

水圧式波高計データの評価法に関する再検討

Re-consideration of Evaluation Method for Wave Data Measured by Pressure-type Gauges

角野 隆* 関野高志**

Takashi KADONO and Takashi SEKINO

水圧式波高計と空中発射型の超音波式波高計による波浪の同時観測データをもとにして、水圧式波高計データの評価法に関する再検討を行い、波運動の非線型性を考慮に入れた波高補正係数の算定法を提案した。さらに、水面波形の周期と波による水圧変動周期の統計量間の関係について若干の検討を行った。
《水圧式波高計；波浪観測；波の非線型性》

A new evaluation method for wave data measured by pressure wave gauges is developed from simultaneous observations of surface elevation and wave-induced pressure fluctuations. The method considers the non-linearity of sea waves by using Goda's empirical parameter. And the statistical relations between the wave period of surface elevations and of pressure fluctuations are considered.

Keywords; pressure wave gauge, wave observation, non linearity of sea waves.

1. はじめに

水圧式波高計は波による海中の圧力変動から水面波形を推定するもので、浅海域の波浪観測において超音波式波高計について現在最も一般的に用いられている。しかしながら、浅海域においては波浪は非線型性の影響を強く受けるため、単純な算術計算では水圧変動から水面波形への換算を行うことができない。このため、水圧式波高計による波高の計測は経験的な補正係数に頼っているのが現状である。

そこで本報では、水圧式波高計と空中発射型の超音波式波高計による波浪の同時観測データを、最近合田により提案された非線型性パラメータを用いて整理し、比較的単純な関数形で海の波の非線型性を評価できる波高の算定法を提案した。

また、水面波形と水中圧力変動では波の周期に関する統計量も異なるが、この点に関しても線型性の仮定のも

とではあるが若干の検討を行った。

2. 観測施設およびデータの概要¹⁾

波浪観測は、留萌港外の水深7m地点に設置された実海域実験構造物において実施した。この地点の平均海底勾配は1/20で対岸距離は約160mである。観測を行った付近の海岸には毎年冬期に大波浪が来襲し、昭和59年度の観測では最大波高7.25mを記録した。計測にはこの構造物に取付けられた水圧式波高計および空中発射型の超音波式波高計を用いた。この2つの波高計は水平距離にして約5m離れているが、来襲波の波速を考えると波別の対応を考える上では特に問題とはならない。また、水圧式波高計を取付けた位置は海面下6.2mの水平円柱部材の上面で、構造物による圧力場の乱れは十分無視できるものと考えられる。なお、両波高計の仕様については表-1に示す。

冬期間風浪のため実験構造物にわたることができない

*港湾研究員 **同室副室長

表-1 波高計の仕様

	測定範囲	最小分解能	サンプリング周波数
超音波式波高計	-2.5~+6.5 m	4 mm	10 Hz
水圧式波高計	0~20 tf/m ²	0.1 tf/m ²	—

ので、計測コントロールおよびデータ収録は陸上の観測室において行った。計測データは光ファイバーケーブルを介してデジタル伝送した後、アナログにもどしデータレコーダーに収録した。1回の計測は30分間で、そのうち解析の対象としたのは前後5分間を除いた20分間のデータである。計測は起動波高、再起動禁止時間を設定して自動モードで可能であるが、今回は各波高階級のデータを効率的に取得するために手動モードを併用した。

取得されたデータは50 Hzでサンプリングを行った後、カットオフ周波数1.25 Hzの数値ローパスフィルターを通し、5 Hzで再度サンプリングを行った。今回用いた超音波式波高計は空中発射型であるので、多くの気泡を含む砕波帯内の波であっても正確に計測することができるが、波面勾配がある程度以上急な場合には超音波の反射波がもどらないために、図-1に示したようなデータのホールド、スパイク状ノイズの生じることがある。データのホールドは静水面より上の部分でのみ生じており、ゼロクロス波高、周期に影響を及ぼさないため、特に処理は行わなかったが、スパイクノイズについてはローパスフィルターを通す前の段階で数値的に除去した。

今回の解析の対象としたのは、昭和59年度の冬期に取得した141ケースのデータである。ただし、1回の計測で連続する2時間のうちに3ケースのデータを取得しているので、これらのうち統計的に独立なデータと考えることができるのは47組となる。なお、連続的に取得した3個のデータの間の変動は有義波周期ではおおむね5%以内であるが、有義波高では最大40%程度にまで及ぶ。

