

덤프 연소기에서의 열음향 불안정에 관한 수치적 연구

김현준* · 배수호* · 신현동***

Numerical Simulation on Thermoacoustic Instability in the Dump Combustor

Hyeon Jun Kim, Soo Ho Bae, and Hyun Dong Shin

ABSTRACT

The instabilities in rocket engines and gas turbine combustors due to the interaction between the fluid flow (acoustics) and the heat transfer (thermal energy) are called thermoacoustic or combustion instabilities. Almost all analysis assumes constant hot section temperature for Modern mathematical analysis of acoustic oscillations in Rijke type devices. However, it is impossible to predict whether a system is stable or not because the flame or heater response model can have a dramatic effect on predicted growth rates. In this study, A standard $k-\varepsilon$ turbulent model and hybrid combustion model(eddy breakup model and chemical reaction) were used. After steady solution was gotten, unsteady calculation is simulated by perturbing on pressure boundary. As a result, we obtained the relationship of equivalence ratio and frequency by numerical simulation, and they are comparable to the experimental result. In addition, in spite of these results, there are limitations of using turbulent and combustion model in simulation method of thermoacoustic instability

Key Words : Thermoacoustic Instability(열음향 불안정), Dump Combustor(덤프 연소기), Numerical Simulation(수치해석)

기 호 설 명

| | | | |
|----------------|--|--------------------|--------------------------------------|
| f_i | body force | ν_m | reactant rate exponents |
| s_h | energy source | A | pre-exponential factor for reaction |
| $F_{h,j}$ | diffusional energy flux in direction j | A_{ebu}, B_{ebu} | dimensionless empirical coefficient |
| $F_{m,j}$ | diffusional flux component | $R_{r,ebu}$ | eddy breakup reaction rate |
| h' | static enthalpy fluctuation | $R_{r,kin}$ | kinetically controlled reaction rate |
| $V_{m,j}$ | diffusion velocity | μ_t | turbulent viscosity |
| Y_m | mass fraction of mixture | R | universal gas constant |
| $\sigma_{h,t}$ | turbulent Prandtl number | E_a | activation energy |
| M_m | molecular weights | | |

* 한국과학기술원 기계공학과 대학원

** 한국과학기술원 기계공학과

+ 책임 저자. hdshin@kaist.ac.kr (042-869-8821)

1. 서론

가스 터빈에서 연소 불안정성은 일반적으로 연료의 열량에서 발생하는 갑작스런 열 발생률의 변화, 높은 주위 온도의 섭동으로 인한 진동, 혹은 운전 중 부하 상태에 따른 갑작스런 화염의 위치 변화에 의해 높은 압력의 파동을 유발시킨다. 이러한 파동은 연소기에 피로 파괴와 같은 문제점을 야기한다. 이러한 문제점을 해결하기 위해서는 연소기의 설계시 공진 주파수를 피하는 쪽으로 설계할 필요가 있고 기존 연소기의 경우 공진 주파수 영역을 피하기 위해 시간 지연 효과를 이용하여 단순히 연료 분사 위치를 변경시켜 화염과 음장의 위상을 변경시킴으로써 진동을 저감하는 방법을 들 수 있다 [1]. 따라서 본 연구에서는 이러한 예측 기술의 기반이 되는 수치 해석의 기법에 대해 소개하고 나아가서는 그 가능성을 보고자 한다. 이러한 분야에 관한 연구는 일찍이 진행되어 왔으며 지금도 활발히 수행중이다. Robert C. Steele [1]등은 CFD ACE+ software로 Mars turbine premixer를 Solar 터빈에 장착하여 2D계산을 수행하였다. 연료가 화염에 영향을 미치는 시간 간격은 화염과 연료 노즐 위치와 거리에 따라 달라지는데 결국, 시간에 따른 열량의 변화와 음향의 위상에 영향을 주게 되어 이러한 점을 착안하여 축 방향을 따라 시간 지연 효과가 화염 불안정성에 어떻게 영향을 미치는지를 계산하였으며 시간 지연 효과에 따른 연소기의 안정한 영역을 나타낸 실험결과와 잘 일치하였다. C. C. Hantschk [2]등은 상용 코드인 Fluent 4.4.4TM 을 적용하여 orifice에서 연료가 나오고 그 주위로 공기가 함께 분사되는 형태인 즉, pre-chamber와 combustion chamber가 존재하는 연소기의 형태로써 2D-axisymmetry 계산을 수행하였으며 self-excited amplitude growth, limit cycle, acoustic eigen modes 등을 얻었다. Steven M. Cannon [3]등은 Robert C. Steele [1]의 동일한 연소기를 대상으로 2D와 3D Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes (URANS), 3D Large Eddy Simulation(LES)방법을 서로 비교하였다. 결과는 서로 비슷한 공진주파수와 크기, 그리고 경향 등이 일치하는 결과를 보였으나 실험의 공진주파수와 수치적인 결과는 차이가 있었다. 이러한 연구성과에도 불구하고 아직도 열음향에 관한 수치적인 접근 방법은 제한이 따른다. 그 이유는 계산 용량에 따른 한계로 인하여 여러 모델을 대상으로 연구하기에는 아직도 어려움이 많기 때문이고 정확성에도 제약이 있기 때문이다. 한편 J. K. Park [4]는 “공명 음장 내에서의 비예혼합 화염의 주기적 혼합 및

