

非定常過程としての海浜流系の研究 (1)

日 野 幹 雄*・沢 本 正 樹**

要 旨

海浜流系を非定常過程として解析する一連の研究を行う。これは、また海浜流系の三次元性とも密接に関連している。本論文はその第1報として一次元的非定常過程としての実験と理論について述べる。

1. 序 論

(1) 着想の発端

この2月雨まじりの寒風の中を九州開門岳の中腹から眼下に広がる海浜に打ち寄せる波をあかずに眺めていた。強い風の中でゆるい弧を画く岸に寄せる波は、砕波し、打ち上げ、そして離岸流となり正に教科書的な文様を作り出していた。私の興味は、もっぱら離岸流にあったのだが、離岸流は一度強く形成されるとやがて消滅し、次にまた大きくなるまでに可成りの時間を要するようであった。これは、いわゆる surf beat と直接的に結び付けることも出来よう。

しかし、こうして実際の現象をみていると、いま一つの発想が湧いた。こうした離岸流系の間欠性は surf beat などの外因による結果ではなく、むしろ内因なのではないかということである。そう考えると、日野 (1972~1976) による流体力学的不安定による離岸流系の発生理論を別にすれば、これまで海浜現象を非定常現象として解析することは無かったと云って良い。

(2) これまでの海浜流系の研究

海岸工学・沿岸海洋学の分野的研究中、理論的にまた実験・実験的に注目を集めている主題の一つは、疑いなく海浜流系のメカニズムである。それは、単に物理的現象として面白いのみならず、海の生産性を問題とすると、その重要な場の一部となる海岸の物理・生物的環境とも関連している。

海浜流系の現象が、少なくとも学問の分野に登場して来るのは、敵前上陸に関連して第2次大戦中に行われたバスカムらの調査や、合衆国カリフォルニア・ラホヤのカ大スクリプス研究所におけるインマンらの海浜流系の実測的研究であろう。

一方、それよりいく分遅れて連合王国・海洋研究所の

Longuet-Higgins を中心とする研究者による理論の展開が特筆される。それは、これまでの自然科学の「実験・実測が先導し、あとから数式による理論付けが行われる」という一般的図式を全く逆転するもので、まず「理論的予測が行われ、5~6年後にその妥当性が実験的に確認される」ようになった。風波の発生理論や、radiation stress とそれに関連する海浜の諸現象がこれに当たる。

沿岸流や wave-setup、離岸流と crescental bar の形成の過程も、こうした理論と実測との密接な連関のもとに、ここ数年の間に著しく解明がすすんだ。すなわち、沿岸流・離岸流はともに野外観測により発見されていた現象であるが、最近に至り、沿岸流の発生に関しては、Bowen (1968) と Longuet-Higgins (1970) により radiation stress を要因とする理論が提出され、また離岸流の発生については同じく radiation stress をその起因力とする Bowen (1969) や日野 (1972~75) その他その他の理論が発表されている。

さて、実験・実測にせよ、理論にせよ、これまでの解析はほとんどすべて定常現象として海浜流系を取扱っている。しかし、海辺に立っておし寄せ打ち上げる波を見ているとすぐわかるように、海浜流系は決して静かで定常的ではない。こうした、非定常性に結びつく認識の一つは吉田、Munk、Tucker による surf beat 現象であろう。なお、surf beat に関してはこの他 Gallagher (1971) の(入射波の非線型干渉によるとする)理論や合田(1975)の観測がある。

離岸流に関して、Sonu (1973) はその強さが一定ではなく、比較的長い周期で変動することを見出し、surf beat との関連であろうと云っている。

本論文は前述の観測を発端としてこうした現象、サーフ・ビートや rip-current 系を transient response の観点から見直してみようというものである。

2. 実験および結果

二次元水路における平均水面の過渡的応答を知るために、長さ 20 m、幅 40 cm、深さ 60 cm、水深 30 cm の造波水路において実験を行った。水路床は $\phi=0.2$ mm の砂床であり、海岸は勾配 1/4 の平板である。まず、造波水路の水面を静止状態に保ったのち、水路の一端にあ