データのゼロダウンクロス法による波高、周期の分布は図-2に示す。データの範囲は有義波高で0.61~5.67 m、有義波周期で4.17~10.62 secである。これには線型的な波から成分波間の位相のランダム性が崩れた非線型的な波、さらには砕波の影響を受ける波までが含まれる。なお、ここに示した波の定義はゼロダウンクロス法によるものであるが、このように定義した値は通常の波浪観測で用いられるゼロアップクロス法による値に比べると、砕波帯付近では有義波周期が若干短くなるといわれている。今回のデータでは、ゼロダウンクロス法に

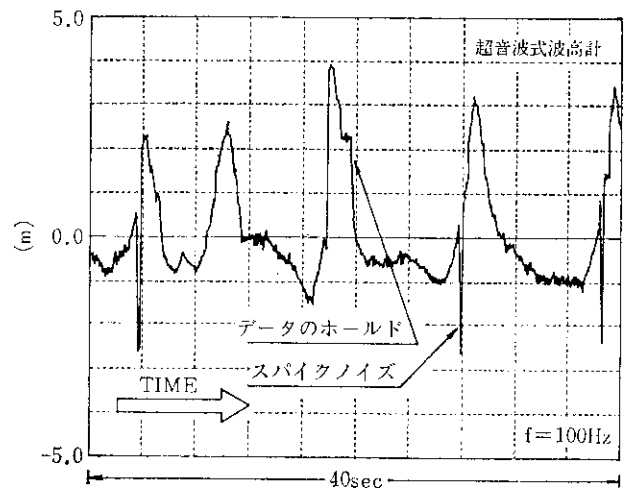


図-1 超音波式波高計データに含まれるノイズ

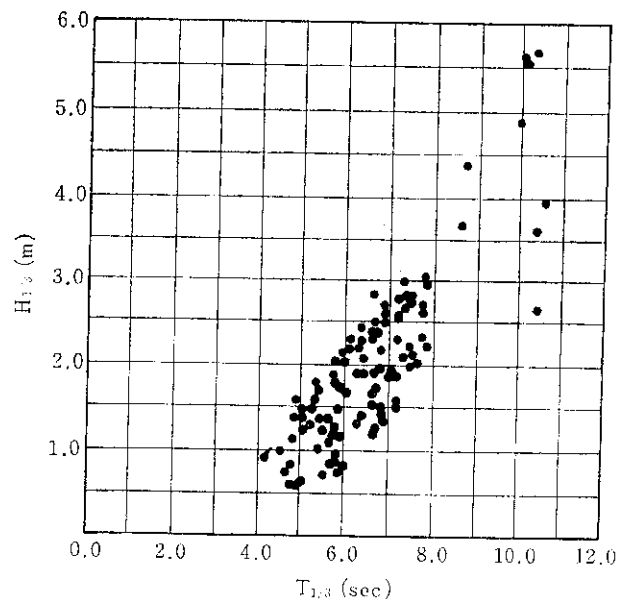


図-2 計測データの波高・周期別の分布

よった方が有義波高で約3%大きく、有義波周期で約5%小さい値となった。

3. 水圧式波高計による波高の計測

(1) 波浪の非線型性

海の波に関する多くの統計理論は、水位の確率分布が正規分布で表わされるといふ仮定に基づいたものであ

る。しかしながら、ここで問題にしているような浅海域における波浪は非線型な水面境界条件の影響を強く受けて、水位の確率分布が正規分布からははずんだ形となる。図-3には今回取得したデータのなかから代表的な一例を示すが、この場合で分布のひずみ度は0.81(正規分布の場合は0.0)となる。

このように、浅海域における波浪を解析する上で非線型性は無視できないものであるが、一般に非線型性を考慮した場合の理論的取扱いは、線型性の仮定に基づいたものに比べると格段に複雑なものとなる。そこで、本報では以下で述べる半経験的なパラメータを用いて、非線型性の影響を簡潔に記述することを試みる。

