

〈論 文〉

쐐기소리에서 분류-쐐기의 상호작용과 소리의 방사

권영필* · Powell, A**

(1993년 9월 8일 접수)

Jet-Edge Interaction and Sound Radiation in Edgetones

Young Pill Kwon and Powell, A

Key Words: Vortex(와동), Edgetone(쐐기소리), Dipole(쌍극자), Directivity(지향성), Sound Pressure Level(음압 레벨), Edgeforce(쐐기 힘)

Abstract

A theoretical model has been developed to analyze the jet-edge interaction and the sound radiation. The edge responding to the sinuous impinging jet is regarded as an array of dipoles and their strength is determined by the boundary condition on the edge surface. The surface pressure distribution and the edgeforce are estimated using these dipoles. Then the pressure amplitude and directivity of the sound field is obtained by summing the radiating sounds from the dipole sources. It is found that the effective source is located a little distance downstream from the edge tip. And the directivity of the sound radiation is cardioid pattern near the edge but dipole pattern far from the edge. The theoretical model is confirmed by comparing the theoretical prediction for the edgeforce and sound pressure level with available experimental data.

I. 서 론

오늘날 소음은 산업과 환경분야에서 당면하고 있는 중요한 문제의 하나이다. 소음은 고체의 진동이나 유체의 운동에 의하여 발생하며 유체수송장치나 유체기계의 경우는 유체소음이 주된 소음원(noise source)이 되고 있다. 유체소음을 광대역 주파수 특성을 갖는 잡음과 이산적(discrete)인 주파수 특성을 갖는 순음(tone)으로 분류할 때 쐐기소리(edgetone)는 순음성 유체소음의 대표적인 예라고 할 수 있다.

쐐기소리의 가장 단순한 경우는 Fig. 1에 도시한 바와 같이 분류(jet)와 쐐기가 동일 축상에 있으면

서 폭이 두께에 비하여 충분히 큰 2차원 평면 분류로 구성된 경우라고 할 수 있다. 분류의 불안정현상에 의하여 생성된 와동(vortex)이 쐐기에 작용하여 소리를 발생하며, 이 소리가 노즐출구에서 분류의 전단층에 작용하여 새로운 교란을 일으키고 이것이 와동으로 종폭되어 와열(vortex street)를 이루어 다시 쐐기에 작용하여 궤환을 이를 때, 일정한 주파수를 갖는 소리가 발생하게 된다. 이와 같이 쐐기소리는 노즐과 쐐기로 구성된 계에서 궤환작용으로 인하여 발생하는 강한 음을 뜻하고 있으나 넓은 의미로는 유동이 쐐기에 작용하여 발생하는 모든 순음을 의미한다.

쐐기소리에 관해서는 지금까지 유체역학과 음향학 분야에서 수많은 연구가 있어 왔다. 하나의 선 와동(line vortex)과 반무한평판의 상호작용에 의한 소리의 발생에 관해서는 Crighton,⁽¹⁾ Howe⁽²⁾

