

수중 폭발현상에 대한 전산해석

Numerical modeling of underwater explosion phenomena

○ 이재민, 국정현, 최경영, 조용수, 송소영¹⁾

Jaimin Lee, Jeong-Hyun Kuk, Kyung Young Choi, Yong Soo Cho, So-young Song

ABSTRACT

Underwater explosion properties for TNT, an ideal explosive, and DXD-04, a nonideal explosive, were numerically modeled with a one-dimensional Lagrangian hydrodynamic code. The equation of state parameters for detonation products for TNT and DXD-04 were obtained from the BKW code, assuming complete reaction. Burn of TNT was modeled by using the Chapman-Jouguet(CJ) volume burn technique, a programmed-burn technique, assuming instantaneous detonation reaction. Burn of DXD-04 was modeled by using the same technique and by using the reaction rate calibrated from two-dimensional steady-state detonation experiments. The calculations for TNT reproduced the experimental peak pressure of the shock wave propagating through water with an error of 3.0% and the experimental oscillation period of the bubble formed of detonation products with an error of 2.3%. For DXD-04, the CJ volume burn technique could not reproduce the experimental observations. When the reaction rate calibrated from two-dimensional steady-state detonation experimental data, the calculated peak pressure was slightly higher by 7.3% than the experimental data, but the calculated shock profile was in good agreement. The bubble period was reproduced with an error of 1.8%. These results demonstrated that underwater explosion properties for an ideal explosive can be predicted by using a programmed burn technique, and that, however, those for a nonideal explosive can be predicted only when a well-calibrated reaction rate is used.

1. 머리말

수중에서 화약이 폭발하면 강력한 충격파가 수중으로 전파하고 폭발반응의 생성물로 이루어진 기포는 소멸될 때까지 팽창/수축을 반복하게 된다. 화약 폭발에너지의 대부분은 충격파의 진행과 기포의 팽창/수축 운동에 의하여 소비되며, 따라서 수중화약의 위력은 화약의 충격파에너지(shock-wave energy)와 기포에너지(bubble energy)의 값에 의하여 평가될 수 있다. 그러므로 수중 충격파의 압력, 기포의 진동주기 등 수중 폭발특성의 정확한 측정 또는 예측이 수중화약 위력 평가의 관건이 된다.

일반적으로 TNT 등 기존의 군용화약(conventional military explosives)의 반응속도는 비교적 빠르며, 충격에서 폭발로의 전이(shock to detonation transition)가 급격하게 일어난다. 그러므로 반응속도가 폭발현상 전반에 미치는 영향이 비교적 적으며, 따라서 이들 화약의 폭발현상은 순간적인 반응을 가정하는 Chapman-Jouguet(CJ) 이론[1,2]에 의하여 잘 설명된다. 이러한 이유

1) 국방과학연구소 (305-600 대전광역시 유성우체국 사서함 35-1 (1-3-7), Tel: 042-821-4185)

로 이들 화약을 이상적인 화약(ideal explosives)이라 한다. 이상적인 화약의 수중폭발 특성은 간단한 축척법(scaling law)[3]에 잘 따른다. 그러므로 소량(~ 1 kg)의 화약에 대한 수중 폭발 실험을 통하여 축척법의 계수들을 결정하고, 같은 화약에 대하여는 축척법을 사용하여 그 수중폭발 특성을 계산하는 것이 일반적인 경향이다. 그러나 축척법의 계수들은 많은 횟수의 수중폭발 실험을 통하여 결정되어야 하며, 소수의 화약을 제외한 대부분의 화약에 대하여는 알려져 있지 않다. 수중폭발 실험을 수행하려면 에는 많은 인적, 물적 자원과 장시간이 소요되며, 더구나, 개발 할 예정이거나 개발 중인 화약에 대하여는 실험자체가 불가능한 실정이다.

수중에서 목표물을 파괴하는데는 화약의 충격파에너지보다는 화약의 반응에서 발생하는 기체의 팽창에너지 또는 기포에너지가 더 유효하게 작용한다. 그러므로 수중화약에서는 화약의 팽창에너지를 증가시키기 위하여 대개의 경우 RDX 등의 기존의 화약에 반응속도는 비교적 느리나 반응열이 매우 큰 알루미늄 등의 물질을 첨가시키는 것이 일반적인 경향이다. 이러한 경우, 화약의 폭발반응의 속도가 감소하여 충격파에너지는 감소하게 되나, 기포에너지는 크게 증가한다. 또한 충격파에서 폭발로의 전이(shock-to-detonation transition)가 매우 완만하여진다. 그러므로 반응속도가 폭발현상에 미치는 영향이 매우 커, 결과적으로 이들 화약의 폭발현상은 순간적인 반응을 가정하는 CJ 이론으로는 잘 기술되지 않는다. 이러한 화약들을 비이상적인 화약(nonideal explosives)이라 한다. 축척법은 이상적인 화약을 대상으로 성립되었기 때문에 비이상적인 화약에 대하여는 적용자체가 곤란하다. 따라서 비이상적인 화약의 수중폭발특성은 실험에 의존하여야만 한다.

위와 같은 이유로 임의의 화약의 수중폭발특성을 예측할 수 있는 체계적인 전산해석 기법의 개발이 필요하다. 이러한 전산해석 기법이 개발되면, 실험이 없이도 또는 매우 적은 횟수의 실험만으로도, 화약의 수중 폭발위력을 평가할 수, 실험에 소요되는 자원을 최소화할 수 있다.

화약의 폭발현상은 5개의 유체역학 방정식(hydrodynamic equations), 즉, 질량, 운동량, 에너지의 3개의 보존법칙(mass-, momentum-, and energy-conservation laws), 상태방정식(equation of state), 그리고 반응속도식(reaction-rate equation)에 의하여 기술될 수 있으며, 유체역학 코드(hydrodynamic codes)를 사용하면 수치적으로 그 해를 구할 수 있다. 비록 정확한 상태방정식은 알려져 있지 않으나, 많은 이론적/실험적 연구와 전산모사를 통하여, 많은 종류의 실용적인 상태방정식이 알려져 있다. 따라서 반응속도식을 구하는 것이 비이상적인 화약의 폭발현상 전산해석의 관건이다.

