

후향 계단에서 난류 유동에 대한 대와동모사

황철홍¹, 금성민^{2*}

¹미국립표준기술연구소 연구원

²한라대학교 기계자동차공학부

Large Eddy Simulation of Turbulent Flows over Backward-facing Steps

Cheol-Hong Hwang¹ and Sung-Min Kum^{2*}

¹Building and Fire Research Lab., NIST

²dept. of Mechanical Engineering, Halla University

요약 본 연구에서는 재순환 유동 현상을 포함하는 후향 계단에서 난류 유동장에 대한 LES의 예측성능을 검토하였다. LES의 난류모델로서 Localized Dynamic ksgs-equation 모델이 적용되었으며, 계산시간의 절감을 위하여 16개의 프로세서를 이용한 병렬계산이 수행되었다. 후향 계단의 층류 유동에 대한 직접수치모사(DNS)의 수행 결과, 본 계산 결과는 기존의 실험 및 수치결과를 매우 잘 예측하였다. 또한 중간 및 높은 Re 수에 해당되는 난류 영역의 LES 결과는 평균 재순환 유동특성을 비교적 잘 예측하였다. 위 결과를 통해 본 연구에서 개발된 LES 프로그램은 향후 실용 연소기에서 연소 불안정성 및 연소 소음 등의 해석에 유용할 것으로 기대된다.

Abstract Large eddy simulation code was developed to predict the turbulent flows over backward-facing steps including a recirculating flow phenomena. Localized dynamic ksgs-equation model was employed as a LES subgrid model and the LES solver was implemented on parallel computer consisting of 16 processors to reduce computational costs. The results of laminar flow showed qualitative and quantitative agreements between current simulations and experimental results available in literatures. The simulation of the turbulent flows also yielded reasonable results. From these results, it can be expected that developed LES code will be very useful to analyze the combustion instabilities and noise of a practical combustor in the future.

Key Words : Large eddy simulation, Turbulent flow, Backward-facing step

1. 서론

실용 연소기에서는 연료와 공기의 혼합증진, 열전달의 증가 및 화염 안정성 개선을 위하여 바리 및 재부착과 관련된 난류 재순환 유동을 적용하고 있다. 이러한 난류 유동은 다양한 스케일을 갖는 작은 에디(Eddy)들의 움직임에 의해 매우 불규칙한 비정상(Unsteady) 유동특성을 보인다. 특히 난류 혼합 및 와류의 전개와 같은 유체역학적 특성은 화학반응이 동반될 때 열발생 및 음향파의 상호작용 등으로 매우 복잡한 연소특성을 나타낸다. 이러한

배경 하에 반응에 의한 열발생 효과가 고려되지 않은 비반응 난류 재순환 유동장의 정확한 예측은 본 연구의 궁극적인 목표인 실용 연소장 해석을 위해 우선적으로 선행되어야 한다. 이미 알려진 바와 같이 연소장은 높은 점성과 열팽창 효과, 그리고 난류 강도의 감소 등에 의해 비반응 유동과 다소 차이를 보이게 된다. 그러나 Syred 등 [1]의 실험적 연구를 통해 확인되었듯이, 반응 및 비반응 유동장에서 재순환 유동의 형태 및 원리는 큰 차이를 보이지 않기 때문에 비반응 유동에 대한 선행연구는 복잡한 연소장 내의 유동특성을 간접적으로 예측하는데 큰

*교신저자: 금성민(smikum@halla.ac.kr)

접수일 09년 1월 22일

수정일 09년 03월 18일

게재확정일 09년 03월 23일

도움이 된다.

최근에 전산자원 및 수치기법의 향상으로 실용 연소장 내의 난류 유동특성을 이해하기 위한 수치해석이 많이 이루어지고 있다. 난류 유동에 대한 수치 접근법은 모델링 없이 직접 수치 해를 구하는 DNS(Direct numerical simulation), 평균화된 난류 유동에 대한 모델링을 통해 접근하는 RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes), 그리고 이들 방법을 절충한 LES로 크게 구분될 수 있다. LES의 기본 개념은 대부분의 에너지를 포함하고 난류수송의 역할을 담당하는 큰 에디는 모델 없이 직접 계산하고, 비교적 등방성의 성격을 갖는 작은 스케일의 에디는 아격자(Subgrid) 모델로 처리하는 것이다. 따라서 LES는 모든 스케일의 유동구조에 영향을 주는 RANS의 난류 모형보다는 일반적이고, 형상과 경계조건에 보다 적게 의존한다고 할 수 있다. 또한 RANS는 시간 평균화된 물리량을 이용하여 난류현상을 묘사하는 반면에, LES는 유동의 비정상 효과는 물론 실용 연소장에서 연소 불안정성 및 소음 등의 현상들을 해석할 수 있는 차세대 수치기법으로 인식되고 있다[2].

