

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. 22

NO. 3

SEPT. 1983

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第22巻 第3号 (Vol. 22, No. 3), 1983年9月 (Sept. 1983)

目 次 (CONTENTS)

1. A Unified Nonlinearity Parameter of Water Waves
..... Yoshimi GODA..... 3
(水面波の非線型性パラメーターの統一的表示について.....合田良実)
2. 無反射性造波方式の原理と推力制御式造波装置の特性
..... 谷本勝利・原中祐人・富田英治..... 31
(Principle and Performance of Non-reflective Wave Generator by Thrust Control
..... Katsutoshi TANIMOTO, Suketo HARANAKA and Eiji TOMIDA)
3. マイクロプロセッサ応用によるステップ式波高計の改良について
..... 佐々木 弘・高橋智晴..... 57
(Improvement of step-type recording wave gauge with application of micro-processor
..... Hiroshi SASAKI and Tomoharu TAKAHASHI)
4. 日本沿岸の波浪のスペクトル形について
..... 広瀬宗一・立花祐二・菅原一晃..... 83
(One-dimensional spectra of wind waves in coastal waters
..... Munekazu HIROSE, Yuji TACHIBANA and Kazuteru SUGAHARA)
5. 波力発電ケーソンの空気出力効率の解析
——波エネルギーに関する研究 第1報——
..... 小島朗史・合田良実・鈴木諭司..... 125
(Analysis of Efficiency of Pneumatic-type Wave Power Extractors Utilizing Caisson
Breakwaters—A Study on Development of Wave Power 1st Report—
..... Roushi OJIMA, Yoshimi GODA and Satoshi SUZUMURA)
6. 海域における物質循環数値モデルの水質支配要因について
..... 堀江 毅・細川恭史..... 159
(Water-quality controlling factors in an eutrophication model
..... Takeshi HORIE and Yasushi HOSOKAWA)

7. 深層混合処理工法による壁状改良地盤の耐震性に関する実験的研究
..... 稲富隆昌・風間基樹・今村俊博..... 207
(An Experimental Study on the Earthquake Resistance of Wall Type Improved Ground
by Deep Mixing Method
..... Takamasa INATOMI, Motoki KAZAMA and Toshihiro IMAMURA)
8. 川崎港海底トンネルでの地震応答観測と応答解析
..... 清宮理・西澤英雄・横田弘..... 253
(Field Observation and Response Analysis at Kawasaki Koh Submerged Tunnel
..... Osamu KIYOMIYA, Hideo NISHIZAWA and Hiroshi YOKOTA)
9. 港湾における空間設計手法の開発（第3報）
——入力方法の容易化と港湾計画への応用——
..... 奥山育英・梅山珠実・佐々木芳寛..... 301
(Development of Space Design of Port and Harbour (3rd Report)—Easy Input Methods
and Application to Port Planning—
..... Yasuhide OKUYAMA, Tamami UMEYAMA and Yoshihiro SASAKI)
10. 港湾経済効果の計測手法（第2報）
——付加価値モデルの汎用化と原単位の整備——
..... 竹内良夫・米澤朗・稲村肇..... 325
(Development and Application of Synthetic Economic Evaluation Model for Port
Planning (2nd Report)—Value Added Model—
..... Yoshio TAKEUCHI, Akira YONEZAWA and Hajime INAMURA)

4. 日本沿岸の波浪のスペクトル形について

広瀬 宗一*・立花 祐二**・菅原 一晃***

要 旨

沿岸波浪の実測スペクトル14例をもとに、JONSWAP スペクトル、Wallops スペクトルの適合度、パラメータの特性についてとりまとめるとともに、次式に示す新しい関数形 (PH スペクトル) を提案している。

$$S_{PH}(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp[-1.25(f_m/f)^4] \times \gamma^G(f/f_m)$$

ここに、

$$\begin{aligned} G(f/f_m) &= \delta_a (f/f_m - 1) + 1, & \frac{\delta_a - 1}{\delta_a} \leq f/f_m \leq 1 \\ &= \delta_b (1 - f/f_m) + 1, & 1 \leq f/f_m \leq \frac{\delta_b + 1}{\delta_b} \\ &= 0, & \text{その他} \end{aligned}$$

JONSWAP スペクトル及び PH スペクトルによる近似に際しては、 α 及び γ については Hasselmann ら (1976) による推定式に従い、 σ_a 及び σ_b と δ_a, δ_b については非線型な最小自乗法によることとした。

結果的に、JONSWAP スペクトルについては沿岸波浪の実測スペクトルに十分な適合度を有し、パラメータ α 及び γ については波形勾配だけの関数としてそれぞれ $\alpha = 1.0(H/L)^{1/3}$ 、 $\gamma = 90.0(H/L)$ により十分な精度で表現できることを示した。 σ_a 及び σ_b については波形勾配と弱い正の相関を有するが、波形勾配による変化は小さく、平均値はそれぞれ 0.108, 0.109 で与えられる。これは Hasselmann ら (1973) による値に比べてやや大きく、沿岸波浪のスペクトルは北海のスペクトルに比べてスペクトルピーク付近のバンド幅がやや広いことを示している。

PH スペクトルで新たに導入されたパラメータ δ_a 及び δ_b については、 σ_a 及び σ_b に比べて波形勾配との相関が高く、沿岸波浪の実測スペクトルに対して JONSWAP スペクトルとほぼ同等の適合度を有することがわかった。 δ_a 及び δ_b の平均値はそれぞれ 3.86, 3.82 となる。

また、スペクトルの一次ピークと二次ピークを結んだ勾配は波形勾配の増加関数で表現されることを示している。

* 水工部 主任研究官
** 水工部 海象観測研究室
*** 水工部 高潮津波研究室

4. One-dimensional Spectra of Wind Waves in Coastal Waters

Munekazu HIROSE*

Yuji TACHIBANA**

Kazuteru SUGAHARA***

Synopsis

This paper discusses about the applicability of the JONSWAP spectrum and the Wallops spectrum to observed wind wave spectra and the properties of parameters of these spectral models, using 14 spectra observed in coastal waters around Japan. As a result, we propose a new spectral model, called the PH spectrum, as

$$S_{PH}(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp[-1.25(f_m/f)^4] \gamma^{G(f/f_m)}$$
$$G(f/f_m) = \delta_a (f/f_m - 1) + 1, \quad \text{for } \frac{\delta_a - 1}{\delta_a} f_m \leq f \leq f_m$$
$$= \delta_b (1 - f/f_m) + 1, \quad \text{for } f_m \leq f \leq \frac{\delta_b + 1}{\delta_b} f_m$$

According to the results of fitting the observed spectra to the above three spectral models, the PH spectrum gives the almost same good fit as the JONSWAP spectrum, and the Wallops spectrum, however, seems to be required an addition of some parameter or multiplier for the good fit.

The parameters, both α and γ , can be represented as a function of the wave steepness with high correlation. And then the peak shape parameters of the JONSWAP spectrum, σ_a and σ_b , present a weak positive correlation to the wave steepness. The variation of these shape parameters with the wave steepness is very small and the mean values of these are given as 0.108 and 0.109 respectively. On the other hand, the shape parameters of the PH spectrum, δ_a and δ_b , present a weak, but higher than σ_a and σ_b respectively, negative correlation to the wave steepness. The mean values of these parameters are given as 3.86 and 3.82 respectively. These mean values mean that the limits in the frequency range for approximation of observed spectra with the Pierson-Moskowitz spectrum are given, on the average, by $0.741 f_m$ and $1.262 f_m$ for the lower and the higher frequency range respectively.

The result of approximation with the Wallops spectrum, also indicates that the slope value, obtained by connecting the dominant and the secondary spectral peaks, becomes larger as the increase of the wave steepness, which proves the inconsistency of the results by Huang et al. (1981).

* Senior Research Engineer, Hydraulic Engineering Division

** Member of Coastal Observation Laboratory, Hydraulic Engineering Division

*** Member of Storm Surge and Tsunami Laboratory, Hydraulic Engineering Division

目 次

要 旨	83
1. はじめに	87
2. 海洋波のスペクトルの標準形	87
3. 解析データ	90
3.1 観測データ	90
3.2 データの選定条件	90
4. JONSWAP スペクトルの適合性及びパラメータの特性	97
4.1 JONSWAP スペクトルによる近似手法	97
4.2 JONSWAP スペクトルによる近似結果	97
4.3 JONSWAP スペクトルのパラメータの特性	99
5. 沿岸波浪のスペクトルの標準形の提案	104
5.1 提案スペクトル	104
5.2 提案スペクトルによる近似結果	104
5.3 パラメータの特性	106
6. 提案スペクトルと JONSWAP スペクトルの比較	107
6.1 基本形の比較	107
6.2 スペクトルの特性値による比較	109
7. スペクトルの高周波側の勾配について	110
8. あとがき	113
参考文献	114
主要記号一覧表	115
付録 [A] 沿岸波浪観測データから得られる波浪諸元の相関表	116
[B] JONSWAP スペクトルによる近似結果	116
[C] PH スペクトルによる近似結果	119
[D] Wallops スペクトルによる近似結果	122

1. はじめに

海洋波のスペクトルに関しては古くから調査・研究がおこなわれており、特に風波のスペクトル形には強い相似性のあることが知られている^{1),2)}。風波のスペクトルの標準形としてはこれまでに種々の提案があるが^{3),4),5),6),7)}、現在のところその代表的なものは Pierson と Moskowitz³⁾ による PM スペクトルと Hasselmann⁵⁾ による JONSWAP スペクトルであるといえる。前者は風波の十分に発達した状態でのスペクトルの標準形として、一方後者は発達過程にある風波のスペクトルの標準形として提案されたものである。このため、PM スペクトルは波浪推算における極限スペクトル形、すなわち風波とうねりの境界を与えるスペクトル形として標準的に用いられる他、解析的に取扱いやすいこともあってわが国では設計スペクトルとしても標準的に採用されている^{8),9),10)}。しかしながら、わが国の沿岸では低気圧の進行速度が早いこともあってか、PM スペクトルのように十分に発達した、幅の広い風波のスペクトルが出現することは極めてまれであり、むしろ JONSWAP スペクトルで近似できそうな尖鋭なものがほとんどである。実際、JONSWAP スペクトルは5つのパラメータを有しており、パラメータの値を適当に選択することによってPM スペクトルも表現することができる。JONSWAP スペクトルはこのように高い汎用性を有しているため、スペクトルを表現するパラメータの特性に関する研究をはじめ、このスペクトル形をもとにした波浪推算法及び設計外力の与え方等幅広く研究が進められている。

JONSWAP スペクトルはこのように高い汎用性を有するものの、他のスペクトル形に比べて多くの未知パラメータを有しており、これらの内ほとんどは実測スペクトルへの近似により設定されねばならない。換言すればこれらのパラメータの値を解析的に与えることができないこと他、発達過程にある風波のスペクトルに対する適用性が主眼とされていることもあって、近年これに代わる二、三の新しいスペクトル形の提案がみられる^{6),7)}。しかしながら、現状では JONSWAP スペクトルに優る適合性を有するスペクトルの標準形は提案されておらず、JONSWAP スペクトルの工学的な活用を主眼としたパラメータの特性に関する研究は数多くみられる^{11),12),13)}。しかしながら、JONSWAP スペクトルのパラメータの中には、現在のところまだ特性が十分に把握されていな

いパラメータもあり、工学的な活用に際しては暫定的に JONSWAP において与えられた平均値を採用することが多い。この意味で、JONSWAP スペクトルは高い汎用性を有しているものの、必ずしも風波のスペクトルの標準形として確立されたものではなく、風波のスペクトル形の一部の特性を具体的に表現するものでしかないと考えられる。JONSWAP スペクトルのパラメータの与え方についても、Hasselmann ら¹³⁾ による方法が標準的に用いられているが、これらは風波の線型領域におけるスペクトル形を考慮して便宜的に与えられたものであり、普遍的な活用のためにはなお問題が残されている。

本報告は、わが国の沿岸における波浪の代表的な観測地点のデータを用いて沿岸波浪のスペクトル形について検討した結果をとりまとめたものである。主として対象としたスペクトルの標準形は JONSWAP スペクトルであるが、比較のために Huang ら⁷⁾ による Wallops スペクトルについても言及するとともに、これらの検討結果を受けて新たな沿岸波浪のスペクトルの標準形を提案している。提案スペクトルの特性については十分な検討をおこない得ていない面もあるが、二、三興味ある知見が得られたので報告する次第である。

2. 海洋波のスペクトルの標準形

海洋波のスペクトルには飽和領域が存在する。この領域はスペクトルのピークよりも高周波側の領域、すなわちスペクトルのピーク周波数を f_m として $f \gg f_m$ の領域で表される。Phillips²⁾ は次元解析によりこの領域におけるスペクトルの上限を次のように与えた。

$$S(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5}, \quad f \gg f_m \quad (1)$$

ここに、 $S(f)$ はスペクトル、 g は重力加速度であり、 α は Phillips 定数である。

Phillips²⁾ は長波の影響 (surface drift の影響) が無視できないことを考慮し、Wu⁹⁾ による surface drift の大きさに関する測定値を加味して上式の適用範囲を、

$$f_m \ll f \ll 2g/U_* \quad (2)$$

のように修正している。ここに、 U_* は摩擦速度である。

Pierson と Moskowitz³⁾ は、(1) 式及び Kitaigorodskii の相似解析結果をもとに、次式に示すスペクトル形を提案した。

$$S_{PM}(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-3} \exp \left[-\beta \left(\frac{g}{2\pi f U_{10,s}} \right)^4 \right] \quad (3)$$

ここに、 α 及び β はそれぞれ 0.0081, 0.74 で与えら

れる常数である。また、 $U_{19.5}$ は平均海面上 19.5m での風速を表す。

(3) 式に示すスペクトルは PM スペクトルと呼ばれ、風波の発達平衡状態におけるスペクトル形を表現するものとして提案されたものである。(3) 式からわかるように、PM スペクトルは風速 $U_{19.5}$ が与えられれば形状が決まる。しかしながら、(3) 式を L, T なる次元を持つ量だけで表すと、結果的には二つのパラメータを有するスペクトルに帰着することになる。

すなわち、スペクトルのピーク周波数を f_m とすると、 f_m は $dS(f)/df=0$ から得られる解として定義され、(3) 式に対しては

$$f_m = \frac{g}{2\pi U_{19.5}} \left(\frac{5}{4}\beta\right)^{1/4} \quad (4)$$

となる。上式を (3) 式に代入すると、PM スペクトルは次式のように書き換えることができる。

$$S_{PM}(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp[-1.25(f_m/f)^4] \quad (5)$$

これは PM スペクトルの一般的な表示である。

さらに、スペクトルの n 次のモーメント、 m_n を

$$m_n = \int_0^\infty f^n S(f) df \quad (6)$$

で定義し、(3) 式の m_0 を求めると以下ようになる。

$$m_0 = \frac{\alpha}{4\beta} \frac{U_{19.5}^4}{g^2} \quad (7)$$

波浪の統計理論によると、有義波高 $H_{1/3}$ は m_0 と次式により関係づけられる。

$$H_{1/3} = 4\sqrt{m_0} \quad (8)$$

(4) 式、(7) 式及び (8) 式を用いると、(3) 式は次のように書き換えられる。

$$S_{PM}(f) = 0.312(H_{1/3})^2 T_P \cdot (T_P f)^{-5} \times \exp[-1.25(T_P f)^{-4}] \quad (9)$$

ここに、 T_P はスペクトルのピークの周期であり、

$$T_P = 1/f_m \quad (10)$$

で与えられる。

光易は T_P と有義波周期 $T_{1/3}$ の関係を経験的に次式で与えている。

$$T_P = 1.05 T_{1/3} \quad (11)$$

上式を用い、さらに (8) 式の係数を実測値に合せて修正して (9) 式を書き直すと次式のようになる¹⁰⁾。

$$S_{BM}(f) = 0.257(H_{1/3})^2 T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-5} \times \exp[-1.03 T_{1/3} f)^{-4}] \quad (12)$$

(12) 式のスペクトルは合田¹¹⁾ により Bretschneider—光易型スペクトルと呼ばれ、港湾・海岸諸計画における設計スペクトルの標準形として広く用いられているもの

である。ここでは、(12) 式で表されるスペクトルを BM スペクトルと呼称する。(9) 式及び (10) 式から明らかのように、PM スペクトル及び BM スペクトルとも $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$ なる二つのパラメータで表現されるスペクトルである。これらのスペクトルは一般に次式のように表現される。

$$S(f) = A f^{-5} \exp[-B f^{-4}] \quad (13)$$

さらに一般化するなら、

$$S(f) = A f^{-m} \exp[-B f^{-n}] \quad (14)$$

このスペクトル形では、 A, B の値のいかにかわからずスペクトルの幅を表すパラメータの 1 つである ν が、次式のように m と n だけにより決定される。

$$\nu = (m_0 m_2 / m_1^2 - 1)^{1/2} \\ = \frac{\Gamma[(m-1)/n] \cdot \Gamma[(m-3)/n]}{\Gamma^2[(m-2)/n]} \quad (15)$$

ここに、 $\Gamma[]$ はガンマ関数を表す。(13) 式に対しては、上式で $m=5, n=4$ とすることにより $\nu=0.425$ を得る。スペクトル幅パラメータ、 ν は 0 と 1 の間の値をとり、0 に近づくほどスペクトル幅が狭いことを意味する。したがって、風波の平衡状態におけるスペクトルが PM スペクトルあるいは BM スペクトルのように (14) 式で $m=5, n=4$ とした形で表されるなら、風波のスペクトル幅の極限值は 0.425 で与えられることになる。しかしながら、実測スペクトルによると $\nu=0.3 \sim 0.8$ の値をとることが多く¹¹⁾、本稿で対象としたデータに対しても後述するように 0.5188 (± 0.0543) と必ずしも上述の極限值を支持していない。この原因としては、スペクトルのピークよりも低周波側の領域では平衡状態を定義できないこと、高周波側では波の非線型性の影響が卓越すること、ナイキスト周波数の影響等が考えられるが、詳細についての検討は課題として残されている。

PM スペクトル、BM スペクトルの他に (14) 式のスペクトル形に属する代表的なものとしては、Liu⁴⁾ によるスペクトルがある。Liu は、ミシガン湖における実測スペクトルをもとに経験的に次式のスペクトル形を与えている。

$$S_L(\omega) \omega_m / E^2 = 4.08 (\omega / \omega_m)^{-5} \times \exp[-1.02 (\omega / \omega_m)^{-4}] \quad (16)$$

上式中、 ω は角周波数 ($=2\pi f$)、 ω_m はスペクトルピークの角周波数、 $E = \sqrt{m_0}$ ($=\eta_{rms}$) である。

上式を周波数 f の関数で表示すると、

$$S_L(f) = 4.08 \cdot E^2 f_m^{-1} (f/f_m)^{-5} \times \exp[-1.02 (f/f_m)^{-4}] \quad (17)$$

さらに、これは $H_{1/3}$ と $T_{1/3}$ の関数として次式で表現される。

$$S_L(f) = 0.210 H_{1/3} \cdot T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-3} \times \exp[-0.839 (T_{1/3} f)^{-4}] \quad (18)$$

Liu⁴⁾ は、スペクトルの高周波側の平衡領域についての実測値をもとにした

$$\alpha = 4.08 (E^2 \omega_m^4 / g^2) \quad (19)$$

及び $\omega_m U_* / g$ と gF / U_*^2 (F はフェッチ) の関係

$$\omega_m U_* / g = 8.57 (gF / U_*^2)^{-1/3} \quad (20)$$

を用いて (4) 式を一般化しており、次式の一般化されたスペクトル形において、 U_* と F を与えることにより実測値への適合性を検討している。

$$S_L(f) = a g^2 (2\pi)^{-4} \hat{F}^{-1/4} f^{-5} \times \exp[-b (g / U_* \hat{F}^{1/3} 2\pi f)] \quad (21)$$

ここに、 $\hat{F} = gF / U_*^2$ 、 a 、 b はそれぞれ 0.4、 5.5×10^3 である。しかしながら、実測値への適合結果によると、十分発達したスペクトルに対しては特にスペクトルのピーク付近で過小評価する傾向がみられ、また duration-limited スペクトルに対しては逆にかなり過大評価する結果となっており、必ずしも適合性は十分とはいえない。

すなわち、(15) 式に示したように、(14) 式で表される関数形を採用する限りはスペクトルの幅が固定されてしまうため汎用性に乏しい。

Hasselmann ら⁵⁾ は、(14) 式を基本形とするスペクトル形では発達過程にある風波のスペクトルのように特にスペクトルのピーク付近の尖鋭な形状を表すことができないとして、北海における観測データをもとに次式に示すスペクトル形を提案している。

$$S_J(f) = a g^2 (2\pi)^{-4} f^{-3} \exp[-1.25 (f_m / f)^4] \times \gamma \exp[-(f / f_m - 1)^2 / 2\sigma^2] \quad (22)$$

ここに、 γ は peak enhancement factor と呼ばれるスペクトルのピーク付近のエネルギーの増幅率を表すパラメータ、 σ はスペクトルピーク付近のバンド幅を表すパラメータであり、それぞれ以下のように与えられる。

$$\gamma = S_J(f_m) / S_{PM}(f_m) \quad (23)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma_a, & f &\leq f_m \\ &= \sigma_b, & f &\geq f_m \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

(22) 式で示されるスペクトルは JONSWAP スペクトルと呼ばれ、 α 、 f_m 、 γ 、 σ_a 、 σ_b なる 5 つのパラメータを有している。(22) 式から明らかなように、JONSWAP スペクトルは $\gamma=1$ のときには PM スペクトルに一致する。すなわち、JONSWAP スペクトルは PM スペクトル

