

運輸省港湾技術研究所

# 港湾技術研究所 報告

---

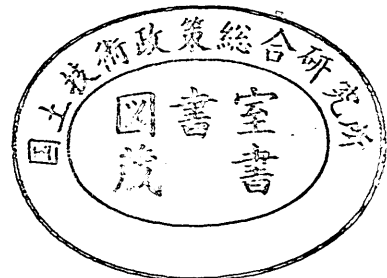
---

REPORT OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH  
INSTITUTE  
MINISTRY OF TRANSPORT

---

VOL. 14      NO. 3      SEPT. 1975

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第14巻 第3号 (Vol. 14, No. 3), 1975年9月 (Sept. 1975)

## 目 次 (CONTENTS)

1. Influence of the clearance between bed and mouth sucking a solid body  
...Yoshikuni OKAYAMA, Tokuji YAGI, Yoshihiro SATO and Masaru SAITO..... 3  
(吸込間隙の影響を受ける固体の吸込力について  
.....八木得次・岡山義邦・佐藤義博・斎藤 勝)
2. 数値波動解析法による港内波高分布の計算...谷本勝利・小舟浩治・小松和彦.....35  
(Numerical analysis of wave propagation in harbours of arbitrary shape  
.....Katsutoshi TANIMOTO, Koji KOBUNE and Kazuhiko KOMATSU)
3. 浅海域における波浪の破碎変形.....合田 良実.....59  
(Deformation of irregular waves due to depth-controlled wave breaking  
.....Yoshimi GODA)
4. 港湾環境における耐食鋼の耐食性調査.....善 一章・阿部正美... 107  
(Survey of corrosion resistance of corrosion-resistant steel under marine  
environments.....Kazuaki ZEN and Masami ABE)
5. 電磁波による岩盤の破碎——局部加熱効果と熱破碎——  
.....小岩苔生・白鳥保夫・高橋英俊・松本 茂... 181  
(Rock breaking by microwave radiation——effects of local heating and thermal  
fracture.....Taisei KOIWA, Yasuo SHIRATORI, Hidetoshi TAKAHASHI  
and Shigeru MATSUMOTO)

### 3. 浅海域における波浪の碎波変形

合 田 良 実\*

#### 要 旨

波浪が深海域から浅海域に進行し、海岸に打ち上がるまでには、波は浅水変形 (shoaling)、屈折、碎波などの変化を行なう。本報告は、不規則波浪の碎波変形を理論モデルによる計算、模型不規則波による実験、ならびに現地観測に基づく波浪データの解析によって検討し、特に碎波による不規則波の波高変化の推定法を提示したものである。

理論モデルは、水深によって規制される碎波現象のために、波高分布のうちの碎波限界波高を超える部分がエネルギーを逸散して波高の小さい波に再生されると考えるもので、碎波を波高のある幅にわたって考慮するのが特徴である。碎波限界波高を算定する際の水深は、radiation stress による平均水位の変化およびサーフビートの水位動揺を考慮に入れたものを使用する。また、碎波の影響を受けるまでの波高変化は、首藤(1974)による非線型浅水変形の理論で推定する。

サーフビートの振幅は、汀線近傍における現地観測の結果、沖波の振幅の40%に達することが明らかになったので、観測値に基づく実験式を作成し、理論モデルに導入した。

模型実験は波のスペクトル形状を8種類に変えて行なったが、碎波による波高変化はスペクトル形状にほとんど関係なく、理論モデルによる計算値とほぼ一致した。

現地観測資料としては、上記の観測値および運輸省第一港湾建設局による酒田港の3点同時観測値を使用した。これらのデータはばらつきは認められるものの、平均的には計算値とほぼ一致した。

以上の実験および現地データにより理論モデルの妥当性が確かめられたので、これによる碎波帯内の有義波高および最高波高の算定図表を作成し、また波高の略算式を導いた。波高変化のパラメータとしては、沖波の波形勾配および海底勾配が重要である。

なお、浅海域における波の非線型性として、波形の skewness および平均周期の理論値と実測値の差について検討を行なった。

---

\* 海洋水理部 波浪研究室長

### 3. Deformation of Irregular Waves due to Depth-Controlled Wave Breaking

Yoshimi GODA\*

#### Synopsis

Sea waves experience various transformation processes such as wave shoaling, refraction, and breaking while they propagate from deepwaters to shorelines. The present report proposes a method of estimating wave height variation due to wave breaking on the basis of theoretical calculations by a random wave breaking model, experiments with irregular waves in the laboratory, and analysis of wave data obtained by field observations.

The theoretical model assumes that the higher portion of wave height distribution is removed by wave breaking and is transformed into the lower portion. The wave breaking is considered to take place in a certain width of wave height distribution with a varying probability. The water depth which controls wave breaking is adjusted for wave setup due to radiation stress and water level fluctuation due to surf beats. Wave shoaling before breaking is estimated by the nonlinear theory of Shuto (1974).

Observations of waves and water level near shorelines at three coasts by means of a 8 mm motion picture camera have revealed that the amplitude of surf beats may amount to 40 per cent of that of offshore waves. Therefore an empirical formula of surf beat amplitude was introduced in the theoretical model of wave height variation.

Laboratory experiments were made with irregular waves of eight different spectral shapes. The data of wave height variation agreed well with the calculation by the theoretical model regardless of spectral shapes.

The data of waves near shoreline as well as the simultaneous wave observation data at three water depths at Sakata Port carried out by the First District Port Construction Bureau, Ministry of Transport, were compared with the calculation. The overall agreement is good although the field data show some scatters around the mean values.

After the verification of the theoretical model by experiments and field data, the variations of significant wave height and highest wave height from the deepwater to the shoreline were calculated and presented in the forms of diagrams as well as of empirical formulae. The dominant parameters are the equivalent deepwater wave steepness and the sea bottom slope.

The report also discusses the skewness of wave profiles and the ratio of theoretical zero-up-crossing wave periods to observed mean periods, with regard to the wave nonlinearity in shallow waters.

---

\* Chief of the Wave Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

# 目 次

要 旨 .....	59
1. 序 論 .....	63
2. 砕波による波浪変形の理論 .....	63
2.1 浅海域における波高分布の実測例 .....	63
2.2 砕波による波高分布変化の理論 .....	64
2.3 波の浅水変形および平均水位の変化の導入 .....	68
3. サーフビートとその影響 .....	72
3.1 サーフビートに関する既往の研究 .....	72
3.2 サーフビートの現地観測 .....	74
3.3 サーフビートの観測結果 .....	76
3.4 波浪変形の計算に対するサーフビート効果の導入 .....	79
3.5 砕波による不規則波の波高変化計算モデルのまとめ .....	81
4. 模型不規則波による波浪変形の実験的検討 .....	82
4.1 不規則波の発生法および実験方法 .....	82
4.2 斜面上のスペクトル変形とサーフビート .....	85
4.3 砕波による波高の変化 .....	88
4.4 砕波帯内の周期変化 .....	91
5. 現地観測データによる波浪変形の検討 .....	91
5.1 現地観測データとその整理法 .....	91
5.2 砕波帯内の波高減衰および周期変化 .....	92
6. 考 察 .....	95
6.1 浅海域における不規則波の代表波高の算定 .....	95
6.2 不規則波の砕波指標および限界波高 .....	98
6.3 浅海域における波浪の非線型性とその影響について .....	101
6.4 今後の検討課題について .....	102
7. 結 論 .....	103
参 考 文 献 .....	104
主要記号表 .....	105

## 1. 序 論

沖合で発生・発達した波浪が岸に近づくと、水深の減少に伴って浅水変形や屈折、海底摩擦、碎波などの影響を受けて、その性質がいろいろに変化する。こうした変化は理論計算によって解析され、また造波水槽内の模型である程度再現される。したがって、浅海域における波の変形はほぼ十分に把握され、実用上あまり問題がないかのように受け取られている。

しかし、現在の設計法ではほとんどの場合、設計波を単一周期・単一波高の波と想定している。模型実験においても、波高・周期一定の規則波を用いて測定を行なっている。理論解析においても、波高が大きい場合の有限振幅の効果を考慮した計算は行なっても、波の不規則性を取り入れた計算を行なうことは少ない。

良く知られているように、現実の海の波は波高、周期、波向のさまざまに異なる波が不規則に連なったものであり、不規則性がその基本的性質である。有義波などの代表値は、こうした不規則波の大きさを表示する一つの指標に過ぎない。ただ、それが波高、周期という直観的に分かりやすい形で表わされていたために、波高・周期一定の規則波に対比され、それで置き換えられる素地があったといえよう。

それでは、現行のように現実の不規則波を規則波で置き換えて波の変形を計算すると、どのような誤差を生ずるのであろうか。既に1953年に Pierson-Neumann-James<sup>1)</sup> は、浅水変形と屈折は波のエネルギー・スペクトルを考慮して計算しなければならないことを力説し、一つの計算例について一定周期・波向の規則波としての計算値が不規則波としての値と大きく異なることを示している。また、永井<sup>2)</sup> は不規則波の浅水変形、屈折、および回折の計算図表を作成し、特に回折現象において波の不規則性が大きく影響することを示している。

浅海域における波の諸変形の中で、波の不規則性が決定的な影響を及ぼすと思われるのが、碎波の現象である。波高・周期一定の規則波であれば、造波水路で観察すれば明らかなように、水深が浅くなるにつれて波高が徐々に増大し、やがてある水深で砕けて波高が急激に減少する。沖側の波高と周期が分っていれば、どの地点でどのくらいの波高で碎波するかを予測することは可能であり、そうしたデータは碎波指標<sup>3)</sup> としてとりまとめられている。しかし、不規則な波の場合には岸に近づいて水深が減少してくると、まず波高の大きな波が一、二個所で砕け始め、そのうちに碎波する波の数が増し、や

がて一面に白く泡立った碎波状態になる。したがって、碎波点あるいは碎波線というものを定義することは、沿岸砂州の発達した海岸に規則的なうねりが寄せているような場合以外、まず不可能である。また、代表波高たとえば有義波高に着目すると、規則波の場合とは異なり、碎波帯の中で徐々に減衰する。

碎波による波高の減衰の実測例としてしばしば引用されるのは、第一港湾建設局が酒田港において1970年2月2日の台湾坊主による波を水深-14mと-10mの2地点で観測した例<sup>4)</sup> である。このとき、たとえば2月2日6時の観測では-14m地点で  $H_{1/3}=8.8\text{m}$ 、 $T_{1/3}=11.7\text{sec}$  の波が-10m地点では  $H_{1/3}=6.0\text{m}$ 、 $T_{1/3}=11.9\text{sec}$  に減衰している。両地点間の距離は約500mであり、海底もほぼ同様であって、屈折や海底摩擦による波高減衰と考えることはできず、碎波によって波高の大きい波が次々に潰れていった結果と見なさざるを得ない。

本報告は、浅海域における不規則波の変形を、特に碎波の影響を中心に調べたものである。上述の碎波による波高減衰については、確率的な波高分布のうち、碎波限界を超えるものが砕けてそのエネルギーの一部を失なって波高の低い波に再生されるというモデルを考え、これによる理論計算を行なった。この際、碎波によって平均水位が上昇する現象、ならびに汀線近傍の平均水位が数分周期で不規則に変動するサーフビートの現象も計算にとり入れた。サーフビートの大きさについては、特に現地観測を行なって一つの実験式を導いた。理論計算の結果は、各種のスペクトル形状を有する模型不規則波による実験ならびに現地観測値と比較され、その妥当性が検証されている。以下は、計算、模型実験、ならびに現地観測の総合報告である。

## 2. 碎波による波浪変形の理論

### 2.1 浅海域における波高分布の実測例

浅海域における波浪の統計的性質については先に報告<sup>5)</sup> したところであるが、その資料について波群中の波高分布を調べると図-1のような結果が得られる。資料は、留萌港、苫小牧港、山背泊港（以上ステップ式波高計）および金沢港（超音波式波高計）における表面波形の観測記録であり、主として  $H_{\max}>5\text{m}$  の高波時の波浪を対象としている。使用した観測記録は総計79例、記録に含まれる総波数は7,231波である。

図-1は、各記録ごとに平均波高で基準化した波高  $H/\bar{H}$  の度数分布が計算されているので、これを  $H_{1/3}/h$  の階級別に集計し、次式によって波高の確率密度の形に換

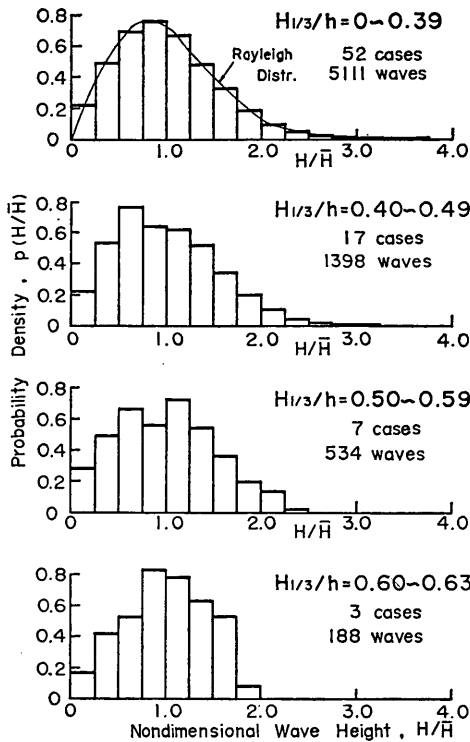


図-1 浅海域における現地波浪の波高分布

算したものである。

$$p\left(\frac{H}{\bar{H}}\right) = \frac{n}{N \cdot \Delta(H/\bar{H})} \quad (1)$$

ここに、 $n$ ：ある波高比区分帯内の波の数

$N$ ：総波数

$\Delta(H/\bar{H})$ ：波高比の区分帯 (0.25に設定済み)。

この図から明らかなように、 $H_{1/3}/h$ が小さい間は波高分布がレーリー分布できわめて良く近似される\*。しかし、 $H_{1/3}/h$ が大きくなると波高分布の幅が狭くなり、波高の大きい部分が欠けてくる。

このことは、波群中の最高波高と有義波高との比  $H_{\max}/H_{1/3}$  が減少することを意味しており、実際に調べてみると図-2のようになる。この図も  $H_{1/3}/h$ の階級別に整理した結果で、各階級ごとに  $H_{\max}/H_{1/3}$ の平均値および標準偏差値(縦線の長さで示す)を図示しており、参考のために  $H_{1/3}/h$ の階級ごとの観測記録の数および各記録に含まれる平均波数が付記されている。これによ

\*  $H_{1/3}/h = 0 \sim 0.39$  についてカイ自乗検定を行なってみると、自由度9 ( $H/\bar{H} > 2.25$ を1区間にまとめる)において  $\chi^2 = 9.30$ であり、統計的にはレーリー分布の仮定を棄却することができない。

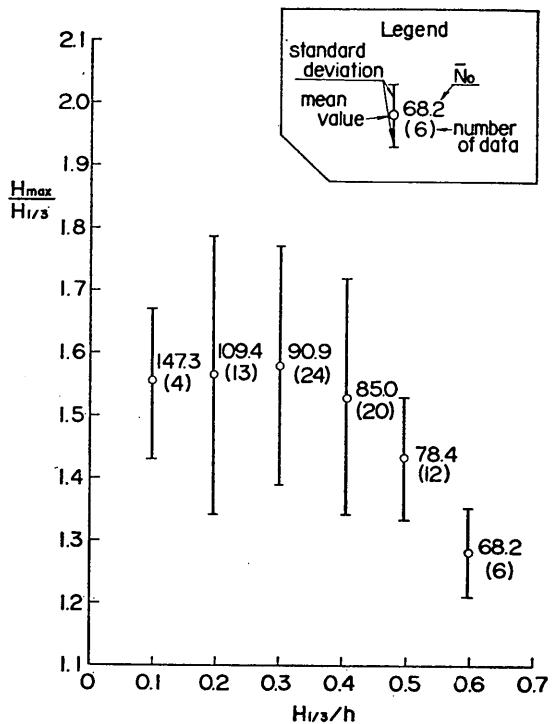


図-2 浅海域における  $H_{\max}/H_{1/3}$  の変化の観測例

ると、 $H_{1/3}/h$ が0.4を超える付近から  $H_{\max}/H_{1/3}$ の比の減少が見られ、 $H_{1/3}/h = 0.55 \sim 0.63$ のグループではこの比が平均値で1.28にまで低下している。なお、 $H_{1/3}/h \leq 0.2$ での減少はデータ数が少ないことによる見掛けのものと思われるが、あるいは後述の非線型浅水効果によって  $H_{\max}$ の増大が  $H_{1/3}$ の増大を上回るためかも知れない。

このように、浅海域においては  $H_{1/3}/h \geq 0.4$ において波高分布の幅が狭くなり、レーリー分布から外れることは明らかである。

## 2.2 砕波による波高分布変化の理論

### (1) 波高分布変化のモデル

上述の波高分布の変化は、不規則な波群中の最高波高が砕波限界によって規制されるためと考えれば理解することができる。すなわち、波高の大きな波が水深の浅い箇所まで進行して砕波限界を上回るようになれば、波が砕けてエネルギーを逸散し、波高の低い波に再生されるという選択的砕波の現象である。

この現象を定量的にモデル化する場合の問題の一つは、砕波限界をどのように表示するかであり、またもう一つの問題は砕波後の波高をどのように想定するかであ

る。Collins<sup>9)</sup>は1970年に碎波による不規則波高の変化を試算したが、その際、碎波限界としては深海波の  $(H/L)_{\max}=0.14$  および孤立波の  $(H/h)_{\max}=0.78$  の二つを用い、碎波した波は各水深に対応する碎波限界波高を保持するものと仮定した。また Battjes<sup>7)</sup> が1972年に行なった計算では、碎波限界は深海波から浅海波まで連続する Micheの式を導入したけれども、碎波後の波高は Collinsの考えを踏襲している。この考えによると、碎波帯内の波群の波高分布は碎波限界の所に著しい集中が見られる筈である。しかし、既に図-1に示されるように、実際の波高分布ではそのような集中が全く見られない。この難点を解消するため、著者は1972年に図-3のモデルを考え、これによる波高変化の計算を行なった<sup>8)</sup>。

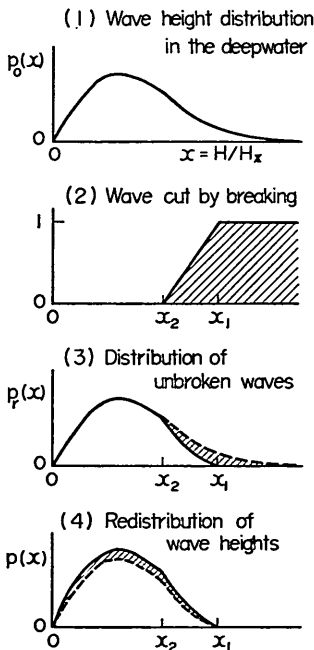


図-3 碎波による波高分布変化のモデル

すでに図-1に示したように、 $H_{1/10}/h$  の小さい間は波高分布がレーリー分布で近似されるから、深海域においてはこの分布を想定する〔図-3(1)〕。波が浅海域へ進行したとき、碎波限界を超える波高の波はすべて碎波すると考える。ただし、碎波は図-3(2)のようにある幅  $(x=H/H_x = x_2 \sim x_1)$  にわたって起り、碎波の確率がその範囲内で直線的に変化すると仮定する。この結果、碎波しない波の波高分布は図-3(3)のようになる。碎けた波は、エネルギーの一部を失なって波高の低い波に再生されるが、その波高は残存部の確率密度に比例した確率で分布すると

みなす〔図-3(4)〕。なお、この過程において平均周期は変わらないと仮定する。

このモデルの特徴は、碎波のある幅で考えることである。これは、一定周期の規則波でさえ碎波高が±10%以上変動する<sup>10)</sup> のであるから、個々の波の周期がある幅に分散している不規則波では碎波高の変動がさらに大きいものと予想したものである。この意味で、碎波範囲の上限  $x_1$  は規則波に対する平均的な碎波限界値よりもやや大きくとるのが適当である。また、碎波した波の波高がすべて0になるとみなすと、波数が減少して平均周期が次第に伸びることになるが、これは経験的に認めがたい。また再生波の波高を碎波部分へ集中させると、波高分布にかたよりを生じて図-1のような分布にはならない。こうした不規則波の変形の現象を非線型スペクトル理論で説明できないかという疑問も生じようが、そもそもスペクトル理論では各成分波の連続性を前提としている。しかし、碎波、特に巻き波などは不連続性の顕著な現象であって、成分波の連続性を考えることがむずかしい。また、スペクトル理論では非線型性を考慮する場合でもエネルギー保存を前提としており<sup>11)</sup>、碎波のように急激なエネルギー逸散を伴う場合を説明するのは無理と思われる。むしろ、個々の波の碎波によってある量のエネルギーが失われ、残ったエネルギーに対応して新しい波高分布の波群が生み出されると考える方が実際現象に近いであろう。本モデルにおける再生波の波高配分は、このような点を勘案したものである。

なお、このような波高配分の考え方は郭<sup>12)</sup>も採用している。ただし、郭は計算を単純化するため碎波の幅を考慮せず、ある限界値の所で碎波が生ずるとしている。

(2) 碎波限界波高の近似的表示

碎波による不規則波の波高変化のモデル化のもう一つの問題である碎波限界の表示式として、Battjesが取り上げた Micheの式は次のようなものであり、郭の用いたものと同一である。

$$\left(\frac{H}{L}\right)_{\max} = 0.14 \tanh \frac{2\pi h}{L} \quad (2)$$

しかし、この表示式では海底勾配の効果が導入されておらず、また緩勾配斜面における実験値と若干の差を生ずる。このため、Battjesは経験的な補正係数を導入した。

ここでは、著者が先に取りまとめた単一周期の波の碎波指標<sup>13)</sup>のうちの  $H_0/h_0 \sim h_0/L_0$  の曲線群を数式化し、

\* エネルギーが短周期の乱れのエネルギーに移行し、これが粘性で消耗することは示唆されているが、この過程は侵蝕である。



次のように近似的に表示したものをを用いる。

$$\frac{H_b}{L_0} = A \left\{ 1 - \exp \left[ -1.5 \frac{\pi h}{L_0} (1 + K \tan^s \theta) \right] \right\} \quad (3)$$

ここに、

$$A = 0.17, \quad K = 15, \quad s = 4/3$$

tan θ: 海底勾配  
L<sub>0</sub> = gT<sup>2</sup>/2π: 深海波長。

このうち、定数 A は深海波の限界波形勾配が H<sub>b</sub>/L<sub>0</sub> = 0.17 であること\*から決められ、exp の中の h/L<sub>0</sub> の係数 1.5π は、tan θ = 0、h/L<sub>0</sub> → 0 における砕波限界が H<sub>b</sub>/h = 0.80 となるように選ばれたものである。定数 K および s の値は、砕波指標曲線に適合するように設定された。

式(3)による計算結果を砕波指標曲線と比べると、図-4 のようになる。tan θ = 1/10 については H<sub>b</sub>/h の値で 0.1 程度の差があり、また h/L<sub>0</sub> > 0.2 の深海波に近い領域でも tan θ の影響が残っているなど、砕波指標曲線とは若干の不一致がある。しかし、砕波指標はもともと相当にばらついたデータの平均的な値として選定されたものである。したがって、この程度の不一致であれば、式(3)は h/L<sub>0</sub> ならびに tan θ の効果を取り入れた砕波指標の近似式として十分なものと判断できよう。

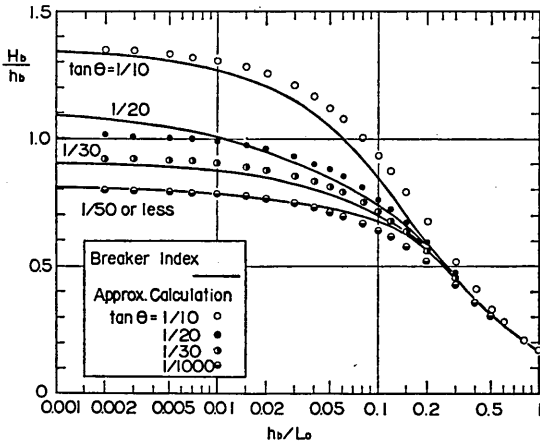


図-4 砕波限界波高に関する砕波指標と近似式の比較

なお、基準波高 H\* で無次元化した波高 x については、砕波限界が次のように表示される。

$$x_0 = \frac{H_b}{H_*} = \frac{A}{H_*/L_0} \left\{ 1 - \exp \left[ -1.5 \frac{\pi h}{H_*} \cdot \frac{H_*}{L_0} \right] \right\}$$

\* 砕波限界の波長 L<sub>b</sub> = 1.2L<sub>0</sub> で表わすと (H/L)<sub>b</sub> = 0.14 となる。

$$\times (1 + K \tan^s \theta) \quad (3')$$

(3) 波高分布の計算

図-3のモデルを数式で表わすと次のようになる。まず深海域におけるレーリー分布は、波高の確率密度関数を p<sub>0</sub>(x) として次式で表わされる。

$$p_0(x) = 2a^2 x \exp[-a^2 x^2] \quad (4)$$

ここに、x = H/H\*, H\*: 基準波高

$$a = H_*/H_{rms} : H_* = H_{1/3} \text{ ならば } a = 1.416$$

$$H_* = \bar{H} \text{ ならば } a = \sqrt{\pi}/2$$

次に、浅海域に進行後も砕波せずに残った波高の確率密度関数を p<sub>r</sub>(x) とすると、これは

$$p_r(x) = p_0(x) \quad : x \leq x_2$$

$$= p_0(x) - \frac{x-x_2}{x_1-x_2} p_0(x_1) : x_2 < x \leq x_1$$

$$= 0 \quad : x_1 < x \quad (5)$$

となる。ただし、x<sub>2</sub> < x ≤ x<sub>1</sub> における砕波の確率としては、計算の便宜上から p<sub>0</sub>(x<sub>1</sub>) を基準値として直線的に変化する確率を採用した。

砕けた波が波高の小さい波に再生された後の波高全体の確率密度関数を p(x) とすると、これは残存波の確率密度を一定の比率で拡大し、その積分値が1になるように調整したものとして求められる。すなわち、

$$p(x) = \alpha p_r(x) \quad (6)$$

$$\text{ここに、} \frac{1}{\alpha} = \int_0^{x_1} p_r(x) dx$$

$$= 1 - [1 + a^2 x_1 (x_1 - x_2)] \exp[-a^2 x_1^2] \quad (7)$$

以上の波高分布の計算における砕波の上下限值 x<sub>1</sub>, x<sub>2</sub> は、式(3')における定数 A を次のように定めて求めることにする。

$$\left. \begin{aligned} x_1 : A_1 = 0.18 \\ x_2 : A_2 = 0.12 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

このうち、砕波上限値に対する A<sub>1</sub> = 0.18 の値は砕波限界波高の表示式である式(3)における A = 0.17 よりも大きい、これは砕波指標が砕波の平均値に対するものであることを考慮したものである。また、砕波下限値に対する A<sub>2</sub> の値については参考にするようなものがないので、単純に A<sub>2</sub>/A<sub>1</sub> の比を 2/3 に設定した。

式(4)~(8)によって波高分布の変化を計算した一例が図-5, 6である。図-5は基準波高として砕波の影響がなかった場合に想定される仮想通過波の平均波高 H\* を用い、

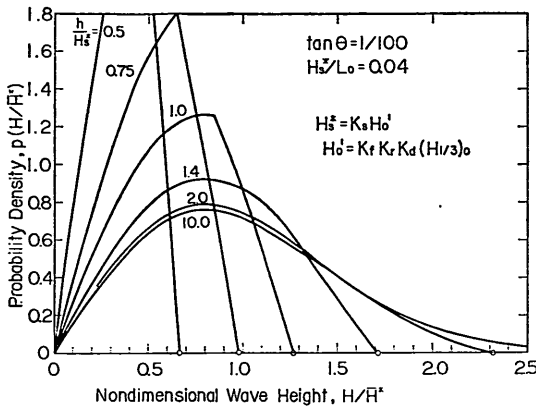


図-5 碎波による波高分布の変化—基準波高 $\bar{H}$ —

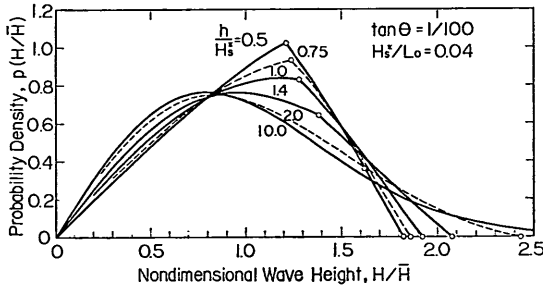


図-6 碎波による波高分布—基準波高 $\bar{H}$ —

図-6は碎波変形を受けたその地点の平均波高 $\bar{H}$  (後述の式 10で求められる)を用いて波高を無次元化してある。この仮想通過波の波高は、相当深水波の諸元に浅水係数 $K_s$ を乗じて求めるものとする。たとえば、仮想通過波の有義波高を $H_s$ で表わすと、これは

$$H_s = K_s H_0 \quad (9)$$

ここに、

$H_0 = K_f K_r K_d (H_{1/3})_0$ : 相当深水波高

$K_f$ : 海底摩擦による波高減少率

$K_r$ : 屈折係数

$K_d$ : 回折係数

$(H_{1/3})_0$ : 沖波の有義波高。

図-5,6は、水深 $h$ が仮想通過有義波高 $H_0$ の0.5~10倍の6地点について求めたもので、海底勾配は1/100、波形勾配は $H_s^2/L_0 = 0.04$ である。また、図の曲線上の白丸は $x_2$ 、横軸上の白丸は $x_1$ に対応する点である。図-5から、波が水深の浅い地点に進むにつれて波高の絶対値が波高の低い範囲に集中することがわかる。また図-6から、波高分布の幅が狭くなり、かつ分布形状も三角形に近づくことが示される。

