

<논 문> SAE NO. 96370087

배기 소음기의 선형 및 비선형 감쇄 특성에 대한 수치해석

Numerical Analysis for Linear and Nonlinear Attenuation Characteristics of Exhaust Silencer Systems

김 종 태*, 김 용 모**, 맹 주 성***, 류 명 석****, 구 영 곤****
J. T. Kim, Y. M. Kim, J. S. Maeng, M. S. Lyu, Y. K. Ku

ABSTRACT

An unstructured grid finite-volume method has been applied to predict the linear and nonlinear attenuation characteristics of the expansion chamber silencer system. In order to achieve a grid flexibility and a solution adaptation for geometrically complex flow regions associated with the actual silencers, the unstructured mesh algorithm in context with the node-centered finite volume method has been employed. The present numerical model has been validated by comparison with the analytical solutions and the experimental data for the acoustic field of the concentric expansion chamber with and without pulsating flows, as well as the axisymmetric blast flowfield with open end. Effects of the chamber geometry on the nonlinear wave attenuation characteristics is discussed in detail.

주요기술용어 : Expansion Chamber(확대관), Transmission Loss(전달손실), Unstructured Grid(비정렬 격자), FVM(유한체적법), Pulsating Flows(맥동 유동)

1. 서 론

내연기관의 배기 시스템에서 방출되는 소음은 난류 소음, 셸 소음 그리고 방사 소음으로 나눌 수 있다. 난류 소음은 덕트 유동 혹은 배기 출구에서의 제트류의 난류혼합으로부터 발생된다. 배

기 시스템을 지나는 압력파는 금속벽을 진동시키고, 셸 소음은 이 가진된 벽으로부터 방사된다. 엔진에서 발생된 맥동 압력파는 배기 시스템을 지나면서 높은 압력 진폭과 온도 구배, 벽마찰 등에 의하여 비가역적인 변화를 일으키고 불연속적인 벽면에서 반사된 압력파와 상호작용을 받는다. 이 압력파는 어느 정도의 음향 에너지를 포함하고 배기 시스템의 출구로 방사된다.

배기시 소음 중 가장 큰 부분을 차지하고 있는 이 방사소음을 줄이기 위하여, 넓은 주파수 영역

* 한양대학교 대학원

** 정희원, 한양대학교 기계공학과

*** 한양대학교 기계공학과

**** 정희원, 고등기술원 자동차기술 연구실

에서 소음 감쇄효과가 있는 확대관 형의 소음기가 많이 사용되고 있다. 배기 파이프에 대한 소음 감쇄 특성을 해석하기 위해 선형화된 1차원 선형모델^{1), 2)}에 많이 의존하고 있다. 실제의 고성능 가솔린기관 및 디젤기관의 배기 시스템에서는 압력 진폭이 이 선형화된 모델로부터 구한 값보다 더 크게 나타나며, 고차의 비평면 음향 모드가 존재한다. 그러므로 1차원 선형모델로는 압력파의 다차원적인 전파^{3)~5)}와 비선형적인 효과^{6)~11)}를 예측할 수 없다.

본 연구의 목적은 확대관 형의 소음기에서 맥동 유동이 있는 경우와 없는 경우에 따라 전달손실 특성을 체계적으로 해석하고 특히 다차원 비평면의 음향 모드와 압력파의 비선형적인 전파를 해석하는데 있다. 본 연구에서는 형상이 복잡한 실제의 소음기에 대하여 격자 생성을 쉽게하기 위하여 비정렬 삼각격자를 사용하였다. 축대칭 압축성 Euler 방정식을 격자점 중심의 유한체적법을 이용하여 해석하였다. 대류 플럭스는 Roe의 플럭스 차분 분할법¹²⁾을 이용하여 구하였으며 고차의 정확도를 얻기 위하여 해외 선형적인 재구성법¹³⁾을 이용하였다. 사용된 비정렬 삼각격자는 전방경계 전진법^{14), 15)}을 이용하여 생성하였다. 비정렬격자 알고리즘은 특별한 격자 자료를 필요로 하며 이 자료의 구조는 격자점 기준, 모서리 기준, 면 기준 그리고 요소를 기준으로하여 구성할 수 있다. 특히 모서리 기준 격자 자료는 메모리 부담, 코드의 벡터화, 그리고 알고리즘의 단순성^{16), 17)}에 있어 다른 자료 구조에 비해 유리하므로 본 연구에서도 모서리 기준 격자 연결자료를 사용하였다. 시간 적분은 4단계의 Runge-Kutta 적분법을 사용하였다¹⁸⁾.

2. 지배방정식 및 수치해법

2.1 지배방정식

2차원 및 축대칭의 비점성 압축성유동에 대한 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial g}{\partial y} + \alpha H = 0$$

$$\begin{aligned} Q &= [\rho, \rho u, \rho v, e]^T \\ f &= [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, (e_i + p)u]^T \\ g &= [\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, (e_i + p)v]^T \\ H &= \frac{1}{y} [\rho v, \rho uv, \rho v^2, (e_i + p)v]^T \end{aligned} \quad (1)$$

그리고 $\alpha = \begin{cases} 0 : 2차원 평면 유동 \\ 1 : 2차원 축대칭 유동 \end{cases}$

여기서 p 는 밀도, u, v 는 각각 축방향과 반경방향으로의 속도성분, e_i 는 단위부피당의 총에너지를 나타낸다. 압력 p 는 이상기체의 상태방정식에서 구한다.

