

港湾空港技術研究所 資料

TECHNICAL NOTE
OF
THE PORT AND AIRPORT RESEARCH INSTITUTE

No.1175

March 2009

スパイクノイズ処理を有する数値波動水槽による衝撃碎波圧の計算

有川 太郎

山野 貴司

独立行政法人 港湾空港技術研究所
Independent Administrative Institution,
Port and Airport Research Institute, Japan

目 次

要 旨	3
1. まえがき	4
1.1 研究の背景・目的	4
1.2 構成	4
2. 数値波動水槽 (CADMAS-SURF/3D) の基本特性	4
2.1 基礎方程式	4
2.2 数値解法	5
2.3 自由表面処理方法	6
2.4 砕波変形計算	7
3. スパイクノイズ処理の適用性	10
3.1 スパイクノイズとは	10
3.2 数値波動水路におけるスパイクノイズ処理	10
3.3 直立堤に作用する砕波圧の比較	11
3.4 直立護岸に作用する衝撃段波津波波圧の比較	12
4. 大規模計算の実用性	13
4.1 検討目的	13
4.2 並列計算処理と計算効率	14
4.3 現地モデルを用いた計算	16
4.4 結果と考察	17
5. スパイクノイズの抜本的対策の可能性	19
5.1 スパイクノイズの原因	19
5.2 気液 2 相モデルの基礎方程式	19
5.3 直立堤に作用する砕波圧の比較	20
5.4 スパイクノイズの抜本的対策	21
6. まとめ	21
7. 謝辞	22
参考文献	22
記号表	22

Application of treatment for spike-noise in Numerical Wave Tank computing impulsive wave pressure

Taro ARIKAWA*

Takashi YAMANO**

Synopsis

It is difficult to predict theoretically the impulsive wave pressure because of the variety in the design of breakwaters. Under such a situation, the criteria generating the impulsive wave pressure are described in the design manual. In the recent years, researches and developments of the numerical wave tank are gradually advanced and the wave transformation prediction simulators including wave breaking without any empirical formula are established. However the large size calculations becomes capable because of the hardware developments. In this report, the validity of the impulsive wave pressure calculations is verified by using the numerical wave tank based on VOF method, and the possibility of the practical application is investigated by calculating a model with large number of meshes. This numerical tank includes the gas-liquid two phase flow model, and the results of calculated impulsive wave pressure are compared. The main conclusions are the following:

- 1) The 3-D numerical wave tank was developed based on the 2-D type numerical wave flume proposed by the research group for the CADMAS-SURF.
- 2) The advanced deformation scheme for breaking waves was proposed and the validity of breaking criteria under uniform slope seabed was confirmed.
- 3) The treatment of numerical noise of the 2D numerical flume was applied to this 3-D numerical tank and the numerical results agreed well with experimental results.
- 4) The cause of the numerical noise of single phase flow model was clarified by using the gas-liquid two phase flow mode. The noise was induced by disagreement of water surface conditions in a gas area in the single phase numerical tank.
- 5) The large size simulations resembling the field condition were conducted, and the generation of impulsive wave pressures was confirmed. Furthermore, the local variation of the breakwater plane arrangement made the impulsive wave pressure larger.

Keyword: Numerical tank, CADMAS-SURF, Impulsive breaking wave pressure, Numerical simulation, Breaking waves, Large scale simulation

* Senior Researcher, Marine Environment and Engineering Department

** Toyo Construction Co., Ltd. (Former Trainee of Maritime Structures Division, Marine Environment and Engineering Department)

スパイクノイズ処理を有する数値波動水槽による衝撃砕波圧の計算

有川 太郎*・山野貴司**

要 旨

衝撃砕波圧はケーソンの破壊・変形を考えるうえで重要な外力のひとつであるが、消波ブロックの不連続部など面的な断面の違いや多岐にわたる構造形式の違いまで考慮して、衝撃砕波圧の発生や大きさを予測することは、理論的・実務的に困難な問題のひとつである。一方、構造物に作用する波圧や構造物周辺の流れまで計算可能な3次元数値波動水槽(CADMAS-SURF/3D)の開発が進められており、さらに計算機の発達により大規模領域での計算が実務的にも可能となりつつあり、数値波動水槽による衝撃砕波圧の予測が、実務的に可能な環境ができてきた。しかし、衝撃砕波圧の計算の際、スパイクノイズと呼ばれる衝撃砕波圧の時間的特性とよく似た数値ノイズが発生することから、有川ら(2001)は、2次元数値水路(CADMAS-SURF)において、その対策を提案した。

そこで、本研究では、3次元数値波動水槽の実務適用を目標として、3次元数値波動水槽の基本特性を報告するとともに、2次元数値水路でのスパイクノイズ対策の3次元水槽への適用性及び現地モデルへの適用の可能性について検討する。また、スパイクノイズの根本的な原因を探り、抜本的な対策について検討する。

本研究の主要な結論は下記の通りである。

- ・数値波動研究会(2001)により開発された数値波動水路を基に3次元への拡張を図った。
- ・数値波動水槽の砕波計算の妥当性を実験結果及び経験式との比較により確認した。
- ・衝撃砕波圧の計算を行う際に問題となるスパイクノイズに対して、2次元数値水路の処理方法の3次元数値波動水槽での適用性について検討したところ、実験結果と整合する結果が得られることを確認した。
- ・並列計算機を用いた計算速度を検討し、大規模計算に適した計算機の特性を明らかにした。
- ・現地条件を用いた大規模計算を実施し、衝撃砕波圧が計算できていることを確認するとともに、ケーソンのずれによる衝撃砕波圧の違いを検討した。
- ・スパイクノイズの抜本的な対策手法を検証するため、3次元数値波動水槽を気液二相モデルへと拡張した。その結果、液相だけの数値波動水槽におけるスパイクノイズの原因が、水表面において連続式を満たさないこと、および気体セルの圧力が計算できていないことが要因であることを明らかにした。

キーワード：数値水槽， CADMAS-SURF， 衝撃砕波圧， スパイクノイズ， 砕波， 大規模計算

* 海洋・水工部 主任研究官

** 東洋建設株式会社 (元 海洋・水工部 耐波研究室 依頼研修生)

1. まえがき

1.1 研究の背景・目的

ケーソンの破壊・変形を考えるうえで重要な外力のひとつである衝撃砕波圧の予測手法は、港湾設計基準に提案されているが、消波ブロックの不連続部など面的な断面の違いや多岐にわたる構造形式の違いまで考慮して、予測することは困難であり、様々な条件下で予測できるツールの開発が求められている。

これまで、水理模型実験による検討が多く、高橋ら(1983)は、それまでの衝撃砕波圧に関する一連の研究をまとめ、理論的な考察を加えている。それによると、波力形式はWagner型とBagnold型に分けられ、砕波面と壁面のぶつかる角度と気体の圧縮性が衝撃砕波圧の予測には重要であることが示されている。

一方、数値計算を用いた予測手法の確立も試みられている。衝撃砕波圧の予測では、上述した通り、波面と壁面の衝突する角度の計算が重要であることから、従来の波動方程式を用いた検討では難しく、複雑な界面の変形を取り扱える計算モデルでないといけない。

そのようななか、数値波動水槽研究会(2001)は、砕波などの巻き込みや越波なども取り扱うことが可能なVOF法を用いて、耐波設計のための断面2次元数値波動水路(CADMAS-SURF)を開発した。その数値波動水路は、研究会において、波力・越波など様々な沿岸部の問題に適用された。

そこで、有川ら(2001)は、CADMAS-SURFを用いた衝撃波圧計算法の適用性について検討し、実験結果と比較した。その際、衝撃砕波圧の時間特性に似たスパイクノイズと呼ばれる数値ノイズの発生が、予測精度を低下させるという問題が生じたため、その対策を提案し、予測精度の向上をはかった。

CADMAS-SURFは2次元数値水路であるため、堤頭部など平面的な問題を取り扱うためには、まず3次元水槽への拡張が必要となる。また、ソフト的な問題だけでなく、計算機というハード的な問題もクリアしなければならなかったが、最近の計算機の発達もあり、負荷のかかる計算が低コストで可能となりつつある。

そこで、本研究では、数値波動水槽研究会(2001)のノウハウを基に3次元数値波動水槽(CADMAS-SURF/3D)を開発し、砕波変形計算などの基本特性を検証するとともに、衝撃砕波圧問題への適用性について検討することとした。

1.2 構成

本研究は6章で構成されている。2章では、基礎方程式、数値計算手法、ならびに砕波変形計算について妥当性について記述する。3章では、スパイクノイズについて説明するとともに、有川ら(2001)で提案したスパイクノイズ除去手法のCADMAS-SURF/3Dへの適用性を調べる。4章では、大規模計算の実用性を検証するため、現地港湾への適用事例ならびに、計算効率についての検討を行う。5章では、スパイクノイズの抜本的対策の可能性について、気液2相モデルを用いて検討する。6章は、本研究の総合的なまとめと、今後の展望について述べる。

2. 数値波動水槽(CADMAS-SURF/3D)の基本特性

2.1 基礎方程式

CADMAS-SURF/3Dは、3次元非圧縮性粘性流体を対象とした連続式およびNavier-Stokes方程式をポーラスモデルに基づいて拡張した式(2.1)から式(2.4)を基礎方程式としており、また、海底斜面や透過性消波構造物等の複雑な形状を取り扱えるようにするために、表面形状の決定にVOFモデルを用いたものである。

$$\frac{\partial \gamma_x u}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_y v}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_z w}{\partial z} = \gamma_v S_p \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \lambda_u \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x uu}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_y uv}{\partial y} + \frac{\partial \lambda_z uw}{\partial z} = -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x \nu_e \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \gamma_y \nu_e \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z \nu_e \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} - \gamma_v D_x u - R_x + \gamma_v S_u \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \lambda_v \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x uv}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_y vv}{\partial y} + \frac{\partial \lambda_z vw}{\partial z} = -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x \nu_e \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \gamma_y \nu_e \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z \nu_e \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right\} - \gamma_v D_y v - R_y + \gamma_v S_v \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \lambda_w \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x uw}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_y vw}{\partial y} + \frac{\partial \lambda_z ww}{\partial z} = -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x \nu_e \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \gamma_y \nu_e \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z \nu_e \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right\} \\ - \gamma_v D_z w - R_z + \gamma_v S_w - \frac{\gamma_v \rho^* g}{\rho} \end{aligned} \quad (2.4)$$

ここで、 t ：時間、 x, y ：水平方向座標、 z ：鉛直方向座標、 u, v, w ： x, y, z 方向の流速成分、 ρ ：規準密度、 ρ^* ：浮力を考慮する密度、 p ：圧力、 ν_e ：分子動粘性係数 ν

と渦動粘性係数 ν_t の和, g : 重力加速度, γ_v : 空隙率, $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$: x, y, z 方向の面積透過率である. D_x, D_y, D_z はエネルギー減衰帯のための係数, S_ρ, S_u, S_v, S_w は造波ソースのためのソース項である.

$\lambda_v, \lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$ は, C_M を慣性力係数とし, 次式で表す. 第2項が構造物から受ける慣性力の効果となる.

$$\left. \begin{aligned} \lambda_v &= \gamma_v + (1 - \gamma_v) C_M \\ \lambda_x &= \gamma_x + (1 - \gamma_x) C_M \\ \lambda_y &= \gamma_y + (1 - \gamma_y) C_M \\ \lambda_z &= \gamma_z + (1 - \gamma_z) C_M \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

また, C_D を抵抗係数として多孔質体からの抵抗力 R_x, R_y, R_z は, 式(2.6)のように流速の2乗に比例する形でモデル化する. $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ は x, y, z 方向の格子間隔である.

$$\left. \begin{aligned} R_x &= \frac{1}{2} \frac{C_D}{\Delta x} (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \\ R_y &= \frac{1}{2} \frac{C_D}{\Delta y} (1 - \gamma_y) v \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \\ R_z &= \frac{1}{2} \frac{C_D}{\Delta z} (1 - \gamma_z) w \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

自由表面解析モデルには, 汎用性が高く, 複雑な表面形状を解析可能である VOF 法を採用する. VOF 法では, 本来ステップ関数となる「流体である・ない」を表す関数を計算セル毎に平均化した VOF 関数 F の移流方程式と, 表面の向きを逐次的に計算することにより, 自由表面の挙動を解析するポーラスモデルに基づく VOF 関数 F の移流方程式を式(2.7)に示す.

$$\gamma_v \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial \gamma_x u F}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_y v F}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_z w F}{\partial z} = \gamma_v S_F \quad (2.7)$$

ここで, S_F は造波のためのソース項である.

