

# Boussinesq 方程式を用いた浮体まわりの波変形の解析

喜 岡 渉\*・平 岡 慎 司\*\*

## 1. はじめに

不規則波動場の浮体には、成分波個々の周波数の和と差の周波数に対応する非線形波強制力が働く。こうした非線形流体力は線形の流体力と比べると通常1オーダー小さいが、その周期が浮体の係留系の特定のモードの固有周期に一致する場合には過大な応答を引き起こすことから、浮体式構造物の設計には重要な外力となる。非線形波動場の浮体の応答計算には、非線形な流体力や復元力を時間領域において追跡していく解法がより合理的であると考えられるものの、従来は主として周波数領域での解法が検討されてきた(例えば、経塚, 1980)。時間領域での計算方法としては、強非線形ポテンシャルモデル(Vinje・Brevig, 1981; Cointe, 1989; 中村・田中, 1992; Sen, 1993) および Stokes 型の摂動展開に基づく弱非線形ポテンシャルモデル(Ng・Isaacson, 1993)の研究例があげられるのみで、計算効率などの点から不規則波に対して確立された解析方法とはなっていない。

本研究は、Boussinesq 方程式による効率的な浮体の動揺計算法の開発を試みるものである。Boussinesq 方程式によると不規則波群中の周波数の差の成分に対応する2次長周期波についても精度よく記述できることから、緩係留浮体の共振モードとして問題となる長周期動揺の予測手法としても有利な計算モデルとなろう。ただし本研究では、基礎的段階として固定した浮体による波変形についての適用性を調べることにより、浮体に対する長波近似の妥当性を検討することとした。Boussinesq 方程式は未知量として水位変動のほかに水深平均の流速成分または速度ポテンシャルを用いるために、適用は本来、水面上に突き出た柱状構造物や側面の鉛直方向の変化を水深の変化として取り扱うことができるような構造物に限られ、そのままでは浮体に対して用いることはできない。そこで本研究では、浮体下の流体場に対して Boussinesq 方程式を拡張し、波動場の Boussinesq 方程式と接続させる計算方法を提案する。

## 2. 基礎方程式

図-1に示すように座標系をとり、水平床上の浮遊構造物を考える。浮体下の領域における基礎式は、渦なし流れを仮定すると、速度ポテンシャル  $\Phi(x, z, t)$  を用いて次の各式で与えられる。すなわち、 $\Phi$  は流体場全体においてラプラス方程式

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (-h < z < -a) \dots\dots\dots (1)$$

を満足し、没水構造物表面における運動学的境界条件

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} n_x + \frac{\partial \Phi}{\partial z} n_z = f \quad (z = -a) \dots\dots\dots (2)$$

および、力学的境界条件

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left\{ \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right\} - ga + \frac{p}{\rho} = 0 \quad (z = -a) \dots\dots\dots (3)$$

と水底における境界条件

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (z = -h) \dots\dots\dots (4)$$

を満足する関数として定義される。ここで、 $p(x, t)$  は圧力、 $a(x, t)$  は浮体の喫水深であり、 $n_x, n_z$  はそれぞれ浮体の没水表面に対する法線ベクトルの  $x, z$  方向成分である。

法線方向の浮体の動揺速度を示す式(2)の右辺  $f$  は、浮体構造物の重心を原点とする固定した座標系から見た浮体の位置ベクトル  $\vec{x}$  と法線ベクトル  $\vec{n}$  を用いて、次のように表される。

$$f = \dot{\vec{x}} \cdot \vec{n} \dots\dots\dots (5)$$

ただし、本研究では固定浮体を考えることとし、以下の解析においては動揺速度  $f=0$  とした。

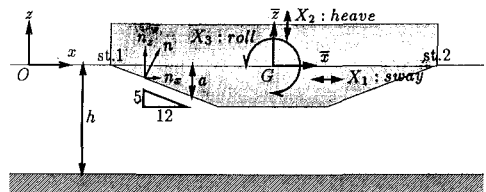


図-1 座標系と記号の定義

\* 正 会 員 Ph. D.名古屋工業大学教授 工学部社会開発工学科  
 \*\* 学生会員 名古屋工業大学大学院 工学研究科

3. 長波近似モデル

基礎式 (1)~(4) に対する Boussinesq 方程式を導くために、入射波の代表波数を  $k$ , 代表振幅を  $A$ , 代表水深を  $h$  として、二つの無次元パラメータ