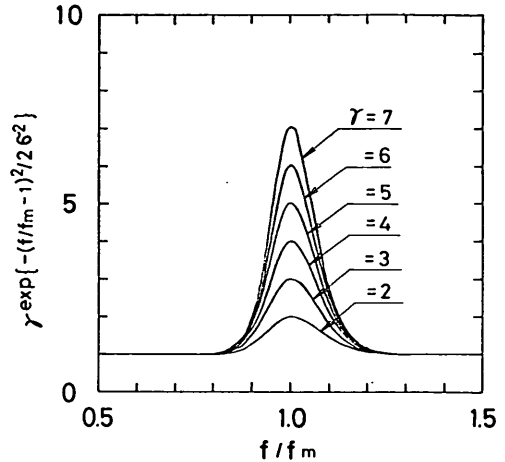


図-1 JONSWAP スペクトルの γ の項の変化

ルのピーク付近のエネルギーを γ の項でつりあげた形を有している。Hasselmann らによると、 α については \hat{F} ($=gF / U_*^2$) 及び \hat{f}_m ($=U f_m / g$) と良い相関関係が得られるものの、 γ 、 σ_a 、 σ_b についてはかなり変動し、 α に対する同等の関係式が得られなかった。このため、これらに対しては以下のように便宜的に平均値を与えている。

$$\gamma = 3.3, \quad \sigma_a = 0.07, \quad \sigma_b = 0.09 \quad (25)$$

上式に示す値を設定することにより与えられるスペクトルは平均 JONSWAP スペクトルと呼ばれる。

図-1 には、 σ_a 及び σ_b の値としては (25) 式に示す平均値を用い、 $\gamma=1 \sim 7$ に対して JONSWAP スペクトルの γ の項の変化を示す。図からわかるように、 $f=(1.3 \sim 1.35) f_m$ 、 $f=0.75 f_m$ を境として、それぞれこれよりも高周波側及び低周波側では γ の項の影響はほとんどなくなり、JONSWAP スペクトルは PM スペクトルに一致する。

JONSWAP スペクトルは PM スペクトルを基礎としてこれよりもスペクトルピーク付近の尖鋭なスペクトル形を表現することを意図したものであり、 γ 及び σ 値の選択により広汎なスペクトル形状を表現することができる。この汎用性は γ の指数項として正規分布型を採用したことによりさらに高められているが、逆に各パラメータのエネルギーへの影響度が異なることにより、JONSWAP スペクトルによる近似手法及びパラメータの変動性に関する検討が難しくなるという欠点を有している。

Huang ら⁷⁾ は、最近、JONSWAP スペクトルが発達過

程にある風波のスペクトルのみを対象として設計されたものであること、及びパラメータの値を実測スペクトルへの近似の結果としてしか与えることができないことを考慮して、次式に示す新しいスペクトル形を提案している。

$$S_w(f) = \alpha_w g^2 (2\pi)^{-4} f_m^{-5} (f/f_m)^{-m} \times \exp\left[-\frac{m}{4} \left(\frac{f_m}{f}\right)^4\right] \quad (26)$$

このスペクトル形は Huang らによって Wallops スペクトルと呼ばれており、 α_w と m なる二つの未知数を有するスペクトル形である。Huang らによると、(26) 式中の 2 パラメータは一種の波形勾配を表すパラメータ ξ により一意的に与えられる。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} m &= \left| \frac{\log(2/ak_0)^2}{\log 1/2} \right| = \left| \frac{\log(\sqrt{2}\pi\xi)^2}{\log 2} \right| \\ \alpha_w &= \frac{(2\pi\xi)^2 m^{1/4(m-1)}}{4^{1/4(m-5)}} \cdot \frac{1}{\Gamma[1/4(m-1)]} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

ここに、 k_0 は波数であり、次式の分散関係式を満たすものとする。

$$\omega^2 = gk_0$$

ξ は次式で定義される。

$$\xi = \sqrt{m_0}/L_0 = (k_0/2\pi) \sqrt{m_0} \quad (28)$$

Wallops スペクトルは (26) 式に示すように、PM スペクトルなどと同じく (14) 式に示すスペクトル形の族に属する。したがって、JONSWAP スペクトルのように、

$$S(f) = A f^{-m} \exp[-B f^{-n}] C^D(f) \quad (29)$$

の形の族では不可能であった解析的な積分が可能である。Huang らによると、Wallops スペクトルの n 次のモーメントは次式により定義される。

$$m_n = m_0 \left(\frac{m}{4}\right)^{n/4} \omega_m^n \frac{\Gamma[1/4(m-n-1)]}{\Gamma[1/4(m-1)]} \quad (30)$$

これから、スペクトルの幅パラメータは次式のように求められる。

$$\nu = \left\{ 1 - \frac{\Gamma^2[1/4(m-n-1)]}{\Gamma[(1/4(m-3))]\Gamma[1/4(m-1)]} \right\}^{1/2} \quad (31)$$

(14) 式及び (15) 式から想像できるように、Wallops スペクトルのスペクトル幅は m の関数として変化する。したがって、スペクトル幅は ξ だけの関数で与えられることになる。このようにパラメータの値によって ν の値が変化することは PM スペクトル及び BM スペクトルにはみられない利点であり、Huang らは Wallops スペクトルはうねりにも適用可能であるとしている。

3. 解析データ

3.1 観測データ

運輸省の港湾関係機関では、昭和 45 年以来全国的な沿岸波浪の観測を実施してきている。昭和 58 年度現在ではこの沿岸波浪観測網を構成する地点の数は図-2 に示すように計 40 となっている。図中、地点名に下線を付して示した弾崎、浜田、小川原の地点が本報告で対象とした地点である。図-3~5 には、これら 3 地点における波高計の設置位置図及び要領図を示す。図-3~5 からわかるように、これらの地点ではいずれも超音波式波高計を水深約 -50 m に設置して波浪観測を実施している。

本報告で用いたデータは、昭和 53 年から昭和 56 年の 4 年間の高波時の記録であり、いずれもカートリッジ磁気テープによって取得されたデジタルデータである。カートリッジ磁気テープには、いずれの地点においてもサンプリング間隔 0.5 秒、2000 デジット/F.S. で記録されており、フルスケールは弾崎、浜田、小川原でそれぞれ 30 m, 20 m, 30 m である。したがって、振幅の分解能は、弾崎、小川原では 1.5 cm/デジット、浜田では 1 cm/デジットとなる。

沿岸波浪観測地点ではいずれも毎偶数正時を中心として 20 分間の波浪観測がおこなわれており、上述のカートリッジ磁気テープ記録もこれに対応して取得されている。本報告で対象とするスペクトルは、20 分間の記録の内 2048 個 (2¹¹ 個) のデータを用いて FFT 法により計算したものである。周波数分解能は 0.0078125 Hz である。

3.2 データの選定条件

本報告では風波性の単峯型のスペクトルを対象としている。このため、3.1 に示す地点で得られたスペクトルデータの内、以下に示す条件をすべて満足するものを選択することとした。すなわち、

- ① 単峯型のスペクトルであること、
- ② 実測スペクトルのピーク周波数 f_m が PM スペクトルのピーク周波数 f_{PM} より大きいこと、
- ③ 実測スペクトルを JONSWAP スペクトルで近似して得られる γ が 1 よりも大きいこと、
- ④ γ の影響を受けない範囲で α が決定し得ること、
- ⑤ α の設定範囲において、実測スペクトルが PM スペクトルを著しく undershoot あるいは overshoot しないこと、
- ⑥ スペクトルの低周波側で、実測スペクトルが PM スペクトルを著しく undershoot あるいは overshoot

日本沿岸の波浪のスペクトル形について

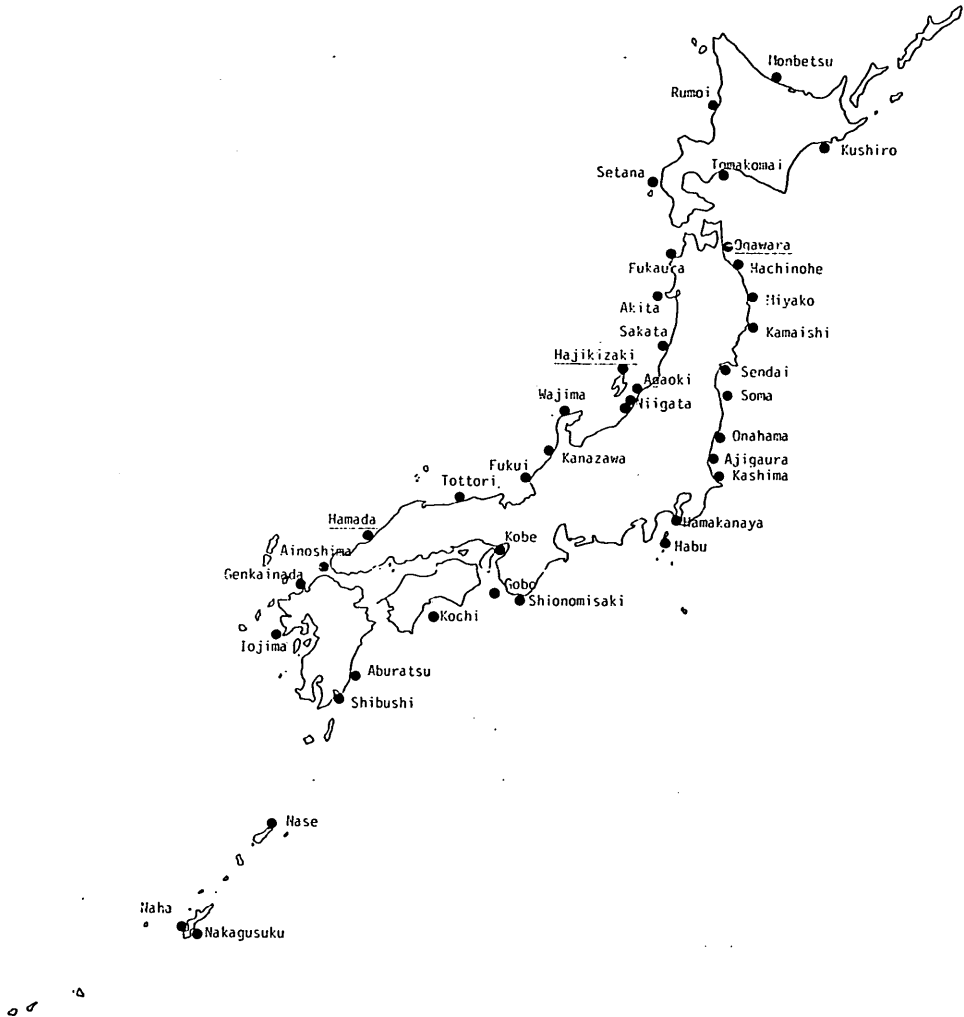


図-2 沿岸波浪観測網

しないこと。

上に示す条件の内、②は風波性のスペクトルであることを目安として導入したものであり、 f_{PM} はPMスペクトルのピーク周波数に対する表示であり、次式で与えられる。

$$f_{PM} = 0.13(g/U) \quad (32)$$

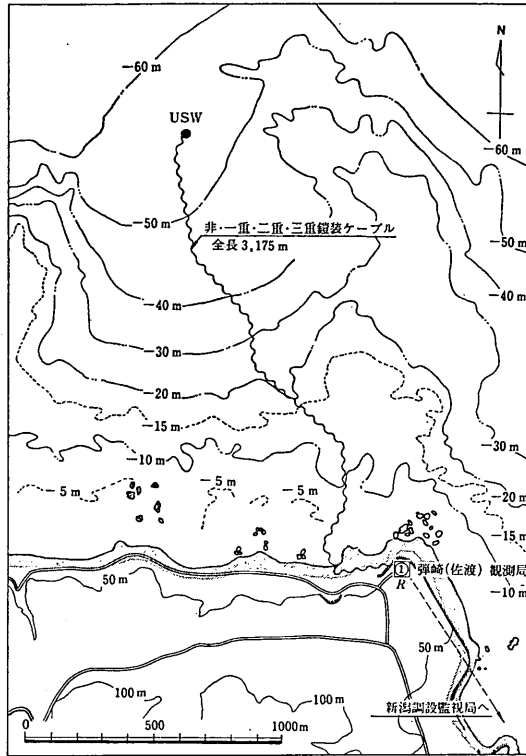
f_{PM} は(4)式に示す f_m と等価であるが、 f_{PM} に対しては(4)式における f_m と異なり、平均海面上10mでの風速を用いている。

③は、 $\gamma < 1$ の場合には多峯型スペクトルあるいは

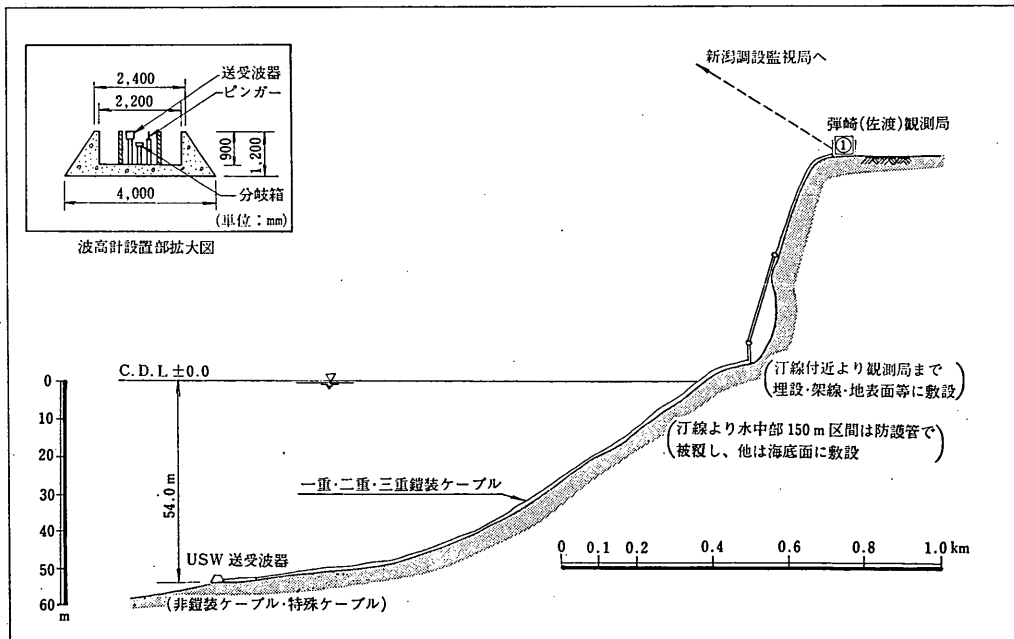
ねり性のスペクトルである可能性が強いため、数値計算の便宜上採用したものである。

④及び⑤は、Hasselmannら¹³⁾による α の設定範囲を正当化するために採用したものであり、④に対しては5.に示す提案スペクトル形の定義を用いてスペクトル形を表すパラメータにより具体的に定式化している。

⑥は、PMスペクトルをovershootする場合にはうねりのエネルギーがかなりの程度混入している可能性が強いことその他、undershootする場合も含めて、本報告で σ の推定に用いた最小自乗近似による結果に影響を及ぼ



