

관출구로부터 방출하는 펄스파에 대한 수치계산과 해석적 연구

이동훈* · 김현섭** · 김희동***

Computational and Analytical Studies on the Impulse Wave Discharged from the Exit of a Pipe

D.H.Lee, H.S.Kim and H.D.Kim

Key Words: Aeroacoustics(공력음향), Compression Wave(압축파), Impulse Noise(충격성 소음), Impulse Wave(펄스파), Shock Tube(충격파관), Shock Wave(충격파)

Abstract

A computational work of the impulse wave which is discharged from the open end of a pipe is compared to the Lighthill's aeroacoustics theory. The second-order total variation diminishing(TVD) scheme is employed to solve the axisymmetric, compressible, unsteady Euler equations. The relationship between the initial compressure wave form and the resulting impulse wave is characterized in terms of the peak pressure. The overpressure, pressure gradient and wavelength of the initial compression wave are changed to investigate the influence of the initial compressure wave form on the peak pressure of impulse wave. The results obtained show that for the initial compression wave of a large wavelength and small pressure gradient the peak pressure of the impulse wave depends upon the wavelength and pressure gradient of compression wave, but for the initial compression wave of a short wavelength and large pressure gradient the peak pressure of the impulse wave is almost constant regardless of the wavelength and pressure gradient of compression wave. The peak pressure of the impulse wave is increased with an increase in the overpressure of the initial compression wave. The results from the numerical analysis are well compared to the results from the aeroacoustics theory with a good agreement.

1. 서 론

관내를 전파하는 압축파나 충격파가 관출구로부터 대기로 방출하는 경우 펄스형태의 강한 압력파를 발생시키게 되는데 이를 펄스파라고 한다. 펄스파 현상의 대표적인 예로는 자동차의 배기관, 대포나 총기류, 차량의 공압제동장치, 각종 고압플랜트의 Blow-off라인 및 고속열차/터널시스템 등을 들 수 있다.⁽¹⁾

펄스파는 지속시간이 짧더라도 피크압력이 매

우 높기 때문에 충격적인 외력으로 작용하여 주변의 구조물과 시스템 등을 진동파괴시킬 수 있다.⁽²⁾ 더욱이 펄스파는 강력한 소음을 동반하게 되므로서 수음자가 펄스파에 노출되면 일시에 청각기능을 상실할 수도 있다.⁽³⁾ 이 때문에 오래전부터 대포나 총기류⁽⁴⁾를 대상으로 하여 펄스파의 저감을 위한 일련의 연구가 진행되어 왔으며 현재에도 연구가 계속되고 있다. 또한 고속열차의 터널출구로부터 전파하는 충격성 소음문제는 김⁽⁵⁾과 Setoguchi⁽⁶⁾ 등의 연구를 통해 상당수준의 저감기술이 정립되었다고 할 수 있다.

그러나 자동차의 배기관, 대포나 총기류, 차량의 공압제동장치 및 각종 고압플랜트의 Blow-off라인 등에서 발생하는 펄스파에 대해서는 아직까지도 적절한 저감장치의 개발이나 저감기법이 제

* 서울산업대학교 기계공학과

** 안동대학교 대학원 기계공학과

*** 안동대학교 기계공학과

시되지 못하고 있다. 펄스파에 의한 충격성 소음의 효과적인 저감대책을 확보하기 위해서는 저감대책의 수립에 앞서 펄스파의 전파과정이나 전파특성에 대한 물리적인 이해를 필요로 한다. 즉 펄스파의 전파특성을 관내에서 발생한 압축파나 충격파와 상관지어 규명하는 것이 대단히 중요하다.⁽⁷⁾

따라서 본 연구에서는 펄스파의 전파과정과 함께 전파특성을 이해할 목적으로 TVD법을 이용한 Euler방정식의 수치해석을 통하여 초기압축파의 크기와 펄스파와의 관계를 조사하였다. 특히 초기압축파의 압력구배, 파장 및 과잉압력을 각기 다르게 하면서 구한 펄스파의 수치해석 결과를 공력음향 이론으로 구한 결과와 비교 토의하였다.

