

네트워크 모델을 이용한 환형 가스터빈 연소기에서의 연소불안정 해석

표영민* · 윤명곤* · 김대식*†

Combustion Instability Analysis Using Network Model in an Annular Gas Turbine Combustor

Yeongmin Pyo* · Myunggon Yoon* · Daesik Kim*†

ABSTRACT

Lean premixed combustion was successful in meeting current NO_x emission regulations. However, these often leads to combustion instability. This phenomena results from the feedback relationship between heat release perturbations and acoustic pressure oscillations in the combustor. Researches on the combustion instability in an annular combustor have recently received great attention due to the enhanced NO_x requirement in aero-engines. In this study, the thermoacoustic network model has been developed in order to calculate the acoustics for longitudinal as well as circumferential modes in the annular combustor. The combustion model in the network model is calculated by flame transfer function(FTF). Numerical and analytical results are compared to an measurement data.

초 록

희박 예혼합 연소기는 NO_x 배출 규제를 만족시키지만, 연소불안정 현상을 야기하는 단점을 갖고 있다. 이때 연소불안정 현상은 연소기 내부에서 열발생 섭동과 음향 압력 섭동 사이의 피드백 관계로부터 도출된다. 특히 항공용 엔진에 대한 배출 가스 규제가 강화되면서, 환형 연소기에서의 연소불안정 연구에 대한 관심이 크게 증가하고 있다. 본 연구에서는 환형연소기에서의 길이방향 및 환형방향의 모드까지 계산할 수 있는 열음향 네트워크 모델을 개발 및 사용하였고, 이때 연소 모델은 화염전달함수를 적용하였다. 이와 같은 네트워크 모델을 사용하여 벤치마킹한 환형연소기의 실험데이터와 비교 분석하여 연소불안정 해석을 진행하였다.

Key Words: Annular Gas Turbine Combustor(환형 가스터빈 연소기), Combustion Instability(연소 불안정), Thermoacoustic Network Model(열음향 네트워크 모델)

* 강릉원주대학교 기계자동차공학부

† 교신저자, E-mail: dskim@gwnu.ac.kr

최근 NOx의 배출규제가 강화됨에 따라 배출 및 연료 소비율 감소를 모두 만족시키기 위해 희박 예혼합 연소시스템(lean premixed combustion system)이 각광을 받고 있다. 그러나 이는 희박 가연 한계(lean blow out)에서 연소가 일어나기 때문에 당량비나 공기 및 연료 유량 변화에 의해 발생하는 연소기 내부에서의 열방출과 변화와 압력과 변동 사이의 상호작용으로 인한 연소불안정(combustion instability) 현상이 큰 문제점으로 제기 되고 있다. 이러한 현상이 지속될 경우, 과도한 진동 및 벽면으로의 열유량 축적 등으로 인해 연소기 부품의 손상을 야기하게 되고, 심하게는 가스터빈 전체 시스템의 파괴로 이어지게 된다. 그렇기 때문에 연소불안정 현상에 대한 정확한 이해와 그 특성을 예측 할 수 있는 기술 개발이 요구된다. 이와 같이 연소불안정 현상은 산업용 가스터빈에 주로 사용되는 캔형 연소기뿐만이 아니라 본 연구에서 주목하고 있는 항공용 엔진에 주로 사용되는 환형 소기에서도 나타난다.[1-4]

실제적인 연소기 개발 단계에 있어서 연소불안정 현상을 실험적으로 계측하고 이를 제어하는 방법은 시간과 비용면에 있어서 제한적이다. 따라서 전세계적으로 관련 연구기관들에서는 다양한 연구 접근방법들을 통해 연소불안정 예측 기법들을 개발하고 있다.

연소불안정을 예측하는 여러 기법 중에서 LES(Large Eddy Simulation), RANS(Reynolds Averaged Navier Stokes) 등의 경우는 질량, 운동량, 에너지 보존 관계식으로부터 연소장과 음향장을 연립하여 분포계의 해를 찾아야 하는데, 이는 많은 시간과 비용이 든다. 반면 연소불안정 모델링 방법 중 널리 사용되고 있는 열음향 해석 모델(Thermoacoustic Analysis Model, TA Model)은 실제 연소 시스템을 간소화하고, 상대적으로 영향이 작은 인자들을 단순화하여 열음향 특성을 예측하는 해석 기법이다.[5-6]

이전의 연구에서 진행된 열음향 해석 기법[7]은 다단의 덕트 형상 및 환형의 연소기의 형상을 적용하는데 제한이 있다. 그러나 본 연구에서 적용한 열음향 네트워크 기법은 다단의 형상뿐

만이 아니라 환형의 형상에서의 연소불안정 상태를 비교적 간단하게 계산할 수 있는 장점을 갖고 있다.

