

〈논 문〉

유한요소법을 이용한 비행기 엔진 입구 음향장 해석

An Analysis of Aircraft Engine Inlet Acoustic Fields
by using Finite Element Method

전 완 호* · 이 덕 주**

Wan-Ho Jeon and Duck-Joo Lee

(1997년 9월 5일 접수 ; 1997년 12월 4일 심사완료)

Key Words : Engine Noise(엔진소음), Turbomachine(터보기계), Duct Acoustic(덕트 음향), Finite Element Method(유한요소법), Stealth (은밀성)

ABSTRACT

Internal and external acoustic fields of the engine inlet are calculated by using a finite element method. The far fields non reflecting boundary condition is enforced by using a wave envelope element, which is a kind of infinite element. The geometry is assumed an axisymmetric duct. Sources of the fan are modeled by the Tyler and Sofrin's theory. Effects of uniformly moving medium are considered. A pulsating sphere and an oscillating piston problem are calculated to verify the external problems, and compared with exact solutions. When the wave envelope element is applied at the far boundary, the calculated finite element solutions show good agreements with the exact solutions. The engine inlet is solved with the combined internal and external grid. The cut-off phenomena on engine inlet duct are observed.

1. 서 론

비행기에서 발생하는 소음은 몇 가지 측면에서 문제가 된다. 내부 투과 소음은 객실 내부로 전파하여 승객에게 불쾌함을 주고, 외부 방사소음은 공항 근처의 주민에게서 많은 민원의 원인을 제공하고 있다. 이 중 외부 방사 소음은 민간기의 경우는 최근 심해지는 규제 때문에 항공기의 운항여부와 관련이 있고, 군용기에서는 적에게 탐지되는 수단으로 항공기의 소음이 사용되므로 저 탐지의 측면에서도 중요하다. 일반 스텔스 전투기는 RCS에 의한 탐지가

거의 불가능하게 설계되고, 밤에 주로 적지 깊숙이 침투하여 폭격 임무를 수행한다. 그러나, 조용한 밤에 들리는 항공기의 소음은 스텔스 항공기라 할지라도 소음에 의한 탐지를 가능하게 한다. 그러므로 저 소음은 최근 전투기의 은밀성, 생존성(survivability)과 연관되어 중요한 요인으로 등장하고 있다. 그러므로, 원거리로의 방사 소음을 줄여야 하며, 이러한 기법은 외부 방사 소음의 정확한 예측을 필요로 한다. 본 연구는 군용 항공기의 은밀성과 관련 있는 외부 방사 소음의 해석 기법을 개발하는데 목적이 있다.

소음의 방사에 대한 연구는 소음원에 대한 이해가 선행되어야 가능하다. 그러나, 본 논문은 소음원의 규명이 아니라 소음원의 외부 방사에 대한 해석이 목적이고 소음원은 기존의 연구자에 의한 결과를 이

* 한국과학기술원 항공우주공학과 박사과정

** 정회원, 한국과학기술원 항공우주공학과 교수

용한다. 항공기의 소음원 중 주로 저주파수에 존재해서 먼 거리까지 소산이나 대기의 흡음 없이 전파하는 톤소음(tone noise)이 중요하다. 항공기에서 우세한 톤소음이 발생하는 부분은 엔진이다. 그러므로 본 논문에서는 엔진소음을 주요 소음원으로 간주한다.

엔진소음은 소음의 발생원에 따라서 크게 두 가지로 나눌 수 있다. 첫째는 제트의 난류혼합과정(turbulent mixing process)에서 발생하는 소음으로 주로 사극원(quadrupole)이 우세하다^(1,2). 소음의 세기(intensity)를 결정하는 중요한 변수는 유동의 속도로 8승에 비례한다. 이 소음은 광역소음(broadband noise)이며, 고주파수 성분이 많아서 대기중에서 쉽게 흡음 된다. 둘째는, 압축기/터빈(compressor/turbine)과 같은 터보기계의 깃(blade)이 회전하면서 발생하는 자려소음(self noise)과, 깃과 깃 혹은 깃과 후류와의 상호작용에 의해 발생하는 소음으로 주로 쌍극원(dipole)이 주된 소음원이 된다. 이 소음도 속도가 주된 변수이고 6승에 비례한다. 이 소음은 주로 전방으로 전파하고 톤 소음의 특성을 가지고 있다. 엔진소음은 전방으로는 압축기와 팬 소음이, 후방으로는 제트와 터빈 소음이 지배적으로 전파한다⁽³⁾. 압축기와 팬 소음은 이크이 우세한 톤 소음이 주를 이루고, 제트 소음은 광역소음의 특성을 갖는다.

항공기 엔진 소음의 방사는 유동이 존재하므로, 유동이 있는 파동방정식을 해석해야 한다. 해석을 위한 수치적 기법으로는 경계요소법(BEM: Boundary Element Method)^(4~6), 유한차분법(FDM: Finite Difference Method)⁽⁷⁾, 그리고 유한요소법(FEM: Finite Element Method)^(8~11) 등이 있다. 이 중 BEM은 원거리의 음향장을 해석할 때 많이 사용되나, 아음속 흐름이 존재하는 경우나 구조물 형상이 복잡할 경우에 해석의 어려움이 있다. FEM은 기억용량을 많이 차지하고, 원거리해석 시 무한 경계에서의 경계조건을 만족시키기가 어렵다는 단점이 있다. 그러나, 수치 계산 과정에서 BEM의 문제점인 해의 비유일성 문제와 특이성 문제는 FEM에서는 나타나지 않으며, 아음속($M < 1$) 유동이 있는 경우 외부와 내부 음향장 해석이 모두 가능하다는 장점이 있다. 본 논문에서는 FEM을 사용하며, 무한 경계의 경계조건은 wave envelope 요소를 도입해서 해결했다.

