

沿岸砂州周辺の戻り流れ・沿岸流推定モデル

栗山善昭¹・中官利之²

¹正会員 運輸省港湾技術研究所 海洋環境部漂砂研究室長 (〒239-0826 横須賀市長瀬3-1-1)

²運輸省第三港湾建設局 神戸港湾工事事務所

準断面二次元 (沿岸方向に一樣な場における波のトラフレベルより下方の鉛直方向平均) の戻り流れ・沿岸流推定モデルを開発し, 沿岸砂州周辺の流れの現地観測結果に基づいてキャリブレーションを行った。本モデルを現地スケールの戻り流れの推定に適用したところ, 実験値でキャリブレーションされたモデルが戻り流れを過小評価するのに対して, 本モデルは現地の戻り流れを再現することができた。さらに, 沿岸流を本モデルで計算したところ, 実験値でキャリブレーションされたモデルやsurface rollerの影響を含まないモデルによる計算結果が砂州頂部でピークを持つ沿岸流速分布となるのに対して, 本モデルによる計算結果はトラフでピークを持つ沿岸流速分布となり, 本モデルは現地の沿岸流速分布の特徴を的確に再現することができた。

Key Words: longshore bar, numerical model, field measurement, undertow, longshore current

1. はじめに

沿岸砂州は潜堤としての役割を有しており, 荒天時には波浪をその上で強制砕波させることにより波浪エネルギーを減衰させ海浜を侵食から防護する。沿岸砂州の持つこの防災機能を海岸保全において有効に利用していくためには, 沿岸砂州の変形を高精度に予測する必要がある。そのためにはその外力である沿岸砂州周辺の流れの正確な予測が必要となる。

沿岸砂州周辺の流れの正確な予測は, 最近アメリカやオーストラリアなどで行われている沖合養浜手法 (McLellan and Kraus¹⁾, Murray et al.²⁾) の確立のためにも必要である。沖合養浜は, 前浜養浜や海岸構造物に代わる, より安価でしかも環境に対するインパクトを小さくしながら砂浜を創造するための手法である。この手法では, 沖に養浜砂を投入するため, 養浜砂が沖へ流出しない投入地点を選択しなければならず, そのためには養浜砂の動きの予測が必要となってくる。投入砂は浅瀬を形成するため, その移動の予測は沿岸砂州の変形予測としてとらえることができ, よって, 砂州周辺の流れの的確な予測が沖合養浜のためにも求められることになる。

砂州周辺の流れは, 海浜変形のみならずその周辺の生態系にも大きな影響を及ぼしていると考えられる。日向野ら³⁾

は現地観測結果を基に, 沿岸砂州の沖側斜面と岸側斜面とで生息する二枚貝の種類が異なることを示した。二枚貝などの底生生物の分布と沿岸流速との間には相関のあることがFleischack and de Freitas⁴⁾によって示されていることから, 日向野ら³⁾が示した砂州周辺における二枚貝の住み分けにも流れが大きく影響した可能性がある。とすると, 沿岸砂州周辺の流れの正確な予測は, 生態系の問題を考えていく上でも重要であると言える。

海浜変形や底生生物の分布などには波のトラフレベルよりも下方の流れが重要であり, 沿岸砂州周辺におけるこの流れは浅海域の準三次元海浜流モデルによって推定することができる。従来のモデル (例えばDe Vriend and Stive⁵⁾) ではradiation stressの勾配をdriving forceとして平面二次元海浜流を求め, それに戻り流れの鉛直分布を重ね合わせることで波のトラフレベルよりも下方の流れを推定する。このモデルでは, 砕波によって生ずるsurface rollerの影響が戻り流れには入るものの, 沿岸流を含む平面二次元海浜流では考慮されない。Church and Thornton⁶⁾やSmith et al.⁷⁾, Kuriyama and Ozaki⁸⁾は, この従来モデルによる沿岸砂州周辺の海浜流の計算結果と現地観測結果とを比較し, 従来モデルでは現地の沿岸砂州周辺の沿岸流の特徴である砂州頂部よりもトラフで流速が速くなる現象を再現できないことを明らかにした。

砕波によって生じたsurface rollerによる運動量フラッ

クスを組み込んだ沿岸流推定モデル、平面二次元の海浜流推定モデルとしては、灘岡ら⁹⁾、岡安ら¹⁰⁾、Kuriyama and Ozaki⁹⁾、Reneirs and Battjes¹¹⁾、Osiecki and Dally¹²⁾のモデルなどがある。このうち、沿岸砂州上の流れのデータとモデルによる計算結果との比較がなされているのは、Kuriyama and Ozaki⁹⁾とReneirs and Battjes¹¹⁾のモデルである。Kuriyama and Ozaki⁹⁾は、Svendsen¹³⁾と同様にsurface roller内での岸向き流速は波速に等しく、その面積は波高の二乗に比例すると仮定し、surface rollerの運動量フラックスの項を従来の平面二次元海浜流モデルに組み込んだ。このモデルによって現地の沿岸砂州周辺の海浜流を計算し、このモデルが砂州頂部よりもトラフで流速が速くなる現地の沿岸流の岸沖分布を再現できることを示した。しかしながら、このモデルにおけるsurface rollerのモデル化は、現地の戻り流れデータによって十分に検証されているわけでない。Reneirs and Battjes¹¹⁾の提案したモデルでは、Slive and De Vriend¹⁴⁾が提案したモデルに基づいてsurface rollerの発達・減衰を求める。Reneirs and Battjes¹¹⁾は彼らの沿岸流推定モデルを沿岸方向に水面勾配がつかないように（すなわち、沿岸方向に一樣な場となるように）工夫した実験の結果によって検証した。さらに、彼らは、surface rollerを考慮した場合と考慮しない場合の計算結果を比較することにより、砂州頂部よりもトラフで速くなる沿岸流速岸沖分布に対するsurface rollerの影響は小さく、この流速分布は沿岸方向の水位勾配によって生じている可能性が高いと結論づけた。

沿岸砂州上の流れのデータとの比較はなされていないけれども、沿岸流、戻り流れともにその有効性が確認されたモデルとしては岡安ら¹⁰⁾とOsiecki and Dally¹²⁾のモデルがある。岡安ら¹⁰⁾は、岡安ら¹³⁾と同様にsurface roller内の流速分布として、roller上部から下方に直線的に変化する分布形を仮定し、そのエネルギーが水深によって規定された距離で均一にする逸散するようsurface rollerをモデル化した。次いで、このようにしてモデル化したsurface rollerの運動量フラックスを考慮した準三次元海浜流モデルを構築し、このモデルによる計算値と一樣勾配斜面上の実験データとを比較することにより、モデルの有効性を確認した。Osiecki and Dally¹²⁾は戻り流れの実験データによって検証されているDally and Brown¹⁵⁾のモデルでsurface rollerの発達・減衰を求め、このようにして求めたsurface rollerによる運動量フラックスを考慮して一樣勾配斜面上の沿岸流を計算した。彼らは、この計算結果と実験データを比較することにより、モデルを検証した。

以上のように実験室データによって検証された海浜流モデルはいくつかあるものの、戻り流れ、沿岸流ともに現地スケールデータによって検証されたモデルは今のところない。砂州頂部よりもトラフで速くなる現地の沿岸流速岸沖分布に関しても、この流速分布に対するsurface rollerの

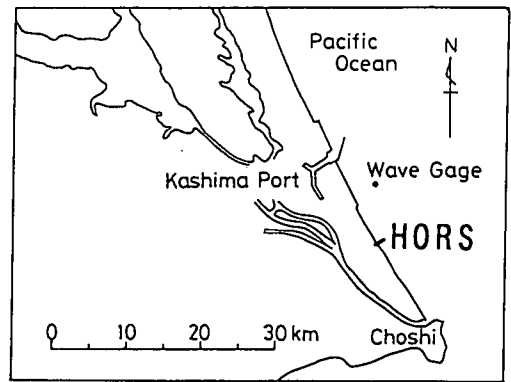


図-1 波崎海洋研究施設の位置

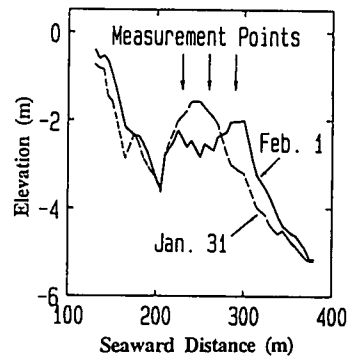


図-2 観測位置と断面変化

影響度の小ささが現地データで検証されたモデルで確認されたわけではない。そこで、本研究では、まず準断面二次元の流れ推定モデル（沿岸方向に一樣な場における、底面から波のトラフレベルまで鉛直方向に平均した流れを推定するモデル）を構築し、それを現地観測結果によってキャリブレーションする。続いて、そのモデルによる計算結果と他の現地観測結果や大規模実験結果とを比較することによりモデルの検証を行う。

