

# 이상유동에 대한 ALE Godunov법을 이용한 구대칭 수중폭발 해석

신상묵<sup>\*1</sup>, 김인철<sup>2</sup>, 김용직<sup>2</sup>

## NUMERICAL ANALYSIS ON A SPHERICALLY SYMMETRIC UNDERWATER EXPLOSION USING THE ALE GODUNOV SCHEME FOR TWO-PHASE FLOW

S. Shin<sup>\*1</sup>, I.C. Kim<sup>2</sup> and Y.J. Kim<sup>2</sup>

*A code is developed to analyze a spherically symmetric underwater explosion. The arbitrary Lagrangian-Eulerian(ALE) Godunov scheme for two-phase flow is used to calculate numerical fluxes through moving control surfaces. For detonation gas of TNT and liquid water, the Jones-Wilkins-Lee(JWL) equation of states and the isentropic Tait relation are used respectively. It is suggested to use the Godunov variable to estimate the velocity of a material interface. The code is validated through comparisons with other results on the gas-water shock tube problem. It is shown that the code can handle generation of discontinuity and recovering of continuity in the normal velocity near the material interface during shock waves interact with the material interface. The developed code is applied to analyze a spherically symmetric underwater explosion. Repeated transmissions of shock waves are clearly captured. The calculated period and maximum radius of detonation gas bubble show good agreements with experimental and other numerical results.*

**Key Words:** 압축성 이상유동(Compressible Two-Phase Flow), 매질경계면(Material Interface), 충격파(Shock Wave), 폭발가스(Detonation Gas Bubble), JWL 상태방정식(JWL Equation of State), Tait 방정식(Tait Relation)

### 1. 서 론

압축성 효과가 고려된 해수와 기체에 대한 이상유동 해석은 여러 가지 상황에서 요구된다. 잠수함의 발사관에서 압축공기를 이용하여 무장을 사출하는 경우, 요구되는 사출력과 발사관내 허용 가능한 압력 조건 만족 여부를 검토하여야 한다. 또한 모함 근처에서 수중로켓을 점화하는 경우 이에 의한 충격파에 대한 고려가 요구된다. 그리고 수중폭발에 의한 합정의 손상을 예측하기 위한 입력 자료로도 해수에서 전파되는 충격파에 대한 해석이 요구된다.

명확한 매질경계면을 갖는 해수-기체의 이상유동과 같이 매질의 상태방정식에 급격한 변화가 있는 경우, 매질경계면에서 발생하는 수치해석상의 작은 오차도 음의 절대압력과 같은 비물리적인 결과나 수치해의 불안정성을 초래할 수 있다.

Arbitrary Lagrangian-Eulerian(ALE) 기법의 경우, 매질경계면을 Lagrangian 면으로 만듦으로써 매질들이 혼합된 요소가 발생하지 않는다. 이에 따라 모든 요소에서의 상태방정식을 항상 명확하게 정의할 수 있다. 또한 매질경계면에서 검사표면에 대한 유체입자들의 상대속도가 영이기 때문에 매질경계면에서 압력에 의한 플럭스만 고려하면 되는 장점을 갖게 된다. Smith[1]는 ALE AUSM 기법을 이용하여 구대칭 수중폭발 문제를 해석하였다. 이때 TNT 폭발가스는 Jones-Wilkins-Lee (JWL) 상태방정식으로 모사되었고 압축성 효과가 고려된 해수를 모사하기 위해서는 Tait 방정식이 사용되었다. Luo et al.[2]은 이상유동에 대한 ALE 기법에서 플럭스 계산을 AUSM+, HLLC 및 Godunov법을 이용한 경우에 대한 결과를 비교하고, 매질의 상태방정식 형태에 급격한 변화가 있는 경우 AUSM+에 비해 HLLC 및 Godunov법이 더 정확한 결과를 준다고 보고하였다. 신상묵 등[3]은 ALE Godunov법을 이용하여 1차원 압축성 이상유동에 대한 해석을 수행하였다. 본 연구에서는 ALE Godunov법을 이용한 1차원 압축성 이상유동 해석 코드를 확장하여 구대칭 수중폭발 문제를 해석하였다.

접수일: 2005년 11월 10일, 심사완료일: 2005년 12월 30일.

