

有義波高の統計的変動性

——波別解析法に自由度を導入した理論解——

北野利一*・二宮太一**・喜岡 渉***・間瀬 肇****

有義波高を代表とする $1/N$ 最大波高の統計的変動性 (誤差特性) を理論的に明らかにした。理論構築にあたり、個々波の標本に対する自由度という概念を新たに導入するとともに、波列の部分集合に対する統計量の変動特性を順序統計量の統計的特性として取り扱った。本理論によれば、Tucker (1957) による波形の全エネルギーに対する誤差理論は、周波数領域における波形の情報量に基づいた理論であるとみなされる。本理論で示す有義波高の統計的変動性は、時間領域における波形の情報量に基づいて導かれるものである。本理論の妥当性は、合田 (1987) による数値シミュレーション結果との比較により確認した。

1. はじめに

有義波高は海岸・海洋構造物の設計における代表的な外力指標である。沖波 (計画波浪) を設定する極値波浪解析においては、暴浪時の有義波高の極大値が基礎資料として用いられる。このように重要度の高いパラメータであるにも関わらず、有義波高は波列の特性量を表わすための平均量の 1 つであり、統計的変動性による誤差が含まれる。合田 (1987) は、所与の波浪スペクトルを有する不規則波を数値シミュレーションにより発生させ、有義波高を含む各種の波浪統計量の統計的変動特性を検討した。波浪統計量の変動性についての理論的検討としては、Tucker (1957) による波形の分散 σ_{rms}^2 と Cavanie (1979) による平均周期 T_{02} についての研究のみが挙げられる。 σ_{rms}^2 や T_{02} といった統計量は、周波数領域のスペクトルモーメントで直接的に定義されるのに対し、時間領域解析としての波別解析法で定義される統計量、特に、有義波高のような波列の部分集合に対する統計量の変動特性については、理論的な検討がなされていない。本研究では、波列の部分集合に対する統計量の変動特性を順序統計量の統計的特性として理論的に扱えるようにするため、波別解析による個々波に対して“自由度”を新たに導入し、有義波高の統計的変動特性に関する理論解を誘導し、その妥当性を示す。

2. 平均の推定誤差および有義波高の推定誤差理論の骨子

(1) 平均の推定誤差

同一の母集団から無作為抽出された標本 $x_{i=1-N}$ に対し、

$$\bar{\mu} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad \cdots \cdots \cdots (1)$$

で定義される標本平均 $\bar{\mu}$ は、母集団の平均 μ に対する推定量の 1 つであり、その期待値 $E(\bar{\mu})$ および分散 $Var(\bar{\mu})$ は以下ようになる。

$$E(\bar{\mu}) = \mu \quad \cdots \cdots \cdots (2)$$

$$Var(\bar{\mu}) = E(\bar{\mu} - \mu)^2 = \frac{\sigma^2}{N} \quad \cdots \cdots \cdots (3)$$

ここで、 σ^2 は母集団の分散であり、式 (1) で推定される平均の推定誤差についての分散は、式 (3) に示すように、標本サイズ N に反比例する。

式 (3) は中心極限定理の基礎となるものであり、統計数学の基本公式である。なお、式 (3) が成立するためには、母集団の確率分布が、平均および分散をもたなければならないことに加え、標本は母集団から無作為に (独立に) 抽出されたものであることを前提としている。

(2) 波浪統計量についての推定誤差の経験式

合田 (1987) は、疑似乱数を用いて、所定の波浪スペクトルを有する波列を数値的に発生させ、波形の標本を作成し、有義波高をはじめとする各種の波浪統計量の変動特性を検討した。そこでは、波浪統計量 x の推定誤差を変動係数 $CV(x)$ により整理し、次式に示すように、 $CV(x)$ が個々波の数 N_0 の逆数に比例するものとして、その比例係数 α とスペクトル形状パラメータとの関係を以下のように得た。

$$CV(x) = \frac{\sqrt{Var(x)}}{E(x)} = \frac{\alpha}{\sqrt{N_0}} \quad \cdots \cdots \cdots (4)$$

