

덕트가 있는 축류팬의 유동 및 음향장 해석

전완호* · 정기훈** · 이덕주***

An Analysis of the Flow and Sound Field of a Ducted Axial Fan

Wan Ho Jeon*, Ki Hoon Chung**, Duck Joo Lee***

Key Words: Axial Fan(축류팬), Performance(성능), Aeroacoustics(공력음향학), CAA(Computational AeroAcoustics ; 전산공력음향), Acoustic Analogy(음향학적 유추법), BEM(경계요소법)

ABSTRACT

The present work describes the prediction method for the unsteady flow field and the acoustic pressure field of a ducted axial fan. The prediction method is comprised of time-marching free-wake method, acoustic analogy, and the Helmholtz-Kirchhoff BEM. The predicted sound signal of a rotor is similar to the experiment one. We assume that the rotor rotates with a constant angular velocity and the flow field around the rotor is incompressible and inviscid. Then, a time-marching free-wake method is used to model the fan and to calculate the flow field. The force of each element on the blade is calculated by the unsteady Bernoulli equation. Lowson's method is used to predict the acoustic source. The newly developed Helmholtz-Kirchhoff BEM for thin body is used to calculate the sound field of the ducted fan. The ducted fan with 6 blades is analysed and the sound field around the duct is calculated.

1. 서 론

소음에 관한 일반인의 관심이 높아지면서 송풍기, 압축기 등과 같은 유동관련 기계류가 주요 소음원으로 지적되고 있으며 이를 규제하는 법규의 제정으로 소음이 큰 경우 판매를 제한하는 경우도 있어 이들 기계류의 소음을 낮추기 위한 노력이 절실히 요구되고 있다. 특히 국내의 관련 산업계에서는 각종 소음 규제에 대응하고, 품질 경쟁력을 확보하기 위해 이들 기계류에 대한 소음저감의 필요성은 절감하고 있으나 구체적인 저감 방법 및 소음 예측 도구의 부족으로 인하여 체계

적인 연구와 응용이 이루어지지 못하고 있다.

일반적인 축류팬의 소음 특성은 주파수 특성에 따라서 톤소음(tonal noise)과 광역소음(broadband noise)으로 나누어진다. 우선 톤소음은 날개통과 주파수(BPF : blade passage frequency)와 그 조화주파수의 음으로 이루어지며 회전하는 블레이드가 주위 구조물(쉬라우드, 라디에이터, 그릴 등)과 주기적인 상호작용을 일으킴으로써 발생한다. 블레이드가 회전하면서 유체에 일을 가함에 따라 블레이드 표면에서는 일정한 주기를 갖는 압력변동이 발생되고 이로 인해 톤소음이 발생한다고 알려져 있다. 또한, 깃 사이의 유동이 고정물 지역을 지날 때 유동이 비정상상태가 되어 깃 표면에 비정상 힘의 교란을 유발시키고 이러한 힘의 변화가 톤소음을 유발하기도 한다. 블레이드 후류와 고정물의 상호작용에 의한 소음 발생 정도는

* 한국과학기술원 항공우주공학과 Post Doctoral

** 한국과학기술원 항공우주공학과 박사과정

*** 한국과학기술원 항공우주공학과 교수

깃 뒷전과 고정물 사이의 거리가 멀어질수록 감소한다고 알려져 있다. 토온소음은 주로 이극(dipole)이 주된 원인이라고 알려져 있고 축류팬의 주된 소음원이다.¹⁾ 광역소음은 난류와 블레이드의 깃 뒷전에서 와류 홀림 등에 의해 발생하는 소음으로 넓은 범위의 주파수에 걸쳐서 분포한다. 일반적으로 고정물과 회전하는 블레이드의 거리가 가까울수록 토온소음이 커지고 난류가 우세할수록 광역소음이 커진다고 알려져 있다. 웬에서 발생하는 소음은 웬 자체에서 발생하는 소음(self noise)과, 웬의 부속물과의 상호작용에서 발생하는 소음(interaction noise)으로 크게 나눌 수 있다. 웬 자체에서 발생하는 소음은 유체역학적으로 발생하는 소음으로 약간의 차이는 있으나 모든 웬에서 필연적으로 발생하는 소음으로 본 연구의 주된 관심 분야이다. 후자는 쉬라우드, 라디에이터 등에서 발생하는 것이다. 그밖에도 회전축의 편심, 날개의 불균형 등에 의하여 야기되는 소음 및 웬 설계점 이하에서 작동할 경우, 풍량과 압력의 급격한 백동 현상(surging)으로 인하여 발생하는 소음 등도 많은 연구가 되고 있으나 본 연구에서는 논외로 한다.

이러한 축류팬의 유동과 소음에 대한 연구는 국내외에서 활발하게 이루어지고 있다.²⁻⁴⁾ 현재는 유동장 해석과 자유 공간에서의 소음원 해석까지는 충분히 가능한 수준이다. 그러나, 덕트나 쉬라우드를 통한 소음원의 방사시 발생하는 산란이나 회절효과에 의한 소음 변화는 웬 소음원과 덕트의 음향학적 특성이 모두 고려되어야 하기 때문에 아직은 어려운 실정이다. 본 연구는 덕트의 산란 효과를 확인하기 위한 기초연구로 축류팬의 유동장 계산과 소음원 확인에 중점을 둔다.