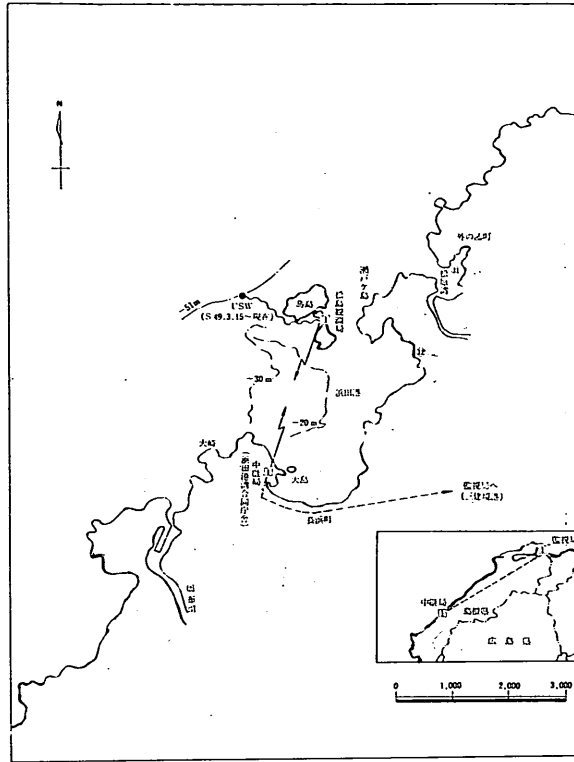
(1) 波高計設置位置図



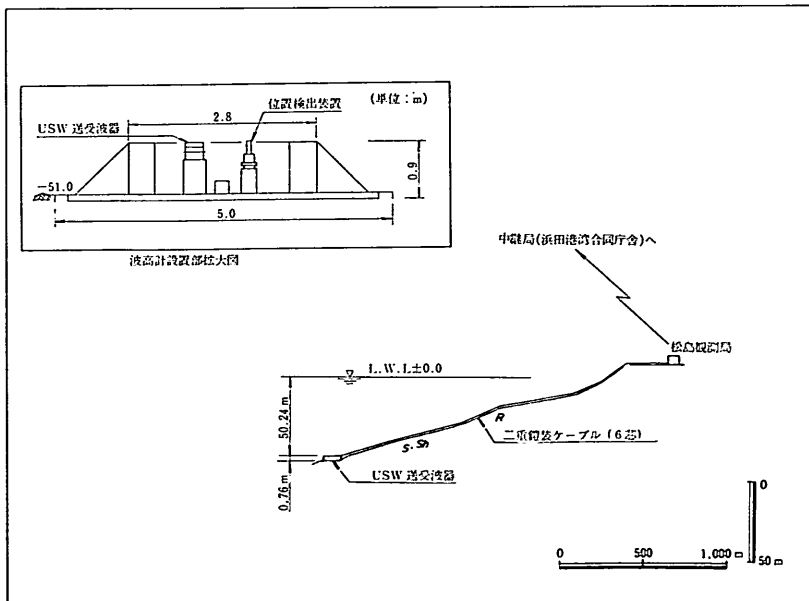
(2) 波高計設置要領図

図-3 弾崎

日本沿岸の波浪のスペクトル形について

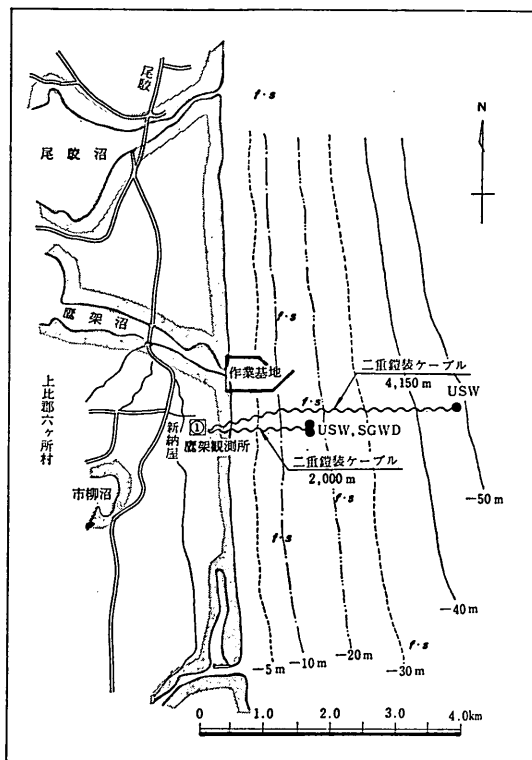


(1) 波高計設置位置図

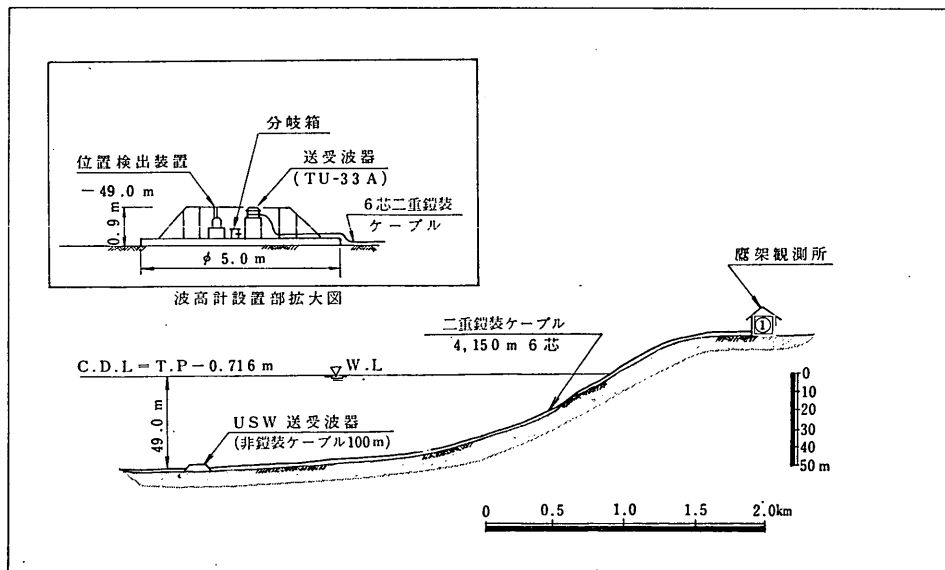


(2) 波高計設置要領図

図-4 浜田

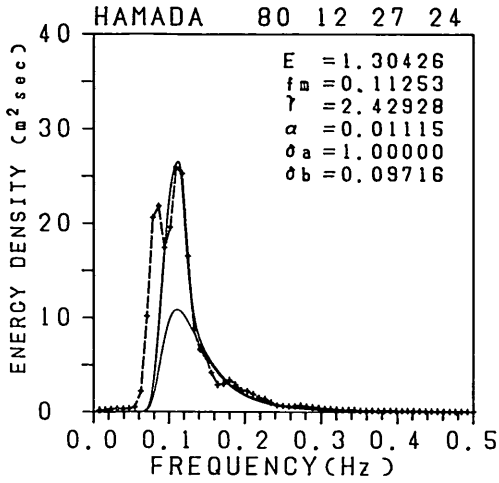


(1) 波高計設置位置図

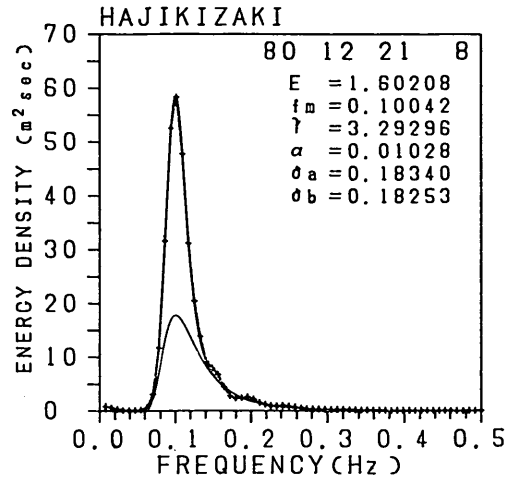


(2) 波高計設置要領図

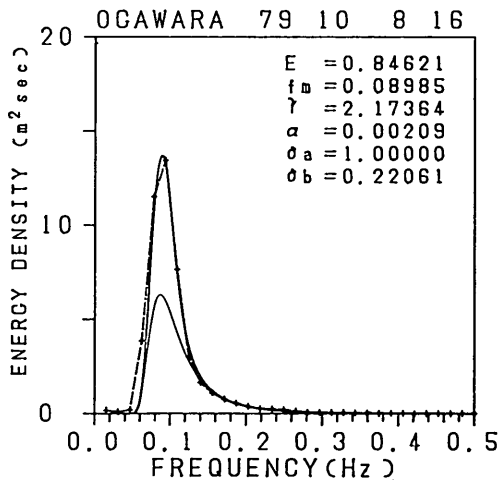
図-5 小川原



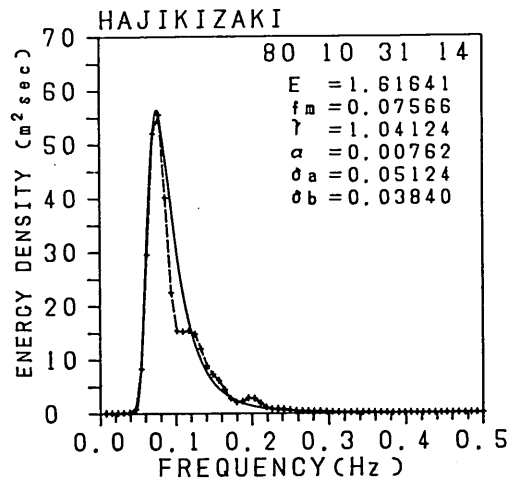
(1) 条件①



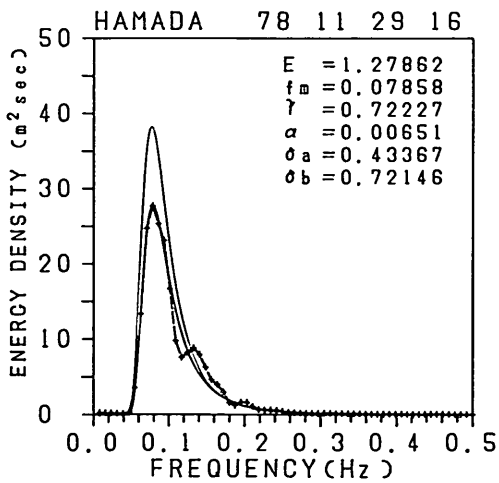
(4) 条件④



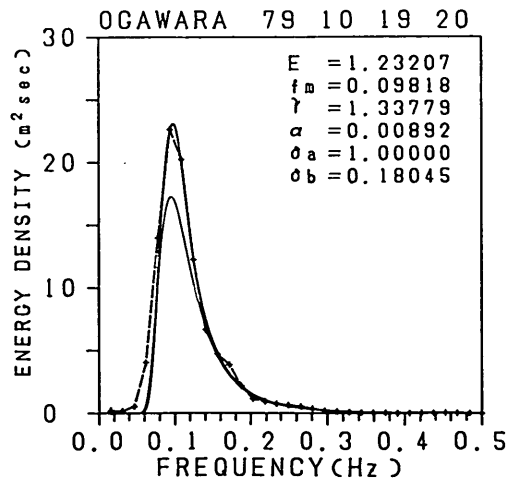
(2) 条件②



(5) 条件⑤



(3) 条件③



(6) 条件⑥

図-6 対象から外れた代表例 (太実線: JONSWAP 型, 細実線: PM 型, 破線: 実測値)

表-1 対象としたデータ一覧表

ケース番号	地点名	起 時	$H_{1/3}(m)$	$T_{1/3}(s)$	ϵ	ν	Q_p	f_m (Hz)	η_{rms} (m)
1	弾 崎	年 月 日 時 79. 3 . 31 . 10	6.46	11.1	0.932	0.554	2.635	0.0804	1.61
2	"	80. 12 . 4 . 12	6.12	11.5	0.944	0.611	2.543	0.0785	1.57
3	"	80. 12 . 25 . 2	5.57	9.5	0.929	0.523	3.165	0.0956	1.45
4	"	80. 1 . 18 . 10	5.33	9.2	0.919	0.512	2.825	0.0992	1.38
5	"	79. 12 . 16 . 2	4.83	9.4	0.921	0.537	2.755	0.1008	1.23
6	"	80. 11 . 26 . 10	4.61	9.0	0.924	0.525	2.996	0.1041	1.20
7	"	79. 3 . 25 . 6	4.15	10.0	0.922	0.542	2.411	0.0894	1.17
8	"	80. 3 . 11 . 10	4.39	8.9	0.910	0.503	3.122	0.1019	1.13
9	"	80. 11 . 26 . 6	4.31	8.0	0.915	0.518	2.825	0.1113	1.12
10	浜 田	78. 1 . 3 . 6	5.25	8.3	0.767	0.366	3.577	0.1140	1.33
11	"	80. 12 . 13 . 10	4.98	8.7	0.815	0.450	2.512	0.1009	1.30
12	小川原	80. 10 . 25 . 22	4.95	9.2	0.853	0.558	2.049	0.1012	1.41
13	"	80. 12 . 24 . 20	4.54	9.2	0.843	0.524	1.939	0.0942	1.20
14	"	80. 5 . 1 . 18	3.97	8.3	0.811	0.542	2.403	0.1207	1.11
平均 値			4.97	9.35	0.886	0.519	2.697	0.0994	1.30
標準 偏差			0.71	11.00	0.054	0.054	0.425	0.0113	0.16

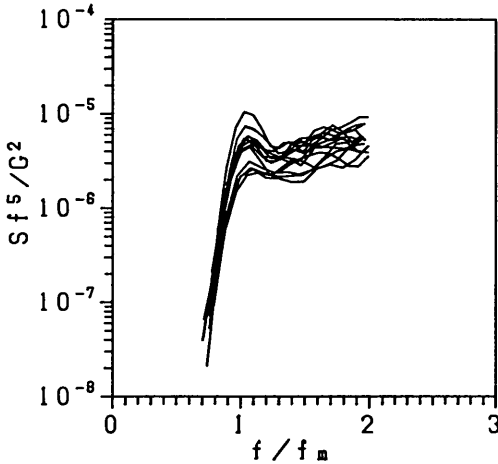


図-7 正規化スペクトル

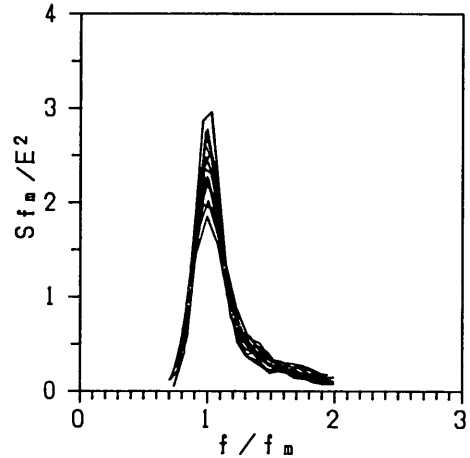


図-8 正規化スペクトル

すことを考慮したためである。

図-6 には、上述の各条件に適合しない代表例を示す。なお、条件 ② に示す風速 U の推定は Mitsuyasu ら¹⁴⁾の方法に従うこととした。この方法については、スペクトルパラメータの \bar{F} 、 \bar{f}_m への依存性を調べる際にも採用しており、方法の詳細は 4. に示すとおりである。

以上に示した条件を勘案した結果、本報告で対象とするスペクトルデータとして残ったのは計 14 ケースであり、これを地点別に示すと、弾崎、浜田、小川原の各地点に対してそれぞれ 9 ケース、2 ケース、3 ケースとな

る。

表-1 にはこれらのデータを一覧表にして示す。

図-7 及び 図-8 には、表-1 に示す各ケースのスペクトルをそれぞれ f^5 及び f_m により正規化した結果を示す。図-7 によると、ほぼ $f/f_m \approx 1.2$ で正規化スペクトルに落ち込みがみられる。すなわち、これよりも高周波側では勾配は f^{-5} よりもゆるやかであり、逆に低周波側ではかなり急となっている。 f_m で正規化した 図-8 の結果によると、図-7 の結果に比べて上述のスペクトルの形状には強い相似性を有していることがわかる。

以下に、これら14ケースのスペクトルデータを対象として沿岸波浪のスペクトル形についての議論を進める。

4. JONSWAP スペクトルの適合性及びパラメータの特性

4.1 JONSWAP スペクトルによる近似手法

JONSWAP スペクトルは(22)式に示すように5個のパラメータを有している。スペクトルのピーク周波数 f_m は実測スペクトルのピーク付近で放物線近似により求められ、 α はこれに基づいて次式により推定される。

$$\alpha = \frac{1}{0.65f_m} \int_{1.35f_m}^{2.0f_m} S(f)g^{-2}(2\pi)^4 f^5 \times \exp[1.25(f_m/f)^4] df \quad (33)$$

ここに、 $S(f)$ は実測スペクトルである。

上式による α の設定は Hasselmann ら¹³⁾により示されたものである。式から明らかのように、 α の値は実測スペクトルの PM スペクトルに対する比を $1.35f_m \leq f \leq 2.0f_m$ の範囲で平均することによって設定される。(33)式中の積分区間の下限は γ の項の影響を、上限は波と波の非線型な相互干渉による影響を考慮して決められたものである。

γ は、上述のようにして得られた f_m 、 α を用いて、実測スペクトルと PM スペクトルの $f=f_m$ での比をとることにより与えられる。すなわち、(23)式で $S_J(f_m)$ を $S(f_m)$ に置きかえることにより、

$$\gamma = S(f_m)/S_{PM}(f_m) \quad (34)$$

残るパラメータ σ_a 及び σ_b については、その推定手法として二、三考えられるが、最小自乗近似による方法がもっとも自然と考えられる。ここでは、非線型な最小自乗法の一つである Simplex 法¹⁵⁾を用いて、 $0.7f_m \leq f \leq 2.0f_m$ の範囲で自乗誤差 $\sum_f (S(f) - \hat{S}(f))^2$ を最小にするように定めることとした。 $\hat{S}(f)$ は $S(f)$ に対する JONSWAP スペクトルの近似スペクトルを意味する。 σ_a 、 σ_b を推定するに際して近似範囲の下限を $0.7f_m$ としたのは、実測スペクトルでは $f \approx (0.5 \sim 0.7)f_m$ の範囲でスペクトルが落ち込む、換言すれば極小値をとることが多いことを考慮したことによる。

なお、上述の方法による実測スペクトルの近似に際して、 σ_a 及び σ_b の初期値は平均 JONSWAP スペクトルを与える 0.07、0.09 とし、 σ_a 、 σ_b はともに 0 と 1 の間で変動させることとした。 σ_a 、 σ_b の上限を 1 としたのは、たとえば $\sigma_b=1$ 、 $\gamma=3$ とすると、(33)式に示す α

の設定範囲の下限である $f=1.35f_m$ に対しては γ の項の値が 2.8、すなわち PM スペクトルを 2.8 倍も overshoot することとなり、 $f=1.35f_m$ で f^{-5} が成立しなくなるからである。

4.2 JONSWAP スペクトルによる近似結果

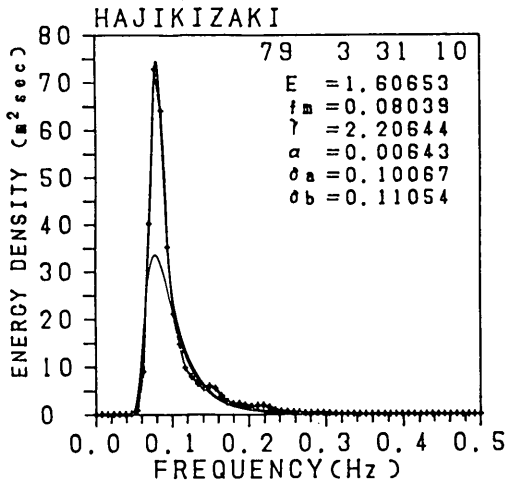
前節に示した近似手法を用いて、表-1 に示す各ケースのスペクトルを JONSWAP スペクトルにより近似した結果得られたパラメータの値を表-2 に示す。また、近似の精度を示すため、表-1 に示す各ケースの内、波高の大きいケース 1 及びケース 2 を対象として、近似の結果得られたスペクトルを実測スペクトル及び PM スペクトルとともに示すと図-9 のようになる。図中、+印(破線)で示したものは実測スペクトルを、細い実線及び太い実線は、それぞれ PM スペクトル、JONSWAP スペクトルを表す。図-9 によると、JONSWAP スペクトルの適合度は極めて良好といえる。これは、図-9 を両対数グラフ上に作成した図-10 に対しても同様である。図-10 からはさらに、 $f \leq 1.3f_m$ においてはスペクトルの勾配が f^{-5} よりも急となっていることが読みとれる。なお、付録 [B] には対象とした全スペクトルに対する JONSWAP スペクトルによる近似結果を示している。

JONSWAP において与えられたスペクトルと表-2 に示す各ケースの沿岸波浪のスペクトルの相違を平均的に比較するために、特に γ 、 σ_a 、 σ_b についてその平均値及び標準偏差を示すと以下ようになる。

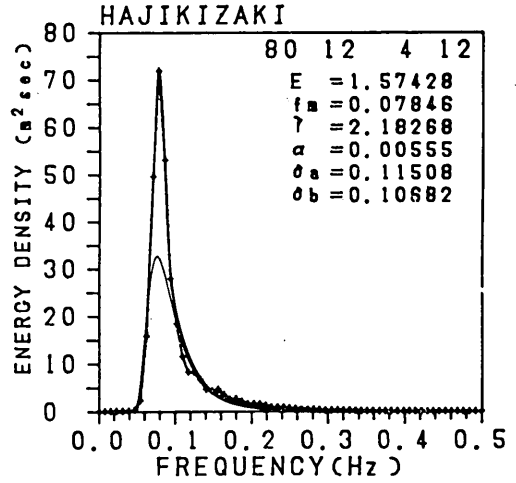
$$\left. \begin{aligned} \gamma &= 2.65 \pm 0.6 \\ \sigma_a &= 0.108 \pm 0.012 \\ \sigma_b &= 0.109 \pm 0.010 \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

表-2 JONSWAP スペクトルのパラメータ

ケース番号	α	γ	σ_a	σ_b
1	0.0064	2.206	0.1007	0.1105
2	0.0056	2.183	0.1151	0.1068
3	0.0092	3.025	0.0958	0.1101
4	0.0101	2.681	0.1086	0.0911
5	0.0080	2.708	0.1214	0.1123
6	0.0089	2.888	0.1037	0.1035
7	0.0056	1.828	0.0928	0.1207
8	0.0066	3.305	0.1163	0.1086
9	0.0102	2.689	0.1064	0.1131
10	0.0135	3.807	0.1075	0.1145
11	0.0104	2.144	0.0989	0.1066
12	0.0097	2.477	0.1407	0.1166
13	0.0071	1.678	0.1003	0.0881
14	0.0102	3.537	0.0987	0.1261

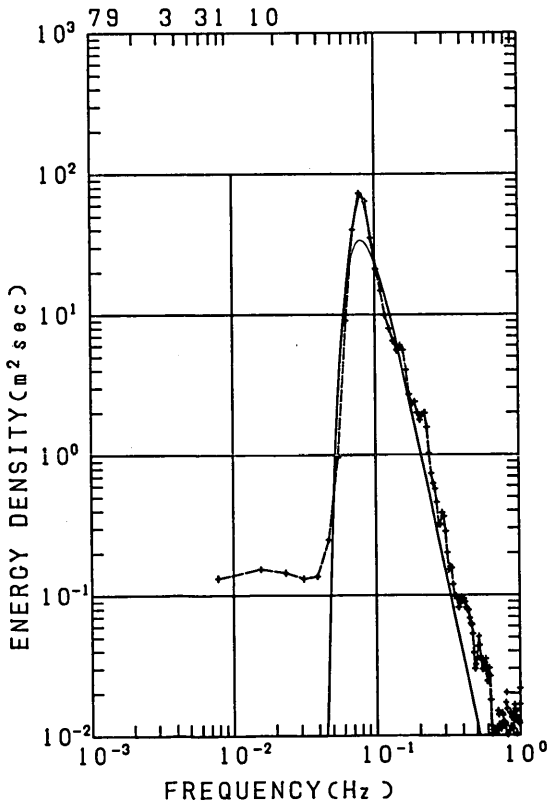


(a)

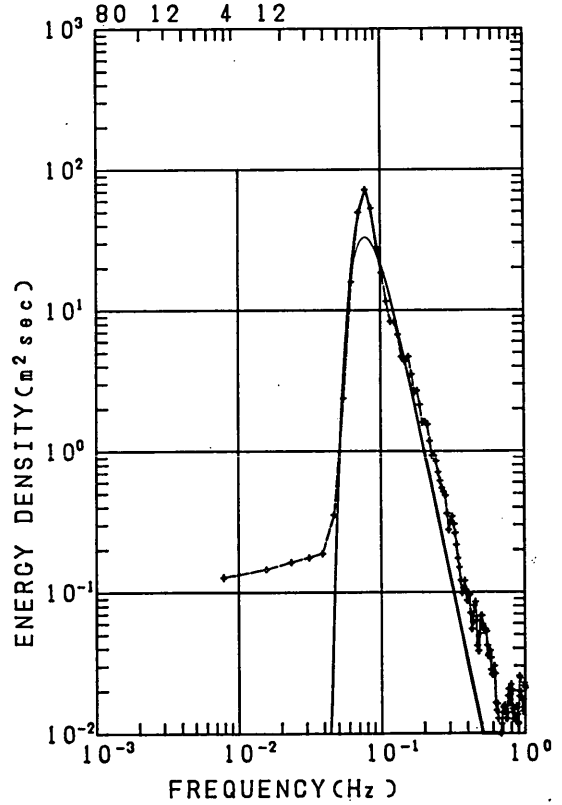


(b)

図-9 JONSWAP スペクトルによる近似結果



(a)



(b)

図-10 JONSWAP スペクトルによる近似結果

これを JONSWAP による (25) 式と比較すると, γ についてはやや小さめ, σ_a 及び σ_b についてはやや大きめな結果となっている。このことは, 平均的には, 本報告で対象とした沿岸波浪のスペクトルは Hasselmann らが対象とした北海のスペクトルに比べてピーク付近の幅がやや広いことを意味している。また, JONSWAP において得られた結果⁹⁾によると上述の3個のパラメータの値はいずれも大きくばらついているが, (35) 式に示す結果から明らかなように, 本報告で用いたデータについては平均値からの変動はかなり小さい。すなわち, (35) 式をもとに, $\gamma, \sigma_a, \sigma_b$ のそれぞれに対して変異係数を算定するとそれぞれ 0.22, 0.11, 0.09 となり, これらはいずれも Hasselmann ら⁹⁾によって示されたデータに対するものよりもかなり小さいと考えられる。

4.3 JONSWAP スペクトルのパラメータの特性

(1) 風速及びフェッチの推定法について

JONSWAP スペクトルのパラメータの内, α については Longuet-Higgins¹⁶⁾により定数であることに対する疑問が示され, γ については Mitsuyasu ら¹⁷⁾により \bar{F} に依存することが示されている。このように, 特に α 及び γ についてはその特性がかなり明白に把握されるようになってきている。

スペクトルを表現するパラメータの特性は無次元フェッチ $\bar{F} = gF/U^2$, 及び無次元ピーク周波数 $\bar{f}_m = f_m U/g$ への依存性により示されることが多い。しかしながら, このような無次元量を構成する上で重要な風速 U , 及びフェッチ F については, 海洋において的確に定めることは極めて難しい。これまでに提案されている上述の関係式にかなり大きなばらつきがみられるのも, 一部は U 及び F の推定誤差によるところも大きいと考えられる。

Mitsuyasu ら¹⁴⁾は, 上述の U 及び F の推定に関する不確定性を避けるために, エネルギー E^2 と F, f_m と \bar{F} のそれぞれの無次元関係式をもとに推定している。すなわち,

$$\bar{E}^{1/2} = 5.24 \times 10^{-4} \bar{F}^{1/2} \quad (36)$$

$$\bar{f}_m = 2.92 \bar{F}^{-1/3} \quad (37)$$

ここに, $\bar{E} = g^2 E^2 / U^4$, $\bar{f}_m = U f_m / g$, $\bar{F} = gF / U^2$ である。(36), (37) 式は, Mitsuyasu が以前に導いた同様の式において U_a を U に変換し, \bar{F} の指数を書き直したものである。(36) 式及び (37) 式から \bar{F} を消去すると,

$$\bar{E} \bar{f}_m^3 = 6.84 \times 10^{-6} \quad (38)$$

となり, この式は \bar{F} の大小にかかわらず成立するとされる。これをもとにすると,

$$U = \frac{1}{6.84 \times 10^{-6} g} E^2 f_m^3 \quad (39)$$

のように U に対する推定式が得られる。Mitsuyasu らは (39) 式により推定される U を有効風速と呼び, U_e で表現している。

さらに, F についても (39) 式と, (36) 式あるいは (37) 式を用いて推定したものが適用し得るものと仮定して次式により推定される。すなわち,

$$F^* = (2.92)^3 (g^2 / U f_m^3) \quad (40)$$

$$= (5.24 \times 10^{-4})^{-2} (g E^2 / U^2) \quad (41)$$

(40) 及び (41) 式の適用に関しては, (36) 式及び (37) 式が $U = 25 U_{10}$ の関係式を用いて書き直されている関係で風速が大きい場合に対する適用性等にやや疑問があるが, 取扱いの便宜上実測による U, F に代わって上述の U_e, F^* を用いることとした。したがって, 本報告に示す結果には沿岸波浪に対する (36) 式あるいは (37) 式の適用性の影響が含まれていることになる。

