

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—

日 野 幹 雄*

要 旨 著者は、これまでの一連の論文において、リップ・カレント系の発生は流体系および底質系の流体力学的な不安定機構によるものであることを示した。本論文では、引き続いて実験的には分離ないしは数値をほとんど変化させえない内在的パラメーターの影響度を理論的に検討し、リップ・カレントの発生は radiation stress による wave setup が主因であること、沿岸流はリップ・カレントの不安定増幅率には無関係でただその沿岸方向の発生間隔に影響することを示した。

また、リップ・カレント系のセル構造（リップ・ヘッドの位置・二重セル）について論じた。

1. 序 論

リップ・カレントやカस्प地形・サンドバーなどの成因については Bowen による standing edge wave 主因説（＝強制外因機構）と日野による流体力学的不安定説（＝選択的自励機構）が提出されている。

著者による流体力学的不安定機構には、多くの因子が複雑にからみ合っている。しかし、それらがどのように、またどの程度の役割を荷っているかを基本方程式から簡単に判別することはむずかしい。入射角や底勾配・原地形などの外的条件については計算はもちろんのこと実験・実測によりその影響度を調べることができる。しかし、発生機構の起動力である radiation stress と底摩擦および沿岸流は内在的因子であり、これらを勝手に変えて実験を行うことはむずかしい。しかもこれらは相互に絡み合っており、それらのうちの一つだけを切り離すこともできない。

radiation stress による wave setup と沿岸流の作用のどちらがリップ・カレント系に大きく寄与しているかはきわめて興味のあるところである。一方では、河床波の形成との analogy から沿岸流はリップ・カレント系形成の主因と考えられるし、他方波の入射角が小さく沿岸流のない所でリップ・カレント系が強く生長することを考えると、ちょうど風屈との analogy で radiation stress による wave setup を不安定性の主因とみなすことが良さそうである。この場合には、たとえ底面が固定であって

もリップ・カレントは発生する。しかし、沿岸流の起動力は radiation stress であるから、この2つの作用を分離することはできない。

著者は論文 II²⁾ (p. 18) の不安定機構の成因の分析において、底摩擦力が平均水面の摂動状態をしばしば保持し、流れを生じさせる retardation 作用の重要性を指摘しておいた。この真偽を確かめることも興味のある点であるが、底摩擦力は沿岸流の強さに影響するから底摩擦力のみを勝手に動かす実験はできない。

しかし、方程式に基づく理論計算ならば、あたかもわれわれが宇宙の支配者であるかのように勝手にこれらの項を切り離し、付加したり削除したりすることができる。本論文はこのようにして内在要因である radiation stress ・沿岸流・底摩擦力の相対的作用を調べようとするものである。

なお、これまでの一連の論文の主眼点は、それぞれ次のようである。

- I: 不安定機構説の妥当性の検討¹⁾——直角入射の場合について、流体力学的不安定機構によりリップ・カレント系が形成され得るという考え方の当否を解析的に検討し、確かに流力不安定により海浜流系の説明がなしうることを示した。ただし、解析的な見とおしを得ることに主眼をおいたために、問題の設定や数学的処理を単純化した。
- II: 基本方程式系の直接解²⁾——第一の論文で不安定機構が考え方として誤っていないことが認められたので、流体と底質に関する全方程式系を直交関数展開法と weighted residual 法により解き、リップ・カレントの卓越発生間隔と碎波線までの距離の関係、海浜流系のパターン等を論じた。
- III: 物理的考察による基本方程式系の解（応答性を考慮した解）^{3),4)}——流体と底質の基礎方程式を解く前に、現象に対する物理的考察を行い、response 概念をもち込み、流体を準定常系、底質系を非定常系として扱う方法がより正しい結果を与えることを論じ、入射波角・底勾配・原底地形の因子がリップ・カレント系の発生におよぼす影響を調べた。