なお、上式を変形すれば、

$$Var(x) = \frac{\{\alpha E(x)\}^2}{N_0} \quad \cdots \cdots \cdots (5)$$

となり、式 (3) と同じ形式になる。式 (3) と (5) を比較すれば、係数 α は波高分布の平均および分散により決定されるように考えてしまうおそれがある。しかし、i) 隣合う波には相関があること、ii) 有義波高をはじめとする $1/N$ 最大波高という平均量は、波列における波高の部分集合に対する平均量であることの理由から、同一分布から独立に抽出されたことを前提とする式 (3) を、波浪統計量の誤差分散を表わす式 (5) に直接適用

* 正会員 工博 名古屋工業大学助教授大学院工学研究科社会工学専攻
** 富士通 (株)
*** 正会員 工博 名古屋工業大学助教授大学院工学研究科社会工学専攻
**** 正会員 工博 京都大学助教授防災研究所

することはできない。

(3) $1/N$ 最大波高についての推定誤差理論の枠組み

統計量の推定誤差は、情報量と自由度という概念を用いて一般化される。情報量とは、変動性（一般に分散で表わす量）の逆数であり、ある統計量の情報量が大きければ、その変動性（推定誤差分散）が小さいことを意味する。また、変動の因子が互いに独立であれば、各因子のもつ情報量は加算演算できる。したがって、式(3)を情報量を用いて表現すれば、

$$I = N I_e \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。ここで、 I は統計量 $\hat{\mu}$ の情報量、 I_e は確率分布から無作為に抽出された1つの標本の情報量であり、式(3)における記号を用いれば、

$$I = 1/\text{Var}(\hat{\mu}) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$I_e = 1/\sigma^2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

である。式(6)における N は自由度であり、これは標本サイズに相当するため、情報量 I が独立な変動因子の情報量 I_e の総和であることを意味する。なお、本論文で N という記号が、上述の自由度の他に $1/N$ 最大波高という用語の中にも用いられている。しかし、 $1/N$ 最大波高に言葉に含まれる N は、対象とする波の全体の個々波の数に対する割合の逆数を意味し、個々波の数や上述の自由度とは無関係であることが明白であるため、記号 N を2重に用いることを承知していただきたい。

$1/N$ 最大波高は、相関のある波高を大きい順に並べた上位の部分集合に対する平均量である。このような平均量についての推定誤差理論を構築するために、以下の概念を導入すれば、式(6)、すなわち、式(3)を適用することができる。i) 相関とは、重複を意味する概念であり、重複を取り除けば独立となる。したがって、個々波の波高の標本に対し、実際の標本サイズ（波の数）から相関する分を差し引いた個々波の数（自由度）を算定すれば、 $1/N$ 最大波高の情報量を、1つの標本に対する情報量と自由度の積として計算できる。ii) 独立な波高を大きい順に並び替えた標本の母分布は、順序統計量の同時結合分布として扱うことが可能である。順序統計量の分布を用いれば、有義波高をはじめとする標本の部分集合を対象とした統計量の情報量が算定できる。以上の考え方に従えば、 $1/N$ 最大波高 x についての推定誤差分散は、次式のように表現できる。

$$\text{Var}(x) = \frac{\beta^2}{N} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 N は個々波の自由度であり、 β^2 は順序統計量の確率分布により算定される係数である。なお、自由度という概念は、通常、同一な分布（特に、分散が同一）に従う独立な変動因子を対象に用いるのに対し、ここで用いる自由度は、同一分散ではなく、相関のある変動因子