2.2 数値解法

(1) 離散化の方針

数値解法は2次元版と同じく SMAC (Simplified Marker and Cell) アルゴリズムを用いて行う. 離散化の方針を以下のとおりとする.

- ①スタガード格子系を採用する.
- ②格子幅を自由に設定できる可変格子幅を採用する.
- ③保存形式で記述された基礎方程式をコントロール・ボリューム法で離散化する.
- ④移流項以外の空間方向の差分は2次精度の中心差分, 移流項以外は風上差分等とする.
- ⑤補間方法には線形補間および面積補間を用いる.
- ⑥時間方向の離散化は Euler 法を基本とし, 運動方程式と連続の式の連成には, 圧力項を陰的に評価する SMAC 法を採用する.

(2) 時間方向の離散化

ある時刻 t の物理量 f^n から, 新しい時刻 $t + \Delta t$ の物理量 f^{n+1} を計算するための時間方向の離散化は, Euler 法 (陽解法) を基本とし, 運動方程式と連続の式の連成には, 圧力項を陰的に評価する SMAC 法を採用する. 時間方向の離散化の概念図を図-2.1 に示す.

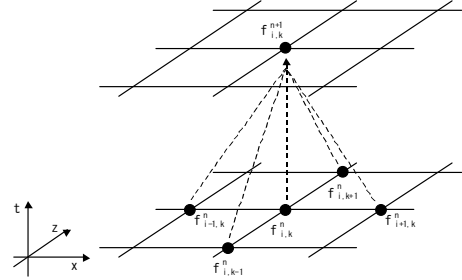


図-2.1 時間方向の離散化の概念

Euler 法は最も基本的な陽解法であり, 基礎方程式を

$$\frac{\partial f}{\partial t} = G(f) \quad (2.8)$$

として離散化すると次式となる.

$$f^{n+1} = f^n + \Delta t G(f^n) \quad (2.9)$$

Navier-Stokes 方程式および連続の式には圧力の時間変動項がなく, SMAC 法では圧力項を陰的に評価することで, 新しい時刻の圧力を求める. 式(2.1)から式(2.4)の基礎方程式を SMAC 法により時間方向に離散化すると

$$\frac{\partial \gamma_x u^{n+1}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_y v^{n+1}}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_z w^{n+1}}{\partial z} = \gamma_v S_\rho \quad (2.10)$$

$$u^{n+1} = u^n + \frac{\Delta t}{\lambda_v} \left\{ -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial P^{n+1}}{\partial x} + G_x(u^n, v^n, w^n) \right\} \quad (2.11)$$

$$v^{n+1} = v^n + \frac{\Delta t}{\lambda_v} \left\{ -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial P^{n+1}}{\partial y} + G_y(u^n, v^n, w^n) \right\} \quad (2.12)$$

$$w^{n+1} = w^n + \frac{\Delta t}{\lambda_v} \left\{ -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial P^{n+1}}{\partial z} + G_z(u^n, v^n, w^n) \right\} \quad (2.13)$$

となる. なお, 式(2.11)から式(2.13)の時間項と圧力項以外の項を, それぞれ $G_x(u^n, v^n, w^n)$, $G_y(u^n, v^n, w^n)$, $G_z(u^n, v^n, w^n)$ とまとめて表記した. ここで, 仮流速 (u^-, v^-, w^-) およびポテンシャル関数 ϕ を

$$u^- = u^n + \frac{\Delta t}{\lambda_v} \left\{ -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial P^n}{\partial x} + G_x(u^n, v^n, w^n) \right\} \quad (2.14)$$

$$v^- = v^n + \frac{\Delta t}{\lambda_v} \left\{ -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial P^n}{\partial y} + G_y(u^n, v^n, w^n) \right\} \quad (2.15)$$

$$w^- = w^n + \frac{\Delta t}{\lambda_v} \left\{ -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial P^n}{\partial z} + G_z(u^n, v^n, w^n) \right\} \quad (2.16)$$

$$\phi = -\frac{\Delta t}{\rho}(P^{n+1} - P^n) \quad (2.17)$$

とし、それらを用いて式(2.11)から式(2.13)を変形すると、式(2.18)から(2.20)を得る。

$$u^{n+1} - u^- = \frac{\Delta t}{\lambda_v} \left(-\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial P^{n+1} - P^n}{\partial x} \right) = \frac{\gamma_v}{\lambda_v} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (2.18)$$

$$v^{n+1} - v^- = \frac{\Delta t}{\lambda_v} \left(-\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial P^{n+1} - P^n}{\partial y} \right) = \frac{\gamma_v}{\lambda_v} \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (2.19)$$

$$w^{n+1} - w^- = \frac{\Delta t}{\lambda_v} \left(-\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial P^{n+1} - P^n}{\partial z} \right) = \frac{\gamma_v}{\lambda_v} \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (2.20)$$

それぞれ $\frac{\partial}{\partial x} \gamma_x$, $\frac{\partial}{\partial y} \gamma_y$ および $\frac{\partial}{\partial z} \gamma_z$ を乗じ、和をとると

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(\gamma_x \frac{\gamma_v}{\lambda_v} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\gamma_y \frac{\gamma_v}{\lambda_v} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma_z \frac{\gamma_v}{\lambda_v} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \\ &= \left(\frac{\partial \gamma_x u^{n+1}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_y v^{n+1}}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_z w^{n+1}}{\partial z} \right) \\ & - \left(\frac{\partial \gamma_x u^-}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_y v^-}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_z w^-}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2.21)$$

となり、式(2.21)の右辺第1項に式(2.10)を代入することで、以下のSMAC法のアルゴリズムが得られる。

① 仮流速 (u^- , v^- , w^-) を次式を用いて求める。

$$u^- = u^n + \frac{\Delta t}{\lambda_v} \left\{ -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial P^n}{\partial x} + G_x(u^n, v^n, w^n) \right\} \quad (2.22)$$

$$v^- = v^n + \frac{\Delta t}{\lambda_v} \left\{ -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial P^n}{\partial y} + G_y(u^n, v^n, w^n) \right\} \quad (2.23)$$

$$w^- = w^n + \frac{\Delta t}{\lambda_v} \left\{ -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial P^n}{\partial z} + G_z(u^n, v^n, w^n) \right\} \quad (2.24)$$

② 次の Poisson 方程式を解きポテンシャル関数 ϕ を求める。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(\gamma_x \frac{\gamma_v}{\lambda_v} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\gamma_y \frac{\gamma_v}{\lambda_v} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma_z \frac{\gamma_v}{\lambda_v} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \\ &= \gamma_v S_\rho - \left(\frac{\partial \gamma_x u^-}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_y v^-}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_z w^-}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2.25)$$

③ 新しい時刻の u^{n+1} , v^{n+1} , w^{n+1} および P^{n+1} を次式を用いて求め、必要な時刻まで①～③を繰り返す。

$$u^{n+1} = u^- + \frac{\gamma_v}{\lambda_v} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (2.26)$$

$$v^{n+1} = v^- + \frac{\gamma_v}{\lambda_v} \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (2.27)$$

$$w^{n+1} = w^- + \frac{\gamma_v}{\lambda_v} \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (2.28)$$

$$P^{n+1} = P^n - \frac{\rho}{\Delta t} \phi \quad (2.29)$$

なお、空間方向の離散化等については、数値波動水路研究会(2001)を参照されたい。

(3) 造波方法等

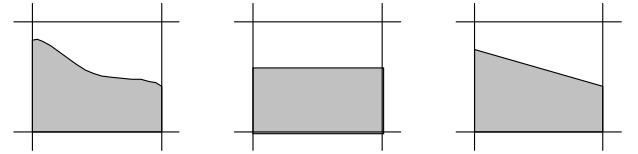
造波方法等については、2次元版(数値波動水路研究会, 2001)と変わらないが、斜め入射も可能であるようにしている。

2.3 自由表面処理方法

(1) 概略

衝撃砕波圧の計算は特に波面の計算精度の向上は重要であるため、その処理方法を改良した。

ドナー・アクセプタ法では、**図-2.2 (b)**に示すとおり、界面を計算格子に垂直に設定するため移流量の精度が低下するという問題がある。この問題に対処するため、**図-2.2 (c)**に示すとおり、界面を1次関数(3次元では平面)で表現し、その傾きを考慮する方法を導入する。なお、傾きを考慮するのはVOF関数の移流項についてであり、界面における流速の設定や圧力に関する計算は既存の方法で行う。



(a) モデル化前 (b) ドナー・アクセプタ (c) 今回

図-2.2 界面のモデル化

界面の傾きを考慮した方法の計算手順は以下のとおりとなる。

- ① 法線ベクトルの算出: VOF関数を数値微分し界面の法線ベクトルを算出する
- ② 界面パターンの分類: 法線の向きおよび移流方向から界面のパターン进行分类する
- ③ 界面の決定: 計算セルに含まれる流体の量から界面の方程式を決定する
- ④ 移流量の算出: 界面の方程式および移流速度から移流量を算出する

以下では2次元(界面は1次関数)で記述し、詳細な分類・数式は紙面の都合上省くものとする。ここでの分類方法と同様のことを3次元に扱うことで、本研究で開発したものと同様の結果が得られる。

(2)計算手法

a) 法線ベクトルの算出

界面の法線ベクトルの算出方法は、元のモデルとの境界値の確保位置との整合性から、式(2.30)を用いてセル中心で算出する。ここで、 F はVOF値を表し、対象としているセルの水平方向座標を c_1 、鉛直方向座標を c_2 、また、それぞれの方向の n_1 、 n_2 を法線ベクトルとする。実際には、 n_1 、 n_2 は、 x 方向や z 方向となる。

$$n_1 = -\frac{\partial F}{\partial c_1}, \quad n_2 = -\frac{\partial F}{\partial c_2} \quad (2.30)$$

b) 界面パターン分類

それぞれの方向の格子間隔を Δc_1 、 Δc_2 とすると、界面(1次関数)は図-2.3のとおりとなる。法線ベクトルの長さがゼロの場合は流体セルや気体セルであり、また、移流方向に垂直($n_2 \approx 0$)または水平($n_1 \approx 0$)であれば、ドナー・アクセプタ法で計算する。界面が傾斜している場合には、流体が占める割合から図-2.4のP1-1からP2-3までの6パターンに分類する。

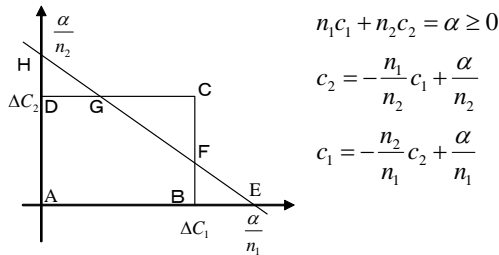


図-2.3 1次関数で表された界面

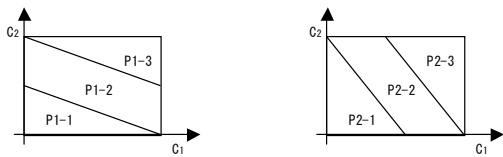


図-2.4 界面が傾斜しているときのパターンの分類

c) 界面の決定

対象としているセルに含まれる流体量は F 値から計算でき、それを用いて1次関数で表された界面

$$n_1 c_1 + n_2 c_2 = \alpha \quad (2.31)$$

の α を、式(2.32)の2次方程式を解くことにより決定する。ここで H_1 、 H_2 は、図-2.4で示される各パターンにより、表-2.1のように決定される値である。

$$V_{give} = A\alpha^2 + B\alpha + C \quad (2.32)$$

$$\begin{cases} A = (1 - H_1 - H_2) / 2n_1n_2 \\ B = (2H_1n_1\Delta c_1 + 2H_2n_2\Delta c_2) / 2n_1n_2 \\ C = (-H_1n_1^2\Delta c_1^2 - H_2n_2^2\Delta c_2^2) / 2n_1n_2 \end{cases}$$

