

〈논 문〉

펄스파 강도증가를 위한 피동제어

Passive Control for the Augmentation of a Pulse Wave

이 동 훈* · 김 희 동** · 강 성 황***

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

(2000년 9월 15일 접수 : 2001년 2월 26일 심사완료)

Key Words : Compressible Flow(압축성유동), Continuous Jet(연속제트), Impulse Wave(펄스파), Impulse Noise(충격성 소음), Pulse Jet(펄스제트), Shock Tube(충격파관)

ABSTRACT

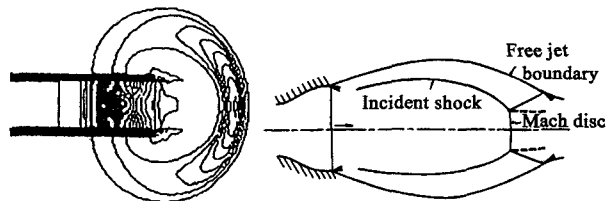
The present paper describes experimental and computational work to augment the magnitude of the impulsive wave. An experiment was performed using a simple shock tube with an open end and numerical calculations were carried out to solve the unsteady, axisymmetric, inviscid, compressible governing equations. The control strategy applied was to alter the exit geometry of a straight tube to a sudden enlargement tube and a flare tube. The effects of the configurations of the tube exit on the magnitude of the impulsive wave were investigated over the range of the weak shock Mach number from 1.01 to 1.10. The results obtained were compared to those of the straight tube tests. The numerical result predicted the magnitude of the experimented impulsive waves with a good accuracy. The present passive control technique enabled the magnitude of the impulsive wave to augment by about 23 percent, compared to that of the straight tube of no control.

1. 서 론

펄스제트는 노즐이나 오리피스 등을 통하여 고압의 유체가 순간적으로 방출될 때 발생하며, 펄스제트 유동장은 일반적인 연속제트의 유동장 특성과는 매우 다르다. 펄스제트의 경우 연속제트에 비하여 구동에너지를 대폭 절감할 수 있으므로, 최근 펄스제트 응용기술은 급속한 속도로 확산되고 있다. 특히 방출하는 질량유속이 매우 클 때, 펄스제트는 주변을 향해 전파하는 강한 펄스파를 발생시킨다. 이와 같은 펄스파는 아주 짧은 지속시간과 매우 높은 피크압력 특성을 갖는 폭발파(blast wave)와도 동일한 특성을 가지며, 충격파가 관출구로부터 방출되는 경우에도 발생한다.⁽¹⁾

펄스제트와 연속제트의 주된 차이는 유동특성의 실시간 거동과 주위유체에 대한 펄스유체의 훨씬 높은 압력비를

볼 수 있다. 고압의 유체가 오리피스나 노즐 등을 통하여 방출되는 경우에 발생하는 초음속 연속제트에서는 제트의 팽창정도, 혼합, 충격파구조 그리고 마하 디스크(Mach disk)의 위치와 같은 일련의 유동특성을 파악하는 것이 오래전부터 연구의 주된 관심사였으며^(2,3), 현 단계에서 이들 특성은 제트압력비, 관출구의 형상 그리고 작동가스의 비열비의 함수로 잘 규명되어 있다. Fig. 1은 펄스제트와 연속제트 유동장에 대한 개략도를 나타낸 것이다. 특히 Fig. 1(a)는 관의 개구단으로부터 약한 충격파의 방출로 발생된 펄스파를 CFD법을 이용하여 계산한 결과이다. 먼저 연속제트의 경우에는 마하 디스크의 바로 후면과 배럴형 충격파내부에서의 가스압력이 대기압에 비하여 매우 낮으며



(a) Pulse jet (Ref.10) (b) Continuous jet

Fig. 1 Schematics of pulse and continuous jets

* 정희원, 서울산업대학교 기계공학과

E-mail : ldh@duck.snut.ac.kr

Tel : (02) 970-6331, Fax : (02) 949-1458

** 안동대학교 기계공학과

*** 카톨릭 상지대학 Automobile Division

로 주변유체가 제트유동에 강하게 유입된다. 이에 반해서 펄스제트는 연속제트와 비교해 볼 때 그 특성이 아주 다르다. 그림에서 보듯이 관의 개구단으로 방출된 펄스파는 구면형으로서, 펄스파 후방에서의 유동장 압력이 대기압에 비하여 매우 높게 되므로서 연속제트와는 매우 상반된 유동장 특성을 갖는다. 이러한 펄스제트에서의 유동장 특성을 결정짓는 핵심요소는 펄스파의 시간거동이다. 따라서 펄스제트 유동을 이해하기 위해서는 유체유입이나 난류혼합을 다루는 연속제트와는 달리 펄스제트에 의해 야기된 펄스파의 특성을 파악하는 것이 대단히 중요하다.