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

2.2 비정렬격자 유한체적법

유한체적법(FVM)의 일반적인 절차에 따라 지배방정식 (1)을 임의의 제어체적 Ω 에 대하여 적분할 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} Q d\Omega + \int_{\partial\Omega} \vec{F} \cdot \vec{n} dl + \int_{\Omega} H d\Omega = 0 \quad (3)$$

여기서 $\vec{F} = \vec{f} + \vec{g}$ 이다.

보존변수 Q 는 삼각격자의 꼭지점에 저장한다. 수치해석 영역은 삼각형들의 도심과 모서리의 중점을 차례로 이어서 만든 다각형의 셀로 중첩되지 않게 채울 수 있다. 완전히 닫혀진 검사체적인 각각의 셀에 대하여 식 (2)를 수치적으로 적분한다.

셀 경계면을 따른 비점성 플럭스의 적분은 Barth, Jespersen¹⁹⁾ 등의 모서리 기준 유한체적법을 이용하여 구한다.

$$\int_{\partial\Omega} \vec{F} \cdot \vec{n} dl \approx + \sum_{i=1}^{N_o} (F_n)_o S_o \quad (4)$$

F_n 은 셀 경계면에 수직한 비점성 플럭스이고 S 는 2차원에서 셀 경계면의 길이를 의미한다. N_o 는 격자점 o 를 공유하는 모서리의 수를 나타내

며, 하첨자 o 는 격자점 o 와 i 를 잇는 모서리를 나타낸다. 셀 경계면에 수직한 비점성 플럭스 F_n 는 Roe¹²⁾의 플럭스 차분분할법(FDS)를 이용하였다.

$$F_n = 1/2[F(Q_L) + F(Q_R) - |A| (Q_R - Q_L)] \quad (5)$$

Q_L 과 Q_R 은 셀 경계면의 좌우에서 보존변수의 값이며 A 는 플럭스 벡터 F 의 자코비안이다. 이 자코비안을 상사변환하여 얻은 고유치의 절대값을 이용하여 $|A|$ 를 구한다. 셀 평균값을 이용하여 1차 정확도의 비점성 플럭스 F_n 를 구할 수 있으며, van Leer¹³⁾의 MUSCL 방법을 이용하면 고차정확도의 수치플럭스 F_n 를 구할 수 있다. 비정렬 격자에서 MUSCL 방법을 구현하기 위해서 셀 평균값인 격자점 o 에서의 변수 값과 이웃하는 격자점들의 값을 이용하여 해를 선형적으로 재구성한 뒤 셀 경계면 위로 외삽하는 방법을 사용한다.

$$Q(x, y) \approx Q(x_o, y_o) + \psi \nabla Q_o \cdot \Delta r \quad (6)$$

∇Q_o 는 셀 중심 o 에서의 해의 구배로 Green 정리나 Least squares 방법을 이용하여 구한다. ψ 는 해의 단조성을 보장하기 위해 고차항을 제한하는 제한자로서 0과 1 사이의 값을 갖는다. 본 연구에서는 Barth, Jespersen¹³⁾ 등의 제한자를 사용하였다. Δr 은 셀 중심 o 에서 셀경계면으로의 변위 벡터로 $1/2(r_i - r_o)$ 의 값을 갖는다.

비정상항을 시간에 따라 적분하기 위해 본 연구에서는 양함수적 적분법으로 가장 많이 사용되는 Runge-Kutta 다단계적분법¹⁴⁾을 이용하였다. 적분 시간 간격은 CLF 값을 이용하여 각 셀마다 허용되는 크기의 시간 증분을 구한 뒤 가장 작은 값을 사용하여 시간에 대해 적분하였다. 실제 계산을 위해 4단계의 Runge-Kutta 적분법을 사용하였으며 CFL수는 1로 두었다.

3. 결과 및 고찰

3.1 동심 확대관에서의 음향특성

동심 확대관에서 음향특성을 파악하기 위하여, 입구에서 sine 파형의 속도교란을 준 뒤 입구와 출구에서 압력파의 진폭변화에 따른 감쇄 특성을 해석하였다. 확대관의 길이/직경비(l/d)가 3.5252 및 0.2049인 두 개의 모델을 선정하여 주파수에 따라 전달손실을 계산하였다. 사용된 열역학적 조건은 다음과 같다.

$$R = 287 \text{ J/kgK}, \quad \gamma = 1.38$$

$$p_i = 1.027 \text{ e5 Pa}, \quad T_i = 298 \text{ K}, \quad \rho_i = 1.027 \text{ e5 Pa}$$

소음기 입구에서 속도장에 다음과 같은 정현파의 교란을 주었다.

$$u = u_{amp} \sin(2\pi f t)$$

여기서 f 는 주파수(Hz)이며, 교란 속도의 진폭(u_{amp})은 비선형 효과를 무시할 수 있도록 1 m/s 로 하였다. 소음기 출구에서는 유입과 유출을 반복하므로 유출시에는 속도와 밀도를 외삽하고 압력은 비반사 조건식²⁰⁾을 사용하고, 유입시에는 정지하고 있는 대기압의 압력과 온도를 기준으로 특성변수²¹⁾를 이용하였다. Fig.1a는 l/d 가 3.5252인 동심 확대관의 형상과 사용된 격자를 보여준다. 입구에서 속도 가진 주파수가 954Hz인 경우 음향장은 평면의 압력파가 대부분이다. 주파수를 높이면, 소음기의 단면이 불연속인 곳에서 고차의 반경방향 모드가 생성됨으로 인해 비평면의 압력파가 지배적이 됨을 알 수 있다.

