

# 圧力式波浪計による相模湾での波浪観測 I\*

徳田正幸\*\*・内藤玄一\*\*・都司嘉宣\*\*\*・渡部 勲\*\*

国立防災科学技術センター平塚支所

## Observations of Ocean Waves in Sagami Bay Using the Pressure Type Wave Meter, I

By

M. Tokuda, G. Naito, Y. Tsuji and I. Watabe

*Hiratsuka Branch, National Research Center for Disaster Prevention*

*No. 9-2, Nijigahama, Hiratsuka, Kanagawa-ken 254*

### Abstract

Surface wave elevations were observed at seven stations on a line between the Hiratsuka coast and Oshima Island by means of a pressure type wave meter. Spectral analysis of these elevations was made. The results were compared with those of the observations at the marine tower off the coast of Hiratsuka using a capacitance-type wave gauge. The following facts were indicated.

(1) The period of spectral peak waves observed in Sagami Bay was about 10 sec. at all of 7 stations. The shape of the spectrum in the region around Oshima Island was rather wide, similar in form to wind waves, but it became narrow like a swell, from the center of the Bay to the Hiratsuka coast.

(2) The energy of the spectral peak wave component decreased exponentially from the Bay mouth to the Hiratsuka coast. Processes of this attenuation with respect to the peak component could be explained by the solution of a diffusion equation.

(3) The significant wave heights observed at the marine tower were on average about 60% lower than those observed at Oshima Island. This rate was larger than the result indicated by the numerical experiments of Isozaki *et al.* (1976).

### 1. はじめに

私たちは沿岸の自然災害の予測方法の研究として、平塚沖にある観測塔において波浪の定時観測を1978年11月以来実施している（渡部・藤縄，1979；渡部・徳田，1980）。波高計として容量型波高計を用いている。波浪の定時観測の目的は具体的には次のようになる。最低5年間ぐらいの波浪のデータを収録しデータ解析を行い、平塚沖での波浪の特性を明らかにし、それらをもとに相模湾における波浪の予測方法を開発することにある。これらを行うためには、観測塔での1点の波浪観測だけでは十分でなく、相模湾の波浪の空間的な特性を明らか

\* この研究は、海洋開発調査研究促進費による「海洋遠隔探査技術の開発—波浪・長周期波等に関する研究—」の一環として行われたものである。

\*\* 沿岸防災第2研究室      \*\*\* 沿岸防災第1研究室

にそのような観測も必要となる。本論文は、このようなことから、圧力式波浪計を用いて相模湾内の波浪観測を行い、得られた観測結果から相模湾の波浪の空間的な特性を明らかにすることにある。

相模湾の波浪の空間的な特性に関する研究は、今まで組織的にあまり行われていなかったように思われる。観測的な研究としては、波浪の目視観測を主体とする気象庁所属の啓風丸（気象庁海洋気象部、1979；1980）の観測があるだけである。この観測においてもデータ数が少なく、とても相模湾の空間的な特性を明らかにするまでに至っていない。一方理論的な研究として、Isozaki *et al.* (1976) の数値モデルによる研究がある。この研究は台風7416号によって起された風浪が相模湾にどのような波高分布で伝播してくるのかを数値計算から明らかにした。それによると、平塚沖観測塔での波浪の有義波高の変化は外洋に面している波浮港沖での波高変化と類似しており、波高の大きさについては平塚沖の方が波浮港に比べて40%だけ小さくなることを示した。これらのことは、観測結果とよく一致することを示した。そしてこのことにより、沿岸付近で観測された波浪のデータに遮蔽・浅水・屈折・回折・反射等の補正を行えば外洋波浪の状態を推測できると結論した。しかしながら彼らの数値実験によって相模湾の波浪の空間的な特性が、すべて明らかになったとは言えない。次のような課題がある。第一に、平塚沖の波高が波浮港の値に比べて平均的に40%も低くなる主要な物理的メカニズムは、房総半島と伊豆半島の遮蔽の効果と考えている。この効果は波の成分の方向分散に依存するが、さらに理論的にも観測からも研究を深める必要がある。第二に、数値計算は台風の場合だけしか行っていない。相模湾に局所的な強い南風が吹く場合とか、大島沖の強い南西の風が吹き外洋からの波が主として大島の西側を通過する場合についても数値計算を行う必要がある。これらの結果から相模湾の空間的な波浪の場の特性を明らかにし、観測結果から裏付ける必要がある。

私たちの波浪の観測は、圧力式波浪計ブイを用いて行った。このような波浪観測は、今までほとんど組織的に行われていなかったこと、そして上述した数値計算の検証として意味があると考えられる。具体的には次のことを行った。第一に、平塚沖の観測塔において圧力式波浪計と観測塔に常設されている容量型波高計による同時観測を行い、波浪計の特性を調べた。第二に、小型船を用いて平塚・大島間の海域の七つの観測点で圧力式波浪計による観測を行い、同時に平塚沖の観測塔の容量型波高計による波浪の連続観測を実施した。得られたデータから平塚・大島間での波浪スペクトル分布の空間的な特性を調べた。第三に、得られた空間的な特性をもとに波浪（うねり）の減衰モデルを考え、相模湾の波浪の空間的な特性を検討した。第四に、圧力式波浪計の圧力補正について個々の波法から検討した。

## 2. 観測方法

### 2.1 圧力式波浪計の構造と原理

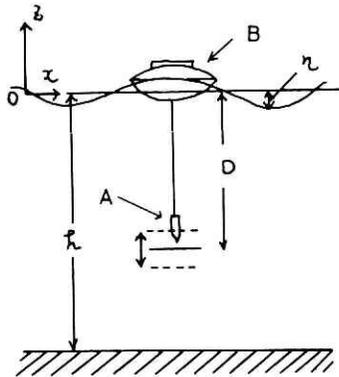


図 1 波浪計ブイの構造。Dとhはそれぞれ感部の深さと水深を表す。Aは感部の圧力計、Bは波浪計ブイを示す。

Fig. 1 Structure of the buoy of wave meter. A shows a pressure meter, and B a buoy of wave meter. D and h indicate the depth of the pressure meter and the depth from sea surface to bottom, respectively.

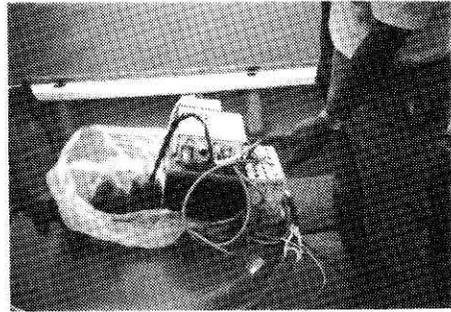


写真 1 波浪計ブイに内蔵されている圧力計増幅器、デジタルカセット記録計そして電池

Photo. 1 Amplifier of the pressure meter, recorder and electrochemical cell in the buoy.

使用した圧力式波浪計は、図 1 に示すように、水面の波に追従する円盤型ブイに圧力計をつけたものである。ブイの中には、写真 1 から分るように、圧力計の増幅器とデジタルカセット記録計そして電源用の電池 (12V) が内蔵されている。このような種類の波浪計は、また細田ら (1977) によって実船搭載用波高計として開発された。これは投棄型で航行中の船から波高計を海に投下し、波高計が海面に着水した時から波高のデータを無線で送り続ける方式のものである。これらの波浪計は、感部として圧力計を持っている。圧力計のかわりに加速度計をつけた波浪計がある。代表的なものとして、Longuet - Higginsら (1963) ピッチ・ロールブイと光易ら (1973) のクローバー型ブイがある。加速度計の場合は圧力計の場合と異なって感部をブイの中に内蔵できるが、波がブイに衝突した時その衝撃が雑音となりやすい欠点がある。圧力計の場合は、後で詳しく述べるが、感部が水面から離れているために加速度計の場合で現われる雑音の影響をほとんど受けず安定性も優れている。欠点としては、水面の波動による圧力変動の影響が比較的少ない深さまで感部をつり下げねばならず、そのためにブイの設置・回収の作業が面倒になる点である。

圧力式波高計の原理は次の通りである。深海で波の運動による水粒子の往復運動が完全に無視できる深さにブイから圧力計をつり下げ、そしてブイが水面の変動に完全に追従できるようにする。このような条件が成立すれば、水面の変位は正確に圧力計の圧力変動に変換される。水面の変化は、測定された圧力変動値を密度と重力加速度で割ることによって正確に得ることができる。水面の波動の影響が無視できる深さは、注目する波の成分のうちでもっとも波長の大きい波の波長の約  $\frac{1}{4}$  の深さとなる。圧力計の深さ ( $-D$ ) がこの条件を満していない場合は、水面の波動による圧力変動部分を補正しなければならない。その補正係数は

