九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

CIP法を用いた浮体と水波の相互作用

桃木，勉
九州大学大学院総合理工学研究科大気海洋環境システム学専攻

柏木，正
九州大学応用力学研究所

胡，長洪
九州大学応用力学研究所

https://doi.org/10.15017/16685

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告. 25 (1), pp.17-24, 2003-06. 九州大学大学院総合理工学府
バージョン：
権利関係：

九州大学大学院総合理工学報告
第25巻 第1号 17-24 頁 平成15年6月

Engineering Sciences Reports, Kyushu University
(KYUSHU DAIGAKU SOGORIKOGAKU HOKOKU)
Vol. 25, No. 1 pp. 17-24 JUNE. 2003

CIP法を用いた浮体と水波の相互作用

桃木 勉*1 ・ 柏木 正*2 ・ 胡 長洪*2

(平成15年3月31日 受理)

Numerical Simulations of Interactions of Water Waves with an Offshore Structure using CIP Method

Tsutomu MOMOKI, Masashi KASHIWAGI and Changhong HU
†E-mail of corresponding author: *hu@riam.kyushu-u.ac.jp*

In high waves, ships or floating structures may experience highly nonlinear phenomena such as slamming and water on deck. The rapid progress in computer hardware makes it possible to study such problems with a direct numerical simulation technique in the time domain. The present paper is concerned with the development of a computer code, capable of treating complicated movement of the interface among gas, liquid, and solid.

The developed numerical code is based on the CIP and C-CUP methods initiated by Yabe et al. Performance of the method and the problems to be resolved are discussed through comparisons between computed and measured results for interactions of waves with a fixed structure. Moreover, in order to analyze nonlinear interactions of a floating body with waves of various conditions, a numerical wave tank is constructed. Using this numerical wave tank, the wave generation is simulated and accuracy of the generated wave and hydrodynamic forces on the wavemaker is discussed. Additionally, the floating body motions in waves are simulated using this numerical wave tank and the results are discussed.

Key words : *CIP*法, 非線形現象, 浮体, 相互作用, 波浪衝撃

1. 緒　　言

波浪中での船舶，海洋構造物の耐波性能の問題には，大振幅波浪中での船舶のスラミング，海水打ち込み，海洋浮体の上部構造物への青波による波浪衝撃，転覆に至る浮体の大振幅動揺など強非線形現象が多数存在する。これらの現象について従来の数値計算手法に関する研究の多くは，周波数領域での線形問題で行われてきたが，コンピュータ環境の充実してきた現在では，大規模数値計算による時間領域での直接シミュレーション手法について研究すべきである。しかし，これらの現象には砕波や空気巻き込みなどを伴うため，数値計算手法の開発においても種々の困難が予想される。

このような強非線形現象を数値解析する際の問題点は大変形，離散，再結合する界面の追跡にある。この場合，Lagrange 的な界面追跡手法は機能しなくなり，Euler 的な界面追跡手法を用いることになる。しかしながら，この方法を用いた場合，比較的長時間の数値シミュレーションを行うと，方程式の差分化に伴う数値拡散によって，気体・液体の境界面が時間とともにぼやけてくるという問題点がある。これらの数値解析的困難を克服し得る可能性のある計算手法として，矢部ら[1] によって提案された CIP (Cubic Interpolated Pseudo-Particle あるいは最近は Constrained Interpolation Profile という) 法がある。また，液体，気体，固体を同じスキームによって同時に取り扱うことのできる手法として，C-CUP (CIP-Combined Unified Procedure) 法が知られている。

本論文では，ベースの数値計算手法として CIP 法を用い，大振幅波浪と海洋構造物の非線形相互作用，特に波浪衝撃などを計算する際の数値計算上の問題点とその解決法について検討している。具体的には，まず，孤立波が水面上のプラットフォームに衝突する現象について，数値計算と実験結果との比較検討を行い，固気液共存場での本数値計算手法の精度や妥当性を検証する。また，さまざまな波浪条件下において，動揺する浮体と水波の非線形現象を解明するために数値造波水槽の構築を行い，その精度や妥当性について検証するとともに，この数値造波水槽を用いて浮体の動揺シミュレーションを行っている。

