

## 現地海岸波浪の波群特性の解析

間瀬 肇・山下 隆男・林 克行

### FIELD OBSERVATION AND ANALYSIS OF WAVE GROUP PROPERTIES

By Hajime MASE, Takao YAMASHITA and Katsuyuki HAYASHI

#### Synopsis

Field wave data observed at Ogata Coast is analyzed to make clear the following groupiness properties of coastal waves: (1) variation of wave groupiness properties in the ranges from the deep water to shallow water including the surf zone by using the parameters of mean run length and groupiness factor, which describe the magnitude of sequence of high waves and of wave energy history around the mean, respectively; (2) relation between wave groupiness and shape of wave height distribution, which is represented by groupiness factor and shape factor of the one-parameter Weibull distribution; and (3) distribution of run lengths and time series of wave heights in the wave group containing the maximum wave, which are compared with theoretical predictions by wave modulation and envelope soliton models.

#### 1. ま え が き

寄せては返す波の音に数波ごとの強弱のリズムがある。浜辺では、数波ごとに波が高く打ち上がる。フェリーに乗れば、長周期の動揺を感じる。このように我々は大波・小波の連なりを経験的に知っている。波の連なり（波群, wave group）現象は、捨石防波堤の安定性、越波、遡上、浮体の長周期動揺といった海岸工学上のいろいろな問題のみならず、surf beat, 非線形波列の安定・不安定、振幅変調といった力学的問題としても重要である。

浅海域における不規則波の波群性については工学的には従来あまり注目されていなかったが、近年、捨石防波堤の被災原因の一つとして指摘され<sup>1)</sup>、その重要性が認識されるようになった。一方、波動理論においては、約20年前にStokes波は微少な攪乱に対して不安定であること（変調不安定性）が示され<sup>2)</sup>、主として深海波を対象とした波浪の非線形変調に関する研究に大きな進展がみられた。その結果、非線形波列は伝播方向に振幅変調の増加と減少を繰り返すこと（再帰現象）<sup>3)</sup>、さらに、風波のピーク周波数より高周波側の成分波の波速はほぼ一定であり、それらはピーク周波数成分の波速にほぼ等しいこと（phase lock）<sup>4)</sup>が明らかにされた。特に後者の現象は興味深く、風波のスペクトルは広い周波数帯にわたってエネルギーが分布しており各成分波の波速は搬送波のそれに等しいことになるが、これらの成分波は振幅変調の著しい搬送波の波形をフーリエ展開表示するために現れる見かけ上のものであり、実体波ではない。すなわち、風波のような一見ランダムで混沌とした現象の中にも搬送波の振幅変調といった決定論的物理機構が内在している点は、確率論的アプローチが主流であった不規則波の解析法に新しい展望を与えてくれるものと考えられる。

深海波に対して、Mase-Iwagaki<sup>5)</sup>は、Zakharov 方程式を用いて得られる振幅変調周期の理論値は観測結果とよく一致することを示し、非線形変調現象は現地波浪においても支配的要因であることを確認した。さらに、Mase<sup>6)</sup>は、浅海域で一方向に伝播する不規則波を対象として、一様傾斜海浜上での波群の変化特性を室内実験により系統的に調べ水深変化に伴う波群特性の変化を示した。本研究では、深海から浅海にわたり現地で観測された海岸波浪の波群特性を調べる。用いたデータは、京都大学防災研究所附属大瀧波浪観測所により実施された大規模な2回の波浪観測結果である。これを、1) 深海域から浅海域にかけての波群特性の空間変化、2) 波群性と波高分布との関係、3) 最大波を含む波群の特性について解析し、従来の実験および理論に基づく結果と比較・検討するものである。

## 2. 解析に用いる波浪観測データ

### 2.1 現地観測の概要

波浪観測は、京都大学防災研究所附属大瀧波浪観測所にて行われた。1回目の大規模な波浪観測は、1987年11月27日から12月8日の期間中に行われた。

Fig. 1 に波高計と流速計の設置位置ならびに識別番号を示す。栈橋西側には空中発射式超音波波高計4台(図中のUS. 1~4)で構成されたラインアレイと超音波流速計1台(CM. 1)が設置され、東側には容量式波高計が4台(C. 1~C. 4)設置された。これらの波高計ラインアレイによって入射波の波向を求めることができる。岸沖方向には5台の容量式波高計(C. 5~C. 9)と3台の空中発射式超音波波高計(US. 5~US. 7)および2台の超音波流速計(CM. 2とCM. 3)が設置された。これら岸沖方向の波高計群により伝播に伴う波の変形特性を調べることができる。また、栈橋の延長線上約3km沖合いの水深約33mの地点にはブイ式波高計(Wave Rider)が投入された。波高計C. 4からC. 8の設置水深は約5mであり、この間ほぼ一定である。栈橋に沿う海底地形の計測は、レッドにより週1回定期的に行われている他、年1回の深浅測量およびそり(Beach Profiler)を利用した計測も行われている<sup>7)</sup>。

2回目の大規模な波浪観測(1989年1月11日から1月18日)においては、Fig. 1 に示した波高計C. 1~C. 4および流速計CM. 2は用いられず、CM. 1の地点に圧力センサー、栈橋の延長線上約2.5km沖合いの水深約25mの地点には方向スペクトル計測用ブイ式波高計(φ90cm)および海底設置式流速計・波高計アレイ(H 80cm, W 300cm, D 150cm)、約2km沖合い(水深約20m)にはWave Rider、約1.5

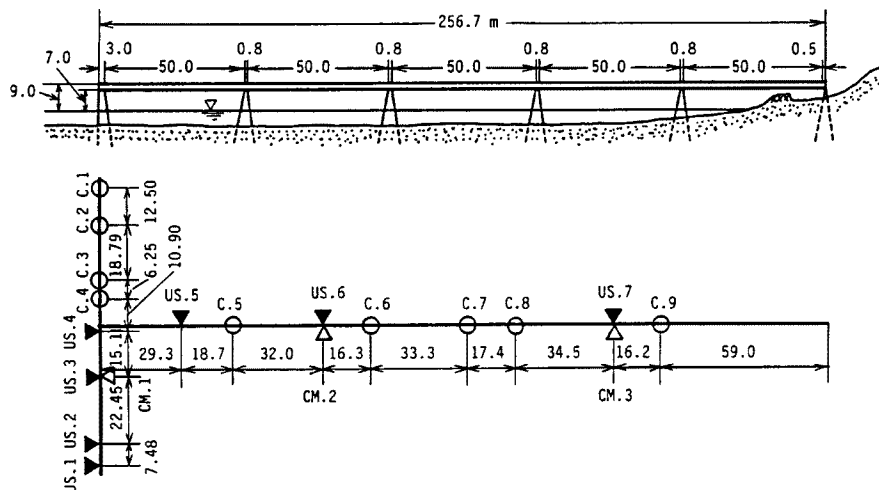


Fig. 1. Arrangement of wave gauges and current meters; ○, capacitance type wave gauge; ▼, ultrasonic wave gauge; △, ultrasonic current meter.