TNT 등의 이상적인 화약의 경우, 반응속도가 비교적 빠르기 때문에, 폭발현상은 정상상태(steady state)로 가정할 수 있다. 따라서 순간적인 반응을 가정하여도 실제의 폭발현상을 비교적 잘 재현할 수 있다. 이 경우, 점화나 기폭(ignition or initiation)에 관련된 문제는 계산이 불가능하나, 대부분의 응용분야에서 폭발현상이 정상상태에 가까우므로, 순간적인 반응을 가정하는 프로그램 반응기법(programmed burn technique)이 널리 사용되고 있다. 본 연구에서는 프로그램 반응기법중 하나인 CJ 체적반응기법(CJ volume burn technique)[4]을 사용하여 TNT 화약의 수중 폭발특성을 전산해석하였다.

알루미늄 함유화약과 같은 비이상적인 화약의 경우, 반응속도가 비교적 느리기 때문에 순간적인 반응을 가정하고 있는 프로그램 반응기법으로는 그 폭발현상을 재현할 수 없으며 이러한 화약의 폭발반응 속도를 묘사할 수 있는 반응속도식이 폭발현상 해석에 필수적이다. 본 연구에서는 이재민 등[5]이 Lee-Bdzil 기법[6]을 사용하여 비이상적인 폭발특성을 보이는 알루미늄 함유화약인 DXD-04 화약에 대하여 보정한 반응속도식을 사용하여 수중폭발특성을 전산해석하였다.

본 연구의 목적은 1차원 유체역학 코드를 사용하여 이상적인 화약인 TNT와 비이상적인 화약인 DXD-04의 수중폭발특성을 재현함으로써 화약의 수중 폭발특성을 예측할 수 있는 전산해석기법을 개발하는데 있다.

본 논문의 구성은 다음과 같다. 제 2 장에서는 유체역학 코드를 사용하여 수치적으로 유체역학 방정식들의 해를 구하는 방법에 대하여 간략히 소개하고, 제 3 장에서는 수치해석 기법에 대하여 기술하며, 4 장에서는 수치해석 결과를 기록하고 그 결과를 실험치와 비교하여 토의하며, 5 장에서 본 연구의 결론을 맺는다.

2. 이론적인 고찰

유체역학 방정식은 질량, 운동량, 에너지의 보존법칙, 반응이전의 화학과 반응생성물의 열역학적 상태를 기술하는 상태방정식, 그리고 화학이 반응생성물로 바뀌는 속도를 기술하는 반응속도식으로 이루어져 있다. 이 방정식들을 좌표의 원점을 움직이고 있는 물질 또는 입자에 고정시킨 1차원 Lagrangian 좌표계(Lagrangian coordinate system)로 변환시키면, 다음과 같은 식들을 얻을 수 있다[4]:

질량보존 법칙,

$$V = r^{(\alpha-1)} \frac{\partial r}{\partial M} \quad (1)$$

운동량보존 법칙,

$$\frac{\partial U}{\partial t} = - r^{(\alpha-1)} \frac{\partial P}{\partial M} \quad (2)$$

에너지보존 법칙,

$$\frac{\partial E}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial M} [P U r^{(\alpha-1)}] \quad (3)$$

상태방정식,

$$P = P(E, V, \lambda) \quad (4)$$

그리고 반응속도식,

$$\frac{\partial \lambda}{\partial t} = R(P, V, \lambda) \quad (5)$$

위의 식들에서, 변수들, ρ , $V (=1/\rho)$, P , E 와 U 는 각각 밀도(density), 비체적(specific volume), 압력(pressure), 비내부에너지(specific internal energy), 그리고 입자속도(particle velocity)를 나타낸다. 또한 t 는 시간이며, r 은 정지좌표계(fixed-coordinate system)에서의 공간좌표이다. α 는 좌표계의 기하학적 구조(geometry)에 관련된 상수로서 평면구조(planar geometry), 원통형구조(cylindrical geometry), 구형구조(spherical geometry)에 대하여 각각 1, 2, 3의 값을 갖는다. λ 는 반응률(reaction extent)를 나타내며, 반응이 일어나지 않은 화학에서는 0, 반응이 완결된 화학에서는 1의 값을 갖는다. Lagrangian 질량좌표(mass coordinate) M 은 다음과 같이 정의된다.

$$dM = \rho r^{(\alpha-1)} dr \quad (6)$$

식 (1) - (3)은 열전도(heat conduction), 물질확산(mass diffusion), 점성(viscosity)에 의한 운동량 이동(momentum transfer)과 같은 이동현상(transport phenomena)과 물질에 주어지는 중력(gravity)을 무시함으로써 얻어지며, 이 식들을 Euler의 운동방정식(Euler's equations of motion)이라 한다.

식 (1) - (3)은 쌍곡선형 편미분 방정식(hyperbolic-type partial-differential equations)이며, 이들 방정식의 해에는 반드시 충격파(shock wave)가 발생한다. 충격파의 발생은 쌍곡선형 편미분 방정식의 기본적인 성질이다. 이 충격파면(shock-wave front)은 수학적으로 불연속하므로, 이 충격파면의 양쪽에서의 공간도함수(spatial derivative)는 무한대가 되므로, 수치해석의

기법에 관계없이 계산이 불안정하게 된다. 그러므로, 이들 방정식들의 수치해를 구하기 위하여는, 인공점도(artificial viscosity)를 도입하여 안정한 포물선형 편미분 방정식(parabolic-type partial-differential equations, 열전달 방정식이 이에 속함)의 형태로 바꾸어야 한다. 이는 포물선형 편미분 방정식의 해는 항상 안정하다는 성질을 이용하는 것이다. 이때 인공점도는 충격파면 근처에서는 크게 작용하여 식의 불안정성을 감소시키고, 충격파면에서 약간 떨어진 곳에서는 그 영향이 매우 적어야 한다. 인공점도 q 는 여러 가지 형태로 정의할 수 있으나 널리 사용되고 있는 식들 중의 한가지는 PIC(particle in cell)[4] 형태로서, 다음과 같다:

$$q = -\frac{K\Delta r}{2V} U \frac{\partial U}{\partial r} \quad \text{for } \frac{\partial U}{\partial r} > 0$$

$$q = 0 \quad \text{for } \frac{\partial U}{\partial r} < 0$$
(7)

