

## 論文

## Dynamic Subgrid G-방정식을 적용한 난류 예혼합 화염의 LES 해석

박남섭\*, 김만영\*\*

## Large Eddy Simulation of Turbulent Premixed Flame Behavior with Dynamic Subgrid G-Equation Model

Nam Seob Park\* and Man Young Kim\*\*

## ABSTRACT

Large Eddy Simulation (LES) of turbulent premixed combustion flow is performed by using the dynamic subgrid scale model based on  $G$ -equation describing the flame front propagation. After introducing the LES governing equations with dynamic subgrid scale (DSGS) model newly introduced into the  $G$ -equation, the turbulent premixed combustion flow over backward facing step is analyzed to validate present formulation. The calculated results can predict the velocity and temperature of the combustion flow in good agreement with the experiment data.

## 초 록

화염면의 전파를 모사하는  $G$ -방정식에 기초한 DSGS 모델을 이용한 난류 예혼합 연소에 대한 LES 해석을 수행하였다.  $G$ -방정식에 새롭게 도입된 DSGS 모델을 적용한 LES 지배방정식을 고찰한 후 후향계단을 갖는 복잡한 형상의 연소기 내의 난류 예혼합 연소 유동을 고찰하였다. 본 연구의 LES 해석은 재부착 위치, 평균속도 및 변동량, 그리고 온도 와 같은 실험결과를 정확히 예측하였다.

**Key Words** : Premixed Flame (예혼합화염), Turbulent Flow (난류유동), Large Eddy Simulation (LES), Dynamic SGS Model (DSGS 모델), Flamelet Model (화염편 모델),  $G$ -equation( $G$ -방정식)

## 1. 서 론

LES는 큰 스케일의 유동에 대하여 공간적으로 여과된(filtered) 국부적인 평균치를 취한 NS 방정식을 직접 계산하고 작은 스케일의 응력은 모델링을 수행하는 해석기법으로서[1], 대부분의 난류에너지는 큰 스케일의 유동구조에 포함되어 있고 작은 스케일의 유동구조는 등방적일 뿐만 아

니라 경계조건에 덜 민감하다는 관찰에 기인한다 [2]. 이러한 LES 모사는 비록 가장 엄밀한 해석 이기는 하지만 엄청난 계산비용 및 저 Re 영역에 국한되어 있는 DNS (Direct Numerical Simulation) 기법과 평균유동을 해석하는 RANS (Reynolds-Averaged Navire-Stokes) 방법의 중간 단계로서 공학적인 실제 유동[3] 뿐만 아니라 최근들어 예혼합[4,5] 및 확산화염[6]을 다루는 연소 관점에서 다양한 접근이 이루어지고 있다.

특히, 난류예혼합 화염의 정확한 예측은 내연기관, 보일러, 그리고 가스터빈 연소기와 같은 산업용 엔진 뿐만 아니라 폭굉(detonation), 또는 추진기관의 연소 불안정성 해석에 있어서도 중요하다. 하지만 대부분의 현상은 정상상태 양상불

† 2005년 7월 6일 접수 ~ 2005년 9월 14일 심사완료

\* 정희원, 현대자동차 선행개발센터

\*\* 정희원, 전북대학교 기계항공시스템공학부  
연락저자, E-mail : manykim@chonbuk.ac.kr  
전북 전주시 덕진구 덕진동 1가 664-14

(ensemble) 또는 시간평균 모델로는 정확히 모사할 수 없는 비정상 상태로서 이에 대한 예측모델이 요구된다. 일반적으로 이러한 난류예혼합 화염의 영역은 유동 특성시간과 반응 특성시간의 비로 주어지는 Da (Damkohler) 수( $=t_f/t_c$ ), 화염의 두께와 Kolmogorov 스케일 비율의 제곱인 Ka (Karlovits) 수( $=l_f^2/\eta^2$ ), 그리고 난류 Re 수의 함수로 표현된다[7]. 가스터빈 연소기와 로켓 추진기관과 같은 실용 연소기 내의 난류예혼합 화염은 주로 층류 화염편(laminar flamelet) 영역(즉,  $Da \gg 1$ ,  $Ka \ll 1$ )으로 모사된다. 이 영역에서는 화염의 두께가 최소 에디(eddy) 크기보다 작기 때문에 반응은 얇은 면으로 국한되고 반응물과 생성물은 화염면의 양쪽에 각각 존재하며, 층류 화염의 구조를 유지하지만 난류 섭동에 의하여 화염면이 주름진 형상으로 왜곡됨으로 인하여 화염면이 넓어지고 결국 연소율이 증가하는 주름상의 층류화염(wrinkled laminar flame)을 형성한다. 이러한 영역에서 연소는 난류 에디(eddy)가 뒤엉켜 있는 층류 화염편의 전파(propagation)로 표현될 수 있는데, 주로  $G$ -방정식에 기초한 화염편 모델(flamelet model)이 사용된다[8].

