

# 항공기 엔진 소음 전파에 대한 수치적 연구

\*정철웅\*, 이수갑\*\*

## A Numerical Study on Radiation of Duct Internal Noise

Cheolung Cheong and Soogab Lee

### ABSTRACT

The cut-off is a unique feature associated with duct acoustics due to the presence of duct walls. Duct geometry effect on sound radiation is another issue of duct acoustics. The radiation of duct internal noise to ambient from duct open ends with various geometries is studied via numerical methods. The linearized Euler's equations in generalized curvilinear coordinates are solved by the DRP finite difference scheme. A number of accurate boundary conditions are used at boundaries for the computational domain to minimize the non-physical reflections. The far field sound pressure levels are computed by the Kirchhoff integration method. We investigate the cut off phenomena and duct geometry effects on sound radiation with numerical results.

### 1. 서론

항공기의 터보팬(turbofan) 엔진이 장착된 덕트 내부에서 발생하는 주요 소음원을 그림1에서 보여주고 있다. 압축기, 터빈, 연소실 등이 가능한 소음원이지만 제트 유출과 팬이 가장 주요한 소음원으로 간주된다. 난류혼합(turbulent mixing)과 충격파(shock)의 반사가 제트소음의 주요 원인을 이루는 반면에 팬(fan) 소음은 팬 전두부의 충격파(shock)와 로터-스테이터(rotor-stator)의 상호교란(interaction)에 의하여 발생한다. 엔진의 바이패스비(bypass ratio)가 일정값 이상이 되면 항공기의 이착륙시 팬이 가장 중요한 소음원이 된다. 모든 다른 소음원과 마찬가지로 팬소음도 협대역(tone)과 광대역(broadband)소음으로 나눌 수 있다. 이 연구는 로터와 스테이터의 상호교란에 의하여 발생하는 협대역 소음을 대상으로 수치적으로 모사하였다. 이런 협대역 소음은 특정한 주파수에서 발생하고 BPF(Blade Passing Frequency)의 정수배에 해당하는 조화함수들로 모델링할 수 있다..

이런 여러 가지 소음원들에 의해서 발생하는 음향파(acoustic wave)는 여러 가지 모양의 덕트를 통해서 공기중으로 전파해 나간다. 덕트 내부에서 일단 발생한 소음은 덕트 벽면에서 반사를 하고 서로 상호간섭을 한다. 이런 상호간섭에 의하여 덕트 내부에서는 덕트 음향 모드로 정의 되는 특정

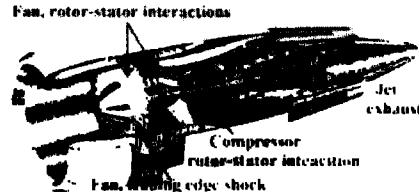


Fig 1. Dominant noise source for turbofan engines

한 유형의 음향파만이 존재하게 된다. 주어진 주파수에서 유한한 수의 덕트 음향 모드만 덕트를 통하여 전파해 가고 나머지들은 덕트 벽면에 의하여 없어지게 된다. 이런 현상을 덕트에 의한 단절(cut-off)로 정의한다. 정량적인 분석을 위하여 단절비(cut-off ratio)라는 변수를 도입하면 이 단절비가 1보다 큰 모드는 전파해가고 1보다 작으면 차단된다. 이런 단절 현상은 덕트 음향이론의 중요한 특징인데 단절비가 1 부근에 있는 음향파에 대하여 수치모사를 할 때 새로운 어려움을 주게된다.

덕트 외부로 전파해 가는 소음의 방향성(directivity pattern)은 산(rope, high intensity)과 골(node, region of relative silence)로 구성되는데, 이는 덕트의 끝단에서 음향파가 굴절(refraction)되기 때문이다. 그러므로 덕트 끝단의 모양은 소음의 방향성에 영향을 주게 된다. 두께가 없는 평판 덕트로부터 전파해가는 음향파에 관해서는 Wiener-Hopf나 다른 방법들을 사용한 이론적 접근방법들

\* 서울대학교 공력소음 및 소음제어 연구실

\*\* 서울대학교 기계항공공학부

을 사용하여 많이 연구되었다.<sup>1)~4)</sup> 최근에는 수치기법의 발달에 따라 여러 가지 덕트로부터 소음 전파를 수치적 모사하였고<sup>5)~6)</sup> 또 실험적으로도 고속의 제트 소음에 대해서 노즐 모양의 영향에 대한 연구도 수행되었다.<sup>7)</sup> 하지만 덕트 모양이 소음 전파에 미치는 영향에 대한 결과론적 기술이 주를 이루고 그에 대한 기본적인 미케니즘(Mechanism)에 대한 규명은 매우 부족한 실정이다.

