

遡上域を含む断面2次元の海浜変形の特性に関する研究

河田恵昭・木村彰宏*

* 京都大学大学院工学研究科

要旨

遡上域の漂砂は、汀線の前進・後退、バームや浜崖の形成といった現象を引き起こし、海浜変形において重要な役割を果たす。また、そこでの漂砂は海浜変形の数値計算においては岸側の境界条件となるために、それが沖側の海浜変形にも大きな影響を与える。しかしながら、このような遡上域における海浜変形は現象が複雑であること、数値計算上の取り扱いが難しいことなどから、その定量的な評価法は確立していない。本研究では遡上域に非線形長波理論を適用して解析することにより、そこでの漂砂量の評価法を確立するとともに、遡上域を含む断面2次元の海浜変形の特性を明らかにした。

キーワード：遡上域、岸沖漂砂、断面2次元の海浜変形

1. はじめに

著者らはこれまで断面2次元の海浜変形の数値モデルを開発してきたが(河田・木村, 1998), そこでは汀線付近を除いた領域しか取り扱えなかった。したがって、汀線の前進、後退といった現象が近似的にしか解析できなかった。

遡上域の漂砂は、海浜変形においては重要な役割を果たす。実際に侵食が問題となっている海岸では汀線が大幅に後退しているため、遡上域での漂砂量も当然のことながら多くなっていると言える。漂砂量の岸沖分布をみると砕波帯で一つのピークが、そして遡上域でももう一つのピークができることもある。例えば、清水ら(1985)は、大型造波水路実験によって岸沖漂砂量分布を検討し、砕波帯だけではなく汀線付近においても漂砂量のピークが存在する双峰型の分布形状が存在することを明らかにしている。

このようなことを考えると、例えば、便宜的に波の最大遡上位置まで単純に漂砂量を減衰させていたり、あるいは仮想の水深を考慮するなどの取り扱いをする

のは、あくまでも近似的な取り扱いであろう。海底勾配、入射波の特性によって、どのような漂砂量が生じるのか、漂砂の物理的なメカニズムをふまえた評価をしなければならない。

また、本研究では遡上域だけに焦点を絞るのではなく、遡上域から沖の方までの海浜全体の特性を考えることにした。そうすることで遡上域の影響がどのようなものかを把握することができる。波は水深の大きな沖の方から伝わってくるが、非線形性、分散性、浅水変形、砕波などの変形を経て遡上域に到達する。したがって、遡上域の漂砂を評価するときにも入力条件にそのような情報が入っている必要がある。漂砂量の保存式を漂砂の連続式というように、沖から岸まで漂砂は連続しているのであり、評価をしない部分があれば連続式は破綻し、全体の特性も異なったものになってくる。これは数値計算においては、遡上域の漂砂が岸側の移動境界条件になるということであり、そこでの漂砂がその沖側にも大きな影響を与えることになる。

そこで、本研究では著者らの開発してきた数値モデルで新たに遡上域が取り扱えるようにし、遡上域を含

む断面 2 次元の海浜変形の特性を明らかにすることを試みる。

2. 海浜変形の予測方法

海浜変形の実体と機構の解明には、現地の事象を詳細に調べることが望ましい。しかし現地観測を行うにはそれ自体が非常に難しく、しかも高価な機材や多くの人手を必要とするため、容易に実施することは困難である。そこで数値計算や室内実験による研究が重要となってくる。近年では、大型波浪実験水槽を用いた研究も盛んに行われている。

海浜変形を予測する主な項目には次のようなものがある。

- ・いつの時点を予測するか
- ・どの範囲まで影響が及ぶか
- ・どの程度の影響が出るか

このように、海浜変形の予測方法には、数値計算、水理模型実験、現地観測があるが、これらの諸特性について以下に説明する。

2.1 数値計算

近年、自然海岸の短期的な縦断地形変化や構造物の建設による中・長期的な平面地形変化をシミュレートする数値モデルが開発・改良され実規模実験及び現地への適用が数多く試みられるようになってきた。

数値計算によりある現象を解明しようとする場合、その現象に対する支配方程式が既知であれば、それを解析的あるいは数値的に解くことにより目的は達成できる。しかし、支配方程式が未知である場合、あるいは支配方程式が既知であっても境界条件が複雑なために数値解を得ることが困難な場合もある。

数値計算では容易に初期地形や代表波を変化させて解析ができる。しかし、その反面、数値解析法には多くの仮定（境界条件、代表波の決定、漂砂移動体の決定等）を設定しなければならない。用いる数値モデルの種類によっては現象をかなり単純化している場合もある。したがって、得られる解は十分に検証する必要がある。

平面的な地形変化の予測手法は、「海岸線変化モデル」と「3次元海浜変形モデル」に大別される。前者は汀線の変化のみを扱った「汀線変化モデル」と水深の深いところまで予測可能な「等深線変化モデル」に分けられる。

a) 海岸線変化モデル

汀線変化モデルと等深線変化モデルは、いずれも沿

岸流による砂移動を碎波点における波高と波向でマクロ的に取り扱っており、かなり単純化したモデルである。したがって、構造物近傍の冲向き流れや循環流を考慮できないため、構造物周辺の地形変化の予測精度には限界がある。しかし、計算時間が比較的短く、沿岸漂砂の遮断や漂砂源の減少に伴う広域かつ長期的な海浜の土砂収支を議論するには十分な精度を有している。

b) 3次元海浜変形モデル

3次元海浜変形モデルは、海浜変形の予測手法としては、物理的なメカニズムに基づくもっとも基本的なモデルである。まず、地形変化の外力となる波浪と海岸付近で高波浪時に顕著に生じる海浜流の平面分布を計算し、その外力に応じた砂移動の収支として生じる地形変化を平面的に計算するモデルである。沿岸方向の砂移動のみならず、海浜循環流による冲向きの砂移動や波による岸沖方向の移動も考慮して、平面的な地形変化の予測ができる。しかし、計算時間が長くなるなどの欠点がある。

2.2 水理模型実験

数値解析による解の信頼性を十分に検証するためには、現象を再現しやすい水理模型実験によって、計算結果と照合することも必要となろう。一方、構造物背後に生じる渦、あるいは碎波に伴う乱れ等を含む諸現象は、現在でも数値解析を行うには困難な場合が多く、水理模型実験によって解を得る方が有利なケースもある。

水理模型実験には、移動床模型と固定床模型があり、前者は主に波浪による漂砂や海浜変形を対象とし、後者は波の変形や流れの変化、および構造物に作用する波力など砂の移動が実験対象にならない場合に用いる。

水理模型実験を行うにあたっての一番の問題点は、実現象をどのようにうまく模型で近似して、限られた水槽内に再現するかである。

相似させるべき要素には次のようなものがある。

- 1) 漂砂の移動限界水深
- 2) 漂砂量
- 3) 漂砂の連続式
- 4) 海底断面形状
- 5) 底質の移動形態

しかし、外力がフルードの相似則、漂砂が摩擦過程であることからレイノルズの相似則に従うという基本的に相入れない条件などのため、1)～5)をすべて満足する条件はない。

また、この他に再現性で問題となるのは、相似則に

関連して生じる模型の縮尺の限界、限られた水槽という条件下で生じる側壁境界の影響などの問題点が挙げられる。

最近では、不規則波が造波できる大型波浪実験水槽を用いることにより、実規模に近い状態での実験が盛んに行われるようになってきている。このような実規模スケールの実験にはアメリカの SUPERTANK プロジェクト、ヨーロッパの MAST プロジェクトがある。

2.3 現地観測

漂砂に関する調査は海岸地形、海底地形の変化の状況を把握したり、漂砂の卓越方向や漂砂量を推定するために多くの地点で実施されている。調査内容は地形測量、深浅測量、底質調査、砂礫の移動状況調査などで以下のとおりである。

a) 海岸地形測量

相当長期間の海岸地形の変化を調べるには、地形測量図の比較が有用である。数年の間の汀線変化を調べるには、航空写真の図化による方法が有力である。ただし、汀線変化を調査する場合には写真撮影時の潮位を考慮に入れなくてはならない。

b) 深浅測量

海底地形を知るために行う測量で、測量船が近づきうるのは碎波帯の外側までで、それより深い領域に対しては音響測深器が用いられる。船位測定に電波が、最近では GPS が用いられるようになり、測量の精度はかなり向上した。しかし、地形が複雑かつ変動の激しい碎波帯内ではレッドが用いられており、測量の精度は前者に比べて悪く、荒天時には測量が不可能である。

c) 底質調査

底質の状態を調査することにより、波や流れの作用によるその移動状況を推測することができる。底質のサンプルは乾燥させて、比重、粒度組成、鉱物組成を調べておく。また汀線付近の底質を採取し、その沿岸方向の中央粒径、標準偏差などの変化を調べれば漂砂の卓越方向を知ることができる。

d) 砂移動の追跡

砂粒子の移動の状況を追跡する方法としては、蛍光砂によるものがある。調査方法は採取した砂の中に蛍光砂が何個あるかを数える。

以上に述べたような海浜変形予測方法があるが、本研究で用いている数値計算の長所は、容易に初期地形等を変更することができ、多くの人手や施設を必要とせず、任意地形に適用できる点である。

