

## Bluff-body 후방의 난류유동에 대한 대와동모사(LES)의 성능검토

공민석,<sup>1</sup> 황철홍,<sup>2</sup> 이창언,<sup>2</sup> 김세원<sup>3</sup>PERFORMANCE EVALUATION OF LARGE EDDY SIMULATION  
FOR TURBULENT FLOW BEHIND A BLUFF-BODYMin-Suk Kong,<sup>1</sup> Cheol-Hong Hwang,<sup>2</sup> Chang-Eon Lee<sup>\*2</sup> and Se-Won Kim<sup>3</sup>

The objective of this study is to evaluate the prediction accuracy of development large eddy simulation(LES) program for turbulent flow behind a bluff-body. The LES solver was implemented on parallel computer consisting 16 processors. To verify the capability of LES code, the results were compared with those of Reynolds Averaged Navier-Stokes(RANS) using standard  $k-\epsilon$  model as well as experimental data. The results showed that the LES and RANS qualitatively well predicted the experimental results, such as mean axial, radial velocities and turbulent kinetic energy. In the quantitative analysis, however, the LES showed a better prediction performance than RANS. Specially, the LES well described characteristics of the recirculation zones, such as air stagnation point and jet stagnation point. Finally, the unsteady phenomena on the Bluff-body, such as the transition of recirculation region and vorticity, was examined with LES methodology.

**Key Words :** 대와동모사(Large eddy simulation), Bluff-body 유동(Bluff-body stabilized flow), 난류유동(Turbulent flow), 실용연소기(Practical combustor)

## 1. 서 론

최근에 전산자원 및 수치기법의 향상으로 실용 연소장 내의 화염 거동을 이해하기 위한 전산해석이 많이 이루어지고 있다. 더불어 이러한 전산해석 결과를 직접 연소기의 설계에 활용하려는 시도가 점차적으로 진행되고 있다. 난류 유동 및 화염에 대한 수치접근법은 크게 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 구분된다.

이들 중 LES의 기본 개념은 대부분의 에너지를 포함하고 난류 수송의 역할을 담당하는 큰 에디(Eddy)는 모델 없이 직

접 계산하고, 비교적 등방성의 성격을 갖는 작은 스케일의 에디는 아격자(Subgrid) 모델로 처리하게 된다. 따라서 LES는 모든 스케일의 유동구조에 영향을 주는 RANS보다는 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[1,2].

LES의 실용연소기 해석에 대한 정확성을 높이기 위해서는 대표적인 유동장을 대상으로 난류 및 연소모델의 검증이 선행되어야 한다. 그 중에서 Bluff-body 후방에 형성되는 난류유동 및 연소장은 유동 조건 및 기하학적 형상의 조절이 용이하여 RANS 및 LES 모델 검증에 많이 이용되고 있다[3,4]. 또한 Bluff-body 후방의 재순환 유동에 의한 와동의 거동 및 화염 안정화특성 등에 관한 연구는 실용 연소기의 해석 및 설계에 중요한 정보를 제공하고 있다[5-7].

LES를 이용한 실용 연소장 해석을 목적으로, 본 연구진은 후향 계단(Backward-facing step) 및 선회 연소기에서 난류 예혼합 화염에 대한 LES를 수행한바 있다[8,9]. 그러나 대부분

접수일: 2006년 8월 2일, 심사완료일: 2006년 12월 12일.

1 학생회원, 인하대학교 대학원 기계공학과

2 정회원, 인하대학교 기계공학과

3 정회원, 한국생산기술연구원

\* Corresponding author, E-mail: chelec@inha.ac.kr

의 실용 연소기에서 채택하고 있는 난류 비예혼합화염에 대한 해석을 위해서는 추가적인 연소모델의 적용이 요구되며, 정확도 높은 LES 연소모델의 적용에는 상당한 어려움이 존재한다. 이러한 배경 하에, 본 연구는 비예혼합 연소기를 대상으로 연소모델의 적용 이전에, 비반응 유동에 대한 검증 및 해석을 선행하고자 한다. 이를 위해 재순환 영역을 동반하는 Bluff-body 후방의 유동장(공기제트 중심유동)에 대한 LES 결과를 실험결과와 비교 및 검토하였다. 또한 대부분의 실용 연소장해석에 적용되고 있는 RANS의 대표적인  $k-\epsilon$  모델과의 비교를 통하여 평균 유동장에 대한 예측성능을 검토하였다. 이 결과를 바탕으로 향후 비예혼합 난류 연소모델의 적용 및 실용 연소장의 화염안정성에 대한 단계적인 연구를 수행하고자 한다.

