
 論 文

大韓造船學會論文集
 第 29 卷 第 3 號 1992 年 8 月
 Transactions of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol.29, No. 3, August 1992

수치기법을 이용한 Sloshing 문제의 해석

김용환*, 박용진**

Analysis of Sloshing Problem by Numerical Method

by

Y.H.Kim* and Y.J.Park*

요 약

2차원 및 3차원 sloshing 문제의 해석을 위해 수치기법들을 적용하여 보았다. 2차원 탱크 내의 유동을 source 분포법과 유한차분법을 이용해 해석하였고 실험과 선형해의 결과와 비교하였다. 이 방법들의 계산결과에는 큰 차이를 발견하지 못하였고, 다만 유한차분법을 이용하는 경우 탱크 내의 내부재에 대한 고려가 용이하나 계산시간이 많이 소요되었고 source 분포법을 이용하여 해석하는 경우에는 3차원으로의 확장이 용이하나 내부재의 고려와 대진폭 운동에 대해서는 적용하기 힘들 것으로 판단된다. 3차원 문제는 source 분포법을 이용하여 해석하였고 계산모델은 사각형 및 구형탱크이다. 그러나, 이러한 sloshing 해석기법을 보다 실용적으로 사용하기 위해서는 유체의 충격력에 대한 많은 연구가 있어야 할 것으로 사료된다.

Abstract

In the present paper, three types of analytic and numerical method are applied to the analysis of sloshing problem. Analytic solution with linear free-surface boundary condition is introduced and numerical methods are used to analyze fluid flow trapped in two-and three-dimensional tanks. Source-distribution method is applied to two-and three-dimensional rectangular tanks and sphere tank. Finite difference method is utilized to compute fluid motion and pressure evolution in two dimensional tanks with girders or slopes. Calculated results are compared with those of experiment or other numerical techniques.

발표 : 1990년도 대한조선학회 추계연구발표회(1990. 11. 10.)

접수일자 : 1991년 1월 11일, 재접수일자 : 1992년 3월 20일

* 정회원, 대우조선공업(주) 기술연구소

大韓造船學會論文集 第29卷 3號 1992年 8月

Nomenclature

- Φ : 속도 potential
- μ : 가상 damping 계수
- g : 중력가속도
- ρ, ν : 유체 밀도 및 동점성 계수
- t : 시간
- Δt : 시간 간격
- (X_0, Y_0, Z_0) : Roll 운동의 중심 좌표
- $\vec{r}(x, y)$: 위치 vector
- $\vec{v}(u, v)$: 유체 속도 vector
- B, L, H : 탱크의 폭, 길이, 깊이
- h : 유체의 적재 깊이
- ω : 강제 동요의 주기
- A, α : Sway와 Roll의 진폭
- ω_n : 유동의 n차 고유 주기
- η : 자유 표면의 변위
- σ_j : j번째 panel의 source 세기
- V_n, \vec{n} : 탱크 벽면에서의 법선 속도 및 법선 vector
- nb, nf : 탱크 벽면과 자유 표면에 각각 분포된 panel들의 갯수
- \ddot{X}, \ddot{Y} : sway 및 heave 운동의 가속도
- $\theta, \dot{\theta}, \ddot{\theta}$: roll 운동의 각 성분, 각 가속도
- p : 압력

1. 서 론

Sloshing 문제는 자유표면에서의 충분한 비선형성과 유체영역의 제한 등으로 인해 그 동안 좋은 수치계산 모델이 되어 왔다. 이 문제는 우주항공 분야에서 연료탱크 내의 유동해석을 위해 먼저 해석이 시작되었으며, 선박의 대형화와 LNG선의 등장 등으로 인해 조선분야에서도 sloshing에 대한 관심이 고조되어 왔다. 특히, 최근들어 유조선 사고로 인한 해상오염문제로 인해 앞으로는 이중구조의 유조선을 건조할 것으로 예상되는데, 이 경우 탱크가 더욱 커지고 내부재가 작아지거나 없어지게 되어 선박의 운동과 유동이 공진을 일으킬 가능성이 높아질뿐만 아니라 유동의 감쇄요소가 사라지게 되어 sloshing 문제의 중요성은 점차 증가하고 있다.

Sloshing 문제는 수치 계산에 있어 아주 좋은 계산 문제여서 많은 기법들이 적용되고 있다. Faltinsen (1)은 고차항을 고려한 자유표면 경계조건을 사용하

여 2차원 사각형내에 부분적으로 적재된 유체 운동을 해석한 바 있고, 이후 source 분포법을 이용하여 완전한 비선형의 자유표면 경계조건을 사용하여 계산한 바 있다(2). Nakayama와 Washizu는 FEM(3), BEM(4) 등을 이용하여 해석하였고, Bridges(5)는 FDM을 이용하여 내부재까지 고려한 해석결과를 발표한 바 있다. 3차원 문제의 해석 결과로서 1977년 이후 여러차례 발표된 Shinkai의 BEM을 이용한 해석(6, 7)이 있으나 자유표면 경계조건은 완전한 비선형 조건을 사용하고 있지 않다. 한편, 국내에서는 최근 몇년 사이에 많은 해석결과들이 발표되고 있다.

본 논문에서는 이러한 여러 해석기법들을 사용하여 2차원 및 3차원 탱크 내부의 유동을 해석함으로써 어떤 기법이 어떻게 적용될 수 있는가 하는 것을 보여주고자 하였다. 우선 선형 자유표면 경계조건을 이용한 사각형 탱크내의 유동을 나타내는 해석해를 소개하고, 수치기법으로서 source 분포법을 이용한 2차원 사각형 및 3차원 사각형, 구형 탱크에 대한 해석 그리고 FDM을 이용한 2차원 탱크에 대한 해석을 수행하였다. 그리고, 각 방법들의 해석결과들을 비교하였고 이 방법들의 장단점을 논하였다.

2. 선형조건에 대한 2차원 탱크내 유동의 해석

선형의 자유표면 경계조건을 이용한 2차원 sloshing 문제의 해석법은 sloshing 문제를 현상학적으로 살펴볼 수 있는 가장 간단한 방법이다. 우선 Fig. 1과 같은 좌표계를 생각해 보자.

유체가 비회전성의 이상유체라 가정하면 속도 potential Φ 를 정의할 수 있고 이때 Φ 는 다음의 조건을 만족해야 한다.