본 논문은 항공기의 외부소음 중 엔진에 의한 소음의 외부 방사에 대한 연구이다. 우선 엔진소음의 소음원을 살펴보고 주된 소음원인 압축기/팬 소음을

Tyler & Sofrin⁽¹²⁾의 방법으로 모델한 후 FEM을 이용하여 내부 음원에 의한 외부의 방사음압을 해석하였으며, 엔진내부의 단절현상을 수치적으로 확인할 수 있었다.

2. 본 론

2.1 음원 모델

본 연구에서 중점을 두고 있는 압축기 톤소음은 덕트 내에서 발생하는 소음으로 매우 복잡하다. 이것의 발생과정을 간단히 살펴보면 다음과 같다.

톤소음이 발생하는 주파수는 회전하는 로터깃의 개수와 회전속도의 함수이다. 로터만 회전할 경우의 모드는 로터수의 정수배로 존재하므로 매우 간단하다. 그러나 로터 뒤에 고정된 stator나 vane 혹은 지지대가 있으면 이러한 고정물의 개수에 따라서 여러 주파수와 주파수에 따른 회전모드가 발생한다. 이것은 맨 처음 Tyler와 Sofrin에 의해서 연구된 것으로 이후의 모든 연구자들은 이들의 논문을 참조하였다⁽¹²⁾. 이런 주파수와 모드 그리고 덕트에서의 전파의 관계를 간단하게 정리하면 다음과 같다. 로터 평면에서의 음원은 허브가 없는 경우 다음과 같이 나타낼 수 있다^(3,12).

$$P = AJ_m(\chi_{mn}r) \quad (1)$$

여기서, P 는 음원이 존재하는 평면의 음원의 세기를 나타내고, A 는 임의의 상수, J_m 은 1종 m 차 Bessel 함수, r 은 덕트의 반지름 방향을 나타낸다. 이식의 m 은 θ 방향의 모드를 나타낸다. 만약 엔진 입구가 허브를 가지고 있다면 위의 식은 다음과 같이 나타낼 수 있다⁽¹²⁾.

$$P = A(J_m(\chi_{mn}r) + Q_{mn}Y_m(\chi_{mn}r)) \quad (2)$$

위식에서 Y_m 은 2종 m 차 Bessel 함수이다. 덕트의 반지름이 b 일 경우 $\chi_{mn}r = x_{mn}r/b = x'_{mn}r'$ 을 이용하면 χ_{mn}, Q_{mn} 은 다음의 두 식의 근이다⁽¹²⁾.

$$\begin{aligned} J'_m(\chi'_{mn}) + Q_{mn}Y'_m(\chi'_{mn}) &= 0 \\ J'_m(\chi'_{mn}\sigma) + Q_{mn}Y'_m(\chi'_{mn}\sigma) &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

σ 는 허브와 shroud와의 비이다. 위의 식에서 m 은 θ 방향의 모드를 나타내며, n 은 r 방향의 모드를 나타낸다.

위의 식 (2)가 팬 혹은 커프레서가 있는 위치에 서의 음원의 세기와 모드를 나타내는 식이다. 여기

서 모드 m 의 의미는 다음과 같다.

로터가 B 개의 깃을 가지고 있고, stator가 V 개의 깃을 가지고 있으며 로터가 Ω 의 속도로 회전할 때 토운소음이 발생하는 가장 기본적인 주파수는 BPF (Blade Passage Frequency)이고 $B\Omega$ 가 된다. BPF의 n 배수인 $nB\Omega$ 의 주파수를 가진 패턴이 원주방향으로 m 개의 파장으로 되어있다면 이때의 모드를 m 이라 한다. 이 모드는 원주방향으로 m 개의 로브를 가지고 있으며 m 은 다음과 같이 표시된다^(3,12).

$$m = LB \pm kV, \quad L, k \text{는 임의의 정수} \quad (4)$$

이 모드는 다음의 각속도로 회전한다.

$$(LB/m)\Omega = LB\Omega / (LB \pm kV) \quad (5)$$

즉 로터 깃의 수 B 가 4개, stator 깃의 수 V 가 3개이고 Ω 의 속도로 회전한다면 $L=1$ 인 BPF의 모드 m 은 k 가 1일 때 1이고, 4Ω 의 각속도로 회전한다. 그러므로 헨의 로터와 stator의 깃의 개수가 결정되면 그 주파수에서의 우세한 모드가 결정되고 음원은 식 (2)와 같은 형태를 갖는다.

일반적으로 압축기나 터빈은 덕트 내에서 작동한다. 이러한 주파수와 모드를 가진 패턴이 덕트에 있을 경우 전파되는 특성은 매우 복잡하다. 이때 각 패턴에 따른 단절주파수가 존재하며 이 주파수보다 낮은 주파수를 가진 패턴은 전파되지 못하고 지수적으로 감소하고 이 단절주파수보다 높은 주파수만 덕트 내에서 전파된다. 이때 각 패턴의 단절주파수는 다음과 같다⁽⁷⁾.

$$f_c = \sqrt{1 - M^2} \frac{a\chi_m}{\pi D} \quad (6)$$

여기서, f_c 는 단절주파수를 나타내고 a 는 음속을 D 는 덕트의 직경을 나타내며, χ_m 은 제 1종 m 차 Bessel 함수가 0이 되는 가로축의 값이다.

2.2 지배방정식

파동방정식은 압축성, 비정상(unsteady), 비점성(invscid) 유동하의 속도 포텐셜 방정식으로부터 미소 변화량을 적용시켜 구한다. 압축성, 비정상(unsteady), 비점성(invscid) 속도 포텐셜 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial t} (\vec{v} \cdot \vec{v}) + \vec{v} \cdot \nabla \left(\frac{\vec{v} \cdot \vec{v}}{2} \right) = c^2 \nabla^2 \Phi \quad (7)$$

식 (7)에 다음과 식 (8)과 같은 미소변화를 적용하면 (9)식이 된다^(10,11).

$$\begin{aligned} \vec{v} &= \vec{U} + v \\ \Phi &= \Phi_o + \phi \\ c^2 &= c_o^2 + a^2 \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + 2\vec{U} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) + \vec{U} \cdot \nabla (\nabla \phi \cdot \vec{U}) = a_o^2 \nabla^2 \phi \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \vec{U} &= \nabla \phi \\ p &= -\rho_o \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \phi \right) \end{aligned} \quad (10)$$

식 (9)는 유동이 존재하는 경우 대류항이 있는 음향 파동 방정식이다.

