

3次元没水構造物とストークス波の非線形干渉解析法

村上啓介*・吉田明德**

1. はじめに

構造物とストークス波の非線形干渉に関して、流体域の2次のポテンシャルを直接求めることにより、構造物周辺の波の散乱を求める解析法が示されている(例えば山口ら, 1974; Kimら, 1989; Kriebel, 1990). しかしながら、これらの解析法は円柱構造物あるいは軸対称の柱状構造物を対象としたものであり、複列あるいは任意断面形状の没水構造物を対象とする場合には拡張できない. 著者らは、3次元没水構造物とストークス波の非線形干渉解析法を求める手始めとして、線形問題を対象に、ポテンシャル接続法の選点解法を用いた波動境界値問題解析法を示した(吉田ら, 1992). また、鉛直柱体とストークス波の非線形干渉問題に関して、ポテンシャルの平面分布を表すグリーン公式と摂動法を併用した波動境界値問題解析法を示した(村上ら, 1993). 本研究は、著者らが示した鉛直柱体を対象とした非線形干渉解析法にポテンシャル接続法の選点解法を適用することにより、3次元没水構造物とストークス波の非線形干渉解析法を見いだすことを目的に行った. 本文では、2次のオーダーまでの解析法の概略と、水槽実験により解析法の妥当性を検証した結果について述べる.

2. 理論解析

2.1 基本仮定

図-1に示すように、一定水深 h の海域に設置した単一の水平版(没水深 $qh, 0 < q < 1$) に対して、ストークス波(1次の振幅が ζ_0 , 角周波数 σ) が x 軸の正方向から θ の角度を持って入射する場合を考える. 流体域は水平版により、一定水深 h の領域(1)、水平版上の領域(2)および水平版下の領域(3)の3領域に分割される. 流体は非粘性、非圧縮性の完全流体とし、流体運動は無渦運動を仮定すると、各領域の速度ポテンシャル $\Phi_i(x, y, z, t)$ ($i=1, 2, 3$, 添え字の i は流体域を表す) はラプラス方程式を満足する. また、自由水表面を有する領域(1)と領域(2)において、速度ポテンシャルは運動学的境界条件

と力学的境界条件を満足す必要がある. しかしながら、水面形自身が未知量であるためこれらの境界条件を $z=\zeta$ において厳密に満足する一般解を求めることは難しい. そこで、各領域の速度ポテンシャル Φ_i , 水面形 ζ_i が微小パラメータ $\varepsilon (=k\zeta_0, k=2\pi/L; L$ は1次のオーダーの入射波の波長) により次式のように摂動展開できるものと仮定する.

$$\begin{aligned} \Phi_i(x, y, z, t) = & \frac{g}{k\sigma} \operatorname{Re}[\varepsilon\phi_{i1}(x, y, z) \exp(-i\sigma t) \\ & + \varepsilon^2\{\phi_{i2}^{(0)}(x, y, z) + \phi_{i2}^{(2)}(x, y, z) \\ & \cdot \exp(-i2\sigma t)\}] \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta_i(x, y, t) = & \frac{1}{k} \operatorname{Re}[\varepsilon\eta_{i1}(x, y) \exp(-i\sigma t) \\ & + \varepsilon^2\{\eta_{i2}^{(0)}(x, y) + \eta_{i2}^{(2)}(x, y) \\ & \cdot \exp(-i2\sigma t)\}] \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

式中の指数部の i は虚数 $\sqrt{-1}$ を表す. また、 $\phi_{i1}, \phi_{i2}^{(0)}$ および $\phi_{i2}^{(2)}$ は無次元の関数を表し、以下ポテンシャル関数と呼ぶ. 2次のオーダーに含まれるポテンシャル関数のうち、定常成分 $\phi_{i2}^{(0)}$ は、波力あるいは水面形を算定する際には3次のオーダーに寄与する成分であり、本文では2次のオーダーの波力と水面変動の算定法について示すこ

