

大韓造船學會論文集
第28卷 第1號 1991年 4月
Transactions of the Society of
Naval Architects of Korea
Vol. 28, No. 1, April 1991

강체-유체 충격문제에 대한 Lagrangian 유한요소 해석

윤 범 상*

Lagrangian Finite Element Analysis of Water Impact Problem

by

Bum Sang, Yoon*

요 약

비압축성 유체유동에 대한 Navier-Stokes 방정식과 충돌 접촉면 조건으로 특징지어지는 강체-유체 충돌문제를 Lagrangian 유한요소법에 의해 해석하였으며, 계산의 편의상, 속도장을 점성 및 중력항과 압력항으로 나누어 수행하는 소위 fractional step method를 도입하였다. 유체영역은 4절점의 4각형 요소로 분할하였으며, 충분히 작은 시간간격의 도입을 전제로 하여 explicit time marching 방법으로 수치해석하였다.

매 시간 step의 초기에 우선 운동량-충격량 법칙으로 강체의 수면충돌후 속도를 구했으며, 그 속도로 표현되는 충돌 접촉면의 경계조건과 완전한 형태의 자유표면조건 그리고 운동방정식 및 연속 방정식을 모두 만족하는 속도장을 구하였다.

본 논문에서 제시하는 수치해석법에 의하면, 유체충격문제에 있어 매우 중요하다고 알려져 있는 tip splash를 포함하는 자유표면의 형상을 쉽게 추적해 갈 수 있다. Lagrangian 유한요소법의 적용의 타당성을 확인하기 위하여 대칭형 2차원 쇄기 모양의 강체가 수면충돌하는 경우를 예로하여 시간의 경과에 따른 충격수압의 분포 및 충격외력 등을 추정한 결과, 본 방법의 적용의 유효성과 아울러 몇가지 유용한 결론을 유도할 수 있었다.

Abstract

The updated Lagrangian Finite Element Method is introduced to analyse rigid body-fluid impact problem which is characterized by incompressible Navier-Stokes equations and impact-contact conditions between free surface and rigid body. For the convenience of numerical computation, velocity fields are splitted into viscous and pressure parts, and then the governing equations and boundary

접수일자 : 1990년 8월 3일, 재접수일자 : 1991년 4월 2일

*정회원, 울산대학교 조선 및 해양공학과

conditions are decomposed in accordance with the decomposition. However, Viscous stresses acting on the solid boundaries are neglected on the assumption that very small velocity gradients may occur during extremely small time interval of the impact. Four noded quadrilateral elements are used to discretize the space domain and the fully explicit time-marching algorithm is employed with a reasonably small time step.

At the beginning of each time step, contact velocity of the rigid body is computed from the momentum balance between the body and the fluid.

The velocity field is then computed to satisfy the discretized equations of motions and incompressibility and contact constraints as well as an exact free surface boundary condition. At the end of each time step, the fluid domain is updated from the velocity field.

In the present time stepping numerical analysis, behaviour of the free surface near the body can be observed without any difficulty which is very important in the water impact problem.

The applicability of the algorithm is illustrated by a wedge type falling body problem. The numerical solutions for time-varying pressure distributions and impact loadings acting on the surface are obtained.

1. 서 언

대과고 파랑중 발생하는 선박의 과도한 운동은 때때로 slamming 현상을 동반하게 되며 이때 선체에는 매우 큰 하중이 작용한다. 파랑충격압력의 분포, 충격하중의 크기, 그들의 시간의존성, 그리고 충돌물체의 거동추정을 포함하는 slamming에 의한 제현상을 규명하기 위해서는 우선 쇄기용 물체의 수면 충돌문제에 대한 해석이 필요한 것으로 일찌기부터 인식되어 온바 있거니와, 이에 대해서는 von Karman [1], Wagner[2]를 시작으로 많은 연구가 되어져 왔으며, 근년에 이르러 Dobrovolskaya[3], Huges[4]에 의해 tip splash를 고려한 엄밀한 계산 결과가 제시되기에 이르렀다. 이러한 노력들은 충돌물체의 접촉면에 작용하는 충격압력의 최대치의 분포 및 최대충격하중의 추정에 모아져 왔으며, 충돌물체의 구조강도를 해석하고자 하는 관점에서는 충분히 좋은 입력자료를 제공하고 있다고 보여진다.

그러나, 충격현상을 동반하는 물체의 동적거동 문제를 포함하는 내항성능추정의 측면에서는 충격압력 및 충격하중의 시간의존성이 필수적으로 요구되며 이를 위해서는 새로운 이론적

근이 필요할 것으로 여겨진다.