## 2. 지배방정식 및 수치해법

### 2.1 LES 지배방정식

LES에서는 순간적인 유동변수는 GS(Grid Scale) 성분( $\tilde{f}$ )과 SGS(Sub-Grid Scale) 성분( $f'$ )으로 나뉘어진다. 이때 GS 성분은 Favre 여과( $\tilde{f} = \overline{\rho f / \rho}$ )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 여과(Filter)함수이며, 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.

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

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

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

위 식들에서 첨자 'sgs'는 SGS 성분 효과를 나타낸 항으로서 위 방정식들을 종결(Closure)하기 위하여 모델 되어져야한

다. 위의 각 SGS 항들은 다음과 같다.

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

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

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

여기서  $\tau_{ij}^{sgs}$ 는 SGS 응력텐서,  $H_i^{sgs}$ 는 SGS 열유속(Flux)이며,  $\sigma_i^{sgs}$ 는 SGS 점성 일을 의미한다.

### 2.2 SGS 항의 모델

SGS 항들의 모델링을 위해서는 SGS의 특성 길이 및 시간(속도) 규모의 정보가 요구되어진다. 이를 위해 길이 규모는 격자의 평균 길이 즉,  $\bar{\Delta} = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3}$ 로 하였으며, 시간 규모는 SGS의 난류 운동에너지로부터 계산하였다[10]. SGS 난류 운동에너지( $k^{sgs}$ ) 전달 방정식은 식 (8)과 같다[11].

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

여기서  $Pr_t$ 는 난류 Prandtl 수로서 1로 가정되었으며, 이에 대한 오차는 추가적으로 검증되어야 할 것이다.  $P^{sgs}$ 와  $D^{sgs}$ 는  $k^{sgs}$ 의 생성항과 소멸항을 의미한다.  $P^{sgs}$ 는  $-\tau_{ij}^{sgs} (\partial \tilde{u}_i / \partial x_j)$ 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 에디 점성계수이며,  $\tilde{S}_{ij} (= 0.5 (\partial \tilde{u}_i / \partial x_j + \partial \tilde{u}_j / \partial x_i))$ 는 GS 스트레인을 텐서를 나타낸다. 소멸항은  $D^{sgs} = C_\epsilon (k^{sgs})^{3/2} / \bar{\Delta}$ 에 의해 모델 되었다.  $C_\nu$ 와  $C_\epsilon$ 는 Dynamic 모델[10]에 의해 공간과 시간에 따라 결정되어졌다.

마지막으로  $H_i^{sgs}$ 와  $\sigma_i^{sgs}$ 항은 각각 다음과 같이 모델되어졌다.

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

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

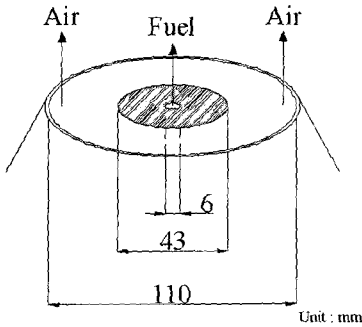


Fig. 1 Schematic of bluff-body combustor

### 2.3 LES 수치해법

지배방정식의 차분을 위하여 공간에 대해 FVM (Finite volume method)을 이용한 2차 정확도의 차분법을 사용하였으며, 시간적분에는 전체적으로 2차 정확도의 MacCormack scheme을 사용하였다. 또한 복잡한 형상을 수치모사하기 위하여 좌표변환을 통한 일반 곡선 좌표계(Generalized curvilinear coordinate system)를 사용하였다. 양해법(Explicit scheme)이 적용된 본 수치해의 정확도 및 안정성을 보장하기 위하여 시간 전진 간격은 CFL(Courant-Friedrich-Lewy) 수에 의해 제어되었으며, 이때 CFL 수는 0.5로 설정하였다.

