

波一流れ相互作用が海浜流系の力学構造に及ぼす影響について

甲斐田 秀樹¹・内山 雄介²

¹学生会員 神戸大学大学院 工学研究科市民工学専攻 (〒657-8501 兵庫県神戸市灘区六甲台町1-1)

E-mail: kaida@stu.kobe-u.ac.jp

²正会員 神戸大学准教授 大学院工学研究科市民工学専攻 (同上)

E-mail: uchiyama@harbor.kobe-u.ac.jp

Vortex-force型Euler位相平均平面二次元浅水流モデルとray theoryに基づくWKB近似を用いた屈折方程式系(ray方程式)のカップリングモデルを用いて,流れから波へのフィードバック機構(CEW)が離岸流場と沿岸流場および両者間の遷移過程に対して及ぼす力学的影響について検討した.運動量収支解析の結果,遷移過程において砕波帯で生じる流れは,離岸流が卓越する場合はCEWによる波浪変形機構によってその発達が抑制されること,沿岸流が卓越する場合はCEWの効果著しく低減し,CEWの有無による流れ場・運動量の空間的差異が低減する傾向にあることを明らかにした.しかしながら,非定常沿岸流場では,沿岸砂州周辺に発達する周期的なshear waveに伴う乱流運動エネルギー等がCEWによって有意に変化することを定量的に示した.

Key Words : nearshore current system, rip currents, alongshore currents and wave-current interaction

1. はじめに

(1) 海浜流系の力学構造に関する研究背景

海岸付近の流れのうち,砕波帯内及びその付近において波浪によって発生する流れを海浜流と呼ぶ.海浜流は岸に沿って流れる沿岸流や,岸から沖へ向かって流れる離岸流等からなり,これらを総称して一般に海浜流系と呼ぶ.海浜流に関する研究は,長らく入射波や海底地形との関連等について定性的に議論されるに留まっていたが,鉛直積分されたLagrange型位相平均浅水流方程式に対してradiation stress^{1,2,3}の概念が導入されたことで,定量的な議論が可能となった. Bowen et al.⁴は海浜流の駆動力としてradiation stressを用い,砕波帯内の平均水位の昇降(wave set-upとwave set-down)メカニズムを示した.海岸に入射した波が砕波する状況下において,波や地形の非一様性,エッジ波などの長周期波,流体力学的な不安定等によって波高分布およびset-up量が沿岸方向に非一様となることがある.これに伴って生じる沿岸方向の圧力勾配によって流れの収束・発散が生じ,離岸流として沖へと流れ出す.離岸流によって沖へと輸送された海水は方向を転じて汀線に向かう流れとなって再び岸へ戻り,結果として平面的な海浜流セル構造が形成される⁵.また,離岸流は波が汀線に対して直角に近い角度で入射し

た際に起こりやすく,その流速は2 m/s以上に達することがある⁶.離岸流の発生位置は時空間的に不規則であり,流れの強弱も時間とともに変化し,数時間で消滅するものもあれば,長時間存在し続けるものもある.

離岸流や沿岸流等からなる海浜流系は,沿岸域における海浜変形,物質輸送,生態系を含めた環境問題に対して多大な影響を与えている.特に離岸流は,沖向きの強い流れを伴うため,海浜利用者の安全にも強く関与している.また,近年の現地観測により,砕波帯-陸棚間の海水交換に対して,密度成層や潮汐等の影響に加えて,波浪により駆動されるundertowや離岸流等の海浜流が重要であることが改めて認識されつつある^{7,8}.したがって今日に至るまで,離岸流の発生・発達過程の定量的な予測は工学的に極めて重要な課題である.これに対して,離岸流に関する研究は主に現地観測・室内実験・数値解析によって行われてきた.しかしながら,離岸流の発生位置,タイミング,継続時間等には必ずしも明確な規則性がないため,離岸流の定量的な発生・発達過程を予測・評価するためには,詳細な実験・観測に加えて,モデルによる精緻な解析を行うことが特に重要となる.

海浜流系のセル構造はBowen⁹により初めて定量的に示されたが,流れから波へのフィードバック機構(Currents Effects on Waves, 以後CEWと略称する)によ

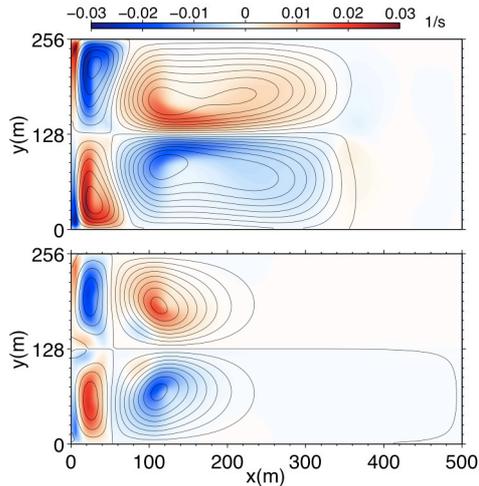


図-1 本研究で得られた離岸流の発達パターン（十分に離岸流が発達して準定常状態に達した後の時間平均値）．上図：CEWを考慮しないケース，下図：CEWを考慮したケース，カラー：Euler流速による相対渦度，コンター：Lagrange流速による流線． $x = 0\text{m}$ が汀線に相当し，リップチャンネルは $y = 128\text{m}$ に位置している．

る海浜流系の改変機構は無視されていた．これに対して Haas *et al.*⁹⁾は、室内実験と数値解析の比較を通じ、定性的ではあるものの、CEWの影響について初めて論議した．彼らはCEWを考慮しない場合には離岸流が沖へと過剰に発達して十分な精度で現象を再現できない一方で、CEWを考慮すると離岸流の沖への発達が適切に抑制されることを定性的に示した．図-1は本研究において得られた離岸流の発達パターンを示しており、CEWを考慮することにより離岸流の沖への発達が抑制されることが明示されている．Yu and Slinn¹⁰⁾（以後YS03と略記）はその原因が波のエネルギー平衡方程式中のradiation stressの仕事率の変化にあると結論づけたが、様々なCEWの効果の中のどの要素が最も影響力を有しているのかは明らかにされなかった．

WKB近似された波動理論の下、Primitive方程式に対してvortex force（以後VFと略記）を用いたマルチスケール漸近展開理論に基づいてEuler型位相平均操作を行うことにより、波動場-位相平均流動場間におけるBenoulli HeadやVF等の保存的な運動量交換に加えて、砕波や底面摩擦等による非保存的な運動量輸送を独立的かつEuler的に取り扱うことが可能な枠組みが提案され、一般的に用いられつつある^{11),12),13)}．Uchiyama *et al.*¹³⁾は、波-流れ相互作用とは流れ場における波浪の効果（Wave Effects on Currents, 以降WECと略称する）およびCEWの双方向的な2つの機構によって構成されていると定義した．WECとは、Bernoulli head, VF, Stokes-Coriolis力などの保存的な波の効果と、砕波、底面摩擦などに伴う非保存的な波動場から流れ場への運動量輸送を表し、CEW

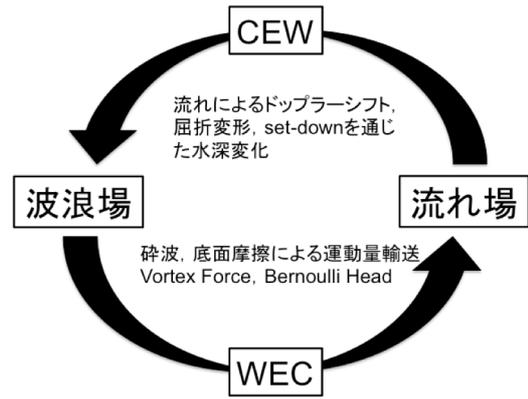


図-2 波-流れ相互作用の概念図．

とは、流れによる波のDopplerシフトおよび屈折効果、wave set-downに代表される平均水深変化などから構成される（図-2）．本研究ではWECとCEWの双方を考慮した場合を「CEWあり」、CEWの効果を見捨てWECのみを考慮した場合を「CEWなし」と定義する．旧来のradiation stress型の定式化ではこれらの様々なWECを単一のradiation stress項に集約して取り扱うため、3次元場や成層回転流体への拡張を行う際に、radiation stress項を3次元的にどう表現するかという問題が生じ、一般化することは極めて困難である¹⁴⁾．また、平面2次元の枠組みであっても、radiation stress項にVFの効果を取り込むためには波動場においてVFを考慮する必要があり、そのためにはより高次の項まで含めて波浪場を表現しなければならない¹⁵⁾．VF型の定式化では様々なWEC・CEWを独立かつ簡易に考慮できるため、砕波帯などにおける複雑な物理現象の反映や、位相平均流（海浜流）の力学構造の解析に対して高い優位性を持つだけではなく、radiation stress型のモデルと比較して砕波帯内の流れ（特に3次元の流れ）を高精度に再現できることが示されている^{13),15)}．

VF型モデルは砕波帯の諸問題に対して著者らによって適用され、いくつかの重要な成果を挙げている．例えばWeir *et al.*¹⁶⁾は、VF理論を用いて離岸流場の解析を行い、様々なCEWの効果のうち、流れによるDopplerシフトを通じた波動場の波数変化が離岸流の沖への発達抑制に対して最も効果的であることを示した．内山・甲斐田¹⁷⁾は、離岸流場において詳細な運動量収支解析を行い、CEWの効果である流れによる波の屈折によって運動量収支が大きく変化し、その結果、離岸流の沖への発達が適切に抑制されるメカニズムを明解に示した．

沿岸方向に一様なバー型海浜における沿岸流のシア不安定（shear waveと呼ばれる）に対する波-流れ相互作用の効果に関する研究には、radiation stressに基づくÖzkan-Haller and Li¹⁸⁾の解析や、VF型モデルを用いた

Uchiyama *et al.*¹³⁾の解析がある。これらはいずれも汀線に対して直角な方向から時計回りに 10° の角度で波を入射させた沿岸流場について検討したものである。入射角を汀線に直角な向きに徐々に変化させていくことにより、沿岸流場は離岸流場へと徐々に変化するものと考えられ、Weir *et al.*¹⁶⁾によればその境界は $3\sim 4^\circ$ 程度とされている。しかしながら、離岸流場から沿岸流場への遷移過程における波-流れ相互作用の効果についての検討および沿岸方向に水深変化(すなわちリップチャンネル)を有する海浜における沿岸流場についての統一的な解析は未だなされていない。

