

# 원통형 연소기 내의 저주파 소음특성에 관한 수치적 연구

◦김재현\*, 이수갑\*\*

## Numerical Study on Characteristics of Low-Frequency Noise in a Cylindrical Combustor

Jaeheon Kim\*, Soogab Lee\*\*

### ABSTRACT

Thermoacoustic oscillation is a significant problem in cylindrical-type combustors such as common internal combustion engines, industrial furnaces, gas turbine, etc. This kind of low frequency oscillation can give rise to serious troubles such as the destruction of system or producing of a strong noise. Accurate numerical simulation of thermoacoustic phenomena is a complex and challenging problem. Especially, considering the reaction of mixture intensifies the difficulty of analysis. Like as other simulations of the aerodynamics and aeroacoustics, direct computation of thermoacoustic phenomena requires that the Navier-Stokes equations be solved using accurate numerical differentiation and time-marching schemes, with non-reflecting boundary conditions. In this study, numerical approach aims at qualitative analysis and efficient prediction of problem, not at the development of an accurate scheme. Overallly speaking, numerical prediction is reasonably matched with experimental result.

### 1. 개요

일반 내연기관이나 산업용로, 가스터어빈 등의 기본적인 형상이라고 할 수 있는 실린더형 연소기에서의 연소에 의한 소음은 크게 열음향학(thermoacoustics)의 영역에 포함시켜 생각할 수 있는데, 열음향학 분야는 최근 그 중요성과 유용성이 여러 응용분야에서 부각됨에 따라 많은 관심을 끌고 있다. 열음향학적 진동은 심한 경우 연소기의 구조적인 파괴를 야기할 수도 있으며 이로 인한 소음의 발생은 주위의 작업 환경 및 주거 환경에

심각한 위협이 되고 있는 현 시점에서 본 연구는 열음향학적 진동에 의해 발생하는 저주파 소음을 위주로 그 특성을 파악하고 성능개선을 도모하고자 하였다.

수치적인 공력음향학 해석 기법(computational aeroacoustics technique)을 사용하는 것은 연소기 내 유동, 전달 및 복사 현상 등을 해석할 수 있게 하지만 수치계산 결과의 초기 검증은 먼저 문제를 1차원으로 간략화하여 수행하는 것이 최상의 방법이다. 특히 본 연구에서 다루고자 하는 것처럼 부력(buoyant force)에 의해 야기되는 현상인 경우 더욱 그러하다. 음향학적인 부분과 부력에 의해 야기되는 부분은 전혀 다른 시간 크기(time scale)를 갖기 때문에 어떤 계산에서든지 어려움이 따르

\* 대학원생, 서울대학교 항공우주공학과

\*\* 교수, 서울대학교 항공우주공학과

며 막대한 계산 시간을 요구한다. 따라서 1차원 모델에 대한 해석은 검증의 목적 뿐만이 아니라 고차원 연구를 위한 초기조건을 제공하기 위해서도 유용하다. 따라서 1차원 모델에 대한 해석은 평균 유동에 대한 수학적 및 수치적 해의 도출에 그 초점을 맞추어 진행되었다.

2차원 모델에서는 실제 연소 현상을 모사하기 위하여 프로판을 연료로 사용하는 1단계 총괄산화 반응식을 포함함으로써 등가비(equivalence ratio) 변화에 따른 여러 현상들을 관찰하고 실험과의 비교 검증을 수행할 수 있었다. 본 연구에서와 같이 열음향학적 현상을 정확히 수치모사하는데는 많은 어려움이 따르는데 연소과정을 포함하는 경우는 더욱 그러하다. 본 연구에서 수행한 수치해석은 그 목적을 정확한 수치기법의 개발이 아닌 정성적인 분석과 효율적인 현상 예측에 두었는데 그럼에도 불구하고 실험결과와 비교해 볼 때 상당히 좋은 예측 결과를 얻을 수 있었다.