가진 주파수가 2714Hz보다 낮은 경우, 단면 급확대부에서 생성된 고차의 반경 방향 모드가 축방향으로 감에 따라 사라지고 거의 평면에 가까운 파가 단면 급축소부를 지나면서 유지된다. 그러나 가진 주파수가 cutoff 주파수보다 큰 영역에서는 비평면의 음향 모드가 사라지지 않고 전체 화개관 영역에 걸쳐 분포하게 된다. 가진 주파수 $f(\text{Hz}) = 954, 3000$ 인 경우와 달리 $f = 2714 \text{ Hz}$ 에서는 확대관 출구에서 압력 구배는 크

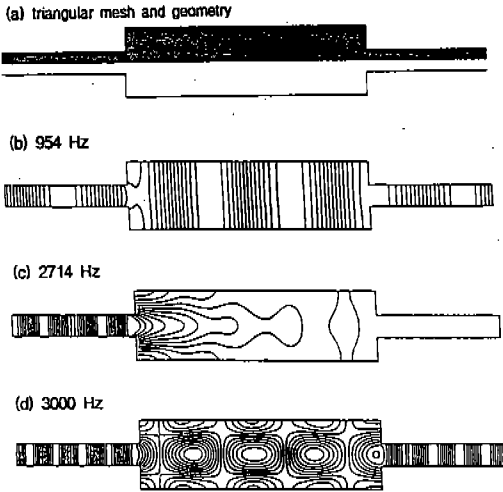


Fig.1 Computational domain and pressure contours for expansion chamber ($l/d=3.5253$)

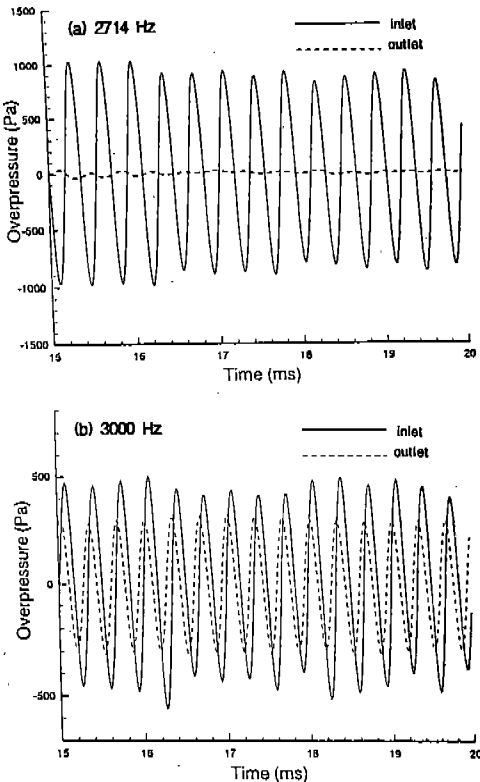


Fig.2 Temporal variation of pressure for the expansion chamber ($l/d=3.5253$)

게 감소한다. 수치해석 결과에서 나타난 바와 같이, 주파수가 2714Hz에서 최대의 전달 손실을 가지게 된다. 이처럼 예측된 압력장은 모든 가진 진동수 영역에서 해석해²²⁾와 정성적으로 잘 일치하고 있다. Fig.2를 보면 $f=2714\text{Hz}$ 의 경우에는 출구의 압력 진폭이 입구와 비교해서 크게 감소하게 된다. 그러나 $f=3000\text{Hz}$ 의 경우에는 확대관의 출구에서도 큰 압력 구배가 여전히 존재하고 있으며 출구의 압력 진폭이 약간 감소하게 되어 낮은 전달 손실을 갖게 된다.

Fig.3에서 긴 확대관($l/d=3.5253$)에 대한 전달손실을 실험치, 해석해, 그리고 수치계산 결과를 이용하여 비교하였다. 수치계산은 주파수 f (Hz)=954, 1113, 1272, 1590, 2714, 3000 경우에 대하여 수행하였다. 본 수치 해석에서 전달 손실(transmission loss, TL)은 압력의 시간 변화를 이용하여 계산하였다.

$$TL = 20 \log \frac{p_i}{p_t}$$

여기서 p_i 는 입사 압력파의 평균 진폭을 나타내며, p_t 는 확대관을 지난 출구측에서의 압력파의 평균 진폭을 나타낸다. 평균 진폭을 구할 때 압력은 시간 15ms에서 20ms 사이의 값을 사용하였다. Fig.3에서 볼 수 있듯이, 2737Hz 아래에

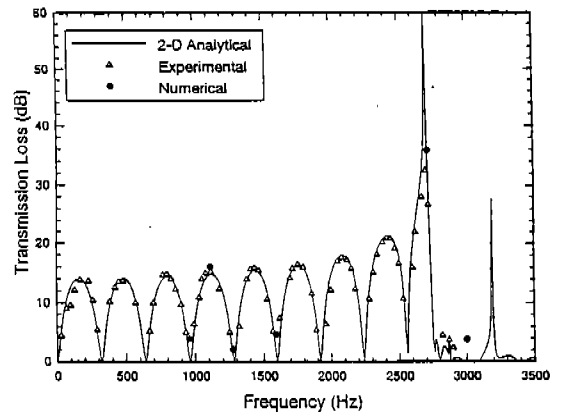


Fig.3 Comparison of transmission loss between 2D analytical, experimental and numerical results for $l/d=3.5253$

서는 1차원의 도음(dome)형이 반복된다. 2737Hz 이상에서는 반복되는 도음이 사라지며, 이것은 고차의 음향 모드에서 기인한다. 전체적인 전달 손실 특성을 보면, 수치결과가 해석해와 실험치²²⁾를 잘 따르고 있다. 그러나 어느 정도 차이를 보이고 있는데 이것은 입구 경계에서 반사된 압력파의 영향, 높은 진동수를 가지는 음향장 해석시 생길 수 있는 수치오차, 그리고 음향장과 결합된 약간의 비선형에 기인하는 것으로 보인다.