이 논문에서는 다양한 덕트 모드 내부 소음의 덕트 밖으로의 전파를 다양한 덕트 끝단 모양에 따라 수치적으로 모사하여 단절비에 따른 전파 특성과 덕트 끝단 모양의 소음 방향성에 대한 영향을 수치적으로 연구하였다. 덕트는 평면(flat)과 벨마우스(bell-mouth) 모양의 덕트를 고려 하였는데 폭과 높이를 변화시키면서 음향파의 전파에 미치는 영향을 연구하였다.

유동장과 음향장을 동시에 수치해석하기 위해서는 소음원에서 음향장까지 소산(dispersion)과 감쇄(dissipation)를 최소로 하는 수치기법을 필요로 한다. 그러므로 전산공력음향학(Computational Aeroacoustics)에서는 고차의 정확도를 가진 차분기법을 필요로 하게 된다. 그런 요구를 만족시키는 많은 차분기법들이 연구되어 발표되었지만 그 중에서도 Tam, Webb<sup>8)</sup>이 제안한 DRP 기법(Dispersion Relation Preserving Scheme, 이하 DRP)은 요즘 많은 곳에 적용되고 있는 수치기법 중에 하나다. 전산공력음향학에 의한 수치계산 영역은 덕트 내부와 덕트 입구 근접장으로 이루어진다. 덕트 내부에서의 음원은 원통형 덕트나 2차원 평판 덕트의 음향 특성해(acoustic eigenfuction)들의 조합이나 단일 특성해를 이용하여 발생시킨다. 일반좌표계(Generalized Coordinate System)에서 선형화된 Euler 방정식을 DRP 기법(Dispersion Relation Scheme)을 이용하여 유한 차분하였다. 원방의 음압레벨(Sound Pressure Level)은 키르호프 면적분(Kirchhoff Surface Integral) 방법을 이용하여 계산하였다. 계산 영역의 원방에서는 방사경계조건<sup>9)</sup>을 적용하였으며 덕트 안쪽의 경계조건으로는 입사파와 반사파를 고려한 경계조건을 적용하였다. 덕트의 벽면 경계조건으로는 가상점 개념<sup>10)</sup>을 이용한 벽면 경계조건을 적용하였다. 다음의 각 절에서 지배방정식, 선형 덕트음향이론, 수치기법, 경계조건들, 그리고 Kirchhoff 적분방법에 대해서 간략히 설명하고 7절에서는 평면 덕트와 마우스 덕트의 모양과 음향 모드별 소음의 전파특성에 대한 수치 결과와 분석을 수행하였다. 8 절에서 결론을 내렸다.

## 2. 지배방정식

일반 곡면 좌표계에서 2차원, 선형, 압축성 Euler 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} = -R(\hat{U}) + S, \quad (1)$$

$$\text{여기서, } R(\hat{U}) = \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta}. \quad (2)$$

$$\hat{U} = \frac{1}{J} [\rho \ u \ v \ p]',$$

$$\hat{E} = \frac{1}{J} [\xi_x E + \eta_y F],$$

$$\hat{F} = \frac{1}{J} [\eta_x E + \eta_y F].$$

$$E = \begin{bmatrix} M_0 \rho + u \\ M_0 u + p \\ M_0 v \\ M_0 p + u \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} v \\ 0 \\ p \\ v \end{bmatrix}, \quad S = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ S_4 \end{bmatrix} \quad (3)$$

여기서 밀도( $\rho$ ), 압력( $p$ ), 속도( $u, v$ )는 미소 섭동량을 나타내고 자유흐름의 값은 첨자 0을 사용하여 나타내었다. 각각 길이는 덕트의 반지름  $R$ . 속도는  $a_0$ (Ambient Sound Speed), 시간은  $R/a_0$ , 밀도는  $\rho_0$ , 압력은  $\rho_0 a_0^2$ 로 무차원화하였다.