(2) 本研究の目的

本研究では、沿岸方向に正弦波状の地形の起伏を与えてモデル化したバー型海浜を対象に、固定床条件においてCEWによる波浪変形効果を厳密に考慮しつつ、沖波入射角 θ のみを 0° (汀線に対して直角に入射。以後、直入射と呼ぶ)から 10° まで変化させた定常な沖波を入射させることにより、安定した離岸流場、離岸流から沿岸流場への遷移過程、沿岸流場を形成させ、その力学構造を比較検討する。具体的には、まず、沖波入射角を変化させることで生じる各流れ場において、波から流れへの運動量輸送(WEC)を独立に取り扱うことが可能なVF型モデルの長所を活かし、海浜流場における波-流れ相互作用に関する先行研究^{9), 10), 16)}では行われていなかった詳細な運動量収支解析を行う。次に、波-流れ相互作用の中でも特にCEWによる海浜流系へ力学的な影響について明らかにするために、CEWの構成要素に対する感度実験を行い、準定常離岸流場および沿岸流場での定常流および乱流成分、さらには離岸流場から沿岸流場への遷移過程におけるCEWの効果について統一的に検討する。

2. 解析モデル

本研究では、領域海洋循環モデルROMS¹⁹⁾をベースとして開発された、Uchiyama *et al.*¹³⁾による平面2次元数値モデルを解析モデルとして用いる。海浜流場にはVF型WECを導入したEuler型位相平均平面二次元浅水流モデルを、平面波浪場にはDopplerシフト等に代表されるCEWを表現可能なアクション保存式をベースとしたray theoryに基づくWKB近似を用いた屈折方程式系(例えば、Mei²⁰⁾。以後ray方程式と略称する)を用い、両者を双方向的にタイトにカップリングすることにより、波-流れ共存場を表現する。

(1) 海浜流モデル

海浜流場の解析モデルを構成する位相平均された連続式、運動方程式はそれぞれ以下の通りである。

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \nabla \cdot H\mathbf{u} = -\frac{\partial \hat{\xi}}{\partial t} - \nabla \cdot \mathbf{U}^{st} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + g\nabla \xi = \mathbf{J} + \mathbf{B} - \mathbf{D} \quad (2)$$

ここに、 ξ : 水位、 $\hat{\xi}$: 波動流速変動に伴うBernoulli headによるset down量、 $\mathbf{u} = (u, v)$: 水深平均された水平Euler流速、 g : 重力加速度、 $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ 、 \mathbf{U}^{st} : 水深積分されたストークスドリフト速度(ストークス輸送)である。位相平均水位 ξ^c および全水深 H は静水時水深を h として以下のように表される。

$$\xi^c = \xi + \hat{\xi}; H = h + \xi^c \quad (3)$$

式(2)中の \mathbf{B} : 碎波による波から流れへの運動量輸送項、 \mathbf{J} : VF項、 \mathbf{D} : 底面摩擦項であり、それぞれ

$$\mathbf{B} = \frac{\varepsilon_b \mathbf{k}}{H\sigma} \quad (4)$$

$$\mathbf{J} = -\hat{\mathbf{z}} \times \frac{1}{H} \mathbf{U}^{st} \chi \quad (5)$$

$$\mathbf{D} = \mu \frac{\mathbf{u}}{H} \quad (6)$$

と定義される。ここで、 $\hat{\mathbf{z}}$: 鉛直上向きの単位ベクトル、 χ : \mathbf{u} による鉛直相対渦度(1/s)、 ε_b : 碎波によるkinematicな波のエネルギー消散率(m^3/s^3)、 \mathbf{k} : 波数ベクトル、 σ : 波の周波数、 ρ : 流体の密度、 μ : 線形摩擦係数(m/s)である。 \mathbf{U}^{st} と $\hat{\xi}$ は、波形勾配 ak ($k=|\mathbf{k}|$)に関する弱非線形近似のもとに以下のように表される。

$$\mathbf{U}^{st} = \frac{a^2 \sigma \mathbf{k}}{2k \tanh kh} = A\mathbf{k}; \hat{\xi} = -\frac{a^2 k}{2 \sinh 2kH} \quad (7)$$

A : 波のアクション(波作用量)は次式で表される。

$$A = \frac{E}{\sigma} = \frac{1}{2\sigma} \rho g a^2 = \frac{1}{8\sigma} \rho g H_{rms}^2 \quad (8)$$

ここで、 E : 波のエネルギー、 a : 波の振幅、 H_{rms} : RMS波高(= $2a$)である。なお、本モデルは水深平均された平面2次元場で定式化されているが、3次元場に拡張することも可能である(例えば、内山・McWilliams²¹⁾)。

(2) 波浪変形モデル

平面波浪場の方程式は、WKB近似に基づくray方程式に従うものとする。すなわち、

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot (A\mathbf{c}_g) = -\frac{\rho \varepsilon_b}{\sigma} \quad (9)$$

$$\frac{\partial \mathbf{k}}{\partial t} + \mathbf{c}_g \cdot \nabla \mathbf{k} = -(\tilde{\mathbf{k}} \cdot \nabla) \tilde{\mathbf{u}} - \frac{k\sigma}{\sinh 2kH} \nabla H \quad (10)$$

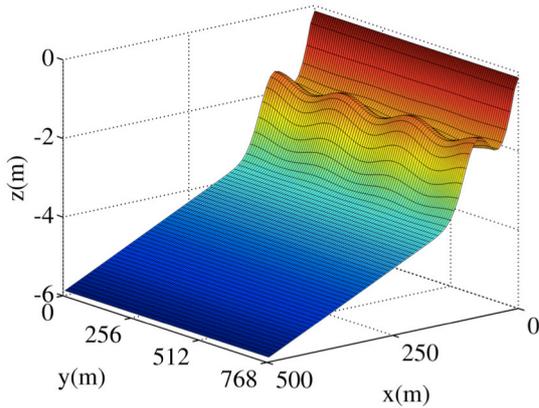


図-3 本研究で用いたモデル地形。YS03¹⁰⁾による米国Duck海岸地形を模している。

$$\sigma^2 = gk \tanh kH ; \omega = \mathbf{u} \cdot \mathbf{k} + \sigma \quad (11)$$

上から、アクション保存式、波数保存式、分散関係式を表す。式(10)では \sim (ティルダ) を付した変数同士の演算を先に行うものとする。 ω は流れによるDopplerシフトを受けた波の周波数であり、これに対応する群速度ベクトル \mathbf{c}_g は、Euler流速 \mathbf{u} を用いて

$$\mathbf{c}_g = \mathbf{u} + \frac{\sigma}{2k^2} \left(1 + \frac{2kH}{\sinh 2kH} \right) \mathbf{k} \quad (12)$$

となる。また、 ε_b は位相平均流運動方程式(2)中の砕波項 \mathbf{B} にも現れる砕波によるkinematicなエネルギー消散率であり、Rayleigh波高分布を仮定した狭帯スペクトル波に対するChurch & Thornton²²⁾による次式を用いる。

$$\varepsilon_b = g \frac{3\sqrt{\pi}}{16} \frac{B_b f_p}{H} H_{rms}^3 \left[1 + \tanh \left\{ 8 \left(\frac{H_{rms}}{\gamma_b H} - 1 \right) \right\} \right] \cdot \left[1 - \left\{ 1 + \left(\frac{H_{rms}}{\gamma_b H} \right)^2 \right\}^{\frac{5}{2}} \right] \quad (13)$$

f_p : ピーク周波数 (= $\sigma / 2\pi$) である。式(13)中の B_b および γ_b は地形や沖波条件に依存するモデルパラメータであり、本研究ではそれぞれYS03¹⁰⁾を参考に、 $B_b = 1.3$ 、 $\gamma_b = 0.38$ とした。式(13)は、現地観測値を用いて構築された半経験的モデルであり、ray方程式による波浪変形計算では比較的広く用いられている。また、 ε_b は波浪モデル中では砕波によるエネルギー消散率と捉えられるが、海浜流モデルでは砕波により波浪場の運動量が流れ場へ輸送される効果として認識される。今後、本研究中では ε_b を砕波輸送量と呼ぶこととする。

(3) 海浜地形

本研究では、離岸流の発生位置を固定するために、米国North Carolina州Duck海岸を模した、汀線からの距離 $x_c = 80$ mに頂部を有するバー型海浜に正弦波状の沿岸方向

地形擾乱を付与したモデル地形¹⁰⁾を用いた(図-3)。岸沖方向を x 軸、沿岸方向を y 軸と定義すると、モデル地形 $h(x, y)$ は次式で表される。

$$h_0(x) = \left(a_1 - \frac{a_1}{\gamma_1} \right) \tanh \left(\frac{b_1 x}{a_1} \right) + \frac{b_1 x}{\gamma_1} - a_2 \exp \left[-5 \left(\frac{x - x_c}{x_c} \right)^2 \right] \quad (14)$$

$$h(x, y) = h_0(x) + \varepsilon h_0(x) \cos \left(\frac{2\pi\lambda}{\lambda} \right) \exp \left[-5 \left(\frac{x - x_c}{x_c} \right)^2 \right] \quad (15)$$

ここに、 $a_1 = 2.97$ m, $a_2 = 1.5$ m, $b_1 = \tan \beta_1$, $\gamma_1 = \tan \beta_1 / \tan \beta_2$, $\beta_1 = 0.0075$, $\beta_2 = 0.0064$, ε : リップチャンネル深さを表す無次元パラメータ, λ : 地形擾乱の沿岸方向波長(リップチャンネル間隔)である。式(14)は沿岸方向に一樣な地形 $h_0(x)$ を示しており、これに式(15)で表される正弦波状の地形擾乱を付与することによって図-3のようなリップチャンネル地形を表現する。なお、本研究では、このモデル地形を「YS03地形」と呼ぶこととする。

