

非線形不規則波動場を対象とした数値波動水槽の開発*

大山 巧**・灘岡和夫***

任意の非線形波を対象にした開境界処理法として、スponジ層と Sommerfeld 境界から構成される数値消波フィルターと、これを応用した無反射造波法を開発し、境界要素法に基づく非線形波動解析に組み込むことにより、非線形不規則波を取り扱える数値波動水槽を確立した。数値実験により、本消波フィルターが広い周期帯域の非線形波に対して有効であり、また造波ソースからの再反射の影響がないことを検証した。

Keywords: open boundary condition, nonlinear wave, irregular wave, boundary element method

1. はじめに

海洋・海岸構造物を設計する際に与えられる波浪条件は、一般に微小振幅波理論の適用範囲を越えている場合が多い。この意味から、波の非線形性を考慮して構造物による波の変形や作用する波力などを求めるための数値解析法が数多く提案されてきた。その中で特に、グリーンの公式に基づく境界積分方程式を時間領域で解く境界要素法は、自由表面での非線形境界条件が近似されることなく取り込まれているため、非線形性の強い波動場にも適用できる一般性の高い手法として注目されている。現在この手法は、碎波時の波の巻込み³⁾、波の斜面へのはい上がり^{4),5)}などの二次元問題や、浮体の動搖⁶⁾、構造物による波の回折⁷⁾に関する三次元問題への適用が検討されている。しかしながら、有効な開境界処理法が存在しないことから、実際の解析では孤立波のような開境界処理を必要としない波動を対象にするか、あるいは波の反射側と透過側で空間的な周期性を仮定することが多かった。このことからわかるように、上記の方法が任意の非線形性を有する波動場に適用できるものであるにもかかわらず、不規則波が連続して入射するような、より一般的な波動場への応用は今のところ不可能である。すなわち開境界処理の問題は、境界要素法に基づく波動解析法をいわゆる「数値波動水槽」として確立せらるうまで、一つの重大なネックになっているのである。

一方、差分法による波動場の解析に関しては、これまで数多くの開境界処理法が提案されている。そのうち、

最もよく知られた方法の一つとして、Sommerfeld 型の放射条件を課す、いわゆる吸収法があり^{8),9)}、最近ではこれを境界要素法による解析に適用した研究もある¹⁰⁾。しかしこの放射条件は、対象とする波動が単一の位相速度をもつことを前提としたものであり、非保存波や不規則波に対しては吸収効率が大きく低下してしまうため、適用範囲が限られていた。

そこで本研究では、境界要素法に基づく非線形波動場の解析のアルゴリズムに組み込むことができ、かつ不規則な波動場にも適用可能な開境界処理法として、新たに数値消波フィルターを開発することを試みた。また、この解析手法をより一般性のある数値波動水槽として確立するためには、造波境界側での開境界処理、すなわち解析領域からの反射散乱波を透過させると同時に造波する機能をもつ数値的な無反射造波が必要となる。そこでここでは、最近 Brorsen ら¹⁰⁾により提案された、領域内に配置したソースからのわき出しにより波を発生させる方法を準用し、それと上記の数値消波フィルターを組み合わせることによって、無反射造波システムを構成することにした。

本論文では、まず数値消波フィルターの基本的な考え方を示し、線形ポテンシャル理論に基づく周波数領域での解析結果から本消波フィルターの反射率の基本特性について述べる。次に、境界要素法による非線形波動場の時間領域の解析に、本消波フィルターと造波ソースを組み込むことにより、非線形不規則波動場が取り扱える数値波動水槽のモデルを提案する。さらに、非線形波動場における数値消波フィルターの消波性能および無反射造波の性能について、本モデルを用いた基礎的な検証数値実験を行う。

* 本論文の内容の一部は既発表^{1),2)} のものであるが、本編は新たに無反射造波方法を開発するとともに、これらを組み込んだ数値波動水槽について系統的な検討を行ったものである。

** 清水建設(株)技術研究所 環境技術研究部
(〒135 江東区越中島3-4-17)

*** 工博 東京工業大学助教授 工学部土木工学科

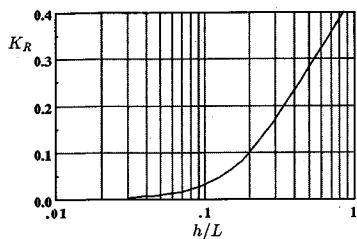
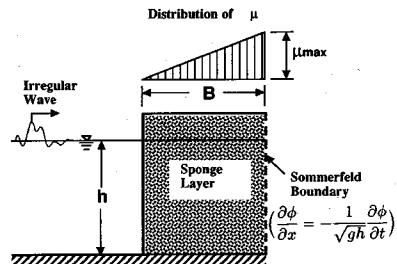
図-1 Sommerfeld 型境界からの波の反射 ($C_0 = \sqrt{gh}$)

図-2 数値消波フィルターの概念

2. 開境界処理のための数値消波フィルターの考え方

(1) Sommerfeld 型の吸収境界の適用性

開境界条件として、Sommerfeld の放射条件 $\partial\phi/\partial t + C_0\partial\phi/\partial x = 0$ (ϕ : 速度ポテンシャルなどの波れ場の変数, C_0 : 境界で設定する波の位相速度) を適用する場合を考える。この境界に角振動数 σ の波が入射するときの境界からの反射率 K_R は、線形理論のものに以下のように与えられる。

$$K_R(\sigma) = \frac{|C_0 - C(\sigma)|}{C_0 + C(\sigma)} \quad \dots \dots \dots (1)$$

ただし、 $C(\sigma)$ は角振動数 σ の波に対応した波速である。図-1 は、 C_0 として仮に線形長波の波速 \sqrt{gh} (g : 重力加速度, h : 水深) を与えたときの Sommerfeld 型の境界からの反射率 K_R の周期特性を示したもので、横軸には相対水深 h/L (L : 波長) をとっている。この図からわかるように、長波との波速のずれが大きい短周期の波ほど反射率が高く、吸収効率が悪くなる。このことから、単一の位相速度を用いた Sommerfeld 型の吸収境界は、波速の異なる成分波を同時に含む波動場に対しては、直接受用できないことがわかる。

Orlanski¹¹⁾は、一般の双曲型の系を対象にした開境界処理法として、Sommerfeld の放射条件における位相速度 C_0 を時間の関数と置き、これを境界近傍の節点値から数値的に求める方法を提案している。ただし、Orlanski 型のスキームを直接水面波の問題に適用すると、単一の波速をもつ正弦波を入射させた場合でも、波の峰や谷に相当するときに C_0 の値が適切に計算できないことが知られている。この意味から、 C_0 の値を求めるためのスキームが、Chan ら⁸⁾, Yen ら⁹⁾, Kantha ら¹²⁾により提案されている。しかし、Sommerfeld の放射条件そのものが複数の波速成分を含む波を表現できないことから、この放射条件を用いたいざれの方法も、一般的な不規則波に適用できないことは明らかである。

