

波による二次元海浜変形に関する実験的研究

堀 川 清 司*・砂 村 継 夫**・近 藤 浩 右***

1. はじめに

平衡状態における海浜変形の問題を取扱った実験的研究は従来から数多くなされているが、長時間波を作用させて平衡状態を作り出している研究は非常に少ないようである。平衡に達していない状態での議論は、その中に時間の影響を考えねばならず、データがばらつく原因の一つにもなる。

最近、平衡海浜形状に及ぼす初期勾配の影響の重要性が指摘されている¹⁾が、この影響を論じた研究も数少ない。

今回、砂を底質材料とした二次元水路実験を行った。ここでは、初期勾配を三種類とし、長時間波を作用させて平衡状態を作り出すことに努め、平衡状態における海浜変形・形状に及ぼす初期勾配の影響を考察し、さらに平衡状態における汀線位置の定量的把握を試みた。

2. 実験条件・装置・方法

実験条件は以下のとおりである。

- (i) 実験水位は常に一定に保ち、潮位の影響を除去した。
- (ii) 沖波波高 H_0 は 3.4 cm および 7.6 cm の二種類とした。
- (iii) 波の周期 T は 1 sec および 2 sec の二種類とした。
- (iv) 底質材料は粒径のそろった砂(比重2.65)とし、粒径 d は 0.2 mm および 0.7 mm の二種類とした。
いずれの場合も、Trask の淘汰係数は 1.1 で中央粒径と平均粒径とは等しい。
- (v) 初期海浜形状は一樣勾配の斜面とし、初期勾配 $\tan \beta$ は 1/10, 1/20, 1/30 の三種類とした。
- (vi) 実験波の作用時間 t は、堀川・砂村・鬼頭²⁾の結果を参考にして、160 時間とした。海浜変形状態が平衡に達しなかった場合でも、この時間で実験を打切った。
- (vii) 一樣水深部での水深が砂の移動限界水深よりも浅い場合には、海浜変形現象がゆがめられると考え

表-1 実験ケース

CASE No.	$\tan \beta$	d	T	H_0
1	1/10	0.7 mm	1.0 sec	3.4 cm
2	"	0.2	"	"
3	"	0.7	"	7.6
4	"	0.2	"	"
5	"	0.7	2.0	"
6	"	0.2	"	"
7	1/20	0.7	1.0	3.4
8	"	0.2	"	"
9	"	0.7	"	7.6
10	"	0.2	"	"
11	"	0.7	2.0	"
12	"	0.2	"	"
13	1/30	0.7	1.0	3.4
14	"	0.2	"	"
15	"	0.7	"	7.6
16	"	0.2	"	"
17	"	0.7	2.0	"

て、十分深い水深を与えた。

実験ケースを表-1に掲げる。

実験は長さ 25 m, 高さ 1.5 m, 幅 0.8 m の両面ガラス張りの二次元造波水路を用いて行った。水路は仕切り板で二等分し、一方に粒径 0.7 mm, 他方に 0.2 mm の砂を敷いて、同一の波を作用させた。

砕波点、砕波波高、波の遡上限界地点、砕波遡上時間(砕波してから遡上限界地点に達するまでの時間)、汀線位置および海浜形状を一定時刻に測定した。

3. 考 察

(1) 海浜形状について

沖波波高・周期・底質粒径の条件が同一であるケースをまとめて図示したものが、図-1(a)~(f)である。この図からわかるように、海浜形状は①岸に砂が運搬され、そこに堆積するタイプと②沖に砂が運搬され堆積するタイプとに大別される。いずれの場合も、沖側での変形限界水深 h_D (図-2 参照)の最終状態での値 h_D^* (以下に*印は最終状態での物理量を示すものとする)は堀川・渡辺³⁾の式による砂の初期移動限界水深 h_{LM} とかなりよい一致を示していることがわかる(図-3)。 h_D^* は初期勾配に無関係である⁴⁾と考えてよいであろう。

最終プロファイルを、同一の波浪・粒径条件ごとに最終汀線位置を一致させて重ね合せたものが図-4である。この図により、最終地形に及ぼす初期勾配の影響を

* 正 会 員 工 博 東京大学教授 工学部土木学科

** 正 会 員 工 博 東京大学助手 工学部土木学科

*** 学生会員 東京大学大学院工学系研究科

みることができる。

砕波帯内の地形は初期勾配の影響をほとんど受けていない。一方、全体の地形変化は勾配が緩くなるほど大きい。

次に、最終地形のタイプについてみてみよう。沿岸砂州の発生限界に関する Johnson⁵⁾ および岩垣・野田⁶⁾ の基準に従えば、CASE 3, 9, 15 および CASE 4, 10, 16 は bar 地形になるはずであるが、これらのケースの中で bar 地形と判定できるものは、CASE 15, 16 の2ケースにすぎない(図-4 参照)。

