

# 난류 혼합층에서 확산화염에 대한 flame hole dynamics 모델

김준홍\* · 정석호\* · 안국영\*\* · 김종수\*\*\*

## Flame Hole Dynamics Model of a Diffusion Flame in Turbulent Mixing Layer

Junhong Kim, S. H. Chung, K. Y. Ahn and J. S. Kim

### ABSTRACT

Partial quenching structure of turbulent diffusion flames in a turbulent mixing layer is investigated by the method of flame hole dynamics in order to develop a prediction model for turbulent flame lift off. The essence of flame hole dynamics is derivation of the random walk mapping, from the flame-edge theory, which governs expansion or contraction of flame holes initially created by local quenching events. The numerical simulation for flame hole dynamics is carried out in two stages. First, a direct numerical simulation is performed for constant-density fuel-air channel mixing layer to obtain the turbulent flow and mixing fields, from which a time series of two dimensional scalar dissipation rate array is extracted at a fixed virtual flame surface horizontally extending from the end of split plate to the downstream. Then, the Lagrangian simulation of the flame hole random walk mapping projected to the scalar dissipation rate array yields temporally evolving turbulent extinction process and its statistics on partial quenching characteristics. The statistical results exhibit that the chance of partial quenching is strongly influenced by the crossover scalar dissipation rate while almost unaffected by the iteration number of the mapping that can be regarded as a flame-edge speed.

**Key Words** : Turbulent flame extinction, Flame edge, Flame hole dynamics, Random walk, Ppartial quenching

### 1. 서 론

화염의 소화는 자연현상 중에서 가장 비선형적 물리현상 중 하나이다. 연소 반응에서의 활성화 에너지가 화염이 보유하고 있는 열적 에너지보다 매우 큰 경우에는, 화염 면에 작용하는 유동조건에 대한 화염의 준정상 반응특성은 S-형태의 곡선으로 표현된다(Fig. 1 참조). 이 곡선 중 안정된 해인 상위 곡선과 불안정한 해인 가운데 곡선이 만나는 전환점(turning point)을 소화조건으로 간주할 수 있으며, 이 전환점의 조건으로부터 소염현상이 발생할 수 있는 유체역학조건을 역산할

수 있다. 또한 소염은 상태의 변화가 불연속적인 아임계 분기(subcritical bifurcation)의 특성을 보유하고 있으므로, 화염이 꺼지는 현상은 급격한 형태로 발생하게 된다[1]. 층류화염의 경우에는 이러한 특성이 잘 적용될 수 있지만, 난류화염이 소화되는 경우에도 반드시 적용될 수 있는 것이 아니다.

실용적 연소기에서 관측되는 난류화염은 다양한 유동조건에서 연소되고 있는 층류화염편의 집합체로 인식될 수 있는 것으로 알려져 있으며, 이때 난류화염에서 국부적으로 발생하는 소화현상은 층류화염편의 소화현상과 거의 비슷하다고 보고 있다. 하지만, 난류화염에서 발생하는 거시적인 소화현상은 각각의 층류화염편들의 소화와는 많이 다를 수 있다. 난류화염에는 매우 넓은 대역의 유동특성시간을 갖고 있는 임의 교란(random

\* 서울대학교 기계항공공학부

\*\* 한국기계연구원 환경기계기술연구부

\*\*\* 한국과학기술연구원 대기자원

† 연락처 : kimjs@kist.re.kr

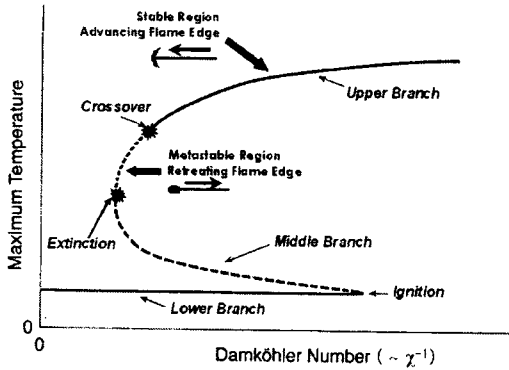


Fig. 1 Schematic diagram for the response characteristics of flame and its edge with respect to the scalar dissipation rate

fluctuation)들이 존재하고 있다. 이때, 각각의 층류 화염편은 유동장의 난류변화에 따르는 연소 및 소염상태의 random walk process를 따르기 때문에, 난류화염의 소화는 층류화염의 소화 보다 훨씬 점진적으로 일어날 것으로 생각될 수 있다. 결과적으로, 거시적 소염이 일어나는 유체역학 조건의 평균값은 층류화염 소염의 조건과 일치하기 보다는 층류화염편들이 경험하는 random walk process의[2] 통계적 특성에 의하여 제어될 것이다.

난류 화염의 거시적 소염현상을 통계적으로 접근하기 위한 가장 중요한 요소는 층류화염편들이 난류유동에 의해서 반응과 비 반응 상태 사이를 불규칙하게 이동하는 random walk process이며, 이러한 random walk을 규정하는 동역학적 모델로서 1991년 Dold와 Hartley가 제안한 flame hole dynamics 모델이 있다[3]. Flame hole dynamics는 반응과 비반응지역 사이의 경계에 존재하는 구조인 화염선단(flame edge)에 기반을 두고 있다. 화염선단은 선단지역에 가해지는 유동 조건에 따라서 기연가스지역으로 후퇴하거나 또는 미연가스 지역으로 전진할 수 있다. 결과적으로 층류 화염편의 부분소화에 의해서 형성된 화염 구멍(flame hole)은 화염선단의 전진 또는 후퇴에 따라서 확장되거나 축소될 수 있다. 만일 주어진 3차원 배경 난류유동장에 대해서, flame hole dynamics에 따르는 화염구멍의 임의 거동 과정을 모사한다면, 점진적으로 연소 상태에서 소화 상태로 천이되는 난류 화염 거동을 확인할 수 있을 것이다.