(2) 数値消波フィルターの基本原理

本研究で開発した数値消波フィルターの概念図を図-2 に示す。この消波フィルターは、非線形かつ不規則な

入射波を対象にしたものであり、流体運動に減衰を与えて入射波をエネルギー的に吸収するスポンジ層と、その背後の Sommerfeld 型の境界から構成される。スポンジ層は、いわば実験における消波装置に対応したもので、その消波メカニズムは層内の流体抵抗によるエネルギー減衰に基づいていることから、消波性能の周波数依存性は比較的小さく、非線形領域まで含めた不規則波や非保存波を効率よく消波することが期待できる。ただし、入射波に含まれる成分波の波長がスポンジ層の幅に比べて大きくなると、消波効率が低下してしまうことが予想される。そこでこのような長周期波成分については、波速が \sqrt{gh} で近似できることに着目し、スポンジ層の外側境界に設定した Sommerfeld 型境界でスポンジ層外に透過させるようにした。

消波性能の周波数依存性が小さいことは、スポンジ層の大きな利点の一つであるが、他にも重要な長所がある。それは、スポンジ層を用いる場合には、ここで対象にしている境界要素法のモデルへの組込みが比較的容易に行えることである。井島ら¹³⁾は、流速に比例した減衰項を与えることにより、ポテンシャル理論の枠組みの中で透過性物体の存在を考慮し得る手法を示している。したがって、そのようなポテンシャル的な取り扱いをスポンジ層の場合にも適用すれば、層内のエネルギー減衰が通常のポテンシャル場での境界要素法による解析と同様の手法で扱えることになる。ただし、井島らの研究では透過性物質内の減衰係数 μ を一定としているが、これを本フィルターのスポンジ層にそのまま適用すると、 μ の値が不連続になるスポンジ層前面から有意な大きさの反射波が発生することが予想される。そこで、ここでは図-2 に示すように、 μ の値をスポンジ層内で線形に分布させることにした。ただし、本文中に示すように、 μ の値が空間的に変化するときには、スポンジ層内では渦ありの流れの成分が発生するが、そのオーダーはポテンシャル成分と比較して無視できる程度である。

以上が本研究で開発した数値消波フィルターの原理であるが、基本的な考え方としては Israeli ら¹⁴⁾により提案された一次元波動場の放射条件の考え方によく近い。Chapman¹⁵⁾はそれを線形長波方程式を対象にした差分

法による平面二次元波動場の解析に適用し、開境界処理法としての性能を調べている。しかし、本研究のように境界要素法による非線形不規則波動場の解析への適用を念頭においた研究は、現在までのところ存在しない。

3. 線形理論に基づく数値消波フィルターの基本性能の検討

(1) スポンジ層内の流体運動

スポンジ層内の流体運動については、流速に比例した抵抗を与える。この場合のスポンジ層内の流体に関する運動方程式は、層内の空隙率を100%とすると以下のように表わせる。

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\text{grad} \left[gz + \frac{p}{\rho} + \frac{q^2}{2} \right] + (\vec{v} \times \vec{\omega}) - \mu \vec{v} \quad (2)$$

ただし、 \vec{v} ：流速ベクトル、 $\vec{\omega}$ ：渦度ベクトル ($=\text{rot } \vec{v}$)、 p ：圧力、 ρ ：流体密度、 q ：流速、 μ ：減衰係数である。ここで流速ベクトル場 \vec{v} は、ポテンシャル場(非回転場) $\text{grad } \phi$ (ϕ ：速度ポテンシャル)と渦度流速場(回転場) \vec{v}_e の和として、次のように表わせる。

$$\vec{v} = \text{grad } \phi + \vec{v}_e \quad (3)$$

式(3)を式(2)に代入すると、次式を得る。

$$\begin{aligned} \text{grad} \left[\frac{\partial \phi}{\partial t} + gz + \frac{p}{\rho} + \frac{q^2}{2} + \mu \phi \right] \\ = \phi \text{grad } \mu - \partial \vec{v}_e / \partial t + (\vec{v} \times \vec{\omega}) - \mu \vec{v}_e \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、渦度流速場 \vec{v}_e について詳しく検討してみる。式(2)の rot をとると、二次元(x, z)の場合、以下の渦度方程式が導かれる。

$$\partial \omega_y / \partial t = -\mu \omega_y - \mu_x u + \mu_z w \quad (5)$$

ただし、 u, w ：水平および鉛直流速、 ω_y ： $x-z$ 平面に直交する軸(y 軸)まわりの渦度、 $u_x \equiv \partial u / \partial x$ 、 $\mu_z \equiv \partial \mu / \partial z$ である。この式からわかるように、井島ら¹³⁾が扱った μ がスポンジ層内で一定($\mu_x = \mu_z = 0$)のケースではLagrangeの渦定理が成り立ち、任意の時間において $\omega_y = 0$ とすることができます。そのため、流体運動は速度ポテンシャルのみで表される。これに対して μ が空間的な勾配をもつ場合には、渦ありの流れになる。本研究で用いたスポンジ層では、 $\mu_z = 0$ 、 $\mu_x = \text{const.}$ であるから、層内の鉛直流速 w により渦度が発生することになる。ここで具体的に問題となるのは、ポテンシャル成分 $\text{grad } \phi$ に対する渦度流速成分 \vec{v}_e の大きさであるが、現実的な範囲では \vec{v}_e はオーダー的に無視できる程度に小さいことが、検討の結果確かめられている¹⁶⁾。したがって、以下では $\vec{v}_e = 0$ として議論を進めることにする。

(2) 基礎方程式と境界条件

まず、線形ポテンシャル理論に基づく周波数領域の解析により、数値消波フィルターからの波の反射率の基本性能を調べる。図-3のように座標系を定義し、速度ポ

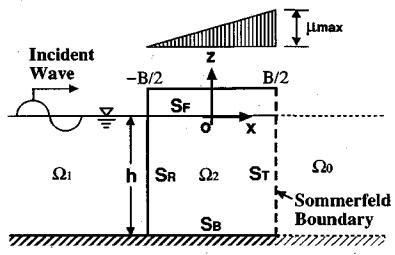


図-3 座標系と記号の定義

テンシャル ϕ を次のように置く。

$$\phi(x, z, t) = (gH_0/2\sigma)\varphi(x, z)e^{i\sigma t} \quad (6)$$

ただし、 H_0 ：入射波の波高、 σ ：入射波の角振動数、 g ：重力加速度である。図-3に示すように、流体領域をスポンジ層前面の領域 Ω_1 、スポンジ層内 Ω_2 、スポンジ層背後の領域(解析領域外) Ω_0 に分け、それぞれの領域でのポテンシャルを $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_0$ と表す。 φ_1 と φ_2 に関する基礎方程式、底面条件および Ω_1 での自由表面条件は、通常の線形理論と同様で、以下に示すとおりである。

$$\nabla^2 \varphi_i = 0 \quad (\text{in } \Omega_i), (i=1, 2) \quad (7)$$

$$\partial \varphi_i / \partial z = 0 \quad (\text{on } S_B), (i=1, 2) \quad (8)$$

$$\partial \varphi_1 / \partial z - (\sigma^2/g)\varphi_1 = 0 \quad (\text{on } S_F) \quad (9)$$

