

平面波浪場評価手法の研究 - 準 3 次元問題への適用 -

金山 進* 中山 晋一*

要 旨

長波近似方程式を多層連成させた非線形分散多層波動モデルは、相対水深の大きな範囲にまで線形分散関係および 2 次非線形干渉を精度良く表現できるとともに、準 3 次元問題の取り扱いが容易であるという多層モデル特有の利点を有している。本報では、計算効率の向上および準 3 次元問題への適用性向上をそれぞれ目的として 2 種類の新たな方程式系を提案するとともに、固定浮体の存在下での波浪場に対する実験およびその再現計算を行い、準 3 次元散乱波動場に対するモデルの適用性を確認した。

1. まえがき

波浪場を正確に把握することは、構造物の諸元・設計条件、周辺海域の地形変化などを検討する上で重要である。筆者らは、最新の設備・手法の導入によって水理実験技術の一層の向上を進めるとともに、数値モデルによる波浪場評価技術の開発にも取り組んでおり、「数値波動水槽」と称する波浪シミュレーションシステムの構築を目指している。システムの根幹とすべく開発した「非線形分散多層波動方程式」については既に報告しているが¹⁾、この方程式は多層モデルの特長を生かして鉛直壁・水平壁を有する構造物周りの準 3 次元波浪変形評価が可能であり、将来的には浅海域における港内での波浪変形と係留船舶の動揺の相互干渉を考慮して評価することや有孔断面構造物による港内滞留水の交換効果を評価することなどにも適用できる可能性を有している。本報においては、固定浮体周りでの波浪変形実験結果の再現を通じて、「非線形分散多層波動方程式」の準 3 次元問題への適用性を検討した。

2. 基礎方程式

本研究では、既に示されている各層毎の圧力を消去した運動方程式を用いるモデル(モデル²⁾)に加えて、自由水表面での力学的境界条件と層の継ぎ目で水平流速が連続する条件より構成されるモデル(モデル³⁾)、層間での閉境界の取り扱いを容易にするために圧力を消去せずに運動方程式を立てたモデル(モデル⁴⁾)を提案する。水位、静水深 h に加えて、水面下を N 個の層に分割(静水面直下を第 1 層、最下層を第 N 層とする)して設定される各層の層厚 d_n 、層下端までの深さ h_n 、平均水平流速 u_n 、各層上端での圧力変数 P_n および海底流速 u_b を用いて基礎方程式を記述する。

2. 1 流速鉛直分布の表示

鉛直流速 $w(z)$ は層毎に傾きを変える線形の鉛直分布を有するものと仮定し、連続の条件を用いて以下のように表す。

$$w(z) = - \sum_{i=n+1}^N d_i \nabla \cdot \mathbf{u}_i - (h_n + z) \nabla \cdot \mathbf{u}_n - \mathbf{u}_b \cdot \nabla h \quad (1)$$

ただし、 z は第 n 層に属するものとし、 h_n は第 n 層下端までの深さであり、 $\nabla = (\partial / \partial x, \partial / \partial y)$ は水平方向の微分演算子である。

水平流速 $u(z)$ は式(1)を用いて渦無しの条件を海底から深度 z まで積分して以下のように表示される。

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(z) = & \mathbf{u}_n + \frac{1}{6} (d_n^2 - 3(h_n + z)^2) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_n) \\ & + \frac{1}{2} (d_n - 2(h_n + z)) \left[\sum_{i=n+1}^N \nabla (d_i \nabla \cdot \mathbf{u}_i) \right. \\ & \left. + \nabla h_n \nabla \cdot \mathbf{u}_n + \nabla (\mathbf{u}_b \cdot \nabla h) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

また、自由水表面での水平流速 u_s および鉛直流速 w_s は、式(1)および式(2)において $z = 0$ とすることにより、それぞれ式(3)および式(4)で与えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_s = & \mathbf{u}_1 + \frac{1}{6} d_n^2 \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_1) - \frac{1}{2} \eta^2 \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_1) \\ & - \left(\frac{1}{2} d_1 + \eta \right) \left[\sum_{i=n+1}^N \nabla (d_i \nabla \cdot \mathbf{u}_i) + \nabla (\mathbf{u}_b \cdot \nabla h) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

$$w_s = - \sum_{i=1}^N d_i \nabla \cdot \mathbf{u}_i - \eta \nabla \cdot \mathbf{u}_n - \mathbf{u}_b \cdot \nabla h \quad (4)$$