화염선단의 구조 및 특성에 대한 연구는 연소학계에서 가장 주목받고 있는 연구 주제 중에 하나가 되고 있다[4-6]. 그러나 화염선단의 특성이 난류 화염의 거시적 소염현상을 기술하는 핵심적 요소라는 점은 아직까지도 간과되고 있는 실정이다. 이는 화염선단이론을 적용하여 난류화염의 소화과정에 대한 모사를 시도한 연구가 Dold와 Hartley의 초기연

구와[3] Kim 등이 보여준 간단한 2차원 난류유동에 존재하는 난류화염선(turbulent flame string)의 소화과정을 모사한 논문[4] 정도에 국한된 것도 원인일 수 있다.

본 연구는 극단적으로 단순화된 지금까지의 flame hole dynamics 수치모사에 보다 현실적인 난류화염의 소화모사를 시도하기 위한 첫 걸음으로 이해될 수 있다. 즉, 기존의 flame hole dynamics에 관한 논문들이 난류유동과 유사한 임의수(random number)를 이용하거나[3], 2차원 유동이라는 극단적 단순화를 시도하였던 것과[4] 달리 3차원 직접수치모사를 통해서 배경 난류장을 확보하고 있으며, 이와 같은 수치모사를 통해서 난류화염의 천이과정에 대한 보다 정교한 통계적 특성을 얻고자 하고 있다.

본 연구는 DNS를 통해서 얻어진 3차원 난류유동을 배경 유동장으로 채택하고 있다. 그럼에도 불구하고, 난류화염이 소염되는 과정을 기술하기 위한 모델로서는 아직 초기 단계이기 때문에 물리적 수학적 개념을 크게 해치지 않는 한도에서 아직도 많은 단순화과정이 도입되고 있으며, 중요한 단순화를 위한 가정은 뒷장에서 구체적으로 소개될 예정이다. 본 논문은 첫 번째로는 flame hole dynamics의 기본적인 개념을 소개하면서 국부소화로 형성된 화염구멍의 random walk mapping을 제안하고, flame hole dynamics 모델이 적용될 배경 난류장으로서 연료/산화제의 혼합층에 대한 DNS 결과가 제시될 것이다. 마지막으로 화염구멍의 random walk mapping을 DNS로 얻어진 배경 난류장에 적용하여 난류 연소의 부분소화 현상이 모사되는 것을 보여 주고, 향후 더욱 사실적인 소염 현상을 얻기 위한 연구개발 방향에 대해 논의할 것이다.

## 2. Flame hole dynamics 개념

Flame hole dynamics는 화염안정화지역에서 국부적으로 소화된 화염 및 화염의 선단에 적용될 기본적인 운동학적 모델이다. 화염의 소화는 연료와 산화제가 반응-확산지역에 충분히 머물지 못해서 화학반응이 완결되지 못하는 경우 발생하고 있다. 따라서 화염의 소화조건을 화염면에 가해지는 유동장의 특성유동시간을 통해서 예측하는 것이 가능하다. 이러한 화염의 기본 특성이 Fig. 1에 표시되어 있다.

화염의 기본적 특성은 특성유동시간과 특성화학반응시간의 비인 Damköhler수로 표현될 수 있다. 특성반응시간은 분자간의 충돌빈도(frequency factor)의 역수와 비례하며, 특성유동시간은 스칼라 소산률(scalar dissipation rate, SDR)  $\chi$ 의 역수로 주어질 수 있다. 따라서 Damköhler수는 유동장의 스칼라 소산률의 역수에 비례하게 된다. 이 때 화

염의 특성을 Damköhler수 또는 스칼라 소산률의 역수의 함수로 표현한 그림이 Fig. 1이다. 이러한 경우 화염의 특성을 구별 짓는 3개의 특성 스칼라 소산률 (SDR)이 존재하는데 다음과 같다.

1. 소화 SDR ( $\chi_E$ ) : 화염의 준정상 소염이 발생하는 조건
2. 천이(Crossover) SDR ( $\chi_C$ ) : 화염과 소염지역의 경계면인 화염선단 전파방향의 천이가 발생하는 조건
3. 점화 SDR ( $\chi_I$ ) : 소염된 화염이 다시 점화되는 조건

여기서, 연료와 산화제의 Lewis 수가 1에서 너무 멀지 않은 일반적인 연소 조건에서는 이들 특성 스칼라 소산률들 사이에는  $\chi_E < \chi_C < \chi_I$ 의 관계가 성립된다.

화염의 선단은 화염의 전체가 소화되지 않은 상태에서는 언제나 존재할 수 있다. 즉,  $\chi < \chi_E$ 는 화염의 선단이 존재할 수 있는 필요조건이다. 단지 스칼라 소산률에 따라서 선단의 전파방향과 속도가 다르다는 점을 주목하여야 한다. 스칼라 소산률이 매우 작아서 선단 앞의 반응물이 연소될 시간이 충분한 경우에는 화염의 선단은 미연가스쪽으로 전진할 것이다. 그러나 스칼라 소산률이 증가함에 따라서 화염선단의 반응강도는 감소하며, 천이 스칼라 소산률에서는 더 이상 전진하지 않고 전파속도가 "0"이 될 수 있다. 일반적으로 천이 스칼라 소산률은 소화 스칼라 소산률 보다 작는데, 이는 화염의 선단이 일반 화염보다 더 많은 열손실을 경험하기 때문이다. 스칼라 소산률이 천이 스칼라 소산률보다 커지는 경우에는 화염의 선단은 화염의 줄기 쪽

으로 후퇴하여 소염지역을 확장시키게 된다. 따라서 소염조건과 천이조건 사이의 유동조건에서는 층류화염편의 주변상황에 (즉, 소염지역과 연소지역의 경계의 유무) 따라서 반응상태가 달라질 수 있는 이중적 특성이 발생하게 된다.

위와 같은 화염의 점멸을 제어하는 조건을 국부적인 소염현상이 발생하고 있는 난류화염에 적용하기 위해서는 화염면에 대한 적절한 구획화가 선행되어야 한다. 이때 구획화된 화염면은 Fig. 2에 제시된 바와 같이 다음의 네 종류의 가상 화염면 구획으로 구분될 수 있다.