Fig.4에서 $l/d=0.2049$ 인 짧은 확대관의 등압력선도를 볼 수 있다. 상대적으로 낮은 주파수에서도 비평면파의 영향이 큼을 볼 수 있다. 확대관의 길이가 짧기 때문에 급확대부에서 생성된 고차의 반경 방향 모드가 충분히 소멸되지 않는다. 이러한 수치해석 결과로 부터 비평면파의 다차원 음향 특성은 확대관의 길이 그리고 관의 직경에 크게 영향을 받음을 알 수 있었다.

3.2 튜브 말단에서 blast 유동

본 수치해석 기법을 이용하여 배기 파이프 출구에서의 맥동 유동을 해석하기 전에 축대칭 충격관에 의해 생성된 blast 유동⁷⁾을 해석하여 본 연구 방법의 타당성을 점검하였다. Fig.5는 수치

해석 영역과 사용한 격자를 보여주고 있다. 관 말단을 기준으로 관 내부와 외부 대기의 압력비를 3.42로 하는 $M_0=1.76$ 의 충격파를 생성하여 시간에 따라 비정상 유동을 계산하였다. 비열비 γ 는 1.365이고 계산시간은 1.5ms까지이다.

Fig.6은 각 시간 단계 $t(ms)=0.199, 0.498, 1.0, 1.5$ 에서 속도장과 등압력선도를 보여준다. 실험 shadowgraph⁷⁾와 비교해 볼 때, 본 수치해석 결과는 마하 디스크, 제트 충격파, 재압축 충격파, 마하 디스크위의 와동, 그리고 와동사이의 충격파 등의 복잡한 blast 유동을 잘 묘사하고 있음을 알 수 있다. 충격파가 출구에 도달하면, 이 평면과 앞에 외부와의 큰 압력차에 의한 압력 교란이 도달하여 출구의 튜브 벽면 근처에서 높은 압력 구배의 영역이 생성된다. 이 부분의 충격파는 곧바로 맥동을 생성하면서 굴절하게 된다. 출구 바로 안쪽에서는 2차 반사와 굴절이 일어나고 구형의 맥동이 생성된다. 이 구형의 맥동파는 대기중으로 전파되어 가고, 그 뒤를 따라 강한 toroidal 와동이 상대적으로 낮은 속도로 이동한다. 이 유동은 튜브를 빠져나가는 기체와 외기사이의 전단력에 의해 생성된다. 이 와동이 진행하면서 주위의 기체를 포함하여 성장해가다 결국 깨어지게 된다. 실제의 점성 유동에서는 이

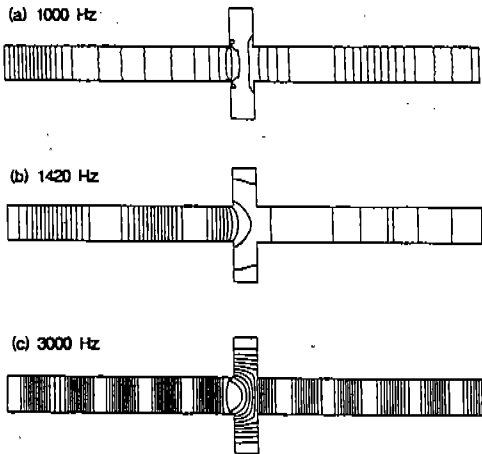


Fig.4 Pressure contours for expansion chamber ($l/d=0.2049$)

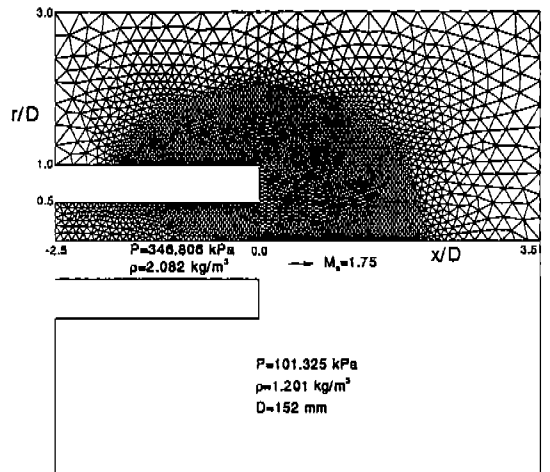


Fig.5 Computational domain and unstructured grids for an axisymmetric blast flowfield ($D=15.2$ cm, $n_{\text{poin}}=3335$)

