

모델 가스터빈 연소기에서 등은 선회유동의 대 와동 모사

황철홍* · 이창언**

Large Eddy Simulation of an Isothermal Swirling Flow in a Model Gas Turbine Combustor

Chul-Hong Hwang*, Chang-Eon Lee**

Key Words : Large eddy simulation(대 와동 모사), Gas turbine(가스 터빈), Swirling flow(선회유동), Parallel computation(병렬 계산)

ABSTRACT

Large eddy simulation(LES) methodology used to model isothermal non-swirling and swirling flows in a model gas turbine combustor. The LES solver was implemented on parallel computer consisting 16 processors. To verify the capability of LES code and characterize swirling flow, the results was compared with that of Reynolds Averaged Navier-Stokes(RANS) using $k-\epsilon$ model as well as experimental data.

The results showed that the LES and RANS well predicted the mean velocity field of a non-swirling flow. Specially, the LES showed a very excellent prediction performance for the corner recirculation zone. In swirling flow, comparing with the results obtained by RANS, LES showed a better performance in predicting the mean axial and azimuthal velocities, and the central recirculation zone. Finally, unsteady phenomena of turbulent flow was examined with LES methodology.

1. 서론

가스터빈, 램젯 엔진 및 실용 연소기 등은 연료와 공기의 혼합 증진, 열전달의 증대, 오염물질의 저감 및 화염 안정성 등을 개선시키기 위하여 재순환 유동 및 선회유동을 포함하는 복잡한 구조의 난류 특성을 가지고 있다. 이러한 난류유동 및 화염은 다양한 스케일을 갖는 에디(Eddy)들의 움직임에 의해서 매우 불규칙한 비정상적인 거동을 보인다. 또한 비선형성이 큰 화학 반응과 난류유동 간의 복잡한 상호작용으로 인하여 실용 연소기의 설계 변수들에 대한 최적조건을 도출하는 것은 현실적으로 많은 어려움이 있다.

최근에 전산자원 및 수치기법의 향상으로 실용 연

소장 내의 난류유동 특성을 이해하기 위한 전산해석이 많이 이루어지고 있다. 더불어 이러한 전산해석 결과를 직접 실용 연소기의 설계에 직접 활용하려는 시도가 진행되고 있다. 난류유동에 대한 수치접근법은 모델링 없이 직접 수치해를 구하는 DNS (Direct Numerical Simulation), 평균화된 난류유동에 대한 모델링을 통해 접근하는 RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes) 그리고 이 두가지 방법을 절충한 LES (Large Eddy Simulation)로 크게 구분된다.

LES의 기본 개념은 대부분의 에너지를 포함하고 난류수송의 역할을 담당하는 큰 에디는 모델 없이 직접 계산하고, 비교적 등방성의 성격을 갖는 작은 스케일의 에디는 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 평균

* 인하대학교 기계공학과 대학원

** 인하대학교 기계공학과

E-mail : chelee@inha.ac.kr

화된 물리량을 이용하여 난류현상을 묘사하는 RANS와는 다르게 LES는 유동의 비정상 효과는 물론 연소장에서 화염의 불안정성 및 소음 등의 현상들을 해석할 수 있는 매우 유용한 접근 방법이다.⁽¹⁾

본 연구는 난류 연소장 해석을 위한 LES 프로그램의 개발을 주목적으로 하고 있으며, 이를 위해 일차적으로 반응이 고려되지 않은 비선형 및 선형 유동장에 대한 수치계산에 대한 검토를 수행하고자 한다. 등온 선형 유동장에 대한 기존의 실험 및 수치연구를 살펴보면, Ahmed 등⁽²⁾은 선형수 0.0과 0.4의 두 조건에 대한 상세한 평균 및 난류정보를 제공하였으며, Nejad 등⁽³⁾은 실험과 $k-\epsilon$ 모델을 이용한 RANS 계산을 병행하여, RANS가 복잡한 선형유동의 난류구조를 묘사하기에 부적절하다고 언급하였다. 그리고 Jones 등⁽⁴⁾은 $k-\epsilon$ 모델과 Reynolds stress transport 모델의 비교를 통해 $k-\epsilon$ 모델은 실험치에 비해 평균유속에 상당한 오차를 보이고 있으며, 선형유동에 의한 안정화 기구를 포함하지 않고 있다고 결론을 내렸다. 또한 Lin 등⁽⁵⁾은 보다 정교한 난류모델을 통하여 동축 선형 유동장의 정보를 비교적 잘 예측하였으나, 동시에 수행된 LES의 경우가 실험값을 보다 잘 예측함을 확인하였다.

