

運輸省港湾技術研究所

# 港湾技術研究所 報告

---

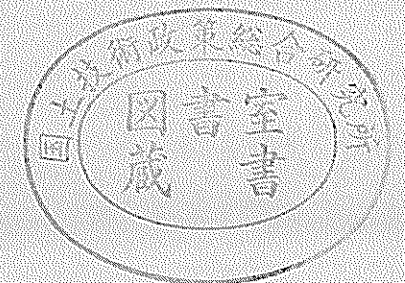
---

REPORT OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH  
INSTITUTE  
MINISTRY OF TRANSPORT

---

VOL. 17      NO. 1      MAR. 1978

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第17巻 第1号 (Vol. 17, No. 1), 1978年3月 (Mar. 1978)

## 目 次 (CONTENTS)

1. 徳島空港延長に関する漂砂模型実験  
..... 佐藤昭二・小笹博昭・永井紀彦..... 3  
(Model Experiment on Branch Profile Change due to the Runway Extension of Tokushima Airport .....Shoji SATO, Hiroaki OZASA and Toshihiko NAGAI)
2. 砕波帯内諸現象の総合観測システムと観測例  
..... 田中則男・小笹博昭・加藤一正  
柳島慎一・小笠原昭・小山内英雄.....57  
(Methods and the System of Field Observation of Phenomena in Surf Zone and some Aspect of the Surf Zone .....Norio TANAKA, Hiroaki OZASA, Kazumasa KATO, Shin-ichi YANAGISHIMA, Akira OGASAWARA and Hideo OSANAI)
3. 沿岸波浪推算法についての考察——港湾における実施上の問題点——  
..... 高橋智晴・広瀬宗一・佐々木徹也.....89  
(Consideration on the Coastal Wave Hindcasts—Problems in Executing Wave Hindcasting— .....Tomoharu TAKAHASHI, Munekazu HIROSE and Tetsuya SASAKI)
4. 海上航行船舶挙動に関する研究 (第3報)  
——広域水域における実態調査手法——  
..... 奥山育英・早藤能伸・吉田行秀・中辻 隆... 119  
(A Study on Marine Traffic Behaviors (3rd Report)—Marine Traffic Survey in the Broad Expanse of Water Area— .....Yasuhide OKUYAMA, Yoshinobu HAYAFUJI, Yukihide YOSHIDA and Takashi NAKATSUJI)

## 沿岸波浪推算法についての考察

——港湾における実施上の問題点——

高橋 智晴\*・広瀬 宗一\*\*

佐々木 徹也\*\*

### 要 旨

現在波浪推算法として汎用的に用いられる方法としては有義波法およびスペクトル法の二種あるが、有義波法では仮想単一波を用いておこなうためうねりと風波を分離して考えなければならない。また風域幅の与える影響についても有義波法では考えにくい。この点スペクトル法はスペクトルエネルギーの平衡方程式に基づいて成分波の発生・発達・伝播を数値計算で解くため、風波とうねりに対して別個の取り扱いをせずに済み、また風域幅の与える影響についても無理なく扱うことができる。本稿では各種モデル風域に対してスペクトル法で計算をおこない、その結果から上記諸問題について検討をおこない、風波の推算式、うねりの推算式および風域幅の影響に関する定式化をおこなった。

スペクトル法では波の発生・発達に関しては定性的に説明できることから、理論的な海上風算定結果が波浪推算結果にあたる定量的影響が重要となる。そこで海上風の理論的推定法の1つである cardone の方法を用い、簡単なモデル風域に対して計算し、大気の安定度の影響、緯度の影響、低気圧性・高気圧性の影響について検討した。

最後に現地波浪についての適用結果を示し、現状における波浪推算法の実施上の問題点を明らかにしている。

\* 水工部 海象観測研究室長

\*\* 水工部 海象観測研究室

## Consideration on the Coastal Wave Hindcasts

—Problems in Executing Wave Hindcasting—

Tomoharu TAKAHASI\*

Munekazu HIROSE\*\*

Tetsuya SASAKI\*\*

### Synopsis

There are two popularly-used methods for wave hindcasting. One is called the singular method, another the spectral method. The latter is the method that wave conditions are given by the numerical solution of the energy balance equation. In the spectral method we need not distinguish swell from wind waves, and consider the effective fetch particularly. The former has some lacks that it's difficult to compound swell with wind waves and deal with the effective fetch.

The generation and growth of waves seem to be explained qualitatively by the resonance theory of Phyllips and the instability mechanism of Miles in the spectral method.

In this paper are shown the relations of wind speeds and wave heights, the decay of waves and the decay distance etc., effectiveness of fetches and the ratio of fetch width to length, using the nondimensional parameter, from the results for the numerical calculations for rectangular fetches. So from the results obtained by using the spectral method, we examine the properties of waves considered in the singular method.

Finally we investigate the effect of the atmospheric stability etc. on the estimation of wind field, and the application of the spectral method to wave hindcasting in the field.

---

\* Chief of Coastal Observation Laboratory, Hydraulic Engineering Division

\*\* Member of Coastal Observation Laboratory, Hydraulic Engineering Division

## 目 次

1. ま え が き .....	93
2. 波浪推算法の種類および研究内容 .....	93
3. スペクトル法の概要 .....	93
3.1 波のスペクトルの成長 .....	94
3.2 波のスペクトルの減衰 .....	95
3.2.1 砕波による減衰 .....	95
3.2.2 内部摩擦による減衰 .....	96
3.2.3 逆風による減衰 .....	96
3.3 基本式, および計算法 .....	96
4. スペクトル法による計算結果について .....	97
4.1 風波についての試算 .....	97
4.1.1 風波の推算式 .....	97
4.1.2 風域幅の影響 .....	99
4.1.3 風波の発達 .....	102
4.2 うねりに対する試算 .....	103
4.2.1 風が止んで後の波の減衰 .....	103
4.2.2 P.N.J. 法との比較 .....	106
4.2.3 定常状態となつたうねりの減衰 .....	107
5. 海上風の推定法について .....	108
5.1 海上風の推定法の概要 .....	108
5.2 単純化モデルによる検討 .....	108
6. 現地波浪に対する推算結果について .....	109
6.1 推算ケースおよび境界条件について .....	109
6.2 推算結果について .....	109
7. 結論および考察 .....	116
8. あとがき .....	116
参考文献 .....	116
主要記号一覧表 .....	118

## 1. まえがき

わが国は世界的にも極めて特殊な気候・地形を有し、その海象特性、特に波浪環境の把握は多様な海洋開発計画に対応して急を要するばかりでなく、その安全性、経済性、合理性等の諸見地から重要なことはいうまでもない。わが国における波浪の観測システムは昭和45年度より本格的に開始されたばかりであり、その質・量ともに十分とはいえず時間的・空間的に不足なデータに頼らざるを得ない状況にある。したがって各種海洋構造物の耐久性等確率論的な、あるいは平均的な波浪特性を主眼とする場合には波浪推算等の理論的代替波浪を用いるか、統計的に無意味な観測期間の延長により観測値を母集団の代表とみなすことを余儀なくされる。

このように波浪推算は実測値の補足という極めて厳密な代替から始まり、多くの実際上の諸問題に適用される。従って波の発生・発達理論に関する歴史は古く、Kelvin-Helmholtz (1871) の密度の異なる二層流体の potential flow の境界面における不安定問題に関する研究より始まると考えられ、統一的な波浪推算法としての開発は、Sverdrup & Munk (1947) による方法が最初であると考えられる。

現在よく用いられる波浪推算法を方法論的に大別すると有義波法、スペクトル法、および経験的方法の3種になるが、本稿においてはある特定地点についてしか適用できない経験的方法は省略し、理論的かつ普遍的な前者2者を対象としている。

## 2. 波浪推算法の種類および研究内容

有義波法、およびスペクトル法はともに波を不規則なものとしてとらえているが、前者は有義波という等価な波を考えているのに対し、後者では波の特徴である不規則性を確率論的にとらえ多数の周波数成分波の合成波として扱っている点で本質的に立場を異にしている。したがって海洋構造物に作用する波の影響を具体的に知るためには波の構造を知る必要があり、基本的には後者に依存すべきことはいうまでもない。

現在スペクトル法と呼称されているのは、Phillips の共鳴理論、および Miles の不安定理論を基礎としたスペクトルエネルギーの平衡方程式に基づくものである。風波の発生、発達に関しては上記2理論により定性的にはよく説明され、物理的意味は明確である。しかし、成分波の成長に関わる係数、エネルギーの方向分布関数、飽

和スペクトル形、および成分波の減衰機構等の定量的な面では未解決な点も多く、経験的、あるいは半経験的に決められたものとなっている。この種の推算法としては Barnett, Ewing, 井上, 磯崎・宇治などがあるが、本稿における試算に用いたのは磯崎・宇治によるモデルである。

有義波法というのは、無次元吹送距離、無次元吹送時間と有義波諸元とを結びつけた風波の推算式、および経験的に得られたうねりの推算式を用いておこなう推算法の総称である。風波の推算式は最初、Sverdrup & Munk によって提案され、観測技術の向上と相まって逐次改善されてきた。現在では移動風域に対する数値計算法とともに風波の推算式を提案した Wilson 法が電算機の普及により有義波法の主流を占めている。港研で昭和46年より統一的におこなってきた波浪推算においてもこの Wilson 法の一つであるものが用いられている。

筆者らは、波浪に関する拠点観測データを背景として沿岸における波浪推算法の検討、および開発を進めているが、本稿は上述のように成分波ごとに発生・発達、および伝播を数値計算するスペクトル法により、有義波法では扱いにくいうねり、風域幅の影響等について種々の矩形モデル風域に対して計算し、定性的な把握をおこなったものである。また波浪推算の精度はそれに先立っておこなわれる海上風の推定精度に大きく依存（波高は風速の2乗の関数である）することから、大気境界層理論に基づいた Cardone の方法によって、大気安定度、高気圧性と低気圧性、および緯度の海上風算定結果に与える影響について種々調べている。

最後に、有義波法、およびスペクトル法の実際風液に対する適用結果を示し、これより両者の適用上、および併用上の問題点を抽出している。

## 3. スペクトル法の概要

風による波の発生、発達機構については前述の Phillips の共鳴理論、および Miles の不安定理論によって定性的にはほぼ確立されたと考えられる。すなわち波の発生の初期の段階においては Phillips の共鳴機構が支配的であり波は線型的に増大し、さらに波が成長してくると後者の Miles の不安定機構が支配的となり指数的に増大することになる。

これら二つの機構を考慮し、波浪スペクトルエネルギーの時間的変化、および平衡を考えると一般に次式のように表わされる。この式は波の伝播、成長、および減衰

を表現している。

$$\frac{\partial}{\partial t} S(f, \theta, t, X) = C_g \cdot \nabla S(f, \theta, t, X) + F(f, \theta, t, X) \quad (1)$$

ここで、 $S$  は二次元スペクトル密度であり、周波数  $f$ 、伝播方向  $\theta$ 、時間  $t$ 、および位置  $X$  の関数である。 $F$  は Source function であって波のエネルギーの実質的な増減をすべて含む。

Hasselmann によると  $F$  は非常に多くの要素を含んでおり、現在のところこれらを量的に完全に評価し得る理論は存在しない。式を用いた推算法としてはこれまで Barnett, Ewing, 井上, 磯崎・宇治らにより提案されているが、これらは主として  $F$  の違い、あるいは数値計算におけるテクニック上の相違がある。

以下、磯崎・宇治のモデルを主体にして述べる。

### 3.1 波のスペクトルの成長

波のエネルギーの成長については前述の二つの機構により次のように表わすことができる。

$$\left[ \frac{dS}{dt} \right]_a = A + BS \quad (2)$$

上式中、 $A$  は Phillips の共鳴理論による線型的な波の増幅係数であり、 $B$  は Miles の不安定理論による指数的な波の増幅係数である。

Hasselmann によると、(2) 式中の  $A$  は風の乱れによ

$$A(f, u) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{3.54 \times 10^{-1} \times 10^{5.25} \times u^{2.25}}{\left[ \frac{1}{4} \left( \frac{\omega}{u} \right)^2 - (k \sin \theta)^2 \right] \left[ \frac{1}{9} \left( \frac{\omega}{u} \right)^{2.5} \left( k \cos \theta - \frac{\omega}{u} \right)^2 \right]} d\theta \quad (6)$$

指数型増幅係数  $B$  については、観測値がいくらかあるが、この傾向をとらえた式が提案されている。

Barnett は Snyder & Cox と Barnett & Wilkerson の観測値に基づき、

$$B = 5.0 \times \frac{\rho_a}{\rho_w} \cdot f \cdot \left( \frac{u \cos \theta_a}{c} - 0.90 \right) \quad (7)$$

を導き、Ewing は

$$B = 3.5 \times 10^{-4} \cdot \frac{u \cos \theta_a}{C_g} \cdot f \quad (8)$$

を導いている。ここで、 $u$  は風速、 $c$  は波の位相速度、 $\rho_a$  は空気の密度である。

井上は上式を作成するのに用いられたデータに、さらに大西洋における定点観測船のデータを加えて次式を提案しており、 $A$  と同様磯崎・宇治のモデルでは、これを用いている。

る圧力変動のスペクトルに比例するとして理論的に次式で与えられる。

$$A = \frac{4\pi^2 k \omega}{\rho_w g^3} P(k, \omega) \quad (3)$$

ここで、 $\omega (=2\pi f)$  は波数  $k$  なる成分波の増幅係数であり、 $g$  は重力加速度、 $\rho_w$  は水の密度、 $P(k, \omega)$  は圧力変動のスペクトルである。

(3) 式により  $A$  を評価するためには  $P(k, \omega)$  の形がわからなければならない。海面におけるこのようなスペクトル形はよく分っていないが、陸上においては Priestly がこの圧力変動のスペクトルを求めており、これによると次のようになる。

$$P(k, \omega) = \frac{\phi(\omega)}{\pi^2} \left[ \frac{\nu_1}{\nu_1^2 + (k \cos \theta_a - A)^2} \right] \cdot \left[ \frac{\nu_2}{\nu_2^2 + k^2 \sin^2 \theta_a} \right] \quad (4)$$

ここで、 $A = \omega / U_0$ 、 $U_0$ : 乱れの移動速度、 $\theta_a$ : 風向と波向の成す角、 $\nu_1$ 、および  $\nu_2$  は経験常数である。 $\phi(\omega)$  は実験的に

$$\phi(\omega) = \phi_0 \cdot \psi(\omega), \quad \psi(\omega) \approx \frac{1.23}{\omega^2} \quad (5)$$

のように表わされる。 $\phi_0$  はスケーリング・ファクターである。

井上はこれを用いて次式のような実験式を提案しており、磯崎・宇治のモデルでもこれを用いている。

$$B(f, u_*) = f \cdot \left[ 5 \exp \left\{ -7000 \left( \frac{u_*}{c} - 0.031 \right)^2 \right\} + 2612 \left( \frac{u_*}{c} \right)^2 \exp \left\{ -0.0004 \left( \frac{c}{u_*} \right)^2 \right\} \right] \quad (9)$$

