

모형 가스터빈 연소기에서 당량비 변화에 따른 연소특성에 관한 LES 연구

황철홍* · 이현용** · 이창언***

LES studies on combustion characteristic with equivalence ratios in a model gas turbine combustor

Cheol-Hong Hwang, Hyun-Yong Lee and Chang-Eon Lee

ABSTRACT

The impacts of equivalence ratio on the flow structure and flame dynamics in a model gas turbine combustor are investigated using large eddy simulation(LES). Dynamic k-equation model and G-equation flamelet model are employed as LES subgrid model for flow and combustion, respectively. As a result of mean flow field for each equivalence ratio, the increase of equivalence ratio brings about the decrease of swirl intensity through the modification of thermal effect and viscosity, although the same swirl intensity is imposed at inlet. The changes of vortical structure and turbulent intensity etc. near flame surface are occurred consequently. That is, the decrease of equivalence ratio can leads to the increase of heat release fluctuation by the more increased turbulent intensity and fluctuation of recirculation flow. In addition, the effect of inner vortex generated from vortex breakdown on the heat release fluctuation is increased gradually with the decrease of equivalence ratio. Finally, it can be identified that the variations of vortical structure play an important role in combustion instability, even though the small change of equivalence ratio is occurred.

Key Words : Large Eddy Simulation(대와동모사), Combustion Instability(연소 불안정성), Turbulent Premixed Flame(난류 예혼합화염), Gas Turbine(가스터빈)

1. 서 론

일반적으로 예혼합화염은 희박한 연료조건에서 낮은 화염온도로 연소가 가능하여 NO_x 배출 지수를 낮출 수 있다는 장점을 가지고 있다. 그러나 확산 혼합과정에 의해 지배되는 비예혼합 화염과는 다르게, 예혼합화염은 혼합기의 조성 및 난류강도에 의해 결정되는 난류 연소속도에 의해 지배되기 때문에 본질적으로 연소실 내의 유동변화와 음향 가진에 매우 민감하게 반응한다

[1]. 그 결과 화염은 매우 불규칙한 거동을 보이며, 부적절한 설계 및 운전으로 인하여 연소기 내부의 소음, 과도한 압력과 및 열전달을 발생시켜 성능저하 및 연소기의 파손을 일으키는 연소 불안정성을 초래할 수 있다[2].

연소 불안정성은 연소진동의 증폭을 일으키는 물리적인 과정에 의해 크게 열음향(thermoacoustic) 불안정성과 유체역학적(fluid dynamic) 불안정성으로 구분될 수 있다. 먼저 열음향 불안정성을 살펴보면, Rayleigh 이론[3]을 바탕으로 비정상 열발생과 음향파 사이의 위상차가 $\pm\pi/2$ 범위 내에 존재할 때 연소 불안정성이 증폭된다고 알려져 있다[4]. 비교적 간단한 이 이론은 연소장 내의 압력 측정 및 CH와 OH 등을 이용한 열발생 효과의 간접측정을 통해 화염 불안정성의 판

* 인하대학교 산업과학기술연구소

** 인하대학교 대학원 기계공학과

*** 인하대학교 기계공학과

† 연락처, E-mail : chelee@inha.ac.kr

정기준으로써 가장 많이 사용되고 있다. 두 번째로 유체역학적 불안정성은 화염-와동 상호작용에 의한 불안정성으로 알려져 있다. 즉 전단유동에 의한 거대 와구조(Coherent structure) 또는 덤프 연소기의 입구에서 생성된 와류의 진동(Vortex shedding)이 화염면의 큰 변형을 발생시킬 수 있다는 것이다. 이러한 유동장의 변동은 연소기 내부의 음향파 거동과 연계되어 규칙적으로 발생되기 때문에 결과적으로 열발생 변화를 통해 연소진동의 증폭을 초래하게 된다[5]. 위의 두 불안정성은 연소진동의 발생 원인의 차이에 의해 구분되고 있으나, 근본적으로 열발생 및 음향파의 변동은 재순환 유동, 와류의 전개와 같은 유동장의 변화와 밀접하게 연관되어 있다.

가스터빈 연소기에서 연소 불안정성의 발생 원인을 살펴보면, Lieuwen 등[6]과 Seo등[7]은 압력 변동, 열발생 변동 및 당량비 변동의 상호작용을 통한 에너지 피드백 시스템을 통해 불안정성이 지속 및 증폭/감쇄된다고 보고한 바 있다. 즉 연소실 내부에서 발생하는 압력 변동이 연료 및 공기 공급라인으로 전파될 때 당량비 및 혼합기의 질량유량을 변화시킬 수 있다. 이 결과는 화염면에서 열발생율의 변화를 초래하게 되며, Rayleigh 이론을 통해 알 수 있듯이 연소진동의 증폭을 발생시킬 수 있다. 그러나 당량비의 변화는 열발생율의 변화뿐만 아니라, 연소기 내부의 선회 재순환 유동장의 큰 변화를 초래할 수 있다. 따라서 이들의 효과를 포함한 열발생-유동-음향파의 상호작용에 대한 연구는 열발생-음향파 상호작용에 의해 발생하는 연소 불안정성을 보다 체계적으로 규명하는데 매우 중요한 것으로 사료된다.

최근에 전산자원 및 수치기법의 향상으로 실험 연소장 내의 상세한 화염 거동을 이해하기 위해 LES(Large eddy simulation)을 이용한 전산해석이 시도되고 있다. LES의 기본 개념은 대부분의 에너지를 포함하고 난류수송의 역할을 담당하는 큰 에디(Eddy)는 모델 없이 직접 계산하고, 비교적 등방성의 성격을 갖는 작은 스케일의 에디는 아격자(Subgrid) 모델로 처리하는 것이다. 따라서 LES는 모든 스케일의 유동구조에 영향을 주는 RANS(Reynolds averaged Navier-Stokes)에서의 난류모델보다는 좀 더 일반적이고, 형상과 경계조건에 덜 의존한다고 할 수 있다. 또한 시간 평균화된 물리량을 이용하여 난류현상을 묘사하는 RANS와는 다르게 LES는 유동의 비정상 효과는 물론 연소장에서 화염 불안정성 및 소음 등의 현상들을 해석할 수 있는 매우 유용한 접근 방법이다[8].