- ① 연소되는 구획으로 주위에 연소되는 구획만 있는 경우
- ② 연소되는 구획으로 주위에 소화된 구획이 있는 경우
- ③ 소화된 구획으로 주위에 연소되는 구획이 있는 경우
- ④ 소화된 구획으로 주위에 소화된 구획만 있는 경우

이들 네 가지 가상 화염구획에서 화염과 소염부의 경계가 없는 ①, ④은 준정상 소화조건과 준정상 점화조건에 의해서 화염면 점멸상태의 천이가 결정되지만, 화염과 소화부의 경계면이 있는 ②, ③ 구획들은 화염선단의 전진과 후퇴에 의해서 화염의 점멸상태가 결정된다. 이와 같은 운동학적 조건의 mapping에 대한 요약이 Table 1에 주어져 있으며, 이러한 화염 점멸의 운동학적 조건이 flame hole random walk mapping이다.

위의 기본적인 flame hole dynamics mapping에서 볼 수 있는 바와 같이 난류화염을 구성하고 있는 단위 층류화염편의 점멸상태는 소화 스칼라 소산률에도 영향을 받지만, 화염선단의 전진과 퇴각을 결정하는 천이 스칼라 소산률에도 영향을 받고 있다는 점에 주목할 필요가 있다. Flame hole dynamics의 이러한 특성은 난류부상화염이 확산화

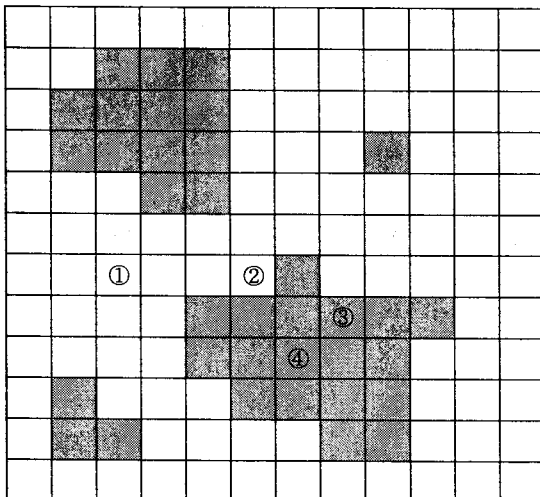


Fig. 2 The classification of the flame group (dark area means quenched region)

Table 1 The flame hole random walk mapping for each flame group with the scalar dissipation rate

화염 구획의 종류	스칼라 소산률 ( $\chi$ )	연소 상태
①	$\chi > \chi_E$	소염
	$\chi < \chi_E$	연소
②	$\chi > \chi_C$	소염
	$\chi < \chi_C$	연소
③	$\chi > \chi_C$	소염
	$\chi < \chi_C$	연소
④	$\chi > \chi_I$	소염
	$\chi < \chi_I$	재점화

염의 국부소화에 의해서 제어된다는 설과 소화지역에서 혼합된 혼합기의 난류혼합화염 전파면에 의해서 제어된다는 두 가지 이론의 특성을 통합할 수 있게 해준다는 점에 유의할 필요가 있다[7].

### 3. 연료/공기 혼합층에서의 flame hole dynamics 수치모사

위에서 제시된 flame hole dynamics를 이용하여 난류화염의 소화특성을 모사하기 위한 수치해석은 2단계로 이루어진다. 먼저 난류 채널혼합층에서 유동장 및 농도장이 직접수치모사를 이용하여 계산되며, 계산된 농도장의 분포로부터 가상 화염면의 각 격자점마다 임의적으로 전개되는 스칼라 소산률의 수열을 추출해낸다. 일단 스칼라 소산률이 얻어지면, flame hole random walk mapping을 적용하여 가상화염면들에서 점멸상태가 시간적으로 전개되는 현상을 관찰할 수 있으며, 이로부터 난류화염의 소화에 대한 통계적 특성을 분석할 수 있다.

채널 혼합층에 대한 flame hole dynamics를 수행하는데 있어서, flame hole dynamics의 핵심적 특성을 유지한 상태에서 최대한 문제를 단순화하기 위해서 다음과 같은 두 가지의 중요한 가정들이 도입되었다. (1) 난류유동장에서 밀도는 일정하다고 가정되었다. 따라서 연소상태와 유동장은 서로 분리되어 연소에 의한 밀도의 변화를 고려하지 않고 유동장 및 농도장을 구할 수 있다. (2) 가상 화염의 위치가 혼합층의 분리판(split plate)에서 하류쪽으로 연장된 면과 일치한다고 가정한다. 화염면은 당량혼합분률면(stoichiometric mixture fraction surface)에 위치하고 있기 때문에 난류에 의해서 위치가 항상 변화하고 있다. 그러나 화염면의 추적을 위한 추가적인 계산부담을 회피하기 위해서 화염면의 위치를 고정한다. 그럼에도 불구하고, 가상화염면에서도 스칼라소산률이 난류에 의해 항상 불규칙하게 변화하고 있으므로, 화염면이 불규칙하게 점멸되는 상황은 모사할 수 있다. 물론 시간적으로 변화하는 화염면에 대한 flame hole dynamics는 차후에 수행될 flame hole dynamics 개선방안 가운데 중요한 부분을 차지할 것이다.

이런 장에서는 먼저 직접수치모사를 통해서 난류장을 획득하는 방법 및 결과에 대해서 설명한 후에, DNS를 통해서 추출된 스칼라 소산률의 불규칙하게 변하는 2차원적 수열에 대한 flame hole dynamics 수치모사의 결과를 제시하고 있다.

#### 3.1 배경난류장의 직접수치모사

Flame hole dynamics를 구동하는 스칼라 소산률의 2차원 분포가 불규칙하게 전개되는 수열을 얻기 위해서, 연료/공기의 혼합층에서 난류혼합에 대한

직접수치모사를 수행하였다.