한편, LES 해석의 경우 화염면의 두께는 일반적인 LES 격자보다 작기 때문에 아격자(subgrid) 스케일에서 일어나는 화학반응을 모사하기 위한 다양한 모델이 제안되었는데, 주로  $G$ -방정식은 여과된 화염면 속도(filtered-front speed)를 모사하기 위한 여과된  $G$ -방정식으로 대체된다. 하지만 여과된 화염면 속도에 대한 엄밀한 해석이 존재하지 않을 뿐만 아니라 이론적/실험적 결과들은 서로 일치하지 않는 상황으로서 이러한 여과된 화염면 속도에 대한 의문이 제기되고 있는데, 최근 이러한 문제점을 극복하기 위하여 모델계수의 값을 미리 고정시키지 않고 계산이 진행됨에 따라 동적으로 계산하는 DSGS (dynamic subgrid-scale) 모델이 제안되었다[9,10]. 하지만 이러한 모델을 실제 연소기에 적용한 LES 해석은 없는 실정이다.

본 연구에서는 예혼합화염의 전파를 모사하기 위하여 제안된 DSGS 모델을 적용한  $G$ -방정식을 해석하고 형상이 복잡한 연소기 내의 예혼합화염 모사에 적용하여 그 타당성을 검증하고자 한다. 아래에서는 LES 지배방정식과 DSGM 모델, 그리고  $G$ -방정식의 모사 및 수치해법을 간략히 소개하고,  $Re_\eta = 22,100$  인 3차원 후향계단 형상의 복잡한 연소기 내의 비반응 유동장 및 예혼합 화염전파 거동을 분석하여 기존 실험결과와 비교하였다.

## II. 본 문

### 2.1 LES 지배방정식

LES를 이용한 난류 예혼합 화염의 거동을 모사하기 위하여 유체의 연속, 운동량, 에너지 방정식 및 화염전파를 모사하기 위한  $G$ -방정식 모델로 구성된다. 이러한 지배방정식을 평균속도  $\bar{U}$ , 높이  $h$ , 상대온도  $(T^* - T_u)/(T_b - T_u)$ , 그리고 입구에서의 열역학적 물성치로 무차원화한다. 여기에서 하첨자  $u$ 와  $b$ 는 각각 연소(burnt) 및 미연(unburned) 상태를 의미한다. 이러한 지배방정식의 필터링(filtering)을 통하여 다음과 같은 LES 지배방정식을 얻을 수 있다. 즉,

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu^*}{Re} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial \tau_{ij}^{SGS}}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{T}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{T} \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\lambda^*}{Re Pr} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial q_j^{SGS}}{\partial x_j} + \dot{\omega} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{G}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{G} \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial \gamma_j^{SGS}}{\partial x_j} + \overline{\rho_u S_L^0 |\nabla G|} \quad (4)$$

여기에서 상첨자 SGS는 아격자스케일 모델(subgrid-scale model)을 의미하며,  $\rho$ 는 밀도,  $u$ 는  $x_i$  방향으로의 속도,  $p$ 는 압력,  $\mu$ 는 점도,  $T$ 는 온도, 그리고  $\dot{\omega}$ 는 반응율을 나타내며,  $\mu^* = \lambda^* = (T/T_u)^{0.75}$  이다. 한편, 온도가 구해지면 밀도는  $\rho = \rho_u / (1 + \tau T)$ 로부터 구한다. 여기에서  $\tau = (T_b - T_u)/T_b$  로서 열방출계수이다.  $\rho_u$ 는 반응물의 기준 밀도, 그리고  $S_L^0$ 는 층류화염 속도(undisturbed laminar flame velocity)이다. 한편, 본 해석에서는 저마하수 가정을 적용하여 음향파(acoustic wave)의 영향을 배제하였다.

화염의 위치를 정의하는 진도변수(progress variable)  $G$ 는  $[0,1]$ 의 값을 갖는데, 미연영역(unburned region)에서는  $G=0$ , 그리고 완전 연소된 영역(burnt region)에서는  $G=1$ 의 값을 갖는다. 한편, 식 (4)로 표현되는  $G$ -방정식은 아래의

식 (5)와 같이 에너지 방정식의 반응항과 연관되어 있다[11]. 즉,

$$\dot{\bar{\omega}} = \overline{\rho_u S_L^0 |\nabla G|} \quad (5)$$

또한, 지배방정식의 아격자 항, 즉, 아격자 응력 텐서  $\tau_{ij}^{SGS}$ , 열유속  $q_j^{SGS}$ , 그리고 전달(transport) 항  $\gamma_j^{SGS}$ 는 각각 아래와 같이 표현된다.

