

회전하는 실린더에 의한 공력소음의 계산

⁰장성욱*, 이승배**, 김진화**, 한재오*

Computation of Noise from a Rotating Cylinder

S.-W. Jang*, S. Lee**, J.-H. Kim**, J.-O. Han*

ABSTRACT

The noise sources from a rotating cylinder were identified to describe the blunt trailing edge noise. Firstly, LES formulation was applied to a non-orthogonal grid system and was tested with three-dimensional cross-flow over a cylinder with a yaw angle. The computed far-field noise showed peaks at Strouhal numbers ranging from 0.135 to 0.165 for the yawed cylinder flow with end-plates placed at both extremes under the yaw angle of 30° and Reynolds number of 1.15×10^4 . It was observed that the slantwise shedding at angles other than the cylinder yaw angle is intrinsic to inclined cylinder, with the result of shedding angles between 15° and 31°. To study the trailing-edge wake thickness and unsteady lift-coefficient distribution in the span-wise direction of a rotating fan blade, the flows around rotating cylinder with 1,000 rpm were simulated and the far-field noise was exactly computed using the Ffowcs-Williams and Hawkings equation with quadrupole source term. The incoming velocities and stagnant zones were continuously distributed along the cylinder, and their changes made the Strouhal sheddings to occur at different phases even at almost same Strouhal number.

1. 서 론

난류 유체로부터의 음향방사인 공기음향학은 라이트 힐(Lighthill, M.J.)⁽¹⁾의 선구적인 연구로 시작하여, 최근 컴퓨터의 계산능력의 향상에 힘입어 수치적으로 난류유동에 의한 소음을 예측하기에 이르렀다. 본 연구에서는 난류장을 대와류모사법을 이용하여 계산한 후 음향학적 상사식을 이용하여 원거리장 소음을 예측하는 복합(Hybrid)방법을 적용하였다.

원형 실린더 유동 후류의 와동의 형성은 후류 영역에서의 운동량 전달에 영향을 주기 때문에 시간 평균된 항력은 레이놀즈 수에 관계된다.

* 인하대학교 기계공학과 대학원

** 인하대학교 기계공학과

레이놀즈 수가 10^4 과 3×10^5 사이의 아임계 영역에서의 항력계수는 박리점으로부터 $D/2$ 안의 후류영역 근처에서 발생하는 천이를 유발시키는 불안정 모드와 후류특성의 상사성에 의해 일정하다. 레이놀즈 수가 5×10^5 보다 증가 함에 따라 실린더 후류의 불규칙성은 스트롤 수를 0.025에서 0.21까지 크게 분산시킨다. 또한 실린더 유동의 스트롤 수는 레이놀즈 수뿐만 아니라, 길이와 직경의 형상비와 스펠 끝쪽의 경계 조건에 의해 매우 큰 영향을 받는다.

이러한 유동특성의 변화는 발생소음의 레벨에도 영향을 미친다. 실린더 와류에 의한 발생소음의 이론적 해석을 위해서는 와류에 의하여 물체표면에 유기되는 압력의 길이방향으로의 상관길이(correlation length)에 대한 정보가 필요하

나, 이 상관길이는 레이놀즈 수와 와류의 특성 주파수(shedding frequency)에 따라 변화하므로 예측이 어렵다. 특히 흐름에 대하여 경사각을 갖고 있는 실린더 후류의 경우 축 길이방향으로의 상관길이는 축방향으로의 유동에 의하여 감소하게 된다. 일반적으로 회전하는 임펠러에 의한 소음방사는 임펠러 날개 위에 작용하는 변동 양력계수와 후류의 두께 그리고 스펜 방향으로의 상관길이의 함수로 표현된다(Sharland, 1963)⁽²⁾. 또한 뭉뚱한 후단을 갖는 날개의 후단 소음은 일반적으로 스펜방향의 유동성분으로 인해 상관길이의 예측이 어렵게 된다. 따라서 본 연구에서는 회전하는 날개의 뭉뚱한 후단을 실린더로 모델링하여 스펜방향의 유동성분이 있는 경우와 스펜방향으로 주속이 선형적으로 변화하는 경우에 대한 상관거리 및 변동양력의 분포를 분석하였다.