2. 수치해석

본 연구에서는 비정상 축대칭 압축성 유동방정식에 Harten-Yee의 TVD법⁽⁸⁾을 적용하여 Fig. 1에 도시된 유동장을 수치계산하였으며 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + W = 0 \quad (1)$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e+p)u \end{bmatrix}, G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e+p)v \end{bmatrix}, W = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e+p)v \end{bmatrix} \quad (2)$$

식 (1)과 식(2)에서 ρ 는 기체의 밀도, t 는 시간, u 와 v 는 각각 x 방향과 y 방향의 속도성분 그리고 p 는 압력을 나타낸다. 또 e 는 단위 체적당 전에너지로서 기체의 비열비 γ 를 사용하여 표현하면 다음식과 같다.

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \quad (3)$$

또한 관내를 전파하는 압축파 전방의 정지기체의 상태량(하첨자 1)으로 각 상태량들을 무차원화하면 다음과 같다.

$$t' = \frac{t}{D/a_1\sqrt{\gamma}}, \quad p' = \frac{p}{p_1}, \quad \rho' = \frac{\rho}{\rho_1}, \quad e' = \frac{e}{p_1}$$

$$x' = \frac{x}{D}, \quad y' = \frac{y}{D}, \quad u' = \frac{u}{a_1\sqrt{\gamma}}, \quad v' = \frac{v}{a_1\sqrt{\gamma}} \quad (4)$$

식 (4)에서 D 는 관지름, a 는 음속 그리고 하첨

자 1은 대기상태를 의미한다. 식 (4)의 무차원화된 상태량들을 사용하여 식 (1)을 변형하면, 식 (2)의 각 물리량에 첨자를 붙인 식 (1)과 같은 형태의 보존식이 얻어진다.

Fig. 1은 수치계산시의 계산영역과 경계조건을 나타낸 것이다. 관지름 $D=66mm$ 일 때 관출구면을 기준하여 $x/D=-15$ 인 위치를 수치계산의 상류경계로 그리고 $x/D=10$ 을 하류경계로 설정하였다. 또한 모든 고체벽면에는 slip-wall조건을 그리고 하류경계는 유출조건을 적용하였으며, 대칭성을 고려하여 중심축을 기준으로 하여 상반부만을 계산영역으로 취하였다. 계산격자는 $\Delta x = \Delta y = 1.32mm$ 인 정방형 격자를 이용하였다.

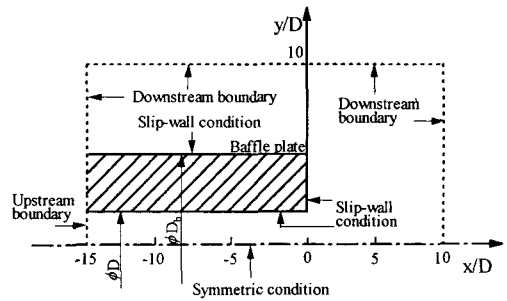


Fig.1 Computational domain and boundary conditions.

한편 압축파의 초기조건은 식 (5)와 같이 정의된 압축파가 상류지점 $x/D=-2$ 위치에서 관출구측으로 전파하는 것으로 가정하였다.⁽⁹⁾

$$\frac{\Delta p_{comp}}{p_1} = \frac{\Delta p^*}{p_1} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \left\{ \frac{\pi D}{L} \left(\frac{x}{D} + \frac{10}{3} \right) \right\} \right] \quad (5)$$

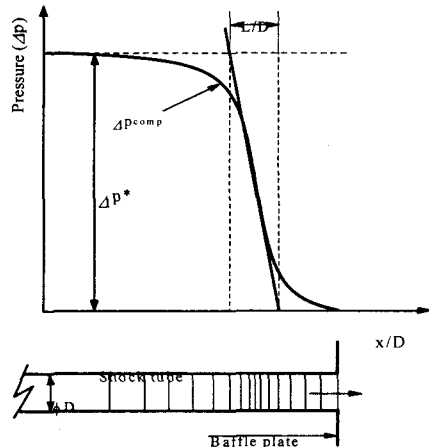


Fig. 2 Wave form of initial compression waves.