km 沖合い（水深約 15 m）の地点と約 1 km 沖合い（水深約 11 m）には海底設置式流速計・波高計アレイが設置された。

## 2.2 波浪データ

1987年11月27日から12月8日の観測においては、波高計および流速計からの出力は全て大湊波浪観測所本館の波浪観測室へ有線で電圧値として送られ、3時間毎に90分間2台の14チャンネルアナログデータレコーダーに収録された。収録されたアナログの水位変動記録は、サンプリング間隔0.256 sec、サンプリング個数1チャンネル当たり21,000個でAD変換された。これらのデータは特別な処理はされず、高周波のノイズあるいは長周期の変動などを含んでいる。

1989年1月11日から1月18日の観測においては、方向スペクトル計測用ブイ式波高計および海底設置式流速計・波高計アレイ以外の出力は波浪観測室へ送られ、1月11日19:00から1月15日7:40まではサンプリング間隔0.1 secで毎正時40分間、1月15日11:00から1月16日8:20まではサンプリング間隔0.2 secで毎正時20分間、1月16日10:00以降はサンプリング間隔0.2 secで毎偶数字20分間、AD変換器を通して磁気テープに保存された。これらのデータもフィルターリング処理は施されていない。ブイ式波高計の出力は毎3時間ごとにサンプリング間隔1.0 secで8.5分間、海底設置式流速・波高計の出力は毎正時サンプリング間隔0.5 secで17分間、内蔵式デジタルカセットテープレコーダーで記録された。

本研究では主として1回目の波浪観測によるWave Riderと波高計C.4のデータを用いる。90分間の波浪記録は20分間の4つのサブデータセットに分けた。それらを1つのデータセットとして取り扱い、この間の波浪は定常であると仮定する。そのほか2回目の観測による水深11 m地点の海底設置式流速計・波高計アレイのデータを用いた。解析に当たっては、FFT法を用いた数値フィルターにより、生の水位変動記録からスペクトルのピーク周波数の0.5倍以下および6倍以上の周波数成分を除去した。

## 3. 解析結果

### 3.1 観測期間中の有義波高・周期

1987年11月27日から12月8日の観測期間中Wave Riderで観測された有義波高は約0.8～4.5 m、有義波周期は約5.0～10.0 secであった。1989年1月11日から1月18日の観測では、設置水深25 mの流速計・波高計アレイで観測された有義波高は約0.4～2.5 m、有義波周期は約4.0～9.5 secであった。

### 3.2 深海域から浅海域にかけての波群特性の変化

間瀬<sup>9)</sup>は深海域から浅海域にかけての包絡ソリトン型単一波群の変形過程を3次のSchrödinger方程式に基づいて数値的に検討したが、その変形過程は種々のパラメーターに依存し、様々な波群の重ね合わせと考えられる現地波浪の場合にこの手法を適用することは難しい。ここでは、平均波高 $\bar{H}$ を設定値とした波高の平均連長 $\overline{j(\bar{H})}$ とGroupiness Factor（波群度係数） $GF$ を用いて、深海域から浅海域にかけての波群特性の平均的な空間変化を調べることにする。

Fig. 2(a)および(b)は、それぞれ $\overline{j(\bar{H})}$ および $GF$ を水深波長比 $k_m h$ （ $k_m$ は平均波の波数、 $h$ は水深）に対してプロットしたものである。ここで用いたデータは、水深5 m、11 m、および33 mの地点で計測されたものである。図中の実線は、最小二乗法による回帰直線である。図によると、データには大きなばらつきがみられるものの、 $k_m h$ の減少に伴い $\overline{j(\bar{H})}$ は増加し、 $GF$ は減少している。データのばらつきは、沖波波形勾配や波向等波浪条件の異なるデータをすべて載せていること、および統計量の変動性によるものと考えられる。

この $\overline{j(\bar{H})}$ の増加および $GF$ の減少は、一様浅海領域の不規則波浪の伝播過程においてみられるも

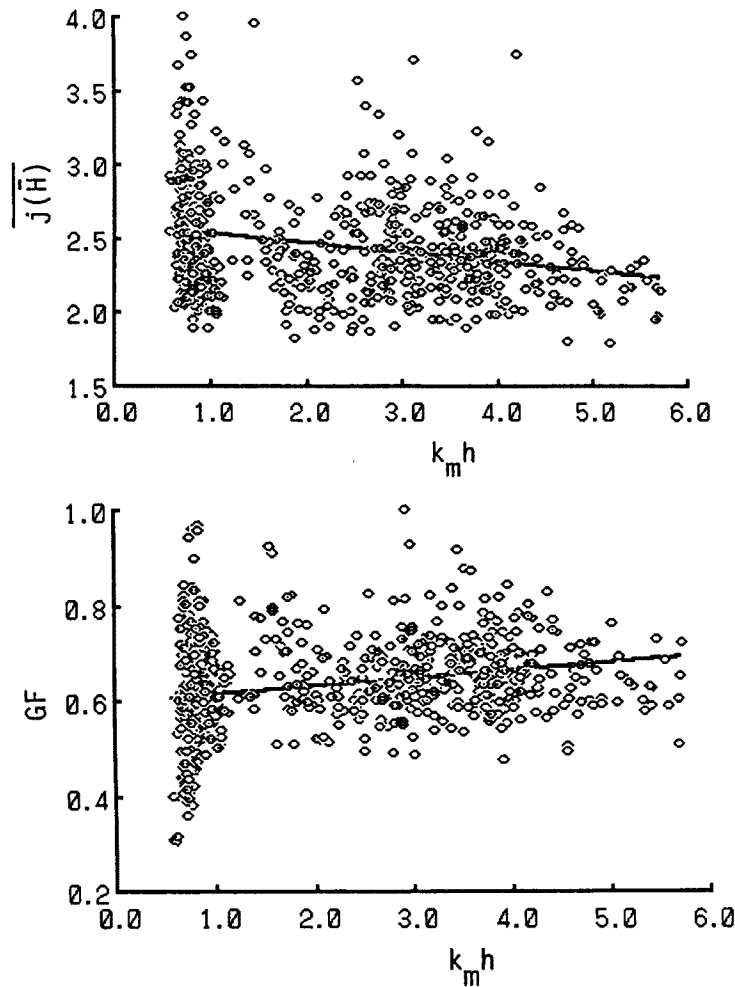


Fig. 2. Changes in mean run length,  $\overline{j(H)}$ , and groupiness factor,  $GF$ , from deep water to shallow water: (a) mean run length; (b) groupiness factor; —, linear regression curve.

