

상승 및 하강시간에 기초한 Jiang의 폭발함수의 형상변수 평가

최병희¹⁾, 김현우¹⁾, 오세욱^{1)*}

Evaluating the Shape Parameters of Jiang's Explosion Pressure Function Based on the Rise and Fall Time Intervals

Byung-Hee Choi, Hyunwoo Kim, Se-Wook Oh

Abstract The pressure-time histories recorded from blast holes exhibit wide variability depending on the type of explosives used. However, these history curves can generally be divided into the rising and falling branches. This characteristic is valuable for defining the time history of explosion pressure in rock blast modeling. However, the explosion pressure function proposed by Jiang et al. has two shape parameters which are explicitly related to the rise time interval, but not to the fall time interval. Hence, this study derived two conversion relations that can exactly translate given rise and fall time intervals into the shape parameters. Then, the conversion relations were utilized to approximate other pressure functions with the Jiang's function. This allows for greater emphasis on the physically significant rise and fall times, rather than on the pressure function itself, in the context of rock blast modeling.

Key words Shape parameter, Explosion pressure function, Rise and fall time intervals, Pressure-time history, rock blast modeling

초 록 발파공에서 기록된 압력-시간 이력들은 사용된 폭약의 종류에 따라 다양한 모양을 보인다. 하지만 이런 이력곡선들은 대개 상승부와 하강부로 구분할 수 있다. 이 특징은 암석발파를 모델링 할 때 폭발압력의 시간이력을 정의하는 데 도움이 될 수 있다. 그러나 Jiang의 폭발함수는 두 개의 형상변수를 가지고 있는데, 이들은 상승 시간과는 명확한 관계가 있으나 하강시간과의 관계는 명시적이지 않다. 따라서 본 논문에서는 상승 및 하강시간이 주어지면 상응하는 형상변수들을 정확하게 결정할 수 있는 두 개의 변환식을 유도하였다. 그런 다음, 이 변환식들을 이용하여 여타의 폭발함수들을 Jiang의 함수로 근사하였다. 이와 같은 함수근사의 가능성은 암석발파를 모델링 할 때 폭발함수 자체보다는 물리적으로 중요한 의미를 지닌 상승 및 하강시간에 초점을 맞추도록 해준다.

핵심어 형상변수, 폭발함수, 상승 및 하강시간, 압력-시간 이력, 암석발파 모델링

1) 한국지질자원연구원

* 교신저자 : dynoh@kigam.re.kr

접 수 일 : 2024년 7월 11일

심사완료 : 2024년 7월 26일

계재승인 : 2024년 9월 6일

1. 서론

암석발파 모델링에서 폭발압력(explosion pressure)이란 폭약이 발파공 내에서 폭발했을 때 시간의 흐름에 따라 발파공 벽면에 가하는 공내압력(blasthole pressure)을 말한다. 따라서 폭발압력은 시간의 함수가 되며, 폭원모델링에서는 실제의 폭발압력을 쉽게 묘사할 수 있도록 폭압함수는 피크압과 형상함수의 곱의 형태로 정의된다. 여기서 피크압(peak pressure)이란 공벽에 가해지는 최대압력(maximum pressure)을 말하며, 형상함수(shape function)란 피크압으로 정규화 된(normalized) 폭압함수로서 압력이 시간에 따라 변화하는 양상을 표현하는 시간이력(time history)를 말한다.

피크압의 크기는 대개 폭굉압력(detonation pressure)의 45~50% 수준으로 간주된다(Persson et al., 1994; ISEE 1998). 등가공동(equivalent cavity)의 경우에는 설정된 반경에 맞는 피크압의 크기를 수치적 또는 실험적 방법으로 결정한다(van Gool, 2007; Sainoki and Mitri, 2016). 폭굉압에 대해서는 여러 연구자들이 폭굉이론을 바탕으로 실험적 및 경험적 방법을 통해 다양한 추정식들을 제안하였다. 암석발파 응용에서는 폭굉압에 대한 이론적 계산식으로 $p_d = \rho_e D_e^2 / 4$ (단, ρ_e : 폭약밀도, D_e : 폭굉속도)가 많이 쓰인다(Persson et al., 1994; Cooper, 1996). 다양한 폭약들의 폭굉압을 측정 한 실험치는 Cooper (1996)에 잘 정리되어 있으며, 폭굉압의 크기는 RDX나 PBX와 같은 고성능 폭약의 경우에도 대체로 40 GPa을 초과하지는 않는다.