Fig. 2에 정의된 바와 같이 식 (5)에서 Δp_{comp} 는 관내에서 발생하는 초기압축파의 압력, L/D 는 관지름 D 로 무차원화된 압축파의 파장 그리고 Δp^* 초기압축파의 파인압력을 뜻한다. 본 연구에서는 초기압축파의 파장 $L/D=0.01\sim 3.0$ 그리고 초기압축파의 파인압력 $\Delta p^*=2.0\sim 3.5kPa$ 범위의 값을 단계적으로 변화시키면서 펄스파의 압력 분포와 피크압력을 계산하였다.

3. 공력음향 해석

관지름이 D 인 관출구로부터 압축파가 방출되는 경우에 음원으로부터 거리 r 만큼 떨어진 지점의 펄스파의 압력 $\Delta p(r, t)$ 는 Lighthill의 파동방정식을 이용하여 다음식으로 표현할 수 있다.⁽¹⁰⁾

$$\Delta p(r, t) = \frac{D^2}{8ra_1} \left(\frac{\partial \Delta p_{comp}}{\partial t} \right) \quad (6)$$

식 (6)을 이용하여 음원으로부터 무한공간으로 전파하는 시간 및 공간영역에서의 음압을 구할 수 있다. 또한 압축파의 파형 Δp_{comp} 를 시간에 대하여 미분하면, 펄스형태의 파형 Δp_{pulse} 가 얻어진다. 따라서 본 연구에서와 같이 무한히 큰 배플판이 관출구에 부착된 경우에 펄스파의 피크압력 Δp_{max} 은 다음에 제시된 식 (7)에서 보는 바와 같이 압축파의 최대 압력구배에 비례함을 알 수 있다.

$$\Delta p_{max}(r) = \frac{D^2}{4ra_1} \left(\frac{\partial \Delta p_{comp}}{\partial t} \right)_{max} \quad (7)$$

한편 관내를 전파하는 압축파가 개구단에 도달하면 개구단을 통한 질량의 유출입때문에 개구단에서의 압축파의 압력은 일정치 않게 되므로 관출구로 방출된 펄스파의 피크압력을 정확히 예측할 수 없게 된다. 따라서 펄스파의 피크압력을 정확히 예측하고 평가하기 위해서는 개구단 압력이 일정상태인 것으로 가정하는 것이 필요하며, 이를 위해 개구단 보정길이 Δl 을 식 (7)에 반영시켜 펄스파의 피크압력을 구하면 다음과 같다.⁽¹¹⁾

$$\Delta p_{max}(r) = \frac{\Delta p^* D^2}{4\pi r \Delta l} \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{\pi \Delta l}{L} \right) \right\} \quad (8)$$

식 (8)로부터 거리 r 만큼 떨어진 위치에서의 펄스파의 피크압력 $\Delta p_{max}(r)$ 은 초기압축파의 파인압력 Δp^* 와 압축파의 파장 L/D 에 좌우되는 것을 알 수 있다. 또 식 (8)에서 개구단 보정길이 $\Delta l=0.425D$ 를 이용하였다.⁽¹²⁾

4. 결과 및 고찰

Fig. 3은 $L/D=1.5$ 와 $L/D=2.5$ 인 경우에 관출구로부터 방출된 펄스파의 전파과정을 무차원 시간 t 별로 나타낸 것이다. 여기에서 t 는 관내부에서 압축파가 관출구를 향해 전파하는 순간부터의 시간을 의미한다.