2. 現地観測

沿岸砂州周辺における戻り流れと沿岸流に関する現地観測を、鹿島灘に面する波崎海洋研究施設において1997年1月29日から2月3日にかけて行った。波崎海洋研究施設（以下 HORS）は、全長427mの現地観測用の栈橋で、その位置は図-1に示す通りである。

本観測では、沿岸砂州周辺の3地点において流速の水平2成分と水位変動を2時間に1回、30分間、5Hzで測定した。図-2は観測期間中の流速・水位測定位置を断面変化とともに示したものである。高さの基準は波崎港工事基準

面 (D.L.) であり、これはL.W.L.と同じ高さである。沖方向距離260m地点 (P260m地点、以下、HORS上の地点を沖方向距離の前にPをつけて表す) では2台の電磁流速計をD.L.-0.87mとD.L.-1.37m (再設置後の2月1日以降D.L.-1.09mとD.L.-1.59m) に設置し、P290m地点とP230m地点では1台の電磁流速計をそれぞれD.L.-1.72m, D.L.-1.99m (再設置後はD.L.-1.90m) に設置した。水位変動は空中発射型超音波式波高計で測定し、上記の観測地点の他にHORS先端近傍のP380m地点とP145m地点でも水位変動を測定した。

波・流れの観測の他に、断面形状を1日1回、約5kgのレッドを用いて5m間隔で測定し、さらに、離岸流の発生や碎波位置を観察するための目視観測を1日数回行った。

観測期間中、**図-2**に示した1月31日から2月1日にかけての大きな地形変化以外は、さほど大きな地形変化は生じなかった。沿岸砂州が50mほど沖へ移動した1月31日から2月1日にかけての地形変化の際、P290m地点とP260m地点における流速計支持装置がはずれ、流速測定ができなくなった。P260m地点の支持装置はその後2月1日に再設置できたものの、P290m地点では1月31日以降観測を行うことはできなかった。P230m地点では、2月1日12時から15時まで、やはり流速計支持装置がはずれ計測が一時できなかった。

観測期間中の、有義波高 $H_{1/3}$ 、有義波周期 $T_{1/3}$ および30分間平均の戻り流れ速度 V 、沿岸流速 U の経時変化を**図-3**に示す。波高は、1月30日23時ころから急激に増大し、1月31日8時にピークに達した後徐々に小さくなっていく。波高の増大期には各観測地点において波高変化に応じて戻り流れ速度が大きくなっているものの、波高の減衰期には戻り流れ速度は波高変化とは無関係に変化している。

ここで、観測期間中の流れの沿岸方向の一様性について検討を行う。流れが沿岸方向に非一様な場合には、そのデータは断面2次元のモデルの検証データには使えないからである。検討の結果、以下の2点の理由により、観測期間中の流れは離岸流の影響を受けない沿岸方向に一様な流れであったと考えられる。その理由の一つは、観測期間中の目視観測で観測地点周辺で離岸流が認められなかったことであり、もう一つは、岸沖方向流速の長周期成分 $v_{m, L}$ ($< 0.04\text{Hz}$) が観測期間中ほぼ一定であり、戻り流れ速度と無相関であったことである。**図-4**は、観測期間中の岸沖方向流速の長周期成分 (上段) と30分間平均の戻り流れ速度 (下段) の経時変化を示したものである。1月30日から31日にかけて波高の増大とともに戻り流れ速度が増大し、長周期成分もやや増大している。しかし、2月1日以降は戻り流れ速度が大きく変動するにもかかわらず長周期成分はほぼ一定である。離岸流は間欠的な現象であるため、離岸流が測定点近くで発生していれば、その期間戻り流れ速度が大きくなるとともに岸沖方向流速の長周期成分も大きくなると考えられる (Wright and Short¹⁷⁾, Short¹⁸⁾, Smith

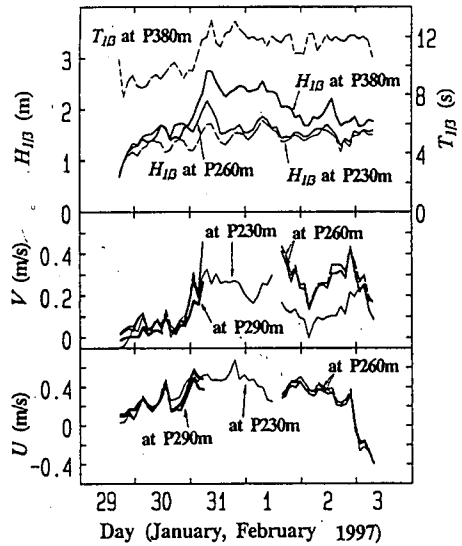


図-3 有義波高、有義波周期、時間平均の戻り流れ速度と沿岸流速の経時変化

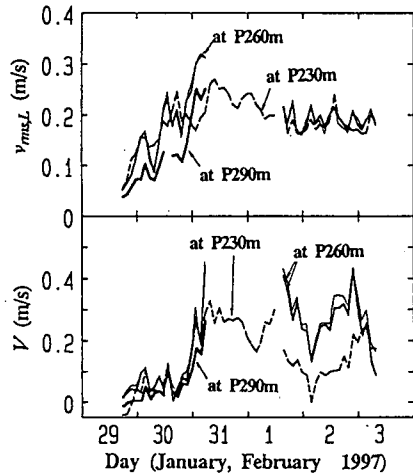


図-4 岸沖方向流速の長周期成分と時間平均戻り流れ速度の経時変化

and Largier¹⁹⁾。しかしながら、本観測期間中は、戻り流れ速度が変動するにもかかわらず、その長周期成分が一定であったことから、観測地点周辺では離岸流が発生していなかったと判断される。1月30日から31日にかけて長周期成分がやや増大しているけれども、1月31日8時に行った目視観測では離岸流の発生が認められなかったため、この長周期波成分の増大は波高の増大に伴って生じたもので離岸流によるものではないと思われる。

3. 戻り流れ・沿岸流推定モデル

(1) モデルの概要

本モデルは準断面二次元の流れ推定モデル、すなわち沿岸方向に様な場での波のトラフレベルより下方における鉛直方向平均の戻り流れと沿岸流を推定するモデルであり、戻り流れモデルと沿岸流モデルから構成されている。本モデルでは、一つの不規則波群を構成する個々波の各計算格子点毎の波高、周期、砕波の有無を入力条件として、まず、個々波毎の戻り流れ、沿岸流の速度を計算し、次に個々波毎の戻り流れ、沿岸流の速度を周期で重み付け平均することにより、一つの不規則波群の時間平均の戻り流れ速度と沿岸流速を求める。

本論文では、このモデルの推定精度を現地データを用いて検討するけれども、本モデルの入力条件である個々波の波高、周期、砕波の有無が各格子点毎に得られている観測例はない。そこで、各格子点毎の個々波の波高、周期、砕波の有無を波浪の実測値を基に個々波の波浪変形を求めるモデルを用いて推定する。すなわち、波浪変形モデルに含まれる係数を実測値に合うように各ケース毎に選択することにより、各格子点における個々波の波高、砕波の有無をできるだけ正確に求める。戻り流れ、沿岸流の計算ではこの様にして求めた各格子点における個々波の波高、周期、砕波の有無を入力条件として、各速度の推定を行う。

以下、波浪変形モデル、戻り流れモデル、沿岸流モデルの順に説明を行う。なお、本モデルにおける座標系は図-5に示す通りである。

a) 波浪変形モデル

本波浪変形モデルは、Kuriyama and Ozaki²⁰⁾のモデルとほぼ同じである。砕波位置までの浅水変形計算では波の非線形性を考慮した首藤²¹⁾の非線形浅水係数を用いる。砕波条件としては次式の木村・瀬山²²⁾の砕波条件を用いる。この砕波条件は実験室データを基にしているのでスケール効果を考慮して無次元係数 C_{br} を加えて砕波条件の調整を行う。

$$\frac{H_b}{h_b} = C_{br} \left[0.16 \frac{L_0}{h_b} \left\{ 1 - \exp \left[-0.8\pi \frac{h_b}{L_0} (1 + 15 \tan^{4/3} \beta) \right] - 0.96 \tan \beta + 0.2 \right\} \right] \quad (1)$$

ここに、 H_b は砕波波高、 h_b は砕波水深、 L_0 は沖波波長、 $\tan \beta$ は海底勾配である。

砕波帯内の波高減衰は、Thornton and Guza²³⁾の用いたボアのエネルギー減衰を基にした次式を用いる。

$$\frac{\partial E_w C_g}{\partial y} = \frac{1}{4} \rho g \frac{1}{T} \frac{(BH)^3}{h} \quad (2)$$

