

# 招待論文

## 波浪の統計的性質について

### A REVIEW ON STATISTICAL PROPERTIES OF SEA WAVES

合田良実\*

By Yoshimi GODA

#### 1. ま え が き

土木工学が対象とする自然現象は、どれをみても複雑に変化するものばかりである。変化の姿は空間的なもの、時間的なもの、さらに両者ともに起こるものがある。海の波もこうした自然現象の典型であり、波の形は時々刻々に変化し、また場所ごとにその様相が異なる。

波浪の現象を変化の時間スケールで眺めると、秒単位の波ごとの変動、日・週・月単位の波浪状況の変化、さらに異常高波のような数年ないし数十年単位で議論すべきものというように、幅広く変化する。なお、波動現象には1/10秒以下の時間スケールの乱れ変動も付随するけれども、波周期による変動の振幅に比べると微量であるのが普通である。

時間的に変化する波浪の現象は、ある時間単位を定めて計測することによって統計量としての取り扱いが可能となる。現在のところ、波浪の統計的性質は次の3つのカテゴリーに分類して調査・解析されている。

- a. 短期波浪統計：1波ごとの波の諸元の統計
- b. 波候統計：時間オーダーの波の変化の統計
- c. 長期波浪統計：数十年間にわたる統計

もっとも、分類の名称は確定的なものではなく、たとえばb.は常時波浪統計、c.は異常波浪統計とよばれることもある。なお、論者によってはb.とc.をまとめて長期統計の範ちゅうに入れているが、5.(2)で述べるように、統計的取り扱いが異なるので、両者は別個に扱うべきものと考えられる。

こうした波浪統計の問題は1950年代から研究されて

おり、著者も二、三紹介したことがある<sup>1),2)</sup>が、このほど論文編集委員会からご依頼のあったのを機会にもう一度研究展望を試みることにした。ただし、著者が入手し得た文献の中から重要と思うものを選んだので、不適切な引用や重要文献の見落としもあろうかと思われるが、その点は何とぞご寛恕願う次第である。

#### 2. 短期波浪統計——線形理論の場合——

ここでは、連続した不規則な波形を図-1のようなゼロアップクロス法で定義した個々の波の波高、周期等を対象とした統計的解析について述べる。波形記録としてあまり長時間のものを使うと波の定常性が失われるので、通常は20分間程度、波数にして100波ほどの記録に基づいて解析される。

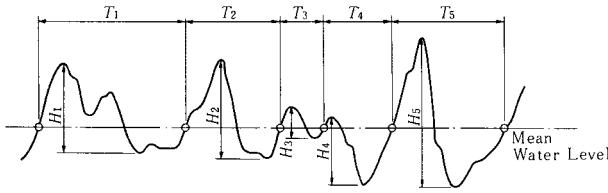
##### (1) 波高分布

いま、波形の二乗平均平方根値を $\eta_{rms}$ 、個々の波高を $H$ で表わし、波高 $H$ を $\eta_{rms}$ で無次元化すると、波高の確率密度関数は次のレイリー分布でほぼ表わされる。

$$p(\xi) = (\xi/4) \exp[-\xi^2/8]; \xi = H/\eta_{rms} \dots \dots \dots (1)$$

この理論分布はもともとRiceが1944年に電気回路の不規則雑音を対象とし、雑音のスペクトルが周波数帯の狭い範囲に集中している場合(狭帯域スペクトル)について、雑音信号の包絡波形の振幅分布について成立することを証明したものである。その後1952年にLonguet-Higginsは、狭帯域スペクトルを有する海の波については波高が包絡振幅の2倍に等しいものとしてレイリー分布の理論を適用し、波群中の最大波高 $H_{max}$ や平均波高 $\bar{H}$ 、1/3最大波高(有義波高) $H_{1/3}$ 、その他を確率計算によって算出した(理論式の誘導等は文献3)に詳述されている)。なお、この解析は基本的には母集団からラン

\* 正会員 工博 運輸省港湾技術研究所  
(〒239 横須賀市長瀬 3-1-1)



図一 ゼロアップクロス法による個々の波の定義

ダムに抽出された波高の標本値を対象にしたものであるが、実際には連続した波形記録中の波高の統計分布に適用している。

海の波に対する狭帯域スペクトルの仮定は、実際には成立しない。しかし、ゼロアップクロス法で定義した波高に関してはレイリー分布でかなりよく近似できることが経験的に知られている。もっとも、子細に検討するとレイリー分布よりも分布幅が狭いことが指摘されており<sup>4),5)</sup>、次のような経験式が提案されている<sup>5)</sup>。

$$P(\xi) = 1 - \exp[-\xi^{2.126}/8.42]; \xi = H/\eta_{rms} \dots (2)$$

ただし、 $P(\xi)$ は確率分布関数である。

式(1)からの乖離について、Longuet-Higgins<sup>6)</sup>は $\eta_{rms}$ の値を $H_{rms}$ の実測値で小修正すれば済むことであると述べているが、やや強引な解釈である。最近、Tayfun<sup>7)</sup>は波形の山と谷の時刻が平均して1/2周期だけずれているために波高は必ずしも包絡波形振幅の2倍にならないことを指摘し、この影響を包絡波形上の2点の振幅の結合確率密度関数を使って定量的に評価している。計算は周波数スペクトルの数値積分によっており、スペクトルの帯域幅が広がるにつれて波高分布がレイリー型からしだいにずれることを例示している。

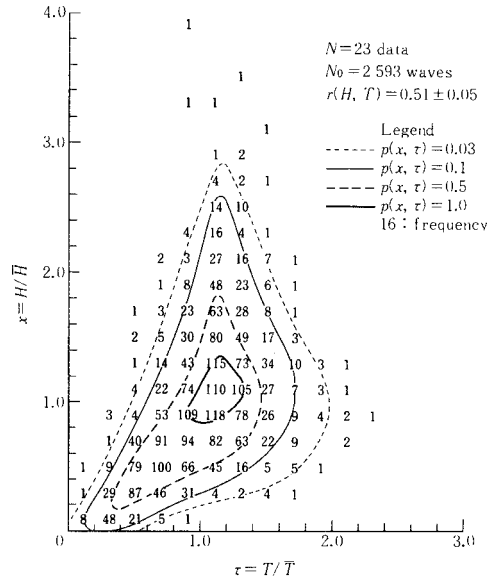
なお、レイリー分布の理論によれば $H_{1/2}/\eta_{rms} \doteq 4.004$ と計算されるけれども、浅海性の影響の少ない現地観測データの大半は、平均して3.8程度の比率を示している<sup>2)</sup>。これも波浪のスペクトルが広い帯域幅をもつことによると考えられる。

(2) 波高・周期の結合分布

この問題は、不規則波形が平面上を移動する場合の統計量の1つとしてLonguet-Higgins<sup>8)</sup>が1957年に取り上げたものである。このときの論文は波の統計量だけでなく、方向スペクトル測定の基本理論をも与えている重要な文献であるが、かなり難しい内容であるために波高・周期の結合分布の問題が論じられていることには注目されずにいた。そのためLonguet-Higginsは1975年に改めてわかりやすい形で提示し<sup>9)</sup>、以来、これが研究の出発点としてしばしば引用されている。

狭帯域スペクトルを仮定すると、波高 $H$ と周期 $T$ の結合確率密度関数は次のように導かれる。

$$p(\xi, \tau) = \frac{\xi^2}{8\sqrt{2\pi\nu}} \exp\left\{-\frac{\xi^2}{8}\left[1 + \frac{(\tau-1)^2}{\nu^2}\right]\right\} \dots (3)$$



図二 個々の波高と周期の結合分布の観測例<sup>10)</sup>

ここに、 $\xi = H/\eta_{rms}$ 、 $\tau = T/\bar{T}$ であり、 $\nu$ は周波数スペクトル $S(f)$ の帯域幅の広がりを表わすパラメーターであって、次式で定義される。

$$\nu = \sqrt{m_0 m_2 / m_1^2 - 1} \dots (4)$$

$$m_n = \int_0^\infty f^n S(f) df \dots (5)$$

なお、狭帯域スペクトルとは $\nu^2 \ll 1$ の場合をいう。

式(3)を $0 < \xi < \infty$ で積分すると、 $\tau$ の確率密度関数が次のように求められる。

$$p(\tau) = \frac{\nu^2}{2[\nu^2 + (\tau-1)^2]^{3/2}} \dots (6)$$

式(3)の結合分布および式(6)の周辺分布はともに $\tau=1$ を軸として $\tau$ に関して対称形であり、しかも理論上は $\tau < 0$ の領域にまで広がっている。実際の測定値は当然 $\tau > 0$ であり、しかも図—2に一例<sup>10)</sup>を示すように、波高が平均値付近よりも小さい波は波高が低いほど周期も短い傾向がある。