형상함수에 대해서도 많은 추정식들이 제안되어 있으나 그 그래프들은 대체로 빠르게 상승한 후 하강하는 단일펄스(single pulse)의 형태가 대부분이다(Sharpe, 1942; Simha, 1993; Jiang et al., 1995; Potyondy and Cundall, 1996). 따라서 폭원모델링을 위해 완전히 새로운 형상함수를 별도로 정의하기보다는 Sainoki and Mitri(2016)의 3DEC 모델링 사례에서와 같이 기존의 대표적인 함수를 이용하여도 충분할 것이다.

본 논문에서는 Jiang의 폭압함수(Jiang et al., 1995)를 사용할 때 함수의 모양을 결정하는 2개의 형상변수(shape parameters)의 값을 폭압의 상승시간(rise time interval)과 하강시간(fall time interval)으로부터 계산할 수 있는 변환식(conversion relations)을 유도한다.

또한, 이렇게 유도된 변환식을 이용하여 비슷한 형태의 단일펄스를 가진 여타의 폭압함수들을 Jiang의 폭압함수로 근사해 보임으로써 폭원모델링 시에 간단히 Jiang의 함수만으로도 폭원의 단위면적 당 충격량(impulse)을 입력할 수 있도록 도모하였다.

2. 폭압함수

2.1 Jiang의 함수

Jiang et al. (1995)이 제안한 폭압함수는 다음과 같다.

$$p(t) = p_0 t^n e^{-\phi t} \quad (1)$$

Eq. (1)의 폭압함수 $p(t)$ 는 시간 t 의 함수로서 3개의 양(> 0)의 매개변수 p_0 , n , ϕ 의 조합으로 완전하게 정의된다. 그런데 매개변수 p_0 는 함수 $p(t)$ 의 피크치도 아니고 초기치($p(0) = 0$)도 아니다. 실제로 $p(t)$ 의 피크압 p_P 와 피크시간(peak time) t_P 를 구해보면 다음과 같다.

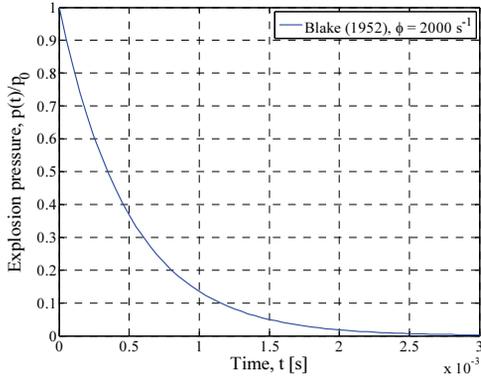
$$p_P = p_0 (\phi e/n)^{-n} \quad (2)$$

$$t_P = \frac{n}{\phi} \quad (3)$$

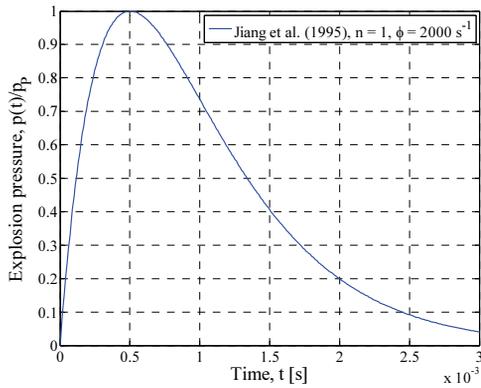
Eq. (2)는 p_0 가 $p(t)$ 의 피크압 p_P 가 아님을 명시적으로 보여주며, Eq. (3)은 p_P 가 나타나는 피크시간 $t_P > 0$ 임을 암시한다.

이에 비해 Jiang의 함수의 기원인 Blake의 함수 $p(t) = p_0 e^{-\phi t}$ 의 경우에는 p_0 가 피크치 겸 초기치이다(Blake, 1952). 이들 두 함수의 그래프를 도시해보면 그 차이가 분명하게 드러난다(Fig. 1).