2. 본 론

2.1 지배방정식과 수치적 방법

비직교(non-orthogonal) 격자계를 사용하는 대와류 모사방법을 적용하기 위하여 본 연구에서는 비압축성 유동의 연속방정식과 Navier-Stokes 방정식을 적분방정식 형태로 적용하였다.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho d\Omega + \int_S \rho \vec{v} \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \vec{v} d\Omega + \int_S \rho \vec{v} \vec{v} \cdot \vec{n} dS \\ = \int_S T \cdot \vec{n} dS + \int_{\Omega} \rho \vec{b} d\Omega \end{aligned} \quad (2)$$

유한체적법에서 사용하는 직교 속도성분들의 일치(collocated)된 격자는 Fig.1에 나타나 있다. 일반적으로 물리량의 속(flux)을 구하기 위해서는 제어면에서의 물리량의 구배, 즉 $\partial\phi/\partial x|_e$ 를 구하는 것이 필요하다.

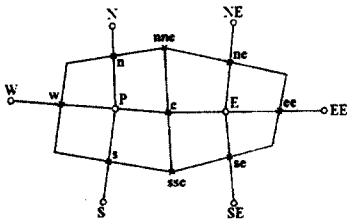


Fig. 1 Collocated grid arrangement

e표면의 양쪽면에서 $\partial\phi/\partial x|_e$ 를 정의하여 선형 내삽(interpolation)하는 방법을 적용하게 되

면 다음과 같다.

$$\frac{\partial\phi}{\partial x}|_e = \gamma \frac{\partial\phi}{\partial x}|_e^- + (1-\gamma) \frac{\partial\phi}{\partial x}|_e^+ \quad (3)$$

여기서 γ 는 a_{eE}/a_{PE} 이며 a 는 거리이다. 위에서 설명된 내삽 정확도를 가지도록 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\gamma = \frac{V_e^+}{V_e}, 1-\gamma = \frac{V_e^-}{V_e}, V_e = V_e^+ + V_e^- \quad (4)$$

윗 식들을 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial\phi}{\partial x}|_e = \frac{A_e}{V_e} (\phi_E - \phi_P) + \frac{V_e^+}{V_e} \frac{\partial\phi}{\partial x}|_P \\ + \frac{V_e^-}{V_e} \frac{\partial\phi}{\partial x}|_E + \frac{S_e}{V_e} \end{aligned} \quad (5)$$

평판 위에 부착된 반 실린더 주위 유동의 수치적 모사는 상기와 같은 수치적 방법을 사용하여 Lee 등(1992)⁽³⁾에 의해 제안된 절단된 추론적 모델(deductive model)을 적용하여 대와류 모사를 수행하였다. 본 수치해석 코드에서는 연속방정식을 밀도에 대한 계산방정식으로 변환하는 DEFCON (Density Equation Formulation of Continuity Equation)이라는 방법을 이용하였다⁽⁴⁾. 또한 Navier-Stokes 방정식은 일치(collocated)된 정렬격자 시스템에 대한 유한체적법(Finite Volume Method)을 사용하여 적용하였다.

본 방법의 가장 큰 장점은 국부적으로 그리고 전체적으로 질량과 물리량의 속(flux)을 내재적으로 만족시킨다는 것이다. 수치적 적분은 상태 변수들에 대한 적분 형태(profile)를 가정하여 시작하게 된다. 본 연구에서는 안정성과 이차 정확도를 갖는 CONDIF 스킴을 사용하였다(Runchal, 1987)⁽⁵⁾. 시간에 대한 적분방법으로는 세 방향(x,y,z)으로 나누어 대수 방정식을 계산하는 ADI(Alternating Direction Implicit)방법을 적용하였으며, 이 방법은 선형적 의미에서는 무조건적 안정성을 나타낸다.

