

단면 변화가 있는 기주의 열음향진동에 관한 연구

A Study on the Thermoacoustic Oscillation of an Air Column with Variable Cross Section Area

권 영 필*, 홍 하 표**
Young Pil Kwon, Ha Pyo Hong

ABSTRACT

The thermoacoustic oscillation induced in an air column with variable cross section area is investigated theoretically and experimentally. The onset condition of the oscillation is derived by equating the acoustic power production to the power dissipation. The power production at the heater is predicted by using the efficiency factor obtained by heat transfer analysis for a single wire in a uniform cross flow and considering the interference between heater wires. The power dissipation is estimated by measuring the attenuating coefficient from the pressure decay curve. The theoretical prediction to the onset condition of the oscillation is confirmed experimentally. The effect of the variation of the column cross section area on the onset condition is presented.

기 호 설 명

A	: 상수	L	: 관의 길이
a	: 가열선의 반지름	L_h	: 관입구에서 가열기까지의 거리
a^*	: 가열선의 무차원 반지름, $a(\omega/\alpha)^{1/2}$	M	: 마하수(Mach number)
B	: 상수	P	: 음압의 복소진폭
c	: 음속	Pr	: 프란틀수(Prandtl number)
Cr	: 가열선 사이의 간섭에 대한 보정계수	Q_0	: 가열기에서의 공기로의 열전달률
D	: 관의 지름	r	: 비임피던스(specific impedance)
E	: 효율계수(efficiency factor)	U	: 음의 입자속도의 진폭
Im	: 허수값(imaginary value)	U_0	: 자유흐름의 속도
i	: 허수, $(-1)^{1/2}$	U_0^*	: 자유흐름의 무차원 평균 속도
K	: 파수(wave number), ω/c	U_t	: 체적유동률(volumetric flow rate)
		W_g	: 가열기에서 음향력의 생성률
		W_l	: 음향력의 손실률

* 정회원, 숭실대학교 기계공학과

** 숭실대학교 기계공학과 대학원

- Wl,c : 음향력의 대류에 의한 손실률
- Wl,d : 음향력의 열점성소산에 의한 손실률
- Wl,r : 음향력의 방사에 의한 손실률
- X : 축방향의 좌표계

<그리스문자>

- α : 열확산계수(thermal diffusivity)
- β : 음의 감쇠계수(attenuating coefficient)
- γ : 비열비(specific heat ratio)
- ν : 동점성계수(kinematic viscosity)
- π : 3.14159
- ρ : 밀도
- ω : 각진동수(angular frequency)

<첨자(superscript)>

- * : α 와 ω 에 의한 무차원량
- 1 : 지름이 다른 관의 상류측
- 2 : 지름이 다른 관의 하류측

1. 서 론

기류가 있는 관의 하반부에서 망(grid)을 설치하여 가열할 때 발생하는 기주(air column)의 열음향진동(thermoacoustic oscillation)은 Rijke가 처음 관찰한 이후 많은 음향학자들에 의해 연구되었다.^{1~8)} Rijke 진동은 기주 내의 정상파(standing wave)의 음장과열원으로부터의 열전달의 간섭에 의하여 발생하는 대표적인 열음향진동으로서 연소기에서 가끔 발생하는 연소진동(Combustion-driven oscillation)^{9~10)}도 이러한 형태의 진동음으로 생각할 수 있다. 열음향진동은 열에너지로부터 변환되는 음향 에너지의 생성률이 열점성 소산 등에 의한 에너지의 소멸률보다 큰 경우에 발생하게 된다.

최근 Kwon 등¹¹⁾은 열에너지로부터 음향에너지로 변환되는 열음향력 발생에 관한 일반식을 확립하였다. 또한, 가열선의 열전달 응답을 2차원적으로 해석하여 가열선으로부터 발생하는 음향에너지를 구함으로써 기주진동의 발생조건을 구하고, 나선형가열기를 사용하여 실험한 바, 이론과 실험이 잘 일치함을 보였다.

그러나 지금까지 열음향 진동에 관한 연구는 단면이 일정한 관에 대한 것이며, 단면변화가 있는 경우는 연구가 없었다. 연소기에서 일어나는 열음향 진동 현상에서 볼 수 있듯이 기주의 지름이 일정한 것 보다는 형상변화에 의하여 지름이 변하는 경우가 흔하므로, 기주 형상이 열음향 진동에 미치는 영향은 매우 흥미있는 문제라 하겠다. 따라서, 본 연구의 목적은 Fig.1에 도시한 바와 같이 단면이 확대, 혹은 축소되는 경우에 열음향 진동의 발생조건을 이론적으로 예측하고 실험하는 것이다.

