

대향류 확산화염에서 확산-전도 불안정의 비선형 거동에 대한 수치해석

이 수 룡[†] · 김 종 수^{*}

(2001년 8월 30일 접수, 2002년 3월 6일 심사완료)

Numerical Simulations on Nonlinear Behaviors of Diffusional-Thermal Instabilities in Counterflow Diffusion Flames

Su-Ryong Lee and Jong Soo Kim

Key Words: Diffusion Flame(확산화염), Diffusional-Thermal Instability(확산-전도 불안정성),
Flame Stripe(줄무늬 화염), Bifurcation(분기)

Abstract

Nonlinear dynamics of striped diffusion flames, by the diffusional-thermal instability with Lewis numbers sufficiently less than unity, is numerically investigated by examining various two-dimensional flame-structure solutions. The Lewis numbers for fuel and oxidizer are assumed to be identical and an overall single-step Arrhenius-type chemical reaction rate is employed in the model. Particular attention is focused on identifying the flame-stripe solution branches corresponding to each distinct stripe pattern and hysteresis encountered during the transition. At a Damkohler number slightly greater than the extinction Damkohler number, eight-stripe solution first emerges from one dimensional solution. The eight-stripe solution survives Damkohler numbers much smaller than the extinction Damkohler number until the transition to four-stripe solution occurs at the first forward transition Damkohler number. At the second forward transition Damkohler number, somewhat smaller than the first transition Damkohler number, the transition to two-stripe solution occurs. However, any further transition from two-stripe solution to one-stripe solution is not always possible even if one-stripe solution can be independently accessed for particular initial conditions. The Damkohler number ranges for two-stripe and one-stripe solutions are found to be virtually identical because each stripe is an independent structure if distance between stripes is sufficiently large. By increasing the Damkohler number, the backward transition can be observed. In comparison with the forward transition Damkohler numbers, the corresponding backward transition Damkohler numbers are always much greater, thereby indicating significant hysteresis between the stripe patterns of strained diffusion flames.

기호설명			
A_F	: 연료측 혼합분율값	D_T	: 열확산계수
a	: 스트레인을 인자	Da	: Damkohler 수
c_P	: 정압비열	H	: 총합엔탈피
		L	: Lewis 수
		Q	: 열발생률
		q	: 무차원 열발생률
		T	: 온도
		T_a	: 활성화 온도
		t	: 무차원 시간
		v	: 속도

[†] 책임저자, 회원, 서울산업대학교, 자동차공학과

E-mail : srlee@snut.ac.kr

TEL : (02)970-6346 FAX : (02)979-7032

* 한국과학기술연구원, 지구환경연구센터

x, y, z	: 무차원 공간좌표
Y	: 질량분율
Z	: 혼합분율
그리스문자	
β	: Zel'dovich 수
θ	: 무차원 온도
ν	: 연료-공기 화학양론비
하첨자	
E	: 소염조건
F	: 연료
O	: 산화제
r	: 화염면
∞	: 산화제측

1. 서론

확산화염은 예혼합화염과 마찬가지로 반응지역에서 열에너지의 손실과 화학에너지의 증가의 확산 불균형에 의해서 확산-전도 불안정성(diffusional-thermal instability)이 나타날 수 있다.⁽¹⁻⁵⁾ 확산화염에서 물질확산-열전도에 의한 불안정성은 유동조건의 변화에 대하여 반응물의 감도가 가장 큰 소염조건 근처에 있을 경우에만 나타나며, 그 특성은 예혼합화염의 경우⁽⁶⁾와 매우 유사하다. 즉, Lewis 수가 1 보다 충분히 작을 경우에는 셀 모양의 불안정성(cellular instability)이 나타나며, 반면에 Lewis 수가 1 보다 충분히 클 경우에는 진동모드의 불안정성(oscillatory instability)이 나타날 수 있다.

선형 불안정성 해석으로부터 불안정성이 일어날 수 있는 Lewis 수 및 Damkohler 수의 범위 등과 같은 불안정성의 정특성(static properties)을 알 수 있다. 그러나 불안정성의 동특성(dynamic properties)을 이해하기 위해서는 비선형해석을 수행할 필요가 있다. 확산화염의 경우에는, 예혼합화염과 달리, 반응지역이 화학양론면(stoichiometric surface) 근처에 국한되기 때문에 불안정성이 화염면의 주름 형태(wrinkling pattern)로 나타나지 않고 반응강도의 강약에 의

한 줄무늬 형태(striped pattern)로 나타난다.