$$\tau_{ij}^{SGS} = \bar{\rho}(\widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u_i} \widetilde{u_j}) \quad (6a)$$

$$q_j^{SGS} = \bar{\rho}(\widetilde{u_j T} - \widetilde{u_j} \widetilde{T}) \quad (6b)$$

$$\gamma_j^{SGS} = \bar{\rho}(\widetilde{u_j G} - \widetilde{u_j} \widetilde{G}) \quad (6c)$$

## 2.2 Dynamic Subgrid Model

아격자 응력 텐서  $\tau_{ij}^{SGS}$ 를 모사하기 위하여 Smagorinsky 와점도(eddy viscosity) 모델을 적용한다. 즉,

$$\tau_{ij}^{SGS} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk}^{SGS} = -2\bar{\rho} C \Delta^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} \quad (7a)$$

$$C \Delta^2 = - \langle L_{mn} M_{mn} \rangle / \langle M_{kl} M_{kl} \rangle \quad (7b)$$

여기에서

$$L_{ij} = \widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u_i} \widetilde{u_j} \quad (7c)$$

$$M_{ij} = 2 \left[ (\widehat{\Delta} / \Delta)^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} - |\widehat{S}| \widehat{S}_{ij} \right] \quad (7d)$$

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (7e)$$

이며,  $\tilde{S}_{ij}$ 는 전단율(strain rate)을 나타내며,  $\Delta = (\delta x_1 \delta x_2 \delta x_3)^{1/3}$ 로서 유동의 최소 특성길이, 그리고  $\delta x_i$ 는 국부적인 격자간격을 나타낸다. 한편, 상첨자 ( $\widehat{\quad}$ )은 필터링(filtering)이 이루어졌음을 의미한다.

한편, 아격자 열유속  $q_j^{SGS}$ 는 다음과 같은 와확산(eddy diffusion) 모델을 적용한다.

$$q_k^{SGS} = -\bar{\rho} C_T \Delta^2 |\tilde{S}| \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_k} \quad (8a)$$

$$C_T \Delta^2 = - \langle F_i H_i \rangle / \langle H_j H_j \rangle \quad (8b)$$

여기에서

$$F_k = \widetilde{T u_k} - \widetilde{T} \widetilde{u_k} \quad (8c)$$

$$H_k = (\widehat{\Delta} / \Delta)^2 |\widehat{S}| \frac{\partial \widehat{T}}{\partial x_k} - |\widehat{S}| \frac{\partial \widehat{T}}{\partial x_k} \quad (8d)$$

$G$ -방정식의 전달항  $\gamma_k$ 는 다음과 같은 구배(gradient) 모델을 적용한다[9]. 즉,

$$\gamma_k = -\bar{\rho} C_G \Delta^2 |\tilde{S}| \frac{\partial \tilde{G}}{\partial x_k} \quad (9)$$

여기에서 상수  $C_G$ 를 구하기 위하여 아래와 같은 모델을 적용한다.

$$C_G \Delta^2 = -F_i H_i / H_j H_j \quad (10a)$$

여기에서

$$F_k = \widetilde{u_k G} - \widetilde{u_k} \widetilde{G} \quad (10b)$$

$$H_k = (\widehat{\Delta} / \Delta)^2 |\widehat{S}| \frac{\partial \widehat{G}}{\partial x_k} - |\widehat{S}| \frac{\partial \widehat{G}}{\partial x_k} \quad (10c)$$

이다.

## 2.3 G-방정식의 모사

여과된(filtered)  $G$ -방정식의 전파항(propagation term)은 다음과 같이 모사한다. 즉,

$$\overline{\rho_u S_L^0 |\nabla G|} = \bar{\rho}_u \tilde{S}_T |\nabla \tilde{G}| \quad (11)$$

여기에서  $\tilde{S}_T$ 는 LES 셀 평균된 여과된 난류화염면 속도를 나타내며, 아래와 같이 모델링한다[9].

$$\tilde{S}_T / S_L^0 = 1 + C_\alpha (q / S_L^0)^n \quad (12a)$$

$$C_\alpha = \frac{(S_L^0)^n \left[ \langle |\nabla \tilde{G}| \rangle - \langle |\nabla \widehat{G}| \rangle \right]}{\left[ \langle Q^n |\Delta \tilde{G}| \rangle - \langle q^n |\Delta \widehat{G}| \rangle \right]} \quad (12b)$$

여기에서  $n$ 은 상수,  $q$ 는 아격자 난류강도의 rms, 그리고  $Q$ 는 테스트 격자 스케일(test-grid scale) 난류강도이며, 기호  $\langle \quad \rangle$ 는 체적평균을 의미한다. 한편, 본 연구에서는  $n=1$ 을 적용하였으며 따라서  $q$ 와  $Q$ 를 다음과 같이 적용할 수 있다. 즉,

$$q = \left( \widetilde{u_i u_i} - \widetilde{u_i} \widetilde{u_i} \right)^{1/2}, \quad Q = \left( \widehat{u_i u_i} - \widehat{u_i} \widehat{u_i} \right)^{1/2} \quad (13)$$

## 2.4 수치해석

지배방정식은 엇갈림 격자계를 사용한 유한체적법으로 차별화한다. 대류항 및 확산항의 차분을 위하여 공간 및 시간적으로 2차의 정확도를 갖는 중앙차분을 적용하였고, 시간적으로는 Adams-Bashforth 법을 적용하였다. 하지만 수치 안정성을 위하여  $G$ -방정식과 에너지방정식의 대류항은 QUICK 법을 적용하였다.