*正会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科

2. 基礎方程式

前報告²⁾に述べたように基礎方程式は、水深方向に積分された二次元的運動量方程式と連続の方程式および底質輸送の連続の方程式の4個である。

$$\frac{\partial[\rho(h+\eta)u]}{\partial t} + \frac{\partial[\rho(h+\eta)u^2]}{\partial x} + \frac{\partial[\rho(h+\eta)uv]}{\partial y} + \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} = -\rho g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} - \rho \tilde{C}u \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{\partial[\rho(h+\eta)v]}{\partial t} + \frac{\partial[\rho(h+\eta)uv]}{\partial x} + \frac{\partial[\rho(h+\eta)v^2]}{\partial y} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} = -\rho g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} - \rho \tilde{C}v \quad \dots\dots\dots(2)$$

$$\frac{\partial(h+\eta)}{\partial t} + \frac{\partial[u(h+\eta)]}{\partial x} + \frac{\partial[v(h+\eta)]}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots(3)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial(Csu)}{\partial x} + \frac{\partial(Csv)}{\partial y} \quad \dots\dots\dots(4)$$

ここに、座標系 $x \cdot y$ は海岸線方向に y 軸、これと垂直冲向きに x 軸を採る。流速の $x \cdot y$ 成分はそれぞれ $u \cdot v$ とし、平均水面からの水面上昇量を η 、水深を h とする。 $\tilde{C} \cdot C_s$ は底面の摩擦係数および底質輸送係数である。また、 $S_{xx} \cdot S_{xy} \cdot S_{yy}$ は radiation stress で、 x 軸に対する波の入射角を θ とするとき、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} S_{xx} &= \frac{3E}{2} - Ec^2 \left(\frac{\sin \theta}{c} \right)^2 \\ S_{yy} &= \frac{E}{2} + Ec^2 \left(\frac{\sin \theta}{c} \right)^2 \\ S_{xy} &= Ec \cos \theta \left(\frac{\sin \theta}{c} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots(5)$$

ここに、 E は波の単位幅単位長あたりのエネルギー、 c は波速で、砕波線の岸側では

$$E = (\rho g \gamma^2 / 8)(h + \eta)^2 \quad \dots\dots\dots(6)$$

$$c = \{g(h + \eta)\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots(7)$$

となる ($\gamma \approx 1$: 比例定数)。砕波線の沖側では、radiation stress の影響は一般に少なく無視しうる。

基礎方程式の従属変数を平衡状態に対する値と摂動項の和として表わす。また、変数は海岸線から砕波帯までの距離 L_b と $\sqrt{gL_b}$ (g : 重力加速度) により無次元化する。

式 (1)~(4) の線型化を行うと次式を得る²⁾⁴⁾。

$$\frac{\partial w_i}{\partial t} + A_{i1}(x) \frac{\partial u}{\partial x} + A_{i2}(x) \frac{\partial u}{\partial y} + a_i(x)u$$

$$\begin{aligned} &+ B_{i1}(x) \frac{\partial v}{\partial x} + B_{i2}(x) \frac{\partial v}{\partial y} + b_i(x)v \\ &+ C_{i1}(x) \frac{\partial \eta}{\partial x} + C_{i2}(x) \frac{\partial \eta}{\partial y} + c_i(x)\eta \\ &+ D_{i1}(x) \frac{\partial h}{\partial x} + D_{i2}(x) \frac{\partial h}{\partial y} + d_i(x)h = 0 \end{aligned} \quad (i=1, 2, 3) \quad \dots\dots\dots(8)$$

ここに、

$$w_1 = u, \quad w_2 = v, \quad w_3 = \eta$$

なお、0 次の項より次の関係式が得られる。

$$V_0(x) = -\frac{5\gamma^2}{16C_d} (\cos \theta \cdot \sin \theta_b \cdot \sqrt{h_{0b} + \gamma_{0b}}) \times \frac{h_0 + \gamma_0}{h_{0b} + \gamma_{0b}} \frac{d(h_0 + \gamma_0)}{dx} \quad \dots\dots\dots(9)$$

$$\frac{d\gamma_0}{dx} = -\left(\frac{3\gamma^2}{8}\right) \frac{\cos^2 \theta}{[1 + (3\gamma^2/8) \cos^2 \theta]} \cdot \frac{dh_0}{dx} \quad \dots\dots(10)$$