여기에서, K 는 상수이고 Δr 은 공간간격(space interval)이다. 인공점도 q 는 압력의 단위를 가지며, 식 (1) - (5)에서 압력 P 대신에 압력 P 와 점성압력 q 의 합($P+q$)을 사용한다. 이러한 경우, 충격파면이 여러 개의 공간간격으로 확산되어, 공간도함수의 값이 무한대가 되는 것을 방지할 수는 있으나, 이 부근에서의 수치는 신뢰할 수 없는 값이다. 식 (7)에서, $(\partial U / \partial r)$ 의 값은 충격파면 근처에서는 매우 크나, 충격파면에서 약간 떨어진 곳에서는 그 값이 무시할 수 있을 정도이므로, 계산결과에 큰 영향을 미치지 않는다.

화약과 폭발반응 생성물(detonation products)의 상태방정식은 코드에 따라 그 형태를 달리한다. 본 전산해석에서는 HOM 상태방정식[7]을 사용하였다. HOM 상태방정식에서는 고체에 대하여는 고체의 Hugoniot 곡선을 기준선(reference line)으로 하는 Mie-Grüneisen 상태방정식[8]을, 폭발반응 생성기체에 대하여는 CJ 점을 지나는 등엔트로피 곡선을 기준선으로 하는 beta(β) 상태방정식[9]을 사용한다. 반응중인 화약에 대하여는 두 상태방정식을 반응률에 따라 혼합하여 사용한다.

대부분의 고체의 Hugoniot는 대략적으로 아래와 같은 선형식으로 주어진다:

$$D = C_0 + SU$$
(8)

여기에서, D 는 충격파 속도(shock-wave velocity), U 는 충격파에 의하여 압축된 매질의 입자속도(particle velocity), C_0 는 음속(bulk sound speed)이며, S 는 비례상수이다. 위와 같은 선형 Hugoniot를 사용하여 Hugoniot 곡선상에서의 충격파압력 P_H 와 비내부에너지 E_H 를 구하면 다음과 같은 식들을 얻을 수 있다:

$$P_H = \frac{C_0^2(V_0 - V)}{[V_0 - S(V_0 - V)]^2}$$
(9)

$$E_H = \frac{C_0^2(V_0 - V)^2}{2[V_0 - S(V_0 - V)]^2}$$
(10)

여기에서, 아래첨자 H 는 Hugoniot 곡선상에서의 값을 의미하며, 아래첨자 0 는 초기조건(일반적으로, 1 기압 300K에서의 값)을 의미한다. 식 (8) - (10)에 의하여 Hugoniot 곡선상에서의 상태(state)는 결정되나, Hugoniot 곡선 밖의 부분에서의 상태는 결정할 수 없다. 그러므로, 일반적인 상태방정식으로는 Hugoniot 곡선을 기준선으로 사용하는 Mie-Grüneisen 상태방정식을 사용한다. 즉,

$$P_s - P_H = (\Gamma/V_s)(E_s - E_H)$$
(11)

여기에서, Γ 는 Grüneisen 파라미터(parameter)(= $1/V_s [\partial P / \partial E]_v$)이고 그 값은 $\Gamma/V_s = \Gamma_0/V_0$ 모

델[8]로부터 계산되며, 아래첨자 s는 고체(solid)의 특성을 의미한다. 식 (8) - (11)을 사용하면, 주어진 내부에너지와 부피하에서 임의의 상태에서의 압력을 결정할 수 있다.

화약의 반응생성물의 상태는 고체에 대하여 사용한 Mie-Grüneisen 상태방정식과 비슷한 형태의 β 상태방정식을 사용한다. 이때 기준선으로는 CJ 점을 지나는 등엔트로피 곡선을 사용하며, 기준선상에서 결정되는 $\beta (= 1/\Gamma)$ 의 값을 사용하여 다음의 식에 의하여 폭발반응 생성기체에 대한 압력과 내부에너지를 결정한다:

$$P_g - P_R = (1/\beta V_g)(E_g - E_R) \quad (12)$$

여기에서 기준선에서의 상태는 아래의 식들을 이용하여 계산한다:

$$\ln(P_R) = \sum_{i=1}^5 b_i [\ln(V_g)]^{(i-1)} \quad (13)$$

$$\ln(E_R + e_c) = \sum_{i=1}^5 c_i [\ln(P_R)]^{(i-1)} \quad (14)$$

$$\ln(T_R) = \sum_{i=1}^5 d_i [\ln(V_g)]^{(i-1)} \quad (15)$$

그리고,

$$\beta = V_g \left(\frac{\partial E_R}{\partial P_R} \right)_{V_g} = \left[\frac{\partial \ln(V_g)}{\partial \ln(T_R)} \right]_S \quad (16)$$

아래첨자 g와 R은 각각 기체와 기준선에서의 값을 의미하며, b_i , c_i , d_i 는 모두 끼워맞춤 상수(fitting constants)이다. 식 (14)에서 상수 e_c 는 로그함수 변수의 값을 양수로 유지하기 위하여 더해준 상수이다. 위의 식들에서, P_R , T_R , E_R 은 BKW 코드[10]에 의하여 계산된 CJ 점을 지나는 등엔트로피 곡선을 끼워맞춤하여 얻어진다.

머리말에서 언급한 바와 같이, 폭발현상에 관련된 전산해석에는 반응속도식이 필요하나, 대부분의 화약에 대하여 반응속도에 대한 정보가 없는 형편이다. 그러나, TNT 등의 이상적인 화약에 대하여는 반응속도를 무시하는 CJ 이론을 사용하여도 대부분의 경우 좋은 결과를 얻을 수 있다. 이러한 경우, 임의의 반응속도식을 사용하게 되는데, 방법상 약간의 차이는 있으나 대개 비슷한 결과를 얻을 수 있다. 이러한 모델링 기법을 일반적으로 프로그램 반응기법이라 한다. 이 중에서, 본 연구에서 사용한 방법은 CJ 체적 반응기법으로써, 이 방법에서는 각 셀(cell)의 반응을 λ 가 압축률과 같다고 가정한다. 즉,

$$\lambda = \frac{V_o - V}{V_o - V_{CJ}} \quad (17)$$

여기에서, 아래첨자 CJ는 CJ 점에서의 값을 의미한다.