1 정희원, 부경대학교 조선해양시스템공학과

2 비희원, 부경대학교 조선해양시스템공학과

\* Corresponding author E-mail: smshin@pknu.ac.kr

## 2. 수치해석

### 2.1 지배방정식 및 ALE 기법

지배방정식은 압축성 매질에 대한 Euler 방정식으로 움직이는 검사체적에 대해 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega(t)} Q d\Omega + \oint_{\Gamma(t)} F d\Gamma = 0 \quad (1)$$

여기서  $\Omega(t)$ 는 임의 순간의 검사체적이고  $\Gamma(t)$ 는 그 검사표면이다. 종속변수  $Q$  및 플럭스 벡터  $F$ 는 다음과 같다.

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \vec{v} \\ \rho E \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho(\vec{v} - \vec{x}) \cdot \vec{n} \\ \rho(\vec{v} - \vec{x}) \cdot \vec{n} \vec{v} + p \vec{n} \\ \rho(\vec{v} - \vec{x}) \cdot \vec{n} E + p \vec{v} \cdot \vec{n} \end{bmatrix} \quad (2)$$

여기서  $\rho, p, E$ 는 각각 밀도, 압력 및 전에너지(total energy)이다.  $\vec{v}, \vec{x}$ 는 유체입자의 속도 및 검사표면의 이동속도이고  $\vec{n}$ 은 검사표면의 법선방향 단위벡터이다. 매질경계면을 Lagrangian면으로 하기 위하여 매질경계면에서는  $\vec{x}$ 가  $\vec{v}$ 와 같도록 검사표면이 이동되며, 그 외의 검사표면의 이동속도는 임의로 주어진다. 본 계산에서는 매질경계면과 계산영역의 경계 사이에서 검사표면의 이동속도가 선형적으로 변화하도록 주어졌다.

### 2.2 이상유동에 대한 ALE Godunov 플럭스

액체를 포함한 일반적인 압축성 이상유동에 적용할 수 있는 ALE Godunov법에 의한 플럭스는 Colella 등에 의해 유도되었다[2,3]. 이 방법에서는 밀도와 내부에너지  $e$ 로부터 압력과 음속  $c$ 가 결정된다는 가정 외에는 매질에 대한 어떠한 가정도 사용하지 않는다. 따라서 통상의 압축성 매질에 대한 Tammann 형태의 상태방정식[4] 외에도 거의 비압축성에 가까운 해수에 대한 모사인 Tait 방정식이나 또는 복잡한 TNT 폭발가스의 거동에 대한 모사인 JWL 방정식으로 표현되는 매질들에 대한 이상유동 해석에도 적용할 수 있다.

이러한 이상유동에 대한 ALE Godunov 플럭스 계산과정 중에는 경계면 양쪽에서의 종속변수들의 불연속이 고려된 경계면의 속도가 추정된다. 신상목 등[3]은 매질경계면을 Lagrangian면으로 만들기 위해 필요한 검사표면의 이동속도를 추정함에 있어 ALE Godunov 플럭스 계산과정에서 추정되는 경계면에서의 속도를 사용할 것을 제안하였다. 이러한 방법은 기존의 Luo *et al.*[2]의 연구에서는 보고되지 않았으며 다음과 같은 관점에서 장점을 가질 것으로 판단된다. 대부분의 경우

법선 속도는 매질경계면에서 연속해야만 한다. 따라서 매질경계면에 인접한 두 매질의 법선 속도의 평균으로 매질경계면의 법선 속도를 추정하여도 대부분의 시간동안에는 아무런 문제도 발생하지 않을 것이다. 그러나 한 쪽 매질에서 충격파가 발생하여 매질경계면에 도달하는 순간 매질경계면에서도 법선 속도의 불연속이 순간적으로 발생한다. 이러한 경우 인접한 두 매질에서의 법선 속도의 평균값은 실제 매질경계면의 이동 속도와는 차이를 갖게 된다. 이러한 차이는 물과 공기와 같이 두 매질의 밀도에 대단히 큰 차이가 있는 경우 더욱 명확하게 나타날 것이다. 이러한 추정은 계산결과에 포함된 충격파와 매질경계면의 간섭 문제 해석결과에서 명확하게 확인된다.

### 2.3 구대칭 문제에서의 기하학적 보존식 및 플럭스

ALE 기법을 사용하는 경우, 격자의 변형에 기인하는 종속변수 보존에 대한 위배가 초래될 수 있다. 이를 방지하기 위해서는 검사체적 크기  $\Omega$ 의 시간변화와 검사표면의 이동속도  $\vec{x}$  사이에는 다음의 기하학적 보존법칙(geometrical conservation law)이 만족되어야 한다.

