

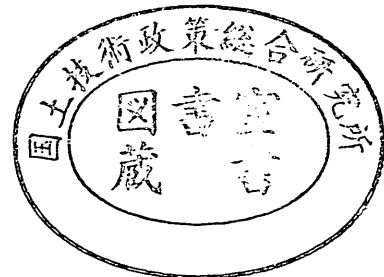
運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 33 NO. 2 JUNE. 1994

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I)

第33巻 第2号 (Vol.33, No.2), 1994年6月 (June.1994)

目次 (CONTENTS)

1. スペクトル形状による波群特性の変化
.....鈴木康正・河合弘泰・望月徳雄・松森孝弘..... 3
(Effect of Spectral Peakedness on Wave Grouping Characteristics
...Yasumasa SUZUKI, Hiroyasu KAWAI, Norio MOCHIZUKI and Takahiro MATSUMORI)
2. 衝撃碎波力に対する防波堤ケーソンの動的挙動
.....高橋重雄・下迫健一郎・上部達生 59
(Characteristics of the Dynamic Response of Composite Breakwater
against Impulsive Breaking Wave Force
.....Shigeo TAKAHASHI, Ken'ichirou SHIMOSAKO and Tatsuo UWABE)
3. 海中に設置された汚濁拡散防止膜の水理特性に関する研究
.....鶴谷広一・渡邊 弘・安岡大輔・工藤雅春 87
(Study on hydrodynamic characteristics of floating flexible barrier
.....Hiroichi TSURUYA, Hiroshi WATANABE, Daisuke YASUOKA and Massaharu KUDO)
4. 潜堤周辺の底泥の局所洗掘に関する実験的研究
.....鶴谷広一・吉永宙司・佐々木豊喜115
(Experimental Study on the Local Mud Scour near Submerged Walls
.....Hiroichi TSURUYA, Hiroshi YOSHINAGA and Toyoki SASAKI)
5. 合成版式ケーソンのフーチング部の力学特性と構造設計
.....清宮 理・山田昌郎141
(Mechanical Properties and Structural Design of Composite Footing
.....Osamu KIYOMIYA and Masao YAMADA)
6. コンクリート中の鉄筋のマクロ腐食と電気防食によるアノード,
カソードへ流入する電流および分極量
.....阿部正美・福手 勤・浜田秀則・三浦幸治181
(A Study of Current Density and Polarization Amounts by Cathodic
Protection for Macro Cell Corrosion of Steel Bars in Concrete
.....Masami ABE, Tsutomu FUKUTE, Hidenori HAMADA and Kouji MIURA)
7. 転圧コンクリートによる薄層オーバーレイ工法の開発
.....福手 勤・三浦幸治・浜田秀則・寺野宜成207
(Thin Bonded Overlay using Roller Compacted Concrete for Airport Concrete
Pavements
.....Tsutomu FUKUTE, Kouji MIURA, Hidenori HAMADA and Yoshinari TERANO)

8. 増粘剤を用いた高流動コンクリートの過密配筋部材への適用性
.....福手 勤・濱田秀則・三浦幸治231
(Applicability of super-workable concrete using viscous agent to densely reinforced
concrete members
.....Tsutomu FUKUTE, Hidenori HAMADA and Kouji MIURA)

1. スペクトル形状による波群特性の変化

鈴木康正*

河合弘泰**

望月徳雄**

松森孝弘**

要 旨

海の波の波高は、大きなものと小さなものが全くランダムに来襲するというわけではなく、波高の大きな波が何波か続いて現れたり、小さな波が続いたりすることがある。この現象を波群あるいは波の連なりという。本研究においては、周波数スペクトルの形状と波群特性の関係、相対水深の変化に伴う周波数スペクトルの形状と波群特性の変化について、数値シミュレーション、現地波浪観測データの解析、および水理模型実験により調べた。

本研究の結論を要約すると以下の通りである。

- 1) 波群特性はスペクトル尖鋭度と密接な関係がある。特に、波群係数 GF および隣合う波高間の相関係数 r_{H1} は合田の尖鋭度パラメータ Q_p と高い相関性があり、波高の連の平均長さ \bar{l}_1 および繰返しの連の平均長さ \bar{l}_2 はBattjesの包絡波形相関パラメータ κ と高い相関性がある。
- 2) スペクトル尖鋭度と波群特性の関係は、スペクトルの種類が異なっても、台風や低気圧の通過に伴って波高や周期が変化しても、波が碎波変形しても、ほとんど影響を受けない。
- 3) スペクトル尖鋭度および波群性の強さは沖合においてはほぼ一定であるが、相対水深が4程度の地点から浅水変形および碎波変形の影響でスペクトルが扁平になると、波群性は弱くなる。
- 4) 台風や低気圧などにより沖波が発達したとき、碎波帯の外側においては高い波が静穏時よりも連続して来襲するようになる。しかしこのとき、岸近くに到達する波のスペクトル尖鋭度や波群性は静穏なときよりもむしろ弱くなる。
- 5) 実験室において現地波浪と同じ波群特性の波を再現するためには、現地波浪と同じスペクトル尖鋭度をもつ波を与えれば良い。しかし、水路のもつ固有振動や造波とともに波のエネルギーが水路内に蓄積されることなどのために、現地と同じサーフビートを再現することは困難である。

キーワード：スペクトル尖鋭度、波群特性、サーフビート、数値シミュレーション、現地観測、水理模型実験

*水工部波浪研究室長

**水工部波浪研究室

1. Effect of Spectral Peakedness on Wave Grouping Characteristics

Yasumasa SUZUKI*

Hiroyasu KAWAI**

Norio MOCHIZUKI**

Takahiro MATSUMORI**

Synopsis

It has been reported that large waves are formed into a group. In this paper, the effect of the spectral peakedness on the wave grouping characteristics and the influence of the relative water depth on the spectral peakedness and the wave grouping characteristics are studied by numerical and laboratory simulation for uni-directional random waves, and by statistical analysis of the wave data obtained at Hazaki Oceanographical Research Facility (HORF).

The main conclusions of this paper are as follows :

- (1) The groupiness factor GF proposed by Funke and Mansard and the correlation coefficient between consecutive wave heights r_{H1} are strongly related to the spectral peakedness parameter Q_p proposed by Goda. And the mean run length of high waves \bar{j}_1 and the mean length of total run \bar{j}_2 are strongly related to the envelope correlation parameter κ proposed by Battjes.
- (2) The relation between the spectral peakedness and the wave grouping characteristics is little influenced by the type of frequency spectrum, the variations of wave heights or periods during a storm and the breaking of waves in shallow water.
- (3) The spectral peakedness or the wave grouping characteristics are almost constant in deep water. But due to wave shoaling and breaking, they become weak in a shallow region where the relative water depth is less than approximately four.
- (4) During high seas caused by a typhoon or strong low pressure system cause wave growth, the correlation between consecutive wave heights is stronger than that of calm seas. But in a shallow region after wave breaking, the spectral peakedness or the wave grouping characteristics are weaker than that of calm seas.
- (5) In order to reproduce the wave grouping characteristics in the laboratory, the spectral peakedness of waves in the laboratory should be similar to that of real sea waves. But it is difficult to reproduce the surf beats in the laboratory because of the influence of the seiche and the wave superposition by multi-reflection of waves in the channel.

Key Words : Spectral peakedness, Wave grouping characteristics, Surf beat, Numerical simulation, Field observation, Laboratory simulation

*Chief of Wave Laboratory, Hydraulic Engineering Division

**Member of Wave Laboratory, Hydraulic Engineering Division

目 次

要旨	3
1. はじめに	7
2. 波群に関する数値シミュレーション	7
2.1 不規則波の造波手法	7
2.2 波群特性の表し方	11
2.3 造波の方法が波の統計量に及ぼす影響	14
2.4 スペクトル形状による波群特性の変化	17
2.5 まとめ	22
3. 現地波浪の波群特性	23
3.1 現地観測の概要	23
3.2 データの解析方法	23
3.3 スペクトル尖鋭度と波群特性の経時変化	27
3.4 スペクトル尖鋭度と波群特性の関係	32
3.5 相対水深による波群特性の変化	34
3.6 まとめ	37
4. 実験室における波群特性の再現	38
4.1 実験の概要	38
4.2 スペクトル尖鋭度と波群特性の関係	42
4.3 スペクトル尖鋭度と波群特性の岸沖変化	42
4.4 まとめ	44
5. 波群特性とサーフビート	45
5.1 現地のサーフビート特性	45
5.2 実験室に再現されたサーフビートの特性	48
6. むすび	48
参考文献	49
主要記号	50
資料	52

1. はじめに

海で波を観察したり、あるいは波高計の記録を調べていると、波高の大きな波は1波だけ間欠的に来襲することは少なく、むしろ連続して来襲する傾向がある。このような現象は「波の連なり（あるいは波群）」と呼ばれ、周波数スペクトルの形状に密接な関わりをもっていると考えられる。

Rye (1974)¹⁰⁾はノルウェー西岸の約60例の波形記録をもとに隣合った波高の相関係数を求め、平均0.24であると報告した。さらに、発達過程の波と減衰過程の波とに分けて整理すると、発達過程における相関係数が平均0.3であるのに対し、減衰過程においては平均0.2と低かった。これはJONSWAPの観測⁹⁾で見られるように、発達過程の波のピークが鋭く尖るためであると推測している。合田・永井 (1969)¹¹⁾は、ある基準となる波高を超える波の連なりを「波高の連」と名付け、一つの連に含まれる波数で連の長さ「連長」を定義した。その後、大瀉波浪観測所における間瀬・長谷川 (1986)¹²⁾の観測など、多くの研究者が現地波浪やコンピュータにより作成した疑似波形から連長を求めている。Kimura (1980)⁹⁾はマルコフ連鎖による定常確率過程を仮定して、隣合う波高間の相関係数から連長を理論的に求めている。ランダム統計理論によれば、波高の連の長さは平均1.16波であるが、Ryeの報告するように隣合う波高間の相関係数が0.24であるならば平均1.35波になる。一方、Funke - Mansard (1979)⁷⁾は、平均水位補正済みの水位の2乗値にウィンド関数を掛け合わせたSIWEH値を求め、このSIWEH値の変動係数を波群係数 (groupiness factor) と定義している。波群係数は包絡波形の幅の変動の程度を示すパラメータといえる。

波の連なりはスペクトルの形状と密接な関わりがあると考えられてきた。多くのスペクトルの形状を表すパラメータが提案され、現地波浪やコンピュータにより作成した疑似波形を解析することによって、スペクトルの形状と波の連なりとの関係が究明されてきた。合田 (1970)⁹⁾の尖鋭度パラメータ Q_p 、Battjes (1984)¹¹⁾の包絡波形相関パラメータ (envelope correlation parameter) α は波の連なりと密接な関係のある代表的なパラメータとなっている。Goda (1983)¹⁰⁾はコスタリカ国カルデラ港で取得された現地波浪データを解析し、尖鋭度パラメータ Q_p と隣合う波高間の相関係数との間に高い相関性があるが、波群係数とは相関性がみられなかったと報告している。さらに合田 (1985)¹⁷⁾は、カルデラ港や酒田港での現地波浪と疑似波形を用いて包絡波形相関パラメ

ータ α と隣合う波高間の相関係数、波高の連の長さに相関性があると報告している。しかし、従来の研究においては、コンピュータや現地観測において使用するデータ収録装置の記憶容量の制約を受けて、解析に使用するデータの長さは必ずしも十分ではなく、スペクトルの形状と波群特性の関係が統計的な変動性に埋もれてしまうことが少なくなかった。

以上のような背景を踏まえて、本論文においては、数値シミュレーション、茨城県波崎における現地波浪観測、2次元水路における模型実験の3つの方法を用いて、スペクトル尖鋭度と波群特性の関係を明らかにする。スペクトル尖鋭度に関するパラメータとしては合田の尖鋭度パラメータ Q_p 、Battjesの包絡波形相関パラメータ α 、無次元化したエネルギー密度のピーク値、波群特性のパラメータとしては波群係数、隣合う波高間の相関係数、有義波高を基準波高とした波高の連の平均長さ、繰り返しの連の平均長さを取り上げる。波形データの記録長は波形から求められる統計値の統計的変動性を考慮して定めている。尚、本論文において解析する現地観測データの一部については、加藤・中村ら (1989)¹⁴⁾が、スプライン補間を用いた波の連なりの解析を行なっている。

2. 波群に関する数値シミュレーション

本章においては、周波数スペクトルの尖鋭度が波群特性に及ぼす影響について、数値シミュレーションにより検討する。対象とする波は一方向不規則波であり、正弦波の級数和により造波する。ここでは浅水変形および碎波変形を考慮しておらず、これらの点に関しては第3章の現地波浪の解析、第4章の水理模型実験において考察する。

2.1 不規則波の造波手法

(1) 不規則波造波の原理

不規則波は異なった波高、周波数、初期位相をもつ規則波の級数和とみなすことができる。微小な間隔 ΔT で観測される i ($i=1, 2, \dots, N$) 番目の水位 η_i は次式により表される。

$$\eta_i = \eta_0 + \sum_{k=1}^M A_k \cos(2\pi f_k i \Delta T + \phi_k) \quad (1)$$

ここに、

- η_0 ; 平均水位
- k ; 成分波の番号
- M ; 成分波の個数

A_k ; k ($k=1, 2, \dots, M$) 番目の成分波の振幅

f_k ; k ($k=1, 2, \dots, M$) 番目の成分波の周波数

ϕ_k ; k ($k=1, 2, \dots, M$) 番目の成分波の初期位相

である。これはLonguet-Higgins (1957)¹⁾が最初に用いたものである。

成分波の数 M は無有限大であることが理想であるが、数値シミュレーションにおける造波には成分波の数に比例して大きな配列と長い計算時間を要する。成分波の数が極端に少ないと得られる統計量のバラツキや偏りが大きくなる。合田 (1987)²⁾はその例として、隣合う波高間の相関係数が小さくなることを示しており、成分波の数は最小限で100波、できれば200波以上が望ましいと報告している。しかし、この問題は近年のコンピューター技術の進歩によりかなり克服されている。

(2) 周波数スペクトル

海の波の周波数スペクトルとしては様々なものが提案されているが、本章においては合田修正版Bretschneider-光易型、JONSWAP型、および m - n 型の3種類の周波数スペクトルを対象とする。

(i) 合田修正版Bretschneider-光易型

十分に発達した風波のスペクトルとして、次式に示すBretschneider-光易型スペクトルをあげることができる。

$$S(f) = aH_{1/3}^2 T_{1/3}^{-4} f^{-5} \exp(-bT_{1/3}^{-4} f^{-4}) \quad (2)$$

ここに、 $a=0.257, b=1.03$ である。これは光易 (1970)³⁾がBretschneiderの提案式の係数を修正したものである。光易による係数の修正は $T_p=1.05 T_{1/3}$ (T_p : ピーク周波数, $T_{1/3}$: 有義波周期)の関係があるという現地観測データに基づいて導かれたものである。合田 (1987)²⁾は、このスペクトルにより造波された波形のスペクトルが元のスペクトルより高周波数側に偏ることを指摘しており、元のスペクトルと造波波形のスペクトルとが一致する係数として、 $a=0.205, b=0.75$ を提案している。このスペクトル型では $T_p=1.1 T_{1/3}$ なる関係がある。本論文においては合田の提案する係数もちい数值シミュレーションを行なうこととし、以下においてはこのスペクトル型を「合田修正版Bretschneider-光易型」と称する。

(ii) JONSWAP型

短い吹送距離で強風により急に発達した風波の場合、Bretschneider-光易型よりも鋭く尖ったピークをもつことが多い。北海の波浪共同観測計画の成果に基づいて提案されたJONSWAP型スペクトルはその典型である。原式は風速をパラメータとする波浪推算式であるが、合田 (1987)²⁾によれば、これを波高と周期で表すと以下のようになる。

$$S(f) = \beta_J H_{1/3}^2 T_p^{-4} f^{-5} \exp\{-1.25(T_p f)^{-4}\} \times \gamma^{\exp\{-(T_p f - 1)^2 / 2\sigma^2\}} \quad (3a)$$

$$\beta_J = \frac{0.0624(1.094 - 0.01915 \ln \gamma)}{0.230 + 0.0336\gamma - 0.185(1.9 + \gamma)^{-1}} \quad (3b)$$

$$T_p = \frac{T_{1/3}}{1 - 0.132(\gamma + 0.2)^{-0.559}} \quad (3c)$$

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & (f \leq f_p) \\ 0.09 & (f > f_p) \end{cases} \quad (3d)$$

ここに、

T_p ; 卓越周期

f_p ; 卓越周波数

γ ; peak enhancement factor (= 1 ~ 7)

σ ; バンド幅

である。このスペクトルの尖鋭度はパラメータ γ により定まる。 $\gamma=1$ のときにBretschneider-光易型スペクトルに一致し、 γ が大きくなるほど尖鋭度が高まる。図-1は、 $\gamma=1, 3, 5, 7$ のスペクトル形状を示したものである。

(iii) m - n 型

浅海域を進行する波浪はスペクトルの高周波数側の減衰がBretschneider-光易型スペクトルより緩やかなものが多い。このようなスペクトル型を表現させるために、次式に示すような m と n の2つのパラメータを持つスペクトル型を考え、以下においては「 m - n 型スペクトル」と称する。このスペクトルは、合田 (1976)⁵⁾が数值シミュレーションを行なったM型に対応するものである。

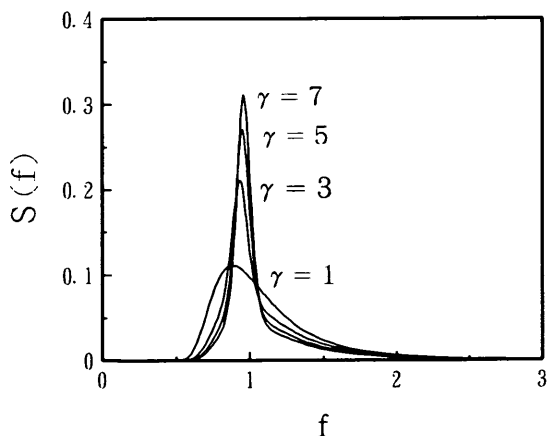


図-1 JONSWAP型スペクトル

$$\begin{aligned}
 S(f) &= \beta_m H_{1/3}^2 T_p \left(\frac{f}{f_p}\right)^{-m} \exp\left\{-\frac{m}{n} \left(\frac{f}{f_p}\right)^{-n}\right\} \\
 &= \beta_m H_{1/3}^2 T_p^{-m+1} f^{-m} \exp\left\{-\frac{m}{n} T_p^{-n} f^{-n}\right\}
 \end{aligned} \quad (4a)$$

$$T_p = 1.135 T_{1/3} \quad (4b)$$

ただし、本論文においては、Bretschneider-光易型スペクトルが計算ケースの一つとして含まれるように $m:n$ を $5:4$ としてシミュレーションを行なった。図-2 は $m-n$ 型スペクトルの形状を示したものである。 $m=5$ のときにBretschneider-光易型スペクトルに一致し、 m が大きいほどスペクトルの尖鋭度は高まり、 m が小さいほど偏平な形状、すなわち白色雑音に近づく。

さて、波高分布がRayleigh分布に従うとき、有義波高 $H_{1/3}$ と全エネルギー（スペクトルの0次モーメント） m_0 とには次式に示す関係がある。

$$H_{1/3} = 4.004 \sqrt{m_0} \quad (5)$$

$$m_0 = \int_0^{\infty} S(f) df \quad (6)$$

式(4a)、(4b)に示した $m-n$ 型スペクトルがこの関係を満たすように係数 β_m を定めると、式(5)、(6)より

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{H_{1/3}}{4.004}\right)^2 &= \int_0^{\infty} \beta_m H_{1/3}^2 T_p^{-m+1} f^{-m} \\
 &\quad \times \exp\left(-\frac{m}{n} T_p^{-n} f^{-n}\right) df
 \end{aligned} \quad (7)$$

となり、これを係数 β_m について解くと次式が得られる。

$$\beta_m = \frac{1}{16.03 T_p^{-m+1} \int_0^{\infty} f^{-m} \exp\left(-\frac{m}{n} T_p^{-n} f^{-n}\right) df} \quad (8)$$

ただし、実際の計算では区間 $[0, +\infty]$ において積分するのではなく、エネルギー密度が比較的大きな周波数帯のみを抽出して計算する。Bretschneider-光易型スペクトルについては一般に積分にもちいる最大周波数を卓越周波数の3倍程度にするが、 $m-n$ 型スペクトルについては m が小さいときに高周波数側のエネルギーの減衰が極めて緩やかになるため、卓越周波数の数十倍まで積分する必要がある。 m と係数 β_m との関係を数値シミュレーションによって求めると、

$$\beta_m = -0.06 + 0.0814 m \quad (9)$$

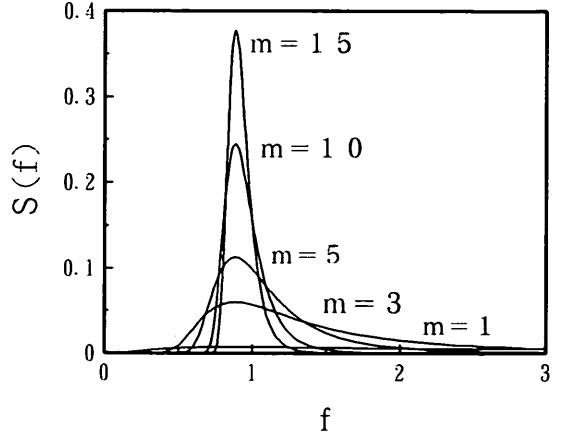


図-2 $m-n$ 型スペクトル

に回帰される。

(3) 周波数成分の定義

数値シミュレーションにおいては、連続な周波数スペクトルを適当な方法により分割し、いくつかの成分波によって代表させる。スペクトルを分割する方法には、大別して、

- ①各要素のエネルギーが等しくなるような分割方法
(以下「エネルギー分割法」と称する)
- ②周波数の幅を等間隔にする分割方法
(以下「周波数分割法」と称する)

の2つの方法がある。

(i) エネルギー分割法による分割

この分割法は、各成分波のエネルギー、すなわち波高が等しくなるような分割法である。永井(1972)⁶⁾によれば以下の手順により各成分波の周波数および振幅を求めることができる。

合田修正版Bretschneider-光易型スペクトルの全エネルギー m_0 は、式(6)の定義により、

$$\begin{aligned}
 m_0 &= \int_0^{\infty} a H_{1/3}^2 T_{1/3}^{-4} f^{-5} \exp(-b T_{1/3}^{-4} f^{-4}) df \\
 &= \frac{a H_{1/3}^2}{4b} [\exp(-b T_{1/3}^{-4} f^{-4})]_0^{\infty} \\
 &= \frac{a H_{1/3}^2}{4b}
 \end{aligned} \quad (10)$$

である。このエネルギーを M 個の成分波に分けると、各成分波の振幅 A_k ($k=1, 2, \dots, M$) は、

$$A_k = \sqrt{\frac{2m_0}{M}} = \sqrt{\frac{a}{2bM}} H_{1/3} \quad (11)$$

である。 k 番目と $k+1$ 番目の成分波要素の境界の周波数 f_{bk} は以下の式により定義される。

$$m_0 \frac{k}{M} = \int_0^{f_{bk}} S(f) df \quad (12)$$

上式に式(10)を代入すると、

$$\frac{aH_{1/3}^2}{4b} \cdot \frac{k}{M} = \frac{aH_{1/3}^2}{4b} \exp(-bT_{1/3}^{-4} f_{bk}^{-4}) \quad (13)$$

となり、この式を各成分波要素の境界周波数 f_{bk} について解くと以下ようになる。

$$f_{bk} = \frac{b^4}{T_{1/3}} \left[\ln \frac{M}{k} \right]^{-1/4} \quad (14)$$

次に、各要素を代表する周波数 f_k を、 $f=0$ の周りの2次モーメントが等しくなるように定義する。

$$f_k^2 \cdot \frac{m_0}{M} = \int_{f_{bk}}^{f_{b(k+1)}} f^2 \cdot S(f) df \quad (15)$$

この式を f_k について解くと以下ようになる。

$$f_k = \frac{1}{T_{1/3}} \sqrt{\frac{8a\sqrt{\pi}M}{\sqrt{b}}} \times \sqrt{\frac{\phi\left(\sqrt{2 \ln \frac{M}{k-1}}\right) - \phi\left(\sqrt{2 \ln \frac{M}{k}}\right)}{\phi\left(\sqrt{2 \ln \frac{M}{k-1}}\right) - \phi\left(\sqrt{2 \ln \frac{M}{k}}\right)}} \quad (16)$$

ここに、関数 $\phi(z)$ は正規分布関数とよばれる関数であり、以下の式で定義される。

$$\phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) dx \quad (17)$$

ただし、実際の数値シミュレーションにおいては、次に示すHastingsの最良近似式により計算する。

$$\begin{aligned} \phi(z) = & 1 - \frac{1}{2} (1 + 0.049867347z + 0.0211410061z^2 \\ & + 0.0032776263z^3 + 0.0000380036z^4 \\ & + 0.0000488906z^5 \\ & + 0.0000053830z^6)^{-16} \end{aligned} \quad (18)$$

一方、代表周波数 f_k を隣合う境界周波数 $f_{b(k-1)}$ 、 f_{bk} の平均と定義すると、式(14)において、 k を $k-1$ と k の平均値 $(2k-1)/2$ で置換え、

$$f_k = \frac{b^4}{T_{1/3}} \left[\ln \left(\frac{2M}{2k-1} \right) \right]^{-1/4} \quad (19)$$

と表される。この式をもちいれば式(16)よりも簡易な計算で代表周波数 f_k を求めることができる。以下においては、2次モーメントが等しくなるように定義した式(10)を「厳

密式」、隣合う境界周波数の平均値と定義した式(10)を「簡易式」と称する。

しかし、Bretschneider-光易型以外のスペクトル型については、以上のような代数解を求めることができず、式(12)および式(15)の関係を数値シミュレーションなどの方法によりその都度解かなければならない。

(ii) 周波数分割法による分割

各成分の周波数の幅が等しくなるように分割する方法であり、どのようなスペクトル形状に対しても容易に対応することができる。本論文においては、エネルギー密度がピーク値の1%以上になる周波数帯を対象として分割している。各成分波の振幅 A_k は次式により表される。

$$A_k = \sqrt{2S(f_k)\Delta f} \quad (20)$$

ここに、

Δf ; 代表周波数 f_k の間隔

$S(f_k)$; 周波数 $f=f_k$ におけるエネルギー密度である。

(4) 初期位相成分の定義

海の波の初期位相は $0 \sim 2\pi$ radで一様に分布していると考えられてきた。コンピューターを用いた数値シミュレーションにおいては、一様乱数(0~1の値をとる)に 2π を乗じることによって各成分波の初期位相を与えることができる。

しかし、この乱数の一様性を事前に確認しておく必要がある。この検定は、成分波と同じ数である M 個の乱数を発生させ、0.0~0.1, 0.1~0.2, ..., 0.9~1.0の10個の階級に分けたときの相対度数分布を調べることを行なった。完全な一様乱数であればいずれの階級における相対度数も10%になる。

図-3は $M=50, 200, 1000$ のときの各階級の相対度数分布をレーダーチャートにより示したものである。円周に乱数値の階級、半径方向に各階級の相対度数をとってある。 $M=50$ のときの各階級における相対度数は、

- 乱数値が0.0~0.1に対して14%，
- 乱数値が0.1~0.2に対して12%，
- 乱数値が0.2~0.3に対して8%，

.....