Price[5]와 Yamamoto[6]는 단면의 충격하중을 유체운동량의 시간변화에 기인하는 힘중속도에 비례하는 항으로써 취하는 이른바 momentum slamming 이론에 근거하여 시간 step별로 이를 구했으며 이를 이용한 선체의 동적거동 해석결과는 정성적인 면에서 실험결과에 잘 일치하고 있다. Kang[7]은 최근 물체의 수면충돌후 속도를 구한후 이를 이용, 시간 step별로 경계치문제를 특이점 분포법으로 풀어 충격하중을 추정하고 있으며, 이 방법에 의한 계산결과는 특히 flare를 가진 물체의 경우 실험결과에 잘 맞는 사실을 확인하였다. 한편 이들은 충격하중을 구할때 tip splash를 포함하는 자유표면효과를 무시하고 있으며 따라서 선체의 운동 및 종강도 해석에 필요한 단면충격외력에 대한 실용적 자료는 제공하고 있으나, 국부강도의 해석에 필요한 충격압력의 분포의 추정은 불가능하다.

Tanizawa[8]는 경계요소법을 이용 쇄기의 충돌각도가 10°이내의 범위에 이르기까지 계산을 수행했으며, 정확한 충격압력의 추정을 위해서는 splash의 고려가 필수불가결하다는 결론을 말하고 있으며, 이러한 사실은 Yim[9]의

Cauchy method를 사용한 time stepping analysis의 결과와도 일치하고 있다.

이 사실은 유체충격 문제를 다룰때(특히 충격압력의 분포를 추정할 경우) 자유표면조건의 단순화에 커다란 주의를 요한다는 말이 된다. 이러한 점과 관련하여 Gallagher[10]는 Eulerian 관점에서 엄밀한 자유표면조건을 고려하여 유한차분법으로 구한 수치해를 제시한 바 있으나, 비선형 조건을 자유표면의 평균위치에 적용할 수 밖에 없으므로 인해 발생하는 오차를 포함하고 있다.

여기서, 본 논문에서는 엄밀한 자유표면조건을 가장 정확하게 적용할 수 있는 Lagrangian 관점에서 쉐기형 물체의 충돌문제를 다루, 자유표면형상을 시간에 따라 추적해가며 충돌 접촉면의 충돌압력 분포를 구하는 방법을 제시한다.

자유표면을 가진 유체유동의 문제에 Lagrangian 유한요소법을 적용한 몇가지 예[11-13]를 기본으로 하여, 자유표면이 시간의 경과에 따라 접촉경계면으로 천이되어 가는 강체-유체 충돌 문제의 특징을 수치계산상 고려하는 것으로 본 방법의 대요를 설명할 수 있다. 유체영역에 대해서는 유한요소법을 이용하여 식을 이산화 했으며, 시간에 대해서는 충분히 작은 시간 간격의 도입을 전제로 완전한 explicit time-marching 방법을 사용하였다.

이하에 이 방법의 개요와 계산예 등을 소개한다.

2. 정 식 화

Fig. 1과 같이, 좌우 대칭인 2차원 쉐기형 물체가 속도 \hat{U} 로 정지하고 있는 수면에 돌입한다. 정지수면을 x축, 물체의 대칭축을 y축으로 정하고 물체가 수면에 돌입하는 순간을 $t=0$ 로 하며, 또한 문제의 대칭성으로부터 우측 반의 유체영역에 대해 생각하기로 한다.

2.1. 지배방정식과 경계조건

비압축성, Newtonian 유동을 가정하면, 유체

의 연속방정식과 운동방정식은 다음과 같다.

$$\text{연속방정식} : \nabla \cdot \underline{V} = 0 \quad (1)$$

$$\text{운동방정식} : \dot{\underline{V}} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 \underline{V} + b \sin \Omega(t) \quad (2)$$

여기서, \underline{b} : body force ($= -g \hat{j}$, 중력)

\underline{V} : 유체유동속도

ρ : 유체의 밀도

ν : 유체의 동점성계수

이다. 한편, 유체영역을 둘러 싸고 있는 경계면에서의 조건은 다음과 같이 된다.

$$\left. \begin{aligned} T_n = T_t = 0 & \quad \text{on } \Gamma_f(t) \\ V_n = T_t = 0 & \quad \text{on } \Gamma_y(t) \\ V_n = \underline{U} \cdot \underline{n}, T_t = 0 & \quad \text{on } \Gamma_c(t) \\ V_n = T_t = 0 & \quad \text{on } \Gamma_b \cup \Gamma_w \end{aligned} \right\} (3,a-d)$$

여기서 T는 경계면에 작용하는 stress이고, 첨자 n과 t는 각각 normal과 tangential 성분을 나타내며, \underline{n} 은 유체영역의 바깥을 향하는 법선단위벡터이다.

또 Γ_b , Γ_y , Γ_c , Γ_f 및 Γ_w 는 Fig.1에서 보는 바와 같이 각각 자유표면, 대칭경계면, 물체표면, 탱크바닥 및 탱크벽을 나타낸다.

식(3.a)는 자유표면에서의 traction free조건을 나타낸다.

한편 본 논문에서는 점성유체의 운동방정식을 사용하고 있으나, 충돌이 일어나는 매우 짧은 시간 동안에 초래되는 유동속도의 gradient가 매우 작고 따라서 이에 기인하는 고체벽면 점성접선 응력도 매우 작다는 가정아래 이를 무시하였다.

