

タンク壁適合座標系による3次元スロッシング の数値解析

正員 長浜光泰* 正員 永濱信一**
 正員 根角幸明* 山森隆江*
 正員 堀徹***

A 3-Dimensional Analysis of Sloshing by means
of Tank Wall Fitted Coordinate System

by Mitsuyasu Nagahama, Member Shin-ichi Nagahama, Member
 Yukiharu Nekado, Member Takae Yamamori
 Tohru Hori, Member

Summary

The paper describes a 3-dimensional numerical simulation technique based on the Marker-And-Cell (MAC) method. In order to simulate sloshing motion of liquid in a tank with such 3-dimensional shapes as chamfers, the governing equations are derived in a tank wall fitted coordinates system which moves with the tank. Comparing with the case where cartesian coordinates system is used, the boundary condition on the tank walls can be expressed simply in a numerical procedure, and the effects of inclined walls of the tank on sloshing motion can be taken into account with reasonable numbers of computational cells.

The 3-dimensional configuration of a free surface caused by chamfers are observed experimentally, though the tank model is forced to oscillate in only longitudinal direction. Numerical results succeed to show the above tendency. And also, the calculated time histories of sloshing pressure on the tank wall agree well with the experimental ones.

1. 緒 言

従来から液状貨物運搬船では、タンク内での液体運動(スロッシング)により、タンク内の防撓材やパイプ等が損傷を受ける可能性があることが指摘されている。近年、タンクが幅広長大化し、さらにダブルハル構造化に伴うタンク壁面における防撓材配置の問題とも関連して、スロッシング対策は構造設計上の重要課題になってきている。

通常、船体の運動は横運動(Roll等)と縦運動(Pitch, Heave等)があり、これらの運動により誘起されたタンク内の流体運動は、相互干渉により複雑な3次元運動になる。

従って、スロッシングによりタンク壁面が受ける圧力を推定するためには、流体運動の3次元性を考慮することが必要になってくる。また、実際の船のタンクでは、スロッシングを低減させる目的で、天井近くにチャンファーと呼ばれる傾斜壁が付いているものもある。スロッシング対策を検討する上では、この傾斜壁の効果も考慮する必要があると考えられる。

スロッシングの数値解析法としては、有限差分法の一種であるMAC法¹⁾ (Marker And Cell Method) が最も実績があり、これまでに数多くの研究がなされてきた^{2)~7)}。しかし、これらのほとんどは、タンク内のスロッシングを2次元問題として取り扱っており、3次元的に解析した例は非常に少ない。Araiら⁷⁾は、直交デカルト座標系での流体運動の支配方程式により、直方型タンクが2種類の運動モードで連成運動する場合のタンク内のスロッシングを3次元問題として解析することに成功している。しかし、3次元的なスロッシングがチャンファーによりどのような影響を受けるかについては、検討した例がほとんどないようである。

* 日立造船(株)技術本部 技術研究所 流体システム研究室

** 日立造船(株)船舶・防衛事業本部 船舶基本設計部構造チーム

*** 日立造船(株)技術本部 技術研究所 材料・強度研究室

原稿受理 平成4年7月2日

秋季講演会において講演 平成4年11月9, 10日

直交デカルト座標系での定式化により傾斜した壁面を有するタンクを解析するためには、傾斜壁面を階段近似⁴⁾により表現したり、壁面をラインセグメントで表現し、各セグメントに対するノーマル方向の流速を零にするABMAC法⁸⁾やTUMMAC法⁹⁾の考え方を応用する必要がある。しかし、前者はタンク形状を正確にモデル化するためには多くの計算セルを必要とし、後者は3次元への拡張がかなり煩雑になると考えられる。

Hino¹⁰⁾は船体造波問題に対して、船体形状のみ適合し、自由表面形状には適合しない座標系で導出した支配方程式を数値的に解く手法の開発に成功している。そこで、本研究ではHino¹⁰⁾の研究を参考にし、傾斜壁面を有するタンク内のスロッシングを3次元的に解析できる実用的な解析手法を開発した。本手法は、タンクの壁面にのみ適合した座標系（以下では、タンク壁適合座標系と呼ぶ）で導出した支配方程式を、MAC法のアルゴリズムを一般曲線座標系に拡張して数値的に解いている点に特徴がある。その結果、以下のことが可能になった。

1) 傾斜壁面の効果が、比較的少ない格子数でも高精度で推定できる。

2) 3次元的に傾斜した壁面の境界条件が、単純なアルゴリズムで表現できる。

さらに、模型実験により、傾斜壁を有する形状の異なる2種類のタンクの壁面上の圧力を計測し、計算結果と比較することにより解析精度を検証した。

2. 解析方法

2.1 支配方程式

タンク内の流体は、非粘性、非圧縮性流体とする。Fig. 1のように、静止座標系O-XYZに対し、タンクと共に運動するタンク固定座標系o-xyzを考える。また、タンクの運動は既知であるとする。

流体運動の支配方程式は、この座標系において、以下のようになる。

(質量保存則)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

(運動量保存則)

x 方向

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} + \frac{\partial wu}{\partial z} = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + f_x \quad (2)$$

y 方向

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial vw}{\partial z} = -\frac{\partial \phi}{\partial y} + f_y \quad (3)$$

z 方向

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial uw}{\partial x} + \frac{\partial vw}{\partial y} + \frac{\partial w^2}{\partial z} = -\frac{\partial \phi}{\partial z} + f_z \quad (4)$$

ただし、

u, v, w : 流速ベクトルの x, y, z 方向成分 (m/sec)

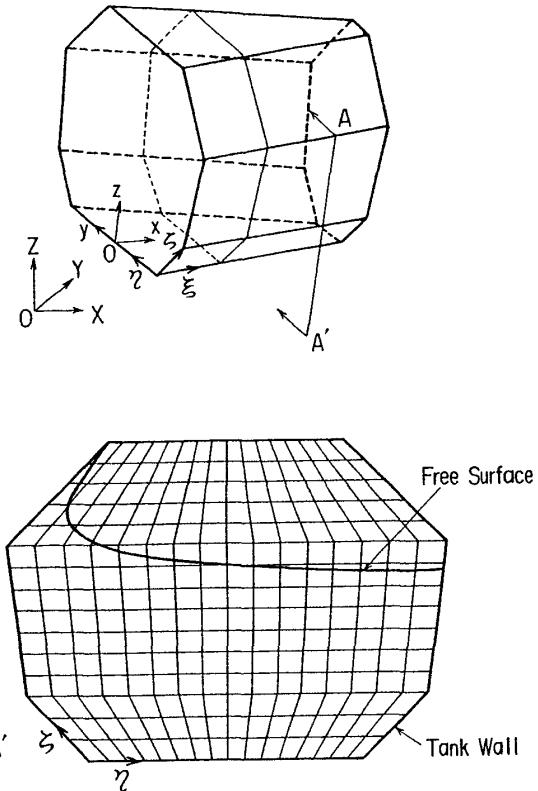


Fig. 1 Coordinates systems and example of cell arrangement

ρ : 流体の密度 (kg/m^3)

P : 流体の圧力 (Pa)

ϕ : 流体の圧力 ($=P/\rho$) (m^2/sec^2)

である。

また、 $f = (f_x, f_y, f_z)$ は $o-xyz$ 座標系で作用する見かけの加速度であり、重力項、並行運動による加速度の項、回転運動による加速度の項、コリオリ力による項および遠心力による項を含んでおり、

$$\mathbf{f} = \mathbf{g} - \mathbf{a} - \frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} \times \mathbf{r} - 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u} - \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \quad (5)$$

となる。ここに、

\mathbf{g} : 重力加速度ベクトル (m/sec^2)

\mathbf{a} : タンクの並行運動の加速度ベクトル (m/sec^2)

\mathbf{r} : 位置ベクトル ($= (x, y, z)$) (m)

$\boldsymbol{\omega}$: タンクの回転運動の角速度ベクトル (rad/sec)

である。

(1)～(4)式において、未知量は直交デカルト座標系での流速(u, v, w)と圧力 ϕ である。流速ベクトル $\mathbf{u} = (u, v, w)$ の代わりに、Fig. 1 に示すタンク壁適合座標系(ξ, η, ζ)での反変速度にヤコビアンをかけた流量ベクトル、

$$U^\xi = (J_{\xi x}^\xi)u + (J_{\xi y}^\xi)v + (J_{\xi z}^\xi)w = S^\xi \cdot \mathbf{u}$$

$$U^\eta = (J_{\eta x}^\eta)u + (J_{\eta y}^\eta)v + (J_{\eta z}^\eta)w = S^\eta \cdot \mathbf{u}$$

$$U^\zeta = (J_{\zeta x}^\zeta)u + (J_{\zeta y}^\zeta)v + (J_{\zeta z}^\zeta)w = S^\zeta \cdot \mathbf{u}$$

を未知量¹¹⁾とし、タンク壁適合座標系で支配方程式を導出

すると以下のようにになる。

(質量保存則)

$$\frac{\partial U^\xi}{\partial \xi} + \frac{\partial U^\eta}{\partial \eta} + \frac{\partial U^\zeta}{\partial \zeta} = 0 \quad (6)$$

(運動量保存則)

ξ 方向

$$\begin{aligned} J \frac{\partial U^\xi}{\partial t} + \frac{\partial(U^\xi U^\xi)}{\partial \xi} + \frac{\partial(U^\eta U^\xi)}{\partial \eta} + \frac{\partial(U^\zeta U^\xi)}{\partial \zeta} \\ - U^\xi(u \cdot \frac{\partial S^\xi}{\partial \xi}) - U^\eta(u \cdot \frac{\partial S^\xi}{\partial \eta}) - U^\zeta(u \cdot \frac{\partial S^\xi}{\partial \zeta}) \\ = -(S^\xi \cdot S^\xi) \frac{\partial \phi}{\partial \xi} - (S^\xi \cdot S^\eta) \frac{\partial \phi}{\partial \eta} - (S^\xi \cdot S^\zeta) \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \\ + J(S^\xi \cdot f) \end{aligned} \quad (7)$$