본 논문에서 고려하는 좌표계는 원통좌표계(r, θ, z)이다. 음향포텐셜 ϕ 를 시간과 축대칭의 회전 방향에 대해 주기함수로 표시하면 다음과 같다.

$$\phi(r, \theta, z, t) = \varphi(r, z) e^{-i(\omega t - m\theta)} \quad (11)$$

식 (11)을 식 (9)에 대입하면 다음과 같은 식이 된다.

$$\nabla^2 \varphi - M^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + 2i\omega M \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \left(\omega^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) \varphi = 0 \quad (12)$$

여기서, 원통좌표계를 사용하였으므로 $\nabla^2 \varphi$ 은 다음과 같다.

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} \quad (13)$$

식 (12)를 다음과 같은 무차원 변수를 이용하여 무차원화하면 최종식 (15)를 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \bar{z} &= \frac{z}{D}, \quad \bar{r} = \frac{r}{D}, \quad \bar{\varphi} = \frac{\varphi}{\rho_o c_o} \\ M &= \frac{U}{c_o}, \quad \bar{\omega} = \frac{\omega}{(c_o/D)}, \quad \bar{Z}_n = \frac{Z_n}{\rho_o c_o} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\nabla^2 \bar{\varphi} - M^2 \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \bar{z}^2} + 2i\bar{\omega} M \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \bar{z}} + \left(\bar{\omega}^2 - \frac{m^2}{\bar{r}^2} \right) \bar{\varphi} = 0 \quad (15)$$

이후의 식은 bar를 제외하고 사용하겠다.

2.3 유한요소법

본 연구에서는 유한요소법에서 주로 사용하는 Galerkin방법을 이용하여 연성행렬(stiffness matrix)과 힘벡터(force vector)를 구한다. Galerkin 방법의 가장 큰 특징은 형상함수와 가중함수를 같은 형태의 Legendre polynomial을 사용함에 있다. 이러한 유한요소법의 유도 과정은 (10)에 자세히 있으므로 생략한다.

요소강성행렬 K_{ij}^e 와 힘벡터 f_i^e 는 다음과 같다⁽¹⁰⁾.

$$K_{ij}^e = -2\pi \int_V [(1-M^2) \frac{\partial \psi_i^e}{\partial z} \frac{\partial \psi_j^e}{\partial z} + \frac{\partial \psi_i^e}{\partial r} \frac{\partial \psi_j^e}{\partial r} - 2i\omega M \psi_i^e \frac{\partial \psi_j^e}{\partial z} - (\omega^2 - \frac{m^2}{r^2}) \psi_i^e \psi_j^e] r dr d\theta \quad (16)$$

$$f_i^e = -2\pi \int_S (1-M^2) \psi_i^e \frac{\partial \phi^e}{\partial z} \cos(n, z) r dz - 2\pi \int_S \psi_i^e \frac{\partial \phi^e}{\partial r} \cos(n, z) r dz \quad (17)$$

2.4 경계조건

유한요소법의 경계조건은 Dirchlet, Neumann, Robin의 세 가지 조건을 줄 수 있다. 강체의 경우 ($v = \partial\phi / \partial n = 0$), 물체 표면이 진동하는 경우는 ($v = \partial\phi / \partial n = V$)는 Neumann 조건을 사용한다. 물체 표면에 흡음재가 있는 경우와 같은 경계조건은 임피던스(impedance)를 고려하여 Robin 조건으로 다음의 식을 이용한다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \frac{P}{Z_n} = \frac{i\omega\rho}{Z_n} - \frac{M}{Z_n} \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (18)$$

2.5 무한요소(Infinite Element)의 도입

FEM의 일반적인 문제점 중 하나인 무한 경계면을 갖는 경계조건의 적용 시 발생할 수 있는 해의 정확도 상실은 Jean-Pierre가 제안한 wave envelope 요소를 사용하여 극복할 수 있다^(10,13). 이 wave envelope요소의 형상함수와 가중함수를 사용하며 다음과 같다⁽¹³⁾.

$$\text{형상함수 : } \tilde{\psi}_j(R, \theta) = N_j(R, \theta) \frac{1}{R} e^{-i\omega(R-R_j)} \quad (19)$$

$$\text{가중함수 : } w_j(R, \theta) = N_j(R, \theta) \frac{1}{R} e^{i\omega(R-R_j)} \quad (20)$$

$N(R, \theta)$: standard FEM 형상함수

$\psi(R, \theta)$: wave envelope요소의 형상함수이다.

외부음향장의 특성상 좌표축은 기존의 원통 좌표계에서 구 좌표계로 변환하여 계산하는 것이 편리하므로 (r, θ, z) 와 (R, θ, ϕ) 와의 변환관계가 필요하며, 형상함수와 가중함수는 (R, θ, ϕ) 의 좌표계를 기준으로 구성하였다.