한편, 속도-압력 연계(coupling)를 해소하기 위하여 차분화된 연속 및 운동량 방정식으로부터 유도되는 Poisson 방정식을 이용하여 압력을 해석하였다. 속도  $u'$  및 압력  $p'$ 을 구하기 위하여 식 (2)를 아래와 같이 정리할 수 있다. 즉,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} &= \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu^*}{\text{Re}} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial \tau_{ij}^{SGS}}{\partial x_j} \\ &\equiv - \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + B_i \end{aligned} \quad (14)$$

윗 식을 시간  $\Delta t$ 에 대하여 적분하면

$$(\bar{\rho} \tilde{u}_i)^{n+1} = (\bar{\rho} \tilde{u}_i)^n - \Delta t \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + \Delta t \left( \frac{3}{2} B_i^n - \frac{1}{2} B_i^{n-1} \right) \quad (15)$$

윗 식의 발산(divergence)을 취하면 다음과 같이 압력에 대한 Poisson 방정식을 얻을 수 있다. 즉,

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \bar{p}'}{\partial x_i^2} &= - \frac{1}{\Delta} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i)^{n+1} - (\bar{\rho} \tilde{u}_i)^n \right\} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{3}{2} B_i^n - \frac{1}{2} B_i^{n-1} \right) \end{aligned} \quad (16)$$

여기에서  $\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_i)^{n+1} / \partial x_i$ 를 구하기 위하여 연속방정식 (1)을 적용하면,

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i)^{n+1} = \left( \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \right)^{n+1} \approx - \frac{\bar{\rho}^{n+1} - \bar{\rho}^n}{\Delta t} \quad (17)$$

여기에서  $\bar{\rho}^{n+1}$ 은  $G$ -방정식 (4)로부터 구할 수 있으므로 후방차분으로  $(\partial \bar{\rho} / \partial t)^{n+1}$ 을 구할 수 있다. 예를 들어,

$$\left( \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \right)^{n+1} \approx \frac{\bar{\rho}^{n+1} - \bar{\rho}^n}{\Delta t} \quad (18)$$

따라서 식 (16)를 해석함으로써  $p'$ 을 구할 수 있다[11,12]. 한편, 에너지방정식 (3)은  $\bar{\rho}^{n+1} = \bar{\rho} / (1 + \tau T^{n+1})$ 이기 때문에  $T^{n+1}$ 의 형태로 해석되어야 한다. 여기에서  $T^{n+1}$ 은 연속방정식으로부터 구해지는 아래의 식으로 구한다[14].

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} &= \frac{1}{\rho} \left\{ - \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{T} u_j)}{\partial x_j} + \tilde{T} \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial x_i} \right\} + C \\ &= \frac{1}{\rho} \left\{ - \tilde{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right\} + C \end{aligned} \quad (19)$$

여기에서

$$C = \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{\text{RePr}} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial q_j^{SGS}}{\partial x_j} + \dot{\omega} \right\} \quad (20)$$

한편, 본 아격자 스케일 모델을 매듭짓기 위하여 전술한 dynamic Smagorinsky SGS 모델을 이용하여 난류 유동장을 계산한다.

### III. 결과 및 고찰

본 LES 해석을 검증하기 위하여 Fig. 1과 같은 후향계단 모델연소기를 고려한다[15]. 여기에서  $x$ -,  $y$ -, 그리고  $z$ -방향을 각각 유선, 수직, 그리고 방위방향으로 정의한다. 또한 모든 치수는 계단의 높이  $h(=0.0254\text{m})$ 로 무차원한다. 한편, 본 해석에서 고려하는 반응 및 비반응 유동장의 레이놀즈 수는  $\text{Re}_h = U_0 h / \nu = 22,100$ 이다. 여기에서  $U_0$ 는 평균 유입속도,  $h$ 는 계단의 높이, 그리고  $\nu$ 는 동점성이다. 계산에 사용된 입구에서의 평균속도, 압력, 그리고 온도는 각각  $U_0 = 13.3\text{m/s}$ ,  $p' = 1\text{atm}$ , 그리고  $T_0 = 293\text{K}$ 이다. 반응 유동의 경우 유입되는 기체는 당량비  $\phi = 0.57$ 인 프로판 ( $\text{C}_3\text{H}_8$ )/공기 예혼합 기체로서, 전술한 조건에 따라 층류화염속도는  $S_L^0 = 0.127\text{m/s}$ 가 된다. 입구에서 유입되는 예혼합 기체에 의한 화염은 후향계단에서 형성되는 난류 자유전단층(free shear layer)에서 안정화된다.