사실, Fig. 1(a)의 Blake의 함수는 폭압의 상승시간이 영(zero)이므로 암석발파 모델링에서 폭약들의 폭속 차이에 의한 폭압의 상승속도(그래프의 기울기)의 효과를 반영할 수 없는 문제가 있다. Blake의 함수나 이와 비슷한 함수들의 그래프는 유체(공기나 물) 내에서 측정되는 충격파(shock wave) 펄스들의 형태와 유사하다(Smith et al., 2000; Hanssen et al., 2002). 반면, Fig. 1(b)의 Jiang의 함수는 암석에 천공된 발파공의



(a) Blake's function



(b) Jiang et al.'s function

Fig. 1. Comparison of two explosion pressure functions.

압력-시간 이력을 실제와 비슷하게 표현할 목적으로 Blake의 함수를 수정하여 만든 것이다. (앞의 Eq. (1)에 대한 설명에서 $n > 0$ 으로 간주한 것은, 만일 $n = 0$ 이 되면 Jiang의 함수가 Blake의 함수와 같아져서 본래의 의미가 없어지기 때문임.)

한편, Eq. (3)에 의하면 매개변수 $n = 1$, $\phi = 2000 \text{ s}^{-1}$ 일 때 피크시간 $t_p = 1/2000 \text{ s}^{-1} = 0.5 \text{ ms}$ 이다. 그런데 $n = 1.5$, $\phi = 3000 \text{ s}^{-1}$ 일 때도 $t_p = 1.5/3000 \text{ s}^{-1} = 0.5 \text{ ms}$ 가 된다. 그러나 이들 두 경우의 그래프를 비교해보면 t_p 는 서로 같지만 전체적인 그래프의 모양은 서로 다름을 알 수 있다(Fig. 3 참조). 이는, 바꾸어 말하면, n , ϕ 를 특정하기 위해서는 피크시간 t_p (상승시간) 외에 다른 하나의 값(예. 하강시간)이 더 필요함을 의미한다.

2.2 형상함수

본 연구에서는 Eq. (2)를 이용하여 Eq. (1)의 폭발함수 $p(t)$ 를 다음과 같은 등가의 식으로 바꾸어 사용한다.

$$p(t) = p_p N t^n e^{-\phi t} = p_p \left(\frac{\phi}{n} t \right)^n e^{n - \phi t} \quad (4)$$

Eq. (4)에서 $N = (\phi e/n)^n$ 은 정규화 계수(normalizing factor)로서 $p(t)$ 를 피크압 p_p 와 형상함수 $g(t) = N t^n e^{-\phi t} = (\phi t/n)^n e^{n - \phi t}$ 의 곱으로 표현하는 역할을 한다. 그러면 $g(t) = p(t)/p_p$ 는 정규화 폭발함수(normalized explosion pressure function)가 되므로 2개의 매개변수 n , ϕ 는 $p(t)$ 의 형상을 완전하게 결정하는 형상변수가 된다. 형상함수 $g(t)$ 의 그래프는 이미 Fig. 1(b)에 예시되어 있다.

3. 변환식의 유도

발파공에서 실측된 폭발의 시간이력은 폭약과 암석의 종류에 따라 다르지만 대개 피크압을 기준으로 상승부와 하강부로 구분할 수 있다(Sharpe, 1942; Cook, 1958; Persson et al., 1994). 더욱이 이력곡선의 상승부의 기울기가 클수록 응답변위의 크기가 증가하는 것은 이미 알려져 있는 사실이다(Sharpe, 1942; Simha, 1993). 또한, 이력곡선의 하강부의 기울기는 곡선 아래의 면적, 즉 발파공 벽면의 단위면적 당 충격량에 영향을 미친다.

이런 특징을 폭원모델링에 활용할 수 있도록 본 절에서는 Eq. (4)의 폭발함수 $p(t)$ 의 상승시간과 하강시간이 주어졌을 때 이들로부터 형상변수 n , ϕ 의 값을 정확하게 산출하는 변환식을 유도한다.

3.1 특성시간

Fig. 2에 예시한 폭발함수 $p(t)$ 의 전형적인 그래프는 펄스 OABC에 의해 잘 대표된다. 펄스 OABC는 그래프 $p(t)$ 의 변곡점 $B(t_p, p)$ 로부터 시간 축과의 교차점 $C(t_D, 0)$ 까지 그은 접선 BC를 곡선 OAB에 이어붙인 것이다.