η 方向

$$\begin{aligned} J \frac{\partial U^\eta}{\partial t} + \frac{\partial(U^\xi U^\eta)}{\partial \xi} + \frac{\partial(U^\eta U^\eta)}{\partial \eta} + \frac{\partial(U^\zeta U^\eta)}{\partial \zeta} \\ - U^\xi(u \cdot \frac{\partial S^\eta}{\partial \xi}) - U^\eta(u \cdot \frac{\partial S^\eta}{\partial \eta}) - U^\zeta(u \cdot \frac{\partial S^\eta}{\partial \zeta}) \\ = -(S^\eta \cdot S^\xi) \frac{\partial \phi}{\partial \xi} - (S^\eta \cdot S^\eta) \frac{\partial \phi}{\partial \eta} - (S^\eta \cdot S^\zeta) \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \\ + J(S^\eta \cdot f) \end{aligned} \quad (8)$$

ζ 方向

$$\begin{aligned} J \frac{\partial U^\zeta}{\partial t} + \frac{\partial(U^\xi U^\zeta)}{\partial \xi} + \frac{\partial(U^\eta U^\zeta)}{\partial \eta} + \frac{\partial(U^\zeta U^\zeta)}{\partial \zeta} \\ - U^\xi(u \cdot \frac{\partial S^\zeta}{\partial \xi}) - U^\eta(u \cdot \frac{\partial S^\zeta}{\partial \eta}) - U^\zeta(u \cdot \frac{\partial S^\zeta}{\partial \zeta}) \\ = -(S^\zeta \cdot S^\xi) \frac{\partial \phi}{\partial \xi} - (S^\zeta \cdot S^\eta) \frac{\partial \phi}{\partial \eta} - (S^\zeta \cdot S^\zeta) \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \\ + J(S^\zeta \cdot f) \end{aligned} \quad (9)$$

ただし、

$$S^\xi = (J_{\xi x}, J_{\xi y}, J_{\xi z}) = \left(J \frac{\partial \xi}{\partial x}, J \frac{\partial \xi}{\partial y}, J \frac{\partial \xi}{\partial z} \right)$$

$$S^\eta = (J_{\eta x}, J_{\eta y}, J_{\eta z}) = \left(J \frac{\partial \eta}{\partial x}, J \frac{\partial \eta}{\partial y}, J \frac{\partial \eta}{\partial z} \right)$$

$$S^\zeta = (J_{\zeta x}, J_{\zeta y}, J_{\zeta z}) = \left(J \frac{\partial \zeta}{\partial x}, J \frac{\partial \zeta}{\partial y}, J \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right)$$

$$J = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial \xi} & \frac{\partial x}{\partial \eta} & \frac{\partial x}{\partial \zeta} \\ \frac{\partial y}{\partial \xi} & \frac{\partial y}{\partial \eta} & \frac{\partial y}{\partial \zeta} \\ \frac{\partial z}{\partial \xi} & \frac{\partial z}{\partial \eta} & \frac{\partial z}{\partial \zeta} \end{bmatrix}$$

であり、また、

$$u = S_\xi U^\xi + S_\eta U^\eta + S_\zeta U^\zeta$$

$$S_\xi = \frac{S^\eta \times S^\zeta}{S^\xi \cdot (S^\eta \times S^\zeta)}$$

$$S_\eta = \frac{S^\zeta \times S^\xi}{S^\eta \cdot (S^\zeta \times S^\xi)}$$

$$S_\zeta = \frac{S^\xi \times S^\eta}{S^\zeta \cdot (S^\xi \times S^\eta)}$$

である。

2.2 境界条件

スロッシングの解析に必要な境界条件を列挙すると、以

下のようになる。

2.2.1 壁面条件

粘性影響は考慮していないので、壁面にノーマル方向の流速（流量）のみ 0 とした。タンク壁適合座標系を用いでいるので、タンクの壁面は ξ 面、 η 面あるいは ζ 面のいずれかに一致する。従って、

$$U^\xi = 0 \quad (\text{on } \xi = \text{Const. plane}) \quad (10)$$

$$U^\eta = 0 \quad (\text{on } \eta = \text{Const. plane}) \quad (11)$$

$$U^\zeta = 0 \quad (\text{on } \zeta = \text{Const. plane}) \quad (12)$$

とした。

また、(10)～(12)式を運動量保存則(7)～(9)式に代入することにより、次式が得られる。

$$\begin{aligned} (S^\xi \cdot S^\xi) \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + (S^\xi \cdot S^\eta) \frac{\partial \phi}{\partial \eta} + (S^\xi \cdot S^\zeta) \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \\ = U^\eta \left(u \cdot \frac{\partial S^\xi}{\partial \eta} \right) + U^\zeta \left(u \cdot \frac{\partial S^\xi}{\partial \zeta} \right) + J(S^\xi \cdot f) \\ (\text{on } \xi = \text{Const. plane}) \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} (S^\eta \cdot S^\xi) \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + (S^\eta \cdot S^\eta) \frac{\partial \phi}{\partial \eta} + (S^\eta \cdot S^\zeta) \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \\ = U^\xi \left(u \cdot \frac{\partial S^\eta}{\partial \xi} \right) + U^\zeta \left(u \cdot \frac{\partial S^\eta}{\partial \zeta} \right) + J(S^\eta \cdot f) \\ (\text{on } \eta = \text{Const. plane}) \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} (S^\zeta \cdot S^\xi) \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + (S^\zeta \cdot S^\eta) \frac{\partial \phi}{\partial \eta} + (S^\zeta \cdot S^\zeta) \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \\ = U^\xi \left(u \cdot \frac{\partial S^\zeta}{\partial \xi} \right) + U^\eta \left(u \cdot \frac{\partial S^\zeta}{\partial \eta} \right) + J(S^\zeta \cdot f) \\ (\text{on } \zeta = \text{Const. plane}) \end{aligned} \quad (15)$$

2.2.2 自由表面条件

自由表面条件は力学的条件 (Dynamic Condition) と運動学的条件 (Kinematic Condition) が必要になる。力学的条件は、自由表面での圧力 ϕ_f を大気圧 ϕ_a に等しくすることで満足させた。また、運動学的条件は、 $\zeta = h(\xi, \eta, t)$ とし、

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{U^\xi}{J} \frac{\partial h}{\partial \xi} + \frac{U^\eta}{J} \frac{\partial h}{\partial \eta} - \frac{U^\zeta}{J} = 0 \quad (16)$$

を解く¹²⁾ことにより満足させた。

ζ 軸に対し自由表面の一価性を仮定しているが、 ζ 軸はタンク壁面に適合させているので、Fig. 1 に示す程度の自由表面のオーバーターニングは上式で表現可能である。

2.2.3 タンク天井条件

自由表面がタンク天井に衝突した瞬間、境界条件は自由表面条件から壁面条件に急変することになる。この瞬間に衝撃圧が発生するが、その後、圧力の数値解に非現実的な時間的振動が発生することが知られている¹³⁾。また、本手法では粘性や気相部の圧縮性の影響を考慮していないので、衝撃圧の値が数値積分の時間刻みに依存する可能性もあると考えられる。

そこで、天井近傍に高さ ζ_0 のバッファリングゾーンを設け、このゾーン内の境界条件を以下のようにした^{3), 6), 7), 13)}。

$$\chi(\phi_f - \phi_a) - (1-\chi) \frac{1}{2} U_n |U_n| = 0 \quad (17)$$

ただし、 U_n は自由表面上での流速の天井にノーマル方向の成分であり、 χ は自由表面から天井までの距離を ζ_b で無次元化したものである。

本研究では、 ζ_b は $1/2$ セルサイズとした。今後、Arai ら⁷⁾ のように ζ_b 等の最適値に関する検討や、衝撃圧発生のモデル化に関する検討が必要であると考えられる。

2.3 支配方程式の離散化

タンク内を有限個のセルに分割すると、セル形状はタンク壁面形状に適合した 6 面体になる。MAC 法¹⁾にならい、Fig. 2 に示すように、セルの各界面の中心に流量ベクトルを定義し、セルの中心で圧力を定義した。

また、セル界面での面積ベクトル $S_{i+1/2,j,k}^{\xi}$ は $U_{i+1/2,j,k}^{\xi}$ と、 $S_{i,j+1/2,k}^{\eta}$ は $U_{i,j+1/2,k}^{\eta}$ と、 $S_{i,j,k+1/2}^{\zeta}$ は $U_{i,j,k+1/2}^{\zeta}$ とそれぞれ同じ位置で定義した。セルの体積(ヤコビアン $J_{i,j,k}$)は、圧力 $\phi_{i,j,k}$ と同様セルの中心で定義した。面積ベクトルは、Hino¹⁰⁾ や Rosenfeld 等¹¹⁾ にならい、

$$\begin{aligned} S_{i+1/2,j,k}^{\xi} &= \left[\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \eta} \right]_{i+1/2,j,k} \times \left[\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \zeta} \right]_{i+1/2,j,k} \\ S_{i,j+1/2,k}^{\eta} &= \left[\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \zeta} \right]_{i,j+1/2,k} \times \left[\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \xi} \right]_{i,j+1/2,k} \\ S_{i,j,k+1/2}^{\zeta} &= \left[\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \xi} \right]_{i,j,k+1/2} \times \left[\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \eta} \right]_{i,j,k+1/2} \end{aligned} \quad (18)$$