2. 송풍기 소음원 특성과 성능곡선

2.1. 지배방정식 및 경계조건

임의 형상의 삼차원 물체 주위의 유동을 물체의 경계와 후류 영역을 제외한 전체 영역에서 비압축성, 비회전, 비점성이라고 가정하면 유동은 Laplace 방정식을 만족하는 포텐셜 유동이고, 속도 포텐셜을 ϕ 라 할 때 다음과 같이 표현된다.

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (1)$$

$$\vec{V} = \nabla \phi \quad (2)$$

지배 방정식과 경계 조건을 수식으로 표현하기 위

해 속도 포텐셜을 ϕ 라하고 물체 고정 좌표계에 대해서 식을 나타내면 다음과 같다.

$$(\nabla \phi - \vec{V}_0 - \vec{\Omega} \times \vec{r} - \vec{V}_r) \cdot \vec{n} = 0 \quad (3)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \nabla \phi = 0 \quad (4)$$

$\vec{V}_0 + \vec{\Omega} \times \vec{r} + \vec{V}_r$ 는 물체 고정 좌표계에서 나타낸 임의의 점의 속도이고 \vec{V}_0 는 관성 좌표계에 대한 물체 고정 좌표계 원점의 이동 속도를 나타내며 웬이 균일 흐름이 없는 유동장 내에서 회전운동만 있는 경우는 영 벡터이다. $\vec{\Omega} \times \vec{r}$ 은 물체 고정 좌표계의 회전에 의해 생긴 속도 성분이고 \vec{V}_r 는 물체 고정 좌표계에 대한 상대운동 속도를 나타낸다. 블레이드의 변형이나 힌지 거동 등이 없는 경우에 이 상대속도 항은 영으로 된다.

비압축성 유동의 경우 교란의 전파 속도가 무한대라고 할 수 있기 때문에 각 순간의 경계 조건 변화에 대한 영향이 그 순간 전체 유동장으로 전파된다. 그러므로 매 시간 간격마다 변화된 경계조건으로 식(3)을 풀면 된다. 식(1)을 Green의 상반정리(Green's reciprocal theorem)를 이용하여 적분하면 용출(source)의 세기 σ 와 중첩(doublet)의 세기 μ 의 합으로 속도 포텐셜의 값을 나타낼 수 있다. 물체 표면의 한 지점에서 거리 r 만큼 떨어진 위치 P점에서의 유동은 다음 식에 의해서 지배받는다.

$$\phi(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{body+wake} \mu(s, t) \vec{n} \cdot \nabla \left(\frac{1}{r} \right) ds \quad (5) \\ - \frac{1}{4\pi} \int_{body} \sigma(s, t) \left(\frac{1}{r} \right) ds$$

이 용출(source)과 중첩(doublet)의 분포에 의한 속도장은 속도 포텐셜의 미분으로 계산한다.

두께가 얇은 블레이드는 두께를 고려하지 않고 블레이드의 형상을 대표하는 면 - 예를 들면 캠버 면 - 에 특이값을 분포시킴으로써 해석이 가능하다. 이러한 해석은 해의 정확도를 높일 수 있을 뿐만 아니라, 계산 시간을 크게 절약하는 장점을 갖는다. 식(5)를 미분한 식에서 용출(source)을 분포시키지 않고 중첩(doublet)만을 분포시킨 후 이 식을 공간에 대해 미분함으로써 속도장을 계산할 수 있고 물체의 경계조건식(3)을 적용한다. 여기서 근사화된 블레이드면에서 분포하는 중첩(doublet)은 같은 크기의 순환(circulation) 강

도 Γ 를 갖는 와격자로 바꿀 수 있고, 이러한 방법을 와류 격자법(vortex lattice method)이라고 하는데, 그 유도 속도는 Biot-Savart 법칙을 이용하여 구할 수 있게 된다. 본 연구에서는 와선 부근에서 무한대의 유도 속도가 계산되는 것을 피하기 위하여 Scully의 와류 모델을 적용한다.

블레이드 표면의 미지의 순환강도를 선형방정식으로 나타내면,

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1j} \\ a_{21} & a_{22} & \cdots & a_{2j} \\ \cdots & \cdots & \ddots & \cdots \\ a_{n1} & a_{n2} & \cdots & a_{nj} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Gamma_1 \\ \Gamma_2 \\ \vdots \\ \Gamma_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_1 \\ R_2 \\ \vdots \\ R_j \end{bmatrix} \quad (6)$$

여기서 $a_{ij} = (\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{w})_{ij} \cdot \vec{n}_i$
 $R_i = (\overline{V}(t) - \overline{V}_w) \cdot \vec{n}_i$
 $i, j = 1, 2, \dots, n$

$(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{w})_{ij}$ 는 j -번째 와격자에 의해서 i -번째 와격자의 조절점에 유도되는 속도성분이고, \vec{n}_i 는 i -번째 와격자의 수직벡터 성분이며, $\overline{V}(t)$ 는 물체 고정 좌표계에 대한 블레이드 운동속도와 자유흐름에 의한 속도의 제어점에서의 속도성분이고, \overline{V}_w 는 물체 고정 좌표계에 대한 후류의 영향으로 발생하는 제어점에서의 속도이다.