*정회원, 숭실대학교 기계공학과

**University of Houston, U.S.A.

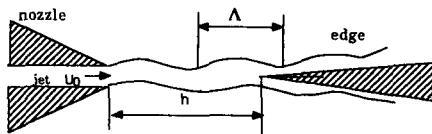


Fig. 1 Edgetone system

등에 의하여 이론해석이 이루어졌다. 또한 링와동(ring vortex)이 반무한평판에 수직방향으로 작용할 때의 소리발생에 관하여 최근 Kambe 등⁽³⁾이 이론모델을 세우고 실험으로 입증한 괄목할 만한 연구가 있었다. 이와 같이 단일 와동에 의한 쐐기소리에 관해서는 이론적인 모델이 정립되었다고 할 수 있다. 그러나, 다수의 와동이 와열을 이루는 분류와 쐐기의 상호작용에 관해서는 실험적인 연구는 많으나 음압의 크기와 지향특성을 정량적으로 구할 수 있는 모델이 제시되지 않았다. Kaykayoglu 등⁽⁴⁾은 쐐기표면의 요동압력의 분포를 측정하여 쐐기의 선단에서는 압력이 0이 되며 유효음원의 위치라고 할 수 있는 압력이 최대로 되는 점이 선단에서 다소 하류에 위치한다는 것을 보였다. Powell 등⁽⁵⁾은 분류의 속도, 쐐기의 위치 및 각도의 변화에 따른 쐐기에 작용하는 힘인 쐐기힘 및 음압의 크기와 지향특성을 측정하여 쐐기소리의 특성을 체계적으로 연구하였다. 이론적 연구라고 하면 Ohring⁽⁶⁾에 의한 수치해석을 들 수 있을 뿐이다. 그는 Reynolds수가 매우 낮은 층류범위에서 노즐과 쐐기로 구성된 점성유동의 수치해석을 통하여 표면압력을 구하고 이로부터 음장을 계산하였다. 그러나 수치해석으로는 해석범위에 제약이 있기 때문에 실제 문제에 적용이 어렵다고 할 수 있다.

따라서 본 연구는 분류와 쐐기의 상호작용과 소리의 방사에 관한 이론모델을 세워서 소리의 발생기구를 명확히 하고 방사음장을 정량적으로 예측하기 위한 것이다. 본 연구에서는 강성이 크고 쐐기각이 매우 작은 쐐기를 대상으로 하여 그것을 고정된 얇은 판으로 가정하였다. 와열에 의하여 맥동하는 분류의 횡방향 속도분포를 정현파로 가정하고 쐐기를 작은 요소들로 분할하여 각 요소에 쌍극자를 분포시켜 그 크기를 경계조건으로부터 계산함으로서 판에 작용하는 힘 및 음장을 구할 수 있도록 하였다. 개발된 모델에 의하여 쐐기의 반력 및 방사음의 정량적인 특성을 구하였으며 실험결과와 비교하여 고찰하였다.

2. 이 론

유동이 고체면에 작용하여 발생하는 소리에 관한 기본적인 이론은 나류소음에 관한 Lighthill⁽⁷⁾의 모델을 경계면이 존재하는 경우로 확장한 Curle⁽⁸⁾의 모델에 의하여 확립되었다고 할 수 있다. 고체면에 의하여 방사되는 음장은 면에 의하여 유체에 가해지는 반력으로부터 구할 수 있으며 그것은 면에 분포된 쌍극자(dipole) 음원모델로 해석할 수 있다는 것이다. 따라서, 쐐기소리도 쐐기에 작용하는 힘의 분포가 알려지면 음장의 예측이 가능하다고 할 수 있다.

먼저 쐐기로 입사하는 분류의 중심면에 수직인 횡방향의 속도를 정현파형의 2차원 유동으로 가정하면 선단에서 거리 X 인 위치에서 그 복소진폭 V_0 을 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$v_0 = V_0 \exp\{-(\alpha + 2\pi i)x/\Lambda\} \quad (1)$$

식에서 V_0 은 진폭, Λ 는 파장, i 는 허수 $(-1)^{1/2}$ 을 뜻하며 시간에 의한 위상(phaser) $e^{i\omega t}$ 는 생략하였다. α 는 감쇠계수로서 점성의 영향을 고려하기 위한 것이다. 즉, 쐐기에 의한 경계층의 점성마찰 및 박리현상 등에 의하여 와동의 크기는 감쇠하게 되는데 이것을 진폭의 지수적인 감쇠로 단순화한 것이다.

다음에는 쐐기를 Fig. 2와 같이 길이가 L 인 얇고 단단한 판으로 보고 N 등분으로 분할한다. i 번째 요소에 의하여 단위폭당 유체에 작용하는 힘을 F_i 라 하면 쐐기의 상하면의 반력의 위상이 같기 때문에 표면에 의하여 유체에 가해지는 압력 P_s 는 다음 식으로 나타낼 수 있다.