이러한 배경 하에 본 연구에서는 각 당량비에 대한 선회유동 및 화염특성을 우선 검토하였으

며, 연소기 입구에서 순간적인 당량비의 변화에 따른 화염 불안정성의 발생 원인을 유동장 및 화염거동의 변화를 통해 규명하였다.

2. 지배방정식 및 수치해법

2.1 LES 지배방정식

LES에서는 공간에 대한 여과과정을 통해 순간적인 유동변수는 GS(Grid scale) 성분과 SGS(Subgrid scale) 성분으로 분리된다. 그 결과 3차원 비정상압축성 Navier-Stokes 방정식은 다음과 같은 LES 방정식으로 표현된다.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = - \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^{sgs}] \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} \tilde{H} \tilde{u}_i + \bar{q}_i - \tilde{u}_j \bar{\tau}_{ij} + H_i^{sgs} + \sigma_i^{sgs}] \quad (4)$$

여기서 첨자 'sgs'는 SGS 성분 효과를 나타낸 항으로서 위 방정식들을 종결(Closure)하기 위하여 모델되어야 한다. 위의 각 SGS 항들은 다음과 같다.

$$\tau_{ij}^{sgs} = \bar{\rho} [\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j] \quad (5)$$

$$H_i^{sgs} = \bar{\rho} [\tilde{E} \tilde{u}_i - \tilde{E} \tilde{u}_i] + [\bar{p} \tilde{u}_i - \tilde{p} \tilde{u}_i] \quad (6)$$

$$\sigma_i^{sgs} = [\tilde{u}_j \tilde{\tau}_{ij} - \tilde{u}_j \tilde{\tau}_{ij}] \quad (7)$$

여기서 τ_{ij}^{sgs} 는 SGS 응력텐서, H_i^{sgs} 는 SGS 열 유속이며, σ_i^{sgs} 는 SGS 점성 일을 의미한다.

2.2 SGS 항의 모델링

SGS 항들의 모델링을 위해서는 SGS의 특성 길이 및 속도 규모의 정보가 요구되어진다. 이를 위해 길이 규모는 격자 크기 즉, $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ 로 하였으며, 시간 규모는 SGS의 난류 운동에너지로부터 계산하였다. SGS 난류 운동에너지(k^{sgs}) 전달 방정식은 식 (8)과 같다[9].

$$\frac{\partial \bar{\rho} k^{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i k^{sgs}) = P^{sgs} - D^{sgs} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\bar{\rho} \nu_i}{Pr_t} \frac{\partial k^{sgs}}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

여기서 Pr_t 는 난류 Prandtl 수로 1로 가정되었으며, P^{sgs} 와 D^{sgs} 는 k^{sgs} 의 생성과 소멸항을 의미한다. 생성항은 $P^{sgs} = -\tau_{ij}^{sgs} (\partial \tilde{u}_i / \partial x_j)$ 으로 표현되며, 이때 SGS

전단응력은 다음과 같다.

$$\tau_{ij}^{sgs} = -2\bar{\rho}\nu_t(\bar{S}_{ij} - \frac{1}{3}\bar{S}_{kk}\delta_{ij}) + \frac{2}{3}\bar{\rho}k^{sgs}\delta_{ij} \quad (9)$$

여기서 $\nu_t (= C_\nu(k^{sgs})^{1/2}\bar{\Delta})$ 는 에디 점성계수이며, $\bar{S}_{ij} (= 0.5(\partial\tilde{u}_i/\partial x_j + \partial\tilde{u}_j/\partial x_i))$ 는 GS 스트레인을 텐서를 나타낸다. 소멸항은 $D^{sgs} = C_\epsilon(k^{sgs})^{3/2}/\bar{\Delta}$ 에 의해 모델 되어진다. C_ν 와 C_ϵ 은 dynamic 모델[10]에 의해 공간과 시간에 따라 결정되어졌다. 마지막으로 H^{sgs} 와 σ_i^{sgs} 항은 각각 다음과 같이 모델 되어졌다.

$$H_i^{sgs} = \bar{\rho} \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \bar{H}}{\partial x_i} \quad (10)$$

$$\sigma_i^{sgs} = \tilde{u}_j \tau_{ij}^{sgs} \quad (11)$$

2.3 예혼합 및 부분 예혼합연소 모델링

난류 예혼합 화염을 모사하기 위하여 상세 반응기구를 사용하지 않고 간단하게 화염면과 열발생을 고려할 수 있는 G-equation 화염면(Flamelet) 모델을 적용하였다. 이는 상세한 화학종의 정보를 직접적으로 예측할 수 없으나, 비정상 화염거동 뿐만 아니라 열발생과 압력변동에 따른 화염 불안정성을 비교적 정확하게 예측할 수 있을 장점을 가지고 있다[11].

공간 여과된 G-equation은 식(12)와 같으며, G는 화염면의 위치를 나타내는 스칼라 변수로서, 0과 1사이의 값을 가지며, 1은 반응물, 0은 생성물을 의미한다. 본 계산에서 화염면은 $G=0.4$ 로 정의하였다.