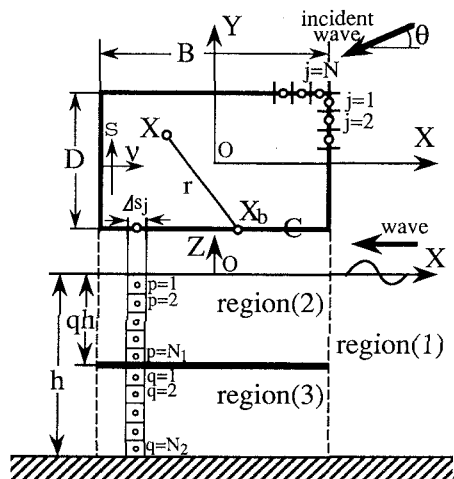


図-1 座標および領域の定義

* 正会員 工修 九州大学助手 工学部建設都市工学科

** 正会員 工博 九州大学助教授 工学部建設都市工学科

とを主たる目的とするため、以下2次のオーダーに関する理論式の展開では、倍周波成分である $\phi_{2i}^{(2)}$ について述べることにする。

自由水表面での境界条件を静水面 ($z=0$) においてテラー展開し、式(1)、(2)を代入すると、領域(1)と領域(2)における1次と2次のオーダーに関する静水面での境界条件は次式となる。

$$\frac{\partial \phi_{1i}}{\partial z} - \frac{\sigma^2}{g} \phi_{1i} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial \phi_{2i}^{(2)}}{\partial z} - 4 \frac{\sigma^2}{g} \phi_{2i}^{(2)} = \frac{\eta_{1i}}{2k} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\sigma^2}{g} \phi_{1i} - \frac{\partial \phi_{1i}}{\partial z} \right\} + \frac{i}{k} \left\{ \left(\frac{\partial \phi_{1i}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_{1i}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_{1i}}{\partial z} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (4)$$

2.2 $O(\epsilon)$ に関する境界値問題

各領域のポテンシャル関数 ϕ_{1i} ($i=1, 2, 3$)が満たすべき支配方程式はラプラス方程式であり、領域(1)と領域(2)におけるポテンシャル関数は、式(3)で表される静水面 ($z=0$) での境界条件と底面(領域(1)では $z=-h$ 、領域(2)では $z=-qh$) での不透過境界条件を満足し、領域(3)においては、領域上面 ($z=-qh$) と水底面 ($z=-h$) での不透過境界条件を満足する必要がある。領域(1)、領域(2)および領域(3)において、境界条件を満足するラプラス方程式の一般解は次式で表される(井島ら, 1974)。

$$\phi_{11}(x, y, z) = \varphi_{11}(x, y) Z_1(z, k_0) + \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_{11}^{(n)}(x, y) Z_1(z, k_n) \dots\dots\dots (5)$$

$$\phi_{21}(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \varphi_{21}^{(m)}(x, y) Z_2(z, k'_m) \dots\dots\dots (6)$$

$$\phi_{31}(x, y, z) = \sum_{s=0}^{\infty} \varphi_{31}^{(s)}(x, y) Z_3(z, s) \dots\dots\dots (7)$$

式(5)で φ_{11} は次式で示される入射波のポテンシャル関数を表す。

$$\varphi_{11}(x, y) = -i \exp\{-ik(x \cos \theta + y \sin \theta)\} \dots\dots\dots (8)$$

関数 $Z_1(z, k_n)$, $Z_2(z, k'_m)$ および $Z_3(z, s)$ は式(9)の固有関数で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} Z_1(z, k_n) &= \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} & (n=0, 1, 2, \dots) \\ Z_2(z, k'_m) &= \frac{\cos k'_m(z+qh)}{\cos k'_m qh} & (m=0, 1, 2, \dots) \\ Z_3(z, s) &= \cos \frac{s\pi(z+qh)}{(1-q)h} & (s=0, 1, 2, \dots) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