ここで、 $u_*$  は摩擦速度である。

方向分布関数についてはまだよくわかっておらず、 $\cos^2 \theta_a$ 、 $\cos^4 \theta_a$ 、正規分布の他種々の提案があり、最近の報告によると集中度を表わすパラメータがフェッチの関数になるという報告などもある。しかし、簡便であり、かつ完全な反証がないなどの点を考慮してここでは  $\cos^2 \theta_a$  を採用している。

上式の  $B$  は  $u_*$  の関数となっている。 $u_*$  はこれを単独に予測することができないので、Kuznetsov (1970) によって与えられた関係式を用いて風速から推測している。

$$\left. \begin{aligned} 10^2 \times u_* &= 2.67u + 3.15 & u < 11.4 \text{ m/s} \\ 10^2 \times u_* &= 12.14u - 105.0 & u > 11.4 \text{ m/s} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

沿岸波浪推算法についての考察

しかし、Cardone の方法によって波浪推算に先立って海上風を算定する時には、風の鉛直構造のみならず、上記摩擦速度  $u_*$  も直接予測することができるので上の関係式は用いられていない。

3.2 波のスペクトルの減衰

波のエネルギーの減衰については発生・発達機構以上にわかっていない。一般にうねりの減衰について主導的だといわれる方向分散 (angular spreading) と速度分散 (dispersion) などの他に、Phillips らによって分子粘性、および短波と長波の相互作用による減衰も大きいのではないかという提案もあったが、Snodgrass らの観測によるとこれらによる減衰、さらには送風による減衰も小さいことを示しており、Phillips 自身も後の論文でそれほど大きな減衰は期待されない旨の発表をおこなっている。このように波の減衰については未知な点が多い。したがって、減衰機構をモデルに組み込む場合、当然仮定は多くなるのであるが、磯崎宇治のモデルでは次の3つの減衰を考えている。

3.2.1 砕波による減衰

波の発達は砕波によって抑えられるが、この時のスペクトル形としては Pierson & Moskowitz による次式を採用している。すなわち

$$S_{\omega} = \frac{\alpha g^2}{\omega^5} \exp \left\{ -\beta \left( \frac{g}{u\omega} \right)^4 \right\} \quad (11)$$

ここで、 $\alpha=0.83 \times 10^{-2}$ 、 $\beta=0.74$  である。また、波のスペクトルが飽和スペクトルに近づいてゆく過程は (2) 式の右辺に  $[1-(S/S_{\omega})]^q$  を乗ずることによって表現できるとしている。なお  $q$  の値は 2 としている。しかし最近における種々の研究・報告によると、スペクトル側の発達は  $f^{-5}$  に従うとされていたが、電気工学の分野で知られているいわゆるオーバーシュートの現象がみられること、あるいは Phillips によって普遍常数とされていた上式中の  $\alpha$  はフェッチの関数であるとの報告もなされている。また Hasselman et al. によると、スペクトルの  $E(f) \cdot f^{-5}$  領域でのエネルギーの平衡は  $f_m$  (ピーク周波数) と  $3f_m$  の間ではホワイトキャップに支配されているのではなく、大気からのエネルギーの入力、およびより低周波側および高周波側への wave-wave interaction によるエネルギーの輸送が主導的であることを示している。Hasselmann et al. により示されている  $f_m$ 、および  $\alpha$  の無次元フェッチ  $\bar{x}$  への依存性を示すと図-1、および図-2 のようになる。図中の直線は最適曲線であり、それぞれ

$$\left. \begin{aligned} \bar{f}_m &= 3.5 \bar{x}^{-0.33} \\ \alpha &= 0.076 \bar{x}^{-0.22} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

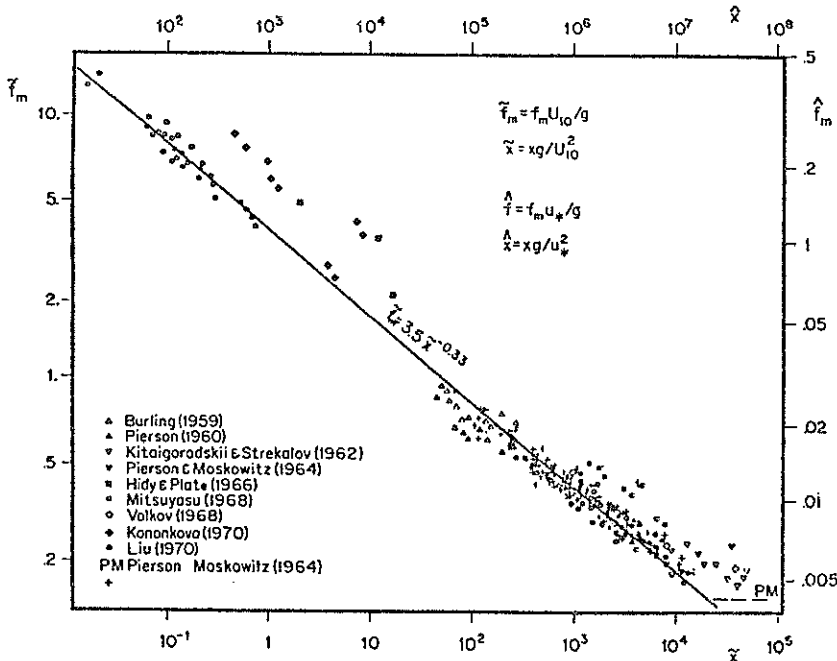


図-1  $f_m$  の無次元フェッチ  $\bar{x}$  への依存性



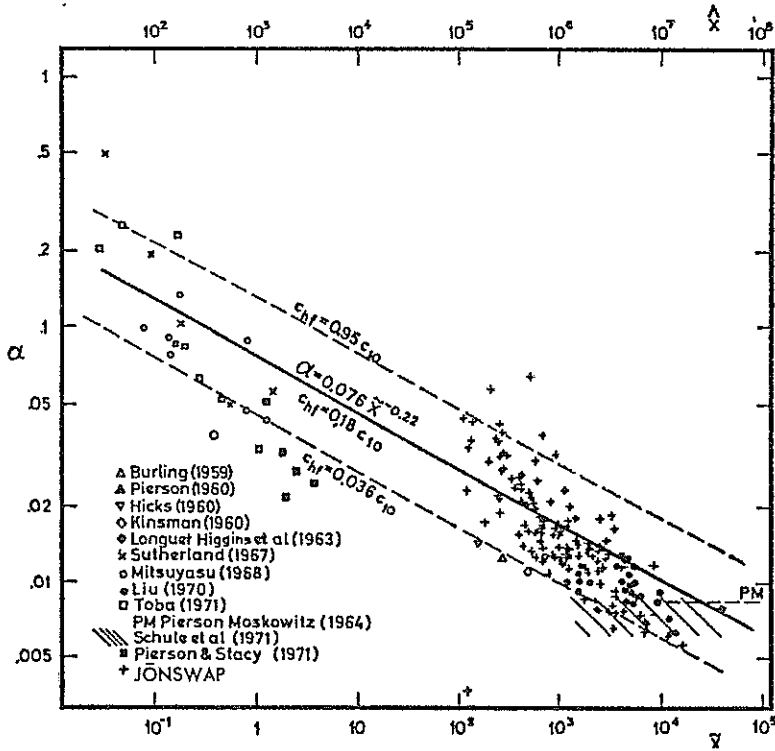


図-2  $\alpha$  の無次元フェッチ  $\bar{x}$  への依存性 (Hasselmann et al.<sup>18)</sup> による)

となる。

しかし図-1, および図-2 に示されたデータには実験水槽におけるデータも多く含まれ, また統計的変動もかなり大きくなっている。本稿ではスペクトル法によりこれまで大洋でおこなわれた試算結果の適合性, およびフェッチを考慮することになるとまったく新たな数値計算法を開発しなければならないことなどから従来通り (10) 式の Pierson-Moskowitz のスペクトルを用いている。

### 3.2.2 内部摩擦による減衰

Snodgrass et al. によるとうねりのような長周期成分波は非常に長距離にわたって伝播してもほとんど減衰することはないが, 短周期の成分波は非常に早く減衰してしまう。これを Hasselmann は短い波と長い波の相互作用により前者のエネルギーが後者に移るためとしているが, まだ実験的にも確かめられておらず, はっきりとした確証もないので, これを簡単に内部摩擦による式で表わせるとして次式を採用している。

$$\left[ \frac{dS}{dt} \right]_{D_1} = -D_1 \cdot f^4 \cdot S \quad (13)$$

ここで  $D_1$  は常数であり, 磯崎・宇治のモデルでは外

からのエネルギーの供給がなければ 1 時間以内に周期 3 秒以下の成分波がなくなってしまうような値として  $D_1 = 3$  としている。

### 3.2.3 逆風による減衰

波が伝播中に逆風を受けると非常に早く減衰してしまうことは周知の通りであり, Mitsuyasu & Mizuno によって実験的に確かめられている。しかしその構造, および減衰の率などについては未知な点も多く, 磯崎・宇治のモデルでは波の発達と逆の過程をたどるとして次式を用いている。

$$\left[ \frac{dS}{dt} \right]_{D_2} = -(B + D_2 \cdot f^4) \cdot S \quad (14)$$

磯崎・宇治は当初の試算において  $D_2 = D_1 = 3$  としているが, 本稿においては実際海域への種々の適用結果における経験から  $D_2 = 1$  としている。

### 3.3 基本式, および計算法

前節までの考察の結果できる数値計算の基本式は次のようになる。

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -C_0 \cdot f S + (A + B \cdot S),$$

$$\left. \begin{aligned} & \cdot \left\{ 1 - \left( \frac{S}{S_{\infty}} \right)^n \right\} \Gamma(\theta) \\ & \qquad \qquad \qquad S \leq S_{\infty}, \theta = 90^\circ \\ \frac{\partial S}{\partial t} &= -C_g \cdot \nabla S - D \cdot f^4 \cdot S \\ & \qquad \qquad \qquad S > S_{\infty}, \theta < 90^\circ \\ \frac{\partial S}{\partial t} &= -C_g \cdot \nabla S - \{ B \cdot \Gamma(\theta) + D \cdot f^4 \} \cdot S, \\ & \qquad \qquad \qquad \theta > 90^\circ \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

上式中、 $\theta$  は風向と波向のなす角であり、 $\Gamma(\theta)$  は方向分布関数である。数値解は (15) 式を差分方程式に直して積分することによって得られるが、この伝播の計算に際し、成分波が周波数的にも方向的にも幅を持つものであることを考慮して成分波の方向分散と速度分散を適切に表現できるような方法 (jump 法と差分法の併用) を開発し、用いている。

計算において、初期条件としては海洋上に設定した全格子点上で  $S$  を指定する必要があるが、実際的にはそれより十分前にさかのぼって計算を開始する。また、境界条件としては海岸では  $S=0$  と仮定し、沖合から海岸に到着した波はそこですべて吸収されてしまうものとしている。大洋上の境界では  $\partial S / \partial n = 0$  と仮定している。 $n$  は境界に直角な方向を意味する。

#### 4. スペクトル法による計算結果について

##### 4.1 風波についての試算

##### 4.1.1 風波の推算式

古くは Sverdrup & Munk から、新しくは U.S. Army Corps. (Harris) による式にいたるまで、種々の風波の推算式が提案されてきた。いずれも算定基礎が異なっており数えあげればきりが無いほどである。このように算定基礎の異なるものを同等に取り扱い、比較すると本質を見失うことになりかねない。ことに実験室で得られたものについては種々の問題が付随する。実験室では一般的に現地波浪と比較して吹送距離、波浪諸元とも極めて小さいものしか取り扱うことができない。これは非常に低風速な風によって波を発生させなければならないことに対応している。このような小さい波を発生させた結果は表面張力の影響をうける。また実験室では空気は室内に、水は水槽内にとじ込められ、乱流境界層の成長を導くことにもなる。Hidy & Plate は、現地波浪のスペクトルピークの幅は実験室で造った波のそれよりもずっと広いことを示しており、Favre もさらに多くのデータを加え、現地波浪の無次元スペクトルピークに同じ傾向の

あることを示している。現地波浪においても、実験の行われた海域、海況、測定条件等の相違はあるけれども、そのような諸条件の下での波浪の性質の大筋はとらえているように思われる。

ここでは以上に述べた風波の推算式に対する比較の基準になるものを作成し、これと種々の推算式の比較をおこなうことにした。

この場合、スペクトル法においては各成分波について発生・発達・伝播を考えるものであるから出力は二次元スペクトルになる。したがって有義波高を算定する時には次のように Longuet-Higgins によって与えられた関係式を用いて二次元スペクトルを換算している。

$$H_{1/3} = 2.83 \sqrt{2 \sum_{f_i} \sum_{\theta_i} S(f_i, \theta_i) \Delta f_i} \quad (16)$$

なお 1/10 最大波、平均波を求めたい時には、上式中の 2.83 はそれぞれ 3.60, 1.77 となる。

各格子点の平均周期については、波高と同様に次の関係式により与えられるものとする。

$$\bar{T} = \sqrt{\frac{\sum_{f_i} \sum_{\theta_i} S(f_i, \theta_i) \Delta f_i}{\sum_{f_i} \sum_{\theta_i} f_i^2 S(f_i, \theta_i) \Delta f_i}} \quad (17)$$

スペクトル法においては海況が定常状態となると次式が得られ、これより吹送時間による有義波高の発達曲線が求まる。

$$\frac{d}{dt} S(f, x) = C_g \frac{\partial}{\partial x} S(f, x) \quad (18)$$

(16) 式により求まる発達曲線を回帰により求めると次

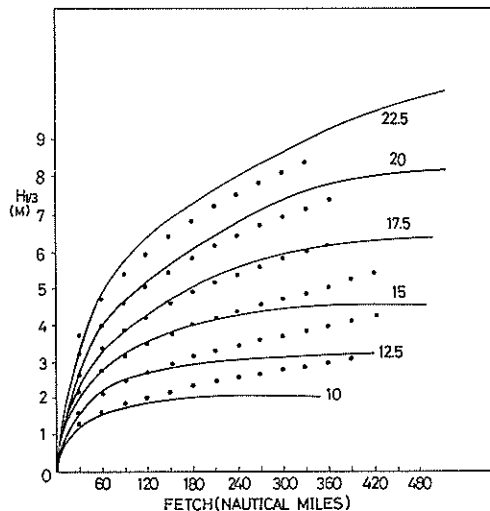


図-3 スペクトル法によって得られる風波の関係

表-1 推算式の種類

$gH/U^2$	$gT/2\pi U$	Reference
$0.0024(gF/U^2)^{0.5}; \quad gF/U^2 < 10^4$	$0.0700(gF/U^2)^{0.3}; \quad gF/U^2 < 10^4$	Reid and Bretschneider (1953)
$0.26 \tanh [0.01(gF/U^2)^{0.5}]$	$1.40 \tanh [0.0436(gF/U^2)^{0.3}]$	Wilson (1955)
$0.00305(gF/U^2)^{0.466}$	$0.0502(gF/U^2)^{0.466}$	Wiegel (1964)
$0.30[1 - (1 + 0.004(gF/U^2)^{1/2})^{-2}]$	$1.37[1 - (1 + 0.008(gF/U^2)^{1/3})^{-5}]$	Wilson (1966)
$0.0016(gF/U^2)^{0.5};$ $U^2 = U_{10}^2 = U_{1/3}^2 \times 10^3$	$0.0455(gF/U^2)^{0.33};$ $U^2 = U_{10}^2 \times 10^3$	Hasselmann, et al. (1973)
$0.0031(gF/U_{10}^2)^{0.47}$		Wu (1972)
$0.283 \tanh [0.0125(gF/U^2)^{0.42}]$	$1.20 \tanh [0.077(gF/U^2)^{0.25}]$	U.S. Army, Corps of Engineers (1975)
$0.002065(gF/U^2)^{0.40}$	$0.338(gF/U^2)^{0.25}$	Dobroklonsky, Kontoboytseva, and Huen (1973)