次のようになる。

図1のように座標軸を設定し、静止水面での水深を $-h$ とする。波形勾配が小さい規則波を考える。この波のポテンシャル速度と分散関係を次のように置く。

$$\phi = \frac{H}{2} \frac{g}{2\pi f} \frac{\cosh \kappa(h+z)}{\cosh \kappa h} \sin(\kappa x - 2\pi f t) \quad (1)$$

$$\kappa \tanh \kappa h = 4\pi f^2 / g \quad (2)$$

ここで、 $g$ 、 $H$ 、 $f$ そして $\kappa$ はそれぞれ重力加速度、波高、周波数そして波数を表わす。ベルヌイの式は、波形勾配が小さい波に対して2次のオーダーの項が省略され、次式になる。

$$p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} - \rho g z \quad (3)$$

規則波の波形を次のように置く。

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(\kappa x - 2\pi f t) \quad (4)$$

この波が存在する場合の圧力計の深さは $z = -D + \eta$ となる。この深さにおける圧力計に測定される圧力変動は、式(2)に(1)と(3)を代入し、 $\kappa(h+z) = \kappa(h-D+\eta) \approx \kappa(h-D)$ により、次式で表わされる。

$$p - \rho g D = -\rho g \eta \left\{ 1 - \frac{\cosh \kappa(h-D)}{\cosh \kappa h} \right\} \quad (5)$$

圧力変動( $p - \rho g D$ )を $\rho g \eta_p$ とおくと

$$\eta = \frac{1}{T_r} \eta_p, \quad T_r = 1 - \frac{\cosh \kappa(h-D)}{\cosh \kappa h} \quad (6)$$

$\eta_p$ が圧力変動から直接得られる見かけの波の高さとなる。式(6)から明らかなように、 $1/T_r$ が波高の補正係数となる。深海の場合の波高補正係数は、式(6)から容易に得られる。

$$T_r = 1 - e^{-\kappa D}, \quad \kappa = 4\pi f^2 / g \quad (7) \quad (8)$$

(7)から低周波の波ほど大きな補正を必要とすることが示される。圧力計の深さの4倍の長さの波長をもつ波に対してこの波高補正は、 $1/T_r \doteq 1.26$ となる。よって注目する波の波長の約 $1/4$ 以上の深さに圧力計を設置すれば、水面の波動の影響はそれほど大きくないといえる。ここで注意すべきことは、式(6)で表わされた時系列の補正は単一の周期をもつ規則波の場合だけであることである。一般に波浪の場は、いろいろな周波数をもつ各々独立な成分波の線形の重ね合せと考えられている。この考え方にもとづく方法を成分波法と呼ぶことにする。成分波法によれば、波浪の場での水面の高まりはたまたま2つ以上のエネルギーの

高い成分波の位相が一致したと解釈される。よって成分波法においては、波浪の場で得られた圧力変動の直接的な補正はむずかしいといえる。比較的容易な補正は各々の成分波が独立に表わされているパワースペクトル分布に対してである。この問題について、第6章で再び検討することにする。それまで成分波法によってデータ解析を行い、圧力補正はスペクトル分布に対して実行する。

スペクトル分布での補正は次のように行った。圧力変動から得られた見かけの水位変動について

スペクトル分布に  $1/T_p^2$  をかければよい。図2は深海における  $T_p^2$  の分布を示した。図の点線は、圧力計の深さの4倍の長さの波長をもつ波に対してのスペクトル補正値を示す。今回の観測に用いられた圧力計の深さは  $D=21\text{m}$  であった。ただし観測塔での波浪計と容量型波高計の同時観測では、観測塔付近の水深が約20mであったので  $D=17\text{m}$  とした。観測された波浪のスペクトルピーク周波数は約  $0.1\text{Hz}$  近傍であったため、図2から示されるように  $0.2\text{Hz}$  以下の周波数をもつ成分波に対して、スペクトル補正をする必要があると言える。一方波浪計で測定できるもっとも波長の短い波について調べる。これは波浪計のブイの直径で決まる。使用したブイの直径は70cmであったので、測定できるもっとも小さい波は周期1秒（周波数  $1\text{Hz}$ 、波長約1.56m）の波であると考えられる。以上のことから、波浪計で得られたスペクトル分布は、周波数  $0.2 \sim 1.0\text{Hz}$  の領域に対して補正なしで用いることができると言える。

## 2.2 圧力式波浪計の特性

波浪計の圧力センサーは半導体圧力検出素子でできており、圧力変動は電圧で出力される。

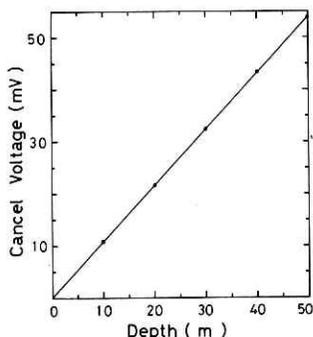


図3 一定圧力成分に対するキャンセル電圧の特性

Fig. 3 Static characteristics of the pressure meter.

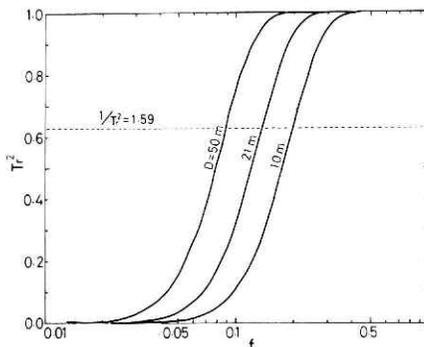


図2 波浪の波動の影響に対する圧力補正係数

Fig. 2 The correction factor for pressure variation due to the motion of surface waves.

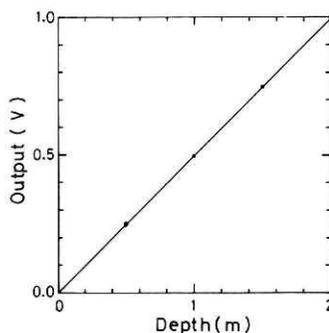


図4 圧力感部の特性

Fig. 4 Calibration curve of the pressure meter for the displacement of sea surface.

測定される圧力値は、図1から分るように圧力計の設置水深 $D$ による一定の圧力成分と水面変動 $\eta$ による変動圧力成分の和である。必要とする圧力成分は後者である。よって前者の一定の圧力成分に対応する電圧値(キャンセル電圧)を、あらかじめ圧力センサーの電圧信号に負荷した後に電気的な増幅を行い、圧力変動成分だけを出力させた。このために圧力センサーの特性について一定の圧力成分と変動圧力成分にわけて実験室で調べ、それぞれの成分に対して図3と図4の結果を得た。図3の検定はコンプレッサーで圧力を作って行い、図4は直径0.3 m、深さ2.5 mの円筒の水槽を用いて行った。

これらの図から圧力センサーの特性が明らかにされたので、相模湾内の波浪観測を実行することができる。この観測を行う前に、理論で示された圧力補正について観測から調べる必要がある。このために平塚沖の観測塔において、圧力式波浪計と観測塔の容量型波高計による同時波浪観測を行った。波浪計用ブイは観測塔から海面に設置された。得られた波浪のデータについてパワースペクトル解析を行った。スペクトル解析の計算法については第4章で述べることにする。両者のパワースペクトル分布は図5に示されている。波浪計のスペクトル補正は、浅海波の場合(B2)と深海波の場合(B1)の両方について行われた。計算手順は最初に周波数を与え、式(2)又は式(8)から波長を求め、この波長の値でスペクトル補正値を計算するものである。観測塔付近の水深は約20mであるので、おおよそ周波数 $0.125H_z$ 以下の波は深海波と言えない。深海波による補正(B1)は、観測塔付近の水深を十分に深いと仮定した場合のものである。図5から次のことが明らかになった。

(1) 補正前の波浪計の分布(B0)と容量型波高計の分布(CT)を比較すると、周波数 $0.2 \sim 1.0H_z$ の領域において両者はほとんどよく一致した。このことは第2.1節で予想したことと一致している。

(2) 波浪計の分布において、浅海波の場合(B2)より深海波の場合(B1)の方が容量型波高計の分布(CT)により一致した。このことは実際の海において水面の浅海波の波動による圧力変動が深さに対して理論で示されるよりも急激に減少し、深海波の特性に近いものになっていることを暗示している。

(3) 波浪計のスペクトル分布にスペクトル補正を行うと、 $0.06H_z$ 以下の低周波領域にお

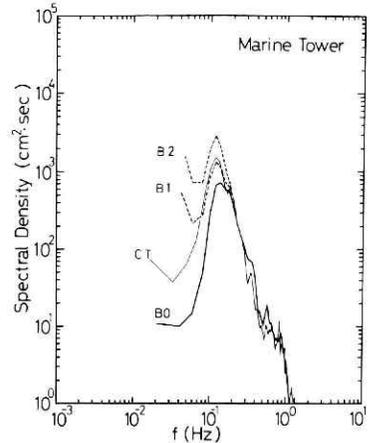


図5 スペクトル分布に関して波浪計(B0, B1, B2)と容量型波高計(CT)の同時観測の結果。B1とB2はそれぞれ深海波と浅海波( $h = 20$  m)による補正値を示す。

Fig. 5 Comparison between the energy spectra observed by the wave meter (B0, B1 and B2) and by the capacitance-type wave gauge (CT) at the marine tower. B1 and B2 were corrected by the correction factors of deep water and shallow water, respectively.

