능동 가진을 이용한 원형 제트에서의 유동 소음 제어

김정우† ·차성대*·최해천**

Control of Flow-Induced Noise from a Round Jet using Active Excitation

Jungwoo Kim† , Seongdae Cha * and Haecheon Choi **

Key Words : Round jet (원형 제트), Active excitation (능동 가진), Acoustic analogy (음향학적 상사), Far-field noise (원거리 소음)

Abstract

The objective of the present study is to investigate the changes in the acoustic source characteristics and far-field noise propagation in an incompressible round jet at Re=10000 for single-frequency excitations using large eddy simulation and Lighthill acoustic analogy. We apply excitations at a frequency corresponding to the jet-column mode ($St_D = 0.85$) or maximum growth rate in the shear layer ($St_q = 0.017$). The acoustic source derived from the Lighthill acoustic analogy is the second spatial derivative of the Reynolds stresses. In the case of $St_D = 0.85$, vortex ring and large scale structures are dominant sources, whereas in the case of $St_q = 0.017$, the main sources are located at an upstream position along the shear layer than in the uncontrolled case. Also, the far-field noise propagates along the axial direction due to excitation.

1. 서 론

최근 초고속 운송체의 출현과 함께 제트에서 발생하는 소음은 공학적으로 많은 관심의 대상이 되어왔으며, 특히 소음과 관련된 환경 규제법이 강화됨에 따라 소음을 저감할 수 있는 방법에 대한 연구가 증대되고 있다.

지금까지 많은 연구들로부터 제트에서 발생하는 소음이 큰 규모의 유동 구조와 관련있다는 사실이 알려져 있다. 제트에서의 유동 구조는 제트 유동에 존재하는 불안정성과 밀접한 관계가 있다. 제트 유동에는 shear layer mode 와 jet-preferred mode 의 두 가지 종류의 불안정성이 존재한다. 따라서 이런 불안정성과 관련된 주파수로 가진하여 제트에서의 유동 구조를 변화시키는 것에 대한 많은 연구가 이루어졌다. Zaman 과 Hussain[1]은 jet-column mode 인 $St_D = 0.85$ 로 가진할 경우 보텍스 링의 병합이 촉진되어 하류에서 혼합이 증진되는 현상을 관찰하였다. 또한, 그들[2]은 전단층의 최대 성장률에 해당하는 $St_q = 0.017$ 로 가진할 경우 제트 초기 전단층의 성장을 촉진시켜 빨리 포화 상태에 이르기 때문에 보텍스가 크게 성장하지 못하여 하류에서 혼합이 감소하는 결과를 얻었다. 능동 가진에 의한 이런 유동 구조들의 변화는 결과적으로 소음의 전파에도 영향을 미치게 된다. Zaman[3]은 앞에서 언급한 능동 가진들에 의한 유동 구조의 변화가 제트에서 발생하는 원거리 소음에 어떤 영향을 미치는지를 실험적으로 연구하였다. 그는 Zaman 과 Hussain 의 연구 결과들[1, 2]로부터 가진으로 인해 제트에서의 혼합이 증가 또는 감소되는 경우 원거리 소음의 양도 증가 또는 감소되는 경향이 있다는 결과를 얻었다. 그러나 이렇게 제트에서 발생하는 소음을 실험적으로 연구하는 경우에는 실험상의 어려움으로 인하여 소음

† 서울대학교 대학원
* 서울대학교 대학원
** 서울대학교
E-mail : choi@socrates.snu.ac.kr
TEL : (02)880-8361 FAX : (02)878-3662

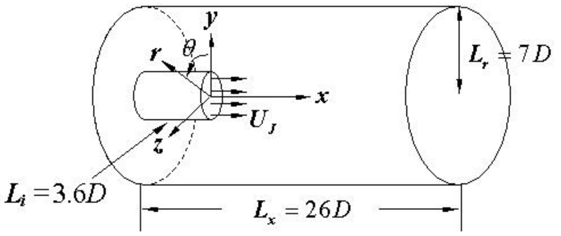

Fig. 1 Computational domain

발생의 원인이 되는 소음원에 대한 자세한 분석을 하기 어려운 단점이 있다.

