

받음각을 갖는 평판의 유체 충격 시뮬레이션

이병혁*, 박종천^{†*}, 정성준*, 류민철**, 김용수**

부산대학교 조선해양공학과*
대우조선해양(주) 선박해양 기술연구소**

Numerical Simulation for Fluid Impact Loads by Flat Plate with Incident Angles

Byung-Hyuk Lee*, Jong-Chun Park^{†*}, Sung-Jun Jung*,
Min-Cheol Ryu** and Yong-Su Kim**

Dept. of Naval Architecture and Ocean Engineering, Pusan National University*
Ship and Ocean R&D Institute, Daewoo Shipbuilding and Marine Engineering Co, Ltd**

Abstract

The free-surface motions interacting with structures are investigated numerically using the Moving Particle Semi-implicit (MPS) method proposed by Koshizuka et al. (1996) for solving incompressible flow. In the method, Lagrangian moving particles are used instead of Eulerian approach using grid system. Therefore the terms of time derivatives in Navier-Stokes equation can be directly calculated without any numerical diffusion or instabilities due to the fully Lagrangian treatment of fluid particles and topological failure never occur. The MPS method is applied to the numerical study on the fluid impact loads for wet-drop tests in a LNG tank, and the results are compared with experimental ones.

※Keywords: Non-linear free-surface motions(비선형 자유표면 유동), Impact loads(충격 하중), MPS method(입자 상호작용 모델), Kernel function(커널 함수), CFD(전산유체역학), Wet-drop tests(유체 충격 시험)

1. 서론

유체 충격 하중의 정확한 예측은 선박이나 해양 구조물의 설계에 있어서 매우 중요하다. 이에 수반되는 자유 표면의 대 변형이나 동적 거동에 대한 해석은 일반적으로 완전 비선형성 자유표면 조

건의 수치적 접근이 까다롭고 복잡하기 때문에 수치 시뮬레이션에 있어서 가장 다루기 어려운 문제 중 하나이다. 이러한 문제들을 다루기 위하여 몇몇의 방법들이 제안되어 왔다. 예를 들어 SOLA-VOF법(Hirt and Nichols 1981), Level-set 법(Sussman et al. 1994), Marker-Density function(MDF)법(Miyata and Park 1995) 등이 있다. 이들 대부분은 격자법에서 자유표면을 추적하

접수일 : 2007년 7월 31일, 승인일 : 2008년 2월 3일

† 교신저자: jcpark@pnu.edu, 051-510-2480

는 방법이다. 한편 유동 해석을 위해 격자를 사용하는 오일러리안(Eulerian) 접근법 대신에 입자를 직접 이동시키는 라그랑지안 접근법의 일종인 입자법을 이용하는 방법인 SPH법(Smoothed Particle Hydrodynamics)(Monaghan 1988)과 MPS법(Moving particle semi-implicit)(Koshizuka and Oka 1996)이 제안되었다. 입자법에서는 Navier-Stokes 방정식의 가속도 항이 라그랑지안 접근에 의해 이동하는 입자로부터 직접적으로 계산되기 때문에 수치 확산이나 불안정성 없으며, 격자가 꼬이는 등의 위상 문제가 발생하지 않는다. 또한 자유표면의 대변형 운동에 따른 유체의 분열 및 합체 등을 보다 용이하게 시뮬레이션 할 수 있다는 장점을 갖고 있다.

본 연구에서는 비압축성 유동에 대하여 Koshizuka and Oka(1996)이 제안한 MPS 법을 기초로 유체-고체의 충격 하중 시뮬레이션과 LNG 탱크 내 슬래밍(Slamming)으로 인하여 발생하는 충격하중을 수치적으로 시뮬레이션을 행하고 선행된 실험값들과 비교하였다.

2. 지배방정식

비압축성 점성 유동에 관한 지배방정식은 연속 방정식과 Navier-Stokes 방정식이다.

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \nu\nabla^2\vec{u} + \vec{F} \quad (2)$$

여기서 ρ 는 밀도, t 는 시간, \vec{u} 는 속도벡터, ∇ 은 구배 연산자, P 는 압력, ν 는 동점성계수, \vec{F} 는 외력을 각각 나타낸다.