직접수치모사는 Fig. 3에 나타난 DNS 수행 개편도와 같이 연료와 산화제가 분리판(split plate)을 사이에 두고 각각 같은 속도로 공급되면서 난류에 의해서 혼합되는 채널혼합층을 대상으로 수행되었다. 그림과 같이 연료를 포함한 난류 유동장을 위쪽에, 산화제는 아래쪽에 설정하였으며, 난류 부상 화염이 분리판으로부터 어느 정도의 후류에서 부상이 되는가에 대해서 정확히 예측하는 것이 필요하므로, 정확한 시간과 공간의 정보를 가진 난류 입구 경계조건을 설정해주는 것이 필수적이라 하겠다. 이에 대한 방법으로 Fig. 3의 왼쪽 그림처럼 상하 두개의 다른 평판 난류유동장 DNS를 수행하여, 각각의 시간에 따른 평면 유동정보의 데이터를 저장하고 혼합층 난류유동장 DNS시 입구조건으로 그 데이터를 불러들였다. 이 방법은 입구 유동장 앞부분의 평판 유동장 모사까지 포함한 복잡한 형태의 그리드 geometry가 필요 없으며, 해석 코드 자체도 간단하다는 장점이 있다. 따라서 난류 혼합층의 입구조건 데이터에 대한 수치모사를 위해 우선 평판 유동 수치모사가 선행되어야 하며 이에 대한 수치 방법은 다음과 같다.

평판 유동 수치해석에서도 역시 앞에서 언급된 정확한 입구 유동장 조건을 주는 것이 필요하다. Lund 등[8]은 공간적으로 복잡하게 발달하는 난류 경계층 유동 모사를 위해서 다음과 같은 3차원 비정상 난류 입구 데이터를 생성하는 방법을 제시하였다. 경계층 DNS의 한 후류지점에서 순간적인 평면 속도장을 추출하고, 그 속도장을 난류 경계층의 실험식과 비교하여 스케일링을 한 후에 경계층 DNS의 입구 조건으로 다시 설정을 해준다. 이러한

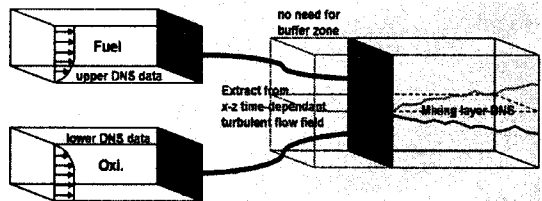


Fig. 3 Schematics of DNS strategy for turbulent mixing layer

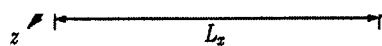


Fig. 4 Schematic of flat-plate simulation

일련의 과정을 통해 준 정상상태로 수렴된 해는 상당히 정확한 난류의 통계적 특성을 보여주는 것으로 알려져 있다. 또한 입구조건을 단순히 랜덤 데이터로 입력하고 주 유동 방향으로 상당히 긴 계산 영역을 설정하여 난류 유동장을 얻는 방법과 비교하여 훨씬 짧은 계산 영역으로도 더 정확한 DNS 데이터를 얻을 수 있다는 장점이 있다.

평판유동의 수치해석에 대한 개략도를 Fig. 4에 보여주고 있다. 계산영역의 크기는 각각  $0 \leq x \leq 140\delta$ ,  $0 \leq y \leq 30\delta$ ,  $0 \leq z \leq 10\pi\delta$ 이며, 여기서  $\delta$ 는 입구조건에서의 운동량 두께(momentum thickness)이다. 무차원 변수는  $u_i = u_i^*/U_\infty$ ,  $x_i = x_i^*/\delta$ ,  $p = p^*/\rho U_\infty^2$ ,  $t = t^*U_\infty/\delta$ 로 정의되었으며[8],  $u_i$ 는 속도성분,  $x_i$ 는 직교좌표계이다. 무차원화된 비압축성 Navier-Stokes 식과 농도장을 위한 passive scalar인 혼합분률  $z$ 의 전달식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re_\delta} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial t} + \frac{\partial Z u_j}{\partial x_j} = \frac{1}{Re_\delta Sc} \frac{\partial^2 Z}{\partial x_j^2} \quad (3)$$

자유유동속도와 입구 운동량 두께에 의해서 정의된 Reynolds-수  $Re_\delta$ 는 300으로, Schmidt-수  $Sc$ 는 0.71로 설정하였다.

경계조건으로 입구의 유동장을 모사해주기 위해서 앞에서 언급한 Lund 등[8]이 제안한 방법을 사용하였으며, 재순환 위치는 그 위치의 난류분포가 재순환 입구 조건의 영향을 크게 받지 않게 하기 위해서 대체적으로 후류 근처인  $x=88.59$  위치에 설정하였다. 속도와 혼합분률에 대해서 출구 경계조건으로 대류경계조건을 사용하였다. 벽면에서는 점착조건이며 자유유동에서의 경계조건은  $u = 1$ ,  $\partial v/\partial y = 0$ ,  $\partial w/\partial y = 0$  이다. 또한,  $z$  방향에 대해서는 주기조건이 사용되었다.

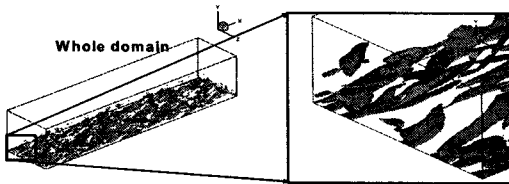


Fig. 5 Streamwise vorticity snapshot of turbulent flow in flat-plate

수치 해법으로 지배방정식 (1), (2), (3)의 시간 적분 알고리즘에 대해서는 Kong 등[9]과 Choi & Moin [10]의 DNS 기법이 채택되었다. 그리드 수는 주 유동, 벽면수직, 좌우 폭 방향으로 각각  $128 \times 64 \times 128$ 로 설정하였다. DNS 해석에서 에디들이 충분히 모사되기 위해 일반적으로 제시되는 그리드 간격으로서,  $Re_\delta = 300$ 인 경우에 대해서  $\Delta x^+ = 9.1$ ,  $\Delta y^+ = 0.19 \sim 25.0$ ,  $\Delta z^+ \approx 5.2$ 의 길이가 적용되었다. 시간 간격  $\Delta t$ 는 0.025로서  $CFL_{max} \approx 0.7$ 에 해당되며, 시간 간격 당 CPU시간은 Pentium-4 2.4GHz 리눅스 시스템에서 34초 정도 소요된다.