3. 결 과

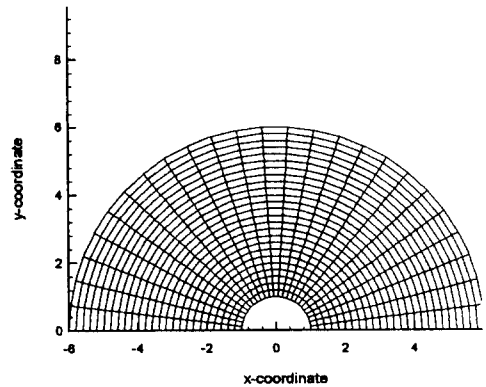
3.1 Wave Envelope 요소를 이용한 맥동하는 구에 대한 해석

외부음장을 검증하기 위하여 단극의 음원을 모사하는 맥동하는 구를 wave envelope요소를 이용하여 해석하고, 엄밀해와 비교하여 프로그램을 검증하였다. 맥동하는 구에 대한 엄밀해는 다음과 같다.

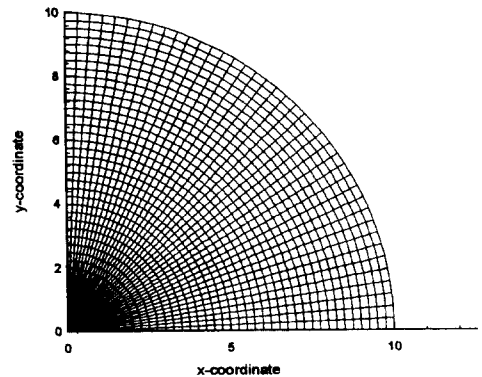
$$\text{경계조건 구표면의 속도 } \partial\phi / \partial n = U_0 e^{i\omega t}$$

$$\text{엄밀해 } P = \frac{-ika(a/r)}{(1+ika)} e^{-ik(r-a)} \quad (21)$$

식 (21)에서 a 는 구의 반지름을 나타낸다. 계산에 사용된 격자는 Fig. 1의 (a)이며, 이 격자의 r 방향으로 wave envelope 요소가 붙게 된다. Fig. 2

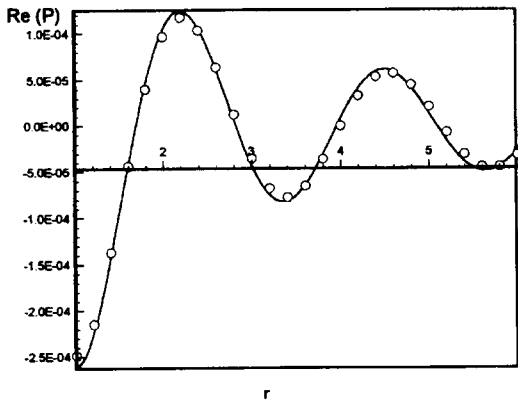


(a) Mesh for the calculation of the pulsating sphere

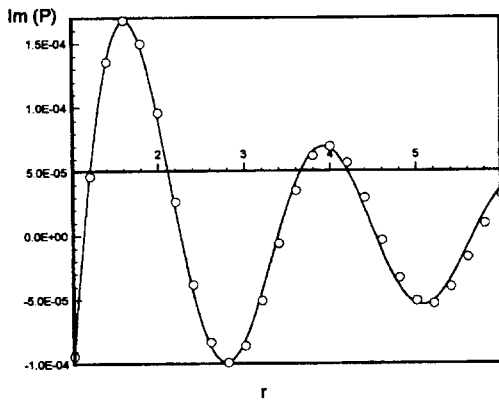


(b) Mesh for the calculation of the vibration disk

Fig. 1 Meshes for the validation of the outer acoustic fields and wave envelope element



(a) Real pressure



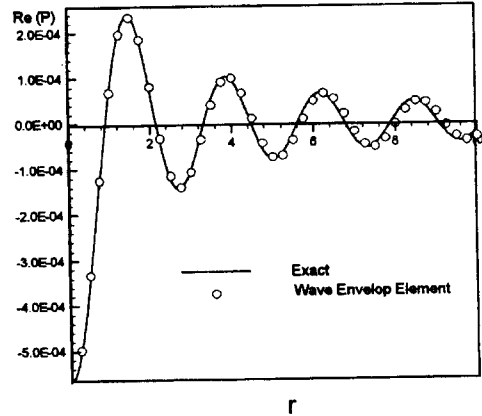
(b) Imaginary pressure

Fig. 2 Comparison of the analytic solution to the numerical solution at pulsation sphere (line : analytic, dot : numerical)

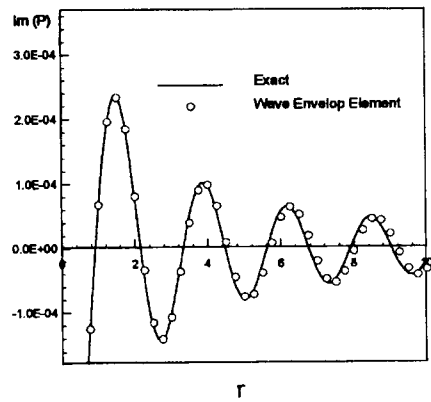
는 150 Hz의 경우에 구의 중심에서 반지름 방향 (r)으로의 음압 분포를 계산하여 엄밀해와 비교한 것이다. 일반적으로 robin 경계조건을 주는 것보다 wave envelope 요소를 사용하는 것이 더 정확하다고 알려져 있다⁽¹⁰⁾. 그리고 결과에서도 엄밀해와 잘 일치함을 알 수 있다.

3.2 Wave Envelope 요소를 이용한 진동하는 원판에 대한 해석

개발된 유한요소법의 프로그램을 검증하기 위하여 진동하는 원판 문제를 엄밀해와 비교하였다. 플랜지가 있는 진동하는 원판에 대한 수치적 경계조건과 엄밀해는 다음과 같다. 엄밀해는 원판의 중앙에서 z 방향에 대한 해이다. 원판에 의한 자유음장으로의 방사는 외부음장 문제 이므로 wave envelope 요



(a) Real Pressure



(b) Imaginary Pressure

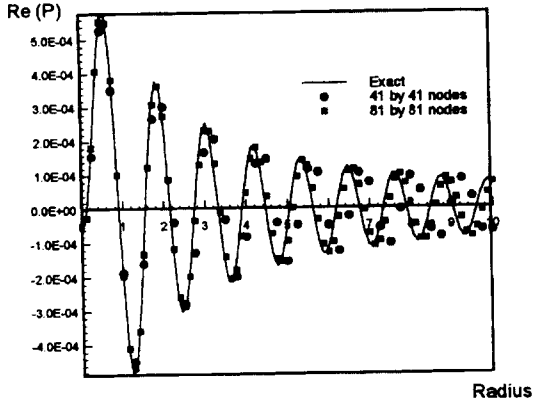
Fig. 3 Comparison of numerical solution with exact solution at baffled piston(150 Hz)

소를 사용해서 계산하였다.