## 2. 1차원 모델에 대한 수학적 해석

간략화된 수학적 해석을 위하여 점성(viscosity)의 영향은 무시하고, 체적력(body force), 열전도(heat conduction) 및 에너지 방정식의 열원(heat source)항을 가진 오일러(Euler) 방정식으로 주어지는 1차원 유동의 지배 방정식을 이용하였다. 즉,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w^2 + p)}{\partial z} + \rho g = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial[(E+p)w + q_z]}{\partial z} + \rho g w = \dot{Q} \quad (3)$$

$$p = \rho RT \quad (4)$$

여기서  $\rho, p, w, T, E$ 는 각각 전체 밀도, 압력, 속도, 온도 및 에너지를 나타내고,  $q_z$ 는  $z$ 방향(판방향)의 열전도를 나타내고,  $g$ 는 중력 가속도이고,  $\dot{Q}$ 는 단위 부피 유동에 열원에 의해 첨가되는 열 증가율이다.

위의 방정식들에 대하여 선형화 과정을 거치고 선형화된 해가 음향 모드(acoustics mode)와 엔트로피 모드(entropy mode)로 구성되어 있다고 취급할 수 있다.<sup>1)</sup> 엔트로피 모드는 유동장 내의 열점(hot spot)에서의 대류와 확산을 나타내면서 압력의 섭동을 수반하지 않는 반면, 음향 모드는 압력

파의 생성과 전파를 포함한다. 최종적인 해는 이 두 기본 모드의 해를 중첩함으로써 구할 수 있다. 또다른 모드인 와도 모드(vorticity mode)는 본 연구에서는 1차원에 국한했으므로 해에 포함되어질 수 없다. 이로부터 다음과 같은 형태의 변환된 지배방정식을 얻을 수 있게 된다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial w'}{\partial z} \\ &= \left( \frac{\rho'_a}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial w'_a}{\partial z} \right) + \left( \frac{\partial \rho'_s}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial w'_s}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{c_v}{R} \frac{\partial p'}{\partial t} + \rho_0 c_p T_0 \frac{\partial w'}{\partial z} - k \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} - \dot{Q} \\ &= \left( \frac{c_v}{R} \frac{\partial p'_a}{\partial t} + \rho_0 c_p T_0 \frac{\partial w'_a}{\partial z} - k \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} \right) \\ & \quad + \left( \rho_0 c_p T_0 \frac{\partial w'_s}{\partial z} - k \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} \right) = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 p'_a}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 p'_a}{\partial z^2} - \frac{R}{c_v} \frac{\partial \dot{Q}}{\partial t} - c_0^2 g \frac{\partial \rho'}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} p' - \rho_0 R T' - T_0 R \rho' &= R(\rho_0 + T_s' + T_0 \rho_s') \\ & \quad + (p_a' - \rho_0' R T_a' - T_0 R \rho_a') = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

여기서 아래첨자  $a, s, 0$ 는 각각 음향 모드와 엔트로피 모드에 따른 값 및 표준대기상태의 값을 나타낸다.

이제 열원을 처리하기 위한 방법을 생각해 보자. 만약 열원의 형태가  $z = z_h$  평면에 집중되어 있는 원통형 와이어(cylindrical wire)라고 하고,  $t = 0$ 인 시간에서 열이 가해지기 시작한다고 가정하면 단위 부피당 열발생률은 다음과 같이 모델링되어질 수 있다.<sup>2)</sup>

$$\dot{Q} = \bar{h} \left( \frac{dL_h}{r^2} \right) (T_h - T) \delta(z - z_h) H(t) \quad (9)$$

$\bar{h}$ 는 열전달상수이고,  $T_h$ 는 열원의 온도이고,  $\delta(z - z_h)$ 는 델타함수, 그리고  $H(t)$ 는 Heaviside 함수이다. 또,  $d$ 는 와이어의 지름,  $L_h$ 는 와이어의 길이,  $r$ 은 관의 반지름, 그리고  $dL_h/r^2$ 은 방정식을 간단히 하기 위해서 1로 가정한다. 실질적인 열전달 수는 유동의 속도에 의존적이지만 이 변화는 부력에 의해 유도된 속도의 범위에 대해서는 작은 값으로 여긴다.