Fig. 5는 평판에서의 난류 경계층 DNS 결과에서 주 유동방향의 와도를 보여준 그림이다. 그림에서 보는 바와 같이  $Re_\delta = 300$ 에 대해서 계산 영역 내에서 많은 주유동방향의 에디들이 있는 것을 보아, 계산 영역이 충분히 크다는 것을 확인할 수 있다. 또한 Fig. 5의 우측에 있는 입구 부분의 확대 그림에서 보듯이, 양과 음의 주 유동방향 와도 쌍들이 존재하는 것이 관찰되고 있어, 임의의 교란의 입구조건이 아닌 Lund의 재순환 방법에 의한 사실적인 입구조건이 모사되고 있음을 확인할 수 있다.

채널 난류혼합층에 대한 수치기법은 앞에서 설명된 평판 경계층 유동의 것과 동일하다. Fig. 3의 개략도와 같이 상하 평판 유동 계산을 위아래로 붙인다는 개념이므로, 그리드 수는  $y$ -방향에서 두 배가 되는  $128 \times 128 \times 128$ 이며, 수직방향의 영역은  $-30\delta \leq y \leq 30\delta$ 로 설정된다. 모든 계산인자는 평판 유동의 것과 동일하고 시간에 따른 난류 속도장 입구경계조건은 평판 경계층 유동 계산 시의 입구조건 데이터를 각 계산시간마다 저장한 후, 그 데이터를 불러들인 값이다. 혼합분률의 입구경계조건은 위쪽 유동이  $Z=1$ (연료), 아래쪽 유동이  $Z=0$ (산화제)로 설정하였다. 따라서, 개념적으로  $x < 0$ ,  $y=0$ 에 연료와 공기를 분리하는 분리판이 설치되어  $x > 0$  지역부터 연료/공기의 혼합이 발생하게 되는 설정이다.

Fig. 6은 Reynolds수  $Re_\delta = 300$ 에 대한 유동장 및 농도장의  $z$ -축 중심 면( $z = 5\pi\delta$ )에 대한 snapshot을 표시한 결과이다. 와도 분포로 볼 때, 경계층에 의해 생성되었던 강한 속도구배는 분리판으로부터 벗어나 후류로 갈수록 난류의 에너지 소산에 의해서 와도 강도가 점차 약해지는 것을 볼 수 있지만, 여전히 난류의 에디 구조는 층류로 천이되지 않고  $y=0$  근처에서 유지됨을 볼 수 있다. 또한 농도장의 분포는  $x=20$ 에서부터 난류의 혼합이 매우 활발해지며 점차 혼합층 두께가 넓어지는 것을 알 수 있다.

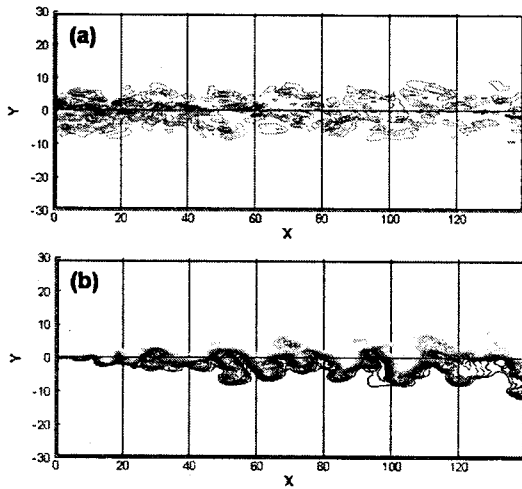


Fig. 6 Snapshots for the DNS results: (a) turbulent flow field (vorticity) and (b) turbulent mixing field in terms of the mixture fraction

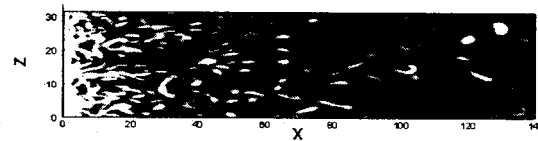


Fig. 7 Contours of scalar dissipation rate along the unconditional stoichiometric plain ( $y = 0$ , view of  $x$ - $z$  plain)

이 계산결과로부터 난류유동장의 특성유동시간인 스칼라 소산률이 계산되었다.  $Z=(Y_F-Y_{O_0})/(Y_{F,1}+Y_{O_0})$ 로 정의된 혼합분율에 대해서 스칼라 소산률은  $\chi = \nabla Z^2$ 로 정의하였으며, 항상 양의 값이다. Fig. 7은 Fig. 6(b)의 경우에 대해서 고정된 가상 화염면( $y = 0$  평면)을 따라 분포된 스칼라 소산률을 추출한 것이다. 그림에서 보듯이 분리판 근처에서는 높은 스칼라 소산율 분포들이 대부분을 차지하고 있으며, 후류로 갈수록 난류 혼합에 의해서 작은 스칼라 소산율을 보여주고 있으나 국부적으로 높은 스칼라 소산율 영역도 나타나고 있다.

