

複合断面を有する海底地形上の不規則波の 砕波変形特性に関する研究

岩 垣 雄 一・間 瀬 肇

TRANSFORMATION CHARACTERISTICS OF IRREGULAR WAVES ON COMPOSITE TYPE BEACHES

By *Yuichi IWAGAKI and Hajime MASE*

Synopsis

This paper investigates transformation characteristics of irregular waves experimentally; that is, an aspect of transformation process of waves, representative wave heights, frequency distributions of wave heights, significant wave periods, skewness and kurtosis, wave grouping on a beach of composite type such as bar type and step type beaches. In addition to the experiment, this paper proposes a numerical model for prediction of shoaling of irregular waves, including wave breaking, and compares experimental results with predicted ones. The numerical model proposed here is an expanded model previously presented by the authors (1981, 1983) for shoaling of irregular waves on a beach with a uniform slope.

It was seen from experimental results that transformation characteristics of irregular waves on a step type beach are a little different from those on a bar type beach. It was found from the comparison between the experimental results and calculated ones for wave height change that the proposed numerical model is applicable especially for a bar type beach.

1. ま え が き

沿岸地域の高度利用と、それに伴う沿岸地域の保全・防護対策のために、海岸堤防、護岸、防波堤、突堤、離岸堤などさまざまな構造物が建設されてきた。近年、自然環境の保全と創造という社会的要求が強まっており、砂浜海岸においても海水浴をはじめとする各種レクリエーションの場あるいは天然の消波構造物としての役割が認識され、砂浜の保全や人工砂浜の造成が積極的に行われるようになってきた。

各種海岸構造物の合理的設計や海岸侵食対策に当たっては、浅海域での波浪の特性を十分把握しておかなければならない。とくに、波高と周期は防波堤、海岸堤防、護岸などに働く波力の算定に、また漂砂の直接の外力となる水粒子速度や海浜流速の算定に重要である。

規則波の浅海域における諸特性については、非常に多くの研究が行われ、かなりの段階まで理論的に計算できるようになっている。しかし、実際の海に見られる波は不規則であり、不規則波を如何に取り扱うか、また規則波の理論をどのように適用するかが問題となる。

不規則波の解析方法には、大きく分けてスペクトル解析法と波別解析法があるが、浅水・砕波変形を取り扱う場合はほとんど波別解析法が使われる。波別解析法は、例えばゼロアップクロス法で個々の波を定義し、それぞれを同じ波高と周期を持つ規則波で置きかえて、規則波の理論を適用する便宜的方法である。ゼロアップクロス法で定義される個々の波は力学的根拠を持つものではなく、またどのような規則波の理論を用いるかにも任意性がある。したがって、波別解析法によって得られる結果は、どの程度適用可能であるかを、

実験データや現地観測データを用いて検討する必要がある。極浅海域においては、不規則波は個々のソリトンの連なりとして表現され、その結果内部特性をも理論的に表わすことができるというソリトンスペクトル理論が提案されている¹⁾が、沖から汀線に至るまでの不規則波を表現できる力学理論は現在のところない。

沖から汀線に至るまでの不規則波の波高変化の計算法はこれまでいくつか発表されている。これらの計算法のほとんどは一様勾配の海底地形に対するものであり、バー型あるいはステップ型海浜などの複合断面の海底地形上での不規則波の浅水・砕波変形計算に適用できるものは少なく、わずかに Battjes-Janssen²⁾、水口・松田³⁾、佐藤・小部⁴⁾、Thornton-Guza⁵⁾ のものが挙げられるぐらいである。これらの計算法はそれぞれ一長一短があり、まだ確定的なものはない。複合断面地形における不規則波の浅水・砕波変形についての実験的研究も少なく、また主に波高変化に重点が置かれているだけである。

本研究は複合断面の海底地形における不規則波の浅水・砕波変形特性のうち、波の変形の様子、代表波高や波高の頻度分布、代表周期、波の非線形性パラメーター、wave grouping の変化について調べる。特に重要な波高変化については波別解析法に基づいた変形モデルを作成し、これによってどの程度実測値を推算できるかを検討する。

2. 複合断面海底地形における不規則波の浅水・砕波変形モデル

ここで用いる波高変化モデルは、ゼロアップクロス法で定義される個々の波をそれぞれ規則波で置きかえて、それらの波高変化の計算結果を重ね合わせて不規則波の波高変化を求めるものである。一様勾配の海底地形の場合には、すでに Mase-Iwagaki⁶⁾、岩垣・間瀬・古室⁷⁾ によって発表されており、実験結果と計算結果は良く一致することがわかっている。

ここでは一様勾配の海底地形の場合に用いた計算法を複合断面海底地形上の計算法に拡張する。

個々の波の波高変化は以下のように定式化する。

- (i) 砕波前の波高変化は、次式で表わされる微小振幅波理論に基づく浅水変形式により算定する。

$$\frac{H}{H_0'} = \left[\left\{ 1 + \frac{4\pi d/L}{\sinh(4\pi d/L)} \right\} \tanh \frac{2\pi d}{L} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 H_0' は沖波波高、 d は平均水深、 L は波長である。

砕波前の個々波あるいは代表波の波高変化に対して微小振幅波理論を用いた不規則波の波高変化モデルには、Battjes ら²⁾、Thornton ら⁵⁾、Sawaragi-Iwata⁸⁾ のものがあり、一方、有限振幅波理論を用いたモデルには水口ら³⁾、合田⁹⁾ のものが挙げられる。佐藤ら⁴⁾ の論文にはどちらを用いたのか示していないが、合田の砕波変形モデルを利用しているので有限振幅波理論を用いているものと思われる。著者らは以前個々波に対して有限振幅波理論を用いて不規則波の波高変化を計算したが、有義波を用いて得られる沖波波形勾配が 0.01 以下の場合、計算結果は実験結果よりも大きすぎ、微小振幅波理論を用いて計算した方が実験結果をうまく表わすことができた^{6,7,10)}。Sawaragi らの実験結果は、微小振幅波理論を用いた計算結果よりもなお小さくなっている。

沖波波形勾配が大きくなるほど、また海底勾配が小さくなるほど、不規則波の砕波前の波高の計算結果に、微小振幅波理論、有限振幅波理論のどちらを用いても、あまり変わらないことがわかっている⁷⁾。合田、水口ら、佐藤らは有限振幅波理論を用いているが、微小振幅波理論を用いた計算結果ともそれほど差がなく、どちらの計算結果でも実験結果とほぼ合うようなケースを取り扱ったのではないと思われる。とくに沖波波形勾配が 0.01 以下の場合には、実験を行ってどちらの理論を使えばよいか再検討が必要である。Hotta-Mizuguchi-Isobe¹¹⁾ は、個々の波の波高変化に対しては微小振幅波理論は適用できないが、代表波高の変化については微小振幅波理論で十分表わすことができると述べている。しかし、これは少し矛盾しているので、この点についても再検討が必要であると思われる。

- (ii) 砕波限界波高 H_b の算定には、合田¹²⁾ の提案した式の係数を変えた次式を用いる。

$$\frac{H_b}{L_o'} = 0.16 \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi d}{L_o'} (1 + 15 \tan^{1/3} \theta) \right\} \right] \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 $\tan \theta$ は海底勾配、 L_o' は深海での波長である。規則波においては式(2)の係数は0.17となる。この式は一様勾配の海底地形に対するものであり、水深 d を与えれば H_b が求められる。バーがあるような、海底地形が急変する影響を考慮した砕波限界式はないので、ここでは海底勾配が不連続になる地点で式(2)の係数を0.14とするとともに、 $\tan \theta$ としては海底勾配の不連続点の沖側の勾配を用いることにする。

