

海浜断面の領域区分に関する理論的研究

河田恵昭・木村彰宏*

* 京都大学大学院工学研究科

要旨

岸沖漂砂による海浜変形は、海浜過程の基礎をなすものであり、とくに、沖合に海底谷が発達している場合や高波浪時の短期的な地形変化を考える場合に重要な現象となる。本研究ではこのような断面2次元の海浜変形の特性を明らかにすることを試みた。数値計算により断面2次元の海浜変形を理論的に再現し、どのような条件の下に海浜が侵食型あるいは堆積型となるのかを検討した。さらに、戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂量の算定を新たに数値モデルの中に取り入れ、その影響を見出した。その結果、従来の半経験的な分類とは異なる結果が得られ、さらに詳細な考察が必要であることがわかった。

キーワード：岸沖漂砂、海浜断面、暴風海浜、正常海浜、戻り流れ

1. はじめに

わが国において本格的な海岸保全整備事業が始まったのは1966年の海岸法の施行からである。当初は、限られた財政で長い延長にわたって海岸を速やかに整備していく必要があったので、海岸線を直立堤防や消波工で固めていく線的な防護方式による整備が中心であった。それが1980年代になると、防災機能だけでなく親水機能を持たせた海岸環境の創造にも重点が置かれるようになり、緩傾斜護岸、離岸堤、人工リーフ、養浜等を組み合わせ、砂浜による消波機能をいかした面的な防護方式による整備が推進されるようになった。

本来、海岸は背後にある鉄道、道路、田畑、住宅地等を厳しい自然から保護している。海岸が侵食されれば、その背後に大きな被害が生じるため、海岸を維持・保全していくことは大切である。とくに砂浜海岸は、環境面の重要性だけでなくその消波機能という防災面での重要性が見直され、前述したように積極的に侵食対策に取り入れられるようになりつつある。また、海に面する都市部においては、憩いの場としての海浜公園が造成され、新たに人工の砂浜ができていところ

もある。

このような海岸の重要性を考えると、海岸構造物の設置による侵食制御や養浜やサンドバイパスによる海浜の造成を適切に行う必要がある。そのためには外力場や土砂収支にどのような変化が生じるのかをあらかじめ予測しておかなければならない。このような海浜変形の予測手法として現地観測に基づく経験的方法、水理模型実験、数値計算などがあるが、これらの中でもとくに数値計算はパラメータを変えるだけで様々な条件について検討することができるので、侵食対策の有効な手法を見いだすのに有利である。しかしながら、海浜変形は波や流れの場における複雑な現象であり、このような期待に応える数値モデルははまだ研究段階にある。

そこで、本研究では海浜変形を理論的に再現できる数値モデルを作成し、海浜変形の特性を明らかにすることを試みる。その第一段階として岸沖漂砂による海浜変形を再現し、海浜断面の領域区分に着目して断面2次元の海浜変形を検討する。

2. 海浜変形の数値モデルについて

2.1 海浜変形の数値モデルの概要

海浜変形の数値モデルには大きく分けて、①海岸線変化モデルと②3次元海浜変形モデルとがあり、これらのモデルにはそれぞれ次のような特徴がある。

①海岸線変化モデル

- ・ 汀線の変化のみを扱った汀線変化モデルと汀線だけでなく水深の大きいところまで予測可能な等深線変化モデルとがある。
- ・ 沿岸漂砂量の岸沖分布を仮定して汀線あるいは等深線の時間的変化を予測する。
- ・ 現象をかなり単純化したモデルであるため、短い計算時間で結果を得ることができる。
- ・ 海浜縦断面形状の変化や局地的な海浜変形までは計算できない。
- ・ 長期間・広領域の海浜変形の予測モデルとして位置づけられてきた。
- ・ 実用レベルで広く用いられている。

②3次元海浜変形モデル

- ・ 波と流れの平面分布を計算し、その結果得られた各地点の水理量を用いて、局所的な漂砂量を求め、漂砂の連続式に基づき各地点の地形変化を予測する。
- ・ 物理的なメカニズムに基づくモデルであり、沿岸流による汀線方向の砂の移動のみならず、海浜循環流による沖向きに砂移動や波による岸沖方向の砂移動も考慮して平面的な地形変化の予測ができる。
- ・ 海岸線変化モデルに比べて優れているが、計算時間が長い。
- ・ 短期間・狭領域の海浜変形の予測モデルとして位置づけられてきた。
- ・ 海浜流による漂砂のみを取り扱った数年オーダーの地形変化を扱う長期予測モデルと、戻り流れや波による縦断地形変化も同時に考慮した一時化から1年程度の短期予測モデルに分けられる。
- ・ 長期予測モデルは現地での検証がなされつつあるが、短期予測モデルはいまだ研究段階にある。

本研究では岸沖漂砂による断面2次元の海浜変形の計算を行っているが、上の分類では②の3次元海浜変形モデルの中の短期予測モデルに入る。短期予測モデルにおいて直線海岸へ波浪が直角方向に入射するという前提に立ち、すなわち沿岸方向の変化は考えずに岸沖方向のみを扱うモデルという位置づけになる。

2.2 従来の数値モデルの問題点とその解決策

3次元海浜変形モデルでは通常、波、流れ、地形変化の3つの部分に分けて計算が行われる。汀線変化モデルと組み合わせて実用的なモデルにしようとしたり、漂砂量式に波の非線形性の影響が入るように工夫したり、波・流れ・地形変化の相互干渉効果を取り入れようとしたりするなど、様々な研究が行われている。最近では非線形方程式から波と流れを同時に解く方法も開発されてきている。従来の3次元海浜変形モデルの代表的なものとして、渡辺(1981, 1984)によるモデルがある。このモデルでは過去の研究成果を参考にして漂砂量式を実験式で導いているが、波や流れが漂砂量に与える影響が係数の中に集約されてしまっていることや波による漂砂の向き判定があいまいなことが問題となる。そのため、係数の値が実験データや観測データがなければ定められなかったり、状況に応じて係数を使い分けなければならないというような不都合が生じる。他の数値モデルにおいても渡辺のモデルにならって漂砂量算定を行っているものが多い。また、漂砂量の算定において重要となる海底勾配の影響が漂砂の連続式の中で考慮されており、ここでも係数を経験的に設定しなければならないとなっている。

以上のように従来の3次元海浜変形モデルの問題点の1つとして、漂砂のメカニズムに基づいた漂砂量式が用いられていないことがあげられる。そこで、本研究では漂砂量式として漂砂の物理的なメカニズムに基づいて理論的に導かれた漂砂量式を用いることにより問題点の解決を試みる。本研究で用いた漂砂量式は河田ら(1989, 1990, 1991)により提案されているものである。この漂砂量式は、砂粒のsaltation機構と運動量保存則から導かれており、任意の海底形状における波と流れの共存場に適用できるようになっている。大きな特徴としては、漂砂量式に海底勾配の影響が直接入っていること、岸沖・沿岸漂砂を同時に取り扱えること、浮遊漂砂も取り扱えることがあげられる。

したがって、このような漂砂量式を用いて、理論的な数値モデルを作成することにより、従来のモデルよりも海浜変形を合理的に説明できることが期待される。現地の海岸に数値モデルを適用することを考えると、実験式や経験式を用いている従来のモデルでは適用する前に、現地の海浜変形の観測データとの比較を行って漂砂量式や漂砂の連続式の中にある係数を決定しなければならない。また、いったん決定した係数が他の場所では適用できない可能性も十分にある。それが理論式を用いることによって、このような作業を行わなくてもよくなるし、任意の場所でも適用できるという利

点がでてくる。過去の海浜変形のデータがそろっている海岸は少ないことを考えると、汎用性のある数値モデルを開発するという事は極めて重要である。

また、岸沖漂砂、沿岸漂砂の両方を取り扱えることから、例えば波向きによって岸沖・沿岸どちらの漂砂が卓越するのか、あるいは漂砂がどの方向に移動するのかといった検討ができる。このような漂砂の動向を知ることは、港湾や漁港を建設する場合、あるいは侵食対策のために海岸構造物を設置する場合に非常に有効であると考えられる。

2.3 本研究における数値計算の内容

前節で述べたような3次元海浜変形モデルを開発するその第一段階として、まず岸沖方向の海浜変形が再現できなければならない。そこで、本研究では、波が直角に入射する場合の海浜変形について数値計算を行い、海浜断面の変化の特性を調べる。したがって、断面2次元の海浜変形モデルを用いて、岸沖漂砂による海浜変形の予測を試みることになる。断面2次元の海浜変形では波動による底面流速のほかに戻り流れやswash zoneでの漂砂のsaw tooth movementが重要な要素になるので、数値モデルはこれらの現象を考慮できるものが望ましい。

