

영역분할조건평균법을 이용한 난류에혼합화염내 난류운동에너지 생성에 관한 연구

임용훈* · 허강열**

Analysis of Flame Generated Turbulence for a Turbulent Premixed Flame with Zone Conditional Averaging

Yong Hoon Im* and Kang Yul Huh**

ABSTRACT

The zone conditional two-fluid equations are derived and validated against DNS database of a premixed turbulent flame. The conditional statistics of major flow variables are investigated to understand the mechanism of flame generated turbulence. The flow field in burned zone shows substantially increased turbulent kinetic energy, which is highly anisotropic due to reaction kinematics across thin flamelets. The transverse component may be larger than the axial component for a distributed pdf of the flamelet orientation angle, while the opposite occurs due to redistribution of turbulent kinetic energy and flamelet orientation normal to the flow at the end of a flame brush. The major source or sink terms of turbulent kinetic energy are the interfacial transfer by the mean reaction rate and the work terms by fluctuating pressure and velocity on a flame surface. Ad hoc modeling of some interfacial terms may be required for further application of the two-fluid model in turbulent combustion simulations.

Key Words : Premixed turbulent flame, Zone conditional averaging, Flame generated turbulence, Direct numerical simulation.

1. 서 론

비반응 난류유동과 달리 난류반응유동에서는 난류유동과 화학반응 사이의 밀접한 상호작용으로 인하여 난류연소 현상을 해석하는데 많은 어려움을 겪고 있으며 이러한 해석상의 어려움을 극복하기 위한 다양한 방법이 연구되어 왔다. 그 중에서 조건평균(Conditional averaging)을 이용한 방법은 비반응 난류유동[1-4]에서 뿐만 아니라 반응난류유동[5-9]에도 적용되어 난류연소 현상을 이해하는데 큰 기여를 하고 있다.

Damköhler 수가 매우 큰 반응유동에서는 급속 화학반응 가정이 성립하게 되어 예혼합연소의 경

우 반응가스와 생성가스가 매우 얇은 화염에 의해서 분리되어 있는 양상으로 파악 할 수 있으므로 조건평균법이 기존의 질량가중평균법보다 난류반응유동을 해석하는데 더 적합하다고 볼 수 있다.

Chen et al. [8]은 단속(intermittency) 함수를 이용한 이류체(two-fluid) 모델을 제시하였는데 주름진 층류화염에 대한 실험 결과와의 검증을 통해 모델의 타당성을 확인하였다. Spalding [10]은 두개의 서로 다른 영역에 작용하는 압력의 크기가 같다는 가정 하에 이상 유동 해석에 적용된 모델을 근간으로 하여 난류반응유동 해석을 위한 이류체 모델을 제시하였다. Spalding의 이류체 모델에서는 임의의 위치에서 반응가스와 생성가스에 의해서 점유된 시간의 비로 정의되는 변수로서 각 영역의 영향을 반영 하였으며 부력반응유동에 적용하여 모델의 타당성을 검증하였다[11].

* 포항공과대학교 기계공학과 대학원

† 연락저자, iyh@postech.ac.kr

** 포항공과대학교 기계공학과

Markatos 와 Kosifaki [12]는 Spalding의 이류체 모델을 간단한 일차원 난류연소 문제에 적용하여 모델의 검증을 수행하였는데 연소반응을 화염 면에서의 질량 천이로 처리하였다. Llegbushi [13]는 연소반응을 간단한 Arrhenius 형태의 식으로 처리하여 난류예혼합연소 해석을 수행하였으며 실험 결과와의 비교를 통하여 제시된 이류체 모델이 정성적인 경향을 잘 예측하고 있음을 보였다.

난류반응유동에 있어 Damköhler수가 충분히 큰 경우 난류는 화염의 근본 구조에는 영향을 미치지 못하지만 화염을 주름지게 하여 반응가스와의 접촉면을 넓히고 연료와 공기의 혼합을 촉진시킴으로써 연소율을 향상시킨다. 하지만 연소반응이 난류유동에 어떠한 영향을 끼치는지에 대해서는 아직까지 명확한 규명이 이루어지지 않고 있다. 그러나 최근 들어 실험기법의 발달과 더불어 난류화염 내에서 측정이 가능해지고 난류반응유동에 대한 DNS 해석이 이루어지면서 연소로 인한 난류운동에너지 생성과 관련한 연구가 새로운 국면을 맞이하고 있다. 특히 연소로 인하여 생성되는 난류운동에너지가 반응가스에서의 열전달, 배기가스의 생성 및 연소의 불안정성에 큰 영향을 끼치는 것으로 알려져 최근 환경문제와 관련하여 이에 대한 관심이 높아지고 있다.

Ballal [14]은 화염이 벽에 의해서 구속된 경우와 구속되지 않은 조건에서 연소로 인하여 생성되는 난류운동에너지의 증가 원인을 실험 및 간단한 수학적 해석을 통하여 연구하였다.