表-2.1 各パターンの係数

	P1-1	P1-2	P1-3	P2-1	P2-2	P2-3
H_1	0	1	1	0	0	1
H_2	0	0	1	0	1	1

d) 移流量の算出

図-2.5に示すように、流速分だけ移流するとし、その面積を計算することで、移流量を計算する。その結果界面の傾きを考慮した移流計算が可能となる。

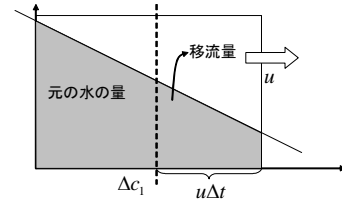


図-2.5 移流量の概念図

2.4 碎波変形計算

(1) 計算条件

碎波計算の妥当性を検証するために、単純な水路を用いて計算から得られる碎波点と合田(1970)の碎波指標との比較を行った。計算断面としては斜面勾配 1/10, 1/20, 1/30, 150 を水路内に設置し、入射波高、周期を変化させて碎波点を測定した(図-2.6)。なお、図中に格子サイズを表示しているが、表示していない区域に関しては、等差数列を用いた可変格子としている。また、奥行方向に関しては、格子サイズ 5cm の2点として断面水路を構築した。

碎波点は、岸沖方向の全格子点の水位から波高をゼロアップクロス法で計算し、その最大となる点とする。図-2.7に、海底勾配 1/10、換算沖波波高比 $H_0^*/L_0=0.020$ の場合における斜面前端から汀線までの波高の分布を一例として示す。

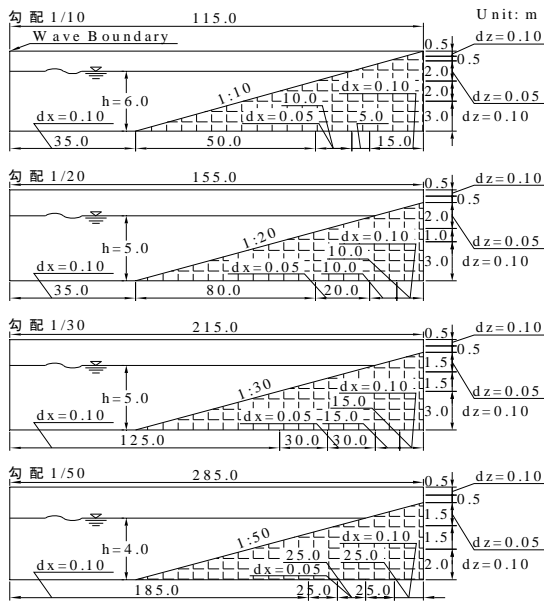


図-2.6 計算断面図

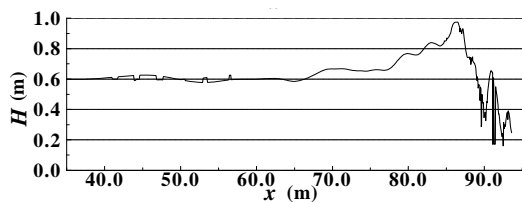
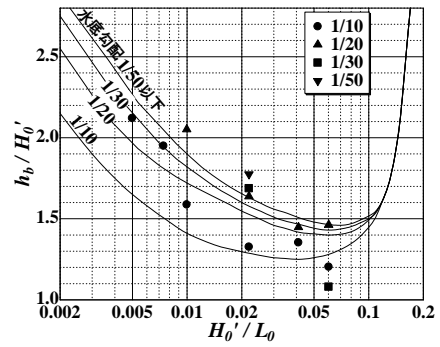


図-2.7 波高の岸方向分布の例

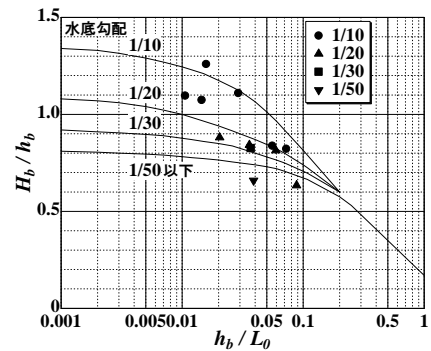
(2) 碎波指標との比較

図-2.8は、合田(1970)の碎波指標と、本計算による結果とを比較した図であり、図-2.9に、水底勾配 1/10 における碎波水深・換算沖波波高比の実験値と比較した結果を示す。図-2.8より、全般的な傾向は実験結果と整合していることがわかる。

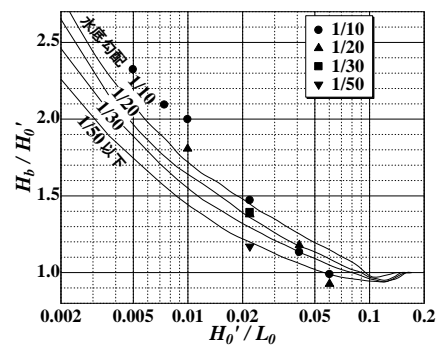
特に、換算沖波波高が小さいほど精度が落ちている(図-2.8(a)(b))。また、碎波波高および碎波波峰高においても同様の結果となった(図-2.8(c)(d))。ただし、図-2.9より実験データとの整合性は良く、今後、ケースを増やしてその傾向を調査することが必要である。また、沖波波高が小さい場合の差異が生じる原因には、格子の大きさが考えられ、波高に対する鉛直方向の格子分割数が重要であることがわかる。



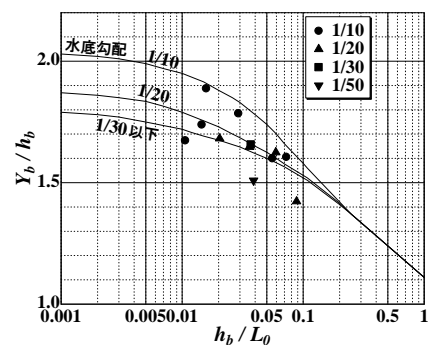
(a) 碎波水深・換算沖波波高比



(b) 碎波波高・水深比



(c) 碎波波高・換算沖波波高比



(d) 碎波波峰高・碎波水深比

図-2.8 合田(1970)の碎波指標との比較

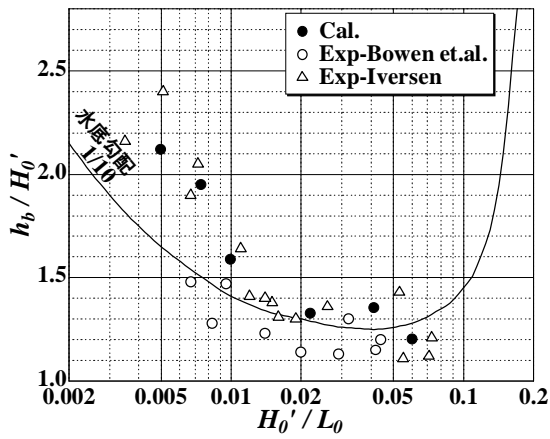


図-2.9 実験データとの比較

(3) 碎波波形

3種類の海底勾配と換算沖波波形勾配における、それぞれの碎波点で碎波が発生した時間の0.25s毎の1秒間の空間波形を図-2.11に示す。各波浪条件と地形条件、および碎波の形態は図-2.10にプロットした3点のものである。

図-2.11(a)の崩れ碎波は良く再現していると思われるが、(b)の巻き碎波は崩れ碎波に、(c)の碎け寄せ波碎波は巻き碎波に近い形態となっている。

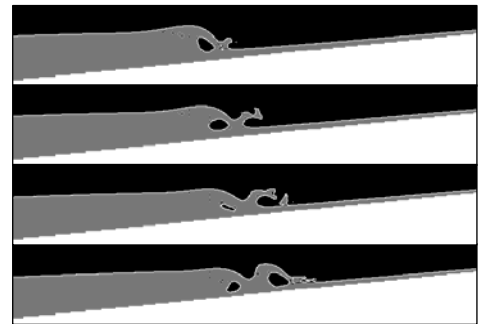
また、図-2.12に、碎け寄せ波碎波発生時の流速ベクトルを示す。図より、碎波の前面で先行波の戻り流れが発生していることがわかる。しかしその流速値が小さいため、波面全体が碎けることなく巻き碎波の様な形態となっている事が考えられる。



(a) 崩れ碎波 ($\tan \theta = 1/20, H_0'/L_0 = 0.060$)



(b) 巻き碎波 ($\tan \theta = 1/20, H_0'/L_0 = 0.020$)



(c) 碎け寄せ波碎波 ($\tan \theta = 1/10, H_0'/L_0 = 0.006$)

図-2.11 碎波形態の違い

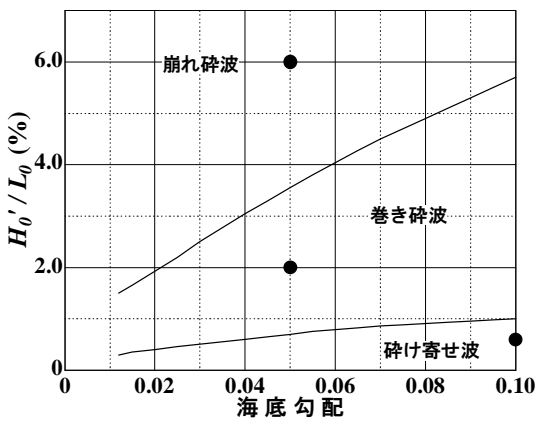


図-2.10 碎波形態の比較表

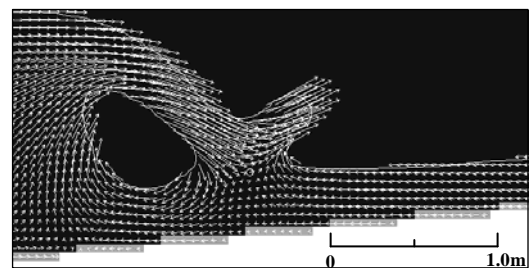


図-2.12 流速ベクトル

(4) 三角潜堤における碎波変形計算

a) 計算条件

平面的な碎波計算が行われているかどうか確認するために、三角潜堤状での碎波変形を計算した。図-2.13に三角潜堤の計算条件を示す。波浪条件は、波高 $H=1.0\text{m}$ 、周期 $T=10.0$ で行った。

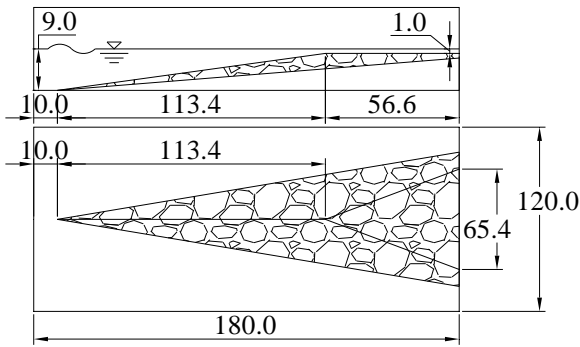


図-2.13 計算水槽（上：断面，下：平面（単位 m））

b) 計算結果

図-2.14 は、三角潜堤の上での碎波変形の空間波形のスナップショットを示したものである。図より、本計算結果は碎波現象を良く再現できていると思われる。



図-2.14 三角潜堤の上での碎波変形計算結果

3. スパイクノイズ処理の適用性

3.1 スパイクノイズとは

スパイクノイズとは、構造物に作用する波圧を計算す

る際に発生する数値ノイズのことを言う。極端に大きいスパイクノイズが局所的に発生する場合、スパイクノイズと衝撃波圧の区別が困難となる。

特に本計算システムで採用している VOF 法を用いた単相モデルにおいては、スパイクノイズが顕著に発生することがわかっている(有川ら, 2001)。

VOF 法では、計算領域の各セルを、液相セル、気相セルならびに表面セルに区分する。液体を対象とした単相計算においては、液相セルのみを計算し、そこでの連続式、運動方程式を満たすように計算する。表面セルは、表面の圧力として大気圧を設定し、流速については、外挿補間するか、勾配ゼロにする。気体セルは、計算されないセルとなる。よって、表面セルならびに気体セルについては、基礎方程式を満足しない。そのため、図-3.1 のような気体が流体の中に取り込まれる状態になると、中の表面セル・気体セルについては計算されないため、その気体の中に流体が流れ込み、表面セル・気体セルが流体セルに変化した場合、圧力ならびに連続式を満たしていない流体セルが突然現れるため、スパイクノイズが現れることとなる。