펄스파는 대포 및 총기류⁽⁴⁾, 동력엔진의 배기머플러⁽⁵⁾ 그리고 고속철도의 터널⁽⁶⁾ 등과 같이 다양한 비정상 내부 유동 장치에서 경험할 수 있다. 특히 강력한 세기의 충격성 소음을 유발시키는 펄스파는 지속시간이 짧으면서 과잉압력이 매우 높기 때문에 주변 생태계나 인체에 나쁜 영향을 미치게 됨은 물론이거니와 심한 경우 주변 구조물의 진동파괴까지도 야기시킬 수 있다. 따라서 이에 대한 적절한 대응책이 요구되고 있으며, 아울러 최근까지 이에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다.⁽⁷⁻⁹⁾ 지금까지 충격성 소음의 저감을 목표로 한 펄스파에 관한 연구는 주로 펄스파의 강도를 감소시키는데 연구의 초점이 맞추어져 왔다. 즉 관내를 전파하는 압축파나 충격파의 압력구배를 완화시키거나 관출구에 파동장치를 장착하여 펄스파의 강도를 감소시키는 다양한 파동제어법이 제시되고 있다.^(10,11)

한편 이와 같은 펄스파의 방출에 기인한 충격성 소음문제의 해결과는 별도로 최근에 들어 와서 매우 강한 강도의 펄스파를 공업적으로 유용하게 이용하려는 기술이 중요한 공학적 과제로 부상하고 있다. 즉, 펄스제트를 이용한 고효율 연소기 개발⁽¹²⁾, 펄스제트 필터장치⁽¹³⁾ 및 펄스제트 크리닝⁽¹⁴⁾ 등과 같이 펄스파를 이용한 산업기기의 개발이 주목받고 있다. 이와 함께 석탄을 이용하는 화력발전소나 반도체와 같은 산업분야에서는 오염방지와 표면청소를 목적으로 이미 펄스제트 장치가 실용화되고 있다.⁽¹⁵⁾ 그러나 펄스제트 장치의 성능과 펄스파 특성간의 상호관계가 명확하게 규명되어 있지 않은 현재의 상황을 고려 해볼 때, 이들 분야에서는 펄스제트 방출시 발생하는 펄스파의 start-up 과도현상을 이용하는 것이다. 현재까지 펄스제트 장치의 고성능화와 고효율화 측면에서 펄스파의 강도를 증강시키기 위한 연구는 수행되지 않았다. 이 때문에 펄스파 기술을 산업현장에 적용하기에 앞서 강한 펄스파를 발생시킬 수 있는 장치개발 그리고 펄스제트 장치의 성능과 펄스파의 파동특성간의 관계를 체계적으로 규명하기 위한 보다 많은 연구가 선행되는 것이 필요하다고 할 수 있다.

따라서 본 연구에서는 펄스제트 장치의 고성능화와 고효율화 측면에서 강한 펄스파를 발생시키기 위한 하나의 방

안으로 관의 출구에 형상이 각기 다른 나팔관(flare tube)과 급확대관(sudden enlarged tube)을 부착한 파동제어 방식을 검토하였다. 특히 가장 강한 펄스파를 발생시킬 수 있는 최적의 제원을 구하기 위하여 나팔관과 급확대관의 출구지름 및 길이를 변화시키면서 펄스파의 강도를 실측하고 이를 수치계산 결과와 비교하였다. 또한 출구형상의 변화가 없는 직관에 대해서도 동일한 연구를 수행하였으며, 이 결과를 급확대관과 나팔관의 결과들과 비교하였다. 실험은 충격파관을 이용하였으며, 충격파의 전파파하수를 1.01에서 1.10까지 변화시켰다. 펄스파의 파형과 전파과정에서의 파동현상은 쉘리펜 장치를 이용하여 확인하였다. 수치계산은 축대칭 비정상 압축성 유동방정식에 Harten-Yee의 TVD법⁽¹⁶⁾을 적용하여 펄스파의 동적거동과 피크압력을 계산하였다.

2. 실험

본 연구에서는 Fig. 2와 같은 관지름 66 mm인 원형 충격파관을 이용하였다. 충격파관은 압축된 건조공기로 충전되어 있는 고압실과 대기에 개방되어 있는 저압실로 구분되며, 그 길이는 각각 1620 mm와 2150 mm이다. 고압실과 저압실 사이에 위치한 격막재료로는 두께 0.03 mm인 셀로판시트를 이용하였으며 격막을 파막시키기 위한 격막이 장착되어 있다.

특히 충격파관의 저압실 끝에는 본 연구에서 수행하고자 하는 각기 다른 형상과 제원을 갖는 세가지 종류의 관이 부착된다. 즉 Fig. 2(a)와 같이 출구형상이 점진적으로 확대되는 원추형의 나팔관(flare tube), Fig. 2(b)와 같이 출구부가 급확장된 컵모양의 급확대관(sudden enlarged tube, 이하의 그림결과에서는 cup tube로 간단히 표기한다.) 그리고 도시된 그림에서와 같이 충격파관 끝에 부착되어 있는 직관(straight tube)이 이에 해당된다. 직관은 길이 L 이며, 관지름은 충격파관 지름 D 와 동일한 크기이다. 직관에서 얻어진 결과는 다른 관의 결과들과 비교하기 위한 기준값이 된다. 나팔관이나 급확대관의 출구지름 D_e 는 충격파관 지름 D 를 기준으로 하여 $D_e/D=1.0\sim 2.0$ 그리고 나팔관과 급확대관의 길이 L 은 충격파관 지름 D 를 기준으로 하여 $L/D=0.25\sim 4.0$ 범위까지 조절된다. 이 때문에 충격파관의 저압실 총길이는 부착된 관의 길이에 대응하여 그 길이가 변화된다. 특히 이들 관의 출구에서 발생하는 파동현상에 대한 관단보정(open end correction)⁽¹⁷⁾을 위하여 각 관의 끝에 플랜지를 부착하였다. 플랜지의 바깥지름 D_b 는 관출구의 최대지름 D_e 를 기준하여 최소 5배 이상의 크기를 갖도록 하였으므로 무한 플랜지로 간주할 수 있다.