とした。ただし、記号 $[]_{i+1/2,j,k}$ 等は、この位置で差分近似することを意味するものとする。これらは、セルを構成する 8 個の格子点から計算でき、例えば、

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \eta} \right]_{i+1/2,j,k} &= \frac{(r_{i+1/2,j+1/2,k-1/2} + r_{i+1/2,j+1/2,k+1/2})}{2} \\ &\quad - \frac{(r_{i+1/2,j-1/2,k-1/2} + r_{i+1/2,j-1/2,k+1/2})}{2} \end{aligned}$$

となる。

セルの体積 $J_{i,j,k}$ は、6 個の 4 面体の体積の和として求め、

$$\begin{aligned} J_{i,j,k} &= V^{\text{tet}}(r_{i-1/2,j-1/2,k-1/2}, r_{i+1/2,j-1/2,k-1/2}, r_{i+1/2,j+1/2,k-1/2}, \\ &\quad r_{i+1/2,j+1/2,k+1/2}) \\ &\quad + V^{\text{tet}}(r_{i-1/2,j-1/2,k-1/2}, r_{i+1/2,j-1/2,k-1/2}, r_{i+1/2,j+1/2,k+1/2}, \\ &\quad r_{i+1/2,j-1/2,k+1/2}) \\ &\quad + V^{\text{tet}}(r_{i-1/2,j-1/2,k-1/2}, r_{i-1/2,j+1/2,k-1/2}, r_{i+1/2,j+1/2,k+1/2}, \\ &\quad r_{i+1/2,j+1/2,k-1/2}) \\ &\quad + V^{\text{tet}}(r_{i-1/2,j-1/2,k-1/2}, r_{i-1/2,j+1/2,k-1/2}, r_{i-1/2,j+1/2,k+1/2}, \\ &\quad r_{i-1/2,j+1/2,k+1/2}) \\ &\quad + V^{\text{tet}}(r_{i-1/2,j-1/2,k-1/2}, r_{i-1/2,j-1/2,k+1/2}, r_{i+1/2,j+1/2,k+1/2}, \\ &\quad r_{i-1/2,j+1/2,k+1/2}) \\ &\quad + V^{\text{tet}}(r_{i-1/2,j-1/2,k-1/2}, r_{i-1/2,j-1/2,k+1/2}, r_{i+1/2,j+1/2,k+1/2}, \\ &\quad r_{i+1/2,j-1/2,k+1/2}) \end{aligned} \quad (19)$$

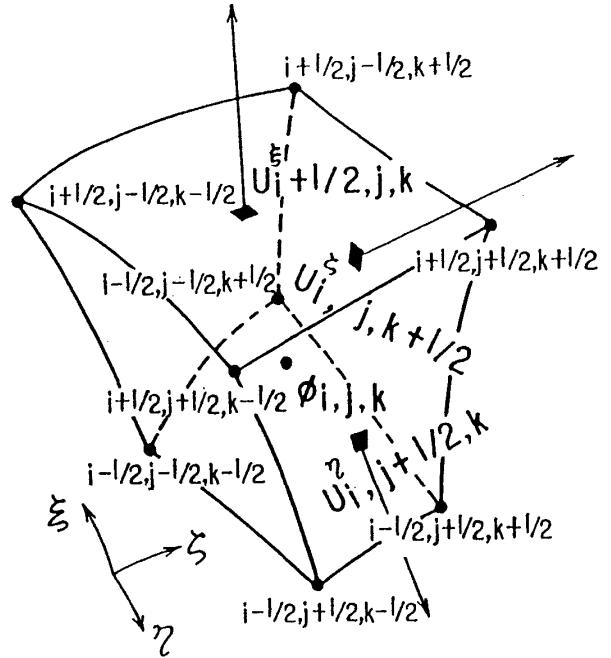


Fig. 2 Location of finite difference variables in a typical cell

とした¹⁴⁾。また、1 個の 4 面体の体積は、

$$\begin{aligned} V^{\text{tet}}(r_{i-1/2,j-1/2,k-1/2}, r_{i+1/2,j-1/2,k-1/2}, r_{i+1/2,j+1/2,k-1/2}, r_{i+1/2,j+1/2,k+1/2}) \\ = \frac{1}{6} [((r_{i+1/2,j-1/2,k-1/2} - r_{i-1/2,j-1/2,k-1/2}) \times (r_{i+1/2,j+1/2,k-1/2} \\ - r_{i-1/2,j-1/2,k-1/2})) \cdot (r_{i+1/2,j+1/2,k+1/2} - r_{i-1/2,j-1/2,k-1/2})] \end{aligned} \quad (20)$$

のようして求めた。

直交デカルト座標系では運動方程式中の圧力勾配項は対角成分だけであるが((2)～(4)式参照)、タンク壁適合座標系では必ずしも座標軸が直交していないので、非対角成分が消えないで残ってくる ((7)～(9)式参照)。そこで、これらの項を計算するために、Fig. 3 のように、セルを構成する 12 本の辺の中点に圧力の補助定義点を新しく設置した。これらの点での圧力は、通常は、定義点のある辺を共有する周りの 4 個のセルの中心で定義された圧力値を平均して求めたが、自由表面を含むセルでは力学的条件を考慮した線形補間により求めた。

このようなセルを用いて、支配方程式である(6)～(9)式を差分近似した。時間的にはオイラー前進差分を、空間的には対流項のみ一次風上差分を、他の項はすべて中心差分を用いた。

離散化した支配方程式は、以下のようになる。

(質量保存則)

$$\begin{aligned} U_{i+1/2,j,k}^{\xi(n+1)} - U_{i-1/2,j,k}^{\xi(n+1)} + U_{i,j+1/2,k}^{\eta(n+1)} - U_{i,j-1/2,k}^{\eta(n+1)} \\ + U_{i,j,k+1/2}^{\zeta(n+1)} - U_{i,j,k-1/2}^{\zeta(n+1)} = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

タンク壁適合座標系による3次元スロッシングの数値解析

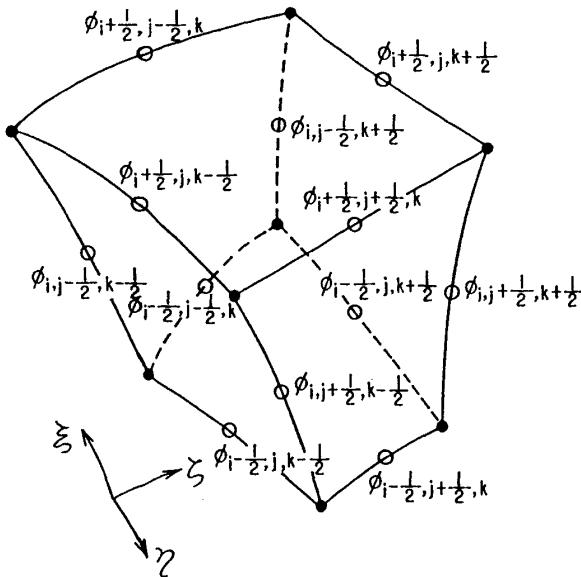


Fig. 3 Location of additionally defined points for pressure gradient calculation

(運動量保存則)

ξ 方向

$$\begin{aligned}
 J_{i+\frac{1}{2},j,k} U_{i+\frac{1}{2},j,k}^{\xi(n+1)} &= J_{i+\frac{1}{2},j,k} U_{i+\frac{1}{2},j,k}^{\xi(n)} \\
 &+ J_{i+\frac{1}{2},j,k} (\mathbf{S}^\xi \cdot \mathbf{f})_{i+\frac{1}{2},j,k} \delta t - \left[\frac{\partial(U^\xi U^\xi)}{\partial \xi} \right]_{i+\frac{1}{2},j,k}^{(n)} \delta t \\
 &- \left[\frac{\partial(U^\eta U^\xi)}{\partial \eta} \right]_{i+\frac{1}{2},j,k}^{(n)} \delta t - \left[\frac{\partial(U^\zeta U^\xi)}{\partial \zeta} \right]_{i+\frac{1}{2},j,k}^{(n)} \delta t \\
 &+ U_{i+\frac{1}{2},j,k}^{\xi(n)} \left(\mathbf{u}_{i+\frac{1}{2},j,k}^{(n)} \cdot \left[\frac{\partial S^\xi}{\partial \xi} \right]_{i+\frac{1}{2},j,k} \right) \delta t \\
 &+ U_{i+\frac{1}{2},j,k}^{\eta(n)} \left(\mathbf{u}_{i+\frac{1}{2},j,k}^{(n)} \cdot \left[\frac{\partial S^\xi}{\partial \eta} \right]_{i+\frac{1}{2},j,k} \right) \delta t \\
 &+ U_{i+\frac{1}{2},j,k}^{\zeta(n)} \left(\mathbf{u}_{i+\frac{1}{2},j,k}^{(n)} \cdot \left[\frac{\partial S^\xi}{\partial \zeta} \right]_{i+\frac{1}{2},j,k} \right) \delta t \\
 &- (\mathbf{S}^\xi \cdot \mathbf{S}^\xi)_{i+\frac{1}{2},j,k} (\phi_{i+\frac{1}{2},j,k}^{(n+1)} - \phi_{i,j,k}^{(n+1)}) \delta t \\
 &- (\mathbf{S}^\xi \cdot \mathbf{S}^\eta)_{i+\frac{1}{2},j,k} (\phi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{(n+1)} - \phi_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{(n+1)}) \delta t \\
 &- (\mathbf{S}^\xi \cdot \mathbf{S}^\zeta)_{i+\frac{1}{2},j,k} (\phi_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{(n+1)} - \phi_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{(n+1)}) \delta t \quad (22)
 \end{aligned}$$