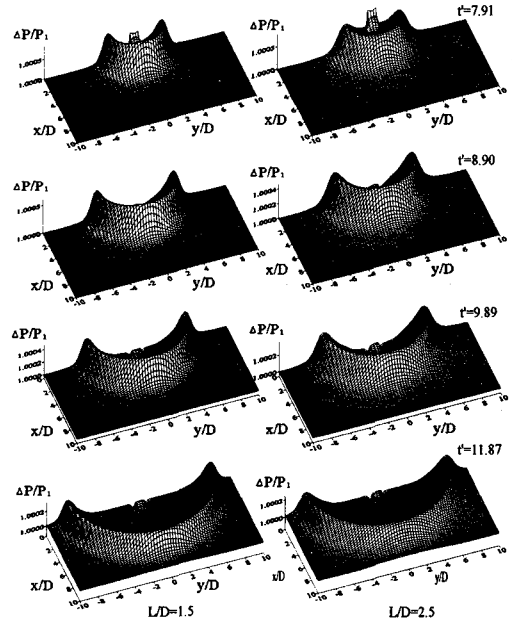


Fig. 3 Impulse wave contours ($\Delta p^*=2kPa$).

제시된 결과로부터 시간경과에 따라 펄스파의 피크압력은 점차 감소하면서 구면파와 같이 모든 방향으로 균일하게 전파해가는 것을 볼 수 있다. 또 펄스파의 전파형태는 L/D 영향으로 약간의 차이를 보이고 있음을 알 수 있다. 한편 L/D 가 일정한 상태에서 파인압력만을 변화시키며 펄스파의 전파과정을 구한 결과에서도 펄스파의 전파형태는 파인압력의 영향을 받으며 거의 유사한 형태로 전파하는 것을 확인하였다.

Fig. 4는 초기압축파의 파장과 펄스파의 피크압

력간의 관계를 수치계산과 공력음향 이론으로 구하여 상호비교한 결과이다. 종축은 펄스파의 피크압력을 대기압으로 무차원화한 것이며, 횡축은 초기압축파의 파장을 뜻한다.

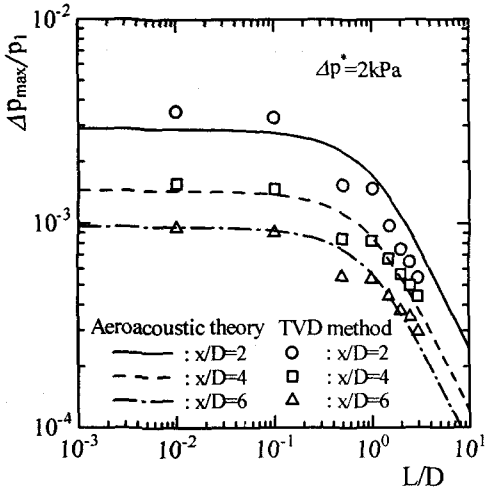


Fig. 4 Relationship between $\Delta p_{max}/p_1$ and L/D .

결과에서 보듯이 펄스파의 피크압력은 초기압축파의 파장과 의존성이 있는 경우와 없는 경우로 구분된다. 즉 $L/D=0.5$ 를 경계로 그 이상에서는 파장이 증가할수록 펄스파의 피크압력이 대수비례하여 감소하지만, 그 이하에서는 파장이 변화하더라도 펄스파의 피크압력은 거의 일정하게 된다. 이와 같이 파장이 짧아지는 경우에 펄스파의 피크압력이 거의 일정하게 되는 것은 관내를 전파하는 파가 압축파가 아니라 충격파형태로 전파한다는 것을 의미한다. 특히 이 경우에 충격파자체의 비선형성으로 인하여 공력음향이론과 잘 대비될 수 없음에도 불구하고 이론계산값과 수치계산결과가 잘 일치하는 것은 관내에서 발생한 충격파가 매우 낮은 전파마하수를 갖기 때문에 충격파의 비선형효과가 크지 않은 것으로 판단된다. 이상과 같은 결과추세는 펄스파의 전파거리 $x/D=2$ 에 대한 결과를 제외하면 서로 유사하다는 것을 알 수 있다. 그러나 $x/D=2$ 지점에서의 두 결과값간에 차이를 갖는 것은 본 연구의 공력음향 계산에 근음장의 영향을 고려하지 않았기 때문이다.

