

헬리콥터 테일팬용 팬-덕트의 공력소음해석 및 소음저감연구

정기훈*, 강희정**, 김해동***, 황창전****

Study on Aeroacoustic Analysis and Noise Reduction of the Ducted Fan for the Helicopter Tail Fan

Ki-hoon Chung*, Hee-jung Kang**, Hae-dong Kim***, Chang-jeon Hwang****

Abstract

In this study, a time marching free wake method was used for the aerodynamic analysis and the boundary element method was used for the aeroacoustic analysis of the Tail Fan, respectively. In addition, variations of blades position in duct were performed and the aeroacoustic analysis shows a marginal improvement in noise level.

초 록

본 논문은 시간적분 자유후류 해석방법을 통해 팬-덕트의 공력해석을 수행하였으며 음향상사법 및 경계요소법을 이용하여 덕트에 의한 음향 산란 해석을 하였다. 또한 팬-덕트 내의 블레이드 장착 위치를 변화시키고 이에 대한 공력 및 자유음장해석을 수행한 결과 저소음화의 가능성을 보였다.

키워드 : 헬리콥터 반토오크 시스템, 공력소음 해석, 저소음화 방법, 덕트 음장해석

1. 서 론

헬리콥터는 도시간의 수송 및 정지 비행등의 장점을 지니고 있으나 소음문제로 인하여 이용확대에 제한을 받고 있다. 따라서 헬리콥터의 개발에 있어서 헬리콥터의 소음을 줄이는 연구는 절실히 요구되고 있다. 그러나 주요한 연구가 주로터의 소음 저감에 중심을 두고 있으며 후방 테일로터에 대한 연구는 미약한 실정이다. 그러나 이 테일 로터가 헬리콥터의 비행여건에 따라 매우 큰 소음원이 될 수 있으며 비행의 안정성을 좌우하는 매우 중요한 역할을 함으로 후방 테일 로터에 대한 공

력 및 소음 연구는 매우 중요한 연구분야이다. 특히 헬리콥터의 기동성 및 안전성 증대를 높이기 위하여 후방 테일 팬이 덕트 안에 존재하는 형상을 많이 사용하는 반면 이러한 팬과 덕트의 상호 작용에 의한 정확한 공력 및 소음 해석이 매우 미약한 실정이다. 그러므로 이러한 팬-덕트 형상의 반토크 시스템의 공력 및 소음 예측 방법은 헬리콥터 개발에 있어서 꼭 필요한 연구이다.

일반적인 팬의 소음 특성은 주파수 특성에 따라서 토온소음(tonal noise)과 광역소음(broadband noise)으로 나누어진다. 우선 토온소음은 날개통과 주파수(BPF : blade passage frequency)와 그

* 회전익기그룹/khchung@kari.re.kr

** 회전익기그룹/hkang@kari.re.kr

*** 회전익기그룹/haedong@kari.re.kr

**** 회전익기그룹/chwang@kari.re.kr

***** 회전익기그룹/chwang@kari.re.kr

조화주파수 성분으로 이루어지며 회전하는 블레이드가 주위 구조물(쉬라우드, 기어박스 지지대 등)과 주기적인 상호작용을 일으킴으로써 발생한다. 블레이드가 회전하면서 유체에 일을 가함에 따라 블레이드 표면에서는 일정한 주기를 갖는 압력변동이 발생되고 이로 인해 토온소음이 발생한다고 알려져 있다. 또한, 깃 사이의 유동이 고정물 지역을 지날 때 유동이 비정상상태가 되어 깃 표면에 비정상 힘의 교란을 유발시키고 이러한 힘의 변화가 토온소음을 유발하기도 한다. 블레이드 후류와 고정물의 상호작용에 의한 소음 발생 정도는 깃 뒷전과 고정물 사이의 거리가 멀어질수록 감소한다고 알려져 있다. 토온소음은 주로 이극(dipole)이 주된 원인이라고 알려져 있고 축류팬의 주된 소음원이다. 광역소음은 난류와 블레이드의 깃 뒷전에서 와류 흘림 등에 의해 발생하는 소음으로 넓은 범위의 주파수에 걸쳐서 분포한다. 일반적으로 고정물과 회전하는 블레이드의 거리가 가까울수록 토온소음이 커지고 난류가 우세할수록 광역소음이 커진다고 알려져 있다. 팬에서 발생하는 소음은 팬 자체에서 발생하는 소음(self noise)과, 팬의 부속물과의 상호작용에서 발생하는 소음(interaction noise)으로 크게 나눌 수 있다. 팬 자체에서 발생하는 소음은 유체역학적으로 발생하는 소음으로 약간의 차이는 있으나 모든 팬에서 필연적으로 발생하는 소음으로 본 연구의 주된 관심 분야이다. 후자는 쉬라우드, 기어박스 지지대 등에서 발생하는 것이다. 이러한 축류팬의 유동과 소음에 대한 연구는 활발하게 이루어지고 있다[1]. 현재는 유동장 해석과 자유 공간에서의 소음원 해석까지는 충분히 가능한 수준이다. 그러나 덱트나 쉬라우드를 통한 소음원의 방사시 발생하는 산란이나 회절효과에 의한 소음변화는 팬 소음원과 덱트의 음향학적 특성이 모두 고려되어야 하기 때문에 아직은 어려운 설정이다.

