

論文

모형 가스터빈 연소기에서 선회 예혼합화염의 대와동모사(LES)

황철홍*, 이창언**

Large Eddy Simulation of Swirling Premixed Flames
in a Model Gas Turbine Combustor

Cheol-Hong Hwang* and Chang-Eon Lee**

ABSTRACT

In the present paper, the swirl flow structure and flame characteristics of turbulent premixed combustion in a model gas turbine combustor are investigated using large eddy simulation(LES). A G-equation flamelet model is employed to simulate the unsteady flame behavior. When inlet swirl number is increased, the distinct flow structures, such as the shapes of corner recirculation and center toroidal recirculation zone, are observed and the flame length is shorted gradually. Also, the phenomena of flashback are identified at strong swirl intensity. In order to get the accurate description of unsteady flame behavior, the predictive ability of the acoustic wave in a combustor is primarily evaluated. It is found that the vortex generated near the edge of step plays an important role in the flame fluctuation. Finally it is examined systematically that the flame and heat release fluctuation are coupled strongly to the vortex shedding generated by swirl flow and acoustic wave propagation from the analysis of flame-vortex interaction.

초 록

본 논문에서는 대와동모사를 이용하여 모형 가스터빈 연소기에서 난류 예혼합연소의 선회 유동구조와 화염특성이 검토되었다. 비정상 화염 거동을 모사하기 위하여 G-방정식 화염면 모델이 적용되었다. 결과로서, 입구 선회수 증가에 따른 코너 및 중앙 재순환 유동이 뚜렷한 차이를 보이며, 화염의 길이도 점차 감소됨을 확인 할 수 있었다. 또한 강선회 조건에서 역화현상의 원인이 확인되었다. 정확한 비정상 화염거동의 모사를 위하여, 연소실 내 음향파 거동의 예측능력이 우선적으로 검토되었으며, 스텝 모서리 근처에서 생성된 와동이 화염면 변동에 가장 큰 영향을 주고 있음을 알 수 있었다. 마지막으로 비정상 화염-와동 상호작용에 대한 해석을 통해 선회와 음향파의 전개로부터 생성된 와동의 진동이 화염면 및 열발생의 변동과 밀접하게 관련되어짐을 체계적으로 규명하였다.

Key Words : Large eddy simulation(대와동모사), Turbulent premixed flame(난류 예혼합화염), Swirling flow(선회 유동), Flame instability(화염 불안정성)

† 2006년 3월 22일 접수 ~ 2006년 6월 2일 심사완료

* 정회원, 인하대학교 산업과학기술연구소

** 정회원, 인하대학교 기계공학과
연락처자, E-mail : chelee@inha.ac.kr
인천광역시 남구 용현동 253

1. 서 론

최근 환경규제와 고효율 연소를 위하여 가스 터빈 및 실용 연소기 등에서 예혼합 연소방식의 적용이 시도되고 있다. 특히 연료가 희박한 혼합

기의 가연(flammability)범위에서 화염온도의 감소로 Thermal NOx 생성을 억제하여 매우 낮은 NOx 배출지수를 얻고 있다[1]. 또한 연소기 입구에서 강한 선회 유동에 의한 화염신장을 통해 고온영역의 체류시간을 줄임으로써 NOx 생성을 억제할 수 있다고 알려져 있다.

대부분의 연소기에 적용되는 선회 유동은 중앙 재순환 유동을 발생시켜 화염 기부(base) 근처에 낮은 축방향 유속을 갖게 하며, 고온 생성물의 재순환 유동으로 반응물을 예열함으로써 화염을 보다 안정화시키는 장점을 가지고 있다[2]. 반면에 이러한 선회 유동에 의해 생성된 PVC (processing vortex core)가 연소실 내 음향파와 공명(resonance)되어 오히려 큰 연소진동을 초래할 수 있으며, 급격히 확장되는 연소실에서 회전 방향의 불안정성 모드를 발생시킬 수 있다[3-4]. 또한 강선회 영역에 해당되는 $S=0.6$ 이상에서 역화화 소멸발생에 의해 당량비에 대한 가연한계 범위가 급격히 좁아짐이 확인되었다[5]. 즉 위 연구결과들로부터 선회 유동의 적용에 대한 본래의 목적을 유지하면서 화염 불안정성과 같은 문제점 발생을 억제하기 위해서는 선회 유동과 화염의 상호작용에 대한 물리적인 이해가 선행되어야 함을 알 수 있다. 그러나 선회 예혼합 화염은 난류 혼합 및 와류의 전개와 같은 동역학적 특성, 화학반응에 의한 열발생 및 음향파의 복잡한 연계에 의해 지배되는데, 실험을 통한 정확한 원인 규명은 현실적으로 많은 어려움이 있다[6].

최근에 전산자원 및 수치기법의 향상으로 실용 연소장 내의 화염 거동을 이해하기 위한 전산해석이 많이 이루어지고 있다. 난류화염에 대한 수치접근법은 모델링 없이 직접 수치 해를 구하는 DNS(direct numerical simulation), 평균화된 난류유동에 대한 모델링을 통해 접근하는 RANS(Reynolds averaged Navier-Stokes), 그리고 이들 방법을 절충한 LES(large eddy simulation)로 크게 구분된다. 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 처리하게 된다. 따라서 LES는 모든 스케일의 유동구조에 영향을 주는 RANS에서의 난류모형보다는 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[7-8].

선회도에 따른 화염 불안정성에 대한 이해를 증진시키기 위해서는 우선적으로 유동 및 화염구조의 이해가 선행되어야 하며, 연소기 내의 주요 음향파의 정확한 예측이 이루어져야 한다. 이를 위해 본 연구에서는 선회도에 따른 평균 유동 및 화염특성을 검토하고, 연소실 내 음향파의 정확한 예측 가능성을 확인하고자 한다. 또한 음향파의 거동과 관련된 화염의 비정상적 거동을 검토하고자 한다. 이 결과를 바탕으로 향후 실용 연소장 내의 화염 불안정성, 연소 소음 및 NOx, CO 등과 같은 오염물질의 생성특성에 관한 연구를 단계적으로 진행하고자 한다.