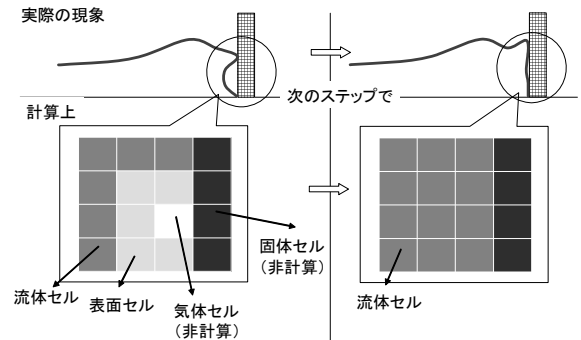


図-3.1 スパイクノイズの発生原因

3.2 数値波動水路におけるスパイクノイズ処理

2次元数値波動水路(CADMAS-SURF)におけるスパイクノイズ処理について説明する。有川ら(2001)に詳細は記載されているので、ここでは、概要を説明する。3.1より数値ノイズの発生原因が、表面セルが連続式を満たさない点および気体セルが圧力の初期値を持っていない点の、少なくとも2つの要因であることは明らかとなった。そこで、表面セルや気体セルが流体セルになったとき、連続式を満たさせるために、表面などの境界条件を変えないで、基礎方程式を複数回解くことで、連続式が満たされないために発生する圧力ノイズを平滑化する処理をとった。また、その際、気体セルは周りの流体セルの平均値とした(図-3.2)。

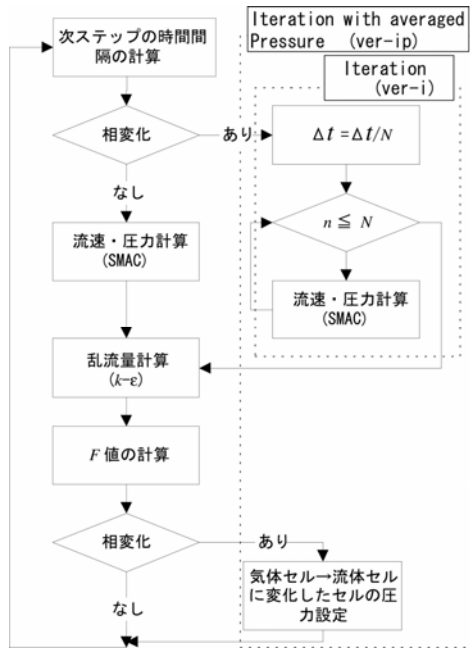


図-3.2 スパイクノイズに対する処理 (有川ら,2001)

3.3 直立堤に作用する碎波圧の比較

(1) 実験条件

実験 (高橋ら,1983) は長さ 160m, 幅 1m, 深さ 1.5m の長水路で行われており, この水路に海底模型を砂および厚さ 5cm のセメントモルタルで形成し, その上に波圧測定用の直立壁を設置している. 海底の斜面勾配は 3/100 と 1/10 の 2 種を対象としている. 図-3.3 は海底勾配 3/100 の場合である. 斜面から水平床に変わる位置 (水平床前端) より直立壁までの距離を水平部距離 B_1 で表し, B_1 を 0~700cm の間で変化させている. 図-3.4 は波圧測定用の直立壁の図である.

(2) 計算条件

実験条件の中から, シリーズ A の実験を用い, 直立堤前の斜面勾配を 1/10 とした (図-3.5). 造波位置から直立堤までの長さは, 計算時間の関係から水理模型実験よりも短くした. 断面の計算格子間隔は, 有川ら(2001)と同条件とし, y 方向の格子は 2cm, 格子数は 5 個とした.

(3) 2次元計算との比較

$T=3s$, $h=30cm$, $H=35.1cm$, $B_1=25cm$ および $50cm$ の結果を 2次元版と 3次元版とで, 図-3.4 における No.4 の位置にある波圧の時系列を比較したものが, である (図-3.6). 実線が 3次元計算であり, 点線が 2次元計算である. これをみると, ほぼ同程度の衝撃波圧と作用時間であることがわかる. また, さらに, 若干 3次元版のほうが, 細かいノイズが少ない場合が多い. 細かいノイズは

下向きにでているものであり, これは, 気泡の圧力設定ができていないことが要因と考えられるが, 3次元計算のほうが, 気体セルから流体セルに変更されるような現象が少ない可能性がある. これは, 2次元のときのように, 周りから押しつぶされるような条件が, 3次元の計算では生じにくいと考えられる.

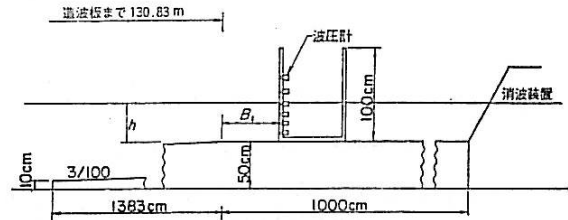


図-3.3 実験模型 (3/100 勾配)

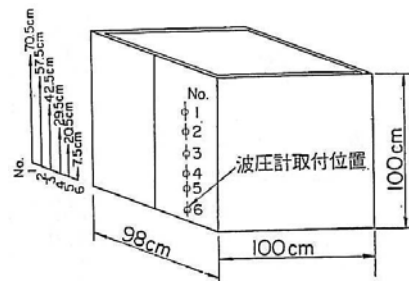


図-3.4 波圧測定用直立壁

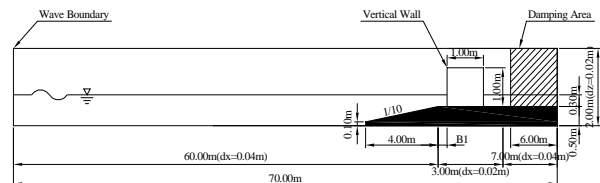


図-3.5 計算領域

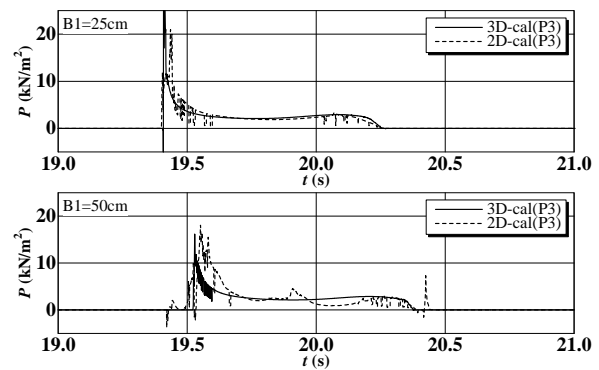


図-3.6 波圧の時系列の比較 ($B_1=25cm$ (上), $50cm$ (下))

(4) 波圧強度の比較

波圧強度について、実験と比較した(図-3.7). 実験より定性的には低めにでているものの、ほぼ実験値と整合していることがわかる。

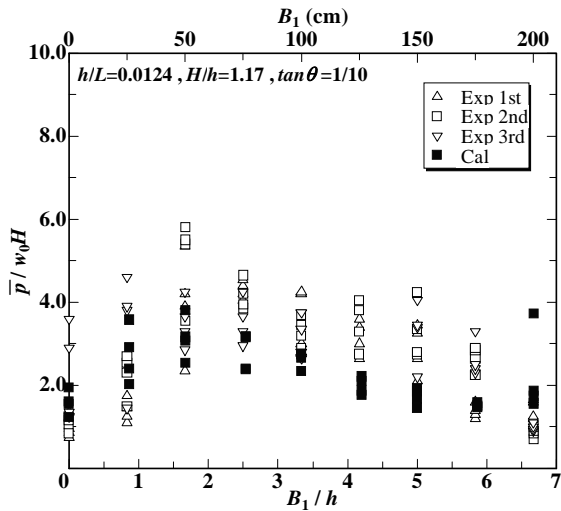


図-3.7 波圧強度の比較

3.4 直立護岸に作用する衝撃段波津波波圧の比較

(1) 計算条件

3.3 の実験において、波圧強度などの量が実験と整合していることがわかった。そこで、より詳細に精度を検証するため、波形の比較を行う。

地形は、図-3.8のような沖側 50m 地点から汀線まで 1/50 勾配であり、汀線付近に護岸を設置した。水槽全体の計算領域は、長さ 74.50m × 幅 0.06m × 高さ 2.25m の空間であり、沖側 74.00m の位置で波高 0.27m, 周期 20s を与えた。汀線から 25m の位置での造波データを作成し、それを用いて護岸前面の詳細な計算を行った。護岸前面の計算領域は長さ 25.10m × 幅 0.30m × 高さ 1.5m の 3次元数値水槽で計算を行った。造波データは、水路全体の計算結果から図の中央に位置する 25m の位置において作成した。x 方向の格子サイズは、護岸前面で 2cm, y 方向の格子サイズは 2cm, z 方向の格子サイズは、静水面付近で 1cm とした。詳細の格子などの計算情報は表-3.1, 表-3.2 に示す。

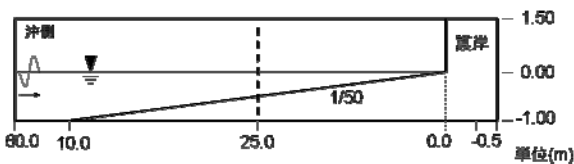


図-3.8 計算領域

表-3.1 計算格子 (全体計算領域)

方向	距離(m)	格子間隔(m)	格子数	備考
x	74 ~ 50	0.10	240	等間隔
	50 ~ 25	0.10-0.05	345	不等間隔
	25 ~ 15	0.05-0.02	305	不等間隔
	15 ~ -0.5	0.02	775	等間隔
	合計		1666	
y	0.06	0.02	3	等間隔
	合計		3	
z	-1.0 ~ -0.5	0.04-0.02	13	不等間隔
	-0.5 ~ 0.0	0.02-0.01	34	不等間隔
	0.0 ~ 0.5	0.01	50	等間隔
	0.5 ~ 1.0	0.01-0.02	34	不等間隔
	1.0 ~ 1.25	0.02	16	等間隔
	合計		147	

表-3.2 計算格子 (詳細計算領域)

方向	距離(m)	格子間隔(m)	格子数	備考
x	25 ~ 20	0.04	125	等間隔
	20 ~ 15	0.04-0.02	172	不等間隔
	15 ~ -0.10	0.02	755	等間隔
	合計		1052	
y	0.3	0.02	15	等間隔
	合計		15	
z	-0.5 ~ 0.0	0.02-0.01	34	不等間隔
	0.0 ~ 0.5	0.01	50	等間隔
	0.5 ~ 1.0	0.01-0.02	34	不等間隔
	合計		118	

(2) 実験と比較検討

実験は有川ら(2005)のものを用いた。図-3.9は各地点における水位の時系列分布を実験結果と比較したものである。実線は実験値、点線は計算値を示す。図に示すとおり、計算結果は段波状の波が護岸に作用する場合の実験結果と整合した結果がえられている。しかしながら、10m より汀線近くにおいては砕波後の波になっているが、砕波前の実験値との差に比べ、砕波後の差のほうが大きい。この理由が格子の大きさによるものであるかどうかを調べるため、水面付近の鉛直方向の格子間隔を変化させてみた。図-3.10は、実験が水面付近の鉛直格子間隔が 2cm であり、点線が 1cm で計算を行ったものである。図より、砕波前の波形には大きな違いが見られないが、砕波後には、波形の差が見られる。そのため、今後、よ