- 乱数値が0.9~1.0に対して8%

である。相対度数の最大値は16%(50個中8個)、最小値は4%(50個中2個)、標準偏差は8%となっている。レーダーチャートは凸凹の著しい10角形を示しており、乱数値の分布に偏りが著しいことが分かる。しかし、 $M=200$ のときの相対度数については、最大値が12%、最小値が5.5%、標準偏差が2.4%と乱数値の分布のパラツキは

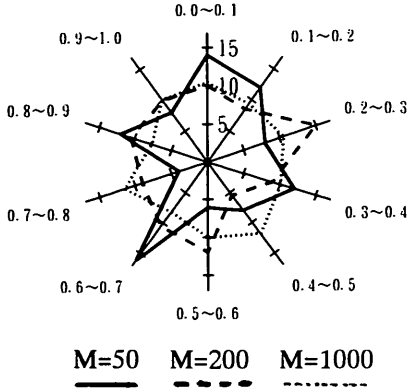


図-3 乱数の相対度数分布

このようにして求められたSIWEH値は波の連なりとしてのエネルギーを示し、大きな波が連なっている（波形の包絡線が膨らんでいる）ほど大きな値を示し、小さな波が連なっている（狭くなっている）ほど小さな値をとる。また、SIWEHの平均値は $\overline{E^*}$ は水位2乗の平均値 $\overline{\eta^2}$ と一致する。すなわち、 T_n を観測時間とすると、

$$\overline{E^*} = \frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} E^*(t) dt = \overline{\eta^2} \quad (24)$$

で表される。波群係数 GF はSIWEH値 $E^*(t)$ の変動係数（標準偏差と平均の比）であり、

$$GF = \left[\frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} \{E^*(t) - \overline{E^*}\}^2 dt \right]^{1/2} / \overline{E^*} \quad (25)$$

で表される。式(21)~(25)は連続データに対する式であり、これを ΔT 間隔で観測された離散データに適用するためには差分式になおすと以下ようになる。

$$E^*_i = \frac{\Delta T}{T_p} \left[\eta_i^2 + \sum_{l=1}^L (\eta_{i-l}^2 + \eta_{i+l}^2) Q_l \right] \quad (26)$$

$$Q_l = 1 - \frac{l\Delta T}{T_p} \quad (27)$$

$$\overline{E^*} = \sum_{i=i_1}^{i_2} \eta_i^2 / N_L \quad (28)$$

$$GF = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=i_1}^{i_2} (E^*_i - \overline{E^*})^2 \right]^{1/2} / \overline{E^*} \quad (29)$$

$$N_L = i_2 - i_1 + 1 = N - 2L \quad (30)$$

$$i_1 = L + 1 \quad (31)$$

$$i_2 = N - L \quad (32)$$

$$L = \text{int}(T_p / \Delta T) \quad (33)$$

ここに、

ΔT ; データの間隔

N_L ; N 個のデータから求められるSIWEH値の数

L ; ウィンドの半幅長さ

$\text{int}()$; 整数化

である。

(ii) 規則波の波群係数

波高 $2A$ 、周期 T_p の規則波を考える。水面変化 $\eta(t)$ は次

小さくなっている。そして、 $M=1000$ に至ってはかなり一様性が高く、レーダーチャートはほぼ正10角形を示している。

2.2 波群特性の表し方

(1) 波群係数

波の連なりの程度を表す指標として、Funke-Mansard (1979)⁷⁾が提案した波群係数 (Groupiness factor) をあげることができる。

(i) 波群係数の定義

波群係数の算出にあたっては、最初に、平均水位補正済の水位2乗値とウィンド関数とを掛け合わせたSIWEH値 (Smoothed Instantaneous Wave Energy History) を求める。

$$E^*(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta^2(t+\tau) Q(\tau) d\tau \quad (21)$$

ここに、

$E^*(t)$; SIWEH値

$\eta(t)$; 平均水位補正済の水位

$Q(t)$; ウィンド関数

である。ウィンド関数 Q としては、次式に示す卓越周期の2倍の長さを有する三角フィルタが提案されている。

$$Q(\tau) = \begin{cases} 1 - (|\tau|/T_p) & (-T_p < \tau < T_p) \\ 0 & (\tau \leq -T_p, T_p \leq \tau) \end{cases} \quad (22)$$

ここに、

T_p ; 卓越周期

である。したがって、式(21)は以下のように書き換えることができる。

$$E^*(t) = \int_0^{T_p} \{\eta^2(t-\tau) + \eta^2(t+\tau)\} Q(\tau) d\tau \quad (23)$$

式により与えられる。

$$\eta(t) = A \sin \frac{2\pi}{T_p} t \quad (34)$$

SIWEH値 $E^*(t)$ は波形の2乗値と卓越周期2波長分のウィンド関数の掛合せにより求められる数値であるので、次式に示すように定数となる。

$$\begin{aligned} E^*(t) &= \frac{1}{T_p} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta^2(t+\tau) Q(\tau) d\tau \\ &= \frac{1}{T_p} \int_{-T_p}^0 A^2 \cos^2 \frac{2\pi(t+\tau)}{T_p} \cdot \left(\frac{\tau}{T_p} + 1 \right) d\tau \\ &\quad + \frac{1}{T_p} \int_0^{T_p} A^2 \cos^2 \frac{2\pi(t+\tau)}{T_p} \cdot \left(-\frac{\tau}{T_p} + 1 \right) d\tau \\ &= \frac{A^2}{2} = const. \end{aligned} \quad (35)$$

したがって、SIWEH値の変動係数である波群係数は0となる。

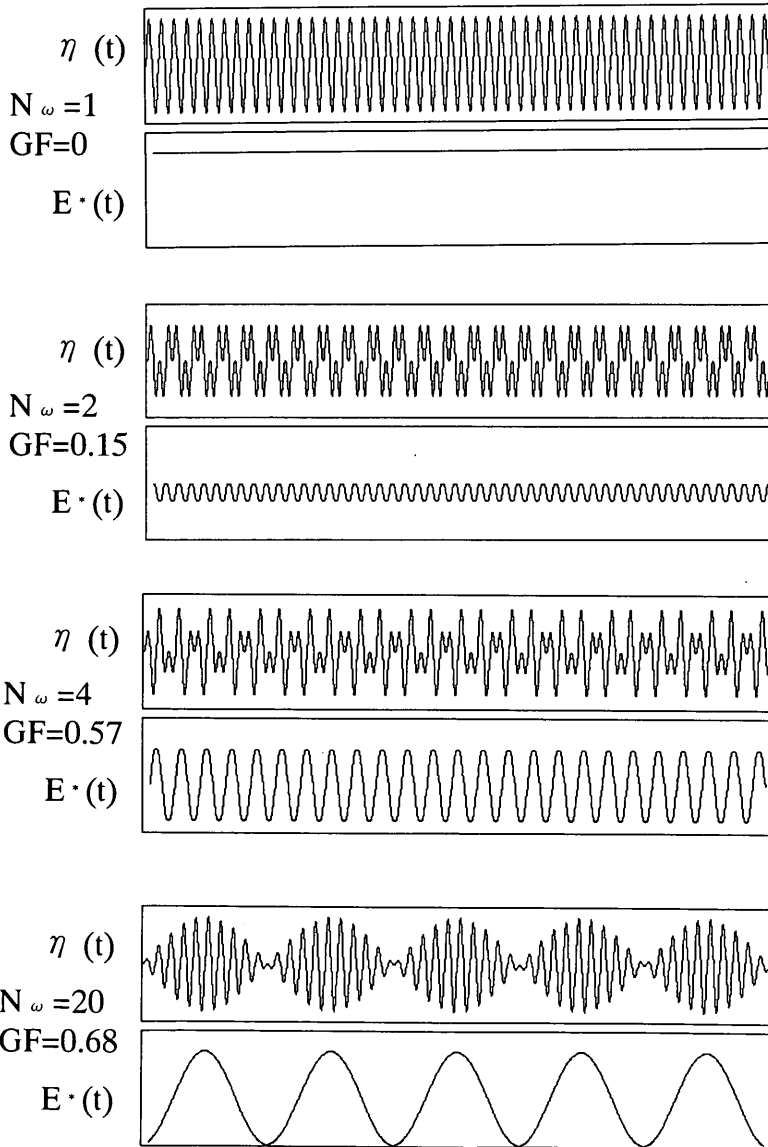


図-4 規則波の波形と波群係数

次に、周期の異なる2つのsin波の掛合せを考える。水面形 $\eta(t)$ を次式により与える。

$$\eta(t) = A \sin \frac{2\pi}{T_p} t \cdot \sin \frac{2\pi}{N_\omega T_p} t \quad (N_\omega > 1) \quad (36)$$

ここに、 N_ω は2つの規則波の周期の比率であり、右辺の掛合せの第1項は周期 T_p の個々の波、第2項は周期 $N_\omega T_p$ の包絡波形を意味している。図-4は N_ω を変化させた場合の波形 $\eta(t)$ とSIWEH値 $E^*(t)$ を示したものである。 N_ω が大きくなるにつれてSIWEH値の振幅が大きくなり、波群係数 GF も大きくなっている。このように波群係数 GF によって波群性の強さを表すことができる。

(2) 波高の連と繰返しの連

合田・永井(1969)¹⁵⁾は、ある基準波高(たとえば有義波高、平均波高)を超えた波が何波続くかというという「波高の連」を定義した。さらに、Goda(1970)⁸⁾は隣合う波高の間に全く相関性がないと仮定し、この長さの確率分布と平均値を以下のように求めている。基準波高を H_c 、 $H_c < H$ の波高の出現確率を p 、 $H \leq H_c$ の波高の出現確率を $q (= 1 - p)$ とすると、長さ j_1 の連が出現する確率 $P_1(j_1)$ 、連の長さの平均値 \bar{j}_1 は次式で表される。

$$P_1(j_1) = p^{j_1-1} q \quad (37)$$

$$\bar{j}_1 = \sum_{j_1=1}^{\infty} j_1 P_1(j_1) = \frac{q}{p} \sum_{j_1=1}^{\infty} j_1 p^{j_1-1} = \frac{1}{q} \quad (38)$$

ある波高の連の始点から次の連の始点までの間隔が繰返しの連の長さである。長さ j_2 の繰返しの連が出現する確率 $P_2(j_2)$ 、平均値 \bar{j}_2 は以下のように表される。

$$P_2(j_2) = \frac{pq}{p-q} (p^{j_2-1} - q^{j_2-1}) \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \bar{j}_2 &= \sum_{j_2=1}^{\infty} j_2 P_2(j_2) = \frac{pq}{p-q} \sum_{j_2=1}^{\infty} j_2 (p^{j_2-1} - q^{j_2-1}) \\ &= \frac{1}{p} + \frac{1}{q} \end{aligned} \quad (40)$$

波高分布がRayleigh分布であり、波の連の定義にもちいる基準波高を有義波高とすれば、 $p=0.135$ 、 $q=0.865$ であり、波高の連の平均長さは $\bar{j}_1=1.16$ (波)、繰返しの連の平均長さは $\bar{j}_2=8.57$ (波)となる。

Kimura(1980)⁹⁾はマルコフ連鎖による定常確率過程を仮定し、隣合う波高間の相関係数と連の長さの関係を理論的に求めた。ここではその結果のみを示す。波高の連の平均長さ \bar{j}_1 および繰返しの連の平均長さ \bar{j}_2 は次式により表される。

$$\bar{j}_1 = \frac{1}{1-p_{22}} \quad (41a)$$

$$\bar{j}_2 = \frac{1}{1-p_{11}} + \frac{1}{1-p_{22}} \quad (41b)$$

ここに、

p_{11} ; 基準波高 H_c を超えない波が連続する確率

p_{22} ; 基準波高 H_c を超える波が連続する確率

である。これらはそれぞれ次式により表される。

$$p_{11} = \int_0^{H_c} \int_0^{H_c} p(H_1, H_2) dH_1 dH_2 / p(H_c) \quad (42a)$$

$$p_{22} = \int_0^{H_c} \int_0^{H_c} p(H_1, H_2) dH_1 dH_2 / [1 - p(H_c)] \quad (42b)$$

上式における $p(H_1, H_2)$ は波高 H_1 の波の次に波高 H_2 の波が来襲する確率であり、

$$\begin{aligned} p(H_1, H_2) &= \frac{4H_1 H_2}{(1-x^2)H_{rms}^4} \exp \left[-\frac{H_1^2 + H_2^2}{(1-4x^2)H_{rms}^2} \right] \\ &\times I_0 \left[\frac{2xH_1 H_2}{(1-x^2)H_{rms}^2} \right] \end{aligned} \quad (43)$$

で表される。ここに、

I_0 ; 第1種の変形Bessel関数

H_{rms} ; 波高の自乗平均平方根値

である。パラメータ x は次式に示す隣合う波高間の相関係数 r_{H1} との関係から求められる。

$$r_{H1} = \frac{1}{1-\pi/4} \left[E(x) - \frac{1}{2}(1-x^2)K(x) - \frac{\pi}{4} \right] \quad (44)$$

ここに、

$E()$; 第1種完全楕円積分

$K()$; 第2種完全楕円積分

である。木村の理論にしたがって隣合う波高間の相関係数 r_{H1} と波高の連の平均長さ \bar{j}_1 および繰返しの連の平均長さ \bar{j}_2 関係を計算すると、

$$\bar{j}_1 = 1.15 + 0.743 r_{H1} + 0.940 r_{H1}^2 \quad (45a)$$

$$\bar{j}_2 = 8.62 + 4.96 r_{H1} + 7.34 r_{H1}^2 \quad (45b)$$

という近似式が得られる。

(3) スペクトルの形状に関するパラメータ

Goda(1970)⁸⁾は、スペクトルのピークの尖鋭度を表すパラメータとして、次式に示す Q_p を提案した。

$$Q_p = \frac{2}{m_0^2} \int_0^\infty f S^2(f) df \quad (46)$$

スペクトルが理想的な白色雑音のとき、このパラメータは次式に示すように $Q_p = 1$ となる。

$$\begin{aligned} Q_p &= \lim_{f_{max} \rightarrow \infty} \frac{2}{m_0^2} \int_0^{f_{max}} f \left(\frac{m_0}{f_{max}} \right)^2 df \\ &= \lim_{f_{max} \rightarrow \infty} \frac{2}{m_0^2} \cdot \frac{m_0^2}{f_{max}^2} \left[\frac{f}{2} \right]_0^{f_{max}} = 1 \end{aligned} \quad (47)$$

合田(1983)¹⁰⁾は、Pierson-Moskowitz型スペクトルの場合は $Q_p = 2.0$ であり、JONSWAP型 ($\gamma = 3$) の場合は $Q_p = 3.13$ であるが、このパラメータはスペクトルの分解能の影響を受け易いと報告している。

Battjes(1984)¹¹⁾は、次式に示す包絡波形相関パラメータ κ (Envelope Correlation Parameter) を提案した。

$$\begin{aligned} \kappa(\tau) &= \frac{\sqrt{\left[\int_0^\infty S(f) \cos 2\pi f \tau df \right]^2 + \left[\int_0^\infty S(f) \sin 2\pi f \tau df \right]^2}}{\int_0^\infty S(f) df} \end{aligned} \quad (48)$$

このパラメータは包絡波形の時間 τ だけ離れた2点の振幅の相関性を表すものであり、 $\tau = \bar{T}$ とおくと、スペクトルのピーク付近のエネルギー集中度の指標となる。合田(1985)¹⁷⁾によれば、このパラメータもある程度スペクトルの分解能の影響を受けるが、合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p ほどではないと報告している。

スペクトルのピークの大きさを Q_p や κ よりも簡単に表す指標として、次式に示すエネルギー密度の無次元ピーク値 Φ_p をあげることができる。

$$\Phi_p = \frac{S_p \cdot f_p}{m_0} \quad (49)$$

ここに、

S_p ; エネルギー密度のピーク値

f_p ; エネルギー密度がピークとなる周波数

である。このパラメータには計算が簡単という利点があるが、エネルギー密度のピーク値の推定精度により値が大きく左右されるという欠点もある。

2.3 造波の方法が波の統計量に及ぼす影響

本論文の目的はスペクトル形状が波群特性に及ぼす影響について調べることであるが、時系列のデータ数、造波成分波の数、スペクトルの分割方法がスペクトル尖鋭度および波群特性に係わる統計量に及ぼす影響について

事前に検討を行なっておく。

正確をきすためには本章で取り扱う全てのスペクトル型について検討を行なうことが望まれるが、ここではそれらの代表として合田修正版Bretschneider-光易型のみを対象に検討を行なうことにする。時間分解能(データのサンプリング間隔と有義波周期の比)は $\Delta T / T_{1/3} = 1/20$ で一定とした。データ数は $N = 32768$, 成分波の数は $M = 200$, スペクトルの分割方法はエネルギー分割法の厳密式を基本条件とし、たとえばデータ数の検討ではデータ数のみを変化させ、成分波の数およびスペクトルの分割方法は固定した。

(1) データ数の影響

波の連なりはいくつかの波が存在してはじめて認識され得るものであり、個々の波を単位とした統計量を求める場合と比較して数倍ないし数十倍の長さのデータが必要とされる。データの記録長が短いとき、それに含まれる波連の数は少なく、来襲する波の波高の変化を局所的にしかとらえることができない。したがって、全体的にみれば波群性が強いものにもかかわらず、たまたま抽出された部分の波群性が弱かったために「波群性が弱い」と誤った判断を下してしまう可能性がある。そこで、データ数 N がスペクトル尖鋭度および波群に係わる統計量に及ぼす影響について調べた。対象とするデータ数は $N = 1024$ ($= 2^{10}$, 有義波で50波に相当) ~ 32768 ($= 2^{15}$, 1600波) の6段階である。

図-5(a)は、各条件につき成分波の初期位相分布を定義する乱数列を変えて10回繰返し計算を行なったときの各統計量の平均値を示す。ただし、 $N = 2^{15}$ のときに各統計量の値が1になるように換算した値 X^* で示してある。データ数 N が小さいとき、合田の尖鋭度パラメータ Q_p , 包絡波形相関パラメータ κ , およびエネルギー密度の無次元ピーク値 Φ_p はいずれも5~10%小さく、波群係数 GF , 隣合う波高間の相関係数 r_{HI} , 波高の連の平均長さ \bar{l}_1 , および繰り返しの平均長さ \bar{l}_2 はいずれも4~10%大きな値を示している。図-5(b)は、統計量の変動係数 CV (標準偏差と平均値の比) を示したものである。データ数 N が大きくなるにつれて変動係数は小さくなる傾向があり、全ての統計量について変動係数が0.1未満になるのは $N = 2^{15}$ のときである。合田(1987)²⁾は、波の統計量の標準偏差あるいは変動係数が波数の平方根にほぼ反比例すると報告している。今回の検討結果のグラフはいずれも概ね下に凸な曲線となっており、合田の報告と同様な傾向を示している。

以上の結果を踏まえて、本章の数値シミュレーションにおいてはデータの個数 $N = 2^{15}$ ($= 32768$) を採用する

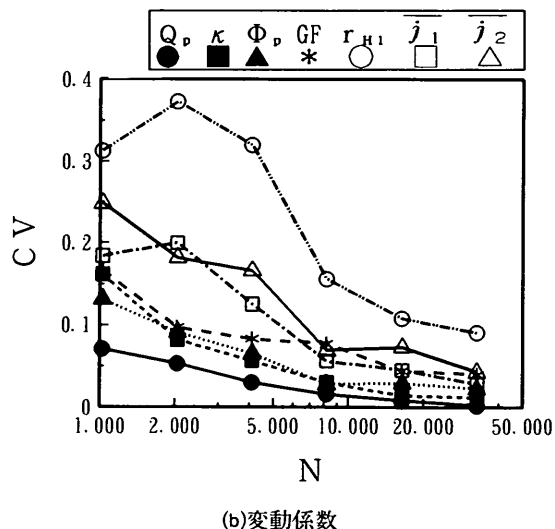
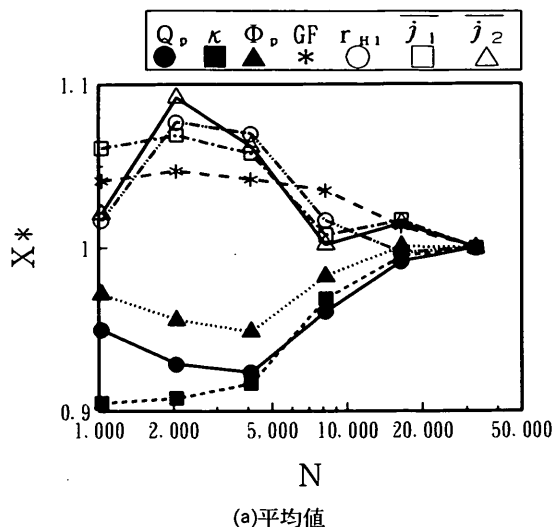


図-5 データ数が統計値に及ぼす影響

ことにした。これは、波数にして約1600波、波高の連の数からいうと約200個に相当する長さである。

(2) 成分波数の影響

合田(1987)²⁾は成分波の数について、最低限100個、コンピューターのメモリ容量や処理速度が許せば200個以上あることが理想であると報告している。しかし、近年のコンピューター技術をもってすれば、200個程度の成分波の級数和をとることに全く問題はない。そこで、成分波数を $M=50, 100, 200, 300, 500$ の5段階で変化させ、どの程度であればスペクトル尖鋭度および波群特性に関する統計値が安定するかについて調べた。スペクトルは合田修正版 Bretschneider-光易型とし、データ数は $N=$

32768とした。スペクトルの分割方法にはエネルギー分割法の厳密式をもちいた。

図-6(a)は、各条件につき10回繰り返し計算を行なったときの統計値の平均値を示す。ただし、 $M=500$ のときに各統計量が1になるように換算した値 X^* で示している。 $M \geq 200$ であれば何れの統計量も 1 ± 0.02 の範囲に入っていることがわかる。図-6(b)は、各統計量の変動係数 CV を示したものである。変動係数の大きさは成分波の数とはあまり関係ないことが分かる。隣合う波高間の相関係数 r_{H1} の変動係数が $0.05 \sim 0.1$ である他は何れも 0.05 未満である。

以上のことを考慮して、本章における数値シミュレー

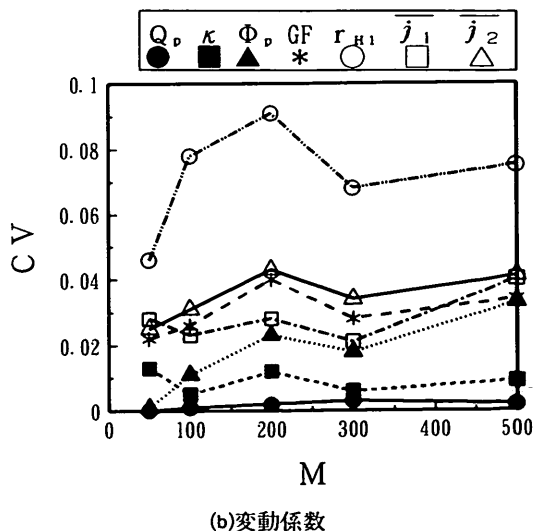
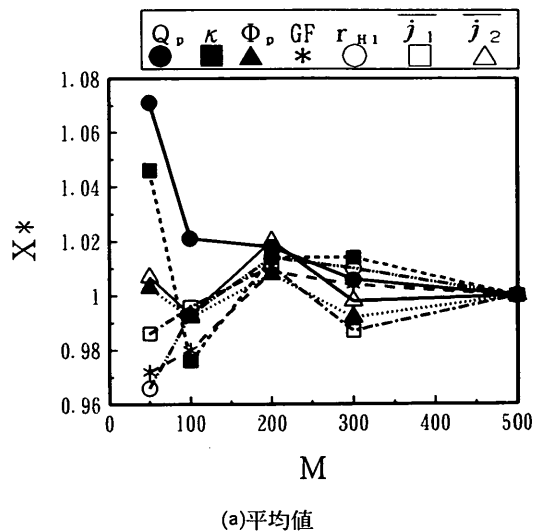


図-6 成分波数が統計値に及ぼす影響

ションにおいては成分波数を $M=200$ とする。

(3) スペクトルの分割方法による影響

スペクトルの分割方法は「エネルギー分割法」と「周波数分割法」との2つの方法に大別できる。前者については成分波数を決めると各成分波の周波数が一意的に決まるが、後者については成分波に分割する周波数帯の最小値 f_{min} および最大値 f_{max} の組み合わせにより一意的ではない。そこで、スペクトルの分割方法がスペクトル尖鋭度と波群特性に関わる統計量に及ぼす影響について調べた。エネルギー分割法では、式(9)の簡易式および式(10)の厳密式を用いた。周波数分割法では、成分波に分割する周波数帯の最小値 f_{min} および最大値 f_{max} を、エネルギー密度 $S(f_{max})$ および $S(f_{min})$ がエネルギー密度のピーク値 S_p の10, 5, 2, 1, 0.5, 0.1%となるように定めた。また、スペクトルは合田修正版Bretschneider-光易型、成分波の数は $M=200$ 、データの数 $N=32768$ とした。

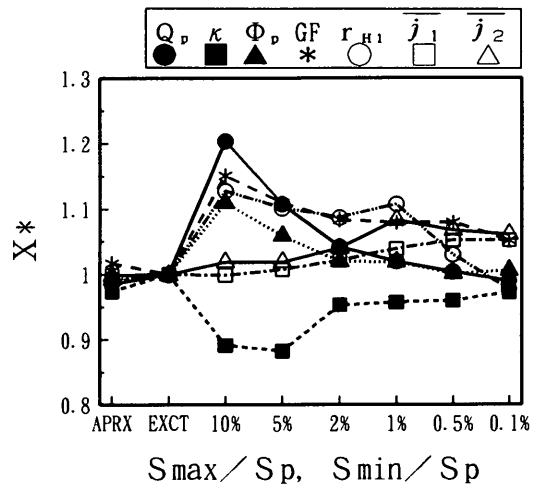
図-7(a)は、各条件につき10回繰り返し計算を行なったときの平均値を示す。ただし、エネルギー分割法の厳密式により求めた統計量が1になるように換算した値 X^* で示してある。APRXはエネルギー分割法に簡易式、EXCTは厳密式をもちいた結果であるが、両者の間にほとんど差はない。周波数分割法では包絡波形相関パラメータ κ を除いてエネルギー分割法よりも大きな値になる傾向が見受けられる。しかし、広い周波数帯をとるほど、すなわちエネルギー密度の低い高周波数側まで考慮するほど、いずれの統計値も1に近づく傾向がある。例えば、 $S(f_{min})/S_p$ および $S(f_{max})/S_p$ が10%のとき、スペクトル尖鋭度および波群特性に関する統計量 X^* は0.9~1.2の範囲であるのに対して、 $S(f_{min})/S_p$ および $S(f_{max})/S_p$ が0.1%のときには、統計量 X^* は0.95~1.05の範囲におさまる。

図-7(b)は、統計量の変動係数 CV を示したものである。エネルギー分割法では、隣合う波高間の相関係数 r_{H1} の変動係数が約0.09である他は、いずれのパラメータの変動係数も0.04以下である。周波数分割法では周波数帯の幅を広くとるほど変動係数は大きくなる傾向にあり、 $S(f_{min})/S_p$ および $S(f_{max})/S_p$ が0.1%のときは、波高間の相関係数の変動係数が約0.2、波高の連の平均長さ \bar{j}_1 および繰返しの連の平均長さ \bar{j}_2 の変動係数が約0.15、波群係数の変動係数が約0.1に達する。それに対して、スペクトル尖鋭度に関するパラメータ Q_p , κ , Φ_p の変動係数は周波数のしきい値によって変化せず、0.03未満である。

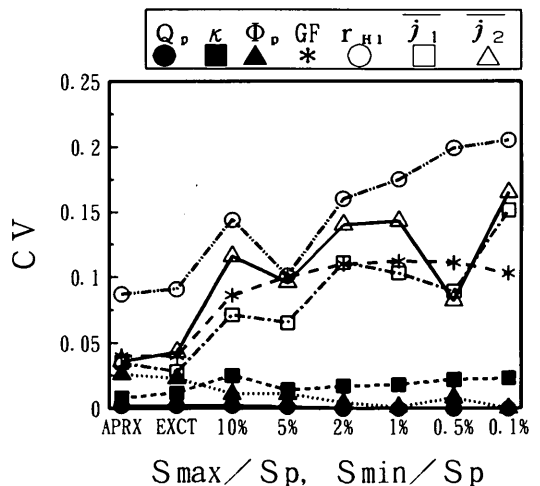
図-7(a)および(b)の結果をまとめると、成分波の定義にもちいる周波数帯の幅 $(f_{max}-f_{min})$ が広くなるほど統計量の平均値は真の値に近づくが、各シミュレーション毎

のバラツキは大きくなるのがわかる。これは、成分波の数 M を一定にしているため、周波数帯の幅を広げると成分波の周波数の間隔 Δf は大きくなり、卓越周波数付近の要素分割が粗くなるためである。また、周波数帯の幅を広げると高周波数の成分波が増えることになるが、データの間隔 ΔT に対応する周波数より大きな周波数の成分波は無意味であり、 $N=32768$ 個の離散的な波形データに有効な成分波の数は減少してしまう。これらのことが統計量の変動係数を大きくしている原因の1つではないかと考えられる。

以上のことを考慮して、周波数分割法ではエネルギー密度がピーク値の1%以上の領域を分割することにする。



(a)平均値



(b)変動係数

図-7 スペクトルの分割方法が統計値に及ぼす影響

このとき統計量は厳密法と比較して5~10%しかばらつかない。

2.4 スペクトル形状による波群特性の変化

以上のような統計値に関する検討結果を踏まえ、合田修正版Bretschneider-光易型、JONSWAP型、およびm-n型スペクトルを対象に、スペクトル尖鋭度と波群特性に関わる統計量の関係について調べた。

合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p 、Battjesの包絡波形相関パラメータ x 、およびスペクトル密度の無次元ピーク値は、それぞれ式(46)、(48)、および(49)を用いて直接計算した。波群係数 GF 、隣合う波高間の相関係数 r_{H1} 、波高の連の平均長さ \bar{j}_1 、および繰返しの連の平均長さ \bar{j}_2 についてはスペクトルの形状から直接計算することが困難であるので、スペクトルから波形を求めた上で、これらの統計量を計算した。成分波数は $M=200$ 、時系列のデータ数は $N=32768$ 、時間分解能(サンプリング間隔と有義波周期の比)は $\Delta T/T_{1/3}=1/20$ とした。合田修正版Bretschneider-光易型スペクトルについてはエネルギー分割法・厳密式を用いて成分波を定義した。JONSWAP型スペクトルおよびm-n型スペクトルについては成分波の周波数と振幅を容易に計算できる周波数分割法をもちい、エネルギー密度がピーク値の1%以上になる周波数帯を成分波に分割した。スペクトルの種類によって成分波の定義方法を変えたが、前節の結果をふまえれば、スペクトル尖鋭度および波群特性に関する統計量は成分波の定義方法を変えてもほとんど変化しない。成分波の初期位相分布は $0 \sim 2\pi$ radで一様分布とした。尖鋭度を変えたそれぞれのスペクトルに対して初期位相分布を与える乱数列を変えて10回シミュレーションを行ない、その平均値をもってそれぞれの統計量の最確値とした。

(1) JONSWAP型スペクトル

JONSWAP型スペクトルの尖鋭度はパラメータ γ によって変化させることができる。 $\gamma=1$ のときはBretschneider-光易型スペクトルに一致し、 γ が大きくなるにつれて卓越周波数付近が尖鋭化する。ここでは、 $\gamma=1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$ の7段階を対象にシミュレーションを行った。

図-8は、 γ による合田の尖鋭度パラメータ Q_p 、Battjesの包絡波形相関パラメータ x 、エネルギー密度の無次元ピーク値 Φ_p の変化を示したものである。いずれの組合せにも一対一の対応が見られる。 γ とスペクトル尖鋭度の関係は、

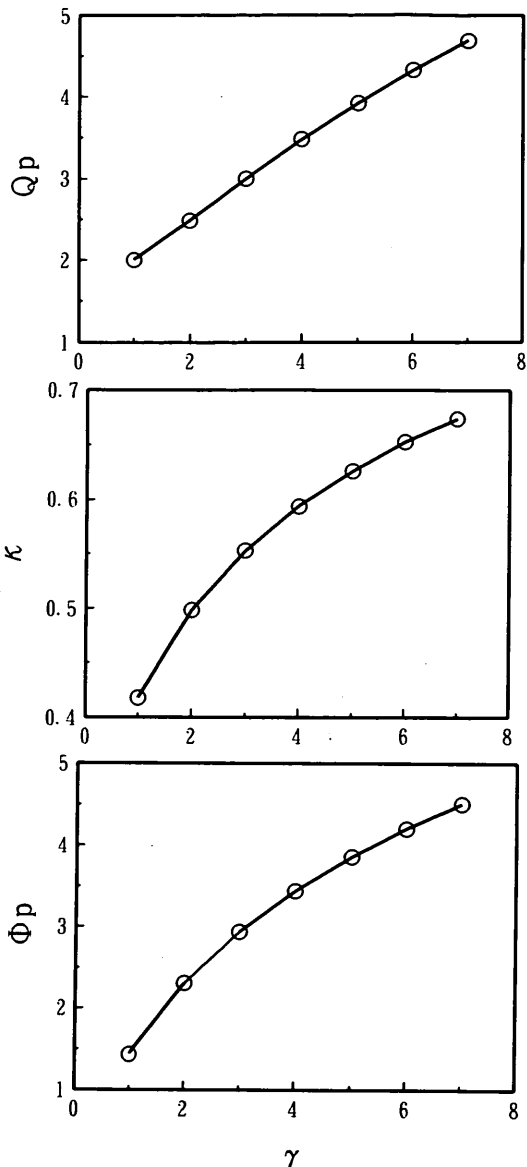


図-8 パラメータ γ によるスペクトル尖鋭度の変化

$$Q_p = 1.44 + 0.568\gamma - 0.0145\gamma^2 \quad (50a)$$

$$x = 0.345 + 0.0842\gamma - 0.0054\gamma^2 \quad (50b)$$

$$\Phi_p = 0.614 + 0.922\gamma - 0.0530\gamma^2 \quad (50c)$$

に回帰される。

図-9は、 γ による波群係数 GF 、隣合う波高間の相関係数 r_{H1} 、波高の連の平均長さ \bar{j}_1 、繰返しの連の平均長さ \bar{j}_2 の変化を示したものである。図中の破線は成分波の初期位