(iii) 砕波後の波高変化は波が bore 状になって進行するという Battjes¹³⁾ の bore モデルを用いて定式化する。それによると、砕波による単位面積当たりの平均エネルギー逸散率 D 、線形長波近似による単位幅当たりのエネルギーフラックス P との間には、次のエネルギー平衡式が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dP}{dx} &= -D \\ P &= \frac{1}{8} \rho g H^2 (gd)^{1/2} \\ D &= \frac{B}{4\gamma^3} \frac{\rho g H^2}{T} \left(\frac{H}{d} \right)^4 \\ \gamma &= 0.7 + 5 \tan \theta \quad (0.01 \leq \tan \theta \leq 0.1) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

ここで B は $O(1)$ の係数である。

Fig. 1 は砕波後の波の模式図である。Fig. 1 (a) および (b) のように、沖から岸に向かって直線的に減少する順勾配地形や一定水深地形に、砕波した波が進行していく場合について、Battjes は式(3)を解いている。ただし、Battjes は順勾配地形の場合、水深 d は平均水位の変化を含んだものとして取り扱っている。

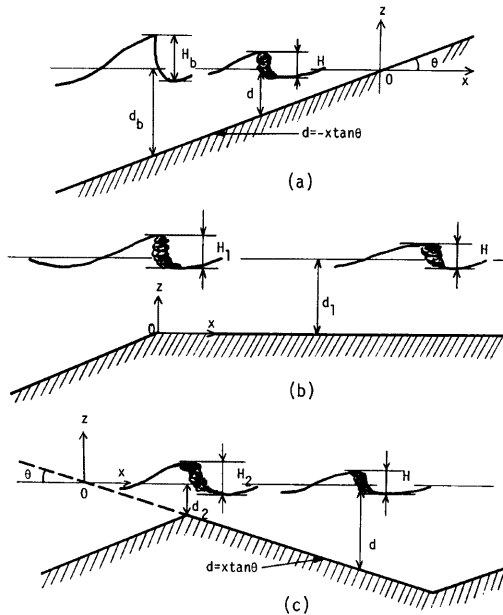


Fig. 1 Sketch of waves after wave breaking

すなわち、砕波点から surf zone 内での平均水位の勾配を、海底勾配の 1/5 と仮定し、その結果実際の海底勾配を 0.8 倍している。本研究では、平均水位の変化は後で考慮する。

Fig. 1(a) の場合、平均水位の変化を無視すると、 $d = -x \tan \theta$ とおくことができ、砕波後の波高 H と水深 d をそれぞれ砕波限界波高 H_b と砕波水深 d_b で無次元化して、 $\tilde{H} = H/H_b$ 、 $\tilde{d} = d/d_b$ とおくと、式(3)は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{d\tilde{d}}(\tilde{H}^2 \tilde{d}^{1/2}) - K \tilde{H}^6 \tilde{d}^{-4} &= 0 \\ K &\simeq \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} B \gamma^{1/2} \xi_0^{-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $\xi_0 = (\tan \theta / \sqrt{H_0^3 / L_0^3})$ は沖波を用いた surf similarity parameter である。式(4)は $\tilde{d}=1$ のとき $\tilde{H}=1$ という条件を用いると、積分して

$$\tilde{H}^{-4} = \left(1 - \frac{4}{9}K\right)\tilde{d} + \frac{4}{9}K\tilde{d}^{-7/2} \dots\dots\dots (5)$$

が得られる。

Fig. 1(b) の場合、平均水位の変化を無視し、砕波後の波高 H と一定水深が始まる地点からの水平距離 x をそれぞれ一定水深が始まる地点における波高 H_1 と水深 d_1 で無次元化して $\tilde{H} = H/H_1$ 、 $\tilde{x} = x/d_1$ とおくと、式(3)は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\tilde{H}^2}{d\tilde{x}} + A \tilde{H}^6 &= 0 \\ A &= \frac{2B}{\gamma^3} \left(\frac{H_1}{d_1}\right)^4 \frac{d_1}{T\sqrt{g d_1}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

式(6)は $\tilde{x}=0$ のとき $\tilde{H}=1$ という条件を用いると、積分して

$$\tilde{H} = (1 + 2A\tilde{x})^{-1/4} \dots\dots\dots (7)$$

が得られる。本研究では、 $\tan \theta$ は 0 とし、 $\gamma=0.7$ を用いる。

Battjes は係数 K と A に適当な値を用いると、従来の砕波後の波高減衰の実験結果を概ね説明できることを示した。著者ら^{6,10)}は式(3)における係数 B を適当に変化させれば、一様勾配の海底地形上での規則波の砕波後の波高変化をうまく表わすことができることを示した。

最後に、**Fig. 1(c)** のように、沖から岸に向かって水深が直線的に増加する逆勾配地形に、砕波した波が進行していく場合を考える。平均水位の変化を無視すると $d = x \tan \theta$ とおくことができ、バーの頂部での波高 H_2 と水深 d_2 で砕波後の波高 H と水深 d を $\tilde{H} = H/H_2$ 、 $\tilde{d} = d/d_2$ と無次元化すると、式(3)は次のようになる。

$$\frac{d}{d\tilde{d}}(\tilde{H}^2 \tilde{d}^{1/2}) - K \tilde{H}^6 \tilde{d}^{-4} = 0 \dots\dots\dots (8)$$

式(8)は $\tilde{d}=1$ のとき $\tilde{H}=1$ という条件を用いると、積分して

$$\tilde{H}^{-4} = \left(1 + \frac{4}{9}K\right)\tilde{d} - \frac{4}{9}K\tilde{d}^{-7/2} \dots\dots\dots (9)$$

が得られる。これは式(5)において K の符号を変えたもの、すなわち $\tan \theta$ のかわりに $-\tan \theta$ と置いたものとなっている。

以上、平均水位の変化を無視した場合、砕波後の波高が式(5)、(7)および(9)のように定式化できる。

(iv) 砕波した波は、そのままエネルギーを逸散しながら汀線まで到達する場合と、乱れのエネルギー逸散がなくなり波が再生する場合がある。しかし、波の再生がどのような条件に支配されているかは今のところ明らかでない。ここでは、水口・辻岡・堀川¹⁴⁾によって使われた砕波後の波の再生条件 $H \leq 0.5d$ を用いる

ことにする。

(v) 式(1), (2), (5), (7)および(9)に現われる水深には、サーフビートの水位変動や平均水位の変化を加えて、不規則波の個々の波の波高変化を求める。サーフビートの標準偏差⁹⁾および平均水位の変化はそれぞれ次式を用いて算定する。

$$\frac{\zeta_{rms}}{H_0} = \frac{0.01}{\sqrt{\frac{H_0}{L_0} \left(1 + \frac{d}{H_0}\right)}} \dots\dots\dots(10)$$

$$\frac{d\bar{\eta}}{dx} = -\frac{0.6}{(h+\bar{\eta})} \frac{d}{dx} \left\{ \frac{1}{8} \bar{H}^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{2k(h+\bar{\eta})}{\sinh 2k(h+\bar{\eta})} \right) \right\} \dots\dots\dots(11)$$

ここで、 H_0 は沖波有義波高、 L_0 は有義波周期に対応する沖波波長、 h は静水深、 k は波数、 \bar{H}^2 は2乗平均波高である。

式(11)における係数0.6は、これを1.0とし \bar{H}^2 の実測値あるいは推算値を用いて式(11)で $\bar{\eta}$ を求めると、実測値よりも過大評価となる^{15,16,17)}ことを考慮したものである。

以上の結果を用いて、不規則波の浅海域における波高変化を次のように計算する。

(a) 碎波前のある地点（本研究では模型海浜の斜面先端部）の水位変動記録から、ゼロアップクロス法で定義される不規則波の個々の波に対して、微小振幅波理論によりそれぞれの沖波波高を計算する。

(b) 最初、各地点の平均水位の変化は0とし、静水深にサーフビートの変動（平均値が0で、標準偏差が ζ_{rms} となる正規乱数）を加えた水深を用い、すべての個々波に対して(c)の計算をする。（2回目以降は(e)で得られる平均水深にサーフビートの変動を加えた水深を用い、すべての個々波に対し(c)の計算をする）