3. 数値実験の概要

(1) 計算条件

離岸流場から遷移過程を経て沿岸流場へと至る海浜流系を統一的に解析するため、図-3に示した地形に対して、他の諸量や境界条件等は変えずに、沖波入射角 θ を 0° から 10° まで変化させ、角度毎に静水条件からスタートする数値実験を行う。ただし、波向角 θ は x 軸から時計回りの方向に正と定義する。モデル地形は、 x 方向500 m, y 方向768 mの長方形領域に対して水平解像度4 mの直交正方格子で表現する。沖側境界において入射波高 $H_{ms} = 1$ m, 周期 $T = 10$ s, 入射角 $\theta = 0 \sim 10^\circ$ の入射波をclamp条件として与える。計算は静水状態から開始し、漂砂や地形変化は無視した固定床計算を行い、波によって離岸流を発生させ、実時間で10時間の積分を行う。線形摩擦係数は $\mu = 0.002$ m/s, リップチャンネル無次元深さは $\varepsilon = 0.1$, その沿岸方向波長は $\lambda = 256$ mに固定する。沿岸方向には周期境界条件、沖境界では流速の法線成分にはアンチストークス条件 ($u = -U^s/H$)、接線成分と水位にはFlather型放射条件、岸境界では不透過条件を課す。数値計算では、まず、静水状態での定常波浪場を求め、それを用いて非定常海浜流計算を行う。海浜流計算の最初の10分間は助走期間とし、 $0 \rightarrow 1$ に変化する \tanh 関数を用いて滑らかに波浪の影響を与える。CEWなしのケースでは定常波浪場を一定外力として与え、CEWありのケースでは各計算ステップで波浪変形計算と海浜流計算を逐次行うことにより、波-流れ相互作用を双方向的に考慮する。

また、本研究では、ある任意の変数 f に対して、リップチャンネル一波長 λ に対する沿岸方向空間平均値を

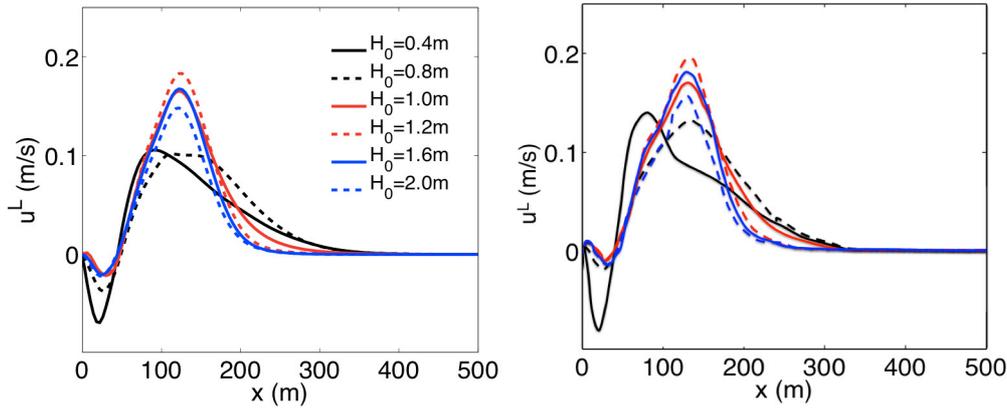


図-4 リップチャンネル上 ($y=128\text{m}$) における Lagrange 流速の岸沖成分 u^L の時間平均値の岸沖分布. 左図: 本計算結果, 右図: YS03 による計算結果. $\varepsilon=0.1$, $\lambda=256\text{m}$, $\theta=0^\circ$. μ は波高に応じて $0.0013\sim 0.0064\text{m/s}$ の範囲に設定した (YS03¹⁰ 参照).

$\langle f \rangle$, 流れ場がほぼ定常状態に達している時間帯 $T=240\sim 300$ 分の 60 分間の時間平均値を \bar{f} と定義する. つまり,

$$\langle f \rangle = \frac{1}{\lambda} \int_{\lambda} f dy \quad (16)$$

$$\bar{f} = \frac{1}{T} \int_T f dT \quad (17)$$

また, 運動方程式(2)中の移流項は, 時間平均成分による (平均) 移流項 \mathbf{A} と, 変動成分の相関によるレイノルズ応力項 \mathbf{R} に分け, さらに圧力勾配項を \mathbf{P} , 非定常項を \mathbf{T} と略記することにより, 位相平均運動方程式(2)を以下のように簡略表示する.

$$\mathbf{B} - \mathbf{D} + \mathbf{J} - \mathbf{A} - \mathbf{R} - \mathbf{P} = \mathbf{T} \quad (18)$$

ここで, レイノルズ応力項 \mathbf{R} は次式で評価する.

$$\mathbf{R} = \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} \quad (19)$$

式(18)中の各項はベクトル量であり, 以降では, 各項の岸沖成分・沿岸成分をそれぞれ下付き添字 x, y を用いて, 例えば, $\mathbf{A}=(A_x, A_y)$ のように表す.

(2) モデルの妥当性

モデルの妥当性を確認するため, YS03¹⁰ による CEW を考慮した場合の離岸流場に関する再現実験を行った. ここでは, リップチャンネル無次元深さ ε , 沿岸方向波長 λ , および入射波高 H_0 , 線形摩擦係数 μ の 4 つのうち の 1 つのみを変更した計 18 通りの感度実験を実施し, YS03¹⁰ の結果と比較した. それ以外の計算条件は前節のとおりである. ここでは一例として, 入射波高 H_0 を変更した場合のリップチャンネル中心軸上の $y=128\text{m}$ 断面における, 計算開始後 2 時間から 10 時間までの時間平均岸沖 Lagrange 流速の岸沖分布を図-4 左に示す. 本研究における計算結果より, $H_0 \geq 0.8\text{m}$ ではいずれも碎波点よりやや沖側の $x=130\text{m}$ 付近に岸沖流速の最大値

が現れていることが分かる. また, $0.8 < H_0 \leq 1.2\text{m}$ では波高の増加に伴って最大流速が徐々に増加するが, $H_0 \geq 1.6\text{m}$ ではむしろ最大流速は減少している. このような波高の変化に伴う最大流速の増減と, 最大流速が出現する x 座標の変化などの定性的な特徴は YS03¹⁰ による計算結果 (図-4 右) と良好に一致しており, 本研究で用いるモデルの妥当性が十分であることが示されている. また, 他のパラメータを変更したケースにおいても YS03¹⁰ とほぼ同様な結果が得られたことを確認している.

なお, YS03¹⁰ による結果 (図-4 右) は Lagrange 流速 $\mathbf{u}^L (= \mathbf{u} + \mathbf{U}^d/H)$ を未知変量とした radiation stress 型海浜流モデルによるものであり, 本研究で用いた Euler 流速 \mathbf{u} に基づく VF 型モデルとは基礎方程式や思想がやや異なる. 例えば, 波浪モデル中の CEW, 底面摩擦応力, 移流項の風上差分から生じる人工粘性などを \mathbf{u}^L と \mathbf{u} のどちらで評価するのかという差異があるが, 著者らはいずれも \mathbf{u} を用いるべきであると考え. しかし, 1. (1) で述べたように, 波浪モデル中で VF の効果を考慮した場合には radiation stress モデルと VF 型モデルは理論的にほぼ等価となることから¹⁵⁾, 同一地形における両モデルの結果を Lagrange 流速を用いて比較する際に特段の問題はないものと考えられる.

4. 沖波入射角の変化による海浜流場, 波浪場および運動量の変化について

(1) 入射角の変化に伴う平均海浜流場の変化

沖波入射角 θ を 0° から 10° まで 1° 刻みで変化させることにより, 卓越する海浜流は離岸流から沿岸流へと遷移していく. 各ケース ($\theta = 0^\circ, 1^\circ, 3^\circ, 10^\circ$ のみを表示) における流速絶対値の時間平均値の空間分布を見ると (図-5), $\theta = 0^\circ$ では離岸流が支配的な流れ場が形成される

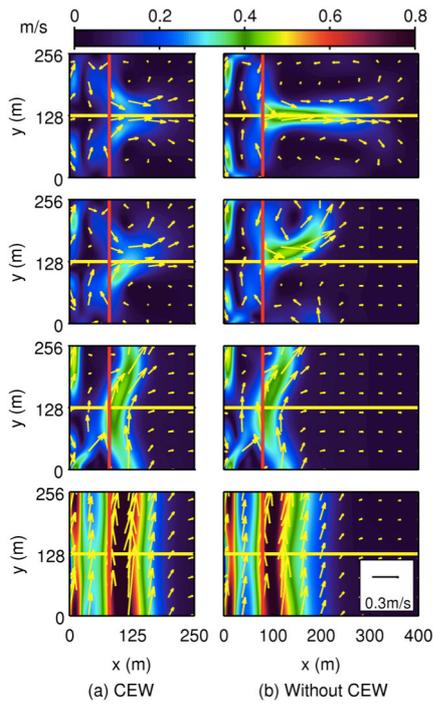


図-5 Euler流速の絶対値 $|\bar{\mathbf{u}}|$ (カラー) および流速ベクトル. 上段より, 沖波入射角度 $\theta = 0^\circ, 1^\circ, 3^\circ, 10^\circ$ に対する結果. (a) CEWを考慮したケース, (b) CEWを考慮しないケースである. 黄線はリップチャンネル位置, 赤線はバーの頂部をそれぞれ示しており, $x = 0$ (m) が汀線に相当する (他図面も同様).

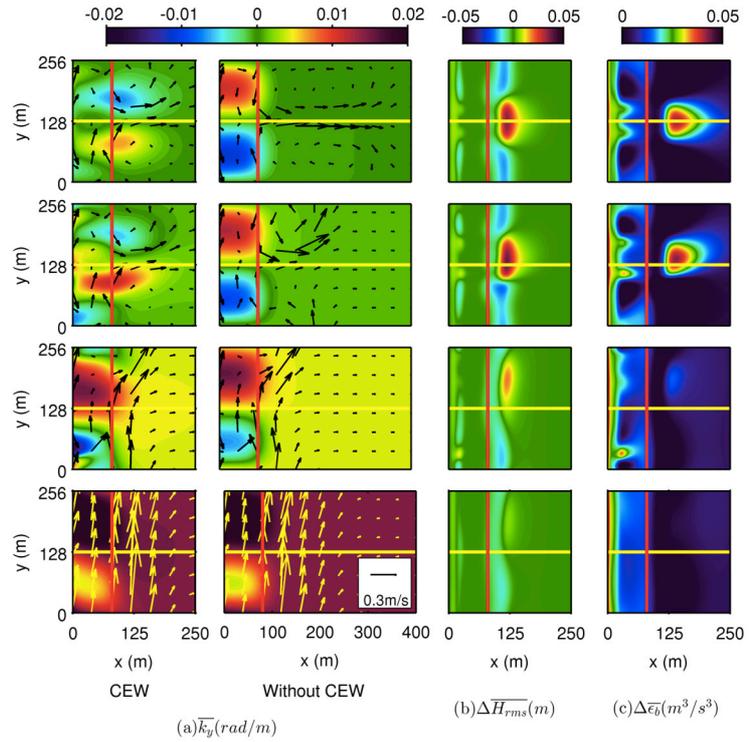


図-7 各沖波入射角に対する (a) \bar{k}_y , (b) $\Delta \bar{H}_{rms}$, (c) $\Delta \bar{\epsilon}_b$ の空間分布. 上段より, 沖波入射角度 $\theta = 0^\circ, 1^\circ, 3^\circ, 10^\circ$ に対する結果. (a) の左列はCEWを考慮したケース, 右列はCEWを考慮しないケースである. 黄線はリップチャンネル位置, 赤線はバーの頂部位置を表す.

