

海浜変形数値シミュレーションにおける 浮遊砂の移流過程と undertow の効果

沼野 祐二*・佐藤 慎司**・柴山 知也**

1. はじめに

現在までに波・流れが共存する構造物周辺での地形変化を予測する数値モデルは数多く提案されているが、これらのモデルのほとんどはパワーモデル等の概念に基づいて局所的な漂砂量を算定し、漂砂量ベクトルの空間変化から地形の経時変化を求めるものである。(例えば、渡辺ら, 1984) しかし、これらのモデルでは砂の移動を直接支配する流速波形の非対称性や砂漣近傍の渦、碎波帯内でみられる戻り流れ、碎波によって巻上がった底質が移流沈降する過程などの諸現象は、漂砂量を算定するときの係数の中にまとめて表現されており、砂移動機構を忠実に反映していない。これらの中で、碎波による底質の浮遊現象は、室内実験では一般に現地とはほぼ同程度の大きさの底質を使うことが多いためその影響度が小さくなるが、現地においては乱れの強さとスケールの増大により一層重要になると考えられる。入江ら(1985)は浮遊砂の移流沈降過程と海浜流および濃度の鉛直分布を考慮して砂の巻上がり量と沈降量の差から各地点における地形変化を予測するモデルを提案している。また、灘岡ら(1988)も濃度の鉛直分布と浮遊砂の移流沈降過程を考慮したモデルを提案している。しかし彼らのモデルでは浮遊砂の移流沈降の効果のみを考慮しているので、碎波帯内外で底面せん断力が原因で主として波動境界層内のスケールで移動する底質の移動量に関しては評価されていない。また、Dibajnia ら(1987)は碎波帯内での乱れに起因する漂砂量は碎波によって失われたエネルギーに比例する形で与えることができるとして、せん断力以外の外力による漂砂量を局所的漂砂量則の中に組み入れ、二次元海浜変形問題に対して検討を行っている。

本研究では、碎波によって底面から巻き上げられた底質が海浜流に乗って移流沈降する過程と底面付近で碎波に起因して生じる undertow の効果を渡辺ら(1984)の三次元海浜変形モデル中に組み入れる。さらに、海浜地形変化予測モデルを構築する際の、これらの要因のモデル

化の手法とその相対的な重要性を検討する。

2. 波浪・海浜流場の計算

構造物周辺での波浪場・海浜流場は渡辺・丸山(1984)のモデルと同様の手法によって算定した。すなわち波浪場の算定には、式(1)に示す非定常緩勾配方程式を用いた。碎波減衰項は式(1)を長波条件下で二次元問題に適用したとき水口ら(1978)の碎波減衰モデルに合うように決定されたものである。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{n} \frac{\partial n Q_x}{\partial x} + \frac{1}{n} \frac{\partial n Q_y}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial Q_x}{\partial t} + C^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} + f_D Q_x &= 0 \\ \frac{\partial Q_y}{\partial t} + C^2 \frac{\partial \eta}{\partial y} + f_D Q_y &= 0 \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

ただし

$$\hat{Q} = \sqrt{\hat{Q}_x^2 + \hat{Q}_y^2}, \quad Q_r = 0.25 \sqrt{gh^3}$$

として $\hat{Q} > Q_r$ のとき

$$f_D = 2.5 \tan \beta \sqrt{(g/h)} (\hat{Q}/Q_r - 1)$$

とする。ここで η は水面変動量、 Q_x , Q_y は、 x , y 方向の線流量、 C は波速、 $n (=C_0/C)$, $\tan \beta$ は海底勾配、 h は水深、 g は重力加速度を表す。また f_D は碎波減衰項であり、その値は合成線流量振幅 $\hat{Q}$ が再生波領域の限界線流量振幅 Q_r よりも小さくなる地点ではゼロとする。

波浪場の算定方法は、この方程式系をまず与えられた入射波・地形条件のもとで碎波減衰項を考慮せずに解く。その結果として得られる各計算点における流速と波速の比と与えられた海底勾配の値から渡辺ら(1983)の碎波指標を用いて碎波位置を決定したのち、碎波帯内では減衰項を付加した非定常緩勾配方程式を解いて最終的な波浪場を求めた。