式(9)で、 k_n および k'_m はそれぞれ、 $n=0, m=0$ の場合は虚数 $k_0=ik, k'_0=ik'$ 、 $n \neq 0, m \neq 0$ の場合は実数 k_n, k'_m と定義し、式(10)の根で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \Gamma &= -k_n h \tan k_n h & (n=0, 1, 2, \dots) \\ \Gamma &= -k'_m h \tan k'_m qh & (m=0, 1, 2, \dots) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

ただし、 $\Gamma = \sigma^2 h/g$ である。

2.3 $O(\epsilon^2)$ に関する境界値問題

領域(1)、(2)および領域(3)において、2次のオーダーのポテンシャル関数 $\phi_{2i}^{(2)}$ ($i=1, 2, 3$)が満たすべき支配方程式はラプラス方程式である。また、領域(1)と領域(2)におけるポテンシャル関数は、式(4)で示される静水面での境界条件と底面での不透過境界条件を満足し、領域(3)におけるポテンシャル関数は、領域上面と水底面で不透過境界条件を満足しなくてはならない。

まず、領域(1)について、ポテンシャル関数 $\phi_{21}^{(2)}$ が次式に示すように、入射波の2次の成分 ϕ_{21} 、静水面での同次境界条件を満足するラプラス方程式の一般解で自由波を表す $\phi_{21}^{(2)}$ 、および非同次境界条件を満足する特解で拘束波を表す $\phi_{21}^{(2)}$ の和で表されるものとする。

$$\phi_{21}^{(2)}(x, y, z) = \phi_{21}(x, y, z) + \phi_{21}^{(2)}(x, y, z) + \phi_{21}^{(2)}(x, y, z) \dots\dots\dots (11)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi_{21} &= \varphi_{21}(x, y) Z_1(z, 2ik) \\ \varphi_{21}(x, y) &= -\frac{3i \Gamma \cosh 2kh}{8 k \sinh^4 kh} \cdot e^{-i2k(x \cos \theta + y \sin \theta)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

次に、式(11)を式(4)に代入し、 $\phi_{21}^{(2)}$ と $\phi_{21}^{(2)}$ に関する境界値問題を誘導し、それぞれの一般解を求めることになる。まず、水表面での同次境界条件を満足する $\phi_{21}^{(2)}$ の一般解は、1次のオーダーの場合と同様に次式で表すことができる。

$$\phi_{21}^{(2)}(x, y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_{21}^{(n)}(x, y) Z_1(z, k_n^{(2)}) \dots\dots\dots (13)$$

$k_n^{(2)}$ は、 k_n の場合と同様に、 $4\Gamma = -k_n^{(2)2} h \tan k_n^{(2)} h$ の根で与えられる。

次に、水表面での非同次境界条件を満足する $\phi_{21}^{(2)}$ の特解が次式で表わせるものと仮定する(Sabuncuら, 1985)。

$$\phi_{21}^{(2)}(x, y, z) = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \gamma_{pq} f_{pq}(x, y) Z_1(z, k_p + k_q) \dots\dots\dots (14)$$

ここで、式中の γ_{pq} および f_{pq} は次式で表される。

$$\gamma_{pq} = -\frac{i}{k} \frac{1}{(k_p + k_q) \tan(k_p + k_q)h + 4\Gamma} \dots\dots\dots (15)$$

$$\left. \begin{aligned} f_{00}(x, y) &= \frac{1}{2} (3\Gamma^2 - k^2) \{ \varphi_{11}^{(0)} + 2\varphi_{21} \} \varphi_{11}^{(0)} \\ &+ \frac{\partial \varphi_{11}^{(0)}}{\partial x} \left(2 \frac{\partial \varphi_{11}}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_{11}^{(0)}}{\partial x} \right) \\ &+ \frac{\partial \varphi_{11}^{(0)}}{\partial y} \left(2 \frac{\partial \varphi_{11}}{\partial y} + \frac{\partial \varphi_{11}^{(0)}}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} (p=0, q=0)$$