본 연구는 실용연소장 해석을 위한 LES 프로그램 개발의 일환으로서, 본 연구진에 의해 개발된 LES 프로그램을 이용하여, 반응이 고려되지 않는 후향계단에서의 재순환 유동장에 대한 LES의 예측 성능을 우선적으로 검토하고자 한다.

후향 계단은 박리-재부착 등과 관련된 재순환 유동장을 발생하면서도, 매우 단순한 형상과 조건변화의 용이함 때문에 실험적 방법의 검토와 수치계산의 예측 성능검토를 위한 표준 문제로서 많이 사용되고 있다[3]. 후향 계단 유동의 대표적 실험 연구로서, Armaly 등[4]은 층류 유동을 포함하는 $70 < Re < 8,000$ 의 넓은 범위에서 유동의 박리 및 재부착점의 위치와 유속을 측정하였으며, 특정 Re 수 이상에서 3차원 구조의 재순환 유동이 발생됨을 확인하였다. 이외에도 Jovic 과 Driver [5], Pitz와 Daily [6]는 각각 $Re=5,100$ 과 $22,100$ 에 해당하는 중간 및 높은 Re 수의 난류 영역에서 재순환 유동장 특성을 검토하였다.

이러한 배경 하에 본 연구에서는 개발된 LES 프로그램의 비반응 층류 및 난류 유동장에 대한 예측성능을 검토하기 위하여, 후향 계단의 재순환 유동에 대한 수치결과를 기존 실험 결과와 비교·검토하였다. 또한 실용 연소기 개발 과정에서 가장 많이 활용되고 있는 RANS의 대표적인 $k-\epsilon$ 모델 결과와의 비교를 통하여 평균 및 비정상 현상에 대한 RANS와 LES의 차이점을 확인하였다. 이들 결과는 추가적인 LES 연소모델의 적용을 통한 실용 연소기에서 연소 불안정성과 오염물질 배출특성의 해석에 매우 유용할 것으로 사료된다.

2. 지배방정식 및 수치해법

2.1 지배방정식

LES에서 순간적인 유동변수는 GS(Grid scale) 성분 (\tilde{f})과 SGS(Subgrid scale) 성분 (f'')으로 나뉘어진다.

이때 GS 성분은 Favre 여과($\tilde{f} = \overline{\rho f} / \bar{\rho}$)에 의해 결정되며, ‘over-bar’ 첨자는 공간 여과(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 밀도함수의 의미를 갖는 여과함수이며, 전 계산영역에 대해 적분된다. 또한 x_i 는 여과크기에 의해 구분되는 공간좌표이며, x'_i 는 물리적으로 연속된 개념의 공간좌표를 의미한다. 이와 같은 여과과정을 3차원 비정상 압축성 Navier-Stokes 방정식에 적용하면 다음과 같은 LES 방정식으로 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} &= -\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial x_i} \\ \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^{sgs}] \\ \frac{\partial \bar{\rho} \bar{E}}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} \bar{H} \bar{u}_i + \bar{q}_i - \bar{u}_j \bar{\tau}_{ij} + H_i^{sgs} + \sigma_{ij}^{sgs}] \end{aligned} \quad (2)$$

여기서 상첨자 ‘sgs’는 SGS 성분의 효과를 나타낸 항으로서 위 방정식들을 종결시키기 위하여 모델링 되어야 한다. 위의 각 SGS 항들은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \tau_{ij}^{sgs} &= \bar{\rho} [\bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j] \\ H_i^{sgs} &= \bar{\rho} [\bar{E} \bar{u}_i - \bar{E} \bar{u}_i] + [\bar{p} \bar{u}_i - \bar{p} \bar{u}_i] \\ \sigma_i^{sgs} &= [\bar{u}_j \bar{\tau}_{ij} - \bar{u}_j \bar{\tau}_{ij}] \end{aligned} \quad (3)$$