こうした実際の波浪の性質を表わす目的で、Longuet-Higgins<sup>11)</sup>は式(3)の誘導過程における周期の近似方法を改め、 $H-T$ 分布の非対称性を定量的に表現する式を得た。ただし、平均周期を求めるための積分が発散する問題が新たに生じていて完全なものとはいえず、狭帯域スペクトルの制約を脱し切っていない。また、Cavaniéほか<sup>12)</sup>は波形の極大値に関するCartwrightとLonguet-Higgins<sup>13)</sup>の理論を援用して $H-T$ 分布の半経験式を提案しているが、これは $H$ と $T$ の相関性が波高の大きな領域にまで広がるという問題をもつ。

実際の波浪ではスペクトル幅パラメーターが $\nu=0.3$

~0.7 程度の範囲に広がっており<sup>10),14)</sup>, 狭帯域の仮定は本来的に無理がある。H-T 分布の解析としては, Tayfun<sup>7)</sup>が示した包絡波形関数をスペクトルと結び付けて数値積分を行う方法や, 関本・水口<sup>15)</sup>が示した波形の自己相関関数の相関行列の数値積分の方式などが将来性をもつと考えられる。なお, 経験的な方法としては, Myrhaug と Kjeldsen<sup>16)</sup>が北海での高波時の約 25 000 波の観測波形を整理して, H-T 分布の形状関数を導いている。この解析では, 波高と波形勾配その他の結合分布の経験式も提出している。

(3) 波の連なり (wave grouping)

図-3 は, 約 9 000 km を伝播してきたうねりの波形の一例<sup>17)</sup>である。大・小の波はランダムに続くのではなく, 高波が群波状に連なって出現する。風波の場合にはこれほど明瞭ではないけれども, 高波が連なる傾向はやはり存在し, 「波の連なり」の現象として解析される。この現象は浮遊式構造物の係留問題その他, 工学的にも重要であり, 近年, 活発に研究が進められている。

波の連なりの解析では, まずその長さを定義しなければならない。単純には, ある設定値を超える波高の波が連続して出現する波数  $j_1$  で表示できる。また, 1 つの波の連なりから次の連なりまでという高波の繰り返しの長さも波数  $j_2$  で表示できる。もし, 相隣り合う波高値が無相関であれば, 連長  $j_1, j_2$  の確率分布は簡単な確率計算で求めることができる<sup>3),18)</sup>。しかし, 実際には無相関でなく, 波高間の相関係数は風波でも平均して 0.3 程度, 図-3 のうねりの例では約 0.7 の値を示す。

波高間に相関がある場合の連長の確率分布は木村<sup>19)</sup>が導いており, 相隣り合う波高間の相関係数によって連長の分布が規定される。Longuet-Higgins<sup>20)</sup>はこの木村の理論を不規則波の包絡波形の概念を用いて解説している。一般に, 定常確率過程の不規則波形に対しては, その Hilbert 変換と組み合わせることによって包絡波形が計算できる。したがって, 包絡波形は周波数スペクトルに関係づけられる。一方, 包絡波形上の任意の 2 点の振幅  $R_1, R_2$  の結合確率密度および  $R_1$  と  $R_2$  の相関係数もまた統計理論によって与えられている<sup>21)</sup>。したがって,

$H=2R$  と仮定し, 包絡波形の 2 点間の時間差  $t_0$  を平均周期  $\bar{T}$  に等しく取ることによって, 波高間の相関係数  $r_{HH}$  は次のように計算される。

$$r_{HH} = [E(x) - (1-x^2)K(x)/2 - \pi/4] / (1-\pi/4) \dots (7)$$

ここに

$$x = \left\{ \left[ \int_0^\infty S(f) \cos 2\pi f t_0 df \right]^2 + \left[ \int_0^\infty S(f) \sin 2\pi f t_0 df \right]^2 \right\}^{1/2} / m_0$$

$$: t_0 \equiv \bar{T} \dots (8)$$

ただし,  $K, E$ : 第 1 種および第 2 種の完全楕円積分 木村<sup>19)</sup>は波形記録に基づく  $r_{HH}$  から式 (7) を用いてパラメーター  $x$  を推定する方法を示し, 著者<sup>17)</sup>および間瀬・岩垣<sup>22)</sup>はその方法を観測記録に適用して, 連長の観測値が理論値によく一致することを確認している。

波の連なりは周波数スペクトルの帯域幅が狭いほど顕著に現われる。ただし, 式 (4) のパラメーター  $\nu$  は後述の波の非線形性の影響のために見掛け上増大した値を示すので使いにくい。そのため, 先に著者<sup>18)</sup>はスペクトルのピークの尖鋭度を表わすパラメーターとして次の  $Q_p$  を提案した。

$$Q_p = 2 \int_0^\infty f S^2(f) df / m_0^2 \dots (9)$$

波の連なりの平均長の観測値と  $Q_p$  の間にはかなり強い相関があるが, 平均連長と  $r_{HH}$  の相関の方がより明瞭である<sup>17)</sup>。Battjes<sup>23)</sup>は  $r_{HH}$  と  $x$  の間の理論的關係に着目し, 式 (8) の  $x$  をスペクトルから求められるパラメーターとして波の連なりの観測データを整理することを提案している。

なお, 波の統計量の解析に不規則波の包絡波形の概念を導入することは Tayfun<sup>7),24)</sup>も行っている。また, Shum と Mellville<sup>25)</sup>は包絡波形の時々刻々の振幅と周期 (位相変化率から算出) を定義し, この両者の結合分布を理論および観測データで検討している。

(4) 統計的変動性

不規則現象のスペクトル解析においては, スペクトル密度の推定値が統計的に変動することが理論的に明らかにされており, 推定値の信頼限界も求められる。1 つの

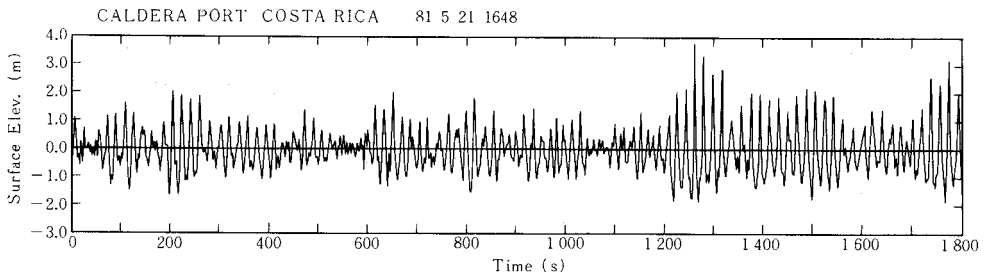


図-3 遠距離を伝播したうねりの波形の例<sup>17)</sup>

波形記録から算出した  $H_{1/3}$ ,  $\bar{H}$  などの諸量は、波形記録が一定の波浪状況の母集団から抽出された1つの標本であるという意味において統計的変量であり、標本ごとにある幅の中で変動する性質をもつ。統計量の標準偏差や変異係数は、一般には統計理論によって導くことができる。しかし、それはデータが互いに独立な場合であり、不規則波形のように水位あるいは波高のデータ間に相関がある場合に対しては直接には適用できない。このため、先に著者は波浪の二次元波形の数値シミュレーションを行い、波浪の統計量の変動性を検討した<sup>26)</sup>。この結果では、最高波の諸元  $H_{max}$ ,  $T_{max}$  を除くと、波高、周期の変異係数は次のように波形記録中の波数  $N_0$  の  $-1/2$  乗に比例する。

$$\sigma_x/\bar{x} = \alpha/\sqrt{N_0} \dots\dots\dots(10)$$

ここに、 $\alpha$  は比例係数であって、表-1のように算定されている。Cavanie<sup>27)</sup>は理論的考察によって式(10)を導いているが、 $\alpha$  の値は表-1とやや異なる。