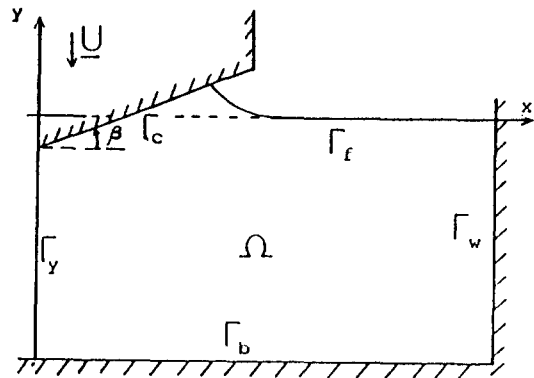


Fig.1. Coordinate System

또한 강체-유체 충돌은 매우 짧은 시간내에 일어나므로 무한원방조건은 무시될 수 있다는 가정아래 wedge가 사각형 탱크의 내부 유체의 중앙부위에 충돌하는 것으로 하였다.

2.2 Weak Formulation

식 (1)과 (2)를 weighted residual formulation 하면 각각

$$(\nabla \cdot \underline{V}, \underline{u})_a = 0 \tag{4}$$

$$(\dot{\underline{V}}\underline{W})_a + \left(\frac{1}{\rho} \nabla P, \underline{W} \right)_a + (-\nu \nabla^2 \underline{V}, \underline{W})_a + (-\underline{b}, \underline{W})_a = 0 \tag{5}$$

가 된다. 여기서, $(a, b)_a = \int_a abd\Omega$ 를 의미한다. 이제 식(5)의 좌변들끼, 셋째항을 부분적분 함으로써 다음식을 얻는다.

$$(\dot{\underline{V}}, \underline{W})_a + \left(-\frac{1}{\rho} P, \nabla \underline{W} \right)_a + (\nu \nabla \underline{V}, \nabla \underline{W})_a = (\underline{b}, \underline{W})_a + \left(-\frac{1}{\rho} P \underline{n}, \underline{W} \right)_r + (\nu \nabla \underline{V} \underline{n}, \underline{W})_r \tag{6}$$

여기서, $\underline{W}, \underline{u}$: weighting functions

3. 수치계산

3.1 유한요소법

유체영역 내에서 구하고자하는 속도 $\underline{V}(x, y, t)$, 압력 $P(x, y, t)$ 를 형상함수 $N_i(x, y)$ 와 절점치 $\underline{V}_i(t), P_i(t)$ 의 곱의 선형적인 합으로 표시하기로 한다.

$$\left. \begin{aligned} \underline{V} &= [N]\{\underline{V}\} = N_i \underline{V}_i \\ P &= [N]\{P\} = N_i P_i \end{aligned} \right\} \tag{7}$$

마찬가지로, weighting function에 대해서도

$$\left. \begin{aligned} \underline{W} &= [N]\{\underline{W}\} = N_i \underline{W}_i \\ \underline{u} &= [N]\{\underline{u}\} = N_i \underline{u}_i \end{aligned} \right\} \tag{8}$$

로 하기로 한다. 식 (7), (8)을 지배방정식의 weak form인 식 (4), (6)에 대입하고 weighting function의 임의성을 고려함으로써 다음식을 얻는다.

$$\underline{C}_1^T \underline{V} = 0 \tag{9}$$

$$M \dot{\underline{V}} + \nu K_1 \underline{V} - \frac{1}{\rho} \underline{C}_1 P = \underline{F}_b + \nu K_2 \underline{V} - \frac{1}{\rho} \underline{C}_2 P \tag{10}$$

여기서의 $\underline{b}, \underline{V}, P$ 는 중력, 속도 그리고 압력의

절점치를 각각 나타내며, 이 식에 포함되어 있는 계수행렬들은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} M &= \int N^T N d\Omega \\ K_1 &= \int N^T,_{,a} N,_{,a} d\Omega \\ K_2 &= \int N^T N,_{,a} n,_{,a} d\Gamma \\ \underline{C}_1 &= \int N^T,_{,a} N,_{,a} d\Omega \\ \underline{C}_2 &= \int N^T N,_{,a} n,_{,a} d\Gamma \\ \underline{F}_b &= \int N^T \underline{b} d\Omega, \quad (\alpha+1, 2) \text{이고 } \underline{n} = (n_1, n_2) \end{aligned} \tag{11}$$

위의 각 계수들은 유체영역의 형상변화에 따라 지속적으로 변한다.

3.2 Splitting Method

수치계산의 편의를 도모하기 위하여, 가속도 $\dot{\underline{V}}$ 를 점성 및 중력에 의한 항과 압력에 의한 항으로 분할하기로 한다. 즉

$$\dot{\underline{V}} = \dot{\underline{V}}(\nu, \underline{b}) + \dot{\underline{V}}'(P) \tag{12}$$

이는 식 (10)과 같은 연립방정식을 분할하는 소위 Fractional Step Method라고도 알려져 있으며, 나중에 $\dot{\underline{V}}$ 는 중간속도를 그리고 $\dot{\underline{V}}'$ 은 중간속도를 수정하여 최종속도를 구하는데 사용된다.