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

2.2 LES SGS 항의 모델링

SGS 항들의 모델링을 위해서는 SGS의 특성 길이 및 시간(속도) 스케일의 정보가 요구된다. 이를 위해 본 계산에서 길이 스케일은 격자의 평균 길이 즉, $\bar{\Delta} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ 로 하였으며, 시간 스케일은 SGS의 난류 운동에너지로부터 계산하였다. SGS 운동에너지 ($k^{sgs} = 0.5[\bar{u}_k^2 - \tilde{u}_k^2]$) 전달 방정식은 식 (4)와 같다[7].

$$\frac{\partial \bar{\rho} k^{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i k^{sgs}) = P^{sgs} - D^{sgs} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(-\bar{\rho} \frac{v_i}{Pr_t} \frac{\partial k^{sgs}}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

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

$$\tau_{ij}^{sgs} = -2\bar{\rho} \nu_t (\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{kk} \delta_{ij}) + \frac{2}{3} \bar{\rho} k^{sgs} \delta_{ij} \quad (5)$$

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 스트레인을 텐서를 나타낸다. 소멸항은 $D^{sgs} = C_\epsilon \bar{\rho} (k^{sgs})^{3/2} / \bar{\Delta}$ 으로 모델 되었다. C_ν 와 C_ϵ 은 Dynamic 모델[8]에 의해 공간과 시간에 따라 결정되었다. 마지막으로 SGS 열 유속(H^{sgs})과 SGS 점성 일(σ_i^{sgs})은 다음과 같이 모델 되었다.

$$H_i^{sgs} = -\bar{\rho} \frac{v_i}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial x_i} \quad (5)$$

$$\sigma_i^{sgs} = \tilde{u}_j \tau_{ij}^{sgs} \quad (6)$$

2.3 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[9]. 또한 복잡한 형상을 수치모사하기 위하여 좌표변환을 통한 일반

곡선 좌표계를 사용하였다. 양해법(Explicit scheme)에 의한 수치 해의 정확도 및 안정성을 보장하기 위하여 시간 전진간격 (Δt)은 CFL(Courant-Friedrich-Levy) 수에 의해 제어되었으며, 이때 CFL 수는 0.5로 설정하였다. 계산 시간의 절감을 위하여 분산 메모리 개념의 MPI(Message passing interface)를 기반으로 하는 병렬기법이 적용되었다. 본 연구에서는 16개의 프로세서가 사용되었으며, 단일 프로세서에 비해 12.13의 속도 향상율과 최대 75%의 병렬지수를 얻을 수 있었다.

3. 계산대상 및 조건

본 연구에서는 우선적으로 $Re=389$ 와 $1,000$ 에 해당하는 층류 유동[4]에 대한 DNS 계산을 수행하였다. 이는 LES 유동 아격자 모델이 적용되기 전에 격자 및 이산화 등을 포함하는 전반적인 수치 알고리즘의 정확도를 검토하기 위한 것이다. 그리고 중간 및 높은 Re 수에 해당하는 난류 유동에 대한 LES의 검증을 위해서 $Re=5,100$ [5] 및 $22,100$ [6]에 해당하는 유동을 대상으로 하였다.

계산영역 및 초기조건은 각 계산에 해당되는 실험결과를 바탕으로 제공되었다. 출구조건은 Poinso와 Lele [10]가 제안한 NSCBC(Navier -Stokes characteristics boundary condition)를 적용하였다.

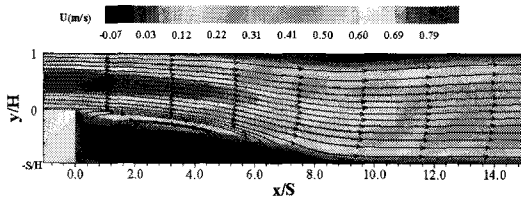
벽면에서의 유속과 스칼라는 각각 No-slip과 Neumann 경계조건을 주었으며, 너비(폭) 방향으로는 주기(Periodic) 조건을 주었다. 또한 입구의 난류 초기조건은 평균유속 및 난류강도를 이용한 가우스 분포의 난수 발생 함수를 통해 부여되었다.

