

Standing edge wave によって形成される 離岸流と sand pattern

松 永 信 博*・金 子 新**

1. 緒 言

入射波によって海岸近くに形成される種々の流れは、海岸近くの土砂の輸送・堆積過程および砕波帯内外の水質交換などを規定する要因であるため、過去に多くの海岸工学者や地質学者によって研究されてきた(Horikawa, 1981)¹⁾。入射波や海底地形との関連において定性的に記述されるに留まってきた循環流の研究は、1960年に Longuet-Higgins & Stewart²⁾ によって radiation stress の概念が提出されたことにより、定量的な議論が可能な段階に達した。

Radiation stress を考慮して海岸付近の循環流を理論的に説明する試みは、Bowen (1969)³⁾ によって初めてなされた。彼によれば、循環流は入射波と edge wave とが砕波帯内で干渉することによって波高、即ち radiation stress が沿岸方向に変化することによって発生する。Sonu (1972)⁴⁾ は、radiation stress の変化を沿岸方向に周期的な海底起伏によって生じさせ、Bowen と同様な計算によって観測値を良く説明する循環流パターンを得た。海底砂の輸送を考慮した流体力学的不安定理論に基づく日野・林 (1922)⁵⁾ の理論や固有値問題として離岸流の間隔を決定する水口 (1976)⁶⁾ などの理論も提出されているが、それ以後の多くの研究は、radiation stress を外的な強制力として循環流を説明する方向でなされてきた。

本研究は、実験室内で生起された standing edge wave によって汀線近くに形成される水平循環流の構造を、従来あまりなされていない流れの可視化法を用いて、鉛直構造を含めて解明することを主要な目的としている。実験において、edge wave は一様な底勾配をもつ波動水槽内で汀線に直角に入射してくる surging type の波によって誘起された。2種類の edge wave が誘起され、1つは入射波振動周期と等しい周期をもつ synchronous edge wave であり、他の1つは、入射波の振動周期の2倍の周期をもつ subharmonic edge wave であった。可視化の結果、synchronous edge wave によっては1波長に1

対の、また subharmonic edge wave によっては1波長に2対の水平循環流が、表層近くに形成されることがわかった。このような循環流のパターン変化は、Bowen の理論では説明できないため、edge wave に起因した run-up の汀線方向の周期的変化を、外的な強制力と考える新たな循環流の発生機構が提案されている。また、流れの鉛直構造の可視化によって、bar 地形を形成する流れも明らかにされている。

2. 実験装置と方法

使用された波動水槽は、横 93 cm×縦 80 cm×深さ 20 cm であり、流れを種々の断面で可視化できる様に、水槽は斜板を含めて全面アクリル製である。斜面の勾配は、最大 1/3 程度まで自由に調節することができる。造波機はフラッタ型であり、振動周期は 1.6 s から 0.4 s の範囲内で自由に変えることができる。standing edge wave は、汀線に直角に入射する surging type の波によって誘起される。水槽は小型ではあるが、後述する様に誘起された edge wave が、Ursell⁷⁾ の理論によって得られた分散関係式を十分な精度で満足することにより、edge wave 自体の研究には現水槽でも何ら支障はないものと考えられる。

本実験では、斜板を 17° に固定し、造波機の振動周期を変化させることによって種々の synchronous edge wave と subharmonic edge wave を発生させた。edge wave によって表層近くに生起される水平循環流は、乾燥したのこくずをトレーサーとして、水表面に散布することによって可視化された。流れの鉛直構造は、斜板上に汀線に直角に固定された帯状のハンダを電気分解し、溶出したハンダをトレーサーとして用いる電解沈殿法によって可視化された。Edge wave によって形成される bar 地形を調べる際には、十分に吸水させ水より重くなったのこくずを使用した。

3. 流れと sand pattern の可視化

本節においては、synchronous edge wave と subharmonic edge wave によって得られた代表的な可視化実験の結果を示す。Ursell によって理論的に求められた

