

<논 문>

## 전개 확산제트 화염과 정체점 확산 화염과의 유사성

박 정\* · 신 현 동\*\*

(1995년 8월 16일 접수)

### Similarity between a Stagnant Point Diffusion Flame and an Evolving Jet Diffusion Flame

Jeong Park and Hyun Dong Shin

**Key Words :** Strain Rate(스트레인율), Stagnant Point Diffusion Flame(정체점 확산 화염), Maximum Flame Temperature(최대 화염 온도), Flame Response(화염 응답), Nonsteady Effect(비정상 효과), Flamelet(화염편), Extinction(소멸)

#### Abstract

Experiments on corresponding jet flames with stagnant point diffusion flames have been carried out in initial injection periods. A compensated measurement of maximum flame temperature, which is based on the ion signal, has been employed to inspect flame responses to time-varying strain rates. The flame responses are obtained at two conditions for the slowly time-varying strain rate and the case of flame extinction, and analyzed to confirm similarity between a stagnant point diffusion flame and an evolving jet diffusion flame. Nonsteady effects are addressed via the comparison between several time scales. The time variation with low strain rates, in which illustrates the flame behavior of the upper branch far from extinction in the well-known S-curve, is confirmed to produce a quasi-steady flame response through the nonsteady experiments. The time variation with strain rates in the case of flame extinction indicates an unsteady effect of flame response. It is therefore found that the flame responses near jet tip depend on time histories of characterized strain rates in the developing process.

#### 1. 서 론

일반적인 난류 확산 화염에 있어서 화염대의 두께가 화염의 곡률 반경(radius of curvature)에 비해 무시될 수 있기 때문에 층류 화염편 개념(laminar stretched flamelet concept)은 성공적으로 난류 확산 화염을 묘사해 왔다.<sup>(1-3)</sup> 층류 화염편 개념은 난류 화염이 층류 화염편들의 앙상블로 이루어져 있고 순간 구조가 층류 화염으로 구성되

며 유동장과 화염대를 분리시키고 화학 반응과 분자 확산을 관련짓는 유일한 모델이라는 점에서 최근 많은 연구 대상이었다.<sup>(1,2,4)</sup> 이러한 관점에서 지난 20여년간 화염 구조에 미치는 유동장의 영향을 규명하기 위해 많은 연구가 수행되어 왔다. 기존 연구들의 대부분은 적절한 상사 변수(similarity variable)에 의해 1차원 화염 구조를 갖는 정상 상태에서의 대향류 화염 혹은 정체점 화염을 통해 이루어져 왔다.<sup>(1,5-10)</sup> 기존의 층류 화염편 개념의 단점은 층류 소화염들의 반응대 구조가 난류 유동에 있어서 평균 스칼라 소산율(scalar dissipation rate) 변화의 시간 크기와 비교하여 빠른 시간 크

\*한국에너지기술연구소 연소로연구팀

\*\*회원, 한국과학기술원 기계공학과

기로 응답한다는 사실을 묵시적으로 가정하고 있다. 그러나, 실제 난류 유동장 안에서 화염편은 한정된 체류 시간만을 보내며 국부적 조건들을 조정할 수 없어 결국 정상 상태 구조에 이르지 못할 수 있음이 인식되고 있다.<sup>(4)</sup> 따라서, 최근의 관심은 비정상 화염 거동에 모아지고 있고 소수의 수치적 연구들이 있었다.<sup>(4,11-14)</sup> 등가 스트레인율(equivalent strain rate) 개념이 도입되었으나<sup>(4)</sup> 이 모델 역시 S-곡선의 상부 가지(upper branch)로부터의 준정상 화염편들만을 다루고 있기 때문에 실제적 비정상 효과의 도입은 아니었다. Darabiha<sup>(12)</sup>는 대향류 수소 화염에서의 수치 해석을 통해 화염 응답의 비선형적 비정상 효과가 소염 한계 근처에서 두드러짐을 보였다. Cetegen과 Bogue<sup>(11)</sup>는 연료띠 문제에 대한 수치 해석에서 고주파수로 스트레인율이 시간에 따라 변하는 경우에 대해서는 화염이 완전히 응답하지 못할 수 있으며 반면 저주파수로 스트레인율이 시간에 따라 변하는 경우에 대해서는 연소율이 증진될 수 있음을 보고하였다. 이러한 수치적 연구들이 화염의 비정상 거동에 대한 이해에 많은 기여를 하였으나 실험적 검증은 대향류 화염에서 주기적인 스트레인율에 대한 화염 응답을 보인 Saitou<sup>(14)</sup>의 실험이 유일하다. 따라서, 비정상 화염 거동 이해를 위한 현재의 상황은 더 많은 실험적 검증 및 개발이 요구되리라 판단된다.