(c) 碎波限界の式(2)の条件を満たすまでは式(1)を用いて波高を計算する。碎波限界に達した後は、順勾配地形の場合式(5)を用いて波高を計算する。その後、波が進行して一定水深地形や逆勾配地形になる場合は、それぞれ式(7)、式(9)を用いて波高を計算する。再生条件を満足した場合は、その地点の波高 H と浅水係数 K_s より、新たに沖波波高を H/K_s と考へ、その後の波高変化を同様に計算する。

(d) (c)の計算結果から各地点の2乗平均波高 \bar{H}^2 を求める。それらを用いて式(11)から各地点の $\bar{\eta}$ を計算する。

(e) (d)で求めた $\bar{\eta}$ を各地点の静水深に加えて平均水深とし、(b)にもどる。平均水位の変化量の計算結果が収束すれば(b)にもどらず計算を終え、代表波高、波高の頻度分布および平均水位の変化量を出力する。

なお、計算に当たって式(3)に現われる係数 B は、前論文^{6,10)}のように水深によって変化させたが、 $B=2$ と一定にした計算結果とほとんど変わらないことがわかった。

本計算では、 $h/H_0=2\sim 5$ の区間は $\Delta h/H_0=0.25\sim 0.5$ 、 $h/H_0<2$ では $\Delta h/H_0=0.1$ 、また $\Delta x/H_0=1.0$ と分割した。なお、碎波点を求めるにあたっては、プログラム内で領域分割をさらに細かくするようになっている。

この波高変化モデルは直線の組み合わせで近似できる任意の海底地形に対して適用できる。

3. 実験装置および実験方法

実験は京都大学工学部土木系教室地下実験室に設置されている長さ27m、幅50cm、深さ75cmの両面ガラス張り水槽で行った。この水槽の一端には電気油圧式不規則波発生機が設置されている。

模型海浜として、3種類の海底地形、すなわちバー型海浜2種類(Bar Type 1と2)とステップ型海浜1種類(Step Type)を用いた。模型海浜は3種類とも造波板から10m離れた地点から斜面先端が始まるように設置した。

用いた不規則波は岩垣・木村¹⁸⁾がPierson-Moskowitz型スペクトルを持つようにシミュレートしたものであり、ピーク周波数は約0.6, 0.8, 1.0 Hzの3種類である。これらは、磁気テープにアナログ量として記録されており、不規則波発生機の外部信号入力端子より入力するようになっている。

水位変動は、浅海域に10地点(W-2~W-11)と造波板から10m離れた地点(W-1, 斜面先端部)の計11箇所で、容量式波高計を用いて計測した。その記録は14チャンネルデータレコーダーに収録した。

一様水深部の水深はすべての実験ケースについて45cmと一定にした。

14チャンネルデータレコーダーに収録した水位変動記録は、京都大学大型計算機センターにあるU-200を用いてA-D変換した。サンプリング間隔は0.04secであり、サンプリング個数は、ピーク周波数が0.6Hzの不規則波の場合には60,000個、ピーク周波数が0.8および1.0Hzの場合には30,000個とした。

4. 複合断面を有する海底地形上の不規則波の砕波変形特性

4.1 浅海域における不規則波の波高変化

実験結果を整理するに当たり、以前の著者ら⁷⁾の研究と同様に、まず得られた水位変動記録からピーク周波数の0.5倍以下の周波数を持つ長周期の水位変動成分をFFT法を利用して除去し、水位変動記録を補正

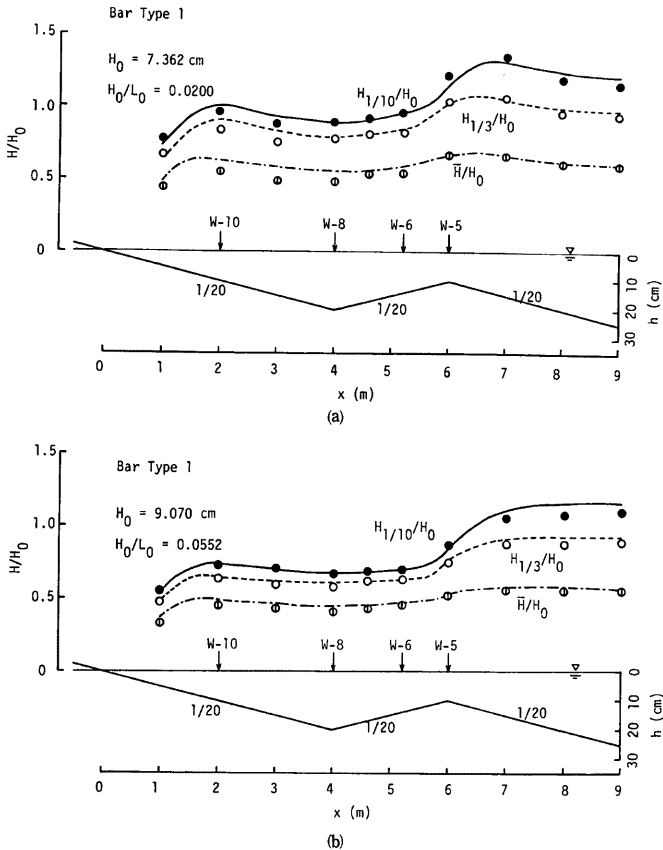


Fig. 2 Changes of representative wave heights of irregular waves on beach 1 of Bar Type 1

しておく。この補正した水位変動記録を用いて、ゼロアップクロス法により個々の波を定義する。

沖波有義波高と沖波波形勾配は、W-1 の有義波を用いて微小振幅波理論により求めた。

Fig. 2 (a) および (b) は Bar Type 1 の海底地形上での代表波高 (1/10 最大波高, 有義波高および平均波高) の変化を示したものであり, (a) は沖波波形勾配が 0.020, (b) は 0.055 の場合である。なお, 図中の点が実験結果, 曲線は 2. で述べた不規則波の波高変化モデルによる計算結果である。

まず実験中に観察された事項について述べる。

水深が浅くなるにつれ波高の大きな波が砕波するようになり, バー頂部に近づくに従い, 砕波する波の数が増える。バーでは波が砕波しやすく, バー頂部の少し汀線よりの地点で砕波が顕著である。海底勾配が急変するような局所的な地形の変化が砕波に及ぼす影響, あるいは砕波限界式についての研究はほとんどないように見受けられる。

Fig. 2 (a) のように沖波波形勾配が小さい場合には, バー頂部に達する前にすでに砕波している波, あるいはバーの頂部付近で砕波した波が気泡を連行しながら進行していくうちに, その波の背面にもう一つの峰が現われる (いわゆるソリトン分裂と呼ばれる)。Fig. 3 にバーの頂部から岸側の地点の実験で得られた水位変動記録を示す。背面に現われた波 (矢印) は, 水深の減少に伴い波高を増大し, 砕波して, 波高が減少しながら汀線に達する。

Fig. 4 は浅海における個々の波の数 (W-1 で得られる個々の波の数で無次元化したもの) を示したものである。この図から, 沖波波形勾配が小さいと, バーを通過したあと波の数が増加しているのがわかる。このような個々の波の数の増加は波のソリトン分裂や砕波後の微小なかく乱波によるものである。

気泡を連行しながら進行していく波は, そのまま汀線に達することもあるが, ほとんどの場合, 乱れによるエネルギー減衰がおさまって波が再生し, その波が再び浅水変形, 砕波, 砕波後の波高減衰というパターンで進行する様子が見られる。波の再生といった問題はあまり研究されておらず, 単にある地点の波高と水深の比がある値になると再生するという簡単な条件で片付けられない問題であろう。しかし, 後述するように, この波の再生条件は今回の計算結果にはあまり影響しないことがわかった。