펄스 OABC는 특성점(characteristic points) A, B, C에 의해 규정되므로 그래프 $p(t)$ 도 피크압 p_p 와 특성시간(characteristic times) t_p , t_b , t_D 에 의해 규정될 수

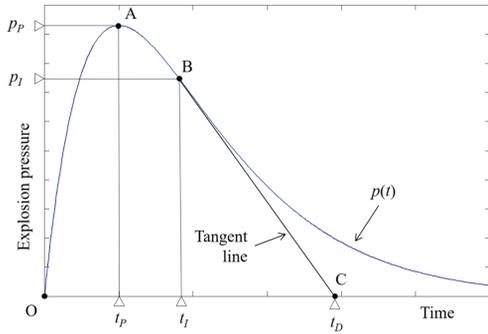


Fig. 2. General graph of $p(t)$.

있다. 그런데 함수 $p(t)$ 는 이미 Eq. (4)에 따라 피크 압 p_P 와 형상변수 n , ϕ 에 의해 완전하게 정의되었다. 따라서 3개의 특성시간 t_P , t_I , t_D 와 2개의 형상변수 n , ϕ 사이에 어떤 관계가 존재할 것으로 예상된다.

3.2 유도과정

변환식의 유도과정은 간단한 기하학을 이용하여 다음과 같이 진행된다:

(i) 먼저, Eq. (4)의 $p(t)$ 를 t 에 대해 두 번 미분하고, 그 결과를 영(zero)으로 놓으면 변곡점 B의 시간 t_I 를 얻을 수 있다.

$$t_I = \frac{n + \sqrt{n}}{\phi} \quad (5)$$

계속해서, Eq. (3)의 $\phi = n/t_P$ 를 Eq. (5)에 대입하면 다음 관계식을 얻는다.

$$t_I = \left(1 + \frac{1}{\sqrt{n}}\right)t_P \quad (6)$$

(ii) 변곡점 B(t_I , p_I)에서 $p(t)$ 의 기울기는 $p'(t_I) = p_I(n/t_I - \phi)$ 이므로 접선 BC의 식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$p_{BC}(t) = p_I \left\{ 1 + n \left(\frac{1}{t_I} - \frac{1}{t_P} \right) (t - t_I) \right\} \quad (7)$$

Eq. (7)에서 $t_I \leq t \leq t_D$ 이므로 우변을 영으로 놓으면 교차점 C의 시간 t_D 를 얻을 수 있다.

$$t_D = t_I + \frac{t_I t_P}{n(t_I - t_P)} \quad (8)$$

(iii) Eq. (8)을 n 에 대해 고쳐 쓰면 다음을 얻는다.

$$n = \frac{t_I t_P}{(t_I - t_P)(t_D - t_I)} \quad (9)$$

계속해서, Eq. (9)의 양변을 t_P 로 나누면 Eq. (3)에 의해 ϕ 를 얻는다.

$$\phi = \frac{t_I}{(t_I - t_P)(t_D - t_I)} \quad (10)$$

이제 Eqs. (9), (10)을 변환식으로 이용하면 특성시간 t_P , t_I , t_D 가 주어졌을 때 형상변수 n , ϕ 를 계산할 수 있다. 역으로 n , ϕ 를 알면 Eqs. (5), (6), (8)을 차례로 이용하여 t_P , t_I , t_D 를 계산할 수도 있다. 그런데 여기서 한 가지 고려할 것이 있다.

(iv) 사실, 3개의 특성시간 t_P , t_I , t_D 는 상호독립이 아니다. 이들은 Eq. (8)을 통해 서로 종속관계에 있으며, 이들 중 오직 2개만이 자유변수(free variables)가 될 수 있다. 따라서 이들을 묶고 있는 구속조건(constraint)을 구하기 위해 Eq. (6)의 $t_I - t_P = t_P/\sqrt{n}$ 을 Eq. (8)에 대입하여 다음 관계식을 얻는다.

$$t_D = \left(1 + \frac{1}{\sqrt{n}}\right)t_I \quad (11)$$

계속해서, Eq. (6)과 Eq. (11)을 비교하면, 특성시간 t_P , t_I , t_D 사이에 다음과 같은 비례관계가 성립함을 알 수 있다.

$$\frac{t_I}{t_P} = \frac{t_D}{t_I} = 1 + \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (12)$$

이제 Eq. (12)에서 첫 번째 등식을 취해서 t_I 에 대해 풀면 다음과 같은 구속조건을 찾을 수 있다.

$$t_I = \sqrt{t_P t_D} \quad (13)$$

결국, Fig. 2에서 피크점 A의 시간 t_P (피크시간)와

교차점 C의 시간 t_D 만 주어지면 Eq. (13)에 의해 변곡점 B의 시간 t_I 를 계산할 수 있다. 그러면 3개의 특성시간 t_P, t_I, t_D 가 모두 기지수가 되므로 2개의 변환식 Eqs. (9), (10)을 이용하여 미지의 형상변수 n, ϕ 를 계산할 수 있다.

