

バー型海浜における波群性長周期波の共振現象

Akbarpour Jannat M. R.¹・浅野敏之²

暴浪時に海浜変形を引き起こす外力として長周期波の重要性が認識されている。Akbarpour Jannat・浅野 (2005) は、一様勾配斜面上で破波点の時空間変動による長周期波の発生機構を検討したが、現地では発生する長周期波とバー地形との共振現象も考えられる。本研究は、昨年の研究を複合断面地形に拡張し、波群波が励起する長周期波の解を領域接続により誘導した。地形や入射波群のパラメータを変え、励起された長周期波とバー地形との共振状態を考察した。波群波の入射波高が増大しても汀線の打ち上げ高は単調には増大せず、汀線とバーとの距離が長周期波の 1/2 波長に近くなると打ち上げ高が増大することがわかった。

1. はじめに

沿岸砂州の位置は、来襲する長周期波の波長の 1/2 あるいは 1/4 と密接な関係があるとされる (Holman・Bowen, 1982)。汀線と沿岸砂州との間の領域が地形的な共振状態となると、汀線付近の漂砂現象が卓越し、前浜地形の急激な変化を引き起こす可能性がある。また、バー頂部が節となるか腹となるかで、バー頂部での掃流砂、浮遊砂の卓越が決まり、沿岸砂州の安定・不安定が支配される。このようにバームなどの汀線地形や沿岸砂州の形成・発達・維持機構を理解するためには、長周期波と海底地形の相互作用を明らかにする必要がある。

断面 2 次元に議論を限定した場合、海岸に来襲する長周期波の最も重要な成因の一つとして、波群性風波の破波点の変動がもたらす長周期波の発生機構が考えられる。Symonds・Bowen (1984) は、バー地形を有する海岸に波群性風波が来襲する時、破波点の変動によって形成される長周期波と地形との共振現象を考察した。しかし、彼らのモデルではバー頂部水深や岸側の地形形状を曖昧な規定のま

ま理論を立てており、結果の表示の一般性に欠ける。

本研究では、バー・トラフ地形を一様勾配からなる複合断面で表示し、彼らのモデルを改良した。波群性長周期波の解を導き、その結果から地形的な共振条件を検討した。

2. 複合断面地形モデル

問題を単純化するために、図-1 のような m_1 , m_2 , m_3 の斜面勾配から成る複合断面の海底地形モデルに波群風波が来襲する場合を取り扱う。ここで $x'_{b, \min}$, $x'_{b, \max}$ はそれぞれ波群風波の破波点位置の最小、最大値、 X'_B は平均破波点位置、 L' はバー頂部までの離岸距離である。

Symonds・Bowen (1984) にならって、波群風波はバーより沖側の領域④の範囲内で変動破波すると仮定する。これより岸側の領域③では飽和破波を仮定し、水深で波高が規定される。バーより岸側の領域②では波高は一定値を保つと仮定する。

この地形上で形成される岸沖 1 次元の長周期波動を記述する基礎方程式は、以下に示す線形長波方程式である。

$$\frac{\partial U'}{\partial t'} + g' \frac{\partial \zeta'}{\partial x'} = -\frac{1}{\rho' h'} \frac{\partial S'_{xx}}{\partial x'} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t'} + \frac{\partial (h' U')}{\partial x'} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 h' は静水深、 ρ' は流体の密度、 g' は重力加速度、 ζ' は長周期波の水位変動、 U' は鉛直平均の水平方向流速である。また radiation stress 項 S'_{xx} は、 $S'_{xx} = (3/4) \rho' g' a'^2$ (a' は風波の振幅) で表される。

式 (1), (2) の次元変数に対して、以下のような無次元化を行う。

$$\left. \begin{aligned} x' &= (L' + X'_B) x, \quad h' = (L' + X'_B) h \\ X'_B &= (L' + X'_B) X_B, \quad X'_C = (L' + X'_B) X_C \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3a)$$