II. 지배방정식 및 수치해법

2.1 LES 지배방정식

LES에서 순간적인 유동변수는 GS(grid scale) 성분(\tilde{f})과 SGS(subgrid scale) 성분(f'')으로 나뉘어진다. 이때 GS 성분은 Farve 여과($\tilde{f} = \overline{\rho f / \rho}$)에 의해 결정되며, 'over-bar' 첨자는 공간여과(spatial filter)를 의미한다. 이에 대한 표현은 식 (1)과 같다.

$$\overline{f(x_i, t)} = \int f(x'_i, t) G_f(x_i, x'_i) dx'_i \quad (1)$$

여기서 G_f 는 확률 밀도함수(probability density function)의 의미를 갖는 여과(filter)함수이며, 전 계산영역에 대해 적분된다. 또한 x_i 는 여과 크기에 의해 구분되는 공간좌표이며, x'_i 는 물리적으로 연속된 개념의 공간좌표를 의미한다. 본 연구에서는 격자의 평균효과를 갖는 box filter 함수가 사용되었다. 이와 같은 여과과정을 3차원 비정상의 압축성 Navier-Stokes 방정식에 적용하면 다음과 같은 LES 방정식으로 표현된다.

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

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

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

여기서 상첨자 'sgs'는 SGS 성분의 효과를 나타낸 항으로서 위 방정식들을 종결(closure)시키기 위하여 모델링 되어야한다. 위의 각 SGS 항들은 다음과 같다.

$$\tau_{ij}^{sgs} = \bar{\rho}[\widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u_i} \widetilde{u_j}] \quad (5)$$

$$H_i^{sgs} = \bar{\rho}[\widetilde{E u_i} - \widetilde{E} \widetilde{u_i}] + [\overline{p u_i} - \bar{p} \widetilde{u_i}] \quad (6)$$

$$\sigma_i^{sgs} = [\overline{u_j \tau_{ij}} - \widetilde{u_j} \tau_{ij}] \quad (7)$$

여기서 τ_{ij}^{sgs} 는 SGS 응력텐서, H_i^{sgs} 는 SGS 열 유속(flux)이며, σ_i^{sgs} 는 SGS 점성 일을 의미한다.

2.2 유동 LES 모델링

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

$$\frac{\partial \bar{\rho} k^{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \widetilde{u_i k^{sgs}}) = P^{sgs} - D^{sgs} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial k^{sgs}}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

여기서 Pr_t 는 난류 Prandtl 수로서 1로 가정하였으며, P^{sgs} 와 D^{sgs} 는 k^{sgs} 의 생성항과 소멸항을 의미한다. 생성항은 $P^{sgs} = -\tau_{ij}^{sgs} (\partial \widetilde{u_i} / \partial x_j)$ 으로 표현되며, 이때 SGS 응력 텐서는 다음과 같다.

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

여기서 eddy viscosity ν_t 는 $C_\nu (k^{sgs})^{1/2} \bar{\Delta}$ 에 얻어지며, $\widetilde{S_{ij}} (= 0.5(\partial \widetilde{u_i} / \partial x_j + \partial \widetilde{u_j} / \partial x_i))$ 는 GS 스트레인율 텐서를 나타낸다. 소멸항은 $D^{sgs} = C_\epsilon (k^{sgs})^{3/2} / \bar{\Delta}$ 으로 모델되었다. C_ν 와 C_ϵ 은 Dynamic 모델[10]에 의해 공간과 시간에 따라 결정되었다. 마지막으로 SGS 열 유속(H^{sgs})과 SGS 점성 일(σ_i^{sgs})항은 각각 다음과 같이 모델되었다.

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

$$\sigma_i^{sgs} = \widetilde{u_j} \tau_{ij}^{sgs} \quad (11)$$

2.3 예혼합 연소 LES 모델링

난류 예혼합 화염을 모사하기 위하여 상세 반응기구를 사용하지 않고 간단하게 화염면과 열발생을 고려할 수 있는 Gequation 화염면 모델을

적용하였다. 이는 상세한 화학종의 정보를 직접적으로 예측할 수 없으나, 비정상 화염의 거동뿐만 아니라 열발생과 압력변동에 따른 화염 불안정성을 비교적 정확하게 예측할 수 있을 장점을 가지고 있다[11].

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

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

여기서 $G^{sgs} = \bar{\rho} [\widetilde{u G} - \widetilde{u} \widetilde{G}]$ 는 SGS 전달항이며, $S^{sgs} = \rho_0 S_L^0 |\nabla G|$ 은 source 항이다. G^{sgs} 은 H^{sgs} 와 유사하게 구배확산 가정 (gradient diffusion assumption)에 의해 모델 되었으며, S^{sgs} 은 $\rho_0 S_L^0 |\nabla \widetilde{G}|$ 으로 모델 되었다. 이때 S_L^0 는 국부 난류 화염속도를 의미하며 Damkohler의 이론을 근거로 수정된 식 (13)과 같이 모델 되어졌다. 이때 C 와 n 은 상수로서 Lipatnikov 등[12]이 제안한 2.0과 0.7이 각각 적용되었다.

$$S_L^0 = (1 + C(u'/S_L^0)^n) \quad (13)$$

반응에 의한 열발생 효과는 내부에너지와 \widetilde{G} 의 관계를 통해 식 (14)와 같이 결정되었다. 또한 연료와 공기의 균일한 예혼합 가정 하에 층류 화염 속도(S_L^0)와 생성물의 온도(T_p)는 일정하게 하였으며, PREMIX code를 통해 예측되었다[13].

$$\tilde{e} = c_v \widetilde{T} + \Delta h_f \widetilde{G} \quad (14)$$

여기서 $\Delta h_f = c_p (T_p - T_f)$ 이다.

