

沿岸砂州周辺の沿岸流速分布

栗山善昭*・尾崎靖**

1. はじめに

沿岸砂州は海浜変形に大きな影響を及ぼすことからその位置や大きさが古くから調べられてきている。しかし、海浜変形に直接影響する沿岸砂州周辺の流れに関する研究、特に現地観測例は非常に少ない。

そこで、本研究では、沿岸砂州周辺の沿岸流速に注目し、その分布特性を現地観測結果に基づいて検討するとともに、その特性を再現する数値モデルを開発した。本研究の成果は、海浜変形の研究のみならず、生態系に関する研究や広天端型潜堤背後の海浜流の予測に役立つと考えられる。

2. 観測方法

1987年から1990までの4年間、全長427 mの波崎海洋研究施設（以下HORF、図-1参照）に沿って1日1回、岸沖方向に15～30 mの間隔で沿岸流速分布を観測した。

観測では図-2に示す直径約20 cmのフロートを使用した。波や風の影響を少なくするために、海面より約1 m下方の沿岸流速を測定するようにした。

フロートを棧橋真下に投下してからフロートに結びつけてある長さ30 mのロープが張るまでの時間を測定することによって速さを求め、流向についてはフロートの流される方向を分度器で測った。1地点において3回測定を行い、その平均値を沿岸流速とした。HORF先端か

ら汀線位置近傍までの沿岸流速測定に要する時間は約90分であった。砕波位置、砕波型式などは目視で観測した。

フロートによって測定した沿岸流速 U_{FLOAT} と電磁流速計によって測定した沿岸流速 U_{EMC} との相関は非常に高く、次式で表される（栗山ら、1992）。

$$U_{\text{EMC}} = 0.81 \cdot U_{\text{FLOAT}} \quad \dots\dots\dots (1)$$

以下の解析では、この式で変換した沿岸流速を用いた。

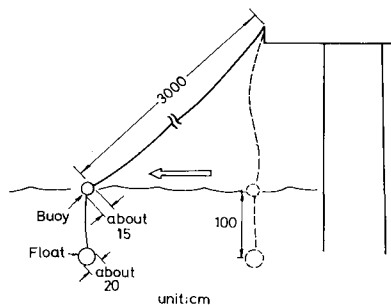


図-2 沿岸流速測定用フロート

3. 二段砕波時での沿岸砂州周辺の沿岸流速分布の特性

HORFにおいて沿岸砂州（以下、バー）が観測され、二段砕波が生じていたときの沿岸流速分布の特性を、バーの岸側斜面と沖側斜面とにおける平均沿岸流速を比較することによって検討した。