岸沖漂砂による海浜変形としてよく知られているのが、暴風海浜における沿岸砂州の発生である。Johnson (1949) は、沖波の波形勾配によって海浜の断面形状を正常海浜と沿岸砂州の発生する暴風海浜とに分類した。その後の実験的研究により、両者を分類するパラメータが波形勾配のみではなく底質粒径の効果も重要であることがわかり、岩垣・野田 (1961) はこの効果を含めたパラメータを用いて海浜の分類を行った。これら以外にもいくつかのパラメータが示されているが、いずれも実験や現地観測によるものであり、理論的に検討されていない。そこで、本研究では、このような岸沖漂砂による海浜変形を理論的に再現し、波の特性や海底勾配、底質特性がどのように海浜変形に関与しているのかを検討して、それを従来の実験結果と比較し有効性を確認する。

3 海浜変形の数値計算方法

3.1 波浪変形の計算

波浪変形の計算には、間瀬・Kirby (1993) による不規則波のハイブリッド型断面2次元非線形変形理論を用いる。

これは、Boussinesq方程式において反射成分を無視

して岸向き成分のみを考慮して得られるKdV方程式を周波数領域で扱うスペクトルモデルである。KdV方程式は長波理論のもとで導かれたものであるため、大水深においても適用できるように拡張し、さらに、ハイブリッド型断面2次元非線形理論は、砕波によるエネルギー散逸項を式(1)の第5項のように導入して次式となる。

$$\frac{dA_n}{dx} + \frac{(c_{gn})_x}{2c_{gn}} A_n - ink_1 \left[\sqrt{\frac{k_n h}{\tanh k_n h}} - 1 \right] A_n + \frac{3ink_1}{8h} \left[\sum_{l=1}^{N-1} A_l A_{n-l} + 2 \sum_{l=1}^{N-n} A_l A_{n+l} \right] + \alpha_n A_n = 0 \quad (n=1, \dots, N) \quad (1)$$

ここに、 A_n ：成分波の複素フーリエ振幅、 x ：水平座標、 c_{gn} ：成分波の群速度、 $(c_{gn})_x$ ：群速度を x で微分したもの、 i ：虚数単位、 N ：成分波の数、 h ：水深、 k_1 ：基本波数、 k_n ：成分波の波数、 α_n ：エネルギー散逸係数、*：共役複素数である。

式(1)の第5項のエネルギー散逸係数は確率モデルを用いて評価されている。この確率モデルによる不規則波列のエネルギー散逸率の期待値は、1波ごとのエネルギー散逸をboreのモデルで算定し、それに砕波している波の確率分布を乗じて積分することにより算定されている。なお、不規則波列のエネルギー散逸率の期待値は、Thornton and Guza (1983) によって定式化されたものであり、式(2)のように表される。

$$\langle \epsilon_b \rangle = \frac{3\sqrt{\pi}}{16} \rho g B^3 \bar{f} \frac{H_{rms}^5}{\gamma^2 h^3} \left[1 - \frac{1}{\{1 + (H_{rms}/\lambda)^2\}^{5/2}} \right] \quad (2)$$

ここに、 $\langle \epsilon_b \rangle$ ：不規則波列のエネルギー散逸率の期待値、 B ：砕波係数、 \bar{f} ：代表周波数、 H_{rms} ：r.m.s.波高、 h ：水深、 γ ： H_{rms} と水深 h を結びつける定数、 g ：重力加速度、 ρ ：流体の密度である。

このようにして評価されたエネルギー散逸を、各周波数成分のエネルギーに比例して生じるものと、周波数の2乗とエネルギーの2乗との積に比例して生じるものとの2つの和としてスペクトルモデルに導入している。

式(1)において、第2項は浅水変形項、第3項は分散項、第4項は非線形項、第5項はエネルギー減衰項である。

従来のモデルでは、砕波によるエネルギー減衰を考慮する場合には、まず何らかの砕波限界条件を用いて砕波する場所を設定し、その点からモデル式に砕波減衰項を導入する。しかし、ハイブリッド型モデルではこのような砕波限界条件を用いず、スペクトルモデルの散逸項を確率モデルから得られるエネルギー減衰率に等しくするように評価しているのが特徴である。

以上のように、ハイブリッド型モデルは、断面2次元の波の特性において重要となる浅水変形、非線形性、分散性、不規則性、砕波が考慮できるようになっている。この理論の妥当性は間瀬・Kirby (1993) によって検討されており、ピーク周波数周辺のエネルギー密度の減少、高周波数領域のエネルギー密度の増加、surf beatの増加、波峰高の変化といった非線形的な波の特性の変化を表現できることがわかっている。また、このモデルの任意断面海底地形上への適用性については間瀬・小沢 (1996) によって検討されており、モデルの妥当性が確認されている。

以上のようなハイブリッド型波浪変形理論モデルを用いて各地点の波高や波動による流速振幅を求めることができる。具体的な計算手順は次のようになる。

1. 入力条件として、初期地形と入射波のスペクトルを与える。
2. 与えられたスペクトルから各周波数成分の振幅を計算し、乱数を発生させてランダムな位相を作成し、複素フーリエ振幅を与える。
3. 式(1)によって各地点の複素フーリエ振幅を求める。
4. それらを逆フーリエ変換することによって各地点の時間的な水位変動を求める。

3.2 底面流速振幅の計算

波動による底面流速振幅は線形フィルター法を用いて求める。これは、ハイブリッド型モデルにおいて水位変動を求めるときに同時に求めることができる。式(3)に示すように、周波数領域において各成分波の振幅に、微小振幅波理論に基づく伝達関数をかけあわせて、それを逆フーリエ変換すれば時間的な流速変動が得られる。

$$U_n = A_n \frac{gk_n}{\omega_n \cosh k_n h} \dots \dots \dots (3)$$

ここに、 U_n ：成分波の底面流速振幅、 A_n ：式(1)から

求められる成分波の複素フーリエ振幅、 g ：重力加速度、 k_n ：成分波の波数、 ω_n ：成分波の角振動数、 h ：水深である。

3.3 戻り流れの計算

海浜変形には波だけでなく、砕波帯内において発生する戻り流れの影響も大きいことがこれまでの研究で明らかにされている。戻り流れは、波による質量輸送を補償する冲向き流れと surface roller による質量輸送を補償する冲向き流れの和として求められる。surface roller による戻り流れは、surface roller の断面積に比例する形で式(4)のように与えられる。戻り流れについてのこれらの特性は Svendsen (1984) によって理論的に説明されている。

$$U_b = -A \frac{H^2}{T} \dots \dots \dots (4)$$

ここに、 U_b ：砕波による戻り流れの流速、 H ：波高、 T ：周期、 A ：無次元定数である。

不規則波の場合には、砕波する波だけが戻り流れに寄与すると考えて、式(4)に砕波率をかけあわせて用いられることが多い。本研究では佐藤ら (1987) にならない、 H として r.m.s.波高を用いる。また、砕波率のかわりにハイブリッドモデルの中で砕波を計算するのに用いられている不規則波列のエネルギー逸散率の期待値を用いることにする。すなわち、エネルギー逸散が最大となる地点を1として他の地点にはその地点のエネルギー逸散率の期待値に応じた値をかけあわせる。 A の値としては実験値等を参考にして4~7の値が用いられるが、ここでは、佐藤ら (1987) にならない5.6を用いることにする。

3.4 底面せん断応力の計算

以上のような過程で底面の水粒子の流速振幅、戻り流れの流速が得られるので、次に、田中ら (1980, 1990, 1993) によって導き出された式を用いて底面のせん断応力を求める。

田中らは、底面から直線的に変化する渦動粘性係数を仮定し、これを線形化した境界層方程式に代入して解くことにより、乱流時の波・流れ共存場における底面摩擦係数を理論的に導いた。さらに、この理論式を実用的な近似式に書き換えて、波・流れ共存場での摩擦係数および位相差の算定式を提案している。これを用いると任意の交差角を有する波・流れ共存場にお

るせん断力の値，作用方向の位相変化を容易に求めることができる。波・流れ共存場の底面せん断応力の絶対値（ $\rho \hat{U}_w^2$ で無次元化されている）および作用方向の経時変化は，それぞれ式(5)および(6)のように与えられる。

$$\begin{aligned} |\tau_0^*(t)| &= \sqrt{\frac{f_{cw}}{2} \left[\kappa^2 \alpha^2 + 2\kappa\alpha \left\{ \left(\frac{f_{cw}}{2} - \kappa^2 \alpha^2 \sin^2 \phi' \right)^{\frac{1}{2}} - \kappa\alpha \cos \phi' \right\} \right]} \\ &\times \cos \theta \cos(\sigma + \theta) + \left\{ \left(\frac{f_{cw}}{2} - \kappa^2 \alpha^2 \sin^2 \phi' \right)^{\frac{1}{2}} - \kappa\alpha \cos \phi' \right\}^2 \cos^2(\sigma + \theta) \end{aligned} \quad (5)$$

ここに， $\tau_0^*(t) = \tau_0(t) / \rho \hat{U}_w^2$ である。

$$\psi(t) = \tan^{-1} \left[\frac{\tan \phi}{\frac{1}{\left\{ \left(\frac{1}{\kappa^2 \alpha^2} \frac{f_{cw}}{2} - \sin^2 \phi' \right)^{1/2} - \cos \phi' \right\} \cos \theta \cos(\sigma + \theta)}} + 1} \right] \quad (6)$$