블레이드의 공기력은 비정상 Bernoulli 방정식을 이용하여 구한다. 블레이드 윗면과 아랫면의 압력차이는 다음과 같다.

$$\Delta p_{ij} = \rho \left\{ (\overline{V}(t) + \overline{V}_w) \cdot \vec{r}_i \frac{\Gamma_{i,j} - \Gamma_{i-1,j}}{\Delta c_{ij}} + (\overline{V}(t) + \overline{V}_w) \cdot \vec{r}_j \frac{\Gamma_{i,j} - \Gamma_{i,j-1}}{\Delta b_{ij}} + \frac{\partial \Gamma_{i,j}}{\partial t} \right\} \quad (7)$$

여기서 하첨자 i 는 코드 방향, j 는 스펠 방향을 가리키며, Δc_{ij} 는 코드 방향 길이, Δb_{ij} 는 스펠방향의 길이를 나타낸다. 따라서 이 와격자에 의하여 블레이드 몸체에 작용하는 하중은 다음과 같이 된다.

$$\Delta \vec{F} = -(\Delta p \Delta S)_{ij} \vec{n}_{ij} \quad (8)$$

여기서 ΔS 는 와격자의 넓이이다. 이식으로부터 쉘의 축방향 힘 및 유도항력 등을 구할 수 있게 된다.

2.2 초기 조건과 곡선 와류 요소 방법

블레이드에 양력이 발생함에 따라 블레이드 뒷전

에서 후류가 발생하게 되는데, 이 연속적인 후류면을 와격자를 이용하여 고려한다. 논리적으로는 후류 와면은 강체 표면을 가지고 있지 않기 때문에 Kutta-Joukowski 이론에 의한 힘을 발생시킬 수 없다. 따라서 한번 생성된 후류와의 한 격자는 Helmholtz의 법칙으로부터 유동의 흐름속도에 의하여 이동하여야 하며 그 세기는 변할 수 없다. 그러므로 정지유체의 경우 후류의 이동속도는 블레이드에 의한 유도속도와 후류자체에 의한 유도속도의 합이 된다. 이때 쉘 회전의 초기 조건은 회전속도를 영에서 정해진 속도까지 천천히 증가시키는 물리적으로 타당한 조건을 적용해야 하는데 이것은 회전속도를 영에서 급격히 증가시키면 초기에 발생하는 후류가 강한 불안정성을 지니게 됨을 방지하기 위한 것이다.⁵⁾

와선의 위치를 직선으로 연결하여 와선을 나타내면 익단 와선과 재 순환 영역에서와 같이 와선의 곡률이 크고 일그러짐이 심한 영역은 와선의 변형을 정확히 모사하기 위해서는 많은 수의 직선 요소가 필요하다. 그러나 와선의 변형을 모사하기 위해서는 와선을 나타내는 격자점 개수의 제공에 비례하는 계산시간이 필요하므로 격자점의 수를 많이 하는 것은 비합리적이다. 이러한 어려움은 와선의 위를 곡선으로 연결하여 와선의 위치와 기울기를 작은 수의 격자점으로 정확하게 나타냄으로 해결할 수 있다. 3차원 곡선을 나타내는 방법은 여러 가지가 있지만 일반적으로 3차 스플라인(cubic spline)곡선이 많이 사용되지만 와선을 정의하는 격자점의 개수가 늘어나는 경우엔 큰 삼차 대각 행렬(tri-diagonal matrix)식을 풀어주어야하는 단점이 있고 곡선의 시작점과 끝점이 행렬식을 풀 때 경계 조건으로 작용하는데 이것이 처리가 곤란하고 곡선의 국부적인 오차도 행렬식을 풀어 주는 동시에 전체로 전파되어 전체형상에 영향을 준다. 그러나 포물형 합성곡선(parabolic blending curve)은 이러한 단점을 모두 나타내지 않는다.⁶⁾ 포물형 합성곡선은 공간에서 기울기의 연속성이 유지되며 이것은 와선에 의한 유도속도 계산에 중요한 특성이다. 포물형 합성곡선, $C(\zeta)$ 는 다음의 식으로 정의된다. 함수 $p(r)$ 와 $q(s)$ 는 각각 P_1, P_2, P_3 와 P_2, P_3, P_4 를 통과하는 매개 포물선(parametric parabolas)이다. 여기서 r, s, ζ 는 매개 변수들이다.

$$C(\zeta) = (1 - \zeta)p(r) + q(s), \quad (0 \leq r, s, \zeta \leq 1) \quad (9)$$

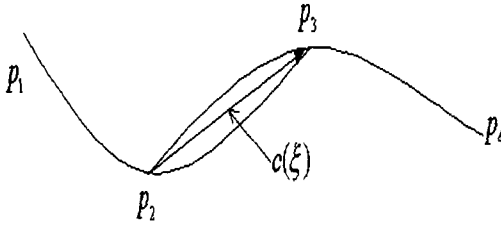


Fig. 1 Parabolic Blending Curve

3. 축류팬 음향장 해석

3.1. 자유공간에서의 음압 해석

본 논문에서 계산하는 음향장은 블레이드가 회전하면서 발생하는 비정상 힘의 교란에 의한 소음이다. Neise는 팬의 경우 이극이 주된 소음의 원인이 되고 특히, 비정상 회전 힘에 의한 소음이 주된 소음원이라고 밝혔다.¹¹⁾ 특히 축류팬의 경우는 토은소음이 우세하고, 비정상 힘의 교란만으로 충분히 토은소음의 예측이 가능하다.