$$\mu = kh, \quad \varepsilon = \frac{A}{h} \dots\dots\dots (6)$$

を導入し、次式のように変数を無次元量で表す。

$$\left. \begin{aligned} x' &= kx, & z' &= \frac{z}{h}, & t' &= k(gh)^{1/2}t \\ \Phi' &= \Phi \left[ \frac{A}{kh}(gh)^{1/2} \right]^{-1}, & p' &= \frac{p}{\rho gh}, & a' &= \frac{a}{h} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

ここに、ダッシュ付き変数が無次元量である。

基礎式 (1)~(4) を式 (7) を用いて無次元表示すると、以下ようになる。ただし、表示を簡潔にするためダッシュは省略している。

$$\mu^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (-1 < z < -a) \dots\dots\dots (8)$$

$$\mu^2 \frac{\partial \Phi}{\partial x} n_x + \frac{\partial \Phi}{\partial z} n_z = 0 \quad (z = -a) \dots\dots\dots (9)$$

$$\varepsilon \mu^2 \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\varepsilon^2}{2} \left[ \mu^2 \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right] - \mu^2 a + \mu^2 p = 0 \quad (z = -a) \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (z = -1) \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 $\Phi$  を次式のように摂動展開して表す。

$$\Phi = \Phi_0 - \frac{\mu^2}{2}(z+1)^2 \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial x^2} + \frac{\mu^4}{24}(z+1)^4 \frac{\partial^4 \Phi_0}{\partial x^4} + O(\mu^6) \dots\dots\dots (12)$$

上式は、式 (8) および (11) をすでに満足している。式 (12) を式 (9) および (10) に代入するとそれぞれ次のように与えられる。

$$\left[ \frac{\partial \Phi_0}{\partial x} - \frac{\mu^2}{2}(z+1)^2 \frac{\partial^3 \Phi_0}{\partial x^3} \right] n_x - \left[ \mu^2(z+1) \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial x^2} \right] n_z = O(\mu^4) \quad (z = -a) \dots\dots\dots (13)$$

$$\varepsilon \left[ \frac{\partial \Phi_0}{\partial t} - \frac{\mu^2}{2}(z+1)^2 \frac{\partial^3 \Phi_0}{\partial x^2 \partial t} \right] + \frac{\varepsilon^2}{2} \left[ \left( \frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \right)^2 - \mu^2(z+1)^2 \frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \frac{\partial^3 \Phi_0}{\partial x^3} + \mu^2(z+1)^2 \left( \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial x^2} \right)^2 \right] - a + p = O(\mu^4) \quad (z = -a) \dots\dots\dots (14)$$

ここで、底面での水平流速  $u_0 = \partial \Phi_0 / \partial x$  を用いて、上式 (13) および (14) を書き改めるとそれぞれ次式のように表される。

$$\left[ u_0 - \frac{\mu^2}{2}(z+1)^2 \frac{\partial^2 u_0}{\partial x^2} \right] n_x - (z+1) \frac{\partial u_0}{\partial x} n_z = O(\mu^4) \quad (z = -a) \dots\dots\dots (15)$$

$$\varepsilon \left[ \frac{\partial u_0}{\partial t} - \frac{\mu^2}{2}(z+1)^2 \frac{\partial^3 u_0}{\partial x^2 \partial t} \right] + \frac{\varepsilon^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \cdot \left[ u_0^2 - \mu^2(z+1)^2 u_0 \frac{\partial^2 u_0}{\partial x^2} + \mu^2(z+1)^2 \left( \frac{\partial u_0}{\partial x} \right)^2 \right] - \frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = O(\mu^4) \quad (z = -a) \dots\dots\dots (16)$$