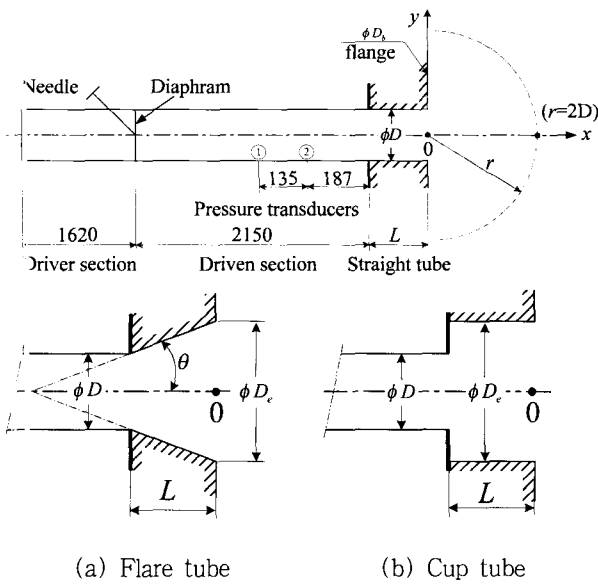


Fig. 2 Experimental apparatus and test tubes.

한편 파막시에 충격파관내에서 발생한 충격파의 과잉압력 Δp^* 와 하류측으로 전파하는 충격파의 전파마하수 M 을 구하기 위하여 저압실의 출구로부터 322 mm(측정점 ①)와 187 mm(측정점 ②) 상류지점에 고성능 압력센서(PCB pressure transducer 112A21)를 설치하였다. 충격파관의 초기 압축비는 충격파 마하수 $M=1.1$ 이하를 유지할 수 있도록 설정되어 있다. 또한 관으로부터 약한 충격파가 방출될 때 $r/D > 2$ 이상의 영역에서는 펄스파의 피크압력 Δp_m^* 이 거리가 2배될 때마다 강도가 절반으로 감소하는 원거리장임을 고려하여, 본 연구에서는 관출구면을 기준으로 축방향인 $r/D=2(\theta=0)$ 의 위치에서 펄스파의 순간압력을 측정하였다. 펄스파의 압력측정시에 유동장의 외란을 가능한 최소화시키기 위하여 선단이 뾰족한 썸기형 시스템에 압력센서를 장착하였다. 압력센서로부터 얻어진 모든 출력신호는 직류증폭기를 거쳐 증폭된 뒤, 파형기록 장치에 저장됨과 동시에 X-Y 레코더에 기록된다. 또한 측정 전에 들어가기 전에 압력센서의 동적/정적 검정을 통하여 오차를 확인한 결과 고압실에서의 측정오차는 거의 무시할 수 있었으나, 저압실내를 전파하는 충격파와 대기로 전파하는 펄스파의 압력측정에는 약 2%의 오차가 발생하였다.

또한 관출구로부터 방출되는 펄스파의 전파거동은 설리렌 장치를 이용하여 가시화하였다. 순식간에 관출구로부터 방출되는 펄스파의 전파형태를 전파시간대별로 정확하게 촬영하기 위해서는 설리렌 시스템의 광원과 카메라 셔터를 동시에 작동시키는 트리거 신호가 필요하다. 따라서 본 연구에서는 측정점 ②에서 검출된 압력센서 신호를 트리거

신호로서 수신할 수 있는 별도의 제어회로를 구성하여 설리렌 시스템에 연결하였다.

3. 수치계산

본 연구에서는 비정상 압축성 유동방정식에 Harten-Yee의 TVD법을 적용하여 Fig. 3에 도시된 유동장을 수치계산하였으며 지배방정식은 다음과 같다.

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

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

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

식 (1)에서 t 는 시간, ρ 는 기체의 밀도, x 와 y 는 축방향과 반경방향의 좌표, u 와 v 는 축방향과 반경방향의 속도 성분, p 는 압력이다. 또한 공기의 비열비를 γ 라 할 때, 단위체적당 전에너지 e 는 다음식으로 주어진다.

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

수치계산에서 식 (1)은 다음과 같은 무차원 상태량으로 다시 쓰여진다.

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

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

위 식에서 a 는 음속, 상첨자 ($'$)는 무차원량 그리고 하첨자 1은 관내를 전파하는 충격파 전방의 정지기체 상태(대

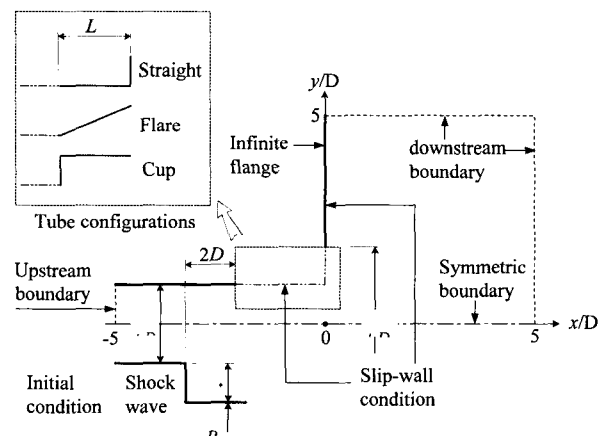


Fig. 3 Computational domain and boundary conditions.

기상태)를 의미한다.