3. 漂砂と遡上域の取り扱いに関する従来の研究

漂砂に関する従来の研究は、1950年頃から精力的に取り組みされており、多くの手法やモデルの開発・改良が行われてきた。世界で初めて海岸工学国際会議が開催されたのは1951年であり、我が国においては、1954年に海岸工学講演会が開かれた。この当時、新潟海岸や鳥取県皆生海岸、大阪府泉南海岸の海岸侵食が問題となりつつあり、国・地方自治体及び大学が中心となって調査研究が実施された。

海外では、Einstein (1950) が掃流砂関数を提案した後、飛砂における揚力係数の修正 (Kadib, 1966) や漂砂における加速度効果 (Abou-Seida, 1965) などの導入によって流砂輸送現象を統一的に説明しようとした。これら一連の研究は確率的な考察に主眼を置いたものであって、ほぼ同時代の Bagnold (1954, 1963, 1973) による砂粒の運動機構に立脚したこれらの輸送現象の解析と双璧をなしている。Bailard (1981, 1982) は底面流速変動を用いて波の非対称性と波・流れの相互作用ならびに海底勾配の影響は考慮し、掃流砂と浮遊砂の和として漂砂量式を提案している。

国内では、土屋・河田 (1974, 1975) は、砂粒の活動、転倒および跳躍を含む広義の saltation 機構に関する解析を行い、運動量保存則と、飛砂では跳躍砂粒の配分則を、流砂では定常跳躍の理論を用いて両現象における砂粒の流送機構の統一理論とその適用性を明らかにした。さらに、河田ら (1989, 1990, 1991) は、砂粒の saltation 機構と運動量保存則から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漂砂量式を導いている。

最近の研究には次のようなものがある。Dibajnia・Watanabe (1992) は、シートフロー状態の漂砂の重要性に着目して、非対称振動流と定常流が共存する条件下での実験を行い、底質の移動過程をモデル化した上でシートフロー状態の漂砂の算定式を提案した。佐藤・Kabilling (1994) は、平面波浪場からの計算結果から評価される底面流速とせん断応力の時系列から各瞬間の掃流砂と浮遊砂を個別に計算し、輸送方向は各瞬間の底面流速の向きと同じとするモデルを提案している。芝山・Winyu (1995) は、浮遊砂は浮遊砂濃度と流速の積を境界層外縁高から波谷まで積分したフラックスモデルで、掃流砂は渡辺 (1981) のモデルで評価し、両者の和として評価している。

本研究で焦点を当てる遡上域の漂砂は、沿岸漂砂と岸沖漂砂のいずれに対してもその重要性は古くから認識されている。河田・土屋 (1990) は遡上域の漂砂は

遡上時に汀線に対して入射波の進む方向に斜めに運ばれ、流下時には汀線とほぼ直角に沖方向へ戻る saw tooth 運動であり、それゆえに遡上時の半周気分の漂砂が沿岸漂砂として寄与するので、遡上域の漂砂量が無視できないと指摘している。

汀線付近に漂砂量のピークが存在することは知られており、海浜変形において次のような取り扱いがなされている。

- 1) 最大遡上点で漂砂量がゼロになるように、静水深から遡上点まで漂砂量を直線的に減少させる方法 (佐藤・Kabiling, 1994) : Boussinesq 方程式を用いて、汀線における波の遡上運動を含めた碎波帯の波浪・海浜流場を計算する数値モデルを開発している。さらに、掃流砂と浮遊砂に対してそれぞれ局所漂砂量モデルを提案している。遡上域では、引き波時には薄い水の層でとなって引くため、大きな流速が出現し、その流速変動をそのまま用いると net として常に大きな沖向きの砂輸送が生じることを指摘している。このようなことから、局所漂砂量モデルを適用するのは静水汀線より沖側の領域とし、それより岸側については、静水汀線と漂砂量がゼロとなる波到達点との間で線形内挿した漂砂量を用いている。
- 2) 遡上域の水深を最大遡上点でゼロになるように、静水汀線での wave set-up 量から減衰させて仮想の水深を考慮する方法 (清水・熊谷・三村・渡辺, 1994) : 碎波帯外および碎波帯内の平均水位の変化は、一様配斜面上で理論的に求まる Lognquet-Higgins・Stewart (1962) による近似式を用いて評価する。平面波浪場の計算結果を基に、碎波点における換算沖波波高を求める。この換算沖波波高を用いて Hunt の式により遡上高を評価し、汀線の wave set-up 高と遡上高を直線的に結んで遡上域における仮想水深を設定する。碎波帯内の波高は静水深に対して合田 (1975) の碎波変形モデルの簡略式を用いて評価し、遡上域の波高は汀線における波高から遡上点まで直線的に減衰させている。
- 3) 遡上波の saw tooth 運動を平面 2 次元非線形長波理論方程式を解いて底面流速を計算し、Kobayashi (1982) の漂砂量式を用いて遡上域の漂砂量を評価する方法 (浅野・末富, 1994) : 前浜域の地形変化に焦点を当てて考察を行っており、遡上域以外の領域は検討の対象とせず、計算は Larson and Kraus (1989, 1990) の SBEACH モデルをそのまま使用している。遡上域での地形変化を計算するには、漂砂量分布が必要である。そこで漂砂量を線形で減衰

させるのではなく、距離の指数乗で減衰させることを考えている。そして、遡上域の地形変化に及ぼす影響を検討している。また、波動場を遡上端を移動境界とした非線形長波理論で計算し、その外力下での漂砂量分布を海底勾配の効果を陽に表現した Bailard (1982) の公式で計算することを試みている。波高を一定とし、周期をパラメータとしてみると、周期の増大とともに沖向き漂砂量が大きくなる。これは引き波時の流速が大きくなり大きな沖向き漂砂を引き起こすことが原因であると指摘している。

1), 2) は、遡上域を便宜的に取り扱ったものである。3) については、理論的な取り扱いがなされているが、遡上域のみを考えたものであり、沖からの波の非線形性、分散性、浅水変形、碎波といった特性が入力条件として考慮できていないと言える。また、1) と 3) では遡上域の水理的な特性について共通な解釈をしている。すなわち、引き波時に沖向きの大きな流速が出現すること。そして、それは引き波時には水深の小さな部分が発生することが原因であるとしている。

4. 海浜変形の数値計算方法

本研究では遡上域を碎波帯の岸側に接続する領域であると考え、遡上域には非線形長波理論を適用することにより、外力の評価を行った。ここではこのような海浜変形の数値計算方法について、とくに、遡上域の取り扱いと従来の数値モデルとの接合について説明する。また、本研究で取り扱っている数値モデルの概要を示したものが Fig. 1 である。

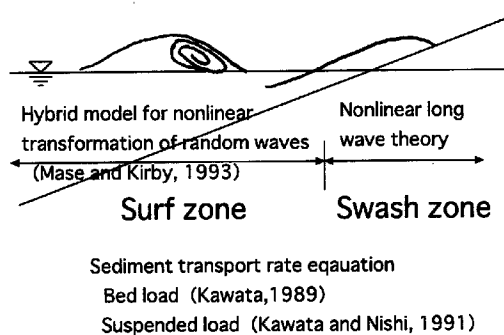


Fig. 1 General description of numerical model of beach profile evolution

4.1 遡上域よりも沖側の計算

4.1.1 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、式(1)のように表される。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。

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

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 ：エネルギー逸散係数、 $*$ ：共役複素数である。

式(1)の第 5 項のエネルギー逸散係数は、Thornton and Guza (1983) によって求められた不規則波列のエネルギー逸散率の期待値を用いて評価されている。不規則波列の不規則波列のエネルギー逸散率の期待値は、式(2)のように表される。

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

ここに、 $\langle \epsilon_b \rangle$ ：不規則波列のエネルギー逸散率の期待値、 B ：碎波係数、 \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逸散を、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。

4.1.2 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。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。

