

港湾技研資料

TECHNICAL NOTE OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT, JAPAN

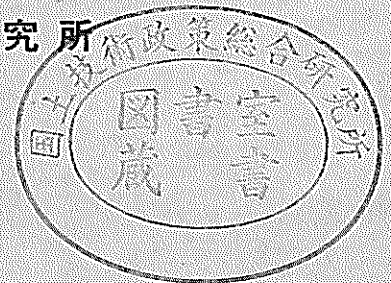
No. 120 June 1971

名古屋港における波浪観測 第3報

—現地波浪の回折現象ならびに統計的性質について—

合	田	良	実
永	井	康	平
伊	藤	正	彦

運輸省港湾技術研究所



名古屋港における波浪観測 第3報

— 現地波浪の回折現象ならびに統計的性質について —

目 次

要 旨	
1. ま え が き	3
2. 本資料で解析した観測データ	3
3. 現地波浪の回折現象	7
3.1 観測地点に対する防波堤の回折特性	7
3.2 観測データによる回折現象の検討	9
4. 現地波浪の統計的性質	13
4.1 波の統計理論について	13
4.2 波形の非線型性	15
4.3 スペクトルに基づく統計量推定の問題点	15
4.4 波高に関する統計量	16
4.5 波高略算法の検討	17
4.6 周期に関する統計量	18
4.7 波高の連の長さ	18
5. ま と め	20
参 考 文 献	20
主 要 記 号 表	21
付表-1 波浪の統計量の整理結果	22
付表-2 主要統計量間の相関係数	23

WAVE OBSERVATION AT THE PORT OF NAGOYA

Third Report

Diffraction and Statistics of Wind Waves

Yoshimi GODA *
Kohei NAGAI **
Masahiko ITO **

Synopsis

Routine observation of surface wave profiles with capacitance probes is carried out at three stations at Nagoya Port, one outside the storm surge breakwater and two inside. Wave records under strong winds during 1969/1970 have been analysed for power spectra, and statistics of surface elevation, wave height and wave periods.

The examination of power spectra inside and outside the breakwater is first made with the calculation of diffraction characteristics of waves described with directional spectra. Waves entering inside the breakwater through two entrances are then estimated with the power spectra of waves outside and the diffraction characteristics under an assumption for directional energy distribution. The comparison of inside power spectra with the estimated ones indicates that the waves inside the breakwater can be described as the superposition of diffracted waves and locally-generated wind waves.

The examination of wave statistics is made for 92 data with the root-mean-square surface elevation greater than 5 centimeters. The examination yields quantitative evaluations of the nonlinearity of surface elevation, the applicability of the Rayleigh distribution for wave heights, the deviation of the densities of maxima and zero-up crossings estimated with the moments of power spectra from those directly obtained from wave profiles, the mean length of the run of wave heights, etc.

* Chief of Wave Laboratory, Hydraulics Division
** Member of Wave Laboratory, Hydraulics Division

名古屋港における波浪観測 第3報

— 現地波浪の回折現象ならびに統計的性質について —

合 田 良 実*
永 井 康 平**
伊 藤 正 彦**

要 旨

名古屋港高潮防波堤外1箇所および堤内2箇所で容量型高計により継続的に観測している波形記録のうち、昭和44年度中の強風時の記録の解析結果を取りまとめた。解析内容は、パワースペクトル、水位の統計量、波高・周期の統計量などである。

まず、方向スペクトルを持った波の回折特性を計算し、一方で防波堤内外のパワースペクトルを比較することによって、防波堤内の波は、主・副開口部からの回折波と堤内発生波との重ね合わせとして説明できることを示した。

また、水位変動の標準偏差が5cm以上の92データについて統計的性質を検討し、Ⅰ) 波形の非線型性、Ⅱ) 波高分布に対するRayleigh分布の適合性、Ⅲ) スペクトルによる統計量推定の問題点、Ⅳ) 波高の連の長さ、などを定量的に明らかにした。

1. ま え が き

海の波の性質を調べ、これを明らかにすることは、波に荒されない泊地を計画し、高波に対しても安全な構造物を設計するための前提条件として欠かすことのできないものである。このためには、まず海の波を観測によってとらえることが必要で、全国各地の港において波浪観測が実施されている。

名古屋港においても、第五港湾建設局が港湾技術研究所との協同体制の下に波浪観測を行なっている。この観測は、容量型波高計を用いて表面波形を微細な点まで観測しているのが大きな特徴である。また、高潮防波堤外に1点、堤内に2点と、3箇所に波高計および風向風速計を設置しており、波の発達状況や、防波堤による波の回折状況を調べることができる。したがって、この観測は、名古屋港における波浪統計資料を得ることと同時に、これによって風波の性質を調べるための資料を得ることを目的としている。

この波浪観測では、波高計の開発と特殊なデータ解析を港湾技術研究所水工部波浪研究室が受け持ち、定常観測業務の実施および通常のデータ整理を第五港湾建設局設計室(昭和41~43年度)および名古屋港工事事務所(昭和44年度以降)が担当しており、港湾技研資料2篇¹⁾、²⁾および波浪観測年報1冊³⁾が発表されている。

今回第3報として報告するのは、昭和44年度の強風時の波浪観測記録の解析結果であるが、このような解析を行ない得たのもすべて第五港湾建設局各位の御努力によって記録が取得できたことに基づくものである。特に、3箇所の観測施設はいずれも海上の無人観測塔であり、陸上の観測施設に比べて観測機器の保守管理には多大の困難を伴う。それにもかかわらず観測を継続してきた第五港湾建設局各位の御努力に心からなる敬意を表するとともに、本研究に対して絶大なる御理解と御協力を寄せられていることをここに深く感謝する次第である。

2. 本資料で解析した観測データ

(1) 観測地点および観測機器

観測地点は、図-1に示すステーション1および2(St. 1, 2と略記)、ならびにロボット観測塔(St. 3)の3地点である。ロボット観測塔の波高計は、1968年10月にSt. 4から移設したものである。

観測機器については、第1報および第2報を参照された。なお、St. 2には風向風速計が新しく設置された(1968年10月)、風の記録も取得されている。

(2) 解析に用いた観測データ

先回の第2報以降、2時間ごとの定時観測記録は相当数取得されたのであるが、名古屋港は強風の回数が少なく、またフェッチも限定されているため、波の小さいものが大半である。昭和43年度は上記の波高計移設、風向風速計増

* 水工部 波浪研究室長

** 水工部 波浪研究室

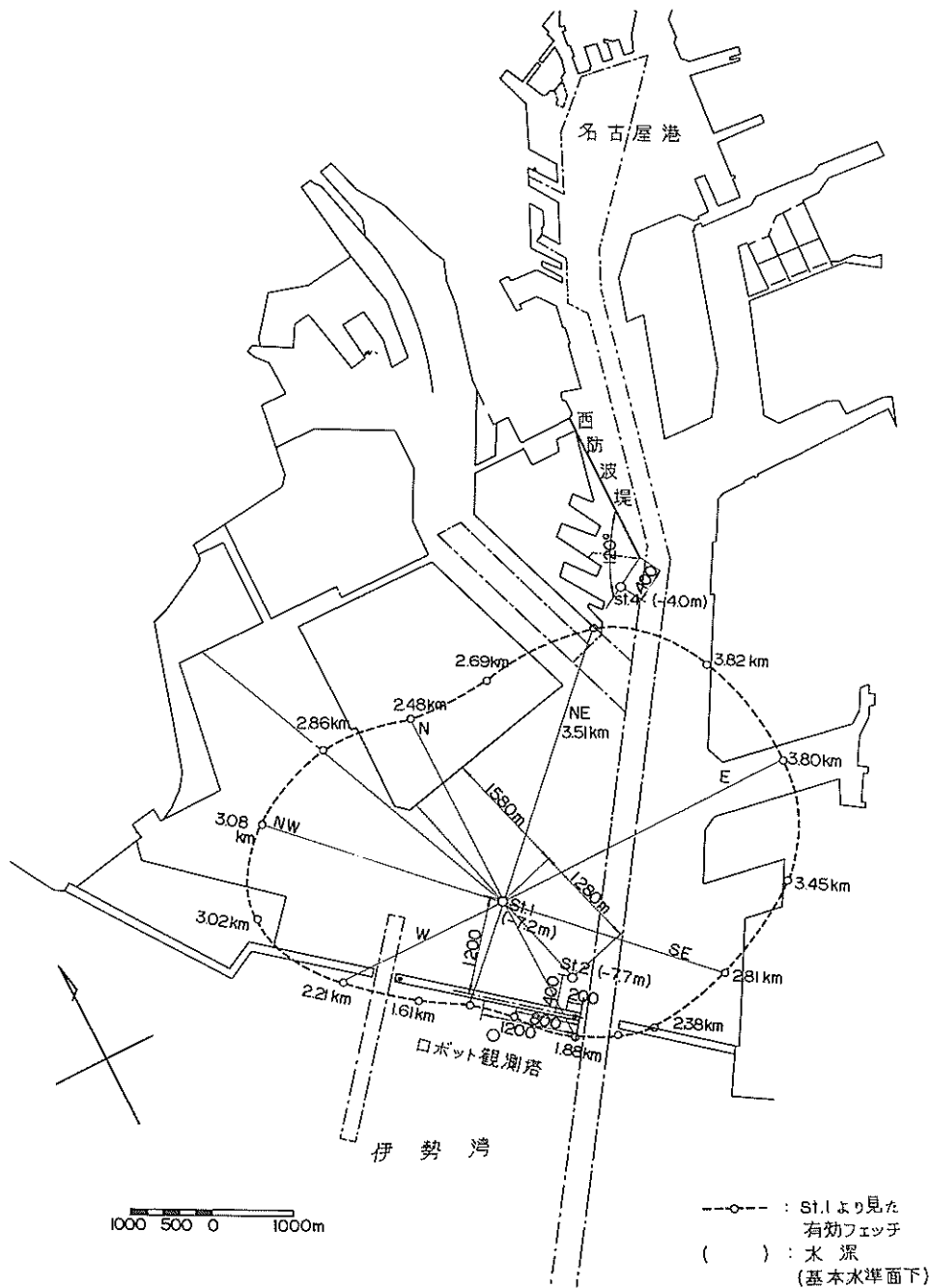


図-1 名古屋港内の波浪観測点

設に伴い、全計器のオーバーホールを行なった関係もあって、波高の大きな記録が少なかった。このため、今回の解析にあたっては、昭和44年度中の強風時の記録で、3地点の同時記録が取得できているものを中心に選び、表-1の日時のものについて波形記録の解析を行なった。これら

のデータについて、風向、風速および波高 $H_{1/3}$ の時間的変化を図-2~10に示す。なおデータVIIはSt. 1のみの記録であるが、観測塔上で波の状況を観察しながら取得したもので、解析に含めた。

※本資料で用いた主要な記号は、参考文献の後に一覧表としてまとめられている。

表-1 解析に用いた観測データ

観測番号	計算番号	年月日	時刻	記録の有無 St.1 St.2 St.3	記 事
I	1.1~5.3	'69.11.10	12h~20h	○ ○ ○	不連続線通過
II	6.1~13.3	'69.11.17 ~ 11.18	16h~22h 0h~6h	○ ○ ○	同 上
III	14.1~20.3	'69.11.28	6h~18h	○ △ ○	
IV	21.1~25.3	'69.12.15	10h~18h	○ ○ ○	弱い低気圧
V	26.1~30.2	'69.12.19	10h~18h	○ ○ △	高気圧からの吹き出し
VI	31.1~35.2	'69.12.23	4h~20h	○ ○ ○	
VII	41.1~46.1	'70. 3.17	10h~12h30m	○ × ×	
VIII	51.1~59.3	'69. 8.22 ~ 8.23	14h~22h 2h~14h	○ × ○	台風6909号通過
IX	61.1~66.3	'70. 1.30 ~ 1.31	18h~22h 2h~14h	○ × ○	台湾坊主通過