일반적인 프로그램 반응기법에서는 폭발파의 진행속도를 미리 정하고, Heygence의 원리에 의하여 폭발파를 진행시키고 폭발파가 한 셀에 도달하는 즉시 그 셀내의 폭발에너지가 방출되는 것으로 간주한다. 이 기법은 논리가 단순하고 프로그램이 용이하며 폭발특성에 대한 최소한의 정보를 요구하기 때문에 매우 널리 사용되고 있다. 그러나, 에너지가 급격히 방출되면 약간의 가상적인 현상이 발생할 수 있다. CJ 체적반응기법은 좀 더 많은 폭발특성에 대한 자료를 요구하지 않음에 에너지의 방출이 여러 시간 간격에 걸쳐 일어나고 또한 폭발파의 진행속도를 미리 결정하지 않기 때문에 좀 더 실제 현상에 가까운 결과를 얻을 수 있다. 그러나, 이 기법에서는 높은 인공 점도를 사용하여야 하므로 폭발파가 여러 공간간격으로 퍼지는 단점이 있다. 본 연구에서는 CJ 체적반응기법을 이용하여 TNT의 수중 폭발현상을 재현하였다.

화약 폭발반응의 속도식은 폭발/기폭현상의 전산해석에 가장 중요한 요소이므로 반응속도식 보정에 대하여는 많은 연구가 이루어져 왔다. 이러한 연구에 대한 소개는 본 논문의 범위밖에 있으므로 여기에서는 본 연구에서 사용한 반응속도식에 대하여만 간략히 소개한다.

종래의 화약 폭발반응 속도식에 대한 연구는 속도식의 형태를 경험적으로 결정하고 유체역학 코드를 사용하여 1차원 기폭현상 실험결과를 재현할 수 있도록 계수를 결정하는 방법으로 이루어져 왔다. 그러나, Lee, Persson과 Bdzil[6]은 엄격한 폭발역학(detonation shock dynamics) 이론을 통하여 비이상적인 화약의 반응속도식을 보정하였다. 이들은 폭발실험의 결과가 질량, 운동량, 에너지 보존법칙, 상태방정식 그리고 반응속도식으로 이루어지는 방정식들의 주어진 조건에서의 해(solution)라는 점에 착안하여, 역으로, 알고 있는 실험결과를 통하여 방정식들 중 모르고 있는 부분인 반응속도식을 보정하였다. Lee 등은 폭발현상 방정식들을 좌표계 변환을 통하여 비교적 간단히 풀 수 있는 1차 상미분 방정식으로 표현하고 이 상미분 방정식을 역으로 풀어, 2차원 정상상태 실험결과인 화약의 직경과 폭속 사이의 관계(diameter effect)와 폭발파면의 궤적(detonation-front locus) 등의 실험적인 자료를 사용하여 폭발현상을 재현할 수 있는 반응속도식을 얻었다. Lee 등은 반응속도식의 형태를 미리 결정하지 않고 유체역학적인 조건에 의하여 결정되도록 하였다. 이재민 등[5]은 Lee 등[6]이 사용한 방법에 의하여 알루미늄 함유화약인 DXD-04 화약의 반응속도식을 보정하였다. 즉,

$$\frac{d\lambda}{dt} = 122.6 (1 - \lambda)^{7.076} \exp(-0.7984 \rho^{5.117} / P^{1.202}) \quad (18)$$

여기에서 ρ 는 g/cm^3 단위의 밀도, P 는 GPa 단위의 압력, t 는 μs 단위의 시간이다. 본 연구에서는 식 (18)을 사용하여 DXD-04 화약의 수중 폭발특성을 전산해석하였다.

3. 전산해석 기법

3.1 계산에 사용된 실험의 개요

수중 폭발시험에 사용된 TNT 화약은 밀도가 1.64 g/cm^3 이며 직경 154.4 mm의 구형으로, DXD-04 화약(RDX/ammonium perchlorate/aluminum/binder 24/43/22/11 wt%)은 밀도 1.78 g/cm^3 이며 직경 147.5 mm의 구형으로 용융충전하였다. 두 화약 모두 질량을 2950 g으로 동일하게 하였다. 전폭약(booster)으로는 밀도 1.6 g/cm^3 의 구형 composition C-4 화약을 사용하였으며, TNT 주장약의 경우에는 직경 30 mm, 질량 23g을, DXD-04의 경우에는 직경 39.5 mm, 질량 50g을, 구형 주장약의 중심에 설치하였다. 이 실험화약을 수심 10 m의 위치에서 기폭시키고, 이 화약으로부터 발생하는 수중 충격파의 압력을 화약으로부터 3 - 9 m의 위치에서 수중 압력 게이지를 사용하여 측정하였다. 또한 폭발반응의 생성물로 이루어진 기포의 진동주기를 수조밖에 설치한 마이크로폰(microphone)을 사용하여 측정하였다. 수중 폭발시험의 장치는 Fig. 1과 같이 설치하였다. 수중 폭발시험에서 얻은 거리별 충격파의 압력과 기포 진동주기를 Table 1에 수록하였다.

Table 1. Experimental data from underwater explosion tests.