バー岸側斜面領域を図-3に示すようにトラフ底部（図中、点A）からバー頂部（点B）までと定義し、汀線からHORF先端までの断面を最小2乗法で近似したと

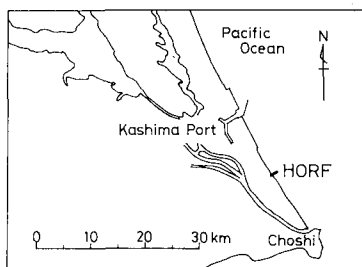


図-1 波崎海洋研究施設の位置

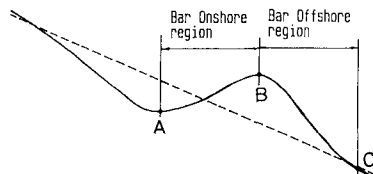


図-3 バー周辺領域分割の模式図

* 正会員 運輸省港湾技術研究所 水工部 主任研究官

** 運輸省港湾技術研究所 漂砂研究室

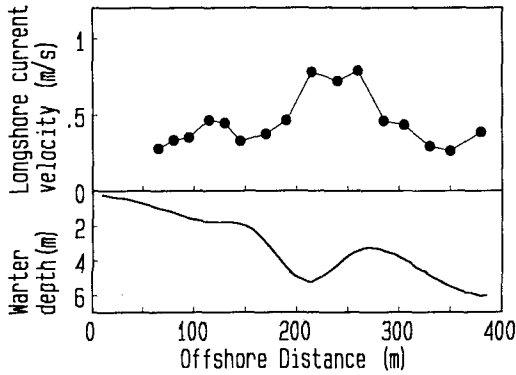
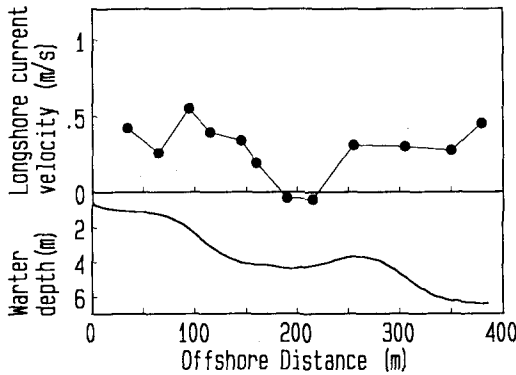
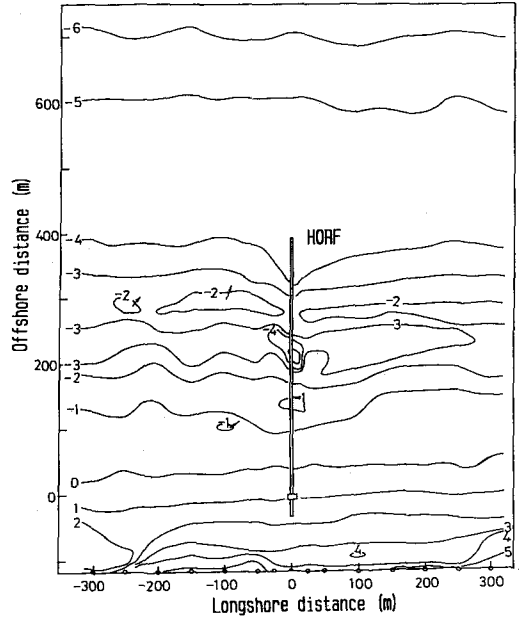
図-4(1) $U_{on} > U_{off}$ の場合の沿岸流速分布図-4(2) $U_{on} < U_{off}$ の場合の沿岸流速分布

図-5(1) HOLF 周辺の深浅図 (1989 年 3 月 31 日)

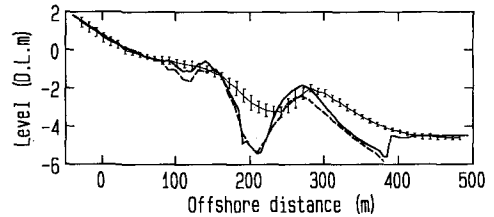


図-5(2) HOLF 直下とそれ以外の領域での断面の比較

きの直線 (図中の破線) と断面とが交わる地点 (点 C) からバー頂部 (点 B) までをバー沖側斜面領域とした。

両領域における平均沿岸流速がともに 0.15 m/s 以下の場合には、沿岸流速が地形の三次元性の影響を強く受けている可能性があるため、解析の対象から外した。

以上の条件で抽出した 63 ケースについて、バーの岸側斜面での平均沿岸流速 U_{on} とバーの沖側斜面でのそれ U_{off} とを比較したところ、 $U_{on} > U_{off}$ (差が 0.05 m/s 以上) のケースが全体の 57%, $U_{on} \approx U_{off}$ のケースが 30%, $U_{on} < U_{off}$ のケースが 13% であった。

図-4(1), (2) は、それぞれ $U_{on} > U_{off}$, $U_{on} < U_{off}$ の場合の代表的な沿岸流速分布を示している。

4. 海浜流数値モデルによる計算値と実測値との比較

(1) 従来のモデルによる計算値と実測値との比較

従来の海浜流モデルによる計算値と実測値とを比較する。計算対象は、 $U_{on} > U_{off}$ となった 1989 年 3 月 28 日の沿岸流速分布とし、1989 年 3 月 31 日の地形に対して計

算を行った。

図-5(1) は、1989 年 3 月 31 日の HOLF 周辺の深浅図であり、図-5(2) は、同日の HOLF 直下の断面 (太い実線) と、3 月 28 日の HOLF 直下の断面 (破線)、HOLF からの距離が $100 \text{ m} \sim 300 \text{ m}$ の地形を平均した断面 (細い実線)、その標準偏差 (縦の実線) を示したものである。HOLF 直下では、 200 m 付近と棧橋先端の 380 m 付近とを中心とした領域で橋脚が集中していることによる洗堀が起こっているものの、バー頂部の位置と水深、トラフの位置は HOLF 直下と HOLF から離れた領域とではほぼ一致する。