ここに、 $\tilde{C} = C_a \sqrt{gh} = (\gamma C/\pi) \sqrt{gh}$ 。

上述の基本方程式を解くには、これをそのまま解くのではなく、物理的考察を加えて一度式の処理を行ってからの方が良い。ちょうど、Reynolds 数の大きい流れについて Navier-Stokes 方程式を直接解くのではうまく行かず、Prandtl の境界層の概念により式の単純化を行ったのちに解を求めるのと同じである。リップ・カレント系の場合には外力や境界条件の変化に対する2つの系一流体系と底質系一の応答速度の圧倒的差を考えると、まず流体系を定常とみなして解を求め、これを準定常化して非定常運動として底質系の安定不安定を論じれば良い。これを著者は応答概念による解と呼んでいる^{1),4)}。

(1) 流体系の定常解

海底地形の摂動変形を

$$h(x, y) = f(x)e^{iky} \quad \dots\dots\dots(14)$$

とし、変数 $u \cdot v \cdot \eta$ を Hermite 直交関数系で展開する。

$$\left. \begin{aligned} u(x, y; t) &= \left\{ \sum_{n'=1}^{\infty} \frac{\alpha_{n'}}{\sqrt{(2n'-1)!}} \times H_{2n'-1}(x)e^{-x^2/4} \right\} e^{iky} \\ v(x, y; t) &= \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta_n}{\sqrt{(n-1)!}} \times H_{n-1}(x)e^{-x^2/4} \right\} e^{iky} \\ \eta(x, y; t) &= \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\gamma_n}{\sqrt{(n-1)!}} \times H_{n-1}(x)e^{-x^2/4} \right\} e^{iky} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(11)$$

ここに、 $\alpha_n \cdot \beta_n \cdot \gamma_n$ は級数展開の複素数係数で、海底の変化を通して時間のゆるやかな関数である。Hermite 多

項式は, u に関しては境界条件を考慮して奇数次のみを, $v \cdot \eta$ に関してはすべての次数の項をとる。

式 (8), (11) より, 海浜流・海浜底地形の Hermite 多項式展開の係数 $\alpha_n \cdot \beta_n \cdot \gamma_n$ は

$$\mathbf{x} = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{b} \quad \dots\dots\dots (12)$$

のように求められる。

ここに,

$$\mathbf{x} = [\alpha_2 \alpha_4, \dots, \alpha_N, \beta_1, \beta_2, \dots, \beta_N, \gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_N]^T$$

(($N' + 2N$) \times 1 行列) $\dots\dots\dots (13)$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \mathbf{I}^{(1)} & \mathbf{J}^{(1)} & \mathbf{K}^{(1)} \\ \mathbf{I}^{(2)} & \mathbf{J}^{(2)} & \mathbf{K}^{(2)} \\ \mathbf{I}^{(3)} & \mathbf{J}^{(3)} & \mathbf{K}^{(3)} \end{bmatrix}$$

(($N' + 2N$) \times ($N' + 2N$) 行列) $\dots\dots\dots (14)$

部分行列 $\mathbf{I}^{(i)} \mathbf{J}^{(i)} \mathbf{K}^{(i)}$ の要素は, 論文 4) を参照されたい。

いま, $f(x)$ も Hermite 級数展開表示すれば, $h(x, y)$ は

$$h(x, y) = \delta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu_n}{\sqrt{(n-1)!}} H_{n-1}(x) e^{-x^2/4} e^{iky} \quad \dots\dots\dots (15)$$

と表わされる。したがって, 式 (14) より係数行列 \mathbf{x} は

$$\mathbf{x} = -\delta (\mathbf{A}^{-1} \mathbf{B}) \boldsymbol{\mu} = \delta \mathbf{D} \boldsymbol{\mu} \quad \dots\dots\dots (16)$$

となる。ここに,

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} \mathbf{L}^{(1)} \\ \mathbf{L}^{(2)} \\ \mathbf{L}^{(3)} \end{bmatrix} \quad \boldsymbol{\mu} = [\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_N]^T \quad \dots (17)$$