いて現実にはありえない非常に大きな値をもつ分布となる。これは一般的に次のように考えられている。補正係数  $1/T_p^2$  は  $f \rightarrow 0$  に対して無限大となるが、スペクトル分布は低周波領域で雑音のために 0 とならないことである。しかしこのことは低周波領域での雑音よりも、むしろ成分波法そのものに原因があるように思われる。なぜなら容量型波高計の分布は少なくとも  $0.04 \text{ Hz}$  まで意味のある値を示しているが、補正されたスペクトル分布はすでにその周波数領域で現実にはあり得ない値を示しているからである。このことについて第 6 章で再び議論することにする。

以上のことから、波浪計によって求められたスペクトル分布は、式(7)からの  $T_p$  によるスペクトル補正をすれば、周波数  $0.06 < f \leq 1.0$  の領域において十分に精度のあるスペクトル分布が得られると言える。

### 2.3 観測方法

波浪観測は釣り船 (11.2 トン) 平塚・大島間 (56 km) を往復しながら、合計 7 つの観測点を約 30 分間漂流させ、その間に波浪計のブイを船から係留させて行った (写真 2)。往路の観測 (ob. 1) は 1979 年 11 月 12 日に行われ、観測塔の近くの観測点 St. 1 から St. 7 へ順に行き、帰路の観測 (ob. 2) は翌日の 13 日に行き、逆に大島の近くの観測点 St. 7 から St. 1 へ順に実行した。相模湾上の風向風速の観測は、各々の観測点で波浪観測中に船上で行った。風速はカップ風速計で測定され、風向は目視で観測された。図 6 は 7 つの観測点の位置を示す。これらの観測点すなわち St. 1 から St. 7 は、それぞれ観測塔、小田原の町、真鶴の町、初島、川奈崎そして門脇崎を目標として目視で決められた。

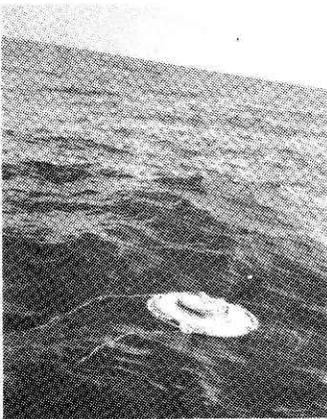


写真 2 船から係留された波浪計ブイ

Photo. 2 Buoy of wave meter moored at the ship.

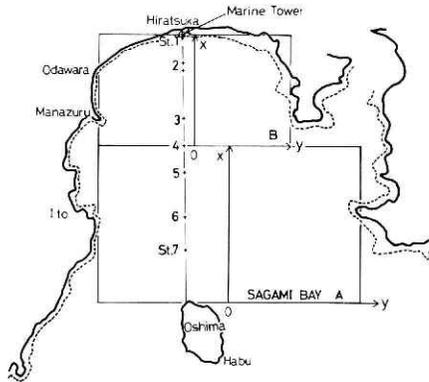


図 6 相模湾内の観測点の位置とモデル化した時の座標軸点線は水深 100 m の海底を示す。

Fig. 6 Map of the observation stations and the co-ordinate system for Sagami Bay. Dashed line indicates the contour line of 100 meters depth.

波浪観測の実行において次の点を注意した。用いた波浪計は第 2.1 節で述べたように記録

計・増幅器等すべてブイに内蔵されているために、港で波浪計を調整した後は、すべての観測が終了するまで、再調整を行わないことにした。このために記録計のスイッチのON・OFFは、最初の観測点(ON)と最後の観測点(OFF)でのみ行った。また圧力センサーの特性とくに0点の変動は水温に依存する傾向があるので、各々の観測点で観測終了後は海水の入ったバケツの中に常に置いて、センサーの温度をできるだけ一定に保つようにした。

### 3. 天候と風速分布

観測時の天気図は図7に示した。それによると11月11日(図7(a))に伊豆七島の南西海上に発達した低気圧が、勢力を強め太平洋上にある高気圧を押し上げながら北東方向へ移動し、

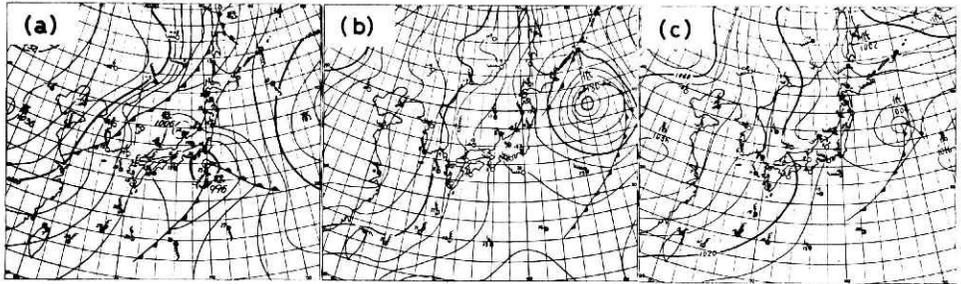


図7 観測期間中の天気図。(a) 1979年11月11日  
(b) 同年11月12日 (c) 同年11月13日。  
いずれも午前3時の天気図を示す。

Fig. 7 Weather maps during the observation in 3AM on the days of  
(a) Nov. 11th (b) Nov. 12th (c) Nov. 13th.

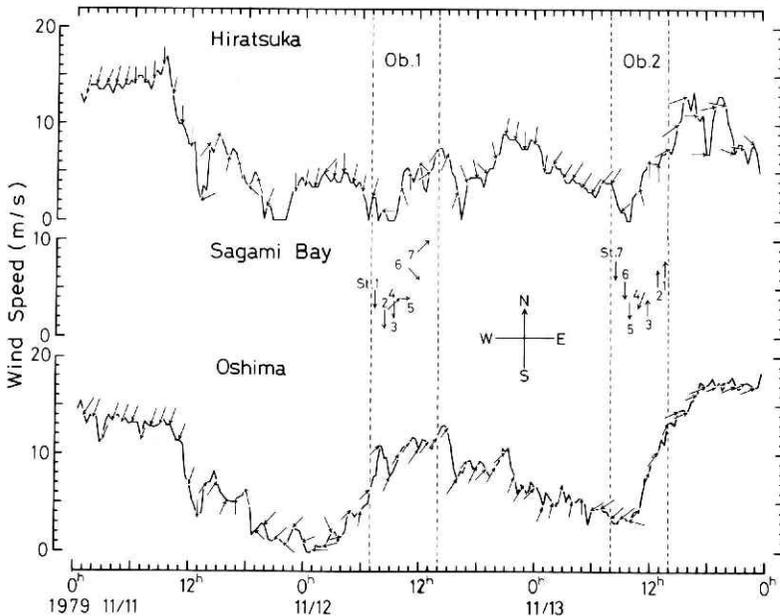


図8 平塚沖の観測塔、船上そして大島測候所での風向風速の記録

Fig. 8 Records of wind direction and speed off Hiratsuka, in Sagami Bay and at Oshima. Data of Sagami Bay were obtained on the ship.