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{G}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\rho} \tilde{u} \bar{G} = -S^{sgs} - G^{sgs} \quad (12)$$

여기서 $G^{sgs} = \bar{\rho}[u\bar{G} - \tilde{u}\bar{G}]$ 는 SGS 전달항이며, $S^{sgs} = \bar{\rho}_0 S_L^0 |\nabla \bar{G}|$ 은 소스항이다. G^{sgs} 은 H^{sgs} 와 유사하게 구배확산 가정(Gradient diffusion assumption)에 의해 모델 되었으며, S^{sgs} 은 $\rho_0 S_L |\nabla \bar{G}|$ 으로 모델 되었다. 이때 S_L 는 국부 난류 화염속도를 의미하며 Damkohler의 이론을 근거로 수정된 식 (13)과 같이 모델 되었다.

$$S_L/S_L = (1 + C(u'/S_L)^n) \quad (13)$$

여기서 S_L 은 층류 화염속도이며, u' 은 아격자 속도변동 값으로서 등방성의 가정을 통해 식 (14)로 부터 얻어진다. 또한 C와 n은 상수로서 Lipatnikow 등[12]이

제안한 2.0과 0.7이 각각 적용되었다.

$$u' = \sqrt{(2/3)k^{sgs}} \quad (14)$$

연소기 입구에서 순간적인 당량비의 변동이 존재할 때 층류 연소속도 및 화염온도의 시간 및 국부적인 변화가 존재한다. 이들의 효과를 고려하기 위하여 추가적인 혼합분율(\tilde{Z})과 이의 분산(\tilde{Z}^2) 방정식을 도입하였다. 화염면의 예측을 위한 \bar{G} 방정식과 당량비 변동의 효과를 반영하기 위한 \tilde{Z} 및 \tilde{Z}^2 방정식을 동시에 고려한 부분 예혼합 연소모델은 초기 Muller 등[13]에 의해 시도되었다. 공간 여과된 방정식 및 각 항의 구체적인 모델링은 참고문헌 [14]를 통해 확인할 수 있다.

화염대의 열발생 효과는 내부에너지와 \bar{G} 의 관계를 통해 다음 식과 같이 반영되었다.

$$\bar{e} = c_v \bar{T} + c_p (T_p - T_0) \bar{G} \quad (15)$$

여기서 T_p 와 T_0 는 각각 생성물의 온도와 반응물의 온도를 의미한다. 당량비가 일정한 예혼합연소의 경우에는 \tilde{Z}^2 이 0이기 때문에 식 (13)과 (15)에 포함되어 있는 S_L 과 T_p 는 \tilde{Z} 만의 함수로 표현되며, Premix code[15]를 통해 직접 계산되었다. 반면에 시간 및 공간에 대해 당량비가 변화되는 부분 예혼합연소에서는 \tilde{Z} 와 \tilde{Z}^2 에 의한 beta 확률 밀도함수가 고려된 flamelet library를 통해 S_L 과 T_p 가 얻어졌다.

2.4 LES 수치기법

지배방정식의 차분을 위하여 공간에 대해 FVM (Finite volume method)을 이용한 2차 정확도의 차분법을 사용하였으며, 시간적분에 대해서는 전체적으로 2차 정확도의 MacCormack scheme을 사용하였다[16].

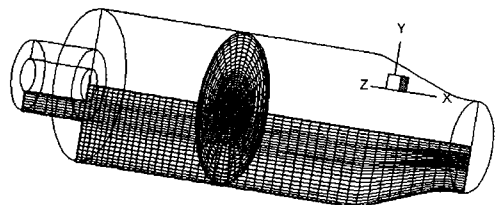


Fig. 1 Geometry and computational grid (showing fewer grid than used grid)

또한 복잡한 형상을 수치모사하기 위하여 좌표변환을 통한 일반 곡선 좌표계를 사용하였다. 양해법(Explicit scheme)에 의한 수치해의 정확도 및 안정성을 보장하기 위하여 시간 전진 간격(Δt)은 CFL(Courant-Friedrich-Levy)수에 의해 제어되었으며, 이때 CFL 수는 0.5로 설정하였다.

LES에서는 본질적으로 3차원 해석이 요구되며, 수많은 통계치를 얻기 위하여 상당한 계산시간이 요구된다. 이러한 문제점을 해결하기 위하여 분산 메모리 개념의 MPI(Message passing interface)를 기반으로 하는 병렬기법이 적용되었다. 본 계산을 위해 16개의 프로세서가 사용되었으며, 단일 프로세서에 비해 12.13의 속도 향상율과 최대 75%의 병렬지수를 얻을 수 있었다. 병렬성능, 난류 유동 및 예혼합 연소장에 대한 본 수치기법에 대한 검증은 참고문헌[17~18]에서 상세히 검토되었다.

3. 계산 대상 및 조건

난류 예혼합 화염거동을 검토하기 위하여 Fig. 1과 같은 형상을 갖는 Broda 등의 연소기[19]를 대상으로 하였다. 연소실의 직경은 45mm이며, 입구의 동심관(Annulus) 내경 및 외경은 각각 9.53mm와 20.30mm이다. 입구 동심관 및 연소실의 축방향 길이는 각각 20mm와 125mm로서, 계산시간의 절감을 위하여 연소실의 길이는 실험에서 제작된 길이(235mm)의 약 1/2로 설정하였다. 이 차이는 연소실 내의 공명 주파수 주기를 변경시킬 수 있으나, 연소실 길이와 화염온도에 따라 일정한 주기를 갖는 음향파와 화염과의 상호작용을 검토하는 본 연구의 목적에는 무방할 것으로 사료된다. 출구와 연소실의 단면적비는 0.36으로 설정하여 출구 유동의 가속과 음향 공진과의 가진을 촉진하였으나, 아음속 조건으로 압력파의 완전한 경계조건을 형성하지 않았다.

당량비에 대한 연소특성을 고려하기 위하여 당량비는 0.53, 0.60, 0.80 및 1.00의 4가지 조건에 대하여 계산을 수행하였다. 연료는 NG(Natural gas)가 사용되었으며, 입구의 단면 평균속도는 86.6m/s로서 입구 동심관의 높이를 기준으로 Re 수는 약 29,700이다. 이때 입구의 온도 및 압력은 각각 298K과 1atm으로 하였다. 추가적으로 당량비의 변동에 따른 연소 불안정성을 검토하기 위하여, 20msec의 순간에 입구의 당량비를 0.6에서 0.54 및 0.66으로 변화시켰다. 이 경우에는 연소 불안정성이 뚜렷하게 발생하는 조건에서 당량비 변동의 영향을 관찰하기 위하여 입구의 온도 및 압력

을 670K과 0.45MPa로 설정하였다. 입구의 평균속도 분포는 완전 발달된 난류 유동의 가정 하에 1/7승의 멱(Power) 법칙에 따라 결정되었다. 또한 반경방향과 회전방향의 유속은 선회수는 0.77에 의해 부여되었다.