최근 Lee와 Kim⁽⁷⁾은 확산-전도 불안정성에 의해 야기된 줄무늬 확산화염에 대한 비선형 거동을 연구하였다. 예혼합화염의 무질서하게 변하는 셀 구조와 대조적으로, 완전히 성장된 확산화염의 줄무늬 구조는 상당히 규칙적이며 정지되어 있다. 이로부터 확산화염 줄무늬 구조는 예혼합화염의 비선형 거동을 서술하는 Kuramoto-Sivashinsky⁽⁸⁾ 형태의 거동이 아니라 Rayleigh-Benard 형태의 비선형 거동을 가짐을 보여주었다. 또한 줄무늬 화염은, 예혼합화염의 경우^(9,10)와 마찬가지로, 준정상 소염 Damkohler 수보다 훨씬 작은 Damkohler 수에서도 꺼지지 않고 유지될 수 있었다.

본 연구는 이전에 Lee와 Kim⁽⁷⁾에 의해 수행된 연구의 연장이다. 이전의 연구에서는 Lewis 수가 1 보다 작을 경우 줄무늬 화염의 비선형 거동에 의해 확산화염의 가연한계가 확장될 수 있음을 보였다. 그러나 소염조건 이후에 존재하는 줄무늬 화염해의 줄기(flame solution branch)들이 서로 어떻게 연관되는지를 완전히 이해하지 못하였다. 따라서 본 연구에서는 수치해석을 통하여 Damkohler 수의 공간에서 각기 다른 줄무늬 화염해들의 천이과정을 규명하고 불안정성에 의해 야기된 줄무늬 화염의 구조를 연구한다.

줄무늬 화염의 천이과정 및 구조를 규명하는 것은 화염끝(flame edge)의 구조와 관련하여 특히 흥미 있는 일이다. 최근 Thatcher와 Dold⁽¹¹⁾는 Lewis 수가 1 보다 작을 경우 확산화염의 일부가 소염되었을 때, 준정상 소염 조건보다 작은 Damkohler 수에서도 소염된 선단이 전진할 수 있으며, 전진하는 화염끝의 뒤에 있는 화염구조는 줄무늬 화염과 유사한 구조를 갖는다는 것을 보였다. 만약 전진하는 화염끝이 소염조건을 넘어서 존재하기 위해서는 화염끝 뒤의 화염이 소염 Damkohler 수보다 작은 Damkohler 수에서도 살아남아야 하며, 줄무늬 모양의 불안정성에 의한 가연한계의 확장이 필요조건이 된다. 또한 화염끝의 구조는 화염의 선단 뒤에 나타나는 줄무늬 화염의 구조에 매우 밀접한 연관관계가 있다. 따라서 본 연구는 1 보다 작은 Lewis 수를 갖는 화염끝의 거동 및 이를 활용한 난류연소모델을 이해하는데 큰 도움이 될 수 있다.

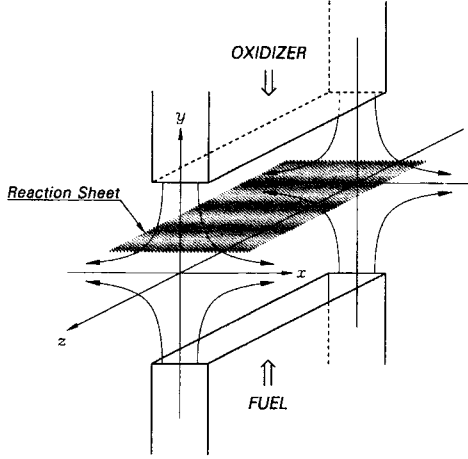


Fig. 1 Schematic diagram of two-dimensional counterflow diffusion flames exhibiting periodic variation of the reaction intensity

2. 지배방정식 및 해석방법

2.1 지배방정식 및 경계조건

본 연구에서는 층류화염소의 연소해석에서 자주 활용되는 이차원 대향류 유동장을 채택하였으며, 화염의 형상을 Fig. 1 에 표시하였다.

유동장은 $(v_x^*, v_y^*, v_z^*) = (a^*x^*, -a^*y^*, 0)$ 로 주어지며 여기에서 a^* 는 dv_x^*/dx^* 로 정의된 유동장의 변형률 인자(starin-rate parameter)이다. 따라서 이차원 대향류유동장은 x^* 방향으로만 유동장의 신장(stretching)이 있으며, z^* 방향으로는 유동의 변형이 없어서 불안정성의 형태가 z^* 방향으로 나타난다. 공간좌표 및 시간은 혼합층의 특성길이 $\sqrt{2D_T^*/a^*}$ 와 특성시간 $2/a^*$ 로 무차원화하여 다음과 같이 정의되었다.

$$(x, y, z) \equiv \sqrt{\frac{a^*}{2D_T^*}}(x^*, y^*, z^*), \quad t \equiv \frac{a^*t^*}{2} \quad (1)$$

해석을 단순화하기 위하여 여러 가지 가정을 도입하였다. 모든 분자의 상태량들을 일정하게

두었고, L 로 표시되는 연료 및 산화제의 Lewis 수들이 동일하다고 가정하였다. 화학반응은 연료 및 산화제에 대하여 1의 반응차수를 갖는 일단계 총체 Arrhenius 반응을 채택하였다.

