

화염의 구조에 대한 이론해석

정 석 호

<서울대학교 기계공학과 교수>

1. 머리 말

지난 10여년간의 연소분야에 대한 연구는 크게 시가져 방향에서 괄목할 만한 발전을 이루어 왔다. 그 첫째는 대용량 컴퓨터의 개발에 따른 수치해석능력의 신장을 들 수 있고, 둘째는 실험에서 레이저를 이용한 비접촉 계측방법의 발달을 들 수 있다. 또한 이론적 관점에서는 1974년 이래 유체역학에서 프란틀의 경계층 이론에 비견될 수 있는 접합점근방법(matched asymptotic technique)를 이용하여 예혼합 화염의 전파속도, 확산화염의 구조 및 점화/소화현상, 열폭발문제, 화염의 안정성 등에 관한 엄격한 해석이 가능하게 되었다. 이로서, 종래의 현상적, 물리적 설명으로 이해될 수 없었던 분야를 해석할 수 있었다. 이에 따라 본 강좌에서는 연소분야의 이론적 연구에 초점을 맞추어 접합점근방법의 기초개념 및 해석방법을 소개하고자 한다. 이를 위해 2장에서 확산 화염과 예혼합 화염의 특성을 설명하고, 3장에서 화염면 극한의 해석, 4장에서 확산 화염의 구조해석을 통한 점화/소화현상 및 5장에서 예혼합 화염대의 응용 등을 소개한다.

2. 확산 화염과 예혼합 화염의 특성

화염의 분류방법에는 여러가지가 있으나 연료와 산화제의 혼합특성을 기준으로 확산 화염(diffusion flame)과 예혼합 화염(premixed flame)으로 나눈다.

예혼합 화염은 연료와 산화제가 화염에 도달하기 훨씬 전에 분자적 측면에서 잘 혼합되어 있어 일단 화염이 형성되면 일정한 속도로 전파되는 파동적 특성을 갖는다. 이때 전파속도는 화학반응율과 열 및 물질의 확산에 의해 제어되며 화학반응율의 유한성이 해석상의 난점으로 상존하여 왔다. 이러한 예혼합 화염의 구조를 그림 1에 예시하였는데 당량비의 관점에서 부족한 화학종(chemical species)은 화염지역에

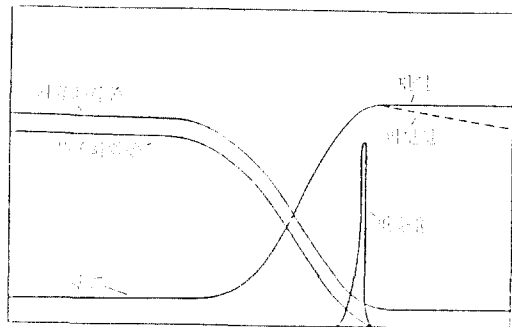


그림 1 예혼합 화염의 개략적 구조

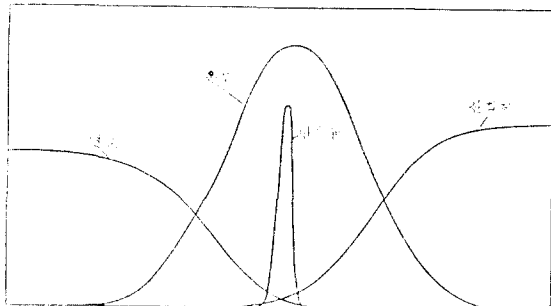


그림 2 확산 화염의 개략적 구조

서 모두 소모된다. 화학종 농도와 온도가 변화하는 지역을 예열지역(preheat zone)이라 하며 일반적인 탄화수소연료의 경우 두께는 약 1mm 정도이다. 이 지역중에서 실제 화학반응이 발생하는 지역은 예열지역 두께의 약 1/10이다.