*1 大気海洋環境システム学専攻博士課程
*2 応用力学研究所，大気海洋環境システム学専攻

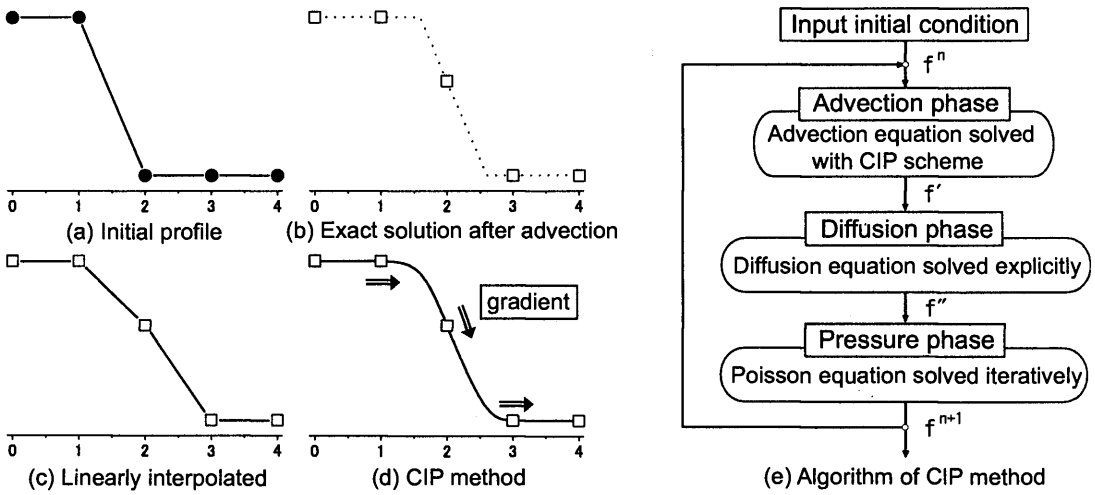

Fig. 1 Concept of the CIP method and algorithm of C-CUP method

2. 数値計算法

2.1 支配方程式

本研究では液体，気体，固体を同時に解くので，流体の圧縮性を考慮し，支配方程式は以下に示す連続の方程式，連続体の運動方程式，圧力方程式および密度関数の保存式によって表される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = -\rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \tag{1}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} - g\delta_{i3} \tag{2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} = -\rho\, C_s^2 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \tag{3}$$

$$\frac{\partial \phi_m}{\partial t} + u_i \frac{\partial \phi_m}{\partial x_i} = 0 \tag{4}$$

ここで，σ_{ij} は総応力テンソル，u_i は i-方向の流速成分，p は圧力，g は重力加速度，C_s は音速で $C_s^2 = \partial p/\partial \rho$ である。また，$m = 1$ は液相，$m = 2$ は気相，$m = 3$ は固相と定義する。

計算対象が Newton 流体の場合には，$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu S_{ij} - 2/3\,\mu\delta_{ij}S_{kk}$ となり，(2) 式は Navier-Stokes 方程式となる。ただし，μ は分子粘性係数，$S_{ij} = (\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)/2$ である。また計算対象が剛体の場合には，$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij}$ となる。

2.2 CIP 法に基づく数値解法

本数値計算法では，矢部らの提案した C-CUP 法に基づき，流体の支配方程式を時間分割法 (time splitting method) によって移流フェーズ，拡散フェーズ，圧力フェーズの 3 つに分割し，数値計算を行う。この数値計算アルゴリズムを Fig. 1-(e) に示し，計算はこのアルゴリズムに従って進める。また，それぞれのフェーズの簡単な説明を以下に述べる。また，計算においては非等間隔格子を導入し，異相間における界面付近での計算精度および計算効率の向上を図っている。

2.2.1 移流フェーズの取り扱い

移流項の計算には CIP スキームを用いている。CIP 法の考え方の説明図を一次元移流方程式を使って Fig. 1-(a)~(d) に示している。(a) に示すような波形がある移流速度によって移動し，Δt 秒後に (b) に示すような波形になったとする。数値計算においては，格子点上でのみ波形のデータが与えられるので，格子点間は何らかの形で補間する必要がある。(c) では格子上のデータを元にして線形補間した結果であるが，この方法では非常に大きな数値拡散が現れる。(d) に示す CIP 法の重要な特徴は，物理量 f だけでなく，その 1 階微分値 f' も用いるため，各物理量の空間的な変化率も保持できる点にある。そのため，実際の波形に近い計算結果が得られる。さらには，格子点上に物理量及び，その空間勾配値の二つの情報があることから，隣接格子の情報のみを用いて 3 次関数による補間が可能となるため，コンパクトな高精度上流差分スキームとして知られている。

2.2.2 拡散フェーズの取り扱い

支配方程式の拡散項に対しては，有限体積的に評価し，陽解法により数値計算を行っている。

2.2.3 圧力フェーズの取り扱い

支配方程式中の圧力項について，その離散化した支配方程式を以下に示す。ここでのタイムレベルの前進は Fig. 1-(e)に示すように $f'' \to f^{n+1}$ である。

$$\frac{\rho^{n+1} - \rho''}{\Delta t} = -\rho''\nabla \cdot \boldsymbol{u}^{n+1} \tag{5}$$

$$\frac{\boldsymbol{u}^{n+1} - \boldsymbol{u}''}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho''}\nabla p^{n+1} \tag{6}$$

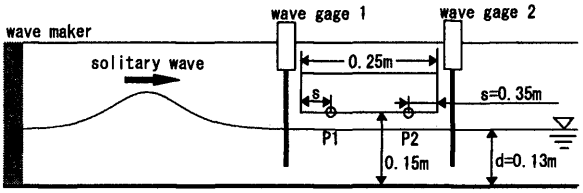

Fig. 2 Experiment setup for wave-body interaction

$$\frac{p^{n+1}-p''}{\Delta t} = -\rho'' C_s^2 \nabla \cdot \boldsymbol{u}^{n+1} \tag{7}$$

$$\frac{\phi_m^{n+1}-\phi_m''}{\Delta t} = 0 \tag{8}$$

ここで (6) 式を微分して (7) 式に代入すると，以下のようなポアソン方程式が導かれる。

$$\nabla\left(\frac{\nabla p^{n+1}}{\rho''}\right) = \frac{p^{n+1}-p''}{\rho'' C_s^2 \Delta t^2} + \frac{1}{\Delta t}\nabla \cdot \boldsymbol{u}'' \tag{9}$$