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} - \oint_{\Gamma} \vec{x} \cdot \vec{n} d\Gamma = 0 \quad (3)$$

1차원 해석의 경우 식 (3)은 쉽게 만족되나, 그 외의 경우에는 검사체적과 검사표면의 크기 계산에 주의가 필요하다. 구대칭 검사체적이 사용되는 경우 검사체적의 크기와 검사표면의 크기 사이에는 다음의 관계가 성립되어야 함이 Lesoinne *et al.*[5]에 의해 보고되었다. 임의의 순간에 반경  $r_{i-1/2}$ 와  $r_{i+1/2}$  사이에 위치한 검사체적의 크기  $V_i$ 와  $n$ 번째 시간단계에 반경  $r^n$ 에서  $n+1$ 번째 시간단계에 반경  $r^{n+1}$ 로 이동한 검사표면의 크기  $S^{n+1/2}$  사이에는 다음의 관계식이 만족되어야 한다.

$$S^{n+1/2} = C((r^{n+1})^2 + r^{n+1}r^n + (r^n)^2) \quad (4)$$

$$V_i = C(r_{i+1/2} - r_{i-1/2}) \left( (r_{i+1/2})^2 + r_{i+1/2}r_{i-1/2} + (r_{i-1/2})^2 \right) \quad (5)$$

여기서  $C$ 는 식 (4),(5)에서 동일하게 주어지는 상수이다. 시간간격  $\Delta t$  동안 일정하다고 가정된 절점의 이동 속도로부터 절점들의 새로운 위치를 계산하고 매 순간 검사체적의 크기  $V_i$ 는 식 (5)로 계산된다. 시간간격  $\Delta t$  동안 검사표면을 통과하는 플럭스 계산에 필요한  $1/2\Delta t$ 에서의 검사표면의 크기  $S^{n+1/2}$ 는 식 (4)로 계산된다.

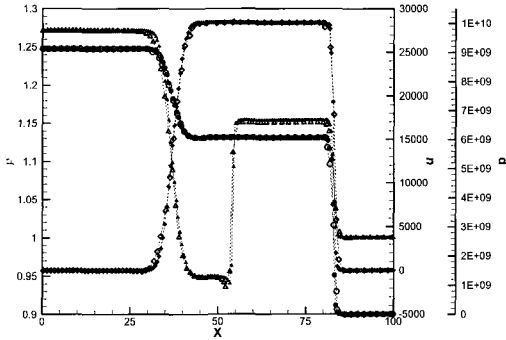


Fig. 1 Distributions of density, velocity and pressure for the gas-water shock tube(open symbols: Luo et al.[2], filled symbols: present)

구대칭 유동의 경우 반경방향 이외의 속도 성분은 영이므로 반경에 따른 양단 검사표면의 크기 변화만 고려하면 1차 원에서 유도된 플럭스를 그대로 사용할 수 있다. 그러나 압력에 의한 플럭스는 검사체적 양단의 검사표면 외에도 닫힌 검사표면 모두에서 압력의 영향이 포함되어야 한다.

2.4 폭발가스 및 해수의 상태방정식

TNT 폭발가스의 거동은 다음과 같은 JWL 상태방정식 및 음속으로 모사되었다[1,2].

$$p = A \left(1 - \frac{\omega \rho}{R_1 \rho_0}\right) e^{-\frac{R_1 \rho_0}{\rho}} + B \left(1 - \frac{\omega \rho}{R_2 \rho_0}\right) e^{-\frac{R_2 \rho_0}{\rho}} + \omega \rho e \tag{6}$$

$A=3.712 \times 10^{12}$ ,  $B=0.0323 \times 10^{12}$ ,  $R_1=4.15$ ,  $R_2=0.95$ ,  $\omega=0.3$

$$c^2 = \frac{\partial p(\rho, e)}{\partial e} \frac{p}{\rho^2} + \frac{\partial p(\rho, e)}{\partial \rho} \tag{7}$$

해수에 대한 모사를 위해서는 다음과 같은 Tait 방정식이 사용되었다.

$$p = \alpha \left( \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right) + \beta \tag{8}$$

$\alpha = 3.31 \times 10^9$ ,  $\beta = 1.0 \times 10^6$ ,  $\rho_0 = 1.0$ ,  $\gamma = 7.15$

$$c^2 = \gamma \frac{p + \beta}{\rho} \tag{9}$$

여기서 사용된 상수들은 cgs 단위계에서 압력 및 음속을 계산하기 위한 수치들이다.