LES에서는 본질적으로 3차원 해석이 요구되며, 수립된 통계치를 얻기 위하여 상당한 계산시간이 요구된다. 이러한 문제점을 해결하기 위하여 분산 메모리 개념의 MPI(Message passing interface)를 기반으로 하는 병렬기법이 적용되었다. 본 계산에서는 16개의 프로세서가 사용되었으며, 단일 프로세서에 비해 12.13의 속도 향상비(Speed-up ratio)와 최대 75%의 병렬효율(Parallel efficiency)을 얻을 수 있었다[9].

## 3. 계산 대상 및 조건

### 3.1 계산 대상

본 연구에서는 Bluff-body 연소기의 난류유동에 대한 LES를 수행하기 위하여, Lee 등[12]에 의해 수행되어진 비반응 조건에서의 실험을 대상으로 하였다. 실험에 사용된 연소기의 형상은 Fig. 1과 같이 연소기 노즐의 내경은 110mm이며, 연료 노즐의 직경과 Bluff-body의 외경( $D_b$ )은 각각 6mm와 43mm이다. 연료로는 수소( $H_2$ )와 질소( $N_2$ )의 혼합기(1:2)를 사용하였으며, 연료 및 공기노즐의 평균유속은 각각 17m/s와 23m/s이다. 이때 레이놀즈수는 연료노즐의 평균유속과 Bluff-body 외경을 기준으로 4,580에 해당된다. 기존 실험에서 축방향 및 반경방향에 대한 평균 및 난류강도는 레이저 도플러 유속계(LDV)를 이용하여 측정되었다.

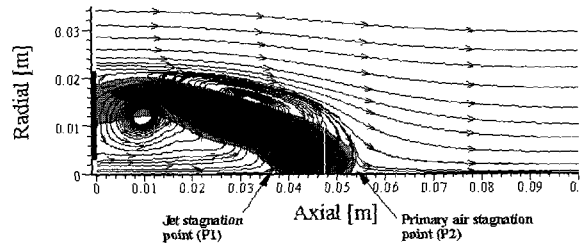


Fig. 2 Flow patterns of stream line for the LES

### 3.2 계산 조건

LES 해석에 이용된 계산영역은 축방향 및 반경방향에 대해 0~100mm로 동일하게 하였다. 계산에 사용된 격자수는  $N_x \times N_r \times N_\theta = 100 \times 105 \times 25$ 이며, 축방향과 반경방향에서 연료노즐, 전단층 및 Bluff-body 영역에 격자를 밀집시켰다. 격자 크기의 신장율은 최대 5% 이내로 설정하였으며, 회전방향에 대해서는 균일 격자를 사용하였다.

경계조건으로서 입구에서의 평균유속은 Lee 등[12]의 실험 결과를 이용하였으며, 난류 초기조건은 실험에서 제시된 난류강도를 이용한 가우스분포의 난류발생 함수를 통해 부여하였다. Bluff-body와 측면의 유속에 대해서는 No-slip 및 Slip 조건을 각각 부여하였으며, 스칼라에 대해서는 Neumann 조건을 부여하였다. 또한 출구조건은 Poinsot 등[13]이 제안한 NSCBC(Navier-Stokes characteristic boundary condition)를 적용하였다.

본 LES 결과와 비교·검토될 RANS의 결과는 Lee 등[14]에 의해 수행된 비반응 조건에서의 값이 인용하였다. 이 계산은 Gosman[15]에 의해 개발된 TEACH-2E를 수정한 프로그램이 이용되었으며, 난류모델은 표준  $k-\epsilon$  모델이 적용되었다. 또한 격자수는  $N_x \times N_r = 60 \times 50$ 이며 각 방향에 대해 비등간격 격자가 사용되었다.

## 4. 결과 및 검토

### 4.1 평균 유동장에 대한 LES의 성능검토

Fig. 2는 Bluff-body 후방에 형성되는 평균 유동형태를 확인하기 위하여, 유선 및 축방향 유속이 0 이하인 영역을 도시한 것이다. 또  $r$ 축의 검정색 영역은 Bluff-body를 의미한다. 일반적으로 Bluff-body 연소기의 유동형태는 연료와 공기의 운동량 차이 및 연료노즐과 Bluff-body의 외경비에 따라 크게 2가지로 구분된다. 즉, 연료제트가 주위류 재순환영역을 관통하는 연료제트중심(Fuel-jet dominated) 유동과 관통하지 못하는 공기재순환중심(Air flow dominated) 유동으로 나누어진다[5,6]. 본 계산 조건은 공기의 운동량이 연료의 운동량보다 크며(약