浅海域の波浪変形は、エネルギー平衡方程式を基にした高山ら (1991) の方法で計算した。ただし、碎波減衰項は、Dally ら (1985) の方法を改良したものを使って計算した。

Dally ら (1985) の碎波減衰項は次式で表される。

$$d(EC_g)/dy = (K/h) \cdot (EC_g - E_s C_g) \quad \dots\dots\dots (2)$$

EC_0 はエネルギーフラックス, y は沖方向距離, K は無次元減衰係数, h は水深, $E_s C_0$ は水深 h での碎波後で波高が安定な状態でのエネルギーフラックスである。水深 h での安定な波高 H_s は無次元係数 Γ を含む以下の式で表される。

$$H_s = \Gamma \cdot h \quad \dots\dots\dots (3)$$

なお, 本論文では, x 軸を沖を向いて右側の沿岸方向に, y 軸を沖向き方向に, z 軸を平均水位より上方に, 波向は HOF 沖からを 0 とする反時計回りにとる。

Dally ら (1985) は, K や Γ を一定値として扱っているけれども, 合田 (1975) が述べているように, 波高減衰は海底勾配の影響を受けると考えられる。そこで, 合田 (1975) の碎波変形計算結果を参考にして, K や Γ を海底勾配 $\tan \beta$ の関数として以下のように決めた。

$$\left. \begin{aligned} K &= 1.7 \cdot 10^4, \\ \alpha &= -0.857 \cdot \log_{10}(1/\tan \beta) + 0.219 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\Gamma = -0.14 \cdot \log_{10}(1/\tan \beta) + 0.56 \quad \dots\dots\dots (5)$$

計算領域の沖側境界(水深 6.1 m)での波高, 周期はそれぞれ 2.47 m, 8.86 s とし, 波向は -24.5° とした。周波数分割数は 10, 方向分割数は 35, 方向集中度 $S_{\max}$ は 60, 格子間隔は岸沖方向, 沿岸方向ともに 10 m とした。

図-6 は $H_{1/3}$ の計算値と実測値とを比較したもので, 実線は計算値を, ●印は沿岸流速測定前後の実測値を示している。計算値と実測値とは良く一致しており, 本計算法により碎波帯内の波浪変形を精度良く計算できることが分かる。

海浜流は ADI 法で計算した。格子間隔は波浪変形計算と同様とし, 0.4 s の時間間隔で 4000 回の繰り返し計算を行った。沖側端および岸側端では海浜流の速度を 0 とし, 側方端では, 流速, 平均水位ともに一つ内側の格子の値と等しくした。

Radiation stress は, 波浪変形計算の際, 山口ら (1986) の式で計算した。

摩擦応力は, 西村 (1982) の式を用いて計算し, 底面摩擦係数としては, 栗山ら (1992) が現地観測より得た値 0.005 を用いた。

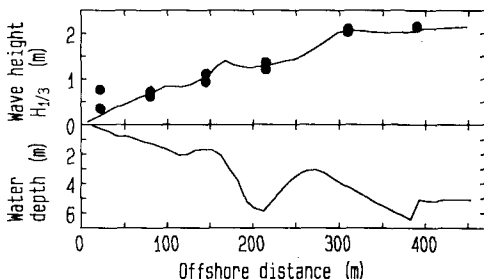


図-6 有義波高の計算値と実測値との比較

水平拡散項については, 不規則波の場合にはそれを無視し得ることが報告されている。しかし, 水平拡散項を無視して海浜流計算を行うと計算値をなかなか収束させることができないので, ここでは, この項を含めて計算した。水平拡散係数としては, Longuet-Higgins (1970) によって提案された式を用い, その無次元係数として, 栗山ら (1992) が得た値 0.001 を用いた。

図-7(1) は, このようにして計算した海浜流の平面分布を示したものである。この図から, 海浜流が沿岸方向にほぼ一様な分布となっていることがわかる。

図-7(2) は HOF 真下の沿岸流速の計算値(破線)と実測値(●印)とを比較したものである。実測では沿岸流速のピークがバーの岸側斜面にあるのに対して, 計算ではそのピークがバーの沖側斜面にある。計算でのピークがバーの沖側斜面となったのは, バーの岸側斜面での碎波減衰よりも沖側斜面でのそのの方が大きく, バーの岸側斜面での radiation stress の勾配に比べて沖側斜面でのそのの方が大きくなったためである。