海底流速 u_b は式(1)において $n = N$ 、 $z = -h$ として以下のように与えられる。

* 技術研究所

$$\mathbf{u}_b = \mathbf{u}_N + \frac{1}{6}d_N^2 \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_N) + \frac{1}{2}d_N[\nabla(\mathbf{u}_b \cdot \nabla h) + (\nabla h)\nabla \cdot \mathbf{u}_N] \quad (5)$$

2.2 連続式

上記の流速表示で連続式(6)を書き換え、多層モデルの連続式(7)を得る。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \int_{-h}^{\eta} \mathbf{u} dz = 0 \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \eta}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \nabla(d_i \mathbf{u}_i) + \nabla(\eta \mathbf{u}_1) \\ & - \nabla \left[\frac{1}{2} \eta (d_1 + \eta) \left\{ \sum_{i=1}^N \nabla(d_i \nabla \cdot \mathbf{u}_i) + \nabla(\mathbf{u}_b \cdot \nabla h) \right\} \right] \\ & + \frac{1}{6} \nabla[\eta(d_1^2 - \eta^2)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_1)] = 0 \quad (7) \end{aligned}$$

2.3 各層毎の運動方程式

渦無し条件を用いて鉛直方向のオイラーの式を任意深度 z から自由水表面まで積分すると圧力 $p(z)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} & \frac{p(z)}{\rho} + \frac{1}{2}(\mathbf{u}(z) \cdot \mathbf{u}(z) + w(z)^2) \\ & = \int_z^{\eta} \frac{\partial w}{\partial t} dz' + g(\eta - z) + \frac{1}{2}(\mathbf{u}_s \cdot \mathbf{u}_s + w_s^2) \quad (8) \end{aligned}$$

これを用いてオイラーの水平方向の運動方程式は以下のように書き換えることができる。

$$\frac{\partial \mathbf{u}_n}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla(\mathbf{u}_s \cdot \mathbf{u}_s + w_s^2) + g \nabla \eta = -\nabla \int_z^{\eta} \frac{\partial w}{\partial t} dz' \quad (9)$$

多層モデルの諸量で式(9)を表示し、各層の水平方向の運動方程式(10)を得る。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{u}_n}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla(\mathbf{u}_s \cdot \mathbf{u}_s + w_s^2) + g \nabla \eta \\ & = \nabla \left[\eta \sum_{i=1}^N d_i \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + \frac{1}{2} (\eta^2 \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t}) + \eta \frac{\partial \mathbf{u}_b}{\partial t} \cdot \nabla h \right] \\ & + \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^N \nabla(d_i d_j \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_j}{\partial t}) + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{1}{2} \nabla(d_i^2 \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t}) \\ & + \sum_{i=n+1}^N \frac{1}{2} d_n \nabla(d_i \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t}) - \sum_{i=n+1}^N (\nabla h_{n-1}) d_i \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} \\ & + \frac{1}{2} \nabla(d_n^2 \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_n}{\partial t}) - \frac{1}{6} d_n \nabla(\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_n}{\partial t}) \\ & - \frac{1}{2} d_n (\nabla h_n) \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_n}{\partial t} + \sum_{i=1}^{n-1} \nabla(d_i \frac{\partial \mathbf{u}_b}{\partial t} \cdot \nabla h) \\ & + \frac{1}{2} d_n \nabla(\frac{\partial \mathbf{u}_b}{\partial t} \cdot \nabla h) - (\nabla h_{n-1}) (\frac{\partial \mathbf{u}_b}{\partial t} \cdot \nabla h) \quad (10) \end{aligned}$$

運動方程式(10)は分散項に2重和などの煩雑な表示を含

んでいるが、第 n 層の流速に対する第 i 層の流速の寄与が直接的に表現できる式(11)の形で運動方程式を表示すると取扱いが容易となる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{u}_n}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla(\mathbf{u}_s \cdot \mathbf{u}_s + w_s^2) + g \nabla \eta \\ & = \nabla \left[\eta \sum_{i=1}^N d_i \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + \frac{1}{2} (\eta^2 \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t}) + \eta \frac{\partial \mathbf{u}_b}{\partial t} \cdot \nabla h \right] \\ & + \sum_{i=1}^N \alpha_{n,i} \nabla(\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t}) + \sum_{i=1}^N \beta_{n,i} \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} \\ & + \gamma_n \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_b}{\partial t} + \delta_n \frac{\partial \mathbf{u}_b}{\partial t} \quad (11) \end{aligned}$$