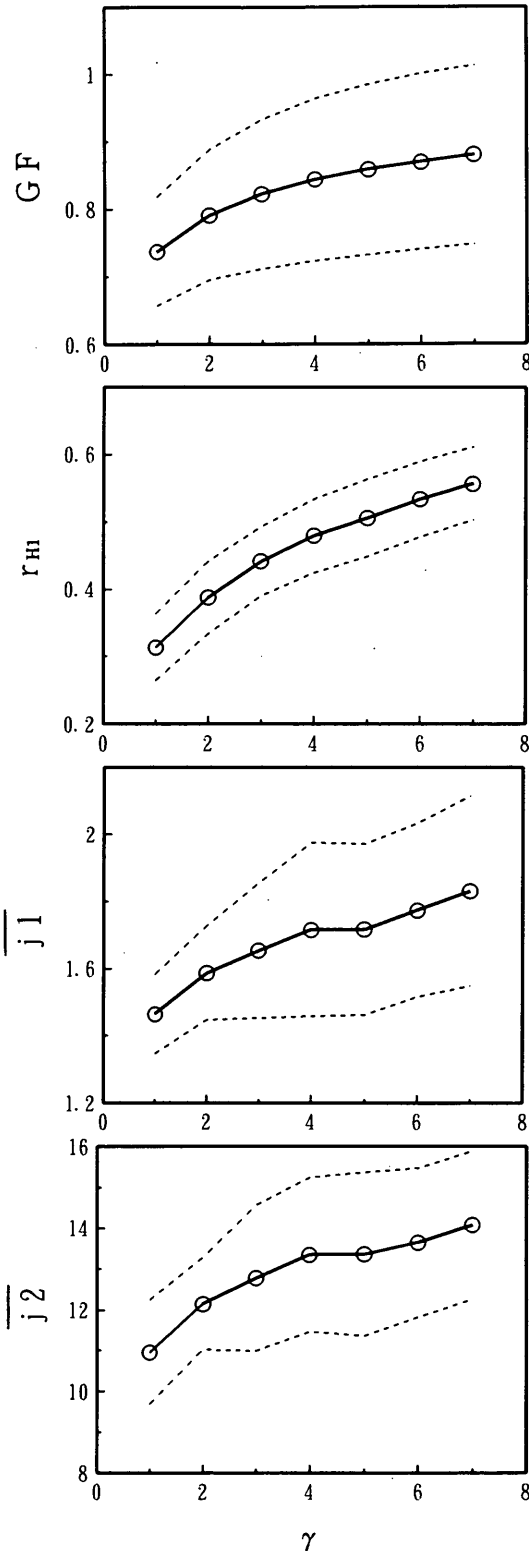


図-9 パラメータ γ による波群特性の変化

相分布を与える乱数列を変えて10回計算を行なったときの標準偏差の幅を示す。 γ が大きくなるにつれて何れの統計量も大きくなる傾向が見受けられる。たとえば、 $\gamma=1$ のとき、 $GF=0.74, r_{H1}=0.31, \bar{j}_1=1.5, \bar{j}_2=11.0$ であり、 $\gamma=7$ のとき、 $GF=0.88, r_{H1}=0.56, \bar{j}_1=1.8, \bar{j}_2=14.1$ である。 $\gamma=1$ のときと $\gamma=7$ のときとを比較すると、波群係数 GF 、波高の連の平均長さ \bar{j}_1 、繰返しの連の平均長さ \bar{j}_2 はそれぞれ約1.2倍になっている。しかし、初期位相分布を定義する乱数列の違いで生じる統計量のバラツキは著しく、波群係数を例にとれば、 $\gamma=1$ のときと $\gamma=7$ のときの平均値の差が0.14であるのに対し、それぞれの γ における標準偏差は0.08~0.13とかなり大きい。 γ と波群特性に関する統計量との関係は、

$$GF=0.692+0.0543\gamma-0.0040\gamma^2 \quad (51a)$$

$$r_{H1}=0.245+0.0783\gamma-0.0049\gamma^2 \quad (51b)$$

$$\bar{j}_1=1.388+0.102\gamma-0.0059\gamma^2 \quad (51c)$$

$$\bar{j}_2=10.10+1.099\gamma-0.0796\gamma^2 \quad (51d)$$

に回帰される。

(2) m - n 型スペクトル

m - n 型スペクトルはパラメータ m, n によりスペクトルの尖鋭度を変えることができ、 $m=5, n=4$ のときにはBretschneider-光易型と一致する。ここでは $m:n$ が5:4という前提の上で、 $m=1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 15$ の9段階を対象にシミュレーションを行なった。扁平なスペクトル型から尖鋭度の極めて高いスペクトル型までを対象とするため、スペクトル毎に成分波に分割するための最大周波数および最小周波数を変えた。成分波の最小周波数および最大周波数は、エネルギー密度がピーク値の1%になる周波数とし、ピーク周波数を挟んで低周波数側を40要素、高周波数側を160要素、合計200要素に分割した。これは、全周波数帯を全く同じ幅で分割するとピーク周波数付近の分割が粗くなり、ピークより低周波数側のスペクトル形を表すことができなくなるためである。図-10は、造波波形 $\eta(t)$ およびSIWEH値の波形 $E^*(t)$ の例を示したものである。

図-11は、パラメータ m による合田の尖鋭度パラメータ Q_p 、包絡波形相関パラメータ κ 、およびエネルギー密度のピーク値 ϕ_p の変化を示したものである。いずれの組合せについても一対一の対応が見受けられる。 m とスペクトル尖鋭度の関係は、

$$Q_p = -0.142 + 0.420m + 0.0020m^2 \quad (52a)$$

$$\bar{j}_1 = 1.260 - 0.0296m + 0.0138m^2 \quad (53c)$$

$$x = 0.0320 + 0.0884m - 0.0023m^2 \quad (52b)$$

$$\bar{j}_2 = 9.35 - 0.230m + 0.103m^2 \quad (53d)$$

$$\phi_p = -0.293 + 0.346m - 0.0004m^2 \quad (52c)$$

で表される。

で表される。

図-12は、 m と波群係数 GF 、隣合う波高間の相関係数 r_{H1} 、波高の連の平均長さ \bar{j}_1 、繰り返しの連の平均長さ \bar{j}_2 の関係を示したものである。 m が大きくなるにつれて、すなわちスペクトルの尖鋭度が高くなるにつれて何れの統計量も大きくなる傾向がある。パラメータ m と波群特性に関する統計量との関係は、

$$GF = 0.234 + 0.147m - 0.0076m^2 \quad (53a)$$

$$r_{H1} = -0.108 + 0.109m - 0.0025m^2 \quad (53b)$$

図中に示した破線の幅は統計値の標準偏差を示したものである。成分波の初期位相分布を定義する乱数列の相違により生じる統計値の変動は、JONSWAP型の場合の半分以下であり、波群係数を例にとれば標準偏差は0.02~0.06と比較的小さい。これは、 m - n 型スペクトルではJONSWAP型スペクトルと比較してエネルギー密度の高い部分（ピーク付近）を代表する成分波の数が多いからであると考えられる。まず、スペクトルの形状についてみると、図-2に示した m - n 型スペクトルでは尖鋭度が高くなるにつれて、高周波数側のエネルギーが急激に小さくなりスペクトルの幅が狭くなるのに対し、図-1に示したJONSWAP型スペクトルでは尖鋭度が高く

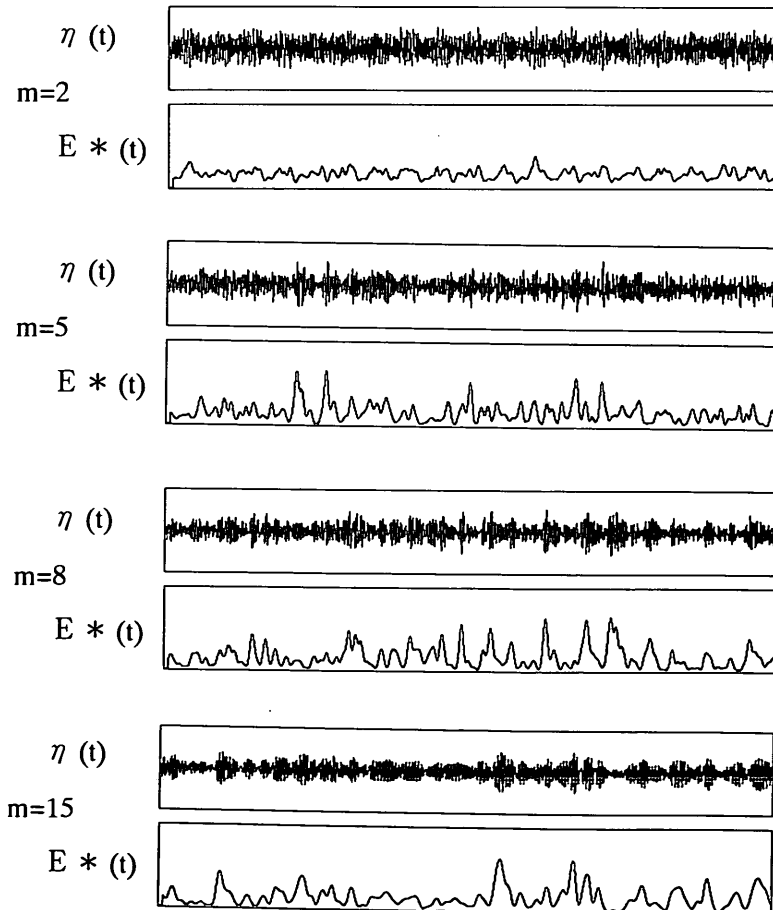


図-10 m - n 型スペクトルの波形の例

なっても高周波数側のエネルギー密度は $m-n$ 型ほど小さくはならないことがわかる。周波数分割法では、 $S(f_{min})/S_p$ および $S(f_{max})/S_p$ の値が1%になるような f_{min} および f_{max} を求め、この2つ周波数の間を等間隔になるように成分波を定義している。そのため、 $m-n$ 型の方が成分波の定義にもちいる周波数帯の幅($f_{max}-f_{min}$)が狭くなり、エネルギー密度の高い部分を代表する成分波数が多くなる。成分波の数が多いと図-6(b)からわかるように統計値の変動係数は小さくなる。以上のような理由によって $m-n$ 型スペクトルの方が統計値の変動係数

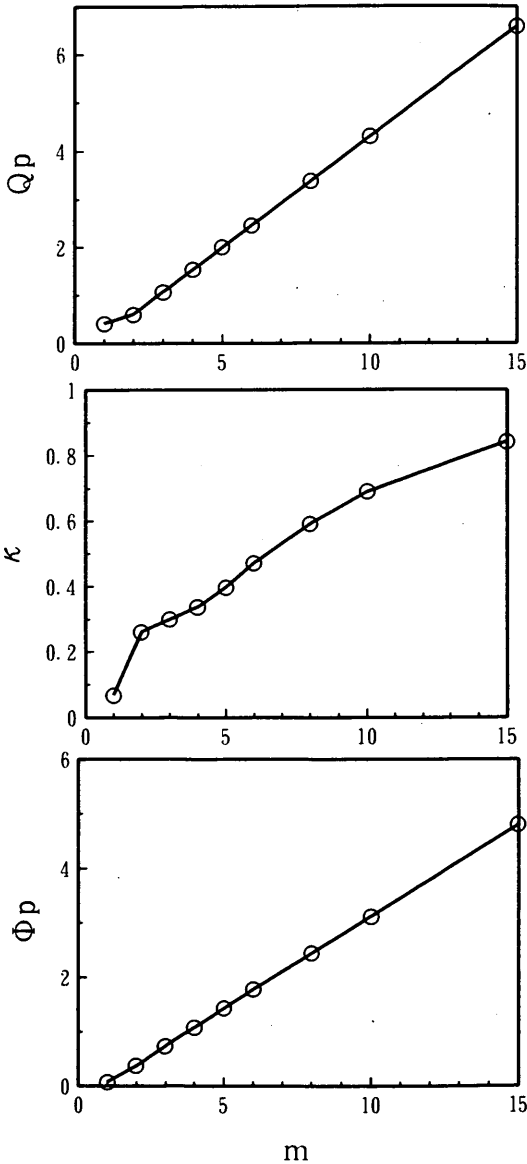


図-11 パラメータ m によるスペクトル尖鋭度の変化

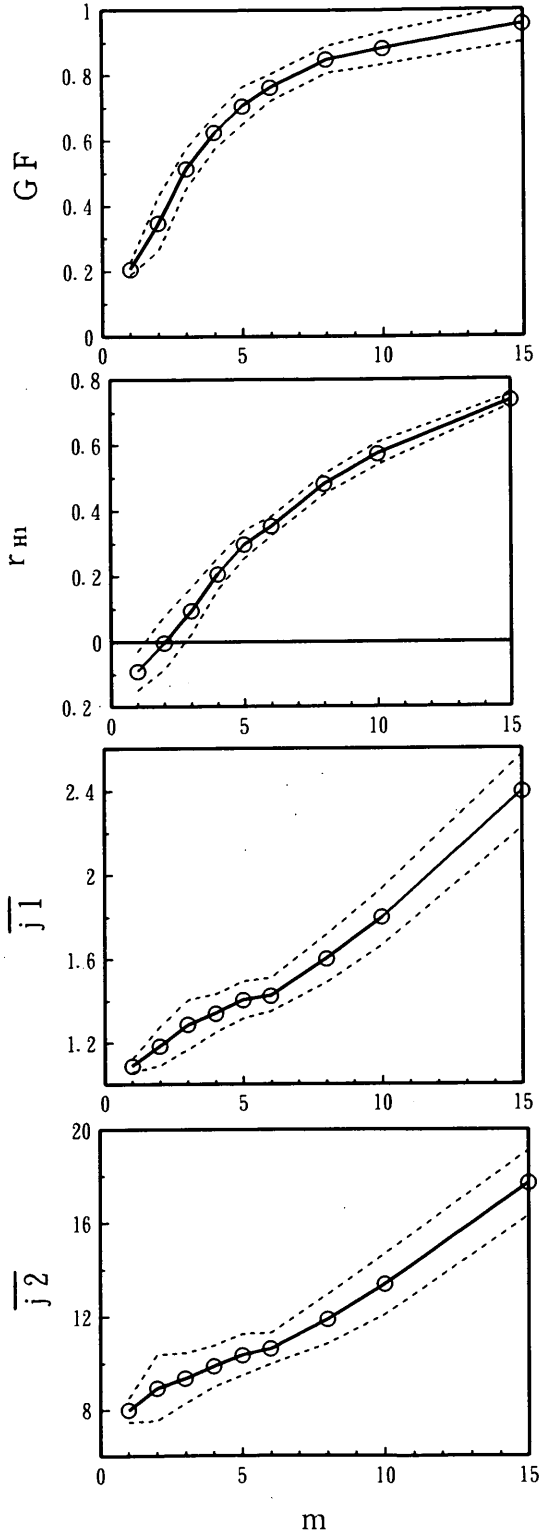


図-12 パラメータ m による波群特性の変化

が小さくなっているのではないかと考えられる。

(3) スペクトル尖鋭度と波群特性

図-13は合田の尖鋭度パラメータ Q_p と波群特性に関する統計量との関係を示したものである。これらの図には、合田修正版Bretschneider-光易型、JONSWAP型、および $m-n$ 型に関する結果を併せて示してある。JONSWAP型スペクトル、 $m-n$ 型スペクトル共に周波数スペクトルの尖鋭度が高まるにつれて、波群係数、隣合う波高間の相関係数、波高の連、繰り返しの連は大きくなっている。波群係数 GF および隣合う波高間の相関係数 r_{H1} については、JONSWAP型、 $m-n$ 型というスペクトルの種類による差は小さく、ほぼ一対一の関係が認められる。しかし、波高の連の長さ \bar{j}_1 および繰り返しの連の長さ \bar{j}_2 については、 $Q_p = 2 \sim 4$ の範囲でスペクトル型の種類による差が認められる。JONSWAP型は $m-n$ 型と比較して同じスペクトルの尖鋭度に対して連長が若干長めになっている。このような傾向はあるものの、スペクトルの尖鋭度から波群に関する統計量を比較的高い精度で推定することができる。

包絡波形相関パラメータ x 、無次元化したエネルギー密度のピーク値 ϕ_p についても合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p と同様に、波群特性に関する統計量と高い相関性がある。

$$GF = 0.204 + 0.285Q_p - 0.0275Q_p^2 \quad (54a)$$

$$r_{H1} = -0.137 + 0.238Q_p - 0.0169Q_p^2 \quad (54b)$$

$$\bar{j}_1 = 1.11 + 0.130Q_p + 0.0086Q_p^2 \quad (54c)$$

$$\bar{j}_2 = 7.91 + 1.30Q_p + 0.0208Q_p^2 \quad (54d)$$

$$GF = 0.029 + 2.06x - 1.15x^2 \quad (55a)$$

$$r_{H1} = -0.216 + 1.23x - 0.114x^2 \quad (55b)$$

$$\bar{j}_1 = 1.12 - 0.073x + 1.73x^2 \quad (55c)$$

$$\bar{j}_2 = 7.82 + 2.26x + 10.57x^2 \quad (55d)$$

$$GF = 0.256 + 0.350\phi_p - 0.0468\phi_p^2 \quad (56a)$$

$$r_{H1} = -0.0791 + 0.278\phi_p - 0.0281\phi_p^2 \quad (56b)$$

$$\bar{j}_1 = 1.15 + 0.150\phi_p + 0.0087\phi_p^2 \quad (56c)$$

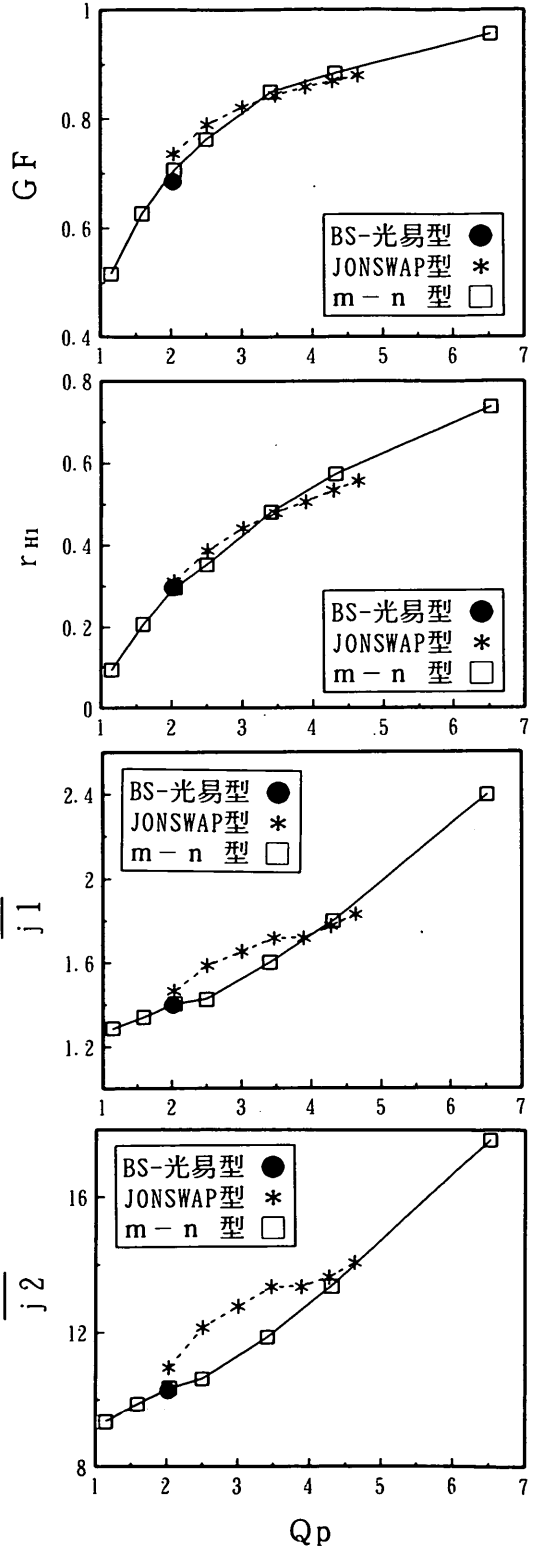


図-13 尖鋭度パラメータ Q_p による波群特性の変化

$$\bar{j}_2 = 8.33 + 1.36\phi_p + 0.0368\phi_p^2 \quad (56d)$$

図-14は、 Q_p と κ 、 Q_p と ϕ_p の関係を示したものである。 Q_p と κ との関係においては、JONSWAP型、 $m-n$ 型というスペクトルの種類による違いは小さい。しかし、 Q_p と ϕ_p との関係においては、JONSWAP型、 $m-n$ 型それぞれに比例関係があるものの、両者には明確な差が見られる。次式はJONSWAP型と $m-n$ 型の両方の値から求めた回帰式である。

$$\kappa = 0.084 + 0.185Q_p - 0.0111Q_p^2 \quad (57a)$$

$$\phi_p = -0.616 + 1.30Q_p - 0.0663Q_p^2 \quad (57b)$$

図-15は隣合う波高間の相関係数 r_{H1} と波高の連の平均長さ \bar{j}_1 、繰返ししの連の平均長さ \bar{j}_2 について示したものである。式(45a)、(45b)に示した波の連に関する木村の理論式を併記してあるが、今回の数値シミュレーションの結果はこれとよく一致している。

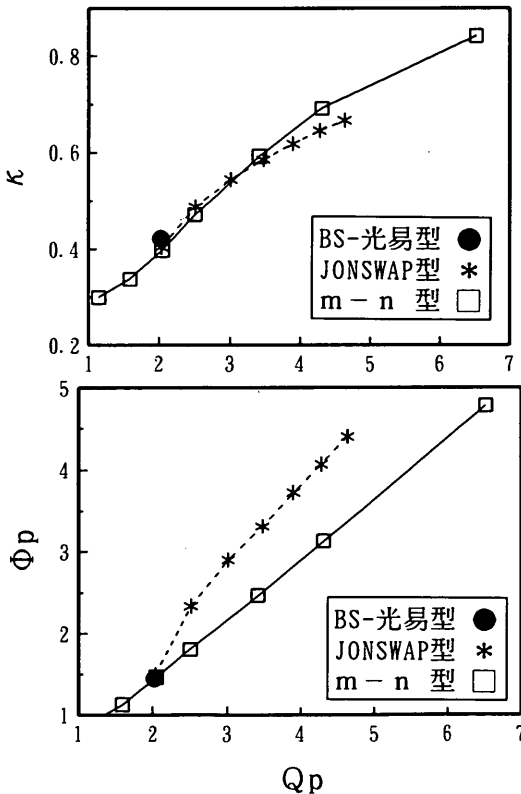


図-14 スペクトルの尖鋭度に関するパラメータ相互の関係

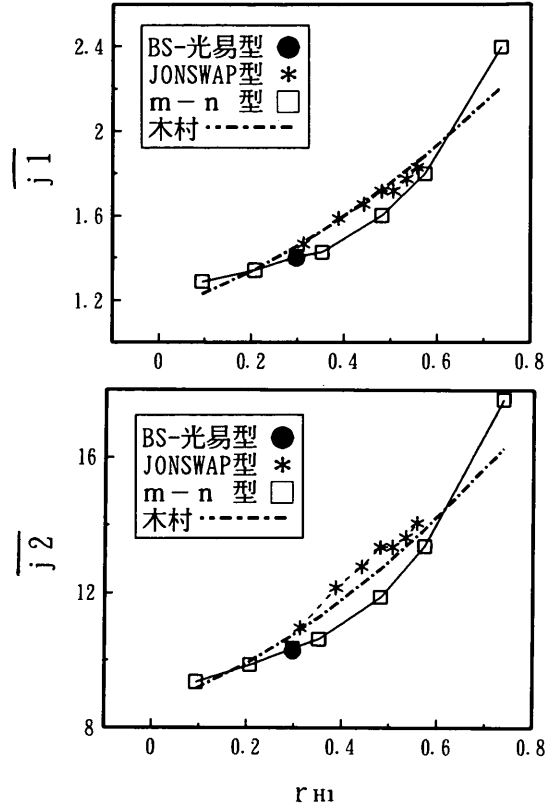


図-15 隣合う波高間の相関係数と波の連 (木村の理論との比較)

2.5 まとめ

周波数スペクトルの尖鋭度に関わるパラメータとして、合田の尖鋭度パラメータ Q_p 、Battjesの包絡波形相関パラメータ κ 、および無次元化したエネルギー密度のピーク値 ϕ_p について調べた。これらのパラメータはJONSWAP型スペクトルのパラメータ γ および $m-n$ 型スペクトルのパラメータ m と高い相関性を持っており、 Q_p 、 κ 、 ϕ_p 、 γ 、 m の何れかを知ることができれば他のパラメータの値を求めることができる。

スペクトルの尖鋭度が高まるにつれて波群係数、隣合う波高間の相関係数、波高の連の平均長さ、および繰返ししの連の平均長さは大きくなる。これらの統計量はスペクトル尖鋭度に係わるパラメータ Q_p 、 κ 、 ϕ_p 、 γ 、 m と高い相関性がある。スペクトル尖鋭度と波群特性の関係は、少なくとも本章で扱った合田修正版Bretschneider-光易型、JONSWAP型、および $m-n$ 型スペクトルについてはスペクトルの種類による差は小さい。

3. 現地波浪の波群特性

本章においては、現地観測により得られた波形データからスペクトル尖鋭度と波群特性に関する統計量を求める。そして、スペクトル尖鋭度と波群特性の関係を第2章で行なった数値シミュレーションの結果と比較するとともに、第2章では行なわなかったスペクトル尖鋭度と波群特性の岸沖変化についても考察する。

3.1 現地観測の概要

本章で解析を行なうデータは、1989年2月25日～3月1日、1990年10月20日～11月2日、1991年10月29日～11月15日に、茨城県鹿島郡波崎町にある波崎海洋研究施設(HORF, Hazaki Oceanographical Research Facility)の観測棧橋およびその沖合で取得されたものである。ただし、1989年のデータについては既に加藤・中村ら(1991)¹⁴⁾がスプライン補間により波の連なりに関する解析を行なっている。

波高計の設置位置を図-16に示す。棧橋沖合3地点(以下では沖側からA地点、B地点、C地点と称する)および棧橋上7地点(沖側からch.1, 2, ..., 7), 合計10地点で観測を行なった。

棧橋延長上の海底には自記式の超音波式波高計を設置した。設置地点は観測を行なった時期により若干異なるが、A地点、B地点、およびC地点の水深はそれぞれ約25, 15, および10mを目標としており、汀線からの水平距離はそれぞれ約3.2, 2.1, および1.3kmであった。観測は1日4回、6時間間隔で行なわれ、各回の測定は0.5s間隔で2時間行なわれた。したがって収録されたデータの数は1台の波高計、1回の観測につき14,400個である。

棧橋上では7地点に設置された空中発射型の超音波波高計により観測が行なわれた。波高計のデータは0.5s間隔で連続して収録されたが、ここでは棧橋沖合の波高計の観測時間に一致するデータのみを抽出して解析した。

3.2 データの解析方法

(1) 統計解析に使用するデータの長さ

波の連なりを解析するためには、統計的変動性という意味において、データの記録が長ければ長いほど有利である。一方、海象は時間とともに変化するもので、観測時間が長ければ長いほど良いというわけではない。したがって、データの記録長は、統計量が安定し、しかも海象が変化しない程度の長さにする必要がある。

Goda (1983)¹⁰⁾は1983年5月に中米コスタリカ国のニコヤ湾のカルテラ港で観測された波形データの統計解析

を行なっているが、1回の記録長は30分が基本であった。また、合田・永井(1974)¹⁶⁾は名古屋港、留萌港他で収録したデータの解析も行なっているが、統計的変動性に起因するスペクトル尖鋭度や波群特性に関する統計値のパラッキの大きさを指摘している。間瀬・長谷川(1988)¹²⁾は、京都大学防災研究所付属大渦波浪観測所のT型漂砂観測用棧橋において、0.256s間隔で21,000個のデータを取得して統計解析を行なっている。これは約90分の記録長であり、統計値のパラッキは非常に小さい。加藤・中村ら(1991)¹⁴⁾は波崎で観測されたデータの解析において、データ長を20分、40分、..., 120分と変えて波の連なりの解析を行なっており、20分では統計的変動性が大き過ぎ、安定した統計値を得るためには80分以上必要であると報告している。

そこで、本章においては、なるべく長いデータを用いるとともに、スペクトル解析において高速フーリエ変換(FFT)を使用することを考慮して、8,192個のデータをもちいることにした。これは観測時間約70分に相当し、波数にして400波、波高の連にして50個を含む長さである。

(2) 平均水位補正と長周期成分の分離

波高計で得られる水位は波高計から水面までの高さである。個々の波をゼロ・アップ・クロス法により定義するためには、水位の平均値が0となるように補正しておく必要がある。この平均水位補正は次式により行なう。

$$\eta_i = y_i - \bar{y} = y_i - \sum_{i=1}^N y_i / N \quad (58)$$

ここに、

i ; データの番号 ($i=1, 2, \dots, N$)

N ; データの数

η_i ; 平均水位補正済みの水位

y_i ; 波高計で得られた水位

\bar{y} ; 波高計で得られた平均水位

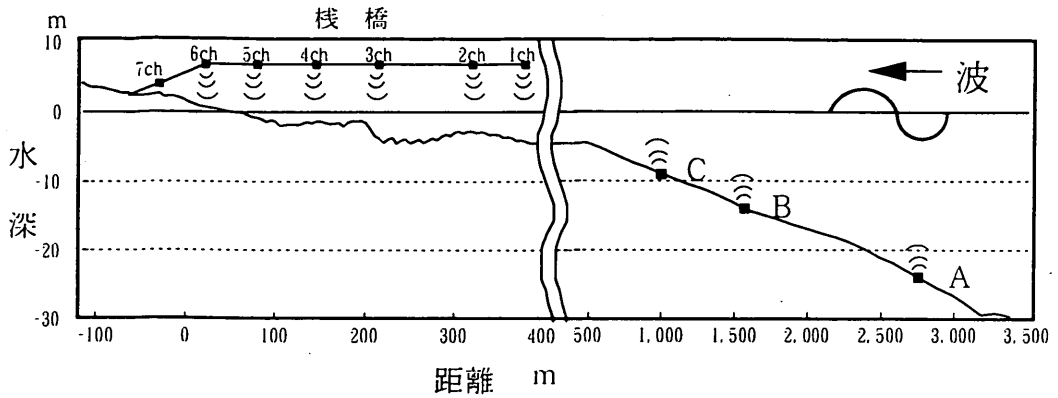
である。

合田(1975)¹⁹⁾は、潮汐の影響を取り除く簡易な方法として、観測した全データを使用して水位変動を2次曲線に回帰し、この変動分を差し引く方法を提案している。これを式に表せば以下ようになる。