먼저 기주에서 발생할 수 있는 정상파 음장의 진동수 및 음향 모드(mode) 형상을 구하고 음향력의 소멸률을 측정하였다. 가열선의 열전달 응답으로부터 계산한 효율계수로부터 가열기에서의 음향력 생성률을 예측하고, 음향력 소멸과 같게 되는 조건으로부터 기주진동의 발생조건을 구하였다. 실험으로 기주진동이 발생하는데 필요한 가열량을 측정하고 이론적인 예측과 비교하여 고찰하였다.

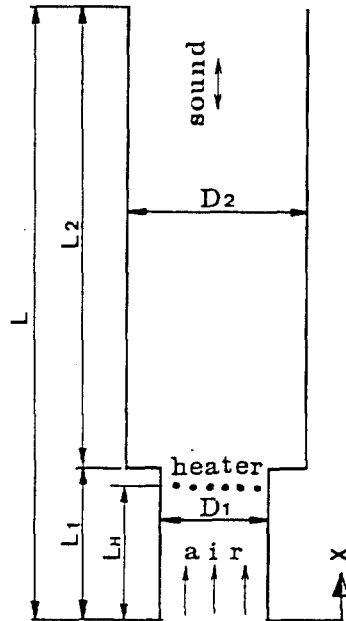


Fig. 1 Coordinate system for analysis of the thermoacoustic oscillation in a tube with variable cross section area

2. 이론해석

2-1 모우드 형상

Fig.1과 같이 관의 지름이 다른 두 부분으로 구성된 경우에 대한 축방향의 음향모우드 형상은 음압과 입자속도의 복소 진폭에 대하여 다음과 같이 놓을 수 있다.

$$P_1(x) = A \sin(KX), \quad 0 \leq X \leq L_1 \quad (1)$$

$$U_1(x) = iA \cos(KX), \quad 0 \leq X \leq L_1 \quad (2)$$

$$P_2(x) = B \sin\{K(X-L)\}, \quad L_1 \leq X \leq L \quad (3)$$

$$U_2(x) = iB \cos\{K(X-L)\}/r, \quad L_1 \leq X \leq L \quad (4)$$

여기서 첨자 1, 2는 지름이 다른 두 부분, A, B는 상수, i 는 허수 $(-1)^{1/2}$, X 는 관의 입구로부터 거리를 뜻한다. r 은 비임피던스(specific impedance)로서 음속(sonic speed) c 와 밀도 ρ 에 의하여 $r = \rho c$ 로 나타낼 수 있으며, K 는 파수(wave number)로서 각 진동수 ω 와 음속의 비 $K = \omega/c$ 를 뜻한다. 두 관의 경계면 $X = L_1$ 에서 음압은 연속적이어야 함으로 식(1)과 식(2)로부터 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$A \sin(KL_1) = -B \sin(KL_2) \quad \dots\dots\dots (5)$$

또한, 경계면에서 질량 연속법칙을 적용하여 식(2)와 식(4)로부터 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$A D_1^2 \cos(KL_1) = B D_2^2 \cos(KL_2) \quad \dots\dots\dots (6)$$

따라서 식(5)와 식(6)으로부터 파수에 관한 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\tan(KL_2) = (D_2/D_1)^2 \tan(KL_1) \quad \dots\dots\dots (7)$$

위의 식에서 관의 지름이 길이에 비하여 충분히 작지 않은 경우에는 관의 양끝에서 음의 방사(radiation)에 대한 임피던스를 고려한 유효길이를 대입하여야 한다. 식(7)로부터 전체 길이 L 이 일정한 경우에 L_1/L 및 D_2/D_1 의 변화에 따라서 파수를 구하여 진동수를 계산하면, L_1/L 가 일정할 때 D_2/D_1 이 증가하거나, D_2/D_1 이 일정할 때 L_1/L 이 증가하면 진동수

는 감소함을 알 수 있다. K 를 식(1)~(4)에 대입하고, 식(5)로부터 다음 관계식

$$B/A = -\sin(KL_1)/\sin(KL_2) \quad \dots\dots\dots (8)$$

을 이용하면 음압 및 입자속도의 모우드 형상을 구할 수 있다. 예로서 $L_1/L = 4$ 인 경우에 D_2/D_1 의 변화에 따라서 음압 및 입자속도의 진폭을 도시하면 Fig.2와 같다. 단면이 변하는 곳에서 체적속도가 연속이기 때문에 입자속도는 불연속이며, 음압은 연속으로 된다.