ここで、係数 $\alpha_{n,i}$ および $\beta_{n,i}$ は以下のように4つの部分に分けると表示が容易である。

$$\alpha_{n,i} = \alpha 1_{n,i} + \alpha 2_{n,i} + \alpha 3_{n,i} + \alpha 4_{n,i} \quad (12)$$

$$\alpha 1_{n,i} = \begin{cases} 0 & (n \leq 1) \\ \sum_{m=1}^{n-1} d_m d_i & (n > 1, i > n-1) \\ \sum_{m=1}^{i-1} d_m d_i & (n > 1, i \leq n-1) \end{cases} \quad (13)$$

$$\alpha 2_{n,i} = \begin{cases} 0 & (n \leq 1) \\ \frac{1}{2} d_i^2 & (n > 1, i > n-1) \end{cases} \quad (14)$$

$$\alpha 3_{n,i} = \begin{cases} 0 & (n \geq i) \\ \frac{1}{2} d_n d_i & (n < i) \end{cases} \quad (15)$$

$$\alpha 4_{n,i} = \begin{cases} 0 & (n \neq i) \\ \frac{1}{3} d_i^2 & (n = i) \end{cases} \quad (16)$$

$$\beta_{n,i} = \beta 1_{n,i} + \beta 2_{n,i} + \beta 3_{n,i} + \beta 4_{n,i} \quad (17)$$

$$\beta 1_{n,i} = \begin{cases} 0 & (n \leq 1) \\ \sum_{m=1}^{n-1} \nabla(d_m d_i) & (n > 1, i > n-1) \\ \sum_{m=1}^{i-1} \nabla(d_m d_i) & (n > 1, i \leq n-1) \end{cases} \quad (18)$$

$$\beta 2_{n,i} = \begin{cases} 0 & (n \leq 1) \\ d_i \nabla h_{n-1} & (n > 1, i > n-1) \end{cases} \quad (19)$$

$$\beta 3_{n,i} = \begin{cases} 0 & (n \geq i) \\ \frac{1}{2} d_n \nabla d_i - d_i \nabla h_{n-1} & (n < i) \end{cases} \quad (20)$$

$$\beta 4_{n,i} = \begin{cases} 0 & (n \neq i) \\ d_i \nabla d_i - \frac{1}{2} d_i \nabla h_i & (n = i) \end{cases} \quad (21)$$

第n成分に対する海底流速 u_b の寄与を表す係数 β_n と β_n は以下の通りである。

$$\gamma_n = \sum_{m=1}^{n-1} d_m \nabla h + \frac{1}{2} d_n \nabla h \quad (22)$$

$$\delta_n = \sum_{m=1}^{n-1} \nabla(d_m \nabla h) + \frac{1}{2} d_n \nabla(\nabla h) - \nabla h_{n-1} \nabla h \quad (23)$$

連続式(7)および海底流速の条件式(5)に各層の運動方程式を加えて構成される未知数と条件の数が一致した方程式系をモデル と称することとするが、その特性と適用例については既に報告されている²⁾。

2.4 自由水表面での力学的条件

速度ポテンシャル ϕ を用いた自由水表面での力学的条件式(24)を空間水平方向に微分して式(25)を得る。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{z=\eta} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{z=\eta} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=\eta} \right)^2 \right\} + g\eta = f(t) \quad (24)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} \Big|_{z=\eta} + \nabla \eta \frac{\partial w}{\partial t} \Big|_{z=\eta} + \frac{1}{2} \nabla(u_s \cdot u_s + w_s^2) + g\nabla \eta = 0 \quad (25)$$

ここで次の関係を用いている。

$$\nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{z=\eta} \right) = \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \phi) \Big|_{z=\eta} + \nabla \eta \frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial z} \Big|_{z=\eta} \quad (26)$$