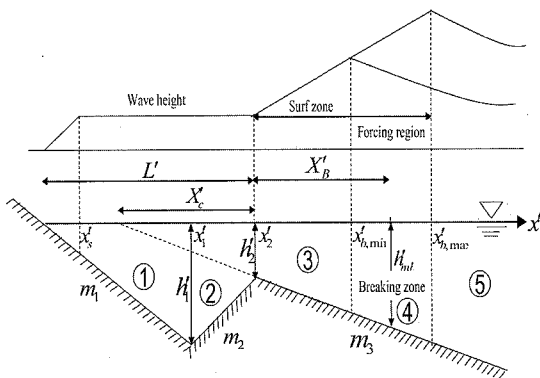


図-1 複合断面地形モデルと波高分布の模式図

1 学生会員 M.Eng 鹿児島大学大学院理工学研究科 博士後期課程
2 正 会 員 工 博 鹿児島大学教授 工学部海洋土木工学科

$$\left. \begin{aligned} a' &= \gamma [h' + X_B' m_3] a, \quad \zeta = \frac{3}{2} \gamma^2 X_B' m_3 \zeta \\ U' &= \frac{3}{2} \gamma^2 X_B' m_3 \sigma' U, \quad t' = \frac{t}{\sigma'} \end{aligned} \right\} \dots\dots (3b)$$

ここで、 γ は碎波後の波の振幅水深比（以下の計算では 0.4 と置く）、 σ' は波群風波の変動周期である。式（3）の無次元量を用いれば基礎方程式（1）、（2）は次式のように書き直すことができる。

$$\left. \begin{aligned} \chi A^2 \frac{\partial U}{\partial t} + \alpha A \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ = -\frac{1}{2h} \frac{\partial a^2}{\partial x} \quad 0 < x < x_s, L < x < x_b(t) \\ = 0 \quad x_s < x < L, x > x_b(t) \end{aligned} \right\} \dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial (hU)}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

$L = L' / (L' + X_B')$, $\chi = \sigma'^2 X_B' / g' m_3$, $\alpha = X_B' / h'_{mb}$, $A = (L' + X_B') / (X'_c + X_B')$, h'_{mb} は $x' = L' + X_B'$ における水深, $x_s = x'_s / (L' + X_B')$ は領域①における無次元碎波位置である。式（4）は $L' = X'_c = 0$ とすれば一様勾配断面の方程式に一致する。パー頂部から沖側の碎波帯では飽和碎波の仮定により波高は水深で規定されることから、この領域における式（4）の外力項 $F(x, t)$ は次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} F(x, t) &= \frac{1}{2h} \frac{\partial a^2}{\partial x} = \frac{1}{m_3} A^2 \quad L < x < x_b(t) \\ &= 0 \quad x > x_b(t) \end{aligned} \right\} \dots\dots (6)$$

ここに、 $x_b(t)$ は波群によって時間的に変動する碎波点位置であって、次式で表されるとする。

$$x_b(t) = 1 + \Delta a \cos(t - t_b) \dots\dots\dots (7)$$

ここで Δa は碎波点変動の振幅であり t_b は $x_{b, \max} = 1 + \Delta a$ から $x = x_b$ まで伝搬するのに要する“traveling time”である（Nakamura・Katoh, 1992）。

碎波点が時間変動する領域④内の任意点 x では、碎波前と碎波後の状態に交互に切り替わり、式（6）に示す外力項は値が矩形パルス的に変化する。この波形をフーリエ級数で表すと次式となる。

$$F(x, t) = \frac{1}{2h} \frac{\partial a^2}{\partial x} = c_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} [c_n e^{int} + c_{-n} e^{-int}] \dots\dots\dots (8)$$

ここに

$$c_0(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{t_1(x)}^{t_2(x)} F(x, t) dt \dots\dots\dots (9)$$

$$c_{\pm n}(x) = \frac{1}{4\pi} \int_{t_1(x)}^{t_2(x)} F(x, t) e^{\mp int} dt \dots\dots\dots (10)$$

ここに $t_1 = -\tau + t_b$, $t_2 = \tau + t_b$, $\tau = \cos^{-1}\{(x-1)/\Delta a\}$ である。traveling time を考慮して式（9）、（10）の係数を計算すると $x_{b, \min} < x < x_{b, \max}$ の領域では次式となる。

$$c_0(x) = \frac{1}{\pi m_3} A^2 \left[\cos^{-1} \left(\frac{x-1}{\Delta a} \right) \right] \dots\dots\dots (11)$$

$$c_n(x) = \frac{i}{4n\pi m_3} A^2 \times \left[e^{-in \left[\cos^{-1} \left(\frac{x-1}{\Delta a} \right) + t_b \right]} - e^{-in \left[-\cos^{-1} \left(\frac{x-1}{\Delta a} \right) + t_b \right]} \right] \dots\dots (12)$$

