

直線状海岸での海浜流の流速分布沿岸分布に関する基礎的数値実験

長岡技術科学大学大学院 環境社会基盤工学専攻 ○ 河野 竜輝
長岡技術科学大学 環境社会基盤工学 正会員 細山田 得三

1. はじめに

海浜流は、砕波帯およびその周辺で波浪が直接の要因となって生じる流れであり、離岸流、沿岸流、向岸流などから海浜流系が構成される。このうち離岸流は 1 m/s を超える流速に達することもあり、水難事故の主要因となるとともに、漂砂を介して海浜地形の変化にも影響を与える。離岸流の発生機構には、エッジ波などの外的要因に求める考え方と、流れそのものが持つ力学的不安定性に求める考え方（内因説）があり、後者の代表例に日野の理論^{1),2)}や谷川ら³⁾の解析がある。

著者らの研究室では、沿岸方向に一樣な勾配を持つ海浜に規則波を直角入射させ、非線形長波方程式とラジエーションストレスによる時間発展計算の移動平均場から、離岸流のセル構造を抽出してきた^{4),5)}。その結果、一樣な地形でも規則的なセル構造が現れ、無次元パラメータ $\lambda (= 2\pi L_B/L_C, L_B: \text{砕波帯幅}, L_C: \text{セル間隔})$ が日野の理論の成長範囲に含まれることが示された。ただし、このモデルは沿岸境界（放射条件）の影響を避けるため計算領域の中央部のみを解析対象とし、砕波がモデル化されていない簡易なモデルであった。

離岸流の内因を議論するには境界条件も沿岸方向に一樣であることが必須であり、平均流の沿岸方向分布が側方境界の扱いにどの程度左右されるかを把握することが前提となる。そこで本研究では、既往モデル⁴⁾（以下、基本モデル）に、村川ら⁶⁾のモデルで用いられているスポンジ層による沿岸境界条件と簡易な砕波モデルを取り入れ、格子を等方化・細分化した拡張モデルを構築した。そのうえで、直線状海岸における岸沖流速の沿岸方向分布を両モデルで比較する基礎的な数値実験を行った。

2. 計算手法

(1) 基礎方程式

両モデルとも、平面 2 次元の連続式(1)と、ラジエーションストレスを含む非線形長波方程式(2), (3)を用いる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[(\eta+h)U] + \frac{\partial}{\partial y}[(\eta+h)V] = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{1}{\rho D} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{CU}{D} + \varepsilon \nabla^2 U \quad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{1}{\rho D} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} - \frac{CV}{D} + \varepsilon \nabla^2 V \quad (3)$$

ここに、 x は岸沖方向（岸向きが正）、 y は沿岸方向の座標、 t は時間、 U, V は x, y 方向の流速、 η は静水面からの水位変動、 h は静水深、 $D = \eta + h$ は全水深、 g は重力加速度、 ρ は水の密度、 C は底面摩擦係数（線形摩擦、 $C=0.01 \text{ m/s}$ ）、 ε は渦動粘性係数（ $30 \text{ m}^2/\text{s}$ 、沿岸境界近傍でのみ作用）である。 S_{xx}, S_{yy} はラジエーションストレスの x, y 方向成分であり、波は汀線に直角に入射するため、浅水極限（ $\kappa h \rightarrow 0, \kappa: \text{波数}$ ）として次式で与えた。

$$S_{xx} = \frac{3}{16} \rho g H_e^2, \quad S_{yy} = \frac{1}{16} \rho g H_e^2 \quad (4)$$

ここに、 H_e はラジエーションストレスの算定に用いる波高であり、基本モデルでは抽出波高 H そのもの、拡張モデルでは式(6)で頭打ちにした値である。波高 H は事前に与えず、計算される水位 η の時刻歴から峰と谷を抽出してその差として逐次求めた⁴⁾。海浜流は、瞬間値から次の重み付き移動平均として求めた。

$$\bar{f}_{n+1} = \frac{(N-1)\bar{f}_n + f_{n+1}}{N} \quad (5)$$

ここに、 f_n は時間ステップ n における η, U, V の瞬間値、 $\bar{f}_n$ はその移動平均、 N は平均に用いるステップ数（入射波 50 周期分、400 s）である。以下、 U, η の移動平均を平均岸沖流速、平均水位と呼ぶ。流れの可視化には、汀線から約 100 m 沖に連続投入した染料（パッシブスカラー c ）の移流拡散を用いた。時間積分は 2 次の Adams-Bashforth 法である。