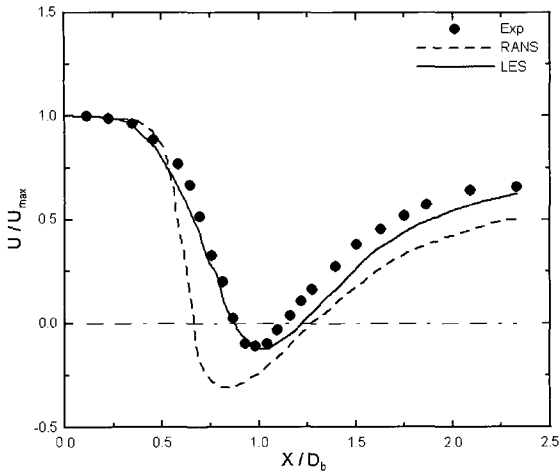


Fig. 3 Axial profiles of mean axial velocity at center line

1.26배), 연료노즐과 Bluff-body 외경 비가 0.14로서 공기재순환 중심유동에 해당된다. 이는 Fig. 2의 유선분포를 통해 확인할 수 있는데, 연료제트는 공기에 의해 생성된 재순환 영역을 통과하지 못하고, Bluff-body 근처에서 반대방향의 새로운 재순환 영역을 생성하고 있다. 비록 본 연구에서는 화학반응을 고려하지는 않았으나, 공기에 의해 생성된 재순환 영역이 연료의 축방향 흐름을 방해하여 추가적인 재순환 유동을 유발 시킴으로서, 연료와 공기의 혼합을 촉진하고 고온 생성물의 유입으로 인하여 Bluff-body 근처에서 화염이 안정화 될 수 있음을 짐작할 수 있다.

평균 유동장에 대한 LES 예측성능을 검토하기 위하여, Fig. 3-5는 중심축 상의 축방향 유속, 대표 축 길이에 대한 축방향 유속 및 난류 운동에너지를 도시한 것이다. Fig. 3은 중심축 상의 축방향 평균유속을 도시한 것으로서,  $x$  및  $y$ 축은 각각 Bluff-body의 직경 및 연료노즐 입구의 최대유속 ( $U_{max}$ )으로 무차원화 하였다. LES와 RANS의 결과 모두 유속이 일정하게 유지되는 Potential core 이후 급속히 감소되어 극소점에 도달하고, 그 후 주위 공기가 중심부로 유입되면서 점차 가속되고 있는 실험값의 경향을 잘 예측하고 있다. 그러나 RANS의 경우, 정량적인 측면에서 실험결과와 다소 차이가 있음을 볼 수 있다. Bluff-body 유동의 형태는 앞에서 언급된 바와 같이 연료 및 공기 재순환 영역의 크기와 발생위치에 따라 크게 변하게 된다. 따라서 제트 정체위치(Jet stagnation point; P1)와 공기 정체위치(Primary air stagnation point; P2)의 정확한 예측은 향후 화염 안정성 해석에 매우 중요하다. Fig. 3에서 볼 수 있듯이, 예측된 P1과 P2는 각각  $0.87D_b$ ,  $1.20D_b$ 로서, Lee 등[12]의 실험결과( $0.87D_b$ ,  $1.13D_b$ )와 거의 일치함을 확인할 수 있다.

반면에, RANS 결과에서는 P1과 P2가  $0.66D_b$ 와  $1.27D_b$ 로서

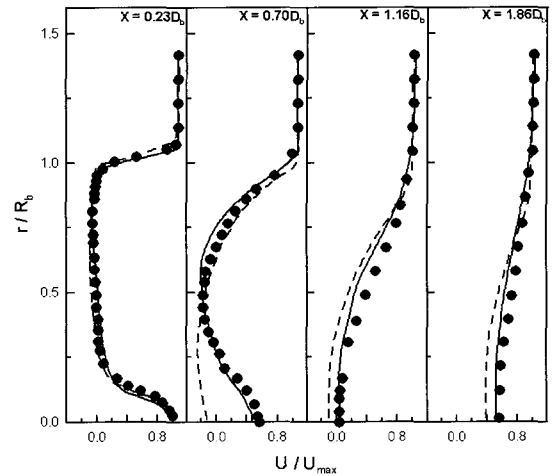


Fig. 4 Radial profiles of mean axial velocity at representative axial distance (symbol: Exp, dashed line: RANS, solid line: LES)

공기에 의한 재순환 영역이 더 크게 예측되고 있음을 볼 수 있다. 또한 RANS에서 중심축에서의 최대 재순환 유속 ( $-6.65\text{m/s}$ )도 실험( $-2.33\text{ m/s}$ ) 및 LES( $-2.58\text{m/s}$ )에 비해 매우 크게 예측함을 알 수 있다.