現地波浪については定常状態の確認が困難なため、統計的変動性の検討が難しい。しかし、Bouws<sup>28)</sup>の16時間の連続記録や著者<sup>17)</sup>の14時間の連続記録がほぼ定常状態を満足していたとみなして代表波高・周期の変異係数を算出した結果は、式(10)と表-1で与えられるものにほぼ近かった。ただし、表-1の係数は周波数スペクトルが Bretschneider—光易型、方向分布関数が光易型の方向スペクトルに対するものである。周波数スペクトルのピークが鋭い JONSWAP 型スペクトルやうねりの場合には、波高に関する変動性が增大し、周期に関するものが減少すると推測される。

表-1 代表波高・周期の変異係数のパラメーター  $\alpha$

統計量 $x$	$\alpha$	統計量 $x$	$\alpha$
$H_{1/10}$	0.72	$T_{1-10}$	0.48
$H_{1/3}$	0.57	$T_{1/3}$	0.36
$\bar{H}$	0.62	$\bar{T}$	0.43
$\tau_{rms}$	0.53		

なお、前項の波の連なりの平均連長は変動性が特に大きい(変異係数の算定式は文献17)に記載)。これは、通常の100波程度の長さの波形記録では、波の連なりとして10個程度しか定義できないため、サンプル数が不足することによるものである。

### 3. 波浪の非線形統計量

#### (1) 不規則波の非線形干渉理論

波浪の統計理論は定常ガウス過程を前提として構築されているけれども、細かく検討すると水面波形はガウス分布からわずかにずれている。たとえば、水位の確率分布は平均的には正のひずみ度を示す。定常ガウス過程の

もとでは、波浪は無数の微小な成分波の線形和として表示される。いま、簡単のために次元不規則波を対象にすると、表面波形  $\eta$  および速度ポテンシャル  $\phi$  が次のように表わされる。

$$\eta = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \cos(k_i x - \omega_i t + \epsilon_i) \dots\dots\dots(11)$$

$$\phi = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{a_i \omega_i}{k_i} \frac{\cosh k_i(z+h)}{\sinh k_i h} \sin(k_i x - \omega_i t + \epsilon_i) \dots\dots\dots(12)$$

ただし、 $k$  は波数、 $\omega$  は角周波数、 $h$  は水深、 $\epsilon$  は位相角である。

式(11)、(12)は一次近似解であって、水面の連続・運動の境界条件は厳密には満足されていない。そこで、摂動法を用いて一次解に付加されるべき二次近似解を計算すると、たとえば波形については次の結果が導かれる。

$$\begin{aligned} \eta^{(2)} = & \sum_{i=1}^{\infty} a_i^2 b_2 \cos 2(k_i x - \omega_i t + \epsilon_i) \\ & + \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} a_i a_j b_{2,B}^+ \cos(k^+ x - \omega^+ t + \epsilon^+) \\ & + \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} a_i a_j b_{2,B}^- \cos(k^- x - \omega^- t + \epsilon^-) \dots\dots\dots(13) \end{aligned}$$

ここに、

$$\begin{aligned} b_2 = & \frac{1}{4} k (3 \coth^2 kh - \coth kh) \\ b_{2,B}^{\pm} = & \frac{1}{2} k^{\pm} [\omega^{\pm} (\omega_i \coth k_i h + \omega_j \coth k_j h) \\ & \cdot \coth k^{\pm} h - (\omega^{\pm})^2 + \omega_i \omega_j (\coth k_i h \coth k_j h \\ & \pm 1)] / [(\omega^{\pm})^2 \coth k^{\pm} h - g k^{\pm}] \\ k^{\pm} = & k_i \pm k_j, \quad \omega^{\pm} = \omega_i \pm \omega_j, \quad \epsilon^{\pm} = \epsilon_i \pm \epsilon_j \end{aligned} \dots\dots\dots(14)$$

この二次近似解は式(11)の一次解に随伴して進行する拘束波である。また、2つの成分波の干渉効果によって波数の和の成分と差の成分が生じるのが特徴であり、非線形干渉波ともよばれている。

こうした不規則波の非線形干渉解は Tick<sup>29)</sup>が最初に示し、浜田<sup>30)</sup>が追認し、Longuet-Higgins<sup>31)</sup>は深海域の二次元不規則波について水位分布およびそのひずみ度に及ぼす非線形性の影響を明らかにした。任意水深の二次元不規則波の二次近似解は Hudspeth<sup>32)</sup>および Sharma<sup>33)</sup>が導き、柱状構造物に働く波力の問題を論じた。これらの非線形効果は、式(13)でいえば主として第1項と第2項の波数の和の成分による高周波数側の影響である。

一方、式(13)の第3項の差の成分は低周波数の拘束波であり、その位相が波群の包絡波形と  $180^\circ$  ずれているため、高波の連なる位置では局所的な平均水位が低下する現象 (wave setdown)<sup>34)</sup>を生み出す。この低周波数拘束波はサーフビートや港の副振動の原因になり得るとして解析がいろいろ進められ<sup>35)-37)</sup>、これを造波水路内で正しく再現するための手法についても論じられてい

る<sup>38),39)</sup>。二次近似解の表式は論文ごとに異なるが、いずれも同等であることが確認できる。式(13)、(14)は著者がまとめ直したものの<sup>40)</sup>である。

不規則波の非線形干渉理論は、深海波については増田ほか<sup>41)</sup>が第三次近似解まで求めて位相速度の問題を論じているが、浅海波については第二次解にとどまっている。

こうした非線形成分は、波のスペクトルの上にも現われる<sup>17),30)</sup>。前節で紹介した個々の波の統計理論は波の線形性を前提にしているため、スペクトルと統計量との関係を論じるときは、周波数スペクトルの低周波数および高周波数領域を適当に除去したものについてスペクトルモーメントその他を計算すると、理論と観測値との対応をよくすることができる<sup>20),42),43)</sup>。たとえば、Longuet-Higgins<sup>20)</sup>はスペクトルのピークの周波数を  $f_p$  として、 $(0.5 \sim 1.5) f_p$  の成分波のみを使って再現した表面波形について波の連なりの現象を論じている。

(2) 水位分布とそのひずみ度

Longuet-Higgins<sup>31)</sup>は不規則波の水位分布が非線形効果によってガウス分布からずれ、グラム・シャリエ分布で表現できることを理論的に導き、さらにひずみ度  $\sqrt{\beta_1}$  は方向スペクトルの畳み込み積分で求められることを示した。一次元の場合には次のようになる。

$$\sqrt{\beta_1} = 12 \int_0^\infty \left[ \int_0^\omega k S(\omega) d\omega \right] S(\omega') d\omega' / m^2 \dots (15)$$

二次元不規則波では、ひずみ度が式(15)の値の0.44~1.01倍の範囲の値をとる。

深海域の風波の水位分布のひずみ度についてはHuangとLong<sup>44)</sup>が風洞実験のデータを整理し、 $\sqrt{\beta_1} = 8\pi\eta_{rms}/L_p$  (ただし  $L_p$  はスペクトルのピーク周波数に対応する波長) ではば表示できるとした。ただし、比例係数は周波数スペクトルの形状によってかなり大幅に変化する可能性があることがChallenorとSrokosz<sup>45)</sup>によって指摘されている。

任意水深の波浪の非線形性は、次のパラメーター  $\Pi$  を用いてかなりよく表現できることが経験的に知られている<sup>46)</sup>。

$$\Pi = (H/L_A) \coth^3 k_A h \dots (16)$$

ただし、 $k_A$ 、 $L_A$  は微小振幅波理論による波数と波長であり、波高  $H$  は問題に応じ  $H_{1/3}$ 、 $H_{max}$  等の値を用いる。

水位分布のひずみ度  $\sqrt{\beta_1}$  は  $H_{1/3}$  を用いた  $\Pi_{1/3}$ 、波群中の最高水位  $\eta_{max}$  と最高波高  $H_{max}$  との比は  $H_{max}$  を用いた  $\Pi_{max}$  との間に強い相関が認められている。