Furukawa [15]는 LDV측정 기법을 이용하여 난류예혼합 화염에서의 난류운동에너지를 측정하였는데 평균난류 화염대(turbulent flame brush)의 중간 영역에서는 반경 방향의 난류용력성분이 급격하게 증가하는 반면, 생성가스 영역에서는 난류운동에너지의 스펙트럼이 낮은 주파수 쪽으로 이동하며 축 방향 난류용력성분이 전체 난류운동에너지 크기를 좌우하는 것으로 밝혀졌다. Zhang과 Rutland [16] 그리고 Nishiki et al. [17]은 DNS 해석을 통하여 질량가중평균 된 난류운동에너지 지배방정식의 각 항의 크기 분포를 조사하였으며, 연소로 인하여 생성되는 난류운동에너지는 열발열비에 비례하여 증가하고 압력교란과 관련한 상관 항들이 연소로 인한 난류운동에너지의 증가에 큰 영향을 끼치는 것을 밝혀내었다.

본 연구에서는 기존의 질량가중평균법 대신 영역분할조건평균법을 적용하여 난류예혼합연소 현상을 해석하고자 하였다. 특히 연소로 인하여 생성되는 난류운동에너지의 특성을 난류예혼합연소에 대한 DNS 결과에 근거하여 해석하고 영역분할평균법으로 유도되는 조건 평균된 지배방정식의 타당성을 검증하고자 한다.

2. 영역분할조건평균법

영역분할조건평균을 구현하기 위해서 아래와 같이 Heaviside 함수를 도입하여 지표함수를 정의한다.

$$H_c(c; \mathbf{x}, t) = H(c - c^*) = \begin{cases} 1 & \text{if } c(\mathbf{x}, t) \geq c^* \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (1)$$

여기서 C^* 는 두 가스영역을 나누는 경계면을 결정하는 값이고, 화염 면은 매우 큰 Damköhler 수 가정 하에서 화염 안에 존재할 수 있는 확률이 무시될 수 있을 정도로 얇다고 가정한다. 이러한 조건에서는 지표함수의 평균값과 Reynolds 평균된 반응진행변수 C 의 평균값이 근사적으로 같아지게 된다.

$$\langle H_c \rangle = \bar{c}. \quad (2)$$

또한 위의 성질로부터 임의의 변수 Φ 에 대해 다음과 같은 관계식들이 성립한다.

$$\langle H_c \Phi \rangle = \bar{c} \langle \Phi \rangle, \quad (3)$$

$$\langle (1 - H_c) \Phi \rangle = (1 - \bar{c}) \langle \Phi \rangle, \quad (4)$$

여기서 $\langle \Phi \rangle_u$ 와 $\langle \Phi \rangle_b$ 는 반응가스와 생성가스 영역에서 조건평균된 값을 각각 의미한다. 위에서 정의된 Heaviside 함수에 대한 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial H_c}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla H_c = S_d \Sigma \quad (5)$$

여기서 변위속도 S_d 는 층류화염속도 S_L 와 같다고 가정하였으며 순간 화염면적 밀도는 아래 식으로 정의된다.

$$\Sigma = |\nabla c| \delta(c - c^*) \quad (6)$$

질량, 운동량, 그리고 난류운동에너지에 대한 영역분할조건평균된 지배방정식은 각 변수에 대한 순간 지배방정식에 반응가스영역에 대해서는 $(1-H)$, 생성가스영역에 대해서는 H 를 곱하여 Reynolds 평균을 함으로서 얻을 수 있다. 각 영역에 대하여 조건평균된 질량, 운동량, 그리고 난류운동 에너지에 대한 지배방정식은 부록에 나와 있는 바와 같다.

조건평균된 질량, 운동량, 그리고 난류운동에너지 지배방정식에서는 닫힌 문제를 야기하는 항들이 발생하게 되는데 영역분할조건평균법을 이용

한 수치해석 결과를 얻기 위해서는 다음과 같은 항들에 대한 모델링이 이루어져야 한다.

$$\langle P \rangle_m, \langle v \rangle_m, \langle v \cdot v \rangle_m, \langle P'v \rangle_m, \langle P'n \rangle_m, \langle v \cdot n \rangle_m, \langle P'v \cdot n \rangle_m, \Sigma_f \quad (7)$$

여기서 아래 첨자 u, su는 반응가스 영역에서의 체적 및 표면 평균값들을 의미하며 생성가스 영역에 대해서는 b, sb로 표시된다. 영역분할조건 평균법에서는 각 영역을 밀도가 일정한 비반응 유동으로 취급하므로 경계면에서의 표면평균과 관련한 항들을 제외하고는 비반응 유동에 대해서 적용되는 모델을 그대로 사용할 수 있는 장점이 있다.

3. 영역분할조건평균을이용한DNS데이터해석

난류예혼합연소에 대한 Nishiki et al. [18]의 DNS 결과를 이용하여 영역분할조건평균을 적용하여 얻어지는 주요 변수들의 평균값들과 닫힌 문제로 발생하는 항들의 통계적 거동에 대한 해석을 수행하였다. DNS는 균일한 난류유동장에서 전파되는 난류예혼합화염에 대하여 수행되었으며 입구조건을 적절하게 변경함으로써 완전 발달된 정상 화염의 결과를 얻을 수 있었다. [18] DNS 수치해석의 계산 영역 및 구성과 운전조건은 Fig. 1과 Table 1에 각각 나타내었다.