본 연구는 시간적분 자유후류 방법[2][3]을 통해 헬리콥터의 후방 테일 팬이 덱트 내에 존재하는 경우에 대한 팬과 덱트의 상호작용에 의한 비정상 공기력 및 이로 인한 소음 발생과 덱트에 의한 소음 산란 회절을 해석하는 것을 목표로 한다.

2. 해석 방법

2.1 시간적분 자유 후류 해석

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.

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

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

그리고 경계 조건을 수식으로 표현하기 위해 속도 포텐셜을 ϕ 라하고 물체 고정 좌표계에 대해서 식을 나타내면 다음과 같다.

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

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

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 변화 된 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.

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

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 이식을 공간에 대해 미분함으로서 속도장을 계산할 수 있고 물체의 경계조건 식(3)을 적용한다. 여기서 근사화된 블레이드면에 분포하는 중첩(doublet)은 같은 크기의 순환(circulation) 강도 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 유도속도가 계산되는 것을 피하기 위하여 Scully의 와류 모델을 적용한다.

블레이드 표면의 미지의 순환강도를 선형방정식으로 나타내면,

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

$$a_{ij} = (u, v, w)_{ij} \cdot \vec{n}_i$$

여기서 $R_i = (\vec{V}(t) - \vec{V}_w) \cdot \vec{n}_i$
 $i, j = 1, 2, \dots, n$

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

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

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

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

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

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

2.2 음향산란에 의한 음향장 계산

2.2.1 적분형 지배방정식

적분형 지배방정식의 유도에 앞서 음원의 위치에 따라 음향방사 (acoustic radiation) 와 음향산란 (acoustic scattering) 의 두 범주로 나눌 수 있다. 일반적으로, 넓은 의미에서 두 현상은 같은 현상이라고 할 수 있다. 음향방사는 일차적인 음원이 물체표면에만 분포하는 경우이지만 음향산란은 외부 혹은 내부에 존재하는 특정한 형태의 일차적인 음원에 의해 물체표면에 경계조건을 만족하는 음원이 분포하는 경우이기 때문이다. 그러나 수식상에서는 음원향이 있고 없고의 차이로 나타나기 때문에 이를 구분할 필요는 있다.

일반적으로 적분방정식을 유도하는 방법으로 Green's 2nd identity를 이용하는 방법과 가중잔여법 (weighted residual formulation)을 이용하는 방법이 있는데 여기서는 첫번째 방법을 이용하겠다. Helmholtz 방정식의 연산자를 L 로 정의하면 Helmholtz 방정식과 Green 함수를 이용한 방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$L\phi = 0 \quad (9)$$

$$LG = -\delta(P - Q) \quad (10)$$

여기서 $\delta(P-Q)$ 는 delta 함수이다.

(9) 식에 Green 함수를 곱하고 (10) 식에 속도포텐셜을 곱한 후 뺀 값을 체적적분하면

$$\int [GL\phi - \phi LG] dv = - \int \phi \delta dv \quad (11)$$

이때 체적 v 는 관심이 되는 음장을 의미한다. 유도를 위해서 외부음장 문제와 내부음장문제로 나누어 생각하자. 위 식의 좌변은 Green's 2nd identity 를 이용하면 다음과 같이 변환된다.

$$\begin{aligned} L.H.S &= \int_v [G \nabla^2 \phi - \phi \nabla^2 G] dv = \int_{\Sigma} [G \nabla \phi - \phi \nabla G] \cdot \hat{v} dS \\ &= \int_{\Sigma} \left[G \frac{\partial \phi}{\partial v} - \phi \frac{\partial G}{\partial v} \right] \cdot \hat{v} dS \end{aligned} \quad (12)$$

단위벡터 \hat{v} 는 항상 관심이 되는 영역의 바깥을 향하는 방향이 양이다. 만약, 물체표면에 외부음장으로 향하는 단위벡터를 \hat{n} 으로 정하면

$$\begin{cases} \hat{n} = -\hat{v} & \text{(for exterior domain prob.)} \\ \hat{n} = +\hat{v} & \text{(for interior domain prob.)} \end{cases} \quad (13)$$

와 같이 정해져야 한다.

표면 Σ 는

$$\Sigma = \Sigma_{\infty} + \Sigma_c + S \quad (14)$$

로 이루어져 있다. Σ_{∞} 에서의 적분량은 Sommerfeld 방사조건

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left[r \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} + ik\phi \right) \right] = 0 \quad \text{for radiation prob.}$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left[r \left(\frac{\partial \phi_s}{\partial r} + ik\phi_s \right) \right] = 0 \quad \text{for scattering prob.} \quad (15)$$

에 의해 사라지고 Σ_c 에서는 같은 위치에서 서로 부호가 다른 적분면이 겹치기 때문에 서로 상쇄된다. 그러므로 위 식에서 표면적분은 물체표면에서의

적분양만 남게 된다. 한편, 우변은

$$\begin{aligned} R.H.S &= \int_v \phi(Q) \delta(P-Q) dv(Q) \\ &= C(P) \phi(P) \end{aligned} \quad (16)$$

여기서 $C(P)$ 는 입체각 (solid angle) 을 의미한다. 일반적으로 입체각을 계산할 경우는 다음과 같은 식을 적분하여 얻는다.

$$C(P) = 4\pi + \int_S \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) dS \quad (17)$$