水位分布が正のひずみ度をもつのは、波の山がとがり、波の谷が平らになる傾向があるためで、この結果、極大値と極小値は異なる確率分布を示すようになる。日根野<sup>47)</sup>は不規則波中の船体の非線形応答を二次項まで計算し、極値分布を求めている。この計算は極大点とゼロアッ

プロクロス点の数が等しい狭帯域スペクトルの極限状態を対象としているので、いわばゼロアップクロス振幅の分布を求めたことに相当しよう。

なお、Huangほか<sup>48)</sup>は規則波のストークス波理論を形式的に不規則波に準用し、水位分布に及ぼす非線形性の影響を検討している。実験データとの対応は良好であるけれども、不規則波としての非線形表面境界条件が全く吟味されていないため、理論としては不完全である。

(3) 波高分布

波の非線形性は波高分布にも影響を及ぼす。ただし、Tayfun<sup>49)</sup>が計算しているように、二次項では非線形性の効果が波の山と谷で打ち消し合う。波高に影響を及ぼすのは三次以上の高次項である。Longuet-Higgins<sup>5)</sup>は深海波を対象とし、波群中の個々の波がストークス波で近似でき、さらに波高分布がレイリー型で表わされる場合について、波群のポテンシャルエネルギー  $\eta_{rms}^2$  を数値計算している。この結果、波群全体の波形勾配の増加につれて  $H_{rms}/\eta_{rms}$  の比率が増大することを明らかにしている。

図-4は、著者が沿岸波浪の観測データから  $H_{1/3}/\eta_{rms}$  の比率を計算し、非線形性パラメーター  $\Pi_{1/3}$  に対してプロットしたものである<sup>46)</sup>。実線の理論曲線は、Longuet-Higginsの考え方を援用し、個々の波の形は任意水深のストークス波あるいはクノイド波理論で計算してある。理論曲線が全体として上にずれているのは、(1)で述べたスペクトル幅の影響とみられる。

$H_{rms}$  や  $H_{1/3}$  の代表値ではなく、個々の波高の分布形

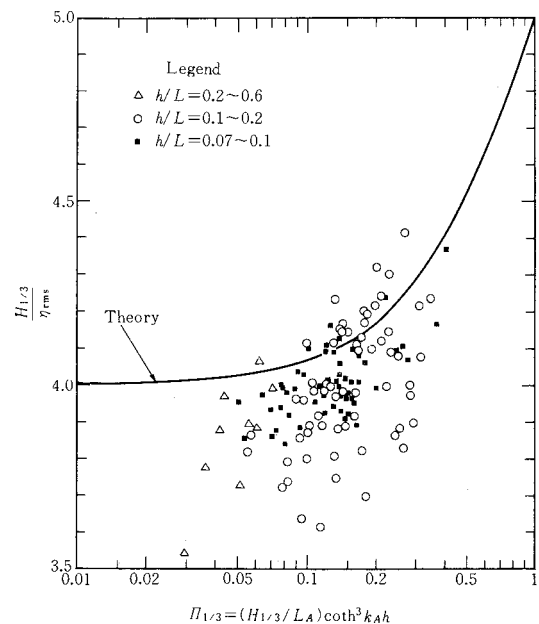


図-4  $H_{1/3}/\eta_{rms}$  と非線形性パラメーター  $\Pi_{1/3}$  の関係<sup>46)</sup>

状も当然に波の非線形性によって影響されるはずであり、波高の大きな波の出現率がやや増大すると推測される。ただし、こうしたわずかな変化を現地データで検出することは、不規則波の統計的変動性に邪魔されて容易ではない。なお、波が水深に制約されて砕波するようになると、波高分布はレイリー型から大きくずれてくる。

#### 4. 波候統計

##### (1) 波候パラメーターの統計分布

波候を表示するものは、有義波の波高  $H_{1/3}$ 、周期  $T_{1/3}$ 、および波向である。欧米では波形記録の個別解析を行わず、機械的にスペクトルを計算する場合が多いので、代表周期としてはスペクトルモーメントから算出される平均周期  $T_{0.2} = \sqrt{m_0/m_2}$  あるいはピーク周期などがよく使われる。なお、波向は工学的に重要であるにもかかわらず、確実かつ使いやすい波向計の開発が遅れているため、データが不足している。このため、波候統計としては波高と周期のみを取り扱っているのが大半である。

短期波浪統計にあっては地域性が少なく、さまざまな不規則波浪理論が利用できるのに対し、波候統計に関しては先験的な理論が存在せず、すべて観測データに基づいて検討を進めていかなければならない。

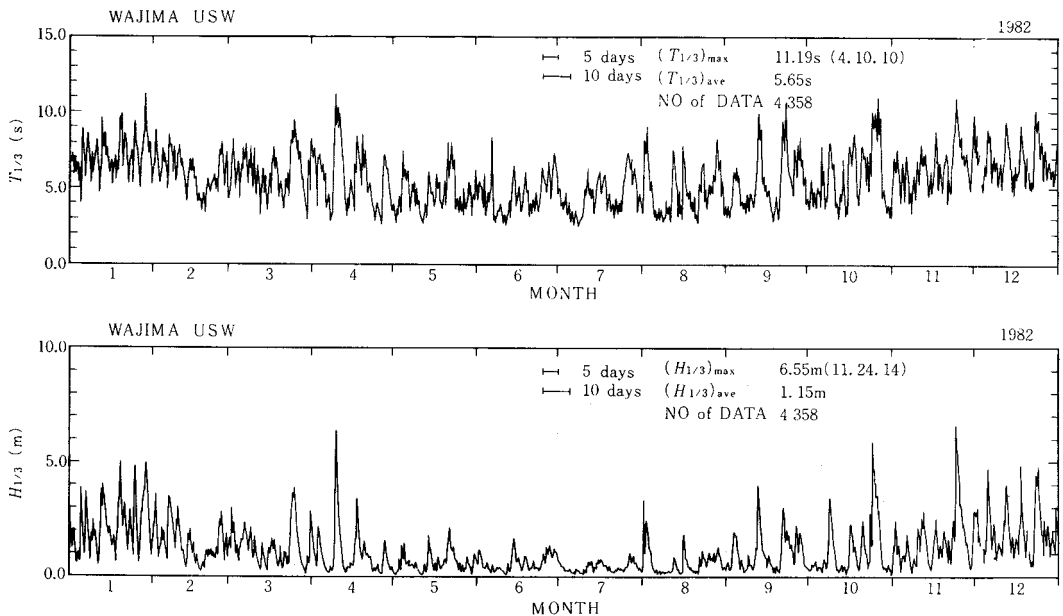
図一五は運輸省第一港湾建設局が観測し、港湾技術研究所で解析した1983年1月～12月の1年間の2時間ごとの  $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  の変化図である（同所水工部海象観測研究室の提供による）。わが国の日本海沿岸ではこの例のように冬季の高波と夏季のなぎとの差が明瞭であるの

に対し、太平洋沿岸では波候の季節的变化が少ない。また、 $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  の相関度数表を作成すると、日本海沿岸では風浪性が顕著であって  $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  の相関が高く、高波については  $H_{1/3}/L_{1/3}$  が0.03～0.04に収束する傾向がみられる。これに対し、太平洋沿岸では  $H_{1/3}/L_{1/3}$  が0.01以下のうねりの頻度がかかなり高く、 $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  の相関は低い。図一六は鹿島港の延べ8年間の観測データに基づいて作成した  $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  の相関度数表を図示したもので、太平洋沿岸の波候特性を表わす一例である。こうした日本沿岸の波候統計に関しては、高橋ほか<sup>50)</sup>および広瀬・高橋<sup>51),52)</sup>が運輸省の沿岸波浪観測データについていろいろ解析している。

波候パラメーターの統計解析として早くから行われているのは、 $H_{1/3}$  あるいは  $T_{1/3}$  等の確率分布である。実測値の分布形状に対するあてはめに用いられているのは、①正規分布、②対数正規分布、③2パラメーター型ワイブル分布、④3パラメーター型ワイブル分布である。この第4の関数形は次のようなものである。

$$P(X \leq x) = P(x) = \begin{cases} 1 - \exp\{-[(x - x_c)/x_0]^\gamma\} & : x \geq x_c \\ 0 & : x < x_c \end{cases} \dots\dots\dots (17)$$