연속방정식 (1)은 격자법에서 일반적으로 속도의 발산(Divergence)으로 표시하는 반면, 본 연구에서는 밀도의 시간변화율로 표시하였다. Navier-Stokes 방정식 (2)의 좌변은 이류항을 포함한 라그랑지안의 전미분(Total derivative) 형태이고, 입자의 직접적인 이동에 의해 계산된다. 한편, 우변은 압력 구배항, 점성항 그리고 외력항으로 구성되어

있다. 비압축성 점성 유동을 시뮬레이션 하기 위해서는 압력 구배항, 점성항 및 비압축성을 나타내는 입자간의 상호작용 모델이 필요하며, 본 연구에서는 이러한 모델들에 대하여 Koshizuka and Oka(1996)에 의해 제안된 MPS법을 도입하기로 한다. 각각의 모델들에 대한 상세한 검증은 Lee et al.(2007)에 소개되어 있다.

3. 입자간 상호작용 모델

MPS법에서는 연속체의 이산적인 계산을 입자 상호작용 모델을 통해서 행한다. 즉, 지배방정식의 편미분 연산자에 대응하는 입자간 상호 작용 모델을 만들고, 지배방정식의 각각의 항과 등가인 입자 상호 작용 모델로 치환한다.

3.1 커널 함수(Kernel function)

연속 유체는 입자의 속도성분, 질량, 압력과 같은 물리량으로 나타내어진다. 유체의 흐름은 입자들의 상호작용 움직임에 의해 가시화되므로 지배 방정식은 입자간 상호작용으로 표시할 수 있다. MPS법에서 입자 상호 작용은 커널 함수에 기초하여 이루어져 있다. 본 연구에서 사용한 커널 함수의 구체적인 식은 식 (3)과 같으며 Fig. 1에는 그 형상을 나타낸다.

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & (0 \leq r < r_e) \\ 0 & (r_e < r) \end{cases} \quad (3)$$

여기서 r 은 두 입자 사이의 거리이고, r_e 는 입자 상호작용 범위를 나타내는 커널 크기(Kernel size)이다. 커널 함수는 두 입자 사이의 거리 즉 중심 입자에서 주변 입자까지의 거리에 따라 각각의 입자에 대하여 물리량의 가중치를 주는 것이다. 단, 임계거리 r_e 는 초기 입자 배치 상태에서 평균 입자간 거리 l_0 에 임의의 값을 곱하여 얻는다.

3.2 구배 모델(Gradient model)

입자 i 의 구배 모델은 입자 i 와 그 주변 입자 j 사이에서 구배 벡터를 $(P_j - P_i)(\vec{r}_j - \vec{r}_i) / |\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2$ 으로 계산하고 이것을 커널 함수로 평균 한 것이다

(Fig. 2). 단, 구배 모델에서 동일한 입자에 대한 구배 벡터는 고려하지 않는다.

$$\langle \nabla P \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{P_j - P_i}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} (\vec{r}_j - \vec{r}_i) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \right] \quad (4)$$

여기서 d 는 계산 공간의 차원이고, n^0 는 초기 입자 배치 상태에서의 입자수밀도(Particle number density)이다. 입자 i 의 입자수밀도는 식 (5)과 같이 정의한다.

$$n_i = \sum_{j \neq i} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \quad (5)$$

3.3 확산(Laplacian) 모델

수학 연산자인 라플라시안(Laplacian, ∇^2)은 물리적으로 확산을 의미하며, Fig. 3에서 표시하는 바와 같이 입자 i 가 갖는 물리량의 일부를 주위의 입자 j 쪽으로 커널 함수의 분포에 따라 분배해 주는 역할을 한다.

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle = \frac{2d}{\lambda n_i} \sum_{j \neq i} [(\phi_j - \phi_i) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)] \quad (6)$$

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) |\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2}{\sum_{j \neq i} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)} \cong \frac{\int_V w(r) r^2 dv}{\int_V w(r) dv} \quad (7)$$

식 (6)의 d 는 계산 공간의 차원, λ 는 해석해와 동일한 분산을 유지하기 위해 사용하는 계수이다.

3.4 비압축성 모델

만약 입자의 질량이 모두 동일하다면, 유체의 밀도는 입자수밀도에 비례하므로 연속방정식 식 (1)은 입자수밀도가 일정하다는 조건과 동일하다.