一方、初期地形からのずれによる分類が提案されている⁷⁾。この分類は、図-8 の挿入図に示されるように、地形を以下の三つのタイプに分けるものである。すなわち、

タイプⅠ：汀線が後退し、沖において砂が堆積するタイプ

タイプⅡ：汀線が前進し、沖において砂が堆積するタイプ

タイプⅢ：汀線が前進し、沖において砂が堆積しないタイプ

各タイプの限界は次式で示され、初期勾配の影響は入っ

ていないことがわかる。

$$\frac{H_0}{L_0} = C \left(\frac{L_0}{d} \right)^{0.67},$$

$$\begin{cases} C=17.2, \text{タイプⅠとⅡの限界} \\ C=9.2, \text{タイプⅡとⅢの限界} \end{cases} \quad (1)$$

ここに、 L_0 は沖波波長である。

この分類によれば、CASE 3 を除いてほぼ満足できる結果が得られた。このケースは、勾配のみが異なる CASE 9, 15 と同じタイプ、すなわちタイプⅢとなれば問題はないのであるが、実際はタイプⅠとなる(図-1(b) 参照)。このことは、上述の分類に初期勾配の影響を考えねばならないことを意味しているのであろう。

さて、Kemp⁸⁾ は、実験の結果、砕波帯内の波の条件で海浜が bar あるいは step 地形に分類できることに注目し、波が砕けてから遡上限界地点に達するのに要する時間 τ (ここでは「砕波遡上時間」とよぶ) と周期 T によって表わされる無次元量、phase-difference P , すなわち