一方、スポンジ層内の圧力方程式は、 $\vec{v}_e = 0$ として式(4)を積分することにより、以下のように表わせる。

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}(\nabla \phi_2)^2 + gz + \mu \phi_2 - \int_{s_0}^s \frac{\partial \mu}{\partial s} \phi_2 ds = 0$$

$$(\text{in } \Omega_2) \quad (10)$$

左辺の最後の積分は、基準点(s_0)からの線積分を表しており、この項が μ の領域内での変化に対応している。ここで $\mu_z = 0$ とし、さらに便宜上基準点をスポンジ層前面の水面上に取り、線積分を水表面に沿って行うことになると、次の力学的境界条件式が得られる。

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial t} + \frac{1}{2}(\nabla \phi_2)^2 + g\eta + \mu \phi_2 - \int_{-\frac{B}{2}}^x \mu_x \phi_2 \Big|_{\text{on } S_F} dx = 0$$

$$(\text{on } S_F) \quad (11)$$

ただし、 η は水面変動量である。式(11)の第2項を非線形項として無視し、さらに運動学的条件、

$$\partial \phi_2 / \partial z = \partial \eta / \partial t \quad (\text{on } S_F) \quad (12)$$

を用いて η を消去すると、 Ω_2 における線形自由表面条件として最終的に次式を得る。

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \left(1 - \frac{i\mu}{\sigma} \right) \varphi_2 + \frac{i\sigma}{g} \int_{-\frac{B}{2}}^x \mu_x \varphi_2 \Big|_{z=0} dx \quad (\text{on } S_F) \quad (13)$$

一方、スポンジ層前面の境界 S_R と背後の境界 S_T では、流速および圧力の連続性から次の境界条件を満たす必要がある。

$$\partial \varphi_1 / \partial x = \partial \varphi_2 / \partial x \quad (\text{on } S_R) \quad (14)$$

$$\varphi_0 = \left(1 - \frac{i\mu}{\sigma}\right)\varphi_2 + \frac{i}{\sigma} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \mu_x \varphi_2 \Big|_{z=0} dx \quad (\text{on } S_T) \dots \dots (17)$$

ここで、 ϕ_0 について位相速度を \sqrt{gh} とした Sommerfeld 型の放射条件、

を S_T で与えるものとすると、式 (16)～(18) から φ_2 に関する S_T での境界条件として、次式が導かれる。

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial x} = -\frac{1}{\sqrt{gh}} \left\{ (\mu + i\sigma) \varphi_2 - \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \mu_x \varphi_2 \Big|_{z=0} dx \right\} \quad (\text{on } S_T)$$

.....(19)

(3) ハイブリッド法の適用

スponジ層前面での流体領域 Ω_1 では、式(7)～(9)と放射条件を満足する φ_1 の一般解が、次のように与えられる。

$$\varphi_1(x, z) = \left\{ e^{-ik_0(x+B/2)} + A_0 e^{ik_0(x+B/2)} \right\} \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{k_n(x+B/2)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \quad (\text{in } \Omega_1)$$

.....(20)

ただし、 k_0, k_n ：波数および固有値 ($k_0 \tanh k_0 h = -k_n \tan k_n h = \sigma^2/g$)、 A_n ($n=0, 1, \dots$)：複素未定係数である。式中右辺の第1項は入射波のポテンシャルを表している。また、消波フィルターからの反射率 K_R は、未定係数を用いて次のように求められる。

ここで、スponジ層内の流体領域にグリーン公式を適用すると、 φ_2 に関する以下の積分方程式を得る。

$$\alpha^*(P)\varphi_2(P) + \int_s \left\{ \varphi_2 \frac{\partial G}{\partial n} - \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} G \right\} ds = 0 \quad \dots \dots \dots (22)$$

$$\left. \begin{aligned} G(P, Q) &= \ln(1/r) + \ln(1/r') \\ r &= \sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2} \\ r' &= \sqrt{(x_Q - x_{Q'})^2 + (z_Q - z_{Q'})^2} \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

ただし、 $P(x_p, z_p)$, $Q(x_q, z_q)$: スポンジ層を取り囲む境界線上の点、 n : 境界面での外向き法線、 $\alpha^*(P)$: 点 P において境界線がなす内角を $\alpha(P)$ とするとき、 $\alpha^*(P) = \alpha(P)(z_p \neq -h)$, $\alpha^*(P) = 2\alpha(P)(z_p = -h)$ である。式(22)に各境界線上での境界条件、すなわち式(8), (13), (14), (15), (19) を代入すると、次式を得る。

$$\begin{aligned} & \alpha^*(P)\varphi_2(P) + \int_{S_F} \varphi_2 \frac{\partial G}{\partial z} ds + \int_{S_T} \varphi_2 \frac{\partial G}{\partial x} ds \\ & - \frac{\sigma^2}{g} \int_{S_F} \left(1 - \frac{i\mu}{\sigma}\right) \varphi_2 G ds - \frac{i\sigma}{g} \int_{S_F} \int_{-\frac{B}{2}}^x \mu_x \varphi_2 \Big|_{z=0} dx G ds \\ & + \frac{1}{\sqrt{ah}} \left\{ \int_{S_T} (\mu + i\sigma) \varphi_2 G ds - \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \mu_x \varphi_2 \Big|_{z=0} dx \int_{S_T} G ds \right\} \end{aligned}$$

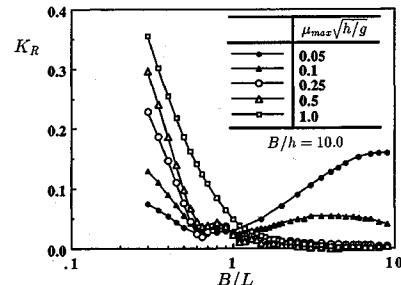


図-4 線形波動場での反射率の周期依存特性 ($B/h=10$)

$$-\int_{S_R} \varphi_1 \frac{\partial G}{\partial x} ds + \int_{S_R} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} G ds = 0 \quad \dots \quad (24)$$

式(24)の最後の2項に式(20)を代入すると、これらは未定係数 A_n ($n=0, 1, \dots$) を用いて表すことができる。線形要素を用いてこの積分方程式を離散化し、点 P を各節点に一致させることにより、 S_F と S_T の節点における φ_2 および係数 A_n を未知数にした複素連立一次方程式を得る。なお式(20)に示されるように、 φ_1 が無限級数で表されることに対応して、 A_n の数も無限になるが、十分な個数をとればこれを有限個で打ち切っても計算精度上は問題がない¹⁷⁾。したがってここでは、Yuen ら¹⁸⁾のハイブリッド法と同様に、 A_n の数を S_R における節点の数と一致させることにした。これにより、連立方程式の数と未知数の数が一致し、これを解くことにより得られた未定係数の値から、式(21)を用いて反射率が計算できる。なお、計算におけるメッシュ幅は、入射波長 L の $1/20$ 以下に設定した。

