

多方向波浪場における長周期拘束波の推定法に関する研究

関本恒浩*・森屋陽一**・水口 優***

1. はじめに

浅海域の長周期波は、海岸工学上の種々の重要な問題に関与することが明らかにされ、近年多くの研究が精力的に行われている。浅海域において、長周期波は波群拘束波と自由波とが共存しており、これが沿岸域の波・流れの長周期変動特性を複雑なものとしている。したがって、これらの現象の理解を深めるためには、時系列レベルでの自由長周期波と長周期拘束波を分離する必要がある。しかしながら、多方向波浪場においては波向の自由度が無限大となるため、現状では長周期拘束波を完全に推定することはできず、自由波との分離を行うことは困難となる。そこで本研究は、多方向波浪場を対象として自由波との分離に際し必要不可欠である長周期拘束波の時系列を近似的に推定する方法を提案するものである。

2. 数値シミュレーション方法

現地や実験水槽内で発生する長周期波は、必ず自由波と拘束波が共存している。このため、拘束波の推定について、現地観測データや水理実験データを用いて議論することは極めて難しい。そこで本研究では、Sand (1982) による表示式に従い長周期拘束波を数値的にシミュレートし、それを検証データとすることにより長周期拘束波の推定精度を検討した。

数値シミュレーションは、以下のようにして行った。まず、パワースペクトルとして Wallops 型スペクトル、方向分布関数として光島型方向分布関数を有する基本波をダブルサンメンション法により発生させる。このとき、成分波の振幅は、その分散がエネルギー $S(f)\Delta f$: 周波数分散幅, $S(f)$: パワースペクトル) に一致する正規確率変数として扱った。シミュレートに際しては、成分波の振幅を正規乱数で、成分波の位相を一樣乱数でそれぞれ与えた。基本波の作成に用いた成分波の位相と振幅を周波数と波向の全ての組合せについて記憶しておき、これらより Sand の表示式 (例えば関本ら, 1990) を用い

て長周期拘束波を算定した。計算時間間隔 Δt は 0.5 s とし、約 40 分間 (4096 データ) の時系列を作成した。なお、基本波としては水位変動のほかに圧力変動および主波向およびそれと直交方向の水平 2 成分の流速変動も同時に求めた。

数値シミュレーションにおけるシミュレート条件を表-1 に示す。また、図-1 にシミュレートした基本波の

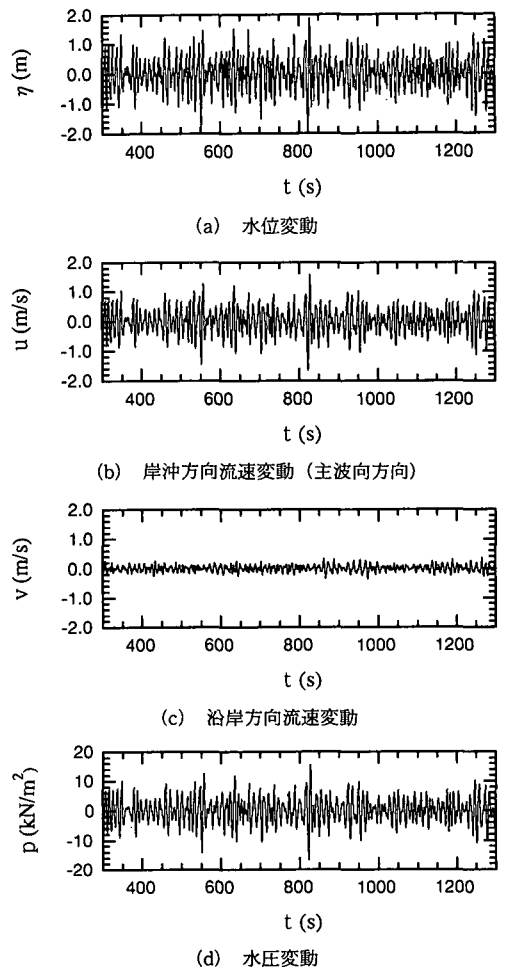


図-1 シミュレートした基本波の波形の例 ($S_{max}=75$)