이에 비하여 확산 화염(그림 2 참조)은 연료와 산화제가 초기에 분리되어 있는데 확산과 대류에 의해 반응물들이 화염지역에 전달되어 분자적 혼합이 일어나 화학반응을 일으킨다. 이때 발생하는 열과 생성물은 전달현상에 의해 화염지역 바깥으로 이송된다. 확산 화염의 위치는 화염의 강도가 최대가 되는 지점에 스스로 조정되어 연료와 산화제의 스토이키ometry를 이루며 화염면을 통과하는 연료와 산화제의 누출(leakage)은 거의 없다. 이 경우 확산율에 비해 반응율이 훨씬 빠르므로 상대적으로 느린 과정 즉 확산과정이 화염의 특성을 제어하는 메카니즘이 된다. 따라서 화학반응율이 무한히 빠르다는 가정(infinite-rate kinetics)으로 해석하여도 확산화염의 제 특성 즉 화염의 크기, 온도 및 연소율 등을 예측할 수 있다.

3. 화염면 극한의 해석

상술한 바와 같이 화염의 구조를 해석하는데 있어 무한반응율로 계산하면 확산화염의 제 특성을 구할 수 있으며 또한 예혼합 화염의 경우 무한반응율의 해는 리이딩차 해(leading order solution)로 이용된다.

이러한 무한반응율은 화염면극한(flame sheet limit)의 개념과 연관되어 화학반응이 유동장내의 한 면에 국한되게 된다. 이 화염면극한의 개념은 두가지 방향에서 이해 될 수 있는데 그 하나는 Damköhler 수(D_a)의 개념으로 다른 하나는 활성화에너지(activation energy; E_a)의 개념으로 이해될 수 있다.

3.1. Damköhler 수

Damköhler 수는 특성유동시간과 특성반응시간의 비로 표시되는 무차원수로 에너지 혹은 화학

종방정식을 무차원화 하는 과정에서 화학반응율의 계수로 나타난다⁽¹⁾. 이때 $D_a \rightarrow 0$ 의 극한은 특성유동시간에 비해 특성화학반응시간이 훨씬 길어 화학반응이 일어날 수 없음을 의미하며 이를 동결유동(frozen flow)이라 한다. 일반적인 유체역학, 열전달 및 물질전달 문제들이 이 극한에 속한다.

$D_a \rightarrow \infty$ 의 극한은 특성유동시간에 비해 화학반응시간이 매우 짧아 유동장내의 한 면에서 화학반응이 완결될 수 있어 화염면극한의 개념과 연결된다.

3.2. 활성화에너지

활성에너지는 분자충돌시 화학반응으로 유도되기 위한 최소 충돌에너지로 이해될 수 있으며 일반적인 연소문제에서의 화학반응율 ω 는 Arrhenius의 형태로 표시되어

$$\omega \sim \exp(-E_a/R^\circ T)$$

이다. 이때 지수항은 전체분자충돌 중 화학반응이 일어날 확률을 의미한다. 여기서 R° 는 기체상수, T 는 온도인데 일반적인 탄화수소연료의 경우에 $E_a \approx 45\text{kcal/mole}$, $T \approx 1500\text{k}$ 이므로 $E_a/R^\circ T \approx 15$ 의 매우 큰 값을 갖는다. 연소유동장에 온도구배가 있는 경우에 시스템의 최대온도 T_f 에 의해 무차원화한 화학반응율이 그림 3에 표시되어 있다. 여기서 $T_a \equiv E_a/R^\circ$ 는 활성화온도(activation temperature)이다. 이를 보면 상대적 화학반응율은 활성화에너지가 증가함에 따라 최대온도 부근에 국한된다. 극한적으로 $E_a \rightarrow \infty$ 일 때 화학반응은 유동장내의 한 면에서만 발생하며 따라서 화염면극한과 연관된다.