なお ($-\mathbf{A}^{-1} \mathbf{B}) = \mathbf{D}$ は ($N' + 2N$) \times N 行列で, 底地形の各基本成分 $H_{n-1}(x) e^{-x^2/4}$ が, $u \cdot v \cdot \eta$ の各係数に寄与する程度を表わす行列である。

(2) 底質系の安定性

h はゆるやかに変化する時間の関数であることを考慮し,

$$h(x, y, t) = \delta(t) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu_n}{\sqrt{(n-1)!}} \times H_{n-1}(x) e^{-x^2/4} e^{iky} \quad \dots\dots\dots (18)$$

と表現する。式 (4) に上式および式 (16) を代入すれば, 次の関係式を得る

$$\delta(t) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu_n}{\sqrt{(n-1)!}} H_{n-1}(x) e^{-x^2/4} e^{iky} = \delta(t) C_S \left[\sum_{n=1}^{\infty} \mathbf{a}_n \boldsymbol{\mu} \left\{ H_{n-1}(x) - \frac{x}{2} H_{n-1}(x) \right\} + (ik) \sum_{n=1}^{\infty} \mathbf{b}_n \boldsymbol{\mu} H_{n-1}(x) \right] e^{-x^2/4} e^{iky} \quad \dots\dots (19)$$

上式の展開を有限項で打ち切り, Galerkin 法により展開係数行列 $\boldsymbol{\mu}$ を求めると, 式 (20) となる。

$$\mathbf{p} \mathbf{H} \boldsymbol{\mu} = \mathbf{H}^* \boldsymbol{\mu} \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここに, \mathbf{p} は $\delta(t)$ の対数増幅率

$$\mathbf{p} = \frac{\dot{\delta}}{C_S \delta} \quad \dots\dots\dots (21)$$

すなわち, これを積分して

$$\delta(t) = \mathbf{A} e^{\mathbf{p}t} \quad \dots\dots\dots (22)$$

(行列 \mathbf{H}, \mathbf{H}^* の要素は論文 4) 参照)

式 (22) は

$$\mathbf{T} \boldsymbol{\mu} = \mathbf{p} \boldsymbol{\mu} \quad \dots\dots\dots (23)$$

ここに,

$$\mathbf{T} = \mathbf{H}^{-1} \mathbf{H}^* \quad \dots\dots\dots (24)$$

行列 \mathbf{T} に対し, 式 (23) の関係を満たすスカラー \mathbf{p} とベクトル $\boldsymbol{\mu}$ が存在するとき, これらをそれぞれ行列 \mathbf{T} の固有値・固有ベクトルと呼ぶ。固有値 \mathbf{p} を実数部と虚数部に分ける。

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_r + i \mathbf{p}_i \quad \dots\dots\dots (25)$$

底地形変化の時間項は

$$\delta(t) = \mathbf{A} e^{\mathbf{p}t} = \mathbf{A} e^{\mathbf{p}_r t} \cdot e^{i \mathbf{p}_i t}$$

である。したがって, 固有値 \mathbf{p} の実部の正負にしたがい海底地形の摂動の安定・不安定が決まる。

- $\mathbf{p}_r > 0$ 不安定・摂動振幅は増幅
- $\mathbf{p}_r = 0$ 中立・増減なし
- $\mathbf{p}_r < 0$ 安定・摂動振幅は減少

複素行列の固有値は公開の電算プログラム・ライブラリーを利用して求めることができる。

3. 内在因子の影響

(1) radiation stress の影響

まず, リップ・カレント系の発生の主因と思われる radiation stress の影響を調べる。radiation stress による wave setup は主に砕波帯の内側で顕著で, その大きさは砕波帯内の波高

$$2a = \gamma(h + \eta)$$

に関係する。係数 γ はほぼ 1 の定数であるが, γ の大きさを 0~1 の間で変化させて不安定増幅率 $\mathcal{R}_{\max}(\mathbf{p})$ と波数の関係曲線の変化を調べることにする。