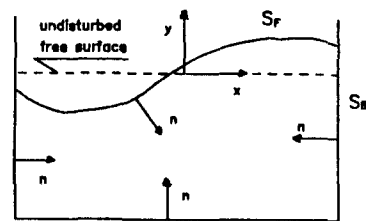


Fig. 1 Coordinate system

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad \text{in the fluid domain} \quad (2.1)$$

$$\Phi_{tt} + \mu \Phi_t + g \Phi_y = 0 \quad \text{on } y=0 \quad (2.2)$$

$$\Phi_x = \begin{cases} \omega A \cos \omega t & \text{for sway} \\ -\omega \alpha (y - y_0) \cos \omega t & \text{for roll} \end{cases} \quad \text{on } x = \pm B/2 \quad (2.3)$$

$$\Phi_y = \begin{cases} 0 & \text{for sway} \\ \omega \alpha x \cos \omega t & \text{for roll} \end{cases} \quad \text{on } y = -h \quad (2.4)$$

$$\Phi = 0 \quad \text{at } t=0, \text{ on } y=0 \quad (2.5)$$

$$D_n = \frac{(\omega_n^2 - \omega^2) \mu K_n + \mu \omega^2 K_n}{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + \mu^2 \omega^2}$$

$$K_n = \frac{4\omega^2 \alpha}{B \cosh\{(2n-1)\pi h/B\}} \left\{ \frac{B}{(2n-1)\pi} \right\}^2 \times (-1)^{n-1}$$

$$\omega_n = \sqrt{g(2n-1)\pi/B \tan h\{(2n-1)\pi h/B\}} \quad (2.8)$$

이에 대한 해석해는 Scarsi(8)와 Choi(9)의 논문에 자세히 기술되어 있는데 여기서는 그 결과만 기술한다.

(i) Sway Motion

$$\Phi_s = \sum_{n=1}^{\infty} \sin\left\{\frac{(2n-1)}{B} \pi x\right\} \left\{ \frac{4A\omega}{B} \left\{ \frac{B}{(2n-1)\pi} \right\}^2 (-1)^{n-1} \cos \omega t + \cosh\left\{\frac{(2n-1)}{B} \pi(y+h)\right\} \{e^{-\mu t/2} (A_n \cos \sqrt{\omega_n^2 - \mu^2/4} t + B_n \sin \sqrt{\omega_n^2 - \mu^2/4} t + C_n \cos \omega t + D_n \sin \omega t)\} \right\} \quad (2.6)$$

(ii) Roll Motion

$$\Phi_R = -\omega \alpha \cos \omega t \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1} 4}{\pi^3 (2n-1)^3} \times \left[\frac{h^2 \sin\{(2n-1)(y+h/2)\pi/h\} \sinh\{(2n-1)\pi x/h\}}{\cosh\{(2n-1)\pi B/2h\}} + \frac{B^2 \sin\{(2n-1)\pi x/B\} \cosh\{(2n-1)\pi y/B\}}{\sinh\{(2n-1)\pi h/B\}} \right] + \omega \alpha Y_0 + h/2) x \cos \omega t + \sum_{n=1}^{\infty} \sin\{(2n-1)\pi x/B\} \times \cosh\{(2n-1)\pi/B(y+h)\} \times \{e^{-\mu t/2} (A_n \cos \sqrt{\omega_n^2 - \mu^2/4} t + B_n \sin \sqrt{\omega_n^2 - \mu^2/4} t) + C_n \cos \omega t + D_n \sin \omega t\} \quad (2.7)$$

단,

$$A_n = -C_n - K_n / \omega$$

$$B_n = \frac{(\mu/2 A_n - \omega D_n)}{\sqrt{\omega_n^2 - \mu^2/4}}$$

$$C_n = \frac{(\omega_n^2 - \omega^2) \omega K_n - \mu^2 \omega K_n}{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + \mu^2 \omega^2}$$

이때, ω_n 은 유동의 n번째 mode 고유 주기로써 공학적인 측면에서는 $n=1$, 즉 기본 mode의 주기 ω_1 에서의 유동이 가장 큰 문제를 발생시킨다. 그리고, μ 는 가상 damping 계수로서 유동에 큰 영향을 미치게 되는데 이에 대해서는 Faltinsen(2)의 논문을 참조하기 바란다.

3. Source 분포법을 이용한 해석

Longuet-Higgins와 Cokelet(10)이 1976년 자유표면파 문제의 해석을 위해 특이점 분포법을 처음 사용한 이후 이 방법은 Faltinsen, Yue 등에 의해 여러 분야에 적용되고 있고 현재까지 BEM, BIM, 기본 source 분포법 등의 여러 방법으로 발달하여 왔다. 이 방법은 고정된 공간 좌표 내에서 시간의 진행에 따라 유체 입자들을 추적하는 semi-Lagrangian timestepping 기법을 사용하여 자유표면의 변화를 관찰한다. 특히, source 분포법은 적용 방법이 간편하면서도 결과들이 뛰어나 potential 유동의 해석 기법 가운데 가장 효율적인 기법의 하나로 알려져 있다.

기본 가정 및 조건식은 선형 조건을 이용한 해석에서와 동일하며 자유표면 경계조건은 비선형 조건식을 사용한다.

즉,

$$\Phi_t + 1/2 |\nabla \Phi|^2 + g\eta = 0 \text{ on } y = \eta \quad (3.1)$$

$$\eta_t + \nabla \Phi \cdot \nabla (\eta - \eta) = 0 \text{ on } y = \eta \quad (3.2)$$

이 두식은 total derivative의 개념을 도입해 다음의 식으로 변형하여 계산에 사용한다.

$$\frac{D\Phi}{Dt} = -g\eta + 1/2 |\nabla \Phi|^2 \quad (3.3)$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \nabla \Phi \quad (3.4)$$

이 식들은 Eulerian frame에서의 자유표면 경계조건 (3-1), (3-2)을 Lagrangian frame에서의 식으로 바꾼 것으로 유체 입자를 시간별로 추적함으로써 유동을 해석하기 위한 것이다. 한편, x, z를 고정시켜 두고 y방향으로의 자유표면 변위만 관찰하는 방법을 사용하기도 하는데, 이 경우 자유표면 경계조건으로 다음의 식을 사용한다.

$$\left. \begin{aligned} \frac{D\Phi}{Dt} &= -g\eta - 1/2 |\nabla\Phi|^2 \\ +\Phi_y \frac{D\eta}{Dt} & \end{aligned} \right\} \text{x, z fixed} \quad (3.5)$$

$$\left. \frac{D\eta}{Dt} \right\} \text{x, z fixed} = \Phi_y - \Phi_x \eta_x - \Phi_z \eta_z \quad (3.6)$$

이러한 경계치 문제를 해석하기 위해 유체 경계에 각 panel 당 세기가 일정한 n개의 source panel들을 분포시켰다면 n개의 collocation point에서의 경계조건으로부터 다음과 같은 대수 방정식을 만들 수 있다 (Fig. 2 참조).

$$\sum_{j=1}^n A_{ij} \sigma_j = B_i \quad (3.7)$$

$$\text{단, } A_{ij} = \begin{cases} \Phi_{ij} & i=1, 2, \dots, n_f \\ \nabla\Phi_{ij} \cdot n_i & i=n_f+1, n_f+2, \dots, n \end{cases} \quad (3.8)$$

$$B_i = \begin{cases} \Phi_i & i=1, 2, \dots, n_f \\ V_{ni} & i=n_f+1, n_f+2, \dots, n \end{cases} \quad (3.9)$$

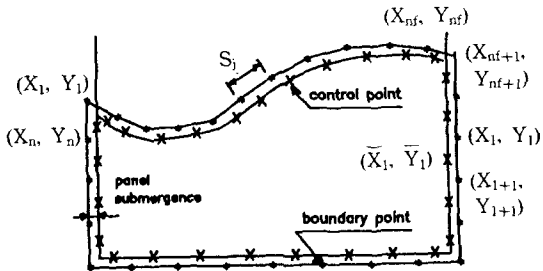


Fig. 2 Panel generation

이 식으로부터 source panel의 세기 σ_j 를 결정하게 된다. Sloshing 문제의 경우 초기 조건에서부터 source 세기를 결정하여 식 (3-3), (3-4) 혹은 식 (3-5), (3-6)으로부터 다음 시간 단계에서의 potential과 자유 표면의 변위를 구하고 이런 과정을 반복하면서 시간 진행에 따른 유동을 관찰하게 된다.