り精度の高い計算結果を行うために、格子間隔に関して詳細に調べていく必要があると考えられる。

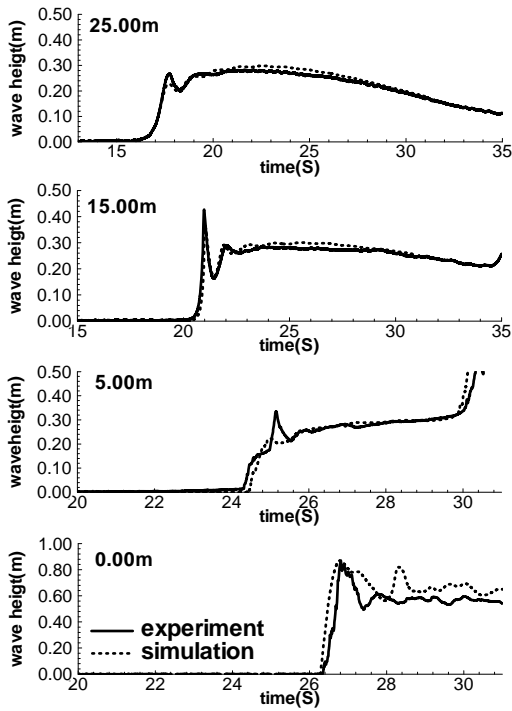


図-3.9 水位の時系列波形の比較

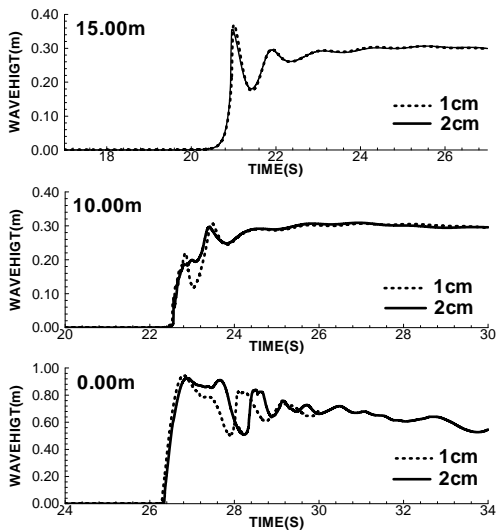


図-3.10 格子間隔の違いによる水位波形の差

図-3.11 は護岸に作用した圧力の時系列分布を比較したものである。図の結果は、波の衝突時における護岸に作用する圧力であり、図の左上の数字は圧力計の静水面からの位置である。図より、波の衝突時に護岸に作用する衝撃的な津波波圧を精度よく計算できることが確認された。図-3.12 は波の衝突時に護岸に作用する衝撃段

波津波波圧の鉛直分布の比較を示すものである。図に示すとおり、計算結果には少しばらつきが見られるが、実験値をよく再現できていることがわかる。

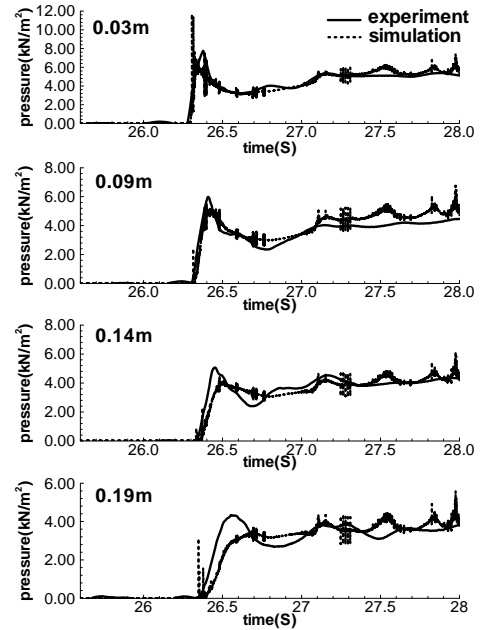


図-3.11 圧力の時系列波形の比較

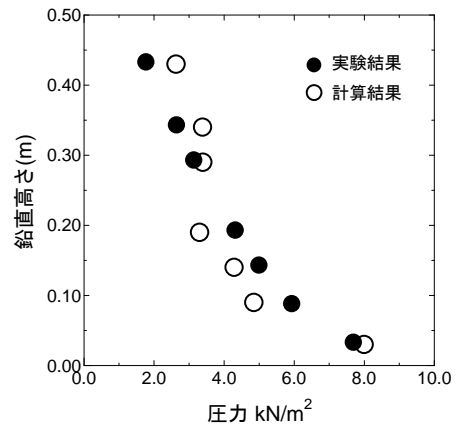


図-3.12 衝撃段波津波波圧の鉛直分布の比較

4. 大規模計算の実用性

4.1 検討目的

3章において、数値波動水槽を用いた際でも、スパイクノイズ処理によって、実験結果と整合する結果が得られることがわかった。一方で、実際に現地防波堤の被災などを検討する場合には、より大きな領域で平面的に計算できることが重要である。そこで、平面的な波力計算の妥当性を本章では検証する。しかし、そのような実験は例が少なく、計算結果の妥当性を比較することが困難

であるため、衝撃砕波圧で破壊したであろうと推測される現地防波堤の状況を計算することにより、本モデルの妥当性を検証することとした。

また、大規模計算や実務計算においては、計算効率は重要な課題であるため、はじめに並列計算処理手法と計算効率に関して記述する。

4.2 並列計算処理と計算効率

(1) 方針

領域分割法による並列計算処理を行うものの、造波境界や放射境界で鉛直方向 (z 方向) に特殊処理を行っている。よって、領域分割は水平方向 (x 方向と y 方向) のみで行うこととした。

(2) 各プロセッサの担当領域と通信領域

領域分割法では、各プロセッサは自分が計算を担当する領域とその周辺の通信領域を合わせた領域をメモリ上に配置する。通信領域の幅 (層) は計算スキームの参照関係で決まり、例えば 1 次風上差分であれば自分と隣のセルの関係のみを利用するため 1 層のみでよい。しかしながら、VOF 法ではドナー・アクセプタ法で 2 つ隣の情報が必要となるため、ここでは 2 層分の通信を行うこととした (図-4.1, 図-4.2 参照)。通信方法は、MPI ライブラリを用いた。

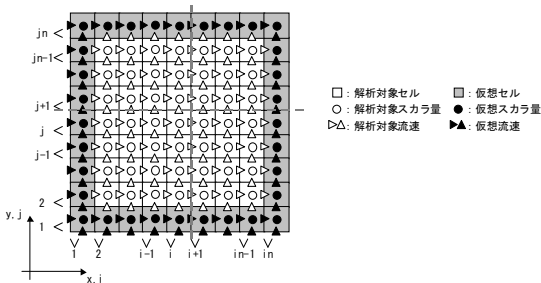


図-4.1 全体領域と変数の定義位置

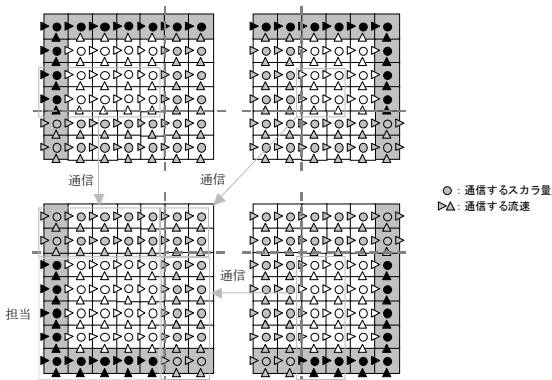


図-4.2 分割後の担当領域と通信領域

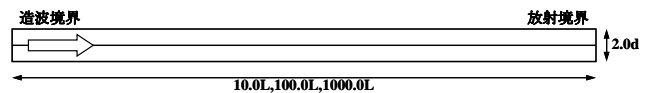
(3) 計算効率の検討条件

3.2Hz の Pentium 4 チップを搭載した Linux マシンを 1Gbit の Ether Net で接続したシステムで、計算効率の検討を行った。Ram メモリは、各計算機 2GB である。通常の汎用計算機を、ハブを用いて接続したものである。

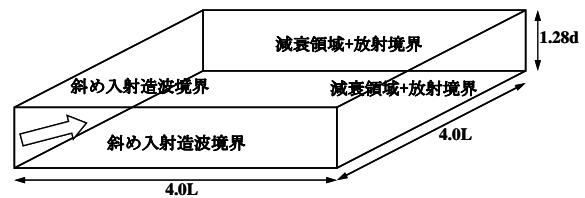
計算効率の検討を行うための、計算ケースの一覧を表-4.1 に示す。計算領域については断面計算問題と平面計算問題の 2 つを行った(図-4.3)。

表-4.1 計算ケース

名称	ステップ	格子数				計算領域
		x	y	z	合計	
C1	100	1,000	1	100	100,000	a
C2	10	10,000	1	100	1,000,000	a
C3	2	100,000	1	100	10,000,000	a
P1	100	100	100	16	160,000	b
P2	10	200	200	32	1,280,000	b
P3	2	400	400	64	10,240,000	b



(a) 断面計算領域



(b) 平面計算領域

図-4.3 計算領域

(4) 計算効率の検討結果

効率検討の結果を表-4.2 に計算時間などを示した。表中の P 数とはプロセッサ数のことを言う。また、計算時間から通信時間を引いたものを C とし、計算速度において、計算時間全体で 1 プロセッサと比較したものを D、C で比較したものを E とした。並列効率は、D と E をプロセッサ数で割ったものである。これが 100 であれば効率的な計算をしていることを示す。

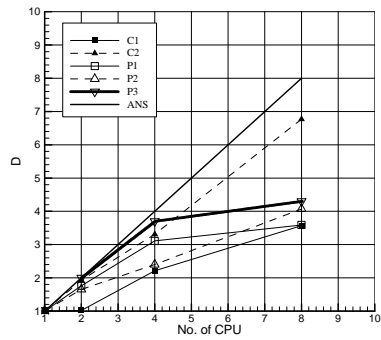
まず、計算時間全体としては、C2 のケースを除けば、通信時間の影響を受け 8CPU で並列効率が 50% 程度になることがわかる(図-4.4(a))。つまり、8 CPU を用いると 1 CPU を用いた計算時間の 4 倍になるということを表している。

一方で、通信時間を除いた計算時間は、ほぼプロセッサ数に線形比例することがわかる(図-4.4(b)), つまり8CPU用いると8倍になることを表す。これは、計算範囲を各CPUで負担することで、計算効率が上がっていることを意味する。

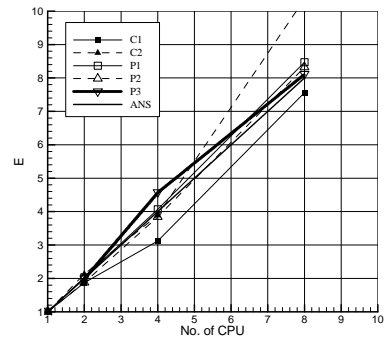
よって、CPUの数を増やし、計算領域を小さくすることで、1CPUでの計算負荷が下がった分だけ計算時間は速くなるが、通信に時間をとられた結果として、CPU数が増えた分だけの効率が得られていないことがわかる。

ここでP3のケースを基に、計算時間はCPU数に応じて線形に現象し、一方で通信時間はCPU数に応じて増加すると仮定すると図-4.5のようなになる。16CPUにした場合、通信時間のほうが計算時間を越え、全体計算時間が8CPUよりも悪くなる。32CPUにすると1CPUと全体計算時間はほぼ変わらないという結果になる。これは、通信時間に時間をとられ、並列効率(D/n)が減少するためである。従って、本システムでは、1000万格子程度の計算領域の場合、8CPU以上の並列化をしても効率が悪いことが予想される。

よって、ここからわかることは、通信手段のソフト・ハード的な改良が計算効率を高める可能性があることがわかる。



(a) 計算速度比(D)の比較



(b) 通信を除く計算時間比(E)の比較

図-4.4 計算効率とプロセッサ数の関係

表-4.2 計算効率の結果

(a) 断面問題(ケースC)

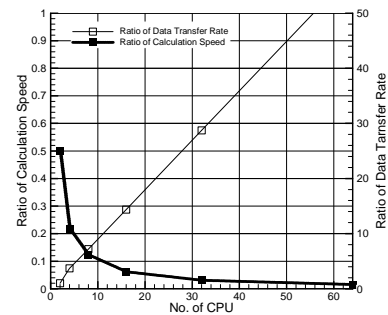
名称	P数	計算時間			計算速度		並列効率	
		全体時間(A)	通信時間(B)	A-B(C)	A1/An(D)	C1/Cn(E)	D/n *100	E/n *100
1	1	115.20	0.07	115.13	1.00	1.00	100.00	100.00
	2	112.90	51.21	61.69	1.02	1.87	51.02	93.31
	4	52.09	15.22	36.87	2.21	3.12	55.29	78.06
	8	32.31	17.09	15.22	3.57	7.56	44.57	94.55
2	1	123.13	0.01	123.12	1.00	1.00	100.00	100.00
	2	63.72	6.02	57.70	1.93	2.13	96.62	106.69
	4	37.25	5.63	31.63	3.31	3.89	82.64	97.31
	8	18.18	6.30	11.88	6.77	10.36	84.66	129.55
3	1	-	-	-	-	-	-	-
	2	-	-	-	-	-	-	-
	4	-	-	-	-	-	-	-
	8	40.66	19.90	20.76	-	-	-	-

(b) 平面問題(ケースP)

