

복사 열손실로 인한 확산 화염의 맥동 불안정에 관한 연구

손 채 훈* · 김 종 수**
(1999년 4월 10일 접수)

Radiation-Induced Oscillatory Instability in Diffusion Flames

Chae Hoon Sohn and Jong Soo Kim

Key Words: Diffusion Flames (확산 화염), Oscillatory Instability (맥동 불안정), Radiative Heat Loss (복사 열손실)

Abstract

Radiation-induced oscillatory instability in diffusion flames is numerically investigated with nonlinear dynamics considered. As the simplest flame model, a diffusion flame established in the stagnant mixing layer is employed with optically thin gas-phase radiation and unity Lewis numbers for all species. Attention is focused on the radiation-induced extinction regime, which occurs at large Damköhler number. Once the steady flame structure is obtained for a prescribed value of the initial Damköhler number, transient solution of the flame is calculated after a finite amount of the Damköhler-number perturbation is imposed on the steady flame. Transient evolution of the flame exhibits three types of flame-evolution behaviors, namely decaying oscillatory solution, diverging solution to extinction and stable limit-cycle solution. A dynamic extinction boundary is identified for laminar flamelet library.

1. 서론

실용 연소기에서의 연소 상황은 난류유동으로, 직접 수치 모사에 의한 해석이 불가능하다. 따라서 이에 대한 대체 모델로서 난류 화염을 단순화된 화염소들의 집합체로 간주하는 층류 화염소 모델이 제시되었다. 난류 화염에서 층류 화염소의 동적 거동을 예측하기 위한 일차적 근사모델로, Fig. 1에 나타낸 것과 같이 정상 상태 해석에서 얻어진 소염/점화 조건과 안정적인 화염 구조, 동결 구조 등이 채택되고 있다. 이 그림에서 Damköhler 수, Da 는 특성 화학 시간에 대한 특성 유동(또는 확산)시간의 비로 정의되며, 이 값이 클수록 확산 화염의 강도가 증가하게 된다.

Da 가 큰 평형 조건 근처 화염에서는 화학 반응률이 매우 크기 때문에 외부 유동 교란에 대해 즉각적으로 응답하여 새로운 화염 조건을 찾아갈 수 있다. 반면, 소염 조건 근처의 화염에서는 화학 반응률이 유한하기 때문에 외부 교란에 대해 매우 민감하게 응답하므로 예상치 못한 화염의 동적 거동이 나타날 수 있다. 이로 인해 소염 조건 근처 화염의 구조는 정상 상태를 통해서 예측할 수 없으며 완전한 파도 상태 해석을 통해서만 그 동적인 거동을 명확하게 파악할 수 있다.

난류 유동장에 형성된 층류 화염소는 전파하는 음향파에 의해 가진되거나 다양한 시간 스케일을 갖는 난류 에디(eddy)들의 영향을 받게 된다. 한편, 이러한 외부적인 교란 요인 외에 내부적인 불안정 요인으로 수력학적 불안정과 확산-열 불안정과 같은 고유 불안정 요인이 존재한다. 이에 의해 소염 조건 근처 화염은 정상 상태 해와는

* 회원, 한국과학기술연구원 지구환경연구센터

** 한국과학기술연구원 지구환경연구센터

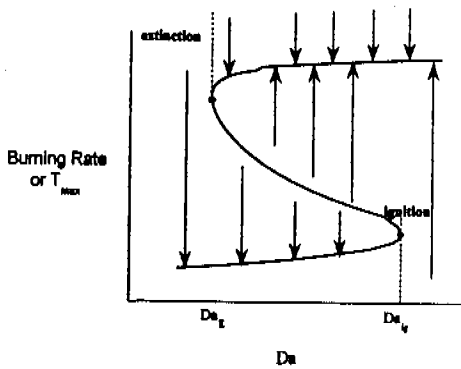


Fig. 1 Typical S-shaped curve demonstrating steady flame structures.