Fig. 3은 수치계산에 이용한 계산영역과 경계조건을 직관, 나팔관 그리고 급확대관에 대하여 나타낸 것이다. 충격파가 관출구로 방출될 때 상류측으로 되돌아 오는 팽창파를 감안하여 관출구면을 기준하여 $L/D = -5$ 인 위치를 수치계산의 상류경계로 설정하고, 이 지점에서의 초기 충격파 과압력을 Δp^* 로 가정하였다. 이와 함께 하류경계는 충격파 전파마하수에 따라 다소의 변동은 있으나 관출구면의 중심점으로부터 $5D$ 정도로 설정하였으며 유출유동 조건이 적용되었다. 수치계산시에 계산격자는 $\Delta x = \Delta y = D/70$ 인 정방형 격자로 하였다. 본 연구에서는 충격파의 전파마하수 $M = 1.02 \sim 1.10$, 관길이 $L/D = 0.25 \sim 4.0$ 그리고 관의 출구지름 $D_e/D = 1.0 \sim 2.0$ 범위내의 값을 단계적으로 변화시키면서 각 관에 대한 펄스파의 피크압력값을 계산하였다. 이때 모든 고체벽면에는 slip-wall조건을 적용하였으며, 대칭성을 고려하여 중심축을 기준하여 반평면만을 계산영역으로 취하였다.

4. 결과 및 고찰

Fig. 4에서부터 Fig. 6까지 제시된 결과는 직관, 급확대관 그리고 나팔관의 출구로부터 전파한 펄스파의 압력변화를 시간축에 대하여 도시한 것이다. 결과에서 Fig. 4(a)에는 실측값을 그리고 Fig. 4(b)에는 수치계산값을 나타내었으며, 충격파의 전파마하수와 관의 제원도 그림에 함께 표기하였다.

먼저 Fig. 4는 기준관인 직관에 대한 펄스파의 압력변화를 나타낸 것이다. 펄스파는 상승시간(rise time)과 피크압력(peak pressure) 그리고 지속시간(duration time)에 의하여 그 특성을 가장 잘 표현 할 수 있음을 감안할 때, 도시된 파형에서도 이들 특성이 잘 나타나 있다.

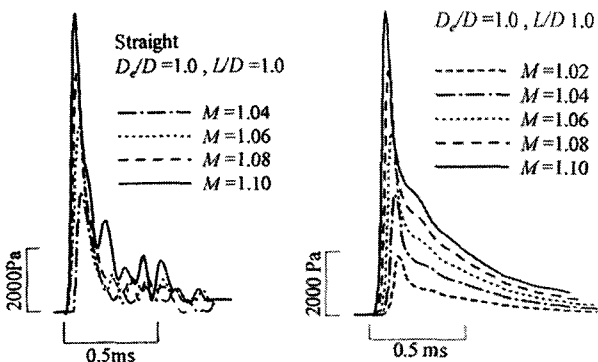


Fig. 4 Pressure variations of impulse wave in straight tube.

특히 펄스파는 결과에서 보듯이 충격파의 전파마하수에 크게 의존하고 있음을 알 수 있다. 즉 충격파의 전파마하수가 증가할수록 피크압력이 높아지면서 상승시간은 짧아지고 그리고 파의 봉우리는 더욱 뾰족해진다. 이와 함께 지속시간도 점차 길어지게 된다. 이와는 반대로 충격파의 전파마하수가 점차 낮아지게 되면 피크압력이 감소되면서 상승시간은 다소 길게 되고 그리고 파의 봉우리는 완만해진다. 이와 같은 전형적인 펄스파의 동적특성에 대하여 수치적으로 모사한 계산값과 실측값을 비교해 볼 때 실측결과와 첫번째 피크에 뒤이어 발생한 압력변동으로 인하여 펄스파의 정점으로부터 감소를 시작하여 대기압에 도달하는데 걸리는 지속시간만이 다를 뿐, 두 결과는 전반적으로 매우 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 특히 실측결과에서 나타난 압력변동은 압력센서가 부착된 췌기형 지지대에 펄스파가 충돌하므로써 생긴 반사파와 함께 펄스파의 후방에서 동반유입된 유동의 교란이 복합적으로 작용하여 야기된 것으로 볼 수 있다.

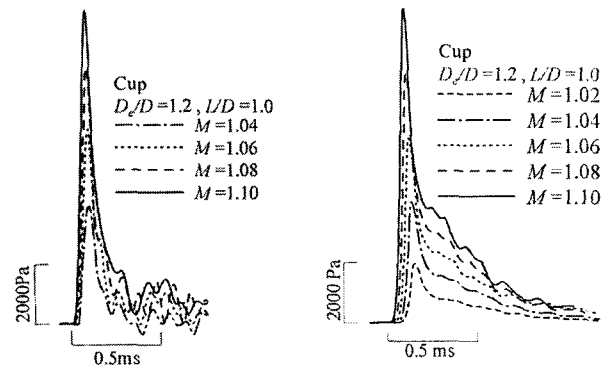


Fig. 5 Pressure variations of impulse wave in cup tube.