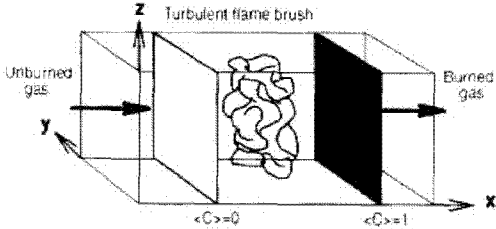


Fig 1. Configuration of direct numerical simulation for a premixed turbulent flame [18]

Table 1 Simulation conditions of DNS

ρ_u / ρ_b	T_a	U_L	e_L	u' / U_L
7.53	2260K	0.6 m/s	0.217mm	0.88
l_i / e_L	Re_{it}			
15.9	95.5			

T_a : adiabatic temp. e_L : flamelet thickness

l_i : integral length scale U_L : laminar flame speed

난류예혼합연소에서 반응유동장은 반응가스와 생성가스 그리고 매우 얇은 화염으로 이루어진 반응영역으로 구성되어 있다. 매우 얇은 반응영역에서는 변수들의 값들이 급격한 구배를 가지게 되는데 본 연구에서는 이를 적절하게 처리하기 위해서 표면평균의 개념을 도입하였다.

요동하는 임의의 변수 Φ 에 대하여 비조건 평균값을 구하는 식은 다음과 같다.

$$\bar{\Phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \Phi(t) dt. \quad (8)$$

조건체적 및 표면평균값을 구하는 식은 반응진행변수 c 를 척도로 하여 아래와 같이 주어진다.

$$\langle \Phi \rangle_c = \langle \Phi | c < c_u^* \rangle \quad (9)$$

$$\langle \Phi \rangle_c = \langle \Phi | c > c_b^* \rangle \quad (10)$$

$$\langle \Phi \rangle_m = \langle \Phi | c_u^* < c < c_m^* \rangle \quad (11)$$

$$\langle \Phi \rangle_m = \langle \Phi | c_m^* < c < c_b^* \rangle \quad (12)$$

여기서 c_u^* , c_m^* , c_b^* 그리고 c_b^* 는 조건체적 및 표면평균의 샘플링 범위를 결정짓는 경계 값을 의미한다. 민감도 조사 결과 조건 평균된 값들은 경계 값들의 변화에 크게 민감하지 않은 것으로 나타났으며 본 연구에서 사용된 경계 값들이 Table 2에 나와 있다. 일반적으로 DNS의 시뮬레이션 시간이 변수의 평균값들의 시간독립성을 보장할 만큼 충분히 길지 않기 때문에 본 연구에서는 ergodic 이론과 등방난류조건에 근거하여 시간 및 공간평균을 동시에 취하여 조건 평균된 값들을 구하였다. DNS 결과에 대해 조건평균값을 구하는 식은 아래와 같다.

$$\bar{\Phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \langle \Phi(t) \rangle dt \quad (13)$$

$$\langle \Phi(t) \rangle = \frac{\sum_{n=1}^N \Phi}{N}. \quad (14)$$

Table 2 Criteria for conditional averaging

	Volume average	Surface average
Unburned zone	$c \leq 0.001$	$0.001 \leq c \leq 0.005$
Burned zone	$c \geq 0.999$	$0.995 \leq c \leq 0.999$

4. 결 과

Fig. 2는 DNS 계산 영역에서 축 방향에 수직한 단면에서의 순간 반응진행변수의 공간분포를 보여주고 있다. 화염이 난류의 영향으로 인하여 주름져 있으며 화학반응 영역이 어느 정도의 두께를 가지고 있음을 확인 할 수 있다.

조건 평균된 축 방향 속도성분의 평균난류화염대내에서의 분포가 Fig. 3에 나타나 있다. 반응가스영역에서의 조건체적 및 표면평균값은 평균난류화염대의 선단부에서 약간의 차이를 보이다가 화염대의 말미에서는 거의 같은 값을 갖는 반면, 생성가스영역에서의 조건평균값들은 평균난류화염대내에서 그 차이가 갈수록 커지고 있음을 볼 수 있다.

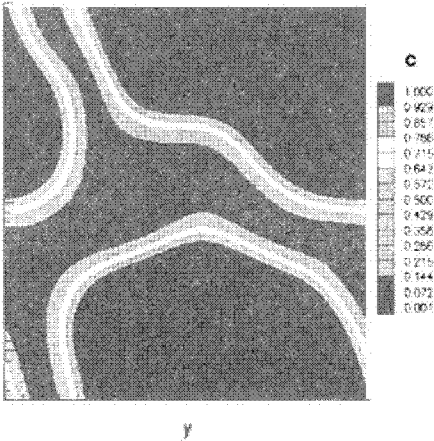


Fig. 2 Contours of instantaneous reaction progress variable on a y-z plane

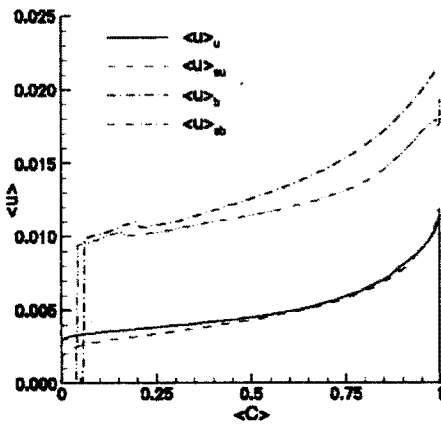


Fig. 3 Comparison of the axial components of volume and surface average conditional velocities in unburned and burned zone

평균난류화염대내에서 조건체적 및 표면평균된 압력 값들의 거동이 Fig. 4에 나와 있다. 각 영역에서의 조건체적 및 표면 평균된 압력 값들은 근사적으로 차이가 거의 없음을 볼 수 있다.