2.5 경계조건

계산영역의 한쪽 경계는 항상 원점에 고정되어 있고, 반대쪽 경계는 초기에 폭발가스의 경계에 가까운 해수영역에 위치한다. 이후 마지막 절점은 충격파 및 유체입자의 속도의 합보다 큰 속도로 바깥쪽으로 이동한다. 따라서 마지막 절점에서의 경계조건은 초기의 교란이 없는 상태로 명확하다.

원점에 위치한 첫 번째 절점에서의 압력 및 내부에너지 등의 종속변수들을 계산하기 위해서는 가상의 검사표면에 작용하는 압력이 추정되었다[3]. 이 압력은 원점에서의 유체입자의 속도가 영이 되게 하는 압력으로서 에너지 보존식에서 압력에 의한 플럭스를 고려하기 위해 사용되었다.

3. 계산결과 및 고찰

3.1 물과 공기에 대한 충격파관 해석

개발된 압축성 이상유동 해석 코드를 검증하기 위하여 Luo et al.[2]에 의한 계산결과가 보고된 물과 공기의 충격파관 문제가 해석되었다. 이 문제에서는 물과 공기 모두 다음과 같은 Tammann 형태의 상태방정식으로 모사되었다.

$$\rho e = \frac{p + \gamma P_c}{\gamma - 1} \tag{10}$$

여기서  $P_c$ 는 액체와 같이 거의 비압축성에 가까운 매질 특성을 표현하기 위해 도입되는 상수이다. 계산영역은  $0 < x < 100$ 이고, 초기에  $x=50$ 에서 불연속이 존재한다. 물과 공기에 대한 물성치 및 초기조건은 Luo et al.[2]이 사용한 값과 동일하며 다음과 같다.

$\rho_L=1.271$ ,  $u_L=0$ ,  $p_L=9.119 \times 10^9$ ,  $\gamma_L=1.4$ ,  $P_{cL}=0$

$\rho_R=1.000$ ,  $u_R=0$ ,  $p_R=1.013 \times 10^6$ ,  $\gamma_R=7.0$ ,  $P_{cR}=3.040 \times 10^9$

주어진 물성치는 cgs 단위계에서 폭발가스와 같은 고압의 공기와 1기압에서의 물을 모사한다. 이 문제는 단순하기는 하지만 물성치의 급격한 변화 때문에 수치해석이 대단히 어려운 문제로 알려지고 있으며, ALE AUSM+의 경우 수치해에 심각한 진동이 발생한다고 보고되었다[2]. Fig. 1은  $t=1.56 \times 10^{-4}$  경과 후 물과 공기에서의 밀도, 속도 및 압력 분포에 대한 본 계산결과와 Luo et al.[2]의 결과의 비교를 보여준다. 그림에서 채워진 기호는 본 계산결과이고 빈 기호들이 Luo et al.[2]의

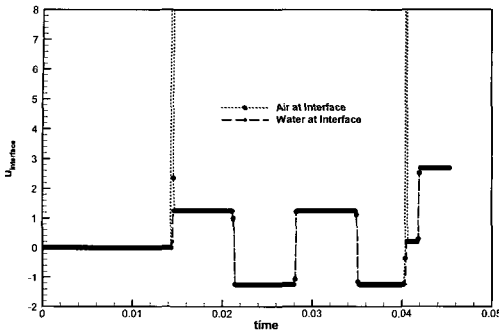


Fig. 2 Time histories of velocities of water and air particles at the material interface

결과이다. 계산결과와 격자계나 시간간격에 대한 의존도는 1차원 해석에서 수행되었으며[3], 그 결과 계산의 안정성을 위해 요구되는 시간간격이 대단히 작아서 안정성이 확보되는 범위 내에서는 시간간격의 크기에 따른 수치해의 변화가 거의 없는 것으로 나타났다.