午前3時頃で勢力が最大となる。13日(同図(c))には、低気圧は減衰し、再び太平洋上の高気圧が張り出して来る天候となった。このように低気圧は関東以北の太平洋上を北東へ移動していくために、相模湾上での風向は主に北から南そして西へと変化していくことが期待される。図8は平塚沖の観測塔、船上そして大島測候所で観測された風向風速の記録である。この図から相模湾において、11日はほぼ強い北風、12日は午前中が強い南風であるが午後から大島付近だけ比較的弱い南風となる、13日には相模湾全体にわたって強い西風となっている。このように風の分布は、図7の天気図の低気圧の発達から予想されたものとなった。また相模湾における風の場の空間的特性について次のことが言える。風速が約10m/s以上になると、ほぼ様な風の場が大島・平塚間の海域で期待される。このことは、沿岸波浪予報技術調査報告(気象庁海洋気象部、1979)の第25図からも支持されることである。

上述したように観測期間中の風の特徴は、相模湾で強い南風が長時間にわたって吹かず、一方海洋上で強い風が吹いたことである。よって風浪は外洋上で発達し、相模湾にうねりとして伝播して来ることが予想される。外洋上での風浪の発達は、気象庁発行の外洋波浪図から概略的に示される。この波浪図は船舶と観測ブイからの波浪データと天気図からの風のデータによって作られたものである。それによると11月12日において相模湾沖で、波高2~3m、周期10~15秒の波が卓越していることが示されている。

#### 4. 観測結果

圧力計(感部)からの出力は、ブイに内蔵されたデジタルカセットテープに読み取り間隔時間 $\Delta t = 0.25$ 秒ごとに記録された。この記録をもとに各々の観測点のパワースペクトル分布を求めた。スペクトル計算はBlackman-Tukey法によって行った。具体的な計算法は次の理由から、力石・光易(1973)の方法を用いた。それは、この方法によって得られたスペクトル分布が次のような特性をもつからである。スペクトル分布の全エネルギーの値がほとんど正確に時系列からの分散値と一致することそしてスペクトル分布の高周波領域で負のスペクトル密度値をもたないことである。パワースペクトルは、データ個数2000個を用いてラグ数 $M = 100$ 個(25秒)として計算された後に、圧力計の深さ $D = 21$ mとした補正係数 $(1/T_p^2)$ をかけて求めた。一方観測塔の容量式波高計による連続観測のデータに関して、各々の観測点での測定とほとんど同時刻のものについてスペクトル解析を行った。この場合のスペクトル解析は、読み取り時間、 $\Delta t = 0.3$ 秒をのぞけば波浪計のスペクトル解析と同じ方法を用いた。

上記のような解析法で得られたスペクトル分布から、次のような波浪の特性の空間的分布を調べた。第1に各々の観測点でのスペクトル分布の形、第2に卓越波であるスペクトルピーク波のスペクトル密度値、第3に有義波高である。有義波の波高は直接的に求めることができず、次のLonguet-Higgins(1952)の式を使って間接的にスペクトル分布の全エネ

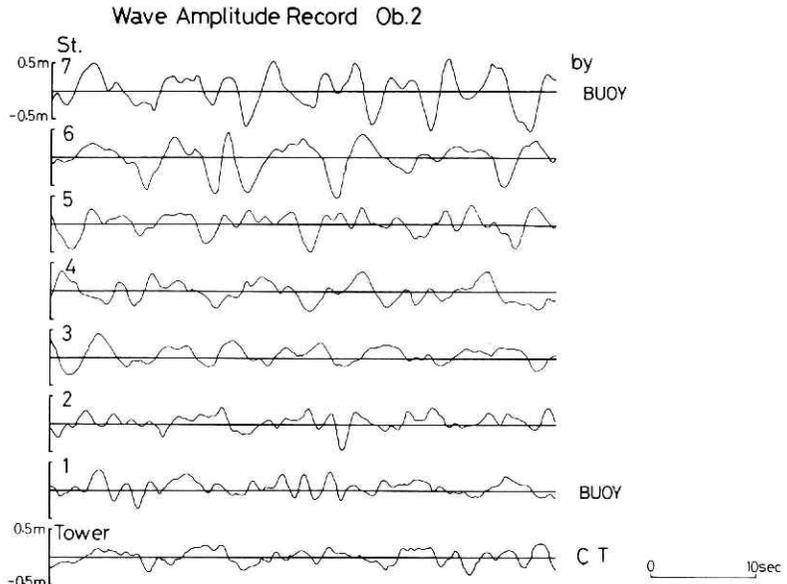


図 9 波浪計と観測塔の容量型波高計で得られた波高変動. st. 1 とCTの記録は同時刻のものである.

Fig. 9 Examples of wave records obtained at 7 stations. The record at the marine tower (CT) was obtained almost simultaneously with that at St. 1.

ルギー $E$ から求められる. なぜなら, 第2.1節で述べたように圧力補正はスペクトル分布に対してのみ可能であるためである.

$$H_E = 2.83\sqrt{E} \quad (9)$$

#### 4.1 スペクトル分布

相模湾の観測点と観測塔で得られたスペクトル分布の比較を行う前に, これらの観測点で得られた圧力の変動の時系列について調べることにする. この圧力変動は, 第2.1節で述べたように0.2 Hz以下の低周波成分の補正は, パワースペクトル分布上でしか行うことができない. しかし得られた圧力変動から, 使用した波浪計の特性や波浪の場の卓越波の周期について, ある程度推測することができる. 図9は帰路 (ob. 2) での七つの観測点と観測塔の容量型波高計で得られた時系列である. この図から次のことが明らかになる. 第一に, 波浪計で得られた波形は, 容量型波高計で得られた波形に比べて, 波の峰とか谷でひどく変形していないこと. 第二に, 全観測点にわたって周期約10秒の波が卓越しており, その波の振幅は大島付近 (St. 7) から観測塔付近 (St. 1) へ伝播してくるにつれて徐々に小さくなる. 第三に, St. 1とSt. 2そして観測塔 (H 1とH 2) の記録において, 比較的周期が短い波が見られる. この波は観測時刻から判断して, 図8より風速6~7 m/sの局所的な南風による風波成分と思われる.

波浪計の圧力変動記録から明らかにされたことは, 圧力補正されたパワースペクトル分布

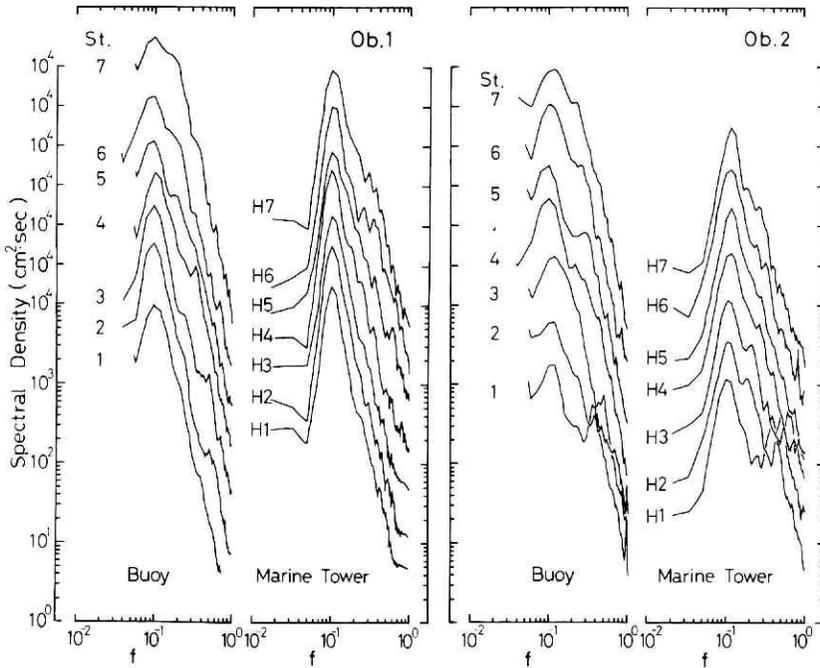


図 10 波浪計と容量型波高計で得られたパワースペクトル分布。  
往路での観測結果はob. 1で、帰路でのものはob. 2で示す。

Fig. 10 Comparison between the energy spectra observed by the wave meter in the Bay and by the capacitance-type wave gauge at the marine tower. Ob. 1 and Ob. 2 indicate the results for Nov. 12 and Nov. 13 in 1979, respectively.

からより明白に示される。図10は波浪計と観測塔の容量型波高計によるほとんど同時刻に得られたデータから求められたスペクトル分布を示している。この図から次のことが明らかとなる。

(1) 周期10秒付近の成分が、全観測点のスペクトル分布でスペクトルピーク波となっている。このことは観測期間中相模湾において、周期ほぼ10秒の波が卓越していたことを明らかに示している。

(2) スペクトルピーク付近の分布においてSt. 7とSt. 6では比較的幅広い分布となっているが、St. 5からSt. 1までの海域および観測塔ではほぼ同じような幅の狭い分布となっている。このことから、相模湾の波浪の状況が次のように想像される。大島からSt. 6までの海域の波浪は、風浪に近い状態か又は外洋波浪が大島の両側の海から侵入した後それらが衝突し合っている状況であること。一方St. 5から観測塔までの海域の波浪は、比較的穏やかなうねりに非常に近い状況であることである。これらの波浪の状況は、目視観測からも支持されることである。

(3) 圧力変動の波形のところで述べた比較的短い周期の風波成分は、帰路 (ob. 2) でのSt. 1とSt. 2そして観測塔のH 1とH 2のスペクトル分布の第2ピーク (周波数0.4~0.5