경계조건으로서 입구의 난류 초기조건은 평균 유속의 15%에 해당되는 난류강도를 이용한 가우스 분포의 난수 발생함수를 통해 제공되었다. 입구 및 출구 경계에는 Poinot 등이 제안한 NSCBC(Navier-Stokes characteristics boundary condition)을 부여하였다[20]. 또한 벽면에서의 속도와 스칼라는 각각 No-slip과 Neumann 경계조건을 주었다. 계산에 사용된 격자계는 Fig. 1과 같으며, $N_x \times N_r \times N_\theta = 165 \times 80 \times 75$ 로서 약 백만 개의 격자가 사용되었다. 또한 Kolmogorov-Obukhov 이론에서 알 수 있듯이 주파수에 대한 난류 에너지의 소멸율이 $-5/3$ 승의 일정한 기울기를 갖게 되어 격자계의 선택이 적절함을 확인하였다[18].

4. 결과 및 검토

당량비에 따른 평균 유동장을 관찰하기 위하여 Fig. 2는 각 당량비에 대한 축방향 유속 및 유선분포를 도시한 것이다. 당량비가 증가할수록 중앙 재순환영역(Center toroidal recirculation zone; CTRZ)의 크기가 점차 감소되어 $\phi=1.0$ 의 경우에 중심의 Bluff-body 근

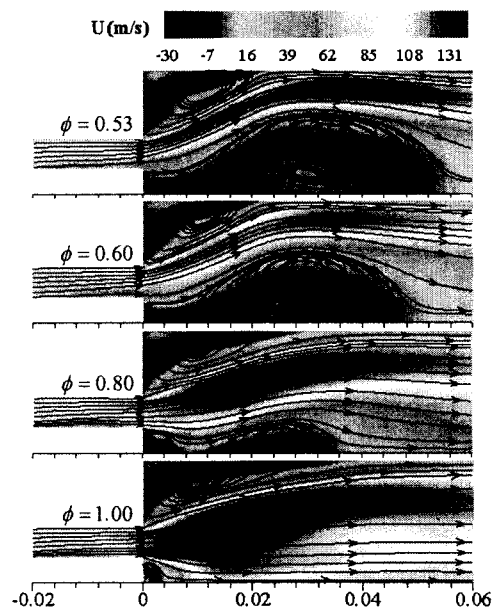


Fig. 2 Mean fields of axial velocity distribution and streamlines for different equivalence ratios

처를 제외하고는 CTRZ가 거의 생성되지 않음을 볼 수 있다. 또한 코너의 재순환영역(Corner recirculation zone; CRZ)의 경계는 명확히 표현되지 않았으나, 코너 근처의 재부착점 위치를 통해 CTRZ의 크기가 감소될수록 그 크기는 점차적으로 증가되는 경향을 확인할 수 있다. 이러한 현상은 선행연구 [18]에서의 결과, 즉 선회강도가 감소할 때 CTRZ의 크기는 감소되며 CRZ의 크기는 증가되는 것과 매우 유사하다. 비록 입구에서 동일 선회수 0.77을 부여하였으나, 당량비가 높을수록 화염온도의 증가로 인한 열팽창 효과의 증가 및 점성의 증가는 연소기 내부의 선회강도를 크게 변화시킬 수 있다.

또한 Fig. 2에서 $\phi=0.53$ 의 경우에 다른 조건과는 다르게 CTRZ 내부에 반대방향으로 회전하는 작은 와동이 생성되었음을 볼 수 있다. Two-cell structure라 불리는 이러한 현상은 레이저 계측 및 가시화 실험을 통해 Faler 등[21]에 의해 확인된 바 있다. 이러한 현상은 Bubble 형태의 재순환 영역내부에서 비대칭 회전방향의 속도성분 변동이 매우 클 때 발생된다고 알려져 있다. 위 결과로부터 $\phi=0.53$ 의 조건은 당량비가 높은 다른 조건들에 비해 중앙 재순환영역내에서 속도 변동이 가장 크며, 이는 순간적인 화염면의 변형 즉 열발생의 변동을 증가시켜 결과적으로 연소 불안정성이 가장 크게 발생할 수 있음을 예측할 수 있다.

Fig. 3은 당량비에 따른 평균 온도분포 및 화염면을 도시한 것으로, 화염면은 굵은 실선으로 표현되었다. 그림에서 각 조건들에 대한 동일한 온도범위의 설정으로 인하여 당량비에 따른 평균 유동장의 뚜렷한 온도 차이를 확인할 수 있다. 반경방향에 대한 화염면의 위치를 살펴보면 당량비가 감소할수록 화염면의 선단은 +r 방향으로 이동되어 있음을 알 수 있다. 즉 당량비가 낮을수록 화염대 근처에서 높은 선회강도를 유지하게 되며, 그 결과 화염면이 +r 방향으로 이동하게 된다. 화염의 길이를 살펴보면 $\phi=0.53$ 의 경우에 화염길이 가장 길며, 다른 조건들은 비교적 비슷한 화염 길이를 보여주고 있다.

