

海浜断面における波動・地形変化の数値シミュレーション

Vu Thanh Ca*・谷本勝利**・山本吉道***

1. はじめに

実際の海浜では、波の遡上によって水が砂層に浸透していく。時化時には高波の来襲により砂層の含水量が飽和状態となり、平均的に斜面上の戻り流れに伴う沖向き漂砂輸送が卓越するので、海岸侵食が生じる。その後、波高は小さいものの周期の長い波が続けば、不飽和砂層内の水の流下が大きく、平均的に斜面上の岸向き漂砂が卓越するようになり、回復が始まる(Larson et al, 1989)。しかしながら、海浜での波動、地下水流れ、海岸侵食、堆積を再現するモデルは、特に砂浜の回復過程に対して完全なものとはなっていない。そこで、本研究は、海浜域における波動を表す Boussinesq 近似式、砕波により生ずる乱流エネルギーの輸送式、及び漂砂輸送式を用い、砂層内の飽和・不飽和透水流の影響を考慮した断面地形変化の数値シミュレーション法を開発することを目的としたものである。

2. 数値モデルの概要

2.1 透水流の影響を考慮した波動モデル

計算領域は図-1 に示すように斜面上の波動解析領域と砂層の地下水流解析領域に分けられる。波動解析領域に対しては、非線型性と分散性を考慮できる Boussinesq タイプの方程式を採用した。地下水の湧き出しと吸い込

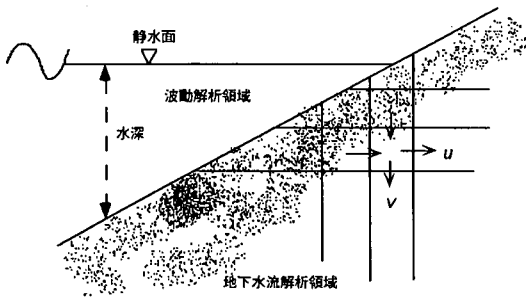


図-1 計算領域

みを取り入れた連続式および運動方程式は次のとおりである。

$$\frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = q_0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q^2}{d} \right) + g d \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{d^3}{3} \frac{\partial^3}{\partial x^2 \partial t} \left(\frac{q}{d} \right) - \frac{W_b}{2} \frac{\partial^3 q}{\partial t \partial x^2} - W_b + \frac{f_c}{d^2} |q| q = u_{g0} q_0 \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 q は線流量、 d は平均水深、 g は重力加速度、 η は水位変動、 W_b は砕波による運動エネルギー散逸を表す項、 f_c は海底摩擦係数、 q_0 は透水性底面の水平方向の単位長さ当たりを鉛直方向に通過する流量、 t は時間、 x は岸沖方向の水平座標である。上式の u_{g0} に関しては丸尾ら (1995) のように、 $q_0 > 0$ (湧き出し) のときは u_{g0} を砂層内の流速とし、 $q_0 < 0$ (吸い込み) のときは u_{g0} を斜面上の流速とする。

砕波後の波は大規模渦や底面摩擦によりエネルギーを減衰させながら斜面上を遡上して行き、その後流下を始める。その波の流下時に次の波が斜面上を遡上してくる。このように、斜面上では、水際線は岸沖方向に常に動いている。そうした遡上域を計算するために、本モデルでは岸側条件を Hibberd・Peregrine (1979) のモデルによって設定し、砕波による波エネルギー減衰の計算は、砕波帯内および遡上域内外の整合性を考えた佐藤・鈴木 (1990)、佐藤・Kabiling (1994) によって提案されたモデルを用いた。砕波点位置の決定は、合田 (1973) による式によって決定した。また、海底摩擦係数については山本ら (1996) による式を用いた。

2.2 砂層内の飽和・不飽和水流のモデル

飽和・不飽和を含む多孔質媒体内の連続式とダルシー法則による運動方程式は次のとおりである。

$$\frac{\partial(\theta_w \rho_w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_w \theta_w V_{gi})}{\partial x_i} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

$$u_{gi} = - \frac{K_w}{\theta_w \mu_w} \left(\frac{\partial p_w}{\partial x_i} + \rho_w g \frac{\partial z}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots (4)$$

ここに u_{gi} は i 方向における砂浜内水流速 ($i=1$ の場合は x 方向、 $i=2$ の場合は z 方向)、 μ は水の粘性係数、 p_w は水圧力、 θ_w は砂浜内含水率、 K_w は透水係数である。不