Hz) の波に対応すると言える。

#### 4.2 スペクトルピーク波の特性

波浪のスペクトル分布  $\phi$  は, Mitsuyasu (1968) や Tokuda and Toba (1981 a, b) が示したように相似した分布をもつ。その相似した分布はスペクトルピーク周波数  $f_p$  と全エネルギー  $E$  によって, 次のように無次元量として表わされる。添字  $p$  はスペクトルピーク波を示す。

$$\phi_N = \phi_N(f_N) = \phi f_p / E, \quad f_N = f / f_p \quad (10)$$

ここで  $f_p$  を一定とすると式(10)より

$$\phi_p = \phi_N E / f_p = \text{const.} \cdot E \quad (11)$$

式(11)より,  $\phi_p$  は全エネルギーに比例することになる。よってスペクトルピーク波のスペクトル密度は, 波浪の場のエネルギーのパラメーターとして考えることができる。波浪の場をスペクトルピーク波の特性でパラメーター化する方法は, うねりと風波が混在しているような波浪の場に対しても正確に適用される利点がある。つまりうねりと風波がある場合はスペクトル分布にそれぞれのピークができるので, それらのスペクトルピーク波のエネルギー

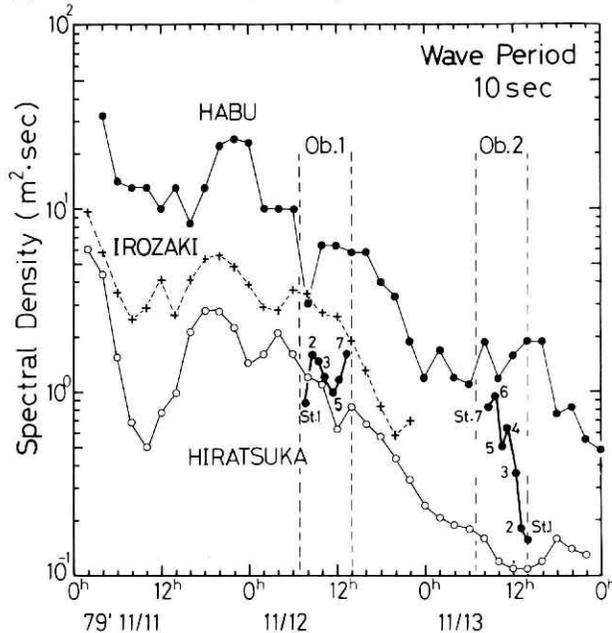


図 11 平塚沖, 相模湾, 波浮港沖そして石廊崎における  
周期10秒の波のスペクトル密度の時間的变化

Fig. 11 Variations of the spectral density of peak wave with the period of 10 sec off Hiratsuka (the marine tower), in Sagami Bay, at Habu and Irozaki. Data of Sagami Bay from St. 1 to St. 7 were obtained by the wave meter.

表 1 相模湾における観測点と観測塔での波浪特性  
 Table 1 Characteristics of ocean waves at stations in Sagami Bay and the marine tower.

(a) 往 路		(a) 12th Nov. 1979			(b) 13th Nov. 1979				
1979年11月12日 観測点 番号	時 刻	波 浪 計			容 量 型 波 高 計				
		ピーク周波数	ピーク波のスベクトル密度	有義波高	ピーク周波数	ピーク波のスベクトル密度	有義波高(直接法)	有義波周期	有義波高(間接法)
h m		$s^{-1}$	$\times 10^4 cm^2 s^{-1}$	$H_E$ (m)	$s^{-1}$	$\times 10^4 cm^2 s^{-1}$	$H_E$ (m)	$T \frac{1}{3}$ (s)	$H \frac{1}{3}$ (m)
1	7:46	0.102	0.88	0.82	0.103	1.43	0.86	9.1	1.09
2	8:40	0.098	1.60	1.02	0.101	1.45	0.88	9.2	1.14
3	9:30	0.099	1.48	1.01	0.105	1.09	0.80	8.7	1.03
4	10:23	0.104	1.22	1.00	0.102	1.30	0.84	9.0	1.10
5	11:30	0.092	1.00	0.93	0.104	0.70	0.71	8.2	0.90
6	12:26	0.092	1.17	1.07	0.107	0.84	0.72	7.8	0.91
7	13:27	0.097	2.11	1.58	0.104	0.79	0.73	8.7	0.89

(b) 帰 路		波 浪 計			容 量 型 波 高 計				
1979年11月13日 観測点 番号	時 刻	ピーク周波数	ピーク波のスベクトル密度	有義波高	ピーク周波数	ピーク波のスベクトル密度	有義波高(直接法)	有義波周期	有義波高(間接法)
		$s^{-1}$	$\times 10^3 cm^2 s^{-1}$	$H_E$ (m)	$s^{-1}$	$\times 10^3 cm^2 s^{-1}$	$H_E$ (m)	$T \frac{1}{3}$ (s)	$H \frac{1}{3}$ (m)
7	8:43	0.115	8.20	1.05	0.118	1.14	0.33	7.3	0.40
6	9:37	0.103	9.56	0.98	0.115	1.30	0.35	7.1	0.42
5	10:32	0.094	5.15	0.71	0.117	1.14	0.32	6.9	0.39
4	11:14	0.098	6.39	0.76	0.114	1.19	0.33	6.5	0.39
3	12:21	0.114	3.58	0.65	0.108	1.01	0.31	6.1	0.35
2	13:14	0.107	1.79	0.48	0.108	0.94	0.32	4.8	0.36
1	14:05	0.108	1.58	0.46	0.106	1.09	0.36	4.6	0.42

密度をもって波浪の場をパラメーター化することが可能となる。

上記の考えにもとづき、相模湾におけるスペクトルピーク波のスペクトル密度の空間的特性を調べた。ピーク波のスペクトル密度値は、ピーク周波数を中心に  $2\Delta f$  の周波数帯内での平均エネルギー密度値で表わされている。ここで  $\Delta f = 1 / (2\Delta t M)$  である。相模湾におけるスペクトルピーク波は、図10より周期約10秒の波であった。図11はこの10秒の波のエネルギーの変化を示した。この図において、湾内に入って来る外洋波浪の指標として、大島の東側のものに対して大島の波浮港沖のスペクトル密度変化、一方大島の西側のものに対して石廊崎のスペクトル密度変化が示されている。また相模湾の湾奥の波浪の指標として、観測塔で得られたスペクトル密度の変化を示した。石廊崎エネルギー密度変化が12日22時までしか示されていないのは、これ以後10秒の周期の波がスペクトルピークを形成しなかったためである。図11で示されたスペクトルピーク波の周波数とスペクトル密度の値は、表1に示されている。図11と表1から次のことが分る。

- (1) 平塚沖でのスペクトル密度は平均的に波浮港での値の約  $1/10$  として石廊崎の値の約  $1/3$  となっているが、それらの時間的变化はお互によく類似している。そして波浮港の値

が石廊崎の値に比べて大きいことは、湾内に入ってくる外洋からの波浪の進行方向が南から南東の範囲にあることを示唆している。

(2) 波浮港と平塚沖のデータから、10秒周期の波は往路 (ob. 1) の区間では定常でないが帰路 (ob. 2) ではほぼ定常状態にあると言える。このことから、波浪計ブイによって測定された10秒の波のエネルギーの空間的变化は、往路期間よりも帰路期間で、湾奥に進むにつれて滑らかに減少する分布となっている。

以上のことから次のことが言える。外洋で発達した周期10秒の波は主として大島の東側から相模湾に入り、St. 5 付近からほぼ真北に進路をとって平塚沖に伝播して来る。その間その波はほとんど周期を変化させることなく、ただ振幅だけを減少させることである。この波の減衰過程について、さらに第5章でうねりの減衰モデルとして議論する。

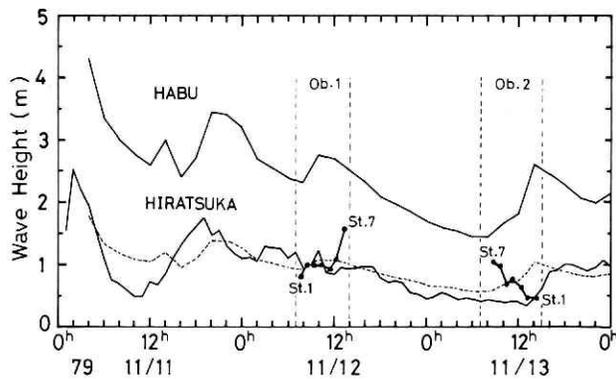


図 12 平塚沖、相模湾そして波浮港沖での有義波高  
 Fig. 12 Variations of the wave height of significant wave at Hiratsuka, Sagami Bay and Habu.

