

해저에서 TNT 폭발에 의한 파이어볼의 팽창과 이에 따른 충격파 전파[§]

곽호영^{*†} · 강기문^{*} · 고일곤^{*}

* 중앙대학교 기계공학부

Expansion of a Fire-Ball and Subsequent Shock-Wave Propagation due to Underwater TNT Explosion

Ho-Young Kwak^{*†}, Ki-Moon Kang^{*} and Ilgon Ko^{*}

* Dept. of Mechanical Engineering, Chung-Ang Univ.

(Received December 10, 2010 ; Revised April 13, 2011; Accepted April 13, 2011)

Key Words : Underwater Explosion(해저 폭발), Euler Equation(오일러 방정식), Spherical Shock Wave(구형 충격파), TNT

초록: 지금까지 TNT 폭발에 의한 피해를 계산하는 방법에는 몇 가지 실험에 의한 모델이 제안되었다. 본 논문에서는 fire-ball 중심에서 가스가 단열이라는 가정하에 연속방정식, 오일러 및 에너지 방정식에 대한 해석적 해를 얻어 TNT 가 폭발 후 팽창하는 fire-ball 에 대한 시간에 따른 반경의 변화를 얻었다. 급격히 팽창하는 fire-ball 에 의한 충격파의 전파는 Kirkwood-Bethe 가정에 의해 구하였다. 해저에서 TNT 가 폭발하게 되면 fire-ball 이 생성, 팽창해 기포로 거동하게 된다. 이 기포의 주기와 최대반경에 대한 계산 값을 실험 값과 비교한 결과 계산 값은 실험 값과 잘 일치 하였다.

Abstract: Until now, several empirical models for assessing the damage due to TNT explosions have been proposed. A set of analytical solutions for the time-dependent radius of an expanding fire-ball after detonation of TNT was obtained by solving the continuity, Euler (momentum), and energy equations with a “polytrope” assumption at the fire-ball center. The shock waves developed from the rapid expansion of a fire-ball under water were obtained by using the KirkwoodBethe hypothesis. The calculated period of bubble oscillation and the maximum radius of the bubble resulting from the fire-ball due to a violent underwater TNT explosion were in good agreement with the experimental data.

- 기호설명 -

C : Fire-ball 벽에서의 음속
 c : 음속
 c_0 : 정지된 매질에서의 음속
 C_p : 정압 비열
 C_v : 정적 비열
 D : 충격파의 두께
 E : 폭발물의 에너지
 h : 엔탈피
 H : Fire-ball 벽에서의 엔탈피
 M : Fire-ball 의 질량
 p : 충격파의 압력

P : Fire-ball 내 가스의 압력
 P_0 : Fire-ball 중심에서의 압력
 r : Fire-ball 중심으로부터의 거리
 r_s : 충격파의 반경
 R_0 : Fire-ball 의 초기반경
 u : 충격파의 속도
 U : Fire-ball 벽의 속도
 $R(t)$: 시간에 따른 fire-ball 의 반경
 R_g : Fire-ball 내 가스의 기체 상수
 T : Fire-ball 내 가스의 온도
 T_0 : Fire-ball 중심에서의 온도
 T_s : Fire-ball 표면에서의 온도
 V : 퍼텐셜(potential) 에너지
 Y : 불변량

§ 이 논문은 대한기계학회 2010년도 추계학술대회(2010.

11. 3.-5., ICC 제주) 발표논문임

† Corresponding Author, kwakhy@cau.ac.kr

© 2011 The Korean Society of Mechanical Engineers

그리스문자

ϵ : Fire-ball 의 전 에너지

- γ : Fire-ball 내 가스의 비열비
- ρ : Fire-ball 내 가스의 밀도
- ρ_0 : Fire-ball 중심에서의 밀도
- ρ_∞ : 매질의 밀도