(2) 拡張モデルで取り入れた条件

a) 砕波モデル：基本モデルでは、波高の増大に伴ってラジエーションストレスが際限なく大きくなり得る。拡張モデルでは深さ制限砕波の簡易指標として、式(4)に用いる波高を次式で頭打ちにした。

$$H_e = \min(H, \gamma_b D), \quad \gamma_b = 0.78 \quad (6)$$

ここに、 H は水位の時刻歴から抽出した波高、 γ_b は砕波指標（砕波限界の波高水深比）である。

b) 沿岸境界：基本モデルは沿岸方向の両端に放射条件と、沖からのストークス質量輸送に見合う流出流速を与えている。拡張モデルでは村川ら⁶⁾のモデルにならい、両端にスポンジ層を設けて流速を減衰さ

せた．減衰係数 μ は次式で与える．

$$\mu = c_s \omega \frac{\exp(\xi^2) - 1}{e - 1}, \quad \xi = \frac{n_b + 1 - j}{n_b} \quad (7)$$

ここに、 c_s は減衰の強さを表す係数 (=30) , ω は入射波の角周波数(= $2\pi/T$) , j は境界から数えた格子番号 (境界上で $j = 1$) , n_b はスポンジ層の格子数 (=30, 120 m) , ξ は層内の位置を表す無次元座標 (境界上で 1, 層の内端で 0) である． μ は層の内端で 0, 境界上で最大値 $c_s \omega$ となり, 境界に近いほど急に大きくなるため, 減衰の急変による反射を抑えつつ流れを弱められる．減衰は, 式(2), (3)を 1 ステップ進めた後に次式で与えた．

$$U^{n+1} = \frac{U^*}{1 + \mu \Delta t}, \quad V^{n+1} = \frac{V^*}{1 + \mu \Delta t} \quad (8)$$

ここに、 U^* , V^* は減衰前の流速, 上添字 n は時間ステップ, Δt は時間刻みである．減衰を陰的に扱うことで、 $\mu \Delta t$ が大きい境界付近でも安定に計算できる．また、放射条件の位相速度を $\sqrt{gh}$ とした．

c) 格子とプログラム：格子間隔を 5 m×10 m から 4 m×4 m に等方化・細分化し, 全変数の倍精度化, 染料フラックスの境界処理の修正, 計算条件の外部ファイル化を行った．

(3) 計算条件

計算条件を表-1 に、Case 2 の計算領域を図-1 に示

表-1 計算条件

	Case 1 (基本モデル)	Case 2 (拡張モデル)
格子数	150×250	200×399
格子間隔 $\Delta x \times \Delta y$	5 m×10 m	4 m×4 m
計算領域 (岸沖×沿岸)	750 m×2500 m	800 m×1596 m
時間刻み Δt	0.04 s	0.02 s
計算時間	2304 s	2880 s
砕波	なし	式(6)
沿岸境界	放射条件＋流出	スポンジ層＋放射条件
入射波 (共通)	H=1.4 m, T=8 s, 直角入射	
地形 (共通)	勾配 1/20, 沖側水深 25 m	