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

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。

4.1.3 戻り流れの計算

戻り流れは式(4)に示すように、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。

$$U_c = U_s + U_r \quad (4)$$

ここに、 U_c ：戻り流れ、 U_s 、 U_r ：それぞれ U_c への波動流速成分と surface roller による寄与分である。

波による質量輸送は微小振幅波理論に基づいて求めた。surface roller による戻り流れは、surface roller の断面積に比例する形で式(5)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 (1984a) によって理論的に説明されている。

$$U_r = -A \frac{H^2}{h_r T} \quad (5)$$

ここに、 H ：波高、 h_r ：波のトラフレベルの水深、 T ：周期、 A ：無次元定数である。

不規則波の場合には、碎波する波だけが戻り流れに寄与すると考えて、式(5)に碎波率をかけあわせて用いられる。本研究では、碎波率のかわりにハイブリッドモデルの中で碎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。また、 A は Svendsen (1984b) によって 1 になることが見出されており、ここでも 1 として設定した。

4.1.4 底面せん断応力の計算

底面せん断応力の計算には、田中ら (1980, 1990, 1993) によって導き出された式を用いる。これは、そ

それぞれ式(6)および(7)のように与えられる。

$$|\tau_0^*(t)| = \sqrt{\frac{f_{cw}}{2}} \left[\kappa^2 \alpha^2 + 2\kappa\alpha \left\{ \left(\frac{f_{cw}}{2} - \kappa^2 \alpha^2 \sin^2 \phi' \right)^{\frac{1}{2}} - \kappa\alpha \cos \phi' \right\} \right. \\ \left. \times \cos \phi \cos(\sigma + \theta) + \left\{ \left(\frac{f_{cw}}{2} - \kappa^2 \alpha^2 \sin^2 \phi' \right)^{\frac{1}{2}} - \kappa\alpha \cos \phi' \right\}^2 \cos^2(\sigma + \theta) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

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

$$\psi(t) = \tan^{-1} \left[\frac{\tan \phi}{\frac{1}{\left\{ \left(\frac{1}{\kappa^2 \alpha^2} \frac{f_{cw}}{2} - \sin^2 \phi' \right)^{1/2} - \cos \phi' \right\} \cos \phi \cos(\sigma + \theta)} + 1} \right] \quad (7)$$

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， κ ：カルマン定数， σ ：波の角振動数， ρ ：流体の密度である。

式(5)における f_{cw} 、 f_c 、 f_w は粗面乱流の場合、式(8)～(11)によって求められ、 α は式(12)のように定義されている。

$$f_{cw} = f_c + 2\sqrt{f_c f_w} \cos \phi + f_w \quad (8)$$

$$f_c = \frac{2\kappa^2}{\left\{ \ln \left(\frac{z_h}{z_0} - 1 \right) \right\}^2} \left(\frac{\bar{u}_c}{\hat{U}_w} \right)^2 \quad (9)$$

$$f_w = \exp \left\{ -7.53 + 8.07 \left(\frac{\hat{U}_w}{\sigma z_0} \right)^{-0.100} \right\} \quad (10)$$

$$\beta = \frac{1}{0.769\alpha^{0.830} + 1} \left\{ 1 + 0.863\alpha \exp(-1.43\alpha) \left(\frac{2\phi}{\pi} \right)^2 \right\} \quad (11)$$

$$\alpha = \frac{1}{\ln \frac{z_h}{z_0} - 1} \frac{\bar{u}_c}{\hat{U}_w} \quad (12)$$

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。

4.1.5 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。まず、掃流漂砂量を算定する式は以下のように表される。

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

$$q_{*d} = a_1 \left[1 + e - \sqrt{(1-e)^2 + \frac{8\cos^2 \theta(1-e-2e\lambda \tan \theta)}{3\lambda C_D A_r^2 \tau_*}} \right] (\tau_* - \tau_{*c}) \quad (14)$$

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

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

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。

次に, 浮遊砂量は, 式(14), (15)に $\alpha L_1 L_2$ をかけあわせることによって求められ, 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。

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

$$C_{off} = \left(\frac{1}{2\alpha L_1 L_2} \right) \left\{ q_{off} T + \left(1 - \frac{wT}{2\alpha L_2} \right) q_{on} T \right\} \left\{ \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{wT}{2\alpha L_2} \right)} \right\} \dots \dots \dots (16)$$

ここに, C_{on} : 岸向きの平衡浮遊砂濃度, C_{off} : 冲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・冲向きの掃流漂砂量である。

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{gdT}/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。なお, α の値としては0.4を用いる。

4.1.6 戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂量の計算

式(15), (16)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。戻り流れによって運ばれる浮遊漂砂量を算定は, まず, 岸向きの浮遊漂砂量と冲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。

4.1.7 地形変化の計算

半周期毎の漂砂量が式(13)~(16)および4.1.6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次元の海浜変形を考えると, 式(17)のようになり, その差分式は式(18)のようになる。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{1-\lambda} \frac{\partial q_x}{\partial x} \dots \dots \dots (17)$$

$$h_i^{k+1} = \frac{1}{1-\lambda} \left(\frac{q_{x,i+1}^k - q_{x,i}^k}{\Delta x} \right) \Delta t + h_i^k \dots \dots \dots (18)$$

ここに, 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。

4.2 遡上域の計算

4.1で説明したように, 遡上域の沖側の波浪変形の計算には非線形性, 浅水変形, 分散性, 砕波を取り扱えるスペクトルモデルを用いた。このスペクトルモデルでは汀線のある程度手前までは計算できるが, 水深がゼロの部分では計算をすることができない。実際にはゼロにならなくても水深が小さくなってくると計算が不安定となる。そこで, 砕波後の波の挙動が非線形長波理論で表されるものと考え, これを遡上域に適用した。非線形長波理論は津波の計算においてよく用いられるものであるが, 遡上域では水深波長比が十分に小さくなるために, 海浜変形を計算する際の遡上域の波浪場の計算にも適用することができる。また, 岸側の境界を移動境界として扱うことができるので, 波の遡上や引き波の影響を評価できるものと考えられる。

4.2.1 非線形長波理論の基礎方程式とその数値計算方法

非線形長波理論式は, 水深と波長の比が小さいものとして導かれる。この近似では, 圧力は静水圧分布となり, 水平流速は沿岸方向に様な分布となる。遡上域においては砕波によって波高が減衰するため, 非線形長波理論のこのような条件を満たしているものと考えられる。断面2次元での非線形長波理論式は次のようになる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = 0 \dots \dots \dots (19)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{f}{D^2} MQ = 0 \cdots \cdots (20)$$

なお、 $Q = \sqrt{M^2}$

ここに、 x ：静水面にとつた空間座標、 t ：時間座標、 η ：水位変動、 h ：静水深、 D ： $D = h + \eta$ で表される全水深、 g ：重力加速度、 f ：運動量損失および底面摩擦の合算係数、 M ： x 方向の流量フラックスである。

海底摩擦損失は、マンニングの粗度係数により評価される。海底を規則的な断面を持つ大流路と考えてマンニングの粗度係数を n とすると、換算した運動量損失係数 f_B は式(21)のようになる。

$$f_B = \frac{gn^2}{D^{1/3}} \cdots \cdots (21)$$

津波による数値計算では、運動量損失は海底摩擦の他に湾口防波堤開口部の損失等を考慮するが、海浜変形の計算においてはこれは省略できる。したがって、 f は海底摩擦だけを考えればよい。

式(19)、(20)にスタッガード・リーブフログ差分法を用いる。この差分法は、水位計算点と流量計算点が $1/2$ メッシュ分だけ空間方向にも時間方向にもずれていることに特徴がある。このような差分形態をとっているため、スタッガード・リーブフログ法では境界条件の設定が容易となる。しかし、計算が不安定となり易いという欠点がある。