の<sup>9),10)</sup>と同じであり、深海域から浅海域にかけて波群の扁平化（平坦化）傾向があることを示している。

### 3.3 砕波を伴う浅海域における波群特性の変化

この節では砕波を伴う浅海域における波群特性の水深依存性を検討する。この場合、定常の波浪条件下において水深変化に伴う波群特性の変化を調べることが望ましいが、ここでは Wave Rider で観測された有義波から沖波有義波高  $H'_0$  を求め、波高計 C. 4 の設置水深  $h$  を  $H'_0$  で無次元化して、この水深波高比  $h/H'_0$  と波高の平均連長  $\overline{j(H)}$  および波群度係数  $GF$  との関連を調べる。

このようなデータ整理法によって、無次元有義波高  $H_{1/3}/H'_0$  の  $h/H'_0$  に対する変化を調べた結果を Fig. 3 に示す。なお、大湊海岸における水深 30 m からの平均海底勾配は約 1/100 である。図中の曲線は、間瀬ら<sup>11)</sup>の不規則波の浅水・砕波変形計算モデルを用いて求めた、沖波波形勾配が 0.01 と 0.04（観測データのほぼ下限と上限に対応する）の場合の  $H_{1/3}/H'_0$  の計算結果である。計算に当たっては、入射波の波高分布形を Rayleigh 分布で与えた。観測結果は種々の波浪条件下のものであり、計算モデルにおけるような二次元性を満たしていないにもかかわらず、計算結果と観測結果との対応は比較的よい。

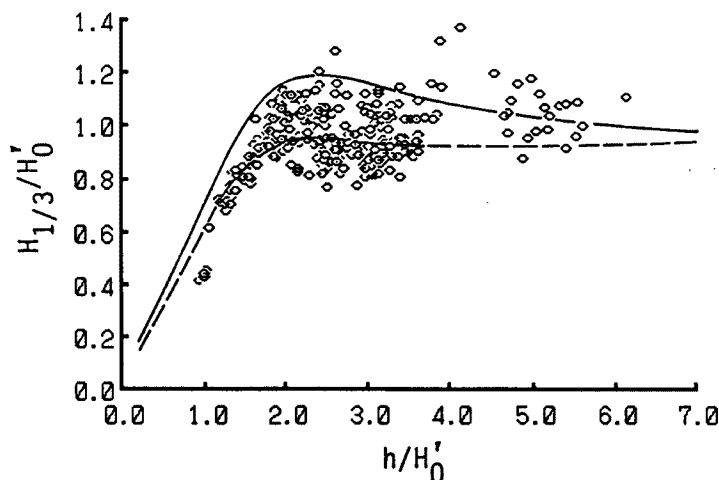


Fig. 3. Changes in significant wave heights normalized by deep water wave height,  $H_{1/3}/H'_0$ ; — and ----, results for  $H_0/L_0=0.01$  and  $0.04$ , respectively, calculated by the random wave height prediction model of Mase et al. (1986).

Fig. 4 (a)および(b)は、それぞれ $\overline{j(\bar{H})}$  およびGFの $h/H'_0$ に対する変化を示す。観測データに対し最小二乗法により1次から5次の多項式による回帰曲線を求めたところ、これらの回帰曲線と観測値との標準偏差が最も小さくなるのがFig. 4 (a)では3次の多項式、Fig. 4 (b)では5次の多項式であり、それぞれを図中に示してある。回帰曲線を参考にすれば、 $\overline{j(\bar{H})}$ は $h/H'_0$ が5より小さくなるに従い減少し、 $H_{1/3}/H'_0$ が減少し始める $h/H'_0=2.0$ 付近で極小値を取り、汀線に近づくにつれて増加する。GFも同様に $h/H'_0$ が小さくなるにつれて減少し、 $h/H'_0$ が1.3付近で極小値を取り、汀線に近づくにつれて増加する。

これらの傾向を、長さ27 m、幅50 cm、深さ75 cmの造波水路で行われたMase<sup>6)</sup>の実験結果と比較する。斜面勾配は1/20であり、ピーク周波数0.6 HzのPierson-Moskowitz型スペクトルで波群特性が異なる3種類の不規則波を用いた。この実験結果によると、 $\overline{j(\bar{H})}$ は $H_{1/3}/H'_0$ が最大となる（言い換えれば、 $H_{1/3}/H'_0$ が減少し始める） $h/H'_0=1.5$ 付近で最大値を取り、さらに水深が浅くなると減少し、汀線近くになると再び増加する。またGFは $h/H'_0=0.8$ 付近で最小値をとり、汀線に近づくにつれて増加する。

$\overline{j(\bar{H})}$ については、実験結果では $H_{1/3}/H'_0$ が減少し始める地点でその値が大きくなっているが、現地での観測結果では大きくなっていない。一方、GFについては観測および実験結果の両者ともに $h/H'_0$ の減少に伴いGFは小さくなり、 $H_{1/3}/H'_0$ が減少し始める地点 $h/H'_0$ の約1/2の付近で最小値を取る。Mase<sup>6)</sup>は、傾斜海浜上の波群特性に及ぼす浅水化の効果として、 $\overline{j(\bar{H})}$ を増加させGFを減少させる‘shoaling effect’と、 $\overline{j(\bar{H})}$ およびGFを減少させる‘breaking effect’を指摘しているが、 $H_{1/3}/H'_0$ が減少し始める地点において室内実験結果では‘shoaling effect’がみられるのに対し、観測結果では‘breaking effect’がみられる。この相違の原因としては、現地波浪の3次元性が影響しているものと思われる。

### 3.4 波群化と波高分布形

波高の頻度分布に1パラメーターWeibull分布をあてはめる。平均波高 $\bar{H}$ で無次元した波高に対するWeibull分布は次のように表わされる<sup>12)</sup>。