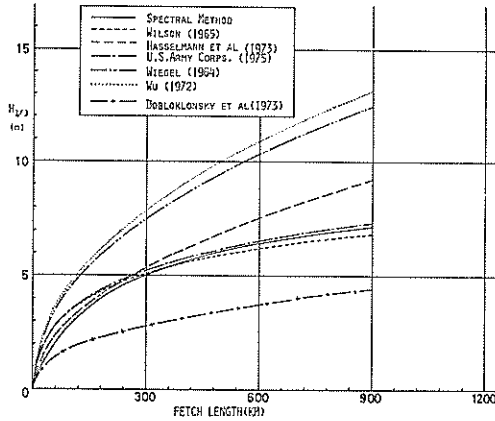


図-4.1 波高とフェッチの関係

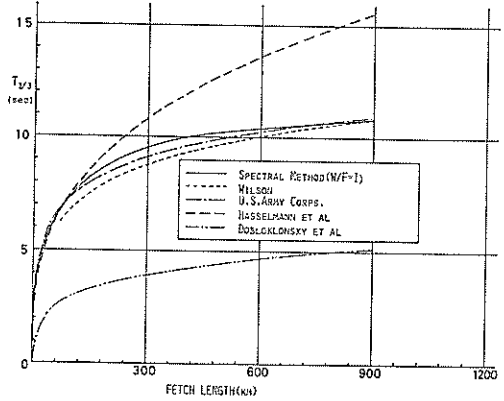


図-4.2 周期とフェッチの関係

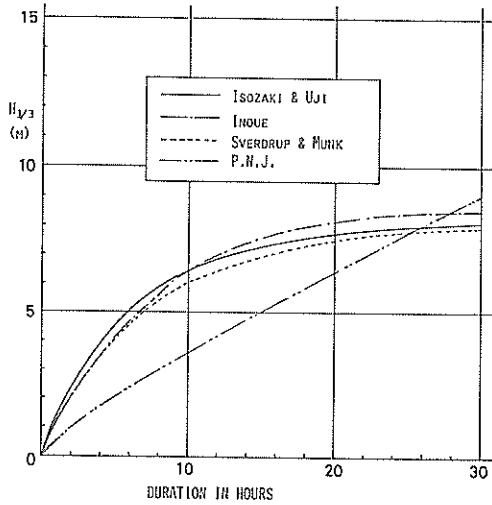


図-4.3 波高と吹送時間の関係

図-4 従来より提案されている風波の推算式

式のようになる。

$$gH/U^2 = 0.00738(gF/U^2)^{0.3357} \quad (R=0.9754) \quad (19)$$

上式は吹送距離 300 km まで、風速 10~25 m/s に対して求めた結果である。上式中  $R$  は相関係数を意味する。この回帰分析結果を図-3 に示す。

これまでに得られている代表的な風波の推算式を示すと表-1 のようになり、これらを比較するために吹送距離の関数として示すと図-4 のようになる。図中スペクトル法とあるのは本稿においてフェッチと風域幅の比を 1 として計算した結果である。

#### 4.1.2 風域幅の影響

わが国沿岸は複雑な地形をしており、湾、湖等の inland water の多い国である。したがって風波の発生・発達に及ぼす風域幅の影響は非常に重要である。風域幅が制限された風場における風波の成長については、まず Author により風域内の波は平均風向から約  $\pm 45^\circ$  の方向に成長し、この度合は全エネルギーの 50% はあるだろうと指摘されており、風域幅の制限が発生波高に著しい影響を及ぼすことが予想される。その後 Saville は風域幅の影響を扱う物理モデルを開発し、フェッチの有効性は  $\pm 45^\circ$  の範囲の余弦で変化すると考えるのが妥当であることを示している。すなわち有効フェッチ  $F_e$  は次式で表わされる。

$$F_e = \frac{\sum_i F_i \cos \theta_i \Delta \theta}{\sum_i \cos \theta_i \Delta \theta} \quad (20)$$

ここで、 $F_i$ 、および  $\theta_i$  はそれぞれ  $i$  方向へのセグメントの長さ、および平均風向からの方向を表わす。

これまでは風域幅の影響を考慮して得られた信頼度の高い風波の実測値はほとんどなく、前節で述べたように提案された推算式自体にも使用上何らかの制限の加えられるのが常であった。その意味では本稿で示した推算式((17式))は定性的にはよく説明できると考えられるスペクトル法から得られたものであり、他の推算式と比較する上で一応普遍的なものと考えられる。そこで種々の矩形モデル風域を作成し、これに一樣風を吹かせることにより風場を作成しスペクトル法により波浪推算をおこなった。対象としたフェッチは 100 km, 180 km, 280 km, 480 km, 720 km, 990 km とし、各々に対して一樣風速 20 m/s, および 30 m/s とした場合について計算をおこなった。風域を構成する格子点の間隔は、フェッチが 100~480 km については 20 km とし、他については 30 km とした。またタイムステップは 1 時間としている。境界条

表-2 スペクトル法で試算により得られた定常状態での有義波高

幅 (km)	フェッチ (km)			
	280	180	100	480
20	2.8m	2.5	2.0	
60	3.8	3.2	2.5	4.3
100	4.1	3.5	2.7	4.7
140	4.4	3.7		
180	4.6	3.9	2.9	5.1
260	4.9	4.1	2.9	5.5
380	5.1	4.3		5.8
460	5.2	4.3		6.0
580	5.3			
660	5.3			6.3
780	5.4			
860	5.4			

件は風域をとり囲む全格子点を陸として入力している。

上記諸条件の下で計算し、ほぼ海況が定常となった時の風域前面 (fetch front) での波高を風速 20 m/s の場合について示すと表-2 のようになり、これを風域が制限されなかった場合の吹送距離による有義波高の変化とともに示すと図-5 のようになる。ただし図-5 にはフェッチ 100 km, 180 km, 280 km の場合についてのみ示さ

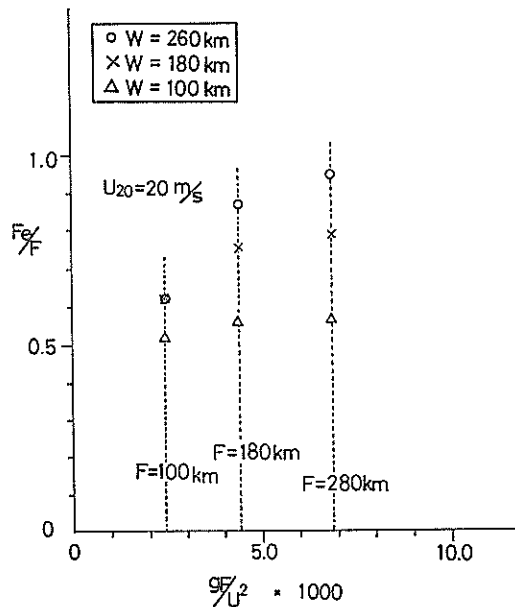


図-5 風域幅の影響のフェッチによる変化

れている。これによるとフェッチが短くなるほど風域幅の影響が小さくなる傾向のあることがわかる。

先に示した風波の推算式 (19) 式と表-2 に示した値から、上述のことを考慮して  $F_e/F$  を  $W/F$ , および無次元フェッチの関数として求めると次式のようになる。

$$F_e/F = 0.00136 \left( \frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{0.6930} \left( \frac{W}{F} \right)^{0.4071} \quad (21)$$

ここで、 $W$  は風域幅、 $F$  はフェッチであり、 $U_{10}$  は平均海面上 10m での風速を表わす。なお上式は (17) 式がフェッチが 300 km 以下、風速が 0~25 m/s という条件で求められたものであるので、上式の算定にもその条件を考慮している。上式中  $R$  は重相関係数を意味し、分散分析の結果においても (19) 式とともに 1% の危険率で非常に有意な結果となっており、上記制限の下では十分実用に供する。

表-2 に与えられた結果を Saville によるものとともにプロットしたのが図-6 である。図中  $\Delta$ ,  $\circ$ ,  $\bullet$  印は

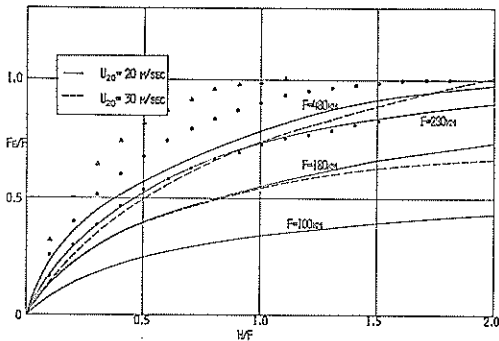


図-6 スペクトル法より得られた風域幅の影響と Saville によるものとの比較

Saville によるもので、それぞれ平均風向から  $\pm 30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  の範囲を有効とした場合の結果を示している。これによると図-17 において比較的精度の良い  $F=100$ , 180, 280 km についてはいずれも Saville による  $\pm 90^\circ$  のプロットを下回る傾向のあることがわかる。

次に、これまで得られている風波の推算式の内比較的よく用いられ、信頼性の高いものとして下記のように Wilson IV 式, Hasselmann et al. および U.S. Army Corps. の式を選び同様に有効フェッチに関する式を算定した。その結果は以下に示すとおりである。

Wilson:

$$F_e/F = 0.4819 \left( \frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{0.2868} \left( \frac{W}{F} \right)^{0.4583} \quad (R=0.9250)$$

Hasselmann et al.:

$$F_e/F = 0.7409 \left( \frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{0.0286} \left( \frac{W}{F} \right)^{0.4051} \quad (R=0.6878)$$

U.S. Army Corps.:

$$F_e/F = 0.5461 \left( \frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{0.1900} \left( \frac{W}{F} \right)^{0.4329} \quad (R=0.9157)$$

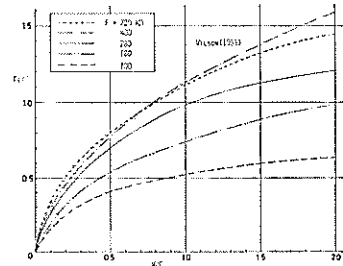


図-7.1

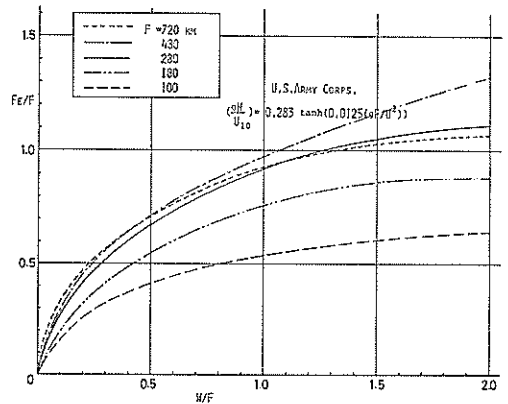


図-7.2

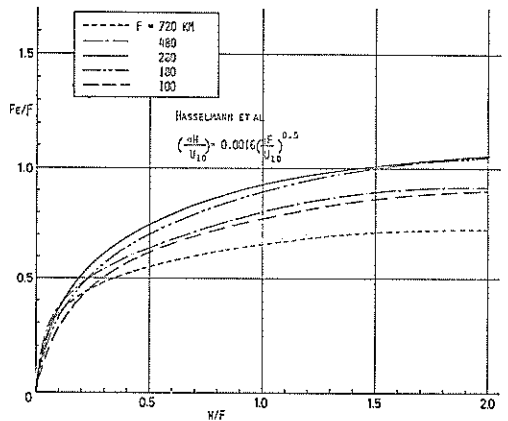


図-7.3

図-7 推算式の相違による風域幅の影響

沿岸波浪推算法についての考察

上の結果を図に示すと図-7.1~7.3 のようになる。

図-7.1~7.3 によると Hasselmann et al. によるもの他はいずれも  $F_0/F$  が大幅に1を上回っているものがあり、これからも適用限界のあることが考えられる。 $F < 300$  km についてみると、Wilson では  $F=280$  km の

曲線で  $W/F \approx 1$  の時  $F_0/F$  がほぼ1となっており、U.S. Army Corps. では  $W/F \approx 1.25$  の時  $F_0/F=1$  となっている。Hasselmann et al. による場合は  $F_0/F$  は図中では1を越えていない。しかし回帰分析の結果によるとあまり適合度がよくない。これはあてはめるべき関数形の影