ここに、 $P(X \leq x)$  は変数  $X$ （ここでは  $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$  等）がある設定値  $x$  を超えない確率すなわち確率分布関数であって、 $x$  の関数となる。式 (17) は  $x_c$ 、 $x_0$ 、 $\gamma$  の3個のパラメーターを含むが、このうち  $x_c$  はその地点に常時来襲している  $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$  の最低値を表わす。  $x_0$



図一五 輪島港における  $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  の経年変化図

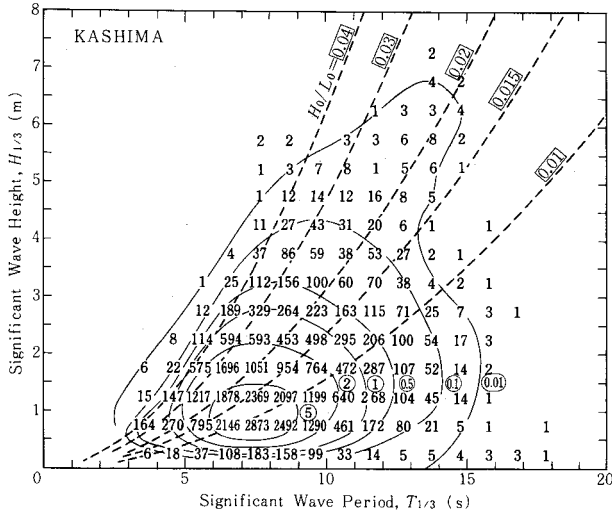


図-6 鹿島港における  $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  の相関度数表<sup>51)</sup>

はスケールファクター、 $\gamma$  は形状パラメーターである。  
③の2パラメーター型は、式(17)で  $x_c=0$  と置いたものである。

日本沿岸の  $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  の確率分布については、広瀬・高橋<sup>51), 52)</sup>が運輸省の港湾グループで実施した11年間のデータを整理し、式(17)をあてはめたときのパラメーターを算定している。外海に開いた地点におけるパラメーターの概略値は表-2のようになる。なお、Battjes<sup>53)</sup>が北太平洋および北海での  $H_{1/3}$  の観測値に対して式(17)を適用した例では、 $H_c=0\sim 0.9$  m,  $H_0=0.7\sim 2.7$  m,  $\gamma_H=1.0\sim 1.3$  の値が報告されている。

対数正規分布や2パラメーター型ワイブル分布は、パラメーターの数が少ないので取り扱いに便利である反面、一般的には式(17)よりも観測値への適合性が劣る。しかし、式(17)といえども波高、周期の全範囲にわたる適合性は保証されず、特に上限値付近はデータに適合させることが難しい。

図-6のような  $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  の相関度数表に対し、二次元対数正規分布をあてはめることも試みられている<sup>54)</sup>。 $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  の間の相関係数が高い場合には適合度も悪くないが、どの地点に対しても適用できる方法とは考えにくい。

(2) 波候の持続特性

海上工事の作業可能日数、あるいはシーバースその他の海洋施設の稼働率の算定においては、高波または静穏な海況の持続時間が問題になる。このため、 $H_{1/3}$  のある限界値、たとえば  $(H_{1/3})_c=1$  m を超える、あるいはそれ以下の波浪状況の継続時間の統計分布がいろいろ調査される。基本的には図-5のような連続した波浪観測記録を対象として、いくつかの波高の設定値ごとに高波お

表-2 波候統計に対するワイブル分布のパラメーター値

統計量	パラメーター	日本海沿岸	太平洋沿岸
$H_{1/3}$	$H_c$ (m)	0~0.2	0.2~0.7
	$H_0$ (m)	0.9~1.1	0.4~1.0
	$\gamma_H$	1.0~1.2	0.8~1.3
$T_{1/3}$	$T_c$ (s)	0~2	2.5~5.5
	$T_0$ (s)	4~7	3~8
	$\gamma_T$	2.3~3.6	1.8~2.3

よび静穏時の継続時間が読み取られる。こうした継続時間分布に対しては、対数正規分布、ワイブル分布、その他のあてはめが試みられている。

このような分布の基本統計量である平均継続時間に関して Lawson と Abernethy<sup>55)</sup> は次の指数関数をあてはめた。

$$D = \alpha(H_{1/3})_c^\beta \dots \dots \dots (18)$$

ここに、 $D$  は  $(H_{1/3})_c$  を上回る、あるいはそれ以下の波浪状況の平均継続日数である。オーストラリア東海岸の波浪データでは  $\alpha=7$ ,  $\beta=-2$  の値が得られているが、日本沿岸の観測資料ではまた異なる値が報告されている<sup>51), 52)</sup>。

連続した観測データが入りできない場合でも、波候の持続特性を推定したい要請は強い。たとえば、世界の各海域では船舶からの目視観測に基づく波候統計がまとめられている<sup>56), 57)</sup>が、これらは不連続なデータである。この場合に対して Graham<sup>58)</sup>は有義波高の確率分布だけから波候の持続特性を推定する方法を提案し、桑島・Hogben<sup>59)</sup>がさらに一般化した。まず、有義波高  $H_{1/3}$  の確率分布を2パラメーター型ワイブル分布で近似し、形状パラメーター  $\gamma$  を推定する。次に、ある設定波高  $(H_{1/3})_c$  を超える波候の平均継続時間  $\bar{\tau}$  (時間単位) を次式のように  $(H_{1/3})_c$  の超過確率  $Q$  に関係づける。

$$\left. \begin{aligned} Q[H_{1/3} > (H_{1/3})_c] &= \exp[-(\bar{\tau}/A)^{-1/\alpha}] \\ \bar{\tau} &= A / \{-\ln Q[H_{1/3} > (H_{1/3})_c]\}^\alpha \end{aligned} \right\} \dots \dots (19)$$

ここで用いたパラメーター  $A$  と  $\beta$  は、種々の観測値にあてはめた結果として、 $H_{1/3}$  の確率分布の形状パラメーター  $\gamma$  と次のように関係づけられる。

$$A = 35/\gamma^{1/2}, \beta = 0.6\gamma^{0.287} \dots \dots \dots (20)$$

さらに、高波の継続時間  $\tau$  の確率分布関数を

$$P[\tau | H_{1/3} > (H_{1/3})_c] = 1 - \exp[-C(\tau/\bar{\tau})^\alpha] \dots \dots \dots (21)$$

で近似すると、パラメーター  $C$  と  $\alpha$  は観測データへのあてはめの結果として次のように近似できる。

$$\alpha = 0.267\gamma[(H_{1/3})_c/\bar{H}_{1/3}]^{0.4}, C = [\Gamma(1+1/\alpha)]^\alpha \dots \dots (22)$$

ここに、 $\bar{H}_{1/3}$ : 平均有義波高、 $\Gamma(\cdot)$ : ガンマ関数

なお、設定波高  $(H_{1/3})_c$  を下回る波候の継続時間  $\tau'$  については、まず平均継続時間を  $\bar{\tau}' = \bar{\tau}(1-Q)/Q$  で算定

し、式 (22) のパラメーターを次のように変更する。

$$\alpha' = 0.267\gamma[(H_{1/3})_c / \overline{H}_{1/3}]^{-0.4}, C = [\Gamma(1 + 1/\alpha')]^\alpha \dots\dots\dots(23)$$

以上の方法は、英国周辺7地点と南アフリカおよび香港の計9地点の観測資料に基づくもので、今後、他の海域での検証が待たれるところである。

5. 長期波浪統計

(1) 個別波の長期統計

海洋構造物の波力による疲労破壊の問題では、波力の累積度数分布が重要である。こうした問題においては、個々の波の波高の累積分布を求める手法が参考になる。この計算は、図-6のような  $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  (または  $\overline{T}$ ) の相関度数表である。著者は先に数値計算手法を紹介<sup>1)</sup>したが、ここでは Battjes<sup>53)</sup>に従って説明する。

まず、波高  $H_{1/3}$ 、周期  $\overline{T}$  の波浪状況下での個々の波高の超過確率は、レイリー分布を適用することによって次のように表わされる。

$$Q(H | H_{1/3}) = 1 - P(H | H_{1/3}) \doteq \exp[-2(H/H_{1/3})^2] \dots\dots\dots(24)$$