그러면 (11) 식은 다음과 같은 Helmholtz 적분방정식이 된다.

$$C(P)\phi(P) = \int_S \left[\phi(Q) \frac{\partial G}{\partial n}(P,Q) - \frac{\partial \phi}{\partial n} G(P,Q) \right] dS(Q) \quad (18)$$

위의 (18) 식은 위치에 상관없이 음장내 임의의 한점 (P) 에서의 음향량 (acoustic quantity) 은 표면 S 상에서의 단극 (monopole) 과 쟁극 (dipole) 값에 의하여 구할 수 있다는 것을 의미한다. 이와같이 적분형 지배방정식은 3 차원 문제를 2 차원 문제화 함으로써 미지수의 갯수를 감소시켜주는 장점을 제공한다. 또한, 닫혀진 계산영역을 Sommerfeld 방사조건으로 열어줌으로써 유한차분법 (FDM), 유한체적법 (FVM) 등과 같은 미분형 지배방정식을 풀 때 비반사 경계조건을 어떻게 줄 것인가 등과 같은 문제가 발생하지 않는다. 즉, 적분형 지배방정식을 풀면 먼 음장 (far field) 에서의 경계조건을 수학적으로 만족시켜 준다. 외부나 내부음장에 음원 (acoustic source) 이 있을 때 지배방정식은 파동방정식 이 된다.

$$L\phi = -Q_{Sc} \quad (19)$$

Green 함수는 앞에서와 마찬가지로

$$LG = -\delta(P-Q) \quad (20)$$

와 같이 정의된다. 그러면 Helmholtz 적분방정식은

$$C(P)\phi(P) = \int_S \left[\phi(Q) \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q) - \frac{\partial \phi}{\partial n} G(P, Q) \right] dS(Q) \\ + \int_v Q_{sc}(X_{sc}) G(P, X_{sc}) dv \quad (21)$$

와 같이 쓸 수 있다. 만약, 음원이 접음원이라면 즉,

$$Q_{sc} = \sum \phi_{sc}(Q) \delta(X_{sc} - Q) \text{ 면}$$

$$C(P)\phi(P) = \int_S \left[\phi(Q) \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q) - \frac{\partial \phi}{\partial n} G(P, Q) \right] dS(Q) \\ + \sum \phi_{sc}(X_{sc}) G(P, X_{sc}) \quad (22)$$

와 같이 된다.

2.2.2 얇은 물체 경계요소법

얇은 물체에 Helmholtz 적분방정식을 적용하기 위해서는 음장을 가상면 s 로 외부음장 Ω^+ 와 내부음장 Ω^- 로 나눈다. 얇은 물체는 수학적으로 물체양 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. 그린의 2 차 등치식 (Green's second identity)을 Helmholtz 방정식에 적용하면 각각의 영역에 대해서 다음과 같은 적분방정식을 얻을 수 있다.

$$C^+(P)\phi^+(P) = - \int_{S+s} [G(P, Q) \frac{\partial \phi^+}{\partial n}(Q) - \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q) \phi^+(Q)] dS(Q) \quad (23)$$

$$C^-(P)\phi^-(P) = + \int_{S+s} [G(P, Q) \frac{\partial \phi^-}{\partial n}(Q) - \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q) \phi^-(Q)] dS(Q) \\ + 4\pi\phi_{sc}(X_{sc}, P) \quad (24)$$

P와 Q는 각각 측정점과 얇은 물체표면 위의 겸사점(control point), X_{sc} 는 1 차 음원의 위치이다.

물체표면과 가상면에서 사용된 경계조건은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \phi^+}{\partial n} = \frac{\partial \phi^-}{\partial n} \quad P \in S \\ \phi \& \frac{\partial \phi}{\partial n} \text{ continuous} \quad P \in s \quad (25)$$

즉, 쉘 표면에서는 압력 혹은 속도포텐셜의 불연속이 존재할 수 있으나 수직방향 속도는 연속이라는 가정이 전제 된다. 가상면에서는 속도포텐셜과 속도의 연속조건을 만족해야 한다.

(23) 식과 (24) 식을 더하고 경계조건 (25) 식을 적용하면 다음과 같이 쉘 표면에서의 속도포텐셜차를 미지수로 하는 적분방정식이 유도된다.

$$\int_S \frac{\partial G}{\partial n}(P, Q) [[\phi]] dS(Q) + 4\pi\phi_{sc}(P) = \begin{cases} 4\pi\phi(P) & (P \notin S) \\ C^+ \phi^+ + C^- \phi^- & (P \in S) \end{cases} \quad (26)$$

여기서 $[[\phi]] = \phi^+ - \phi^-$ 이고 C^+, C^- 는 각각 내부와 외부영역에서의 입체각 (solid angle)을 의미한다. 그러나 아직 쉘 표면에서의 속도포텐셜을 모르기 때문에 이 값을 먼저 계산해야 한다. 이 계산을 위해 (23) 식과 (24) 식을 압력에 대한 C^l 연속조건 (Lyapunov condition)을 만족하는 표면 위에서 \hat{n}_p 방향으로 방향 미분하면

$$2\pi \frac{\partial \phi^-}{\partial n_p}(P) = \int_{S+s} \left\{ \frac{\partial G}{\partial n_p} \frac{\partial \phi^-}{\partial n} - \frac{\partial^2 G}{\partial n_p \partial n} \phi^- \right\} dS + 4\pi \partial \phi_{sc}/\partial n_p \quad (27)$$

$$2\pi \frac{\partial \phi^+}{\partial n_p}(P) = - \int_{S+s} \left\{ \frac{\partial G}{\partial n_p} \frac{\partial \phi^+}{\partial n} - \frac{\partial^2 G}{\partial n_p \partial n} \phi^+ \right\} dS \quad (28)$$