본 연구는 열음향 네트워크 모델링의 소개와 함께 벤치마킹한 환형 연소기에서 네트워크 모델이 어떻게 적용되며, 나아가 해당 연소기에서의 불안정 주파수 및 불안정 성장률, 나아가 모드형상까지 실험과 비교하여 모델링의 정확도를 검증하였다.

2. 열음향 네트워크 모델링

2.1 지배방정식

네트워크 모델은 연소실에서의 음향학적인 거동을 해석하기 위해 점성과 열확산을 무시한 이상기체의 보존방정식으로 지배방정식을 표현할 수 있다. 이는 엔트로피 및 와류에 대한 영향까지 고려된 것으로서 실제 시스템에서 평균 속도에 미치는 영향을 보다 더 정확하게 계산 할 수 있다.[8]

$$\begin{aligned} \frac{\overline{D}\rho'}{Dt} + \bar{\rho}\nabla \cdot U' &= 0 \\ \frac{\overline{D}U'}{Dt} + \frac{1}{\rho}\nabla \cdot p' &= 0 \\ \bar{\rho}T\frac{\overline{D}S'}{Dt} &= q' \\ \frac{\overline{D}\xi'}{Dt} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

여기서 압력은 시간에 대한 평균값과 섭동량으로 나눌 수 있고, 섭동량이 평균값에 비해 크기가 매우 작다는 가정을 통해 다음의 비제차 파동방정식(inhomogeneous wave equation)을 얻을 수 있다.

$$\frac{1}{c^2} \left(\frac{\overline{D}^2 p'}{Dt^2} \right) - \nabla^2 p' = -\frac{\gamma-1}{c^2} \frac{\overline{D}q'}{Dt} \quad (2)$$

이때 비정상 열의 유입이 없다고 가정한다면, 대류 파동 방정식으로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{1}{\bar{c}^2} \left(\frac{\bar{D} p'}{Dt} \right) - \nabla^2 p' &= 0 \\ \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \\ \frac{\bar{D}}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial r} + w \frac{\partial}{\partial \theta} \end{aligned} \quad (3)$$

본 연구에서 주목하고 있는 환형 연소기는 반경방향으로의 변화를 무시하고, 평균속도는 x 축 방향의 속도만 고려하여 아래와 같이 가정할 수 있다.

$$\begin{aligned} \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \\ \frac{\bar{D}}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \end{aligned} \quad (4)$$

앞서 구한 Eq. 3에서의 파동방정식을 이용하여 압력, 속도, 밀도에 관련한 음향 섭동식을 구하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} p'(x, \theta, t) &= A_{\pm} \exp(ik_{\pm} + in\theta + i\omega t) \\ \rho'(x, \theta, t) &= \frac{1}{\bar{c}} A_{\pm} \exp(ik_{\pm} + in\theta + i\omega t) \\ u'(x, \theta, t) &= -\frac{k_{\pm}}{\rho \alpha_{\pm}} A_{\pm} \exp(ik_{\pm} + in\theta + i\omega t) \\ w'(x, \theta, t) &= -\frac{n}{R \rho \alpha_{\pm}} A_{\pm} \exp(ik_{\pm} + in\theta + i\omega t) \end{aligned} \quad (5)$$

위의 식은 엔트로피의 섭동 및 와류의 섭동이 고려되지 않은 결과이다. 이때 음향, 엔트로피, 와류 섭동식을 모두 고려하여 식으로 표현하면, Eq. 7와 같이 나타낼 수 있다. 엔트로피 섭동은 Eq. 6(a)과 같고, 비압축성 및 비회전성이며, 와류 섭동은 Eq. 6(b)로 표현되며, 비압축성 및 등엔트로피의 조건을 갖는다.