화약	거리별 충격파 압력 (bar)		기포진동주기 (ms)
	3 m	4 m	
TNT	228	168	261
DXD-04	208	179	341

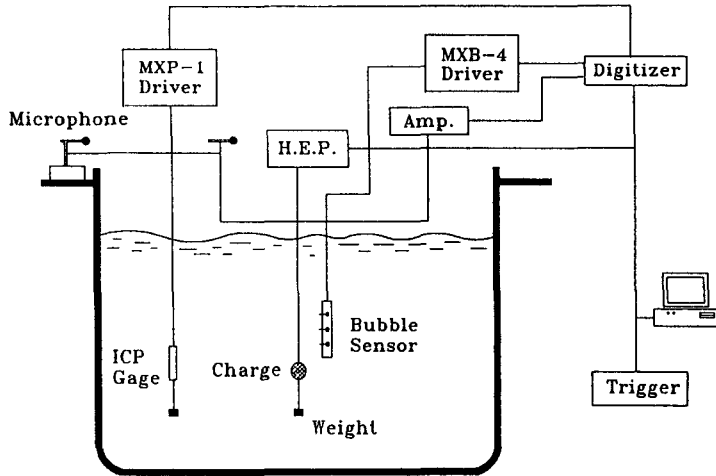


Fig. 1. Experimental setup for underwater explosion tests.

3.2. 전산해석 기법

본 연구에서는 실험화약이 구형이며 이 구형화약의 원점에서 기폭시켰으므로 전체의 형상을 1차원 구형으로 간주하였다. 구형 주장약의 중앙에 위치한 composition C-4 전폭약은, TNT의 경우에는 1.213 mm 크기의 셀 12개로, DXD-04의 경우에는 1 mm 크기의 셀 20개로 나누었으며, 첫 번째 셀의 반응률을 1로 놓아 이 셀을 기폭점으로 사용하였다. TNT 주장약은 1.252 mm 크기의 셀 50개로, DXD-04 주장약은 0.9 mm 크기의 셀 60개로 나누었다. 주장약 외부의 물은, 화약중심에서 1 m 이내에서는 셀의 크기를 1.5 mm로, 그 이후로는 10까지를 여러 블록으로 나누어 셀의 크기를 2.0~3.0 mm 이내에서 거리에 따라 점차적으로 증가시켜, 셀의 총 수를 두 경우 모두 약 4000개로 하였다. 시간간격은 전진유한차분법의 안정성을 고려하여 0.01 μ s로 결정하였다. 충격파 압력계산에서는 실제 실험조건과 동일하게 모든 블록에서 초기압력을 2 bar로 입력하였다. 기포의 진동주기 계산에서는 계산시간의 단축을 위하여, 초기 수압 100 - 2000 bar의 범위에서 계산된 기포의 진동주기의 값을 수압 2 bar로 외삽하여 실험치에 대응하는 계산치를 얻었다.

3.3 전산해석에 사용된 상수

본 연구에서 사용한 HOM 상태방정식에서는 고체 또는 액체와 같은 응축상태 (condensed phases)에 대하여, 식 (8) - (11) 에서와 같이, Hugoniot를 기준선으로 하는 Mie-Grüneisen 상태방정식을 사용한다. 상태방정식에 사용된 상수들의 값을 Table 2에 수록하였다.

HOM 상태방정식에서 가스상태의 상태방정식은 CJ점을 통과하는 등엔트로피 곡선을 기준선으로 하는 beta 상태방정식을 사용한다. 본 해석에서 사용한 TNT와 composition C-4 화약에 대한 등엔트로피 곡선의 끼워맞춤 계수들은 BKW 코드[10]를 사용하여 계산하였으며, 표 3에 수록하였다. BKW 코드는 화약의 조성, 밀도, 생성에너지의 입력자료로부터, 예상되는 폭발생성물의 자유에너지(Gibbs free energy)를 최소화하는 방법으로 폭발시 도달 가능한 상태를 계산한다. 식 (16)에서 알 수 있듯이, 상태방정식 계수인 β 는 주어진 비체적하에서 식 (15)를 미분하여 얻어진다. 본 해석에서 사용한 CJ 체적반응기법의 계수로 사용되는 CJ점에서의 입자속도(U_w)와 비체적(V_w)의 값들도 Table 3에 수록하였다.

Table 2. Equation of state parameters

상수	물	composition C-4 ^{*1}	TNT	DXD-04
ρ_0 (g/cm ³)	1.0	1.6	1.64	1.78
C_0 (mm/ μ s)	1.483	2.39	2.71	2.25
S	2.0	2.58	2.58	1.8
Γ	1.0	1.0	0.675	1.2
C_v (cal/gK) ^{*1}	1.0	0.4	0.4	0.26
α_T (1/K) ^{*2}	6.0×10^{-9}	1.82×10^{-9}	5.0×10^{-9}	1.5×10^{-9}

^{*1} C_v : 정적비열 (heat capacity at constant volume)

^{*2} α_T : 선형 열팽창계수 (linear thermal expansion coefficient)

^{*3} : composition C-4 화약의 응축상태 상태방정식 상수들은 계산결과에 크게 영향을 미치지 않으므로 문헌에 보고되어 있지 않은 상수는 적절히 가정하였음.

Table 3. Fitting constants for the CJ isentropes and parameters for the CJ volume burn.

계수	composition C-4	TNT	DXD-04
b_1	-3.310314	-3.682037	-3.555302
b_2	-2.479521	-2.347354	-2.293060
b_3	2.184403×10^{-1}	2.433056×10^{-1}	3.378271×10^{-1}
b_4	-4.364660×10^{-2}	-1.587291×10^{-2}	-4.801696×10^{-2}
b_5	-1.378974×10^{-2}	7.234051×10^{-4}	2.742050×10^{-3}
c_1	-1.518809	-1.540093	-1.569032
c_2	5.354022×10^{-1}	4.810369×10^{-1}	5.223480×10^{-1}
c_3	7.233409×10^{-2}	7.131012×10^{-2}	7.578653×10^{-2}
c_4	5.412677×10^{-3}	5.126562×10^{-3}	6.031022×10^{-3}
c_5	1.696404×10^{-4}	1.384498×10^{-4}	1.830272×10^{-4}
d_1	7.656719	7.568542	7.993717
d_2	-5.110052×10^{-1}	-4.186292×10^{-1}	-4.562920×10^{-1}
d_3	7.432831×10^{-2}	9.667027×10^{-2}	1.484669×10^{-1}
d_4	-2.455482×10^{-2}	-1.276227×10^{-2}	-3.143977×10^{-2}
d_5	7.726335×10^{-3}	5.423225×10^{-4}	2.493616×10^{-3}
C_v (cal/gK)	0.5	0.5	0.5
e_c (mbar·cm ³ /g)	0.1	0.1	0.1
U_{CJ} (mm/ μ s)	1.970	1.767	-
V_{CJ} (cm ³ /g)	0.4628930	0.4513780	-