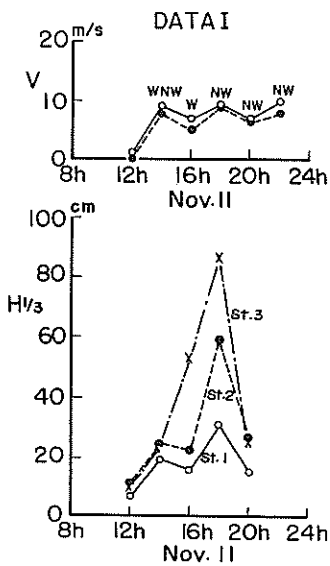


図-2 データ I の風と波

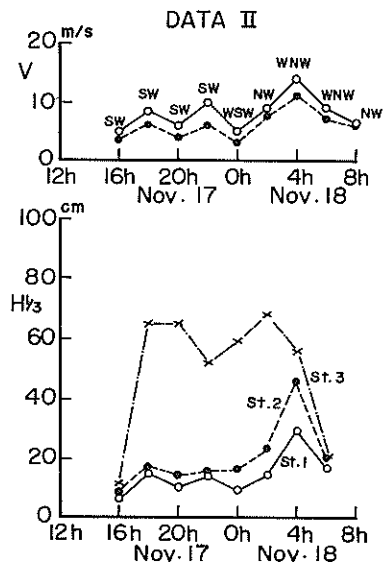


図-3 データ II の風と波

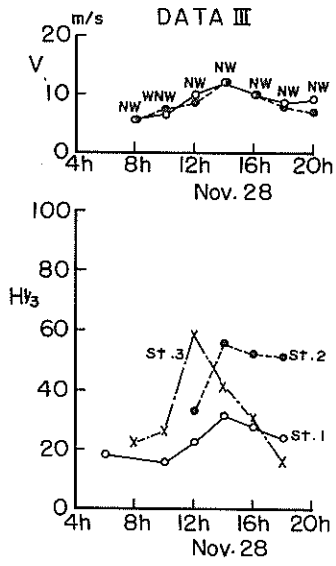


図-4 データ III の風と波

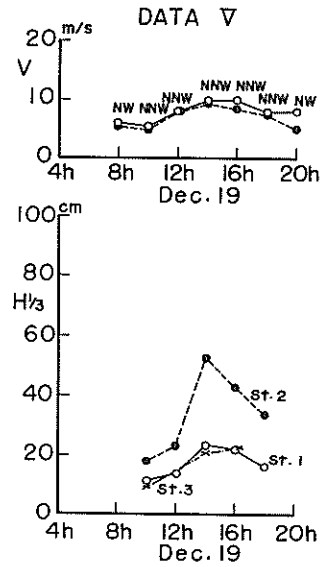


図-6 データ V の風と波

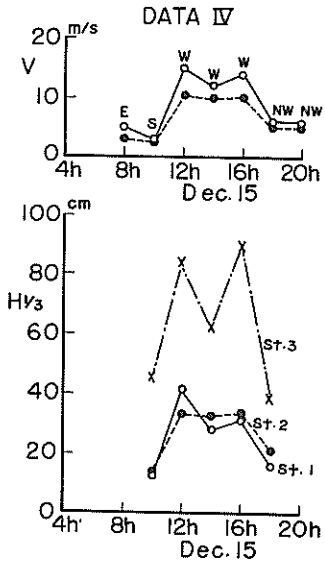


図-5 データ IV の風と波

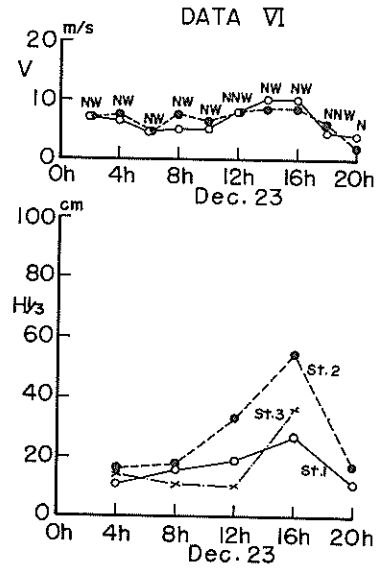


図-7 データ VI の風と波

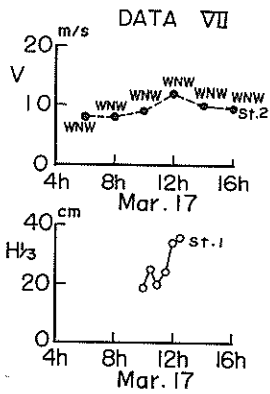


図-8 データVIIの風と波

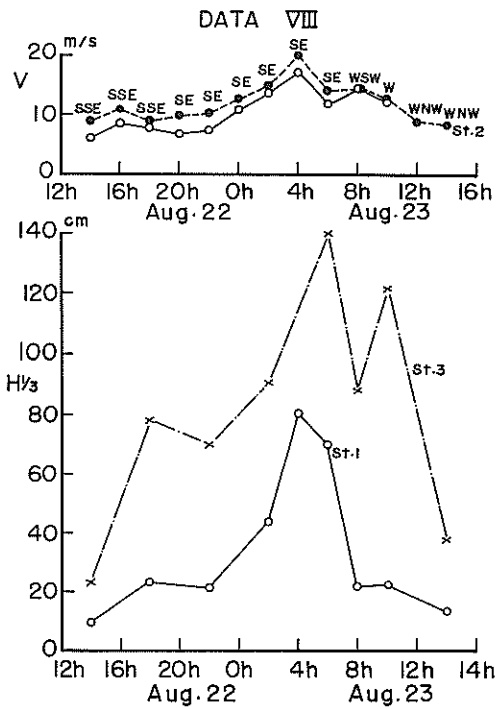
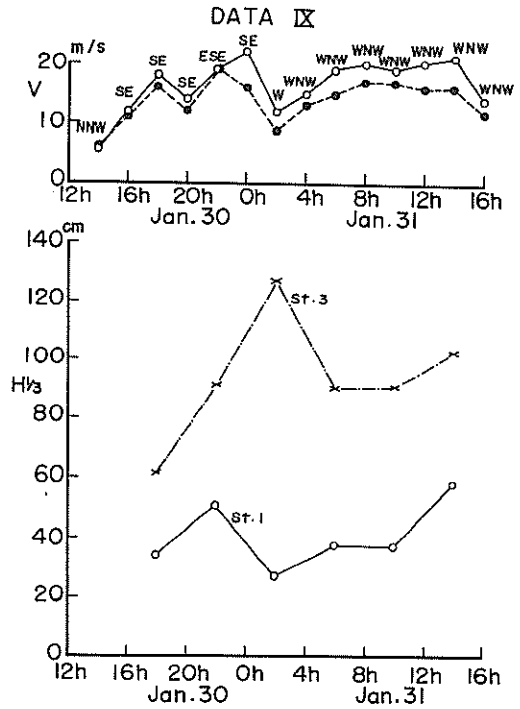


図-10 データIXの風と波

(3) 解析方法

各ステーションでは、2時間ごとに各20 min間の波形が60mm/minの紙送り速度で記録されている(ただしデータVIIは連続記録)。これらの記録から、平均1.40波程度の波を対象として約5 minの記録部分を目視追尾式の波形読取装置でさん孔テープに変換し、これを電子計算機で解析した。読取り間隔は $\Delta t = 0.25 \sim 0.29$ sec、総個数1300~1600である。解析内容は、パワースペクトル、水位 η の各種統計量、および波高・周期の統計量で、第2報で述べたものとはほぼ同じである。

読取り、解析を行なった波形記録は132個であるが、統計的性質の検討には波高がある程度大きなものを対象として、波形の標準偏差 σ が5 cm以上のもの92データを用いた。計算した各統計量の平均値、標準偏差、主要な統計量間の相関係数は、付表-1, 2に示すとおりである。

本報では、現地波浪の回折現象および波の統計的性質に関する計算結果を述べ、波の発達についてはさらにデータが収集された時点で考察することにした。

3. 現地波浪の回折現象

3.1 観測地点に対する防波堤の回折特性

防波堤による波の回折は、通常、回折波の波高と入射波

高との比(回折係数)の分布図として示される。しかし、普通の回折図は単一周期、一定方向の規則波に対するものなので、実際の波浪のように周期、波向がさまざまに異なる成分波が重なり合った不規則波に対しては、そのままの形で適用することができない。すなわち、各周期、各波向に対する回折効果を重ね合わせて考えることが必要である。この場合、厳密には回折された各成分波の間での干渉も考慮すべきであるけれども、第1次近似としてこれを無視すると、回折波の方向スペクトル $S_d(f, \theta)$ は、入射波の方向スペクトルを $S_i(f, \theta)$ として、

$$S_d(f, \theta) df d\theta = [K_d(f, \theta)]^2 S_i(f, \theta) df d\theta \dots\dots(1)$$

と表わされる。ただし、 $K_d(f, \theta)$ は周波数 f 、方向 θ の波による回折係数である。波浪観測で求められるのは周波数スペクトルであり、これは

$$S_d(f) df = \int_{\Theta - \pi/2}^{\Theta + \pi/2} [K_d(f, \theta)]^2 S_d(f, \theta) d\theta \dots(2)$$

として求められる。ただし Θ は波の主方向である。ここで、入射波のエネルギーの方向分布関数を $h(\theta)$ 、周波数スペクトルを $S_i(f)$ と表わすと、上式は、

$$S_d(f) df = [K_d^2]_{\theta} S_i(f) df$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここに、} [K_d^2]_{\theta} &= \int_{\Theta - \pi/2}^{\Theta + \pi/2} [K_d(f, \theta)]^2 h(\theta) d\theta \end{aligned} \right\} \dots\dots(3)$$

となる。
 現地波浪の回折現象は、式(3)のようにエネルギーの方向分布関数の形によって影響される。今回は、実際の $h(\theta)$ の関数形が不明なので、 $h(\theta) \propto \cos^2 \theta$ の形を仮定し、 $s = 1, 2, 4, 6, 8$ と変えて計算した。この結果を見ると、回折係数の小さい所では s による $[K_d^2]_{\theta}$ の変化が最大と最小とで2倍近い場合も見られたけれども、回折係数がある程度大きくなると $[K_d^2]_{\theta}$ の最大と最小の差が30%以下の場合が大半であった。したがって、以下には $h(\theta)$ として次の関数形

$$h(\theta) = \frac{2}{\pi} \cos^2 \theta \dots\dots\dots(4)$$

を用いた結果について述べる。なお、式(3)の計算は $\Delta\theta = 5^\circ$ の数値積分によった。

名古屋港の場合、開口部が2箇所(開口幅650mおよび450m)にあるため、両方からの回折波を考える必要がある。これは、波のスペクトルに対しては、主・副開口部からの回折波のエネルギー係数 $[K_d^2]_{\theta}$ のそれぞれの値を加え合えば良い。

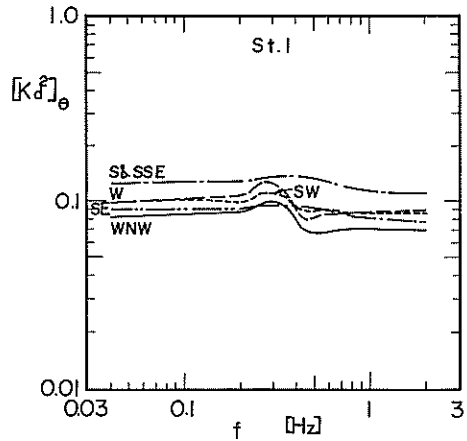


図-11 St.1に対する回折波のエネルギー係数

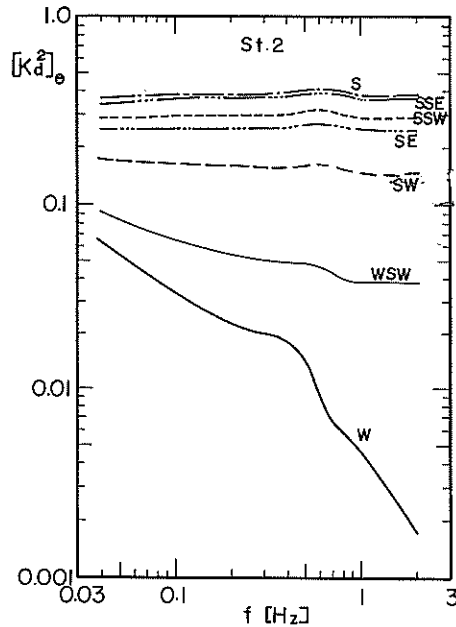


図-12 St.2に対する回折波のエネルギー係数

以上の方法によって、St.1およびSt.2に対する回折波のエネルギー係数 $[K_d^2]_{\theta}$ を、波の主方向がSE~WNWの場合について計算した結果を図-11, 12に示す。St.1の場合には、主開口部と副開口部のほぼ中間に位置しているため、両方からの回折波が互いに補完し合う形になり、波の主方向が変わってもエネルギー係数があまり変わらず、また、周波数による変化も小さい。一方、St.2の場合は主開口部の近傍にあるため、波向によるエネルギー