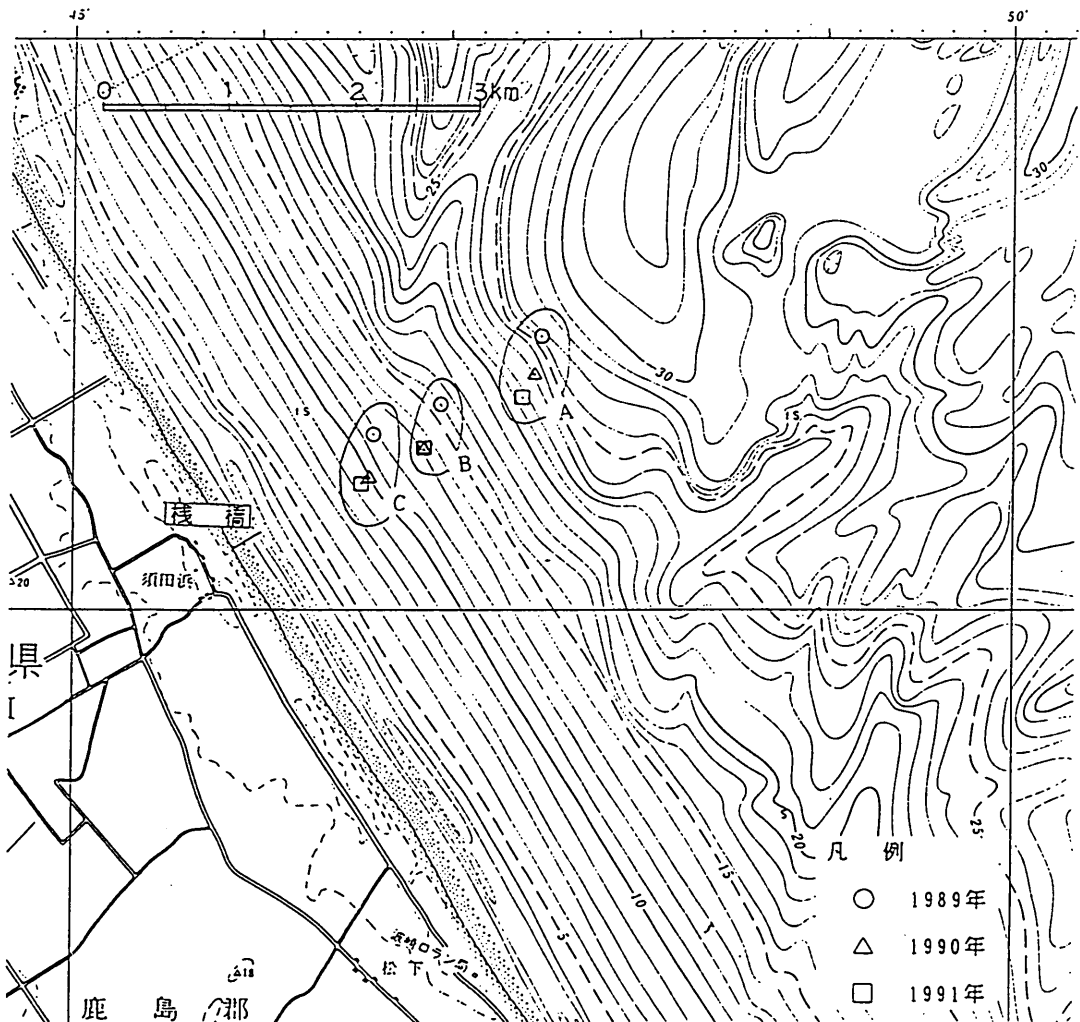
$$\eta_i = y_i - (a_0 + a_1 i + a_2 i^2) \quad (59)$$

ここに、 a_0, a_1, a_2 は回帰係数であり、以下の正規方程式により求めることができる。

スペクトル形状による波群特性の変化



(a)断面図



(b)平面図

図-16 波高計設置位置

$$\sum_{i=1}^N \begin{bmatrix} y_i \\ iy_i \\ i^2 y_i \end{bmatrix} = \sum_{i=1}^N \begin{bmatrix} 1 & i & i^2 \\ i & i^2 & i^3 \\ i^2 & i^3 & i^4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (60)$$

この正規方程式を解くと以下のようになる。

$$a_0 = \frac{1}{\Delta} \cdot \det \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^N y_i & \sum_{i=1}^N i & \sum_{i=1}^N i^2 \\ \sum_{i=1}^N iy_i & \sum_{i=1}^N i^2 & \sum_{i=1}^N i^3 \\ \sum_{i=1}^N i^2 y_i & \sum_{i=1}^N i^3 & \sum_{i=1}^N i^4 \end{bmatrix} \quad (61a)$$

$$a_1 = \frac{1}{\Delta} \cdot \det \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^N 1 & \sum_{i=1}^N y_i & \sum_{i=1}^N i^2 \\ \sum_{i=1}^N i & \sum_{i=1}^N iy_i & \sum_{i=1}^N i^3 \\ \sum_{i=1}^N i^2 & \sum_{i=1}^N i^2 y_i & \sum_{i=1}^N i^4 \end{bmatrix} \quad (61b)$$

$$a_2 = \frac{1}{\Delta} \cdot \det \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^N 1 & \sum_{i=1}^N i & \sum_{i=1}^N y_i \\ \sum_{i=1}^N i & \sum_{i=1}^N i^2 & \sum_{i=1}^N iy_i \\ \sum_{i=1}^N i^2 & \sum_{i=1}^N i^3 & \sum_{i=1}^N i^2 y_i \end{bmatrix} \quad (61c)$$

ただし、

$$\Delta = \det \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^N 1 & \sum_{i=1}^N i & \sum_{i=1}^N i^2 \\ \sum_{i=1}^N i & \sum_{i=1}^N i^2 & \sum_{i=1}^N i^3 \\ \sum_{i=1}^N i^2 & \sum_{i=1}^N i^3 & \sum_{i=1}^N i^4 \end{bmatrix} \quad (62)$$

であり、 $\det []$ は行列式である。

図-17は波崎で観測された波形の例を示す。数十秒から数分程度の周期をもつ不規則な長周期の水位変動が見受けられ、これをサーフビートと呼んでいる。このような複雑な水位変動を補正するためには、波形データからフーリエ変換により周波数スペクトルを求め、低周波数成分をカットし、残った高周波数成分のみをもちいて逆フーリエ変換によって波形を求めればよい。波形データからフーリエ級数を求めるためには次式をもちいれればよい。ただし、低周波数成分は不要であるので、ある周波数 f_c （以下では遮断周波数と呼ぶことにする）よりも高周波数側の項のみを求めればよい。

$$A_k = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N y_i \cos \frac{2\pi ki}{N} \quad (k = k_c, \dots, N/2) \quad (63a)$$

$$B_k = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N y_i \sin \frac{2\pi ki}{N} \quad (k = k_c, \dots, N/2 - 1) \quad (63b)$$

$$k_c = N \Delta t f_c \quad (63c)$$

ここに、

i ; 波形データの時系列の番号 ($i=0, 2, \dots, N-1$)

k ; フーリエ級数の項の番号

A_k, B_k ; フーリエ係数

k_c ; 遮断周波数に対応するフーリエ級数の項の番号

f_c ; 遮断周波数

である。そして、この成分をフーリエ逆変換により波形に戻す。

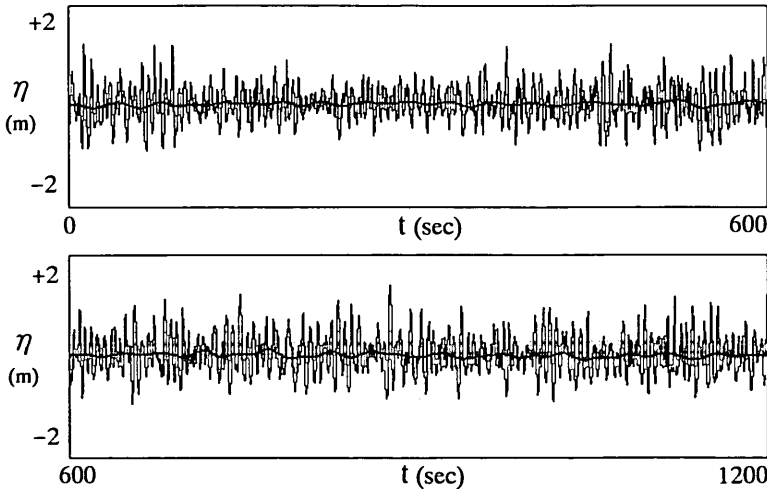


図-17 波崎で得られた波形の例

$$y_i = \sum_{k=k_c}^{N/2-1} \left(A_k \cos \frac{2\pi k i}{N} + B_k \sin \frac{2\pi k i}{N} \right) + \frac{A_{N/2}}{2} \cos \frac{2\pi(N/2)i}{N} \quad (64)$$

この方法をもちいると、潮汐、サーフビートなど様々な種類の長周期成分を一度に除去することができる。あとは遮断周波数 f_c をいくつにとるかという問題だけである。加藤・中村ら (1991)¹⁴⁾は生波形データからサーフビートを求めるのに0.04Hz以下の低周波成分をもちいている。本論文においては後出の図-28に示すようなスペクトル形状から判断して遮断周波数を0.04Hzとし、これより高周波数側の成分のみで波形を合成することにした。

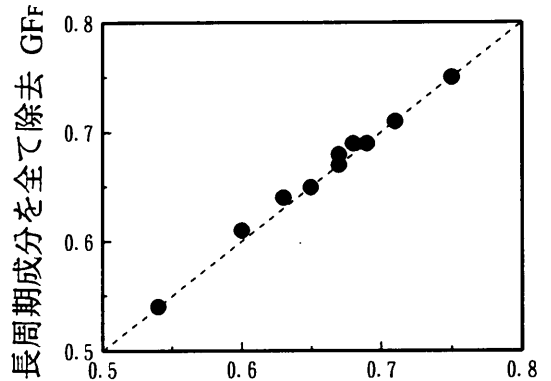
(3) 長周期成分の除去による統計量の変化

潮汐やサーフビートによる長周期成分を除去することによって、各時刻の水位が若干上下し、その結果として個々の波を定義するためにもちいるゼロ・アップ・クロス点に変化する。長周期波の峯の部分は水位が低くなるように補正されるので、水位がゼロ・アップ・クロスする時刻は遅くなる。谷の部分は逆に水位が高くなるように補正されるので、ゼロ・アップ・クロスする時刻は早くなる。このため、個々の波の周期が長くなったり短くなったりする。しかし、長周期波の周期が個々の波の周期に対して十分長い場合、隣合ったゼロ・アップ・クロス点がほとんど同じ時間だけ移動するので、個々の波の周期に与える影響は小さい。一方、個々の波の波高は、隣合うゼロ・アップ・クロス点間の最高水位と最低水位の差により定義されるので、最高水位のときの補正量と最低水位のときの補正量に大きな差がなければ、長周期成分の除去が個々の波の波高に及ぼす影響は少ない。しかし、長周期成分の除去により、1つの波として定義されていた波が2つの波として定義されたり、逆に2つの波として定義されていた波が1つの波として定義されることも生じる。

図-18(a)は長周期成分の除去をすることで波群係数 GF がどのように変化するかを示したものである。横軸には式(69)~(62)に示した放物線補正により潮汐の影響のみを除去したときの値 GF_p 、縦軸には式(63)~(64)にしたがってさらにサーフビートの成分を除去した場合の値 GF_f をとっている。この図から、 GF_p と GF_f はよく一致しており、潮汐やサーフビートによる長周期成分を除去してもしなくても波群係数にほとんど変化がないことがわかる。これは、波群係数は水位の2乗値と卓越周期の2倍の長さの三角形フィルタを掛け合わせたSIWEH値の変動係数であり、個々の波の波高に比べて長周期の水位変動が小さければ、波群係数にはほとんど影響がない

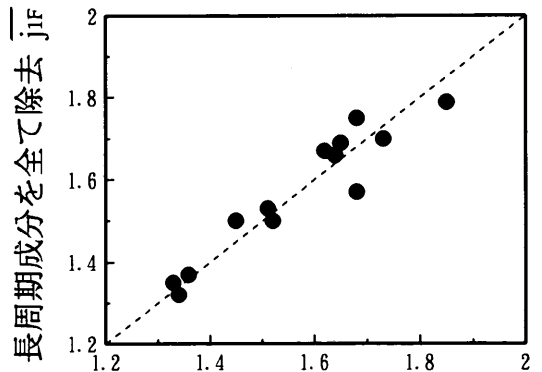
からである。

一方、図-18(b)は波高の連の平均長さ \bar{j}_1 について、潮汐の影響のみを除去したときの値 \bar{j}_{1p} とさらにサーフビートの成分を除去したときの値 \bar{j}_{1f} を示したものである。波群係数の場合と比較して波高の連の平均長さは長周期成分の影響を受けやすいことがわかる。波高の連の長さは有義波高を超える大きな波が何波続けて来襲するかにより決まる。長周期成分を除去すると個々の波の波高に変化が生じるので、僅かに有義波高を上回っていた波が長周期成分の除去により下回ったり、また、この逆のことも生じる。このような理由で連の長さが変化し、連の平均長さも変化するためであろうと考えられる。ただし、長周期成分の除去をすると波高の連の平均長さが一概に大きくなるとか小さくなるというような傾向は見られない。



潮汐のみ除去 GF_p

(a)波群係数 GF



潮汐のみ除去 \bar{j}_{1p}

(b)波高の連の平均長さ \bar{j}_1

図-18 長周期成分の除去による統計量の変化

3.3 スペクトル尖鋭度と波群特性の経時変化

本節においては、1989年および1991年の観測結果を例として、スペクトル尖鋭度および波群特性の変化について述べる。1990年にも観測を行なったが、欠測が多く、経時変化を知るのに十分な連続したデータが取得されていないので、本節においては取り上げない。

(1) 1989年の現地観測結果

1989年の観測は2月25日～3月1日に14回行なわれた。観測時間は1時30分～3時30分、7時30分～9時30分、13時30分～15時30分、19時30分～21時30分の1日4回であった。(以下ではこの4回の観測を①、②、③、④と表す。)

図-19は栈橋沖合3地点および栈橋先端の3地点で観測された有義波高 $H_{1/3}$ および有義波周期 $T_{1/3}$ の経時変化を示したものである。2月25日④および26日①には、栈橋沖合および栈橋上における波高は約1.5～2m、周期は約6sと短かった。この観測時から次の26日②までの僅かな時間に、低気圧の接近に伴って急激に波高が大きくなり周期も長くなった。波高のピークは26日④から27日②にかけてであり、栈橋沖合では3～3.5m、栈橋先端部でも2～2.5mに達した。このとき周期は急激に長くなっている。27日③からは波高は減少傾向に転じているが、栈橋沖合の周期は11～12sに達した。このことは波が発達期の風波から減衰期のうねり性の波に変化したことを示している。28日②には栈橋沖合の波高は栈橋先端部とほぼ同じ約2mまで小さくなり、周期は約9～10sとなった。

図-20は合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p 、Battjesの包絡波形相関パラメータ α 、無次元化したエネルギー密度のピーク値 ϕ_p の経時変化を示したものである。低気圧が接近する前は、栈橋沖合と栈橋先端部で大差のない値である。2月26日には低気圧によって発生した沖波が来襲するとともに、栈橋沖合では尖鋭度が高まった。それに対して栈橋先端部では碎波の影響を受けて尖鋭度は下がっていることがわかる。尚、栈橋沖合における尖鋭度の増加は波高の増加より遅れ、周期の変化よりは先行した。

図-21は波群係数 GF 、隣合う波高間の相関係数 r_{H1} 、波高の連の平均長さ \bar{l}_1 、繰返しの連の平均長さ \bar{l}_2 の経時変化を示したものである。

まず、波群係数についてみると、低気圧の接近に伴う沖波の発達とともに栈橋先端部では低下した。これはスペクトル尖鋭度の変化と呼応している。しかし、栈橋沖合における波群係数はほぼ一定で推移しており、沖波の発達ともなって増加する傾向は確認できない。

次に、隣合う波高間の相関係数 r_{H1} については、2月26

日①までは栈橋沖合と栈橋上とがほぼ同じ値を示している。しかし、沖波が発達するにつれて栈橋沖合では隣合う波高間の相関係数が強まり、栈橋上では逆に弱まっている。26日②から28日②にかけて栈橋沖合では相関係数が0.4以上あり、合田(1985)¹⁷⁾による酒田港の観測結果よりも大きな値になっている。また、Rye(1974)¹⁸⁾はノルウェー西岸の約60例の波形記録をもとに隣合った波高間の相関係数を求め、平均0.24であると報告しているが、今回の観測結果はこの値よりも大きい。Ryeはまた、発達過程の波浪と減衰過程の波浪に分けて整理し、発達過程の波浪の波高間の相関係数が平均0.2、減衰過程のそれが0.3であると報告している。しかし、今回の観測結果から波高間の相関係数が発達過程に低く減衰過程に高いという傾向をはっきり見いだすことはできない。むしろ、波高の変化に少し遅れて追いつけるようになっている。したがって、発達過程と減衰過程に分ければ、波高間の相関係数がピークになる時期は減衰過程に含まれる可能性が高く、Ryeの指摘のように減衰過程の方が隣合う波

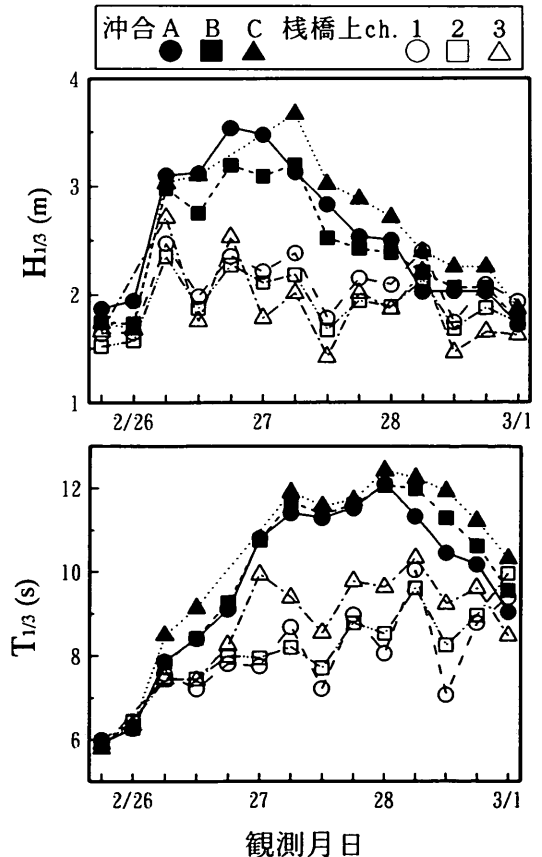


図-19 波高および周期の変化 (1989年)

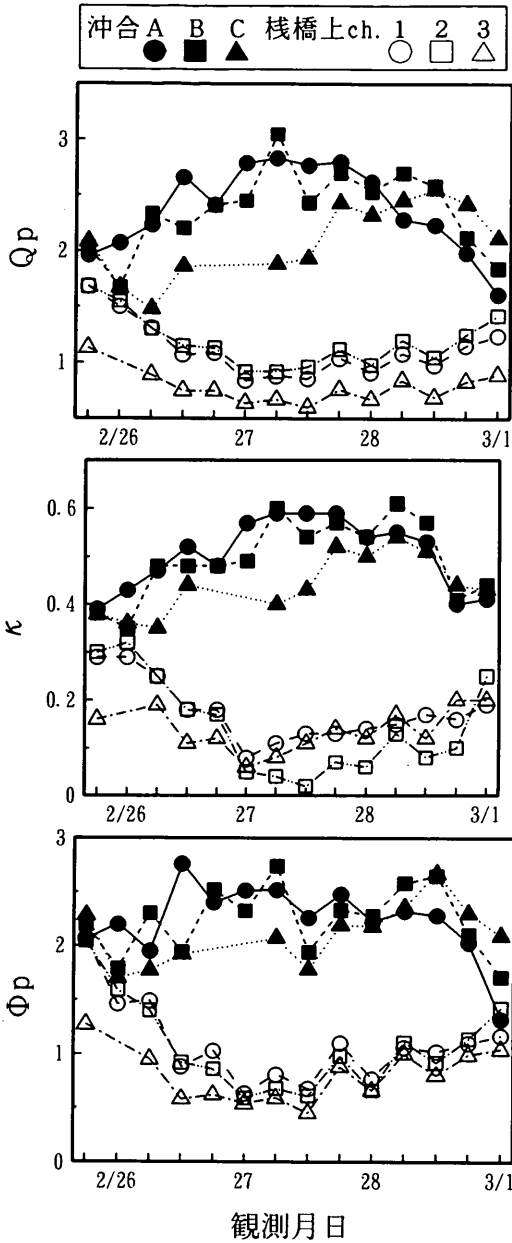


図-20 スペクトルの尖鋭度の変化 (1989年)

高間の相関係数が高くなる可能性が高い。一方、砕波後の波浪を観測した栈橋側では、27日①から28日④にかけて相関係数が負になっている。相関係数が負であるということは、大きな波の次には小さな波、小さな波の次には大きな波が来襲しやすいということを示しているが、何故このような結果となるかは不明である。そして、波が減衰し始めると、栈橋沖合における相関係数は小さくなり、栈橋上における相関係数は逆に大きくなっている。

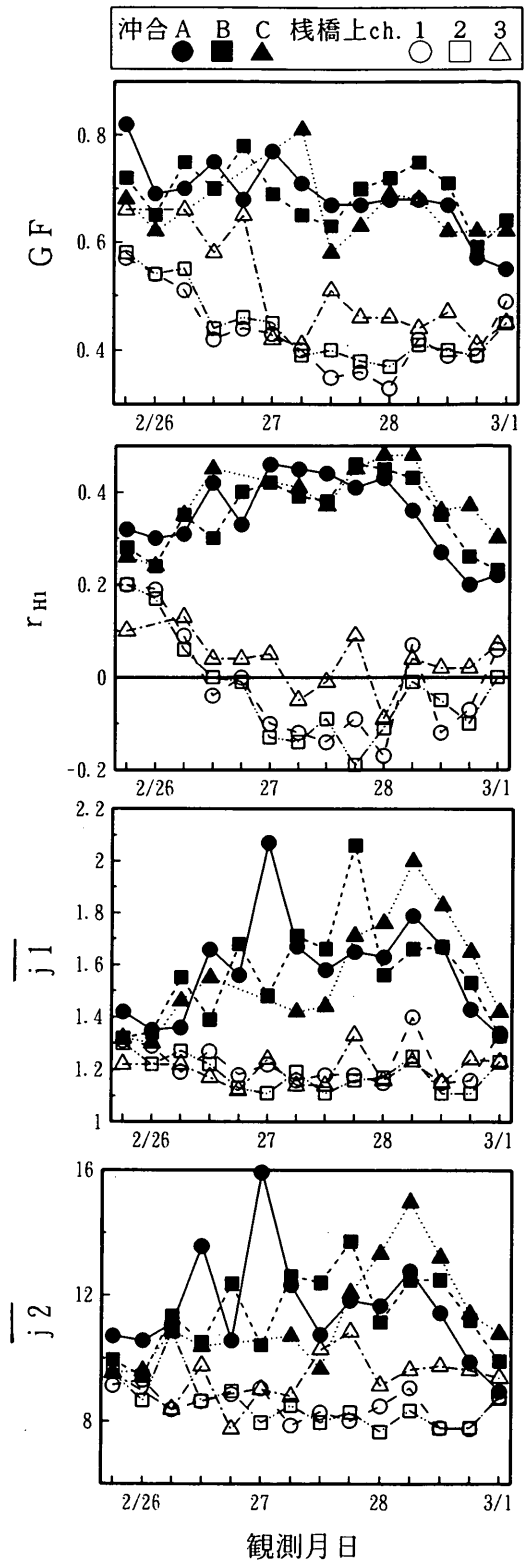


図-21 波群特性の変化 (1989年)

このような一連の変化はスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p や包絡波形相関パラメータ x の変化と酷似している。

波高の連の平均長さ \bar{l}_1 については、隣合う波高間の相関係数ほど明確ではないが、沖波の発達した2月26日午後～28日午前において波高の連の平均長さは栈橋沖合で長く、栈橋上では短くなっていることがわかる。

繰返しの連の平均長さ \bar{l}_2 については、平均して栈橋沖合で長く、栈橋上では短い傾向が見られるが、隣合う波高間の相関係数、波高の連の平均長さで見られたような波の発達・減衰に伴う一連の変化をはっきりとは確認できない。

間瀬・長谷川 (1986)¹²⁾ は大湊栈橋における観測結果をふまえ、沖波の波高が高くなると砕波点が通常よりも沖合に移動するため、栈橋先端部で観測される波のスペクトル尖鋭度は通常よりもむしろ小さくなると報告している。また、岸近くで最もスペクトル尖鋭度と波群性が高まるのが沖波の減衰期後半であるとも指摘している。本節でとりあげた1989年2月の現地観測結果をみると、確

かに沖波が発達したときには岸近くでスペクトルが扁平になり波群性が弱まっている。しかし、沖波が減衰すると岸近くの波のスペクトルは尖鋭化するが、沖波が発達する前のレベルに戻る程度であり、最も尖鋭化するまではいえなかった。

(2) 1991年の現地観測結果

1991年の観測は10月29日～11月15日に69回行なわれた。観測時間は3時40分～5時40分、9時40分～11時40分、15時40分～17時40分、21時40分～23時40分の1日4回であった。(前節と同様、以下ではこの4回の観測を①, ②, ③, ④と表す。) 観測地点の水深は、A地点が約25m, B地点が約15m, C地点が約10mであった。

図-22は波崎観測栈橋沖合の3地点における有義波高 $H_{1/3}$ および有義波周期 $T_{1/3}$ の変化を示したものである。尚、欠測が多く、連続してデータが取得されていないので、常陸那珂で観測された有義波高および有義波周期を併せて示している。波崎海洋研究施設の最寄りの沿岸波浪観測地点は鹿島であるが、この期間は鹿島も欠測であ

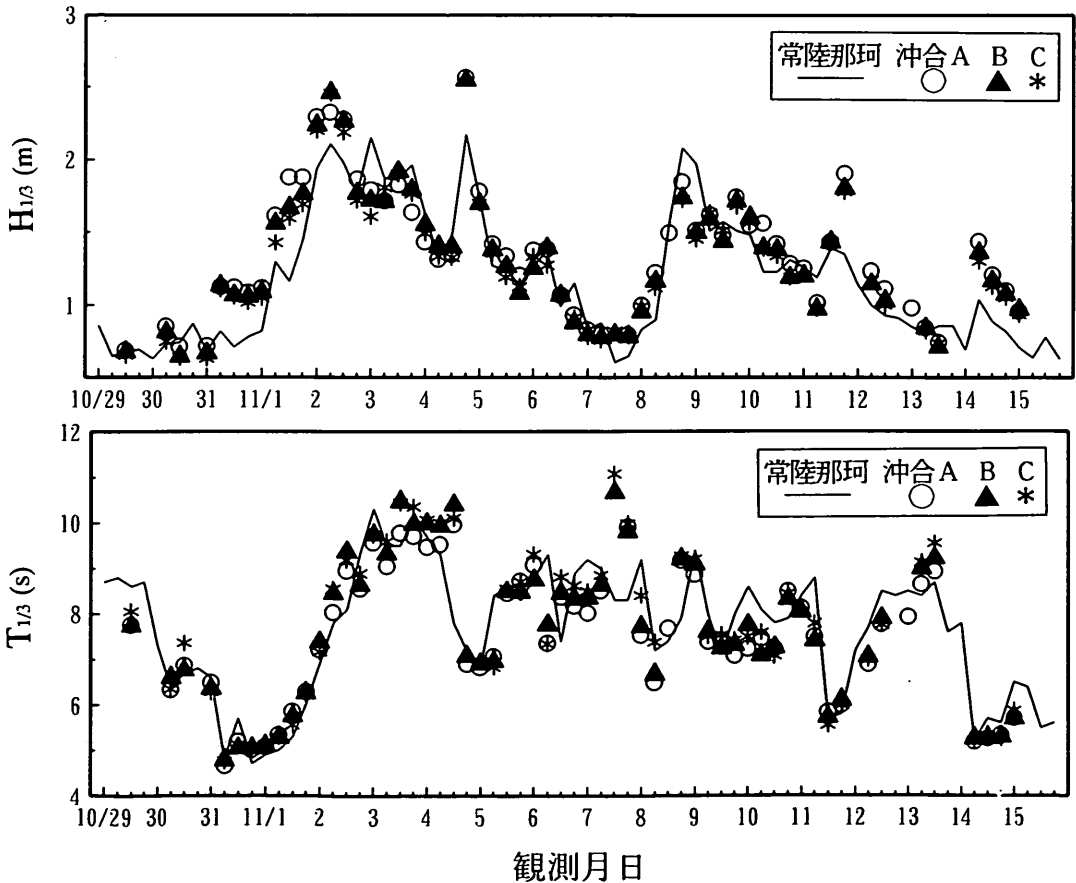


図-22 波高および周期の変化 (1991年)

った。棧橋沖合の波高変化についてみると、11月2日②および11月4日④の2回のピークをもつ前半と、11月8日④、11月11日④、および11月14日②の3回のピークをもつ後半にわけることができる。このように、本節において扱うデータは波の発達から減衰に至るまでの全ての過程を含んでいるが、波高のピークは約2.5mと低かつ

た。有義波周期は平均的には7~9sであるが、波高が高くなる直前に相当する10月31日~11月1日、11月4日~5日、11月11日、および11月14日には極めて短くなった。しかし、沖波が約2mに発達する直前の11月7日には周期は短くなっていない。また、波高が2.0~2.5mに発達した11月2日~4日に有義波周期が10s程度と長くなった。

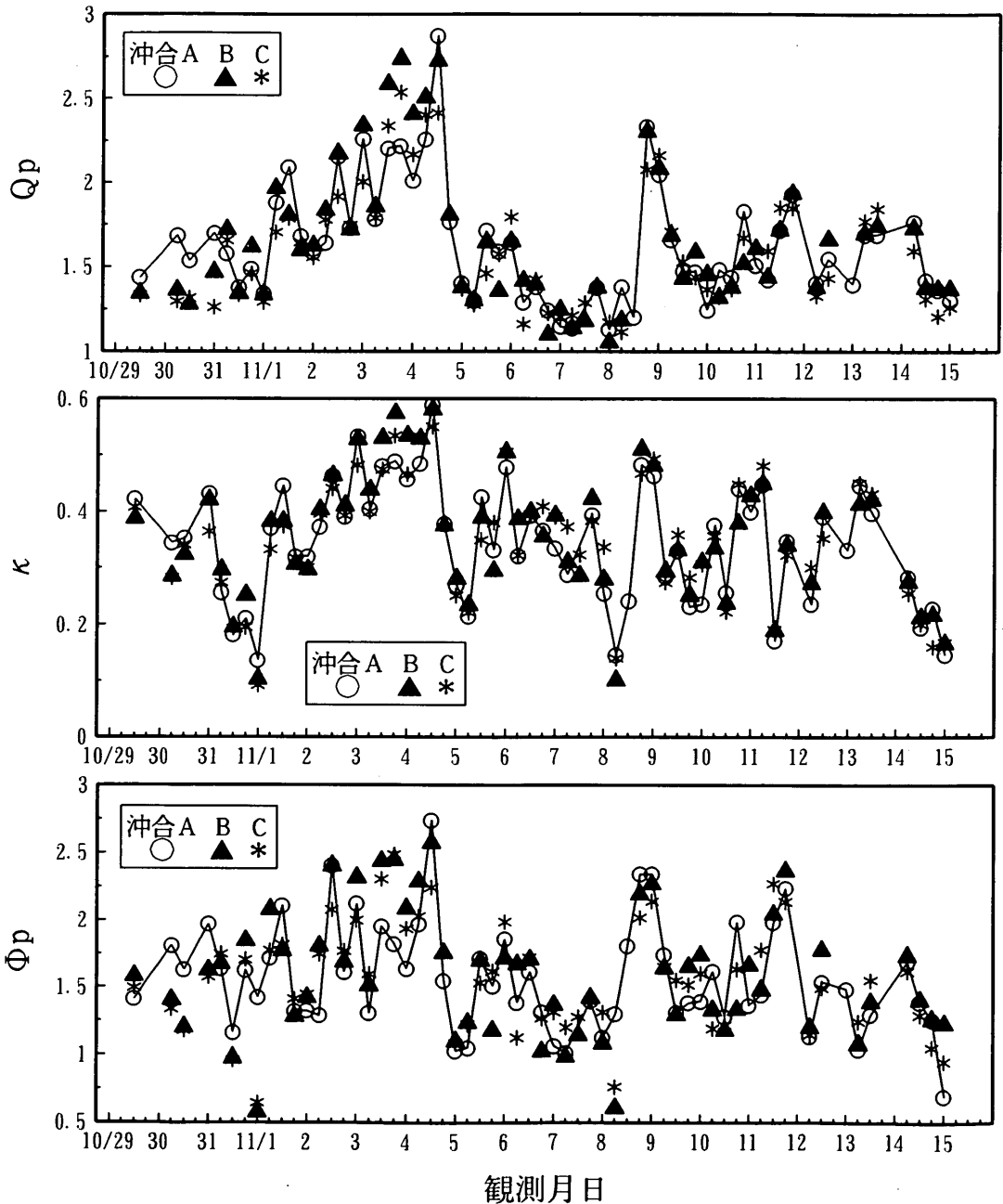


図-23 尖鋭度パラメータの変化 (1991年)