計算格子 (i, k) における水位を η_i^k 、計算格子 $(i+1/2, k+1/2)$ における流量フラックスを $M_{i+1/2}^{k+1/2}$ とすると、非線形長波理論の差分式は次のようになる。

$$\eta_i^{k+1} = \eta_i^k - \frac{\Delta t}{\Delta x} (M_{i+1/2}^{k+1/2} - M_{i-1/2}^{k+1/2}) \cdots \cdots (22)$$

$$\begin{aligned} M_{i+1/2}^{k+3/2} &= \frac{1}{1 + a_{i+1/2}^{k+1/2}} \left\{ (1 - a_{i+1/2}^{k+1/2}) M_{i+1/2}^{k+1/2} \right. \\ &- \frac{\Delta t}{2\Delta x} \left[\left(\frac{M_{i+3/2}^{k+1/2}}{D_{i+3/2}^{k+1/2}} \right)^2 - \left(\frac{M_{i-1/2}^{k+1/2}}{D_{i-1/2}^{k+1/2}} \right)^2 \right] \\ &+ \text{sgn}(M_{i+1/2}^{k+1/2}) \left. \left[\left(\frac{M_{i+3/2}^{k+1/2}}{D_{i+3/2}^{k+1/2}} \right)^2 - 2 \frac{M_{i+1/2}^{k+1/2}}{D_{i+1/2}^{k+1/2}} + \left(\frac{M_{i-1/2}^{k+1/2}}{D_{i-1/2}^{k+1/2}} \right)^2 \right] \right\} \\ &- gD_{i+1/2}^{k+1/2} \frac{\Delta t}{\Delta x} (\eta_{i+1}^{k+1} - \eta_i^{k+1}) \cdots \cdots (23) \end{aligned}$$

$$\text{なお、 } a_{i+1/2}^{k+1/2} = \frac{f}{2(D_{i+1/2}^{k+1/2})^2} Q_{i+1/2}^{k+1/2}$$

ここに、 Δx 、 Δt ：それぞれ空間および時間方向の差分間隔、 i ：空間ステップ、 k ：時間ステップ、 $\text{sgn}(F)$ は、 $F \geq 0$ のとき 1 、 $F \leq 0$ のとき -1 となる符号記号である。

線形項の差分は中央差分を用いており、移流項の差分は M の正、負によって後退・前進差分を使い分けられている。これは数値計算の安定性を高めるために、移流項に風上差分を用いるようにするためである。式(21)の中で $\text{sgn}(F)$ を用いた表現がされているのはそのためである。

式(22)、(23)は陽的な形式で表されている。したがって、 $(k+1/2)$ 時間ステップまでの水位および流量フラックスの値がわかると $(k+1)$ 時間ステップの水位が式(22)で、また $(k+3/2)$ 時間ステップの流量が式(23)で計算できる。さらに次の時間ステップの値は、同様にして式(22)、式(23)を繰り返すことにより求めることができる。また、陸上部は遡上計算のため水深はその地点の地盤高を用いる。したがって、 h は陸上部ではマイナスの値となる。

4.2.2 移動境界条件

遡上端の移動境界の設定は、岩崎・真野(1979)による方法に従った。この方法は次のようなものである。

まず、1つの差分格子に対してその最大水深を式(24)で定義する。

$$h_{\max i}^k = \max(h_{i-1/2}^k, h_{i+1/2}^k) \cdots \cdots (24)$$

$\eta_i^k \geq -h_{\max i}^k$ の場合を mode1、 $\eta_i^k \leq -h_{\max i}^k$ の場合を mode0 の格子とすると、mode0 の格子では陸地が完全に露出していることになり、波の先端は mode1 と mode0 の格子の境界に存在する。ここでの流量 M の計算を行うためには式(21)、(22)からわかるように計算点での D が必要なため、これを両側の水位点の高い方の水位を使って求めることにする。すなわち、 M に対して式(25)のように仮定した。

$$D_{i+1/2}^k = h_{i+1/2}^k + \max(\eta_i^k, \eta_{i+1}^k) \cdots \cdots (25)$$

いま、 $D_{i+1/2}^k \leq 0$ の場合は流量をゼロとし、 $D_{i+1/2}^k \geq 0$ の場合は式(23)によって M を計算する。この場合、慣性項を差分展開した場合に海底が露出した

地点にはみ出す項が出てくる場合があるが、 M^2/D に比例してゼロに近づくのでこれをゼロとして省略した。これは、岸側の格子点の地盤高 h より沖側格子点の水位 η が低い場合に、境界の流量をゼロとし、高い場合に式(23)から求められる流量を計算することに相当する。

4.2.3 海底摩擦の設定について

式(23)の中の f として、海底摩擦をどのように設定するかを決定しなければならない。しかしながら、水深が小さくなる部分を集中的に扱う海浜変形の計算において、この海底摩擦の値をどれくらいに設定すればよいかの研究は少ない。海底摩擦は大きめにとると、計算を安定させる効果がある。しかしながら、本研究で検討したところ、海底摩擦に有限な値を設定すると流速や波形について次のような2つの問題点が生じた。

1 つは入力波形の岸側のすぐ近くで波形が不自然にとがることである。しかも、海底摩擦を大きくすればするほどこの傾向が強くなる。これは抵抗のために波の入射地点の少し岸側では流体の運動にブレーキがかけられるために流速が抑えられ、その影響が波形に現れると考えられる。津波では深海域から浅海域に伝播するときに波高が急激に増大することが知られており、これに相当するようなことが起こっているものと考えられる。

もう1つは、遡上端がほとんど動かないことである。移動境界として設定してあるにもかかわらず、海底摩擦に有限な値を設定すると遡上端はほとんど動かない。これは波の先端部では海底摩擦によって流速がたいへん小さな値となるためである。したがって、汀線付近に到達した波は流速が減衰しているので、陸上部に遡上するだけのエネルギーを持っていない状態となる。式(21)からもわかるように、海底摩擦を求める際に分母に全水深 D が入っている。したがって、 D が小さくなる波の遡上端では底面摩擦を過大評価してしまうことは容易に想像できる。

海浜変形の遡上域を扱う場合には、水深の小さいところばかりなので、式(21)による評価では海底摩擦がききすぎるのが考えられる。以上のようなことから、遡上域の流速を求める際には、海底摩擦の値はゼロとして計算することにした。これは、遡上域の波浪場の計算において海底摩擦をゼロとすることであり、漂砂量の計算において底面摩擦係数をゼロとすることではない。遡上域よりも沖側の波浪場の計算においても海底摩擦は考慮していないので、沖側の海底摩擦の取り扱いと整合性がとれていると言える。なお、漂砂

量の計算の際には、遡上域の沖側と同じように4.1.4に説明した底面摩擦係数によって流速から底面せん断応力を計算する。

4.2.4 数値計算の安定性について

4.2.2でも述べたように、底面摩擦をゼロとして計算するために計算が不安定となりやすい。時間と空間の差分間隔の比によって、あるいは一波長に計算点が20~30点以上となることなどの、安定する条件が示されているが、本研究においていろいろと検討したところ、そのような条件を満たしていても計算は安定しなかった。津波の場合よりも波形勾配が大きいので、数値計算の安定性においては安定する条件が異なったものとなるようである。

このように遡上域の計算は、水深の小さな領域を扱うため、またスタッガード・リーブフログ差分法の差分の特性上、計算が不安定となりやすい。まず、ある地点で波形に微少な擾乱が発生し、それがだんだんと大きくなり、なおかつ他の地点にもその擾乱が伝わる。ここでは数値計算の不安定要因となるその擾乱を取り除くため、ある時間間隔で波形を移動平均し、平滑化する操作を行った。移動平均は、スペクトルの平滑化などのように、凹凸を取り除いて滑らかなものにするに用いられる。これは単に形を滑らかにするだけでなく、むしろ、逆に不純なものを取り去って、真の性質を浮き彫りにするものである。

スペクトルでは次のような考え方に基いて平滑化がなされている。

いま、パワー・スペクトルを $G(f)$ とし、これに振動数のある関数 $W(f)$ を乗じながら、移動平均をとっていくものとすれば、平滑化されたパワー・スペクトルは式(26)で示されるように、 $G(f)$ と $W(f)$ の積で表される。

$$\bar{G}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} G(g)W(f-g)dg \cdots \cdots \cdots (26)$$

このような振動数の関数 $W(f)$ を、スペクトル・ウィンドウと言う。

平滑化によって、原波形の持つパワーすなわちパワー・スペクトルの面積を変えてはいけない。また、ある点での平均値を求めるとき、その両側の値の扱いに不均衡があってはならない。したがって、スペクトル・ウィンドウが持つべき性質は、面積不変性と対象性であり、このことを式で表せば次のようになる。

$$\int_{-\infty}^{\infty} W(f)df = 1 \cdots \cdots (27)$$

$$W(f) = W(-f) \cdots \cdots (28)$$

このようなスペクトルの平滑化の特性と同じく、本研究で扱う非線形長波理論の数値計算においても計算の不安定を解消する手段として適用できると考えた。

次に、移動平均をする際にどのようなウィンドウを用いるかが問題となるが、どのウィンドウがもっとも適しているのかを一概に判断することは難しい。ここでは実用性を考慮してデジタル・フィルタの一つである Hanning Window を用いた。デジタル・フィルタとは移動平均の際の重みを、離散的な係数値で与えるものである。したがって、数値計算に取り入れやすい形になっている。この方法は式(29)によって平滑化を行うことが基本となる。

$$\bar{G}_k = 0.25G_{k-1} + 0.5G_k + 0.25G_{k+1} \cdots \cdots (29)$$

すなわち、ある点における波形の値 G_k とその両端の値に、重み 0.25, 0.5, 0.25 を与えて平均し、その平均値を、その点における水位とする。さらに、必要であれば、このようにして得られる重み平均 \bar{G}_k の数列を、また式(28)によって平均化する。このような平均化のサイクルを進めていけば、それだけウィンドウのバンド幅が広がることになり、平滑化が進められる。この移動平均では面積不変性と対象性が常に保たれていることは明らかである。