以下, 簡単のため, U_e, F^* を単に U, F として表示する。

(2) α について

α は無次元ピーク周波数 \bar{f}_m 及び無次元フェッチ \bar{F} に依存することが知られている。これまでに提案されている代表的な関係式を示すと以下ようになる。

まず, α と \bar{F} の関係式としては,

$$\alpha = 8 \times 10^{-2} \bar{F}^{-1/4}, \text{ Liu (1971)}^{11) \quad (42)$$

$$\alpha = 8.10 \times 10^{-2} \bar{F}^{-0.303}, \text{ Mitsuyasu (1973)}^{18) \quad (43)$$

$$\alpha = 7.6 \times 10^{-2} \bar{F}^{-0.22}, \text{ Hasselmann et al (1973)}^{9) \quad (44)$$

Mitsuyasu ら¹⁴⁾は, 最近 (43) 式を書きかえ,

$$\alpha = 8.17 \times 10^{-2} \bar{F}^{-2/7} \quad (45)$$

を提案している。

一方, α と \bar{f}_m の関係式としては,

$$\alpha = 3.3 \times 10^{-2} \bar{f}_m^{2/3}, \text{ Hasselmann et al (1976)}^{13) \quad (46)$$

$$\alpha = 3.26 \times 10^{-2} \bar{f}_m^{6/7}, \text{ Mitsuyasu et al. (1980)}^{14) \quad (47)$$

この他, \bar{f}_m を用いていないが, 同様の関係式として Liu¹¹⁾による次式がある。

$$\alpha = 4.08 [E^2 (2\pi f_m)^4 / g^2] \quad (48)$$

(45) 式と (47) 式を用いて \bar{f}_m と \bar{F} の関係式を求めると, 先に示した \bar{f}_m と \bar{F} の関係式 (37) 式と一致する。同様に, (44) 式と (46) 式から \bar{f}_m と \bar{F} の関係式を求めると以下ようになる。ただし, 計算の便宜上

(44) 式中の \bar{F} の指数部を $-2/9$ に置きかえている。

$$\bar{f}_m = 3.50 \bar{F}^{-1/3} \quad (49)$$

これを Mitsuyasu らによる (37) 式と比較すると、 \bar{F} の指数は同じとなり、相違は定数だけとなる。

本報告で対象とした沿岸波浪のデータに対して、 α と \bar{f}_m 及び \bar{F} との関係式を求めると、以下ようになる。

$$\alpha = 4.75 \times 10^{-2} \bar{F}^{-0.232} \quad (50)$$

$$\alpha = 2.26 \times 10^{-2} \bar{f}_m^{0.696} \quad (51)$$

上式を得た際の相関係数は 0.9497 であり、極めて良い近似度を示している。なお、ここでは、(36) 式及び (37) 式に基づいて U , F を推定しているため、(50) 式及び (51) 式から得られる \bar{f}_m と \bar{F} の関係式は (37) 式に帰着する。

沿岸波浪のデータに対して得た α と \bar{F} , \bar{f}_m の関係を、それぞれ (50) 式及び (51) 式とともに示すと 図-11, 図-12 のようになる。図-11 及び 図-12 には参考のため、Mitsuyasu らによる (45) 式及び (47) 式も同時に示して

いる。図-11 及び 図-12 によると、本報告で用いたデータの範囲では、同じ \bar{F} 及び \bar{f}_m に対してはいずれも Mitsuyasu ら¹⁴⁾ による式で得られる α の値が大きめである。また、Mitsuyasu らによる式と本報告に示した式は $\bar{F} \approx 24000$, $\bar{f}_m \approx 0.103$ でほぼ一致する。

以上に示した Mitsuyasu ら¹⁴⁾ の結果との相違は、本報告で対象としたデータはいずれも水深 -50m のデータではあるが多少浅水変形及び波の非線型干渉の影響を受けていること、及び 5. で示すように α の設定範囲で γ の項の影響を受けない条件を別途設定して選定したデータのみを対象としたことによると考えられる。

(3) γ について

γ と \bar{F} , \bar{f}_m の関係式としては、Mitsuyasu ら¹⁴⁾ による次式がある。

$$\gamma = 7.0 \bar{F}^{-1/7} \quad (52)$$

$$\gamma = 4.42 \bar{f}_m^{3/7} \quad (53)$$

沿岸波浪のデータに対して同様の関係式を求めると以下ようになる。

$$\gamma = 9.34 \bar{F}^{-0.172} \quad (54)$$

$$\gamma = 5.38 \bar{f}_m^{0.516} \quad (55)$$

上式を得た際の相関係数は 0.7729 と α に対する結果に比べてかなり近似度が悪い。図-13 及び 図-14 には、沿岸波浪のデータに対して得られた γ と \bar{F} , \bar{f}_m の関係を示す。図-13 及び 図-14 によると、同じ \bar{F} , \bar{f}_m の値に対して、Mitsuyasu らによる提案式のほうが下回る結果となっている。しかしながら、 α に対するほど大きな差を示していない。これは、 γ は定義から明らかなようにスペクトルのピーク付近の形状だけに支配される量であり、 α ほど波の非線型性等の影響を大きく受けないことが考えられる。

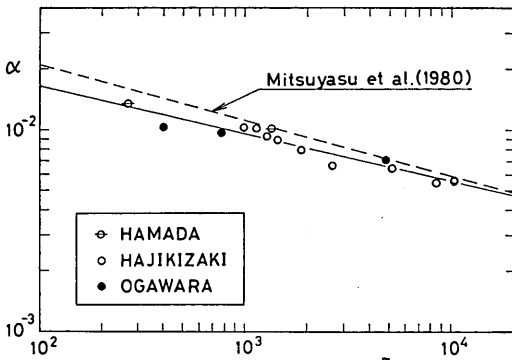


図-11 α と \bar{F} の関係

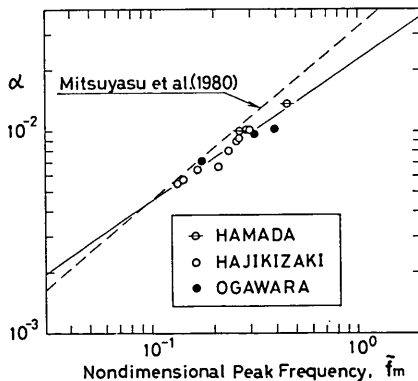


図-12 α と \bar{f}_m の関係

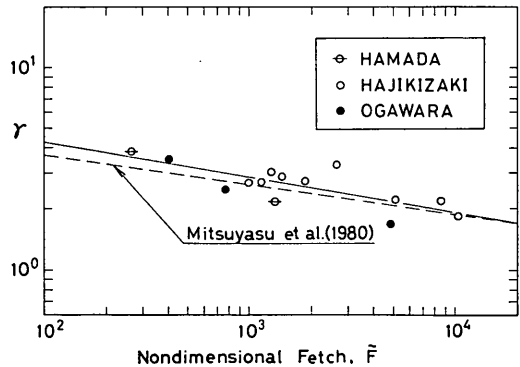


図-13 γ と \bar{F} の関係

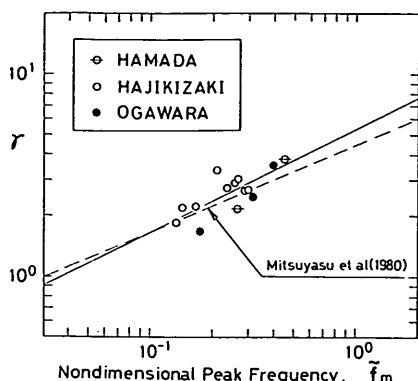


図-14 γ と \bar{f}_m の関係

(4) α と γ の関係

(2) 及び (3) ではそれぞれ α 及び γ の \bar{f}_m , \bar{F} への依存性について調べた。結果によると、いずれもかなりの精度で指数関数で近似できることが明らかとなった。したがって、 α 及び γ と \bar{F} , あるいは \bar{f}_m の関係式を用いて \bar{F} , \bar{f}_m を消去すると α と γ の関係式が得られる。すなわち、Mitsuyasu らによる (45) 式と (52) 式、あるいは (47) 式と (53) 式から、

$$\alpha = 1.67 \times 10^{-3} \gamma^2 \quad (56)$$

を得る。すなわち、 α は γ の 2 乗に比例する結果となっている。

一方、本報告の結果に対して同様の関係式を求めると、

$$\alpha = 2.33 \times 10^{-3} \gamma^{1.35} \quad (57)$$

となる。

(56) 式及び (57) 式は \bar{F} あるいは \bar{f}_m のいかにかわらず成立する普遍的な関係式であり、両者の比較図を図-15 に示す。図-15 によると、 $\gamma \approx 1.67$ あるいは $\alpha \approx 0.00465$ のとき (56) 式及び (57) 式は一致し、これよりも大きい γ に対しては Mitsuyasu らによる (57) 式のほうが大きい α の推定値を与える。

(5) σ_a 及び σ_b について

σ_a 及び σ_b については、Hasselmann ら⁵⁾により \bar{F} への依存性が検討されたが、あまりにばらつきが大きく関係式を導くにはいたらなかった。その後、Lee¹⁹⁾による検討結果もあるが、Hasselmann らによる結果と同等にばらついており、現状ではほとんど未検討の状態にあると言える。

沿岸波浪のスペクトルデータに対して 4.1 に示した方法により得られた σ_a , σ_b と \bar{F} 及び \bar{f}_m の関係を示すと以下ようになる。

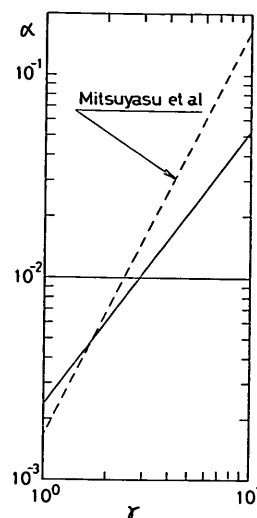


図-15 α と γ の関係

σ_a :

$$\sigma_a = 0.123 \bar{F}^{-0.019} \quad (58)$$

$$\sigma_a = 0.116 \bar{f}_m^{0.057} \quad (59)$$

σ_b :

$$\sigma_b = 0.129 \bar{F}^{-0.023} \quad (60)$$

$$\sigma_b = 0.120 \bar{f}_m^{0.068} \quad (61)$$

しかしながら、 σ_a , σ_b のいずれにおいても \bar{F} , \bar{f}_m に対する相関係数はかなり低く、 σ_a , σ_b のそれぞれに対して 0.1858, 0.2503 である。すなわち、 σ_a 及び σ_b と \bar{F} に対しては弱いながらも負の相関を、 \bar{f}_m に対しては正の相関を示すものの、(35) 式に示すようにほとんど一定値と考えても工学的な活用はさしつかえがないと言える。 σ_a 及び σ_b の \bar{F} 及び \bar{f}_m に対する変動を明らかにするために、(58)~(61) 式のもととなったデータを図-16 及び 図-17 に示す。

(6) JONSWAP スペクトルパラメータの波形勾配の関数としての表示

(2)~(5) においては、JONSWAP スペクトルのパラメータと \bar{F} 及び \bar{f}_m の関係についての調査結果を示した。風波の発達過程あるいは風波のスペクトルの高周波側の勾配は摩擦速度 U_* とフェッチ F によって支配されるため、スペクトル形を表現するのに \bar{F} などの無次元量が用いられるのはもっともである。しかしながら、スペクトルは統計量であるため、これを表現するパラメータも当然統計量であることが望ましい。波形勾配はこのための有力な候補であり、設計分野では波高と周期が

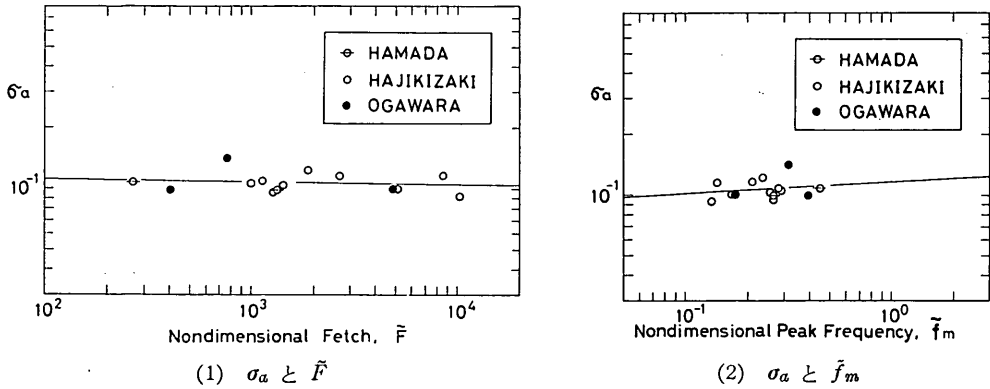


図-16 σ_a と \tilde{F} , \tilde{f}_m の関係

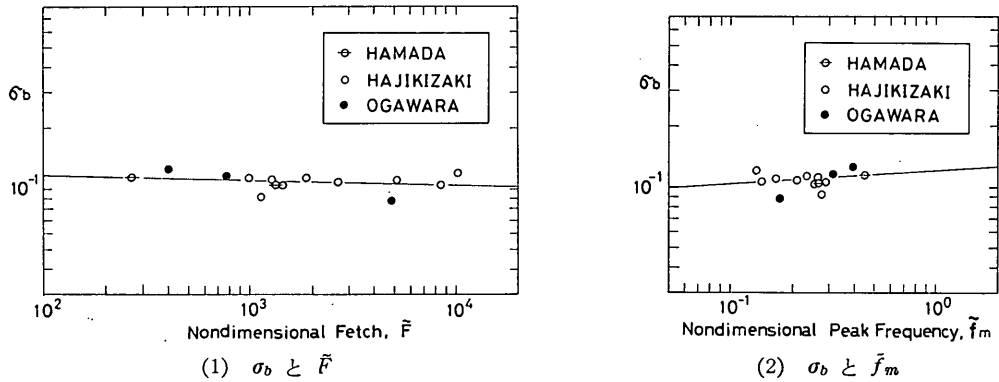


図-17 σ_b と \tilde{F} , \tilde{f}_m の関係

重要な現状では、波形勾配の関数として各パラメータが表示されることは工学的な活用のためにも便利である。さらに、波形勾配は深海波の非線型性を表現するパラメータでもあるため、スペクトル形を表現するためのパラメータの一つとして波形勾配を導入することはスペクトル形の汎用性を高めることにもなる。

そこで、これまでスペクトルパラメータの特性を表すために対象としてきた \tilde{F} 及び \tilde{f}_m を波形勾配の関数として表示することを考える。ただし、ここでは波形勾配 H/L を次式により定義する。

$$H/L = 4\sqrt{m_0}/L_m \quad (62)$$

ここに、 L_m はスペクトルのピーク周波数 f_m を有する成分波の波長であり、次式に示す深海波に対する分散関係式により定義されるものとする。すなわち、

$$\begin{aligned} \omega^2 &= gk_m \\ &= (g2\pi)/L_m \end{aligned}$$

ここに、 k_m は周波数 f_m を有する成分波の波数である。したがって、

$$L_m = g/(2\pi f_m^2) \quad (63)$$

したがって、本報告で用いる波形勾配 H/L は次式により表されることになる。

$$H/L = 8\pi\sqrt{m_0} \cdot f_m^2/g \quad (64)$$

まず、(37) 式の左辺を次元を有する形に書き改め、(64) 式を用いると、

$$\begin{aligned} gE/U^2 &= \frac{1}{(2.92)^2 g} E f_m^2 \tilde{F}^{2/3} \\ &= \frac{1}{8\pi \cdot (2.92)^2} (H/L) \tilde{F}^{2/3} \end{aligned}$$

上式と (36) 式を比較することにより、

$$\tilde{F} = 2.0 \times 10^{-6} (H/L)^{-6} \quad (65)$$

(65) 式を (37) 式に代入すると、

$$\tilde{f}_m = 231.8 (H/L)^2 \quad (66)$$

(65) 式及び (66) 式を Mitsuyasu ら¹⁴⁾による (45) 式 (あるいは (47) 式) 及び (52) 式 (あるいは (53) 式) に代入すると、

$$\alpha = 3.47(H/L)^{12/7} \quad (67)$$

$$\gamma = 45.6(H/L)^{6/7} \quad (68)$$

一方、本報告で得られた (50) 式 (あるいは (51) 式) 及び (54) 式 (あるいは (55) 式) に代入すると、

$$\alpha = 0.997(H/L)^{1.392} \quad (69)$$

$$\gamma = 89.2(H/L)^{1.082} \quad (70)$$

このように、Mitsuyasu らの提案式に基づく結果及び本報告で得られた結果に多少相違はあるが、 α 及び γ とともに波形勾配の増加関数として表現されることは共通している。

沿岸波浪のデータに対して得られた α , γ を波形勾配の関数としてプロットすると、それぞれ 図-18、図-19 のようになる。なお、図-18 及び 図-19 には参考のために、(67)~(70) 式に示す関係も図示している。これらの図あるいは(67)~(70)式から、わが国沿岸における高波の波形勾配の代表値として考えられる 0.04 に対して α , γ の値を求めると、Mitsuyasu らによる (67), (68) 式ではそれぞれ 0.0139, 2.9, 一方本報告で得られた (69), (70) 式ではそれぞれ 0.0113, 3.2 となる。すなわち、

Mitsuyasu らの式のほうが α に対してはやや大きめ、 γ に対してはやや小さめの推定値を与える。

σ_a , σ_b に対しても α 及び γ と同様に波形勾配の関数として表示すると、

$$\sigma_a = 0.158(H/L)^{0.114} \quad (71)$$

$$\sigma_b = 0.174(H/L)^{0.138} \quad (72)$$

すなわち、 σ_a , σ_b も弱いながらも波形勾配と正の相関を有している。上式に対しても $H/L=0.04$ に対して σ_a 及び σ_b の値を求めると、それぞれ 0.1095, 0.1116 となる。したがって、上式に基づく限りは、JONSWAP において得られたデータはかなり波形勾配の小さい波も含まれていることが推察される。図-20 及び 図-21 には沿岸波浪のデータに対して得られた σ_a 及び σ_b と波形勾配の関係をそれぞれ (71) 式及び (72) 式とともに示す。先に示した 図-16 及び 図-17 に示す結果からも推察できるように、波形勾配に対するばらつきもかなり大きい。

上述のように、少なくとも α 及び γ については H/L

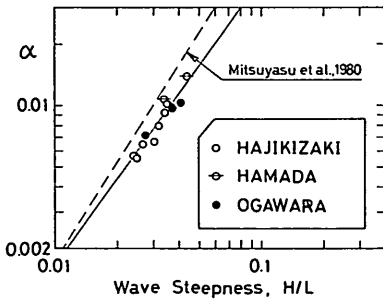


図-18 α と H/L の関係

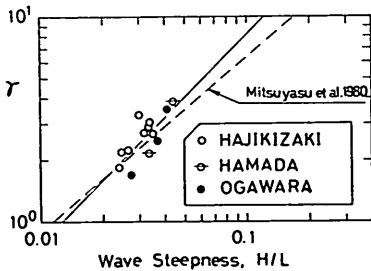


図-19 γ と H/L の関係

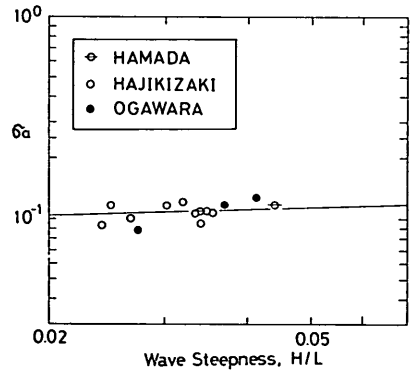


図-20 σ_a と H/L の関係

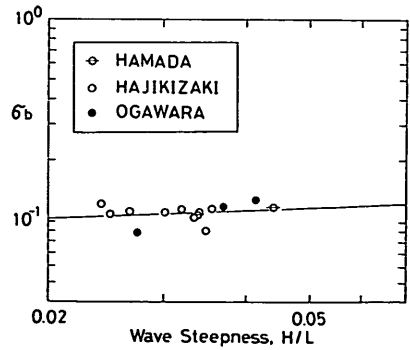


図-21 σ_b と H/L の関係

なる無次元量により十分な精度で表現できることがわかった。

今、PM スペクトル (5) 式と、PM スペクトルを波高、周期の関数として表示した (9) 式の恒等関係を利用すると、

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.312g^{-2}(2\pi)^4(H_{1/3})^2 T_P^{-4} \\ &\approx 0.312(2\pi)^2(H/L)^2 \end{aligned} \quad (73)$$

ただし、上式では $H_{1/3} = 4\sqrt{m_0}$ が成立すると仮定している。このように、 α については波形勾配の 2 乗に比例する関係が得られる。これと先に示した (67) 式及び (69) 式の H/L の指数の相違は、当然のことながら、平衡状態にある風波と発達過程にある風波の差であるが、これは γ 項もまた H/L の関数として表現されることを示唆している。

5. 沿岸波浪のスペクトルの標準形の提案

5.1 提案スペクトル

4. に述べたように、JONSWAP スペクトルのパラメータの内、 α と γ については十分な精度で波形勾配だけの関数として表現することが可能であることを示した。しかしながら、 σ_a 及び σ_b については α 、 γ に比べて H/L に対するばらつきが大きく、高い相関を得ることができなかった。これは、 γ の指数部が指数関数で表されているために σ の値の微小な変動がエネルギーの大きな変化をもたらすこと、このため σ の最良近似値を求めることが難しいことが考えられる。さらに、 σ は H/L よりも γ と高い相関を有するように思われるが、 σ がスペクトルピーク付近のバンド幅に対する統計量として定義されている関係で、 σ の推定値の持つ意味があいまい、かつ変動が大きい (信頼性が低い) ことも原因として考えられる。実際、 σ の推定値と γ の相関を調べると、 σ_a 、 σ_b のそれぞれに対して 0.177、0.379 と低い。

