

# 영역조건평균에 기초한 난류연소속도의 직접수치해법검증

김수엽\* · 허강열\*\*

## Validation of an asymptotic zone conditional expression for turbulent burning velocity against DNS database

Sooyoub Kim, Kang Y. Huh

### ABSTRACT

Zone conditional formulations for the Reynolds average reaction progress variable are used to derive an asymptotic expression for turbulent burning velocity. New DNS runs are performed for validation in a statistically one dimensional steady state configuration. Parametric study is performed with respect to turbulent intensity, integral length scale, density ratio and laminar flame speed. Results show good agreement between DNS results and the asymptotic expression in terms of measured maximum flame surface density and estimated turbulent diffusivity in unburned gas.

**Key Words** : Turbulent burning velocity, Direct numerical simulation, Zone conditional averaging, Premixed turbulent flame

### 기 호 설 명

$c$  : 반응진행변수  
 $S_L$  : 층류화염속도

$\Sigma$  : 화염면적밀도  
 $U_T$  : 난류연소속도

### 1. 서 론

지금까지 난류예혼합화염에서 화염대의 평균진파속도를 의미하는 난류연소속도의 정의에 대해서는 많은 논쟁이 있다. 실용 연소기에서의 공학적 중요성에도 불구하고, 화염의 형태와 실험 조건에 따라 난류연소속도에 대한 실험식의 오차범위는 상당히 크다. 실험적인 관계식[1]이나 유사한 함수형태를 가진 조율상수[2]를 이용한 이론적, 분석적 표현식들이 있으나 현재까지는 다양한 연소 영역에서 신뢰할 만한 예측이 어렵다는

것이 중론이다. 주어진 실험 조건에서 난류 연소속도로 정의할 수 있는 유일한 측정값은 존재하지 않는다는 비판적인 견해도 있다[3]. 그러나 이는 난류예혼합화염의 특성에 대한 매개변수나 물리적 현상의 목록을 완벽히 고려하지 못하는 것에 기인한 결과일 수도 있다. 예를 들어, 외부의 압력구배[4], stagnating flow[5] 또는 화염면적밀도를 증가시키는 화염 불안정성[6] 등이 있다.

난류연소에서 불규칙하게 변화하는 스칼라와 반응물을 다루기 위해서 통계적 평균법이 필요하다. 무조건적인 Favre 평균은 비선형적인 평균반응률을 적절히 처리하기 어려운 반면, 조건평균법은 그런 문제점을 해결하는데 유용한 것이 증명되었다. 혼합분율에 대한 조건 평균을 취하는 Conditional Momentum Closure 모델[7]은 난류 확산 연소에서 성공적인 결과들을 주고 있다

\* 포항공과대학교 기계공학과 대학원

\*\* 포항공과대학교 기계공학과

† 연락처, huh@postech.ac.kr

[8]. 일반적으로 평균값으로부터 변동을 감소시키기 위한 조건 변수는 임의적인 선택이 가능하다. 영역조건평균은 높은 Damkohler 수에서의 난류 예혼합 연소에 대한 좋은 평균법이다. 왜냐하면 반응가스와 생성가스 영역간의 천이에서 야기된 변동과 각각의 영역에서의 난류에서 야기된 변동으로 표현될 수 있기 때문이다. 이전의 연구에서, 영역조건평균된 질량과 운동량 식에 대한 해를 표면평균값들에 대한 적절한 닫힘 가정에 따라 구하였다[9]. 상대적으로 낮은 난류 레이놀즈수와 Damkohler 수 조건에서, 정상 화염대의 DNS database를 이용한 영역조건평균법에 대한 검증이 수행되었다[10]. 이 논문에서는 새로운 DNS 결과에 따라 난류 강도, integral length scale, 밀도 비 그리고 층류화염속도의 영향을 독립적으로 평가할 수 있는 parametric study를 수행하였으며 그로부터 난류연소 속도에 대한 예측식을 검증하였다.

## 2. 수학적 보존식

### 2.1 영역조건 평균의 정의

영역 조건 평균을 구현하기 위해서 아래와 같이 Heaviside 함수를 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 0.5로 하였다. 순간적으로 모든 영역을 세 개의 서로 다른 영역인 미반응영역(반응가스) ( $\rho = \rho_u$ ), 기반응역(생성가스) ( $\rho = \rho_b$ ), 그리고 얇은 연소영역( $\rho_u < \rho < \rho_b$ )으로 나눈다. iso -c 표면은  $c(\mathbf{x}, t) \leq c^*$  인 영역으로부터  $c(\mathbf{x}, t) \geq c^*$ 인 영역을 구분하는 화염면으로 정의 된다. 높은 Damkohler 수의 조건에서 반응영역두께는 난류 속도 scale보다 작고,  $0 < c < 1$ 인 확률은 매우 작아서 무시할 수 있다. 여기서  $H_c$ 는 다음과 같이 레이놀즈 평균하면 평균반응 진행 변수가 된다.

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

첨자가 없는 overbar와  $\langle \cdot \rangle$  기호는 ensemble 평균을 나타내며, 서로 바꾸어 사용될 수 있다. 임의의 변수  $\Phi$ 에 대해서 다음과 같은 관계식이 성립한다.