合田は深海域における非線型性を表わす波形勾配 H/L と長波領域での非線型性を表わすアーセル数 HL^2/h^3 をなめらかに接続し、統一的に非線型性を記述するパラメータとして次式を提案した²⁾。

$$\Pi = (H/L_A) \coth^3 k_A h \quad (1)$$

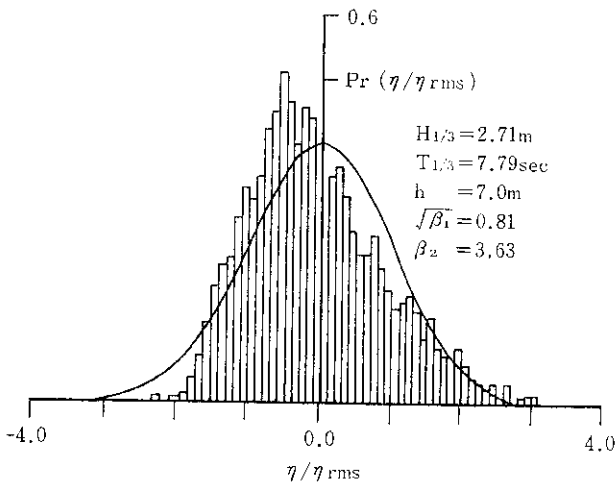


図-3 水面波形の相対度数分布

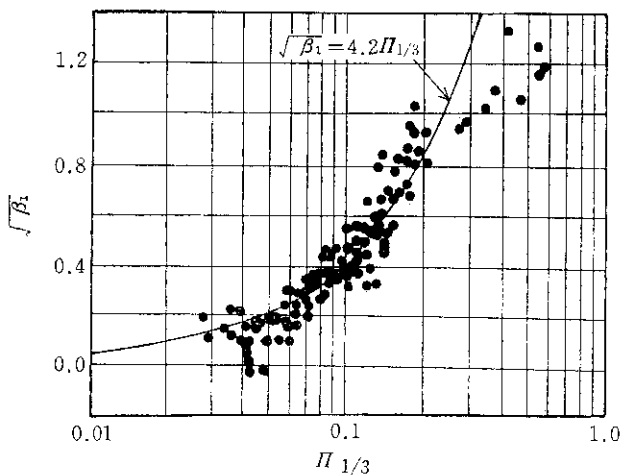


図-4 skewness と非線型性パラメータの関係

ここに、

$$(2\pi/T)^2 = gk_A \tanh k_A h, \quad k_A = 2\pi/L_A \quad (2)$$

H は波高、 h は水深、 T は周期である。

図-4には、水位の分布のひずみ度と有義波諸元について計算した(1)式の非線型性パラメータとの関係を示す。ここに一例を示したように、この非線型性パラメータによると、海の波に関する種々の非線型的な現象を統一的によく記述することができる。

(2) 水圧変動の波高と水面変動の波高の関係

微小振幅波理論(線型理論)によると、水圧変動の波高と水面波形の波高の関係は次式により表わされる。

$$H_p = \rho g H \frac{\cosh k_A(h+z)}{\cosh k_A h} \quad (3)$$

ここに、 H_p は水圧変動の波高、 z は静水面を原点とし、鉛直上方を正としたときの水圧測点の鉛直座標、 ρ は海水の密度、 g は重力加速度である。

しかしながら、実際には非線型性などの影響で(3)式では正確に波高の算定ができないので、波高補正係数 n を導入した次式が用いられる。

$$H = \frac{n}{\rho g} H_p \frac{\cosh k_A h}{\cosh k_A(h+z)} \quad (4)$$

波高補正係数 n の値は既往の観測値、実験値では1.06~1.37の範囲にあり³⁾、わが国では一般的に $n=1.3$ とされることが多い。しかしながら、この値は海の波の非線型性の程度により変化するものであり、もう少し詳細に検討されるべきものであると考えられる。

浜田らによると非線型性を考慮した場合、波による水中圧力変動は次式で表わすことができる⁴⁾。

$$p = p_0 + \rho g(h-z) + \frac{\rho g H}{2} \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \left[1 + \frac{3}{64} \cdot \frac{\pi^2 H^2}{L^2} \left\{ -9 \coth^6 kh + 11 \coth^4 kh - 27 \coth^2 kh + \frac{43}{3} - 8 \frac{\coth kh}{\sinh kh \cdot \cosh kh} \cdot (\coth^2 kh - 1) \right\} \cos \theta + [\dots] \cos 2\theta \right] \quad (5)$$

ここに、

$$k = 2\pi/L \quad (6)$$

L は波長、 p_0 は大気圧、 θ は位相角である。

水圧変動の波高は(5)式において $\theta=0$ と $\theta=\pi$ とした値の差であるので、 $k \equiv k_A$ と考えると非線型パラメータを用いて次式で表わすことができる。

$$H_p = \rho g H \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \left[1 + \frac{\pi^2}{64} \cdot \Pi^2 \right. \\ \left. \left\{ -9 + 11 \tanh^2 kh - 27 \tanh^4 kh + \frac{43}{3} \right. \right. \\ \left. \left. \tanh^6 kh - 8 \frac{\tanh^3 kh}{\sinh kh \cdot \cosh kh} (1 - \tanh^2 kh) \right\} \right] \quad (7)$$