온도는 소모되는 산화제의 질량당 열발생 Q^* 와 정압비열로서 정의된 특성온도 $T_c^* \equiv Q^*(Y_{O,\infty}^*/L)/c_p^*$ 로 무차원화하였고, 산화제 및 연료의 농도는 다음과 같이 정의하였다.

$$\Theta = \frac{T^* - T_\infty^*}{T_c^*} = \frac{T^* - T_\infty^*}{qT^*} \quad (2)$$

$$Y_O = \frac{Y_O^*}{Y_{O,\infty}^*} \quad Y_F = \frac{Y_F^*}{\nu Y_{O,\infty}^*}$$

여기에서 T_∞^* 는 산화제층의 온도, $q \equiv T_c^*/T_\infty^*$ 로 정의된 무차원화된 열발생이며, ν 는 연료-공기 화학양론비이다. 경계조건에서 나타나는 인자는 당량비로서 $A_F = Y_{F,-\infty}^*/(\nu Y_{O,\infty}^*)$ 이며, $Y_{F,-\infty}^*$ 는 연료층의 연료 질량분율이다.

확산화염의 구조를 해석하는 경우, 혼합분율 Z 와 총엔탈피 (total enthalpy) H 와 같은 연계함수(coupling function)를 도입하면 편리하며 각각 다음과 같이 정의되었다.

$$Z \equiv \frac{Y_F - Y_O + 1}{A_F + 1}, \quad H \equiv \Theta + \frac{Y_F + Y_O}{2} \quad (3)$$

위에 정의된 Z 의 정의에 따라 연료층 및 산화제층에서 Z 의 값은 각각 1과 0이다. 화염면은 연료 및 산화제가 완전히 소모되는 지역 즉 $Y_F = Y_O = 0$ 인 지역에 위치하므로 화염면에서의 Z 의 값은 $Z_s = 1/(1 + A_F)$ 이며, 여기에서 s 는 화염면을 나타낸다.

이러한 가정하에서 이차원 대향류유동장에서 화학종 및 에너지 방정식은 다음과 같다.

$$L \frac{DY_O}{Dt} - \nabla^2 Y_O = -Da Y_O Y_F \exp\left[-\frac{T_a}{1 + q\Theta}\right] \quad (4)$$

$$\frac{DZ}{Dt} - \nabla^2 Z = 0 \quad (5)$$

$$\frac{DH}{Dt} - \nabla^2 H = (1 - L) \left[\frac{DY_F}{Dt} + \frac{DZ}{Dt} \right] \quad (6)$$

여기에서 Da 는 Damkohler 수, T_a 는 무차원 활

성화온도이다. 또한 물질미분 D/Dt 와 Laplacian 연산기 ∇^2 는 각각 다음과 같다.

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} - 2y \frac{\partial}{\partial y} \quad \nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (7)$$

연료와 산화제의 Lewis 수를 동일하게 두었기 때문에 혼합분율은 반응항과 무관하여 질량분율 및 연료의 질량분율은 다음과 같다.

$$Z = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}(\sqrt{L}y), \quad Y_{F=Y_0} = \operatorname{erf}(\sqrt{L}y) \quad (8)$$

여기에서 erf 와 erfc는 각각 에리함수와 에리보완 함수이다. 따라서 해석해야할 방정식의 수는 2개로 줄어들게 된다.

위의 지배방정식에 대한 경계조건은 다음과 같다.

$$Y_0 \rightarrow 1, \quad H \rightarrow 1/2 \quad \text{as } y \rightarrow \infty \quad (9)$$

$$Y_0 \rightarrow 0, \quad H \rightarrow 1/2 \quad \text{as } y \rightarrow -\infty$$

또한 Y_0 와 H 는 z 방향으로 주기적 경계조건을 갖는다. 위의 지배방정식 및 경계조건에 대한 자세한 유도과정 및 각 무차원화 변수들의 상세한 정의는 저자들의 이전논문들^(4-5,7)에 나타나 있다.