Fig. 2 の実験結果と計算結果を比較すると, 平均波高については計算結果の方が実験結果より若干大き

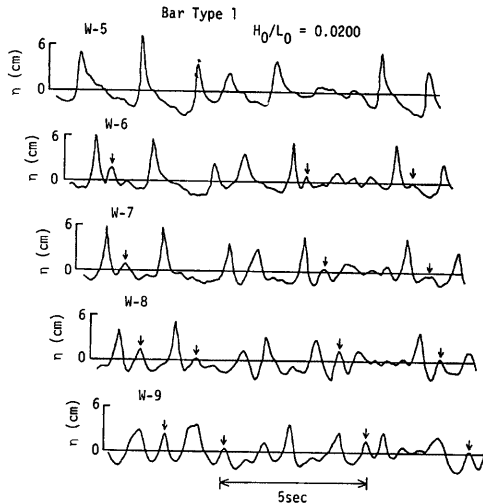


Fig. 3 Water surface variations after passing bar

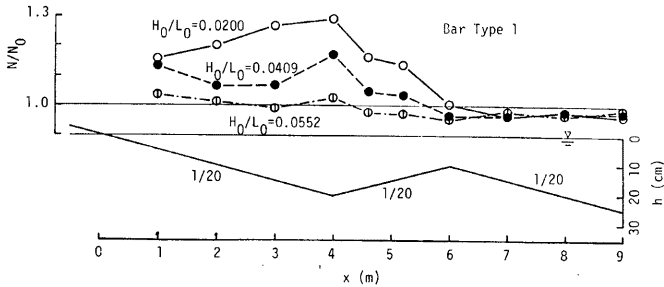


Fig. 4 Changes of numbers of individual waves on beach of Bar Type 1

くなっているが、一般に良く一致している。この結果は、沖から入射する波の数に変化しないという前提のもとでのものである。先に述べたソリトン分裂などによる波の数の変化は考慮していないが、代表波高についての実験結果と計算結果は良く一致している。

Fig. 5(a) および (b) は、それぞれ Fig. 2(a) および (b) の W-5, 6, 8, 10 における波高の頻度分布を示したものである。図中のヒストグラムは実験結果、折線は計算結果である。Fig. 5(a) の沖波波形勾配の小さい場合の W-6, 8, 10 の実験結果をみると、佐藤ら⁴⁾と同様に、2つのピークがあるのがわかる。一樣勾配海底地形の場合にも、波をゼロダウンクロス法で定義すると、2つのピークを持つ波高分布となるが、このような場合には波高分布の2つのピークのうちの1つは H/\bar{H} が非常に小さい領域に現われるものであり、本実験結果のように H/\bar{H} が 0.5 付近にピークを持つものとは異なる。Fig. 5(a) のように波高の頻度分布が2つのピークを持つのは Fig. 3 と 4 で示されるソリトン分裂に関係しているものと思われる。W-8 における波高の頻度分布の計算結果と実験結果の対応は悪いが、それ以外は比較的両者の一致は良い。Fig. 5(b) は沖波波形勾配が大きいケースであり、Fig. 4 に見られるように個々波の数あまり変化しない場合には、実験および計算による波高の頻度分布は良く一致している。

Fig. 6(a) および (b) は Bar Type 2 の海底地形上での代表波高の変化を示したものである。Bar Type 1 の海底地形に比べてバー頂部より汀線側の海底勾配が $1/10$ となっている。Fig. 6(a) の沖波波形勾配が 0.020 の場合には、 $1/10$ 最大波高の計算結果はバーを通過した後実験結果より若干小さくなり、また2次砕波点では小さくなっているのが目立つ。しかし、沖波波形勾配が大きくなると、実験結果と計算結果は良く合っている。波高の頻度分布について調べたところ、Bar Type 1 の場合と同じように、沖波波形勾配が 0.020 の場合には、W-6, 8, 10 では波高の頻度分布の実験結果は2つのピークを持っており、計算結果と合わないが、沖波波形勾配が大きくなると両者の一致は良い。

Fig. 7(a) および (b) は Step Type の海底地形上での代表波高の変化を示したものである。バー型海底地形の場合には実験結果と計算結果の対応は一般に良かったが、この図から一定水深の領域に入ってから波高変化の対応が悪いのがわかる。計算結果では、順勾配地形から一定水深に入ってから波高が一旦減少し、その後あまり変化しないのに対し、実験結果の方はほぼ直線的に減少している。

実験を良く観察すると、バー型海底地形では順勾配地形から逆勾配地形に進行する時に砕波する波は、その砕波点がバーの頂部の少し汀線よりの地点に集中しているのに対し、ステップ型地形の場合には、一定水深領域に進行した直後に砕波するものや、一定水深の領域をかなり進行した後に砕波する波もあり、砕波点が幅広く散らばっているのがわかった。一方、計算においては順勾配地形と一定水深地形の接続地点で砕波条件を越えた波に対して、その接続地点から波高減衰の計算をするため、実験値との一致が良くないものと思われる（今回用いた砕波限界式では接続点で砕波条件を満たさなければ一定水深の全領域にわたって砕波条件を満たさず、一定水深領域のある地点での砕波を表わすことができない）。波高減衰の開始点（砕波点）を

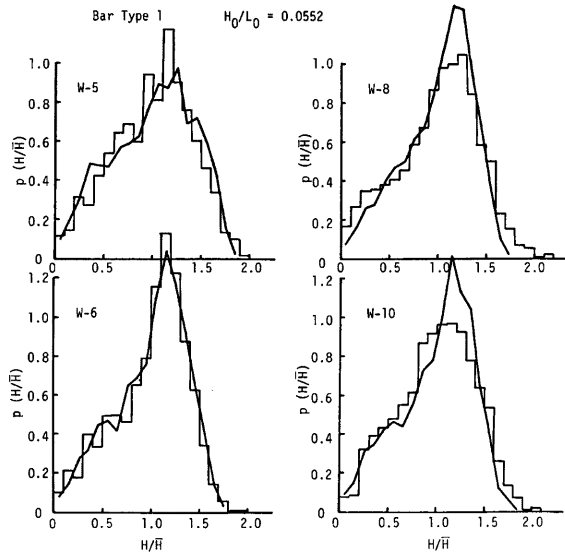
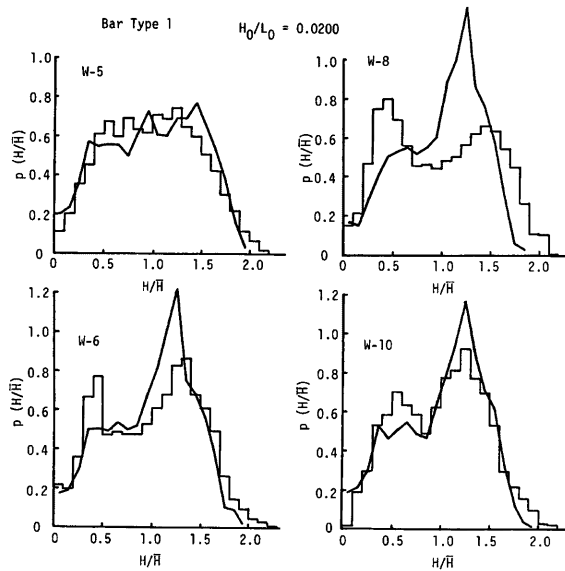