2.4 LES 수치해법

지배방정식의 차분을 위하여 공간에 대해 유한체적법(finite volume method)을 이용한 2차 정확도의 차분법을 사용하였으며, 시간적분에 대해서는 전체적으로 2차 정확도의 MacCormack scheme을 사용하였다[14]. 또한 복잡한 형상을 수치모사하기 위하여 좌표변환을 통한 일반 곡선 좌표계 (generalized curvilinear coordinate system)를 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, 수립된 통계를 얻기 위하여 상당한 계산시간이 소요된다. 이러한 문제점을 해결하기 위하여 MPI(message passing interface)를 이용한 분산 메모리 병렬기법을 적용하였다. 본 계산을 위해 16개의 프로세서가 사용되었으며, 단일 프로세서에 비해 12.13의 속도 향상율과 75%의 병렬 지수를 얻을 수 있었다. 병렬계산에 대한 보다 자세한 결과와 난류 유동에 대한 본 수치기법에 대한 검증은 참고문헌[15]에서 상세히 이루어졌다.

III. 계산대상 및 조건

난류 예혼합 화염거동을 모사하기 위하여 Fig. 1과 같은 형상을 갖는 Broda 등[16]의 연소기를 대상으로 하였다. 연소실의 직경은 45mm이며, 입구의 동심관(annulus) 내경 및 외경은 각각 9.53 mm와 20.30mm이다. 또한 출구에서는 유동의 초크(choke)를 발생시켜 연소실 내 음향파의 닫힌 경계조건을 형성하였다. 입구 동심관 및 연소실의 축방향 길이는 각각 20mm와 125mm로서, 계산시간의 절감을 위하여 연소실의 길이는 실험에서 제작된 길이(235 mm)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.

연료는 NG(natural gas)가 사용되었으며, 당량비 0.6에 해당되는 예혼합기가 공급되었다. 입구의 단면 평균속도는 86.6m/s이며, 입구 동심관의 높이를 기준으로 Re 수는 29,700이다. 이때 입구 온도 및 압력은 각각 298K과 1atm으로 하였다.

입구의 평균속도 분포는 완전 발달된 난류 유동의 가정 하에 1/7승의 멱(power) 법칙에 따라 결정되었으며, 반경방향과 회전방향의 유속은 선회 발생기의 베인(vane) 각에 의해 결정되었다. 이때 선회수의 정의는 축 및 회전방향 유속이 공

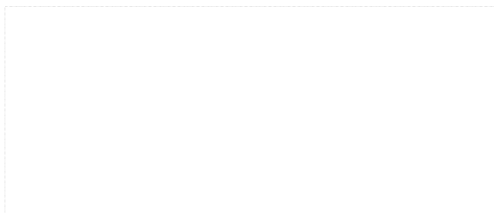


Fig. 1. Geometry and computational grid (showing fewer grid than used grid)

간에 대해 균일하며, 베인의 두께가 매우 얇다는 가정 하에 식 (15)와 같이 표현될 수 있다[17]. 여기서 D_h 와 D_n 은 각각 동심관 내경 및 외경을 의미한다. 본 연구에서 선회수에 따른 화염거동을 검토하기 위하여 베인 각(θ)은 0° , 30° 및 45° 로 변화시켰으며, 이때 선회수 S는 0, 0.44 및 0.77에 해당된다.

$$S = \frac{2}{3} \left[\frac{1 - (D_h/D_n)^3}{1 - (D_h/D_n)^2} \right] \tan\theta \quad (15)$$

경계조건으로서 입구의 난류 초기조건은 평균 유속의 15%에 해당되는 난류강도를 이용한 가우스 분포의 난수 발생함수를 통해 제공되었다[18]. 입구 및 출구 경계는 Poinsot 등이 제안한 NSCBC (Navier-Stokes characteristics boundary condition)을 부여하였다[19]. 또한 벽면에서의 속도와 스칼라(scalar)는 각각 no-slip과 Neumann 경계조건을 주었다. 계산에 사용된 격자의 분포는 Fig. 1과 같으며, $N_x \times N_r \times N_\theta = 165 \times 80 \times 75$ 의 약 백만 개의 격자가 사용되었다.

IV. 결과 및 검토

LES에서 격자의 크기, 즉 공간 여과를 위한 길이 규모는 난류 에너지의 생성과 소산율이 평형을 이루는 관성아 영역(inertial sub-range region)의 범위 내에서 결정되어야 한다. Fig. 2는 S=0.77의 경우에 화염대 근처에서 난류 강도에 대한 주파수 분석결과를 나타낸 것이다. 그림에서 난류 강도는 주파수의 -5/3 승의 일정한 기울기를 보이며, Kolmogorov-Obukhov 이론을 잘 만족하고 있다. 위 결과로부터 본 계산에 적용된 격자계의 선택은 적절함을 예측할 수 있다.

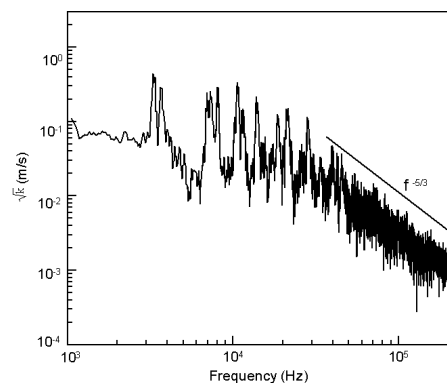


Fig. 2. Frequency spectra of turbulent intensity near flame surface for S=0.77

Fig. 3은 선회수에 따른 평균 유동장의 변화를 관찰하기 위하여 축방향 유속분포 및 유선을 도시한 것이다. 비선회의 경우, 급격히 확대되는 스텝(step) 이후에서 상대적으로 큰 코너 재순환 영역, 즉 CRZ(corner recirculation zone)와 작은 반대방향의 2차 재순환 유동이 발생됨을 볼 수 있다. 또한 중심의 bluff-body 근처에서도 재순환 유동이 발생됨을 알 수 있다. S=0.44의 경우에는