엔트로피 모드의 해는 식(5), (8), (9)로부터 구해지는데,  $\lambda = k/(\rho_0 c_p)$ ,  $c = \bar{h}/(\rho_0 c_p)$ 와 같이 정의하고,  $T_s'(z, 0) = 0$  및  $T_s'(\pm\infty, t) = 0$ 이면 라플라스 변환(Laplace transformation)을 도입하여 다음과 같은 온도에 대한 엔트로피 모드 해를 구할 수 있

다.

$$T_s'(z, t) = (T_h - T_0) \left[ \operatorname{erfc}\left(\frac{b}{2\sqrt{t}}\right) - \exp(ab + a^2 t) \operatorname{erfc}\left(a\sqrt{t} + \frac{b}{2\sqrt{t}}\right) \right] \quad (10)$$

여기서,  $a = \frac{c}{2\sqrt{\lambda}}$  이고  $b = \frac{|z - z_h|}{\sqrt{\lambda}}$  이다. 이제 온도 섭동에 관한 식으로부터 다른 물성치의 섭동량을 표현할 수 있는데, 밀도 섭동은 다음 식으로 주어진다.

$$\rho_s'(z, t) = -\frac{\rho_0}{T_0} T_s'(z, t) \quad (11)$$

속도에 대한 섭동량은 다음과 같이 정리되어진다.

$$w_s'(z, t) = \frac{c}{2} \left( \frac{T_h - T_0}{T_0} \right) \cdot \begin{cases} \exp(ab + a^2 t) \operatorname{erfc}\left(a\sqrt{t} + \frac{b}{2\sqrt{t}}\right) & (z < z_h) \\ -\exp(ab + a^2 t) \operatorname{erfc}\left(a\sqrt{t} + \frac{b}{2\sqrt{t}}\right) & (z > z_h) \end{cases} \quad (12)$$

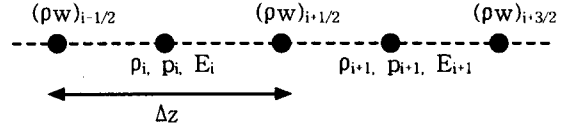
마찬가지로 음향 모드에 대한 해를 구하면 각각 다음과 같이 얻어진다.

$$\rho_a'(z, t) = \frac{R\bar{h}}{2c_v c_0} \cdot \begin{cases} H\left(t + \frac{z - z_h}{c_0}\right) (T_h - T_0 - T_{s+}') & (z < z_h) \\ H\left(t - \frac{z - z_h}{c_0}\right) (T_h - T_0 - T_{s-}') & (z > z_h) \end{cases} + \frac{c_0 g}{2} \int_0^t [\rho_s'(z + c_0(t - t'), t') - \rho_s'(z - c_0(t - t'), t')] dt' \quad (13)$$

$$\rho_a'(z, t) = \frac{1}{c_0^2} p_a'(z, t) \quad (14)$$

$$T_a'(z, t) = -(1 - \gamma) \frac{p_a'}{\gamma \rho_0 R} \quad (15)$$

$$w_a'(z, t) = \frac{R\bar{h}}{2c_w \rho_0 c_0^2} \cdot \begin{cases} -H\left(t + \frac{z - z_h}{c_0}\right) (T_w - T_0 - T_{s+}') & (z < z_h) \\ H\left(t - \frac{z - z_h}{c_0}\right) (T_w - T_0 - T_{s-}') & (z > z_h) \end{cases} - \frac{g}{2\rho_0} \int_0^t [\rho_s'(z + c_0(t - t'), t') + \rho_s'(z - c_0(t - t'), t')] dt' \quad (16)$$



[그림 1] 1차원 모델에 대한 중첩격자제

### 3. 1차원 모델에 대한 수치적 해석

#### 3.1 지배방정식의 이산화

전산공력음향학(CAA)의 최근의 결과들은, 다양한 수치적 기술들이 적절히 적용되었을 경우 좋은 특성을 나타낸다는 것을 보여왔다.<sup>3)</sup> 그 중에서도 특히 중첩유한차분방법(staggered finite difference scheme)은 여태까지 좋은 특성을 보여왔으며<sup>4)</sup>, 본 연구의 모델에 대해서도 지배방정식의 비선형 보존형태(nonlinear conservative form)까지 적용이 가능하므로 채택하였다. [그림 1]은 중첩격자를 1차원 모델에 적용한 경우에 대한 것을 보여주고 있다.