MPS법에서는 비압축성 유동의 계산 알고리즘으로서 SMAC법과 거의 유사한 알고리즘을 사용한다(Fig. 4). 매 시간스텝은 양과 음의 2단계로 나뉜다. 시각 n 에 있어서 입자의 위치, 속도, 압력은 각각 \vec{r}_i^n , \vec{u}_i^n , P_i^n 라고 하면, 제 1단계에서는 점성항과 외력항의 계산을 통하여 입자의 중간속도인 \vec{u}_i^* 를 계산하고, 입자의 중간속도 \vec{u}_i^* 를 이용하여 입자의 중간위치 \vec{r}_i^* 를 계산한다. 즉,

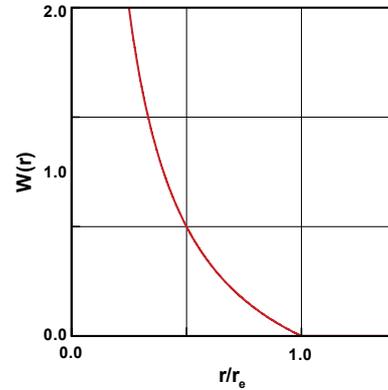


Fig. 1 The kernel employed in the present study.

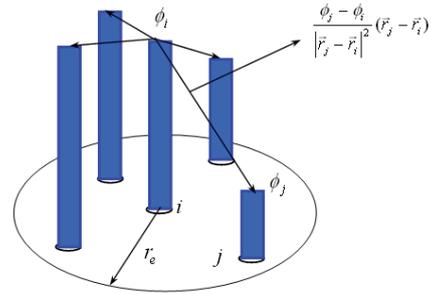


Fig. 2 The gradient model of MPS method.

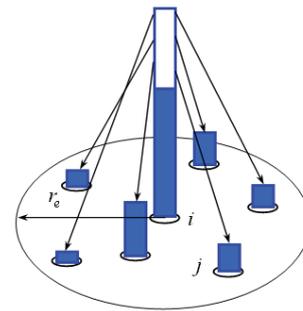


Fig. 3 The Laplacian model of MPS method.

$$\vec{r}_i^* = \vec{r}_i^n + \Delta t \vec{u}_i^* \quad (8)$$

식 (8)에 의한 입자의 이동은 격자를 사용하는 방법에 있어서 이류항의 계산에 해당된다. 계산된 입자의 중간 위치를 이용하여 입자수밀도 n_i^* 를 계

산할 수 있다.

제2단계에서는 먼저 압력의 포아송(Poisson)방정식을 계산한다.

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i^{n+1} = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n_i^* - n^0}{n^0} \quad (9)$$

위 식의 우변은 제 1단계의 입자수밀도 n_i^* 와 초기 입자수밀도 n^0 와의 차를 나타낸다. 좌변은 확산 모델인 식 (6)에 의해 연립 1차방정식으로 이산화할 수 있으며, 적절한 반복해법에 의해 구할 수 있다. 구해진 압력을 식 (10)에 대입하여 속도의 수정치 \vec{u}_i' 를 계산한다. 단, 우변의 압력 구배 계산은 MPS법의 구배모델 식 (4)를 사용한다.

$$\vec{u}_i' = -\frac{\Delta t}{\rho} \langle \nabla P^{n+1} \rangle_i \quad (10)$$

최종적으로, 시각 $n+1$ 에서 입자의 속도와 위치는 각각 다음 두 식에 의해 새롭게 얻어진다.

$$\vec{u}_i^{n+1} = \vec{u}_i^* + \vec{u}_i' \quad (11)$$

$$\vec{r}_i^{n+1} = \vec{r}_i^* + \Delta t \vec{u}_i' \quad (12)$$

본 방법과 일반적인 차분법에 있어서의 SMAC 법과의 차이는 이류항이 입자의 이동에 의해 직접 계산된다는 것과 압력의 포아송 방정식에 있어서 우변의 소스항이 속도의 발산이 아닌 입자수밀도로 표시되는 것이다.

3.5 이동 강체 모델

Koshizuka et al.(1998)은 강체의 운동을 나타내는 모델을 제안하였다. 강체는 입자들로 구성되어 있다. 이 모델은 먼저 유체 입자와 강체 입자 모두에 대해 앞서 설명한 입자 상호 작용 모델을 동일하게 적용한다. 이때 강체 입자 상호간의 연결(Coupling)은 고려하지 않는다. 이때 강체 입자를 유체 입자와 동일한 입자 상호 작용 모델을 적용시킴으로써 강체 입자들 사이에는 상대 변위가 발생하게 된다. 따라서 강체 입자에 대해 다음과 같은 방법으로 위치를 수정해 준다.