현재의 연구에서 정점부 근처에서 정체점 유동 구조를 갖는 전개확산제트화염의 비정상 화염 거동에 관한 실험이 수행된다. 먼저 전개확산제트화염과 정체점 확산 화염과의 유사성이 조사되고 시간에 따라 변하는 스트레인율(time-varying strain

rate)이 정의된다. 정의된 스트레인율에 대한 화염 응답(flame response)을 조사하기 위해 이온 신호를 근거로 보상된 최대 화염 온도(maximum flame temperature) 측정 방법이 도입된다. 물리적으로 S-곡선의 상부 가지(upper branch) 위에서 시간에 따라 서서히 변하는 스트레인율을 갖는 조건과 소염이 발생하는 조건에 대한 각각의 화염 응답이 조사된다. 또한 시간 크기들의 비교를 통하여 비정상 화염 응답 특성이 평가된다.

## 2. 실험방법

실험 장치의 상세한 것은 참고문헌 (15)에서 묘사되었고 같은 방법으로 전개확산제트화염을 얻었다. 실험에 사용된 연료는 상용 프로판이다. 비정상 유동의 실시간(real time) 온도 측정을 위해 Fig. 1에 나타낸 바와 같이 이온 프로브(백금/로듐 13% 직경 0.1mm)와 열전대(백금-백금/로듐 13% 직경 25.4μm)를 대향으로 설치하였다. 이때, 기준 접합점(reference junction)을 얼음물 안에 설치함으로써 0°C를 기준으로 하는 측정 방법을 사용하였다. 일반적으로 열전대에 의한 온도 측정시 열관성에 의한 적분 특성으로 인해 추적 가능한 주파수는 최대 30Hz 정도인 것으로 알려져 있다.<sup>(16)</sup> 따라서, 기존의 실시간 온도 측정 방법으로는 전개확산제트 화염의 온도를 측정하는 것은 곤란하며 각 측정점에서 경과 시간에 따라 온도 보상이 요구된다. 보상된 온도 측정을 위해 다음과 같은 방법을 도입하였다.