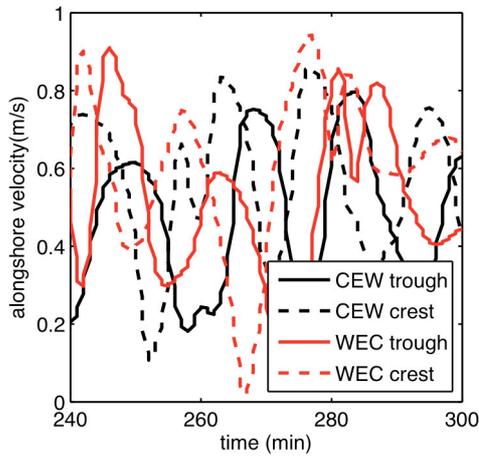


図-6 バー頂部 ($x=80$ m) におけるEuler流速の沿岸成分 v の時系列 ($\theta = 10^\circ$). 凡例中の「trough」はリップチャンネルのトラフ部 ($y = 128$ m), 「crest」はリップチャンネルのクレスト部 ($y = 256$ m) における時系列, 「CEW」はCEWありのケース, 「WEC」はCEWなしのケースにおける結果を示している.

が, CEWを考慮することによってその強度や沖への広がり大幅に抑制されていることが分かる (図-1も参照のこと). 入射角 θ の増加に伴って離岸流頭は徐々に沿岸正方向 (y^+ 方向) に傾き, リップチャンネルを挟んで

非対称なセル循環の形成を経て ($\theta = 1^\circ$), $\theta \geq 3^\circ$ では岸沖方向の流れが卓越する離岸流的な性質は著しく低減するようになり, 沿岸流が支配的な状況へと遷移している. これらの結果は, Weir *et al.*¹⁰⁾ の結果と整合している. さらに入射角 θ を大きくした $\theta = 10^\circ$ のケースでは非定常な沿岸流場が形成され (図-6), 時間平均流速分布からは $\theta \leq 3^\circ$ で確認される沿岸方向地形擾乱に対応する流速パターンはほぼ見られなくなる (図-5). また, 離岸流が支配的な流れ場と比べて, 入射角 θ の増加とともにCEWの効果はかなり弱まることが分かる. これは, 沿岸流場における平均流に対しては, 波数ベクトル \mathbf{k} を変化させるEuler流速 \mathbf{u} の沿岸方向変化が小さいため, CEWの効果が相対的に小さくなることによるものと考えられる. これについては次節以降で詳しく検討する.

(2) 入射角の変化に伴う波浪場の変化

図-7は入射角 θ を変化させたときの波数ベクトル沿岸成分 k_y (図-7(a)), CEWによる波高及び碎波輸送量の変化量である ΔH_{rms} および $\Delta \epsilon_b$ (図-7(b), (c)) の時間平均値の空間分布である. ここで, ΔH_{rms} および $\Delta \epsilon_b$ はそれぞれ次のように定義する.

$$\Delta H_{rms} = H_{rms}^{CEW} - H_{rms}^{WEC} \quad (20)$$

$$\Delta \epsilon_b = \epsilon_b^{CEW} - \epsilon_b^{WEC} \quad (21)$$

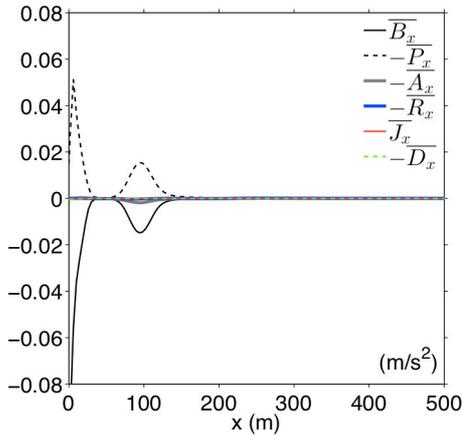


図-8 リップチャンネル上 ($y = 128 \text{ m}$) における時間平均された運動量岸沖成分の時間平均値 (m/s^2) の岸沖分布 ($\theta = 10^\circ$, CEWを考慮したケース) .

ただし、式中の右肩添字のCEWはCEWありのケース、WECはWECのみ (CEWなし) のケースをそれぞれ表している (以下同様) . 入射角 $\theta = 0^\circ$ および 1° のケースでは、CEWに伴う波浪変形によって $\overline{k_y}$ の空間分布に大きな差異が生じており、CEWなしのケースではリップチャンネルから沿岸方向に離れるような波向きであったものが、CEWを考慮することによってリップチャンネルへ向かって収斂するような波向きに変化している (図-7(a)) . これは、CEWの効果の1つである流れによる波の屈折効果、中でも波数の主方向成分 (k_x) が交差成分 (k_y) に変換される効果によって引き起こされたものである (内山・甲斐田¹⁷⁾) . また、CEWを考慮することにより、 $\theta = 0^\circ$, 1° の場合に離岸流の流路上において顕著な波高増加が発生しており (図-7(b)) , これに伴って碎波輸送量も増大する (図-7(c)) . 入射角 $\theta = 3^\circ$ の場合は、CEWの有無による $\overline{k_y}$ の空間的差異は著しく減少し、さらに入射角を増加させて $\theta = 10^\circ$ とすると、ほとんど差を認めることができなくなる. また、 $\theta \geq 3^\circ$ では、波高・碎波輸送量の2つの変数に対しても、CEWの効果はほぼ失われることが分かる.

(3) 入射角の変化に伴う運動量岸沖成分の変化

入射角の変化に伴うCEWの変化によって波浪変形が生じると、WECが改変されて位相平均流場が変化する (図-2) . このような波浪場・流れ場の双方向的な相互作用による変化に伴い、運動量の収支構造もまた入射角変化の影響を受けて変調することが予想される. 沿岸方向に一樣な地形を有する海浜に直入射波が入射する場合は、岸沖方向の運動量収支に対しては碎波項と圧力勾配項のバランスが卓越することが知られている (Bowen *et al.*⁴⁾, Uchiyama *et al.*¹³⁾) . 内山・甲斐田¹⁷⁾は、本研究で用いたような沿岸方向に凹凸を有するバー型海浜上に形成される離岸流場においても、岸沖方向の運動量は碎波項と圧力勾配項のバランスに強く支配されていることを示

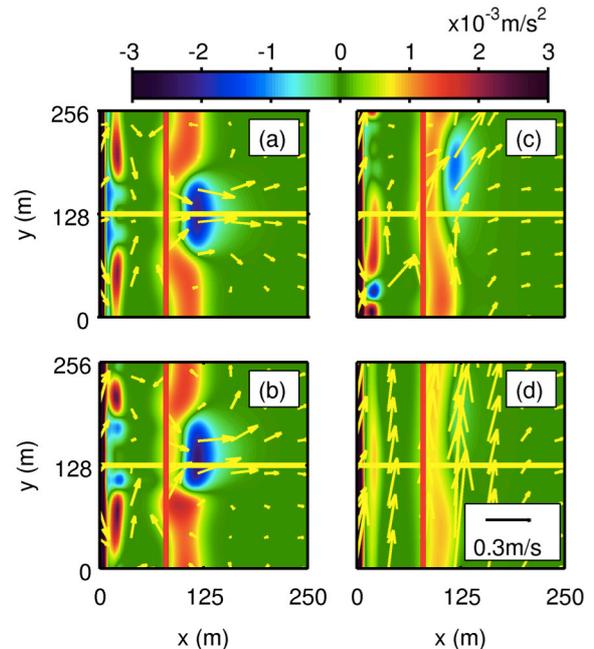


図-9 $\overline{\Delta B_x}$ の空間分布 (m/s^2) . (a) $\theta = 0^\circ$, (b) $\theta = 1^\circ$, (c) $\theta = 3^\circ$, (d) $\theta = 10^\circ$ の場合. 黄線はリップチャンネルの位置, 赤線はバーの頂部をそれぞれ示している. ベクトルはCEWありのケースにおけるEuler流速 \mathbf{u} .

した. 図-8は入射角 $\theta = 10^\circ$, CEWありのケースにおけるリップチャンネル上での運動量岸沖成分の時間平均値の岸沖分布である. 斜め入射であっても、直入射時^{4, 13, 17)}と同様に碎波項と圧力勾配項が岸沖運動量収支を支配していることが示されている. また、図には示さないが、 $\theta = 10^\circ$, CEWなしのケースにおいても同様の傾向が見られることを確認している. 図-8より、碎波項 B_x は波浪場の影響を受ける唯一の外力項として岸沖方向の運動量収支を圧倒的に支配して、圧力勾配項とバランスするが、他の項の寄与は極めて小さいことが分かる. また、 $\overline{B_x}$ の値は全領域で負であることから、離岸流などの碎波帯周辺で生じる流れを常に岸近くに留めようとする作用を有しているものと理解される.

次に、CEWによる B_x の変化について検討するため、 ΔB_x を次式のように定義する.

$$\Delta B_x = B_x^{CEW} - B_x^{WEC} \quad (22)$$

上式から求められる ΔB_x の時間平均値 $\overline{\Delta B_x}$ の空間分布を図-9に示す. 入射角 $\theta = 0^\circ, 1^\circ$ ではリップチャンネル上のバーよりもやや沖側領域において $\overline{\Delta B_x}$ に強い負のピークが現れる. B_x は全領域で負であるため (図-8) , $\Delta B_x < 0$ である領域ではCEWによって碎波項岸向き成分 B_x が強化されることを示している. 入射角 θ を $3^\circ, 10^\circ$ と増大させるにつれて負のピークは失われ、CEWの有無による空間的な違いが低減していくことが分かる.