$$P = \frac{\tau}{T} \quad (2)$$

が 1 より大きいならば bar, 1 より小さいならば step 地形が形成されると述べている。

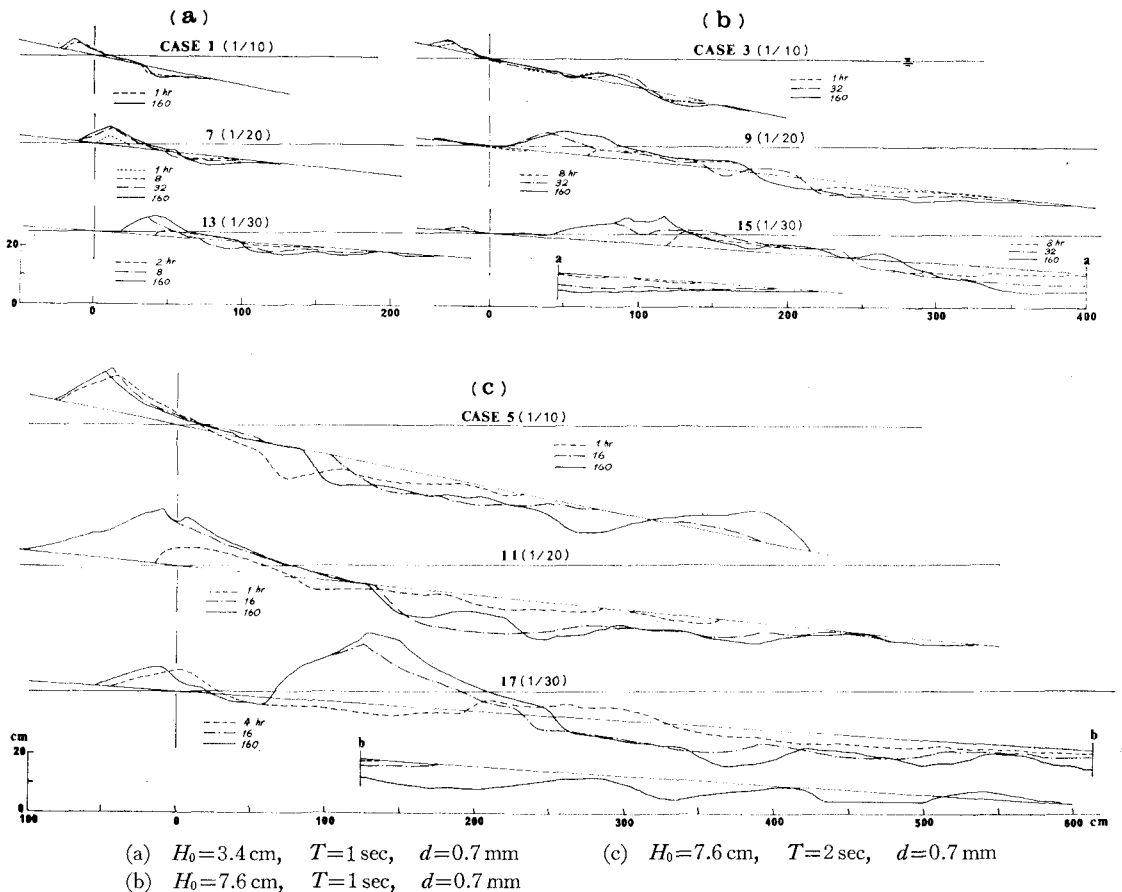
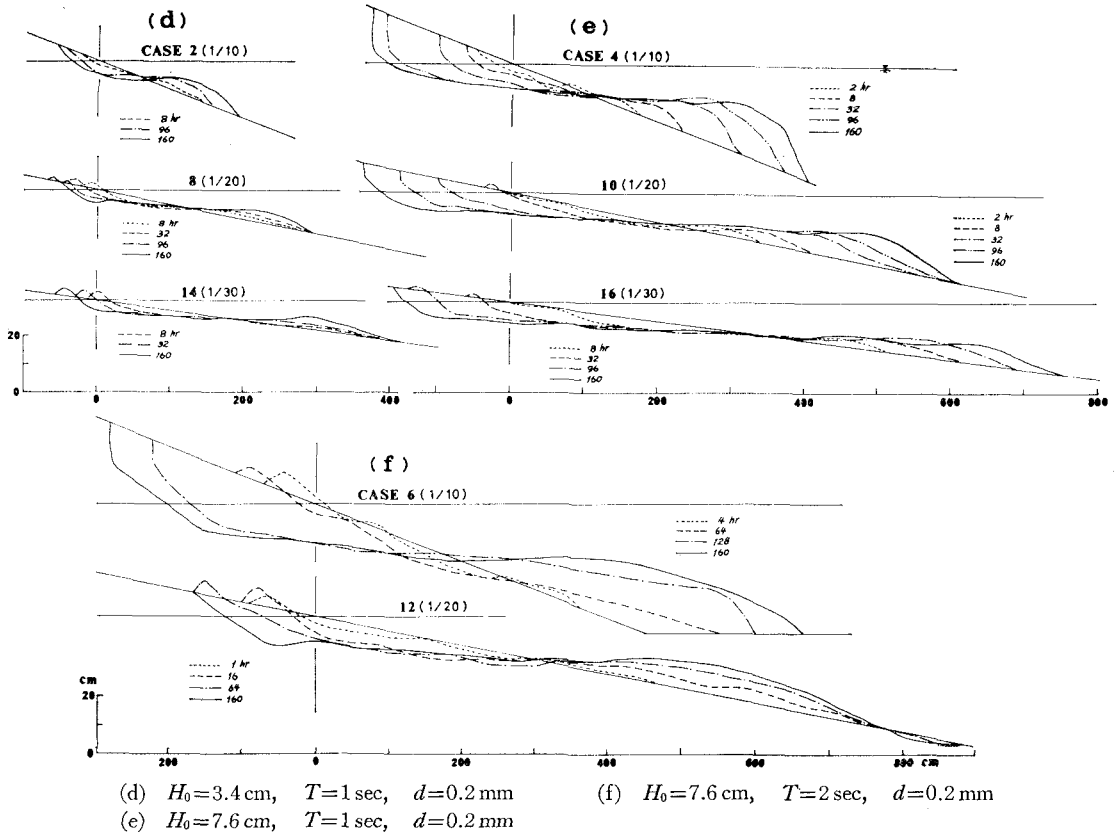
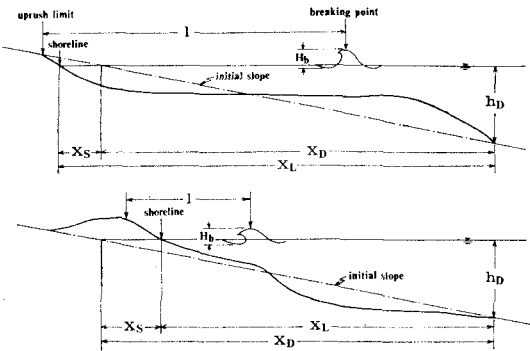