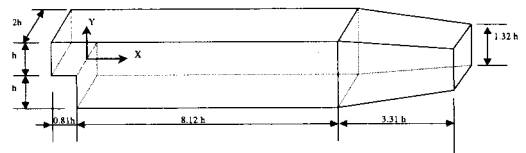


Fig. 1. Schematic of the computational domain

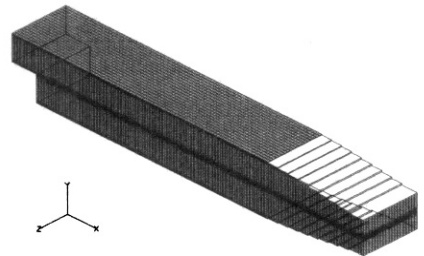


Fig. 2. Computational domain with  $251 \times 52 \times 20$  grid points in the  $x$ -,  $y$ -, and  $z$ -directions

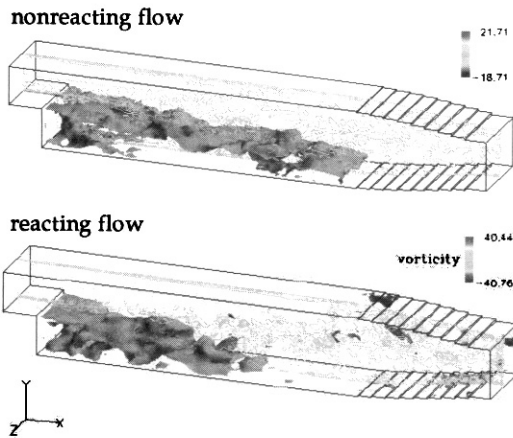


Fig. 3. Instantaneous presentation of the iso surface  $\bar{u}=0$  and contours of the spanwise vorticity at the center plane

Table 1. Comparison of the reattachment lengths between present LES and Experiment[15]

	Nonreacting Flow ( $\Phi = 0$ )	Reacting Flow ( $\Phi = 0.57$ )
Experiment	6.8	4.4
Present LES	7.0	4.5

모든 해석은 정지상태에서 시작하여 비정상 거동이 자연적으로 발달하도록 하였다. 반응유동의 경우 비반응 유동장을 발달시킨 후 후향계단의 뒤쪽에  $G=1$ , 그리고 다른 모든 부분에는 0을 부여하여 화염을 발달시켰다. 계산에 사용된 격자는  $(251 \times 52 \times 20)$  격자계로서 261,040 개의 셀을 갖는다. 격자의 크기는  $\Delta x = \Delta z = 0.05h$ ,  $\Delta y = 0.022 \sim 0.05h$ , 그리고 벽면근처의 최소 격자는  $y^+ = u_\tau y / \nu = 9.9$  이다.

모든 벽면은 점착조건을 부여하였고, 출구측의 벽면에서는 Spalding의 벽함수를 적용하였다. 또한,  $z$ -방향으로는 주기조건(periodic condition)을 적용하였으며, 입구의 속도는 실험값을 적용하였으며, 난류강도는  $x$ -,  $y$ -, 그리고  $z$ -방향으로 각각 4%, 2%, 그리고 2%를 부여하였다. 출구에서는 대류(convective) 경계조건을 적용하였고 방위방향에는 주기(periodic) 조건을 부여하였다.

Fig. 3은 비반응 및 반응유동의  $\bar{u}=0$  등속면(iso-surface)과  $z=0$  평면에서의 흐름방향의 와도(vorticity)의 분포를 나타낸 것이다. 입구를 통하여 유입된 흐름은 단면적이 갑자기 넓어지는 후향계단에서 박리가 일어나 와류가 생성된다. 이

와류는 전단층을 성장시키며 하류로 흘러가는데, 연소기 내부에서 이웃하는 와류끼리 서로 합쳐져서 더욱 큰 와류가 형성된다. 하지만 흐름에 제약이 없는 자유전단층의 유동과는 달리 연소기 내부의 유동장은 벽면에 의하여 그 흐름이 제약받게 된다. 한편, 후향계단에서 박리된 유동은 연소기 밀면에 재부착된 후 다시 난류경계층으로 성장한다. 재순환 영역의 크기는 재부착 전단층의 성장율에 따라 달라진다. 또한, 자유 전단층에서와 마찬가지로 재부착 전단층의 위상기하학적 구조는 Kelvin-Helmholtz 불안정성에 기인하는 와류(large-scale coherent structure)에 의하여 결정되며, 최종 구조는 일반적으로 2차원으로서 유체의 흡입(entrainment)과 합병(coalescence)에 의하여 성장한다. 이러한 와류의 성장은 재순환영역 뿐만 아니라 자유흐름으로 유입되는 자유전단층의 윗 부분의 퍼짐율(spread rate)에도 영향을 미친다. 한편, 반응 유동의 경우 재순환영역의 크기가 비반응 유동에 비하여 작아질 뿐만 아니라 미세크기 난류(small-scale turbulence) 역시 감소하고 있음을 알 수 있다. 이는 예혼합 기체의 연소에 의한 열방출 및 팽창에 따라 유체의 점성이 증가하고 속도가 증가하여 레이놀즈 수가 증가하기 때문이다.