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

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

여기서  $\langle \Phi \rangle_u$ 와  $\langle \Phi \rangle_b$ 는 각각 반응가스와 생성가스 영역에서 조건평균값을 의미한다.  $\Phi_i$ 는

$$\Phi_i = \langle \Phi \rangle_i + \Phi'_i \quad (5)$$

로 나타낼 수 있으며, 여기서 i는 u, b, su 또는 sb등이 될 수 있다. sb와 su는 Fig.1에서 보는 것과 같이 얇은 반응영역에 인접한 면에서의 반응가스와 생성가스 측의 조건평균된 값을 의미한다. 두개의 평균,  $\langle \Phi \rangle_u$ 와  $\langle \Phi \rangle_{su}$  (또는  $\langle \Phi \rangle_b$ 와  $\langle \Phi \rangle_{sb}$ ), 은 일반적으로 서로 다른 값을 가진다. 부피에 대해서 적분을 하면, 전자는 반응가스(또는 생성가스)의 부피평균을 나타내는 반면, 후자는 반응가스(또는 생성가스) 측의 화염면에서의 표면평균을 나타낸다. 조건적인 밀도의 변동은 상수  $\rho_b$ 와  $\rho_u$ 에 비해서 무시할 수 있다. 밀도가 변화하고 화학반응이 일어나는 영역은 얇은 반응영역으로 제한된다. 모든 반응항은 화염면의 양단에서 평균된 값인 su, sb의 항과 화염면적밀도로써 표현할 수 있다.

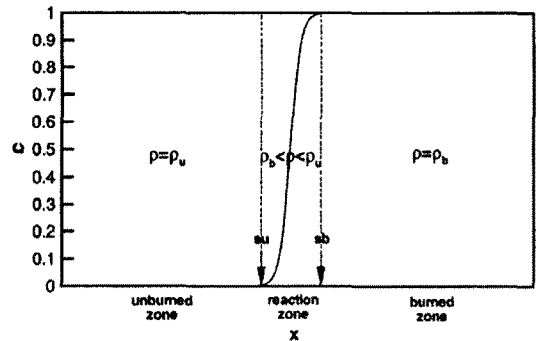


Fig. 1 Illustration of instantaneous reactn field around a flamelet surface.

### 2.2 $\bar{c}$ 보존식

순간 반응진행변수에 대한 보존식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla c = S_c |\nabla c| \quad (6)$$

위에서 반응진행변수 c의 정의는 다음과 같다.

$$c = \frac{T - T_u}{T_b - T_u} \quad \text{또는} \quad c = \frac{Y_F - Y_F^u}{Y_F^b - Y_F^u} \quad (7)$$

$T$ ,  $T_u$ , 그리고  $T_b$ 는 각각 공간, 반응가스, 그리고 생성가스의 온도이다.  $Y_F$ ,  $Y_F^u$ , 그리고  $Y_F^b$ 는 각각 공간, 반응가스, 그리고 생성가스의 연료질량비이다. 식(7)에서의 두 정의는 열손실과 압축

성의 영향이 없고 단일 Lewis 수의 경우에는 서로 동일하다. Heaviside 함수의 시공간상의 미분은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial H(c-c^*)}{\partial t} = \delta(c-c^*) \frac{\partial c}{\partial t} \quad (8)$$

$$\nabla H(c-c^*) = \delta(c-c^*) \nabla c \quad (9)$$

Heaviside 함수  $H_c$ 의 보존식은 식 (6), (8)과 (9)에서 다음과 같이 유도할 수 있다.

$$\frac{\partial H_c}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla H_c = S_L \Sigma \quad (10)$$

여기서  $S_d$ 는 층류화염속도  $S_L$ 과 같다고 가정한다. 순간적인 화염면적밀도  $\Sigma$ 는 다음과 같다.

$$\Sigma = |\nabla c| \delta(c-c^*) \quad (11)$$

식 (1)을 ensemble 평균하면 우리는 Reynolds 평균된 반응진행변수에 대한 보존식을 구할 수 있다.

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \langle \bar{\mathbf{v}} \rangle_{su} \cdot \nabla \bar{c} = \langle v'_{su} \cdot n' \rangle_s \Sigma_f + S_{Lu} \Sigma_f \quad (12)$$

여기서 화염면적밀도  $\Sigma_f$ 는  $\Sigma$ 의 ensemble 평균이다. 식(12)에서  $\Phi$ 의 표면 평균  $\langle \Phi \rangle_s$ 는 무조건적인 BML식과는 달리  $\langle \Phi \rangle_s = \langle \Phi \Sigma \rangle / \Sigma_f$ 로 정의 된다. 여기서는 영역 간의 상호 작용을 모델링하고 해석하기 위해 반응가스 쪽에서의 표면 평균을 취한다. 그러나 미세한 얇은 화염면에서 생성가스 쪽에서 표면 평균을 한 식도 식 (12)와 동일하다.  $\mathbf{n}$ 은 다음과 같이 주어지는 화염면에서 반응가스 쪽으로의 단위 수직 벡터이다.