ここに， $\tau_0(t)$ ：底面せん断応力（ t ：時間）， $\psi(t)$ ：底面せん断応力の作用方向（ t ：時間）， f_{cw} ：波・流れ共存場の底面摩擦係数， f_w ：波による底面摩擦係数， f_c ：流れによる底面摩擦係数， ϕ ：波の進行方向と定常流の流下方向がなす角度（ただし ϕ の範囲は， $-\pi/2 \leq \phi \leq \pi/2$ とし， $\pi/2 < \phi < 3\pi/2$ では， $\phi - \pi$ を改めて ϕ とする。）， ϕ' ： $\phi' = \cos^{-1}(|\cos \phi|)$ ， θ ：境界層外縁流速と底面せん断応力の位相差， \hat{U}_w ：微小振幅波理論によって得られる波動流速の境界層外縁での最大値， K ：カルマン定数， σ ：波の角振動数， ρ ：流体の密度である。

式(4)における f_{cw} ， f_c ， f_w は相面乱流の場合，式(7)～(10)によって求められ， α は式(11)のように定義されている。

$$f_{cw} = f_c + 2\sqrt{f_c \beta f_w} \cos \phi + \beta f_w \quad (7)$$

$$f_c = \frac{2\kappa^2}{\left\{ \ln \left(\frac{z_h}{z_0} - 1 \right) \right\}^2} \left(\frac{\bar{u}_c}{\hat{U}_w} \right)^2 \quad (8)$$

$$f_w = \exp \left\{ -7.53 + 8.07 \left(\frac{\hat{U}_w}{\alpha z_0} \right)^{-0.100} \right\} \quad (9)$$

$$\beta = \frac{1}{0.769\alpha^{0.830} + 1} \left\{ 1 + 0.863\alpha \exp(-1.43\alpha) \left(\frac{2\phi}{\pi} \right)^2 \right\} \quad (10)$$

$$\alpha = \frac{1}{\ln \frac{z_h}{z_0} - 1} \frac{\bar{u}_c}{\hat{U}_w} \quad (11)$$

ここに， z_h ：水深， z_0 ：粗度長さ（ $z_0 = k_s/30$ ， k_s ：相当粗度）， \bar{u}_c ：定常流成分の断面平均流である。

式(7)～(11)からもわかるように，波・流れ共存時の摩擦係数 f_{cw} は，4つのパラメータ， $\hat{U}_w / (\alpha z_0)$ ， z_h / z_0 ， \bar{u}_c / \hat{U}_w ， ϕ に支配される。式(7)において， f_{cw} は流れが支配的なとき f_c となり，波が支配的なき f_w となる。 β は波と流れの非線形干渉の効果を表しており， $\beta = 1$ とすると，これは波と流れの干渉効果を全く考慮せずに，それぞれの摩擦速度ベクトルを線形に足しあわせたことに相当する。

ここでは \bar{u}_c として戻り流れの流速を用いる。これは底面において波と戻り流れとが共存し，お互いに干渉していると考えられることになる。 \hat{U}_w としては岸向き・沖向きそれぞれの1/3平均流速振幅を用いる。また，岸沖方向のみを考えているので， $\phi = 0$ となる。

結局，各地点での水深，波の底面流速振幅，戻り流れの流速がわかれば以上の式から，漂砂量を求めるための入力値となる岸向き・沖向きそれぞれの底面せん断応力の最大値が求められる。

3.5 漂砂量の計算

漂砂量の計算には河田ら（1989，1990，1991）によって導かれた漂砂量式を用いる。前述したように，これまでの海浜変形の数値モデルの問題点の1つとして，漂砂のメカニズムに基づいた漂砂量式が用いられていないことがあげられる。河田らは砂粒の saltation 機構と運動量保存則に基づく岸沖漂砂量則を任意海底地形でかつ任意の波向と流向をもつ波や海浜流の外力条件のもとにおける漂砂量則に拡張し，岸沖・沿岸・浜漂砂量則を力学的に統一表示した。さらに，掃流漂砂と浮遊漂砂の接続をモデル化して全漂砂量の算定式を誘導した。

まず、掃流漂砂量を求める式について説明する。河田は砂粒の運動方程式に海底勾配の影響を表す項を理論的に導入した。そして、plane bedの砂面を対象とし、集団として跳躍している砂粒群を含む流体運動に運動量保存則を適用することにより、岸沖漂砂量を求める式を導き出している。岸沖漂砂量（掃流漂砂量）を算定する式は以下のように表される。

$$q_{*u} = a_1 \left[1 + e + \frac{(1-e)\sqrt{\sin\theta}}{\frac{\sqrt{3}}{2} A_r \sqrt{C_D \tau_*}} \right] - \sqrt{\left[1 - e + \frac{(1+e)\sqrt{\sin\theta}}{\frac{\sqrt{3}}{2} A_r \sqrt{C_D \tau_*}} \right]^2 + \frac{8(1-e)\cos^2\theta}{3\lambda C_D A_r^2 \tau_*}} (\tau_* - \tau_{*c}) \quad (12)$$

$$q_{*d} = a_1 \left[1 + e - \sqrt{(1-e)^2 + \frac{8\cos^2\theta(1-e-2e\lambda\tan\theta)}{3\lambda C_D A_r^2 \tau_*}} \right] (\tau_* - \tau_{*c}) \quad (13)$$

$$a_1 = \frac{e}{1-e} \tan\beta_m \left(1 + \frac{\rho}{2\sigma} \right) \frac{A_r}{\sqrt{\cos\theta}}$$

$$q_{*u} = \frac{q_u}{u_* d}, \quad q_{*d} = \frac{q_d}{u_* d}, \quad \tau_* = \frac{u_*^2}{\left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) g d}$$

ここに、 q_u ：斜面に沿って上昇するときの漂砂量、 q_d ：斜面に沿って下降するときの漂砂量、 τ ：底面せん断応力、 τ_c ：底面の限界せん断応力、 $*$ ：漂砂量、せん断応力の無次元量を表す、 u_* ：摩擦速度、 e ：砂粒の反発係数、 A_r ：完全粗面乱流の場合に約8.5となる定数、 C_D ：砂粒の抗力係数、 λ ：砂粒の saltation 運動における飛高と飛距離の比、 β_m ：砂粒の飛び出し角度、 ρ ：流体の密度、 σ ：砂粒の密度、 θ ：斜面の傾斜角、 g ：重力加速度、 d ：砂粒の粒径である。

水平床の場合は式(12)と(13)は一致する。勾配のあるときは両者は非対称となり、斜面に沿って上昇するときの漂砂量が下降するときの漂砂量よりも少なくなる。2つの差は勾配が大きくなるほど、Shields数が小さいほど大きくなる。また、netの漂砂量にはShields数より海浜勾配の変化の方が大きく影響することがわかっている。式(12)、(13)を用いる際に注意しなければいけ

ないことは、式(12)、(13)はそれぞれ斜面に沿って上り・下りの漂砂量ということである。したがって、岸方向に斜面が下っている海底地形があれば、岸向きの漂砂量は式(13)で、沖向きの漂砂量は式(12)で求められることになる。

$\tan\beta_m$ 、 λ 、 τ_{*c} 、 e 、 C_D の値は、それぞれ別個の実験結果から $\tan\beta_m = 0.577$ 、 $\lambda = 0.4$ 、 $\tau_{*c} = 0.04$ 、 $e = 0.55$ 、 $C_D = 0.4$ とした。

次に、浮遊砂量は次のようにして求められる。底面に砂れんが発生している場合、砂れんの背面上を運動してきた漂砂は、砂れん上で形成される渦に取り込まれて漂砂雲となり岸沖方向に移動し、渦が消滅する過程でその一部は沈降して底面に戻り、残りは次の渦に取り込まれて再び漂砂雲となる。河田・西(1991)は、非対称砂れんの場において、このような掃流漂砂から浮遊漂砂への運動形態の移行をモデル化した。式(14)、(15)はそれぞれ、このモデル化によって導き出された砂れんの岸側および沖側の平衡浮遊漂砂濃度である。したがって浮遊砂量は、式(14)、(15)に $\alpha L_1 L_2$ をかけ合わせるによって求められ、それに掃流漂砂量 q_{*u} 、 q_{*d} を加えたものが全漂砂量になる。

$$C_{on} = \left(\frac{1}{2\alpha L_1 L_2} \right) \left\{ q_{on} T + \left(1 - \frac{wT}{2\alpha L_2} \right) q_{off} T \right\} \left\{ \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{wT}{2\alpha L_2} \right)} \right\} \quad (14)$$

$$C_{off} = \left(\frac{1}{2\alpha L_1 L_2} \right) \left\{ q_{off} T + \left(1 - \frac{wT}{2\alpha L_2} \right) q_{on} T \right\} \left\{ \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{wT}{2\alpha L_2} \right)} \right\} \quad (15)$$

ここに、 C_{on} ：岸向きの平衡浮遊砂濃度、 C_{off} ：沖向きの平衡浮遊砂濃度、 α ：浮遊漂砂の移動範囲を長方形と仮定したことによる係数、 L_1 、 L_2 ：浮遊漂砂の分布する水平および鉛直方向の距離、 w ：砂粒の沈降速度、 T ：波の周期、 q_{on} 、 q_{off} ：式(12)、(13)によって求められる岸向き・沖向きの掃流漂砂量である。