(4) 反射率の基本特性

図-4は、線形定常波動場での本消波フィルターの反射率 K_R の周期依存特性を示したものである。横軸にはスポンジ層の幅と波長の比 B/L をとり、 μ の最大値 μ_{\max} を変化させている。 μ_{\max} が最も大きい $\mu_{\max}\sqrt{h/g} = 1.0$ の場合の K_R は、 B/L に対して単調に減少するが、 B/L の小さい長周期側では他のケースに比べて大きくなっている。これは、スポンジ層内の流体抵抗に伴う反射が原因である。したがって、 μ_{\max} を小さくして層内の流体抵抗を減少させると、Sommerfeld型境界のエネルギー吸収効果で、長周期側の反射率が小さくなる。一方、 μ_{\max} が相対的に小さい $\mu_{\max}\sqrt{h/g} = 0.05, 0.1$ の場合において短周期側の反射率が高くなるのは、Sommerfeld型境界で設定した位相速度 \sqrt{gh} と実際の波速との不整合による、Sommerfeld型境界からの反射の影響である。ただし、 $\mu_{\max}\sqrt{h/g} = 0.25$ と 0.5 の場合、 $1 \leq B/L \leq 2$ の広い範囲で反射率が低く、この範囲の最大反射率は 2% 程度である。このことから、減衰係数を適切な値に設定すれば、広い周期帯域の入射波に対して実

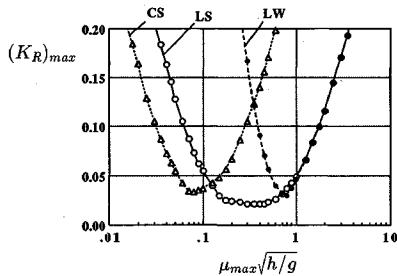


図-5 減衰係数による $1 \leq B/L$ の最大反射率の変化
($B/h=10$)

用上十分な消波ができることがわかる。

図-5は、 μ_{\max} による $1 \leq B/L$ の最大反射率(K_R)_{max}の変化を示したものである。図中、LSが μ をスポンジ層内で線形に分布させ、スポンジ層背後にSommerfeld型境界を用いた本消波フィルターの場合、CSは μ の分布を一定にした場合、LWはSommerfeld型境界を用いずに壁面境界($\partial\varphi_2/\partial x=0$)を用いた場合を表している。図-5から、(K_R)_{max}が最小になる μ_{\max} の値は各ケースで異なるが、本消波フィルターの場合には μ_{\max} の広い範囲で(K_R)_{max}が低く、その最小値は μ の分布を一定とした場合よりも60%程度、Sommerfeld型境界を用いない場合よりも40%程度小さくなるのがわかる。

以上、線形定常波動場における周波数領域での解析結果から、スポンジ層と Sommerfeld 型の吸収境界を組み合わせた本消波フィルターは、広い周期帯で良好な性能を有しており、したがって複数の波速成分を含む入射波に対しても有効となり得ることが示された。

4. 無反射造波機能を有した数値波動水槽の モデル

(1) 無反射造波方法の考え方

数値波動水槽を開発するうえで、解析領域からの反射波を吸収すると同時に造波する機能をもつ、いわゆる無反射造波方法を開発することが重要になる。これまで著者らの一人は、解析領域の一端に造波境界を設け、この境界上に入射波の水平流速を与えることにより波を発生していた¹⁹⁾。この方法は、通常の水理実験における造波板をイメージしたものであるが、解析領域内に存在する物体からの反射波が造波境界に到達する以前に計算を終了させる必要があった。したがって、この方法を比較的長い追跡時間を必要とする不規則波の解析に適用することは、現実的に不可能である。

波の非線形性を考慮して無反射造波を行う際には、反射波成分と発生する波の成分を単純に分離することができない。したがって、再反射が起こらないように造波境界上で流速を与えることは困難になる。これに対して Brorsen ら¹⁰⁾は、境界から波を発生させるのではなく、

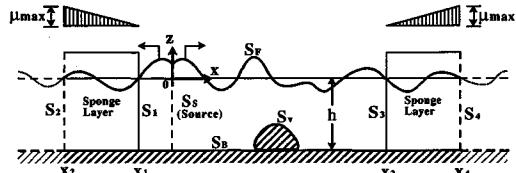


図-6 座標系と記号の定義

解析領域内に鉛直にソースを配置し、発生する波の水平流速に対応した強さのわき出しを与えることにより造波する方法を提案している。この方法では、ソースの両側方向に同じ波が進行することになるが、ソース背後（解析領域からみて外側）に前に述べた消波フィルターを配置すれば、その反対方向に進行する波のみが発生できることになる。また、ソース上では流速を規定しているわけではないので、解析領域からの反射波はソースで再反射することなく、ソース背後の消波フィルターにより吸収されると考えられる。そこで本研究では、非線形不規則波に適用できる無反射造波方法として、造波ソースと数値消波フィルターを組み合わせた方法を開発する。

(2) 基礎方程式と境界条件

本研究では、大山^[19]が提案した境界要素法による二次元非線形波動場の解析に、消波フィルターと造波ソースを組み込むこととする。図-6に示すような二次元水路内の流体運動を速度ポテンシャル理論に基づいて考える。水路の両側には数値消波フィルターを置き、水路内に造波ソースを鉛直に配置する。なお、図中の S_V は、水路内に置かれた任意形状物体の表面を表わしている。

図に示されるように、各スポンジ層の前面 S_1 , S_3 における μ の値を 0 とするとき、これらの面でボテンシャル値は連続的に変化することになる。したがって、スポンジ層を含めた流体領域 Ω (S_F , S_B , S_V , S_2 , S_4 で囲まれた領域) におけるボテンシャルを $\phi(x, z, t)$ と置く。 ϕ に関する基礎方程式は、領域内にわき出しソースが存在することに対応して、以下のポアソン方程式になる¹⁰⁾。

ただし、 q^* は造波ソースにおける流量密度を表しており、造波ソース以外では0である。 Ω を取り囲む境界面における境界条件は、先に述べた線形理論の場合と同じ手順で導くことができ、これらは以下のように表わせる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 + g\eta + \mu\phi - \int_{x_1}^x \mu_x \phi \Big|_{\text{on } S_F} dx = 0$$

(on S_F) (26)

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{1}{\sqrt{gh}} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu \phi + \int_{x_2}^{x_1} \mu_x \phi \Big|_{\text{on } S_F} dx \right) \quad (\text{on } S_2) \quad (29)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{1}{\sqrt{gh}} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu \phi - \int_{x_0}^{x_4} \mu_x \phi \Big|_{\text{on } S_F} dx \right) \quad (\text{on } S_4) \quad (30)$$

ただし、 n_z は外向き単位法線ベクトルの z 成分である。式 (26) において $\mu = \mu_x = 0$ とすれば、通常の力学的境界条件に一致する。したがって、この式はスポンジ層外の流体領域まで含めた自由表面条件を表していることになる。また、スポンジ層背後の境界 S_2, S_4 における境界条件式 (29), (30) は、式 (16)～(19) と同じ手順で導かれる。