以上の結果から, 従来の海浜流モデルではバーの岸側斜面における沿岸流速がバーの沖側斜面におけるそれよりも大きくなる現象を表せないことがわかる。

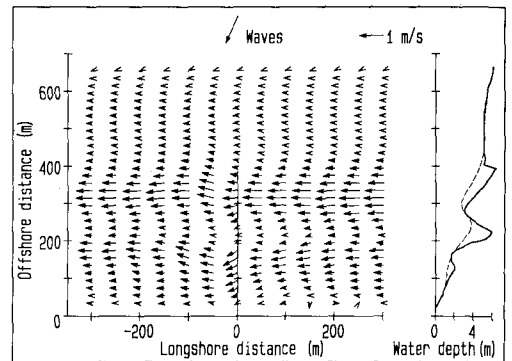


図-7(1) 従来のモデルによる海浜流の計算結果

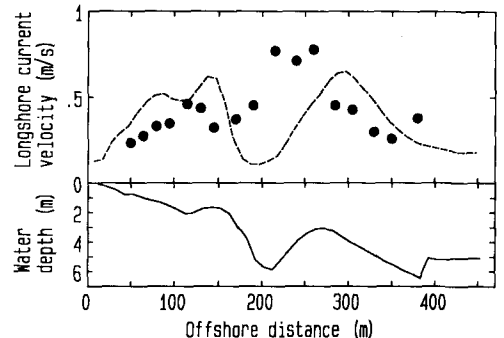


図-7(2) 従来のモデルによる沿岸流速の計算値と実測値との比較

(2) ポアによる運動量流束を考慮したモデルの提案

従来の海浜流数値モデルでは、波による質量輸送を直接考慮していない。これは、質量輸送の海浜流に及ぼす影響が小さいからである。しかし、砕波帯内のポアの質量輸送速度は非砕波の波動として計算される値よりも数倍大きくなることから、それに伴う運動量フラックスは無視し得ないと考えられる。そこで、砕波帯内のポアによる運動量フラックスをモデル化し、従来の海浜流モデルに組み込むことを試みる。

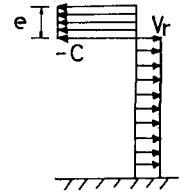


図-8 Svendsen のモデルの模式図

砕波帯内のポアのモデルとして Svendsen (1984) のモデルを用いる。彼のモデルは、図-8 に示すように、流速 $-C$ で岸向きに進行する厚さ e のポアと、それにより下方の流速 V_r の沖向きの戻り流れより成る。

ポアの厚さは e は次式で表される。

$$e = A \cdot H^2 / L \quad \cdots \cdots (6)$$

A は無次元係数、 H は波高、 L は波長である。

ここで、説明を簡単にするために、断面平均の岸沖流速 V が 0 の場合の砕波帯内での単位幅あたりの沿岸方向運動量の岸沖方向フラックス M_{xy} を考える。波向 θ で進行するポアの沿岸方向速度成分、岸沖方向速度成分を波のトラフレベル d_{tr} より上方で考慮し、戻り流れの沖向き速度 V_r を d_{tr} より下方で考慮すると、 M_{xy} は式 (7) で表すことができる。ただし、この式では、 d_{tr} よりも上方の戻り流れを無視している。

$$\begin{aligned} M_{xy} = & \frac{\rho}{T} \int_0^T \int_{d_{tr}}^{\eta} \{ [U + (V_u(z) + v_m(z) \cdot \cos \sigma t) \cdot \sin \theta] \\ & \cdot [(V_u(z) + v_m(z) \cdot \cos \sigma t) \cdot \cos \theta] \} dz dt \\ & + \frac{\rho}{T} \int_0^T \int_{-h}^{d_{tr}} \{ [U + v_m(z) \cdot \cos \sigma t \cdot \sin \theta] \\ & (V_r + v_m(z) \cdot \cos \sigma t \cdot \cos \theta) \} dz dt \quad \cdots \cdots (7) \end{aligned}$$

ρ は海水の密度、 T は周期、 η は水表面の高さ、 U は断面平均の沿岸流速である。 $V_u(z)$ は d_{tr} よりも上方での時間平均の岸沖方向流速で、水表面から e の厚さまでは $-C$ の流速を持ち、それより下方では流速 0 の分布を持つ。 $v_m(z)$ は z の高さにおける最大水粒子速度で、 σ は角周波数である。