この超過確率を波候統計の  $H_{1/3}$  の出現確率を考慮して加算すれば、個々の波高の全体としての超過確率  $Q^*(H)$  が求められる。ただし、単位時間当たりの出現波数は平均周期 (以下では印刷の都合上  $T_z$  で表わす) に逆比例するので、 $1/T_z$  を重みとして確率計算する必要がある。すなわち、

$$Q^*(H) = \frac{1}{\overline{T}_z^{-1}} \int \int Q(H | H_{1/3}) T_z^{-1} p(H_{1/3}, T_z) dH_{1/3} dT_z \dots\dots\dots(25)$$

ここに、

$$\overline{T}_z^{-1} = \int \int T_z^{-1} p(H_{1/3}, T_z) dH_{1/3} dT_z \dots\dots\dots(26)$$

ただし、 $p(H_{1/3}, T_z)$  :  $H_{1/3}$  と  $T_z$  の結合確率密度関数

式 (24) は  $H_{1/3}$  があらかじめ与えられたときの  $H$  の超過確率であるが、式 (25) の計算では個々の波高  $H$  のレベルをあらかじめ何段階かに設定し、各レベルごとに  $H_{1/3}$  を変数として加算を行っている。

いま、ある設定値  $H_R$  を上回る個別の波高が期間  $R$  (時間の単位は  $T_z$  と同一にとる) に平均して1回出現するとする。すなわち、 $H_R$  の再現期間を  $R$  とする。その間の波数の期待値は  $R\overline{T}_z^{-1}$  であるから、 $H_R$  の超過確率は  $1/(R\overline{T}_z^{-1})$  に等しくなければならない。すなわち

$$Q^*(H_R) = 1/(R\overline{T}_z^{-1}) \dots\dots\dots(27)$$

これにより、 $Q^*(H)$  が決定されれば式 (27) に基づいて個別の波高の再現期間を計算することができる。ただし、実測値の  $p(H_{1/3}, T_z)$  を算定する際に静穏時を除外している場合には、静穏率を  $F$  として、期間  $R$  の間の波数の期待値を  $(1-F)R\overline{T}_z^{-1}$  として補正しなければなら

ない。式 (27) も同様である。

個別の波高の超過確率  $Q^*(H)$  と  $H$  との関係は地点ごとに相違する。Battjes<sup>53)</sup>は英国周辺の観測データから計算した未超過確率  $P^*(H) = 1 - Q^*(H)$  に対して2パラメーター型ワイブル分布を適用している。日本沿岸のデータについては広瀬・高橋<sup>51), 52)</sup>が解析しており、図-7はその一部である。図の横軸は、再現期間あるいは超過発生確率の代わりに、1年間に期待される出現波数を変数に用いたものである。油津港 (宮崎県) のデータが他と異なるのは、台風8013号による高波が異常に大きかったこと (最大有義波高10.3m) の影響ではないかと思われる。

なお、波力の累積度数分布にこの手法を応用する際には、波高と波力の関係が周期によって変化することを考慮しなければならない。厳密に言えば1.(2)の個々の波の  $H$  と  $T$  の相関分布も考える必要がある。

(2) 高波の極値分布

図-7の曲線を左へ外挿すると、再現期間10年以上に対する個別波の確率波高が推定できる。ただし、信頼性の面では問題が残されている。

一方、有義波高  $H_{1/3}$  で表わした高波の極値分布を推定する方法として、波候統計で得られる  $H_{1/3}$  の確率分布を外挿することを推奨する論者がいる。しかし、この方法は統計学的にいつて適切ではない。すなわち、2~3時間ごとに観測された  $H_{1/3}$  の値の間には相関性があり、独立したデータではないためである (日本沿岸の  $H_{1/3}$  の時系列の自己相関については広瀬・高橋<sup>51)</sup>を参照されたい)。また、再現期間の推定値が観測時間間隔の設定値によっても変化する。Wang と Le Méhauté<sup>60)</sup>は、極値分布の不確実性と比べると観測時間間隔の影響度は小さいと論じているが、これは分散と偏倚を混同させた議論である。

高波の出現確率の基礎データとして最も望ましいのは  $H_{1/3}$  の年最大値の時系列である。しかしながら、波高計による連続観測データが最長でも数十年程度しか続いている現状では、年最大波の方式ではデータ個数が不足しがちである。このため、一般には1つの台風や低気圧に伴う波高のピーク値 ( $H_{1/3})_{peak}$  を基礎データに用いる。すなわち、partial duration series (極値時系列) である。

年最大値あるいはピーク波高のデータは一般に極値統計解析の手法を用いて検討される。その際の問題点は、分布関数の選択と各データに対する超過確率の割り付け方法 (plotting position) である。分布関数については理論的な優劣をつけることが難しく、また波浪データについては長期間の観測資料が不足しているために経験的な最適関数が確立されていない。このため、各データ



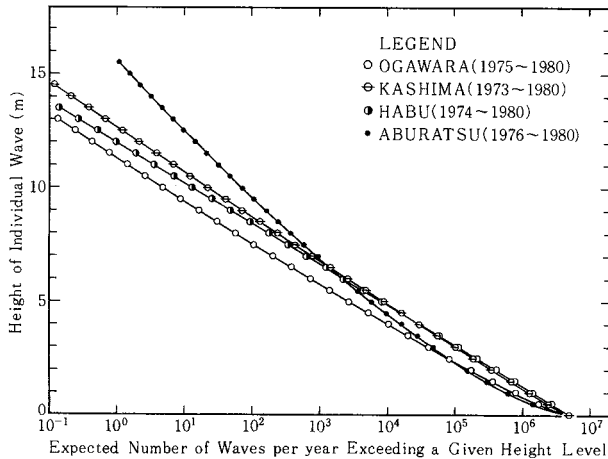


図-7 個別波の波高の超過出現波数(1年間当たり)の推定結果<sup>51)</sup>

に最もよく適合する分布関数をそのつど選んでいるに過ぎない。分布関数として用いられることが多いのは、次の二重指数分布(グンベル分布)とワイブル分布である。

$$\text{二重指数分布: } P[H \leq x] = \exp[-\exp\{-(x-B)/A\}] \dots\dots\dots (28)$$

$$\text{ワイブル分布: } P[H \leq x] = 1 - \exp\{-(x-B)/A\}^k \dots\dots\dots (29)$$

ここに、 $A, B, k$  はパラメーターである。

一方、 $N$  個の極値中で上位から  $m$  番目の値  $x_{m,N}$  に対する超過確率の一般式は、次のようなものである。

$$P(H \leq x_{m,N}) = \frac{m - \alpha}{N + \beta} \dots\dots\dots (30)$$

通常は簡単のために  $\alpha=0, \beta=1$  に取られることが多いが、その方法では極値推定結果に偏倚(bias)が生じることが指摘されている。Gringorten<sup>62)</sup>は式(28)の極値分布については  $\alpha=0.44, \beta=0.12$  とすべきことを示している。また式(29)については、Petruaskas と Aagaard<sup>63)</sup>が  $k=0.75, 0.85, 1.0, 1.1, 1.25, 1.5$  および  $2.0$  に対する値を求め、その結果は  $\alpha=0.30 + 0.18/k, \beta=0.21 + 0.32/k$  で近似されている。

Earle と Baer<sup>64)</sup>は高波のピーク波高が対数正規分布に従うものと仮定し、その母集団からの数値シミュレーションによって多数の標本の組を作成して検討した結果、種々の再現期間に対する確率波高はいずれも正の偏倚量を随伴していたと報告している。しかし、標本データに対する超過確率は、式(30)の  $\alpha$  を  $0, \beta$  を  $1$  と置く通常法によっている。対数正規分布に対する  $\alpha$  と  $\beta$  の最適値は不明であるけれども、これを適切に選定すれば偏倚を生じさせなかったのではないかと推測され、むしろ安易に  $\alpha=0, \beta=1$  に設定することの危険性を示唆しているといえよう。