먼저, 강체의 변위와 각속도 T 와 R 은 식 (13), (14)에 의해 구할 수 있다. 단 n 은 강체를 구성하

는 입자들의 총개수이고 q_i 는 강체 입자들 간의 상대 위치를 나타낸다.

$$T = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i \quad (13)$$

$$R = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^n u_i \times q_i \quad (14)$$

$$q_i = r_i - r_g \quad (15)$$

다음에, 식 (16), 식 (17)에 의해 무게중심 r_g 와 관성모멘트 I 를 계산한다.

$$r_g = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n r_i \quad (16)$$

$$I = \sum_{i=1}^n |q_i|^2 \quad (17)$$

최종적으로 고체 입자의 속도는 다음 식으로부터 수정된다.

$$u_i = T + q_i \times R \quad (18)$$

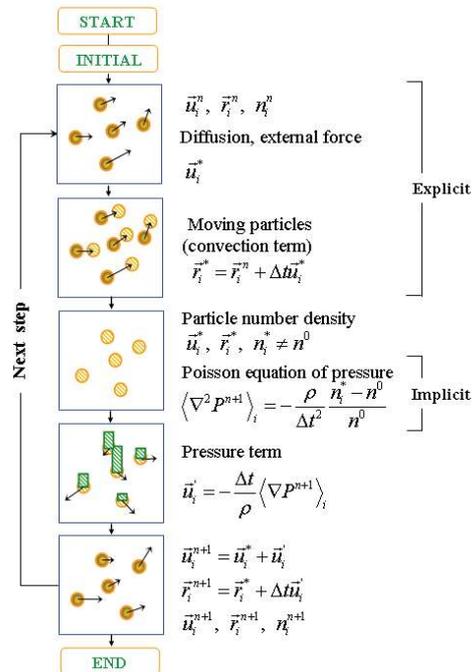


Fig. 4 Algorithm of the present particle method.

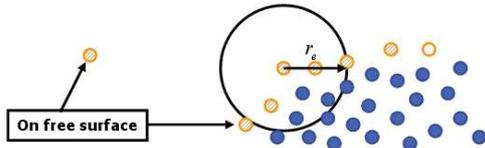


Fig. 5 Free-surface model of MPS method.

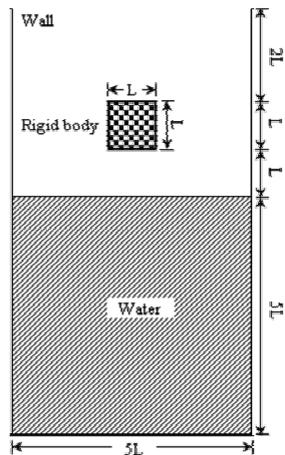


Fig. 6 Initial set-up of impact loads by dropped rigid body.

3.6 자유표면 경계조건

자유표면 경계조건으로 동역학적 경계조건과 운동학적 경계조건이 있다. 본 연구에서 동역학적 경계조건은 자유표면 입자의 압력을 대기압과 동일한 0의 값으로 고정하고, 운동학적 경계조건은 자유표면 입자를 직접 이동하여 만족시킨다. 두 경계조건을 만족시키기 위해서는 자유표면 입자의 탐색이 선행되어야 한다. 자유표면 입자의 탐색에는 식 (19)에 따른다.

$$n_i^* < \beta n^0 \tag{19}$$

여기에서 β 는 상수이며 1.0 미만으로 한다. 즉, 자유표면 입자는 근방의 입자들에 비해 상대적으로 입자수가 작기 때문에 입자수밀도가 작아지게 된다. 이 조건은 자유표면의 형상을 고려할 필요 없이 모든 입자에 대해 동일하게 정의할 수 있으므로 유체 내부에 기체가 생기거나 유체가 분열·합체되는 경우에도 사용할 수 있다.