유동 음원을 고려한 음파전달방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - a_o^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial F_i}{\partial x_i} + \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (10)$$

여기서 왼쪽항은 정지한 매질에서의 음파전달 방정식이고, 오른쪽 항은 유체내에서의 여러 음원들을 나타낸다. 첫 항은 사극음원(quadrupole)에 의한 영향을 나타내고, 두 번째 항은 이극(dipole)에 의한 영향을 마지막 항은 단극(monopole)에 의한 영향을 나타낸다. 팬 소음과 같이 이극이 우세한 경우는 단극과 사극의 영향은 무시할 수 있다. 그래서 힘의 교란에 의한 이극 소음이 우세하다는 가정 하에 Lowson의 움직이는 점 힘(point force)에 의한 음향장을 예측하는 식을 유도하였고, 본 논문에서는 그 식을 이용한다. 이 식은 다음과 같다.^{7,8)}

$$P = \left[\frac{x_i - y_i}{4\pi a_o r^2 (1 - M_r)} \left\{ \frac{\partial F_i}{\partial t} + \frac{F_i}{1 - M_r} \frac{\partial M_r}{\partial t} \right\} \right] \quad (11)$$

식에서 첫 항은 힘의 비정상 변화에 의한 음압을 나타내고, 두 번째 항은 가속도(회전)에 의한 음압을 나타낸다. 여기서 c 는 음속(speed of sound)을 나타내고, r 는 힘을 관찰자와 음원간의 거리를 나타낸다. 또, x 는 관찰자의 위치를 y 는 음원의 위치를 나타낸다.

식 (11)은 한 점원이 움직이는 경우의 음향장이다. 본 연구에서는 팬 블레이드를 작은 요소로 나누고 각 요소에서의 힘을 점 힘으로 계산하였으므로 식(11)을 전체 팬 블레이드 요소에 대하여 중첩하면 블레이드 회전에 의한 음향장을 계산할 수 있다. 그러나 이 식은 자유공간이라는 가정 하에 소음원의 방사를 예측하는 식으로 물체가 있는 경우 물체와의 상호작용에 의한 방사효과는 해석할 수 없다.

3.2. 덕트에 의한 음향장의 변형 계산

원심팬에 의한 음향장 계산을 위한 경계요소법은 일반적으로 많이 사용되는 직접 경계 요소법을 이용했다. 그러나, 이러한 경계요소법은 케이싱과 같은 얇은 물체에 대해서는 신뢰성 있는 해를 구하기 어려운 것으로 알려져 있다. 이 어려움의 주된 원인은 얇은 물체의 위아래 면에 분포시킨 격자가 너무 가까워 준 특이성(quasi-singular)문제가 발생하기 때문이다.⁹⁾ 이런 문제는 Seybert¹⁰⁾ 등의 다중영역법(multi-domain)에 의해서 해결되었다. 그러나, 다중영역법은 전처리과정(preprocess)에 많은 노력이 필요하고 가상면이 넓은 경우에는 매우 큰 행렬을 풀어야 하는 문제가 있다.

Wu와 Wan¹¹⁾은 헬름홀츠 적분방정식이 얇은 물체에 대해서는 퇴화(degenerate)하기 때문에 직접경계요소법으로는 thin-shape breakdown문제를 해결할 수 없음을 증명하였다. 그들은 Martinez¹²⁾가 제안한 대로 수직 미분-적분방정식을 이용하여 직접경계요소법을 성공적으로 적용하였다. 그러나, 이 방법은 강제인 경우에만 적용된다. 후에 이강덕⁹⁾에 의해서 강체가 아닌 일반적인 물체의 경우에 대해서도 성공적으로 적용되었다.

일반적인 경계요소법은 닫힌 영역에 대한 방법으로 영역을 내부 혹은 외부로 나누어서 해석하는 기법이다. 이런 방법은 내부와 외부음장을 동시에 풀어야 하는 물체에 대해서 적용이 불가능할 뿐만 아니라, 얇은 물체에 대해서도 준 특이

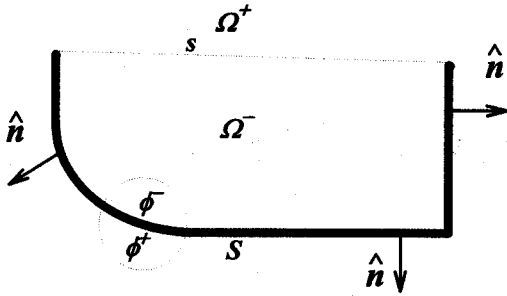


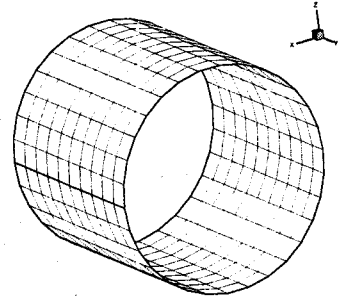
Fig. 2 Numerical model for a rigid thin-body

성 문제를 발생시키기 때문에 적용이 어렵다. 이런 문제의 해결로 Wu가 Martinez가 제안한 수직 미분 적분 방정식을 이용하여 직접 경계요소법을 성공적으로 얇은 물체에 적용하였다. 본 연구에서는 Wu & Wan의 방법을 기반으로 얇은 물체에 적용할 수 있는 BEM 방법을 이용한다.