한편, Table 1은 비반응 유동과 반응 유동의 재부착 길이를 실험결과[15]와 함께 나타낸 것으로서, 전술하였듯이 반응 유동의 경우 재순환영역이 감소하고 재부착점의 위치가 후향계단에 보다 가까워 지고 있음을 알 수 있다. 여기에서, 비반응 유동과 반응 유동의 경우 본 LES 해석에 의한 재부착 길이는 각각  $x/h=7.0$  및  $x/h=4.5$ 로서 실험결과의  $x/h=6.8$  및  $x/h=4.4$ 을 정확히 예측하고 있다.

충분히 긴 시간 동안의 정확한 해를 구할 수 있다면 시간평균을 통한 유동의 해석은 와류가 유동(질량 또는 모멘텀 전달)에 미치는 영향을 고찰할 수 있는 유용한 수단이 된다[16]. Fig. 4는 비반응 및 반응 유동장에 대하여 각각 흐름방향 속도성분의 무차원 시간평균값( $u/U_0$ )을 실험결과[15]와 함께 도시한 것으로서, 예혼합 기체가 모델 연소기를 3번 통과하는 0.07s 동안의 시간평균을 취한 것이다. 비반응 유동에 비하여 반응 유동의 경우 예혼합 기체의 연소에 따른 열방출에 의하여 재순환영역의  $-x$  방향 속도(reverse velocity)가 증가할 뿐만 아니라 재부착 위치가 짧아지고 전형적인 채널 유동 형상을 급속히 회복하고 있음을 알 수 있다. Fig. 5는 흐름방향의 난류강도를 나타낸 것으로서 후향계단 근처의 좁

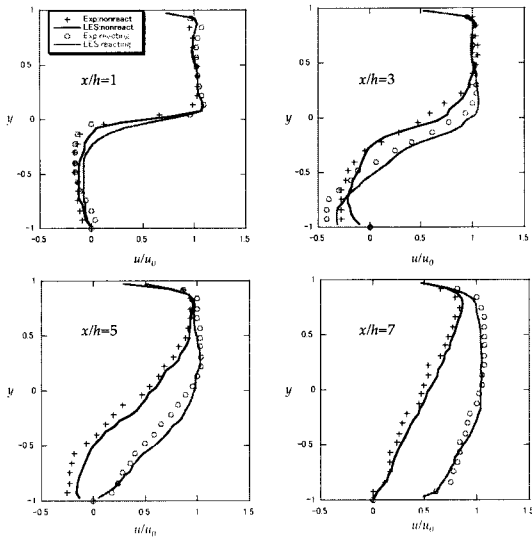


Fig. 4. Time averaged streamwise velocity component profiles for the nonreacting and reacting flows

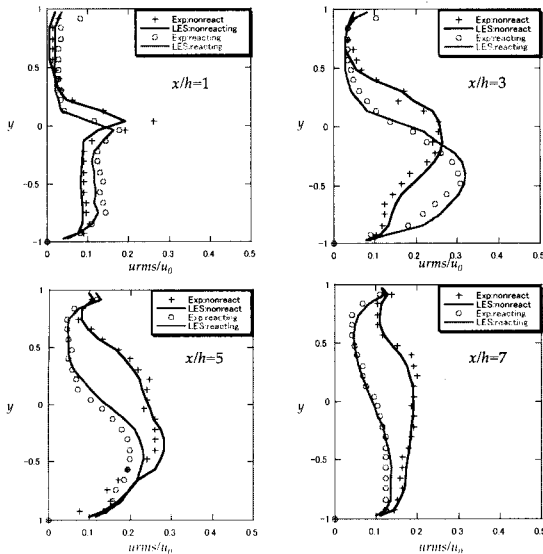


Fig. 5. Time averaged streamwise  $u$ -rms velocity fluctuation profiles for the nonreacting and reacting flows

은 전단층은 흐름방향으로 갈수록 완만하게 변하고 있다. 한편, 본 LES 해석에 의한 반응 유동과 비반응 유동의 평균속도 및 난류강도 분포는 Pitz and Daily[15]의 실험결과를 잘 예측하고 있음을 알 수 있다.