이를 Fig.3과 같은 흐름도로 나타낼 수 있다.

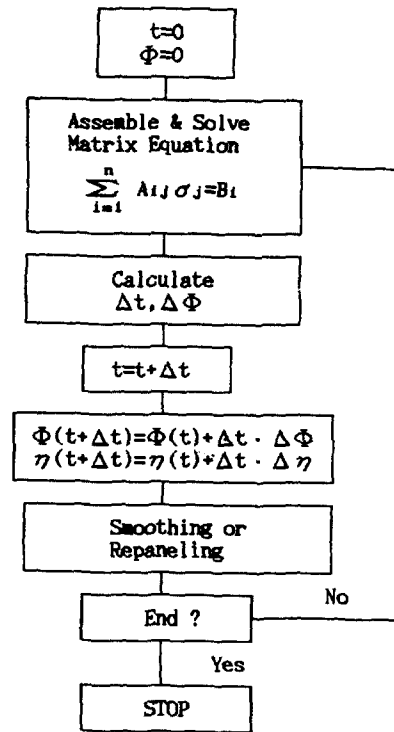


Fig. 3 Flow chart of S.D.M

그리고, 시간 진행에 따라 smoothing 기법을 적용하여 수치 계산상 발생하는 short wave들을 제거하여 수치 안정성을 좋게한다든가 re-paneling을 하기도 하는데 이러한 여러 기법들은 비교적 많이 알려져 있다. 특히, 가상 damping을 주어 유동을 감쇄시키는 기법을 이용하기도 하는데, 이를 적절히 사용하면 좋은 결과를 기대할 수 있다. 이에 대해서는 Faltinsen (2), Kim(11, 12)의 논문을 참조하기 바란다.

4. FDM을 이용한 해석

FDM을 이용한 자유 표면파 문제의 해석은 1965년 Harlow등이 MAC 기법을 사용하면서부터 본격화되었다고 할 수 있다(13). 이후 SUMMAC(1970), SOLA-SURF(1975), TUMMAC(1980), SOLA-VOF(1980) 등으로 발달하면서 현재 여러 자유표면파 문제의 해석에 사용되고 있다. 특히, SOLA-VOF는 용적함수의 개념을 도입하고 Eulerian mesh를 사용함으로써 다른 FDM 기법보다 적은 기억용량

으로 효과적인 계산을 수행할 수 있다.

해석의 보편화를 위해 유체의 비압축성 가정만 도입하면 Fig.4와 같은 좌표계에서의 탱크 운동에 대해 연속 방정식과 Navier-Stokes 방정식은 다음과 같이 표현된다.

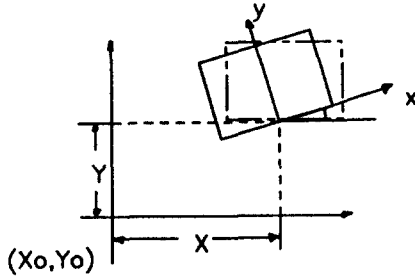


Fig. 4 Coordinate system

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u + f_x \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 v + f_y \quad (4.3)$$

단,

$$f_x = -\ddot{X} \cos\theta + (1 - \ddot{Y}) \sin\theta + \ddot{\theta}^2 x + \ddot{\theta} y + 2\dot{\theta} v$$

$$f_y = \ddot{X} \sin\theta + (1 - \ddot{Y}) \cos\theta + \ddot{\theta}^2 y - \ddot{\theta} x - 2\dot{\theta} u$$

이고 각 변수들은 ρ , g , B 로 모두 무차원화된 변수들이다. Fig.5와 같은 staggered grid를 사용하여 유한 차분 형태로 윗식을 바꾸면 다음과 같다.

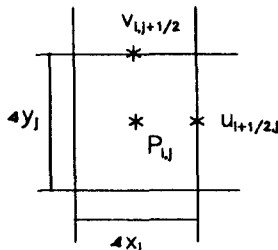


Fig. 5 Staggered grid

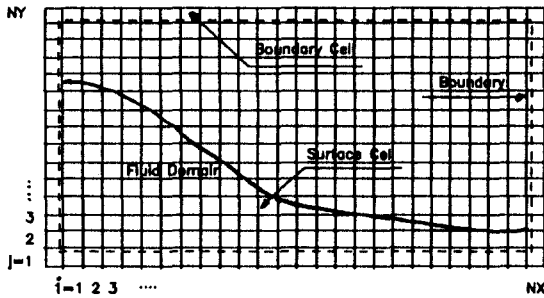


Fig. 6 Mesh generation on tank

$$u_{i+1/2,j}^{n+1} = u_{i+1/2,j}^* + \Delta t \Delta p_{ij} / \Delta x_{i+1/2} \quad (4.4)$$

$$v_{i,j+1/2}^{n+1} = v_{i,j+1/2}^* + \Delta t \Delta p_{ij} / \Delta y_{j+1/2} \quad (4.5)$$

$$\Delta p_{ij} = D_{ij}^* = \frac{\Delta t}{\Delta x_i} \left(\frac{1}{\Delta x_{i+1/2}} + \frac{1}{\Delta x_{i-1/2}} \right) + \frac{\Delta t}{\Delta y_j} \left(\frac{1}{\Delta y_{j+1/2}} + \frac{1}{\Delta y_{j-1/2}} \right) \quad (4.6)$$

여기서 $u_{i+1/2,j}^*$, $v_{i,j+1/2}^*$ 은 속도 계산을 위한 반복 계산값으로 다음과 같이 정의되며

$$u_{i+1/2,j}^* = u_{i+1/2,j}^n + \Delta t [\Delta p / \Delta x_{i+1/2} + Du_{ij}] \quad (4.7)$$

$$v_{i,j+1/2}^* = v_{i,j+1/2}^n + \Delta t [\Delta p / \Delta y_{j+1/2} + Dv_{ij}] \quad (4.8)$$

D_{ij}^* 는 u^* , v^* 에 대한 연속 방정식을 의미한다.

$$D_{ij}^* = (u_{i+1/2,j}^* - u_{i-1/2,j}^*) / \Delta x_i + (v_{i,j+1/2}^* - v_{i,j-1/2}^*) / \Delta y_j \quad (4.9)$$

그리고,

$$\Delta x_{i+1/2} = (\Delta x_{i+1} + \Delta x_i) / 2$$

$$\Delta y_{j+1/2} = (\Delta y_{j+1} + \Delta y_j) / 2$$

이다.