4. 결과 및 토의

1 차원 Lagrangian 코드를 사용하여 TNT 화약 3 kg과 DXD-04 화약 3 kg 수중 폭발시험을 전산 해석하여 화약 중심으로부터 거리 3 m와 4 m에서의 수중 충격파의 첨두 압력(peak pressure)을 Table 4에 수록하였다. 표 4에서, 프로그램 반응기법의 일종인 CJ 체적 반응기법을 사용하여 수행한 TNT 3 kg 화약에 대한 전산해석 결과는 실험치에 매우 잘 일치하는 것으로 나타났다. 그러나, 같은 반응기법을 DXD-04 화약에 적용한 결과는 실험치와 30% 이상의 매우 큰 차이를 보여주었다. 이는 TNT의 경우에는 폭발반응이 매우 빠르게 일어나기 때문에 프로그램 반응기법의 순간적인 반응 가정과 비교적 잘 일치하나, DXD-04의 폭발반응은 느리게 일어나므로 프로그램 반응기법의 가정과 큰 차이를 보이기 때문이다. 그러므로 DXD-04와 같은 비이상적인 화약에 대하여는 프로그램 반응기법은 사용할 수 없으며, 잘 보정된 반응속도식을 사용하여야 한다. 또한 Table 4에는 수록하지 않았지만, 두 화약 모두의 경우, 폭발중심에서의 거리가 증가함에 따라, 반응기법과 관계없이 실험치와의 오차가 증가하는 것으로 나타났다. 화약 폭발반응 생성기체의 상태방정식은 화약이 이상적으로 완전히 반응한다는 가정하에서 얻어졌으며, 충격파의 전파과정 계산에서도 에너지 손실이 단지 유체역학적인 현상에만 의하여 발생된다고 가정하였으므로, 이러한 가정하에서 계산된 값은 실험치보다 높을 수밖에 없으며, 그 오차가 폭발중심으로부터의 거리가 멀어질수록 증가하게 된다.

Table 4. Peak pressure of underwater shock waves at 3 and 4 m distance from the explosion center.

화약	구분	거리별 충격파 압력 (bar)	
		3 m	4 m
TNT	실험치	228	168
	CJ 체적반응	235	167
	오차 (%)	3.0	-0.4
DXD-04	실험치	208	179
	반응속도식	222	192
	오차 (%)	5.8	7.3
	CJ 체적반응	278	238
	오차 (%)	30.8	33.0

화약의 폭발특성 전산해석에서는 앞에서 기술한 계산의 안정성때문에 인공점도를 사용하며, 이 인공점도의 값에 따라 첨두압력이 크게 변하게 된다. 인공점도의 계수를 높게 설정하면 첨두압력은 실험치와 가까워지게 되나 충격파면이 완만하게 변하며, 낮게 설정하면 충격파면은 가파르게 되나 첨두압력의 값은 높아지게 된다. 그러므로, 계산치와 실험치의 비교는 첨두압력이 아니라 파형을 기준으로 이루어져야 한다.

TNT와 DXD-04의 수중 폭발시험 전산해석으로부터 얻어진 압력파형과 실험으로부터 얻어진 파형을 각각 Fig. 2와 3에서 비교하였다. 계산된 충격파의 도달 시간은 실험치보다 약간(20~30 μ s) 빨랐으나, 파형의 비교를 위하여 임의로 도달시간을 조정하였다. 계산된 도달시간이 실험치보다 약간 빠른 것은 계산된 충격파의 압력이 실험치보다 약간 높기 때문에 나온 결과이다.

TNT (3 kg, 3.07 m)

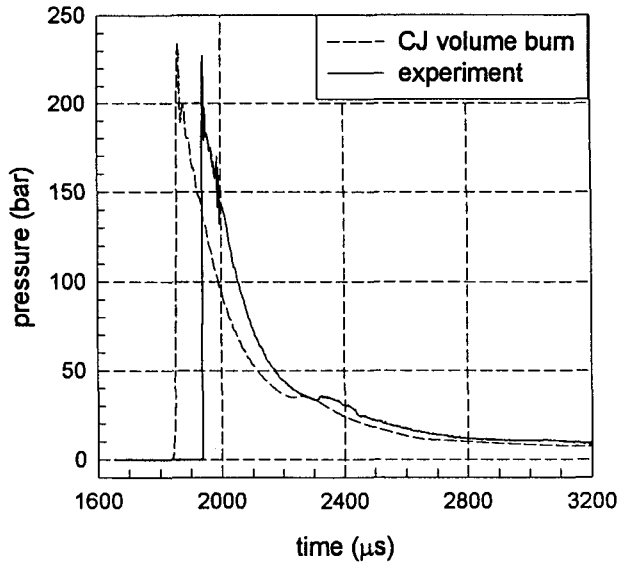


Fig. 2. Shock wave profiles at 3.07 m away from the explosion center for a TNT charge. Arrival time of the calculated wave was adjusted for easy comparison.

DXD-04 (3 kg, 4.06 m)

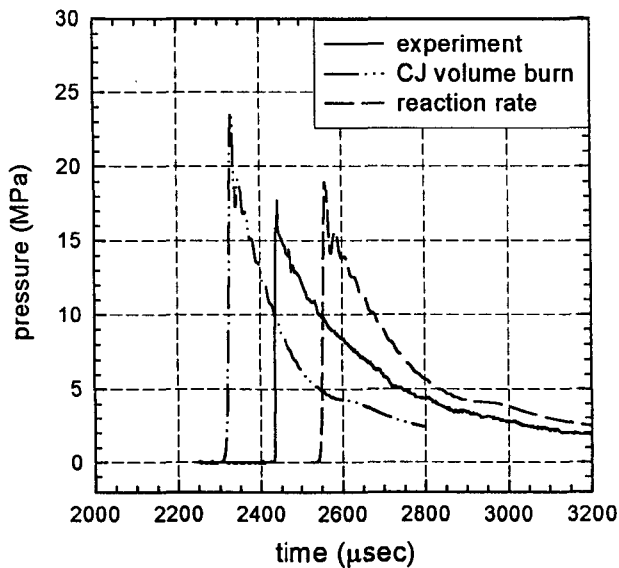


Fig. 3. Shock wave profiles at 4 m away from the explosion center for a DXD-04 charge. Arrival time of the calculated wave was adjusted for easy comparison.