#### (4) 代表波高の計算

波高の確率密度関数 $p(x)$ が式(6)で与えられているので、これから各種の代表波高が計算できる。まず、平均波高は次式で求められる。

$$\bar{x} = \int_0^{x_1} xp(x)dx = \frac{\alpha}{a} \text{Erf}[ax_1] - \alpha x_1 \exp[-a^2 x_1^2] - \frac{\alpha}{3} a^2 (3c - c^2) x_1^3 \exp[-a^2 x_1^2] \quad (10)$$

$$\text{ここに、} \text{Erf}[x] = \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (11)$$

$$c = 1 - \frac{x_2}{x_1} \quad (12)$$

また、波のエネルギーの指標の一つである波高の自乗平均値は次のように計算される。

$$\bar{x}^2 = \int_0^{x_1} x^2 p(x) dx = \frac{\alpha}{a^2} \{1 - (1 + a^2 x_1^2) \exp[-a^2 x_1^2]\} - \frac{\alpha}{6} a^2 (c^3 - 4c^2 + 6c) x_1^3 \exp[-a^2 x_1^2] \quad (13)$$

次に、 $1/N$ 最大波高を計算するためには超過確率が $1/N$ である波高を求めておかなければならない。この波高を $x_N$ で表わすと、 $x_N$ は次式を満足する波高である。

$$P(x_N) = \int_{x_N}^{x_1} p(x) dx = \frac{1}{N} \quad (14)$$

$x_N \leq x_2$ のときは $x_N$ を解析的に求められるけれども、 $x_2 < x_N < x_1$ であれば数値計算によって $x_N$ を求めなければならない。この $x_N \geq x_2$ の判定は、 $x$ が $x_2$ を超過する確率 $P(x_2)$ と $1/N$ との大小関係によって行なうことができる。すなわち、 $P(x_2) \leq 1/N$ のときは $x_N \leq x_2$ であり、 $x_N$ は次式で求められる。

$$x_N = \frac{1}{a} \sqrt{\ln \frac{\alpha N}{1 + (\alpha - 1)N}} : P(x_2) \leq \frac{1}{N} \quad (15)$$

ここに、

$$P(x_2) = 1 - \alpha \{1 - \exp[-a^2 x_2^2]\} \quad (16)$$

式(15)が成立しないときは、次式の数値解として $x_N$ を求める。

$$\exp[-a^2 x_N^2] + \frac{1}{c} (ax_N - ax_2)^2 \exp[-a^2 x_N^2] = 1 - \frac{1}{\alpha} \left(1 - \frac{1}{N}\right) : P(x_2) > \frac{1}{N} \quad (17)$$

$x_N$ が求められれば、 $1/N$ 最大波高 $x_{1/N}$ は次式で計算される。

$$x_{1/N} = N \int_{x_N}^{x_1} xp(x) dx \quad (18)$$

この積分を実行した結果は次のとおりである。

$$x_{1/N} = N \alpha \{x_N \exp[-a^2 x_N^2] - x_1 \exp[-a^2 x_1^2]\}$$

$$+\frac{1}{a}[\text{Erf}(ax_1)-\text{Erf}(ax_N)]-\frac{1}{3}a^2c(3-c)x_1^2 \times \exp[-a^2x_1^2] \} : P(x_2) \leq \frac{1}{N} \quad (19)$$

$$x_{1/N} = N\alpha \left\{ x_N \exp[-a^2x_N^2] - x_1 \exp[-a^2x_1^2] + \frac{1}{a}[\text{Erf}(ax_1)-\text{Erf}(ax_N)] - \frac{1}{3} \frac{a^2}{c} \times [x_1^2(2x_1-3x_2) - x_N^2(2x_N-3x_2)] \exp[-a^2x_1^2] \right\} : P(x_2) > \frac{1}{N} \quad (20)$$

波群中の最高波高  $x_{\max}$  はゼロアップ法で定義した波数  $N_0$  の関数であり、砕波変形を受けた波群についてその確率密度関数を求めることは困難である。本報告では、 $1/N_0$  最大波高  $x_{1/N_0}$  でもって  $x_{\max}$  を代用する。なお、波高がレーリー分布をしているとき、 $x_N$  および  $x_{1/N}$  は次式で与えられる<sup>10)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} x_N &= \frac{1}{a} \sqrt{\ln N} \\ x_{1/N} &= x_N + \frac{N}{a} [1 - \text{Erf}(ax_N)] \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

一方、 $N_0$  波中の最高波高の最多値  $\text{mode}(x_{\max})$ 、平均値  $\overline{x_{\max}}$ 、および  $x_{\max}$  の標準偏差値  $\sigma(x_{\max})$  は次のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} \text{mode}(x_{\max}) &= \frac{1}{a} \sqrt{\ln N_0} \\ \overline{x_{\max}} &= \frac{1}{a} \sqrt{\ln N_0} + \frac{1}{2a} \frac{\gamma}{\sqrt{\ln N_0}} \\ \sigma(x_{\max}) &= \frac{\pi}{2\sqrt{6}a} \cdot \frac{1}{\sqrt{\ln N_0}} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

ここに、 $\gamma$  : オイラーの定数 (=0.5772...)

すなわち、 $\text{mode}(x_{\max})$  は  $N=N_0$  の  $x_N$  に等しい。

$x_{1/N_0}$  と  $\overline{x_{\max}}$  の関係については、

$$1 - \text{Erf}(ax_N) \sim \exp[-a^2x_N^2] \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \times \frac{(2n-1)!!}{2^{n+1}(ax_N)^{2n+1}} : [x \rightarrow \infty] \quad (23)$$

の漸近展開の第2項までを用い、さらに式(21)の関係を利用すると、

$$x_{1/N} \approx \frac{1}{a} \sqrt{\ln N} + \frac{1}{2a\sqrt{\ln N}} \left\{ 1 - \frac{1}{4 \ln N} \right\} \quad (24)$$

と近似できるので、 $N_0$  が十分大きければ  $\overline{x_{\max}} < x_{1/N_0}$  であることが分る。すなわち、

$$x_{N_0} = \text{mode}(x_{\max}) < \overline{x_{\max}} < x_{1/N_0} \quad (25)$$

また式(21)、(22)、(24)の比較から、概略値としては、 $\overline{x_{\max}} \approx$

$x_{1.8N_0}$ 、 $x_{1/N_0} \approx x_{2.8N_0}$  であることが導かれる。

砕波変形を受けた場合の  $x_{\max}$  と  $x_N$ 、 $x_{1/N}$  との関係は検討していないが、波高分布の上限が  $x_1$  で抑えられていることから、これらの間の差はレーリー分布の場合よりも小さい筈である。

以上によって砕波の影響による代表波高の変化を計算した一例が図-7である。海底勾配は 1/100、波形勾配は  $H_i/L_0=0.04$  で、共に図-5、6 と同一である。各代表波高は、式(9)の仮想通過有義波高  $H_i$  を基準値として表示され、また図の横軸は相対波高  $H_i/h$  である。この図から、波が水深の浅い箇所へ進むにつれて各代表波高が次第に減少し、相互間の差も小さくなることが明らかである。

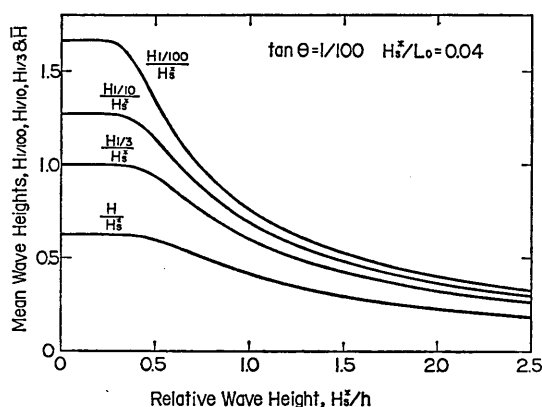


図-7 砕波による代表波高比の変化

### 2.3 波の浅水変形および平均水位の変化の導入

#### (1) 浅水係数

沖合から汀線に至るまでの砕波変形を具体的に計算するためには、式(9)における浅水係数  $K_s$  の値を与えなければならない。一定周期の波であれば、微小振幅波の理論によって浅水係数は次式で与えられる。

$$K_s = \frac{H}{H_0} = \left[ \left( 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \tanh kh \right]^{-1/2} = [\tanh kh + kh(1 - \tanh^2 kh)]^{-1/2} \quad (26)$$

ここに、 $k=2\pi/L$  : 波数。

しかし、実際には波高は微小ではなくある有限の大きさを持つため、この影響で  $K_s$  は式(26)とやや異なる値をとる。こうした浅水係数に対する非線型効果については、岩垣・酒井<sup>11)</sup>がストークス波およびハイパボリック波の理論を用いて計算を行ない、非線型浅水係数の算定図表を作成している。また、1974年に首藤<sup>12)</sup>は非線型長波の変形理論を導き、実用的には次の式で十分に波高変化が

表わされることを示した。

$$\left. \begin{aligned} \frac{gHT^2}{h^2} \leq 30 & : \text{微小振幅波理論} \\ 30 \leq \frac{gHT^2}{h^2} \leq 50 & : Hh^{3/2} = \text{const.} \\ 50 \leq \frac{gHT^2}{h^2} & : Hh^{3/2} \left[ \sqrt{\frac{gHT^2}{h^2}} - 2\sqrt{3} \right] = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

上式中のパラメータ  $gHT^2/h^2$  は一種のアーセル数である。また、微小振幅波理論と非線型長波理論の境界となる水深波長比は、沖波波形勾配  $H_0/L_0$  をパラメータとして、次式を数的に解くことによって求められる。

$$\left( \frac{h}{L_0} \right)^2 = \frac{2\pi}{30} \frac{H_0}{L_0} \left( \frac{H}{H_0} \right) \quad (28)$$

式(27)によれば、水深  $h$  が式(28)の臨界値に達するまでは式(28)で波高変化を求め、それ以後境界における const. の値を接続させることによって波高変化を数的に求めることができる。図-8は、この方法で首藤の示した波高変化図を再計算した結果である。図中の1点鎖線は  $H_0/L_0=0$  の微小振幅波理論、すなわち式(28)による値を示している。

一方、不規則な波に対する浅水係数については、線型スペクトル理論を用いれば、周波数スペクトル  $S(f)$  を持つ波の浅水係数が次式で計算できることになる<sup>2)</sup>。

$$K_s = \left[ \frac{\int_0^\infty K_s^2 S(f) df}{\int_0^\infty S(f) df} \right]^{1/2} \quad (29)$$

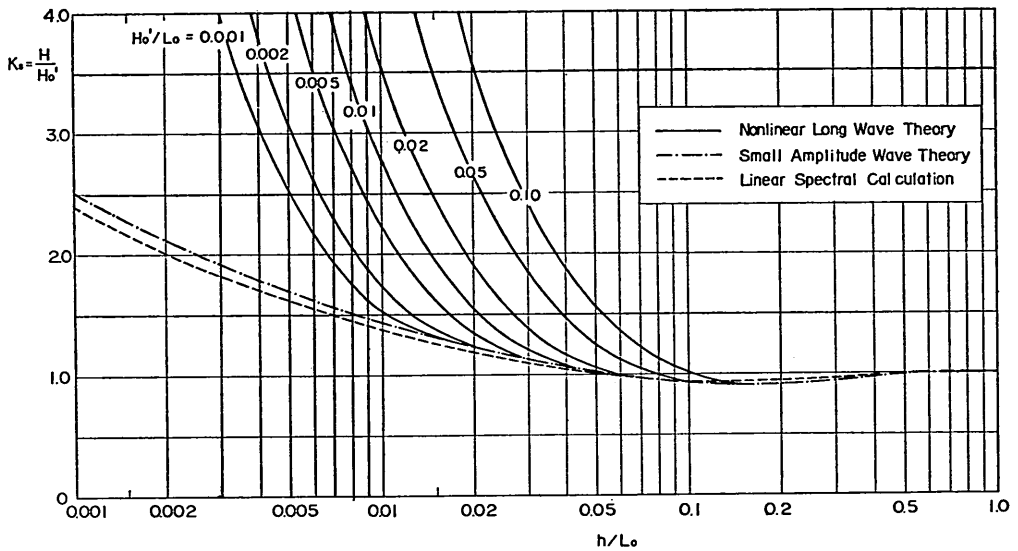


図-8 非線型浅水係数

周波数スペクトルとして Bretschneider 型を用いると、スペクトルを持つ波の浅水係数  $K_s$  は図-8の破線のように計算される。スペクトルによる計算は、一般にある周波数範囲での平均化作用を持つので、 $K_s$  の変化は規則波の場合よりも一層ゆるやかであり、最小値は  $(K_s)_{\min} = 0.937$  である(規則波では0.913)。

しかしながら、この計算は波高が微小とした場合である。波高が相対的に大きく、非線型性の著しい不規則波の浅水係数については良く分っていない。深海波に近い状態であれば、スペクトルの各成分波の位相速度がそれぞれ異なるので、波列の形は波の進行とともに変化する。したがって、式(29)のスペクトル計算が適用できると考えられる。これに対して、不規則波が長波領域に入る

と、位相速度は波速に等しく、しかもそれは周波数に影響されない。したがって、波列の形はほとんど変わらずに進行する。このような場合であれば、不規則な波群中の個々の波に対して非線型長波の変形理論が適用されよう(ただし、碎波以前の波を対象とする)。

今、典型的な風波の波形勾配として  $H_0/L_0=0.04$  を考えると、式(28)による臨界値は  $h/L_0 \approx 0.08$  である。この水深波長比における位相速度と長波の波速との比は、 $C/\sqrt{gh} \approx 0.92$  である。また、うねりとして  $H_0/L_0=0.01$  を考えると、 $h/L_0 \approx 0.05$  が境界であって  $C/\sqrt{gh} \approx 0.95$  である。位相速度と長波の波速の比がこの程度であれば、不規則な波列の変形はかなりゆるやかになり、個々の波としての浅水変形が卓越するものと思われる。

砕波変形に導入する浅水係数としては、以上のような考察に基づき、首藤による式(27)を用いることにした。この際、微小振幅波の適用範囲については式(28)のスペクトル計算値を使用すべきであろうが、この範囲では一定周期波としての値と2~3%程度しか差がないので、式(26)による値を用いる。また、非線型長波の適用範囲における波高 $H$ および周期 $T$ としては一応、砕波変形を無視した場合の有義波の諸元を用いることにした。

具体的に浅水係数の形で計算するにあたっては、式(27)を次のように書き改めた。

$$\left. \begin{aligned} K_s &= K_{st} && : h \geq h_{30} \\ K_s &= (K_{st})_{30} \left( \frac{h_{30}}{h} \right)^{2/3} && : h_{30} \leq h < h_{30} \\ K_s(\sqrt{K_s} - B) - C &= 0 && : h < h_{30} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

ここに、 $K_{st}$  は式(26)で求められる微小振幅波の浅水係数、 $h_{30}$  および  $(K_{st})_{30}$  は式(28)の条件を満足する値、 $h_{30}$  は下記の式(31)を満足する水深であり、 $B$  および  $C$  は下記の式(32)、(33)で与えられる。

$$\left( \frac{h_{30}}{L} \right)^2 = \frac{2\pi}{50} \frac{H_0}{L_0} (K_s)_{30} \quad (31)$$

$$B = \frac{2\sqrt{3}}{\sqrt{2\pi H_0/L_0}} \frac{h}{L_0} \quad (32)$$

$$C = \frac{C_{30}}{\sqrt{2\pi H_0/L_0} (h/L_0)^{3/2}} \quad (33)$$

ここに、

$$C_{30} = (K_s)_{30} \left( \frac{h_{30}}{L_0} \right)^{3/2} \left[ \sqrt{2\pi \frac{H_0}{L_0} (K_s)_{30}} - 2\sqrt{3} \frac{h_{30}}{L_0} \right] \quad (34)$$

$(K_s)_{30}$ :  $h_{30}$  において式(30)で求められる浅水係数。

数値計算の手順は次のようにした。

- i) 式(28)を満足する  $h_{30}$  および  $(K_s)_{30}$  を繰り返し計算によって精度 0.5%以内で求める。
- ii)  $h < h_{30}$  の場合には、式(31)を満足する  $h_{30}$  をまず求める。この際、 $h_{30}$  の決定は  $h_{30}$  ほどの精度を要しないと考え、式(31)の右辺の  $K_s$  は  $(K_s)_{30}$  で代用した。
- iii)  $h_{30} < h < h_{30}$  であれば式(30)の第2式で  $K_s$  を計算する。
- iv)  $h < h_{30}$  であれば、式(30)の第2式に  $h = h_{30}$  を代入して  $(K_s)_{30}$  をまず計算する。そして、式(32)~(34)の係数を計算したあと、式(30)の第3式をニュートンの近似法により精度0.5%以内で求める。この場合、 $K_s$  の初期値を  $X_0$ 、近似値を  $X_1$  とすると、 $X_1$  は次式で計算されることになる。

$$X_1 = \frac{\frac{1}{2} X_0 \sqrt{X_0} + C}{\frac{3}{2} \sqrt{X_0} - B} \quad (35)$$

## (2) radiation stress による平均水位の変化

砕波によって引き起される現象の中で重要なものに、汀線近傍の平均水位が上昇する wave setup の現象がある。この平均水位の上昇は水深を増大させ、その結果、砕波高にも影響を及ぼす。したがって、不規則波の砕波変形を論ずるときは、波高減衰と水位変化を同時に関連させて解かなければならない。

Wave setup の現象が存在することは、海岸での観察などによって早くから知られていた。しかし、その理論的裏付けは1962年に Longuet-Higgins と Stewart<sup>(9)</sup> によって初めて与えられ、radiation stress によって引き起される現象の典型的な例と見なされている。

Radiation stress は、波が伝わる際に波の進行方向に運動量の輸送を伴うことによって生ずる応力であり、波の振幅の2乗に比例する量である。この意味では波のエネルギーと同じオーダーの量である。Radiation stress は一般に法線方向ならびに接線方向の成分を有するテンソル量であるが、波の進行方向に  $x$  軸をとれば次のように表示される。

$$S_{xx} = \begin{bmatrix} E \left( \frac{1}{2} + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) & 0 \\ 0 & E \frac{kh}{\sinh kh} \end{bmatrix} \quad (36)$$

ここに、

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (37)$$

ただし、 $\rho$  は水の密度、 $g$  は重力の加速度である。

今、波が海岸に垂直に入射し、横方向の変化がないものとする、運動量の平衡条件から平均水位の上昇量  $\bar{\eta}$  に関する次の方程式が導かれる。

$$\frac{dS_{xx}}{dx} + \rho g (\bar{\eta} + h) \frac{d\bar{\eta}}{dx} = 0 \quad (38)$$

または、

$$\frac{d\bar{\eta}}{dx} = -\frac{1}{(\bar{\eta} + h)} \frac{d}{dx} \left[ \frac{1}{8} H^2 \left( \frac{1}{2} + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \right] \quad (39)$$

式(39)は、波が深海域から浅海域に進んで波高が増大すると平均水位が降下することを示唆している。この水位降下は wave setdown と呼ばれる。平均水位の上昇が見られるのは砕波点から岸側であり、主として波高の減少によって引き起こされる。

規則波に関しては、Longuet-Higgins と Stewart<sup>(10)</sup> が幾つかの実験データを用いて上記の解析方法の妥当性を示し、さらにその後 Bowen ほか<sup>(11)</sup> が綿密な実験を行なって wave setdown および setup の両者とも理論値に一致することを確認した。また、豊島ほか<sup>(12)</sup> も同様の

検証結果を報告している。

式(39)または(40)を用いて碎波による水位上昇を計算する場合には、碎波後の波高減衰を与えなければならない。

Bowen ほかは次の近似式を採択した。

$$H = \lambda(\bar{\eta} + h) \quad (40)$$

ここに、 $\lambda$ : 実験的に定められる係数 (0.6~1.3)。

また、碎波帯内の波は長波領域に属すると見なすことができるので、 $S_{xx} \approx 3E/2$  で近似される。この結果、碎波帯内の平均水位は次のような勾配を持つことが導かれる。

$$\frac{d\bar{\eta}}{dx} = -\frac{1}{1+8/(3\lambda^2)} \frac{dh}{dx} \quad (41)$$

そして、Bowen ほかは沖合から碎波点までは式(39)の積分により、また碎波点から岸側は碎波点における水位降下を境界条件として式(41)を積分することによって規則波による wave setup を計算している。

### (3) 平均水位および波高の変化の計算

Longuet-Higgins と Stewart あるいは Bowen ほかが取り扱ったのは規則波の場合であったが、上記の解析は不規則波の場合にも応用することができる。これを最初に試みたのは Battjes<sup>(7), (17)</sup> である。前述のように、Battjes は波群中の個々の波の碎波限界として式(2)を用い、碎波した波は各水深に対応する限界波高を保持するものとして、波群中の波高分布の変化を求めている。そして、radiation stress の計算における波のエネルギー密度を表示する波高としては、波高の自乗平均値  $\bar{H}^2$  を採用した。すなわち、

$$E = \frac{1}{8} \rho g \bar{H}^2 \quad (42)$$

これは、不規則な波群を1波ずつに切り離し、各波を近似的に正弦波形の波と見なして、全体のエネルギー密度の平均値を求めたものと考えられることができる。

Battjes は、式(39)における規則波の  $H^2$  を不規則波の自乗平均値  $\bar{H}^2$  で置き換え、沖合から汀線までの数値積分によって平均水位の変化を計算した。この計算において、碎波限界波高は初期水深に対するものではなく、波による平均水位の変化を加味した水深に対するものであることに注意する必要がある。Battjes は二、三のケースについて模型実験を行ない、計算値よりも低目であるけれども、傾向的に計算値と一致する結果を得ている。

このように、不規則波の場合でも波高の自乗平均値の変化が求められれば平均水位の変化が計算され、その結果を水深の補正量として波高分布の変化が再計算される。計算の基本式としては、式(40)を書き換えた次式を使えば良い。

$$\bar{\eta}_{i+1/2} = \bar{\eta}_i - \left( \frac{K_E}{h + \bar{\eta}} \right)_{i+1/2} (\bar{H}_{i+1}^2 - \bar{H}_i^2) \quad (43)$$

ここに、

$$K_E = \frac{1}{8} \left( \frac{1}{2} + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (44)$$

また、添字の  $i+1/2$  は  $h_i$  と  $h_{i+1}$  の中央点における値を意味している。

前節に述べた碎波減衰のモデルを用い、以上の方法で平均水位の変化を計算した結果が図-9、10である。波高の基準値としては相当深水波高  $H_0'$  を用い、浅水係数は式(40)で計算した。図-9、10では、海底勾配1/10と1/100のいずれも岸に近づくにつれて平均水位が一度低下し、それから急速に上昇する。(ただし、波形勾配の大きな波では平均水位の低下を見ないまま上昇が始まる。) この平均水位の上昇は、海底勾配が緩やかな方が早くから始

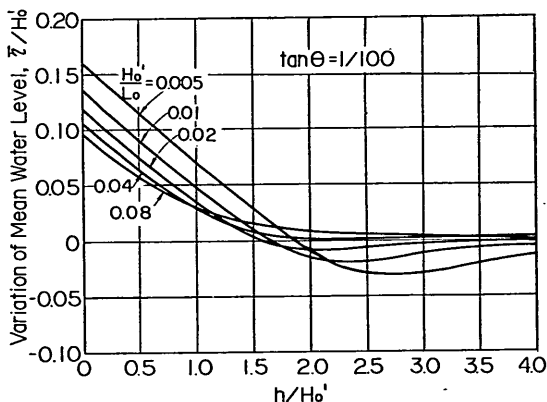


図-9 不規則波の浅水変形による平均水位の変化 (海底勾配 1/100)

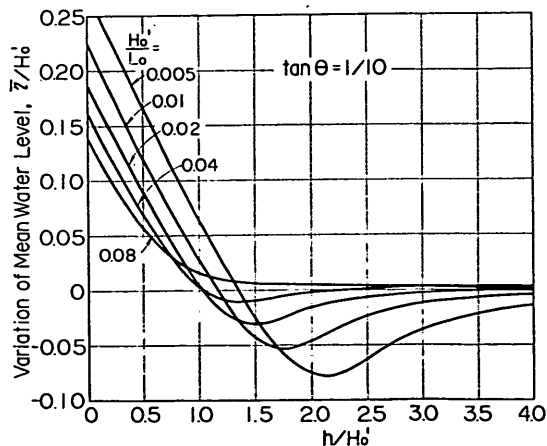


図-10 不規則波の浅水変形による平均水位の変化 (海底勾配 1/10)

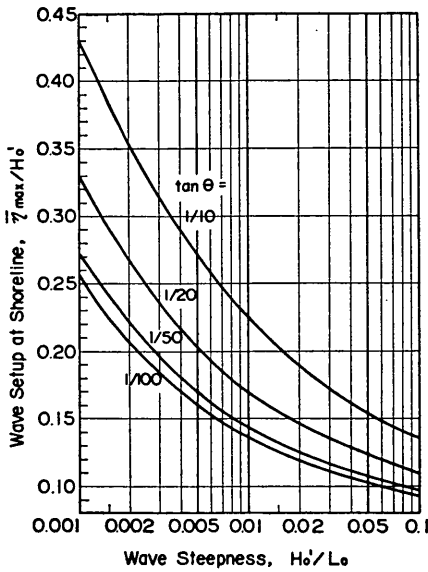


図-11 汀線における平均水位の上昇量

まらけれども、汀線付近における上昇量は海底勾配の急な方が大きい。また、波形勾配の小さい波ほど砕波帯外縁での水位降下ならびに汀線付近の水位上昇が著しい。

このような計算結果から、汀線 ( $h=0$ ) における水位上昇量  $\bar{\eta}_{max}$  を沖波の波形勾配に対してプロットしたのが図-11である。平均水位の相対上昇量  $\bar{\eta}_{max}/H_0$  は海底勾配が急になるほど大きく、通常の波浪の  $H_0/L_0=0.01 \sim 0.05$  を対象とすると、海底勾配 1/100 では  $\bar{\eta}_{max}=(0.10 \sim 0.14)H_0$  であるが、海底勾配 1/10 では  $\bar{\eta}_{max}=(0.15 \sim 0.22)H_0$  と計算される。この図から、海底勾配が急な場合を除けば、砕波による平均水位の上昇は  $(0.1 \sim 0.15)H_0$  の程度と推定される。

こうした平均水位の変化は、汀線近傍の代表波高の値にも影響を及ぼす。たとえば、初期水深 0 の汀線においては、平均水位の上昇を考えなければ砕波限界波高が 0 であるから、その地点で砕ける波の波高はすべて 0 となる。しかし、平均水位の上昇を考慮すれば、汀線における砕波はある有限の波高を持つことになる。図-12 はその 1 例で、相当水深波高  $H_0$  に対する各場所での  $1/3$  最大波高  $H_{1/3}$  の比を、平均水位の変化を考慮した場合としない場合について比較したものである。条件は、海底勾配 1/10、波形勾配  $H_0/L_0=0.02$  である。この例では砕波による水位上昇の効果は  $h/H_0$  が 0.6 程度よりも浅い場所で顕著になる。実際の海岸では、平均水位が上昇するだけでなく、それが不規則に変動するため、汀線近傍の波高はこれよりもさらに大きくなる。

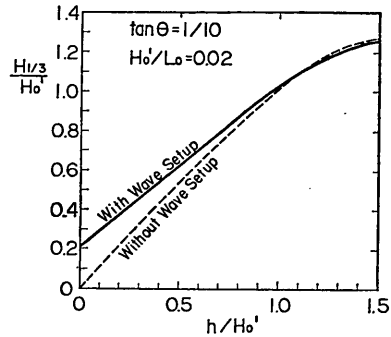


図-12 砕波帯内の有義波高に及ぼす平均水位変化の影響

### 3. サーフビートとその影響

#### 3.1 サーフビートに関する既往の研究

波が海岸に寄せているとき、岸近くの平均水位を調べてみると 1～数分の周期で不規則に変動していることが認められる。この現象は1948年に Munk<sup>18)</sup> によって初めて定量的に観測され(米国カリフォルニア沿岸の La Jolla)、サーフビートと名付けられた。Munk に続いて Tucker<sup>19)</sup> も英国の Newfoundland 沿岸でサーフビートを観測し、その存在が確認された。