Fig. 4는 대표 축 길이에 대한 축방향 평균유속의 반경방향 분포를 도시한 것으로, 반경방향의 길이는 Bluff-body의 반경( $R_b$ )으로 무차원화 하였다. Potential core의 영역에 해당되는  $x=0.23D_b$ 에서 LES 및 RANS는 모두 실험결과를 잘 예측함을 볼 수 있다. 그러나 P1 이전에 해당되는  $x=0.70D_b$ 에서 LES는 실험결과를 비교적 잘 예측하는 반면, RANS는 중심근처( $r/R_b=0\sim 0.5$ )에서 음의 유속을 갖는 상당한 차이를 보이고 있다. 즉 Fig. 3에서 확인한 바와 같이 이미 공기에 의한 재순환이 발생되었음을 알 수 있다. 실험에서 P2( $1.13D_b$ ) 근처에 해당되는  $x=1.16D_b$ 에서도 RANS는 LES 및 실험결과보다 낮은 유속을 예측하고 있으며, 이 오차는  $x=1.86D_b$  까지 계속 발생함을 알 수 있다.

Fig. 5는 중심축 상의 난류 운동에너지( $k$ )의 분포를 도시한 것이다. LES를 제외한 실험과 RANS에서는  $w'$ 을 측정 및 예측하지 못하였기 때문에, 동일한 조건에서의 비교를 위하여 모든 조건에서  $k$ 는  $w' = w'$ 로 가정하여  $k$ 를 계산하였다. LES의 경우, 중심축의 속도구배가 가장 큰  $x=0.70D_b$ 에서 최대치를 이루는 실험결과를 정성 및 정량적으로 잘 예측하고 있다. 물론 최소유속이 발생되는 약  $x=0.70D_b$ 에서는 다소 낮게 예측하고 있으나, 중심축에서 난류 운동에너지의 변화를 비교적 잘 모사하고 있다. 반면에 RANS에서는 최대치가 발생하는 위치가 실험치보다 상류에 존재하며, 절대값 역시 약 1.3배 높게 예측되고 있다. 위 결과들로부터 LES는 Bluff-body 후방

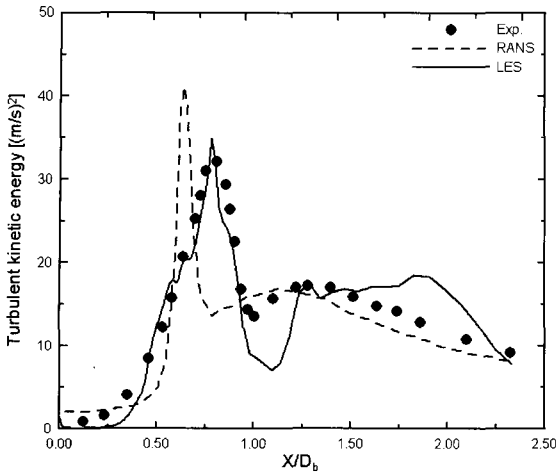


Fig. 5 Axial profiles of mean turbulent kinetic energy at centre-line

의 유동특성을 정성적 및 정량적으로 정확하게 예측하는 반면, RANS의 경우 상당한 차이를 보이고 있음을 확인할 수 있다.

4.2 LES의 비정상 유동 예측 검토

Bluff-body 후방의 유동은 공기 및 연료제트에 의한 재순환 영역에 의해 특징지어지며, 이들과 난류 비예혼합 화염면과의 상호작용은 화염의 안정성 및 오염물질의 배출특성에 큰 영향을 주게 된다. 즉, 순간적인 연료/공기의 혼합, 재순환에 의한 고온 생성물의 유입 및 화염면의 신장율(Stretching rate)에 의해 화염면은 부상-부착 등의 반복적인 현상이 발생하고 국부적으로 소염 등이 발생하게 된다. 이러한 난류 화염의 복잡한 거동을 이해하기 위해서는 Bluff-body 후방에 형성된 통계적 개념의 화염특성 뿐만 아니라, 순간적인 와동과 화염면의 상호작용에 대한 해석이 매우 중요하다. 이러한 배경 하에 본 연구에서는 열발생에 의한 효과를 고려하기 이전에, 비반응 조건에서 비정상 유동특성을 우선적으로 검토하였다.