内山・甲斐田¹⁷⁾は、直入射時 ($\theta = 0^\circ$) における岸向き B_x のCEWによる強化原因を明らかにするため、碎波項 B_x

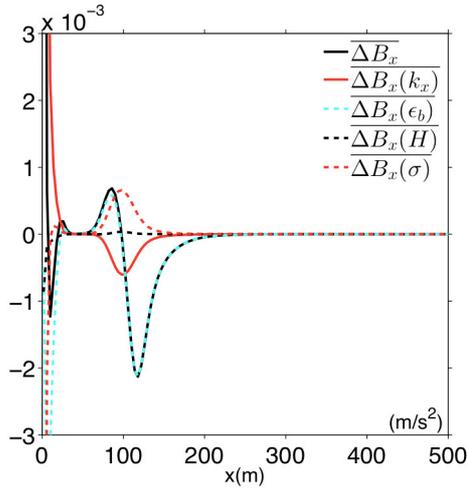


図-10 リップチャンネル上における $\overline{\Delta B_x}$ (m/s^2) の岸沖分布. 各量の詳細については本文を参照.

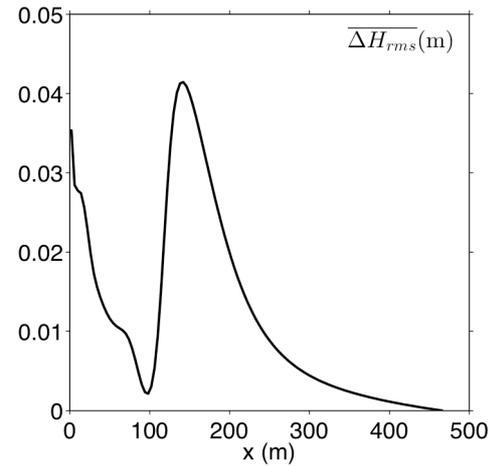


図-12 リップチャンネル上における $\overline{\Delta H_{rms}}$ (m) の岸沖分布.

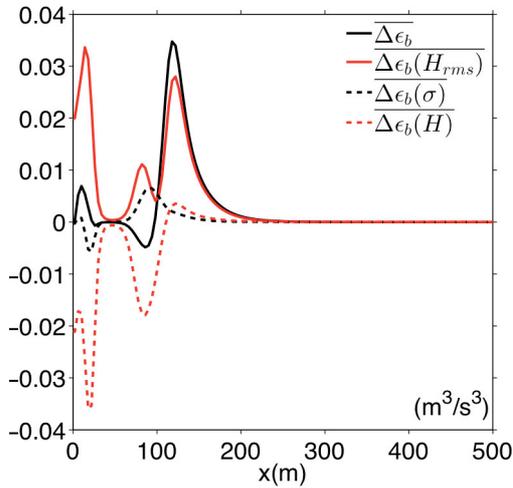


図-11 図-10と同じ. ただし $\overline{\Delta \epsilon_b}$ (m^3/s^3) に対する図.

および碎波輸送量 ϵ_b に対する感度実験を行った. 感度実験では, B_x , ϵ_b を構成する変量のうち, CEWによって変化する可能性がある要素のうちの一要素のみにCEWなしの値を用い, 残りの要素にはCEWありの値を用いて B_x , ϵ_b を算定し, 各要素の寄与を評価した. 例えば, B_x は式(4)から, 波数ベクトル岸沖成分 k_x , 全水深 H , 周波数 σ , 碎波輸送量 ϵ_b の4要素から評価されるが, 全ての要素にCEWありのケースのものを用いて求めた B_x と, 全水深 H のみCEWなしの値を用いた B_x との差を求め, CEWなしの値に置き換えた要素 (例えばここでは H) を括弧内に示して $\Delta B_x(H)$ のように表示した. すなわち,

$$\Delta B_x(H) = \frac{\epsilon_b k_x}{H\sigma} - \frac{\epsilon_b k_x}{H'\sigma} \quad (23)$$

ここで, プライムを付した要素 (つまり H') は, CEWなしの値を意味する. 同様の操作を残り3要素 (k_x , σ , ϵ_b) に対しても同様に行い, リップチャンネル上での岸沖分布を求めた結果を図-10に示す. $x > 50$ mの領域では

$\overline{\Delta B_x}$ と $\overline{\Delta B_x(\epsilon_b)}$ がほぼ重なっており, B_x の構成要素のうち, ϵ_b を除いた部分 ($k_x/H\sigma$) が, CEWあり・なしのケースにおいてほぼ等しいということが示されている. したがって, 岸向き B_x の強化にはCEWによる碎波輸送量 ϵ_b の改変効果が最も強く関与していることが分かる.

そこで次に, CEWによる B_x の改変効果を支配する ϵ_b について同様の感度実験を行った (図-11). まず, 図-10において $\overline{\Delta B_x}$ に大きな空間変化が見られた $x = 120$ m 付近では, $\overline{\Delta \epsilon_b}$ にも顕著な正の変化が生じており, CEWによって ϵ_b が著しく増加することが分かる. 図-11から, バー沖側の $x > 100$ m では, 波高 H_{rms} の寄与が最も大きいことが示されている. CEWによるリップチャンネル上における波高変化 $\overline{\Delta H_{rms}}$ を見ると (図-12), CEWによって4cm程度の波高増加が生じている. これは, CEWに伴う流れによる波の屈折効果によって波向き (\mathbf{k}) がリップチャンネルに収束するように屈折し (図-7(a)), 式(9)からリップチャンネル上で波のアクション A が増加することで引き起こされたものである.

以上のことから, CEWのうち流れによる波の屈折効果によって波向きが変化し, その変化はリップチャンネル上における波高を増加させ, 波高増加に伴う碎波輸送量 ϵ_b については岸向き B_x の強化を引き起こすことが分かった. このようなCEWによる B_x の強化は, 離岸流の沖への発達を抑制する重要なメカニズムとなっている.

続いて, 入射角を $\theta > 0^\circ$ として離岸流場から沿岸流場へ遷移させた場合について考察する. 入射角 $\theta = 1^\circ$ のときは岸沖方向の流れが卓越する離岸流的な性質が強く, CEWの有無による流況の差が明確に現れている (図-5, 2段目). したがって直入射の場合¹⁷⁾ のみならず, 遷移過程 (斜め入射) においてもCEWの効果は存在する. $\theta = 1^\circ$ の場合も, CEWを考慮すると流れによる波の屈折効果によりリップチャンネルへ収束する波向きに変化し,

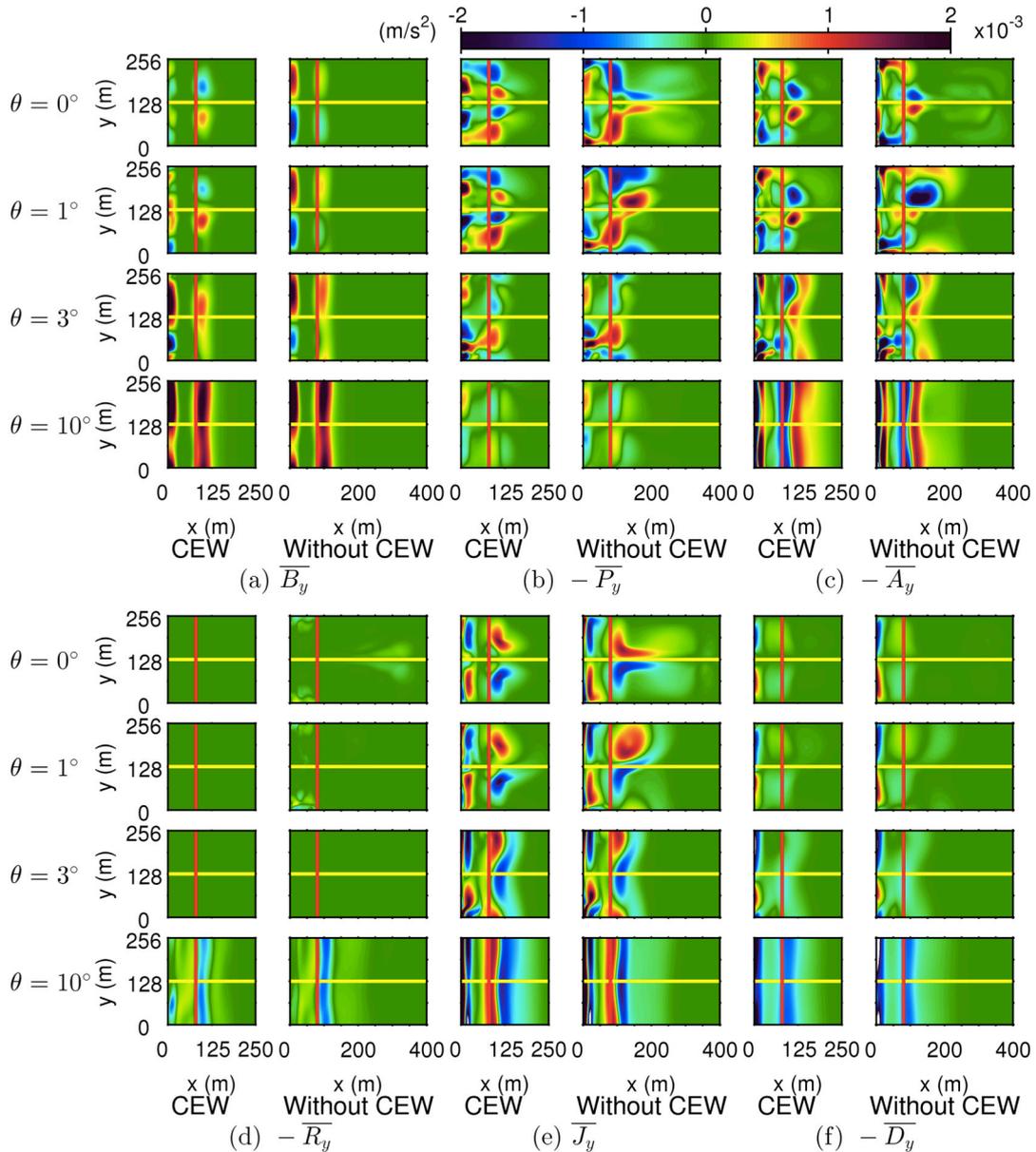


図-13 運動量沿岸成分の時間平均値の空間分布. (a) 碎波項 \overline{B}_y , (b) 圧力勾配項 $-\overline{P}_y$, (c) 移流項 $-\overline{A}_y$, (d) レイノルズ応力項 $-\overline{R}_y$, (e) VF項 \overline{J}_y , (f) 底面摩擦項 $-\overline{D}_y$ であり, 赤線はバー頂部, 黄線はリップチャンネルをそれぞれ示している.