4. 수치시뮬레이션

4.1 강체의 자유 낙하 시뮬레이션

앞서 설명한 입자 상호 작용 모델을 강체의 자유 낙하에 의한 충격 하중 시뮬레이션에 적용하였다. Fig. 6은 시뮬레이션의 초기 형상을 나타낸다. 시뮬레이션에 사용된 전체 입자 수는 3308개이고, 이중 유체 입자가 2500개, 강체 입자가 100개 그리고 나머지는 경계 입자이다. 본 시뮬레이션에서 점성 효과와 표면장력의 영향은 무시하였다. 자유 낙하하는 강체의 밀도는 각각 500, 1000 그리고 2000(kg/m³)이며 물의 밀도는 1000(kg/m³)으로 고정하였다.

Fig. 7은 강체의 자유 낙하에 의한 유체의 거동을 시간 발전적으로 보여준다. 밀도가 500(kg/m³)인 강체가 낙하하는 경우, 자유표면과 충돌 후 자유표면의 진동을 수반하며 강체는 자유표면 근처에 떠있다. 밀도가 1000(kg/m³)인, 즉 물의 밀도와 동일한 밀도를 갖는 강체의 경우 자유표면과의 충돌 후 자유표면이 요동하는 동안 강체는 물속으로 약간 가라앉아, 그 후 일정한 위치에 머물게 된다. 마지막으로 밀도가 물의 2배인 강체의 경우 자유 표면의 요동은 앞서 두 가지의 경우보다 더욱 심하며 강체는 물속으로 가라앉아 바닥과 충돌한다.

Fig. 8은 강체가 낙하하여 물과 충돌할 때 강체 밑면 중앙에서의 충격 압력을 나타낸다. 충격 압력은 강체의 밀도에 비례하여 선형적으로 증가함을 알 수 있다.

4.2 받음각을 갖는 평판의 강제낙하에 의한 유체충격 시뮬레이션

여기서는 본 수치 시뮬레이션 기법을 사용하여 받음각을 갖는 평판의 강제낙하에 의한 유체충격 시뮬레이션을 행하고 선행된 실험 결과(Chung et al. 2007)와 비교하였다.

Fig. 9는 시뮬레이션의 초기 형상을 나타낸다. 시뮬레이션에 사용된 전체 입자의 개수는 11532개이고 이 중 유체 입자는 10000개, 평판은 300개 그리고 나머지는 경계 입자들이다.