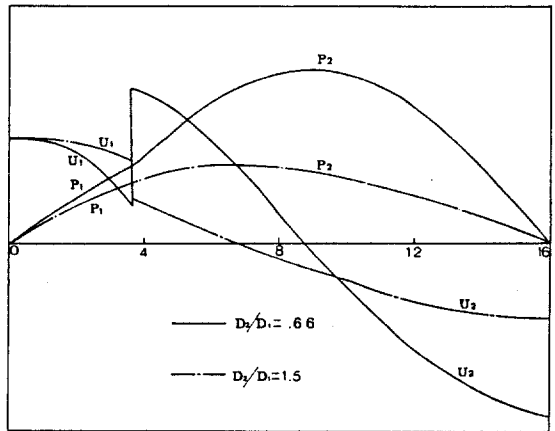


Fig.2 Effect of the diameter ratio on the acoustic mode shape for the tube of $L = 1.6$ m and $L_1 = 0.4$ m

2-2 음향력(acoustic power)의 발생

파장이 긴 정상파의 음장 가운데 놓인 가열기에 의해 발생하는 열음향력은 음압과 같은 위상 성분의 열전달량에 의하여 결정되며 다음 식으로 유도된다.⁽¹²⁾

$$Wg = \frac{(\gamma - 1) Q_0 E}{2\gamma P_0 (\omega \alpha_f)^{1/2}} \text{Im}(P_h \bar{U}_h) \quad \dots\dots\dots (9)$$

여기서 γ 은 비열비(specific heat ratio), P_0 는 평균 압력 Q_0 는 가열기로부터 대류(convection)에 의한 총가열량, α_f 는 관내 기체의 평균온도와 가열선의 표면온도의 평균값인 막온도(film temperature) T_f 에서의 열확산계수, P_h 와 U_h 는 가열기에서의 음압과 입자속도의 복소진폭, \bar{U}_h 는 U_h 의 공역복소수이

다. 그리고 E 는 열에너지로부터 음향 에너지로의 에너지 변환효율에 관한 계수인 복소효율계수(efficiency factor)의 음의 허수값(이하 효율계수)을 나타낸다. 균일유동장에 수직하게 놓인 독립된 등온원통의 경우, Prandtl수를 0.7로 고정할 때 효율계수는 가열선의 반지름 a 와 기류의 평균속도 U_0 를 ω 와 α_f 로 무차원화한 $a^* = a(\omega/\alpha_f)^{1/2}$, $U_0^* = U_0/(\omega\alpha_f)^{1/2}$ 의 함수로서 문헌(12)에 도시되어 있다. 가열기는 관 1에 설치하므로 가열기 주위의 음압과 입자속도의 복소진폭은 식(1)과 식(3)에 가열기의 위치 $X=Lh$ 를 대입하면 다음과 같다.

$$P_h = A \sin(KLh) \dots\dots\dots (10)$$

$$U_h = iA \cos(KLh) \dots\dots\dots (11)$$

평균유속 U_0 는 균일유동장에 하나의 가열선이 있는 경우 가열선에서 먼 자유흐름의 속도를 뜻한다. 따라서 가열선이 여러 개가 인접하여 있는 경우에는 가열선을 균일유동장에 놓인 하나의 독립된 가열선으로 취급하기 위하여, 가열기의 전방인 관의 입구에서의 평균 유속 U_i 를 보정계수 Cr 에 의하여 적절히 보정하여 U_0 를 정할 수 밖에 없다.

$$U_0 = Cr U_i \dots\dots\dots (12)$$

가열기 주위의 입자속도의 복소진폭도 같은 방법으로 나타내면 식(11)로부터 다음과 같이 표현된다.

$$U_h = i Cr A \cos(KLh)/r \dots\dots\dots (13)$$

따라서, 가열기에서 발생하는 음향력은 식(10)과 식(13)을 식(9)에 대입하면 다음 식으로부터 구할 수 있다.

$$Wg = \frac{(\gamma-1)Cr Q_0 E \sin(2KLh) A^2}{4\gamma P_0 (\omega\alpha_f)^{1/2} r} \dots (14)$$

위의 식에서 음향력의 생성은 가열량 Q_0 에 비례하며 가열선의 효율계수 E 와 가열선 사이의 간섭에 관한 보정계수 Cr 에 비례하는 것을 알 수 있다. 기류의 속도와 가열선의 지름 등의 영향은 효율계수에 포함되어 있으며 가열기의 위치는 $\sin(2KLh)$ 에 나타나나 있다.