LES 프로그램의 실용 연소장의 예측가능 검토를 위하여 본 논문에서는 모형 가스터빈 연소기에서 비선형 및 선형 유동장에 대해 실험결과와 비교·검토하였으며, RANS의 대표적인 $k-\epsilon$ 모델과의 비교를 통하여 기존의 RANS와의 차이점을 검토하는데 목적을 두고 있다. 이 결과를 바탕으로 향후 가스터빈 내의 연소 불안정성 및 연소 소음에 대한 연구를 단계적으로 진행하고자 한다.

2. 지배방정식 및 수치해법

2.1. LES 지배방정식

LES에서는 순간적인 유동변수는 GS(Grid Scale) 성분(\bar{f})과 SGS(Sub-Grid Scale) 성분(\tilde{f})으로 나뉘어진다. 이때 GS 성분은 Favre 여과($\bar{f} = \bar{\rho}f/\bar{\rho}$)에 의해 결정되어지며, '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 여과함수(Filter function)이며, 전

계산영역에 대해 적분되어진다. 여과함수는 격자의 평균효과를 갖는 Box filter가 사용되었다. 이와 같은 여과과정을 3차원 비정상의 압축성 Navier-Stokes 방정식에 적용하면 다음과 같은 LES 방정식으로 표현된다.

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

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

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

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

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

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

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

여기서 τ_{ij}^{sgs} 는 SGS stress tensor, H_i^{sgs} 는 SGS heat flux이며, σ_i^{sgs} 는 unresolved viscous work을 의미한다.

2.2. LES SGS 항의 모델링

SGS 항들의 모델링을 위해서는 SGS의 특성 길이 및 속도 스케일의 정보가 요구되어진다. 이를 위해 길이 스케일은 격자 크기 즉, $\bar{\Delta} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ 로 하였으며, 시간 스케일은 SGS의 난류 운동에너지로부터 계산하였다.⁽⁶⁾ SGS 운동에너지($k_{sgs} = 0.5[\tilde{u}_k^2 - \tilde{u}_k^2]$) 전달 방정식은 식 (8)과 같다.⁽⁷⁾

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

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 전달응력은 다음과 같다.

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

여기서 $\nu_t (= C_\nu (k^{sgs})^{1/2} \bar{\Delta})$ 는 eddy viscosity이며, $\tilde{S}_{ij} (= 0.5(\partial \tilde{u}_i / \partial x_j + \partial \tilde{u}_j / \partial x_i))$ 는 GS 스트레인율 텐서를 나

타낸다.

소멸항은 $D_i^{sgs} = C_i(k_i^{sgs})^{3/2}/\Delta$ 에 의해 모델 되어진다. C_v 와 C_i 은 기존 연구결과를 통해 0.067과 0.916으로 일정하게 설정되거나, Dynamic 모델에 의해 공간과 시간에 따라 결정되어졌으나, 결과의 차이는 거의 없음을 확인하였다.

마지막으로 H_i^{sgs} 와 σ_i^{sgs} 항은 각각 다음과 같이 모델 되어졌다.

$$H_i^{sgs} = \bar{\rho} \frac{\nu_i}{Pr_i} \frac{\partial \tilde{H}}{x_i} \quad (10)$$

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

2.3. LES 수치해법

지배방정식의 공간차분은 유한체적법(Finite Volume Method)을 이용한 2차 정확도의 차분법이 사용되었으며, 시간적분에 대해서는 전체적으로 2차 정확도의 Mac-Cormic Scheme을 사용하였다. 또한 복잡한 형상을 수치모사하기 위하여 좌표변환을 통한 일반 곡선 좌표계(Generalized curvilinear coordinate system)를 사용하였다.