1. 서론

해저에서 TNT 가 폭발하게 되면 fire-ball 이 생성, 팽창해 구형의 기포로 거동하게 된다. 기포의 운동에 관한 최초의 식은 아래에 주어진 Rayleigh 에 의한 것이다.⁽¹⁾

$$R\ddot{R} + 3\dot{R}^2 / 2 = (P_b - P_\infty) / \rho_\infty \quad (1)$$

그러나 Rayleigh 식은 액체가 비압축성일 경우 다시 말하면 기포 벽의 속도가 물에서의 음속 1480 m/s 보다 상당히 작을 경우에만 사용할 수 있다. 기포 벽의 속도가 매질의 음속에 가까워지면 매질의 압축 성을 반드시 고려해야 한다. 물의 압축 성을 고려한 기포 벽의 운동은 Keller-Miksis 에 의해서 구해 졌는데⁽²⁾ 다음과 같다.

$$\left(1 - \frac{\dot{R}}{C}\right) R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \left(1 - \frac{\dot{R}}{3C}\right) = \left(1 + \frac{\dot{R}}{C}\right) (P_b - P_\infty) / \rho_\infty \quad (2)$$

기포의 거동을 기술하는 Rayleigh 식이나 Keller-Miksis 식은 기포 벽 외부의 액체에 대한 연속방정식 및 운동방정식을 풀면 얻을 수 있다.⁽³⁾

하지만 TNT 가 폭발할 경우 내부압력이 몇 만 기압 이상이 되어 기포의 팽창 속도는 매질의 음속보다 훨씬 클 것이 예상되어 Rayleigh 식이나 Keller-Miksis 식을 적용할 수 없다. 따라서 TNT 나 원자탄의 폭발의 경우와 같이 경계 면의 속도가 음속을 초과하는 경우는 다른 방법을 찾아야 한다. 1940 년 G.I.Taylor 는 차원해석으로 팽창하는 구에 의한 충격파 전파를 연구하였고⁽⁴⁾ S.I.Sedov 는 self-similar 변수를 도입하여 연속 방정식, Euler 방정식 및 에너지 보존 식을 풀어 충격파 전면의 후미에서의 속도, 밀도 및 압력 분포를 구하였다.^(5,6) 본 연구에서는 가스에 대한 연속 방정식, Euler 식, 에너지 방정식을 풀어 해저에서 TNT 같은 폭발물이 점화되어 고온, 고 압력의 fire-ball 이 형성될 경우 증기 운의 팽창속도를 구하고 이 fire-ball 의 팽창에 의한 충격파의 전파를 Kirkwood-Bethe 가정(hypothesis) 에 의해 계산하였다.

2. 연속방정식과 Euler 방정식의 해

연속방정식과 Euler 방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{u}) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla P \quad (4)$$

위 식에서 \bar{u} 는 속도이며, 구 대칭일 경우 연속 방정식의 해는 다음과 같은 선형의 속도분포와 2 차 식의 밀도분포 식으로 다음과 같이 표현할 수 있다.^(7,8)

$$u = \dot{R}r / R \quad (5)$$

$$\rho(r, t) = \frac{b}{R^3(t)} + \frac{ar^2}{R^5(t)} \quad (6)$$

식 (4)에서 a 와 b 는 “fire-ball”의 질량에 관련된 상수이다. 연속방정식의 해인 속도분포와 밀도분포를 이용하여 운동방정식을 풀면 fire-ball 가스의 압력분포를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$P = P_0(t) - \left(\frac{b}{2} \frac{r^2}{R^2} + \frac{a}{4} \frac{r^4}{R^4} \right) \frac{\ddot{R}}{R^2} \quad (7)$$

Fire-ball 벽에서의 압력을 0 으로 가정하면 질량 중심에서의 기체의 압력은 다음과 같이 주어진다.

$$P_0 = \left(\frac{a + 2b}{4} \right) \frac{\ddot{R}}{R^2} \quad (8)$$

상수 a 와 b 를 결정하기 위하여는 “fire-ball”를 구성하는 기체에 대한 에너지 보존 식을 고려하여야 한다. 점성에 의한 소산 항을 무시하면 에너지 보존 식의 내부에너지와 엔탈피에 의한 기술은 다음과 같다.

$$\rho C_v \frac{DT}{Dt} = -P \nabla \cdot \bar{u} - \nabla \cdot \bar{q} \quad (9)$$