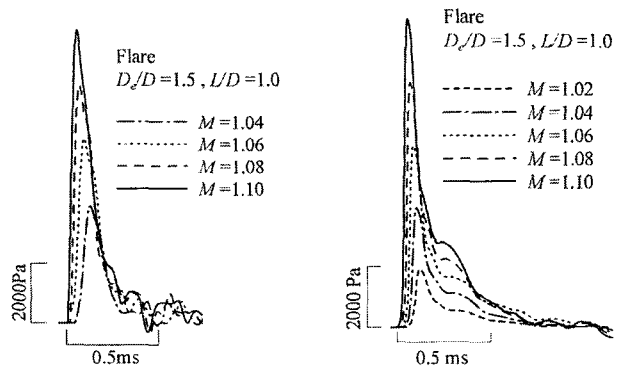
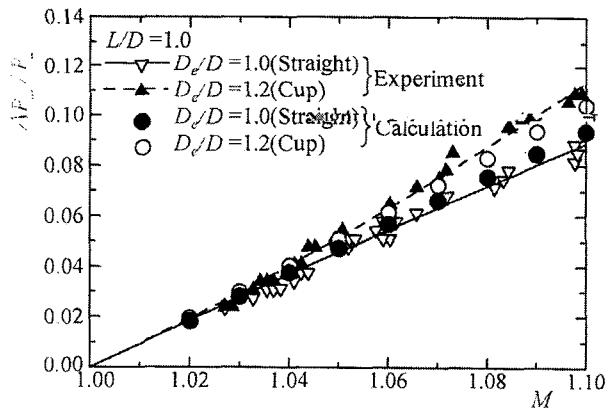


Fig. 6 Pressure variations of impulse wave in flare tube.

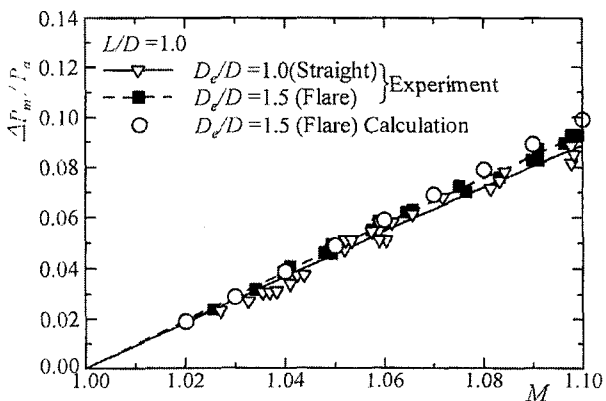
한편 Fig. 5의 급확대관이나 Fig. 6에 도시된 나팔관의 결과에서도 Fig. 4에서와 같은 펄스파의 동적거동을 확인할 수 있다. 그러나 상승시간이나 피크압력값은 관의 출구 형태와 충격파의 전파마하수에 따라 차이를 보인다. 이들 결과에서도 Fig. 4의 결과에서 언급한 실측시에 수반하는 오차요인을 제외하면 수치계산결과는 실측결과와 잘 일치한다.

Fig. 7은 $L/D=1.0$ 인 조건에서 충격파의 전파마하수 M 을 변화시키면서 관의 출구형상간의 펄스파의 피크압력 Δp_m 을 상호비교한 결과이다. 그림의 종축은 펄스파의 피크압력 Δp_m 을 대기압 p_a 로 무차원화 시킨 펄스파의 강도를 뜻한다.

제시된 결과에서 Fig. 7(a)는 급확대관에 대한 펄스파의 강도를 그리고 Fig. 7(b)는 나팔관에 대한 펄스파의 강도를 각각 직관의 결과와 비교한 것으로서, 수치계산으로 구한 펄스파의 강도값도 그림에 함께 나타내었다. 도시된 결과에서 보듯이 충격파의 전파마하수에 따라 증가하는 펄스파의 강도 $\Delta p_m/p_a$ 의 실측결과는 수치계산결과와도 잘 일



(a) Comparison of cup and straight tubes



(b) Comparison of flare and straight tubes

Fig. 7 Strength variations of impulse waves.

치하고 있다. 특히 제시된 제원조건하에서 Fig. 7(a)의 급확대관에 대한 펄스파의 강도는 직관의 경우와 비교하여 큰 폭으로 증가하지만, 나팔관에 대한 Fig. 7(b)의 결과에서는 급확대관 만큼의 증가는 나타나지 않는다. 이와 같은 차이는 펄스파의 강도가 관의 출구형상과 제원의 영향을 받기 때문이며, 다음의 결과에서 이를 확인할 수 있다.

Fig. 8과 Fig. 9는 가장 강한 펄스파를 발생시키는 최적의 제원을 파악하기 위한 것으로서 급확대관과 나팔관의 제원을 다양하게 변화시키면서 펄스파의 강도를 측정된 결과이다. 특히 관의 제원변화에 따른 강도증가 효과를 알아보기 위하여 Fig. 8과 Fig. 9의 종축에는 나팔관과 급확대관에서 측정된 펄스파의 피크압력 Δp_m 을 직관의 피크압력 Δp_{ms} 로 무차원화시킨 $\Delta p_m/\Delta p_{ms}$ 로 펄스파의 강도를 표시하였다.

먼저 Fig. 8은 관의 출구지름 크기를 $D_c/D=1.2$ 로 고정한 상태에서 관의 길이 L/D 만을 변화시키면서 펄스파의 강도를 측정된 결과이다. 충격파의 전파마하수 $M=1.02$,

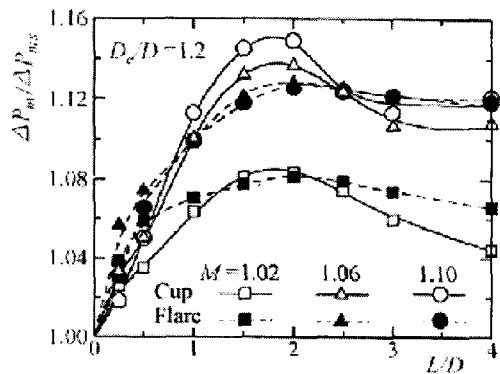


Fig. 8 Effect of L/D on the strength of impulse waves.