これに伴って $\overline{\Delta H_{ms}}$, $\overline{\Delta \varepsilon_b}$ も離岸流の流路上において増加する (図-7 (b), (c)). これに伴い, リップチャンネル上に直入射時と変わらない程度の負の $\overline{\Delta B_x}$ が現れる (図-9). したがって, $\theta = 1^\circ$ では, 直入射時と同様の機構によりCEWの効果が強く現れ, 離岸流の沖への発達が抑制されていることが分かる.

沿岸流が支配的となる $\theta \geq 3^\circ$ では, $\theta < 3^\circ$ においてリップチャンネル上に見られた負の $\overline{\Delta B_x}$ がほぼ消滅し (図-9 (c), (d)), 岸沖方向の運動量はCEWの効果をほとんど受けなくなる. これは, 入射角が大きくなることによって CEWによる波浪変形効果が弱まり (図-7), CEWを考慮することで生じる流れによる波の屈折効果による波向きの変化に端を発した岸向き B_x の強化機構が消滅していくことを表している.

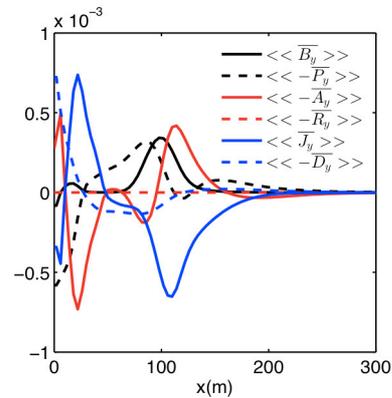


図-14 リップチャンネル半周期間 ($0 \leq y \leq 128\text{m}$) で空間平均・時間平均操作を行った運動量各項沿岸成分の岸沖分布. ただし, 直入射時・CEW ありのケースに対するもの.

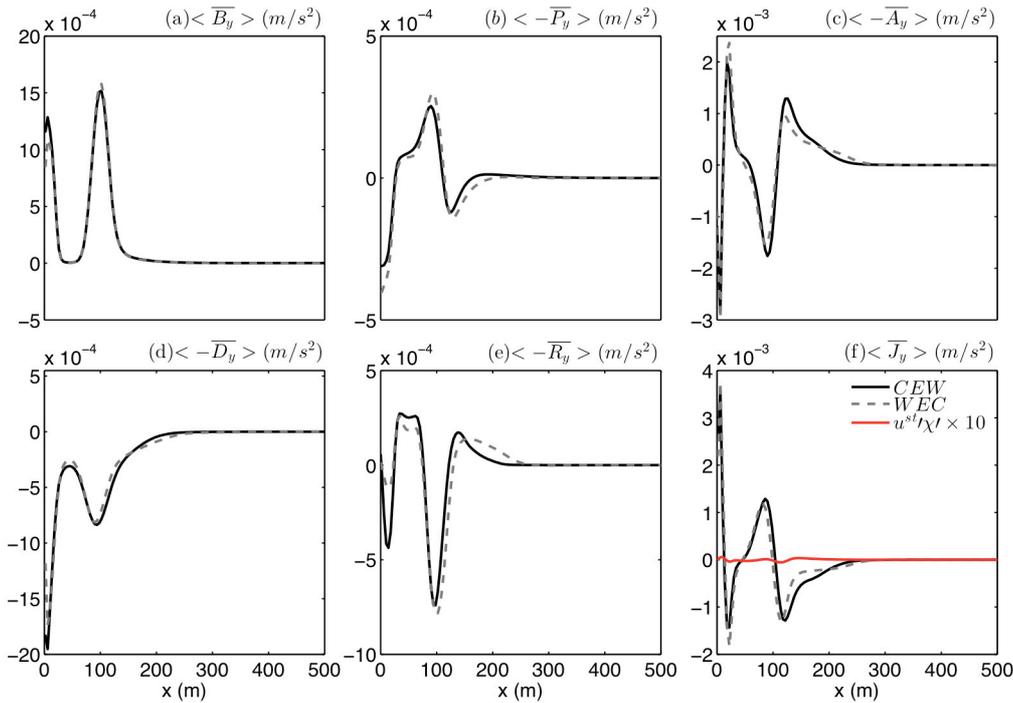


図-15 リップチャンネル一周期で空間平均, 時間平均操作を行った運動量各項の沿岸成分の岸沖分布. (a) 碎波項 $\langle \overline{B}_y \rangle$, (b) 圧力勾配項 $\langle -\overline{P}_y \rangle$, (c) 移流項 $\langle -\overline{A}_y \rangle$, (d) 底面摩擦項 $\langle -\overline{D}_y \rangle$, (e) レイノルズ応力項 $\langle -\overline{R}_y \rangle$, (f) VF項 $\langle \overline{J}_y \rangle$. $\theta = 10^\circ$.

(4) 入射角の変化に伴う運動量沿岸成分の変化

a) 離岸流が支配的な流れ場における運動量沿岸成分

図-13は, CEWあり・CEWなしの2ケースの運動量各項沿岸成分の時間平均値の空間分布である. 直入射時の準定常離岸流場におけるバー ($x = x_c = 80\text{m}$) より沖側の領域では, 特に $\theta < 3^\circ$ において, CEWなしの運動量各項が CEWありの場合よりも沖方向へ拡大している. 図-14は, 任意の変数 f に対して次式の通り定義した時空間平均操作を施した運動量各項沿岸成分の岸沖分布である. なお, 空間平均操作はリップチャンネル半周期間 ($\lambda/2$) に対して行うこととする.

$$\langle\langle \overline{f} \rangle\rangle = \frac{1}{\lambda T/2} \int_{\lambda/2} \int_T f dt dy \quad (24)$$

同図より, CEWの有無によらず沿岸流速 v が弱いために底面摩擦項 $-\overline{D}_y$ が小さく, バーより沖側の領域 ($x > 80\text{m}$) では唯一の外力項である碎波項 \overline{B}_y に対して圧力勾配項 $-\overline{P}_y$, (平均) 移流項 $-\overline{A}_y$, VF項 \overline{J}_y の和が概ねバランスしていることが分かる. しかしながら, 水深の浅い汀線近傍領域では $-\overline{D}_y$ の寄与が相対的に大きくなる傾向にある. また, ほぼ定常な離岸流場を形成するため, レイノルズ応力項 $-\overline{R}_y$ は極めて小さい. ここで注目している非一様な沿岸方向地形上の海浜流系と, 沿岸方向に一様な地形における沿岸流場¹³⁾との最大の差異は, 圧力勾配項 $-\overline{P}_y$ が有意な値をもつ点にあり, 特に離岸流場 ($\theta < 3^\circ$) では CEWの有無によって運動量沿岸成分の分配が大きく変化していること¹⁷⁾が確認される.

また, $\theta = 0^\circ$ に対して CEWを考慮すると離岸流によって波向き変化が生じ, CEWなしの場合と比較して碎波項 \overline{B}_y および圧力勾配項 $-\overline{P}_y$ の符号が反転し, 離岸流路から流れを発散させるような構造が形成される¹⁷⁾. これは, CEWによる離岸流抑制メカニズムのもう1つの要因となっている. また, 離岸流場から沿岸流場への遷移過程 ($\theta = 1^\circ$) では, 碎波項 \overline{B}_y は運動方程式中の唯一の外力項として CEWによる波浪変形の影響(図-7)を強く受けており, CEWの有無によりリップチャンネルを挟んで正負が反転する(図-13(a))など, 直入射 ($\theta = 0^\circ$) とほぼ同様な力学バランスが成立している. しかしながら, CEWなしのケースでは, CEWありと比較して $-\overline{P}_y$, $-\overline{A}_y$, \overline{J}_y に $y = 128\text{m}$ についての沿岸方向の非対称性が強く現れ(図-13), バー沖側へ伸ばした離岸流が y^+ 方向に輸送される状況(図-5)に対応していることが分かる. また, CEWなしの $-\overline{P}_y$ にはバーのやや沖側において $\theta = 0^\circ$ で見られた離岸流を収束させる構造が強く残っており(図-13(b)), 離岸流の沖への発達を助長している様子が見て取れる.

b) 沿岸流が支配的な流れ場における運動量沿岸成分

沿岸流場が卓越し始める $\theta = 3^\circ$ のケースでは, 直入射時と比べて CEWによる波浪変形効果が低減し(図-7), CEWによる碎波項岸沖成分 \overline{B}_x の変化も大幅に低減する(図-9(c)). 碎波項沿岸成分 \overline{B}_y は CEWの有無に関係なく, 波向き角の増大に対応してバー沖側の領域において y^+ 成分が強くなる(図-13(a)). したがって, 入射角

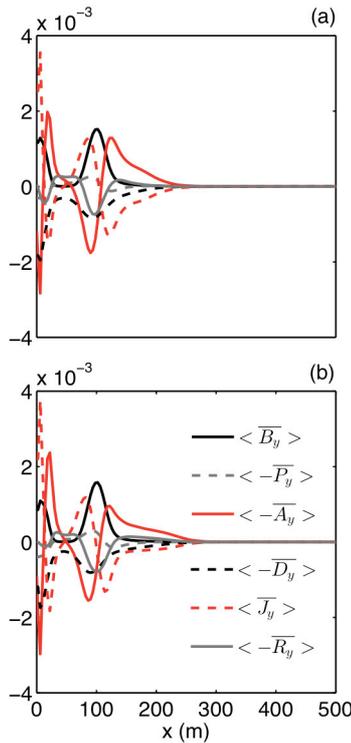


図-16 非定常沿岸流場 ($\theta = 10^\circ$) における, 時空間平均された運動量各項沿岸成分の岸沖分布 (m^2/s^2) . (a) CEWあり, (b)CEWなし.