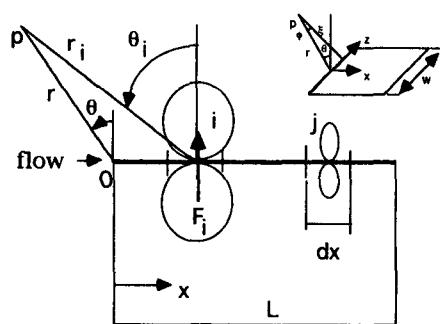


Fig. 2 Dipole array and coordinate system

$$P_{s,i} = \frac{F_i}{2\Delta x}$$

힘의 진폭이 F_i 인 2차원 쌍극자에 의하여 유도되는 유동의 분소직폭은 다음과 같다.

$$v_i(x) = -\frac{F_i}{4\rho c |x-x_i|} H_1(k|x-x_i|) \quad (2)$$

식에서 ρ 와 c 는 유체의 밀도와 음속을 나타내며 k 는 파수(wave number)로서 주파수를 f 라 할 때 $k=2\pi f/c$ 를 뜻한다. 또한 H_1 은 1차의 Hankel함수로서 쇄기의 길이가 음파의 파장에 비하여 충분히 작은 $kL \ll 1$ 경우에는 비압축성유동으로 해석할 수 있게 되며 위의 식은 다음과 같이 근사화된다.

$$v_i(x) = -\frac{i\Lambda F_i}{4\pi^2 \rho U_c (x-x_i)^2} \quad (3)$$

식에서 주파수 f 는 와동의 전파속도 U_c 와 파장의 관계에 의하여 $f=U_c/\Lambda$ 으로 치환된 결과이다. 따라서, 쇄기의 반력에 의하여 판에 유도되는 유속 v_s 는 각 요소에 의한 유동을 합한 값이므로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$v_s(x) = \sum_{i=1}^N v_i(x) \quad (4)$$

그런데 실제 유동장은 분류에 의하여 입사하는 유동 v_0 와 쇄기에 의하여 유도되는 유동 v_s 를 합한 것이다. 쇄기가 단단한 면인 경우, 면에 수직인 유동이 없으므로 경계조건을 다음 적분식으로 나타낼 수 있다.

$$\int_{x_j-\Delta x/2}^{x_j+\Delta x/2} \{v_0(x) + v_s(x)\} dx = 0, \text{ for } j=1, N \quad (5)$$

식(1)과 식(4)를 위식에 대입하고 적분하면 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{i=1}^N \frac{F_i^*}{(j-i)^2} = 4\pi^2 i \Delta x^{*2} \exp^{-(a+2\pi i)x_j^*} \quad (6)$$

식에서 변위는 파장에 의하여 $x^*=x/\Lambda$ 로 무차원화하고 힘은 다음과 같이 무차원화한 것이다.

$$F^* = \frac{F}{\rho U_c V_o \Lambda} \quad (7)$$

즉, 힘은 하류방향 운동량의 단위파장당 유입량으로 무차원화한 것이다. 따라서 압력은 다음 식과 같이 단위면당 하류방향 운동량의 유입량으로 무차

원화 할 수 있다.

$$P^* = \frac{P}{\rho U_c V_o} \quad (8)$$

식(6)을 풀면 각 요소의 반력의 크기가 구해지고 합하면 쇄기에 의하여 유체에 가해지는 힘인 쇄기 힘(edge force) F_i 가 얻어진다. 각 요소의 반력이 구해지면 그 요소에 의하여 발생하는 2차원 쌍극자 음장의 음압은 각 요소와의 거리 r_i , 경사각 θ_i 를 이용하여 다음 식으로 구할 수 있다.

$$p_i(r_i, \theta_i) = -\frac{1}{4} ik F_i H_1(kr_i) \cos(\theta_i) \quad (9)$$

위의 식을 무차원량을 이용하여 나타내면 다음과 같이 된다.

$$p_i(r_i, \theta_i) = -i \frac{1}{2} \rho c^2 M_c^{5/2} \left(\frac{V_o}{U_c} \right) \frac{F_i}{\sqrt{r^*}} H_1^*(2\pi M_c r_i^*) \cos(\theta_i) \quad (10)$$

식에서 M_c 는 와동의 대류속도 U_c 의 마하(Mach)수를 나타내며 H_1^* 은 $\pi (M_c r^*)^{1/2} H_1$ 로 정의된 것으로서 거리가 멀 때, 즉, $M_c r^* \rightarrow \infty$ 일 때 1에 수렴하는 값이다.