착화에 관한 연구”에서 덤프 연소기의 저공해 매커니즘에 대해 연구를 하였는데 본 연구에서는 Park의 연구 결과 중 열음향에 관한 실험적 결과인 200Hz 대역의 공진 주파수 영역에서 현재 나온 최신 상용 코드(STAR-CD V3.20)를 이용하여 2-step reaction, 표준 $k-\epsilon$ 난류 모델, Hybrid 연소모델을 이용하여 3D로 본 문제를 접근하고자 한다. 이를 통하여 지금까지 연구에 적용된 방법을 사용하여 앞서 실험한 데이터인 주파수와 당량비의 관계에 관한 비교를 통하여 이러한 해석 방법의 과정과 계산의 가능성 그리고 그 한계에 대해 고찰해 보고자 한다.

2. 열음향 불안정성의 개요

일반적으로 열음향은 열과 음향의 결합에 의한 불안정 현상을 다루는 학문으로 음향학자들에 의해 많이 다루어져 왔다. 따라서 본 연구의 중요한 개념인 연소에 의한 열과 음향의 상관관계를 이해할 필요가 있다.

2.1 열음향 불안정의 매커니즘

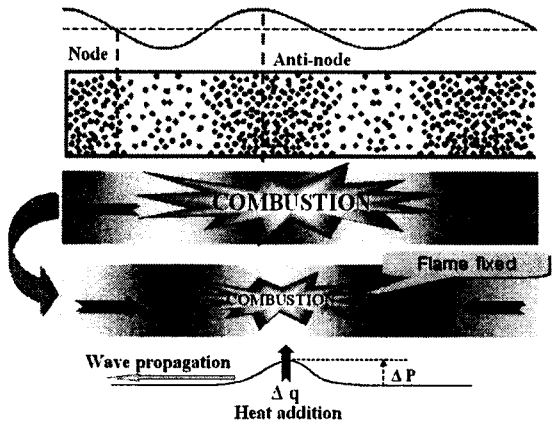


Fig. 1 Description of thermoacoustic instability mechanism

Fig. 1은 열음향의 전반적인 설명을 함축한 내용이다. 음향학적으로 밀집된 부분에서 연소현상이 발생하면 팽창으로 인해 밀집된 부분이 커지게 된다. 이러한 현상에서 열 발생률과 음향의 위상이 일치한 채로 반복되면 결국 압력이 증가한 형태로 나타나게 된다. 즉, 시간에 따라 변화하는 열 발생률은 연소기의 음향 시스템에 에너지를 더하고, 이때 음향 압력의 진동은 화염으로 향하는 연료와 산소의 혼합기의 유입에 영향을 미치게 된다. 연소기 내부의 불안정한 열 발생률이 연소기 내부의 음향과 관련된 압력의 진동과 결합될 때, 시스템은 불안정하게 된다.

2.2 Limit Cycle의 정의

일반적으로 열음향의 불안정은 일정시간이 지난 뒤 limit cycle이라는 또 다른 평형점을 가진다. Fig. 2는 t=0에서 시작하여 연소기에서의 전형적인 압력 진동의 성장과정을 보여준다. 첫번째로 선형적인 진동현상이 나타나고 그 증가 양상은 exponent 함수의 형태를 가진다. 음향이 생성되는 양이 소산하는 양보다 크다는 것을 보여준다. 하지만 그 증가되는 현상이 계속 되지 않는다. 만약 연소기가 폭발하거나 blow-off현상이 일어나지 않는다면 limit cycle에 이르게 될 것이다.

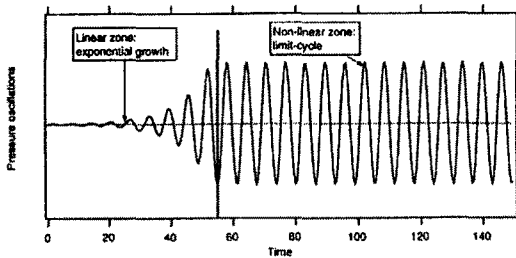


Fig. 2 Description of Limit Cycle[5]

3. 수치해석 방법

3.1 지배 방정식

수치해석에 적용된 지배 방정식[6]은 다음과 같다.

