

# 波浪観測データに基づく海岸波浪の波群特性の解析

間瀬 肇\*・林 克行\*\*・山下隆男\*\*\*

## 1. ま え が き

波群 (wave group) は、捨石防波堤の安定性、越波、波の遡上、浮体の長周期動揺といった海岸工学上の問題のみならず、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。

ピーク周波数より高周波側の風波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 現象) が明らかにされている。一方、非線形波列においても、振幅変調により、広い周波数帯にわたってエネルギーが分布し、各成分波の波速は搬送波のそれに等しいという、風波と同様の phase lock 現象がみられる (Lake and Yuen, 1978)。これらの成分波は、振幅変調が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。これらの事実、風波のような一見無秩序で混沌とした現象の中にも搬送波の振幅変調といった物理機構が内在していることを示唆するものであり、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るものと考えられる。

本研究では、京都大学防災研究所附属大渦波浪観測所において得られた深海から浅海にわたる波浪観測データを用い、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。

## 2. 解析に用いる波浪観測データ

波浪観測は、京都大学防災研究所附属大渦波浪観測所で実施された。1987 年に行われた波浪観測については、間瀬・長谷川 (1988) に示してある。2 回目の大規模な波浪観測は、1989 年 1 月 11 日から 1 月 18 日の期間中に行われた。この観測においては、栈橋の延長線上約 2.5 km 沖合いの水深約 25 m の地点に方向スペクトル計測用ブイ式波高計 ( $\phi$  90 cm) および海底設置式流速計・波高計ア

レイ (H 80 cm, W 300 cm, D 150 cm)、約 2 km 沖合い (水深約 20 m) には Wave Rider、約 1.5 km 沖合い (水深約 15 m) 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。

1989 年の観測においては、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 s 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 s 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 s で毎偶数時 20 分間、AD 変換器を通して磁気テープに保存された。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 s で 8.5 分間、海底設置式流速計・波高計アレイの出力は毎正時サンプリング間隔 0.5 s で 17 分間、内蔵式の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、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した。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 深海域から浅海域にかけての波群特性の変化

間瀬 (1989a) は、深海から浅海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  $j(\bar{H})$  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。

\* 正会員 工博 京都大学助手 工学部土木工学科

\*\* 愛知県庁

\*\*\* 正会員 工修 京都大学防災研究所

図-1(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。

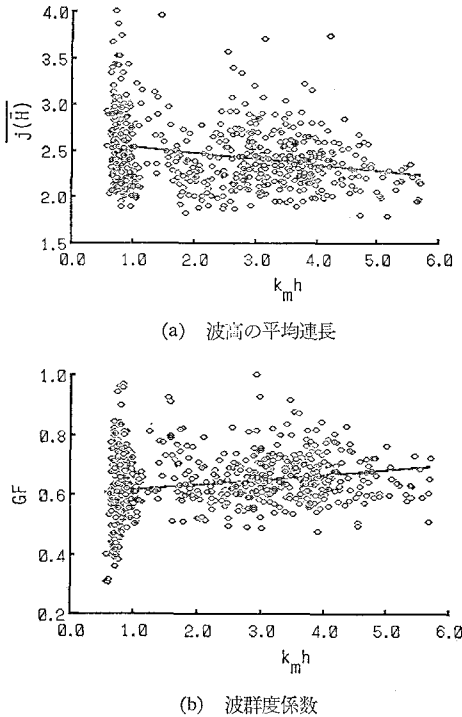


図-1 深海域から浅海域にかけての波群パラメータの変化

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

### 3.2 砕波を伴う浅海域における波群特性の変化

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  $\overline{j(\bar{H})}$  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、図-2 に示す。なお、大潟海岸における水深 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 (1986) の不規則波の浅水・砕波変形計算モデルを用いて