* 正会員 博士(学術) 埼玉大学工学部助教授 建設工学科
 ** 正会員 工 博 埼玉大学工学部教授 建設工学科
 *** 正会員 工 博 (株)アイ・エヌ・エー 海岸部

飽和の場合は $p_w = -p_c(\theta_w)$ を用いる。ただし、 p_c は砂浜内の毛管圧力で、含水率の関数である。

砂層内の水圧力を求めるために、式 (3) を式 (5) に代入すると、次式が得られる。

$$\frac{\partial(\theta_w \rho_w)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\rho_w K_w}{\mu_w} \frac{\partial p_w}{\partial x_i} \right) = 0 \dots\dots\dots (5)$$

式 (5) を用いて砂層内部における圧力分布を求めて、式 (3) によって地下水流速を計算する。式 (5) の圧力の境界条件については砂層の表面が水面下に没している場合には静水圧とし、露出している場合には大気圧とする。

2.3 砕波帯内における乱流モデリング

海浜断面の変形モデルの場合には、岸沖方向の漂砂輸送を波スケールで表すモデルを用いて評価する必要がある。本モデルは、Boussinesq 近似式を用いて砕波帯内における波動を解析するとともに、砕波によって生ずる乱流境界層の発達、乱流エネルギーの輸送を計算する。厳密に言えば、砕波帯内の乱流エネルギーの水深方向及び岸沖方向の分布を考慮しなくてはならないが、Ting and Kirby (1995, 1996), Nadaoka et al. (1989) の研究によると、砕波帯内の乱流エネルギーの岸沖方向の輸送時間スケールは鉛直方向の輸送時間スケールより長い。また、本モデルでは水深方向に積分した波動方程式を用いて解析するため、乱流エネルギーの岸沖方向のみを考慮する。1次元の乱流エネルギー輸送方程式は次式のとおりである。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}k}{\partial x} = P_r - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{C_r}{\sigma_t} \frac{\partial k}{\partial x} \right) \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 k は水深方向に積分した乱流エネルギー、 \bar{u} は岸沖方向の ensemble 平均流速、 P_r 及び ε はそれぞれ乱流エネルギーの生成及び散逸を表す。 ν_t は渦粘性係数、 σ_t は乱流プラントル数 (=1)、 C_r はクロジャー定数である。乱流エネルギー生成項 P_r は Deigaard (1989) によって提案された次の式を用いて求められる。

$$P_r = \alpha_p \cdot g \cdot c \cdot \delta \cdot \beta_D \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 c は波速、 δ はサーフェスローラーの厚さ、 β_D は水面の傾斜角に依存する係数である。Deigaard (1989) は $\beta_D = 0.18$ を提案したが、Dally and Brown (1995) は数値実験によって、 $\beta_D = 0.1$ を求めた。 α_p は砕波によって損失波エネルギーが乱流エネルギーになる割合であり、Deigaard (1989) は、 $\alpha_p = 0.33$ を提案している。乱流エネルギー散逸項 ε は次式で与えられる。

$$\varepsilon = c_d \frac{k^{3/2}}{l} \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 $c_d = 0.09$ 、 l は乱流の代表スケールであり、Deigaard (1989) は $l = 0.1d$ とした。渦粘性係数 ν_t は乱流エネルギー k 及び渦スケール l によって、次式のよう

に求められる。

$$\nu_t = l \sqrt{k} \dots\dots\dots (9)$$

砕波によって生ずる海底乱流境界層については Cox and Kobayashi (1997) のモデルを用いて計算する。

2.4 漂砂輸送のモデリング

漂砂の輸送量を次式で表わす。

$$\phi_b = \frac{q_b}{\sqrt{\Delta} g D_{50}} \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 ϕ_b は無次元漂砂輸送量、 q_b は輸送方向に垂直な単位幅の鉛直面積を通して単位時間に輸送される漂砂量、 D_{50} は漂砂の中央粒径、 Δ は漂砂の相対密度、($=(\rho_s - \rho)/\rho$)、 ρ_s は漂砂の密度である。

粒径別移動限界シールズ数 θ_{sc} は van Rijn (1993) の式を用いて計算する。

振動流における漂砂輸送量は次のような Ribberink (1998) の式を用いて計算する。

$$\phi_b(t) = \begin{cases} m \{ |\theta_s(t)| - \theta_{sc} \}^n \frac{\theta_s(t)}{|\theta_s(t)|}, & (\theta_s(t) \geq \theta_{sc}) \\ 0, & (\theta_s(t) < \theta_{sc}) \end{cases} \dots\dots\dots (11)$$