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = \frac{DP}{Dt} - \nabla \cdot \bar{q} \quad (10)$$

위 식에서 \bar{q} 는 열 유속이며, 식 (9), (10)에서 $\nabla \cdot \bar{q}$ 를 소거하면 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\rho(C_p - C_v) \frac{DT}{Dt} = \rho R_g \frac{DT}{Dt} = P \nabla \cdot \bar{u} + \frac{DP}{Dt} \quad (11)$$

질량 중심에서 식 (11)은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\rho_0 R_g \frac{\partial T_0}{\partial t} = 3P_0 \frac{\dot{R}}{R} + \frac{\partial P_0}{\partial t} \quad (12)$$

단, ρ_0, P_0, T_0 는 “fire-ball” 중심에서의 밀도, 압력, 온도이다. 식 (12)로부터 Fire-ball 중심에서의 온도 T_0 와 압력 P_0 와 반경 R 간에는 다음과 같은 관계가 있음을 유도할 수 있다.

$$P_0 R_0^3 / T_0 = Const. \quad (13)$$

이제 fire-ball 중심에서 다음의 “polytrope” 식을 만족한다고 가정하면, 그 조건을 아래와 같이 나타낼 수 있다.⁽⁸⁾

$$P_0 = \kappa \rho_0^\gamma \quad (14)$$

질량 중심에서 “polytrope”라는 조건은 질량 중심에서 열의 발생이나 소실이 없다는 것을 의미한다. 즉 $\nabla \cdot \bar{q} = 0$ 이다. 질량 내의 속도분포, 밀도분포, 압력분포 즉 (5), (6), (7) 식을 이용하여 에너지 보존 식 (11)를 풀면 다음과 같은 해를 얻는다

$$a = -b = -15M/8 \quad (15)$$

$$\rho(r, t) = \frac{b}{R^3(t)} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (16)$$

$$T(r, t) = T_s + \frac{R\ddot{R}}{4R_g} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (17)$$

$$P(r, t) = \frac{b}{4R^2} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]^2 \quad (18)$$

가스 운이 진공상태로 급격히 팽창할 때의 S.I. Sedov의 self-similar 변수를 도입하여 풀은 해에 의하면⁽⁵⁾ 가스 운 내 가스의 밀도가 균일하다는 가정하에 다음과 같이 fire-ball 내 압력분포와 접근

속도를 얻었다.

$$P(r, t) = P_0(t) \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (19)$$

$$\frac{dR}{dt} = \left(\frac{5}{3} \right)^{1/2} \sqrt{2E_{\text{exp}} / M} \quad (20)$$

하지만 fire-ball 내에서는 온도나 압력이 균일하지 않기 때문에 온도나 압력이 균일하다는 가정에서만 사용할 수 있는 폴리트로픽 관계식을 이용하여 압력을 구할 수는 없다. 식 (13)에서 시간에 따른 fire-ball의 중심에서 온도 $T_0(R)$ 를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\frac{dT_0}{dt} = T_0 \left(\frac{1}{P_0} \frac{dP_0}{dt} + \frac{3}{R} \frac{dR}{dt} \right) \quad (21)$$

식 (17)에서 fire-ball의 표면의 온도를 구할 수는 있지만, 식 (18)에서 가정한 바와 같이 표면에서의 압력이 0이기 때문에 아무런 의미가 없다.

질량 중심에서 “polytrope”라는 가정에서 반경 R 의 “fire-ball”의 운동에 대한 지배방정식을 다음과 같이 얻을 수 있다. 즉 식 (7)과 (14)로부터 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{d^2}{dt^2} R(t) = \frac{32\pi\kappa'}{15M} \frac{1}{R^{3\gamma-2}} \quad (22)$$

식 (22)을 「에너지」 방법을 이용하여 다시 쓰면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{1}{2} \dot{R}^2 + V(R) = \varepsilon \quad (23)$$

여기서 ε 은 fire-ball의 전 에너지에 해당되는 상수이며 퍼텐셜 함수 $V(R)$ 은 다음과 같이 주어진다.