$$\mathbf{n}(x, t) = -(\nabla c / |\nabla c|)_{c=c^*} \quad (13)$$

$\nabla H_c = -n \Sigma$  인 관계가 성립한다. 층류화염속도  $S_{Lu}$ 는 인접한 반응가스에 대한 상대적인 화염면의 이동속도이다. 예를 들어  $v_s$ 가 iso-c 화염면의 속도일때,  $\mathbf{v}_s = \mathbf{v}_{su} + n S_{Lu}$  이다. 많은 열방출과 약한 난류가 있는 경우 gradient transport에 비해 역구배 확산이 중요하며, 이때 화염면적 밀도  $\Sigma_f$ 는 다음과 같이 간단히 모델링할 수 있다.

여기서  $\Sigma_{\max}$ 는  $\bar{c} = 0.5$ 에서 최대값을 가진다.

$$\Sigma_f = 4 \Sigma_{\max} \bar{c} (1 - \bar{c}) \quad (14)$$

구배 확산이 증가하면  $\Sigma_f$ 가 최대가 되는  $\bar{c}$  값이 증가하는 경향이 있지만[11], 많은 실험[12]에서 parabolic profile은 정확한 결과를 나타낸다.

### 2.3 난류연소속도에 대한 Asymptotic Expression

레이놀즈 평균된 반응진행변수에 대한 보존식 (식 (12))은 다음과 같이 다시 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \langle \mathbf{v} \rangle_u \cdot \nabla \bar{c} \\ = (\langle \mathbf{v} \rangle_u - \langle \mathbf{v} \rangle_{su}) \cdot \nabla \bar{c} \\ + \langle \mathbf{v}'_{su} \cdot \mathbf{n}' \rangle_s \Sigma_f + S_{Lu} \Sigma_f \end{aligned} \quad (15)$$

식 (15)의 우변의 첫 번째 항은 다음과 같이 모델링한다.

$$\begin{aligned} (\langle \mathbf{v} \rangle_u - \langle \mathbf{v} \rangle_{su}) \cdot \nabla \bar{c} \\ = f(u'/S_{Lu}^0, Ka) D_{tu} \nabla^2 \bar{c} \end{aligned} \quad (16)$$

여기서  $D_{tu}$ 는 반응가스에서의 난류 확산계수이고, 함수  $f$ 는  $u'/S_{Lu}^0$ 의 비와 Karlovitz 수에 관한 화염면의 nonpassive 효과를 나타낸다. 표면과 부피 평균속도의 차이는 외부의 압력구배가 없는 경우 반응가스의 확산 난류 eddy motion에 의해 결정된다. 식 (15)의 우변의 두 번째 항은 다음과 같이 모델링한다[9].

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{v}'_{su} \cdot \mathbf{n}' \rangle_s \Sigma_f = K \langle k \rangle_u^{0.5} \Sigma_f \\ = K \langle k \rangle_s^{0.5} (1 - \langle n \rangle_s \cdot \langle n \rangle_s)^{0.5} \Sigma_f \end{aligned} \quad (17)$$

$I_0$ 는 층류화염속도의 평균 신장계수(stretch factor)이며  $K$ 는 무차원 임의 상수이다.

$\langle \mathbf{v}'_{su} \cdot \mathbf{n}' \rangle_s$ 는 양수이며 DNS 결과에 따르면 화염대 내에서 대략 상수임을 보여준다[11]. 따라서 레이놀즈 평균된 반응진행변수에 대한 보존식을 1차원 정상 진행화염에 대해 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} U_T \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = f(u'/S_{Lu}^0, Ka) D_{tu} \frac{d^2 \bar{c}}{dx^2} \\ + K \langle k \rangle_u^{0.5} (1 - \langle n \rangle_s \cdot \langle n \rangle_s)^{0.5} \Sigma_f + I_0 S_{Lu}^0 \Sigma_f \end{aligned} \quad (18)$$

여기에서 난류화염속도  $U_T$ 를,  $\bar{c}$ 가 0으로 갈 때  $\bar{c}$ 가 기하급수적(exponential)으로 감소한다고 가정함으로써, 점근적(asymptotic)으로 구할 수 있다.

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = a_1 \bar{c} \quad \text{as } \bar{c} \rightarrow 0 \quad (19)$$

다음 관계는 화염의 leading edge에서 점근적으로 성립한다.

$$\frac{d^2 \bar{c}}{dx^2} = a_1^2 \bar{c}, \quad \langle n_x \rangle_s = 1, \quad (20)$$

$$\Sigma_f = \frac{d\bar{c}}{dx} = a_1 \bar{c} \quad \text{as } \bar{c} \rightarrow 0$$

진행방향과 수직인 평면의 한쪽 면에서만 반응가스 또는 생성가스가 존재하기 때문에, 평균 단위 수직 벡터  $\langle n_x \rangle$ 의 크기는  $\bar{c}$ 가 0 또는 1로 접근함에 따라 1이 되어야 한다. 상수  $a_1$ 은 식 (14), (20)에 따라서  $4\Sigma_{\max}$ 로 정해진다. 그러면,  $U_T$ 에 대한 점근식이 식 (18)로부터 다음과 같이 주어진다.