실제 음장은 각각의 음원에 의하여 유도되는 것을 더하여 하므로 식 (10)으로부터 다음 식을 얻을 수 있다.

$$p(r, \theta) = -i \frac{1}{2} \rho c^2 M_c^{5/2} \left(\frac{V_o}{U_c} \right) \frac{1}{\sqrt{r^*}} \sum_{i=1}^N F_i^* H_1^*(2\pi M_c r_i^*) \cos(\theta_i) \quad (11)$$

따라서 실효음압의 크기는 다음식으로 된다.

$$p_{rms} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \rho c^2 M_c^{5/2} \left(\frac{V_o}{U_c} \right) \frac{1}{\sqrt{r^*}} Q \quad (12)$$

식에서 Q 는 다음과 같은 무차원 양을 나타낸다.

$$Q = \left| \sum_{i=1}^N F_i^* H_1^*(2\pi M_c r_i^*) \cos(\theta_i) \right| \quad (13)$$

쇄기에서 충분히 먼 곳인 원음장(far field)에서는 각 요소에서의 거리와 경사각이 선단에서의 값과 같다고 할 수 있으므로 식(13)은 다음과 같이 간단하게 표현할 수 있다.

$$Q = F^* \cos \theta \quad (14)$$

이것은 쇄기면에 분포된 쌍극자의 배열을 쇄기의 선단에 쇄기힘 F_i 를 갖는 단일 쌍극자로 치환한

것과 같다. 쐐기의 폭 w 가 노즐의 출구와 쐐기의 선단까지의 거리 h 보다 충분히 큰 경우에 유동장은 2차원 해석이 가능하다. 그러나 쐐기의 폭보다 훨씬 먼 곳에서의 음장은 3차원으로 된다. 폭이 w 이며 단위폭($\Delta z=1$)당 힘의 진폭이 F_t 인 쌍극자의 음원으로부터 거리 r , 경사각 θ 인 수음점에서 음압은 다음 식으로 구할 수 있다.

$$p(r, \theta) = - \int_{-w^{*1/2}}^{w^{*1/2}} \frac{ik}{4\pi^{\epsilon}} F_t * \cos\phi e^{-ikz} dz^* \quad (15)$$

식에서는 ξ 와 ϕ 는 음원의 위치 z 에서 수음점 까지의 거리와 경사각을 표시한다. (r, θ) 와 (ξ, ϕ) 사이의 다음 관계식

$$\xi^* = (r^{*2} + z^{*2})^{1/2}, \quad \xi^* \cos\phi = r^* \cos\theta$$

을 이용하고 식(15)를 무차원화하면 다음식을 얻을 수 있다.

$$p(r, \theta) = i\rho c^2 M_c^3 \left(\frac{V_o}{U_c}\right) F_t * \cos\theta \\ \int_0^{w^{*1/2}} \frac{r^*}{r^{*2} + z^{*2}} e^{-2\pi i M_c (\gamma^{*2} + z^{*2})^{1/2}} dz^* \quad (16)$$

분류의 횡방향속도의 진폭과 와동의 대류속도의 비 V_o/U_c 는 거의 일정한 값을 갖기 때문에 쐐기의 폭보다 가까운 수음점에서는 식(12)로부터 음압은 대류속도 마하수의 2.5승 비례하고 먼 곳에서는 식(14)에서 3승에 비례하는 것을 알 수 있다. 음장의 지향특성은 쐐기에서 충분히 먼 곳에서는 쌍극자 특성으로 되는 것을 알 수 있다.