係数の変化が大きく、S方向の波のとき最大で、波向がW寄りになるとエネルギー係数が急速に減少する。

3.2 観測データによる回折現象の検討

実際に取得された防波堤内の波の周波数スペクトルが不規則波の回折現象として説明できるか否かを検討したのが、図-13~27である。(13頁へ続く)

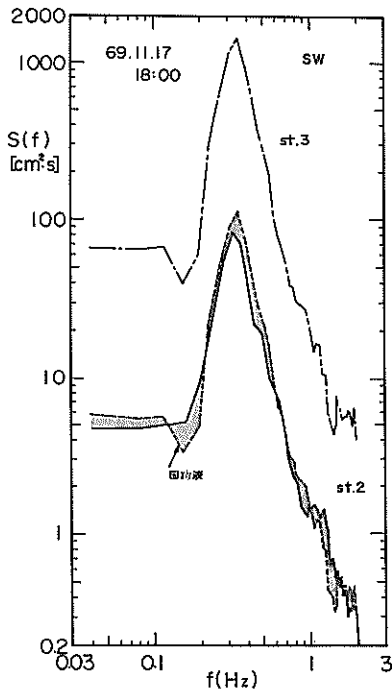


図-13 St. 2の回折波のスペクトル(データII, 18時)

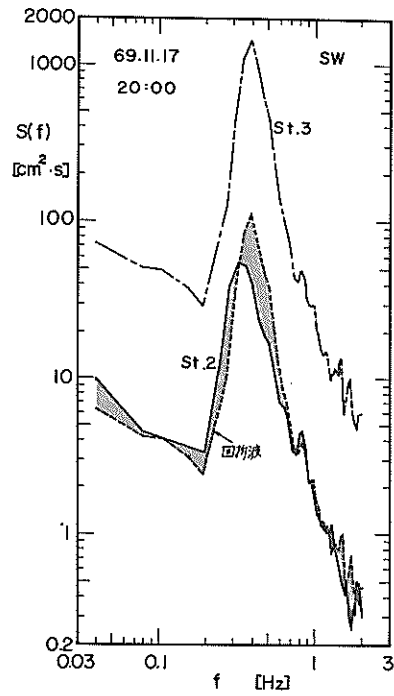


図-14 St. 2の回折波のスペクトル(データII, 20時)

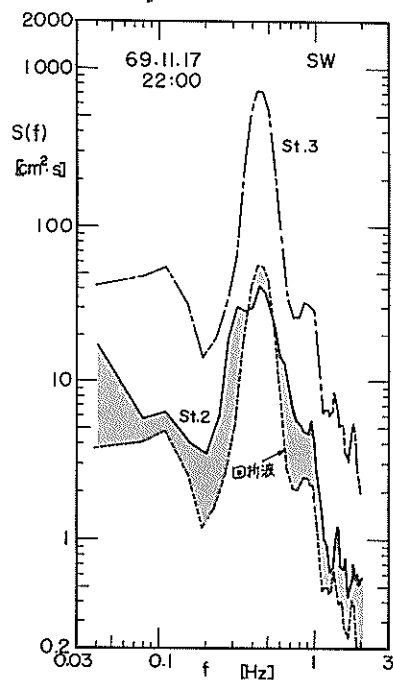


図-15 St. 2の回折波のスペクトル(データII, 22時)

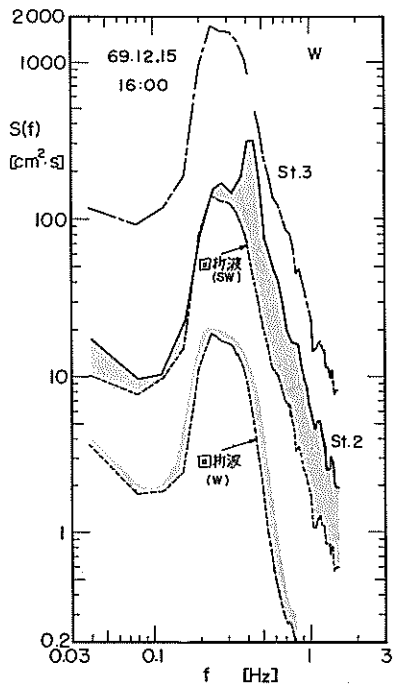


図-16 St.2の回折波のスペクトル(データⅣ, 16時)

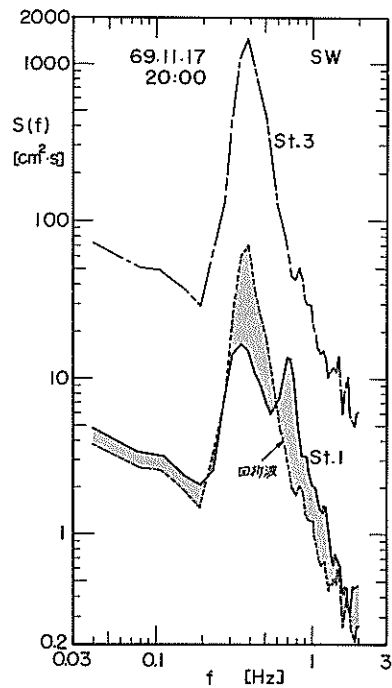


図-18 St.1の回折波のスペクトル(データⅡ, 20時)

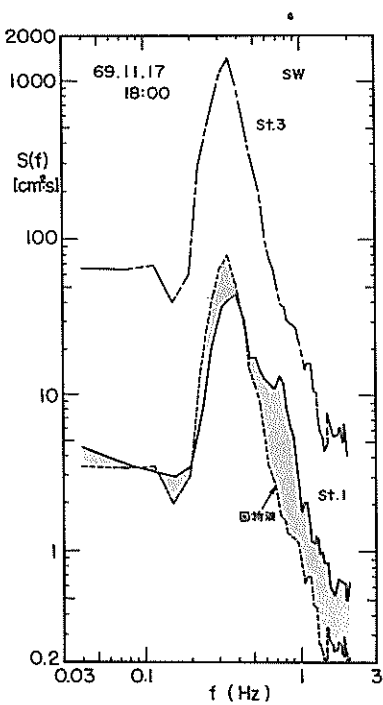


図-17 St.1の回折波のスペクトル(データⅡ, 18時)

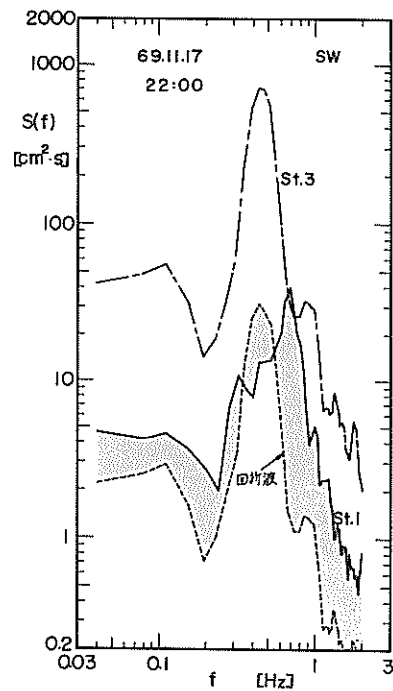


図-19 St.1の回折波のスペクトル(データⅡ, 22時)

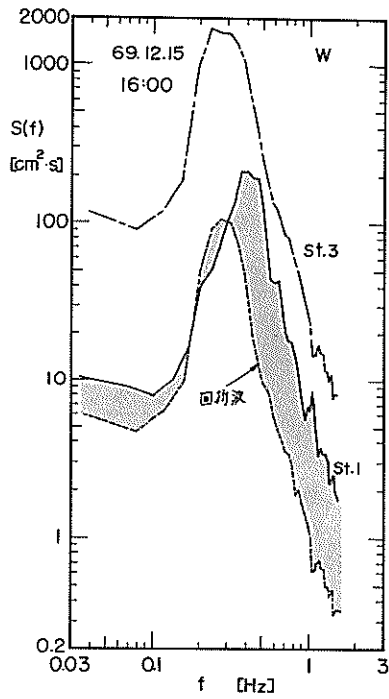


図-20 St. 1 の回折波のスペクトル(データIV, 16時)

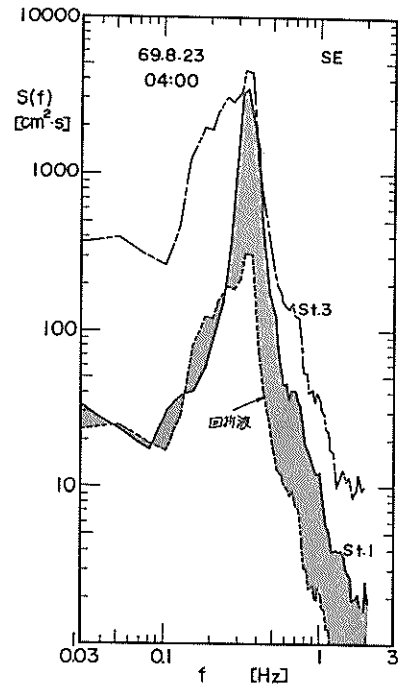


図-22 St. 1 の回折波のスペクトル(データVIII, 4時)

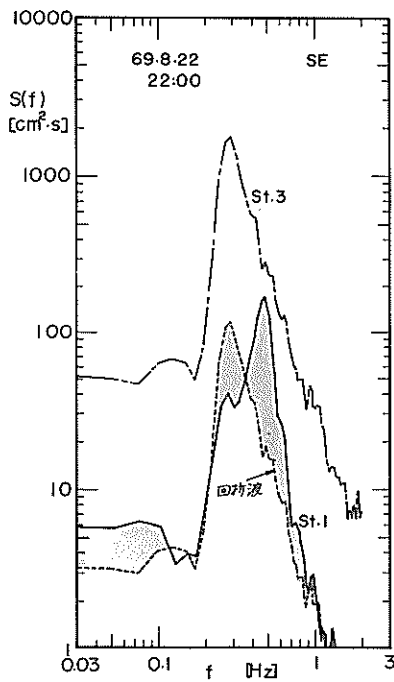


図-21 St. 1 の回折波のスペクトル(データVIII, 22時)

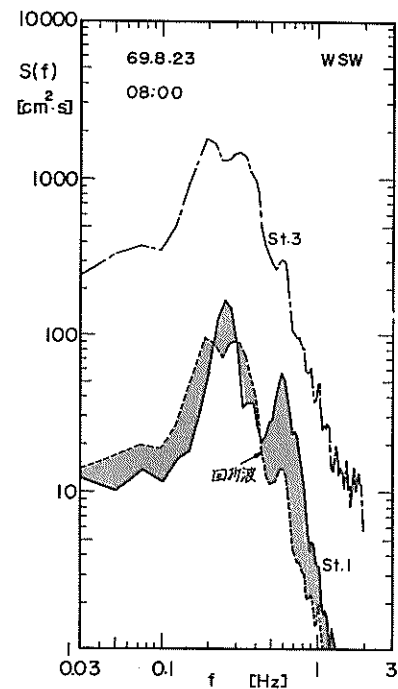


図-23 St. 1 の回折波のスペクトル(データVIII, 8時)