#### 4.3 有義波高

波浪の場をパラメーター化する、もう一つの方法として有義波法がある。この方法は、次のことから現在もっとも盛んに用いられている方法である。複雑な波浪の場を一つの代表的な波——有義波で簡単に表わされること、そして有義波の特性である波高と周期は目視観測から比較的容易に得られるためである。しかし第4.2節で述べたように、うねりと風波成分が混在する波浪の場を一つの有義波でパラメーター化することは、両者の波の特性が異なるために、あまり良い方法でない。うねりと風波成分を別々にしてそれぞれに有義波法を適用すればよいが、その場合波浪の場をうねりと風波成分に分離することが容易でない。このような問題があるが、ここでは波浪の場をうねりと風波成分に分離しないで有義波法を用いた。図12は観測期間中の波浮港、相模湾そして平塚沖の観測塔での有義波高の変化を示した。波浮港の値は超音波波高計で測定されたものである。波浮港と観測塔の値は、ともにゼロアップクロス法で直接計算されたものである。波浪計による相模湾の値は、式(9)を使ってスペクトル分布の全エネルギー  $E$  から間接的に求められるものである。波浪計によるスペクトル分

布は、図10に示されたように、低周波領域で閉じた分布になっていないので、全エネルギーは次のようにして求めた。その領域で閉じた分布になるようにスペクトル分布を外挿した後に、スペクトル分布の面積を計算し全エネルギーの値を求めた。この外挿された部分の面積は、もっとも大きいもので全面積の7%、平均4~5%の大きさとなった。図12から次のことが示される。

(1) 有義波高の時間的変動は、11月13日12時以降をのぞけば、図12に示されたピーク波のスペクトル密度の変動と非常に類似したものになっている。13日12時以降において、両者の傾向が一致しないのは、スペクトル分布がうねりと風波成分による2つのピークをもつためである。その時刻以降有義波高が増加しているのは、図10から明らかなように、うねり成分の減衰の割合よりも風波成分の増加の割合の方が大きいことによるものである。

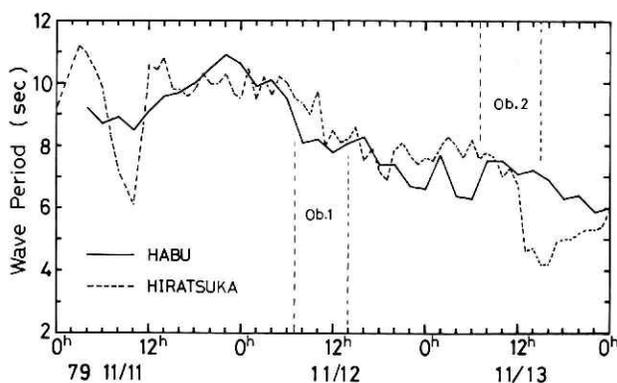


図 13 平塚沖と波浮港沖での有義波周期

Fig. 13 Variations of the wave period of significant wave at Hiratsuka and Habu.

(2) 平塚沖観測塔での波高変動は、Isozaki ら (1976) が指摘したように、波浮港の値と類似している。しかし波高の大きさについて、彼らは平塚沖の方が波浮港に比べて40%だけ小さいとしているが、ここでは60%も小さくなっている。図12の点線は波浮港の波高変動に0.4 (60%)をかけたものである。

(3) 波浮港、相模湾そして観測塔の波高分布の比較において、相模湾の値が図11に示されたスペクトルピーク波のエネルギー分布の場合に比べて相対的に低くなっている。これは主として有義波の波高の計算法の違いすなわち直接法と間接法の違いによると推定される。この違いについて塔でのデータについて調べた。その結果は表1の有義波高 $H_E$ と $H_{1/3}$ で示されている。それによると、直接的に求められた値 $H_{1/3}$ は常に間接的に求められた値 $H_E$ に比べて大きく、もっとも大きいもので約30%も大きいものがあった。

以上有義波高の時間的変動について調べたが、同様に波浮港と平塚沖の有義波周期を直接的に求め、これらを図13に示した。この図より11月11日12時から13日12時において、両者はほぼ同一の分布となっていることが分る。このことは、第4.2節で述べた周期10秒の波が相

模湾で卓越すると言う波浪の場の特性と一致することである。すなわち波浮港沖を通過した波浪は、あまり周期を変えないで波高だけを減少しながら、平塚沖に伝播して来ることを示唆している。13日12時から20時において両者があまりよく一致しないのは、両者の風波成分の発達が吹続距離の違いによって異なったことによるものと推測される。

### 5. うねりの減衰モデル

第4.2節で議論した周期10秒の波について、うねりの減衰モデルを考えた。風浪がうねりとなって伝播する時、波の減衰は主として分散と角伝搬の効果によるものと従来考えられている。観測された周期10秒の卓越波のスペクトル密度の減少は、これらの線形的な効果よりも、むしろ次で述べる非線形的な効果によるものと考えた方が合理的である。すなわち、相模湾へ入射した卓越波はあまり分散・角伝搬の効果を受けず、周期を保存して平塚沖まで伝播して来る。一方エネルギー的には次のことが言える。境界を形成している伊豆半島、三浦半島そして房総半島の海岸は、すべての波の成分に対して砕波の効果によるエネルギーの吸収帯を形成する。このために卓越波のエネルギーは湾奥に入るほど減少することになる。このような考えで、卓越波のエネルギーの減衰について簡単なエネルギー拡散モデルを導入した。図6に示したように、大島から平塚沖までの海域を相模湾AとBの二つにわけて考える。Sというエネルギー密度を有する波が両岸でエネルギーを失いながら、群速度 $C_g$ という伝播速度で北上することである。

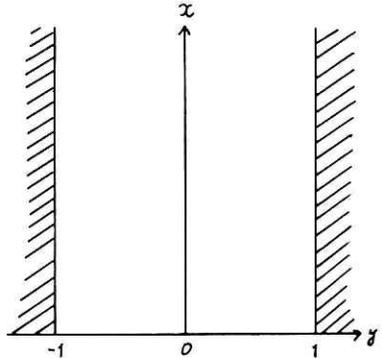


図 14 うねりの減衰モデルの座標軸  
Fig. 14 The co-ordinate system for the mode of the attenuation of swell.

Reference scale  $l$  として両岸の間の距離の半分をとると、相模湾A 海域に対して  $l = 28.3 \text{ km}$ 、相模湾B 海域に対して  $l = 20.8 \text{ km}$ となる。このスケールで長さの無次元化を行うと、図14のように座標軸を設定するのが便利である。以上のことにより、波のエネルギー拡散方程式と境界条件は次のようになる。ここで  $|K_y \frac{\partial^2 S}{\partial y_1^2}| \gg |K_x \frac{\partial^2 S}{\partial x_1^2}|$  とした。  $K_y = K$  とおくと、

$$C_g \frac{\partial S}{\partial x_1} = K \frac{\partial^2 S}{\partial y_1^2} \quad (12)$$

ここで  $K$  と  $C_g$  は、それぞれ渦拡散係数と卓越波の群速度とする。長さに対して無次元化すると、  $x = x_1/l$  と  $y = y_1/l$  となり、式 (12) は次のように変形される。

$$\frac{\partial S}{\partial x} = a^2 \frac{\partial^2 S}{\partial y^2}, \quad a = \sqrt{K / (C_g l)} \quad (13), (14)$$

境界条件として、

$$K \frac{\partial S}{\partial y} \Big|_{y=\pm 1} = \beta S(x_1, 0) \quad (15)$$

簡単な入射波を考慮して次のようにおく.

$$S \Big|_{x=0} = \alpha \cos \frac{\pi}{2} y \quad (16)$$

解として次式が求められる.

$$S(x, y) = \alpha e^{-\frac{\pi^2 a^2}{4} x} \cos \frac{\pi}{2} y,$$

$$\frac{\beta}{K} = 1.57 \quad (17)$$

卓越波の周期を10秒として、相模湾AとBの海域に対して解を求めた。式(17)から分るように未知数は $\alpha$ と $K$ の二つになる。観測データにできるだけ一致するように、これらのパラメーターを定めればよい。表1に示された卓越波のエネルギー密度は図15に示された。この図の横軸は、無次元化された $x$ 軸となっている。この図から次のことが分る。周期10秒の卓越波のエネルギー密度は、第4.2節で指摘したように、往路より帰路でより単調に減少していることである。このことから、帰路のデータについてのみ解(17)の適用を考えることにする。 $\alpha$ と $K$ の値は帰路のデータをもとに、次のような基準点で求められた。 $\alpha$ について次のように計算した。相模湾A海域に対して基準点 $x_0$ をSt.7とし、 $\alpha$ をその点でのエネルギー密度値で求めた。B海域に対しては基準点 $x_0$ をSt.4とし、 $\alpha$ をその点での相模湾Aの海域の解と一致するように決めた。すなわち相模湾A海域とB海域の境界条件は、便宜的にSt.4でエネルギーが連続とした。一方渦拡散係数 $K$ は、次のように得られた。各々の海域でのピーク波のスペクトル密度分布が、式(17)にできるだけ適合するよ