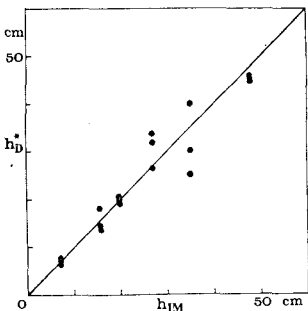
図-1 プロファイルの時間的变化 (1)



図—1 プロファイルの時間的变化 (2)



図—2 記号の説明



図—3 砂の初期移動限界水深と最終変形限界水深との関係

本稿では、Kemp の考え方にヒントを得て、砕波帯内での波の挙動と海浜変形のタイプとの関連を調べ、海底勾配の影響を考慮した砕波波高と沖波波形勾配との関係を用いて、初期勾配・底質粒径・沖波条件と海浜形状との結びつきを明らかにした。

最終状態での砕波帯の幅≒砕波遡上距離 l^* (図—2 参照) が初期の波浪条件 (H_b , L_0) ならびに底質粒径 d とどのような関係にあるのかをまず調べた。図—5 はこれらの物理量で作った無次元量 l^*L_0/H_b^2 と H_b/d との関係を示す。図中には鬼頭⁹⁾ のデータもプロットしてある。かなりのデータのばらつきがあるが、図中の直線が示すような傾向が認められる。この直線は

$$\frac{l^*L_0}{H_b^2} = A \left(\frac{H_b}{d} \right)^2, \quad A=0.018 \quad \dots\dots\dots (3)$$

で表わされる。式 (3) は底質粒径および初期の波浪条件から最終状態での砕波帯の幅が推定可能であることを示している。なお、最終の砕波帯幅は初期勾配にはよらないと考えてもよいので、この影響は考慮されていない。

次に、砕波遡上距離 l と砕波遡上時間 τ とをそれぞれ沖波波長 L_0 と周期 T によって無次元化した値の関係を図—6 に示す。最終状態に限らず、すべての測定時間におけるデータがプロットされているが非常にばらつきの少ない関係を示しており、図中の直線は