Bluff-body 후방에 생성된 재순환 유동의 순간적인 거동을 검토하기 위하여, Fig. 6은 중심축에서 일부 시간구간에 대한 P1과 P2의 위치 변화를 도시한 것이다. 그림에 삽입된 개요도에 표기된 바와 같이, P1은 연료제트와 재순환된 공기가 만나는 정체점으로서, P1 길이의 감소는 결과적으로 공기유동에 의해 성장된 와동에 의해서 연료제트의 재순환이 더욱 촉진됨을 의미한다. 그림에서 P1과 P2는 평균 위치를 기준으로 매우 불규칙한 거동을 보이고 있다. 비록 본 계산에서는 P1과 P2의 주기적인 변동을 관찰하지는 못하였으나, P1의 길이가 감소할 때 P2는 증가하며, P1이 증가할 때 P2가 감소하는 반비례적인 현상을 보이고 있다.

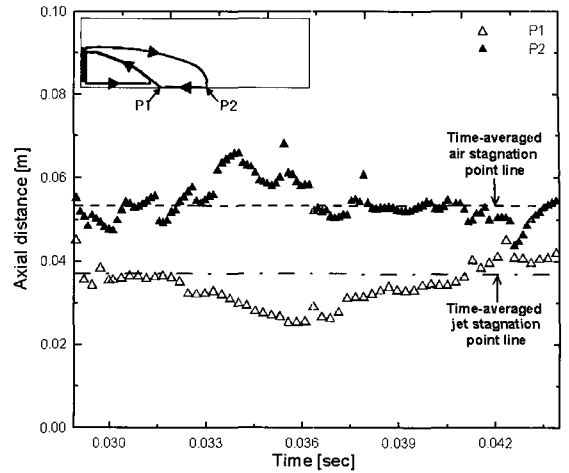


Fig. 6 Instantaneous positions of jet stagnation point(P1) and primary air stagnation point(P2) on the centre-line

공기와 연료제트의 재순환영역에 대한 복잡한 거동을 보다 자세히 검토하기 위하여, Fig. 7은 Fig. 6의 특정 시간에 대한 특정  $x-r$  단면의 재순환 영역과 속도 벡터를 도시한 것이다.  $T=0.030\text{sec}$ 의 경우에, 상부(+r)의 공기측면에 큰 재순환 영역이 발생되며, 중심축의  $x=0.035\text{m}$  (P1)에서 연료 제트의 재순환이 발생됨을 볼 수 있다. 또한 공기와 연료의 재순환 영역이 Fig. 2에서와 같이 뚜렷하게 구분되지 않으며, 재순환된 공기가 Bluff-body와 충돌 후 내부로 유입되어 연료와 혼합된 재순환 영역을 생성하게 됨을 예측할 수 있다.  $T=0.033\text{sec}$ 의 (+r) 영역에서 공기에 의한 재순환 영역은 Bluff-body 근처에 보다 넓게 존재하며, 와동의 강도가 감소함에 따라  $T=0.036\text{sec}$ 에서는 연료제트의 유입으로 재순환 영역이 +r 방향으로 밀려나고 있다.  $T=0.039\text{sec}$ 에서는 이전과는 다르게 주요 재순환 영역이 하부(-r)에 존재하게 되며, 이후 점차적으로 재순환 영역이 증가되고 있음을 볼 수 있다. 위 결과로부터 공기에 의해 생성된 와동으로 재순환 영역이 발생되며, 이 와동이 연료제트의 역류를 촉진하게 되고, 결과적으로 Bluff-body 근처에서 연료와 공기의 혼합을 촉진하게 된다. 또한 주요 재순환 영역은 중심축을 기준으로 매우 비대칭적인 결과를 보이고 있으며,  $\pm r$  방향으로 시간에 따라 계속 변화됨을 관찰할 수 있다. 이는 결과적으로 Bluff-body 근처에서 안정화되는 난류 비예혼합화염의 부상 및 섭동에 큰 영향을 줄 것으로 예상된다.