Fig. 5는 초기압축파의 과잉압력 $\Delta p^* = 2kPa$ 인 상태에서 수치계산과 공력음향 이론을 이용하여 초기압축파의 최대 압력구배와 펄스파의 피크압

력간의 관계를 구한 결과이다. 종축은 Fig. 4와 같이 펄스파의 압력진폭을 나타내며, 횡축은 초기압축파의 최대 압력구배를 뜻한다. 이 결과에서도 관출구로 방출되는 펄스파의 피크압력 추세는 Fig. 4에서와 같이 두가지 형태로 나누어 지는 것을 알 수 있다. 즉 $(\partial \Delta p_{comp}/\partial t)_{max} = 13$ 을 경계로 하여 압력구배가 점차 작아질수록 펄스파의 피크압력이 대수비례하여 감소하는 경우와 압력구배를 증가시키더라도 펄스파의 피크압력은 거의 일정하게 되는 경우가 이에 해당된다. 이러한 펄스파의 피크압력 추세는 Fig. 4의 토의에서와 같이 압축파의 압력구배 $(\partial \Delta p_{comp}/\partial t)_{max} = 13$ 을 경계로 하여 압력구배를 더욱 증가시키면 관내에서 발생하여 전파하는 초기의 압력파는 압축파가 아니라 충격파라는 것을 의미한다. 그렇지만 이 경우에도 $x/D=2$ 의 결과를 제외하면 이론계산값과 수치계산결과가 잘 일치하는 것은 충격파의 비선형 효과가 크지 않은 것으로 판단된다.

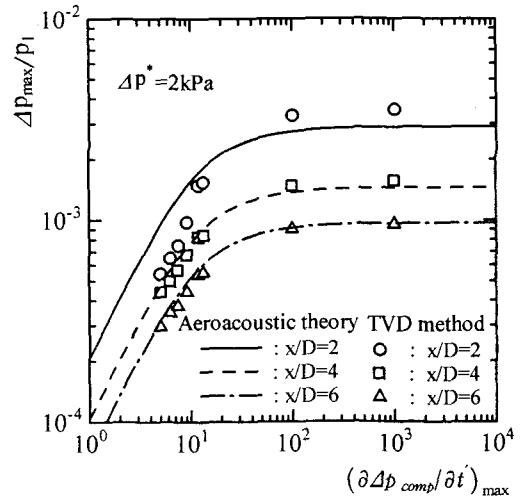


Fig. 5 Relationship between $\Delta p_{max}/p_1$ and $(\partial \Delta p_{comp}/\partial t)_{max}$.

또한 Fig. 5의 결과에서 $x/D=2$ 지점에서의 수치계산값과 공력음향 이론계산값이 잘 일치하지 않는 것은 Fig. 4의 결과토의에서 언급하였듯이 공력음향 계산에서 근음장영향을 고려하지 않았기 때문이다.

Fig. 6은 초기압축파의 과잉압력과 펄스파의 피크압력간의 관계를 수치계산과 공력음향 이론으로 구하여 비교한 결과이다. 종축은 펄스파의

압력진폭을 나타내며, 횡축은 초기압축파의 과잉 압력을 대기압으로 무차원화한 초기압축파의 압력진폭을 나타낸다. 결과에서 과잉압력 증가에 따라 펄스파의 피크압력이 선형적으로 증가하는 것을 볼 수 있다. 이러한 결과추세는 다른 크기의 유한파장을 갖는 초기압축파의 경우에서도 비슷한 형태를 나타내었다. 또 Fig. 4와 Fig. 5에서와 같이 근음장영역에 속하는 $x/D=2$ 의 결과를 제외하고는 공력음향으로 구한 결과와 수치계산 결과는 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

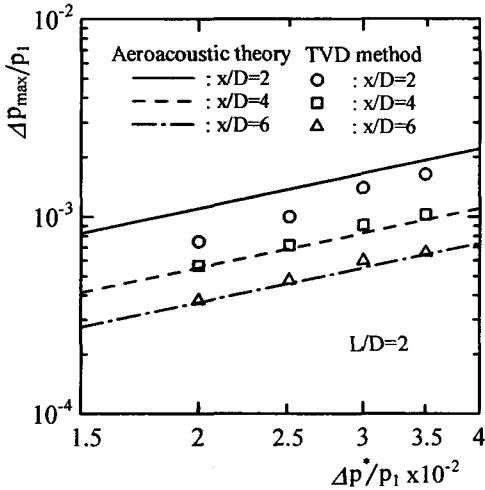


Fig. 6 Relationship between $\Delta p_{\max}/p_1$ and $\Delta p^*/p_1$.