$$V(R) = \frac{32\pi\kappa'}{45M(\gamma-1)} \frac{1}{R^{3\gamma-3}} \quad (24)$$

식 (23)의 해는 다음과 같은 적분으로 표시할 수 있다.

$$\int_{R_0}^R \frac{dR}{\sqrt{2[\varepsilon - V(R)]}} = t \quad (25)$$

반경 R 의 “fire-ball” 내의 가스에 대한 비열 비 γ 가 5/3 인 경우 식 (25)의 해는 다음과 같이 주어진다.

$$R = R_0 \cosh \theta \quad (26)$$

$$t = \sqrt{\frac{45M(\gamma-1)R_0^4}{64\pi\kappa'}} \sinh \theta \quad (27)$$

단 식 (27)에서 $\kappa' = P_0 R^{3\gamma}$ 이다.

가스의 비열 비 γ 가 4/3 인 경우에 식 (25)의 해석적 해는 다음과 같이 주어진다.

$$R = R_0 \cosh^2 \theta \quad (28)$$

$$t = \sqrt{\frac{45M(\gamma-1)R_0^3}{64\pi\kappa'}} \left[\frac{\sinh \theta}{2} + 1 \right] \quad (29)$$

식 (26)과 (27) 또는 식 (28) 과 (29)에서 fire-ball 의 접근속도를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\frac{dR}{dt} = 0.89\sqrt{2E' / M} \quad (30)$$

단 $E' = P_0 V_0$ 이고 V_0 는 초기 가스의 체적이다.

3. 해석적 해의 무 차원화

TNT 의 폭발 연구에 있어서는 다음과 같은 거리, 시간, 압력에 대한 무 차원 변수를 사용하여 실험 측정치를 해석하여 왔다.⁽⁹⁾

$$R^* = R / (E_{\text{exp}} / P_{\infty})^{1/3} \quad (31)$$

$$t^* = t C_0 / (E_{\text{exp}} / P_{\infty})^{1/3} \quad (32)$$

$$P^* = P / P_{\infty} \quad (33)$$

TNT 의 경우는 폭발한 가스의 비열비가 1.30 에 가깝기 때문에 식 (28)과 (29)에 주어진 해를

사용하는 것이 타당하지만 $\theta-t$ 의 관계를 얻기 힘들어 식 (26)과 (27)에 주어진 식을 사용하였다. 위에 주어진 무 차원 변수를 사용하여 이 식들을 다시 쓰면 다음과 같이 된다.

$$R^* = R_0^* \cosh \theta \quad (34)$$

$$t^* = \sqrt{\frac{30}{64\pi P_0^* R_0^* E_{\text{exp}}^*}} \sinh \theta \quad (35)$$

식 (35)에서 폭발에너지 E_{exp} 에 대한 무 차원은 식 (36)와 같이 취하면 “fire-ball”의 시간에 따른 반경의 변화는 식 (37)과 같이 주어진다.

$$E_{\text{exp}}^* = E_{\text{exp}} / (M c_0^2) \quad (36)$$

$$\frac{dR^*}{dt^*} = R_0^* \sqrt{\frac{64 P_0^* R_0^* E_{\text{exp}}^*}{30}} \tanh \theta \quad (37)$$

물론 식 (37)은 Fire-ball 벽의 속도가 매질의 음속 이하가 되면 식 (1) 또는 (2)로 대체될 수 있다.

4. 충격파 발생

TNT 가 폭발하게 되면 “fire-ball” 내의 초기 압력은 80000 기압에 이른다.⁽¹⁰⁾ 따라서 이와 같은 엄청난 내부 압력에 의해 “fire-ball” 내 가스는 급격히 팽창하게 되며 이에 따라 충격파가 전파된다. 이 충격파에 기인한 공기나 액체와 같은 매질 내에서의 속도와 압력 장은 Kirkwood-Bethe 가정을 사용하여 구할 수 있다. 이 가정은 특성 속도, $c+u$ 로 불변량(invariant quantity)이 매체 속으로 전파된다고 하였고, 불변량, Y 는 다음 식 (38)와 같다고 가정하였다.⁽¹¹⁾

$$Y = r \left(h + \frac{u^2}{2} \right) = R \left(H + \frac{U^2}{2} \right) \quad (38)$$