波の先端部分では微少な水深が存在する。式(23)の計算において分母に D が存在するため微少な数値でわり算をすることになる。そうするとその項が非常に大きな値となり、遡上端では波形が急激に大きくなることがある。したがって、計算上は水が存在することになっていてもある程度の値よりも小さな水深は無視するような処理をしなければならない。ここでは数値計算が遡上端で安定するようにその切り捨てるべき水深を設定した。これについては差分間隔とのかねあいもあり、現段階では一般的にどの水深以下ということは言えない。

また、非線形長波理論を適用する部分では空間方向のメッシュを小さくするために、底面地形も細かく計算される。底面地形に凹凸が発生してくると、ここでもまた計算が不安定となるために、遡上域においては平均の勾配を求め、底面地形は平均勾配の様な底面として非線形長波理論の計算を行った。これは外力を与えるための波の計算を安定にするためのものであり、

地形変化の計算では一様な地形とはならない。

4.2.5 遡上域の接続について

以上に説明した非線形長波理論の計算をハイブリッドモデルで計算される水位と流量のデータを入力条件として遡上域の計算に適用する。すなわち、ハイブリッドモデルでの計算結果を逆フーリエ変換によって時系列データに変換する。ここでは当然のことながら不規則波の時系列データとなるが、計算が不安定となりやすいため、有義波高、有義波周期に相当する波の時系列データを入力することにした。

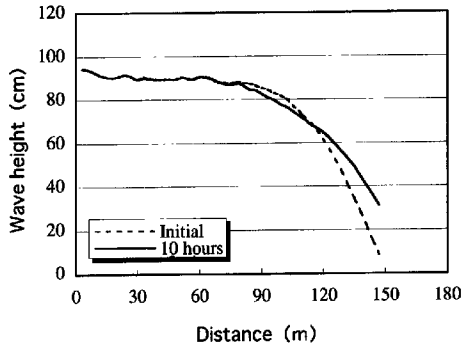
次に、接続地点についてであるが、これは非線形長波理論の特徴から言って碎波の完了地点を選択することが望ましい。そして、遡上域より沖側の波浪を取り扱っているハイブリッドモデルでは碎波の計算をしている。碎波を計算する際に式(3)に示したような不規則波列のエネルギー逸散率の期待値を用いており、ここではこの値の分布を参考にして遡上域の接続地点を決定した。すなわち、碎波によるエネルギー逸散率の期待値がゼロとなる部分を碎波の完了地点とみなし、そこから岸側の部分では波は碎波後の過程に移行していると判断する。

以上のような方法で非線形長波理論式を計算し、遡上域における各地点の流速が得られたならば、その後の底面せん断応力、漂砂量、地形変化の計算は 4.1 で説明した式を用いて遡上域よりも沖側の部分と同じように計算する。底面せん断応力や漂砂量の計算に用いる流速は、計算される時系列の値の中で岸向き、沖向きの最大値を検出した。また、戻り流れについては流体の質量輸送を計算し、各計算点で質量輸送がゼロとなるように戻り流れを与えた。さらに、数値モデルの中で、汀線が後退しても、前進してもそれにあわせて遡上域の接続地点を変更できるようにした。まず、波の計算を繰り返すときにいったん遡上域を接続するべき水深の判定を行う。そして、その地点にあわせて差分の格子を再び組む手続きをプログラムの中で自動的にできるようにした。

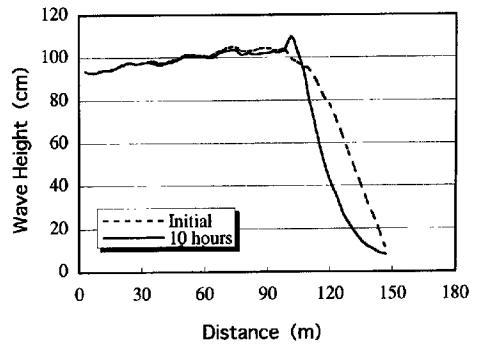
5. 計算結果とその考察

5.1 計算条件

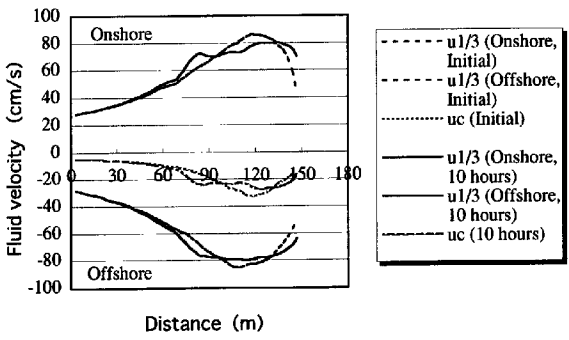
初期勾配を 1/30 として海浜変形の計算を行った。入射波には Bretschneider-Mitsuyasu 型のスペクトルを用いた。水深 5m の地点から有義波高 1m の波を入射させ、入射波の周期を 3.4s と 6s の 2 つのケースについて海浜変形の計算を行った。底質の粒径は 0.3mm とした。



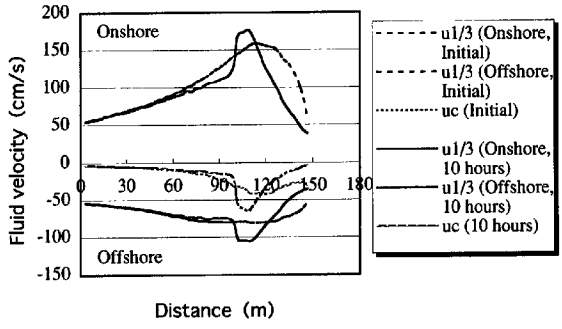
(a) Significant wave height



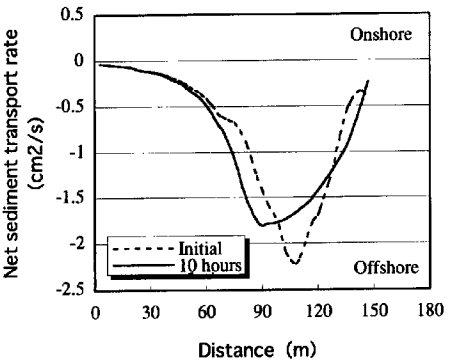
(a) Significant wave height



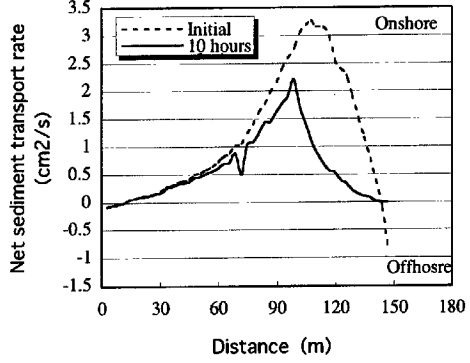
(b) Water particle velocity and undertow



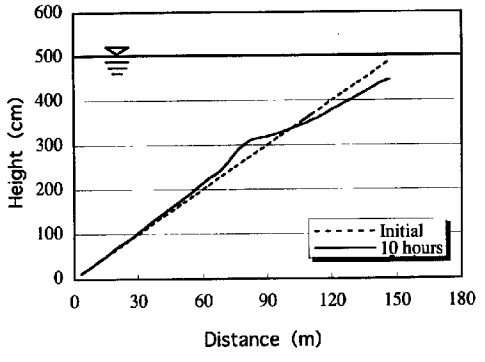
(b) Water particle velocity and undertow