にも対象を拡張した概念である。次節以降で、自由度 N および係数 β^2 について、具体的な算出法を示す。

3. 周波数領域および時間領域における波の自由度

(1) 周波数領域における成分波の自由度

周波数領域における成分波のエネルギースペクトルの推定において、1つの周波数成分に対するエネルギー密度は、自由度が2のカイ自乗分布に従う。そのため、FFTなどで得られる生のエネルギー密度曲線を平滑する際、たとえば、ある周波数まわりの成分 m 個のエネルギーを平滑化したエネルギー密度は、自由度が $2m$ のカイ自乗分布に従う。すなわち、

$$p(\chi^2) = \frac{1}{2\Gamma(m)} \left(\frac{\chi^2}{2}\right)^{m-1} \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right); \chi^2 = 2m\frac{\hat{S}}{S} \quad \dots\dots\dots (10)$$

となる。ここで、 S および $\hat{S}$ はエネルギー密度の真値および推定値である。各周波数成分毎のエネルギーは独立に変動するものであり、ここで用いる自由度の概念は、通常のものである。なお、平滑の対象となる m 成分のエネルギーが等しいことを理論の前提としているので、実用的には、比較的狭い周波数帯での平滑化にのみ適用可能であり、たとえば、周波数の全範囲を対象に平滑化することはできない。

エネルギー密度の異なる、広い周波数帯において、その範囲に含まれるエネルギーの推定を行うためには、上述の理論を次のように拡張すればよい。式(10)における確率変数 χ^2 を周波数幅 δf に含まれるエネルギーの真値 e および推定値 $\hat{e}$ の比 R と自由度 $2m$ に分離すれば、確率変数 R の確率密度が次のように得られる。

$$p(R) = \frac{m}{\Gamma(m)} (mR)^{m-1} \exp(-mR) \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、

$$R = \frac{\hat{e}}{e} = \frac{\hat{S}/\delta f}{S/\delta f} = \frac{\chi^2}{2m} \quad \dots\dots\dots (12)$$

である。したがって、確率変数 R の分散 $\text{Var}(R)$ は、

$$\text{Var}(R) = \int R^2 p(R) dR - \left\{ \int R p(R) dR \right\}^2 = \frac{1}{m} \quad \dots\dots\dots (13)$$

となるので、エネルギーの推定値 $\hat{e}$ の分散は、

$$\text{Var}(\hat{e}) = \frac{e^2}{m} \quad \dots\dots\dots (14)$$

と得られる。また、自由度が2となる成分波のエネルギーの推定値の分散は、上式にて $m=1$ を代入することにより、エネルギーの自乗に等しいことがわかる。なお、式(13)から式(14)を誘導するにあたり、以下に示す分散の性質を用いた。

$$\text{Var}(ax) = a^2 \text{Var}(x) \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 x は確率変数、 a は定数である。また、2つの確率変数 x および y が独立であれば、

$$\text{Var}(x+y) = \text{Var}(x) + \text{Var}(y) \quad \dots\dots\dots (16)$$

となる。式 (16) の性質を用いれば、自由度 2 の各成分波のエネルギー e_j の総和 e_0 の推定値 $\hat{e}_0$ の分散は、

$$\text{Var}(\hat{e}_0) = \text{Var}(\sum_j \hat{e}_j) = \sum_j \text{Var}(\hat{e}_j) = \sum_j e_j^2 \quad \dots\dots\dots (17)$$

と得られる。ところで、周波数の帯域の大小に関わらず、帯域内に含まれるエネルギーは、カイ自乗分布に従う。その自由度を N_f とすれば、式 (17) の最左辺は、

$$\text{Var}(\hat{e}_0) = \frac{2e_0^2}{N_f} \quad \dots\dots\dots (18)$$

と表わされる。式 (17) および (18) より、自由度 N_f は、エネルギーの真値 e_0 および e_j を用いて、

$$N_f = 2e_0^2 / \sum_j e_j^2 \quad \dots\dots\dots (19)$$

のように算定できる。上述の周波数領域のエネルギーの推定理論において、各変動因子 $\hat{e}_j$ は独立であるが同一分散ではないので、自由度 N_f は通常自由度の概念を拡張したものである。