しかし, γ の値の変化につれて, 沿岸流の大きさも変化する。そこで, 次の 3 つのケースにつき調べることが必要である。

- 沿岸流の大きさ $\left\{ \begin{array}{l} = \gamma \text{ の変化に応じ, 式 (9) により変わる。}(C=0.01 \text{ とする}), (lsc)_{res1} \\ = \gamma \text{ の変化により変わらない。}(\gamma=1, C=0.01 \text{ の場合の分布を与える}), (lsc)_{\gamma=1} \\ = \gamma \text{ の値のいかんにかかわらず沿岸流は存在しない。} \end{array} \right.$

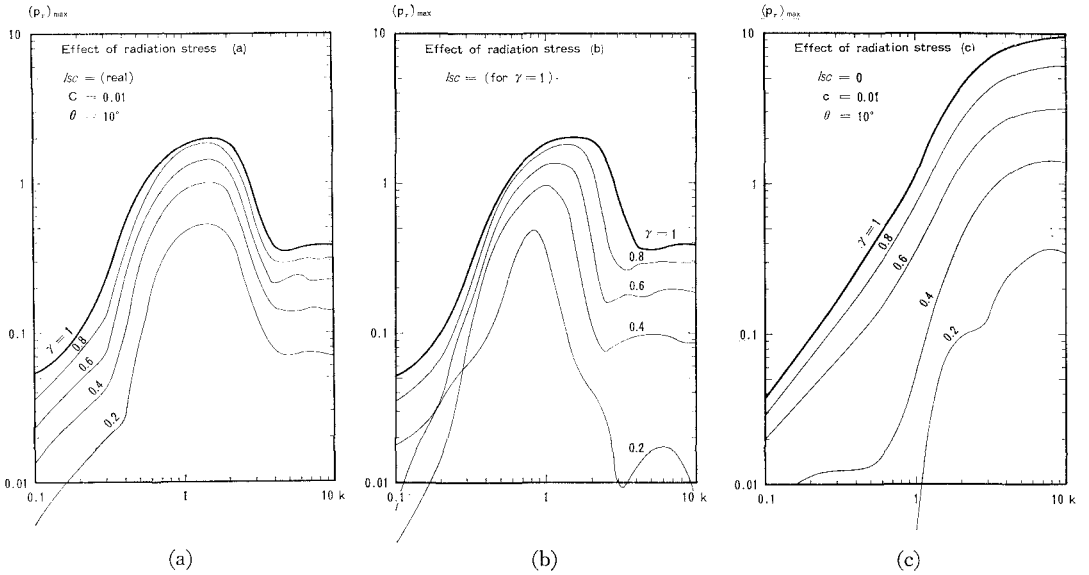


図-1

その他のパラメーターは、前論文の結果を参照し、
 θ (入射角) $=10^\circ$
 s (海底勾配) $=0.05$
 に固定した。すなわち、 θ や s の変化に対するリップ・カレント系の応答を考えた上でこの条件を代表的なものとして選んだ。

図-1 (a), (b), (c) は上のそれぞれの条件に対する沿岸方向波数 k と最大不安定増幅率 $R_{\max}(p_r)$ の関係の計算結果であり、図-2 は内在パラメーター γ と卓越波数 k_* およびそれに対する極大不安定増幅率 p_* との関係である。

以上の計算結果とくに、沿岸流を固定して、 γ のみを变化させた 図-2 (b) から、次のことがいえる。

- i) radiation stress による wave setup がリップ・カレント系発生の主因であり、
- ii) γ の減少とともに p_* および k_* が減少し、リップ・カレントは発生しにくくなり、リップの発生間隔がやや長くなる。

また、 γ の変化につれて、沿岸流も自然に変えた場合 (図-2 (a) から

- iii) 同じく radiation stress がリップ・カレントの主因であり、
- iv) 沿岸流は radiation stress と逆の方向にリップの発生間隔に作用することが言える。

(2) 底摩擦係数の影響

底摩擦力の作用を知るために、次の3つの条件のもとで固有値計算を行った。

沿岸流の大きさ $\left\{ \begin{array}{l} =C \text{ の変化に応じ、式 (9) により変わる。} (\gamma=1), (isc)_{\text{real}} \\ =C \text{ の変化により変わらない。} \\ (C=0.01, \gamma=1 \text{ の場合の分布を与える}), (isc)_{c=0.01} \\ =C \text{ の値のいかんにかかわらず沿岸流は存在しない。} \end{array} \right.$