$$\begin{aligned}
 & f_{p0}(x, y) + f_{0p}(x, y) \\
 &= \left\{ 3\Gamma^2 + \frac{1}{2}(k_p^2 - k^2) \right\} (\varphi_{11}^{(p)} + \varphi_{11}^{(q)}) \varphi_{11}^{(p)} \\
 &+ 2 \frac{\partial \varphi_{11}^{(p)}}{\partial x} \left(\frac{\partial \varphi_{11}}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_{11}^{(q)}}{\partial x} \right) \\
 &+ 2 \frac{\partial \varphi_{11}^{(p)}}{\partial y} \left(\frac{\partial \varphi_{11}}{\partial y} + \frac{\partial \varphi_{11}^{(q)}}{\partial y} \right) \quad (p \neq 0) \quad \dots\dots (16) \\
 & f_{pq}(x, y) = \frac{1}{2} (3\Gamma^2 + k_q^2) \varphi_{11}^{(p)} \varphi_{11}^{(q)} \\
 &+ \frac{\partial \varphi_{11}^{(p)}}{\partial x} \frac{\partial \varphi_{11}^{(q)}}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_{11}^{(p)}}{\partial y} \frac{\partial \varphi_{11}^{(q)}}{\partial y} \\
 &\quad (p \neq 0, q \neq 0)
 \end{aligned}$$

次に、領域 (2) については、領域 (1) の場合と同様に、ポテンシャル関数 $\phi_{2F}^{(2)}$ が式 (17) に示すように、静水面での同次境界条件を満足するラプラス方程式の一般解 $\phi_{2F}^{(2)}$ と非同次境界条件を満足する特解 $\phi_{2L}^{(2)}$ の和で表されるものとする。

$$\phi_{2F}^{(2)}(x, y, z) = \phi_{2F}^{(2)}(x, y, z) + \phi_{2L}^{(2)}(x, y, z) \quad \dots\dots (17)$$

$\phi_{2F}^{(2)}$ と $\phi_{2L}^{(2)}$ は、領域 (1) の場合と同様に各々次式で書き表せるものとする。

$$\phi_{2F}^{(2)}(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \varphi_{2F}^{(m)}(x, y) Z_2(z, k_m^{(2)}) \quad \dots\dots (18)$$

$$\phi_{2L}^{(2)}(x, y, z) = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \gamma_{pq} f_{pq}(x, y) Z_2(z, k_p + k_q) \quad \dots\dots (19)$$

$k_m^{(2)}$ は、 $k_n^{(2)}$ の場合と同様に $4\Gamma = -k_m^{(2)} h \tan k_m^{(2)} qh$ の根で与えられる。また、式 (19) 中の γ_{pq} と f_{pq} は次式で与えられる。

$$\gamma_{pq} = -\frac{i}{k} \frac{1}{(k_p + k_q) \tan(k_p + k_q)qh + 4\Gamma} \quad \dots\dots (20)$$

$$\begin{aligned}
 & f_{pq}(x, y) = \frac{1}{2} (3\Gamma^2 + k_q^2) \varphi_{11}^{(p)} \varphi_{11}^{(q)} \\
 &+ \frac{\partial \varphi_{11}^{(p)}}{\partial x} \frac{\partial \varphi_{11}^{(q)}}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_{11}^{(p)}}{\partial y} \frac{\partial \varphi_{11}^{(q)}}{\partial y} \quad \dots\dots (21)
 \end{aligned}$$

最後に、領域 (3) については、ポテンシャル関数 $\phi_{3S}^{(2)}$ に関する境界値問題は 1 次のオーダーの場合と全く同じである。従って、一般解は次式で表される。

$$\phi_{3S}^{(2)}(x, y, z) = \sum_{s=0}^{\infty} \varphi_{3S}^{(s)}(x, y) Z_3(z, s) \quad \dots\dots (22)$$