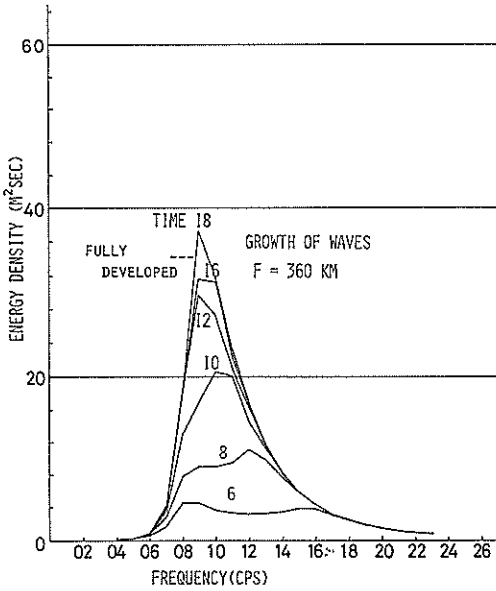


図-8.1

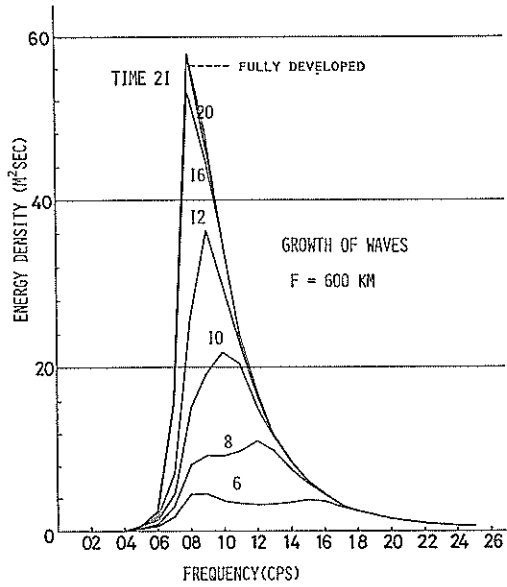


図-8.2

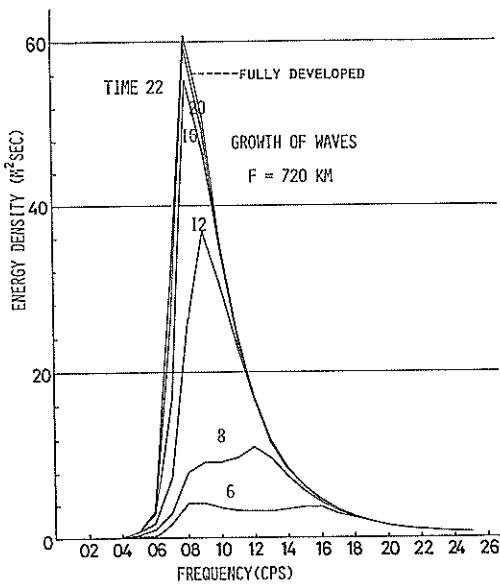


図-8.3

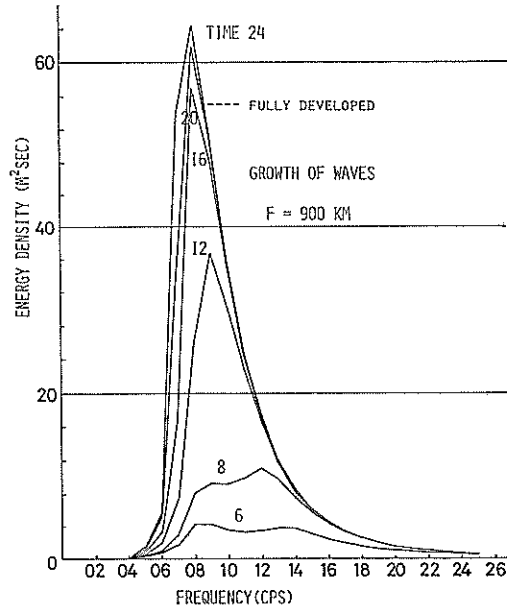


図-8.4

図-8 スペクトル法におけるスペクトルの発達

響も含まれるが、推算式を作成する基礎となった波浪が他に比べてかなり大きかったことによるものと思われる。このことは Hasselmann et al. らが飽和スペクトル形として Pierson-Moskowitz のものよりさらに集中度の大きい型を提案していることから想像できる。

図-7.1~7.3 と図-6 を比較すると、Wilson によるものでは  $F=280$  km の時 Savile の平均風向から  $\pm 30^\circ$  を有効とした場合とほぼ同等であり、それよりも  $F$  が小さくなると  $\pm 90^\circ$  を有効とした曲線に近づき、 $F=100$  km ではこれを下回ってしまう。U.S. Army Corps. によると  $F=280$  km では  $\pm 45^\circ$  を有効とした曲線に近く、 $F=180$  km では  $\pm 90^\circ$  を有効とした曲線とほぼ一致し、 $F$  がこれより小さくなると  $\pm 90^\circ$  を有効とした時の曲線を下回る傾向がみられる。

図-7.1~7.3 によると、フェッチが大きくなるとまた下の方に下る傾向があるが、これは風波の推算式として無次元波高を無次元フェッチのみの関数として表現することに限界があることを示している。またこの傾向は、Wilson では  $F=480$  km, U.S. Army Corps. では  $F=700$  km 以下では  $F$  の減少とともに相対的に波高の増加率は大きく、それ以上になると逆の傾向があらわれることを意味している。

#### 4.1.3 風波の発達

図8.1~8.4 に  $W/F=1$  ( $U=20$  m/s) の時のスペクトルの発達を示している。図-8.1~8.4 はそれぞれ  $F=900$  km,  $720$  km,  $600$  km,  $360$  km の場合である。これによると、 $F=360$  km では 18 時間、 $F=600$  km では 22 時間、 $F=900$  km では 24 時間でほぼ定常状態となっていることがわかる。これを SMB 法の推算図から読み取った値と比べると、 $F=360$  km ではほぼ 18 時間であるが、 $F=600$  km ではほぼ 27 時間、 $F=900$  km ではほぼ 37 時間と  $F$  が大きくなるほどスペクトル法における方が早く定常となる。

各タイムにおけるスペクトル形についてみると、いずれもタイム 8 (8 時間) 程度まではスペクトル形が歪んでいる。タイム 10 (10 時間) 以降になるとスペクトルはほぼ正常な形となる。したがってスペクトル法においては、波の発達初期の段階においては卓越周期を取ることは正しくなく、また平均周期についてもごく発達初期の段階にはスペクトル形状のひずみの影響が大きく現われる可能性があることを示唆している。ピーク周波数の波の発達による変化を見ると、高周波数側から低周波数側に徐々に移行する傾向がみられるが、 $F$  による影響はさ

ほどみられない。

波浪スペクトルの発達過程を記述したものとしては、主として井島, Barnett, Bretschneider によるものがある。これらを図-9.1~9.3 に示す。これによると、Barnett, および Bretschneider によるものではピーク周波数が一種の定常状態となるまでの時間は、井島によるものと比べてやや遅くなっている。スペクトル法における図-8.1~8.3 の傾向は井島のものに類似しているが、井島のものでは低周波側側の波の発達が遅すぎる傾向がみられる。

また、 $W/F=1$  の場合の吹送距離による有義波高の発

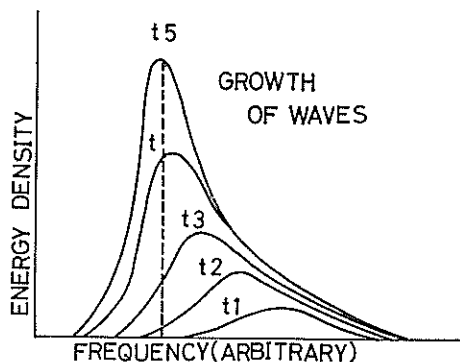


図-9.1

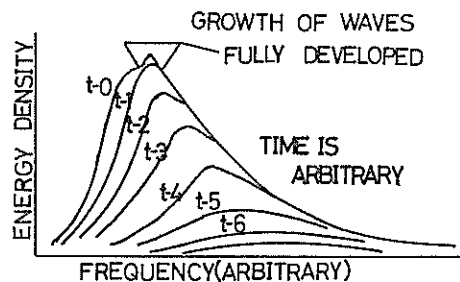


図-9.2

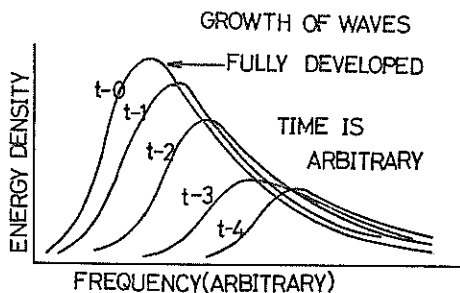


図-9.3

図-9 スペクトルの発達過程に関する描写

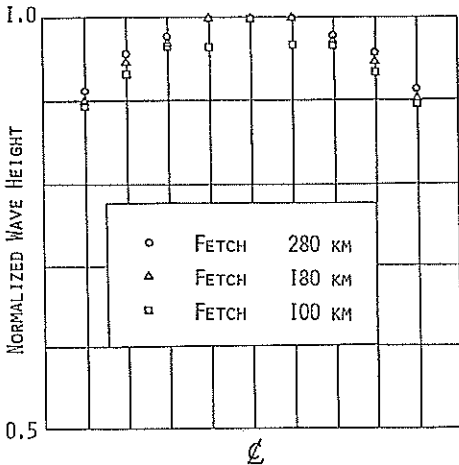


図-10 風域前端の位置による波高の差異

違を図-1 に示したが、これによると、スペクトル法による結果は Wilson, および U.S. Army Corps. によるものとほとんど大差がみられないことを示している。このことは定常状態となった風波についてはスペクトル法と上記二つの周波の推算式でほぼ同等に扱えることを意味しており、工学的利用の見地から非常に興のあることである。

図-10 にはフェッチ幅を 180 km とし、フェッチの長さを 280 km, 180 km, 100 km とした時の風域前端の位置による波高の変化を示したものである。図の縦軸は風域前端の中心での波高を 1.0 と標準化したものであり、横軸の 1 目盛は 20 km としている。図には波高の出力表示を小数点以下 1 桁までとした影響も現われているが、これを除けば風域端の中心と端で 1 割程度の差異のあらわれることがわかる。また  $W/F$  が小さいほどこの差は小さいほどこの影響は小さくなる傾向がみられる。

#### 4.2 うねりに対する試算

うねりの減衰については前述のように不明な点が多く、風波についての研究よりさらに遅れている。これはうねりというものはその性質上広大な海洋の場とらえなければならず、純粋に単一のストームからのうねりを観測することが経済的にかつ労力的に困難な点、およびそのような広大な海洋で観測した場合観測地点での風波の影響を考えなければならないが、これまで信頼度の高いフィルター理論の適用が遅れていたこと等が原因と考えられる。

ここで試算したのは  $F=360, 600, 720, 900$  km の場合についておこない、風域は  $W/F$  になるように設定し、

風域外の地点は風向側を除き広大な海洋の中にあるとして計算した。格子間隔は 30 km, タイムステップは 1 時間と設定している。

##### 4.2.1 風が止んで後の波の減衰

ここでは、一度風域内の波の飽和状態にまで発達させ、その後突然風が止んだ時の風域前面、および風域から遠く離れた点でのスペクトルの変化、および波高、周期の変化について調べる。

風が吹き続け定常状態にまで波が発達して後風が急に止んだ時、風域前面で得られるスペクトルの形状の変化については 4.1.3 に示したと同じく井島, Barnett, および Bretschneider による描写があり、これを示すと図-11.1~11.3 のようになる。スペクトル法については、

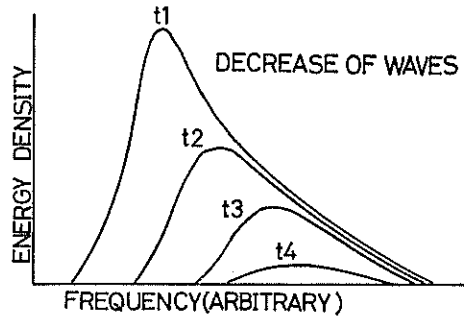


図-11.1

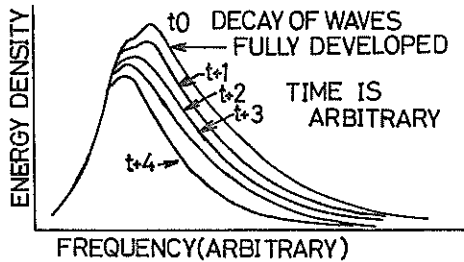


図-11.2

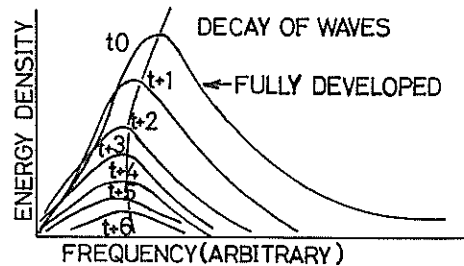


図-11.3

図-11 スペクトルの減衰過程に関する描写



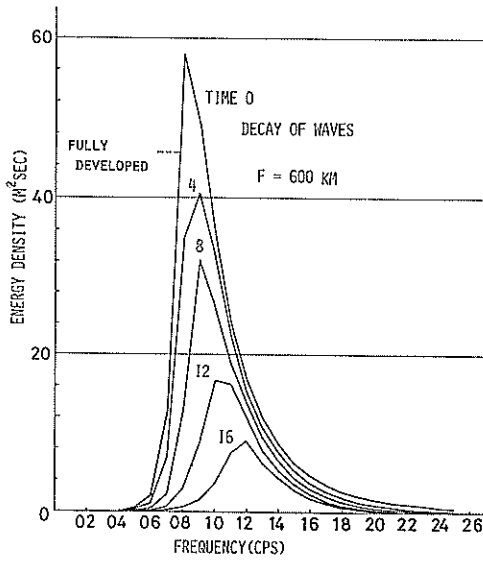


図-12.1

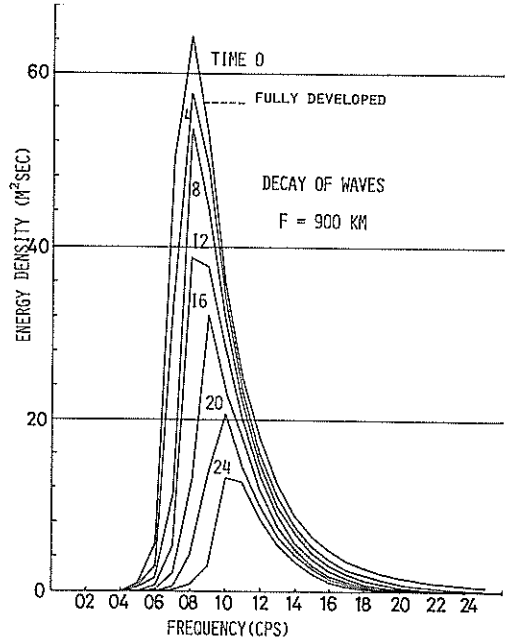


図-12.2

図-12 スペクトル法におけるスペクトルの減衰

$F=600, 900 \text{ km}$  の場合について得られたものを示すと図-12.1~12.2 のようになる。図-12 の様相はピーク周波数が徐々に高周波側に移ることを示しているが、図-11 における Barnett, および Bretschneider の描写においては、最初の内は低周波高側に移動してその後徐々に数周波数側に移ることを示しており、多少様相が異なる。

上では風域前面においてみられる現象について述べたが、これを風域端からかなり遠く離れた点における減衰スペクトルの形状変化については Bretschneider によ

て図-13 のようになることが示されている。これはピーク周波数は徐々に低周波側に移行してゆくことを示している。図13.1~13.2 にスペクトル法において計算した結果を示す。図-14.1, 14.2 は  $F=600 \text{ km}$ , 図-14.3 は  $F=300 \text{ km}$  に対するものであり、スペクトルは風域前からそれぞれ、240, 360, 210 km 離れた点でとられている。 $F=600 \text{ km}$  の場合は格子点の間隔は 60 km, タイムステップは 2 時間としており、 $F=300 \text{ km}$  の場合はそれぞれ 30 km, 1 時間としている。また図中 fully developed とあるのは風域前端での状態になった時刻におけるスペクトル形状をあらわしている。これによると、いずれもピーク周波数は徐々に向周波側に移行してゆき、また最初の内はピーク周波数成分のエネルギーが増加し、その後徐々に減少してゆく傾向がみられる。周域端からの距離が同じであれば、フェッチが短いほど上記後者の傾向は大きいようである。