정상 분류 확산 화염에 있어서 이온 최고치는 온

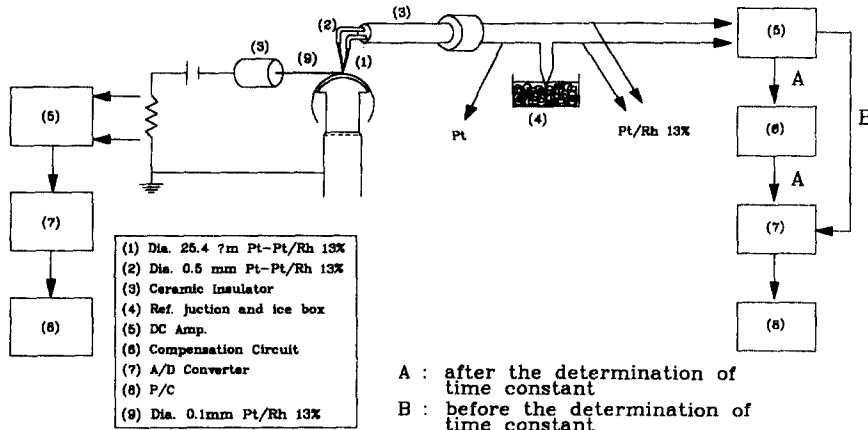


Fig. 1 Temperature measurement system for real time signal

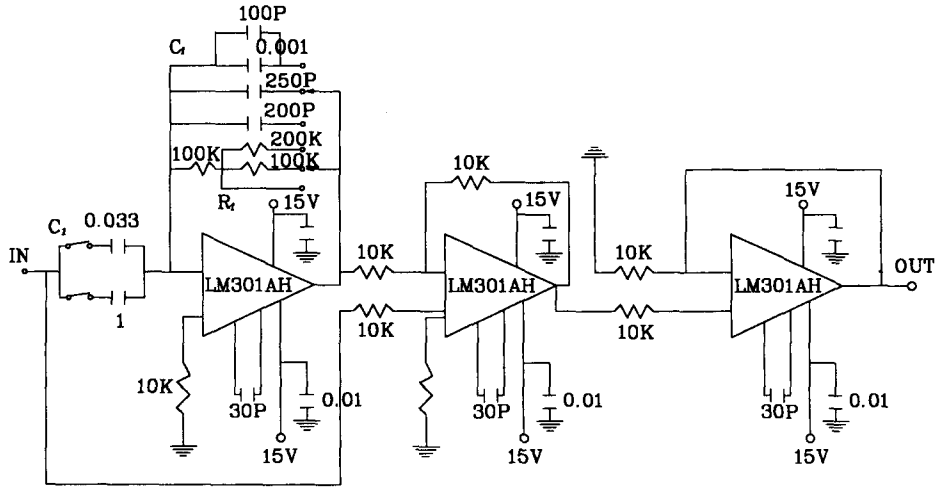


Fig. 2 Circuit for temperature compensation

도 최고치의 위치와 거의 일치하거나 열해리가 왕성한 과농 연료측(fuel rich side)에 위치한다.<sup>(17)</sup> 그러나, 이러한 차이는 무시할 정도로 작기 때문에 이온 최고치와 온도 최고치의 위치가 같다고 가정하였다. 측정점에 화염 선단이 접근하면 이온 신호는 시간 지체가 없고 온도 신호만이 시간 지체가 나타나므로 시발 상승 시간(starting rise-time)간의 시간 차이를 보상하여야 할 시상수로 결정하여 Fig. 2에 나타난 바와 같은 미분 특성의 보상 회로<sup>(16)</sup>에서 보상하였다. 각 측정점에서의 시상수는 10회의 분사로부터 평균을 취해 결정하였다. 재현성을 유지하기 위해 디지털 회로로부터의 솔레노이드 밸브 열림(open) 신호를 기준으로 A/D 변환기에서 데이터 처리하였고 신호 처리 속도(sampling rate)는 4.0kHz였다. 이와 같은 방법에 의해 얻어진 보상된 온도 신호를 Fig. 3에 나타내었다. 이온 신호를 근거로 하는 이러한 온도 측정 기법은 화염대 영역만이 온도 보상이 되기 때문에 화염대 영역에 한정되는 단점이 있지만 본 실험에서의 관심인 최대 화염 온도 측정에는 유용하다. 각 측정점에서의 정점 최대 화염 온도는 30회의 분사로부터 평균을 취하여 얻었고 최대 화염 온도에 있어서 측정값의 불확실성은  $\pm 2.8\%$ 였다. 현재의 온도 측정은 선단 정점의 최대 화염 온도 측정만을 고려하고 있고 측정점에 화염대가 짧은 시간만을 체제하기 때문에 열전대 표면에서의 촉매 효과는 무시할 만하다. 또한, 정적 온도(static temperature)와 정지 온도(stagnant temperature)의 차이는 가스 온도가 약

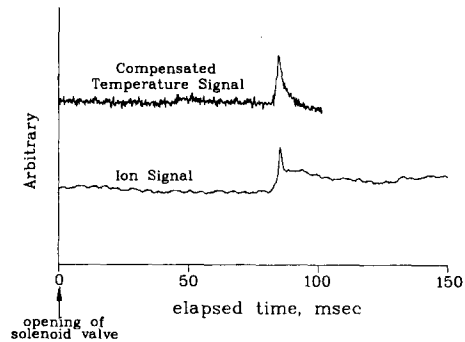


Fig. 3 Typical signal of compensated temperature based on ion signal

4m/s인 경우  $0.008^{\circ}\text{C}$  정도이기 때문에 화염 전파 속도차에 의한 영향은 무시될 수 있다.<sup>(18)</sup> 0.5mm 백금 및 백금/로듐 13% 선에 0.1mm 백금 및 백금/로듐 13% 선을 용접시 Fig. 1과 같이 유동 방향에 평행하도록 유지하여 전도 손실을 최소화할 수 있도록 하였다. 반면, 비정상 유동하에서의 복사 손실에 대한 보상은 이루어지지 않았기 때문에 측정 온도는 낮게 측정된 것으로 판단된다.

### 3. 실험결과 및 토의

#### 3.1 비정상 정체점 확산 화염과 전개확산제트화염과의 유사성

정체점 화염의 대표적 예인 Tsuji 형태의 버너에서 다공질 실린더로부터 법선 방향으로 연료가

분사되고 주위류가 대향으로 접근함에 따라 정체점이 존재한다. 전방 정체점 영역에서 산화제측에 화염이 존재하고 실린더 후면에 wake가 형성되는 구조를 갖는다. 이러한 유동 구조에 있어서는 유동 분기(flow divergence)가 화염면의 접선 방향으로 작용하는 정체점 근처 영역만이 상사 변수에 의해 1차원 화염 구조를 갖는 대향류 화염으로 묘사될 수 있다.

한편, 화염 구조 변화에 영향을 미치는 화염 스트레칭은 일반화된 좌표계로부터 화염면의 접선 방향 속도 구배와 곡률항으로 유도되었다.<sup>(19)</sup>

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \nabla_t \cdot v_t + (\vec{V} \cdot \vec{n})(\nabla_t \cdot \vec{n}) \quad (1)$$

여기서, A는 화염면 면적, 하첨자 t는 화염면의 접선 방향,  $\vec{V}$ 와  $\vec{n}$ 은 각각 화염면 속도 및 법선 방향 단위 벡터를 의미한다. 따라서, 정지 화염에 있어서는 두번째 항이 사라지고 비정지 화염에 있어서는 정체점의 방향이 변하지 않는 경우에 있어서 정체점 근처에서는 두번째 항 역시 사라지게 된다. 이러한 경우에 있어서 화염의 스트레칭은 첫번째 항 즉 유동의 비균일성에 의해 나타나는 화염면에서의 접선 방향 속도 구배로 표현될 수 있다. 한편, 실린더 혹은 구형의 정체점 유동에 있어서 경계층 밖에 형성되는 산화제측 유동장은 포텐셜 유동으로부터 해를 구할 수 있기 때문에 화염면에 작용하는 스트레인을 경계층 모서리(edge)에서 포텐셜 유동의 해로부터 구할 수 있다. 즉, 화염면까지의 거리를 실린더 혹은 구형의 반경으로 근사하면 각각 스트레인은  $2V/R$ (실린더)과  $3V/R$ (구)가 된다. 여기서, V는 산화제측에서의 균일 속도이고 R은 실린더 혹은 구의 반경을 나타낸다. 또한, 정체점 화염에 있어서 스트레인은 Damköhler 수의 역수로 표현됨을 보일수 있어(3.2장에서 유도됨) 스트레인을 변화에 따라 잘 알려진 S-곡선의 상부 가지(upper branch)에서의 화염 거동을 묘사할 수 있다. 이러한 관점에서 다공질 실린더의 전방 정체 영역에서의 메탄 및 프로판의 소염 조건이 스트레인을  $2V/R$ 에 의해 보고되었다.<sup>(1,10)</sup>

