

축대칭 물체의 경계층 유동소음에 대한 실험적 연구 (II) - 전두부 천이제어 및 방사소음 -

이승배* · 김휘중** · 권오섭** · 이상권*
(2000년 2월 10일 접수)

Experimental Study on Flow Noise Generated by Axi-symmetric Boundary Layer (II) - Forced Transition on an Axi-symmetric Nose and Radiated Sound -

Seungbae Lee, Hooi-Joong Kim, O-Sup Kwon and Sang-Kwon Lee

Key Words: Transition(천이), Radiated Sound(방사소음), Oscillatory Excitation(주기적 가진), Wave-Number(파수), Convective Range(대류 영역), Acoustic Range(음향영역)

Abstract

The oscillatory excitation with a Strouhal number of 2.65 near the stagnation zone of hemispherical nose model was employed to control the laminar separation bubble and the transition to turbulence. The effects of oscillatory excitation upon the separation bubble and the transition were addressed in terms of kurtosis/skewness and time-frequency analyses. The measured noise spectrum of radiated sound from the turbulent boundary layer on the axi-symmetric infinite cylinder is compared with that by Sevik's wave-number white approximations. The noise sources in TBL on axi-symmetric cylinder and the caling of their far-field sound are also discussed.

기호설명

a : 실린더 반지름
 C_D : 항력계수
 C_0 : 음속
 D : 축대칭 물체의 지름
 k : 파수
 Ma : 마하수(= U/C_0)
 $P(k, \omega)$: 섭동압력의 파수-주파수 스펙트럼
 Re_D : 레이놀즈 수(= $U_\infty D/\nu$)
 St : 스트로울 수(= fD/U_∞)

U_c : 대류속도
 U_∞ : 자유유동속도
 x : 소음원에서 원거리 측정위치까지 거리
 Λ : 무차원화된 증류바리계수
 δ : 경계층 두께
 ρ : 유체의 밀도
 U_τ : 벽 전단속도
 $\Phi(\omega, x)$: 주파수 스펙트럼
 ω : 진동수(= $2\pi f$)

1. 서론

* 회원, 인하대학교 기계공학과
 E-mail : sbalee@inha.ac.kr
 TEL : (032)860-7325 FAX : (032)868-1716
 ** 인하대학교 대학원 기계공학과

물수체에 의한 수중음향은 불수체 전두부에서
의 천이 혹은 난류경계층 특성에 많은 영향을 받
는다. 따라서 음원의 정확한 예측을 위해서는 물
수체의 전두부와 벽면근처 난류구조의 상호작용

에 대한 이해가 필요하다. 실제 물수체에서 요구되는 높은 레이놀즈 수에서의 실험조건을 위해서는 수동실험장치가 필요 되며, 특히 수동 실험에서는 근거리 혹은 방사소음을 효과적으로 측정하기 위하여 부력을 이용, 물수체를 움직여 물수체 벽면섭동압력 및 수동 내에서의 방사소음을 측정하기도 한다(Haddle et al.,⁽¹⁾ Nishi et al.,⁽²⁾ Sevik⁽³⁾). 그러나 이러한 측정 역시 다른 소음원에 의해 가려졌을 가능성을 완전히 배제할 수 없으며, 풍동에서의 측정은 낮은 파수 근처의 난류섭동에너지에 의한 오차를 포함하고 있다.⁽⁴⁾ 따라서 많은 노력에도 불구하고 상대적으로 높은 배경소음의 영향으로 인하여, 벽면 유동구조에 의한 음향영역 방사소음의 정확한 측정은 거의 전무한 실정이다.

축대칭 물체의 상류에서는 층류에서 난류로의 천이 정도를 나타내는 간헐도(γ)에 의해 후류 벽면 스펙트럼 특성이 달라지게 된다. 경계층에서의 T-S(Tollmien-Schlichting)파는 횡방향으로 변형되면서 난류로 깨지기 이전에는 \wedge 모양의 와동이 주 유선방향으로 정렬한 Klebanoff⁽⁵⁾모드의 불안정성을 갖지만, \wedge 와동들이 엇갈림(staggered) 형태로 정렬하면 2차조화(subharmonic) 형태의 불안정성을 갖게 된다. 이러한 비선형과의 성장은 초기교란의 특성에 의해 좌우된다. Kegelman 등⁽⁶⁾은 T-S파 가진 진폭을 변화시켜 가면서 축대칭 물체에서 불안정 모드의 변화를 관찰하였다.