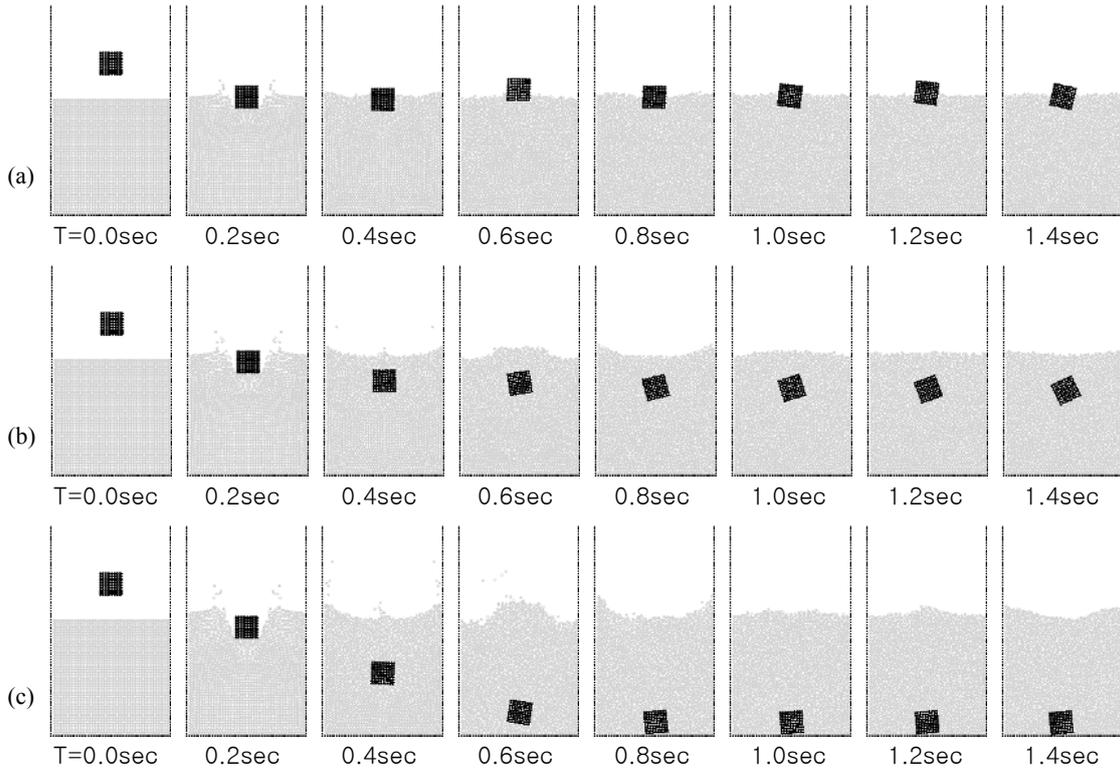


Fig. 7 The Free-surface deformation and fluid fragmentation in case of dropped solids; (a) $\rho=500(\text{kg}/\text{m}^3)$, (b) $\rho=1000(\text{kg}/\text{m}^3)$, and (c) $\rho=2000(\text{kg}/\text{m}^3)$.

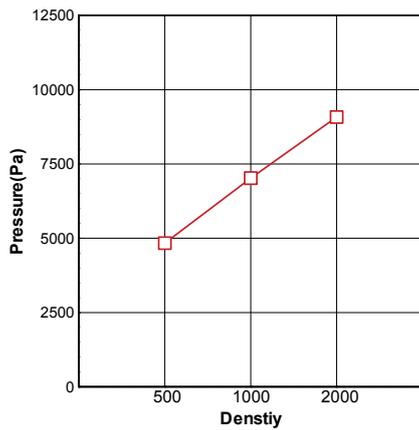


Fig. 8 Impact pressure on the bottom of the dropped rigid body.

본 시뮬레이션에서 점성 효과와 표면 장력 그리고 공기의 영향은 무시하였다. 임계거리 r_c 는 전체 계산중 포아송 방정식의 계산에서는 $4.0l_0$, 나머지 계산에서는 $2.1l_0$ 을 사용하였다. 계산 시간간격 Δt 는 가변 Δt 로 가변 Δt 의 계산은 식 (20)과 같다. 식 (20)에서 C 는 Courant 수, l_0 는 초기 입자 배치 상태에서의 입자간 평균 거리이며, u_{\max} 는 매 시간 스텝 입자들의 최대 속도이다.

$$\Delta t = C \frac{l_0}{u_{\max}} \quad (20)$$

총 계산시간은 0.15초이다. 이 시간은 강제낙하하는 평판이 유체와 충돌한 후 충분히 물속으로 가라앉는 시간이다.

Chung et al.(2007)의 실험 조건과 동일하게 설정하기 위하여, 강제낙하하는 평판은 밀도가 7650(kg/m³)인 강체로 가정하였으며, 평판의 입수각(Incident angle, α) 및 속도는 수치 시뮬레이션이 행해지는 동안 일정하게 유지되도록 설정하였다. Table 1에는 시뮬레이션에 사용된 평판의 조건을 정리하였다.

강제낙하하는 평판의 압력계측은 Fig. 10에 보이는 바와 같이 세 지점에서 행하였으며, (a)는 실험 그리고 (b)는 시뮬레이션에서의 계측지점을 각각 나타낸다.

Fig. 11에는 입수각도에 따른 압력계수(C_p)의 변화를 보인다. 본 수치 시뮬레이션의 결과를 Chung et al.(2007)의 실험결과와 함께 비교하여 나타내었으며, 또한 비교·검토를 위하여 Chuang et al.(1966)과 Wagner(1932)에 의해 수행된 실험 결과도 함께 나타내었다. 단, 압력계수는 다음과 같이 정의한다.

$$C_p = \frac{P_{MAX}}{0.5\rho U^2} \quad (20)$$

여기서 P_{MAX} 는 평판 바닥에서의 최대 압력, ρ 는 물의 밀도(1000kg/m³), 그리고 U 는 평판의 낙하 속도이다.

Fig. 11로부터 평판의 입수각도가 증가함에 따라 전반적으로 압력계수가 감소하는 경향이 나타나며, 본 시뮬레이션 결과와 Chung et al.(2007)의 실험 결과와는 좋은 일치를 보이는 반면, Chuang(1966)과 Wagner(1932)에 의한 실험결과와는 다소 다른 경향을 보인다. 하지만 평판의 입수각이 2(deg)보다 작은 경우 Chung et al.(2007)의 결과와도 다소 차이를 보이는데, 이는 평판의 입수각이 임계각 이하에서는 낙하하는 평판과 물 표면사이의 갇혀진 공기(Trapped air)에 의한 감쇄 효과(Damping effect)가 발생하며 이로 인하여 압력계수가 낮아진 것으로 해석할 수 있다 (Chuang 1966). 따라서 본 연구에서는 공기의 영향을 무시하여 시뮬레이션을 수행하였기 때문에 이에 따른 압력저하가 제대로 계산되지 못해 실험과 다소 차이를 보인 것이다.