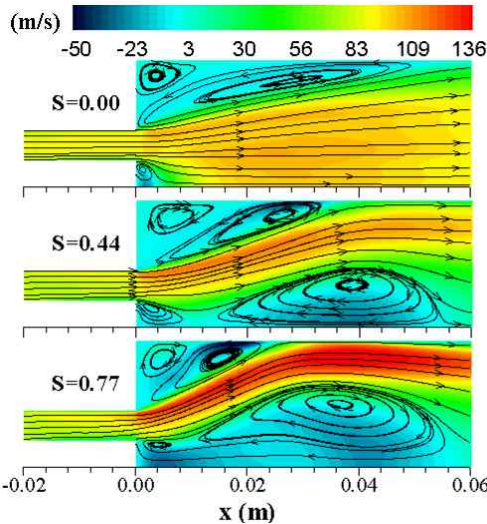


Fig. 3. Mean axial velocity contour and streamline for different swirl numbers

비선회에 비해 CRZ가 보다 상류에 위치하며, 선회에 의한 중심의 압력강화로 도넛형상의 중앙 재순환 영역, 즉 CTRZ(center toroidal recirculation zone)가 형성됨을 알 수 있다. 또한 비선회에 비해 bluff-body 근처에 보다 큰 반경의 와동이 생성되었음을 볼 수 있다. 강선회에 해당되는 S=0.77의 조건은 전체적인 유동형태가 S=0.44와 매우 유사하지만, 높은 선회에 의해 더 큰 반경 위치에서 축방향 유속이 크게 분포되어 CRZ가 더욱 상류로 이동하게 된다. CTRZ의 면적 역시 S=0.44보다 크게 형성되었으며, 와동의 중심이 보다 상류와 바깥 반경방향으로 이동되었음을 알 수 있다. 또한 CTRZ가 상류로 이동 및 확대되면서 bluff-body 근처의 와동과 병합되는 것을 볼 수 있는데, 이 현상은 Huang 등[20]의 연구에서도 확인된 바 있다.

선회수에 따른 평균 유동장의 차이를 보다 자세히 검토하기 위하여, Fig. 4는 연소실 대표 단면에서 초기 단면 평균유속(U_0)으로 무차원된 유속 성분들과 난류 운동에너지를 도시한 것이다. Fig. 4(a)의 축방향 유속에서, 비선회 조건의 결과는 후향계단(backward-facing step)의 유속분포와 유사한 경향을 보이고 있다. 반면에 S=0.44의 경우에 최대 유속이 존재하는 반경이 하류로 갈수록 점차 +r 방향으로 이동됨을 볼 수 있다. 또한 S=0.77의 조건은 Fig. 3에서 확인된 바와

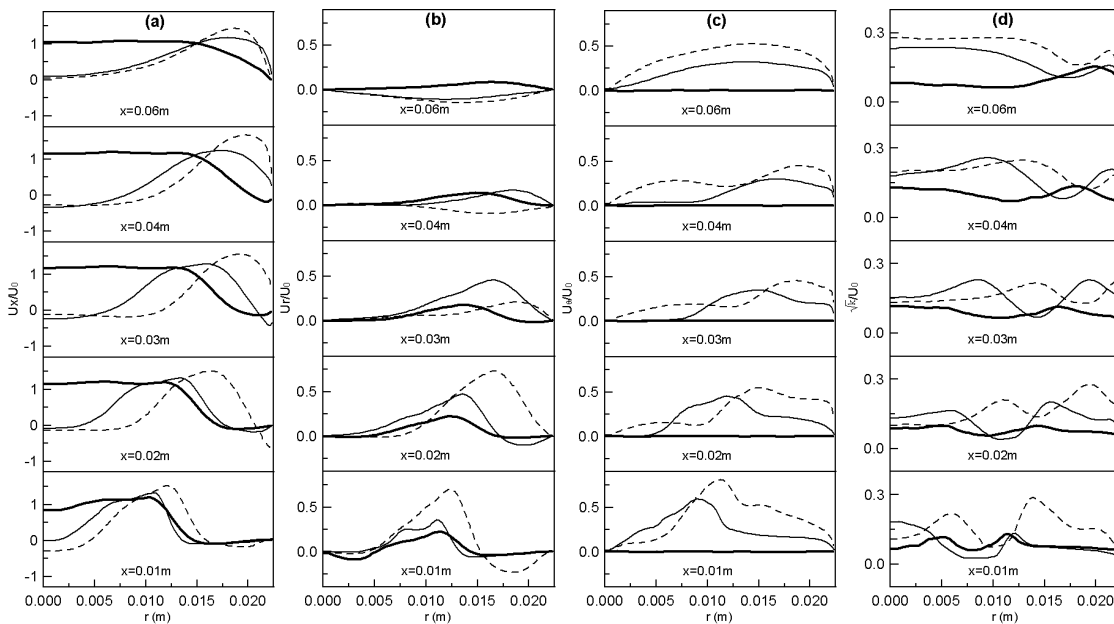


Fig. 4. Mean velocity profile of (a) Axial, (b) radial, (c) azimuthal directions and (d) turbulent kinetic energy (S=0.0; thick line, S=0.44; solid line and S=0.77; dashed line)