Fig. 5 Wave height distributions in shallow water for beach of Bar Type 1

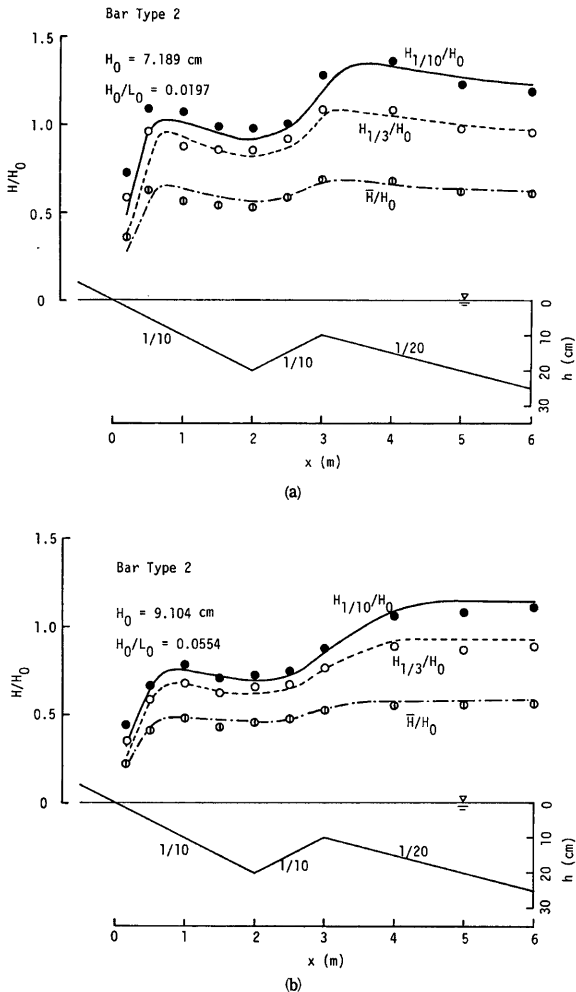


Fig. 6 Changes of representative wave heights of irregular waves on beach of Bar Type 2

実験と計算で合わすことができれば(砕波点をうまく表現できる砕波限界式があれば), 両者の対応は良くなるものと思われる。

W-5 における水深, それより沖側の海底勾配および用いた不規則波の条件が同じであるにもかかわらず, W-5 より岸側における砕波点は, パー型とステップ型の海底地形では以上述べたようになり異なっている。このことは, 砕波限界に W-5 より岸側の地形の影響が大きいことを意味している。

Fig. 8(a) および (b) は, それぞれ Fig. 7(a) および (b) の波高の頻度分布を示したものである。W-6, 8

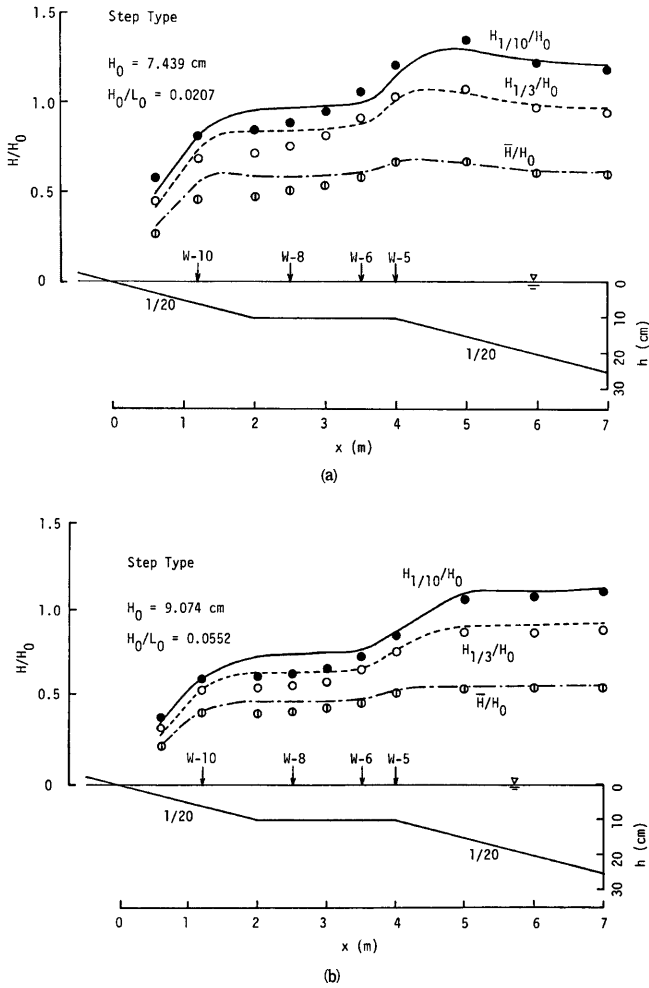
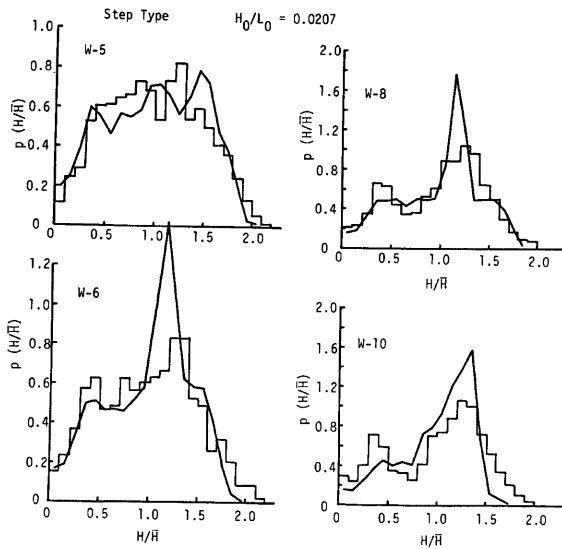


Fig. 7 Changes of representative wave heights of irregular waves on beach of Step Type

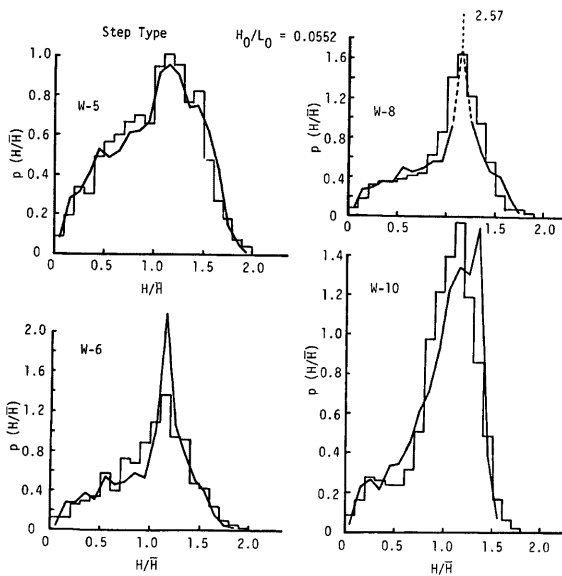
において計算結果は実験結果に比べて尖っているが、それ以外では良く一致している。しかし、Fig. 7 に示したように基準値となる平均波高は、計算結果の方が実験結果より若干大きくなっている。

最後に、計算結果について考察する。

計算モデルでは、バーの頂部あるいは一定水深が始まる地点における碎波限界式として式(2)の係数を0.14と小さくしている。これを0.16のままにしておく、碎波条件を越える波が少なくなり、その後の波高変化は浅水係数で支配されるようになる。その結果、バー頂部あるいは一定水深の開始点から汀線にかけ



(a)



(b)