この式では，理想気体や非圧縮の仮定を用いていない。また (9) 式は幾つかの特徴を持っている。1) 拡散係数が $C_s^2 \Delta t$ である拡散方程式の形をしている。2) 密度と音速が大きな流体の場合を考えると，(9) 式の右辺第一項がほぼゼロとなり，MAC 法等で見られるようなポアソン方程式の形となる。つまり，(9) 式は自動的に非圧縮性スキームへと切り替わる。これらの特徴から (9) 式は圧縮性，非圧縮性のいずれの流体にも適用できる。

圧力フェーズは，(9) 式から圧力変化を求め，この圧力を元に流速 $\boldsymbol{u}$，密度 ρ および密度関数 ϕ_m の変化を算出する。

3. 結 果 と 考 察

3.1 孤立波と水上プラットフォームの相互作用

まず，孤立波が水上プラットフォームと衝突する計算を行った。計算では界面の時間変化に対する解像度を上げるため，界面付近でのメッシュが小さくなるような非等間隔メッシュを採用した。また比較検証を行うために，経塚ら[2] によって行われた実験結果および VOF 法による数値計算結果を用いた。実験および計算の概略を Fig. 2 に示す。結果の表示においては，圧力，衝撃力，水面変位はそれぞれ $P_0 = \rho g d$，$F_0 = \rho g d A$，d (A:プラットフォーム底面の面積，d は水深) で無次元化してある。

まず，Fig. 3，Fig. 4 にプラットフォーム下部 P1，P2 での圧力の時系列を示す。P1 及び P2 における圧力の計算値は，孤立波がプラットフォームに衝突した直後に見られる正の圧力ピークで，実験結果に比べて若干小さな値となったが，圧力変化の定性的傾向は全体的にほぼ一致しており，良好な結果と言える。しかしながら，P2 における負の圧力がピークになる時は実験値よりも約 5 割も小さな値となっている。この負の圧力が定量的に異なっているのは，プラットフォームから水が剥がれ落ちる実

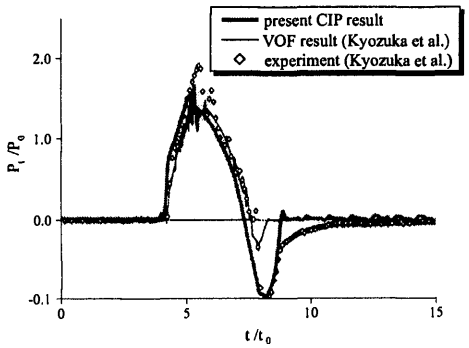

Fig. 3 Comparison of pressure on the platform at P1

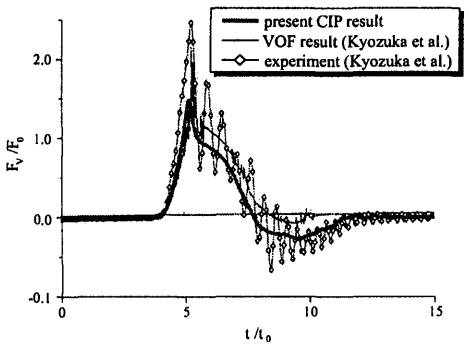

Fig. 5 Comparison of total uplift force

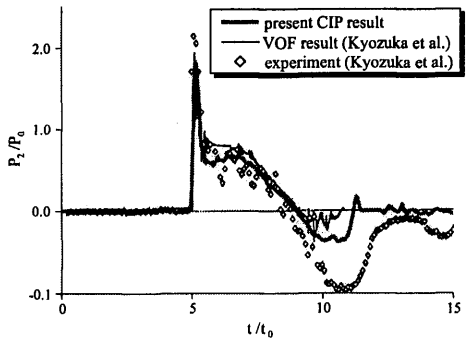

Fig. 4 Comparison of pressure on the platform at P2

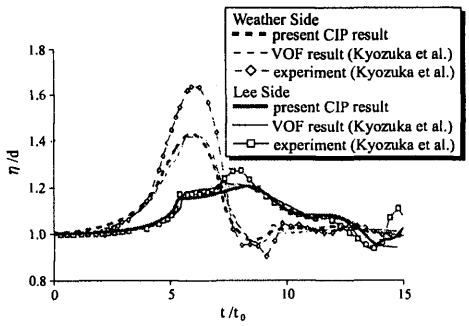

Fig. 6 Comparison of free surface elevation

際の現象が，特に波下側で数値計算の状況と異なっているためと考えられる。また，VOF 法による計算結果と比較した場合，正の圧力では，ほぼ同程度の結果が得られているとともに，プラットフォームから水が剥がれ落ちる時に生ずる負の圧力の値は，VOF 法による結果よりも本計算法の方がはるかに良好な結果となっている。