지름이 일정한 관의 경우에는 $K=\pi/L$ 이므로 $Lh=L/4$, 즉 가열기의 위치가 기류의 길이의 $L/4$ 위치에 있을 때 최대의 음향력이 발생한다. 그러나, 가열기를 지나서 지름이 확대되면 $K<\pi/L$ 이고 지름이 축소되면 $K>\pi/L$ 로 되므로, 지름이 확대 될 때는 $Lh>L/4$, 축소될 때는 $Lh<L/4$ 에서 음향력이 최대로 되는 것을 알 수 있다.

2-3 음향력 손실

관내에서 음향력 손실은 관벽에서의 열점성적인 소산(thermoviscous dissipation)과 관의 양 끝에서 대류(convection) 및 방사(radiation)에 의한 손실을 들 수 있다. 단단한벽면의 경우 관벽에서의 열점성적인 소산에 의한 음향력 손실 Wd 는 다음 적분으로 구할 수 있다.¹²⁾

$$Wd = \int_0^L \left(|U|^2 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \left| \frac{P}{r} \right|^2 \right) \frac{\pi D}{2\sqrt{2}} (\omega\nu)^{1/2} \rho dx \dots\dots\dots (15)$$

위의 식에 식(1)~(4) 및 식(8)을 대입하여 적분하면 다음 결과를 얻을 수 있다.

$$Wd = \left(1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} + \left(1 - \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \right) \frac{\sin(2KL_1)}{2KL_1} + \frac{L_2}{L_1} \frac{D_2}{D_1} \frac{\sin^2(KL_1)}{\sin^2(KL_2)} \right) \left\{ 1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} + \left(1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \right) \frac{\sin(2KL_2)}{2KL_2} \right\} \frac{\pi D_1 L_1 \rho (\omega\nu)^{1/2} A^2}{4\sqrt{2} r} \dots\dots\dots (16)$$

또한, 관의 입구와 출구에서의 대류에 의한 음향력 손실은 기류의 Mach 수가 낮을 때 각각 다음과 같다.¹⁴⁾

$$Wc_1 = 1.33 \pi D_1^2 M_1 A^2 / (32r) \\ Wc_2 = 4\pi D_2^2 M_2 B^2 / (32r) \dots\dots\dots (17)$$

여기서 M_1 과 M_2 는 입구와 출구에서의 Mach 수이다. 또한, 플랜지가 없는 관의 양 끝에서 방사에 의한 음향력 손실은 각각 다음과 같다.¹⁵⁾

$$Wr_1 = \pi D_1^4 K^2 A^2 / (128r) \\ Wr_2 = \pi D_2^4 K^2 B^2 / (128r) \dots\dots\dots (18)$$

따라서 단단한 관이고 기류의 마하수가 낮을 때 총 음향력 손실은 식(16)~(18)을 합하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$Wl = \left\{ \left[1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} + \left(1 - \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \right) \frac{\sin 2KL_1}{2KL_1} + \left(\frac{L_2}{L_1} \right) \left(\frac{D_2}{D_1} \right) \frac{\sin^2(KL_1)}{\cos^2(KL_2)} \left\{ 1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} + \left(1 - \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \frac{\sin(2KL_2)}{2KL_2} \right) \right\} \right] \frac{\pi D_1 L_1 \rho (\omega \nu)^{1/2}}{4 \sqrt{2}} \left\{ 1.33 + 4 \frac{\sin^2(KL_1)}{\sin^2(KL_2)} \right\} \frac{\pi D_1^2 M_1}{32} + \left\{ 1 + \frac{\cos^2(KL_1)}{\cos^2(KL_2)} \frac{\pi D_1^4 K^2}{128} \right\} A^2 / r \dots (19)$$

그러나 실제의 관에서는 관 표면이 음향적으로 완전히 단단하지 않으므로 관내에서 흡음 및 관을 뚫고 밖으로 전달되는 음의 손실이 존재한다. 이러한 손실까지를 이론적으로 예측하기는 매우 어렵기 때문에 음향력 손실은 별도의 실험을 통하여 구하는 것이 확실하다. 음향력 손실을 실측하기 위하여서 다음 식으로 정의되는 감쇠계수(attenuating coefficient)를 구할 필요가 있다.

$$\beta = -(dE_n/dt)/E_n \dots (20)$$

여기서 E_n 은 음장의 총 에너지이며 $-dE_n/dt$ 는 단위 시간당 음향에너지의 손실률로서 앞에서 구한 Wl 과 같은 값이다. 따라서 β 는 다음 식으로 표현할 수 있다.