なお、日本の港湾関係では、確率波高の算定に際して

式(28)および式(29)で  $k$  を 7 通りに設定したものを使い、パラメーター  $A, B$  を最小二乗法で定め、8種類の分布関数の中でデータに最も適合するもの(相関係数が最大)を選定する方式<sup>1), 50)~52)</sup>を採用している。

## 6. 波浪統計の信頼性

統計資料から導かれる推定値の信頼性は、いうまでもなくデータの質と量に支配される。波浪統計においては、波形記録の正確さ、欠測状況、観測期間の長さなどが要因である。短期波浪統計に関しては、波形記録の正確さが支配要因であり、信頼度の高い記録が相当数あれば十分な統計解析が可能である。このため、今までに数多くの研究成果が発表されている。

一方、波候統計の場合には年ごとの変動が無視できない。統計値として最も安定しているのは年間平均有義波高・周期であるが、この場合でも高橋ほか<sup>50)</sup>の資料をチェックすると永年値との差が 15% 程度になる年もある。月間平均有義波高の場合には、季節の変わり目である 11 月など 50% 以上の差を生じることがある。広瀬・高橋<sup>51)</sup>は、統計期間の長さによる波候統計値の変動量を検討し、水深-50 m 程度で観測された波浪資料にあっては 5 年程度で波候統計値が安定すると述べている。

しかし、長期波浪統計の場合にはさらに長期間の観測期間が必要である。極端な例として、北海における 1 年間のデータから 100 年確率波高を推定したところ、ある年のデータからは 11.5 m、別の年では 32 m の結果が得られたと報告されている<sup>65)</sup>。また、波候統計と長期統計を混用している点で問題があるけれども、Wang と Le Méhauté<sup>60)</sup>の解析では 100 年確率波高を 30 年間のデータで推定したときの誤差(90% 信頼限界)が 16% であるのに対し、5 年間のデータではこれが 40% に増加するとされている。

長期統計の解析ではまた、欠測期間中に高波が発生していなかったことの確認が重要である。同様に、波浪追算に基づいて確率波高を推定するときは、あるレベル以上の高波をすべて拾い上げていることを確認しなければならない。

なお、気候変動と同様な波候の長期変動についても注意する必要がある。山口ほか<sup>66)</sup>は風資料に基づいて 80 年間にわたる琵琶湖の年間最大有義波高の変動を調査し、Ward ほか<sup>67)</sup>はアメリカ合衆国大西洋沿岸の高波の発生頻度を 75 年間について検討し、Dolan と Hayden<sup>68)</sup>はアメリカ合衆国北カロライナ州沿岸を襲ったハリケーンの頻度を 100 年以上にわたって調べている。いずれも長期変動の存在を明らかにしている。

## 7. あとがき

波浪統計に関しては、今後とも検討すべき課題が多く残されている。短期統計では、依然としてゼロクロス法の定義による波高・周期の数学的取り扱いと、非線形性の影響の評価が課題であろう。包絡波形関数の導入によって研究が進展した面もみられるが、時々刻々の包絡波形振幅等の工学的意味がわかりにくい。波力その他の工学上の問題が高次の非線形不規則波理論で計算できるようになるまでは、個々の波の波高と周期をゼロクロス法で定義することの必要性は続く。

短期波浪統計の問題がスペクトルとの関連において理論的に解析可能であるのに対し、波候統計と長期波浪統計は海域ごとに異なる特性を示すため、観測資料に則して検討せざるを得ない。問題に応じ確率分布関数のあてはめがいろいろ行われるけれども、いずれも観測値をできるだけ少ないパラメーターで表現するための工夫といえる。いろいろな海域で長期間の観測データを蓄積し、経験的な最適関数を見出す努力を続けなければならない。また、波候変動の影響や、比較的短い期間のデータから推定した確率波高推定の信頼度の検討などもいまだ十分とはいえず、今後の課題である。

波浪統計、特に波候・長期統計に関する研究はそれほど多くはない。とはいえ、関連研究をすべて拾い上げることは容易ではない。以下に掲げる参考文献を1つの手がかりとして各位で探究を続けられ、波浪統計に関する研究をさらに発展させて頂ければ、著者の何よりも喜ぶとすところである。

### 参 考 文 献

- 1) 合田良実：波浪の統計的性質とその応用，1975年度水工学に関する夏期研修会講義集，B-1-1～29，1975。
- 2) Goda, Y. : A review on statistical interpretation of wave data, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol. 18, No. 1, pp. 5～32, 1979.
- 3) 合田良実：港湾構造物の耐波設計——波浪工学への序説——，鹿島出版会，pp. 166～184，1977。
- 4) Haring, R. E., Osborne, A. R. and Spencer, L. P. : Extreme wave parameters based on continental shelf storm wave recorders, Proc. 15th Int. Conf. Coastal Engg., pp. 151～170, 1976.
- 5) Forristall, G. Z. : On the statistical distribution of wave heights in a storm, J. Geophys. Res., Vol. 83, No. C5, pp. 2353～2358, 1978.
- 6) Longuet-Higgins, M. S. : On the distribution of the heights of sea waves : some effects of nonlinearity and finite band width, J. Geophys. Res., Vol. 85, No. C3, pp. 1519～1523, 1980.
- 7) Tayfun, M. A. : Effects of spectrum band width on the distribution of wave heights and periods, Ocean Engg., Vol. 10, No. 2, pp. 107～118, 1983.
- 8) Longuet-Higgins, M. S. : The statistical analysis of a random, moving surface, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A (966), Vol. 249, pp. 321～387, 1957.
- 9) Longuet-Higgins, M. S. : On the joint distribution of the periods and amplitudes of sea waves, J. Geophys. Res., Vol. 80, No. 18, pp. 2688～2694, 1975.
- 10) 合田良実：波浪観測記録における波高と周期の結合分布について，港湾技研資料，No. 272, 19 p., 1977.
- 11) Longuet-Higgins, M. S. : On the joint distribution of wave periods and amplitudes in a random wave field, Proc. Roy. Soc. London, A, Vol. 389, pp. 241～258, 1983.
- 12) Cavanié, A., Arhan, A. and Ezraty, R. : A statistical relationship between individual heights and periods of storm waves, Proc. BOSS, '76, Vol. II, pp. 354～360, 1976.
- 13) Cartwright, D. E. and Longuet-Higgins, M. S. : The statistical distribution of the maxima of a random function, Proc. Roy. Soc. London, A, Vol. 237, pp. 212～232, 1956.
- 14) 山口正隆：有限風域場における風波の統計的性質について(2)，愛媛大学紀要，第Ⅲ部工学，第9巻，第4号，pp. 349～366，1981。
- 15) 関本恒浩・水口 優：不規則波浪変形場の系統的解析手法の提案，第31回海岸工学講演会論文集，pp. 143～147，1984。
- 16) Myrhaug, D. and Kjeldsen, S. P. : Parametric modeling of joint probability density distributions for steepness and asymmetry in deep water waves, Applied Ocean Res., Vol. 6, No. 4, pp. 207～220, 1984.
- 17) Goda, Y. : Analysis of wave grouping and spectra of long-travelled swell, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol. 22, No. 1, pp. 3～41, 1983.
- 18) Goda, Y. : Numerical experiments on wave statistics with spectral simulation, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol. 9, No. 3, pp. 3～57, 1970.
- 19) Kimura, A. : Statistical properties of random wave groups, Proc. 17th Int. Conf. Coastal Engg., pp. 2955～2973, 1980.
- 20) Longuet-Higgins, M. S. : Statistical properties of wave groups in a random sea state, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A, Vol. 312, pp. 219～250, 1984.
- 21) e. g., Middleton, D. : An Introduction to Statistical Communication Theory, McGraw-Hill, pp. 401～403, 1960.
- 22) 間瀬 肇・岩垣雄一：現地波浪の wave group 特性に関する研究，第30回海岸工学講演会論文集，pp. 173～177，1983。
- 23) Van Vledder, G. Ph. and Battjes, J. A. : An empirical check of Kimura's theory for wave group statistics, Abstr. 19th Int. Conf. Coastal Engg., pp. 368～369, 1984.
- 24) Tayfun, M. A. : Frequency analysis of wave heights based on wave envelope, J. Geophys. Res., Vol. 88,