식 (4-7), (4-8)의 Du , Dv 는 convection 항과 body force 항, 그리고 diffusion 항을 차분식으로 바꾼 것으로 이 항들의 차분 형태가 계산에 큰 영향을 주는데 이에 대해서는 Harlow(3), Chan(14), Hirt(15) 등의 논문을 참조하기 바란다.

$$Du_{ij} = \left[-u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + f_x \right]_{ij} \quad (4.10)$$

$$Dv_{ij} = \left[-u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + f_y \right]_{ij} \quad (4.11)$$

한편, 탱크 벽면의 경계조건은 free-slip 조건을 사용하는 것이 바람직하며 자유 표면에서는 압력이 대기압과 같다는 조건을 사용한다.

시간의 진행에 따른 자유표면의 변화를 관찰하기 위해 용적함수 F 를 도입하는데 i, j 번째 cell에서의 용적을 $F_{ij} \Delta x_i \Delta y_j$ 로 두면 F_{ij} 가 1일 때 full cell, F_{ij} 가 0이면 empty cell이 되어 자유표면을 포함하는 cell은 F_{ij} 가 0과 1의 중간값을 가지게 된다. 시간별로 F_{ij} 를 계산하면 자유표면의 형상을 계산할 수 있게되는데 F_{ij} 의 변화량 ΔF_{ij} 는 Donor - Acceptor의 개념을

사용하여 다음과 같은 식으로 표현된다.

$$\Delta F_{ij} = \text{MIN}\{F_{AD} |u \cdot \Delta t| + CF, F_D \Delta x_D\} / \Delta x_i \quad (4.12)$$

$$CF = \text{MAX}\{(1 - F_{AD}) |u \cdot \Delta t| - (1 - F_D) \Delta X_D, 0\} \quad (4.13)$$

단, 첨자 A, B는 각각 acceptor cell과 donor cell을 의미하고 AD는 흐름의 방향에 따라 A 혹은 D가 됨을 의미한다. 이러한 FDM의 계산과정은 Fig7의 흐름도로 간략히 도시할 수 있다.

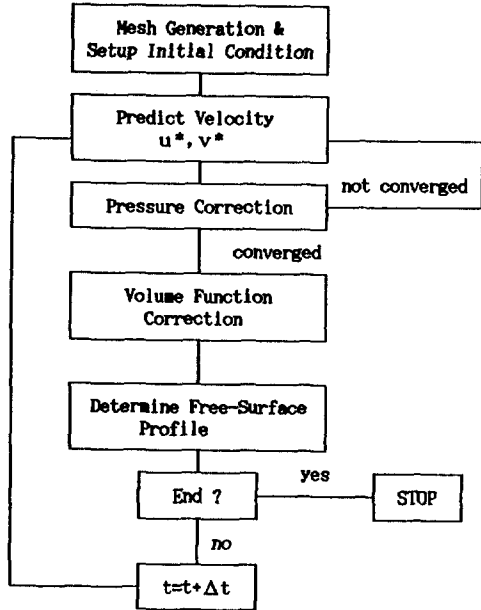


Fig. 7 Flow chart of VOF scheme

한편, Lee(16)와 Lee(17)는 이와 달리 Pressure 계산을 위해 pressure poisson 방정식을 푸는 방법을 사용하여 계산한 바 있는데 이 경우 SUMMAC에서 사용되었던 것과 같이 경사면에 대한 경계조건 적용이 용이하다는 장점이 있다.

5. 수치계산 및 고찰

본 연구에서의 계산모델은 2차원 및 3차원 사각형 탱크 및 구형탱크이다. 특히, FDM을 이용한 계산에서는 내부재 및 경사면을 고려한 계산도 수행하였다. 여러 기법을 동일모델에 적용하여 해석하고 자유표면의 변위를 위주로 계산결과들을 비교하였다.

우선, 선형 해석해의 결과를 살펴보기 위해 KRISO(18)에서 실험된 바 있는 탱크를 모델로 계산하였는데 Fig.8과 9에 결과들을 도시하였다. 가상 damping 계수가 계산결과에 영향을 미치는데, 특히 고유주기 근처에서 뚜렷한 차이를 보여주고 있다. 비선형이론에 의한 softening 현상이 실험결과에서 잘 나타나고 있으나 선형이론에서는 이론의 한계상 이를 보여주지 못하고 있다.

Fig.10에서 Fig.14까지는 source 분포법 및 FDM을 이용하여 비선형 자유표면 경계조건에 대해 계산한 결과이다.

Source 분포법을 이용한 경우에는 선형해에서와 마찬가지로 가상 damping의 계수값에 따라 결과에 다소 차이가 있고 FDM을 사용하여 계산한 경우에는 mesh의 분할 크기와 방법이 계산결과에 약간의 영향을 주는 것으로 관찰되었지만 두 기법의 해석결과가 비교적 잘 일치하고 있다. 그리고, 잘 알려진 바와 같이 비선형조건을 사용하여 계산된 자유표면의 파고가 선형해보다는 약간씩 크게 나타나고 있으며, 파정의 경우에는 이와 반대의 현상이 나타나고 있음을 알 수 있다.

FDM을 이용하여 해석할 때 점성의 영향을 고려하여 계산하는 것은 수치계산의 안전성 관점에서 보아 많은 계산시간을 필요로 하지만 고유주기 근처의 운동에 대해서는 비점성의 해석결과와 큰 차이가 없었다. 다만, 비점성에 대한 해석의 경우 유동의 감쇠인자로서 수치적인 damping 만이 작용하기 때문에 고유주기 영역에서 멀리 떨어진 운동에 대해서는 초기 영향이 계속 남아있는 것으로 보여진다(Fig.14).

Fig.12는 초기에만 약간의 강제동요를 주고 free-oscillation을 시킨 경우로 이로부터 유동의 고유주기를 알 수 있다. 따라서, 유동의 비선형성으로 인한 선형 해와의 차이 외에도 내부재의 존재로 인한 고유주기의 변화도 알 수 있는데, 일반적으로 내부재의 크기가 클수록 그리고 내부재가 정지수면 근처에 위치할수록 고유주기가 길어지게 된다. 한편, 특이한 문제로서 밀도가 서로 다른 두 유체가 차 있는 탱크 내부의 유동도 해석해 보았다(Fig.18, 19).

Fig.19와 20에서는 내부재가 있는 경우와 없는 경우에 대해 탱크에 작용하는 힘과 압력을 보여주고 있다. 내부재가 있는 경우에도 내부재의 위치나 형태에 따라 유동이 달라지겠지만, 이 경우, 벽면에 설치한 내부재가 유동을 많이 감쇠시키고 있는 반면에 바닥에 내부재를 설치한 경우에는 내부재가 없는 경우보다 오히려 더 큰 압력이 벽면에 가해지고 있는 것을

알 수 있다. 한편, 유동이 심해져 탱크의 벽면이나 천정에 충격력을 발생시키기도 하는데 구조 설계관점에서는 이 문제가 가장 중요하게 다루어진다. Fig.21에 충격압력의 한 예를 보여주고 있다.