$$\beta = Wl / E_n \dots (21)$$

관내에서는 기주 진동에 의한 음향에너지는 운동에너지와 위치에너지를 합한 것이다. 그런데 단면이 일정한 경우, 단위 길이당 에너지는 에너지 분배법칙에 의해 모든 위치에서 일정하다. 따라서, 관 1에서는 $X=0$ 에서의 운동에너지 $\rho A^2/4r^2$ 와 같고, 관 2에서의 $X=L$ 에서의 에너지 $\rho B^2/4r^2$ 와 같다. 그러므로 식(8)의 관계를 이용하여 총 음향에너지를 구하면 다음과 같다.

$$E_n = \left\{ 1 + \frac{D_2^2 L_2 \sin^2(KL_1)}{D_1^2 L_1 \sin^2(KL_2)} \right\} \frac{\pi D_1^2 L_1 \rho A^2}{16r^2} \dots (22)$$

위의 식과 식(19)에서 감쇠계수를 측정하면 음향력 손실률을 구할 수 있다. 감쇠계수를 실험으로 구할 때는 음향에너지의 발생이 없는 상태에서 음장이 감쇠할 때 음압 진폭의 감쇠곡선에서 구할 수 있으며 음향에너지는 음압의 제곱에 비례하므로 음압의 감쇠계수 β 를 이용하여 나타내면 다음과 같다.

$$P = P(t=0) e^{-(\beta/2)t} \dots (23)$$

2-4 진동의 발생조건

주어진 음향모우드 형상에 대하여 음향력 발생이 손실보다 크면 기주진동이 발생하므로 임계조건은 다음과 같다.

$$Wg = Wl \dots (24)$$

식(14)와 식(21)~(22)를 식(24)에 대입하여 정리하면 기주진동에 필요한 최소의 열량은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$Q_0 = \frac{\beta 4\gamma P_0 (\omega \alpha_f)^{1/2} \left\{ 1 + \frac{D_2^2 L_2 \sin^2(KL_1)}{D_1^2 L_1 \sin^2(KL_2)} \right\} \frac{\pi D_1^2 L_1}{16r}}{(\gamma-1) Cr E \sin(2KLh)} \dots (25)$$

위의 식에서 공급열량 Q_0 는 대류 열전달에 의한 것을 뜻하며 실제 가열기에서 공급되어야 할 열량은 Q_0 에 복사 열전달량을 더하여야 하므로 식(25)보다 더 큰 값이 될 것이다.

3. 실험

실험장치의 개략도는 Fig.3에 도시한 바와 같다. 관은 강재로서 $D_1=37\text{mm}$ 로 일정하게 하고, 먼저 $D_2=D_1$ 인 직관에서 관의 길이 L 를 변화시키면서 실험하였다. 다음에 $L=140\text{cm}$ 로 길이가 일정한 관에 대하여 관을 축소($D_1>D_2$) 또는 확대($D_2>D_1$)시키면서 실험하였다. 기주진동의 발생조건을 실험하기에 앞서 관의 음향감쇠계수 β 를 측정하였다. 관의 밖에서 Horn driver에 의하여 순수음(pure tone)

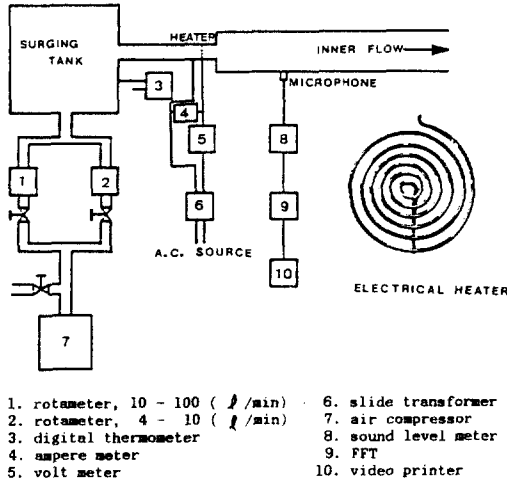


Fig. 3 Schematic representation of the experiment

을 발생시키고 관 중앙에 삽입한 마이크로폰으로 음압을 검출한다. 주파수를 변화시키면 정상파가 형성될 때 음압이 가장 크게 된다. 이 상태에서 Horn driver의 Power를 차단하면 음압의 감쇠 곡선을 FFT로 측정할 수 있으며 이로부터 β 가 구해진다. 열음향 진동의 발생조건을 측정하기 위하여 가열기는 지름 1 mm, 길이 350 mm의 전열선을 나선형으로 만든 것으로 관 길이의 1/4되는 위치에 고정하였다. 로우터 미터로 관에 흐르는 체적유량 U_t 를 계측하고 가열기에 의하여 공급되는 열량을 전력계로 측정하였다. 먼저 기류를 일정하게 맞추어 놓고 가열기에 전압을 서서히 증가시켜서 마이크로폰으로 검출된 음압을 FFT를 통하여 분석하며, 기류진동이 발생하는지 판정한다. 기류진동이 발생할 때의 유량과 전력을 기록한다.