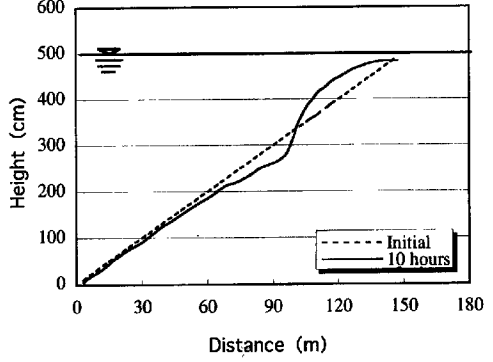
(c) Net sediment transport rate



(c) Net sediment transport rate



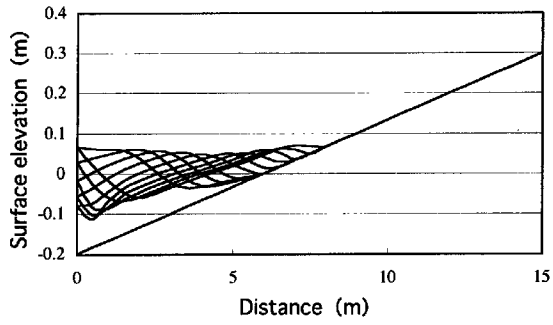
(d) Beach profile



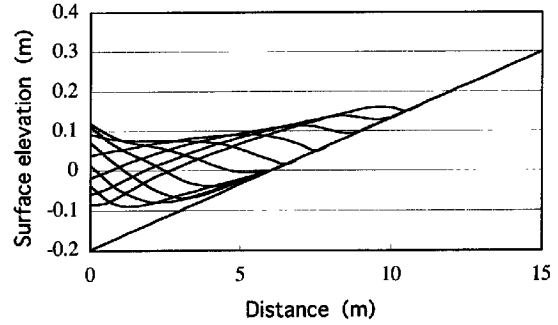
(d) Beach profile

Fig. 2 Simulation results without swash zone ($T = 3.4s$)

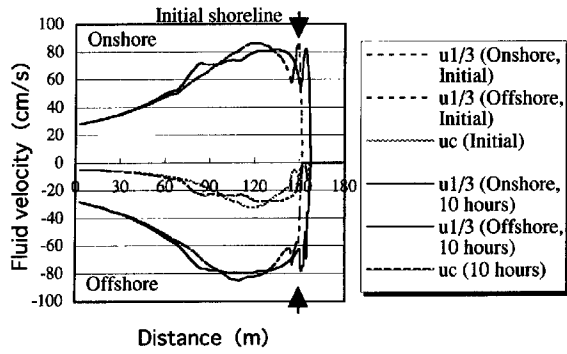
Fig. 3 Simulation results without swash zone ($T = 6s$)



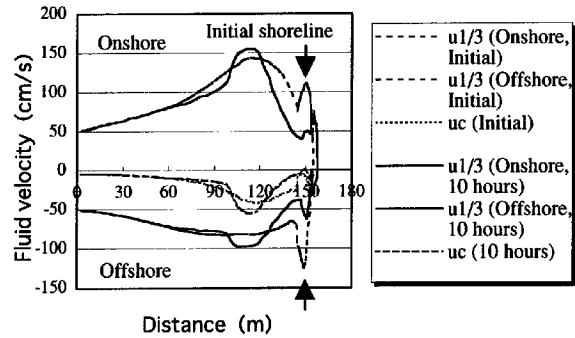
(a) Wave profile in swash zone



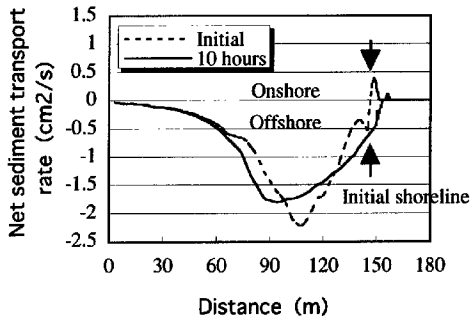
(a) Wave profile in swash zone



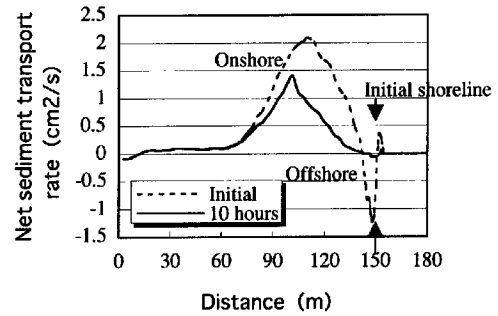
(b) Water particle velocity and undertow



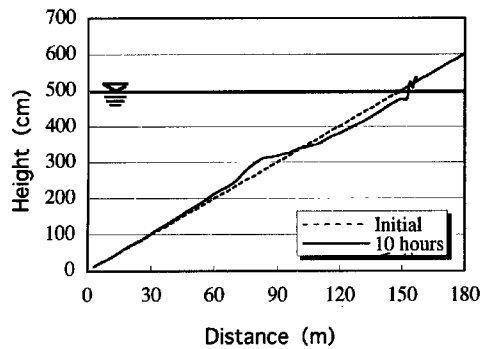
(b) Water particle velocity and undertow



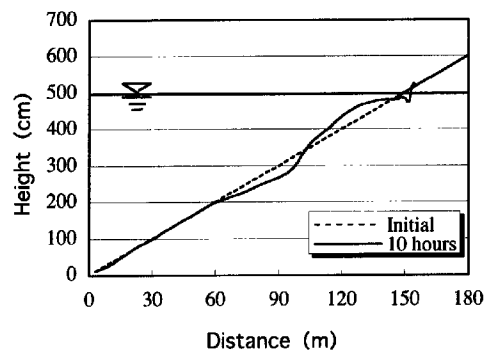
(c) Net sediment transport rate



(c) Net sediment transport rate



(d) Beach profile



(d) Beach profile

Fig. 4 Simulation results with swash zone ($T = 3.4s$)

Fig. 5 Simulation results with swash zone ($T = 6s$)

遡上域の影響を検討するために遡上域を考慮しない場合の計算も行った。波浪の計算は10分毎に繰り返し、10時間後までの地形を計算した。岸沖方向の計算間隔は遡上域の沖側では2mとし、遡上域では0.5mとした。遡上域での時間の差分間隔は0.001sとした。また、遡上域の接続は水深が0.2mの地点を選定した。遡上域を考慮しない場合の計算では水深0.2mの地点まで計算を行った。このとき、岸側の境界条件は漂砂量をゼロとし、水深は固定せずに0.2mから変化するように設定した。

5.2. 遡上域を考慮しない場合の海浜変形

Fig. 2 および3は、それぞれ周期を3.4s, 6sとしたときの遡上域を考慮しない場合の海浜変形の計算結果である。図において(a), (b), (c), (d)は、それぞれ有義波高、底面流速振幅と戻り流れ、netの漂砂量、地形変化を示したものである。

まず、波高、流速振幅の変化についてみる。周期が3.4sの場合には、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。反対に周期が6sのときは、波高はいったん大きくなってから減衰している。10時間後の波高分布をみると、地形変化によって初期状態とは異なった分布形となっている。周期が3.4sの場合には水深の小さい部分が侵食され、水深が初期状態よりも大きくなっている。そのため汀線付近では波が減衰せずに初期状態よりも大きな波高となっている。周期が6sの場合には水深の小さな部分に砂が堆積しているために、10時間後の波高は初期状態よりも早い地点で減衰していることがわかる。

流速振幅については、岸向きの流速振幅の変化に特徴が見られる。周期が3.4s および6sの場合、岸向きの流速振幅の方が沖向きの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、両者を比較してみると沖向きの流速振幅の値はほとんど変わっていないのに対して、周期が6sの方が岸向きの流速振幅はピークの値が大きくなっていることがわかる。したがって、流速振幅も波高の変化と同様に、周期が3.4sのときの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。

netの漂砂量についてみると、周期が3.4sのときには全断面で沖向きの漂砂が生じていることがわかる。10時間後には漂砂量はやや小さくなり、その分布形も地形変化に応じて変化している。周期が6sのときには逆にほぼ全断面で岸向きの漂砂が生じていることがわかる。ただ、初期状態では岸側で沖向きの漂砂が生じ

ている。10時間後には漂砂量は小さくなっている。

地形変化についてみると、周期が3.4sのときには岸側が侵食されて沖側に砂が堆積する海浜変形となっている。周期が6sのときには沖側の砂が岸側の方に堆積する海浜変形となっている。

5.3 遡上域を考慮した場合の海浜変形

遡上域を考慮した場合の計算結果を示したものがFig. 4 および5である。図において(a), (b), (c), (d)は、それぞれ遡上域の波形、底面流速振幅と戻り流れ、netの漂砂量、地形変化を示したものである。

5.3.1 遡上域の波形

まず、遡上域の波形についてみる。Fig. 4 (a)は0.5s毎に、Fig. 5 (a)は1s毎に波形を描いたものである。遡上端を移動境界として扱っているためにどちらの場合も波の遡上が再現されている。周期が6sの方が遡上と引き波が大きくなっていることがわかる。