일반적으로 실제 물수체에 사용되는 모델은 앞부분이 뾰족하며 후류로 진행하면서 타원형 곡선과 접하게 하여 생성된 축대칭 물체로서, 높은 레이놀즈 수($Re_D > 1 \times 10^7$)에서는 전두부에서 역압력구배로 인한 층류박리가 발생하기 이전에 난류로 천이되어 박리가 일어나지 않는 유선형 물수체가 된다. 그러나 낮은 속도의 수동이나 풍동실험에서는 레이놀즈 수($Re_D = U_\infty D / \nu$)가 5×10^6 보다 일반적으로 낮게 되어 난류로의 천이 이전에 역압력구배로 인한 층류 유동 박리가 발생하게 된다.⁽⁷⁾ 따라서 물수체 소나돔 근처에서의 근거리장 소음연구를 위해 풍동실험을 통한 벽압력스펙트럼 등의 자료를 활용하기 위해서는 모델의 상류에서 천이가 일어나도록 제어하든지 혹은 층류박리층의 크기를 가능한 작게 줄이든지 하여야 한다. 이러한 정도의 천이/박리의 제어는 풍동 모델 실험에서 사용되는 트리핑 선(tripping wire)이

나 거친 조도의 설치로는 효과적이지 못하므로, T-S파의 상류 음향여기 혹은 분출/흡입(blowing/suction) 등의 주기적인 가진(oscillatory excitation)을 수행하여야 한다. Kiya 등⁽⁸⁾은 국소 교란에 따른 난류 박리 및 재부착 유동제어의 연구로서 둔각 물체의 박리점에서 특정 주파수로 국소교란을 가할 경우에 재순환 영역의 크기가 작아지며 와홀림 주파수의 4~5배 정도가 최적 교란주파수임을 발견하였다. Sigurdson⁽⁹⁾은 원형 둔각 물체내에 스피커를 설치하고 박리면에 좁은 슬릿을 낸 음향 국소 교란에 의한 와구조 제어효과를 보고한 바 있다.

본 논문의 전반부인 제 I 부⁽¹⁰⁾에서는 곡률반경 변화시의 벽면섭동압력 특성을 파악하기 위해 물수체의 전두부 형상이 반구 및 타원체인 세 가지 형상에 대하여 층류박리 및 박리점 이후에서의 벽압력스펙트럼을 측정하였다. 이러한 곡률변화에 따른 벽압력스펙트럼 결과를 기초로 하여 물수체 전두부의 곡률이 일정한 모델 1에 대하여 전두부 정체점 근처의 주기적 분출을 통하여 실제 물수체에서와 같이 천이가 가능한 빨리 일어나도록 제어하여 실제 물수체에서 일어나는 난류 경계층의 벽면섭동압력 특성을 모사하는 분석을 시도하였다. 또한 본 논문의 제 II 부에서는 축대칭 물체 방사소음 관점에서 Sevik의 백색파수 모델을 축대칭 물체에 적용한 스케일링 결과를 무향풍동 내에 설치된 축대칭 물체로부터의 원거리 소음 스펙트럼 결과와 비교하였다.

2. 주기적인 분출 가진을 통한 축대칭 물체 전두부 천이 및 박리 제어

본 실험에서는 Fig. 1과 같이 모델 1인 축대칭 물체 전두부 내부에 외경이 0.04m, 내경이 0.03m 인 아크릴관을 혼 장치(horn unit)에 연결한 후 조화함수의 주기적 가진(oscillatory excitation)으로 분출(blowing)을 하였다. 폭이 1.5mm인 네 개의 슬릿(slot)을 s/D 가 0.1047인 지점에 대칭적으로 뚫어서 면에 수직하게 위치시켰다. 가장 효과적인 주기적 분출가진의 스트랄(Strouhal) 수를 찾기 위해, 조화(harmonic) 주파수 가진에 의한 변화를 분명하게 관찰할 수 있는 낮은 자유유동속도인 15.5m/s로 고정하여 측정된 C_p 분포를 Fig. 2에 나타내었다.

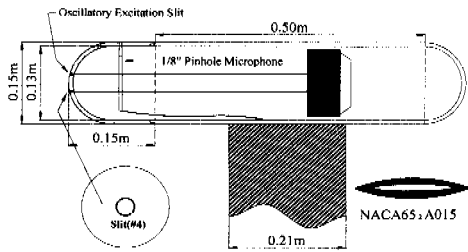


Fig. 1 Schematic measurement setup of axi-symmetric body with oscillatory excitation and measuring device

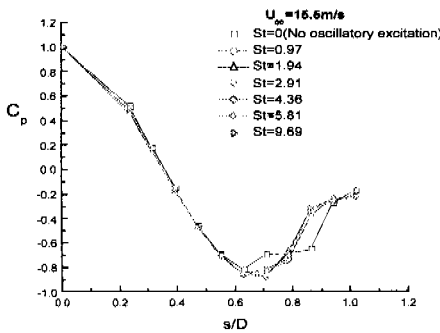


Fig. 2 Distributions of pressure coefficients at each s/D for model 1 excited with various Strouhal numbers($U^\infty = 15.5\text{m/s}$)

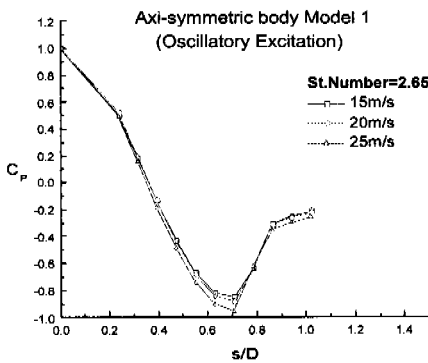


Fig. 3 Pressure-coefficient distributions at each s/D station for model 1 excited with $St=2.65$