* 正会員 東京工業大学 教授

** 正会員 東京工業大学 助手

るバタフライ形の造波機で波を起し始める。波高変化は容量式波高計によりビシグラフ上に記録した。波高計の制約のため波高測定は、砕波帯から沖側で行われた。実験条件は表一の通りである。

表一

	周期 T	波高 H_0
RUN 1	0.87 (sec)	6.4 (cm)
RUN 2	1.4	5.4
RUN 3	2.04	2.5

波の進入による運動量の輸送とともに平均水面は変化しはじめる。しかし、一波ごとのそれは図一1の丸印で示すように可成りバラツキている。図中の実線は5波ごとの移動平均である。なお、図中の丸印は波峰と波谷の平均であって、正確な平均水位ではない。それゆえ、砕波帯より沖側でも点はプラス側になっている。しかし、図一2は平均水位である。

この実験の範囲では、wave setupの形成までに、ほぼ20波位の入射が必要である。

Longuet-Higgins & Stewartによれば、波の入射による平均水面は、沖から砕波点に向うにつれて低下し、砕波点での wave set-down は

$$\bar{\eta}_b = -\frac{H^2}{8} \frac{k}{\sinh 2kh}$$

である。砕波点より岸側ではこれより平均水面は徐々に

増加し、その量は

$$\bar{\eta} = K(h_b - h) + \bar{\eta}_b$$

である。ここに、 h_b : 砕波点での水深,

$$K = 1 / \left(1 + \frac{8}{3\gamma^2} \right)$$

γ : 砕波帯内での波高 H と平均水深 $D(=g+\bar{\eta})$ を関係づける係数

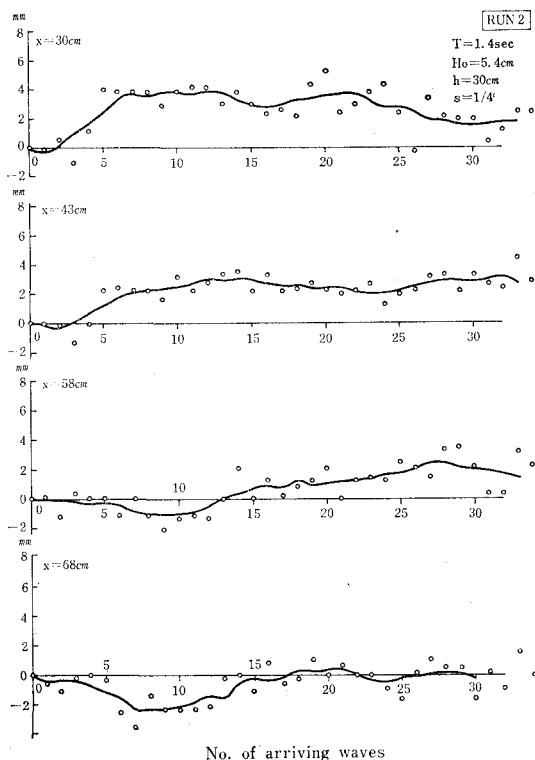
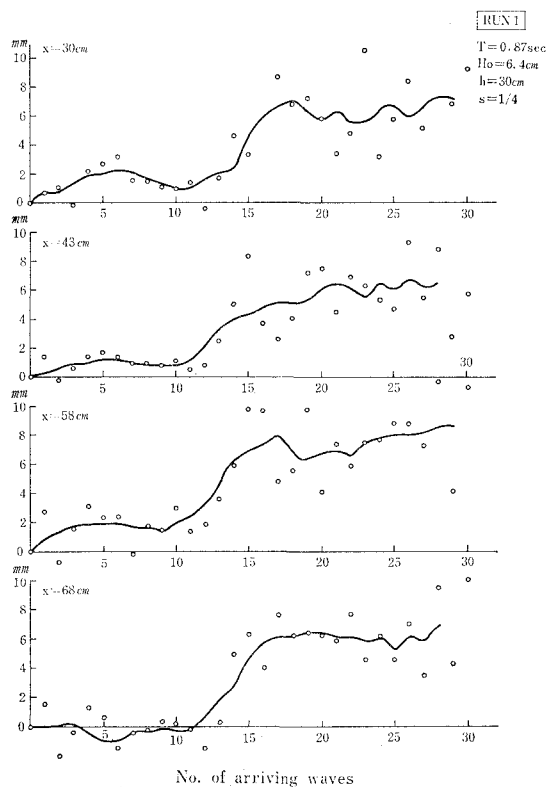
$$H = \gamma D \quad (\gamma \cong 1)$$