結局、1周期間に砂れんに沈降せず、水中に漂っている漂砂が浮遊漂砂量として評価されることになる。これらの式は、砂れんの場を想定して導かれたものであるが、全漂砂量の求め方からもわかるように結果的にはどのような過程で浮遊運動を開始したかについて

の情報は不要となっている。このことから、Shields 数が大きくなり底面が plane bed となり、シートフロー状態で輸送される場合にも適用できることが示唆されている。

式(14)、(15)において、 wT/L_2 は浮遊漂砂パラメータと呼ばれており、河田・西(1991)は wT/L_2 のかわりに $\sqrt{gd}T/h$ を用いることを提案している(d :粒径、 h :水深)。ここではこれを用いることにする。式(14)、(15)によって計算される浮遊漂砂量は、この浮遊漂砂パラメータが小さくなると、すなわち漂砂の粒径が小さくなり波の周期が短くなると急激に大きくなる。なお、 α の値としては0.4を用いる。

3.6 戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂量の計算

式(14)、(15)によって計算される浮遊漂砂量は波によって運ばれる浮遊漂砂量であり、戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂は考えられていない。3.5までの計算方法では、戻り流れの影響は底面における波と流れの干渉として考えられているのみである。戻り流れは海底面から波のトラフの高さまで分布していることを考えると、戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂量を評価しておく必要がある。

そこで、戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂量を算定することを考える。まず、岸向きの浮遊漂砂量と沖向きの浮遊漂砂量の差が波の一周期の間に底面に沈降せずに水中に残っている浮遊漂砂量となる。次にこの浮遊漂砂が鉛直方向には水深スケールで、水平方向には波の流速軌道半径で分布していると考ええる。そうすると浮遊漂砂の濃度が得られる。この浮遊漂砂濃度と戻り流れの流速をかけあわせることにより、戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂量を計算できるものと考えた。また、流速軌道半径は、微小振幅波理論に基づいて求めた。

3.7 地形変化の計算

半周期毎の漂砂量が式(12)~(15)および3.6によって求められる。そうすると地形変化は漂砂の連続式から求められる。漂砂の連続式は断面2次元の海滨変形を考えると、式(16)のようになり、その差分式は式(17)のようになる。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{1-\lambda} \frac{\partial q_x}{\partial x} \dots \dots \dots (16)$$

$$h_i^{k+1} = \frac{1}{1-\lambda} \left(\frac{q_{x,i+1}^k - q_{x,i}^k}{\Delta x} \right) \Delta t + h_i^k \dots \dots \dots (17)$$

ここで、 h :水深、 x :岸沖方向の空間座標、 t :時間座標、 q_x :岸沖漂砂量、 λ :砂の空隙率、 Δx :空間方向の差分間隔、 Δt :時間方向の差分間隔、 k :時間ステップ、 i :空間ステップである。

式(12)~(15)および3.6によって漂砂量が得られるので、式(16)から次の時間ステップの地形が求められる。ここでは Δt として入射地点での波の1周期をとった。1つの時間ステップを計算すると水深が変化するので、 Δt 毎に3.4で説明した底面せん断応力の計算に戻ってそこから計算を繰り返した。ある時間が経過するか、あるいは地形変化がある程度大きくなれば、2.1の波浪変形の計算に戻り、これまでに説明した計算をもう一度行う。

3.8 数値モデルの検討

以上に説明した理論や式を用いて断面2次元の海滨変形を計算する数値モデルを作成したが、この時点での問題点を考察する。

まず、波浪変形は不規則波の条件で計算できるようになっているが、その後の地形変化の計算には波高や流速の代表値を用いている。不規則波の波浪変形をスペクトルについてみると、ピーク周波数周辺のエネルギー密度の減少、高周波領域のエネルギー密度の増加、surf beatの増加といったような現象があるが、このようなスペクトルの変形を反映するモデルとはなっていない。漂砂の連続式の差分式において Δt として波の1周期をとるが、波浪変形の計算では波の周期が場所によって変化する。したがって、波の不規則性を取り入れるためには、便宜的な方法を用いるとか、時系列的な漂砂量を求められるように漂砂量式を改良することを考えなければならない。

それから、本研究における数値モデルには遡上域が含まれていない。したがって汀線の前進や後退は計算できない。計算結果をみると汀線付近での漂砂量は非常に小さな値となっているものの、遡上域の漂砂が入ることにより海滨変形も異なったものになってくることは十分に考えられる。漂砂量は基本的に底面に働くせん断応力が評価できれば求められるので、遡上域の波・流れ場をどのように扱うかが今後の問題となる。

4. 海浜断面の領域区分に関する従来の研究

ここでは、海浜断面の領域区分に関する従来の研究としてよく知られているものについてその概要を説明する。

一定勾配の砂浜に一定の特性をもつ波が長期にわたって作用すると、海浜の断面形は時間とともにある定まった形に変化して安定し、それ以上波を作用させても変わらないという海浜勾配が形成される。これは海浜の平衡勾配と呼ばれている。この勾配になったときが一定の特性をもつ波による侵食あるいは堆積に対して最も安定した海浜形状となる。Johnson (1949) は波の特性が平衡勾配に及ぼす影響について研究を行い、波形勾配が小さいときは正常海浜となり、波形勾配が大きくなると暴風海浜に変わって沿岸砂州が発生することを明らかにした。そして、両者の限界波形勾配は0.025~0.030であることを示している。

これに対して岩垣・野田 (1961) は、従来の実験が小さな波高で行われていること、実規模に近い大きな波高の波に対して実施された Saville (1954) の実験で0.0064 という非常に小さな波形勾配の波でも沿岸砂州が発生していることに着目し、海浜変形に及ぼす scale effect について実験的研究を行った。その結果、暴風海浜と正常海浜との境界は波形勾配のみでなく、波高と底質粒径の比によっても影響されることを見出した。そして、従来の実験結果を整理して Fig.1 に示すような沿岸砂州の発生限界を示した。図には Johnson (1949) による沿岸砂州の発生限界も示されている。岩垣・野田 (1961) による沿岸砂州の発生限界は、波高と粒径の比が300をこえると急激に小さくなる。このことは底質粒径が小さく波高の大きい海岸では、沖波の波形勾配がかなり小さくても、暴風海浜

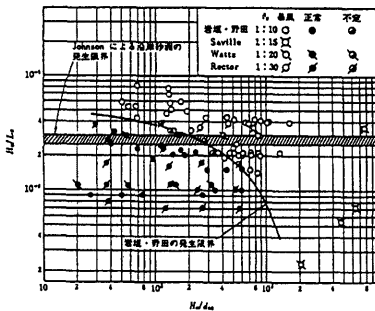


Fig.1 Criterion of longshore bar generation by Iwagaki and Noda(1963)

となって沿岸砂州が発生することを示している。

Sunamura・Horikawa (1974) は、汀線の海浜地形をより明確に分類するために、汀線の前進・後退に着目し、次のような3つの Type の海浜形状を提案した。

- Type I : 汀線が後退し、沖において砂が堆積するタイプ
- Type II : 汀線が前進し、かつ沖においても砂が堆積するタイプ
- Type III : 汀線が前進し、沖において砂が堆積しないタイプ

また、堀川・砂村ら (1975) は、汀線変化に関係すると考えられる波の特性、底質粒径に海底勾配を加えて式(18)を提案している。

$$C = \left(\frac{H_0}{L_0} \right) (\tan \beta)^{0.27} \left(\frac{d}{L_0} \right)^{-0.67} \dots \dots \dots (18)$$

$8 \leq C$ 汀線後退
 $4 \leq C \leq 8$ 後退あるいは前進
 $C \leq 4$ 汀線前進

ここに、 H_0 : 沖波波高、 L_0 : 沖波波長、 $\tan \beta$: 初期勾配、 d : 底質粒径である。さらに、広い範囲の実験結果に対して有効性を検討し、現地資料の解析に対する適用性についても検討を行った。その結果、汀線変化の前進・後退を明確に示すために次のようにCの値を定めた。

- a) 実験水槽の場合 (Fig.2)
 - $10 \leq C$ 汀線後退
 - $3 \leq C \leq 10$ 後退あるいは前進
 - $C \leq 3$ 汀線前進
- b) 現地海岸の場合 (Fig.3)
 - $18 \leq C$ 汀線後退
 - $9 \leq C \leq 18$ 後退あるいは前進
 - $C \leq 9$ 汀線前進

堀川・砂村ら (1975) による研究は、沖浜帯を含む比較的広範囲の海浜を対象としたものであるのに対して、服部・川又 (1978) は砕波帯内の地形変化を、砕波による漂砂の挙動により表現されるとした Dean (1973) と同様の考えによって、砕波帯内の2次元海浜の変形の検討を行った。服部らは、砕波によって浮遊させられた底質粒子が沈降する際の鉛直方向の力率と、砕波などによって流体が低質粒径を浮遊させるた