4. 결과 및 고찰

4.1 층류 유동장에 대한 DNS 결과

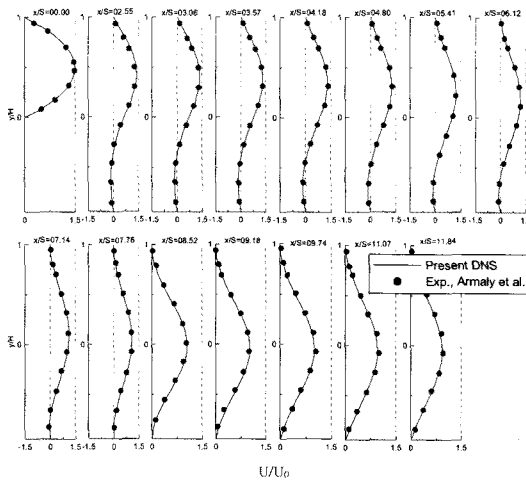
LES 아격자 모델의 검토 이전에 차분 및 전반적인 예측성능을 검토하기 위하여, 식 (1)의 공간 여과가 적용되지 않은 본래의 압축성 지배방정식을 직접 계산한 DNS를 수행하였다.

x-y-z 방향에 대한 계산 영역은 $31H \times (S+H) \times 1H$ 로 하였으며, S는 스텝의 높이(4.9mm)이며 H는 스텝 상류의 입구 높이(5.2mm)를 의미한다. 이때 사용된 격자수는 각 방향에 대해 $120 \times 64 \times 10$ 로서, 계산시간을 고려하여 너비 방향의 길이 및 격자를 최소화하였다. 입구의 유속은 완전 발달된 층류 유속분포가 사용되었다.



[그림 1] Re=389의 평균 유동장

그림 1은 Re=389의 조건에서 주 유동 방향의 평균 유속 및 유선을 도시한 것이다. 이때 주 유동 방향과 높이 방향의 길이는 각각 H와 S로 무차원 되었다. 그림에서 급격히 확대되는 스텝 이후에 재순환 영역이 발생되며, 재순환 영역이 끝나는 즉 재부착점은 표 1에 제시된 바와 같이 8.02S로서 Armaly 등[4]의 실험결과 8.25S를 거의 정확하게 예측하고 있음을 알 수 있다.

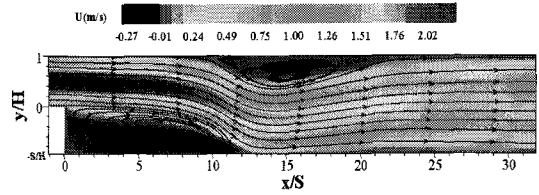


[그림 2] Re=389의 단면 유속 분포

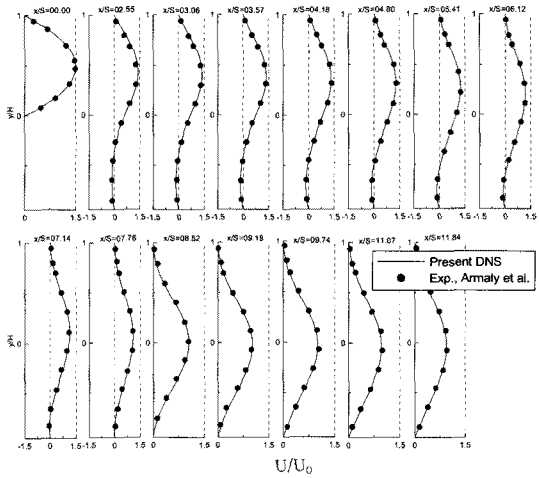
그림 2는 Re=389의 조건에서 초기 단면평균 유속 (U_0)과 입구 높이(S)로 무차원 된 주 유동 방향의 단면들에 대한 속도를 도시한 것이다.

[표 1] Re=389, 1,000에서 탈착 및 재부착점 비교

Re=389	x_1			
Armaly et al	8.25S			
Present DNS	8.02S			
Re=1,000	x_1	x_2	x_3	x_3-x_2
Armaly et al.	16.20S	13.50S	21.70S	8.20S
Chiang et al.	12.78S	9.95S	23.33S	13.38S
Present DNS	12.15S	9.59S	21.60S	12.01S



[그림 3] Re=1,000의 평균 유동장



[그림 4] Re=1,000의 단면 유속 분포

DNS 결과는 모든 단면에 대해서 실험결과를 매우 정확하게 예측하고 있음을 볼 수 있다.