당량비에 따른 유동구조의 차이가 화염면의 변형에 미치는 보다 직접적인 결과를 검토하기 위하여, Fig. 3에 제시된 화염면을 따라 얻어진 속도변동, 즉 난류강도를 Fig. 4에 도시하였다. LES에서 화염면의 두께는 격자의 크기보다 작기 때문에 속도변동 u' 은 등방성의 가정 하에 식 (14)와 같이 Subgrid 난류 운동에너지로부터 계산되었다. 그림에서 모든 당량비 조건에 대해 중심의 Bluff-body 근처를 제외하고 내부 화염면보다는 큰 반경에 위치한 화염면에서 속도변동이 큼을 알 수

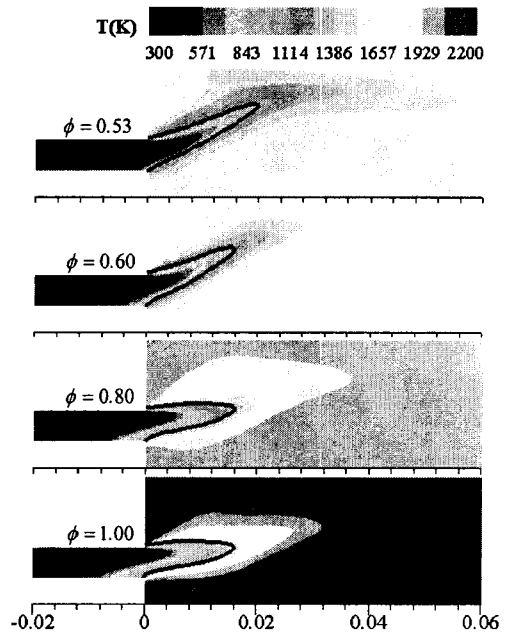


Fig. 3 Mean fields of temperature distribution and flame surface

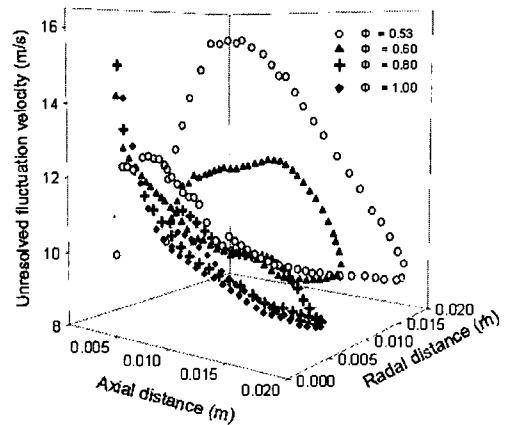


Fig. 4 Mean profiles of unresolved fluctuating velocity on the flame surface

있다. 이러한 경향은 연소기 입구의 와류의 전개 및 CRZ 거동과 관련되어지며, 이들에 의한 유동변화가 결과적으로 외부 화염면의 속도변동에 큰 영향을 주고 있음을 짐작할 수 있다. 각 당량비에 대한 결과를 비교해보면, $\phi=0.53$ 의 경우에 평균적으로 가장 큰 속도변동을 보여주고 있다. 또한 이 조건에서 내부 화염면의 속도변동은 외부 화염면보다는 작지만 다른 당량비 조건에 비해 상당히 높은 값을 유지하고 있음을 알 수 있다. 당량비가 약 0.8 이상의 조건에서는 외부 및 내부 화염면 모두 전체적으로 낮은 속도변동을 보여주고

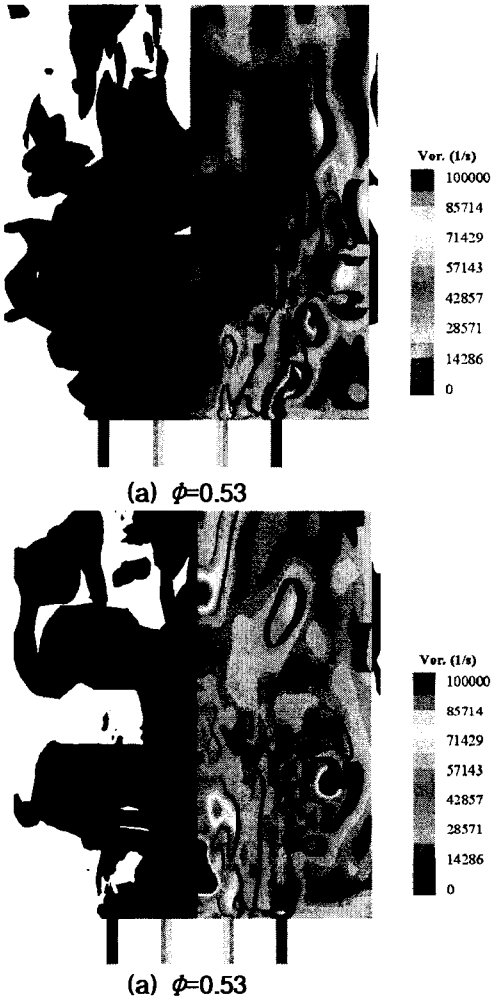


Fig. 5 Instantaneous iso-contour(40,000 1/s) and slice of vorticity magnitude and flame surface(red line) for (a) $\phi=0.53$ and (a) $\phi=0.80$

있다.

Fig. 5는 $\phi=0.53$ 과 0.80에 대하여 순간적인 와동 구조와 화염면의 거동을 검토하기 위하여, 3차원 와동의 구조, 와도의 단면 분포 및 화염면을 도시한 것이다. 조직적인(Coherent) 외부 및 내부의 와동 구조를 확인하기 위하여 일정각(100°)을 갖는 내부 영역을 제거하였으며, 특정 단면에 대한 Slice를 이용하여 와도 분포를 도시하였다. 이때 단면에 포함된 굵은 실선(Red color)은 화염면을 의미한다. 3차원 와동의 구조를 살펴볼 때 $\phi=0.53$ 의 경우 CRZ와 CTRZ의 거동에 의해 2중의 조직적인 구조가 형성되었음을 볼 수 있다. 단면 Slice에서 볼 수 있듯이 화염면은 이 두 와동 구조 사이에 존재하며 화염면을 기준으로 양쪽의 와동에 의