Fig. 5 は，圧力を積分することによって得られるプラットフォーム全体に働く垂直方向の衝撃力の時系列を示している。衝撃力についても，時間変化による傾向は，実験と計算でほぼ一致しているが，正方向のピークの値は実験値よりも小さくなっている。

次に，Fig. 6 にプラットフォームの前面および後面における水面変位の時系列を示す。水面変位の時間変化の傾向についても実験と計算は概ねよく一致している。しかしながら，Weather Side におけるピーク時の変位について，計算値は実験値に比べて約 2 割ほど小さな値となっており，また Lee Side での波変位でも，少しではあるが定量的な差が見られる。本論文での結果と VOF 法による結果との比較では，両者はほぼ一致しており，水面の計算においては，本数値計算手法は VOF 法の精度とほぼ同程度あるいはそれ以上であると考えられる。

以上の結果から，衝撃圧力や積分値である衝撃波力の計算に対して，界面付近で密になる非等間隔メッシュを用いた CIP 法によって，十分な精度の計算結果が得られることを確認するとともに，VOF 法より同等以上の結果が得られていることがわかる。

3.2　二次元数値造波水槽の構築

さまざまな波浪条件下で，動揺する浮体と水波の非線形現象を解明するために数値造波水槽の構築を行った。

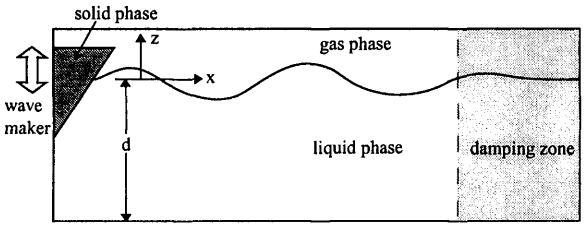

Fig. 7 Schematic view of a numerical wave tank

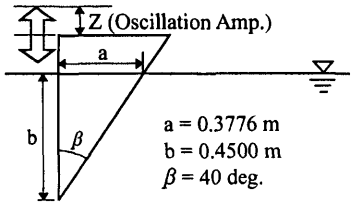

Fig. 8 Section shape of a float of the wavemaker at RIAM, Kyushu University

Fig. 7 にプランジャー型造波機による造波水槽の概念図を示す。

この時，長時間安定した造波を行うために造波機の反対側には無反射境界条件を与える必要があるが，Fig. 7 にも示してあるように本研究では damping zone の設置によって波を減衰させる。具体的には，運動方程式 (2) の右辺に人工的な減衰力 f_{di} を加え，波を減衰させている。すなわち，

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} - g\delta_{i3} + f_{di} \qquad (10)$$

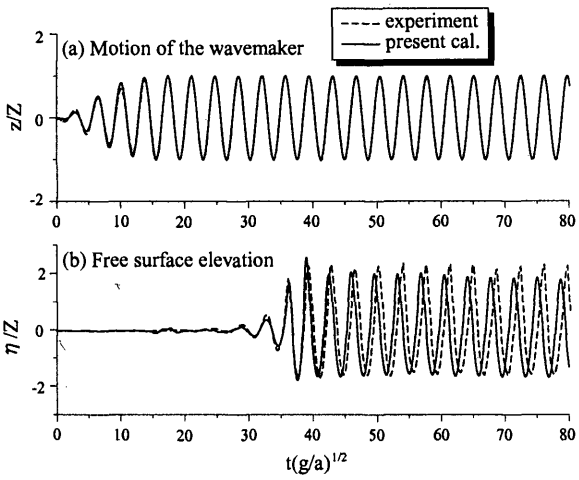

Fig. 9 Surface waves at x = 3.636 m, generated by the wavemaker at RIAM. Oscillation period is $T\sqrt{g/a} = 3.671$ and amplitude $Z/a = 0.0525$

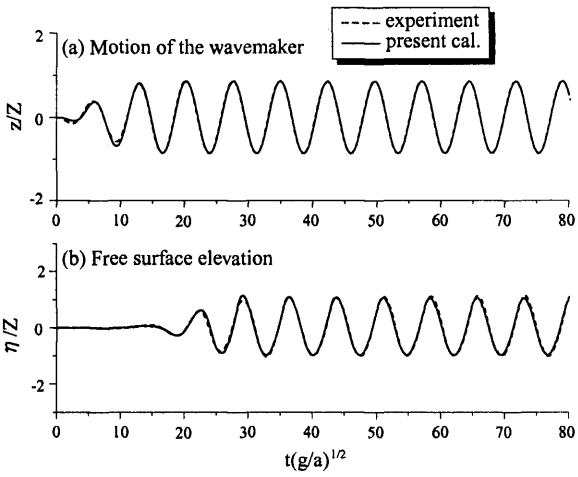

Fig. 10 Surface waves at x = 3.636 m, generated by the wavemaker at RIAM. Oscillation period is $T\sqrt{g/a} = 7.343$ and amplitude $Z/a = 0.2159$

$$f_{di} = \begin{cases} \alpha \left(\dfrac{x_1 - x_1^s}{x_1^s - x_1^e} \right)^m \left(1 - \left| \dfrac{x_3 - x_3^f}{x_3^t - x_3^b} \right| \right)^n u_3 & \text{for } i = 3 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \tag{11}$$