### 3.2 충격파와 매질경계면의 간섭

개발된 코드를 이용하여 물과 공기가 채워진 관에서 발생한 충격파가 매질경계면과 간섭하는 현상이 모사되었다. 초기의 계산영역은  $0 < x < 1000$ 이고  $x=500$ 에 매질경계면이 존재하며 초기조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \rho_L &= 1.271 \times 10^3, u_L = 0, p_L = 1.013 \times 10^6, \gamma_L = 1.4, P_{cL} = 0 \\ \rho_R &= 1.000, u_R = 0, p_R = 1.013 \times 10^6, \gamma_R = 7.0, P_{cR} = 3.040 \times 10^9 \end{aligned}$$

물 쪽의 오른쪽 경계인  $x=1000$ 에는 고정된 강체의 벽이 존재하고 공기 쪽의 왼쪽 경계인  $x=0$ 에는 움직이는 벽이 위치한다. 공기 쪽의 벽은  $t=0^+$  이후  $u=2000$ 의 일정한 속도로 매질경계면 쪽으로 이동한다. 공기 쪽의 벽이 갑자기 움직이기 시작하기 때문에 공기 쪽에서는 충격파가 발생하여 음속으로 매질경계면에 도달한다. 충격파는 매질경계면에서 반사 및 투과되어 공기와 물에서 매질경계면으로부터 멀어지는 쪽으로 전파해간다. 이후 물 쪽으로 투과된 충격파는 고정된 강체 벽에서 반사되어 다시 매질경계면 쪽으로 전파된다. 이렇게 물에서 전파된 충격파가 매질경계면에 도달하는 경우에는 공기 쪽으로 거의 투과하지 않고 전반사된다. 공기에서는 물에 비하여 음속이 작기 때문에 이러한 반사 과정이 물에서 여러 번 반복된 후에야 다시 움직이는 벽에서 반사된 충격파가 매질경계면에 도달한다.

Fig. 2는 충격파가 매질경계면에서 투과 및 반사를 반복하는 동안 매질경계면에 인접한 물과 공기 입자 속도들의 시간

에 따른 변화를 보여준다.  $t=0.0145$ 에는 충격파가 처음 매질경계면에 도달하는 순간이다. 이 순간 공기 입자는 큰 속도( $u=2000$ )로 밀리지만 물 입자의 속도는 대단히 작음을 알 수 있다. 이러한 범선 속도의 불연속은 순간적으로 사라져 공기 입자도 물 입자와 같이 작은 속도로 움직인다.  $t=0.0213$ 에서는 강체 벽에서 반사된 충격파가 물에서 매질경계면에 도달한 순간이다. 이 순간에는 충격파는 다시 물로 거의 전반사가 이루어지며 물과 공기의 범선 속도에 불연속이 발생하지 않음을 확인할 수 있다. 이후 충격파는 매질경계면과 물 쪽의 강체 벽 사이에서 반사를 반복한다.  $t=0.0404$ 에서는 초기에 매질경계면에서 공기 쪽으로 반사된 충격파가 움직이는 벽에 반사되어 다시 매질경계면에 도달하는 순간이다. 이때에는 공기 입자가 다시 큰 속도로 밀리면서 범선 속도의 불연속이 순간적으로 발생한 후 연속한 속도를 회복함을 확인할 수 있다.

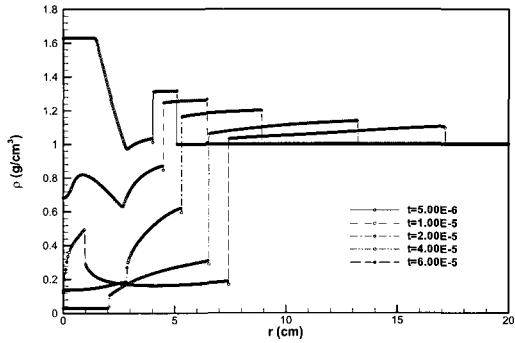
### 3.3 구대칭 수중폭발 해석

개발된 구대칭 이상유동 해석 코드를 이용하여 수심 91.4m에 위치한 반경 3.5287cm의 무게 300g의 TNT가 폭발한 경우에 대한 해석이 이루어졌다. 이 경우에 대해서는 Swift et al.[6]에 의한 실험결과와 다른 계산결과[2]가 보고되어있다. TNT 가스와 해수는 각각 JWLL 상태방정식과 Tait 방정식으로 모사되며, cgs 단위계에서 초기조건은 다음과 같다.