### 3. 선형 덕트음향이론

무한대 길이의 원형 덕트 내부에서 음속이  $M_0$ 로 일정한 아음속 유동을 고려하면, 선형 덕트음향이론은 선형 Euler 방정식에 의하여 지배되고 음향파에 대하여 정리하면 다음과 같다.

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + M_0 \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 p - \nabla^2 p = 0 \quad (4)$$

하나의 특성해 즉 덕트 음향해를 다음과 같이 정하고,

$$p_{mn}(r, \theta, x, t) = p_{mn} J_m(\lambda_{mn} r) e^{i(kx + m\theta - \omega t)} \quad (5)$$

여기서  $m$ 은 원주방향의 모드 수이고  $n$ 은 반지름 방향의 모드 수이다. 특성치  $\lambda_{mn}$ 은 다음과 같은 덕트 벽면에서의 경계조건을 만족한다.

$$J_m'(\lambda_{mn} R) = 0 \quad (6)$$

$k$ 는 축방향의 파수(wave number)이고  $\omega$ 는 각주파수(angular frequency)이다.

방정식(4)의 소산관계(dispersion relation)은 다음과 같다.

$$D(k, \omega) = (\omega - M_0 k)^2 - k^2 - \lambda_{mn}^2 = 0 \quad (7)$$

위 식을  $k$ 에 대해서 정리하면 다음과 같다.

$$k_- = \frac{1}{(1 - M_0^2)} [-M_0 \omega \pm \sqrt{\omega^2 - (1 - M_0^2) \lambda_{mn}^2}] \quad (8)$$

여기서  $k_-$ 는 하류방향으로 전파해가는 파는 나타내고  $k_+$ 는 상류방향으로 전파해가는 파를 나타낸다. 단절비를 다음과 같이 정의한다.

$$\beta_{mn} = \frac{\omega}{\lambda_{mn} \sqrt{1 - M_0^2}} \quad (9)$$

단절비가 1보다 크면 파가 감쇄없이 전파해 나가고 단절비가 1보다 작아지면 거리의 지수함수에 비례하여 감쇄하게 된다.

#### 4. 수치적 방법

공간차분법으로 Tam과 Webb이 제안한 DRP 기법을 이용하였고 시간 적분법으로는 Adams-Bashford 적분법을 기본으로 최적화된 4단계 적분법을 사용하였다. 공간과 시간에 대한 일차미분을 차분하여, Fourier-Laplace 변환을 하면 유효파수(effective wave number)와 유효각속도(effective angular velocity)가 다음과 같이 된다.

$$\bar{a} = \frac{-i}{\Delta x} \sum_{j=-L}^L a_j e^{i \cdot j \Delta x} \quad \text{and} \quad \bar{\omega} = \frac{i(e^{-i \cdot \omega \Delta t} - 1)}{\Delta t \sum_{j=0}^N b_j e^{i \cdot j \Delta t}} \quad (10)$$

유한차분식의 계수들은 Taylor 전개를 통하여 하나의 변수로 나타내고, 이 나머지 변수를 아래 오차 적분식을 최소화 함으로써 결정할 수 있다.

$$\min E_1 = \min \int_{-\epsilon}^{\epsilon} |a \Delta x - \bar{a} \Delta x| \, d(a \Delta x) \quad (11)$$

시간적분법으로는 4단계 외재적 적분법 즉 3차의 정확도를 가지고 Talor Series를 이용하여 하나의 변수를 사용하여 적분계수들을 표현한 다음에 나머지 변수를 공간에서와 마찬가지로 유효각속도와 원래 편미분방정식의 각속도의 차이를 최소화함으로써 결정할 수 있다. (1)-(3)식의 모든 항들을 차분화하면, 아래와 같은  $O(\Delta t^2, \Delta x^{N+M-2})$ 의 DRP 기법을 얻을 수 있다.

$$U_{l,m}^{n+1} = U_{l,m}^n + \Delta \sum_{j=0}^3 b_j R_{l,m}^{n-j} \quad (12)$$

여기서

$$R_{l,m}^n = \frac{-1}{4\epsilon} \sum_{j=-N}^N a_j \hat{E}_{l+j,m}^n - \frac{1}{4\eta} \sum_{j=-N}^N a_j \hat{F}_{l,m+j}^n$$

식 (12)에서  $l$  과  $m$ 은 공간지표이고  $n$ 은 시간을 가리키는 지표이다.  $N=M$  이면 중앙차분식이 되고,  $N=0$ 이면 완전전방차분식,  $M=0$  완전후방차분식이 된다. 모든 수치계산은 7개의 격자점을 이용하는 4차 정확도의 수치기법을 사용한다. 즉  $N+M=6$ 을 만족한다.