ここに、 $m (=11)$ 及び $n (=1.65)$ は係数、 $\phi_b(t)$ は時間に依存する無次元漂砂輸送量、 θ_s は振動流におけるシールズ数で、次式で表される。

$$\theta_s = \frac{0.5 \rho_w f_w |u_b(t)| u_b(t)}{(\rho_s - \rho) g D_{50}} \dots\dots\dots (12)$$

ここに、 $u_b(t)$ は海底境界層上の岸沖方向流速であり、 f_w は波の摩擦係数で、次式で表される。

$$f_w = \begin{cases} e^{[5.2(k_s/\bar{a})^{1.6} - 5.98]}, & (k_s/\bar{a} < 0.63) \\ 0.3, & (k_s/\bar{a} \geq 0.63) \end{cases} \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 \bar{a} は海底付近の岸沖方向の流速振幅であり、 k_s は代表海底粗度長さで次式で表される。

$$k_s = \max\{3D_{50}, D_{50}[1 + 6(|\theta_s| - 1)]\} \dots\dots\dots (14)$$

ここに、 $|\theta_s|$ はシールズ数の絶対値の時間平均値であり、次式で表される。

$$|\theta_s| = \frac{|\tau_b(t)|}{(\rho_s - \rho_w) g D_{50}} \dots\dots\dots (15)$$

$$|\tau_b(t)| = 0.5 \rho_w f_w u_b(t)^2 = 0.25 \rho_w f_w \bar{U}^2 \dots\dots\dots (16)$$

ここに \bar{U} は振動流の流速振幅である。

傾斜面でのモデリングには重力の影響を考慮する必要がある。傾斜角度 β の底面上の限界シールズ数 θ_{sc} は次式で表される。

$$\theta_{psc} = \theta_{sc} \frac{\sin(\phi + \beta)}{\sin \phi} \dots\dots\dots (17)$$

ここで、 ϕ は漂砂粒子の安息角である。

2.5 浮遊砂輸送のモデリング

海浜断面変形のモデリングでは浮遊砂輸送も重要であ

る。波帯内の乱流による浮遊砂の岸沖方向の輸送は次式で示される。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\bar{u}\partial C}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial C}{\partial x} \right) - C_s + C_{ut} \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 C は水深方向に積分した浮遊砂の密度、 C_s は底面に沈降する浮遊砂量、 C_{ut} は底面より巻き上がる浮遊砂量である。沈降する砂の量 C_s および巻き上がる砂の量 C_{ut} は浮遊砂の鉛直分布を仮定して評価する。浮遊砂の密度の鉛直方向分布を $C(z)$ とすると、 C_s 及び C_{ut} は次式で示される。

$$C_{ut} = -\nu_t \frac{\partial C(z)}{\partial z} \Big|_{z=z_a}, \quad C_s = w_s C(w_s/2) \dots\dots (19)$$

実際の現地海岸では砕波帯内外を含むほぼ全域でシートフロー状態が卓越する(丸尾ら, 1995)。シートフローの状態における浮遊砂の鉛直分布は次式で与えられる(Soulsby, 1997)。

$$C(z) = C_a (z/z_a)^{-b} \dots\dots\dots (20)$$

ここに、 $b = w_s / (\kappa u_*')$ 、 w_s は砂粒子の沈降速度、 C_a および z_a は Zyserman and Fredsoe (1994) の提案によって次のように求められる。

$$C_a = \frac{0.331(\theta_s - 0.045)^{1.75}}{1 + 0.720(\theta_s - 0.045)^{1.75}}, \quad z_a = 2d_{50} \dots\dots (21)$$

2.6 地形変化の計算

地形変化の計算に用いられる底質量の断面2次元での保存式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\frac{1}{1 - \epsilon_s} \left(\frac{\partial q_b}{\partial x} - C_s + C_{ut} \right) \dots\dots\dots (22)$$