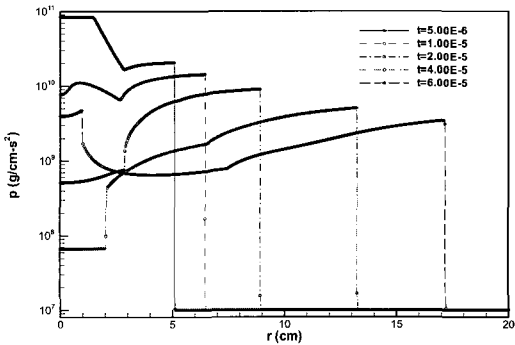
$$\begin{aligned} \rho_L &= 1.63, u_L = 0, e_L = 4.29 \times 10^{10}, 0 \leq x \leq 3.5287 \\ \rho_R &= 1.000, u_R = 0, p_R = 1.00 \times 10^7, 3.5287 \leq x \leq 25 \end{aligned}$$

Luo et al.[2]가 사용한 격자 중 가장 조밀한 격자에 해당하는 6001개의 절점이 초기에는 균일하게 배치되었다. 첫 번째 절점은 항상 원점에 고정되어 있으며 마지막 절점은 해수 영역에서 계산된 음속과 유체 속도의 합의 최대값으로 이동되었다. 매질경계면에 위치한 절점은 Godunov법에 의한 플럭스 계산과정 중 추정되는 경계의 속도로 이동되었고 나머지 절점들의 이동 속도는 경계 사이에서 선형적으로 변화되었다. 시간간격은 최대 Courant 수가 0.85가 되도록 조절되었다.

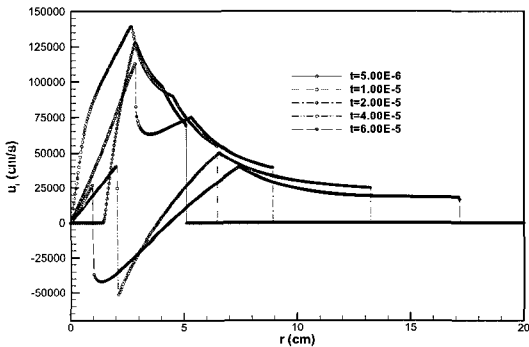
구대칭 수중폭발의 초기 단계에서 밀도, 압력 및 속도 분포의 시간에 따른 변화를 Fig. 3에 나타내었다.  $t=5.0 \times 10^{-6}$ 에서는 해수 쪽으로는 충격파가 전달되고 폭발가스에서는 팽창파가 원점 방향으로 진행한다. 이러한 팽창파는 원점에서 다시 팽창파로 반사된다. 이러한 과정 동안 폭발가스 중심에서의 압력은 급격히 감소하여 중심 방향의 큰 압력구배가 형성된다. 이러한 중심 쪽으로의 압력구배는 팽창방향의 속도를 감소시키며  $t=4.0 \times 10^{-5}$  및  $t=6.0 \times 10^{-5}$ 에서는 중심 쪽으로 움직이는 폭발가스 영역이 발생함을 속도 분포로부터 확인할 수 있다.  $t=2.0 \times 10^{-5}$ ,  $4.0 \times 10^{-5}$  및  $6.0 \times 10^{-5}$ 에서의 밀도, 압력



(a) Density distribution



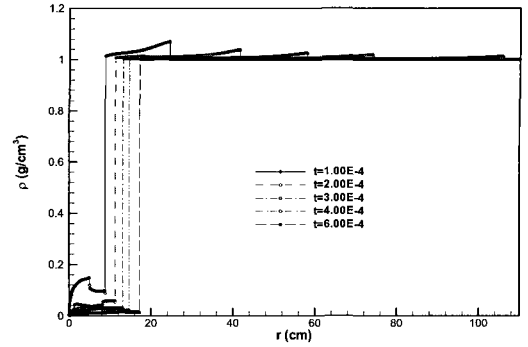
(b) Pressure distribution



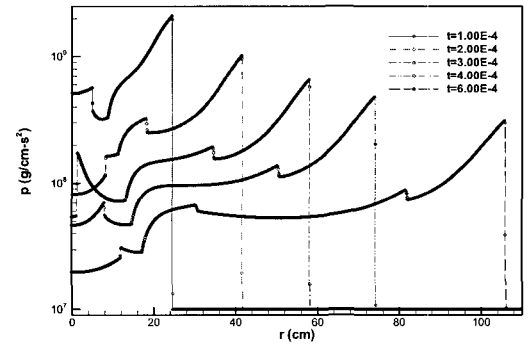
(c) Velocity distribution

Fig. 3 Density, pressure and velocity distributions during the initial phase of the spherically symmetric underwater explosion

및 속도 모두에서, 폭발가스 증속변수의 불연속이 중심 쪽으로 진행하고 있음을 확인할 수 있다. 이는 중심에서의 급격한 압력 감소로 중심 쪽으로 전파되는 충격파가 발생함을 의미한다. 이러한 충격파는 원점에서 다시 충격파로 반사되어 매질경계면으로 전파된다.