3. 領域接合による長周期波の解

$n \neq 0$ に対する長周期波の波形 ζ_n を複素振幅 $\eta_n(x)$ を用いた次式で表す。

$$\zeta_n = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \eta_n(x) e^{int} \dots\dots\dots (13)$$

式（4）と式（5）から U を消去すると次式となる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \eta_n(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{h} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial \eta_n(x)}{\partial x} + \frac{\chi n^2}{\alpha h} A \eta_n(x) \\ = -\frac{1}{\alpha h} A^{-1} \frac{\partial}{\partial x} (2h C_n) \quad x_{b, \min} < x < x_{b, \max} \\ = 0 \quad otherwise \end{aligned} \right\} \dots\dots (14)$$

ここで $x_{b, \min}$, $x_{b, \max}$ は、式（7）から $x_{b, \min} = 1 - \Delta a$, $x_{b, \max} = 1 + \Delta a$ となる。

以下に、図-1 に示した 5 つの領域に対する長周期波の解を示す。領域⑤では沖側端の radiation condition を考慮して次式で表示する。

$$\zeta_n = K_1 H_0^{(2)}(k z_0^{1/2}) e^{int} \dots\dots\dots (15)$$

ここに $k^2 = 4n^2 \chi (1 + L/X_B)$, $z_0 = [X_c + (x - L)]$ である。変動碎波による強制項を持つ領域④では次式で与える。

$$\zeta_n = [\eta_{np} + K_5 H_0^{(1)}(k z_0^{1/2}) + K_6 H_0^{(2)}(k z_0^{1/2})] e^{int} \dots\dots (16)$$

式（15）、（16）で $H_0^{(1)}$, $H_0^{(2)}$ はそれぞれ第 1 種、第 2 種 Hankel 関数であり、また式（16）の η_{np} は特解で次式で与えられる。

$$\eta_{np} = A_{np}(x) H_0^{(1)}(k z_0^{1/2}) + B_{np}(x) H_0^{(2)}(k z_0^{1/2}) \dots\dots (17)$$

ここに

$$A_{np}(x) = \frac{\pi i}{2\Lambda\Lambda_c} \{ [2C_n h H_0^{(2)}(kz_0^{1/2})]_{x_{b,\min}}^x + \int_{x_{b,\min}}^x C_n h z_0^{-1/2} H_1^{(2)}(kz_0^{1/2}) dx \} \dots\dots\dots (18)$$

$$B_{np}(x) = \frac{-\pi i}{2\Lambda\Lambda_c} \{ [2C_n h H_0^{(1)}(kz_0^{1/2})]_{x_{b,\min}}^x + \int_{x_{b,\min}}^x C_n h z_0^{-1/2} H_1^{(1)}(kz_0^{1/2}) dx \} \dots\dots\dots (19)$$

ただし、 $\Lambda_c = X_B' / (X_c' + X_B')$ である。

領域③と②ではそれぞれ次式で与えられる。

$$\zeta_n = [K_3 H_0^{(1)}(kz_0^{1/2}) + K_4 H_0^{(2)}(kz_0^{1/2})] e^{int} \dots\dots\dots (20)$$

$$\zeta_n = [K_1 H_0^{(1)}(k'z_1^{1/2}) + K_2 H_0^{(2)}(k'z_1^{1/2})] e^{int} \dots\dots\dots (21)$$

ここに $k'^2 = 4n^2 \chi(m_3/m_2)(1+L/X_B)$, $z_1 = (h_1/m_2) - (x - x_1)$ である。

領域①では、Hankel 関数を構成する Neumann 関数が $x=0$ で特異性を有するため、0 次の Bessel 関数 J_0 で表す。

$$\zeta_n = [K_0 J_0(k'x^{1/2})] e^{int} \dots\dots\dots (22)$$

ここに $k'' = 4n^2 \chi(m_3/m_1)(1+L/X_B)$ である。以上の $K_0 \sim K_7$ の複素係数は領域境界で ζ_n と $\partial\zeta_n/\partial x$ が連続となる条件から決定する (Synolakis, 1999)。