の増大に伴う \bar{B}_y の変化が地形効果による \bar{B}_y の変化を上回ることにより, 沿岸流が支配的な状況へと遷移していくものと理解される. 深い入射角によって強化された \bar{B}_y によってバー周辺における沿岸流速 \bar{v} が増大するため (図-7), そこでの底面摩擦項 \bar{D}_y も強化される (図-13 (f)). 一方, CEW の有無による $-\bar{P}_y$, $-\bar{A}_y$, \bar{J}_y の差異は大きく縮小し, 直入射時に顕著であった CEW による運動量バランスの改変効果は $\theta = 3^\circ$ で概ね見られなくなる.

さらに入射角を大きくすると ($\theta = 10^\circ$) 非定常沿岸流場が形成され, 沿岸流のシア不安定によって shear wave が発生し¹³⁾, レイノルズ応力項 $-\bar{R}_y$ が有意な大きさを持つようになる (図-13 (d)). しかしながら, CEW の有無による平均運動量バランスの差は極めて小さい.

次に, 任意の変数 f に対する時空間平均操作を以下のように定義する. ただし, 空間平均操作はリップチャンネル—波長 λ に対して行うこととする.

$$\langle \bar{f} \rangle = \frac{1}{\lambda T} \int_{\lambda} \int_T f dt dy \quad (25)$$

上式により求められる, 入射角 $\theta = 10^\circ$ の場合の運動量沿岸成分の時空間平均構造 (図-15) を見ても, CEW の有無による顕著な差は認められない. レイノルズ応力項と同様に, shear wave の発生によって VF 項から生じる変動 VF 項 ($u^{st}\chi'$; u^{st} : 水深平均 Stokes drift 速度の変動成分, χ' : 相対渦度の変動成分) は, CEW ありの場合に

のみ現れる量であるが, その値は非常に小さく, 運動量収支に及ぼす影響も無視できる程度のものである. 非定常沿岸流場 ($\theta = 10^\circ$) における沿岸方向の時空間平均運動量収支は (図-16), CEW の有無に関わらず, バーより沖側の領域では碎波項 $\langle \bar{B}_y \rangle$, 底面摩擦項 $-\langle \bar{D}_y \rangle$ およびレイノルズ応力項 $-\langle \bar{R}_y \rangle$ のバランスと, 移流項 $-\langle \bar{A}_y \rangle$, VF 項 $\langle \bar{J}_y \rangle$ のサブバランスが概ね成立している. 沿岸一様地形海浜上における shear wave について検討した Uchiyama *et al.*¹³⁾ の結果とは異なり, この沿岸非一様地形上に発達する非定常沿岸流場では, 地形の効果によって圧力勾配項 $-\langle \bar{P}_y \rangle$ が小さいながらもある程度の値を持っており, 運動量収支において補完的な役割を果たしている点特徴的である.

(5) 非定常海浜流場における乱流統計量に対するCEWの効果

本研究で得られた非定常海浜流場におけるCEWの効果を検討するために, 次式で表される乱流運動エネルギー (TKE) を沿岸方向に空間平均した $\langle TKE \rangle$ の岸沖分布を評価する (図-17) .

$$TKE = \frac{1}{2} \langle \overline{u'^2 + v'^2} \rangle \quad (26)$$

ただし, プライムを付した変数は時間平均値からの差を表す. 直入射の場合は, CEWなしの場合にのみバー沖側および汀線近傍に乱れが生じている. これは, ジェット不安定による離岸流頭部の周期的な揺動等を反映したものであり, CEWを考慮した場合は定常離岸流が形成されて, $\langle TKE \rangle$ はゼロになる¹⁷⁾. $\theta = 1^\circ$ の場合も直入射と同様に, CEWありでは乱れは生じず, CEWなしでは $\langle TKE \rangle$ が値を持つが, その範囲は岸近傍に集中している. $\theta = 2^\circ, 3^\circ$ ではCEWの有無に関わらず定常状態となって乱れが生じなかったため (表-1参照), 図から省いている. $\theta \geq 4^\circ$ ではCEWの有無に関係なく乱れが生じているが, 入射角の大きさによらず, 概ね $x > 50$ m の領域では常にCEWなしのケースの方が $\langle TKE \rangle$ が大きく, CEWによってバー周辺の乱流エネルギーが抑制されることが示されている. 入射角が浅いケース ($\theta \leq 3^\circ$) とは異なり, $\theta \geq 4^\circ$ で生じるTKEは沿岸流のシア不安定 (shear wave) によるものであると考えられる. 一方, 特に $\theta \geq 5^\circ$ では汀線近傍 ($x < 50$ m) における $\langle TKE \rangle$ が増大しているが, この領域では逆にCEWを考慮したほうがより大きな値となっている. 以上の結果をさらに定量化するため, $x = 0$ m ~ 50 m の「岸側領域」, $x = 50$ m ~ 150 m の (バー周辺) 「沖側領域」2つの区間において, $\langle TKE \rangle$ の岸沖方向空間平均値を計算した (表-1). $\theta = 2^\circ, 3^\circ$ では定常海浜流場が形成されており, これを境にして $\theta < 2^\circ$ では離岸流のジェット不安定, $\theta > 3^\circ$ ではshear

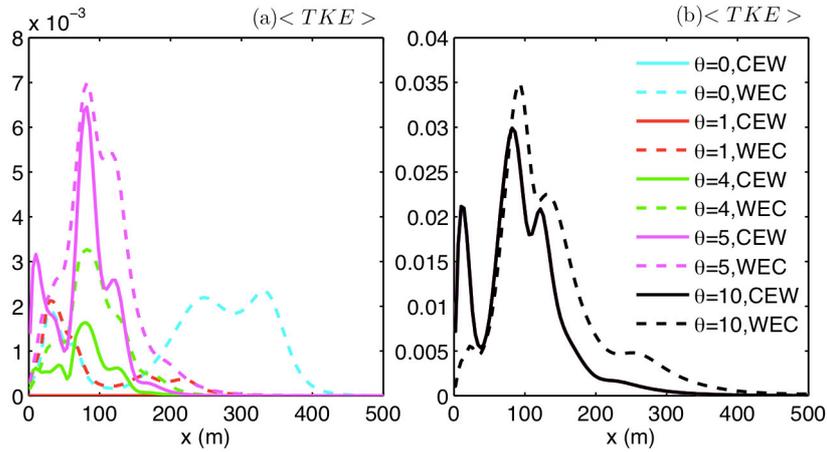


図-17 非定常海浜流場での(TKE)の岸沖分布 (単位は m^2/s^2) . (a) $\theta=0^\circ, 1^\circ, 4^\circ, 5^\circ$, (b) $\theta=10^\circ$ に対する結果. 凡例中の「CEW」はCEWありを, 「WEC」はCEWなしのケースを表す(図-18, 表-1についても同様).

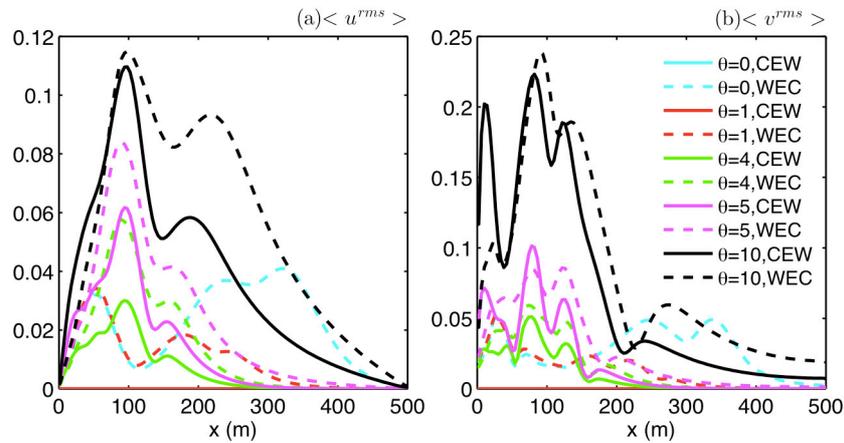


図-18 各ケースにおける岸沖流速 u , 沿岸流速 v の標準偏差 u^{rms} , v^{rms} の空間平均値, (a) $\langle u^{rms} \rangle$ および (b) $\langle v^{rms} \rangle$ の岸沖分布 (単位は m/s) . いずれも $\theta=0^\circ, 1^\circ, 4^\circ, 5^\circ, 10^\circ$ に対する結果.

表-1 入射角ごとの $\langle TKE \rangle$ (図-17) をさらに岸側・沖側領域において岸沖方向に空間平均した値 (単位: m^2/s^2) .

平均 TKE		0°	1°	2°	3°	4°	5°	6°	10°
岸側領域	CEW	0	0	0	0	0.0006	0.0021	0.0039	0.0115
	WEC	0.0012	0.0014	0	0	0.0008	0.0018	0.0026	0.0045
沖側領域	CEW	0	0	0	0	0.0008	0.0030	0.0047	0.0197
	WEC	0.0005	0.0006	0	0	0.0022	0.0050	0.0063	0.0232

waveへと遷移している. また, shear wave発生時の沖側領域におけるCEWによるTKEの抑制, 岸側領域におけるCEWによる乱れの増大が明示されている.

この原因について考察するため, Euler流速岸沖成分 u および沿岸成分 v の標準偏差 u^{rms} , v^{rms} を沿岸方向に空間平均した $\langle u^{rms} \rangle$ および $\langle v^{rms} \rangle$ の岸沖分布を求めた(図-18). $\langle TKE \rangle$ の傾向と同様に, 斜め入射時 ($\theta \geq 4^\circ$) のバー周辺から沖側領域 ($x > 50 \text{ m}$) では, CEWによって $\langle u^{rms} \rangle$ と $\langle v^{rms} \rangle$ はいずれも抑制されていることが分かる. しかしながら, CEWの有無による変動流速の抑制効果の度合いは, $\langle v^{rms} \rangle$ よりも岸沖成分 $\langle u^{rms} \rangle$ のほうが明らかに大きい. このことは, shear waveに伴う渦の通過によって生じる岸沖Euler流速の沖向き偏差に対してCEW

が作用し, 波数変化をきっかけとする一連のメカニズムによって渦塊の沖への噴出が抑制されることを示している. このCEWによるshear waveの抑制機構は, 沿岸方向に一樣な海浜地形上で行われたUchiyama *et al.*¹⁵⁾ の解析結果と整合しており, 本研究で用いたリップチャンネル地形海浜においても, 非定常沿岸流の平均構造にはほとんど現れなかったCEWの効果が乱流成分に対して強く現れることが明らかとなった.