Fig. 2에 나타난 C_p 분포와 박리층 두께 및 길이 비교를 통하여 주기적인 분출가진의 스트로울 수가 1.94와 2.91인 사이의 주파수 부근에서 가장 효과적으로 난류로의 천이가 이루어짐을 확인하였다. 이러한 경향을 기준으로 스트로울 수가 1.94와 2.91 사이의 주파수를 변화시켜 가면서 가장 효과적으

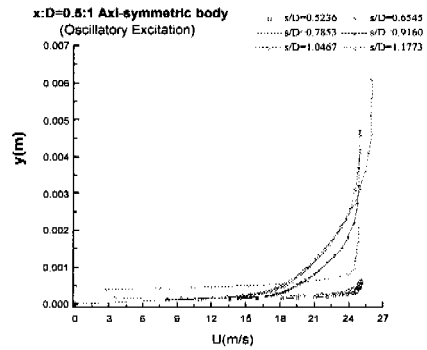


Fig. 4 Mean velocity profiles in boundary layer at each s/D station for model 1 excited with $St=2.65$

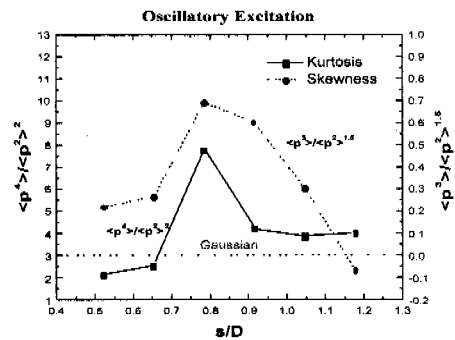


Fig. 5 Kurtosis and skewness coefficients at each s/D station of model 1 with oscillatory excitation

로 난류로의 천이가 진행되는 스트로울 수인 2.65를 선정하였다.

Fig. 3은 모델 1에 대해 2.65의 스트로울 수로 조화분출가진을 한 같은 조건에서 자유유동속도를 세 가지로 변화시켜 가면서 C_p 의 분포를 측정함으로써 자유유동속도에 관계없이 주기적인 분출가진 효과로 인해 거의 상사적 압력분포 특성을 보이고 있다. Fig. 4는 $U^\infty=25.5\text{m/s}$ 에서 주기적 분출가진을 한 경우에 대해 측정된 경계층 속도분포이다. 본 논문의 제 I 부의 결과와 비교해 보면 전두부 모델 1에 대해서 사포를 부착한 경우의 층류박리층 높이(h_s)가 no tripping, 사포부착, 그리고 조화분출가진 세 가지 경우 중에서 가장 두껍게 나타났다. $s/D=0.7853$ 에서 최대치를 보였다. 이것을 기준으로 주기적 분출가진의 효과를 비교하면 사포부착의 경우를 기준으로 모델 1(no tripping)의

Table 1 Characteristics of boundary Layer and non-dimensional parameter Λ for axisymmetric nose model 1 by oscillatory excitation with $St=2.65$

Model1(x/D=0.5) Axis-symmetric body (Oscillatory excitation)					
hole #	s/D	δ (m)	Re_δ	C_p	Λ
3	0.524	4.128E-4	644	-0.653	4.23
4	0.655	5.088E-4	786	-0.918	1.36
5	0.785	0.0011501	1772	-0.616	-
6	0.916	0.0023556	3603	-0.317	-
7	1.047	0.0034320	5319	-0.248	-
8	1.177	0.004345	7200	-	-

박리층 높이는 85% 정도이며 모델 1(조화분출가진)은 46%로서 절반 이하로 높이가 낮아짐을 알 수 있다. 층류박리 길이(L)에 대해서도 모델 1(사포부착)을 기준으로 주기적 분출 가진의 경우가 후류부에서 약 50%정도 박리층 길이가 짧아지는 것을 볼 수 있다. 또한 주기적 분출가진의 경우 $s/D=0.9160$ 이후의 위치에서 더욱 발달된 경계층 분포를 관찰할 수가 있다.

이러한 경계층 분포의 변화를 뒷받침하며 주기적인 가진 효과를 정량적으로 분석하기 위해서 벽면섭동압력의 커토시스와 스큐니스를 측정하여 Fig. 5와 같이 분석하였다. 층류박리의 영향으로 s/D 가 0.7853인 지점에서 커토시스와 스큐니스 값이 가장 크게 증가한 것이 보인다. 가진을 하지 않은 본 논문 제 I 부의 결과에서는 s/D 가 1.0467인 부근에서 난류 전단층이 발달하여 완전 발달된 난류경계층의 커토시스 계수값인 4.2에 접근하는 반면, 가진시 상류인 s/D 가 0.9161인 지점에서 4.0의 커토시스 값에 접근하고 있는 것을 볼 수 있다. 즉 주기적인 조화분출가진의 영향으로 완전 발달된 난류경계층의 커토시스 값이 4.0에서 4.0 근처로 낮아졌다. 이러한 관찰들을 통해 조화분출가진의 효과에 의해 층류박리의 길이가 짧아졌음을 알 수 있다.