이 때 특이커널 $\partial^2 G/\partial n_p \partial n$ 은 $O(1/r^3)$ 의 매우 특이 (hypersingular) 한 커널이지만 이것을 벡터연산에 의해 접선방향 미분으로 변환하면 $O(1/r^2)$ 로 특이성 차수를 한 단계 낮출 수 있다. 이것은

Maue와 Mitzner에 의해 서로 다른 접근방법으로 다음과 같은 Maue 적분방정식을 유도하였다.

$$\int_S \frac{\partial^2 G}{\partial n_p \partial n} \phi dS = \int_S \{(\hat{n} \times \nabla \phi) \cdot (\hat{n}_p \times \nabla_p G) + k^2 (\hat{n}_p \cdot \hat{n}) G \phi\} dS \quad (29)$$

(27) 식과 (28) 식을 더한 후 주어진 경계조건을 대입하고 (29) 식을 사용하면 다음과 같이 된다.

$$\int_S \{(\hat{n}_p \times \nabla_p G) \cdot (\hat{n} \times \nabla [[\phi]]) + k^2 (\hat{n}_p \cdot \hat{n}) G [[\phi]]\} dS = 4\pi \frac{\partial \phi}{\partial n_p} + 4\pi \frac{\partial \phi_s}{\partial n_p} \quad (30)$$

우변은 주어진 값들이므로 얇은 물체표면상에서의 속도포텐셜차, $[[\phi]] = f_1$, 를 구할 수 있다. 여기서 우변의 첫째 항은 얇은 물체의 중심면의 수직속도를 의미한다. 즉, 상하면이 같은 수직속도로 움직이는 강체 운동까지 모사할 수 있음을 알 수 있다. 둘째 항은 음원에서 발생한 파동이 배치점에 유도하는 유도속도를 의미한다.

2.2.3 수치방법의 적용

Maue 적분방정식을 사용할 수 있는 기본 가정에 따르면 압력은 C^1 연속조건을 만족해야 한다. 그런데 여기서 사용하는 경계요소는 C^0 연속조건만을 만족하는 2 차 등계수 요소(isoparametric element) 이므로 절점(nodal point)과 배치점(collocation point)이 서로 일치하는 이 경우에 이 두건을 동시에 만족시키기 위해서 그림 6.과 같이 절점과 배치점의 위치가 일치하지 않는 요소를 계산에 사용했다. 그래서 절점에서는 C^0 연속조건을 만족하기 때문에 정확한 입체각을 모사할 수 있고 배치점 C^1 연속조건을 만족하도록 요소내부에 할당함으로써 Maue 적분방정식 사용의 기본전제인 압력은 Lyapunov 조건을 만족해야한다는 점을 동시에 만족할 수 있도록 하였다.

2 차 등계수 요소를 사용하여, 다시 말해서 표면 좌표와 물리량을 2 차 형상함수 $N_\alpha(\vec{\xi})$ 로 근사하여 이산화를 수행하였다. 그러면 물체상의 임의의 위치

에서 좌표와 물리양은

$$x_i(\vec{\xi}) = \sum_{\alpha} N_{\alpha}(\vec{\xi}) X_{i\alpha} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (31)$$

$$[[\phi]](\vec{\xi}) = \sum_{\alpha} N_{\alpha}(\vec{\xi}) [[\phi]]_{\alpha} \quad (\alpha = 1, 2, \dots, 6 \text{ or } 8) \quad (32)$$

여기서 $X_{i\alpha}, [[\phi]]_{\alpha}$ 는 절점 상에서의 값이다. (30) 식을 이산화하면

$$\sum_{m=1}^{NELEM} \sum_{\alpha} a_{mj}^{\alpha} [[\phi]]_{m\alpha} = \left\{ 4\pi \left(\frac{\partial \phi}{\partial n_p} + \frac{\partial \phi_{Sc}}{\partial n_p} \right) \right\} \quad (33)$$

여기서

$$a_{mj}^{\alpha} \equiv \int_{S_m} \{(\hat{n}_p \times \nabla_p G(P, Q) \cdot (\hat{n} \times \nabla N_{\alpha}(\vec{\xi})) + k^2 (\hat{n}_p \cdot \hat{n}) G(P, Q)\} N_{\alpha}(\vec{\xi}) |J(\vec{\xi})| d\vec{\xi} \quad (34)$$

행렬식으로 표현하면

$$\begin{bmatrix} A \\ N \times NNODE \end{bmatrix} \underbrace{\{[[\phi]]\}}_{NNODE \times 1} = \begin{bmatrix} F \\ N \times 1 \end{bmatrix} \quad (35)$$

이때, 배치점의 수는 N, 절점수는 NNODE이다. 그러므로 풀어야 할 식은 미지수의 개수보다 식의 개수가 더 많은 과잉행렬식(over-determined matrix)이다. 과잉행렬식 (35)는 최소자승법(least-squares procedure)을 이용하여 구한다. 최소자승법을 설명하기 위해 다음과 같은 임의의 행렬식을 상정하자.