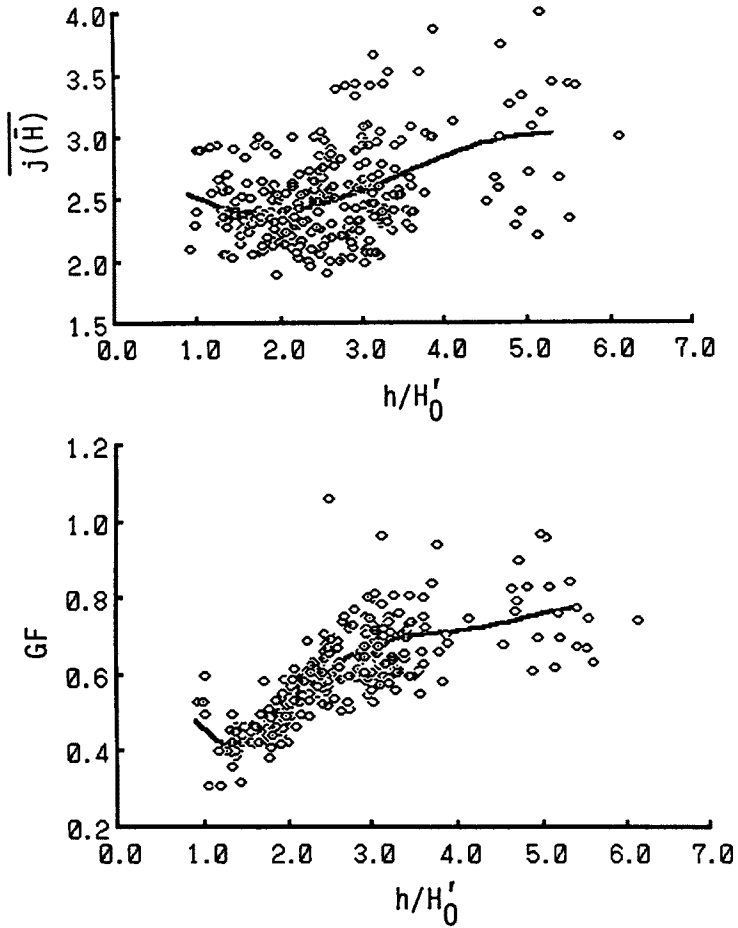


Fig. 4. Changes in mean run length,  $\overline{j(H)}$ , and groupiness factor,  $GF$ , in the surf zone: (a) mean run length; (b) groupiness factor; —, polynomial regression curve.

$$p(x) = \frac{m}{2\psi} x^{m-1} \exp\left(-\frac{x^m}{2\psi}\right); \quad x = H/\bar{H} \dots\dots\dots (1)$$

$$\psi = \frac{1}{2} \left[ \Gamma\left(\frac{m+1}{m}\right) \right]^{-m} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $\Gamma$ はガンマ関数である。 $m$ がWeibull分布の形状母数であり、ここでは波高分布係数と呼ぶ。 $m=2$ の場合がRayleigh分布である。 $m$ の最尤値は、次の式で求められる<sup>13)</sup>。

$$m = n / \left( \frac{1}{2\psi} \sum_{i=1}^n x_i^m \ln x_i - \sum_{i=1}^n \ln x_i \right) \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $\ln$ は自然対数、 $n$ はデータ数である。Fig. 5は、波高分布係数 $m$ の水深波高比 $h/H'_0$ に対する変化を示している。図中の曲線は、1次から5次の多項式による回帰曲線のうち誤差が最も小さい5次のものである。回帰曲線を参考にすれば、 $m$ は $h/H'_0 = 1.3$ 付近で極大値を取り、その後減少するようである。Fig. 5をFig. 4(b)と比べてわかるように、 $m$ の増減の変化は $GF$ のそれと逆になっている。

Fig. 6は、 $GF$ と $m$ の関係を示したものである。図中の実線は5次多項式回帰曲線である。図中の

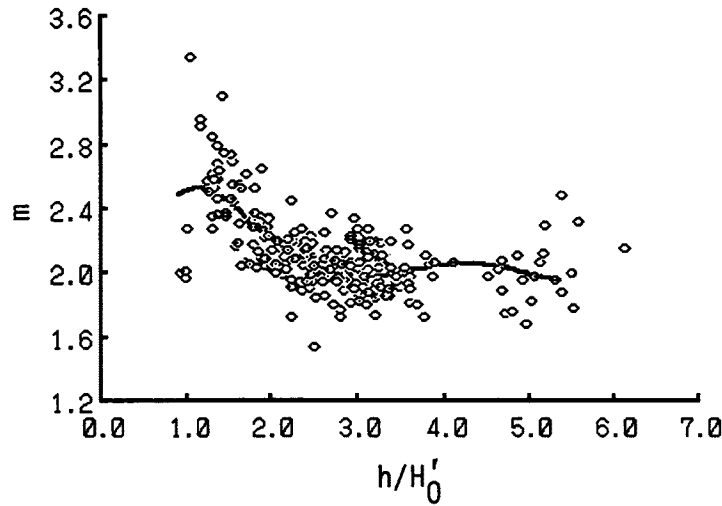


Fig. 5. Changes in shape factor of Weibull distribution,  $m$ , in the surf zone; —, polynomial regression curve.

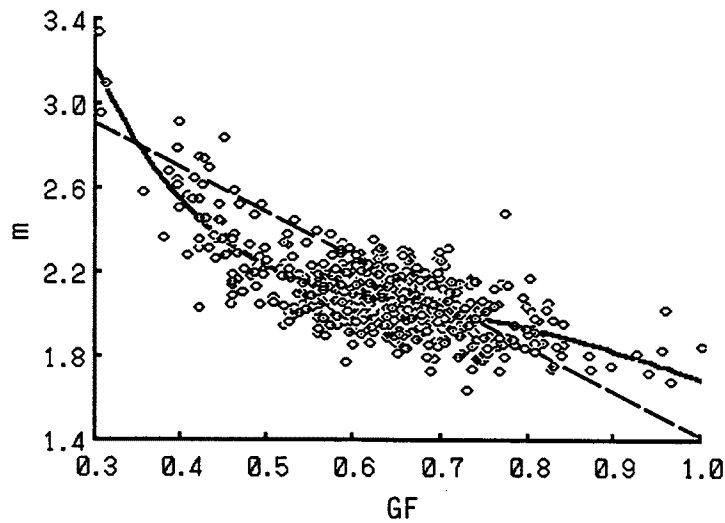


Fig. 6. Relationship between groupiness factor,  $GF$ , and shape factor of Weibull distribution,  $m$ ; —, polynomial regression curve; -----, empirical curve by Mase (1989).

破線は、Mase<sup>6)</sup>が提案した関係式

$$m = 3.53 - 2.11GF \quad \text{-----} \quad (4)$$

であるが、本観測結果もこれによりかなりよく表せることがわかる。Fig. 6は次のことを示している。 $GF$ はSIWEH (Smoothed Instantaneous Wave Energy History, 平滑化した波エネルギー波形)の変動係数であり、 $GF$ が小さいということはSIWEHの上下変動が小さく波高はそろった傾向になり、そのため無次元波高分布の幅は狭く、ピークは鋭くなる。すなわち、波高分布パラメーター  $m$  は大きな値をとる。逆に、 $GF$ が大きい場合にはSIWEHの上下変動が大きく波高の大きなものから小さなものまで含まれるので、無次元波高の分布幅は広くなる。すなわち、波高分布  $m$  は小さな値をとる。

以上のことから、波群化の程度を表すパラメーターの1つである波群度係数  $GF$  が大きいほど波高分布の幅が広くなり、高波高の出現確率が大きくなることが理解される。

3.5 最大波を含む波群の特性

まず、最大波を含む波列の波高に関する連特性について、一般の波列のそれとの相違を調べる。ここでの波列とは、20分間の波浪データより求めた個々波の時系列をいう。Fig. 7 (a)および(b)は、それぞれ波高の設定値を有義波高  $H_{1/3}$  および平均波高  $\bar{H}$  とした場合の連長の出現率をプロットしたものである。図中の○印と□印は、それぞれ Wave Rider と波高計 C. 4 による一般の波列の連長の出現確率、●印と■印は、それぞれ Wave Rider と波高計 C. 4 の最大波を含む波列の連長の出現確率である。