#### 5. 경계조건

##### 5.1 벽면경계조건

비점성 벽면에는 벽면에 수직한 속도 성분이 0이라는 식  $\vec{V}_n \cdot \hat{n}_{wall} = 0$ 을 경계조건으로 적용한다. 위 식을 수치적으로 적용하기 위해서 운동량 방정식에  $\eta_x$ 와  $\eta_y$ 를 곱하여 더하면 다음과 같이 벽면에 수직한 속도성분에 대한 식을 유도할 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_n}{\partial t} + \eta_x \xi_x M_0 \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_y \xi_y M_0 \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_x^2 M_0 \frac{\partial u}{\partial \eta} \\ + \eta_y \eta_x M_0 \frac{\partial v}{\partial \eta} + (\eta_x \xi_x + \eta_y \xi_y) \frac{\partial p}{\partial \xi} + (\eta_x^2 + \eta_y^2) \frac{\partial p}{\partial \eta} = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

이러한 조건식을 만족시키는 벽면경계조건으로는 Tam과 Dong<sup>9)</sup>이 제안한 가상점(Ghost Point)을 이용한 경계조건을 적용하였다. 이는 벽면 격자 뒤에 가상의 격자를 두어 벽면에서 다음 시간의 속도를 경계조건에서 줄 때 그 값을 만족하도록

가상격자계에서 압력값을 구하여 사용하는 것이다.

#### 5.2 덕트 내부 경계조건

덕트 내부의 경계조건은 두 가지 기능을 수행해야 한다. 첫 번째는 덕트 내부에서 음향파를 생성해야하고 두 번째로는 덕트 입구에서 반사해오는 음향파를 흡수해야 한다. 덕트 내부에서 압력은 다음과 같이 입사파와 반사파의 합으로 표현할 수 있다.

$$p = p_{in} + p_{re} \quad (14)$$

덕트 음향 이론에 의하면 <sup>4)</sup> 단일 각속도( $\omega$ )를 가지는 음향파의 반사파는 다음과 같은 형태를 취한다.

$$p_{re} = \sum_{m,n} p_{m,n} J_m(\lambda_{m,n} r) e^{i(k_m x + m\theta - \omega t)} \quad (15)$$

여기서  $\lambda_{m,n}$ 은 다음식을 만족한다.

$$J_m'(\lambda_{m,n} R) = 0 \quad (16)$$

$R$ 은 덕트의 반지름이고 축방향의 파동수(wave number)는 소산관계(Dispersion Relation)에 의해서 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$\frac{k_{m,n}}{\omega} = \frac{1}{1-M_0^2} \left[ -M_0 \pm \sqrt{1-(1-M_0^2)(\frac{\lambda_{m,n}}{\omega})^2} \right] \quad (17)$$

(15)식을 이용하여 (16)식을  $x$  와  $t$ 에 관해서 미분하면 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p_{in}}{\partial x} + i \sum_{m,n} p_{m,n} J_m(\lambda_{m,n} r) k_{m,n} e^{i(k_m x + m\theta - \omega t)} \quad (18)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial p_{in}}{\partial t} - i \omega p_{re} \quad (19)$$

다음에 (17)식을  $(1-M_0^2)(\lambda_{m,n}/\omega)^2$ 에 대해서 Taylor 전개를 하여 (18), (19)식에 대입하고  $p_{re}$ 를 소거하면 다음과 같은 덕트내부의 경계조건식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (M-1) \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p_{in}}{\partial t} + (M-1) \frac{\partial p_{in}}{\partial x} \quad (20)$$

#### 5.3 원방경계조건

원방경계조건으로는 Tam과 Dong<sup>8)</sup>이 제안한 경계조건을 적용하였다. 선형화된 Euler 방정식은 엔트로피파(Entropy Wave), 와류파(Vorticity Wave), 음향파(Acoustic Wave)의 세 가지 파를 지원한다. 엔트로피파는 밀도만의 변화를 수반한 것이며 자유류 흐름을 따라 전파된다. 와류파는 속도만의 변화를 수반한 것이며 엔트로피파와 마찬가지로 자유류 흐름을 따라 이동한다. 음향파는 밀도, 속도, 압력등 모든 변수들의 변화를 수반한 것이며 음속으로 모든 방향으로 전파된다. 원방에서 선형화된 Euler 방정식을 만족시키는 이 세 가지 파동의 점근해를 구하여 이 점근해(Asymptotic Solution)가 만족시키는 편미분방정식을 각각 다시 구하여 원방에서의 경계조건식으로 사용한다.