2.4 グリーン公式によるポテンシャルの表示と境界面での連続条件

図-1 に示すように、 $x-y$ 平面における領域 (1) と領域 (2) および領域 (3) の境界線を C 、領域 (1) に対する外向き法線を ν 、領域内部と境界上の座標をそれぞれ X, X_b で定義する。各領域の 2 次のオーダーの一般解に含まれる $\varphi_{1F}^{(p)}$, $\varphi_{2F}^{(p)}$ および $\varphi_{3S}^{(q)}$ は、ポテンシャル関数 $\phi_{1F}^{(p)}$, $\phi_{2F}^{(p)}$ および $\phi_{3S}^{(q)}$ がラプラス方程式を満足することよりヘルムホルツの方程式を満足する。従って、1 次のオーダーの場合と同様に各領域のポテンシャル関数の平面分布

はグリーンの定理を用いると次式で表される。

$$\begin{aligned}
 \varphi_{1F}^{(p)}(X) = \int_C \left\{ \varphi_{1F}^{(p)}(X_b) \frac{\partial}{\partial \nu} G_n(k_n^{(2)} r) \right. \\
 \left. - G_n(k_n^{(2)} r) \frac{\partial}{\partial \nu} \varphi_{1F}^{(p)}(X_b) \right\} ds \quad \dots\dots (23)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \varphi_{2F}^{(p)}(X) = \int_C \left\{ \varphi_{2F}^{(p)}(X_b) \frac{\partial}{\partial \nu} G_m(k_m^{(2)} r) \right. \\
 \left. - G_m(k_m^{(2)} r) \frac{\partial}{\partial \nu} \varphi_{2F}^{(p)}(X_b) \right\} ds \quad \dots\dots (24)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \varphi_{3S}^{(q)}(X) = \int_C \left\{ \varphi_{3S}^{(q)}(X_b) \frac{\partial}{\partial \nu} E_s(\bar{s} r) \right. \\
 \left. - E_s(\bar{s} r) \frac{\partial}{\partial \nu} \varphi_{3S}^{(q)}(X_b) \right\} ds \quad \dots\dots (25)
 \end{aligned}$$

$$\bar{s} = (s\pi)/(1-q)h$$

式 (23), (24), (25) において、 r は X と X_b の間の距離を表し、 $G_n(k_n^{(2)} r)$, $G_m(k_m^{(2)} r)$, $E_s(\bar{s} r)$ はそれぞれ $\varphi_{1F}^{(p)}$, $\varphi_{2F}^{(p)}$, $\varphi_{3S}^{(q)}$ に関するヘルムホルツの方程式の特解より成る関数である (吉田ら, 1987)。

領域 (1) と領域 (2) および領域 (1) と領域 (3) の境界面上では、流体運動の連続条件より、速度ポテンシャルは次式を満足しなければならない。

$$\Phi_1 = \begin{cases} \Phi_2 & (-qh < z < 0) \\ \Phi_3 & (-h < z < -qh) \end{cases} \quad \dots\dots (26)$$

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial \nu} = \begin{cases} \frac{\partial \Phi_2}{\partial \nu} & (-qh < z < 0) \\ \frac{\partial \Phi_3}{\partial \nu} & (-h < z < -qh) \end{cases} \quad \dots\dots (27)$$

従って、式 (26), (27) に式 (1) を代入し、前節で求めた 2 次のオーダーの解を用いることにより、境界面上での $\varphi_{1F}^{(p)}$, $\varphi_{2F}^{(p)}$, $\varphi_{3S}^{(q)}$ に関する連続条件式が得られる。1 次のオーダーの場合と同様に、境界面上で成り立つ $\varphi_{1F}^{(p)}$, $\varphi_{2F}^{(p)}$, $\varphi_{3S}^{(q)}$ に関する連続条件式と、点 X が境界線 C 上にある場合の式 (23), (24), (25) を同次に満足するポテンシャル値とその法線方向微分値を求めることができれば、各領域の 2 次のオーダーの速度ポテンシャルが決定できることになる。しかし、式 (23), (24), (25) および境界面上での連続条件式 (26), (27) を同次に満足するポテンシャル関数を解析的に解くことはできないため数値的に解くことになる。そこで、図-1 に示すように境界線 C を N 個の小要素に分割し、点 X を C 上に取り式 (23), (24), (25) を離散化する。ついで、 C 上の境界要素 ΔS_i における鉛直境界面を、水面から水底まで等間隔に $N_1 + N_2$ 個 (N_1 は領域 (2) における分割数で、 N_2 は領域 (3) における分割数を表す) に分割し、各分割要素の中心に選点を取り、この選点上において流体運動の連続条件式が成り立つものとする。ここで、式 (5), (6), (7) および式 (13), (18), (22) において、無限級数で表されたポテンシャル