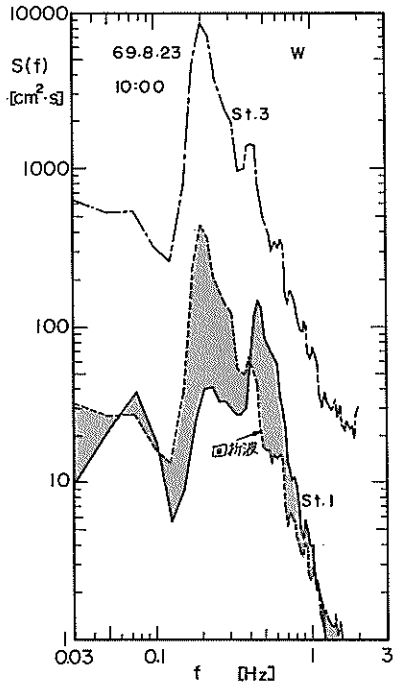


図-24 St. 1の回折波のスペクトル(データⅧ, 10時)

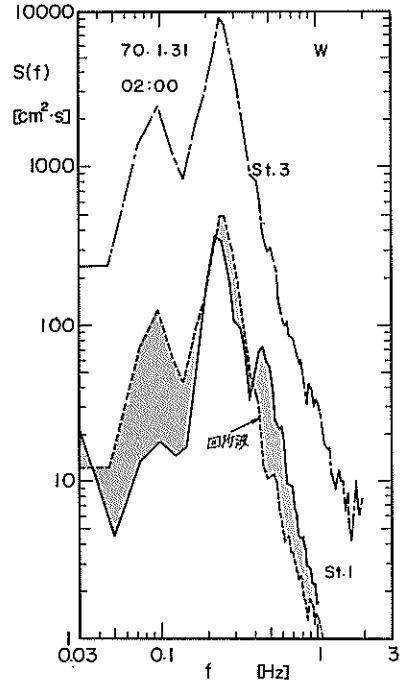


図-26 St. 1の回折波のスペクトル(データⅨ, 2時)

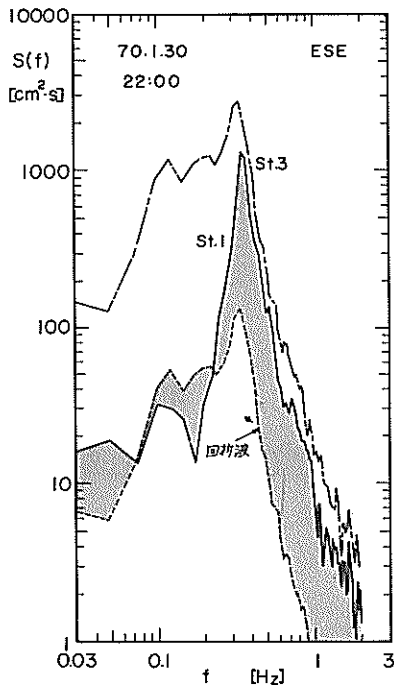


図-25 St. 1の回折波のスペクトル(データⅨ, 22時)

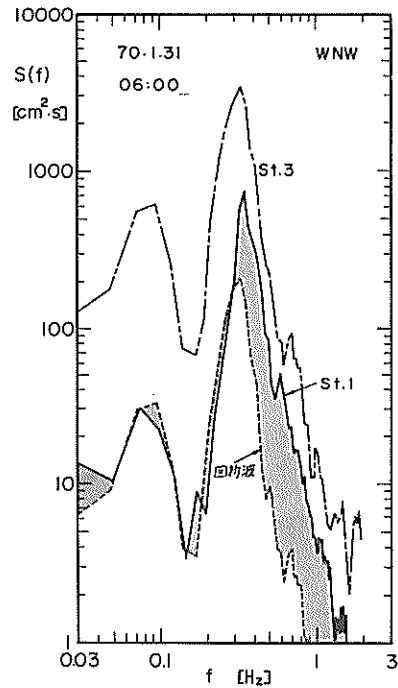


図-27 St. 1の回折波のスペクトル(データⅨ, 6時)

データとしては、風向がSWの場合としてデータII、風向がWの場合としてデータIV、また風が回った例としてデータⅧの台風6909号およびデータIXの台湾坊主を対象として、適当な時間間隔のものを選んだ。回折波の計算は、まず高潮防波堤外のSt.3の記録が防波堤による反射によってエネルギーが2倍になっていると考え、そのエネルギー密度の $\frac{1}{2}$ を入射波のスペクトルと見なした。また、波の主方向については実測がないため、一応風向をそのまま波向と見なした。St.1の場合は波向による回折波のエネルギー係数の変化が小さいので、風向と波向とに差があってもあまり誤差は生じない。しかしSt.2の場合は、後述のように風向と波向とが異なると推測されるものがあった。

図-13~27には、St.3の観測スペクトル、St.1またはSt.2の観測スペクトル、およびSt.1またはSt.2に対する回折波としての計算スペクトルが示されている。観測値と計算値の差は、淡墨部分で表わされている。

まずSt.2について検討すると、風向SWでは図-16において食い違いがやや大きい。ただし、今回のスペクトル計算は読取り個数1300~1600、最大ラグ50で行なっているので、自由度が50~60であり、スペクトル密度の絶対値に対し $\pm 2.5\%$ 程度の誤差(信頼限界90%)があるものと推定される。また、発生波自身も風の変動によって時間とともに変化しているので、読み取ったデータがその時刻の前後の波を正しく代表しているとは言い切れない(読取り時刻を10分ずらすことによって異なるスペクトルが得られる可能性がある)。このような差異はSt.3とSt.2の両方に生ずるので、誤差はさらに大きくなる。したがって、図-13のようにSt.2のスペクトルの観測値と計算値の差が極めて小さい例は、倖幸に近いものと言えるかも知れない。

なお、St.2でも風向がWの場合は図-17のように、波向をWとして推定した結果が観測値の $\frac{1}{10}$ 以下で全く一致しない。しかし、伊勢湾の形状から考えて、風向がWであっても波の主成分、特に周期の長い部分はSW寄りの方向から来るものと仮定して計算すると、 $f=0.3\%$ 以下の部分でかなり一致した結果が得られる。この場合、高周波部分での差は、W方向の風によって防波堤内で発生した風波によるものと推定される。

次にSt.1の場合は、どのケースでも高周波側で観測スペクトルの方が相当に大きくなっているのが認められる。これは、図-1から明らかなように、距離が最小の波向SWの場合でも1.2kmの有効フェッチがあるため、この区間で局地的な風浪が発達することによると考えられる。また、この高周波側における発達のため、St.3のピーク

に相当する周波数では、スペクトル密度の観測値が計算値にまで達していない例が多い。この理由は不明であるが、あるいは光易⁴⁾が風波の減衰実験で例示したような成分波間の非線型干渉による可能性もある。しかし、St.2についても述べたように、スペクトル推定の精度や波の非定常性などによる比較の信頼度の問題があるため、詳細な検討はむずかしい。

St.1についてももう一つ気をつけることは、図-24、26などスペクトル密度の観測値が回折波としての計算値を大幅に下廻るものがあるけれども、これは風向がE、SEからW寄りに急変した後のデータであることである。波の非定常性が強いためとも考えられるが、データが2例しかないため結論を下すことができない。

以上、図-13~27の全体を通して眺めると、風向がSE~Wの場合のSt.1およびSt.2の観測スペクトルは、防波堤主・副開口部からの回折波としてかなり説明がつく。特に周波数0.2Hz以下(周期5sec以上)の部分は、観測スペクトルの形状ならびにその絶対値が、回折波としてのスペクトルに良く一致している。また、風向がNW~Nの場合でも、スペクトルの低周波部分はSt.3とSt.1,2の形状が良く似ていることが多い。したがって名古屋港では、低周波数の成分波がS~SW方向から常に来襲し、回折波として港内に侵入しているものと推定される。

4. 現地波浪の統計的性質

4.1 波の統計理論について

(1) 水位

今、平均水位からの水面上昇量を η とすると、一定時間間隔 Δt で読み取られた L 個のデータ $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_L$ についての統計量が次のように定義される。

$$\text{平均値: } \bar{\eta} = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L \eta_i \equiv 0$$

$$\text{標準偏差: } \sigma = \left[\frac{1}{L} \sum_{i=1}^L (\eta_i - \bar{\eta})^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{歪度 (skewness): } \sqrt{\beta_1} = \left\{ \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L (\eta_i - \bar{\eta})^3 \right\} / \sigma^3$$

$$\text{尖鋭度 (kurtosis): } \beta_2 = \left\{ \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L (\eta_i - \bar{\eta})^4 \right\} / \sigma^4$$

.....(5)

平均値 $\bar{\eta}$ は定義によって0である。標準偏差 σ は、波のエ

エネルギーの大きさを表わす重要な指標であり、後述のように波高にほぼ比例した量である。歪度と尖鋭度は水位の度数分布の形状を示す指標で、 $\sqrt{\beta_1} > 0$ ならば η の正側に裾を長く引いた分布となり、 β_2 が大きければ度数分布のピークが尖った形状を示す。

海の波については、解析の都合上、 η が次の正規分布に従うと仮定することが多い。

$$p(\eta) d\eta = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\eta^2/2\sigma^2} d\eta \dots\dots(6)$$

ここで $p(\eta)$ は η の確率密度である。式(6)が成立する場合には、歪度と尖鋭度が

$$\sqrt{\beta_1} = 0, \beta_2 = 3.0 \dots\dots\dots(7)$$

となる。したがって、式(7)が成り立つかどうかを調べれば、式(6)を検定することができる。

(2) 波 高

海の波の波高については、図-28 のような二通りの定義がある。一つは極大点と極小点との高さの差 H^* をとる

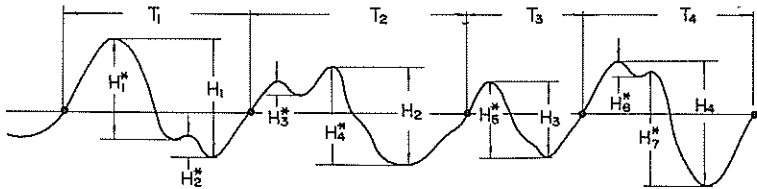


図-28 波 高 の 定 義

方法(仮に極大・極小法と呼ぶ)であり、もう一つは水面が上昇しながら平均水位(ゼロ線)を切る点から次に切る点までの間における最高点と最低点との差 H をとる方法(ゼロアップクロス法)である。図でも明らかなように、極大・極小法では波の数多く、平均波高も小さくなる。波浪観測の実務では、ゼロアップクロス法が標準となっており、本報でもこの定義法による整理結果について述べる。

図-28 の例でも波高は大小さまざまであるが、その分布については Longuet-Higgins⁵⁾が次の Rayleigh 分布が適用できることを示している。

$$p(H) dH = \frac{\pi}{2} \frac{H}{\bar{H}^2} e^{-\frac{\pi}{4} (H/\bar{H})^2} dH \dots\dots(8)$$

ただし、波のエネルギーがある周波数帯に集中して、極大・極小法による波数とゼロアップクロス法による波数がほとんど同一であることを前提としている。なお、上式で $p(H)$ は波高の確率密度、 \bar{H} は平均波高である。

式(8)および式(6)によると、各種の平均波の波高が次のように計算される。

$$\left. \begin{aligned} H_{1/10} &= 5.09 \sigma = 2.17 \bar{H} = 1.27 H_{1/3} \\ H_{1/3} &= 4.00 \sigma = 1.60 \bar{H} \\ \bar{H} &= 2.51 \sigma = 0.63 H_{1/3} \\ \sigma(H) &= 1.31 \sigma = 0.52 \bar{H} \end{aligned} \right\} (9)$$

ただし $\sigma(H)$ は波高の標準偏差である。また、非常に多数の波高のサンプルから任意に N 個の波高を選んだとき、その中の最高波高 H_{max} の期待値は、

$$\overline{\left(\frac{H_{max}}{H_{1/3}} \right)} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{2 \ln N} + \frac{\gamma}{\sqrt{2 \ln N}} \right] \dots\dots\dots(10)$$