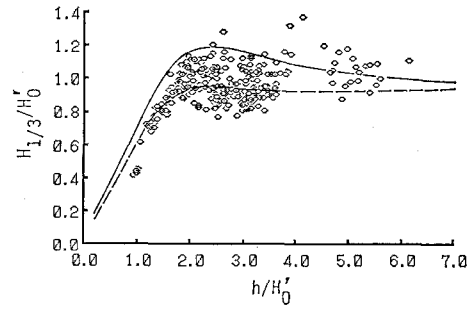


図-2 無次元有義波高の変化

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。

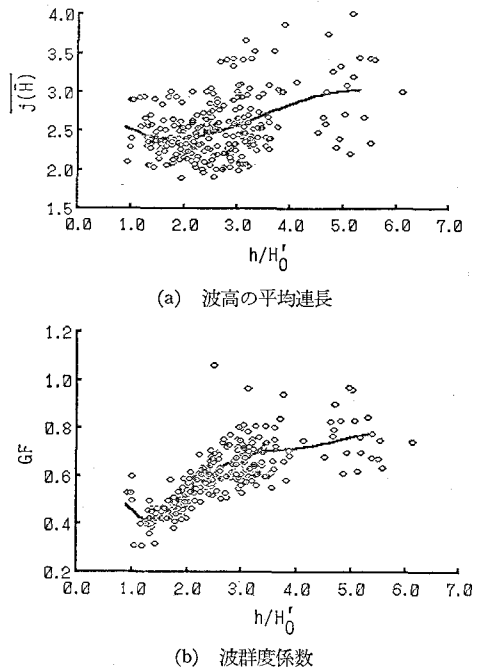


図-3 浅海域における波群パラメータの変化

図-3(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、図-3(a) では 3 次の多項式、図-3(b) では 5 次の多項式であり、それぞれを図中に示している。回帰曲線を参考にすれば、 $\overline{j(\bar{H})}$  は  $h/H_0$  が小さ

くなるに従い減少し、 $H_{1/3}/H_0$  が減少し始める  $h/H_0=2.0$  付近で極小値を取る。GF も  $h/H_0$  が小さくなるにつれ減少し、 $h/H_0$  が 1.3 付近で極小値を取り、汀線に向かい増加する。

これらの傾向を Mase (1989) の実験結果と比較する。 $j(\bar{H})$  の実験結果では  $H_{1/3}/H_0$  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はともに  $h/H_0$  の減少に伴いその値が小さくなり、 $H_{1/3}/H_0$  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 (1989) は、傾斜海浜上の波群特性に及ぼす浅水化の効果として、 $j(\bar{H})$  を増加、GF を減少させる‘浅水効果’と、 $j(\bar{H})$  および GF を減少させる‘碎波効果’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‘浅水効果’がみられるのに対し、観測結果では‘碎波効果’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。

### 3.3 波群化と波高分布形

波高の頻度分布に次の Weibull 分布をあてはめる。

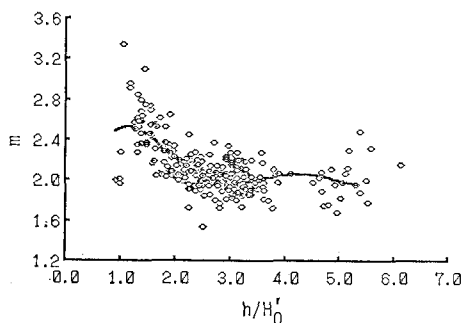
$$p(x) = \frac{m}{2\psi} x^{m-1} \exp\left(-\frac{x^m}{2\psi}\right); x = H/\bar{H} \quad (1)$$

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

ここで、 $\Gamma$  はガンマ関数である。 $m$  は 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、次式で求められる (Cohen, 1965)。