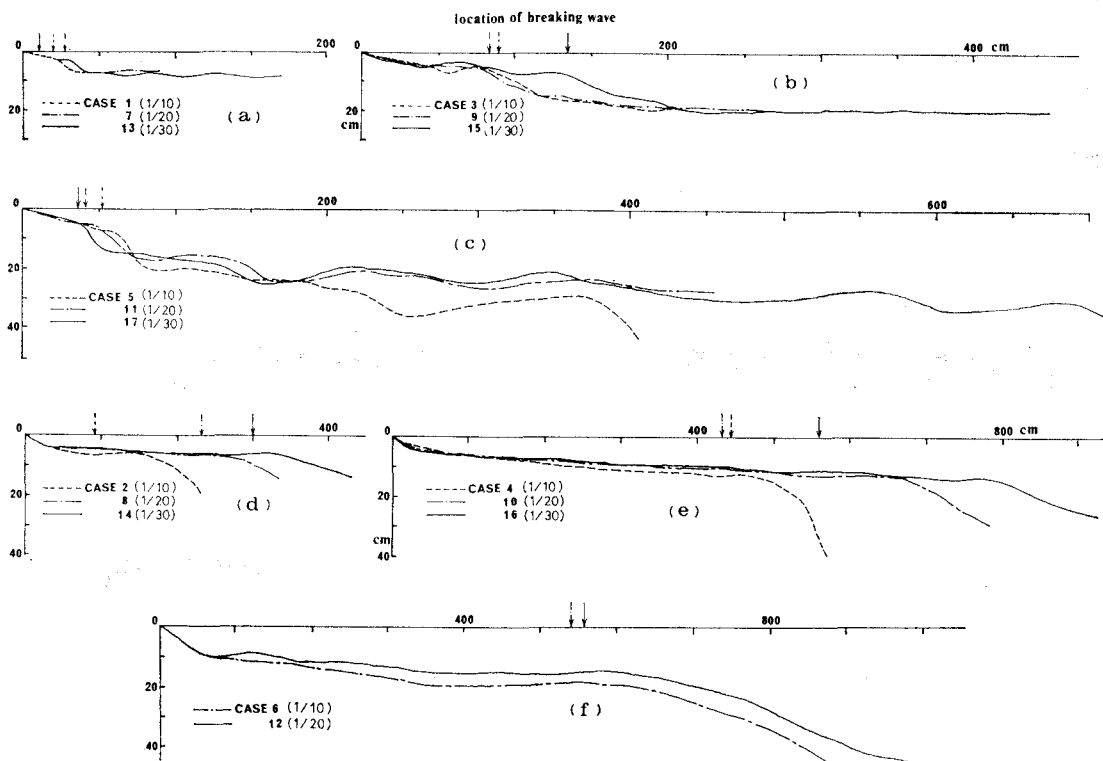


図-4 最終プロファイルの比較 ((a)~(f) は 図-1 の説明参照)

$$\frac{l}{L_0} = B \left(\frac{\tau}{T} \right)^{1.2} = BP^{1.2}, \quad B=0.39 \quad \dots\dots (4)$$

$$C' = \left(\frac{B'}{A} \right)^{0.33} = \text{一定} \quad \dots\dots (7)$$

で示される。最終状態においては、 $l \rightarrow l^*$, $\tau \rightarrow \tau^*$ であるから

$$\frac{l^*}{L_0} = \beta \left(\frac{\tau^*}{T} \right)^{1.2} = BP^{*1.2} \quad \dots\dots (5)$$

となる。

一方、碎波波高と沖波波形勾配との関係を両対数グラフ用紙にプロットすると、図-7 のようになる。ここに用いたデータはすべて 合田¹⁰⁾ が整理したものをを使用した。図中の直線群は

$$\frac{H_b}{H_0} = (\tan \beta)^{0.2} \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^{-0.25} \quad \dots (6)$$

で示される。

海浜地形を bar・step という観点から分類することが非常に困難な場合が多い。そこで、最終地形を上掲のタイプ I, II, III という基準に従って分類することにした。観察の結果、タイプ I と II・III との限界は $P^*=1.6 \sim 1.9$ であることがわかった。したがって、限界を示す式として、式(3), (5), (6) から次式が導かれる。

$$\frac{H_0}{L_0} = C' (\tan \beta)^{-0.27} \left(\frac{d}{L_0} \right)^{0.67},$$

上式を式(1)と比較してみると、式(1)の右辺に初期勾配の影響を示す $(\tan \beta)^{-0.27}$ というパラメータが入ってきていることを除けば、全く同じである。

さて、式(7)に含まれるパラメータを用いて、従来の実験資料を分類してみよう。この場合、汀線の前退・後退が重要な基準となるので、汀線変化状態が時間的に安定しているときのデータを用いることが必要である。後述するように、波の作用時間が40時間以上の実験であれ

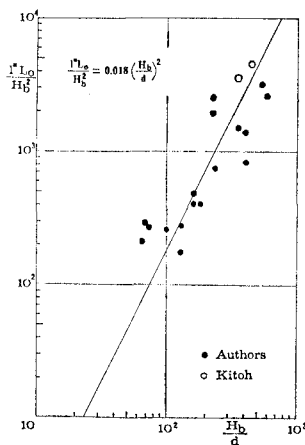


図-5 $l^* L_0 / H_b^2$ と H_b/d との関係

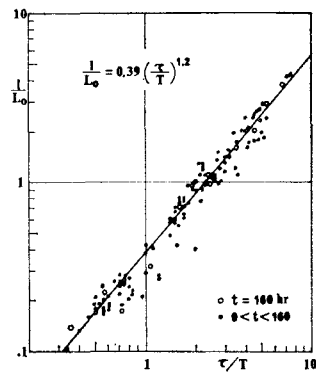


図-6 l/L_0 と τ/T との関係

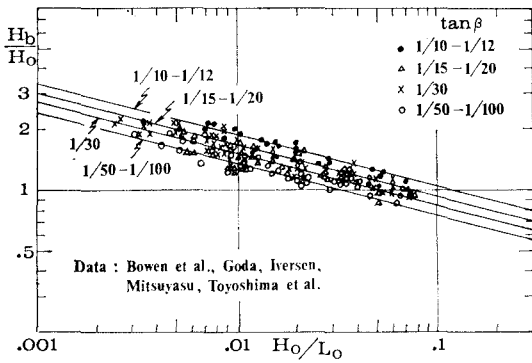


図-7 H_b/H_0 と H_0/L_0 との関係
(パラメータは海底勾配)