해의 정확도 및 안정성을 보장하기 위하여 시간 전 시간간격은 CFL(Courant-Friedrich-Levy)수에 의해 제어되었으며, 이때 CFL 수는 0.5로 설정하였다.

3. 계산조건 및 병렬계산 수행

3.1. 계산대상 및 조건

본 연구는 선회 덤프 연소기에서 비반응 난류 유동장에 대한 Ahmed 등의 실험조건을 대상으로 하였다. 실험은 선회수(Swirl Number, SN) 0.0과 0.4에 대해 수행되었으며, 이때 선회수의 정의는 다음과 같다.

$$SN = \frac{\int_{R_h}^{R_i} \bar{U} \bar{W} r^2 dr}{\left(R_i \int_{R_h}^{R_i} \bar{U}^2 r dr \right)} \quad (12)$$

여기서 R_h 는 선회발생기 허브(Hub)의 반경, R_i 는 입구 파이프의 반경을 의미한다. 또한 \bar{U} 와 \bar{W} 는 각각 축방향과 원주방향의 평균유속을 의미한다.

Fig. 1은 모델 가스터빈 연소기의 형상을 도시한 것으로서 연소기 입구에서 확장된 스텝 높이(H)는 25.4 mm이다. 선회 발생기 이전의 최대 유속은 19.2 m/s이며, 레이놀즈수는 R_τ 를 기준으로 1.25×10^5 를 갖는다.

실험에서 유속은 스텝을 기준으로 $x=0.38H$ 에서부터 측정되었다.

연소기 입구에서 초기조건의 부재로 인하여 수치계산의 영역은 Fig. 1에서와 같이 연소실 입구를 기준으로 $x=0.38H \sim 24.38H$ 로 설정하였다. 사용되어진 격자수는 $N_x \times N_r \times N_\theta = 125 \times 65 \times 60$ 이며, 축방향과 반경방향에 대해서는 전단층 영역과 벽면 근처에서 밀집되었으며, 격자 크기의 신장률은 최대 5% 이내에서 조절되었다. 또한 θ 방향에 대해서는 균일 격자를 사용하였다.

경계조건으로서 입구조건은 $x=0.38H$ 의 실험값인 평균유속 및 난류강도를 부여하였으며, 출구조건은 Poinot 등⁽⁸⁾이 제안한 NSCBC(Navier-Stokes Characteristics Boundary Condition)를 주었다. 연소기 벽면은 유속에 대해 No-slip 조건과 스칼라에 대해서는 Neumann 조건을 부여하였다. 또한 입구에서의 난류 초기조건은 평균유속 및 난류강도를 이용한 가우스 분포의 난류발생 함수를 통해 부여하였다.

본 LES 계산과 비교 검토될 RANS의 계산은 상용 프로그램인 STAR-CD를 이용하였으며, 난류모델은 표준 $k-\epsilon$ 모델을 적용하였다. 또한 격자수는 수치경험을 통해 $N_x \times N_r \times N_\theta = 80 \times 65 \times 40$ 으로 설정하였다. 자세한 내용은 참고문헌 (9)를 통하여 확인할 수 있다.

4. 결과 및 고찰

4.1. 병렬계산의 성능 검토

LES에서는 본질적으로 난류 구조를 예측하기 위하여 3차원 해석이 요구되어지며, 수립된 통계치를 얻기 위하여 충분한 샘플 유동장을 수집해야 하기 때문에 상당한 계산시간을 요구한다. 이러한 문제점을 해결하기 위하여 MPI(Message Passing Interface)를 기반으

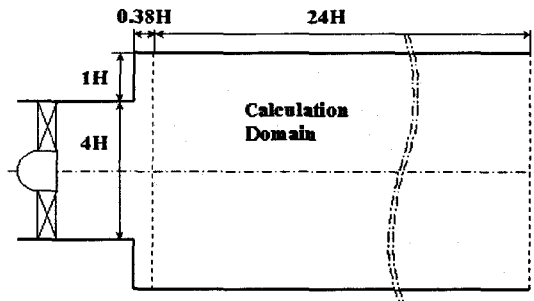


Fig. 1 Schematic of a model gas turbine combustor and computation domain

로 하는 분산 메모리 병렬기법을 적용하였다. 병렬계산의 성능평가는 주로 속도 향상율(Speed-up ratio: S_p)과 병렬 효율지수(Efficiency ratio: E_p)에 의해 평가되며, 이들에 대한 정의는 다음과 같다.

$$S_p = T_1 / T_p \quad (13)$$

$$E_p(\%) = (S_p / P) \times 100 \quad (14)$$

여기서 T_1 은 1개의 프로세서로 계산하는데 소요되는 시간을 의미하며, T_p 는 동일한 계산을 P 개의 프로세서를 이용하여 병렬로 계산하는데 소요되는 시간을 의미한다.