(7)式を(4)式に代入すると、波高補正係数は次式で表わされる。

$$n = 1 / \left[1 - \frac{3\pi^2}{64} \Pi^2 \left\{ 9 - 11 \tanh^2 kh \right. \right. \\ \left. \left. + 27 \tanh^4 kh - \frac{43}{3} \tanh^6 kh \right. \right. \\ \left. \left. + 8 \frac{\tanh^3 kh}{\sinh kh \cdot \cosh kh} (1 - \tanh^2 kh) \right\} \right] \quad (8)$$

図-5には、実測データから計算した波高補正係数と非線型性パラメータとの関係を示す。ここに示した波高補正係数は、20分間のデータの個々の波について計算したもので、水圧変動の波高は水面波形のゼロダウンクロス時刻を基準に定義したものである。データはかなりばらつきが著しいが、全体としては非線型パラメータの増大とともに波高補正係数の値が大きくなる傾向が読みとれる。

図-5には(8)式による理論値もあわせて示した。(8)式による波高補正係数は、同じ非線型性パラメータに対しても相対水深の相違により若干異なった値をとる。このため、図-5には取得データの周期のほぼ上下限值に相当する $kh=0.56$ および $kh=1.31$ の場合の計算値を示した。ここに示したように、波高補正係数が非線型性の増

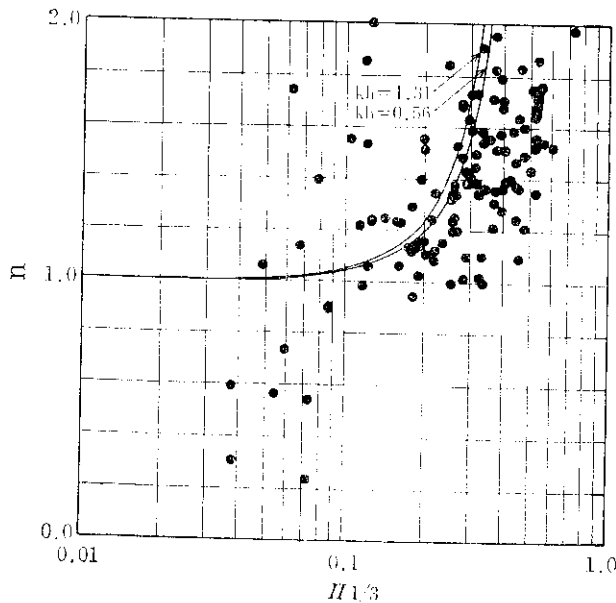


図-5 一波対応で算定した波高補正係数と非線型性パラメータの関係

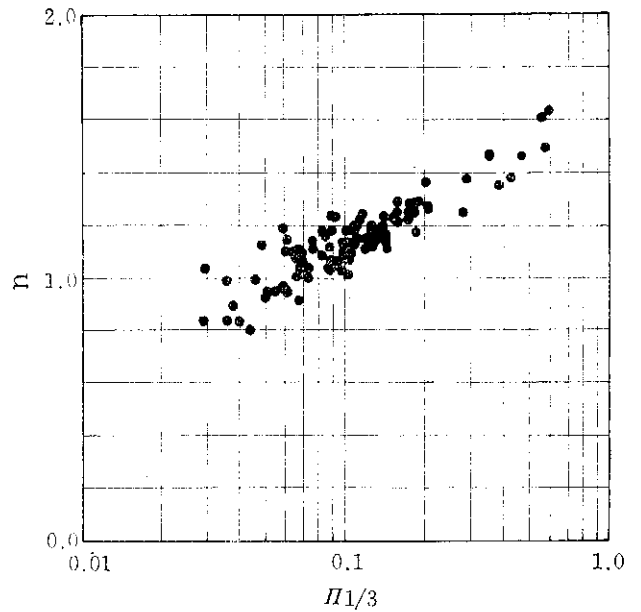


図-6 有義波諸元についての波高補正係数と非線型性パラメータの関係

大とともに大きくなる様子は理論的にも説明することができるものである。

前掲の図-5に示した値は一波対応のものであり、統計的な変動が大きいので、図-6には統計的に安定な有義波諸元について計算した波高補正係数と非線型性パラメータの関係を示す。ここでは、水圧変動の波高も水圧波形からゼロダウンクロス法により求めた。図-6からは有義波諸元について求めた波高補正係数は、有義波諸元で計算した非線型性パラメータによりきわめてよく整理されることが理解できる。