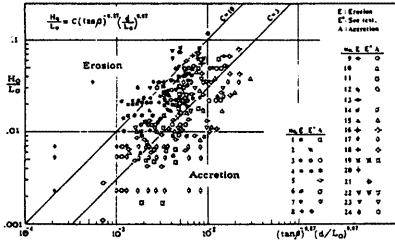


Fig.2 Criterion of beach profile types with experiment data,from Horikawa and Sunamura et al.(1978)

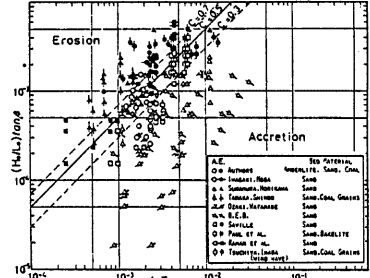


Fig.4 Criterion of beach profile types with experiment data,from Hattori and Kawamata(1978)

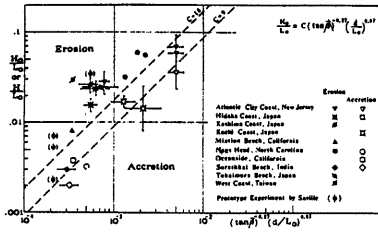


Fig.3 Criterion of beach profile types with field data,from Horikawa and Sunamura et al.(1978)

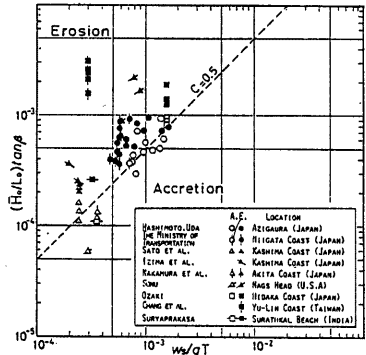


Fig.5 Criterion of beach profile types with field data,from Hattori and Kawamata(1978)

めになす力率との関係により、汀線が前進する堆積性と後退する侵食性の海浜地形変化は、式(19)に示す底質粒子の無次元沈降速度および浜形勾配と波形勾配との積の、2つのパラメータによって推定しうることを示した。また、現地データも実験室データも同一の境界値によって分類できることを確認している(Figs.4, 5)。

$$C = \left(\frac{H_0}{L_0} \tan \beta \right) \left(\frac{w}{gT} \right)^{-1} \dots \dots \dots (19)$$

- C > 0.5 侵食性海浜
- C = 0.5 平衡海浜
- C < 0.5 堆積性海浜

ここに、w : 底質粒子の沈降速度, T : 波の周期, g : 重力加速度である。

Dean (1973) も同様に碎波帯内での漂砂の挙動に着目し、漂砂が周期の 1/2 の時間内に完全に沈降するかしないかによって、暴風海浜と正常海浜とに分類がで

きるとして式(20)を提案している (Figs. 6, 7)。

$$C = \left(\frac{H_0}{L_0} \right) \left(\frac{\pi w}{gT} \right)^{-1} \dots \dots \dots (20)$$

- C > 1.7 暴風海浜
- C < 1.7 正常海浜

服部・川又 (1978) および Dean (1973) の取り扱いは底質粒径を表す特性量として沈降速度を用いることが共通であり、土屋・伊藤 (1978) が従来の研究を比較した結果でも、沈降速度を用いた関係式から求められる相似比が実験の傾向とよく一致していることがわかっている。

最近の研究では、Larson・Kraus (1989)、Dalrymple

(1992), 河田ら(1992)によるものがある。Kraus・Larson (1988) は、大規模実験による結果を検討することにより、暴風海浜と正常海浜が式(21), (22)によって区分できることを見出した。

$$\frac{H_o}{L_o} = 115 \left(\frac{\pi w}{gT} \right)^{3/2} \dots \dots \dots (21)$$

$$\frac{H_o}{L_o} = 0.00070 D_o^3 = 0.00070 \left(\frac{H_o}{wT} \right)^3 \dots \dots \dots (22)$$

式(21)は Dean (1973) と同じように無次元沈降速度を用いたものであるが、それを 3/2 乗しているところが異なる。一方、式(22)は波形勾配と Dean number ($D_o = H_o / wT$) を関係づけるものである。式(21), (22)によって海浜断面を区分したものが Figs. 6 と 7 である。これらの図からわかるように H_o / L_o が大きくなると、式(21)による分類では海浜断面は暴風海浜になるが、式(22)による分類では逆に正常海浜になる。

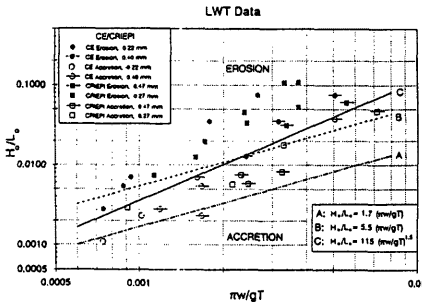


Fig.6 Discrimination of beach profile types, from Larson and Kraus(1989), A:Dean, B:Kriebel et al., C:Larson and Kraus

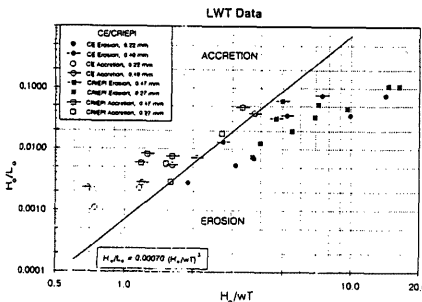


Fig.7 Criterion of beach profile types, from Larson and Kraus(1989)

Dalrymple (1992) は、この一見、矛盾した 2 つのパラメータを式(23)を用いて書き直すことにより、1 つのパラメータ ($gH_o^2 / w^3 T$) で表現でき、このパラメータによる両者の値はほぼ一致することを示している。すなわち、式(21), (22)はそれぞれ式(24), (25)のようになる。

$$\frac{H_o}{L_o} = \frac{2\pi H_o}{gT^2} = \left(\frac{2\pi w}{gT} \right) D_o \dots \dots \dots (23)$$

$$P \equiv \frac{gH_o^2}{w^3 T} = \frac{115^2 \pi}{4} = 10,400 \dots \dots \dots (24)$$

$$\frac{gH_o^2}{w^3 T} = P = \frac{2\pi}{0.0007} = 9,000 \dots \dots \dots (25)$$

Dalrymple (1992) によって提案された、暴風海浜と正常海浜を区分するパラメータ P は、式(26)に示すように 2 つの無次元数 (無次元沈降速度と Dean number) の積になっている。

$$P = \left(\frac{gH_o}{w^2} \right) D_o = 10,400 \dots \dots \dots (26)$$

河田ら (1992) は、漂砂現象が碎波帯でもっとも活発であることから、漂砂帯全域にわたる漂砂の特性がこの碎波帯における物理量でほぼ規定されると仮定した。そうすると、碎波水深全域にわたって漂砂が存在するかどうかということが、漂砂の特性を表すより大きな指標になると考えられる。つまり、掃流漂砂か浮遊漂砂のいずれが卓越するのを表す浮遊漂砂パラメータが重要な指標になってくる。そこで、漂砂の移動層厚が碎波水深に比例すると仮定し、漂砂が波の半周期に完全に沈降するかどうかの判定を行うことにより、式(27), (28)のようなパラメータを提案した。これらのパラメータによって従来の実験結果を整理したものが Figs. 8, 9 である。

$$\frac{H_o}{L_o} = \alpha \left(\frac{h_b}{wT} \right) \left(\frac{w^2}{gh_b} \right) \left(\frac{H_o}{h_b} \right) \dots \dots \dots (27)$$

$$= \alpha \left(\frac{w}{gT} \right) \left(\frac{H_o}{h_b} \right) \dots \dots \dots (28)$$

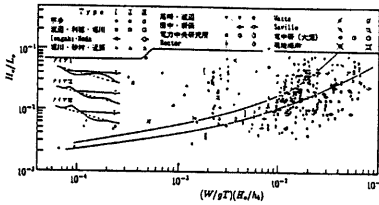


Fig.8 Criterion of beach profile types, from Kawata et al.(1992)

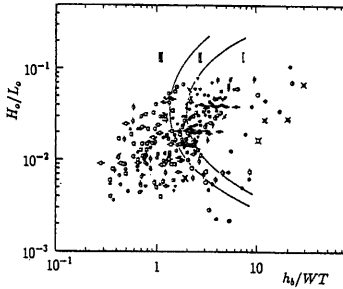


Fig.9 Criterion of beach profile types, from Kawata et al.(1992)

5. 計算結果とその考察

5.1 計算条件

初期勾配を 1/20 として海浜変形の計算を行った。入射波には Bretschneider-Mitsuyasu 型のスペクトルを用いた。水深 5 m の地点から有義波高約 1 m の波を入射させ、入射波の周期と底質の粒径をいろいろと変化させることによって海浜変形がどのようになるかを調べた。波浪の計算は 10 分毎に繰り返し、20 時間後までの地形を計算した。岸沖方向の計算間隔は 2 m とし、水深が 20 cm の地点まで計算を行った。また、もっとも岸側の計算点で漂砂量が 0 になるようし、水深は 20 cm のままで固定するようにした。