Continuity Equation

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j)}{\partial x_j} = 0$$

Momentum Equation

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j u_i - \tau_{ij})}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho f_i$$

Where,

$$\tau_{ij} = 2\mu s_{ij} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Energy Equation

$$\frac{\partial (\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho h u_j + F_{h,j})}{\partial x_j} = \frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + s_h$$

Where,

$$F_{h,j} = -k \frac{\partial T}{\partial x_j} + \overline{\rho u_j h} + \sum_m h_m \rho V_{m,j}$$

Species Equation

$$\frac{\partial (\rho Y_m)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j Y_m + F_{m,j})}{\partial x_j} = s_m$$

Where,

$$F_{m,j} = \rho Y_m V_{m,j} + \overline{\rho u_j Y_m}, \quad \sum_m Y_m = 1$$

나머지 보조식으로써 thermalphysical, mixture

properties에 대해 밀도의 경우 이상 기체 상태방정식, viscosity와 conductivity에 대해 multi-component를 고려한 식, 비열에 대해 polynomial 관계식을 적용하였다[6].

3.2 난류 모델

Hantschk [2], Steele [1]의 논문에서와 같이 본 연구에서도 난류유동해석을 위해 일반적으로 사용되고 있는 표준 k-ε 난류모델 [6]을 사용하였다. 표준 k-ε 난류 모델의 난류 운동에너지 k와 에너지 소산률 ε에 대한 전달 방정식들은 Navier-Stokes 방정식으로부터 얻을 수 있으며 그 식들은 아래와 같다.

Turbulence kinetic energy

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ = \mu_t (P + P_B) - \rho \epsilon - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \mu_t P_{NL} \end{aligned}$$

where,

$$P = S_y \frac{\partial u_i}{\partial x_i}, \quad P_B = -\frac{g_i}{\sigma_{k,i}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i}$$

$$P_B = -\frac{\rho}{\mu_t} \overline{u_i u_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \left[P - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\rho k}{\mu_t} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right]$$

Turbulence dissipation rate

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \epsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \\ = C_{\epsilon 1} \cdot \frac{\epsilon}{k} \left[\mu_t P - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] \\ + C_{\epsilon 3} \cdot \frac{\epsilon}{k} \mu_t P_B - C_{\epsilon 2} \cdot \frac{\epsilon^2}{k} + C_{\epsilon 4} \rho \epsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + C_{\epsilon 5} \cdot \frac{\epsilon}{k} \mu_t P_{NL} \end{aligned}$$

3.3 연소 모델

일반적으로 난류 유동에서 micromixing에 지배받을 정도로 반응이 어디에서나 충분히 빠른 것은 아니다. 따라서 실제 응용에서 chemical kinetics와 난류에 의한 혼합을 고려한 모델을 함께 고려하는 것이 좋다. 마찬가지로 난류 모델과 동일한 방법으로 여러 연구자의 논문 [1,2]과 같이 본 연구에서도 연소 모델에 대해 Eddy breakup과 chemical reaction rate을 동시에 고려한 Hybrid model [6]를 사용하였다. 그리고 2-step reaction 매커니즘을 적용하였으며 각 상수값들은 Westbrook et.의 논문 [7]에 쓰인 값을 참고하였으며 Table 1에 나타내었다.

Hybrid Kinetics/EddyBreak-Up Model

$$R_{tr} = -\min\left[|R_{tr,kin}|, |R_{tr,ebu}|\right]$$

where,

$$R_{tr,ebu} = -\frac{\rho E}{k} A_{ebu} \min\left[Y_F, \frac{Y_o}{s_o}, B_{ebu} \frac{Y_p}{s_p}\right] \quad (\text{kg/m}^3\text{s})$$

$$s_o \equiv n_o M_o / n_p M_F$$

$$s_p \equiv n_p M_p / n_F M_F$$

$$R_{tr,kin} = -AM_{tr} T^\beta \prod_{all\ m} \left(\frac{\rho Y_m}{M_m}\right)^{\nu_m} e^{-E_a/RT} \quad (\text{kg/m}^3\text{s})$$

Reaction Mechanism

1. $C_3H_8 + 3.5O_2 \rightarrow 3CO + 4H_2O$
2. $CO + 0.5O_2 \rightarrow CO_2$

Table 1 Rate parameters [7]

| Parameter | Reaction 1 | Reaction 2 | Parameter | Reaction 1 | Reaction 2 |
|-----------|----------------------|---------------------|-------------------|--------------------|--------------------|
| A_{ebu} | 3 | 4 | $E(\text{K/mol})$ | $1.256 \cdot 10^8$ | $1.256 \cdot 10^8$ |
| B_{ebu} | 0.5 | 0.5 | ν_i | 0.1 | 0.1 |
| A_k | $1.00 \cdot 10^{12}$ | $7.2 \cdot 10^{11}$ | ν_n | 1.65 | 1.65 |
| β | 0 | 0 | | | |