Table 1은 $St=2.65$ 의 주기적 분출가진에 의한 경계층 특성을 보여주며, s/D 가 0.6545와 0.7854 사이에서 박리가 생성됨을 보인다.

Fig. 6과 Fig. 7에서 $\rho^2 U_\infty^5 D^2 / (C_0^2 \delta)$ 및 $\rho^2 \delta U_\infty^3$ 의 외층변수들로 스케일된 벽면압력스펙트럼들로부터 볼 수 있듯이 층류박리가 상류로 이동하고 있으며, 본 논문 제 I 부의 비가진시 s/D 가 0.7853인 위치에서의 스펙트럼 결과와 비교하면

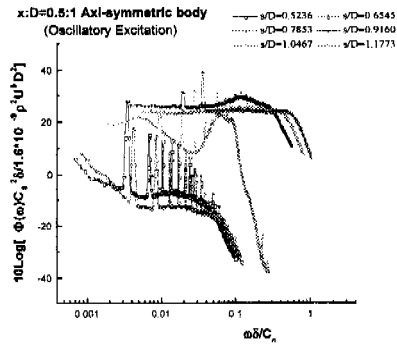


Fig. 6 Normalized power spectral density at each s/D station for axisymmetric nose model 1 with oscillatory excitation with $St=2.65$

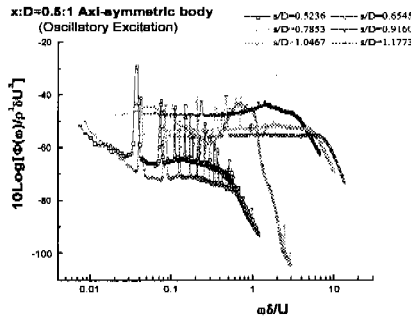


Fig. 7 Wall pressure spectra scaled by outer variable at each s/D station for axisymmetric nose model 1 with oscillatory excitation with $St=2.65$

조화분출가진으로 인해 층류박리 에너지 레벨이 크게 증가하여 더욱 빨리 난류경계층 분포로 접근하고 있는 것을 볼 수 있다. s/D 가 0.9160인 위치에서의 압력스펙트럼은 아직 층류박리 후류의 영향이 남아 있는 난류 전단층 영역 특성을 나타내고 있다. s/D 가 1.0467인 지점 이후에는 완전 발달된 난류경계층의 벽압력스펙트럼을 보인다. 또한 $s/D=0.6545$ 인 지점의 상류 위치에서는 조화분출가진으로 인한 하모닉 주파수(harmonic frequency)의 영향이 지배적인 것을 볼 수 있다. 상기 결과들을 종합하면 주기적 분출가진으로 층류박리가 앞당겨지고 있으며, 층류박리층의 높이(h_s)가 낮아지고 그 길이(L)가 짧아지는 것을 알 수가 있다.

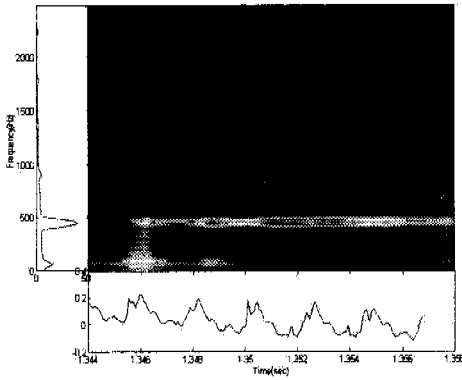


Fig. 8 Time-Frequency analysis at $s/D=0.6545$ using Choi-Williams distribution method

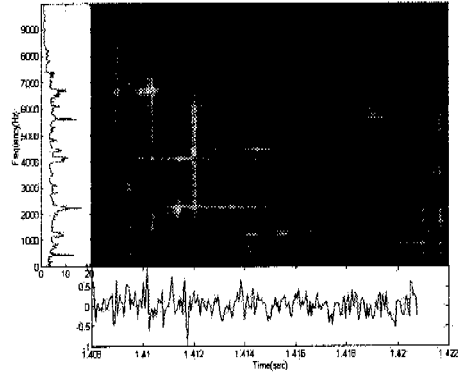


Fig. 11 Time-Frequency analysis at $s/D=1.0467$ using Choi-Williams distribution method

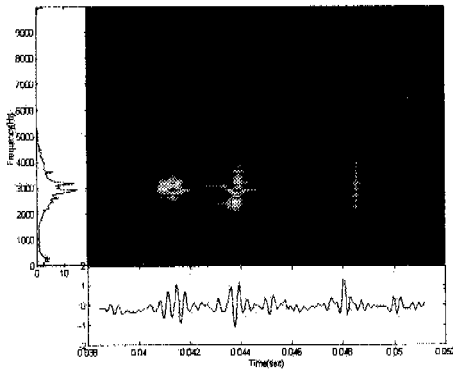


Fig. 9 Time-Frequency analysis at $s/D=0.7853$ using Choi-Williams distribution method