5.2 計算結果

海浜変形の計算結果の中で代表的なものを Figs. 10~15 に示す。Figs. 10~12 が粒径 0.3 mm, Figs. 13~15 が粒径 3 mm の場合のものである。それぞれの図において (a) 有義波高, (b) 1/3 平均流速振幅及び戻り流れの流速, (c) net の漂砂量, (d) 地形変化を表している。また, (b), (c) では岸向きに正の値をとっている。

5.2.1 波高および流速振幅について

まず、波高、流速振幅の変化についてみる。Figs. 10, 13 からわかるように波形勾配の大きいとき、波高は波の入射地点から大きくなることなく徐々に小さくなっているのがわかる。反対に Figs. 12, 15 のように波形勾配が小さいときは、波高はいったん大きくなってから減衰している。

流速振幅については、岸向きに流速振幅の変化に特徴が見られる。波形勾配の大きいときも小さいときも岸向きに流速振幅の方が沖向きに流速振幅よりも大きくなっている。これは波浪変形の計算において波の非線形性を考慮しているためである。さらに、波形勾配が大きい方から小さい方に変化すると、沖向きに流速振幅の値はほとんど変わっていないのに対して、岸向きに流速振幅はビークの値が大きくなるのがわかる。したがって、流速振幅も波高の変化と同様に、波形勾配が小さい方が波の非線形性の影響が大きく表れていることがわかる。

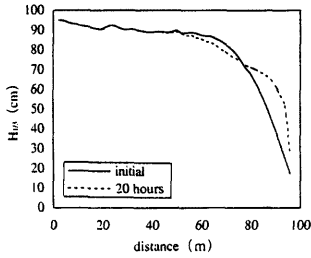
5.2.2 海浜変形について

まず、波形勾配の変化による海浜変形についてみる。波形勾配を大きい方から小さい方に変化させると、順に Type I, II, III の海浜断面が現れた。net の漂砂量は、Type I では全断面で沖向きとなり、Type III では全断面で岸向きとなった。また、Type II では net の漂砂量は水深の小さい部分で岸向きに、水深の大きな部分では沖向きになった。さらに水深の大きなところは岸向きに漂砂が発生しており、Type II で沖に堆積する砂は岸側からと沖側からの両方から供給されていることがわかる。

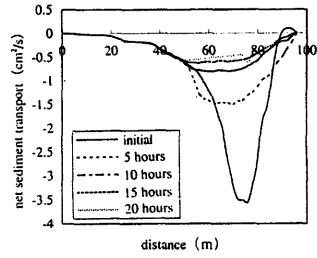
次に、粒径の変化による海浜変形についてみる。粒径が 0.3 mm の場合の海浜変形と 3 mm の場合の海浜変形を比べてみるとわかるように、粒径が大きくなると net の漂砂量は減少し、地形変化も小さくなる。また、地形変化の生じる範囲も粒径が小さい場合に比べると水深の小さな部分に限られる。

5.2.3 漂砂量の分布について

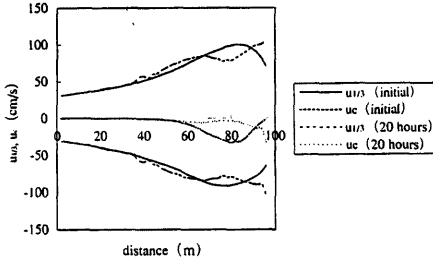
net の漂砂量の時間変化をみると Type I, III の場合にはしだいに漂砂量が少なくなり、時間とともに地形変化が収束していることがわかる。また、Type I では初期から 5 時間後にかけての漂砂量の減少が大きい、Type III では初期から 20 時間後まで同じような調子で減少している。それに対して Type II では漂砂量は時間の経過とともに少なくなるということはないが、最初から漂砂量が少ないので 20 時間後の地形変化もわず



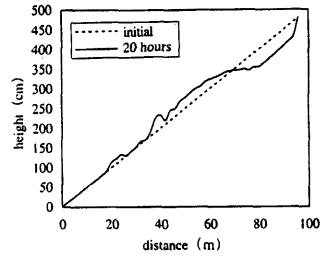
(a) wave height



(c) net sediment transport rate

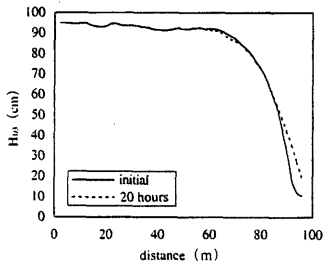


(b) water particle velocity and undertow

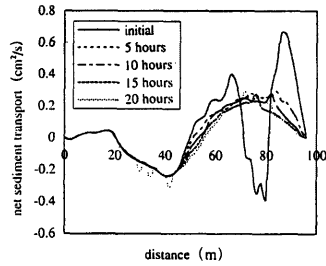


(d) beach profile

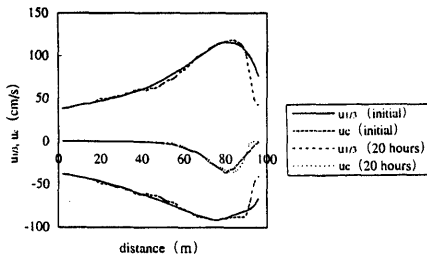
Fig.10 Simulation results ($H_0/L_0=0.053$, $d=0.3\text{mm}$)



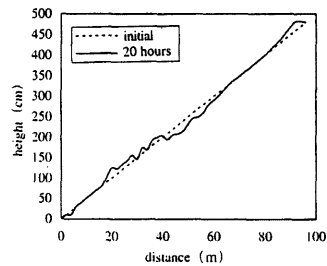
(a) wave height



(c) net sediment transport rate

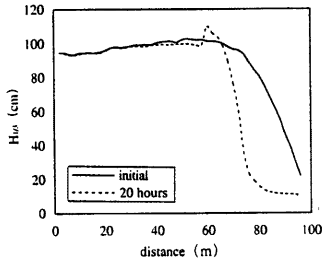


(b) water particle velocity and undertow

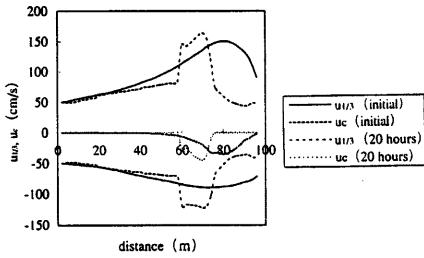


(d) beach profile

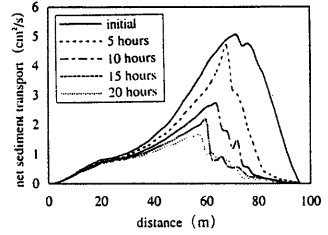
Fig.11 Simulation results ($H_0/L_0=0.040$, $d=0.3\text{mm}$)



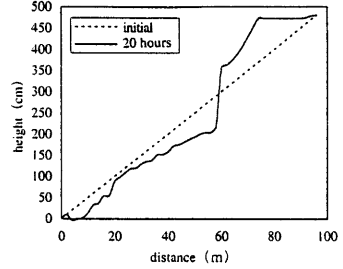
(a) wave height



(b) water particle velocity and undertow

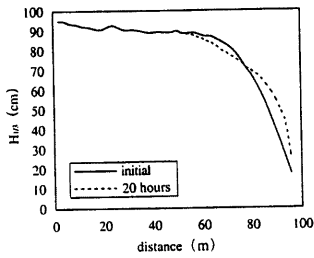


(c) net sediment transport rate

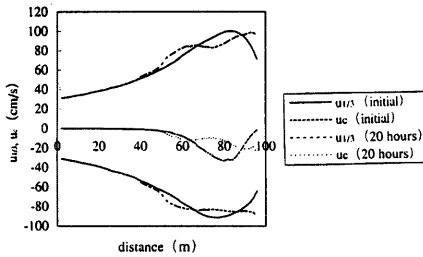


(d) beach profile

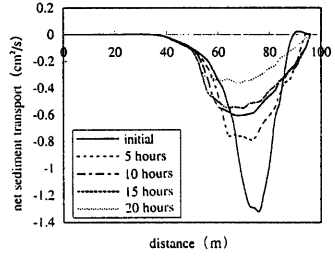
Fig.12 Simulation results ($H_0/L_0=0.022$, $d=0.3\text{mm}$)



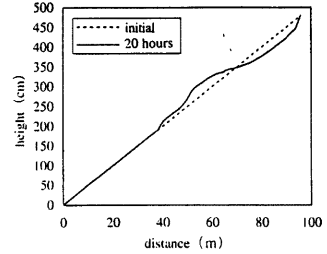
(a) wave height



(b) water particle velocity and undertow

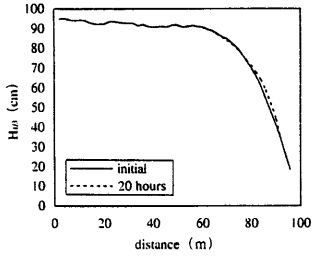


(c) net sediment transport rate

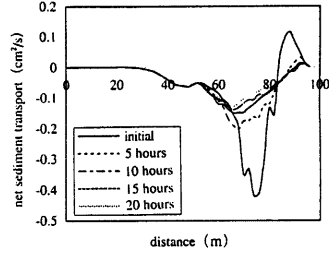


(d) beach profile

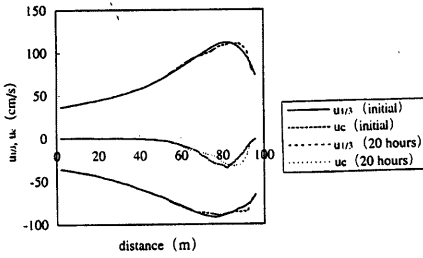
Fig.13 Simulation results ($H_0/L_0=0.053$, $d=0.3\text{mm}$)