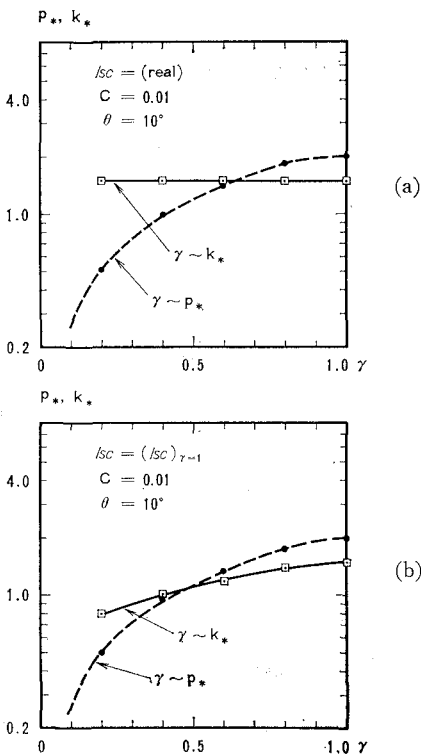


図-2

計算結果を 図-3 (a), (b), (c) および 図-4 に示す。

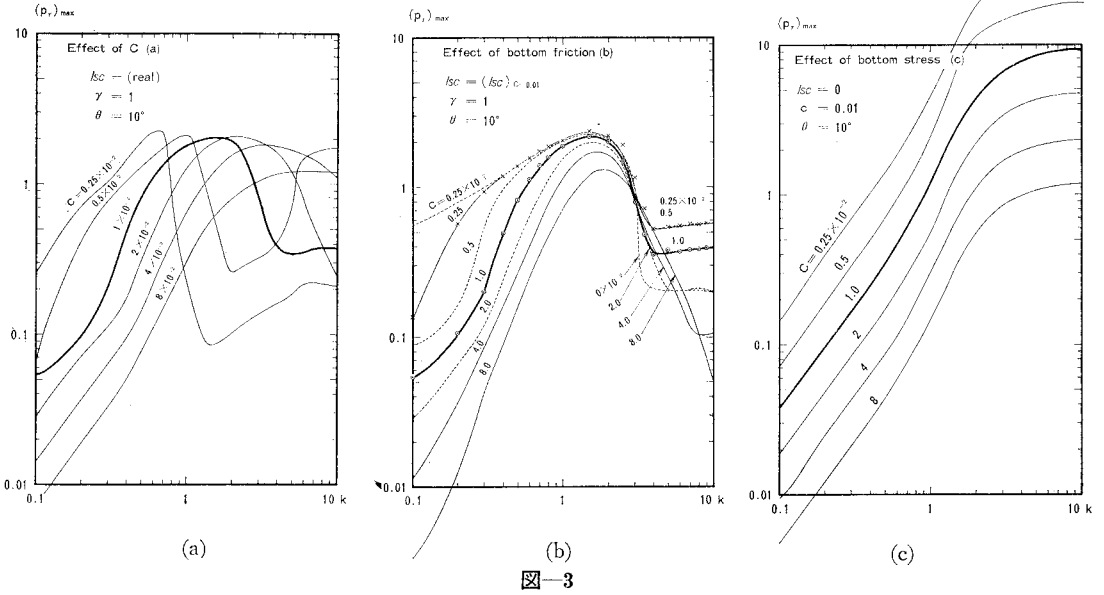
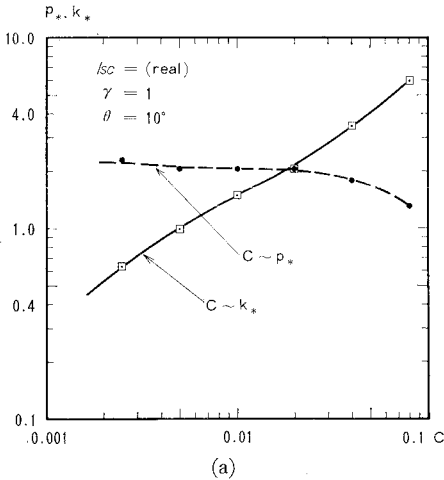
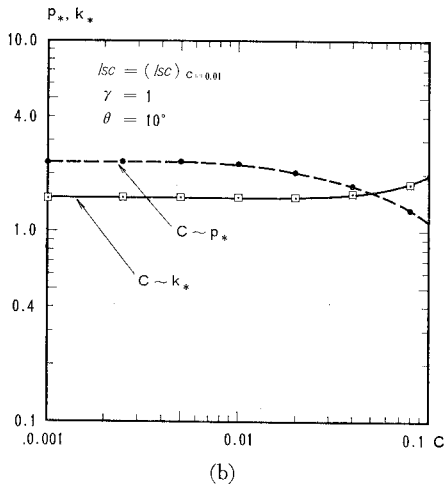