한편, 소음을 수치 해석을 이용하여 구하는 방법으로는 Lighthill 이 제시한 음향학적 상사 이론(acoustic analogy)을 이용하는 것이 있다. Lighthill [4]은 유체 운동을 모사하는 방정식들로부터 파동 방정식을 유도하였으며, 이 방정식을 이용할 경우 고체 경계면이 없는 비정상 유동장이 음향학적으로 사중극 원천항이 됨을 보였다. Curle[5]은 유동장 내에 고체 경계면이 있는 경우에 대하여 Lighthill 방정식의 확장해를 구하였다. 따라서 이 방법을 이용할 경우 비압축성 유동의 해를 소음원으로 하여 낮은 마하수에서 전파되는 소음을 쉽게 예측할 수 있다는 장점이 있다.

따라서, 본 연구에서는 능동 가진에 따른 제트 유동장 내의 소음원의 변화를 큰 에디 모사와 Lighthill 의 음향학적 상사이론을 이용한 수치 해석을 통하여 살펴보고자 한다. 또한, 능동 가진이 있을 경우 제트 유동으로부터의 원거리에서의 소음 전파 특성도 살펴볼 것이다.

2. 수치 해석 방법

2.1 지배 방정식

비정상 비압축성 점성 유동에 대한 지배 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t}+\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j}=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \tag{1}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i}=0 \tag{2}$$

여기서 x_i는 원통 좌표계의 축이고, u_i는 각 방향의 속도 성분, p 는 압력을 나타낸다. 모든 변수들은 제트 출구 직경 D와 제트 출구 속도 U_J 로 무차원화되었으며, Re 는 레이놀즈수이며, Re=$U_J D/v$로 정의된다. 여기서 v 는 동점성 계수이다. 본 연구에서는 Re=10000에 대하여 계산을 수행하였다.

식 (1)과 (2)를 계산하기 위한 시간 전진 기법으로는 Akselvoll 과 Moin[6]이 사용한 2 차 정확도의 준내재적 분할 단계 방법을 사용하였다. 또한, 효율적인 계산을 위하여 내부와 외부 영역으로 계산영역을 나누어, 내부 영역에서는 원주 방향 성분만을 외부영역에서는 반경 방향 성분만을 내재적으로 차분하였다. 내재적 차분 방법으로는 Crank-Nicolson 방법을, 외재적 차분 방법으로는 3 차 정확도의 Runge-Kutta 방법을 사용하였다. 또한, 모든 공간 차분은 2 차 정확도의 중심 차분법을 사용하였다.

또한, 본 연구에서는 난류 유동을 계산하기 위하여 Germano 등[7]이 제안한 dynamic subgrid-scale model을 이용한 큰 에디 모사 방법을 이용하였다.

2.2 계산 영역 및 경계 조건

Fig. 1 은 계산에 사용된 계산 영역과 좌표계를 보여준다. 본 연구에서는 원통 좌표계를 사용하였으며, x, r, q 는 각각 축방향, 반경방향, 원주방향이다. 그리고 소음원과 소음장을 해석하기 위해 횡방향인 y, z 를 같이 표시하였다. 계산 영역은 $-3.6 \le x/D \le 22.4$, $0 \le r/D \le 7$ 그리고 $0 \le q \le 2p$ 이고, 원점은 제트 출구 중심에 해당한다. 사용된 격자수는 $288(x)\times 96(r)\times 96(q)$ 이다.