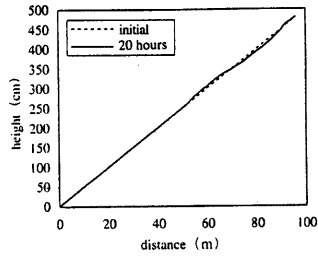
(a) wave height



(c) net sediment transport rate

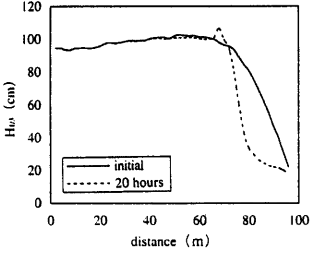


(b) water particle velocity and undertow

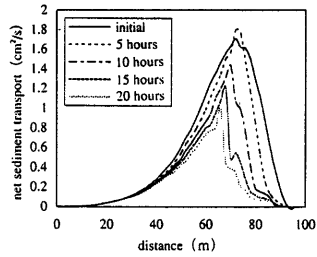


(d) beach profile

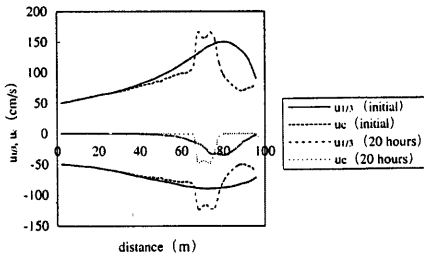
Fig.14 Simulation results ($H_0/L_0=0.044$, $d=3\text{mm}$)



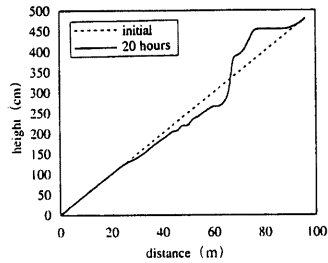
(a) wave height



(c) net sediment transport rate



(b) water particle velocity and undertow



(d) beach profile

Fig.15 Simulation results ($H_0/L_0=0.022$, $d=3\text{mm}$)

かなものになっている。

5.3 Holdによる海浜断面の領域区分

Fig. 16 は、横軸に波高と粒径の比 $Hold$ 、縦軸に波形勾配 Hol/Lo をとり、海浜断面の区分を行ったものである。実線は戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂量を考慮した場合の区分であり、点線は考慮しない場合の区分である。岩垣・野田 (1963) による沿岸砂州の発生限界および従来の実験結果もいっしょに示した。図にプロットした実験データは、宇田 (1982)、渡辺・利穂・堀川 (1979)、堀川・砂村・近藤 (1974)、田中・新保 (1973)、電力中央研究所 (1988)、Wstts (1954) による規則波の実験結果である。

戻り流れを考慮した場合も考慮しない場合もそれぞれ Type I, II, III の海浜断面が生じている。 $Hold$ による変化によって Type I と II の境界、Type II と III の境界は若干変化している。 $Hold$ が大きい方から小さい方に変化すると Type I と II の境界、Type II と III の境界となる Hol/Lo は大きくなるが、 $Hold = 10^2$ の付近からは小さくなっている。戻り流れを考慮した場合には Type II と III の境界が戻り流れを考慮しない場合と同じになっているところが一部あるが、その他の境界の Hol/Lo はいずれも小さくなっている。

計算結果との比較を試みるために従来の実験データをプロットしたが、ばらつきが大きくなっており、はっきりとは分類されていない。今後、どのようなパラメータであれば実験データを明確に分類することができるのかという検討を行っていく必要があると思われる。

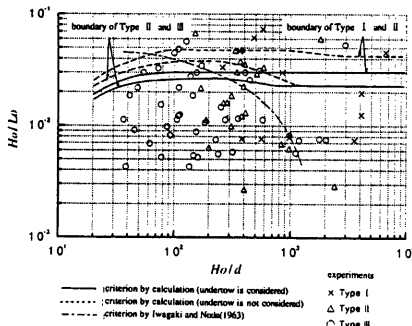


Fig.16 Criterion of beach profiles with the parameter $Hold$

5.4 $(\tan \beta)^{-0.27}(d/Lo)^{0.67}$ による海浜断面の領域区分

Fig. 17 は、パラメータ $(\tan \beta)^{-0.27}(d/Lo)^{0.67}$ を用いて計算結果を整理したものである。Fig. 16 と同様の実線は戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂量を考慮した場合の区分であり、点線は考慮しない場合の区分である。図には堀川・砂村 (1975) による区分と従来の実験データを一緒に示した。プロットしてある実験データは Fig. 16 で用いたものと同じである。

Fig. 17 をみると、 $(\tan \beta)^{-0.27}(d/Lo)^{0.67}$ のパラメータを用いた場合の境界線の形はパラメータを $Hold$ としたときの境界線の形を裏返したような形になっている。 $(\tan \beta)^{-0.27}(d/Lo)^{0.67}$ のパラメータでも Type I と II の境界、Type II と III の境界は、ほとんど変化せず、今回の計算結果条件ではパラメータがあまり効いていない結果となった。

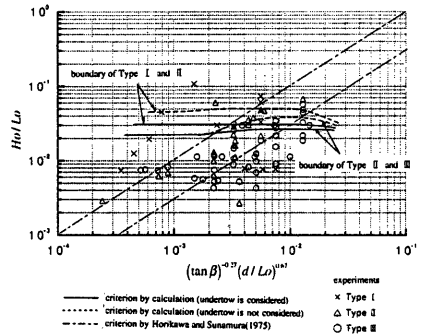


Fig.17 Criterion of beach profiles with the parameter $(\tan \beta)^{-0.27}(d/Lo)^{0.67}$

5.5 考察

5.5.1 波形勾配による海浜断面の変化について

まず、Type I, II, III の海浜断面がどのようにして形成されるのかを考察する。波形勾配が大きいとき、波高は岸に向かって減衰する一方であるが、波形勾配が小さくなると波高はいったん大きくなった後に減衰するようになる。また、波による岸向きの流速振幅のピークも大きくなり、流速振幅の岸沖分布はとがった形になる。一方、沖向きの流速振幅は波形勾配が小さくなくてもそれほど変化しない。したがって、波形勾配が小さくなり、岸向きの流速振幅ピークが大きくなることにより、岸向きの漂砂量が戻り流れや沖向きの流速振幅による漂砂量を上回るようになる。このよう

にして Type I の海浜断面が Type III に変化するものと考えられる。Type I, II, III の海浜断面はこのような波、流れ、海底勾配の微妙なバランスによって形成されるといえる。

5.5.2 波高と粒径の比による海浜断面の変化について
波形勾配だけでなく波高と粒径の比の変化による海浜断面の変化も確認された。本研究の計算条件では波高を一定にして粒径を変化させている。粒径が変化すると浮遊漂砂量が増加する。まず、粒径が大きくなると漂砂量が減少し、地形変化が水深の小さな部分に限られるというのは、浮遊漂砂量が減少するためである。したがって、粒径の変化による浮遊漂砂量の変化、そして海浜変形の変化を再現できているといえる。

粒径の変化によって海浜断面の Type もわずかではあるが変化している。粒径の変化によって底面せん断応力が変化するために、まず掃流漂砂量が増加する。さらに、浮遊漂砂量にも粒径の影響が直接入っているため、掃流漂砂量の変化とは別に浮遊漂砂量自体も変化する。これらの要因によって粒径による海浜断面の Type の変化が生じたと考えられる。

5.5.3 戻り流れの影響について

Figs. 16, 17 からわかるように、戻り流れによる浮遊漂砂を考慮すると、考慮しない場合に比べて Type I と II の境界が大きく下がっている。したがって、戻り流れによる浮遊漂砂は海浜の侵食傾向を強めていることがわかる。

5.5.4 今後の課題

本研究では波による流速振幅に 1/3 平均流速を用いている。したがって、平均流速を用いるなど、代表値として別のものを用いることによって、海浜断面の領域区分も変わってくると考えられる。また、粒径や波の周期はいろいろと変化させたが、波高を 1 つのケースについてしか計算していないので、現地規模に相当するような大きな波高や実験規模に相当する小さな波高を用いた場合に海浜変形も異なるものになる可能性がある。したがって、今後、数値モデルの改良をするともに、様々な条件で数値モデルの検討を行っていく必要がある。