2.2 해석방법

비선형 거동을 연구하기 위하여 두 단계로 수치해석을 수행하였다. 먼저 y 방향으로 1차원 정상상태 화염의 구조를 계산하여 소염점 즉 Da 에 대한 전환점을 구한다. 확산화염의 경우, 소염점 근처에서 외부 교란(disturbance)에 대하여 화염이 가장 민감하므로 화염의 비선형 거동은 소염점 근처에서 주로 일어난다. 일단 정상상태 소염점이 계산되면, 소염점근처의 Da 에서 외부 교란을 화염에 부과한 후에 이차원 비정상 수치해석을 수행하였다.

지배방정식 (4), (5)와 (6)에서 $L=0.3$, $T_0=50$ 그리고 $q=10$ 에 대하여 계산하였다. 이러한 조건에서, $\beta \equiv qT_0H_s/(1+H_s)^2$ 로 정의된 Zel'dovich 수는 화염면에서 약 7 정도로서 충분히 비선형 거동을 연구할 수 있다. 수치해석은 공간적으로 2차 유한차분방법 그리고 시간적분은 4차 Runge-Kutta 방법을 이용하여 수행하였다.

y 방향의 경계는 혼합경계층의 바깥에 해당하는 값을 선택하기 위하여 충분히 큰 값인

$y=\pm 4$ 로 두었다. 화염근처에서 온도와 농도등 모든 값들의 변화가 심하므로 화염면 근처에서 격자가 조밀한 비균일 격자를 채택하였으며 y 방향으로 총 61개의 격자를 두었다. 또한 가로축인 z 방향은 외부 교란에 대하여 가장 빨리 성장하는 모드에 해당하는 파동이 약 10개 정도를 포함할 수 있도록 폭(span)을 결정하였다. 위의 조건에 대하여 가장 빨리 성장하는 파동수(wave number)는 약 2.31 정도이며, 따라서 가로방향의 폭은 $z = \pm 10\pi/2.31 \approx \pm 13.37$ 이 된다. 가로방향의 격자는 주기적인 경계조건을 만족하게 하기 위하여 총 $258 (=2^8+2)$ 개로 하였다. 시간적분을 위한 time step 은 수치해석의 결과가 일치하는 최대크기인 $\Delta t=0.00015$ 로 두었다.

3. 결과 및 검토

불안정성에 따른 줄무늬 화염의 전체적인 비선형 특성을 살펴보기 위하여, Damkohler 수의 함수에 따라 각 줄무늬 화염들의 평균 화염온도를 Fig. 2에 도시하였다. 이차원 줄무늬 화염의 평균 화염온도는 z 방향으로 화염온도를 평균하여 다음과 같이 정의되었다.

$$\theta_r = \frac{1}{z_e - z_b} \int_{z_b}^{z_e} \theta(y=0) dz \quad (9)$$

여기에서 z_b 와 z_e 는 각각 z 방향의 경계값이다.

Fig. 2에서 실선은 일차원 준정상상태 화염의 해를 나타낸다. 위측 줄기가 정상상태 화염이 존재할 수 있는 영역이며, 전환점(turning point)은 정상상태 화염의 소염조건이며, 소염 Damkohler 수는 그 값이 $Da_E=1.6636 \times 10^9$ 이다. 일차원 준정상상태의 해로부터 이차원 화염의 해를 계산한다. 확산화염에서 물질확산-열전도에 의한 불안정성은 준정상상태의 소염조건 근처에서 국한되므로, 본 연구에서는 초기 Damkohler 수를 $Da=1.7 \times 10^9$ 로 두고 불안정성에 의한 비선형 전개(evolution)를 계산하였다. 불안정성을 야기시키는 초기교란으로 산화제의 농도에 z 방향으로 진폭이 매우 작은 2개의 정현파를 부과하였다. 이로부터 8개의 줄무늬를 갖는 화염이 생성되었다.

2개의 정현파를 부가한 경우의 초기 형태로서 8개의 줄무늬를 얻었으나, 초기 교란이 다를 경

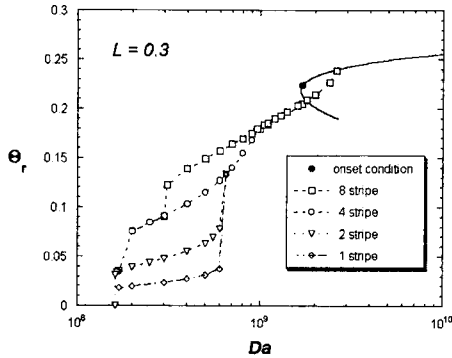


Fig. 2 Solution branches plotted in terms of θ_r as a function of Da

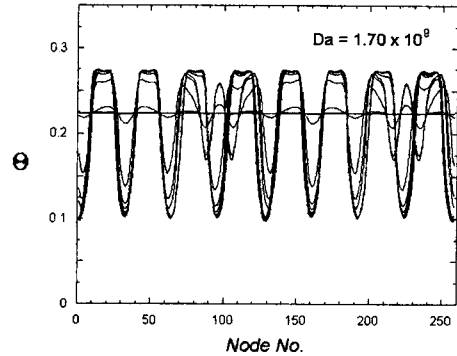


Fig. 3 Evolution of the 8-stripe solution from the one-dimensional solution at $Da=1.7 \times 10^9$

