

岐阜大学工学部 正員 安田孝志
 京都大学防災研究所 正員 土屋義人
 京都大学大学院 学生員 藤田成郎

1. 緒言 高波浪が来襲する外洋に面した沿岸海域の利用が盛んになるに伴って、こうした高波浪の波浪水槽内での再現が重要な課題となって来ている。しかしながら、規則波の造波問題については数多くの研究が為されて来ているが、非線形性の卓越した浅海域の不規則波の造波に関しては、こうした波を表示する力学理論自体が確立されていないため、造波理論の展開は何ら試みられていない。わずかに、サーボ方式によって所定の不規則波浪を水槽内に再現するスペクトル法が提案されているが、成分波間の相互干渉を評価出来ないため、非線形性の卓越した波浪の再現は不可能となっている。

ここでは、著者が提案したソリトンスペクトル理論を用いて非線形不規則波浪の造波問題を流体力学的に取り扱い、これより計算される所定の海岸波浪を造波するための信号を造波装置に入力することによって、所定の波が水槽内に再現されることを示す。

2. ソリトンスペクトル理論による海岸波浪の内部特性表示 著者はすでに、海岸波浪の波形の表示に関しては、ソリトンスペクトル理論がほぼ満足すべき精度を保持ことを明らかにしてきた。ここでは、水平水粒子速度に関する現地観測データとの比較を行い、この理論の内部特性の表示精度が満足すべきものであり、この理論に基づく造波理論の展開が可能であることを示す。ソリトンスペクトル理論によれば、波形 η および鉛直位置 $z^*=z/R$ での水平水粒子速度 u は、それぞれ次式で与えられる。

$$\eta/R = \sum_{i=1}^N A_i \operatorname{sech}^2 \theta_i - \eta_0, \quad \theta_i = (\sqrt{3}A_i/2)(x^* - C_i t^* + \delta_i), \quad \eta_0 = (2/T^*) \sum_{i=1}^N \sqrt{3}A_i \tanh \theta_i \Big|_{t^*=0} / C_i, \quad C_i = 1 + A_i/2 - 3\eta_0/2 \quad (1)$$

$$u/\sqrt{gR} = \eta/R + \sum_{i=1}^N A_i \operatorname{sech}^2 \theta_i \left\{ \eta_0/2 + A_i(2 - 3z^{*2})/2 - (9A_i/4)(1 - z^{*2}) \operatorname{sech}^2 \theta_i \right\} + \left(\sum_{i=1}^N A_i \operatorname{sech}^2 \theta_i \right)^2 / 2 - \eta_0^2 + \eta_0 \sum_{i=1}^N A_i / (2N) \quad (2)$$

ここに、 $x^*=x/R$ 、 $t^*=t\sqrt{g/R}$ 、 A_i ；ソリトンの固有値、 δ_i ；各ソリトンの位相、 T^* ；海岸波浪の無次元観測時間、 C_i ；各ソリトンの無次元波速および N ；観測波中のソリトンの個数である。

図-1 および2は、それぞれ振川清司東京大学教授らによる碎波帯外での現地波浪の波形および水平水粒子速度の観測結果と理論結果との比較を示したものである。水平水粒子速度は、水深2.28 mの地点において電磁流速計を海底から0.62 mの高さに固定して測定されたものであり、図中の実線は観測値および破線はソリトンスペクトル理論による計算値を示す。これから、実測波形が電んだ部分においてソリトン合成波形との若干の相違はあるが、ソリトンスペクトル理論の波形の表示精度はほぼ満足できるものと言えよう。また、水平水粒子速度の時間変化についても波形の場合と同様の観測結果と理論結果との対応が認められ、ソリトンスペクトル理論によって内部特性を含めた海岸波浪の統一的な表示が可能となっていることがわかる。このことは、ソリトンを素所起としたソリトンスペクトル理論が海岸波浪の動力学的構造を正確に反映していることを示しているものと考えられる。したがって、海岸波浪の造波問題は、ソリトンスペクトル理論によって記述される波動場を与える境界値問題として解かれることになる。

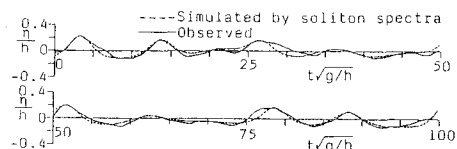


図-1 波形に関する観測結果と理論結果との比較

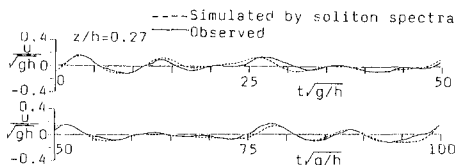


図-2 水平水粒子速度に関する観測結果と理論結果との比較

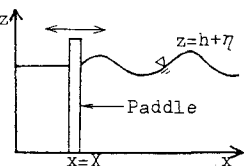
3. ソリトンスパクトル理論による非線形不規則波の造波 非回散系流体場での非線形