$$\mathbf{D} \vec{x} = \vec{f} \quad (36)$$

그러면 그 해는 다음과 같다.

$$\vec{x} = \mathbf{D}^+ \vec{f} \quad (37)$$

여기서

$$\mathbf{D}^+ = (\mathbf{D}^H \mathbf{D})^{-1} \mathbf{D}^H \quad (38)$$

$$\mathbf{D}^H = (\mathbf{D}^T)^* \quad (39)$$

여기서 (39) 식은 허미시안 행렬 (Hermitian matrix)이다. 이제, (30)식에서 편적분 함수는 모두 아는 값이므로 P 점을 물체표면에 놓고 식 (30)을 적분하면 다음과 행렬식을 계산함으로써 얻은 $[[\phi]]$ 와 함께 다음과 같은 연립방정식이 만들어진다.

$$\begin{bmatrix} 1 & -1 \\ C^+ & C^- \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \phi^+ \\ \phi^- \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} f_1 \\ f_2 \end{Bmatrix} \quad (40)$$

이로부터 다음과 같이 셀 양면의 속도포텐셜을 구할 수 있다.

$$\begin{Bmatrix} \phi^+ \\ \phi^- \end{Bmatrix} = \frac{1}{4\pi} \begin{Bmatrix} f_2 + C^- f_1 \\ f_2 - C^+ f_1 \end{Bmatrix} \quad (41)$$

3. 팬-덕트 공력/음향장 해석

3.1 팬-덕트 공력 해석 검증

그림 1은 일반적인 로터의 경우와 팬이 덕트안에 있는 경우의 모멘텀 이론이 어떻게 틀린가에 대한 도식도를 보여준다. 일반 로터의 경우 그림 1(a)와 같이 로터를 지난 유동이 점점 후류로 갈수록 축소됨을 볼 수 있으며 팬-덕트의 경우에는 그림 1(b)와 같이 덕트의 확장각을 가지고 팽창함을 볼 수 있으며 이것으로 인하여 쉬라우드에서 블레이드에 상응하는 추력이 발생되는 것을 알 수 있다.

그림 2는 일반적인 후류모형을 사용하였을 경우 쉬라우드의 박리모형과 로터의 후류 모형을 보여준다. 그림 2(a)에서 보는 바와 같이 쉬라우드의 박리를 모형화하는 wake가 후방으로 갈 때 축소됨을 볼 수 있는데 이것은 그림 1(b)와 일치하지 않음을 볼 수 있으며 이로 인하여 쉬라우드의 효과가 정확히 예측되지 않았다. 그러나 그림 3은 쉬라우드의 박리 후류의 전파방향에 제약을 가함으로써 그림 3(a)가 그림 1(b)와 같이 쉬라우드의 확장각을 지니고 전파하도록 하였다.

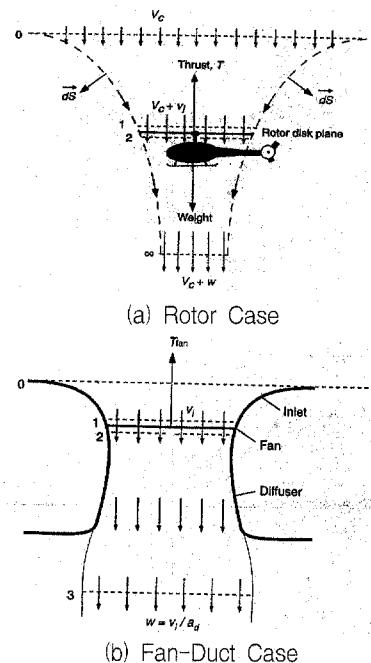
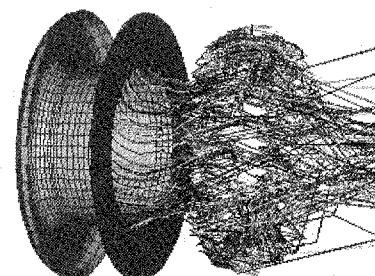
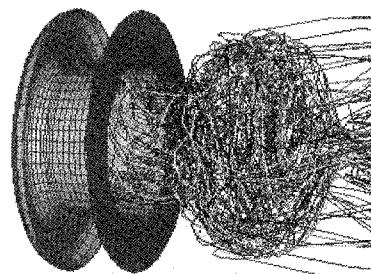


그림 1. Momentum Theories

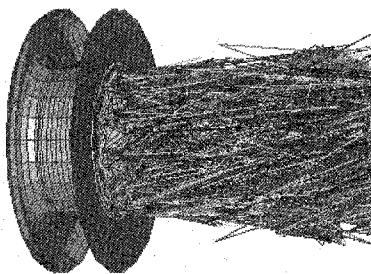


(a) Shroud Separation Wake Model

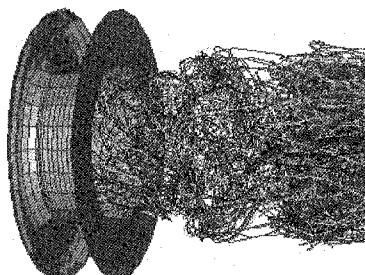


(b) Rotor Wake Model

그림 2. 일반 로터 후류모형을 이용한 해석 예



(a) Shroud Separation Wake Model



(b) Rotor Wake Model

그림 3. 덕트 후류모형을 이용한 해석 예

그림 4는 그림 3 경우의 회전에 따른 추력변화곡선을 보여주며 수렴 값의 실험치 및 그림 2과 그림 4 경우의 해석결과 비교는 표 2에서 볼 수 있다. 표 2에서 알 수 있듯이 새로운 후류 모형을 사용하여 해석을 한 경우 실험치와 비교하여 이전에 45%의 과대 예측이 이루어졌던 곳에 반해 10%의 오차범위내로 예측이 이루어진 것을 알 수 있다.