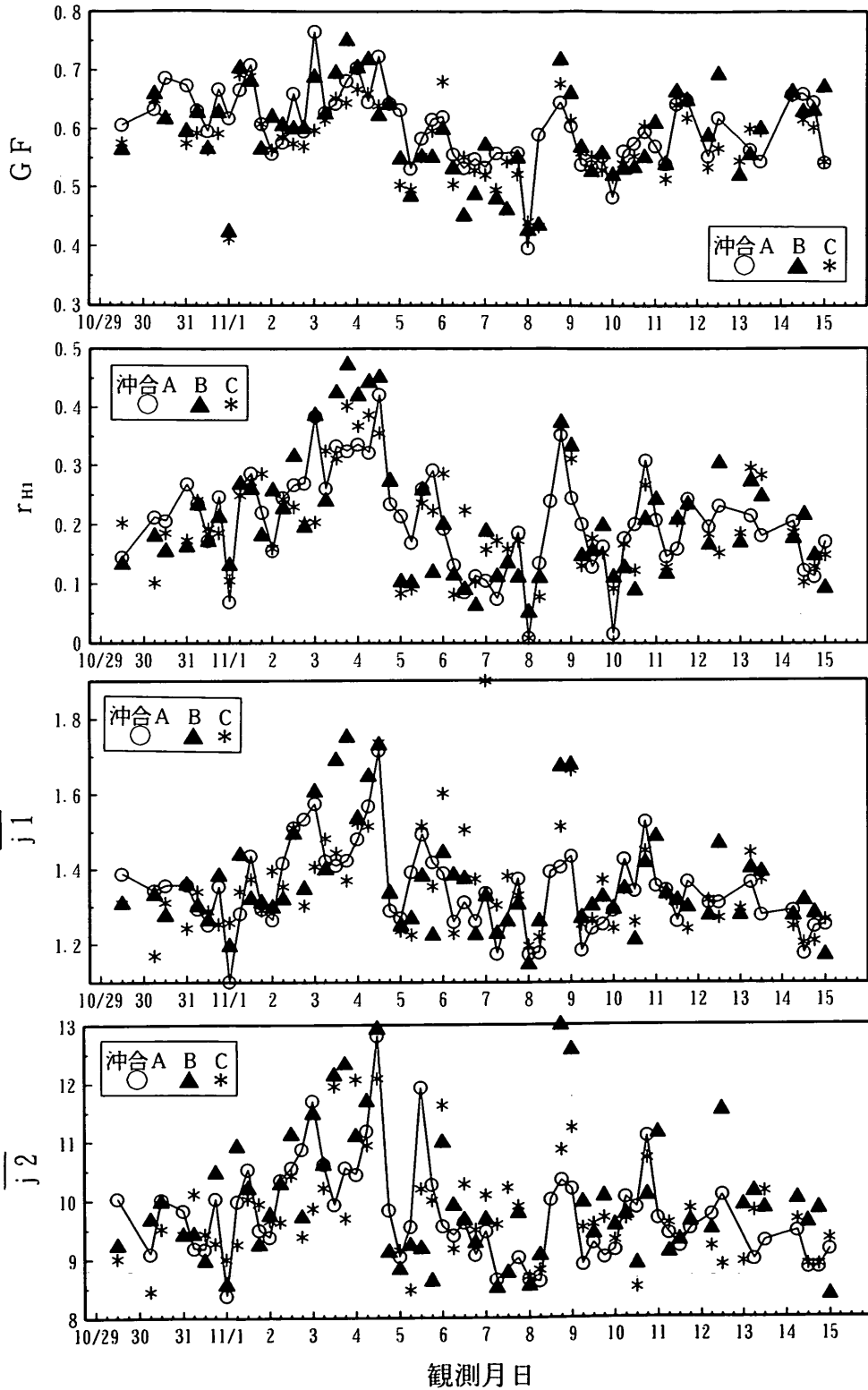


図-24 波群特性の変化 (1991年)

図-23は合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p 、Battjesの包絡波形相関パラメータ κ 、無次元化したエネルギー密度のピーク値 ϕ_p の経時変化を示したものである。これら3つのグラフは互いに似た変化を示している。まず、10月29日～11月4日にかけて各パラメータの値は増加しており、11月4日③にピーク値をとった後で急激に減少している。図-22に示した有義波高の変化グラフから、スペクトルの尖鋭度がピークになるのは、波高が2度目のピークになる11月4日④の直前であることがわかる。 Q_p および ϕ_p については、11月5日～8日は比較的小きな値で推移し、11月8日に再び急激に大きくなり、11月9日①には再びピークとなっている。図-22に示した波高変化によれば、この急激な増加は波高が約0.8mから約1.8mに発達する時期より若干遅れている。

図-24は波群係数 GF 、隣合う波高間の相関係数 r_{H1} 、波高の連の平均長さ \bar{j}_1 、繰返ししの連の平均長さ \bar{j}_2 の変化を示したものである。波群係数は0.5～0.8、隣合う波高間の相関係数は0.1～0.4、波高の連の平均長さは1.1～1.6、繰返ししの連の平均長さは8～11で推移している。これらはスペクトルの尖鋭度と似た変化をしている。

3.4 スペクトル尖鋭度と波群特性の関係

本節においては、1989年、1990年、および1991年の観測結果をもとに、スペクトルの尖鋭度と波群特性の関係について考察する。1990年および1991年に収録されたデータについては栈橋沖合のみを対象とするが、1989年に収録されたデータについては栈橋沖合および栈橋上の計7地点を対象としている。後出の図-29に示すように、栈橋沖合C地点と栈橋先端ch. 1の間から砕波が始まっており、したがって1989年のデータには砕波前と砕波後の両方が含まれている。また、何れのデータも低気圧あるいは台風の接近に伴う波の発達から減衰までの海象の変化を含んでいる。

(1) スペクトル尖鋭度 Q_p による波群特性の変化

図-25は合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p と波群特性に関する統計値との関係を示したものである。図中の実線は、JONSWAP型および m - n 型スペクトルについての数値シミュレーションの結果から、それらの平均的な値を通るように引いたものである。また、破線は、 m - n 型スペクトルに関する数値シミュレーションで得られた標準偏差の幅を示している（図-12参照）。

まず、波群係数 GF についてみると、 Q_p と波群係数との間に明確な相関のあることがわかる。Goda (1983)¹⁰⁾は、コスタリカ国カルデア港の波浪観測結果において、 Q_p と波群係数との間に明確な相関性が見出されなかったと報

告しているが、これは主としてデータの記録長が短かったことに起因する統計的変動性によるものであると考えられる。

今回の現地観測で得られた波群係数は数値シミュレーションの結果よりも全体的に小さな値となっている。図中には1989年、1990年、および1991年の観測結果がプロットしてあるが、観測年による明確な偏りはみられない。また、合田の砕波帯内波高算定図をもちいて砕波前（○□△印）と砕波後（●印）とにも分けてあるが、砕波前、砕波後ともに現地観測で得られた波群係数は数値シミュレーションの結果よりも平均的に小さくなっている。しかし、数値シミュレーションの結果からのばらつきは同じ程度である。

次に、隣合う波高間の相関係数 r_{H1} についてであるが、 Q_p と隣合う波高間の相関係数 r_{H1} にも高い相関性が見られ、数値シミュレーションの結果とも非常によく一致している。

波高の連の平均長さ \bar{j}_1 および繰返ししの連の平均長さ \bar{j}_2 についても、隣合う波高間の相関係数 r_{H1} ほどではないが相関性がみられる。ただし、尖鋭度が高い側（ $2 < Q_p$ ）、すなわち砕波前の沖合においては、現地観測により得られた値が数値シミュレーションの結果よりも大きく上回る傾向が見られる。また、波群係数や隣合う波高間の相関係数の場合と比較して、現地観測で得られた値は数値シミュレーションの結果から大きくばらついていることがわかる。

(2) 包絡波形相関パラメータ κ による波群特性の変化

図-26はBattjesの包絡波形相関パラメータ κ と波群特性に関する統計量の関係について示したものである。包絡波形相関パラメータ κ が大きくなるにつれて、波群係数 GF 、隣合う波高間の相関係数 r_{H1} 、波高の連の平均長さ \bar{j}_1 、繰返ししの連の平均長さ \bar{j}_2 は何れも大きくなる傾向がある。合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p の場合と同様、1989年、1990年、1991年という観測年による違いは見られない。また、砕波後についても、砕波前の延長線上に分布している。包絡波形相関パラメータ κ と波群特性を表す4つのパラメータの中で、特に波高の連の平均長さ \bar{j}_1 、繰返ししの連の平均長さ \bar{j}_2 については現地波浪と数値シミュレーションの結果とがよく一致している。それに対し、波群係数 GF および隣合う波高間の相関係数 r_{H1} について、現地波浪は数値シミュレーションの結果と比較して、スペクトルの尖鋭度の低い側（ $\kappa < 0.3$ ）で大きく、尖鋭度の高い側（ $0.3 < \kappa$ ）で小さくなっている。

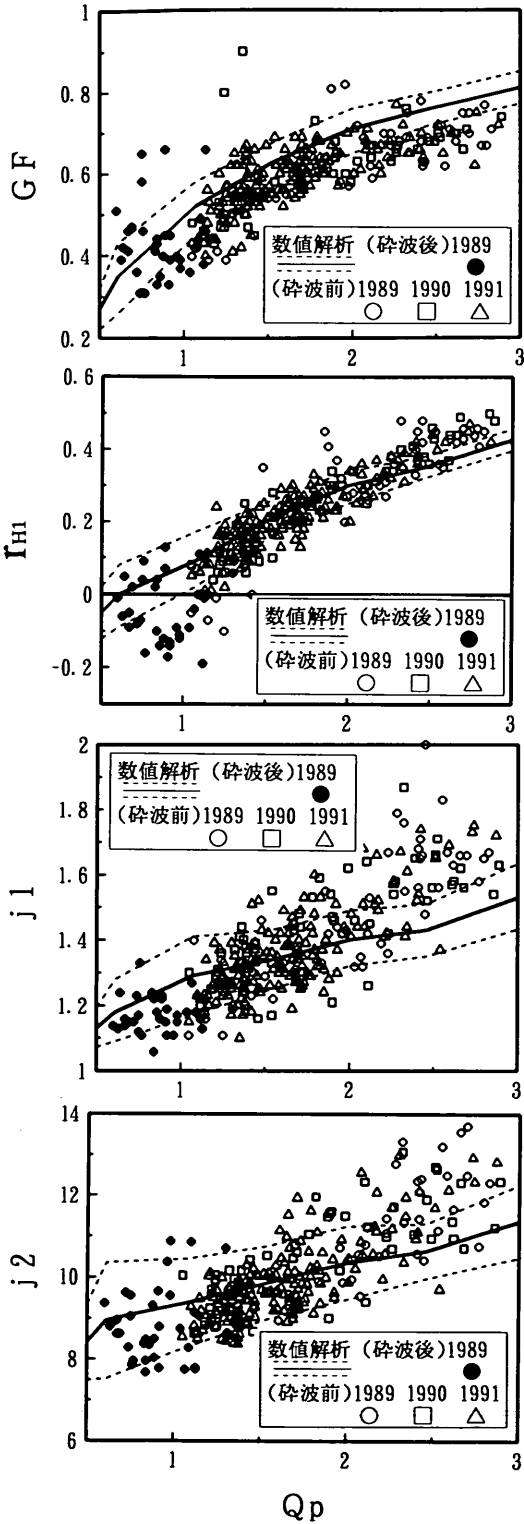


図-25 スペクトル尖鋭度 Q_p による波群特性の変化

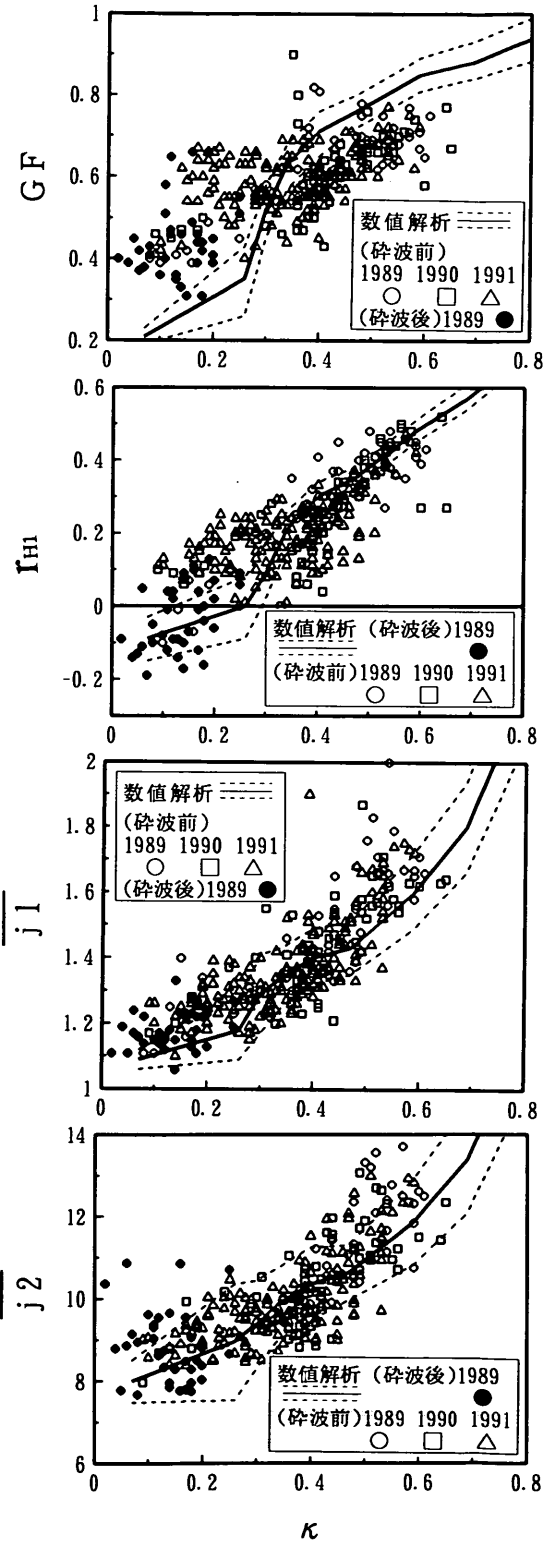


図-26 包絡線相関パラメータ κ による波群特性の変化

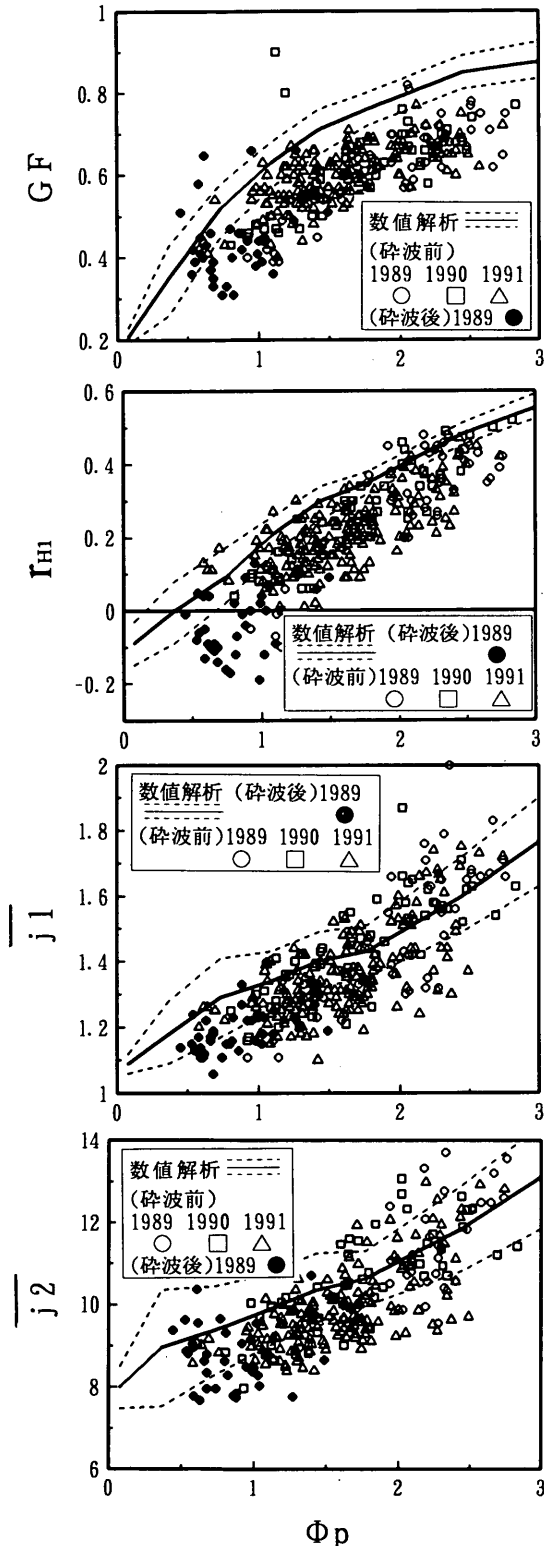


図-27 エネルギー密度のピーク値 Φ_p による波群特性の変化

(3) エネルギー密度のピーク値 Φ_p による波群特性の変化

図-27は無次元化したエネルギー密度のピーク値 Φ_p と波群特性に関する統計値の関係について示したものである。いずれのパラメータについても、現地観測で得られた結果は数値シミュレーションの結果より小さな値になっている。したがって、 Φ_p は波群特性を求めるためのスペクトル尖鋭度のパラメータとして、 Q_b や α ほど適していないことがわかる。尚、現地観測結果と数値シミュレーションの結果との差は、 \bar{j}_1 および \bar{j}_2 よりも波群係数 GF および隣合う波高間の相関係数 r_{H1} の方が大きくなっている。

(4) まとめ

図-25~27に示したように、現地波浪においてスペクトル尖鋭度に関するパラメータと波群特性に関するパラメータとの関係を検討してみると次のようなことがいえる。

- ①合田の尖鋭度パラメータ Q_b は波群係数 GF および隣合う波高間の相関係数 r_{H1} との相関性が高い。
- ②Battjesの包絡波形相関パラメータ α は波高の連の平均長さ \bar{j}_1 および繰返しの連の平均長さ \bar{j}_2 との相関性が高い。
- ③これらの関係は低気圧や台風の通過に伴う波の発達から減衰に至る海象の変化や、波の浅水変形や碎波変形に対しても影響を受けない。現地観測の結果は第2章で行なった数値シミュレーションによる結果と概ね一致している。
- ④無次元化したエネルギー密度のピーク値 Φ_p については、現地観測による値が数値シミュレーションによる値と比較して小さくなる傾向があり、波群特性を求めるためのスペクトル尖鋭度パラメータとしては Q_b および α ほど適していないことがわかった。

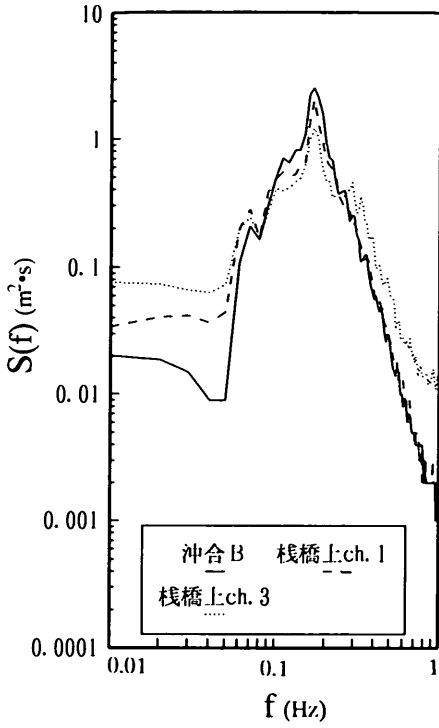
3.5 相対水深による波群特性の変化

本節においては、1989年に棧橋沖合3地点および棧橋上4地点の計7地点で観測されたデータを用いて、スペクトル尖鋭度および波群特性の岸沖方向の変化について調べる。

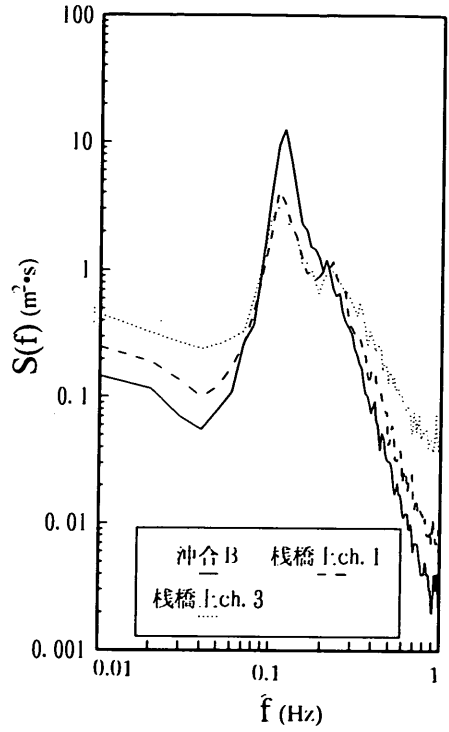
(1) スペクトル形状の岸沖変化の例

図-28は観測期間中の代表的なスペクトル形状を示したものである。合田の碎波帯内波高算定図によれば、碎波は実線で示した棧橋沖合と長破線で示した棧橋先端との間で始まっている。

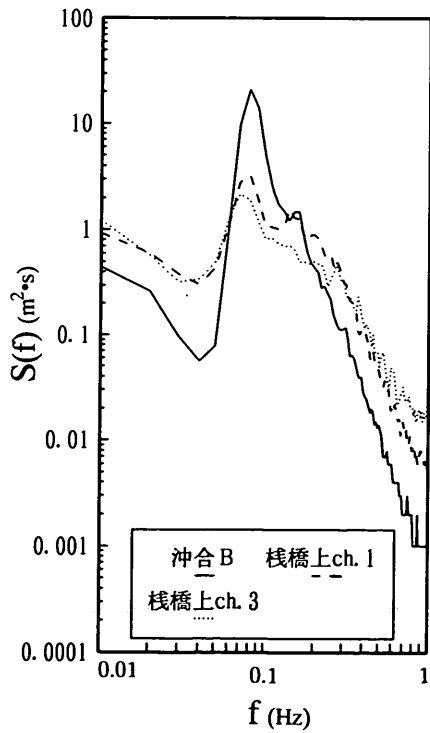
(a)は波が発達する直前の2月25日22時の状況を示したものである。棧橋沖合のスペクトルには、0.17Hz付近のピークの他に、0.07Hz付近にも小さなピークが見られ



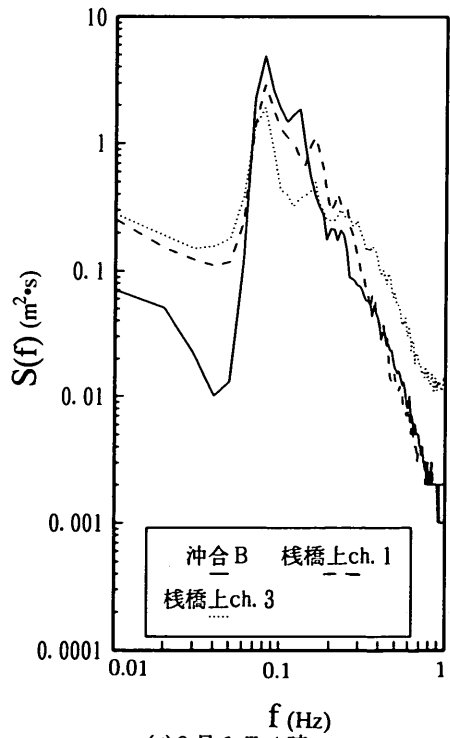
(a) 2月25日 22時



(b) 2月26日 10時



(c) 2月27日 10時



(d) 3月1日 4時

図-28 スペクトルの岸沖変化

る。0.17Hz付近のエネルギーは、波が棧橋先端部のch. 1およびch. 3に達するまでに砕波の影響で減少している。しかし、0.07Hz以下の低周波数側のエネルギーは増加しており、特に0.04Hz未満における増加が顕著である。

(b)は沖波の波高はほぼピークに達したが周期は長くなりつつある2月26日10時の状況を示したものである。棧橋沖合におけるスペクトルは(a)よりもピークが尖鋭化しており、ピークの数も0.12Hz付近の1つのみになっている。沖から岸へ向かうにしたがって、このピーク付近のエネルギーは減衰するが、このピークの約2倍の周波数に相当する0.22Hz付近にも小さなピークが形成されている。また、(a)と同様に、岸に向かうにつれて長周期成分が発達しているのがわかる。

(c)は波高が依然として高く周期もほぼピークに達した2月27日10時の状況を示したものである。(b)のときと同様に、棧橋沖合におけるスペクトルの尖鋭度は高い。しかし、ピーク周波数は約0.08Hzであり、(b)のときと比較して低周波数側にシフトしていることがわかる。このことから、波が風波からうねり性の波に変化しつつあると考えられる。沖から岸に向かっての変化は(b)と似ており、ピーク周波数付近のエネルギーが減衰するとともに、ピーク周波数の約2倍の周波数に小さなピークが形成されている。しかし、0.05Hz未満の長周期成分は棧橋沖合と棧橋先端部のch. 1とch. 3の間ではほとんど変化が見られない。これは、(a)および(b)のときよりも沖波が発達して、砕波帯が沖に移動したためであると考えられる。

(d)は沖波の波高が小さくなり棧橋上と棧橋沖合の波高がほぼ等しくなった3月1日4時におけるスペクトルを示したものである。ピーク周波数は(c)のときとほぼ同じである。長周期成分の発達も似ており、棧橋先端部ch. 1よりも沖側で発達していることがわかる。

尚、図-28(a)~(d)をみるとわかるように、周波数スペクトルは0.04Hz以上の高周波数のエネルギーが減衰するとともに、0.04Hz以下の低周波数のエネルギーが発達してくる。そこで、本論文においてはサーフビートを0.04Hz以下の成分として定義した。これは、棧橋沖合のスペクトルにおいてエネルギー密度が約0.04Hzで最小値をとっているからである。

(2) 相対水深による波群特性の変化

図-29は相対水深 h/H_0 と波高比 $H_{1/3}/H_0$ の関係を示したものである。沖波波高 H_0 には観測棧橋沖合A地点における有義波高を浅水係数で割った値を用いている。観測期間中の沖波の波形勾配は $H_0/L_0=0.02\sim 0.06$ の範囲である。相対水深が4より大きい沖合において波高比

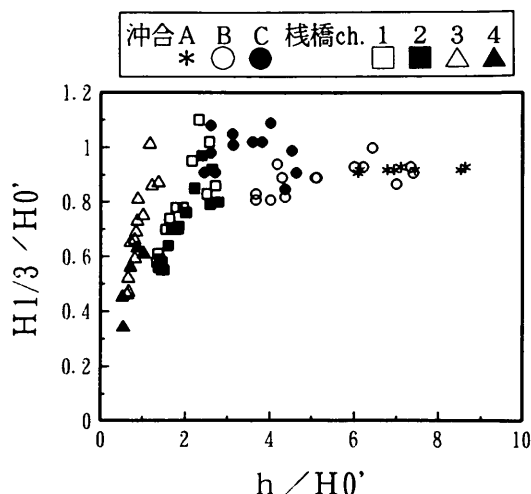


図-29 有義波高の岸沖方向における変化

はほとんど変化がなく一定であり、相対水深が3付近でピークとなり、これより浅い領域において波高比は低下している。このような変化は合田(1975)¹⁹⁾の砕波帯内の波高算定図とほぼ一致している。

図-30は相対水深 h/H_0 による合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p 、Battjesの包絡波形相関パラメータ α の変化を示したものである。これらのパラメータの変化には次のような共通点がみられる。まず、相対水深が4より沖側の領域においては、沖波の条件によりスペクトル尖鋭度にかかなりのばらつきがあるが、平均的にみると相対水深によって増加も減少もしていない。しかし、相対水深が4より小さくなると、岸に近づくにつれてスペクトルは扁平になり、しかもスペクトル尖鋭度のばらつきは小さくなっている。また、波高が砕波により低下し始めるのは相対水深が3付近からであるのに対して、スペクトル尖鋭度はこれより若干沖合の相対水深が4付近から低下し始めていることがわかる。

図-31は相対水深による波群係数 GF 、隣合う波高間の相関係数 r_{H1} 、波高の連の平均長さ \bar{j}_1 、繰返しの連の平均長さ \bar{j}_2 の変化を示したものである。相対水深 $h/H_0=4$ を境に、沖側では沖波の条件によるバラツキが大きいものの相対水深による変化はなく、岸側では相対水深が小さくなるにつれて波群性が弱くなっている。

間瀬・長谷川(1986)¹²⁾は大潟棧橋における波浪観測結果をまとめ、相対水深 h/H_0 が1.6程度のときに波群係数 GF および波高の連の平均長さ \bar{j}_1 が最小値をとり、これより岸側では増加すると報告している。今回の観測結果においては、スペクトル尖鋭度や波群性は相対水深が2付近の地点で極小値をとり、これより岸側では若干増加し

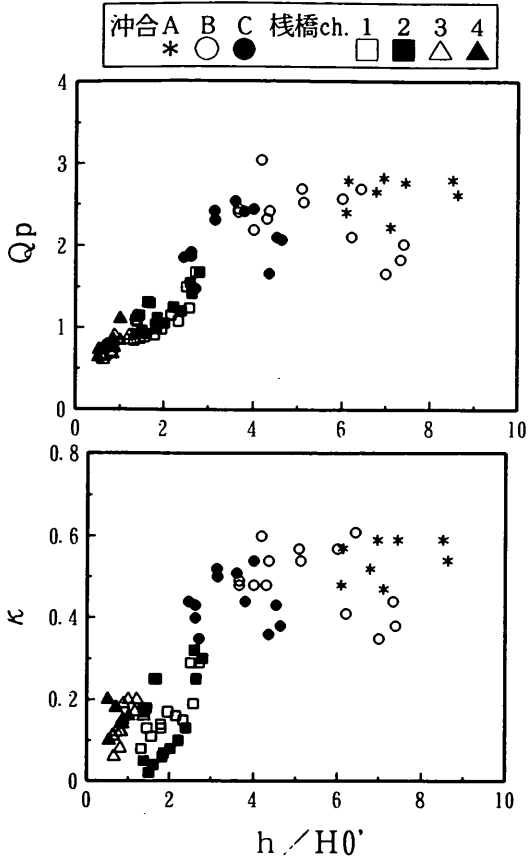


図-30 スペクトル尖鋭度の岸沖方向における変化

て相対水深が1付近の地点で極大値をとり、さらに岸側では再び減少するという変化を見せている。但し、合田のスペクトル尖鋭度 Q_p についてはこのような変化が見られず、相対水深が小さくなるにつれて尖鋭度が単調に小さくなっている。