같이 높은 선회 유동으로 인하여 동일한 연소실 단면에서 가장 큰 유속을 갖게 됨을 알 수 있다. 그리고 선회효과가 감소되는 $x=0.06m$ 의 상류에서는 최대 유속이 발생하는 반경방향의 위치가 약선회 ($S=0.44$)의 결과와 큰 차이를 보이고 있다. Fig. 4(b)의 반경방향 유속에서 $S=0.44$ 의 경우에 비선회에 비해 큰 값의 유속이 발생되며, 하류로 갈수록 점차 $+r$ 방향으로 이동됨을 알 수 있다. 그러나 $S=0.77$ 의 경우에 $x=0.01m$ 에서는 강한 CRZ 유동에 의해 스텝근처에서 $-r$ 방향으로 고온 생성물이 이동되며, CRZ의 하류에서 강한 선회에 의해 벽면에 충돌한 후 다시 중심방향 ($-r$)으로 이동하게 된다. 이 현상은 $x=0.04m$ 에서 가장 두드러지며, Fig. 3의 유선을 통해 재확인할 수 있다. 회전방향의 유속 Fig. 4(c)에서도 선회수에 따른 속도분포 및 크기의 차이를 확인할 수 있는데, CTRZ가 끝나는 $x=0.06m$ 이후에는 약선회와 강선회 모두 전 영역이 초기 선회방향으로 비교적 균일하게 회전하고 있음을 알 수 있다. 난류 운동에너지의 분포(Fig. 4(d))를 살펴볼 때, 평균 유속에 비해 상당히 복잡한 분포를 보이고 있는데, 선회수가 증가함에 따라 보다 큰 난류 운동에너지를 나타내고 있으며, 스텝근처에서 시작된 전단층 즉 CRZ의 경계와 선회에 의해 생성된 재순환 영역의 경계에서 가장 큰 값이 발생됨을 확인할 수 있다.

Fig. 5는 선회수에 따른 평균 온도분포 및 화염면을 도시한 것으로 화염면은 붉은 실선으로 표현되었다. 선회수가 증가함에 따라 화염의 길이는 점차 감소됨을 확인할 수 있는데, 비선회를

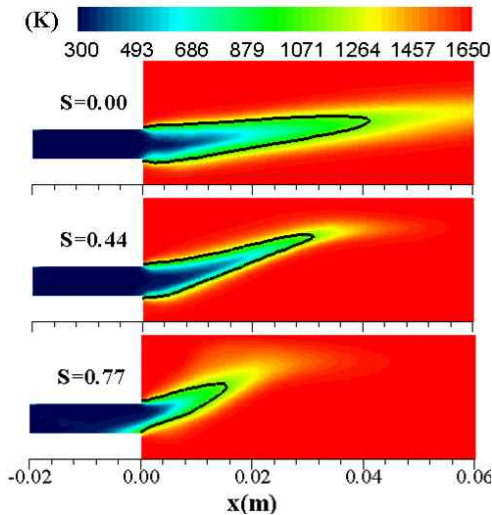


Fig. 5. Mean temperature contour and flame surface($G=0.4$) for different swirl numbers

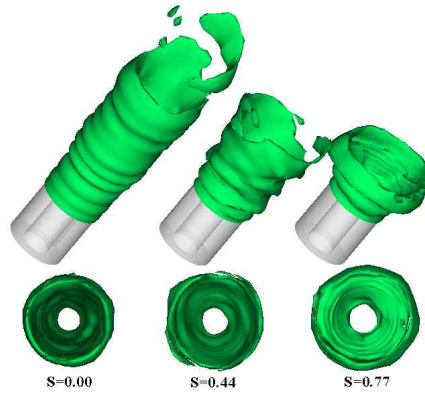


Fig. 6. Instantaneous 3D flame surfaces ($G=0.4$) for different swirl numbers

기준으로 $S=0.44$ 의 경우에 화염길이는 약 75%, 강선회는 39%로 크게 감소된다. 선회 유동의 경우에 화염면의 위치는 CRZ와 CTRZ의 사이에 존재함을 Fig. 3과의 비교를 통해 알 수 있으며, 선회수가 증가함에 따라 $+r$ 방향으로 이동됨을 볼 수 있다. 선회 유동에 의해 발생하는 CTRZ에 의하여 화염은 보다 낮은 축방향 유속이 존재하는 영역에서 생성되며, 재순환된 고온 생성물의 예열효과로 인하여 보다 안정되고 큰 속도로 반응이 개시된다. 또한 Fig. 4(d)에서 확인한 바와 같이 CRZ 및 CTRZ 경계근처의 높은 난류 강도로 인하여, 식 (13)과 같이 표현되는 난류 화염속도는 더욱 증가하게 된다. 이러한 영향으로 인하여 선회수에 따른 화염의 길이는 점차 감소하며, 체적당 발열량이 높은 컴팩트한 연소기 설계가 가능하게 된다.

Fig. 5에서 강선회에 해당되는 $S=0.77$ 의 경우에, 입구 동심관 내경근처에서 화염이 약간 역화되었음을 온도 및 화염면의 위치를 통해 확인할 수 있다. 이 현상은 크게 3가지 원인에 의해 설명될 수 있다. 첫째, 선회수가 증가할수록 원심력에 의해 동심관 외경 부분에 큰 유속이 존재하며, 내경 부분의 축방향 유속성분은 점차 감소하게 된다. 둘째, 난류 강도의 증가로 인한 난류 화염속도의 증가가 발생된다. 이들 현상은 앞에서 설명된 Fig. 4에서도 확인된 바 있다. 마지막으로 Fig. 3에서 언급된 CTRZ의 거동과 관련되어 설명될 수 있다. 즉 $S=0.44$ 의 경우에 bluff-body에 의한 와동과 CTRZ가 독립적인 반면에, $S=0.77$ 의 경우에는 보다 강한 와도를 갖는 CTRZ가 생성되고 그 세력이 상류로 확대되면서 bluff-body 근처의 와동을 흡수하는 현상이 발생된다. 그 결과 화염이 부착되는 동심관 내경에 보다 낮은 축