上記の議論において、周波数の帯域幅 δ_f を全領域に拡大することを妨げる制約はない。水位波形 $\eta(t)$ の自乗平均 $\bar{\eta}_{\text{RMS}}^2$ はエネルギーの総和に等しく、波浪のエネルギー密度関数 $S(f)$ の 0 次モーメント m_0 に一致し、

$$\bar{\eta}_{\text{RMS}}^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \bar{\eta}_{\text{RMS}}^2 = \int S(f) df = m_0; \quad \bar{\eta}_{\text{RMS}}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T \eta^2(t) dt \quad \dots\dots\dots (20)$$

という関係がある。そこで、式 (18) における総エネルギー e_0 およびその推定量 $\hat{e}_0$ を、 $\bar{\eta}_{\text{RMS}}^2 (= m_0)$ および $\bar{\eta}_{\text{RMS}}^2$ に対応させることにより、 $\bar{\eta}_{\text{RMS}}^2$ の情報量 I は以下のように得られる。

$$I = 1/\text{Var}(\bar{\eta}_{\text{RMS}}^2) = N_f/(2m_0^2) \quad \dots\dots\dots (21)$$

また、自由度 N_f は、エネルギー密度関数 $S(f)$ を用いて、以下のように近似的に表わすことができる。

$$N_f \cong 2\phi^{-1} T_m N_0; \quad \phi = \int S^2(f) df / m_0^2 \quad \dots\dots\dots (22)$$

ここで、 T_m は平均周波数、 N_0 は個々波の数であり、 $T_m N_0$ は計測時間長 L を表わす。ある適切な時間間隔で抽出した波形の標本サイズを N_f とおき、Schwartz の不等式を用いて式 (22) の ϕ を変形すれば、

$$2\phi^{-1} \leq N_f/L \quad \dots\dots\dots (23)$$

となる。式 (23) における等号成立は、

$$S(f) = S_0 = \text{const.} \quad \dots\dots\dots (24)$$

の時、すなわち、白色スペクトルである場合にかぎられる。したがって、波浪のスペクトルも含め、一般的な物理現象のスペクトルに対して、

$$N_f = 2\phi^{-1} L < N_f \quad \dots\dots\dots (25)$$

という関係が成立し、自由度 N_f は波形の標本サイズ N_f より小さい。以上の結果、式 (21) および (22) により、 $\bar{\eta}_{\text{RMS}}^2$ の推定誤差の変異係数は、

$$CV(\bar{\eta}_{\text{RMS}}^2) = \frac{\sqrt{\text{Var}(\bar{\eta}_{\text{RMS}}^2)}}{m_0} = \frac{\sqrt{T_m/L}}{\sqrt{N_0}} \quad \dots\dots\dots (26)$$

と表わされる。上式は、Tucker (1957) により導出された波浪のエネルギーの推定誤差公式に一致することが確認できる。周期と同じ次元を有次元パラメータ ϕ は peakiness (Tucker, 1963) とよばれるものである。

(2) 時間領域における波の自由度

周波数領域における成分波の自由度は、3. (1) で考察したとおり、式 (22) を用いれば、その算定が可能であり、波列の全エネルギーの情報量が式 (21) により与えられる。波列の全エネルギーは時間領域における個々波の波高からも推定することは可能であり、その情報量は、波形から得られる全エネルギーの情報量に条件を付したものに一致するはずである (後に詳細に議論)。そこで、個々波の波高の確率分布である Rayleigh 分布を用いて、個々波の波高から得られる全エネルギーの情報量を検討することにより、周波数領域の波の自由度 N_f をさらに拡張して、時間領域の波の自由度 N' を導出する。

波高の確率分布は、波列の振幅の確率分布である Rayleigh 分布で近似される。

$$p(H) = \frac{H}{4m_0} \exp\left(-\frac{H^2}{8m_0}\right) \quad \dots\dots\dots (27)$$