Munk は、海岸から約 300m の水深約 6 m の地点に設置した津波計の記録と、海岸から約 600m で水深約 12m の地点の水圧式波高計の記録とを比較した。津波計は気圧式で、周期 2 min～2 hr の長周期波を対象とし、周期 15min の波に対して感度が最大になるように設計されていた。また、周期 2 min の波に対しては周期 8 sec の波よりも 40 倍の応答感度を持たせてあった。

津波計は、風波またはうねりの盛衰に常に呼応して周期 2～3 分の振動を記録し、その有義波高が波浪の有義波高の約 1/11 とほぼ一定の比率を保っていた。Munk はこうした 2～3 分周期の振動の発生原因について、砕波による質量輸送が波の不規則性のため時間的に変動して、これが汀線近くの平均水位の変動を引き起すと説明した。そして、水圧式波高計による波形記録から波高の自乗値(孤立波ではこれが砕波の質量輸送に比例)の時間変動曲線を作成して 2～3 分周期振動の波形と比較し、両者が非常に類似して、しかもその時間差が波が波高計の位置から砕波帯まで進行して砕け、長周期振動となって津波計の所まで戻ってくる時間にほぼ等しいことを示した。Munk はこれによって、2～3 分周期の水位振動は不規則な波列の砕波に起因するものであるとして、サーフビートと名付けたものである。

一方、Tucker は水圧式波高計からの出力を low-pass filter を通すことによって、周期 1~5 分の水位変動を検出した。また、波高計の出力そのものからは通常の方法による波浪の解析が行なわれた。波高計は岸から約 900m の位置にあった（水深は記述されていない）。Tucker の観測でも、長周期振動の波高と通常の波浪の波高との比例関係は明らかで、その比率は平均で約 1/16 であった。Tucker はまた、長周期の振動が波浪記録の包絡曲線から 4~5 分遅れてそれに良く似た形をとることを指摘し、これを両者の間の相関解析によって証明した。Munk と同じく Tucker もサーフビートが岸で砕ける波の波高の変動性に起因すると考えたが、単純な砕波の質量輸送ではなく、砕波帯近傍での質量輸送の急増およびこれを補償する沖向きの一時的な質量輸送がサーフビートを発生させるとした。

Munk はその後もカリフォルニア沿岸でサーフビートを含む長周期振動の観測を続け、その性質について次のように解説した<sup>20)</sup>。

- 1) 典型的な周期は約 1 分である。
- 2) 表面波との振幅比は約 10 : 1 である。
- 3) 100m 水深での観測では、サーフビートの周波数帯におけるスペクトル密度は平滑で、スペクトルのピークは存在しない。
- 4) サーフビートの振幅は水深の増加とともに減衰し、その減衰は  $a \sim h^{-1/4}$  のグリーン則よりもかなり急速である。
- 5) サーフビート波は沖から岸に向かって進む。
- 6) その発生機構が何であれ、無次元量  $ahl$  が重要なパラメーターと仮定できよう。

このうちの第 5 項は 1948 年の観測と矛盾するようであるが、複数の波高計を用いた同時観測の結果に基づくと述べている。

一方、1962 年には Longuet-Higgins と Stewart<sup>13)</sup> が radiation stress の概念に基づくサーフビートの理論を提案した。すなわち、不規則な波列においては radiation stress によって高波の続く部分で平均水位が低下しており、砕波帯内で表面波のエネルギーが失われたあとは、この平均水位の変化が長周期波となって反射されると考えたものである。ただ、平均水位の低下量が波高の自乗に比例するのに対し、サーフビートの振幅は波高にほぼ比例している。この説明として Longuet-Higgins と Stewart は、長周期波の反射が広い幅にわたって起り、特に砕波点より岸側の波高の減少した地点で反射されることによって、入射波の振幅の自乗値とサーフビートの

振幅との相関が低下する可能性を指摘した。

サーフビートの現象はわが国においても古くから注目されてきた\*。たとえば宇野木<sup>22)</sup> が紹介しているところによると、静岡県御前崎地方では台風のうねりが来襲すると長周期(1~4 分)の水位の昇降が目立ってくる。これは当地方で“やっぴき”といわれ、その波高がうねりの波高の 50~90% に達することがある。さらに、八丈島での波浪観測でも周期 2 分前後の長周期振動がしばしば現われる。ただし、波浪の波高と無関係な場合が少なくないという。

また、1966 年の 26 号台風による駿河湾吉原海岸での越波災害(天端高 D.L. +13.8m の海岸堤防を越えた数波の高波によって十数名死亡)の原因の一つとして、波高 1~数 m 級の長周期波の可能性が指摘された<sup>23)</sup>。このため運輸省では田子の浦港において 1968 年以降、水圧式波高計と low-pass filter (遮断周波数 0.028Hz, 減衰傾度 36dB/oct) の組み合わせによる長周期波の定常観測を実施している。波高計は汀線から約 150m, 水深 -16m の地点に設置されている。この観測では、表面波が大きくなるとともに振幅比 1/10 程度の長周期波が現われており<sup>24)</sup> これはサーフビートと見られている。ただ、この長周期波のスペクトルは周期 40sec 付近および 80~90sec に顕著なピークを持つ特徴がある。

さらに、土屋ほか<sup>25)</sup> は新潟県の大潟海岸の延長 260m の栈橋上の数地点で同時波浪観測を行なった際、サーフビートについても検討している。これによると、サーフビートの卓越周期が海岸からの距離に比例して増大しており、土屋ほかはこの関係を長周期波が海岸から反射されて定常波を形成することによって説明している。

こうした長周期の定常波については、Suhayda<sup>26)</sup> が理論および現地観測によって詳しく検討している。これによると、一様な斜面上に形成される定常長波はベッセル関数  $J_0(X)$  および  $Y_0(X)$  の組み合わせによる一般解のうち、 $X=0$  で有限値をとる  $J_0(X)$  のみで表示される。すなわち、

$$\eta = AJ_0(X) \quad (45)$$

ここに、 $X = 2\sigma\sqrt{l}(g \tan \theta)$

$\sigma = 2\pi f$ : 角周波数

$l$ : 汀線からの水平距離。

ただし、海浜勾配が汀線付近の急斜面とその沖側の緩斜面で構成されているときは、沖側の緩斜面については  $J_0(X)$  と  $Y_0(X)$  の組み合わせによる一般解を接続する。

\* 吉田<sup>21)</sup>によれば 1912 年には寺田、1939 および 1949 年には中野がサーフビートについて言及している。



式(45)によると、入射長波のスペクトルが一様な密度を持つものとして、定常長波の節点となることによってスペクトル密度が落ち込む周波数が次のように与えられる。

$$f_{\text{zero}} = \frac{\mu}{4\pi} \sqrt{\frac{g \tan \theta}{l}} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{\sqrt{gh}}{l} \quad (46)$$

ここに、 $\mu = 2.41, 5.52, 8.65, \dots$

田子の浦港について  $l = 150\text{m}$ ,  $h = 17\text{m}$  とすると、節点の周期が  $T_{\text{zero}} = 61, 26, 17\text{sec}$  と計算される。実際、田子の浦港の長周期波のスペクトルは  $T = 50 \sim 60\text{sec}$  に落ち込みが認められる ( $T < 30\text{sec}$  はフィルタのため減衰)。したがって、周期  $80 \sim 90\text{sec}$  および  $40\text{sec}$  付近のピークは実在のものというよりも、斜面上の定常波の形成による見掛けの現象である可能性が大きい。

以上の諸研究によると、サーフビートは次のように要約できよう。すなわち、不規則な波群中では波高の不規則性のために radiation stress に起因する平均水位の空間的な変動が随伴しており、波が海岸に寄せて砕けると、波とともに入射した平均水位の変動が長周期波となって反射される。このため海岸近くには長周期の定常波が形成され、平均水位の動揺として観測される。もっとも、radiation stress による平均水位の変動は波群とともに進行する東縛波の1種であり、反射されるときは自由波となるから、長周期の定常波の形成のためには、水深が十分小さくて表面波の群速度が長波の波速に近いことが条件であろう。また、波が方向分散の小さいうねり性のものであって、海岸線の延長方向の波高変動が小さいことも長周期の定常波の発達要件ではないかと思われる。

### 3.2 サーフビートの現地観測

#### (1) 観測地点および観測方法

汀線近傍における波の挙動は主として水深によって規制されるから、サーフビートのような平均水位の動揺はその影響するところが大きく、特にその振幅が重要である。前節で紹介した既往の諸研究では表面波の振幅の1/10程度とされているけれども、これらはすべて水深数m以深の碎波帯の外で観測されたものである。Munk<sup>20)</sup>が概説したように水深の増加とともに減衰するのであれば、汀線近傍では従来の観測値よりも大きな振幅となっている可能性が高い。また、Suhaydaの理論に基づいても、汀線に近づくにつれて振幅が増大する。この汀線近傍のサーフビートの振幅を把握するため、以下に述べるような現地観測を試みた。

観測を行なったのは茨城県の大洗海岸、新潟県松浜海岸、宮崎県の宮崎海岸の3箇所である。観測日時等は後

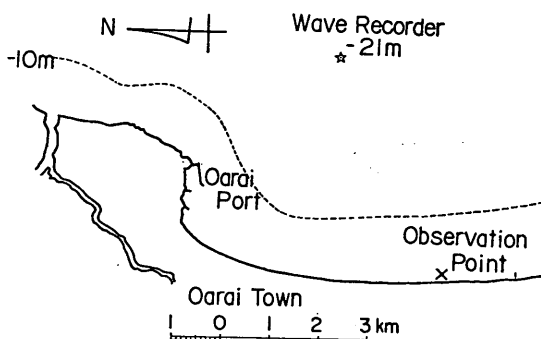


図-13 大洗海岸におけるサーフビートの観測地点

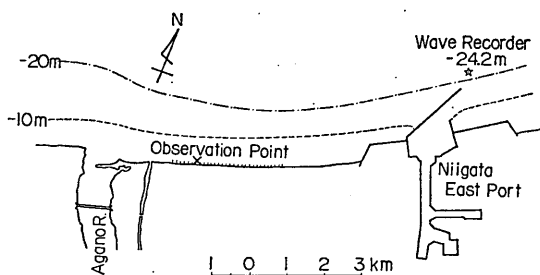


図-14 新潟海岸におけるサーフビートの観測地点

述の表-1を参照されたい。観測は水深1m前後の所に立てた測標を背景にして8ミリシネカメラで水面の昇降を毎秒1コマずつ撮影し、これをスクリーンに投影して水位を読み取る方法を用いた。撮影時間は1回30分を標準とし、原則として2回続けて(計1時間)撮影した。

測標としては、大洗海岸では測量用のポール(赤・白20cm間隔目盛)を海底の砂中に押し込んで自立させた。宮崎海岸では測量用ポールを2本継ぎ重ね、これをワイヤーで四方に張って自立させたものを用いた。新潟海岸では方形のコンクリートブロック(中央に円形の孔を設けたもの)を砂中に立てた鋼管に串刺しにした形の突堤群の一つを利用し、その鋼管の1本を50cm間隔で赤・白で塗り分けた。この場合、海面はブロックのあたりを上下することを多かったが、鋼管の頂部を基準にしてその直下の海面の高さを読み取った。読取精度は確言できないが、大洗海岸で2cm程度、新潟海岸では3cm程度、宮崎海岸で1cm程度と考えられる。

観測地点は図-13~15に示すようにいずれも付近に超音波式の波高計が設置されており、サーフビートの観測時刻における表面波形の記録が入手できた。

各海岸の海底横断面はほぼ図-16に示すとおりで、概略の観測位置が矢印で示されている。測標と汀線との距離は、大洗海岸で約15m、新潟海岸で約20m、宮崎海岸

で約10mである。大洗海岸は、汀線から約200m付近に頂高-1.6m程度の長く続く沿岸砂州が発達しており、観測当時の  $(H_{1/10})_0 = 1.2 \sim 1.4\text{m}$  の波はまずここで碎けることが多かった。海底勾配は沖合が約 1/500、沿岸砂州の外側が約 1/80、汀線近傍は約 1/15 である。

新潟海岸は海底地形が複雑で、汀線から約600mの-7mの等深線の内側は沿岸砂州とトラフが断続し、しかも絶えず変化している。また沿岸砂州もその頂部が-3~-4mで低いため、観測当時の波は広い範囲にわたって碎けていた。海底勾配は沖合が約 1/100、汀線近傍は約 1/10 である。なお、冬季間は深浅測量が困難なため

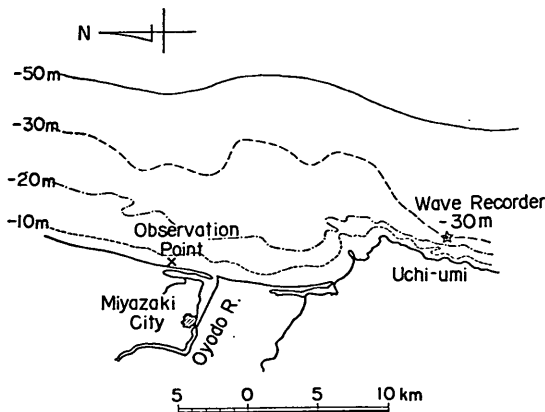


図-15 宮崎海岸におけるサーフビートの観測地点

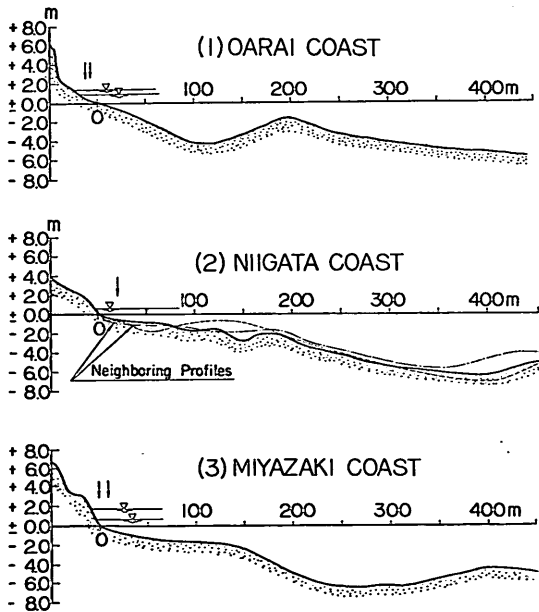


図-16 サーフビートの観測地点の海浜断面

図-16の海底横断面は1974年10月の深浅図によっている。

宮崎海岸は汀線から300m付近に-6m程度のトラフが発達しており、その沖側に頂高-4~-5mの低い砂州がある。この海岸は、汀線近傍の海底勾配が約 1/5 と急なことが特徴的である。観測時は波が小さいため、ほとんどこの急勾配斜面の基部付近で碎けていた。なお、沖合の海底勾配は約 1/200 である。

(2) 解析方法

解析にあたっては、まず潮汐などの影響を除去するため観測時間内の平均海面の変化を次のような放物線で近似して、その係数を全データに対する最小自乗法で決定した。すなわち、

$$\bar{\eta} = A_0 + A_1 n \Delta t + A_2 (n \Delta t)^2 \quad (47)$$

ここに、

$$\begin{aligned} A_0 &= \frac{1}{d} \{ Y_0(N_2 N_4 - N_1^2) + Y_1(N_1 N_3 - N_1 N_4) \\ &\quad + Y_2(N_1 N_3 - N_2^2) \} \\ A_1 &= \frac{1}{d} \{ Y_0(N_2 N_3 - N_1 N_4) + Y_1(N_0 N_4 - N_2^2) \\ &\quad + Y_2(N_1 N_2 - N_0 N_3) \} \\ A_2 &= \frac{1}{d} \{ Y_0(N_1 N_3 - N_2^2) + Y_1(N_1 N_2 - N_0 N_3) \\ &\quad + Y_2(N_0 N_2 - N_1^2) \} \\ d &= N_0 N_2 N_4 + 2N_1 N_2 N_3 - N_2^2 - N_0 N_1^2 \\ &\quad - N_1^2 N_4 \\ N_r &= \sum_{n=1}^N n^r \\ Y_r &= \sum_{n=1}^N n^r \eta_n \\ n &= 1, 2, \dots, N, \quad N: \text{データ個数} \end{aligned} \quad (48)$$

波形の読取データは上記の平均海面を基準にしてゼロアップクロス法で波を定義するとともに、拡大FFT法<sup>27)</sup>によって  $(N/2-1)$  個の成分波の余弦および正弦振幅を求めた。一般に波のパワースペクトルは、これらの成分波の振幅の自乗値を適当な本数ずつ平均して求められる。ここでは低周波部分のスペクトル構造を吟味するため、平均本数を5段階(1~5倍)に変化させた。平均操作の際は放物線型フィルターを使用しているため、データ個数約1,800でスペクトル計算個数約50の場合、スペクトルの各計算値の自由度は17~90である。

サーフビートの波形は、FFT法で求められた有限フーリエ級数のうち、一定周波数以下の部分級数を計算することによって復元した。すなわち、サーフビートの波形を  $\zeta$  で表わすと、遮断周波数を  $f_c$  として、

$$\zeta(t_*) = a_0 + \sum_{m=1}^{N_c} (a_m \cos 2\pi m t_* + b_m \sin 2\pi m t_*) \quad (49)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} N_c &= \frac{N f_c}{2 f_N} = N f_c \Delta t \\ t_* &= \frac{n}{N}, \quad f_N = \frac{1}{2\Delta t} \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

この操作は、数値フィルターとして  $f \leq f_c$  で  $1.0$ ,  $f > f_c$  で  $0$  のフィルター特性を持つものを使用したことに相当する。なお、サーフビートの波形復元の時間々隔としては、計算時間の節約のため  $\Delta t' = 2/f_c$  を用い、この波形についてサーフビートの有義波高その他を解析した。

### 3.3 サーフビートの観測結果

#### (1) 解析ケース

多数の8ミリ撮影記録のうち、読取り解析を行なったのは表-1の11ケースである。沖波の諸元は15~20分間の記録の解析結果である。ただし、No. 5~7の新潟海岸のデータは連続する40~60分間の記録を20分間ずつに分けて解析した結果の平均値である。沖波波形のサンプリング周期はいずれも  $\Delta t = 0.5 \text{sec}$  である。岸波およびサーフビートの諸元は、前述のように連続する2回の記録 ( $\Delta t = 1.0 \text{sec}$ , 各30分間) の解析結果の平均値で示してある。ただし、No. 1~4のデータは各1回の観測結果である。

表-1 サーフビートの観測データ

No.	観測地点	観測日時	水深 $h$ (m)	沖波			岸波			サーフビート <sup>1)</sup>		
				$\eta_{rms}$ (m)	$H_{1/3}$ (m)	$T_{1/3}$ (s)	$\eta_{rms}$ (m)	$H_{1/3}$ (m)	$T_{1/3}$ (s)	$\zeta_{rms}$ (m)	$H_{1/3}$ (m)	$T_{1/3}$ (s)
1	茨城県大洗海岸	1973年11月8日12時	0.7	0.363	1.40	9.3	0.190	1.05	15.8	0.131	0.49	63
2	同上	11月9日10時	0.8	0.317	1.25	10.1	0.179	0.64	16.7	0.119	0.42	63
3	同上	11月9日14時	1.0	0.355	1.40	11.2	0.214	0.75	12.0	0.120	0.42	63
4	新潟港松浜海岸	1973年12月20日10時	(1.5) <sup>2)</sup>	0.247	1.01	6.9	0.157	0.54	5.3	0.042	0.15	59
5	同上	1974年2月26日10時	(1.6)	0.872	3.32	8.5	0.436	1.37	8.6	0.247	0.83	76
6	同上	2月27日10時	(1.3)	0.343	1.25	7.2	0.292	1.05	6.6	0.076	0.25	63
7	同上	2月27日11時	(1.3)	0.337	1.31	6.9	0.249	0.88	6.8	0.074	0.26	58
8	宮崎県宮崎海岸	1974年8月8日10時	1.8	0.128	0.51	8.7	0.213	0.89	8.9	0.041	0.13	45
9	同上	8月8日12時	1.2	0.119	0.47	9.3	0.176	0.67	7.4	0.051	0.17	47
10	同上	8月8日16時	1.2	0.121	0.48	8.2	0.195	0.76	9.3	0.043	0.14	61
11	同上	8月9日10時	1.8	0.133	0.51	7.9	0.250	1.04	9.0	0.044	0.15	54

注: 1) サーフビートは  $0 < f < 0.05 \text{Hz}$  の周波数帯の振動成分として定義。

2) 松浜海岸における水深は、海底地盤高の測量が冬季間不能のため概略推定値である。

観測地点の水深は、測標頂部を基点として読み取った水面高の平均値を海底地盤高上の測標の高さから差し引いて算出した。ただし、新潟海岸の海底地盤高は1973年12月21日の概測値であり、その後の海底変動は測量不能のため測定されていない。したがって、No. 5~7の水深は概略推定値である。

観測当時の波浪状況は、大洗海岸では周期10秒前後のうねりが続いており、波峯が横に長く続いた砕波が約200m沖の沿岸砂州から内側で広がっていた。新潟海岸の波はケースによって異なり、No. 4は風浪減衰時のうねりであるが、No. 5はやや減衰期に入った風浪であり、海面は一面に白く泡立っていた。No. 6, 7は翌日になってこの波が減衰したものである。宮崎海岸の波は波高の低いうねりであり、岸に近づくにつれて急速に波高が増して姿を現わし、汀線近くで砕けていた。No. 8と11は砕

波帯の外縁のやや沖側、No. 9と10は砕波帯外縁からやや内側に入った地点での観測値である。なお、宮崎海岸の波はパワースペクトルから見ると、周期8~9秒のうねりにもう一つの低いうねり(周期約15秒)が重なっていたものようである。

#### (2) 岸波のスペクトル

簡単のため、今回観測した汀線近傍の波を岸波と呼んでおく。この岸波のパワースペクトルを沖波と比較した例が図-17(1)~(6)である。前節のモデル計算で  $h/H_0$  が支配的無次元量であることが示されたので、6組のスペクトルは  $h/H_0$  の大きさの順に並べてある。ただし  $H_0$  の算出にあたっては屈折係数の変化が小さいものと見なして  $K_r = 1$  と想定した。図-17およびこれ以外のスペクトル解析結果から次のような特性が認められる。

1) 沖波のピークの周波数帯における岸波のスペクトル

浅海域における波浪の碎波変形

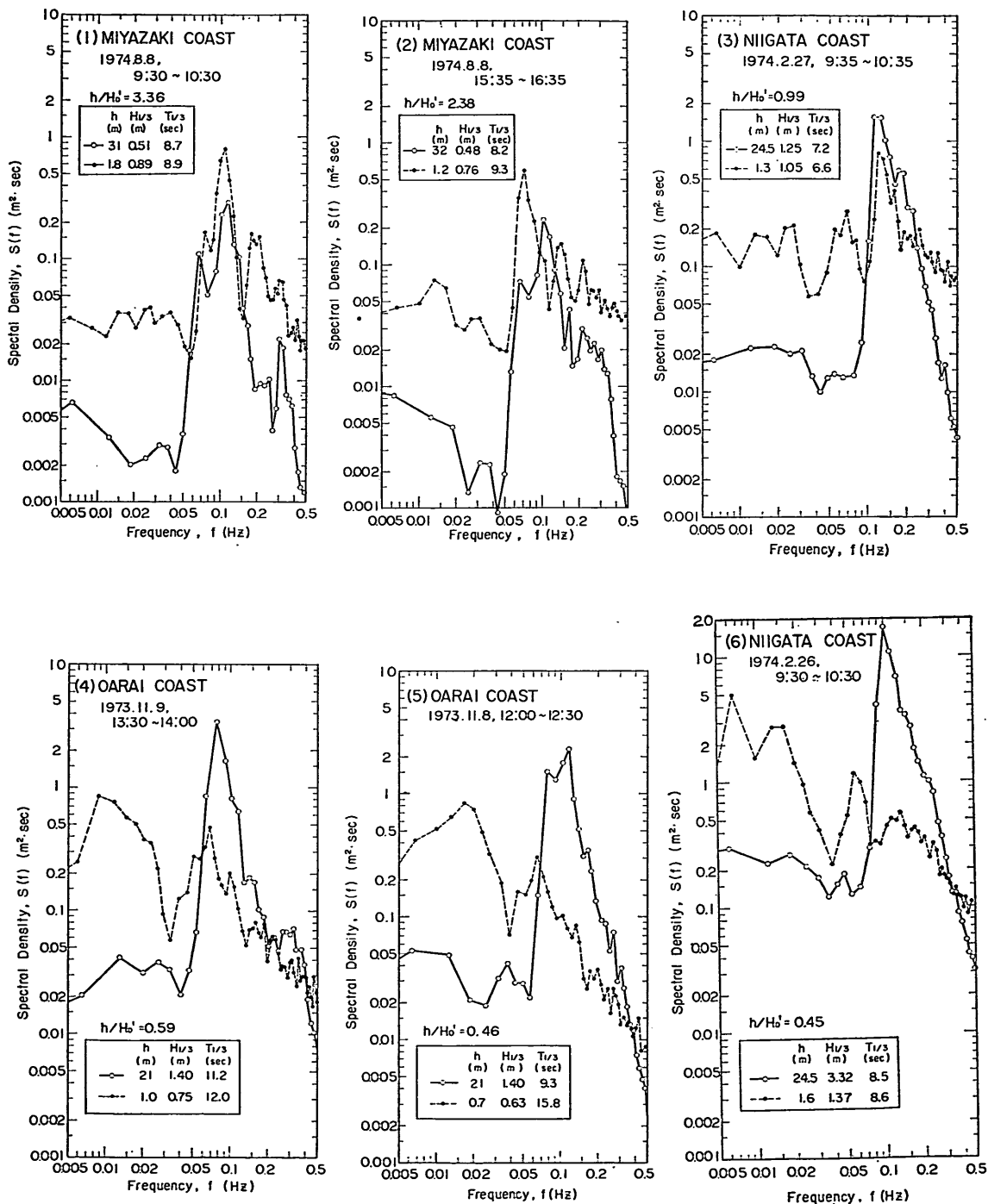


図-17 岸波と沖波のスペクトルの比較

ル密度は、 $h/H_0'$  が大きいときは沖波よりも大きい（非線型浅水効果による）。しかし、その後は  $h/H_0'$  の減少につれて次第に減衰し、 $h/H_0' < 0.5$  では沖波に対応するスペクトルのピークがほとんど認められない。

- 2) 一方、サーフビート部分 ( $f \leq 0.05\text{Hz}$ ) のエネルギー密度は  $h/H_0'$  の減少につれて増大し、 $h/H_0' < 1.0$  では岸波のスペクトルのピークはこの低周波数帯に移る。
- 3) サーフビートのエネルギーは、沖波のピーク周波数の  $1/6 \sim 1/10$  の周波数帯にピークを示す例が多い。
- 4) サーフビートのエネルギー密度が特定の周波数付近で落ち込むのが認められるが、これは Suhayda の理論による式(4)の定常長波の節点の周波数(大洗・新潟海岸で  $f_{\text{zero}} \approx 0.03 \sim 0.04, 0.07 \sim 0.09\text{Hz}$ ) に相当する。ただし、宮崎海岸では  $f_{\text{zero}} \approx 0.07 \sim 0.08\text{Hz}$  と計算されるが、この周波数帯ではうねりのエネルギーが強いためか、スペクトル密度の落ち込みが明瞭でない。
- 5) サーフビート部分のエネルギー密度は、岸波と沖波とではほぼ 10:1 の比率を保っている。
- 6) 沖波の低周波部のエネルギー密度はかなり一様であり、サーフビートの周波数帯としては  $0.02\text{Hz}$  以上 (50sec 以下) も考慮すべきである。
- 7) 岸波の高周波数領域では、 $h/H_0'$  が大きいときはピークの周波数の 2 倍, 3 倍, … の周波数の位置で

スペクトル密度が増大している。これは、浅海における有限振幅波としての変形による高調波の発生と考えられる。

- 8) 岸波の高周波数領域のエネルギー密度は、ほぼ  $f^{-1.5}$  に比例する。しかし、その比例係数は観測地点によって大きく異なり、大洗海岸で  $0.004\text{m}^2 \cdot \text{sec}$  新潟海岸で  $0.02\text{m}^2 \cdot \text{sec}$ 、宮崎海岸は  $0.01\text{m}^2 \cdot \text{sec}$  程度の値である。

以上のような砕波帯内での波のスペクトルの変形を説明し得る理論は未だ生み出されていない。浅海波の平衡スペクトルとしては井島の提案<sup>28)</sup>があるけれども、図-17のような観測例を十分に説明しきれない。これはむしろ砕波のように非線型性と不連続性が本質であるような現象に対してはスペクトル理論の適用が困難であることを示唆しているといえよう。