전체 격자는 벡터량이 계산되는 양끝의 격자점과 스칼라량이 계산되는 중앙에서의 격자점을 가진 유한한 1차원 요소들의 열들로 생각되어질 수 있다.

지배 방정식의 유한차분화 형태를 구하기 앞서서 격자해상도(grid resolution)에 대한 문제를 먼저 고려해야 한다. 일반적인 일차원 유동이라면 별 문제점이 없겠지만 본 연구에서처럼 유동 중간에 열원이 존재하므로 이 문제는  $z = z_h$ 에 위치한 열원에 의해 야기되는 대류 현상이 열전달의 지배적인 모드이기는 하지만, 열원 가까이에는 온도구배가 매우 커서 전도 현상이 중요하게 된다. 그러므로 열원 가까이에 있는 격자는 미세하게 재조정되는 것이 계산상 유리하다. 이는 공간에 대한 독립 변수전환에 의해 가능하다. 즉, 1차원 문제의 경우에는  $\xi = \xi(z)$ 라는 간단한 형태를 취하면,  $z$ 에 대한 부분미분은  $\frac{\partial}{\partial z} = \xi_z \frac{\partial}{\partial \xi}$ 가 된다. 내부점(즉, 열원의 위치) 근처 격자의 재조정하는 변환은 Anderson<sup>5)</sup>으로부터 다음과 같이 주어진다.

$$\xi(z) = B + \frac{1}{\tau} \sinh^{-1} \left[ \left( \frac{z}{z_h} - 1 \right) \sinh(\tau B) \right] \quad (17)$$

여기서  $B$ 는

$$B = \frac{1}{2\tau} \ln \left[ \frac{1 + (\exp^\tau - 1) \left(\frac{z_h}{h}\right)}{1 + (\exp^{-\tau} - 1) \left(\frac{z_h}{h}\right)} \right] \quad 0 < \tau < \infty \quad (18)$$

여기서,  $\tau$ 는 확장 변수(stretching parameter)로서 이 값이 커지면  $z = z_h$  근처의 격자에서 더욱 더 세밀하게 된다. 이와 같은 변환을 지배 방정식에 적용하여 이산화한다.

### 3.2 열원의 처리

연소과정을 대체할 열원은 앞서의 수학적 접근 방법에서와 유사하게 다루면 되지만 수치계산에 맞도록 변형이 필요하다. 수치적으로 처리가 곤란한 델타함수를 윈도우 함수(window function)로 대체하는 등 약간의 변형을 통하면 열발생률을 나타내는 식은 다음과 같이 정리된다.

$$\dot{Q} = \begin{cases} \frac{\bar{h}(T_h - T) \cos^4 \alpha(z - z_h)}{\int_{z_a}^{z_b} \cos^4 \alpha(z - z_h) dz} & z_a \leq z \leq z_b \\ 0 & elsewhere \end{cases} \quad (19)$$

## 4. 2차원 모델에 대한 수치적 해석

1차원 해석을 통해 기본적인 현상의 이해와 코드 검증을 실현하고 이를 바탕으로 2차원 축대칭 모델을 사용한 해석을 통해 실제 연소기에 대한 모사를 수행하였다. 보다 정확한 해석을 가능케 하기 위해 나비에-스톡스(Navier-Stokes) 방정식을 사용하고 프로판을 연료로 연소과정을 모사하였다. 앞서 언급한 바와 같이 효율적인 계산을 위하여 사용되는 수치적 기법으로 인한 정확도 문제는 시간간격(time step)의 적절한 조절로 해결하였다.