## 6. Kirchhoff Method

원방의 음압레벨(Sound Pressure Level)은 근접장 폐곡선 위의 음향해를 적분하는 키르호프 적분방법(Kirchhoff Integration Method)으로 계산할 수 있다. 키르호프 적분면과 원방 사이의 공간을 일정한 자유류가 흐르는 곳으로 가정한다면 음압에 대한 지배방정식은 다음과 같다.

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 - a_0^2 \nabla^2 p = 0 \quad (21)$$

$(x, y, z)$ 를 원방에서의 위치,  $(x', y', z')$ 를 키르호프 면에서의 점이라고 가정하고, Prandtl-Glauert 변환을 도입하면,

$$(x_0, y_0, z_0) = (x, \beta y, \beta z) \quad (22)$$

여기서  $\beta^2 = 1 - M_0^2$ 이고, 변환된 공간에서 원방의 점과 키르호프 면의 점과의 거리는 다음과 같이 표현된다.

$$r_0 = [(x-x')^2 + \beta^2(y-y')^2 + \beta^2(z-z')^2]^{1/2} \quad (23)$$

Green 함수를 이용하여 원방의 음향파를 다음과 같은 면적분으로 표현할 수 있다.

$$p(x, y, z, t) = -\frac{1}{4\pi} \int_S \left[ \frac{1}{r_0^2} \frac{\partial r_0}{\partial n_0} + \frac{1}{r_0} \frac{\partial p}{\partial n_0} \right. \\ \left. + \frac{1}{a_0 r_0 \beta^2} \frac{\partial p}{\partial t} \left( \frac{\partial r_0}{\partial n_0} - M_0 \frac{\partial x'}{\partial n_0} \right) \right] ds \quad (24)$$

$n_0$ 은 면  $S$ 에 수직한 방향이고  $t$ 은 지연시간(retarded time)이다.

## 7. 수치해석 결과와 분석

다양한 모양의 덕트에 대하여 여러 가지 음향파 모드에서 수치모사하였다. 그림 2에서 계산 영역의 개략도와 평면 덕트와 벨마우스 덕트의 모양에 대한 변수(폭 W, 높이 H)와 각각의 경계에서 적용되는 경계조건을 보여주고 있다. 평면모양의 덕트의 수치해석용 격자는 직교 격자계를 사용하였고 벨마우스 모양의 덕트에 대하여서는 곡선격자계를

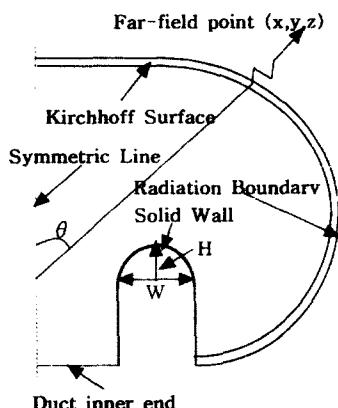


Fig. 2 Computation Field, Boundary Conditions and Variables for flat & Bellmouth Duct Geometry  
(W: width, H: height)

사용하였다. 덕트 양쪽 경계에서 입사하는 음향파는 다음식과 같다.

$$\begin{bmatrix} \rho \\ u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix} = \varepsilon Re \begin{bmatrix} \frac{(a^2 - \mu_{mn}^2)^2}{\omega} J_m(\mu_{mn}r) \\ -i\mu_{mn} \frac{J_m'(\mu_{mn}r)}{\omega} \\ \frac{n}{\omega} J_m(\mu_{mn}r) \\ J_m(\mu_{mn}r) \\ \times e^{i(\omega t - \mu_{mn}^2 x + m\theta - ar)} \end{bmatrix} \quad (25)$$

여기서  $m$ 은 원주방향,  $n$ 은 반지름 방향의 모드수이다. 각속도는 10.3으로 선택하였고 각각의 덕트에 대해서 몇 개의 모드( $m=0, n=0,1,2$ )에 대해서 수치해석하였다. 입사하는 음향파의 진폭을  $10^{-4}$ 으로 선택했는데 117dB에 해당하는 음압이다.