### (3) サーフビートの波形および振幅

次に、岸波（実線）およびサーフビート（破線）の波形の例を示したのが図-18である。岸波は 1 sec ごとの読取值、サーフビートは 10sec ごとの計算値を滑らかに結んだものである。大洗海岸と宮崎海岸の波はうねりであるため、岸波は砕波帯であっても比較的滑らかな波形である。しかし、新潟海岸の場合は風浪のためあって周期 2～3 秒の波が良く見えている。また大洗海岸では明瞭に定義された砕波帯が広がっていたため、鋸歯状の bore のような波形が多く見られる。

岸波とサーフビートの相関については細かく調べてい

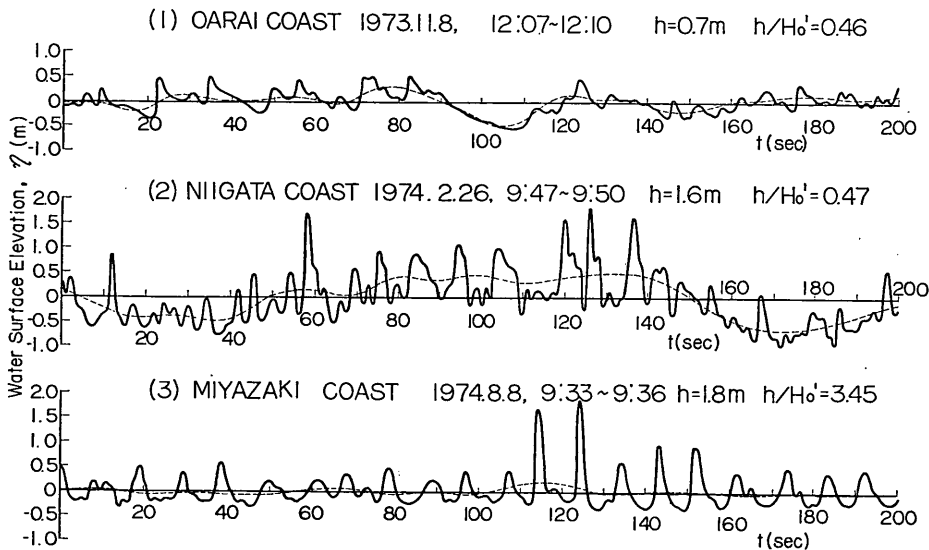


図-18 岸波およびサーフビートの波形の例

ない。図-18 の例では、平均水位が高いときに岸波が大きく、平均水位が下がったときは岸波が小さいような傾向にある。これは、高波が続く部分で平均水位が低下するという radiation stress の理論と矛盾するようであるけれども、むしろこうした碎波帯内でもサーフビートの長波が岸から反射されている状態においてはさらに高度の理論が要望されると解すべきであろう。あるいは単純に、観測地点が浅いため、平均水位が下がったときは限界波高も減少するとも考えられる。

いずれにしても、岸近くでは平均水位の動揺が大きく図-18(2)のようにその振幅が50cm 以上になることがある。また、岸波の振幅に対する比でいえば、サーフビートの振幅は大洗海岸では60~70%、新潟海岸では30~60%、宮崎海岸では20~30%に達している。Munk<sup>19)</sup> や Tucker<sup>20)</sup>、あるいは高橋ほか<sup>24)</sup>の観測例でサーフビートの振幅比が10%程度であったのに対し、今回の観測値が大きいのは次のような理由によると考えられる。

- 1) 水深が十分小さい汀線の近傍であって、水深減少によるサーフビート振幅の増大現象が十分に発現されていた。
- 2) 基準値である岸波の振幅自体が碎波によって減少していた。
- 3) Munk や Tucker は気圧式あるいは電気式フィルターでサーフビートを検出したため、 $f=0.02\sim 0.05\text{Hz}$  の周波数帯のエネルギーの相当部分が失われたのに対し、今回は  $f_c=0.05\text{Hz}$  で完全な遮断特性を有する数値フィルターを用いたので、そのような損失がなかった。

したがって、今回の観測値が特異なものではなく、汀線近傍では一般に、今回のような平均水位の動揺が存在すると推定される。サーフビートの振幅の基準値としては、碎波減衰の影響を受ける岸波よりも沖波の振幅の方が妥当と考えられるので、換算沖波の波形の rms 値に対するサーフビートの rms 値の比を求めたところ、図-19の結果が得られた。図には岸波ばかりでなく、沖波の  $f \leq 0.05\text{Hz}$  の成分波の rms 値 (スペクトル密度の積分値から換算) も示してある。図の横軸は、試行的に用いた無次元量で、サーフビートの振幅比が波高の絶対値にほとんど影響されないことや、Munk の解説による水深との関係などを考慮して作成したものである。図示のようにデータのばらつきは大きいけれども、当面の実験式としては次式が適用できよう。

$$\frac{\zeta_{rms}}{(\zeta_{rms})_0} = \frac{0.04}{\sqrt{H_0^2 \left(1 + \frac{h}{H_0}\right)}} \quad (5)$$

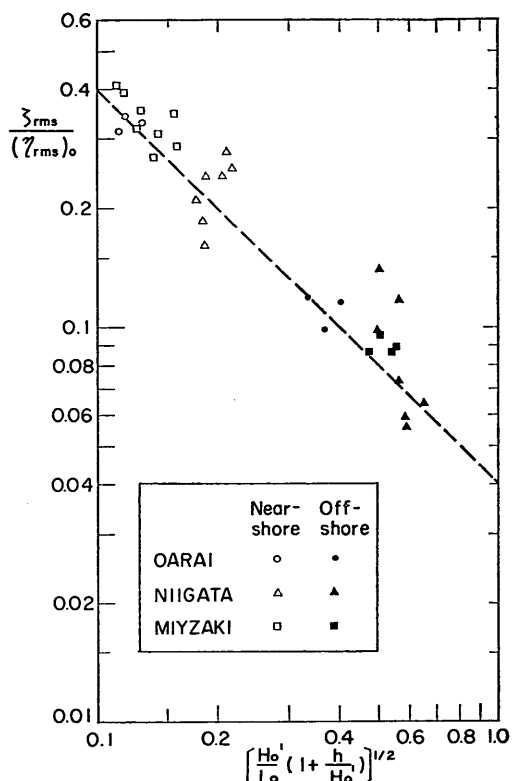


図-19 沖波に対するサーフビートの振幅比

Munk のデータは、この表示では横軸の  $[(1+h/H_0) \times H_0/L_0]^{1/2} \approx 0.26$  付近に  $\zeta_{rms}/(\zeta_{rms})_0 = 0.08\sim 0.11$  の位置でプロットされ、上記の実験式の50~70%の値である。ただし、前述のフィルターによる減衰を補正したとすると、式(5)の値に近づくものと考えられる。

### 3.4 波浪変形の計算に対するサーフビート効果の導入

このような平均水位の変動は、当然に極浅水域での碎波限界波高がかなり広い幅で変化することを意味する。この結果、 $H_{max}$ などはサーフビートの影響によって大きな値になるはずである。サーフビートが卓越する極浅水域において図-3のモデルが成立するかどうかは検討の余地がある。しかし、他に適当なモデルも見つからないことから、図-3のモデルにおける水深に、碎波による水位上昇ならびにサーフビートの影響を導入し、水深がある幅で考えることにした。導入方法は以下のとおりである。

まず、サーフビートによる平均水位の動揺は正規確率で分布するものとする。したがって、

$$p(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\zeta_{rms}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\zeta}{\zeta_{rms}}\right)^2\right] \quad (52)$$

実際の計算にあたっては、 $\zeta$  の変動幅を幾つかの区間に分けて各区間の  $\zeta$  の出現確率および  $\zeta$  の平均値を次式で計算する。

$$\Delta P(a, b) = \int_a^b p(\zeta_*) d\zeta_* = \Phi(b) - \Phi(a) \quad (53)$$

$$\begin{aligned} \bar{\zeta}(a, b) &= \frac{1}{\Delta P(a, b)} \int_a^b \zeta_* p(\zeta_*) d\zeta_* \\ &= \frac{e^{-a^2/2} - e^{-b^2/2}}{\sqrt{2\pi} [\Phi(b) - \Phi(a)]} \end{aligned} \quad (54)$$

ここに、

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-t^2/2} dt \quad (55)$$

$$\zeta_* = \zeta / \zeta_{rms}$$

また、 $\Delta P(a, b)$  は区間  $\zeta = a \sim b$  にサーフビートの水位が出現する確率、 $\bar{\zeta}(a, b)$  は区間  $\zeta = a \sim b$  における  $\zeta$  の平均値である。

砕波変形の計算を行なうときの水深は、静水深  $h$ 、radiation stress による平均水位の変化  $\bar{\eta}$ 、および上記のサーフビート  $\bar{\zeta}$  の和として次のように表わす。

$$h_j = h + \bar{\eta} + \bar{\zeta}_j \quad (j=1, 2, \dots, 8) \quad (56)$$

上式で添字の  $j$  はサーフビートの変動幅の区間番号で、ここでは  $\zeta/\zeta_{rms} = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm \infty$  で分割された 8 区間について検討しているので  $j=1 \sim 8$  である。なお、 $\bar{\zeta}_j$  および  $\Delta P_j$  は表-2のとおりである。

表-2 サーフビートの振幅代表値

$j$	$\bar{\zeta}_j/\zeta_{rms}$	$\Delta P_j$
1	3.2831	0.0014
2	2.3158	0.0214
3	1.3832	0.1359
4	0.4599	0.3413
5	-0.4599	0.3413
6	-1.3832	0.1359
7	-2.3158	0.0214
8	-3.2831	0.0014

砕波変形の計算は、各地点ごとにサーフビートの 8 区間に相当する  $h_1 \sim h_8$  の水深について行ない、それぞれの波高分布確率をサーフビートの出現確率  $\Delta P_j$  を重みとして加え合せる。ただし、サーフビートの水位が負であって計算上  $h_j < 0$  となる場合には、 $h \equiv 0$  とする。

サーフビートの標準偏差値は式(51)によることとしたがその係数である  $0.04(\eta_{rms})_0$  の代りに  $H_{1/3} \doteq 4\eta_{rms}$  の関係を用いて  $0.01(H_{1/3})_0$  とした。すなわち、

$$\frac{\zeta_{rms}}{H_0} = \frac{0.01}{\sqrt{\frac{H_0}{L_0} \left(1 + \frac{h}{H_0}\right)}} \quad (57)$$

波高分布および  $H_{1/3}$  の計算は、 $\zeta$  が確率変数であるために理論式の計算が面倒であり、数値積分によることにした。このため、各地点ごとに最大実水深  $h_1$  における砕波の上限值  $(x_1)_{max}$  を  $m$  等分して  $x$  の計算点を定め、この点における波高の残存確率密度  $p_r(x)$  を求める。 $h_2 \sim h_8$  の実水深についてもこの  $x$  の計算点は変えずに波高の残存確率密度を計算し、それぞれに  $\Delta P_j(\bar{\zeta})$  を乗じて加え合せて全体としての波高の残存確率を求める。すなわち、サーフビートの各  $\bar{\zeta}$  に対する残存確率を  $p_{cr}(x)$  で表わすと、全体としての波高の残存確率は次のように計算される。

$$p_r(x) = \sum_{j=1}^8 p_{cr}(x) \Delta P_j \quad (58)$$

$x$  の分割数としては  $m=50$  を用いたが、サーフビートを 0 とした場合についてこの方式で計算した結果は、理論式によるものとの差が  $\pm 0.7\%$  以下であった。

以上の方式でサーフビートの影響を考慮に入れたときの波高分布を求めた 1 例が図-20 である。計算は海底勾配が  $1/100$ 、沖波の波形勾配が  $H_0/L_0=0.02$  の場合に、 $h/H_0=0.2$  の地点について行なったものである。サーフビートを考えなければ  $H_{max}/H_0=0.27$  であって波高分布は三角形に近い。しかし、サーフビートを考慮することによって波高分布は  $H_{max}/H_0=0.53$  にまで広がり、形状としてもレーリー分布に再び近くなる。なおサーフビートの場合の波高分布の曲線にやや凹凸が見られるのは、サーフビートの水位変動を 8 段階で代表させたことによる計算誤差と思われる。

図-20 の波高分布を見れば、サーフビートの影響が波

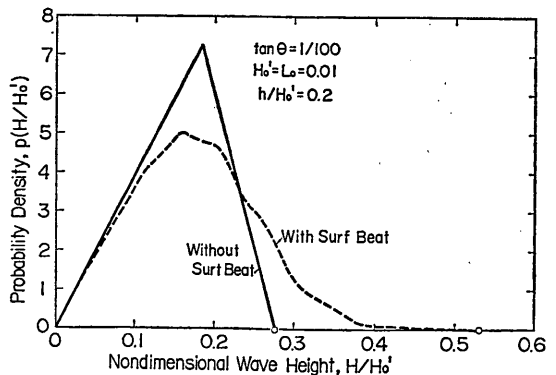


図-20 砕波帯内の波高分布に及ぼすサーフビートの影響

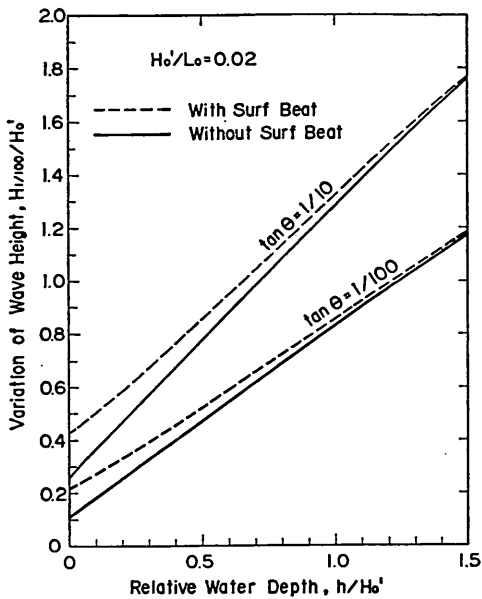


図-21 碎波帯の最高波高に及ぼすサーフビートの影響

高の大きな部分に最も強く現われることが予想できる。実際に、1/100最大波高である  $H_{1/100}$  についてサーフビートの影響を調べてみた1例が図-21である。これは、波形勾配が  $H_0/L_0=0.02$  の波について海底勾配が1/10と1/100の場合の  $H_{1/100}/H_0$  の変化を示したものである。サーフビートの影響は汀線に近づくほど顕著になり、 $h/H_0'=0.5$  では約10%の増加、 $h/H_0'=0.1$  では約50%の増加となる。この波高の増大率は、 $H_{1/100}$ 、 $H_{1/10}$ 、 $\bar{H}$  となるにつれて低下し、 $\bar{H}$  の場合には  $h/H_0'=0.1$  での増加率が約16%である。しかし、こうしたサーフビートの影響は無視できないものがあるので、以下においてはすべてサーフビートを含めた計算を行なった。

なお、サーフビートは碎波による水位上昇にも影響するが、その効果は数%以下であり、図-9~11の結果はほとんどそのまま適用可能である。

### 3.5 碎波による不規則波の波高変化計算モデルのまとめ

ここで、2.で提示した計算モデルに3.4で述べたサーフビートを導入した計算方法を取りまとめ、電子計算機による計算手順について若干触れておく。

計算の流れを図示すると図-22のように表わされる。計算の入力データとしては  $h$ 、 $H_0$  などの次元量を与えてもよいが、本報告ではすべて  $h/H_0'$ 、 $H_0/L_0$  などの無次元量で計算を進めた。計算方法の要点を項目ごとに述べ

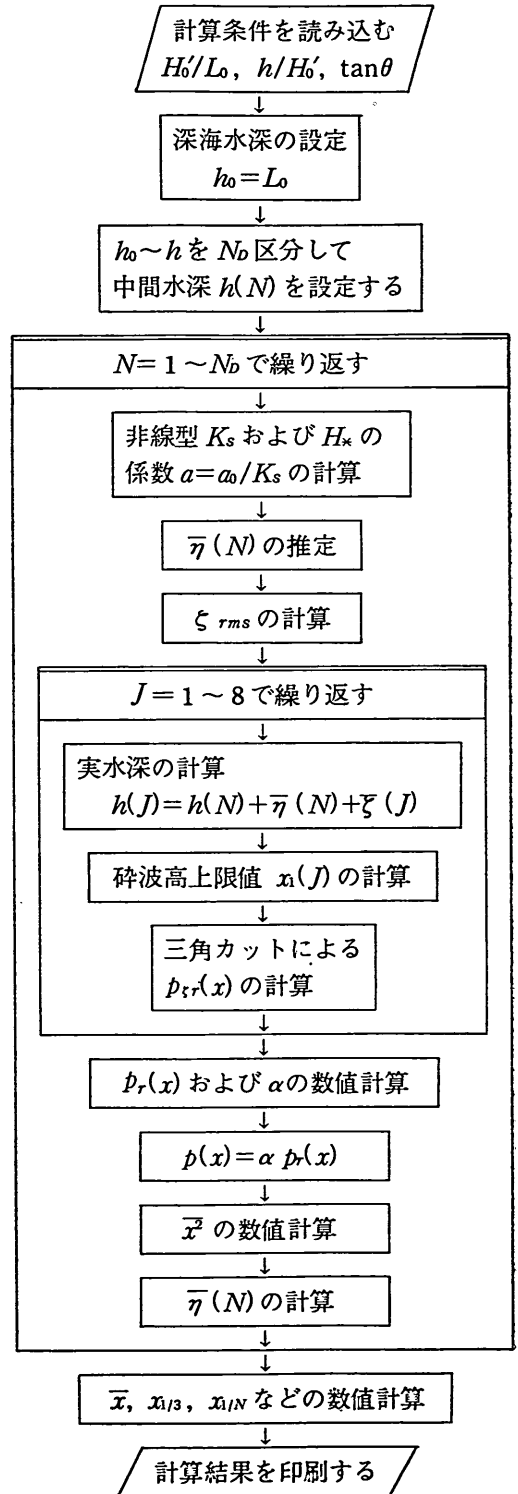


図-22 不規則波の碎波変形計算のブロック図



ると次のとおりである。

1) radiation stress による平均水位の変化

この詳細は2.3(2)に述べたとおりであり、沖側から逐次計算を進める必要がある。このため、沖側に  $h_0/L_0=1$  の深海水深を設定し、 $h_0 \sim h$  の区間に  $(N_D-1)$  個の中間水深を設ける。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  $\Delta h/H_0=0.05$  程度に選んだ。

平均水位の変化量は式(4)で求める。この際は、前の区間における  $\bar{x}^2$  および  $\bar{\eta}$  のデータを必要とする。また図-22に示すように、各中間水深ではサーフビートの振幅から始まって波高の確率密度  $p(x)$  および  $\bar{x}^2$  までのほとんどすべての計算を行ない、最終地点に達するまでの計算を  $N_D$  回繰り返すことになる。

2) 浅水変形の計算

2.3(1)で述べたように、非線型浅水係数  $K_s$  を式(6)で計算する。浅水変形を受けたあとの波高分布は波高比の基準波高を式(9)のように  $H_s=K_s H_0$  として計算すればよい。本報告では波高分布を  $x=H/H_0$  について求めているので、基準波高の係数  $a=H_s/H_{rms}$  を次のように置き換えることによって浅水変形の効果を処理した。

$$a = \frac{a_0}{K_s} : \text{ここに、} a_0 = 1.416 \quad (59)$$

3) サーフビート効果の導入

3.4に述べたように、サーフビートの影響はまず実水深  $h_j$  を式(4)のように静水深  $h$ 、平均水位の変化  $\bar{\eta}$ 、およびサーフビートの振幅の代表値  $\bar{\zeta}$  の和として表わす。そして、この  $h_j$  のそれぞれについて碎波高上限値  $x_1(\zeta)$  および波高の残存確率密度  $p_r(x)$  を求める方式を用いている。したがって、計算は  $J=1 \sim 8$  で繰り返される。

この計算において平均水位の変化量  $\bar{\eta}$  は、厳密にいえばその地点の  $\bar{x}^2$  が求められなければ計算できない。しかし、それでは計算を進めることが困難になるので、その一つ前の区間の平均水位の勾配線を外挿して計算地点の平均水位を推定し、これによって碎波計算を行なうことにした。すなわち、

$$\bar{\eta}_n = \bar{\eta}_{n-1} + (\bar{\eta}_{n-1} - \bar{\eta}_{n-2}) \frac{\Delta X_n}{\Delta X_{n-1}} \quad (60)$$

ただし、 $\Delta X$  は中間計算地点間の距離である。もっとも図-22から分るように、碎波計算が終って計算地点の  $\bar{x}^2$  が求められれば、改めて  $\bar{\eta}_n$  の値を計算し、確定値とする。

碎波によって波高分布の上限部分が図-3に示すように三角状にカットされるところは式(5)で計算され、これに

よって  $p_r(x)$  が求められる。

なお、 $\zeta_{rms}$  を式(6)で求めるときの水深には静水深を使用している。

4) 波高の確率密度の計算

サーフビートの代表振幅  $\bar{\zeta}_j$  ごとに求められた  $p_r(x)$  は  $\bar{\zeta}_j$  の出現確率を重みとして加算され、波高の残存確率密度  $p_r(x)$  が求められる。そして、これを合計することによって残存波の比率  $1/\alpha$  が求められる。2.2(3)では  $\alpha$  の計算式として式(8)を提示したけれども、ここではサーフビートの影響を考慮しているため、この計算は  $x_1$  の最大値を50等分した50区間についての数値積分によって行なう。

5) 波高比の計算

これもサーフビートの導入のために  $p(x)$  の数値積分によって行なっている。この場合、 $p(x)$  は  $m=50$  個の有限点でのみ求められているので、その中間は直線的に変るものと見なした。したがって、 $\bar{x}$  および  $\bar{x}^2$  の計算式は次のようになる。

$$\bar{x} = \sum_{i=1}^m \frac{1}{6} [(2p_i + p_{i+1})x_i + (p_i + 2p_{i+1})x_{i+1}] \Delta x \quad (61)$$

$$\bar{x}^2 = \sum_{i=1}^m \frac{1}{12} [(3p_i + p_{i+1})x_i^2 + 2(p_i + p_{i+1})x_i x_{i+1} + (p_i + 3p_{i+1})x_{i+1}^2] \Delta x \quad (62)$$

ここに、 $p_i = p(x_i)$ 、 $p_{i+1} = p(x_{i+1})$ 。

$x_{i/N}$  については、超過確率を波高比の大きい区間から順に求め、その値が  $1/N$  を超えたときにその区間の  $x_i$  と  $x_{i+1}$  の中間に超過確率  $1/N$  の波高比  $x_N$  を内挿で求めてから、 $x = x_N \sim (x_i)_{max}$  の区間の平均値として  $x_{i/N}$  を計算した。

6) 波高分布の出力

以上の計算はすべて波高の確率密度  $p(x)$  に基づいており、波高分布が必要なときは  $p(x)$  を出力させればよい。ただし、この  $p(x)$  は相当深波高  $H_0$  を基準値とした波高比に対するものなので、通常の実験方法のように各地点の平均波高  $\bar{H}$  を基準とするときには、 $x$  に  $H_0/\bar{H}$ 、 $p(x)$  に  $\bar{H}/H_0$  を乗じて修正する。

4. 模型不規則波による波浪変形の実験的検討

4.1 不規則波の発生法および実験方法

(1) 造波装置および不規則波の発生方法

以上の計算モデルの妥当性を検討するため、模型不規則波による実験を行なった<sup>29)</sup>。使用した造波機は、サイリスタ制御の低慣性直流電動機の正逆回転をボールねじによって往復運動を変えて、ピストン型式の造波板を駆動する方式のものである。モーターの回転は、電気的入

力信号（電圧）によって制御されるので、任意波形の造波板運動が可能である。

造波装置の制御特性として、正弦波形の入力信号に対する造波板の運動の振幅比および位相遅れを示すと、図-23のようになる。 $f=2\text{Hz}$  では振幅比が89%に低下するが、これより高周波の波は水路内を伝播する途中で減衰するため、造波装置としてはこのような特性で十分である。

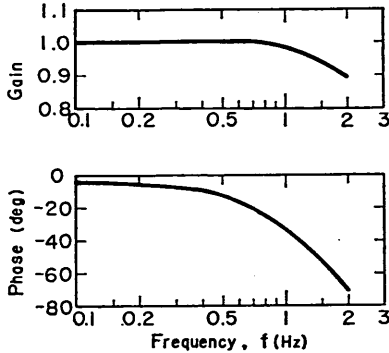


図-23 不規則造波装置の造波特性

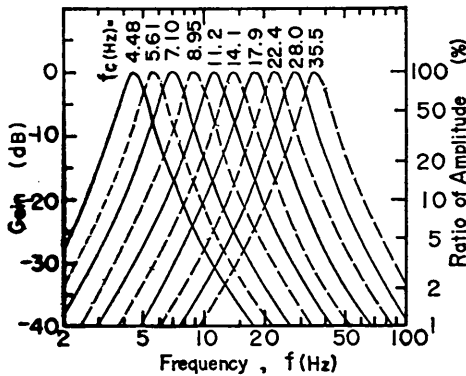


図-24 フィルターの減衰特性

不規則波発生のためには、まず white noise を発生させ、これを10本の bandpass filter の gain 調整によって所定のスペクトル形状に修正し、入力信号を作成する。Filter は中心周波数 4.48~35.5Hz を 1/3 oct 分割したもので、図-24 のようにやや鈍い減衰特性を持たせてある。入力信号は一度データレコーダに高速で収録しておき、実験の際はこれを低速で再生して、造波板の駆動信号としている。これによって、同一波形の不規則波を繰り返し発生することも可能である。

(2) 模型不規則波および実験方法

実験は、図-25 に示すような幅 5 m, 長さ 30 m のプロ

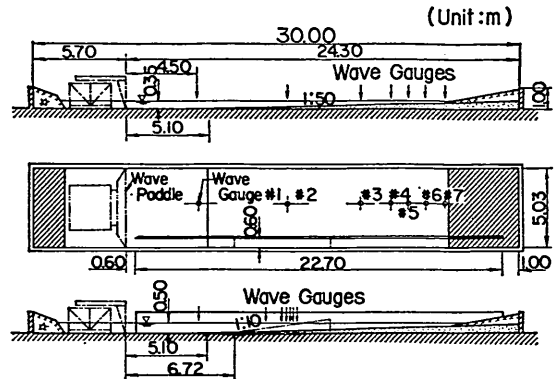


図-25 実験水路および波高計配置

ック積み水路内で行なった。主として水底勾配1/50のモルタル斜面上で測定を行なったが、実験の一部は水路内の片側に設けた幅 60cm の小水路内に設置した1/10勾配の木製斜面上でも実施した。モルタル斜面の起点は、造波板の運動中心から測って 5.1m で、木製の1/10勾配斜面の先端は造波板から6.72mの距離に設置した。ただし1/50勾配の実験の際は木製斜面を取り除き、小水路内も水底勾配が1/50となるようにした。

沖側の水深は、勾配1/50の場合には 35cm, 勾配1/10の場合には 50cm とした。波高の測定点は、一様水深部（造波板から4.5m）ならびに斜面上の水深25, 15, 12, 10, 8, および 6 cm の地点の 7 個所である。

模型不規則波は、図-26 に示すように風波をモデルにした S 型 3 種、うねりとの重畳をモデル化した D 型 3 種、およびスペクトルのピークの幅の狭い K 型と幅の広い W 型の 8 種類を用いた。波高は  $H_{1/3} \approx 10\text{cm}$  を目標とし、周期は  $H_{1/3}/L_0 \approx 0.02 \sim 0.06$  となるように選定した。なお、K 型は bandpass filter 1 本のみを使ったもので、図-26 に見られる  $f=1.4\text{Hz}$  の 2 次ピークは非線型干渉効果によるものと思われる（沖水深 50cm の GK 型では 2 次ピークが見られない）。なお、1/10 勾配斜面の実験では  $S_2$ ,  $D_1$  および K 型と同一の入力スペクトルを用い、これを  $GS_2$ ,  $GD_1$  および GK 型と名付けた。沖側の測定点における模型不規則波の諸元は表-3 に示すとおりである。

実験においては、スペクトル 1 種類ごとに造波板の運動波形を変えた波を 3 種類発生させて各測定点における波形記録を取得し、各記録について解析した結果を平均したものを実験データとして使用した。なお、データレコーダおよび A-D コンバーターのチャンネル数の関係で、1 度に記録できるのが沖波と斜面上の 2 点の波形に