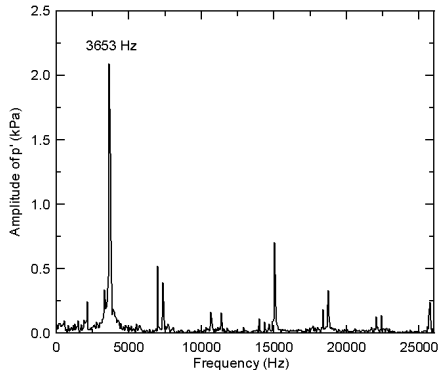


Fig. 7. Power spectral density of p' at dump step for $S=0.77$

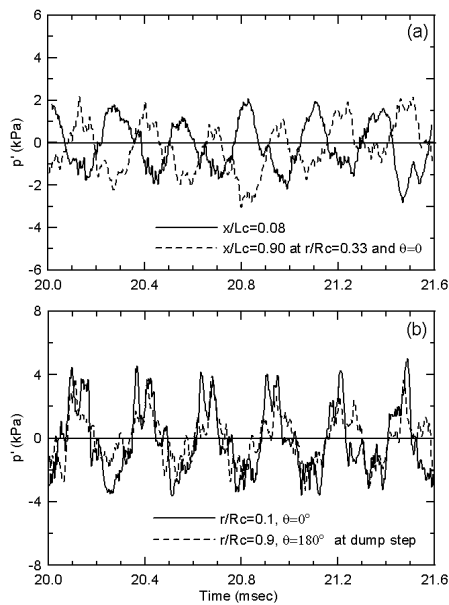


Fig. 8. Dynamic pressure traces (a) at the different axial locations and (b) at the dump step, with different transverse locations for $S=0.77$

방향 유속이 존재하게 되어 역화현상이 발생하게 되는 것이다. 이러한 현상은 선회수가 0.6 이상으로 점차 증가될 때 역화 발생으로 인한 가연 당량비 범위가 급격히 감소된다는 Anacleto 등[5]의 실험 결과를 잘 설명하고 있다.

Fig. 6은 선회수에 따른 화염의 순간적인 거동을 검토하기 위하여, 임의의 순간에 대한 3차원 화염면을 도시한 것이다. 순간적인 화염의 길이 역시 선회수가 증가함에 따라 감소하며, 반경이 확대됨을 알 수 있다. 또한 선회수가 증가함에 따라 와동에 의한 화염면의 변형이 크며, 화염의

끝부분에서 가장 크게 신장 및 왜곡이 발생됨을 알 수 있다. 이러한 화염의 동적특성은 와동의 진동(shedding), 화염대의 열발생 및 연소기 내부에서 특정 주파수를 갖는 음향과의 상호작용을 통해 규명될 수 있다. 수치적으로 이들의 정확한 모사는 난류 예혼합 화염 불안정성에 관한 연구의 핵심이라고 할 수 있다.

Fig. 7은 본 계산에서 음향과의 예측에 대한 성능을 검토하기 위하여 선회수 0.77의 조건에서 주파수에 대한 압력변동의 분석결과이다. 측정 압력의 위치는 스텝근처로서, 유속변동에 의한 와도의 변화가 작아 이곳에서의 압력변동은 주로 음향파에 의한 변동으로 가정될 수 있다. 그림에서 가장 지배적인 주파수는 3653Hz로서 이는 연소실의 길이(Lc) 125mm와 화염온도 1670K에 대한 이론 공명주파수(3318Hz)와 유사한 1L mode (first longitudinal mode)에 해당됨을 알 수 있다. 이들 주파수의 오차는 연소기 내의 화염온도의 불균일과 출구 노즐의 형상 및 선회 유동에 의해 추가적으로 발생하는 압력변동에 의한 것으로 사료된다. 그림에서 2차 및 3차 조화파 등의 발생을 잘 관찰할 수 있으며, 이들에 대한 상세한 해석은 추후 검토할 예정이다.

Fig. 8(a)는 $x/Lc=0.08$ 의 입구근처와 $x/Lc=0.90$ 의 하류근처에서의 시간에 따른 압력변동을 도시한 것이다. 1L 모드에 경우에 연소실 중간에서 마디(node)가 존재하며, 이를 기준으로 연소실 양 끝부분은 이론적으로 시간에 따른 위상이 약 $\pi/2$ 만큼의 차이를 가져야 한다. 계산 결과는 이러한 현상을 잘 묘사하고 있다. Fig. 8(b)는 축방향 음향파 모드 외에 반경 및 회전방향 음향파에 해당되는 횡방향(transverse) 모드에 대한 존재를 확인하기 위하여, 스텝근처의 반경 및 회전방향 위치에 따른 압력변동을 나타낸 것이다. 그림에서 두 위치의 압력변동 위상차가 거의 존재하지 않는 것을 볼 수 있으며, 비정상 연소로부터 생성된 횡방향 모드가 거의 소멸되었음을 알 수 있다. 이러한 결과는 유사한 형상 및 조건에서 실험을 수행한 Seo 등[21]의 연구와 동일한 결과로서, 본 논문에서 수행된 LES가 연소실 내의 음향파 거동을 비교적 잘 예측함을 확인할 수 있다.

Fig. 9와 10은 $S=0.77$ 의 조건에서 1L 모드에 해당되는 압력변동 1주기 동안에 온도 및 와동의 분포를 도시한 것으로, 실선은 화염면을 나타낸 것이다. Fig. 9에 삽입된 압력변동은 스텝근처에서의 값이기 때문에 화염의 동적거동을 대표할 수는 없지만, $\theta=0^\circ$ 와 360° 을 비교할 때 주기적인 화염 거동을 확인할 수 있다. 시간에 따라 화염이 신장 및 왜곡되면서 길이가 증가하다가 끊어

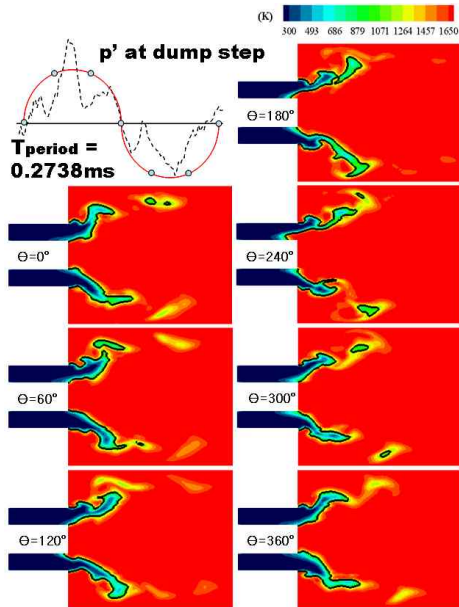


Fig. 9. Instantaneous evolution of temperature and flame surface on the $x-r$ plane over one cycle of 1L mode of oscillation for $S=0.77$