として与えられる。ただし $\gamma = 0.5772 \dots$ (オイラー数)である。なお、最多値は第1項で与えられる。

(3) 周 期

周期の分布については、Bretschneider⁶⁾が T^2 が Rayleigh 分布に従うとして、実測データで例証している。すなわち、

$$p(T) dT = 2.7 \frac{T^3}{\bar{T}^4} \times e^{-0.675 (T/\bar{T})^4} dT \dots\dots(11)$$

これによると周期の標準偏差 $\sigma(T)$ は、

$$\sigma(T) = 0.281 \bar{T} \dots\dots\dots(12)$$

となる。ただし、風浪とうねりの重畳した場合には周期の分布幅が広くなり、式(11)が適用できないとされている。⁷⁾

(4) 波の統計量とスペクトルの関係

図-13~27のような波のパワースペクトル $S(f)$ に対して次のような積率 m_n を計算すると、これを用いて種々の統計量が求められる。

$$m_n = \int_0^{f_{max}} f^n S(f) df \dots\dots\dots(13)$$

まず、 m_0 はスペクトル $S(f)$ の計算式を調べれば分かるように、波形の標準偏差と次の関係にある。

$$\sigma = \sqrt{2 m_0} \dots\dots\dots(14)$$

次にゼロアップクロス法で定義した波の平均周期は、Riceの理論⁸⁾によって

$$\bar{T} = \sqrt{m_0 / m_2} = T_z \dots\dots\dots(15)$$

で表わされる。波形記録から直接求めた平均周期と区別するため、これを T_z と書く。また、極大・極小法で定義し

た波の平均周期 \bar{T}^* は、次式で計算できる。

$$\bar{T}^* = \sqrt{m_2/m_4} \dots\dots\dots(16)$$

ここで、波のスペクトルの形状(周波数帯の広がり)を表わすパラメーターとしては次のスペクトル幅 ϵ が用いられる。

$$\epsilon = \sqrt{1 - m_2^2 / (m_0 \cdot m_4)} \equiv \epsilon_s \dots\dots(17)$$

前記の式(8)の Rayleigh 分布は $\epsilon = 0$ の時の理論式である。一方、モーメントの積率は式(15), (16)のように平均周期 \bar{T} および \bar{T}^* 、あるいは一連の波形記録中のゼロアップクロス点の数 N_0 および極大点 N_1 に結びついているので、これから ϵ を次のように求めることもできる。

$$\begin{aligned} \epsilon &= \sqrt{1 - (\bar{T}^* / \bar{T})^2} \\ &= \sqrt{1 - (N_0 / N_1)^2} \equiv \epsilon_T \dots\dots\dots(18) \end{aligned}$$

実際の波形記録についてスペクトル幅を求めてみると、式(17)による値の方が大きいことが多い(第2報)。そこで、これを区別する意味で式(17)を ϵ_s 、式(18)を ϵ_T と表わす。

波のスペクトルの形状を表わすパラメーターとしては ϵ だけでなく、そのピークの尖鋭度を表すものも必要であり、著者の1人は先に次のようなスペクトルの尖鋭度 Q_p を提案した。⁹⁾

$$Q_p = \frac{2 \int_0^{f_{max}} f S(f)^2 df}{\left[\int_0^{f_{max}} S(f) df \right]^2} \dots\dots\dots(19)$$

図-13~27においてもスペクトルの形状はさまざまであり、ピークが単一のものだけでなく、二つ以上のピークが見られる複合型もある。そこで、スペクトルを単一型と複合型に分けてみると、 ϵ_s の平均値が単一型では0.828、複合型では0.842とほとんど変わらないにもかかわらず、 Q_p は単一型が2.32、複合型が1.42と大きな差を示しており、スペクトルのピークの鋭さを表すパラメーターとして Q_p が優れていることが認められる。なお数値実験による結果では、この Q_p が波高の連の長さ、すなわち大きな波高の波が平均して何波続くか、を支配することが知られている。⁹⁾

4.2 波形の非線型性

水面変動 η が式(6)の正規分布に従うとき、波は線型であるという。しかし、実際の波は山が鋭く谷が平たい傾向を見せるため、式(6)から導かれる式(7)の関係は満足されない。今回のデータについて総平均値土標準偏差の形で示すと、

$$\text{歪度} : \sqrt{\beta_1} = 0.325 \pm 0.212 \}$$

$$\text{尖鋭度} : \sqrt{\beta_2} = 3.709 \pm 0.661 \} \dots\dots\dots(20)$$

となり、波の非線型性が非常に強いと言える。

有限振幅の規則波の理論では、波の非線型性が波形勾配の大きさを判断される。そこで、各波の波高と周期を用いて各波の波形勾配 H/L を計算し、これを平均した平均波形勾配 \bar{H}/L と歪度との相関を調べてみたのが図-29で

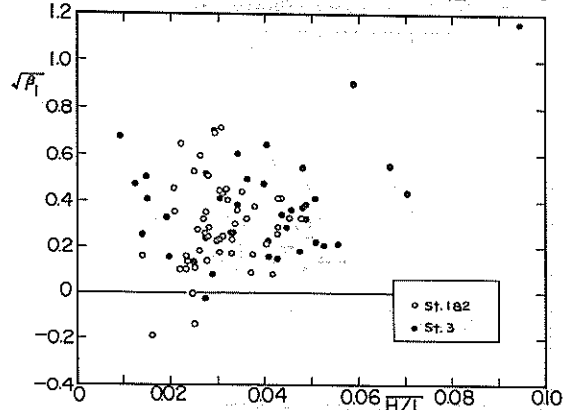


図-29 歪度と平均波形勾配の相関

ある。 \bar{H}/L と $\sqrt{\beta_1}$ の相関係数は $r = 0.33$ であり、相関度は低い。前回報告したような波の発達と $\sqrt{\beta_1}$ の関係は、今回は全数の統計処理を行なったためか、明らかにできなかった。なお、St. 3 のデータの中に平均波形勾配が0.09と大きいものがあるのは、高潮防波堤による反射波が重畳された結果と考えられる。

一方、尖鋭度 β_2 は \bar{H}/L との相関係数が $r = -0.04$ で、無関係と見て良い。ただ、 $\sqrt{\beta_1}$ の大きいものは β_2 も大きい傾向 ($r = 0.45$) にあり、波の非線型性を表わす二つのパラメーターはある程度関連している。

4.3 スペクトルに基づく統計量推定の問題点

スペクトル幅 ϵ は4.1で述べたように式(17)と(18)の二つの推定が可能である。この ϵ_s と ϵ_T の計算結果は図-30

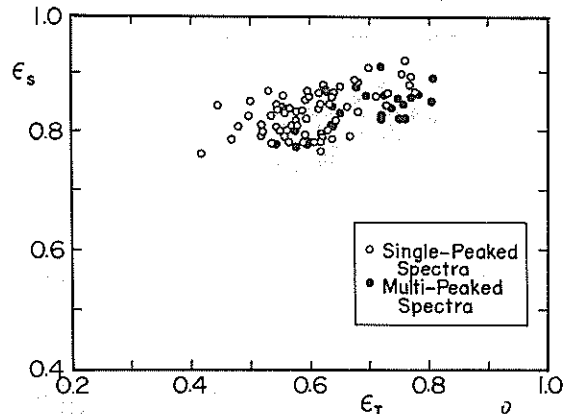


図-30 スペクトル幅パラメーターの比較

に示すとおりで、全データとも $\epsilon_S > \epsilon_T$ であり、二つの間の相関はあまり良くない ($r = 0.538$)。また、スペクトル形状の影響を見ると、単一型のものが $\overline{\epsilon_T} = 0.60$ 、複合型のものが $\overline{\epsilon_T} = 0.69$ と前者がやや小さい。しかし ϵ_S については単一型が 0.83、複合型が 0.84 とほとんど差が認められない。

この $\epsilon_S > \epsilon_T$ の原因を調べる手掛かりとして、式(13)のモーメントの積率計算の周波数の上限値を $f_{max} = f_N = 1/(2\Delta t)$ とせずに、それよりも低いある値 f_e で打ち切ったとき、 $\epsilon_S = \epsilon_T$ となるような周波数の上限値を求めてみた。この結果を $f_e \cdot \Delta t$ と無次元量の形で表わすと、図-31 のように ϵ_T に比例する傾向が強く、相

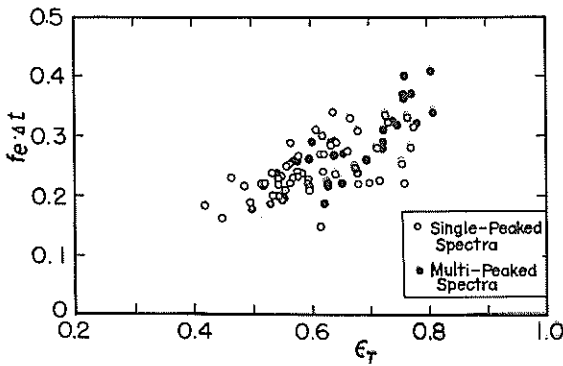


図-31 $f_e \cdot \Delta t$ と ϵ_T の相関

関係係数 $r = 0.71$ を示す。また $f_e \cdot \Delta t$ の平均値と標準偏差は

$$f_e \cdot \Delta t = 0.259 \pm 0.052 \quad \dots\dots\dots (21)$$

であり、 $f_{max} \cdot \Delta t = 0.5$ よりも遙かに低い。この f_{max} と f_e との差異は、線型重ね合せによる不規則波のシミュレーション⁹⁾においても現われ、そのときは、波形のサンプル間隔を $\Delta t = 1/(5f_{max})$ にとることによって処理されている。

スペクトル理論で求めた統計値と波形から直接求めた統計値との差異は、平均周期の算定においても認められた。式(15)による計算値 T_z は実際の平均周期 \bar{T} に対し、

$$\frac{T_z}{\bar{T}} = 0.833 \pm 0.067$$

$$[r = 0.883] \quad \dots\dots\dots (22)$$

の関係にある。 T_z を \bar{T} に一致させるためには、 $\epsilon_T = \epsilon_S$ とするための場合と同じように、モーメントの積率計算における積分の上限値をある周波数で切ることが必要と考えられる。ただし、この上限値は式(21)における f_e とは一致しない。

このようにスペクトルから推定した統計量が実際の値に一致しないことは、i) f_e 以上の周波数帯のスペクトル

がノイズではないか、あるいは ii) 波形の極大・極小点およびゼロアップクロス点を確実に識別するためには Δt を $1/(2f_{max})$ よりも短かくとる必要があるのではないかの疑問を投げかける。これについては次の機会に詳しく検討してみたい。

4.4 波高に関する統計量

各データについて H_{max} , $H_{1/10}$, $H_{1/3}$, \bar{H} および $\sigma(H)$ を算出し、これらの比を求めて、これを 92 データについて平均した結果は次のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} H_{max} / H_{1/3} &= 1.769 \pm 0.259 [1.66] \\ H_{1/10} / H_{1/3} &= 1.287 \pm 0.051 [1.27] \\ H_{1/3} / \bar{H} &= 1.580 \pm 0.054 [1.60] \\ \sigma(H) / \bar{H} &= 0.500 \pm 0.045 [0.52] \end{aligned} \right\} \dots\dots (23)$$

ただし [] 内は式(9)、(10)で示した Rayleigh 分布の場合の値であり、 $H_{max} / H_{1/3}$ の [] 内の値は平均波数 $N = 140$ として計算したものである。なお、 $H_{max} / H_{1/3}$, $H_{1/10} / H_{1/3}$, および $H_{1/3} / \bar{H}$ のひん度分布を図-32 ~ 34 に示す。各図とも縦軸は、出現率 n/N を区間幅 Δ で