水深が5mの地点から波高1m、周期3.4s, 6sの波をそれぞれ入射させているが、今回の計算で設定した遡上域に入る水深0.2mの地点では周期、波高はそれぞれ次のように計算された。

水深 5m	水深 0.2m
$H=1\text{m}, T=3.4\text{s}$	$H=0.15\text{m}, T=5.8\text{s}$
$H=1\text{m}, T=6\text{s}$	$H=0.18\text{m}, T=11.6\text{s}$

どちらの場合も、遡上域に入る時点で波高は小さくなり、周期が大きくなっていることがわかる。周期が大きくなるのは、surfbeatの増加という波の非線形性が計算されているためである。

計算された遡上高について従来の実験結果との比較を行った。Fig. 6はSavage (1959a, 1959b)が行った透水性の海浜における波の遡上についての実験を土屋・河田・矢下 (1978) がまとめたものである。横軸に沖波の波形勾配、縦軸に遡上高と沖波の波高の比をとっている。

この図から今回の計算条件での遡上高Rを読みとり、実験値と計算値との比較を行うと次のようになる。

	実験値 (m)	計算値 (m)	計算値/実験値
$T=3.4\text{s}$	0.07	0.05	0.71
$T=6\text{s}$	0.17	0.15	0.88

どちらの場合も計算された遡上高は実験値よりも小さくなっている。この理由として考えられることは、

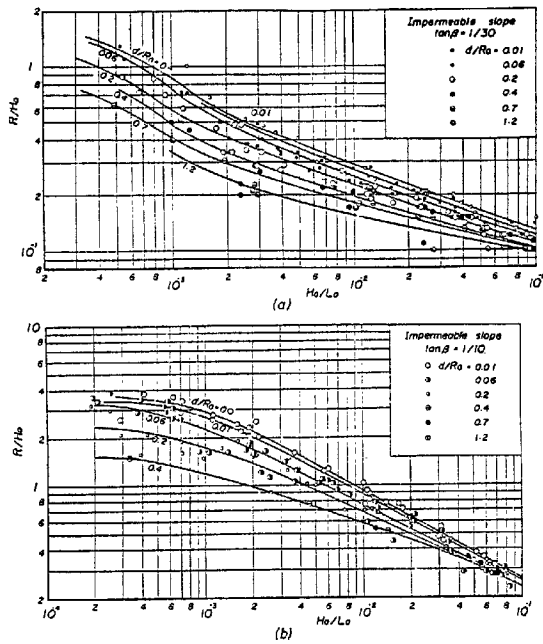


Fig. 6 Wave runup height on impermeable beach, from Tsuchiya, Kawata and Yashita (1978)

まず、波の遡上を扱う際に差分を用いているため、遡上高は差分の格子ステップでしか検出できないことである。格子の大きさに対して遡上高が小さくなると遡上高の検出の精度も落ちることになる。また、数値計算の安定のため波の遡上端で微小な水深を切り捨てる処理を行っているので、このようなことも遡上高が実験値よりも小さくなっていることの原因として考えられる。

また、周期が6sの場合よりも3.4sの方が遡上高が実験値に対して過小評価となっている。この原因としては、非線形長波理論は長波近似の下で導かれており、波長が短くなってきた場合にはその誤差が大きくなる可能性があるということが考えられる。

5.3.2 流速、漂砂量、海浜変形について

碎波によって減衰していた流速は、遡上域に入ると再び大きくなり1つのピークを持つ分布形になっている。これは周期が3.4sおよび6sの場合で同じである。周期が6.0sの場合では初期状態で冲向きの強い流速が生じていることがわかる。また、周期が3.4sでは10時間後にはそのピーク的位置が岸側にシフトしている。これは汀線が後退する地形変化が生じているためである。

netの漂砂量をみると、流速分布にピークができていたことに対応して、漂砂量の分布も遡上域において大きくなっているところがある。周期が6sの場合には初期状態で汀線付近に冲向きの漂砂量が生じている。

地形変化をみると、周期が3.4sでは汀線が後退し、侵食される海浜変形となっている。遡上端での海浜勾配が急になっており、浜崖のような地形が形成されている。周期が6sの場合には汀線付近が侵食されているものの、そのすぐ沖側には砂が堆積している。汀線付近が侵食されているのは強い冲向きの流速によって冲向きの漂砂量が多くなったためである。

5.4 netの漂砂量と全漂砂量の比較

Figs. 7 および8 は、netの漂砂量と全漂砂量を比較したものである。ここでいう全漂砂量とは岸向き漂砂と冲向き漂砂の絶対値の和のことである。netの漂砂量は反対に両者の差として求められるから、反対の意味合いになる。

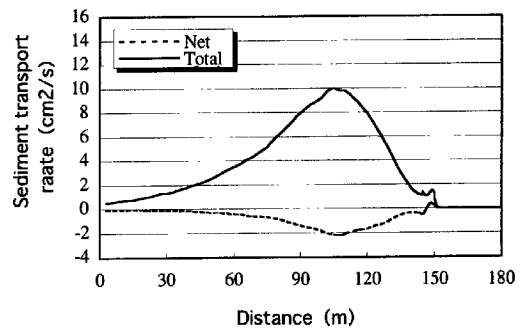


Fig. 7 Comparison between net and total sediment transport rate ($T=3.4s$)

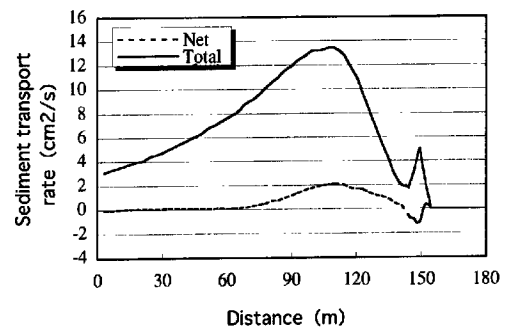


Fig. 8 Comparison between net and total sediment transport rate ($T=6s$)

周期が3.4sおよび6sの場合、netの漂砂量は全漂砂量よりも非常に小さくなっている。これは、波によって実際には岸方向、沖方向ともに大量の砂が動いているが、両者の微妙なバランスの差によってどちらかの方向の漂砂が卓越し、結果として侵食や堆積が現れるという海浜変形の特徴が見出されていることを意味している。

5.5 砂村・堀川のパラメータとの比較

汀線変化に関するパラメータとして砂村・堀川ら(1975)によるものがあり、ここではこのパラメータを用いて今回の計算の妥当性を検討する。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(30)を提案している。

$$C = \left(\frac{H_o}{L_o} \right) (\tan \beta)^{0.27} \left(\frac{d}{L_o} \right)^{-0.67} \dots \dots \dots (30)$$

a) 実験水槽の場合

- 10 ≤ C 汀線後退
- 3 ≤ C ≤ 10 後退あるいは前進
- C ≤ 3 汀線前進

b) 現地海岸の場合

- 18 ≤ C 汀線後退
- 9 ≤ C ≤ 18 後退あるいは前進
- C ≤ 9 汀線前進

ここに、 H_o ：沖波波高、 L_o ：沖波波長、 $\tan \beta$ ：初期勾配、 d ：底質粒径である。

今回の計算条件についてCの値を求めると、次のようになる。

$$T = 3.4s : C = 34$$

$$T = 6s : C = 24$$

今回の計算条件でのCの値はかなり大きな値となっている。現地海岸の場合としてみても汀線後退という判定になる。周期が3.4sの場合には遡上域の沖側の部分も遡上域においても侵食傾向の海浜変形となっており、汀線も後退する結果となっている。周期が6sの場合には汀線付近だけに限ってみれば確かに汀線は後退していることになる。しかし、そのすぐ沖側の部分には砂が堆積してきており、一概にはこの判定と合致しているとは言えない。今後、様々な条件での検討が必要である。

5.6 遡上域の影響

流速分布からわかるように、遡上域では碎波によってそれまで減衰してきた流速が再び大きくなる。そして、もう1つのピークを持つ分布形となる。そのため、漂砂量も多くなる。これは遡上域よりも沖側の部分だけの計算結果の傾向からは予想されなかったことである。

遡上域の沖側との海浜変形の特性を比較してみる。周期が3.4sの場合には遡上域よりも沖側ではnetの漂砂量は冲向きとなるが、遡上域では岸向きの漂砂が生じている。反対に周期が6sの場合には遡上域よりも沖側ではnetの漂砂量は岸向きとなるが、遡上域では冲向きの漂砂が生じている。このようなことから遡上域の漂砂や海浜変形はそれより沖側の部分の特性とは異なったものであることが考えられる。