* 学生会員 工修 九州大学大学院博士課程 水工土木学専攻

** 正 会 員 工博 九州大学助手 応用力学研究所

edge wave の分散関係式は、沖方向のモード (n) と汀線方向のモード (m) を用いれば、次式の様に表わされる。

$$T_E^2 = \frac{2\pi}{g} \frac{2b}{m \sin(2n+1) \cdot \theta} \dots\dots\dots (1)$$

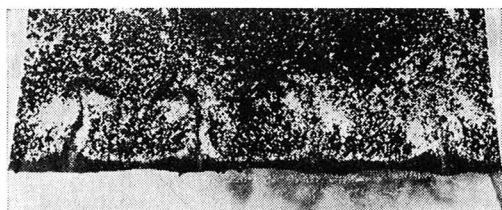
ここに T_E : edge wave の振動周期,
 $L=2b/m$: edge wave の波長,
 b : 水槽幅, θ : 底面勾配,
 g : 重力加速度

可視化実験に使用された edge wave の振動周期と分散関係式 (1) によって求められた振動周期とが、表—1 で比較されている。モード m は、波長の測定によって容易に確定できるのに対して、モード n は試行錯誤的に決定しなければならないが、 $n=0$ とすると、いずれの edge wave も分散関係式 (1) を良く満たしていることがわかる。

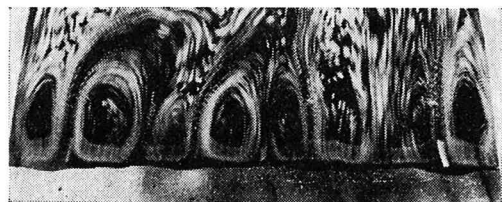
表—1

	実 測 値		計算値 ($\theta=17^\circ, b=93\text{ cm}$)		
	$L\text{ (cm)}$	$T_E\text{ (s)}$	n	m	$T_E\text{ (s)}$
Synchronous edge wave	23.2	0.71	0	8	0.71
Subharmonic edge wave	37.2	0.91	0	5	0.90

図—1 は、 $m=8$ の synchronous edge wave が形成される条件のもとでなされた可視化実験の結果である。実験開始前に水表面に散布された乾燥したのこずは、開始後しばらくの間、図—1 (a) に示される様な離岸流パターンを形成する。同図は、実験開始後 28 秒における水表面近くの流れを、露光時間 1/4 s で写真撮影したものであるが、最大の run-up が生じている位置から計 4 本の離岸流が、沖に向かって出ている。図—1 (b) は、実験開始後約 5 分における水表面近くの流れのパターンを、露光時間 10 s で撮影したものである。1 波長に 1



図—1 (a) $m=8$ の synchronous edge wave によって誘起される離岸流パターン



図—1 (b) $m=8$ の synchronous edge wave によって誘起される循環流パターン

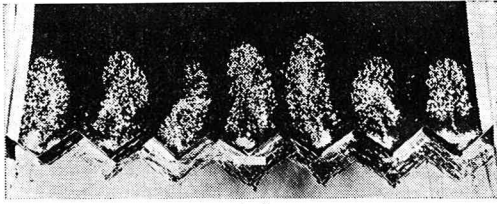
対で計 8 個の定常な循環流がすでに形成されており、離岸流が、定常な循環流形成に到る過渡的な現象であることを伺わせる。Synchronous edge wave によって誘起されるこの様な循環流の存在は、すでに Bowen & Inman (1969)⁹⁾ によって実験的に指摘されており、また radiation stress に基づく Bowen の理論によっても説明がつくかも知れない。しかしながら、Bowen の理論に占める碎波帯の重要性に留意すれば、本実験における様に碎波帯が存在しない場合にも、Bowen の理論を適用することは問題であろう。