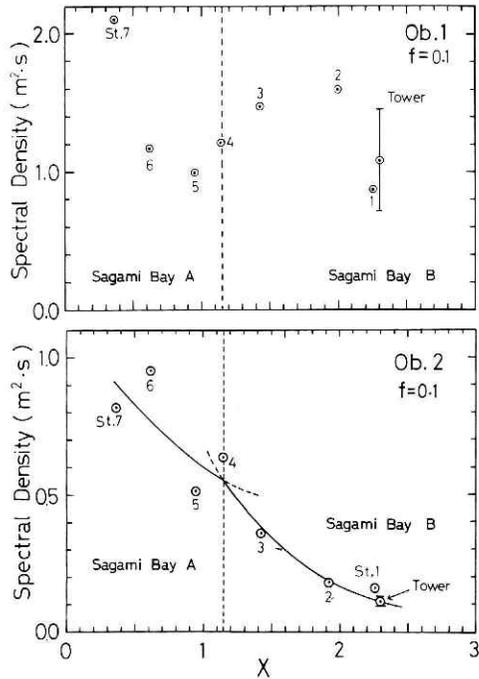


図 15 周期10秒の波のエネルギーの減衰に関して観測値と理論値の比較。実線が理論値を示す。  
Fig. 15 Comparison of the observed value with the theoretical value with respect to the attenuation rate of energy density of the peak waves. Full line indicates the theoretical value.

Comparison of the observed value with the theoretical value with respect to the attenuation rate of energy density of the peak waves. Full line indicates the theoretical value.

うに減少していることである。このことから、帰路のデータについてのみ解(17)の適用を考えることにする。 $\alpha$ と $K$ の値は帰路のデータをもとに、次のような基準点で求められた。

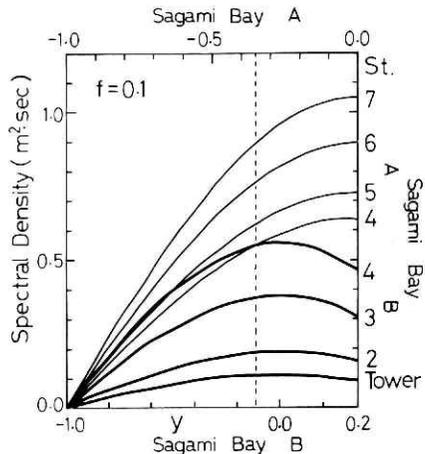


図 16 うねりの減衰モデルの理論値  
Fig. 16 Distributions of the energy density of the peak waves estimated by the diffusion equation.

うに  $a$  の値を求め、この値から式 (14) を使って渦拡散係数が計算された。その結果、次のような解が示された。

相模湾 A 海域に対して

$$s = 1.05 e^{-0.63(x-x_0)} \cos \frac{\pi}{2} y, \quad K = 5.64 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s} \quad (18)$$

相模湾 B 海域に対して

$$s = 0.56 e^{-1.40(x-x_0)} \cos \frac{\pi}{2} y, \quad K = 9.18 \times 10^4 \text{ m}^2/\text{s} \quad (19)$$

解 (18) と (19) は図16に示された。この図において点線が図6で示された観測点を結んだ線(観測線)である。理論値と観測データの比較は、図15の下図(帰路の場合)に表わされている。これらの結果から、観測された周期10秒の波のエネルギー密度の減衰は、とくに相模湾B海域において、拡散方程式による解で説明される可能性があると言える。相模湾A海域においては、観測値が単調に減衰していないことと第4.1節で議論したようにスペクトル分布が幅広い分布になっていることから、St. 7からSt. 5の海域では、波浪の方向分散効果のある程度考慮する必要があると言える。以上拡散方程式を用いて簡単な理論的な考察を行ったが、このモデルにはまだ多くの改善すべき点がある。第一には、相模湾のAとB海域の境界条件すなわちエネルギー連続の条件を観測点ばかりでなく、境界線上すべての点において満すようにすることである。第二には、大島の遮蔽効果を入れること。第三には、湾奥での海岸による  $x$  軸方向のエネルギー拡散の効果を考える必要があることである。これらの点を考慮したモデルを今後研究する必要がある。

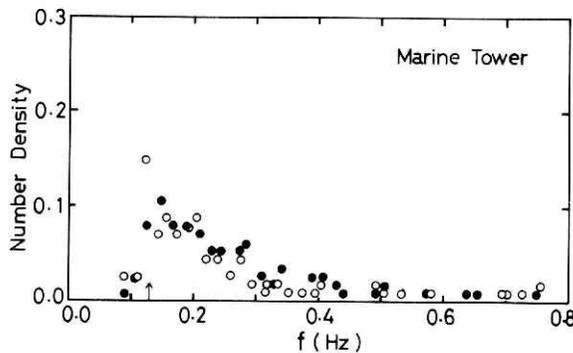


図 17 個々波の個数密度分布に関して波浪計と容量型波高計による結果の比較。○印は容量型波高計の結果、●印は波浪計の結果を示す。矢印はスペクトルピーク周波数を示す。

Fig. 17 Comparison between the number density of individual waves observed by the wave meter (●) and by the capacitance-type wave gauge (○) at the marine tower. Arrow indicates the peak frequency.

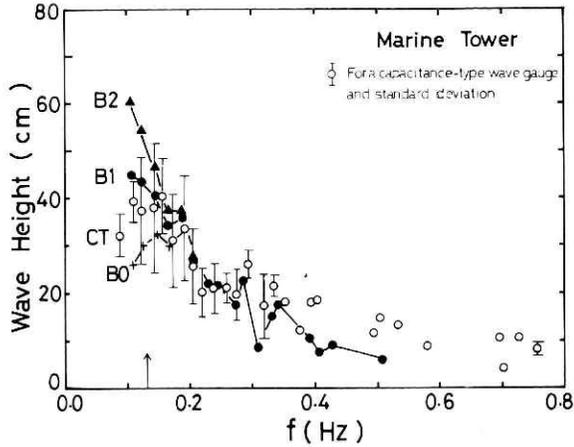


図 18 平均波高分布に関して波浪計と容量型波高計による結果の比較。  
 ○印は容量型波高計の平均波高とその標準偏差を示す。波浪計の結果は圧力補正なしに対して+印, そして浅海波 ( $D=20\text{m}$ ) と深海波による圧力補正に対しては, それぞれ $\Delta$ 印と $\circ$ 印で表わされている。これらの波浪計の結果は, 周波数  $0.2\text{ Hz}$  より大きい周波数の波に対して, ほとんどお互に一致するものとなる。矢印はスペクトルピーク周波数を示す。

Fig. 18 Distributions of the wave height of individual waves observed at the marine tower.

### 6. 個々波法による圧力補正

今までの解析はすべて成分波法によって行われた。その結果、波浪の往復運動による影響をとりのぞくために、スペクトル分布上で圧力補正をしなければならないこと、そして補正されたスペクトル分布は低周波領域において現実にはありえない値をもつ分布になることである。このようなことから、圧力補正について個々波法で検討する。個々波法は、Tokuda and Toba (1981a) によって風波の解析に導入されたものである。この方法は、第 2.1 節で述べた成分法と異なって、水面の波浪の高まりすなわち個々波を、各々独立した成分波の重ね合せとせず、個々波を特徴づける波高と周期で波浪の場をパラメータ化するものである。このことにより、個々波法による圧力補正はスペクトル分布に対してでなく、個々波の波高に直接に行うことができる。

個々波のスペクトル分布は次のような手順で見積られる。個々波の波高と周期を読み取る

表 2 成分波法と個々波法の比較 Table 2 Comparison of characteristic of spectral peak wave between the individual waves and the component waves.  
 (a) 全エネルギー ( $\text{cm}^2$ ) (a) total energy (b) peak frequency

	(a) 全エネルギー ( $\text{cm}^2$ )				(b) スペクトルピーク周波数			
	塔の容量型波高計	波 浪 計 圧力補正なし	D=20	D = $\infty$	塔の容量型波高計	波 浪 計 圧力補正なし	D=20	D = $\infty$
成分波法	141.9	93.7	229.3	154.5	0.123	0.156	0.148	0.142
個々波法	132.7	89.0	208.0	145.8	0.130	0.161	0.136	0.144