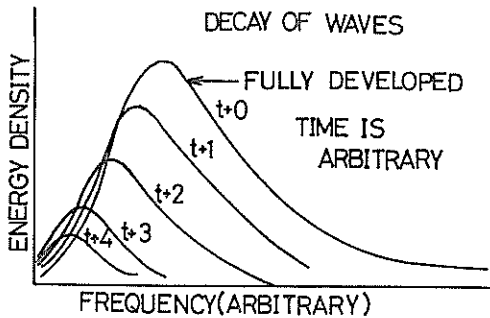


図-13 風域端から離れた点でのスペクトルの減衰についての描写

図-15 には風が止んで後の風域前面での波高・周期(平均周期)の時間変化を示したものである。最初の数時間は僅かながら周期は増大し、その後時間の経過とともに緩やかに減少する傾向にある。波高は最初から徐々に減少する傾向がみられる。図-16 に Bretschneider によるものを示す。図-15, 図-16 の比較によると大まかな傾向

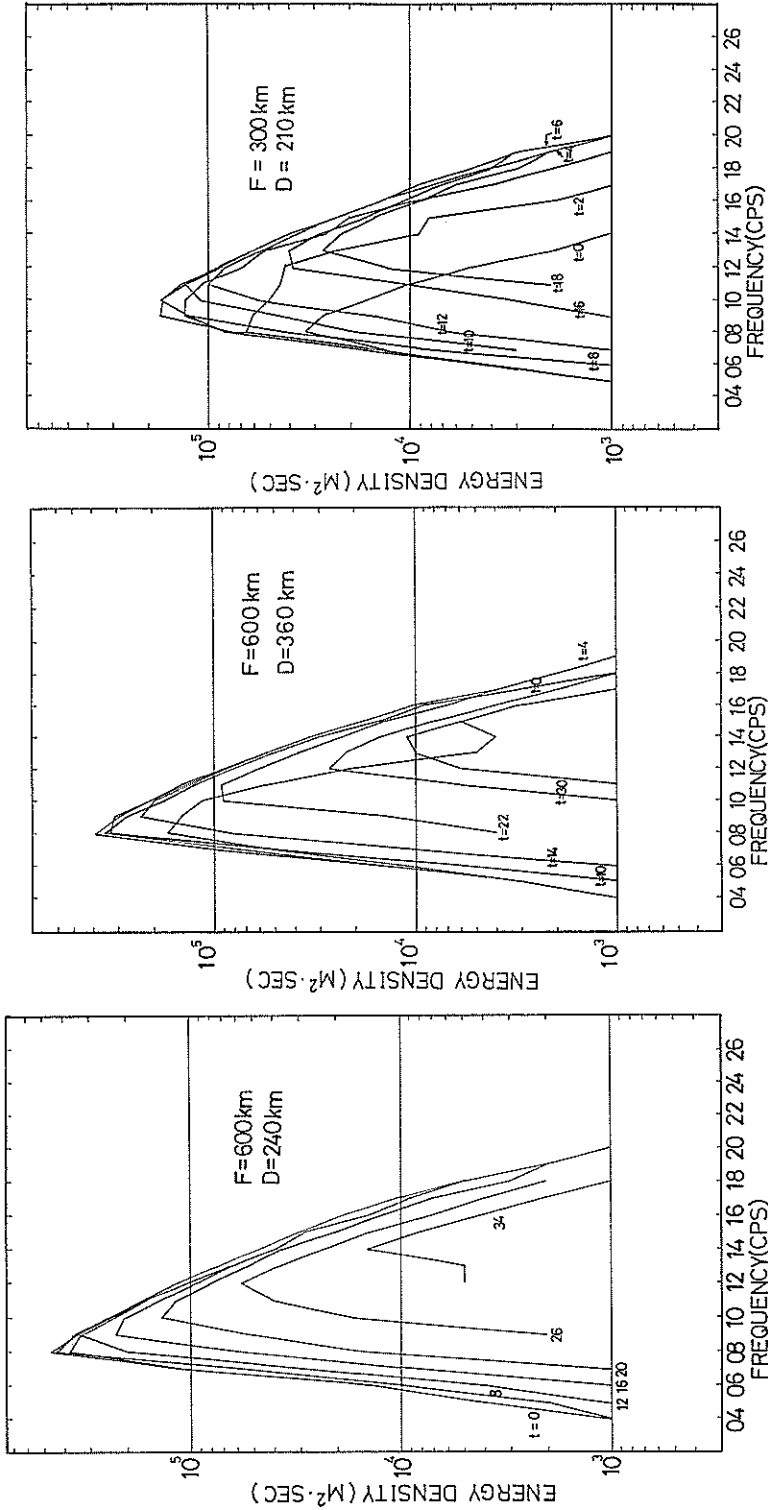


図-14.1

図-14.2

図-14.3

図-14 スペクトル法における風域端から離れた点でのスペクトルの減衰

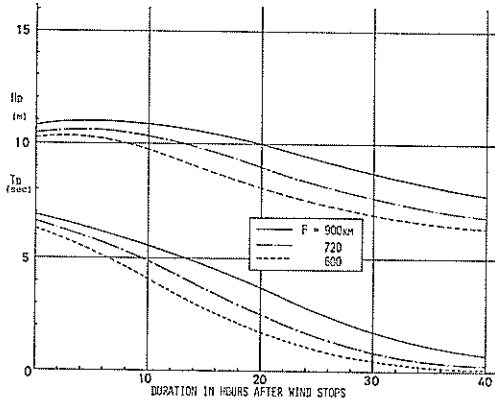


図-15 風が止んで後の風域前面での波高・周期の時間変化

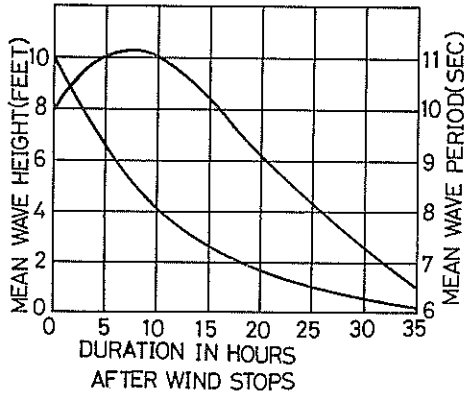


図-16 風が止んで後の風域前面での波高・周期の時間変化 (Bretschneider による)

は一致しているが、前者では三次曲線的様相を呈し、後者では二次曲線の様相を示している。また図-15の周期について先に述べた様相と図-12のその相違はピーク周期をとるか平均周期をとるかの相違が主であり、先に述べたスペクトル法におけるスペクトル形状のひずみの影響も多少含まれる。

#### 4.2.2 P.N.J. 法との比較

P.N.J. 法では、うねりの減衰を角分散、および速度分散効果によって説明しているが、このようなエネルギーの減衰の要素の決め方に関するものをフィルターと称し、フィルター I, II, III, IV, MV, MVI, MVII, の七種類が紹介されている。ここではこれら七種の内 II について検討する。周波数フィルター II とは次のようなものである。すなわち停滞性の矩形の風域に対するもので、風域内では風浪は十分に発達しているものと假定

されている。

$t_0$  を観測開始時刻にとると、次のフィルターが得られる。

$$T_2 = \frac{R_0}{(g/4\pi) \lambda_{0b}} \quad (23)$$

$$T_3 = \frac{R_0 + F}{(g/4\pi)(t_{0b} - D_w)} \quad (24)$$

ここで、 $T_2$  : 今まさに差しかかる成分波の周期

$T_3$  : 今二度観測点を通りすぎようとする成

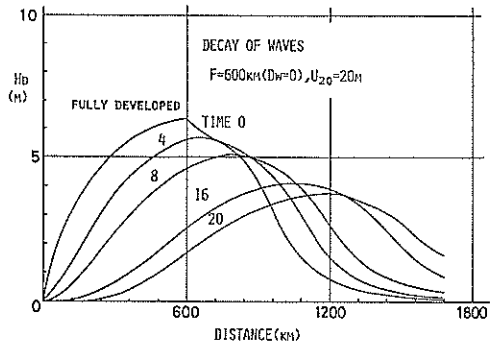


図-17.1

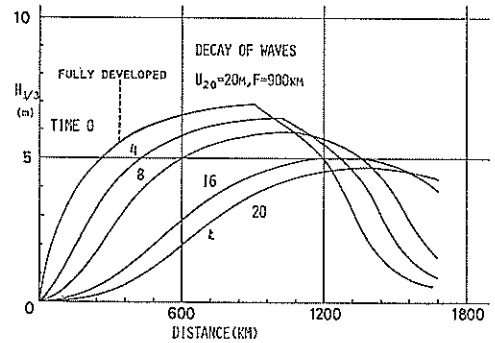


図-17.2

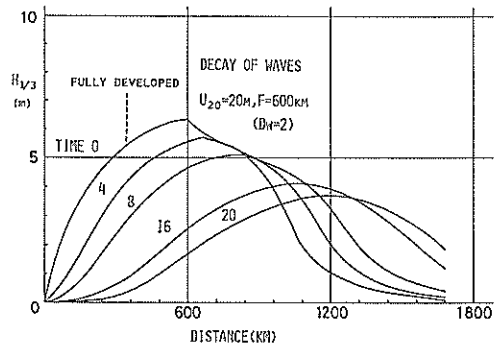


図-17.3

図-17 風が止んで後の減衰域内の波高の減衰状況

分波の周期

$R_0$  : 減衰距離

$t_{ob}$  : 観測開始時刻からの観測時間

$D_w$  : 吹送時間

$F$  : 吹送距離

である。PNJ 法では風域端でのスペクトルとしては、Neumann スペクトルが用いられるが、これは次元的に合わないことから、ここでは Pierson-Moskowitz の式を用いている。図-17.1~17.3 にはスペクトル法により計算した減衰域内の各点での波高の減衰状況を示す。図-17.1 は  $F=900$  km, 図-17.2, 17.3 は  $F=600$  km についての結果である。図-17.1, および 17.2 を比較すると、波高の上昇部の形状は変わらず、フェッチが長いほど距離軸に沿って同じ形状で伸びており、変曲点後の位置が進行方向に進む傾向を見せている。図-18.1~18.3 には PNJ 法における周波数フィルター II を用いた場合の計算結果を示している。これらを図-17.1~17.3 と比較すると、PNJ 法では時間の経過による波高の減少率はスペクトル法に比べて小さく、各経過時刻における極大波高の位置は後方寄りとなっている。また PNJ 法では波を発生させた風域が長いほど各時刻における波高の減少率は小さい。この傾向は図-17.1~17.3 における傾向と一致するが、上述の結果は PNJ 法では選択減衰の効果等が考慮されていないこと、および周波数カットフィルターの考え方が妥当でないことを示しているものと思われる。なお、図-17.1~17.3, および図-18.1~18.3 の中に書かれた  $D_w$  は吹送時間である。さらに図-17.1~17.3 では  $U=20$  m/s とした結果であるのに対し、図-18.1~18.3 では  $U=19$  m/s とした計算している。

#### 4.2.3 定常状態となったうねりの減衰

風域内で風が吹き続けた場合、減衰域では擬定常状態があらわれるが、その時のうねりの減衰について考える。Bretschneider は波の進行による波高の減衰度、周期の増大度は減衰距離  $D$ , 風域端での波高  $H_F$ , 周期  $T_F$ , およびその波を発生させた吹送距離に関係すると考え、実測値から  $D/F$  と  $D/H_F$ ,  $D/T_F$  の関係、および  $D/F$  と  $D/T_F^2$ ,  $D/T_F^3$  の関係を示す図表を作成している。これらを参考にして Bretschneider は次のように定式化している。

$$\frac{(H_{1/3})_D}{(H_{1/3})_F} (=K_H) = \left[ \frac{k_1 F_{min}}{k_1 F_{min} + D} \right]^{1/2} \quad (25)$$

$$\frac{(T_{1/3})_D}{(T_{1/3})_F} (=K_T) = [k_2 + (1 - k_2) K_H]^{1/2} \quad (26)$$

$$t_D = 4\pi D / g (T_{1/3})_D \quad (27)$$

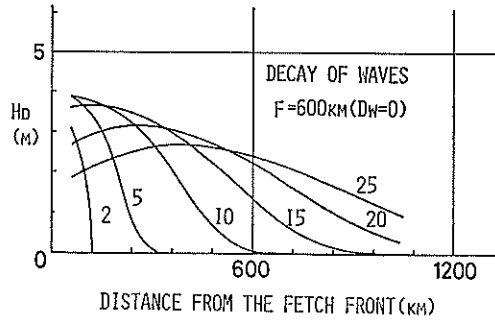


図-18.1

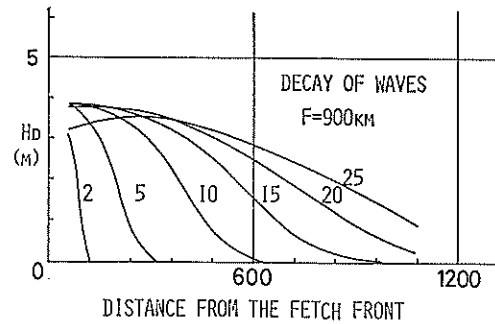


図-18.2

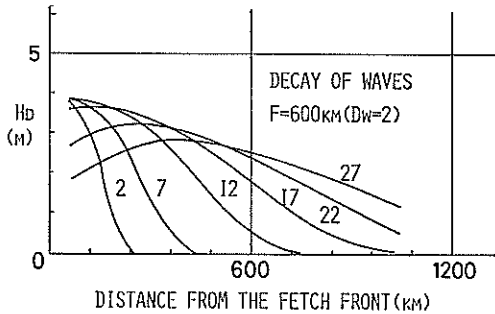


図-18.3

図-18 PNJ 法による減衰域内の波高の減衰状況

ここに、 $(H_{1/3})_F$ , および  $(T_{1/3})_F$ : それぞれ風域の終端における有義波の波高、および周期、 $(H_{1/3})_D$  および  $(T_{1/3})_D$ : それぞれうねりの波高および周期、 $F_{min}$ : その波を発生させた最小吹送距離、 $D$ : 減衰距離、すなわち発生域の終端よりうねりの到達地点までの距離、 $t_D$ : うねりの到達時間、 $k_1$  および  $k_2$  は近似的に次のような値をとる無次元定数である。

$$k_1 \approx 0.4, \quad k_2 \approx 2.0$$

(24)~(26) 式は方向分散を定数の採用により考慮しただけであり理論的根拠に乏しく、また実測海域では複数個の波源からのうねりが混入することなどから考えて信

頼性に欠ける。うねりの場合、その波を発生させる風域は width limited と考えられ、風域前面での波高の推算にはフェッチ幅の影響を考慮しなければならない。

井島は Bretschneider の示した図より次式を与えている。

$$\frac{H_F}{H_D} = \cosh \left\{ 0.66 \left( \frac{F}{H_F} \right)^{0.06} \left( \frac{D}{F} \right)^{0.25} \right\} \cdot \tanh \left\{ 3.0 \left( \frac{D}{F} \right)^{0.3} \right\} \quad (28)$$

$$\frac{L_D}{L_F} = \cosh \left\{ 1.74 \left( \frac{F}{L_F} \right)^{-0.05} \left( \frac{D}{F} \right)^{0.2} \right\} \cdot \tanh \left\{ 1.02 \left( \frac{D}{L_F} \right)^{-0.04} \left( \frac{D}{F} \right) \right\} \quad (29)$$