このように、 σ の値の変動がエネルギーに与える影響度、 σ_a 、 σ_b の定義にみられるあいまいさ、及び変動の大きさを考えると、JONSWAP スペクトルの活用においてよくなされる σ_a 、 σ_b に対する平均値の設定に対しても疑問は大きい。

さらに、JONSWAP スペクトルによる近似に際して、 α に関しては (33) 式が用いられるのが常である。(33) 式は、 $1.35f_m \leq f \leq 2.0f_m$ において γ の影響を受けないこと、換言すればこの範囲では PM スペクトルで近似できることが前提となっている。このためには、 $f = 1.35f_m$ において、

$$\phi = \gamma^{\alpha \times P} [-0.35^2/2 \sigma_b^2] \approx 1$$

が成立する必要がある。しかしながら、上式は厳密には $\sigma_b \neq 0$ でないと成立しない、すなわち上述の周波数範囲でも必ず γ の項の影響を受けていることになる。上式から明らかのように、左辺の値は σ_b が大きくなればなるほど 1 に比べて大きくなる。たとえば、先に示した沿岸波浪のデータに対する平均値 $\sigma_b = 0.109$ を用いると、 $\phi = \gamma^{0.0058}$ となる。 $\gamma = 3.0$ とすると、 $\phi \approx 1.0064$ となり、PM スペクトルに対してエネルギー的には約 0.65% 程度 γ 項の影響を受けるといえる。

そこで、ここでは次式に示すスペクトル形を提案する。

$$\begin{aligned} S_{PH}(f) &= \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp[-1.25(f_m/f)^4] \\ &\quad \times \gamma^{\alpha(f/f_m)} \end{aligned} \quad (74)$$

ここに、

$$\begin{aligned} G(f/f_m) &= \delta_a(f/f_m - 1) + 1, \quad f_a \leq f \leq f_m \\ &= \delta_b(1 - f/f_m) + 1, \quad f_m \leq f \leq f_b \\ &= 0, \quad f \leq f_a, \quad f \geq f_b \end{aligned}$$

$G(f/f_m)$ の定義において、 f_a, f_b はそれぞれ $f \leq f_m$ 、 $f \geq f_m$ において $S_{PH}(f)$ が $S_{PM}(f)$ と等しくなる周波数であり、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} f_a &= (\delta_a - 1)f_m / \delta_a \\ f_b &= (\delta_b + 1)f_m / \delta_b \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

上式から、(33) 式における α の設定範囲を正当化するための条件は

$$\delta_b \geq 2.857 \quad (76)$$

上式は 3.2 において示したデータの選択条件 ④ に相当することになる。したがって、本報告で用いたデータは、いずれも JONSWAP スペクトルに対して用いたのと同様の方法により (74) 式で近似した結果得られた δ_b が (76) 式を満足するものである。なお、 δ_a 、 δ_b の推定に際しては初期値はともに 3.0 と設定している。

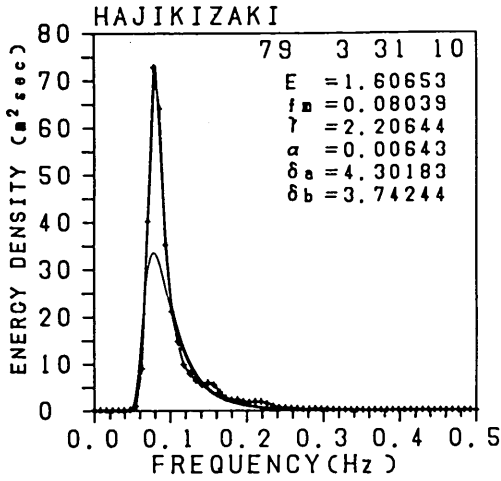
このように、(74) 式のスペクトル形を採用すると、 α の設定範囲を正当化するための明確な条件を与えられる他、 δ_a 、 δ_b の有する意味も明確となる。

なお、以後便宜上 (74) 式で与えられるスペクトルを PH スペクトルとして言及する。

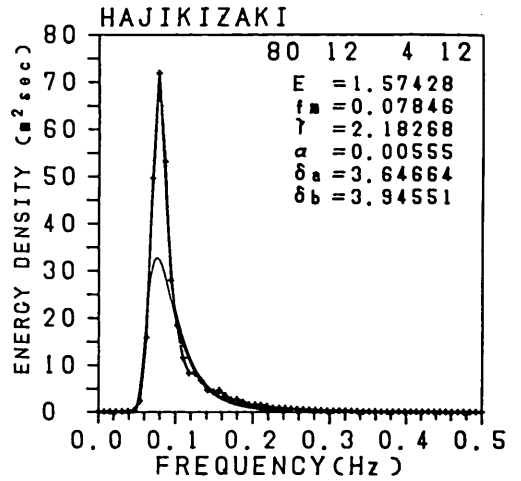
5.2 提案スペクトルによる近似結果

(74) 式に示すスペクトル形により沿岸波浪のスペクトルを近似した結果得られたパラメータの値を表-3 に示す。なお、 α 、 γ 、 f_m については JONSWAP による近似結果と同じであるため表-3 には示していない。図-22 及び 図-23 には、JONSWAP スペクトルに対する 図-9

日本沿岸の波浪のスペクトル形について

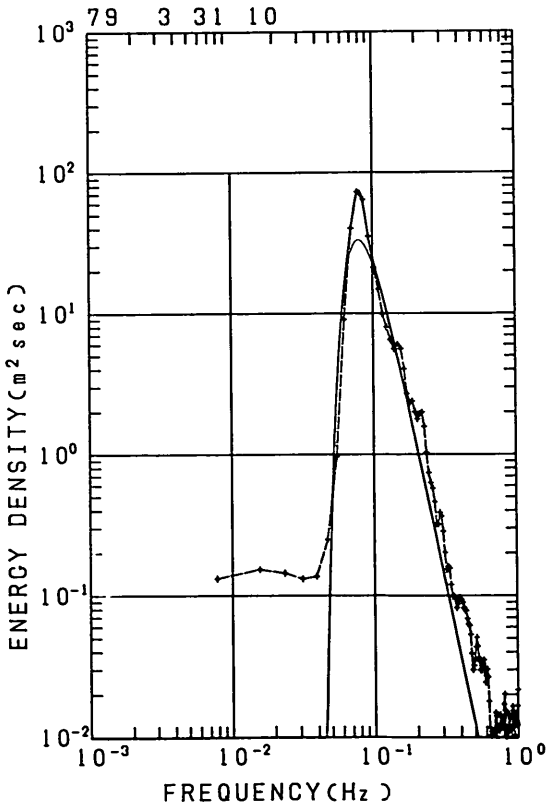


(a)

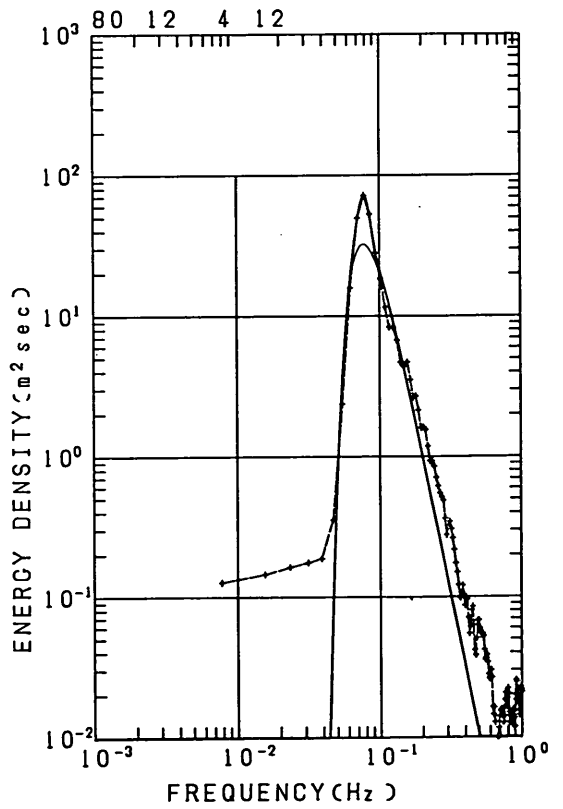


(b)

図-22 PH スペクトルによる近似結果



(a)



(b)

図-23 PH スペクトルによる近似結果

表-3 PH スペクトルのパラメータ

ケース番号	δ_a	δ_b
1	4.302	3.742
2	3.647	3.946
3	4.441	3.682
4	3.606	4.603
5	3.201	3.711
6	4.013	3.957
7	4.691	3.383
8	3.402	3.821
9	3.810	4.617
10	3.632	3.544
11	4.393	3.932
12	2.632	3.619
13	4.219	4.786
14	4.031	3.170

及び図-10と同様に、ケース1及びケース2に対する近似スペクトルと実測スペクトルの比較図を示す。図-22によると、PH スペクトルは実測スペクトルに対して十分な適合度を有していることがわかる。なお、付録[C]には本報告で対象とした全ケースに対するPH スペクトルによる近似結果の比較図をとりまとめている。

表-3に示すパラメータの平均値及び標準偏差を示すと次式のようなになる。

$$\left. \begin{aligned} \delta_a &= 3.858 \pm 0.535 \\ \delta_b &= 3.822 \pm 0.414 \end{aligned} \right\} \quad (77)$$

上式に示す平均値をもとに、PH スペクトルがPM スペクトルに一致する周波数 f_a 及び f_b を求めると、

$$\left. \begin{aligned} f_a &= 0.741 f_m \\ f_b &= 1.262 f_m \end{aligned} \right\} \quad (78)$$

となる。

(77)式と(35)式を比較すると、 δ_a 及び δ_b はそれぞれ σ_a 及び σ_b に比べて変異係数はやや大きい。しかしながら、 δ_a 及び δ_b は σ_a 及び σ_b に比べて r との間に高い相関を有しており、 δ_a 及び δ_b のそれぞれに対して、0.309, 0.435 となっている。

5.3 パラメータの特性

提案スペクトルのパラメータ δ_a, δ_b に対しても、 σ_a, σ_b と同様に \bar{f}_m, \bar{F} との関係を探ると以下のようなになる。ただし括弧内は相関係数である。

$$\delta_a: \left. \begin{aligned} \delta_a &= 3.12 \bar{f}_m^{-0.142} \quad (r = -0.3321) \\ \delta_a &= 2.69 \bar{F}^{0.047} \quad (r = 0.3321) \end{aligned} \right\} \quad (79)$$

$\delta_b:$

$$\left. \begin{aligned} \delta_b &= 3.36 \bar{f}_m^{-0.088} \quad (r = -0.2924) \\ \delta_b &= 3.053 \bar{F}^{0.029} \quad (r = 0.2924) \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

図-24~27には、 δ_a, δ_b と \bar{f}_m, \bar{F} の関係を示す。図中に示す直線は上に示す関係式である。

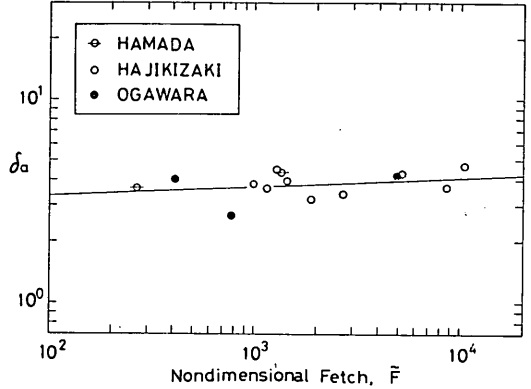


図-24 δ_a と \bar{F} の関係

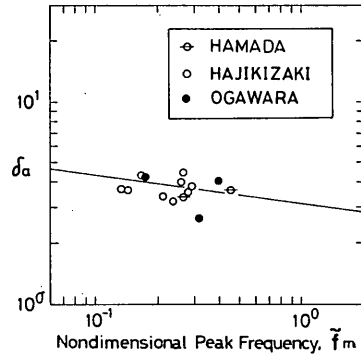


図-25 δ_a と \bar{f}_m の関係

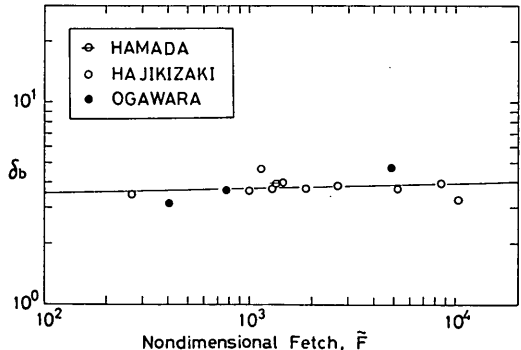


図-26 δ_b と \bar{F} の関係

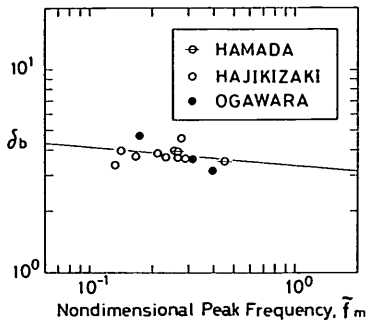


図-27 δ_b と \bar{f}_m の関係

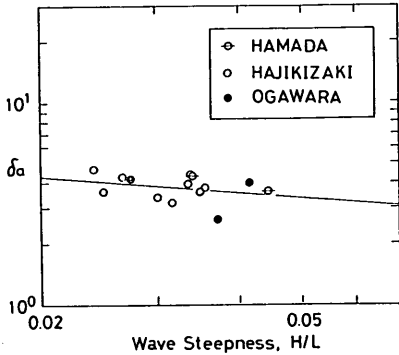


図-28 δ_a と H/L の関係

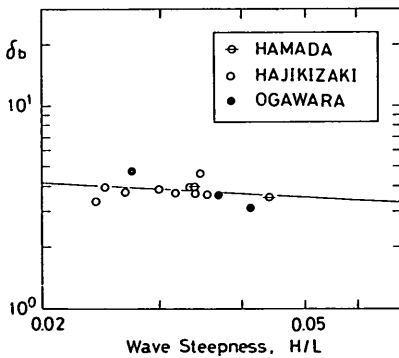


図-29 δ_b と H/L の関係

図-24~27 及び上式からわかるように、 δ_a 及び δ_b は \bar{f}_m とは弱い負の相関を、 \bar{F} とは弱い正の相関を有している。この相関関係は σ_a, σ_b に対する結果とは逆である。

(79) 式及び (80) 式を波形勾配の関数として書き直すと、以下のようになる。

$$\delta_a = 1.44(H/L)^{-0.284} \quad (81)$$

$$\delta_b = 2.08(H/L)^{-0.176} \quad (82)$$

このように、 δ_a, δ_b はともに波形勾配に対しては弱い負の相関を示すことになる。参考のため、 δ_a 及び δ_b と波形勾配の関係をそれぞれ 図-28 及び 図-29 に示す。図-28 及び 図-29 と、 σ_a, σ_b に対する 図-20 及び 図-21 を比較すると、 δ_a, δ_b のほうが波形勾配に対する相関性はやや高いことがわかる。以上の結果を勘案すると、波形勾配が大きくなるほど PM スペクトルと一致する周波数 f_a, f_b は、それぞれ低周波側及び高周波側に移行する傾向があるといえる。

6. 提案スペクトルと JONSWAP スペクトルの比較

6.1 基本形の比較

図-9 及び 図-10 と 図-22 及び 図-23 の比較により、本報告で提案した PH スペクトルは沿岸波浪のスペクトルに対して JONSWAP スペクトルとほぼ同等の適合度を有することを示した。PH スペクトルは JONSWAP スペクトルと同様、5パラメータスペクトルであり、両者で異なるのは γ の指数項のみである。そこで、沿岸波浪のデータに対して得られた σ 及び δ の平均値に対して γ の指数項を比較すると 図-30 のようになる。図-30 から明らかなように、スペクトルのピークのごく近傍では JONSWAP スペクトルのほうが大きな推定値を与え、 $f/f_m \approx 0.88, 1.12$ を境にしてそれぞれ低周波側、高周波側では下回る結果となっている。

図-31 は、 $f_a \leq f \leq f_b$ のエネルギーの m_0 に占める割合を γ の関数として比較したものである。図-31 には参考のため、Hasselmann ら⁵⁾ による σ_a, σ_b の平均値に対して得られた結果も示している。図-31 によると、Hasselmann らによる平均値を用いた JONSWAP スペクトルでもっとも小さく、沿岸波浪のデータに対しては JONSWAP スペクトルと PH スペクトルの間にはほとんど有意な差がみられないことがわかる。すなわち、いずれのスペクトル形でも沿岸波浪においては、スペクトルの積分値 m_0 に対する $f_a \leq f \leq f_b$ の領域のエネルギー比が、 $\gamma=1$ で約 60%、 $\gamma=3$ で約 74%、 $\gamma=4$ で約 77% 程度である。

なお、JONSWAP スペクトル及び PH スペクトルと

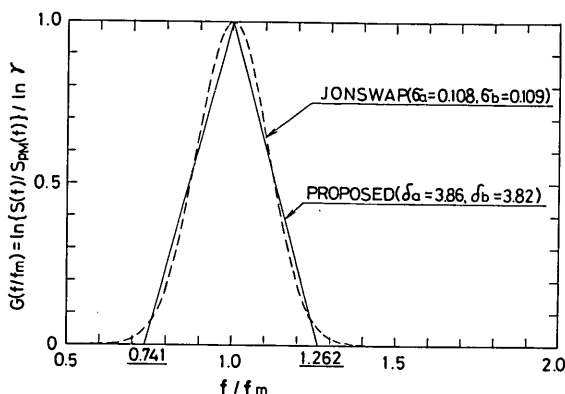


図-30 JONSWAP スペクトルと PH スペクトルの PM スペクトルに対する増幅項の比較

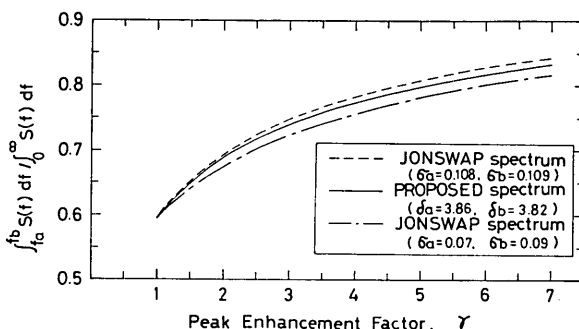


図-31 $f_a \leq f \leq f_b$ のエネルギーの比較

も解析的に積分することは不可能である。このため、図-31の結果を得るに際しては両スペクトルを数値積分することにより対処した。

JONSWAP スペクトルのパラメータ σ 、PH スペクトルのパラメータ δ はともにスペクトルデータによる変動が比較的小さい。そこで、これらの平均値を用いることが許されるなら、JONSWAP スペクトル及び PH スペクトルの m_0 はともに次式のように書くことができる。

$$m_0 = \int_0^{\infty} S(f) df = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f_m^{-4} A(\gamma) \quad (83)$$

Mitsuyasu ら¹⁴⁾によれば、Hasselmann ら⁵⁾による平均 JONSWAP スペクトルに対して、 $A(\gamma)$ は近似的に次式で表現できる。

$$A(\gamma) = \frac{1}{5} \gamma^{1/3}, \quad 1 \leq \gamma \leq 4 \quad (84)$$

PH スペクトルに対しても同様に $A(\gamma)$ を求めることができる。ただし、PH スペクトルは JONSWAP スペ

クトルと異なり、解析的に積分可能な部分 ($f \leq f_a, f \geq f_b$) と数値積分によらなければならない部分 ($f_a \leq f \leq f_b$) に分れる。すなわち、

$$m_0 = \left\{ \int_0^{f_a} S_{PM}(f) df + \int_{f_b}^{\infty} S_{PM}(f) df \right\} + \int_{f_a}^{f_b} S_{PH}(f) df \quad (85)$$

(85) 式はさらに次のように書きかえられる。

$$m_0 = \frac{1}{4}(a+b) \{ \exp[-bf_a^{-4}] + 1 - \exp[-bf_b^{-4}] \} + \frac{1}{4}(a+b) \int_{f_a}^{f_b} (f/f_m)^{-5} \exp\{-1.25(f_m/f)^4\} \times \gamma^{G(f/f_m)} df \quad (86)$$

ここに、 $a = \alpha g^2 (2\pi)^{-4}$ 、 $b = (5/4)f_m^4$ である。

(86) 式をもとに、 $f_a \leq f \leq f_b$ については数値積分して $1 \leq \gamma \leq 4$ に対して $A(\gamma)$ を求めると、近似的に次式で与えられる。

$$A(\gamma) = \frac{1}{5} \gamma^{0.45} = \frac{1}{5} \gamma^{4/9} \quad (87)$$

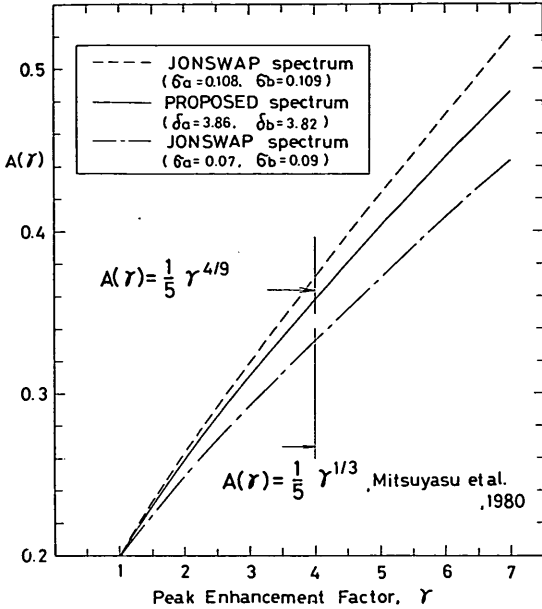


図-32 m_0 と γ の関係

この結果は、沿岸波浪のスペクトルに対する σ_a, σ_b の平均値を用いた JONSWAP スペクトルに対しても近似的に成立する。図-32 には、 $A(\gamma)$ に対する数値計算結果による JONSWAP スペクトルと PH スペクトルの比較を示す。図-32 から明らかなように、沿岸波浪のスペクトルに対しては JONSWAP スペクトルと PH スペクトルはほぼ同じ大きさの m_0 を有する。また JONSWAP スペクトルに対する m_0 は σ の値の低下とともに低減し、かつ γ の増大による m_0 の増加率も小さくなっている。