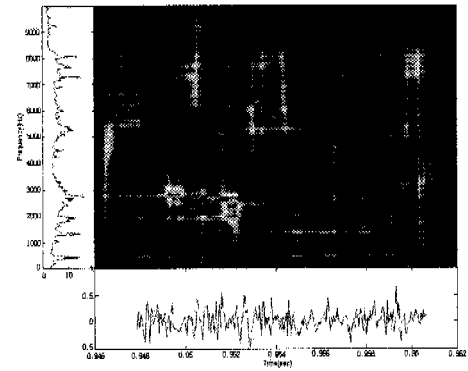


Fig. 12 Time-Frequency analysis at $s/D=1.1773$ using Choi-Williams distribution method

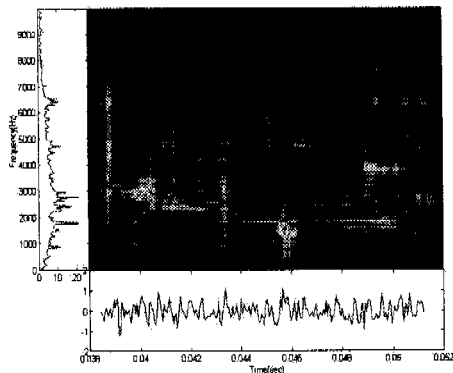


Fig. 10 Time-Frequency analysis at $s/D=0.9160$ using Choi-Williams distribution method

벽면섭동압력 분포의 지배적인 주파수 성분에 대한 시간-주파수 영역에서의 분석을 위해 Choi

-Williams 분포⁽¹¹⁾를 이용하여 각 s/D 의 위치에서 시간-주파수 영역 신호의 특성을 비교하였다.

Fig. 8부터 12까지를 살펴보면 $s/D=0.6545$ 인 지점에서는 조화분출가진 주파수가 지배적으로 작용하여 시간영역 신호가 주기적으로 나타나며 주파수 영역에서도 가진 주파수의 에너지에 의해 선체적으로 지배를 받게 된다. $s/D=0.7853$ 인 영역에서도 조화분출가진 주파수의 하모닉 성분인 2700과 3150 근처의 주파수에서 지배적인 에너지 분포를 갖게된다. 그러나 s/D 가 0.9160인 지점 이후에서는 난류에너지가 주기적인 조화분출가진으로 발생하는 조화함수 신호보다 더 크게 지배하고 있음을 볼 수 있다.

본 논문 제 I 부⁽¹⁰⁾의 모델 1(no tripping)에서 나타나는 층류박리 영역보다 더 앞당겨진 위치에서 난류에너지가 나타나며, 전체적으로 넓은(broad

-band) 주파수 영역에서 에너지가 분포되지만 구조적인 난류에너지의 증가로 인해 저주파수 영역에서 지배적인 에너지의 분포를 보이고 있다.

3. 축대칭 물체에서의 소음원 및 방사소음 스케일링

본 절에서는 축방향의 긴 실린더와 같은 두꺼운 경계층 방사소음이 다루어진다. 앞서 논의된 축대칭 물체 전두부에서의 유동박리에 의한 소음원 및 소음원 스케일링은 Lee et al.(2000)⁽¹²⁾의 최초 연구에 상세히 기술되어 있으므로 본 논문에서는 생략되었다.

평균 난류경계층에서 중요한 4개의 특성 파수(wave-number)들은 각각 스트롤 파수(ω/U_∞), 경계층 두께의 역수(δ^{-1}), 경계저층 두께의 역수(U_τ/ν), 음향 파수 (ω/C_0)이다. 자유유동속도보다 낮은 속도로 흘러가는 와동 혹은 파동구조들은 ω/U_c 인 파수 근처에서 잘 알려진 "대류파수 능선(convective ridge)"을 이루게 된다. 이러한 대류에너지를 갖는 k_x 에서의 폭은 주대류속도에 대한 파동구조에서의 분산속도($\sim 3U_\tau$)와의 비를 나타낸다. 따라서 경계층 두께 크기의 구조($\sim \delta/2$)가 변형되는 주기를 갖는 주파수($\omega \delta/U_\tau \leq 6$)에서는 대류 에너지가 매우 뛰지게 나타난다.⁽¹³⁾

파수-주파수 스펙트럼, $P(k, \omega)$,에서 파수의 크기($|k|$)가 $|\omega|/C_0$ 보다 큰 영역에서의 유동은 비압축성과 같다. 또한 $|\omega|/C_0 \leq |k| \leq |\omega|/U_c$ 의 아대류영역(sub-convective range)은 낮은 마하수 유동에서 매우 넓게 나타난다. $P(k, \omega)$ 는 $|k| \leq \omega/C_0$ 인 음향학적 방사영역에서는 압축성의 영향으로 $|k| = \omega/C_0$ 에서 $P(k, \omega)$ 는 극대치를 갖게 된다. 지금까지 대부분의 연구들은 경계층 스펙트럼에서 대류영역에 대한 많은 데이터를 확보하고 있으나, 아대류영역이나 음향영역에 대하여는 이론적 연구조차 드문 실정이다.