우, 다른 수의 줄무늬를 얻는 것도 가능하다. 이러한 것은 Eckhaus 불안정성에 영향을 받지 않는 파동수의 범위에서는 다른 파동수를 갖는 다양한 비선형적 형태가 등장할 수 있는 것과 마찬가지로의 원리이다. 8개의 초기 형태를 채택한 이유는 8개의 초기 형태가 4개, 2개, 1개의 연속적으로 감소되는 현상을 관찰할 수 있었기 때문이다. 또한 여기에서 z 방향의 길이는 경계층의 두께에 의해서 무차원화 된 길이이므로, 실제의 줄무늬 간격은 화염 스트레치와 함께 연속적으로 변화하고 있다. 그러나, 무차원화된 길이가 실제 화염이 느끼는 길이와 직접적으로 연관되어 있으므로, 줄무늬 사이의 거리가 불연속적으로 변화하는 (즉, 줄무늬의 수가 갑자기 감소/증가하는) 물리적 현상을 파악하는데 보다 적절한 길이일 수 있다.

8개의 줄무늬 화염구조로부터 전개되는 비선형 특성을 파악하기 위하여 Damkohler 수를 준정상상태의 소염 Damkohler 수보다 감소시키면서 화염의 구조를 살펴보았다. Damkohler 수가 감소함에 따라, 화염의 총체 반응도가 약해져서 평균화염온도 θ_r 이 감소하거나 혹은 특정한 임계 Damkohler 수에서 화염의 줄무늬 수가 감소하게 된다. 본연구에서는 Damkohler 수가 감소할 때 화염의 구조가 천이되는 것을 전진 천이(forward transition)이라고 부르기로 한다. 반대로 Damkohler 수가 증가할 때 화염의 구조가 천이되는 것은 후진 천이(backward transition)라 명한다. 처음의 8개 줄무늬 화염으로부터 전진 천

이와 후진 천이를 수행함으로써 4개 줄무늬, 2개 줄무늬 그리고 1개 줄무늬 화염의 해를 얻을 수 있었다. 각 형태를 얻는 물리적 과정은 뒤에서 자세히 기술하였다.

Fig. 2에서 Lewis 수가 1보다 작을 경우, 불안정성에 의해 형성된 줄무늬 화염은 준정상상태의 소염 Damkohler 수 보다 작은 Damkohler 수에서도 꺼지지 않고 유지됨을 알 수 있다. 불안정성에 의한 가연한계의 확장은 화학에너지와 열에너지사이의 편중 확산(preferential diffusion)과 연관된 총엔탈피의 국소 이득 (gain) 혹은 손실(loss)에 기인한다. 즉 화염 줄무늬는 총엔탈피가 과도한 지역에 해당되며, 반면에 소염 줄무늬는 총 엔탈피가 부족한 지역에 해당된다. 따라서 충분히 많은 잉여 엔탈피로 인하여 화염 줄무늬 지역은 정상상태 소염 조건보다 더 가혹한 조건에서도 살아남을 수 있게 된다.

일차원 화염의 해로부터 처음 분기되어 얻을 수 있는 8개의 줄무늬 화염의 성장과정을 Fig. 3에 도시하였다. 처음 8개 줄무늬 화염을 생성하기 위한 Damkohler 수는 준정상 소염 Damkohler 수보다 조금 큰 $Da=1.7 \times 10^9$ 로 두었고, Fig. 2에서 검은 점으로 표시된 곳이다. 초기의 매우 작은 교란으로부터 10개의 줄무늬 화염들이 나타나지만, 교란이 충분히 커지면서 10개중 2개의 줄무늬 화염들이 다른 화염들에 비하여 상대적으로 약해서 없어지고 최종적으로 8개의 줄무늬 화염들만 살아 남는다. 이러한 8개의 줄무늬 화염은 준정상 소염 Damkohler 수의

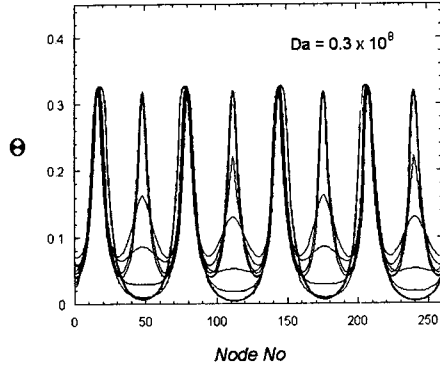


Fig. 4 Transition of 8-stripe solution to 4-stripe solution occurring at $Da = 0.30 \times 10^9$

약 1/5 보다 작은 $Da = 0.31 \times 10^9$ 정도까지 계속 유지된다. 평균 화염온도는 Da 가 감소함에 따라 점차적으로 작아진다.