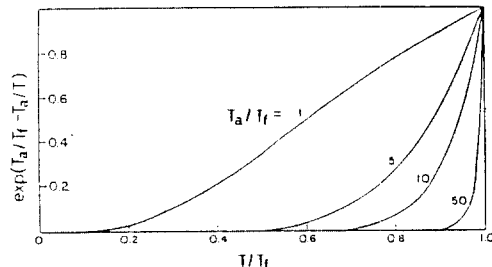


그림 3 활성화에너지의 변화에 따른 상대적반응율

3.3. 화염면 극한의 해석

화염을 해석하는데 있어 열확산계수($\lambda/\rho C_p$)와 물질확산 계수(\mathcal{D})의 비, 즉 Lewis 수($Le = \lambda/\rho C_p \mathcal{D}$)가 1이라는 가정은 널리 채택되어 왔으며⁽²⁾ 이에 따라 Shvab-Zeldovich 연계함수를 이용하여 온도장과 화학종농도장을 분리함으로서 수학적 해석이 용이하였다. 그러나, 최근에 들어 $Le=1$ 을 기준으로 예혼합화염의 제 특성이 달라지며^(3,4) 또한 확산화염의 경우에도 $Le \neq 1$ 의 일반적인 경우로 해석하여야 여러가지 물리적인 특성을 설명할 수 있었다⁽⁵⁻⁸⁾. 따라서 $Le \neq 1$ 인 일반적인 경우에 화염면극한에서 확산화염에 대한 정상상태의 지배방정식을 살펴보면⁽⁵⁾

$$\text{연속방정식 ; } \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\text{연료 ; } \nabla \cdot (\rho \vec{u} Y_F - \rho \mathcal{D}_F \nabla Y_F) = 0, \quad \vec{x} < \vec{x}_f \quad (2)$$

$$\text{산화제 ; } \nabla \cdot (\rho \vec{u} Y_O - \rho \mathcal{D}_O \nabla Y_O) = 0, \quad \vec{x} > \vec{x}_f \quad (3)$$

$$\text{에너지 ; } \nabla \cdot (\rho \vec{u} C_p T_{\pm} - \lambda \nabla T_{\pm}) = 0 \quad (4)$$

이며 여기서 \vec{u} 는 속도벡터, 하첨자 F, O 는 각각 연료와 산화제를 표시하고 $+, -$ 는 각각 산화제측과 연료측을 나타낸다. 화염면을 중심으로 양측은 화학반응이 없는 동결유동장이므로 대류항과 확산항이 균형을 이루며 따라서 양 지역을 분리하여 해석할 수 있다. 이때 화염면에서의 제한조건은

$$\text{온도연속 ; } (T_{\pm})_{\vec{x}_f} = (T_{\mp})_{\vec{x}_f} \quad (5)$$

$$\text{완전소비 ; } (Y_F)_{\vec{x}_f} = (Y_O)_{\vec{x}_f} = 0 \quad (6)$$

$$\text{당량비 ; } (\rho \mathcal{D}_F \vec{n} \cdot \nabla Y_F)_{\vec{x}_f} = - \{ \rho \mathcal{D}_O \vec{n} \cdot \nabla (Y_O/\sigma) \}_{\vec{x}_f} \quad (7)$$

$$\text{에너지균형 ; } (\lambda \vec{n} \cdot \nabla T_{+})_{\vec{x}_f} - (\lambda \vec{n} \cdot \nabla T_{-})_{\vec{x}_f} = Q (\rho \mathcal{D}_F \vec{n} \cdot \nabla Y_F)_{\vec{x}_f} \quad (8)$$

으로 \vec{n} 는 화염면에서의 단위수직벡터, σ 는 당량비, Q 는 연료의 단위질량당 발열량을 나타낸다. 당량비의 식(7)은 연료와 산화제의 소모가 당량비로 이루어짐을 표시하고 에너지균형의 식(8)은 화염 양쪽에서의 열전달량이 발열량과 같음을 표시한다.

화염면의 온도를 구하기 위해서는 상기식 (1)~(4)를 풀어 경계조건과 식(5)와 (6)을 적용시키면 온도와 화학종농도의 분포가, 화염의 위치

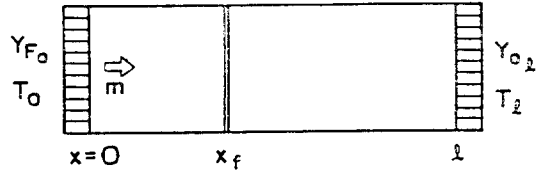


그림 4 일차원 확산화염 모델의 개략도

x_f 와 화염의 온도 T_f 의 함수로 표시되며 여기에 점프(jump)조건인 식(7)과 (8)을 대입하면 T_f 와 x_f 를 구할 수 있다.