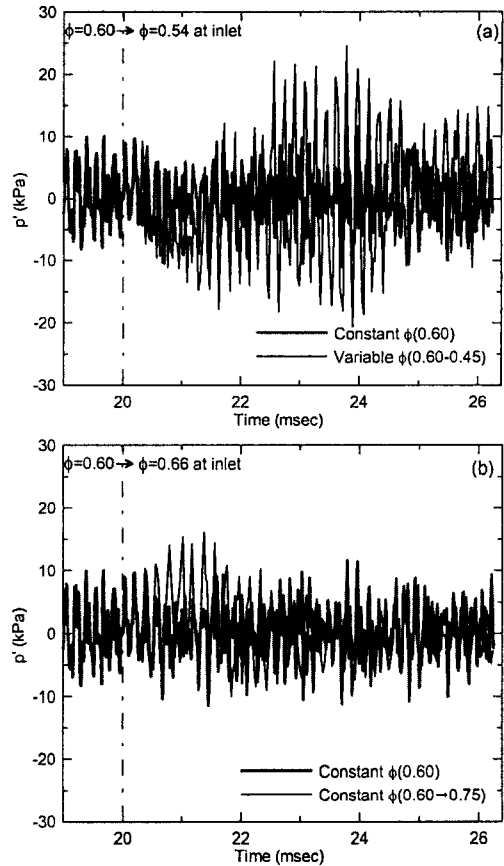


Fig. 6 Trace of p' due to temporal variation of equivalence ratio at inlet; (a) $\phi=0.60 \rightarrow 0.54$, (b), $\phi=0.60 \rightarrow 0.66$ at 20msec. The result of constant $\phi=0.60$ (thick and red line) is compared as a reference case

해 변형되고 있음을 볼 수 있다. 반면에 $\phi=0.80$ 의 경우는 Fig. 2에서 확인하였듯이, CTRZ의 영역이 매우 작기 때문에 내부 와동이 중심축 근처에 밀집되어 있음을 알 수 있다. 즉 내부와동은 화염면의 변형에 큰 영향을 주지 못하며, 화염면은 주로 외부 와동에 의해 서만 변형됨을 짐작할 수 있다.

순간적인 당량비 변동에 의한 화염 불안정성을 검토하기 위하여 $T_{in}=670K$, $p=0.45MPa$ 의 조건에서 당량비가 일정한($\phi=0.60$) 조건, 20.0msec일 때 입구에서 순간적으로 당량비를 감소시킨 조건($\phi=0.60 \rightarrow 0.54$) 및 당량비를 증가시킨 조건($\phi=0.60 \rightarrow 0.66$)의 3가지에 대하여 계산을 수행하였다. Fig. 6은 당량비 변동에 대한 연소실 벽면에서의 압력 변동치를 보여준 것이다. 굵은 실선(Red color)은 당량비가 일정한 조건($\phi=0.60$)일 때의 결과이며, 시간에 따라 거의 일정한 진폭의 압력 변동을 보여주고 있다. $\phi=0.60 \rightarrow 0.54$ 의 결과에 해당되

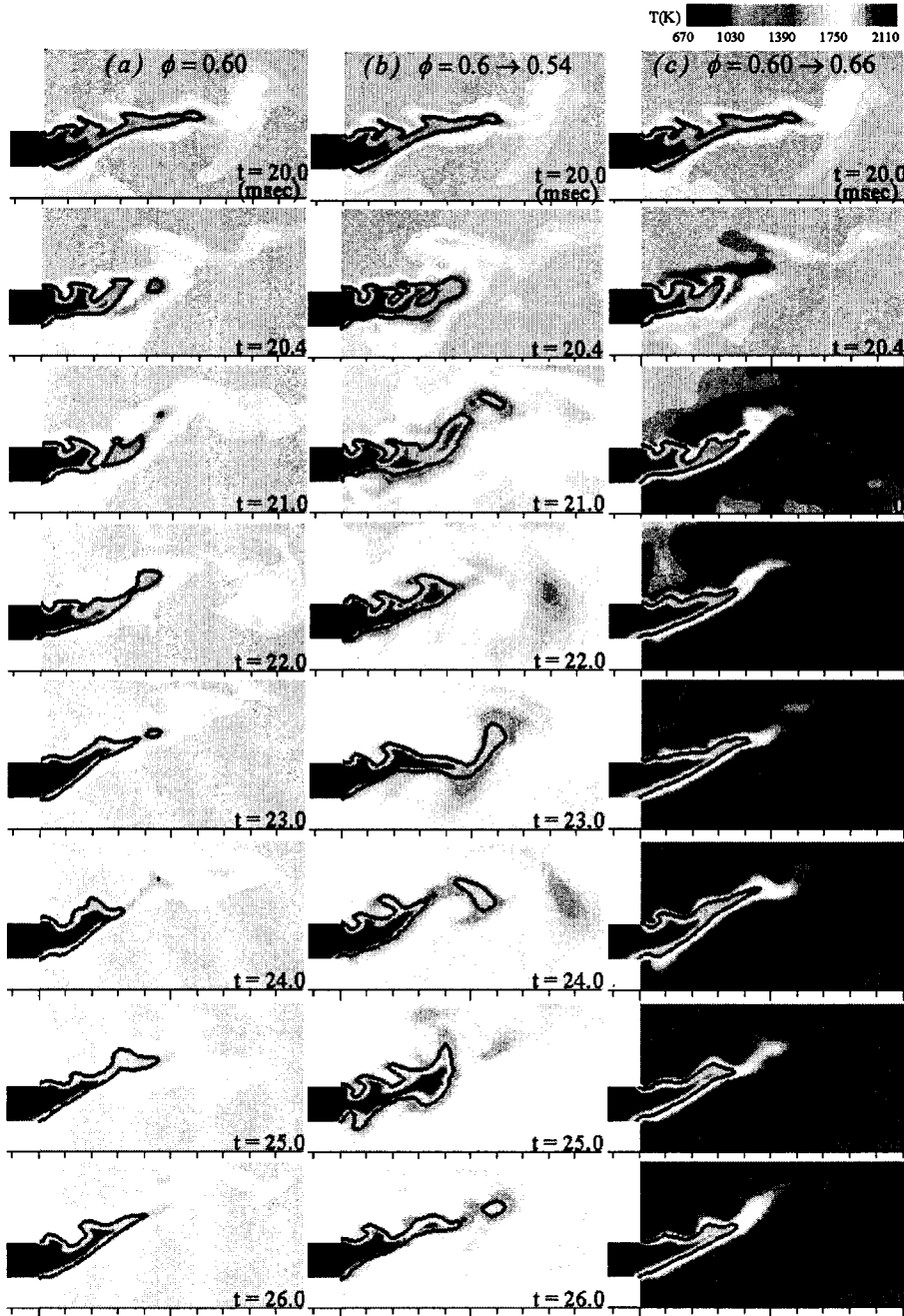


Fig. 7 Instantaneous evolutions of temperature distribution and flame surface for the three cases; (a) constant $\phi=0.60$, (b) $\phi=0.60 \rightarrow 0.54$ and (c) $\phi=0.60 \rightarrow 0.66$