이 식을 운동방정식 (10)에 대입하고 정리하면 분할된 속도에 대해서 다음의 식으로 된다.

$$M \dot{\underline{V}} + \nu K_1 \underline{V} = \underline{F}_b + \nu K_2 \underline{V} \tag{13}$$

$$M \dot{\underline{V}}' - \frac{1}{\rho} \underline{C}_1 P = -\frac{1}{\rho} \underline{C}_2 P \tag{14}$$

식 (14)를 변형하면,

$$M(\dot{\underline{V}} - \dot{\underline{V}}') - \frac{1}{\rho} \underline{C}_1 P = -\frac{1}{\rho} \underline{C}_2 P$$

이고, 이 식에 M^{-1} 과 \underline{C}_1^T 를 차례로 전승 (premultiplication)하면

$$\underline{C}_1^T (\dot{\underline{V}} - \dot{\underline{V}}') - \frac{1}{\rho} \underline{C}_1^T M^{-1} \underline{C}_1 P = -\frac{1}{\rho} \underline{C}_1^T M^{-1} \underline{C}_2 P \tag{15}$$

를 얻는다.

한편, 수치계산시 시간간격을 충분히 작게하면 연속방정식 (9)로부터

$$\underline{C}_1^T \dot{\underline{V}} = 0$$

로 할 수 있으므로, 따라서 식 (15)는 다시

$$-\underline{C}_1^T M^{-1} \underline{C}_1 P + \underline{C}_1^T M^{-1} \underline{C}_2 P = \rho \underline{C}_1^T \dot{\underline{V}} \tag{16}$$

로 된다. 여기서 식 (11)의 각 행렬의 성질을 이

용하면

$$\underline{C}_1^T M^{-1} \underline{C}_1 = K_1$$

$$\underline{C}_2^T M^{-1} \underline{C}_2 = K_2$$

로 되므로, 따라서 (16)은 다음과 같이 쓸 수 있게 된다.

$$(-K_1 + K_2)P = \rho \underline{C}_1^T \dot{\underline{V}} \quad (17)$$

이 식은 비압축성 유동의 조건(연속방정식)을 나타낸다.

이상을 요약하면, 본 논문에서 다루고 있는 문제는 결국 다음의 식들을 푸는 것으로 귀결된다.

$$M \dot{\underline{V}} + \nu K_1 \underline{V} = \underline{F}_b + \nu K_2 \underline{V} \quad (18)$$

$$(-K_1 + K_2)P = \rho \underline{C}_1^T \dot{\underline{V}} \quad (19)$$

$$M \underline{V} = \frac{1}{\rho} (\underline{C}_1 - \underline{C}_2)P \quad (20)$$

식 (18)로부터 $\dot{\underline{V}}$ 를 구하고, 이를 식 (19)에 대입하여 풀으므로써 P를 구하며 이를 다시 식 (20)에 대입하므로써 \underline{V}' 를 구하게 된다. 따라서 $\dot{\underline{V}}$ 과 \underline{V}' 의 합으로 \underline{V} 를 구하며 결국 다음 순간의 \underline{V} 를 추정할 수 있게 된다.

3.3 Explicit Time-Marching Computation

시간축에 대해 비선형계인 식(18), (19), (20)을 풀기위해 앞에서 정의한 각각의 속도 성분을 다음과 같이 놓기로 한다.

$$\dot{\underline{V}} = \frac{1}{\Delta t} (\underline{\tilde{V}}^{n+1} - \underline{V}^n) \quad (21)$$

$$\underline{V}' = \frac{1}{\Delta t} (\underline{V}^{n+1} - \underline{\tilde{V}}^{n+1}) \quad (22)$$

여기서, 첨자 n, n+1은 각각 $t=t^n, t=t^{n+1}$ ($=t^n + \Delta t$)에서의 값을 의미한다. 식 (21), (22)를 식 (18), (19), (20)에 대입하고 Δt 를 충분히 작다고 가정하면 결국 다음식들을 얻게된다.

$$M^n \underline{\tilde{V}}^{n+1} = M^n \underline{V}^n + \Delta t [\underline{F}_b^n - \nu (K_1^n - K_2^n) \underline{V}^n] \quad (23)$$

$$(-K_1^n + K_2^n) P^{n+1} = - \frac{\rho}{\Delta t} \underline{C}_1^{nT} \underline{\tilde{V}}^{n+1} \quad (24)$$

$$M^n \underline{V}'^{n+1} = \frac{\Delta t}{\rho} (\underline{C}_1^n - \underline{C}_2^n) P^{n+1} \quad (25)$$

여기서, 각식의 계수들의 첨자 n과 n+1은 $t=t^n, t=t^{n+1}$ 에 대응하는 유체영역에 대한 계수들

이란 의미이며, 예를 들어 $M^n = M(\Omega^n)$ 을 나타낸다.