Chase⁽¹⁴⁾ 모델의 $P(k, \omega)/(\rho^2 U_\tau^3 \delta^3)$ 은 $k\delta \ll 1$ 의 영역에서는 $(k\delta)^2$ 의 크기를 갖으며 $1/\delta \ll k \ll |\omega|/U_c$ 인 아대류영역에서는 k 에 따라 거의 일정한 극부적 백색 파수 특성을 갖는다고 한다.⁽¹⁵⁾ 즉,

$$\frac{P(k, \omega)}{\rho^2 U_\tau^3 \delta^3} \approx \frac{C_T k^3 (\frac{U_\tau}{U_\infty})^3}{(\frac{\omega \delta}{U_\infty})^3}, \quad \frac{1}{\delta} \ll k \leq \frac{|\omega|}{U_c} \quad (7)$$

여기서 C_T 는 난류 에디들 상호작용에 의한 벽압력 기여를 나타내며 대략 0.0047의 값이 된다.

Sevik⁽³⁾은 수동과 풍동에서의 실험을 통해 $P(0, \omega)$ 를 다음과 같이 구하였다.

$$\frac{P(0, \omega)}{\rho^2 U_\tau^3 \delta^3} \approx \frac{127 Ma^2 (\frac{U_\tau}{U_\infty})}{(\frac{\omega \delta}{U_\infty})^{4.5}} \quad (8)$$

위 식은 음향영역에서의 벽면섭동압력 모델로 제안되었으나, k 가 ω/C_0 보다 큰 값부터 $1/\delta$ 까지의 영역에 걸쳐 백색파수분포를 갖는다고 알려져 있으므로 $1/\delta \leq k \leq \omega/U_c$ 의 아대류영역에도 적용하기도 한다.⁽⁴⁾

본 연구와 같이 매우 낮은 마하수 유동($Ma \leq 0.1$)에서는 벽압력스펙트럼의 음향영역과 유동내에서 방사된 소음의 주파수 스펙트럼 사이의 직접적인 연관성이 존재한다. 그러나 마하수가 작지 않을 때에는 평균 유동에 의한 굴절, 난류에 의한 산란, 그리고 경계외층 내의 난류에 의한 소음의 발생 등의 영향을 고려해야 한다. 면적 A 를 갖는 평판 벽면 위로의 난류유동에 의한 소음의 주파수 스펙트럼 $\Phi(\omega, \mathbf{x})$ 는 벽면스펙트럼으로부터 다음과 같이 구해진다.

$$\Phi(\omega, \mathbf{x}) = \frac{A k_0^2 \cos^2 \theta P(k, \omega)}{|\mathbf{x}|^2} \quad (9)$$

여기서 $k_1 = k_0 \sin \theta \cos \varphi$, $k_3 = k_0 \sin \theta \sin \varphi$ 이다. 또한 원거리장 음압의 제곱평균은 다음 식으로 나타낼 수 있다.

$$\langle p^2(\mathbf{x}, t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\omega, \mathbf{x}) d\omega \quad (10)$$

상기식이 유도된 벽면에서의 면적 A 영역에 대한 θ 와 Φ 의 방향은 Fig. 13에 나타나 있다. 위 식의 $P(k, \omega)$ 는 음향영역에 대한 모델로 Sevik⁽³⁾의 백색파수모델을 사용하면 다음과 같이 된다.

$$\frac{\Phi(\omega, \mathbf{x})}{\rho^2 U_\tau^3 \delta} = \frac{127 A Ma^4 (\frac{U_\tau}{U_\infty}) \cos^2 \theta}{|\mathbf{x}|^2 (\frac{\omega \delta}{U_\infty})^{2.5}} \quad (11)$$

따라서 벽면에 수직인 방향으로의 소음방사가 가장 크게 된다.

매끈한 평판과 같이 불균일성이 없는 경계층 유동은 난류 에디들 사이의 비선형 상호작용에 의한 "사극자(quadrupole) 음원"에 의해 비효율적으로 소음을 방사하게 된다. 즉 주어진 주파수에서

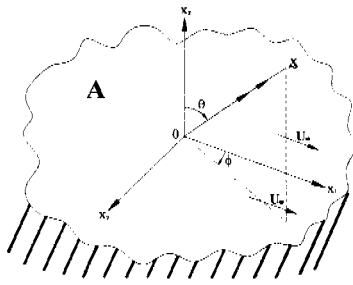


Fig. 13 Radiated sound from a region of area A of the wall

방사되는 소음원은 방사조건을 만족하며(음향영역 내), 벽면에 수직인 방향의 난류유력에 의한 사극자 음원이 된다.⁽¹⁵⁾ 다시 말하면 경계층 내에서 말굽(horseshoe) 와동의 생성과 함께 와동의 머리 부분이 들어 올려지며 발생하는 분출(ejection)과 쓸림(sweep)시 강한 ρU^2 의 레이놀즈 응력(Reynolds stress)의 음향영역에서의 방사가 이루어진다. 그러나 이러한 경계층 소음은 사극자 음원에 의한 방사이므로 음향에너지가 매우 낮을 뿐만 아니라 경계층 내의 난류영역에 있는 큰 섭동 압력으로 인해 묻혀 버리게 되므로 그 상관관계를 실험적으로 규명하기는 매우 어렵게 된다.