式 (7) をまとめると次式となる。

$$\begin{aligned} M_{xy} = & \frac{\rho}{T} \int_0^T \left(\int_{d_{tr}}^{\eta} U \cdot V_u(z) \cos \theta dz + \int_{-h}^{d_{tr}} U \cdot V_r dz \right. \\ & + \int_{d_{tr}}^{\eta} v_m(z)^2 \cdot \cos^2 \sigma t \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta dz \\ & \left. + \int_{-h}^{d_{tr}} v_m(z)^2 \cdot \cos^2 \sigma t \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta dz \right) dt \end{aligned}$$

$$+ \int_{d_{tr}}^{\eta} V_u^2(z) \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta dz \Big) dt \quad \cdots \cdots (8)$$

ここで、ポアによって岸向きに輸送された水塊は、全て戻り流れによって沖向きに戻ると仮定する。すなわち、

$$\frac{1}{T} \int_0^T \left(\int_{d_{tr}}^{\eta} V_u(z) \cos \theta dz + \int_{-h}^{d_{tr}} V_r dz \right) dt = 0 \quad \cdots \cdots (9)$$

であると仮定すると、式 (8) の右辺の括弧の中の第 1 項と第 2 項は打ち消し合う。

式 (8) の右辺の第 3 項と第 4 項は radiation stress を表している。結局、式 (8) の右辺の第 5 項がポアによる運動量フラックスを表すことになる。

波浪の不規則性を考慮し、砕波率 P_b を導入して式 (8) の右辺の第 5 項を書き直すと、ポアによる沿岸方向運動量の岸沖方向フラックス M_{xy} として次式を得る。

$$M_{xy} = \rho \cdot P_b \cdot C^2 \cdot e \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta \quad \cdots \cdots (10)$$

砕波率 P_b は Thornton・Guza (1983) と同様に、波高水深比の関数とした。彼らは、海底勾配の影響を考慮していないけれども、砕波帯内の波高減衰はこの影響を受けると考えられるので、本モデルでは、海底勾配の影響を考慮した次式を砕波率とした。

$$P_b = \{H_{1/3} / (\gamma \cdot h)\}^4,$$

$$\gamma = 0.68 \cdot \exp(4.2 \cdot \tan \beta) \quad \cdots \cdots (11)$$

目視によると、バー頂部の岸側では、岸方向に水深が大きくなる（すなわち、波高水深比が小さくなる）にもかかわらず、ポアは直ちに減衰することなく、しばらくバー頂部の状態で進行してから減衰する。そこで、波高水深比が岸方向に減少する領域では、砕波率は岸方向に次式の減衰曲線を描くと仮定した。

$$P_b = P_{b0} - 0.014 \cdot (y - y_0 + 10)^2 \quad \cdots \cdots (12)$$

y_0 は波高水深比が岸方向に減少する直前の地点の沖方向距離 (m) で、 P_{b0} は y_0 における砕波率である。

ポアの厚さを規定する A については、Svendsen (1984) は一定値 (0.9) として扱っているものの、Kuriyama (1991) は、砕波位置から汀線位置にかけて A が 4 から 0 に減少することを現地観測結果から示し、 A のこの変化は、ポアの減衰によるものであろうと推察した。

トラフでポアを観察すると、ポアが減衰する際、その厚さが次第に薄くなっている様に見える。すると、 A が一定値であると仮定するよりは、ポアの発達・減衰に伴って A が変化すると仮定する方が自然であると考えられる。そこで、本モデルでは、ポアの発達・減衰に伴って A が変化すると仮定する方が自然であると考えられる。そこで、本モデルでは、ポアの発達・減衰に伴って A が変化すると仮定する方が自然であると考えられる。そこで、本モデルでは、ポアの発達・減衰に伴って A が変化すると仮定する方が自然であると考えられる。そこで、本モデルでは、ポアの発達・減衰に伴って A が変化すると仮定する方が自然であると考えられる。

$$A = 3.0 \cdot P_b \quad \cdots \cdots (13)$$

ポアによる沿岸方向運動量の岸沖方向フラックス M_{xy} と同様に、 M'_{xx} も求まる。これらを従来の海浜流モデルに組み込むことによって新たな海浜流モデルを構築す