전개확산제트화염에 있어서 1차 와류 주위에 형성된 유동장은 Fig. 4로부터 묘사되어 질 수 있다. 유선들을 따라 유동 방향은 Fig. 4(b)에 표시된 분류 정점을 좌표계 원점으로 하여 상대적으로 표현된다. 즉, 전개확산제트화염의 발달 과정 동안 정

점 위에 관찰자가 좌표축과 함께 움직이는 경우 주위 공기는 대향으로 불어오는 것으로 묘사될 수 있다. 이때, 정체점은 공기측 유선이 와환으로 접근하는 연료 제트를 분기하는 분류 정점에서 발생하며 전방에 구형의 화염대가 존재하게 되어 정점 근처 유동 구조는 정체점 유동 구조와 유사함을 알 수 있다. 한편, 정체점 화염에서는 온도 및 질량 분율의 경계 조건이 일정하고 속도 경계 조건만이 시간에 따라 변할 수 있는 경우인 반면 전개확산제트화염에서는 와환 성장 동안에 내부 연료 제트의 온도 및 온도장을 변화시킬 가능성이 존재한다. 그러나, Fig. 2를 보면 온도 신호가 반응대를 지나 내부 연료 제트에 이르면 온도가 급격히 떨어짐을 알 수 있고 정점에서의 유동의 모멘텀 소스는 상부 연료 제트 중심축 위에 존재한다. 또한, 현재 실험의 관심 영역인 초기 분사 영역에서는 층류 와환이 주위 공기를 연료 제트 중심축까지 유입할 가능성은 희박하므로 시간 발달 동안에 와류 롤업에 의한 정점 근처 내부 연료 제트의 온도 및 농도장의 변화 가능성은 무시될 수 있을 것으로 판단된다. 따라서, 정점을 포함하는 상단부가 와류 양단 거리를 직경으로 하는 구형으로 근사적으로 간주한다면 정체점 근처에서의 산화제측에서의 속도는 역시 포션셜 유동의 해로부터 구할 수 있어 정점 근처에서의 스트레인은 다음과 같이 얻어진다.

$$a_s^*(t) = \frac{3V_{t,i}(t)}{R^*(t)} \quad (2)$$

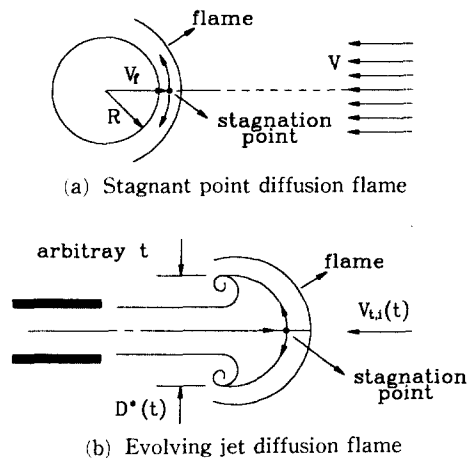


Fig. 4 Schematic diagram of similarity of evolving jet diffusion flame to stagnant point diffusion flame of spherical geometry

여기서,  $V_{t,i}(t)$ 는 전개확산제트화염에서 임의의 시간의 연료 제트 정점 투과 속도이고  $R^*(t)$ 는 와류 양단 거리의 반치(half value of end-to-end distance of vortex)를 나타낸다. 식 (2)로부터 정의된 스트레인을올을 작은 값을 유지하여 시간에 따라 변화시키는 것은 S-곡선의 상부 가지에서 소염 한계로부터 멀리 있는 경우에서의 스트레인을올 변화를 의미하게 된다. 이러한 경우는 물리적으로 유동 변화 시간(혹은 유동 체제 시간)이 특성 확산 시간에 비해 큰 경우로 간주될 수 있어 화염 응답은 준정상 거동을 나타낼 것이 예측되고 3.2.절에서 자세히 논의된다. 따라서, 이러한 경우에 대한 결과는 정상 상태에서의 화염 응답과 거의 동일하게 될 수 있어 전개확산제트화염의 정점 근처에서의 대향류 확산 화염과의 화염 응답의 유사성을 판단할 수 있는 근거가 되며 후에 논의된다.