(v) 끝으로, 폭발함수 $p(t)$ 의 상승시간 및 하강시간을 각각 $\Delta t_R = t_P$ 및 $\Delta t_F = t_D - t_P$ 로 정의한다. 그러면 $\Delta t_R, \Delta t_F$ 만 주어진 경우에도 이들의 정의에 따라 $t_P = \Delta t_R, t_D = \Delta t_R + \Delta t_F$ 가 기지수가 되므로 Eqs. (13), (9), (10)을 적용하여 n, ϕ 를 계산할 수 있다. 이는 폭발함수 $p(t)$ 의 형상함수 $g(t)$ 가 t_P, t_D 뿐만 아니라 $\Delta t_R, \Delta t_F$ 에 의해서도 완전하게 결정됨을 의미한다.

3.3 형상변수와 그래프

앞의 정의에 따르면 상승시간 Δt_R 에 대한 하강시간 Δt_F 의 비(ratio)는 다음과 같다.

$$r = \frac{\Delta t_F}{\Delta t_R} = \frac{t_D}{t_P} - 1 \quad (14)$$

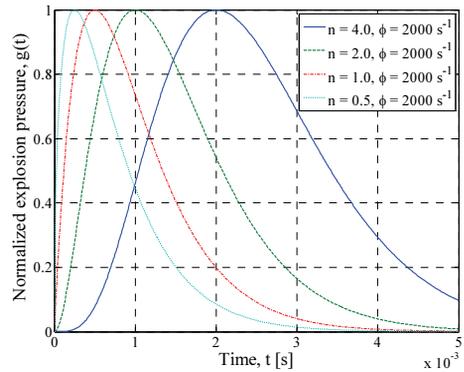
Eq. (14)의 비 r 은 폭발함수 $p(t)$ 의 비대칭도(asymmetry)에 대한 하나의 척도가 된다.

Fig. 3(a)를 보면, n 이 증가함에 따라 직선 $t = t_P$ 를 중심으로 그래프의 분산(dispersion)이 점점 커지지만 대칭성은 더 좋아진다(비대칭도 r 은 감소). 물론, n 이 너무 커지면 원점 부근에서 위로 오목한 모양이 나타나는 문제도 있지만 일반적으로 n 의 증가는 r 의 감소를 의미한다. 이에 비해, Fig. 3(b)에서 보듯이 ϕ 가 증가할 때는 그래프의 분산이 커짐에도 대칭성(곧, r)은 불변이다.

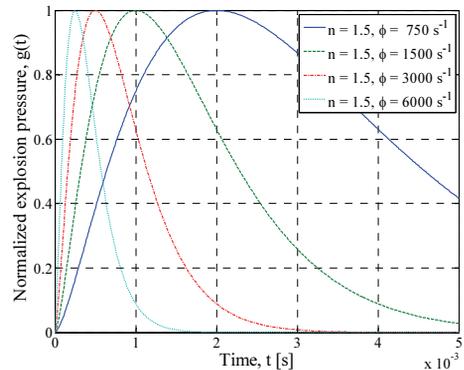
Fig. 3(a)가 보이는 대칭성에 관한 경향을 수치로 확인하기 위해 몇 개의 n 값에 대한 r 값의 추이를 이와 연관된 특성시간들 사이의 관계 값들과 함께 Table 1에 정리하였다. 일례로, $n = 1$ 일 때는 Eq. (6)에 의해 $t_I = 2t_P$ 가 되며, 계속해서 Eq. (8)에 의해 $t_D = 4t_P$ 가 되고, 이는 다시 Eq. (14)에 의해 비대칭도 $r = 3$ 이 된다. 이 과정은 Table 1의 자료행렬의 제2행에 나타나 있다. Table 1은 이런 과정의 반복으

로 만들어졌으며, 표의 제열과 제4열을 보면 n 값이 증가함에 따라 r 값이 감소하는 것을 수치로 확인할 수 있다.