### 4.1 지배방정식

단일확산계수  $D$ 를 사용할 수 있는 질량확산으로 가정하면(Fick's law),  $m$  중(種)에 대한 연속방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \tilde{u}) = \nabla \cdot \left[ \rho D \nabla \left( \frac{\rho_m}{\rho} \right) \right] + \dot{\rho}_m^c \quad (20)$$

식 (20)을 각 종에 대해 모두 합하고, 화학반응을 전후하여 질량변화가 없다고 가정하면 다음과 같은 전체유체밀도방정식(total fluid density

equation)을 구할 수 있다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \tilde{u}) = 0 \quad (21)$$

운동량방정식은

$$\frac{\partial (\rho \tilde{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \tilde{u} \tilde{u}) = -\nabla p - \nabla \cdot \left( \frac{2}{3\rho k} \right) + \nabla \cdot \bar{\sigma} \quad (22)$$

체적력은 무시하였으며, 점성응력텐서  $\bar{\sigma}$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\bar{\sigma} = \mu [\nabla \tilde{u} + (\nabla \tilde{u})^T] + \lambda \nabla \cdot \tilde{u} \bar{I} \quad (23)$$

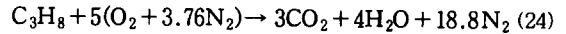
화학적 에너지를 포함하지 않은 비내부에너지(specific internal energy)에 대한 방정식은

$$\frac{\partial (\rho I)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \tilde{u} I) = -p \nabla \cdot \tilde{u} - \nabla \cdot \dot{J} + \rho \epsilon + \dot{Q}_c \quad (24)$$

로 주어지며, 여기서 열유량(heat flux)은 열전도와 엔탈피 확산으로 인한 효과의 합으로 구해진다. 즉,

$$\dot{J} = -K \nabla T - \rho D \sum_m h_m \nabla (\rho_m / \rho)$$

연소 과정은 프로판의 1단계 총괄산화반응식으로 모사된다.



총괄산화반응식의 반응률은 다음 식으로 주어진다.

$$\dot{\omega}_r = k_{fr} \Pi \left( \frac{\rho_m}{W_m} \right)^{a'_{mr}} - k_{br} \Pi \left( \frac{\rho_m}{W_m} \right)^{b'_{mr}} \quad (25)$$

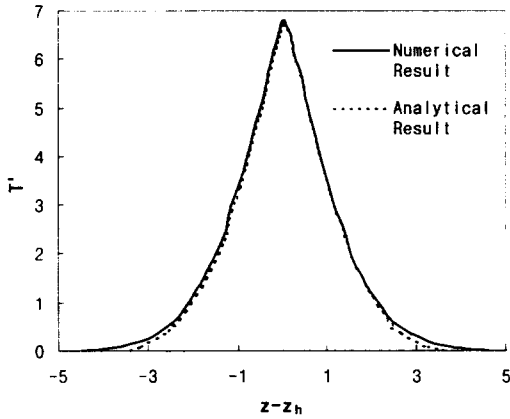
여기서 반응차수  $a'_{mr}, b'_{mr}$ 은 경험적인 값이고 상수  $k_{fr}, k_{br}$ 은 일반적인 Arrhenius 형태로 주어진다.

### 4.2 계산격자, 초기조건 및 경계조건

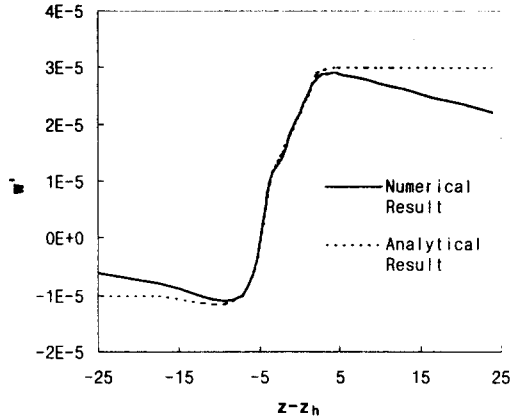
계산격자는 실험연구에서 사용된 원통형 연소기를 기본으로 하여 축대칭 모델로 형성되었다.

혼합비를 다양하게 변화시키며 초기에는 대기압 실온 상태에서 프로판-공기 예혼합기를 연소기 내에 충전시킨다. Law-of-the-wall 벽면 속도 조건이 사용되었고 벽면에서의 화학반응은 없고 계산과정 중 300K로 일정온도를 유지한다고 가정한다. 입출구에서의 경계조건은 완충영역(absorbing buffer zone)기법<sup>4)</sup>을 이용하여 압력파의 반사를 최소화하였다.