4. 결과 및 고찰

먼저, 관에서 음향력 소멸률을 구하기 위하여 음압의 감쇠곡선을 측정한 대표적인 예를 도시하며 Fig.4와 같다. 그림과 같은 감쇠곡선으로부터 식(23)으로 나타나는 감쇠계수는 쉽게 계산되며 식(19)와 식(22)를 식(21)에 대입하여 계산한 이론치와 비교하여 정리하면 Table 1

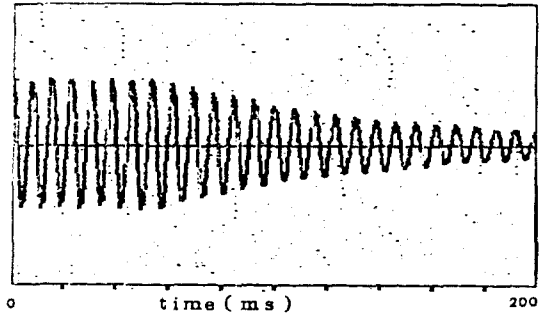


Fig. 4 Pressure decay curve measured by FFT for the estimation of the attenuating coefficient for the tube of $L=1.4$ m, $L_1=0.4$ m, $D_1=37$ mm and $D_2=22$ mm

Table 1. Comparison of theory(β_{th}) and experiment(β_{ex}) for the attenuating coefficient

	L (m)	L_1 (m)	D_1 (mm)	D_2 (mm)	β_{th} (1/ms)	β_{ex} (1/ms)
1	1.40	0.40	37	37	11.7	14.4
2	0.70	0.18	37	37	16.6	21.0
3	1.40	1.40	37	54	8.6	10.1
4	1.40	1.40	37	22	18.0	19.1

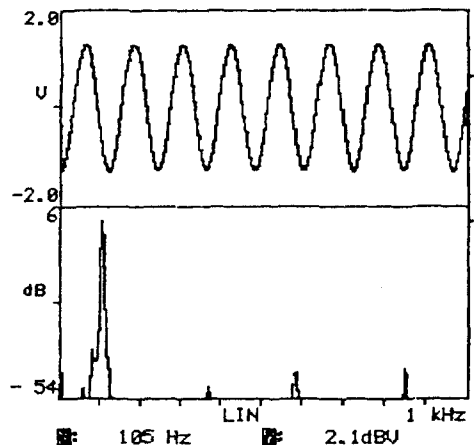


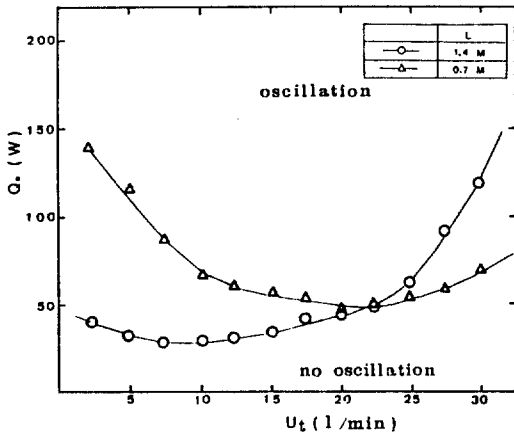
Fig. 5 Time and frequency signal of the thermoacoustic oscillation measured by FFT

과 같다. 전반적으로 이론치와 실측치는 비슷하나 실측치가 다소 높게 나타난다. 이와 같은 이론치에 비하여 실측치가 큰 이유는 이론 해석에서 고려되지 못한 관벽으로의 흡음이나 투과손실 등이 주된 원인인 것으로 사료된다.