なお、セットアップ高さ ζ_0 は、式 (4) で $\partial U/\partial t=0$ と置き外力項と釣り合う $\partial\zeta_0/\partial x$ を沖から岸に積分していけば解析的に求められる。ここでは、紙数の関係から ζ_0 の表式については省略する。

4. 結果ならびに考察

3. で展開した解析解に基づいて、長周期波の時空間特性を考察した。ただし、式 (3) に示したように水平方向長さの代表長として、地形条件 L' と入射波の波高や波群性によって変化する平均砕波位置 X_B' の和 $L' + X_B'$ を用い無次元化を行った。これは水平方向の代表長を2つにすると式形が煩雑となるためであるが、入力条件による結果の特性の変化を調べるには次元量の方がわかりやすく、本節の結果の表示は次元量で行うことにする。

入射する波群風波は次式で与えられる。

$$\eta' = 2a \left[\alpha_1 \cos \left(\frac{\Delta k'}{2} x' - \frac{\Delta \sigma'}{2} t' \right) + (1 - \alpha_1) \cos(k'x' - \sigma't') \right] \dots\dots\dots (23)$$

ここに、 a' は振幅、 $\Delta\sigma' = (2\pi/T_1 - 2\pi/T_2)$ は2成分重合波の角周波数の差、 $\Delta k'$ はそれに対応する波数の差である。また α_1 は波群度を示すパラメータである。

以下に示す計算結果は、特に断らない限り次の諸量を基本条件とした。

入射風波の条件：2成分重合波の周期 $T_1=6s$, $T_2=7s$, 波高 $H'=2a'=2.4$ m, 波群度パラメータ $\alpha_1=1/2$

地形条件：Wright・Short (1983) による parallel bar-channel 地形の分類 Kuriyama・Yamada (2002) が現地観測を行った波崎海岸の地形を参考として、 $L'=150$ m, $m_1=1/50$, $m_2=-1/50$, $m_3=1/100$, $h_1'=2.0$ m, $h_2'=1.0$ m

図-2、図-3 は、それぞれバー頂部の水深が 0.9 m の場合 ($h_2/h_1=0.45$)、1.3 m の場合 ($h_2/h_1=0.65$) について、長周期波の空間波形を位相 $\pi/2$ ごとに示したものである。

波群波の砕波点変動により、forcing region から岸・沖両方向に自由波長周期波が発生する (Symonds et al., 1982)。岸向きの自由波は汀線で完全反射され、沖へと向かう。図-2 の地形条件では、forcing region より沖側領域で沖向きに伝搬する自由波の振幅が大きくなっている。

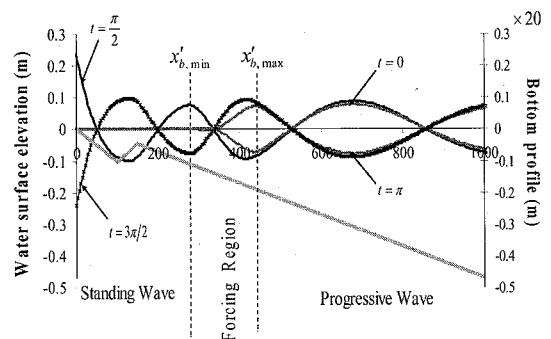


図-2 長周期波の空間波形 ($h_2/h_1=0.45$)

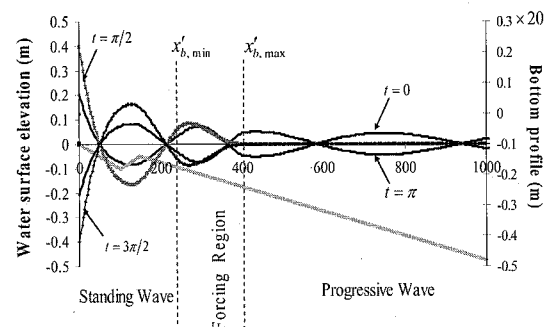


図-3 長周期波の空間波形 ($h_2/h_1=0.65$)