一般に用いられている Boussinesq 方程式は水深平均の流速  $\bar{u}$  で定義されているので、ここでも次式で与えられる深さ方向の平均流速  $\bar{u}$  を導入する。

$$\bar{u} = \frac{1}{(1-a)} \int_{-1}^{-a} dz \frac{\partial \Phi}{\partial x} = u_0 - \frac{\mu^2}{6}(1-a)^2 \frac{\partial^2 u_0}{\partial x^2} + O(\mu^4) \dots\dots\dots (17)$$

なお、最近 Nwogu (1993) は、底面流速  $u_0$  や平均流速  $\bar{u}$  を用いる代わりに任意水深における流速  $u_a$  を導入することによって、Boussinesq 方程式の分散特性を改善し中間水深から深海に対する適用性を向上させることができることを示している。ここでは浮体に対する長波近似の基礎的な特性を調べることを優先させて平均流速  $\bar{u}$  を用いることとし、適用性の拡張については今後の検討課題とする。上式 (17) を式 (15) および (16) に代入して、 $u_0$  の代わりに  $\bar{u}$  を用いて表すと次式を得る。

$$\left[ \bar{u} - \frac{\mu^2}{3}(1-a)^2 \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} \right] n_x - \left[ (1-a) \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right] n_z = O(\mu^4) \dots\dots\dots (18)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \frac{\mu^2}{3}(1-a)^2 \frac{\partial^3 \bar{u}}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\varepsilon}{2} \frac{\partial}{\partial x} \cdot \left[ \bar{u}^2 - \frac{2}{3} \mu^2(1-a)^2 \bar{u} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \mu^2(1-a)^2 \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)^2 \right] - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial a}{\partial x} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial p}{\partial x} = O(\mu^4) \dots\dots\dots (19)$$

ここで、パラメータ  $\varepsilon, \mu^2$  について  $O(\varepsilon) = O(\mu^2) \ll 1$  を仮定し、式 (18) および (19) で  $O(\varepsilon), O(\mu^2)$  まで考えると浮体下における次の Boussinesq 方程式が導かれる。

$$\left[ \bar{u} - \frac{\mu^2}{3}(1-a)^2 \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} \right] n_x - \left[ (1-a) \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right] n_z = 0 \dots\dots\dots (20)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \varepsilon \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{\mu^2}{3}(1-a)^2 \frac{\partial^3 \bar{u}}{\partial x^2 \partial t} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial a}{\partial x} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (21)$$

上式を次元量で表示すると次式のようなのである。

$$\left[ \bar{u} - \frac{(h-a)^2}{3} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} \right] n_x - \left[ (h-a) \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right] n_z = 0 \dots\dots\dots (22)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{(h-a)^2}{3} \frac{\partial^3 \bar{u}}{\partial x^2 \partial t} - g \frac{\partial a}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (23)$$

また、浮体下の式 (22) および (23) に対応して、波動場で成り立つ Boussinesq 方程式にはよく知られた次

式が用いられる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(h + \eta)\bar{u}] = 0 \dots\dots\dots (24)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{h^2}{3} \frac{\partial^3 \bar{u}}{\partial x^2 \partial t} = 0 \dots\dots\dots (25)$$

4. 数値計算法

数値計算には差分法を用いたが、波動場領域と浮体下領域の境界点においては流速  $\bar{u}$  および水位変動  $\eta$  を直接求めることができないので、以下に示すような予測・修正法を用いて計算を行うこととした。差分化にあたっては、空間については中央差分、時間については前進差分を用いている。