3.2 시간 크기 개념 및 비정상 효과

화염 응답의 비정상 효과는 비정상 대향류 확산 화염에 있어서 지배 방정식으로부터 몇 가지 시간 크기를 비교하여 예측할 수 있다. Fig. 5. 에 비정상 대향류 확산 화염 혹은 정체점 유동 확산 화염의 구조를 나타내었고 화염면과 동일 평면상에 균일한 시간 중속의 스트레인을올이 작용하는 유동장은 다음과 같다.<sup>(11)</sup>

$$u = a(t)x, \quad v = -a(t)y \quad (3)$$

여기서,  $u$ 는 화염면에 접선 방향 속도,  $v$ 는 화염면에 법선 방향 속도,  $a(t)$ 는 시간에 따라 변하는 스트레인을올이다. 간단함을 위해 다음과 같은 가정을 도입한다.

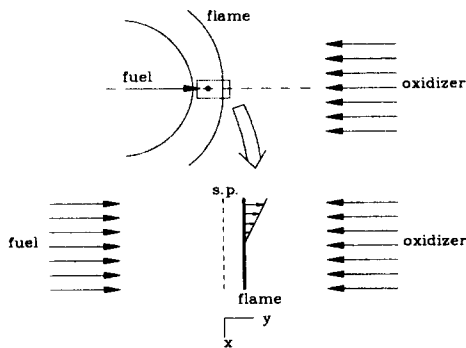


Fig. 5 Schematic diagram for counterflow diffusion flame

(1) 경계층 근사에 의해 물리량의  $x$  방향 변화는 무시된다.

(2) 루이스수(Le)는 1이고 압력의 시간 변화는 무시된다.

(3) 밀도는 일정하고 각 화학종의 확산 계수는 일정하다.

(4) 정압 비열은 일정하다.

(5) 화학 반응은 1단계 비가역 전반응이다.

이러한 가정에 의한 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} + v \frac{\partial Y_i}{\partial y} = D \frac{\partial^2 Y_i}{\partial y^2} + \dot{w}_i \quad i = F, O \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{k}{\rho c_p} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \frac{q_o \dot{w}_F}{\rho c_p} \quad (5)$$

여기서,  $Y_i$ 는  $i$  화학종의 질량 분율,  $D$ 는 확산 계수,  $k$ 는 열전도도,  $\rho$ 는 밀도,  $c_p$ 는 정압 비열,  $q_o$ 는 연료 단위 질량 당 방출 열량을 나타낸다. 다음과 같은 무차원 변수를 도입하고<sup>(20)</sup>

$$y_F = \frac{Y_F}{Y_{F,-\infty}}, \quad y_O = \frac{Y_O}{\phi Y_{F,-\infty}}$$

$$\theta = \frac{c_p T}{q_o Y_{F,-\infty}}, \quad \phi = \frac{\nu_o W_o}{\nu_F W_F} \quad (6)$$

여기서, 하첨자 F, O는 연료 및 산화제,  $-\infty$ ,  $\infty$ 는 각각 연료측 및 산화제측,  $\nu_F$ ,  $\nu_o$ 는 연료, 산화제의 화학 반응 양론 계수를 의미한다. 다음과 같은 무차원 상사 변수를 도입하면

$$\eta = \left(\frac{a_o}{D}\right)^{1/2} y, \quad \tau = a_o t \quad (7)$$

한편, 스트레인을올은  $a(\tau) = a_o f(\tau)$ 이고  $a_o$ 는 초기 스트레인을올로 정상 상태에서의 스트레인을올,  $f(\tau)$ 는 스트레인을올의 시간에 따른 함수를 의미한다. 이 상에 의해 얻어지는 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial y_i}{\partial \tau} - f(\tau) \eta \frac{\partial y_i}{\partial \eta} - \frac{\partial^2 y_i}{\partial \eta^2}$$

$$= -Da y_F y_O \exp\left(-\frac{\theta_a}{\theta}\right) \quad i = F, O \quad (8)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} - f(\tau) \eta \frac{\partial \theta}{\partial \eta} - \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} = Da y_F y_O \exp\left(-\frac{\theta_a}{\theta}\right) \quad (9)$$

여기서  $\theta_a$ 는 무차원 활성화 온도,  $Da$ 는 특성 확산 시간에 대한 특성 화학 반응 시간의 비로 무한대인 경우는 flame sheet을 의미한다.

$$Da = \frac{B \phi Y_{F,-\infty}}{a_o} \quad (10)$$

다음과 같은 커플 함수를 도입하고

$$\beta_T \equiv y_F + \theta, \quad \beta_F \equiv y_F - y_o \quad (11)$$

스트레치를 흡수하기 위해 다음과 같은 변환을 취하면<sup>(11)</sup>

$$\xi = \eta \exp\left[\int_0^{\tau} f(\tau') d\tau'\right] \\ \tilde{\tau} = \int_0^{\tau} \exp\left[2 \int_0^{\tau'} f(\tau'') d\tau''\right] d\tau' \quad (12)$$