* 正会員 工 修 五洋建設(株)技術研究所

** 正会員 博(工) 五洋建設(株)技術研究所

*** 正会員 工 博 中央大学教授 理工学部土木工学科

表-1 シミュレート条件

水深	h	10.0 m
有義波高	$H_{1/3}$	2.0 m
有義波周期	$T_{1/3}$	10.0 s
スペクトル形状パラメタ	m	5
主波向	θ_p	0.0 deg
方向集中度	S_{max}	10, 25, 50, 75, 100, ∞
時間刻み	Δt	0.5 s
シミュレートデータ数	N	4096

波形, 水圧波形, 流速波形の例を示す。

3. 単一方向波に対する拘束波の推定

まず最初に, 単一方向不規則波に対する Longuet-Higgins and Stewart (1962) の解 (以下 L-H 解) による推定精度について調べた。L-H 解は次式で表される。

$$\eta_L = -\left(n - \frac{1}{4}\right) \frac{g}{gh - C_g^2} A^2 \dots\dots\dots (1)$$

ここで, A は包絡波の振幅, C_g は基本波の群速度, n は基本波の群速度・波速比, g は重力の加速度, h は水深である。この式は, 狭帯域の仮定の下で二次の非線形拘束波理論による長波長の長周期波解に一致する。図-2

は, 単一方向波の条件で Sand の表示式よりシミュレートした長周期拘束波と基本波の包絡波より式 (1) を用いて求めた長周期拘束波を比較したものである。ここで, 基本波の波速および群速度は, 基本波の有義波周期を用いて評価し, 包絡波は List (1991) の方法により求めた。L-H 解に基づく方法では, 基本的な長周期波の特性は十分表現しているものの, 完全には長周期拘束波を評価できていない。ただし, 長周期波の振幅やエネルギーについてはほぼ真値に近く, 波形についての細かい議論をする以外であれば, 一次近似としては十分なものと考えられる。すなわち, L-H 解における狭帯域の仮定はそれほど大きな縛りではなく, 波速や群速度の評価に用いる周波数を適切に選べば, ある程度の精度で拘束波の再現性が見られる。ただし, 見た目の適合度に比べ rms 誤差は大きく, この場合約 40% であった。

次に上述の方法における狭帯域の仮定を緩和するため, 波の分散性を時々刻々評価する方法を検討した。波の分散性は時間とともに変化すると考えるのが自然であり, ここでは局所周波数の概念が成り立つものと考えた。局所周波数を評価するにあたり, ある瞬間の水位変動から水圧変動への応答特性を利用した。すなわち, 瞬間ごとの水圧変動と水位変動の比を求め, 微小振幅波理論による応答関数より周波数を逆算した。実際には水位変動が 0 をクロスする辺りで局所周波数の算定精度が悪くなる

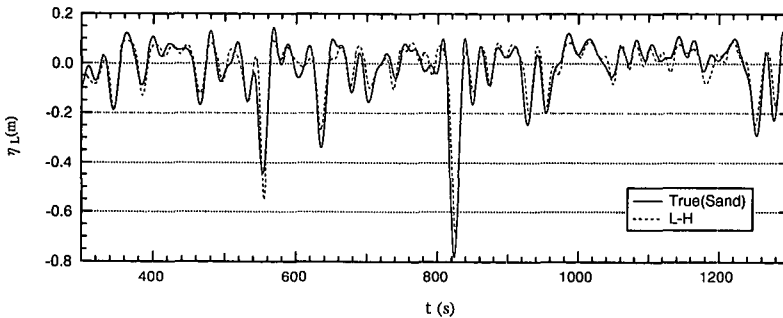


図-2 単一方向波の長周期拘束波 (L-H 解)

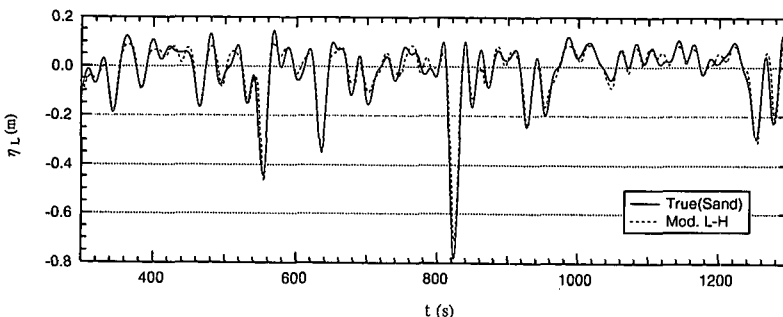


図-3 単一方向波の長周期拘束波 (修正 L-H 解の比較)