Fig. 8 Wave height distributions in shallow water for beach of Step Type

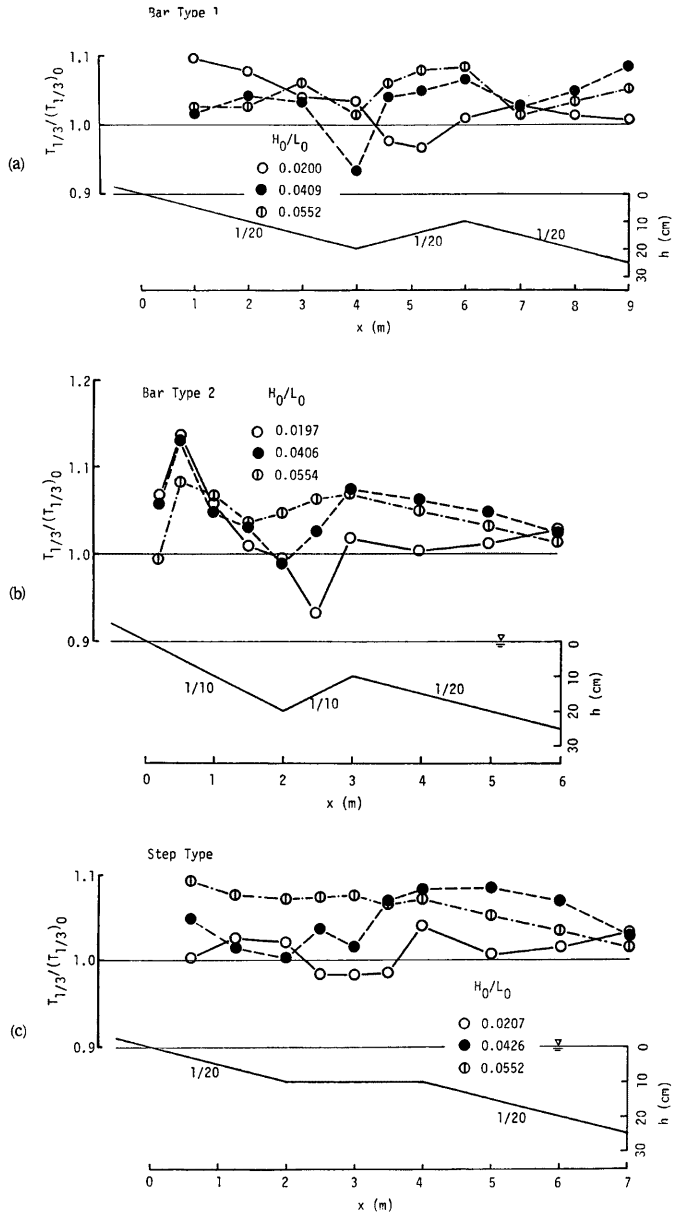


Fig. 9 Changes of non-dimensional significant wave periods in shallow water

て計算結果は実験結果より大きくなり、実験結果の波高減衰を表わすことができないことがわかった。

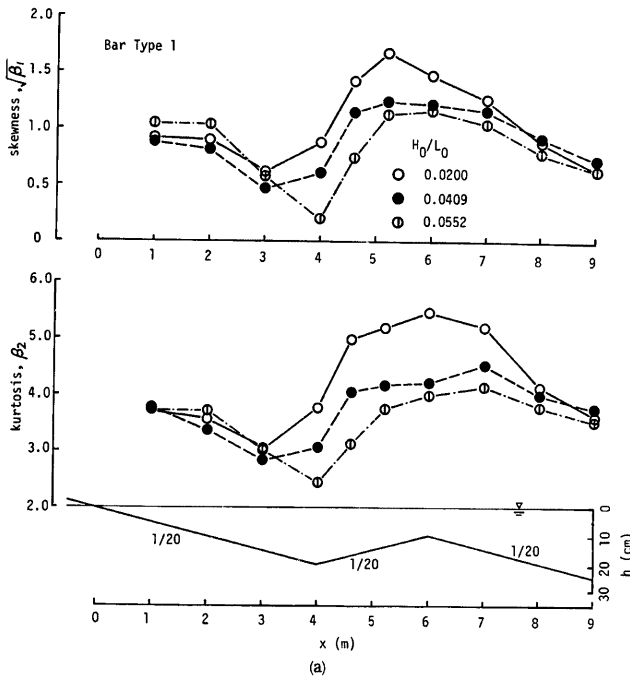
これまで示してきた計算結果は、式(3)に現われる係数 B を一定値とせず水深によって変化させた場合の結果であるが、 $B=2$ と一定値を用いても計算結果はほとんど変わらなかった。また、波の再生条件として $H \leq 0.5d$ を用いているが、係数 0.5 を 0.8 あるいは 0.2 にした計算結果もほとんど変わらないことがわかった。

本計算モデルでは、不規則波の個々の波の波高と周期を入力するので、周期の分布も考慮していることになるが、これらの個々の波の周期を有義波周期で代表させて一定周期を用いて計算した結果も、Figs. 2, 6 および 7 の計算結果とほとんど同じであった。したがって、周期分布は考慮せず、沖波有義波高で無次元化した Rayleigh 分布をいくつかの区間に分けて、それぞれの区間の代表値とその出現率を入力として計算した結果もほぼ同じになる。この方法はすでに著者ら⁷⁾によって現地波浪の波高変化の計算に適用され、実測値と良く合うことが確かめられている。

4.2 浅海域における不規則波の周期変化

Fig. 9(a), (b) および (c) は、浅海域における有義波周期を斜面法先水深での有義波周期で無次元化して示したものである。これらの図から、浅海域においては有義波周期が沖の値に比べて大きくなることわかる。一様勾配海底地形の場合も同様である^{7,9)}。ただし、バーの頂部を過ぎた地点や一定水深部で 1.0 より小さくなることがあるが、これはソリトン分裂による個々波の数が増加するためである。なお、平均周期については、沖波波形勾配が小さいほど沖の値に比べ小さくなる。これは Fig. 4 に見られるように沖波波形勾配が小さいほど波の数が増加するためである。

個々波の数の変化の原因としては、波のソリトン分裂や砕波後のかく乱波以外にも、bore の追いつき、合



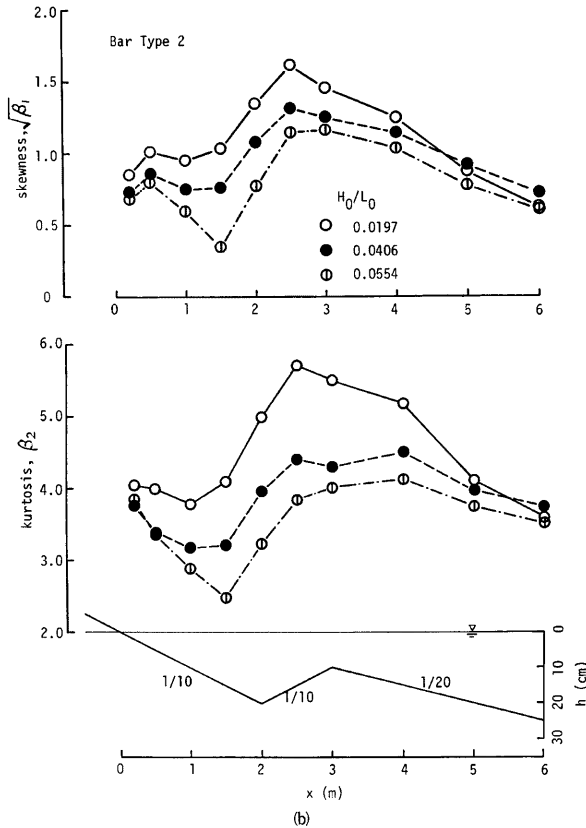
(a)

体が挙げられる。

4.3 浅海域における非線形性パラメーターの変化

Fig. 10 (a), (b) および (c) は、波の非線形性を表わすパラメーターとして skewness と kurtosis について調べたものである。何れの場合も沖から水深が浅くなるにつれて非線形性パラメーターの値が大きくなり、その傾向は沖波波形勾配が小さいほど顕著である。Fig. 10 (a) と (b) のバー型海底地形の場合、これらの値が最も大きくなるのは、バーの頂部から少し汀線側の付近であり、この付近は砕波が顕著である。言い換えれば、砕波が顕著な地点で非線形性パラメーターは最も大きくなる。しかし、Fig. 10 (c) のステップ型海底地形の場合には一定水深領域ではほぼ一定値となり、顕著な最大値をもたない。これは 4.1 に述べたように砕波点が一定水深領域のかんりの幅に広がっており、バー型海底地形のように顕著な砕波点がないことと関係していると思われる。バー型海底地形の場合には、非線形性パラメーターは最大値を取った後、減少し、2次砕波に伴い再びこれらの値は増加する。