$$U_T = 4f(u'/S_{Lu}^0, Ka)\Sigma_{\max}D_{tu} + I_0S_{Lu}^0 \quad (21)$$

식 (17)에서 모델링된 항은 난류연소속도의 점근식에 영향을 미치지 않는다는 것에 주의해야 한다. 아래에서 함수  $f$ 와 평균 신장계수(stretch factor)  $I_0$ 는 DNS 결과와 비교한 결과 약 1로 고정된다. 이후의 연구에서는 다른 예측값인  $\Sigma_{\max}$ 와  $D_{tu}$ 의 불확정성에 대한 고려를 해치지 않으면서 이 두 변수에 대한 연구가 필요하다.

### 3. Methodology in DNS

직접수치해법을 이용하여 난류연소속도에 대한 식 (21)의 검증에 위해 새로운 database를 구축하는 작업을 수행하였다. 이를 위해 one-step 화학반응이 있는 압축성 Navier-Stokes 식을 풀었다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (22)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\rho e + p)u_j] \\ = \frac{\partial u_j \tau_{ij}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}) + Qw \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho Y_R}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j Y_R) \\ = \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho D \frac{\partial Y_R}{\partial x_i}) - w \end{aligned} \quad (25)$$

여기에서

$$\rho e = \frac{1}{2} \rho u_i u_i + \frac{p}{\gamma - 1} \quad (26)$$

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (27)$$

$$w = A \rho Y_R \exp \left( -\frac{T_a}{T} \right) \quad (28)$$

$p$ 는 압력,  $e$ 는 내부 에너지, 그리고  $Q$ 는 반응가스의 단위질량당 방출열이다.  $A$ 는 pre-exponential factor이며  $T_a$ 는 활성화온도, 그리고 혼합가스는 비열비(specific heat ratio)  $\gamma = 1.4$ 인 이상기체라고 가정한다.  $Y_R$ 은 반응가

스의 질량비이다. 여기에서 반응진행변수는  $c \equiv 1 - Y_R$ 로 정의된다. 그리고  $\lambda$ 는 열전도율(thermal conductivity),  $D$ 는 확산계수(diffusion coefficient)로서 다음과 같다.

$$\lambda = \mu c_p / Pr \quad \text{and} \quad D = \mu / (\rho Sc) \quad (29)$$

점도  $\mu$ 는 다음과 같다.

$$\mu = \mu_u (T/T_u)^{0.76} \quad (30)$$

Prandtl 수(Pr)와 Schmidt 수(Sc)는 0.7로 한다. 이 식들을 spatial discretization을 위한 6th order compact finite difference scheme의 low storage 4th order Runge-Kutta method로 적분하였다. 초기 조건과 유입(inflow) 난류는 homogeneous isotropic하다. DNS 코드는 입구와 출구에서의 유입과 유출(outflow) 경계조건과 finite difference method에 기초하고 있다. 무한 평면 화염을 표현하기 위해서 측면에서 periodic 경계조건을 사용한다. 추측에 의한 임의의 초기 조건 때문에 입구 또는 출구경계로부터 반사되는 wave에 의한 nondissipative transient를 피하기 위해서 nonreflective 경계조건이 사용되었다.

Mesh point의 숫자는 유체방향과 다른 두 수직 방향으로 각각  $178 \times 128 \times 128$ 이다. 이는 현재의 크도로써 1GB의 RAM을 가진 LINUX PC에서 계산할 수 있는 최대의 mesh 수이다.

시뮬레이션은 완전 발달된 정상화염에 도달하기 위해 5 eddy turnover time후의 초기 조건으로부터 계산을 시작하였다. 평균과 후처리 작업을 위해 각각의 case마다 계산 시작후 10 eddy turnover time동안 일정한 간격으로 data를 sampling하여 64개의 data sets을 얻었다. 유입 경계조건은 정상상태를 유지하였으나 계산영역(computational domain) 내에 화염대를 유지시키기 위해 유입속도를 연속적으로 조절하였다.

### 3. 결과 및 토의

Reference case의 시뮬레이션 조건은 Table 1과 같다. Damkohler 수는 7.2, 난류 Reynolds 수는 116.4, 그리고 Karlovitz 수는 3.94 이다. 이 값들은 table에 주어진 열 확산율, 층류화염속도, 난류 강도, 그리고 integral length scale에 기초한 것이다. 생성가스 온도,  $T_b$ , 에 대하여 Zeldovich 수(Ze)는  $T_a/T_b$ 로 정의된다.  $D_{th}$ 는 열 확산계수(thermal diffusivity)이다.  $l_c$ 는  $D_{th}/S_{Lu}^0$ 로 주어지는 chemical length scale이고, 이것은 층류화염 두께와 관련이 있다. 여기에서는 Da가 계산 한계에 의해 제한됨에도 불구하고, single step chemistry는 높은 Da에서 영역조건평균에 관계하지 않는다. Fig. 2는 ref. case의 변동하는 화염대를 3-D 이미지로 보여준다. 층류화염면 내에는 화염의 내부구조를 구분하기 위해 약 4-5개

의 computational cell 이 있다. 유사 정상 화염 대는 sampling 주기 동안에 도메인 안에 제한되어 있다. 때로는 화염면이 생성가스 쪽으로 순간적으로 길게 생성되어 사라지거나 또는 분리되어 반응가스 덩어리로서 하류로 흘러간다. 이것은 평균 결과에 큰 영향을 미치지 않지만, 화염이 출구경계에 접촉함으로써 조건적 통계에 일부 영향을 끼친다.