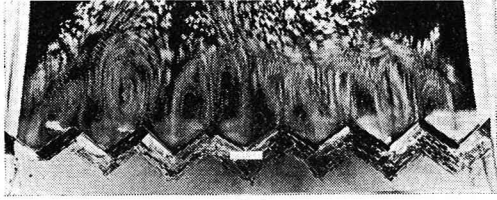
図—2 $m=5$ の subharmonic edge wave によって誘起される循環流パターン

図—2 は、 $m=5$ の subharmonic edge wave によって水表面近くに定常的に形成された水平循環流を示している。1 波長間に 2 対の定常な循環流が形成されていることがわかるが、大小の循環流が存在するため、循環流パターンには汀線方向の周期性はない。しかしながら、循環流パターンが水槽中央で左右対称であることから、得られたパターンが両側壁の影響を強く受けていることを予想させる。Subharmonic edge wave によって形成されるこの様な循環流パターンは、新しい実験事実であり、また従来のどの理論によってもその形成を説明することはできない様に思える。さらに synchronous edge wave と同様に、この場合にも最大の run-up が生じている位置から離岸流が生じていることは、注目に値する。

Edge wave によって誘起されるこの様な循環流パターンを run-up の汀線方向の変化によって説明する試みとして、のこぎり刃状 (波長 13.3 cm, 振幅 2.5 cm, 高さ 2.0 cm) の平面形状をもつ垂直壁が、汀線に沿って設置された。これによって、edge wave が生起していない場合にも、run-up は汀線方向の周期性を強制的に生じることになる。議論を明確にするため、造波機の振動周期を edge wave が形成されない条件 0.9 s に設定して実験が行われた。垂直壁がない場合には、規則的な流れのパターンは認められなかったが、垂直壁の設置によって 図—3 に示される様に、強制的に起こされた run-up の周期性に対応した流れのパターンが得られた。図—3 (a) は、実験開始後 8 秒における離岸流パターンを示し、図—3 (b) は、実験開始後 3 分経過したとき誘起された定常な循環流パターンを示しているが、いずれも最大 run-up の位置から沖向きの流れが生じていることが



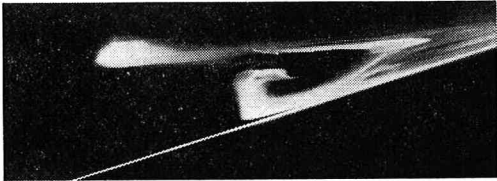
(a)



(b)

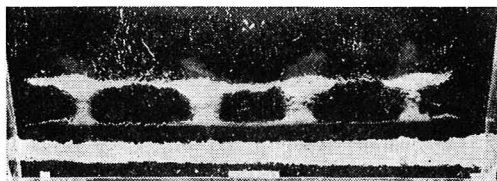
図—3 (a), (b) 強制的に引き起こされた周期性をもつ run-up によって形成される離岸流と循環流パターン

わかる。以上の実験より, run-up の汀線方向の周期性によって循環流が形成され得ることが明白となった。



図—4 流れの鉛直構造

図—4 は, 図—1 と同じ synchronous edge wave によって形成された流れの鉛直構造を, 電解沈殿法によって可視化したものである。可視化された断面は, 最大の run-up が生起し, 水表面近くに離岸流が起っている位置である。流れは鉛直断面内でも一様でなく, 従来考えられていた以上に複雑な構造を有することがわかる。上層の流れは, 水平循環流に対応するものであり, また斜面を流下する下層の流れは, ある位置で斜面から剝離し上昇流に転じている。



図—5 $m=8$ の synchronous edge wave によって形成されるのこずの 패턴

図—5 は, 図—4 と同様な条件のもとで定常的に形成された bar 地形の平面形状を示す。実験においては, 吸水させたのこずが砂の代りに使用されており, のこずは実験開始前に汀線に沿って一様な厚さで带状に敷き

詰められた。図—5 において, 汀線に垂直な方向に形成された 4 本の bar の位置は, 表層に見られる冲向きの流れの位置と一致している (図—1 (a))。また, これらの bar の沖側には, 汀線に平行な bar 地形が形成されているが, この位置は 図—4 における上昇流の生じる位置に対応している。汀線近くにも, 汀線に平行な細い bar 地形が認められるが, これは backwash step⁹⁾ に対応するものと考えられる。