2.2 소격자 모델

대와류 모사법에서 각 유동변수들은 큰 유동 성분과 소격자(subgrid-scale) 혹은 잔여(residual)성분의 합으로 표시된다. 대와류 모사법의 필터링은 유동변수 F 의 큰 파수 푸리에 성분의 진폭을 줄이게 되며, 결국 \bar{F} 는 F 의 저 파수인 큰 스케일의 부분만 남게 된다.

연속방정식에 필터링 연산을 수행하면,

$$\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} = 0 \quad (6)$$

또한 운동량 방정식에 필터링 연산을 적용하면

다음과 같은 식을 얻게 된다.

$$\rho \left[\frac{\partial \overline{u_k}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u_k u_i}) \right] = - \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{\sigma_{kl}}}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{kl}}{\partial x_i} \quad (7)$$

여기서 τ_{kl} 는 소격자 응력텐서이다. 상기 식에서 동점성계수인 $\nu (= \mu/\rho)$ 를 일정하다고 가정하면, 필터된 점성응력 텐서는 다음식으로 나타내진다.

$$\overline{\sigma_{kl}} = \mu \left(\frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \right) \quad (8)$$

따라서 Eq.(7)에서의 τ_{kl} 에 대한 모델을 제공해야만 필터된 운동량 방정식은 풀리게 된다. Smagorinsky(1963)⁽⁶⁾는 최초로 소격자 응력에 대한 모델을 개발한 바 있다. 그의 모델은 응력들이 분자운동에서처럼 구배에 의한 확산과정을 밟는다는 이론이다. 이 이론은 지금까지 가장 많이 사용되는 대수적 에디 점성모델로 τ_{kl} 은 다음과 같다.

$$\tau_{kl} = 2\nu_T \overline{S_{kl}}, \quad \nu_T = \overline{\rho C_S} \Delta^2 |\overline{S}| \quad (9)$$

여기서 ν_T 는 소격자 에디 점성계수, C_S 는 Smagorinsky 상수, $\overline{S_{kl}}$ 는 필터된 변형률 텐서이며 $|\overline{S}|$ 는 $(2\overline{S_{kl}}\overline{S_{kl}})^{1/2}$ 이다.

동소격자 스케일(dynamic subgrid-scale) 모델은 Smagorinsky 모델의 상수를 고정시키지 않고, 수치계산이 진행함에 따라 이중필터를 사용하여 모델계수값을 변화시키는 방법으로 Germano 등(1991)⁽⁷⁾에 의해 제안되었다. 이러한 동소격자 스케일 모델은 벽면 근처에서의 점근적 분포나 층류 유동 계산에서의 인공적 감쇄와 간헐도를 사용할 필요가 없게 되나, 매 계산단계마다 이중 필터링으로 인한 연산시간이 증가하게 된다.

소격자 스케일 응력텐서인 τ_{kl} 을 정렬격자에 대한 추론적 모델로 나타내기 위해서 먼저 $\overline{u_k u_l} - \overline{u_k} \overline{u_l}$ 을 살펴보기로 한다. 두 물리량 u_k 와 u_l 의 곱을 가우시안 필터링을 하면 다음과 같다.

$$\overline{u_k u_l} = \left[\overline{u_k u_l} + \frac{\Delta^2}{12} (\nabla u_k \cdot \nabla u_l) \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta^2}{12} \right)^2 (\nabla \nabla u_k : \nabla \nabla u_l) + \dots \quad (10)$$

엄밀한 대와류모사는 이론적으로 추론적 모델의 모든 항들을 포함하여야 한다. 이러한 방법으로 모든 항을 고려하면 Kolmogorov 스케일인 η 까지의 영향이 보정된다. Smagorinsky 모델은 가장 작은 스케일의 에디들의 영향을 설명하나, Δ 보다 약간 작은 스케일에서의 에너지 전달은 잘 묘사하지 못하게 된다. 따라서

Smagorinsky 모델만을 사용하면 후자의 영향을 고려하지 못하게 되어 Kolmogorov 가정에 함축된 연속전달(cascade) 과정을 만족하지 못한다.