一般の波列の連長は1波のものが最も多く、連長が長くなるにしたがってその出現確率は指数関数的に減少する。一方、最大波を含む波高の連は、 $\bar{H}$  を基準値とした場合の Fig. 7 (d) においてみられるように、1波で出現する確率より、2~7波の出現確率の方が大きく、かつそれらは同程度の値である。最も出現確率が大きいのは4波の場合である。 $H_{1/3}$  を基準値とした Fig. 7 (a) においては、出現確率が0.1以上になるのは連長が4波までである。最も出現確率が大きいのは2波の場合である。また、Fig. 7 において波高計 C. 4 と Wave Rider による一般の波列の連長の出現確率をみると、前者の方が後者より若干大きくなっており、これは Fig. 2 (a) と同様、深海から浅海にかけて波高の平均連長が増加することを示している。しかし、最大波を含む波列の連長には、Wave Rider および波高計 C. 4 によるデータの差は明確にみられない。

以下では、最大波を含む波群についてより詳細に検討を加える。20分間の波浪記録の中の最大波の波高を  $H_0$  とし、この最大波の前後3波の波高をそれぞれ  $H_{-3} \sim H_{-1}$  および  $H_1 \sim H_3$  とする。この波列を、 $Su^{14)}$  と同様、スペクトルの影響を表すパラメーターで分類した後平均化する。 $Su$  はスペクトル尖鋭度パラメーター  $Q_p$  を用いたが、ここでは最近合田<sup>15)</sup> が推奨している包絡波形の相関パラメーターである次式の  $\kappa$  (波群相関パラメーター)<sup>16)</sup> を用いることとする。

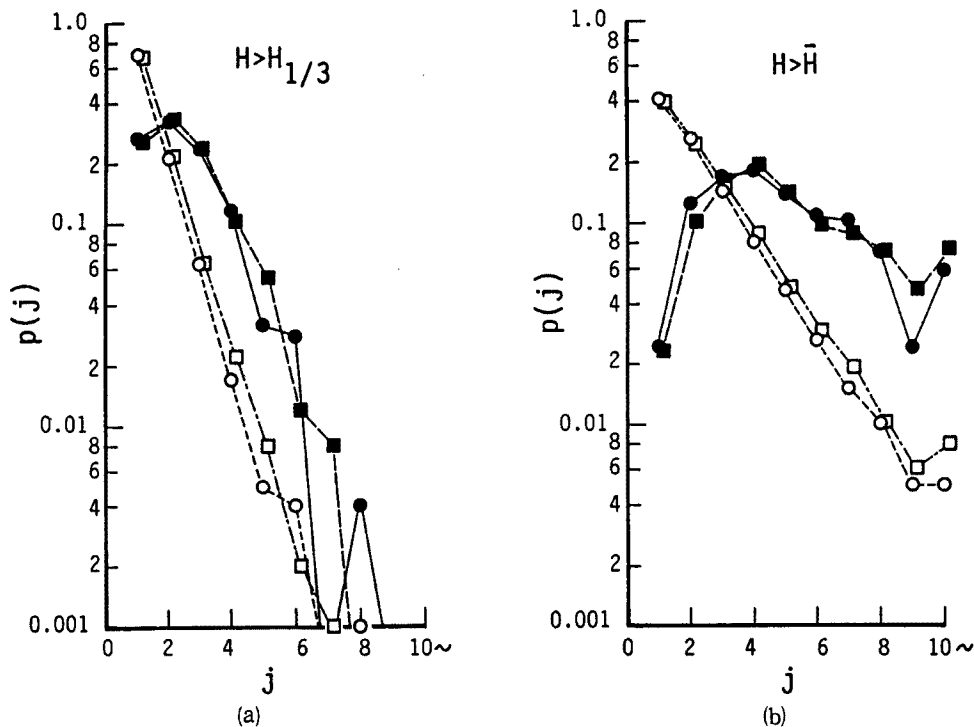


Fig. 7. Distributions of run lengths: (a) threshold wave height  $H_{1/3}$ ; (b) threshold wave height  $\bar{H}$ ; ○ and □, run length of ordinary wave train (wave rider and wave gauge C. 4, respectively); ● and ■, run length of wave train containing the maximum wave (wave rider and C. 4, respectively).



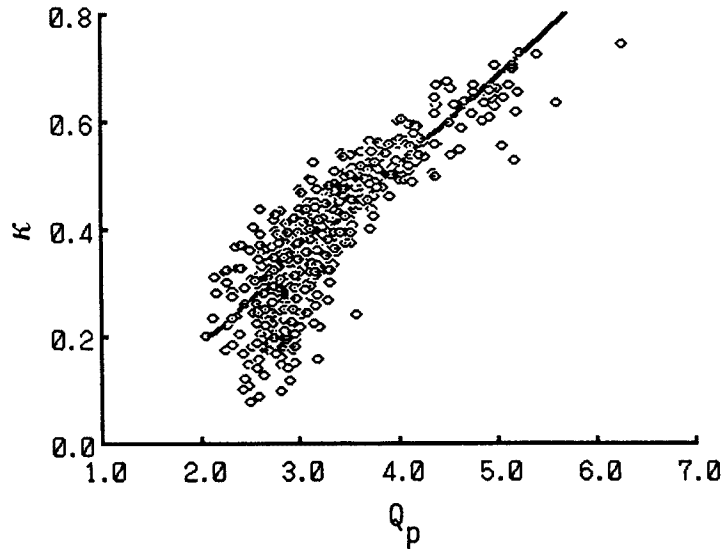


Fig. 8. Relationship between spectral peakedness parameter,  $Q_p$ , and correlation parameter of wave envelope,  $\kappa$  : ———, linear regression curve.

$$\kappa(\tau_0) = \left[ \left\{ \int_0^\infty S(f) \cos 2\pi f \tau_0 df \right\}^2 + \left\{ \int_0^\infty S(f) \sin 2\pi f \tau_0 df \right\}^2 \right]^{1/2} / m_0 \dots\dots\dots (5)$$

$$m_0 = \int_0^\infty S(f) df \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 $\tau_0$ は時間差、 $S(f)$ は周波数スペクトル、 $f$ は周波数である。実際の波形記録から $Q_p$ を求めると、スペクトルの分解能または自由度によってその値がかなり異なるが、 $\kappa$ はスペクトルの分解能または自由度の影響を受けることが少ないということである。