5.7 数値モデルの検討

本研究では、新たに遡上域を取り扱えるように数値モデルを拡張した。数値モデルの特徴としては、断面2次元の海浜変形を水深の大きな沖側の部分から汀線よりも岸側の陸上部分までの地形変化を取り扱えるようになっていることである。

ここで、この数値モデルをどのようなことに適用できるかを考察してみる。まず、スペクトルモデルを用いているため、沖側のスペクトルの特性を考慮できる。すなわち、入射波のスペクトルの特性によってどのように海浜変形が影響を受けるのかを検討できる。

現地での観測データには様々な要素が入ってくる。しかし、実験結果との検証を行い、数値モデルの妥当性が評価できたならば、数値モデルの結果と現地観測のデータを照らし合わせることにより、その違いが数値モデルでは想定していない要素による影響であるということを見いだせることが期待される。

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。本研究で新たに開発した数値モデルでは汀線付近の海浜変形も計算できるので、最大でどの程度の汀線の後退があるかなどの検討ができる。

しかしながら、本研究における遡上域の取り扱い是非線形浅海長波理論を用いたものである。したがって、再現できる現象も非線形長波理論で仮定している条件の範囲にとどまる。例えば、波が巻き波碎波の形で

砕波するときは、波は大量の気泡を取り込みながらなおかつ底面から砂を巻き上げる。これは巻き波砕波によって大規模な渦が発生するためであり、このような砂の移動形式は今回の数値モデルでは取り扱えない内容となる。このような事象を再現しようとするれば、ナビエ・ストークス方程式を直接に解くというように、もっと精度の高い数値モデルを用いる必要がある。

6. 結語

本研究ではこれまでに開発してきた断面 2 次元の海浜変形の数値モデルに新たに遡上域を取り扱えるように拡張を行い、遡上域が海浜変形に与える影響を検討した。得られた結果をまとめると次のようになる。

- 1) 遡上域では、それまで砕波によって減衰してくる流速が再び大きくなる。流速の分布形は遡上域において 1 つのピークを持つ分布形となる。
- 2) 遡上域では流速が再び大きくなるために、漂砂量も多くなる。そのため遡上域においても漂砂量分布は 1 つのピークができる形になる。
- 3) 遡上域では岸向き・沖向きともに流速がピークを持つ分布形となるが、その位置がわずかに異なるために、局所的に勾配の大きな地形が形成される。
- 4) net の漂砂量と全漂砂量を比較してみると、net の漂砂量は全漂砂量よりも大変少ない値となっている。したがって、海浜変形は岸向き漂砂と沖向き漂砂の微妙なバランスの下に生じていると言える。
- 5) 遡上域よりも沖側の部分では海浜変形は、波形勾配が小さいときは堆積の傾向となり、波形勾配が大きいときは侵食の傾向となる。しかしながら、遡上域においては反対の傾向となる。

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。

参考文献

- 浅野敏之・末富博文 (1994) : 斜め遡上波の下での波打ち帯の漂砂の解析, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 396-400.
- 岩崎敏夫・真野 明 (1979) : オイラー座標による二次元津波遡上の数値計算, 第 26 回海岸工学講演会論文集, pp. 70-74.
- 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・木村彰宏 (1998) : 海浜断面の領域区分に関する理論的研究, 京都大学防災研究所年報, 第 41 号, B-2, pp. 403-420.
- 合田良実 (1975) : 浅海域における波浪の砕波変形, 港湾技術研究報告, 第 14 巻, 第 3 号, pp. 59-106.
- 佐藤慎司・Michael 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.
- 芝山知也・Rattana Pitikon・Winyu・岡安章夫 (1995) : 浮遊漂砂量を取り入れた 2 次元海浜変形モデル, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 446-450.
- 清水隆夫・斉藤昭三・丸山康樹・長谷川 寛・鹿島達一 (1985) : 大型造波水路実験による岸沖漂砂量分布形のモデル化, 電力中央研究所報告, 研究報告: 384028. , p. 60.
- 清水琢三・熊谷隆宏・三井信男・渡辺 晃 (1994) : 汀線変化を考慮した 3 次元海浜変形長期予測モデル, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 406-410.
- 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) : 海底変形の相似則に関する実験的研究, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp. 315-319.
- 土屋義人・河田恵昭 (1974) : saltation に基づく流砂の基礎方程式, 土木学会年次学術講演会概要集, pp. 302-303.
- 土屋義人・河田恵昭 (1975) : 流砂の saltation に基づく飛砂量則について, 第 19 回水理講演会論文集, pp. 7-12.
- 土屋義人・河田恵昭・矢下忠彦 (1978) : 波の遡上および粗度および透水性の効果, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp. 160-164.

- 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.
- 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.
- Mohammad Dibajinia・清水琢三・渡辺 晃 (1992) : シートフロー状態が卓越する海岸の縦断面地形変化の数値計算, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 201-205.
- 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.
- Abou-Seida, M. M. (1965) : Bed load function due to wave action, Tech. rep. HEL-2-11, Inst. Eng. Res., Univ. of Cal., p. 78.
- Bagnold, R. A. (1954) : Physics of Blown sand and Desert Dunes, Methuen & Co., Ltd.
- Bagnold, R. A. (1963) : Mechanics of marine sedimentation, In : M. N. Hill(Editor), The Sea, 3, Wiley-Interscience, pp. 507-582.
- Bagnold, R. A. (1973) : The nature of saltation and of bed load transport in water, Proc. R. Soc. Lond. A, vol. 322, pp. 473-504.
- Bailard, J. A. (1981) : An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach, J. Geophys. Res., vol. 82, No. C11, pp. 10938-10954.
- Bailard, J. A. (1982) : Modeling on-offshore sediment transport in the surf zone, Proc. 18th ICCE, pp. 1419-1438.
- Einstein, H. A. (1950) : The bed function for sediment transportation in open channel flows, U. S. Dept. of Agri., Soil Conservation Service, Tech. Bull., No. 1026, 71P.
- Kadib, A. A (1966) : Mechanism of sand movement on coastal dunes, Proc. ASCE, WW2, pp. 27-44.
- Kobayashi, N. (1982) : Sediment transport on a gentle slope due to waves, J. Waterway, Port, Coast. and Ocean Eng., Vol. 108, No. 3, pp. 254-271.
- Larson, M. and N. C. Kraus (1989) : SBEACH: Numerical model for simulating storm-induced beach change, Report 1: Empirical foundation and model development. U. S. Army Coastal Engineering Research Center, U. S. Army Waterways Experiment Station, Technical Report CERC-89-9.
- Larson, M. and N. C. Kraus (1990) : SBEACH: Numerical model for simulating storm-induced beach change, Report 2: Numerical formulation and model tests. U. S. Army Coastal Engineering Research Center, Waterways Experiment Station, Technical Report CERC-89-9.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962) : Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "surf beat", J. Fluid Mech., Vol. 13, pp. 481-504.
- Savage, R. P. (1959a) : Laboratory data on wave run-up on roughened and permeable slopes, B. E. B., Tech. Memo., No. 109, pp.1-26.
- Savage, R. P. (1959b) : Wave run-up on roughened and permeable slopes, Trans. ASCE, Vol. 124, pp. 852-870.
- Sunamura, T. and K. Horikawa (1974) : Two-dimensional shore transformation due to waves, Proc. 14th Conf. Coastal Eng., pp. 920-938.
- Svendsen, I. A. (1984a) : Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Eng., Vol. 8, pp. 347-365.
- Svendsen, I. A. (1984b) : Wave heights and set-up in a surf zone, Coastal Eng., 8, pp. 303-329.
- Thornton, E.B. and R.T.Guza (1983) : Transformation of wave height distribution, Jour. Geophys. Res., Vol. 88, No. C10, pp. 5925-5938.

**Study on Property of Beach Profile Evolution
Including Swash Zone**

Yoshiaki KAWATA and Akihiro KIMURA *

* Graduate School of Engineering, Kyoto University

Synopsis

Sediment transport in swash zone plays an important role in beach profile evolution. And as it is also onshore boundary condition in numerical calculation, its estimation has great influence on beach profile evolution. However, the method to estimate sediment transport in swash zone has not been established, because the phenomenon there is complex and treatment in numerical calculation is difficult. In this paper we apply nonlinear long wave theory to analyze sediment transport in swash zone, and try to make clear process of beach profile evolution including swash zone.

Keywords : swash zone, cross-shore sediment transport, beach profile evolution