Fig. 8은 Bluff-body 후방에서  $x-r$  단면에서 회전방향에 대한 와도의 분포를 임의의 시간간격으로 도시한 것이다. 시간이 진행됨에 따라 Bluff-body 외경 근처에서 공기에 의한 와동이 생성되고(T1), 하류로 진행하면서 와동의 병합(T2, merging)이 발생하며, 결과적으로 와동이 소산되는 경향을 잘

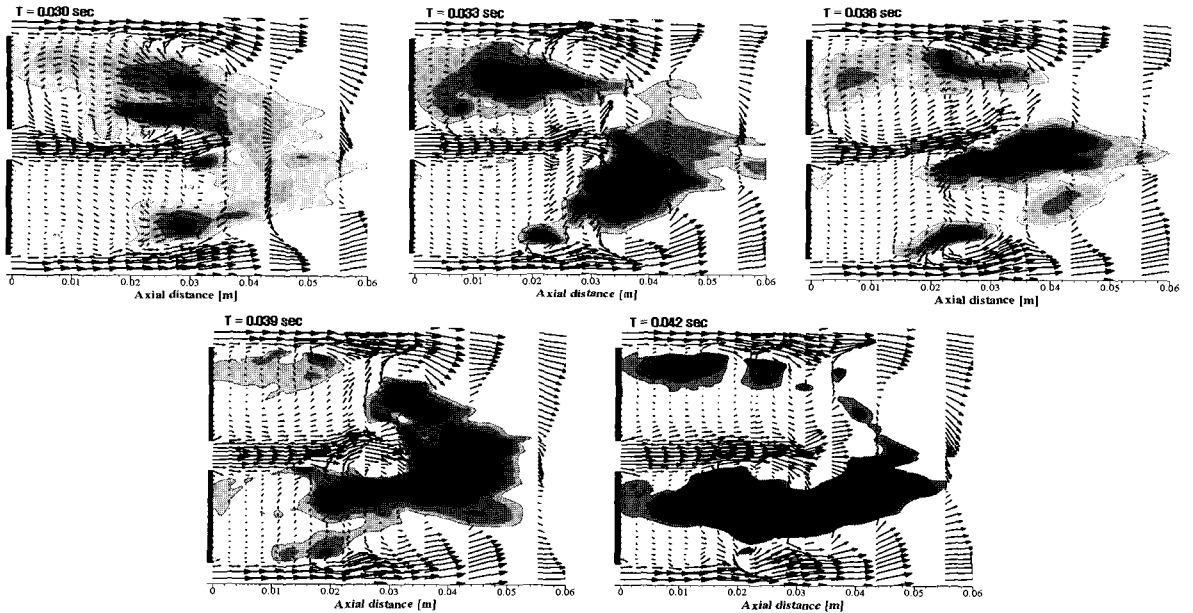


Fig. 7 Instantaneous evolution of recirculation zone on the  $x-r$  plane

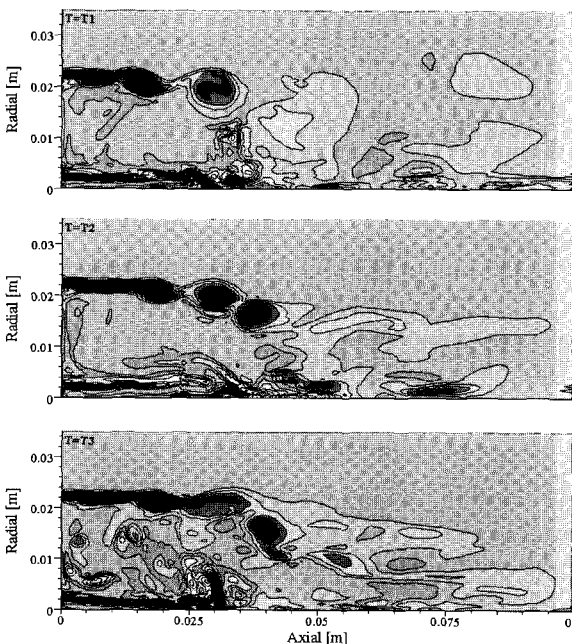


Fig. 8 Snapshot of azimuthal vorticity with time variance

안정성 및 동적거동과 관련되어 매우 유용한 정보를 제공할 것으로 사료된다.