ここで、PH スペクトルと JONSWAP スペクトルの γ の指数項の相違を具体的にみることにする。

今、JONSWAP スペクトルにおける γ の指数項を次式のように表現する。

$$G_J(x) = \exp[-ax^2] \quad (88)$$

ここに、 $x = f/f_m - 1$ 、 $a = (2\sigma^2)^{-1}$ である。

上式を x に関してべき級数に展開し、2次の項までとると、

$$G_J(x) = 1 - ax^2 \quad (89)$$

したがって、PH スペクトルの指数項は JONSWAP スペクトルの指数項に対するべき級数近似ではなく、図-30~32 から判断すると最小自乗近似であると考えられる。

6.2 スペクトルの特性値による比較

6.1 ではスペクトルの0次のモーメントを中心とした比較をおこなったが、ここではスペクトルのモーメントにより定義される平均周期及びスペクトルの幅パラメータ等の特性値に関する比較をおこなう。

スペクトルのモーメントに基づく平均周期として代表的なものには以下により定義されるものがある。

$$\left. \begin{aligned} T_{01} &= m_0/m_1 \\ T_{02} &= (m_0/m_2)^{1/2} \\ T_{24} &= (m_2/m_4)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (90)$$

図-33~35 には、 f_m を 0.1 Hz に固定した場合の上述の各平均周期のカットオフ周波数による変化を示している。なお、図中の f_N はカットオフ周波数を示しており、ピーク周波数 f_m により正規化されている。これらの図によると、いずれの平均周期に対しても γ が大きく

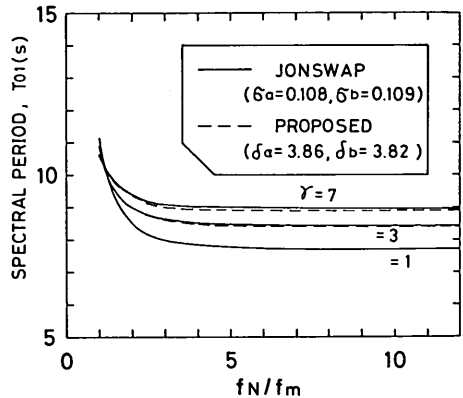


図-33 T_{01} のカットオフ周波数による変化

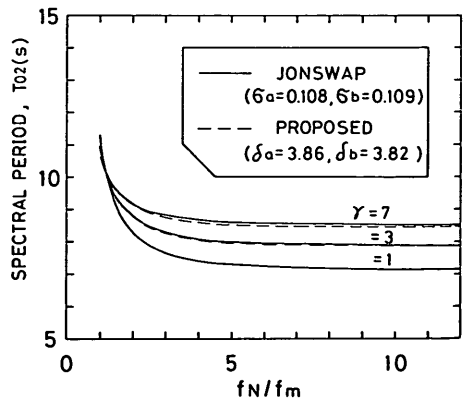


図-34 T_{02} のカットオフ周波数による変化

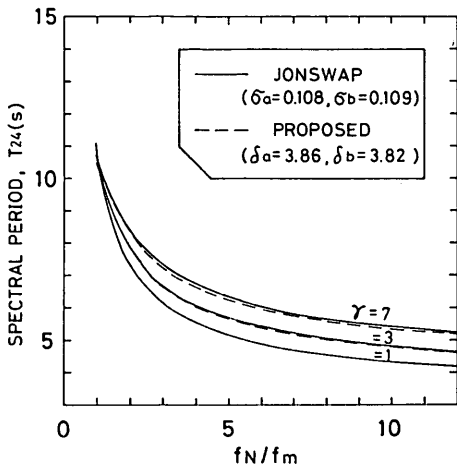


図-35 T_{24} のカットオフ周波数による変化

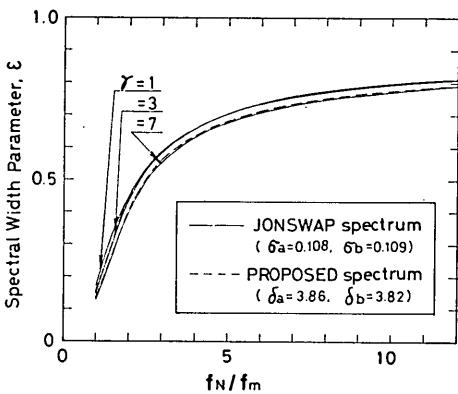


図-36 ϵ のカットオフ周波数による変化

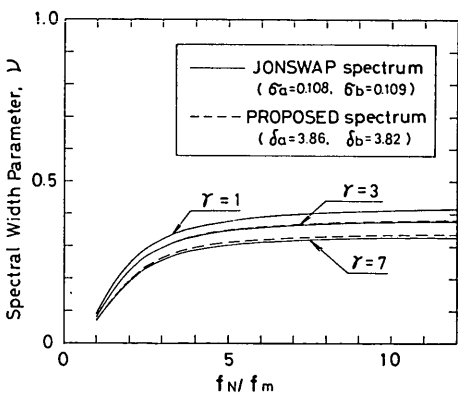


図-37 ν のカットオフ周波数による変化

なるとともに JONSWAP スペクトルに対する結果が大きめとなっているが、その差はごくわずかである。

一方、スペクトル幅パラメータとしてよく用いられるものは以下に示すものである^{20),21)}。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &= \left(1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4}\right)^{1/2} \\ \nu &= \left(\frac{m_0 m_2}{m_1^2} - 1\right)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (91)$$

図-36, 37 には、上述の各スペクトル幅パラメータの cutoff 周波数による変化を示している。なお、図-36, 37 に示す結果も図-33~35 と同様、 $f_m=0.1\text{Hz}$ に固定して計算したものである。図-36, 37 によると、沿岸波浪のデータに対しては、JONSWAP スペクトルと PH スペクトルはほぼ同じ値をとり、両者の差は図-33~35 に示す周期の演算結果にあらわれる差よりもさらに小さい。

このように、スペクトルの平均的な形状に関しては、PH スペクトルは JONSWAP スペクトルとほとんど同等であると結論づけることができる。

7. スペクトルの高周波側の勾配について

これまでに議論してきた PM スペクトル、JONSWAP スペクトル及び PH スペクトルはいずれもスペクトルの高周波側の勾配は f^{-5} に比例する形を有している。しかしながら、 f^{-5} よりも f^{-4} あるいはさらに小さい指数をもった f のべき乗に比例するという報告もある^{22),23)}。このようなスペクトルの高周波側の勾配の変化は、非線型な相互干渉による二次スペクトルの生成によるところが大きいと考えられる。本報告において示したパラメータの変動もこの波浪の非線型性に起因するところ大であると考えられる。

Huang ら²²⁾はこの影響を加味した3パラメータのスペクトル形((26)式)を提案し、実測スペクトルにおいて $S(f_m)$ と $S(2f_m)$ を結ぶことによって定義される勾配と波形勾配の関係を調べた結果、(27)式でよく表現できると結論づけている。しかし、Goda²⁴⁾は、Wallops スペクトルを理論的な二次のオーダーのスペクトルに代入し、Huang らによる上述の方法と同じくスペクトルの一次ピークと二次ピークを結ぶことによって得られるみかけの高周波側の勾配 m^* が次式で定義される波浪の非線型性をあらわすパラメータ、

$$\Pi_{1/3} = (H_{1/3}/L_A) \coth^3 k_A h \quad (92)$$

と Wallops スペクトルのパラメータ、 m の関数となる

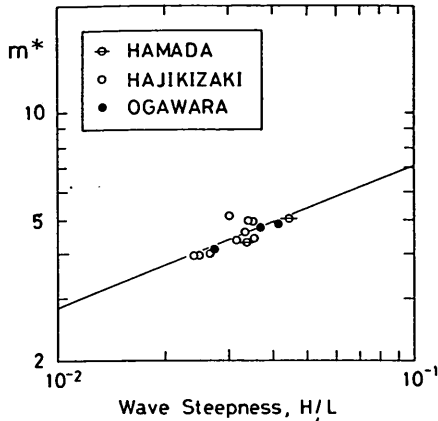


図-38 m^* と H/L の関係

ことを示している。なお、上式で、 $\omega^2 = g k_A \tanh k_A h$, $k_A = 2\pi/L_A$, h は水深である。

すなわち、Goda²⁴⁾によると、 $\Pi_{1/3}$ が 0 に近付いた場合でもみかけの勾配 m^* は m からはずれており、これは (26) 式中の $\exp[-m/4(T_p f)^{-4}]$ が乗せられていることに起因していることを指摘している。

そこで、Wallops スペクトルの適用性を調べるために、沿岸波浪のデータに対して上述のみかけの勾配 m^* と波形勾配の関係を検討することとした。なお、 m^* の算定にあたっては $f = 2f_m$ におけるエネルギーを最小自乗法によって求め、 $S(f_m)$ と $S(2f_m)$ を用いて $S(f) = a f^{-m}$ で近似することによりおこなうこととした。図-38 に得られた結果を示す。図-38 によると、明らかに m^* は波形勾配の増加関数となっている。簡単のため、図-38 に示す m^* と波形勾配の関係を指数関数で近似すると次式が求まる。

$$m^* = 17.82(H/L)^{0.400}, \quad r = 0.7790 \quad (93)$$

上式で r は相関係数を表す。なお、図-38 には上式の関係も参考のため記入している。

図-38 及び上式に示す結果は、Huang ら⁷⁾による結果、すなわち m^* は波形勾配の減少関数であることを示す (27) 式とは異なっている。また、Huang ら⁷⁾によると、砕波限界は $\xi = 0.0505$ であり、これを (27) 式に代入することにより m の限界値は 4.312 であるとされる。しかしながら、図-38 から明らかのように、沿岸波浪のデータでは m^* がこれよりも小さいデータがかなり出現している。

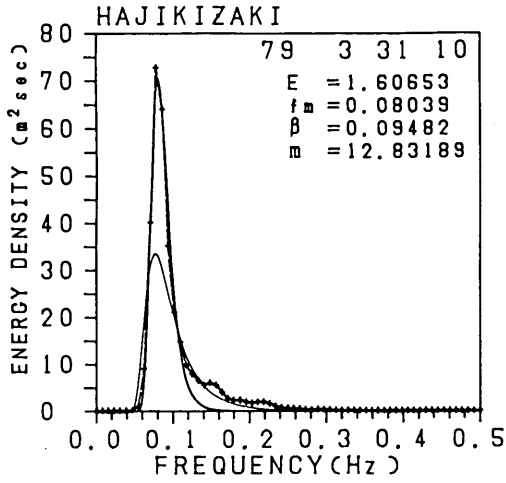
以上の結果をもとにすると、Huang らによる (27) 式

は少なくとも適用不可である。また、Goda²⁴⁾ が指摘しているように、Huang らによる結果は、無次元フェッチが増大するにつれて波形勾配が減少する。換言すれば無次元フェッチの増大とともにスペクトル形が滑らかになるというよく知られた事実(本報告においても Mitsuyasu ら¹⁴⁾による結果にもとずいて得た (65) 式により証明されている) に矛盾している。したがって、上述の結果は Goda²⁴⁾ による指摘に対する証明でもある。

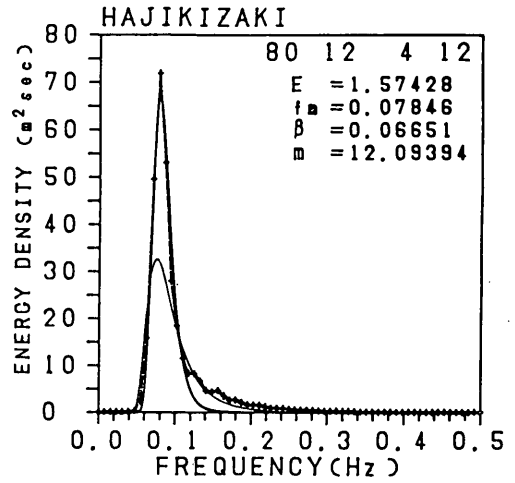
以上に示したように、Huang らによる Wallops スペクトルの適用に関しては (27) 式の使用に問題があるものの、スペクトル形自体は f_m を含む 3 パラメータにより決定される便利な表示である。そこで、Wallops スペクトルの適用性を調べるために、沿岸波浪のデータを用いて非線型な最小自乗法で近似することとした。近似に際しての初期値は、(26) 式の α_w に対しては (33) 式により決定される値を、 m に対しては 5.0 を与え、2 パラメータを有する関数形として $0.7f_m \leq f \leq 2.0f_m$ の範囲で近似した。この結果得られたパラメータの値を表-4 に、近似スペクトルと実測スペクトルの比較を図-39、図-40 に示す。付録 [D] には本報告で対象とした全ケースに対する実測スペクトルと近似スペクトルの比較図を掲載している。図-40 は図-39 に示す結果の両対数座標における表示である。表-4 に示す m の値は図-38 に示す値はもちろん、PM スペクトルなどで与えられる 5.0 よりもかなり大きい。この原因の 1 つは、上述のような近似手法を用いた関係でエネルギーの卓越したスペクトルのピーク付近の形状に支配された結果となることが挙げられる。この結果、表-3 と表-4 の比較から明らかかな

表-4 Wallops スペクトルのパラメータ

ケース番号	α_w	m
1	0.0948	12.83
2	0.0665	12.09
3	0.7750	18.50
4	0.3483	15.56
5	0.1853	13.87
6	0.4412	16.62
7	0.0323	9.84
8	0.5126	17.87
9	0.2192	13.67
10	0.0885	8.70
11	0.0664	9.46
12	0.0733	9.20
13	0.0524	10.09
14	0.0824	8.89

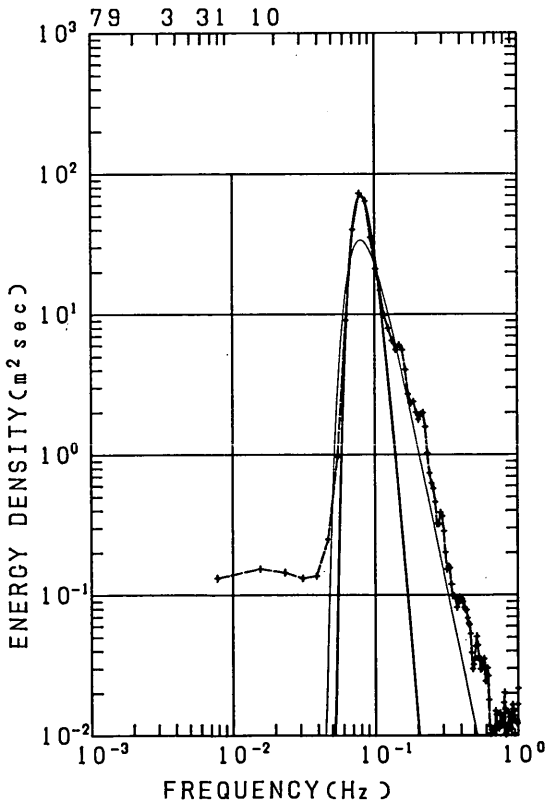


(a)

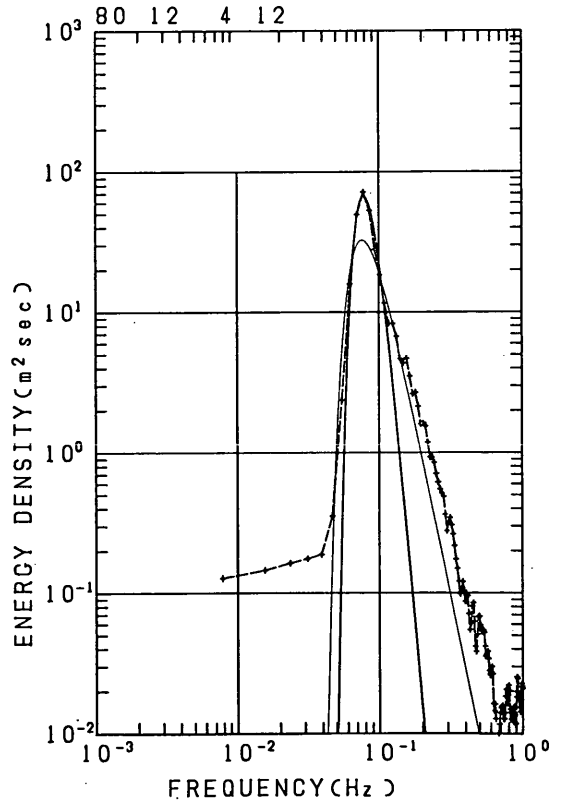


(b)

図-39 Wallops スペクトルによる近似結果



(a)



(b)

図-40 Wallops スペクトルによる近似結果

うに得られた m , α はともに JONSWAP スペクトルで定義される γ と非常に高い相関を有することになる。いずれにせよ、図-39 及び 図-40 に示す結果によると、Wallops スペクトルは γ の値が小さい (1 に近い) 場合にはある程度の適合性を有するものの、 γ の値が大きくなるほど実測スペクトルに比べて尖鋭なものとなり、非線型干渉による二次ピークが顕著に出現している場合にはスペクトルのピークのエネルギーを過小評価する傾向がある。すなわち、スペクトルのピーク付近のエネルギーの絶対値を適合させると近似スペクトルの形状が尖鋭となりすぎ、実測スペクトルの高周波側 ($f \gg f_m$) のエネルギーを適合させるように幅の広い形状にすると逆にピーク付近のエネルギーが過少となる。このことから、汎用的な適用のためには Wallops スペクトルでは少なくともパラメータが 1 個不足しているか、あるいは付加乗数項が必要であると考えられる。

したがって、 α_ω と m だけで実測スペクトルを近似するためには、たとえば $f_a \leq f \leq f_b$ のように適用周波数範囲を限定しなければならない。 f_a , f_b は実測スペクトルが PM スペクトルで近似される限界周波数である。

また、上に示したスペクトルの近似法を用いる限りは、Wallops スペクトルのパラメータの有する意味あるいは定義が明確でない。このため、JONSWAP スペクトルにおけるようなパラメータの解析的な近似法を画一的に与えることは難しい。

8. あとがき

本報告に示した沿岸波浪のスペクトル形 ($0.7f_m \leq f \leq 2.0f_m$) に関する検討結果から主要な事項をまとめると以下ようになる。

- 1) JONSWAP スペクトルは沿岸波浪のスペクトルに対して十分な適合度を有し、 γ , σ_a , σ_b の平均値はそれぞれ 2.6, 0.108, 0.109 で与えられる。これを Hasselmann らによる JONSWAP の結果と比較すると、 γ については小さめ、 σ_a 及び σ_b はともに沿岸波浪のスペクトルでやや大きい。すなわち、沿岸波浪のスペクトルは Hasselmann らによって対象とされた北海のスペクトルに比べてスペクトルのピーク付近のバンド幅がやや広い。
- 2) JONSWAP スペクトルのパラメータの内、 α 及び γ はともに波形勾配 H/L だけの増加関数として十分精度良くあらわすことができる。経験式として求められた (69), (70) 式を簡略化すると $\alpha = (H/L)^{1.4}$,

$\gamma = 90(H/L)$ でほぼ表される。

この結果は、Mitsuyasu らによる海洋波のスペクトルにもとづく結果から導かれる同様の式と比較すると、同じ H/L の値に対して α に関してはほぼ小さめ、 γ に関してはやや大きめの推定値を与える。

一方、 σ_a , σ_b に対しては H/L の関数として精度よく定式化することはできないが、弱いながらも正の相関を有する。

- 3) 沿岸波浪のスペクトルの標準形として提案した PH スペクトルは JONSWAP スペクトルとほぼ同等の適合度を有し、パラメータ δ_a 及び δ_b は波形勾配に対しては JONSWAP スペクトルのパラメータ σ_a 及び σ_b よりも強い相関を有している。

PH スペクトルのパラメータ δ_a 及び δ_b の沿岸波浪のスペクトルに対する平均値はそれぞれ 3.86, 3.82 であり、これをもとにすると、沿岸波浪のスペクトルが PM スペクトルでほぼ近似できる限界周波数 f_a 及び f_b は平均的に $0.741f_m$, $1.262f_m$ のように与えられる。 $f_a \leq f \leq f_b$ の領域のエネルギーが全体エネルギーに占める割合は平均的には 65~80% と考えられる。

- 4) 沿岸波浪のスペクトルに対する近似結果をもとにすると、 $1 \leq \gamma \leq 4$ に対してスペクトルの 0 次のモーメント m_0 は近似的に、 $m_0 = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f_m^{-4} A(\gamma)$, $A(\gamma) = (1/5)\gamma^{4/9}$ で表すことができる。この $A(\gamma)$ の関数形は JONSWAP スペクトルによる近似結果及び PH スペクトルによる近似結果の両方に対して成立する。

- 5) PH スペクトルは、エネルギー的にも形状的にも JONSWAP スペクトルとほぼ同様の特性を有する。
- 6) スペクトルの高周波側のみかけの勾配 m^* は波形勾配の増加関数で与えられ、両者の間の関係は十分な精度で次式により表すことができる。

$$m^* = 17.8(H/L)^{0.4}$$

同時に、 m^* は γ と 0.84 程度の非常に高い相関を有している。なお、上式から $m^* = 5$ の 1 種の極限状態を考えると、 H/L は近似的に 0.04 となる。

- 7) Huang らによる Wallops スペクトルでは沿岸波浪のスペクトル ($0.7f_m \leq f \leq 2.0f_m$) を十分な精度で表現することができず、この結果、Wallops スペクトルの適用においてはたとえば $f_a \leq f \leq f_b$ のように周波数範囲が限定されるべきである。

本報告においては、JONSWAP スペクトルのパラメータ σ 、及び PH スペクトルのパラメータ δ の近似は $0.7f_m \leq f \leq 2.0f_m$ の範囲において非線型な最小自乗法を用いておこなっている。Mitsuyasu ら²⁵⁾によれば、自由波とともに非線型な相互干渉の結果現れる強制波（二次のオーダの波）が存在することによって、 $f=1.8f_m$ 付近で急激な位相速度の増加、コヒーレンスの低下が生じる。したがって、本報告では α の値の推定に (33) 式を採用しているため、結果的に二次のオーダの非線型な相互干渉の影響を含めてパラメータの値を推定していることになる。