η 方向

$$\begin{aligned}
 J_{i,j+\frac{1}{2},k} U_{i,j+\frac{1}{2},k}^{\eta(n+1)} &= J_{i,j+\frac{1}{2},k} U_{i,j+\frac{1}{2},k}^{\eta(n)} \\
 &+ J_{i,j+\frac{1}{2},k} (\mathbf{S}^\eta \cdot \mathbf{f})_{i,j+\frac{1}{2},k} \delta t - \left[\frac{\partial(U^\xi U^\eta)}{\partial \xi} \right]_{i,j+\frac{1}{2},k}^{(n)} \delta t \\
 &- \left[\frac{\partial(U^\eta U^\eta)}{\partial \eta} \right]_{i,j+\frac{1}{2},k}^{(n)} \delta t - \left[\frac{\partial(U^\zeta U^\eta)}{\partial \zeta} \right]_{i,j+\frac{1}{2},k}^{(n)} \delta t \\
 &+ U_{i,j+\frac{1}{2},k}^{\xi(n)} \left(\mathbf{u}_{i,j+\frac{1}{2},k}^{(n)} \cdot \left[\frac{\partial S^\eta}{\partial \xi} \right]_{i,j+\frac{1}{2},k} \right) \delta t \\
 &+ U_{i,j+\frac{1}{2},k}^{\eta(n)} \left(\mathbf{u}_{i,j+\frac{1}{2},k}^{(n)} \cdot \left[\frac{\partial S^\eta}{\partial \eta} \right]_{i,j+\frac{1}{2},k} \right) \delta t \\
 &+ U_{i,j+\frac{1}{2},k}^{\zeta(n)} \left(\mathbf{u}_{i,j+\frac{1}{2},k}^{(n)} \cdot \left[\frac{\partial S^\eta}{\partial \zeta} \right]_{i,j+\frac{1}{2},k} \right) \delta t \\
 &- (\mathbf{S}^\eta \cdot \mathbf{S}^\xi)_{i,j+\frac{1}{2},k} (\phi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{(n+1)} - \phi_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{(n+1)}) \delta t \\
 &- (\mathbf{S}^\eta \cdot \mathbf{S}^\zeta)_{i,j+\frac{1}{2},k} (\phi_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{(n+1)} - \phi_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{(n+1)}) \delta t \quad (23)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &- (\mathbf{S}^\eta \cdot \mathbf{S}^\eta)_{i,j+\frac{1}{2},k} (\phi_{i,j+\frac{1}{2},k}^{(n+1)} - \phi_{i,j,k}^{(n+1)}) \delta t \\
 &- (\mathbf{S}^\eta \cdot \mathbf{S}^\xi)_{i,j+\frac{1}{2},k} (\phi_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{(n+1)} - \phi_{i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{(n+1)}) \delta t \quad (23)
 \end{aligned}$$

ζ 方向

$$\begin{aligned}
 J_{i,j,k+\frac{1}{2}} U_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{\zeta(n+1)} &= J_{i,j,k+\frac{1}{2}} U_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{\zeta(n)} \\
 &+ J_{i,j,k+\frac{1}{2}} (\mathbf{S}^\zeta \cdot \mathbf{f})_{i,j,k+\frac{1}{2}} \delta t - \left[\frac{\partial(U^\xi U^\zeta)}{\partial \xi} \right]_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{(n)} \delta t \\
 &- \left[\frac{\partial(U^\eta U^\zeta)}{\partial \eta} \right]_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{(n)} \delta t - \left[\frac{\partial(U^\zeta U^\zeta)}{\partial \zeta} \right]_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{(n)} \delta t \\
 &+ U_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{\xi(n)} \left(\mathbf{u}_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{(n)} \cdot \left[\frac{\partial S^\zeta}{\partial \xi} \right]_{i,j,k+\frac{1}{2}} \right) \delta t \\
 &+ U_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{\eta(n)} \left(\mathbf{u}_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{(n)} \cdot \left[\frac{\partial S^\zeta}{\partial \eta} \right]_{i,j,k+\frac{1}{2}} \right) \delta t \\
 &+ U_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{\zeta(n)} \left(\mathbf{u}_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{(n)} \cdot \left[\frac{\partial S^\zeta}{\partial \zeta} \right]_{i,j,k+\frac{1}{2}} \right) \delta t \\
 &- (\mathbf{S}^\zeta \cdot \mathbf{S}^\xi)_{i,j,k+\frac{1}{2}} (\phi_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{(n+1)} - \phi_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{(n+1)}) \delta t \\
 &- (\mathbf{S}^\zeta \cdot \mathbf{S}^\eta)_{i,j,k+\frac{1}{2}} (\phi_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{(n+1)} - \phi_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{(n+1)}) \delta t \\
 &- (\mathbf{S}^\zeta \cdot \mathbf{S}^\zeta)_{i,j,k+\frac{1}{2}} (\phi_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{(n+1)} - \phi_{i,j,k-\frac{1}{2}}^{(n+1)}) \delta t \quad (24)
 \end{aligned}$$

ただし、上付き添字 $(n+1)$ 等は時間ステップを意味するものとする。また、定義されていない点での流量ベクトル、面積ベクトルおよびセル体積等は、すべて線形補間により求めるものとする。

2.4 壁面条件の離散化

例えば、 $i+1/2$ 面が壁面の場合、(10)式より、

$$U_{i+\frac{1}{2},j,k}^{\xi(n+1)} = 0 \quad \left(\text{on } i+\frac{1}{2} = \text{Const. plane} \right) \quad (25)$$

とした。

また、壁面上にも圧力の補助定義点があり(Fig. 3 参照)、上記の場合、 $\phi_{i+1/2,j,k-1/2}$, $\phi_{i+1/2,j-1/2,k}$, $\phi_{i+1/2,j+1/2,k}$ および $\phi_{i+1/2,j,k+1/2}$ を求める必要がある。これらの点での圧力は、(13)～(15)式を考慮して求めた。

$\phi_{i+1/2,j,k+1/2}$ の場合を例示すると、

$$\begin{aligned}
 &(\mathbf{S}^\xi \cdot \mathbf{S}^\xi)_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} \left[\frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right]_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{(n+1)} \\
 &= -(\mathbf{S}^\xi \cdot \mathbf{S}^\zeta)_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} \left[\frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right]_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{(n+1)} \\
 &- (\mathbf{S}^\xi \cdot \mathbf{S}^\zeta)_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} \left[\frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \right]_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{(n+1)} \\
 &+ U_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{\eta(n)} \left(\mathbf{u}_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{(n)} \cdot \left[\frac{\partial S^\xi}{\partial \eta} \right]_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} \right) \\
 &+ U_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{\zeta(n)} \left(\mathbf{u}_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{(n)} \cdot \left[\frac{\partial S^\xi}{\partial \zeta} \right]_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} \right) \\
 &+ J_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} (\mathbf{S}^\xi \cdot \mathbf{f})_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} \quad (26)
 \end{aligned}$$

より、 $[\partial \phi / \partial \xi]_{i+1/2,j,k+1/2}$ を計算し、

$$\phi_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{(n+1)} = \phi_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{(n+1)} + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right]_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{(n+1)} \quad (27)$$

として求めた。ただし、 $\phi_{i,j,k+1/2}$ は $\phi_{i,j,k}$ と $\phi_{i,j,k+1}$ から線形補間で求めた。

厳密には、(26)式の右辺の圧力勾配項も $(i+1/2, j, k+1/2)$ の位置で求めるべきである。しかし、この場合、壁面上の圧力は陽には計算できなくなる。これを避けるため、 $(i, j, k+1/2)$ の位置で近似した。

2.5 自由表面条件の離散化

2.5.1 運動学的条件の離散化

自由表面の運動学的条件である(16)式を、時間的にはオイラー前進差分、空間的には一次風上差分を用いて離散化すると、以下のようになる。

$$\begin{aligned} h_{i,j}^{(n+1)} = & h_{i,j}^{(n)} - \left[\frac{U^{\xi(n+1)}}{J} \right]_{i,j,k_f} \left[\frac{\partial h^{(n)}}{\partial \xi} \right]_{i,j} \delta t \\ & - \left[\frac{U^{\eta(n+1)}}{J} \right]_{i,j,k_f} \left[\frac{\partial h^{(n)}}{\partial \eta} \right]_{i,j} \delta t \\ & + \left[\frac{U^{\zeta(n+1)}}{J} \right]_{i,j,k_f} \delta t \end{aligned} \quad (28)$$

ただし、 $[]_{i,j,k_f}$ の k_f は自由表面位置での値を意味するものとする。

2.5.2 力学的条件の離散化

自由表面セルを (i, j, k) とすると、このセルの中心で定義された圧力 $\phi_{i,j,k}$ は、自由表面上の圧力 ϕ_f とこの直下のセルの圧力 $\phi_{i,j,k-1}$ の線形補間により求めた¹²⁾。

$$\phi_{i,j,k}^{(n+1)} = \frac{1}{h + \frac{1}{2}} \phi_f + \frac{h - \frac{1}{2}}{h + \frac{1}{2}} \phi_{i,j,k-1}^{(n+1)} \quad (29)$$