$t=t^{n+1}$ 에서의 \underline{V}^{n+1} 로부터 새로운 절점의 위치는 다음과 같이 구하기로 한다.

$$\underline{X}^{n+1} = \underline{X}^n + \frac{1}{2} \Delta t (\underline{V}^{n+1} + \underline{V}^n) \quad (26)$$

한편, 식 (24)로부터 구한 압력으로부터 강체의 수면접촉부분에 작용하는 충격량을 구할 수 있으며, 따라서 다음 순간의 강체의 속도는 운동량-충격량 법칙으로부터 구한다.

$$m \underline{U}^{n+1} - m \underline{U}^n = \int \underline{T} d\Gamma \cdot \Delta t \quad (27)$$

여기서, m : 강체의 질량

\underline{T} : traction (pressure)

이다.

4. 계산 결과 및 고찰

계산에 사용한 유체영역의 요소분할 예와 충돌물체의 주요 치수 및 계산조건을 각각 Fig.2 와 Table 1에 보인다.

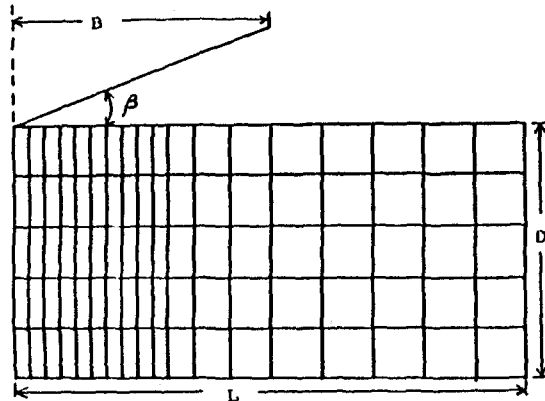


Fig.2. Mesh Discretization

Table 1. 충돌물체의 주요치수 및 계산조건

m (kg)	32.0				
B (m)	0.5				
D (m)	0.5				
L (m)	1.0				
tan beta	2/5		1/5	1/10	
\dot{U} (m/sec)	1.0	1.5	2.0	1.0	1.0
Δt (sec)	0.005	0.002	0.002	0.002	0.002

한편, contact surface condition을 근사적으로 만족시키기 위해 충분히 작은 시간간격 Δt 의 도입을 전제로 하여 Fig.3과 같은 contact node의 위치수정을 매 시간 step의 최종단계에서 수행하였다. 이러한 수정과정을 거쳤음에도 불구하고 contact condition을 정밀하게 만족시키기 위해 contact node의 압력수정을 통한 반복 계산으로 얻을 수 있는 결과와 거의 차이가 없었다.

본 계산에서는 매 시간 step의 초기 주요 입력자료인 contact velocity는 전절에서 말한 바와 같이 운동량 balance로부터 구하였으며, 또한 연속방정식도 계산과정중에 간접적으로 도입되었으므로, 올바른 계산의 수행 여부를 확인하기 위하여 Fig.4와 Fig.5에 시간의 변화에 따른 유체량의 변화 및 에너지의 변화를 조사해 보았다. 유체의 비압축성 조사에 있어서, 충돌속도 1.0m/sec의 경우 0.3초(60 step)경과후 총 유체량의 1.26% 감소 정도의 계산오차가 초래되었으나 Δt 가 0.002초의 경우에는 0.3초 경과후의 유체감소량을 0.2%이내로 줄일 수 있어 연속방정식이 제대로 고려되고 있음을 확인할 수 있다(그림에는 나타내지 않았음). 한편, energy balance를 조사한 Fig.5에서 보는 바와 같이 0.3초 경과후 오직 5.5%정도의 오차가 초래되었으며, 이 역시 Δt 를 0.002초로 한 경우 충돌후 0.3초 경과후의 오차를 1%이내로