3.4 계산 모델

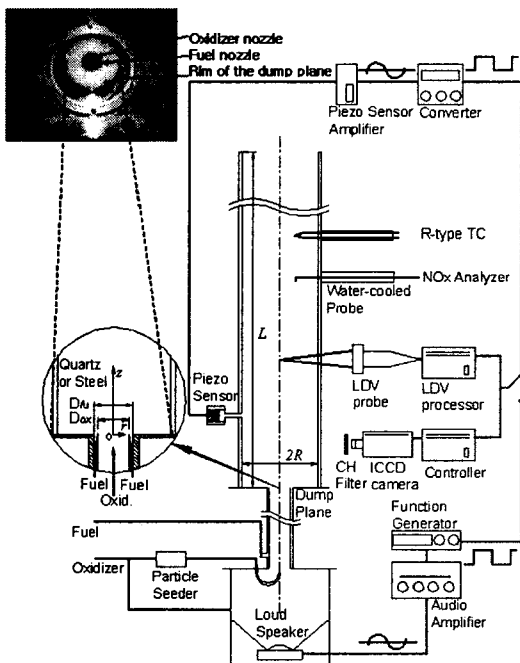


Fig. 3 Experimental apparatus [4](J. K. Park)

Fig. 3은 기존 열음향과 관련한 실험 데이터를 통해 수치해석의 결과치와 비교·분석한 개략도이며 동축 방향으로 연료, 중심축으로 공기가 제트 분사를 하는 장치이다. 위 실험장치 중 스피커는 입구측의 유동에 공진 주파수와 연소장과의 관계를 연구하기 위한 장치로써 본 연구와 관계가 없음을 알려준다. 따라서 본 연구에서는 입구에서 유동의 공진주파수는 고려하지 않았고 실험결과에서도 입구 측 스피커의 공진 주파수는 고려하지 않은 데이터만을 본 연구 결과와 비교 분석을 하였다. 본 연구에서 수치해석을 위해 사용된 기하학적 형상은 Fig. 4와 같고 계산에 사용된 셀의 개수는 계산 용량상 25518개로 최대한 줄여 계산을 하였고 벽면으로 압력 경계 조건, 정상상태 해석을 위한 Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation(SIMPLE), unsteady 계산을 위해 Pressure Implicit with Splitting of Operators(PISO), 공간과 시간 항에 대해 각각 1st order Upwind Differential(UD) scheme, implicit의 방법으로 계산하였다. (단, 밀도의 경우에만 Central Differential scheme 사용)

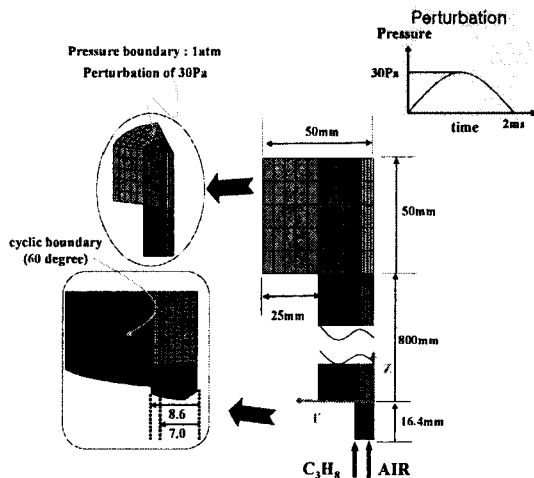


Fig. 4 Numerical model

3.5 계산 방법

Fig. 4의 우측상단과 같이 압력 경계 조건에 시간에 따른 압력 섭동을 임의로 준다. 압력의 섭동은 기존 연구의 방법 [2]을 따라 1 ms까지 경계면 압력을 증가시키고 다시 1 ms까지 감소시킨다. 이는 일반적으로 선형 시스템에서 섭동을 가하여 그 응답을 검사하는 방법과 유사하다. 본 연구에서 사용된 시간 스케일은 중요한 문제 중 하나이다. RANS에서 일반적으로 정상상태 해를 구하기 위해 pseudo time scale로써 쓰이는데 본 연구의 unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes(URANS)는 이러한 시간항이 중요한 물리적인 의미를 가지므로 물리적인 시간스

케일을 고려해야 한다. 일반적으로 정상상태 해에서 가장 작은 시간 스케일은 화학반응에 의한 시간스케일이다. 본 연구에서는 2×10^{-6} sec의 시간 간격으로 계산을 수행하였다. 하지만 수치계산에서 필연적으로 내재되는 오차에 의한 진동의 damping을 극복하기 위해서는 그 스케일보다 더 작은 시간 스케일을 가져야하고, 이것은 화학반응에 의한 시간 스케일부터 시작하여 1 order씩 내려 damping이 나타나는지를 확인하는 시행착오 방법으로 극복해 나간다.