본 계산에는 총 16개 프로세서가 사용되었으며, 이들의 병렬 수행결과는 Fig. 2에 도시하였다. 각 프로세서에 동일한 격자수가 할당되더라도 인접한 프로세스 간의 통신량의 차이에 따라 병렬성능에 큰 영향을 주게 된다. 따라서 각 프로세스의 동일한 격자수에 대해 영역분할 방식에 따라 최대 및 최소치의 성능을 그림에 도시하였다. 프로세서의 증가에 따라 속도 향상율은 비선형적으로 증가하며, 16개의 프로세스의 경우에 최대 12.13의 값을 갖게 된다. 또한 분할 방식에 따라 최대 1.74의 차이를 나타내고 있다. 프로세스의 증가는 통신 오버헤드 및 통신 지연 등의 다양한 원인에 의해 필연적인 효율감소를 가져온다. 이러한 경향을 병렬 효율지수를 통해 확인해 보면, 최대 75%에서 최소 65%의 결과를 나타내고 있다. 위 결과를 바탕으로 본 연구의 병렬 컴퓨터는 비교적 좋은 성능을 보이며, 영역분할 방식에 따라 상당한 차이를 보임을 확인하였다.

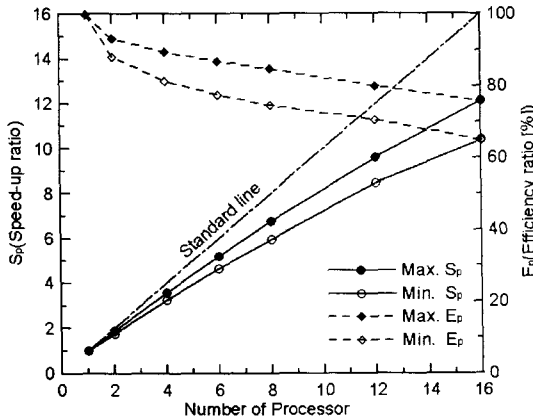


Fig. 2 Speed-up ratio and efficiency ratio for parallel computation

4.2. 평균 유동장에 대한 LES의 성능 검토

난류의 평균 유동장에 대한 LES의 예측 정확도를 확인하기 위하여, Fig. 3~5는 각 선회수에 따른 축방향 및 원주방향의 평균유속을 실험 및 RANS의 결과와 비교하였다.

Fig. 3은 선회유동의 발생이 없는(SN=0.0) 유동장에 대한 대표적인 축방향 평균유속을 도시한 것이다. 실험결과는 Li 등⁽¹⁰⁾에 의해 보고된 후향 계단(Backward-facing step)의 유동과 매우 유사한 분포를 보이고 있는데, LES 및 RANS의 결과 모두 이 경향을 비교적 잘 묘사하고 있다. LES 및 RANS 결과에 대해 보다 구체적으로 비교하면, 중심 근처에서는 두 계산 모두 실험과 잘 일치하고 있다. 그러나 RANS의 경우 $r=2.0$ H 근처에서 실험값과 다소 차이를 보이고 있는 반면에, LES는 매우 정확한 예측이 이루어지고 있다. 연소기 상류에 해당되는 $x=1.0$ H의 코너 근처의 재순환 영역(Corner Recirculation Zone, CRZ)에서 LES 결과가 실험치와 다소 상이한 결과를 나타내고 있는데, 이 원인에 대한 상세한 규명은 Fig. 7에서 이루어졌다.