ることから, 水圧変動と水位変動のそれぞれの包絡波を求め, これらの比から局所周波数を評価した。得られた局所周波数より時々刻々の波速および群速度を求め, 式 (1) により長周期拘束波を算出した。なお, ここでは単一方向波に局所周波数を利用した方法を修正 L-H 解と呼ぶことにする。図-3 は修正 L-H 解により求めた拘束波の時系列を Sand の解による計算結果と比較したものである。推定された拘束波の時系列は, Sand の解による計算結果とほぼ一致し (rms 誤差は約 30%), 修正 L-H 解によって非常に精度よく拘束波が推定できることがわかる。すなわち, 局所周波数を用いて式 (1) の波速および群速度を評価することによって, 狭帯域

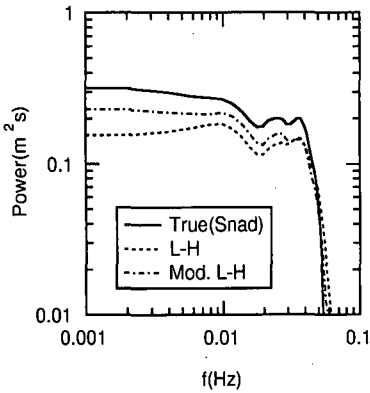


図-4 長周期拘束波のパワースペクトル (単一方向)

の仮定を大幅に緩和することができる。

図-4は、Sandの表示式による厳密解とL-H解および修正L-H解のパワースペクトルを比較したものである。前述のようにパワースペクトル形状に大きな差は見られず、いずれの方法もエネルギー的には精度良く長周期波を評価できることがわかる。

4. 多方向波に対する拘束波の推定

多方向不規則波浪場については拘束波を推定する方法として、まずL-H解にBattjes (1972)が提案した平均的

な radiation stress を用いる方法を考えた。Battjes による平均的な radiation stress を考慮した長周期拘束波解は、次式で表される。

$$\eta_L = -\frac{1}{2} \left(\langle n(1 + \cos^2 \theta) \rangle - \frac{1}{2} \right) \frac{g}{gh - \langle C_o \cos \theta \rangle^2} A^2 \dots \dots \dots (2)$$

ただし、 θ は波向であり、 $\langle f \rangle$ は任意関数 f のエネルギー平均量であり、

$$\langle f(\sigma, \theta) \rangle = \frac{\int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi f(\sigma, \theta) S(\sigma, \theta) d\sigma d\theta}{\int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi S(\sigma, \theta) d\sigma d\theta} \dots \dots \dots (3)$$

で表される。ここに、 $S(\sigma, \theta)$ は水位変動の方向スペクトルを表す。なお、式 (3) より求められる拘束波を以下では拡張L-H解と呼ぶ。

図-5は、波高2m、周期10s、水深10mの条件の下で、光易の方向集中度パラメタ $S_{max}=75$ としたときの長周期拘束波の波形である。なお、基本波の水位変動は図-2あるいは図-3で示したものと同一である。多方向波浪場では拘束波が著しく小さくなり、比較的方向集中度の高い(光易の S_{max} で75)場合でも単一方向の場合に比べ拘束波の振幅は約50%となる。すなわち、長周期拘束波に及ぼす多方向性の影響は非常に大きいといえる。本来 radiation stress は、基本波の周期程度の時間で平均さ

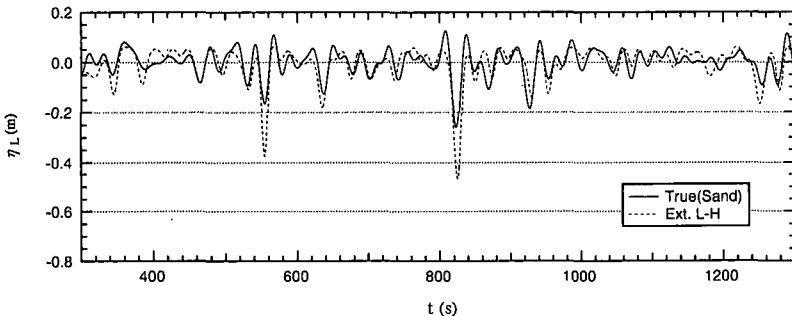


図-5 多方向波の長周期拘束波 (拡張L-H解)