이상과 같은 2차원 문제에 대한 계산에서 살펴보면 계산결과가 해석기법에 크게 좌우되지 않음을 알 수 있다. 특히, 선형해가 비선형 및 실험결과와 비교적 정확하게 일치하고 있음은 주목할 만하다. 따라서 선형 해는 sloshing 문제의 현상학적인 면을 살펴보기에는 충분한 것으로 판단된다. 한편, source 분포법은 유체의 경계에만 panel을 분포시키기 때문에 2차원 문제의 해석에 계산시간이 무척 짧게 소모된다. 그리고, 3차원으로의 확장이 다른 기법에 비해 용이하고 탱크의 형상이 곡면인 경우에도 큰 어려움 없이 계산을 수행할 수 있다. 그러나, 이 방법은 내부재의 고려가 힘들고 유체가 탱크의 천정이나 바닥과 접하는 순간으로부터는 계산에 많은 어려움을 주는 단점이 있어 실용적으로 사용되기 위해서는 앞으로 많은 점들이 해결되어야 할 것이다. 이에 반해 FDM을 이용한 기법은 source 분포법이 가지고 있는 실용성의 문제점을 다소 극복해 줄 수 있는 방법인 것으로 판단된다. 특히, 대진폭 운동에 대한 해석뿐만 아니라 벽면에 가해지는 충격력의 해석이 어느 정도나마 가능한 것은 FDM의 최대 장점으로 생각된다. 그러나, 이 방법 또한 계산시간이 많이 소모된다는 단점이 있다. 정확한 비교는 어려우나 다른 기법들에 비해 엄청난 계산시간을 필요로 하고 있어 앞으로 이 문제에 대한 연구가 많이 진행되어야 할 것으로 보인다.

Fig.22에서 Fig.26까지는 source 분포법을 이용한 3차원 탱크에 대한 해석이다. 실제로 항해하는 선박은 6자유도 운동 성분을 모두 가지고 있고 이 가운데 sloshing 관점에서는 roll과 pitch가 가장 중요한 운동이 된다. 따라서, 보다 현실적인 면에서 3차원 문제의 해석이 필요하지만 3차원으로의 확장은 쉽지 않고 계산시간도 많이 소모된다. 여기서는 가장 대표적인 두가지 형태의 탱크, 육면체 및 구형 탱크에 대한 해석을 시도하였다. 특히, Fig.23의 경우는 동요주기가 고유주기와 일치하는 경우인데 유동이 점차 발달하여 결국 계산이 불가능한 상태가 될 수 있다. 구형탱크의 경우는 탱크의 형상을 처리하는데 다소 어려운 점이 있어 panel 분포에 주의를 해야 한다. 육각형 탱크에 대한 계산은 Kim(12)의 논문을, 구형탱크에 대한 해석은 Kim(19)의 논문을 참조하기 바란다.

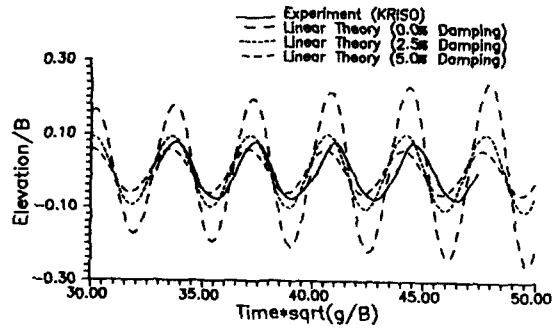


Fig. 8 Wave elevation at tank wall rectangular smooth tank, 75% filling sway motion : $A/B=0.00833, \omega/\omega_1=0.796$

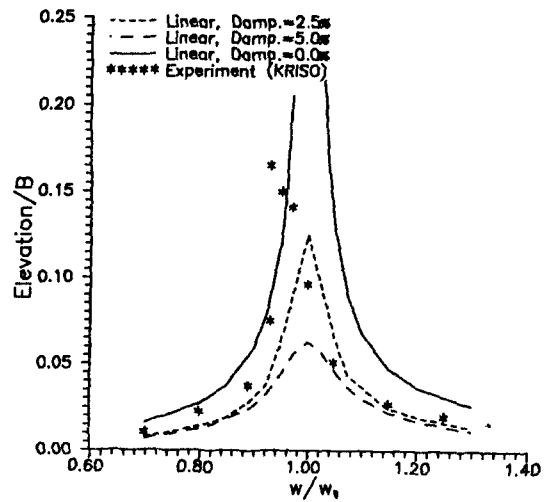


Fig. 9 Maximum wave elevation rectangular smooth tank, 75% filling sway motion : $A/B=833$

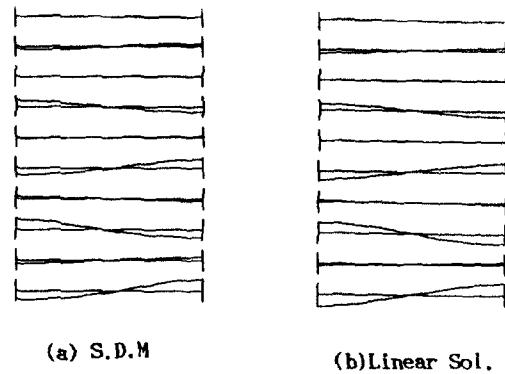


Fig. 10 Comparison of wave evolution rectangular smooth tank, 50% filling sway motion : $A/B=0.015, \omega/\omega_1=0.90$ Time Step : 1.0sec

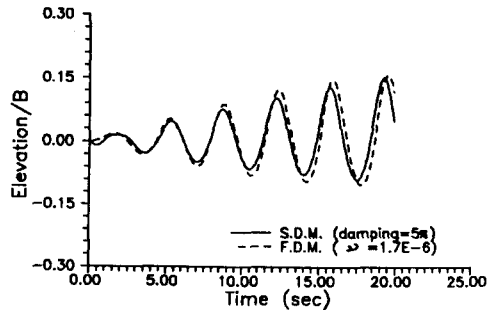


Fig. 11 Wave elevation at tank wall rectangular smooth tank, 50% filling roll motion : $\alpha = 3\text{deg.}$, $\omega / \omega_1 = 0.90$ roll center : center of bottom

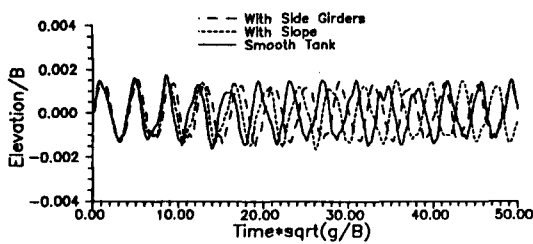


Fig. 12 Wave elevation at tank wall (FDM) impact test, 50% filling
Side girders : Height = $0.35*B$, Length = $0.1*B$
Slope : Angle = 45deg. , Height = $0.3*B$