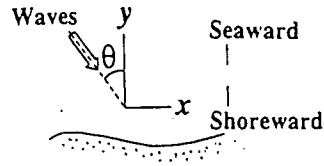


図-5 本モデルでの座標系

ここで、 E_w は波動エネルギー、 C_g は群速度、 ρ は海水の密度、 T は周期、 H は波高、 h は水深である。無次元係数 B としては、Kuriyama and Ozaki²⁰⁾が木村ら²⁴⁾の実験結果を基に得た式(3)を使う。式中の無次元係数 C_B は、スケール効果を考慮して加えられたもので、 H_0 は沖波波高である。

$$B = C_B \left\{ 1.6 - 0.12 \ln(H_0 / L_0) + 0.28 \ln(\tan \beta) \right\} \quad (3)$$

波の再生条件としては、Kuriyama and Ozaki²⁰⁾の現地観測結果を参考に、再生時の波高水深比 H/h_r を0.35とする。

沖側の境界条件が有義波高、有義波周期などで与えられている場合には、まず、それらの値を使ってJONSWAP型の周波数スペクトル形状を持った10分間の水位変動の時系列データを作成する。次いで、その時系列データをゼロダウンクロス法によって個々波に分割し、その個々波を計算に用いる。

沖側端の個々波の波向きは光易型の方向分布関数を基に与える。方向分布関数は、Kuriyama and Ozaki²⁰⁾のモデルでは考慮していなかったものの、沿岸流速の計算では、合田・渡辺²⁵⁾が示したように集中度パラメーターによっては流速値が40%近く変化するので、本モデルでは光易型の方向分布関数を導入する。実際の計算では、光易型の方向分布関数が0.1となる波向きにおいて値が0となる三角形分布の方向関数を仮定し、確率が三角形分布となるような乱数を与えることによって個々波の波向きを決定する。方向集中度パラメーター S_{max} は合田・鈴木²⁶⁾の方法で計算し、 S_{max} が100以上となる場合には一方向波浪として計算する。

一つの不規則波群の代表波高として、以下の式で定義される代表波高 H_{m0} を求める場合がある。

$$H_{m0} = 4.004 \eta_{rms} \quad (4)$$

ここに、 η_{rms} は水位変動の標準偏差である。本計算では個々波の波高変化は計算するものの、 η_{rms} を直接計算しないので、 H_{m0} を直接求めることはできない。そこで、ここでは、Kuriyama and Ozaki²⁰⁾が用いた $H_{I/B} / \eta_{rms}$ と波の非線形性を表すパラメーター $\Pi_{I/B}$ (Goda²⁷⁾)との関係を用いて $H_{I/B}$ から H_{m0} を求める。パラメーター $\Pi_{I/B}$ は $H_{I/B}$ と h 、ならびに有義波周期に対応する波長 $L_{I/B}$ から式(5)で計算され、 η_{rms} と $H_{I/B}$ 、 $\Pi_{I/B}$ との関係は式(6)で表される。

$$\Pi_{1/3} = H_{1/3} / L_{1/3} (\coth^3 2\pi h / L_{1/3}) \quad (5)$$

$$\eta_{rms} = \frac{1}{0.349 \ln \Pi_{1/3} + 4.648} H_{1/3}, \quad \Pi_{1/3} \geq 0.1$$

$$\eta_{rms} = \frac{1}{3.8} H_{1/3}, \quad \Pi_{1/3} < 0.1$$

(6)

前述した、各格子点における個々波の波高、碎波の有無を正確に求めるために選択する係数は式(1)、(3)の係数 C_r 、 C_b である。これらの係数を、有義波高などの代表波高の計算値と実測値との誤差が最小になるように各計算ケース毎に決定した。

b) 戻り流れモデル

個々波の戻り流れ速度 V_{ind} は、Svendsen¹³⁾らと同様に波動成分によるものと非波動成分 (surface roller) によるものとの和として求める。波動成分による質量フラックスを Q_w 、surface rollerによる質量フラックスを Q_r とし、波のトラフレベルと海底面との距離を d_r とすると、戻り流れ速度 V_{ind} は次式で表される。

$$V_{ind} = (Q_w + Q_r) / d_r \quad (7)$$

ここで、 d_r は $d_r = h - H/2$ より求める。

波動成分による質量フラックスはSvendsen¹³⁾から導かれる以下の式で求める。

$$Q_w = (C/h) \zeta_{rms}^2 \quad (8)$$

ここで、 C は波速、 ζ_{rms} は個々波の水位変動の標準偏差である。標準偏差 ζ_{rms} の推定では、波の非線形性の影響を考慮しなければならないため、Goda²⁷⁾が示した実験室データを使って個々波の非線形性を表すパラメーター Π (Goda²⁷⁾)と個々波の波高 H 、 ζ_{rms} との関係式を導いた。パラメーター Π は式(9)で表され、導かれた関係式は式(10)で表される。

$$\Pi = H / L (\coth^3 2\pi h / L) \quad (9)$$

$$\zeta_{rms} = \frac{1}{2\sqrt{2}} H, \quad \Pi < 0.15$$

$$\zeta_{rms} = \frac{1}{1.668 \log \Pi + 4.204} H, \quad 0.15 \leq \Pi < 3$$

$$\zeta_{rms} = \frac{1}{5} H, \quad \Pi \geq 3 \quad (10)$$

Surface rollerによる質量フラックス Q_r は、Svendsen¹³⁾や岡安ら¹⁵⁾などと同様にsurface rollerの面積を基に求め

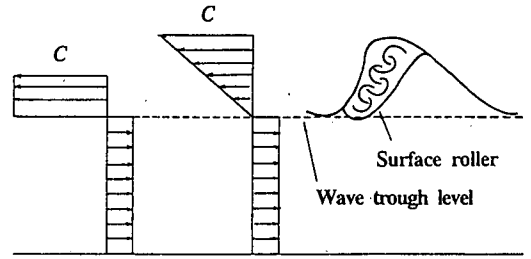


図-6 時間平均流速の鉛直分布の仮定

る。ただし、従来までの戻り流れに関するモデルでは、波のトラフレベルより上方の時間平均の岸冲方向流速鉛直分布として図-6の左側に示す矩形分布を仮定しているのに対して、本モデルでは図-6の中央に示す三角形分布を仮定する。その理由は、碎波帯内を進行する波の先端では波のトラフレベル付近において左図のように流速が岸向きの波速 C から沖向き流速に急激に変化しているであろうが、その後ではもう少し緩やかな流速変化が生じていると考えられるからである。

Surface rollerの面積を A_r とすると、三角形分布を仮定したときの Q_r は以下ようになる。

$$Q_r = A_r C / (2L) \quad (11)$$

Surface rollerの発達・減衰を求める方法としては従来モデルにおいて二つの方法が提案されている。一つは、surface rollerの面積が波高の二乗に比例すると仮定する方法であり(例えば、Svendsen¹³⁾、岡安ら²⁰⁾)、もう一つは、波動エネルギーは碎波によって一旦surface rollerのエネルギーに変換されてから減衰すると考え、次式で表されるようなエネルギー変換式を用いてsurface rollerの面積を求める方法である(例えば、岡安ら¹⁵⁾、Stive and De Vriend¹⁴⁾、Dally and Brown¹⁶⁾)。

$$\frac{\partial (E_w C_g)}{\partial y} + \frac{\partial (E_r C)}{\partial y} = D_s \quad (12)$$

式中の E_r はsurface rollerのエネルギーであり、 D_s はsurface rollerのエネルギーの減衰項である。なお、Stive and De Vriend¹⁴⁾は波のトラフレベルにおいて急激な流速変化がある場合の波のトラフレベルを通過する水塊の運動量変化を考慮して左辺の第二項の $E_r C$ を $2E_r C$ としている。

本モデルでは、以下の仮定を基に、上述の両方の方法を用いてsurface rollerの発達・減衰を推定する。

① Surface rollerの面積は波高の2乗に比例する。この仮定を基にして得られるsurface rollerの面積 A_{r1} は無次元係数 C_A を使って次式で表される。

$$A_{r1} = C_A H^2 \quad (13)$$

② ただし, surface rollerの面積はsurface rollerのエネルギー減衰を0とした以下のエネルギー変換式 (14) より得られるsurface rollerの面積 A_2 より大きくなるない。

$$\frac{\partial(E_w C_g)}{\partial y} + \frac{\partial W_r}{\partial y} = 0, \quad (14)$$

$$W_r = \frac{1}{8} \rho C^3 \frac{A_2}{L}$$

ここで, W_r は波のトラフより上方の流速分布として三角形分布を仮定したときのsurface rollerのエネルギーフラックスを表しており, 波動エネルギー E_w の減衰は式 (2) によって推定する。