ここで、 $L_D$ : 減衰距離  $D$  での波長

$L_F$ : 風域前端での波長を表わす。

上式は非線型回帰により丁寧に求められているが、形が複雑となっており個々の項の影響を表わし難く、経験式となっている。

このようにうねりの推算式も一応示されているが、根拠に乏しく、港研における有義波法でも Bretschneider によるものを用いている。

前述の4ケースについて計算した結果を Bretschneider によるものとともに示すと図-19 のようになる。これによると、Bretschneider の方が減衰度は大きく、したがって減衰距離の大きい所ほどその開きが大きくなっている。図-19 に示した曲線について、 $H_L(T_D)$  を  $H_L(T_F)$ 、 $W$ 、 $D$ 、 $F$  の関数として表わし回帰をおこなうと次式を得る。

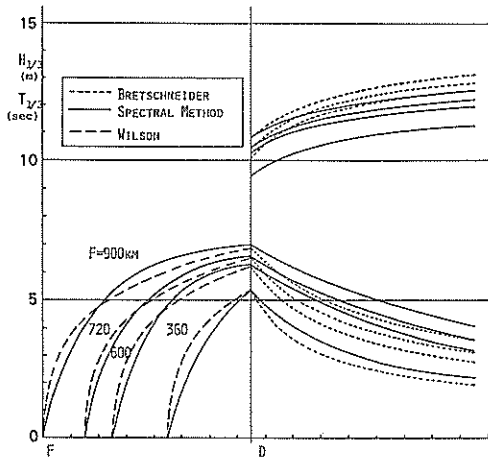


図-19 うねりの擬似定常状態における減衰

$$\frac{H_F}{H_D} = 0.43792 \left( \frac{D}{F} \right)^{0.23688} \left( \frac{W}{D} \right)^{-0.61369} \quad (R=0.99754) \quad (30)$$

$$\frac{T_D}{T_F} = 0.10526 \left( \frac{D}{F} \right)^{-0.16232} \left( \frac{W}{D} \right)^{-3.06278} \quad (R=0.98637) \quad (31)$$

上記の無次元パラメータを用いた深い意味はなく、PNJ 法における周波数フィルター II でうねりが擬似定常状態となった場合には速度分散効果は  $F$  と  $D$  の関数となること、および方向分散効果は  $W$  と  $D$  の関数となることから次元的考察により (27)、(28) 式のような関数形を与えたにすぎない。しかし回帰分析結果は非常に有効でありスペクトル法により得られる単独のうねりについてはその特性を良く表現していると考えられる。

## 5. 海上風の推定法について

### 5.1 海上風の推定法の概要

海上風の推定精度は、波浪推算精度に大きな影響を及ぼす。しかし現状では波浪推算に関する理論より海上風推定に関するそれはさらに開発が遅れており、波浪推算法の精度は海上風の推定精度により上限が抑えられている。

海上風の推定手法としては経験的方法と理論的方法に分けられる。港研で昭和 46 年度より統一的に実施している波浪推算においては経験的方法を用い、スペクトル法においては大気境界層理論にもとづく Cardone のモデルを用いている。Cardone 等の理論的方法は風の構造が把握できる点で経験的方法より優ると考えられるが、理論において主要な枠組となる大気の安定度についても不明な点が多く、現在のところ単純に水・気温差により代行している。

### 5.2 単純化モデルによる検討

定性的にはよく波の発生・発達を説明できるとされるスペクトル法を用いた波浪推算結果に対し、定量的に大きな影響を与えようと考えられる風の推定結果の諸特性を明らかにするため、単純なモデルを種々作成して検討をおこなった結果について述べる。

大気の安定度については、Bijvoet により等圧線がほとんど曲っていない時には大気の安定度は風場の決定に非常に大きな要素となることがいわれている。本稿では図-20 に示すようなモデル気圧場における低気圧、高気圧に対して計算をおこなっているので、このケースは比較的大気の安定度の影響が小さい例にあたるだろう。

図-19 の気圧場に対して得られた、緯度、および大気

沿岸波浪推算法についての考察

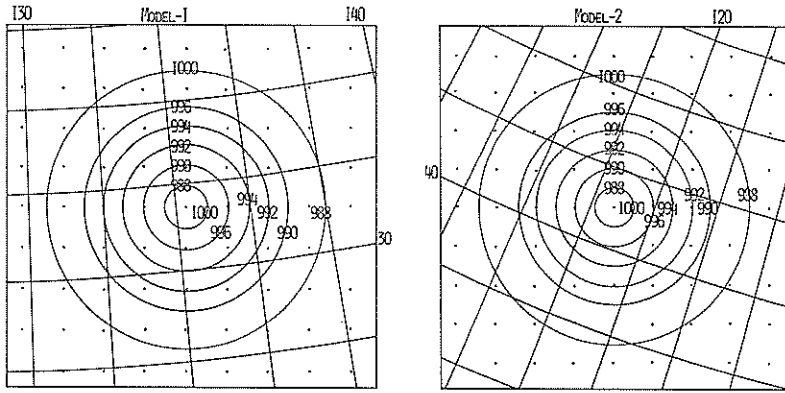


図-20 モデル気圧場

安定度が波浪に及ぼす影響を図-21.1, および図-21.2 に示している。これによると、緯度については図-19 のような緯度の差において波高で 20~30% 程度の差を生じ、また大気安定度についてはモデル 1 の気圧場で、かつ

水気温差が 5° 程度の時には安定・不安定による差は 50% にも達している。これは高気圧、および低気圧については同程度と認められる。周期については、上記各検討事項のどれに対しても波高ほど大きな影響を受けないことが知覚される。高気圧性、あるいは低気圧性による変化についてもかなり大きいように見受けられるが、モデル自体に高気圧と低気圧において気圧傾度による差ができていたのでこの点を無視することになると、大気安定度の影響が最大である。また図-21.2 によると、同程度の安定、あるいは不安定における低気圧、あるいは高気圧による差はほぼ同程度となっていることがわかる。

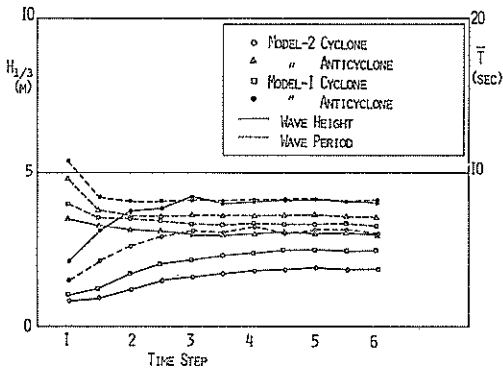


図-21.1 大気安定度を 0 とした時の緯度、低気圧性・高気圧性による推算波高の変化

6. 現地波浪に対する推算結果について

6.1 推算ケースおよび境界条件について

本章で示す推算ケースは表-3 に示すとおりである。ケース I, II, および III については有義法およびスペクトル法の両方法で計算したものであり、ケース IV についてはスペクトル法によるのみ計算したものである。ここで有義波法というのは、これまで港研で経常的に行なってきた Wilson 法を母体としたものである。しかし、スペクトル法との比較をおこなうために 1° メッシュの格子網を構成している点で多少異なる。スペクトル法における計算ではケース I~III については格子間隔は 100 km, タイムステップは 3 時間として計算をおこなっており、ケース IV については格子間隔を 120 km としている点で他と異なる。また風速についてはともに上限を 40 m/s とし、それより大きい風速についてはこれで抑えている。

6.2 推算結果について

図-22.1~22.4 に上記事例の各代表天気図を (a), 各

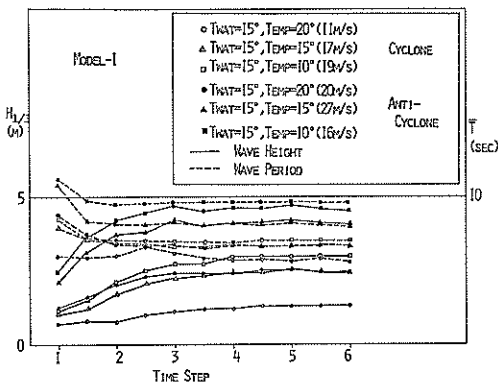


図-21.2 大気安定度の推算波高に与える影響

表-3 現地波高の推算ケース

ケース号	対象海域	格子間隔	対象期間	備考
I	沖縄・南西諸島	100km	S. 51. 9. 8~ 9.11	那覇港前面防波堤被災関連
II	日本海	100km	S. 51.10.28~10.30	新潟港防波堤被災関連
III	沖縄・南西諸島	100km	S. 50.11.21~11.23	Iに同じ
IV	太平洋北東部	120km	S. 50.10.11~10.13	釜石湾計画関連

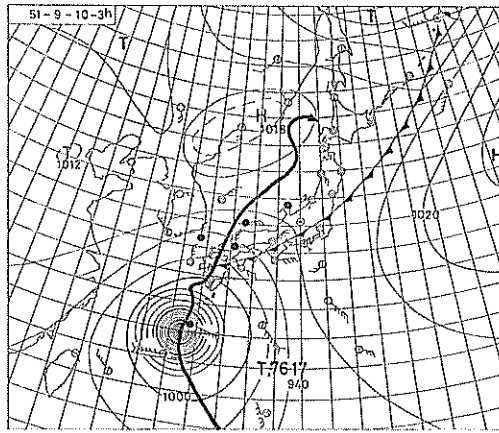
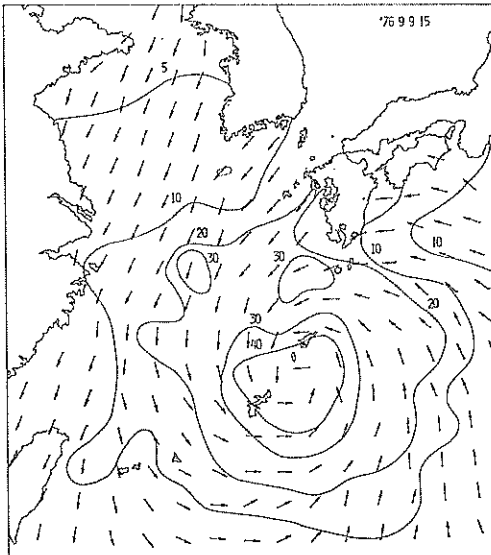
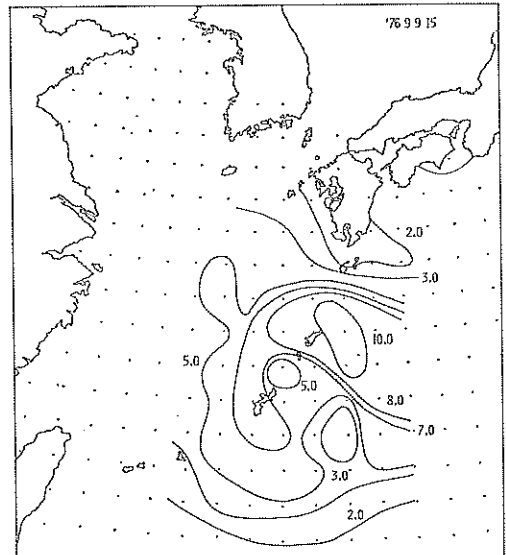


図-22.1 (a) 高波時の天気図



1) 風 ( $U_{10}$ , 単位 m/s)



2) 波 ( $H_{1/3}$ , 単位 m)

図-22.1 (b) 有義波法における風, 波の分布

沿岸波浪推算法についての考察

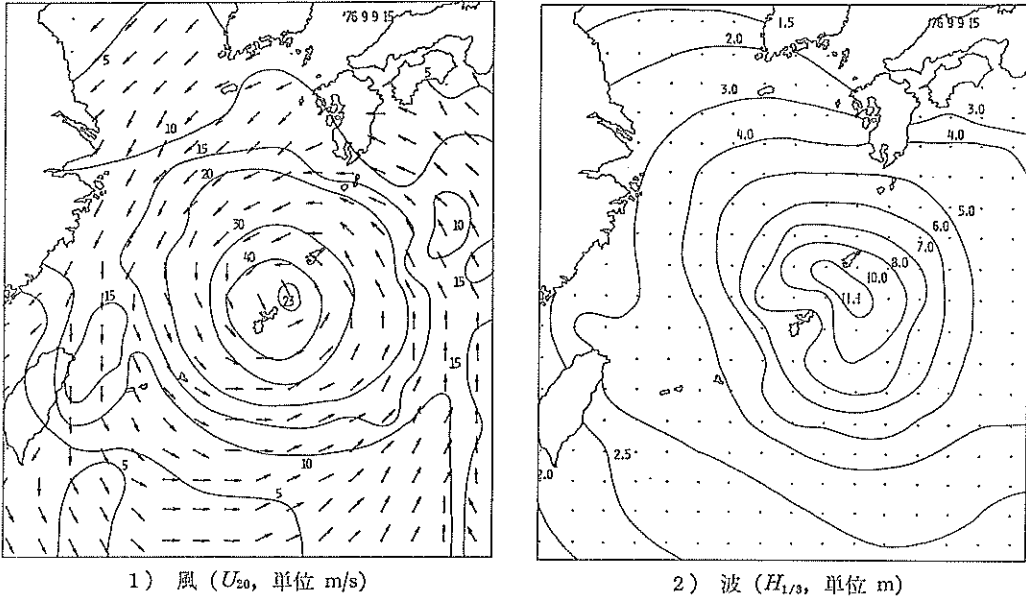


図-22.1 (c) スペクトル法における風, 波の分布

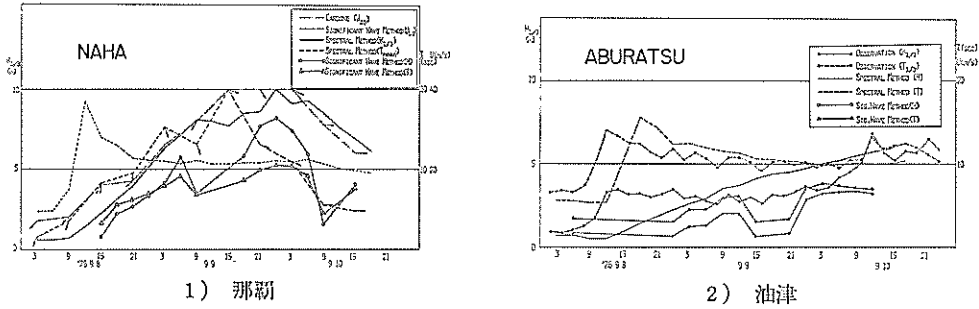


図-22.1 (d) 時間変化図

図-22.1 ケース I の推算結果

ケースの高波時における有義波法とスペクトル法による風と波の分布パターンを (b) および (c), 各ケースの風, 波の時間変化を特定の地点についてプロットしたものを (d) に示す。