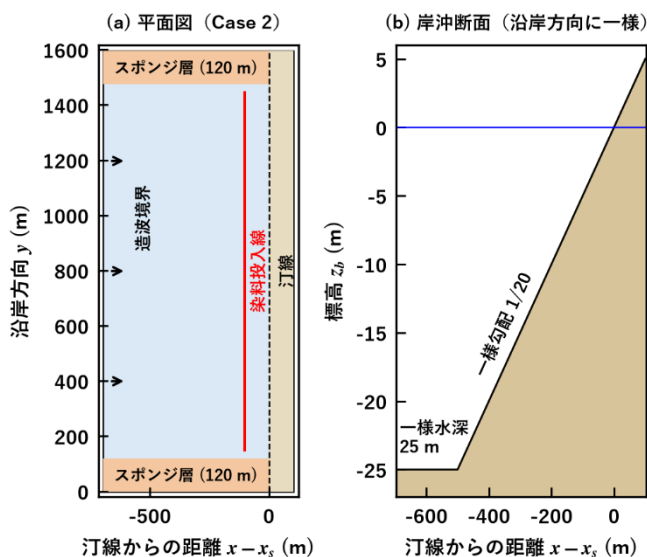


図-1 計算領域 (Case 2) と岸沖断面

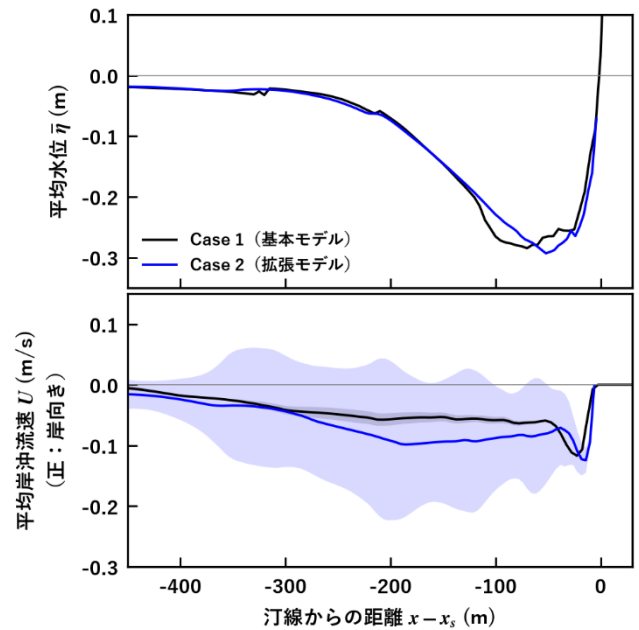


図-2 平均水位と平均岸沖流速の岸沖分布
(Case1 : t=2292s, y=810~1700m の平均
Case2 : t=2850s, y=400~1196m の平均
網掛けは沿岸方向の標準偏差)

す．Case 1 は基本モデル⁴⁾, Case 2 は拡張モデルによる計算である．地形は沖側水深 25 m の一様水深部と勾配 1/20 の一様勾配部からなり, 沿岸方向に一様である (直線状海岸) ．入射波は波高 1.4 m, 周期 8 s の規則波とし, 汀線に直角に入射させた．Case 2 の時間刻みは, $\Delta t = 0.05$ s では計算が不安定となり, 0.02 s で安定な計算が得られることを確認したため, 0.02 s とした．以下, 汀線位置を x_s とし, 岸沖方向の位置を汀線からの距離 $x - x_s$ (沖側が負) で表す．

3. 計算結果と考察

(1) 岸沖方向の分布

図-2 に、計算終了時の平均水位 η と平均岸沖流速 U の岸沖分布を示す．沿岸境界の影響を除くため, 各ケースで境界から十分離れた解析区間 (図-3 の破線の範囲) で沿岸方向に平均し, 同区間内の標準偏差を網掛けで示した．移動平均場であるため, 計算終了時の値は直近約 400 s の平均に相当する．両ケースとも汀線の 50~70 m 沖で約 0.29 m の水位低下が生じ, U は全域で沖向きであり, 既往研究^{4),5)}と同様の基本的な岸沖構造が両モデルで得られた．

一方, Case 2 では U の沿岸方向のばらつき (網掛け) が Case 1 より格段に大きく, 汀線から 50~250 m の範囲で ± 0.1 m/s 程度に達する．これは後述するセル構造の振幅に対応する．なお, Case 2 の波高は水深 10 m 付近から既に減衰しており, 式(6)の頭打