図-3



(a)



(b)

図-4

これらの図より次のことがわかる。

- i) 底摩擦力はリップ・カレント系の増幅率に多少影響するが、発生間隔には無関係である (図-3 (b), 図-4 (b))。
- ii) しかし、底摩擦係数の大きさは、沿岸流の強さに関係し、沿岸流を介して間接的にリップ・カレントの発生間隔に大きく影響する (図-4 (a))。

(3) 沿岸流の影響

沿岸流は radiation stress の沿岸方向の分力によるもので、実際の現象としては wave setup (あるいは γ) や底摩擦係数と分離することはできない。しかし、計算上では、

- (1) 沿岸流を変えずに γ や C を変えたり、
- (2) 波の入射角が0でないにもかかわらず沿岸流は発生しない状態

を勝手に作ることができる。このような場合のリップ・カレント系の不安定増幅曲線が 図-1 (b),(c) ($C=0.01$, γ 変化) および 図-3 (b),(c) ($\gamma=1$, C 変化) である。さらに、これらの計算結果から卓越波数や最大増幅率とパラメーター γ あるいは C の関係を示したのが 図-2 および 図-4 である。これらの図から次のことが導かれる。

1) 沿岸流は不安定の主因ではなく、したがって不安定増幅率には関係しない。しかし、リップ・カレントの発生間隔には影響する (図-4 (a))。

2) 波の入射角が零の場合 (前報), または入射角が零ではないが計算上で沿岸流を零とした場合は $R_{max}(p) \sim k$ 曲線は入射角がほんのわずかあって微弱ながら沿岸流がある場合の不安定曲線の形とは全く異なる。実際には入射角が零であってもわずかに沿岸方向への片寄りが

あるから、ちょうど過冷却状態の水のようにこの状態はきわめて不安定な状態で現実にはこのようなことは生じないであろう。

4. リップ・カレント系のパターン

(1) リップ・ヘッドの位置

リップ・カレントは、普通砕波帯をつき切りその沖で

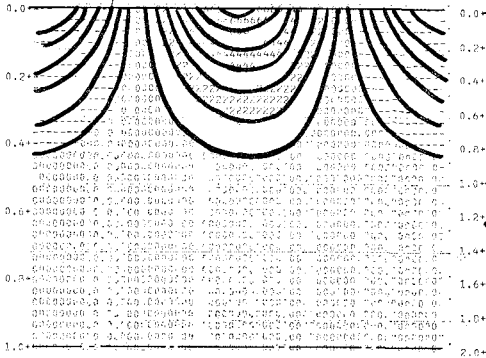


図-5 (a) 凹形海岸の h の変化
 $\theta=10^\circ, \alpha \propto \sqrt{x}, \gamma=1, C=0.01$, --- は砕波帯

拡散し勢力を弱め、いわゆるヘッドを形成する。しかし、論文 III⁴⁾ で海底の原地形の影響を論じた際、凹形の底地形では入射角が大きくとともにリップの発生間隔が変わらないこと、これは wave setup が汀線の近くできいてくるためであると述べた。このことから当然、リップ・セルは岸近くに閉じ込められると考えられる。