ケース I, III の結果によるとスペクトル法の方が有義波法に比し若干波高が大きめにあらわれている。またスペクトル法では計算初期の波高の立上りが実測値に比し遅れる傾向がみられるが最盛期の波高はよく適合していると見られる。

ケース II の結果によると, 日本海沿岸地域の実測値分布パターンと推算値の対応は有義波法の方が多少妥当なようである。このケースは強い前線を持った低気圧が急

激に発達しながらかなり速い速度で日本海を横切ったもので, スペクトル法ではこのような急激な気象変化には追従し難いことを示しているものと考えられる。また新潟港における実測値によると周期 15 秒程度にピークを持つスペクトルが得られ, また有義波周期 13.6 秒が観測されているが, スペクトル法における推算結果によるとせいぜい 11~12 秒であり, 波高に比して周期の方が適合しにくいことを示している。このことはスペクトル法で得られるスペクトルが実測のそれに比しひずむ傾向があることを意味し, この例にみられる周期についての適合度の悪さは, スペクトル法において通常用いる格子間隔 (100 km 程度で, 天気図の入力時間間隔により制限



される)では新潟における佐渡, 能登半島の影響を表現することが困難であることを示しているものと思われる。しかしながら, 海上風の観測密度が低く, 海岸における測風に関しても統一性が得られないこと, 地形の影響の異なること等を考えると, 現状の気象情報から, ミクروسケールな計算区域の地形を十分に表現できるような小格子間隔に見合うその計算入力を作成するためには新たに多くの気象学上の専門的知識と経験が必要となることは言うまでもないが, 一方天気図の精度や気象擾乱

の構成規模, あるいは前線帯における波浪の理論的取扱いや電算機容量と境界条件の与え方等を考え合せると, 格子点の高密化により期待される波浪推算精度の向上には自ずと限界があることは経験的に明らかである。したがって一つの推算ケースの中でも部分的に格子間隔を操作することがしばしば必要となっている。

ケース IV ではスペクトル法による推算波高, および周期はともに実測のそれらに比しかなり小さくなっている。このことは計算初期の海域およびその背景に既に相

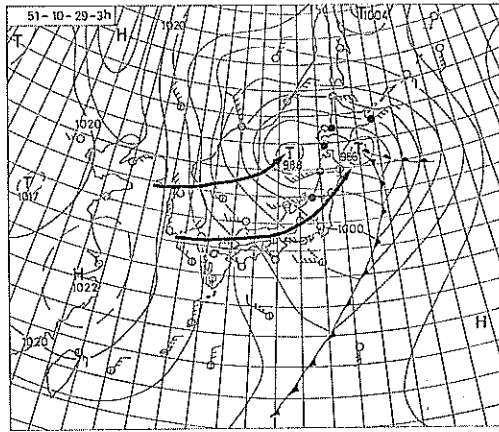
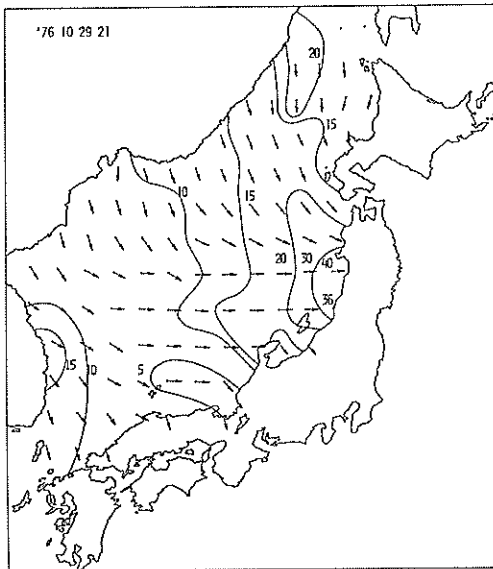
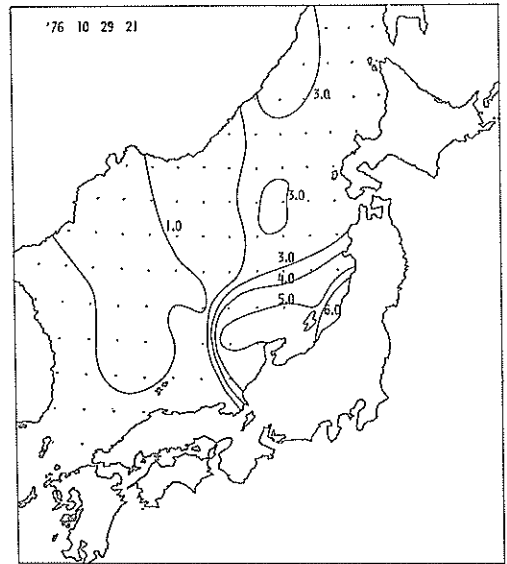


図-22.2 (a) 高波時の天気図



1) 風 ( $U_{10}$ , 単位 m/s)



2) 波 ( $H_{1/3}$ , 単位 m)

図-22.2 (b) 有義波法における風, 波の分布

沿岸波浪推算法についての考察

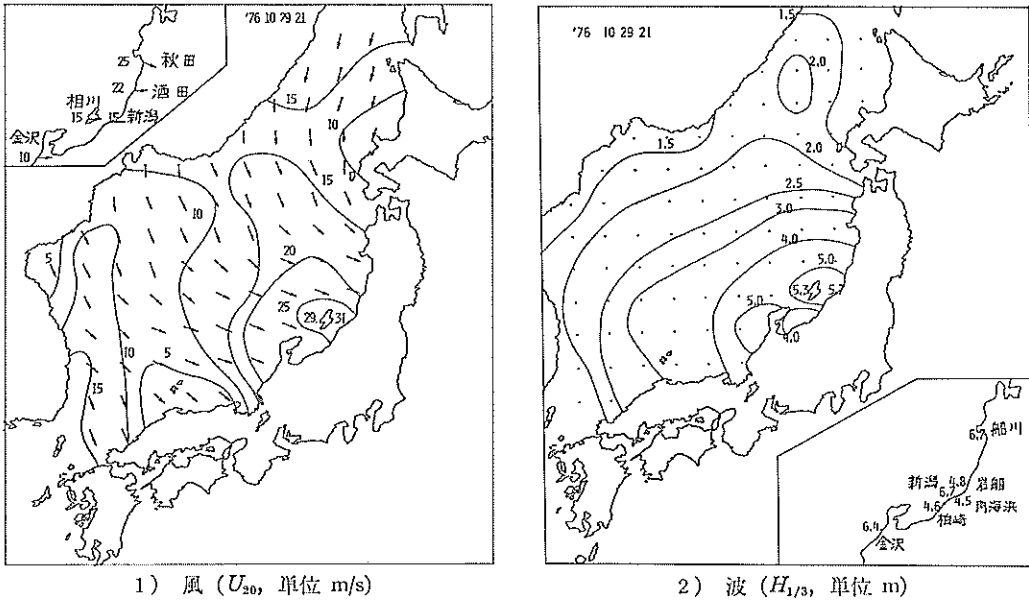


図-22.2 (c) スペクトル法における風、波の分布

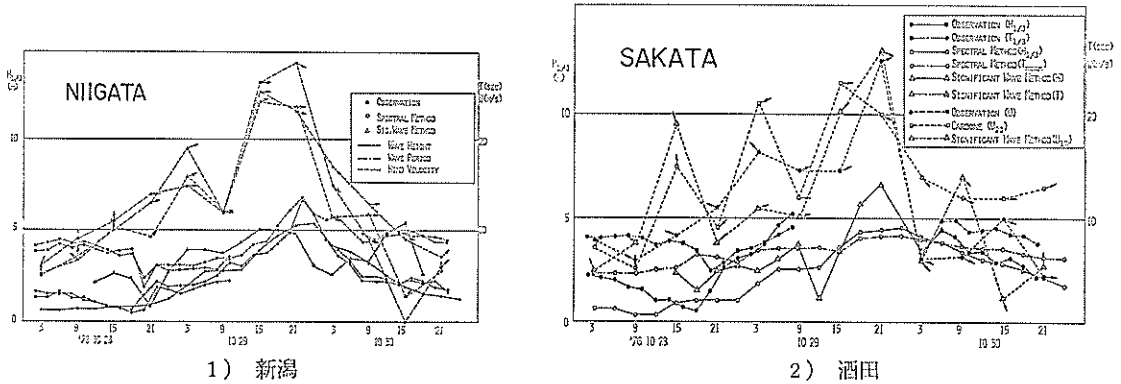


図-22.2 (d) 時間変化図

図-22.2 ケース II の推算結果

当程度の波浪エネルギーが存在していたことによるものと考えられ、その後天気図をより広く観察すると対象とする気象擾乱、および他のそれからのうねりの混入等の可能性を示唆しており、計算範囲の不足（時間、空間とも）が指摘される。

Snodgrass et al. によると、かなり低周波数成分の波は遠方からでもほとんど減衰することなく到来することが報告されている。これらのことを考えると、港研の現用電算機の規模で太平洋のような open sea に面した沿

岸波浪の推算にスペクトル法を用いることには難があり、そのような場合には境界において別途算定された何等かのエネルギーをまず入力し、これが海岸に到達した時点から天気図に沿った計算を開始するよう考慮しなければならない。沖縄、とくに那覇の場合には面している東シナ海は全般的に浅く、かつフェッチも限られるためうねりがあってもそのエネルギーは異常気象擾乱に伴う来襲波に比べ相対的に低いこと、また日本海のようにほぼ閉海域として計算が可能な場合には上記のような問題

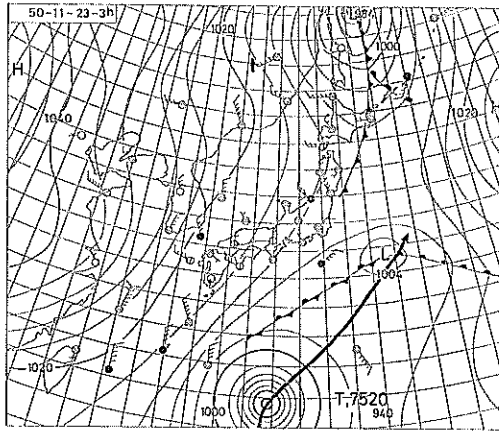
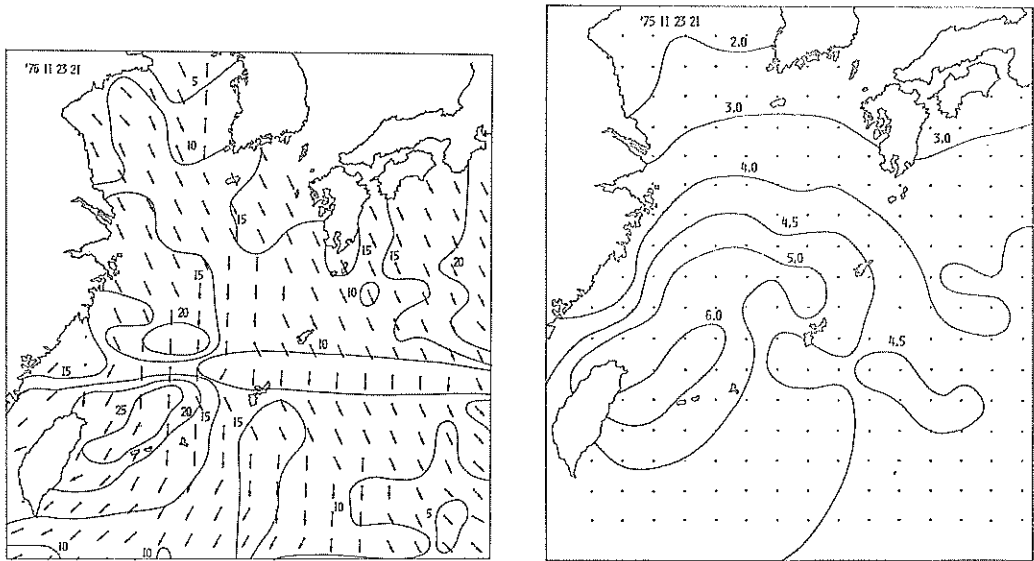


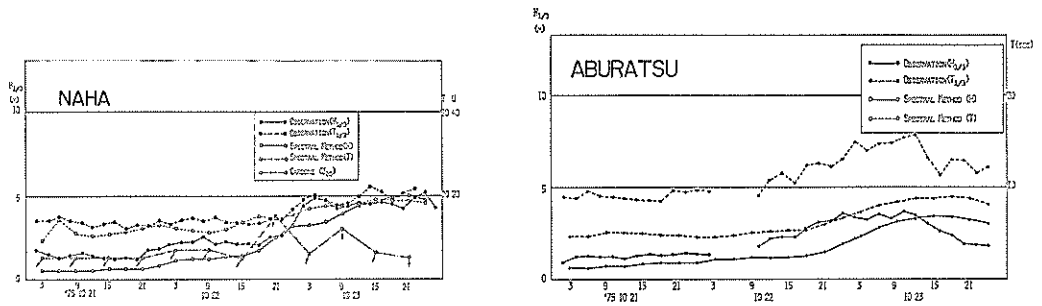
図-22.3 (a) 高波時の天気図



1) 風 ( $U_{20}$ , 単位 m/s)

2) 波 ( $H_{1/3}$ , 単位 m)

図-22.3 (c) スペクトル法における風, 波の分布



1) 那覇

2) 油津

図-22.3 (d) 時間変化図

図-22.3 ケースⅢの推算結果

沿岸波浪推算法についての考察

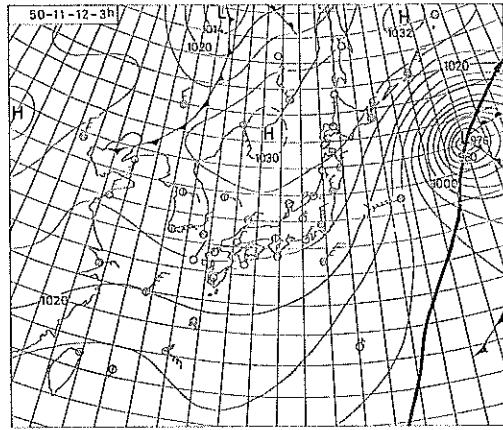
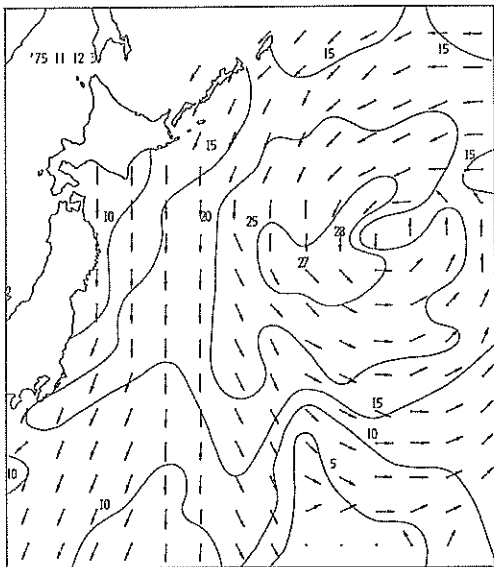
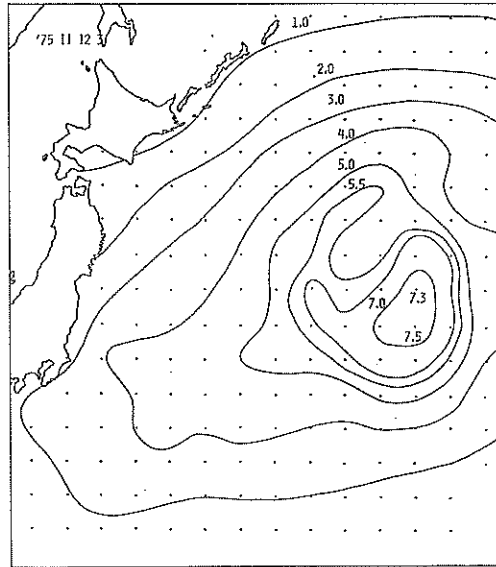