## 7.1 평면 덕트의 수치결과와 분석

그림 3에서 평판 덕트의 근접장에서 전파해가는 음압의 분포를 보여주고 있다. 각 모드별로 전파방향 특성을 볼 수 있으며 절단비가 1에 가까워 절수록 덕트 외부로 전파해가는 음압이 급격히 줄어드는 것을 알 수 있다. 그림 4에서 (0,1) 음향모드에 대해서 평면 덕트의 두께의 변화에 따른 음압의 전파 방향성에 대한 특성을 보여주고 있다. 그림 4의 위 그림은 근접장에서의 음압강도를 덕트 축과 이루는 각도에 따라 보여주고 있다. 두께에 따라 방향성 그래프에 큰 구조에는 영향을 주지는 않지만 위치마다 약간의 차이를 보여줄 수 있다. 좀더 명확한 두께의 영향을 보기 위해서 그림 4의 아래그림은 x축을 두께를 덕트의 반지름에 대한 무차원 값으로 하고 y축을 음압강도로 해서 덕트축에서의 두께에 따른 음압강도의 변화를 그래프로 제시하였다. 두께에 따라 일정한 경향성을 보이는 것이 아니라 약간의 주기성을 보여주는데 이는 덕트 끝단면에서 음향파의 굴절에 따른 것으로 생각된다.

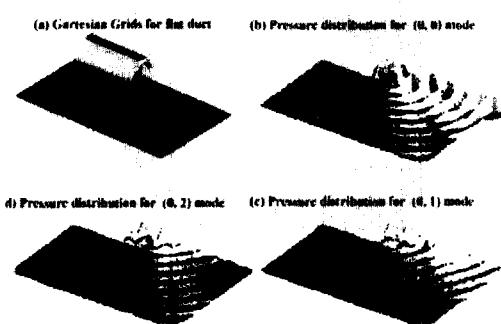


Fig. 3 Grid system for flat duct & acoustic pressure distribution of each duct acoustic mode

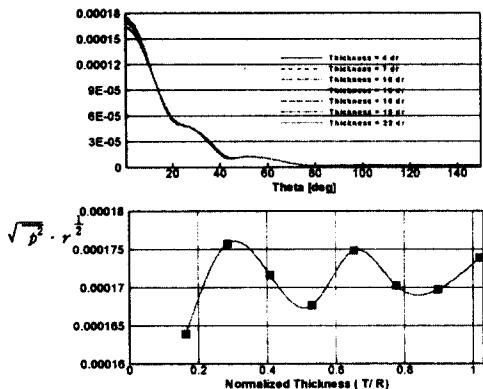


Fig. 4 Near-field directivity pattern for flat duct wall with various thickness

## 7.2 벨마우스 덕트의 수치결과와 분석

여러 가지 폭과 높이를 가진 벨마우스 덕트로부터 전파해 가는 음향파를 수치모사 하였다.

덕트의 한쪽 반지름  $R$ 이 길이의 무차원 변수이고, 자유류 속도는 0 일 때 계산을 수행하였다. 원방 경계는 약 덕트 반지름의 2.5배 정도이고, 키르호프 면은 원방경계로부터 14 번째 격자면으로 선택하였다. 최소의 격자 크기는 약 0.01정도이고 시간간격은 0.0004으로 계산하였다.