Table 2 실험 조건 [4](Park's condition)

| | Flow rate (lpm) | | Equiv. Ratio | Inlet vel. (m/s) | | Chemical Reaction | Trigger source |
|-------|-----------------|----------|--------------|------------------|----------|-------------------|----------------|
| | Oxid | Fuel | | oxid | Fuel | | |
| Case1 | 81.6 | 2.4 | 0.7 | 8.834723 | 0.516112 | Hybrid | 30Pa |
| Case2 | 81.6 | 3.428571 | 1 | 8.834723 | 0.728731 | Hybrid | 30Pa |
| Case3 | 81.6 | 4.114285 | 1.2 | 8.834723 | 0.874478 | Hybrid | 30Pa |
| Case4 | 98.9 | 3.74 | 0.9 | 10.7 | 0.705 | Hybrid | - |

Table 2는 Park [4]의 실험에서 사용된 조건을 나타낸다. 단 Case4는 정상상태 해만을 계산하여 연소장의 파악을 위해 존재한다. 나머지 조건(Case 1, 2, 3)은 정상상태 해를 구한 뒤 이를 비정상상태 해를 구하기 위한 초기 조건으로 사용된다.

4. 계산 결과 및 고찰

4.1 Steady Result

덤프면으로 부터 상류 0.07m 부근에서 양측

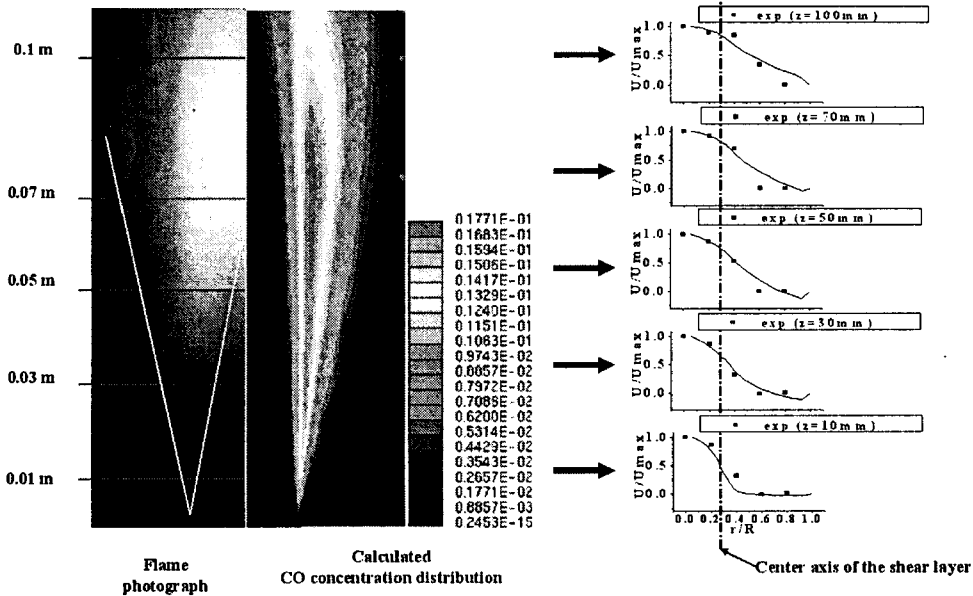


Fig. 5 Mean velocities and calculated CO concentration contour of the shear layer

shear layer는 합체가 된다. 화염과 CO농도의 계산 값과의 직접 비교는 Fig. 5에서와 같은데 좌측이 계산된 CO농도를 나타낸다. 정확한 화염의 위치를 판단할 수 없기 때문에 중간 생성물인 CO농도가 높은 영역이 반응이 활발히 일어나는 지점이라 예측할 수 있고 화염의 대략적인 위치라 생각하여 화염의 직접 사진과 CO농도와 같이 표기 하였다. 우측의 그래프는 각각의 위치에서 속도 분포인데 실선이 계산값이고 점으로 나타낸 것이 실험치이며 상류 부근에서 속도분포는 잘 일치하는 것을 볼 수 있다.