多層モデルの流速、すなわち式(1)および式(2)を用いてこれを表示すると式(27)を得る。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{u}_n}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla(\mathbf{u}_s \cdot \mathbf{u}_s + w_s^2) + g\nabla \eta \\ &= \left(\frac{1}{2} \eta^2 - \frac{1}{6} d_1^2 \right) \nabla(\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t}) \\ &+ \left(\frac{1}{2} d_1 + \eta \right) \left[\sum_{i=1}^N \nabla(d_i \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t}) + \nabla(\frac{\partial \mathbf{u}_b}{\partial t} \cdot \nabla h) \right] \\ &+ \nabla \eta \left(\sum_{i=1}^N d_i \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + \eta \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{u}_b}{\partial t} \cdot \nabla h \right) \end{aligned} \quad (27)$$

2.5 層の境界での水平流速連続条件

第n層と第n+1層の継ぎ目で水平流速 u が連続となる条件は式(2)より容易に得られ、次式で表される。

$$\begin{aligned} & \mathbf{u}_n - \mathbf{u}_{n+1} + \frac{1}{3} d_{n+1}^2 \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_{n+1}) + \frac{1}{6} d_n^2 \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_n) \\ &+ \frac{1}{2} d_{n+1} \left[\sum_{i=n+2}^N \nabla(d_i \nabla \cdot \mathbf{u}_i) + \nabla h_{n+1} \nabla \mathbf{u}_{n+1} + \nabla(\mathbf{u}_b \nabla h) \right] \\ &+ \frac{1}{2} d_n \left[\sum_{i=n+1}^N \nabla(d_i \nabla \cdot \mathbf{u}_i) + \nabla h_n \nabla \mathbf{u}_n + \nabla(\mathbf{u}_b \nabla h) \right] \end{aligned} \quad (28)$$

連続式(7)と海底流速の条件式(5)に加えて、自由水表面の力学的条件式(27)および層間流速連続の条件式(28)を用いれば、各層毎に運動方程式を立式することなく未知数と条件の数が一致した新たな方程式系が構成され、以下これをモデル と称する。

2.6 圧力変数の導入と層間閉境界の取り扱い

層を限定しての鉛直閉境界および層間での水平閉境界が設定でき、準3次元問題への適用が容易であることは多層モデルの特徴の一つである。鉛直閉境界は対象位置における対象層平均流速を0とすることで簡単に設定できるが、水平方向の閉境界、すなわち没水平板型の境界は以下のように取り扱う。

第n層の上端、すなわち $z = -h_{n-1}$ の深度に水平板があるものとする、ここでの鉛直流速 w が0となる条件式(29)が付加される。

$$w(-h_{n-1}) = - \sum_{i=n}^N d_i \nabla \cdot \mathbf{u}_i - \mathbf{u}_b \cdot \nabla h = 0 \quad (29)$$

これによって、未知数に対する条件式の数が超過するが、平板直下での圧力 p_n を新たな未知数として加えて第n層の運動方程式を記述することが可能である。しかし、このように水平方向の閉境界でのみ変数 p_n を定義する方法では平板の上下で分散項の係数を使い分ける必要があり、複数の水平境界の取り扱いを考えるとかなり煩雑となる。この問題を回避するため、平板の有無に関わらず、各層の上端、すなわち $z = -h_n$ において次式で定義される新たな変数 P_n を導入する。

$$P_n = \left\{ \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{u} + w^2) \right\} \Big|_{z=-h_{n-1}} \quad (30)$$

変数 P_n は式(8)の左辺に他ならず、静水面における値 P_1 は式(31)で与えられ、それ以深の P_n は、層上端に水平板が無い場合には式(32)によって与えられる。

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{1}{2} (\mathbf{u}_s \cdot \mathbf{u}_s + w_s^2) + g\eta - \eta \sum_{i=n}^N d_i \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} \\ &\quad - \frac{1}{2} \eta^2 \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} - \eta \frac{\partial \mathbf{u}_b}{\partial t} \cdot \nabla h \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} P_n &= P_{n-1} + g d_{n-1} - d_{n-1} \sum_{i=n}^N d_i \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} \\ &\quad - \frac{1}{2} d_{n-1}^2 \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_{n-1}}{\partial t} - d_{n-1} \frac{\partial \mathbf{u}_b}{\partial t} \cdot \nabla h \end{aligned} \quad (32)$$

第n層の上端が水平閉境界となっている場合には式(32)の代わりに式(29)が立式され、変数 P_n は他点との関係から陰的に決定される。圧力変数 P_n を用いた各層の運動方程式はオイラーの水平方向の方程式を層毎に鉛直