매질로 전파되는 충격파에 관계되는 속도와 압력의 특성 식(characteristics)은 다음과 같이 구할 수 있다.⁽¹¹⁾

$$\left. \frac{du}{dt} \right)_{\text{char}} = \frac{1}{c-u} \left[(c+u) \frac{Y}{r^2} - \frac{2c^2 u}{r} \right] \quad (39)$$

$$\left. \frac{dp}{dt} \right)_{char} = \frac{\rho_\infty}{r(c-u)} \left(\frac{p+B'}{p_\infty+B'} \right)^{1/n} \left[2c^2u^2 - \frac{c(c+u)}{r} Y \right] \quad (40)$$

식 (39), (40)을 풀기 위해서는 fire-ball의 시간에 따른 반경, 속도와 엔탈피 즉, R, U, H 들이 초기 값으로 필요하다. 본 연구에서는 매질의 밀도가 압력만의 함수이며, 매질의 압축이 등 엔트로피 과정으로 진행된다고 가정하였다. 이러한 조건에서는 Tait의 액체에 대한 상태방정식이 적절하며 그 방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{p+B'}{p_\infty+B'} = \left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^n \quad (41)$$

물의 경우, $B' \approx 3,000$ 이고, $n \approx 7$ 이다.

어느 한 순간에서의 압력, p 를 갖고 있는 액체 속의 국부적인 음속, c 는 음파의 전파가 단열과정으로 이루어 지므로 식 (41)로부터 다음과 같이 구할 수 있다.

$$c = c_\infty \left(\frac{p+B'}{p_\infty+B'} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \quad (42)$$

여기서, c_∞ 는 외부의 영향이 없는 매체에서의 음속이며 다음과 이 주어진다.

$$c_\infty = \left[\frac{n(p_\infty+B')}{\rho_\infty} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (43)$$

국부의 음속에서의 엔탈피와 압력의 관계는 등 엔트로피 압축에 대한 다음 식으로부터 구할 수 있다.

$$h = \int_{p_\infty}^p \frac{dp}{\rho_m} \quad (44)$$

$$H = \frac{n}{n-1} \frac{(p_\infty+B')}{\rho_\infty} \left[\left(\frac{p+B'}{p_\infty+B'} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \quad (45)$$

충격파가 전파된 위치, r 은 다음 식에서 구할

수 있다.

$$\frac{dr}{dt} = c + u \quad (46)$$

TNT가 폭발하였을 경우 위에 주어진 충격파의 특성 식에 의해 충격파에 의해 압축된 가스층의 두께를 얻을 수 있다. 간단한 이론에 의해 그 층의 두께는 다음과 같이 주어진다.^(5,12)

$$D = \frac{1}{3} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) r_s \quad (47)$$

5. 계산결과 및 토론

TNT가 폭발 후 생성된 가스의 상태량은 Jones-Wilkins-Lee(JWL) 상태방정식⁽¹³⁾을 이용하여 구하였는 바 밀도는 1630 kg/m^3 , 질량당 내부 에너지는 $4.29 \times 10^6 \text{ J/kg}$, 압력은 $8.15 \times 10^9 \text{ Pa}$ 이었다. 생성된 가스의 온도는 3300 K 로 하였고 초기 반경은 $\rho V_0 = M$ 을 이용하여 구하였다.