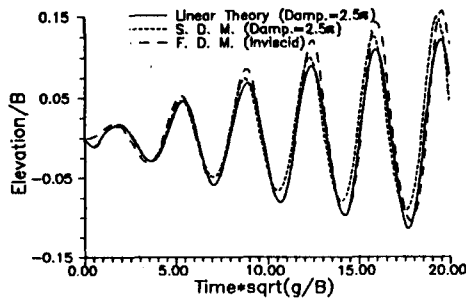


Fig. 13 Wave elevation at tank wall rectangular smooth tank, 75% filling sway motion : $A / B = 0.00833$, $\omega / \omega_1 = 1.018$

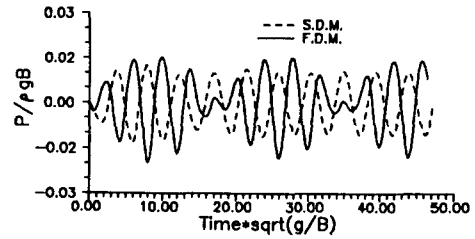


Fig. 14 Dynamic pressure evolution observed point : $0.333*B$ on left wall rectangular smooth tank, 75% filling sway motion : $A / B = 0.00833$, $\omega / \omega_1 = 0.796$

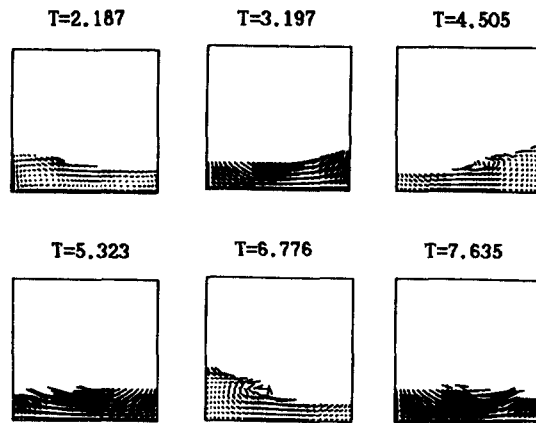


Fig. 15 Time simulation of fluid motion (FDM) roll motion : $\alpha = 5\text{deg.}$, $\omega / \omega_1 = 1.025$, 20% Filling

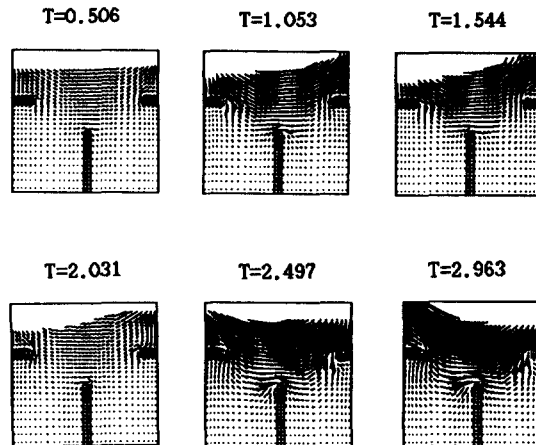


Fig. 16 Time simulation of fluid motion (FDM) sway motion : $A / B = 0.05$, $\omega / \omega_1 = 0.95$, 85% filling

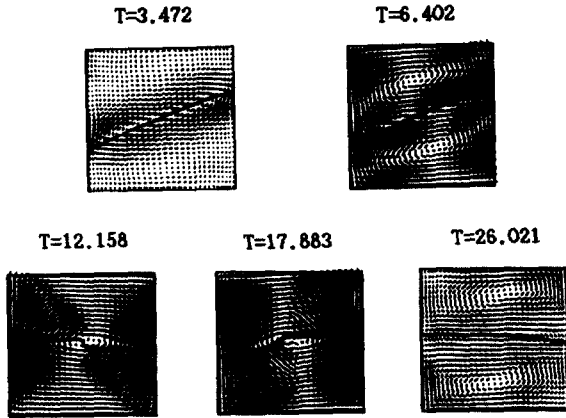


Fig. 17 Time simulation of fluid motion (FDM) rectangular smooth tank, 75% filling roll motion : $\alpha=4\text{deg}$, $\omega/\omega_1=0.90$ roll center : center of bottom density of fluid : 1.025(L), 0.925(U)

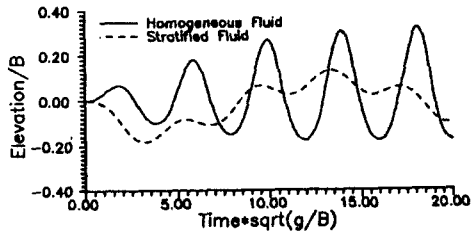


Fig. 18 Wave elevation at wall (FDM) rectangular smooth tank, 75% filling roll motion : $\alpha=4\text{deg}$, $\omega/\omega_1=0.90$ roll center : center of bottom density of fluid : 1.025(L), 0.925(U)

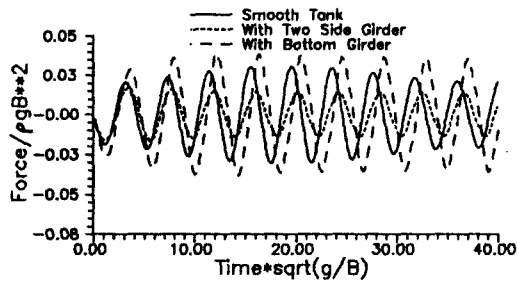


Fig. 19 comparison of force evolution (FDM) roll motion : $\alpha=5\text{deg}$, $\omega/\omega_1=0.90$, 40% filling roll center : center of still water level

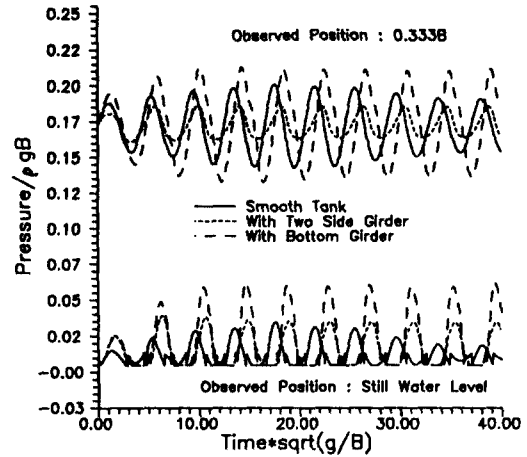


Fig. 20 Comparison of pressure evolution(FDM) roll motion : $\alpha=5\text{deg}$, $\omega/\omega_1=0.90$, 40% filling roll center : center of still water level