반응 유동장의 가시화를 위하여 Fig. 6에  $z=0$  평면에서의 온도, 와도, 화염형상( $G$ -field), 그리

고 유효 반응율을 도시하였다. 본 LES 해석은 후향계단에서 발달하는 와류 및 이의 성장 과정에 관한 거시적인 유동장의 분포를 효과적으로 예측하고 있음을 알 수 있다. 여기에서, 293K의 온도를 갖고 입구에서 들어오는 차가운 예혼합 기체는 자유전단층에서 후향계단 뒤쪽 재순환영역에 존재하는 뜨거운 연소 반응물과 혼합되어 연소반응이 생기기 때문에 이러한 자유전단층에서 유효 반응율이 높게 나타나고 있다. 한편, Fig. 7은 유동장 각 위치에서의 시간평균 온도분포를 실험결과와 함께 도시한 것으로서 본 LES 해석은 실험결과를 정확히 예측하고 있음을 알 수 있다.

한편, 시간에 따른 예혼합 화염전파 현상을 이해하기 위하여 Fig. 8에 시간에 따른 유동장의 온도 및 유선을 도시하였다. 각 프레임의 시간 간격은 93ms 이며 Fig. 8에 도시된 전체 시간은 0.07s로서 이는 입구에서 유입된 예혼합 기체가 대상 연소기를 3번 통과할 수 있는 시간에 해당한다. 후향계단 뒤쪽에서 점화된 화염은 자유전단층 및 재순환영역을 따라 발달하여 전체 유동장으로 퍼져나가고 있으며, DSGS 모델을 적용한 본 해석은 이러한 비정상 예혼합 화염의 전파를 효과적으로 적용할 수 있음을 알 수 있다.

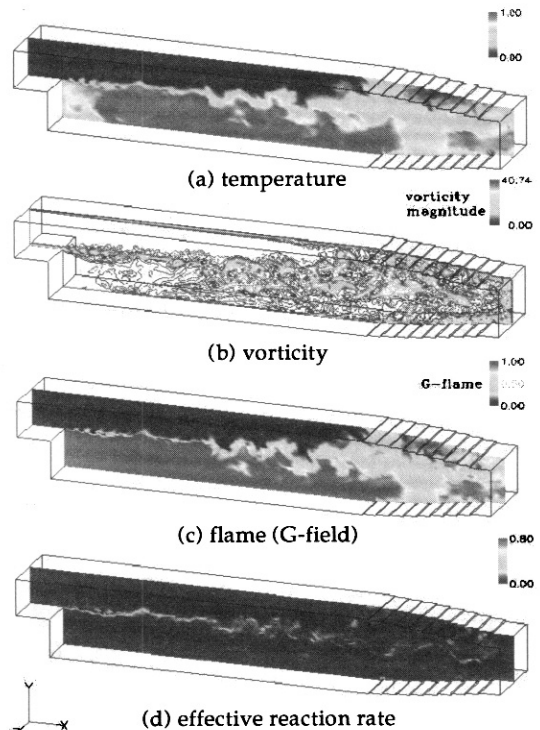


Fig. 6. Instantaneous scalar variables distribution at the center plane for the reacting flow

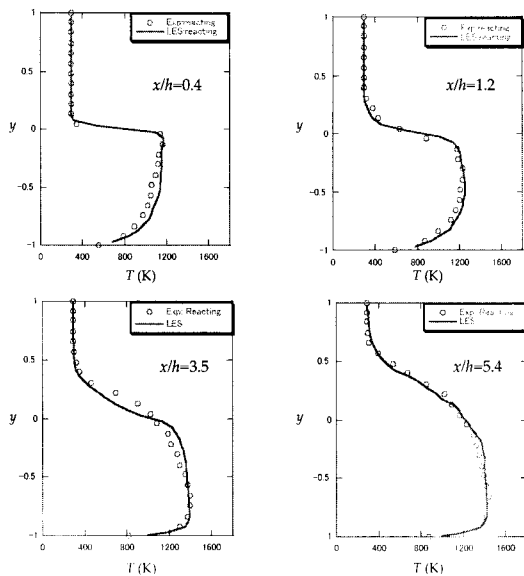


Fig. 7. Time averaged temperature profiles for the reacting flows

#### IV. 결론

본 연구에서는 이러한 비정상 연소 해석에 효과적인 Dynamic Smagorinsky SGS 모델을 적용한 LES 해석 기법을 도입하고 예혼합 연소 및 화염전파 모사를 위한 Dynamic Subgrid G-방정식을 소개하였다. 작성된 프로그램의 검증 및 형상이 복잡한 실제 연소기 내의 예혼합 연소 해석을 위하여  $Re_{\eta} = 22,100$  인 후향계단을 갖는 3차원 연소기 내의 비반응 및 프로판/공기 예혼합 반응 유동을 모사하였다. 본 LES 해석 결과는 실험결과와의 비교를 통하여 비반응 및 반응 유동 모두 흐름방향 시간평균 속도 및 난류 강도와 재부착점의 위치, 그리고 연소에 따른 온도분포를 정확히 예측할 뿐만 아니라 비정상 화염 전파의 가시화를 통하여 추진기관 및 연소기 내의 연소 불안정성과 같은 비정상 연소 현상을 이해하는데 LES 해석이 효과적으로 적용될 수 있음을 제시하였다.