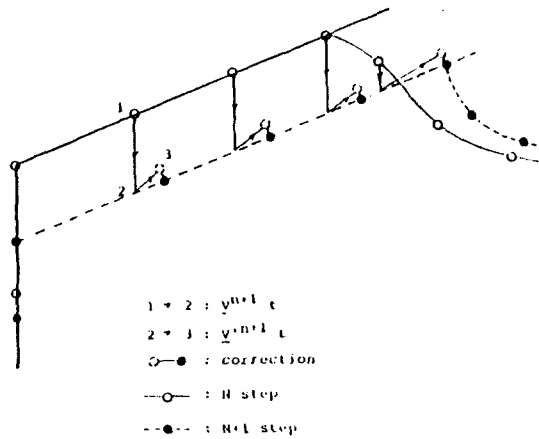


Fig.3. Position Correction of Contact Nodes

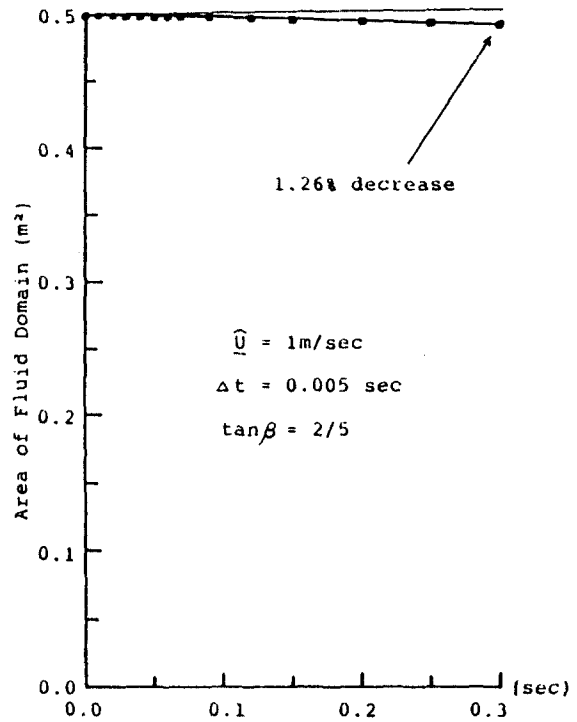


Fig.4. Incompressibility Check

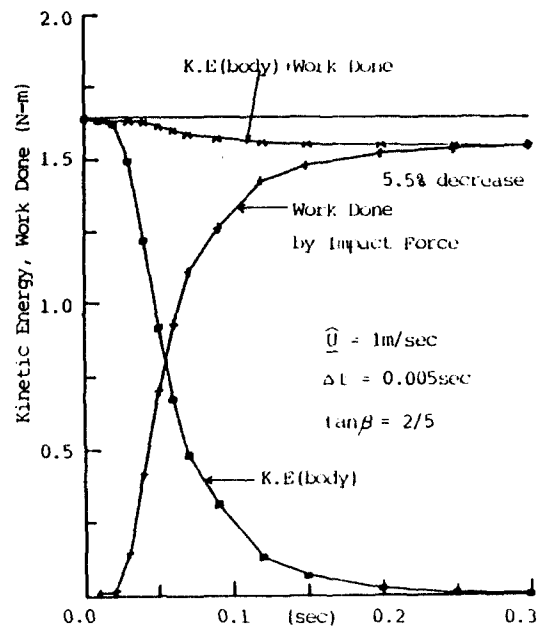


Fig.5. Energy Balance Check

줄일 수 있고, 더우기 미미하긴 하지만 충격력에 의한 일을 포함시키면 오차가 더욱 줄어들 것이므로 본계산법에서 취한 바와 같이 운동량-충격량 법칙에 의한 contact velocity의 추정치 충분히 유효하다고 보여진다.

한편 $\beta = \tan^{-1}(2/5)$ 인 경우에 대해 contact velocity의 변화에 대한 계산결과를 Fig.6에 보인다. Contact velocity의 시간변화는 충격압력 및 충격외력의 시간변화에 결정적인 역할을 하므로 이의 정확한 추정은 무엇보다도 중요하다고 할 수 있다.

Fig.7, 8, 9에는 각각 $\beta = \tan^{-1}(2/5)$, $\hat{U} = 1.0\text{m/sec}$ 의 경우, $\beta = \tan^{-1}(2/5)$, $\hat{U} = 2.0\text{m/sec}$ 의 경우, 그리고 $\beta = \tan^{-1}(1/10)$, $\hat{U} = 1.0\text{m/sec}$ 의 경우에 대해, 강체의 수면충돌시 자유표면의

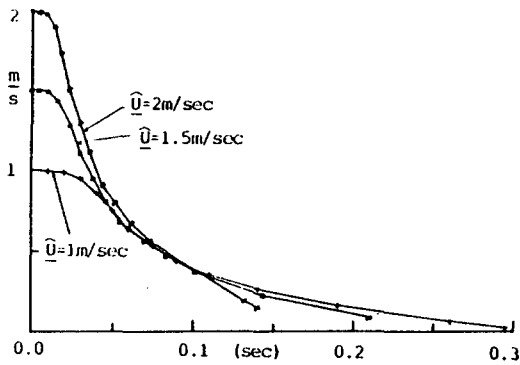


Fig.6. Time Variation of Contact Velocity($\tan \beta = 2/5$)

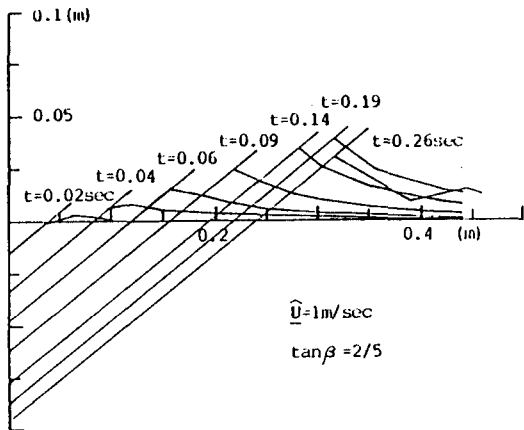


Fig.7. Free Surface Configuration(A)

형상변화를 나타낸다. 유한요소법을 사용한 수치계산에 의하면 일반적으로 요소의 거동이 실제의 경우에 대해 경직성을 띤다는 사실로부터 본 계산에 의한 tip splash가 실제보다 과소평가되어 있다고 보여지나, 자유표면 상승으로 인한 점수표면적의 증가가 충격압력의 분포에 미치는 영향이 이를 무시한 경우와 어떻게 다를 수 있을가를 명확하게 보여준다.