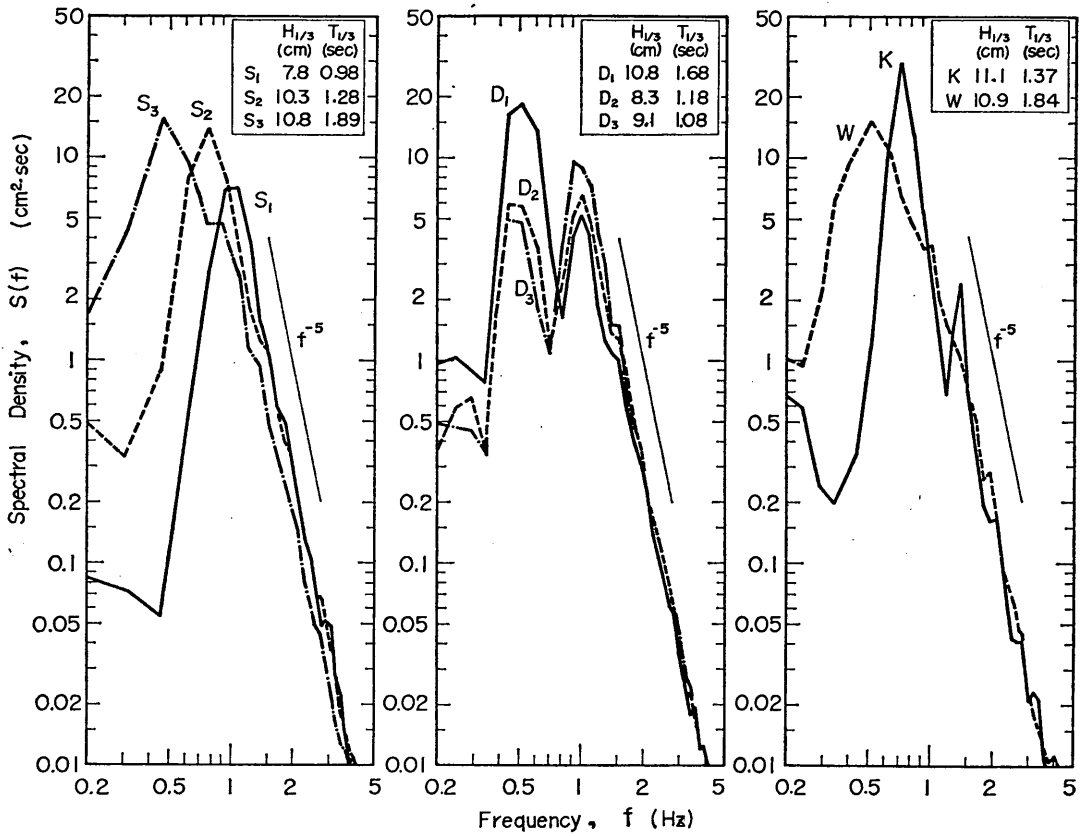


図-26 模型不規則波のスペクトル形状

表-3 模型不規則波の諸元

種別	水底 勾配	$H_0$ (cm)	$H_0/L_0$	$H_{max}$ (cm)	$H_{1/3}$ (cm)	$\bar{H}$ (cm)	$\eta_{rms}$ (cm)	$T_{max}$ (sec)	$T_{1/3}$ (sec)	$\bar{T}$ (sec)	$T_z$ (sec)	$r(H, T)$	$\sqrt{\beta_1}$	$\beta_2$	$\epsilon_s$	$Q_p$
$S_1$	1/50	8.46	0.0565	12.10	7.84	4.98	1.99	0.92	0.98	0.88	0.82	0.483	0.253	3.05	0.824	2.48
$S_2$	"	11.20	0.0438	16.10	10.25	6.37	2.52	1.26	1.28	1.13	0.99	0.533	0.368	3.35	0.859	2.03
$S_3$	"	11.01	0.0198	19.13	10.86	6.39	2.65	2.23	1.89	1.44	1.24	0.691	0.843	4.42	0.927	1.33
$D_1$	"	11.30	0.0257	18.97	10.80	6.40	2.67	1.92	1.68	1.26	1.11	0.693	0.683	4.12	0.905	1.75
$D_2$	"	9.07	0.0418	13.80	8.28	5.27	2.14	1.42	1.18	0.98	0.89	0.495	0.383	3.36	0.855	1.57
$D_3$	"	9.87	0.0542	16.03	9.05	5.83	2.34	1.19	1.08	0.97	0.88	0.414	0.363	3.51	0.840	2.07
K	"	12.05	0.0411	17.84	11.09	6.84	2.72	1.38	1.37	1.23	1.13	0.501	0.520	3.53	0.876	3.50
W	"	11.14	0.0211	16.80	10.90	6.45	2.67	1.70	1.84	1.34	1.19	0.700	0.629	3.84	0.912	1.44
$GS_2$	1/10	10.25	0.0427	15.98	9.43	6.10	2.42	1.13	1.24	1.08	1.00	0.493	0.255	3.08	0.862	2.03
$GD_1$	"	11.51	0.0213	17.27	10.81	6.65	2.77	2.11	1.86	1.43	1.26	0.660	0.396	3.44	0.921	1.86
GK	"	10.79	0.0369	17.51	9.86	6.07	2.51	1.46	1.37	1.26	1.21	0.379	0.222	3.49	0.884	3.23

注：各記号の表わす内容については、p.105の主要記号表を参照されたい。

限定されたため、あらかじめ各入力ごとに親テープを作成してこのコピーを3本作り、斜面上の6点を3度に分けて測定した。これによって、測定は同時でなかったけれども、ほぼ同一波形の沖波の変形を測定することができた。また、沖波自体は各スペクトルごとに9回の記録を解析したわけである。測定記録は、全体で297本である。

記録はすべて、 $\Delta t=1/15\text{sec}$ 、データ数  $N=2,940(195.9\text{ sec})$  のサンプリングで A-D 変換して電算機処理を行った。波はすべてゼロアップクロス法で定義した。ただし、平均水位のゼロ線は単純平均で求めた。スペクトル計算は拡大 FFT 法<sup>27)</sup>を用い、スペクトル密度は標準として61本の線スペクトルの平均(放物線型フィルター使用)であり、自由度は100である。ただし、 $D_1\sim GK$ 型スペクトルについては低周波数帯の構造を吟味するため、低周波数部分の平均本数を19~38本に下げている。もっとも、図-26は9個の記録の平均であるから、スペクトルの信頼度はかなり高い。

### (3) 不規則波の再現性について

実験水槽内における不規則波が現地波浪の特性を再現しているか否かの目安は、一つはスペクトルの形状、もう一つは波高分布である。前者については図-26のように良好なスペクトル形が得られているので、波高についてその総ひん度分布を調べたのが図-27である。これは、沖側の  $h=35$  または  $50\text{cm}$  の測点の99本の波形記録について、波高の度数分布をそれぞれの平均波高  $\bar{H}$  を用いて無次元化したものを集計し、確率密度の形に表示した結果である。細い実線はレーリー分布による計算値であり、若干の差は見られるものの測定値とかなり良く一致している。

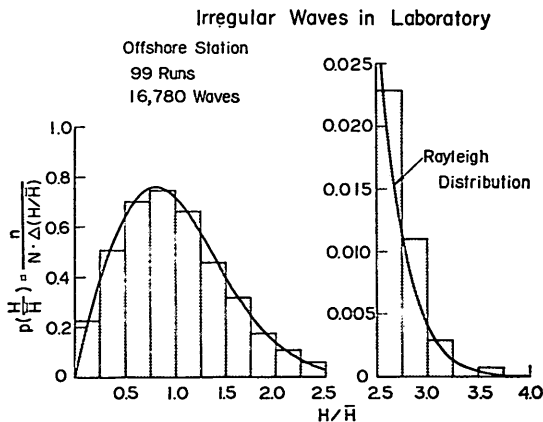


図-27 沖側測定点における波高の総ひん度分布

また、同じく沖波の測定記録について  $H_{\max}/H_{1/10}$  の比を調べた結果は、平均値±標準偏差値の形で  $1.68\pm 0.16$  である。記録中の波数は  $N_0=140\sim 220$  波であり、その平均の  $N_0=180$  に対する理論値(式.22)は  $1.70\pm 0.20$  であるので、これもほぼ一致している。

さらに、波形の非線型性の指標として skewness (歪度) および kurtosis (尖鋭度) を沖波について調べてみると、前者が  $\sqrt{\beta_1}=0.447\pm 0.203$ 、後者が  $\beta_2=3.57\pm 0.45$  である。これと対比される現地波浪として著者が先に解析した名古屋港内での観測値92ケース<sup>2)</sup>(深海波に相当)では、 $\sqrt{\beta_1}=0.325\pm 0.211$ 、 $\beta_2=3.71\pm 0.66$  であるので、これに比べると模型不規則波は skewness がやや大きく、kurtosis がやや小さくなっている。もっとも skewness は後で 6.3 で述べるように浅海性の影響を受けやすく、表-3でも明らかのように模型不規則波の中でも周期の長い  $S_3$  型、 $D_1$  型、W型スペクトルの波などの skewness が大きく、これらが平均値を高める結果となっている。

いうまでもなく、実験水槽内の不規則波は波の峯方向には一様な二次元不規則波であって、現地波浪のような方向成分の広がりを持たない。しかしこの点を除けば、今回使用した不規則波はかなり現地波浪の特性を再現していたといえよう。

## 4.2 斜面上のスペクトル変形とサーフビート

### (1) スペクトルの変形

実験で測定された波のスペクトルの変形の例を図-28~31に示す。これらはそれぞれ  $S_1$ 、 $D_2$ 、 $K$ 、および  $GS_2$  型スペクトルの場合で、 $h=35$  (または50)、15、8、および6cmの測定点について示されている。これらのスペクトル変形には次のような共通した特徴が認められる。

- 1) ピークのエネルギー密度が著しく低下する。
- 2) 主ピークが低周波側へ僅かに移動する。
- 3) 高周波側においてエネルギー密度が増加する。
- 4) ピーク周波数の約1/3以下の低周波数帯においてエネルギー密度が顕著に増大する。

これらの特徴は、3.3 で述べた現地の汀線近傍の波の特性と同一であり、現地波浪に対する模型不規則波の再現性の一つの傍証といえる。なお、3)の高周波側におけるエネルギー密度の増大は、碎波によって水面の微細なじょう乱が増すことに対応しているものと思われる。

### (2) サーフビート

図-28~31において認められる低周波数帯のエネルギー増大はサーフビートの発生によるものと思われるのでエネルギー密度の積分によってその rms 値を求めた。

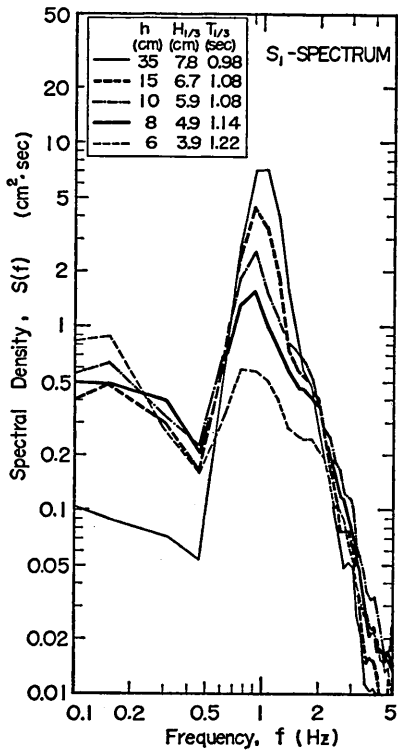


図-28 模型不規則波のスペクトルの変形 (S<sub>1</sub>型)

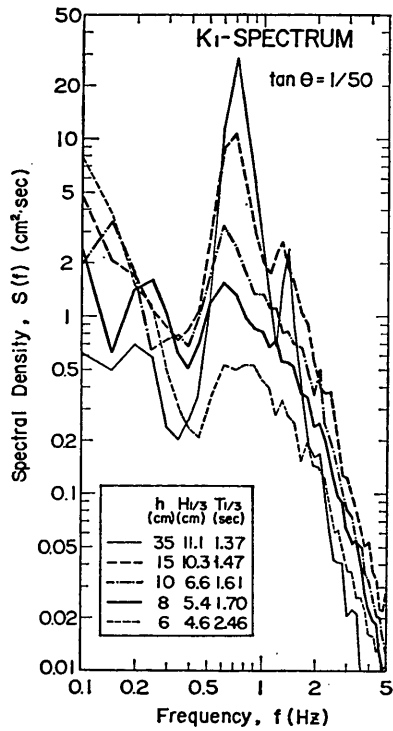


図-30 模型不規則波のスペクトルの変形 (K型)

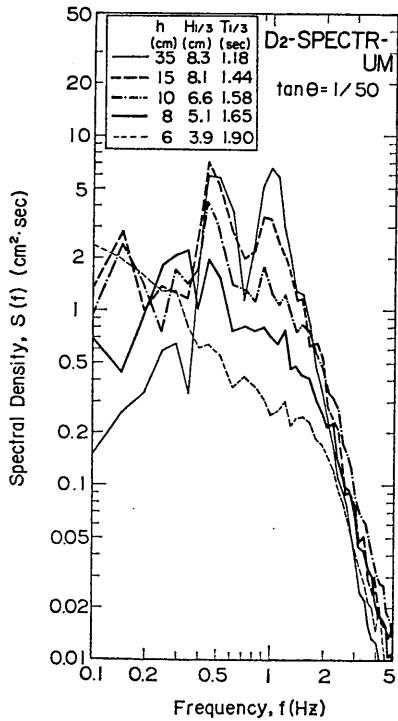


図-29 模型不規則波のスペクトルの変形 (D<sub>2</sub>型)

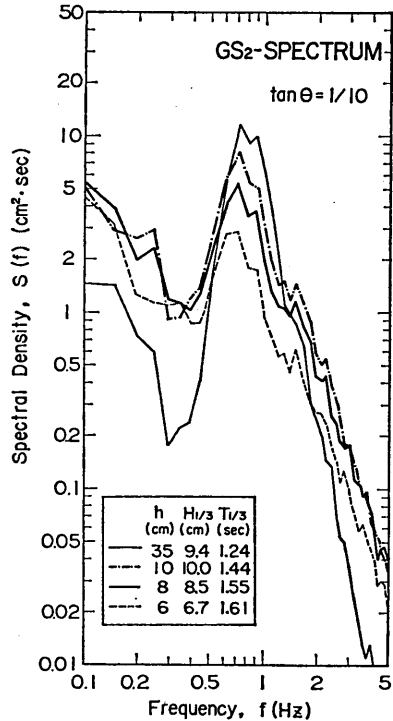


図-31 模型不規則波のスペクトルの変形 (GS<sub>2</sub>型)

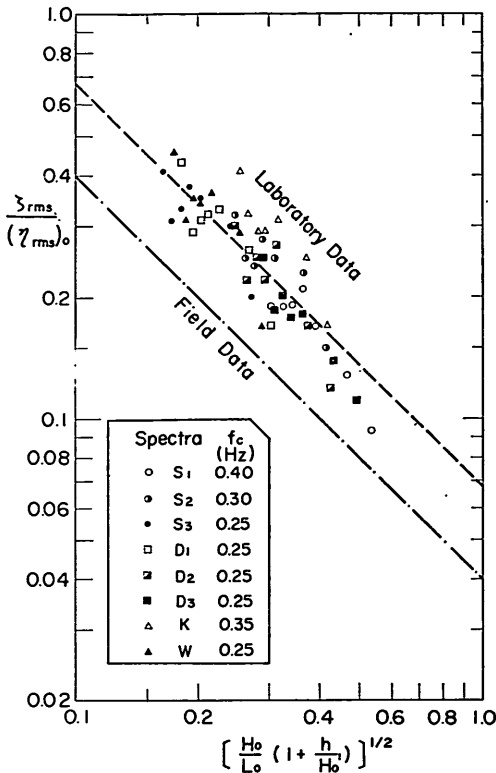


図-32 実験水路内のサーフビートの振幅比

この際のサーフビートの周波数帯の上限はスペクトルの形状から判断し、 $f_c=0.25\sim 0.4\text{Hz}$  とした (図-32 の凡例参照)。

一方、各スペクトルにおける  $h=35$  または  $50\text{cm}$  の測定点での波形を沖波と見なして  $(\zeta_{rms})_0$  を求め、 $\zeta_{rms}/(\zeta_{rms})_0$  の比を図-19 と同じ形でプロットしたのが図-32 である。子細に調べれば、水深の変化による  $\zeta_{rms}$  の変動の傾向がどのスペクトルでも類似しており、Suhayda<sup>26)</sup> が扱ったような定常長波の形成が示唆される。しかし、平均的には現地と同様な直線関係が成立すると考えられる。ただ、図中の一点鎖線で示される式(5)と比べて、模型水槽内の実験値は平均で約70%大き目である。また、図には示していないが、1/10勾配斜面上の実験値はこれよりもさらに大きく、式(5)の約2.1倍である。

実験値が現地のデータよりも大きなサーフビートを示す原因の一つとして、水槽内の造波板と模型斜面との間で多重反射を起してサーフビートが増幅されることが考えられる。今、図-33 のような水槽を考えると、この中に発達する定常振動は両端を腹とする振動である。波の

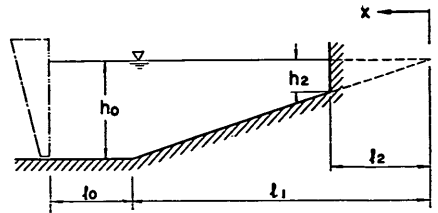


図-33 実験水路のスケッチ

伝播速度が各地点の水深に対応する長波の速度に等しいものとする、定常振動の固有周波数は次式で与えられる。

$$f_m = \frac{m\sqrt{gh_0}}{2(l_0+l')} : (m=1, 2, 3, \dots) \quad (63)$$

ここに、

$$l' = \int_{l_2}^{l_1} \sqrt{\frac{h_0}{h(x)}} dx = 2l_1 \left[ 1 - \sqrt{\frac{h_2}{h_0}} \right] \quad (64)$$

この実験では、斜面勾配 1/50 の場合に  $h_0=35\text{cm}$ 、 $l_0=5.1\text{m}$ 、 $l_1=17.8\text{m}$  であり、斜面の終端は勾配約 1/7 の砕石層となっているので、 $h_2=6\text{cm}$  と仮定すると、固有周波数が次のように計算される。

$$f_m = 0.036, 0.071, 0.107, 0.143, \dots (\text{Hz}) \quad (65)$$

実験で得られた水面波形を FFT 法で有限フーリエ級数に分解して各成分波のエネルギーを細かく調べると、これらの周波数の近傍で明瞭な増大が認められ、 $m=10$  付近まで定常振動のピークが検出できる。

しかしながら、水槽に固有な定常振動のみではなく、低周波数帯には広い幅にわたって水面振動のエネルギーが認められる。また、図-34は3.2(2)で述べた方法で再生した波形を示したもので、特に造波板の起動直後の状況を示している。波は  $S_3$  型スペクトルで、波高を  $H_{1/3}=15\text{cm}$  に増大したケースである。上から順に  $h=35$ 、 $15$  および  $6\text{cm}$  のサーフビート波形で、 $f_c=0.25\text{Hz}$  として  $\Delta t=2\text{sec}$  ごとに再現したものである。ここには示していないけれども、表面波形の記録とつき合せてみると、サーフビートは第1波の到着と同時に発生していることがわかる。また、この水槽内を長波が1往復する時間は  $t_0=1/f_1=28\text{sec}$  であるので、この時間を単位として波形を観察すると、3往復目では振幅がかなり増大しているように見える。そこで、サーフビートの波形の分散値  $\overline{\sigma^2}$  を  $t_0$  ごとに計算し、全体の平均値  $m_0$  に対する変動を調べた結果が図-35である (ここでは  $t_0=30\text{sec}$  を使用)。  $S_3$  型スペクトルの場合には反射の影響の現われない1往復目の値が小さく、その後4往復目まで次第に増大するので、多重反射による増幅のようにも思われるけれど

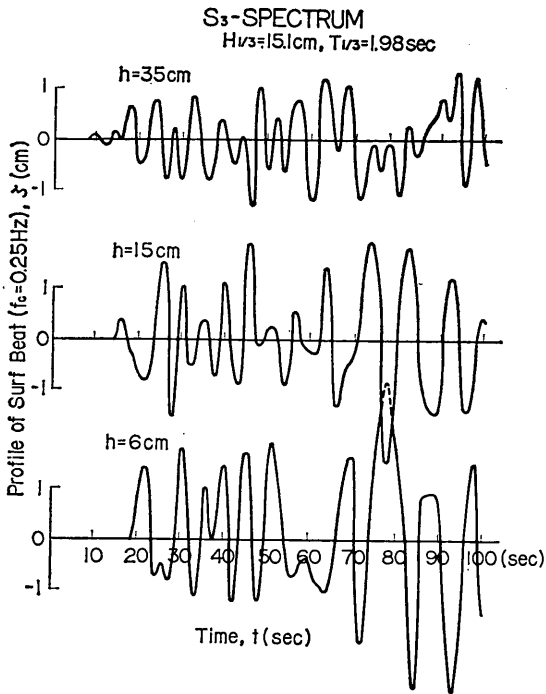


図-34 実験水路内のサーフビートの波形

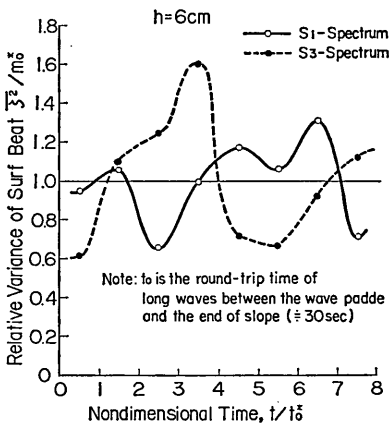


図-35 サーフビート波形の分散値の時間変化

も、その後の5,6往復目では逆に低落しており、必ずしも増幅現象が明瞭でない。また、S<sub>1</sub>型スペクトルの場合には  $\bar{z}^2/m_0^2$  が波を打つように変動している、これからは増幅現象を結論づけることができない。

結局、多重反射は認められるものの、それが実験水槽内のサーフビートを現地の1.7倍(図-35の表示では2.9倍)に増大させるほどの効果を生んでいるとはいき

ない。その他の原因としては、造波板を静止状態から急に動かすことの影響、あるいは模型実験波が二次元的不規則波であって現地波浪のような方向成分の広がりを持たないことの影響、などが考えられる。今後の検討課題の一つである。なお、斜面勾配 1/10 の場合のサーフビートがさらに大きいのは、これを実験した小水路と残りの幅の広い水路部分との間で干渉を起して増幅されたためではないかと思われる。

### 4.3 碎波による波高の変化

#### (1) 波高分布の変化

模型不規則波について波高分布を調べた例が 図-36, 37である。前者は 1/50 斜面上の D<sub>2</sub> 型スペクトル、後者は 1/10 斜面上の GS<sub>2</sub> 型スペクトルの波の場合である。図中の曲線は、サーフビートの効果を導入して求めた計算値である。サーフビートの大きさは、前節の解析結果に基づき、1/50斜面については式(5)の値の1.7倍、1/10斜面では2.1倍とした。以下、本節に示す計算値はすべてこの倍率でサーフビートを割り増したものである。図から明らかなように、計算値は浅水域での波高分布の変形を的確に説明している。

次に、波高分布の特性を示す指標として、 $H_{max}$  と  $H_{1/3}$  の比を調べたのが 図-38, 39である。計算値は  $H_{max}$  の代りに 1/100 最大波高  $H_{1/100}$  で代用し、実験値は各スペクトル3本の波形記録中の最高波高3個の平均である。斜面勾配が 1/50 の場合は、 $h/H_0=3.0$  付近から  $H_{max}/H_{1/3}$  の比が低下し始め、 $h/H_0=1.0$  付近で  $(H_{max}/H_{1/3})_{min} \approx 1.3$  の最小値となり、それよりも浅いところではサーフビートによる水深変動の影響で  $H_{max}/H_{1/3}$  の比が再び増加する。計算値に比べて、極浅水域における実験値の増加が急激であるが、それでも図中の1点鎖線で示した碎波限界波高の計算値を超えることはない。

斜面勾配が 1/10 の場合は、 $H_{max}/H_{1/3}$  の比が低下し始めるのが  $h/H_0=2.0$  付近からであり最小値も  $(H_{max}/H_{1/3})_{min} \approx 1.4$  でやや大きい。また、実験値は計算値に良く一致しており、碎波限界波高に近づくことはない。

#### (2) 碎波による波高減衰

碎波帯内における波高の減衰状況は 図-40, 41のとおりである。代表波高として  $H_{max}$  および  $H_{1/3}$  をとり、斜面勾配 1/50 および 1/10 のそれぞれについて示したものである。波高はすべて  $h=35$  または 50cm の地点の  $H_{1/3}$  の測定値から換算した相当深水波高  $H_0$  に対する比で表示してある。実験データの波形勾配の値を参照すれば明らかなように、総体として実験値と計算値の一致は良好であり、3.5 にとりまとめた碎波変形モデルが妥

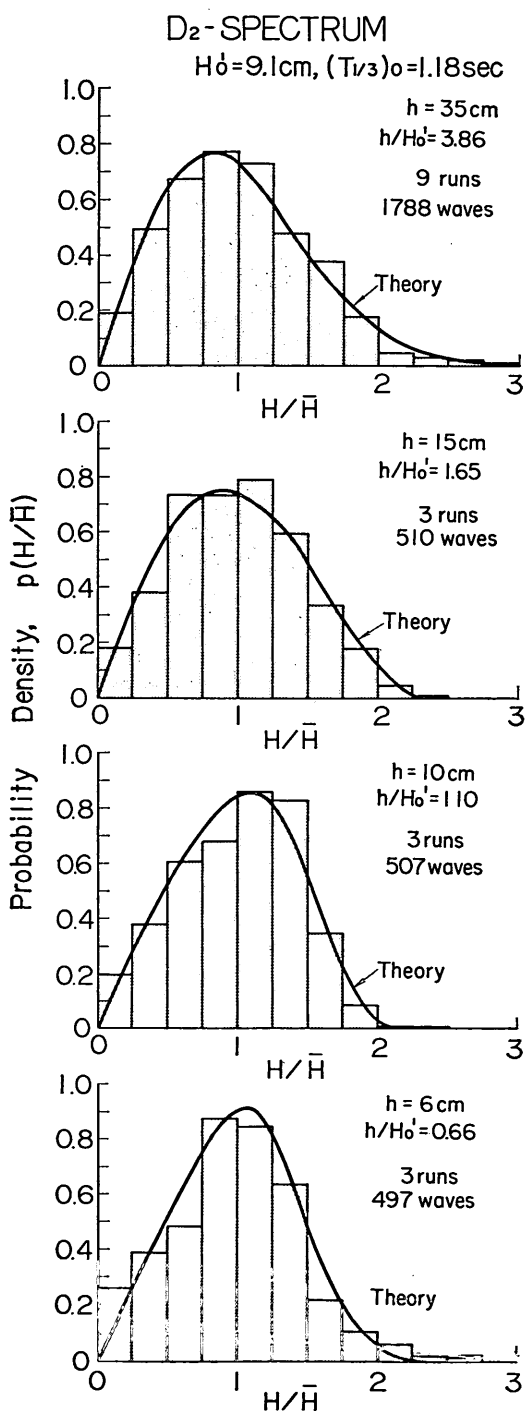


図-36 模型不規則波の波高分布の変化 (D<sub>2</sub>型)

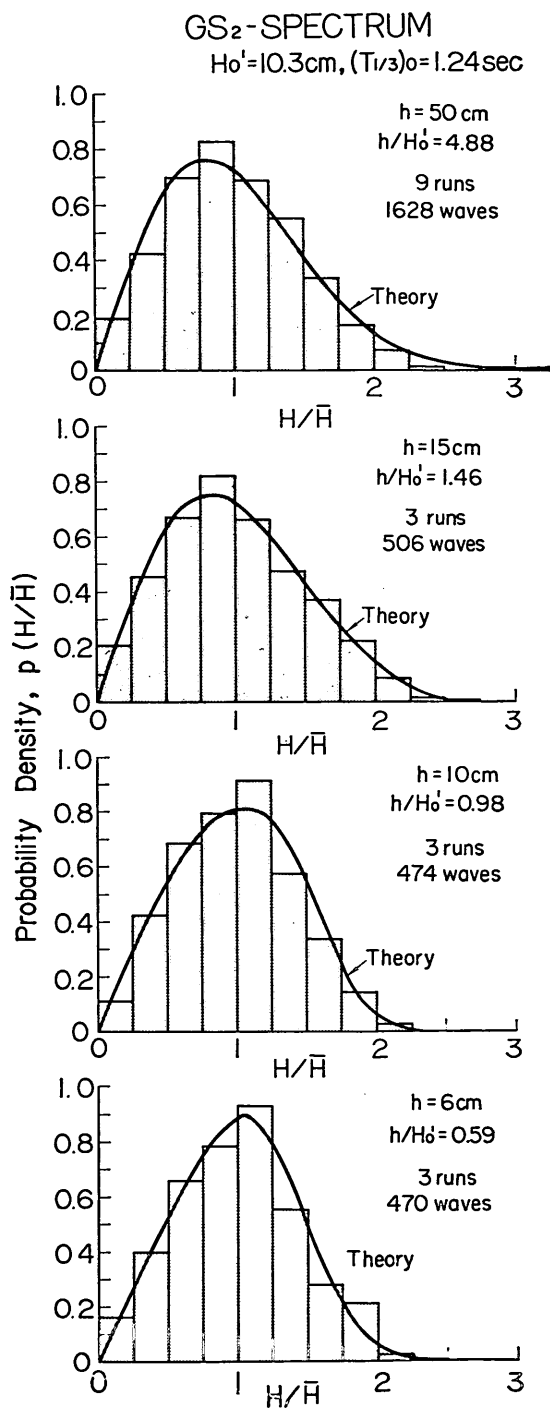


図-37 模型不規則波の波高分布の変化 (GS<sub>2</sub>型)