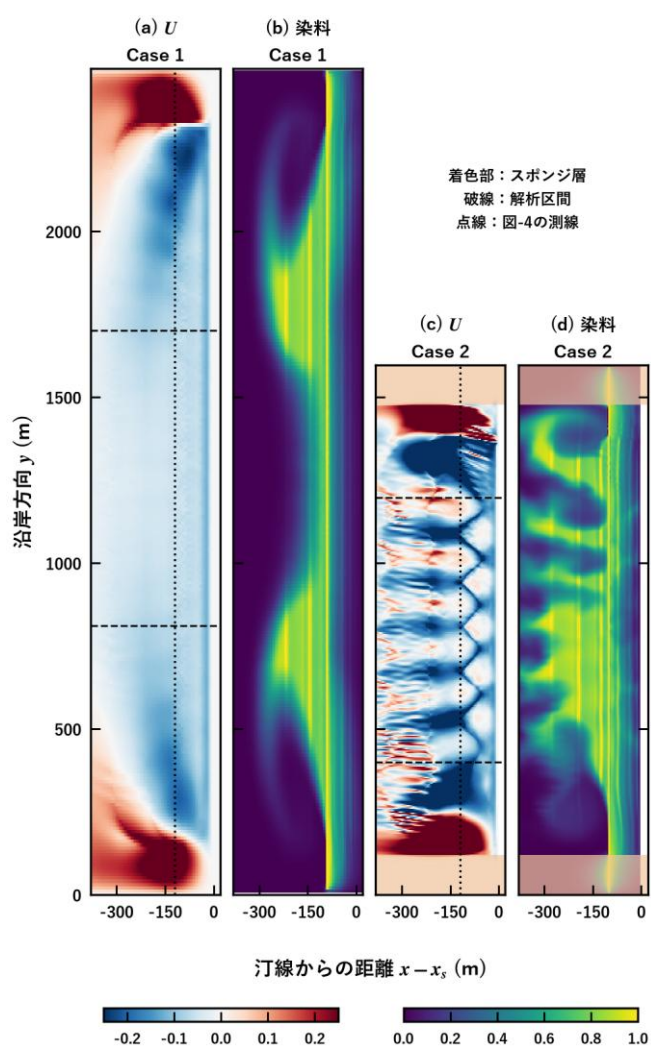


図-3 平均岸沖流速と染料濃度の平面分布
(Case1: $t=2292s$, Case2: $t=2850s$)

ちが作用したのは汀線から約 20 m 以内に限られた。したがって、両ケースの差異は主に格子と沿岸境界の違いによると考えられる。

(2) 岸沖流速の沿岸方向分布

図-3 に平均岸沖流速 U と染料濃度の平面分布を、図-4 (a), (b) に汀線から 120 m 沖の測線 (図-3 の点線) における U の沿岸方向分布を示す。Case 1 では、沿岸境界から約 200 m の範囲に岸向きの強い流れ (最大 0.5 m/s 程度) が、その内側に沖向き流速の強い領域が生じ、染料分布にも境界から約 800 m の規模の循環が現れている。図-4(a) の 200 m 移動平均値が中央部の値から 30 % 以上ずれる範囲は境界から約 800 m に及び、境界の影響が小さいのは中央の約 900 m 程度と見られる。また、中央部の U の沿岸方向変動は標準偏差 0.006 m/s 程度と小さく、セル構造は流速場よりも染料や渦度の分布として識別されるものであった。