③ Surface rollerは波が再生した地点で消滅する。

実際の計算では, 砕波してから波が再生するまでの区間において, 仮定①を基に得られるsurface rollerの面積 A_r と仮定②を基に得られる A_2 の小さい方をその地点のsurface rollerの面積とする。

c) 沿岸流モデル

個々波の時間平均の沿岸流速 U_{nd} は, Kuriyama and Ozaki⁸⁾の用いた海浜流の運動量方程式において沿岸方向の勾配と底面から水表面までの鉛直方向平均の岸沖方向平均流とを0とおいた場合の式, すなわち摩擦項 F_x と水平拡散項 L_x , radiation stress項 R_x , surface rollerによる運動量フラックス項 M_x との釣り合いを考えた次式によって求める。

$$F_x - L_x + R_x + M_x = 0 \quad (15)$$

摩擦項 F_x は, 西村²⁹⁾によって示された次式より求める。ただし, 底面摩擦係数としては現地観測結果より得られた0.005を用いる(栗山・尾崎²⁰⁾)。

$$F_x = \frac{C_f}{h} \left(W + \frac{w_b^2}{W} \sin 2\theta \right) U_{ind},$$

$$W = \left(\sqrt{U_{ind}^2 + w_b^2} + 2U_{ind} w_b \sin \theta + \sqrt{U_{ind}^2 + w_b^2 - 2U_{ind} w_b \sin \theta} \right) / 2,$$

$$w_b = 2v_m / \pi, \quad v_m = \pi H / (T \sinh(2\pi h / L)) \quad (16)$$

水平拡散項は式 (17) より求め, 水平拡散係数 ε は Battjes³⁰⁾と同様に波のエネルギー減衰, ここでは個々波のsurface rollerのエネルギー減衰を基に推定する。

$$L_x = \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon \frac{\partial U_{ind}}{\partial y} \right),$$

$$\varepsilon = Mh \left(\frac{D}{\rho} \right)^{1/3}, \quad (17)$$

$$D = \frac{\partial(E_w C_g)}{\partial y} + \frac{\partial W_r}{\partial y}$$

水平拡散係数を求める際に用いる無次元係数 M に関しては, Kuriyama and Ozaki⁸⁾が $M = 5 \sim 10$ とすると実測値と計算値とがよく一致することを示していることから, ここでは $M = 10$ とした。なお, 水平拡散係数が0から有限値に変化する領域での水平拡散項の急激な変化を避けるために, 式 (17) で求めた値を平滑化した。

Radiation stress項としては微小振幅波理論より求める次式を用いる。

$$R_x = \frac{1}{\rho h} \left(\frac{\partial S_{yx}}{\partial y} \right), \quad S_{yx} = \rho g \frac{C_g}{C} \frac{1}{8} H^2 \cos \theta \sin \theta \quad (18)$$

Surface roller項 M_x は, 波のトラフより上方の時間平均の岸沖流速分布として三角形分布を仮定したときのsurface rollerの運動量フラックス M_r を使って次式で評価する。

$$M_x = \frac{1}{\rho h} \left(\frac{\partial M_r}{\partial y} \right), \quad M_r = -\frac{1}{3} \rho C^2 \frac{A_r}{L} \cos \theta \sin \theta \quad (19)$$

境界条件については, 本研究のいずれの計算においても沖側境界と汀線において沿岸流速値を0とした。

(2) モデルのキャリブレーション

本モデルの流れの推定精度はsurface rollerの質量フラックスと運動量フラックスの推定精度, すなわち, 戻り流れモデルにおける式 (13) 中の C_A の精度に依存している。そこで, 式 (13) の C_A を, 今回の現地観測の波高が増大した1月30日23時から2月2日10時までの14ケースの戻り流れのデータを用いてキャリブレーションする。

本キャリブレーションでは, P290m地点とP230m地点については鉛直方向平均の流れを1台の流速計で得られた値でキャリブレーションすることになる。しかし, 図-4 (あるいは後掲の図-8) に示されているようにP260m地点の鉛直方向に2カ所で得られた戻り流れの流速値の差は小さいので, 1台の流速計で得られたデータで鉛直方向平均の流れをキャリブレーションできると考えた。

計算では, P600m地点を沖側境界とした。断面地形としては, P380m地点 (HORS先端) より岸側は1日1回レッドで測定された断面形状を利用し, それより沖側の地形として

は1月16日の測量結果を用いた。沖側の測量が行われた1月16日から今回の現地観測が行われた1月28日までの間にHORS先端より沖で若干の地形変化が生じていたと考えられるけれども、P380m地点より沖側の地形変化は小さい(栗山³²⁾)のでHORS先端の沖の地形として1月16日の測量結果を用いた。

沖側境界における入射波の波高は鹿島港の波浪データ(波高計位置は図-1に表示)より浅水係数を考慮して求め、入射波の波向きは、P260m地点の波の主方向よりsnellの法則によって逆算して求めた。

戻り流れ速度の実測値と計算値との誤差が全ケースを通じて最も小さかったのは $C_A=7$ としたときであった。一方、各ケースにおいて戻り流れ速度の実測値と計算値との誤差が最も小さかった C_A と、その時のイリバーレン数 ξ_b ($=\tan \beta / (H_{IB,b} / L_{IB,0})^{1/2}$)との関係を示したのが図-7である。なお $H_{IB,b}$ は碎波有義波高であり、 $L_{IB,0}$ は有義波周期に対応した沖波波長である。ここでは、碎波有義波高を砂州頂部周辺の最大波高と定義し、波浪変形計算結果より決定した。また、海底勾配 $\tan \beta$ としては、碎波有義波高を定義した地点の値を用いた。

係数 C_A とイリバーレン数 ξ_b との相関係数は0.61で、観測データはやや散らばっているものの、両者の間には正の相関があり、イリバーレン数が大きくなるほど、すなわち碎波形式がplunging型になるほど C_A が大きくなっている。係数 C_A が波浪条件によって変化することはDeigaard et al.³³⁾によっても示されており、彼らは、Engelundのモデルを基に波高水深比が大きくなるほど C_A が増大することを示した。沖波波高が緩やかになるほど、あるいは海底勾配が急になるほど碎波時の波高水深比が大きくなること(例えば合田³⁴⁾)、すなわち、碎波形式がよりplunging型になるほど碎波時の波高水深比が大きくなることを考えると、ここで得られた C_A と ξ_b との関係はDeigaard et al.³³⁾の示した関係と定性的に一致している。

係数 C_A とイリバーレン数 ξ_b との関係を最小二乗法で求めると両者の関係は以下の式で表される。

$$C_A = 17.0 \log \xi_b + 24.7 \quad (20)$$

続いて、 $C_A=7$ とおいた場合と、 C_A を式(20)で求めた場合の戻り流れ速度の計算値を求め、実測値と比較した。式(20)の適用にあたっては、今回の観測におけるイリバーレン数の範囲を考慮して $C_A < 4$ の場合には $C_A = 4$ 、 $C_A > 12$ の場合には $C_A = 12$ とした。実測値と計算値との比較においては、Stive and De Vriend¹⁰⁾が提案し、Reniers and Battjes¹¹⁾が実験データを基にキャリブレーションしたモデルによる計算値も加えた(図中、S & DVで示す)。Stive and De Vriendのモデルは次式で表されるエネルギー変換式を基にした方法であり、波のトラフレベルよりも上方の時間平均の岸沖方向流の鉛直分布としては図-6の左図のような矩形分布

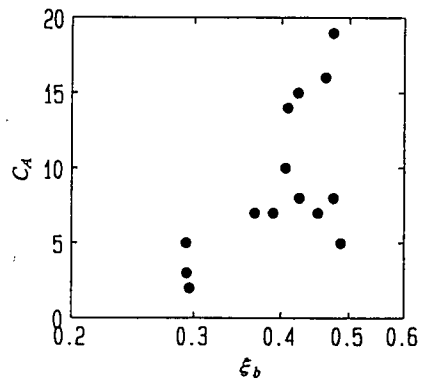


図-7 C_A と ξ_b との関係

表-1 沖側境界の波浪諸元、水深とイリバーレン数

ケース	H_{IB} (m)	T_{IB} (s)	θ	h (m)	ξ_b
2	2.11	9.63	16.5	6.58	0.293
3	2.27	10.73	15.0	6.70	0.296
4	2.91	11.81	19.0	6.98	0.367
5	2.50	11.56	7.0	6.50	0.463
7	2.37	12.16	6.0	6.65	0.475
9	1.94	10.85	6.0	6.83	0.409

を仮定している。

$$\frac{\partial (E_w C_r)}{\partial y} + \frac{\partial (2E_r C)}{\partial y} = \frac{C_p g A_r' \sin \alpha}{L} \quad (21)$$

$$E_r = \frac{1}{2} \rho C^2 \frac{A_r'}{L}, \quad \alpha = 0.1$$

ここで、 A_r' は波のトラフレベルよりも上方の岸沖方向時間平均流の鉛直分布として矩形分布を仮定したときのsurface rollerの面積であり、 α は実験データでキャリブレーションした結果得られた値である。

図-8はキャリブレーションを行った14ケース中の6ケースについてその結果を示したもので、それぞれのケースの沖側境界における波浪諸元、水深とイリバーレン数は表-1に示す通りである。なお、沖側端における S_{max} を計算したところ、全てのケースで100以上となったので、一方向波浪として計算した。