平均して、水平閉境界の有無に関わりなく、式(33)で与えられる。

$$\frac{\partial \mathbf{u}_n}{\partial t} + \nabla P_n = \frac{1}{2} d_n \sum_{i=n+1}^N d_i \nabla (\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t}) + \sum_{i=n+1}^N (\frac{1}{2} d_n \nabla d_i - d_i \nabla h_{n-1}) \nabla \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + \frac{1}{3} d_n^2 \nabla (\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_n}{\partial t}) + (d_n \nabla d_n - \frac{1}{2} d_n \nabla h_n) \frac{\partial \mathbf{u}_n}{\partial t} \quad (33)$$

圧力変数 P_n を規定する式(29)、(31)、(32)および運動方程式(32)に連続式(7)と海底流速の条件(5)を加えて構成される方程式系をモデル と称する。

以上のように多層波動モデルに対して3つの形式が提案されたが、それぞれ以下のような特徴を有する。モデル は準3次元的境界を含まない場合にのみ適用可能であるが、アルゴリズムが単純であるため3つのモデルの中では最も計算効率が高い。モデル は複数の準3次元的境界を含む場合に効果を発揮するが、計算効率は低下する。モデル は準3次元的境界は含まないが砕波減衰係数などの特性を層毎に変化させる必要がある場合に有効である。本報ではモデル を用いて準3次元問題に対する線形分散多層波動方程式の適用性を検討する。

3. 固定浮体を用いた波浪場および波圧測定実験

3.1 水理模型および計測器の概要

平面水槽(20m × 30m)の中央部に導波板を用いて幅3mの水路を設け(図-1)水平床部に専用架台(スチール製、長さ1.2m × 幅5.2m × 高さ1.25m)によって固定された浮体(塩化ビニール製、長さ1.0m × 幅1.0m × 高さ0.7m)を設置し、入射波を与えた場合の水路内浮体周辺部の水位変動を測定した。ここで、模型を設置した水平床部の水深は24.0cm、固定浮体の喫水は12.0cmとしている。写真-1に導波板および模型の設置状況を、写真-2に実験状況を示す。