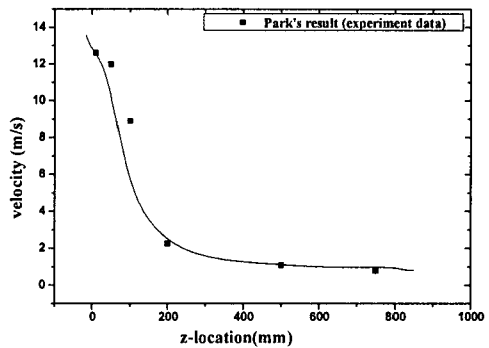


Fig. 6 Velocity distribution at axis direction

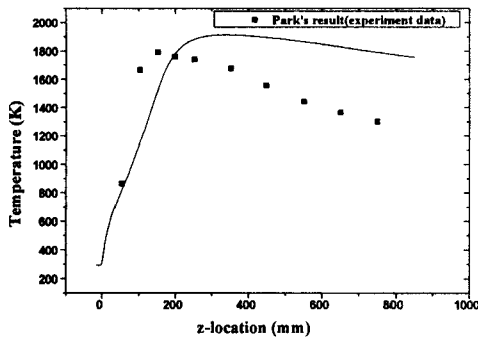


Fig. 7 Temperature distribution at axis direction

Fig. 6, 7는 Case4(당량비 0.9)의 결과로써 축 방향으로 속도장과 온도장을 도시하였는데 온도장의 분포가 차이가 있었다. 하류 방향의 온도가 많이 차이가 나는 이유는 두 가지로 생각된다. 첫째로 일반적으로 복사를 고려하지 않을 경우 온도가 실험치 보다 다소 높게 나타난다 [8]. 따라서 본 연구에서는 계산 자원의 한계로 인해 복사 열전달은 고려하지 않아 온도가 높게 나타난 것으로 보이고, 두 번째로는 실제 실험에서 화염은 정해진 위치 있지 않고 z방향으로 10 cm 정도 주기적으로 진동하며 소리를 내는 불안정 상태이며 온도 역시 시간에 따라 주기적으로 변한다. 따라서 실험에서 온도는 주어진 시간에 대한 평균값으로 실제 계산된 온도와 차이를 보인 것으로 판단된다.

4.1 Unsteady Result

정상상태의 해에 압력의 변동성분을 가하면 전체 시스템은 불안정해지면서 점차 진동이 증가하는 형태로 응답하게 된다. Fig. 8(a),(b),(c)는 각각 당량비 $\phi = 0.7, 1.0, 1.2$ 일때 연소기 상류의 한 지점(덤프면에서 $z=0.07$ m 지점)에서 속도, 난류시간 스케일, 압력을 시간에 따른 그래프이다. 전반적으로 시간이 지남에 따라 진동의 폭이 증가하는 모습을 볼 수 있고 특히 당량비 $\phi = 1.2$ 의 경우 진동의 폭이 큰 것을 볼 수 있다.

본 논문에서는 limit cycle영역까지 계산되지 못했다. 그 이유는 PC기반의 계산용량의 한계로 화학반응시간 스케일 이하로 고려한 계산상 시간 스텝의 결과로 limit cycle까지 계산하기 위해서는 슈퍼 컴퓨터로 한달이 넘는 시간이 걸릴 것으로 예상되기 때문이다. 따라서 현재는 선형성이 존재하는 영역에서 본 연구를 수행하였음을 밝혀 둔다.

Fig. 9, 10은 당량비 $\phi = 1.2$ 일때 shear layer

가 생기는 지점($r=7.2$ mm)에서 각각 축 방향으로 시간에 따른 압력 및 속도 변동을 도시한 그래프를 나타낸다. 축 방향으로 850 mm 되는 지점은 대기압으로 게이지압으로는 0 Pa이 된다. 좌표(850 mm, 0 Pa)을 중심으로 전체적으로 압력이 위 아래로 움직이는 1 사이클을 표시한 그래프이다. 현재 진동의 폭이 작기 때문에 속도의 변화 폭은 작다. Fig. 8에서 T_1 는 진동의 1주기를 나타내며 각각 위상이 $t = t_1$ 일때 0도라면 $t = t_1 + 1/4 T_1$ 는 90도, $t = t_1 + 2/4 T_1$ 는 180도의 위상을 그래프로 나타낸 것이다. 이러한 주기적인 진동은 연소기 전체에 걸쳐 동일한 주파수를 갖으며 단지 그 증가의 폭만이 차이가 나는 것을 수치 해석으로 알 수 있다.