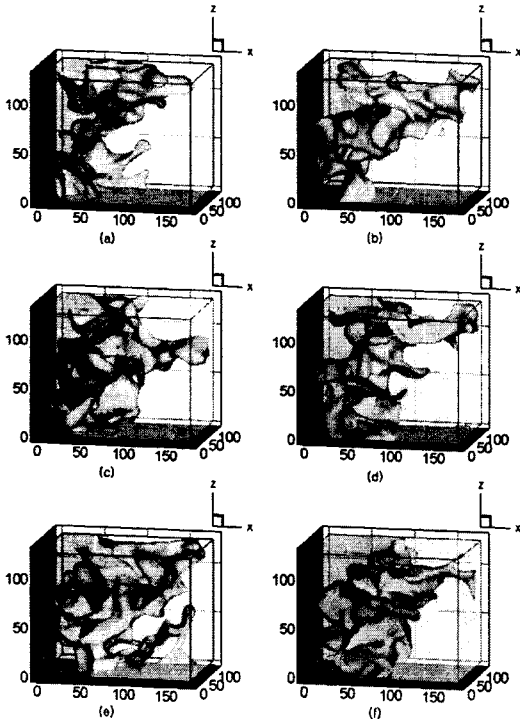


Fig. 2 Images of a turbulent premixed flame brush at different instants for the reference case. (a)  $5.0 \tau_t$ , (b)  $6.7 \tau_t$ , (c)  $8.3 \tau_t$ , (d)  $10.0 \tau_t$ , (e)  $11.7 \tau_t$  and (f)  $13.4 \tau_t$ .

Fig. 3(a)와 (b)에서  $\bar{c}$ 의 공간상 변화와 계산 영역에 의해 제한된 화염일부의 통계적인 성질에 기인하는 화염면적밀도의 변동을 보여준다. Fig. 3(c)에서  $\bar{c}$ 와 화염면적밀도의 관계는 상당한 난류요동을 보이고 있으며 약 1.2의 최고값을 갖는 포물선 커브 아래 지역에 대부분 점들이 위치한다. 평균값 또한 약 0.9의 최고값을 가지는 포물선의 형태를 보인다. 순간적인 난류연소속도는 매 time step마다 조금씩 변동치를 보정해준 입구유속과 같이 정해진다. Fig. 3(a)와 (b)에서와 같은 이유로 변동하는 Fig. 3(d)에서 평균 난류연소속도는 1.24이다. Fig. 3(c)에서 경계면에서의 접근적인 구배가 평균곡선보다 최고치 곡선에

$\frac{\rho_u}{\rho_b}$	$S_{Lu}^0$	$u'/S_{Lu}^0$	$u'$	$l_t$	$l_c$
4.0	0.314	2.38	0.7471	0.0229	0.0455
$\tau_t$	$\tau_c$	$\nu$	$k$	$\epsilon$	$\nu_t$
1.0424	0.1449	0.005	0.8373	0.4539	0.1390
$D_{th}$	$l_t$	$Ka$	$Re_t$	$Da$	$Ze$
0.0413	0.7788	3.94	116.4	7.2	4.0

Table 1. Reference case

더 잘 맞기 때문에, 여기서는 난류연소속도를 최고치 곡선 커브의  $\Sigma_{max}$  값에 의해 예측하였다. 실험값이나 더 큰 계산영역에서 시뮬레이션을 한다면 그런 애매함이 없이 무시할 수 있는 정도의 변동이 수반될 것이다.