다른 비선형적인 동적 거동을 보일 수 있다. 본 연구에서는 이와 같은 여러 가지 불안정 요인 중 확산-열 불안정으로 인한 화염의 맥동(pulsating) 불안정을 조사하고자 한다. 확산-열 불안정은 예혼합화염에서 자주 관찰되어 왔으며,⁽¹⁾ Joulin과 Clavin⁽²⁾은 이론적인 해석을 통해 열손실 강도와 부족화합종의 Lewis 수, Le 에 따라 셀모양 불안정과 진행(travelling) 및 맥동 불안정과 같은 불안정성이 나타나는 영역을 제시하였다. 또한 Joulin과 Sivashinsky⁽³⁾는 비선형 이론 해석을 통해 소염 조건 근처의 열손실이 있는 평면 예혼합화염에서 확산-열불안정으로 인해 야기되는 화염의 비선형 전개 방정식을 유도하였다.

확산 화염에서는 확산-열 불안정 현상이 드물게 관측되었으나 최근에 여러 연구^(4~7)와 실험⁽⁸⁾에 의해 Le 수가 1보다 현저히 작은 경우에는 소염 띠(quenching-stripe)가 나타나며 1보다 큰 경우에는 화염 진동이 나타난다고 보고되었다. 특히 미소 중력장에서의 액적 연소 실험⁽⁸⁾은 큰 직경의 액적 화염이 소멸되기 직전에 여러 싸이클 동안 진동함을 보여주었다. 그리고 Sohn 등⁽⁹⁾은 비선형 수치해석을 통해 1보다 큰 Le 수를 갖는 확산화염이 정상상태 소염조건에 도달하기 전에 맥동 불안정으로 인하여 진동하다가 결국 소멸될 수 있음을 보였다.

본 연구는 Sohn 등의 이전 연구⁽⁹⁾의 연장선상에 있는 연구로서 복사 열손실로 인한 화염 진동 현상⁽⁸⁾을 규명하기 위한 것이며, 이를 위해 비선형 수치해석을 통해 소염 조건 근처 화염의 동적

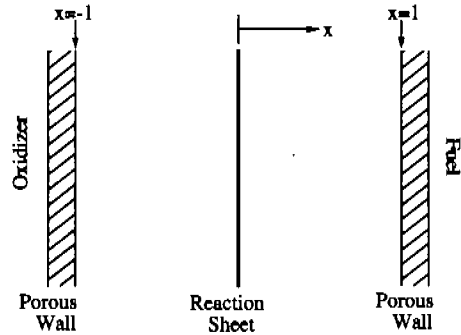


Fig. 2 Schematic diagram of flame configuration established in a stagnant mixing layer.

거동과 이로 인한 동적 소염 조건을 파악하고자 한다.

2. 지배방정식과 수치해법

수치 계산을 통해 해석될 화염 모델은 Fig. 2에 나타난 것과 같은 정체 혼합장에 형성된 확산 화염이다. 이는 Sohn 등⁽⁹⁾의 연구에서 채택된 모델과 동일하며 다만 본 계산에서는 복사 열손실 효과가 고려되며 연료와 산화제의 Le 수는 모두 1로 가정되고 밀도는 공간에 무관하게 일정하다고 가정된다.

복사 열손실을 계산하기 위해서, 기체상 매질의 광학적 두께가 충분히 얇다고 가정하여 다음과 같이 표현되는 복사 열손실을 q_R^* 을 고려한다.

$$q_R^* = -4\sigma^* K_p^* (T^*{}^4 - T_b^*{}^4) \quad (1)$$

여기서 σ^* 는 Stefan-Boltzmann 상수이며, K_p^* 는 Plank 평균 흡수 상수, T^* 는 온도, 첨자 b 는 산화제측 경계를 나타낸다.