Fig. 8は、波群相関パラメーター $\kappa$ とスペクトル尖鋭度パラメーター $Q_p$ との関係を示したものである。スペクトルの計算に当たっては、データ数4096個、ナイキスト周波数1.95 Hz、自由度30、分解能0.014 Hzとした。 $\kappa$ と $Q_p$ を計算する際の周波数の積分範囲は、 $0.5f_p \leq f \leq 1.8f_p$  ( $f_p$ はピーク周波数)とした。また、 $\tau_0$ としてはスペクトルのピーク周期を用いた。両者には概ね比例関係がある。

深海域における一定波列には、type I、type II、あるいは両者が混在した変調不安定性が存在することが示されている。Type Iの不安定は波の進行方向の振幅変調を生じさせ、type IIの不安定は波の進行方向のみならず波峰方向の振幅変調を生じさせる。Su-Green<sup>17)</sup>は、1) 波の伝播距離の増加に伴いtype Iの変調不安定により振幅変調が増大し、ある限界に達するとtype IIの不安定を誘発しtype I不安定自体の発達は抑制されること、2) type Iの不安定におけるlow side-bandモードのエネルギーの増加に伴いtype IIの不安定性が減少すること、3) 最も振幅変調が顕著な状況においては、周波数 $f_0$ を持つ搬送波の初期振幅 $a_0$ と周波数 $f_1=f_0-\Delta f$ および $f_2=f_0+\Delta f$ を持つ2つの攪乱波の振幅 $a_1$ および $a_2$ には

$$a_1^2 = a_2^2 = a_0^2 / 2 \dots\dots\dots (7)$$

なる関係があり、また $\Delta f$ は

$$\Delta f = a_0 k_0 f_0 \dots\dots\dots (8)$$

であることを示した。これらの実験事実を基に、Su<sup>14)</sup>は最大波を含む波群における波高の時系列を以下のように推定した。水位変動 $\eta$ は、次式で表される。

$$\eta(t) = a_0 \sin(2\pi f_0 t) + a_1 \sin(2\pi f_1 t) + a_2 \sin(2\pi f_2 t)$$

$$\begin{aligned}
 &= a_0 \sin(2\pi f_0 t) + 1/2 [a_0 \sin \{2\pi(1 - a_0 k_0) f_0 t\} \\
 &\quad + \sin \{2\pi(1 + a_0 k_0) f_0 t\}] \\
 &= a_0 \{1 + \sqrt{2} \cos(2\pi a_0 k_0 f_0 t)\} \sin(2\pi f_0 t) \dots\dots\dots (9)
 \end{aligned}$$

ここで、 $a_0 \{1 + \sqrt{2} \cos(2\pi a_0 k_0 f_0 t)\}$  は包絡波形の時間変化を表しており、その周期は搬送波のそのの  $(a_0 k_0)^{-1}$  倍である。 $a_0 k_0 = 0.1$  とすると、搬送波の1周期間に包絡波形の位相は  $36^\circ$  変化する。最大波高  $H_0$  を

$$H_0 = 2a_0(1 + \sqrt{2} \cos 0^\circ) = 4.828 a_0 \dots\dots\dots (10)$$

とすると、前後の波の波高は  $H_0$  と次の関係で結ばれる。

$$\left. \begin{aligned}
 H_{-1}, H_1 &= 2a_0(1 + \sqrt{2} \cos 36^\circ) = 4.288 a_0 = 0.888 H_0 \\
 H_{-2}, H_2 &= 2a_0(1 + \sqrt{2} \cos 72^\circ) = 2.874 a_0 = 0.595 H_0 \\
 H_{-3}, H_3 &= 2a_0(1 + \sqrt{2} \cos 108^\circ) = 1.126 a_0 = 0.233 H_0
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

一方、空間的に局在化した攪乱は包絡ソリトン (envelope soliton) と尾 (tail) に分裂することが知られており、風波の場においても何らかの物理過程を経て包絡ソリトンが形成されていることが考えられる。風波のモデルの一つには、Stokes 波からなる包絡ソリトンの重ね合わせを仮定したものが<sup>18)</sup>ある。深海域における包絡ソリトンの包絡波形は、位置  $x$  を 0 とし、次のように表される。

$$A = a_0 \operatorname{sech} \{(a_0^2 \beta / 2\alpha)^{1/2} C_g t\} \dots\dots\dots (12)$$

$$\alpha = \omega_0 / 8k_0^2$$

$$\beta = \omega_0 k_0^2 / 2 \dots\dots\dots (13)$$

$$C_g = \omega_0 / 2k_0$$

式 (13) を式 (12) に代入すると

$$A = a_0 \operatorname{sech} \{(a_0 k_0) (\omega_0 t)\} \dots\dots\dots (14)$$

となる。 $a_0 k_0 = 0.1$  とし、最大波高  $H_0$  を

$$H_0 = 2a_0 \operatorname{sech} \{0\} = 2a_0 \dots\dots\dots (15)$$

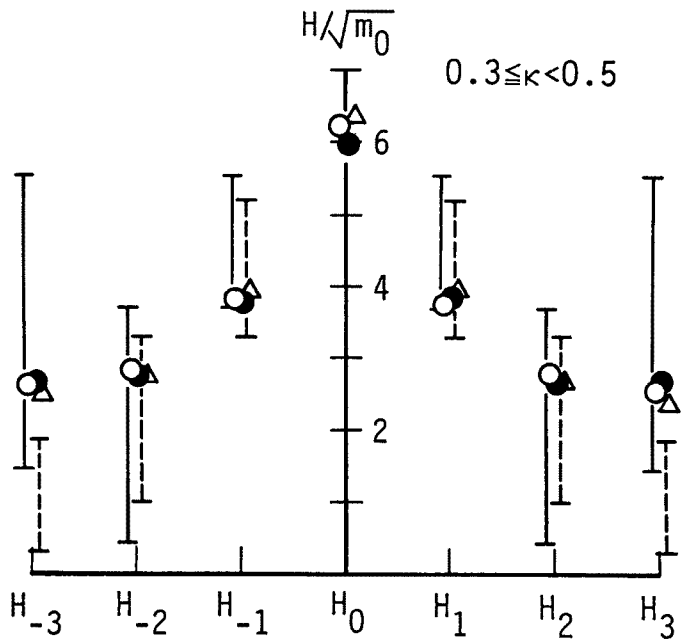
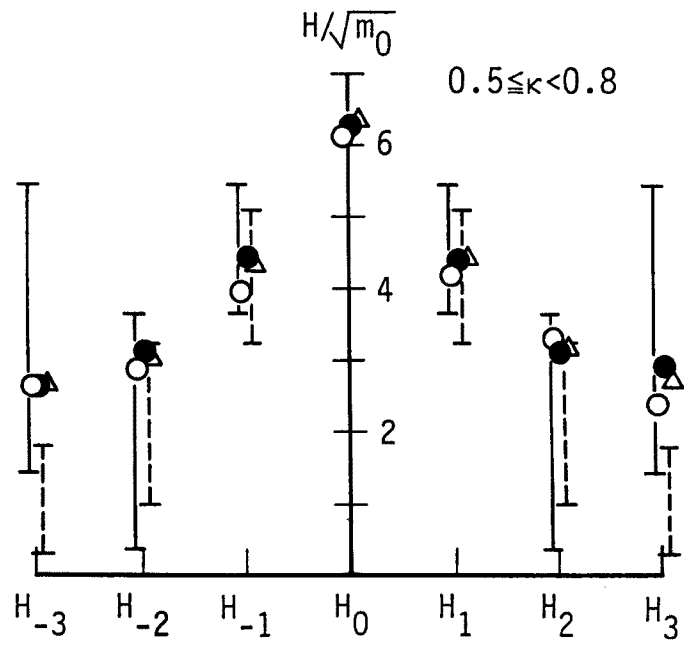
とすると、前後3波の波高は  $H_0$  と次の関係にある。