$$\begin{aligned} \frac{\bar{D} S'}{Dt} &= 0 \quad \dots \quad (a) \\ \frac{\bar{D} \xi'}{Dt} &= 0 \quad \dots \quad (b) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} p'(x, \theta, t) &= A_{\pm} \exp(ik_{\pm} + in\theta + i\omega t) \\ &= \hat{p} \exp(in\theta + i\omega t) \\ \rho'(x, \theta, t) &= \frac{1}{\bar{c}} A_{\pm} \exp(ik_{\pm} + in\theta + i\omega t) \\ &= -\frac{1}{\bar{c}} A_E \exp(ik_0 + in\theta + i\omega t) \\ &= \hat{\rho} \exp(in\theta + i\omega t) \\ u'(x, \theta, t) &= -\frac{k_{\pm}}{\rho \alpha_{\pm}} A_{\pm} \exp(ik_{\pm} + in\theta + i\omega t) \\ &= \frac{n\bar{u}}{\rho c} A_V \exp(ik_0 + in\theta + i\omega t) \\ &= \hat{u} \exp(in\theta + i\omega t) \\ w'(x, \theta, t) &= -\frac{n}{R \rho \alpha_{\pm}} A_{\pm} \exp(ik_{\pm} + in\theta + i\omega t) \\ &= \frac{\omega R}{\rho c^2} A_V \exp(ik_0 + in\theta + i\omega t) \\ &= \hat{w} \exp(in\theta + i\omega t) \end{aligned} \quad (7)$$

이때 \bar{c} 는 평균 음속이며, α_{\pm} 및 k_0, k_{\pm} 는 아래와 같다.

$$\begin{aligned} \alpha_{\pm} &= \omega + \bar{u} k_{\pm} \\ k_0 &= -\frac{\omega}{\bar{u}} \\ k_{\pm} &= \frac{\bar{M}\omega \mp (\omega^2 - \omega_c^2)^{\frac{1}{2}}}{\bar{c}(1 - \bar{M}^2)}, \quad \omega_c = \frac{n\bar{c}}{R} (1 - \bar{M})^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (8)$$

Equation 7에서와 같이 압력, 밀도, 속도에 대한 섭동식을 질량, 운동량, 에너지 보존 방정식으로 변환하여 면적 및 길이 변화가 있는 각 모드들에 적용하여 네트워크를 구성하는데, 이는 Eq. 9과 Eq. 10의 행렬식을 통해 얻어질 수 있으며, 구체적인 모듈에 대한 설명은 다음장부터 설명하였다.

$$\begin{aligned} (\hat{p}, \hat{u}, \hat{\rho}, \hat{w})^T &= F \cdot W(x) \\ (\hat{m}, \hat{f}_x, \hat{f}_{\theta}, \hat{e})^T &= G \cdot (\hat{p}, \hat{u}, \hat{\rho}, \hat{w})^T \end{aligned} \quad (9)$$

이때 행렬 $W(x), F, G$ 는 아래와 같다.

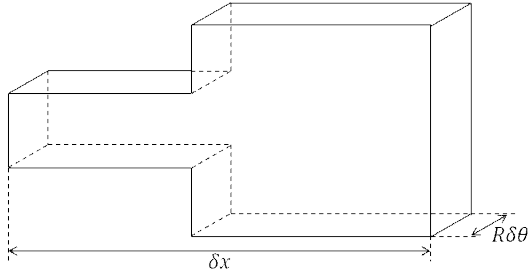


Fig. 1 Diagram of a thin annular sector at the area change

$$W(x) = (A_+ e^{ik_+ x}, A_- e^{ik_- x}, A_E e^{ik_0 x}, A_V e^{ik_0 x})^T$$

$$F = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{k_+}{\rho\alpha_+} & -\frac{k_-}{\rho\alpha_-} & 0 & \frac{\eta\bar{u}}{\rho c^2} \\ \frac{1}{c^2} & \frac{1}{c^2} & -\frac{1}{c^2} & 0 \\ -\frac{\eta}{R\rho\alpha_+} & -\frac{\eta}{R\rho\alpha_-} & 0 & \frac{k_0 R}{\rho c} \end{pmatrix} \quad (10)$$

$$G = \begin{pmatrix} 0 & \bar{\rho} & \bar{u} & 0 \\ 1 & 2\bar{\rho}\bar{u} & \bar{u}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & R\bar{\rho}\bar{u} \\ \frac{\eta\bar{u}}{2} & \frac{\eta\bar{u}}{2} & \frac{3}{2}\bar{\rho}\bar{u}^2 & \frac{1}{2}\bar{u}^3 \end{pmatrix}$$

2.2 입구 및 출구

입구에서의 평균 유동은 압력, 온도, 질량유량에 의해 표현되어진다. 또한 섭동은 몇 개의 종류로 나타낼 수 있는데, 예를 들어 입구가 면적이 매우 큰 예혼합실과 연결되어 있다고 가정한다면 $\hat{p}(x=0)$ 는 매우 작을 것이고, 엔트로피파와 와류파가 없다고 가정하면, $A_+ = A_- = 1$ 이고, $A_E = A_V = 0$ 이 된다. 반대로 완전히 닫힌 경계 조건이라면, $A_+ = 1$, $A_- = -1$ 이고, $A_E = A_V = 0$ 이 될 것이다. 입구에서와 마찬가지로, 출구에서의 경계조건은 동일한 조건하에 경계조건은 부호만 반대일 것이다.