위 결과에 대한 가상 화염면에서의 스칼라 소산률의 통계적 특성을 Fig. 8에 도시하였다. 통계 값들은 시간과  $z$  방향(span-wise direction)에 대해서 평균 처리를 한 것이다. Fig. 8(a)에서 볼 수 있는 바와 같이 평균 스칼라 소산률은 하류방향으로 처음에는 급격히 감소되다가, 약  $x=30$  근처에서부터는 서서히 감소되고, 스칼라 소산률의 분산도 평균의 거동과 비슷하게 감쇄함을 볼 수 있다. 평균 값의 감쇄는 Fig. 6(b)에 보여진 것과 같이 강한 난류혼합에 의해서 넓어지고 있는 혼합경계층에 때문에 스칼라 소산률이 작아지고 있는 것을 보여주고

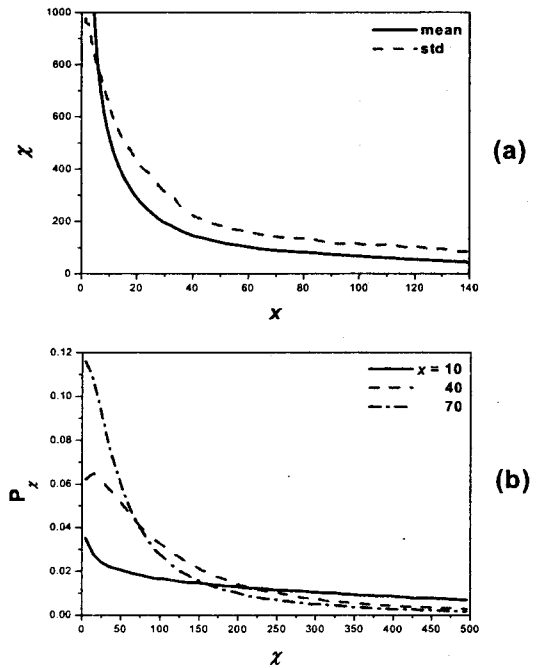


Fig. 8 Variations of (a) the time and  $z$ -directional average scalar dissipation rate and its standard deviation with the  $x$ -direction (b) probability density functions for the scalar dissipation rate with several positions of  $x$ -direction

있으며, 분산의 감쇄는 Fig. 6(a)와 같이 분리판의 경계층에 의해 생성된 난류 요동들이 분리판의 후류로 갈수록 강도가 점차 약해지고 있다는 것을 보여주고 있다. 이러한 특성은 Fig. 8(b)의 스칼라 소산률의 주 유동방향( $x$  방향)에 따른 확률밀도함수들의 분포에서 확인할 수 있는데, 상류지점( $x=10$ )에서는 스칼라 소산률이 높은 영역의 값까지 고루 분포되어 있는 반면, 하류로 갈수록 점차 낮은 스칼라 소산률에 분포가 많이 지고 있다.

### 3.2 Flame hole dynamics의 Lagrangian 수치모사

앞에서 주어진 난류화염을 구성하는 화염소의 기본적인 운동학적 조건 (즉, flame hole의 random walk mapping)을 DNS를 통해서 얻어진 배경 난류장의 스칼라 소산률 자료에 투영할 경우, 난류화염의 국부적 소화특성에 대한 시간적 전개를 Lagrangian 기법으로 모사할 수 있다. 위에서 제시한 Lagrangian 수치모사기법의 타당성을 제시하기 위해서, Kim 등[4]은 3차원 모델을 2차원으로 축소하여 화염면(2차원 구조)을 혼합 경계층의 중심축을 따라서 형성되었다는 가상화염선(1차원 구조)으로 단순화시켜 수치모사를 수행하였다. 하지만, 가상화

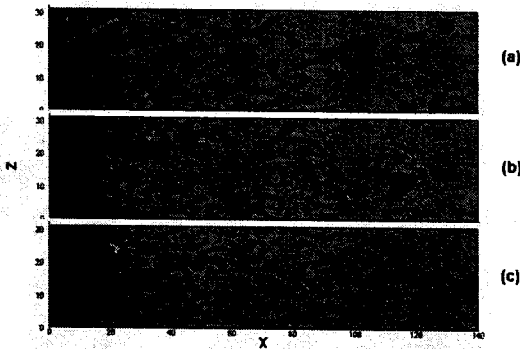


Fig. 9 Lagrangian evolution of the holes in the flame string for  $\chi_E = 140$  and  $\chi_C = 70$  at (a)  $t = 2$ , (b)  $t = 26$ , (c)  $t = 50$

염선(flame string)의 관점으로 접근하였기 때문에 국부적인 화염전단의 거동을 사실적으로 살펴 볼 수가 없었다. 이번 연구에서도 역시 화염면이 혼합 경계층의 중심축에 형성되었다는 가정을 하였지만, 2차원적 화염 평면( $y=0$ )을 그대로 고려함으로써 좀 더 사실적인 접근을 시도하였으며, 배경 난류장을 난류 혼합층의 DNS를 통하여 획득한 것도 중요한 차이점이다.

Lagrangian 수치모사는 주어진 소화 스킨라 소산률 ( $\chi_E$ )과 천이 스킨라 소산률 ( $\chi_C$ )에 대해서 앞에서 추출된 가상 화염면의 스킨라 소산률 자료를 대상으로 수행되었다. Lagrangian 수치모사를 적용하기 위해서 매  $80\Delta t$  시간 간격마다 배경 난류장에 flame hole dynamics mapping을 적용하였다.

Fig. 9는  $\chi_E = 140$  (1/s),  $\chi_C = 70$  (1/s)의 경우에 대한 화염면 점멸상태의 불규칙한 전개를 보여주고 있다. 그림에서 흑색은 화염이 소멸된 지역이며, 회색은 화염이 존재하고 있는 지역이다. 처음 계산을 시작하기 전( $t=0$ )의 초기조건으로 모두 화염이 존재하게 한 뒤(전 영역이 모두 회색), 첫 mapping을 적용하면 Fig. 9(a)에서 보는 바와 같이, 스킨라 소산률이  $\chi_E$ 를 넘는 지역들에서 국부소화가 발생하여 화염 구멍이 생성되는 것을 볼 수 있다. 시간이 흐를수록 Fig. 9(b), (c)처럼, 가상 화염면의 스킨라 소산률이 지속적으로 변화함에 따라서 화염의 소멸과 화염전단의 전진 및 후퇴에 동반되어 반응과 동결 상태가 불규칙적으로 반복되고 있음을 알 수 있다. 또한, 거시적 소멸현상 즉, 화염 부상은 화염전단이 전체적으로 후류로 밀리면서 특정지역( $x=20$  근처)으로 수렴되고 있다.