5. おわりに

本研究では, 波-流れ相互作用のうち, 特に流れから波へのフィードバック機構 (CEW) が海浜流系の力学

構造に与える影響に関する詳細な数値解析を行なった。用いた解析モデルは、ROMS¹⁹⁾をベースにしたVF型Euler位相平均平面二次元水理モデルと、WKB近似に基づくray方程式波浪モデルをタイトにカップリングさせたシステム^{13, 17)}である。米国Duck海岸を模した、リップチャンネル(RC)を有するYS03地形¹⁰⁾をtest bedとして用い、波向きのみを0°(直入射)から10°まで変えた定常スケトルピーク波を作用させ、離岸流～遷移過程～沿岸流(shear waveを含む)という様々なregimeの海浜流系を包括的に表現し、解析した。それぞれの結果に対して、CEWの有無によって変化する流況や波浪場の可視化、運動量収支解析、乱流統計量解析等を実施し、以下のような重要な知見を得た。

まず、離岸流が発達する直入射時は、CEWを考慮することにより、流れによる波の屈折効果によって波向きがRCへ収斂する向きへと変化する。この波向きの変化は、岸沖方向には、RC上でのアクション保存による波高の増加に伴って砕波輸送量および岸向き運動量成分中の砕波項を強化し、沖向き流れを強く抑制する。一方、沿岸方向には外力項である砕波項の改変を通じて圧力勾配項を変化させ、流れをRCから発散させるような作用を及ぼす。主にこの2つの効果により、CEWによって離岸流の発達が抑制される。これらの傾向は沖波入射角が浅い斜め入射の場合($\theta < 3^\circ$)にも同様に現れ、離岸流が卓越する状況での特性となっている。

入射角が深くなると($\theta \geq 3^\circ$)沿岸流が卓越するようになる。 $\theta = 3^\circ$ の場合は、CEWによる波浪変形効果が消滅しはじめ、離岸流時に顕在化するCEWによる岸向き運動量強化が起きにくくなる。このとき、CEWの有無に関係なく、波向きに対応した方向に砕波項の沿岸成分がバー周辺で帯状に強化され、地形効果による砕波項分布変化の寄与が相対的に小さくなることで沿岸流が発達する。地形効果の縮退は、離岸流時に顕著であったCEWによる平均運動量沿岸成分バランスの改変を低減し、結果としてCEWの効果がほぼ失われる。

$\theta \geq 4^\circ$ では沿岸流のシア不安定に伴い、バー周辺にshear wave^{13, 18)}が発生し、非定常な沿岸流場が形成される。 $\theta = 3^\circ$ と同様にCEWの効果は平均流および平均運動量収支にはほとんど現れないものの、乱流成分に対して相対的に強く現れる。入射角が増すにつれて乱流エネルギーTKEも増大し、CEWによって沖側領域では乱れの抑制が、岸側領域では反対に強化されることが示された。沖でのTKEの抑制は、主にCEWによる岸沖乱流強度 $\langle u^{rms} \rangle$ の低減が鍵となっていた。

以上のことから、海浜流場におけるCEWの効果は、離岸流、沿岸流等が卓越する海浜流システムの様々なregimeにおいてそれぞれに重要であることが示された。特に定常離岸流場では、CEWによる波の屈折が引き金

となって生じる海浜流場の変化は劇的であった。本モデルと漂砂モデルをカップリングさせた最近の解析²³⁾から、CEWによる離岸流抑制効果は、海浜地形変化に対しても多大な影響を与えることが分かりつつある。また、このような流況変化は砕波帯-陸棚間の物質混合²⁴⁾、ひいては生態系ネットワークなどに対して無視し得ない影響を与えることが強く予見される。したがって、砕波帯周辺における工学的諸問題にアプローチする際には、CEWの効果を正確かつ適切に考慮することが極めて重要である。

謝辞：本研究は科学研究費基盤研究 C (24560622) の援助を受けた。

参考文献

- 1) Longuet-Higgins, M. S. and Stewart, R. W. : Radiation stress in water waves: A physical discussion, with applications, *Deep Sea Res.*, Vol. 11, pp. 529-562, 1964.
- 2) Hasselmann, K. : On the mass and momentum transfer between short gravity waves and larger-scale motions, *J. Fluid Mech.*, Vol. 50, pp. 189-201, 1971.
- 3) Phillips, O. M. : *The Dynamics of the Upper Ocean*, Cambridge University Press, Cambridge, U.K., 336pp, 1977.
- 4) Bowen, A. J., Inman, L. and Simmons, V. P. : Wave set-down and set-up, *J. Geophys. Res.*, Vol. 73, pp. 2569-2577, 1968.
- 5) Bowen, A. J. : Rip currents, 1: Theoretical investigations, *J. Geophys. Res.*, Vol. 74, pp. 5467-5478, 1969.
- 6) 栗山善昭：砂浜砕波帯における流れと地形変化，ながれ，日本流体力学会，Vol. 24, pp. 47-55, 2005.
- 7) Lentz, S. J., Fewings, M., Howd, P., Fredericks, J. and Hathaway, K. : Observations and a model of undertow over the inner continental shelf, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 38, pp. 2341-2357, 2008.
- 8) Omand, M., Leichter, J., Franks, P. J., Guza, R. T., Lucas, A. and Fedderson, F. : Physical and biological processes underlying the sudden surface appearance of a red tide in the nearshore, *Limnol. Oceanogr.*, Vol. 56 (3), pp. 787 - 801, 2011.
- 9) Haas, K. A., Svenden, I. A. and Haller, M. C. : Numerical modeling of nearshore circulations on a barred beach with rip channels, *26th Int'l Conf. Coastal Eng.*, ASCE, pp. 801-814, 1998.
- 10) Yu, J. and Slinn, D. N. : Effects of wave-current interaction on rip currents, *J. Geophys. Res.*, Vol. 108 (C3), 3088, doi:10.1029/2001JC001 105, 2003.
- 11) McWilliams, J. C., Restrepo, J. M. and Lane, E. M. : An asymptotic theory for the interaction of waves and currents in coastal waters, *J. Fluid Mech.*, Vol. 511, pp. 135-178, 2004.
- 12) Uchiyama, Y. and McWilliams, J. C. : Infragravity waves in the deep ocean: Generation, propagation, and seismic hum excitation, *J. Geophys. Res.*, Vol. 113, C07029, doi: 10.1029/2007JC004562, 2008.
- 13) Uchiyama, Y., McWilliams, J. C. and Restrepo, J. M. : Wave-current interaction in nearshore shear instability ana-

- lyzed with a vortex-force formalism, *J. Geophys. Res.*, Vol. 114, C06021, doi:10.1029/2008JC 005135, 2009.
- 14) Ardhuin, F., Jenkins, A. D. and Belibassakis, K. A. : Comments on “The three-dimensional current and surface wave equations”, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 38, pp. 1340-1350, 2008.
 - 15) Lane, E. M., Restrepo, J. M. and McWilliams, J. C. : Wave-current interaction : A comparison of radiation-stress and vortex-force representations, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 37, pp. 1122-1141, 2007.
 - 16) Weir, B., Uchiyama, Y., Lane, E. M., Restrepo, J. M. and McWilliams, J. C. : A vortex-force analysis of the interaction of rip currents and surface gravity waves, *J. Geophys. Res.*, Vol.116, C05501, doi:10.1029/2010JC006232, 2011.
 - 17) 内山雄介, 甲斐田秀樹 : 流れから波へのフィードバック機構による離岸流の発達抑制メカニズム, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.68, No.2, pp.I_36-I_40, 2012.
 - 18) Ozkan-Haller, H. T. and Li, Y. : Effects of wave-current interaction on shear instabilities of longshore currents, *J. Geophys. Res.*, Vol. 108 (C5), 3139, doi:10.1029/2001JC001287, 2003.
 - 19) Shchepetkin, A. F. and McWilliams, J. C. : The Regional Oceanic Modeling System: a split -explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model, *Ocean Modell.*, Vol.9, pp. 347-404, 2005.
 - 20) Mei, C. C. : *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*, World Scientific, Singapore, 740 pp, 1994.
 - 21) 内山雄介, J. C. McWilliams : Vortex-force を用いたオイラー型位相平均プリミティブ方程式による海浜流の 3 次元解析, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.67, No.2, pp.I_96 -I_100, 2011.
 - 22) Church, J. C. and Thornton, E. B.: Effects of breaking wave induced turbulence within a longshore current model, *Coastal Eng.*, Vol. 20, pp. 1-28, 1993.
 - 23) Uchiyama, Y., Kaida, H. and Miyazaki, D.: Wave-current interaction in formation of rip channel system, *Proc. 7th International Conference on Asian and Pacific Coasts (APAC 2013)*, Bali, Indonesia, pp. 173-179, 2013.
 - 24) 内山雄介, 甲斐田秀樹, J. C. McWilliams : VF 型位相平均 Primitive 方程式による碎波帯-陸棚相互作用に関する研究, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.69, No.2, pp. I_056-I_060, 2013.

(2013.7.1 受付)

WAVE-CURRENT INTERACTION IN DYNAMICS OF BAROTROPIC NEARSHORE CURRENT SYSTEM

Hideki KAIDA and Yusuke UCHIYAMA

We examine a wave-current interaction, in particular current effects on waves (CEW), in a nearshore current system developed on a single-barred, rip channel topography. An Eulerian phase-averaged shallow water equation with a vortex-force formalism tightly coupled with WKB refraction equations is exploited to conduct a comprehensive numerical experiment. If CEW is taken into consideration, wave ray bending occurs to induce the prominent reduction of offshore extent of rip currents with near-normal offshore wave incidence. At deeper incident angles, longshore currents dominate over rip currents, resulting in eddying flows associated with shear instability around the bar crest. A diagnostic momentum budget analysis indicates that in the rip-dominant cases CEW alters the momentum balance significantly through modulation of the wavenumber field, leading to the enhancement of the onshore breaker acceleration and the pressure gradient force both in the alongshore and cross-shore directions. For the unstable longshore currents, CEW acts to diminish turbulence kinetic energy in the offshore region around the bar. Since the cross-shore turbulent intensity is more attenuated than the alongshore component, offshore eruption of the surfzone eddies is reduced by CEW.