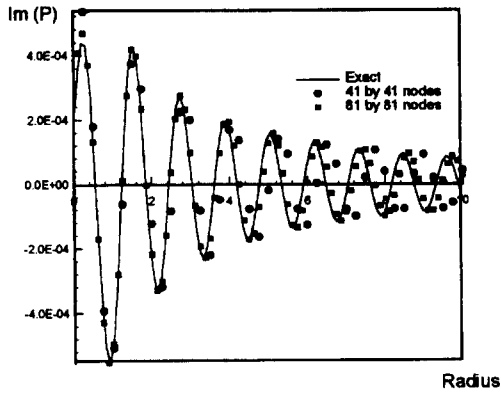
$$\text{경계조건 구표면의 속도 } \partial\phi/\partial n = U_0 e^{i\omega t}$$

$$\text{엄밀해 } P = \rho_0 a U_0 (e^{ikz} - e^{ikR}) \quad (22)$$

계산에 사용된 격자는 Fig. 1의 (b)이다. 그림에서 y 축의 0~0.5 사이가 원판이고 진동하게 된다. 주파수가 150 Hz일 때 $z=0$ 부터 z 방향으로의 엄밀해와 수치해의 실수부와 허수부에 대한 비교가 Fig. 3에 있다. 그림에서 원판반지름의 6배까지 잘 일치함을 볼 수 있다. 일반적으로 한 파장에 6개의 node점이 있어야 한다고 알려져 있으나, 정확한 결과를 얻기 위해서는 10개 정도의 node가 있어야 한다. 이것은 Fig. 4에 잘 나타나 있다. 300 Hz의 경우를 해석한 결과인데 원이 적은 수의 격자로 해석한 결과이고, 사각형은 많은 수의 격자로 해석한 결과이다. 그림에서 한 파장에 10개 정도의 node가



(a) Real Part



(b) Imaginary Part

Fig. 4 Comparison of numerical solution with exact solution at baffled piston by changing the number of grid (300 Hz)

있는 사각형의 경우가 엄밀해와 거의 일치함을 확인할 수 있다. 즉, 주파수가 올라갈수록 해석에 사용되는 격자수가 증가해야 한다.

주파수에 따른 원판의 방향성은 Fig. 5에 있다. 그림에서 주파수가 올라갈수록 전방으로 방사 에너지가 몰리는 것과, side lobe가 발생하는 것을 확인할 수 있다.

3.3 허브가 있는 덕트 내부의 음파 해석

내부음장 문제를 검증하기 위하여 덕트 내부 음장을 해석하였다. 해석에 사용된 덕트는 허브가 0.5m, shroud가 1m 이고 길이가 1m 이다. 각 음원 모드에 대하여 유동이 없을 경우와 있을 경우를 비교하였고, 계산결과는 엄밀해와 비교하였다⁽⁸⁾.

$$\text{음원 } f(r) = J_m(kr) + Q_m Y_m(kr) \quad (23)$$

$$\text{엄밀해 } \phi = -f(r) \{ \sin[k(z-L)] + i \cos[k(z-L)] \} / k \quad (24)$$

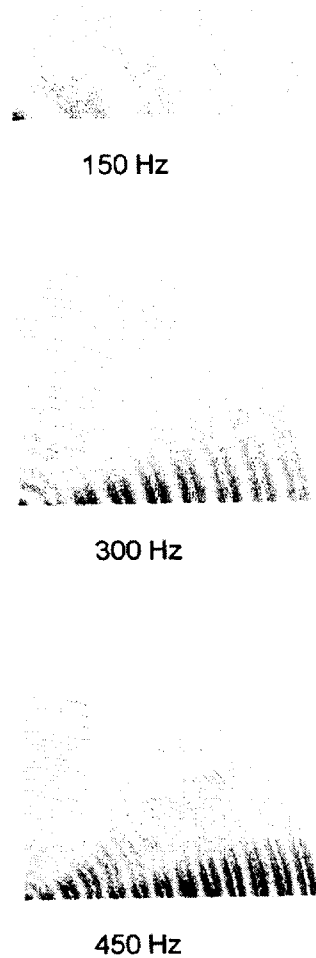


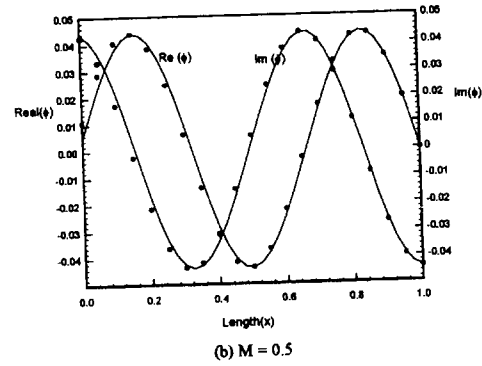
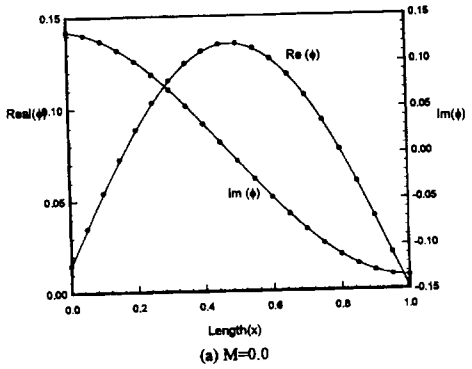
Fig. 5 Variation of directivity pattern with the frequency at baffled piston

$$k = \frac{M\omega + \sqrt{\omega^2 - \beta^2(1-M^2)}}{1-M^2}$$

Robin 경계조건 : 입구 임피던스

$$Z_n = \frac{\omega + M\sqrt{\omega^2 - \beta^2(1-M^2)}}{\omega M + \sqrt{\omega^2 - \beta^2(1-M^2)}} \quad (25)$$