ここに、 ξ はある基準高さに対する局所的底面高、 q_b は漂砂フラックスである。

2.7 差分スキーム及び計算方法

本モデルの式を時間・空間的に差分化して計算する。空間差分については staggered grid を用いる。式(2)、(6)、(18)の移流項は風上差分、他の項は中央差分である。時間の差分には中央差分(Crank-Nicolson scheme)を用いる。波動の式(2)及び乱れエネルギー輸送の式(6)には非線型項があるので、繰り返し計算を行う。

3. 計算結果と考察

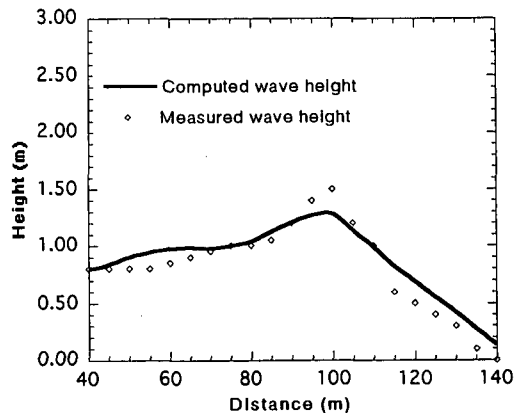
図一2に清水ら(1985)の実験による波高分布と本モデルで計算した波高分布の比較を示す。計算条件は、初期斜面勾配1/20、入射波高0.81 m、周期12 s、底質粒径0.27 mm である。砕波点での波高はやや小さいものの、全体としてはほぼ合っている。

Ting and Kirby (1995, 1996) は砕波による乱れエネルギーの生成及び輸送現象を調べるために室内実験を行った。実験では、2次元造波水槽(延長40 m、幅0.6 m、高さ1.0 m)を用いている。一樣水深部の水深は40

cm、斜面勾配は1/35である。実験は Spilling Breaker 及び Plunging Breaker の2ケースの波の条件で行われている。Spilling Breaker 及び Plunging Breaker の場合の入射波高と周期はそれぞれ12.7 cm、2 s及び8.7 cm、5 sである。実験の結果は、Spilling Breaker の場合には、砕波により生ずる乱流エネルギーは沖方向に輸送されるのに対し、Plunging Breaker の場合には岸方向に輸送されるものとなっている。

Ting and Kirby (1995, 1996) の実験と同じ条件で計算を行った。図一3は水深13.7 cmの場所(Ting and Kirby, 1996のFig.6に対応)における Spilling Breaker のrms平均変動流速(乱流エネルギーを代表して、 $\sqrt{k/(dc^3)}$ と定義する)の1周期内での時間変化を示したものである。この場合、時間的変化は、ここには示していないけれども、実験結果と同様に小さい。これは波周期が短く、砕波によって生ずる乱流エネルギーが次の波が砕波する前にまだ散逸されていないことによる。rms平均変動流速はやや大きいものの、全体としてはほぼ合っている。図一4に同場所での無次元乱流エネルギー輸送の1周期に対する時間変化を示している。図中の Convective Transport 及び Diffusive Transport はそれぞれ $(k\bar{u}/c^3)$ 及び $(-\nu\partial k/\partial x)/c^3$ で定義している。Total Transport は Convective Transport と Diffusive Transport の和である。図一4が示すように、本計算の乱流エネルギー輸送量のオーダーは実験データとほぼ合っている。1周期にわたって積分すると輸送量はマイナスとなり、Spilling Breaker の乱流エネルギーは沖側に輸送されることが確認できる。

図一5は水深9.6 cmの場所(Ting and Kirby, 1995のFig.6に対応)における Plunging Breaker のrms平均変動流速の1周期に対する時間変化である。この場合 Spilling Breaker とは異なり、時間的変化は大きい。これは



図一2 波高分布の実験値と計算値の比較

実験結果においても同様である。その理由は、波周期が長い場合、砕波によって生じる乱流エネルギーが次の波が砕波する前にほぼ散逸されることよって、計算の rms 平均変動流速はやや大きいものの、全体のオーダーとしては実験結果と合っている。

図-6 は同場所での無次元乱流エネルギー輸送の 1 周期に対する時間変化を示したものである。本計算の乱流エネルギーの Convective Transport のオーダー及び方向は、実験結果とほぼ合っている。Diffusive transport については、輸送方向は合っているが、計算値は実験値よりかなり小さい。これは今後検討しなければならないけれども、Plunging Breaker の場合の乱流エネルギーは岸側に輸送されることは示されている。