ここに示した非線形性パラメーターの変化から、ステップ型海底地形における波の変形は、バー型海底地形上あるいは一様勾配海底地形上での波の変形とはかなり異なっていることが推測される。



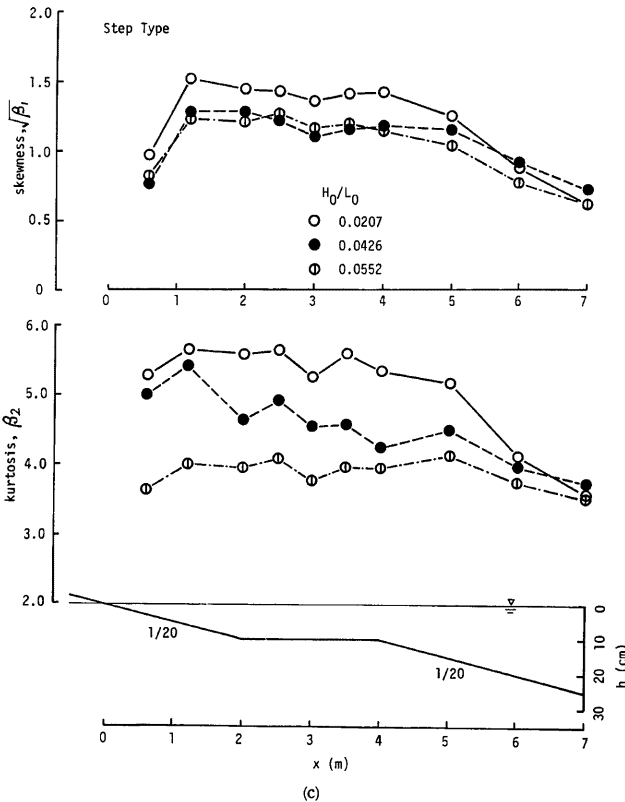


Fig. 10 Changes of skewness and kurtosis in shallow water

4.4 浅海域における wave grouping の変化

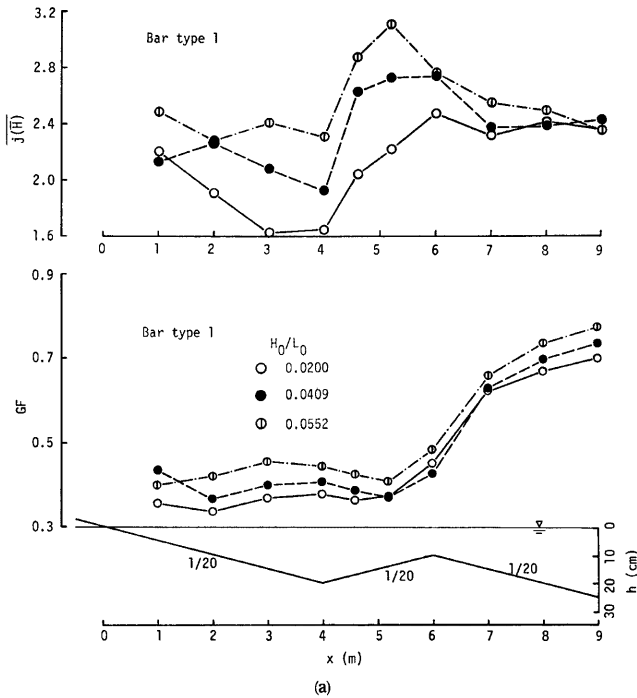
波高の平均連長と Groupiness Factor の変化を同時に調べることににより、波の連なり状態がおおよそ推定できる⁷⁾。

波高の連の長さは、設定した基準波高（ここでは平均波高とする）を連続して超える波の数であり、その数の平均値が波高の平均連長である。Groupiness Factor (略して GF) とは、Funke-Mansard¹⁸⁾ の提案した波の grouping の程度を表わすパラメーターであり、次のように表わされる。

$$GF = \sqrt{\frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} \{E(t) - \bar{E}\}^2 dt / \bar{E}} \dots\dots\dots (12)$$

$$\left. \begin{aligned} E(t) &= \frac{1}{T_p} \int_{-\infty}^{\infty} \eta^2(t+\tau) Q(\tau) d(\tau) \\ Q(\tau) &= \begin{cases} 1 - |\tau|/T_p & : |\tau| < T_p \\ 0 & : |\tau| \geq T_p \end{cases} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 T_n は波の継続時間（データの記録長）、 T_p はピーク周期、 $\eta(t)$ は水位変動、 τ はタイムラグ、



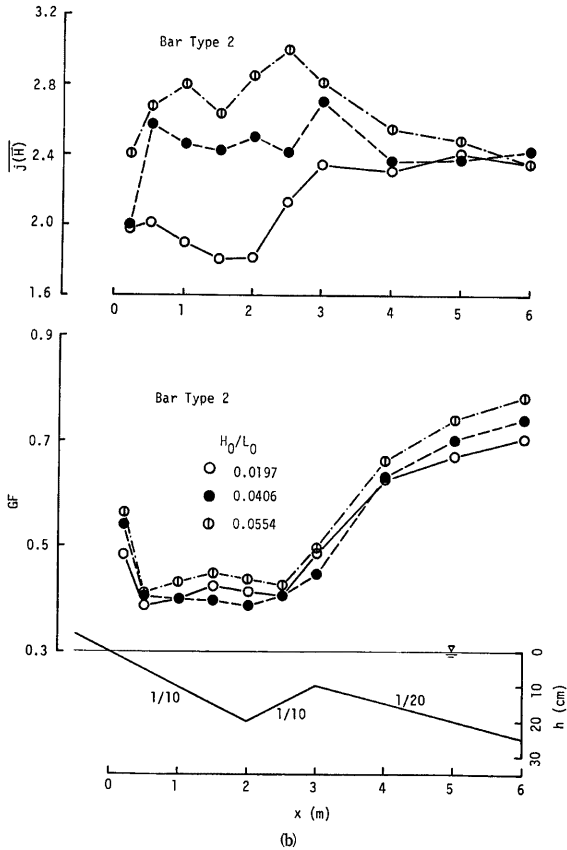
\bar{E} は $E(t)$ の平均値である。

$E(t)$ は水位変動 $\eta(t)$ を 2 乗したものに $Q(\tau)$ というフィルターをかけて平滑化したものであり、波エネルギーの時間変化を表わすものである。式(12)から、 GF は $E(t)$ の変動係数を表わしているのがわかる。例えば、規則波の場合には GF は 0 となり、 GF が大きい場合は $E(t)$ が \bar{E} の上下に大きく変動しており、小さな波と大きな波が入り混じっていることを示す。 GF の大きさだけでは時間的な波の連なりの大きさを表わすことができないので、 $E(t)$ がある設定値をどのくらいの時間越え続けるかを表現することが必要となる。この超過時間を波の平均的周期 (たとえば T_b) で割れば、ある設定値を続けて越える波の数となり、波高の連の長さと同等のものになる。

なお、 $E(t)$ と木村ら¹⁹⁾が用いた非定常スペクトルから求められる波エネルギーの時間変化とは、重み関数 $w(\tau)$ を $\sqrt{Q(\tau)/T_b}$ として選べば同じものになる。

Fig. 11 (a), (b) および (c) は、波高の平均連長と GF の変化を調べたものである。何れの場合も GF は波が碎波するに伴い徐々に小さくなり、その後約 0.4 とほぼ一定になる。波高の平均連長は沖から水深が小さくなるにつれて大きくなる。その傾向は沖波波形勾配が大きいにほど顕著である。バー型地形の場合、バーの頂部から少し汀線よりのところ、すなわち非線形性パラメーターが最大となるとき、波高の平均連長は最大となる。Fig. 11 (c) のステップ型海底地形の場合には、沖波波形勾配が 0.055 のケースで、一定水深を伝播するにつれ波高の平均連長が一旦大きくなるが、他のケースでは非線形性パラメーターと同様に、一定水深に入ってからほぼ一定となる。