식 (1)을 에너지 방정식에 삽입하고, Sohn 등⁽⁹⁾의 연구에서와 동일한 무차원 과정을 수행하면 최종적으로 다음과 같은 지배방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial Y_F}{\partial t} - \frac{\partial^2 Y_F}{\partial x^2} = -DaY_F Y_O \exp\left(-\frac{T_a}{1+q\theta}\right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial Y_O}{\partial t} - \frac{\partial^2 Y_O}{\partial x^2} = -DaY_F Y_O \exp\left(-\frac{T_a}{1+q\theta}\right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = DaY_F Y_O \exp\left(-\frac{T_a}{1+q\theta}\right) - xDa[(1+q\theta)^4 - 1] \quad (4)$$

여기서 Y_F 와 Y_O 는 각각 연료와 산화제의 질량 분율이다. θ 는 무차원화된 온도, T_a 는 무차원화된 활성화 온도, q 는 무차원화된 열방출을 나타내며 무차원 인자 x 는 다음과 같이 표현된다.

$$x = 4 \frac{\sigma^* K_p T_b^4}{\rho^* Q^* B^* \nu} \quad (5)$$

여기서 ρ^* 는 밀도를 나타내고, Q^* 는 소모된 산화제의 단위 질량당 열방출, B^* 는 층돌빈도인자, ν 는 산화제에 대한 연료의 이론질량비율 나타낸다. 복사 열손실의 정도는 x 의 값을 달리함으로써 조정할 수 있다.

무차원 과정을 통해서 Da 는 연료와 산화제간 간격의 제곱에 비례함을 알 수 있으며 결과적으로 xDa 라는 인자의 값이 확산과정을 통한 열손실과 복사열손실의 상대적 크기를 나타내는 척도가 된다. 계산시 x 는 상수로 설정된다.

식 (2)-(4)에서 볼 수 있듯이 복사 열손실뿐만 아니라 화학반응항의 크기도 Da 에 비례한다. 그러나 Da 가 무한대로 접근한다 하더라도 Burke-Schumann 극한, 즉 무한 화학반응 해가 나타나지 않으며, Da 가 증가함에 따라 복사 열손실량의 파다로 인해 화염 강도가 감소하리라고 예측된다.

지배방정식 (2)-(4)에 대한 경계조건은 다음과 같다.

$$x = -1: Y_F = 0, Y_O = 1, \theta = 0 \quad (6)$$

$$x = 1: Y_F = 1, Y_O = 0, \theta = 0 \quad (7)$$

수치계산에 사용된 화학적 인자들의 값으로 $T_a = 50, q = 10, x = 1.0 \times 10^{-13}$ 을 설정하였다.

채택된 화염 모델은 $x = 0$ 에 대해 대칭구조를 이루므로 이 대칭점에서의 온도가 곧 반응지역에서의 화염온도 θ_f 에 해당한다. 따라서 화염구조의 시간에 따른 천이 과정은 θ_f 을 계산함으로써 파악할 수 있다.

수치 계산은 두 단계로 수행되었다. 먼저 Da 에 따른 정상상태 화염구조해를 구한 후, 초기 정상상태 구조해로부터 Da 를 갑자기 증가/감소시켜 야기되는 과도적인 화염 구조해를 구하여 화염의 동적 거동을 조사하였다. 과도해는 4차의 정확도를 갖는 Runge-Kutta 방법을 이용하여 구하였다. 정상상태해와 과도해를 얻는 수치방법은 참고문헌 (9)에 자세히 기술되어 있으므로 여기서는 생략한다.

3. 결과 및 논의

3.1 정상 상태 화염 구조

교란으로 인한 화염의 동적 거동을 조사하기 전에 정상 상태 화염 구조를 살펴보았다. Fig. 3에 정상 상태 해를 나타내었으며 비교를 위해 열손실이 없는 무한 화학반응 해와 복사 열손실이 있는 무한 화학반응 해를 함께 나타내었다. 수치계산을 통해 구한 열손실이 없는 무한 화학반응

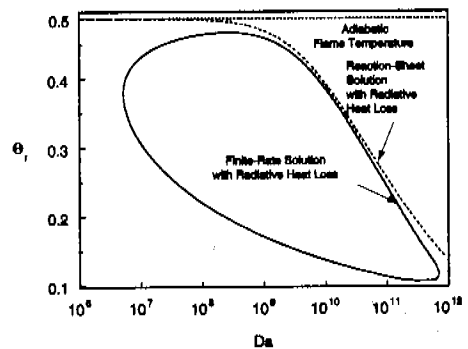


Fig. 3 Flame-temperature response curve with respect to the Damköhler number for $x = 1.0 \times 10^{-13}$.