4. 循環流の発生理論

第 3 節で, run-up の汀線方向の変化を外的な強制力として, 水平循環流が発生し得ることが明らかとなった。本節においては, この様な run-up の変化を境界条件において考慮した循環流の発生理論が提示されている。

ここでは, 汀線に沿って x 軸を, 汀線から沖方向に y 軸を取ることによって, 流れを水平二次元的に取り扱う。水平循環流が, 水表面近くに限定されているため浅水近似を適用できないこと, および三次元的に取り扱うことの困難さを考慮するとき, まず底面の影響を無視した水平二次元的な解析を行なうことは, 妥当なことであろう。また, この様な解析でも循環流の定性的な議論には, 何ら問題ないものと考えられる。

x, y 方向の流速をそれぞれ u, v とする。汀線方向の変化を有する振動的な run-up を $y=0$ における次の様な流速分布によって近似できるものと仮定する。

$$\left. \begin{aligned} u &= 0 \\ v &= (v_0 + v_m \cos kx) \cdot \cos \omega t \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここに, k は波数で ω は角振動数である。 $v_0 (= \omega l_0)$ と $v_m (= \omega l_m)$ は, それぞれ入射波による一様な run-up と edge wave による run-up とに対応する最大流速である。また, v_0 と v_m は, 静水面から測られた一様な run-up 長さ l_0 と edge wave による run-up 長さ l_m によって推定することが可能である。(2) 式中での u は, ある有限な値をもつことが予想されるが, 簡単のために 0 とおかれている。流れ関数 ϕ を導入すれば, 非定常の二次元渦度方程式は, 次式の様に書ける。

$$\frac{\partial(\hat{P}^2\phi)}{\partial t} + \frac{\partial\phi}{\partial y} \frac{\partial(\hat{P}^2\phi)}{\partial x} - \frac{\partial\phi}{\partial x} \frac{\partial(\hat{P}^2\phi)}{\partial y} = \nu_T \hat{P}^4 \phi \dots\dots (3)$$

ここで $\hat{P}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ 。また, ν_T は渦動粘性係数であり明確な根拠はないが, 一応次の様に仮定される。

$$\nu_T = \alpha(v_0 + v_m)(l_0 + l_m), \quad \alpha: \text{定数} \dots\dots (4)$$

関係諸量を次の様に無次元化する。

$$\left. \begin{aligned} \xi &= kx, \quad \eta = \frac{y}{l_0 + l_m}, \quad \tau = \omega t \\ \phi &= \frac{\hat{\phi}}{(v_0 + v_m)(l_0 + l_m)}, \quad \epsilon = k(l_0 + l_m), \quad \beta = \frac{l_0}{l_m} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

(4), (5) 式を (2) 式に代入し, さらに無次元流れ関数

ϕ を

$$\phi = \Psi - \frac{\beta}{\epsilon(1+\beta)} \xi \cos \tau \quad \dots\dots\dots(6)$$

の様に变换すれば, 次の様に無次元化された基礎方程式を得る.

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + \epsilon \left[\frac{\partial \Psi}{\partial \eta} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi} + \left\{ \frac{\beta}{\epsilon(1+\beta)} \cos \tau - \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right\} \frac{\partial \Omega}{\partial \eta} \right] = \alpha \nabla^2 \Omega \quad \dots\dots\dots(7)$$

$$\nabla^2 \Psi = -\Omega \quad \dots\dots\dots(8)$$

ここに, $\nabla^2 = \partial^2 / \partial \eta^2 + \epsilon^2 \partial^2 / \partial \xi^2$ であり, Ω は無次元渦度である. 無次元化された境界条件は,

$$\left. \begin{aligned} \eta=0 : \quad \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} &= 0, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} = -\frac{1}{\epsilon(1+\beta)} \cos \xi \cdot \cos \tau \\ \eta \rightarrow \infty : \quad \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} &\rightarrow 0, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(9)$$