2. 수치모사

이상과 같은 이론모델을 수치모사하고 쐐기소리의 특성을 구한 결과는 다음과 같다.

Fig. 3은 쐐기의 길이가 다소 긴 $L^*=3$ 인 경우와 짧은 $L^*=1$ 경우에 감쇠계수를 매개변수로 하여 표면 압력의 분포를 계산한 결과이다. 그림에서 쐐기의 선단에서는 압력이 0이 되고 선단에서 다소 하류 쪽에 압력이 최대로 되는 점이 나타나는 것을 볼 수 있고 이러한 경향은 Kaykayoglu 등⁽⁴⁾의 실험과 일치하는 것이다. 압력이 최대로 되는 점을 유효음원의 위치로 보면 음원은 쐐기의 선단에서 약간 하류쪽에 위치하며 그 위치는 감쇠계수 즉, 경계층의 영향을 받는 것을 알 수 있다. 쐐기의 길이가 길 때, 유효음원의 위치는 감쇠가 없을 경우

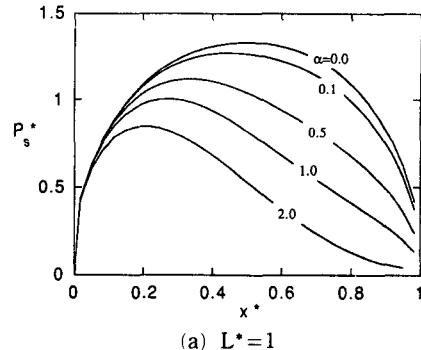
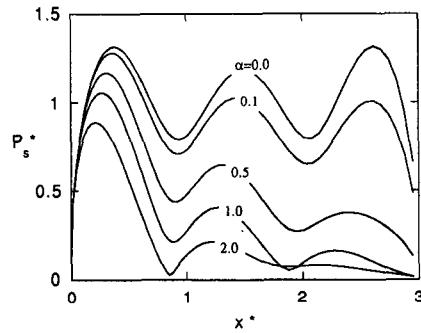
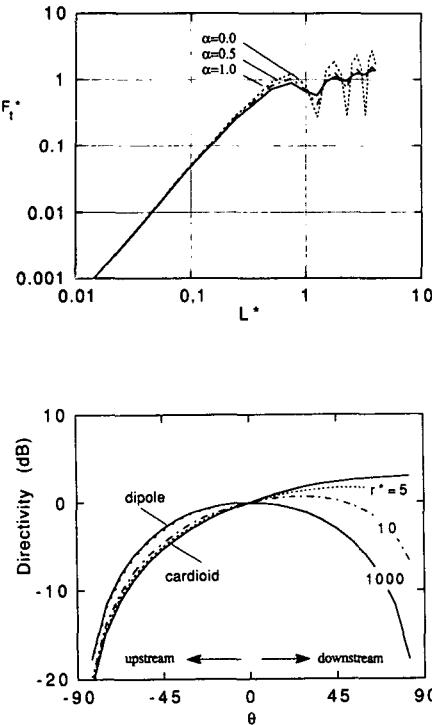
(a) $L^*=1$ (b) $L^*=3$

Fig. 3 Pressure distribution on the edge

1/4 파장에 가까우나 감쇠계수가 증가하면 선단에 가깝게 되는 것을 알 수 있다. 또한, 무차원 면압력 P_s^* 의 최대값은 감쇠계수가 를수록 감소하나 1에 가깝다고 할 수 있으며 이것은 면에 작용하는 압력의 최대값이 쐐기의 단위면당 입사하는 유동의 하류방향 운동량의 진폭과 같음을 나타낸다. 그러나, 쐐기의 길이가 한 파장 이하로 짧아지면 음압 분포는 감쇠계수가 0일 때 쐐기중앙에 대하여 좌우 대칭으로 되며 감쇠계수의 증가와 함께 최대점의 위치는 선단으로 이동하는 것을 알 수 있다.