본 연구에서는 점성소산을 잘 묘사하는 Smagorinsky 모델과 평탄한 에너지 연속전달(cascade)과정을 보장해 주는 절단된 추론적 모델의 선형적 조합을 사용하였다. 이 모델은 Lee와 Meecham (1996)⁽⁸⁾에 의해 Smagorinsky 모델보다 실제 난류 통계치를 더 잘 재생한다고 밝힌 바가 있다.

2.3 몽뚝한 날개 뒷전에서의 와류에 의한 소음

몽뚝한 날개 후단에서의 소음은 특성길이의 비, 즉 날개 후단의 두께(t^*)와 경계층 배제두께(δ^*)의 비로서 특징지어진다. 이 비가 1.3보다 큰 경우에 관찰자 위치에서의 전체적인 음압레벨은 다음과 같이 정의되어진다⁽⁹⁾.

$$L_{p, RTE} = 10 \log_{10} \left[\frac{U^{6.3} t^* \Delta s \sin^2(\theta) \sin^2(\phi)}{r^2 (1 + M \cos \theta)^6 n_B} \right] + K_3(f) + C_3 \quad (11)$$

($t^*/\delta^* > 1.3$)

또한 최대 소음레벨의 주파수는 다음과 같이 표현된다.

$$f_{peak} = \frac{0.25U}{t^* + \delta/4} \quad (12)$$

그러나, 만약 이 비가 1.3보다 작은 경우에는 음압레벨은 다음과 같은 식으로 쓸 수 있다.

$$L_{p, RTE} = 10 \log_{10} \left[\frac{U^{6.3} t^* \Delta s \sin^2(\frac{\theta}{2}) \sin^2(\phi)}{r^2 (1 + M \cos \theta)^6 [1 + (M - M_c) \cos \theta]^2 n_B} \right] + K_4(f) + C_4 \quad (13)$$

($t^*/\delta^* < 1.3$)

이때의 최대 소음레벨의 주파수는 다음과 같다.

$$f_{peak} = \frac{0.1U}{t^*} \quad (14)$$

2.4 회전하는 실린더의 유동계산

본 연구에서는 팬에서의 후단소음을 묘사하기 위해 회전하는 실린더 주위의 유동해석을 수행하였다. 실린더 직경 D가 0.02m이며 길이 L이 0.2m인 실린더 유동을 묘사하기 위하여 Fig. 2에 나타난 바와 같이 x, y, z 방향으로 각각 74 × 75 × 88개의 H형 격자계를 구성하였으며, 입구와 출구 경계는 실린더 중심에서 각각 10D와 40D 떨어진 상·하류에 위치한다. 출구 경계조건으로는 Hayder 등 (1995)⁽¹⁰⁾이 제안한 무반사 경계조건 중의 가장 일반적인 대류(convective) 경계조건을 적용하였다.

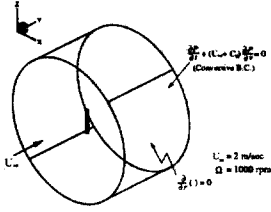


Fig. 2 Computational domain for flows over rotating cylinder (1000r.p.m., D=0.02m, L/D=10.0, $\phi=0.2$)