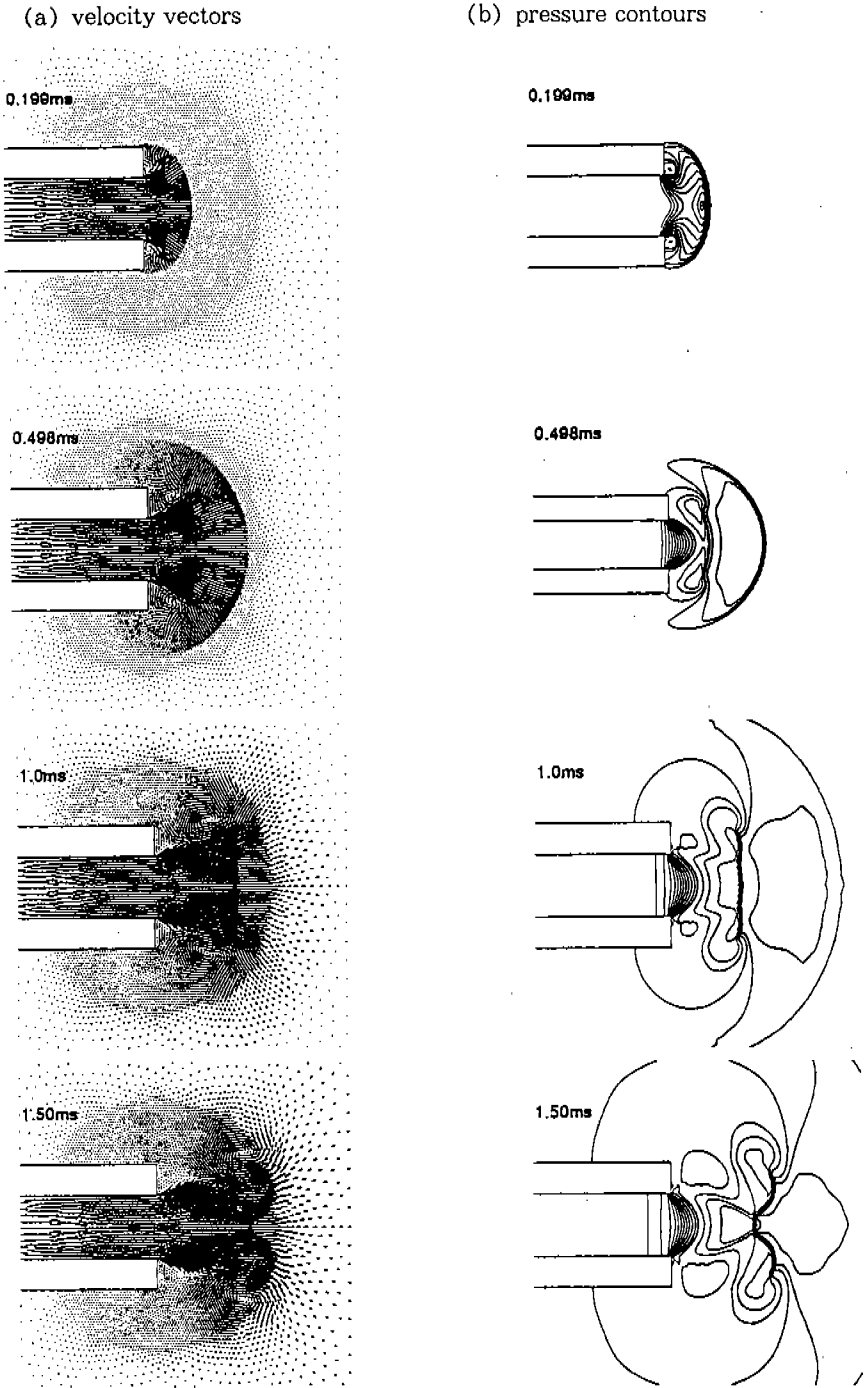


Fig.6 Velocity vectors and pressure contours for an axisymmetric blast flowfield

toroidal 와동이 깨어지면서 강한 난류를 생성한다. 이렇게 생성된 난류는 평균 제트 플럭스에 의한 난류 성분과 함께 난류 제트소음의 원인이 된다. 이와 비슷한 경향은 배기 파이프의 맥동 유동을 실험한 결과^{8)~11)}에서도 나타난다. Fig.7은 시간에 따른 압력변화를 보여준다. $t < 1.0\text{ms}$ 인 경우의 수치 결과에서, 시간에 따른 압력의 상승, blast파가 압력측정점을 지난 뒤의 압력의 변화 등은 실험치⁷⁾와 잘 일치하고 있다. $t \geq 10\text{ms}$ 인 경우에는, 해석 결과와 실험치는 상당한 차이를 보이고 있다. 그러나 1.0ms를 지난 뒤의 측정 압력 하류로 이동하는 마하 디스크와 압력 측정 단자 사이의 상호작용으로 인하여 실험치는 신뢰할 만한 정확도를 가지고 있지 않다.

3.3 동심 확대관내의 맥동 유동

배기 소음기에서 맥동 유동의 효과를 고찰하기 위하여 입구에서 초기 압력의 20%의 압력진폭을 갖는 half-sine 파를 생성하였다. 배기 파이프 유동에서 충격파의 생성과 제트류에서 압력파의 전파를 연구하기 위하여 수치해석 영역은 배기 소음기의 내부 유동장과 파이프 출구 밖의 제트영역까지 포함하였다. 수치해석은 단순한 배기 튜브와 확대관($l/d=3.5253$)이 달려 있는 배기 소음기 시스템에 대하여 수행하였다.

Fig.8은 3.8ms일 때 동압력선도를 보여준다. 확대관이 없는 단순 배기파이프에서는 가파른 압력구배를 갖는 압력장이 생성된다. Fig.9는 파이