해는 이론적으로 얻은 Burke-Schumann 극한해인 $0.5^{(9)}$ 와 정확히 일치하여 수치해의 정확성을 확인할 수 있었다. 복사 열손실이 존재하는 부한 화학반응 해로부터 복사 열손실의 상대적 강도는 Da 에 비례하며 복사 열손실이 Da 가 큰 영역에서의 주된 소염 기구임을 알 수 있다.

Fig. 3에서 실선으로 표시된 정상 상태해는 유한화학반응과 복사열손실 효과를 모두 고려한 해로서 닫힌 폐곡선 형태를 보여주고 있다. 이는 흔히 알려진 복사 열손실로 인한 화염구조해물 나타내는 C-형태의 곡선⁽¹⁰⁾과는 다른 형태이다. 폐곡선상에 두 개의 전환점(turning point), 즉 소염점이 존재하는데 하나는 널리 알려진 낮은 Da 에서 확산-반응간의 경쟁으로 유발되는 소염 조건($Da_{LE} = 5.21 \times 10^6$)에 해당하며, 다른 하나는 복사 열손실에 의해 야기되는 소염조건($Da_{UE} = 6.98 \times 10^{11}$)이다. Da_{LE} 로부터 출발하여 Da 가 증가하면 화학반응 강도가 증가하기 때문에 Da 가 증가할수록 화염 온도가 상승하게 된다. 그러나 어느 이상 Da 가 증가하게 되면 복사 열손실 효과가 나타나면서 화염 온도는 감소하기 시작한다. 이를 토대로 두 개의 전환점보다 상부에 위치한 정상상태 해는 두 구역으로 구분할 수 있다. 하나는 Da_{LE} 로부터 출발하여 최고 화염 온도 지점까지의 정상상태 해이며, 다른 한 부분은 최고 화염 온도 지점부터 Da_{UE} 까지를 나타낸다. 두 번째 구역을 복사 열손실 우세 구역이라 부르며, 본 연구는 이 구역에서 맥동 불안정성에 의한 화염의 동적 특성을 대상으로 하고 있다.

여기에 나타내지는 않았지만 복사 열손실 강도를 나타내는 x 의 값을 달리하여 계산한 결과, Da_{LE} 값은 변화가 없었으며 Da_{UE} 는 x 값에 거의 반비례하였다. 그러나 정상상태 화염구조해의 정상적인 특성은 x 값에 관계없이 Fig. 3에 도시된 특성과 동일하였다.

3.2 화염의 동적 거동

앞절에서 구한 정상상태 해를 초기 조건으로 하여 Da 를 순간적으로 변화시키면 과도적인 화염구조가 전개된다. 이러한 Damköhler 수 섭동은, 난류화염에서 화염소가 받게 되는 유동 교란을 모사하기 위한 것이다. 본 연구에서는 복사 열손실 우세 구역에서 화염이 보여주는 동적 거동에 초점을 맞추었다.

과도 해석을 통해 구한 화염의 동적 거동을 Fig. 4에 나타내었다. 그림에서 볼 수 있듯이 화염 거동은 세 가지 형태로 구분할 수 있었다. Fig. 4(a)는 화염이 진동하다가 진폭이 점점 감소하여 새로운 정상해물 찾아가는 모습을 보여준다. 수렴되어 가는 화염구조 해는 섭동된 Da 값,