(3) 波高補正係数の算定法

有義波諸元について計算した波高補正係数は、非線型性パラメータによりうまく整理されることを以上述べたが、実際にこの関係を利用して水圧式波高計データから波高を算定するためには、非線型性パラメータは水圧変動の諸元で定義されたものである必要がある。

そこで水圧変動の諸元を用いて、(9)式に示すような水圧非線型性パラメータを定義した。

$$\Pi_{p,1/3} = \frac{\cosh k_p h}{\rho g \cosh k_p (h+z)} \cdot \frac{H_{p,1/3}}{L_p} \coth^3 k_p h \quad (9)$$

ここに、 $H_{p,1/3}$ は水圧変動の有義波高である。また、 L_p 、 k_p は水圧変動の有義波周期より計算された波長および波数である。

有義波諸元の波高補正係数と(9)式で定義された水圧非線型性パラメータの関係を図-7に示す。この図は図-6と比べるとわずかにばらつきが大きいようではあ

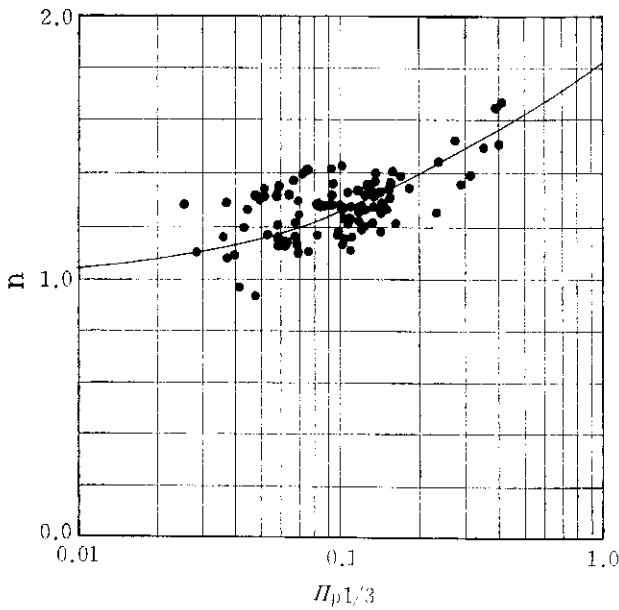


図-7 波高補正係数の水圧非線型性パラメータによる整理

るが、波高補正係数は水圧非線型性パラメータによりよく記述されている。波高補正係数と水圧非線型性パラメータの関係を平均的に表わす実験式としては、いくつかの試行錯誤の後、次式が得られた。(10)式による計算値は図-7に実線で示してある。

$$n = 1 + 0.307 \ln \left(\frac{H_{p1/3} + 0.075}{0.075} \right) \quad (10)$$

なお、(9)式の水圧非線型パラメータは若干算出が面倒であるので、手計算による場合には次式によればよい。

$$\Pi_{p1/3} = K \cdot \frac{H_{p1/3}}{\rho g h} \quad (11)$$

ここに、 K は有義波周期、水深および波高計の設置位置を与えて図-8より求まる係数である。

なお、ここで提案した計算法は有義波諸元についてのものであるため、最大波などの有義波以外の統計量を求める際には、求めたい統計量の諸元について上述の計算を実施するのではなく、いったんここに示した計算法で有義波高を求めた後、適当な数学モデルにより求めるべき統計量に変換するとよい。

(4) 計算例

計算例として、

$h = 15 \text{ m}$, $z = -12 \text{ m}$, $H_{p1/3} = 1.5 \text{ tf/m}^2$, $T_{p1/3} = 7.0 \text{ sec}$ の場合を考える。