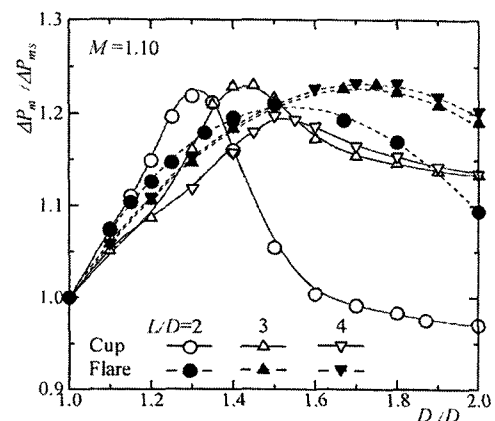


Fig. 9 Effect of D_c/D on the strength of impulse waves.

$M=1.06$ 및 $M=1.10$ 에서 실험하였다. 도시된 결과에서 급확대관 및 나팔관에 대한 펄스파의 강도는 L/D 전 범위에 걸쳐 직관의 경우보다 크다는 것을 알 수 있다. 또한 Fig. 7의 결과에서도 확인하였듯이 펄스파의 강도는 관의 출구형상과 충격파의 전파마하수에 따라 그 증감폭이 다르게 됨을 알 수 있다. 특히 Fig. 8의 결과에서 펄스파의 강도가 L/D 에 따라 증가하다가 최대점에 도달된 뒤 다시 감소하는 경향이 각기 다른 충격파의 전파마하수에서도 동일하게 재현된다는 점 그리고 충격파의 전파마하수와 관의 출구형상이 다르더라도 펄스파의 강도는 $L/D=2$ 의 조건에서만 최대로 된다는 점에 주목할 필요가 있다. 이 같은 사실은 펄스제트 장치의 출구관 설계에 대한 아주 중요한 힌트를 제공해 준다. 즉 급확대관과 나팔관의 출구지름마다 펄스파의 최대강도를 확보할 수 있는 최적의 관길이가 있음을 시사해 주고 있다. 다음에 토의되는 Fig. 9의 결과가 이를 뒷받침 해준다.

Fig. 9에서는 관내를 전파하는 충격파의 전파마하수를 본 연구의 최대의 실험범위인 $M=1.1$ 로 유지시킨 상태에서 급확대관 및 나팔관에 대한 펄스파의 강도를 측정된 결과이다. 가장 강한 펄스파를 얻을 수 있는 최적의 제원을 구하기 위하여 관의 출구지름 $D_e/D=1.0\sim 2.0$ 그리고 관의 길이를 $L/D=2$, $L/D=3$ 및 $L/D=4$ 로 변화시키면서 실험하였다.

제시된 결과에서 각 관의 L/D 조건에서 펄스파의 최대강도값을 갖는 D_e/D 만을 살펴보면 급확대관의 경우는 L/D 가 달라질 때마다 최대의 강도값을 갖는 출구지름 D_e/D 의 크기도 다르게 된다. 그러나 나팔관의 결과에서는 그러한 경향을 찾아 볼 수 없다. 즉 $L/D=2$ 를 제외한 $L/D=3$ 및 $L/D=4$ 조건에서의 최대강도값은 거의 같은 크기에서 얻어진다. 또한 가장 강한 펄스파를 발생시키는 각 관의 제원을 정리해 보면 급확대관의 경우는 $L/D=3$ 일 때 $D_e/D=1.45$ 그리고 나팔관의 경우는 $L/D=4$ 일 때 $D_e/D=1.75$ 임을 알 수 있다. 특히 이들 조건에서의 펄스파는 직관과 비교하여 약 23%의 강도증가 효과를 갖는다. 또한 결과에서 펄스파의 강도값이 비교적 높게 유지되는 D_e/D 의 범위는 급확대관의 경우는 그 범위가 좁은 반면에 나팔관의 경우는 상대적으로 넓은 범위에 이른다. 따라서 펄스제트 장치의 설계여유(design margin) 관점에서 보면 나팔관을 출구관으로 적용하는 것이 더 유리하다고 판단된다. 참고로 도시된 급확대관의 결과에서 $L/D=2$ 그리고 $D_e/D>1.64$ 범위에서의 펄스파의 강도값이 직관보다 작게 되는 것을 볼 수 있다. 이상의 토의결과를 요약하면 가장 강한 펄스파는 관의 출구형상마다 각기 다른 제원조건에서 발생하고, 이와 동시에 비교적 높은 강

도의 펄스파를 유지하는 출구지름의 범위도 관의 출구형상에 따라 다르게 되는 것을 알 수 있다. 이와 같이 출구관의 형상과 제원에 따라 펄스파의 강도가 제각기 다르게 되는 것은 관출구로 방출된 펄스파가 관내를 전파하는 충격파의 영향을 받기 때문이다. 즉 급확대관이나 나팔관과 같이 관단면적의 증가는 관내를 전파하는 충격파의 전파마하수 감소를 야기시켜 펄스파의 강도를 약화시키게 되는 반면에, 관내부에서의 충격파의 벽면충돌로 인한 반사충격파는 펄스파의 강도를 증가시키는 요인으로 작용하게 된다. 이러한 충격파의 전파특성은 나팔관보다는 출구형상이 급확장된 급확대관의 결과에서 그 영향이 더욱 뚜렷하게 나타난다. 이와 같이 펄스파에 미치는 충격파의 영향은 다음에 제시되는 가시화 결과에서도 확인할 수 있다.