関数をそれぞれ有限項 n_1, m_1, s_1 および n_2, m_2, s_2 で打ち切るものとする、各領域での離散化されたグリーン公式は、境界要素上のポテンシャル関数に関する $N \cdot (n_2 + m_2 + s_2 + 3)$ 個の一次関係式を与える。一方、選点上での流体の連続条件式は、ポテンシャル関数とその法線微分に関する $2N(N_1 + N_2)$ 個の一次関係式を与える。ここで、求めるべき境界要素上の未知数は、各領域のポテンシャル関数とその法線方向微分値に関して $2N \cdot (n_2 + m_2 + s_2 + 3)$ 個である。従って、 $2(N_1 + N_2) = (n_2 + m_2 + s_2 + 3)$ に取れば、境界要素上のポテンシャル関数とその法線微分に関する連立一次方程式が得られる。なお、具体的な数値計算法、2次のオーダーの解析を行う際の散乱波の打ち切り項数と選点個数との関係および2次の解の特性については村上ら(1994)が別に示している。

3. 実験による解析法の検証

数値計算法の妥当性を検証するために水槽実験を行った。実験は、長さ 18 m, 幅 10 m, 水深 40 cm の平面水槽のほぼ中央に幅 80 cm, 奥行き 80 cm, 天端水深 12 cm の水平版および矩形潜堤を設置し、入射波の周期が 1.45 秒 ($kh=1.0$), 1.14 秒 ($kh=1.4$), 1.05 秒 ($kh=1.6$) の場合について、構造物周辺の水面変動を測定した。

図-2 は、矩形潜堤に対して、 $kh=1.0$ で波高 2.9 cm の波が y 軸の正方向から入射する場合について、 y 軸上の各測点での水面変動の時間波形を実験値と計算値について比較したものである。入射波のアーセル数は、領域 (1) については $U_T=3$ で、領域 (2) については入射波の

波高を用いて求めると $U_T=38$ である。解析は 2 次のオーダーまでしか考慮していないので、実験値に関しては実測波形をフーリエ変換した後、3 次以上の成分を除いて再合成した波形で示している。なお、実験値と計算値の時系列を同期させるに際しては、両者の 1 次のオーダーの波形を描いて、それらを同期させることにより行った。潜堤通過後の実験波形は、構造物との非線形干渉により線形解とは大きく異なった値を示している。一方、非線形解は実験値と良く一致しており、本解析法が妥当な解を与えているものと考えられる。図-3 は、矩形潜堤に対して、 $kh=1.4$ で波高 2.6 cm の波が y 軸の正方向から入射する場合について、 y 軸に沿った波振幅の最大値と最小値の空間分布を示したものである。数値計算において、潜堤よりも入射側の領域では線形解と非線形解の