浅海域における skewness の変化と波高の平均連長の変化は良く似ているが、それらに及ぼす沖波波形勾



配の影響は全く逆になっている。

5. 結 語

本研究は、複合断面を有する海底地形上の不規則の浅水・碎波変形特性を実験的に調べたものであり、とくに波高変化については、波別解析法に基づいた波高変化モデルを提案し、計算結果を実験結果と比較検討した。本研究で得られた結果を要約すれば以下のようである。

(1) 波高変化モデルには種々の仮定が含まれる。波高変化の計算結果は、式(3)に含まれる係数 B の与え方、波の再生条件、個々の波の周期の与え方を変えてもほとんど変化しないが、海底地形が急変する地点での碎波条件の与え方は、計算結果にかなりの影響を与える。

(2) パー型海底地形上での不規則波の代表波高の変化は、ここで提案した波高変化モデルで十分表わすことができる。

(3) ステップ型海底地形上の不規則波の代表波高の変化については、実験結果と計算結果は一定水深領域に入って若干傾向が異なる。この原因として、実験と計算における碎波点の差が考えられる。

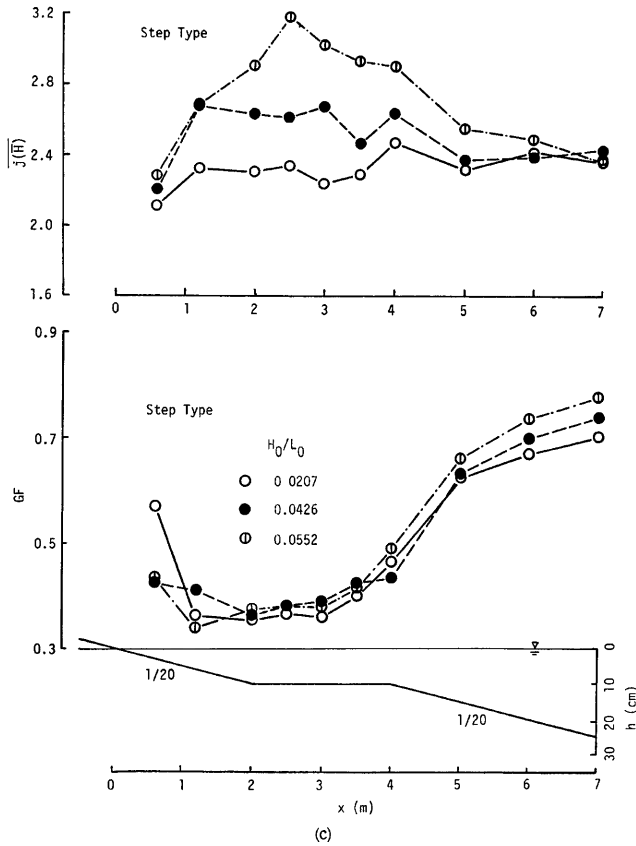


Fig. 11 Changes of wave grouping in shallow water.

(4) 波高の頻度分布については、沖波波形勾配で大きい時には、実験結果と計算結果は良く一致するが、沖波波形勾配が小さくて0.02の場合には両者の対応が悪くなる。この場合には、実験では波がソリトン分裂して波の数に変化しているのに対し、波高変化モデルではこれを考慮できないのが大きな原因である。また、この場合波高の頻度分布の実験結果は H/\bar{H} が0.5付近に第2のピークを持つ。

(5) 有義波周期は浅海になると沖での値より一般に大きくなる。その程度は、高々10%である。しかし、ソリトン分裂が顕著な地点では、沖での有義波周期より小さくなる。

(6) 沖から水深が浅くなるにつれ、非線形性パラメーターや波高の平均連長は大きくなり、碎波が顕著な地点でこれらの値は最大となる。skewness の変化と波高の平均連長の変化は良く似ているが、それらに及ぼす沖波波形勾配の影響は逆になっている。

(7) ステップ型海底地形の場合、碎波点は一定水深が始まる地点付近に限らず広く分散していることが実験の観察によりわかった。これは、非線形性パラメーターや波高の平均連長の変化の様子からも推測される。Groupiness Factor の変化は海底地形の影響をあまり受けない。

最後に、本研究の遂行に当たり実験結果の整理、図面作製に協力していただいた当時学部学生の辻 太一郎君に謝意を表するとともに、本研究は文部省科学研究費奨励研究(A)による研究の一部であることを付記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 安田孝志・篠田成郎・土屋義人：ソリトンスペクトル理論による海岸波浪の内部特性表示，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 36～40，1982.
- 2) Battjes, J. A. and J. P. F. M. Janssen: Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc. 16th Coastal Eng. Conf., pp. 569～587, 1978.
- 3) 水口 優・松田仲次：現地不規則波浪の浅海変形について，第27回海岸工学講演会論文集，pp. 134～138，1980.
- 4) 佐藤道郎・小部直人：パー型海浜における不規則波の砕波変形，第30回海岸工学講演会論文集，pp. 104～108，1983.
- 5) Thornton, E. B. and R. T. Guza: Transformation of wave height distribution, Jour. Geophys. Res., Vol. 88, No. C10, pp. 5925～5938, 1983.
- 6) Mase, H. and Y. Iwagaki: Wave height distributions and wave grouping in surf zone, Proc. 18th Coastal Eng. Conf., pp. 58～76, 1982.
- 7) 岩垣雄一・間瀬 肇・古室健史：不規則波の砕波変形特性に関する研究，京大防災研究所年報，第26号B-2，pp. 559～575，1983.
- 8) Sawaragi, T. and K. Iwata: Experimental study on irregular wave deformation due to depth-controlled wave breaking, Proc. Hydrodynamics in Ocean Eng., Norwegian Inst. of Technology, pp. 166～182，1981.
- 9) 合田良実：浅海域における波浪の砕波変形，港湾技研報告，第14巻，第3号，pp. 59～105，1975.
- 10) 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛：不規則波の浅海変形モデルについて，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 104～108，1981.
- 11) Hotta, S., M. Mizuguchi and M. Isobe: A field study of waves in the nearshore zone, Proc. 18th Coastal Eng. Conf., pp. 38～57, 1981.
- 12) 合田良実：砕波指標の整理について，土木学会論文報告集，第180号，pp. 39～49，1970.
- 13) Battjes, J. A.: Energy dissipation in breaking solitary and periodic waves, Manuscript, Delft Univ. of Technology, 1978.
- 14) 水口 優・辻岡和男・堀川清司：砕波後の波高変化についての一考察，第25回海岸工学講演会論文集，pp. 155～159，1978.
- 15) Battjes, J. A.: Set-up due to irregular waves, Proc. 13th Coastal Eng. Conf., pp. 1993～2004, 1972.
- 16) 榎木 亨・岩田好一朗・東 修夫：不規則波による平均水位変動に関する研究，第25回海岸工学講演会論文集，pp. 184～188，1978.
- 17) Stive, M. J. F.: Velocity and pressure field of spilling breakers, Proc. 17th Coastal Eng. Conf., pp. 547～566，1980.
- 18) 岩垣雄一・木村 晃：不規則波発生機による現地波浪のシミュレーションシステム，第21回海岸工学講演会論文集，pp. 231～235，1974.
- 19) Funke, E. R. and E. P. D. Mansard: On the synthesis of realistic sea states in a laboratory flume, Hydraulics Laboratory Report LTR-HY-66, National Res. Council of Canada, 54p., 1979.
- 20) 木村 晃・朝倉一雅・瀬山 明：浅海域における長周期水位変動の伝播特性，第30回海岸工学講演会論文集，pp. 143～147，1983.