本モデルを用いて、漂砂輸送の計算を行った。計算結果は、ここには紙数の関係で示していないけれども、Spilling Breaker の場合には底質は沖側に輸送され、Plunging Breaker の場合には岸側に輸送される。

最後に、Larson ら (1989) が示したカリフォルニア州 Torrey Pines Beach での波による地形変化に対し、本モ

デルによる計算を行った例を示す。時化による最大有義波高は 1.8 m、周期は 11.1 s であり、その後の最大有義波高は 0.5 m、周期は 16 s である。計算は 1975 年 12 月 29 日から 1976 年 1 月 7 日まで行った。底質粒径は 0.17 mm とした。沖側の入射波は 6 時間ごとの観測有義波高及び周期を用いて、Bretschneider-Mitsuyasu の波エネ

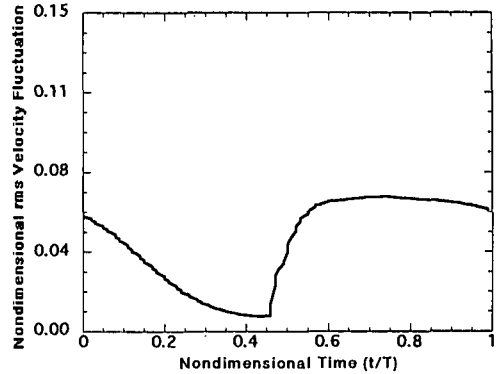


図-5 乱流エネルギーの計算値の時間変化 (Plunging Breaker)

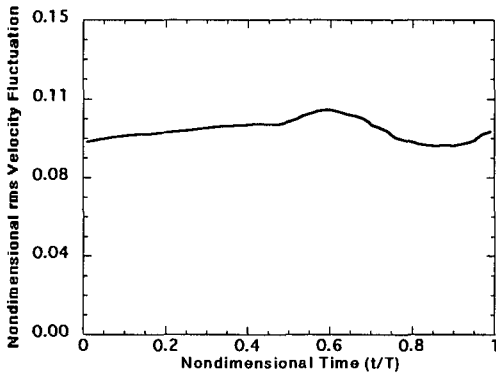


図-3 乱流エネルギーの計算値の時間変化 (Spilling Breaker)

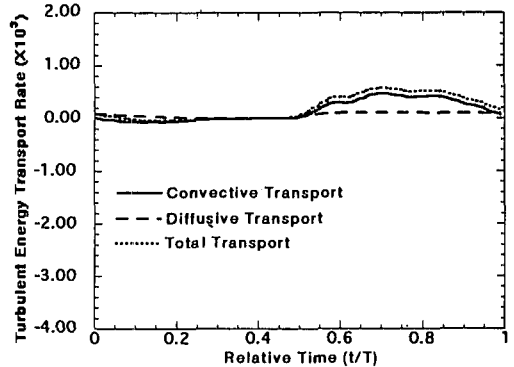


図-6 乱流エネルギー輸送の計算値の時間変化 (Plunging Breaker)

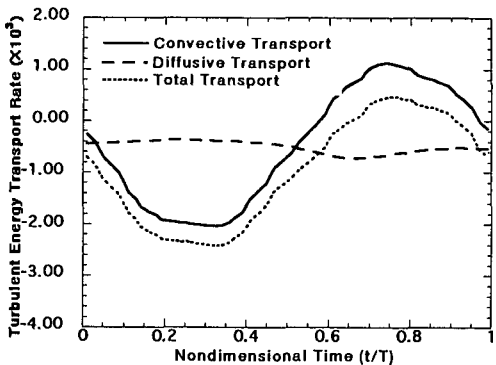


図-4 乱流エネルギー輸送の計算値の時間変化 (Spilling Breaker)

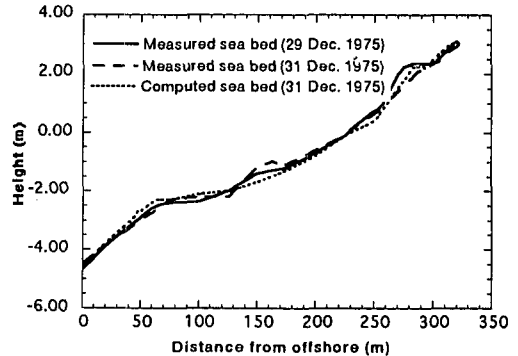
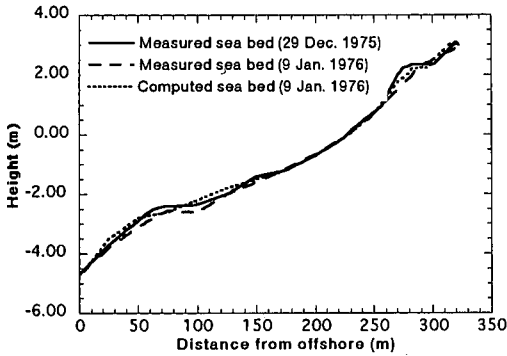