반응가스와 생성가스영역에서의 조건표면평균 값들의 차이는 $\rho \cdot \tau (S_L^2 / \nu)$ 의 관계식으로 나타낼 수 있는데, 평균난류화염대내에서 평균 인장 함수 λ 가 단조 증가하는 경향을 보이므로 조건평균압력 값들의 차이 역시 τ 에 비례하여 단조 증가하는 경향을 보이고 있다.

평균인장함수, 화염밀도함수, 그리고 평균반응률의 평균난류화염대내에서의 거동이 Fig. 5에 나타나 있다. 여기서 평균인장함수의 크기는 국부적인 화염밀도함수와 평균 반응률로부터 구하였다.

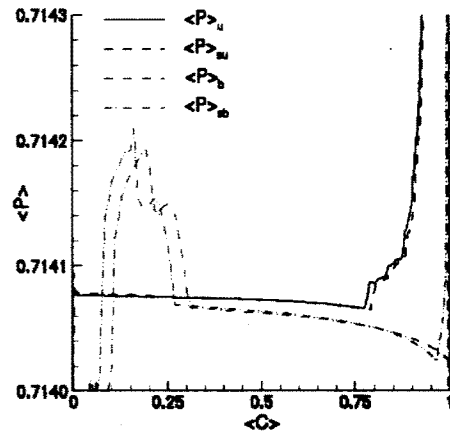


Fig. 4 Comparison of volume and surface average conditional pressure in unburned and burned zone

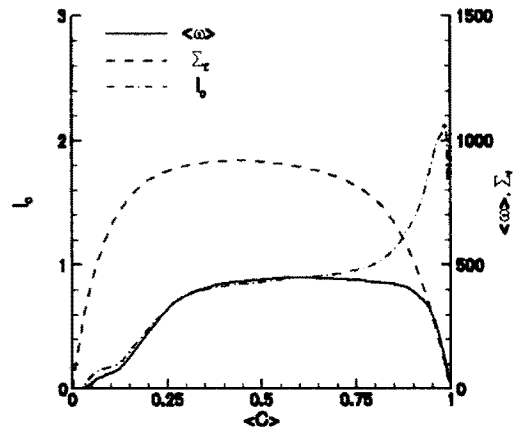


Fig. 5 Profiles of mean stretch factor, flame surface density and mean reaction rate

반응가스와 생성가스 영역에서의 조건 평균된 난류운동에너지 값의 평균난류화염대내에서의 거동이 Fig. 6에 나타나 있다. 반응가스영역에서 조건 평균된 난류운동에너지 값은 평균난류화염대내에서 단조롭게 감소하고 있는데 반해, 생성가스영역에서 조건 평균된 난류운동에너지는 급격하게 증가하고 있는 양상을 보여주고 있는데 \bar{c} 값이 0.9 근처에서 최대값을 가진 이후 급격하게 감소하고 있음을 볼 수 있다. 이는 그림 9에서 보는 바와 같이 급격하게 증가하고 있는 난류소멸률과 밀접한 관련을 갖는 것으로 보인다.

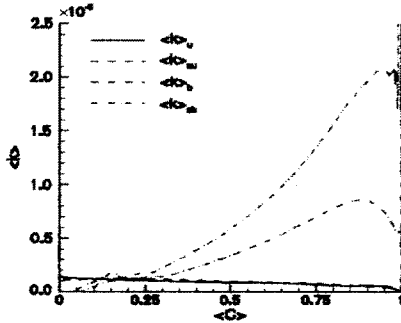
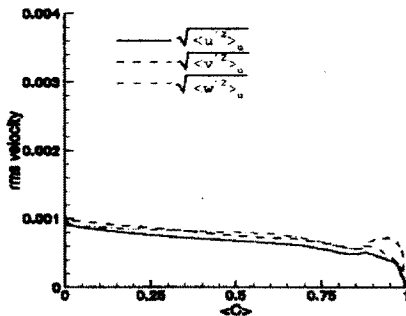
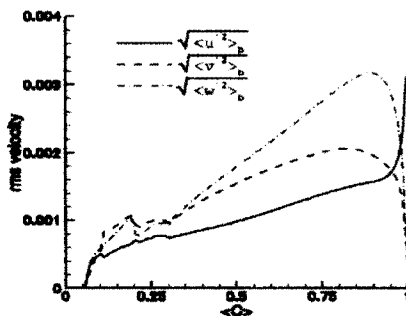


Fig. 6 Volume and surface average conditional turbulent kinetic energy in unburned and burned zone



(a) Unburned zone



(b) Burned zone

Fig. 7 Three components of conditional rms velocities in unburned and burned zone

평균난류화염대내에서의 rms 난류운동에너지의 거동이 Fig. 7에 나타나 있다. 반응가스영역 조건 평균값들은 등방성을 유지하면서 단조 감소하는 경향을 보이는 반면 생성가스영역 조건평균값들은 반경방향의 운동 성분이 축방향 운동 성분보다 커지는 비등방성을 보이면서 급격하게 증가하고 있음을 알 수 있는데 이는 Furukawa [15]가 실험적으로 측정된 결과와도 일치한다.