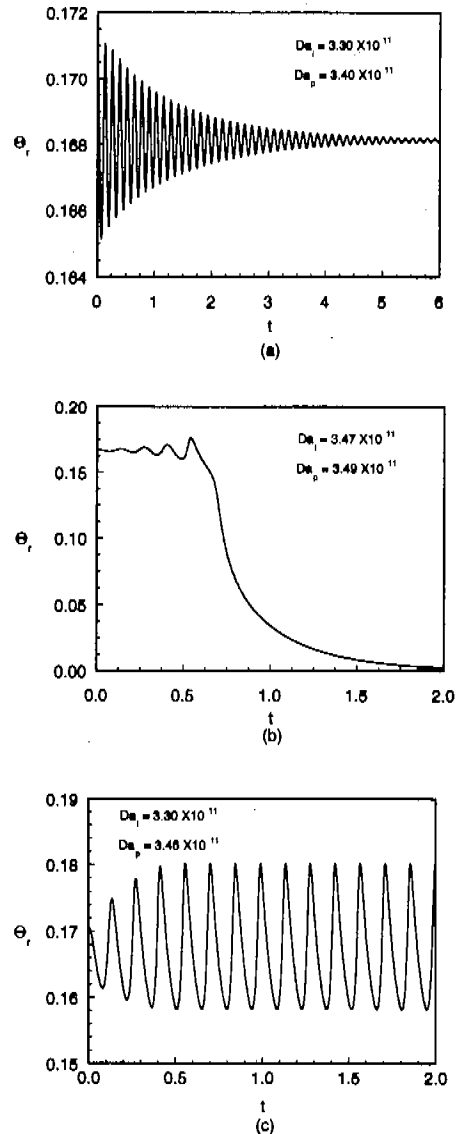


Fig. 4 Three types of flame evolution behaviors; (a) decaying oscillatory solution, (b) diverging solution to extinction, and (c) stable limit-cycle solution (Da_i : initial Da , Da_p : perturbed Da).

Da_p 에 해당하는 정상상태 해이다. 이러한 양상은 초기 정상상태 해가 소멸 조건으로부터 충분히 떨어져 있고 Da 섭동량이 작은 경우에 관찰되었다. Fig. 4(b)는 진동하는 화염의 진폭이 시간이 경과함에 따라 점점 증가하다가 어느 이상 진폭이 커져 결국 소멸이 되는 양상을 보여준다. 이러한 양상은 초기 정상상태 해가 소멸 조건에 충분히 근접한 경우에 발생하였다. 이러한 양상이 관찰되기 시작하는 초기 정상상태 해를 분기점(bifurcation point)이라고 부른다. 이 그림에서 보듯이 소멸되기 전에 약 4회 화염이 진동하였다. 진동하는 화염에서 나타나는 화염 진동 횟수는 초기 정상 상태 조건이 분기점에 얼마나 근접한가에 따라 달라지며, 분기점에서 충분히 먼 조건에서 큰 Da 섭동량이 주어지면 진동하지 않고 곧바로 소멸되었다. 여기서 주목할 사항은, 소멸 조건 근처 화염은 섭동된 화염조건 Da_p 가 정상상태 소멸 조건 Da_{UE} 보다 작더라도 복사 열손실에 의해 야기되는 고유 불안정, 즉 맥동 불안정에 의해 소멸될 수 있다는 것이다.

위와 같은 화염이 진동하다가 새로운 정상상태로 수렴되거나 진폭이 증가하다가 소멸되는 양상은 Sohn 등⁽⁹⁾이 복사 열손실 효과의 고려없이 큰 Le 를 갖는 연료/산화제에 대해 화염의 동적 거동을 조사한 연구 결과에서 관찰된 화염 진동 양상과 본질적으로 같다. 그러나 Fig. 4(c)는 이전의 연구에서는 관찰되지 않았던 새로운 양상으로서 화염의 진폭이 일정한 상태에서 영구히 진동하는 무한 순환해(limit-cycle solution)를 보여주고 있다. 이러한 무한 순환해는 초기 정상상태해가 분기점 근처로 섭동되는 경우 발생하였다.