図からわかるように、実験室データでキャリブレーションしたStive and De Vriend¹⁰⁾のモデルは、現地における戻り流れの速度を過小評価している。特にこの傾向は、イリバーレン数の大きくなったケース5以降で強い。係数 C_A を定数7とした場合と C_A を式(20)で評価した場合とを比較すると、その差はそれほど大きくないものの、 C_A を式(20)で計算した方、すなわちイリバーレン数に応じて C_A を変化させた方がより実測値に近い値となっている。

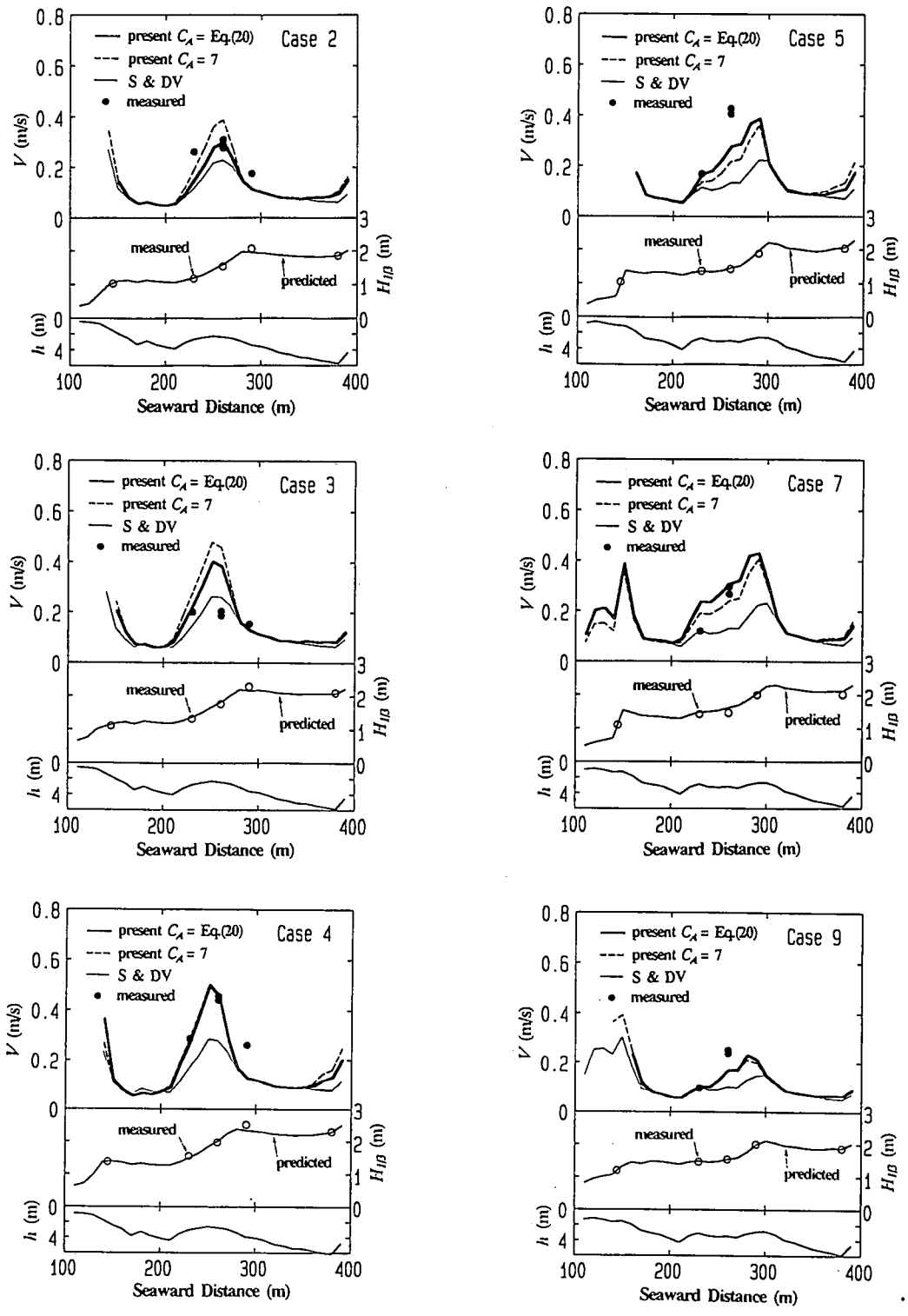


図-8 戻り流れ速度の計算値と実測値との比較。上段が戻り流れ速度、中段が波高、下段が水深を示している。

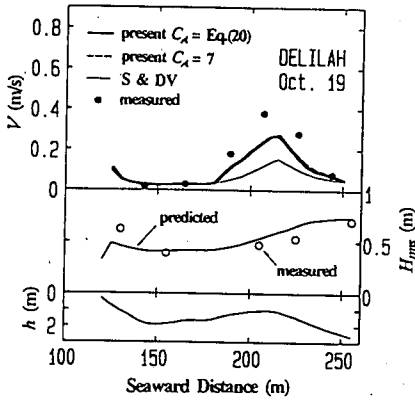


図-9 戻り流れ速度の計算値と実測値との比較 (DELILAH)

表-2 沖側境界の波浪諸元と水深

ケース	H_{ms} (m)	T_p (s)	θ	h (m)
Oct. 19	0.75	7	15.1	2.63

ケース	H_{m0} (m)	T_p (s)	h (m)
1b	1.40	5	4.1
1c	0.60	8	4.1

(3) モデルの検証

a) 戻り流れ

本戻り流れモデルを現地観測DELILAHの結果 (Smith et al.³⁵⁾) と大規模実験Delta Flume '93の結果 (Rakha et al.³⁶⁾) とを使って検証する。現地観測DELILAHは1990年にアメリカ東海岸において行われた碎波帯内の波、流れに関する現地観測で、この観測では、鉛直方向に5台の電磁流速計をとりつけたそりを観測地点に移動することにより戻り流れを測定している。大規模実験Delta Flume '93は、オランダの大規模波動水槽で行われた実験で、4地点における戻り流れが鉛直方向に4~5台の流速計で測定されている。本検証では、DELILAHにおける10月19日の観測結果と、Delta Flume '93におけるケース1b, 1cを検証の対象とする。それぞれの沖側境界の波浪諸元、水深は表-2に示す通りである。なお、 H_{ms} は自乗平均波高、 T_p はスペクトルがピークとなる周期であり、DELILAHのケースでは沖側端で S_{max} が100以上であったので一方向波浪として計算した。

図-9はDELILAHの戻り流れ速度の実測値と $C_A=7$ と似た場合、 C_A を式(20)で計算した場合、さらにStive and De Vriend¹⁰⁾のモデルを使った場合の計算値との比較を示したものであり、図-10はDelta Flume '93における実測値と計算値との比較を示したものである。

現地観測DELILAHのケースでは、HORSにおける今回の現地観測結果と同様、Stive and De Vriend¹⁰⁾のモデルは現地の

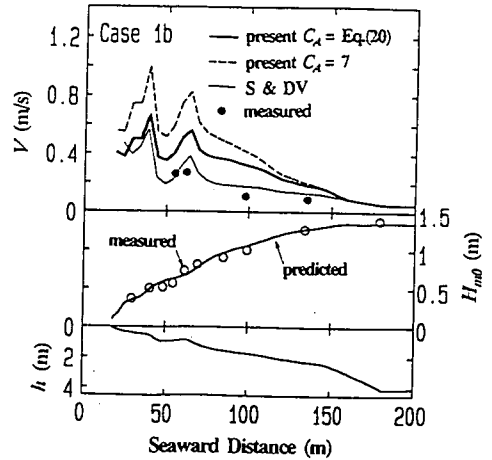
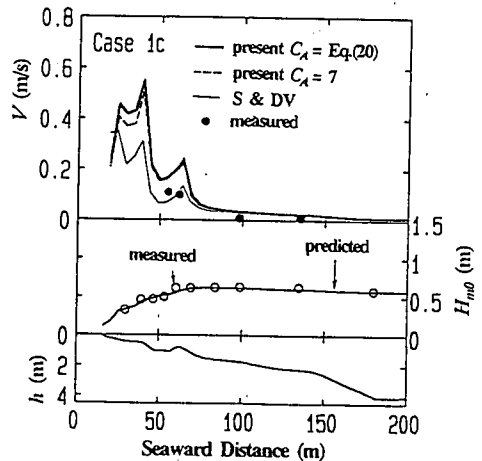


図-10 戻り流れ速度の計算値と実測値との比較 (Delta Flume '93)



戻り流れを過小評価している。それに対して、 $C_A=7$ と似た場合と、 C_A を式(20)で計算した場合の計算値は現地観測結果に近い値となっている。

大規模実験Delta Flume '93のケースでは、Stive and De Vriend¹⁰⁾のモデルの方が実験値とよい一致を示している。係数 $C_A=7$ とした場合の計算値は、実験値よりも大きく、ケース1bにおいてその差が大きい。係数 C_A を式(20)で求めた場合の計算値もやはり実験値よりも大きいものの、その差は $C_A=7$ とした場合よりも小さかった。