ば、汀線は一応安定した時間変化を示すものと考えられる。一方、一様水深部での水深が変形限界水深よりも浅い実験においては、海浜変形現象がゆがめられ、形状に影響が出ていると考えられるので、ここでは前述した堀川・渡辺の式を用いて砂の初期移動限界水深を計算し、これよりも一様水深が深い実験のうち、波の作用時間が40時間以上に及ぶものの資料を用いた⁽¹¹⁾⁻⁽¹⁷⁾。これらの資料のうちの最終結果に着目して分類したものを図-8に示す。

$$\frac{H_0}{L_0} \geq 7(\tan\beta)^{-0.27} \left(\frac{d}{L_0}\right)^{0.67} \quad \dots\dots\dots (8)$$

の領域に入るものはタイプ I,

$$\frac{H_0}{L_0} \leq 4(\tan\beta)^{0.27} \left(\frac{d}{L_0}\right)^{0.67} \quad \dots\dots\dots (9)$$

の領域にタイプ IIIが入り、タイプ IIはこれらの領域の間にプロットされている。これらのパラメータでかなりよく整理できることがわかる。

(2) 汀線変化について

図-9 (a)~(f) は、沖波波高・周期・底質粒径の条件が同一のケースをまとめて、汀線位置 X_s (図-2 参照、前進を正、後退を負とする) の時間的変化を図示したものである。変化のパターンは以下の三つに分けられる。

- ① 時間とともに前進(あるいは後退)し、初期位置に戻らないケース(CASE 1~5, 7, 10~12, 17)。
- ② いったん前進(あるいは後退)した汀線が初期位置に戻り、後退(あるいは前進)するケース(CASE 6, 8, 9, 14)。
- ③ ある時間まで初期位置に留まり、それ以後前進(あるいは後退)を始めるケース(CASE 13, 15, 16)。

周期 1 sec の実験ケースにおいては、波高・粒径の条件にかかわらず、初期勾配が緩くなるほど、②あるいは③のパターンを示していることが明瞭にわかる(図-9

(a), (b), (d), (e))。汀線が初期位置に戻るまでの時間、あるいは初期位置に留まる時間を t_1 とすれば、 t_1 は勾配が緩くなるほど大きな値をとることがわかる。一方、周期 2 sec のケースにおいては、このような傾向はみられない(図-9 (c), (f))。この理由は、現在のところ明らかでない。

②の変化を示す場合、従来の実験結果をみても、そのほとんどが $t_1 \leq 20$ 時間であった⁽¹⁸⁾が、CASE 6 のように $t_1 = 40$ 時間(図-9 (f))のケースもあるので、ここでは、波の作用時間が40時間以上であれば、汀線は初期位置に戻るようなことはなく、安定した時間変化を示すものと考えておく。

図-9 からわかるように、粒径の大きい海浜の汀線のほうが、短時間に平衡状態に達している。一方、波高が大きく粒径の小さい場合には160時間程度の波の作用時間では平衡状態が得られていないこともわかる(図-9(e)(f))。このようにすべてのケースが平衡状態に達しているわけではないが、ここで、最終結果は時間に無関係で