3. 入射波に対する沿岸静止水面の過渡応答

静止した水域に岸に向って波が入射しはじめ、やがて wave set-up・set-down が形成される過渡的過程を考える。問題を二次元とし、radiation stressを導入した運動方程式から出発する。このような過渡的過程に、Longuet-Higgins & Stewart が導いたままの形で radiation stress を用いることには検討を要するが、この点については後に触れる。

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

$$\frac{\partial(h+\eta)}{\partial t} + \frac{\partial[u(h+\eta)]}{\partial x} = 0 \dots \dots \dots (2)$$



図一1 (1): $(\eta_p + \eta_c)/2$ の時間変化

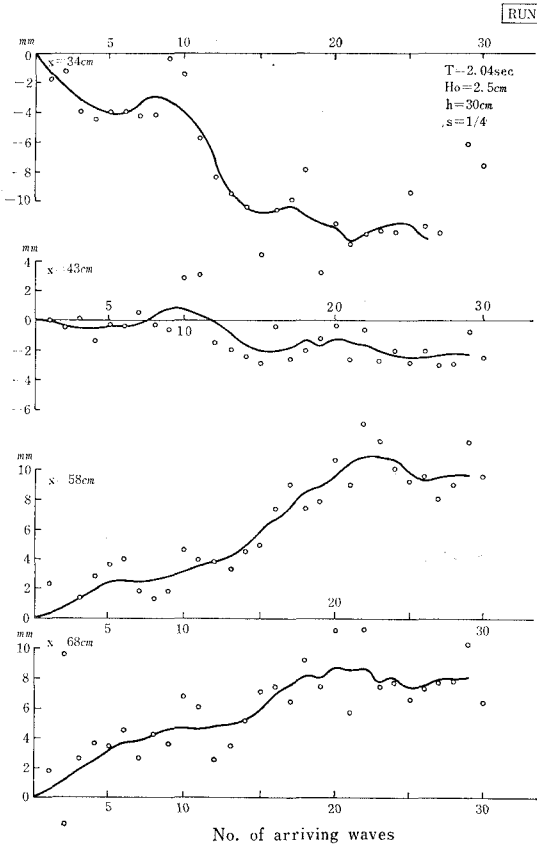


図-1 (2)

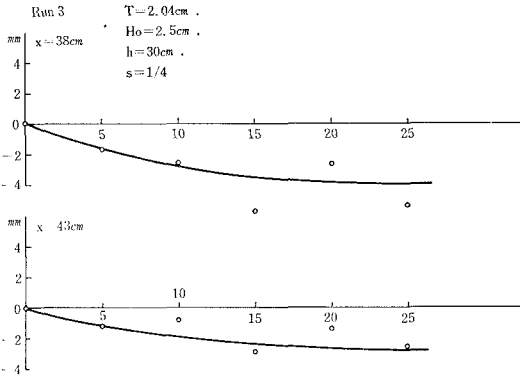


図-2 平均水位の時間変化

ここに, h : 水深, η : 平均水位上昇, t : 時間, x : 岸からの距離, u : 沖向き平均流速, S_{xx} : radiation stress.

平衡状態に達したのちは

$$\left. \begin{aligned} u(x, t) &= 0 \\ \eta(x, t) &= \bar{\eta}(x) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

である。ただし, $\bar{\eta}(x)$ は次式の解である。

$$\frac{\partial(S_{xx}/\rho)}{\partial x} = -g(h + \bar{\eta}) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \dots\dots\dots (4)$$