Fig. 2에서, TNT 화약에 대하여 CJ 체적 반응기법을 적용하여 계산된 파형은 실험 파형과 매우 잘 일치하였다. 이 일치하는 위에서 기술한 바와 같이 TNT의 반응이 매우 빠르게 일어나기 때문에

순간적인 반응으로 가정하여도 TNT 화약의 폭발현상을 전산해석할 수 있음을 입증하는 것이다. Fig 3에서 DXD-04 화약에 대하여 CJ 체적 반응기법을 적용한 경우 계산된 파형은 실험결과와 매우 큰 차이를 보였다. 즉, 첨두압력이 매우 높으며, 또한 지속시간이 짧은 것으로 나타났다. 그러나 반응속도식을 사용한 경우에는 첨두압력이 비교적 잘 일치하며, 지속시간만 약간 짧은 것으로 나타났다. 이는 DXD-04와 같은 비이상적인 화약의 경우 폭발반응이 느리게 일어나며 화약의 폭발에너지를 서서히 방출시키기 때문이다.

수중폭발에서 중요한 특성은 충격파의 압력외에 화약의 폭발반응 생성물로 이루어진 기포의 최대반경(maximum bubble radius)과 진동주기(bubble oscillation period)이다. 기포의 최대반경과 진동주기는 하나의 특성만 알고 있으면 다른 특성을 계산할 수 있기 때문에 실험에서는 계측이 간단한 진동주기만을 측정한다. 그러나 전산해석에서는 직접적인 진동주기의 계산이 매우 어렵다. 충격파의 계산에는 최대 10 ms 내에서 일어나는 현상만을 계산하면 되나, 진동주기의 계산에는 약 400 ms 동안의 현상을 계산하여야 하기 때문이다. 이는 진동주기의 계산에는 충격파 압력 계산에 비하여 약 40배의 계산시간이 소요됨을 의미한다. 또한, 많은 횟수의 계산(DXD-04의 경우 약 4천만 회)을 반복함에 따라 수치해석 오차가 누적된다. 위와 같은 문제점 때문에 충격파 계산에 사용한 것과 같이 실험현상을 그대로 입력하여 기포관련 특성을 직접적으로 계산하는 것은 거의 불가능하다고 할 수 있다.

측척법[3]에 의하면 기포의 진동주기는 수압(hydrostatic pressure)의 5/6승에 반비례하며, 이는 tetryl 화약의 실험 결과[7]로부터 확인된 바 있다. 이러한 특성을 이용하면 높은 수압하에서 계산한 기포관련 특성을 낮은 수압으로 외삽(extrapolation)하여 실험 결과를 재현 또는 예측할 수 있다. 본 전산해석에서는 수압 100 - 2000 기압하에서 기포의 진동주기를 계산하여 수압 2 기압(수심 10 m)되는 점까지 외삽하였다. TNT와 DXD-04 화약에 대한 진동주기 계산결과와 실험결과를 각각 Fig. 4와 5에 도시하였으며, Table 5에 종합하였다.

표 5. TNT 수중 폭발시 발생하는 기포의 진동주기.

화 약	진동주기 (ms)		
	실험치	계산치	오차 (%)
TNT	261	267	2.3
DXD-04	341	335 (반응속도식)	-1.8
		310 (CJ 체적반응)	-9.1

표 5에서, 기포 진동주기의 계산치는 TNT의 경우 실험치보다 2.3% 더 높으며, DXD-04의 경우 1.8%(반응속도식), 9.1%(CJ 체적반응기법) 더 낮은 것으로 나타났다. 기포에너지는 진동주기의 3승에 비례하므로, DXD-04에 반응속도식을 사용하는 경우에는 약 5.5%, 체적반응기법을 사용하는 경우에는 약 30%의 오차가 발생하게 된다. 이 결과는 충격파 압력계산에서와 마찬가지로 프로그램 반응기법의 일종인 CJ 체적반응기법이 TNT에는 잘 적용되나, DXD-04의 경우에는 적용될 수 없다는 것을 입증하였다. DXD-04의 경우 TNT보다 충격파 압력은 낮으나 기포 진동주기는 매우 긴 것은 DXD-04의 알루미늄에 의한 에너지 방출이 서서히 일어나기 때문이며, 이 실험 및 계산결과는 알루미늄의 첨가가 기포에너지를 크게 증가시킨다는 것을 보여주었다.

Fig. 4와 5에서, 계산으로부터 얻어진 진동주기는 초기정압의 함수로서 다음과 같이 주어진다. TNT에 대하여 CJ 체적반응기법을 사용한 경우,

$$\log(t) = 2.683 - 0.850 \log(P_{hd}) \quad (19)$$

그리고 DXD-04에 대하여 반응속도식을 사용한 경우,

$$\log(t) = 2.783 - 0.858 \log(P_{hyd}) \quad (20)$$

여기에서, t 와 P_{hyd} 는 각각 기포 진동주기(ms)와 수압(bar)이다.