ただし、 h は自由表面を含むセルの底面から自由表面までの高さをセルの高さで無次元化した長さである。

2.6 数値計算のアルゴリズム

n タイムステップの流量ベクトルおよび圧力は既知であるとする。運動量保存則(22)～(24)式から新しいタイムステップ($n+1$ タイムステップ)の流量ベクトルの初期値を求め、同時反復法^{8),12)}により、質量保存則(21)式を満足するように圧力(初期値は n タイムステップの値)と流量ベクトルを同時に修正した。

r 回目の反復計算後の値を添字(r)で示すこととする。

運動量保存則(22)～(24)式の右辺の圧力勾配項以外の項は、 n タイムステップの値から陽に求められ、反復計算中は不变である。

(i, j, k) のセルにおける r 回目の圧力修正量と $r+1$ 回目の圧力値の関係を、

$$\phi_{i,j,k}^{(r+1)} = \phi_{i,j,k}^{(r)} + \delta\phi_{i,j,k}^{(r)} \quad (30)$$

とする。セル中心で定義された圧力値が変化すると、Fig. 3 に示す補助定義点の圧力値も変化する。例えば $(i+1/2, j, k+1/2)$ 点での圧力は、

$$\phi_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{(r+1)} = \phi_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{(r)} + C_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} \cdot \delta\phi_{i,j,k}^{(r)} \quad (31)$$

のようになる。通常、 $C_{i+1/2,j,k+1/2}$ 等は $1/4$ であるが、タンク壁面では(26)～(27)式を考慮した形になる。

このようにして、 (i, j, k) のセルにおける圧力修正量と $r+1$ 回目の圧力値の関係を求め、これらを運動量保存則

(22)～(24)式に代入して $r+1$ 回目の流量ベクトルとの関係を求める。そして、 $r+1$ 回目の流量ベクトルが質量保存則(21)式を満足するように圧力修正量を求める、以下のようになる。

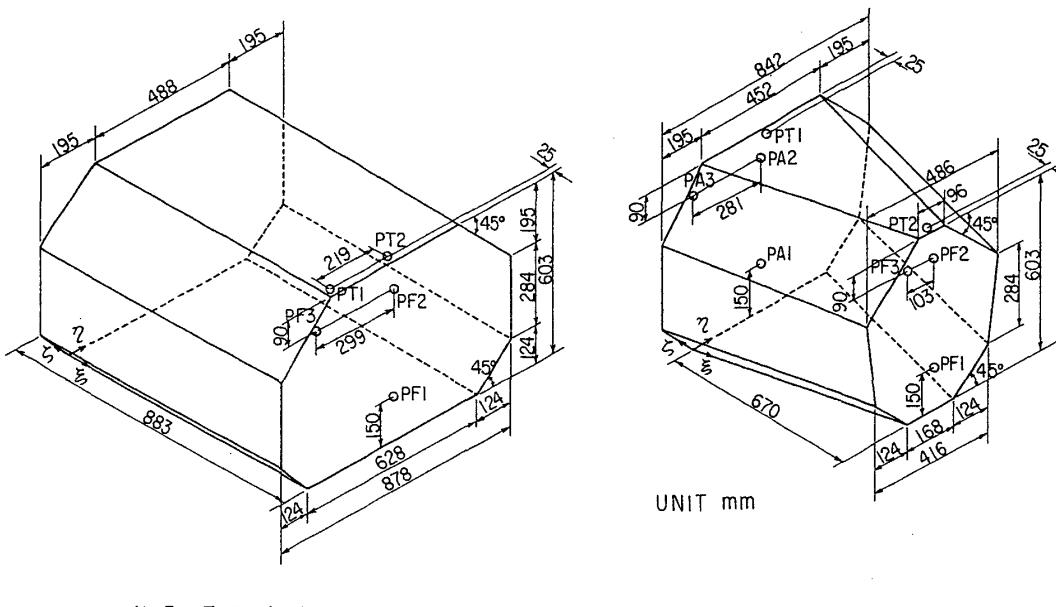
$$\begin{aligned} \delta\phi_{i,j,k}^{(r)} = & -\omega \cdot D_{i,j,k}^{(r)} \\ & / \left[\left(\frac{S^\xi \cdot S^\xi}{J} \right)_{i+\frac{1}{2},j,k} + \left(\frac{S^\xi \cdot S^\xi}{J} \right)_{i-\frac{1}{2},j,k} \right. \\ & + \left(\frac{S^\eta \cdot S^\eta}{J} \right)_{i,j+\frac{1}{2},k} + \left(\frac{S^\eta \cdot S^\eta}{J} \right)_{i,j-\frac{1}{2},k} \\ & + \left(\frac{S^\zeta \cdot S^\zeta}{J} \right)_{i,j,k+\frac{1}{2}} + \left(\frac{S^\zeta \cdot S^\zeta}{J} \right)_{i,j,k-\frac{1}{2}} \\ & - \left(\frac{S^\xi \cdot S^\eta}{J} \right)_{i+\frac{1}{2},j,k} (C_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - C_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}) \\ & - \left(\frac{S^\xi \cdot S^\zeta}{J} \right)_{i+\frac{1}{2},j,k} (C_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} - C_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}) \\ & + \left(\frac{S^\eta \cdot S^\zeta}{J} \right)_{i-\frac{1}{2},j,k} (C_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - C_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}) \\ & + \left(\frac{S^\xi \cdot S^\xi}{J} \right)_{i-\frac{1}{2},j,k} (C_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} - C_{i-\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}) \\ & - \left(\frac{S^\eta \cdot S^\xi}{J} \right)_{i,j+\frac{1}{2},k} (C_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - C_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}) \\ & - \left(\frac{S^\eta \cdot S^\zeta}{J} \right)_{i,j+\frac{1}{2},k} (C_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} - C_{i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}) \\ & + \left(\frac{S^\zeta \cdot S^\xi}{J} \right)_{i,j-\frac{1}{2},k} (C_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} - C_{i,j-\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}) \\ & + \left(\frac{S^\zeta \cdot S^\eta}{J} \right)_{i,j-\frac{1}{2},k} (C_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} - C_{i,j-\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}) \left. \right] \delta t \end{aligned} \quad (32)$$

ここに、

$$\begin{aligned} D_{i,j,k}^{(r)} = & U_{i+\frac{1}{2},j,k}^{\xi(r)} - U_{i-\frac{1}{2},j,k}^{\xi(r)} + U_{i,j+\frac{1}{2},k}^{\eta(r)} - U_{i,j-\frac{1}{2},k}^{\eta(r)} \\ & + U_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{\zeta(r)} - U_{i,j,k-\frac{1}{2}}^{\zeta(r)} \end{aligned}$$

であり、 ω は反復回数を少なくするための過緩和係数(=1.7程度)である。

実際の数値計算では、(32)式により r 回目の圧力修正値を求め、(30)および(31)式よりセル中心および補助定義点の $r+1$ 回目の圧力値を求めた。さらに、運動量保存則(22)～(24)式にこれらの圧力値を代入し、 $r+1$ 回目の流量ベクトルを求めた。そして、 $|D_{i,j,k}/J_{i,j,k}| < \epsilon$ (ϵ : 許容誤差) になるまで反復計算を実施した。



No.3 Tank Model

No.1 Tank Model

Fig. 4 Dimensions of tank models and locations of pressure sensors

3. 解析精度の検証

3.1 模型実験

実験には、Fig. 4 に示すように、前後の横断面形状が同一の No. 3 タンク模型と横断面形状が長手方向に変化する No. 1 タンク模型を使用した。これらのタンクは、20 mm 厚のアクリル製である。また、Fig. 4 に示す位置に、No. 3 タンク模型では 5 個の圧力センサ (PF 1~PF 3, PT 1, PT 2) を No. 1 タンク模型では 8 個の圧力センサ (PF 1~PF 3, PA 1~PA 3, PT 1, PT 2) を取り付けた。ただし、上記の記号 (PF 1 等) の F は船首側、A は船尾側の壁を、T はタンク天井を意味するものとする。

これらの模型タンクを長手方向 (Surge 方向) に強制的に正弦運動させ、Fig. 5 に示す計測システムにより、タンク壁面での圧力とタンクの変位を計測した。A/D 変換のサンプリングタイムは、0.004 秒とした。また、同時にタンク内の流体運動を VTR により撮影した。

実験は、水深を h_0 、タンクの高さを d とすると、 $h_0/d = 0.7$ の状態で実施した。また、強制動揺は正弦運動で、その片振幅は 20 mm、周期は、No. 3 タンクでは約 1.12 秒、No. 1 タンクでは約 0.94 秒とした。これらの値は、タンクの長さと水深から、線形理論により 2 次元的に求めた同調周期に一致する。