3.6 まとめ

従来、現地波浪の統計解析には1回の記録長が20~30分程度のデータが用いられていた。この長さは波の連なりの解析を行なうためには不十分であり、スペクトル尖鋭度に関するパラメータと波群特性に関するパラメータとの関係が統計的変動性に埋もれてしまうことがあった。本章においては1回の記録長が約70分のデータを用いることによって、統計的な変動性を小さくした。本章で得られた結論をまとめると以下の通りである。

- 1) 連続する波高間には小さからぬ相関性があり、砕波帯の外側(棧橋沖合)においては相関係数で0.1~0.5の相関性がみられた。特に1989年の観測については0.3~0.5の相関性がみられた。

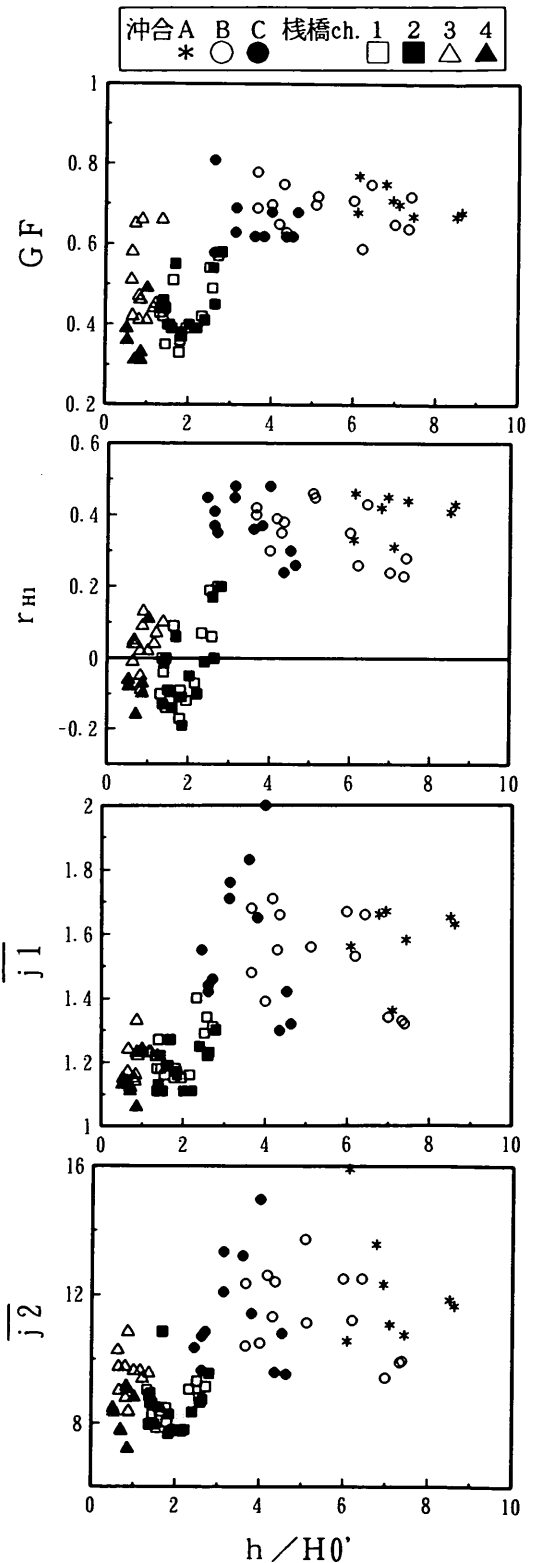


図-31 波群特性の岸沖方向における変化

- 2) 波群性は静穏時よりも台風や低気圧により沖波が発達したときの方が大きくなる傾向が見られた。しかし、砕波の影響を受けて岸近くに到達する波の波群性については、逆に静穏時よりも弱くなる。今回の観測結果では負の波高間の相関係数も得られている。
- 3) 数値シミュレーションで得られたようなスペクトル尖鋭度と波群特性の関係が現地波浪においても得られた。特に合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p は波群係数 GF および隣合う波高間の相関係数 r_{n1} との相関性が高く、Battjesの包絡波形相関パラメータ α は波高の連の平均長さ \bar{l}_1 および繰返し連の平均長さ \bar{l}_2 との相関性が高いことがわかった。
- 4) 前章の数値シミュレーションでは、一方向波を対象として \sin 波の線形重ね合わせにより造波したので、現地波浪のもつ波の多方向性や浅水変形および砕波変形の影響が考慮されていない。それにもかかわらず、数値シミュレーションと現地波浪とがよく一致した。
- 5) スペクトルが扁平になり波群性が弱まり始める相対水深は4程度であり、沖波波高比が最大値をとる相対水深よりも沖側である。

4. 実験室における波群特性の再現

第2章の数値シミュレーションおよび第3章の現地観測データの解析によりスペクトル尖鋭度と波群特性の関係、スペクトル尖鋭度と波群特性の岸沖変化が明らかになった。ところで、「波の連なり」は構造物の安定性に大きな影響を及ぼすが、港湾構造物の設計においては波の連なりを考慮した水理模型実験を行なうことが望まれる。そこで本章においては、数値シミュレーションや現地観測によって得られたようなスペクトル尖鋭度、波群特性をもった波が模型実験水路に再現できるかどうかについて検討する。

4.1 実験の概要

(1) 実験装置の構成

実験で用いた水路は当研究所大型水工実験場にある長さ40m×幅1.5mの水路であり、これを仕切壁により幅90cmと60cmとに分けて幅60cmの方を用いた。造波板前面における水深は80cmであり、造波板から約15m離れた地点には勾配が1/10の模型斜面を設置した。

図-32は実験装置のシステム構成を示したものである。まず、パソコン①(PC-9801VX)を用いて、水路に発生させたい波の周波数スペクトルから各成分波の周波数および初期位相を計算した。この結果は造波機制御装置に送られ、制御装置の演算器により造波板の位置を逐次計算した。造波機はピストン型の不規則造波装置であり、模型斜面からの反射波を造波板で再反射しないように造波板の動きを制御している。水面の変化は水路に設置した合計9本の容量式波高計により計測した。図-33は波高計の設置位置を示したものである。波高計は沖側の水深一様部に入射分離計算用に40cm間隔で2本を設置し、模型斜面上に80cm間隔で7本(それぞれ水深49,41,33,25,17,9,1cm)を設置した。波高計で取得された水位はアナログ信号として送られるが、A/D変換器を通して所要のサンプリング間隔にデジタル化し、パソコン②(PC-9801T)のハードディスクに収録した。比較的短時間のデータの収録であれば、造波信号の作成に使用したパソコン①によっても可能であるが、今回の実験では1チャンネルあたり32,768個という膨大なデータを収録する必要があり、パソコン②のハードディスクを使用した。収録したデータは大型汎用機に転送し、数値シミュレーション、現地観測データの解析と同じプログラムにより統計解析を行なった。

(2) 沖波の条件

水理模型実験における沖波の有義波高および有義波周期は、現地波浪および造波装置の性能を考慮して決めな

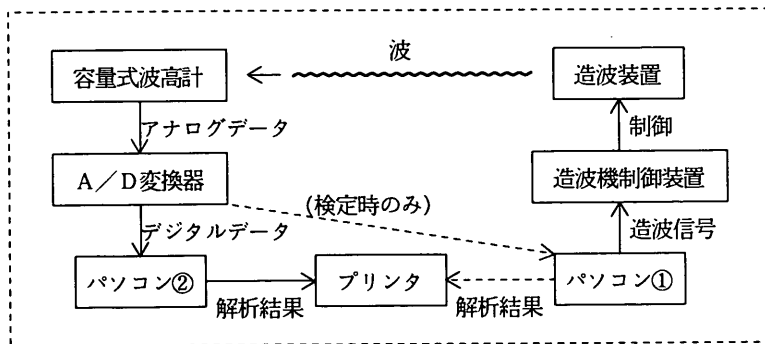


図-32 実験装置の構成

単位：mm

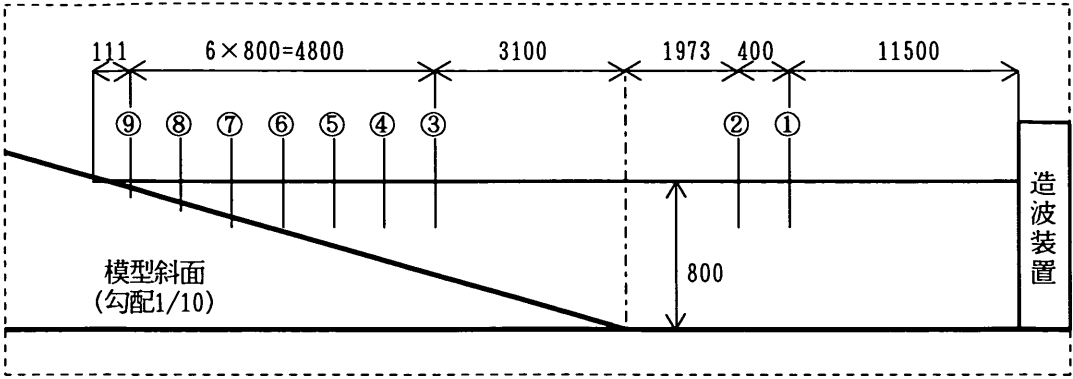
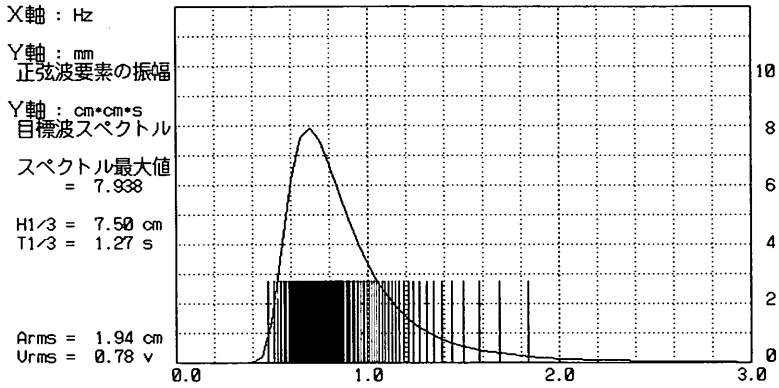


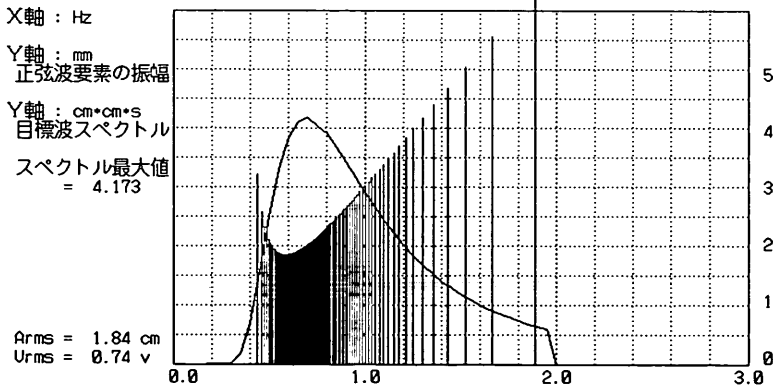
図-33 波高計の設置位置

..... スペクトラムの形状



(a) Bretschneider-光易型スペクトル

..... スペクトラムの形状



(b) m - n 型スペクトル ($m=3$)

図-34 造波時のスペクトル形状と成分波

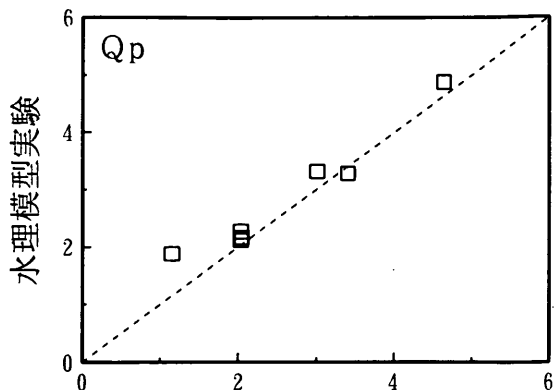
ければならない。今回は縮尺1/40のフルード相似により行なった。第3章において波崎海洋研究施設の観測栈橋橋合で観測した波浪データの解析を行なったが、そのときの代表的な有義波高は3.0m,有義波周期は8.0sであった。そこで、本章の水理模型実験ではこれに対応する値として有義波高を7.5cm,有義波周期を1.27sとした。波形勾配は0.030である。

沖波の周波数スペクトルとしては、合田修正版Bretschneider-光易型, JONSWAP型, および m - n 型の3種類のスペクトルを与えた。合田修正版Bretschneider-光易型については、有義波高7.5cm,有義波周期1.27sの他、有義波高と有義波周期の組合せを11種類変えて実験を行ない、沖波の波形勾配による波群特性の変化についても調べた。JONSWAP型スペクトルについては、Bretschneider-光易型スペクトルと一致する $\gamma=1$,これよりスペクトル尖鋭度の強い $\gamma=3$ および $\gamma=5$ を対象とした。 m - n 型スペクトルについては、Bretschneider-光易型に一致する $m=5$,これよりスペクトルが偏平な $m=3$,および尖鋭度の高い $m=8$ を対象とした。

第2章の数値シミュレーションにおいては、Bretschneider-光易型スペクトルにエネルギー分割法, JONSWAP型および m - n 型スペクトルに周波数分割法を用いて各成分波の周波数と振幅を求めた。本章の水理模型実験においては、まず、成分波の周波数を同じ有義波周期をもつBretschneider-光易型スペクトルのエネルギー分割法により与え、次にその周波数におけるそのスペクトルのエネルギー密度によって振幅を決めた。今回用いる装置では成分波の数を最大100波まで定義することができる。図-34(a)は合田修正版Bretschneider-光易型について、図-34(b)は m - n 型の $m=3$ の場合のスペクトル形状と成分波の周波数および振幅を示したものである。今回用いた造波装置では周波数が0.4Hz以下および2.0Hz以上の成分の造波はできない。そのため、 $m=3$ のように極めて偏平なスペクトルについては低周波数側と高周波数側のエネルギーがカットされてしまう。

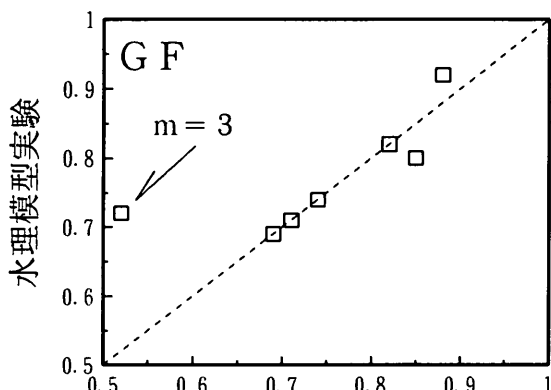
図-35(a)~(c)は、合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p , 波群係数 GF , 波高の連の平均長さ \bar{j}_l について、数値シミュレーションの結果と水路に造波して得られた沖波波形の解析結果とを比較したものである。両者はよく一致しており、実験水路に目標通りのスペクトル尖鋭度および波群特性をもつ沖波が再現されている。

ただし、波群係数 GF の $m=3$ の場合(矢印で図示)については水理模型実験の値が数値シミュレーションと大きく異なっている。 $m=3$ はBretschneider-光易型よりも偏平なスペクトルであり、図-2に示したように高周波



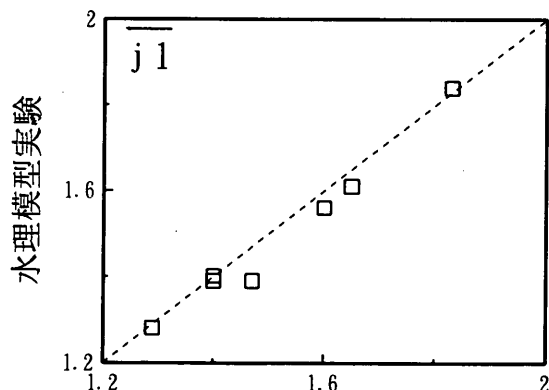
数値シミュレーション

(a)スペクトル尖鋭度パラメータ Q_p



数値シミュレーション

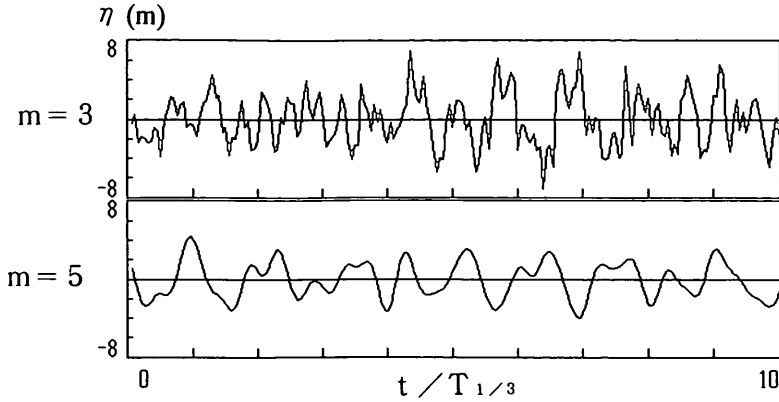
(b)波群係数 GF



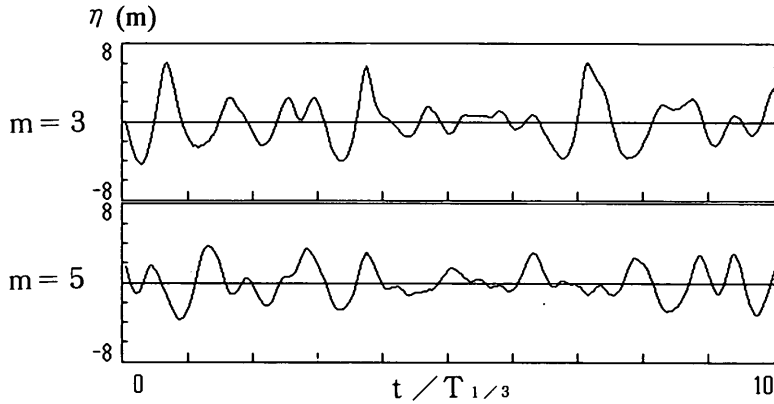
数値シミュレーション

(c)波高の連の平均長さ \bar{j}_l

図-35 目標波と造波された波の比較



(a)コンピュータによる疑似波形



(b)水路に発生した波形

図-36 $m=3$ および $m=5$ の波形の比較

数側に長く裾を引いた形状をしている。数値シミュレーションにおいては、サンプリング間隔に対応する周波数まで成分波を合成することができる。しかし、水理模型実験においては、図-34(b)に示したようにある周波数以上の高周波数成分を再現することはできない。また、もし水の粘性の影響が無視し得ないとするならば、これも水理模型実験において高周波数成分を減衰させる原因になる。図-36(a)は $m=3$ および $m=5$ のスペクトルについてコンピュータにより造った疑似波形を示す。 $m=5$ は Bretschneider-光易型に相当する。 $m=5$ と比較して $m=3$ には高周波成分が含まれていることがわかる。図-36(b)は水路に再現された波形である。 $m=3$ の波形にはコンピュータにより造った疑似波形にみられたような高周波成分がなく、滑らかな波形になっている。このように、 $m=3$ の場合はコンピュータで作成した疑似波形と水路に発生した波形とに違いがある。高周波成分のある

なしによってゼロクロスするかしないかの違いが生じ、これは個々の波の定義にも影響を及ぼす。これが、図-35(b)に示したように数値シミュレーションと水理模型実験とで波群係数が異なった理由の一つであると考えられる。しかし、なぜ水理模型実験の方が大きな値をとるのかについては不明である。それに対して、図-35(a)に示した合田のスペクトル尖鋭度パラメータと図-35(c)に示した波高の連の平均長さは数値シミュレーションと水理模型実験とがほぼ一致している。合田のスペクトル尖鋭度パラメータは、式(4)に示したように周波数とエネルギー密度の2乗値を積分して求める。したがって、エネルギー密度の低い高周波数成分の影響を受けにくいと考えられる。波高の連の平均長さについては、もともと波がランダムに近く、高周波数成分のあるなしによって波の定義が変わってもあまり影響を受けないためであると考えられる。

(3) データの収録

水理模型実験で得られた波形データを解析してスペクトル尖鋭度および波群特性に関するパラメータが統計的に安定するためには、時間分解能（サンプリング間隔と有義波周期の比率）と記録長を考慮しなければならない。水理模型実験の時間分解能を第2章の数値シミュレーションと同じ1/20とすると、サンプリング間隔は0.0791sとなる。そこで、A/D変換器で対応できるサンプリング間隔から、これより若干短い0.05s間隔を選択した。数値シミュレーションにおいてはデータ数を32,768個、有義波周期を10sと与えたが、Bretschneider-光易型スペクトルの場合、この記録長は波高の連を約200個含む長さである。波群特性に関するパラメータが統計的に安定するためにはこの程度の記録長が必要である。そこで今回の実験においては、1回の実験で収録するデータの個数を数値シミュレーションと揃えて32,768 (= 2¹⁶) 個とした。水路における造波板の位置の制御では逆FFTを利用した方法が主流であるが、今回用いる造波装置は数値シミュレーションと同じsin波の級数和を利用する仕様になっており、永遠に同じ波形パターンが出現することはない。

4.2 スペクトル尖鋭度と波群特性の関係

本節においては、模型実験水路に再現されたスペクトル尖鋭度と波群特性の関係を数値シミュレーションおよび現地波浪観測の結果と比較する。対象とする沖波のスペクトルは、合田修正Bretschneider-光易型、JONSWAP型 ($\gamma=1, 3, 5$), m - n 型 ($m=3, 5, 8$) の計7種類であり、沖から汀線近傍までの9本の波高計で観測されたデータを使用する。

図-37は合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p と波群係数 GF 、隣合う波高間の相関係数 r_{HI} の関係を示したものである。図中の実線は数値シミュレーションの結果を示し、破線は現地波浪の分布範囲を示したものである。波群係数 GF についてみると、水理模型実験で得られた波群係数はスペクトルの尖鋭度が高いほど大きくなっており、数値シミュレーションの結果とも非常によく一致している。沖波スペクトル別に印を変えて図示しているが、沖波スペクトルによる明確な差は見られない。次に、隣合う波高間の相関係数 r_{HI} についてみると、水理模型実験で得られた相関係数はスペクトルの尖鋭度が高くなるほど大きくなってきている。しかし、水理模型実験の結果は数値シミュレーションの結果より平均で0.1程度大きくなっており、半数弱のデータが現地波浪の範囲からはずれている。

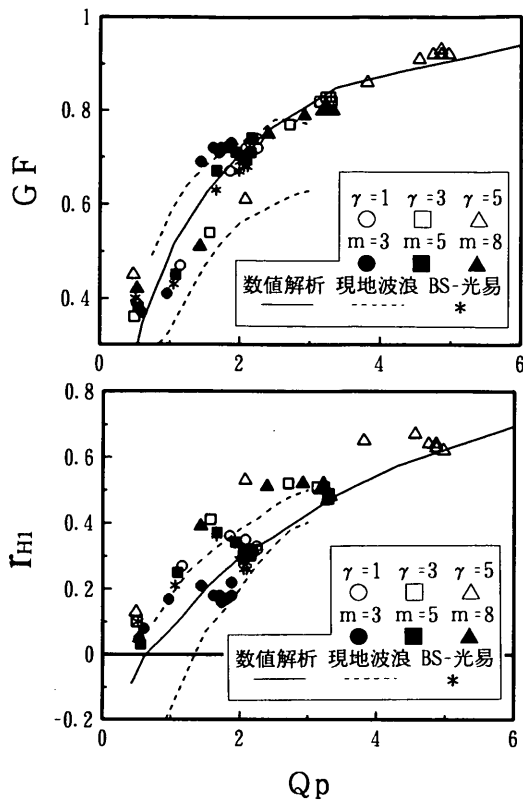


図-37 スペクトル尖鋭度パラメータ Q_p による波群特性の変化

図-38はBattjesの包絡波形相関パラメータ α と波高の連の平均長さ \bar{L}_1 、繰返しの連の平均長さ \bar{L}_2 の関係を示したものである。水理模型実験の結果は現地波浪の分布範囲の中に入っている。数値シミュレーションと比較すると、尖鋭度の高い側 ($\alpha > 0.5$) で数値シミュレーションの値を上回る傾向があるものの、全体的にはよく一致している。

以上のように、模型実験水路に再現された波のスペクトル尖鋭度と波群特性の間には明確な一対一の関係がみられた。この関係は合田修正Bretschneider-光易型、JONSWAP型、 m - n 型といったスペクトルの種類、沖合から汀線にかけての浅水変形および碎波変形の影響をほとんど受けない。水理模型実験の結果は、数値シミュレーションおよび現地波浪ともよく一致している。

4.3 スペクトル尖鋭度と波群特性の岸沖変化

本節においては、相対水深によるスペクトル尖鋭度と波群特性の変化について調べる。相対水深を求めるときの水深には静水面の水深に平均水位上昇量を加えたもの

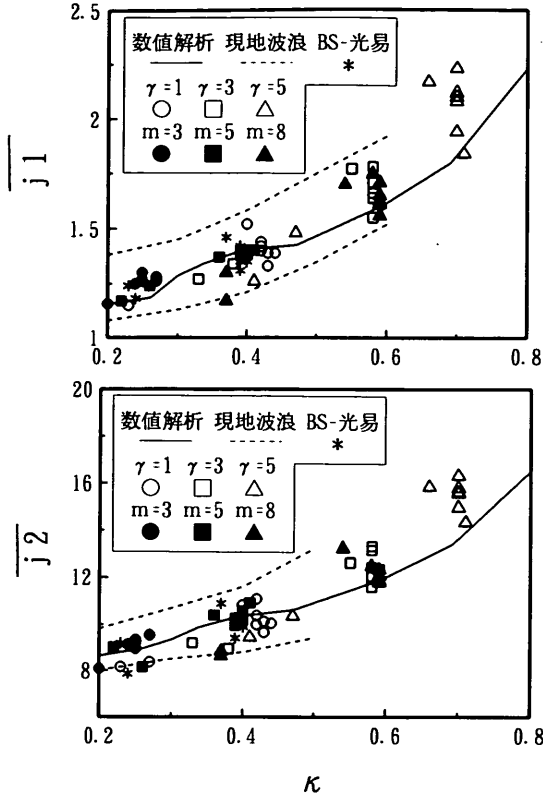


図-38 包絡波形相関パラメータ κ による波群特性の変化

を使用し、沖波波高には水路の水深一様部分に設置した波高計により得られた有義波高を浅水係数で除したものを使用した。

図-39は相対水深 h/H_0' による合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p および Battjes の包絡波形相関パラメータ κ の変化を示したものである。まず、合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p についてみると、沖合ではほとんど変化がなく、 $h/H_0' = 4$ 付近から減少し始めている。この尖鋭度の減少は沖波の尖鋭度が高いものほど著しく、 $h/H_0' = 0$ (汀線近傍) になると沖波の尖鋭度に関わらず $Q_p = 0.5$ 程度となっている。Battjes の包絡波形相関パラメータ κ も沖側では一定であり、 Q_p の場合よりも若干岸側の $h/H_0' = 3$ 付近から減少している。しかし、 κ の値は $h/H_0' = 0$ においても沖波の尖鋭度の違いが残っている。沖波の尖鋭度の違いは $h/H_0' = 2$ 付近から急激に縮まり、 $h/H_0' = 0$ においては沖波の尖鋭度に関わらずいずれのスペクトル形も 0.5 程度の値になっている。

図-40は相対水深 h/H_0' による波群係数 GF 、隣合う波高間の相関係数 r_{H1} 、波高の連の平均長さ $\overline{j_1}$ 、および繰返し

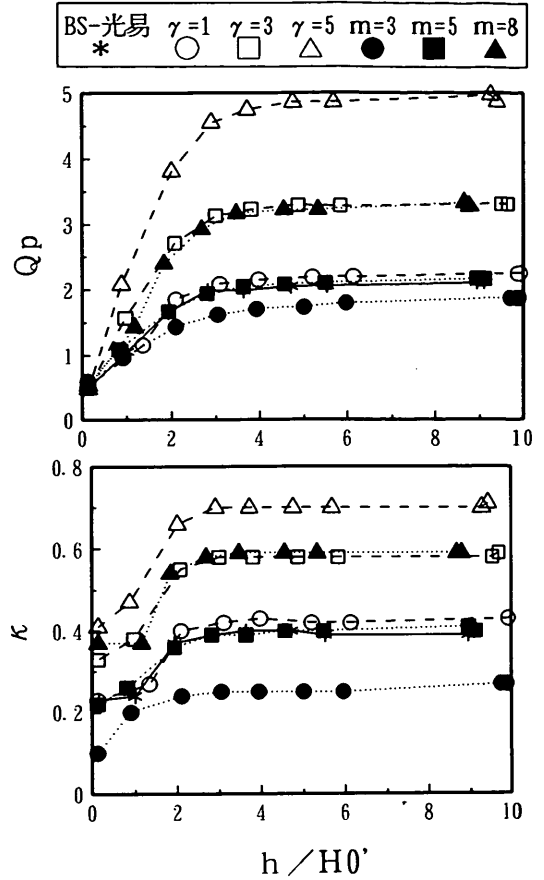


図-39 相対水深によるスペクトル尖鋭度の変化

の連の平均長さ $\overline{j_2}$ の変化を示したものである。沖合においては与えたスペクトルの尖鋭度によって波群係数は異なり 0.7~0.9 であるが、それぞれ相対水深の変化に対して一定である。 $h/H_0' = 3$ 付近からいずれの場合も低下し始め、 $h/H_0' = 0$ においては 0.4 程度の値に収束している。隣合う波高間の相関係数 r_{H1} については、沖合から $h/H_0' = 4$ まではほぼ一定か若干減少の傾向を示しているが、 $h/H_0' = 2$ にかけて微増している。そして、汀線近傍 ($h/H_0' = 0$) においては沖合の値に関わらず $r_{H1} = 0 \sim 0.1$ に収束している。すなわち、汀線近傍においては連りのないランダムな波高の波が来襲することになる。現地波浪で負の相関係数が観測されたが、今回の水理模型実験の結果の範囲では負にはならなかった。波高の連の平均長さ $\overline{j_1}$ にも隣合う波高間の相関係数と同様なピークが $h/H_0' = 2$ 付近において存在する。 $h/H_0' = 0$ において平均の連長は 1.2~1.3 波に収束している。Goda (1970)⁹⁾ は隣合う波高間に相関性が全くない ($r_{H1} = 0$) ときに波高の連の平均長さは 1.16 波になると