波長を(2)式の分散関係式あるいは数表から求めると、

$$L_p = 67.58 \text{ m}, \quad k_p = 0.03$$

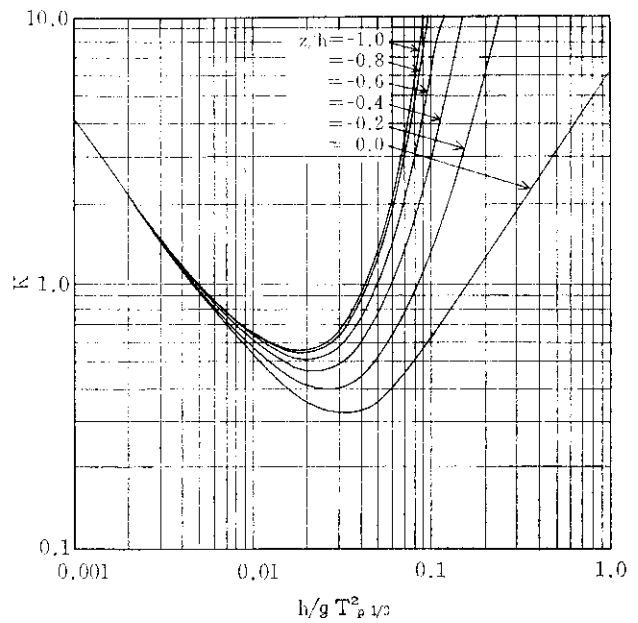


図-8 K 値の算定図表

$$h/g T_{p1/3}^2 = 0.0312$$

図-8より K 値を求めると、

$$K = 0.66$$

(11)式より、

$$H_{p1/3} = 0.66 \times \frac{1.5}{1.03 \times 15.0} = 0.064$$

波高補正係数を(10)式から求めると、

$$n = 1 + 0.307 \times \ln \left(\frac{0.064 + 0.075}{0.075} \right) = 1.19$$

よって有義波高は(4)式より、

$$H_{1/3} = \frac{1.19}{1.03} \cdot 1.5 \cdot \frac{\cosh(0.093 \times 15.0)}{\cosh\{0.093 \times (15.0 - 12.0)\}} = 3.57 \text{ (m)}$$

と求まる。

4. 水面波形と水中圧力の周期に関する統計量の関係

不規則な波では、水面波形をゼロクロス解析した場合と水中圧力波形をゼロクロス解析した場合とでは、同時刻のデータのなかに含まれる波の数(つまり平均周波数)が異なる。ここでは、水圧変動のゼロクロス周期から水面波形のゼロクロス周期を推定する方法について若干の検討を行う。

一般に、無数の周波数の成分波がランダムな位相で重なり合った不規則な波の平均周期は次式で計算される⁵⁾。

$$T_{02} = \sqrt{m_0/m_2} \quad (12)$$

ここに,

$$m_i = \int_0^{\infty} f^i S(f) df \quad (13)$$

$S(f)$ は周波数スペクトルである。

(12)式は水面波形に対しては常に過小な値をとるが、水圧変動に対してはある程度適用できるという報告もあるので⁶⁾、ここでは水面波形の周波数スペクトルをプレットシュナイダー光易型と仮定して、水圧変動波形の平均周期を次式で計算する。

$$\bar{T}_p = \sqrt{\frac{\int_0^{\infty} |H(f)|^2 f^{-5} \exp\{-1.03(T_{1/3}f)^{-4}\} df}{\int_0^{\infty} |H(f)|^2 f^{-3} \exp\{-1.03(T_{1/3}f)^{-4}\} df}} \quad (14)$$

ここに、 $H(f)$ は水面波形から水圧変動波形への伝達関数

$$H(f) = \rho g \frac{\cosh\{k(f) \cdot (h+z)\}}{\cosh(k(f) \cdot h)} \quad (15)$$

である。

図-9には水圧変動の平均周期と有義波周期の関係を示すが、これによると両者の平均的な関係は、

$$T_{p1/3} = 1.17 \cdot \bar{T}_p \quad (16)$$

となる。一般には浅海域においては両者の間の比例定数は1.2程度とされており、今回得られた値とほぼ一致する。(14)式を(16)式に代入すると、水面波形の有義波周期と水圧変動の有義波周期の関係式が導かれる。