上式より、自乗平均波高 $\bar{H}_{\text{RMS}}$ は波列の全エネルギー m_0 と次式に示す関係がある。

$$\bar{H}_{\text{RMS}}^2 = E(H^2) = \int H^2 p(H) dH = 8m_0 \quad \dots\dots\dots (28)$$

そこで、波高の標本 $H_{i=1-N_0}$ から得られる波列の全エネルギーの推定量 $\hat{H}_{\text{RMS}}^2/8$ を以下のように定義する。

$$\frac{\hat{H}_{\text{RMS}}^2}{8} = \frac{1}{8N_0} \sum_i H_i^2 \quad \dots\dots\dots (29)$$

また、式 (27) より、

$$E\left(\frac{H^4}{64}\right) = \frac{1}{64} \int H^4 p(H) dH = 2m_0^2 \quad \dots\dots\dots (30)$$

であるので、1つの波高の標本についての情報量 I_0 は

$$I_0 = 1/\text{Var}(H^2/8) = \{E(H^4/64) - E^2(H^2/8)\}^{-1} = 1/m_0^2 \quad \dots\dots\dots (31)$$

となる。波高には相関があるので、標本サイズ N_0 そのものが自由度にはなりえないことに注意し、自由度を N' とおいて、式 (6) を適用すれば、

$$I = 1/\text{Var}(\hat{H}_{\text{RMS}}^2/8) = N I_0 (= N_0 I_0) = N'/m_0^2 \quad \dots\dots\dots (32)$$

と表わされる。

以上の議論において、波高ではなく、時々刻々の振幅

(すなわち、包絡線関数の値)であれば、水位波形の関数を変形しただけであるので情報量是不変であり、式(32)と式(21)の情報量は完全に一致しなければならない。したがって、

$$N = \text{Var}(H^2/8) / \text{Var}(\eta^2) = N_f/2 \quad \dots\dots\dots (33)$$

である。しかし、波高とは波形の一部の量であるので、情報量が保存するとは限らず、直ちに式(33)が成立するとはいえない。そこで、波高の情報量については、次のように考える。波形の標本サイズ N_f は、前述したとおり、自由度 N_f より大きく、波形関数の値全てが情報量に寄与しているわけではない。波形の自己相関関数は、一般にタイムラグを長くともればとるほど相関が小さくなるので、できる限り離れた時刻間で波形の情報を抽出していけば、波形の標本サイズに比してより小さな標本サイズとなっても、波形の情報量を全て得ることは可能となる。波高とは、波列における互いに最も離れた時刻で計測された量の1つであり、波形の情報量をほぼ全て得るものと考えられる。波高から情報量を得れば、波高と波高の間に含まれる振幅から得る情報量は十分に小さいと考えて差し支えない。ただし、波高の標本サイズ N_0 を越えて自由度をとることができないので、個々波の自由度 N は

$$N \cong \min(N_0, N_f/2) \quad \dots\dots\dots (34)$$

となる。

波浪スペクトルである Wallops 型および JONSWAP 型スペクトルについて、式(22)を用いて得られる波高の標本サイズに対する自由度の比 N/N_0 を図-1に示す。例えば、帯域幅の狭い $\gamma=20$ の JONSWAP 型スペクトルの波列100波を統計的に独立な波として換算すると、約25波程度に減少し、波高の相関が非常に高いことが確認できる。

4. 順序統計量による係数 β の算出

累積確率関数 $F(x)$ の母集団から独立に抽出された N 個の順序統計量

$$x_1 < x_2 < \dots < x_i < \dots < x_N \quad \dots\dots\dots (35)$$

の確率密度関数は、

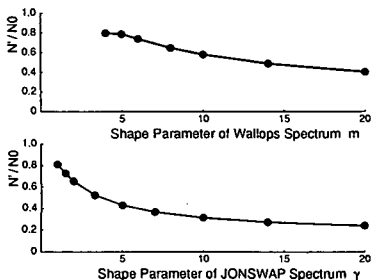


図-1 スペクトル形状による自由度の変化

$g_i(x_i) = N_{N-1} C_{i-1} F^{i-1}(x_i) \{1 - F(x_i)\}^{N-i} f(x_i) \quad \dots (36)$
となり、2元同時確率密度関数は、

$$h_{ij}(x_i, x_j) = \frac{N!}{(i-1)!(j-i-1)!(N-j)!} F^{i-1}(x_i) \times \{F(x_j) - F(x_i)\}^{j-i-1} \times \{1 - F(x_j)\}^{N-j} f(x_i) f(x_j) \quad \dots\dots\dots (37)$$