また海浜流場の算定は式(2)に示す方程式系を解いて求めた。次式中 ζ は平均水位上昇量、 U , V は、 x , y 方向の海浜流の流速、 F_x , F_y は底面摩擦項、 M_x , M_y は拡散項、 R_x , R_y は radiation-stress 項を表す。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial U(h+\zeta)}{\partial x} + \frac{\partial V(h+\zeta)}{\partial y} = 0$$

* 正会員 工修 五洋建設(株) 土木設計部

** 正会員 工博 横浜国立大学助教授 工学部建設学科

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + F_x - M_x + R_x + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + F_y - M_y + R_y + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ = 0 \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

波浪場・海浜流場の計算は自然海浜に汀線と平行に設置された一基の離岸堤の周辺を対象領域として行った。計算条件は実験室スケールに対するものとして周期 1.2s, 沖波波高 1.84 cm の規則波が汀線に対して直角入射するとした。そのときの離岸堤長は 2.67 m であり, 離岸堤設置水深は 6.0 cm, 海底勾配は 1/50 とした。波浪場の数値計算は現象の対称性から離岸堤中央線から片側半分について行った。そして離岸堤中央線を通る側方境界以外の計算領域の境界で波が反射して計算結果に影響を与えないように谷本・小舟(1975)の任意反射率境界を適宜用いた。ただし離岸堤は完全反射境界として計算した。また, 波浪場・海浜流場の方程式の差分化に際しては空間的には staggerd-mesh 法を, 時間に関しては leap-frog 法を用い, 波浪場の計算では時間間隔は $\Delta t = 0.0364$ 秒, $\Delta x = \Delta y = 5$ cm とし, 海浜流場の計算では $\Delta t = 0.01$ 秒, $\Delta x = \Delta y = 10$ cm とした。図-1 は碎波減衰項を含んだ非定常緩勾配方程式を解いて得た離岸堤周辺の測線上における波高分布の計算結果である。波浪場における波の反射・浅水変形・碎波減衰等が計算されているのがわかる。図-2 は離岸堤背後における海浜流のベクトル図を示しているが, 最大流速 10 cm/s 程度の反時計回りの循環流が計算された。

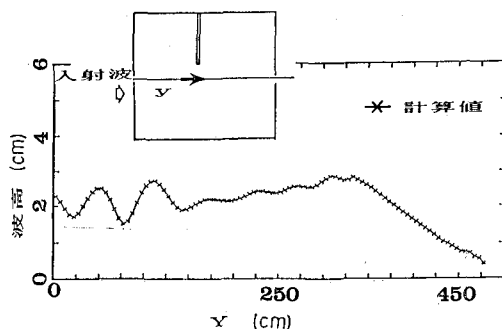


図-1 離岸堤周辺での波高分布図

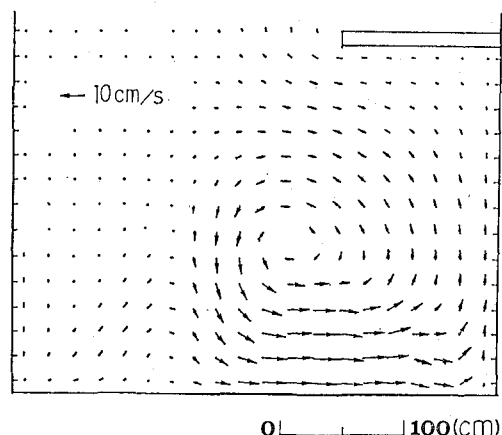


図-2 海浜流ベクトル図

3. 地形変化の計算

3.1 渡辺ら(1984)のモデルによる計算結果

渡辺らのモデルでは波浪・海浜流場の算定によって求めた水理諸量を用いて, 波・流れそれぞれに対する局所的な漂砂量を算定して, それらを加え合わせたのち, 底面における底質の連続式から地形の経時変化を計算する。以下に渡辺らのモデルを用いた地形変化の計算結果を示す。計算条件は 2. で示した波浪場・海浜流場における計算条件を長さのスケールで 100 倍した現地スケールに対するものを用いた。ただし底質粒径は 0.2 mm とした。150 分後の地形変化量を計算した。