なお、本報告で用いた沿岸波浪のスペクトルデータからは浅水変形の影響を除去していないことを付記しておく。

最後に、本報告の作成にあたって、水工部長合田良実氏には種々適切な助言、御指導を頂いた。ここに記して深甚の謝意を表します。また、本報告で用いた観測データの取得に努力していただいた各港湾建設局関係各位に謝意を表するとともに、今後さらに御協力を御願ひする次第である。

(1983年6月30日受付)

参 考 文 献

- 1) Kitaigorodskii, S. A. 1962: Applications of the theory of similarity to the analysis of windgenerated wave motion as a stochastic process, *Izv. Geophys. Ser. Acad. Sci. U.S.S.R.*, 1, pp. 105~117.
- 2) Phillips, O. M. 1958: The equilibrium range in the spectrum of wind generated waves, *J. Fluid Mech.*, 4, pp. 426~434.
- 3) Pierson, W. J. and Moskowitz, L. 1964: A proposed spectral form for fully developed wind sea based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii, *J. Geophys. Res.*, 69, pp. 5181~5190.
- 4) Liu, P. C. 1971: Normalized and equilibrium spectra of wind waves on Lake Michigan, *J. Phys. Oceanogr.*, 1, pp. 249-257.
- 5) Hasselmann, K. et al 1973: Measurements of wind wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Deutsches Hydr. Zeitschrift, Reihe A*, No. 12.
- 6) Arhan, M. F. 1979: Analysis of the variability of spectral estimates using long continuous wave records, *Sea Climatology*, pp. 27~48.
- 7) Huang, N. E. et al. 1981: A unified twoparameter wave spectral model for a general sea state, *J. Fluid Mech.*, Vol. 112, pp. 203~224.
- 8) Phillips, O. M.: The Dynamics of the Upper Ocean, *Cambridge University Press, Second Edition*, 336 p., 1977.
- 9) Wu, J.: Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech.*, 68, pp. 49~70, 1975.
- 10) 光易 恒: 風波のスペクトルの発達 (2)—有限な吹送距離における風波のスペクトル形について—, 第17回海岸工学講演会論文集, pp. 1~7, 1970年.
- 11) 合田良実: 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 昭和52年10月.
- 12) Pierson, W. J.: Comments on "A parametric wave prediction model.", *J. Phys. Oceanogr.*, 7, pp. 127~134, 1977.
- 13) Hasselmann, K., Ross, D. B., Müller, P. and Sell, W.: A parametric wave prediction model, *J. Phys. Oceanogr.*, 6, pp. 200~228, 1976.
- 14) Mitsuyasu H., Tasai, F., Suhara, T., Mizuno, S., Ohkusu, M., Honda, T. and Rikiishi, K.: Observation of the power spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, pp. 286~296., 1980.
- 15) たとえば, 黒田 充訳: 非線型最適化の技法, 培風館, 91 p., 昭和47年11月.
- 16) Longuet-Higgins, M. S.: On wave breaking and the equilibrium spectrum of wind-generated spectrum, *Proc. Roy. Soc. London, A* 310, pp. 151~159, 1969.
- 17) Mitsuyasu, H., Tasai, F., Suhara, T., Mizuno, S., Ohkusu, M., Honda, T. and Rikiishi, K.: Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, *J. Phys. Oceanogr.*, 5, pp. 750~760, 1975.
- 18) Mitsuyasu, H.: One dimensional wave spectra at limited fetch, *Rept. Res. Inst. Appl. Mech., Kyu-Univ.*, 20, pp. 37~53, 1973.
- 19) Lee, Y. K.: Hurricane ELOISE wave spectra, *Coastal Engg.*, 4, pp. 151~156, 1980.
- 20) Cartwright, D. E. and Longuet-Higgins, M. S.: The statistical distribution of the maxima of a random function, *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A.*, 237, pp. 212~232, 1956.
- 21) Longuet-Higgins, M. S.: The statistical analysis of a random, moving surface, *Phyl. Trans. Roy. London, Ser. A* (1966), 249, pp. 321~387, 1957.
- 22) Toba, Y.: Local balance in the air-sea boundary processes, III. On the spectrum of wind waves, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 29, pp. 209~220, 1973.
- 23) 合田良実・永井康平: 波浪の統計的性質に関する調査・解析, 港湾技術研究所報告, 第13巻, 第1号, pp. 3~37, 昭和49年.
- 24) Goda Y.: A unified nonlinearity parameter of water waves, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, Vol. 22, No. 3, pp. 3~30, 1983.
- 25) Mitsuyasu, H., Kuo, Y. and Masuda, A.: On the dispersion relation of random gravity waves, Part 2.

An experiment, *J. Fluid Mech.*, Vol. 92, Part 4, pp. 731~749, 1979.

主要記号一覧表

$A(\gamma)$: JONSWAP スペクトル及び PH スペクトルの m_0 を表現するのに用いられる γ の関数

E : $=\sqrt{m_0}$

\tilde{E} : 無次元エネルギー ($=g^2 E^2/U^4$)

f : 周波数

f_a, f_b : PH スペクトルが PM スペクトルと一致する限界周波数

f_m : スペクトルピークの周波数

\tilde{f}_m : 無次元ピーク周波数 ($=f_m U/g$)

F : フェッチ

\tilde{F} : 無次元フェッチ ($=gF/U_*^2$)

\tilde{F} : 無次元フェッチ ($=gF/U^2$)

g : 重力加速度

$G(f/f_m)$: PH スペクトルの PM スペクトルに対する増幅項

$G_J(f/f_m)$: JONSWAP スペクトルの PM スペクトルに対する増幅項

h : 水深

H : スペクトルの 0 次のモーメントにより定義される有義波高 ($=4\sqrt{m_0}$)

$H_{1/3}$: 有義波高

k_0 : 波数

k_A : 波浪の非線型性パラメータで用いられる波数

L : スペクトルのピーク周波数 f_m を有する成分波の波長 ($=g/2\pi f_m^2$)

L_A : 波浪の非線型性パラメータで用いられる波長

m : スペクトルの高周波側の勾配を表すパラメータ

m^* : スペクトルの高周波側のみかけの勾配

m_n : スペクトルの n 次のモーメント

$S(f)$: (周波数) スペクトル

$S_{BM}(f)$: BM スペクトル

$S_J(f)$: JONSWAP スペクトル

$S_L(f)$: Liu による提案スペクトル

$S_{PH}(f)$: PH スペクトル

$S_{PM}(f)$: PM スペクトル

$S_W(f)$: Wallops スペクトル

T_P : スペクトルのピーク周期

T_{01} : スペクトルの平均周期 (m_0/m_1)

T_{02} : スペクトルの平均周期 ($\sqrt{m_0/m_2}$)

T_{24} : スペクトルの平均周期 ($\sqrt{m_2/m_4}$)

U : 平均海面上 10m での風速

U_* : 摩擦速度

$U_{19.5}$: 平均海面上 19.5m での風速

α : (1) 式, (3) 式, (22) 式等スペクトルの標準形で用いられるパラメータ

α_w : Wallops スペクトルのパラメータ

γ : peak enhancement factor

δ_a, δ_b : PH スペクトルのパラメータ

ε : スペクトルの幅パラメータ ($\sqrt{1-\frac{m_2^2}{m_0 m_4}}$)

ν : スペクトルの幅パラメータ ($=\sqrt{\frac{m_0 m_2}{m_1^2}-1}$)

ξ : 波形勾配 ($\sqrt{m_0}/L$)

$\Pi_{1/3}$: Goda による波浪の非線型性パラメータ

σ_a, σ_b : スペクトルのピーク付近の幅を表す JONSWAP スペクトルのパラメータ

ω : 角周波数

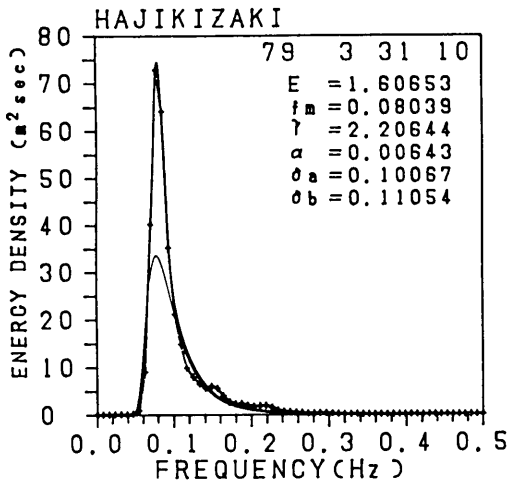
付録 [A] 沿岸波浪観測データから得られる波浪諸元の相関表

付表-A

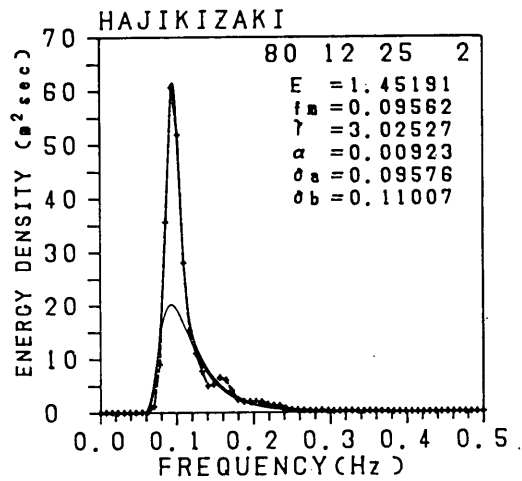
y	x	AVE(y/x)	STD(y/x)	COR(y, x)	COR($y/x, H/L$)
T_{01}	T_p	0.8241	0.0582	0.8116	0.7003
T_{02}	T_p	0.7312	0.0549	0.7946	0.8201
T_{24}	T_p	0.3334	0.0943	0.3614	0.7098
$T_{1/3}$	T_p	0.9154	0.0336	0.9558	0.6326
T_z	T_p	0.7576	0.0653	0.6952	0.8090
$T_{-1.0}$	T_p	1.0299	0.2715	0.1069	0.4162

[B] JONSWAP スペクトルによる近似結果

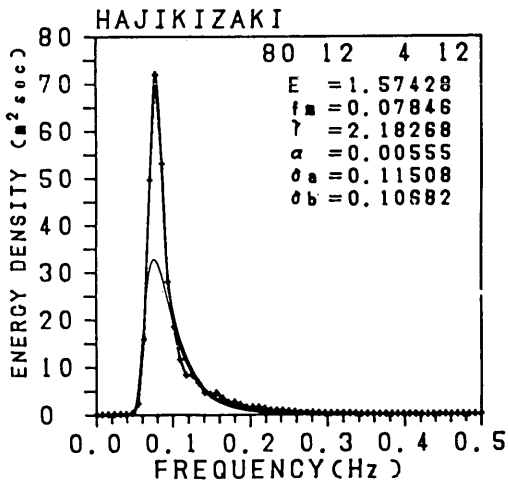
(太実線: JONSWAP 型, 細実線: PM 型, 破線: 実測値)



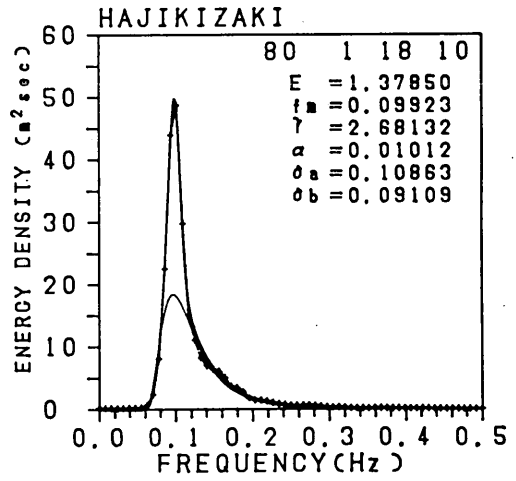
付図-B.1



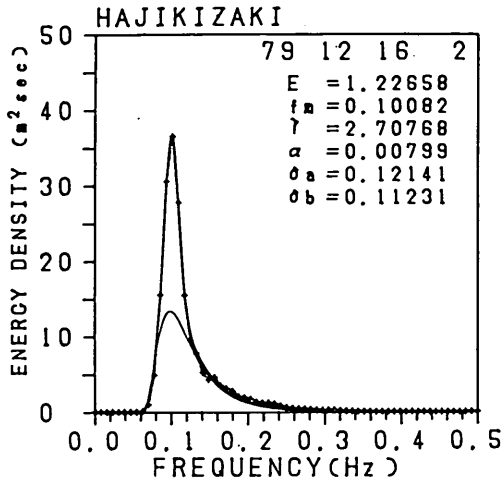
付図-B.3



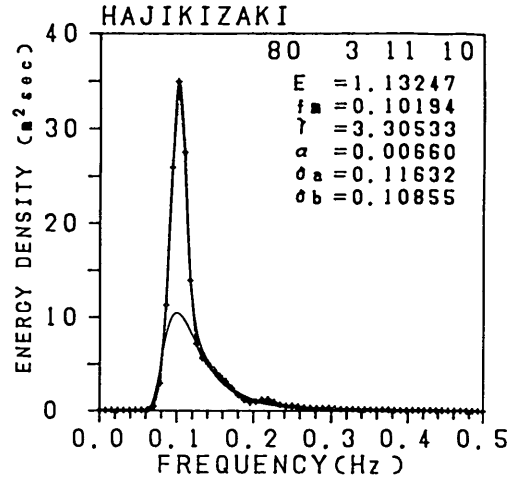
付図-B.2



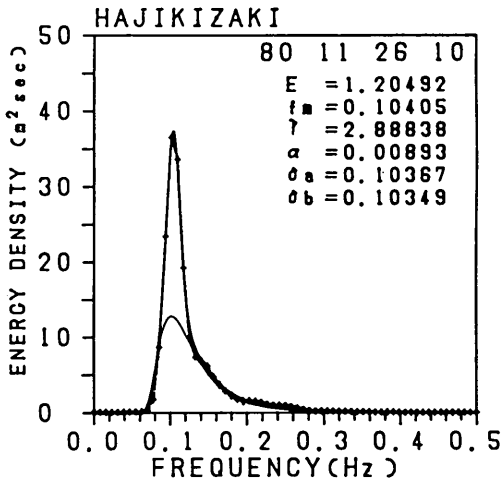
付図-B.4



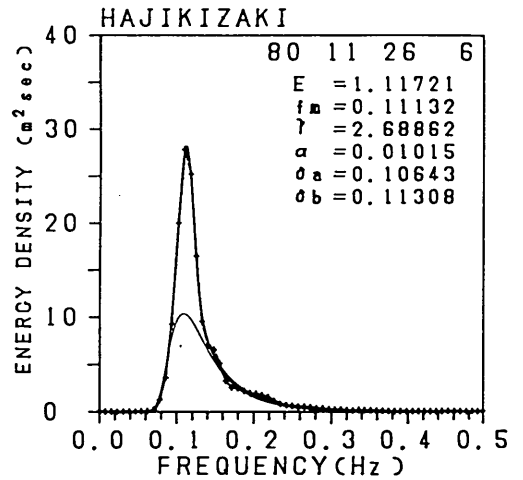
付図-B.5



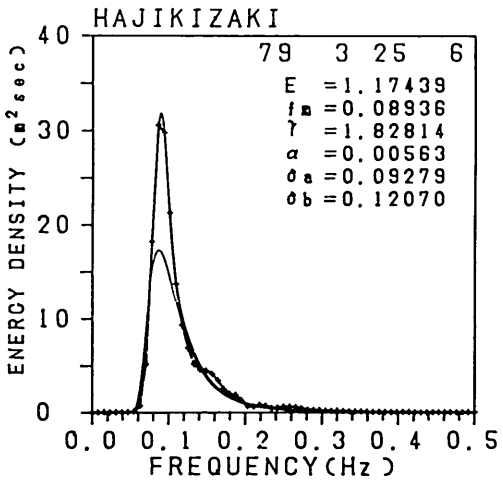
付図-B.8



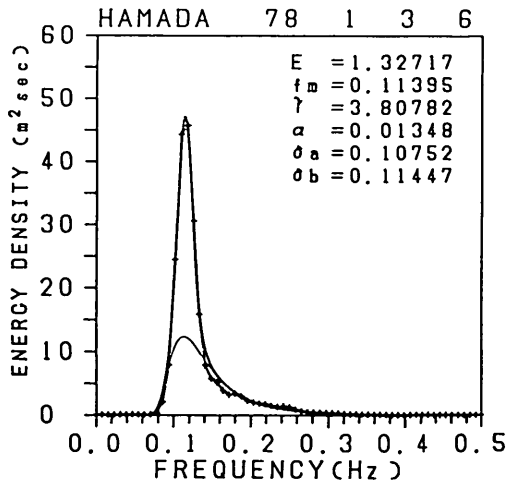
付図-B.6



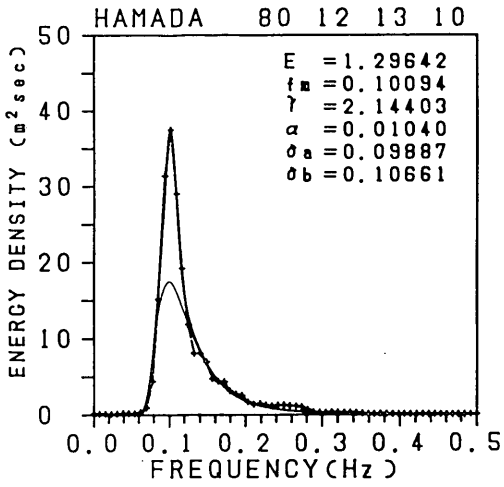
付図-B.9



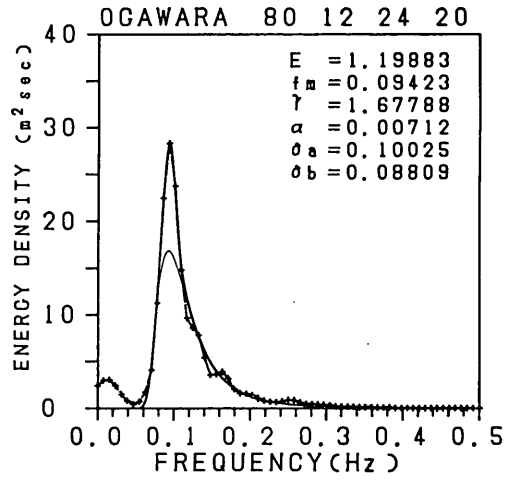
付図-B.7



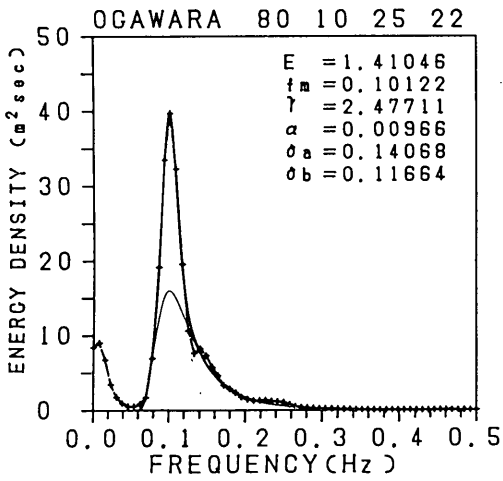
付図-B.10



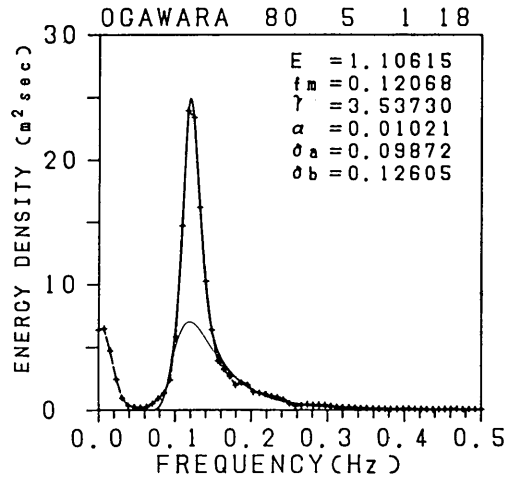
付図-B.11



付図-B.13



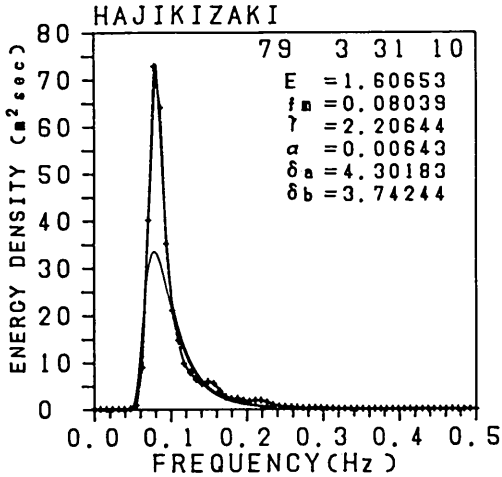
付図-B.12



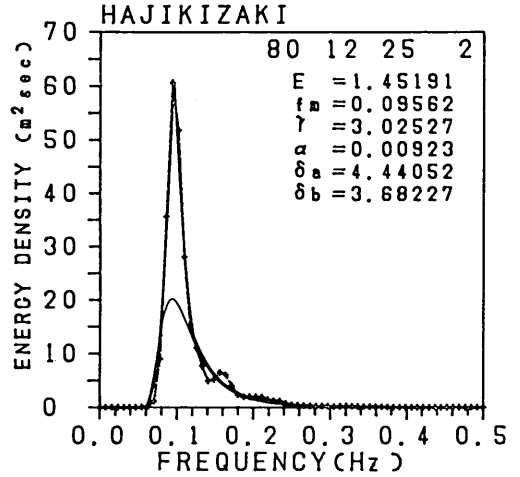
付図-B.14

[C] PH スペクトルによる近似結果

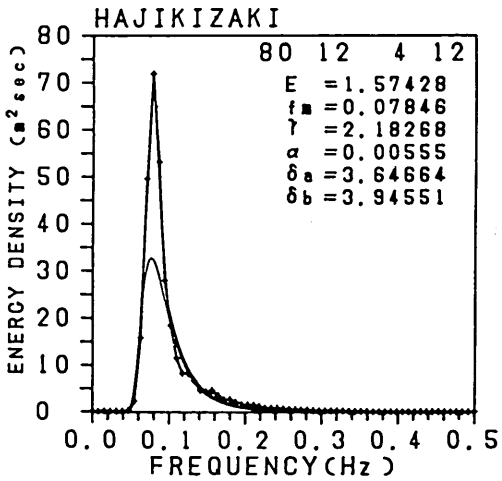
(太実線: PH 型, 細実線: PM 型, 破線: 実測値)