以上の検証結果から、 C_A をイリバーレン数の関数としたモデルの方が $C_A=7$ と似たモデルよりも戻り流れの推定精度が高く、現地スケール(水深1~3m)の戻り流れを推定するモデルとしては C_A を式(20)で求める本モデルの方が適当であると言える。実験室データでキャリブレーションしたStive and De Vriend¹⁰⁾のモデルは現地の戻り流れ速度を過小評価することが多く、現地に適用する場合にはやや

問題があると思われる。本論文では示さなかったが、実験室データによってキャリブレーションされたDally and Brown¹⁰⁾のモデルによる計算値はStive and De Vriend¹⁴⁾のモデルによる計算値とほぼ等しく、現地の戻り流れ速度よりも小さかった。

実験室データでキャリブレーションされたモデルが現地の戻り流れを過小評価すること、すなわち、現地では実験室に比べて C_A' が大きくなることは、清水ら³⁷⁾やDibajniaら³⁸⁾の結果からもうかがえる。彼らは現地における砕波帯内の戻り流れの速度を無次元係数 C_A' と基準波高 H を用いて以下の式で評価した。

$$V = C_A' \frac{H^2}{hT} \quad (22)$$

その結果、清水ら³⁷⁾は H_s として H_{rms} を用いて C_A' が4から7であること、Dibajniaら³⁸⁾は H_s として $H_{1/3}$ を用いて $C_A' = 22 \xi_b'$ ($\xi_b' = \tan \beta / (H_{1/3} / L_{1/3})^{1/2}$, $H_{1/3}$ は沖波有義波高)であることを示した。

彼らの方法では、波動成分による戻り流れ成分とsurface rollerによる成分とを分離していないので、本論文における C_A と C_A' とを直接比較することはできない。そこで、式(8)と(14)を考慮して式(22)を次式のように波動成分によるものとsurface rollerによるものとに分離する。

$$V = C_{A1}' \frac{H^2}{hT} + C_{A2}' \frac{H_{rms}^2}{2hT},$$

$$C_{A1}' = \frac{C \eta_{rms}^2 h T}{h^2 H^2}, \quad (23)$$

$$C_{A2}' = \frac{2H^2}{H_{rms}^2} (C_A' - C_{A1}')$$

その上で、上式より求まる C_{A2}' と本モデルにおける C_A とを比較する。ここで、 $C = (gh)^{1/2}$, $\eta_{rms}/H_{1/3} = 1/3.8$, $H_{1/3}/H_{rms} = 3.8/2\sqrt{2}$ とし、彼らの現地観測の代表的条件である $h = 5m$, $T = 9s$ (清水ら³⁷⁾), $h = 3m$, $T = 10s$, $\xi_b' = 0.2 \sim 0.3$ (Dibajniaら³⁸⁾)を代入すると、清水ら³⁷⁾の場合で $C_{A2}' = 5 \sim 10$, Dibajniaら³⁸⁾の場合で $C_{A2}' = 10 \sim 20$ となり、本論文で得られた C_A と同等かそれよりも大きな値となっている。一方、実験室においては $C_A/2$ としてSvendsen¹³⁾が0.9を、岡安ら²⁸⁾が2.0を得ている。すなわち、 C_A としてはそれぞれ1.8, 4.0となり、現地における C_A よりは小さい値である。

このように現地の C_A の方が実験室の C_A に比べて大きくなった原因、あるいは、実験室データでキャリブレーションされたモデルが現地の戻り流れを過小評価した原因としては、surface rollerの発達、減衰がスケールによって異なることが考えられる。Kuriyama and Ozaki²⁰⁾によると、波が再生するときの波高水深比は現地の方が実験室に比べて小さい。すなわち、現地のsurface rollerの方が砕波後、より長く存在しており、これは、現地の方がsurface roller

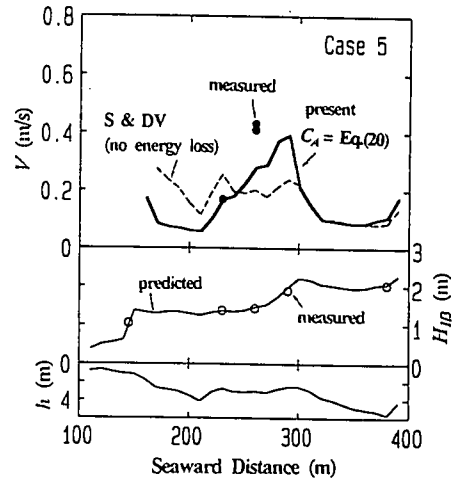


図-11 戻り流れ速度の計算値と実測値との比較

のエネルギー減衰率が小さいことを示していると言える。Surface rollerのエネルギー減衰率が小さければ、surface rollerは大きくなる。その結果、現地の方が実験室に比べて C_A が大きくなり、実験室データでキャリブレーションされたモデルが現地の戻り流れを過小評価したと考えられる。

図-11は、ケース5の実測値とStive and De Vriend¹⁴⁾のモデルにおいてsurface rollerのエネルギー減衰を0として計算した値、および本モデルで C_A を式(20)で表した場合の計算値とを比較したものである。Stive and De Vriend¹⁴⁾のモデルでは、surface rollerのエネルギー減衰を0としても計算値は実測値よりも小さく、波のトラフレベルよりも上方のsurface roller内の時間平均流速分布として一定値(波速)を仮定するモデルにはやや無理があると思われる。

b) 沿岸流

本沿岸流モデルによる計算値を今回の現地観測で得られた沿岸流データと比較し、図-12にその結果を示す。計算値は C_A を式(20)で求めた場合の本モデルのほか、Reniers and Battjes¹¹⁾のモデル及びsurface rollerを考慮しないモデルによっても求めた(図中、それぞれ、R & B, without rollerで示す)。

砂州頂部周辺では、それぞれモデルによる計算値の差が小さく、いずれも実測値と比較的良好一致を示している。しかしながら、今回の現地観測では、沿岸砂州の頂部周辺の2, 3地点でしか沿岸流速を測定していないため、現地の沿岸砂州地形上の沿岸流の大きな特徴であるトラフで流速が大きくなるという現象を本モデルが再現できたかどうかの確認を十分には行っていない。そこで、Kuriyama and Ozaki²⁰⁾が検証データとして用いたHORSにおける1989年3月24日, 28日, 4月4日のフロートによる観測結果とSmith et

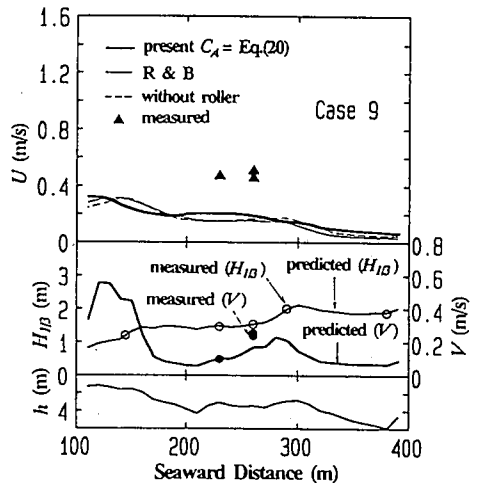
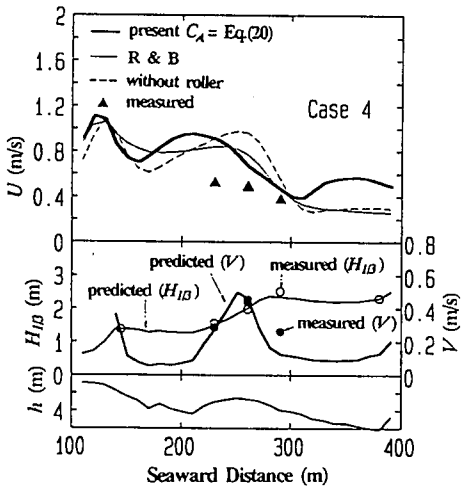
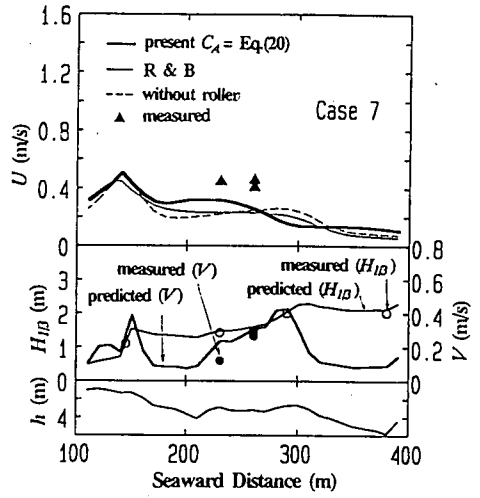
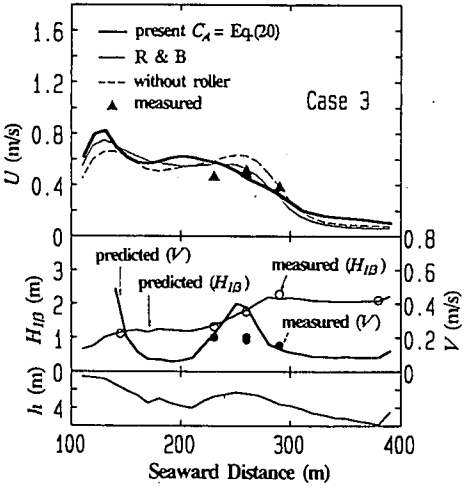
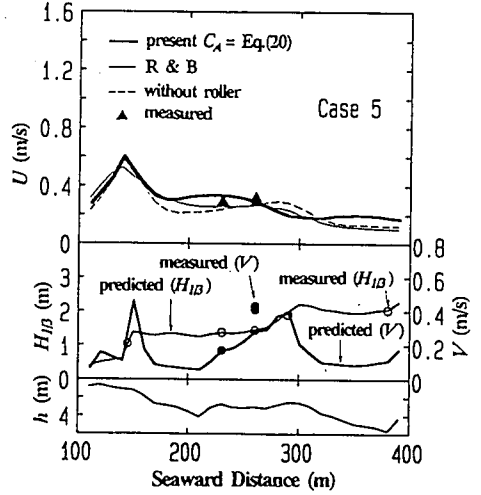
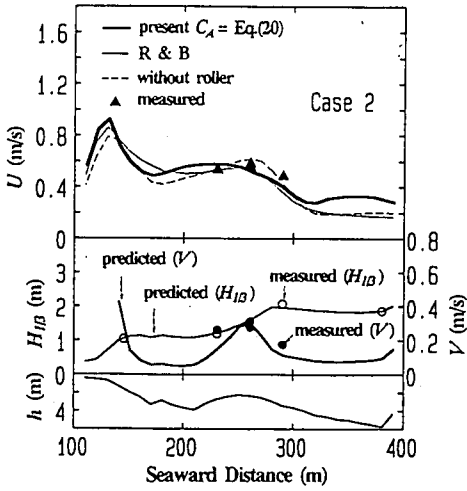