Fig. 6 に、実験時の、No. 3 タンク模型内の自由表面形状を示す。

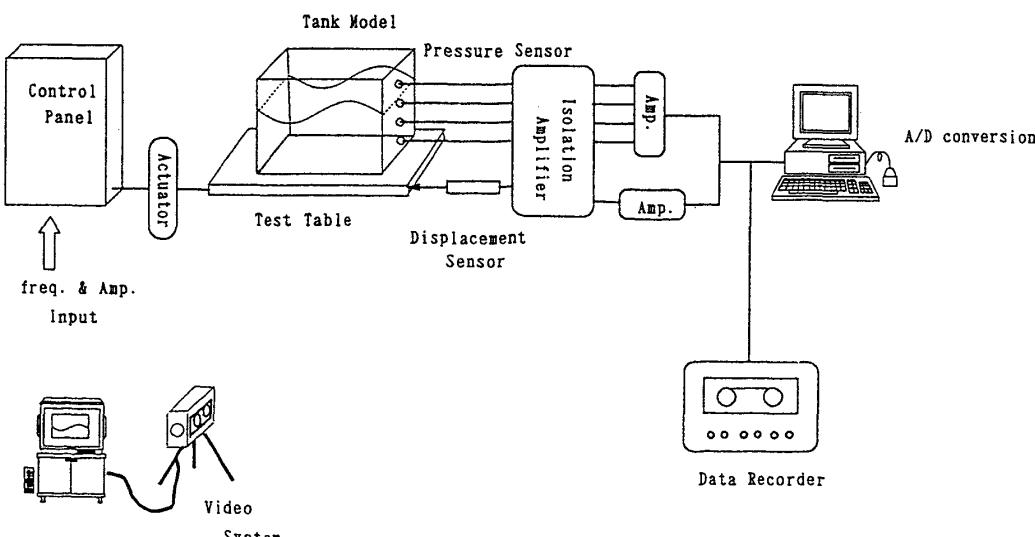


Fig. 5 Experimental apparatus and measuring system

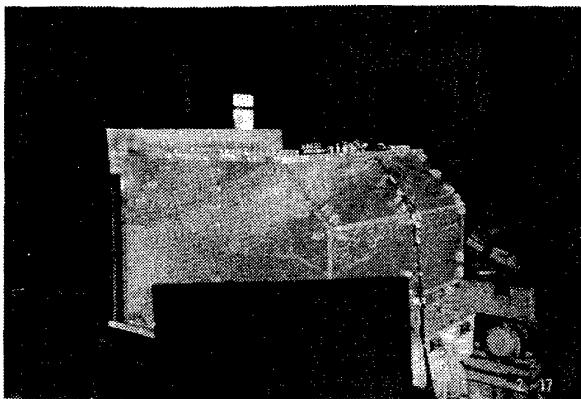


Fig. 6 Pattern of free surface in No. 3 tank model

3.2 解析条件

No. 3 タンク模型は ξ 方向に 18, η 方向に 18 および ζ 方向に 15 分割した。また、No. 1 タンク模型は ξ 方向に 16, η 方向に 16 および ζ 方向に 15 分割した。かなり少ない格子数であるが、タンク壁適合座標系を用いているので、タンク形状は正確に表現できている。

数値積分の時間刻み δt は、クーラン数が 0.1~0.5 の範囲になるように自動的に設定するようにしているが、両タンクとも 0.004 秒程度であることが多かったようである。また、 $|D_{i,j,k}/J_{i,j,k}|$ の許容誤差 ϵ は 0.001 とした。

3.3 解析結果と実験結果の比較

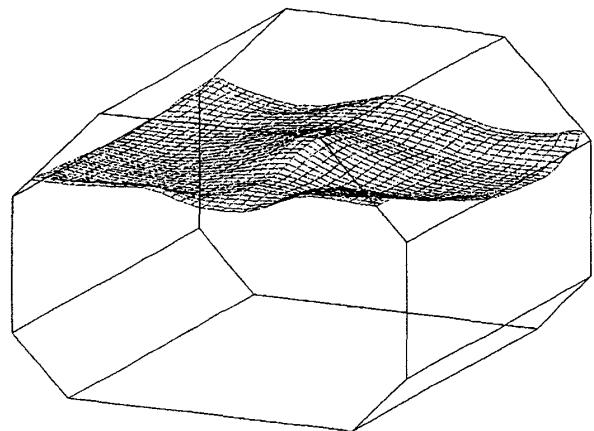
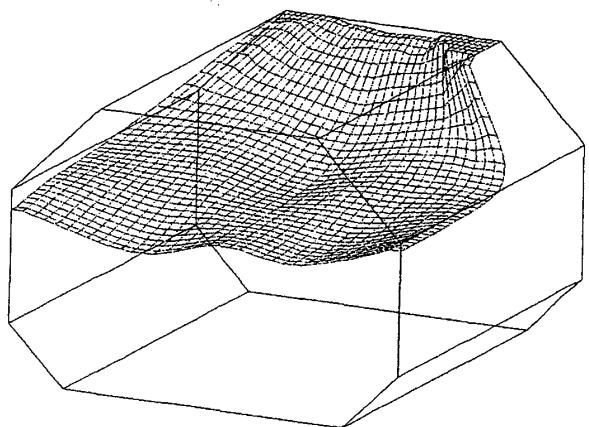
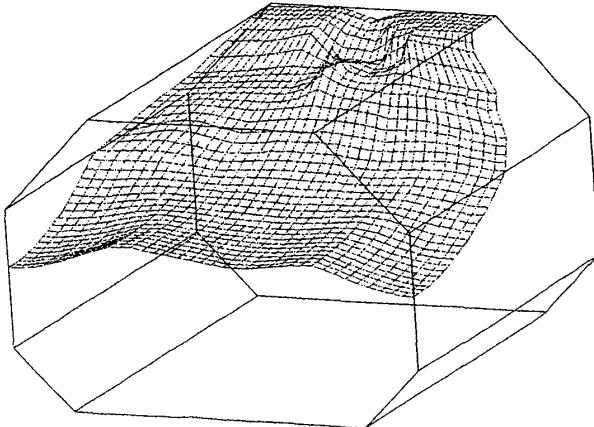
Fig. 7 に、No. 3 タンクでの自由表面形状の解析結果を示す。Fig. 7 a~7 c は、船尾から船首に向けて波が進行し、波面がタンク天井に衝突した後、船尾側に波が進行する様子を示したものである。

タンク運動は長手方向のみであるのにも関わらず、波面はチャンファーの影響を受け、3 次元的な様相を示している。Fig. 7 c は Fig. 6 とほぼ同じ状態である。自由表面形状の解析結果は、スプラッシュを除き、実験結果と良好な一致を示している。Fig. 7 b より、波面はタンクの両サイドから先に天井に衝突することが認められる。

No. 3 タンクは、Fig. 4 から明らかなように、タンク長さと幅がほぼ一致しているので、スワーリングが起こる可能性があると思われたが、このような現象は実験でも見られなかった。チャンファーの影響によるものと思われる。

Fig. 8 に、No. 1 タンクでの自由表面形状の解析結果を示す。Fig. 8 a~8 c は、船尾壁面に沿って波面が上昇した後、船首側へ波が進行していく様子を示したものである。Fig. 8 c より、No. 1 タンクにおいても No. 3 タンクと同様、波面はタンクの両サイドから天井に衝突するが、その傾向がより顕著になっていることが認められる。

Fig. 9 a に No. 3 タンクの船首側壁面での圧力の解析結果を、Fig. 9 b に天井部での圧力の解析結果を、それぞれ、実験結果と比較して示す。図示した圧力値は、タンク静止時の静水圧からの変動量である。また、時間軸はタンク運

Fig. 7a Calculated free surface elevation in No. 3 tank model ($T=t$)Fig. 7b Calculated free surface elevation in No. 3 tank model ($T=t+0.15$ sec.)Fig. 7c Calculated free surface elevation in No. 3 tank model ($T=t+0.35$ sec.)

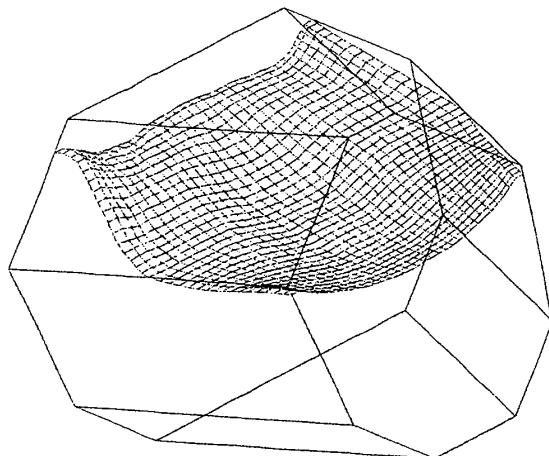


Fig. 8a Calculated free surface elevation in No. 1 tank model ($T=t$)

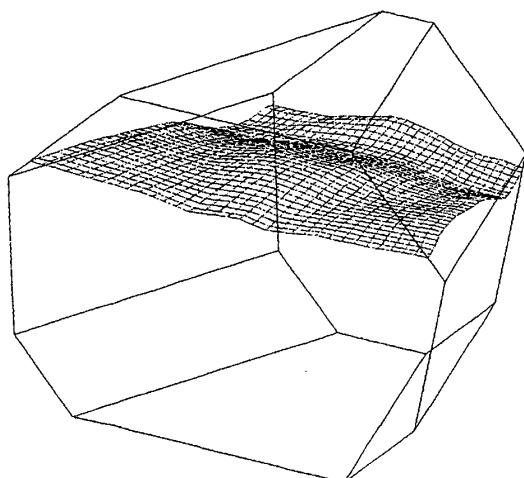


Fig. 8b Calculated free surface elevation in No. 1 tank model ($T=t+0.35$ sec.)

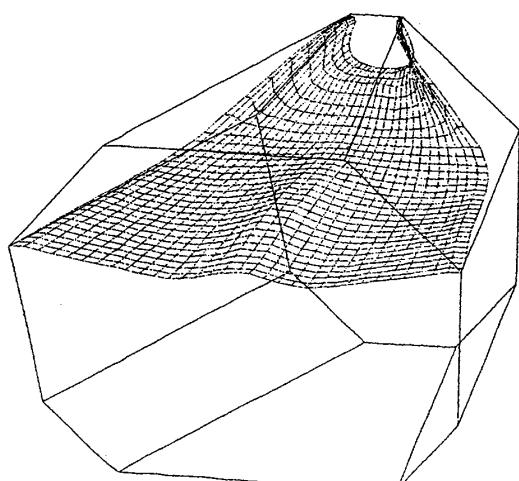


Fig. 8c Calculated free surface elevation in No. 1 tank model ($T=t+0.45$ sec.)