(3) 境界積分方程式

式 (25) のポアソン方程式に対応した積分方程式は、グリーンの公式により以下のように表わせる²⁰⁾。

$$\alpha^*(P) \phi(P) + \int_S \left[\phi \frac{\partial G}{\partial n} - \frac{\partial \phi}{\partial n} G \right] ds + \iint_Q q^* G dQ = 0 \quad (31)$$

ただし、 α^*, P の定義は式 (22) と同様であり、グリーン関数 G は式 (23) に示したとおりである。ここで、 q^* は造波ソース以外では 0 であることから、デイラックのデルタ関数を用いて次のように表わせる。

$$q^*(x, z, t) = U^*(z, t) \delta(x - x_s) \quad (32)$$

ただし、 x_s は造波ソースにおける x 座標である。式 (32) やび自由表面での力学的条件以外の境界条件式 (27)～(30) を式 (31) に代入すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \alpha^*(P) \phi(P) + \int_{S_F \cup S_2 \cup S_4 \cup S_V} \phi \frac{\partial G}{\partial n} ds - \int_{S_F} n_z \frac{\partial \eta}{\partial t} G ds \\ & + \frac{1}{\sqrt{gh}} \int_{S_2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu \phi + \int_{x_2}^{x_1} \mu_x \phi \Big|_{\text{on } S_F} dx \right) G ds \\ & + \frac{1}{\sqrt{gh}} \int_{S_4} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu \phi - \int_{x_3}^{x_4} \mu_x \phi \Big|_{\text{on } S_F} dx \right) G ds \\ & + \int_{S_S} U^* G ds = 0 \end{aligned} \quad (33)$$

また、自由表面で与えられる圧力方程式については、重みつき残差法を適用する。式 (26) の第 2 項に式 (27) を代入し、両辺に重み関数 ω をかけて S_F 上で積分すると、以下の積分方程式を得る。

$$\begin{aligned} & \int_{S_F} \omega \left[\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left\{ (n_z)^2 \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial s} \right)^2 \right\} \right. \\ & \left. + g \eta + \mu \phi - \int_{x_1}^x \mu_x \phi \Big|_{\text{on } S_F} dx \right] ds = 0 \end{aligned} \quad (34)$$

ただし、 s は自由表面における接線方向を表わす。

(4) 積分方程式の離散化と逐次計算法

式 (33), (34) を線形要素を用いて空間的に離散化する。図-7 に示すように、各境界面上に合計 N 個の節点を配置するものとし、 j 番目と $j+1$ 番目の節点で構成される要素の番号を J とする。式 (33) の積分を離散化し、点 P を各節点に一致させることにより次式を得る。

$$\alpha_i^* \phi_i + \left(\sum_{j=1}^{N_2^*-1} + \sum_{j=N_2^*+1}^{N_v^*-1} + \sum_{j=N_v^*+1}^N \right) A_I^T \phi_I$$

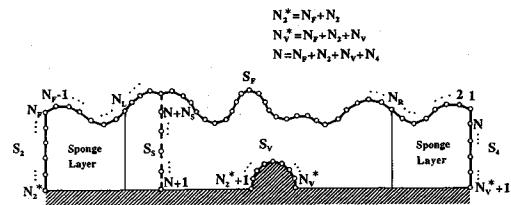


図-7 境界面の分割と節点番号の定義

$$+ \frac{1}{\sqrt{gh}} \left(\sum_{j=N_F}^{N_2^*-1} + \sum_{j=N_v^*+1}^N \right) B_{IJ}^T ((\phi_i)_J + \mu_{\max} \phi_J) + \frac{1}{2\sqrt{gh}}$$

$$\begin{aligned} & \left[\left(\sum_{K=N_F}^{N_2^*-1} \mathbf{B}_{IK}^T \mathbf{I} \right) \sum_{j=N_L}^{N_F-1} - \left(\sum_{K=N_v^*+1}^N \mathbf{B}_{IK}^T \mathbf{I} \right) \sum_{j=1}^{N_K-1} \right] D_J \mathbf{I}^T \phi_J \\ & - \sum_{j=1}^{N_F-1} (n_z)_j \mathbf{B}_{IJ}^T (\eta_i)_J + \sum_{j=N+1}^{N+N_S} \mathbf{B}_{IJ}^T \mathbf{U}^* = 0 \\ & (i=1, \dots, N) \end{aligned} \quad (35)$$

$$\left. \begin{aligned} A_{IJ} &= \int_0^{l_j} N_j \frac{\partial G}{\partial n} ds, \quad \mathbf{B}_{IJ} = \int_0^{l_j} N_j G ds, \\ N_j^T &= (1-s/l_j, s/l_j), \quad \mathbf{I}^T = (1, 1), \\ D_j &= (\mu_x)_j (x_j - x_{j+1}) \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

ただし、 l_j は要素長、 $\phi_j, (\phi_i)_j$ などは、 $\phi_j^T = (\phi_j, \phi_{j+1}), (\phi_i)_j^T = ((\partial \phi / \partial t)_j, (\partial \phi / \partial t)_{j+1})$ である¹⁹⁾。また、式 (34) を離散化すると次のようになる。

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N_F-1} \omega_j^f \left[\int_0^{l_j} N_j N_j^T ds (\phi_i)_J \right. \\ & + \frac{1}{2} \left\{ (n_z)_j^2 \int_0^{l_j} N_j N_j^T (\eta_i)_J N_j^T ds (\eta_i)_J \right. \\ & \left. + \frac{1}{l_j^2} \int_0^{l_j} N_j ds E^T \phi_J E^T \phi_J \right\} + g \int_0^{l_j} N_j N_j^T ds \eta_J \\ & \left. + \int_0^{l_j} N_j N_j^T \mu_j N_j^T ds \phi_J + H_j \right] = 0 \end{aligned} \quad (37)$$

$$H_j = \begin{cases} \frac{l_j}{4} \left\{ \begin{array}{cc} D_J & \begin{pmatrix} 3 & 5 \\ 1 & 3 \end{array} \\ 6 & 3 \end{array} \right\} \phi_J + \sum_{K=j+1}^{N_R-1} D_K \mathbf{I}^T \phi_K \mathbf{I} & (1 \leq J \leq N_R-1) \\ 0 & (N_R \leq J \leq N_L-1) \\ -\frac{l_j}{4} \left\{ \begin{array}{cc} D_J & \begin{pmatrix} 3 & 1 \\ 5 & 3 \end{array} \\ 6 & 3 \end{array} \right\} \phi_J + \sum_{K=N_L}^{J-1} D_K \mathbf{I}^T \phi_K \mathbf{I} & (N_L \leq J \leq N_F-1) \end{cases} \quad (38)$$

$$\mathbf{E}^T = (-1, 1) \quad (39)$$

式 (37) 中の積分を行い、重み関数の節点値 ω_j ($j=1, \dots, N_F$) についてまとめると、次のように表わせる。

$$\sum_{j=1}^{N_F} \gamma_j \omega_j = 0 \quad (40)$$

なお、 γ_j には $\phi_j, \eta_j, (\partial \phi / \partial t)_j, (\partial \eta / \partial t)_j$ が未知数として含まれている。上式が任意の重み関数について成り立つためには、次式を満足する必要がある。