는 Fig. 6(a)에서는 약 20.4msec 이후에 낮은 화염온도로 인하여 연소기의 압력이 전체적으로 감소하다가 이후 큰 압력변동이 발생되어 화염 불안정성이 증폭하게 된다. 이후 연소실 내 당량비가 균일하게 되는 24.0msec~25.0msec 사이에 다시 압력 증폭은 감소되어 이후 비교적 일정한 압력변동이 발생된다. 그러나

$\phi=0.60$ 의 경우보다 큰 압력변동이 발생됨을 확인할 수 있다. 반면에 $\phi=0.60 \rightarrow 0.66$ 의 결과에 해당되는 Fig. 6(b)에서는 약 20.4msec 이후에 화염온도의 증가로 인하여 연소기의 압력이 전체적으로 증가하다가 점차적으로 압력변동이 감소되어 약 24.0msec~25.0msec 이후에는 균일한 압력변동 현상을 보여주고 있다. 물론

이때의 압력변동은 초기 $\phi=0.60$ 의 경우보다 작은 값으로서, 화염 불안정성이 감소되었음을 확인할 수 있다.

Fig. 7은 $\phi=0.60$ 을 기준으로 20.0msec에서 순간적으로 당량비를 변화시켰을 때 시간에 따른 온도분포 및 화염면을 도시한 것이다. 당량비가 0.6으로 일정한 경우에 화염면은 CRZ 및 CTRZ와 관련된 와동에 의해 변형되면서 신장 및 단절되는 일련의 과정들을 주기적으로 반복하게 된다. $\phi=0.60 \rightarrow 0.54$ 의 경우에, 20.4 msec에서 화염면은 당량비가 균일한 조건에 비해 이미 크게 변형되고 있음을 볼 수 있다. 또한 시간이 지날수록 화염길이는 감소된 연소속도에 의해 크게 증가하며, 축방향 및 반경방향으로 화염면의 변형이 많이 발생됨을 쉽게 볼 수 있다. 반면에 $\phi=0.60 \rightarrow 0.66$ 의 경우는 초기 20.4msec에서 화염길이는 크게 감소된다. 이후 화염대 근처의 와도 감소로 인하여 화염면의 변형이 크게 감소되어 화염이 비교적 안정되어 있음을

확인할 수 있다. 이미 앞에서도 언급한 바와 같이 당량비의 순간적인 변동은 화염면의 변형, 즉 열발생 변동을 초래하게 되는데, 희박한 당량비의 변화는 과농한 당량비의 변화 경우에 비해 매우 불규칙한 열발생 거동을 보임을 확인할 수 있다.

Fig. 8은 각 조건들에 대해 23.0msec의 순간적인 와도 크기(64,000 1/s)를 도시한 것이다. $\phi=0.60$ 을 기준으로 $\phi=0.60 \rightarrow 0.54$ 의 경우에 내부 재순환영역에서 매우 복잡하고 불규칙한 와동구조를 보이고 있으며, $\phi=0.60 \rightarrow 0.66$ 의 경우는 내부 재순환영역에 뚜렷한 와동구조가 생성되지 않고 있음을 확인할 수 있다. 이미 Fig. 5에서도 확인하였듯이 당량비의 증가, 즉 화염온도의 증가는 열팽창 효과에 의해 중앙 재순환영역의 크기 및 와동의 강도를 감소시키며, 내부 및 외부 와동구조의 큰 변화를 초래하게 한다. 즉 당량비 변동에 따른 와동의 구조 및 강도의 변화는 결국 화염면의 변형에 매우 큰 영향을 주게 됨을 확인할 수 있었다.

연료가 희박한 조성에서 화염 불안정성이 증폭되는 원인으로, 기존 연구에서는 연료가 희박해질수록 당량비 변동에 대한 특성반응시간의 변화가 증가되어 화염면은 유동변화에 대해 민감하게 반응한다고 언급하고 있다[6]. 그러나 당량비에 따른 화염의 본질적인 특성뿐만 아니라, 연료가 희박해질수록 열발생 변동에 직접적인 영향을 주는 와동구조의 변화가 연소 불안정성을 더욱 증폭시킬 수 있음을 예측할 수 있다.

5. 결론

모형 가스터빈 연소기에서 당량비 변화에 대한 연소특성을 검토하기 위하여 LES를 수행한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 당량비에 따른 유동 및 화염특성을 검토한 결과, 입구의 선회수가 0.77로 일정한 조건에서 당량비를 0.53에서 1.0으로 증가시켰을 때 CTRZ의 감소 및 CRZ의 증가가 발생된다. 이는 선회도 변화에 따른 재순환 유동특성과 매우 유사한 경향으로서, 당량비가 증가될수록 내부 유동의 선회효과는 점차 감소됨을 알 수 있었다.

(2) 각 당량비에 대한 화염면 위의 속도변동의 비교를 통해 화염면 내부의 유동보다는 와류의 전개 및 CRZ와 같은 외부의 유동이 화염면의 변형에 보다 큰 영향을 주며, 당량비가 감소함에 따라 내부 와동에 의한 화염면의 변형, 즉 열발생의 변동이 증가됨을 확인할 수 있었다.