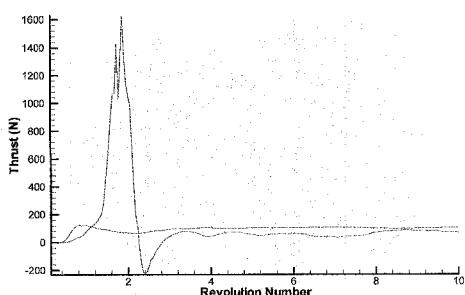


그림 4. KAMOV Model의 해석 결과

표 2. 추력 비교표

	Rotor Thrust (N)	shroud Thrust (N)	Total Thrust (N)
Previous Model	120	100	220
Recent Model	100	75	175
Experiment	88	71	159
Prediction/Experiment	113%	106%	110%

3.2 음향장 해석 및 저소음화방안

소음원의 주위에 덕트와 같은 물체가 놓여있는 경우 소음원에서 발생한 음파는 물에 의해 간섭을 받게 되어 산란되거나 반사 혹은 회절과 같은 현상을 일으킨다. 이러한 산란과 회절등은 음파의 주파수와 덕트의 크기에 민감하게 발생하게 되며 경우에 따라서는 음장의 형성에 큰 영향을 미치기도 하고 그다지 영향을 주지 않는 경우도 있다. 이에 대한 해석을 수행하기 위하여 먼저 덕트내에 놓여있는 이극소음에 의해서 형성되는 음향장을 경계요소법으로 해석하고 이를 업밀해와 비교해 보았다.

그림 5는 덕트내에 덕트의 축방향으로 놓인 이극소음과 그로 인해 형성되는 음향장의 방향성을 나타낸 그림이다. 방향성을 도시한 위치는 덕트의 반경의 40배에 해당하는 위치이며 방향성을 나타낸 그림에서 중심의 위치는 이극소음의 중심을 나타낸다. 그림의 k 는 음파수(wave number)를 나타낸 것으로 k 가 클 수록 주파수가 큰 음파를 의미한다. 그림에서 볼 수 있듯이 덕트의 양 축방향으로 많은 소음이 방사되고 있는 것을 알 수 있으며 덕트의 벽 방향으로도 많은 소음이 방사됨을 알 수 있다. 이는 소음의 회절 현상에 의해서 덕트의 축방향으로 방사된 소음이 퍼져나간 것을 의미하고 있으며 주파수가 더 낮은 $k=3.25$ 인 경우에 회절이 더 심한 것을 알 수 있다. 본 연구에 이용된 경계요소법을 이용하여 해석한 실선과 업밀해인 기호가 전 각도에 대해서 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 그림 6은 덕트의 주위에서의 음향장을 나타낸 그림이다. 역시 주파수가 큰 경우에 축방향으로 방사되는 양이 많은 것을 알 수 있다.

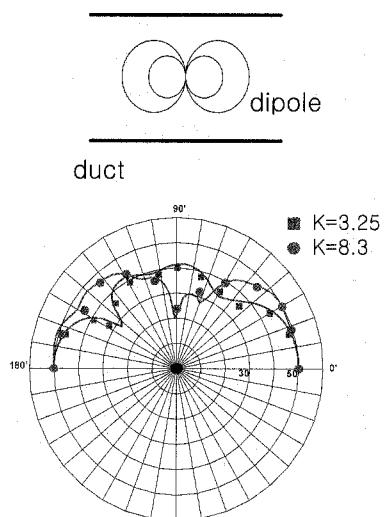


그림 5. 덕트 안에 이극소음이 놓인 경우의 방사 방향성 해석
(실선: 경계요소법, 기호: 엄밀해)

이렇게 검증이 완료된 경계요소법을 이용하여 본 연구에서는 테일팬의 주요 소음인 첫 번째 날개통파주파수(1st BPF) 와 그의 두배에 해당하는 주파수(2nd BPF)에 대하여 덕트의 음향 산란 효과를 해석하였다. 이를 위해 각각의 주파수에 해당하는 이극소음을 이용하여 테일팬의 소음원을 모사하였다. 그림 7은 1st BPF와 2nd BPF에서의 음향 산란장을 나타낸 그림이다. 좌측은 그림은 소음원에 해당하는 이극소음에 덕트가 없는 경우의 음향장을 나타낸 그림이고 우측은 덕트에 의해서 변형된 음향장을 나타낸 그림이다. 두 가지의 주파수에서 모두 나타나는 특징은 덕트에 의해서 소음의 방사 방향이 좌우에서 상하로 변하였다 것이다. 즉 덕트의 축방향으로 더 많은 소음이 방사되고 있다는 것이다. 그림 7을 통해서 알 수 있는 또 하나의 것은 1st BPF 보다 2nd BPF에서 덕트에 의한 산란이 더 강하게 나타나고 있다는 것이다며 이극소음원이 덕트의 상단에 위치함으로써 상단으로 많은 소음이 방사됨 역시 알 수 있다.