Fig. 7은 자기 다른 파장을 갖는 초기압축파가 관출구로부터 방출될 때 펄스파의 전파거리에 따라 피크압력값을 수치계산하고 공력음향 이론으로 구한 값과 상호비교한 것이다. 결과에서 보듯이 수치계산으로 구한 값과 공력음향 이론으로 구한 계산값은 관출구로부터 일정 이상의 거리에서는 매우 잘 일치하는 것을 알 수 있으나, 관출구가 가까이에서는 수치계산값이 이론계산값으로부터 벗어나는 분기점을 갖는다. 이 분기점이 펄스파의 근거리장과 원거리장의 경계를 뜻한다. 결과에서 보듯이 원거리장과 근거리장의 경계는 초기압축파의 파장에 따라 달라지며, 초기압축파의 파장이 길어질수록 그 경계는 관출구로부터 더 멀어지게 된다. 이것은 압축파의 파장이 길수록 완전히 발달된 펄스파가 형성되는 데에는 더 긴 전파거리를 필요로 하기 때문이다.⁽⁹⁾ 또 원거리장에서 전파거리가 두 배로 증가하게 되면 펄스파

의 피크압력값이 반으로 감소하는 펄스파의 거리 감쇠 특성도 본 연구결과에서 확인할 수 있다. 이상의 결과는 다른 크기의 과잉압력을 갖는 초기압축파의 경우에서도 확인할 수 있었다.

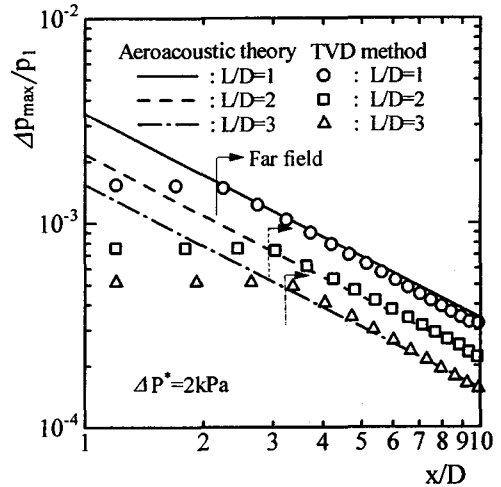


Fig. 7 Variation of peak pressure of impulse wave with distance x/D .

5. 결 론

본 연구에서는 펄스파의 전파과정과 전파특성을 이해할 목적으로 TVD 유한차분법을 이용한 Euler 방정식의 수치해석을 통하여 초기압축파의 압력구배, 파장 및 과잉압력에 따른 펄스파의 피크압력을 계산하고 공력음향 이론으로 구한 결과값과 비교분석하였다. 연구결과를 요약하면 다음과 같다.

- 1) 관출구로 방출된 펄스파의 피크압력은 관내를 전파하는 압축파의 파장 및 최대 압력구배의 크기와 의존성이 있는 경우와 없는 경우로 구분된다. 즉 펄스파의 피크압력은 압축파의 파장 $L/D=0.5$ 이상 그리고 최대 압력구배 $(\partial \Delta p_{\text{comp}} / \partial t)_{\max} = 13$ 이하의 범위에서는 파장과 압력구배에 의존하지만, $L/D=0.5$ 이하 그리고 $(\partial \Delta p_{\text{comp}} / \partial t)_{\max} = 13$ 이상의 범위에서는 파장과 압력구배를 변화시키더라도 펄스파의 피크압력은 거의 일정하게 된다. 이것은 초기압축파의 파장 $L/D=0.5$ 이하 그리고 초기압축파의 최대압력구

때 $\{\partial(\Delta p_{comp}/\Delta p^*)/\partial t\}_{max} = 13$ 이상을 경계로 하여 관내부에서 발생하여 전파하는 파동의 형태가 압축파가 아니라 약한 충격파의 형태로 전파하는 것을 의미한다. 또한 초기압축파의 과잉압력 증가에 따라 펄스파의 피크압력은 단순히 선형증가하기만 한다.