5.5.5 数値モデルの適用について

本研究で作成した数値モデルを実際に現地海岸に適用することを考えるときにどのようなことに利用できるかを考察してみる。現地海岸においては岸沖漂砂に

よる海浜変形として季節的な侵食・堆積の繰り返しがある。すなわち、冬季の大きな波浪によって汀線が後退し、沖の方に一時的に沿岸砂州として砂が退避する。波浪が穏やかになるとうねりによって沖の方に退避していた砂は、再び岸の方に運ばれてくる。しかしながら、異常波浪により沖合に砂が流出する場合や沖合に海底谷が発達する場合には、波浪が穏やかになっても戻ってこないことも考えられる。また、日本海側では寄り廻り波をのぞいて太平洋側のような台風による典型的なうねりが存在しにくいいため、いったん沖に取られた砂がもどってくるのかという疑問がある。

したがって、このような場合に、どれくらいの波浪が来襲すると危険かということや養浜をして果たしてその効果を期待できるのかということを検討することができる。

6. 結語

本研究では断面 2 次元の海浜変形を計算するモデルを作成し、どのような条件のもとに海浜が侵食型あるいは堆積型になるのかということについて検討した。得られた結果をまとめると次のようになる。

- (1) 入射波の波形勾配を変化させることにより、Type I, II, III の海浜変形を再現することができた。これは岸向き流速振幅の非線形性の効果が大きな要因になると考えられる。
- (2) net の漂砂量は Type I では全断面で沖向き、Type III では全断面で岸向きとなり、Type II では水深の大きなところで沖向き、水深の小さなところで岸向きとなった。
- (3) net の漂砂量は時間の経過とともに減少し、海浜変形が平衡状態に近づいていることが確認された。また、Type II の海浜変形では net の漂砂量は少なく海浜変形はそれほど大きくならない。
- (4) 粒径が大きくなると海浜変形も小さくなり砂の移動範囲も水深の小さな部分に限られてくる。
- (5) 戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂量を考慮すると Type I と II の境界が大きく下がり、侵食傾向が大きくなった。

今後の課題としては、断面 2 次元の海浜変形モデルを 3 次元に拡張し、波が斜め方向から入射し沿岸漂砂がある場合の海浜変形の一般的特性を明らかにすることがあげられる。

また、遡上域を取り扱えるようにすること、波の不

規則性を取り入れること等の断面 2 次元モデルを改良するとともに、いろいろな条件で数値モデルの検討を行っていく必要がある。

謝辞

本研究を進めるにあたり、波浪変形を計算するプログラムを快く提供して下さいた京都大学防災研究所助教授 間瀬 肇先生に厚く感謝する次第であります。

参考文献

- 岩垣雄一・野田英明 (1961) : 海浜変形に及ぼす scale effect の研究, 京都大学防災研究所年報, 第 4 号, pp.210-220.
- 宇多高明 (1982) : 海浜流, 漂砂および海浜変形に関する研究, 東京工業大学学位論文, 144p.
- 河田恵昭 (1989) : 傾斜海浜における漂砂量則について, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp.289-293.
- 河田恵昭・土屋義人 (1990) : 岸沖・沿岸漂砂量則の統一表示, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp.259-263.
- 河田恵昭・西良一 (1991) : 掃流・浮遊漂砂の接続法と全漂砂量の算定, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp.221-225.
- 河田恵昭・西根秀平・内海泰幸・井上雅夫 (1992) : 海浜断面の領域区分と相似則, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp.326-330.
- 佐藤慎司・福濱方哉・堀川清司 (1987) : 斜面上における不規則波の碎波変形と底面流速に関する実験的研究, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp.36-40.
- 芝 和彦・磯部雅彦・渡辺 晃 (1993) : 波浪場と海浜縦断地形変化の非線形数値計算法, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp.376-380.
- 清水隆夫 (1988) : 岸沖海浜変形実験の相似性, 電力中央研究所報告, 研究報告書 U87059.
- 田中茂信・小荒井 衛・深沢 満 (1993) : 地形図の比較による全国の海岸線変化, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp.416-420.
- 田中則男・新保修: 移動床模型実験用低湿材料としての石灰粉の特性について, 港湾技術研究報告, 第 12 巻 1 号, pp.3-57, 1973.
- 田中 仁・首藤伸夫 (1980) : 波・流れ共存時の底面摩擦係数に関する実験, 第 27 回海岸工学講演会論文集, pp.163-167.
- 田中 仁 (1990) : 波・流れ共存場における底面摩擦係数の陽形式近似式, 土木学会論文集, 第 417 号/II-13 (ノート).
- 田中 仁・Aung THU (1993) : 全ての flow regime に適用可能な波・流れ共存場抵抗則, 土木学会論文集, No.467/II-23, pp.93-102.
- 土屋義人・伊藤政博 (1978) : 海底変形の相似即似関する実験的研究, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp.315-319.
- 間瀬 肇・James T.KIRBY (1993) : 不規則波のハイブリッド型断面 2 次元非線形論, 土木学会論文集, No.479/II-25, pp.91-100.
- 間瀬 肇・小沢勇介 (1996) : ハイブリッド波浪変形理論による任意断面形状地形上の不規則波の変化予測, 土木学会論文集, No.533/II-34, pp.171-180.
- 服部昌太郎・川又良一 (1978) : 碎波帯内の海浜変形過程, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp.218-227.
- 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右 (1974) : 波による二次元海浜変形に関する実験的研究, 第 21 回海岸工学講演会論文集, pp.200-205.
- 堀川清司・砂村継夫・近藤浩右・岡田 滋 (1975) : 波による二次元汀線変化に関する一考察, 第 22 回海岸工学講演会論文集, pp.218-227.
- 渡辺 晃 (1981) : 海浜流と海浜変形の数値シミュレーション, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp.285-259.
- 渡辺 晃・丸山康樹・清水隆夫・榊山 勉 (1984) : 構造物設置に伴う三次元海浜変形の数値予測モデル, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp.407-410.
- 渡辺 晃・利穂吉彦・堀川清司 (1979) : 二次元海浜変形と岸沖漂砂量分布, 第 26 回海岸工学講演会論文集, pp.172-176.
- Dalrymple, R. A. (1992) : Prediction of storm/normal beach profiles, J. WPCE, ASSCE, Vol. 118, No. 2, pp.193-200.
- Dean, R. G. (1973) : Heuristic model of sand transport in the surf zone, Proc. 1st ACCE, pp.208-214.
- Dean, R. G. (1985) : Physical modelling of littoral processes, Physical Modelling In Coastal Engineering, pp.119-139.
- Iwagaki, Y. and H. Noda (1963) : Laboratory Study of Scale Effects in Two-dimensional Beach Processes, Proc. 8th Conf. on Coastal Eng.
- Johnson, J.W. (1949) : Scale Effects in Hydraulic Models Involving Wave Motion,

- Trans.Amer.Geophys.Union, Vol.30, pp.517-525.
- Kraus, N. C. , and Larson, M. (1988) : "Beach profile change measured in the tank for large waves, 1956-1957 and 1962." Tech. Report CERC-88-6, U. S. Army Coast. Engrg. Res. Ctr. , Vicksburg. .
- Kriebel, D. L. , Dally, W. R. , and Dean, R. G. (1986) : Undistorted Froude scale model for surf zone sediment transport, Proc. 20th Intl. Coastal Engineering Conf. , ASCE, pp.1296-1310.
- Larson, M. , and Kraus, N. C. (1989) : "SBEACH:Numerical model for simulating storm-induced beach change." Tech. Report CERC-89-9, U. S. Army Corps of Engrs. Coastal Engrg. Res. Ctr. , Vicksburg, Va. .
- Rector, R. L. (1954) :Laboratory study on equilibrium profiles of beaches, B. E. B. Tech. Memo. , No. 41, p.39.
- Saville, T. (1954) : Scale Effects In Two Dimensional Beach Studies, Proc. 7th General Meeting, I. A. H. R. , Vol. I , A, pp.1-10.
- Sunamura, T. and K. Horikawa (1974) :Two-dimensional shore transformation due to waves, Proc. 14th Conf. Coastal Eng. , pp.920-938.
- Svendsen, I. A. (1984) : Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Eng., Vol. 8, pp.347-365
- Thornton, E.B. and R.T.Guza (1983) :Transformation of wave height distribution, Jour.Geophys.Res., Vol.88.No.C10, pp.5925-5938.
- Watts, G. M. (1954) : Laboratory study of effect of varying wave periods on beach profiles, B.E. B. Tech. Memo. , No. 53, p.19.

Theoretical Study on Formation of Beach Profile and Its Criterion

Yoshiaki KAWATA, Akihiro KIMURA*

* Graduate School of Engineering, Kyoto University

Synopsis

Beach evolution by cross-shore sediment transport plays a key role in the beach processes. It becomes very important when there is a submarine canyon in the offshore area or we consider short term beach erosion due to storm waves. In this paper we calculate beach profile evolution theoretically by numerical model and examine what the condition of wave and sediment makes beach normal or storm type. Additionally we develop the numerical model including estimation of suspended load by undertow. The effect of undertow was made clear.

Keywords: cross-shore sediment transport, beach profile, storm beach, normal beach, undertow