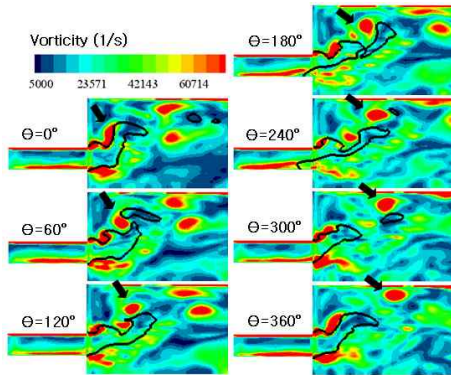


Fig. 10. Instantaneous evolution of flame-vortex interaction on the $x-r$ plane over one cycle of 1L mode of oscillation for $S=0.77$

지는 포켓(pocket) 화염이 발생되며, 국부적으로 다시 재부착되면서 화염길이 감소하는 난류 화염의 복잡한 거동을 잘 보이고 있다. 이러한 화염 거동은 연소실 내 유향과 상호작용하는 와동의 생성 및 전개와 연계되어 설명될 수 있다.

Fig. 10에서 급격한 확대가 이루어지는 스텝과 입구의 경계점에서 강한 와동이 발생되는데, 이 와동의 전개에 대한 이해를 돕기 위해 화살표를 삽입하였다. 와동이 하류로 전개되는 동안 두 개

의 와동으로 분리($\theta = 60^\circ$)되면서 화염을 와동 내부로 유입시키는 화염말림 현상이 발생된다. 특히 화염 끝부분에서는 와동에 의해 화염이 단절되어 포켓 화염을 형성하게 된다. 이 와동이 화염대를 벗어나 하류로 진행되는 동안 스텝 근처에서는 새로운 와동이 발생됨을 알 수 있다. 이러한 일련의 과정을 통해 와동의 진동 주기는 화염 주기와 거의 동일하며, 화염면의 동적 거동은 와동과 매우 연관되어 있음을 확인할 수 있다. 또 다른 특징으로서, 화염면이 선회에 의해 바깥 반경 방향으로 이동되기 때문에 bluff-body 근처에서 생성된 와동은 상대적으로 화염면에 큰 변화를 주지 않음을 볼 수 있다. 비록 본 논문에서는 도시하지 않았으나, 이러한 현상은 선회수가 증가할수록 더욱 커짐을 알 수 있었다. 일반적으로 화염면의 신장 및 변동은 열발생의 변화를 초래하여 자력(self-excited) 연소진동에 영향을 준다고 알려져 있다. 따라서 위 결과로부터 스텝 근처에서 연소실 입구의 형상 변화를 통한 와동의 강도 및 전개의 변화는 선회 예혼합 화염의 불안정성 제어에 매우 중요한 변수일 것으로 판단된다.

화염-와동 상호작용에 대한 보다 자세한 이해

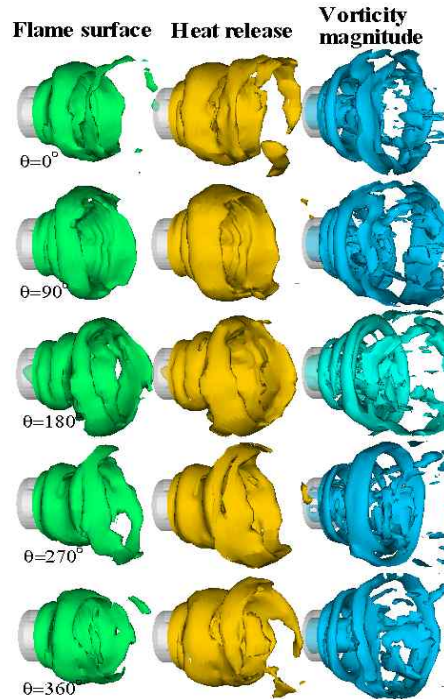


Fig. 11. Instantaneous evolution of flame surface, heat release and vorticity magnitude over one cycle of 1L mode of oscillation for $S=0.77$

를 위하여 Fig. 11은 Fig. 9와 동일한 조건에서 1L 모드의 한 주기에 대한 화염면, 열발생 및 와도의 크기를 도시한 것이다. 벽면을 제외한 내부의 와도분포를 검토하기 위하여 $r < 0.02m$ 의 결과만을 도시하였다. 먼저 와동의 형상을 통해 Kelvin-Helmholtz 불안정성에 의해 생성된다고 알려져 있는 나선(spiral) 모양의 와동과 중앙 재순환 유동에 의해 발생하는 내부의 복잡한 와동으로 구성된 2중 구조를 확인할 수 있다. 이들 현상은 연료와 공기의 혼합촉진 및 난류강도를 증가시키지만, 조건에 따라서는 화염 불안정성을 야기한다고 알려져 있는 PVC의 존재와 관련되어진다. 현재 이들에 대한 많은 연구들이 진행되고 있으나, 본 논문에서는 자세히 검토하지는 않았다. 그림에서 연소실의 주요 음향파(1L 모드)와 연관된 와동의 진동은 화염면의 변형에 영향을 주며, 결과적으로 열발생의 변동을 초래하게 된다. 즉 연소실 내 음향파 거동은 열발생 변동과 강하게 연관됨을 확인할 수 있다. 이들 현상으로부터 화염 불안정성의 판단은 압력변동과 열발생 변동의 위상차(φ_p)가 $-\pi/2 \leq \varphi_p \leq \pi/2$ 범위에 존재할 때 압력변동이 증폭된다는 Rayleigh 기준 [22]을 통해 얻어질 수 있다. 본 논문에서는 선회수에 따른 화염 및 유동특성에 대한 이해와 연소실 내 음향파 거동 예측을 위한 본 LES의 성능 검토에 일차적인 목적을 두고 있으며, 이들 결과를 바탕으로 선회수에 따른 화염 불안정성에 대한 구체적인 해석은 수행 중에 있다.