Re=389의 결과와는 다르게 Armaly 등[4]은 실험을 통해 Re 수가 약 400 이상인 층류 유동장은 3D 구조의 유동이 발생된다고 보고하였다. 이러한 결과는Chiang과 Sheu [11]의 연구에서도 확인할 수 있다. 즉, 층류 영역에서 Re 수가 증가함에 따라 재부착점은 비교적 선형적인 증가를 보이지만, 2차원의 유동만이 고려될 경우에는 재부착점의 길이가 실제보다 작게 예측되는 결과를 초래하게 된다. 비록 본 연구에서는 3D 유동장을 대상으로 하였으나, 2D 형상에 가깝게 폭 방향의 길이나 격자수를 제한하였기 때문에 실제 3D 유동구조를 확인하는 데는 한계가 있다. 그러므로 본 계산결과의 검증은 위하여 Chiang 등[11]과 Guerrero와 Cotta [12]의 2D DNS 결과들과 직접 비교-검토하였으며, 이는 프로그램의 차분 및 수치 알고리즘의 정확도 확인하려는 본래의 목적 달성에 큰 문제가 없을 것으로 판단된다.

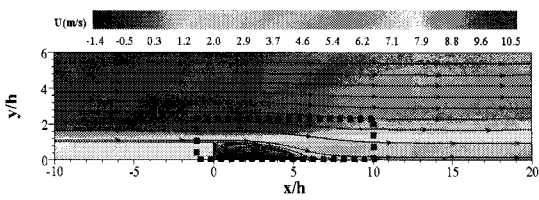
그림 3은 Re=1,000의 조건에서 주 유동 방향의 속도와 유선을 도시한 것이다. 우선 스텝 이후의 재부착점은 Re=389에 비해 크게 증가되었으며, 그 값은 12.15S로서 Chiang 등[11]의 결과인12.78S와 매우 유사한 값을 보여

준다. 또한 그림에서 상부의 벽면 근처에 추가적으로 재순환 유동이 발생되었음을 확인할 수 있는데, 이를 통해 $Re > 400$ 이상의 조건에서 2차 재순환 유동이 발생된다는 Armaly 등[4]의 실험결과를 잘 예측함을 알 수 있다. 표 1에 삽입된 개략도와 같이 벽면에서의 유동 탈착점(x2)과 재부착점(x3)의 예측은 스텝 이후의 1차 재순환 유동의 재부착점(x1)과 더불어 계산의 정확도를 검토하는데 중요한 기준이 된다. 앞에서도 언급했던 바와 같이 3차원 유동에 대한 오차로 인하여 Armaly 등[4]의 실험결과와는 상당한 차이를 보이고 있으나, Chiang 등[11]의 2D 수치결과와는 매우 유사함을 확인할 수 있다.

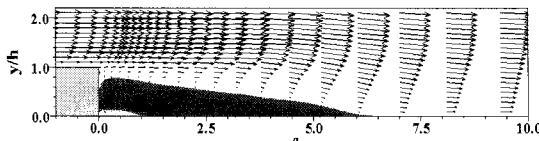
그림 4는 $Re=1,000$ 의 조건에서 주 유동 방향의 특정 단면들에 대한 속도분포를 Chiang 등 [11]과 Guerrero 등 [12]의 2D 계산결과와 비교 도시한 것이다. 스텝 이후의 재순환이 발생하는 영역에서부터 평판에서 발달된 층류 유속분포를 갖는 하류까지 본 DNS 결과는 기존 계산결과를 비교적 잘 예측하고 있음을 볼 수 있다. 위 결과들로부터 차분 및 수치 알고리즘을 포함한 본 코드의 전반적인 예측 정확도를 확인할 수 있었다.

4.2 난류 유동장에 대한 LES 결과

$Re=5,100$ 에 대한 LES 계산결과는 Jovic 등[5]의 실험 및 Le 등 [3]의 DNS결과와 비교되었다. 스텝의 높이 h 는 8.0mm이며, x-y-z 방향에 대한 계산영역은 각각 $L_x=30h$, $L_y=6h$ 및 $L_z=4h$ 이다. 입구의 난류 경계층 유동의 전개를 위해 Li 는 10h로 설정하였다. 후향계단의 확대비는 $ER=L_y/(L_y-y)$ 로 정의되며 1.2와 같다.