입구와 출구의 간단한 경계조건을 넘어서서 정확한 반사계수의 영향까지 고려할 수 있다면, 보다 정확한 해석 결과를 가져올 것이라 예상된다.[9]

2.3 끝은 관에서의 길이 변화

입구의 경계조건과 초기조건을 통해 $W(x_0)$ (x_0 는 관의 시작 지점을 의미한다.)를 얻을 수 있으며, 끝은 관의 끝 지점에서의 파의 진폭은 Eq. 11에서와 같은 전파 행렬(propagation matrix)을 통해 표현할 수 있다.

$$W(x_0 + x_1) = P(x_1)W(x_0)$$

$$P(x_1) = \begin{pmatrix} e^{ik_+ x_1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{ik_- x_1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{ik_0 x_1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{ik_0 x_1} \end{pmatrix} \quad (11)$$

낮은 마하수의 경우, 엔트로피파와 와류파는 관의 길이에 따라 영향을 크게 받으므로 비교적 길이가 긴관에 대해서 이와 같은 현상은 고려될 필요성이 있다.[8]

2.4 면적 변화

Figure 1에서와 같은 면적변화가 있는 얇은 환형연소기의 부분을 고려할 때, 질량 및 각운동량, 에너지 유동이 모두 보존된다. 그러나 면적변화가 존재하기 때문에, Dowling 등[1]이 언급하였듯이 축방향 운동량이 증가 혹은 감소하여, 다음과 같은 변화된 운동량 보존 방정식을 적용하였다.

$$A_2 \rho_2 u_2^2 - A_1 \rho_1 u_1^2 = A_2 (p_1 - p_2) \quad (12)$$

이때 하첨자 1과 2는 각각 면적변화의 전과 후를 의미한다.

2.4 연소 모델

연소기에서의 음향전달뿐만이 아니라 연소를 포함한 열음향전달을 계산하기 위해서는 주어진 열섭동(\hat{q})에 대한 정보가 제시되어야 한다. 이것은 화염전달함수(flame transfer function)를 통해 얻어질 수 있고, 이는 주어진 유동 섭동 성분 중 혼합기 입구 속도 섭동 또는 당량비 섭동에 대한 화염의 동특성을 정량화하여 주파수 영역에 대해 정의한 것으로서, 주파수 응답 실험 또는

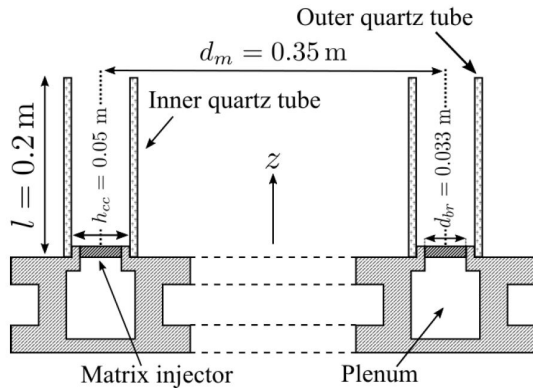


Fig. 2 Schematic representation of the experimental setup[15]

CFD 해석 등을 통해 얻을 수 있다.[10-11]

본 연구는 당량비의 섭동이 없는 완전 예혼합 화염에 대해 고려하므로, Eq.(13)과 같은 비교적 간단한 모델로 표현할 수 있다.

$$FTF(\omega) = \frac{\hat{q}^n / \bar{q}}{\hat{u}^n / \bar{u}} = n(\omega) e^{i\omega\tau} \quad (13)$$

여기서 $n(\omega)$ 는 속도섭동에 대한 열발생섭동의 크기를 의미하고, τ 는 시간지연(time delay)을 의미하게 된다.

3. 해석 방법

3.1 연소기 형상 및 해석 조건

본 연구에서는 Davide Laera et al[15]의 연구에 사용된 환형 연소기를 대상으로 선정하였고, 실험결과와 비교하여 모델을 검증하였다. Fig. 2는 해당 연소기의 개략도이다. 연료와 공기의 혼합공간인 예혼합실이 있으며 여기에 16개의 matrix 노즐이 연결되어 있으며, 이는 다시 환형의 버너로 다시 연결된다. 이때 예혼합실의 입구와 버너의 출구 음향 경계 조건은 각각 닫힌 경계 조건과 열린 경계 조건으로 분류하였다.