Fig. 4는 선회수가 0.4인 유동장에 대한 축방향 평균유속을 도시한 것이다. 축방향 1.0H~5.0H의 범위

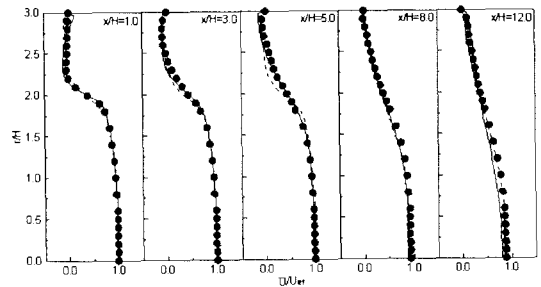


Fig. 3 Axial velocity profiles for SN=0.0 (symbol:exp., solid-line:LES, dot-line:RANS)

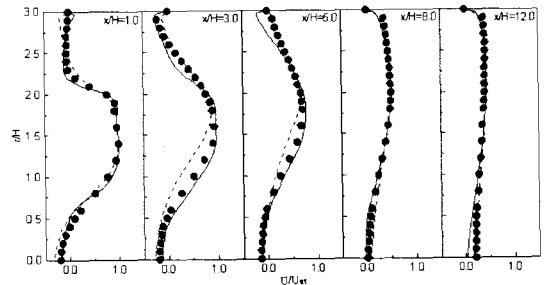


Fig. 4 Axial velocity profiles for SN=0.4 (symbol:exp., solid-line:LES, dot-line:RANS)

에 해당되는 상류에서 CRZ의 과다 예측을 제외하고 LES의 경우에 실험결과를 비교적 잘 예측하고 있다. 그러나 RANS의 경우는 최대 유속의 위치 및 분포에서 상당한 차이를 보이고 있음을 알 수 있다. 또한 각 축방향 위치에서 유속이 0인 반경, 즉 중심에서 발생하는 도넛형상의 재순환 영역(Central Toroidal Recirculation Zone, CTRZ)의 크기가 상당히 과다 예측됨을 볼 수 있다. 유동분포가 비교적 균일해지는 $x=8.0H$ 이상의 하류에서는 LES와 RANS 모두 비교적 양호한 예측결과를 보이고 있다.

Fig. 5는 선회수가 0.4일 때 원주방향의 평균유속을 비교 도시한 것이다. 강한 선회 유동장에서 발생하는 CTRZ의 회전방향은 주 선회방향과 반대로 알려져 있는데⁽²⁾, LES와 RANS 모두 중심근처에서 양의 유속을 보여주어 이러한 현상을 잘 예측하고 있다. 그러나 $x=1.0H$ 와 $3.0H$ 에서 원주방향의 유속이 0이 되는 반경의 크기를 비교해보면, RANS의 경우가 과대 예측하고 있음을 볼 수 있다. 이는 Fig. 4에서 언급되었던 RANS의 CTRZ의 크기가 실험치보다 크게 나타나는 이유를 설명해준다. 위 결과를 통해 RANS의 경우 선회유속의 최대치뿐만 아니라 공간분포에 대해 상당한 오차를 나타내기 때문에, 선회유동에서 CTRZ의 정확한 유동모사에 다소 어려움이 있을 것으로 사료된다.

Fig. 6은 연소기 내의 평균 유속분포를 보다 자세히 검토하기 위하여 LES와 RANS의 단면 유속분포를 나타낸 것이다. 그림에서 실선은 축방향 유속이 0인 부분을 나타낸 것으로 CRZ의 경계를 의미한다. 비선회 유동장에 해당되는 Fig. 6(a)에서 재부착점(Reattachment point)을 비교할 때 LES에서는 $8.0H$ 로 Ahmed 등과 Pennucci 등⁽¹¹⁾의 실험결과와 정확히 일치하고 있다. 그러나 RANS의 경우는 $6.3H$ 로서 상당한 차이를 보이고 있다. 중심 근처에서 유속분포를 비