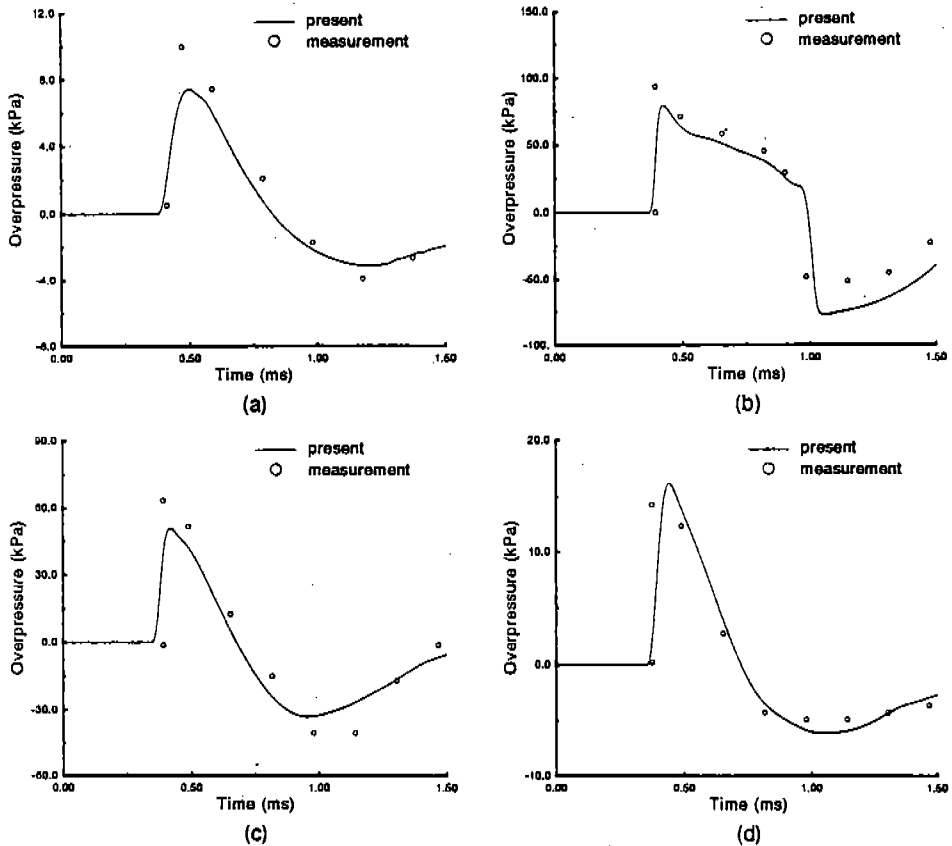


Fig.7 Comparison of calculated and measured overpressure variation with time, (a) $r/D=1.01$, $x/D=-0.538$, (b) $r/D=0.738$, $x/D=1.29$, (c) $r/D=1.29$, $x/D=0.738$, (d) $r/D=1.49$, $x/D=0.0125$

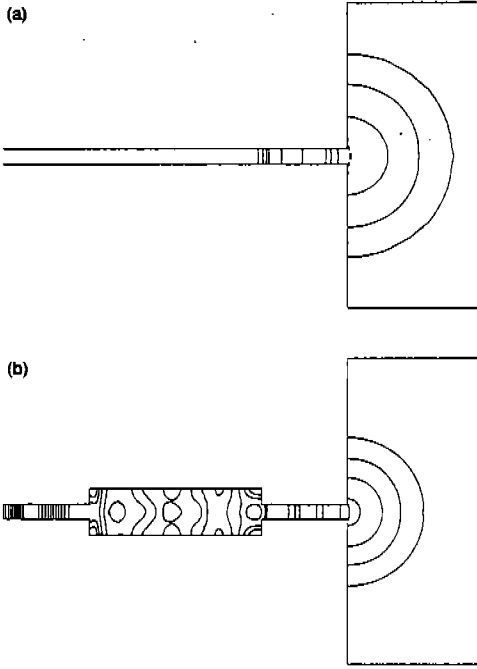


Fig.8 Pressure field due to the inlet pressure perturbation (half-sine wave, amplitude=20% of initial pressure); (a) for simple tube at $t=3.8\text{ms}$, (b) for expansion chamber at $t=3.8\text{ms}$ ($l/d=3.5253$)

프축을 따라 3점에서 압력의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. 매우 큰 압력 진폭을 갖는 압력파는 파이프를 전파해가면서 파형이 변하게 되며 결국은 충격파로 천이하게 된다. 이 충격파가 파이프 출구를 통해 정지해 있는 대기로 방출되면 비정상적인 배기 소음이 생성될 가능성이 있다. Fig.9에서 보는 것처럼 확대관($l/d=3.5253$)을 장착한 경우에는 맥동 유동 속을 전파해가는 압력파는 충격파로 천이하지 않고 빠르게 감쇄됨을 알 수 있다.

본 연구는 배기 유동장에서 충격파의 전파를 통하여 비선형 압력파의 감쇄 특성을 고찰하였다. 압력파 감쇄 특성을 평가하기 위하여 4개의 다른 확대관을 선택하였다. 수치계산에 사용된 모델 소음기는 단순 확대관(Simple expansion

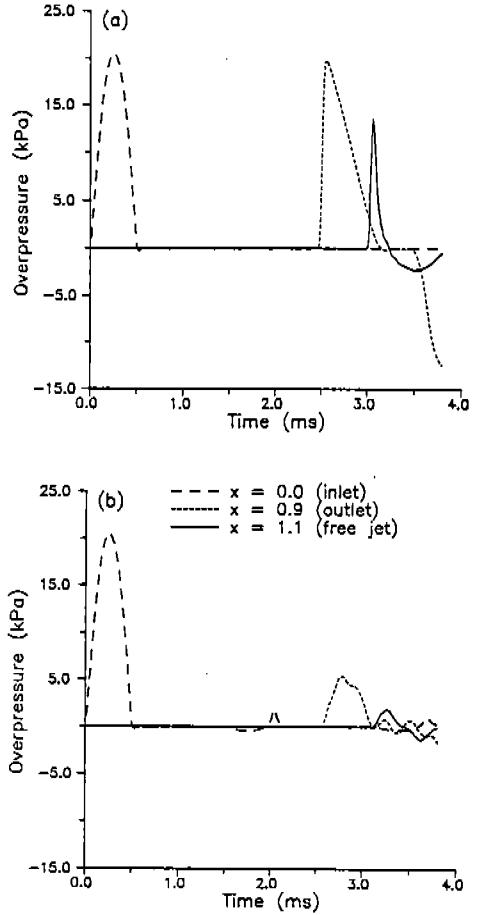


Fig.9 Overpressure time history; (a) simple tube, (b) expansion chamber ($l/d=3.5253$)

chamber), 삼입형 확대관(Extended-tube expansion chamber), 2실형 확대관(Doubled expansion chamber), 다공형 확대관(Porous expansion chamber) 등으로 모두 길이/직경비(l/d)가 3.5253이다. 배기 파이프의 입구에서 $M_1=1.1$ 인 이동 충격파를 생성하여 배기 소음기의 모델에 따른 맥동파의 감쇄 특성을 수치해석하였다.