Table 1은 본 연구에서 사용된 해석기법을 실험데이터와 비교 분석하기 위해 사용한 연소기의 운전 조건이다. 혼합기의 온도와 속도가 각각 300 K, 0.66 m/s 일 때, 당량비 1.11로 고정하고 연료는 프로판을 사용하여 해석

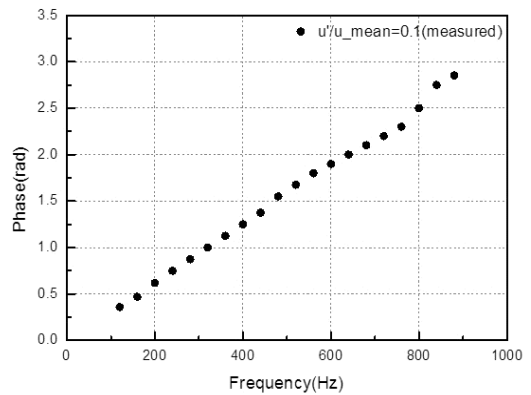
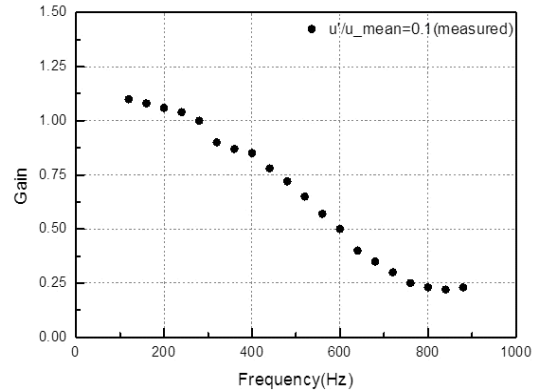


Fig. 3 Gain and phase of flame transfer function as a function of frequency

을 진행하였다.

Fig. 3은 본 연구에 적용된 FTF 데이터로서, 앞서 언급된 Davide Laera et al[15]의 실험에서 동일한 작동조건의 싱글 노즐 및 싱글 버너로 실험한 결과이다. 저자들은 같은 조건의 전체 환

Table 1. Operating condition and gas properties

Operating condition	
Fuel	Propane(C3H8)
Mixture temperature(K)	293
Equivalence ratio	1.11
Inlet velocity(m/s)	0.66
operation pressure(atm)	1

형 연소기 시스템에서 standing mode만이 관찰되는 불안정 주파수 496 Hz를 얻어내었다.

3.2 네트워크 모델을 이용한 해석 방법

본 해석에 네트워크 모델을 적용할 때, 16개의 노즐과 예혼합구간, 그리고 버너와의 면적변화 관계에 있어서 해석형상 및 네트워크 구성은 Fig. 4와 같다. 이때 Matrix 노즐의 다공판의 면적과 동일한 면적의 원통형 노즐로 기존의 노즐을 대체하여 계산을 진행하였다.

면적변화가 있는 구간에서 질량, 각운동량, 에너지의 유동은 각 영역에 있어서 보존된다고 가정하고, 축방향 운동량에 대한 보존 방정식을 수정된 식으로 정의하면, Eq. 14, 16 같은 행렬식으로 구성할 수 있다. 우선 면적이 감소하는 예혼합실과 노즐과의 관계는 아래와 같다.

$$\begin{pmatrix} \hat{m}_2^n \\ \hat{f}_{x_2}^n \\ \hat{f}_{\theta_2}^n \\ \hat{e}_2^n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/16 & 0 & 0 & 0 \\ E^* & F^* & 0 & G^* \\ 0 & 0 & 1/16 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/16 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \hat{m}_1^n \\ \hat{f}_{x_1}^n \\ \hat{f}_{\theta_1}^n \\ \hat{e}_1^n \end{pmatrix} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} E^* &= \left[\frac{\gamma_1 + \frac{1}{2} \overline{M}_1^2 (\gamma_1 - 1)}{\overline{M}_1^2 - \gamma_1} \right] \bar{u}_1 (16\beta - 1) \\ F^* &= \left[1 - \frac{\gamma_1 \overline{M}_1^2}{\overline{M}_1^2 - \gamma_1} \right] (16\beta - 1) \\ G^* &= \left[\frac{\overline{M}_1^2 (\gamma_1 - 1)}{\overline{M}_1^2 - \gamma_1} \right] \frac{1}{u_1} (16\beta - 1) \end{aligned} \quad (15)$$

여기서 β 는 면적변화 전과 후의 변화율을 의미한다. 위와 같은 방법으로 면적이 증가하는 노즐과 버너의 관계를 표현하면 아래와 같다.