ここで，$x_1^s < x_1 < x_1^e$，$x_3^b < x_3 < x_3^t$ である。x_1^s，x_1^e はそれぞれ damping zone の水平方向の始点，終点であり，x_3^b，x_3^t は上下境界での座標，x_3^f は平均水位の座標である。本論文では，(11) 式中の各パラメータの値として $\alpha = 0.5/\Delta t$，$m = 4$，$n = 1$ を使用した。

次に，この数値造波水槽の精度検証のため，柏木[3] による水槽実験との比較を行った。また，プランジャー型造波機を用いた造波問題は，浮体の強制動揺問題と同じであることから，造波機に働く流体力をフーリエ解析することで各流体力成分を求め，山下[4] による実験結果及び柏木[3] による非線形境界要素法による計算結果との比較を行った。Fig. 9, 10 に造波機の運動と $x = 3.636$ m における自由表面変位の時系列を示す。造波機の運動は Fig. 9, 10–(a) に示すように実験と一致するように計算を行った。まず造波周期が $T\sqrt{g/a} = 3.636$ の場合での造波シミュレーションの結果を Fig. 9–(b) に示す。波形の振幅について，造波を始めてからしばらくすると，波の山の部分において実験値よりも若干小さな値となっている。また，波の位相についても位相遅れが見られる。この原因を完全には特定できていないが，この造波シミュレーションは非線形性の強い短波長の数値計算であり，造波を始めた初期の段階において，造波機近傍での気体，液体，固体の相互干渉が強く，最初に発生する波がまだ十分な精度で計算できていないのではないかと思われる。いずれにしても，波の山が低くなる傾向や位相差に関しては，今後の改善が求められる。

次に，造波周期が $T\sqrt{g/a} = 7.343$ の場合での造波シミュレーションの結果を Fig. 10–(b) に示す。この造波シミュレーションは線形性が成り立つ長波長の数値計算であり，この図からわかるようよに，波の振幅，位相ともに良く一致している。このことから，線形性が成り立つ長波長については本数値造波水槽により高い精度で造波シミュレーションを行えることが確認できた。

次に Fig. 11, Fig. 12 に，本数値計算法によって求めた流体力係数と実験結果，およびその他の計算結果との比較を示す。ここでは山下の実験に一致するように計算を行ったので，用いられた造波機の寸法と振幅について Table 1 に示す。本数値計算法による計算結果から得られた流体力の各成分について見ると，付加質量係数については非線形境界要素法による計算結果と同様，実験結果とほぼ一致している。しかしながら減衰力係数では，非

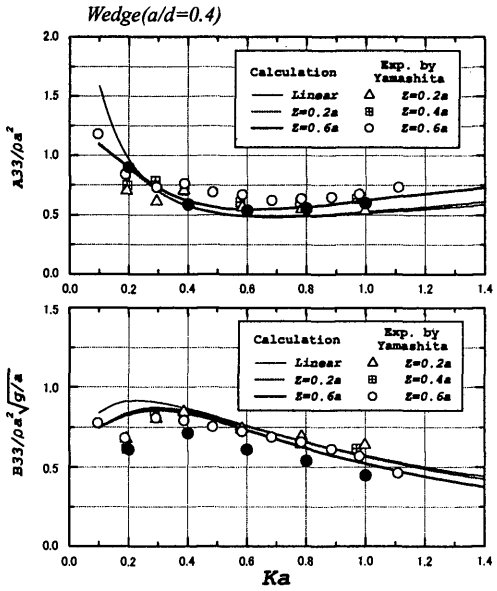

Fig. 11 Heave added-mass and damping coefficients (●: present scheme)

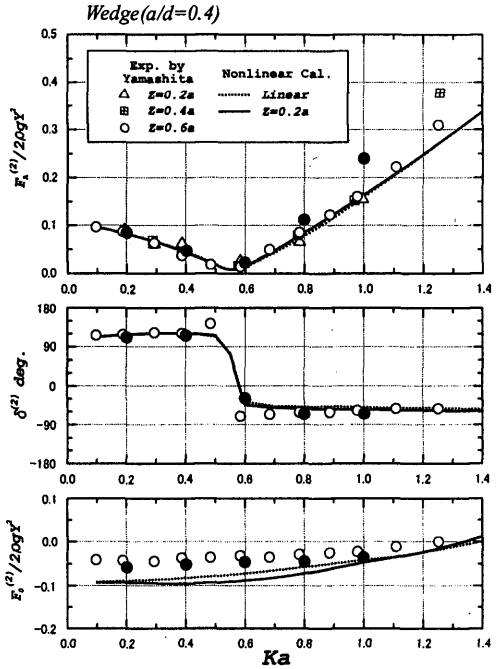

Fig. 12 Second-order steady and oscillatory hydrodynamic forces (●: present scheme)

Table 1 Condition of the forced heave oscillation of a wedge used in Yamashita's experiment