そこで, $\eta(x, t)$ を

$$\eta(x, t) = \bar{\eta}(x) + \eta'(x, t)$$

と置き, 式 (1) (2) に代入すれば次のようになる。

$$\begin{aligned} u \frac{\partial \eta'}{\partial t} + (h + \bar{\eta}) \frac{\partial u}{\partial t} + \eta' \frac{\partial u}{\partial t} + u^2 \frac{\partial (h + \bar{\eta} + \eta')}{\partial x} \\ + 2(h + \bar{\eta} + \eta') u \frac{\partial u}{\partial x} = -g(h + \bar{\eta}) \frac{\partial \eta'}{\partial x} \\ - g \eta' \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \tilde{C} u \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \eta'}{\partial t} + (h + \bar{\eta}) \frac{\partial u}{\partial x} + \eta' \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{d(h + \bar{\eta})}{dx} + u \frac{\partial \eta'}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (6)$$

ここで, u, η' の二次の項を省略すると次式が得られる。このことは wave setup の完成時近傍を主に考えることに対応する。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \eta'}{\partial x} + \tilde{C} \frac{u}{(h + \bar{\eta})} = 0 \dots\dots\dots (7)$$

$$\frac{\partial \eta'}{\partial t} + (h + \eta') \frac{\partial u}{\partial x} + u(h + \bar{\eta})' = 0 \dots\dots\dots (8)$$

式 (7) (8) を x, t により cross-differentiation し, 加減を行えば, 式 (9) または (10) が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \eta'}{\partial t^2} - g(h + \bar{\eta}) \frac{\partial^2 \eta'}{\partial x^2} - (h + \bar{\eta}) \tilde{C} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{u}{(h + \bar{\eta})} \right] \\ + (h + \bar{\eta})' \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \tilde{C} \frac{1}{(h + \bar{\eta})} \frac{\partial u}{\partial t} - g(h + \bar{\eta}) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \\ - 2g(h + \bar{\eta})' \frac{\partial u}{\partial x} - g(h + \bar{\eta})'' u = 0 \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

底面摩擦力は, 沿岸流の場合には岸に平行な radiation stress 成分と釣合いを取る重要な項であるが, wave setup の場合には岸に直角な radiation stress 成分と釣合いを取るの平均水面勾配であって底面摩擦力はそれほど重要でない。

式 (9) の最後の二項を省略すれば,

$$\frac{\partial^2 \eta'}{\partial t^2} = g(h + \bar{\eta}) \frac{\partial^2 \eta'}{\partial x^2} \dots\dots\dots (11)$$

となり, 波動型の偏微分方程式となる。

変数分離 $\eta'(x, t) = X(x)T(t)$ を行い, $T(t)$ に関しては, $t \rightarrow \infty, \eta' \rightarrow 0$ を考慮すれば, λ^2 を分離パラメータとして

$$T(t) = e^{-\lambda t} \dots\dots\dots (12)$$

ここで, 海底勾配が一樣

$$h + \bar{\eta} \approx h = sx \dots\dots\dots (13)$$

とすると ($\alpha = \lambda^2/gs$ として)

$$X'' - \alpha \frac{X}{x} = 0 \dots\dots\dots (14)$$

さらに, $\sqrt{\alpha x} = \xi, X/\xi = Z$ とすると標準形の Bessel の微分方程式に帰着し, 結局解は次のようになる。

$$X(x) = \sqrt{\alpha x} [A(\lambda) I_0(\sqrt{2\alpha x}) + B'(\lambda) K_0(\sqrt{2\alpha x})]$$

境界条件 $x \rightarrow \infty$ で, $x \rightarrow 0$ より $A(\lambda) = 0$ である。

素解の重ね合せにより次式が得られる。

$$\eta'(x, t) = \int_0^\infty \sqrt{\frac{\lambda^2}{sg}} B'(\lambda) \sqrt{x} K_1 \left(\sqrt{\frac{2\lambda^2}{sg}} \cdot \sqrt{x} \right) e^{-\lambda t} d\lambda \quad (15)$$