(a) 전체 계산영역



(a) 스텝 근처의 확대영역

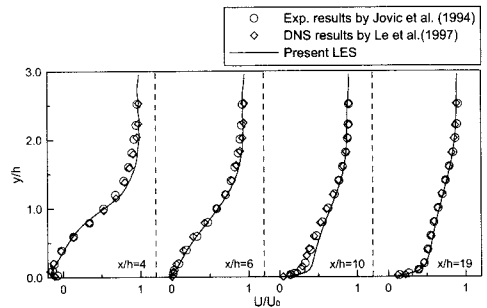
[그림 5] $Re=5,100$ 의 평균 유동장

[표 2] $Re=5,100$ 과 22,100에서 재부착점 비교

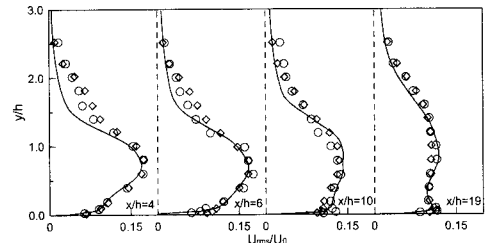
Re=5,100 (h=8.0mm)	Jovic et al.	Le et al.	LES
	6.00 h	6.28 h	6.30 h
Re=22,100 (h=25.4mm)	Pitz et al.	Weller et al.	LES
	7.0 h	7.1 h	6.9 h

경계조건으로서, 바닥 벽면은 No-slip 경계조건, 상부는 자유 전단층(Free shear layer)에 해당되는 Slip 경계조건을 부여하였다. 계산에 사용된 격자는 x-y-z 방향에 대해 $180 \times 57 \times 32$ 개가 사용되었다. 격자 분포는 벽면과 스텝 근처에 밀집시켰으며, z 방향에 대해서는 균일한 간격을 주었다. 난류의 통계치는 해가 충분히 수렴될 때까지 샘플링 되었으며, 일반적으로 Flow through time(L_x/U_c , $U_c=0.8U_0$)의 7배 이상에서 얻어졌다.

그림 5는 $Re=5,100$ 의 조건에서 시간과 폭 방향에 대해 평균된 주 유동 방향의 유속과 유선을 도시한 것이다. 이미 잘 알려진 바와 같이 급격히 확장되는 스텝 이후에 주 재순환 유동이 발생되며, 스텝 근처에서 반대방향의 작은 재순환 유동이 발생됨을 유선을 통해 확인할 수 있다. 이는 Le 등[3]의 DNS 연구에서도 확인된 바 있다. 재순환 영역의 크기와 재부착점의 관찰을 위해 그림 5(b)는 재순환 영역만을 확대한 것으로 음의 값을 갖는 주 유동 방향 유속분포와 속도 벡터를 도시하였다. 그림에서 유동이 재 부착되는 지점은 6.30h로서 표 2에 제시된 기존의 실험결과(6.00h)와 DNS 결과(6.28h)를 매우 근접하게 예측하고 있다.