이러한 방법을 다공성 평판으로 경계가 정하여지고 여기서 온도와 화학종농도가 일정하게 유지되는 일차원 확산화염에(그림 4) 적용시키면

$$1 + (Y_{F0}\sigma/Y_{O1}) = \exp(-\tilde{m}Le_f \tilde{x}_f) + (Y_{F0}\sigma/Y_{O1}) \exp\{\tilde{m}Le_o(1-\tilde{x}_f)\} \quad (9)$$

$$\frac{C_p(T_f - T_0)}{Y_{F0} \left[\frac{1 - \exp(-\tilde{m}\tilde{x}_f)}{1 - \exp(-Le_f\tilde{m}\tilde{x}_f)} \right]} + \frac{C_p(T_f - T_l)}{\frac{Y_{O1}}{\sigma} \left[\frac{1 - \exp\{\tilde{m}(1-\tilde{x}_f)\}}{1 - \exp\{Le_o\tilde{m}(1-\tilde{x}_f)\}} \right]} = Q \quad (10)$$

의 식을 얻어 화염온도와 화염위치 $\tilde{x}_f(x_f/l)$ 를 결정할 수 있으며 이는 Le 와 대류량 $\tilde{m}(= \rho u l C_p / \lambda)$ 의 함수로 표시된다.

먼저 $Le_f = Le_o = 1$ 이면 식(10)의 대괄호 항들은 모두 1이 되어

$$C_p(T_f - T_0) + \left(\frac{1 - Y_{F0}}{Y_{F0}} \right) C_p(T_f - T_0) + \sigma C_p(T_f - T_l) + \sigma \left(\frac{1 - Y_{O1}}{Y_{O1}} \right) C_p(T_f - T_l) = Q \quad (11)$$

로 분해할 수 있다. 따라서 연료 1kg에 대한 발열량 Q 는 연료 1kg, 산소 σ kg, 연료측 및 산소측 경계에서의 불활성기체 $(1 - Y_{F0})/Y_{F0}$ kg 및 $\sigma(1 - Y_{O1})/Y_{O1}$ kg의 혼합물의 초기온도에서 화염 온도까지의 엔탈피 변화량과 같아져 T_f 는 단열 화염온도 T_{ad} 가 된다. 즉 $Le_i = 1$ 인 경우 대류량 \tilde{m} 는 화염온도에 영향을 미치지 않는다. 그러나 $Le_i \neq 1$ 인 경우 식(10)에서 보는 바와 같이 화염온도는 대류량의 영향을 받는다. 그림 5는 $T_0 = T_l$ 의 경우 화염온도비 $R = (T_f - T_0)/(T_{ad} - T_0)$ 를 나타내고 있는데 $Le = 1 = O(1)$ 인 경우

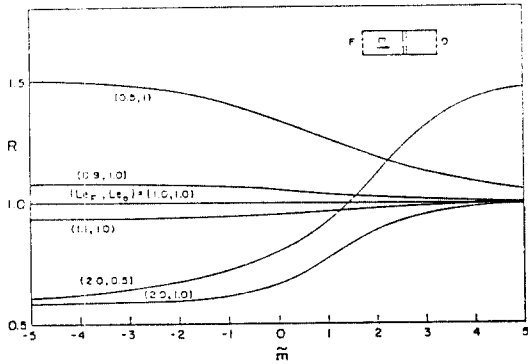


그림 5 일차원 확산화염의 온도

화염온도는 단일화염온도로 예측된 값으로부터 상당히 벗어나며 이러한 결과는 수소, 액체탄화수소, 폴리머 등의 $Le-1=O(1)$ 인 연료에서 정확한 화염온도의 예측, 혹은 온도에 민감한 매연, NO_x 등의 생성에 관한 연구에서 $Le \approx 1$ 의 영향이 고려되어야 함을 보여주고 있다.