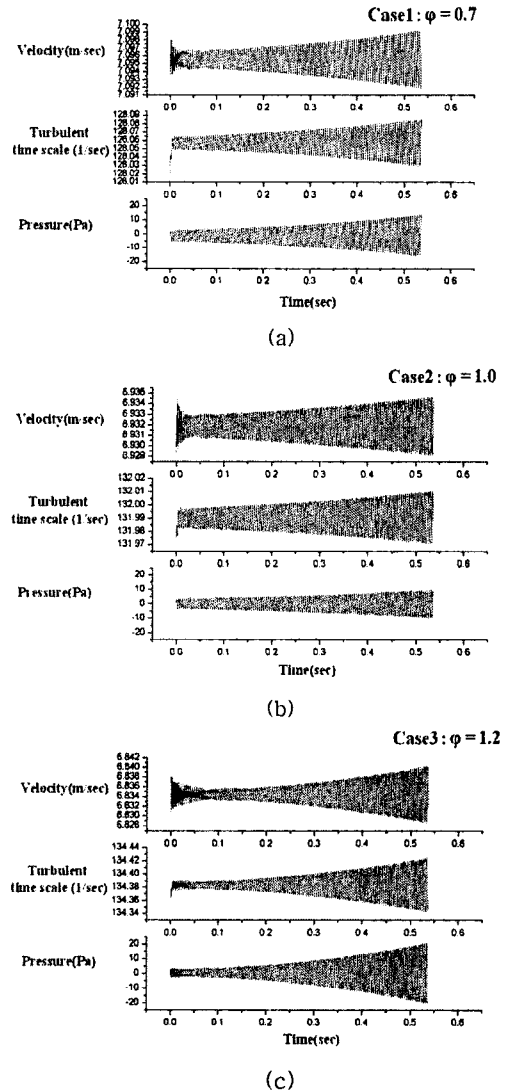


Fig. 8 Oscillation of pressure, turbulent time scale, velocity at (a) $\phi = 0.7$, (b) $\phi = 1.0$, (c) $\phi = 1.2$

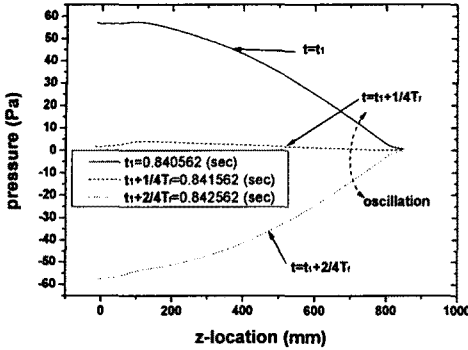


Fig. 9 Pressure fluctuation according to the time at $r=7.2$ mm(near dump plane), $\phi = 1.2$

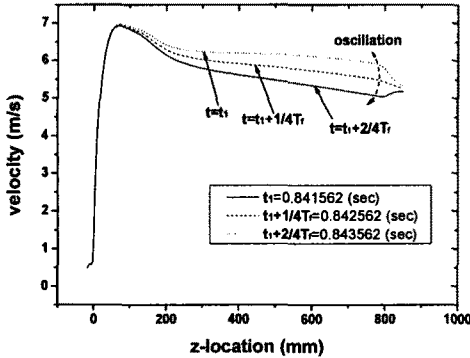


Fig. 10 Velocity fluctuation according to the time at $r=7.2$ mm(near dump plane), $\phi = 1.2$

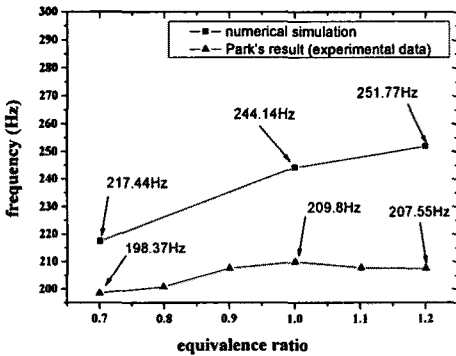


Fig. 11 Relationship between frequency and equivalence ratio according to Case 1, 2, 3

Fig. 8의 압력의 진동을 일정 범위에서 FFT (Fast Fourier Transform)하면 Fig. 11에서 보는 바와 같이 당량비와 주파수의 관계로 도시할 수 있게 된다. 전체적으로 20-40 Hz 정도의

실험치에 비해 높은 결과를 보이고 특히 당량비 1.2에서 실험치의 결과와 비교할 때 경향성에 있어 차이를 보인다. 이 문제는 아직 limit cycle에 이르지 않은 결과이기 때문에 현재 차이가 나는 것으로 생각된다. 본 연구에서 나타난 당량비와 주파수관계를 실험결과와 비교하는 것은 무리가 있지만 현재의 결과로도 어느정도 실험치의 경향을 따라가는 점을 볼 수 있다. 비록 데이터의 주파수 값이 정상상태 해에서 알 수 있듯이 과대 평가되어 비정상상태 해에서 주파수가 다소 높은 형태로 나타났으나 당량비와 주파수의 대체적인 경향성은 실험치를 잘 따라가는 것을 알 수 있었다.