연소로 인한 난류운동에너지의 비등방성 정도를 알아보기 위하여 DNS 결과를 이용하여 평균난류화염대내에서의 AIM(Anisotropy Invariant Map)을 조사해보았다. Fig. 8에서 보는 바와 같이 연소가 일어나기 이전에 등방성을 유지하고 있던 난류운동은 연소가 일어남에 따라 평균난류화염대내에서 비등방성을 갖는 난류운동으로 바뀌어 가는 것을 확인 할 수 있다.

각 영역에서의 조건 체적 평균된 난류소멸률의 평균난류화염대내에서의 거동이 Fig. 9에 나와 있다. 반응가스영역의 조건평균값의 거동은 비반응 난류 운동장에서의 감쇠난류의 전형을 보여주는 반면 생성가스영역의 조건평균값들은 화염대내에서 급격히 증가하는 경향을 보이고 있다.

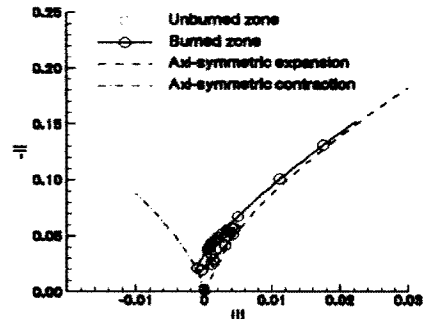


Fig. 8 AIM of turbulent flow field in unburned and burned zone

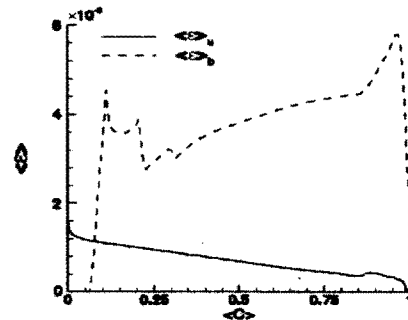
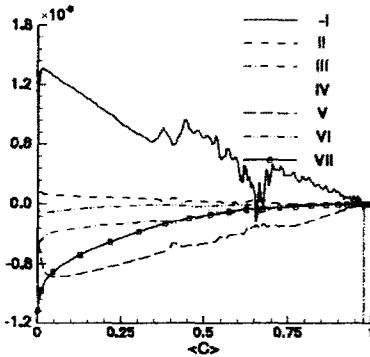
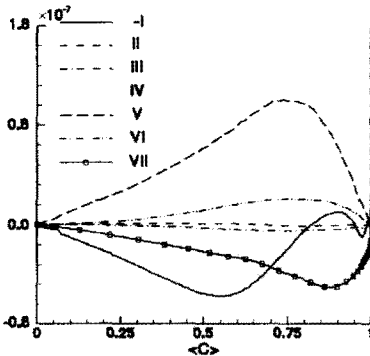


Fig. 9 Volume average conditional dissipation rates of turbulent kinetic energy in unburned and burned zone

Fig. 10에서는 영역분할조건평균된 난류운동에너지 지배방정식에 대한 budgets을 나타내었는데, 연소에 의한 경계천이항 V가 생성가스 영역에서의 급격한 난류운동에너지 증가에 주된 원인으로 작용하고 있음을 볼 수 있다. 반응가스 영역에서도 경계천이항 V는 대류유속의 유입 항과 평형을 이루는 역할을 하고 있다. Fig. 10(b)에서 보듯이 IV항은 평균난류화염대의 전반부에서는 거의 영향을 끼치지 못하고 있지만 화염대의 말미로 감에 따라 상쇄 항으로서 전체 budgets에 큰 영향을 끼치고 있음을 알 수 있다.



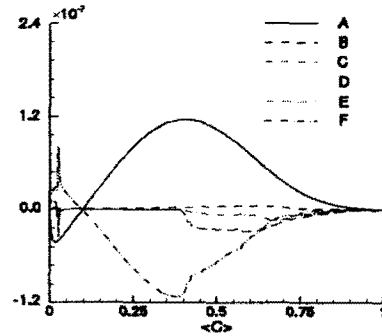
(a) Unburned zone



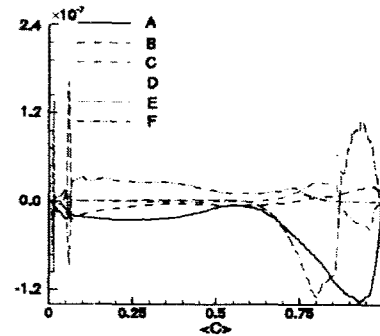
(b) Burned zone

Fig. 10 Budgets for the zone conditional conservation equations of turbulent kinetic energy in unburned and burned zone

Fig. 11은 부록에 나와 있는 압력과 관련된 항 IV를 다른 형태로 표현한 식에 대한 budgets을 나타낸 것이다. 반응가스영역에서는 A와 F항이 지배적인 영향을 끼치고 있으나 그 영향이 서로 상쇄되어서 전체 budgets에는 큰 영향을 끼치지 못하고 있음을 알 수 있다. 반면 생성가스영역에서는 A, D, 그리고 E항이 전체 budgets의 균형에 지배적인 역할을 하고 있음을 알 수 있는데



(a) Unburned zone



(b) Burned zone

Fig. 11 Budgets of the decomposed pressure-related terms for conditional turbulent kinetic energy in Appendix

D와 E항이 근사적으로 서로 상쇄되어 결국 A항만이 주요 영향을 끼치는 것을 알 수 있다.