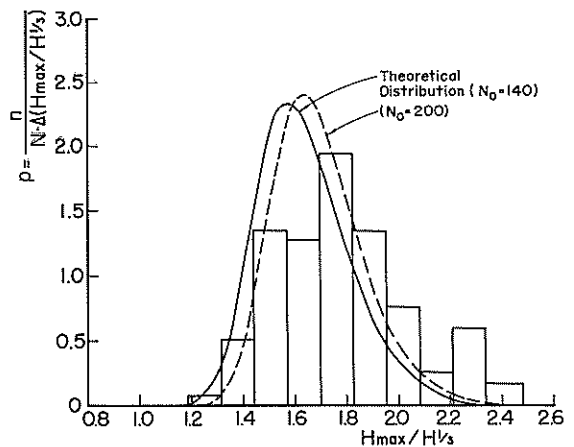


図-32 波高比 $H_{max} / H_{1/3}$ のひん度分布

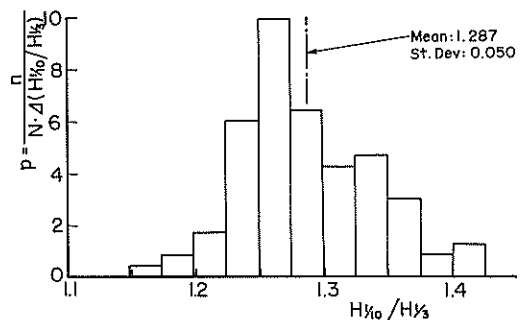


図-33 波高比 $H_{1/10} / H_{1/3}$ のひん度分布

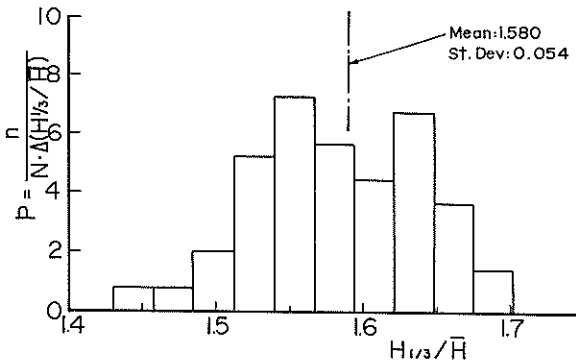


図-34 波高比 $H_{1/3} / \bar{H}$ のひん度分布

で割った確率密度 p の形で表示してある。 $H_{max} / H_{1/3}$ については、ひん度分布の理論曲線を $N = 140$ および 200 波の場合について併示した。

式(23)および図32~34の結果を見ると、観測された波高比は Rayleigh 分布の場合とほぼ一致している。もっとも細かく調べると、 H_{max} や $H_{1/30}$ が理論値よりも大きくなっている反面、 $H_{1/3}$ や $\sigma(H)$ は理論値よりも小さい目である。すなわち、大部分の波高が平均値のまわりに集中する代わりに、一部に非常に大きな波高が現われる傾向がある。このような波高比に最も密接な関係にあるパラメータは尖鋭度 β_2 で、相関係数 $0.6 \sim 0.7$ を示す。 β_2 が大きいことは、水位のひん度分布が平均値付近に高いピークを示す反面、非常に水位の高い所まで延びていることを表わしているため、 β_2 と波高比との間の相関性は予想されるところである。

次に、波高のひん度分布を Rayleigh 分布と比較するため、カイ自乗検定を行なった。カイ自乗値 χ^2 は、

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^M \frac{(n_i - N_i)^2}{N_i} \dots\dots\dots(24)$$

で計算した。ここに、 n_i は波高の第 i 区間における出現度数、 N_i は同じ区間において Rayleigh 分布の場合に予想される波高の出現度数である。波高区分の数は $M = 10$ とし、 Rayleigh 分布の場合に出現確率が等しくなるようにその間隔を変えた。すなわち、総波数を N として、 $N_1 = N_2 = \dots\dots = N_{10} = N/10$ となるようにした。自由度は $d.f. = 10$ である。

各データの χ^2 -値は、 3.2 から 26.2 の範囲に分布しており、適合の確率が 0.98 から 0.01 以下と広がっているため、個々のデータについて適合度を判定しても意味が薄い。そこで、 χ^2 -値の累加分布を作り、 χ^2 -値の確率分布曲線と比較したのが図-35 である。この図から約

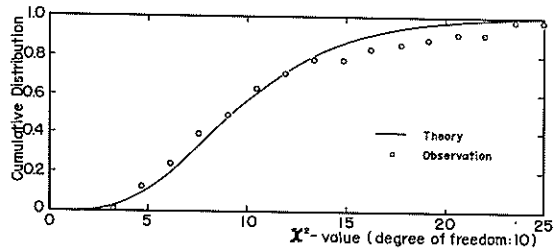


図-35 波高の Rayleigh 分布のカイ自乗検定

70% のデータは $\chi^2 < 12$ であり、波高の母集団が Rayleigh 分布で正しく表示される場合の χ^2 -値の分布に一致していることが分る。ただし、累加ひん度が 80% を超える付近から理論曲線との差が現われ、 χ^2 -値が 20 を超えるものは理論的には 3% であるのに実際には約 10% 存在するなどの食い違いが見られる。したがって、全体としては、波高分布が Rayleigh 分布に厳密に適合しているということとはできない。しかしながら、式(23)で、波高比の平均値と Rayleigh 分布の理論値との差が小さいこと、および図-35 で約 70% の観測データ χ^2 -値の理論曲線に乗っていることを考えると、実用上の立場からは波高分布を式(8)の Rayleigh 分布で近似して良いと考えられる。

この波高に対する Rayleigh 分布の準適合性は、前報および他の現場観測データ^{6), 10), 11)}でも認められたところであり、また線型重ね合せによる波形のシュミレーションでも報告されている。⁹⁾ Longuet-Higgins の理論が $\epsilon = 0$ を前提としているのにもかかわらず、 $\epsilon_T = 0.6 \sim 0.8$ の実際の波が Rayleigh 分布でほぼ表わすことができる理由は、波高をゼロアップクロス法で定義していることによると考えられる。波高を極大・極小法などで定義する場合には、波高分布も Rayleigh 分布からずれることがシミュレーションで示されている。⁹⁾

なお、Rayleigh 分布の準適合性はスペクトルの形状にほとんど影響されず、うねりと風波の重畳した双峯形のスペクトルの波でも、波高分布はほぼ Rayleigh 分布で表わされる。すなわち、式(23)の波高比はスペクトル単一型と複合型とであまり変わらず、また χ^2 -値と ϵ の相関係数は $r = 0.00$ 、 χ^2 -値と Q_p との相関が $r = -0.03$ であって、無相関といって良い。

4.5 波高略算法の検討

波高分布がこのように Rayleigh 分布でほぼ表わされることに関連して、 $H_{1/3}$ と σ の関係を調べたのが図-36 である。両者の相関は極めて高く、 $r = 0.996$ の相関係数を示す。式(9)によれば、 $H_{1/3} = 4.00\sigma$ の関係にある筈であるが、観測データの比例係数はこれよりもやや低目で

ある。また、 $H_{1/3}$ と σ の関係はスペクトルの形状にほとんど無関係である。 $H_{1/3}$ のほかにも $H_{1/10}$ や \bar{H} と σ の関係を調べ、最小自乗法で回帰直線を定めると、次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} H_{1/10} &= 4.76\sigma + 3.28 \quad [r = 0.9910] \\ H_{1/3} &= 3.79\sigma + 1.61 \quad [r = 0.9962] \\ \bar{H} &= 2.40\sigma + 1.07 \quad [r = 0.9954] \end{aligned} \right\} \dots (25)$$

ただし、単位は cm である。また [] 内は相関係数である。さらに、正比例の関係にあることを条件にして回帰直線を求めると、次のような係数が得られる。

$$\left. \begin{aligned} H_{1/10} &= 4.96 \sigma \\ H_{1/3} &= 3.89 \sigma \\ \bar{H} &= 2.46 \sigma \end{aligned} \right\} \dots (26)$$

この式(26)の比例係数は、Rayleigh 分布で計算した式(9)の値に極めて近い。また、相関係数が非常に高いことは、 σ の値から直接に $H_{1/3}$ などの波高を推定する可能性を示唆している。 σ の値は、波高計の表面波形の出力を適当な電気回路を通すことによつて、ある時間々隔(たとえば5分間)毎に指示させ得るので、この指示値の3.9倍を表示するようにしておけば、これを $H_{1/3}$ の概略値と見ることが出来る。すなわち有義波高指示計である。この場合の誤差は、たとえば図-36の分布図から推定できよう。

また前報においては、波形記録から $H_{1/3}$ その他を計算する簡便法として Tucker の方法を紹介した。今回の92データについて、この方法で推定した $(H_{1/3})_T$ と実際に1波づつ読み取って計算した $H_{1/3}$ との相関を求めた結果、回帰直線式として次式が得られた。

$$H_{1/3} = 0.914 (H_{1/3})_T - 1.68 \quad [r = 0.9823] \dots (27)$$

式(27)と同様、単位は cm である。また正比例の関係を条件にして回帰直線を求めると、

$$H_{1/3} = 0.890 (H_{1/3})_T \dots (28)$$

となる。この結果は、前報で求めた比例係数 0.875 とほぼ同じであり、Tucker の方法そのままで推定した波高が過大であることを示す。しかし、 $(H_{1/3})_T$ と $H_{1/3}$ との相関係数が $r = 0.982$ と非常に1に近いことは、Tucker の方法を用いて波高の推定を行なっても統計的にかなり信頼できる結果が得られることを示している(比例係数の値は補正しておく必要がある)。したがって、利用目的によっては、波形の読み取り作業を簡便にするため Tucker の方法を採用しても良いと思われる。

4.6 周期に関する統計量

まず、各代表周期の間の比率を求めた結果は、

$$\left. \begin{aligned} T_{1/10} / T_{1/3} &= 0.998 \pm 0.056 \\ T_{1/3} / \bar{T} &= 1.066 \pm 0.080 \\ \sigma(T) / \bar{T} &= 0.330 \pm 0.079 \end{aligned} \right\} \dots (29)$$

である。 $T_{1/10}$ と $T_{1/3}$ とは平均的にほとんど差がないけれども、 \bar{T} はこれよりもやや短い傾向にある。もっとも、個々のデータについてみると、 $T_{1/10} / T_{1/3}$ は 0.77 ~ 1.16、 $T_{1/3} / \bar{T}$ は 0.88 ~ 1.27 の範囲に分散しており、常に $T_{1/10} \approx T_{1/3}$ となる訳ではない。

また周期の標準偏差は式(29)の値よりも大きく、周期分布が Bretschneider の提案した式(1)よりも幅広いことを示唆している。ただし、スペクトルのピークが単一のものだけについて整理すると、 $\sigma(T) / \bar{T} = 0.297 \pm 0.062$ となり、式(29)の 0.281 にかなり近い。したがって、スペクトルが単一型の場合には、周期分布も式(1)で近似できると推定される。

上述のように $T_{1/3}$ が \bar{T} よりもやや長い傾向にあるのは、データ中の各波高と周期の間に、

$$r(H, T) = 0.318 \pm 0.183 \dots (30)$$

と弱い相関があるためである。 $r(H, T) > 0$ であれば、 $T_{1/3}$ その他の定義から考えても、平均的に $T_{1/3} > \bar{T}$ となることが予想される。しかしこの程度の相関では、 $T_{1/3}$ を $T_{1/3}$ よりも長くする効果が現われない。なお、 H と T の相関係数自体は、スペクトル幅パラメーター ϵ_r との間に弱い相関があり、図-37のようになる($r(H, T)$ は52データについてのみ計算している)。線型重ね合せによるシミュレーションでは、図中の破線で示されるような奇麗な関係が得られたけれども、実際の海のデータの場合には相関があまり明瞭でない。

4.7 波高の連の長さ

波高の連(run)とは、ある設定波高(たとえば中央波高 H_{med} など)よりも大きな波高の波が連続している部分をいい、その波数で連の長さを表わす。¹²⁾ この連の長さは、海岸堤防の越波、ケーソン堤の滑動、斜面堤被覆石の安定性など、構造物に対する不規則波の効果に関係すると考えられる。