計算手順は各時間ステップに対し三つの step から成る。まず、step 1 では波動場における  $\eta$  を陽的解法により求め、続いて step 2 では波動場領域および浮体下領域における  $\bar{u}$  を陰的解法により求める。この際、波動場領域と浮体下領域を接続するために境界点において流量フラックスが一致するように浮体下の領域にある  $\bar{u}$  を修正した。このように接続した  $\bar{u}$  を用いて step 3 では波動場領域における  $\eta$  を陰的解法により、浮体下領域における  $p$  を陽的解法により求めた。ここでも波動場領域と浮体下領域を接続するために境界点における圧力式  $p = \rho g \eta$  を用いることとした。さらに、step 2 と step 3 を繰り返すことにより解を安定させることとした。

すなわち、step 1 として次の差分式から波動場の  $\eta_i^{n+1}$  を陽的に求める。

$$\frac{\eta_i^{n+1} - \eta_i^n}{\Delta t} + (h + \eta_i^n) \frac{u_{i+1}^n - u_{i-1}^n}{2\Delta x} + u_i^n \frac{\eta_{i+1}^n - \eta_{i-1}^n}{2\Delta x} = 0 \dots\dots\dots (26)$$

ただし、下付きの添字は空間についての格子点番号、上付きの添字は時間ステップを表し、表示を簡潔にするため  $\bar{u}$  の一は省略してある。つぎに、step 2 では次式により波動場の  $u^{n+1}$  を陰的解法により求める。

$$\begin{aligned} & \frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + u_i^n \frac{u_{i+1}^{n+1} + u_{i+1}^n - u_{i-1}^{n+1} - u_{i-1}^n}{4\Delta x} \\ & + g \frac{\eta_{i+1}^{n+1} + \eta_{i+1}^n - \eta_{i-1}^{n+1} - \eta_{i-1}^n}{4\Delta x} - \frac{h^2}{3} \frac{u_{i+1}^{n+1} - 2u_i^{n+1} + u_{i-1}^{n+1} - u_{i+1}^n + 2u_i^n - u_{i-1}^n}{\Delta x^2 \Delta t} = 0 \dots\dots\dots (27) \end{aligned}$$

浮体と波動場の接続点を入射側  $i = na$  および透過側  $i = nb$  として、上式より求めた  $u_{na}^{n+1}$  および  $u_{nb}^{n+1}$  を予測子として浮体下の領域の  $u^{n+1}$  を次式により陰的に求める。ただし、step 2 と step 3 の繰り返し回数が 1 の時は  $u_{na} =$

$u_{na-1}$ ,  $u_{nb} = u_{nb+1}$  と置いた。

$$\begin{aligned} n_x \left[ \frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} - \frac{(h-a)^2}{3} \frac{u_{i+1}^{n+1} - 2u_i^{n+1} + u_{i-1}^{n+1} - u_{i+1}^n + 2u_i^n - u_{i-1}^n}{\Delta x^2 \Delta t} \right] \\ - n_z \left[ (h-a) \frac{u_{i+1}^{n+1} - u_{i+1}^n - u_{i-1}^{n+1} + u_{i-1}^n}{2\Delta x \Delta t} \right] = 0 \dots (28) \end{aligned}$$

ここで、 $u_{na}^{n+1}$  および  $u_{nb}^{n+1}$  の修正子を流量フラックスが接続するように平均流速を補正して求め、この修正子を新たな予測子として収束解を得るまで式 (27), (28) により繰り返し計算を行う。次に、step 3 で波動場の  $\eta^{n+1}$  を  $\eta_{na} = \eta_{na-1}$ ,  $\eta_{nb} = \eta_{nb+1}$  と置いて次式を陰的に置くことにより求める。

$$\begin{aligned} & \frac{\eta_i^{n+1} - \eta_i^n}{\Delta t} + \left( h + \frac{\eta_i^{n+1} + \eta_i^n}{2} \right) \frac{u_{i+1}^{n+1} + u_{i+1}^n - u_{i-1}^{n+1} - u_{i-1}^n}{4\Delta x} \\ & + \frac{u_i^{n+1} + u_i^n}{2} \frac{\eta_{i+1}^{n+1} + \eta_{i+1}^n - \eta_{i-1}^{n+1} - \eta_{i-1}^n}{4\Delta x} = 0 \dots\dots (29) \end{aligned}$$