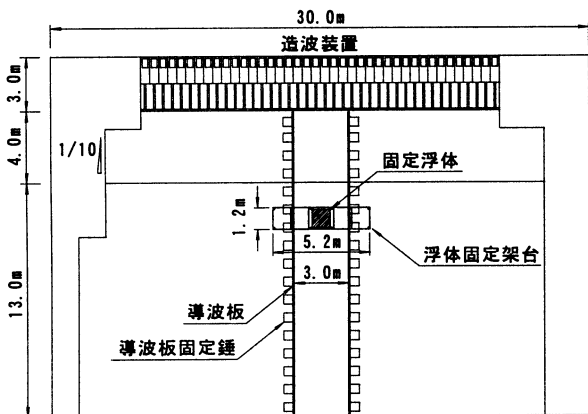


図-1 水理模型設置図

また、水位変動の計測には容量式波高計(ch.1 ~ ch.19)を用い、サンプリング周波数50Hzで連続60s間行なった。図-2に波高計の設置位置詳細図を示す。

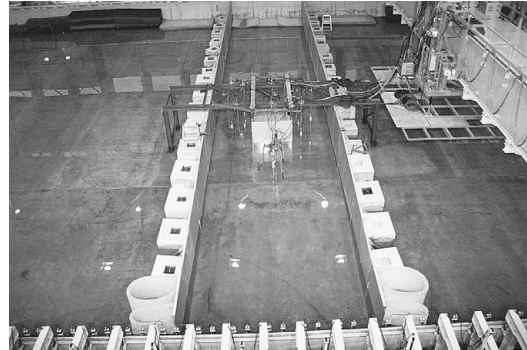


写真-1 水理模型設置状況

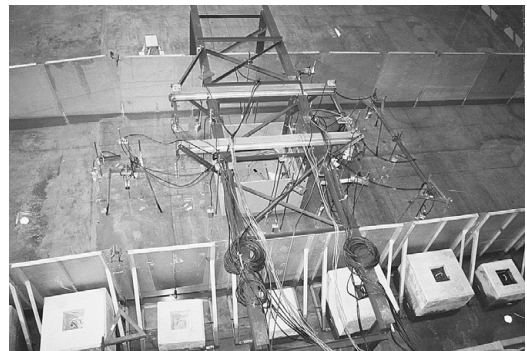


写真-2 実験状況

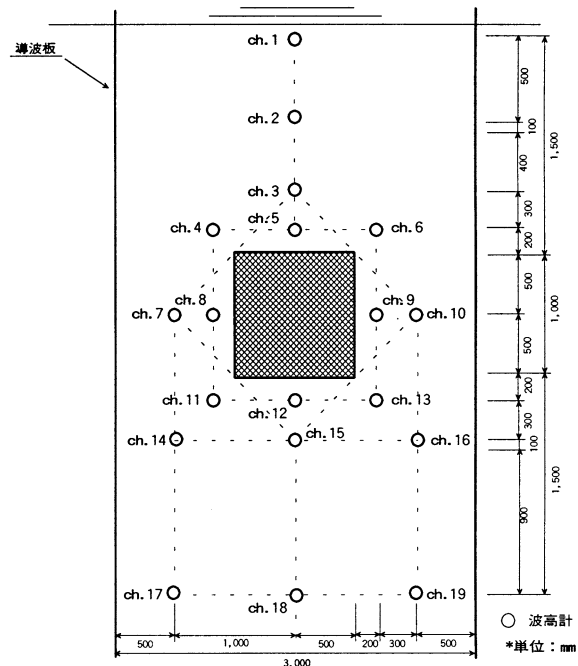


図-2 計測器設置位置詳細図

3.2 入射波条件および入射波検定

本実験では波高(4ケース:1, 2, 3, 4cm) 周期(3ケース, 0.85, 1.50, 1.70s)の合計12ケースの規則波を入射波とした。表-1に波高2cm, 周期0.85, 1.50, 1.70sおよび波高4cm, 周期0.85, 1.50, 1.70sの波を入射波条件とした場合での各水位計測点における計測結果(波高のr.m.s.値)を示す。各ケースとも計測点間の計測値の変動は少なく、また、計測値の平均についても目標波高に対して誤差3%以内となっていることから、導波板によって形成される水路内に目標とする一様波浪場が得られることが確認された。また、他の実験ケースについても同様の結果が得られている。

表-1 入射波検定結果一覧

波高	2.0cm			4.0cm		
	0.85s	1.50s	1.75s	0.85s	1.50s	1.75s
ch.1	1.9	2.0	2.0	3.9	4.0	4.1
ch.2	2.0	2.0	2.0	4.0	4.0	4.0
ch.3	1.9	2.0	1.8	4.0	4.2	3.8
ch.4	2.0	2.0	2.1	3.9	4.1	4.0
ch.5	1.9	2.0	1.8	3.9	4.1	3.8
ch.6	2.1	2.0	2.1	4.2	4.2	4.1
ch.7	2.1	2.0	2.1	4.2	4.2	4.1
ch.8	2.0	2.1	2.0	4.0	4.1	4.0
ch.9	2.1	2.0	2.0	4.3	4.1	4.0
ch.10	2.1	2.0	2.2	4.2	4.2	4.2
ch.11	2.0	2.1	2.0	4.0	4.2	4.0
ch.12	2.0	2.1	2.0	4.1	4.3	3.9
ch.13	2.2	2.0	2.1	4.2	4.2	4.0
ch.14	2.0	2.0	2.0	4.1	4.1	4.0
ch.15	1.9	2.1	2.0	4.0	4.3	4.0
ch.16	2.1	2.1	2.1	4.2	4.1	4.1
ch.17	1.9	2.1	1.9	3.9	4.2	4.0
ch.18	1.9	2.2	2.0	4.0	4.2	4.0
ch.19	1.9	2.1	2.0	4.1	4.2	4.0
Ave.	2.0	2.1	2.0	4.1	4.1	4.0

4. 実験再現によるモデル検証

4.1 計算の概要

数値計算に際しては、分割層数は3とし、各層の層厚は第1層(最上層)を水深 $h(=24\text{cm})$ の $1/6$ 、第2層を $1/3$ 、第3層を $1/2$ に設定した。したがって、第3層の上端に固定浮体の底面が位置する条件となる。水位は $t/2$ 毎に、 x 方向の流速と y 方向の流速は $t/2$ シフトさせて t 間隔で交互に定義するタイプのADI法を採