Fig. 4는 쐐기에 작용하는 힘 즉, 쐐기힘(edge-force)의 진폭을 쐐기의 길이를 함수로 도시한 것이다. 그림에서 쐐기의 길이가 와동의 파장보다 짧은, $L^* < 1$ 인 경우에는 쐐기 힘이 쐐기의 길이의 제곱에 비례하나 L^* 가 1 이상으로 될 경우에는 $F_t^* = 2$ 즉, 한 파장당 양쪽 면으로 입사하는 하류방향 운동량의 크기에 가까우며 감쇠계수의 증가와 함께 감소하는 것을 알 수 있다. 그림에서 감쇠계수가 낮은 경우에 쐐기힘의 크기가 맥동적으로 변하는 것은 각 요소에 의하여 유도되는 유동장의 상호 간섭에 의한 것이다. $L^* = 0.75, 1.75, 2.75, \dots$

Fig. 5 Directivity for $L^*=10$

로서 쇄기의 길이가 파장의 정수배에서 $1/4$ 파장 만큼 짧을 때 쇄기힘이 최대치를 보이고 $L^*=1.25, 2.25, 3.25, \dots$ 로서 $1/4$ 파장만큼 길 때 최소치를 보인다. $\alpha=2$ 정도로 감쇠계수가 다소 커지면서 쇄기힘의 맥동은 거의 사라지는 것을 알 수 있었다.

Fig. 5는 음장의 지향특성을 구한 것이다. 그림에서 음원으로부터의 거리가 쇄기의 길이 L^* 보다 훨씬 가까운 기하학적인 근접음장(near field)일 때는 지향특성이 심장형과 거의 일치하는 것을 알 수 있다. 이것은 하나의 와동과 반무한 평판의 상호작용에 의하여 방사하는 음장에 관한 Kambe 등⁽³⁾의 이론 및 실험결과와 일치하는 것으로서 연속되는 와동으로 된 경우에도 같은 경향을 보여주는 것을 알 수 있다. 그러나, 쇄기의 끝에서 멀리 떨어진 원음장의 지향특성은 Powell 등⁽⁵⁾이 실험으로 구한 쌍극자와의 지향특성과 일치하는 것을 알 수 있다. 이러한 특성은 Ohring⁽⁶⁾의 수치해석과도 일치하는 결과이다. 따라서 쇄기소리의 지향특성은 기하학적인 근접음장일 때는 심장형이 되고 원음장일 때는 쌍극자 음장으로 되는 것을 알 수 있다.

3. 실험결과와 비교

본 연구에서 개발된 이론모델에 의하여 구한 쇄기힘 및 음압의 크기를 Powell 등⁽⁵⁾의 실험결과와 비교 검토하였다. 실험결과에는 노즐과 쇄기의 형상과 함께 분류의 평균속도 U_o 와 쇄기의 길이 L 및 단(stage)수 n 과 주파수 f 만 제시되어 있으므로 이론예측을 위해서는 먼저 분류의 속도진폭 V_o , 파장 Λ 및 대류속도 U_c 를 구하여야 한다. 불안정파의 대류속도는 쇄기소리의 궤환조건에 관Powell의 다음 실험식⁽⁹⁾을 활용할 수 있다.

$$\frac{n+0.25}{f} = \frac{h}{U_c} + \frac{h}{c} \quad (17)$$

식에서 상수 0.25에 관해서는 아직 불확실한 점이 많으나 이 값의 변화가 결과에 큰 영향을 미치지 않기 때문에 위의 식을 그대로 사용하기로 하겠다. 대류속도 U_c 가 얻어지면 파장은 속도와 주파수 관계에서 얻어진다. 그리고, 횡방향의 속도진폭 V_o 는 분류의 평균속도 U_o 로부터 구할 수 있으며 와동이 충분히 발달했을 때는 다음과 같다.