図-3 の計算結果より離岸堤わきから汀線にかけて侵食傾向があり, 離岸堤背後の領域に堆積があるのがわかる。

3.2 浮遊砂の巻き上げと移流の影響

実際の海浜では碎波点近傍において碎波に伴う大規模な渦によって巻き上げられた底質は, その後海浜流に乗って他の場所に運ばれて沈降していくことが考えられる。そこで底質の連続式に浮遊砂の移流沈降の効果を組

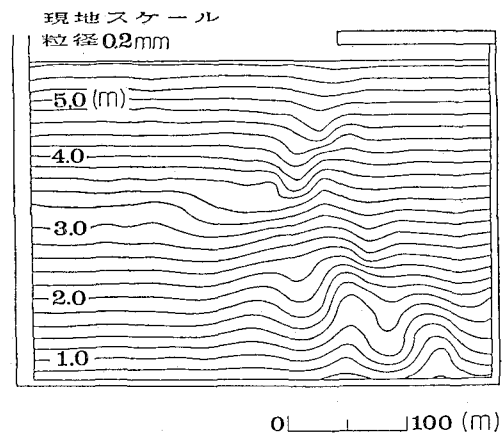


図-3 離岸堤周辺での等深線図

み入れて, その効果について検討を加えることにした。すなわち底質の連続式は渡辺ら(1984)のモデルによる局所漂砂量に加えて, 碎波点近傍で大規模な渦によって底質が底面から巻き上がることによって生じる地形変化高と浮遊した底質が海浜流に乗って移流沈降した結果生じ

る地形変化高を考えることによって表せる式とした。ただし、次式で Z_b は基準面に対する地形変化高を示し、 q_x, q_y は x, y 方向の単位幅当りの漂砂量、 ε_s は底面勾配の影響を表す係数、 h_s は浮遊砂の巻き上げと移流沈降過程による単位時間当りの地形変化高を示す。

$$\frac{\partial Z_b}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(q_x - \varepsilon_s |q_x| \frac{\partial (Z_b + h_s)}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(q_y - \varepsilon_s |q_y| \frac{\partial (Z_b + h_s)}{\partial y} \right) + h_s \quad (3)$$

すなわち実際の計算における底面高さの経時変化は、水面で与えた浮遊砂が底面まで沈降する間に海浜流に乗って運ばれていく場所とそこでの沈降量から移流による地形変化高を求めたのち、式 (3) の底質の連続式を用いて算定することにした。ただし、ここでは拡散の効果については考慮していない。

単位時間当りに浮遊する砂の量は、底質に作用するせん断力から求めた底面付近における濃度に底質の沈降速度を乗じた値を与えた。底面における浮遊砂濃度は Nielsen (1986) が碎波帯外でのデータをもとに提案した時間平均浮遊砂濃度算定式と同様な形で表せるとし、次式で与えた。

$$q = C_0 \times W_0 \quad C_0 = \alpha \times \phi^3 \quad (4)$$

ここで、 q は単位時間、単位面積当りに底面から巻き上がる砂の量、 C_0 は底面での浮遊砂濃度、 W_0 は沈降速度、 $\phi (=u_*^2/sgd)$ はシールズ数、 α は無次元定数、 s は底質の水中比重、 g は重力加速度、 d は底質の粒径、 u_* は摩擦速度である。摩擦速度 u_* は田中・首藤 (1980) の理論によって波・流れが作用しているときの値を求める。また、底質の沈降速度は Rubey の沈降速度式を用いた。計算においては各点における時間平均浮遊砂濃度の鉛直分布は全断面で一様であるとした。これは、碎波点付近では碎波による強い乱れの発生により、激しい混合が生じて水面近傍まで高濃度の浮遊砂雲が観察されるためである。

このようにして碎波点で底質の巻き上げ量を与えて計算を進めていくと碎波点で急激に洗掘が進むことになる。実際には碎波点での水深が深くなると浮遊砂濃度も急激に小さくなり、それ以降の地形変化の速度が低下するものと考えられる。そこで本研究では、以下のようにして、ある時間の経過後に改めて浮遊砂濃度を算定直して地形変化を計算した。

