

1. 緒言 従来の波高の連やGF等に基づく波群の評価法は、流体力学の基礎方程式の上で波群を捉えていないため、波群に起因する力学特性の評価や浮体の動揺解析などを行う場合に限界が生じる。本研究では、現地波浪に見られる波群を包絡ソリトンとして捉え、その支配パラメータを確率変数とする扱いにより波群の統計的特性を調べ、これを基にした包絡波形のシミュレーション法を提案する。さらに、この手法を浮体の長周期動揺解析に適用し包絡ソリトンの統計量と長周期動揺の関係を明らかにする。

2. 包絡ソリトンモードに基づく波群の統計的特性 対象とする不規則波の包絡波形 $R(t)$ は、 M 個の包絡ソリトンの連なりとして次式のように表示される。

$$R(t) = \sum_{n=1}^M R_n, \quad R_n = a_n \operatorname{sech}[\gamma_n(t - \delta_n)], \quad \gamma_n = 2\pi f_n K_n a_n / \sqrt{B_n / (2\alpha_n)},$$

$$\alpha = (1/2)[c_0/c - (gh/c^2) \operatorname{sech}^2 Kh(1 - K \tanh Kh)], \quad c = [(g/K) \tanh Kh]^{1/2}, \quad c_0 = (c/2)[1 + 2Kh/\sinh 2Kh] \quad (1)$$

$$B = (\cosh 4Kh + 8 - \tanh^2 Kh) / (16 \sinh^4 Kh) - (2c \cosh^2 Kh + c_0)^2 / [2 \sinh^2 2Kh (gh - c_0^2)]$$

ここに、 h : 平均水深、 c : 波速、 c_0 : 群速度、 K : 周波数 f に対応した波数、 g : 重力加速度および t : 時間である。

これより、各包絡ソリトンの波形は振幅 a_n 、波の周波数 f_n および時間座標 δ_n によってそれぞれ決まり、包絡波形の不規則性はこれらのパラメータの不規則性に依っていることがわかる。従って、これらを確率変数とする扱いにより波群の統計的特性を評価することにする。但し、時間座標 δ_n は包絡ソリトン間隔 $t_n = \delta_{n+1} - \delta_n$ に、周波数 f は搬送波のピーク周波数との比 $r_n = f_n / f_0$ に変換して扱う。

まず、これらの統計量の特徴を琵琶湖の観測

データを用いて調べる。図1は観測波形とその包絡ソリトンモード波形である。図2, 3および4は、

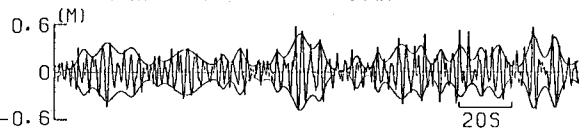


図1 観測波形と包絡ソリトンモード波形

次式によって基準化された包絡ソリトンの統計量 a^* , t^* および r^* のヒストグラムである。

$$a^* = (a - \mu_a) / \sigma_a, \quad t^* = (t - \mu_t) / \sigma_t, \quad (2)$$

$$r^* = (r - \mu_r) / \sigma_r$$

ここで、 μ および σ^2 は母平均と母分散である。

また、図中の実線はそれぞれ次式の正規分布およびGumbel分布の確率密度関数であり、これ

らの分布形で良く近似できることがわかる。

$$p(a^*) = \exp(-a^{*2}/2) / \sqrt{2\pi} \quad (3)$$

$$p(t^*) = W \exp(-Z) \exp[-\exp(-Z)], \quad (4)$$

$$Z = W(t^* - \eta), \quad \mu_{t^*} = \eta + \gamma/W, \quad \sigma_{t^*} = \pi^2 / (6W^2)$$

図5は、 a^* および r^* の関係を示したものであり

図中の実線は次式の回帰曲線による。

$$r^* = -1.5 + 1.2 \exp(-0.6a^*) \quad (5)$$

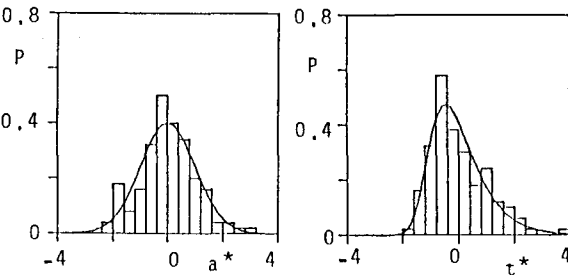


図2 振幅分布

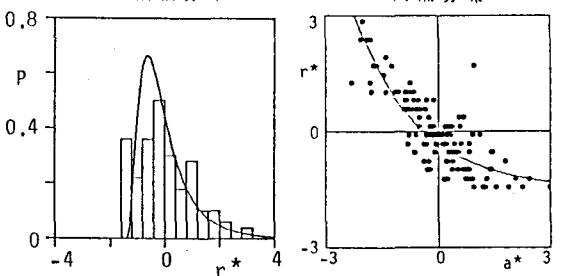


図3 間隔分布

図4 周波数分布

図5 a^* と r^* の関係

式(5)の關係を用いれば、 r は a によって一義的に決定され、その分布形も式(3)および(5)より次式のように導かれる。

$$f(r) = \exp[-\{\log(1.2/((r+1.5).6))\}^2/2]/(\sqrt{2\pi}(0.6r-0.9)) \quad (6)$$