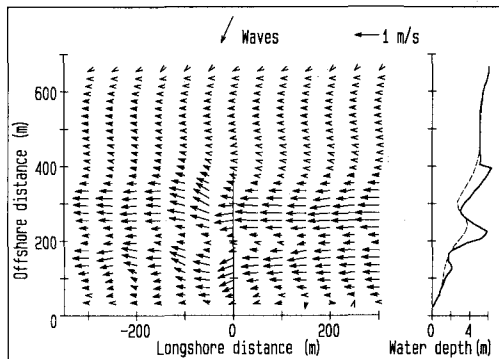


図-9(1) 新しいモデルによる海浜流の計算結果

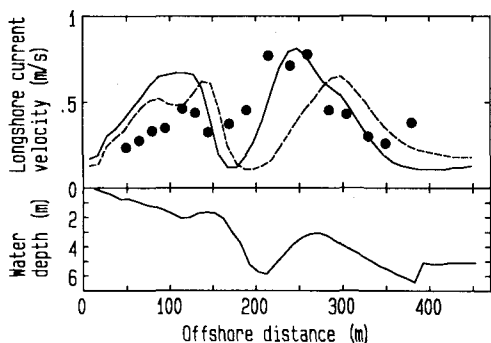


図-9(2) 新しいモデルによる沿岸流速の計算値と実測値との比較

る。ただし、実際のモデルでは、断面平均の岸沖方向流速をも考慮した運動量フラックスを計算している。 M'_{xy} , M'_{xz} の他に、 M'_{yz} も考慮する必要があるものの、従来のモデルによる海浜流の計算結果が沿岸方向にほぼ一様であった(図-7(1))ので、 M'_{yz} の影響は小さいと考え、これを無視した。

(3) 新しいモデルによる計算値と実測値との比較

図-9(1)は、ボアによる運動量フラックスを考慮した新しいモデルで計算した海浜流の平面分布を示したもので、図-9(2)は、新しいモデルで計算したHORF直下の沿岸流速(実線)と従来のモデルで計算した値(破線)、実測値(●印)とを比較したものである。従来のモデルによる沿岸流速のピークはバーの沖側斜面にあるけれども、新しいモデルによる沿岸流速のピークはバーの

岸側斜面にあり、実測値の傾向と一致する。このことから、沿岸砂州周辺の沿岸流速分布には、ボアによる運動量フラックスが大きな影響を持つことが分かる。

5. おわりに

主要な結論は以下の通りである。

- ① バーが形成されていて、二段砕波が生じている場合には、バーの岸側斜面での沿岸流速がバーの沖側斜面での値よりも大きくなるケースが全体の約60%であった。
- ② この分布形は、従来の海浜流の数値モデルでは再現することができず、砕波帯内のボアによる運動量フラックスを考慮することによって表すことが可能となる。

最後に、現地観測を手伝って下さった当所 漂砂研究室のメンバー、ならびに(株)エコーの観測補助員の方々、海浜流計算における沖波諸元決定の際に鹿島港の沖波データを提供して下さいました運輸省第二港湾建設局鹿島港工事事務所、当所海象調査研究室に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 栗山善昭・加藤一正・尾崎 靖 (1992): 沿岸流速分布の類型化と支配要因の検討, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 196-200.
- 合田良實 (1975): 浅海域における波浪の砕波変形, 港研報告, 第14巻, 第3号, pp. 59-106.
- 高山知司・池田直太・平岩哲也 (1991): 砕波および反射を考慮した波浪変形計算, 港研報告, 第30巻, 第1号, pp. 21-67.
- 西村仁嗣(1982): 海浜循環流の数値シミュレーション, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 333-337.
- 山口正隆・細野浩司・川原博満 (1986): 波の不規則性を考慮した海浜流の数値モデル, 土木学会論文集, 第375号, II-6, pp. 251-259.
- Dally W. R., R. G. Dean and R. A. Dalrymle (1985): Wave height variation across beaches of arbitrary profile, J. Geophys. Res., Vol. 90, No. C6, pp. 11917-11927.
- Kuriyama Y. (1991): Investigation of cross-shore sediment transport rates and flow parameters in the surf zone using field data. Rep. PHRI, Vol. 30, No. 2, pp. 3-58.
- Longuet-Higgins M. S. (1970): Longshore current generated by obliquely incident waves 1 & 2, J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 33, pp. 6778-6801.
- Svendsen I. A. (1984): Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Eng., 8, pp. 347-365.
- Thornton E. B. and R. T. Guza (1983): Transformation of wave height distribution, J. Geophys. Res., Vol. 88, No. C10, pp. 5925-5938.