만약 Da 를 $Da = 0.31 \times 10^9$ 보다 더 감소시키면, 8개의 줄무늬 화염은 더 이상 존재할 수 없고 4개의 줄무늬 화염으로 천이된다. 이러한 천이과정을 Fig. 4에 도시하였는데, Da 가 감소함에 따라 상대적으로 약한 줄무늬 화염들이 소화되어 4개의 줄무늬 화염을 형성하게 됨을 알 수 있다. Fig. 2로부터 평균 화염온도는, 8개에서 4개의 줄무늬 화염으로 천이될 때, 갑자기 낮아짐을 알 수 있다. 이는 주위의 약한 줄무늬 화염들이 갑작스럽게 소화되면서 천이가 일어난다는 것을 나타내고 있다.

천이가 일어나기 위해서는 8개의 줄무늬 화염들의 강도들이 서로 다를 필요가 있다. 그래야만 강한 줄무늬 화염들이 살아남고 약한 화염들은 소화되어 천이가 일어날 수 있는 것이다. 만약 z 방향으로 긴파장의 조절(long wave modulation)이 완전히 이루어져 줄무늬 화염들이 동일한 반응강도를 갖게 된다면, 상대적으로 약한 화염들을 소화시킬 수 없게되어 4개의 줄무늬 화염으로 천이되는 대신에 전체 줄무늬 화염들이 완전히 꺼져버리게 된다. 그러나 z 방향으로 긴파장의 조절에 걸리는 특성 확산시간은 대류확산지역에서의 특성 확산시간에 비하여 약 2차 차수크기(order of magnitude) 정도 크기 때문에 줄무늬 화염들이 동일한 반응강도를 갖기 위해서는 상당히 많은 시간이 필요하다.

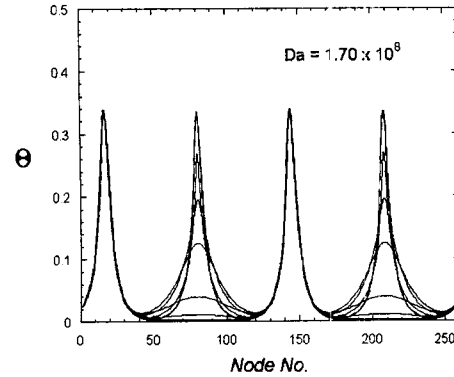


Fig. 5 Transition of 4-stripe solution to 2-stripe solution occurring at $Da = 0.17 \times 10^9$

Da 를 0.17×10^9 보다 더 감소시키면 4개의 줄무늬 화염이 2개의 줄무늬 화염으로 천이되며, 이를 Fig.5에 도시하였다. 이 경우에도 Fig.2에서 보는 바와 같이 평균 화염온도의 갑작스런 변화를 볼 수 있다. 2개의 줄무늬 화염에서 1개의 줄무늬 화염으로 천이되는 것은 수치계산에서 보기가 매우 힘들었다. 2개의 줄무늬 화염은 화염사이의 간격이 충분히 떨어져서 존재하기 때문에 각각의 줄무늬 화염은 거의 독립적인 화염구조를 갖게된다. 따라서 2개의 줄무늬 화염과 1개의 줄무늬 화염의 해가 존재하는 Damkohler 수의 영역이 거의 일치하여, 2개의 줄무늬 화염에서 1개의 줄무늬 화염으로 천이는 일어나기 힘들고 화염 전체가 소화되는 것이다. 1개의 줄무늬 화염의 해는 특별한 초기조건들에서만 얻을 수 있었다. 2개 혹은 1개의 줄무늬 화염들의 구조는 Thatcher and Dold⁽¹¹⁾의 수치계산에서 나타난 고립된 화염 셀의 모습과 매우 유사하다.

Da 수가 0.16×10^9 보다 작을 경우에는 2개의 줄무늬 화염 혹은 1개의 줄무늬 화염도 존재하지 않고 완전히 소화되었다.