この  $\eta_{na}^{n+1}$  および  $\eta_{nb}^{n+1}$  を予測子として、次式から浮体下の領域について  $p^{n+1}$  を陽的に求める。

$$\begin{aligned} & \frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + u_i^n \frac{u_{i+1}^{n+1} + u_{i+1}^n - u_{i-1}^{n+1} - u_{i-1}^n}{4\Delta x} \\ & + g \frac{p_{i+1}^{n+1} + p_{i+1}^n - p_{i-1}^{n+1} - p_{i-1}^n}{4\Delta x} - \frac{(h-a)^2}{3} \frac{u_{i+1}^{n+1} - 2u_i^{n+1} + u_{i-1}^{n+1} - u_{i+1}^n + 2u_i^n - u_{i-1}^n}{\Delta x^2 \Delta t} = 0 \dots (30) \end{aligned}$$

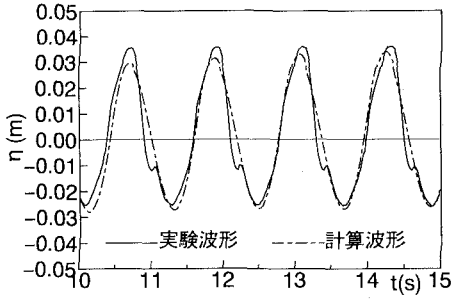
ただし、計算にあたっては陽的解法としたため前進差分と後退差分を用いて両者の平均を取っている。また空間について中央差分を用いているため格子点で 2 点ごとにしか解が求められないので、求められない点については隣り合う 2 点の平均を取ることで求めた。そして、 $p_{na}$  および  $p_{nb}$  の修正子を得るため、次式により波動場の領域の  $\eta$  と浮体下の領域の  $p$  を接続させた。

$$p = \rho g (\eta - z) + \frac{\rho}{2} (2zh + z^2) \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x \partial t} \dots\dots\dots (31)$$

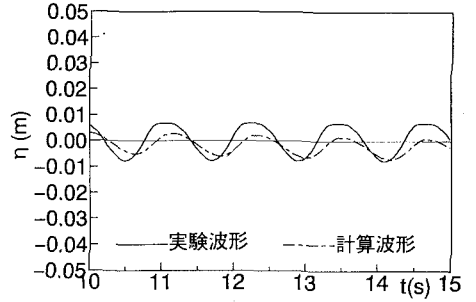
step 3 においても step 2 と同様に解を収束させるため繰り返し計算を行う。なお、あらかじめ実施した予備計算の結果、step 2 および step 3 において収束解を得るために必要な繰り返し計算回数は 3 ~ 4 回程度であった。

ここに示した差分解法によっても浮体近傍における空間波形にはのこぎり歯状の振動波形が生じた。そこで、次式で与えられる数値フィルターにより  $\eta$  と  $u$  に対しそれぞれスムージングを行うことで、計算波形の安定化を図った。

$$\left. \begin{aligned} \eta_i &= \frac{1}{16} \{-\eta_{i-2} + 4\eta_{i-1} + 10\eta_i + 4\eta_{i+1} - \eta_{i+2}\} \\ u_i &= \frac{1}{16} \{-u_{i-2} + 4u_{i-1} + 10u_i + 4u_{i+1} - u_{i+2}\} \end{aligned} \right\} \dots (32)$$

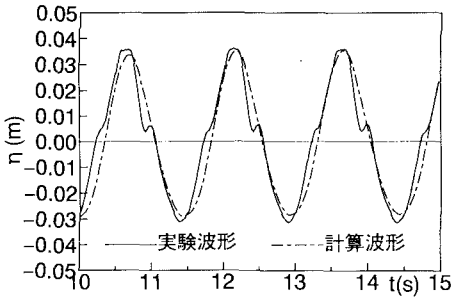


(a) 浮体前面

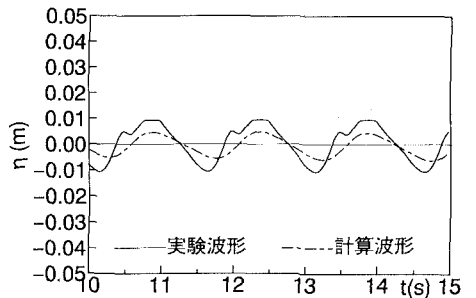


(b) 浮体後面

図-2 時間波形の比較 ( $H=4$  cm,  $T=1.2$  s)