$$\begin{pmatrix} \hat{m}_4^n \\ \hat{f}_{x_4}^n \\ \hat{f}_{\theta_4}^n \\ \hat{e}_4^n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 16 & 0 & 0 & 0 \\ E^{**} & F^{**} & 0 & G^{**} \\ 0 & 0 & 16 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 16 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \hat{m}_3^n \\ \hat{f}_{x_3}^n \\ \hat{f}_{\theta_3}^n \\ \hat{e}_3^n \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \hat{q} \end{pmatrix} \quad (16)$$

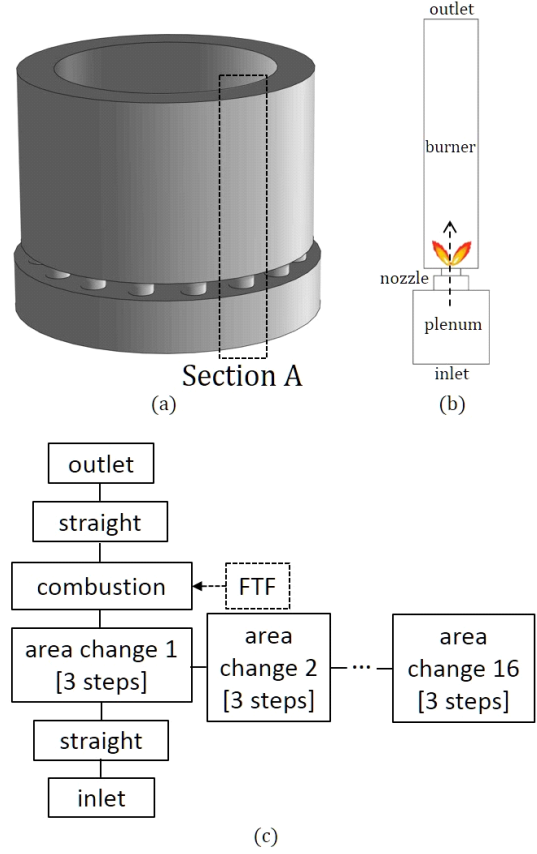


Fig. 4 (a) Three dimensional geometry of the benchmarked combustor. (b) Section A cut with the geometrical details of the matrix injector model. (c) Schematics of modeling approach

$$\begin{aligned} E^{**} &= \left[\frac{\gamma_3 + \frac{1}{2} \overline{M}_3^2 (\gamma_3 - 1)}{\overline{M}_3^2 - \gamma_3} \right] \bar{u}_3 \left(\frac{1}{16} \beta - 1 \right) \\ F^{**} &= \left[1 - \frac{\gamma_3 \overline{M}_3^2}{\overline{M}_3^2 - \gamma_3} \right] \left(\frac{1}{16} \beta - 1 \right) \\ G^{**} &= \left[\frac{\overline{M}_3^2 (\gamma_3 - 1)}{\overline{M}_3^2 - \gamma_3} \right] \frac{1}{u_3} \left(\frac{1}{16} \beta - 1 \right) \end{aligned} \quad (17)$$

위의 과정 중에 면적이 증가하는 버너와의 관계에 있어서 열의 유입 및 섭동을 고려하면, Fig. 3에서의 화염전달함수 데이터를 Eq. 16의 열발생 섭동(\hat{q})에 적용할 수 있다.

4. 해석 결과 및 고찰

4.1 화염전달함수를 적용한 모드 해석

Table 2는 FTF를 적용하여 계산한 해석 결과와 실험을 통해 얻어진 결과를 비교한 것이다. 공진주파수 예측에 있어서 표에서 보는 바와 같이 오차가 약 0.4%로 성공적으로 예측하였고, 이 주파수에서의 불안정 성장률 역시 양수로서 불안정 구간이라는 것을 알 수 있다. 이때의 모드형상은 실험에서는 1C모드 즉, 원주방향의 모드수가 1인 형상으로만 나와 있고, 자세한 연소실 전체에서의 모드형상은 제시되어지고 있지 않다. 그러나 본 연구에서 얻어진 결과를 토대로 비교하였을 때, 원주방향의 모드수가 1인 형상이 관찰되므로, 잘 추정하고 있다고 생각하였다.

Figure 5를 통해 확인 할 수 있듯이, 일반적인 환형 연소기에서 주로 관찰되는 원주방향의 모드가 예측결과에서 관찰되었고, 동시에 종방향 모드까지 커플 된 모드형상을 확인 할 수 있었다. 또한 두 개의 모드가 모두 연소실에서 나타나는 것을 볼 수 있다. Fig 5(a)는 예혼합실 입구로부터 0.092 m 떨어져 있는 연소실 시작지점에서의 원주방향 모드를 나타낸 것으로서, 원주방향 모드수가 1인 결과를 나타내고 있다. 또한 Fig 5(b)는 약 45° 지점에 있는 노즐을 포함한 연소기의 단면을 바라본 형상 및 그래프로서, 길이방향의 모드수가 1인 결과를 보여주고 있다.