지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 \beta_i}{\partial \xi^2} - \frac{\partial \beta_i}{\partial \tilde{\tau}} = 0 \quad i = T, F \quad (13)$$

$$\frac{\partial y_F}{\partial \tilde{\tau}} = \frac{\partial^2 y_F}{\partial \xi^2} - \frac{d\tilde{\tau}}{d\tau} \text{Dayr} y_o \exp\left(-\frac{\theta_a}{\theta}\right) \quad (14)$$

식 (12)의 커플 함수에 대한 해는 경계 조건이 결정되면 error 함수에 의해 표현될 수 있지만 현재의 의도는 시간 크기를 얻는 것이므로 식 (13)만 고려하면, 과도항과 확산항을 비교하고 식 (12)를 미분하여 다음과 같은 비정상 확산 시간을 정의할 수 있다.

$$\tilde{\tau}_d = \frac{\eta^2}{2f(\tau)} \frac{d^2 \tilde{\tau}}{d\tau^2} \quad (15)$$

비정상 확산 시간은 비정상하에서 화염대로의 확산 시간을 나타낸다. 한편, 과도항은 축적의 의미를 갖고 있기 때문에 유동 변화 시간이 비정상 확산 시간에 비해 짧으면 각 유동 변화 시간마다 화염대로의 확산 시간이 지체됨을 의미한다. 따라서, 비정상 확산 시간에 비교될 수 있는 시간 크기는 화염편의 체류 시간이며 스트레인율은 정체점(혹은 대향류) 화염의 반응대 안에서의 특성 체류 시간의 역수에 의해 적절히 묘사될 수 있다.<sup>(2,12)</sup> 또한, Damköhler 수는 식 (10)에 표현된 바와 같이 특성 반응 시간에 대한 특성 확산 시간의 비를 나타내며 특성 확산 시간이 특성 반응 시간에 비교될 수 있을 정도의 유한한 값을 갖게 되면 화염대로 반응물이 확산되어 들어와서 반응하는데 시간이 요구될 수 있음을 물리적으로 내포하고 있다. 이러한 물리적 의미로부터 화염편의 체류 시간, 비정상 확산 시간 그리고 Damköhler 수를 고려하면 비정상 화염 거동을 예측할 수 있다. 화염편의 체류 시간이 비정상 확산 시간에 비해 크고 Damköhler 수가 큰 경우에 있어서는 유동 변화 시간 마다의 화염대로의 확산에 있어서 시간 지체가 없어 화염대로의 확산은 준정상 특성을 갖게 되고 화학 반응을 위해 요구되는 시간 지체도 없어 화학 반응은 준정

상 거동을 나타내게 된다. 이것은 S-곡선의 상부 가지에서 소염 한계로부터 멀리 있는 경우에 있어서 스트레인율이 시간에 따라 변하는 경우를 묘사한다. 화염편의 체류 시간이 비정상 확산 시간에 비해 동일 크기이거나 짧은 경우를 고려해 보면 Damköhler 수가 소염 한계 근처에서 유한한 경우에 있어서 화염편의 체류 시간이 화학 반응 시간에 비해 훨씬 큰 경우를 생각할 수 있다. 이러한 경우에는 화염대로의 확산 거동은 비정상 특성을 나타내는 반면 화학 반응은 여전히 준정상 거동을 나타내게 된다. 반면에 화염편의 체류 시간이 화학 반응 시간에 비교될 수 있을 정도가 되면 화염대로 확산되어 들어 오는 반응물이 반응하는데 시간 지체를 겪는 비정상 거동을 나타낼 수 있다. 요약한다면, 소염 한계 근처에서 빠른 화염편 체류 시간을 가지고 스트레인율이 시간에 따라 변하게 되면 화염대로의 반응물의 확산이 지체되고 유한한 Damköhler 수의 효과에 의해 화학 반응이 지체될 수 있어 화염 응답은 시간이 경과한 후에 나타날 수 있다.

### 3.3 실험 결과

Fig. 6은 전개확산제트화염에 있어서 스트레인율이 작은 값을 갖고 시간에 따라 변하는 경우와 정상 상태 정체점 확산 화염의 화염 응답을 나타낸다. 전자의 경우는 3.2절에서 예측할 수 있었던 준정상 화염 거동을 비정상 실험으로 검증함을 의미한다. 잘 알려진 바와 같이 스트레인율이 증가함에 따라 최대 화염 온도가 감소하고 있어 정상 상태에서의 결과와 일치하고 있음을 알 수 있다. Fig. 6의 경우를 소염이 나타나는 경우와 비교하기 위해

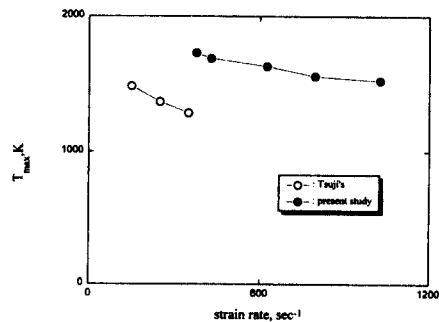


Fig. 6 Variation of maximum flame temperature with strain rate; present study ( $C_3H_8$ ,  $Re_s = 1519$ ), Tsuji study ( $C_3H_8$ ,  $D = 6cm$ )

시간축으로 다시 표현하여 Fig. 7에 나타내었다.