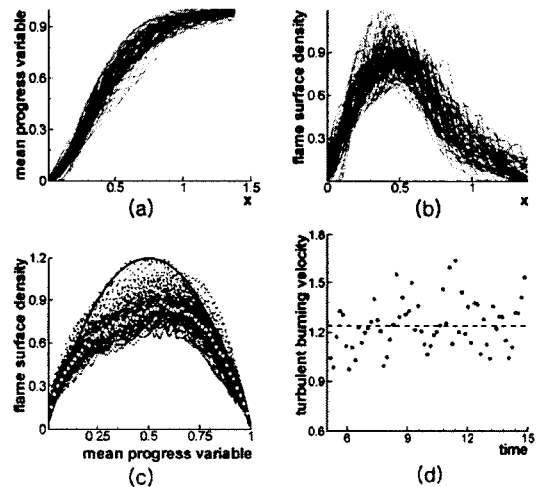


Fig. 3 DNS results for the reference case

Ref. case에 대해 서로 다른 시간에서의 부피와 표면 평균속도를 Fig. 4에서 보여준다. 각각의 단면에서 조건평균된 속도의 변동은 부분적으로 불충분한 표본의 수 때문이다. 대부분의 화염영역에서  $\langle v \rangle_b$ 가  $\langle v \rangle_u$ 보다 더 큰 반면, 안정된 화염대를 유지하기 위해  $\langle v \rangle_b$ 와  $\langle v \rangle_u$ 의 교차점이 leading edge 근처에서 일어나야 한다. 표면평균속도들은 부피평균속도와 대체로 비슷하지만 Fig. 4에서 화염대 경계 근처에서 차이가 발생한다. 반응가스속도의 차이는 leading edge에서 일어나지만, 생성가스속도의 차이는 trailing edge에서 일어난다. 난류에혼합화염의 전파특성은 화염의 스칼라 양뿐만 아니라 반응가스와 생성가스의 운동량 균형에도 의존한다는 것을 알 수 있다.

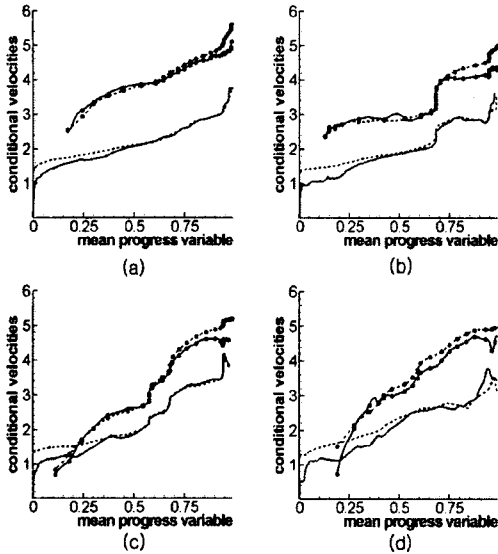


Fig. 4 Conditional velocities at different instants for the reference case. Solid line for  $\langle v \rangle_{su}$ , dotted line for  $\langle v \rangle_u$ , solid line with markers for  $\langle v \rangle_{sb}$  and dotted line with markers for  $\langle v \rangle_b$

Reference case에 더하여 Table 2에서와 같이 난류강도, integral length scale, 밀도 비, 층류화염속도의 6가지 경우에 대한 parametric study를 수행하였다. 3-D 화염형태는 Fig. 5에서 6가지 test cases 케이스를 모두 비교하였다. D1 case의 경우, 화염면적밀도가 증가함에 따라 화염의 주름이 더 심해졌다. 더 큰 밀도 비는 ref case에 비해 어느 정도 화염면의 주름을 억제하는 것처럼 보인다. 난류강도를 낮게 한 U1 case와 U2 case에서는 주름이 적어지고, 화염대 두께가 ref. case보다 짧아지는 것을 보여준다. 그것들은 모두 같은 integral length scale을 가지고 있음에도 불구하고, 더 낮은 난류강도에서 화염면적밀도가 감소하여 주름의 특성 스케일의 뚜렷한 증가를 보인다. 다른 case들 보다 더 낮은 층류화염속도를 가진 S1 case는 더 두꺼운 층류화염편을 가진다. L1 case와 L2 case는 ref. case와 같은 난류강도와 더 낮은 integral length scale을 가진다. Integral length scale이 감소하면 화염대의 두께는 감소하는 경향이 있는 반면, 화염면적밀도는 증가 효과를 보여주지 않는다.

6개의 parametric case에 대한 화염면적밀도는 Fig. 6의 ref. case와 비슷한 경향을 가지며 D1 case에 대해 가장 큰 wrinkling, S1 case에 대해 가장 작은 wrinkling을 보인다. 이는 부분적으로 평균값의 변동이 순간적인 반응진행변수의 구배

Case Identification	Parameter Investigated
D1	$\rho_u/\rho_b = 1.0$
U1	$u' = 0.3736$
U2	$u' = 0.1868$
S1	$S_{Lu}^0 = 0.181$
L1	$l_t = 0.5841$
L2	$l_t = 0.3894$