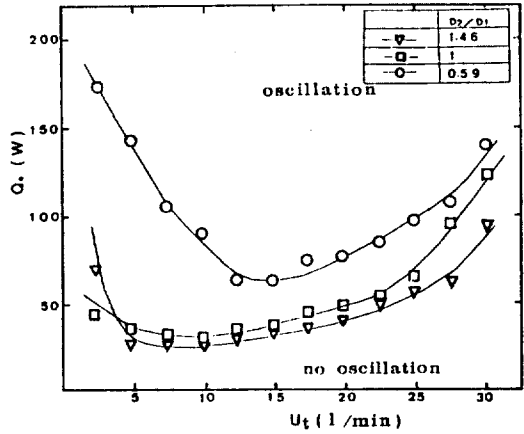
Fig.5는 기주진동이 발생하였을 때, FFT에 나타난 시간 및 주파수 신호이다. 열음향 진동은 기주의 기본 진동 주파수의 깨끗한 정현파를 나타내는 것을 알 수 있다. 정상상태에서 관 중앙의 음압은 가열량 등의 조건에 따

라서 다르나 140dB 이상의 강한 음장을 형성하였다.

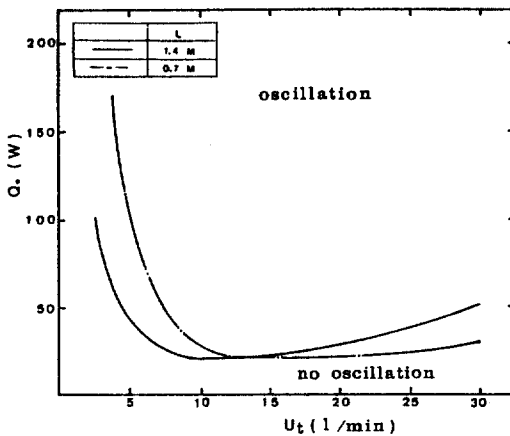
Fig.6은 지름은 일정하나 관의 길이가 다를 때 유량에 따라서 기주진동이 발생하는 최소의 가열량을 나타낸 것으로서 실험 결과와 이론 예측을 따로 도시 하였다. 식(25)에 의한 이론 예측에서 효율계수 E 는 문헌(11)에서 도식한 독립된 가열선의 효율곡선을 이용하였다. 이때 매개 변수인 무차원 평균유속은 체적유량을 관의 단면적으로 나누고 가열선 사이의



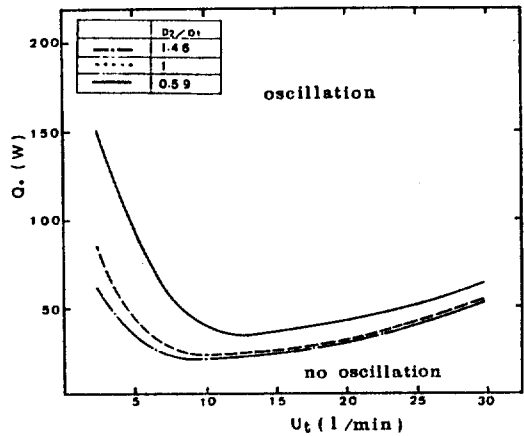
(a) Experiment



(a) Experiment



(b) Theory



(b) Theory

Fig. 6 Effect of the tube length on the onset condition of the thermoacoustic oscillation for the tube of constant diameter, $D_1 = D_2 = 37\text{mm}$ and $Lh = 1/4L$

Fig. 7 Effect of the variation of the tube diameter ratio on the onset condition of the thermoacoustic oscillation for the tube of constant length, $L = 1.4\text{m}$, $L_1 = 0.4\text{m}$ and $Lh = 0.35\text{m}$

간섭을 보정한 식(12)를 사용하였다. 가열선 사이의 간섭을 어떻게 보정하느냐에 따라서 이론 예측에 상당한 차이를 가져오게 되며 여기서는 가열선 사이를 지나는 최대평균유속이 독립된 가열선의 자유흐름 U_0 이 되도록 한 $Cr = 1.48$ 로 하였다. Fig.6에서 관의 길이가 짧아질수록 기주진동에 필요한 열량은 다소 증가하는 것을 알 수 있으며 이론 예측에 비하면 실험 결과가 전반적으로 더 크게 나타나 있다. 이러한 이론과 실험의 차이는 이론 예측에 복사열전달이 포함되지 않았으며 가열선 사이의 간섭에 관한 불확실성에 중요한 원인이 있는 것으로 사료된다.