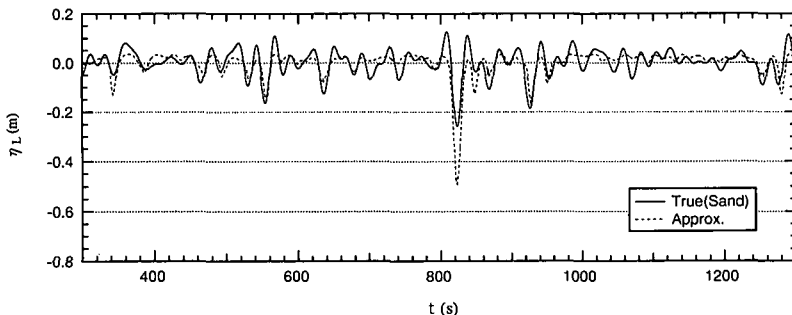


図-6 多方向波の長周期拘束波 (近似推定法)

れた量で波群の周期程度で変動するのに対し、Battjesの提案したものは観測時間全体の平均をとるため、著者らによって拡張されたL-H解を用いた方法では拘束波の小さな変動まで再現することはできない(rms誤差は約85%)。ただし、多方向波浪場における radiation stress の平均的な低下が多方向波浪中の拘束波の減少に対して支配的であるため、エネルギー的には見ればSandの解による結果とほぼ一致し、実用的には十分な精度で拘束波を推定できる。

多方向不規則波浪場における、もう一つの拘束波推定法として、水平2成分の流速変動から基本波と波群の波向を定め、水口・山口(1996)の波向と波群の伝播方向が異なる場合に対する長周期拘束波

解を用い、2成分合成波を基礎とした方法を提案する。水口・山口は、基本波の波向を θ 、波群の波向を θ_L としたとき、次式で表される基本波の波向と波群の波向が異なる条件での拘束波解を導いている。

$$\eta_L = -\frac{1}{2} \left\{ n \left(1 + \cos^2(\theta - \theta_L) - \frac{1}{2} \right) \right\} \cdot \frac{g}{gh - C_g^2 \cos^2(\theta - \theta_L)} A^2 \dots\dots\dots (4)$$

この式は、波向が異なる2成分合成波について、狭帯域かつ基本波と波群の波向の差が小さいという仮定の下で、二次非線形干渉理論と一致する。

いま、近似解法として不規則変動する現地波浪を局所的に2成分合成波として扱えると仮定し、式(4)を用いた拘束波の推定を行う。2成分合成波の場合、海底面における水平流速変動 u, v は次のように表される。

$$u = \frac{g}{\sigma \cosh kh} [a \cos \theta - \beta \cos \theta_L] \dots\dots\dots (5)$$

$$v = \frac{g}{\sigma \cosh kh} [a \sin \theta - \beta \sin \theta_L] \dots\dots\dots (6)$$

$$a = k\eta + \left(\frac{k}{\sigma} + \frac{\sigma^2 h}{C_g g} \right) \Delta\sigma \bar{\eta} \dots\dots\dots (7)$$

$$\beta = \frac{\Delta\sigma \bar{\eta}}{C_g \cos(\theta - \theta_L)} \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 σ および k は基本波の周波数および波数、 $\Delta\sigma$ は波群の周波数を1/2したものの、 η は水位変動である。また $\bar{\eta}$ および $\Delta\sigma$ は、 $\bar{\eta}$ を水位変動 η の Hilbert 変換とするとき、

$$\bar{\eta} = \frac{\sigma}{\Delta\sigma} \eta - \frac{1}{\Delta\sigma} \frac{\partial \eta}{\partial t} \dots\dots\dots (9)$$

$$\Delta\sigma^2 \bar{\eta} = \sigma^2 \bar{\eta} + 2\sigma \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} \dots\dots\dots (10)$$

により与えられる。式(5)~(10)を用いて、基本波の波向 θ と波群の波向 θ_L を求め、式(4)により拘束波を評価すればよい。まず、基本波の波向は式(5)および(6)の包絡波形の正接をとることにより求められる。 θ_L の算定には式(8)の評価が重要であるが、 $\bar{\eta}$ は波群の振幅の大きな時に小さな値をとるため、波群の大きいところで有意となる拘束波をこのまま代数的に求めたのでは推定精度に問題がある。そこで、本研究では式(7)の右辺第一項に相当する流速の主要成分を、式(5)および式(6)で表される全流速より差し引いたものについて時間微分を施し、これに式(9)の時間微分を適用することによって、上述の問題を回避した。ここではこの方法を近似推定法と呼ぶことにする。