Table 2. Six cases for parametric study

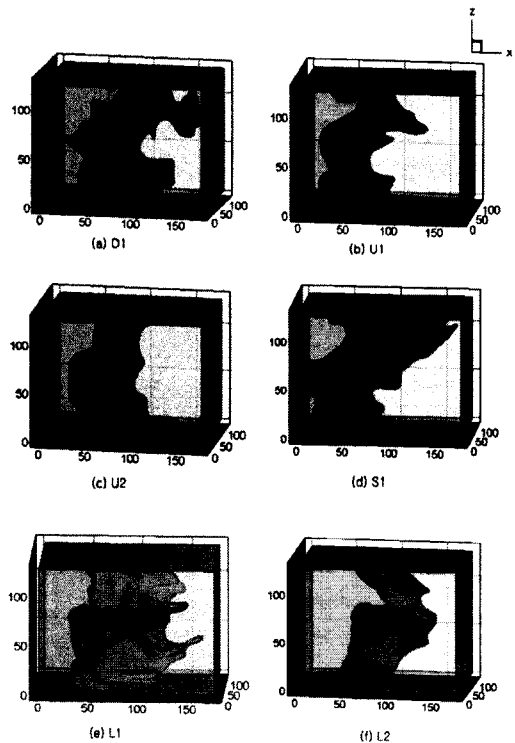


Fig.5 Images of turbulent premixed flame brushes for six parametric test cases

에 기초한 추정방법의 정확도와 일부 관련이 있음을 추론하게 한다. S1 case는 구배의 정확한 추정이 가능한 두꺼운 층류화염편을 가지기 때문에 더 적은 변동을 보여준다. Ref case에서 난류연소속도는 Fig. 6의 최고점에서의 화염면적밀도에 의해 예측된다. 더 큰 계산영역과 추가의 test case에 대한 연구 없이는, 최고 화염면적밀도와 독립적인 파라미터의 변도의 영향을 파악하기 어려울 것이다. Fig. 7은 순간적인 난류연소속도를 나타내며 수평선은 평균값이다. Fig. 7에서 예측된 난류연소속도와 Fig.6의 화염면적밀도의 변동 사이에는 명확한 상호 연관성이 없다.

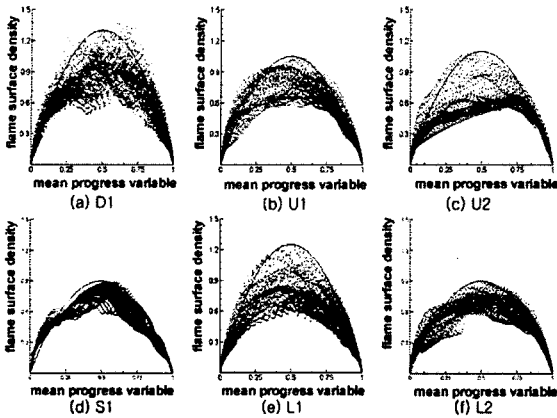


Fig. 6 Flame surface density vs  $\bar{c}$  for six parametric test cases

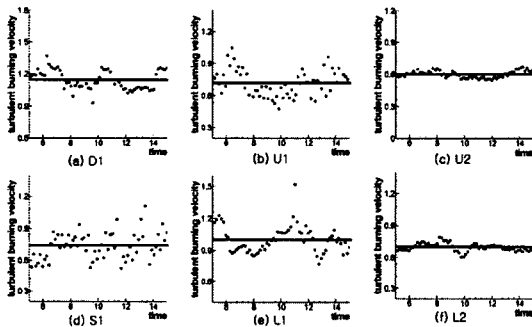


Fig. 7 Turbulent burning velocities for six parametric test cases

DNS로부터 구한 평균 난류연소속도와 식 (21)에 의한 예측값을 비교하였다. 화염면적밀도의 위쪽 경계에 해당하는 최고값을 Table 3에 나타내었다. 함수  $f(u'/S_{Lw}^0 Ka)$ 와 평균 stretch factor  $I_0$ 는 1로 가정했다. 이 단순화 가정은 이 연구의 검증에 대한 전체적인 타당성에는 영향을 주지 않는다. 난류 확산율은  $D_{tu} = u^{\rho} T_L$ 로부터 구하였다. Lagrangian integral time scale  $T_L$ 은 문헌에서 이전 연구에 의해 추정 또는 측정되었으며 상수  $C_0$ 의 향으로 다음과 같이 주어진다.

$$T_L^{-1} = \frac{3}{4} C_0 \frac{\epsilon}{k}$$

Popel[14]는 상수  $C_0$ 의 값을 4~6사이의 값을 가지는 것으로 보고한 반면, thermal wake data에서는 약 2.1로 추정하였다. Sawford[15]는 직접 수치해석 data에 맞는 값으로 7을 제안했고, 이 논문에서는 이 값을 적용했다. 사용된 모든 파라미터는 예측된 난류연소속도와 함께 Table 3에 나

Case	$D_{tu}$	$S_{Lu}^0$	$\Sigma_{max}$	$U_T^{DNS}$	$U_T^{pred}$
ref.	0.1961	0.314	1.21	1.24	1.26
D1	0.1916	0.314	1.30	1.15	1.33
U1	0.0981	0.314	1.05	0.72	0.73
U2	0.0438	0.314	1.10	0.60	0.51
S1	0.1961	0.181	0.90	0.74	0.89
L1	0.1471	0.314	1.25	1.00	1.05
L2	0.0981	0.314	0.90	0.70	0.67

Table 3. Comparison of turbulent burning velocity from DNS and Predictive Formula

타냈다. 모든 경우의 점들이  $y=x$  그래프 주변에 분포된 Fig. 8에서 DNS 결과와 점근적인 표현식이 잘 일치함을 알 수 있다. 오차의 최대값은 약 15%이다.