Geometry	$a = 0.0792$ [m] $b/a = 2.5$
Amplitude	$Z/a = 0.6,\ 0.2$
Wave number	$Ka = 0.2,\ 0.4,\ 0.6,\ 0.8,\ 1.0$
Water Depth	$d = 0.6$ [m]

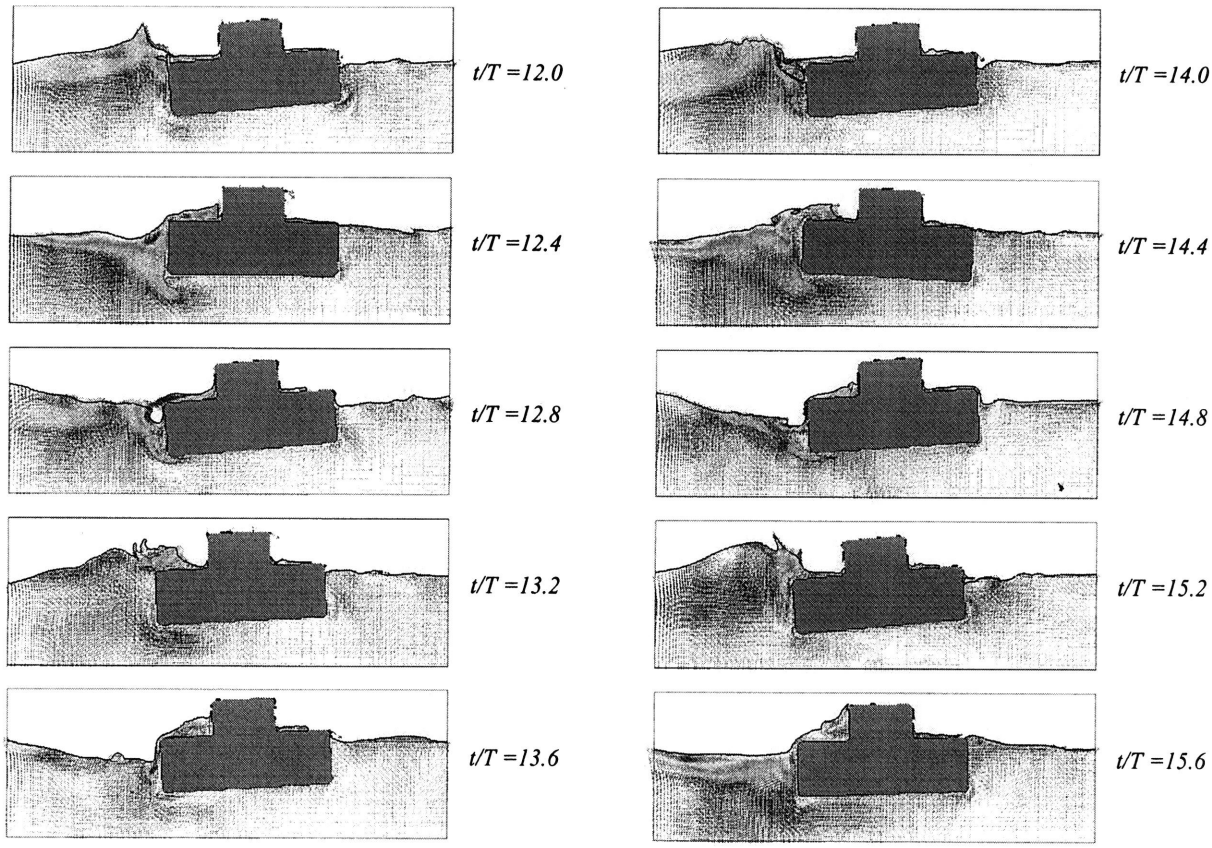

Fig. 14 Profile of free surface and floating body for $t/T = 12.0 \sim 15.6$

線形境界要素法による計算結果は実験値とほぼ一致しているのに対して，本数値計算手法による計算結果は実験値よりも若干小さな値となっている。この理由については次のようなことが考えられる。ここで計算対象としているくさび形浮体の減衰力は，ほとんどが造波による成分であり，粘性による成分は非常に小さいと考えられる。しかしながら，本論文での計算では，自由表面上での波の計算が実験結果に完全には一致していないことからも想像されるように，造波減衰力の成分が十分な精度で計算できていないため，実験値よりも小さめになっているのであろう。

2 次の流体力成分については短波長の計算において若干実験値と異なる結果となっている部分もあるが，全体的に実験結果とほぼ一致しており，定常流体力成分においては非線形境界要素法よりも良好な結果が得られている。

以上のことから，浮体の強制動揺時に浮体に働く流体力の時刻歴をフーリエ解析することによって得られる各成分について，本数値計算法による結果は，非線形境界要素法より若干劣るものの，良好な結果が得られていることが確認できた。