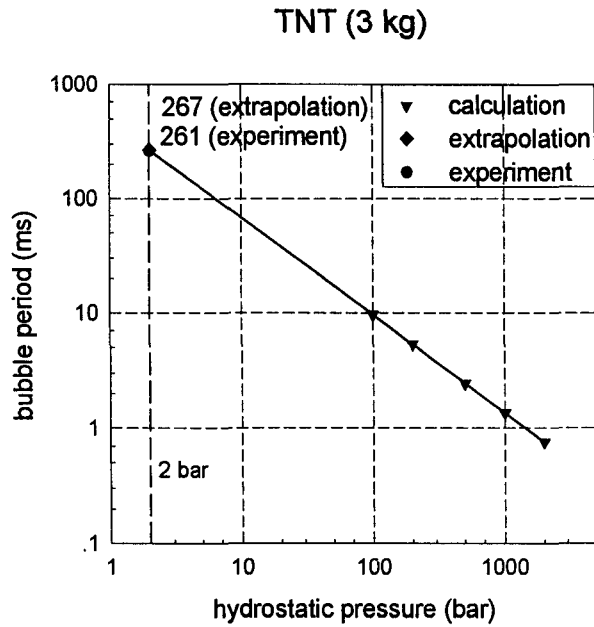


Fig. 4. Bubble oscillation period for a TNT charge.

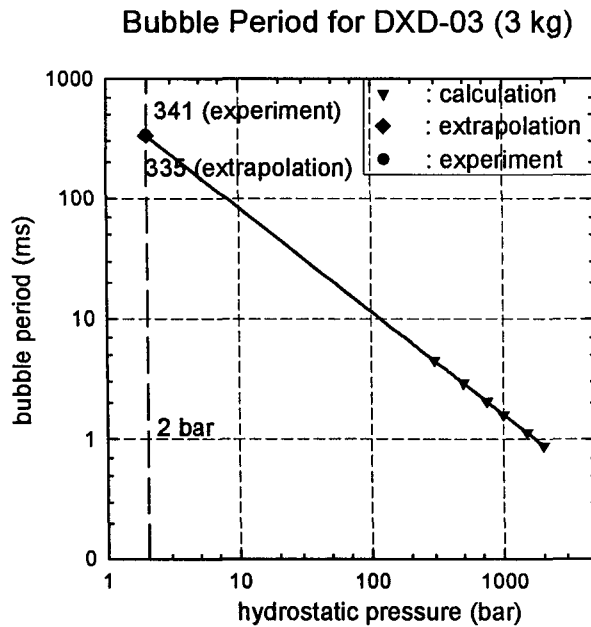


Fig. 5. Bubble oscillation period for a DXD-04 3 kg charge.

Cole[3]은 간단한 비압축성 모델을 사용하여 기포 진동주기가 초기정압의 $5/6(=0.833)$ 승에 반비례함을 보였다. Mader[7]는 프로그램 반응기법을 사용한 tetryl 화약의 수중 폭발특성 전산해석을 통하여 진동주기가 초기정압의 0.788승에 반비례하는 결과를 얻었다. 본 연구에서는 기포 진동주기가 TNT의 경우에는 초기정압의 0.85승에, DXD-04의 경우에는 0.86승에 반비례하는 것으로 나타났다. Cole의 모델링에서는 축척법에서는 기포를 비압축성으로 가정하였으므로, 축척법에서의 수치보다는 본 연구에서 얻은 수치가 더 잘 맞을 것으로 판단된다. 그러나 수치상 차이가 아주 적으므로 두 결과 모두 신뢰할 수 있으며 본 전산해석 방법에 타당성이 있다는 반증이 될 수 있다.

5. 맺음말

이상적인 화약인 TNT와 비이상적인 화약인 DXD-04화약의 수중폭발특성을 열역학/화학 평형 코드로부터 얻은 폭발생성물의 상태방정식을 사용하여 전산해석하였다. TNT의 경우에는 프로그램 반응기법의 일종인 CJ 체적 반응기법을 사용하여 수중 폭발시험에서 측정한 충격파 파형과 기포의 진동주기를 잘 재현하였다. DXD-04에 대하여 CJ 체적 반응기법을 사용한 경우 실험치와의 오차가 매우 컸으나, 2차원 정상상태 폭발실험치로 보정된 반응속도식을 사용한 경우, 실험결과를 잘 재현하였다. 이 결과는 폭발반응이 매우 빠르게 일어나는 대부분의 군용화약(이상적인 화약)에 대하여는 프로그램 반응기법을 사용하여 폭발특성을 예측할 수 있으나, 반응이 서서히 일어나는 DXD-04와 같은 비이상적인 화약에 대하여는 반드시 반응속도식을 사용하여야 함을 입증하였다. 본 연구에서 사용한 전산해석 기법이 화약의 수중폭발특성 예측에 매우 유용한 도구로 사용될 수 있을 것으로 기대된다.

참고문헌

1. Chapman, D.L., "On the rate of explosion in gases," *Phil. Mag.* 47, 90-104 (1899).
2. Jouguet, E., "On the propagation of chemical reactions in gases," *J. de Mathematiques Pures et Appliquees* 1, 347-425 and 2, 5-85 (1905).
3. Cole, R.H., *Underwater explosions*, Princeton Univ. Press, Princeton, NJ, (1948), pp.235-245, pp. 332-341.
4. Mader, C.L., and Shaw, M.S., *User's manual for SIN*, Los Alamos Scientific Lab., Report LA-7264-M, Los Alamos, NM, Sept., (1978).
5. Lee, J., Kuk, J.H., Song, S-y., Choi, K.Y., and Lee, J.W., "Detonation in an aluminized explosive and its modeling," presented in the *1997 APS Topical Conference on Shock Waves of Condensed Matter*, Amherst, MA, July 27-Aug. 1, 1997.
6. Lee, J., Persson, P-A., and Bdzil, J.B., "Detonation shock dynamics of composite energetic materials", will be submitted to *Phys. Fluids*.
7. Mader, C.L., *Numerical modeling of detonations*, University of California Press, Berkeley, CA, (1979), pp. 277-285, Appendix 1.
8. J.M. Walsh and R.H. Christian, "Equation of state of metals from shock wave measurement," *Phys. Rev.* 97, 1544-1556 (1955).

9. Fickett, W., and Davis, W.C., *Detonation*, Univ. of California Press, Berkeley, CA, (1979), pp.24-31.

10. C.L. Mader, *FORTTRAN BKW: A code for the detonation properties of explosives*, Los Alamos Scientific Lab., Report LA-3704, Los Alamos, NM, (1963).