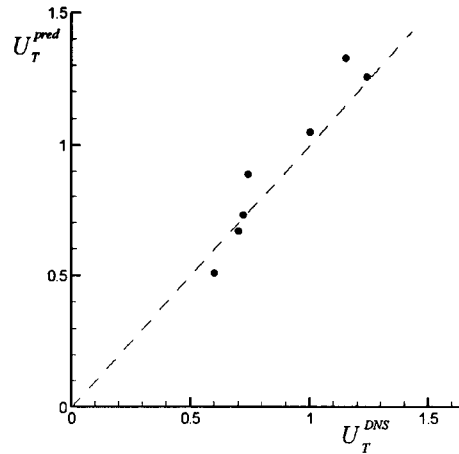


Fig. 8  $U_T^{DNS}$  vs  $U_T^{pred}$

### 4. 결론

모든 경우에서 steady 난류에 혼합화염에 대한 DNS 결과가 난류연소속도에 관한 예측식과 잘 일치함을 보였다. 난류강도, 적분 길이 스케일, 밀도 비, 그리고 층류화염속도에 대한 민감도 조사 연구가 수행되었다. Stretch factor와 난류 확산도에서 불확실성이 남아있으나, 대체적인 예측식의 검증이 이루어졌다. DNS 결과는 computational 도메인의 한계와 평균의 불충분한 샘플 숫자 때문에, 각각의 단면적에서 공간적인 평균값의 상당한 변동을 보여준다. 난류확산도는

Kolmogorov 상수  $C_0$ 가 7의 값을 가지는 Lagrangian integral time scale로부터 예측하였다. 더 넓은 계산영역에 의해 통계적인 평균의 변동을 줄이고, 다단계 화학반응과 nonunity Lewis number 등 더욱 실제적인 화염의 DNS를 수행하기 위해서 추가적인 연구가 필요하다.

### 참고문헌

- [1] Abdel-Gayed, R. G., Bradley, D. and Lawes, M. "Turbulent burning velocities: A general correlation in terms of strain rates." *Proc. Roy. Soc. Lond*, A414, 1987, pp. 389-413.
- [2] Peters, N., "The turbulent burning velocity for large scale and small scale turbulence." *J. Fluid Mech*, Vol. 384, 1999, pp. 107-132.
- [3] Driscoll, J. F. "Premixed turbulent combustion - current knowledge and new challenges." *3rd Joint Meeting of the U.S. Sections of the Combustion Institute*, March, Chicago IL, 2003.
- [4] Liu, L. and Lenze, B., "The influence of turbulence on the burning velocity of premixed CH<sub>4</sub>-H<sub>2</sub> flames with different laminar burning velocities." *22nd Int. Symp. on Combustion*, Combustion Institute, 1998, pp. 747-754.
- [5] Khokhlov, A. M., Oran, E. S and Wheeler, J. C., "Scaling in buoyancy-driven turbulent premixed flames.", *Combustion & Flame*, vol. 105, 1996, pp. 28-34.
- [6] Kobayashi, H., Tamura, T., Maruta, K., Niioka, T. and Williams, F. A., "Burning velocity of turbulent premixed flames in a high pressure environment." *26th Int. Symp. on Combustion* (Combustion Institute), 1996, pp. 389-396.
- [7] Klimenko, A. Y. and Bilger, R. W. "Conditional moment closure for turbulent combustion." *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 25, 1999, pp. 595-687.
- [8] Kim, S. H. and Huh, K. Y., "Second-order conditional moment closure modeling of turbulent piloted Jet diffusion flames." *Combustion & Flame* in press., 2004.
- [9] Lee, E. and Huh, K. Y., "Zone conditional modeling of premixed turbulent flames at a high Damkohler number." *Combustion & Flame*, Vol. 138, 2004, pp. 211-224.
- [10] Lee, E., Im, Y. H. and Huh, K. Y., "Zone conditional analysis of a freely propagating one-dimensional turbulent premixed flame." *30th Int. Symp. on Combustion* (Combustion Institute) in press, 2004.
- [11] Nishiki, S., Hasegawa, T., Borghi, R. and Himeno, R., "Modeling of flame generated turbulence based on direct numerical simulation databases." *29th Int. Symp. on Combustion*, Combustion Institute, 2002, pp. 2017-2022.
- [12] Lee, G., Huh, K. Y. and Kobayashi, H., "Measurement and analysis of flame surface density for turbulent premixed combustion on a nozzle-type burner." *Combustion & Flame*, Vol. 122, 2000, pp. 43-57.
- [13] Deschamps, B., Boukhalfa, A., Chauveau, C., Gokalp, L., Shepherd, L. G. & Cheng, R. K., "An experimental estimation of flame surface density and mean reaction rate in turbulent premixed flames." *24th Int. Symp. on Combustion*, The Combustion Institute, pp. 469-475.
- [14] Im, Y., Huh, K. Y., Nishiki, S. and Hasegawa, T. "Zone conditional assessment of flame-generated turbulence with DNS database of a turbulent premixed flame.", *Combustion & Flame*, Vol. 137, 2004, pp. 478-488.
- [15] Pope, S. B., "Lagrangian PDF methods for turbulent flows.", *Annu. Rev. Fluid Mech*, Vol. 26, 1994, pp. 23-63.
- [16] Sawford, B. L., "Reynolds number effects in Lagrangian stochastic models of turbulent dispersion.", *Phys Fluids*, A 3(6), 1991, pp. 1577-1586.