4. 점화/소화현상의 해석

점화 및 소화현상 자체는 엄격히 취급하면 천 이상태이나 순간적으로 발생하므로 점화직전 혹은 소화직전까지의 상태는 준정상상태로 취급할 수 있다. 따라서 정상상태로 해석하여 보면 화학반응율의 비선형성으로 인해 해가 존재하지 못하는 지역이 있으며, Damköhler 수와 화염의 특성을 표시하는 변수(예를 들어 시스템의 특성온도 혹은 연소율 등)를 도시하면 그림 6 과 같은 S-곡선이 나타난다. 이 선도를 보면 먼저

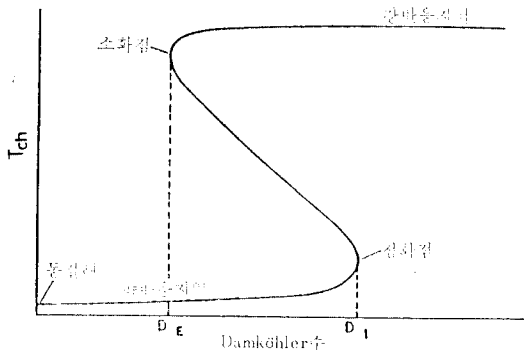


그림 6 S-곡선과 점화/소화 조건

아래분기(lower branch)에서 $D_a=0$ 의 동결유동장에서 출발하여 점차 D_a 를 증가시키면 약한 화학반응을 일으키며 T_{ch} 가 증가하게 된다. 만약 D_a 를 더욱 증가시켜 D_l 보다 크게하면 윗분기(upper branch)의 강한 화학반응을 갖는 연소상태만이 가능한 정상상태의 해가 된다. 따라서 D_l 는 점화조건(ignitability)이 된다. 마찬가지로 $D_a=\infty$ 의 화염면 극한에서 출발하면 D_e 가 소화조건(extinguishability)이 된다. 즉 $D_a < D_l$ 지역에서는 화학반응에 의한 열발생과 열전달이 균형을 이루는 정상상태가 화염이 없는 상태로 가능하나 $D_a > D_l$ 가 되면 화학반응에 의한 열발생율이 너무 크기 때문에 화염이 존재하는 정상상태만이 가능해져 점화가 발생하게 된다. 일반적으로 이러한 S-곡선의 중간분기(middle branch)는 불안정하다고 알려져 있다. 또한 S-곡선은 활성화에너지가 큰 경우에만 발생하고 작은 경우에는 T_{ch} 가 D_a 의 단조함수로 나타나 점화/소화의 뚜렷한 구분이 없다.

4.1. 활성화에너지가 큰 경우의 점화점근방법

연소에 응용한 점화점근방법은 유체역학의 경계층 해석과 유사하다. 이는 화학반응이 매우 좁은 지역에 국한되는 것에 기인하며 따라서 유체역학의 Reynolds 수와 같이 큰 매개변수를 필요로 한다. 이러한 매개변수로 이용될 수 있는 것은 D_a 혹은 E_a/RT_{ch} 이다. 종래에는 D_a 가 이용되었으나 이는 선형항으로 반응율에 표시되므로 특성 S-곡선을 얻을 수 없었다. 1974년에 Linan⁽⁹⁾에 의해 E_a/RT_{ch} 가 큰 매개변수로 이용되어 반응율에 비선형적으로 작용하여 특성 S-곡선을 얻을 수 있었으며 이러한 방법을 활성화에너지가 큰 경우의 점화점근방법(large activation energy asymptotics)이라 한다.

유체역학의 경계층 이론의 기본유동장이 점성이 없는 포텐셜장에서 출발하듯이 연소문제에서는 점화해석의 경우에 동결유동장에서, 소화해석의 경우에 평형유동장의 화염면극한 즉 $E_a \rightarrow \infty$ 에서 출발하여 E_a 가 크지만 유한한 특성을 고려해 섭동시킨 지배방정식을 풀게 된다. 이를

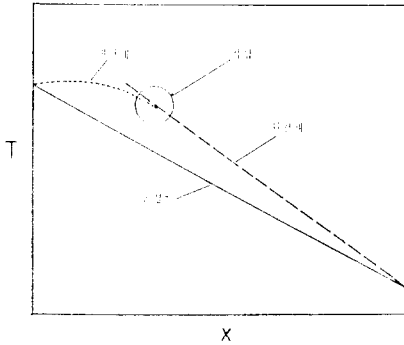
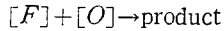


그림 7 점합점근]방법의 해석 개략도

점화문제의 경우 개략적으로 표시하면 그림 7과 같다. 즉 동결유동장을 리이딩차(leadnig order)로 하여 최대온도부근의 경계에서 화학반응을 고려한 섭동을 구하고 이로 인한 비반응지역의 섭동을 구해 점합시켜 전체 분포를 얻는다.