Fig.10~13은 4개의 배기 소음기 모델에 대한 순간 등압력선도와 파이프 축위의 세 점(inlet, outlet, free jet)에서 시간에 따른 변화를 나타낸다. 단순 확대관과 다공형 확대관의 경우에 가장

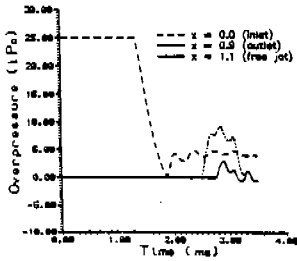
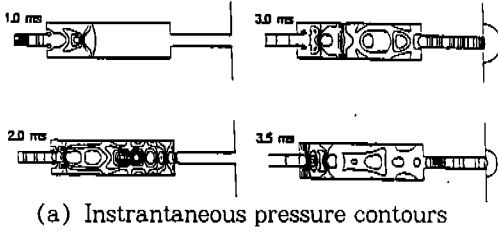


Fig.10 (a) Instantaneous pressure contours, (b) Overpressure time history at three axial locations (inlet, outlet, freejet) for the simple expansion chamber

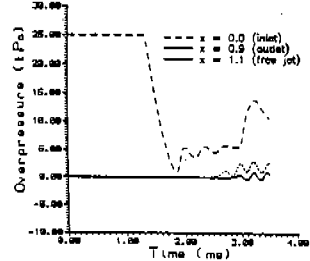
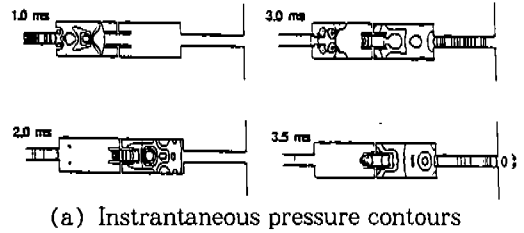


Fig.12 (a) Instantaneous pressure contours, (b) Overpressure time history at three axial locations (inlet, outlet, freejet) for the doubled expansion chamber

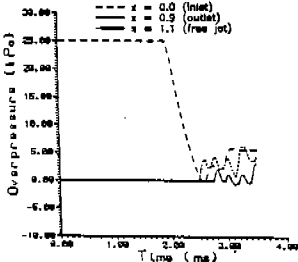
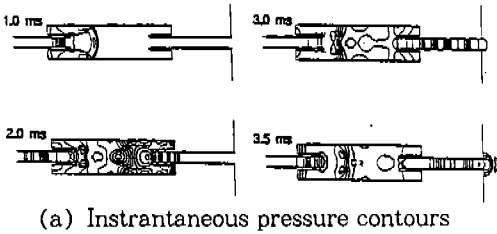


Fig.11 (a) Instantaneous pressure contours, (b) Overpressure time history at three axial locations (inlet, outlet, freejet) for the extended-tube expansion chamber

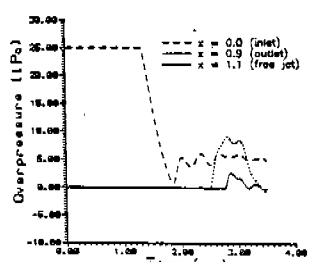
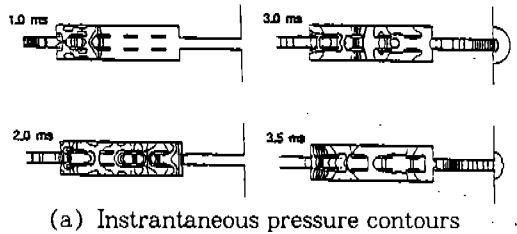


Fig.13 (a) Instantaneous pressure contours, (b) Overpressure time history at three axial locations (inlet, outlet, freejet) for the porous expansion chamber

큰 출구 압력의 진폭을 가지게되며 이것은 확대관 내에서 다공형 벽면이 충격파의 감쇄에 크게 기여하지 못함을 나타낸다. 그러나 압력 진폭의 시간에 따른 변화는 다공형 확대관의 경우가 약간 감소하였음을 알 수 있다. 삼입형 확대관의 경우에는 입구의 배압이 낮고 감쇄 특성이 좋으나, 출구와 제트류 내에서 압력의 시간 변화가 상대적으로 높게 나타났다. 2실형 확대관의 경우에는 출구의 압력 진폭이 가장 낮은 수준이나, 입구의 배압은 가장 크게 나타났다. 이 증대된 배압은 2실형 확대관의 상대적으로 큰 관내 장애물에 의해 반사된 압축파로 인한 것이다. 본 연구에서 고찰한 4개의 다른 확대관에 대해서, 2실형 확대관이 가장 낮은 출구 압력 진폭을 생성하고, 삼입형 확대관이 가장 낮은 배압을 생성하였다. 이러한 수치해석의 결과는 이 두 확대관의 장점을 적절히 조합하여 최적조건에서 소음기를 설계할 수 있음을 나타내고 있다.