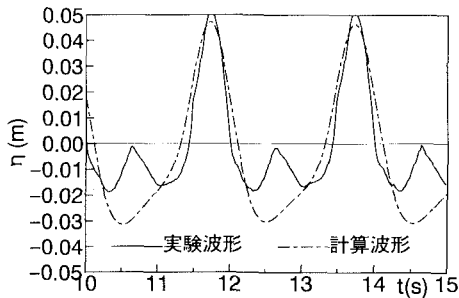


(a) 浮体前面

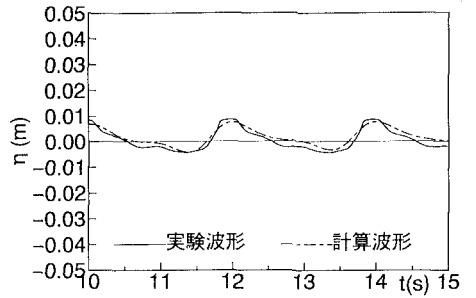


(b) 浮体後面

図-3 時間波形の比較 ( $H=4$  cm,  $T=1.5$  s)

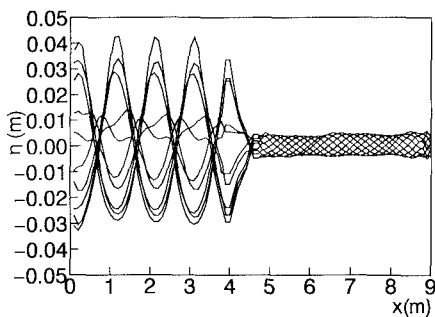


(a) 浮体前面

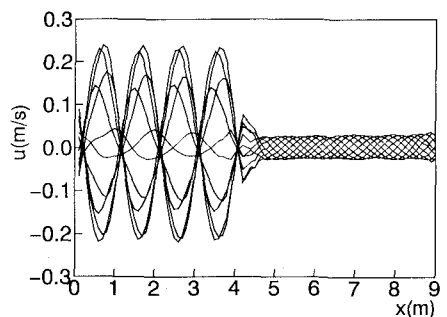


(b) 浮体後面

図-4 時間波形の比較 ( $H=4$  cm,  $T=2.0$  s)



(a) 水位変動



(b) 平均流速

図-5 空間波形の計算結果 ( $H=4$  cm,  $T=1.5$  s)

ただし、スムージングをかけることによる数値粘性の影響を極力小さくするために、ここでは10ステップに1回の割合で式(32)を適用した。

入射境界では、水位変動  $\eta$  と平均流速  $\bar{u}$  が与えられるものとし、計算領域内の浮体からの反射波と浮体背後の透過波に対してはそれぞれ次の放射条件式を課して自由透過させた。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} \pm c \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (33)$$

ただし、ここでは波速  $c$  は一定として線形化された Boussinesq 方程式に基づく次の分散関係式により求めた。

$$c^2 = \frac{gh}{1 + \frac{1}{3}k^2h^2} \dots\dots\dots (34)$$

5. 計算結果と実験結果の比較

計算モデルの妥当性を検討するために、図-1に示すような側面の勾配が5:12で、浮体の幅が60cmであるような台形断面浮体まわりの波変形を解析し、実験結果と比較した。浮体の最大喫水深(底面水平部の喫水)は  $a=8.2$  cmである。水深  $h$  は一定で  $h=20$  cmとし、入射波の波高  $H$  は2cm~4cm、周期  $T$  は1.2s~2.0sで変化させた。計算に用いた空間と時間のきざみはそれぞれ  $\Delta x=10$  cm,  $\Delta t=0.03$  sで、入射波は実験条件と合わせて正弦波とした。