ここで、境界条件 $t \rightarrow 0$, $\eta'(x, 0) = \bar{\eta}(x)$

$$\bar{\eta}(x) = \int_0^\infty B(\lambda) \sqrt{\frac{x}{sg}} K_1 \left(\lambda \sqrt{\frac{2x}{sg}} \right) d\lambda \quad (16)$$

$$(B(\lambda) = \lambda B'(\lambda)).$$

4. Radiation stress として取扱える波の周期

ある点 x で考えると、ここで波により岸向きに送り込まれた運動量による変形は、位相速度 c で進行し岸で反射してこの点まで帰ってくる。運動量輸送の効果を、一種の平均操作を行った応力 (radiation stress) として表現しうするためには、この時点より前に次の波による運動量輸送が行われていることが必要である。すなわち、入射波の周期は波速 $c = \sqrt{gh}$ の長波の往復時間より短かいことが必要である。

$$T \ll 2l / \sqrt{gh} \quad (19)$$

ここに、 l は wave set-up 問題となる領域の岸からの代表距離である。いま、海床勾配を $s (\cong h/l)$ とすれば、

$$T \ll \frac{2}{s} \sqrt{\frac{h}{g}}$$

または

$$T \ll \sqrt{\frac{4l}{gs}} \quad (20)$$

例えば、 $s = 1/50$, $l = 50$ m

とすれば

$$T \ll \frac{100}{\sqrt{g}} \approx 30 \text{ sec}$$

となり、かなり周期の長い波でも radiation stress として過渡過程を取扱っても良い。

5. 非定常過程としての離岸流系——ある仮説

いま、静止した水域に一定周期の規則的な波が入射する場合を考える。

- (i) 入射波は海浜の碎波帯で碎波し、その後も運動量を輸送をつづけつつエネルギーを失って変形して行く。運動量輸送に伴う radiation stress 勾配を補償するよう平均水面の変化が生じる。
- (ii) この平均水面の一樣な上昇—wave setup は著者のいう座屈アナロジーにより不安定で、ある限界に達したのち、沿岸方向の一樣性はくずれ、rip-current が発生する。
- (iii) rip-current の発生は平均水面を元の状態にもどし、wave setup の再構成が開始される。あるいは蓄積エネルギーの一時的放出により平均水面はもとの状態に近づき、radiation stress による wave setup

の再形成が始まる。

- (iv) もし、入射波の侵入が止めば平均水面の低下が生じる。

これらの点に関しては、順次定量的に検討して行く予定である。

結 論

海浜流系の理論は最近、著しく整えられて来たが、これらはほとんど定常現象としての取扱いである。しかし、実際の観測からは海浜流系の形成には非定常過程としての性格が明らかである。

本論文では (i) 二次元水路での wave set-up 形成の過程の実験結果を示し、(ii) radiation stress の導入された基礎方程式による理論を展開し、(iii) このような過渡過程を一種の平均操作である radiation stress で取扱える入射波の周期・限界について述べた。

参 考 文 献

- 1) Bowen, A. J. (1969): Rip currents 1, Theoretical investigations. J. Geophys. Res., Vol. 74, No. 23, 5467~5478.
- 2) Gallagher, B. (1971): Generation of surf beat by nonlinear wave interactions, J. F. M. 49(1) 1~20.
- 3) 合田良実 (1975): 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技研報告, 第 14 巻第 3 号.
- 4) 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, 93~96.
- 5) 日野幹雄 (1975): 応答性を考慮した海浜流系と海浜地形の発生発達に関する理論, 土木学会論文報告集, No. 237, 87~98.
- 6) Longuet-Higgins, M. S. and Stewart, R. W. (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "surf beats", J. Fluid Mech., Vol. 13, 481~504.
- 7) Longuet-Higgins, M. S. and Stewart, R. W. (1964): Radiation stresses in water waves; a physical discussion, with application, Deep-Sea Research, Vol. 11, 529~562.
- 8) Munk, W. H. (1949): Surf beats, Trans. AGU, Vol. 30, No. 6, 849~859.
- 9) Sonu, C. J. (1972): Field observation of near-shore circulation and meandering currents, J. Geophys. Res., Vol. 77, No. 18, 3232~3247.
- 10) Tucker, M. J. (1950): Surf beats; sea waves of 1 to 5 minute period, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 202, 505~573.
- 11) Yoshida, K. (1950): On the ocean wave spectrum, with special reference to the beat phenomena and the "1~3 minute waves", 日本海洋学会誌第 6 巻第 2 号, 49~56.
- 12) Wood, W. L. and Meadows, G. A. (1975): Unsteadiness in longshore currents, Geophys. Res. Letter, Vol. 2, No. 11.