전술한 세가지 화염 거동의 양상을 구분하는 경계선을 Fig. 5에 나타내었다. 이 그림에서 점선은 세가지 양상의 화염 거동이 구별되어 발생하는 임계 섭동 Da 값을 나타낸다. Fig. 5(a)에 나타난 점선 외부의 영역으로 화염이 섭동된 경우, 화염 진동을 거쳐거나 또는 단조적인 천이 과정을 거쳐 결국 화염이 소멸된다. 이 그림에서 볼 수 있듯이 화염이 정상상태 소멸 조건 근처에 있는 경우, 또는 소멸 조건으로부터 멀리 떨어져있더라도 화염에 주어지는 Da 섭동량이 큰 경우에는 화염 조건이 정상 상태 소멸 조건에 도달하지 않았더라도 결국 화염이 소멸된다는 것을 알 수 있다.

분기점 근처에서 화염 거동은 무한 순환해의 존재로 인해 경계선이 복잡한 형태를 보이기 때문에 Fig. 5(b)에 이를 확대하여 나타내었다. 이로부터 분기점은 한 개의 점이 아니라 두 개의 점으로 이루어져있으며 무한 순환해가 나타나는 영역이 폐다각형 모양으로 존재함을 알 수 있다. 두 개의 분기점 중 하나는 진동과정을 거쳐 소멸되는 영역과 무한 순환해가 나타나는 영역을 구분하며 이때의 Da 는 3.48×10^{11} 이다. 다른 하나는 정상상태로 수렴되는 해의 영역과 무한 순환해가 나타나는 영역을 구분하는 분기점으로서 Da 는 3.43×10^{11} 이다.

미소중력상태에서의 80%-20%의 메탄올-도데칸을 혼합물에 대한 액적 연소 실험⁽⁸⁾에서, 초기 액

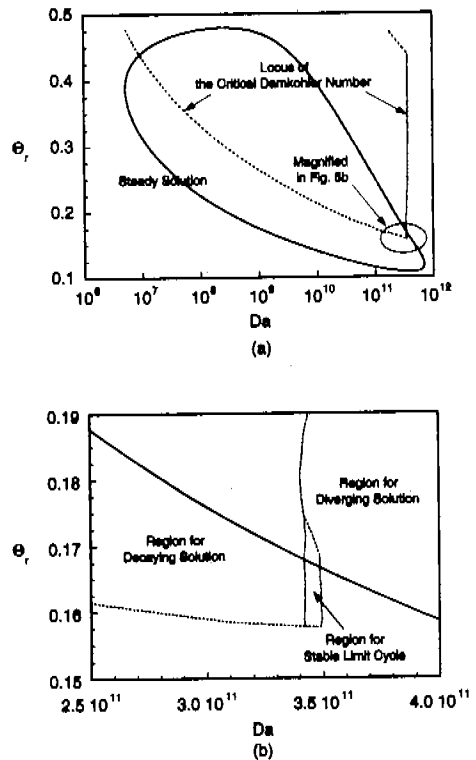


Fig. 5 Locus of the critical Da , across which the diverging solution is separated from decaying solution or stable limit-cycle solution, is plotted by a dotted line. The magnification of the locus in the vicinity of the bifurcation point is shown in (b).

적의 직경이 5mm 이상인 경우 소염전에 화염 직경이 약 8 사이클 정도 진동하는 현상이 관찰되었다. 이와같은 직경이 큰 액적에서의 소염과 여러 사이클 동안의 화염 진동 현상은 복사 열손실에 의해 기인하는 것으로 여겨지며 본 해석 결과로부터 밝혀진 무한 순환해의 존재가 이러한 추론을 뒷받침한다.

Fig. 5에 점선으로 표시한 경계선은, 기존의 정적 소염 조건과는 달리 교란이 존재하는 동적 상황에서 안정적인 화염이 존재하는 영역을 나타내며, 이는 난류 유동장에서 형성된 층류 화염소의 동적 소염조건으로 사용될 수 있다. 이와 같은 동적 소염조건은 기존의 정상상태 해석에서 얻어진 정적 소염조건보다 향상된 층류화염소의 소염 조건을 제공한다.