그러나 공기의 효과를 무시하였음에도 불구하고 입수각 0(deg)에서의 압력계수가 1(deg)나 2(deg)에서의 그것 보다 작게 나타난 것은 평판의 낙하로 인한 충격 하중에 의해 자유표면이 변형하여 나타난 영향 때문인 것 같다. Fig. 13은 유체와 평판이 충돌하여 압력계수가 최대일 때의 자유 표면 형상과 유체 입자들의 속도 벡터를 보인다. 또한 Table 2에는 압력계수가 최대인 시각에서 평판의 바닥 중앙에 가장 근접한 유체 입자의 속도 성분을 나타낸다. 평판의 입수각이 0(deg)일 때 강체 바닥 중앙 부근의 속도는 다른 입수각의 경우와 비교하여 오직 수직 성분만을 갖는다. 이는 평판의 강제낙하에 따른 운동 에너지가 수직 방향으로만 전달됨을 의미하며, 이 순간 평판 바닥 중앙의 자유표면 형상은 모서리 효과(Edge effect)에 의해 물체표면과의 상대적 거리가 최대가 되어 압력계수는 상대적으로 감소한다.

Table 1 Principal parameters for falling body

Rigid body	Exp.	Present
Scale	1/1	1/9.33
Length(cm), $3L$	56	6
Velocity(m/s), U	2.40	0.786
Incident angle(deg), α	0 ~ 10	0 ~ 10

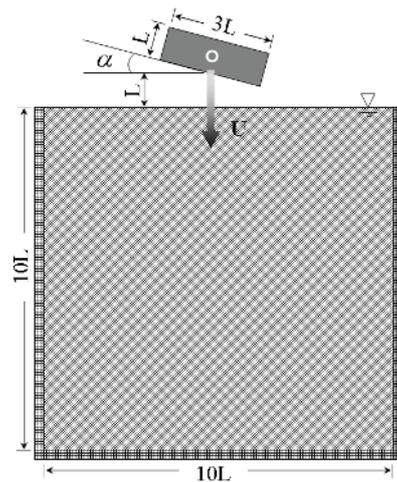
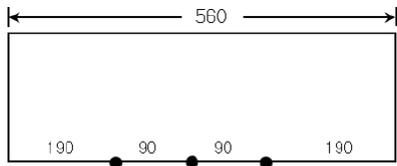
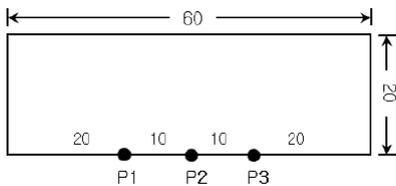


Fig. 9 Initial setup and condition for simulation ($L=2$ cm).



(a) Exp. (3D)



(b) Simulation (2D)

Fig. 10 Location of pressure measurement (unit=mm).

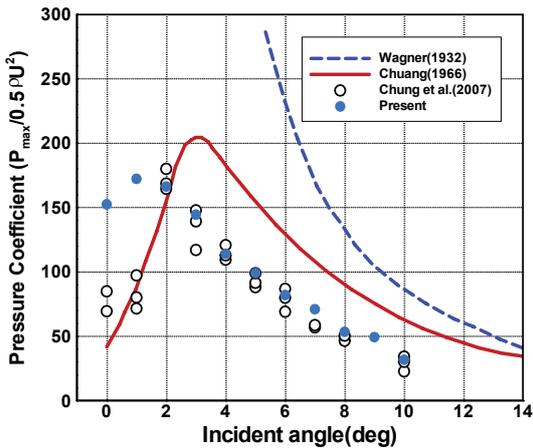
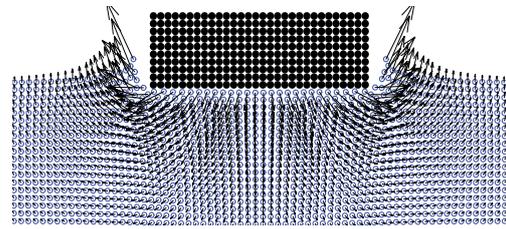


Fig. 11 Maximum pressure coefficient(C_p) for various incident angle.