2) 초기압축파의 압력구배, 파장, 과잉압력을 변화시키면서 펄스파의 피크압력을 수치계산한 결과와 공력음향 이론으로 구한 결과는 $x/D=2$ 지점에서의 결과를 제외하면 잘 일치한다. $x/D=2$ 지점에서의 두 결과값간에 차이가 생기는 것은 본 연구의 공력음향 계산식에 근음장의 영향을 포함시키지 않았기 때문이다.

3) 압축파의 파장과 과잉압력을 변화시키면서 펄스파의 전파거리에 따라 피크압력을 구한 결과에서 압축파의 파장이 길어질수록 그리고 과잉압력이 작아질수록 펄스파의 근거리장과 원거리장의 경계는 관출구로부터 점차 더 멀어진다. 이것은 압축파의 파장 및 과잉압력의 크기와 연관하여 완전히 발달된 펄스파를 형성하는데에는 더 먼 전파거리를 필요로 하기 때문이다. 또한 펄스파의 전파거리가 2배로 되면 피크압력이 반으로 감소하는 펄스파의 거리감쇠 특성도 확인하였다.

후 기

본 연구의 세번째 저자는 본 연구가 두뇌한국 21사업의 지원으로 이루어졌음을 밝히며, 이에 감사를 표합니다.

참고문헌

- (1) 김희동, Setoguchi, T., 1997, "다공벽을 전파하는 압축파에 관한 수치해석적 연구," 대한기계학회 논문집(B), 제21권, 제11호, pp.1403~1412.
- (2) 이동훈, 김희동, 강성황, 2000, "관출구로부터 방출하는 약한 충격파의 평판충돌에 관한 연구," 한국소음진동공학회지, 제10권, 제6호, pp.1035~1040.
- (3) Rice, C.G., 1996, "Human Response Effects of Impulse Noise," Journal of Sound and Vib., Vol.190, No.3, pp.525~543.

- (4) Stollery, J.L., Phan, K.C. and Garry, K.P., 1981, "Simulation of Blast Fields by Hydraulic Analogy," Proceedings of 13th International Symposium on Shock Tubes and Waves, pp.781~789
- (5) 김희동, Setoguchi, T., 1996, "고속철도 터널 출구에서 발생하는 충격성 소음의 저감을 위한 실험적 연구," 대한기계학회 논문집(B), 제20권, 제7호, pp.2375~2385.
- (6) Setoguchi, T., et al., 1996, "A Study of a Negative Impulsive Wave Generator," Journal of Sound and Vib., Vol.197, No.5, pp.573~587.
- (7) Kim, H.D. and Setoguchi, T., 1999, "Study of the Discharge of Weak Shocks from an Open End of a Duct," Journal of Sound and Vib., Vol.226, No.5, pp.1011~1028.
- (8) Yee, H.C., 1987, "Upwind and Symmetric Shock Capturing Schemes," NASA TM-89464.
- (9) 김희동, 김현섭, 권용훈, 이동훈, 2001, "관출구로 방출되는 펄스파의 수치해석적 연구," 대한기계학회 춘계학술대회 논문집, E권, pp.355~360.
- (10) Raghunathan, S., Kim, H.D. and Setoguchi, T., 1998, "Impulse Noise and Its Control," Progress in Aerospace Sciences, Vol.34(1), pp.1~44.
- (11) Matsuo, K. et al., 1992, "Emission of a Propagating Compression Wave from an Open End of a Tube," Transactions of JSME, Vol.58, No.546, pp.35~41(in Japanese).
- (12) Blackstock, D.T., 2000, Fundamentals of Physical Acoustics, Chap.4, John Wiley & Sons, Inc.