以上のようにして得られた値を、実測値とあわせて図-10に示す。計算値は実測値の平均的傾向をよく表わ

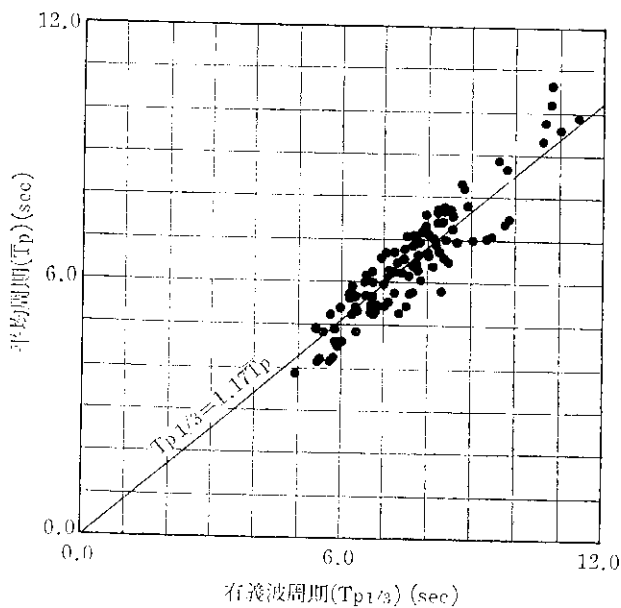


図-9 水圧変動の有義波周期と平均周期の関係

しているが、多少ばらつきが大きいようである。計算値は線型性の仮定に基づいたものであるので、ここでは水面波形の有義波周期の計算値と実測値の比率を非線型性パラメーターで整理してみた。しかしながら、図-11に示したように両者の比率と非線型性パラメーターの間には明瞭な傾向がみられず、計算誤差は非線型性のみではうまく説明できないようである。

図-12, 13は水面波形および水圧変動波形について(12)式による計算値とゼロクロス法による値の比率を非線型性パラメーターで整理したものである。水面波形からの計算値は常に過小な値となっているのに比べ、水圧変動のそれはSN比が低いためにばらつきが大きい、比較的