図-22.4 (a) 高波時の天気図

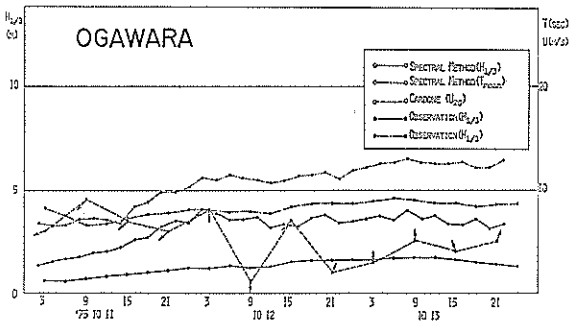


1) 風 ( $U_{20}$ , 単位 m/s)

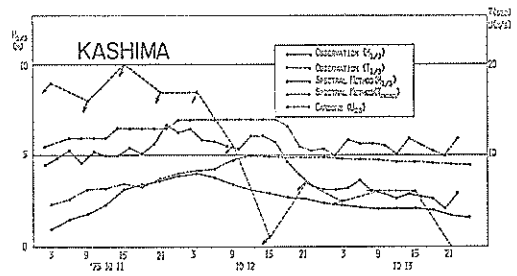


2) 波 ( $H_{1/3}$ , 単位 m)

図-22.4 (c) スペクトル法における風, 波の分布



1) 小川原



2) 鹿島

図-22.4 (d) 時間変化図

図-22.4 ケース IV の推算結果

を考えなくても良いようである。

## 7. 結論および考察

以下に本稿で得られた結果について順を追って述べる。

- 1) スペクトル法において海況が定常となった時には有義波高の吹送距離による発達曲線が得られるが、これにより風波の推算式を求めると (19) 式ようになる。これはフェッチ 300 km 以内、風速 0~25 m/s の制限の下では十分な近似となっている。
- 2)  $W/F=1$  とした風域に対してスペクトル法で計算した結果得られる有義波高の吹送距離による成長曲線は Wilson IV 式、あるいは U.S. Army Corps. による推算式とよく一致する。
- 3)  $W/F$  の異なる種々のモデル風域に対してスペクトル法で計算した結果によると、有効フェッチは無次元フェッチと  $W/F$  の関数となり、この関係は (19) 式により十分な精度で表わせ、これらは Saville により提案されたものとはかなり異なった様相を持つものとなる。これについての近似式は (21) 式で表現される。
- 4) スペクトル法における風が止んで後の風域前面でのスペクトル形状の変化はこれまでに提案されたものの内、井島における描写と似ているが、他の Barnett, Bretschneider によるものとはかなり異なる。
- 5) スペクトル法におけるスペクトル形状は、波の発達の初期段階には若干ひずむ傾向があるが、減衰時にはほぼ正常である。
- 6) うねりの擬似定常状態については、スペクトル法では波は三次曲線の減衰状況を呈するが、Bretschneider によるものでは二次曲線の減衰状況を示す。

うねりの推算式については (30), (31) 式により十分な精度で表現できる。

- 7) うねりの減衰についてスペクトル法で計算した結果を PNJ 法による結果と比較すると次のようなことがわかった。

PNJ 法では時間の経過による波高の減衰率はスペクトル法に比べて小さく、各経過時刻における極大波高の位置は後方寄りとなっている。

- 8) 理論的方法 (Cardone 法) により計算した結果によると大気の安定度による影響は非常に大きく、50% 程度も得られる波高に影響を与える可能性のあることがわかった。
- 9) 現地波浪に対する推算結果では、沖縄のような大洋

上の一点と考えられるような地点ではスペクトル法はかなり適合度があり、太平洋北東部沿岸地域のような場合は遠来波浪 (うねり) のエネルギーをあらかじめ海域に与える必要がある。前線性低気圧が高速度で通過する地域の推算にはかえって有義波法の方が妥当となる場合もある。

## 8. あとがき

本稿ではスペクトル法によって種々の試算をおこない、現行の波浪推算実施上の問題を明らかにしようとしたものであるが、定性的にはほぼ確立されたとみられるスペクトル法においても定量的な問題点は種々の形で残されている。たとえば飽和スペクトルの形、減衰機構などはその顕著なものである。しかし飽和スペクトルについて実際言われているようにこれをフェッチの関数として数値計算に導入することは、計算により得られる風場の不連続性、あるいは信頼性の面で必ずしも妥当な結果につながらないと考えられる。

本稿ではこれまで開発されてきた種々の推算法と比較し、それらについて定性的な検討をおこなうと同時に推算値の汎用的利用への足がかりをつくっている。

これまでに得られている風波、うねりの推算式についても問題点が指摘され、新たにそれらおよび風域幅による影響を表現する式を提案したが、これらを厳密に確かめる実測値が今のところ十分になく、上述の種々の問題点と合せ、これらの蓄積を期待する他はない。

最後に、本稿の作成にあたり貴重な助言をいただいた気象研究所・磯崎一郎氏、および貴重な文献を提供していただいた港研海洋水理部波浪研究室長・合田良実氏に謝意を表します。

## 参考文献

- 1) Backus, G. E.: The effect of the earth's rotation on the propagation of ocean waves over long distances, Deep Sea Res., 9, 1962
- 2) Barber, N. F. and F. Ursell: The generation and propagation of ocean waves and swell, Philos. Trans. r. Soc. (A), 240, 1948
- 3) Barnett, T. P. and J. C. Wilkerson: On the generation of ocean wind waves as inferred from airborne radar measurements of fetch-limited spectra, J. Mar. Res., 25, 1967
- 4) Barnett, T. P. and A. J. Sutherland: A note on an overshoot effect in wind generated waves, J. Geophy. Res., 73, 1968
- 5) Barnett, T. P.: On the generation, dissipation,

- and prediction of wind waves, *J. Geophy. Res.*, 73, 1968
- 6) Bretschneider, C. L., H. C. Crutcher, J. Darbyshire, G. Neumann, W. J. Pierson, H. Walden, and B. W. Wilson: Date for high wave conditions observed by the OWS "Weather Repoter" in December 1959, *Deut. Hydrog. Z.*, 15, 1, 1962
  - 7) Bretschneider, C. L.: The generation and decay of wind waves in deep water, *Trans. Am. Geophy. Union*, 33, 3, 1952
  - 8) Bretschneider, C. L.: Decay of wind generated waves to ocean swell by significant wave method, fundamentals of ocean engineering part 8, Ocean Industry, 1968
  - 9) Darbyshire, J.: The one dimensional wave spectrum in the Atlantic Ocean and in coastal waters, *Ocean Wave Spectra*, Prentice Hall, 1963
  - 10) Darbyshire, J. and J. H. Simpson: Numerical predictions of wave spectra over the North Atlantic, *Deut. Hydrog. Z.*, 20, 1, 1967
  - 11) Dobson, F. W.: Measurements of atmospheric pressure on wave-generated sea waves, *J. Fluid Mech.*, 48, 1971
  - 12) Ewing, J. A.: A numerical wave prediction method for the North Atlantic Ocean, *Deut. Hydrog. Z.*, 24, 1971
  - 13) Harris, D. L.: Discussion of wave energy transfer mechanism in wind-wave tunnel by J. B. Bole, *J. Waterways, Harbours and Coastal Engr. Div.* 101, WW4, 1975
  - 14) Harris, D. L.: Wind generated waves for laboratory studies, *Coastal Eng. Res. Center*, 1976
  - 15) Hasselmann, K.: On the non-linear energy transfer in the gravity wave spectrum 1, General theory, *J. Fluid Mech.*, 12, 1962
  - 16) Hasselmann, K.: On the non-linear energy transfer in the gravity wave spectrum (3), *J. Fluid Mech.*, 15, 1963
  - 17) Hasselmann, K.: Spectral dissipation of finite gravity waves due to turbulent bottom friction, *J. Marine Res.*, 26, 1, 1968
  - 18) Hasselmann, K. et al. "Measurement of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP)", UDC 551. 466. 31, ANE German Bight, *Deut Hydrogra. Inst.*, Hamburg, 1973
  - 19) Hidy, G. M. and Plate, E. J.: Frequency spectrum of wind-generated waves, *Physics of Fluids*, 8, 1965
  - 20) 井島武士・副島 毅・松尾隆彦: 数値計算による台風域内の波の分布について, 第14回海岸工学講演会講演集, 1967
  - 21) Inoue, T.: On the growth of the spectrum of a wind generated sea according to a modified Miles-Phillips mechanism and its application to wave forecasting, *Geophy. Sci. Lab. Report No. TR67-5*, New York Univ., 1967
  - 22) Isozaki, I. and T. Uji: Numerical prediction of ocean wind waves, *Pap. Met. Geophys.*, 24, 2, 1973
  - 23) Uji, T. and I. Isozaki: The calculation of wave propagation in the numerical prediction of ocean waves, *Pap. Met. Geophy.* 23, 4, 1972
  - 24) Kitaigorodskii, S. A.: Application of the theory of similarity to the analysis of wind generated wave motion as a stochastic process, *Izv. Akad. Nauk. USSR*, 1, 1961
  - 25) Kuznetsov, O. A.: Results of an experimental investigation of air flow above the sea surface, *Izv. Atmosph. and Oceanic Phys.*, 6, 1970
  - 26) Longuet-Higgins, M. S.: On the statistical distribution of the height of sea waves, *J. Mar. Res.*, 11, 1952
  - 27) Miles, J. W.: On the generation of surface waves by shear flows, *J. Fluid Mech.*, 3, 1957
  - 28) Mitsuyasu, H. and S. Mizuno: Experimental study of wave decay caused by opposing winds (in Japanese), *Proc. 18th Conf. Coastal Engineering in Japan*, 1971
  - 29) Phillips, O. M.: On the generation of waves by turbulent wind, *J. Fluid Mech.*, 2, 1957
  - 30) Phillips, O. M.: On the dynamics of the upper ocean, *Cambridge Univ. Press*, 1966
  - 31) Pierson, W. J. and L. Moskowitz: A proposed spectral form for fully developed wind sea based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii, *J. Geophy. Res.*, 69, 24, 1964
  - 32) Pierson, Neumann and James: Practical method for observing and forecasting ocean waves by means of wave spectra and statistics, H. O. Pub. 603, U.S. Navy, H.O., 1955
  - 33) Schule, J. J., L. S. Simpson and P. S. De Leonibus: A study of fetch limited wave spectra with an airborne laser, *J. Geophy. Res.*, 76, 1971
  - 34) Snodgrass, F. E., G. W. Groves and K. F. Hasselmann, et al.: Propagation of ocean swell across the Pacific, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, (A), 259, 1966
  - 35) Snyder, R. L. and C. S. Cox: A field study of the wind generation of ocean waves, *J. Mar. Res.*, 24, 1966
  - 36) Wilson, B. W.: Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, 1959, *Deut. Hydrogra. Zeit.*, 18, 1965
  - 37) U.S. Army, Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center, Shore Protection Manual, Vols. I, II, and III, 2nd ed., Stock No. 008-022-00077, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1975
  - 38) Cardone, V. J.: "Specification of the wind distribution in the marine boundary layer for wave forecasting", scientific report, *GSL-TR-69-1*, New York Univ., 1969

主要記号一覧表

$S(f, \theta, t, \mathbf{X})$ : 波の二次元スペクトル

ここで,  $f$  は成分波の周波数,  $\theta$  は風向と波向の差,  $\mathbf{X}$  は位置ベクトル,  $t$  は時間である

$C_g$  : 群速度ベクトル

$\nabla$  : 微分演算子

$F(f, \theta, t, \mathbf{x})$ : source function

$A$  : Phillips による線型増幅係数

$B$  : Miles による指数型増幅係数

$g$  : 重力加速度 ( $\text{m/sec}^2$ )

$k$  : 波数

$\omega$  : 角周波数 ( $=2\pi f$ )

$\rho_w$  : 水の密度

$P(\mathbf{k}, w)$ : 圧力変動のスペクトル

$\mathbf{k}$  : 波数ベクトル

$\phi_0$  : スケーリング・パラメータ

$A$  :  $=\omega/U_0$

$U_0$  : 乱れの移動速度

$\theta_d$  : 風向と波向の成す角

$\nu_1, \nu_2$  : 経験定数

$u$  : 平均海面上 20 m における風速 ( $\text{m/s}$ )

$\rho_a$  : 空気の密度

$U_*$  : 摩擦速度

$S_\infty$  : 飽和スペクトル

$\alpha$  : Phillips の定数 ( $=0.83 \times 10^{-2}$ )

$\beta$  : 定数 ( $=0.74$ )

$f_m, \bar{f}_m$  : 無次元ピーク周波数

$\bar{\omega}$  : 無次元フェッチ

$D_1$  : 内部マサツに関する減衰係数

$D_2$  : 逆風による減衰係数

$\Gamma(\theta)$  : 方向分布関数 ( $\theta$  は波向と風向の成す角)

$U$  : 平均海面上 20 m での風速

$F$  : フェッチ

$R$  : 相関係数

$H$  : 有義波高

$F_0$  : 有効フェッチ

$F_i$  :  $i$  方向へのセグメントの長さ

$\theta_i$  :  $i$  方向の平均風向からの方向

$U_{10}$  : 平均海面上 10 m での風速

$W$  : 風域幅

$T_2$  : 今まさに差しかかる成分波の周期

$T_3$  : 今丁度観測点を通り過ぎようとする成分波の周期

$R_0$  : 減衰距離

$t_{ob}$  : 観測開始時刻からの観測時間

$D_w$  : 吹送時間

$F_{min}$  : 最小吹送距離

$K_H$  : Bretschneider による波高の減衰係数

$K_T$  : Bretschneider による周期の減衰係数

$(H_{1/3})_F$  : 風域の終端における有義波の波高

$(T_{1/3})_F$  : 風域の終端における有義波の周期

$(H_{1/3})_D$  : 減衰域における有義波の波高

$(T_{1/3})_D$  : 減衰域における有義波の周期

$t_D$  : うねりの到達時間

$H_F$  :  $=(H_{1/3})_F$

$H_D$  :  $=(H_{1/3})_D$

$L_F$  : 風域前面での波長

$L_D$  : 減衰距離  $D$  の地点での波長