となる。なお、式(36)および(37)における $f(x)$ は確率密度関数である。式(35)の N 個の順序統計量のうち、大きいもの K 個の順序統計量 $x_{i=(N-K+1)-N}$ により構成される統計量

$$\hat{x}_{(K)} = \frac{1}{K} \sum_{i=0}^{K-1} x_{N-i} \quad \dots\dots\dots (38)$$

の平均 $E(\hat{x}_{(K)})$ および分散 $\text{Var}(\hat{x}_{(K)})$ は、次式のように得られる。

$$E(\hat{x}_{(K)}) = \frac{1}{K} \sum_{i=0}^{K-1} E(x_{N-i}) \quad \dots\dots\dots (39)$$

$$K \text{Var}(\hat{x}_{(K)}) = \frac{1}{K} \left\{ \sum_{i=0}^{K-1} \text{Var}(x_{N-i}) + \sum_{i \neq j} \text{Cov}(x_{N-i}, x_{N-j}) \right\} \quad \dots\dots\dots (40)$$

ここで、平均 E 、分散 Var および共分散 Cov は式(39)および(40)により次式で計算される積分値である。

$$\left. \begin{aligned} E(x_i) &= \int x_i g_i(x_i) dx_i, \quad \text{Var}(x_i) = E(x_i^2) - E^2(x_i); \\ \text{Cov}(x_i, x_j) &= \int x_i x_j h_{ij}(x_i, x_j) dx_i dx_j - E(x_i) E(x_j) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (41)$$

順序統計量 $x_{i=1-N}$ を波高の標本とし、 $K/N=1, 1/3, 1/10$ とすれば、統計量 $\hat{x}_{(K)}$ は平均波高 $\bar{x}_m$ 、有義波高 $\hat{x}_{1/3}$ および $1/10$ 最大波高 $\hat{x}_{1/10}$ となる。式(40)の左辺で表わされる量は、 K 個の順序統計量の1個当たりの平均情報量の逆数(すなわち、 $1/N$ 最大波高の誤差分散を表わす式(9)における β^2)に相当し、標本サイズ N における K の比率を一定にとりつつ N を増大させれば、一定値に漸近する量である。ここで、式(40)の左辺の逆数を $\beta_{K/N}^2$ ($K/N=1/2, 1/3, 1/5, 1/10$) と記す。なお、平均波高

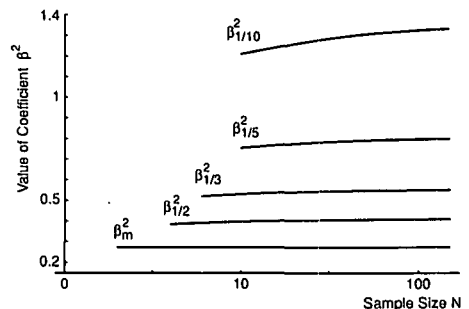
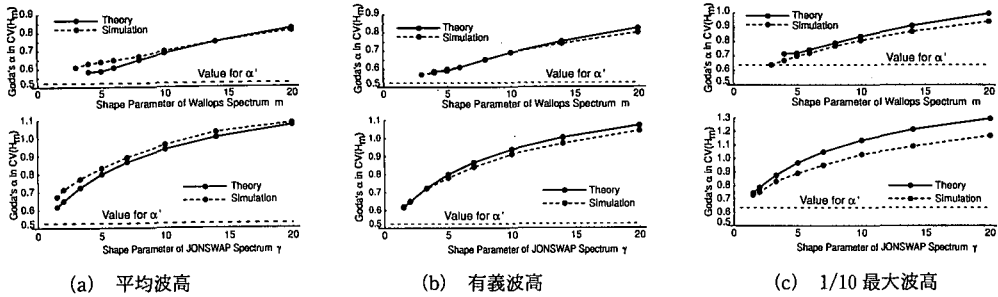