Fig.7은 관의 전체 길이를 $L=140\text{cm}$ 로 일정하게 하고 관을 축소, 혹은 확대시키면서 기주진동의 발생에 필요한 열량에 관한 실험결과와 이론예측치를 도시하였다. 실험결과는 이론예측보다 다소 높은 열량을 나타내고 있으나 전체적인 경향은 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 즉, 관이 일정한 경우에 비교하여 축소되면 기주진동에 필요한 열공급은 증가하며, 확대되면 다소 감소한다. 따라서 기주의 단면적이 가열기 이후에서 축소되면 기주진동의 발생은 억제되며, 단면이 확대되면 더 쉽게 기주진동이 발생하게 된다. 즉, 관의 축소와 확대는 진동을 어렵게 혹은 쉽게하는 상반된 영향을 미친다. 그러나, 관 확대의 영향은 관 축소의 경우만큼 현저하지 못하다.

5. 결 론

단면 변화가 있는 관에서 나선형 가열기에 의하여 발생하는 기주진동에 관하여 음향력손실 및 가열기에서 음향력의 생성에 관하여 해석하고 기주진동의 발생조건을 예측할 수 있는 식을 유도하였다. 음향력 손실과 기주진동의 발생조건에 관하여 이론을 뒷받침하기 위하여 실험을 하였으며, 다음 결론을 얻었다. 기주의 단면적이 가열기를 지나서 축소되면 단면적이 일정한 경우에 비교하여 기주진동의 발생에 필요한 열량은 증가한다. 한편, 기주의 단면적이 확대되면 단면적이 일정한 경우에 비

교하여 가열량은 약간 감소하나 축소되는 경우와 같이 현저한 차이는 없다.

한편, 기주에서 음향력의 소멸률을 음압의 감쇠계수로부터 측정하면 단단한(rigid) 벽면을 전제로 한 이론 예측보다 다소 높게 나타난다.

후 기

본 연구는 1986년도 한국과학재단의 지원에 의한 "Rijke형 연소기에 의한 고체연료의 맥동 연소에 관한 연구"의 1차년도 연구내용의 일부이다. 관계 제위께 감사드린다.

참 고 문 헌

1. J.W.S. Rayleigh, *Theory of Sound*, Dover, New York, 1877.
2. K.T. Feldman, Jr., "Review of the Literature on the Rijke Thermoacoustic Phenomena", *J. Sound Vib.* Vol.7, No.1, pp.83-89, 1968.
3. A.A. Putnam and W.R. Dennis, "A Study of Burner Oscillations of the Organ Type", *Trans. ASME* Vol.75, pp.15-28, 1953.
4. B.T. Chu, "Stability of Systems Containing a Heat Source - The Rayleigh Criterion", *National Advisory Committee for Aeronautics, Res. Memo.* 56D27, 1956.
5. G.F. Carrier, "The Mechanics of the Rijke Tube", *Q. Appl. Math.* Vol.12, p.383, 1955.
6. G.C. Maling, Jr., "Simplified Analysis of the Rijke Phenomenon", *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.35, pp.1058-1060, 1963.
7. Y. Kato and A. Sajiki, "Onset of Oscillation of a Gas Column in a Tube due to the Existence of Heat Conduction Field", *Bull. JSME* Vol.20, pp.1161-1168, 1977.
8. H. Madarame, "Thermally Induced Oscillations in a Pipe (1st report)", *Bull. JSME*,

- Vol.24, pp.1626-1633, 1981.
9. A.A. Putnam, "Combustion Roar as Observed in Industrial Furnaces", ASME Journal of Engineering for Power, Vol.104, pp.867-873, 1982.
 10. C.J. Lawn, "Criteria for Acoustic Pressure Oscillations to be Driven by a Diffusion Flame", 19th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp.237-244, 1982.
 11. Young-Pil Kwon and Byung-Ho Lee, "Stability of the Rijke Thermoacoustic Oscillation..", J. Acoust. Soc. Am. Vol. 78, No.4. pp.1414-1420. 1985.
 12. Young-Pil Kwon and Byung-Ho Lee, "Heat Transfer Response of an Isothermal Cylinder in Fluctuating Cross Flow", Jr. Korean Soc. Mech. Engr., Vol.10, No.5, pp.706-712, 1986.
 13. A.D. Pierce, Acoustics: An Introduction to Its Principles and Applications, McGraw-Hill, new York, pp.524-531, 1981.
 14. U. Ingard and V.K. Signal, "Effect of Flow on the Acoustic Resonances of an open-Ended Duct", J. Acoust. Soc. Am., Vol.58, pp.788-793, 1975.
 15. L.E. Kinsler, A.R. Fery, A.B. Coppens, and J.V. Sanders, Fundamentals of Acoustics, 3rd ed., John Wiley & Sons, New York, 1980.