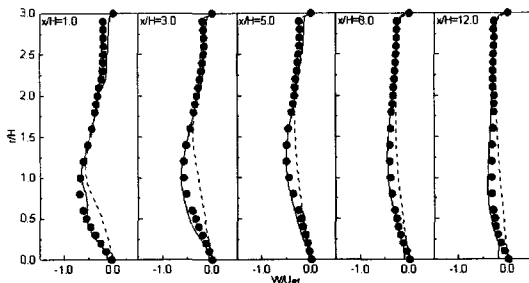


Fig. 5 Azimuthal velocity profiles for SN=0.4 (symbol:exp., solid-line:LES, dot-line:RANS)

교할 때 하류로 진행될수록 LES의 경우 RANS에 비해 다소 낮은 유속을 보여준다. 이는 Fig. 3의 축방향 길이 $12.0H$ 이후에서도 볼 수 있는데, 결과적으로 LES의 예측이 하류로 갈수록 다소 오차를 보이게 된다. 이 원인은 비정상 현상을 예측하는 LES의 경우가 RANS에 비해 출구 경계조건의 영향이 더욱 크게 작용되며, 이를 위해 보다 긴 계산영역의 설정이 요구되어짐을 Dittakavi의 연구결과⁽¹²⁾에서 확인할 수 있다. 그러므로 향후 계산 영역크기에 대한 타당성 검토가 보완되어야 할 것으로 판단된다.

선회수가 0.4인 Fig. 6(b)에서 CTRZ의 크기를 검토해 보면, LES는 축방향 및 반경방향 최대 길이가 각각 $x=8.5H$, $r=0.6H$ 로서, 실험의 $x=7.9H$, $r=0.6H$ 와 매우 유사한 크기를 갖게 된다. 그러나 RANS의 경우에 $x=6.7H$ 및 $r=0.84H$ 로서 CTRZ의 크기 예측에 상당한 차이를 보이고 있다. CRZ의 재부착점 위치를 살펴보면, LES는 $5.8H$ 이며 RANS는 $3.5H$ 이다. 실험결과에서는 강한 선회유동에 의해 비 선회유동의 위치($8.0H$)보다 작은 $4.0H$ 값을 나타내고 있다. 즉 LES의 경우 선회유동에서 재부착점의 길이를 크게 예측하고 있다. 이 이유는 비정상 난류 초기조건의 부정확성에 의한 원인으로 추측되며, 향후 보완되어야 할 것이다.⁽¹³⁾

Fig. 7은 CRZ의 유동을 보다 자세히 검토하기 위하여 비선회 유동조건에서 2차원 유선분포 및 축방향 유속이 음을 갖는 영역(Blue contour)을 도시한 것이다. 그림에서 박리유동에 의해 $x=8.0H$ 까지 재순환 영역이 발생되며 동시에 코너 근처에서 반대방향의 2차 재순