実験には長さ9.6m、幅1.5m、高さ0.6mのコンクリート製の2次元造波水槽を用い、計算対象と同じ断面形の模型浮体を水槽のほぼ中央に水路幅いっぱい設置した。波形式造波装置により反射波吸収制御を行うことにより浮体と造波板間の多重反射の影響を極力抑え、また、水路他端には斜面を設けて透過波を碎波させて反射の影響が小さくなるようにした。波形は定常状態に達した後、浮体前1m、浮体前面、浮体後面、および浮体後1mの4カ所で同時に記録した。計算結果との比較にあたっては、浮体前1mの測定点における実験波形と計算波形の位相が合うように計算波形の位相を決めた。

図-2, 3および4はそれぞれ周期  $T=1.2$  s, 1.5sおよび2.0sのケースの浮体前後の時間波形を比較したものである。実験結果においては、浮体前面で波の分裂現象が見られ、特に図-4(a)に示した  $T=2.0$  sのケースでは谷の位相で有意な高調波が現れている。計算波形には分裂は生じずなめらかな波形となっているものの、波形の全体的な一致度は良好であるといえよう。浮体背後の透過波については、実験波形に比べて計算結果の振幅

はいくぶん小さい。透過波の振幅は小さく、実験において水路端の斜面上で十分に消波させることは困難であったので、実験結果には反射波の影響がいくぶん含まれる。しかし、周期の短い  $T=1.2$  sのケースにおいて実験波形との差異は大きく、周期の長い  $T=2.0$  sのケースにおいてはよく一致していることから、長波近似に基づく本計算モデルの理論上の適用限界を示すものと考えられる。

図-5に、 $T=1.5$  sのケースにおける1周期間の水位変動と平均流速の空間波形を示す。浮体は図の  $x=4.0$  mから  $x=4.6$  mの間に置かれている。図の(a)の浮体の位置では  $\eta$  の代わりに  $p/\rho g$  の値を示している。浮体前後における空間波形はなめらかに接続されており、計算領域両端付近の波形の乱れもほとんど見られないことから、波動場と浮体下の Boussinesq 方程式の接続方法や開境界の処理方法などの計算手法は妥当なものであることが確認された。

6. おわりに

本研究では、Boussinesq 方程式を拡張して、浮体まわりの波変形を計算できるようにした。実験結果との比較から、計算方法の妥当性が明らかになった。波形の前後非対称性など有限振幅性の影響も比較的良く再現されていることから、浮体の非線形動揺計算への拡張の有効性が確かめられた。長波近似に基づく本計算モデルは3次元問題への拡張も比較的容易であり、浮体運動の計算方法への拡張とともに今後の検討課題の一つである。

参考文献

経塚雄策 (1980): 2次元物体に働く非線形流体力について(第2報), 日本造船学会論文集, 第149号, pp. 47-53.  
 中村孝明・田中良弘 (1992): 非線形波動場における係留浮体の有限振幅運動, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 776-780.  
 Cointe, R.(1989): Nonlinear simulation of transient free-surface flows, Proc. 5th Int. Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics pp. 168-179.  
 Ng, J. Y. T and M. Isaacson (1993): Second-order wave interaction with two-dimensional floating bodies by a time-domain method, Appl. Ocean Res., Vol. 15, pp. 95-105.  
 Nwogu, O. (1993): Alternative form of Boussinesq equation for nearshore wave propagation, J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., Vol. 119, pp. 618-638.  
 Sen, D. (1993): Numerical simulation of motions of two-dimensional floating bodies, J. Ship Res., Vol. 37, pp. 307-330.  
 Vinje, T and P. Brevig (1981): Nonlinear ship motions, Proc. 3rd Int. Conf on Numerical Ship Hydrodynamics, pp. 257-268.