축방향의 긴 실린더 난류경계층에 대한 벽면섭동압력 연구¹⁰로부터 평판 실험 결과와 비교하면 저주파수 영역에서는 에너지가 전체적으로 조금 낮고 고주파수에서 약간 완만한 기울기의 분포가 확인되었다. 따라서 두꺼운 경계층의 긴 실린더 유동은 평판과 유사한 난류구조를 갖고 있음을 알 수 있다. 그러나 방사소음 관점의 무한 평판 경계층에서는 주로 종방향(longitudinal)의 사극자 음원이 추가 되나, 두꺼운 실린더 유동에서는 횡방향 곡률의 영향으로 인해 횡방향(lateral) 사극자 음원이 매우 중요하게 된다. 이러한 사극자 음원은 경계층 전체에 영향을 주는 서로 반대로 회전하는 대척도 와동으로 분석된다.

축방향 유동의 실린더 난류경계층에서의 축대칭 벽압력스펙트럼은 $P(k, \omega)$ 로 표시할 수 있으며, 경계층 두께 δ 가 실린더 반경 a 보다 훨씬 크며 ($\delta \gg a$), $\omega a/U_\infty \gg 1$ 를 만족하는 주파수에서 벽면섭동압력은 δ 가 아닌 a 로 무차원화 할 수 있다.⁽¹³⁾ 따라서 Sevik⁽³⁾의 백색파수 모델을 적용하면 축대칭 경계층에서의 방사소음은 다음과 같이 표현된다.

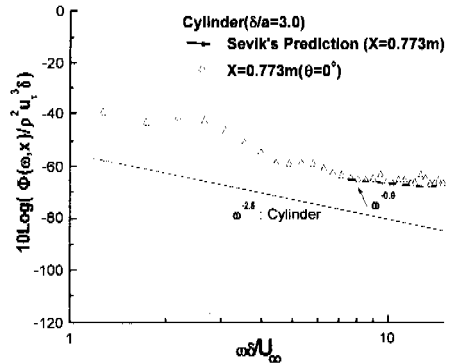


Fig. 14 Comparison of measured spectra of radiated sound from turbulent boundary layers on a flat-plate and a longcylinder and the spectra using Sevik's white wave-number assumption

$$\frac{\Phi(\omega, x)}{\rho^2 U_\tau^3 a} = \frac{127 A M a^4 \left(\frac{U_\tau}{U_\infty}\right) \cos^2 \theta}{|\Delta x|^2 \left(\frac{\omega a}{U_\infty}\right)^{2.5}}, \quad \left(\frac{\omega a}{U_\infty} \gg 1\right) \quad (12)$$

본 실험에서 외부로의 방사소음 측정은 무한 실린더의 경우와 평판에서의 경우에 대해서 수행되었다. 즉 유동속도 $U_\infty = 13.5 \text{ m/s}$ 에서의 원거리 소음을 1/2" 마이크로폰을 이용하여 측정하였다.

Fig. 14는 Sevik의 백색파수 모델을 적용하여 얻은 이론적인 기울기와 실험에 의한 원거리 소음 에너지 레벨의 기울기를 비교한다. 이론식에 의한 스펙트럼은 ω 에 대해 -2.5승에 비례하며, 무한 실린더로부터 방사하는 소음 스펙트럼의 기울기는 $5 < \omega \delta / U_\infty < 10$ 인 구간에서는 비슷한 기울기를 보이고 있다. 전체적인 에너지 레벨의 차이는 첫째는 평판에 대해 수직 방향으로의 방사소음 예측식을 긴 실린더에서의 두꺼운 경계층 소음에의 적용의 불가피한 회절(diffraction) 손실, 둘째는 풍동 시험부에서의 자유 제트 전단층의 2kHz 이상 주파수 영역의 높은 배경소음, 그리고 셋째는 본 실험이 Sevik 식의 가정을 만족하지 못한 것에 기인하는 것으로 여겨진다. 그러나 상기 스펙트럼 분석으로부터 실제 축대칭 물체의 방사소음은 Sevik식을 축대칭 두꺼운 경계층에 대하여 적용할 때, 주파수는 $\omega a / U_\infty$ 로 그리고 에너지는 $\rho^2 U_\tau^3 a$ 로 스케일링이 가능하다고 여겨진다.