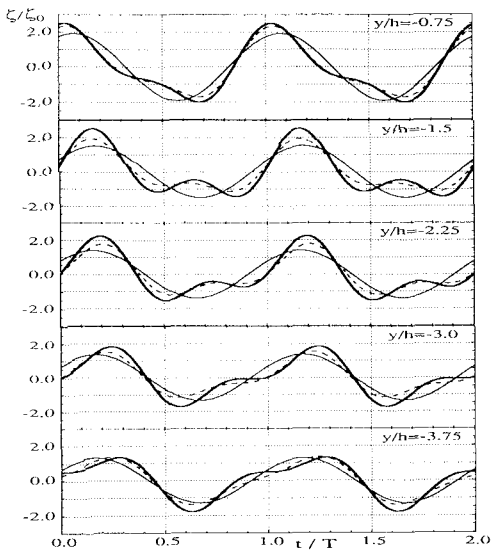


図-2 水面変動に関する実験値と解析結果の比較 [$kh=1.0, \zeta_0/h=0.036$]
実験値, ——線形解, ——非線形解

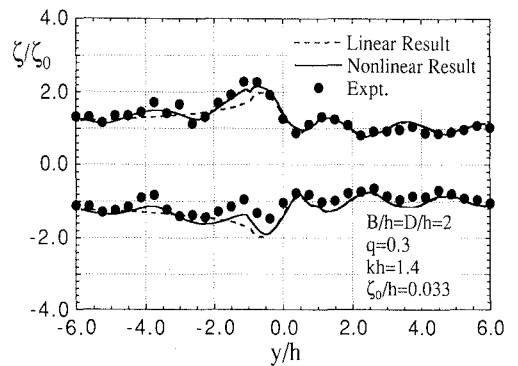


図-3 潜堤近傍の波高の包絡線 [$kh=1.4, \zeta_0/h=0.033$]