계산 영역의 출구와 제트 출구를 제외한 입구 경계에서 Neumann 조건을 사용하였고, 측면 경계에서는 $\partial r u_r/\partial r = 0, v_x = v_q = 0$ 을 사용하였다. 그리고, 제트 출구에서는 벽면 근처에서 층류 Blasius 속도 분포를 가지는 top-hat 형태의 속도 분포를 주었다. 이 때, Blasius 속도 분포에 대한 운동량 두께 (q)를 제트 출구 직경 D 로 나타내면 $D/q = 120$ 이다.

3. 음향학적 상사 이론

제트에서 전파되는 소음장은 다음과 같은 Lighthill 방정식을 이용하여 계산할 수 있다.

$$\frac{\partial^2 r'}{\partial t^2}-c_\infty^2\frac{\partial^2 r'}{\partial x_i \partial x_i}=\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \tag{3}$$

여기서 r'는 음향 밀도, c_∞는 음속, T_{ij}는 아래와 같이 주어지는 Lighthill 응력 텐서이다.

$$T_{ij} = r u_i u_j + d_{ij}(p' - c_\infty^2 r') - t_{ij} \tag{4}$$

여기서 t_{ij}는 점성 응력, r 는 밀도이다. 난류유동에서는 점성항 t_{ij} 와 $d_{ij}(p'-c_\infty^2 r')$ 가 $r u_i u_j$ 보다 상대적으로 작으므로 무시할 수 있으며, 마하수 M 이 충분히 작을 때는 밀도 r 는 주변 밀도 r_∞

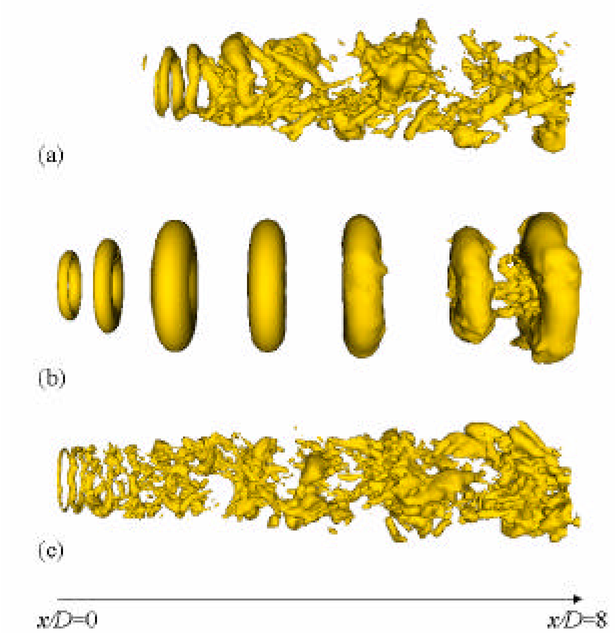

Fig. 2 Instantaneous vortical structures (iso-pressure surface, *p*=-0.03): (a) without control; (b) $St_D = 0.85$; (c) $St_q = 0.017$.

로 대체할 수 있다. 따라서 본 연구에 사용된 음향 밀도에 대한 Lighthill 방정식은 다음과 같이 정리된다.

$$\frac{\partial^2 r'}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 r'}{\partial x_i \partial x_i} = r_\infty \frac{\partial^2 u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j} \tag{5}$$

또한, 식 (5)와 같은 Lighthill 방정식에 대한 확장해가 Curle 에 의해 다음과 같이 제안되었다.

$$r(\mathrm{x},t) - r_\infty = \frac{M^2}{4p}\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i}\int_V \frac{T_{ij}(\mathrm{y}, t-Mr)}{r} d^3 y + \frac{M^2}{4p}\frac{\partial}{\partial x_i}\int_S n_j \frac{P_{ij}(\mathrm{y}, t-Mr)}{r} d^2 y \tag{6}$$

Curle 의 해에서 첫번째 항은 속도 섭동에 의해 발생하는 사중극 소음 원천항이고, 두번째 항은 유동장 내의 물체와 유체 사이의 상호 작용에 의해 발생하는 이중극 소음 원천항이다. 제트에서는 물체가 없으므로 두번째 항은 무시할 수 있다. x 와 y 는 각각 관측자의 위치 벡터와 소음원의 위치 벡터를 의미한다. 또, r = x - y 이고, $r = |\mathrm{r}|$ 은 관측자와 소음원의 거리를 나타낸다.