図-12 沿岸流速の計算値と実測値との比較

表-3 沖側境界の波浪諸元と水深

ケース	H_{IB} (m)	T_{IB} (s)	θ	S_{max}	h (m)
89-1	3.20	11.20	20	90	5.6
89-2	2.47	8.86	25	40	6.1
89-3	2.03	8.40	10	45	6.1

ケース	H_{ms} (m)	T_p (s)	θ	h (m)
Ocl. 14	1.03	9.7	24.8	4.85

al.⁷⁾が検証に用いたDELILAHの10月14日1時の観測結果を用いて本モデルの検証を行う。1989年のHORSでの観測における海浜流の沿岸方向の一様性は、平面二次元の海浜流計算によって確認されている。Surface rollerを考慮しないモデルによって平面二次元の海浜流を計算したところ、海浜流は沿岸方向にほぼ一様であり、沿岸方向に水位差があれば生じるとされるトラフにおける速い沿岸流速も生じなかった。DELILAHに関しては、沿岸方向の一様性に関する詳細な検討は行われていないけれども、地形が沿岸方向にほぼ一様であったことから沿岸流速の観測結果に与える沿岸方向の水位勾配の影響は小さいと考える。

計算における沖側境界条件は表-3の通りである。なお、DELILAHのケースでは沖側端で S_{max} が100以上であったので一方向波浪として計算した。

図-13は、HORSにおける1989年の実測データと計算値との比較を示したものである。各ケースともに、Reniers and Battjes¹⁰⁾のモデルやsurface rollerを考慮しないモデルによる計算値が砂州頂部付近にピークを持つ分布形状となっているのに対して、本モデルによる計算値はトラフにピークを持つ分布形となっており実測結果と良い一致を示している。Surface rollerを考慮しないモデルではradiation stressの勾配だけが沿岸流の駆動力であり、radiation stressの勾配が大きいき、すなわち砕波が生じているところ、沿岸砂州周辺では砂州頂部の沖側で沿岸流速が大きくなる。これに対してsurface rollerを考慮したモデルでは、radiation stressの勾配とsurface rollerによる運動量フラックスの勾配との和が沿岸流の駆動力となる。波動のエネルギーが砕波後にsurface rollerのエネルギーに変換されその後減衰することを考えると、surface rollerによる運動量フラックスの勾配が大きくなる地点はradiation stressの勾配が大きくなる地点よりも岸側になる。したがって、surface rollerによる運動量フラックスの勾配がradiation stressの勾配よりも相対的が大きくなると、沿岸流速の大きくなる地点が沿岸砂州頂部の沖側から岸側に移る。よって、surface rollerを考慮する本モデルによる計算値がトラフにピークを持つ分布形となり、現地の沿岸流速の岸沖分布型に一致したと考える。

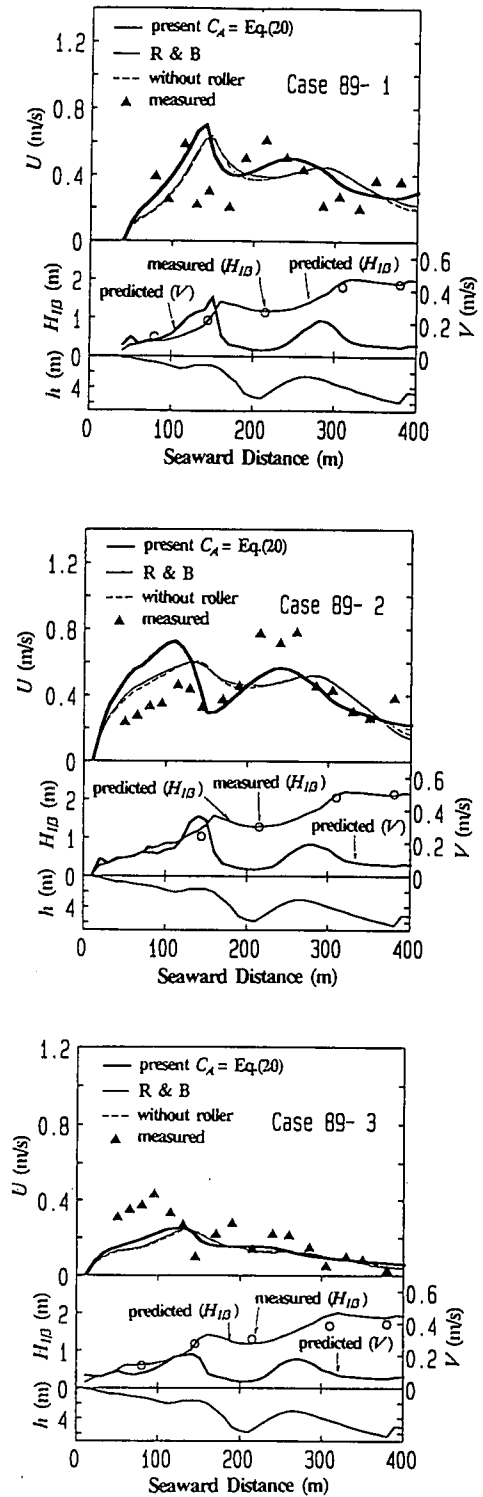


図-13 沿岸流速の計算値と実測値との比較 (HORS '89)

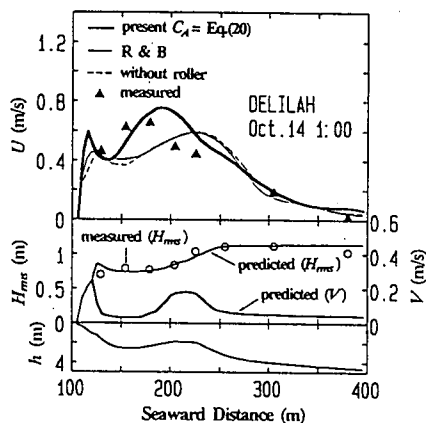


図-14 沿岸流速の計算値と実測値との比較 (DELILAH)

なお、ケース89-1および89-2における汀線近傍での計算値と実測値との不一致の原因としては測定誤差が考えられる。フロートによる沿岸流速の測定では、水深の浅いところでフロートが底面に接触することがあり、これによって測定値が実際の値よりも小さくなることもある。その結果として、水深の浅いところにおいて計算値が実測値よりも大きくなったと思われる。

図-14はDELILAHのデータと計算値との比較を示したものである。本モデルはトラフで砂州頂部よりも流速の速くなる現地の沿岸流速の特徴を良く再現していると言える。

以上の検証結果から、 C_d をイリバーレン数の関数とする本モデルは現地の沿岸砂州周辺の沿岸流推定モデルとしても適当であることが明らかとなった。

現地で生じている砂州頂部よりもトラフで流速の速くなる沿岸流速分布の主たる発生要因に関しては、Reniers and Battjes¹⁰⁾が、実験データでキャリブレーションしたモデルにおいてsurface rollerを考慮する場合と考慮しない場合で沿岸流速のピーク位置が砂州頂部からほとんど変化しないことから現地の沿岸流速分布の主たる発生要因はsurface rollerでなく沿岸方向の水位勾配であると結論づけている。しかし、本モデルを用いるとトラフでピークを持つ現地の沿岸流速分布を良く再現できることから、surface rollerは現地の沿岸流速分布の主たる発生要因の一つである可能性が高い。