Case 2 でも、スポンジ層の内側約 130 m に岸向き

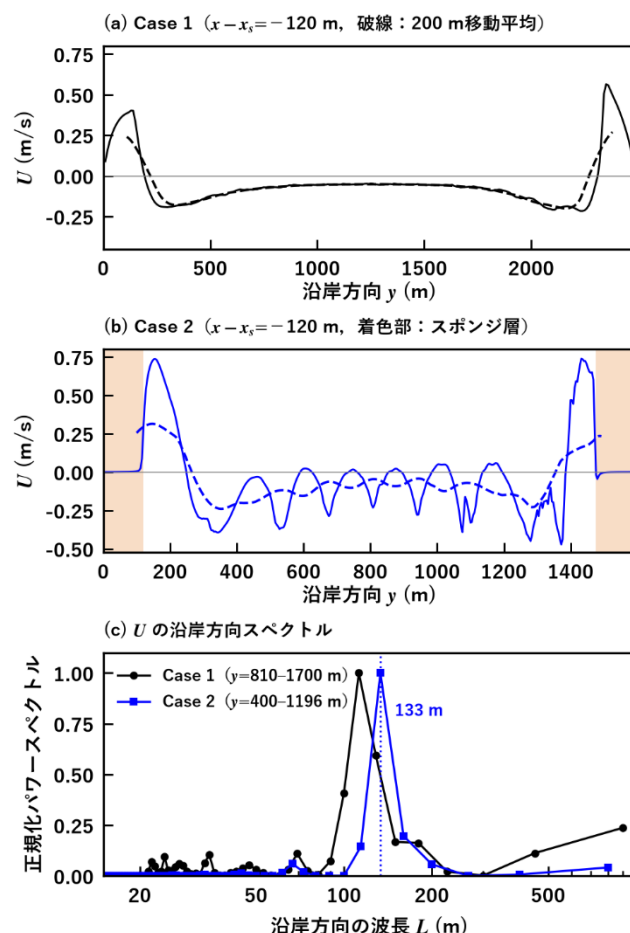


図-4 汀線から 120m 沖の測線における平均岸沖流速の沿岸分布とそのスペクトル
(Case1: $t=2292s$, Case2: $t=2850s$)

の強い流れが、さらにその内側約 200 m に沖向きの強い流れが残る。しかし、 $y=450 \sim 1250$ m の区間では、 U が沿岸方向にほぼ一定の間隔で極小 (沖向き流速の極大) をとる規則的な分布が明瞭に現れた (図-3 (c), 図-4 (b))。沖向き流速の極大値は約 0.4 m/s で、その位置から染料が沖向きにセル状に流出しており (図-3 (d))、離岸流的な構造に対応する。また、この測線上の U の沿岸分布を $t=1650$ s 以降の各時刻と比較すると、極小の位置と大きさはほとんど変化しておらず、セル構造は時間的にはほぼ変化しない定常な構造である。

図-4 (c) に、解析区間における U の沿岸方向のパワースペクトル (2 次の傾向を除去し、ハニング窓を乗じて算出) を示す。Case 2 の卓越波長は約 133 m であり、Case 1 のピーク (約 112 m) と同程度の規模である。また、同測線上で U が極小となる 5 点 ($y \approx 532, 676, 808, 940, 1076$ m) の間隔は 132 ~ 144 m, 平均約 136 m であり、スペクトルの卓越波長とよく一致する。Case 2 の碎波帯幅 L_B (汀線と平均水位の極小点との距離) は約 52 m であり、 $\lambda =$

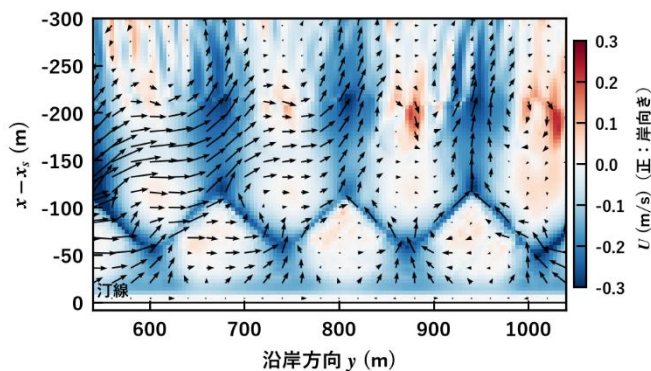


図-5 Case2 の平均流速ベクトル (y=540~1040m)
(t=2850s. カラーは岸沖流速 U , 負が沖向き)

$2\pi L_B/L_C \approx 2.5$ となる. これは日野の理論^{1),2)}の成長範囲 (0.785~4.2) に含まれ, 吉川⁵⁾の結果 ($\lambda \approx 2.0$) とも同程度である. すなわち, 一様な条件下でも離岸流的なセル構造が自発的に生じるという既往研究の結論は, 拡張モデルでも維持された. 一方, セルの振幅は Case 1 の数十倍となった. 沿岸方向の格子間隔を 10 m から 4 m とし, セル 1 波長あたりの格子数が約 13 から約 33 に増えたため, セル構造が数値的に減衰しにくくなった可能性がある.