となる. (7), (8) 式を連立させて差分法により数値解析するわけであるが, 初期条件には (7) 式で非線形項を無視して求めた Stokes flow の解

$$\left. \begin{aligned} \Psi_0 &= \text{Real} [(a e^{-\epsilon \eta} + b e^{-\sigma \eta}) \sin \xi \cdot e^{i \tau}] \\ \Omega_0 &= -\text{Real} [(\sigma^2 - \epsilon^2) b e^{-\sigma \eta} \sin \xi \cdot e^{i \tau}] \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(10)$$

ここに, $\sigma = \sqrt{\epsilon^2 + i/\alpha}$, $a = -\sigma / \{\epsilon(\sigma - \epsilon)(1 + \beta)\}$, $b = \sigma / \{(\sigma - \epsilon)(1 + \beta)\}$ が使用された. 境界条件は,

$$\left. \begin{aligned} \eta=0 : \quad \Psi &= \Psi_0, \quad \Omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} - \epsilon^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} \\ \eta \rightarrow \infty : \quad \Psi &\rightarrow 0, \quad \Omega \rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(11)$$

とする. また, ξ に関しては次の様な周期的条件を課す.

$$\left. \begin{aligned} \Psi(\xi, \eta, \tau) &= \Psi(\xi + 2\pi, \eta, \tau) \\ \Omega(\xi, \eta, \tau) &= \Omega(\xi + 2\pi, \eta, \tau) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(12)$$

流れ関数の定常成分 Ψ_s は, 次の様に定義される.

$$\left. \begin{aligned} \Psi_s^{(P)} &= \frac{1}{2\pi} \int_{2P\pi}^{2(P+1)\pi} \Psi d\tau \\ \Psi_s^{(P)} &\rightarrow \Psi_s \quad (P \rightarrow \infty) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(13)$$

ここに, $\Psi_s^{(P)}$ は P と $(P+1)$ 番目の振動周期の間で得られた流れ関数の時間平均成分である. (7) 式の数値計算においては, 安定性を考慮して, 空間微係数を隣り合う時間メッシュでの値の平均値で評価する陰的解法 (岡島等, 1971)¹⁰⁾ が適用された. ポアソン方程式 (7) は, SOR 法を用いて計算された. 詳しい数値計算の手順については, 前出の参考論文¹⁰⁾を参照されたい.

前節で議論された synchronous edge wave, subharmonic edge wave とほぼ同様な ϵ, β の条件のもとでなされた数値計算結果が, それぞれ 図-6, 7 に示されている. 数値計算においては, $\alpha=0.4$ が用いられており, 両図とも各周期にわたる時間平均流れが定常に達する 8 周期目に得られた結果である. 実験結果と同様, synchronous edge wave によっては, 1 波長に 1 対の循環流が, subharmonic edge wave によっては, 1 波長に 2 対の循環