회전하는 실린더 유동 해석에서는 회전하는 팬에서의 축방향의 유동을 고려하기 위해, 실린더 끝단속도와 축방향 유입속도와의 비를 나타내는 유량계수($\phi=C_m/U_{tip}$)가 0.2인 경우에 대해 수치 해석을 수행하였다. 이때 입구에서의 실린더 축방향으로는 2.0m/s의 균일 유동을 가정하였으며 실린더의 회전수는 1000rpm으로 고정하였다. 회전하는 실린더에서는 회전축을 중심으로 회전하는 속도 $U(r)$ 와 축방향 유입속도 C_m 과의 벡터 합성에 의해 실린더 축방향으로 상대속도의 크기와 방향이 연속적으로 변화하게 된다. 따라서 실린더에 수직인 속도에 의해 와홀림이 형성된다면 이 때의 발생주파수는 다음과 같이 계산된다.

$$f = St \frac{W}{D} = St \frac{\sqrt{V(r)^2 + U_0^2}}{D} \quad (15)$$

Maul⁽¹¹⁾등에 의하면 실린더 각 단면에서의 와홀림 주파수는 실린더 회전속도에 따라 연속적으로 변화하지를 않고 약 4D 길이마다 변화하는 계단식의 분포를 갖는다고 알려져 있다.

공력소음의 계산은 라이트 힐의 이론에 기초한 Ffowcs Williams와 Hawkins(1969)⁽¹²⁾의 비정지 매질 속에 움직이는 고체표면에 의한 소음식을 이용하였다. 본 연구에서는 회전하는 실린더로부터의 소음계산을 위하여 비결집(non-compact) 공식을 유도하기 위한 통합된 접근방법을 사용하였다. 이러한 접근방법은 Ffowcs Williams-Hawkins 방정식에 기초를 두고 있다.

즉 움직이는 물체의 표면을 $f(x, t)=0$ 로 표시한다면, 질량 및 운동량 보존방정식은 다음과 같은 형태로 표현할 수 있다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = \rho_0 u_i \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_i}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j + P_{ij}) = P_{ij} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_j} \quad (16)$$

위 식을 이용하여 비균일 파동식을 구하면 다음과 같은 Ffowcs Williams-Hawkins(FW-H)

방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_j^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$$

$$- \frac{\partial}{\partial x_i} (P_{ij} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_j}) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 u_i \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_i}) \quad (17)$$

윗 식 우변의 첫째항은 라이트 힐 방정식의 생성항처럼 변동하는 레이놀즈 응력에 의한 소음인 사극소음원이며, 둘째항은 물체표면에 의해 유체에 작용하는 단위면적당 이극소음원 강도들의 분포에 의한 소음을 나타낸다. 셋째항은 물체 표면 수직방향으로의 가속도에 의한 단극소음원의 기여를 나타낸다.

위 식을 풀기위해 공간과 시간 변수들에 대한 시간영역방법(Time-domain method)을 사용하였다. 이 방법은 주파수영역방법(Frequency-domain method)에 비해 임의의 물체표면 형상을 갖는 경우에 대해 더욱 정확하게 적용될 수 있기 때문에 널리 사용되고 있다. Farassat 등(1981)⁽¹³⁾은 시간영역방법을 이용하여 로터 소음 계산에서 수치적 적용이 용이하도록 개선된 형태인 FW-H 방정식을 발표하였다. 다음 식은 Farassat의 공식 1A이며 아음속 소음원으로부터 음압 $P(t)$ 를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$4\pi p(t) = \frac{1}{c^2} \int_V \left[\frac{r_i r_j}{r^3(1-M_r)} \left\{ \frac{1}{1-M_r} \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{T_{ij}}{|1-M_r|} \right\} \right]_{ret} dS$$

$$+ \frac{1}{c} \int_{r=0} \left[\frac{l_i \hat{r}_i}{r(1-M_r)^2} \right]_{ret} dS + \int_{r=0} \left[\frac{l_r - l_i M_i}{r^2(1-M_r)^2} \right]_{ret} dS$$

$$+ \frac{1}{c} \int_{r=0} \left[\frac{l_r (r \hat{M}_r \hat{r}_i + c M_r - c M^2)}{r^2(1-M_r)^3} \right]_{ret} dS$$

$$+ \int_{r=0} \left[\frac{\rho_0 v_n (r \hat{M}_r \hat{r}_i + c M_r - c M^2)}{r(1-M_r)^3} \right]_{ret} dS \quad (18)$$