形不規則波の造波問題を流体力学的に取り扱うことにし、座標および造波板を図-3のように示せば、このときの基礎方程式および境界条件は次式で与えられる。

$$\nabla^2 \phi = 0, \quad z_t + z_x \phi_x - \phi_z = 0 \Big|_{z=R+z}, \quad \phi_t + (\phi_x^2 + \phi_z^2)/2 + g z = 0 \Big|_{z=R+z}$$

$$\phi_z = 0 \Big|_{z=0}, \quad dX/dt = \phi_x \Big|_{x=X}$$

(3) 図-3 座標および記号



ここで、分散性および非線形性が平衡状態にある、いわゆるソリトン構造を持つ波を考えよことにすれば、式(1)はその最低次において次式のように書き換えられる。

$$\eta_t + \frac{3}{2} \eta \eta_x + \frac{1}{6} \eta_{xxx} = 0 \quad (4)$$

$$dX^*/dt^* = \eta \Big|_{x^*=X^*} \quad (5)$$

ここに、

$$\varepsilon \eta = z'/R, \quad z = \varepsilon^{1/2} (x^* - t^*), \quad t = \varepsilon^{3/2} t^*, \quad x^* = x/R, \quad X^* = X/R, \quad t^* = t\sqrt{g/R}, \quad \varepsilon = (R/L)^2 \quad (6)$$

である。式(1)は、うねり性の海岸波浪の造波を考える場合、式(4)を満足する。したがって、海岸波浪の造波問題は、所定の海岸波浪の波形を式(1)によって与え、これを式(5)の右辺に代入することによって、このときの造波板の運動 $X(t)$ も求めることによって解かれることになる。所定の η に対して式(5)を解く問題は、次式の積分方程式を解くことと同値であり、逐次近似法の導入を要求する。

$$X^*(t^*) - X^*(0) = \int_0^{t^*} \eta \{X^*(t^*), t^*\} dt^* \quad (7)$$

しかしながら、この問題に通常の逐次近似法やReichlenらの手法を導入することは困難であるため、ここでは、 $\Delta X^* \ll 1$ の領域において式(5)を次式のように展開する。

$$dX^*/dt^* = \eta(0, t^*) + \Delta X^* \partial \eta / \partial x^* \Big|_{x^*=0} + O(X^{*2}) \quad (8)$$

ここに、

$$\Delta X^* = X^*(t^*) - X^*(t_n^*), \quad t_n^* \leq t^* < t_{n+1}^* \quad (9)$$

であり、式(8)が $O(\Delta X^*)$ において十分な精度を持つように t^* のステップを細かくし、 $t^* = t_{n+1}^*$ になれず、 t_{n+1}^* を t_n^* と置き換え、同様な計算を行う。これより、 $t^* = 0$ において $X^* = 0$ の初期条件を満足するように $X^*(t^*)$ を求めると、次式のようになる。

$$X^*(t^*) = X^*(t_n) + \exp\left(-\sum_{i=1}^N \eta_i / c_i\right) \int_{t_n}^{t^*} \sum_{i=1}^N \eta_i \exp\left(\sum_{i=1}^N \eta_i / c_i\right) dt^* \quad (10)$$

ここに、 η_i は次式で与えられる。

$$\eta_i = A_i \operatorname{sech}^2 \left\{ \left(\sqrt{3A_i/2} \right) [X^* - C_i t^* + \delta_i] \right\} - \eta_0 / N \quad (11)$$

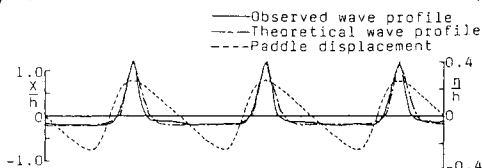


図-4 造波板の変位、実測波形および理論波形の比較

4. 造波結果 図-4は上述の理論によってクノイド波に近

似した場合の造波板の運動 $X^*(t^*)$ 、これによる波形 z/R および

比較のためのクノイド波の波形を示す。これより、所定のクノ

イド波が水槽内にほぼ正確に再現されていることから、不規則

クノイド波とも考えられる海岸波浪の造波も容易に行われるものと判断される。

5. 結語

以上、極浅海域の非線形不規則波はソリトンと素励起とする動力学構想を持つとの観点から、従来の線形スペクトル法では原理的に不可能であったこの種の波の造波を、ソリトンスパクトル理論の適用によって流体力学的に取り扱うことができることを示すと同時に、その結果を用いて造波理論を展開し、クノイド波の場合についてこの理論の適用性を水理実験結果との比較によって明らかにした。最後に、貴重な観測記録を快く貸与頂いた東京大学堀川有司教授に感謝するとともに、本研究の遂行に熱心に協力された岸本和重氏(東洋建設 K.K.勤務)に感謝の意を表します。