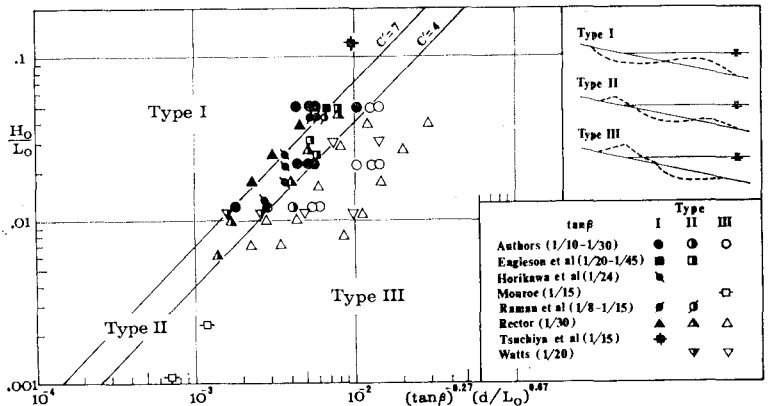


図-8 初期勾配を考慮した海浜変形のタイプ分け

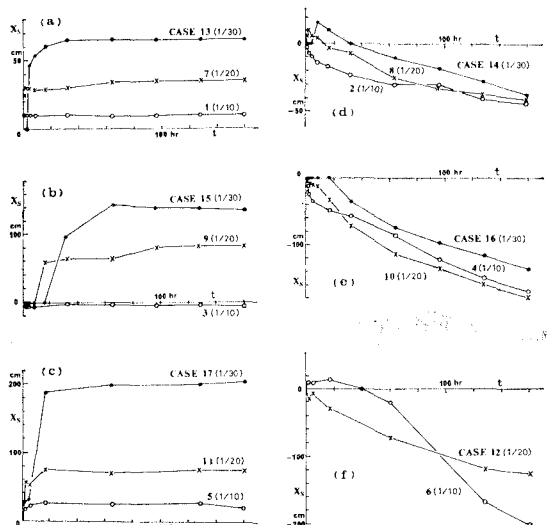


図-9 汀線位置の時間的変化

あると仮定して、平衡状態の汀線位置に関する実験式を導くことを試みる。このような試みが従来ほとんどなされていなかった一つの理由は、汀線変化に及ぼす初期勾配、波の作用時間等の影響を量的に把握できなかったことによるとと思われる。

沖側での最終変形限界点から初期汀線までの距離を X_D^* 、その限界点から最終汀線までの距離を X_L^* とすると、汀線の最終変化量 X_S^* は

$$X_S^* = X_D^* - X_L^* \quad \dots\dots\dots(10)$$

となる(図-2 参照)。次に、 X_L^* と沖波波長とで作った無次元量 X_L^*/L_0 と、底面流速、粒径および初期勾配を考慮した無次元量 $(H_0^2/gT^2)(1/d)(1/\tan\beta)$ との関係を調べてみると、図-10 のようになり、図中の直線は

$$\frac{X_L^*}{L_0} = 0.25 \left\{ \frac{H_0^2}{gT^2} \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{\tan\beta} \right\}^{0.75} \quad \dots\dots\dots(11)$$

で与えられる。ここに g は重力の加速度である。一方、無次元量 X_D^*/X_L^* と、粒径に対する波高の比と初期勾配とで作った無次元量 $(H_0/d) \tan\beta$ との関係をプロットしてみると、図-11 のようになる。図中の直線は

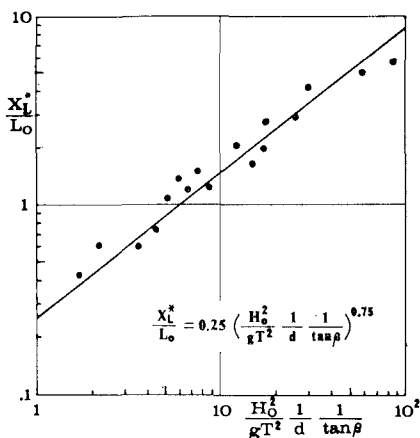


図-10 X_L^*/L_0 と $(H_0^2/gT^2)(1/d)(1/\tan\beta)$ との関係

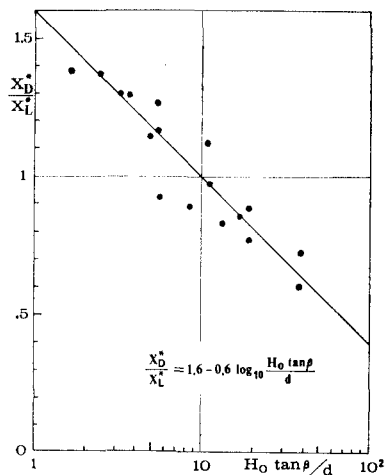


図-11 X_D^*/X_L^* と $(H_0/d) \tan\beta$ との関係

$$\frac{X_D^*}{X_L^*} = 1.6 - 0.6 \log_{10} \frac{H_0 \tan\beta}{d} \quad \dots\dots\dots(12)$$

で与えられる。

式(10)より

$$\frac{X_S^*}{L_0} = \frac{X_D^* - X_L^*}{L_0} = \frac{X_L^*}{L_0} \left(\frac{X_D^*}{X_L^*} - 1 \right) \quad \dots\dots\dots(13)$$

上式に式(11)、(12)を代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{X_S^*}{L_0} &= 0.15 \left\{ \frac{H_0^2}{gT^2} \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{\tan\beta} \right\}^{0.75} \\ &\times \left\{ 1 - \log_{10} \left(\frac{H_0 \tan\beta}{d} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots(14) \end{aligned}$$