충격압력분포의 시간변화를 $\beta = \tan^{-1}(2/5)$, $\hat{U} = 1.0\text{m/sec}$ 의 경우에 한해 Fig.10에 보인다. 압력은 충돌후 시간의 경과와 더불어 우선 접촉면 중심부위의 압력이 증가하며 그 이후 최대압력은 tip방향으로 옮겨가는 사실을 알 수 있다. 충돌시간을 통틀어 최대충격압력은 접촉면 중심부에 나타나며, 이러한 경향은 $\beta = \tan^{-1}(1/10)$ 인 경우에 대해서도 마찬가지로 보여짐으로써, 압력분포의 최대치에 대한 Wagner[2]의 결과와 서로 상반된다. 이는 Wagner등이 최대압력이 tip방향으로 옮겨가는 동안의 시간

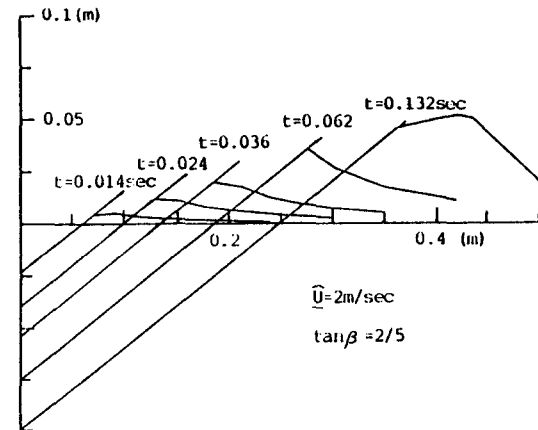


Fig.8. Free Surface Configuration(B)

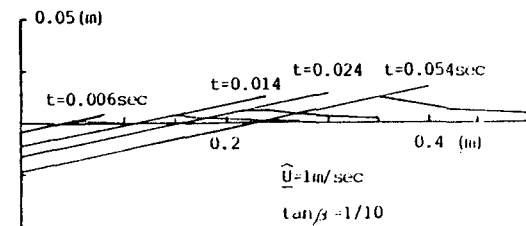


Fig.9. Free Surface Configuration(C)

경과와 이 동안의 contact velocity의 감소를 무시하고, 충돌속도를 $\underline{U} = \text{const.}$ 로 가정한 것에 기인하는 것으로 생각된다.

Fig.11에는 충격압력분포의 적분치로 나타나는 충격외력과 충돌속도와의 상관관계를 보인다. 충격외력은 충돌후 급격히 상승하여 비교적 완만하게 하강하는 당연한 결과를 보여주고 있으며 최대치까지 도달하는 시간은 충돌속도가 클수록 짧다.

Fig.12에는 충돌속도 $\hat{U} = 1\text{m/sec}$ 의 동일조건에 대해 $\tan\beta = 2/5, 1/5, 1/10$ 인 경우에 대해 충격외력의 시간변화를 비교하여 나타낸다. Deadrise angle의 감소는 충돌속도의 증가에 상응하는 정성적 경향을 보임을 알 수 있다.

5. 결 론

이상과 같은 고찰로부터 다음과 같은 몇가지 결론을 유도할 수 있다.

- (1) 강체-유체 충돌문제를 해석하는데 있어 Lagrangian유한요소법의 적용의 타당성 및 유효성이 입증되었다.
- (2) 접촉면 조건을 근사적으로 만족하는 explicit calculation으로도 충분히 작은 계산시간 간격을 도입함으로써 충돌 mechanism에 대

한 정성적, 그리고 정량적인 설명이 가능하다.

(3) 본 계산법에 의한 자유표면 변위의 계산 결과는 실제의 경우에 비해 과소평가되고 있다고 보여지나, 강체-유체 충격문제에 있어

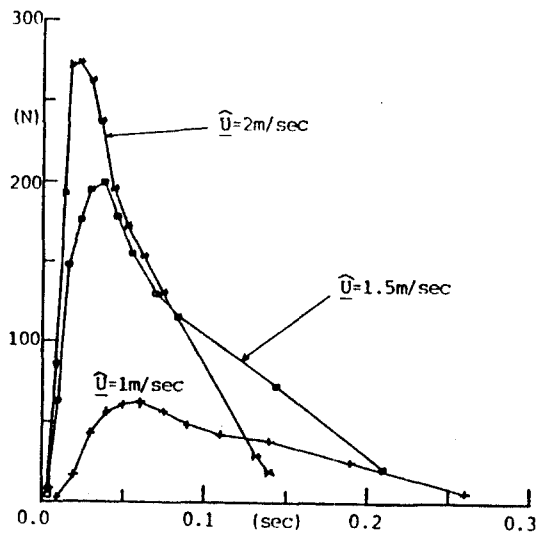


Fig.11. Impact Forces ($\tan\beta = 2/5$)