図-2 標本サイズによる β^2 の変化

図-3 スペクトル形状に対する $1/N$ 最大波高の推定誤差の変化

は標本内の全ての波高を対象とするので、式 (40) を用いなくても式 (3) により係数 β_m ($K/N=1$) は得られ、その値は常に一定である。

係数 β の具体的な値は、式 (36) および (37) における確率分布関数およびその密度関数に波高分布である Rayleigh 分布を適用して得られる。標本サイズ N に対する係数 β の変化を図-2 に示す。 K/N が小さくなるにつれ、係数 $\beta_{K/N}$ の一定値への収束の程度が緩慢になっている。次節で用いる β_m , $\beta_{1/3}$ および $\beta_{1/10}$ の値としては、以下の標本サイズ $N \cong 100$ の値を用いる。

$$\beta_m \cong 0.273; \beta_{1/3} \cong 0.551; \beta_{1/10} \cong 1.325 \dots \dots \dots (42)$$

5. 数値シミュレーションとの比較

平均波高 $\bar{x}_m$, 有義波高 $\bar{x}_{1/3}$ および $1/10$ 最大波高 $\bar{x}_{1/10}$ の誤差分散は、式 (34) で得られる自由度 N' と式 (42) の係数 β を式 (9) に代入することにより、理論的に与えられる。また、その変動係数は

$$CV(x) = \frac{\alpha' \sqrt{N_0/N'}}{\sqrt{N_0}}; \alpha' = \frac{\beta}{E(x)} \dots \dots \dots (43)$$

となる。したがって、係数 $\alpha' \sqrt{N_0/N'}$ は合田 (1987) によるシミュレーション結果の整理に用いた係数 α に相当する。図-3 は、理論値 $\alpha' \sqrt{N_0/N'}$ と合田の係数 α を比較したものである。平均波高および有義波高の場合、両者は良く一致している。 $1/10$ 最大波高の場合には、若干の相違が見られる。その原因としては、波高の確率分布が、振幅分布である Rayleigh 分布に厳密にはならない点が挙げられる。特に、大きな波高における分布形状の相違による影響が係数 β の算出に現れるのではないかと考えられる。しかし、スペクトル帯域が狭く、波高分布が Rayleigh 分布により良く近似される場合に合田の係数

と理論値の不一致が顕著になることから、上述の理由は妥当であるとはいえない。理論解の誘導過程における近似にも原因があるものと考えられるが、この点については今後の課題とする。

6. 結 語

本研究では、互いに相関のある波高の標本を統計的に独立な波高の標本と換算した場合の波の数を自由度として導入し、有義波高を代表とする波列の特性量についての統計的変動性の理論を構築した。有義波高や平均波高に対しては、その変動係数の理論値が合田 (1987) によるシミュレーション結果に良好に一致することを確認した。なお、波高の標本に対する自由度は、Tucker (1963) により提案された peakiness パラメータと密接な関係があり、波浪統計量の変動性を検討する上で非常に重要な概念量であることを示した。

一部の図面の作成にあたり、安藤智樹君 (名古屋工業大学大学院生) の協力を感謝する。

参 考 文 献

- 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.
- Cavané A. G. (1979): 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. Conf. on Sea Climatology, pp. 73-88.
- Tucker, M. J. (1957): The analysis of finite-length records of fluctuating signals, Brit. Jour. Appl. Phys., Vol. 8, pp. 137-142.
- Tucker, M. J. (1963): Analysis of records of sea waves, Proc. Inst. Civil Engrs., Vol. 26, pp. 305-316.