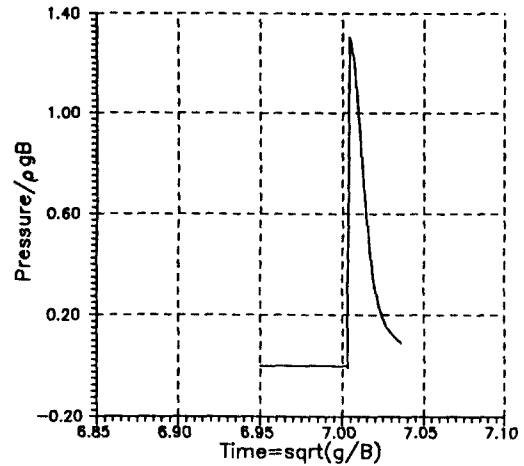


Fig. 21 Impact pressure at ceiling corner (FDM) rectangular smooth tank, 75% filling roll motion : $\alpha=4\text{deg}$, $\omega/\omega_1=0.97$ roll center : center of tank

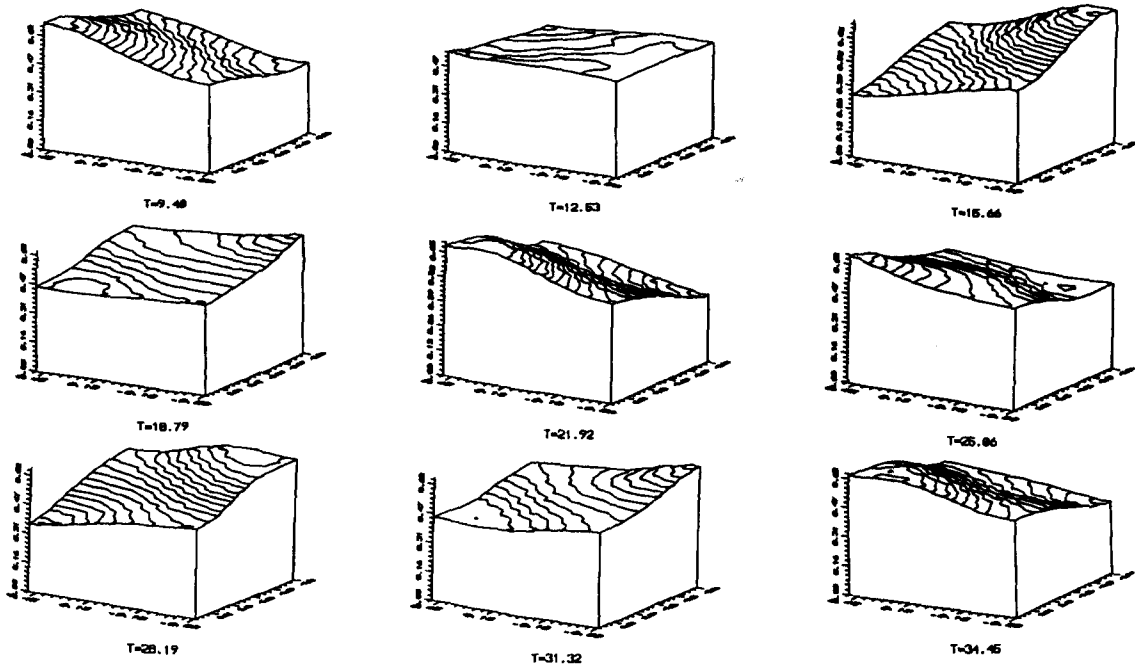


Fig. 22 Time simulation of free-surface elevation 3-dimensional rectangular tank, $L/B=1$, 50% filling surge & sway motion : $A/B=0.02$ (Surge), 0.02 (Sway) $\omega/\omega_1=0.91$ (Surge), 0.91 (Sway)

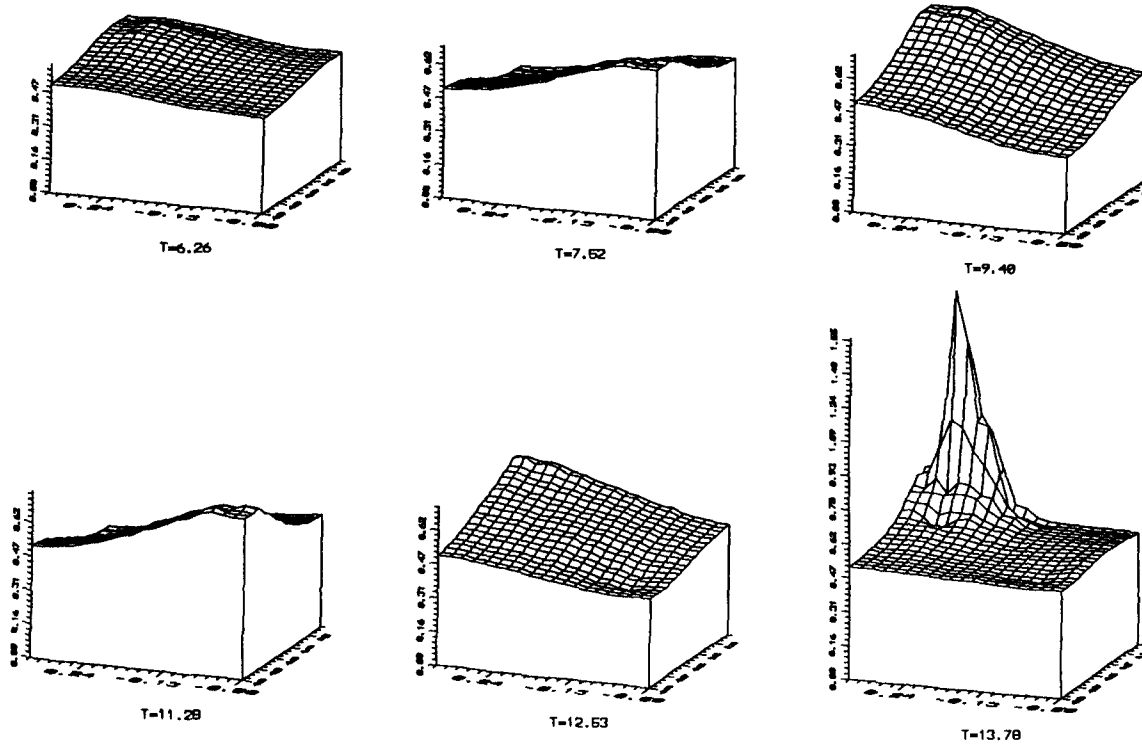


Fig. 23 Time simulation of free-surface elevation 3-dimensional rectangular tank, $L/B=1$, 50% filling surge & sway motion : $A/B=0.02$ (Surge), 0.02 (Sway), $\omega/\omega_1=1.0$ (Surge), 1.0 (Sway)