연소로 인하여 생성되는 난류운동에너지는 외부에서 걸리는 압력구배에 많은 영향을 받는 것으로 알려져 있다. [19,20] 정체유동에서와 같이 유동의 진행방향으로 양의 압력구배가 걸리는 경우에는 화염이 좀 더 주름지게 되고, 난류연소율이 증가하며 난류운동에너지의 생성 또한 촉진되는 반면 음의 압력구배가 걸리는 경우에는 반대의 양상이 전개된다. 외부에서 압력구배가 걸리는 경우에는 생성가스영역에서 D와 E 항의 영향이 서로 상쇄되지 않고 생성 혹은 상쇄 항으로서 난류운동에너지의 증가 및 감소에 영향을 끼치는 것으로 판단된다. 정체유동에서 안정화된 난류에 혼합화염의 경우에는 외부 압력구배가 걸리지 않는 감쇠난류 조건에서 안정화된 화염과 난류유동의 특성이 크게 달라진다. Cheng and Shepherd [21]의 실험결과에서는 평균난류화염대내에서 축방향 성분의 난류강도가 반경방향 성분의 난류강도보다 큰 값을 갖는데 반해 DNS [18], Cho et al. [22], 그리고 Furukawa [15]의 결과에서는 평균난류화염대에서 반경방향의 성분이 더 크게 발

달하고 있음을 볼 수 있는데, 이는 축방향으로 걸리는 압력구배와 밀접한 관계를 갖는 것으로 보인다. 축방향으로 매우 큰 압력구배가 걸리는 Cheng and Shepherd [21] 실험의 경우에는 축방향 난류성분의 강도가 반경방향보다 더 크게 생성되는 반면 벽에 좀더 가까운 위치에서 화염의 안정화가 이루어진 Cho et al. [22]의 실험에서는 상대적으로 작은 축방향 압력구배가 걸리게 되고, 반경방향의 난류성분이 좀더 지배적인 양상을 띠게 된다. 축방향 압력구배가 걸리지 않는 DNS계산과 Furukawa [15] 실험의 경우에도 같은 이유로 반경방향의 난류성분이 더 지배적인 양상을 띠는 것으로 파악된다.

5. 결론

본 연구에서는 난류예혼합화염 해석을 위하여 영역분할조건평균법을 이용한 이류체 모델의 개발을 수행하였으며 유도된 조건평균지배방정식의 타당성을 조사하기 위하여 난류예혼합연소 DNS 해석 결과를 이용하여 주요 변수의 조건평균값들의 특성에 대하여 연구하였다. 이류체 모델의 지배방정식은 각 영역에서 조건체적평균된 항들과 경계천이를 기술하는 조건표면평균된 항들로 이루어져 있는데 경계면에서의 조건표면평균항이 연소로 생성되는 난류운동에너지와 밀접한 연관을 갖는다는 것을 확인 할 수 있었다. DNS 결과를 이용하여 난류운동에너지에 대한 조건평균지배방정식의 budgets을 해석해 본 결과 평균반응율과 조건표면평균된 난류운동에너지의 곱으로 이루어진 항과 화염표면에서 속도와 압력교란의 곱으로 이루어진 상관 항이 연소로 인한 난류운동에너지 생성에 지배적인 영향을 끼치는 것으로 밝혀졌다. 후자의 항은 외부압력구배가 걸리지 않는 경우에는 무시할 수 있을 정도로 작지만 정체유동에서 안정화된 난류화염과 같이 외부 압력구배가 걸리는 경우에는 생성 항으로서 중요한 역할을 하는 것으로 보인다.

후 기

본 연구는 연소기술연구센터(CERC)의 도움으로 이루어졌습니다. 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

[1] Schneider, G. M. et al., " Velocity Measurement in a Processing Jet Flow Using a Three Dimensional LDA Systems," *Exp. In Fluids*, Vol. 23, Issue 2, 1997, pp. 89-98.

[2] Koso, T., Noshino, Y., Senoo, Y., " Study on the Nature of Turbulent Intermittency Using LDA with Selective Seeding," *Trans. JSME*, Vol. 55, No. 511, 1989, pp. 631-639.

[3] Adrian, R. J., Ditter, J. L., " Local Flow Structures Defined by Kinematic Events in Isotropic Turbulence," *11. Symposium on Turbulence*, 1989.

[4] Osaka, H., Mochizuki, S., and Sato, T., " Turbulent Structure of a Plane Wall Jet Disturbed by a Circular Cylinder," *Trans. JSME*, Vol. 55, No. 517, 1989, pp. 2694-2701.

[5] Klimenko, A. Y. and Bilger, R. W., " Conditional Moment Closure for Turbulent Combustion," *Prog. in Enrgy and Comb. Sci.*, Vol. 25, 1999, pp. 595-687.

[6] Roomina, M. R. and Bilger, R. W., " Conditional Moment Closure Prediction of a Turbulent Methane Air Jet Flame," *Comb and Flame*, Vol. 125, Issue 3, 2001, pp. 1176-1195.