まず、中央波高よりも大きな波高の連($H > H_{med}$)について、各データの平均長 $\bar{j}_1(H_{med})$ を調べた結果を図-38に示す。連の平均長は1.8から3.5まで分布し、スペクトル形状が単一型の方が複合型よりも連が長い傾向にある。また、スペクトルの尖鋭度 Q_p が大きいほど連の平均長も長い($r = 0.621$)。図中の破線は線型シミュレーション⁹⁾の結果であるが、これは実際の波浪に対する下限値にほぼ相当する。

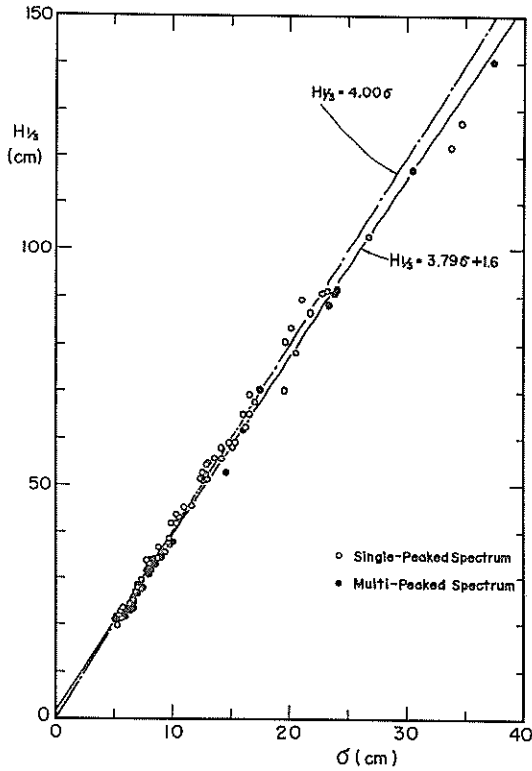


図-36 $H_{1/2}$ と σ の相関

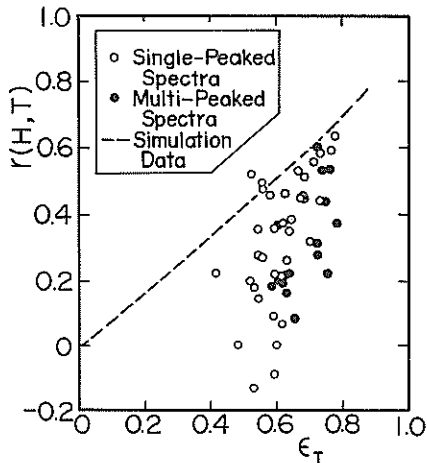


図-37 波高と周期の相関係数 $r(H, T)$ と ϵ_T の相関

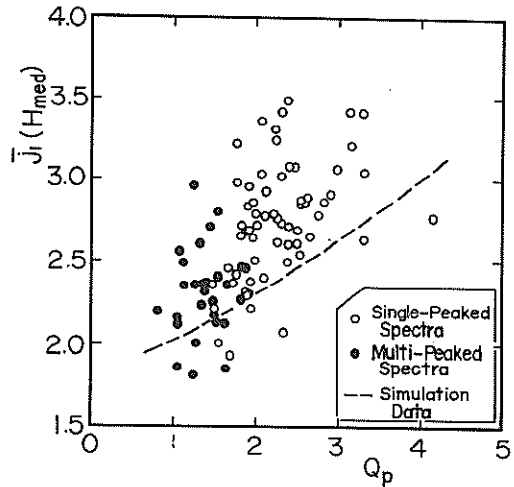


図-38 波高の連の平均長 $\bar{J}_1 (H_{median})$ と Q_p の相関

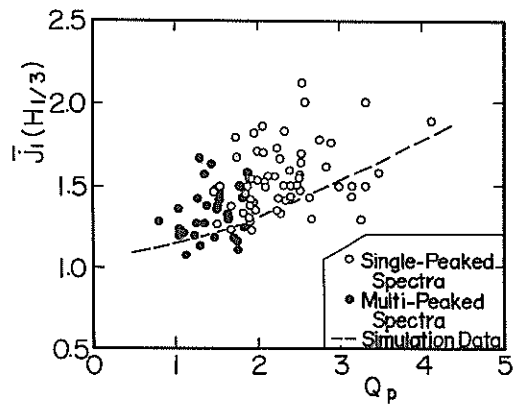


図-39 波高の連の平均長 $\bar{J}_1 (H_{1/3})$ と Q_p の相関

次に有義波高よりも大きな波高の連の平均長 $\bar{J}_1 (H_{1/3})$ を図-39に示す。平均長は1.1から2.1の間に分布しており、中央波高の連と同様に、スペクトル形状が単一型のデータの方が連が長く、また数値実験によるシミュレーションの結果は実際の波浪のほぼ下限値を与えている。

ここで一つ注意すべきことは、図-38, 39のデータが波高の連の平均値を示すのみで、連の一つづつはその長さが非常に大きく変化することである。たとえば、 $H > H_{1/2}$ の連の平均長が1.5でも、幾つかの連の中には波数が5を超えるものもある筈で、各連の長さが変化することが波の不規則性の一つの現われと考えられる。

5. ま と め

今回報告する範囲で中間的に得られた結論の主なものは、次のとおりである。

(1) 回折現象について

- 1) 風向 SE~W の場合の防波堤内の波のスペクトルの相当数は、防波堤主・副開口部からの回折波と堤内発生波との重ね合せとして説明できる。
- 2) 周波数約 0.2 Hz 以下の成分波は主に S~SW 方向から来襲し、防波堤内へ回折波として侵入していると推定される。

(2) 統計的性質について

- 3) 波形は歪度が平均 0.325、尖鋭度が平均 3.71 と強い非線型性を示す。
- 4) 波のスペクトル幅を波形から推定した値はスペクトルの積率から求めた値の約 76% であり、またスペクトルから推定した平均周期は波形から読み取った値の約 83% である。このことは、波形の読取り間隔あるいはスペクトル積率計算の上限周波数について再検討する必要があることを示唆している。
- 5) ゼロアップクロス法で定義した波高の分布は、統計的に Rayleigh 分布とややずれているけれども、この差は実用上無視して良いと思われる。
- 6) 波高の略算法としては、水面変動の標準偏差値から推定する方法が有望である。
- 7) $\frac{1}{10}$ 最大波周期は、平均的に有義波周期に一致する。しかし、有義波周期は平均的に平均周期の 1.07 倍とやや大きい目である。
- 8) 波形記録中の波高と周期の間には弱い相関があり、この相関係数は波のスペクトル幅とともに増加する傾向がやや認められる。
- 9) 波高の連の長さはスペクトルの尖鋭度とともに増加する傾向にあり、スペクトルのピークが単一のものが連の平均長が長い。

なお、今回の資料の作成にあたっては、合田が取りまとめ、永井がデータ解析、伊藤がデータ整理と読取りを主に担当した。また、データⅦの観測には、当所水工部波浪研究室の福森利夫ならびに笹田正の両技官が参加した。

なお、データ計算および計算結果の回帰分析は、すべて当所計算室の電子計算機 TOSBAC-3400 を用いて行なったことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 川上善久・広本文泰・阿部淑輝・須藤 茂：名古屋港における波浪観測——容量型波高計の現地への適用——港湾技研資料、№32, 1967, pp.55-80.
- 2) 合田良実・永井康平：名古屋港内における波浪観測第2報——港内発生表面風波の観測解析結果——、港湾技研資料№61, 1968, 64p.
- 3) 運輸省第五港湾建設局設計室：波浪観測台帳第二集、名調資№14, 1970, pp.67-154.
- 4) MITSUYASU, Y.: A note on the nonlinear energy transfer in the spectrum of wind-generated waves, Rept. Res. Inst. Applied Mech., Kyushu Univ., Vol. XVI, №54, 1968, pp.251-264.
- 5) LONGUET-HIGGINS, M.S.: On the statistical distribution of the height of sea waves, J. Marine Res., Vol. 11, №3, 1952, pp.245-265.
- 6) BRETSCHNEIDER, C.L.: Wave variability and wave spectra for wind-generated gravity waves, B.E.B. Tech. Memo., №118, 1959, 191p.
- 7) NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES: Ocean Wave Spectra, Prentice-Hall, Inc., 1963, p.62.
- 8) RICE, S.O.: Mathematical analysis of random noise, Selected Papers on Noise and Stochastic Processes, Dover Pub., Inc., 1954, pp.133-294.
- 9) GODA, Y.: Numerical experiments on wave statistics with spectral simulation, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol. 9, №3, 1970, pp.3-57.
- 10) GOODKNIGHT, R.C. and RUSSEL, T.L.: Investigation of the statistics of wave heights, J. Waterways and Harbors Div., Proc. ASCE, Vol. 89, №WW2, 1963, pp.29-55.
- 11) COLLINS, J.I.: Wave statistics from Hurricane Dora, J. Waterways and Harbors Div., Proc. ASCE, Vol. 93, №WW2, 1967, pp.59-77.
- 12) 合田良実・永井康平：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、1969, pp.47-75.

主要記号一覧表 ※

- f : 周波数 (Hz)
- f_e : スペクトル幅の二つの推定値 (式 . 17 および 18) が一致する周波数 (Hz)
- f_{max} : スペクトル積率計算の周波数の上限値 (Hz)
- $h(\theta)$: 波のエネルギーの方向分布関数
- H : ゼロアップクロス法で定義された波高 (cm)
- H^* : 極大・極小法で定義された波高 (cm)
- H_{max} : 波群中の最高波高 (cm)
- H_{med} : 中央波高 (cm)
- $H_{1/10}$: 1/10 最大波高 (cm)
- $H_{1/3}$: 有義波高 (cm)
- $(H_{1/3})_T$: Tucker の方法で推定した有義波高 (cm)
- \bar{H} : 平均波高 (cm)
- \bar{H}/L : 平均波形勾配
- $\bar{j}_1(H_{med})$: 中央波高よりも大きな波高の連の平均長
- $\bar{j}_1(H_{1/3})$: 有義波高よりも大きな波高の連の平均長
- $K_d(f, \theta)$: 周波数 f ・方向 θ の波に対する回折係数
- [K_d^2] θ : 回折波のエネルギー係数 (式 . 3)
- L : 波形の読取り個数
- m_n : スペクトルの n 次の積率 (式 . 13)
- N : 波数
- $p(\cdot)$: 括弧内の変数の確率密度
- Q_p : スペクトルの尖鋭度 (式 . 19)
- r : 相関係数

※ 各記号の単位は、cm-sec系で示した。単位のないものは無次元量である。

i : 順序数

- $r(H, T)$: 波群中の波高と周期の相関係数
- $S_d(f)$: 回折波の周波数スペクトル ($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- $S_d(f, \theta)$: 回折波の方向スペクトル ($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- $S_i(f)$: 入射波の周波数スペクトル ($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- $S_i(f, \theta)$: 入射波の方向スペクトル ($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- T_z : スペクトルの積率から求めた平均ゼロアップクロス周期 (sec) (式 . 15)
- $T_{1/10}$: 1/10 最大波周期 (sec)
- $T_{1/3}$: 有義波周期 (sec)
- \bar{T} : ゼロアップクロス法における平均周期 (sec)
- \bar{T}^* : 極大・極小法における平均周期 (sec)
- V : 風速 (cm/sec)
- $\sqrt{\beta_1}$: 波形の歪度 (式 . 5)
- β_2 : 波形の尖鋭度 (式 . 5)
- τ : オイラー数 (0.5772.....)
- Δt : 波形の読取り時間間隔 (sec)
- ϵ_s : スペクトルの積率から計算したスペクトル幅 (式 . 17)
- ϵ_T : 波形の極大点およびゼロアップクロス点の数から計算したスペクトル幅 (式 . 18)
- η : 平均水位からの水面上昇量 (cm)
- θ : 成分波の波向
- ⊙ : 波の主方向
- σ : 水面変動 η の標準偏差 (式 . 5) (cm)
- $\sigma(\cdot)$: 括弧内の変数の標準偏差
- χ^2 : カイ自乗値 (式 . 24)