Figure 6는 해석결과 연소실 내부에서 발생한 음향모드가 정상파의 형태를 갖는 것을 나타낸 것으로서, 각각 T/4, 3T/4일 때의 모드형상 및 압력섭동 그래프를 1주기씩 나타낸 것이다. 실험에서의 결과 또한 정상파의 형태를 나타내는 것과 비교하였을 때, 모드형상에 있어서 신뢰할만한 결과라 판단하였다.

Table 2. Thermo-acoustic mode of measurement and prediction

	Experimental	Numerical
Resonant frequency(Hz)	496	498
Growth rate(1/s)	none	206.2
Modeshape	none	1C 1L
Mode type	standing	

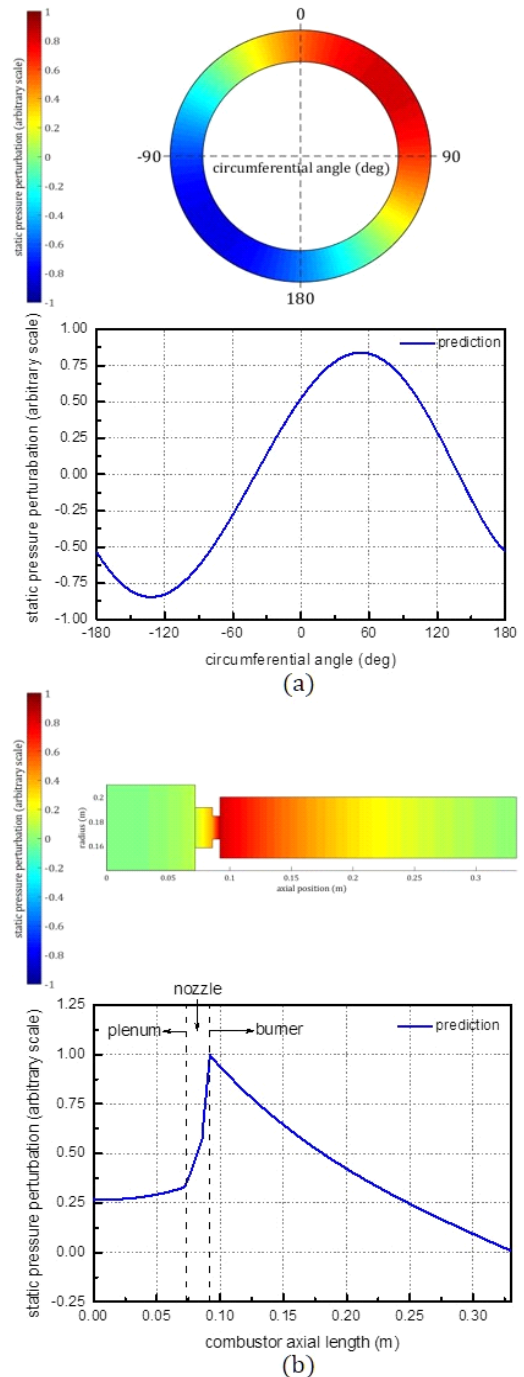


Fig. 5 Modeshapes of 479 Hz mode computed under passive flame conditions(using FTF) and plotted in a plane located at (a) the burner inlet section and (b) the section-A of Fig. 4(a)

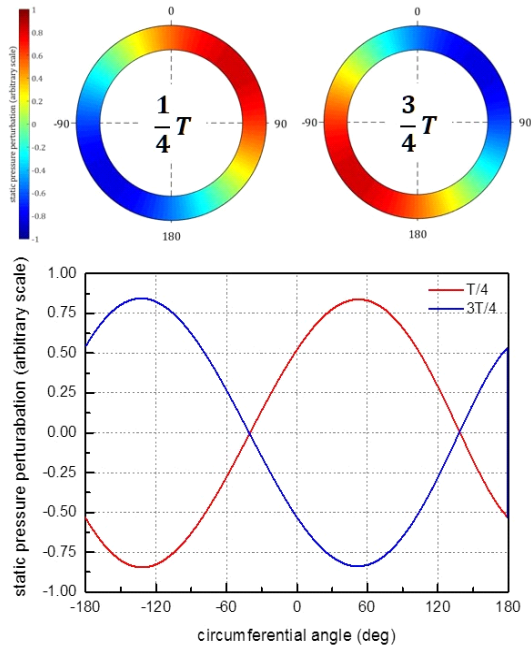


Fig. 6 Pressure modulus $|p'|$ at the standing mode of the $f = 479 \text{ Hz}$ instability modes