한편, 관측자와 소음원과의 거리가 음향학적 파장의 길이보다 큰 경우에는 원거리 소음장 가정이 가능하다. 또한 물체의 크기와 소음원 영역의 크기가 전형적인 파장의 길이보다 작은 경우 소음원 영역은 compact 소음원 영역으로 간주할 수 있다. 이런 가정들로부터 원거리 소음장의 음향 밀도 섭동을 근사적으로 구하면 다음과 같다.

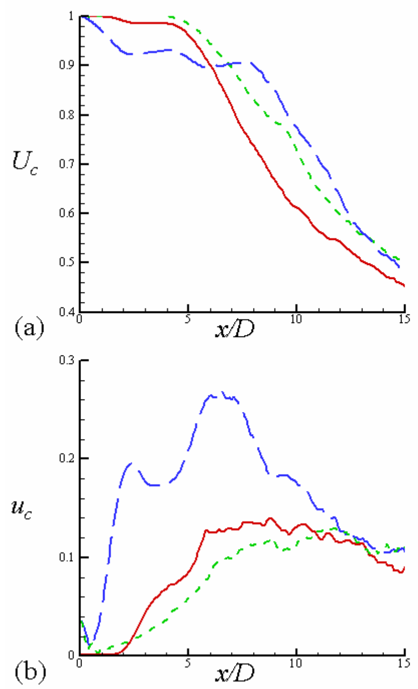

Fig. 3 (a) Mean axial velocity along the centerline; (b) RMS axial velocity fluctuations along the centerline. ———, without control; — — —, $St_D = 0.85$; - - - - -, $St_q = 0.017$.

$$r(\mathrm{x},t) - r_\infty \cong \frac{M^4}{4p}\frac{x_i x_j}{|\mathrm{x}|^3}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int_V T_{ij}(\mathrm{y}, t - M\mathrm{x}) d^3 y \tag{7}$$

4. 수치 결과

4.1 능동 가진 방법

본 연구에서는 능동 가진 방법으로 제트 출구에서 시간에 따라 주기적으로 변하는 흡입/분사를 이용하였다. 이 때 제트 출구에서의 축방향 속도는 다음과 같이 된다.

$$u_J(r,t) = U_J(r) \times (1 + A\sin(2pft))$$

여기서 A 는 가진 크기로 본 연구에서는 0.05 로 하였다. 가진 주파수는 Zaman[(3)]의 실험과 같이 $St_D = 0.85$ 와 $St_q = 0.017$ ($St_D = 2.04$)의 두 가지를 주었다. 그리고 $U_J(r)$ 는 가진이 없는 경우의 제트 출구에서의 축방향 속도이다.

4.2 능동 가진시 원형 제트에서의 유동 특성

Fig. 2 는 가진이 있는 경우들에 대한 유동장의 보텍스 구조를 가진이 없는 경우와 함께 나타낸 것이다. 가진이 없는 경우 전단층이 불안정해지면