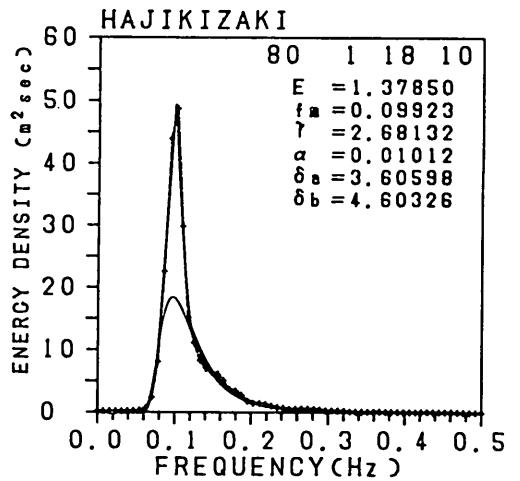
付図-C.1



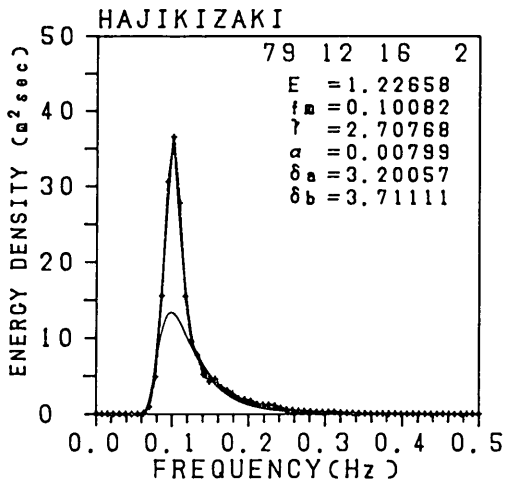
付図-C.3



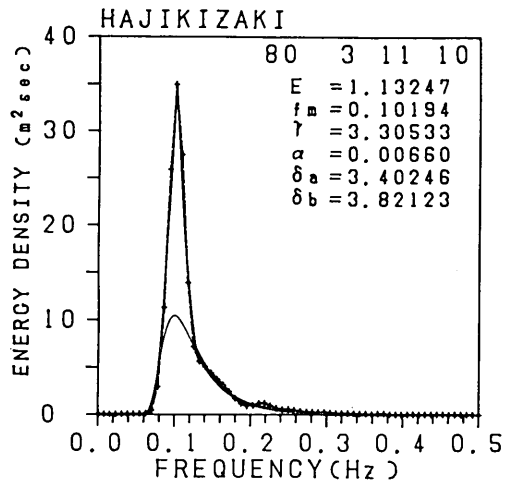
付図-C.2



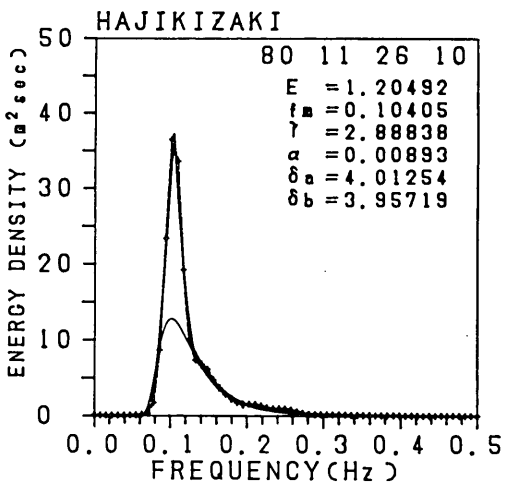
付図-C.4



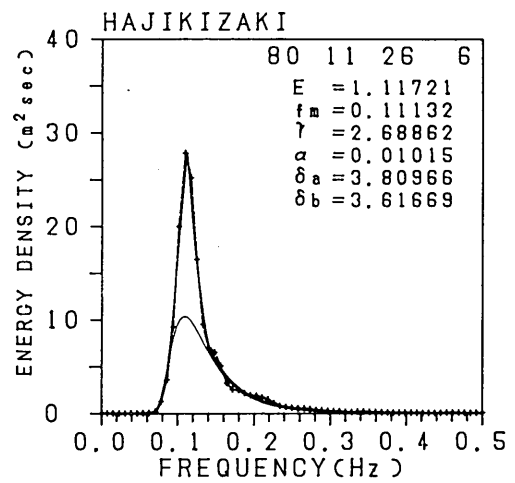
付図-C.5



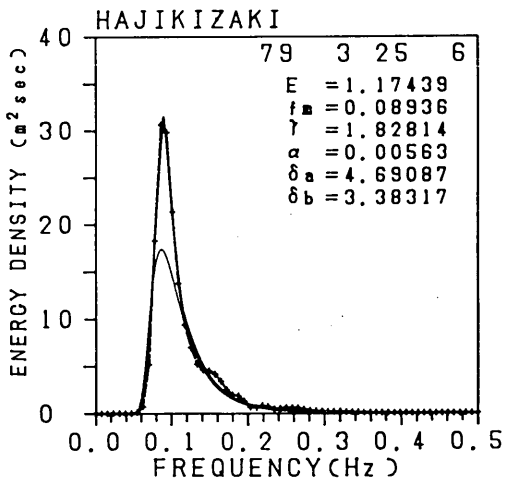
付図-C.8



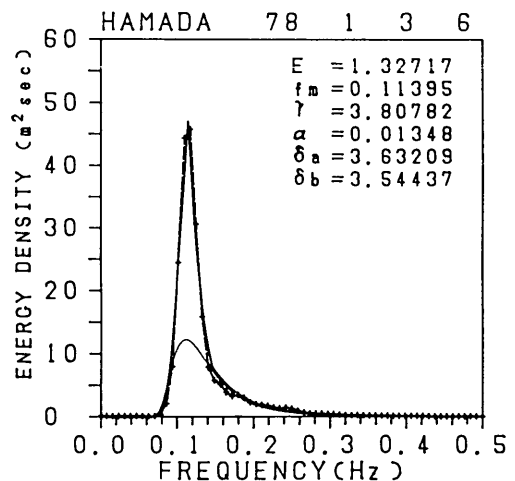
付図-C.6



付図-C.9

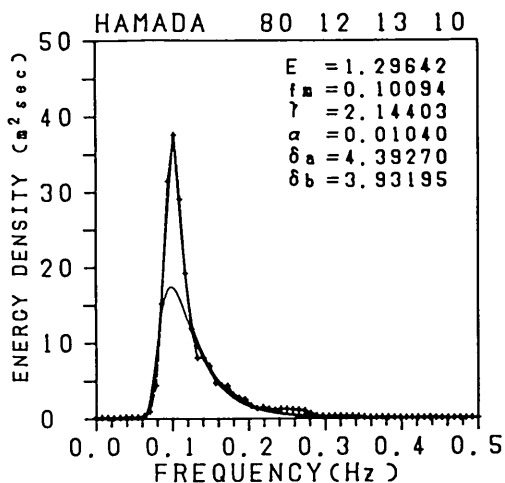


付図-C.7

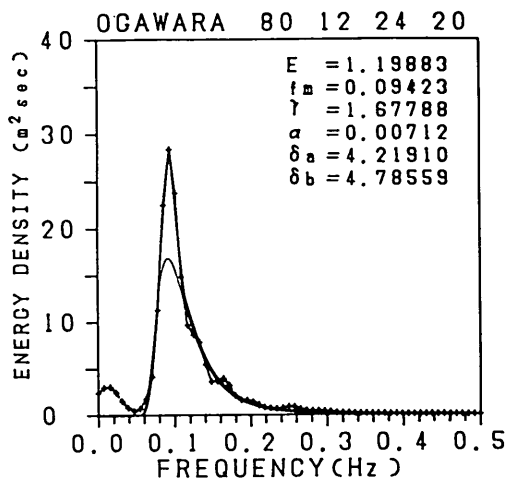


付図-C.10

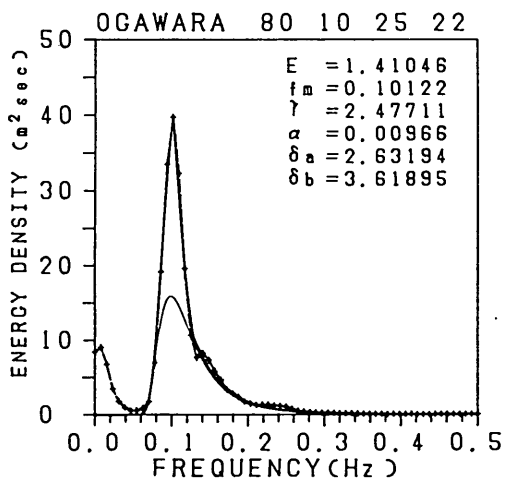
日本沿岸の波浪のスペクトル形について



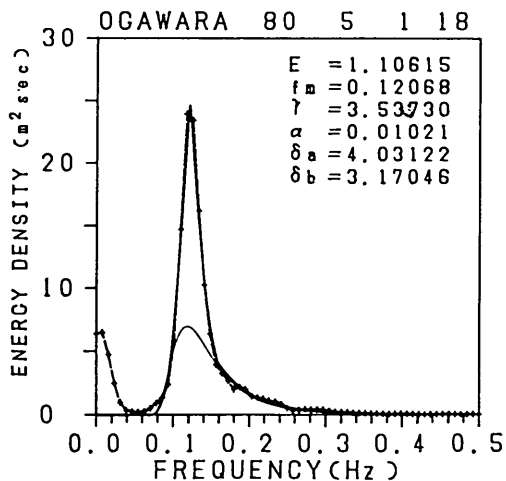
付図-C.11



付図-C.13



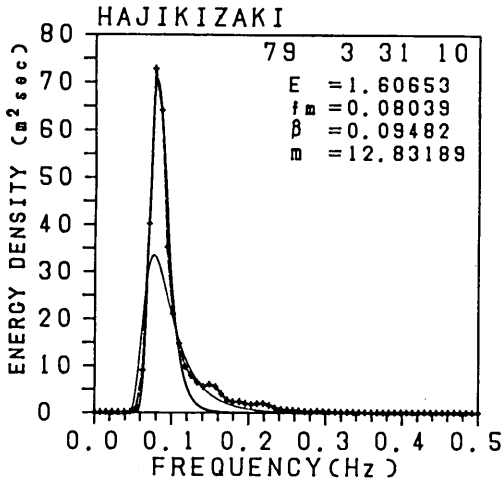
付図-C.12



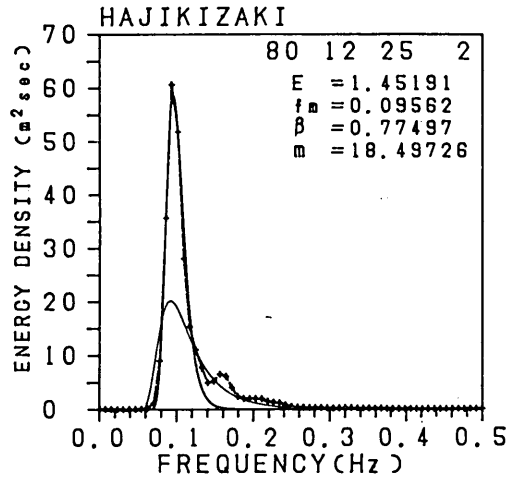
付図-C.14

[D] Wallops スペクトルによる近似結果

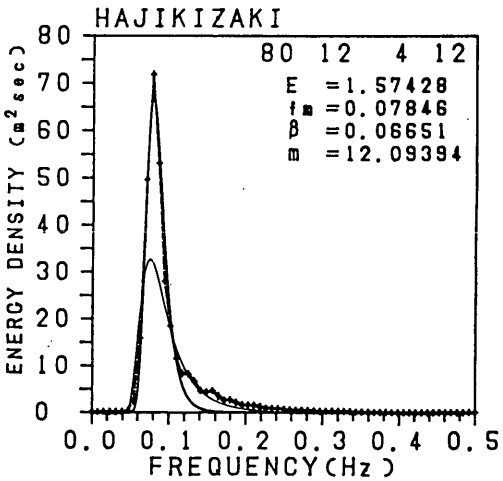
(太実線: Wallops 型, 細実線: PM 型, 破線: 実測値)



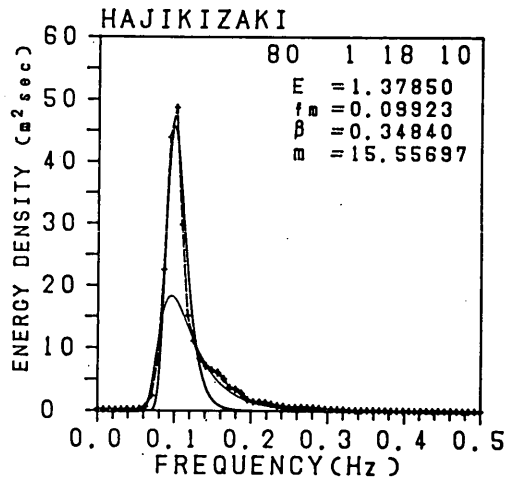
付図-D.1



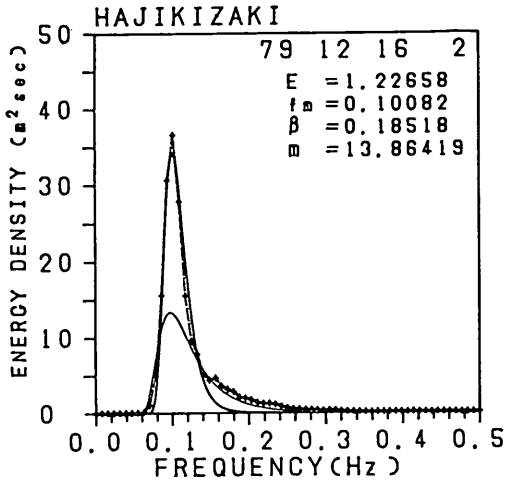
付図-D.3



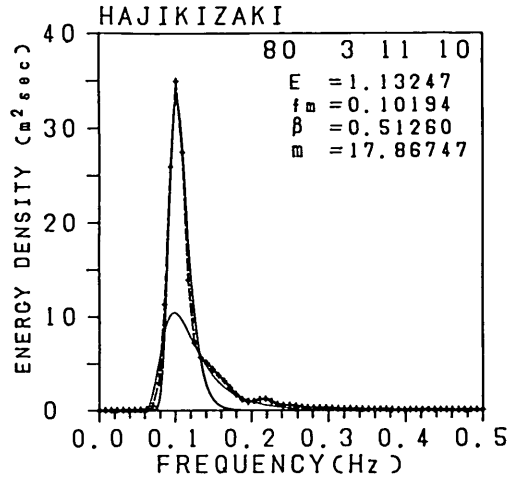
付図-D.2



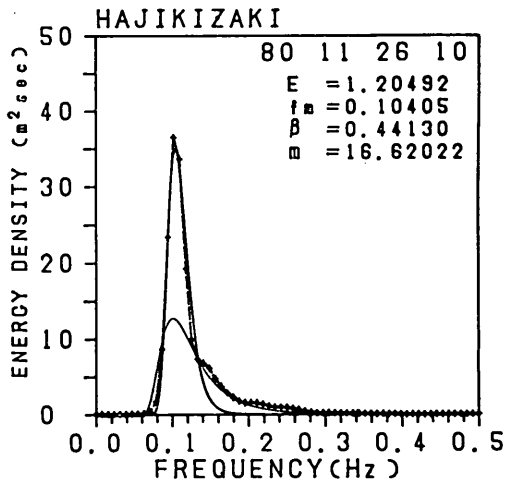
付図-D.4



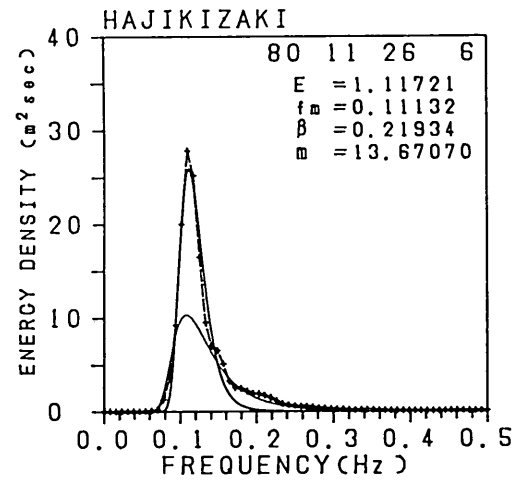
付図-D.5



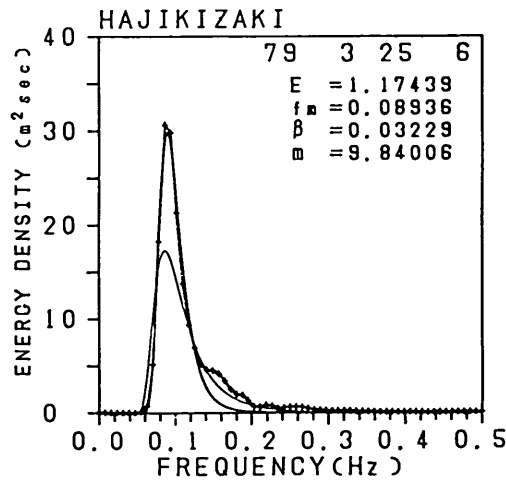
付図-D.8



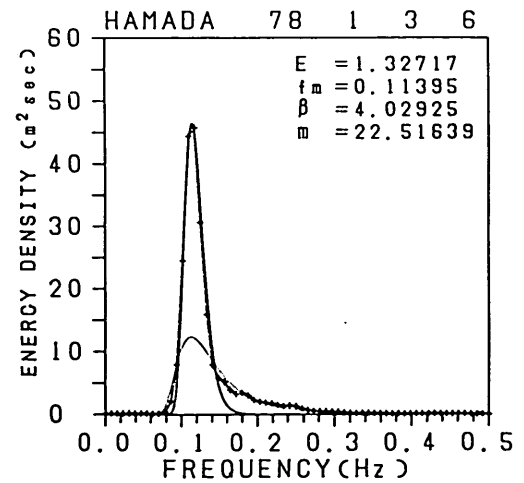
付図-D.6



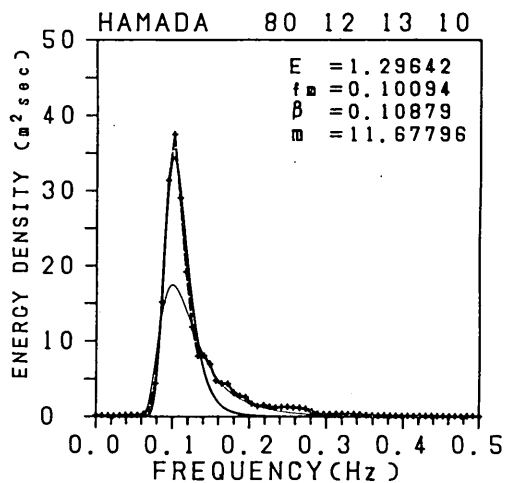
付図-D.9



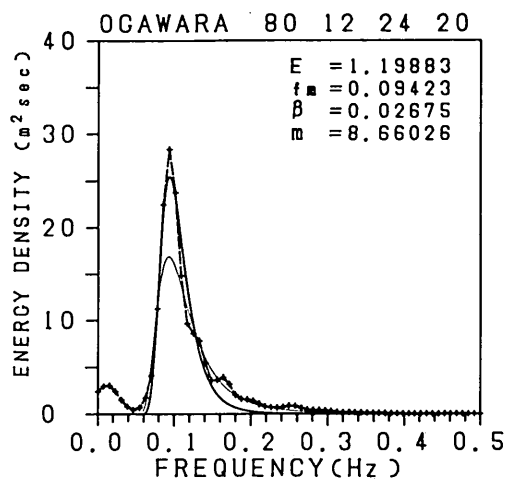
付図-D.7



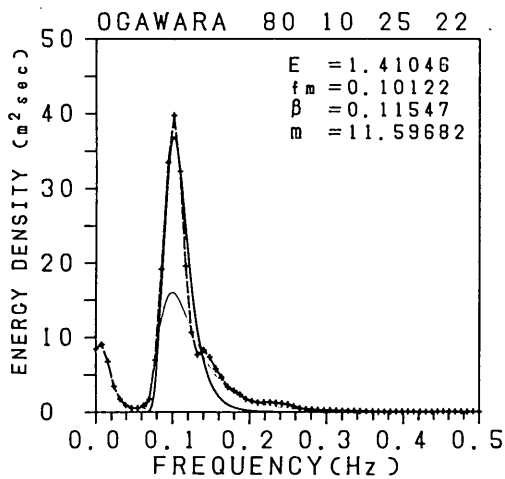
付図-D.10



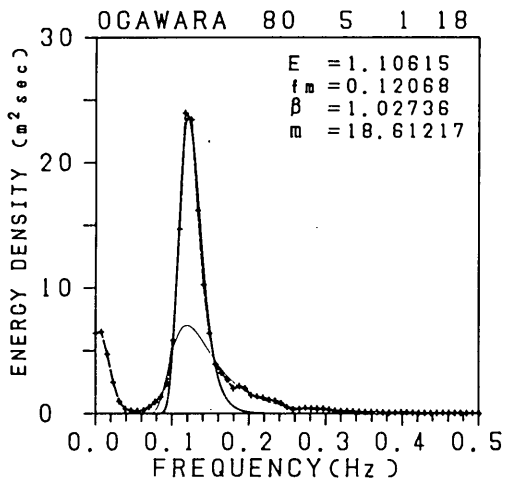
付図-D.11



付図-D.13



付図-D.12



付図-D.14