각각의 줄무늬 화염들이 존재할 수 있는 영역을 결정하기 위하여, Da 수를 증가시키면서 줄무늬 화염들의 수가 늘어나게 되는 후진 천이를 연구하였다. 후진천이를 연구하기 전에 전진 천이와 후진 천이의 근처에서 줄무늬의 화염구조가 다르다는 점에 유의할 필요가 있다. 전진 천이 근처 줄무늬 구조에서는 온도분포가 한 개의 정점을 갖는데 비하여, 후진 천이 근처 줄무늬 구

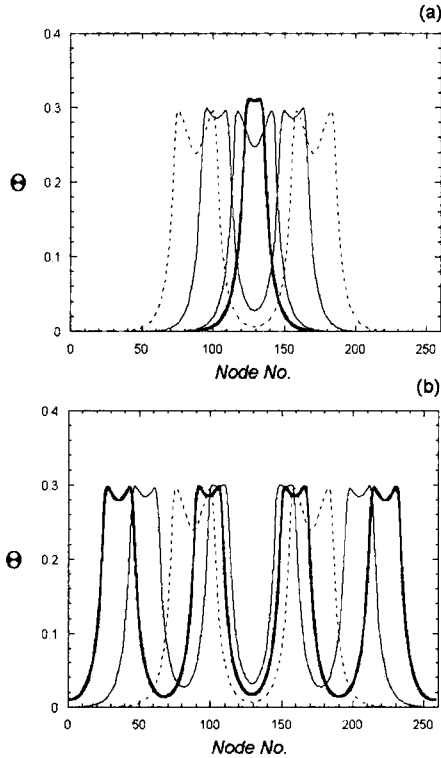


Fig. 6 Transition of 1-stripe solution to 4-stripe solution occurring at $Da = 0.65 \times 10^9$

조는 두 개의 정점이 있는 온도분포를 가진다 (Fig. 6 참조). 후진 천이에서는 이러한 두 개의 정점이 서로 분리되면서 두개의 줄무늬를 생성하게 된다. 즉, Da 수가 후진천이 조건에서는 상대적으로 크기 때문에, flame edge가 미연 가스쪽으로 전파하려는 특성이 있어 두 개의 정점을 만들고 있다.⁽¹¹⁾

1개 그리고 2개의 줄무늬 화염은 $Da > 0.65 \times 10^9$ 에서 4개의 줄무늬 화염으로 천이된다. Fig. 6은 1개의 줄무늬 화염이 4개의 줄무늬 화염으로 변환되는 과정을 도시한 것으로서, 줄무늬의 천이가 2단계로 발생하는 것을 보여주고 있다. 먼저 Damkohler 수가 커짐에 따라 1개의 줄무늬는 2개의 줄무늬로 분리가 된다. 이때 새롭게 나타난 2개의 줄무늬 화염은 화염끝(edge flame)이 양의 전파속도를 가지면서 화염이 존재하지 않았던 간격을 메우는 방향으로 전파하게 된다. 두 줄무늬의 간격이 어느 정도 분리되면, 2개의 줄무늬는 다시 4개의 줄무늬로 분리되며,

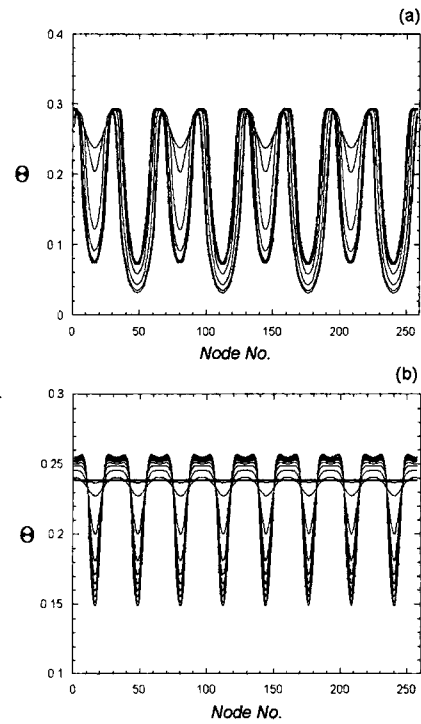


Fig. 7 (a) The backward transition of 4-stripe solution to 8-stripe solution occurring at $Da = 0.98 \times 10^9$ and (b) the backward transition of 8-stripe solution to one-dimensional solution occurring at $Da = 2.5 \times 10^9$

양의 전파속도를 같은 화염끝의 전파에 의해서 줄무늬들 사이의 간격을 일정하게 조절하게 된다.

2개의 줄무늬 화염도 1개의 줄무늬 화염과 같은 Damkohler 수에서 4개의 줄무늬 화염으로 천이되는 것이 수치해석을 통해서 확인되었으며, 천이되는 과정은 Fig. 6(b)에서 2개의 줄무늬가 4개의 줄무늬로 변환되는 과정과 유사하다.