TNT가 폭발 후 fire-ball의 급격한 팽창에 따라 충격파의 전면(front)은 압축된 가스층이 생성된다. 이 압축된 가스층이 생성되는 과정이 Fig. 1에 나와 있다. 압축된 가스층의 두께는 식 (47)에 의해 근사적으로 구할 수 있으나 이 식은 폭발가스가 압축된 것 이라고 가정하여 유도된 것이다.^(5,12) TNT의 질량이 250 kg , 최초의 반경이 0.332 m , 에너지가 $1.073 \times 10^9 \text{ J}$, 온도가 3300 K , 압력이 80340 기압 이고 해저 10 m 에서 TNT의 폭발 할 경우 fire-ball의 속도와 반경의 변화가 Fig. 2에 나와

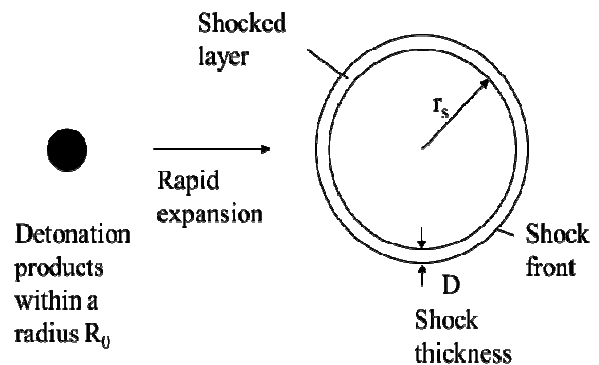


Fig. 1 Schematic of shock generation due to the rapid expansion of detonation products after complete explosion

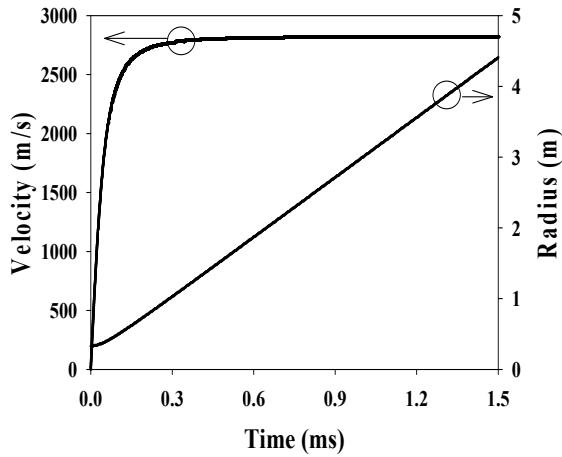


Fig. 2 Time dependent fire-ball velocity and radius for the first 1 ms

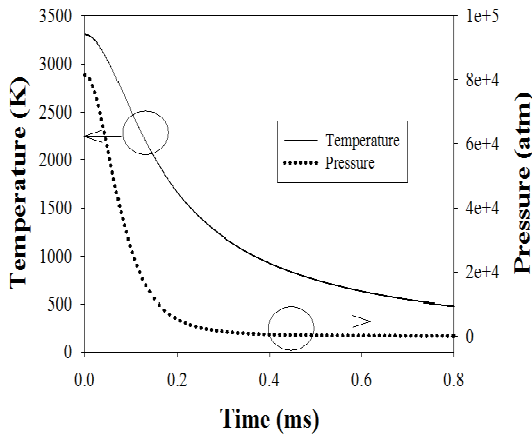


Fig. 3 Time dependent center and center pressure of the fire-ball in underwater

있다. 이 경우 Fire-ball 의 최대 속도는 2810 m/s 에 이르고 있음을 알 수 있다. 공기 중에서 TNT 가 폭발할 경우에는 50 내에 fire-ball 의 속도가 3560 m/s 에 다다름을 알 수 있는 바 이 속도는 식 (20)에 주어진 Sedov 의 접근 속도 3780 m/s 에 접근하는 값이다.⁽¹⁴⁾

Figure 3 에는 해저 10 m 에서 250 kg TNT 의 폭발에 이은 fire-ball 벽의 급격한 팽창에 의한 충격파의 전파가 나와 있다. 이 그림에서 볼 수 있는 바와 같이 충격파의 최대 압력은 6 μ s 후에는 72100 기압 12 μ s 후에는 64200 기압이 된다. 충격파의 전파에 의한 충격파 전면의 압축된 가스층의 두께는 0.5 mm 정도 되고 이 가스층에서 압력변화는 대략 90 기압이었다. Fire-ball 의 급격한 팽창에 의해 식 (39)와 (40)에 의해 구할 수 있는 충격파 전면의 가스층은 폭발물의