시간 t 에서 음압을 계산하기 위해서는 관찰자 위치까지 음파가 도달하는 지연시간을 계산하기 위한 시간 t 에서의 모든 소음원의 위치가 결정되어져야 한다. 본 연구에서는 매 시간간격마다 지연시간을 계산하기 위하여 Newton 법이 사용되었다.

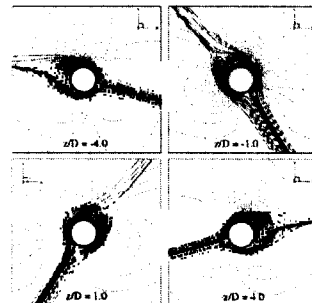


Fig. 3 Typical instantaneous streamline patterns at a few cross-sections of rotating cylinder

Fig. 3은 z/D 가 각각 ± 1.0 과 ± 4.0 위치에서의 순간적인 유선분포를 보여주고 있다. Fig. 4 (a), (b), (c)에는 $r/D=500$ 위치에서 단극자, 이극자 및 사극자 음원계산에 의한 원거리장 소음의 순간적인 방향성을 구한 결과를 각각 보여주고 있다.

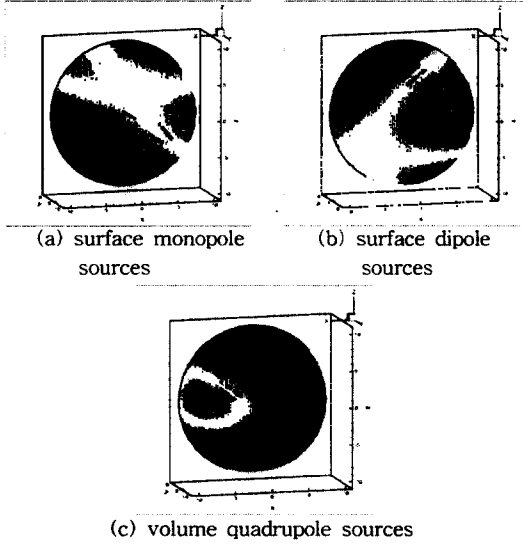


Fig. 4 Directivity patterns radiated to far-field ($r/D=500$) by rotating cylinder

2.5 축방향 속도가 상관길이에 미치는 영향

흐름에 경사진 실린더에서의 경사진 와홀림과 실린더에 평행하게 흘러지는 와홀림에 관한 문제는 논쟁의 대상이 되어왔다. 경사진 실린더 유동에서의 경사진 I 모드 와홀림과 실린더에 평행하게 흘러지는 P 모드 와홀림은 레이놀즈 수뿐만 아니라 L/D 의 형상비 및 스펀 끝쪽의 조건에 영향을 받는다.

흐름에 경사진 실린더의 경우 실린더 길이방향으로 흐름이 존재하기 때문에 흐름에 수직인 경우와 비교하여 후류에서의 와류분포가 달라지게 되며 이로 인한 와류발생 주파수도 변화하게 된다. 흐름에 경사진 실린더 주위유동의 해석을 위해 종종 "Independence Principle", 혹은 "Cosine Law"를 사용하게 되는데, 이는 경사진 실린더로 유입되는 유체의 속도를 실린더에 수직인 속도성분과 평행한 속도성분으로 나누어 실린더에 수직인 속도성분만이 실린더 주위유동의 특성을 결정하게 된다는 가정이다. 그 동안 경사각에 의한 실린더 주위 유동의 변화에 대한 연구가 일부 수행되었으나, 이들은 주로 레이놀