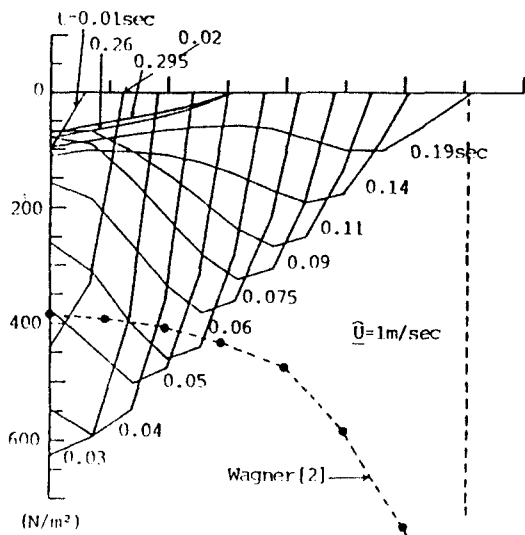


Fig.10. Pressure Distribution ($\tan\beta = 2/5$)

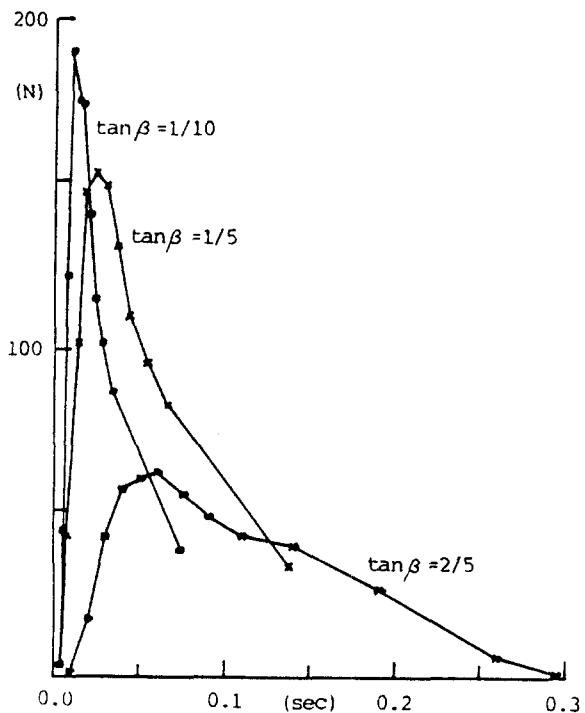


Fig.12. Impact Forces ($\hat{U} = 1\text{m/sec}$)

splash의 영향은 특히 압력분포의 추정에 무시 못할 인자로 여겨지며, 따라서 엄밀한 자유표면조건의 고려가 요망된다.

(4) 충격압력 및 충격외력은 충돌후 contact velocity에 결정적으로 의존하는바, 이의 정확한 추정이 필요하며 time-stepping 계산을 수행할 경우 운동량-충격량 법칙으로부터 구함으로써 충분하게 보인다.

참 고 문 헌

- [1] Th. von Karman, "The Impact on Seaplane Floats during Landing", NACA, TN 321, 1929
- [2] V. H. Wagner, "Über Stoss- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten", ZAMM, Bd 12, 1932
- [3] Z. N. Dobrovolskaya, "On Some Problems of Similarity Flow of Fluid with a Free Surface" J. of Fluid Mech., Vol. 36, 1969
- [4] O. F. Hughes, "Solution of the Wedge Entry Problem by Numerical Conformal Mapping", J. of Fluid Mech., Vol. 56, 1972
- [5] Bishop, R.E.D. and Price, W.G., "Hydroelasticity of Ships", Cambridge University Press, 1979
- [6] Yamamoto, Y., Fukasawa, T., Fujino, M. and Motora, S., "Motion and Longitudinal Strength of a Ship in Head Sea and the Effect of Nonlinearities(4th report)", J.S.N.A. Vol. 150, 1981
- [7] C.G.Kang, "Evaluation of Impact Loads Associated with Flare Slamming", 대한조선학회지, 제27권 3호, 1990
- [8] Tanizawa, K., "Self-Similar Solution of Wedge Entry Problem by BEM" J. Kansai Soc. Naval Arch., Japan, Vol. 196, 1985
- [9] B.Yim, "Investigation of Gravity and Ventilation Effects in Water Entry of Thin Foils", Proc. of the IUTAM Symposium held in Leningrad, 1973
- [10] J. Donea et al, "Finite Element Solution of the Unsteady Navier-Stokes Equations by a Fractional Step Method", Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 30, 1982
- [11] 이판목, 홍석원, 홍사영, "Lagrangian 유한요소법을 이용한 2차원 탱크내 유동해석", 대한조선학회지, 제27권 2호, 1990
- [12] B.Ramaswamy, M.Kawahara, "Lagrangian Finite Element Analysis Applied to Viscous Free Surface Fluid Flow", Int. J. Numer. Methods in Fluid, Vol. 7, 1987