소화조건에 의해서만 결정되는 층류화염편의 소화과정과 달리, 화염전단의 동역학적 특성에 의해서 화염 구멍들이 확장 및 축소를 불규칙하게 반복하면서 제어되는 난류화염 소멸의 통계적 특성은 화염전단의 특성인자에 의해 큰 영향을 받을 것이라고 쉽게 예상할 수 있다. 본 연구에서는 화염전단의

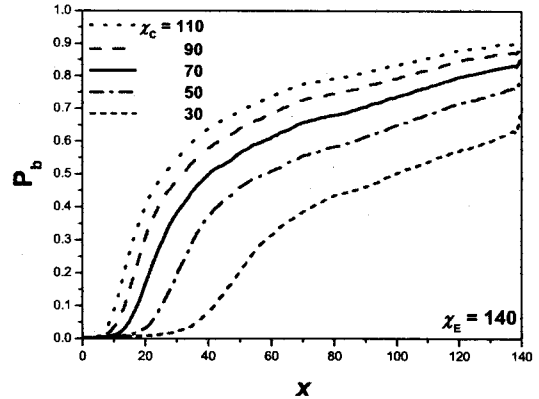


Fig. 10 Variations of the partial burning ratio as a function of  $x$  for various values of the crossover scalar dissipation rate

동적 특성에 영향을 주는 요소로서 flame hole dynamics 모델에서 정의되었던 천이 스킨라 소산률  $\chi_C$ 와 화염전단의 전진/후퇴 속도, 이 두 가지 물리량이 flame hole dynamics 모델을 적용한 난류화염의 통계적 소멸특성에 어떠한 영향을 주는지 알아 보았다.

소화조건인 스킨라 소산률이 고정된 상태에서 천이 스킨라 소산률의 변화가 국부 연소분률(partial burning ratio)에 미치는 영향이 Fig. 10에 도시되었다. 여기서, 국부 연소분률은 각 격자점에서 스킨라 소산률의 시간전개에 따른 flame hole dynamics mapping의 전체 시행횟수에 대한 화염점화 횟수의 비로 정의되었으며, 전체 mapping 횟수는 1000번이다. 먼저 Fig. 8에서 보듯이  $x \geq 40$  이상의 영역에는 유동장의 평균 스킨라 소산률이 소화 스킨라 소산률 (140/s)을 초과하지 않음에도 불구하고 국부소화의 확률이 매우 높다는 점이다. 즉, 평균 스킨라 소산률만 고려하면 혼합경계층에서 화염의 소화가 발생하지 않는다고 예측할 수 있으나, 천이스킨라 소산률이 작은 화염전단의 전진 및 후퇴에 영향을 받아서 실제의 국부 소화확률은 준정상 소화조건으로 예측된 것과 매우 다른 특징을 보이고 있다. 그림에서 확인될 수 있는 바와 같이 화염구멍이 쉽게 발견될 수 있는 화염안정화 지역에서는 소화 스킨라 소산률 보다는 화염전단의 천이 스킨라 소산률에 의해서 연소 확률이 더 큰 영향을 받고 있음을 알 수 있다.

화염전단 전파속도의 변화에 따른 국부 연소확률에 대한 영향을 알아보기 위해서, 각 시간간격마다 random walk mapping의 반복 횟수를 변화시켜 보았다. 전파속도는 mapping 반복 횟수와 비례관계가 있는데, Fig. 2에서의 구획②나 ③의 화염 경계가 한번 mapping마다 최대 1개의 그리드를 지날 수 있으므로  $n$ 번 반복한 mapping은 화염 경계가 최대  $n$ 개의 그리드를 이동할 수 있는 것이다. 따라서 화

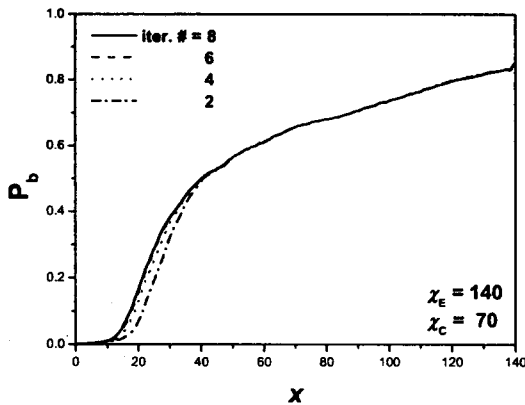


Fig. 11 Variations of the partial burning ratio as a function of  $x$  for various iteration numbers of FHD mapping

염선단의 전파 또는 후퇴속도  $S_{edge}$ 와 mapping의 반복횟수  $n$ 과는  $S_{edge}/U_{\infty} = n(\Delta s/80\Delta t)$ 의 근사적인 관계가 성립될 수 있다. 여기서  $\Delta s$ 는 그리드 간격이다. Fig. 9, 10은  $n = 8$  일 때의 경우이며, 이 때 전파속도는  $S_{edge}/U_{\infty} = 0.875$ 이다.