한편, Fig. 3(b)가 보이는 대칭성에 관한 경향은 수식으로 확인할 수 있다. 즉, Eq. (12)에 의하면 $t_D/t_P = (t_D/t_I)(t_I/t_P) = (1 + 1/\sqrt{n})^2$ 이 되는데, 이 결과를 Eq. (14)에 대입하면 그래프의 비대칭도 r 이 n 에만 의존하고 ϕ 와는 무관함을 알 수 있다.



(b) Influence of n



(b) Influence of ϕ

Fig. 3. Shape changes of $g(t)$ with n and ϕ .

Table 1. Variations of the asymmetry r of $p(t)$ according to the shape parameter n

| n | t_I/t_P | t_D/t_P | r |
|-----|-----------|-----------|-----|
| 0.5 | 2.4 | 5.8 | 4.8 |
| 1.0 | 2.0 | 4.0 | 3.0 |
| 1.5 | 1.8 | 3.3 | 2.3 |
| 2.0 | 1.7 | 2.9 | 1.9 |
| 3.0 | 1.6 | 2.5 | 1.5 |
| 4.0 | 1.5 | 2.3 | 1.3 |

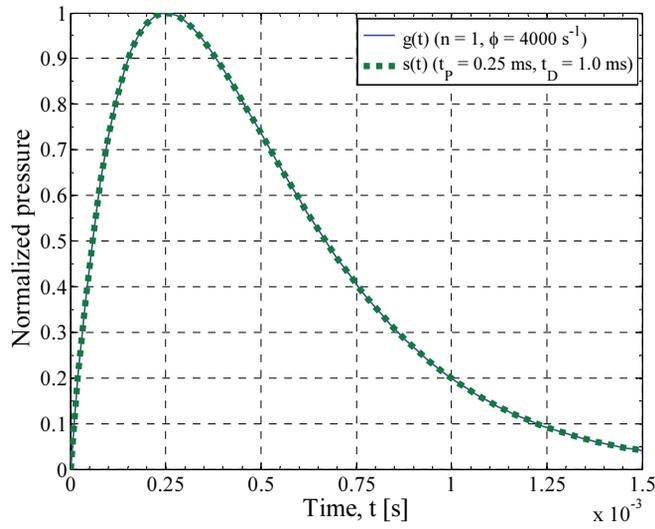
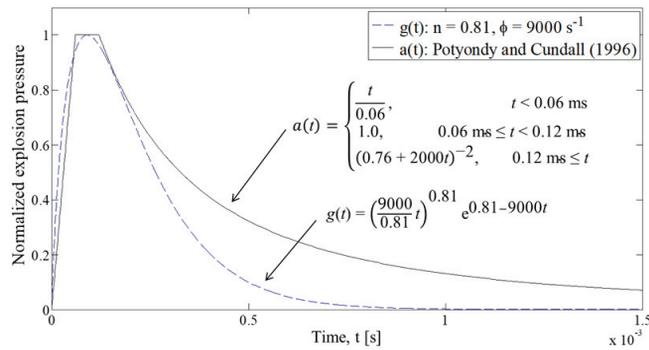
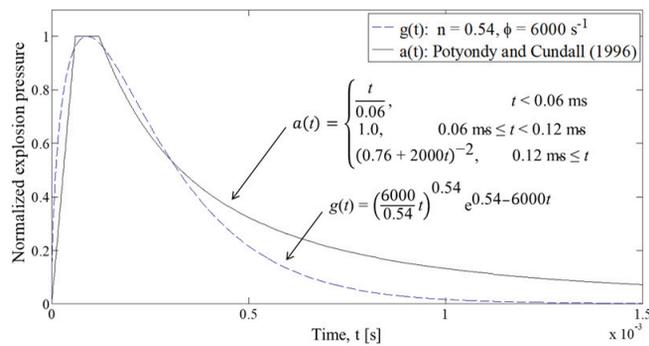


Fig. 4 Coincidence of $s(t)$ with $g(t)$.



(a) Good agreement in the rising part



(b) Good agreement in the falling part

Fig. 5. Approximation of $a(t)$ in terms of $g(t)$.