Fig. 10은 각기 다른 관의 출구로부터 방출되는 펄스파를 전파시간대별로 촬영한 쉼리렌 사진결과이다. 제시된 사진결과는 관의 길이 $L/D=1.0$ 그리고 충격파의 전파마하수 $M=1.06$ 인 조건에서 촬영한 것이다. 관의 제원은 도시된 그림상에 나타냈으며, 사진의 상단에 표기된 시간은 관내를 전파하는 충격파가 측정점 ②에 도달한 순간부터 방출될 때 까지의 시간을 의미한다. 먼저 직관에 대한 사진결과를 보면 $t=700\ \mu\text{s}$ 에서 거의 평면파에 가깝던 파형이 시간이 흐름에 따라 구면파의 형태로 바뀌는 것을 볼 수 있다. 그러나 급확대관의 두 결과에서는 같은 시간대인 $t=700\ \mu\text{s}$ 의 직관결과와 비교해 볼 때 다소 더 구면형의 펄스파 형태로 이미 바뀌어진 것을 알 수 있다. 이러한 펄스파의 형태는 관의 출구지름이 더 큰 $D_e/D=1.5$ 에서 더욱 분명하게 나타난다. 특히 제시된 급확대관의 결과로부터 관의 내부벽면에 반사한 충격파가 앞선 펄스파를 뒤쫓기 위해 주변을 향해 전파하여 마침내 앞선 펄스파와 합쳐지게 되고, 이로 인하여 펄스파는 더욱 강하게 된다. 이와 같이 파가 합성되어 전파하는 거동은 나팔관의 결과에서는 분명하게 볼 수 없으며, 단지 구면형의 펄스파만을 관찰할 수 있다.

5. 결 론

본 연구에서는 강한 펄스파를 발생시키기 위한 하나의 방안으로 관의 출구에 형상이 각기 다른 나팔관과 급확대관을 부착한 피동제어 방식을 검토하였으며, 연구결과를 요약하면 다음과 같다.

(1) 급확대관과 나팔관은 펄스파의 강도증가와 더불어 펄스파강도를 제어할 수 있는 매우 유용한 장치로 쓰일 수 있음을 확인하였다.