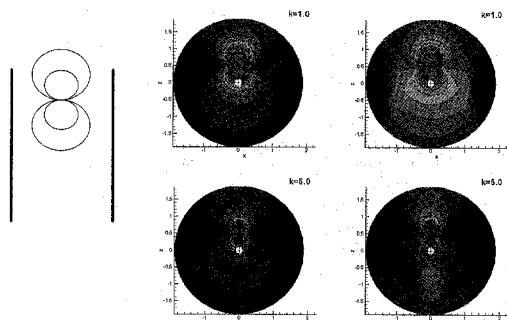


그림 6. 덕트내에 축방향으로 놓인 이극소음의 음향산란
(좌: 이극소음만의 음향장, 우: 덕트에 의해 변형된 음향장)

(좌: 이극소음만의 음향장, 우: 덕트에 의해 변형된 음향장)

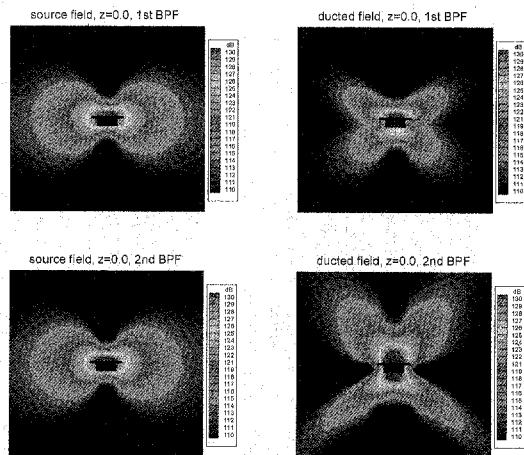


그림 7. 각각의 주파수에서 덕트가 음향장에 미치는 효과

다음으로는 이극소음원의 위치에 따른 소음방사 경향을 알아보았다. 일반적으로 팬이 덕트안에 위치할 때 팬의 위치에 따라서 팬의 성능은 물론이고 소음에도 많은 영향을 미치게 된다. 이 때 소음에 영향을 미치는 요소는 두가지가 있는데 하나는 팬의 성능이 변화됨으로 인해서 팬소음원 자체가 변화되면서 방사소음에 영향을 미치는 것이고 나머지 하나는 덕트에 의해서 소음원으로부터 방사된 소음이 영향을 받는 것이다. 일

반적으로, 덕트가 긴 경우에는 후자에 의한 영향이 크다고 할 수 있으며 특히 주파수가 높은 경우 일수록 후자의 영향이 커진다.

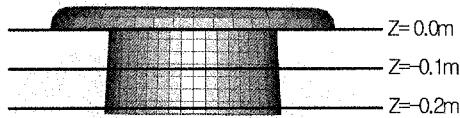


그림 8. 덕트 내부 이극소음의 축방향 위치변화

본 연구에서는 팬의 성능변화에 따른 영향보다는 덕트에 대한 음파의 산란에 초점을 두고 연구를 수행하였다. 현재의 팬 테일 시스템은 그림 8.에서 $z=0.0\text{m}$ 위치에 팬이 설치되어 있다. 즉 팬이 덕트의 상단부에 상당히 가깝게 위치를 하고 있으며 팬의 축방향 위치를 덕트의 하단부로 이동시킨 $z=-0.1\text{m}$ 과 $z=-0.2\text{m}$ 을 해석하여 봄으로써 현재의 팬 위치보다 소음 방사를 적게하는 위치를 찾아보았다.

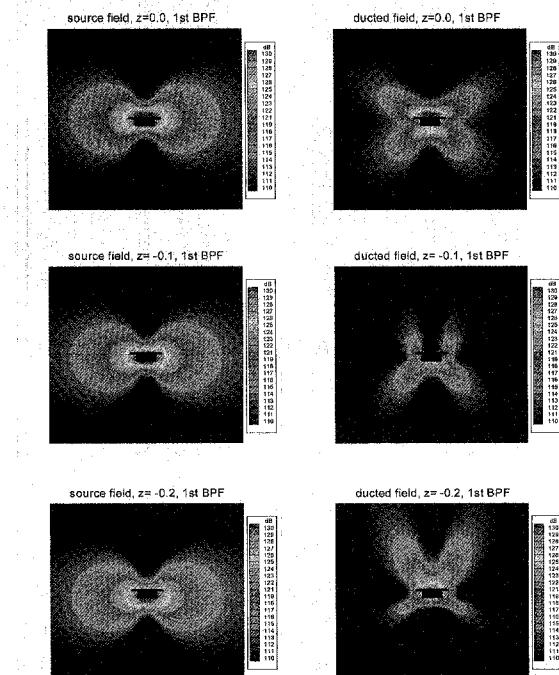


그림 9. 1st BPF에서의 소음원 위치에 따른 음향장 변화

그림 9는 1st BPF의 경우에 소음원이 $z=0.0\text{m}$, $z=-0.1\text{m}$, $z=-0.2\text{m}$ 로 이동을 하면서 변화되는 음향장을 보여주는 그림이다. 역시 그림의 좌측은 소음원만에 의한 음향장을 나타내고 우측은 변화된 음장을 나타낸다. 좌측의 그림에서 알 수 있듯이 z 가 작아지면서 소음원의 위치에 해당하는 적색 중심이 아래로 내려가며, 이에따라 음향장도 크게 변화됨을 알 수 있다. 현재의 위치인 $z=0.0\text{m}$ 인 경우보다 $z=-0.1\text{m}$ 인 경우에 덕트의 상단과 하단 방향 모두 소음방사가 적어지는 것을 알 수 있다. 하지만 $z=-0.2\text{m}$ 까지 변화시킨 경우에는 덕트의 하단 방향의 소음은 많이 줄었으나 상단방향으로 크게 방사되고 있다.