動の位相が一致するように調整した。

圧力の解析結果と実験結果は、良好な一致を示している。衝撃圧の絶対値を除けば、圧力波形の形状やタンク運動に対する位相は、定量的にも良い一致を示している。

Fig. 10 a に No. 1 タンクの船首側壁面での圧力の解析結果を、Fig. 10 b に船尾側壁面での圧力の解析結果を、Fig. 10 c に天井部での圧力の解析結果を、それぞれ、実験結果と比較して示す。

Fig. 10 a に示した PF 2 と PF 3 の圧力の実験結果には、他と比較すると、かなり振幅の大きな圧力振動が見られる。計測ノイズに起因していると思われるが、ノイズの原因は残念ながら明らかになっていない。

圧力の解析結果と実験結果は、衝撃圧の絶対値を除けば、良好な一致を示している。衝撃圧の絶対値は、計算値の方が大きくなっている。

No. 1 タンクの船尾側天井センター部 PT 1 の圧力値の解析結果は、水面が天井に衝突していないので、常に零である (Fig. 10 c 参照)。実験では、船尾側天井近傍で碎波し、自由表面から水滴が飛散しているのが認められた。しかし、流体の天井への衝突は、船首側で見られたほど明確なものではなかった。圧力値の実験結果が零でないのは、このためであると考えられる。

PF 1 と PA 1 の圧力波形を比較すると、タンク底からの高さは同じである (Fig. 4 参照) にも関わらず、かなり異なっており、PF 1 の方が振幅が大きくなっている。この傾向は、2 次元問題としてスロッシングを解析した結果では、説明できないと考えられる。PF 2 と PA 2 および PT 1 と PT 2 の圧力波形についても同様のことが言える。

両タンクの解析結果を比較すると、No. 1 タンクの船首側天井センター部 PT 2 (Fig. 10 c 参照) では、No. 3 タンクの PT 2 (Fig. 9 b 参照) に比べかなり高い衝撃圧が発生している。また、No. 1 タンクの船首側壁面 PF 2 (Fig. 10 b 参照) での圧力値も、No. 3 タンクの PF 2 (Fig. 9 a 参照) のものより高くなっている。この傾向は、解析結果ほど顕著ではないが実験結果にも現れている。

4. 結 言

タンク壁面に適合した座標系を導入し、MAC 法 (Marker And Cell Method) を拡張したアルゴリズムにより、流体運動を数値的に解く手法を開発した。タンク内のスロッシングを 3 次元問題として解析し、解析結果を実験結果と比較することにより解析の妥当性を検証した。その結果、以下のような知見が得られた。

- 1) タンク壁適合座標系を導入することにより、比較的小ない格子数でも、タンク形状が流体運動におよぼす影響を考慮したスロッシングの 3 次元数値解析が可能になる。
- 2) 本手法による壁面上での圧力の解析結果 (タンク運動モード : Surge) は、衝撃圧の絶対値を除けば、形状と位

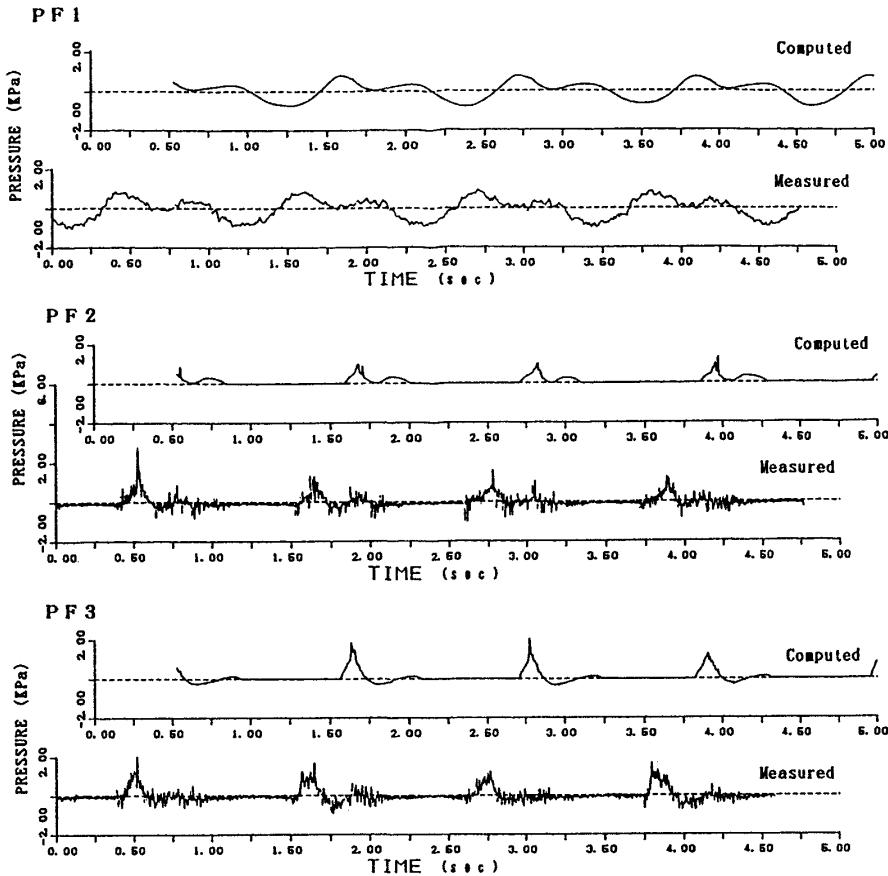


Fig. 9a Comparisons of computed pressure time histories with experiments (Fore wall of No. 3 tank model)

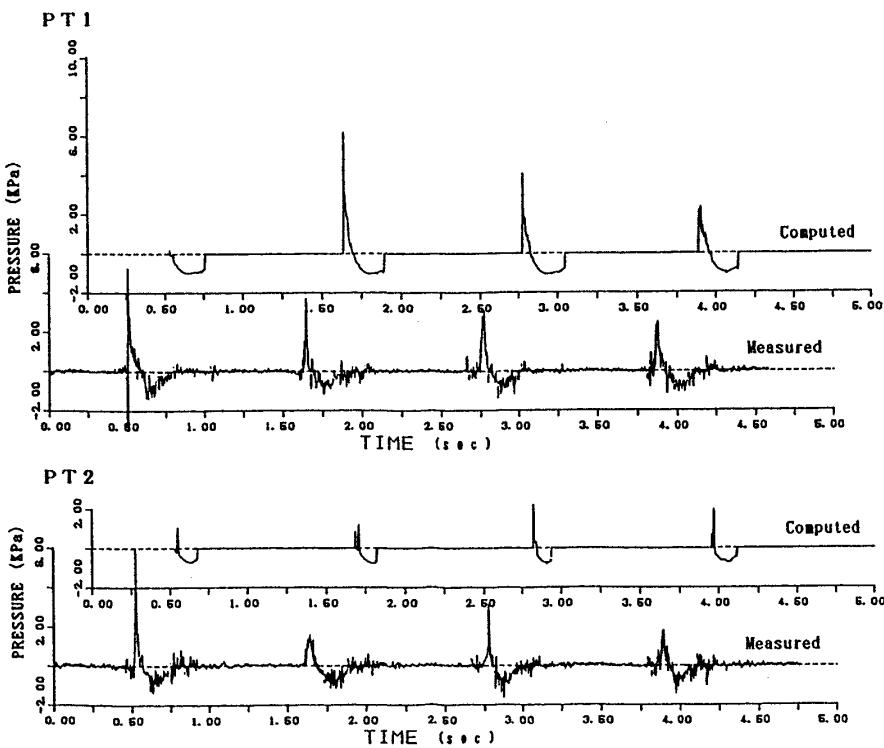


Fig. 9b Comparisons of computed pressure time histories with experiments (Top wall of No. 3 tank model)

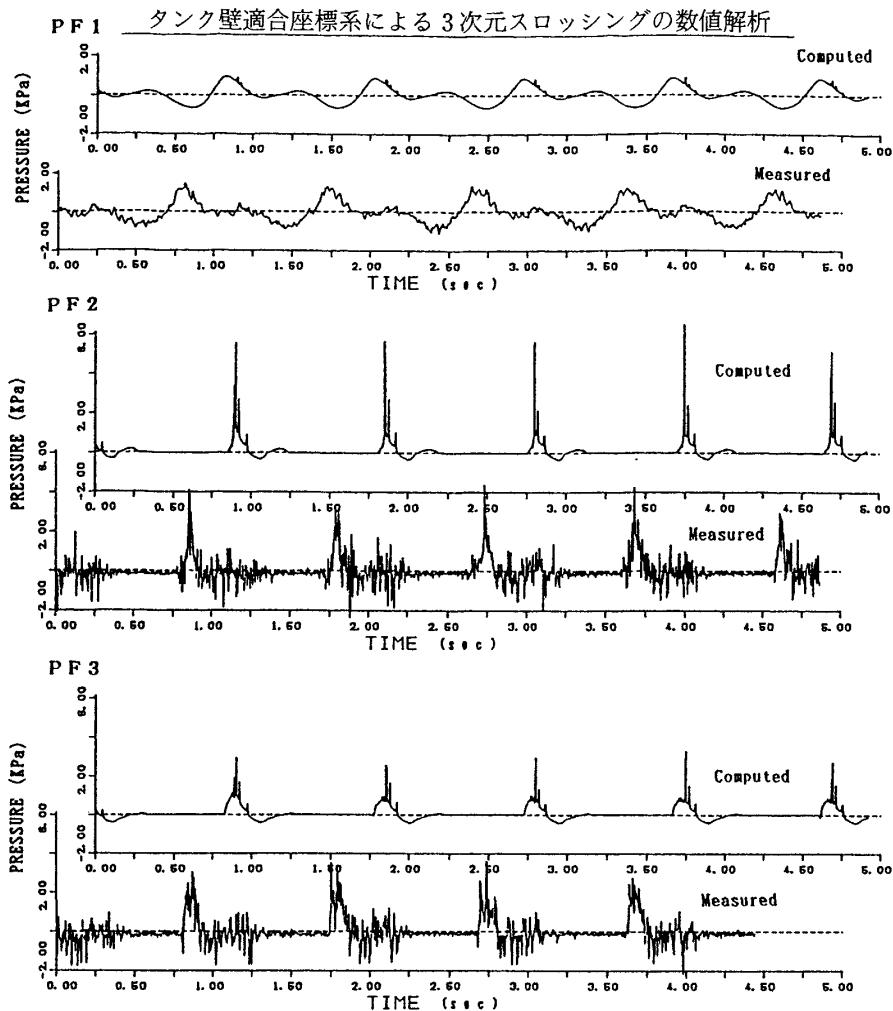


Fig. 10a Comparisons of computed pressure time histories with experiments (Fore wall of No. 1 tank model)