4. おわりに

本研究において、準断面二次元の戻り流れ・沿岸流推定モデルを提案し、沿岸砂州周辺の流れの現地観測結果を基にキャリブレーションを行った。その結果、surface rollerの面積と波高の二乗との比 C_d がイリバーレン数と正の相関のあることが見いだされた。

上記の関係を組み込んだ本モデルを現地スケールの戻り流れの推定に適用したところ、実験値でキャリブレーションされたモデルが戻り流れ速度を過小評価しがちなのに対して、本モデルは現地の戻り流れ速度をほぼ再現することができた。さらに、沿岸流を本モデルで計算したところ、実験値でキャリブレーションされたモデルやsurface rollerの影響を含まない従来モデルによる計算結果が砂州頂部でピークを持つ沿岸流速分布となるのに対して、本モデルによる計算結果はトラフでピークを持つ沿岸流速分布となり、本モデルは現地の沿岸流速分布の特徴を再現することができた。

今後、より汎用性のある精度の高いモデルを構築するためには、 C_d に対するスケールの影響などを様々な波浪条件の観測結果を用いて詳細に検討する必要があると思われる。

謝辞：最後に、現地観測を手伝っていただいた当所 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、鹿島港の沖波データを提供して下さった運輸省第二港湾建設局鹿島港湾工事事務所、当所海象調査研究室に謝意を表します。

参考文献

- 1) McLellan, T.N. and Kraus, N.C. : Design guidance for nearshore berm construction, *Coastal Sediments '91*, ASCE, pp. 2000-2011, 1991.
- 2) Murray, R. J., Robinson, D. A. and Soward, C. L. : South Gold Coast Beach nourishment project: Implementation, results, effectiveness, *Terra et Aqua*, Number 56, pp. 12-23, 1994.
- 3) 日向野純也, 安永義陽: 解放性砂浜域における海底地形変化と二枚貝の分布形状について, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 767-771, 1988.
- 4) Fleischack, P. C. and de Freitas, A. J. : Physical parameters influencing the zonation of surf zone benthos, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 28, pp. 517-530, 1989.
- 5) De Vriend, H. J. and Stive, M. J. F. : Quasi-3D modelling of nearshore currents, *Coastal Eng.*, 11, pp. 565-601, 1987.
- 6) Church, J. C. and Thornton, E. B. : Effects of breaking wave induced turbulence within a longshore current model, *Coastal Eng.*, 20, pp. 1-28, 1993.
- 7) Smith, J. M., Larson, M. and Kraus, N. C. : Longshore current on a barred beach: Field measurements and calculation, *J. Geophys. Res.*, Vol. 98, No. C12, pp. 22717-22731, 1993.
- 8) Kuriyama, Y. and Ozaki, Y. : Longshore current distribution on a bar-trough beach -Field measurements at HORF and numerical model-, *Rep. Port and Harbour Res. Inst.*, Vol. 32, No. 3, pp. 3-37, 1993.
- 9) 灘岡和夫, 八木 宏, 悦道博之: 鉤直構造分布構を考慮した海浜流のモデル化に関する研究, 海岸工学論文集, 第39巻,

- pp. 211-215, 1992.
- 10) 岡安章夫, 瀬尾貴之, 柴山知也: 碎波による運動量を考慮した海浜流の準3次元数値モデル, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 251-255, 1993.
 - 11) Reniers, A. J. H. M. and Battjes, J. A. : A laboratory study of longshore currents over barred and non-barred beaches, *Coastal Eng.*, 30, pp. 1-22, 1997.
 - 12) Osiecki, D. A. and Dally, W. R. : The influence of rollers on longshore currents, *Proc. 25th Coastal Eng. Conf.*, ASCE, pp. 3419-3430, 1996.
 - 13) Svendsen, I. A. : Mass flux and undertow in a surf zone, *Coastal Eng.*, 8, pp. 347-365, 1984.
 - 14) Stive, M. J. F. and De Vriend, H. J. : Shear stresses and mean flow in shoaling and breaking waves, *Proc. 24th Coastal Eng. Conf.*, ASCE, pp. 594-607, 1994.
 - 15) 岡安章夫, 磯部雅彦, 渡辺 晃: 碎波帯におけるエネルギー収支と戻り流れのモデリング, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 31-35, 1989.
 - 16) Dally, W. R. and Brown, C. A. : A modeling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore currents, *J. Geophys. Res.*, Vol. 100, No. C12, pp. 24873-24883, 1995.
 - 17) Wright, L. D. and Short, A. D. : Morphodynamics of beaches and surf zones in Australia, *CRC Handbook of Coastal Processes and Erosion*, edited by Komar, D., CRC Press Inc., pp. 35-64, 1983.
 - 18) Short, A. D. : Rip-current type, spacing and persistence, Narrabeen Beach, Australia, *Marine Geology*, 65, pp. 47-71, 1985.
 - 19) Smith, J. A. and Largier, J. L. : Observations of nearshore circulation: Rip currents, *J. Geophys. Res.*, Vol. 100, No. C6, pp. 10967-10975, 1995.
 - 20) Kuriyama, Y. and Ozaki, Y. : Wave height and fraction of breaking waves on a bar-trough beach -Field measurements at HORS and modeling-, *Rep. Port and Harbour Res. Inst.*, Vol. 35, No. 1, pp. 1-38, 1996.
 - 21) 首藤伸夫: 非線形長波の変形-水路幅, 水深の変化する場合-, 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 57-63, 1974.
 - 22) 木村 晃, 瀬山 明: 斜面上の不規則波の碎波限界について, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 174-178, 1986.
 - 23) Thornton, E. B. and Guza, R. T. : Transformation of wave height distribution, *J. Geophys. Res.*, Vol. 88, No. C10, pp. 5925-5938, 1983.
 - 24) 木村 晃, 後藤克史, 瀬山 明: 浅海域における不規則波の高変化について, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 168-172, 1988.
 - 25) 合田良実, 渡辺則行: 沿岸流速公式への不規則波モデルの導入について, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 210-214, 1990.
 - 26) 合田良実, 鈴木康正: 光型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算, 港湾技研資料, No. 230, 45p., 1975.
 - 27) Goda, Y. : A unified nonlinearity parameter of water waves, *Rep. Port and Harbour Res. Inst.*, Vol. 22, No. 3, pp. 3-30, 1983.
 - 28) 岡安章夫, 柴山知也, 堀川清司: 碎波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 31-35, 1987.
 - 29) 西村仁嗣: 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, 1982.
 - 30) 栗山啓昭, 加藤一正, 尾崎 靖: 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, 1992.
 - 31) Battjes, J. A. : Modeling of turbulence in the surf zone, *Symp. on Modeling Techniques*, pp. 1050-1061, 1975.
 - 32) 栗山啓昭: 沿岸砂州の短期変動特性, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 576-580, 1996.
 - 33) Deigaard, R., Justesen, P. and Fresoe, J. : Modelling of undertow by a one-equation turbulence model, *Coastal Eng.*, 15, pp. 431-458, 1991.
 - 34) 合田良実: 碎波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第180号, pp. 39-49, 1970.
 - 35) Smith, J. M., Svendsen, I. A. and Putrevu, U. : Vertical structure of the nearshore current at DELILAH: Measured and modeled, *Proc. 23rd Coastal Eng. Conf.*, ASCE, pp. 2825-2838, 1992.
 - 36) Rakha, K. A., Deigaard, R., Madsen, P. A., Brøker, I. and Rønberg, J. K. : Simulation of coastal profile development using a Boussinesq wave model, *Proc. 25th Coastal Eng. Conf.*, ASCE, pp. 3048-3061, 1996.
 - 37) 清水琢三, 水流正人, 渡辺 晃: 3次元海浜変形モデルによる長期的な地形変化予測, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 416-420, 1992.
 - 38) Mohammad Dibajnia, 清水琢三, 渡辺 晃: 現地海浜における縦断地形変化の再現, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 406-410, 1993.

(1998. 6. 3 受付)

MODEL FOR UNDERTOW AND LONGSHORE CURRENT ON A BARRED BEACH

Yoshiaki KURIYAMA and Toshiyuki NAKATSUKASA

A model for undertow and longshore current was developed and calibrated with field data obtained over a longshore bar. The model well predicted undertow velocities in the field and in a large-scale experiment, while a model calibrated with small-scale experiment data underestimated the velocities. Although cross-shore distributions of the longshore current over longshore bars predicted with the model calibrated with experimental data had peaks seaward of the bar crests and did not fit with the distributions measured in the field, the distributions predicted with the present model had peak velocities shoreward of the bar crests and fitted with those in the field.