$$\left. \begin{aligned}
 H_{-1}, H_1 &= 2a_0 \operatorname{sech} \{0.2\pi\} = 1.661 a_0 = 0.831 H_0 \\
 H_{-2}, H_2 &= 2a_0 \operatorname{sech} \{0.4\pi\} = 1.053 a_0 = 0.527 H_0 \\
 H_{-3}, H_3 &= 2a_0 \operatorname{sech} \{0.6\pi\} = 0.594 a_0 = 0.297 H_0
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

Fig. 9 は、Wave Rider および波高計 C. 4 による  $\sqrt{m_0}$  で無次元化した最大波を含む波列を波群相関パラメーター  $\kappa$  の範囲毎に平均して示したものである。○印は Wave Rider、●印は波高計 C. 4 のデータである。縦軸に平行にある幅をもって引かれた実線および破線は、それぞれ式 (9) および (14) において  $a_0 k_0 = 0.1$  とした時の最大波高に対する前後の波高 (式 (11) および (16) 参照) と  $a_0 k_0 = 0.2$  の場合のそれとを結んだものである。ただし、最大波高としては Wave Rider による  $H_0 / \sqrt{m_0}$  を用いた。なお参考のために、Su<sup>14)</sup> の観測結果も同図に△印で示してある。ただし、Su は  $Q_p$  でデータを整理しているので、(a) 図には  $3.0 \leq Q_p < 4.0$ 、(b) 図には  $2.0 \leq Q_p < 3.0$ 、(c) 図には  $1.0 \leq Q_p < 2.0$  のデータを載せた。

Wave Rider、波高計 C. 4 による観測結果、および Su の結果にはほとんど差がないこと、 $\kappa$  の値が小さくなるに従い最大波高と前後の波高の差が大きくなるのが Fig. 9 から読み取れる。Su による波高間の関係式は  $0.5 \leq \kappa < 0.8$  のデータに対して概ね適合するが、 $\kappa < 0.5$  の場合には  $H_{-1}$  および  $H_1$  に対して過大評価となる。包絡ソリトンに基づく波高間の関係式は  $H_{-3}$  および  $H_3$  に対して過小評価となるが、 $0.5 \leq \kappa < 0.8$  および  $0.3 \leq \kappa < 0.5$  の  $H_{-1}$  および  $H_1$  のデータに対しては Su による関係式よりも対応がよい。 $\kappa < 0.3$  のデータに対しては、Su の関係式と同様、 $H_{-1}$  および  $H_1$  に対し過小評価となる。

Su のモデルおよび包絡ソリトンによるモデルは、深海波に対して成り立つものであり、Wave Rider による観測結果と比較されるものである。注目すべき点は、これらのモデルの適用範囲外の水深 5 m の浅



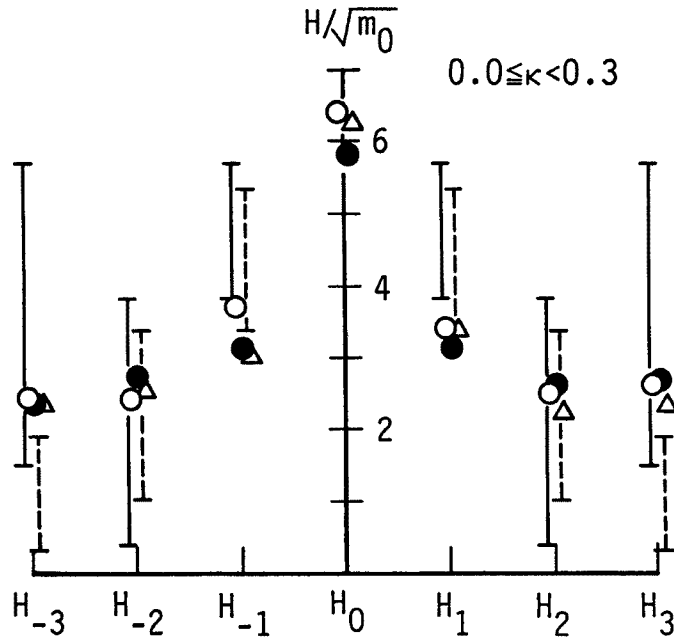


Fig. 9. Time series of wave heights in the wave group containing the maximum wave: (a)  $0.5 \leq \kappa < 0.8$ ; (b)  $0.3 \leq \kappa < 0.3$ ; ○ and ●, data of wave rider and wave gauge C. 4; △, data by Su (1986); range bar |——| and |-----|, calculated wave heights in terms of Eqs. (9) and (14), respectively, assuming  $0.1 \leq a_0 k_0 \leq 0.2$ .

海域に設置された波高計 C. 4 のデータ (碎波が顕著なデータも含まれている) に対しても Wave Rider のデータとほぼ同じ値を示すことである。このことは、Su のモデルあるいは包絡ソリトンによるモデルは、深海および浅海にかかわらず  $\kappa$  が大きい場合には最大波を含む波群における波高の時系列特性を平均的に説明でき、水深の影響が極めて小さいことを示している。

最大波高を含む波高の連解析によると、最大波は単独で現れることは少なく前後に大きな波を伴っていることがわかるが、詳しく調べてみると、最大波の前後数波の波高は確かに大きいものの最大波と匹敵するような大きな波ではない。特に波群相関パラメーター  $\kappa$  が小さい場合には、前後の波の波高は最大波高の約半分程度である。

#### 4. 結 言

本研究では、京都大学防災研究所附属大瀧波浪観測所における波浪観測データを用い、現地波浪の深海域から浅海域にかけての波群特性の空間変化、波浪の波群性と波高分布との関連、および最大波を含む波群の特性を解析し、従来の実験および理論結果と比較・検討した。本研究で得られた主要な結果は、以下のとおりである。

1) 深海域から浅海域にかけての波群の変形過程は種々の条件に依存し、一般的に論ずることは難しいので、平均波高を設定値とした波高の平均連長  $\overline{j(\bar{H})}$  および波群度係数  $GF$  (Groupiness Factor) を用いて水深波長比  $k_m h$  ( $k_m$  は平均波を用いて算定した波数) に対するそれらの変化特性を調べた結果、 $k_m h$  の減少に従い  $\overline{j(\bar{H})}$  の増加および  $GF$  の減少、すなわち波群が扁平化する傾向がみられた。