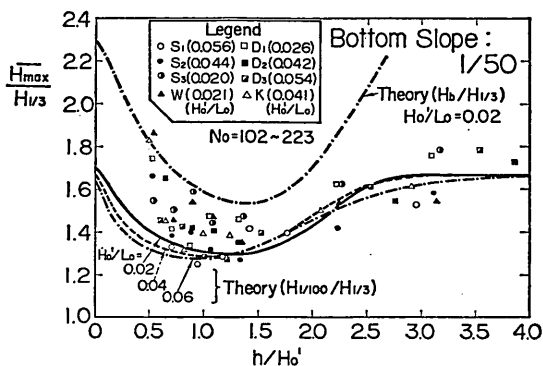


図-38 波高比  $H_{max}/H_{1/3}$  の変化 (斜面勾配1/50)

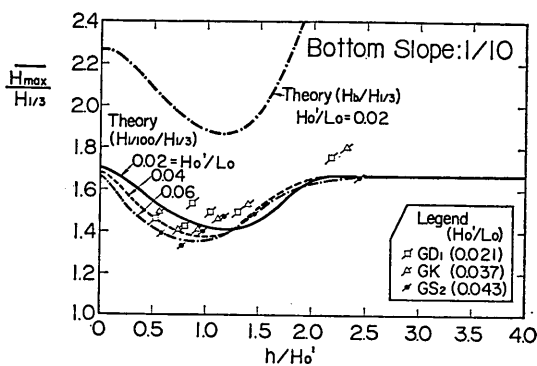


図-39 波高比  $H_{max}/H_{1/3}$  の変化 (斜面勾配1/10)

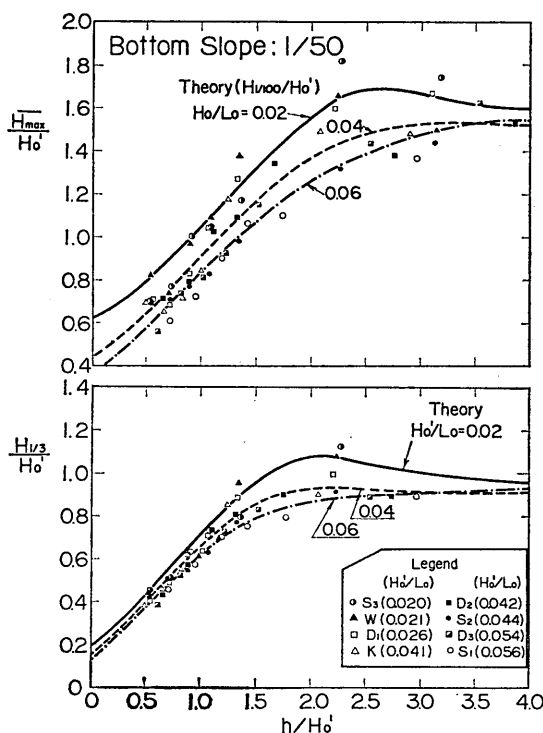


図-40  $H_{max}$  および  $H_{1/3}$  の変化 (斜面勾配1/50)

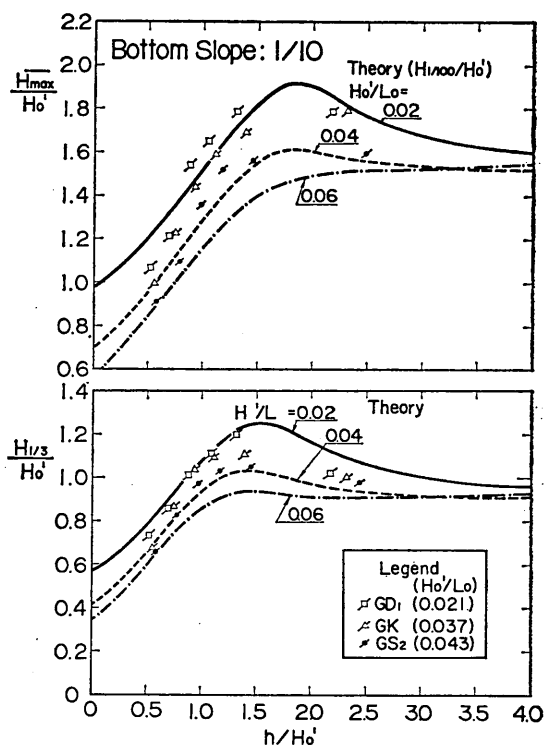


図-41  $H_{max}$  および  $H_{1/3}$  の変化 (斜面勾配1/10)

当であることを例証している。もっとも、子細に見れば  $H_{1/3}$  および  $H_{max}$  とともに  $h/H_0' \leq 1.0$  で計算値がやや大き目であり、特に斜面勾配 1/50 の場合にこの傾向が強い。この意味で、本報告で提示した碎波変形モデルはさらに精密化する必要がある。

なお、波形勾配の小さい波が沖から浅水域に進むにつれて波高が増大するのは、非線型な浅水効果によるものであり、この増大が頭打ちになり出す付近から碎波による波高減衰が支配的となる。

以上の計算にあたっては、周期としてすべて沖側の測定点の有義波周期  $T_{1/3}$  を用いている。この代りに平均周期  $\bar{T}$  を用いたとすると、相当深水波高  $H_0$  は数%増減する程度であるけれども、周期の間には  $T_{1/3}/\bar{T} = 1.1 \sim 1.4$  の関係があるために深水波長  $L_0$  が減少し、深水波形勾配  $H_0/L_0$  が 20~100%増加する。このため、実験不規則波の深水波形勾配は、 $\bar{T}$  を使った場合には  $H_0/L_0 = 0.036 \sim 0.069$  となる。この波形勾配では、計算上、波が浅水域へ進行したときの波高増大が生じない。したがって、

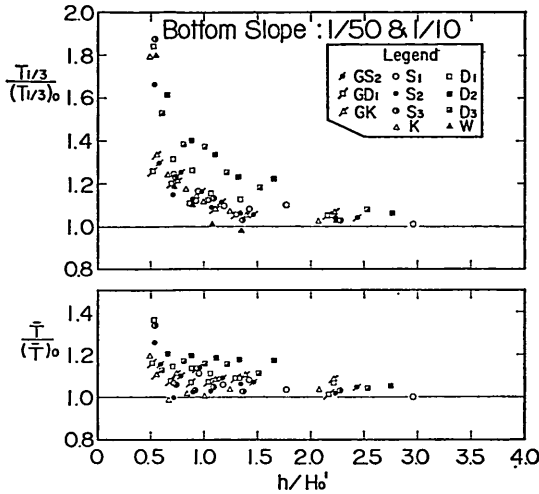


図-42 代表周期  $T_{1/3}$  および  $\bar{T}$  の変化

今回の実験データについては  $H_0$  および  $H_0/L_0$  の算出にあたって  $T_{1/3}$  を使うのが妥当であると判断される。

#### 4.4 碎波帯内の周期変化

本報告で考えている碎波変形のモデルでは、波数が不変、すなわち平均周期が一定と仮定している。この仮定を検討するため、実験データについて周期の変化を調べたところ、図-42の結果が得られた。縦軸は、斜面上の測定点における有義波周期  $T_{1/3}$  および平均周期  $\bar{T}$  を沖側の測定点における値  $(T_{1/3})_0$  および  $(\bar{T})_0$  で割った値であり、横軸は水深と相当深水波高との比  $h/H_0$  である。

この図によると、有義波周期  $T_{1/3}$  は  $h/H_0=1.5$  付近から岸側で明らかに増大しており、 $h/H_0=0.5$  付近では沖側測定点の1.3~1.9倍になっている。平均周期  $\bar{T}$  についても同様の傾向が認められるけれども、増加の割合は小さく、 $h/H_0=0.5$  で1.1~1.4倍の増大率である。また、周期の増大が著しいのは複合スペクトルである  $D_2$ ,  $D_3$  型の波であり、これ以外の波は  $h/H_0=0.7$  付近まで平均周期がほとんど変わらないと見なすことができる。有義波周期についても  $D_2$ ,  $D_3$  型スペクトルの波を除けば、 $h/H_0=1.2$  付近まで沖波と同一と見なすことができる。なお、図中のデータ記号を調べれば分かるように、斜面勾配1/10と1/50のデータは差はなく、今回の実験の範囲内では水底勾配は周期の変化に影響を及ぼしていない。

次に、代表波の周期間の比率の  $T_{\max}/T_{1/3}$  および  $T_{1/3}/\bar{T}$  について調べたのが図-43である。いずれも水深波高比  $h/H_0$  に対してプロットされている。最高波の周期  $T_{\max}$  は  $h/H_0=1.5$  付近まで  $T_{\max}/T_{1/3}=1.0\sim 1.2$  で安定しているが、さらに岸側ではこの比率が急増するケ

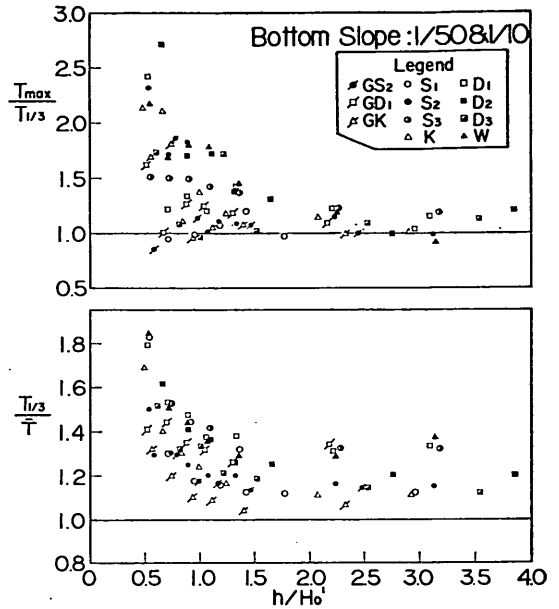


図-43 周期  $T_{\max}/T_{1/3}$  および  $T_{1/3}/\bar{T}$  の変化

ースが幾つかあり、 $T_{\max}/T_{1/3}$  の比が2.5以上のものもある。しかし、岸近くまで周期比が安定している波もあって、 $T_{\max}/T_{1/3}$  に関してはデータのばらつきが大きい。一方、 $T_{1/3}/\bar{T}$  の比率は沖側から  $h/H_0=1.3$  付近まで平均で約1.2の値を保ち、これから岸側で上昇して  $h/H_0=0.5$  付近では  $T_{1/3}/\bar{T}=1.4\sim 1.8$  となっている。

なお、周期比の増大は波群中の波高と周期の相関係数  $r(H, T)$  が極浅海域で増加することに対応している。今回の実験データは  $r(H, T)=0.22\sim 0.85$  であり、周期比  $T_{1/3}/\bar{T}$  と  $r(H, T)$  の間には  $r=0.85$ 、また  $T_{\max}/T_{1/3}$  と  $r(H, T)$  の間には  $r=0.50$  の相関が認められた。

### 5. 現地観測データによる波浪変形の検討

#### 5.1 現地観測データとその整理法

前章に述べた模型不規則波は横方向には一様な二次元不規則波であって、現地の波浪に見られるような方向分布特性を持っていない。また、海底地形や沿岸流その他の諸条件の影響なども実験室内では十分に検討できない。そこで、現地観測データについても碎波変形計算の妥当性を検討することにした。

現地観測資料としては2種類のものを用いた。その一つは3.で述べた汀線近傍の波形の観測データで、その概要は表-1に示したとおりである。もう一つは運輸省第一港湾建設局が酒田港で昭和48年度に実施した波浪の3点

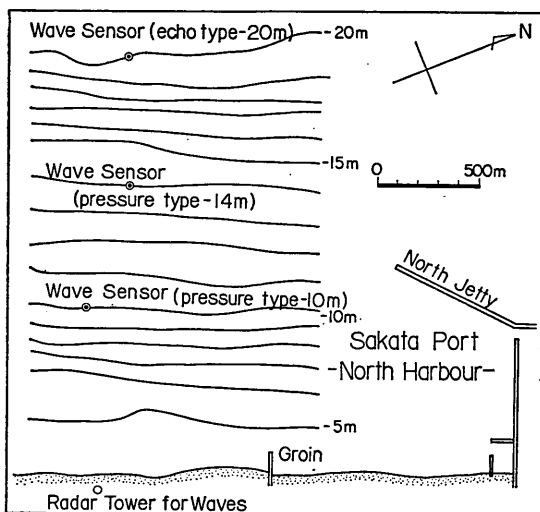


図-44 酒田港の波高計の配置図 (大野ほか<sup>30)</sup> による)

観測 (うち1点は海岸事業調査費による) のデータであり、これについては大野ほか<sup>30)</sup>が紹介している。この観測は、酒田北港の南側海岸で海岸線からほぼ1直線上の-10、-14、および-20mの3地点 (図-44参照) に波高計を設置し、2時間ごとの定時に波形記録を取得し、また1日2回はミリ波レーダによって波向を観測したもので、観測結果は新潟調査設計事務所から発刊の波浪観測台帳第12、13集<sup>31, 32)</sup>に記載されている。波高計は-20m地点が超音波式、-14mと-10mが水圧式 (PW) である。また海底勾配は平均して1/130である。

解析の対象としては、-20m地点の有義波高が4mを超えた時化について、原則として4時間ごとの観測データを取り上げた。波向は1日2回のデータに基づき中間時刻の値を推定した。屈折係数は、等深線が海岸線に平行な直線状と見なし、-20m地点の  $T_{1/3}$  を用いて規則波として計算した。ただし、大半のケースは-20m地点で  $K_r=0.98\sim 1.00$  であり、3ケースのみが  $K_r=0.92\sim 0.95$  であった。相当深水波高  $H_0'$  は、海底摩擦による減衰効果を見出し、次式によって計算した。

$$H_0' = \frac{(H_{1/3})_{20}}{(K_r)_{20}} \cdot \frac{(K_r)_s}{(K_r)_{20}} \quad (66)$$

ただし、添字の20は-20m地点の値を示し、 $(K_r)_s$  は-14または-10m地点における屈折係数である。この計算においては潮位として+0.5mを加えた水深を使用した。-20m地点の浅水係数は式(8)で求めたが、すべて微小振幅波理論の適用範囲であった。解析を行なったのは、1973年10月22日から1974年2月14日までの121ケースで

ある。このうち後出の図-46にプロットされているのは、 $h/H_0' \leq 4.0$  であった-14m地点の79データおよび-10mの101データである。

酒田港のデータとしては以上のほかに、1.で紹介した1970年1月31日~2月2日のデータ11例を解析した。このときは波高計が-14mと-10mの2地点にしか設置されていなかったため、-14m地点の有義波を相当深水波高の算出資料として使用し、-10m地点の観測値を浅海域のデータとして解析した。-14m地点の観測有義波高は最大8.8mに達しているのに、この値自体が砕波による減衰を受けていた公算が大きい。したがって、実際の  $H_0'$  は計算値より大きかったと考えられるけれども、後で述べるようにこれによる誤差は小さいものと推定される。

### 5.2 砕波帯内の波高減衰および周期変化

現地観測データについて沖波に対する波高の変化を調べた結果を図-45, 46に示す。前者は3.で述べた汀線近傍の波、後者は酒田港の3点観測データであり、いずれも

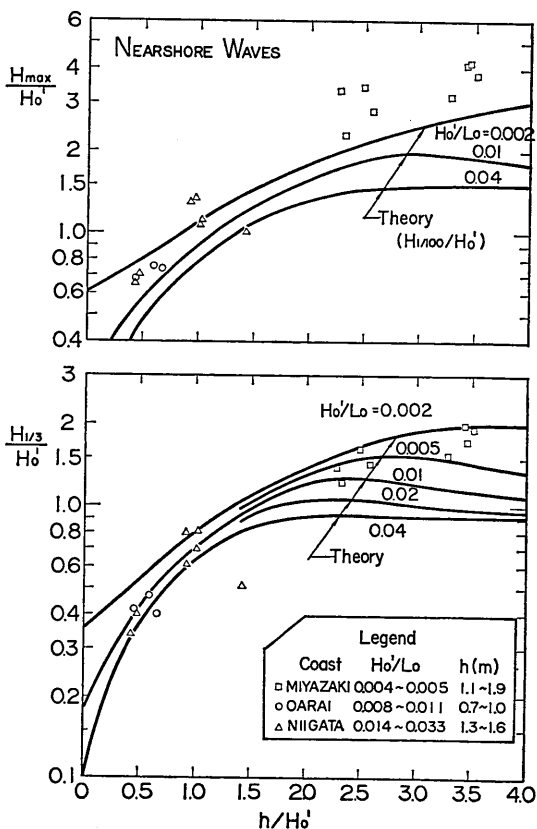


図-45 汀線近傍の波の波高変化

$H_{max}/H_0$  および  $H_{1/3}/H_0$  を  $h/H_0'$  に対してプロットしてある。図中の曲線はサーフビートを考慮に入れた計算値であり、波浪データに対応する  $H_0/L_0$  について示してある。

まず、汀線近傍の波の観測結果では、 $H_{1/3}/H_0'$  の変化が新潟海岸での1点を除いて計算値とかなり良く一致している。特に宮崎海岸で  $H_{1/3}/H_0'$  が平均1.5にもなっているのは、非線型 shoaling の妥当性を示すものといえよう。不一致を示す新潟海岸のデータは表-1の No. 4 であり、波高ばかりでなく有義波周期も沖波の77%に減少している。観測当時に 3m/sec 前後の風が沖向き (S~SSE) に吹いていたことが影響していたのかも知れない。一方  $H_{max}/H_0'$  は全体としての傾向が計算値に合っているものの、全般的に計算値よりも大き目である。一つには観測時間が30分と長く、波数が  $N_0=170\sim 410$  と多いことが挙げられる。ただし、波数の効果はあまり大きくない。むしろ、宮崎海岸のデータなどは波高の大きな波ほど非線型 shoaling の効果が強く出ることのために  $H_{max}/H_0'$

の比が大きくなったのではないと思われる。またもう一つ考えられることは、海底勾配の影響である。特に宮崎海岸の場合は沖波波高が小さかったために碎波帯が汀線のごく近くになり、海底勾配が急な箇所では碎波の大部分が起きていた。このため、計算値として比較した1/100勾配の場合よりも碎波限界が高くなり、 $H_{max}$  が大きくなったとも考えられる。

次に酒田港のデータを見ると、観測値の分散が大きいために明確にはいえないけれども、計算値との一致は比較的良好である。ただし、 $h/H_0' < 2.0$  の減衰開始領域では現地データの波形勾配が  $H_0/L_0=0.023\sim 0.050$  であるのに対し、計算値としては  $H_0/L_0=0.08$  の曲線がこれに近い値を示していて、観測値に比べて計算値が大き目の傾向が見られる。なお、図中に三角印で示した1970年2月のデータは、前節で述べたように  $H_0$  が実際の値よりも小さく見積られている可能性が強いけれども、 $H_0'$  に変更があった場合には現在の点と原点を結ぶ直線上を左下に移動するだけであるので、計算値との比較の上ではあまり差がないと考えられる。

以上のように、汀線近傍の波および酒田港の観測値の両者共に、若干の差は見られるものの計算値と総体的に一致しており、本報告で述べた碎波変形の計算方法の妥当性は実験値ばかりでなく現地観測値によっても検証されたといえよう。

なお、碎波帯内の周期変化について汀線近傍の波の観測値を整理した結果を図-47に示す。大洗海岸のデータは沖波に比べて  $T_{1/3}$  および  $\bar{T}$  の増加が著しく、新潟海岸のデータは逆に沖波よりも周期が減少気味であって明

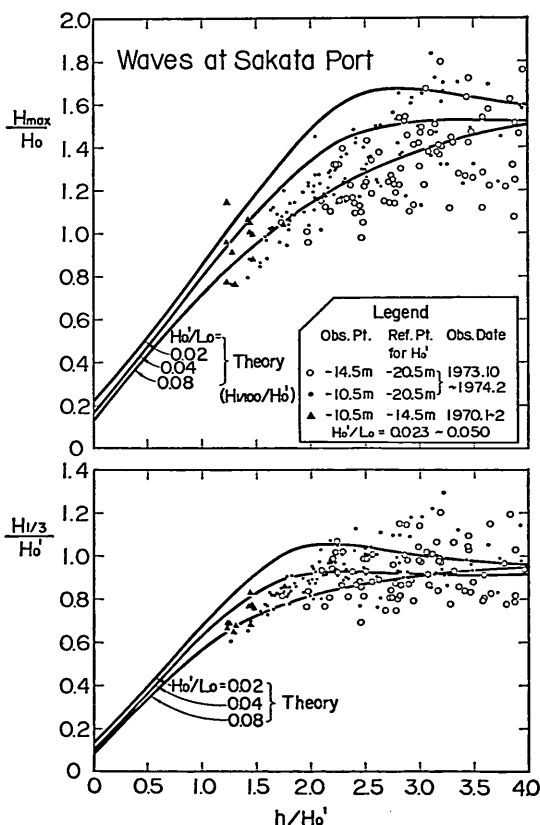


図-46 酒田港における波高の変化

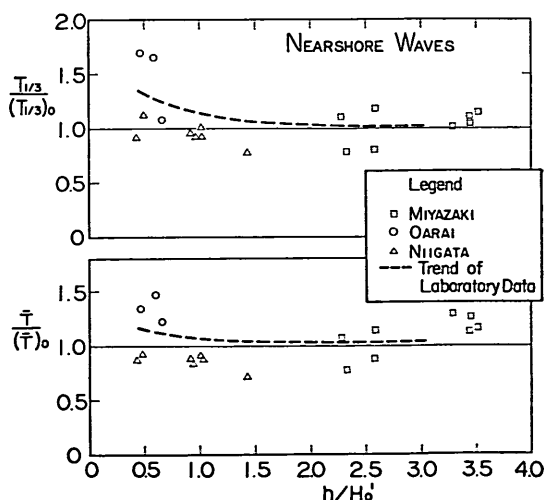


図-47 汀線近傍の波の周期変化

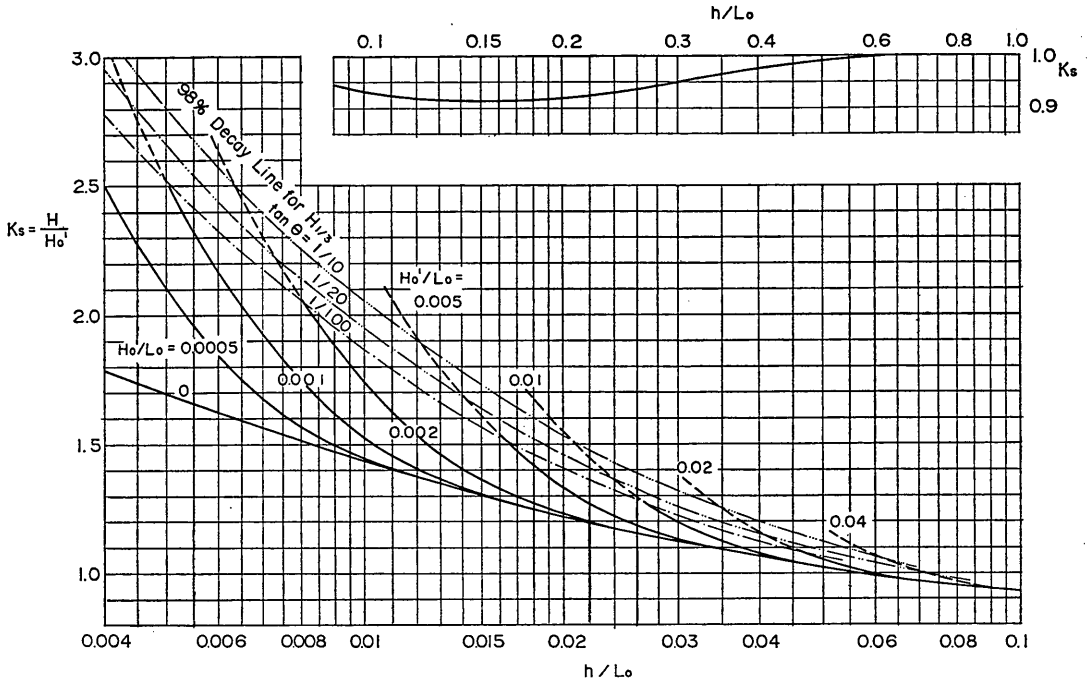


図-48 浅水係数の算定図(1)

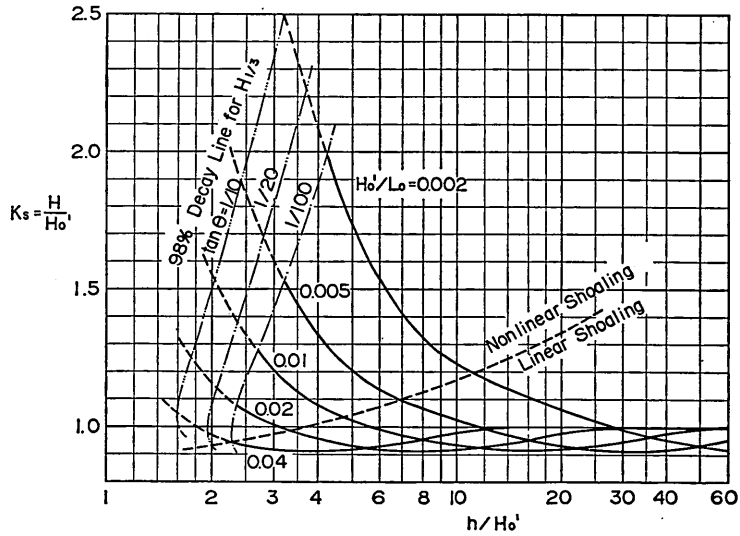


図-49 浅水係数の算定図(2)

確なことがいえないけれども、総体としては図中に破線で示した実験データの平均的曲線(図-42)と傾向が一致しているように見える。一般に、現地観測値はデータのばらつきが大きいので、これから確定的な結論を導くことがむずかしく、この場合も例外でない。しかし、実験データと併せ考えると、 $h/H_0 > 1$ の範囲では代表波の周期がほとんど変化しないと見てよいであろう。

なお、酒田港のデータについては、沖側と岸側とで波高計の機種が違っていて周期特性に差があることが予想されたため、特に比較は行なわなかった。ただ、同一機種を使っている-14mと-10m地点の波を比べると、解析した121ケース(1973年度)の平均値では-10m地点の方が $T_{1/10}$ で1.3%大きく、また1970年の11ケースでは同じく3.8%増となっているので、碎波帯の中では岸に近づくにつれて少しずつ有義波周期が延びる傾向にあるといえる。

## 6. 考 察

### 6.1 浅海域における不規則波の代表波高の算定

本報告で提案した碎波変形計算は、模型不規則波による実験値ならびに現地観測値によってその妥当性が確認された。そこで、この計算方法を用いて浅海域における代表波高を推定する方法を考えてみる。

まず、碎波による波高減衰が顕著になるまでは、首藤<sup>12)</sup>による非線型 shoaling の理論で浅水係数を計算する。この非線型浅水係数を再録したのが図-48である。この図で1~3点鎖線で示したのは、碎波の開始によって $H_{1/10}$ が碎波を考慮しない場合の98%に減衰する限界である。すなわち、不規則波の碎波減衰の開始限界である。もっとも、 $H_{1/10}$ ではなくて $H_{max}$ に着目すれば、これよりも沖側で碎波による波高の減衰が始まる。いずれにしても碎波減衰の始まる限界水深は、海底勾配がゆるやかなほど、あるいは波形勾配が大きいほど沖側に移る。逆に、海底勾配が急、あるいは波形勾配が小さい場合には碎波減衰の始まるのが遅いので、非線型の shoaling 効果が十分に発揮され、波高の増大率が大きくなる。なお、図-48の右上に示したのは深海波領域に近い部分での浅水係数である。

また、図-48の横軸の $h/L_0$ の代りに $h/H_0$ を用いて $K_s$ を表示したのが図-49である。 $K_s < 1$ の領域で曲線が交差しているのは、波形勾配によって $K_s$ が最小値をとる $h/H_0$ の位置が異なる( $h/L_0$ は0.16の一定値)ためである。この表示において図中の点線は式例の浅水係数において $K_s = K_{st}$ の微小振幅波理論が適用できる限