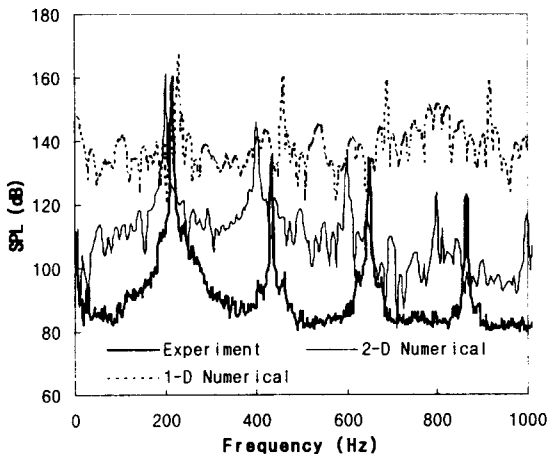
강제적인 섭동을 가하여 연소기 내의 비정상거동을 모사하기 위해 불안정성 기동기법(instability



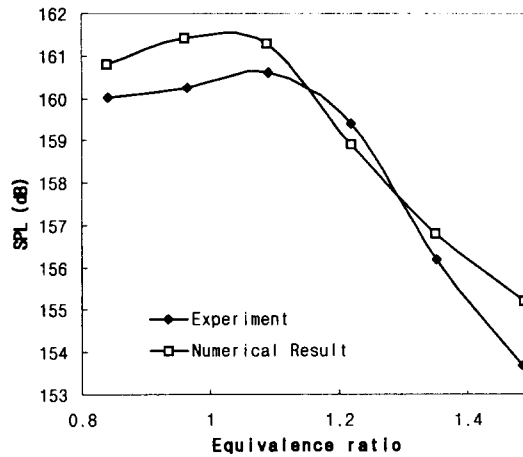
[그림 4]  $t = 13.65\text{sec}$  일 때 온도의 섭동량



[그림 2]  $t = 13.65\text{sec}$  일 때 속도의 섭동량



[그림 5] 1, 2차원 수치해 및 실험 결과의 Power Spectrum 비교 ( $Re \sim 6000$ , Equivalence Ratio=1.0)



[그림 3] 혼합비의 등가비 변화에 따른 압력섭동의 크기 ( $Re \sim 6000$ )

triggering method)<sup>6)</sup>를 사용하였다. 이 기법은 연소기 내의 일정 영역에 정상상태 압력, 몇몇 경험적인 상수값 및 삼각함수의 곱으로 주어지는 압력 섭동을 가하게 된다. 이는 압력 뿐만 아니라 밀도 및 에너지에 대해서도 유사한 형태의 섭동을 동시에 가하게 된다.

## 5. 결과 검토

먼저 1차원 해석을 결과를 살펴보기 위하여 수학적 해석 결과의 해와 수치해석 결과의 온도 및 속도 섭동량에 대하여 비교 도하였다. 모든 경

우, 대기조건은  $p_0 = 101325.0 \text{ Pa}$ ,  $T_0 = 293.15 \text{ K}$ ,  $\rho_0 = 1.2043281 \text{ kg/m}^3$  로 고려하였으며 두 경우의 비교를 위해 열원의 발열량을 동일하게 조정하였다. [그림 2]와 [그림 3]은 시간  $t = 13.05\text{sec}$ 일 때 두 결과를 비교하여 보여주고 있다. 해석과정 상의 여러 차이를 고려한다면 상당히 일치하는 경향을 가진다고 볼 수 있다. 열원 부근에서 유체의 팽창이 있는 것과 부력에 의해 야기된 속도장이 성장하기 시작하고 있음을 알 수 있다.