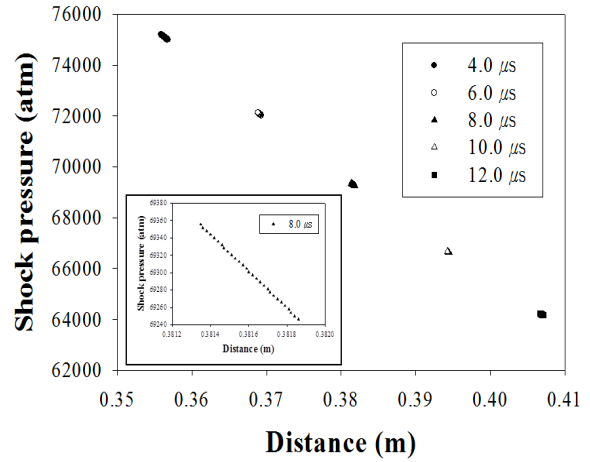


Fig. 4 Propagation of shock front due to the rapid expansion of detonation of products from a 250 kg TNT charge underwater

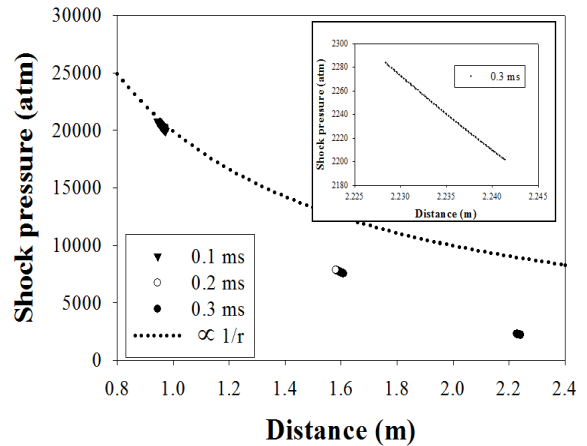


Fig. 5 Propagation of shock front at several specific times after detonation completion from a 250 kg TNT charge underwater

가스가 아니라 매질이 압축되었다고 할 수 있다. 이때의 충격파의 전파 속도는 6250 m/s 에 달했다. TNT 가 폭발한 후 100 μ s (0.1 ms) 이후에 충격파의 전파는 Fig. 4 에 나와 있다. 충격파의 압력의 변화는 충격파의 강도가 크지 않을 경우에는 1/r 에 비례해⁽¹⁵⁾ 저하되지만 이 경우와 같이 충격파의 강도가 클 경우에는 더 크게 떨어짐을 알 수 있다. 폭발 중심으로부터 1.6 m 떨어진 곳에서의 충격파의 최대 강도는 7500 기압 이었고 이때의 충격파의 전파 속도는 6350 m/s 이었다. 이 경우에 대해 식 (1)에 주어진 Rayleigh 방정식을 사용해서 문제를 풀게 되면 충격파의 최대 강도는 126000 기압⁽¹⁶⁾이나 되었고 충격파의 전파속도 또한 10000 m/s 이 넘어 너무나 큰 값이 나온다.

Table 1 Calculated and measured values.*The values in parenthesis are the ones obtained by numerical method (Reference 11)

Depth (m)/Mass of TNT (kg)	Period of bubble developed from fire-ball (ms)		Maximum radius (m)	
	Measured value	Calculated value	Measured value	Calculated value
91.4/0.30	29.8	27.9	0.481	0.483
152.4/0.227	18.3	16.9	0.379	0.406
178.6/0.30	17.8	16.4	0.387	0.439
91.7/28.0	(127.0)*	126.0	(2.09)*	2.19
10.0/250.0	---	1063.2	---	7.30

Fire-ball 급격히 팽창하며 충격파를 발산한 후에는 fire-ball 은 해저에서 거대한 기포로 운동을 하게 된다. 기포의 팽창에 따른 기포 내 압력의 급격한 저하와 함께 기포 벽의 속도 또한 급격히 감소하여 비선형 운동을 하게 된다. 이때의 기포 벽의 속도는 20 m/s 정도로 기포의 운동 (1)에 주어져 있는 Rayleigh 식을 써서 예측할 수 있다.⁽¹⁴⁾