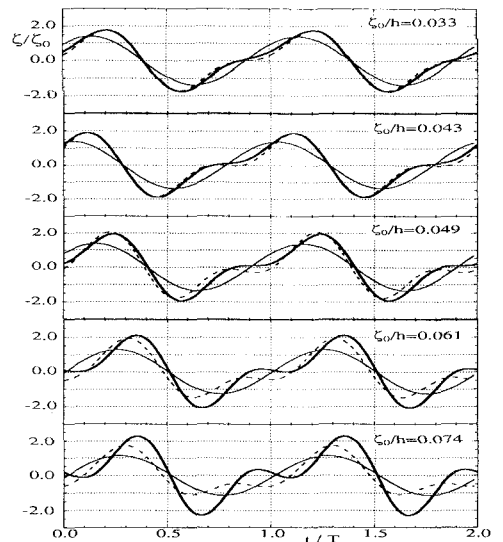


図-4 水面変動に関する実験値と解析結果の比較 [$kh=1.4, y/h=-1.875$]
実験値, ——線形解, ——非線形解

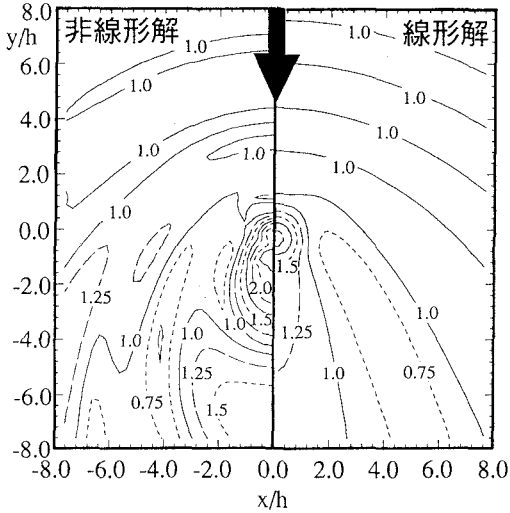


図-5 潜堤近傍の水面変動の最大値
 $[B/h=D/h=2, q=0.3, kh=1.0, \zeta_0/h=0.05]$

差はほとんどなくほぼ同様の分布特性を示しているが、潜堤背後の領域では両者の分布に若干の差異が生じている。線形解と非線形解の差異は、図-2に示した時間波形の場合ほど顕著ではないが、解析結果は実験値と定性的に良く一致していると考えられる。図-4は、矩形潜堤に対して、 $kh=1.4$ の波が y 軸の正方向から入射する場合について、入射波の振幅を徐々に増加させた場合の、 $y/h=-1.875$ における水面変動の時間波形を実験値と計算値について比較したものである。実験値は、図-2の場合と同様に3次以上の成分は除いたものであり、線形解を同期させて示している。この図より、入射波の振幅が増加するに従い、実験値と解析結果の差異が徐々に大きくなる傾向が見られ、 $\zeta_0/h=0.061$ を越えると一致の程度は悪くなる。ストークス波理論の適用限界を領域(2)について考えてみると、 $\zeta_0/h=0.061$ の場合のアール数は領域(2)において $U_r=40$ であり、ストークス波理論の適用限界と言われる $U_r \approx 26$ (Deanら, 1984)よりも大きな値となっているために、実験値と解析結果に大きな差異が生じたものと考えられる。また、実験において、天端上で若干の砕波が生じていたことも影響していると思われる。図-5は数値計算の一例として、幅 $B/h=2$ 、奥行き $D/h=2$ 、天端水深 $qh=0.3h$ の矩形潜堤に対して、 $kh=1.0$ 、 $\zeta_0/h=0.05$ の波が入射した場合の潜堤近傍の水面変動の最大値の分布を示したものである。潜堤の入射側領域および側方領域では、線形解と非線形解の分布の差異は小さく2次のオーダーの影響はほとんど現れていない。一方、潜堤背後域では、自由波の発達にともない線形解と非線形解の差異は大きく、 $y/h=-6$ 近傍に線形解には現れない水面変動の大きな領域が形成されている

のがわかる。

4. 結 論

著者らが示した鉛直柱体を対象とした非線形干渉解析法に、ポテンシャル接続法の選点解法を適用することにより、3次元没水構造物とストークス波の非線形干渉解析法を示した。ついで、解析法の妥当性を検証するために、矩形潜堤と水平版を対象として水槽実験を行い、時間波形と空間波形について実験値と解析結果の比較を行った。その結果、ストークス波理論の適用範囲内で本解析法が妥当な解を与えることが明かとなった。また、本解析法を用いて潜堤あるいは没水水平版近傍の波動場を算定し、線形解と非線形解について比較した結果、構造物の入射側領域および側方領域では、線形解と非線形解の差異は小さく両者はほぼ同様の分布特性を示したのに対して、通過側領域では自由波の発達により両者の分布特性は大きく異なることがわかった。

最後に、実験データの整理と数値計算は、大学院工学研究科学生の木原康成君の協力を得た。ここに記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 井島武士・湯村やす・周 宗仁・吉田明德 (1974): 水底および水面付近の任意断面の固定柱体による波の散乱と波力, 土木学会論文報告集, 第228号, pp. 29-43.
- 村上啓介・吉田明德・入江 功 (1993): 任意断面形状の鉛直柱体と波の非線形干渉解析法, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 846-850.
- 村上啓介・吉田明德・木原康成 (1994): 没水構造物とストークス波の3次元非線形干渉解析法, 九州大学工学集報, 第67巻, 第3号, pp. 185-192.
- 山口正隆・土屋義人 (1974): 大口径円柱に作用する波圧・波力に及ぼす波の非線形性の影響, 土木学会論文報告集, 第229号, pp. 41-53.
- 吉田明德・村上啓介 (1987): 没水および半没水柱体列による波の散乱の解析法, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 586-590.
- 吉田明德・村上啓介・小野雅人 (1992): ポテンシャル接続法の選点解法による3次元波動境界値問題解析法, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 756-760.
- Dean, R. G. and R. A. Dalrymple (1984): Water wave mechanics for Engineers and scientists, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, pp. 303-304.
- Kim, M. H. and D. K. P. Yue (1989): The complete second-order diffraction solution for an axisymmetric body, Part I. Monochromatic incident waves, Jour. Fluid Mech., Vol. 200, pp. 235-264.
- Kriebel, D. L. (1990): Nonlinear wave interaction with a vortical cylinder, Part I; Diffraction theory, Ocean Eng., Vol. 17, No. 4, pp. 345-377.
- Sabuncu, T. and O. Goren (1985): Second-order vertical and horizontal wave forces on a circular dock, Ocean Eng., Vol. 12, No. 4, pp. 341-361.