ることがわかる。図-3では、冲向き自由波と汀線からの反射波が逆位相で重なり、forcing regionより沖側で振幅が0に近い位相がある。汀線で腹となり forcing region で節となる重複波ではその領域が長周期波の1/4波長の奇数倍に相当する。汀線において腹となりパー頂部で腹となる場合は、その領域長は長周期波の1/2波長分である。これらを Symonds・Bowen (1984) は、それぞれ1/4波長共振、1/2波長共振と呼んだが、1/4波長共振の場合は図-2のように沖に向かう波のエネルギーが大きくなり汀線での増幅は顕著でなくなる。1/2波長共振と1/4波長共振は異なる領域を対象としているので、波と地形の条件によっては両者が同時に発生する場合がある。

図-4、図-5は、それぞれ入射波群波の波高を $H'=2.4\text{m}$ 、 1.5m とした時の、汀線打ち上げ高 R' (実線)、 $x'_{b,\max}$ の地点での冲向き自由波の振幅 (破線) の変化を示したものである。ただし、横軸はパー頂部とトラフの水深比 h_2/h_1 である。この計算では、図-1のパーからトラフに至る勾配 m_2 と h_2 を変化させ、他の地形諸量は一定に保って計算を行った。図中破線は領域④と⑤の境界における冲向き進行波の波高を示す。どちら

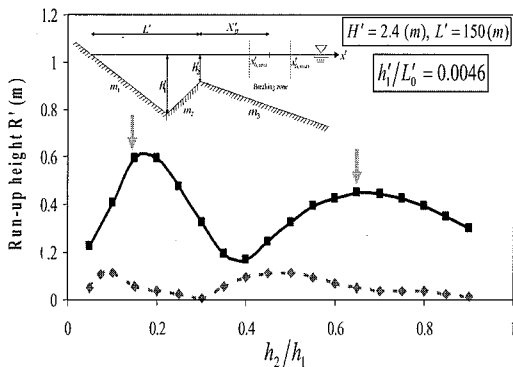


図-4 相対水深比と打ち上げ高さの関係

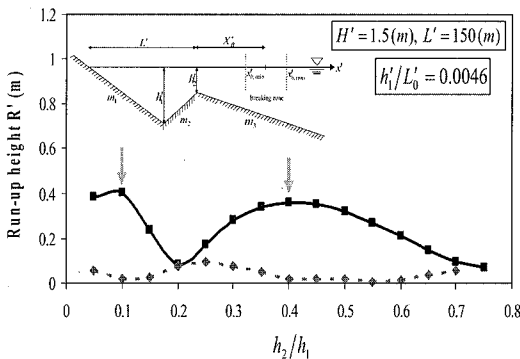


図-5 相対水深比と打ち上げ高さの関係

の結果も h_2/h_1 が変化すると汀線での打ち上げ高に2つの極大値があることが読み取れる。これは波群波が形成する長周期波とパー地形との共振が発生していることを示す。

この点をさらに調べるため、パー地形を一定として入射波群波の波高 H' のみを変化させた場合 (ただし、波高 H' の増加に付随して碎波帯の平均位置 X'_B は変化する) の打ち上げ高 R' の変化を調べたものが図-6である。図より、入射波高 H' が増加しても R' は単調増加せず、 $H'=2.0\text{m}$ 付近で一つのピークを持つことがわかる。これは、地形との共振の結果である。図-6で極大値を生じた $H'=2.0\text{m}$ の場合に打ち上げ高が最大となる位相時の長周期波の波形を示したものが図-7である。パー地形の水深分布から長周期波の波長を計算すると、 $L'+X'_B=312\text{m}$ が1/2波長の共振条件に近いことがわかった。その時、パー頂部では長周期波の腹が形成されている。

図-8は、波群度 α_1 を変化させた時の打ち上げ高 R' の変化を調べたものである。図中には碎波帯の半幅 Δa の変化も示している。この時も α_1 の変化に伴い碎波点の平均位置 X'_B が変化する。 α_1 の減少につれて、すなわち完全な波群波 $\alpha_1=1.0$ から波群が消失した波高一定の波 $\alpha_1=0$ になるにつれて、同じ平均波高でも、碎波帯