### 5. 결 론

본 연구에서는 실용 연소장의 해석을 위한 LES 프로그램 개발을 위해 Bluff-body 후방의 난류 유동장에 대한 LES의 예측능력 검토를 통하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

- 1) Bluff-body 후방 유동장에서 실험결과와의 비교를 통해 LES는 RANS에 비해 축방향, 반경방향의 평균유속 및 난류 운동에너지를 비교적 잘 예측하며, 공기 및 연료에 의한 재순환 유동에 대한 보다 정확한 모사가 가능함을 확인하였다.
- 2) LES의 비정상 현상의 결과를 통해, Bluff-body 근처에서 발생하는 재순환 유동의 생성 및 전개과정을 보다 자세히 검토할 수 있었다.
- 3) 비반응 유동장에 대한 Bluff-body 후방의 재순환 유동특성 해석 및 LES의 검증결과는 현재 진행 중인 난류 비에혼합 화염의 안정성 및 오염물질 발생특성에 관한 연구에 매우 유용할 것으로 판단된다.

### 후 기

본 연구는 2006년도 에너지관리공단 에너지·자원기술개발 사업을 통해 지원되었으며, 이에 감사드립니다.

보여주고 있다. 또한 연료제트에 의해 Bluff-body 내경 근처에서 가장 큰 와도가 존재하며, 앞에서 언급되었듯이 공기의 재순환 유동과의 상호작용을 통해 시간이 진행됨에 따라 크게 변화되고 있음을 알 수 있다. 보다 구체적인 와동의 생성특성에 관한 연구는 현재 진행 중이며, 향후 난류 비에혼합화염의

## 참고문헌

- [1] Poinso, T. and Vynante, D., 2001, Theoretical Numerical Combustion, Edwards.
- [2] 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.
- [3] Kempf, A., Lindstedt, R.P. and Janicka, J., 2005, "Large-Eddy Simulation of a Bluff-Body Stabilized Nonpremixed Flame," *Combustion and Flame*, in press.
- [4] Raman, V. and Pitsch, H., 2005, "Large-Eddy Simulation of a Bluff-Body-Stabilized Non-Premixed Flame using a Recursive Filter-Refinement Procedure," *Combustion and Flame*, Vol.142, No.4, pp.329-347.
- [5] Dally, B.B., Fletcher, D.F. and Masri, A.R., 1998, "Flow and Mixing Fields of Turbulent Bluff-Body Jets and Flames," *Combust Theory Modelling*, Vol.2, pp.193-219.
- [6] Koutmos, P. and Marazioti, P., 2001, "Identification of Local Extinction Topology in Axisymmetric Bluff-Body Diffusion Flames with a Reactedness-Mixture Fraction Presumed Probability Density Function Model," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol.35, pp.939-959.
- [7] Jenny, P., Muradoglu, M., Liu, K., Pope, S.B. and Caughey, D.A., 2001, "PDF Simulations of a Bluff-Body Stabilized Flow," *Journal of Computational Physics*, Vol.169, pp.1-23.
- [8] Hwang, C.H. and Lee, C.E., 2005, "Development of Large Eddy Simulation for Isothermal Flows over Backward-facing Step," *The Sixth KSME-JSME Thermal and Fluids Engineering Conference*, pp.54.
- [9] 황철홍, 이창언, 2005, "재순환 및 선회 유동에 대한 대와동모사(LES)의 성능검토," 대한기계학회 논문집 B권, Vol.30, No.4, pp.364-372.
- [10] Kim, W.W. and Menon, S., 1995, "A New Dynamic One-Equation Subgrid-Scale Model for Large-Eddy Simulations," *AIAA-95-0356*.
- [11] 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.
- [12] Lee, C.E. and Onuma, Y., 1994, "Experimental Study of Turbulent Diffusion Flames Stabilized on a Bluff Body," *JSME International Journal*, Vol.37, No.1, pp.165-171.
- [13] 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.
- [14] 이창언, 오수철, 1994, "재순환류가 존재하는 난류확산화염에 관한 연구(제2보 : 수치해석적 연구)," *한국항공우주학회지*, Vol.22, No.6, pp.45-55.
- [15] Gosman, A.D. and Ideriah F.J.K., 1976, "A General Computer Program for Two-Dimensional Turbulent Recirculating Flows," *Report, Dep. of Mech. Eng., Imperial College, London*.