図-6は、図-5と同じ条件で近似推定法による拘束波の推定値と Sand の表示式に対する計算値を比較したものである。大きく水位が低下している部分などで拡張

L-H 方に比べ精度がやや向上し、平均的な radiation stress の挙動を再現しているものの、波群の波向の推定精度が十分でないために、拡張された L-H 解とほぼ同程度の精度となった。

図-7は、多方向不規則波浪場 ($S_{max}=75$) において Sand の理論による計算値と拡張 L-H 解および近似推定法による計算値のパワースペクトルを比較したものである。拡張 L-H 解と近似推定法は低周波側で Sand の表示式による計算値に比べ、過大評価となっているものの、これを積分したエネルギーとしては大きな違いはみられなかった。

図-8は、基本波の方向集中度と長周期拘束波の推定誤差の関係を示したものである。図中には拡張 L-H 解と近似推定法を同時に示した。これらより、方向集中度が高いほど精度が向上することがわかる。また、二つの方法で推定精度に大きな差はないが、方向集中度が高い場合、近似推定法の誤差が拡張 L-H 解に比べ大きめの傾向を示している。これは、波群の波向を基本波の特性に隠れたわずかな情報を頼りに推定するため精度の向上が難しいこと、近似推定法の基礎とした二成分合成波の性

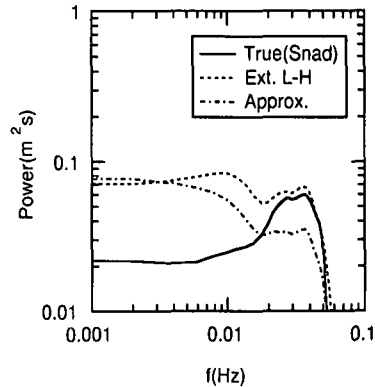


図-7 長周期拘束波のパワースペクトル ($S_{max}=75$)

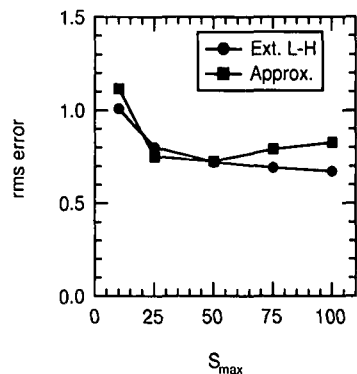


図-8 基本波の方向集中度と長周期拘束波の推定誤差

質だけでは多方向波浪場の特性を十分に説明しきれないことなどが理由と考えられる。

5. おわりに

現地を想定し比較的容易に入手可能な波動時系列データを用い、拘束波の時系列推定法の提案を行った。その結果、単一方向波の場合 Longuet-Higgins and Stewart の拘束波解を局所周波数を用いて補正したものによって非常に精度良く拘束波の算定が可能である。一方、多方向波の場合、原理的には拘束波の厳密な算定は不可能であり、何らかの近似を導入する必要がある。本研究で示した拡張 L-H 解や近似推定法は、精度としては十分とは言いがたいが、拘束波の基本的な特性は説明できるものと考えられる。特に近似推定法の場合、時間・空間的にゆっくりと変動する波群の特性を把握する必要があり、この推定精度が拘束波の推定精度を左右するので、今後

は波群の特性を精度良く見積もる研究を進める必要がある。

参考文献

- 関本恒浩・清水琢三・窪 泰浩・今井澄雄・島津昌央 (1990): 港湾内外のサーフビートの発生・伝播に関する現地調査, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 86-90.
- 水口 優・山口英一 (1997): 平面的な波群についての基礎的研究, 中央大学紀要, 第 40 巻, pp. 47-55.
- Battjes, J. A. (1972): Radiation stress in short-crested waves, J. Marine Research, Vol. 30, No. 1, pp. 56-64.
- List, J. H. (1991): Wave groupiness variations in the nearshore, Coastal Engineering, Vol. 15, pp. 475-496.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'Surf beats', J. of Fluid Mechanics, Vol. 13, No. 4, pp. 481-504.
- Sand, S. E. (1982): Long waves in directional seas, Coastal Engineering, Vol. 6, pp. 195-208.