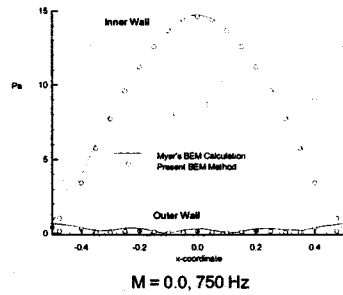
그림 2 는 얇은 물체에 대한 결합된 수직미분 적분방정식을 유도하기 위한 개념도이다. 헬름홀츠 (Helmholtz) 적분방정식을 적용하기 위하여 음장을 가상면 s 로 외부음장 Ω^+ 와 내부음장 Ω^- 로 나눈다. 얇은 물체는 수학적으로 물체 양 표면의 중심면 S 로 표현할 수 있다. 외부음장에서의 속도포텐셜을 ϕ^+ 라 하고 내부음장에서는 ϕ^- , 1 차음원을 ϕ_{sc} 로 한다. 여기서 속도포텐셜은 $\vec{v} = -\nabla\phi$ 로 정의하고 시간에 대해서 $e^{+i\omega t}$ 규약을 사용하면 음압은 속도포텐셜과 $p = ik\rho_0 a_0 \phi$ 의 관계를 갖는다. Green's second identity를 Helmholtz 방정식에 적용하면 각각의 영역에 대해서 적분방정식을 세운 후 두 식을 더하고, 쉘 표면에서는 수직방향 속도가 연속이고 가상면에서는 속도 포텐셜과 속도가 연속이라는 경계조건을 대입하면 식(12)을 얻을 수 있다.

$$\int_S \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q) [[\phi]] DS(Q) + \phi_{sc}(P) = \begin{cases} 4\pi\phi(P) & (P \notin S) \\ C^+\phi^+ + C^-\phi^- & (P \in S) \end{cases} \quad (12)$$

여기서 $[[\phi]] = \phi^+ - \phi^-$ 이고 C^+, C^- 는 각각 내부와 외부영역에서의 입체각 (solid angle) 을 의미한다.



(a) Mesh of the open, circular duct



(b) Shielding of sound radiating from a source in an open, circular duct.

Fig. 3 Myers open circular duct problem

위 식 (12)는 2 차 등계수 요소를 사용하여 이산화 하였고, 과잉행렬식 (over-determined matrix)은 최소자승법 (least-squares procedure)을 이용하여 계산하였다.

덕트에서의 음의 전파를 검증하기 위해서 그림 3과 같은 Myers가 사용한 덕트를 계산하였다.¹³⁾ 길이가 1m이고 반경 0.5m인 덕트의 중앙에 단극 음원이 있는 경우 덕트의 표면에서 음압의 분포를 나타낸 것이다. 그림에서 Myers의 결과와 거의 동일함을 확인할 수 있다.

4. 해석 결과

4.1. 개발된 방법의 검증

본 연구의 해석 모델로는 DGLR팬 형상의 팬 단독의 경우와 쉬라우드가 있는 경우에 대하여

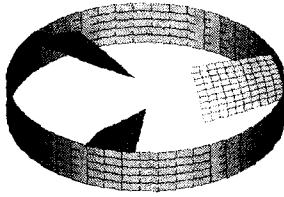
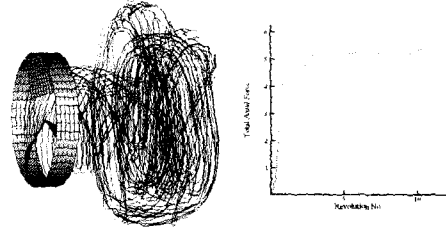


Fig. 4 Mesh of fan with shroud



(a) Wake Geometry (b) Axial Force vs. Rev.

Fig. 5 Fan with Shroud

유동해석을 수행하였다.²⁾

DGLR팬은 반경 0.3025m, 시위 0.06m, 허브 비틀림 각 38°, 익단 비틀림각 14°의 형상을 지닌다. 그림 4는 이 해석을 위한 DGLR팬 격자의 형상을 보여준다.

그림 5는 쉬라우드가 있는 경우에 대한 후류형상 및 축방향 힘의 변화를 보여준다. 이 축방향 힘은 이 팬의 성능을 나타내는 것이다. 팬의 유동 해석이 초기의 정지상태부터 천천히 주어진 rpm까지 상승하는 방식이므로 약 1바퀴까지는 성능이 서서히 증가하며, 후류가 안정화되는 5바퀴 이전까지는 과도적인 신호가 나오음을 확인할 수 있다. 쉬라우드가 없는 경우보다 전체 축방향 힘이 10% 정도 증가된다. 또한, 과도기의 변동이 더 심해지는 것을 알 수 있다.

위의 경우, 로터 및 한 요소의 힘의 변화를 그려보면 다음 그림 6과 같다. 그림에서 회전면의 힘의 성분(F_x , F_y)은 로터의 회전주파수로 주기적으로 변하지만, 축방향 힘의 성분(F_z)은 주된 주파수가 없는 랜덤한 변화를 보여주고 있다. 이런 회전면 힘 성분의 강한

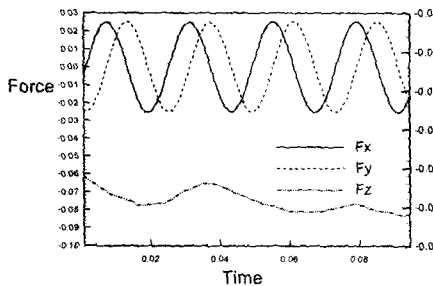


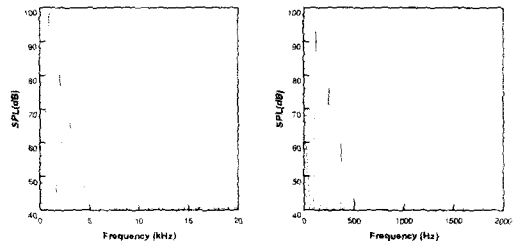
Fig. 6 Force variation of the fan with shroud

주기적인 변동은 결국 BPF로 나타나게 되고, 이러한 소음은 회전면으로 관찰점이 접근할수록 점점 강해지고, 축방향으로 갈수록 약해지는 특성을 가지고 있다.