4.2. 점화해석의 예⁽⁵⁾

그림 4의 일차원형상에서 $\rho u=0$ 인 순수 확산 전달 시스템을 모델로 한 일차 총체반응



에서 지배방정식과 경계조건은

$$\frac{d^2 \hat{T}}{dx^2} = -\frac{d^2 \hat{Y}_F}{dx^2} = -\frac{d^2 \hat{Y}_O}{dx^2} = \frac{D_a \hat{Y}_O \hat{Y}_F}{\hat{T}^2} \exp\left(-\frac{E}{R^0 T}\right) \quad (12)$$

$$\hat{x}=0; \hat{Y}_O=Y_{O1}, T=\hat{T}_1, \hat{Y}_F=\hat{Y}_{F1}$$

$$\hat{x}=1; \hat{Y}_F=1, \hat{T}=\hat{T}_0, \hat{Y}_O=\hat{Y}_{O0}$$

이며 무차원변수는 $\hat{Y}_F=Y_F/Y_{F0}$, $\hat{Y}_O=(Y_O/\sigma Y_{F0})$ (Le_F/Le_O), $\hat{T}=C_p T/(Y_{F0} Q/Le_F)$, $\hat{x}=1-\hat{x}$ 이다.

산화제측 즉 $\hat{x}=0$ 의 온도가 연료측에 비해 높다고 가정하면 온도에 민감한 Arrhenius 반응율에 의해 산화제 측에서의 점화가 예측된다. 따라서 유동장은 비반응의 넓은 순수확산지역(외지역)과 $\hat{x}=0$ 근처의 얇은 반응-확산지역(내지역)으로 구분된다. 이때 약한 화학반응을 일으키므로 먼저 화학 반응이 전혀 없는 동결해 를 구하면

$$\hat{T}^0 = \hat{T}_1 + (\hat{T}_0 - \hat{T}_1)\hat{x} \quad (13)$$

이고 Shvab-Zeldovich 관계식에서

$$\begin{aligned} \hat{Y}_O &= \{(\hat{T}_0 - \hat{T}_1) + (\hat{Y}_{O0} - \hat{Y}_{O1})\} \hat{x} + \hat{T}_1 + \hat{Y}_{O1} - \hat{T} \\ \hat{Y}_F &= \{(\hat{T}_0 - \hat{T}_1) + (\hat{Y}_{F0} - \hat{Y}_{F1})\} \hat{x} + \hat{T}_1 + \hat{Y}_{F1} - \hat{T} \end{aligned} \quad (14)$$

이 된다. 여기서 유의할 점은 식(13)에서 상첨자 0는 리이딩차의 동결해 즉 $\omega=0$ 의 해인데 비해 식(14)는 전체 유동장에서 화학반응이 있는 경우에도 성립하며 이는 온도와 농도장을 연계하여 ω 를 소거하여 쓴 식이기 때문이다.

실제 유동장은 $\hat{x}=0$ 에서 화학반응이 존재하므로 외지역의 온도장은 T^0 로부터 벗어나게 되며 $\hat{x}=1$ 에서 경계조건을 만족해야 하므로 외지역의 해는

$$\hat{T}_{out} = \hat{T}^0 + \varepsilon(1-\hat{x}) + O(\varepsilon^2) \quad (15)$$

이 되며 $\varepsilon = \hat{T}_1^2 / \hat{T}_0$ 이다.

반응지역 즉 내지역은 매우 얇아 그 해는 \hat{T}_1 로부터 섭동되어

$$\hat{T}_{in} = \hat{T}_1 + \varepsilon[\theta(\chi) - \chi] + O(\varepsilon^2) \quad (16)$$

이며 $\chi = (\hat{T}_1 - \hat{T}_0)\hat{x}/\varepsilon$ 으로 $\hat{x}=0$ 근처의 좁은 지역을 확대하기 위한 연신좌표(stretched coordinate)이다.