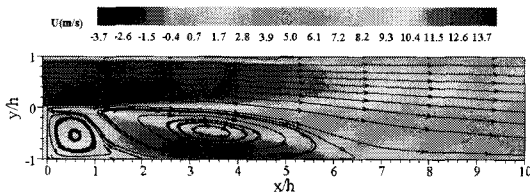
(a) 평균 주 유동 방향의 속도분포



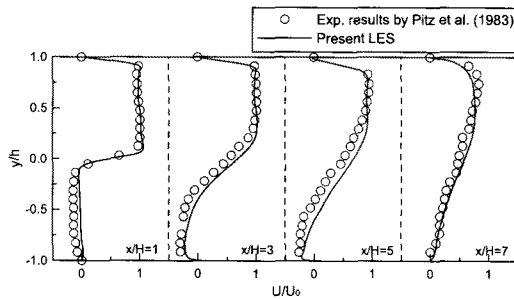
(a) 평균 주 유동 방향의 난류강도

[그림 6] $Re=5,100$ 의 속도 및 난류강도 분포

평균 유동장에 대한 보다 자세한 검토하기 위하여, 그림 6은 특정 단면들에 대한 주 유동 방향의 평균 유속 및 난류 강도를 실험 및 DNS 결과와 비교 도시한 것이다. 그림에서 벽면 근처에서 유속의 미소한 과대예측을 제외하고 전체적으로 평균 유동장을 잘 예측함을 알 수 있다. 또한 난류 강도 역시 전단층 부분에서 다소 낮게 예측되고 있으나, 최대값 및 전체적인 분포는 실험과 DNS 결과를 비교적 잘 예측하고 있음을 확인할 수 있다. 평균치에 비해 다소 낮은 정확도를 보여주는 난류 강도의 원인은 초기 단순 가우스 분포의 난류 발생을 통한 난류 초기조건 문제로 사료된다. 즉 위의 방법은 입구에서 부여한 난류의 변동이 하류에 충분히 전달되지 않고 바로 소멸되어 난류 초기조건에 에너지 분포를 적절히 모사하지 못한다고 알려져 있다[13]. 이를 해결하기 위하여 개별적인 LES를 수행하여 난류 통계치가 만족되는 속도정보를 초기조건으로 부여하여야 한다. 그러나 추가적인 계산비용이 매우 크기 때문에 본 계산에서는 고려하지 않았다. 또한 향후 진행되는 연소장에서는 초기 난류 조건에 의한 영향보다는 화염에 의한 열발생 효과가 난류 유동에 보다 큰 영향을 주기 때문에 간단한 난류초기조건 부여는 본 연구의 궁극적인 목적에 큰 영향을 주지 않을 것으로 사료된다.



[그림 7] Re=22,100의 평균 유동장



[그림 8] Re=22,100의 단면 유속 분포

높은 Re 수에 해당되는 Re=22,100에 대한 LES 결과는 Pitz 등[6]의 실험결과와 Weller 등 [14]의 LES를 대상으로 검토되었다. 계산영역은 x-y-z 방향에 대해 각각 17.1h×2h×3h로 하였으며, 이때 h는 25.4mm이다. 사용된

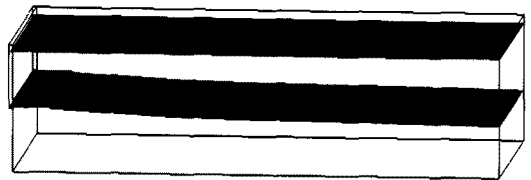
격자수는 각 방향에 대해 187×80×30개가 사용되었다.

그림 7은 평균 주 유동 방향의 유속과 유선을 도시한 것으로서, 난류 재순환 유동을 잘 보여주고 있다. 스텝에 의한 확대비와 Re 수가 증가함에 따라 코너 근처의 2차 재순환 유동이 보다 넓은 영역에서 발생되고 있음을 그림 5와의 비교를 통해 알 수 있다. 재부착점의 위치를 살펴보면, 본 LES 결과는 6.9h로서 실험결과(7.0h)와 Weller 등[14]의 계산결과(7.1h)와 매우 유사한 값을 보여 주고 있다.

그림 8은 특정 단면들의 평균 유속으로서, Re 수가 증가함에 따라 Re=5,100의 경우보다 실험과의 오차는 비교적 증가하였으나, 난류 재순환 유동에 대한 평균 정보를 비교적 잘 예측하고 있음을 알 수 있다. 위 결과들로부터 난류 재순환 유동에 대한 본 LES의 예측 성능은 비교적 우수함을 확인할 수 있으며, 확인된 실험결과와의 오차는 초기 유속 및 난류 조건의 적절성 및 아격자 모델의 성능 등의 복합적인 원인에 의해 발생된 것으로 추측된다. 이들에 대한 체계적인 규명은 향후 진행되어야 할 것으로 판단된다.



(a) LES 결과



(b) Unsteady RANS 결과

[그림 9] Re=22,100의 순간 유속 (6 m/s) 분포

서론에서도 언급된 바와 같이 LES는 DNS보다 상당히 작은 격자수를 요구하지만, 3차원 해석과 통계치 수렴을 위해 아직까지 많은 계산비용을 초래한다. 특히 연소장에 대한 수치 해를 얻기 위해서는 추가적인 계산시간이 발생되기 때문에 많은 연소분야에서는 대부분 RANS 기법이 적용되고 있는 실정이다. 그림 9는 LES의 중요한 특징인 비정상 현상에 대한 모사 성능을 확인하기 위하여, Re=22,100의 유동에 대한 LES와 Unsteady RANS의 순간적인 유속 Iso-contour(6 m/s)를 도시한 것이다. RANS의

경우에, 3차원 비정상 조건이 고려되더라도 이미 평균화된 물리량을 이용하기 때문에 유속은 공간적으로 균일한 분포를 보여줌을 알 수 있다. 반면에 LES는 공간적으로 불규칙한 3차원 구조를 잘 모사하고 있다. 즉 평균화된 기법으로부터 발전된 RANS는 본질적으로 비정상 난류 유동 및 연소장을 모사하기에는 한계가 있음을 재 확인 할 수 있다. 이는 향후 실용 연소장에서 비정상 효과가 중요시 되는 화염 불안정성과 같은 현상해석을 위해 LES의 필요성을 단적으로 보여주는 결과라고 할 수 있다.