5. 결론

본 연구는 열음향 네트워크 모델에 대한 소개 및 환형 연소기에 어떻게 적용이 되는지 설명하고, 나아가 환형 연소기에서 연소할 때 나타나는 음향 모드를 화염전달함수를 적용한 네트워크 모델을 사용하여 예측함으로써 코드를 검증하였다. 이때 Davide Laera et al은 MICCA 연소기의 노즐부분에 다공판을 사용하였지만, 본 해석에서는 면적이 동일한 원통형 노즐을 사용하였고, 해석결과에 대한 오차가 작은 것을 통해 음향전달에 있어서 영향이 적은 인자라고 판단하였다. 또한 적용한 화염전달함수는 실험에서 정상파가 나타나는 불안정현상 조건과 동일한 싱글 노즐, 싱글 버너에서 측정된 데이터로서, 전체 환형 연소기 형상에 대한 음향 모드 해석을 진행할 때 보다 쉽게 접근할 수 있었다. 이를 통해 전체 환형 연소기 시스템에서 나타나는 불안정 주파수 및 성장률을 실험과 비교하였고, 신뢰할만한 결과를 얻을 수 있었다. 그러나 실제 환형 연소기에서 나타나는 불안정 모드의 형태는 정상파의 형태뿐만이 아니라 회전형 모드의 형태가

지 포함하게 되나, 회전형 모드의 해석이 쉽지 않고, 실험에 있어서 어려움이 있기 때문에 많은 연구가 필요하다. 향후 환형 연소기에 대한 해석에 있어서 개선된 신뢰도를 확보하기 위해서는 네트워크 모델을 이용하여 회전형 모드가 결합된 형태의 불안정현상까지 예측이 요구된다.

후 기

본 논문은 산업통상자원부 항공우주부품기술개발사업의 지원으로 작성되었습니다 (과제번호 : 10067074).

참 고 문 헌

1. Lieuwen, T., and Yang, V., "Combustion Instability in Gas Turbine Engines," AIAA, Washington, 2005
2. Huang, Y., Sung, H.G., Hsieh, S.Y., and Yang, V., "Large-Eddy Simulation of Combustion Dynamics in Lean-Premixed Swirl-Stabilized Combustor," Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No. 3, 2003, pp.722-734
3. Ducruix, S., Schuller, T., Durox, D., and Candel, S., "Combustion Dynamics and Instabilities: Elementary Coupling and Driving Mechanisms," Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No. 5, 2003, pp.722-734
4. Lieuwen, T., "Modeling Premixed Combustion-Acoustic Wave Interactions: A Review," Journal of Propulsion and Power, Vol. 21, No. 4, 2003, pp.591-599
5. Wolf, P., Balakrishnam, R., Sraffelbach, G., Gicquel, L., and Poinot, T., "Using LES to Study Reacting Flows and Instabilities in Annular Combustion Chambers," Journal of Flow of the Flow, Turbulence and

- Combustion, Vol. 88, No. 1-2, pp.191-206
6. Kim, D., "Linear Stability Analysis in a Gas Turbine Combustor Using Thermoacoustic Model," Journal of the Korean Society of Combustion, Vol. 17, No. 2, 2012, pp.17-23
 7. Kim, J., Yoon, M., Kim, D., "Combustion Stability Analysis using Feedback Transfer Function," Journal of the Korean Society of Combustion, Vol. 21, No. 3, 2016, pp.24-31
 8. Yu, Y.C., Sisco, J.C., Sankaran, V., Anderson, W.E., "Effects of Mean Flow, Entropy Waves, and Boundary Conditions on Longitudinal Combustion Instability", Combustion Science and Technology, Vol. 182, No. 7, 2010, pp.739-776
 9. Lim, J., Kim, D., Kim, S.K., Cha, D.J., "Effects of Acoustic Boundary Conditions on Combustion Instabilities in a Gas Turbine Combustor," Journal of the Korean Society of Propulsion Engineers, Vol. 19, No. 4, 2015, pp15-23
 10. Zhu, M., Dowling, A.P., Bray, K.N.C., "Studies of flame transfer function with three dimensional calculations," ASME, GT2003-38409, 2003
 11. Stow, S.R., Dowling, A.P., "Thermoacoustic Oscillations in an Annular Combustor," ASME, GT2001-0037, 2001