(a) Density distribution



(b) Pressure distribution

Fig. 4 Density and pressure distributions during the shock-material interface interaction phase

Fig. 4는 매질경계면으로 전파된 충격파가 해수 쪽으로 충격파를 다시 방출하는 과정동안의 밀도 및 압력 분포를 보여 준다.  $t=2.0 \times 10^{-4}$ 에서는 매질경계면에 도달한 충격파로 인해 해수 쪽으로 약화된 두 번째 충격파가 투과하였음을 확인할 수 있다. 이러한 과정은 계속 반복되어  $t=6.0 \times 10^{-4}$ 에서는 해수 쪽으로 세 번째 충격파가 투과됨을 관찰할 수 있다.

이러한 과정이 반복되는 동안 폭발가스는 계속 팽창하여 내부의 밀도와 압력은 급격히 감소해 나간다. 폭발가스 내부의 압력이 주위 해수의 압력보다 현저히 낮아진 이후에도 관성에 의해 팽창을 계속하던 폭발가스는 팽창 속도가 점점 줄어들면서 반경이 최대점에 도달한 후 수축하기 시작한다. 이러한 수축은 폭발가스 내부의 압력을 다시 상승시키다 어느 순간 다시 강한 충격파를 해수로 방출하는 붕괴 과정을 겪는다. 이러한 붕괴 과정 동안의 압력 분포를 Fig. 5에 나타내었다.  $t=0.01, 0.02$ 에서는 폭발가스 내부의 압력이 낮으나  $t=0.03$ 에서는 폭발가스의 급격한 수축으로 다시 압력이 대단히 높아져 있음을 확인할 수 있다. Table. 1에서는 본 계산에서 추정된

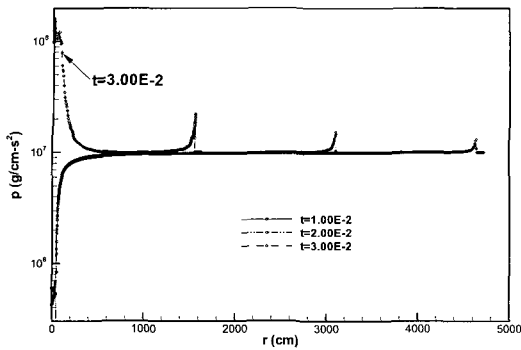


Fig. 5 Pressure distributions during the bubble collapse phase

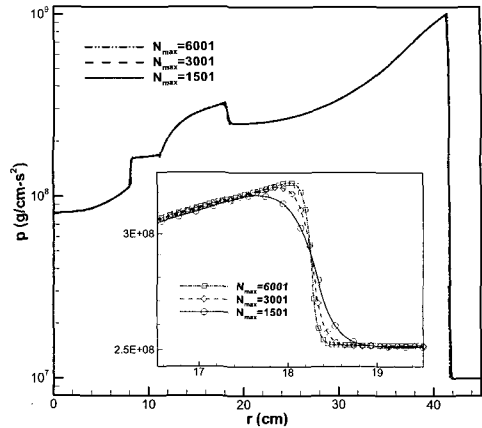


Fig. 7 Comparison of calculated pressure distributions at  $t=2.0 \times 10^{-4}$  for three different size grids;  $N_{max}=1501, 3001, 6001$

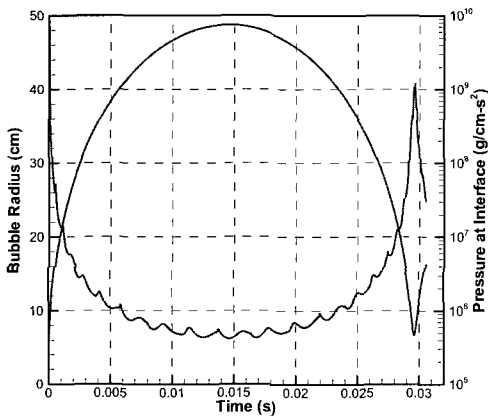


Fig. 6 Time histories of calculated bubble radius and pressure at material interface of the spherically symmetric underwater explosion

폭발가스의 최대반경 및 붕괴되기까지의 주기가 다른 실험 및 계산결과들[2,6]과 비교되었다. 폭발가스 붕괴 주기는 세 가지 결과가 거의 동일하나 최대반경의 경우 두 가지 계산들이 다소 큰 값들을 예측하고 있다. 이러한 경향은 수치해석에서는 TNT 폭발 직후 폭발가스 내부에는 균일한 상태가 형성된다고 가정되었으나 실제로는 어떤 분포를 가지며, 이러한 영향을 고려하면 더 좋은 일치를 얻을 수 있는 것으로 Wardlaw et al.[7]에 의해 보고되고 있다.