シールズ数 ϕ は底面流速振幅 $\hat{u}$ の自乗にはほぼ比例するので次式のようにかける。

$$\Psi \approx \hat{u}^2 \quad (5)$$

一方、長波近似下では

$$\hat{u} = \sqrt{\frac{g}{h}} \hat{\eta} \quad (6)$$

となるため、式 (5) より

$$\Psi \approx \frac{1}{h} g \hat{\eta}^2 \quad (7)$$

なる関係式が得られる。

ここで碎波点をはじめとして波浪場・海浜流場は全体としてみればあまり変化がないものと想定し、水深のみが局所的に変化をおこすと考える。いいかえれば上式における波の振幅 $\hat{\eta}$ は局所的な水深変化が生じて変わらなないと考えたことになる。このとき

$$\Psi \propto \frac{1}{h} \quad (8)$$

なる関係が成り立つことになる。そうすると任意の時間 t におけるシールズ数 Ψ_t は、その時間における水深 h_t を用いて次のように表すことができる。

$$\Psi_t = \frac{h_0}{h_t} \Psi_0 \quad (9)$$

ここで、 h_0, Ψ_0 はそれぞれ初期状態における水深、シールズ数を表す。以上のようにして水深が変わることによる底面でのせん断力の変化を評価して浮遊砂量の経時変化を計算することにした。このような計算方法は碎波点付近のみで局所的な地形変化が生じている間は有効であるが、さらに時間が経過して広い領域にわたって地形変化が起きようになると適用できなくなる。このような場合には変形後の地形に対する波浪場の計算からやり直さなければならない。

計算は実験室スケールと現地スケールの両方に対して行った。実験室スケールの計算条件は 2. で示した条件とし、現地スケールの条件はフルード則によって長さのスケールを 100 倍した値を用いた。両スケールとも底質粒径については 0.1 mm、0.2 mm の二種類について計算した。また式 (4) の C_0 の値は粒径 0.2 mm の実験室スケールにおいては約 1500 ppm であり、現地スケールでは 16000 ppm 程度の値を用いた。浮遊砂が碎波に伴って巻き上がる領域は図-4 の斜線部で示すような碎波点から岸側に 3/4 波長程度までのところにとった。また、図-4 には実験室スケールで粒径が 0.2 mm の底質の浮遊砂が巻き上がる場所と沈降する場所における漂砂量を 1 メッシュ、240 秒当りの値で計算して、地形変化高の等値線として示してある。碎波点で巻き上げられた底質が海浜流に乗って移流沈降していく過程が計算されていることがわかる。

図-5 は実験室スケールで粒径 0.2 mm の底質に対する地形変化図であり、図-6 は粒径 0.1 mm の底質の地形変化図である。次に図-7 は現地スケールで粒径が 0.2 mm の底質に対する地形変化図であり、図-8 は粒径 0.1 mm の底質の地形変化図である。図-5 と図-6、図-7 と図-8 より同スケールのときは粒径が小さければ小さいほど侵食・堆積量が大きくなり、地形変化が進

行する。また、図-5 と図-7、図-6 と図-8 から移流沈降の効果は実験室スケールの計算より現地スケールの計算に大きく現れることがわかる。図-7 を図-3 と

比較すると碎波線に沿って侵食・堆積が生じて離岸堤背後では移流沈降の効果のために堆積が進んでいることがわかる。

碎波による底質の巻き上げと移流沈降過程を考慮した計算モデルは、定量的にはまだ問題を残しているが現地条件の様な大スケールでシルト質に近い細かな底質の場合にはこのようなモデル化が重要であると考えられる。