(2) 급확대관과 나팔관에서 가장 강한 펄스파를 발생시

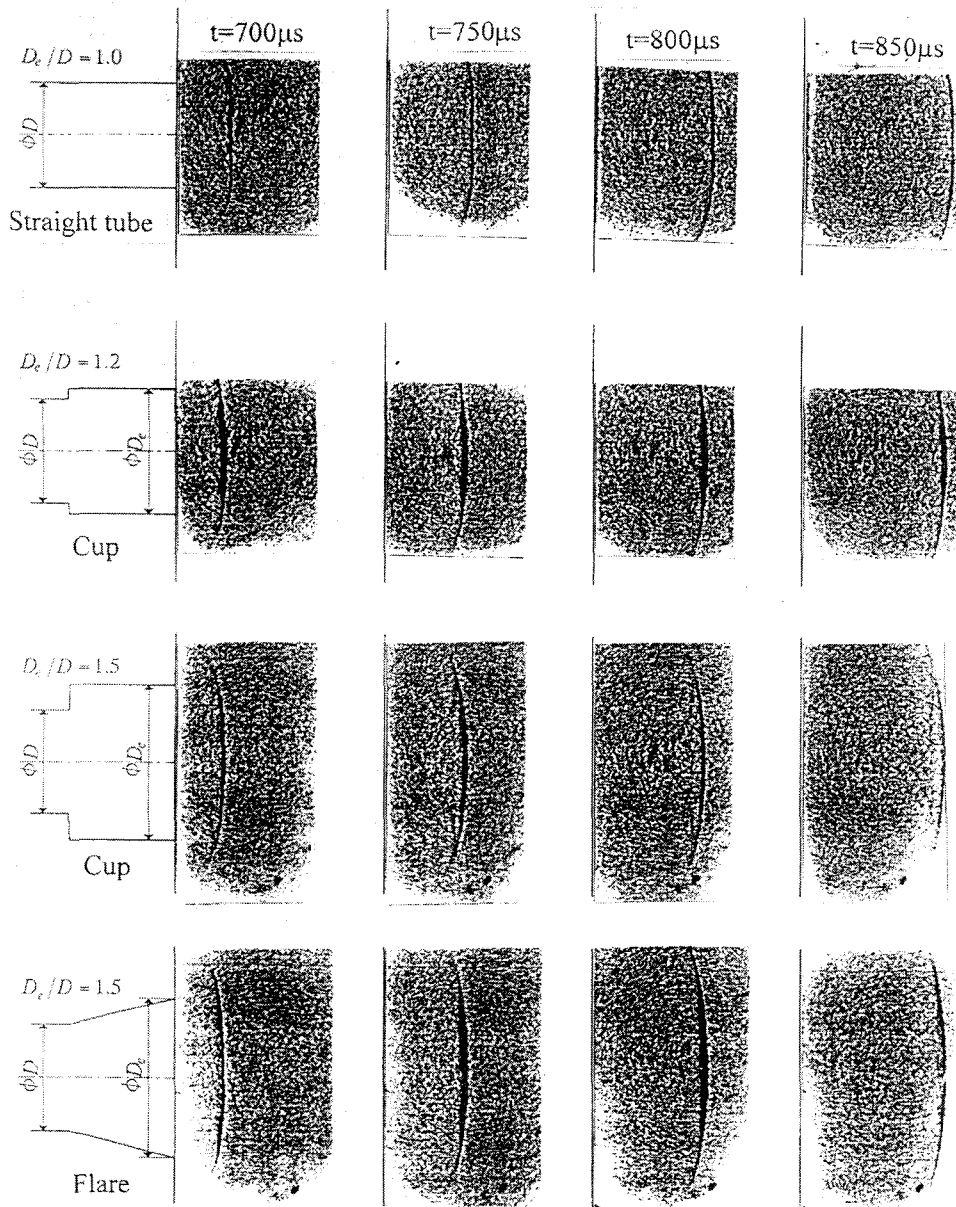


Fig. 10 Schlieren pictures showing impulse waves

키는 최적의 제원을 확보하였으며, 이와 대응한 제원조건에서 실측한 급확대관과 나팔관에 대한 펄스파의 강도는 직관과 비교하여 최고 23%의 강도증가 효과를 갖는다.

(3) 펄스파의 동특성은 출구관의 형상과 충격파의 전파 마하수에 따라 변화한다. 또한 펄스파의 동특성은 Harten-Yee의 TVD법을 적용하여 잘 예측할 수 있으며 실측결과와도 비교적 잘 일치하였다.

(4) 펄스파의 파형과 전파과정에서 발생하는 파동현상은 출구관의 형상 및 제원크기의 영향을 받는다. 특히 급확대관의 경우는 벽면에서 반사한 충격파의 합성작용으로 인하여

펄스파는 더욱 강하게 된다.

참고문헌

(1) Raghunathan,S., Kim,H.D. and Setoguchi,T., 1998, "Impulse Noise and Its Control," Progress in Aerospace Sciences, Vol. 34, No. 1, pp. 1~44.
 (2) Adamson,T.C.,Jr. and Nicholls,J.A., 1959, "On the Structure of Jets from Highly Underexpanded Nozzles into Still Air," Journal Aerospace Sciences, Vol. 26, pp.

16~24.

(3) Sherman, F.S., 1966, "The Structure and Utilization of Supersonic Free Jets in Low Density Wind Tunnels," *Rarefied Gas Dynamics*, Vol. 2, pp. 84~105.

(4) Klingenberg, G. and Heimerl, J.M., 1992, "Gun Muzzle Blast and Flash," *Progress in Astronautics and Aeronautics*, AIAA Educational Series.

(5) Sekine, N., Matsumura, S., Aoki, K. and Takayama, K., 1989, "Generation and Propagation of Shock Waves in the Exhaust Pipe of a Four Cycle Automobile Engine," *17th International Symposium on Shock Wave and Shock Tubes*, pp. 671~676.

(6) Matsuo, K. and Aoki, T., 1992, "Wave Problems in High-Speed Railway Tunnel," *18th International Symposium on Shock Wave and Shock Tubes*.

(7) Setoguchi, T., Matsuo, K., Nakatomi, R. and Kaneko, K., 1996, "A Study of a Negative Impulsive Wave Generator," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 197, No. 5, pp. 573~587.

(8) Kim, H.D. and Setoguchi, T., 1996, "Experimental Study on Reduction of Impulsive Noise Generating at Exit of High-Speed Railway Tunnel," *KSME Journal*, Series B, Vol. 20, No. 7, pp. 2375~2385, (in Korean).

(9) Kim, H.D. and Setoguchi, T., 1997, "Passive Control of Unsteady Compression Wave Using Vertical Bleed Ducts," *KSME Journal*, Series B, Vol. 21, No. 9, pp. 1095~1104, (in Korean).

(10) 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 Vibration*, in press.

(11) Setoguchi, T., Kim, H.D., Yu, S. and Raghunathan, S., 1999, "Passive Control of an Impulsive Wave Using a Cavity/Helical Vane System," *Journal of Thermal Sciences*, Vol. 8, No. 1, pp. 1~8.

(12) Kentfield, J.A.C., 1993, "Nonsteady, One-Dimensional, Internal, Compressible Flows (Theory and Applications)", Chapter 7, Oxford University Press.

(13) Klingel, R. and Löffler, F., 1983, "Dust Collection and Cleaning Efficiency of a Pulse Jet Fabric Filters," *Proc. of the Filtration Society, Filtration and Separation*, Vol. 20, pp. 205~208.

(14) Morris, W.J., 1984, "Cleaning Mechanisms in Pulse Jet Fabric Filters," *Proc. of the Filtration Society, Filtration and Separation*, Vol. 21, pp. 52~54.

(15) Smedly, G.T., Phares, D.T. and Flagan, R.C., 1998, "Entrainment of Fine Particles from Surfaces by Impinging Shock Waves," *Experiments in Fluids*, Vol. 26, pp. 116~125.

(16) Yee, H.C., 1987, "Upwind and Symmetric Shock Capturing Schemes," NASA TM-89464.

(17) Kim, H.D. and Setoguchi, T., 1999, "Weak Shock Reflection from an Open End of a Tube with Baffle Plate", *AIAA Journal*, to be published.