Fig. 6은 시간에 따른 폭발가스의 반경과 매질경계면에서의 압력 변화를 보여주고 있다. 매질경계면은 부드럽게 팽창 후 수축하지만, 경계면에서의 압력은 매질경계면으로 반복해서 전파되는 충격파의 영향으로 계속 진동하면서 감소 및 증가하는 경향을 확인할 수 있다.

계산결과의 격자에 대한 의존도를 조사하기 위하여, 절점의 개수를 각각 1/2과 1/4로 줄인  $N_{max}=3001, 1501$ 의 격자계를

사용하여 동일한 계산을 반복한 후  $t=2.0 \times 10^{-4}$ 에서의 압력분포를 비교하였다. 충격파 근처에서 국부적으로는 절점의 수가 줄어들수록 압력의 불연속이 다소 분산되고 있으나, 전체적인 압력분포는 세 가지 격자 모두에서 거의 동일함을 Fig. 7에서 확인할 수 있다.

#### 4. 결 론

ALE Godunov법에 의한 구대칭 이상유동 해석 코드가 개발되었다. 물과 공기에 대한 충격파 문제를 계산하고 그 결과를 다른 계산결과와 비교하여 좋은 일치를 보임을 확인하였다. 매질경계면의 속도를 Godunov 플럭스 계산과정에서 추정되는 경계에서의 속도로 근사하는 방법은 충격파와 매질경계면의 간섭 과정 중 발생하는 매질경계면에서의 법선 방향 속도의 순간적인 불연속을 제대로 모사할 수 있음을 확인하였다.

TNT 폭발가스와 해수를 JWL 상태방정식 및 Tait 방정식으로 모사하여 구대칭 수중폭발을 해석하였다. 폭발가스 내에서의 충격파의 반복적 발생 및 매질경계면에서의 주기적인 충

Table. 1 Comparisons of a period of the bubble collapse and a maximum radius of the explosion bubble

	Period (ms)	Rmax (cm)
Present Calculation	29.6	48.73
Experiment[6]	29.8	46.4
Luo et al.[2]	29.7	48.75

격과 방출 등이 포착되었다. 폭발가스의 팽창 및 수축에 따른 붕괴 과정에 있어서의 주기 및 최대반경 등은 다른 실험 및 계산결과와 비교되어 좋은 일치율을 보였다. 개발된 코드는 향후 수심 및 초기조건에 따른 수중폭발 및 수중로켓 점화에 따라 해수로 방출되는 충격파 특성 예측에 활용될 수 있을 것이다.

### 후 기

본 연구는 수중운동체 특화연구센터(UVRC)의 지원으로 수행되었음.

### 참고문헌

- [1] Smith, R., 1999, "AUSM(ALE): A Geometrically Conservative Arbitrary Lagrangian-Eulerian Flux Splitting Scheme," *J. Comput. Phys.*, Vol.150, p.268-286.
- [2] Luo, H., Baum J.D. and Lohner, R., 2004, "On the computation of multi-material flows using ALE formulation," *J. Comput. Phys.*, Vol.194, p.304-328.
- [3] 신상묵, 김인철, 김용직, 2005, "ALE Godunov법을 이용한 1차원 압축성 이상유동 해석," *대한조선학회논문집*, 제42권 4호, p.330-340.
- [4] Shyue, K.M., 1998, "An efficient shock capturing algorithm for compressible multicomponent problems," *J. Comput. Phys.*, Vol.142, p.208-242.
- [5] Lesoinne, M. and Farhat, C., 1996, "Geometric conservation laws for flow problems with moving boundaries and deformable meshes and their impact on aeroelastic computations," *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, Vol.134, p.71-90.
- [6] Swift, E. and Decius, J., 1946, "Measurement of Bubble Pulse Phenomena," *Navord Report*.
- [7] Wardlaw, A.B. and Mair, H., 1998, "Spherical solution of an underwater explosion bubble," *Shock and Vibration*, Vol.5, p.89-102.