2) 砕波を伴う浅海域における波群特性の水深依存性を検討するため、波高計 C. 4 の設置水深  $h$  を沖波有義波高  $H'_0$  で無次元化した水深波高比  $h/H'_0$  と、 $\overline{j(\overline{H})}$  および  $GF$  との関連を調べた。 $\overline{j(\overline{H})}$  は無次元有義波高  $H_{1/3}/H'_0$  が減少し始める  $h/H'_0 = 2.0$  付近で極小値を取り、 $GF$  は  $h/H'_0 = 1.3$  付近で極小値を取る。波群特性に及ぼす浅海性の効果としては、 $\overline{j(\overline{H})}$  を増加させ  $GF$  を減少させる '浅水効果' と、 $\overline{j(\overline{H})}$  および  $GF$  を減少させる '砕波効果' があるが、 $H_{1/3}/H'_0$  が減少し始める地点において、室内実験結果では '浅水効果' がみられるのに対し、観測結果では '砕波効果' がみられる点が異なる。

3) 波高の頻度分布から推定した波高分布係数  $m$  (1パラメーター Weibull 分布の形状母数) の  $h/H'_0$  に対する増減の変化は  $GF$  のそれと逆である。Wave Rider によるデータも含めて  $m$  と  $GF$  の関係調べてみると、両者には負の比例関係がある。これは、波の波群化に伴い波高分布幅が広くなり、高波高の出現率が大きくなることを意味する。

4) 最大波高を含む波の連解析によると、最大波は前後に大きな波を伴っているという結果が得られるが、前後の波は最大波と匹敵するような大きなものではない。波群相関パラメーター  $\kappa$  が小さい (スペクトル幅が広い) 場合には、前後の波の波高は最大波高の約半分程度である。

5) 最大波高を含む波高の時系列  $H_{-3} \sim H_3$  を Su (1986) の振幅変調モデルおよび包絡ソリトンモデルから推定される波高の時系列と比較したところ、Su のモデルは  $0.5 \leq \kappa < 0.8$  のデータに対して概ね適合するが、 $\kappa < 0.5$  の場合には  $H_{-1}$  および  $H_1$  に対して過大評価となること、包絡ソリトンモデルは  $H_3$  および  $H_3$  を過小に見積るが、 $0.5 \leq \kappa < 0.8$  および  $0.3 \leq \kappa < 0.5$  の場合の  $H_{-1}$  および  $H_1$  のデータに対しては Su のものより対応がよいことがわかった。

最後に、本研究を行うに当たり京都大学防災研究所土屋義人教授ならびに名城大学理工学部岩垣雄一教授より貴重な御教示、御助言を賜ったことを明記し、深く感謝の意を表します。また、第2回目の波浪観測においては、海底設置式流速計・波高計アレイによるデータ収録に五洋建設株式会社土木部土木設計本部の方々の御協力を、方向スペクトル計測用ブイのデータ収録に日本気象協会海洋調査課の御協力を頂いたことを示し、関係諸氏に謝意を表する次第である。なお、本研究は文部省科学研究費総合研究 (A) (No. 62302045 代表者土屋義人教授) の成果の一部である。

#### 参考文献

- 1) Johnson, R. R., Mansard, E. P. D. and Pleog, J.: Effects of wave grouping on breakwater stability, Proc. 16th Coastal Eng. Conf., ASCE, 1978, pp. 2228 - 2243.
- 2) Benjamin, T. B. and Feir, J. E.: The disintegration of wave trains on deep water; Part. 1 Theory, Jour. Fluid Mech., Vol. 27, 1967, pp. 417 - 430.
- 3) Lake, B. M., Yuen, H. C., Rurgaldier, H. and Ferguson, E. E., Jr.: Non-linear deep-water waves; Evolution of a continuous wavetrain, Jour. Fluid Mech., Vol. 83, 1977, pp. 49 - 74.
- 4) Lake, B. M. and Yuen, H. C.: A new model for nonlinear wind waves; Part 1. Physical model and experimental evidence, Jour. Fluid Mech., Vol. 88, 1978, pp. 33 - 62.
- 5) Mase, H. and Iwagaki, Y.: Wave group analysis of natural wind waves based on modulational instability theory, Coastal Eng., Vol. 10, No. 4, 1986, pp. 341 - 354.
- 6) Mase, H.: Groupiness factor and wave height distribution, Jour. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol. 118, No. 1, ASCE, 1989, pp. 105 - 121.
- 7) 河田恵昭・吉岡 洋・芹澤重厚・土屋義人: T型栈橋による高波浪時の海底地形計測法, 第35回海岸工学講演会論文集, 1988, pp. 387 - 391.

- 8) 間瀬 肇: 傾斜海浜上の波群の伝播変形に関する研究, 土木学会論文集, 第405号, II-11, 1989, pp.47-56.
- 9) Mase, H. and Iwagaki, Y.: Evolution of wave groups in shallow water and wave group properties of random waves, Coastal Eng. in Japan, Vol.30, No. 1, JSCE, 1987, pp.19-32.
- 10) 間瀬 肇・長谷川順一: 現地海岸波浪の波群の伝播, 第35回海岸工学講演会論文集, 1988, pp.98-102.
- 11) 間瀬 肇・松本明男・岩垣雄一: 不規則波の浅水・碎波変形計算モデルに関する研究, 土木学会論文集, 第375, II-6, 1986, pp.221-230.
- 12) Kimura, A.: Joint distribution of the wave heights and periods of random sea waves, Coastal Eng. in Japan, Vol.24, JSCE, 1981, pp.77-92.
- 13) Cohen, A.C., Jr.: Maximum likelihood estimation in Weibull distribution based on complete and on censored samples, Technometrics, Vol. 7, No. 4, 1965, pp.579-588.
- 14) Su, M.Y.: Extreme wave group in storm seas near coastal water, Proc. 20th Coastal Eng. Conf., ASCE, 1986, pp.767-779.
- 15) 合田良実: 波浪の統計的性質に関する二, 三の数値的検討, 港湾技術研究所報告, 第24巻, 第4号, 1985, pp.65-102.
- 16) Battjes, J.A. and Van Vledder, G. Ph.: Verification of Kimura's theory for wave group statistics, Proc. 19th Coastal Eng. Conf., ASCE, 1984, pp.642-648.
- 17) Su, M.Y. and Green, A.W.: Coupled two- and three-dimensional instabilities of surface gravity waves, Phys. Fluids, Vol.27, No.11, 1984, pp.2595-2597.
- 18) Mollo-Christensen, E. and Ramamonjaro, A.: Modeling the presence of wave groups in a random wave field, Jour. Geophys. Res., Vol.83, No.C8, 1978, pp.4117-4122.