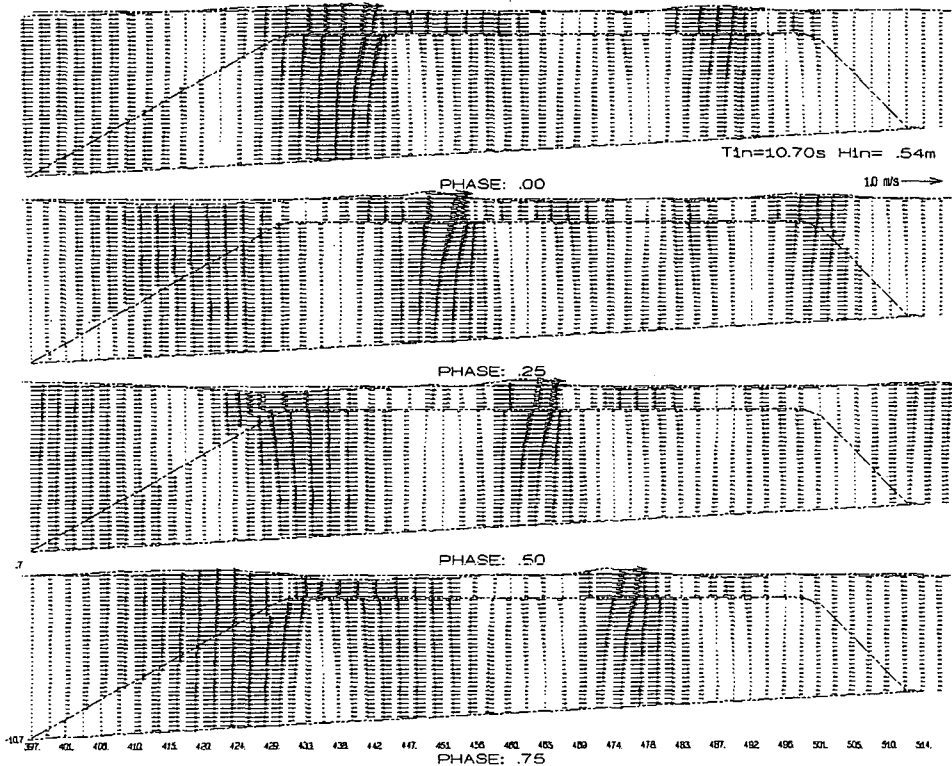


図-8 水平流速の空間分布とその周期変化 (CASE-I)

水平流速の空間分布は、式 (7)、(8) で算定される水粒子速度 U 、 U_s から得られる。空間分布の例を図-7 (CASE-J) と図-8 (CASE-I) に示す。これらの流速場は t_{rec} から $S_m/4$ 間隔で示されている。

図-7 では、リーフ先部での流速は線形波の性質を示している。波がリーフ上を進むにつれて、リーフ上部では式 (9) のような境界条件を通して波エネルギーが再配分される。透水層が、相対的に小さい境界での流速を効果的に散逸させるため、波峰はリーフ上で急激に減衰する。図-8 のような波長の長い波の場合には、流速が透水層の境界で大きくなるため、リーフの沖側法面にさしかかると同時に散逸効果が発揮される。しかし、十分な減衰効果を得るためには、波峰がリーフ上を十分長く進む必要がある。それは、境界流速の最大値と最小値が発生する位置 (それぞれ波峰部、波谷部) が離れているためである。しかし、最大流速は、リーフ背後部に到達する頃には、リーフ前面部での最大流速に比較してかなり小さくなっており、リーフの効果が確認される。

5. 結 論

本研究で得られた結論は、以下の通りである。

①非線形性、分散性そして透水性の影響を考慮した波動方程式を提案し、人工リーフを通過する波浪に対して

モデル化を行った。②モデル方程式を、神奈川県湯河原海岸に建設された人工リーフに適用し、観測値と計算値との良好な一致をみた。③人工リーフ周辺の波浪場は、リーフ天端上における波高値の周期的な減衰、リーフ背後での波の分裂で特徴づけられる。

参 考 文 献

- 青野利夫・Eric C. Cruz・大中 晋・後藤智明 (1995): 人工リーフ周辺の波と流れの現地観測, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 761-765.
- 磯部雅彦・芝 和彦・E. C. Cruz・渡辺 晃 (1991): 透過潜堤による非線形波浪変形について, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 551-555.
- Cruz, E. C., M. Isobe and A. Watanabe (1992): Nonlinear wave transformation over a submerged permeable breakwater. Proc., 23rd Int. Conf. Coastal Eng., pp. 1101-1114.
- Cruz, E. C. (1994): Modelling of nonlinear dispersive wave transformation around submerged porous breakwaters. Doctoral dissertation, Univ. of Tokyo.
- Cruz, E. C. and M. Isobe (1994): Numerical wave absorbers for short and long wave modelling. Proc., Int. Symp. on Waves—Phys. and Num. Modelling. Univ. of British Columbia, pp. 992-1001.
- Ohnaka, S. and T. Yoshizawa (1994): Field observation on wave dissipation and reflection by an artificial reef with varying crown width. Proc., Int. Conf. Hydro-Technical Eng. for Port and Harbor Construction, pp. 365-376.