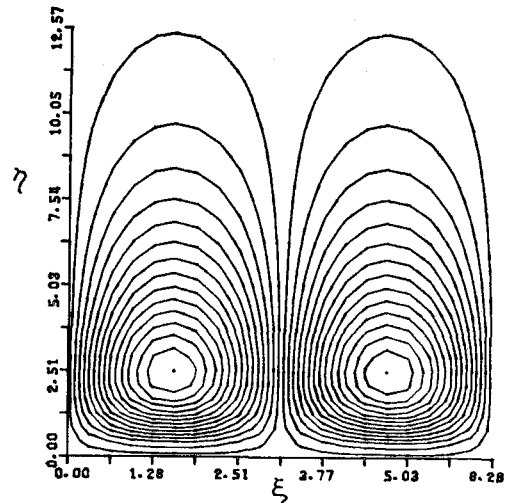


図-6 $\epsilon=0.50, \beta=5.1$ において得られた定常流パターン

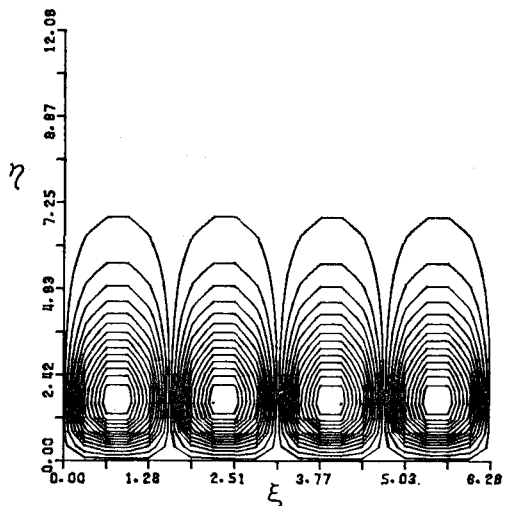


図-7 $\epsilon=0.52, \beta=0.0$ において得られた定常流パターン

流が誘起されており, 実験結果は, 本理論によって十分説明できることがわかった. この様な循環流のパターンの変化は, β の値の変化に起因するということが, 本理論の教える主要な結果である.

5. 結 語

一様な底勾配をもつ波動水槽内で, 汀線に直角な方向に入射する surging type の波によって, 二種類の standing edge wave (synchronous と subharmonic edge wave) が誘起された. これらの edge wave は, いずれも swash zone 近くに対をなす水平な循環流を形成することが, 流れを可視化することによって明らかにされた. この循環流は, edge wave によって生起した run-up の汀線方向の変化に起因したものであるが, このことは run-up の周期的変化を境界条件において考慮した非定常渦度方程

式の数値解析によっても確かめられた。さらに流れの鉛直構造の可視化の結果より、水平な循環流は表層近くに限られること、および bar 地形が形成されている地点には、顕著な上昇流の存在することが明らかになった。

謝辞： 本研究を進めるに当たり、有益な討論ならびに助言をして下さいました応用力学研究所本地弘之教授ならびに大学院学生蒲地政文君に感謝致します。また、実験を直接支援して下さいった文部技官白石洋二氏に感謝致します。数値計算は、応用力学研究所の MELCOM-COSMO 900 を使用して行なわれた。なお、本研究の一部は文部省科学研究費の援助のもとになされたことを付記し、合わせて関係各位に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Horikawa, K.: Coastal sediment processes, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 13, pp. 9~32, 1981.
- 2) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart: Changes in the form of short gravity waves and tidal currents, Jour. Fluid Mech., Vol. 1, pp. 163~176, 1960.
- 3) Bowen, A. J.: Rip currents, Jour. Geophy. Res., Vol. 74, pp. 5467~5478, 1969.
- 4) Sonu, C. T.: Field observation of nearshore circulation and meandering currents, Jour. Geophy. Res., Vol. 77, pp. 3232~3247, 1972.
- 5) 日野幹雄・林 直樹: リップカレントの発生理論, 海岸工学講演会論文集, 第 19 回, pp. 93~96, 1972.
- 6) 水口 優: 固有値問題としての離岸流の間隔について, 土木学会論文報告集, No. 248, pp. 83~88, 1976.
- 7) Ursell, F.: Edge wave on a sloping beach, Proc. Roy. Soc. (London), Vol. 214, pp. 79~97, 1952.
- 8) Bowen, A. J. and D. L. Inman: Rip currents, Jour. Geophy. Res., Vol. 74, pp. 5479~5490, 1969.
- 9) Matsunaga, N. and H. Honji: The backwash vortex, Jour. Fluid Mech., Vol. 99, pp. 813~815, 1980.
- 10) 岡島 厚・高田浩之・浅沼 強: 振動する物体まわりの非定常粘性流れ, 日本機械学会論文集, Vol. 37, No. 304, pp. 2300~2308, 1971.

1) Horikawa, K.: Coastal sediment processes, Ann.