음향 유추법에 의한 소음 해석은 위에서 계산된 힘의 시간 변화를 이용해서 이루어졌다. 5바퀴까지의 자료는 많은 과도기적 성질을 가지고 있으므로 5바퀴 이후의 자료를 이용해서 계산한다. 계산이 이루어진 관찰점은 실험치의 측정점과 일치시켰다. 임의의 점P는 허브축에서 팬 지름의 0.82 배만큼 떨어진 위치에서 회전 평면으로부터의 각도를 변화시킨 경우이다.

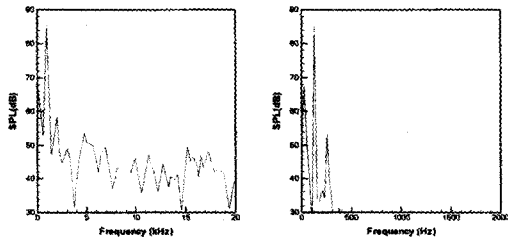
그림 7은 회전평면에서 20° 위치에서 DGLR팬의 실험치와 본 연구의 계산 결과를 비교한 그림으로 실험치와 해석결과가 잘 일치함을 보여준다.

회전평면 근처는 축방향 힘(F_z)의 변화보다는 회전면의 힘(F_x , F_y)의 변화가 우세하게 나타나는 부근이다. 그래서 음압값도 크고, 회전면의 힘의 변화가 회전주파수로 일어나므로 조화주파수도 많이 발생한다.



(a) Experimental Data (b) Calculated Signal

Fig. 7 Comparison of measured and calculated signal



(a) Experimental Data (b) Calculated Signal

Fig. 8 Comparison of measured and calculated signal

그림 8은 회전평면에서 50° 위치에서 DGLR팬의 실험치와 본 연구의 계산 결과를 비교한 그림으로 second harmonic frequency까지 잘 일치하고 있다. 이 경우는 축방향의 힘이 어느 정도 영향을 미치고 있으며, 회전면의 힘은 점점 영향이 작아지는 부근의 각도이다. 그래서 음압크기도 작아지고 있으며, 조화주파수가 많이 사라짐을 확인할 수 있다.

그림 9는 회전평면에서 70° 위치에서 DGLR팬의 실험치와 본 연구의 계산 결과를 비교한 그림으로 하모닉 주파수와 크기에 약간의 오차가 존재한다. 이 각도는 축방향 힘의 성분이 우세해지는 각도이고 회전면의 힘의 성분은 서로 상쇄되어 음압이 작아지는 각도이다.

4.2. 덕트가 있는 축류팬 해석

다음은 예제 문제로 해석한 것으로 덕트안에 갇힌 6개의 축류팬이 있는 경우의 음향장 해석이다. 팬의

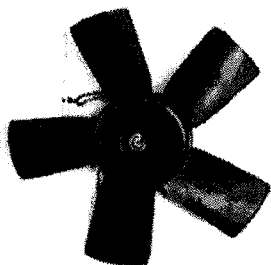
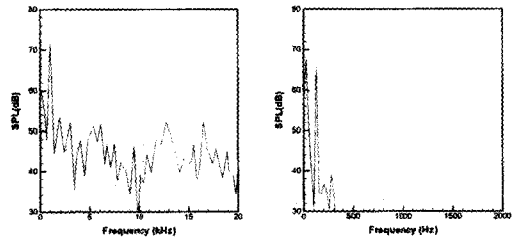


Fig. 10 Axial fan used in the calculation



(a) Experimental Data (b) Calculated Signal

Fig. 9 Comparison of measured and calculated signal

직경은 0.25m이며 덕트는 0.27cm이다. 팬의 코드 길이는 0.0047m이며 2000rpm으로 회전한다. 그림 10은 연구에 사용된 팬의 형상이다. 그림 11이 사용된 팬의 계산격자를 나타내는 것으로 각 깃마다 54개의 격자가 사용되었고, 덕트는 300개의 격자가 사용되었다. 축류팬이 한 바퀴 회전하는 것은 수치적인 계산으로 36번의 계산 - 한 번 계산하는데 10도 회전-으로 모델하였다.

계산된 후류가 그림 11에 나타나 있다. 후류는 회전에 따라 흘러져서 말려지고, 덕트의 출구쪽으로 움직이는 것을 확인할 수 있다. 수치계산에 의해서 해석된 것 표면상의 힘의 변화가 그림 12에 있다.