Fig. 5에서 각각  $H=0.5R$ ,  $W=R$ 일 때의 사용한 격자와 근접장의 압력분포를 모드별로 나타내고 있다. 단절주파수(cut-off frequency)에 가까워질수록 덕트 입구에서 반사되는 압력이 커서 덕트 밖으로 전파되는 압력이 점점 작아지는 것을 관찰할 수 있다. 전산공력음향학에서는 해석대상인 음향파의 성질로 인하여 고차의 수치기법을 사용해야 만 한다. 하지만 고차의 수치기법은 복잡한 모양

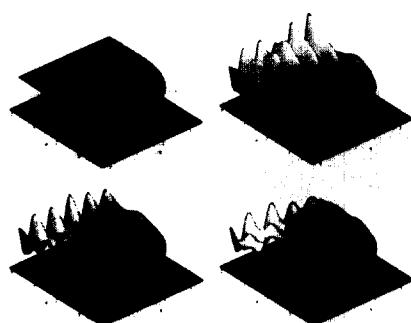


Fig. 5 Acoustic pressure distribution in the near field of bellmouth duct with  $H=0.5R$ ,  $W=R$

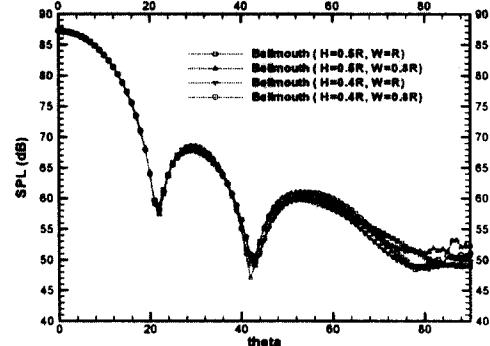


Fig. 6 Far-Field (50R) SPL level for  $(0, 0)$  mode

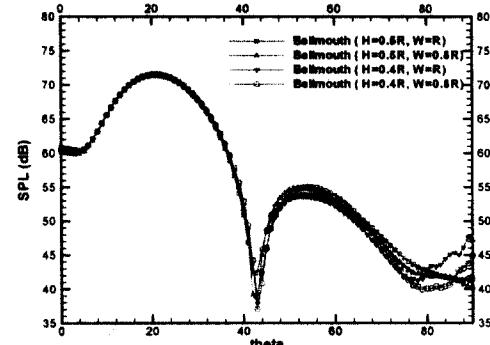


Fig. 7 Far-Field (50R) SPL level for  $(0, 1)$  mode

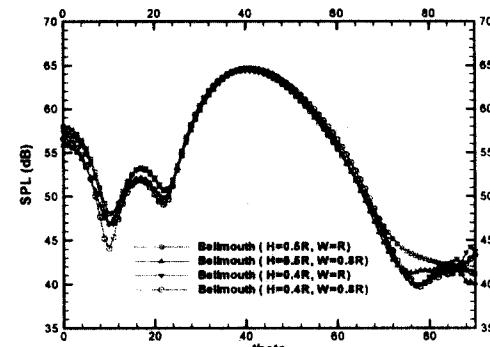


Fig. 8 Far-Field (50R) SPL level for  $(0, 2)$  mode

의 물체의 해석을 위해서 격자의 변환을 하면 격자의 변환 과정중의 오차와 자코비언(Jacobian)의 급격한 변화로 인하여 수치적인 오차와 불안정성

을 가지게 된다. 덕트 모양의 물체에 대한 해석에 있어서도 덕트 끝단 부분의 곡면이 심한 곳에서 급격한 자코비언의 변화를 가지게 되고 이곳에서 수치적인 오차가 발생한다. 본 연구에서는 그런 수치적인 오차와 불안정성을 보완하기 위하여 인조의 수치 감쇄함을 도입하였고 수치 감쇄함의 계수를 자코비언과 같은 분포를 가지게 만들어 수치적인 안정성을 얻을 수 있었다. 원방의 음압레벨을 키르호프 적분을 통하여 덕트입구에서  $50R$  멀리진 원 위의 점에서 1도 간격으로 구하였다. 계산한 원방의 음압레벨을 Fig. 6, 7, 8에서 모드 별로 나타냈다.

$n=0$  모드에 해당하는 평면파에 대해서는 각각의 덕트 모양의 변화에 따른 원방 음압 레벨의 분포의 차이가 크지 않은 데 그것은 평면파의 경우에는 주된 음향 에너지가 축방향으로 전파해 나가기 때문에 굴절의 영향이 작기 때문이다. 그리고 주파주가 단절주파수 보다 매우 크기 때문에 덕트 입구에서 반사되는 음향파도 매우 작다.(Fig. 6)