界を示している。したがって、対象地点がこの点線の右下にあれば、非線型 shoaling の計算が不要となる。

碎波減衰の開始限界よりも浅い領域では、波高が水深による碎波によって規制されるため、浅水係数は適用できない。この領域における有義波高を計算した結果が図-50~53である。これは、海底勾配が1/10, 1/20, 1/30, および1/100のそれぞれについて波形勾配が0.002~0.08の波の $H_{1/10}/H_0$ の変化を図示したものである。各図の右側に1点鎖線で示したのは、図-48, 49の1~3点鎖線と同一の碎波減衰開始限界(波高比98%)であり、この線の右側では碎波の影響を無視して図-48または49の浅水係数によって波高を算定することができる。

これらの図で明らかのように、浅海域における波高比は沖波の波形勾配によって大きく影響され、特に波形勾配が0.02程度よりも小さいうねりでは波高の増大率がかなり大きい。なお、これらの図では波高比の値が細かく示されているけれども、それらの値は一つの目安である。図-40, 41の実験データあるいは図-45, 46の現地観測値を参照すれば明らかのように、実際の波浪は種々の理由で変動が大きいものであり、 $H_{1/10}/H_0$ の比の絶対値で±0.1程度あるいはそれ以上食い違うことは十分予想される。たとえ計算モデルが妥当であるとしても、計算値は平均的な値を示すに過ぎないことに留意されたい。

以上は主として $H_{1/10}$ について述べたものである。 $H_{max}$ その他の代表波高の場合も、碎波の影響が始まらない領域では図-48, 49の浅水係数を用いて浅海域の波高を推定できるものと考えられる。この場合、波形勾配を計算する波高として $(H_{1/10})_0$ を使うのか、あるいは $(H_{max})_0$ 、 $(\bar{H})_0$ などのそれぞれの代表波高を用いるべきなのかは決め手がない。浅海域の現象としては個々の代表波高を使うのが適当とも考えられるが、本報告では計算モデルの構成に基づき、 $H_{max}$ などの計算に際しても $(H_{1/10})_0$ を用いて波形勾配を算出するものとした。

碎波の影響を受ける領域の $H_{max}$ についても $H_{1/10}$ と同様の図表を作成したのが図-54~57である。ここで $H_{max}$ は $H_{1/10}$ における $N=250$ を用いた。これによって碎波の影響を受けない場合の波高比が $H_{max}/H_{1/10} = 1.8$ となる。図中の1点鎖線は、碎波の開始によって $H_{max}$ が碎波を考慮しない場合の98%に減衰する限界であり、 $H_{1/10}$ が98%に減衰する限界である図-50~53の限界水深よりも沖側に位置している。全般的な $H_{max}/H_0$ の変化の傾向は、 $H_{1/10}/H_0$ の場合と同様である。

さらに、各地点における $H_{max}/H_{1/10}$ の比率の変化を図示したのが図-58である。この比率の変化の様相は海

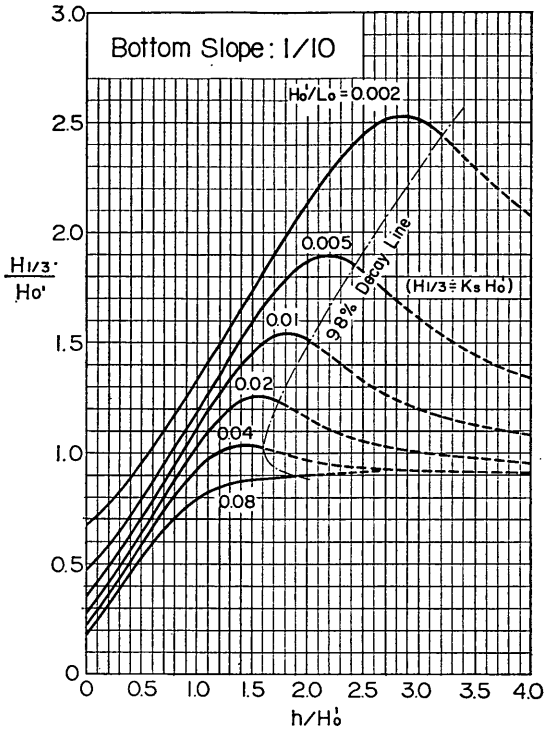


図-50 碎波帯内の有義波高の算定図 (海底勾配1/10)

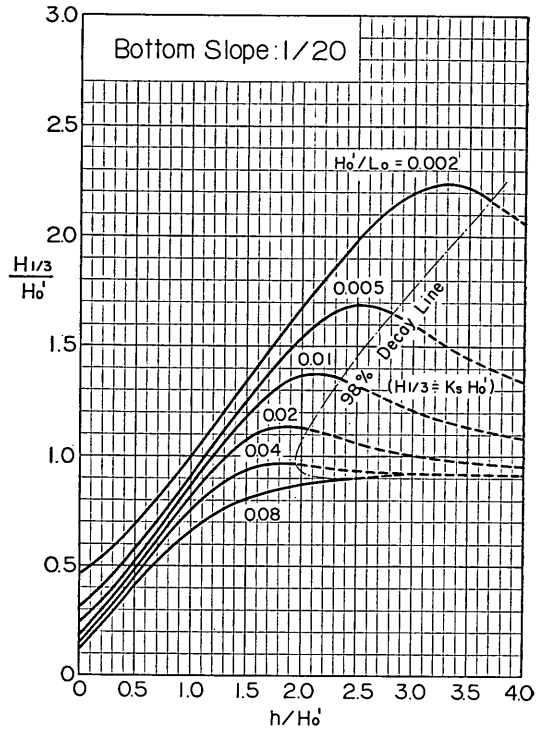


図-51 碎波帯内の有義波高の算定図 (海底勾配1/20)

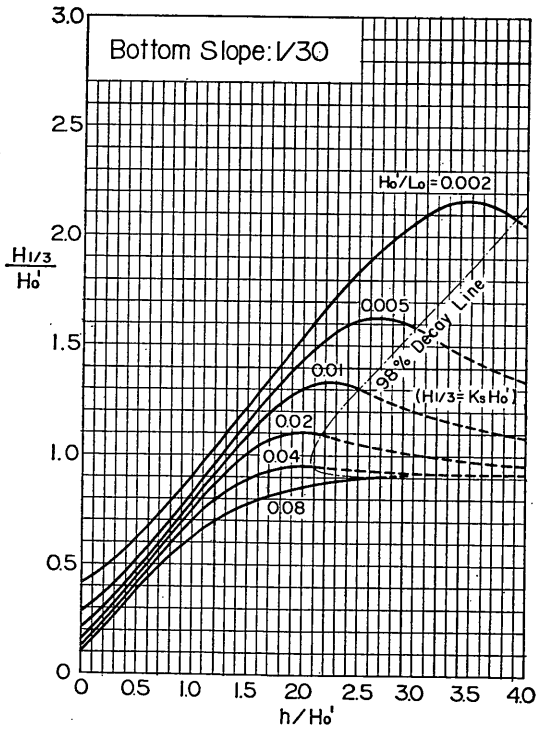


図-52 碎波帯内の有義波高の算定図 (海底勾配1/30)

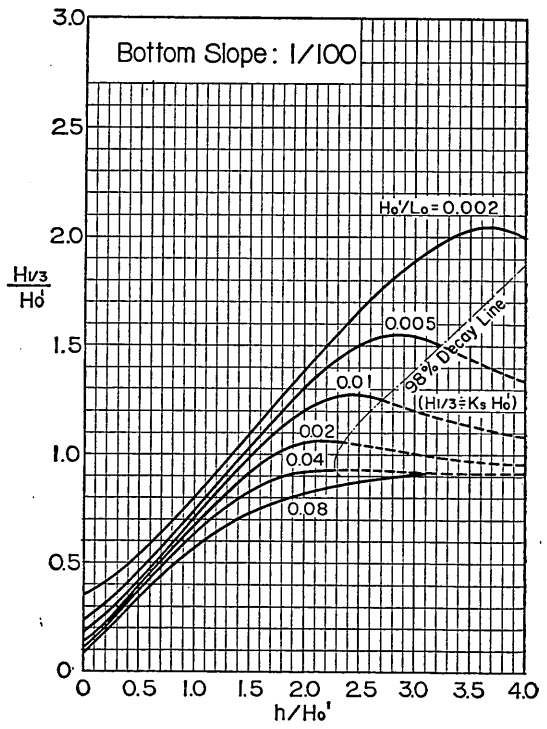


図-53 碎波帯内の有義波高の算定図 (海底勾配1/100)

浅海域における波浪の碎波変形

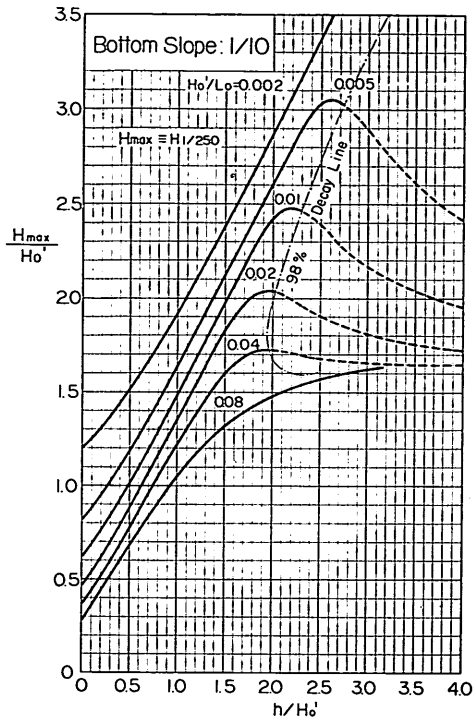


図-54 碎波帯内の最高波高の算定図 (海底勾配1/10)

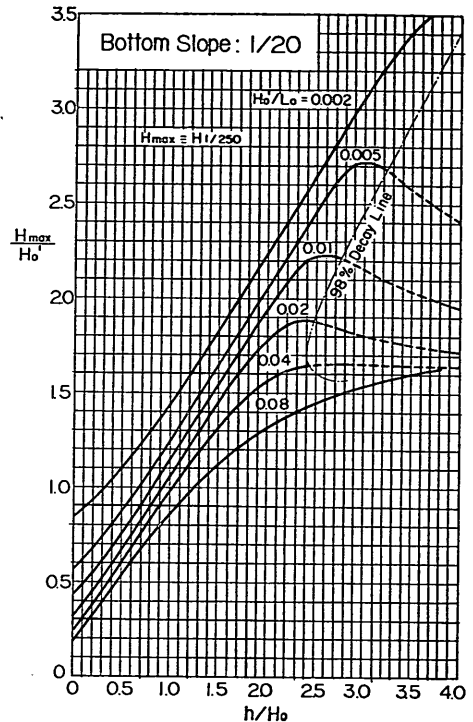


図-55 碎波帯内の最高波高の算定図 (海底勾配1/20)

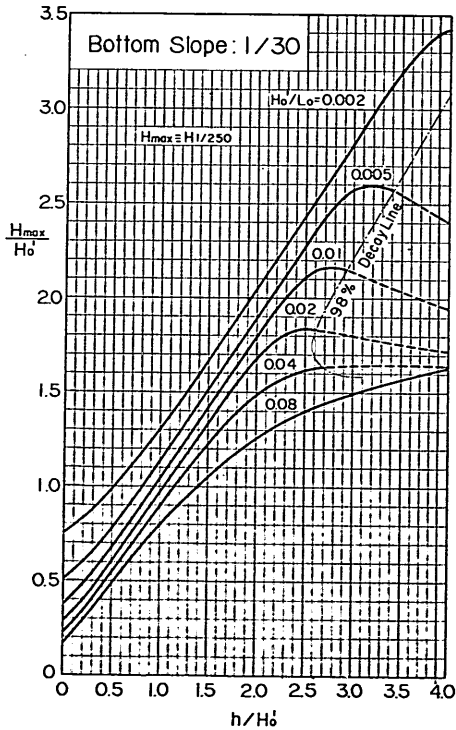


図-56 碎波帯内の最高波高の算定図 (海底勾配1/30)

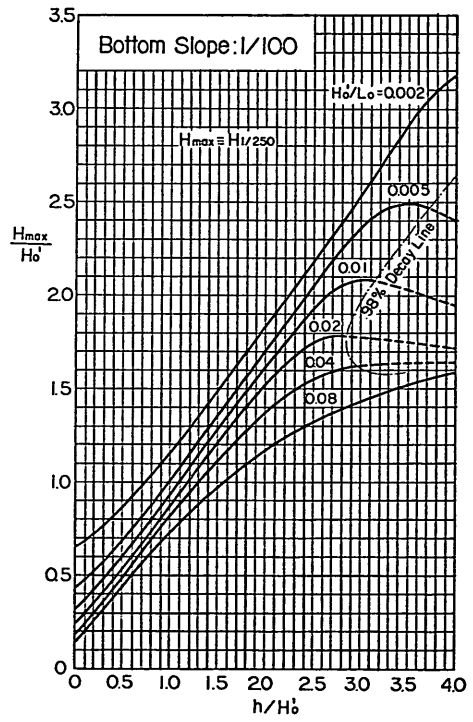


図-57 碎波帯内の最高波高の算定図 (海底勾配1/100)



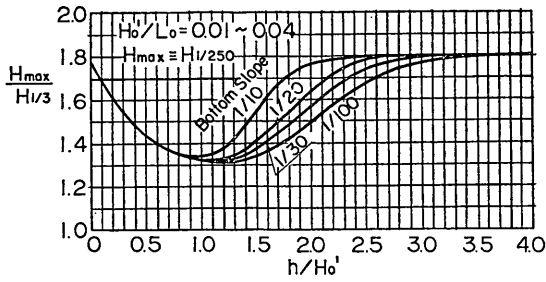


図-58 波高比  $H_{max}/H_{1/3}$  の算定図

底勾配のみでなく、波形勾配によっても変化する。ただし、ここでは通常の波浪として  $H_0/L_0=0.01\sim0.04$  を対象とし、それらの上限の包絡線として示してある。この図によると、海底勾配がゆるやかな場合には  $h=3H_0$  付近から  $H_{max}$  に碎波の影響が現われ始め、 $h=(1.0\sim1.5)H_0$  で  $H_{max}/H_{1/3}$  の比率が最低値の約1.3となる。これよりも浅い領域では、サーフビートの卓越現象によって  $H_{max}/H_{1/3}$  の比が増加する。現地波浪のデータを調べた図-2では、 $H_{max}/H_{1/3}$  の比が  $H_{1/3}/h$  に対して表示されているので、図-58 とは直接に比較できない。しかし、 $H_{1/3} \cong H_0$  と見なすと、 $H_{max}/H_{1/3}$  の比が減少し始める  $H_{1/3}/h \cong 0.35$  は  $h/H_0 \cong 3$  に相当するので、図-58 と同じ傾向を示しているといえる。

なお、以上で明らかなように、波砕による波高減衰は海底勾配に影響されるところが大きい。実際問題への適用にあたって、海底勾配としてどの付近の値を用いるべきかも一つの問題である。図-22 の手順によって逐次計算を行なう場合には、各地点ごとに海底勾配を入力データとして取り扱うことができる。これに対して、図-50～58の図表を使用する場合には海底勾配の値を一つ指定しなければならない。この場合の考え方としては、たとえば  $H_{1/3}/H_0$  の極大点に相当する水深の付近における海底勾配が碎波による波高減衰を支配すると見なし、その値を用いるのが一つの方法であろう。

## 6.2 不規則波の碎波指標および限界波高

### (1) 碎波指標

碎波の現象において規則波と不規則波で大きく違うことの一つは、規則波にあっては碎波点が明瞭に定義できるのに対し、不規則波の場合には幅の広い碎波帯としてしか碎波領域を定義できないことである。したがって、規則波に対するような碎波高  $H_b$  および碎波水深  $h_b$  を定義し、それらの  $H_0$  に対する関係を表わす碎波指標を作成することは不可能である。しかしながら、定義を変えて、碎波帯内における 1/3 最大波高の最大値 ( $H_{1/3}$ )

peak を碎波高に準ずるものとして扱えば、碎波指標 曲線を作成することが可能であり、これは図-59 のようになる。また、 $H_{1/3}$  が最大となる水深 ( $h_{1/3}$ )<sub>peak</sub> を碎波水深に準ずるものとして取り扱えば、これは  $H_0$  に対して図-60 のような関係にある。

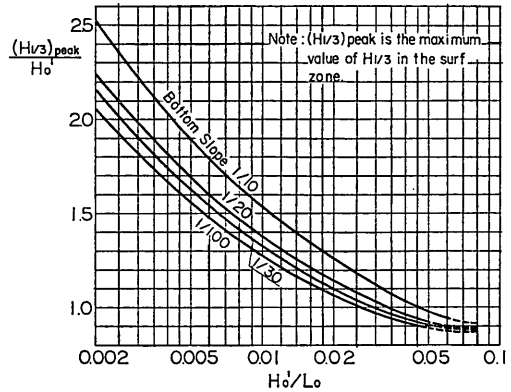


図-59 碎波帯内の有義波高の最大値の算定図

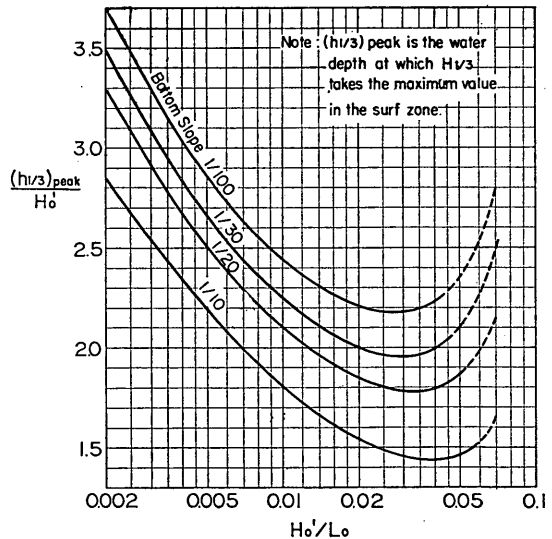


図-60 有義波高の最大値の出現水深の算定図

図-59, 60を規則波に対する  $H_b/H_0$  および  $h_b/H_0$  の碎波指標<sup>3)</sup> と比べてみると、碎波の諸元が海底勾配および波形勾配によって変化する様相は同じパターンを示している。しかし、その値について見ると、 $(H_{1/3})_{peak}$  は  $H_b$  よりも小さく、 $(h_{1/3})_{peak}$  は  $h_b$  よりも大きいという差がある。碎波高に関しては、むしろ、第2次大戦中に海浜での目視観測値をとりまとめた旧碎波指標<sup>32)</sup>に近く、後者は図-59の海底勾配 1/20 の線にほぼ一致する。碎波水

深については、旧碎波指標は今回の勾配1/10~1/20の曲線に相当するが、 $H_0/L_0$  による変化が急激である。

このように、不規則波についても今までの碎波指標に類似したものが作られるけれども、その表わす意味が異なることに注意されたい。

(2) 波高の略算式

本報告で提案する碎波変形の計算モデルは、一般に電子計算機による演算を必要とする。しかし、現象の変動性や総合的な精度の兼ね合いから、より簡単な計算式が要望されることも多いと思われる。そこで、こうした略算式として、ここでは次式を提案する。

$$H_{1/3} = K_s H_0' : h/L_0 \geq 0.2$$

$$= \min \{ (\beta_0 H_0' + \beta_1 h), \beta_{\max} H_0', K_s H_0' \} : h/L_0 < 0.2 \quad (67)$$

ここに、 $\min \{ \}$  : 大括弧内の数値のうちの最小値

$H_0'$  : 相当深水有義波高 ( $H_{1/3}$ )'

$K_s$  : 浅水係数 (式.30)

また、上式中の係数は、図-50~53の曲線群の簡略表示として、次式のように数式化される。

$$\beta_0 = 0.028 (H_0'/L_0)^{-0.38} \exp [20 \tan^{1.5} \theta]$$

$$\beta_1 = 0.52 \exp [4.2 \tan \theta]$$

$$\beta_{\max} = \max \{ 0.92, 0.32 (H_0'/L_0)^{-0.29} \times \exp [2.4 \tan \theta] \} \quad (68)$$

この略算式による値と厳密計算値を比べた1例が図-61である。これは、波形勾配が0.02の波について海底勾配が1/100と1/10の場合を例示してある。図から明らかなように、略算式は  $(\beta_0 H_0' + \beta_1 h)$  の斜めの直線、 $\beta_{\max} H_0'$  を表わす水平な直線、および  $K_s H_0'$  を示す右下りの曲線で構成されている。誤差の最も大きいのは斜め直線と水平線との交点であり、この図では約5%であるが、

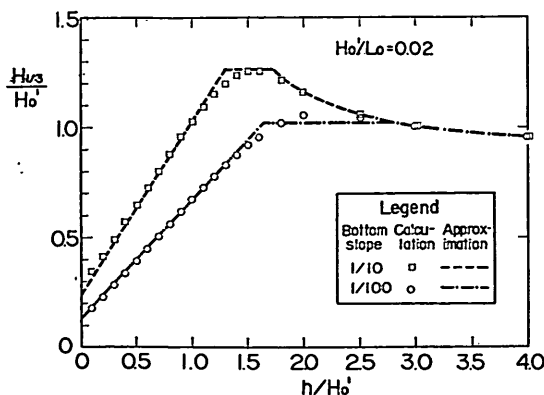


図-61 碎波帯内の有義波高の略算式と計算値の比較

$H_0'/L_0 = 0.04$  では約9%、 $H_0'/L_0 = 0.08$  では約20%も略算式の方が大きな値を与える。また、海底勾配1/100の場合には  $\beta_{\max}$  の略算値が4%ほど小さ目であるが、この程度の誤差は止むを得ないと思われる。なお、式(68)によって  $\beta_0$ 、 $\beta_1$  および  $\beta_{\max}$  の値を計算した結果を表-4に示す。

表-4 碎波帯内の波高の略算係数

海底勾配	$H_0'/L_0$	$H_{1/3}$ の係数			$H_{\max}$ の係数		
		$\beta_0$	$\beta_1$	$\beta_{\max}$	$\beta_0$	$\beta_1$	$\beta_{\max}$
1/10	0.005	0.39	0.79	1.89	0.73	0.92	3.13
	0.01	0.30	〃	1.55	0.56	〃	2.56
	0.02	0.23	〃	1.27	0.43	〃	2.10
	0.03	0.20	〃	1.12	0.37	〃	1.86
	0.04	0.18	〃	1.03	0.33	〃	1.71
	0.06	0.15	〃	0.92	0.29	〃	1.65
1/20	0.005	0.26	0.64	1.68	0.49	0.76	2.78
	0.01	0.20	〃	1.37	0.37	〃	2.27
	0.02	0.15	〃	1.12	0.29	〃	1.86
	0.03	0.13	〃	1.00	0.25	〃	1.65
	0.04	0.12	〃	0.92	0.22	〃	1.65
	0.06	0.10	〃	0.92	0.19	〃	1.65
1/30	0.005	0.24	0.60	1.61	0.44	0.72	2.67
	0.01	0.18	〃	1.31	0.34	〃	2.18
	0.02	0.14	〃	1.08	0.26	〃	1.79
	0.03	0.12	〃	0.96	0.22	〃	1.65
	0.04	0.11	〃	0.92	0.20	〃	1.65
	0.06	0.09	〃	0.92	0.17	〃	1.65
1/100	0.005	0.21	0.54	1.52	0.40	0.65	2.52
	0.01	0.16	〃	1.25	0.31	〃	2.06
	0.02	0.13	〃	1.02	0.23	〃	1.69
	0.03	0.11	〃	0.92	0.20	〃	1.65
	0.04	0.10	〃	0.92	0.18	〃	1.65
	0.06	0.08	〃	0.92	0.15	〃	1.65

同じようにして、最高波高  $H_{\max}$  に対する略算式は次のように表わされる。

$$H_{\max} = 1.8 K_s H_0' : h/L_0 \geq 0.2$$

$$= \min \{ (\beta_0' H_0' + \beta_1' h), \beta_{\max}' H_0', 1.8 K_s H_0' \} : h/L_0 < 0.2 \quad (69)$$

上式中の係数は次のように数式化される。

$$\beta_0' = 0.52 (H_0'/L_0)^{-0.38} \exp [20 \tan^{1.5} \theta]$$

$$\beta_1' = 0.63 \exp [3.8 \tan \theta]$$

$$\beta_{\max}' = \max \{ 1.65, 0.53 (H_0'/L_0)^{-0.29} \times \exp [2.4 \tan \theta] \} \quad (70)$$

この式による各係数の計算結果は、表-4に示してある。

式(69), (70)による  $H_{max}$  の略算結果を厳密計算値と比較した1例が図-62であり、波形勾配が  $H_0/L_0=0.04$  の波について海底勾配が1/100と1/10の場合を示してある。図-61と同じように、 $H_{max}=\beta_0 H_0+\beta_1 h$  の斜直線と  $H_{max}=\beta_{max} H_0$  の水平線の交点において略算式の誤差が最大である。

なお、式(69)は深海域における  $H_{max}$  と  $H_{1/3}$  の関係を  $H_{max}=1.8H_{1/3}$  に設定した場合のものである。これをたとえば  $H_{max}=2.0H_{1/3}$  とする場合には、式(69)中の係数1.8を初めとして、 $\beta_0$  および  $\beta_{max}$  の値を大きくする必要が生じよう。

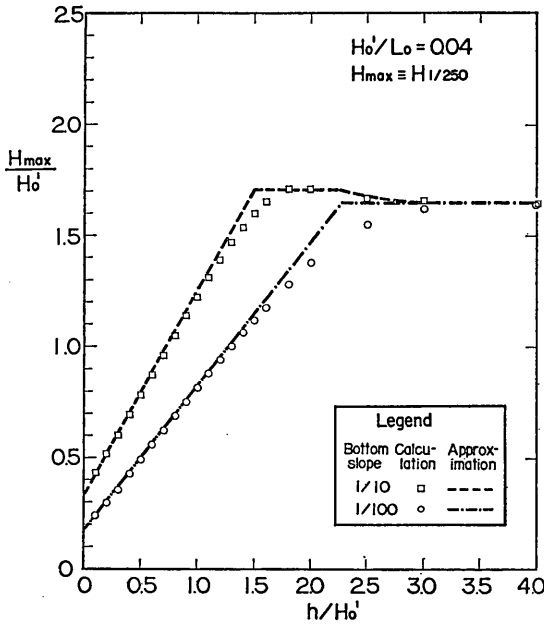


図-62 砕波帯内の最高波高の略算式と計算値の比較

そのほか、wave setup の計算においては波高の自乗平均値  $\bar{H}^2$  を用いる必要がある。深海域においては波高のレーリー分布に基づき  $\bar{H}^2=0.50H_{1/3}^2$  の関係が成り立つ。しかし、砕波帯内では既に述べたように波高分布の幅が狭くなる。したがって、wave setup を略算する場合は式(67)による  $H_{1/3}$  を次式で  $\bar{H}^2$  に換算し、式(43)で数値計算するのが適当である。

$$\bar{H}^2=0.56H_{1/3}^2 \quad (71)$$

### (3) 砕波帯内の限界波高

前項に述べた略算式のうち、有義波高が水深によって規制される領域の計算式を抜き出せば次のようになる。

$$H_{1/3}=\beta_0 H_0+\beta_1 h \quad (72)$$

表-4を参照すると、海底勾配が1/100の場合には  $\beta_0=0.1\sim 0.2$ ,  $\beta_1=0.54$  である。

現在、港湾建設局における設計業務では、緩勾配の浅海域における有義波高を  $H_{1/3}=0.65h$  に制限する方式が定着しつつある。この方式は、式(72)の形でいえば  $\beta_0=0$ ,  $\beta_1=0.65$  とした場合に相当する。数値を比べてみれば分かるように、現行の方式は今回の計算式に比べて、沖側でやや過大、岸側で過小な値を与えるが、 $h=H_0$  付近ではほとんど同一の値を与える。したがって、結果的にはあまり差が出ないかも知れないけれども、各種の状況に統一的に対処し得るという意味では本報告の方式に切り替えるのが適当であろう。

次に、浅海域における最高波高  $H_{max}$  の値について検討してみよう。本報告の砕波変形モデルの基本は、式(3)の砕波限界波高である。しかしながら、計算の過程においては radiation stress による平均水位の変化およびサーフビートによる水位の動揺を加味した水深を用いて限界波高を計算している。したがって、こうした水位の変化を考慮しない静水深に対する砕波限界波高と比べると、今回の計算結果の方が若干大きくなっている。たとえば、海底勾配1/100、沖波の波形勾配  $H_0/L_0=0.02$ 、水深が  $h/H_0=1.0$  および  $2.0$  の条件を考えると、式(3)では  $H_0/h=0.79$  および  $0.75$  であるのに対し、式(69)によると  $H_{max}/h=0.88$  および  $0.78$  となり、10%程度大きいケースが生ずる。もっとも、今回の計算では砕波高の変動性を考慮して、式(3)の定数を5.9%高目に設定したことも影響している。