用し、複数の未知数に対するバンドマトリックスの解法には拡張されたトーマス法を用いた。非線形項は2つの時間ステップでの諸量の積の形で表現し、移流項については水表面流速 u_s に代えて第1層の平均流速 u_1 を用い、繰り返し計算は行っていない。また、3次以上の非線形項は無視している。

4.2 水位時系列の再現性

図-3.1に波高3.0cm, 周期0.85sのケースの、図-3.2に波高3cm, 周期1.70sのケースの水位時系列の再現結果をそれぞれ示す。いずれの周期についてもかなり良好な再現性が認められる。周期0.85sの場合は波高3cmでも正弦波に近い波形となっており非線形性の影響が少ないケースであるが、各測点における振幅・位相は良好に再現されている。周期1.70sのケースでは浮体横の測点等で非線形性の効いた波形がみられるとともに上手側では2次波峰を有する波形となっている。計算はこういった波形の特徴も含めて全体を良好に再現しており、非線形分散多層波動方程式の準3次元問題への基本的適用性が認められる。

5. あとがき

平面波浪モデルの精度向上はいかにして波動流速場の鉛直分布を詳細に表現するかにかかっているが、非線形分散多層波動方程式は多層モデル化という方法でこの問題に対処したものであり、非線形性、分散性に対する精度の向上に加えて、準3次元的な境界条件の取り扱いが容易であるという多層モデル特有の利点を有している。今回、固定浮体実験の再現によってこういった問題への適用性が確認された。

参考文献

- 1) 金山 進: 平面波浪場評価手法に関する研究 - 基礎方程式の導出および基本的特性の検証 -, 五洋建設技術年報, 第27巻, pp.97-102, 1997
- 2) 金山 進: 強分散性非線形平面波浪場に対する多層モデルの提案, 海岸工学論文集, 第44巻, pp.41-45, 1997
- 3) Nwogu, O.: Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol.119, No.6, pp.618-638, 1993
- 4) 喜岡 渉・柏原謙爾: 高次 Boussinesq 方程式とそのステップ地形への適用性, 海岸工学論文集, 第42巻, pp.166-170, 1993
- 5) Madsen, P.A., B. Banijamali, H.A. Schaffer, and O.R. Sorensen, : Boussinesq type equations with high accuracy in dispersion and nonlinearity, Proc. 25th I.C.C.E., pp.95-108., 1996