#### 참고문헌

- 1) Moin, P., Squires, K., Cabot, W., and Lee, S., "A Dynamic Subgrid-Scale Model for Compressible Turbulence and Scalar Transport", *Phys. Fluids A*, Vol. 3, pp. 2746-2757, 1991.
- 2) Yang, K.-S., "Improvement on Large-Eddy Simulation Technique of Turbulent Flow", *Trans. KSME(B)*, Vol. 19, pp. 1691-1701, 1995.
- 3) Poimelli, U., "Large-Eddy and Direct Simulation of Turbulent Flows", *Lecture Notes on 9th Annual Conference of Canadian CFD*, 2001.
- 4) Menon, S. and Jou, W.-H., "Large-Eddy Simulations of Combustion Instability in an Axisymmetric Ramjet Combustor", *Combust. Sci. Tech.*, Vol. 75, pp. 53-72, 1991.
- 5) Park, N. S., "Study for LES of Turbulent Premixed Combustion Flows by using Dynamic Subgrid G-Equation Flamelet Models", Ph. D. Thesis, Univ. of Tokyo, Japan, 2000.
- 6) DesJardin, P. E., "Large Eddy Simulation of Strongly Radiating Nonpremixed Turbulent Jet Flames", Ph. D. Thesis, Purdue Univ., 1998.
- 7) Peters, N., "Laminar Flamelet Concepts in Turbulent Combustion", *21st Symp. (Int.) Comb.*, pp. 1231-1250, 1987.
- 8) Kerstein, A. R., Ashurst, W. T., and Williams, F. A., "Field Equation for Interface

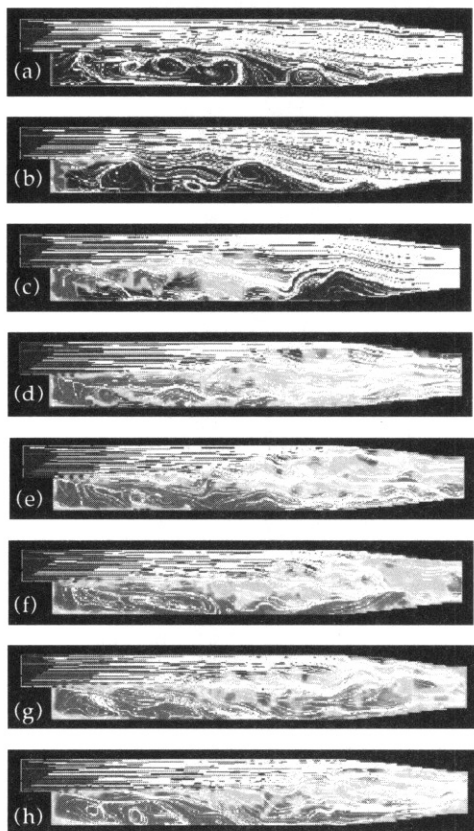


Fig. 8. Sequential series of instantaneous temperature and streamline from LES of flame

Propagation in an Unsteady Homogeneous Flow Field", *Phys. Rev. A*, Vol. 37, p. 2728, 1988.

9) Im, H. G., Lund, T. S., and Ferziger, J. ., "Large Eddy Simulation of Turbulent Front Propagation with Dynamic Subgrid Models", *Phys. Fluids*, Vol. 9, pp.3826~3833, 1997.

10) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., and Cabot, W. H., "A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model", *Phys. Fluids, A*, Vol. 3, pp. 1760, 1991.

11) Piana, J., Veynante, D., Candel, S., and Poinso, T., In Proceedings of the Second ERCOFAC Workshop on Direct and Large-Eddy Simulation, Grenoble, 1996.

12) McMurtry, P. A., Jou, W. H., Riley, J. J., and

Metcalfe, R. W., *AIAA J.*, Vol. 24, pp. 962~970, 1986.

13) Lesieur, M., Comte, P., and Houches, L, Session LVIX, Course 5, NATO ASI, pp. 221~255, 1993.

14) Kato S., Murakami S., and Yoshie R., 1993, "Calculation of Free Convection along a Headed Vertical Flat Plate", *Journal of Archit. Plann. Environ. Engng.*, AIJ, No. 449 (in Japanese), 1993.

15) Pitz, R. W. and Daily, J. W., "Combustion in a Turbulent Mixing Layer formed at a Rearward -Facing Step", *AIAA J.*, Vol. 21, No. 1, pp. 1565~1570, 1983.

16) 김만영, 백승욱, "후향계단을 갖는 원통형 연소기 내의 유동장 해석", 한국항공우주학회지, 제22권, 제3호, 1994, pp. 15~24.