V. 결 론

모형 가스터빈 연소기에서 선회 예혼합 화염의 LES를 수행하여 다음과 같은 결과를 얻었다.

비선회 유동장과의 비교를 통해 선회유동의 CTRZ 생성에 따른 평균 유동장의 뚜렷한 차이를 확인할 수 있었다. 또한 선회수가 0.44에서 0.77로 증가할 때 평균 화염의 길이는 비선회에 비해 각각 75%와 39%로 크게 감소됨을 확인하였다. 강선회의 경우 동심관 내경근처에 역화현상이 발생되는데, 이는 난류 연소속도의 증가와 bluff-body 와동과 병합되는 CTRZ의 거동을 통해 설명될 수 있다. 이를 통해 선회수 증가에 따라 역화에 의해 가연범위가 감소된다는 기존 연구결과의 원인을 확인할 수 있었다.

본 LES의 결과는 연소장 내의 주요 음향파에 해당되는 1L 모드를 잘 예측하였으며, 횡방향 모드의 역할이 크지 않다는 유사한 조건의 실험결과를 잘 예측하였다. 또한 화염과 와동의 상호작용에 대한 해석을 통해, 화염면은 스텝근처에서 발생하는 와동에 의해 가장 큰 변형이 발생되어, 버너 출구의 형상변화가 화염 불안정성에 매우 중요한 변수임을 유추할 수 있었다. 마지막으로 와동의 전개, 음향파의 진동 및 화염대의 열발생이 매우 밀접한 관계를 갖고 있음을 체계적으로 검토하였다.

용에 대한 해석을 통해, 화염면은 스텝근처에서 발생하는 와동에 의해 가장 큰 변형이 발생되어, 버너 출구의 형상변화가 화염 불안정성에 매우 중요한 변수임을 유추할 수 있었다. 마지막으로 와동의 전개, 음향파의 진동 및 화염대의 열발생이 매우 밀접한 관계를 갖고 있음을 체계적으로 검토하였다.

후 기

본 연구는 연소기술연구센터(Combustion Engineering Research Center)의 연구비 지원에 의해 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

- 1) Bahr, D., "Aircraft turbine engine NOx emissions abatement", In Culick, F., Heitor, M. V. and Whitelaw, J. H. (Eds.) *Unsteady Combustion*, Kluwer Academic, 1995, pp. 234~264.
- 2) Lilley, D. G., "Swirl flows in combustion: a review", *AIAA Journal*, Vol. 15, No. 8, 1977, pp. 1063~1078.
- 3) Kulsheimer, C. and Büchner, H., "Combustion dynamics of turbulent swirling flames", *Combustion and Flame*, Vol. 131, 2002, pp. 70~84.
- 4) Sivasegaram, S. and Whitelaw, J., "The influence of swirl on oscillations in ducted premixed flames", *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 138, 1991, pp. 195~205.
- 5) Anacleto, P. M., Fernandes, E. C., Heitor, M. V. and Shtork, S. I., "Swirl flow structure and flame characteristics in a model lean premixed combustor", *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 175, 2003, pp. 1369~1388.
- 6) Poinso, T., Trounev, A., Veynante, D., Candal, S. and Esposito, E., "Vortex driven acoustically coupled combustion instabilities", *J. Fluid Mech.*, Vol. 177, 1987, pp. 265~292.
- 7) Poinso, T. and Veynante, D., *Theoretical numerical combustion*, Edwards, 2001.
- 8) Meinke, M., Schroder, W., Krause, E. and Rister, Th., "A comparison of second- and sixth-order methods for large-eddy simulations", *Computers & Fluids*, Vol. 31, 2002, pp. 695~718.
- 9) Menon, S., Yeung, P. K. and Kim, W. W., "Effect of subgrid models on the computed interscale energy transfer in isotropic turbulence", *Computers and Fluids*, Vol. 25, No. 2,

1996, pp. 165~180.

10) Kim, W. W. and Menon, S., "A new dynamic one-equation subgrid-scale model for large-eddy simulation", *AIAA-95-0356*, 1995.

11) Menon, S. and Jou, W. H., "Large-eddy simulations of combustion instability in an axisymmetric ramjet combustor", *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 75, 1991, pp. 53~72.

12) Lipatnikov, A. N. and Chomiak, J., "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) Kee, R. J., Grcar, J. F., Smooke, M. D. and Miller, J. A., "A fortran program for modeling steady laminar one-dimensional premixed flames", *SAND85-8240*, 1994.

14) MacCormack, "The effects of viscosity in hyper-velocity impact cratering", *AIAA Paper 69-354*, 1969.

15) Hwang, C. H. and Lee, C. E., "Performance evaluation of large eddy simulation for recirculating and swirling flows", *Transactions of KSME B*, Vol. 30, No. 4, 2006, in press.

16) Broda, J. C., Seo, S., Santoro, R. J.,

Shirhattikar, G. and Yang, V., "An experimental study of combustion dynamics of a premixed swirl injector", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 27, 1998, pp. 1849~1856.

17) Gupta, A. K., Lilley, D. G. and Syred, N., *Swirl Flows*, ABACUS PRESS, 1984.

18) Huang, V., Sung, H. G., Heish, S. Y. and Yang, V., "Large-eddy simulation of combustion dynamics of lean-premixed swirl-stabilized combustor", *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 19, No. 5, 2003, pp. 782~794.

19) Poinso, T. J. and Lele, S. K., "Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows", *J. Computational Physics*, Vol. 101, 1992, pp. 104~129.

20) Huang, Y. and Yang, V., "Effect of swirl on combustion dynamics in a lean-premixed swirl-stabilized combustor", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 30, 2005, pp. 1775~1782.

21) Seo, S., "Parametric study of lean premixed combustion instability in a pressurized model gas turbine combustor", *Ph. D. Thesis*, The Pennsylvania State University, 1999.

22) Rayleigh, J. W. S., *The Theory of Sound*, Vol. II, Dover Publications, New York, 1945.