$$V_o = \frac{1.8}{\pi} \frac{U_o^2}{U_c} \quad (18)$$

Fig. 6은 두께와 폭이 각각 1 mm와 20 mm인 노즐에서 $h=7.6$ mm인 곳에 위치한 각도 60도, 길이 11 mm의 쇄기에 작용하는 힘의 크기를 측정한 결과와 본 연구의 계산 값을 비교 도시한 것이다. 그림에서 실험값은 이론값보다 다소 낮지만 유사한 경향을 나타내며, 이론에서는 얇은 평판으로 가정하고 있으나 실험에서는 각도가 다소 크기때문에 쇄기힘이 작아진다는 것을 고려한다면 이론예측과 실험결과는 잘 부합한다고 할 수 있다. 계산에서 감쇠계수는 $\alpha=2$ 로 놓고 구한 것이며 이것은 Fig. 4에서 토의한 바와 같이 맥동이 현저히 감쇠되는 값을 취한 것으로서 이 값을 1에서 3까지 변화시켜 본 결과 그 영향은 무시할 만한 것이었다. 이하의 이론 결과도 $\alpha=2$ 로 두고 구한 것이다.

Fig. 7은 분류의 속도와 음압 레벨을 비교한 것이다. 실험에서 노즐은 두께 8.9 mm 폭 25.4 mm이며 각도 30°, 길이 80 mm의 쇄기가 거리 7.5 mm인 곳에 위치해 있을 때 쇄기의 면에 수직으로 쇄기 선단에서 거리 $r=200$ mm인 곳의 음압을 측정한 것이다. 이론 계산에서 음압은 분류의 폭이

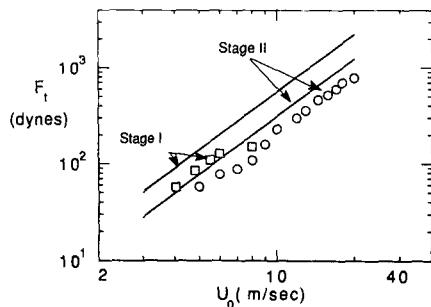


Fig. 6 Comparison between theory (—) and experiment of the edge force for stage 1 and 2: $n=1(\square)$, $n=2(0)$, $n=3(\triangle)$

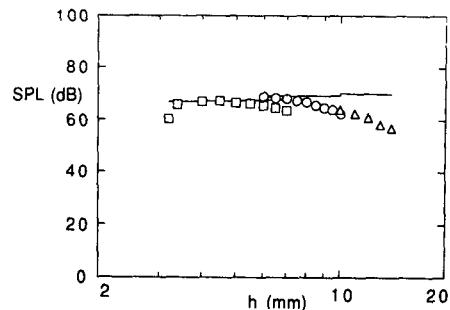


Fig. 8 Comparison between theory(—) and experiment for the sound pressure level vs. edge distance: $n=1(\square)$, $n=2(0)$, $n=3(\triangle)$

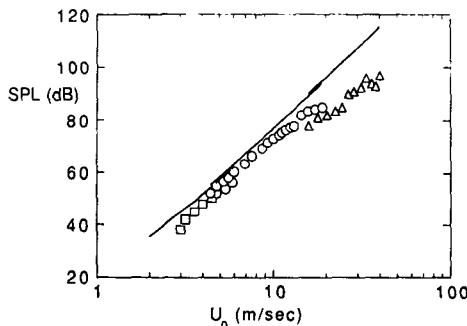


Fig. 7 Comparison between theory(—) and experiment for the sound pressure level vs. jet velocity: $n=1(\square)$, $n=2(0)$, $n=3(\triangle)$

유한하므로 3차원 음장에 관한 식(16)에 의하여 구하였다. 음암레벨(SPL)은 2×10^{-5} Pa을 기준으로 한 것이다.

그림에서 이론예측과 실험결과는 매우 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 다만, 유속이 매우 낮은 경우에 실험결과가 이론예측보다 낮은 값을 보이는 것은 점성으로 인한 와동의 감쇠가 예측보다 더 크기 때문이며 유속이 빠를 때의 오차는 분류가 난류로 천이를 일으켜서 와동의 강도가 약화되기 때문으로 사료된다.