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

ここで、 $\ln$  は自然対数、 $n$  はデータ数である。



図—4 浅海域における波高分布係数の変化

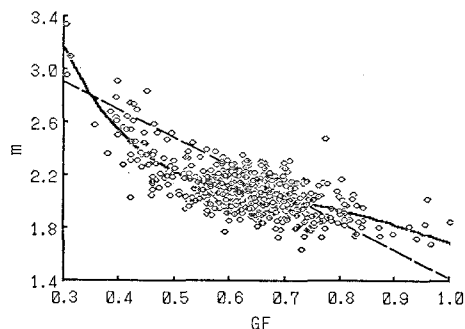
図—4 は、波高分布係数  $m$  の水深波高比  $h/H_0$  に対する変化を示す。図中の曲線は、1 次から 5 次の多項式による回帰曲線のうち誤差が最も小さい 5 次のものである。回帰曲線を参考にすれば、 $m$  は  $h/H_0=1.3$  付近で

極大値を取り、その後減少するようである。図—4 を図—3(b) と比べると、 $m$  の増減の変化は GF のそれと逆になっていることがわかる。

図—5 は、GF と  $m$  の関係を示したものである。図中の実線は 5 次多項式の回帰曲線である。図中の破線は Mase (1989) が提案した関係式

$$m = 3.53 - 2.11GF \dots\dots\dots (4)$$

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。



図—5 波群度係数と波高分布係数の関係

図—5 は、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を示す。

### 3.4 最大波を含む波群の特性

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。この波高の時系列を、Su (1986) 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 (1986) 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 (1985) 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  $\kappa$  (波群相関係数) を用いることとする。

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

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

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。波群相関係数  $\kappa$  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、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)、 $\tau_0$  としてはピーク周期を用いた。 $\kappa$  と  $Q_p$  は概ね比例関係がある (間瀬ら, 1989b)。

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 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 (1984) 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  $f_1=f_0-4f$  および  $f_2=f_0+4f$  を持つ2つの攪乱波の振幅  $a_1$  および  $a_2$  には

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

なる関係があり, また  $4f$  は

$$4f=a_0k_0f_0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

であることを示した. これらの実験事実を基に, Su (1986)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.

$$\begin{aligned} \eta(t) &= a_0 \sin(2\pi f_0 t) + a_1 \sin(2\pi f_1 t) \\ &\quad + a_2 \sin(2\pi f_2 t) \\ &= a_0 \sin(2\pi f_0 t) + 1/2 [a_0 \sin\{2\pi(1-a_0k_0)f_0 t\} \\ &\quad + \sin\{2\pi(1+a_0k_0)f_0 t\}] \\ &= a_0 \{1 + \sqrt{2} \cos(2\pi a_0k_0f_0 t)\} \sin(2\pi f_0 t) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで,  $a_0\{1+\sqrt{2}\cos(2\pi a_0k_0f_0t)\}$  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れの  $(a_0k_0)^{-1}$  倍である.  $a_0k_0=0.1$  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

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

とすると, 前後の波の波高は  $H_0$  と次の関係で結ばれる.

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

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, 風波の場合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, ストークス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として, 次のように表される.

$$A=a_0 \operatorname{sech}\{(\alpha_0^2\beta/2\alpha)^{1/2}C_g t\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \omega_0/8k_0^2 \\ \beta &= \omega_0k_0^2/2 \\ C_g &= \omega_0/2k_0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

式(13)を式(12)に代入すると

$$A=a_0 \operatorname{sech}\{(a_0k_0)(\omega_0t)\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

となる.  $a_0k_0=0.1$  とし, 最大波高  $H_0$  を

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

とすると, 前後3波の波高は  $H_0$  と次の関係にある.

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

図-6 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高の時系列を  $\kappa$  の範囲毎に平均して示したものであり, ○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  $a_0k_0=0.1$  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  $a_0k_0=0.2$  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. お参考のために, Su (1986) の観測結果も同図に△印で示してある. ただし, Su (1986) 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 (1986) 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ことが図-6 から読み取れる. Su (1986) 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 (1986) 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 (1986) 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 (1986) 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 5m の浅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 のデータとはほぼ同じ値を示すことである. Su (1986) 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, 最大波を含む波群における波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