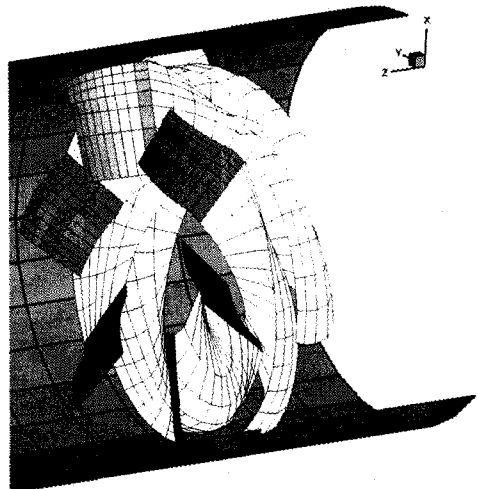


Fig. 11 Fan and duct mesh for flow field calculation

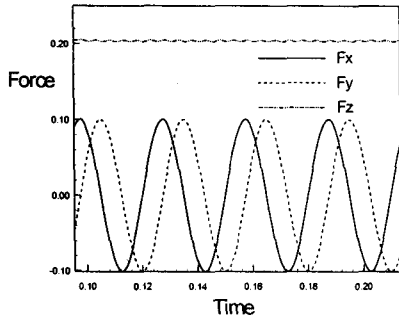


Fig. 12 Calculated force variation at a blade surface

그림 13은 acoustic analogy를 이용해서 자유공간의 한 점에서 음압을 예측한 것이다. 시간영역에서의 음압신호는 강한 주기성을 보이고 있고, 이것이 날개통과 주파수의 강한 토온소음으로 나타난다. 이 신호를 FFT한 것이 그림 14이다. 그림에서 200Hz의 BPF와 그 조화주파수들이 우세하게 나타나고 있다. 자유공간이라는 가정하에 계산한 결과는 BPF가 약 48dB로 낮은 값으로 나타나 있다. 이것은 자유공간이라는 가정으로 계산되었기 때문이며, 덕트에 의한 공명이나 산란 효과가 계산되면 달라질 값이다.

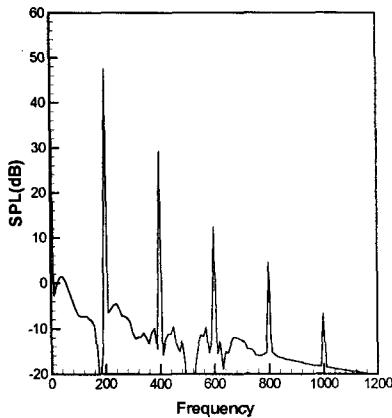


Fig. 14 Predicted acoustic spectrum at the free field

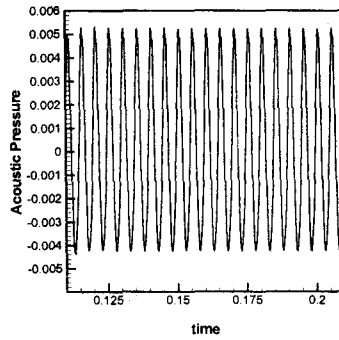


Fig. 13 Predicted acoustic signal at the free field

팬 소음의 덕트를 통한 방사를 해석하기 위해서 얇은 물체에 대한 경계요소법을 사용하였다. 음원 모델은 Kirchhoff 표면에서의 음원값을 계산하여 사용하였고, 음원값의 분포가 그림 15에 있다. 그림에서 x축은 Kirchhoff격자인 음원격자의 노드번호를 나타내는 것으로 50번까지가 팬의 회전면의 격자이고, 50번부터 116번까지가 팬의 전방 격자를 116번 이상은 팬의 후방격자를 나타낸다. 그림에서 음원값이 팬의 전방으로 큰 값을 가지며 후방의 음원값은 아주 작은 것을 확인할 수 있다. 이것으로 팬의 음원은 전방(축방향이 아닌 것의 끝단쪽이 센 값을 가지고 있다)쪽이 후방쪽보다 큰 소음원인 것을 확인했다.

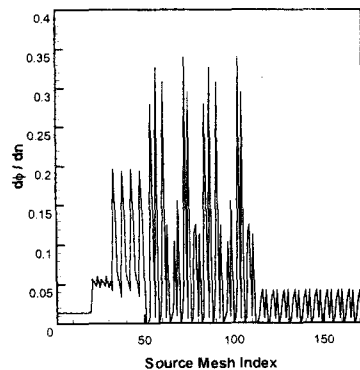
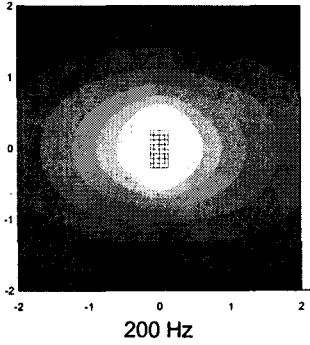
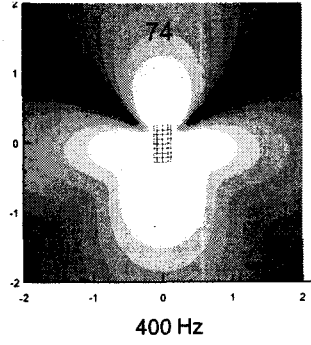


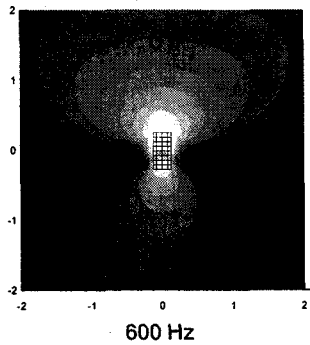
Fig. 15 Source value at the Kirchhoff surface