즈 수 범위가 수십에서 수천대에 이르는 작은 레이놀즈 수에 대한 실험들이었으며, 이론에 대해서도 서로 다른 의견들이 많아서 "Cosine Law"의 적용 가능한 경사각 범위에 대해 서로 다르게 주장하고 있다. 실린더가 흐름에 경사져있는 경우 단면형상이 타원형이므로 박리가 지연될 수 있다. 그러나 실린더에 인접한 유선은 실제 유동이 독립성 원칙이 깨지는 임계 경사각까지 실린더에 수직하게 접근하는 방식으로 휘어진다. 또한 끝판의 영향이 없는 경우에도 경사진 실린더에서의 와홀림 각도는 실린더 경사각과 일치하지 않는 현상이 발생한다 (Ramberg, 1983)⁽¹⁴⁾ 본 수치모사에서는 실린더 양쪽 끝단의 경계조건으로 경계층 두께가 무시되며 흐름에 평행하게 놓여진 벽면 조건을 사용하였다. 실린더 축방향으로 속도유입이 있는 경우 후류 주와도의 분포가 영향을 받으며 와 생성 주파수는 그에 따라 바뀌게 된다.

본 연구에서는 아임계영역인 1.15×10^4 의 레이놀즈수에서 실린더 근접 후류의 변동현상을 조사하였다. Figure 5는 특정단면에서의 한 주기 동안의 순간적인 유선분포를 보여주고 있다.

움직이는 유체중에 놓인 고정된 물체에 의해 방사되는 소음은 다음 식으로 표현된다.

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi a_0^3} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(y, t - \frac{R}{a_0})}{R} dy - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{f_i(y, t - \frac{R}{a_0})}{R} dS(y) \right\} \quad (19)$$

여기서 R 은 $|x - y|$ 이다. 위 식에서의 체적적분은 사극소음원의 기여도를 나타내며, 유체 매질 중 물체 표면에 작용하는 f_i 는 x_i 방향으로의 단위면적당 섭동력이며 면적적분은 이극소음원의 기여를 나타낸다. Figure 6은 실린더 표면에 작용하는 순간적인 용력을 적분하여 구한 양력 및 항력계수의 시간에 따른 변화 및 스펀방향으로의 분포를 보여준다.

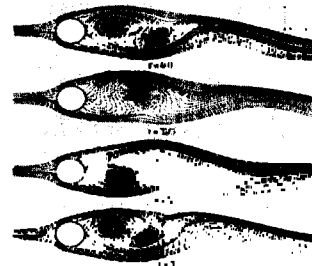


Fig. 5 Typical instantaneous streamline patterns in one period

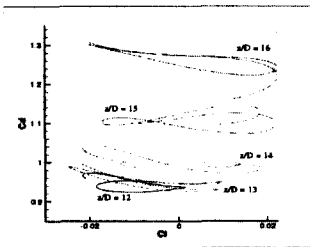


Fig. 6 C_D and C_L trajectories at each cross-section

Figure 7은 경사각도 30° 를 갖는 실린더 유동에서의 상관길이의 분포를 나타내며, 실험치보다 약간 감소한 것으로 예측되었다.

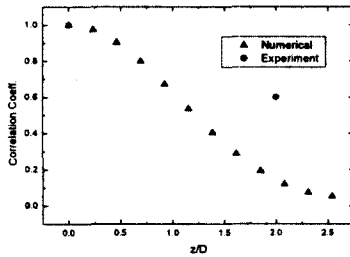


Fig. 7 Surface pressure cross-correlation

3. 결론

회전하는 헬 날개에서 스펜방향으로의 후단 와류 두께와 비정상 양력계수 분포를 조사하기 위해 1000rpm으로 회전하는 실린더 주위의 난류유동에 대해 대와류모사법을 이용하여 수치해석을 수행하였고, 사극자 소음원 항을 갖는 Ffowcs Williams and Hawkings 방정식을 사용하여 원거리장 소음을 예측하였다. 사극자 소음원의 전체적인 소음 파워에 대한 기여도는 매우 낮은 아음속 속도에서 이극자 소음원의 1/10정도의 크기를 갖으며 멍뚍한 후단소음의 경우에는 고려되어야 함을 알 수 있다.