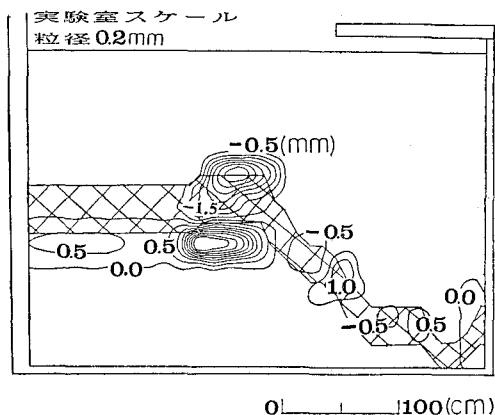


図-4 浮遊砂の移流沈降分布図

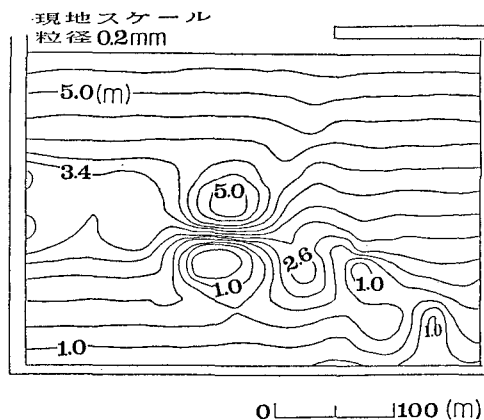


図-7 離岸堤背後での等深線図

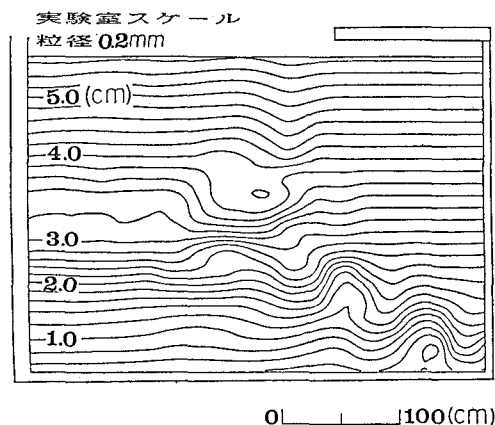


図-5 離岸堤背後での等深線図

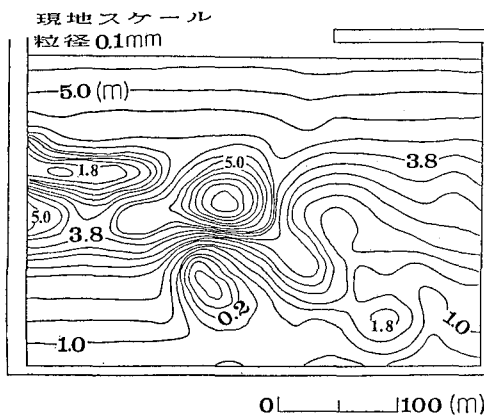


図-8 離岸堤背後での等深線図

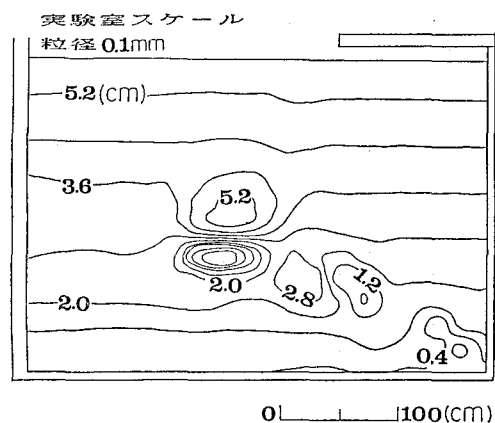


図-6 離岸堤背後での等深線図

3.3 undertow の影響

radiation-stress 分布の勾配を起因力として求められる海浜流の場合は流速が断面で一様な値をもつとして計算したものであり、戻り流れの影響は加味されていない。しかし、碎波帯内においては底面付近に undertow が存在し、それが砂の移動に直接影響を及ぼすことが考えられる。碎波帯内では特に浮遊砂が多く、また底面付近ほど一般に浮遊砂濃度が濃いことから、undertow の影響を考えることは重要である。三次元波浪場での undertow を評価するのは現段階では困難であるので本研究では二

次元波浪場における undertow のモデル化を参考にして undertow の流速を評価してみた。そして undertow と海浜流とをベクトルの的に加えたものを新たに流れ成分として局所漂砂量則を適用して、地形変化に及ぼす影響を検討することにした。undertow の流速の大きさは碎波帯内で主に碎波によって生じる戻り流れによって評価し、佐藤ら(1987)に従って次式で与えた。

$$U_b = -A \times \frac{H^2}{h \times T} \dots \dots \dots (10)$$

ただし、 U_b は戻り流れの大きさ、 h は水深、 H は波高、 T は周期を表す。 A の値は海底勾配を考慮して6.0を与えた。また undertow の方向は、計算された波浪場の線流量の位相変化より、線流量値が描く楕円軌道の長主軸方向を波向としてそれと逆向きとした。