Fig. 11은  $\chi_E = 140$ ,  $\chi_C = 70$  경우에 대해서 mapping의 반복횟수  $n$ 에 따른  $x$ 방향의 연소 확률을 도시한 것이다. Mapping 반복횟수에 따른 연소 확률은  $x=10-40$  사이의 영역에서 최대 10% 정도 차이가 나며 전체적으로는 동일한 분포를 보인다.  $x=10-40$  사이의 영역에는 Fig. 9에서 보듯이 화염구멍이 비교적 많이 존재하는 지역임을 알 수 있는데, 화염선단의 전파속도에 따라 연소확률이 달라지는 것으로 보아서 정상상태의 화염구멍보다는 비정상상태의 화염선단 전파특성이 상대적으로 강한 것을 추측할 수 있다. 하지만, 화염선단의 전파속도가 증가함에 따라서 연소확률은 크게 변화하지 않는 것으로 보아서, 거시적인 연소확률에 화염선단의 전파속도가 미치는 영향이 크지 않음을 알 수 있다. 하지만 현재의 모델에서는, flame hole dynamics mapping이 시행될 때마다 주어진 스칼라 소산률로부터 소염과 재점화가 바로 결정되기 때문에, 화염면의 스칼라 소산률에 대한 화염선단의 응답특성이 무한히 빠르다는 것과 국부 유동 조건과는 무관하게 sedge가 일정하다는 가정이 포함된다. 그러나, 실제 화염선단의 전파속도특성은 주어진 스칼라 소산률이 천이 스칼라 소산률에 가까울수록 전진/후퇴하는 속도가 "0"에 근접하게 되므로, 화염선단의 난류장에 대한 응답속도가 매우 느려질 것이다. 따라서 화염부상지역에서 flame hole dynamics의 비정상적 특성이 Fig. 11보다 훨씬 증폭되어 나타날 수 있다. 그러므로, 향후 연구에서는 이러한 세부적 효과 등을 고려한 개선된 모델이 개발될 필요가 있다.

#### 4. 결론

실제 연소 현상에서 일어나는 화염 부상이나 화염 날림현상에 주된 역할을 하는 난류화염의 거시적 소화과정을 모사하기 위한 방법으로 flame hole dynamics를 제시하였다. Flame hole dynamics의 핵심은 화염선단의 동적 특성에 기초하여 국부소화에 의해서 형성된 화염구멍이 난류조건에서 점멸상태의 불규칙한 천이를 규정할 수 있는 화염구멍의 random walk mapping을 제시하는 것이다.

본 연구에서는 3차원 채널혼합층의 직접수치모사를 통해서 얻어진 배경 난류장에 대해서 flame hole의 random walk mapping을 적용하였다. 3차원적으로 굴곡진 화염면을 혼합 경계층의 중심축을 따라서 형성된 가상화염면(2차원 평면구조)으로 단순화시켜 Lagrangian 수치모사를 수행하였으며, 난류장의 통계적 특성이 난류화염의 부분소화확률에 미치는 영향을 파악하였다. 특히, 화염면의 점멸이 자주 반복되는 난류화염 부양지역에서는 화염의 점멸이 주로 화염선단의 전진 및 후퇴에 의해서 제어되기 때문에, 난류화염의 부분연소확률이 소화 스칼라 소산률 보다는 화염선단의 전파방향을 결정하는 천이 스칼라 소산률에 영향을 많이 받는 것을 파악할 수 있었다. 하지만, random walk mapping의 반복횟수와 연동된 화염선단의 전파속도특성이 연소확률에 미치는 영향은 크지 않았다.

비록 본 연구에서는 난류 연소에서 flame hole dynamics가 어떻게 적용이 될 수 있는 보여주지만, 난류화염 소화과정을 좀더 사실적인 모사하기 위해서는 현 수치모사 적용방법에서 개선될 점이 많이 있다. 향후 연구에서 수행되어야 할 주된 개선점들을 난이도 순서에 따라서 아래에 나열하였다.

1. 다양한 배경 난류장에 대한 스칼라 소산률의 database를 확보할 필요가 있다.
2.  $y=0$  평면에 고정되어 있는 평면적 화염면이 아닌, 3차원적으로 굴곡진 화염면의 순간적 위치가 고려되는 flame hole dynamics를 수행한다.
3. 스칼라 소산률과 무관하게 일정한 화염선단의 전파응답특성 대신, 스칼라 소산률의 함수로 주어지는 전파응답특성을 적용한다.
4. 연소열 방출에 의한 말도 변화와 온도 변화에 따른 난류특성 값들을 고려한다.

위에서 제시된 flame hole dynamics의 개선 작업이 완료된 시점에서는 화염안정화 지역의 난류화염의 특성 및 안정화 기술 개발의 핵심적 자료인 화염부상높이(flame lift-off height)를 경험적 모델을 사용하지 않고 예측하는 것이 가능할 것으로 기대하고 있다.



## 후 기

이 연구(논문)은 과학기술부 지원으로 수행하는 21세기 프론티어 사업(이산화탄소 저감 및 처리 기술개발)의 일환으로 수행되었으며, 난류장의 직접수치모사가 서울대학교 기계항공공학부의 최해천 교수님과 한성현 박사님의 도움을 받아 이루어진데 감사드립니다.

## 참고문헌

- [1] Williams, F. A., "*Combustion Theory*," 2nd ed., Benjamin Cummings, Menlo Park, CA., 1985.
- [2] Gardiner, C. W., "*Handbook of Stochastic Methods*," Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [3] Hartley, L. J., "The Structure of Laminar Triple-Flames: Implication for Turbulent Non-Premixed Combustion," Ph.D Thesis, UMIST, 1991.
- [4] Lee, S. R., Yang, N. and Kim, J. S., "Application of the Flame Hole Dynamics to a Diffusion Flame in Channel Flow," *KSME Int. J.*, (submitted) 2003.
- [5] Buckmaster, J. D., "Edge-flames," *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 28, 2002, pp. 435-475.
- [6] Nayagam, V. and Williams, F. A., "Lewis-number Effects on Edge-flame Propagation," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 458, pp. 219-228.
- [7] Peters, N., "*Turbulent Combustion*," Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000.
- [8] Lund, T. S., Wu, X. and Squires, K. D., "Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially-developing Boundary Layer Simulations," *J. Comput. Phys.*, Vol. 140, 1998, pp. 233-258.
- [9] Kong, H., Choi, H. and Lee, J. S., "Direct Numerical Simulation of Turbulent Thermal Boundary Layers," *Phys. of Fluid*, Vol. 12, No. 10, 2000, pp. 2555-2568.
- [10] Choi, H. and Moin, P., Report No. TF-63, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, 1995.