3.3　浮体の波浪中動揺シミュレーション

前節で構築した数値造波水槽を用い，浮体が越波や砕波を伴う波浪中で自由に運動する場合について数値実験を行う。

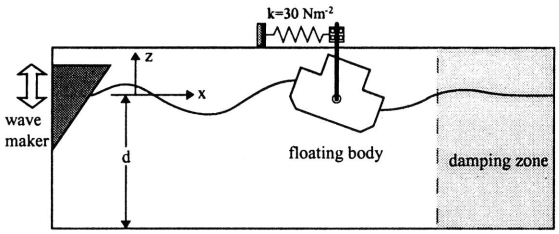

Fig. 12 Numerical wave tank with a floating body

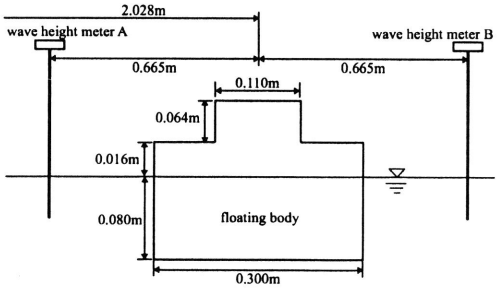

Fig. 13 Dimensions of a 凸-shaped floating body and arrangement of wave height meters

まず，Fig. 12 に浮体を含んだ数値造波水槽と計算の座標系を示す。この図に示すように，数値造波水槽は前章で構築されたものであり，造波機の反対側の境界には damping zone を設定している。数値造波水槽の水深は $d = 0.6\,\mathrm{m}$，造波機は山下の実験[4] で用いられたくさび型断面のプランジャー型造波機である。また波浪中では，浮体は波によって漂流するが，ここでは浮体が漂流して計算領域外に出ることを防ぐために，浮体の水平方向の運動をバネで拘束し，垂直方向と回転運動を自由にした

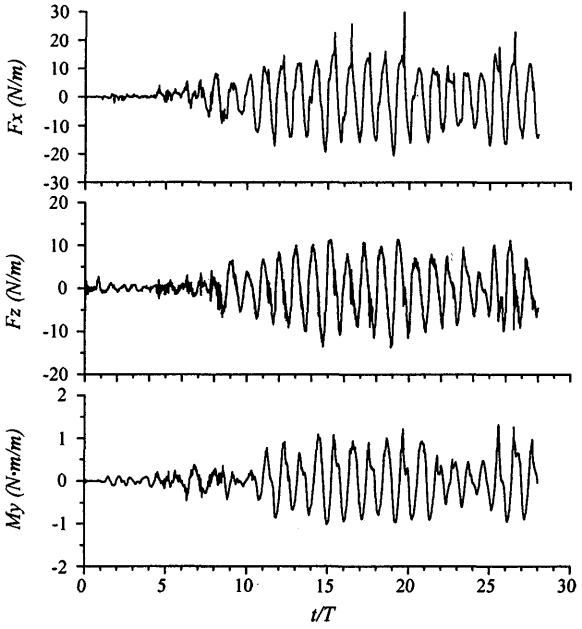

Fig. 15 Time variation of forces and moment acting on the float body

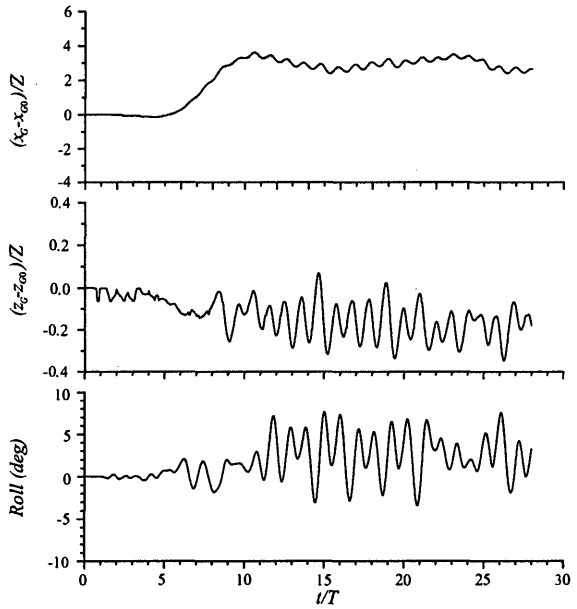

Fig. 16 Time variation of sway, heave and roll motions

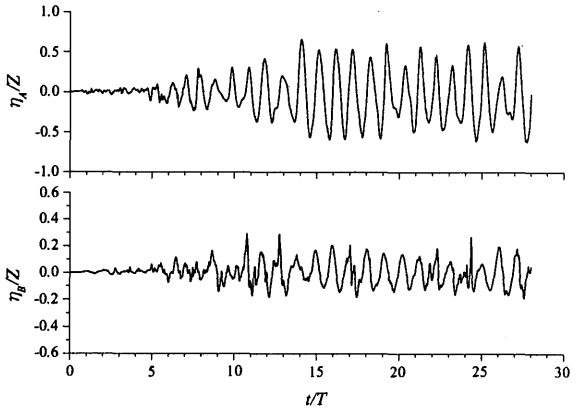

Fig. 17 Time variation of surface elevation at weather and lee sides of a floating body