[7] Kim, S. H., Huh, K. Y. and Tao, L., "Application of the Elliptic Conditional Moment Closure Model to a Two-Dimensional Nonpremixed Methanol Bluff-Body Flame," *Comb. and Flame*, Vol. 120, Issue 1-2, 2000, pp. 75-90.

[8] Chen, J. Y., Lumley, J. E. and Gouldin, F. C., " Modeling of Wrinkled Laminar Flames with Intermittency and Conditional Statistics," *21th Symp. (International) on Combustion*, 1986, pp. 1483-1491.

[9] Swaminathan, N. and Bilger, R. W., " Assessment of Combustion Submodels for Turbulent Nonpremixed Hydrocarbon Flames," *Comb. and Flame*, Vol. 116, Issue 4, 1999, pp. 519-545.

[10] Spalding, D. B., "The Two-Fluid Model of Turbulence Applied to Combustion Phenomena," *AIAA Journal*, Vol. 24, No. 6, pp. 876-88.

[11] Spalding, D. B., " A Turbulence Model for Buoyant and Combusting Flows," *Int. Jour. Numerical Methods in Eng.*, Vol. 24, 1987, pp. 1-23.

[12] Markatos, N. C. and Kotsifaki, C. A., " One-Dimensional, Two-Fluid Modeling of Turbulent Premixed Flames," *Appl. Math. Modeling*, Vol. 18, 1994, pp. 646-657.

[13] Llegbusi, O. J., " On Two-Fluid Model of Turbulent Combustion Phenomena," *Proc. of the ASME Heat Transfer Division*, 1996, pp. 55-75.

[14] Ballal, D. R., " Studies of Turbulent Flow-Flame Interaction," *AIAA Journal*, Vol. 24, No. 7, 1985, pp. 1148-1154.

[15] Furukawa, J., "Investigation of Flame Generated Turbulence in a Large-Scale and Low-Intensity Turbulent Premixed Flame with a 3-Element Electrostatic Probe and a 2-D LDV," *Comb. Sci. and Tech.*, Vol. 154, 2000, pp. 163-178.

[16] Zhang, S. and Rutland, C. J., "Premixed Flame Effects on Turbulence and Press-related Terms," *Comb. and Flame*, Vol. 102, 1995, pp. 447-461.

[17] Nishiki, S., Hasegawa, T., Borghi, R. and Himeno, R., "Modeling of Flame Generated Turbulence Based on DNS database," *Twenty-Ninth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, P.2017, 2002.

[18] Nishiki, S., "DNS and Modeling of Turbulent Premixed Combustion," *Ph.D. Thesis*, Nagoya Institute of Technology, January 2003.

[19] Veynante, P. and Poinso, T., "Effects of Pressure Gradients on Turbulent Premixed Flames," *J. Fluid Mech.* Vol. 353, 1997, pp. 83-114.

[20] Boughanem, H., "Evaluation des termes de transport et de dissipation de surface de flamme par simulation numerique directe de la combustion turbulente," *Ph. D. thesis*, Univ. of Rouen (France).

[21] Cheng, R. K., Shepherd, I. G., "The Influence of Burner Geometry on Premixed Turbulent Flame Propagation," *Comb. and Flame*, Vol. 85, 1991, pp. 7-26.

[22] Cho, P. W., Law, C. K., Cheng, R. K. and Shepherd, I. G., "Velocity and Scalar Fields of Turbulent Premixed Flames in Stagnation Flow," *Proc. Combust. Inst.*, 22, 1998, pp. 739-745.

부 록

(A) Zone conditioned governing equations of mass, momentum, and turbulent kinetic energy
Continuity:

$$\frac{\partial}{\partial t} [(1-\bar{c})\rho_u] + \nabla \cdot [(1-\bar{c})\rho_u \langle \mathbf{v} \rangle_u] = -\langle \rho S_{L_u} \rangle_{su} \Sigma_f \quad (A1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{c}\rho_b) + \nabla \cdot (\bar{c}\rho_b \langle \mathbf{v} \rangle_b) = \langle \rho S_{L_b} \rangle_{sb} \Sigma_f \quad (A2)$$

Momentum:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [(1-\bar{c})\rho_u \langle \mathbf{v} \rangle_u] + \nabla \cdot [(1-\bar{c})\rho_u \langle \mathbf{v} \rangle_u \langle \mathbf{v} \rangle_u] \\ &= -\nabla \cdot [(1-\bar{c})\rho_u \langle \mathbf{v}\mathbf{v}' \rangle_u] - (1-\bar{c}) \langle \nabla P \rangle_u \\ & - \rho_u S_{L_u} \langle \mathbf{v} \rangle_{su} \Sigma_f \end{aligned} \quad (A3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\bar{c}\rho_b \langle \mathbf{v} \rangle_b) + \nabla \cdot (\bar{c}\rho_b \langle \mathbf{v} \rangle_b \langle \mathbf{v} \rangle_b) \\ &= -\nabla \cdot (\bar{c}\rho_b \langle \mathbf{v}\mathbf{v}' \rangle_b) - \bar{c} \langle \nabla P \rangle_b + \rho_b S_{L_b} \langle \mathbf{v} \rangle_{sb} \Sigma_f \end{aligned} \quad (A4)$$