평면파가 아닌 모드( $n = 1, 2$ )에 대해서는 덕트 모양의 영향이 좀 더 명확해지는데 특히 축 방향에서 약간의 소음레벨의 차이가 있다.  $H=0.5R$ ,  $W=R$ 인 벨마우스 덕트가 축방향에서 가장 큰 음압레벨을 나타내고 다른 모양의 덕트와의 소음 레벨의 차이의 최대값은  $n=1$  모드에서는  $0.8\text{dB}$ ,  $n=2$  모드에 대해서는  $2.1\text{dB}$ 의 차이가 난다.(Fig. 7, 8)

그림에서 발견할 수 있는 모든 모드들의 공통적이고 중요한 특징은 두께가 얇아질수록 높이가 작아질수록 소음의 방향 특성은 산과 골의 각이 작아지고 골은 깊어지는 경향을 보인다는 것이다. 이것은 두께가 얇아지고 높이가 작아지는 것은 덕트 끝단 부분에서 물리량들의 변화량이 커지고 즉 물리량들의 불연속성이 커져서 골과 산의 각을 작아지게 하는 것이다.<sup>11)</sup>

음향파의 전파에 대한 주된 영향은 주로 방향성에 영향을 주며 축 방향에서 약간의 음압의 차이를 보여주고 또 고차 모드일수록 그 영향이 크다.

## 8. 결론

단절비가 1에 가까워질수록 덕트 외부로 전파해 가는 음압의 크기가 급격히 작아짐을 알 수 있었다. 또 단절비가 1에 가까워 질수록 음파를 모사하기 위한 격자를 좀더 세밀하게 요구한다.

곡선격자를 사용한 수치모사에 있어서 수치적인 감쇄함의 계수를 자코비언(Jacobian)과 같은 분포를 가지게 함으로써 수치적 안정성을 증가시킬 수 있었다.

덕트 모양의 변화를 물리량들의 덕트 입구에서의 변화량 즉 불연속성의 정도로 해석하여 불연속성이 증가하면 산과 골이 각도가 작아지면서 골은 깊이가 깊어진다는 것을 확인할 수 있었다.

원방에서의 음압의 크기에 대한 덕트 입구 모양의 영향은 주로 축방향에서 나타났으며 고차의 모드일수록 크게 영향을 받는다.

## 참고문헌

- 1) Tyler, J.M. and Sofrin, T.G., "Axial flow compressor noise studies", SAE Transaction, Vol. 70, pp309-332, 1962.
- 2) Mani, R., "Refraction of acoustic duct waveguide modes by exhaust jets", Quarterly of Appl. Math., Vol. 30, Jan. 1973, pp. 501-519.
- 3) Savkar, S.D., "Radiation of cylindrical duct acoustics modes with flow mismatch", Journal of Sound and Vibration, Vol. 42, No. 3, 1975, pp. 363-386.
- 4) Eversman, W., "Theoretical models for duct acoustic propagation and radiation", NASA Reference Publication 1258, Vol. 2., 101, (1991).
- 5) Dong, T.Z., Shih S.H., Mankbadi, R.R., Povinelli, L.A., "A Numerical Study of Duct Geometry Effect on Radiation of Engine Internal Noise", AIAA-97-1604
- 6) D. Ait-Ali-Yahia, D. Stanesco, W.G. Habashi, and M.P. Robichaud, "Axisymmetric Computations of Fan Noise Radiation from Turbofan Inlets," AIAA 99-0483
- 7) Tam, C.K.W., "Influence of Nozzle Geometry on the Noise of High-Speed Jets", AIAA-98-2255.
- 8) Tam, C.K.W., Webb, J.C., "Dispersion Relation Preserving Finite Difference Schemes in Computational Aeroacoustics", Thoret. Comput. Fluid Dynamics, Vol. 6, 1994, pp. 303-322.
- 9) Tam, C.K.W. and Dong, T.Z., "Radiation and Outflow Boundary Conditions for Direct Computation of Acoustics and Flow Disturbance in a Nonuniform Mean Flow", J. Comput. Acoustics, Vol. 4, No. 2, 1996.
- 10) Tam, C.K.W., Dong, T.Z., "Wall Boundary Conditions for High-order Finite Difference Schemes in Computational Aeroacoustics", Theoret. Comput. Fluid Dynamics, Vol. 6, 1994, pp. 303-322
- 11) Cheolung Cheong, Soogab Lee, "The Effects of Discontinuous Boundary Conditions on the Directivity of Sound from a Piston.", KSME Fall Annual Conference, 1999.