Fig. 7과 Fig. 8은 서서히 시간에 따라 변하는 스트레인율과 소염이 나타나는 경우의 화염 응답을 나타내고 있다. Fig. 7에서 작은 스트레인율로부터의 변화는 시간에 따라 서서히 변하고 있어 스트레인율의 역수에 관련되는 화염편의 체류 시간이 길게 나타남을 보여주고 있다. 따라서, 이 경우는 준정상 화염 구조를 나타내기엔 충분함을 의미한다. Fig. 8에서는 스트레인율이 초기 큰 값으로부터 작은 값으로 감소함에 따라 최대 화염 온도가 감소하고 결국 소염되고 있음을 보여준다. 한편, 현재의 실험은 솔레노이드 밸브가 닫힌 후 연료 파이프 직경 크기의 잔류 화염이 연료 파이프 상류로 이동한 후 솔레노이드 밸브의 열림에 의해 다시 연료 파이프 출구까지 이동한 후 하류로 대류한다. 연료 파이프 내부에서의 거동 동안에 선단부에서는 여전히

화염대로부터의 열전도와 반응물들의 확산에 의해 화염대가 형성되고 있다. 따라서, Fig. 8에 나타난 소염 현상은 점화에 의한 활성화 과정 동안에 나타난 소화 현상이기 보다는 파이프 내부에서의 이동 중에 화염 스트레치를 받고 노즐 출구를 나온 후 정체점 유동 구조에 의해 스트레치를 받는 것으로 판단된다. 또한, 3.2절에 논의된 바와 같이 소염 한계 근처의 큰 스트레인율은 화염대로의 확산의 비정상성과 화학 반응의 비정상성(혹은 준정상성)을 나타낼 수 있을 수 있다. 따라서, Fig. 8에 나타난 스트레인율의 시간에 따른 변화는 화염 거동의 비정상성이 큰 경우로부터 작은 경우로의 변화를 의미하고 초기에 소염되었어야 할 화염이 38ms 후에 소염되었음을 나타낸다. 이러한 비정상 실험으로부터의 결과들은 스트레인율의 시간 변화에 따른 화염 응답에 관한 최근의 수치 해석 결과와 일관된다.<sup>(12)</sup> 한편, 본 연구에서는 제시되지 않았지만 솔리덴 가시화를 통해 임의의 고정된 유량 조건에서 발달 과정 동안에 소염이 발생하는 경우와 발생하지 않는 경우(재점화)가 관찰되었다. 이것은 S-곡선 위에서 소화되어 가는 과정뿐만 아니라 재점화 과정이 나타남을 의미하나 재점화 문제 및 소염 한계에 대한 조사에 대해서는 더 많은 조사가 미래의 작업으로 남아 있다.

요약한다면 정체점 확산 화염에서의 유동 특성과 유사성을 출발점으로 현재의 비정상 화염 거동의 결과들은 정체점 확산 화염의 결과와 일치한다. 이것은 현재의 전개확산제트화염의 분류 정점 근처에서의 화염 거동이 스트레인율의 시간에 따른 변화에 의존하고 있음을 의미한다.

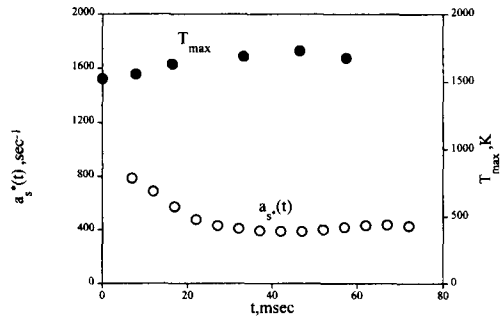


Fig. 7 Variation of maximum flame temperature with time-varying strain rate;  $Re_s=1519$ ,  $D=10.4\text{mm}$

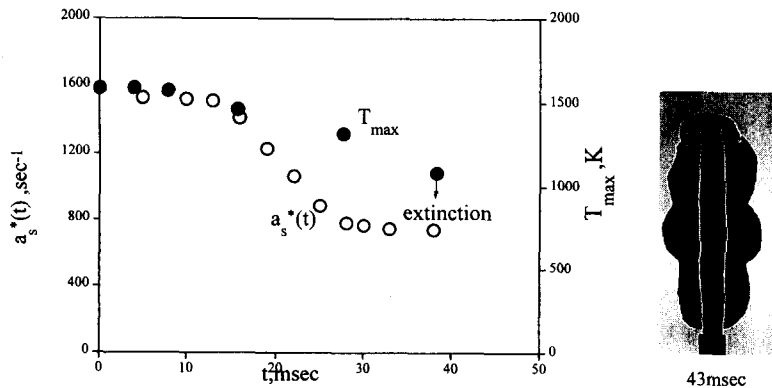


Fig. 8 Variation of maximum flame temperature with time-varying strain rate;  $Re_s=2965$ ,  $D=9\text{mm}$