図-7 海底の測定値と計算値の比較



図一八 海底面の測定値と計算値の比較

ルギースペクトルによって評価した。波動を100有義波周期に対し計算し、波動による平均漂砂輸送量を評価した。その後、平均漂砂輸送量を用いて、6時間の地形変化を計算した。時化時および時化後の地形変化は図一7、8に示すように、時化時には高波の来襲によって海岸侵食が生じているが、時化後には長周期の低波の来襲のため海岸回復が進んでいる。計算結果も、そのような観測結果の傾向を表している。

4. む す び

本研究では、砕波帯内の乱流エネルギーの輸送、砂層内の飽和に加えて、不飽和の流れを新たに取り入れた海浜断面地形変化の数値モデルを開発した。今後、さらに本モデルを用いて、海浜域の砕波による底質輸送に影響する諸要素の重要度を検討していかなければならない。

参 考 文 献

合田良実 (1973): 防波堤の設計波圧に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第12巻, 第3号, pp. 31-69.
 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. 51-55.
 佐藤慎司・M. B. Kabiling (1994): 波打ち帯を含む三次元海浜変形の数値モデル, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 401-405.

清水隆夫・斎藤昭三・丸山康樹・長谷川・鹿島遼一 (1985): 大型波水路による岸沖漂砂量分布のモデル化, 電中研報告研究報告: 384028, pp. 376-380.
 丸尾 剛・Mohammad Dibajnia・渡辺 晃 (1995): 潮上域に拡張したブシネスク方程式と漂砂量式を用いた海浜断面変形モデル, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 611-615.
 山本吉道・山路功祐・浅野 剛 (1996): 越波における波の波群性の重要性とその工学的な評価方法, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 741-744.
 Cox D. and N. Kobayashi (1997): Kinematic undertow model with logarithmic boundary layer. *J. Watrwy., Port, Coast., and Oc. Engrg.*, ASCE, 123, 6, pp. 354-360.
 Dally W. R. and Brown C. A. (1995): A modeling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore currents. *J. Geophys. Res.*, 100 (C12), pp. 24873-24883.
 Deigaard, R. (1989): Mathematical modelling of waves in the surf zone. *Prog. Rep. 69. ISVA Technical University, Lyngby*, pp. 47-59.
 Hibberd S. and H. D. Peregrine (1979): Surf and runup on beach: A uniform bore. *J. Fluid Mech.*, 95, pp. 323-345.
 Larson M., Kraus N. C., Byrnes M. R. (1989): SBEACH: Numerical model for simulating storm-induced beach change. Report 2: Numerical formulation and model tests. *Tech. Report CERC-89-9*.
 Nadaoka K., M. Hino and Y. Koyano (1989): Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone. *J. Fluid Mech.*, 204, pp. 359-387.
 Ribberink J. S. (1998): Bed-load transport for steady flows and unsteady oscillatory flows. *Coastal Eng.*, 34, pp. 59-82.
 Soulsby R. (1997): *Dynamics of marine sands. A manual for practical application*. Thomas Telford, UK. 249 pp.
 Ting F. C. K., Kirby J. T. (1994): Observation of undertow and turbulence in laboratory surf zone. *Coastal Eng.*, 24, pp. 51-80.
 Ting F. C. K., Kirby J. T. (1995): Dynamics of surf zone turbulence in a strong plunging breaker. *Coastal Eng.*, 24, pp. 177-204.
 Ting F. C. K., Kirby J. T. (1996): Dynamics of surf zone turbulence in a spilling breaker. *Coastal Eng.*, 27, pp. 131-160.
 van Rijn L. C. (1993): Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas. *Aqua Publications*, Amsterdam, The Netherlands.
 Zyserman J. A. and J. Fredsoe (1994): Data analysis of bed concentration of suspended sediment. *J. Hydraul. Engg.*, ASCE, 120, pp. 1021-1042.