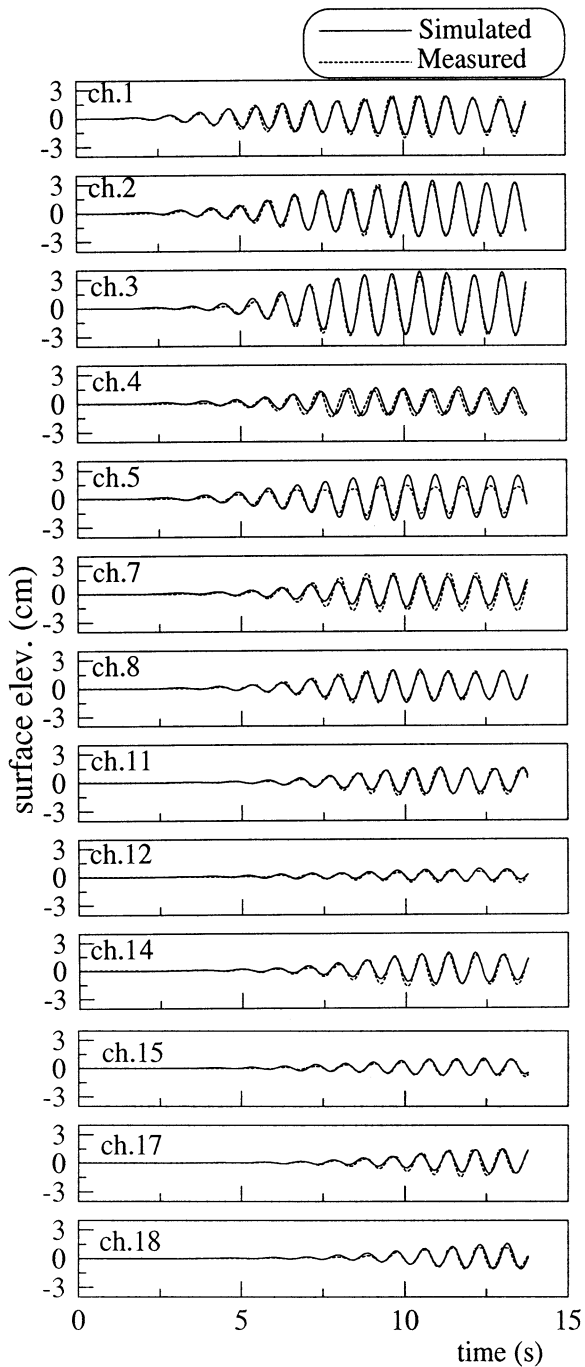


図 - 3 . 1 計算結果と実験結果の水位時系列の比較
(波高 3cm、周期 0.85s)

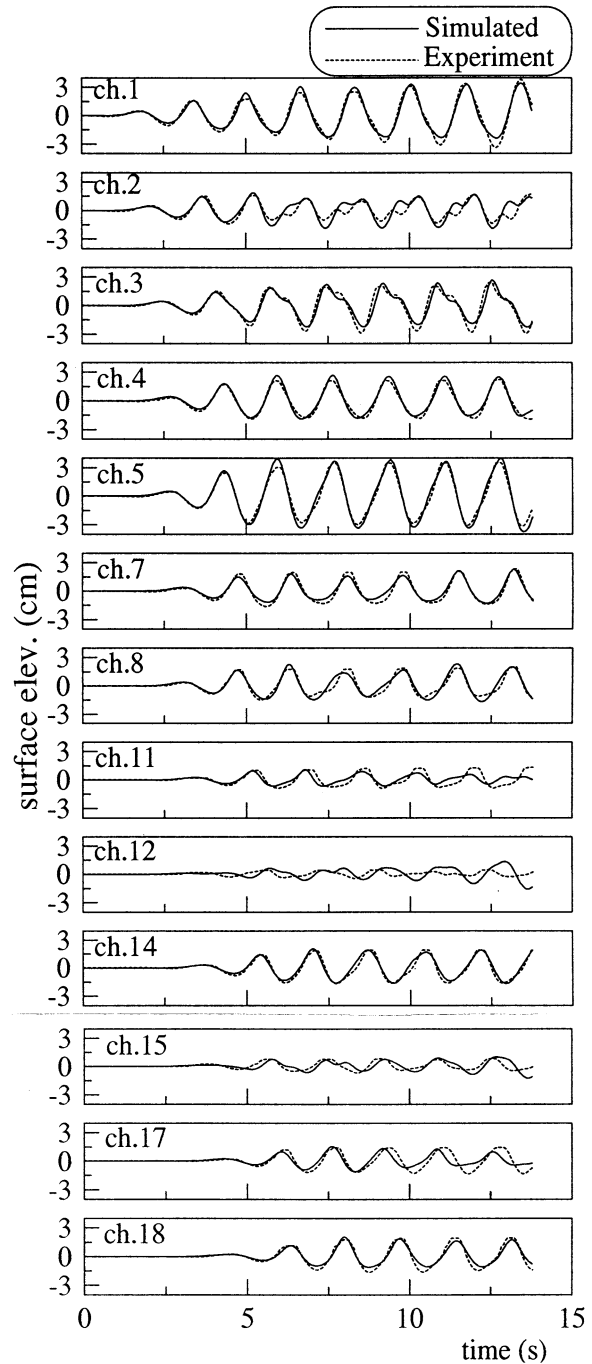


図 - 3 . 2 計算結果と実験結果の水位時系列の比較
(波高 3cm、周期 1.70s)

- 6) Gobbi, M.F., and J.T. Kirby : A fourth order Boussinesq - type wave model, Proc. 25th I.C.C.E., pp.1116-1129, 1996
 7) 瀬岡和夫・中川康之 : 新しい非線形・分散性波動方程式による非線形波動場解析の試み、海岸工学論文集、第40巻、pp.6-10、1993

- 8) 磯部雅彦 : 非線形緩勾配方程式の提案、海岸工学論文集、第41巻、pp.1-5、1994
 9) 後野正雄 : 強非線形平面不規則波動場に対する連成振動方程式とその基礎的特性、海岸工学論文集、第41巻、pp.16-20、1994