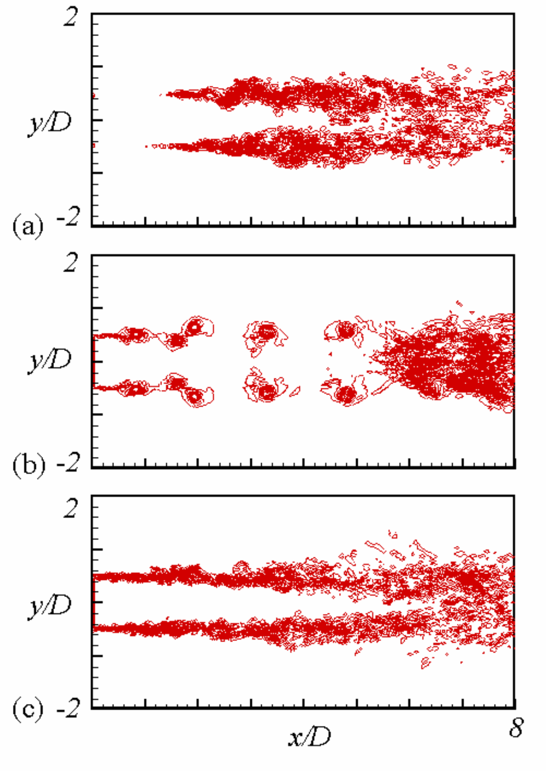

Fig. 4 Distribution of instantaneous acoustic source in x-y plane: (a) without control; (b) St_D=0.85; (c) St_q=0.017. $-100 \le r_\infty \dfrac{\partial^2 u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j} \le 100$.

서 보텍스 roll-up 과 보텍스 병합이 발생하는 것을 확인할 수 있으며 포텐셜 코어를 지나서 하류로 갈수록 제트 유동장의 응집 구조를 관찰할 수 있다. $St_D = 0.85$ 의 가진을 주는 경우에는 제트 출구 근처에서 보텍스 병합을 촉진시켜 하류에서 큰 규모의 보텍스 링이 관찰된다. 또, $St_q = 0.017$ 의 가진을 주는 경우에는 전단층이 제트 출구 바로 근처부터 불안정해져 가진하지 않을 경우와 비교할 때 더 상류에서 포화 상태에 이르는 것을 알 수 있다. 따라서 보텍스들이 하류에서 큰 규모의 보텍스 구조로 성장하지 못하게 된다. 이런 결과들은 이전의 실험 결과들과 잘 일치한다.

Fig. 3 은 중심선을 따른 축방향 평균 속도와 축방향 속도의 섭동량들을 보여준다. 일반적으로 제트유동에서는 하류로 갈수록 주위 유체와의 혼합으로 인해 중심선 속도가 감소하는 경향을 보여준다. 본 연구에서는 중심선을 따른 축방향 평균 속도를 살펴본 결과 $St_D = 0.85$ 로 가진할 경우에 제트 출구 근처에서 혼합이 증대하며 $St_q = 0.017$ 로 가진할 경우 에는 혼합이 감소하는 결과를 얻었다. 또한 축방향 속도의 섭동량을 살펴본 결과

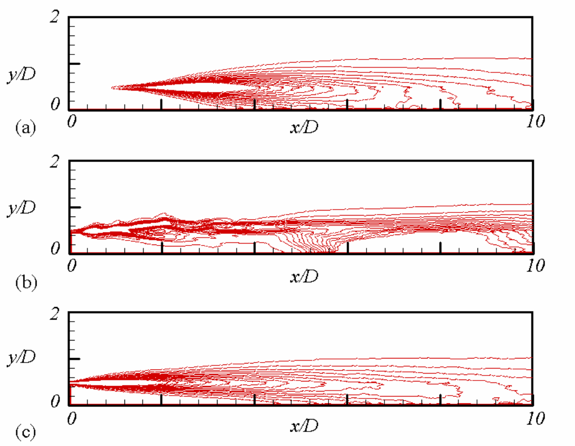

Fig. 5 Distributions of the rms acoustic source: (a) without control; (b) St_D=0.85; (c) St_q=0.017. $0 \le (r_\infty \dfrac{\partial^2 u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j})_{rms} \le 30$.

$St_D = 0.85$ 에서는 섭동량이 증가하지만 $St_q = 0.017$ 가진에서는 감소하게 된다.