이 두지역의 해가 스무스(smooth)하기 위해서 점합조건(matching condition)을 고려해야 하는데 이는 \hat{T}_{out} 를 내지역의 연신좌표로 치환한 후 \hat{T}_{in} 과 비교함으로써 구할 수 있다. 또한 $\chi=0$ 에서 경계조건을 만족하여야 하므로 섭동온도 θ 의 경계조건은

$$\lim_{\chi \rightarrow 0} (\theta - \chi) = 0; \theta(0) = 0$$

$$\lim_{\chi \rightarrow \infty} (\theta - \chi) = -\chi + c; \left(\frac{d\theta}{d\chi}\right)_{\infty} = 0 \quad (17)$$

가 된다.

내지역의 해 \hat{T}_{in} 과 식(14)를 식(12)에 대입하면 $\hat{Y}_{F1} = O(1)$ 인 경우에 θ 의 지배방정식은

$$\frac{d^2 \theta}{d\chi^2} = -\frac{\Delta}{2} \exp(\theta - \chi) \quad (18)$$

가 되며 Δ 는

$$\Delta = \frac{2\varepsilon D_a \hat{Y}_{O1} \hat{Y}_{F1}}{(\hat{T}_1 - \hat{T}_0)^2 \hat{T}_1^2} \exp\left(-\frac{E_c}{R^0 T_1}\right) \quad (19)$$

로 reduced Damköhler이다.

식(18)은 하나의 매개변수 Δ 로 표시되어 있으며 Δ 에 따라 식(17)의 경계조건을 이용하여

플면 그림 8과 같다. 즉 $\Delta > 1$ 이면 해가 존재하지 않고 $\Delta < 1$ 일때는 두개의 근이 존재한다. 이때 $\theta(\infty)$ 즉 최대섭동온도를 Δ 의 함수로 표시하면 그림 9와 같은 S-곡선의 아래분기를 얻게 된다. 따라서 $\Delta = 1$ 은 점화조건이 된다.

섭동온도 θ 를 동결해와 결합하여 χ 의 함수로 표시하면 그림 10과 같으며 $\Delta < 1$ 이면 고온 경

계로부터 열을 받아 발생열량과 함께 저온부로 전달시키며, $\Delta = 1$ 이면 고온-경계로부터 열전달이 없는 단열상태의 정상상태가 된다. 실제로 $\Delta > 1$ 이 되면 물리적으로 고온 경계에도 열을 공급해 줄 수 있는 초단열(superadiabatic) 상태가 되며 이는 화학반응이 스스로 유지되어 비정상상태가 되므로 정상해석에서는 나타나지 않는다.