4. 결론

본 연구는 RANS 모델과 EBU와 화학반응을 고려한 연소모델을 이용하였고 정상상태 해를 먼저 구한 뒤 압력 경계 조건에 작은 압력 섭동을 주어 정상상태 해의 시간에 따른 거동을 보고자 하였고 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) 정상상태 해에서 속도 분포는 실험치와 비슷한 경향을 보이는 것을 볼 수 있었으나 축방향은 다소 과대 평가되어 있는데 이것은 복사에 대한 고려가 없고 2단계 화학반응만을 고려하였기 때문이다.
- (2) 각 Case 별로 FFT 변환한 주파수와 당량비의 관계는 실험치와 비슷한 경향성을 보였으나 전체적으로 수치계산에서 그 값들이 과대평가되어 나타났다. 현재의 고려될 수 있는 원인은 limit cycle까지 계산되지 않은 결과를 실험치와 비교한 것에서 찾을 수 있다.
- (3) 현재의 연구는 기초단계로서 그 방법론적인 측면에 대해 기술하였다. 따라서 정량적이기 보다 정성적으로 이해할 필요가 있다.
- (4) 본 연구에서와 같은 수치해석 방법을 통해 연소기의 공진 주파수에 대한 예측이 가능할 수 있다고 판단된다.

다음은 본 연구에서 문제점인 난류 모델과 연소 모델의 한계에 대해 고찰해 보았다.

- (1) URANS의 공진 주파수 한계치가 존재한다. 일반적으로 1000 Hz 정도는 실험치와 비슷한 경향성을 보이지만 100 Hz 이상부터 그 진폭이 상당한 차이를 보이는 것이 보고 되고 있다 [9,10]. 따라서, 지배적인 주파수는 모사가 가능하지만 broadband acoustic spectra는 한계가 존재한다. 본 연구에서는 200 Hz 정도의 열음향 불안정이 매우 크게 나타는 조건으로써 진폭에 있어서는 차이가 나지만 지배적인 주파수 모사는 URANS

로 모사가 가능하다.

(2) 본 연구에서 사용된 Hybrid 연소 모델은 기본적으로 부착화염에 적용가능하다는 점이다. Park[4]의 연구 결과에서 화염은 10 cm 이상 크게 움직이는 화염이 존재한다는 점이다. 고속 카메라로 찍은 사진에도 화염이 순간적으로 움직이는 점이 관찰된다는 점에서 수치해석에서 사용된 연소모델은 그 한계성을 가진다는 점은 명확하다.

후 기

이 연구는 연소기술 연구센터(CERC)와 미쯔비시 중공업(Mitsubishi Heavy Industries Ltd.)의 지원을 받아 수행되었으며 이에 감사의 뜻을 전합니다.

참고문헌

- [1] Robert C. Steele, Luke H. Cowell, Steven M. Cannon, and Clifford E. Smith "Passive control of combustion instability in lean premixed combustors", Journal of engineering for gas turbines and power, Vol. 122, 2000, pp412-419,
- [2] C. C. Hantschk and D.VORTMEYER "Numerical simulation of self-excited thermoacoustic instabilities in a Rijke tube", Journal of sound and vibration, Vol. 277(3), 1999, pp. 511-522
- [3] Steven M. Cannon, Virgil Adumitroaie, and Clifford E. Smith "3D LES Modeling of Combustion Dynamics in Lean Premixed Combustors", ASME, 2001-GT-0375
- [4] J. K. Park "A study on the periodic mixing and ignition of non-premixed flame in resonant acoustic field", Doctoral Thesis, KAIST, 2003
- [5] Thierry Poinso and Denis Veynante "Theoretical and Numerical Combustion", R.T. Edwards. Inc, 2001
- [6] "Methodology for STAR-CD v3.20a", CD-adapco Group. 2004
- [7] C. K Westbrook and F.L. Dryer "Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion", Prog. Energy Combust. Sci. (progress in energy and combustion science), Vol. 10, 1984, pp.1-57
- [8] M. J. Yu "Investigation of combustion and NOx emission characteristics for pulverized coal with radiation effects", Doctoral Thesis,

KAIST, 2000

- [11] Fred Mendonca, Matthew Schofield, and Richard Allen "Acoustics with STAR-CD", CD adapco Group, STAR-CD North American User Conference, 2002
- [12] Fred Mendonca, Richard Allen, and Julien de Charentenay "CFD PREDICTION OF NARROWBAND AND BROADBAND CAVITY ACOUSTICS AT $M=0.85$ ", AIAA-2003-3303, 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, 2003, pp.1804-1814