4. 폭압함수 근사

여러 연구자들이 제안한 폭압함수의 그래프들은 단일펄스를 지닌 Jiang의 함수와 유사한 모양이므로 이런 함수들은 Jiang의 함수로 근사(approximation)가 가능하다. 상이한 모양의 폭압함수들도 전체적인 근사는 어렵지만 그래프에서 가장 중요한 피크압 부근의 펄스에 대한 근사는 충분히 가능할 것이다. 만일 이와 같은 근사가 가능하다면 폭원모델링 시에 폭압함수 자체보다는 물리적 의미가 큰 폭압의 상승 및 하강시간만 고려하면 된다.

4.1 유사한 모양의 함수 근사

유사한 모양의 폭압함수 근사의 예로서 Grady and Kipp (1980)과 Simha (1993)의 형상함수 $s(t) = (e/t_p)te^{-t/t_p}$ (단, e/t_p 는 정규화 계수)의 경우를 고려한다. 그런데 함수 $s(t)$ 는 Jiang의 형상함수 $g(t)$ 로 완전근사(perfect approximation)가 가능하다. 그 이유는 사실상 $s(t)$ 가 $g(t)$ 의 특수한 경우($n = 1$)이기 때문이다. 함수 $s(t)$ 의 경우는 $n = 1$ 이므로 Table 1에서 보듯이 항상 $r = 3$ 의 비대칭도를 갖는다.

일례로, 함수 $s(t)$ 의 피크시간 $t_p = 0.25$ ms로 가정하면 $t_D = 4 \times 0.25$ ms = 1.0 ms가 되므로 Eq. (14)에 의해 비대칭도 $r = 1.0/0.25 - 1 = 3$ 이 됨을 확인할 수 있다. 또한, 이 경우에 대해 함수 $g(t)$ 의 형상변수를 계산하면 Eqs. (13), (9), (10)에 의해 $n = 1$, $\phi = 4000$ s⁻¹가 된다.

이제 함수 $s(t)$ 와 $g(t)$ 의 그래프들을 함께 도시하면 Fig. 4와 같으며, 두 그래프는 완전한 근사에 따라서 서로 중첩되어 마치 하나의 그래프처럼 보인다. 이는 서로 다른 연구자들의 폭압함수들이 실제로는 서로 같거나 매우 흡사한 모양을 지니고 있음을 분명하게 보여주는 예이다.

4.2 상이한 모양의 함수 근사

Fig. 5는 상이한 모양의 폭압함수에 대한 피크압 부근에서의 함수근사의 예로서 Potyondy and Cundall (1996)의 형상함수 $a(t)$ 를 Jiang의 형상함수 $g(t)$ 로 근사한 것이다. Fig. 5(a)의 근사에서는 $a(t)$ 의 그래프가 지닌 특징으로부터 $g(t)$ 의 $t_p = 0.09$ ms, $t_D =$

0.4 ms로 설정하였다. 피크시간 t_p 는 $a(t)$ 의 마루부분의 중간점으로 설정하였으나 하강부의 접선은 개략적으로 결정하였다. 이 경우에는 Eqs. (13), (9), (10)에 따라 $g(t)$ 의 형상변수 $n = 0.81$, $\phi = 9000$ s⁻¹를 얻었다. 반면, Fig. 5(b)의 경우에는 피크시간은 $t_p = 0.09$ ms로 앞의 경우와 동일하게 설정하였으나 $t_D = 0.5$ ms로 약간 더 큰 값으로 설정함으로써 $n = 0.54$ 와 $\phi = 6000$ s⁻¹를 얻었다.

결과적으로, Fig. 5(a)의 경우는 피크압으로 올라가는 상승부가 상대적으로 더 좋은 근사결과를 보임에 비해 Fig. 5(b)의 경우는 피크압에서 내려오는 하강부가 잘 근사되었다. 이와 같이 폭압함수 $a(t)$ 의 하강부의 접선을 어떻게 설정하느냐에 따라 $g(t)$ 의 근사도가 달라지지만 비평활함수(non-smooth function) $a(t)$ 를 평활함수(smooth function) $g(t)$ 로 근사하는 것도 가능함을 알 수 있다.

5. 결론

발파에 관한 수치해석에서 폭압함수의 상승시간과 하강시간은 암석(매질)의 응답에 큰 영향을 끼친다. 이 점을 고려하여 본 논문에서는 발파공 내부에서의 폭압의 상승 및 하강시간이 주어지면 이들로부터 Jiang의 폭압함수의 형상변수들의 값을 정확하게 산출하는 두 개의 변환식을 유도하였다.