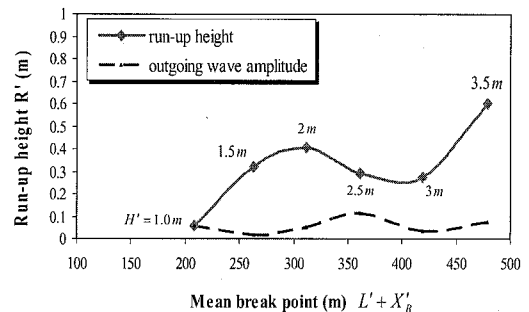


図-6 入射波高と打ち上げ高さの関係

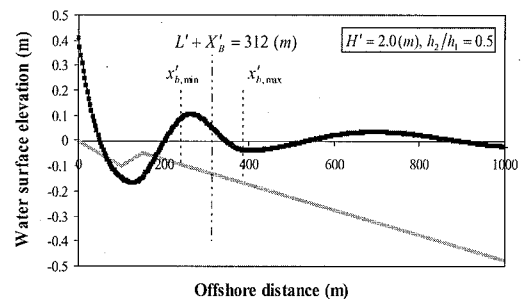


図-7 共振状態の長周期波の空間波形

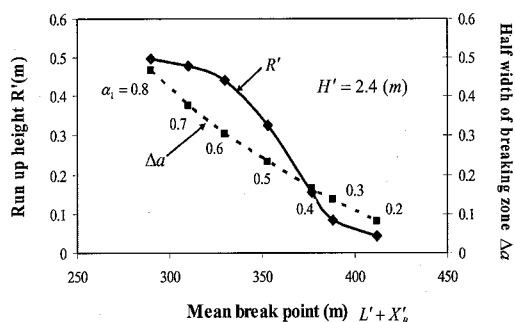


図-8 波群度と打ち上げ高さの関係

の半幅 Δa は減少し、打ち上げ高 R' は低下することがわかる。

5. ま と め

- 1) バー・トラフ地形を一定勾配の複合断面でモデル化し、その上に入射する波群波の碎波点変動が誘起する長周期波の解を、領域接続により誘導した。
- 2) 発生する長周期波とバー地形に $1/2$ 波長共振が生じる場合、すなわち、バー頂部で長周期波が腹となる場合に汀線における打ち上げ高 R が増加することがわかった。一方、 $1/4$ 波長共振が起こる場合には打ち上げ高は抑制されることが認められた。
- 3) このことは、波群波の入射波高が単に増大しても、汀線での打ち上げ高は単調には増大しないことを意味

する。そのことを示す計算結果を入射波高をパラメータとして提示した。

- 4) 入射波群波の平均波高が同じであっても波群度が大きくなると打ち上げ高は顕著に増大し、汀線付近の流体運動に及ぼす波群度の重要性が認められた。

参 考 文 献

- Akbarpour Jannat, M.R., 浅野敏之 (2005) : 波群性風波とそれに伴う長周期波の作用下における底質移動外力の評価, 海岸工学論文集, 第 52 巻, pp. 411-415.
- Holman, R. A., and A. J. Bowen (1982) : Bars, bumps and holes: Models for the generation of complex beach topography, J. Geophysical Research, Vol. 87, pp. 457-468.
- Kuriyama, Y. and T. Yamada (2002) : Influence of low-frequency standing waves on longshore bar development, Proc. 28th ICCE, pp. 2926-2935.
- Nakamura, S. and K. Katoh (1992) : Generation of infragravity waves in breaking process of wave groups, Proc. 23th ICCE, pp. 990-1003.
- Symonds, G., D.A. Huntley, and A.J. Bowen (1982) : Two-dimensional surf beat: Long wave generation by a time-varying breakpoint, J. Geophysical Research, Vol. 87, pp. 492-498.
- Symonds, G. and A.J. Bowen (1984) : Interaction of nearshore bars with incoming wave groups, J. Geophysical Research, Vol. 89, pp. 1953-1959.
- Synolakis, C.M. (1999) : Exact solutions of the shallow water wave equations, Advance in Coastal and Ocean Engrg., Vol. 4, pp. 61-131.
- Wright, L. D. and A. D. Short (1984) : Morphodynamic variability of surf zones and beaches, A synthesis, Marine Geology, Vol. 56, pp. 93-118.