これを図4に実線で示すが、分布形はほぼ対応しており式(5)

による r の推定が有効であることがわかる。

以上の結果を基に、包絡ソリトンモードによる包絡波形の

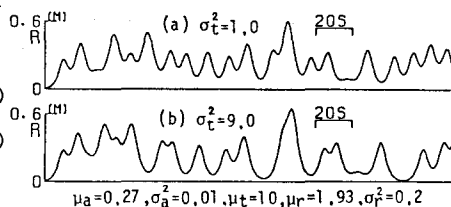


図6 シミュレーション包絡波形

シミュレーション手順を示す。i) 平均水深 h および搬送波のピーク周波数 f_0 を与える。ii) 包絡ソリトンの振幅 a 、間隔 t および周波数 f のそれぞれの平均値および分散値を与える。iii) 基準化された振幅 a^* および間隔 t^* を一様乱数の発生により、式(3)および(4)で与える分布形に従うように発生させる。iv) iii)で決定された a^* を式(5)に代入して r^* を求める。v) 式(2)によって各統計量を有次元値に変換する。vi) 式(1)により包絡ソリトン合成を行い、所定の波群特性を持つ包絡波形を得る。

包絡ソリトン間隔の分散 σ_t^2 のみを変化させてシミュレーションした結果の一例を図6に示す。

3. 浮体の長周期動揺解析

線形保留された2次元箱

型浮体に長周期動揺の原因となる変動漂流力のみを作用させた時の動揺特性を、包絡ソリトンの統計量を用いて議論する。浮体の運動方程式および包絡ソリトンモードによる変動漂流力 $F_s(t)$ は次式で与えられる。

$$(M+m)\ddot{y} + B\dot{y} + Cy = F_s(t) \quad (7)$$

$$F_s(t) = (\rho g/2) C_r a R^2(t) \quad (8)$$

ここに、 M :浮体質量、 m :付加質量、 B :造波減衰係数、 C :復原力係数および $C_r a$:波漂流力係数である。

図7および8は、図6の包絡波形を用いてオイラー法により計算した動揺とその振幅分布である。浮体寸法は幅5m、吃水0.5m、固有周期10秒とし、各係数は伊藤の近似理論で求めた。従来、長周期動揺

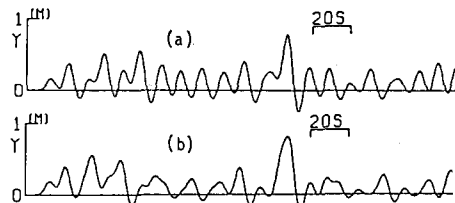


図7 浮体の動揺時刻歴

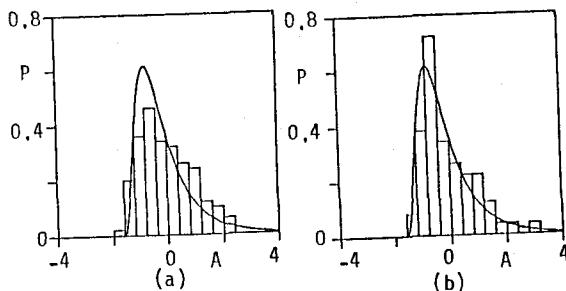


図8 浮体の動揺振幅分布

は変動漂流力との共振によって起こると理解されて来たが、包絡ソリトンの粒子性を考え、その漂流力もパルスの的に作用するとすれば、包絡ソリトン振幅と動揺振幅の最大値 H の關係がインパルス応答関数 $g(\xi)$ を用いて次式のように表される。

$$H = \text{MAX} \left[\int_0^\infty g(\xi) F(t-\xi) d\xi \right], F(t) = (\rho g/2) a^2 \text{sech}^2[\gamma(t-\delta)] \quad (9)$$

図9は H^* と a^* の關係を示したもので図中の実線は次式の回帰曲線である

$$H^* = -1.7 + 1.3 \exp(0.6 a^*) \quad (10)$$

上式の關係を用いれば浮体の動揺振幅分布は次式のように導かれる。

$$f(H^*) = \exp[\{\log((H^*+1.7)/1.3)/0.6\}^2/2]/(\sqrt{2\pi}(0.6H^*-1)) \quad (11)$$

これを図8に実線で示すが、両者はほぼ対応しており、包絡ソリトンの振幅分布より浮体の長周期動揺が推測出来ることがわかる。

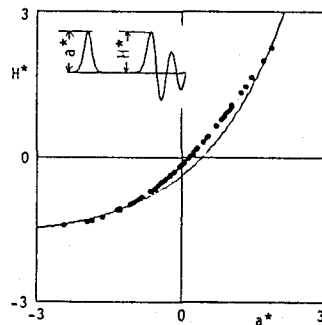


図9 H^* と a^* の關係

4. 結語 包絡ソリトンの統計量を用いて波群の統計特性および長周期動揺との關係を明確に出来た。