ここで、式(35)左辺の最後の項に含まれる U^* 、すなわち造波ソースでの流量密度の与え方について述べておく。 U^* と発生させる波の流速との関係は、Brorsen ら¹⁰⁾により示されたとおりであり、次のように表わせる。

ただし、 U , η_0 は発生させる波の水平流速および水面変動量である。右辺の係数の「2」は、波がソースの両側方向に進行することに対応している。ここで、反射波が造波ソースに返らない状態では、式(42)の両辺の積分範囲は一致するため、 $U^*=2U$ とすればよい。しかし、反射波が造波ソースに返っている状態では、ソース上の水面変動量は η_0 とは異なるため、 $U^*=2U$ とはできない。そこで本研究では、造波ソース上の U^* の積分値が反射波が返らない状態と等しく、かつその分布形状が相似になるように、 U^* を与えることにした。これにより、造波ソースにおける節点上の U^* は以下のように示される。

$$U_j^* = 2U_j(\eta_0 + h)/(\eta_s + h) \quad \dots \dots \dots \quad (43)$$

ただし、 η_s は造波ソース上の実際の水面変動量である。

水路内の流体運動の時間発展は、式(35)と(41)を各時間ステップで解くことにより求められる。その方法は参考文献19)に示してあるので、ここでは省略する。

5. 非線形波動場での造波性能と数値消波フィルターの消波性能に関する数値実験

(1) 非線形規則波に対する消波性能

まず、両端に消波フィルター、中央に造波ソースを設けた一定水深水路中で非線形規則波(クノイド波、ストークス波)を発生させ、これらの伝播波形を理論解と比較することにより、造波方法の妥当性と本消波フィルターの非線形波動場に対する性能を調べた。水路の長さは、消波フィルターを含めていずれも $4L_1$ (L_1 :線形理論から得られる波長) とし、両側の消波フィルターの幅はそれぞれ L_1 とした。表-1に発生する波の条件を示す。表中、 T と H_0 は波の周期と波高、 Δx は自由表面での節点間の水平方向長さである。なお、 μ_{\max} としては図-5に示した結果で $(K_R)_{\max}$ がほぼ最小になる値を設定した。解析の初期条件は静水状態 ($\phi = \eta = 0$) を設定し、造波ソースでは $T\sqrt{g/h} = 7$ の場合ストークス波の第5次近似解²¹⁾、 $T\sqrt{g/h} = 15$ の場合クノイド波の第3次近似解²²⁾に対応したわき出しを用いた。ただしストークス波の波速については、第2定義を用いた。

図-8 (a)～(c) は、波の発生から 50 周期後の時間における水路内の水面形状を示したものであり、図中の実線は各波動理論の近似解を表わしている。なお、 $T\sqrt{g/h} = 15$ 、 $H_0/h = 0.2$ の場合について、参考のため、スロ

表—1 計算条件

	$T/\sqrt{g/h}$	H_0/h	通用理論	$\Delta z/h$	$\Delta t/\sqrt{g/h}$	$\mu_{max}\sqrt{h/g}$
CASE1	7	0.2	ストークス波	0.253	0.219	
CASE2	15	0.2	クノイド波	0.811	0.625	
CASE3		0.4		0.608	0.417	0.25

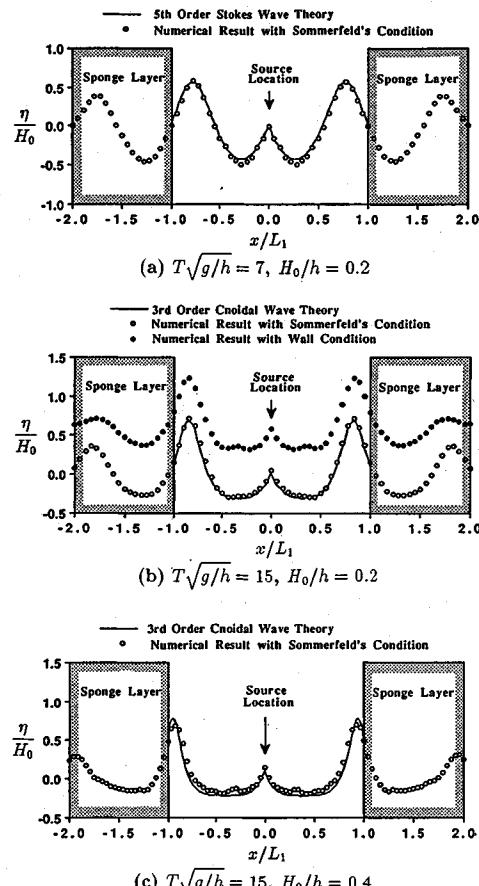


図-8 非線形規則波の空間波形 ($t/T=50$)

ンジ層背後で Sommerfeld 境界のかわりに壁面境界を用いた結果 ($\mu_{\max}\sqrt{h/g} = 0.8$) についても示してある。これらの図からわかるように、本解析結果と各近似解との一致はいずれの場合も良好であり、消波フィルターからの反射の影響はきわめて小さい。また、波の追跡時間がかなり長いにもかかわらず、安定した解析結果が得られている。これらの結果から、本消波フィルターの消波効率は非線形波動場においても良好であることがわかる。

ここでクノイド波の場合には、波の進行に伴って質量輸送が起こる。このため、図-8(b)に示すように、スponジ層背後で壁面境界を用いた場合には、水路内の平均水位が時間とともに上昇する。これに対して、本消波フィルターでは平均水位の時間変化はみられない。そこでこれを詳しく調べるために、 $T\sqrt{g/h} = 15$ 、 $H_0/h =$

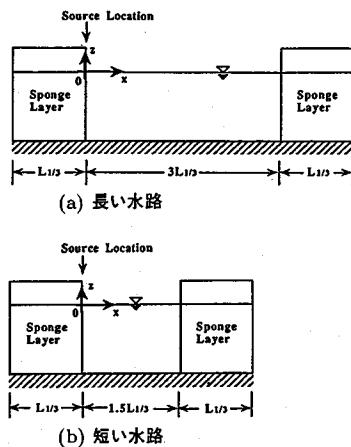


図-9 非線形不規則波の計算で用いた一定水深水路

0.2, 0.4の場合について、スポンジ層背後の鉛直平均質量輸送速度 \bar{u} を求め、発生させた波の質量輸送速度と比較した。その結果、波を発生してから数周期程度は \bar{u} は時間的に変動するが 10 周期以降はほぼ一定になり定常状態が得られること、定常状態になってからの解析結果は第 3 次近似解²²⁾とほぼ一致することが確かめられた¹⁶⁾。これらの結果からわかるように、本解析法では質量輸送速度成分も領域外へ透過させることができる。このことは、閉鎖水槽内で行わざるを得ない室内実験に比べて、より実海域の現象に近い状況が設定できるという意味で一つの有利な点になっている。