수치해석은 마하수가 $\omega/(c_0/D)$ 6인 경우에 대해서 (4,0) 모드일 때를 계산하였다. 무차원 각주파수 6은 약 327.5 Hz 정도이다. Fig. 6은 327.5 Hz 정도이다. Fig. 6은 엄밀해 입구에 임피던스 조건을 준 수치해를 비교한 그림이다. 엄밀해와 잘 일치함을



볼 수 있다.

흐름의 유속이 모드에 주는 효과를 알아보기 위하여 모드가 (4,0)인 음원에 대하여 유동의 마하수를 0에서 0.6까지 변화 시키면서 덕트 내부에서의 음장을 계산하였다. Fig. 7은 수치해석의 결과로 유동의 효과를 확인할 수 있다. 유동속도가 증가할수록 파장이 짧아지고, 단위길이에 더 많은 음파가 들어감을 확인할 수 있다. 또한 음파의 세기가 유동이 증가함에 따라 약해짐을 확인할 수 있다.

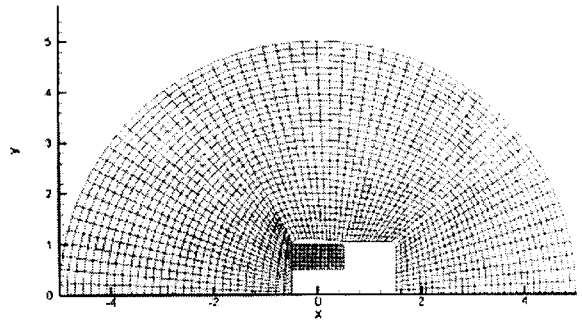


Fig. 6 Comparison of numerical solution with a exact solution at engine inlet duct

Fig. 8 Mesh of engine inlet and outer field

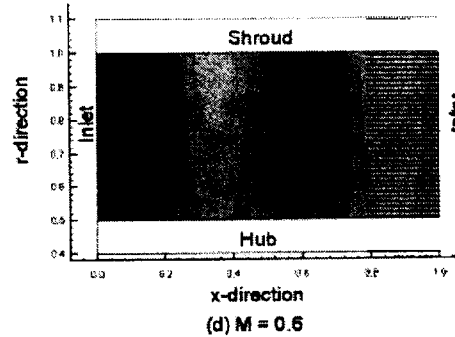
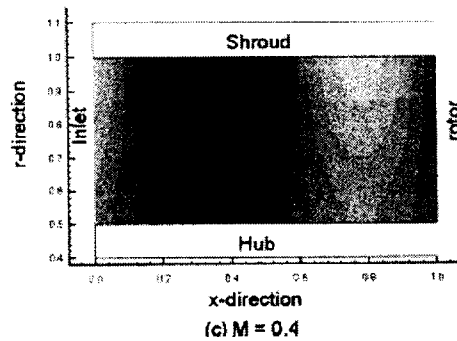
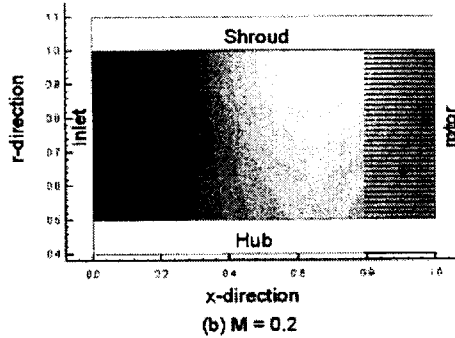
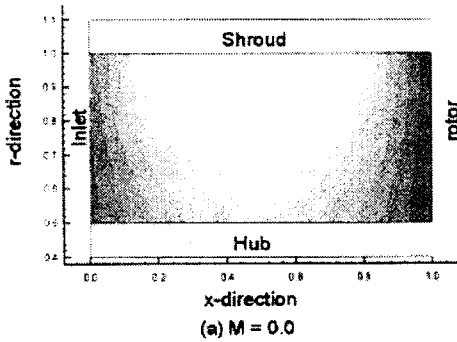


Fig. 7 Pressure contour plot in a duct with mach number ($\omega = 6$)