を得る。この式によって汀線の最終変化量を推定することができる。

次に、この実験式の妥当性を調べた。ここで用いた資料は、図-8を描くときに用いた資料のうち波の作用時間が100時間以上に及ぶものの最終結果である。上式で計算した値を $[X_S^*]_{\text{cal.}}$ 、実測によるものを $[X_S^*]_{\text{meas.}}$ として、これらの関係を図示したものが図-12である。

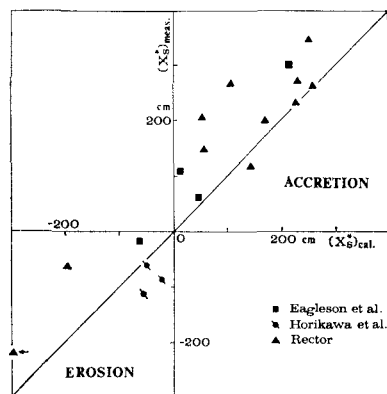


図-12 式(14)による計算値と実測値との関係

データのばらつきがかなりあり、式(14)は必ずしも満足すべき結果を与えているとはいえない。この原因の一つは、式(14)の基礎になっている今回の実験データのすべてが必ずしも平衡状態でのものではないことに起因するものであろう。

4. おわりに

平衡状態での海浜変形の問題を取扱うことを目的としたが、波の作用時間が十分ではなかったために、ここに得られたデータの中には必ずしもすべてが平衡状態でのものではなかった。したがって、式(14)は平衡状態での資料を用いて、今後再検討されるべきである。

汀線の時間変化に及ぼす初期勾配の影響が、周期1secの場合には、はっきりした傾向を持って現われてきていたが、周期2secの場合には明らかではなかった。今後、実験資料を豊富にし、この点を明らかにしていきたいと

思っている。

最後に、本実験をなすにあたりお世話になった東京大学工学部土木工学科港湾研究室の皆様には謝意を表す。また、この研究は文部省科学研究（代表者 土屋義人京大教授）による研究の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 尾崎 晃：海浜平衡勾配における初期勾配の影響について，第28回年次学術講演会講演概要集(Ⅱ)，p. 88-89, 1973.
- 2) 堀川清司・砂村継夫・鬼頭平三：波による海浜変形に関する一考察，第20回海岸工学講演会論文集，p. 357-363, 1973.
- 3) 堀川清司・渡辺 晃：波による砂移動に関する一考察，第13回海岸工学講演会講演集，p. 126-134, 1966.
- 4) 篠原謹爾・椿東一郎・斎藤 隆：漂砂と波の特性に関する研究，第5回海岸工学講演会講演集，p. 61-64, 1958.
- 5) Johnson, J. W.: Scale effect in hydraulic model involving wave motion, Trans. A.G.U., Vol. 30, p. 517-525, 1949.
- 6) Iwagaki, Y. and H. Noda: Laboratory study of scale effects in two-dimensional beach processes, Proc. 8th Conf. Coastal Eng., p. 194-210, 1962.
- 7) 前出 2) .
- 8) Kemp, P. H.: The relationship between wave action and beach profile characteristics, Proc. 7th Conf. Coastal Eng., p. 262-277, 1960.
- 9) 鬼頭平三：海浜変形に関する基礎的研究，東京大学工学部土木工学科修士論文，119 p, 1973.
- 10) 合田良実：砕波指標の整理について，土木学会論文報告集，No. 180, p. 39-50, 1970.
- 11) Eagleson, P. S., B. Glenne, and J. A. Dracup: Equilibrium characteristics of sand beaches in the offshore zone, B. E. B. Tech. Memo., No. 126, 66 p., 1961.
- 12) 前出 2) .
- 13) Monroe, F. F.: Oolitic aragonite and quartz sand: Laboratory comparison under wave action, C. E. R. C. Misc. Paper, No. 1-69, 22 p., 1969.
- 14) Raman, H. and J. J. Earattupuzha: Equilibrium conditions in beach wave interaction, Proc. 13th Conf. Coastal Eng., p. 1237-1256, 1972.
- 15) Rector, R.L.: Laboratory study of equilibrium profiles of beaches, B. E. B. Tech. Memo., No. 41, 38 p., 1954.
- 16) 土屋義人・吉岡 茂：風波による海浜変形に関する実験的研究(Ⅰ)．第25回年次学術講演会講演集(Ⅱ)，p. 97-98, 1970.
- 17) Watts, G. M.: Laboratory study of effect of varying wave periods on beach profiles, B. E. B. Tech Memo., No. 53, 19 p., 1954.
- 18) 前出 2) .