이전의 연구⁽⁹⁾에서는 맥동 불안정 발생에 대한 Lewis 수 효과를 조사하였으며 본 연구에서는 복사 열손실 효과를 조사하였다. 각각 두 가지 효과를 개별적으로 고려한 결과, 화염의 맥동 불안정으로 인한 화염 진동 현상이 나타나는 근본적인 이유는 과도한 열손실이라는 것을 알 수 있었다.

4. 결 론

복사 열손실 효과를 고려하여 정제 유동장에 형성된 확산화염의 맥동 불안정에 대한 비선형 수치 해석을 수행하였다.

정상상태해로부터 복사 열손실이 존재하는 경우 닫힌 폐곡선 형태의 정상상태 화염구조물 얻었으며 Damköhler 수가 큰 영역에서는 복사 열손실로 인한 소염이 발생하였다. 초기 정상상태해에 교란이 주어진 경우, 세 가지 다른 양상을 보이는 동적 화염 거동을 관찰할 수 있었다. 화염의 동적 거동 양상은 초기 정상상태 화염 조건과 교란의 크기에 의존하였다. 정적 소염 조건 근처로부터 충분히 떨어진 화염은 진동하다가 새로운 정상상태 해로 수렴되었으며, 분기점과 정적 소염 조건 사이의 정상상태 화염은 미소 교란에 의해서도 진동하다가 소염되었다. 분기점 근처에서는 기존의 해석에서 관찰할 수 없었던 무한 순환해가 존재하였다.

이러한 해석결과로부터 기존의 액적 연소 실험에서 관찰되었던 화염 진동 현상을 설명할 수 있

으며, 계산 결과 얻은 동적 소염 조건은 난류 화염에서와 같이 교란이 존재하는 상황에서 기존의 정적 소염 조건을 대체할 개선된 소염 조건으로 사용될 수 있을 것이다.

후 기

본 연구는 KIST의 기관고유사업을 통해 지원 받았으며 본 연구에서 수치 계산은 대전의 전자통신연구원에 있는 Cray C90에서 수행되었다. 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Strehlow, R. A., 1985, *Combustion Fundamentals*, McGraw-Hill, Inc.
- (2) Joulin, G. and Clavin, P., 1979, "Linear Stability Analysis of Non-adiabatic Flames : Diffusional-Thermal Model," *Combustion and Flame*, Vol. 35, pp. 139~153.
- (3) Joulin, G. and Sivashinsky, G. I., 1987, "Instability-Induced Quenching of Plane Non-adiabatic Flames," *Combustion Science and Technology*, Vol. 55, pp. 83~88.
- (4) Chen, R., Mitchell, G. B., and Ronney, P. D., 1992, "Diffusive-Thermal Instability and Flame Extinction in Nonpremixed Combustion." *Twenty-Fourth Symposium(International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, pp. 213~221.
- (5) Kim, J. S., Williams, F. A., and Ronney, P. D., 1996, "Diffusional-Thermal Instability of Diffusion Flames with Lewis Numbers Close to Unity," *Combustion Theory and Modelling*, Vol. 1, pp. 13~40.
- (6) Kim, J. S., 1997, "Linear Analysis of Diffusional-Thermal Instability of Diffusion Flames with Lewis Numbers Close to Unity," *Combustion Theory and Modelling*, Vol. 1, pp. 13~40.
- (7) Cheatham, S. and Matalon, M., 1996, "Heat Loss and Lewis Number Effects on the Onset of Oscillations in Diffusion Flames," *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, pp. 1063~

1070.

(8) Nayagam, V. and Williams, F. A., 1988, "Dynamics of Diffusion Flame Oscillations Prior to Extinction during Low Gravity," *Combustion and Flame*, Vol. 112, pp. 181~187.

(9) Sohn, C. H., Chung, S. H., and Kim, J. S., 1999, "Instability-Induced Extinction of Diffusion

Flames Established in the Stagnant Mixing Layer," *Combustion and Flame*, Vol. 117, pp. 404~412.

(10) Ju, Y., Guo, H., Maruta, K., and Liu, F., 1997, "On the extinction Limit and Flammability Limit of Non-adiabatic Stretched Methane-Air Premixed Flames," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 342, pp. 315~334.