図-5 は、その一例を示すものである。

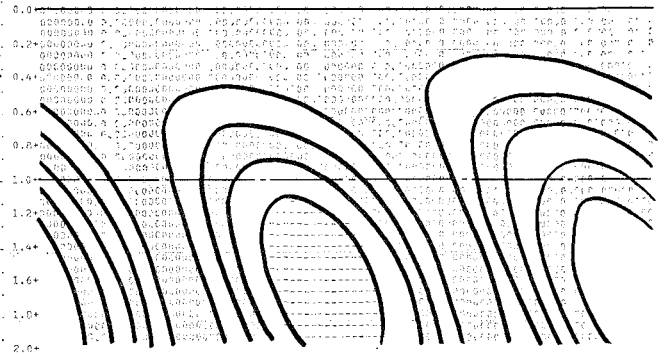


図-5 (b) 凸形海岸の h の変化
 $\theta=10^\circ, \alpha \propto x^2, \gamma=1, C=0.01$, --- は砕波帯

(2) 二重構造のセル構造

波数—不安定増幅率曲線は、ある条件の場合に2つ—オーダー異なる波数の所でのピークを示す(論文 III)。これは波数の小さい、発生間隔の大きいセルと内部の汀線に沿って発生間隔の狭いセルが並ぶることを示している。

5. 結 論

リップ・カレント系の不安定増幅機構にはたす内在的因子の影響を理論的に検討した。内在因子とは radiation stress, 沿岸流, 底摩擦係数を指す。これらは波の入射角, 底地形, 底勾配等の外的因子のように実験的に変化させてその影響度を調べることはできないが、式の上では勝手に変化させるので、理論によりはじめて検討が可能である。特に、不安定増幅が radiation stress の直接の影響であるのか、沿岸流を通しての間接的なものかは興味のあるところである。その結果、以下の結論が得られた。

- 1) リップ・カレント系の発生は radiation stress による wave setup が主因であり、砕波帯内の波高の比例係数 γ と不安定増幅率は比例する(図-2 (a))。
- 2) 沿岸流の強さを不変として、wave setup のみを上だけで切り離すとき、不安定の卓越波数は wave setup の強さ、 γ の減少とともにごくわずかに小さく(したがって発生間隔は長く)なる(図-2 (b))。
- 3) 沿岸流は不安定の卓越波数に影響する。しかし、不安定増幅率には無関係である(図-4 (a))。
- 4) 底摩擦係数 C の影響は沿岸流の強さを介して表わ

れる。すなわち、不安定増幅率にはほとんど無関係で、 C の減少(沿岸流の強化)とともにリップの発生間隔は長くなる。

5) 砕波帯内の波高係数 γ が減少するとき、不安定の卓越波数に対しては、相反する wave setup の影響と沿岸流の影響が相殺して、リップの発生間隔は変わらない。しかし、不安定の増幅率は減少する。

また、リップ・カレント系のセル構造について論じ、次の点を明らかにした。

- 6) リップ・ヘッドは砕波帯を突き破って沖側で形成されるとは限らず、凹形底地形の場合には砕波帯の内側にリップ・セルが閉じ込められる。
- 7) 底地形が凹形の場合には、リップ・セルは二重構造をもち、大きなセル構造の内側に汀線沿いに小さなセルが形成される。

参 考 文 献

- 1) 日野幹雄・林直樹(1972): 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.
- 2) 日野幹雄(1974): 海浜流系の発生理論, 土木学会論文報告集, No. 225, pp. 17~29.
- 3) 日野幹雄(1973): 海浜流系の発生理論—単純化された理論, 第20回海岸工学講演会論文集, pp. 339~344.
- 4) 日野幹雄(1975): 応答性を考慮した海浜流系の発生理論, 土木学会論文報告集, No. 237, pp. 87~98.
- 5) 堀川清司(1973): 海岸工学, 東京大学出版会, p. 195.
- 6) Sonu, C.J. (1973): Comment on Paper by C.K.W. Tam, 'Dynamics of Rip Currents', J. Geophys. Res., Vol. 78, No. 36, pp. 8887~8889.