状態で行った。なおバネ定数は $k = 30\,\mathrm{N\cdot m^{-2}}$ とした。

次に波浪中動揺シミュレーションに用いる浮体の断面形状を Fig. 13 に示す。この模型は，デッキ上への海水打ち込みをシミュレーションするために乾舷を比較的小さくし，浮体上部には上部構造物を模擬した突起を付けた凸型形状の浮体である。本節では計算例を示すのが目的であるので，$Ka = 0.8$ の波のみを考えている。また計算格子の配置は造波機及び浮体の近傍の格子を特に細かく設定している。

まず，Fig. 14 に，周期で無次元化した時間 (t/T) が 12.0 ～ 15.6 での浮体の動揺および浮体近傍の流場の様子を示す。これらの図から，模型上に波が越波し，上部構造物にぶつかった後，一部は上部構造物の上にまで達し，一部は反射して水がデッキからこぼれ落ちている現象が確認できる。また，デッキ上からこぼれ落ちる水と越波しようとする波が干渉し合い，空気巻き込みも発生していることが確認できる。さらに，浮体底部の角付近に渦の放出がシミュレートされていることも確認できる。このように界面が複雑に変形し，離散，再結合を起こすような現象であるにもかかわらず，安定して連続的に計算できていることが確認できる。

Fig. 15 には浮体に働いている流体力の時系列を示している。浮体形状の特徴から，浮体周りの波浪場は越波を伴う強非線形なものであるため，流体力の時系列データは波周期に対応する変動とともに不規則で複雑な振動が確認できる。

この流体力によって引き起こされる浮体運動の時系列が Fig. 16 に示されている。既に述べたように sway 方向の運動はバネにより拘束されているため，浮体の位置は sway 方向に無次元値 $(x_G - x_{G0})/Z$ が 3.0 付近まで漂流した後，ほぼ一定の位置に保持され，波周期に対応する sway の小さな変動が見られる。また，バネを用いて拘束を行ったことに伴う非常に長い固有周期の成分が現象と

して確認される。また無次元時間 t/T が 5.0 より大きくなってくると，浮体の heave 方向の平均変位は静水中における平衡位置から下がっているが，2 次の流体力である定常沈下力によるものと考えられる。roll についても同様の傾向が見られる。

Fig. 17 は，Fig. 13 に示した位置で計測した浮体前後における水面変位の時系列である。この図より，浮体から生じる散乱波や越波などの影響により，水面変位の時系列が複雑に振動しており，また浮体の波下側における水面変位は浮体によって波が反射されるため小さくなっていることが確認される。

このように，本数値造波水槽で行われた浮体の動揺についての数値実験では，sway 方向の長周期の動揺や，定常力による喫水の増大や定常横傾斜など実際の現象で考えられるような非線形な現象に対しても，もっともらしい計算結果が得られていることがわかる。

4. 結　　言

本研究では C-CUP 法を用いて大振幅波浪と海洋構造物の相互作用，波浪衝撃などの数値実験を行った。その結果，波形だけでなく構造物への衝撃圧や衝撃力に関しても定量的に良好な結果が得られることがわかった。しかしながら，圧力が低下する現象については改善の余地があり，精度向上のために乱流モデルや表面張力モデルを導入していく必要がある。また，二次元数値造波水槽を構築し造波シミュレーションを行った結果，短波長の造波問題では波の位相について若干のずれが見られるものの，長波長の造波問題については良好な結果が得られること確認できた。また造波機に働く流体力をフーリエ解析することによって得られる流体力の各成分も，非線形境界要素法より若干劣るものの，ほぼ実験結果に一致していることなどを確認した。この数値造波水槽を用いた波浪中における浮体の動揺問題では，浮体への越波および上部構造物への波の衝突，飛散など複雑な現象であるにもかかわらず，大きく変形する界面の追跡ができていると同時に，2 次の流体力である定常力による喫水の増大や定常横傾斜も再現できている。

以上のことから本数値計算手法は物体と水波の相互干渉問題，特に波浪衝撃や界面の変形について十分に有効であると言える。また本数値計算手法を用いて構築した数値造波水槽については，まだ若干改善の余地があるものの，従来の線形計算では不可能であった波の打ち込みや越波を伴う場合でも，計算が破綻することなく連続して浮体の動揺が計算できていることを確認した。本論文での計算は一例にすぎないが，これによって本論文で構築した数値造波水槽が，船舶・海洋工学分野における強非線形現象に対して適用可能であると考えられる。

参 考 文 献

1) Yabe, T. and Wang, P. Y. : "Unified numerical procedure for compressible and incompressible fluid", Journal of the Physical Society of Japan (1991), Vol. 60, pp. 2105–2108.

2) 経塚 雄策，胡　長洪，杉山　晋："孤立波による水面上の構造物に作用する波浪衝撃圧について"，第 97 号，西部造船会会報 (1999)，pp. 41–52.

3) Kashiwagi, M. : "Full-Nonlinear Simulations of Hydrodynamic Forces on a Heaving Two-Dimensional Body"，第 180 号，日本造船学会論文集 (1996), pp. 373–381.

4) 山下誠也："薄い物体の大振幅上下運動における流体力の計算"，第 141 号，日本造船学会論文集 (1977), pp. 61–70.