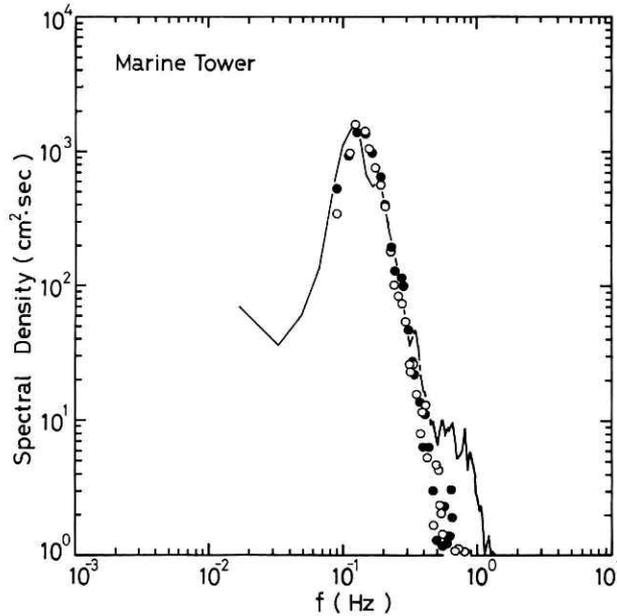


図 19 個々波のスペクトル分布に関して波浪計と容量型波高計による比較。○印は容量型波高計で、●印は深海波で補正された波浪のスペクトル分布を示す。実線は容量型波高計のデータに対しての成分波法の結果を表わす。

Fig. 19 Distributions of the power spectrum of individual waves observed at the marine tower. Symbol (○) indicates the result of the capacitance-type wave gauge, and (●) is the result of the wave meter corrected for the influence of deep water. Full line indicates the distribution of the power spectrum of component waves for data of the capacitance-type wave gauge.

方法は、Zero-crossing Trough to Trough 法で行った。得られた個々波の特性をその周波数の小さい順に並べて、ある決められた周波数帯に分類する。そして各々の周波数帯ごとに個々波の個数  $m_i$ 、平均波高  $H_i$  として平均周波数  $f_i$  を求める。周波数帯の区分を図5でのスペクトル計算（成分波法）と同じようにとれば、成分波法に対応する  $i$  番目の周波数成分のエネルギー密度  $\phi_i$  が次式で与えられる。

$$\phi_i \Delta f = \frac{1}{8} H_i^2 \frac{m_i T_i}{\tau}, \quad \tau = \sum_{i=1}^{n+1} m_i T_i \quad (20)$$

ここで  $\Delta f = 1 / (2M \Delta t)$  で、 $\Delta t$  と  $M$  はそれぞれ読み取り間隔時間ヒラゲ数を示す。式 (20) から分るように、個々波のスペクトル分布は波高、周期そして波の数によって計算することができる。

第2.2節で示した波浪計と観測塔の容量型波高計による同時観測のデータに個々波法を適用し、具体的に個々波法による圧力補正の特性を調べた。図17は個々波の個数密度  $m = m_i / \sum_{j=1}^{n+1} m_j$  の分布を示す。この図から、波浪計で観測された個数密度分布は、ほぼ塔での容量型波高計の分布と一致していると言える。図18は波高分布を表わしている。個々波法による圧力補正は、各周波数帯での平均波高に対して式(6)を用いて行った。この図から、観測

塔の容量型波高計による分布が、波浪計の分布の中で深海波による補正分布にもっともよく一致していることが分る。このことは第2.2節で述べたスペクトル分布の場合と一致している。図17と図18の結果と式(20)より、個々波のスペクトル分布に対して両者は非常によく一致することが期待される。両者のスペクトル分布の比較は図19に示されている。またこの図において、容量型波高計のデータに対して成分波法によるスペクトル分布が示されている。スペクトルピーク周波数と全エネルギーの値に関して、成分波法と個々波法の比較は表2に示されている。これらの結果から次のことが明らかとなる。

(1) 個々波のスペクトル分布において、深海波による圧力補正された波浪計の分布は、容量型波高計のものと非常によく一致した。

(2) 圧力補正した個々波のスペクトル分布は、成分波法による分布と異なり、低周波領域において現実にはありえない大きな値を有しない。

(3) 個々波のスペクトル分布は、Tokuda and Toba (1981 a) が示したように、エネルギーが卓越する主要周波数領域で成分波法の分布と非常によく一致した。

成分波法による解析は、すでに述べたように、スペクトル分布の低周波領域において閉じた分布になるように低周波の波の成分をカットしなければならない。個々波法を用いれば、このような非物理的な処理が避けられ、かつ波高の情報が陽に求められる利点がある。今後波浪計のデータについて個々波法を適用し、相模湾における波浪の空間的特性をさらに明らかにしたい。

## 7. ま と め

相模湾の波浪の空間的特性を明らかにするために、圧力式波浪計を用いて波浪観測を行った。同時に平塚沖にある観測塔の容量型波高計による波浪の連続観測を行った。相模湾の本観測を実行する前に、平塚沖の観測塔において波浪計と観測塔の容量型波高計の同時観測を行い、波浪計の特性を明らかにした。それによると、圧力式波浪計は水面の波浪の影響を取り除くための深海波による圧力補正をスペクトル分布上で行えば、スペクトル分布の低周波領域をのぞき十分な精度で波浪スペクトル分布の観測を行うことができることが示された。その低周波領域では閉じたスペクトル分布にするために、低周波の波をカットする人工的な方法がとられた。この点において、個々波法による圧力補正を導入すれば、改善される可能性が示された。

本観測において、相模湾の七つの観測点で圧力式波浪計による波浪観測を行った。その結果次のことが示された。

(1) スペクトル分布の特徴は、周期約10秒の波が相模湾全体でスペクトルピーク波となり、大島付近の海域では風浪の特性を有する比較的に幅広い分布であったが、相模湾中央から平塚沖ではうねりの特性を有する幅の狭い分布となった。

(2) 卓越波であるスペクトルピーク波は、とくに帰路の観測期間中において、指数関数的にエネルギーを減少させながら湾奥に伝播する。この波の減衰過程は、拡散方程式によって説明された。

(3) 観測された有義波高の分布において、大島と平塚沖間の減衰率は、Isozaki *et al.* (1976) の数値計算の結果より大きい値となった。

## 8. 謝 辞

本研究において、気象研究所海洋研究部磯崎一郎博士に貴重な助言と数値計算に関する資料をいただきました。また防災センター平塚支所沿岸防災第1研究室室長の竹田厚博士には貴重な助言をいただきました。波浮港沖の波浪スペクトル分布及び有義波の資料の提供に関しては、港湾技術研究所水工部海象観測研究室の高橋智晴室長、広瀬宗一研究官にお世話をいただきました。石廊崎の波浪の資料については静岡地方気象台天野充予報官に、大島の風の資料については大島測候所唐澤西之祐所長にお世話をいただきました。ここに合わせて感謝いたします。

## 参 考 文 献

- 1) 細田龍介・前田久明・外山高・田口賢士 (1977) : 船舶設計における波浪資料の利用に関する検討。関西造船協会誌, 第165号。
- 2) Isozaki, I., T. Uji, T. Seto and A. Kaietsu (1976) : Ocean waves on Sagami Bay caused by Typhoon 7410. The Oceanographical Magazine. Vol. 27, Nos. 1-2, 1-23.
- 3) 気象庁海洋気象部 (1979) : 沿岸波浪予報技術調査報告, 第1号, pp 68.
- 4) 気象庁海洋気象部 (1980) : 沿岸波浪予報技術調査報告, 第2号, pp 126.
- 5) Longuet-Higgins, M. S. (1952) : On the statistical distribution of the heights of sea waves. J. Mar. Res., 11, 245-266.
- 6) Longuet-Higgins, M. S., D. E. Cartwright and N. D. Simth (1963) : Observations of the directional spectrum of sea waves using the motions of a floating buoy, Ocean wave spectra, New Jersey : Prentice Hall Inc.
- 7) Mitsuyasu, H. (1968) : On the growth of the spectrum of wind-generated waves (I). Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., 16, 459-482.
- 8) 光易恒ら (1973) : 海洋波の計測法の開発研究(1), 九州大学応用力学研究所所報, 第39号, 105-181.
- 9) 力石國男・光易恒 (1973) : スペクトル計算法と有限フーリエ級数, 九州大学応用力学研究所所報, 第39号, 77-104.
- 10) Tokuda, M. and Y. Toba (1981 a) : Statistical characteristics of individual waves in laboratory wind waves. I. Individual wave spectra and similarity structure (in press).
- 11) Tokuda, M. and Y. Toba (1981 b) : Statistical characteristics of individual waves in laboratory wind waves. II. Self-consistent similarity regime (in press).
- 12) 渡部勲・藤縄幸雄 (1979) : 平塚沖波浪観測資料(1), 防災科学技術研究資料, 第39号, pp107.
- 13) 渡部勲・徳田正幸 (1980) : 平塚沖波浪観測資料(2), 防災科学技術研究資料, 第47号, pp 179.

(1981年6月2日 原稿受理)