Table 1 에는 TNT 의 질량, 해면에서부터 TNT 의 폭발 지점에 따른 기포의 주기와 최대 반경의 계산결과를 Wardlaw 와 Mair 의 논문⁽¹⁶⁾에 나와 있는 E. Swift 와 J. Decius 에 의한 실험결과와 비교한 것이 나와 있다. 이 표에서 볼 수 있는 바와 같이 본 논문에서 논의한 모델에 의한 계산 결과가 실험과 비교적 잘 일치함을 알 수 있다. 최대 반경일 때 기포 내 온도는 대략 영하 30 도 이었다.

6. 결 론

처음으로 TNT 가 해저에서 폭발 할 경우 fire-ball 의 대단히 큰 값을 가지는 내부압력에 의한 팽창과 이에 따른 충격파의 전파를 이론적으로 계산하였고 실험결과와 비교하였다. 본 논문에서 다룬 모델에 의한 계산 결과는 실험 결과와 비견될 만 하였다.

후 기

이 논문은 2008 년도 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국학술진흥재단의 지원을 받아 수행된 연구임 (KRF-2008-813-D00132).

참고문헌

- (1) Rayleigh, 1917, "On the Pressure Developed in a Liquid During the Collapse of a Spherical Cavity," *Phil. Mag.*, Vol. 34, pp. 94~99.
- (2) Keller, J.B. and Miksis, M., 1980, "Bubble Oscillations of Large Amplitude," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 68, pp. 628~633.
- (3) Yasui, K., 1995, "Effects of Thermal Conduction on Bubble Dynamics Near the Sonoluminescence Threshold," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 98, pp. 2772~2778.
- (4) Taylor, G.I., 1946, "The Air Wave Surrounding an Expanding Sphere," *Proceedings of Roy. Soc. London, Series A, Math. and Phys. Sci.*, Vol. 186, pp. 273~292.
- (5) Zeldovich, Ya. B. and Raizer, Yu. P., 1966, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Vol. I, Academic Press.
- (6) Landau, L.D. and Lifshitz, E.M., 1959, *Fluid Mechanics*, Pergamon Press, Oxford.
- (7) Kwak, H., and Yang, H., 1995, "An Aspect of Sonoluminescence from Hydrodynamic Theory," *J. Phys. Soc. Jpn*, Vol. 64, pp. 1980~1992.
- (8) Jun, J., and Kwak, H., 2000, "Gravitational Collapse of Newtonian stars," *Int. J. Modern Phys. D*, Vol. 9, pp. 35~42.
- (9) Tang, M.J., and Baker, Q.A., 1999, "A New Set of Blast Curves from Vapor Cloud Explosion," *Process Safety Progress*, Vol. 18, pp. 235~240.
- (10) Kato, K., Aoki, T., Kubota, S., and Yoshida, M., 2006, "A Numerical Scheme for Strong Blast Wave Driven by Explosion," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 51, pp. 1335~1353.
- (11) Knapp, R.T., Daily, J.W., Hammit, F.G., 1970, *Cavitation*, McGraw-Hill.
- (12) Clarke, C.J. and Carswell, R.F., 2007, *Principles of Astrophysical Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, Cambridge.
- (13) Luo, H., Baum, J.D. and Loehner, R., 2004, "On the Computation of Multi-Material Flows Using ALE Formulation," *J. Compt. Phys.* Vol. 194, pp. 304~328.
- (14) Kwak, H., Ko, I., Kang, K. and Kang J., 2011, Fire-Ball Expansion and Subsequent Shock Wave Propagation by Explosive Detonation, (Submitted for Publication).
- (15) Cole, R.H., 1965, *Underwater Explosions*, Dover Publications Inc, New York.
- (16) Wardlaw, A.B., Mair, H.U., 1998, "Spherical Solutions of an Underwater Explosion Bubble," *Shock and Vibration*, Vol. 5, pp. 89~102.