4. 결론

본 실험에서는 스트로볼 수가 2.65인 주기적 분출 가진(oscillatory excitation)을 통한 축대칭 전두부 모델 1의 천이현상 및 제어 실험 결과를 비가진시의 측정결과와 비교·분석하였다. 레이놀즈 수(Re_D)가 5×10^6 보다 낮은 속도에서는 난류로의 천이 이전에 층류박리가 발생하므로, 주기적 분출가진을 통해 층류박리를 제어하여 전두부 후류 경계층이 5×10^6 이상의 레이놀즈 수의 결과와 근접하도록 하였다. 커트시스와 스튜니스 계수값, 벽면접촉압력 스펙트럼 분석, 그리고 Choi-Williams의 시간-주파수 분석을 통해서 주기적 분출가진 효과로 층류박리 길이가 50% 정도 짧아졌고 층류박리의 높이가 46% 낮아졌으며, 층류박리 발생 후 난류경계층으로의 신속한 발달이 관찰되었다.

축대칭 물체에서의 소음원 및 방사소음 스케일링에 대한 실험을 통한 이론식과의 접근은 부한 실린더 주위의 난류 유동으로부터 외부로 방사되는 소음을 Sevik의 백색파수 모델을 적용한 결과와 비교하였다. 원거리로 방사되는 축방향 실린더 경계층 유동소음은 횡방향의 사극자 음원에 의한 방사로 여겨지며, 음향에너지가 매우 낮으므로 실제 실험으로 규명하기는 매우 어렵다. 본 실험에서의 에너지 레벨의 기울기는 $5 < \omega \delta / U_\infty < 10$ 인 구간에서 Sevik 모델의 이론식인 $\omega^{-2.5}$ 에 근접하나, 높은 주파수에서는 배경소음 등의 영향으로 크게 벗어나고 있다. 그러나 실제 선배열음탐기(TASS) 등의 무한 실린더 경계층 방사소음은 넓은 소음원 면적 및 낮은 배경소음의 조건에서 본 연구에서 제안한 스케일링 변수에 의한 Sevik 모델이 유용하리라 여겨진다.

후 기

본 연구는 수중음향특화센터 UA-42과제 연구비 지원에 의해 수행되었으며, 센터 및 국방과학연구소에 깊은 감사사를 표합니다.

참고문헌

(1) Haddle, G.P. and Skudrzyk, E.J., 1969, "The

Physics of Flow Noise," *J.A.S.A.*, Vol. 46, pp. 130~157.

- (2) Nish, R.Y., Stockhausen, J.H. and Evensen, E., "Measurement of Noise on an Underwater Towed Body," *J.A.S.A.*, Vol. 48, pp. 753~758.
- (3) Sevik, M.M., 1985, "Topics in Hydroacoustics," *Aero- and Hydro-Acoustics IUTAM Symposium.*, pp. 285~308.
- (4) Howe, M.S., 1991, "Surface Pressures and Sound Produced by Turbulent Flow over Smooth and Rough Walls," *J.A.S.A.*, Vol. 90, No. 2, Pt. 1, pp. 1041~1047.
- (5) Klebanoff, P.S., Tidstrom, K.D. and Sargent, L.M., 1962, "The Three-Dimensional Nature of Boundary-Layer Instability," *J. Fluid Mech.*, Vol. 12, Pt. 1, pp. 1~34.
- (6) Kegelman, J.T. and Mueller, T.J., 1986, "Experimental Studies of Spontaneous and Forced Transition on an Axi-Symmetric Body," *J. A.I.A.A.*, Vol. 24, No. 3, pp. 397~403.
- (7) Lauchle, G.C., 1977, "Noise Generated by Axi-Symmetric Turbulent Boundary Flow," *J.A.S.A.*, Vol. 61, No. 3, pp. 694~703.
- (8) Kiya, M., 1997, "Sinusoidal Forcing of a Turbulent Separation Bubble," *J. Fluid Mech.*, Vol. 342, pp. 119~139.
- (9) Sigurdson, L.W., 1995, "The Structure and Control of a Turbulent Reattached Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 298, pp. 139~165.
- (10) 이승배, 김휘중, 권오섭, 이상권, 2000, "축대칭 물체의 경계층 유동소음에 대한 실험적 연구 (I)," *대한기계학회 논문집 B권*, 제 24권 제7호, pp. 945~956.
- (11) Choi, H.I. and Williams, W., 1989, "Improved Time-Frequency Representation of Multiple Component Signals Using an Exponential Kernel," *IEEE Transactions*, Vol. 37, pp. 862~971.
- (12) Lee, S., Kim, H.-J., Kwon, O.-S. and Lee, S.-K., 2000, "Wall Pressure Fluctuations and Radiated Sound from Turbulent Boundary Layer on an axisymmetric body," *J.A.S.A.*(in press).
- (13) Chase, D.M., 1985, "Wavevector Structure of Turbulent Wall Pressure and Its Filtering by Normal Transmission and Spatial Averaging in

Sensor Arrays," *H. G. Urban, Adaptive Methods in Underwater Acoustics*, pp. 145~153.

- (14) Chase, D.M., 1980, "Modeling the Wavevector-Frequency Spectrum of Turbulent Boundary Layer Wall Pressure," *J. Sound and Vib.*, Vol. 70, pp. 29~67.
- (15) Hardin, J.C., 1991, "Acoustic Sources in the Low Mach Number Turbulent Boundary Layer," *J.A.S.A.*, Vol. 90(2), pp. 1020~1031.