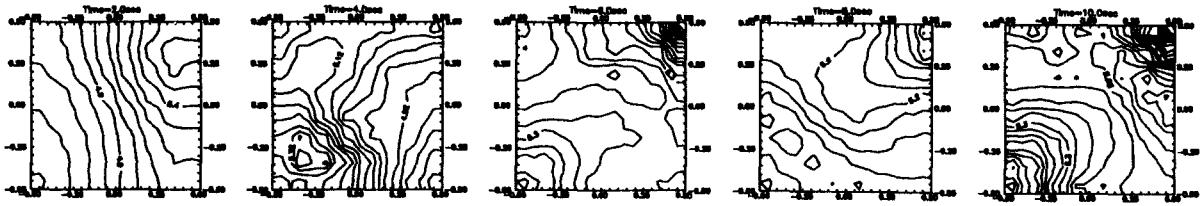


Fig.24 Dynamic pressure on bottom 3-dimensional rectangular tank, $L/B=1$, 50% filling surge & sway motion : $A/B=0.02$ (Surge), 0.02 (Sway) $\omega/\omega_1=0.91$ (Surge), 0.91 (Sway)

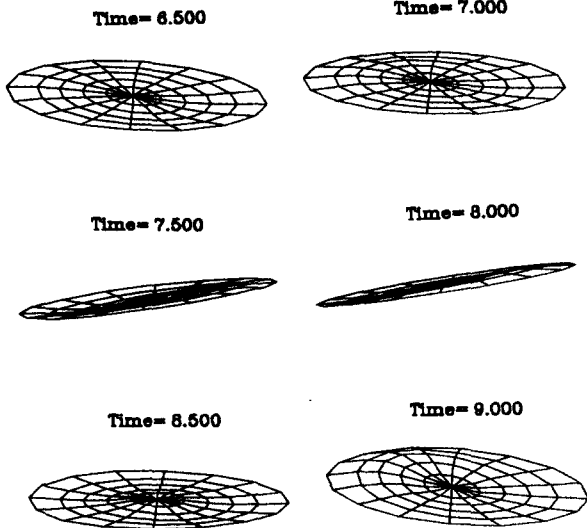


Fig. 25 Time simulation of free-surface elevation 3-dimensional sphere tank, radius=2.0m, 50% filling
Sway motion, amp.=0.01m, $\omega/\omega_1=0.95$
Surge motion, Amp.=0.01m, $\omega/\omega_1=0.95$

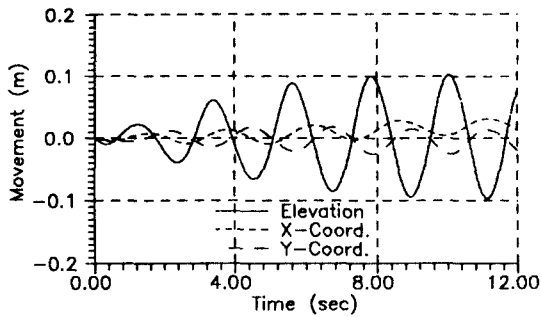


Fig. 26 Partial movement on Free surface 3-dimensional sphere tank, radius=2.0m, 50% filling
Sway motion, amp.=0.01m, $\omega/\omega_1=0.95$
surge motion, amp.=0.01m, $\omega/\omega_1=0.85$
Initial coordinate $(x, y, z)=(0.456, 1.744, 0.0)$

6. 결 론

이상과 같이 sloshing 문제의 해석을 위한 여러 기법들을 살펴보고 이 기법들을 이용한 해석결과들을 살펴보았다. 이로 부터 다음과 같은 결론을 내릴 수 있다.

- (1) 2차원 문제에 대해 선형이론을 이용한 해석법은 sloshing 문제를 현상학적으로 살펴보기에 충분하며 적절한 가상 damping 계수를 이용하면 비교적 정확하게 유동을 예측할 수 있다.
- (2) Source 분포법은 계산시간이 적게들고 3차원으로의 확장이 용이하여 유동의 비선형성, 특히 자유표면의 비선형성을 살펴보기에는 아주 좋은 방법이나 실용적으로 사용되기 위해서는 개선되어야 할 점이 많다.
- (3) FDM을 이용한 방법은 계산시간이 많이 소요되는 단점이 있으나 다른 기법들 보다 실용적인 면에서 뛰어난 것으로 판단된다.

7. 후 기

이론적인 면의 이해에 많은 도움을 주신 배광준 교수님께 감사드립니다.

참 고 문 헌

- [1] Faltinsen, O.M. "A Non-Linear Method of Sloshing in Rectangular Tanks", *J.S.R.*, Vol. 18, 1974.
- [2] Faltinsen, O.M. "Numerical Non-Linear Method of Sloshing in Tanks with Two Dimensional Flow". *J.S.R.*, Vol.22, 1978.
- [3] Nakayama, T. Washizu, K. "Non-linear Analysis of Liquid Motion in a Container Subjected to Forced Pitching Oscillation", *Int. Jour. of Num. Eng.*, Vol.15, 1980.

- [4] Nakayama, T. Washizu, K. "The Boundary Element Method Applied to the Analysis of Two-dimensional Non-linear Sloshing Problem", *Int. Jour. of Num. Eng.*, Vol.17, 1981.
- [5] Bridges, T.J. "A Numerical Simulation of Large Amplitude Sloshing", *Pro. 3rd Int. Con. on Nu. Ship Hydrodynamics*, 1981.
- [6] Shinkai, A. et al, "Numerical Analysis of Three-dimensional Sloshing Problems", *Trans. of WJSNA*, No.64, 1977.
- [7] Shinkai, A. Iseki, T. "Prediction Method of Sloshing Loads in Liquid Cargo Tanks on Board an Ocean-Going Ship", Kyuhu Univesity, 1987.
- [8] Scarci, "On the Behaviour of Liquids in a Rectangular Tank in Motion", *Int. Shipbuilding Progress*, 1970.
- [9] 최우영, "비선형성을 고려한 선체 내 탱크의 유체유동에 관한 수치계산", 서울대학교, 1985
- [10] Longuet-Higgins, M.S. Cokelet, E.D. "The Deformation of Steep Surface Waves on Water I", *Pro. of Royal Soc.*, 1976.
- [11] 김용환 "기본 소오스 분포법을 이용한 2차원 사각형 탱크의 유동해석", 대우조선 기술지, Vol. 21, 1989.
- [12] 김용환, "기본 소오스 분포법을 이용한 자유표면파 문제의 수치해법", 서울대학교, 1989.
- [13] Harlow, F.H. et al, "The MAC Method", Los Alamos Scientific Lab. Report LA-3425, 1966.
- [14] Chan, Street, "SUMMAC-A Numerical Model for Water Waves", Stanford Univity, Report 135, 1970.
- [15] Hirt, C.W. et al, "SOLA-VOF", Los Alamos Scientific Lab. Report LA-8355, 1980.
- [16] 이경중, 이기표, "유한차분법에 의한 2차원 탱크 내의 유동해석", 대한조선학회지, 제24권, 1987.
- [17] 이성환, "유한차분법에 의한 슬로싱 하중 계산", 서울대학교, 1988.
- [18] 김일수, "Panel Method에 의한 Sloshing 문제의 수치계산", 서울대학교, 1989.
- [19] 이관목, 홍석원, 홍사영, "Lagrangian 유한요소법을 이용한 2차원 탱크 내 유동해석", 대한조선학회지, 제 27 권, 1990.