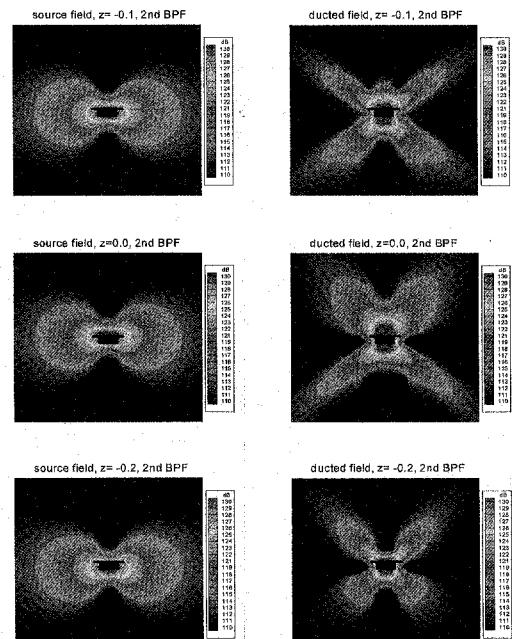


그림 10. 2nd BPF에서의 소음원 위치에 따른 음향장 변화

그림 10은 2nd BPF의 주파수를 가진 소음원의 경우를 나타내고 있다. 앞에서의 결과와 마찬가지로 덕트에 의해 음향장 변화가 크며 그 정도가 1st BPF보다 크다. 이 경우에는 1st BPF와는 달리 $z=-0.2\text{m}$ 인 경우에 가장 적은 소음방사가 이루

어지고 있으며 주파수에 따라서 소음의 방사 패턴이 달라지므로 소음방사에 가장 중요한 주파수에 따라서 적절한 팬의 위치를 결정하는 것이 필요하다. 본 연구에서의 테일팬 시스템의 경우에 1st BPF 소음이 2nd BPF보다 10dB 이상 크기 때문에 대부분의 소음은 1st BPF에 의해 영향을 받는다. 따라서 팬의 위치를 $z=-0.1m$ 근처에 두는 것이 소음방사를 줄이는 좋은 방법이 될 것이다. 하지만 두 주파수의 소음크기가 차이가 많이 나지 않는다면 두 경우를 모두 해석한 후 적절한 위치를 찾아주어야 한다.

4. 결 론

본 논문은 시간적분 자유후류 방법을 통해 헬리콥터의 테일팬용 팬-덕트의 비정상 공기력해석을 수행하였으며 팬에 의하여 발생되는 소음이 덕트에 의하여 산란, 회절되는 음향장을 해석하였다. 저소음화를 위하여 블레이드의 장착 위치를 변화시켜 최적의 저소음 배치형상을 제시하여 저소음화 가능성을 제시하였다..

참 고 문 현

1. D. Lohmann, "Prediction of Ducted Radiator Fan Aeroacoustics with a Lifting Surface Method," DGLR/AIAA, 14th Aeroacoustic Conference, pp. 576~606, 1998.
2. Neise, W., "Review of Fan Noise Generation Mechanism and Control Method," An International INCE Symposium, pp. 45~56, 1992.
3. F. Farassat and G. P. Succi, "The Prediction of Helicopter Rotor Discrete Frequency Noise," Vertica, Vol. 7, No. 4, pp. 309~320, 1983.
4. Martinez, R., "The thin-shape breakdown (TSB) of the Helmholtz integral equation," Journal of Acoustical Society of America, 90(5), pp.2728-2738, 1991.
5. Wu, T.W. and Wan, G.C., "Numerical modeling of acoustic radiation and scattering by thin bodies using a Cauchy principle integral equation," Journal of Acoustical Society of America, 92(5), pp.2900-2906, 1992.
6. Meyer, W.L. and Bell, W.A., "Prediction of the sound field radiated from axisymmetric surfaces," Journal of the Acoustical Society of America, 65(3), pp. 631-638, 1997.
7. Katz and Plotkin, "Low Speed Aerodynamics," McGraw-Hill, Inc., 1991.
8. Anderson, "Modern Compressible Flow," McGraw-Hill, Inc., 1990.
9. James R. Andrews III, Richard G. Riley Jr., and Chris Rahnke, "Design and Testing of a Ducted Tail Rotor Concept Demonstrator for a Model 222U Helicopter," Pro. 22th Eur. Rotorcraft Forum, 1996.
10. 정기훈, 전완호, 이덕주, "쉬라우드 효과를 고려한 축류팬 유동 및 소음 해석," 대한기계학회 유체공학부문 1999년 추계학술대회 논문집, pp. 35~40.
11. 전완호, 정기훈, 이덕주, "덕트가 있는 축류팬의 유동 및 음향장해석," 유체기계저널, 제 3권 2호, pp. 15~23, 2000.