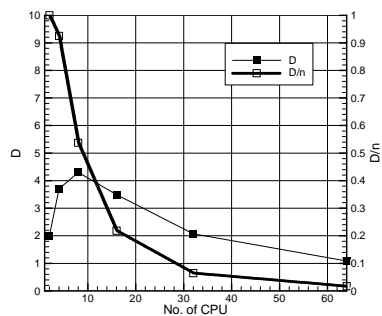
名称	P数	計算時間			計算速度		並列効率	
		全体時間(A)	通信時間(B)	A-B(C)	A1/An(D)	C1/Cn(E)	D/n *100	E/n *100
1	1	145.51	0.04	145.57	1.00	1.00	100.00	100.00
	2	82.77	11.19	71.58	1.76	2.03	87.90	101.61
	4	46.84	11.14	35.70	3.11	4.07	77.66	101.87
	8	40.54	23.36	17.18	3.59	8.47	44.87	105.84
2	1	129.17	0.00	129.17	1.00	1.00	100.00	100.00
	2	78.17	9.38	68.79	1.65	1.88	82.62	93.89
	4	53.81	20.19	33.62	2.40	3.84	60.01	96.05
	8	31.77	16.25	15.52	4.07	8.32	50.82	104.04
3	1	-	-	-	-	-	-	-
	2	188.37	5.94	182.43	2.00	2.00	100.00	100.00
	4	101.72	21.99	79.73	3.70	4.58	92.59	114.40
	8	87.59	42.66	44.93	4.30	8.12	53.76	101.51

注1) 白抜きは理論性能がでたものと仮定

注2) 一部はメモリ不足で計算できなかったことを示す。



(a) 通信速度比と計算速度比の予測



(b) 計算効率と並列効率の予測

図-4.5 並列計算速度の予測 (ケースP3)

(5) メモリ空間を共有化したシステムでの計算の実際 CPU 数を増やすと通信時間が増え、結果として計算効率が横ばいになる傾向になることがわかった。そこで、本システムにおいては、並列計算機を大量に用いるような大規模システムにおいては、通信時間に依存しないハードウェアを用いるのが良いことがわかる。そこで、通常よりネットワーク帯域が太くし、メモリ空間を共有化するシステムを構築している ALTIX450(SGI 製)を用いて計算した結果について報告する。ALTIX450 のプロセッサはインテル Itanium2 デュアルコアプロセッサ 1.6GHz であり、ここでは 72core を並列させている。理論性能は、460.8GFlops となる。

後節の 4.3 節で示す約 4000 万格子での計算時間を表 4.3 に示す。36 コア用いており、総計算時間は 22.5 日、総ステップ数は 16846 であった。よって、約 115s/step である。汎用機 9 台では計算できない大きさのため単純に比較することはできないが、通信時間は非常に小さく抑えられており、この計算システムであれば、CPU 数の増加とともに計算速度を小さくすることが予想され、今後のシステム構築の参考となる。

表 4.3 大規模計算の計算時間

CPU 数	計算総ステップ数	計算時間(s)		
		全体時間 (A)	通信時間 (B)	A-B(C)
36	16846	1944884.95	45219.72	1899665.23

4.3 現地モデルを用いた計算

(1) 計算概要

K 港において、低気圧により高波の来襲により防波堤ケーソンの一部が破壊され、その破壊状況から衝撃砕波圧が発生したことが予想されるため、その防波堤の平面構造を用いて計算する。

(2) 計算条件

a) 計算領域

図 4.6 に計算領域を示す。造波方向(x)に 370m、防波堤に沿う方向(y)に 450m、鉛直方向(z)に 50m の数値水槽とした。格子間隔については、x 方向については図に示す通りであり、防波堤近傍で 0.5m とし、他の場所については 1m とした。y 方向は 1m、z 方向は 0.25m の等間隔とした。格子数は、x 方向に 440 個、y 方向に 450 個、z 方向に 200 個とし、総格子数は、39,600,000 個である。

斜線部には、エネルギー吸収帯を設け、境界部からの反射を抑えている。防波堤は、全部で 13 函設置してあり、1 函は y 方向に 25m である。

No.8 のケーソンを除いたケーソンの断面の構造を図 4.7 に示す。No.8 のケーソンは、図 4.8 に示す通り半没水上部斜面堤となっている。また、No.8 ケーソンにおいては、被災する前から岸側に 3.5m 後退していたため、計算においても後退させている。波浪条件は、現地で被災時に来襲したと推定される波で数波計算した。水深 25.9m、周期 12.4s、波高 13.9m、入射角度は図 4.6 に示されるとおり、直入射を 0 度とし、時計回りで 8.3 度とした。

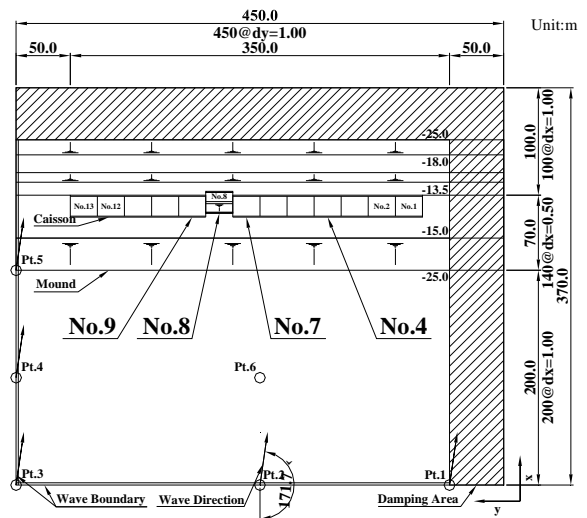


図 4.6 計算領域

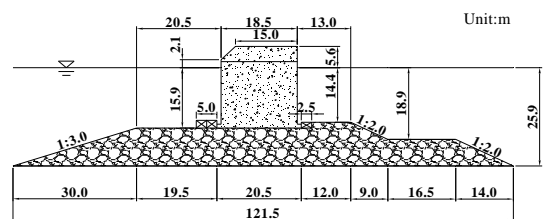


図 4.7 ケーソン断面 (No.8 以外のケーソン)

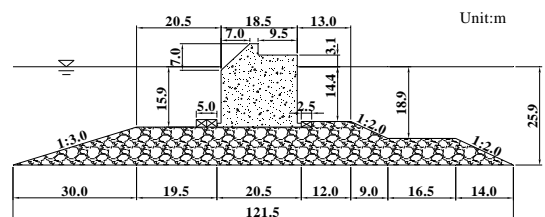


図 4.8 ケーソン断面 (No.8)

4.4 結果と考察

(1) 水面状況

図-4.9に全13箇のケーソンに作用する砕波の空間波形を示し、半没水ケーソン(No.8)近傍の砕波の様子を図-4.10に示す。斜め方向から波がケーソンに作用し、そこで大きなスプラッシュが生じていることがわかる。

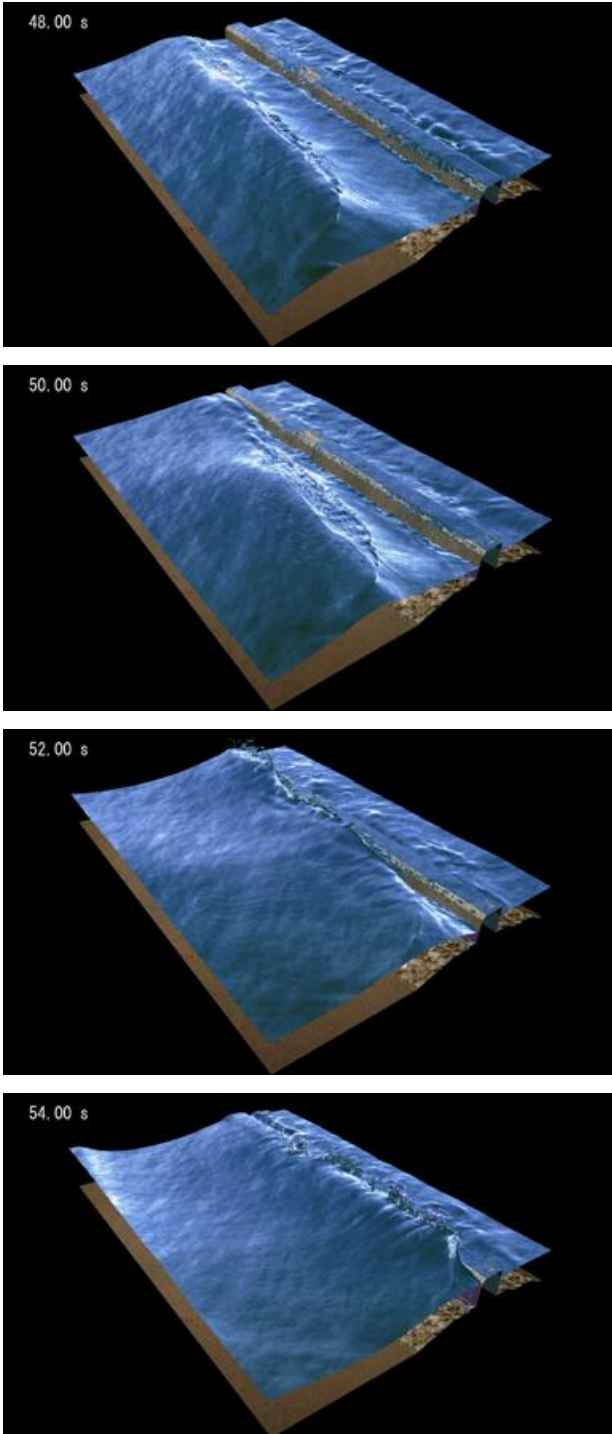


図-4.9 水面波形のスナップショット

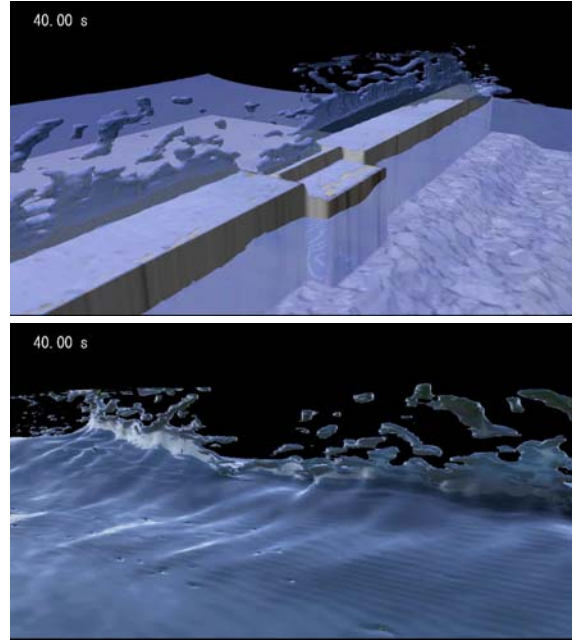


図-4.10 防波堤近傍 (ケーソン背面(上), 前面(下))

(2) 水位および波圧の時系列波形

図-4.11に防波堤前面の水位の時系列を示す。各ケーソンにおいて砕波後の波が作用していることがわかる。

図-4.12は、各ケーソンの中心部静水面の点における波圧の時系列波形である。No.1, No.2, No.8の防波堤以外では、衝撃砕波圧が発生していることがわかる。