(2) 非線形不規則波に対する消波性能

次に、図-9 に示すような長さの異なる 2 つの水路中に、複数の周期成分を含む波を発生させ、これらの結果を比較することにより、非線形不規則波に対する本消波フィルターの消波性能を調べた。図中の $L_{1/3}$ は有義波長である。なお、結果を理論解と比較するわけではないので、複数の周期成分を含む任意の波を発生すればよいが、ここではブレット・シナイダー・光易のスペクトル²³⁾に対応した不規則波を発生させた。ただし、有義波周期 $T_{1/3}$ の $1/3$ 以下の短周期成分はカットすることにし（エネルギー的には 1.3% カット）、それよりも長周期側のスペクトルを等分割して得た 50 個の成分波（正弦波）の流速を重ね合わせた。

図-10 には、 $T_{1/3}\sqrt{g/h} = 10$ 、 $H_{1/3}/h = 0.2$ ($H_{1/3}$: 有義波高) の波を発生させたときの空間波形の変化を示している。なお、解析における Δx と Δt は、それぞれ $\Delta x/h = 0.39$ 、 $\Delta t\sqrt{g/h} = 0.25$ と設定した。図中、実線が長い水路、○が短い水路の場合の結果であり、消波フィルター内の水面波形は示していない。この結果から、波の追跡時間がかなり長いにもかかわらず両者はきわめて良く一致しており、本消波フィルターが非線形不規則波に対しても十分な消波効率を有していることがわかる。

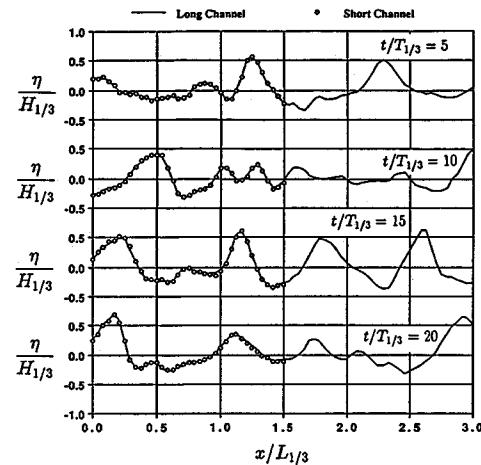
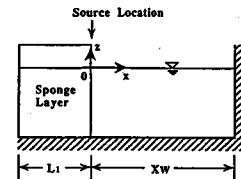
図-10 非線形不規則波の空間波形 ($T_{1/3}\sqrt{g/h} = 10$ 、 $H_{1/3}/h = 0.2$)

図-11 無反射造波機能に関する数値実験で用いた水路

6. 無反射造波性能に関する数値実験

5. で示した数値実験では、解析領域からの反射波が造波ソースに返らない場合を対象にしたが、ここでは図-11 に示すように水路の片側に不透過な鉛直壁を置き、この壁からの反射波を造波ソースに入射させてその透過特性をみることにより、無反射造波システムとしての性能を調べた。造波する波としては、表-1 に示したものと同じ波を用いることにした。

図-12 (a)～(c) は、造波ソースから壁面までの距離 X_w を $X_w = 2.25 L_1$ としたときの壁面での水面の時間波形を各ケースについて示したものである。図中の t' は、第 1 波目の波の峰が壁面に到達してからの時間を表しており、図には 10 周期後と 30 周期後の解析結果を示している。また各図中には、重複波の波高を入射波高の 2 倍と設定したときの近似解も参考のため示してある。これらの図からわかるように、各ケースとも 10 周期後と 30 周期後の結果にはほとんど差がなく、計算は非常に安定している。また、近似解との一致も比較的良好ことから、造波ソースからの再反射の影響は十分小さいと考えられる。なお厳密には、非線形重複波の波高は、入射波高の 2 倍、すなわち近似解で用いた波高よりも大きくなる。このため、特に $T\sqrt{g/h} = 15$ 、 $H_0/h = 0.4$ のケースでは、最大水位が近似解を若干上回る結果になっている。図-

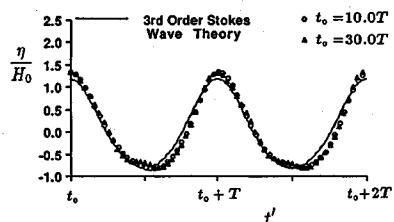
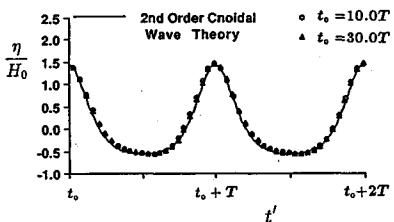
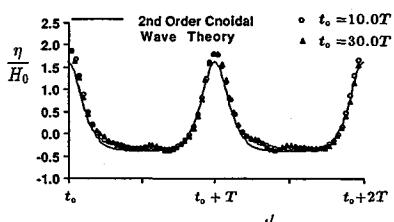
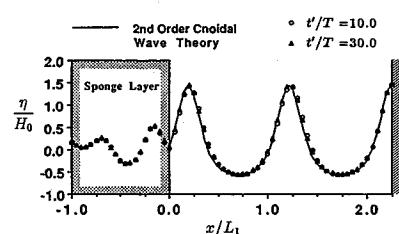
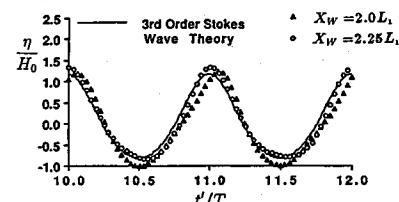
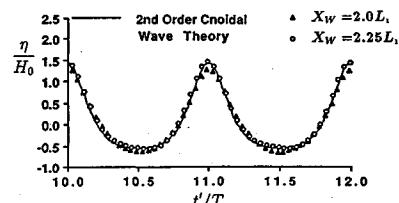
(a) $T\sqrt{g/h} = 7, H_0/h = 0.2$ (b) $T\sqrt{g/h} = 15, H_0/h = 0.2$ (c) $T\sqrt{g/h} = 15, H_0/h = 0.4$
図-12 壁面での水面変動量図-13 非線形重複波の空間波形 ($T\sqrt{g/h} = 15, H_0/h = 0.2$)(a) $T\sqrt{g/h} = 7, H_0/h = 0.2$ (b) $T\sqrt{g/h} = 15, H_0/h = 0.2$

図-14 壁面での水面変動量の解析結果に及ぼす造波ソースの位置の影響

13は、 $T\sqrt{g/h}=15, H_0/h=0.2$ のケースにおいて、壁面での水位が最大になる $t'/T=10.0$ および $t'/T=30.0$ での空間波形を示したものである。いずれの解析結果とも近似解と良く一致しており、造波ソース近傍においても波形の乱れはみられない。

図-14(a), (b)は、造波ソースと鉛直壁の距離 X_W を $2.0L_1$ としたときの壁面での水面波形を示している。 $X_W=2.25L_1$ の場合に比べて近似解との一致は悪くなり、 $T\sqrt{g/h}=7$ のケースでは波形の対称性が崩れているのがわかる。このように、水路長を波長の整数倍に近くとると、計算精度が相対的に悪くなる。これは、造波ソース背後からのわずかな再反射により励起された、水路内での副振動の影響によるものと考えられる。ただし、 $X_W=2.25L_1$ の結果にみられるように、造波ソースの位置をわずかにずらせば、このような問題は生じない。