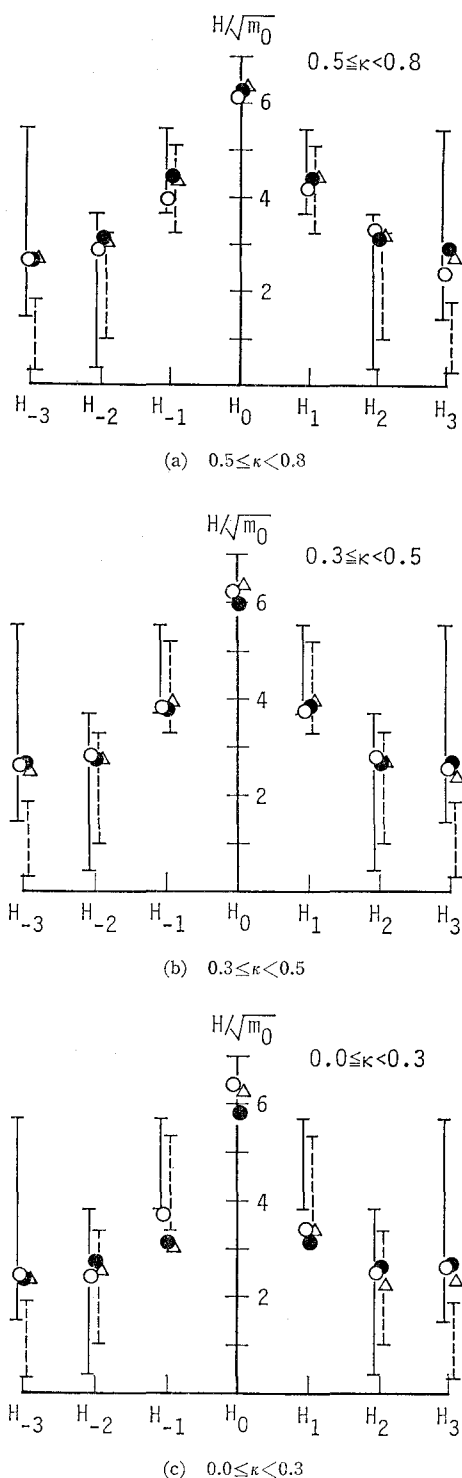


図-6 最大波を含む波高の時系列

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. あとがき

本論文では、現地波浪観測データを解析して、深海域から浅海域にかけての波群特性の変化、波群性と波高分布との関係、および最大波を含む波群の特性についていくつかの興味ある結果を示した。より詳しい解析結果は、間瀬・山下・林 (1986b) を参照されたい。

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には貴重なご教示、ご助言を賜り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

- 合田良実 (1985): 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, pp. 65-102.
- 間瀬 肇・松本明男・岩垣雄一 (1986): 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号, II-6, pp. 221-230.
- 間瀬 肇・長谷川順一 (1988): 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, pp. 98-102.
- 間瀬 肇 (1989a): 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, pp. 47-56.
- 間瀬 肇・山下隆男・林 克行 (1989b): 現地海岸波浪の波群特性の解析, 京都大学防災研究所年報, 第32号, B-2 (印刷中).
- Cohen, A. C., Jr. (1965): Maximum likelihood estimation in Weibull distribution based on complete and on censored samples, Technometrics, Vol. 7, No. 4, pp. 579-588.
- Lake, B. M. and H. C. Yuen (1978): A new model for non-linear wind waves; Part 1. Physical model and experimental evidence, Jour. Fluid Mech., Vol. 88, pp. 33-62.
- Mase, H. (1989): Groupiness factor and wave height distribution, Jour. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol. 115, No. 1, ASCE, pp. 105-121.
- Su, M. Y. and A. W. Green (1984): Coupled two- and three-dimensional instabilities of surface gravity waves, Phys. Fluids, Vol. 27, No. 11, pp. 2595-2597.
- Su, M. Y. (1986): Extreme wave group in storm seas near coastal water, Proc. 20th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 767-779.