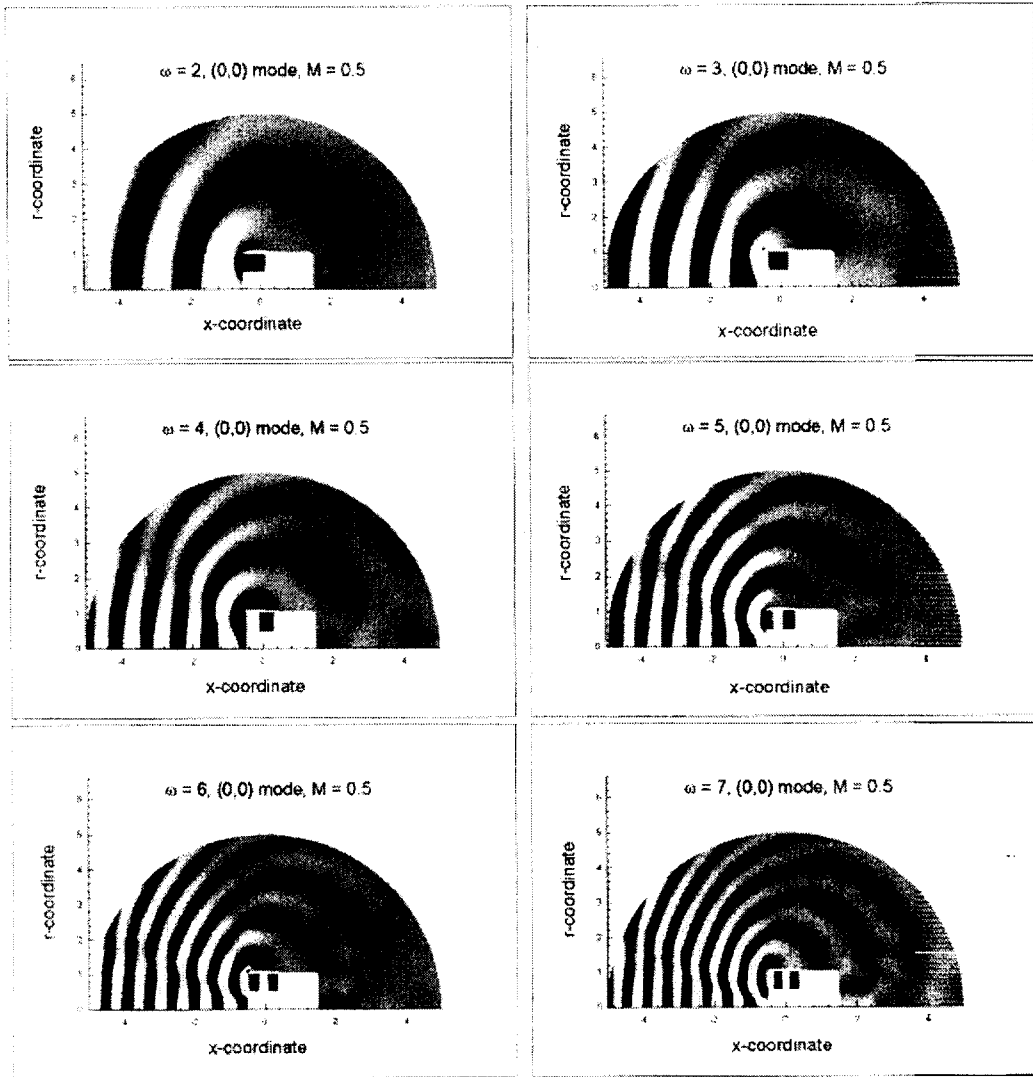


Fig. 9 Radiation pressure field at engine inlet duct.(0,0) mode with mach number 0.5

3.4 Wave Envelope 요소를 이용한 방사음장 해석

외부 음장까지 해석하기 위한 격자가 Fig. 8에 있다. 그림에서 wave envelope 격자는 보이지 않는다. Wave envelope 격자는 그림에 있는 격자 끝부분에 붙어서 그림에 있는 격자까지의 거리의 10배까지 뻗어나간다.

우선 평면파의 경우인 (0,0) 모드에 대해서 계산을 수행하였다. 마하수 0.5인 덕트의 끝에 평면파의 음원이 있을 경우 덕트 외부로는 무차원 주파수에 상관없이 음파가 방사됨을 Fig. 9에서 확인 할 수 있다.

음원의 모드가 (4,0)이고 유동이 마하수 0.5로 흐

를 때 차단주파수는 무차원 주파수로 4.48이다. 즉, 무차원 주파수 4.48 이하의 주파수에서는 음원이 덕트를 통하여 외부로 전파하지 못하고 지수적으로 감소하며, 4.48이상의 주파수에서는 외부로 잘 전파한다는 뜻이다. 이러한 물리적 현상을 예측하기 위하여 (4,0) 모드의 경우 외부음장까지 해석한 결과가 Fig. 10이다. 그림에서 무차원 주파수 4까지는 덕트 외부에서는 음파가 없으나, 5이상부터 외부 방사 음압이 보인다. 이러한 현상을 단절현상이라고 하고, 덕트의 팬 소음 제어에 사용된다. 또한 방사하는 음압도 45도 정도의 각도를 가지고 방사함을 볼 수 있다. 이것은 음원 자체가 r 방향으로 한 개의 모드를