- No. C12, pp.7573~7587, 1983.
- 25) Shum, K. T. and Melville, W. K. : Estimates of the joint statistics of amplitudes and periods of ocean waves using an integral transform technique, *J. Geophys. Res.*, Vol.89, No. C4, pp.6467~6476, 1984.
  - 26) Goda, Y. : Numerical experiments on statistical variability of ocean waves, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol.16, No.2, pp.3~26, 1977.
  - 27) Cavanié, A. G. : Evaluation of the standard error in the estimation of mean and significant wave heights as well as mean period from records of finite length, *Proc. Int. Conf. Sea Climatology, Édition Technip, Paris*, pp.73~88, 1979.
  - 28) Bouws, E. : Spectra of extreme wave conditions in the Southern North Sea considering the influence of water depth, *Proc. Int. Conf. Sea Climatology, Édition Technip, Paris*, pp.51~71, 1979.
  - 29) Tick, L. J. : Nonlinear probability models of ocean waves, *Ocean Wave Spectra*, Prentice-Hall, Inc., pp.163~169, 1963.
  - 30) Hamada, T. : The secondary interactions of surface waves, Rept. Port and Harbour Tech. Res. Inst., No.10, 28 p., 1965, または第11回海講, pp.12~18, 1964.
  - 31) Longuet-Higgins, M. S. : The effect of non-linearities on statistical distributions in the theory of sea waves, *J. Fluid Mech.*, Vol.17, pp.459~480, 1963.
  - 32) Hudspeth, R. T. : Prediction of wave forces from nonlinear random sea simulations, Ph. D. Disst. to Univ. Florida, 168 p., 1974.
  - 33) Sharma, J. N. : Development and evaluation of a procedure for simulation of a random directional second order sea surface and associated wave forces, Ph. D. Disst. to Univ. Delaware, 136 p., 1979.
  - 34) Longuet-Higgins, M. S. and Stewart, R. W. : Radiation stresses in water waves ; a physical discussion, with applications, *Deep-Sea Res.*, Vol.11, pp.529~562, 1964.
  - 35) Gallagher, B. : Generation of surf beat by nonlinear wave interaction, *J. Fluid Mech.*, Vol.49, pp.1~20, 1971.
  - 36) Bowers, E. C. : Long period disturbances due to wave groups, *Proc. 17th Int. Conf. Coastal Engg.*, pp.610~623, 1980.
  - 37) Ottesen Hansen, N.-E. et al. : Correct reproduction of group-induced long waves, *Proc. 17th Int. Conf. Coastal Engg.*, pp.784~800, 1980.
  - 38) Sand, S. S. : Long wave problems in laboratory models, *J. Waterway, Port, Coastal, & Ocean Div.*, ASCE, Vol.108, No. WW4, pp.492~503, 1982.
  - 39) Barthel, V. et al. : Group bounded long waves in physical models, *Ocean Engg.*, Vol.10, No.4, pp.261-294, 1983.
  - 40) 合田良実 : 不規則波群中の wave setdown と長周期波浪漂流力について, 港湾技研波浪研究室部内資料 No.38, 27 p., 1984.
  - 41) Masuda, A., Kuo, Y. Y. and Mitsuyasu, H. : On the dispersion relation of random gravity waves. Part 1. Theoretical framework, *J. Fluid Mech.*, Vol.92, pp.717~730, 1979.
  - 42) Nolte, K. G. and Hsu, F. H. : Statistics of larger waves in a sea state, *J. Waterway, Port, Coastal, & Ocean Div.*, ASCE, Vol.105, No. WW4, pp.389~404, 1979.
  - 43) 本多忠夫・光易 恒 : 外洋波の波高と周期との結合確率分布について, 第25回海岸工学講演会論文集, pp.75~79, 1978.
  - 44) Huang, N. E. and Long, S. R. : An experimental study of the surface elevation probability distribution and statistics of wind-generated waves, *J. Fluid Mech.*, Vol.101, pp.179~200, 1980.
  - 45) Challenor, P. G. and Srokosz, M. A. : Extraction of wave period from altimeter data, *Proc. Workshop on EPS-1 Radar Altimeter Data Products*, pp.121~124, 1984.
  - 46) Goda, Y. : A unified nonlinearity parameter of water waves, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol.22, No.3, pp.3~30, 1983, または第30回海講, pp.39~43, 1983.
  - 47) 日根野元裕 : 不規則波中における非線形応答の極値分布の計算, 日本造船学会論文集, 第156号, pp.219~228, 1984.
  - 48) Huang, N. E. et al. : A non-Gaussian statistical model for surface elevation of nonlinear random wave fields, *J. Geophys. Res.*, Vol.88, No. C12, pp.7597~7606, 1983.
  - 49) Tayfun, M. A. : Nonlinear effects on the distribution of crest-to-trough wave heights, *Ocean Engg.*, Vol.10, No.2, pp.97~106, 1983.
  - 50) 高橋・広瀬・菅原・橋本 : 波浪に関する拠点観測10か年統計 (昭和45年~昭和54年), 港湾技研資料 No.401, 711 p., 1981.
  - 51) 広瀬宗一・高橋智晴 : 観測結果に基づく沿岸波浪の出現特性, 昭和57年度港湾技術研究所講演会講演集, pp.1~56, 1982.
  - 52) 広瀬宗一・高橋智晴 : 沿岸波浪の出現特性, 海岸工学講演会論文集, 第29回 pp.11~15 (1982), 第30回 pp.168~172 (1983).
  - 53) Battjes, J. A. : Long-term wave height distribution at seven stations around the British Isles, *Deutschen Hydr. Zeit*, Band 25, Heft 4, pp.179~189, 1972.
  - 54) Ochi, M. K. : On long-term statistics for ocean and coastal waves, *Proc. 16th Int. Conf. Coastal Engg.*, pp.59~75, 1978.
  - 55) Lawson, N. V. and Abernethy, C. L. : Long term wave statistics off Botany Bay, *Proc. 2nd Australian Conf. Coastal and Ocean Engg.*, pp.167~176, 1975.
  - 56) Hogben, N. and Lumb, F. E. : *Ocean Wave Statistics*, National Physical Lab., 1967.
  - 57) 日本造船研究協会 : 北太平洋の風と波の統計図表, 123

- p., 1980.
- 58) Graham, C. : The parameterisation and prediction of wave height and wind speed persistence statistics for oil industry operational planning purposes, Coastal Engg., Vol. 6, pp. 303~329, 1982.
- 59) Kuwashima, S. and Hogben, N. : The estimation of persistence statistics from cumulative probabilities of wave height, Rept. No. R183, NMI Ltd., 72 p., 1984.
- 60) Wang, S. and Le Méhauté, B. : Duration of measurements and long-term wave statistics, J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Engg., ASCE, Vol. 109, No. WW4, pp. 236~249, 1983.
- 61) Isaacson, M. de St. Q. and MacKenzie, N.G. : Long-term distribution of ocean waves : A review, J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Div., ASCE, Vol. 107, No. WW2, pp. 93~109, 1981.
- 62) Gringorten, I.I. : A plotting rule for extreme probability paper, J. Geophys. Res., Vol. 68, No. 3, pp. 813~814, 1963.
- 63) Petruaskas, C. and Aagaard, P.M. : Extrapolation of historical storm data for estimating design wave heights, OTC 1190, Prepr. 2nd Annual Offshore Tech. Conf., 1970.
- 64) Earle, M.D. and Baer, L. : Effects of uncertainties on extreme wave heights, J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Div., ASCE, Vol. 108, No. WW4, pp. 456~478, 1982.
- 65) Nolte, K.G. : Statistical models for determining extreme sea states, Proc. 2nd POAC, pp. 705~742, 1973.
- 66) 山口正隆・土屋義人・芝野照夫：波浪の極値統計に関する一考察，第25回海岸工学講演会論文集，pp. 70~74，1978.
- 67) Ward, E.G., Evans, D.J. and Pompa, J.A. : Extreme wave heights along the Atlantic Coast of the United States, OTC 2846, Prepr. 9th Annual Offshore Tech. Conf., 1977.
- 68) Dolan, R. and Hayden, R. : Templates of changes—storms and shoreline hazards, Oceanus, Vol. 23, No. 4, pp. 32~37, 1980~1981 (文献60)による).

(1985. 3. 5・受付)