Turbulent kinetic energy:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[(1-\bar{c})\rho_u \frac{\langle \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}' \rangle_u}{2} \right] + \nabla \cdot \left[(1-\bar{c})\rho_u \langle \mathbf{v} \rangle_u \frac{\langle \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}' \rangle_u}{2} \right] \\ &= -\nabla \cdot \left[(1-\bar{c})\rho_u \frac{\langle \mathbf{v}\mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}' \rangle_u}{2} \right] - (1-\bar{c})\rho_u \langle \mathbf{v}\mathbf{v}' \rangle_u : \nabla \langle \mathbf{v} \rangle_u - \\ & (1-\bar{c}) \left(\langle \mathbf{v} \cdot \nabla P \rangle_u - \langle \mathbf{v} \rangle_u \cdot \langle \nabla P \rangle_u \right) - \rho_u S_{L_u}^0 \langle \alpha \rangle \frac{\langle \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}' \rangle_{su}}{2} \Sigma_f \\ & - \rho_u S_{L_u}^0 \langle \alpha \rangle \frac{1}{2} \left(\langle \mathbf{v} \rangle_{su} - \langle \mathbf{v} \rangle_u \right) \cdot \left(\langle \mathbf{v} \rangle_{su} - \langle \mathbf{v} \rangle_u \right) \Sigma_f \\ & + (1-\bar{c}) \langle \tau' : (\nabla \mathbf{v})' \rangle_u \end{aligned} \quad (A5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[\bar{c}\rho_b \frac{\langle \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}' \rangle_b}{2} \right] + \nabla \cdot \left[\bar{c}\rho_b \langle \mathbf{v} \rangle_b \frac{\langle \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}' \rangle_b}{2} \right] = \\ & -\nabla \cdot \left[\bar{c}\rho_b \frac{\langle \mathbf{v}\mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}' \rangle_b}{2} \right] - \bar{c}\rho_b \langle \mathbf{v}\mathbf{v}' \rangle_b : \nabla \langle \mathbf{v} \rangle_b \\ & - \bar{c} \left(\langle \mathbf{v} \cdot \nabla P \rangle_b - \langle \mathbf{v} \rangle_b \cdot \langle \nabla P \rangle_b \right) + \rho_b S_{L_b}^0 \langle \alpha \rangle \frac{\langle \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}' \rangle_{sb}}{2} \Sigma_f \\ & + \rho_b S_{L_b}^0 \langle \alpha \rangle \frac{1}{2} \left(\langle \mathbf{v} \rangle_{sb} - \langle \mathbf{v} \rangle_b \right) \cdot \left(\langle \mathbf{v} \rangle_{sb} - \langle \mathbf{v} \rangle_b \right) \Sigma_f \\ & + \bar{c} \langle \tau' : (\nabla \mathbf{v})' \rangle_b \end{aligned} \quad (A6)$$

(B) Alternative forms of the term IV in conditional turbulent kinetic energy equations

$$\begin{aligned}
 & -\left(1-\bar{c}\right)\left(\langle\mathbf{v} \cdot \nabla P\rangle_u-\langle\mathbf{v}\rangle_u \cdot\langle\nabla P\rangle_u\right)= \\
 & -\nabla \cdot\left[\underbrace{\left(1-\bar{c}\right)\langle\mathbf{v} p'\rangle_u}_A\right]+\underbrace{\left(1-\bar{c}\right)\langle p'(\nabla \cdot \mathbf{v})'\rangle_u}_B \\
 & -\underbrace{\left(\langle P\rangle_u-\langle P\rangle_{su}\right)\left(\langle\mathbf{v}\rangle_u-\langle\mathbf{v}\rangle_{su}\right) \cdot \nabla \bar{c}}_C \\
 & +\underbrace{\left(\langle\mathbf{v}\rangle_{su}-\langle\mathbf{v}\rangle_u\right) \cdot\langle p' \mathbf{n}'\rangle_{su}}_D \Sigma_f+ \\
 & \underbrace{\left(\langle P\rangle_{su}-\langle P\rangle_u\right)\langle\mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}'\rangle_{su}}_E \Sigma_f-\underbrace{\langle p' \mathbf{v}'\rangle_{su} \cdot \nabla \bar{c}}_F \quad (B1)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -\bar{c}\left(\langle\mathbf{v} \cdot \nabla P\rangle_b-\langle\mathbf{v}\rangle_b \cdot\langle\nabla P\rangle_b\right)= \\
 & -\nabla \cdot\left[\underbrace{\bar{c}\langle\mathbf{v} p'\rangle_b}_A\right]+\underbrace{\bar{c}\langle p'(\nabla \cdot \mathbf{v})'\rangle_b}_B \\
 & +\underbrace{\left(\langle P\rangle_b-\langle P\rangle_{sb}\right)\left(\langle\mathbf{v}\rangle_b-\langle\mathbf{v}\rangle_{sb}\right) \cdot \nabla \bar{c}}_C \\
 & +\underbrace{\left(\langle\mathbf{v}\rangle_b-\langle\mathbf{v}\rangle_{sb}\right) \cdot\langle p' \mathbf{n}'\rangle_{sb}}_D \Sigma_f+ \\
 & \underbrace{\left(\langle P\rangle_b-\langle P\rangle_{sb}\right)\langle\mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}'\rangle_{sb}}_E \Sigma_f+\underbrace{\langle p' \mathbf{v}'\rangle_{sb} \cdot \nabla \bar{c}}_F \quad (B2)
 \end{aligned}$$