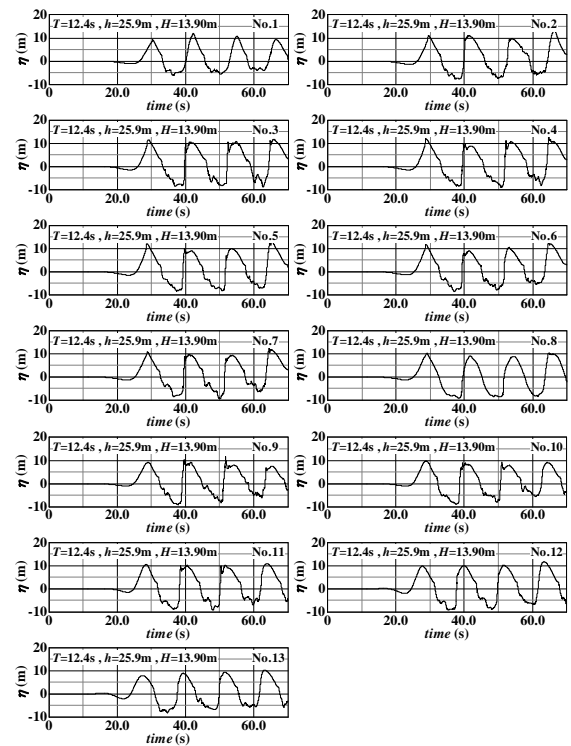


図-4.11 防波堤前面の水位の時系列

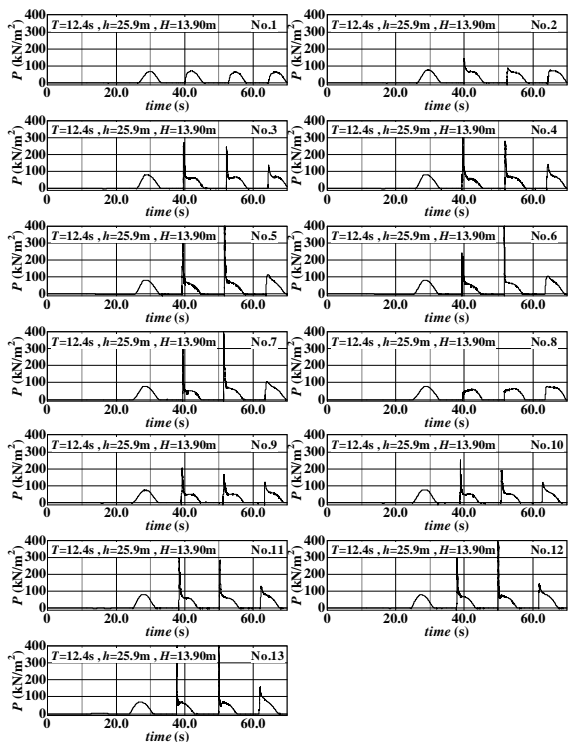


図-4.12 防波堤に作用する波圧

(4) 半没水堤のズレの影響について

No.8 は、被災前から滑動していたため、仮に No.8 ケーソンが所定の位置にあった場合における波圧の比較を図-4.13 に示す。

No.8 がずれることにより、特に点線で囲んでいる部分において、No.7 に作用する衝撃波圧が、ずれないときに比べて 1.5 倍程度になっていることがわかる。

実際には No.9 および No.4 のケーソンが破壊したが、これらの結果から、ケーソンの平面的な配置・形状の違いにより衝撃波圧が大きく変化し、波向き等によっては、十分に No.9 だけ破壊するという可能性が考えられるということである。

(5) 妥当性に対する考察

今回の計算によって、大規模計算を用いて、現地に作用した波圧の様子が定性的に確認することができた。今後実務に適用していくためには、さらなる精度検証と計算時間の短縮が必要となる。しかし、水理模型実験を行うよりも波浪条件や地形を簡単に変更することが可能であることがわかり、今後の計算機の進歩に期待するところが大きい。

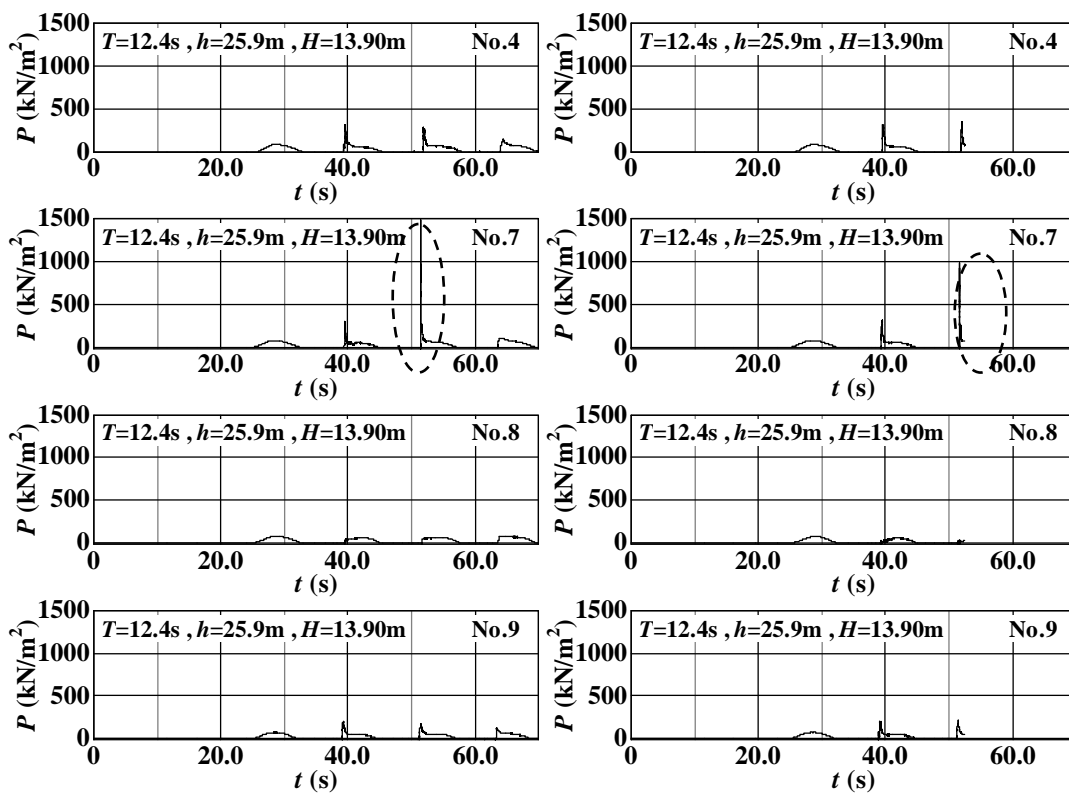


図-4.13 波圧の比較 (左：ずれあり，右：ずれなし)

5. スパイクノイズの抜本的対策の可能性

5.1 スパイクノイズの原因

3章での考察から、スパイクノイズの原因は、従来の液相のみの計算の場合、水表面において連続式を満たさないこと、および気体セルの圧力が計算できていないことの要因であることが推察される。そこで、そのことを実証するために、CADMAS-SURF/3D に気相を加えたモデルを開発し、検証した。

5.2 気液2相モデルの基礎方程式

二相化に伴い、セル内での密度を気相と液相の平均密度として表すこととし、CADMAS-SURF/3D の連続式(2.1)および運動方程式(2.2)~(2.4)を以下のように、変更する。

(1) 連続式

密度を考慮した二相流体の連続式は式(5.1)で表される。

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5.1)$$

ここで、 t : 時間, x_i : 座標, u_i : 流速成分, $\bar{\rho}$: 混合密度である。ここで、添え字 i は、 x 方向 y 方向 z 方向を表すものとする。混合密度 $\bar{\rho}$ は、液相の体積率 F を用いて次のように表す。

$$\bar{\rho} = F\rho_f + (1-F)\rho_g \quad (5.2)$$

ここで ρ_f , ρ_g は、液相密度と気相密度であり、それぞれ各相では一定値とする（非圧縮近似）。

(5.1)式の時間に関する離散化は、

$$\left(\frac{\bar{\rho}^{n+1} - \bar{\rho}^n}{\Delta t} \right) + \frac{\partial \bar{\rho} u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5.3)$$

となり、(5.2)式を(5.3)式に代入して整理すると、(5.4)式が得られる。

$$(\rho_f - \rho_g) \cdot \left(\frac{F^{n+1} - F^n}{\Delta t} + \frac{\partial u_i^n F^n}{\partial x_i} \right) + \rho_g \cdot \frac{\partial u_i^n}{\partial x_i} = 0 \quad (5.4)$$

従って、 F の移流方程式と流速の発散の時間に関する離散化のフェーズを合せると、非圧縮近似した二相流の連続式として、各時刻において密度を考慮しない次式を用いることができる。

$$\frac{\partial u_i^{n+1}}{\partial x_i} = 0 \quad (5.5)$$

よって、最終的に、連続式として、

$$\frac{\partial \gamma_x u}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_y v}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_z w}{\partial z} = \gamma_v S_\rho \quad (5.6)$$

を得る。

(2) 運動方程式

密度を考慮した運動方程式を次式で表す。

$$\begin{aligned} \lambda_v \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x u u}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_y v u}{\partial y} + \frac{\partial \lambda_z w u}{\partial z} = -\frac{\gamma_v}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial x} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x \bar{v}_e \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \gamma_y \bar{v}_e \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z \bar{v}_e \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} - \gamma_v D_x u - R_x + \gamma_v S_u \end{aligned} \quad (5.7)$$

$$\begin{aligned} \lambda_v \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x u v}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_y v v}{\partial y} + \frac{\partial \lambda_z w v}{\partial z} = -\frac{\gamma_v}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial y} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x \bar{v}_e \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \gamma_y \bar{v}_e \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z \bar{v}_e \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right\} - \gamma_v D_y v - R_y + \gamma_v S_v \end{aligned} \quad (5.8)$$

$$\begin{aligned} \lambda_v \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x u w}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_y v w}{\partial y} + \frac{\partial \lambda_z w w}{\partial z} = -\frac{\gamma_v}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial z} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x \bar{v}_e \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \gamma_y \bar{v}_e \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z \bar{v}_e \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right\} - \gamma_v D_z w - R_z + \gamma_v S_w \\ - \frac{\gamma_v \rho^* g}{\bar{\rho}} \end{aligned} \quad (5.9)$$

ここで、 t : 時間, x, y : 水平方向座標, z : 鉛直方向座標, u, v, w : x, y, z 方向の流速成分, ρ : 混合密度, ρ^* : 浮力を考慮する密度, p : 圧力, \bar{v}_e : 混合動粘性係数, g : 重力加速度, γ_v : 空隙率, $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$: x, y, z 方向の面積透過率である。 $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$ は慣性力係数, D_x, D_y, D_z はエネルギー減衰帯のための係数, S_ρ, S_u, S_v, S_w は造波ソースのためのソース項, また, R_x, R_y, R_z は多孔質体からの抵抗力であり, これらは, 2章と同じである。

混合動粘性係数 \bar{v}_e は、液相の体積率 F , 液相の分子動粘性係数 ν_f , 気相の分子動粘性係数 ν_g , 混合分子動粘性係数 $\bar{\nu}$, 渦動粘性係数 ν_t を用いて次のように表す。

$$\bar{v}_e = \bar{\nu} + \nu_t = (F\nu_f + (1-F)\nu_g) + \nu_t \quad (5.10)$$

数値解析方法などは、単相モデルと変わらないが、比較のためスパイクノイズ処理は行わない。

5.3 直立堤に作用する碎波圧の比較

3.3節で比較した高橋ら(1983)の実験を用いて、単相モデルと気液二相モデルの比較を行う。単相モデルには、数値ノイズ処理を行い、繰り返し計算を2回行っている。気液二相モデルについては、数値ノイズ処理を行っていない。

(1) 直立壁前面水位の比較

$B_1=0\text{cm}$, 50cm , 100cm , 150cm の結果について、直立壁前面の時系列水位の比較を図-5.1~図-5.4に示す。これを見ると $B_1=0\text{cm}$ 以外は水位に大きな差は無い。

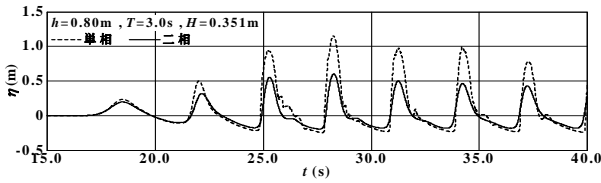


図-5.1 水位の比較 ($B_1=0\text{cm}$)

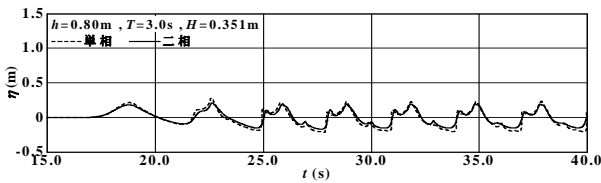


図-5.2 水位の比較 ($B_1=50\text{cm}$)

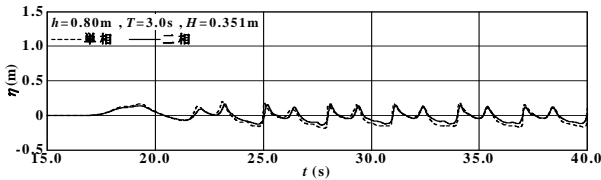


図-5.3 水位の比較 ($B_1=100\text{cm}$)

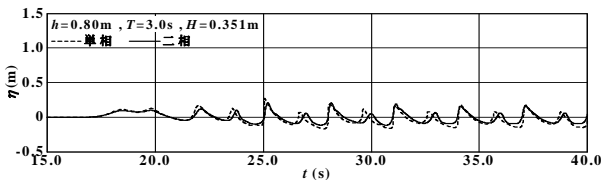


図-5.4 水位の比較 ($B_1=150\text{cm}$)