본 수치해석 결과로부터 실린더 스펜방향으로 실린더에 상대적인 유입속도의 크기와 방향이 변화하므로 정체점의 위치가 변화함을 알 수 있었으며, 이로 인해 거의 같은 스트롤 수에서도 서로 다른 위상을 갖는 스트롤 웨딩이 발생한다. 또한 날개 스펜방향으로의 속도성분을 갖는 유동의 상관길이 분포를 모사하기 위해 30° 의 경사각을 가지며 레이놀즈수가 1.15×10^4 인 경사진 실린더 후류유동을 수치적으로 계산하였다. 경사진 실린더 스펜방향으로 스트롤 수는 0.135에서 0.165 사이의 분포를 나타내었고, 그

때의 상관길이는 약 2.765로 예측되었다. 본 연구결과를 통하여 로터의 소음에너지를 예측하기 위해 필요한 축방향으로의 상관거리의 분포를 제공할 수 있게 된다.

참고문헌

- (1) Lighthill, M.J., 1952, "On Sound Generated Aerodynamically: I. General Theory," Proc. Roy. Soc. London Ser. A., Vol. 211, pp. 564-587
- (2) Sharland, I.J., 1964, "Sources of Noise in Axial flow fans," J.Sound and Vib., Vol. 1, pp. 233-258
- (3) Lee, S., 1992, "Subgrid-Scale Modeling in Large-Eddy Simulation and Its Application to Aerosound," Ph. D. Dissertation, U.C.L.A.
- (4) Karki, K.C., 1986, "A Calculation Procedure for Viscous Flows at All Speeds in Complex Geometries," Ph. D. Thesis, Univ. of Minnesota
- (5) Runchal, A.K., 1987, "CONDIF : A Modified Central Difference Scheme for Convective Flows," Int'l J. Num. Methods in Eng., Vol. 24, pp. 1593-1608
- (6) Smagorinsky, J., 1963, "General Circulation Experiments with the Primitive Equations, Part I : the Basic Experiment," Monthly Weather Rev., Vol. 91, pp. 99-164
- (7) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., Cabot, W.H., 1990, "A Dynamic Subgrid Scale Eddy Viscosity Model," Proc. Summer Workshop, Center for Turb. Research, pp. 5-17
- (8) Lee, S., Meecham, W.C., 1996, "Computation of Noise from Homogeneous Turbulence and a Free Jet," Int'l J. Acoust. and Vib., Vol. 1, pp. 35-47
- (9) Grosveld, F.W., 1985, "Prediction of Broadband Noise from Horizontal Axis Wind Turbines," J. Propulsion and Power, Vol. 1, No. 4, pp. 292-299
- (10) Hayder, M.E., Turkel, E., 1995, "Nonreflecting Boundary Conditions for Jet Flow Computations," AIAA J., Vol. 33, No. 12, pp. 2264-2270
- (11) Maul, D.J., Young, R.A., 1973, "Vortex Shedding from Bluff Bodies in a Shear Flow," J. Fluid Mech., Vol. 60, pp. 401-409
- (12) Ffowcs Williams, J.E., Hawkings, D.L., 1969, "Theory Relating to the Noise of Rotating Machinery," J. of Sound and Vib., Vol. 10, pp. 10
- (13) Ffowcs Williams, J.E., 1981, "Linear Acoustic Formulas for Calculation of Rotating Blade Noise," AIAA J., Vol. 19, No. 9, pp. 1122-1130
- (14) Ramberg, S.E., 1983, "The Effects of Yaw and Finite Length upon the Vortex Wakes of Stationary and Vibrating Circular Cylinders," J. Fluid Mech., Vol. 128, pp. 81-107