付表 - 1 波浪の統計量の整理結果

種 別	全データ	観 測 点 別		スベクトル別	
		St. 1 および 2	St. 3	単 一 型	複 合 型
データ数*	92 [52]	52 [27]	40 [25]	61 [34]	31 [18]
〔波 高〕					
σ (cm)	12.07 (723)	8.79 (344)	16.34 (852)	12.63 (659)	10.98 (822)
$H_{1/10}$ (cm)	60.71 (34.69)	44.32 (16.94)	82.02 (39.89)	64.45 (31.44)	53.70 (39.13)
$H_{1/3}$ (cm)	47.40 (27.52)	34.75 (13.78)	63.85 (31.89)	50.16 (24.98)	41.63 (30.79)
$(H_{1/3})_T$ (cm)	53.71 (29.58)	39.15 (14.27)	72.64 (33.37)	56.31 (26.58)	48.84 (33.97)
\bar{H} (cm)	29.99 (17.40)	22.12 (9.05)	40.22 (20.11)	31.92 (16.14)	26.37 (19.01)
〔周 期〕					
N	140.5 (21.9)	150.1 (18.1)	127.7 (19.7)	140.0 (21.1)	141.6 (23.3)
$T_{1/3}$ (sec)	2.680 (0.474)	2.457 (0.340)	2.969 (0.468)	2.619 (0.461)	2.794 (0.478)
\bar{T} (sec)	2.520 (0.442)	2.289 (0.275)	2.821 (0.437)	2.505 (0.469)	2.550 (0.385)
T_z (sec)	2.086 (0.333)	1.941 (0.266)	2.275 (0.318)	2.093 (0.331)	2.073 (0.336)
〔波 形〕					
$\sqrt{\beta_1}$	0.325 (0.212)	0.284 (0.188)	0.379 (0.229)	0.329 (0.189)	0.317 (0.251)
β_2	3.709 (0.661)	3.635 (0.654)	3.808 (0.658)	3.633 (0.618)	3.865 (0.715)
$\frac{H}{L}$	0.0342 (0.0132)	0.0305 (0.0073)	0.0392 (0.0171)	0.0361 (0.0120)	0.0306 (0.0147)
〔スペクトル〕					
ϵ_s	0.833 (0.037)	0.813 (0.029)	0.858 (0.031)	0.828 (0.037)	0.842 (0.036)
ϵ_T	0.628 (0.087)	0.601 (0.079)	0.663 (0.084)	0.599 (0.079)	0.685 (0.073)
$f_e \cdot \Delta t$	0.259 (0.052)	0.262 (0.046)	0.255 (0.060)	0.247 (0.043)	0.282 (0.060)
Q_p	2.017 (0.628)	2.164 (0.609)	1.825 (0.601)	2.322 (0.527)	1.415 (0.279)
〔波高比〕					
$H_{max}/H_{1/3}$	1.769 (0.259)	1.758 (0.248)	1.783 (0.272)	1.743 (0.250)	1.821 (0.269)
$H_{1/10}/H_{1/3}$	1.287 (0.051)	1.280 (0.046)	1.295 (0.055)	1.281 (0.049)	1.298 (0.053)
$H_{1/3}/\bar{H}$	15.80 (0.054)	15.74 (0.051)	15.87 (0.058)	15.86 (0.055)	15.68 (0.051)
$\sigma(H)/\bar{H}$	0.500 (0.045)*	0.495 (0.046)*	0.506 (0.044)*	0.502 (0.047)*	0.496 (0.043)*
Rayleigh- χ^2_{10}	1.05 (5.8)	1.03 (6.1)	1.09 (5.4)	1.04 (5.8)	1.09 (5.8)
$(H_{1/3})_T/H_{1/3}$	1.154 (0.117)	1.143 (0.115)	1.168 (0.118)	1.128 (0.102)	1.201 (0.125)
〔周期比〕					
$r(H, T)$	0.318 (0.183)*	0.345 (0.165)*	0.288 (0.196)*	0.308 (0.199)*	0.337 (0.146)*
$T_{1/10}/T_{1/3}$	0.993 (0.056)	0.993 (0.051)	0.993 (0.062)	0.994 (0.033)	0.990 (0.085)
$T_{1/3}/\bar{T}$	10.66 (0.080)	10.73 (0.063)	10.56 (0.097)	10.51 (0.076)	10.94 (0.080)
$\sigma(T)/\bar{T}$	0.330 (0.079)*	0.307 (0.072)*	0.356 (0.078)*	0.297 (0.062)*	0.391 (0.071)*
T_z/\bar{T}	0.833 (0.067)	0.850 (0.075)	0.812 (0.048)	0.842 (0.061)	0.815 (0.075)
〔波高の連の平均長〕					
$\bar{j}_1 (H_{med})$	2.63 (0.40)	2.70 (0.38)	2.54 (0.40)	2.77 (0.37)	2.36 (0.31)
$\bar{j}_1 (H_{1/3})$	1.47 (0.21)	1.51 (0.23)	1.43 (0.17)	1.55 (0.20)	1.34 (0.16)

- 〔注〕 1. 各数値は算術平均および標準偏差(括弧内)を示す。
 2. スペクトル単一型はスペクトルのピークが1個のもの、複合型はピークが2個以上のものである。
 3. *印の数値は、データ数の項の〔〕内の数のデータについて計算したものである。

付表 - 2 主要統計量間の相関係数

種 別	全データ	観 測 点 別		ス ペ ク ト ル 別	
		St. 1および2	St. 3	単 一 型	複 合 型
データ数	92 [52]	52 [27]	40 [25]	61 [34]	31 [18]
[波高諸元]					
$H_{1/10} \sim \sigma$	0.9910	0.9878	0.9888	0.9864	0.9971
$H_{1/3} \sim \sigma$	0.9962	0.9928	0.9956	0.9946	0.9990
$\bar{H} \sim \sigma$	0.9954	0.9948	0.9946	0.9942	0.9983
$H_{1/3} \sim \bar{H}$	0.9968	0.9955	0.9960	0.9956	0.9988
$H_{1/3} \sim (H_{1/3})_T$	0.9823	0.9573	0.9808	0.9763	0.9902
[周期諸元]					
$T_{1/3} \sim \bar{T}$	0.889	0.895	0.812	0.901	0.901
$\bar{T} \sim T_Z$	0.883	0.779	0.900	0.913	0.838
[波高~周期]					
$H_{1/3} \sim T_{1/3}$	0.615	0.394	0.512	0.697	0.609
$r(H, T) \sim \sigma$	0.021 *	- 0.044 *	0.247 *	- 0.194 *	0.468 *
$r(H, T) \sim \varepsilon_T$	0.524 *	0.588 *	0.606 *	0.562 *	0.485 *
[波 形]					
$\sqrt{\beta_1} \sim \sigma$	0.238	0.067	0.196	0.198	0.283
$\sqrt{\beta_1} \sim (\bar{H}/L)$	0.332	0.169	0.354	0.372	0.285
$(\bar{H}/L) \sim \sigma$	0.806	0.773	0.789	0.756	0.865
$\beta_2 \sim \sigma$	- 0.139	- 0.301	- 0.245	- 0.184	- 0.033
$\beta_2 \sim (\bar{H}/L)$	- 0.042	- 0.134	- 0.078	0.057	- 0.108
$\beta_2 \sim \sqrt{\beta_1}$	0.454	0.242	0.659	0.462	0.471
[スペクトル]					
$\varepsilon_s \sim \sigma$	0.636	0.341	0.593	0.696	0.634
$\varepsilon_T \sim \sigma$	- 0.054	- 0.461	- 0.253	0.044	- 0.087
$\varepsilon_T \sim \varepsilon_s$	0.538	0.461	0.405	0.526	0.526
$f_c \cdot \Delta t \sim \sigma$	- 0.553	- 0.683	- 0.614	- 0.568	- 0.531
$f_c \cdot \Delta t \sim \varepsilon_T$	0.706	0.843	0.731	0.663	0.698
$f_c \cdot \Delta t \sim \varepsilon_s$	- 0.117	0.012	- 0.200	- 0.216	- 0.145
$Q_p \sim \sigma$	0.141	0.539	0.283	0.048	0.248
$Q_p \sim \varepsilon_s$	- 0.583	- 0.437	- 0.672	- 0.343	- 0.721

[注] 1. スペクトル単一型はスペクトルのピークが1個のもの、複合型は2個以上のものである。
 2. *印の数値は、データ数の項の〔 〕内の数のデータについて計算したものである。

付表-2 (続)

種 別	全データ	観 測 点 別		ス ペ ク ト ル 別	
		St. 1および2	St. 3	単 一 型	複 合 型
〔波高比〕					
$H_{max}/H_{1/3} \sim N_z$	0.205	0.285	0.248	0.290	0.053
$H_{max}/H_{1/3} \sim \beta_2$	0.666	0.695	0.633	0.638	0.693
$H_{1/10}/H_{1/3} \sim \beta_2$	0.697	0.672	0.718	0.632	0.783
$H_{1/3}/\bar{H} \sim \beta_2$	0.564	0.491	0.637	0.565	0.693
$H_{1/10}/H_{1/3} \sim Q_p$	0.173	0.011	0.259	0.116	0.115
$H_{1/3}/\bar{H} \sim Q_p$	- 0.310	- 0.306	- 0.267	- 0.349	- 0.118
$H_{1/10}/H_{1/3} \sim H_{1/3}/\bar{H}$	0.478	0.447	0.490	0.551	0.442
〔波高分布〕					
$\chi^2_{Ray} \sim \varepsilon_T$	0.000	0.041	- 0.094	- 0.055	0.060
$\chi^2_{Ray} \sim Q_p$	- 0.028	- 0.186	0.162	0.036	- 0.155
$\sigma(H)/\bar{H} \sim \chi^2_{Ray}$	- 0.381 *	- 0.529 *	- 0.219 *	- 0.249 *	- 0.630 *
$\sigma(H)/\bar{H} \sim \varepsilon_T$	0.310 *	0.393 *	0.146 *	0.387 *	0.328 *
$\sigma(H)/\bar{H} \sim Q_p$	- 0.107 *	- 0.019 *	- 0.123 *	- 0.295 *	0.019 *
〔周期比〕					
$T_{1/3}/\bar{T} \sim \varepsilon_T$	0.355	0.547	0.334	0.295	0.394
$T_{1/3}/\bar{T} \sim r(H, T)$	0.876 *	0.890 *	0.893 *	0.934 *	0.830 *
$T_{1/10}/T_{1/3} \sim r(H, T)$	0.164 *	0.053 *	0.224 *	- 0.082 *	0.463 *
$T_{1/10}/T_{1/3} \sim T_{1/3}/\bar{T}$	0.124	0.075	0.160	- 0.017	0.272
$\sigma(T)/\bar{T} \sim \varepsilon_T$	0.694 *	0.602 *	0.757 *	0.604 *	0.668 *
$\sigma(T)/\bar{T} \sim Q_p$	- 0.794 *	- 0.809 *	- 0.729 *	- 0.713 *	- 0.706 *
〔波高の連の平均長〕					
$j_1(H_{med}) \sim Q_p$	0.621	0.582	0.628	0.508	0.262
$j_1(H_{1/3}) \sim Q_p$	0.509	0.443	0.568	0.309	0.211
$j_1(H_{med}) \sim j_1(H_{1/3})$	0.402	0.353	0.437	0.325	- 0.061

- 〔注〕 1. スペクトル単一型はスペクトルのピークが1個のもの、複合型は2個以上のものである。
 2. *印の数値は、データ数の項の〔 〕内の数のデータについて計算したものである。

港 湾 技 研 資 料 No. 120

1 9 7 1 ・ 6

編集兼発行人 運輸省港湾技術研究所

発 行 所 運輸省港湾技術研究所
 横須賀市長瀬3丁目1番1号

印 刷 所 株式会社 東京プリント
 東京都港区西新橋3-24-9 飯田ビル

Published by the Port and Harbour Research Institute
Nagase, Yokosuka, Japan.