以上の数値解析結果から、本解析法で用いた造波方法では解析領域からの反射波を効率良く吸収でき、実用上十分な無反射造波性能を有していることが示された。

7. おわりに

境界要素法による非線形波動場の解析法を発展させ、これを非線形不規則波も扱い得る「数値波動水槽」とし

て確立するために、無反射造波を含めた開境界処理法を開発した。以下、本研究で得られた主な結論を述べる。

(1) 入射波をエネルギー的に吸収する、いわゆるスponジ層とSommerfeld境界を組み合わせた「数値消波フィルター」を開発した。そして、本消波フィルターからの反射率の基本特性を調べるために、線形理論に基づいた解析を行った。その結果、スponジ層内の減衰係数を適切に設定すれば、広い周期帯域で良好な消波効率が得られることがわかった。

(2) 境界要素法に基づく非線形波動場の時間領域の解析モデルに本消波フィルターを組み込み、非線形波に対する消波効率を調べた。その結果、本消波フィルターは非線形規則波および非線形不規則波に対して、十分に有効であることが示された。また長時間発展の解析に対しても、安定した結果を得ることができ、さらに波の進行に伴って発生する質量輸送速度についても実海域の状況に近い形で考慮できることがわかった。

(3) 解析領域内に造波ソースを設け、ソース上で波の流速に対応したわき出しを与えることにより、波を発生させた。そして、無反射造波方法として、この造波ソースと数値消波フィルターを組み合わせたモデルを適用した。数値実験によりその性能を調べた結果、造波ソース

からの再反射の影響はほとんどなく、水路長が波長の整数倍になるような共振周期を除けば、安定した精度の高い解析結果が得られることが示された。

(4) 以上の系統的な数値実験により、数値消波フィルターと造波ソースを組み込んだ本数値モデルは、非線形不規則波を扱い得る「数値波動水槽」として実用上十分な機能をもつものと考えられる。

参考文献

- 1) 大山 巧・灘岡和夫：数値消波フィルターによる開境界処理法の基本性能について、第45回土木学会年譲概要集第2部、pp.736～737、1990。
- 2) 大山 巧・灘岡和夫：数値波動水槽における開境界処理のための数値消波フィルターの開発、海岸工学論文集、第37巻、pp.16～20、1990。
- 3) Longuet-Higgins, M.S. and Cokelet, E.D. : The deformation of steep waves on water. I. A numerical method of computation, Proc. R. Soc. Lond. A. 350, pp.1～26, 1976.
- 4) Kim, S.K., Liu, P.L-F. and Liggett, J.A. : Boundary integral equation solutions for solitary wave generation, propagation and run-up, Coastal Eng., Vol.7, pp.299～317, 1983.
- 5) 大山 巧：クノイド波の斜面遷上の境界要素解析、土木学会論文集、第381号／II-7、pp.189～198、1987。
- 6) Isaacson, M. de St Q. : Nonlinear-wave effects on fixed and floating bodies, J. Fluid Mech., Vol.120, pp.267～281, 1982.
- 7) 大山 巧：境界要素法による非線形回折波力の一解析法、土木学会論文集、第411号／II-12、pp.197～206、1989。
- 8) Chan, R.K.-G. and Chan, F.W.-K. : Numerical solution of transient and steady free surface flows about a ship of general hull shape, Proc. 13th Symp. Naval Hydrodynamics, pp.257～276, 1980.
- 9) Yen, S.M. and Hall, D.R. : Implementation of open boundary conditions for nonlinear free-surface wave problems, 3rd Int. Conf. Numer. Ship Hydrodynamics, pp.167～177, 1981.
- 10) Brorsen, M. and Larsen, J. : Source generation of nonlinear gravity waves with the boundary integral equation method, Coastal Eng., Vol.11, pp.93～113, 1987.
- 11) Orlanski, I. : A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows, J. Comp. Phys., Vol.21, pp.251～269, 1976.
- 12) Kantha, L.H., Blumberg, A.F. and Mellor, G.L. : Computing phase speeds at open boundary conditions, J. Hydraulic Eng., Vol.116, pp.592～597, 1990.
- 13) 井島武士・江口泰彦・小林 彰：透過性防波堤と岸壁に関する研究、第18回海岸工学講演会論文集、pp.121～130、1971。
- 14) Israeli, M. and Orszag, S.A. : Approximation of radiation boundary conditions, J. Comp. Phys., Vol.41, pp.115～135, 1981.
- 15) Chapman, D.C. : Numerical treatment of cross-shelf open boundaries in a barotropic coastal ocean model, J. Phys. Oceanogr., Vol.15, pp.1060～1075, 1985.
- 16) 大山 巧・灘岡和夫：非線形不規則波動場の数値解析における開境界処理法の開発、清水建設研究報告、第53号、pp.75～86、1991。
- 17) 井島武士：最近の波動理論における境界値問題の解法とその応用、1971年度水工学に関する夏期研修会講義集B-1、土木学会、1971。
- 18) Yuen, M.M.F. and Chau, F.P. : Wave loading on axisymmetric bodies using axisymmetric hybrid integral equation method, Ocean Eng., Vol.14, No.1, pp.51～69, 1987.
- 19) 大山 巧：数値波動水槽によるクノイド波の変形の解析、第33回海岸工学講演会論文集、pp.99～103、1986。
- 20) Brebbia, C.A. and Walker, S. : Boundary element techniques in engineering, Newnes-Butterworths, England, 1980.
- 21) Fenton, J.D. : A fifth-order stokes theory for steady waves, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol.111, pp.216～234, 1985.
- 22) Fenton, J.D. : A high-order cnoidal wave theory, J. Fluid Mech., Vol.94, pp.129～161, 1979.
- 23) 光易 恒：風波のスペクトルの発達（2）—有限な吹送距離における風波のスペクトルの形について、第17回海岸工学講演会論文集、pp.1～7、1970.

(1990.9.10受付)

DEVELOPMENT OF A 'NUMERICAL WAVE TANK' IN NONLINEAR AND IRREGULAR WAVE FIELD WITH NON-REFLECTING BOUNDARIES

Takumi OHYAMA and Kazuo NADAOKA

A numerical wave-absorption filter has been developed for open boundary condition in the analysis of nonlinear and irregular wave evolution. The filter is composed of a simulated sponge layer and Sommerfeld's radiation condition at the outer edge of the layer. The wave-absorption characteristics of the filter have been investigated by applying to the linear potential theory and to a two-dimensional nonlinear boundary element model. In both cases, the filter is found to be applicable for a wide range of wave parameters. In order to realize a practical 'Numerical Wave Tank', the present model also incorporates a wave generator in the computational domain composed of a series of vertically aligned point sources. Numerous numerical experiments demonstrate that the present approach is effective in generating arbitrary wave profile without reflection not only at the open boundaries but also at the wave generator.