또한, 유도된 변환식들을 이용하여 비슷한 형태의 단일펄스를 가진 여타의 폭압함수들을 Jiang의 함수로 근사하였다. 이와 같은 함수근사의 가능성은 연구자들이 3DEC과 같은 수치해석 프로그램을 이용하여 폭원을 모델링할 때 폭압함수 자체보다는 물리적 의미가 큰 폭압의 상승 및 하강시간을 결정하는 데 초점을 맞추도록 해준다.

감사의 글

본 연구는 한국지질자원연구원의 주요사업인 심지층 개발과 활용을 위한 지하심부 특성평가 기술 개발(과제코드: GP2020-010)의 지원을 받아 수행되었습니다.

참고문헌

1. Blake, F. G., 1952, Spherical wave propagation in solid media. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 24, pp. 211-215.
2. Cook, M. A., 1958, The science of high explosives. Reinhold Publishing Corporation, New York, Chapman & Hall, LTD., London, England, pp. 133-138, p. 275.
3. Cooper, P. W., 1996, Explosives engineering. Wiley-VCH, Inc., New York, USA, pp. 251-273.
4. Grady, D. E. and M. E. Kipp, 1980, Continuum modelling of explosive fracture in oil shale, Int. J. Rock Mechanics and Mining Sciences and Geomechanics Abstracts, Vol. 17, pp. 147-157.
5. Hanssen, A. G., L. Enstock and M. Langseth, 2002, Close-range blast loading of aluminum foam panels, Int. J. Impact Eng., Vol. 24, pp. 957-973.
6. ISEE, 1998, "Blasters' Handbook", 17th ed., Int. Soc. of Explosives Engineers, Cleveland, Ohio, USA, pp. 42-43.
7. Jiang, J., D. P. Blair and G. R. Baird, 1995, Dynamic response of an elastic and viscoelastic full-space to a spherical source. International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol. 19, pp. 181-193.
8. Persson, P., R. Holmberg and J. Lee, 1994, Rock blasting and explosives engineering. CRC Press, Boca Raton, FL, USA, pp. 106-107, p. 285.
9. Potyondy, D. O. and P. A. Cundall, 1996, Modeling of shock- and gas-driven fractures induced by a blast using bonded assemblies of spherical particles. In: Mohanty, B. (ed.), Proceedings of the Fifth Int. Symposium on Rock Fragmentation by Blasting - Fragblast-5, Montreal, Quebec, Canada, A.A. Balkema, Rotterdam, Netherlands, pp. 55-61.
10. Sainoki, A. and H. S. Mitri, 2016, Dynamic modelling of fault slip induced by stress waves due to stope production blasts. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, Vol. 49, pp. 165-181.
11. Sharpe, J. A., 1942, The production of elastic waves by explosion pressures. I. Theory and empirical field observations. Geophysics, Vol. 7, pp. 144-154.
12. Simha, K. R. Y., 1993, Stress wave patterns in tailored pulse loading. In: Rossmann, H. P. (ed.), Proceedings of the 4th Int. Symposium on Rock Fragmentation by Blasting - Fragblast-4, Vienna, Austria, A.A. Balkema, Rotterdam, Netherlands, pp. 79-85.
13. Smith, P. D., G. P. Whalen, I. J. Feng, and T. A. Rose, 2000, Blast loading on buildings from explosion in city streets, Structures and Buildings, Vol. 146, No. 1, pp. 47-55.
14. van Gool, B., 2007, Effects of blasting on the stability of paste fill stopes at Cannington Mine. PhD Thesis, James Cook University, Australia, pp. 92-117.



최병희

한국지질자원연구원
국토우주지질연구본부
심층처분환경연구센터
책임연구원

Tel: 042-868-3237
E-mail: bhchoi@kigam.re.kr



오세욱

한국지질자원연구원
국토우주지질연구본부
심층처분환경연구센터
선임연구원

Tel: 042-868-3178
E-mail: dynoh@kigam.re.kr



김현우

한국지질자원연구원
광물자원연구본부
자원탐사개발연구센터
책임연구원

Tel: 042-868-3243
E-mail: hyunwoo.kim@kigam.re.kr