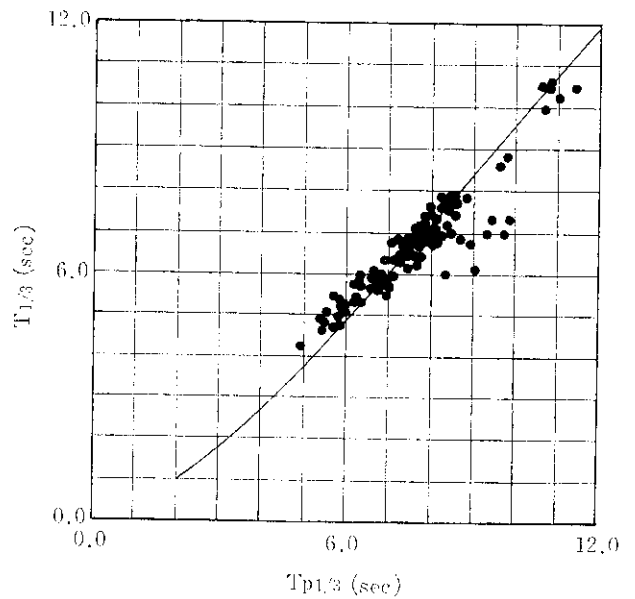


図-10 水面波形と水圧変動の有義波周期の比較

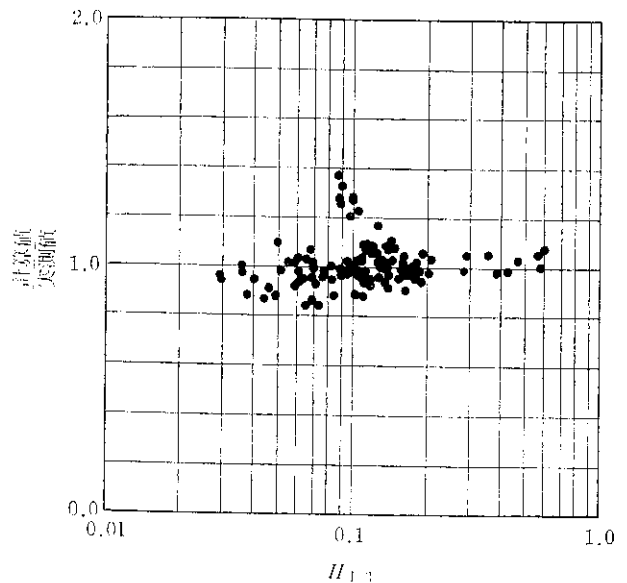


図-11 有義波周期の計算値と実測値の比較

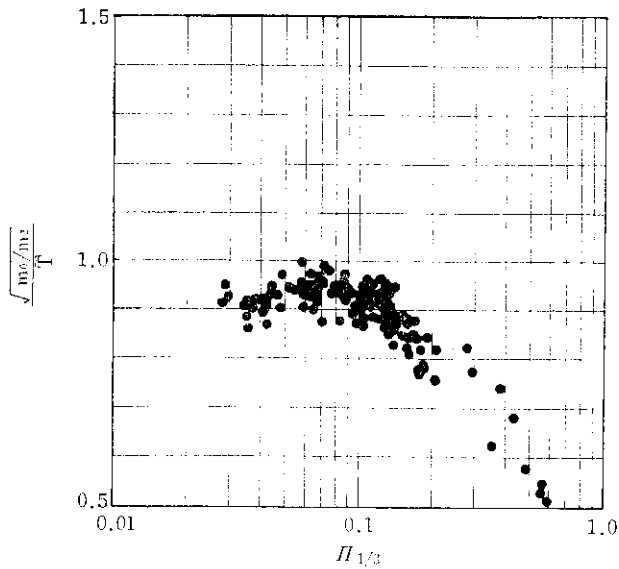


図-12 スペクトル法とゼロクロス法による平均周期の比率 (水面波形)

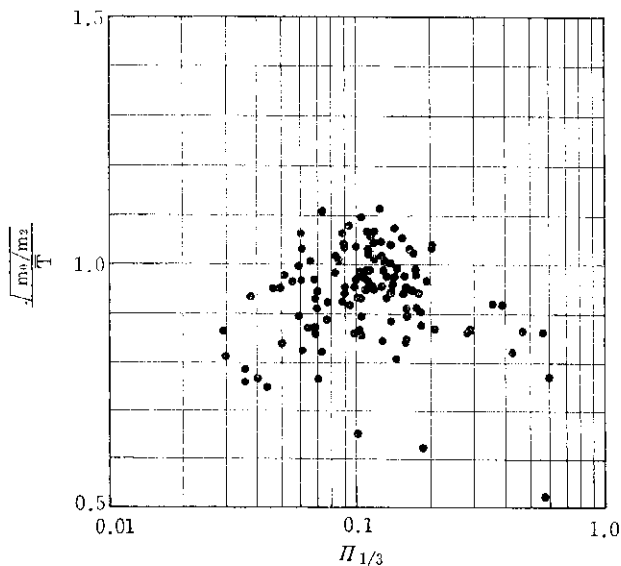


図-13 スペクトル法とゼロクロス法による平均周期の比率 (水圧変動波形)

非線型性の小さい領域でゼロクロス法による値に平均的にはやや近づく。しかしながら、両者とも計算値との差は相当あり、(12)式は必ずしもゼロクロス周期の適切な算定値を与えるものではない。

このように、(12)式そのものの問題もあり、以上示し

非た計算法による値は実用的な精度での有義波周期の推定値であるとはいえないが、水圧変動の有義波周期から水面波形の有義波周期の概略値を算定する際には、ここに示した計算法が適用できるものと考えられる。

5. あとがき

本報では、水圧式波高計と空中発射型の超音波式波高計による波浪の同時観測データをもとにして、水圧式波高計による波高の算定法を提案し、水面波形と水中圧力の周期に関する統計量の関係についても簡単な検討を行った。ただし、本報で取扱ったデータは1カ所の測点で得られたもののみであるので、海底地形あるいはセンサーの特性の影響が若干入っている危険性も考えられる。この点については、今後他の実測データなどにより検証していきたい。本報が現地観測データの整理などになにかの参考となれば幸いである。

本研究の実施にあたっては、現地海洋構造物調査検討委員会(委員長 北海道工業大学 尾崎 晃教授)の御指導をいただいた。また、今回のデータ解析に用いたプログラムの一部は、運輸省港湾技術研究所 合田良実所長よりいただいたものである。ここに厚く御礼申し上げる次第である。なお、波浪観測を行った実海域実験構造物は、科学技術振興調整費により建設したものであることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 永井 豊, 谷津英明, 角野 隆; 海洋構造物の実海域実験研究(第2報). 第28回北海道開発局技術研究発表会論文集, pp. 1514-1522, 1985.
- 2) Goda, Y.; A unified nonlinearity parameter of water waves, Rept. Port and Harbour Res. Inst. Vol. 22 No. 3, pp. 3-27, 1983.
- 3) 堀川清司; 海岸工学, p. 246, 東京大学出版会, 1977.
- 4) 浜田徳一, 光易 恒, 長谷直樹; 進行波による水底圧力の変動, 第2回海岸工学講演会講演集, pp. 33-40, 1955.
- 5) 合田良實; 港湾構造物の耐波設計, p. 28, 鹿島出版会, 1977.
- 6) 前出 5), p. 191.