4.3 능동 가진시 원형 제트에서의 소음원 특성

Fig. 4 는 Lighthill 방정식에 의해 정의되는 소음원 $r_\infty \dfrac{\partial^2 u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j}$ 의 공간적인 분포를 xy 단면에 나타낸 것이다. 가진이 없는 경우에는 제트 출구 근처 얇은 전단층에서 큰 값을 보이는 것을 알 수 있다. 그러나, 보텍스 병합이 촉진되는 $St_D = 0.85$ 가진의 경우 보텍스 링과 보텍스 병합으로 하류에 존재하는 큰 규모의 응집구조가 주요한 소음원이 되는 것을 볼 수 있다. 또한, $St_q = 0.017$ 가진의 경우에는 가진이 없는 경우와 같이 전단층 근처에 소음원의 값이 크지만 그 위치는 가진이 없는 경우와 비교해서 더 상류에 존재하는 것을 알 수 있다. 이는 $St_q = 0.017$ 로 가진할 경우 전단층이 보다 빨리 불안정해지기 때문이다.

Fig. 5 는 소음원의 제곱평균근 값을 나타낸 것이다. 가진이 없는 경우와 비교해서 각각의 가진에 대해 큰 소음원이 존재하는 위치가 서로 다른 것을 알 수 있다. 따라서 이런 소음원의 분포 차이로 인해 각각의 경우에 대한 원거리 소음장의 전파 특성도 많이 달라지리라는 것을 예측할 수 있다.