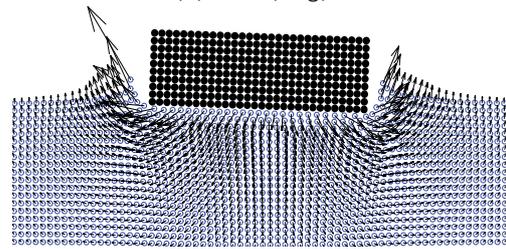
Table 2 Velocity components of a fluid particle near the center of bottom when C_p indicates the maximum peak.

α (deg)	u (m/s)	v (m/s)
0	0.0	-1.0261
2	-0.3241	-1.0407
8	-0.5846	-0.9589

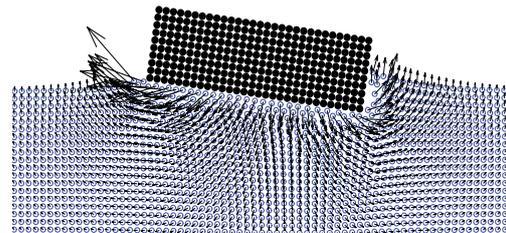
받음각을 갖는 평판의 유체 충격 시뮬레이션



(a) $\alpha=0(\text{deg})$



(b) $\alpha=2(\text{deg})$



(c) $\alpha=8(\text{deg})$

Fig. 13 Snap shots of free-surface deformation and velocity vectors when a falling body collides with the fluid.

5. 결론

본 논문에서는 지배방정식(Navier-Stokes)에 대한 압력구배 모델, 확산모델, 비압축성 모델, 자유 표면 계산 모델의 입자간 상호 작용 모델인 MPS 법을 이용하여 유체 충격 하중 문제에 적용하여 유용한 결과를 얻었다. 향후 본 연구는 LNG 선박 내부의 슬로싱이나 슬래밍 등에 의한 유체 충격 하중의 예측 문제에 활용 가능하다.

후 기

본 연구는 대우조선해양(주)의 “유체충격에 기인한 유체-고체간의 상호연성 시뮬레이션 기술 개발”과제의 지원으로 수행된 연구결과 중 일부를

밝히며, 지원에 깊이 감사드립니다.

참 고 문 헌

- Chuang, S.L., 1966, "Experiments on flat-bottom slamming," Journal of Ship Research, Vol. 10, pp. 10-17.
- Chung, J.Y., Nahm, J.O., Kang, H.D. and Kwon, S.H., 2007, "A Novel Experimental Technique in Slamming," Proc. 22th Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies, CROATIA, pp. 41-44.
- Hirt, C.W., Nichols, B.D., 1981, "Volume of fluid(VOF) method for dynamics of free boundaries," Journal of Computational Physics, Vol. 39, pp. 201-225.
- Koshizuka, S. and Oka, Y., 1996, "Moving particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid," Numerical Science and Engineering, Vol. 123, pp. 421-434.
- Koshizuka, S., Atsushi, N. and Oka, Y., 1998, "Numerical analysis of breaking waves using the moving particles semi-implicit method," Int. J. Math. Fluid. Vol. 26, pp. 751-769.
- Lee, B.H., Park, J.C., Ryu, M.C., Kim, Y.S. and Kim, Y.H., 2007, "Development of Numerical Simulation of Particle Method for Solving Incompressible Flow," Journal of Ocean Engineering and Technology, Vol. 21, No. 4, pp. 8-14. (in Korean)

- Miyata, H., Park, J.C., 1995, "Ch.5 Wave breaking simulation," Potential Flow of Fluids, ed. M. Rahman, Computational Mechanics Publications, UK., pp. 149-176.
- Monaghan, J.J. (1988). "An Introduction to SPH", Comput. Phys. Comn., Vol. 48, pp. 89-96.
- Sussman, M., Smereka, P. and Osher, S., 1994, "A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow," Journal of Computational Physics, Vol. 114, pp. 272-280.
- Wagner, V. H. 1932, "Über Stoss und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten," Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Vol. 12, pp. 193-215.



< 이 병 혁 >



< 박 종 천 >



< 정 성 준 >



< 류 민 철 >



< 김 용 수 >