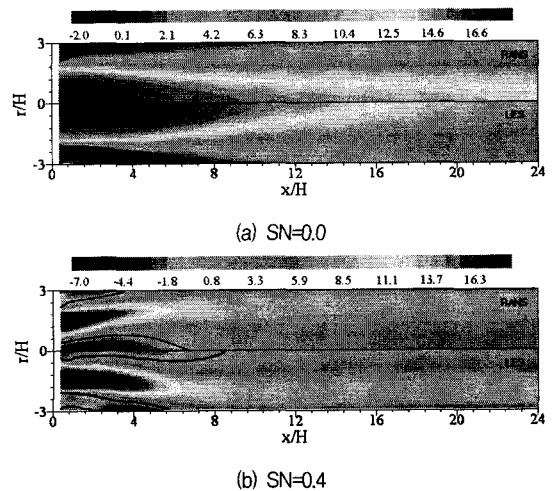


Fig. 6 Axial velocity contours with SN for RANS and LES

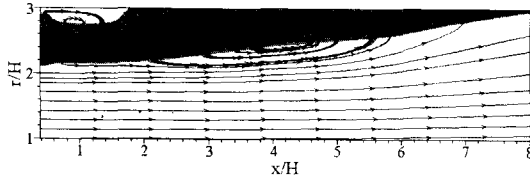


Fig. 7 Streamline behind step for SN=0.0

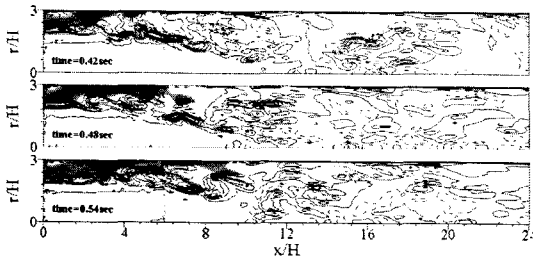


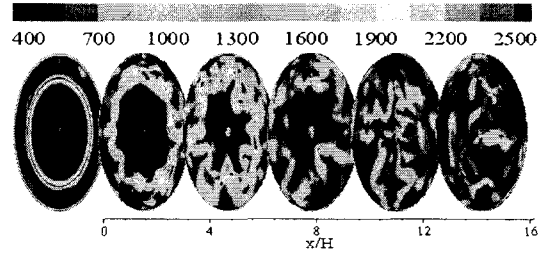
Fig. 8 Snapshot of velocity contour of recirculation region and azimuthal vorticity for SN=0.0

환 유동이 발생됨을 볼 수 있다. 이러한 현상은 Friedrich 등⁽¹⁴⁾의 실험과 Le 등⁽¹⁰⁾의 DNS 연구를 통해 확인된 바 있다. 이는 Fig. 3의 $x=1.0H$ 에서 벽면 근처에 양의 유속성분이 존재하는 이유를 설명해준다. 벽면으로 둘러싸인 코너에서 LDV(Laser Doppler Velocimeter)를 이용한 실험에 다소 오차가 있었을 것으로 판단된다. 또한 RANS의 경우 이러한 코너의 2차 재순환 영역을 예측하지 못함을 확인하였다.

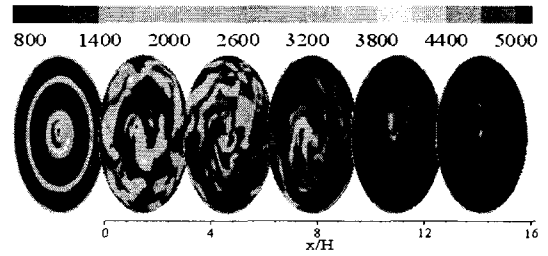
4.3. LES의 비정상 유동 예측 검토

유동장의 비정상 효과는 연소기 내의 급격한 압력변동으로 인한 화염 불안정성과 충격파를 발생하여 터빈의 손상 및 운행에 많은 문제점을 초래한다. 반응에 의한 불안정성을 연구하기 이전에 비반응 유동장의 정확한 예측은 필수적이며, 이를 위해서 LES의 실용 연소장에 적용은 기존의 RANS에 비해 상당한 이점을 제공하게 된다.

Fig. 8은 LES의 비정상 현상의 예측성능을 보여주기 위하여 비선형 유동조건에서 시간에 따른 θ 방향의 와도분포 및 축방향 유속이 음의 값을 갖는 영역(Blue Contour)을 도시한 것이다. 그림에서 연소기 입구의 급격한 확장으로 인하여 와동이 전단층 영역에서 생성되기 시작하여 하류로 전달되는 과정을 잘 묘사하고 있다. 또한 벽면



(a) SN=0.0



(b) SN=0.4

Fig. 9 Snapshot of vorticity magnitude field on $r-\theta$ planes at $t=0.54$ sec

근처에서 CRZ의 형상이 시간에 따라 크게 변화되고 있음을 보여주고 있다.

Fig. 9는 $t=0.54$ sec에서 SN에 따른 3차원 공간 내의 와도크기 분포를 도시한 것이다. SN이 0.4인 경우는 상대적으로 SN이 0.0인 경우에 비해 2배 크기의 값으로 표현되었다. 입구의 급격한 확장에 의해 초기에 큰 와도가 발생되며, 하류로 갈수록 이들의 와도가 점차 공간에 대해 균일하게 분포되어짐을 알 수 있다. Fig. 9(b)의 SN이 0.4인 경우에, 입구관 근처의 와도 생성뿐만 아니라 큰 원심력에 의한 CTRZ의 발생과 관련된 중심 부분의 큰 와도가 존재함을 볼 수 있다. 또한 하류로 진행하면서 회전방향으로 큰 와도가 분포하게 됨을 확인할 수 있다. 이들 와도의 생성특성에 관한 상세한 해석은 본 논문에서는 이루어지지 않았으나, LES를 통한 비정상적인 현상의 예측은 향후 반응에 의해 발생하는 연소실 내의 화염 불안정성 및 연소 소음의 예측에 크게 기여할 수 있을 것으로 사료된다.