#### 4. 결 과

전개확산제트화염과 정체점 확산 화염의 유사성에 관한 실험을 통해 다음과 같은 결과를 얻었다. 전개확산제트화염의 정점 근처에서는 시간에 따라 변하는 정체점 유동 구조를 나타내며 정점에서의 화염 응답은 식 (2)에 의해 정의된 스트레인율에 의해 영향을 받는다. 화염 응답은 S-곡선의 상부 가지를 따르는 낮은 스트레인율로부터의 시간에 따른 변화에 대해 준정상 거동 특성을 나타낸다. 화염 소화가 발생하는 경우에 있어서 스트레인율의 시간 변화는 화염 응답의 비정상 효과를 나타낸다. 결국, 전개확산제트화염에서의 정점부 화염 응답은 시간에 따라 변하는 스트레인율의 시간 변화에 의존한다.

#### 참고문헌

- (1) Peters, N., 1983, "Local Quenching Due to Flame Stretch and Non-Premixed Turbulent Combustion," *Comb. Sci. Tech.*, Vol. 30, pp. 1~17.
- (2) Peters, N., 1984, "Laminar Diffusion Flamelet Models in Non-Premixed Turbulent Combustion," *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 10, pp. 319~339.
- (3) Williams, F. A., 1985, *Combustion Theory, Second Edition*, The Benjamin/Cumming Publishing Company, Menlo Park.
- (4) Haworth, D. C. et al., 1988, "The Importance of Time-Dependent Flame Structure in Stretched Laminar Flamelet Models for Turbulent Jet Diffusion Flames," *Twenty-Second Symp. (int.) on Combustion*, The Combustion Institute, pp. 589~597.
- (5) Anagnostou, E., and Potter, A. E., 1963, "Flame Strength of Propane-Oxygene Flames at Low Pressures in Turbulent Flow," *Ninth Symp. (int.) on Combustion*, The Combustion Institute, pp. 1~6.
- (6) Chung, P. M., Fendell, F. E. and Holt, J. F., 1966, "Nonequilibrium Anomalies in the Development of Diffusion Flames," *AIAA J.*, Vol. 4, No. 6, pp. 1020~1026.
- (7) Dixon-Lewis, et al., 1984, "Calculation of the Structure and Extinction Limit of a Methane-Air Counterflow Diffusion Flame in the Forward Stagnant Region of a Porous Cylinder," *Twentieth Symp. (int.) on Combustion*, The Combustion Institute, pp. 1893~1904.
- (8) Liu, T. M. and Libby, P. A., 1970, "Boundary Layer at a Stagnant Point with Hydrogen Injection," *Comb. Sci. Tech.*, Vol. 12, pp. 131~144.
- (9) Tsuji, H., 1984, "Counterflow Diffusion Flame," *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 8, pp. 93~119.
- (10) Tsiji, H. and Yamaoka, I., 1966, "The Counterflow Diffusion Flame in the Forward Stagnant Region of a Porous Cylinder," *Eleventh Symp. on Combustion*, The Combustion Institute, pp. 979.
- (11) Cetegen, B. M. and Bogue, D. R., 1991, "Combustion in a Stretched Fuel Strip with Finite Rate Chemistry," *Comb. and Flame*, Vol. 86, pp. 359~370.
- (12) Darabiha, N., 1992, "Transient Behavior of Laminar Counterflow Hydrogen-Air Diffusion Flames with Complex Chemistry," *Comb. Sci. Tech.*, Vol. 86, pp. 163~181.
- (13) Mauß, F., Keller, D. and Peters, N., 1990, "A Lagrangian Simulation of Flamelet Extinction and Re-ignition in Turbulent Jet Diffusion Flames," *Twenty-Third Symp. (int.) on Combustion*, The Combustion Institute, pp. 693~698.
- (14) Saitou, T. and Otsuka, Y., 1976, "Unsteady Behavior of Diffusion Flame and Premixed Flames for Counter Flow Geometry," *Comb. Sci. Tech.*, Vol. 12, pp. 135.
- (15) J. Park and H. D. Shin, 1993 "An Experimental Study on the Nonsteady Behavior of Transient Jet Diffusion Flame," *Proc. of PICAST-1*, Taiwan, pp. 166~171
- (16) 申鉉東, 1979, "亂流 擴散 火災의 構造に 關する 基礎的 研究," 박사학위논문 오사카 대학.
- (17) 길 상인, 1991, "헬륨홀쪼형 맥동 연소기의 연소 특성에 관한 실험적 연구," 박사학위논문 한국과학기술원.



- (18) 최 상민, 1993, "공온 열공학 실험서," 한국 과학기술원 교재
- (19) Chung, S. H. and Law, C. K., 1984, "An Invariant Derivation of Flame Stretch," *Comb. and Flame*, Vol. 55, pp. 123~125.
- (20) Linan, A., 1974 "The Asymptotic Structure of Counterflow Diffusion Flames for Large Activation Energies," *Acta Astronautica*, Vol. 1, pp. 1007~1039.