4. 결 론

배기 소음기의 선형 및 비선형 소음 감쇄 특성에 대한 수치해석 결과로부터, 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

- 1) 수치해석 결과를 통해 본 연구에 사용된 해석 모델은 다차원의 선형 및 비선형 음향 특성을 파악할 수 있음을 알 수 있다.
- 2) 동심 확대관의 선형 음향장에서 비평면의 다차원 음향 특성은 확대관의 길이/직경비 (l/d)와 가진 주파수에 크게 영향을 받는다.
- 3) 본 수치해석 기법은 복잡한 blast 유동장의 주된 유동 특성을 잘 파악할 수 있었으며, 충격파가 존재하는 맥동 유동에서 비선형의 압력과 전파 특성을 잘 모사할 수 있었다.
- 4) 본 연구에서 고찰한 4개의 다른 확대관에 대해서, 2실형 확대관이 가장 낮은 출구 압력 진폭을 생성하고, 삼입형 확대관이 가장 낮은 배압을 생성하였다. 본 수치 해석의 결과로부터 이 두 확대관의 장점을

적절히 조합하면 최적조건에서 소음기를 설계할 수 있음을 알 수 있었다.

참 고 문 헌

1. Jones, A. D., "Modeling the Exhaust Noise Radiated from Reciprocating Internal Combustion Engines-A Literature Review," *Noise Control Engineering Journal*, Vol. 23, No. 1, pp. 12~31, 1984.
2. Sullivan, J. W., "Modeling of Engine Exhaust System Noise," *Noise and Fluids Engineering*, Proceedings of Winter Annual Meeting of ASME(Atlanta, 1977), pp. 161~169.
3. Eriksson, L. J., "Higher order mode effects in circular ducts and expansion chamber", *J. of the Acoustical Society of America*, Vol. 68, No. 2, pp. 545~550, 1990.
4. Ih, J., and Lee, B., "Analysis of higher-order mode effects in the circular expansion chamber with mean flow", *J. of the Acoustical Society of America*, Vol. 77, No. 4, pp. 1377~1388, 1985.
5. Selamet, A., Dickey, N. S., and Radavich, P. M., "Theoretical, computational, and experimental investigation of Helmholtz resonators: one-dimensional versus multi-dimensional approach," SAE 940612.
6. Blair, G. P. and Coates, S. W., "Noise Produced by Unsteady Exhaust Efflux from an Internal Combustion Engine", SAE Paper 73016, 1973.
7. Wang, J. C. T. and Widhopf G. F., "Numerical Simulation of Blast Flow fields using a High Resolution TVD Finite Volume Scheme," *Computers and Fluids*, Vol. 18, No. 1, pp. 103~137, 1990.
8. Sekine, N., Matsumura, S., Takayama, K., Onodera, O., and Itoh, K., "Initiation and

- Propagation of Shock Waves in the Exhaust Pipe of an Internal Combustion Engine," *JSME, B*, Vol. 54, No. 498, pp. 527~531, 1988.
9. Matsumura, S., Onodera, O., Itoh, K., and Takayama, K., "Shock Wave Formation in the Exhaust Pipe of an Internal Combustion Engine," *JSME, B*, Vol. 56, No. 532, pp. 200~205, 1990.
 10. Sekine, N., Onodera, O., and Takayama, K., "Study of Silencer Characteristics in a Gas Flow with Shock Wave," *JSME, B*, Vol. 60, No. 575, pp. 79~84, 1994.
 11. Sekine, N., Onodera, O., and Takayama, K., "Study of Silencer Characteristics in a Gas Flow with Shock Wave," *JSME, B*, Vol. 61, No. 584, pp. 36~41, 1995.
 12. Roe, P. L., "Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes," *J. Comput. Phys.*, Vol. 43, pp. 357~372, 19793.
 13. Barth, T. J. and Jespersen D. C., "The Design and Application of Upwind Scheme on Unstructured Meshes," AIAA-89-0366.
 14. Peraire, J., Vahdati, M., Morgan, K., and Zienkiewicz, O. C., "Adaptive Remeshing for Compressible Flow Computations," *J. Comput. Phys.*, Vol. 72, pp. 449-466, 1987.
 15. Lohner, R. and Parikh, P., "Generation of Three-Dimensional Unstructured Grids by the Advancing-Front Method," AIAA-88-0515, AIAA 26th Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV., 1988.
 16. Luo, H., Baum, J. D., and Lohner, R., "Numerical Solution of the Euler Equations for Complex Aerodynamic Configurations Using an Edge-Based Finite Element Scheme," AIAA-93-2933, AIAA 24th Fluid Dynamics conference, Orlando, FL., 1993.
 17. Whitaker, D. L., "Two-Dimensional Euler Computations on A Triangular Mesh Using An Upwind, Finite-Volume Scheme," PhD thesis, Virginia Polytech., 1988.
 18. Jameson, A. and Mavriplis, D., "Finite-volume Solution of the Two-Dimensional Euler Equations on a Regular Triangular Mesh," *AIAA J.*, Vol. 24, No. 4, pp. 611~618, 1986.
 19. Van Leer, B., "Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme V. A Second Order Sequel to Godonuv's Method", *J. Comp. Phys.*, Vol. 32, pp. 101-136, 1979
 20. Rudy, David H. and Strikwerda, John C., "A Nonreflecting Outflow Boundary Condition for Subsonic Navier-Stokes Calculations," *J. Comput. Phys.* Vol. 36, pp. 55~70, 1980.
 21. Karman, S. L. JR., "Development of A Three-Dimensional Unstructured CFD Method," PhD thesis, Univ. of Texas at Alington, 1991.
 22. Selamet, A. and Radavich, P. M., "The effect of length on the acoustic attenuation performance of concentric expansion chambers: an analytical, computational, and experimental investigation," SAE 950544