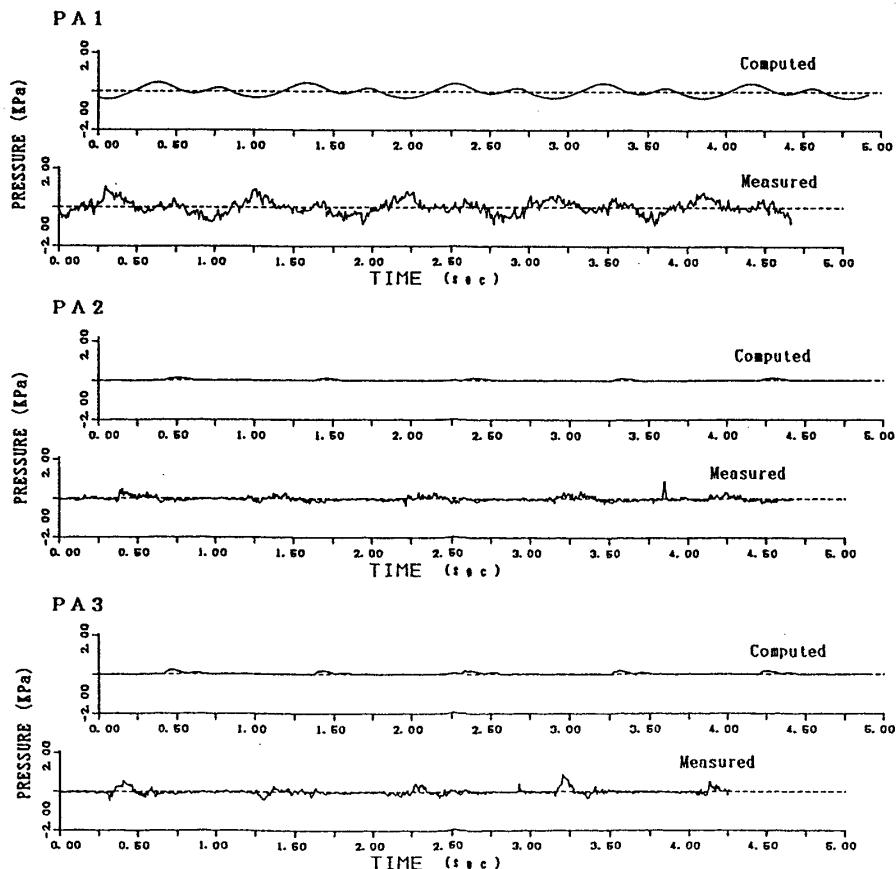


Fig. 10b Comparisons of computed pressure time histories with experiments (Aft wall of No. 1 tank model)

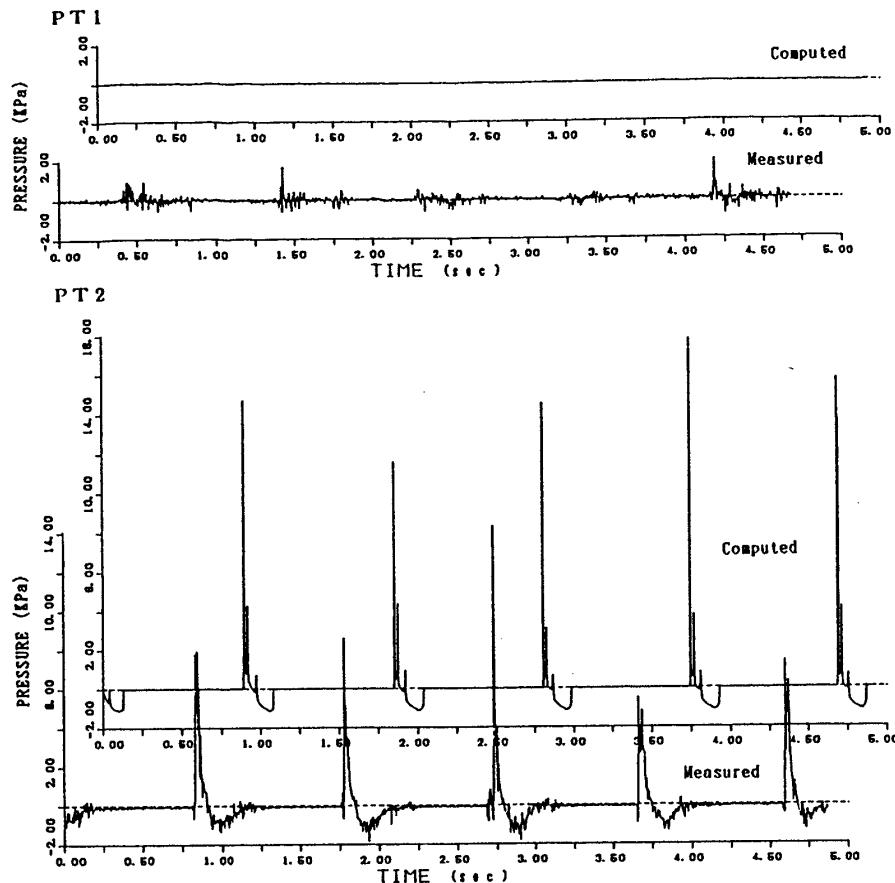


Fig. 10c Comparisons of computed pressure time histories with experiments (Top wall of No. 1 tank model)

相が実験結果と良好に一致する。

3) タンク運動が単一モード(タンク運動モード: Surge)であっても、チャンファーの影響により、タンク内の流体は3次元的な運動をする。この傾向は、解析結果にも明瞭に現れている。

4) タンクの横断面が船首側ほど小さくなるNo.1タンクがサージ運動をした場合、タンク壁面や天井が受ける圧力は船首側が大きくなる。スロッシングを2次元問題として解析した結果では、この傾向は予測できないが、本手法では予測可能である。

5) 以上より、本手法は、液状貨物運搬船のスロッシング対策を検討する際の、有力なツールになると考えられる。

最後に、本研究に対し貴重な御討論を賜った東京大学工学部船舶海洋工学科 宮田秀明助教授、朱明助手に御礼申し上げます。

参考文献

- 1) J. E. Welch, F. H. Harlow, J. P. Shannon and B. J. Daly : THE MAC METHOD - A Computing Technique for Solving Viscous, Incompressible, Transient Fluid -Flow Problems Involving Free Surfaces-, LA-3425, UC-32, MATHEMATICS AND COMPUTES TID-4500 (1966)
- 2) T. J. Bridges : A NUMERICAL SIMULATION OF LARGE AMPLITUDE SLOSHING, Proc. Third International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics (1982)
- 3) 荒井誠：液体貨物スロッシング圧の実験と数値解析、日本造船学会論文集、第155号(昭59)，pp. 114～121
- 4) N. E. Mikelis, D. W. Robinson : Sloshing in Arbitrary Shaped Tanks, Journal of The Society of Naval Architects of Japan, Vol. 158 (1985), pp. 277～286
- 5) 新開明二, 井関俊夫, 山口悟, 岩本才次: 阻止板付きタンク内の液体スロッシングの解析, 西部造船会々報, 第78号(平1), pp. 173～187
- 6) 江口辰哉, 仁保治: 二次元スロッシング問題の数値シミュレーション, 三井造船技報, 第138号(平1)
- 7) M. Arai, L. Y. Cheng, Y. Inoue: 3D Numerical Simulation of Impact Load due to Liquid Cargo Sloshing, Journal of The Society of Naval Architects of Japan, Vol. 171 (1992), pp. 317～324
- 8) J. A. Viecelli : A Computing Method for Incompressible Flows Bounded by Moving Walls, Journal of Computational Physics, Vol. 8 (1971), pp. 119～143
- 9) H. Miyata, S. Nishimura, A. Masuko : A Finite Difference Simulation of Nonlinear Waves Gener-

- ated by Ships of Arbitrary Three-dimensional Configuration, Journal of Computational Physics., vol. 60 (1985), pp. 391～436
- 10) T. Hino : Computation of a Free Surface Flow around Advancing Ships by the Navier-Stokes Equations, Proc. Fifth International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics (1989)
- 11) M. Rosenfeld, D. Kwak and M. Vinokur : A Fractional Solution Method for the Unsteady Incompressible Navier - Stokes Equations in Generalized Coordinate Systems, Journal of Computational Physics, vol. 94 (1991), pp. 102 ~137
- 12) C. W. Hirt, B. D. Nichols and N. C. Romero : SOLA - A Numerical Solution Algorithm for Transient Fluid Flows, Los Alamos Scientific Laboratory report LA-5852 (1975)
- 13) B. D. Nichols and C. W. Hirt : Numerical Simulation of Hydrodynamic Impact Loads on Cylinders, Nuclear Science and Engineering, vol. 68, No. 143 (1978), pp. 13～148
- 14) S. R. Chakravarthy, D. K. Ota : Numerical Issues in computing Inviscid Supersonic Flow over Conical Delta Wings, AIAA Paper 86-0440 (1986)