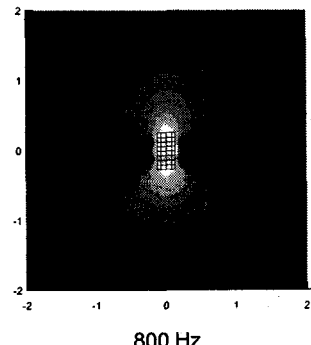
(a) Sound field of ducted fan (f=200Hz)



(b) Sound field of ducted fan (f=400Hz)



(c) Sound field of ducted fan (f=300Hz)



(d) Sound field of ducted fan (f=800Hz)

Fig. 16 Calculated results by Helmholtz-Kirchhoff BEM

앞에서 새로이 개발한 음원을 이용해서 팬의 주된 토음소음인 날개통과 주파수(BPF)와 그 조화주파수에 대한 음향장 해석을 수행하였다. 해석에 사용된 덕트 격자는 80개의 요소로 이루어져 있다. 그림 16에 계산된 음향장이 있다. 그림에서 숫자는 그 위치에서의 음압을 dB단위로 나타낸 것이다. 각 주파수에서의 방향성은 고주파수로 갈수록 복잡해지며 저주파수에서는 거의 단극과 비슷한 경향을 보인다. 그러나, 400Hz이상에서는 단극이나 이극과는 전혀 다른 음향장을 보인다. 400 Hz의 경우는 팬의 회전면으로의 음의 방사가 전방과 후방과 비슷하게 보이고 있

으며, 600Hz에서는 전방으로의 방사가 강하게 나타나고 있다. 800Hz의 경우는 회전면으로의 방사도 나타나지만 그렇게 강하지 않은 편이다. 또한, 자유공간과 덕트에 의한 음압의 변화 차이는 고주파수로 갈수록 우세하게 나타난다. 200Hz의 경우는 약 30dB정도 차이가 있으나 800Hz정도 되면 약 40~50 dB정도의 차이가 발생한다.

이상에서 수치해석 기법은 덕트가 없는 축류팬의 토음소음에 대해서는 거의 정확한 정도로 예측이 가능함을 알 수 있다. 또한, 덕트가 있는 팬의 경우도 음향장까지 해석이 가능함을 확인했다.

5. 결 론

덕트가 있는 축류팬의 음향장을 해석할 수 있는 Helmholtz-Kirchhoff BEM기법을 새롭게 개발하고 검증하였다. 자유공간에 있는 팬과 덕트 내부에 있는 팬은 덕트에 의한 음향장의 산란효과 때문에 쉽게 해결되지 못하는 문제였으나, 본 방법에서 제시한 CFD와 BEM의 결합 방법을 사용하면 쉽게 해석될 수 있음을 확인했다. 덕트가 있는 경우 덕트에 의한 산란효과가 전체 방사 음향장에 큰 영향을 미침을 확인했다.

참고 문헌

- (1) Neise, W., 1992, "Review of Fan Noise Generation Mechanism and Control Method," An International INCE Symposium, pp. 45~56
- (2) D.Lohmann, 1998, "Prediction of Ducted Radiator Fan Aeroacoustics With a Lifting Surface Method", *DGLR/AIAA 14th Aeroacoustic Conference*, pp. 576~606
- (3) 이정환, 조경석, 신호성, 신형기, 이수갑, 1998, "자동차 엔진 냉각팬의 공력 소음 예측에 관한 연구," 유체기계 연구개발 발표회 논문집, pp.115-120.
- (4) 정기훈, 전완호, 나선욱, 이덕주, 1999, "쉬라우드 효과를 고려한 축류팬 유동 및 소음 해석," 대한 기계학회 유체부문 1999학술대회, pp.35-40.
- (5) S. U. Na and D. J. Lee, "Numerical Simulations of Wake Structure Generated by Rotating Blades Using a Time Marching Free Vortex Blob Method", *European Journal of Mechanics*, vol.17, 1998.
- (6) K. W. Ryu and D. J. Lee, "Sound Radiation from Elliptic Vortex Rings: Evolution and Interaction", *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 200, No. 3, 1997, pp. 281-301.
- (7) M.V. Lowson, 1965, "The Sound Field for Singularities in Motion," *Proc. R. Soc. London, Ser. A.* 286, pp.559-572
- (8) Jeon, W. H, and Lee, D. J., 1999, "An Analysis of the Flow and Aerodynamic Acoustic Sources of a Centrifugal Impeller", *Journal of Sound and Vibration*, Vol.222 No, 3, pp.505-511.
- (9) 이강덕, 이덕주, 1997, "일반 경계 조건을 가진 얇은 물체에 대한 직접 경계 요소법의 개발," 한국소음진동공학회지, 제 7권, 제 6호, pp.975 ~984.
- (10) Setbert, A.F., Cheng, C. Y. R. and Wu, T.W., 1990, "The Solution of Coupled Interior/Exterior Acoustic Problems Using the Boundary Element Method," *Journal of Acoustical Society of America*, Vol. 88, pp.1612~1618.
- (11) Wu, T. W. and Wan G. C., 1992, "Numerical Modeling of Acoustic Radiation and Scattering from Thin Bodies Using a Cauchy Principal Integral Equation, *Journal of Acoustical Society of America*, Vol. 92, pp.2900~2906.
- (12) Martinez, R., 1991, "The Thin-Shape Breakdown of the Helmholtz Integral Equation," *Journal of Acoustical Society of America*, Vol. 90 pp.2728~2738.
- (13) Myers, M. K., 1995, "Boundary Integral Formulations for Ducted Fan Radiation Calculations," *CEAS/AIAA Paper 95-076*.