4.4 능동 가진시 원형 제트에서의 원거리 소음장 특성

원형 제트에서의 원거리 소음장은 앞 절에서 분석된 소음원을 이용하여 Lighthill 방정식의 Curle

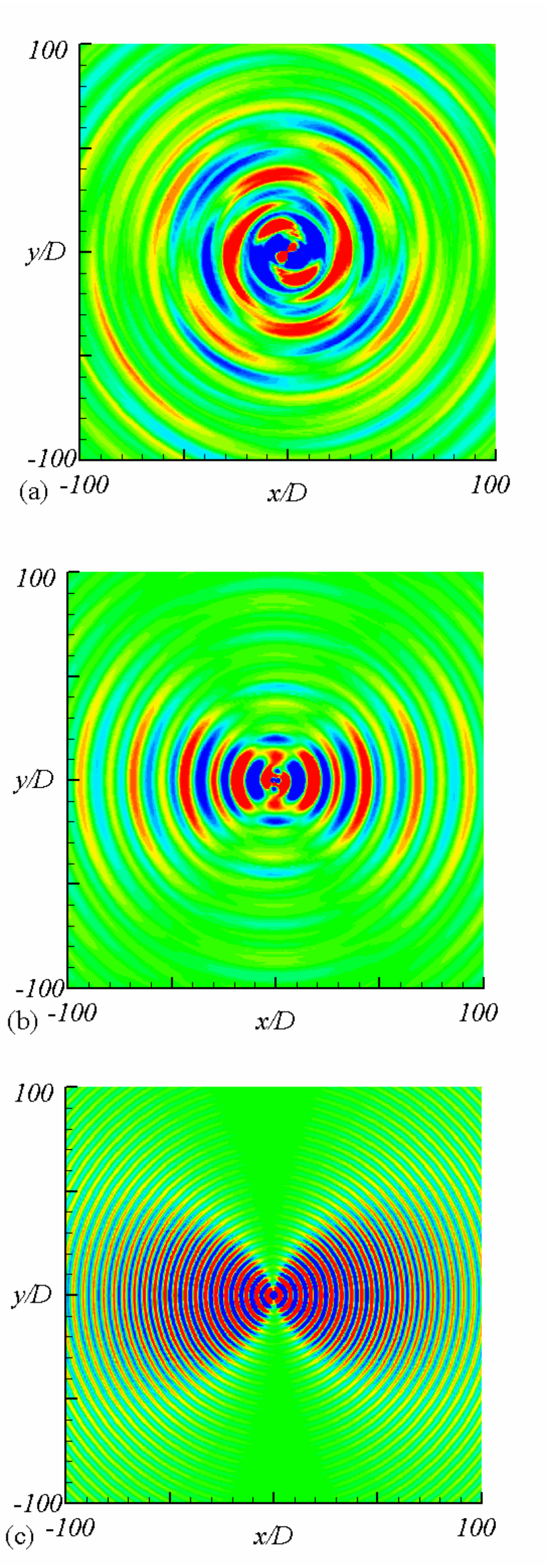

Fig. 6 Far-field acoustic density fluctuations: (a) without control ($-10^{-8} < r' < 10^{-8}$); (b) $St_D = 0.85$ ($-3 \times 10^{-7} < r' < 3 \times 10^{-7}$); (c) $St_q = 0.017$ ($-6 \times 10^{-7} < r' < 6 \times 10^{-7}$).

의 해로부터 구할 수 있다.

Fig. 6 은 원형 제트에서 발생하는 원거리 소음장을 보여준다. 소음장을 계산하기 위해 마하수 M=0.1 로 두었다. 가진을 하지 않을 경우 원거리 소음장은 측면 방향으로 전파되나, 가진이 있는 경우에는 축방향으로 전파되게 된다. 또한, $St_q = 0.017$ 로 가진하는 경우의 파장 길이는 $St_D = 0.85$ 로 가진한 경우와 비교해서 짧게 나온다.

5. 결 론

본 연구에서는 원형 제트에 혼합이 증가 또는 감소되는 능동 가진을 가하여 그에 따른 소음원과 소음장의 변화를 살펴 보았다. 가진을 하지 않을 경우에는 소음원이 제트 출구 근처의 전단층에 크게 존재하며 이의 영향으로 소음은 축방향에서 ±45° 방향으로 전파하게 된다. Jet column mode 인 $St_D = 0.85$ 로 가진을 하였을 경우 보텍스 링과 하류에서의 큰 구조들이 주요한 소음원이 되며 이들의 영향으로 소음이 축방향으로 전파되게 된다. 그리고, 전단층의 최대성장률에 해당하는 $St_q = 0.017$ 로 가진할 경우에는 가진하지 않을 경우와 같이 제트 출구 근처 전단층에 강한 소음원이 존재하지만, 그 위치는 전단층의 빠른 불안정성으로 인해 보다 상류에 존재한다. 그리고 원거리 소음장을 구해본 결과 가진의 영향으로 $St_D = 0.85$ 가진과 같이 축방향으로 전파되는 특성을 보이며 파장의 길이는 $St_D = 0.85$ 가진과 비교하여 짧아지는 것을 알 수 있다.

후 기

본 연구는 과학기술부의 창의적연구진흥사업과 교육인적자원부의 BK21 의 지원 하에 이루어졌으며, 이에 감사를 드립니다.

참고문헌

(1) Zaman, K. B. M. Q. and Hussain, A. K. M. F. 1980 Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation Part 1. Generation jet response. J. Fluid Mech. Vol. 101, pp. 449-491.

(2) Zaman, K. B. M. Q. and Husssain, A. K. M. F. 1981 Turbulence suppression in free shear flows by controlled excitation. J. Fluid Mech. Vol. 103, pp. 133-159.

(3) Zaman, K. B. M. Q. 1985 Far-field noise of a subsonic jet under controlled excitation. J. Fluid Mech. Vol. 152, pp. 83-111.

(4) Lighthill, M. J. 1952 On sound generated

aerodynamically: I. General theory. Proc. R. Soc. London, Ser. A: Mathematical and Physical Sciences Vol. 211, pp. 564-587.
(5) Curle, N. 1955 The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. Proc. R. Soc. London, Ser. A: Mathematical and Physical Sciences Vol. 231, pp. 505-514.
(6) Akselvoll, K. and Moin, P. 1996 An efficient method for temporal integration of the Navier-Stokes equations in confined axisymmetric geometries. J. Comput. Phys. Vol. 125, pp. 454-463.
(7) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H. 1991 A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. Phys. Fluids A. 3, pp. 1760-1765.