5. 결론

모델 가스터빈 연소기에서 등온 선형유동에 대한

LES의 예측성능 검토를 통하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

- 1) LES 수행 시 막대한 계산시간을 줄이기 위하여 분산 메모리 형태의 16개 프로세서를 갖는 병렬 클러스터를 제작하였으며, 최대 12.13배의 속도 향상율과 75%의 병렬효율을 얻을 수 있었다.
- 2) 비선회 유동장에 대한 LES 및 RANS의 결과 비교를 통해 두 계산 모두 평균 유동장에 대해 좋은 예측성능을 나타내며, 특히 LES는 코너의 재순환 영역에 대하여 매우 정확한 결과를 보여주었다.
- 3) 선회 유동장에서 LES는 RANS에 비해 축방향 및 반경방향의 평균유속을 비교적 잘 예측하며, 중앙의 재순환 영역의 유동장에 대해 보다 정확한 예측결과를 보여주고 있다.
- 4) LES를 통해 연소기 내의 비정상 유동현상을 고찰하였으며, 향후 연소기내의 연소 불안정성에 대한 연구의 기초자료를 제공할 것으로 기대된다.
- 5) 위 결과들을 통해 본 연구에서 개발된 LES 프로그램은 가스터빈 연소기의 난류유동을 예측하기에 매우 적합함을 알 수 있다. 향후 보다 정확한 LES 수행을 위하여 난류 초기조건의 개선이 요구되며, 격자 및 계산영역의 타당성 검토가 이루어져야 할 것으로 사료된다.

후 기

본 연구는 '2003년도 지역대학우수과학자 지원연구' 사업의 일환으로 한국과학재단의 연구비 지원에 의해 수행되었습니다. 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Huang, Y., Sung, H.G., Hsieh, S.Y. and Yang, V., 2003, "Large-eddy simulation of combustion dynamics of lean-premixed swirl-stabilized combustor," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 19, No. 5, pp. 782-794.
- (2) Ahmed, S.A. and Nejad, A.S., 1992, "Velocity measurements in a research combustor part 1: Isothermal swirling flow," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 5, pp. 162-174.
- (3) Nejad, A.S., Vanka, S.P., Favaloro, S.C., Samimy, M. and Langenfeld, C., 1989, "Application of laser velocimetry for characterization of confined swirling flow," *Transactions of the ASME*, Vol. 11, pp. 36-45.
- (4) Jones, W.P. and Pascau, A., 1989, "Calculation of confined swirling flows with a second moment closure," *Transactions of ASME*, Vol. 11, pp. 248-255.
- (5) Lin, C.A., 1998, "Modeling a confined swirling coaxial jet," *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, pp. 211-219.
- (6) Kim, W.W. and Menon, S., 1995, "A new dynamic one-equation subgrid-scale model for large-eddy simulations," *AIAA-95-0356*.
- (7) 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.
- (8) 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.
- (9) <http://www.cd-adapco.com/>
- (10) Le, H., Moin, P. and Kim, J., 1997, "Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step," *J. Fluid Mech.*, Vol. 330, pp. 349-374.
- (11) Pennucci, N.A., 1974, "Parameteric evaluation of total pressure and recirculation zone in a sudden expansion combustor," Thesis, Air Force Inst. Technology.
- (12) Dittakavi, N.R., 2003, "Numerical simulation of an isothermal confined swirling jet in a dump combustor," submitted.
- (13) Klein, M., Sadiki, A. and Janicka, J., 2003, "Investigation of the influence of the Reynolds number on a plane jet using direct numerical simulation," *International Journal of Heat & Fluid Flow*, Vol. 24, pp. 785-794.
- (14) Friedrich, R. and Arnal, N., 1990, "Analysing turbulent backward-facing step flow with the lowpass-filtered Navier-Stokes equations," *J. Wind Engng Indust. Aerodyn*, Vol. 35, pp. 101-128.