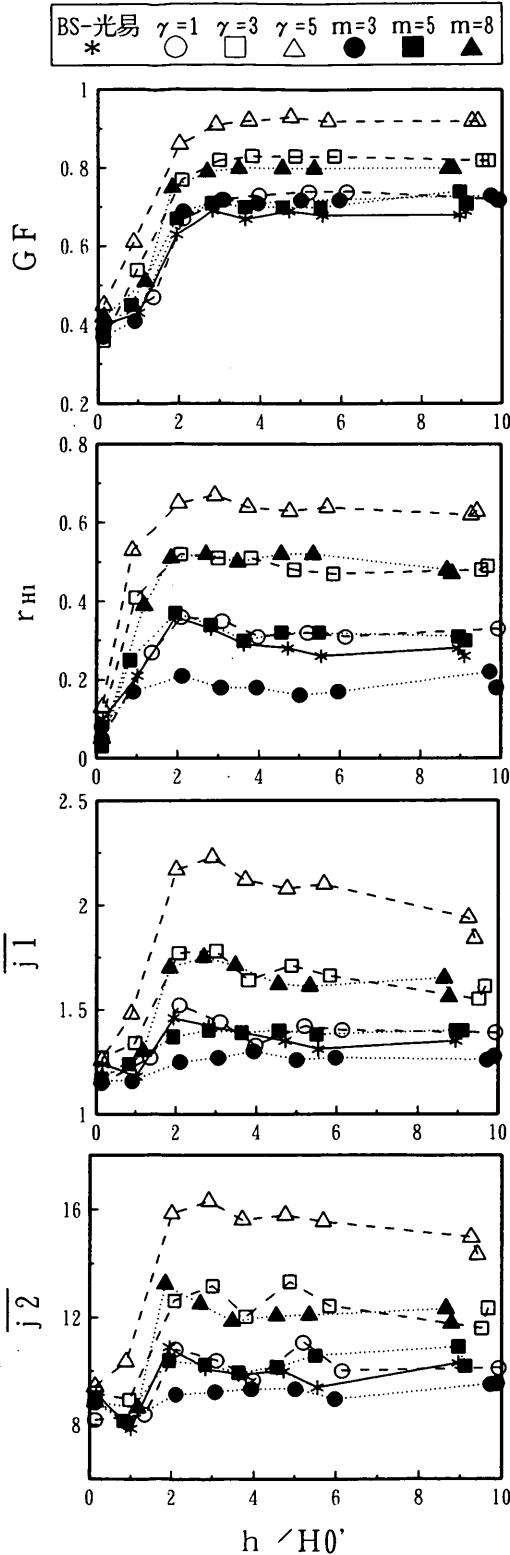


図-40 相対水深による波群特性の変化

報告しているが、ほぼこの値と一致していることがわかる。繰返しの連の平均長さ \bar{j}_2 は、沖側のスペクトル尖鋭度が高いJONSWAP型の $\gamma=5, m-n$ 型の $m=8$ については $h/H_0'=2\sim 3$ にピークを有している。 $h/H_0'=0$ のときの繰返しの連の平均長は $8\sim 9.5$ 波であるが、この値も合田が報告した 8.57 波とよく一致している。

間瀬・松本ら (1986)¹³⁾は、長さ $27\text{m}\times$ 幅 $50\text{cm}\times$ 深さ 75cm の水路において、沖の水深一様部の水深を 45cm とし、勾配が $1/20$ の斜面模型を設置して波群の実験を行なった。この実験の結果によると、波群係数は少なくとも相対水深 h/H_0' が 3.5 の地点よりも沖側から減少して始めている。波高の連の平均長さおよび繰返しの連の平均長さについては $h/H_0'=1.5$ で最大値をとって減少し、 $h/H_0'=0.8$ で最小値をとって再び増加している。本研究で行なった水理模型実験においては勾配が $1/10$ の斜面模型を使用しており、勾配が $1/20$ の斜面模型を使用した間瀬・松本らの場合よりも相対水深が小さいところで沖波波高比が最大になるので、スペクトルが偏平になり波群性が弱まる相対水深も間瀬・松本らの場合より浅くなったものと考えられる。しかし、今回の実験結果では、かなり相対水深の深いところからスペクトル尖鋭度や波群特性の変化が現れている。また、今回の実験結果によると $h/H_0'<0.8$ の領域においてもスペクトル尖鋭度および波群性は弱まっている。

4.4 まとめ

水理模型実験の波についてスペクトル尖鋭度と波群特性との関係を検討したところ、両者の間に高い相関性のあることがわかった。この関係は、数値シミュレーション、現地観測波浪ともよく一致した。したがって、水理模型実験において所要の波群特性の波を再現するためには、その波群性の強さに対応するスペクトル尖鋭度をもつ波を発生させればよい。ただし、現地観測においては隣合う波高間の相関係数が負になることが見られたのに対し、今回の水理模型実験では常に正の値であった。

また、水理模型実験において、沖波として異なるスペクトル尖鋭度や波群特性をもつ波を与えても、砕波により周波数スペクトルが偏平になるとスペクトル尖鋭度や波群性の強い波ほど急激に変化し、汀線近傍においては沖波におけるスペクトル尖鋭度や波群特性の差がほとんどなくなる。今回の模型実験においては、合田修正版 Bretschneider-光易型、JONSWAP型、および $m-n$ 型の3種類のスペクトルについて検討を行なった。その結果、スペクトル尖鋭度や波群特性の岸沖変化にスペクトルの種類による差はほとんどなく、尖鋭度だけによって特徴

づけできることが分かった。

5. 波群特性とサーフビート

周波数スペクトルは栈橋沖合ではBretschneider-光易型に近い滑らかな一山型の形状をしているが、岸に近づくにつれて碎波のために卓越周波数近傍のエネルギーが減少し、逆にこれより低周波数側のエネルギーが発達してくる。そして、この低周波数成分が岸近くでは数十秒から数分周期の水位変動となって現れる。図-41は波崎海洋研究施設において観測された波形の一部（1989年2月27日1時30分頃、栈橋上ch.3）であり、長周期の水位変動を見ることができる。この現象はMunk (1949)²²⁾によって初めて定量的に観測され、サーフビート(surf beat)と名付けられた。サーフビートは台風や低気圧などが接近して沖波が発達したときに顕著となり、しかも汀線で最も振幅が大きくなるため、海浜侵食の主要な原因であるといわれている。

本章では、現地のサーフビート特性を調べるとともに実験室におけるサーフビートの再現の可能性についても検討する。

5.1 現地のサーフビート特性

本節においては1989年に波崎海洋研究施設の観測栈橋およびその沖合で観測された生波形データからサーフビート波形を求めて統計解析を行なう。生波形データは第

3章で解析に用いたものと同じものである。

サーフビート波形は、生波形データからフーリエ級数を求め、高周波数の項を0で置き換えた後、逆フーリエ変換で波形に戻すことにより求める。この方法により、数十秒から数分のオーダーの周期を有する長周期の水位変動を求めることができる。

図-42はサーフビートの有義波高 H_L の経時変化を示したものである。図-19に示した個々の波の有義波高 $H_{1/3}$ の変化と比較すると、沖の個々の波の波高が高くなっているときに岸近くのサーフビートは高くなっている。しかし、さらに詳しくみると、個々の波の波高のピークが2月26日④（19時30分～21時30分）から27日①（1時30分～3時30分）にかけてであるのに対して、サーフビート波高のピークはこれより若干遅れた27日①（1時30分～3時30分）から27日②（7時30分～9時30分）にかけてである。図-41は最もサーフビートが発達した27日①（1時30分～3時30分）の栈橋上ch.2の波形を示したものである。また、従来から指摘されているように長周期波の波高は沖から岸に向かって大きくなっており、2月27日①（1時30分～3時30分）の観測では栈橋先端部のCh.3において約60cmを記録した。このとき、サーフビートの有義波高 H_L は個々の波の有義波高 $H_{1/3}$ の約35%に達した。

沖から岸に向かうにつれて高周波数側のエネルギーが減衰し、低周波数側のエネルギーが相対的に増加してくる。このようなエネルギーの変化とスペクトル尖鋭度お

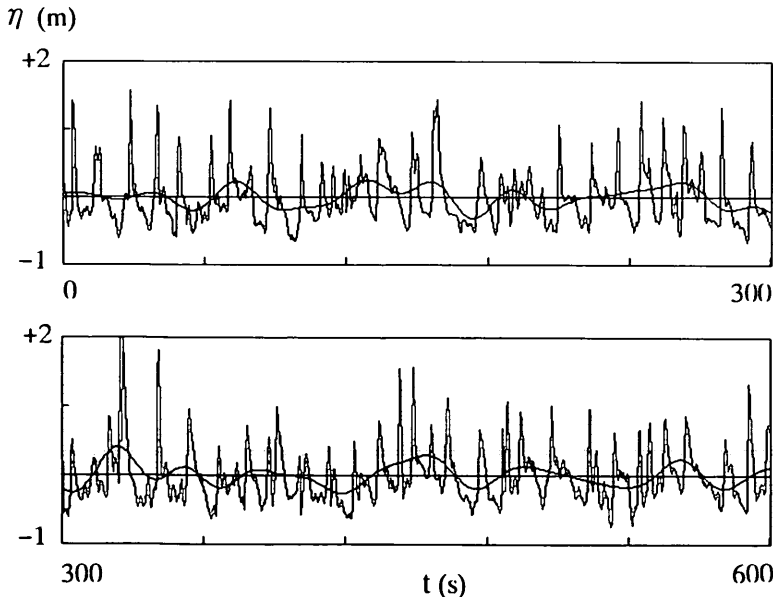


図-41 長周期水位変動の例

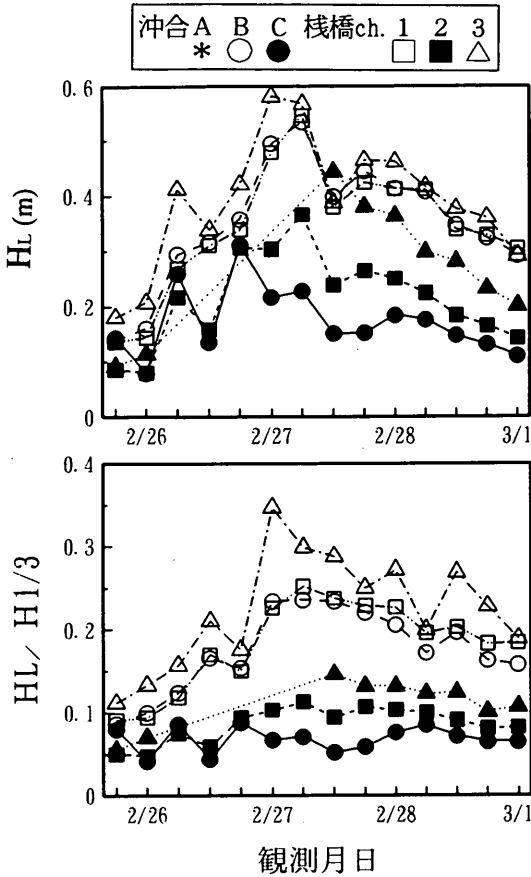


図-42 サーフビート波高の経時変化

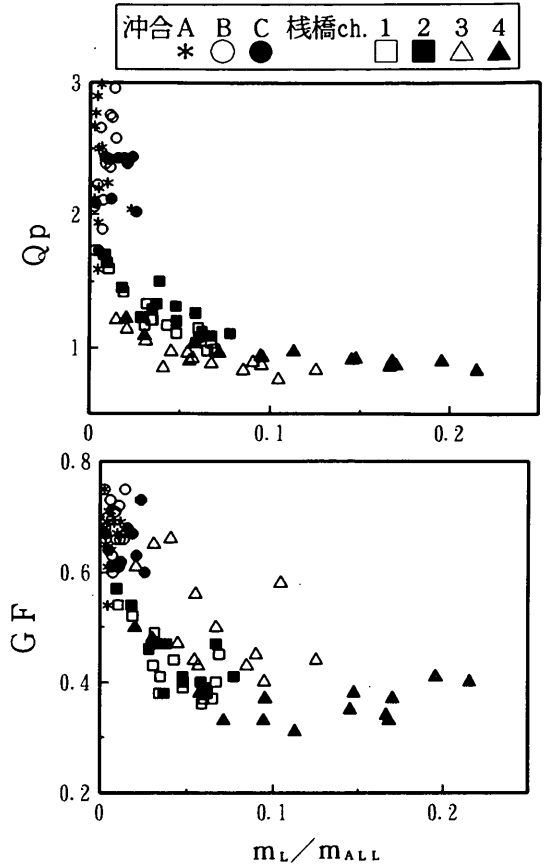


図-43 低周波数成分の発達による波群特性の変化

よび波群特性の変化の関係について調べてみる。図-43は、合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p および波群係数 GF の変化を、低周波数側のエネルギー m_L が全エネルギー m_{ALL} に占める割合 m_L/m_{ALL} により整理したものである。ここに、エネルギー比 m_L/m_{ALL} は、

$$m_L/m_{ALL} = \int_0^{0.04} S(f)df / \int_0^{\infty} S(f)df \quad (65)$$

により定義する。この図から、低周波数側のエネルギーが相対的に増加するにつれてスペクトルの尖鋭度は急激に低下し、波群係数も小さくなるのがわかる。エネルギー比が0.05以上、すなわち低周波数側のエネルギーが全エネルギーの5%以上を占めるようになると、合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_p はほぼ1、波群係数 GF はほぼ0.4で一定になっている。

図-44は、サーフビートの有義波高 H_L と沖の個々の波の有義波高 H_0 の比 H_L/H_0 が相対水深によってどのように変化するかについて示したものである。ここには、1989

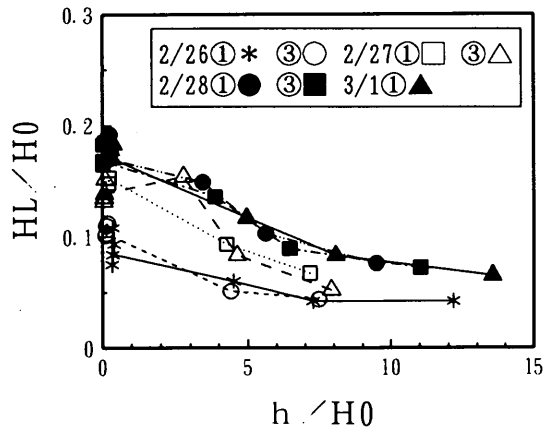


図-44 サーフビート波高の岸沖変化

年度の14回の観測の内から7回分の観測結果を例として示しているが、いずれの観測日時についても水深が浅くなるにつれてサーフビートが発達していることがわかる。相対水深に対する波高比 H_L/H_0 の変化は直線というより

はむしろ下に凸な曲線で表される。また、沖合においても弱いながらサーフビートが存在し、個々の波の0.05~0.1倍の振幅をもっていることが分かる。

図-45はSIWEH値と長周期の水位変動の空間的な分布の経時変化を示したものである。観測地点が棧橋沖合に3地点、棧橋先端部に4地点の計7地点と少ないために、必ずしも明瞭ではないが、長周期の水位変動が沖から汀線に伝搬するにしたがって振幅が大きくなる様子がわかる。また、例えば沖合Aにおける長周期の水位変動 ζ とSIWEH値 E^* の変化に着目すると、 $t=0s$ のときにはSIWEH値が大きい、すなわち大きな波が連なっているが、このとき長周期の水位は平均水位より下がっている。それに対して $t=80s$ のときにはSIWEH値は小さい、すなわち小さな波が連なっているが、このとき長周期の水位は平均水位より高くなっている。この長周期の水位変動は水深が浅くなると振幅が大きくなる。

合田(1975)¹⁹⁾によればサーフビートの強さは下式により表される。

$$\frac{\zeta_{rms}}{(\eta_{rms})_0} = \frac{a}{\sqrt{\frac{H_0'}{L_0} \left(1 + \frac{h}{H_0'}\right)}} \quad (66)$$

ここに、

- ζ_{rms} ; サーフビートのrms値
- $(\eta_{rms})_0$; 波形のrms値
- a ; 係数
- H_0' ; 換算沖波波高
- L_0 ; 沖波の波長
- h ; 水深

である。合田は茨城県大洗海岸、新潟港松浜海岸、宮崎県宮崎海岸の現地観測により $a=0.040$ を得ている。

図-46は波崎において観測されたサーフビートの強さを合田の式と比較したものである。波崎において観測されたサーフビートは松浜海岸や宮崎海岸よりも弱く、式(66)の係数は $a=0.025$ と小さい。図中の●▲■印は棧橋沖合A地点(汀線から約3.2km,水深約25m)における合田のスペクトル尖鋭度パラメータ Q_{p0} によって分類を試みたものである。これらの印は $a=0.025$ の直線を挟んでばらついているが、印の種類による分布の偏りはみられない。つまり、沖波のスペクトル尖鋭度は沖波の波形勾配 H_0/L_0 や相対水深 h/H_0 ほどサーフビートの強さに影響を与えていない。また、スペクトル尖鋭度と波群特性には強い相関性があることから、沖波の波群性の強さもサーフビートの強さに影響をあまり及ぼさないということになる。

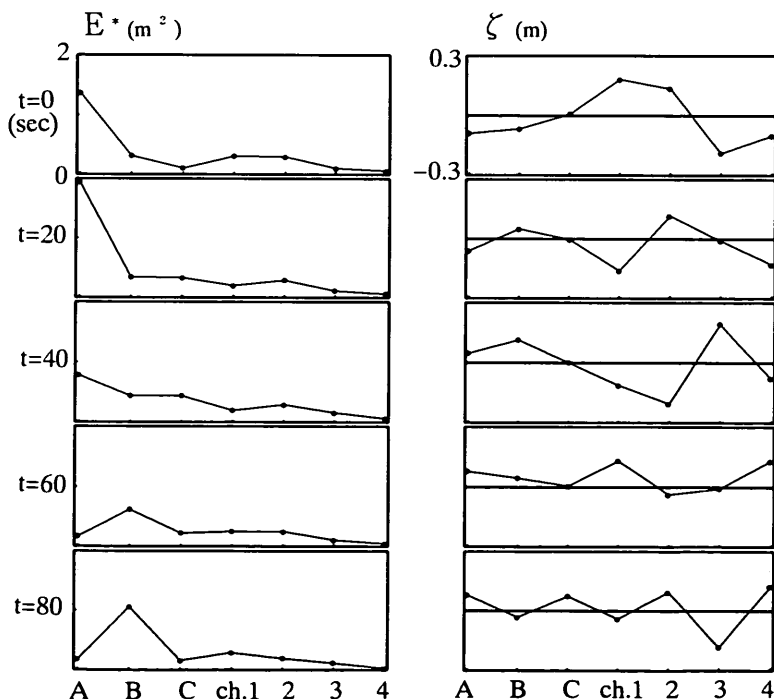


図-45 SIWEH値と長周期水位変動

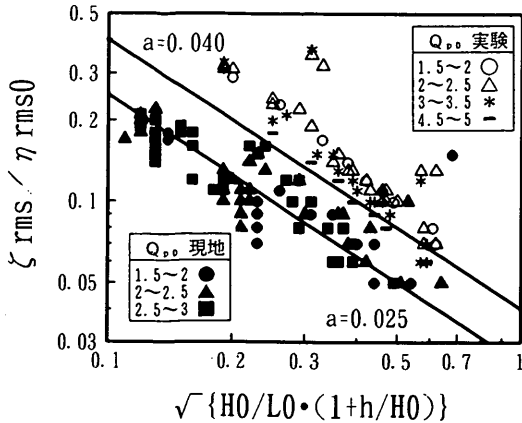


図-46 サーフビート波高の比較

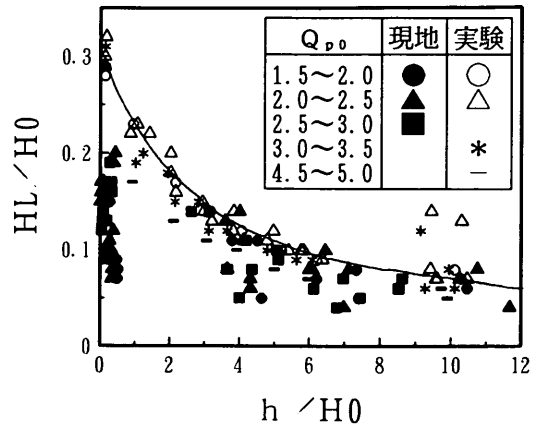


図-47 相対水深によるサーフビート波高の変化

5.2 実験室に再現したサーフビートの特性

第4章では、実験室において現地と同じ波群特性をもつ波を再現するためには現地と同じスペクトル尖鋭度の波を与えれば良いことを示した。本節においては、2次元水路に実際に発生したサーフビートの特性について調べるとともに、現地のサーフビートとの比較を行なう。解析に使用する生波形データは第4章で用いたものと同じである。

図-47は相対水深 h/H_0 による相対サーフビート波高 H_L/H_0 （各地点におけるサーフビートの有義波高 H_L と沖波の有義波高 H_0 の比）の変化を示したものである。図中の○、△、*、—印は水理模型実験、●▲■印が1989年度に観測した現地波浪であり、それぞれ沖波のスペクトル尖鋭度 Q_{p0} により記号を変えている。相対水深が浅くなるにつれて相対サーフビート波高が急激に大きくなる傾向は、水路に再現された波も現地波浪も同じである。しかし、水路に再現された波は現地波浪より全体的に大きな相対サーフビート波高になっている。また、水理模型実験と現地波浪を別々にみると、沖波のスペクトル尖鋭度（あるいは波群特性）による相対サーフビート波高の差は小さく、ほぼ沖波の波形勾配と相対水深のみによって決まっていることがわかる。

図-46には水路に発生したサーフビートの強さも示してある。水理模型実験の結果は合田の値よりも20~30%大きく、式(66)に示したサーフビートの算定式の係数 a は0.5程度の値になる。また、波崎海洋研究施設で観測した現地波浪と比較すると2倍程度の強さとなっている。この原因としては、現地では長周期の水位変動が横方向（汀線に平行な方向）に分散するのに対して実験水路ではそれが無いこと、また、水路の水は水路の持つ固有周期で振動することなどが考えられる。ちなみに、本実験で用

いた水路の固有周期は15.6, 7.8, …, sであり、これらを周波数に換算するとそれぞれ0.06, 0.13, …, Hzである。

以上のことから、現地と同じ強さのサーフビートを水路に再現させることは非常に困難であることがわかった。

6. むすび

本論文では、数値シミュレーション、現地波浪観測、および水理模型実験の3つの方法により、周波数スペクトル尖鋭度と波群特性の関係、浅水変形および碎波変形に伴うスペクトル尖鋭度と波群特性の変化について調べた。本論文の結論を要約すると以下の通りである。

- 1) スペクトル尖鋭度に関するパラメータとしては、合田の尖鋭度パラメータ Q_p 、Battjesの包絡波形相関パラメータ κ 、無次元化したエネルギー密度のピーク値 Φ_p を調べ、波群特性を表すパラメータとしては、波群係数 GF 、隣合う波高間の相関係数 γ_{H1} 、波高の連の平均長さ \bar{j}_1 、繰返しの連の平均長さ \bar{j}_2 を調べた。
- 2) 波群特性は周波数スペクトルの尖鋭度と密接な関係がある。 GF および γ_{H1} は Q_p と高い相関性があり、 \bar{j}_1 および \bar{j}_2 は κ と高い相関性がある。
- 3) スペクトル尖鋭度と波群特性の関係は、合田修正版Bretschneider-光易型、JONSWAP型、 m - n 型などスペクトルの種類が異なっても、台風や低気圧の通過に伴って波高や周期が変化しても、ほとんど影響を受けないことも分かった。
- 4) スペクトル尖鋭度および波群性の強さは沖合においてほぼ一定であるが、浅水変形および碎波変形によりスペクトルは扁平になり、波群性も弱まること分かった。波崎における現地観測および水理模型実

験の結果によれば、相対水深が4程度の地点から碎波が始まり、スペクトル尖鋭度が低くなり、波群性が弱くなっている。

- 5) 1989年度の棧橋沖合の観測において、波高間の相関係数は0.3~0.5であった。この値はRyeによるノルウェー西岸の0.24より大きく、Godaによるコスタリカ国カルテラ港の0.65より小さい。
- 6) 台風や低気圧などにより沖の波が発達すると、碎波帯の外側においては大きな波が静穏時よりも連続して来襲する傾向がある。しかし、静穏時よりも沖合で碎波するようになるため、汀線近傍に来襲する波のスペクトル尖鋭度および波群性は静穏時よりもむしろ弱くなることがある。
- 7) スペクトル尖鋭度と波群特性の関係について、現地観測結果と水理模型実験の結果はよく一致した。このことから現地波浪と同じスペクトル尖鋭度をもつ波で実験を行えば、現地の波群特性を再現できることが分かった。但し、現地観測において、隣合う波高間の相関係数が負になることがあったのに対して、水理模型実験では負にはならなかった。
- 8) 波崎における現地観測データをもちいてサーフビート波高を求めた結果、合田が大洗海岸などで観測した結果の2/3程度の強さであった。また、沖波の波群特性（あるいはスペクトル尖鋭度）によるサーフビート波高の違いについても検討したが、顕著な差は確認されなかった。
- 9) 水路に現地と同じ沖波を与えると水路に発生するサーフビートは現地のサーフビートよりも強くなった。これは、水路では汀線と平行方向の流れが生じないこと、また、水路のもつ固有振動や造波による波の重畳が存在するためであろうと考えられる。

本研究は波浪研究室長鈴木康正の指導の下に河合弘泰がとりまとめたものである。望月徳雄および松森孝弘はデータ整理を担当した。

また、高山知司水工部長および平石哲也水工部主任研究官には研究全般にわたって貴重な助言を得た。加藤一正室長をはじめ漂砂研究室の方々には棧橋における観測やデータ解析についての協力を得た。さらに、常陸那珂における波浪データを海象調査研究室から提供していただいた。これらの方々に厚く御礼申し上げる次第である。

参考文献

- 1) Longuet-Higgins, M.S. (1957) : The Statistical Analysis of a Random, Moving Surface, Phil.

- Trans. Roy. Soc. London. Ser. A (1966), Vol.249, pp.321-387
- 2) 合田良実(1987) : 数値シミュレーションによる波浪の標準スペクトルと統計的性質, 第34回海岸工学講演会論文集, pp.131-135
- 3) 光易恒(1970) : 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の形について, 第17回海岸工学講演会論文集, pp.1-7
- 4) Hasselmann, K. et al. (1973) : Measurements of Wind-wave Growth and Swell Decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Deutsche Hydr. Zeit, Reihe A (8°), No.12
- 5) 合田良実 (1976) : 波の連なりの統計的性質について, 港湾技術研究所報告, 第15巻, 第3号, pp.3-19
- 6) 永井康平(1972) : 不規則な海の波の屈折および回折の計算-線形重ね合せ法による平行直線状等深線海岸での屈折と防波堤での回折の計算図-, 港湾技術研究所報告, 第11巻, 第2号, pp.47-119
- 7) Funke, E.R. and Mansard, E.P.D. (1979) : On the Synthesis of Realistic Sea States in a Laboratory Flume, National Research Council Technical Report LTR-HY-66, Ottawa, Canada
- 8) Goda, Y. (1970) : Numerical Experiments on Wave Statistics with Spectral Simulation, Report of the Port and Harbour Research Institute, Vol.9, No.3, pp.3-57
- 9) Kimura, A. (1980) : Statistical Properties of Random Wave Groups, Proc. 17th Conf. on Coastal Engineering, Sydney, Chapter 178, pp.2955-2973
- 10) Goda, Y. (1983) : Analysis of Wave Grouping and Spectra of Long-travelled Swell, Report of the Port and Harbour Research Institute, Vol.22, No.1, pp.3-41
- 11) Battjes, J.A. and G.Ph. van Vledder (1984) : Verification of Kimura's Theory for Wave Group Statistics, Proc. 19th Int. Conf. Coastal Engg., pp.642-648
- 12) 間瀬啓・長谷川順一 (1986) : 現地海岸波浪の波群の伝播, 第35回海岸工学講演会論文集, pp.98-102
- 13) 間瀬啓・松本明男・松元和伸・岩垣雄一 (1986) : 波群特性が異なる不規則波の浅水・碎波特性, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.169-173

- | | | |
|---|------------------|---|
| 14) 加藤一正・中村聡志・池田直太 (1991) : 波の連なりを考慮した長周期波の波高の推定—波崎海洋研究施設における現地観測にもとづく検討—, 港湾技術研究所報告, 第30巻, 第1号, pp.137-163 | Φ_p | 無次元したエネルギー密度のピーク値 |
| | ω | 角速度 (rad/s) |
| | A | 振幅 (cm,m) |
| | a | Bretschneider-光易型スペクトルの係数 |
| 15) 合田良実・永井康平 (1969) : 造波板の変速運動による発生不規則波のスペクトルについて, 港湾技術研究所報告, 第8巻, 第3号, pp.47-75 | b | Bretschneider-光易型スペクトルの係数 |
| | CV | 変動係数 |
| | $det[]$ | 行列式 |
| 16) 合田良実・永井康平 (1974) : 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 | $E()$ | 第1種の完全楕円積分 |
| | E^* | SIWEH値 (cm ² ,m ²) |
| | $\overline{E^*}$ | 平均SIWEH値 (cm ² ,m ²) |
| 17) 合田良実(1985) : 波浪の統計的性質に関する二, 三の数値的検討, 港湾技術研究所報告, 第24巻, 第4号, pp.65-102 | f | 周波数 (1/s,Hz) |
| | Δf | 成分波の周波数幅 (1/s,Hz) |
| | f_{bk} | 成分波要素の境界周波数 (1/s,Hz) |
| 18) Rye, H. (1974) : Wave group formation among storm waves, Proc. 14th Coastal Engg., Copenhagen, pp.164-183 | f_b | 成分波要素の代表周波数 (1/s,Hz) |
| | f_c | 高周波数側と低周波数側を分ける遮断周波数 |
| 19) 合田良実 (1975) : 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻, 第3号, pp.59-106 | f_k | 成分波の周波数 (1/s,Hz) |
| 20) Goda, Y. (1977) : Numerical Experiments on Statistical Variability of Ocean Waves, Report of the Port and Harbour Research Institute, Vol.16, No. 2 | f_{kp} | エネルギー密度がピークになる成分波の周波数 (1/s,Hz) |
| | f_{max} | 成分波の周波数の最大値 (1/s,Hz) |
| | f_{min} | 成分波の周波数の最小値 (1/s,Hz) |
| | f_p | 卓越周波数 (1/s,Hz) |
| 21) 合田良実(1990) : 港湾構造物の耐波設計—波浪工学への序説—増補改訂版, 鹿島出版会, 333p. | GF | 波群係数 (groupiness factor) |
| 22) Munk, W. H. (1949) : Surf beats, A. G. U., vol.30, No.6, pp.849-854 | GF_F | 長周期成分すべてを除去して求めた波群係数 |
| | GF_p | 潮汐のみを除去して求めた波群係数 |