図-5 に, Case 2 の平均流速ベクトルを示す. 汀線から 40~55 m 沖 (砕波帯幅程度) の位置では, 沖向き流速の極大が $y \approx 604, 740, 876, 1014$ m に並び, その両側から汀線に沿う流れが集まっている. 汀線から 150~200 m 沖では, 極大の位置は $y \approx 532, 672, 800, 940, 1088$ m であり, 間隔は同程度 (約 135 m) のまま, 岸側の極大の中間に位置する. 岸側の極大から沖へ向かう流れが両側へ斜めに分かれ, 隣のセルからの流れと合わさって沖側の極大を形づくっており, 沖向き流速の極大は岸側と沖側の 2 列に, 沿岸方向に約半波長ずれて並んでいる.

吉川⁵⁾は, 基本モデル (波高 1.4 m, 周期 9 s) の結果から, 平均流速ベクトルによる離岸流の発生間隔は沿岸方向に約 80 m である一方, 沖側の染料濃度に現れるセル構造の波長は約 150 m であり, 岸側と沖側でセルの間隔や規模が異なることを報告している. これに対し Case 2 では, 岸側と沖側の極大の間隔はいずれも約 135 m で等しく, 沖側の列が半波長ずれて並ぶ配置となった. 周期や格子間隔, 沿岸境界条件が異なるため単純には比較できないが, セル構造の岸沖方向の変化がこれらの条件に左右される可能性があり, 今後検討する必要がある.

4. 今後の課題

(i) スポンジ層の内側約 300 m には境界起因の強い流れが残る. スポンジ層は流速のみを減衰させるため, 造波境界から流入する質量の逃げ場が境界付近の循環として現れていると考えられ, 水位の減衰や沿岸方向の周期境界条件の導入を検討する. (ii) 式 (6) の砕波判定はほとんど作用しておらず, 砕波による散逸の扱いと波高抽出法の改善が必要である. (iii) セル構造の振幅と間隔の格子間隔への依存性を確認する必要がある. (iv) 拡張モデルに組み込んだ地形変化の計算により, セル構造と地形変化の相互作用を検討する予定である.

5. まとめ

基本モデルにスポンジ層による沿岸境界条件と簡易な砕波モデルを取り入れた拡張モデルを構築し, 直線状海岸における平均岸沖流速の沿岸方向分布を両モデルで比較した. (1) 基本モデルでは, 沿岸境界の影響が境界から約 800 m の範囲に及んでいた. (2) 拡張モデルでは, 境界の影響が小さい区間に間隔約 133 m, 沖向き流速最大約 0.4 m/s の定常なセル構造が現れ, $\lambda \approx 2.5$ は日野の理論の成長範囲に含まれた. (3) 沖向き流速の極大は岸沖方向に 2 列に並び, 両列は沿岸方向に約半波長ずれている. (4) 境界近傍に残る循環の解消が今後の課題である.

参考文献

- 1) 日野幹雄, 林直樹: リップ・カレントの発生理論, 第 19 回海岸工学講演会論文集, pp.93-96, 1972.
- 2) 日野幹雄: リップ・カレント系の発生理論IV —主として内在因子の影響について—, 第 22 回海岸工学講演会論文集, pp.121-126, 1975.
- 3) 谷川麻子, 泉典洋, 田中仁: 汀線に直角に入射する波によって形成されるビーチカusp, 応用力学論文集, Vol.7, pp.1005-1012, 2004.
- 4) 吉川大介, 細山田得三: 汀線近傍における海浜流・離岸流の規則性・不規則性の抽出, 土木学会関東支部新潟会研究調査発表会論文集, 2024.
- 5) 吉川大介: 汀線近傍の海浜流・離岸流生成に対する海浜地形変動の影響, 長岡技術科学大学大学院修士論文, 2025.
- 6) 細山田得三, 村川はるみ, 犬飼直之: 離岸流と海岸変形の相互作用に関する研究, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.67, No.2, pp.I_556-I_560, 2011.