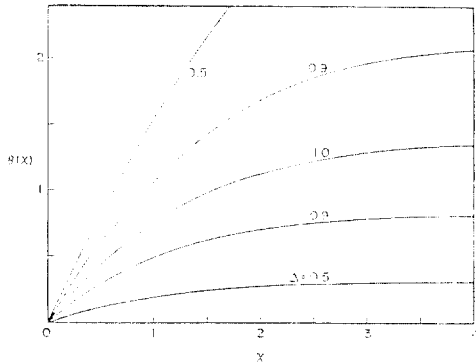


그림 8 섭동온도 θ 의 분포

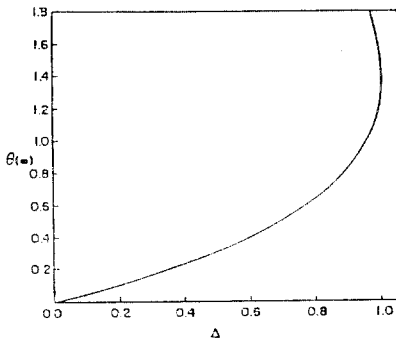


그림 9 최대섭동온도를 Damköhler 수의 함수로 표시한 S-곡선의 아래분기

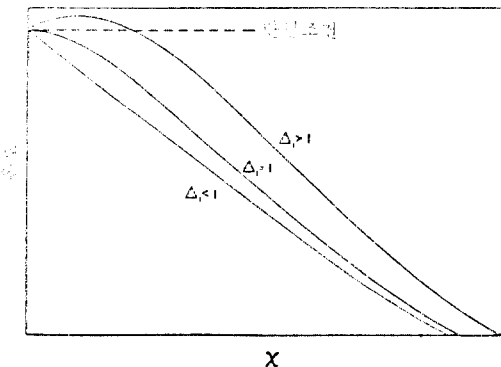


그림 10 점화시의 온도분포

4.3. 소화해석

소화해석은 $E_a \rightarrow \infty$ 의 화염면극한으로부터 출발하여 E_a 가 유한한 영향을 고려해 좁으르서 접합점근방법으로 해석할 수 있다. 다만 점화해석과 다른 점은 유동장이 두개의 넓은 비반응지역과 하나의 좁은 반응지역으로 나뉘어 진다는데 있으며 비반응지역은 일반적인 경우에 확산-대류의 균형지역이며 반응지역은 반응-확산의 균형지역이 된다. 이는 이 지역이 매우 좁고 급격한 기울기의 변화를 갖고 있어 대류량은 확산량에 비해 무시될 수 있기 때문이다.

이러한 소화해석은 Linan, Williams, 및 Law 등에 의해 $Le=1$ 인 경우에 여러 형상에 대해 해석되었고 최근에 Chung과 Law에 의해 $Le \neq 1$ 인 해석이 시도 되었으며 이 결과는 소화실험의 결과로부터 연소와 관련된 변수, 예를 들어 총체 활성화에너지를 구하는 경우에 Lewis 수를 고려하여야 함을 보이고 있다.

5. 예혼합화염의 해석

예혼합화염은 예열지역의 두께가 약 1mm 정도이므로 이 앞쪽의 미연가스지역은 순수한 유체유동장으로 대류항과 압력항이 균형을 이루고 예열지역에서는 대류항과 확산항이 그리고 약 0.1mm 두께의 반응지역에서는 화학반응과 확산항이 기연가스지역은 다시 대류항과 압력항이 균형을 이루는 크게 4개의 지역으로 구분된다.

예혼합화염의 제 현상들에 관한 해석은 Bush와 Fendell, Williams, Ludford와 Buckmaster, Sivashinsky, Joulin과 Clavin, Matkowsky 등의 그룹에 의해 화염의 전파속도, 화염의 안정성,

화염과 유동장의 상호작용 등이 널리 해석되어 왔다. 구체적인 해석방법은 앞서 설명한 확산화염의 해석과 유사한데 다만 화염속도가 특성치 (eigenvalue)로 나타나고 있다.

6. 맺음 말

상술한 활성에너지가 큰 경우의 집합점근방법은 연소문제에 도입된 이래 여러 분야에 걸쳐 많은 발전을 이루어 왔다. 앞으로 국내에서도 이러한 방법이 널리 이용되기를 기대한다.

참 고 문 헌

- (1) "용어해설", 대한기계학회지, 제25권 제 3 호 p. 25 1, 1985.
- (2) F.A. Williams, "Combustion Theory," Addison-Wesley, 1965.
- (3) G.I. Sivashinsky, "Instabilities, Pattern Formation, and Turbulence in Flames," Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 15, p.179 1983.
- (4) J.D. Buckmaster and G.S.S. Ludford, "Theory of Laminar Flams," Cambridge, 1982.
- (5) C.K. Law and S.H. Chung, "Steady State Diffusion Flame Structures with Lewis Number Variations," Combust. Sci. Tech., Vol. 29, p.129, 1982.
- (6) S.H. Chung and C.K. Law, "Structure and Extinction of Convective Diffusion Flames with General Lewis Numbers," Combust. Flame, Vol. 52, p.59, 1983.
- (7) S.H. Chung and C.K. Law, "On the Flame Sheet Assumption and Flame Temperature Determination in Combustion Modeling," Combust. Sci. Tech., Vol. 35, p.297, 1984.
- (8) S.H. Chung and C.K. Law, "Burke-Schumann Flames with Streamwise and Preferential Diffusion," Combust. Sci. Tech., Vol. 37, p.21, 1984.
- (9) A. Linan, "The Asymptotic Structure of Counterflow Diffusion Flames for Large Activation Energies," Acta Astro., Vol. 1, p.1007, 1974.