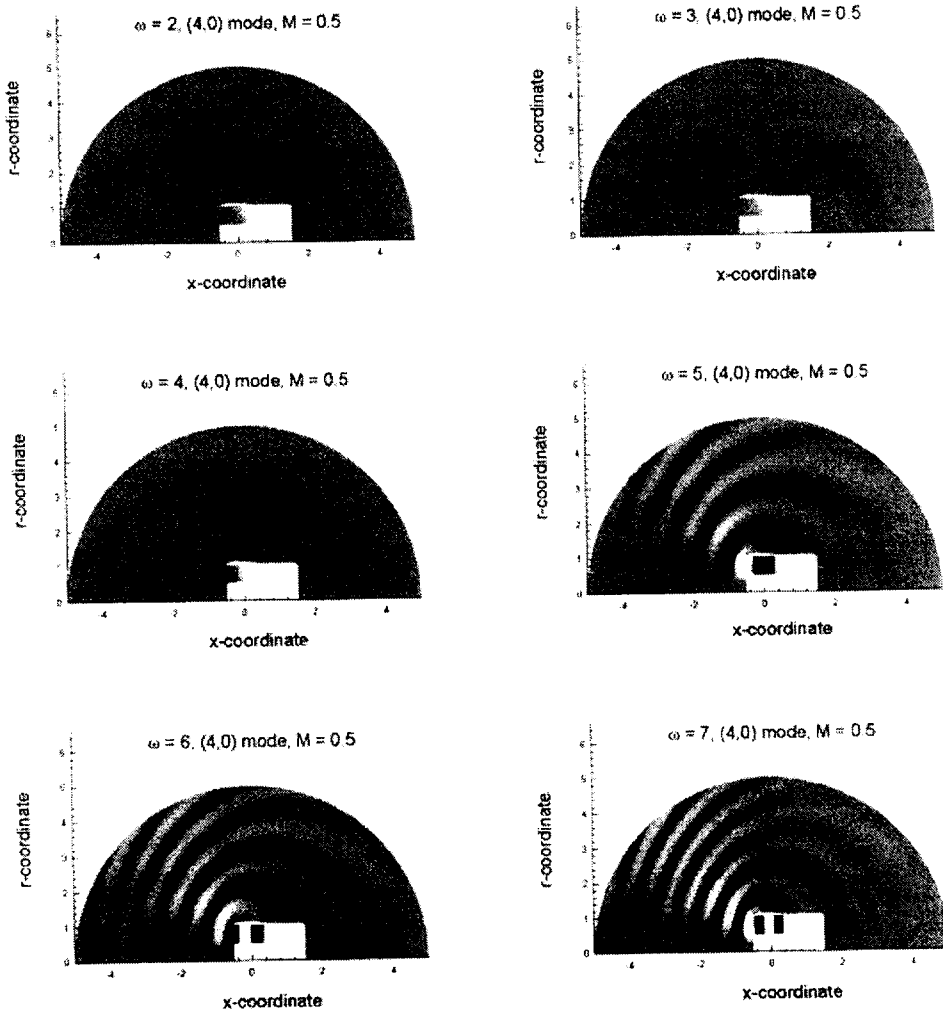


Fig. 10 Radiation pressure field at engine inlet duct.(4,0) mode with mach number 0.5

가지고 있기 때문이다. 즉, (4, 0) 모드의 음원 자체가 원주방향으로 4개의 로브와 반경 방향으로 1개의 로브를 가지고 있다.

4. 결 론

비행기의 외부전파 소음원은 주로 엔진이다. 특히 전방으로 전파하는 소음은 엔진의 팬/컴프레서 소음이 주된 음원이다. 본 연구는 이러한 엔진소음의 외부 방사를 해석하기 위하여 대류향이 있는 파동방정식을 유한요소법을 이용하여 해석하였다. 원거리의 무반사 조건은 Jean-Pierre가 제안한 wave envelope 요소를 도입하여 해결하였고, 음원은 Tyler와 Sofrin의 식을 이용하여 모사하였다. 구의 맥동에 의한 음향장과 진동하는 실린더에 의한 음향장을 해석해와 비교하였으며, 잘 일치함을 확인하였다. 유동이 있는

덕트 내부에 (4, 0) 모드의 음원이 있는 경우의 음향장을 해석해와 비교하였고, 잘 일치함을 확인하였다. 유동에 의한 음파의 전파를 확인하기 위하여 유동을 증가시켰을 때, 유동이 증가할수록 파장이 짧아지고 음파의 세기가 약해짐을 알 수 있다.

마지막으로 엔진 입구에서 평면파인 (0, 0) 모드와 (4, 0) 모드의 음원이 있는 경우의 방사 음장을 해석하였고, (4, 0) 모드가 마하수 0.5의 흐름에 있는 경우 단절주파수에 의한 단절효과(cut-off)를 확인할 수 있었다

후 기

본 연구는 국방과학연구소의 지원에 의하여 이루어 졌으며(ADD-96-5-002), 이에 관계자 여러분께 감사를 표한다.

참 고 문 헌

- (1) Lighthill, M. J. 1952, "On Sound Generated Aerodynamically, I, General Theory." Proc. R. Soc. London, Ser. A 211, pp. 564~587.
- (2) Lighthill, M. J. 1952, "On Sound Generated Aerodynamically, II, Turbulent as a Source of Sound." Proc. R. Soc. London, Ser. A 211, pp. 564~587.
- (3) Michael J. T. Smith, 1989 "Aircraft Noise, Cambridge University Press".
- (4) Ham M.A. and Ville J.M., 1970, "Sound Radiation from Ducts : Theory and Experiment, J. of Sound and Vibration", Vol.47, pp.387~388.
- (5) P. Malbequi, C. Glandier and C. Rwyniew, "Analysis of Sound Propagation and Radiation in a Curved Duct Using a Boundary Integral Method : Comparison with Experiment", AIAA-93-4376.
- (6) W.L. Meyer, W.A. Bell and T. Zinn, 1978, "Boundary Integral Solutions of Three Dimensional Acoustic Radiation Problems", J. Sound and Vibration, Vol. 59(2), pp. 245~262.
- (7) Yusuf Ozyoruk and Lyle N. long, "Computation of Sound Radiating from Engine Inlets", CEAS/AIAA 95~063.
- (8) Sigman R.K., Majjigi R.K and Zinn B.T., 1978, "Determination of Turbofan Inlet Acoustics Using Finite Elements", AIAA Journal, Vol.16, pp.1139~1145.
- (9) Astley R.J. and Eversman W., 1978, "A Finite Element Method for Transmission Ducts with Flow : Comparison with the Method of Weighted Residuals", J. of Sound and Vibration, Vol.57, No. 3, pp. 367~388.
- (10) 이재규, 이덕주, 1993, "유한요소법을 이용한 도관 내부 및 외부 음장 해석", 한국소음진동공학회지, 제 3 권 제 2 호, pp. 169~178.
- (11) C. Golia, F. Scaramuzzing, A. Paonessa and A. Sollo, "F.E.M. Analysis of Acoustic Propagation in Duct Compressible Flows", DGLR/AIAA 92-02-056, pp. 356~360.
- (12) Tyler J. M. and Sofrin T. J., 1962 "Axial Flow Compressor Noise Studies", SAE Transactions, 70 pp.309~332.
- (13) Jean-Pierre G. Coyette, "Validation of a New Wave Envelope Formulation For Handling Exterior Acoustic and Elasto-Acoustic Problems in the frequency Domain", DGLR/AIAA 92-02-073.