Fig. 8은 같은 노즐과 쐐기에서 일정한 분류의 속도 $U_0 = 7.5$ m/s에 대하여 쐐기와 노즐사이의 거리변화에 따른 음암 레벨의 변화를 도시한 것이다. 이 경우에는 이론예측은 실험결과와 매우 잘 일치한다고 할 수 있다. 거리가 짧은 경우에 음암이 예측치보다 낮은 것은 와동이 충분한 강도로 성장하지 못하기 때문이며, 거리가 긴 경우에는 난류의

발생으로 인한 와동의 감쇠에 따른 것으로 설명할 수 있다.

쐐기소리의 지향특성에 관해서는 전술한 바와 같이 Powell 등의 실험은 쌍극자 지향특성을 보여주었다. 이것은 짧은 길이의 쐐기를 사용하고 그 길이보다 먼 원음장의 지향특성을 구한 결과로서 이론과 잘 부합하는 결과라고 할 수 있다.

4. 결 론

이상과 같이 쐐기를 쌍극자 요소들로 분할하여 경계조건으로부터 쌍극자의 강도를 구하는 방법으로 쐐기소리를 해석하기 위한 모델을 개발하였다. 쐐기의 길이가 소리의 파장보다 충분히 짧은 경우에 쐐기에 의한 만력과 방사음장에 관한 이론계산과 실험결과를 비교하여 이론 모델의 타당성이 입증되었으며 쐐기소리의 제반 특성이 밝혀졌다.

쐐기면에 작용하는 요동 압력의 최대값은 쐐기의 단위 면적당 입사하는 하류방향 운동량의 진폭과 같고 최대로 되는 위치 즉, 유효음원의 위치는 쐐기의 선단에서 와동의 파장의 $1/4$ 가까운 하류에 위치하나 경계층의 점성작용에 의하여 와동의 감쇠가 커질수록 선단 쪽으로 이동하게 된다. 쐐기힘의 최대값은 한 파장당 입사하는 하류방향 운동량 진폭의 2배와 같으며 쐐기의 길이가 매우 짧은 경우에는 쐐기길이의 제곱에 비례한다. 방사음장의 음암과 지향특성은 쐐기면 가까이에서는 분류속도의 2.5승에 비례하고 심장형의 지향특성을 나타낸다. 그러나, 쐐기면에서 먼 곳에서 음암은 분류속도의 3승에 비례하고 지향특성은 8자형의 단일 쌍극자 특성을 나타낸다.

참고문헌

- (1) Crighton, D. G. and Leppington, G.G., 1970, "Scattering of Aerodynamic Noise by a Semi-Infinite Compliant Plate," *J. Fluid Mech.* pp. 43, 721~736.
- (2) Howe, M., 1975, "Contributions to the Theory of Aerodynamic Sound, with Application to Excess Jet Noise and the Theory of the Flute," *J. Fluid Mech.* pp. 71, 625~673.
- (3) Kambe, T., Minota, T., and Ikushima, Y. 1985, "Acoustic Wave Emitted by a Vortex Ring Passing Near the Edge of a Half-Plane," *J. Fluid Mech.* 155, pp. 77~103.
- (4) Kaykayoglu, R. and Rockwell, D., 1986, "Unsteady Jet-Edge Interaction. Part 1. Instantaneous Pressure Fields at a Single Frequency," *J. Fluid Mech.* 169, pp. 125~149.
- (5) Powell, A. and Unfried, H., 1964, *An Experimental Study of Lowspeed Edgetones*, Univrsity of California, Los Angeles, Report No. 64~49.
- (6) Ohring, S., 1988, "Calculations Pertaining to the Dipole Nature of the Edgetone," *J. Fluid Mech.* 83, pp. 2074~2085.
- (7) Lighthill, M. J., 1952, "On Sound Generated Aerodynamically, I General Theory," *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 211, pp. 564~587.
- (8) Curle, N., 1955, "The Influence of Solid Boundaries Upon Aerodynamic Sound," *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 231, pp. 505~514.
- (9) Powell, A., 1953, "On Edge Tones and Associated Phenomena," *Acustica* 3, pp. 233~244.