1차원 수치해석 결과 및 2차원 수치 해석 결과 중 [그림 4]는 압력섭동의 크기를 주파수 영역에서

도시한 것이다. 1차원 해석 결과는 전체적으로 볼 때 실험치<sup>7)</sup> 및 2차원 해석 결과에 비해 큰 SPL값을 갖기는 하지만 각 모드가 나타나는 주파수값은 근사하게 보여준다. 1차원 해석의 경우 연소과정 대신 열원으로 대치하여 계산하는 등 간략화를 위한 여러 가정들이 사용된 것을 감안할 때 상당히 만족할 만한 결과를 보여줌을 알 수 있다. 2차원 해석의 경우 실험치와 같은 조건 즉, 입구 유속이  $Re \sim 6000$ , 등가비(equivalence ratio)가 1.0인 경우의 것으로 비교하였는데 각 모드의 주파수를 실험치에 비해 조금 작은 값으로 예측하였고 압력섭동값은 실험치에 비해 1~2 dB정도 크게 예측하기는 했지만 만족할 만한 모사 결과였다고 말할 수 있다. 실제 실험에서 연소기 내에 장착되어 있는 하니콤 화염 안정기(honeycomb flame holder)나 분리기(decoupler)는 수치해석 시에 고려하지 않았기 때문에 결과치에 차이가 있을 수 있다. 또한 본 연구에서는 기본주파수(fundamental frequency)에서의 값이 전체 현상을 대표한다고도 할 수 있는데 이에 대해서는 예측의 정확도가 더 높음을 확인할 수 있다. 등가비가 다른 경우에 대해서도 유사한 결과를 볼 수 있었다.

등가비의 변화에 따른 기본주파수에서의 압력섭동 크기를 도시한 것이 [그림 5]인데 여기서도 수치 해석 결과가 실험치의 결과를 잘 모사하고 있음을 알 수 있다. 여기서 희박혼합비에서 이론혼합비에 이르기까지는 압력섭동의 변화가 크게 없는데 그 이후 과농혼합비로 갈수록 압력섭동의 크기가 현저히 줄어든다. 이로부터 연소기의 경제적인 운영 조건영역인 희박연소 영역에서 압력섭동, 즉 소음의 크기가 더 심각하다는 것을 알 수 있다.

## 6. 결론

수학적 해석을 통해 기본적인 물리적 현상을 이해하는 수단을 제공했고, 수치해석 결과의 타당성을 검증할 수 있게 했다. 또한, 수학적 해는 시간종속계산에서 사용될 수 있는 근사적인 초기 조건을 제공하여 계산 시간을 줄일 수 있게 하였다.

실험결과와의 비교를 통해 수치해석의 모사 결과가 상당한 정확도를 가지며 이로부터 여러 응용 분야에 적절히 이용할 수 있음을 확인하였다.

원통형 연소기 형태에서는 희박 연소 영역에서 압력섭동, 즉 소음의 크기가 더 심각하다는 것을 실험결과 및 수치 해석 결과에서 모두 확인하였다.

## 7. 참고문헌

- 1 Chu, B. T., Kovaszny, S. G., "Non-linear Interactions in a Viscous Heat-conducting Compressible Gas", *Journal of Fluid Mechanics*, 1957.
- 2 White, F. M., *Heat Transfer*, Addison-Wesley Publishing, 1984.
- 3 Hardin, J. C., Ristorcelli, J. R., and Tam, C. K. W., (eds), *ICASE/LaRC Workshop on Benchmark Problems in Computational Aeroacoustics(CAA)*, NASA C. P. 3300, May 1995.
- 4 Nark, D. M., "The Use of Staggered Schemes and an Absorbing Buffer Zone for Computational Aeroacoustics", *ICASE/LaRC Workshop on Benchmark Problems in Computational Aeroacoustics(CAA)*, NASA C. P. 3300, Hardin, J. C., Ristorcelli, J. R., and Tam, C. K. W., (eds), pp. 233-244, May 1995.
- 5 Anderson, D. A., Tanehill, J. C., and Pletcher, R. H., *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*, McGraw Hill, 1984.
- 6 Habiballah, M. and Dubois, I., "Numerical Analysis of Engine Instability", *Liquid rocket engine combustion instability*, *Progress in Astronautics and Aeronautics*, vol.169, 475-502, 1995
- 7 Cho, S., Kim, J. and Lee, S., "Characteristics of Thermoacoustics Oscillation in a Ducted Flame Burner", *AIAA98-0473*, 36th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 1998, Reno, NV, U.S.A.