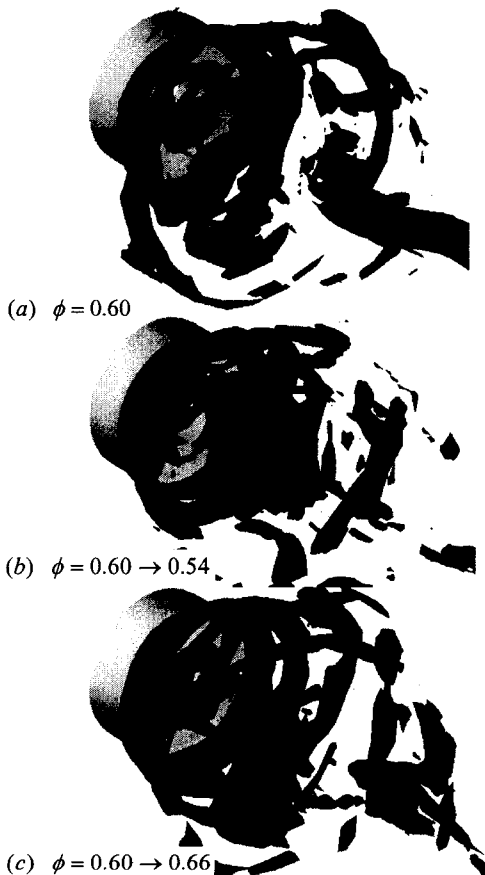


Fig. 8 Instantaneous iso-contours of vorticity magnitude(64,100 1/s) at $t=23$ msec for the three cases: (a) constant $\phi=0.60$, (b) $\phi=0.60 \rightarrow 0.54$ and (c) $\phi=0.60 \rightarrow 0.66$

(3) $\phi=0.60$ 을 기준으로 입구에서 당량비를 순간적으로 감소 및 증가시킨 결과, 연소 불안정성은 각각 증폭 및 감쇄됨을 볼 수 있었다. 순간적인 화염거동 및 와동구조의 비교를 통해 열발생 변동에 직접적인 영향을 주는 와동구조의 변화가 연소 불안정성에 매우 큰 영향을 주고 있음을 확인할 수 있었다.

후 기

본 연구는 2006년 에너지관리공단의 에너지·자원기술개발 사업을 통해 지원되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- [1] Keller, J. J., 1995, "Thermoacoustic oscillations in combustion, chambers of gas turbine," *J. AIAA*, Vol. 33, No. 12, pp. 2280~2287.
- [2] Poinso, T. J., Bourienne, F., Candel, S., Esposito, E. and Lang, W., 1989, "Suppression of combustion instabilities by active control," *J. Propulsion and Power*, Vol. 5, pp. 14~20.
- [3] Rayleigh, J. W. S., 1945, *The theory of sound*, Vol. II, *Dover Publications, New York*.
- [4] Culick, F. E. C., 1987, "A note on Rayleigh's criterion," *Combustion Science and Technology*, Vol. 56, pp. 159~166.
- [5] Kulsheimer, C. and Buchner, H., 2002, "Combustion dynamics of turbulent swirling flames," *Combustion and Flame*, Vol. 131, pp. 70~84.
- [6] Lieuwen, T. and Zinn, B. T., 1998, "The role of equivalence ratio oscillations in driving combustion instabilities in low NOx gas turbines," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 27, pp. 1908~1816.
- [7] Seo, S., 1999, "Parametric study of lean premixed combustion instability in a pressurized model gas turbine combustor," *Ph.D. Dissertation of the Pennsylvania State University*.
- [8] Poinso, T. and Veynante, D., 2001, *Theoretical numerical combustion*, *Edwards*.
- [9] Menon, S., Yeung, P. K. and Kim, W. W., 1996, "Effect of subgrid models on the computed interscale energy transfer in isotropic turbulence," *Computers and Fluids*, Vol. 25, No. 2, pp. 165~180.
- [10] Kim, W. W. and Menon, S., 1995, "A new dynamic one-equation subgrid-scale model for large-eddy simulation," *AIAA-95-0356*.
- [11] Menon, S. and Jou, W. H., 1991, "Large-eddy simulations of combustion instability in an axisymmetric ramjet combustor," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 75, pp. 53~72.
- [12] Lipatnikov, A. N. and Chomiak, J., 2000, "Turbulent flame speed and thickness phenomenology, evaluation and application in multi-dimensional simulations," *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 28, 2000, pp. 1~74.
- [13] Müller, C. M., Breitbach, H. and Peters, N., 1994, "Partially premixed turbulent flame propagation in jet flames," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 25, pp. 1099~1106.
- [14] Eggenspieler, G. and Menon, S., 2004, "Large-eddy simulation of pollutant emission in a DOE-HAT combustor," *J. Propulsion and Power*, Vol. 20, No. 6, pp. 1076~1085.
- [15] Kee, R. J., Grcar, J. F., Smooke, M. D. and Miller, J. A., 1994, "A fortran program for modeling steady laminar one-dimensional premixed flames," *SAND85-8240*.
- [16] MacCormack, 1969, "The effects of viscosity in hyper-velocity impact cratering," *AIAA Paper 69-354*.
- [17] Hwang, C. H. and Lee, C. E., 2006, "Performance evaluation of large eddy simulation for recirculating and swirling flows," *Transactions of KSME B*, Vol. 30, No. 4, pp. 364~372.
- [18] Hwang, C. H. and Lee, C. E., 2006, "Large eddy simulation of swirling premixed flames in a model gas turbine combustor," *J. the Korean Soc. for Aero. & Space Sci.*, Vol. 34, No. 7, pp. 79~88.
- [19] Broda, J. C., Seo, S., Santoro, R. J., Shrivastava, G. and Yang, V., 1998, "An experimental study of combustion dynamics of a premixed swirl injector," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 27, pp. 1849~1856.
- [20] Poinso, T. J. and Lele, S. K., 1992, "Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows," *J. Computational Physics*, Vol. 101, pp. 104~129.
- [21] Faler, J. H. and Leibovich, S. 1978, "An experimental map of the internal structure of vortex breakdown," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 86, pp. 313~335.