従来、浅海域における設計波高の選定にあたっては、対象地点の相対水深  $h/L_0$  と海底勾配によって一義的に定まる砕波限界波高  $H_0$  が用いられることが多く、著者もそのような波高を用いる構造物の設計法を提案してきた<sup>34), 35)</sup>。しかし、今回の検討の結果、沖波の波高  $H_0$  も  $H_0/L_0$  をパラメーターとして砕波帯内の最高波高に影響を及ぼすことが明らかになったため、従来のように砕波限界波高を  $H_0$  と無関係に定めることはもはや不適當である。もちろん、今回の成果が万全のものではあり得ず、将来の研究の発展によって修正あるいは変更されるであろうけれども、砕波帯内の最高波高が相当深水域波高  $H_0$ 、沖波波長  $L_0$ 、水深  $h$ 、および海底勾配の少なくとも4つの量に支配されることは間違いないであろう。したがって、今後は実験室内の規則波は別として、砕波帯内の最高波高は  $H_0$  も考慮に入れて算定することが必要と考えられる。

表-5 新しい限界波高による防波堤ケーソンの滑動安全率の検討結果

番号	港名	$H_{max}$ (m)		滑動安全率		備考
		旧	新	旧	新	
A	網走	8.7	9.2	0.84	0.76	滑動
B-1	紋別	7.8	8.1	0.70	0.66	〃
C-1	留萌	8.5	8.5	0.78	0.78	〃
D-1	岩内	8.1	8.0	0.83	0.85	〃
E-1	根法華	5.5	5.6	0.57	0.54	〃
F-1	姫川	11.2	11.3	0.47	0.46	〃
G-1	金沢	6.7	7.3	0.65	0.52	〃
H-1	八戸	6.0	6.2	0.76	0.70	〃
H-2	〃	7.6	7.9	1.13	1.06	〃
I-1	小名浜	9.9	9.9	1.00	1.01	〃
I-2	〃	9.8	10.3	0.95	0.87	〃
J-1	鹿島	11.7	10.5	0.84	1.00	〃
J-2	〃	11.7	11.1	0.91	0.99	〃
J-3	〃	11.7	11.2	0.96	1.02	〃
K-1	横浜	5.8	5.8	0.71	0.71	〃
L	久里浜	5.7	5.9	0.87	0.83	〃
M	貝塚	4.7	5.4	0.79	0.64	〃
N	神戸	5.9	5.9	0.88	0.88	〃
P-1	姫路	6.5	6.5	0.74	0.74	〃
Q-1	和歌山	9.2	9.8	0.81	0.74	〃
Q-2	〃	8.6	8.9	0.80	0.75	〃
B-2	紋別	6.7	7.6	1.10	0.95	非滑動
C-2	留萌	9.5	10.4	0.94	0.83	〃
E-2	根法華	5.3	5.5	0.95	0.90	〃
F-2	姫川	10.8	10.8	1.06	1.06	〃
G-2	金沢	7.6	8.1	1.23	1.12	〃
I-3	小名浜	9.4	9.7	1.10	1.05	〃
I-4	〃	10.8	10.5	1.01	1.05	〃
J-4	鹿島	11.5	10.3	0.87	1.04	〃
J-5	〃	11.7	10.9	0.92	1.04	〃
J-6	〃	11.7	11.1	1.04	1.12	〃
K-2	横浜	6.3	6.3	1.06	1.06	〃
P-2	姫路	6.5	6.5	0.82	0.82	〃
R	新潟	10.1	10.6	1.00	0.93	〃

注：〔旧〕は式(3)の碎波指標による計算値，〔新〕は式(4)の最高波高による計算値である。

この意味で、筆者が先に提案した防波堤の設計波圧の計算法<sup>35)</sup>も、設計波高の選定方法を修正しなければならない。この波圧計算法の検証データとして取り上げた現地防波堤ケーソンの滑動21例、非滑動13例について、式(4)の最高波高を用いて滑動に対する安全率を計算し直し

たところ、表-5の結果が得られた。表中のケース番号は先の報告<sup>35)</sup>中の表-4,5と同一であり、ここでは $H_{max}$ と滑動安全率のみを示してある。計算にあたり、現地資料に記載の $H_{1/3}$ は防波堤設置地点の値と考え、これを浅水係数で割って相当深水波高 $H_0$ を算出した。

再計算の結果では、碎波高の修正によって $H_{max}$ が増加するケースが多いが、鹿島港のように逆に減少する場合もある。このような減少は、碎波による波高減衰が開始される水深の付近において見られる。設計波高の修正の結果、滑動に対する安全率の値も変化し、全体としては数%程度減少したものが多い。しかし、表-5の程度の変化であれば、先に提案した設計波圧の計算法の妥当性自体は変わらないと判断できよう。

### 6.3 浅海域における波浪の非線型性とその影響について

ここで、浅海域における波形の非線型性について触れておきたい。波の非線型性の解析にあたっては bispectrum が用いられりすが、ここでは非線型性の指標として波形の skewness をとりあげる。

模型不規則波の実験では、波が岸に近づくにつれて skewness が増大し、やがて極大値に達したあとは次第に減少する。この減少はサーフビートが相対的に強まることに対応する。こうした変化を表示する変数としていろいろなものが考えられるが、式(7)の非線型 shoaling では  $gHT^2/h^2$  が支配的な無次元量であることを考慮してこの逆数にほぼ相当する  $h^2/H_0L_0$  を横軸にとって skewness をプロットしたのが図-63である。斜面勾配1/50の実験データは、スペクトル形状の違いにもかかわらず同一の変化傾向を示しており、skewness は  $h^2/H_0L_0 \approx 0.04$  で極大値を示す。変数として単純に  $h/H_0$  をとると、データの分散が図-63 よりも大きくなる。なお、斜面勾配1/10のデータは skewness の変化の傾向が異なるた

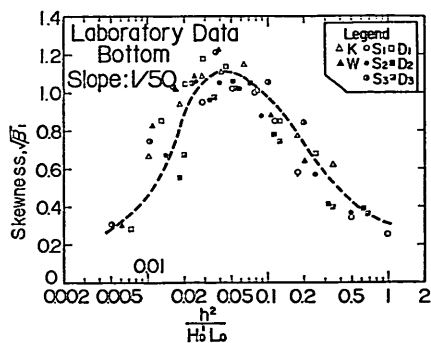


図-63 模型不規則波の skewness の変化

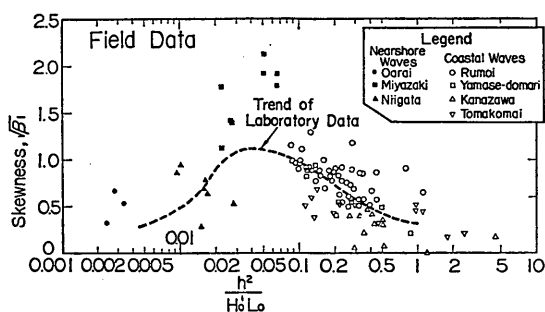


図-64 現地波浪の skewness の変化

めここには示していない。

こうした模型不規則波に対して、現地波浪のデータを表示したのが図-64である。データは、先に著者が報告した沿岸波浪の表面波形の観測値79例(白抜き記号)<sup>5)</sup>および3.で述べた汀線近傍の波の観測値(黒塗の記号)である。ただし、沿岸波浪のデータは  $H_0 = H_{1/3}$  として整理してある。現地観測値の場合はデータのばらつきが非常に大きいけれども、全体としては模型不規則波の傾向に一致しているようである。

なお、波の非線型性のもう一つの指標として kurtosis があるが、これは浅海性の影響を受けることが少ない。模型不規則波の総平均では  $\beta_2 = 3.72 \pm 0.42$  であって、現地波浪の  $\beta_2 = 3.73 \pm 0.67$  と平均値で一致している。

次に、波浪の非線型性の影響の一つとして、ゼロアップクロス法による平均周期の理論値  $T_2$  と波形からの実測値  $\bar{T}$  との比を調べたものが図-65,66である。前者は模型不規則波、後者は現地波浪のデータである。

Rice の理論<sup>36)</sup>によれば、 $T_2$  は波の周波数スペクトルから次式で計算される。

$$T_2 = \sqrt{m_0/m_2} \quad (73)$$

ここに、

$$m_n = \int_0^\infty f^n S(f) df \quad (74)$$

この理論を海の波に適用したときに  $T_2$  が  $\bar{T}$  よりも小さく計算されることは、著者<sup>5)</sup>ばかりでなく Collins<sup>37)</sup> も報告しており、また、Bretschneider の提案したスペクトルについて式(73)で計算してみても、やはり  $T_2 = 0.82\bar{T}$  となる<sup>38)</sup>。

この差異の原因の一つは波形のサンプリングが連続的ではなくて離散的であることであり、もう一つは波浪スペクトルの高周波側のエネルギー密度の相当部分が波の非線型干渉によって現われる見掛け上のものであることである。この意味で、波が岸に近づいて非線型性が増すにつれて  $T_2/\bar{T}$  の比が減少することは十分に予期され

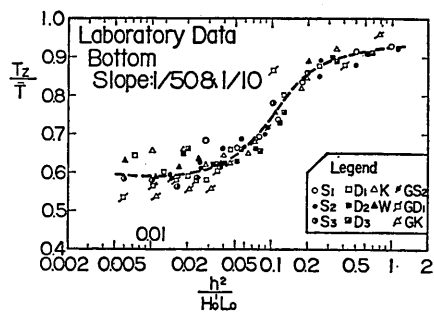


図-65 模型不規則波の周期の理論値と測定値の比較

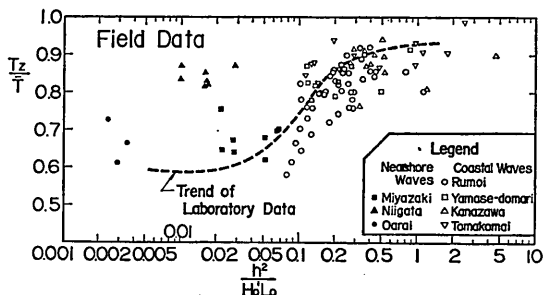


図-66 現地波浪の周期の理論値と測定値の比較

る。図-65,66 はこの予想を裏付けるものであるが、 $T_2/\bar{T}$  の比が 0.6 にまで減少する例があることは予想以上である。また、skewness の場合には  $h^2/H_0 L_0 \leq 0.04$  で沖波の値に戻る傾向を示すけれども、 $T_2/\bar{T}$  の場合には減少したままほぼ一定の値を保っている。なお、新潟海岸のデータは他と異なっておりかなり高い値を示している。この理由は不明であるが、局地的な風による短周期風浪が乗っていた可能性、あるいは波形の読取精度が他よりも劣っていたことの影響などが考えられよう。

#### 6.4 今後の検討課題について

砕波による不規則波の波高変化は、本報告で提案した計算モデルによってかなりの確に予測できるようになった。しかしながら、砕波の現象は波の諸現象の中でも最も複雑かつ微妙なものであって、その本質を見極めることは容易でない。砕波の問題を解き明かすためには、問題のとらえ方に応じて幾つものアプローチを試みるべきであり、本報告の計算モデルもその一つである。

この研究では、不規則波の砕波変形の全体像を把握し、砕波帯内の波高の推定法を見出すことを目的として、幾つもの疑問点を残しながらも実務計算を進めるための解決策を示すことで、一応のとりまとめを行なった。今後の研究の進展によってさらに多くの新しい課題が浮び上

るであろうが、現時点においての課題と思われるものを以下に掲げて、今後の研究の参考に供しておきたい。

まず第1に、本報告の計算モデルにおいては各地点の波高分布が基本的には場所ごとに独立に求められ、波の空間的な進行が無視されている。Radiation stress による平均水位の変化だけは沖から岸に向っての連続的な変化として取り扱われているが、波高分布そのものは沖波のレーリー分布を碎波条件によって修正しているだけである。たとえば、波が砕けたあと bore 状の流れとなって進行する状況は組み入れられていない。図-40 の模型不規則波あるいは図-46の酒田港のデータが  $h/H_0 \leq 2$  で計算値よりも小さな値を示したのは、碎波直後に波がかなり減衰する現象と関係があるのかも知れない。こうした点からは、碎波変形の別の計算法として、波群中の個別の波が非線型 shoaling を行ない、碎波点に到達したあとは規則波としての碎波後の波の性質を示す、というようなモデルが考えられよう。

これに関連する第2の課題は、汀線近傍における波というよりも流れに近い状況の特性をどのように表示し、またその作用をどのように推定するかである。汀線近傍の海岸堤防の前面洗掘、同じく異型ブロックの安定性などは、その場所での波高のみの関数としては表示できないであろう。

第3の検討課題はサーフビートである。本報告では、計算を進めるために式(7)のような実験式を設定した。これが当を得たものであるかどうかは、さらに多くの現地観測資料で検討する必要がある。また何よりも、サーフビートそのものに関する、より適切な理論解析が望まれる。Longuet-Higgins と Stewart の論文<sup>13)</sup>も、radiation stress によってサーフビートが発生することを定性的に論証したのみであり、サーフビートを定量的に予測することは未だ試みられていないようである。

第4の課題として、碎波による平均水位の変化を模型実験あるいは精密な現地観測によって検討する必要性が挙げられる。実験的検討としては Battjes<sup>7), 17)</sup> が試みているが、このときは平均水位の検出方法の不備のためか、測定値が計算値よりも低目の結果を得ている。なお、これを実験で検討する場合は規則波を用いたのでは意味がなく、模型不規則波によらなくてはならない。

さらに第5の課題として、波の方向スペクトルの影響の検討が挙げられる。本報告の計算モデルは二次元的な取り扱い、すなわち、波の方向成分の広がりを無視した場合であり、模型不規則波もまた同様である。方向スペクトルが碎波変形にどのように影響するかは今のところ

予測不能である。ただ、3.に述べた汀線近傍の波の観測値のうち、新潟海岸のデータが大洗海岸および宮崎海岸のデータと異なる傾向を示すことが多かったのは、後の二者が良く整ったうねりであって方向成分の広がりが狭いのに対し、新潟海岸の波は風浪性が強く、方向成分の広がりが大きいことに関係しているのかも知れない。なお、不規則波による沿岸流の発生に関しては、Battjes<sup>17)</sup> が波の方向スペクトルを考慮に入れた解析を行なっている。

最後に、本報告の計算モデルを防波堤などの構造物の設計に応用する際には、サーフビートおよび wave setup が構造物の存在によって変化しないかという問題が生ずる。Wave setup の方は沖から岸に向って非可逆的に順次計算するので、構造物によって影響されることが少ないであろう。しかし、サーフビートはその機構自体が不明瞭なため、どのような変化を生ずるかを予想することができない。何よりもサーフビートの解明が必要であり、それまでは本計算モデルを使用せざるを得ないと考えられる。

このような検討課題やさらに新しい研究課題が今後の研究によって次第に解明されることを期待するものである。

## 7. 結 論

本報告で検討し、論じてきたことの結論をとりまとめると次のようになる。

1. 碎波による不規則波の波高変化の推定法としては図-22 の計算モデルがほぼ妥当であり、このことは模型不規則波による実験および現地観測値によって検証された。
2. 上記のモデルは波浪の周波数スペクトルの形状の影響を無視したものであるが、各種のスペクトル形状を持つ模型不規則波の実験結果から、波高の変化に関しては周波数スペクトルの影響がほとんどないことが確認された。
3. 波高の変化に伴う平均水位の変化は、radiation stress の理論に上記の計算モデルを導入することによって計算できる。
4. サーフビートによる平均水位の変動振幅は、汀線近傍では沖波の振幅の40%に達することがある。またその振幅は、実用的には  $\sqrt{(1+h/H_0)H_0/L_0}$  に逆比例すると見なすことができる。
5. 浅水係数としては、有義波の波形勾配をパラメータとして、首藤の理論による非線型浅水係数を用

いるのが適当である。

6. 以上の計算モデルによる計算結果に基づき、浅海域における波高の略算式が求められた。
7. 砕波帯内の限界波高は、水深、海底勾配、沖波の周期の三つの量のほかに、沖波の波高によっても影響されるので、従来の限界波高の算定方法は修正する必要がある。
8. 浅海域における波浪の非線型性を支配する無次元量は  $h^2/H_0L_0$  のようである。

本報告を終えるにあたって、研究の経過を付言させて頂けば、本研究は諸般の事情で終了の時期が当初の予定よりも大幅に遅れた。砕波減衰の理論は1971年の暮から翌年初めにかけてその大綱を固めたものの、実験による検討は1972年の秋から1973年の春の実施であった。またサーフビートの現地観測は1973年の暮から1974年の夏にかけて大洗港、新潟港、宮崎港の順に行なわれた。もっともその間に Battjes の wave setup の計算、Suhayda のサーフビートの解析、ならびに首藤の非線型 shoaling の理論が発表され、これらを取り入れることによって研究内容を充実させることができたことは事実である。

本研究がこのように多年度にわたったため、終了に至るまでには多くの方々に協力して頂いた。初期の段階から順に述べれば、元海洋水理部主任研究官の永井康平技官には、模型不規則波の実験計画ならびに実験準備を大いに手伝って頂いた。実験そのものは、東京商船大学の桑島 進講師が1972年度(文部省)内地研究員として港湾技術研究所で研修中に実施されたものである。この実験の際は、当所波浪研究室の岸良安治技官ならびに神山 豊技官が全面的に参加した。また、両技官はサーフビートの現地観測および波形読取作業も担当した。サーフビートの現地観測には、波浪研究室の鈴木康正技官および元研究室員の笹田 正技官も参加した。したがって、本研究は上記各位の協力による共同研究というべきものであるが、協力して頂いた方々が多勢であるため、著者がその代表として発表させて頂いた次第である。上記各位の御協力に厚く御礼申し上げる。

なお、サーフビートの現地観測にあたっては、運輸省第一港湾建設局新潟調査設計事務所および第四港湾建設局宮崎港工事事務所より、測標の設置を初めとして種々御助力頂いたことを記し、関係各位に深謝の意を表する次第である。

(1975年 6月30日受付)

参 考 文 献

- 1) Pierson, W.J., Jr., Neumann, G. and R.W. James: *Practical Methods of Observing and Forecasting Ocean Waves by Means of Wave Spectra and Statistics*, U.S. Navy Hydr. Office Pub. No. 603, 1955, pp. 181-221.
- 2) 永井康平: 不規則な海の波の屈折および回折の計算 港湾技術研究所報告, 第11巻第2号, 1972年6月, pp. 47-119.
- 3) 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, 1970年8月, pp. 39-49.
- 4) 運輸省第一港湾建設局新潟調査設計事務所: 波浪観測台帳—第9集—, 新調査45-1, 1971年3月.
- 5) 合田良実・永井康平: 波浪の統計的性質に関する調査・解析, 港湾技術研究所報告, 第13巻第1号, 1974年3月, pp. 3-37.
- 6) Collins, J.I.: Probabilities of breaking wave characteristics, *Proc. 12th Coastal Engg. Conf., Washington, D.C.*, 1970, pp. 399-414.
- 7) Battjes, J.A.: Setup due to irregular waves, *Proc. 13th Coastal Engg. Conf., Vancouver*, 1972, pp. 1993-2004.
- 8) 合田良実: 砕波を伴う不規則波の shoaling に関する一計算, 昭和47年度日本海洋学会春季大会講演要旨集, 1972年4月, 152-1~2; または, 同上, 港湾技術研究所波浪研究室資料 No. 5 (部内資料), 1972年2月, 37p.
- 9) 郭金棟・郭秀吉: 風波による砕波の波高減衰と波高の確率分布, 第19回海岸工学講演会論文集, 1972年11月, pp. 303-307.
- 10) Longuet-Higgins, M.S.: On the statistical distribution of the heights of sea waves, *Jour. Marine Res.*, Vol. IX, No. 3, 1952, pp. 245-266.
- 11) 岩垣雄一・酒井哲郎: 有限振幅波の shoaling について(2), 第15回海岸工学講演会講演集, 1968年12月, pp. 10-15.
- 12) 首藤伸夫: 非線型長波の変形—水路幅, 水深の変化する場合—, 第21回海岸工学講演会論文集, 1974年11月, pp. 57-63.
- 13) Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart: Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "surf beats," *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 13, 1962, pp. 481-504.
- 14) Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart: A

- note on wave set-up, *Jour. Marine Res.*, Vol. 21, No. 1, 1963, pp. 4-10.
- 15) Bowen, A.J., Inman, D.L. and V.P. Simmons: Wave 'set-down' and set-up, *Jour. Geophys. Res.*, Vol. 73, 1968, pp. 2569-2576.
- 16) 豊島 修・富永正照・橋本 宏: 碎波後の波の変形に関する実験的研究, 土木研究所報告, 第133号, 1968年, pp. 121-129.
- 17) Battjes, J.A.: Computation of set-up, longshore currents, run-up and overtopping due to wind-generated waves, *Dept. Civil Engg., Delft Univ. Tech., Rept. No. 74-2*, 1974, 244p.
- 18) Munk, W.H.: Surf beats, *Trans. A.G.U.*, Vol. 30, No. 6, 1949, pp. 849-854.
- 19) Tucker, M.J.: Surf beats: sea waves of 1 to 5 minute period, *Proc. Roy. Soc., London, A.* 202, 1950, pp. 565-573.
- 20) Munk, W.H.: Long ocean waves, Chapter 18 of *The Sea* edited by M.N. Hill, Vol. 1, Interscience Pub., 1962, pp. 647-663.
- 21) Yoshida, K.: 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, 1950, pp. 49-56.
- 22) 宇野木早苗: 港湾のセイシュと長周期波について, 第6回海岸工学講演会講演集, 1959年11月, pp. 1-17.
- 23) 佐藤昭二ほか: 駿河湾台風6626号総合調査報告, 港湾技術研究所報告, 第6巻7号, 1967年8月, 222p.
- 24) 高橋智晴・鈴木啓実・佐々木 弘: 田子の浦港における長周期波観測について, 港湾技研資料, No. 130, 1971年12月, 19p.
- 25) 土屋義人・山口正隆・芹沢重厚: 長大栈橋を利用した容量型波高計群による波浪観測について, 第20回海岸工学講演会論文集, 1973年11月, pp. 531-534.
- 26) Suhayda, J.: Experimental study of the shoaling transformation of waves on a sloping beach, Ph. D. dissertation, Univ. California, 1972, 106p.
- 27) 桑島 進・永井康平: 任意個数資料のFFT算法とそのスペクトル解析への応用, 港湾技研資料, No. 155, 1973年3月, 33p.
- 28) 井島武士・松尾隆彦: 碎波帯の波の研究(2)一周波数スペクトルの平衡領域および2次元スペクトルの観測例, 第16回海岸工学講演会講演集, 1969年12月, pp. 41-45.
- 29) 合田良実: 不規則波の碎波指標について, 第20回海岸工学講演会論文集, 1973年11月, pp. 573-577.
- 30) 大野正夫・入江 功・大堀晃一: 現地観測による波の変形, 第21回海岸工学講演会論文集, 1974年11月, pp. 13-17.
- 31) 運輸省第一港湾建設局新潟調査設計事務所: 波浪観測台帳—第12集—, 新調資48-2, 1974年3月.
- 32) 同上: 同上—第13集—, 新調資49-1, 1975年3月.
- 33) U.S. Navy Hydr. Office: *Breakers and Surf: Principles in Forecasting*, H.O. Pub. No. 234, 1944.
- 34) Goda, Y.: Wave forces on a vertical circular cylinder: experiments and a proposed method of wave force calculation, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, No. 8, 1964, 74p.
- 35) 合田良実: 防波堤の設計波圧に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第12巻第3号, 1973年9月, pp. 31-69.
- 36) Rice, S.O.: Mathematical analysis of random noise, reprinted in *Selected Papers on Noise and Statistic Processes*, Dover Pub., Inc., 1954, pp. 133-294.
- 37) Collins, J.I.: Wave statistics from Hurricane Dora, *Proc. ASCE*, Vol. 93, No. WW 2, 1967, pp. 59-77.
- 38) 合田良実: 波浪の統計的性質とその応用, 1975年度水工学夏期研修会講義集, 1975年8月.

主要記号表

$a$	: $H_{rms}$ に対する基準波高 $H_*$ の比
$A$	: 碎波限界波高の近似式の定数 (式. 3参照)
$c$	: 碎波の波高比の上下限の幅 (式. 12)
$E$	: 波浪のエネルギー (式. 37または42)
$f$	: 周波数
$f_c$	: サーフビートの周波数帯の上限値または遮断周波数
$f_{zero}$	: サーフビートの振幅が0となる周波数 (式. 46)
$g$	: 重力の加速度 (= $9.8m^2/sec$ )
$h$	: 水深
$h_b$	: 規則波の碎波水深
$h_j$	: サーフビートによる水位動揺および平均水位の変化を考慮に入れた水深 ( $j=1\sim 8$ )
$(h_{1/3})_{peak}$	: 碎波帯内の $H_{1/3}$ が最大となる水深
$H$	: 波高
$H_0$	: 規則波の碎波高



$H_{\max}$	: 最高波高		度
$H_0$	: 深水波高 $\equiv (H_{1/3})_0$	$T$	: 波の周期
$H'_0$	: 相当深水波高または換算沖波波高	$T_{\max}$	: 最高波の周期
$H_{\text{rms}}$	: 波高の自乗平均値 $\overline{H^2}$ の平方根値	$T_s$	: Rice の理論 (式. 73) で推定される平均周期
$\overline{H}$	: 平均波高	$\overline{T}$	: 平均周期
$\overline{H^2}$	: 波高の自乗平均値	$T_{1/3}$	: 有義波周期
$H_{1/3}$	: 1/3最大波高または有義波高	$x$	: 基準波高 $H_*$ に対する波高比
$(H_{1/3})_{\text{peak}}$	: 碎波帯内の $H_{1/3}$ の最大値	$x_{\max}$	: 最高波高と基準波高 $H_*$ の比(式. 22参照)
$H_{1/N}$	: 1/N 最大波高	$x_N$	: 超過確率が 1/N の波高比
$H_*$	: 波高の無次元化のための基準波高	$x_{1/N}$	: 1/N 最大波高と基準波高の比
$\overline{H}^*$	: 仮想通過波の平均波高	$x_1$	: 碎波高の上限値と基準波高の比
$H_s^*$	: 仮想通過波の有義波高	$x_2$	: 碎波高の下限値と基準波高の比
$i$	: 序数		
$j$	: サーフビートの振幅の区間番号	$\alpha$	: 碎波後の再生波高の倍率 (式. 7)
$k$	: 波数( $=2\pi/L$ )	$\beta_{\max}$	: 碎波帯内の $H_{1/3}$ の最大値の係数
$K_r$	: 屈折係数	$\beta_{\max}^*$	: 碎波帯内の $H_{\max}$ の最大値の係数
$K_s$	: 浅水係数 (式. 30)	$\beta_0$	: 汀線における $H_{1/3}$ と相当深水波高の比
$l$	: 汀線からの水平距離	$\beta_0^*$	: 汀線における $H_{\max}$ と相当深水波高の比
$L$	: 波長	$\beta_1$	: 碎波帯内の水深に対する $H_{1/3}$ の比例係数
$L_0$	: 深水波長 ( $\equiv gT_{1/3}^2/2\pi$ )	$\beta_1^*$	: 碎波帯内の水深に対する $H_{\max}$ の比例係数
$m$	: 序数		
$m_0$	: 周波数スペクトルの積分値 $=\eta_{\text{rms}}^2$	$\sqrt{\beta_1}$	: 波形の skewness (歪度)
$m_2$	: 周波数スペクトルの 2 次の積率	$\beta_2$	: 波形の kurtosis (尖鋭度)
$m_0^*$	: サーフビートの波形の分散値の平均	$\gamma$	: オイラーの定数( $=0.5772\dots$ )
$n$	: 度数	$\Delta P_j$	: サーフビートの代表振幅の出現確率
$N$	: データ個数, あるいは代表波高計算の母数	$\Delta t$	: 波形のサンプリング周期
$N_0$	: ゼロアップクロス法による波数	$\epsilon_s$	: 波のスペクトル幅パラメーター
$p(\ )$	: 括弧内の変数の確率密度	$\zeta$	: サーフビートの振幅
$p_0(x)$	: 深海域における波高比の確率密度 (式. 4)	$\zeta_j$	: サーフビートの区間 ( $j=1\sim 8$ ) ごとの平均値
$p_r(x)$	: 碎波せずに残った波の波高の確率密度 (式. 5)	$\zeta_{\text{rms}}$	: サーフビートの標準偏差値
$p_{\zeta_r}(x)$	: サーフビートの代表振幅ごとの 残存波の波高の確率密度	$\eta$	: 波形または波による水面上昇量
$Q_p$	: 周波数スペクトルの尖鋭度 $=2\int_0^\infty fS(f)^2df/m_0^2$	$\eta_{\text{rms}}$	: 波形の標準偏差値
$r(H, T)$	: 波群中の波高と周期の相関係数	$\bar{\eta}$	: 平均水位
$S(f)$	: 波浪の周波数 スペクトルのエネルギー密度	$\theta$	: 海底面が水平面となす角度
		$\pi$	: 円周率( $=3.14159\dots$ )