数値計算では式(10)を碎波帯内で適用すると碎波点の境にして急激な流速変化が生じてしまうので碎波点より

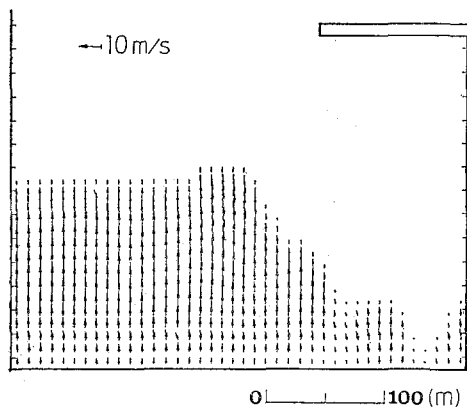


図-9 undertow ベクトル図

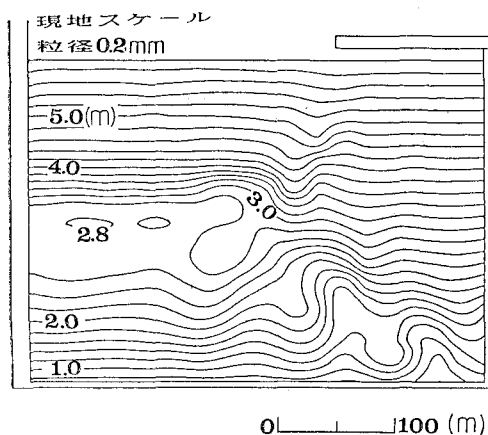


図-10 離岸堤背後での等深線図

岸側に 3/4 波長程度までのところ以浅は式(10)を用い、その点以深から碎波点までは碎波点で戻り流れの値がゼロになるように線形補間した値を用いた。計算は 3.1 で示した条件と同様な条件について行った。図-9 は計算された波浪場での波高値を基に式(10)より求めた undertow のベクトル図であり、図-10 は粒径 0.2 mm の底質の現地スケールに対する地形変化図である。図-10 と図-3 とを比べると、undertow の効果を組み込むと碎波帯内で岸沖方向の砂移動が進み、碎波点近傍で戻り流れに起因する堆積傾向が計算されるのがわかる。

4. おわりに

本研究では碎波帯内での漂砂現象に関して浮遊砂の移流沈降効果と碎波に伴う戻り流れの効果に着目し、それらを三次元海浜地形変化計算に組み入れるための一つの方法を示した。以下に数値計算から得られた結果を示す。

1) 碎波点における底質の巻き上げと、移流・沈降の効果を計算する手法を示した。その効果は碎波点近傍での局所的な地形変化を引き起こし、海浜流の軌道上で地形変化を起こすことが分かった。

2) 三次元海浜変形モデルにおいて戻り流れの効果を計算する手法を示した。その効果は碎波点近傍に底質を堆積させることが分かった。

今後は、漂砂量に対して直接的な影響を及ぼしている諸要因の流速波形の非対称性などの要素についても検討を行い、これらの効果を取り込んだ上で実験室やデータや現地データとの検証を行いながらモデル中の諸係数を同定していく必要があると考えている。

参考文献

- 入江 功・栗山善昭 (1985): 港研報告, 24 巻, 2 号, pp. 157 ~204.
- 佐藤慎司・福濱方哉・堀川清司 (1987): 第 34 回海講論文集, pp. 36~40.
- 田中 仁・首藤伸夫 (1980): 第 27 回海講論文集, pp. 163~167.
- 谷本勝利・小舟浩治 (1975): 第 22 回海講論文集, pp. 249~253.
- Dibajnia・渡辺 晃 (1987): 第 34 回海講論文集, pp. 291~295.
- 灘岡和夫・蒲田浩久・八木 宏 (1988): 第 35 回海講論文集, pp. 322~326.
- 堀川清司編 (1985): 海岸環境工学, 東京大学出版会, pp. 223 ~301.
- 水口 優・辻岡和男・堀川清司 (1978): 第 25 回海講論文集, pp. 155~159.
- 渡辺 晃・原 哲・堀川清司 (1983): 第 30 回海講論文集, pp. 5~9.
- 渡辺 晃・丸山康樹 (1984): 第 31 回海講論文集, pp. 103~107.
- 渡辺 晃・丸山康樹・清水隆夫・横山 勉 (1984): 第 31 回海講論文集, pp. 406~410.
- Nielsen, P. (1986): Coastal Eng., 10, pp. 23~31.