그 후의 후진 천이과정이 Fig. 7에 도시되었다. 4개의 줄무늬 화염으로 천이되는 후진천이의 경우와 달리, 4개에서 8개의 줄무늬 화염으로의 천이는 각 줄무늬 화염이 2개로 점차적으로 분리되면서 일어나는 연속적인 과정이다. 따라서 Fig. 2에서 보듯이 평균 화염온도 θ 의 갑작스런 증가를 보이지 않는다. 또한 8개의 줄무늬 화염에서 불안정성이 없어지는 일차원 화염으로의 마지막 천

이 역시 연속적인 과정으로 일어난다.

각각의 줄무늬 화염에 대해서 전진 천이가 발생하는 임계 Damkohler 수와 후진 천이가 발생하는 임계 Damkohler 수를 비교하면 언제나 후진 천이가 발생할 경우의 Damkohler 수가 훨씬 큰 것을 Fig. 2를 통해서 알 수 있으며, 이를 통해서 줄무늬 화염의 천이에 히스테리시스(hysteresis)가 존재함을 알 수 있다.

4. 결론

이차원 대향류 유동장을 모델로 하여 확산-전도 불안정성에 의한 줄무늬 확산화염의 비선형 거동을 수치해석적으로 연구하였다. Lewis 수를 1보다 충분히 작게 두고 Damkohler 수를 변화시키면서 일차원 준정상상태의 화염의 해로부터 분기되는 여러 가지 2차원 화염 구조들이 천이되는 현상을 연구하였다. 특히 각기 다른 줄무늬 화염의 형태에 대응하는 줄무늬 화염의 분기와 다른 줄무늬 화염의 분기사이의 천이과정에서 일어나는 히스테리시스를 확인하는데 중점을 두었다.

화염끝의 구조가 본 연구의 주된 관심사는 아니지만, 줄무늬 화염의 구조는 Thatcher와 Dold가 발표한 화염끝의 구조와 비슷한 특성들을 나타내고 있다.

후 기

본 연구는 한국과학재단 목적기초연구(특정기초: 2000-1-30400-010-3) 지원에 의해 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Chen, R., Mitchell, G. B. and Ronney, P. D., 1992, "Diffusive-Thermal Instability and Flame Extinction in Nonpremixed Combustion", *24th Symp. (int'l) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 213~221.
- (2) Kim, J. S., Williams, F.A. and Ronney, P. D., 1996, "Diffusional-Thermal Instability of a Diffusion Flames", *J. of Fluid Mech.* Vol. 327, pp. 273~301.
- (3) Kim, J. S., 1997, "Linear Analysis of Diffusional-Thermal Instability in Diffusion Flames with Lewis Numbers Close to Unity." *Combustion Theory and Modeling*, Vol. 1, pp.13~40.
- (4) Kim, J. S., and Lee, S. R., 1999, "Diffusional-Thermal Instability in Strained Diffusion Flames with Unequal Lewis Numbers," *Combustion Theory and Modelling* 3-1, 123~146.
- (5) 이수룡, 김종수, "1997, "예혼합화염 영역에서 확산화염의 불안정성에 관한 연구," 대한기계학회논문집(B), 제21권 제8호, pp. 1218~1229.
- (6) Joulin, G. and Clavin, F., 1979, "Linear Stability Analysis of Nonadiabatic Flames : Diffusional-Thermal Model," *Combust. Flame*, Vol. 35, pp. 139~153.
- (7) S.R. Lee and J. S. Kim, 2000, "Nonlinear Dynamic Characteristics of Flame Stripes Formed in Strained Diffusion Flames by Diffusional-Thermal Instability," *Combustion Theory and Modelling* Vol. 4, No. 1, pp. 29~46.
- (8) Sivashinsky, G. I., 1977, "Diffusional-Thermal Theory of Cellular Flames," *Combust. Sci. Technol.*, Vol. 15, pp. 137~146.
- (9) Joulin, G. and Sivashinsky, G. I., 1983, "On the Dynamics of Nearly-Extinguished Non-adiabatic Cellular Flames," *Combust. Sci. Technol.*, Vol. 31, pp. 75~90.
- (10) Buckmaster, J. D. and Short, M., 1999, "Cellular Instability Sublimit Structures and Edge-Flames in Premixed Counterflows," *Combustion Theory and Modelling* Vol. 3, pp. 199~214.
- (11) Thatcher, R. W. and Dold, J. W., 2000, "Edges of Flames That Do Not Exist : Flame-Edge Dynamics in a Non-Premixed Counterflow," *Combustion Theory and Modelling* Vol. 4, pp. 435~457.