5. 결론

비반응 난류 유동장에 대한 LES의 예측성능을 검토하기 위하여 후향 계단의 재순환 유동에 대한 계산을 수행 하였으며, 다음과 같은 결과를 얻었다.

후향 계단의 층류 유동에 대한 DNS 수행 결과, 기존의 실험 및 수치결과를 매우 잘 예측하였으며, 이를 통해 본 LES 프로그램의 전반적인 예측 정확도를 확인할 수 있었다. 중간(5,100) 및 높은(22,100) Re 수에 해당되는 난류 영역의 LES 결과는 평균 재순환 유동특성을 비교적 잘 예측함을 확인하였다. 또한 RANS의 계산결과 비교를 통해 비정상 현상의 예측에 대한 LES의 성능을 재확인하였다. 위 연구를 통해 개발된 LES 프로그램은 비정상 현상이 중요시되는 연소 불안정성 및 연소 소음 등의 예측에 매우 유용할 것으로 기대된다.

참고문헌

- [1] Syred, N., Chigier, N. A. and Beer, J. M. "Flame stabilization in recirculation zones of jets with swirl," *Proceeding of Combustion Institute*, Vol. 13, pp. 617-624, 1971.
- [2] Poinso, T. and Veynante, D. "Theoretical numerical combustion," Edwards, 2001.
- [3] Le, H. and Moin, P. "Direct numerical simulation of turbulent flow over backward-facing step," *Report TF-58*, Dept. of Mech. Eng., Stanford Univ., 1994.
- [4] Armaly, B. F., Durst, F., Pereira, J. C. F. and Schonung, B. "Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 127, pp. 473-496, 1983.
- [5] Jovic, S. and Driver, D. M. "Backward-facing step measurement at low Reynolds number, $Re_h=5000$," *NASA Tech. Mem. 108807*, 1994.
- [6] Pitz, R. W. and Daily, J. W. "Combustion in a turbulent mixing layer formed at a rearward-facing step," *AIAA Journal*, Vol. 21, No. 11, pp. 1565-1570, 1983.
- [7] 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, pp. 165-180, 1996.
- [8] Kim, W. W. and Menon, S. "A new dynamic one-equation subgrid-scale model for large-eddy simulation," *AIAA-95-0356*, 1995
- [9] MacCormack, "The effects of viscosity in hyper-velocity impact cratering," *AIAA Paper 69-354*, 1969.
- [10] Poinso, T. J. and Lele, S. K. "Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows," *J. Computational Physics*, Vol. 101, pp. 104-129, 1992
- [11] Chiang, T. P. and Sheu, T. W. "A numerical revisit of backward-facing step flow problem," *Physics and Fluids*, Vol. 11, No. 4, pp. 862-874, 1992.
- [12] Guerrero, J. S. P. and Cotta, R. M. "Benchmark integral transform results for flow over a backward-facing step," *Computer and Fluids*, Vol. 25, pp. 527-540, 1996.
- [13] Klein, M., Sadikj, A. and Janicka, J. "Investigation of the influence of the Reynolds number on a plane jet using direct numerical simulation," *Int. J. Heat & Fluid Flow*, Vol. 24, pp. 785-794, 2003.
- [14] Weller, H. G., Tabor, G., Gosman, A. D. and Furebby, C. "Application of flame-wrinkling LES combustion model to a turbulent mixing layer," *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 27, pp. 899-907, 1998.

황 철 홍(Cheol-Hong Hwang)

[정회원]



- 2006년 8월 : 인하대학교 기계공학과 (공학박사)
- 2007년 11월 : 인하대학교 박사후 연구원
- 2007년 12월 ~ 현재 : 미국립표준기술연구소 박사후 연구원

<관심분야>
연소공학

금 성 민(Sung-Min Kum)

[정회원]



- 1994년 8월 : 인하대학교 기계 공학과 (공학박사)
- 1996년 3월 ~ 현재 : 한라대학교 기계자동차공학부 부교수

<관심분야>

열전달, 공조냉동, 신재생에너지