主要記号

- | | | | |
|-------------|---|---------------|-------------------------------|
| β_j | JONSWAP型スペクトルの係数 | H_c | 波の連を定義するための基準波高 (cm,m) |
| β_m | $m-n$ 型スペクトルの係数 | H_L | 長周期波の有義波高 (cm,m) |
| γ | JONSWAP型スペクトルの尖鋭度パラメータ
(peak enhancement factor) | $H_{1/3}$ | 有義波高 (cm,m) |
| ξ | 長周期の水位変動 | i | 時系列の番号 |
| ξ_{rms} | 長周期の水位変動のrms値 | $I_0()$ | 第1種の変形Bessel関数 |
| η | 水位 (cm,m) | i_1 | 時系列の番号の始点 |
| η_0 | 平均水位 (cm,m) | i_2 | 時系列の番号の終点 |
| x | Battjesの包絡波形相関パラメータ | $int()$ | 整数化 |
| π | 円周率 | $ln()$ | 自然対数 |
| σ | JONSWAP型スペクトルのパラメータ
(ピーク付近のバンド幅) | \bar{j}_1 | 波高の連の長さ (波) |
| τ | ウィンド関数の時間 (タイムラグ) (s) | \bar{j}_1^F | 長周期成分すべてを除去して求めた波高の連の平均長さ (波) |
| ϕ | 初期位相 (rad) | \bar{j}_1^P | 潮汐のみを除去して求めた波高の連の平均長さ (波) |
| $\phi()$ | 正規確率関数 | \bar{j}_2 | 繰り返しの連の長さ (波) |

\bar{j}_2	繰り返しの連の平均長さ (波)	p_{22}	基準波高を超える波高が連続して来襲する確率
$K()$	第2種の完全楕円積分	$P_1(j_1)$	長さ j_1 の波高の連の出現確率
k	成分波の番号	$P_2(j_2)$	長さ j_2 の繰返しの連の出現確率
k_c	遮断周波数に対応する成分波の番号	q	基準波高を超えない波高の出現確率
L	SWIEH値計算のウィンドの長さ	$Q()$	ウィンドウ関数
L_0	沖波の波長 (cm, m)	Q_p	合田のスペクトル尖鋭度パラメータ
l	SWIEH値計算のウィンド内の時系列	r_{H1}	隣合う波高間の相関係数
M	成分波の数	S	周波数スペクトル ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)
M	乱数の一様性検定に使用する乱数の個数	s	ウィンドウ幅
m	m - n 型スペクトルの尖鋭度パラメータ	S_p	エネルギー密度のピーク値 ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)
m_{ALL}	全周波数帯のスペクトルの0次モーメント	T	周期 (s)
m_L	低周波数側のスペクトルの0次モーメント	t	時刻 (s)
m_0	スペクトルの0次のモーメント	ΔT	サンプリング間隔, 微小時間 (s)
N	時系列のデータ数	T_p	ピーク周期 (s)
n	m - n 型スペクトルのパラメータ	T_n	波形の観測時間 (s)
N_s	ウィンドウ内のデータ数	$T_{1/3}$	$1/3$ 最大波周期 (有義波周期) (s)
N_ω	包絡線の同期と波形の周期の比	X^*	統計量を無次元化した量
p	基準波高を超える波高の出現確率		
p_{11}	基準波高を超えない波高が連続して来襲する確率		

資料

波崎観測栈橋およびその沖合で観測した波浪の統計量

①1989年観測結果 (観測時間 ① 1:30~3:30 ② 7:30~9:30 ③ 13:30~15:30 ④ 19:30~21:30)

(その1)

	栈橋沖合A地点						栈橋沖合B地点								
	H _{1/3}	T _{1/3}	Q _p	K	Φ _p	GF	H _{1/3}	T _{1/3}	Q _p	K	Φ _p	GF	T _m	j _i	j _a
2/25 ④	1.87	5.92	1.96	0.39	2.06	0.82	1.74	5.94	2.03	0.38	2.19	0.72	0.28	1.32	9.95
2/26 ①	1.94	6.27	2.07	0.43	2.20	0.69	1.73	6.28	1.67	0.35	1.79	0.65	0.24	1.34	9.43
②	3.10	7.88	2.23	0.47	1.95	0.70	2.98	7.84	2.33	0.48	2.30	0.75	0.35	1.55	11.34
③	3.12	8.41	2.66	0.52	2.76	0.75	2.75	8.42	2.20	0.48	1.94	0.70	0.30	1.39	10.51
④	3.54	9.11	2.41	0.48	2.40	0.68	3.19	9.27	2.41	0.48	2.52	0.78	0.40	1.68	12.36
2/27 ①	3.48	10.81	2.57	0.57	2.51	0.77	3.09	10.76	2.45	0.49	2.32	0.69	0.42	1.48	10.42
②	3.13	11.40	2.83	0.59	2.52	0.71	3.20	11.68	3.05	0.60	2.74	0.65	0.39	1.71	12.62
③	2.83	11.30	2.77	0.59	2.26	0.67	2.52	11.37	2.43	0.54	1.94	0.63	0.38	1.66	12.40
④	2.53	11.53	2.80	0.59	2.48	0.67	2.42	11.61	2.70	0.57	2.33	0.70	0.46	2.06	13.72
2/28 ①	2.50	12.11	2.62	0.54	2.22	0.68	2.38	12.07	2.33	0.54	2.28	0.72	0.45	1.56	11.14

(その2)

	栈橋沖合C地点						栈橋上ch.1								
	H _{1/3}	T _{1/3}	Q _p	K	Φ _p	GF	H _{1/3}	T _{1/3}	Q _p	K	Φ _p	GF	T _m	j _i	j _a
2/25 ④	1.74	5.90	2.08	0.38	2.28	0.68	1.64	6.00	1.68	0.29	2.07	0.57	0.20	1.31	9.15
2/26 ①	1.68	6.36	1.67	0.36	1.70	0.62	1.65	6.43	1.50	0.29	1.46	0.54	0.19	1.29	9.31
②	3.03	8.49	1.48	0.35	1.77	0.35	2.47	7.59	1.31	0.25	1.49	0.51	0.09	1.19	8.37
③	3.10	9.14	1.86	0.44	1.92	0.45	1.98	7.22	1.07	0.18	0.88	0.42	-0.04	1.27	8.63
④	****	****	****	****	****	****	2.35	7.81	1.09	0.18	1.03	0.44	0.00	1.18	8.87
2/27 ①	****	****	****	****	****	****	2.21	7.75	0.84	0.08	0.63	0.43	-0.11	1.22	9.05
②	3.67	11.91	1.88	0.40	2.07	0.81	2.38	8.69	0.88	0.11	0.81	0.40	-0.12	1.16	7.86
③	3.02	11.58	1.83	0.43	1.78	0.58	1.78	7.21	0.86	0.13	0.68	0.35	-0.14	1.18	8.28
④	2.88	11.72	2.43	0.52	2.19	0.63	2.15	8.98	1.04	0.13	1.10	0.36	-0.09	1.18	8.02
2/28 ①	2.71	12.43	2.32	0.50	2.18	0.69	2.09	8.06	0.91	0.14	0.77	0.33	-0.17	1.15	8.48

(その3)

	栈橋上ch.2						栈橋上ch.3								
	H _{1/3}	T _{1/3}	Q _p	K	Φ _p	GF	H _{1/3}	T _{1/3}	Q _p	K	Φ _p	GF	T _m	j _i	j _a
2/25 ④	1.52	5.87	1.68	0.30	2.04	0.58	1.66	5.79	1.13	0.16	1.27	0.66	0.10	1.22	9.55
2/26 ①	1.57	6.45	1.32	0.32	1.59	0.54	1.71	7.47	0.89	0.19	0.95	0.66	0.13	1.22	8.37
②	2.35	7.44	1.30	0.25	1.40	0.55	2.71	7.47	0.89	0.19	0.95	0.66	0.13	1.22	8.37
③	1.87	7.45	1.15	0.18	0.92	0.44	0.63	7.42	0.75	0.11	0.58	0.58	0.04	1.17	9.76
④	2.27	8.00	1.13	0.17	0.86	0.46	2.53	8.25	0.75	0.12	0.62	0.65	0.04	1.12	7.74
2/27 ①	2.11	7.95	0.92	0.05	0.59	0.45	1.78	9.94	0.64	0.06	0.54	0.42	0.05	1.24	9.01
②	2.18	8.20	0.92	0.04	0.68	0.39	2.01	9.39	0.67	0.08	0.59	0.41	-0.05	1.14	8.79
③	1.67	7.71	0.96	0.02	0.61	0.40	1.42	8.54	0.60	0.11	0.45	0.51	-0.01	1.14	10.27
④	1.94	8.78	1.12	0.07	0.98	0.38	2.01	9.78	0.76	0.14	0.88	0.46	0.09	1.33	10.84
2/28 ①	1.88	8.53	0.98	0.06	0.66	0.37	1.86	9.64	0.67	0.12	0.66	0.46	-0.09	1.16	9.14

②1990年観測結果(観測時間 ①3:40~5:40 ②9:40~11:40 ③15:40~17:40 ④21:40~23:40)

	観測地点A地点										観測地点B地点									
	H ₁₅	T ₁₅	Q _p	K	Φ _p	GF	r _{in}	J ₁	J ₂	H ₁₅	T ₁₅	Q _p	K	Φ _p	GF	r _{in}	J ₁	J ₂		
10/20	0.92	7.13	1.22	0.36	1.12	0.47	0.08	1.26	9.01	0.89	6.97	1.12	0.33	1.14	0.46	0.00	1.20	8.64		
④	0.82	7.79	1.36	0.39	1.45	0.50	0.15	1.44	9.67	0.78	7.53	1.25	0.38	1.38	0.50	0.06	1.23	8.81		
10/21	1.09	7.00	1.18	0.41	0.80	0.43	0.04	1.25	8.84	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
②	1.31	6.38	1.46	0.12	0.92	0.45	0.09	1.16	8.68	1.29	6.15	1.54	0.09	0.93	0.46	0.10	1.17	7.96		
③	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
④	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
10/22	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
①	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
②	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
③	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
④	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
10/23	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
①	3.72	12.72	1.35	0.35	1.12	0.90	0.16	1.41	9.96	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
②	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
③	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
④	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
10/24	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
①	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
②	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
③	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
④	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
10/25	***	***	***	***	***	***	***	***	***	3.19	11.62	1.37	0.29	1.26	1.53	0.25	1.40	9.87		
①	2.99	10.96	1.90	0.44	1.62	0.64	0.29	1.21	9.01	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
②	2.43	10.79	2.03	0.45	1.89	0.63	0.34	1.46	10.42	2.31	10.78	1.90	0.44	1.72	0.68	0.34	1.47	11.55		
③	2.39	10.88	2.26	0.49	2.18	0.66	0.38	1.54	10.69	2.28	10.94	2.23	0.49	2.16	0.68	0.34	1.42	10.99		
④	2.27	10.16	1.54	0.31	1.65	1.24	0.29	1.55	10.53	2.38	10.69	1.78	0.36	2.06	0.73	0.25	1.53	11.04		
10/26	2.77	9.64	2.11	0.41	1.80	0.64	0.25	1.27	9.40	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
①	2.10	10.18	2.51	0.52	2.02	0.70	0.46	1.66	12.69	2.06	10.20	2.62	0.55	2.04	0.70	0.44	1.58	10.95		
②	1.55	9.93	2.61	0.52	2.30	0.70	0.37	1.57	11.36	1.36	10.08	2.66	0.54	2.48	0.66	0.44	1.62	12.31		
③	1.22	10.13	2.86	0.56	2.69	1.31	0.50	1.54	11.21	1.06	10.30	3.37	0.64	2.83	0.77	0.52	1.63	11.42		
④	0.93	8.52	2.10	0.65	2.06	0.67	0.27	1.64	12.33	0.83	8.02	1.99	0.60	2.20	0.58	0.27	1.62	11.49		
10/27	0.96	6.54	1.39	0.42	1.22	0.54	0.14	1.36	10.16	0.95	6.34	1.24	0.36	1.19	0.80	0.16	1.36	10.05		
①	1.29	7.25	1.38	0.15	1.29	0.47	0.06	1.20	8.79	1.16	6.93	1.24	0.17	1.12	0.47	0.09	1.28	9.93		
②	1.18	6.89	1.24	0.18	1.08	0.50	0.11	1.26	8.78	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
③	1.36	8.00	1.32	0.24	1.56	1.27	0.19	1.37	10.16	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
④	1.28	8.78	1.91	0.43	1.66	0.65	0.30	1.46	11.60	1.03	8.02	1.54	0.37	1.41	0.58	0.17	1.33	9.65		
10/28	1.14	8.85	2.12	0.48	1.65	0.67	0.30	1.45	11.23	0.96	8.80	1.89	0.44	1.60	0.60	0.30	1.54	11.47		
①	1.07	8.94	2.27	0.49	2.24	0.67	0.34	1.58	11.71	0.87	8.17	1.69	0.42	1.63	0.59	0.22	1.38	10.47		
②	0.90	7.39	1.22	0.37	1.04	0.47	0.12	1.31	9.69	0.82	6.79	1.05	0.30	0.98	0.48	0.08	1.30	10.03		
③	0.88	8.89	1.82	0.44	1.84	0.62	0.27	1.59	11.96	0.81	8.65	1.70	0.41	1.79	0.57	0.20	1.48	10.78		
④	0.77	8.70	1.67	0.38	1.44	0.61	0.24	1.43	9.32	0.73	8.78	1.71	0.39	1.75	0.61	0.26	1.44	10.61		
10/30	0.82	7.94	1.44	0.39	1.44	0.59	0.18	1.39	10.43	0.71	7.33	1.21	0.36	1.35	0.53	0.06	1.29	9.25		
①	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
②	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
③	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
④	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
10/31	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
①	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
②	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
③	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
④	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***	***		
11/1	2.46	9.95	2.32	0.49	2.02	0.76	0.40	1.87	13.07	2.28	10.22	2.39	0.51	2.09	0.66	0.41	1.65	11.05		
①	2.30	10.32	2.49	0.51	2.31	0.68	0.36	1.56	10.94	2.16	10.71	2.52	0.53	2.44	0.69	0.43	1.71	12.64		
②	1.91	10.35	2.46	0.50	2.45	0.68	0.38	1.52	11.89	1.62	10.02	1.96	0.41	1.83	0.60	0.30	1.42	10.17		
③	2.28	11.46	2.89	0.58	2.52	0.74	0.48	1.63	12.34	2.07	11.37	2.68	0.56	2.34	0.71	0.49	1.56	10.70		

スペクトル形状による波群特性の変化

③1991年観測結果(観測時間 ①3:40~5:40 ②9:40~11:40 ③15:40~17:40 ④21:40~23:40)

(その1)

	機橋沖合A地点										機橋沖合B地点									
	H _{1/3}	T _{1/3}	Q _p	K	Φ _p	GF	I _{H1}	J ₁	J _β	H _{1/3}	T _{1/3}	Q _p	K	Φ _p	GF	I _{H1}	J ₁	J _β		
10/29 ③	0.69	7.77	1.44	0.42	1.41	0.61	0.15	1.39	10.04	0.68	7.74	1.34	0.39	1.58	0.56	0.13	1.31	9.23		
④	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****		
10/30 ②	0.86	6.35	1.69	0.34	1.81	0.63	0.21	1.34	9.10	0.81	6.61	1.36	0.29	1.40	0.66	0.18	1.33	9.67		
④	0.71	6.88	1.54	0.35	1.63	0.69	0.21	1.36	10.02	0.65	6.77	1.28	0.32	1.20	0.62	0.16	1.28	9.98		
④	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****		
10/31 ①	0.72	6.50	1.70	0.43	1.97	0.67	0.27	1.36	9.83	0.67	6.36	1.47	0.42	1.62	0.60	0.16	1.36	9.41		
②	1.13	4.67	1.38	0.26	1.64	0.63	0.24	1.30	9.19	1.14	4.79	1.72	0.30	1.67	0.63	0.23	1.30	9.42		
③	1.13	5.20	1.38	0.18	1.16	0.60	0.17	1.25	9.17	1.07	5.05	1.35	0.20	0.98	0.57	0.17	1.26	8.96		
④	1.09	5.03	1.49	0.21	1.62	0.67	0.25	1.35	10.03	1.06	5.06	1.62	0.25	1.84	0.63	0.21	1.38	10.46		
11/1 ①	1.12	5.10	1.35	0.14	1.42	0.62	0.07	1.10	8.38	1.09	5.12	1.34	0.10	0.58	0.42	0.13	1.20	8.56		
②	1.62	5.35	1.88	0.37	1.71	0.67	0.26	1.28	9.99	1.56	5.29	1.97	0.38	2.08	0.70	0.27	1.44	10.91		
③	1.88	5.87	2.09	0.45	2.11	0.71	0.29	1.44	10.54	1.67	5.76	1.81	0.38	1.77	0.68	0.26	1.32	10.20		
④	1.88	6.31	1.68	0.32	1.32	0.61	0.22	1.29	9.90	1.76	6.27	1.60	0.31	1.28	0.57	0.18	1.31	9.24		
11/2 ①	2.30	7.23	1.58	0.32	1.32	0.56	0.16	1.27	9.38	2.24	7.39	1.62	0.30	1.42	0.62	0.26	1.30	9.75		
②	2.33	8.04	1.64	0.37	1.29	0.58	0.25	1.42	10.35	2.46	8.46	1.83	0.40	1.80	0.61	0.23	1.32	10.28		
③	2.28	8.97	2.15	0.46	2.40	0.66	0.27	1.51	10.56	2.26	9.37	2.17	0.46	2.40	0.60	0.20	1.49	11.11		
④	1.87	8.57	1.73	0.39	1.61	0.60	0.27	1.53	10.88	1.77	8.64	1.72	0.41	1.69	0.60	0.20	1.35	9.71		
11/3 ①	1.79	9.59	2.26	0.53	2.12	0.77	0.38	1.58	11.70	1.72	9.75	2.34	0.53	2.32	0.69	0.39	1.61	11.48		
②	1.44	9.48	2.01	0.46	1.64	0.71	0.34	1.48	10.45	1.72	9.75	2.34	0.53	2.32	0.69	0.39	1.61	11.48		
③	1.32	9.54	2.26	0.48	1.97	0.65	0.32	1.57	11.18	1.40	9.93	2.51	0.53	2.29	0.72	0.44	1.65	11.69		
④	1.35	9.98	2.87	0.59	2.74	0.72	0.42	1.72	12.82	1.40	10.40	2.73	0.58	2.57	0.62	0.45	1.73	12.92		
11/4 ①	1.21	8.74	1.59	0.33	1.51	0.64	0.24	1.29	9.84	2.55	7.08	1.81	0.38	1.75	0.64	0.27	1.34	9.12		
②	2.57	6.91	1.77	0.38	1.55	0.64	0.24	1.29	9.84	2.55	7.08	1.81	0.38	1.75	0.64	0.27	1.34	9.12		
③	1.79	6.84	1.40	0.27	1.03	0.63	0.22	1.27	9.05	1.70	6.91	1.38	0.28	1.10	0.55	0.10	1.25	8.82		
④	1.42	7.07	1.30	0.21	1.05	0.53	0.17	1.39	9.56	1.38	6.96	1.30	0.23	1.24	0.48	0.10	1.27	9.23		
11/5 ①	1.34	8.47	1.71	0.43	1.71	0.58	0.26	1.49	11.93	1.26	8.49	1.64	0.39	1.70	0.55	0.26	1.38	9.18		
②	1.21	8.74	1.59	0.33	1.51	0.64	0.24	1.29	9.84	1.08	8.49	1.36	0.30	1.18	0.55	0.12	1.22	8.62		
③	1.38	9.09	1.64	0.48	1.86	0.62	0.19	1.39	9.57	1.25	8.74	1.65	0.51	1.72	0.60	0.20	1.44	10.98		
④	1.39	7.37	1.29	0.32	1.38	0.56	0.13	1.26	9.41	1.39	7.76	1.42	0.39	1.67	0.53	0.11	1.38	9.91		
11/6 ①	1.07	8.38	1.38	0.39	1.62	0.53	0.09	1.31	9.63	1.07	8.46	1.40	0.40	1.71	0.45	0.09	1.37	9.66		
②	0.94	8.19	1.25	0.37	1.31	0.55	0.11	1.26	9.07	0.88	8.32	1.10	0.36	1.03	0.49	0.06	1.23	9.28		
③	0.84	8.03	1.15	0.34	1.06	0.53	0.11	1.34	9.48	0.80	8.35	1.25	0.39	1.37	0.57	0.19	1.33	9.67		
④	0.80	8.52	1.14	0.29	1.01	0.56	0.08	1.18	8.65	0.78	8.64	1.14	0.31	0.99	0.48	0.11	1.23	8.50		
11/7 ①	0.80	9.92	1.38	0.36	1.40	0.56	0.19	1.38	9.03	0.80	10.66	1.18	0.29	1.14	0.46	0.14	1.26	8.76		
②	1.00	7.54	1.13	0.26	1.13	0.40	0.01	1.17	8.66	0.96	7.73	1.05	0.28	1.08	0.43	0.05	1.15	8.54		
③	1.23	6.50	1.38	0.15	1.30	0.59	0.14	1.18	8.62	1.17	6.68	1.19	0.10	0.61	0.44	0.11	1.26	9.05		
④	1.50	7.70	1.20	0.24	1.81	0.65	0.24	1.39	10.02	****	****	****	****	****	****	****	****	****		
11/8 ①	1.85	9.19	2.33	0.65	2.34	0.65	0.35	1.41	10.35	1.74	9.21	2.30	0.51	2.19	0.72	0.37	1.67	12.98		
②	1.52	8.88	2.05	0.46	2.34	0.61	0.25	1.44	10.20	1.50	9.09	2.08	0.48	2.27	0.66	0.33	1.68	12.56		
③	1.62	7.39	1.66	0.29	1.74	0.54	0.20	1.19	8.91	1.59	7.61	1.68	0.29	1.64	0.57	0.15	1.27	9.95		
④	1.49	7.43	1.47	0.33	1.31	0.54	0.13	1.24	9.28	1.44	7.25	1.43	0.33	1.29	0.53	0.16	1.30	9.43		
④	1.74	7.09	1.47	0.23	1.38	0.55	0.16	1.25	9.03	1.72	7.32	1.59	0.25	1.65	0.56	0.20	1.32	10.06		

(その2)

	線路併合A地点										線路併合B地点									
	H _{1/3}	T _{1/3}	Q _P	K	Φ _P	GF	t _{1/11}	j ₁	j ₂	H _{1/3}	T _{1/3}	Q _P	K	Φ _P	GF	t _{1/11}	j ₁	j ₂		
11/10 ①	1.55	7.24	1.25	0.24	1.39	0.48	0.02	1.29	9.15	1.60	7.75	1.45	0.31	1.74	0.52	0.11	1.29	9.56		
②	1.57	7.47	1.48	0.38	1.62	0.56	0.18	1.43	10.05	1.40	7.09	1.32	0.34	1.33	0.53	0.13	1.35	9.75		
③	1.43	7.25	1.44	0.26	1.28	0.58	0.20	1.34	9.87	1.38	7.26	1.38	0.24	1.18	0.53	0.09	1.21	8.91		
④	1.29	8.51	1.83	0.44	1.99	0.60	0.31	1.53	11.09	1.19	8.33	1.52	0.38	1.33	0.55	0.21	1.42	10.07		
11/11 ①	1.26	8.15	1.51	0.40	1.36	0.57	0.21	1.36	9.69	1.20	8.05	1.61	0.43	1.66	0.61	0.24	1.49	11.13		
②	1.02	7.51	1.42	0.45	1.44	0.54	0.15	1.34	9.44	0.97	7.42	1.44	0.45	1.48	0.54	0.12	1.33	9.10		
③	1.44	5.85	1.72	0.17	1.98	0.64	0.16	1.26	9.22	1.44	5.73	1.72	0.19	2.05	0.66	0.21	1.32	9.30		
④	1.91	6.01	1.93	0.35	2.24	0.65	0.24	1.37	9.51	1.80	6.12	1.93	0.34	2.37	0.65	0.23	1.30	9.63		
11/12 ①	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****		
②	1.24	6.92	1.40	0.24	1.14	0.55	0.20	1.31	9.75	1.15	7.06	1.38	0.27	1.20	0.59	0.17	1.28	9.50		
③	1.12	7.79	1.55	0.39	1.54	0.62	0.23	1.31	10.09	1.03	7.90	1.66	0.40	1.78	0.69	0.30	1.47	11.52		
④	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****		
11/13 ①	0.98	7.95	1.40	0.33	1.49	****	****	****	****	****	****	****	****	****	0.52	0.17	1.28	9.90		
②	0.85	8.67	1.69	0.45	1.04	0.57	0.22	1.37	8.98	0.84	9.00	1.70	0.41	1.08	0.56	0.27	1.40	10.13		
③	0.75	8.95	1.69	0.40	1.30	0.55	0.18	1.28	9.30	0.71	9.23	1.74	0.42	1.39	0.60	0.25	1.39	9.85		
④	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****		
11/14 ①	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****		
②	1.44	5.21	1.76	0.28	1.69	0.66	0.21	1.29	9.47	1.36	5.27	1.73	0.28	1.73	0.66	0.18	1.28	10.01		
③	1.21	5.27	1.42	0.20	1.39	0.66	0.12	1.18	8.85	1.17	5.29	1.38	0.21	1.40	0.63	0.22	1.32	9.61		
④	1.11	5.35	1.37	0.23	1.26	0.65	0.11	1.25	8.85	1.08	5.31	1.37	0.22	1.26	0.63	0.15	1.28	9.83		
11/15 ①	0.96	5.73	1.30	0.15	0.69	0.54	0.17	1.25	9.15	0.97	5.70	1.37	0.17	1.23	0.67	0.09	1.17	8.37		

スペクトル形状による波群特性の変化

(その3)

		綾橋油合C地点										
		H _{1/2}	T _{1/2}	Q _p	K	Φ _p	GF	r _{HL}	J ₁	J ₂		
10/29	④	0.65	8.06	1.33	0.41	1.49	0.58	0.20	1.31	9.02	****	****
③	④	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****	****
10/30	①	0.75	6.35	1.30	0.28	1.34	0.65	0.10	1.17	8.45	****	****
②	③	0.64	7.37	1.32	0.34	1.18	0.62	0.19	1.31	9.52	****	****
④	④	0.63	6.28	1.26	0.36	1.57	0.58	0.17	1.24	9.43	****	****
10/31	②	1.11	4.77	1.66	0.27	1.74	0.59	0.24	1.34	10.11	****	****
③	④	1.06	5.12	1.34	0.19	0.96	0.57	0.19	1.29	9.43	****	****
④	④	1.02	5.00	1.46	0.20	1.70	0.59	0.19	1.25	9.27	****	****
11/1	①	1.05	5.12	1.29	0.09	0.64	0.41	0.11	1.26	9.00	****	****
②	③	1.43	5.29	1.70	0.33	1.77	0.69	0.25	1.34	9.26	****	****
④	④	1.60	5.56	1.79	0.37	1.81	0.69	0.27	1.37	10.03	****	****
11/2	④	1.69	6.23	1.65	0.32	1.41	0.61	0.29	1.29	9.95	****	****
①	②	2.20	7.17	1.56	0.30	1.44	0.56	0.16	1.40	9.66	****	****
③	④	2.46	8.56	1.78	0.40	1.74	0.58	0.24	1.35	9.64	****	****
④	④	2.19	9.19	1.92	0.44	2.08	0.58	0.23	1.51	10.43	****	****
11/3	④	1.72	8.69	1.75	0.39	1.77	0.57	0.20	1.30	9.39	****	****
①	②	1.61	9.74	2.01	0.48	2.00	0.60	0.20	1.41	9.87	****	****
③	④	1.81	9.59	1.79	0.40	1.60	0.62	0.33	1.48	10.22	****	****
④	④	1.90	10.44	2.34	0.47	2.30	0.65	0.31	1.44	11.95	****	****
11/4	④	1.76	10.36	2.54	0.53	2.49	0.65	0.40	1.37	9.70	****	****
①	②	1.49	10.06	2.17	0.47	1.94	0.67	0.37	1.52	12.07	****	****
③	④	1.34	10.00	2.40	0.53	2.03	0.66	0.39	1.52	10.94	****	****
④	④	1.33	10.10	2.42	0.55	2.24	0.64	0.36	1.74	12.09	****	****
11/5	④	1.70	6.96	1.37	0.25	1.09	0.50	0.08	1.24	9.15	****	****
①	②	1.36	6.84	1.28	0.22	1.22	0.50	0.09	1.23	8.48	****	****
③	④	1.19	8.56	1.46	0.35	1.53	0.55	0.24	1.52	10.20	****	****
④	④	1.13	8.71	1.57	0.38	1.62	0.60	0.22	1.35	10.00	****	****
11/6	①	1.34	9.32	1.79	0.51	1.99	0.68	0.29	1.60	11.62	****	****
②	③	1.28	7.35	1.16	0.32	1.13	0.51	0.08	1.23	9.18	****	****
④	④	1.07	8.82	1.42	0.39	1.72	0.55	0.22	1.51	10.28	****	****
④	④	0.92	8.62	1.23	0.41	1.27	0.53	0.10	1.37	9.50	****	****
11/7	④	0.78	8.50	1.21	0.39	1.31	0.52	0.16	1.90	10.09	****	****
①	②	0.76	8.86	1.22	0.37	1.20	0.50	0.17	1.30	9.60	****	****
③	④	0.83	11.08	1.29	0.32	1.28	0.54	0.16	1.38	10.22	****	****
④	④	0.79	9.99	1.38	0.38	1.39	0.52	0.17	1.33	9.90	****	****
11/8	④	0.99	8.41	1.17	0.34	1.31	0.44	0.01	1.20	8.70	****	****
①	②	1.12	7.39	1.12	0.14	0.76	0.43	0.08	1.22	8.82	****	****
③	④	1.72	9.28	2.08	0.47	2.02	0.68	0.36	1.51	10.86	****	****
④	④	1.46	9.21	2.16	0.49	2.14	0.62	0.31	1.66	11.24	****	****
11/9	①	1.63	7.51	1.71	0.28	1.65	0.56	0.13	1.25	9.54	****	****
②	③	1.51	7.54	1.53	0.36	1.55	0.55	0.18	1.27	9.60	****	****
④	④	1.68	7.43	1.44	0.28	1.52	0.53	0.15	1.37	9.70	****	****

(その4)

	狭穂沖合C地点										
	H _{us}	T _{us}	Q _u	K	Φ _p	GF	r _{in}	h _i	h _e		
11/10 ①	1.57	7.50	1.37	0.31	1.60	0.52	0.09	1.24	9.32		
②	1.39	7.60	1.32	0.36	1.19	0.54	0.17	1.35	9.68		
③	1.34	7.09	1.37	0.22	1.22	0.55	0.12	1.26	8.52		
④	1.19	8.45	1.67	0.45	1.63	0.61	0.27	1.45	10.71		
11/11 ①	0.98	7.79	1.59	0.48	1.78	0.52	0.13	1.33	9.61		
②	1.44	5.56	1.85	0.19	2.27	0.64	0.21	1.31	9.36		
③	1.78	5.99	1.85	0.32	2.14	0.62	0.23	1.24	9.85		
④	1.17	7.01	1.33	0.30	1.15	0.54	0.19	1.32	9.21		
11/12 ①	1.00	7.76	1.43	0.35	1.50	0.57	0.15	1.27	8.89		
②	0.83	9.14	1.77	0.45	1.25	0.60	0.30	1.44	9.82		
③	0.73	9.56	1.84	0.43	1.55	0.60	0.28	1.37	10.15		
④	0.94	5.88	1.26	0.17	0.95	0.54	0.15	1.27	9.34		