(2) 直立壁前面波圧の比較

図-5.5~図-5.8にそのときのP3~P6の波圧を平均したものを、それぞれで比較する。

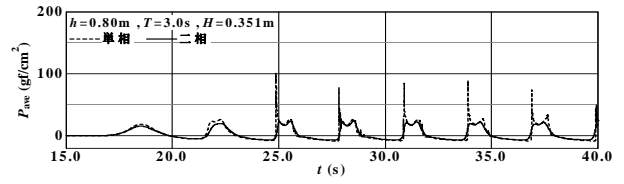


図-5.5 波圧の比較 ($B_1=0\text{cm}$)

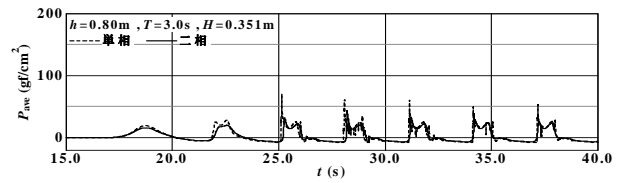


図-5.6 波圧の比較 ($B_1=50\text{cm}$)

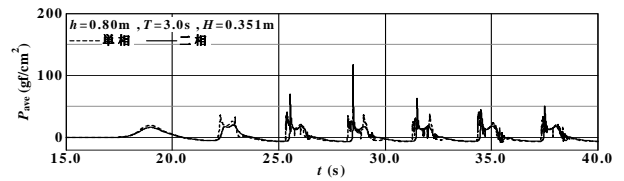


図-5.7 波圧の比較 ($B_1=100\text{cm}$)

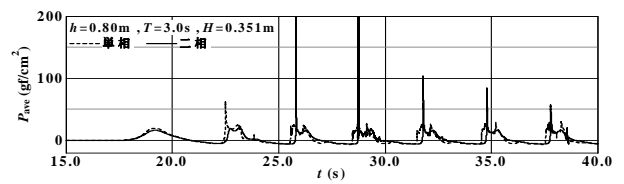


図-5.8 波圧の比較 ($B_1=150\text{cm}$)

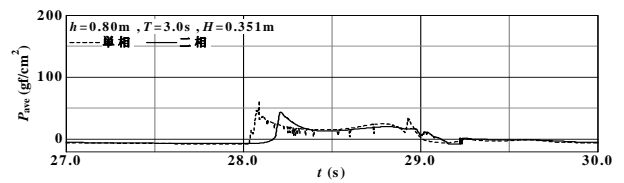


図-5.9 波圧の比較 ($B_1=50\text{cm}$, 拡大)

(3) 数値ノイズの発生原因

特に顕著なのが、 $B_1=50\text{cm}$ であるが、図-5.2を見ると、水位波形の差はほとんど無いかかわらず、波圧の波形(図-5.6)では、単相モデルは、ノイズ処理が行われているため、極端な数値ノイズは発生していないが、それでも、気体セルなどの変化に伴う下向きのノイズが発生している。それに対して、二相モデルでは、数値ノイズらしいものが見当たらない。他のケースでも値そのものには差があるが、数値ノイズの発生は二相モデルに

ついては生じていない。これより、水表面の連続式や気体セルの圧力が計算されていれば、数値ノイズが発生しないことがわかる。

(4) 本気液二相モデルの課題

波圧強度の比較を行ったものを図-5.10に示す。これを見ると $B_1=50\text{cm}$ までは二相モデルの方が小さく計算され、それを越えると二相モデルは極端に大きな値になっていることがわかる。この原因としては二つ考えられる。一つは、表面での流速が鈍ってしまう問題がある。

図-5.11は、 $B_1=100\text{cm}$ のときの水位の空間波形と流速分布である。このケースでは防波堤前面で碎波していないといけなのであるが、水表面の流速が小さく鈍ってしまい、結果碎波が生じず、防波堤に衝突している。そのため、通常より大きな波力が生じることとなった。二つ目は、気体の圧縮性である。これらの問題は、今後の課題とする。

5.4 スパイクノイズの抜本的対策

ここでは、気液二相モデルに改良し、自由表面までふくめて基礎方程式を満たすように解いた場合、スパイクノイズが発生しないことを確認した。つまり、抜本的対策としては、気液二相モデルとするのが良いことがわかる。しかし、現段階では、単相モデルに比べて表面の流速がなまってしまうため、本来碎波したい場所で碎波が生じないため、碎波後の衝撃波圧が過大評価される問題が明らかとなった。これについては、今後の課題である。

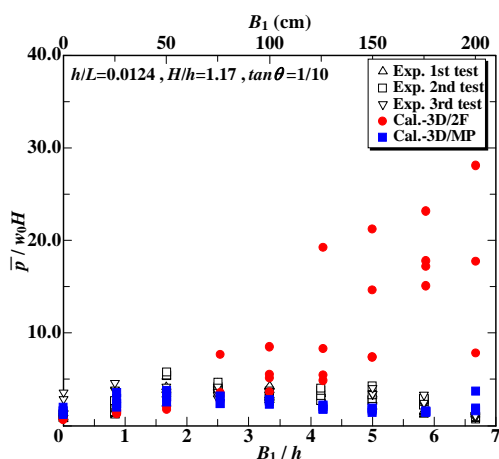


図-5.10 波圧強度の比較 (MP: 単相, 2F: 二相)

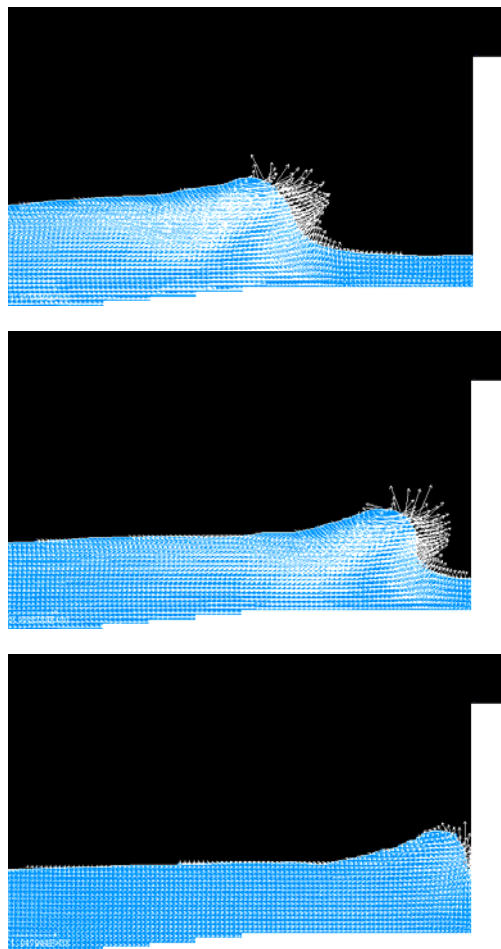


図-5.11 $B_1=100\text{cm}$ の場合の水表面と流速分布 (上から徐々に壁面に近づいていることを表す)

6. まとめ

本研究で得られた結論は以下の通りである。

- 数値波動研究会(2001)により開発された 2 次元数値波動水路(CADMAS-SURF)を基に、3 次元数値波動水槽 (CADMAS-SURF/3D) への拡張を図った。
- CADMAS-SURF/3D を用いた碎波変形計算が、実験、経験式と整合していることを示した。
- 衝撃碎波圧の計算を行う際に問題となるスパイクノイズについて、2 次元での処理方法が、3 次元水槽でも適用可能であることが、実験との比較検討から明らかになった。
- 並列計算の計算効率を明らかにし、大規模計算においては、通信速度を下げられるような計算システムが必要となることがわかった。また、そのような計算システムを用いた場合、比較的大きな水槽での計算が可能であることがわかった。
- 衝撃碎波圧で壊れたと考えられるケーソンに作用した

波力を数値水槽で計算したところ、定性的には妥当な結果が得られた。

・スパイクノイズの抜本的な対策を検討するため、気液二相モデルへの拡張を行って計算したところ、単相モデルにおける数値ノイズの原因が、水表面において連続式を満たさないこと、および気体セルの圧力が計算できていないことが要因であることを明らかにした。

それらをふまえて、今後の課題は以下の通りである。
・高性能計算機(72core, 460.8GFlops)を用いても、現状では実時間の2万倍以上の計算時間が必要であった。つまり、実時間で1sの計算を行うにあたって6時間程度必要となる。今後実務で用いるためには、不規則波への適用なども考えると数百波を作用させる必要があり、そのためには、現在のシステムよりも1000倍程度計算効率が良いシステムの構築が急務である。

・スパイクノイズの抜本的対策としては、気液二相モデルを用いるのが良いが、計算時間の高速化、水表面の流速の高精度化、それに伴う巻き込みなどの砕波現象の表現などの課題を解決する必要がある。

・本検討により衝撃砕波圧の大きさが防波堤の平面的な断面構造の違いによっても大きくなることが明らかとなった。このような情報を防波堤の修復時期や、性能設計のような構造物の変形を許したような設計・改良に適用するためには、どのように得られた結果を活かしていくかということについて、今後さらに詳細に検討する必要がある。

7. 謝辞

本研究成果は、2003年度より始めた数値波動水槽の構築に関する検討のまとめであると考えられる。本成果は全国の地方整備局のご支援なくしては成り立たず、全国の局の皆様に深謝申し上げる。

みずほ情報総合研究所の秋山実氏には、計算手法に関する様々なアドバイスをいただいた。また、高橋重雄 研究主監ならびに下迫健一郎 前耐波研究室長（現横浜港湾空港技術調査事務所長）には、実験データの取り扱いのご指導や現象についてのアドバイスをいただいた。ここに記し、感謝を表す。

参考文献

- 1) 有川太郎, 磯部雅彦, 高橋重雄(2001): VOF法を用いた衝撃砕波圧の計算と適用性, 海講論文集, 第48巻, pp.831-835.
- 2) 有川太郎, 池辺将光, 山田文則, 下迫健一郎, 今村文彦(2005): 護岸・陸上構造物に対する津波力の大規模実験, 海岸工学論文集, 第52巻, pp.746-750.
- 3) 合田良実(1970): 砕波指標の整理について, 土木学会論文集報告集, 第180号, pp.39-49.
- 4) 数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会(2001): 数値波動水路の研究・開発, 沿岸開発技術ライブラリーNo.12
- 5) 高橋重雄・谷本勝利・鈴木諭司(1983): 直立壁に作用する衝撃波圧の発生機構に関する一考察, 港研報告, 22巻, 4号

記号表

- t : 時間
 x, y : 水平方向座標
 z : 鉛直方向座標
 u, v, w : x, y, z 方向の流速成分
 ρ : 密度
 ρ^* : 浮力を考慮する密度
 $\bar{\rho}$: 混合密度
 p : 圧力
 $\bar{\nu}_e$: 混合動粘性係数
 g : 重力加速度
 γ_v : 空隙率
 $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$: x, y, z 方向の面積透過率
 $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$: 慣性力係数
 D_x, D_y, D_z : エネルギー減衰帯のための係数,
 S_ρ, S_u, S_v, S_w : 造波ソースのためのソース項
 R_x, R_y, R_z : 多孔質体からの抵抗力
 C_M : 慣性力係数
 C_D : 抵抗係数
 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$: x, y, z 方向の格子間隔
 F : 液相の体積率
 ν_f : 液相の分子動粘性係数
 ν_g : 気相の分子動粘性係数
 $\bar{\nu}$: 混合分子動粘性係数
 ν_t : 渦動粘性係数
 B_1 : 直立壁までの距離を水平部距離

港湾空港技術研究所資料 No.1175

2009・3

編集兼発行人 独立行政法人 港湾空港技術研究所

発行所 独立行政法人 港湾空港技術研究所

横須賀市長瀬 3 丁目 1 番 1 号

TEL.046(844)5040 URL.<http://www.pari.go.jp/>

印刷所 横浜ハイテクプリンティング株式会社

Copyright© (2009) by PARI

All rights reserved. No part of this book must be reproduced by any means without the written permission of the President of PARI.

この資料は、港湾空港技術研究所理事長の承認を得て刊行したものである。したがって、本報告書の全部または一部の転載、複写は港湾航空技術研究所理事長の文書による承認を得ずしてこれを行ってはならない。