

〈 논 문 〉

이중분류버너화염의 미세구조에 관한 실험적 연구

최경민* · 장인갑* · 최병륜**

(1995년 9월 15일 접수)

An Experimental Study on Microstructure of
Doubled Jet Burner Flame

G. M. Choi, I. G. Chang and B. R. Choi

Key Words : High Loading Combustion(고부하 연소), Velocity of Local Flame Front Movements(국소화염면 거동속도), Local Eddy Radius(국소 와류 반경), Local Reaction Zone Thickness(국소 반응대 두께), Distributed Reaction Flame(분산반응화염)

Abstract

One of the most useful method for increasing combustion loading of premixed flame is to strengthen the turbulent intensity of unburned mixture. It produces an important information to a design of efficient combustion equipment that analysing microstructure of strong turbulence premixed flame. The flame structure and characteristics are depend on the turbulence of unburned mixture. Therefore, to strengthen the turbulent intensity of unburned mixture make flame scale small and accomplish efficient combustion. We measured the velocity of local flame front movements, local eddy radius and local reaction zone thickness quantitatively with increasing turbulent intensity of unburned mixture. We researched the microstructure of flame using ion currents that react sensitively in the reaction zone. Consequently, the velocity of local flame front movements is depend on the velocity of unburned mixture and local eddy scale is to be small with increasing turbulent intensity. But there is no change in local reaction zone thickness with turbulence.

기 호 설 명

C : 상관 계수
 I_1, I_2 : 두 개의 이온프로브에서 검출되는 이온전류 (nA)
 L : Euler 스케일 (mm)
 L_{pp} : 두 이온 프로브 간의 거리 (mm)
 l : 난류의 마이크로스케일
 Q : 미연혼합기의 유량 (m³/s)

R : 노즐중심축에서 반경방향 좌표 (mm)
 R_f : 국소 와류(渦流) 반경
 S_L : 층류화염의 연소속도 (m/s)
 t_{12} : 두 이온 프로브 간의 시간지연 (ms)
 U : 노즐출구에서 중심축방향의 평균속도 (m/s)
 U_f : 국소화염면 거동속도 (m/s)
 u' : 난류의 절대강도 (m/s)
 t_h : 이온전류과형의 반치폭 (ms, mm)
 X : 노즐출구에서 중심축방향 좌표 (mm)

*회원, 부산대학교 기계공학과

**회원, 부산대학교 대학원 기계공학과

- α : 화염면과 탐침축간의 사이각
 Γ : Kovaznay 수
 η : Kolmogorov 스케일 (mm)
 λ : Taylor의 마이크로스케일 (mm)
 δ_L : 층류화염의 반응대 두께 (mm)
 δ_T : 국소적인 반응대의 두께 (mm)
 ϕ : 미연혼합기의 공급당량비
 τ : 지연시간 (ms)

하첨자

- 1 : 경사방향 미연혼합기류
 2 : 중심축 방향 미연혼합기류
 I : 이온 전류

1. 서 론

미연혼합화염의 연소부하를 증가시키기 위해서 미연혼합기의 난류강도를 증대시키는 방법이 주로 이용된다. 따라서 강난류미연혼합화염의 스케일을 규명하는 것은 실제 고효율 연소장치의 설계에 중요한 정보를 제공한다. 난류미연혼합화염에 있어서 난류를 강하게 하면 반응대에서의 수송현상(輸送現象)이 난류교환에 지배되어 화염반응대가 두꺼워진다고 생각된다.⁽¹⁾ Summerfield 등은 난류화염대에 있어서 중간생성물의 발광과 이온전류 등의 측정결과, 반응이 여러 단계이고 다양한 이온농도 분포의 기체덩어리가 랜덤하게 운동하는 화염을 분산반응영역이라고 해석하였다. 이같은 화염의 구조에 대해서 몇몇 모델이 제안되고 있으나,⁽²⁻⁶⁾ 이들은 화염의 전체적인 거동을 슬러렌사진으로 관찰한 결과나 열전대 또는 레이저 계측을 통해서 통계적인 분석에 치중했으므로 화염구조의 미세한 부분에는 미비한 점이 많다.

난류증가에 따라 실제로 국소적인 반응대가 두꺼워지는지, 또 그 두께는 어느 정도인지를 조사하는 것과 와류의 스케일을 구하는 것은 분산반응영역의 연구에 필요하다. 이런 불명확한 점은 연소상대나 화염의 변동 등의 제특성이다. 따라서 화염 구조와 그것을 대표하는 물성치와의 관계는 명확히 밝혀져야 한다고 생각한다.

본 연구에서는 이중분류버너를 개발하여 미연혼합기의 난류강도를 증대시켜 스케일이 작은 화염을 형성시키고, 이 화염을 대상으로 미연혼합기의 난류스케일, 국소화염면 거동속도, 정량적인 국소 와

류(渦流)반경, 국소 반응대 두께 등을 계측하여 미연혼합기의 난류특성이 형성된 화염장의 미세구조에 미치는 영향을 정량적으로 조사하였다.

2. 실험장치 및 방법

2.1 실험장치

고강도 난류미연혼합화염을 형성하기 위해서는 와류(渦流)의 스케일이 작은 강난류장($\eta < \delta_L, u' \ll S_L$)이 필요하다. 이 같은 유동장은 강한 전단류영역이나 충돌장에서 실현가능하다. 본 연구에서는 충돌장에서 강난류의 화염을 형성하기 위해서 이중분류버너를 사용하였다.

Fig. 1은 본 연구에 사용한 연소기의 구조와 노즐부의 상세도이다. 연료는 프로판가스를 사용하였다. 미연혼합기 Q_1 은 20°각도의 경사로 충돌하게 구성되었고, 동시에 미연혼합기 Q_2 는 중심축방향으로 분출되어 난류강도를 강화하게 된다. 노즐분구는 14mm이고, 여기에 화염의 안정을 위해 스텝을 주었으며, 노즐출구는 24mm이다. 경사충돌하는 미연혼합기 Q_1 은 네 개의 공급관을 통하여 버너에 유입하므로 같은 양의 미연혼합기가 분류되어 충돌한다. 공급버너 내의 유동은 충분히 발달한 난류이며, 난류분류가 고속으로 충돌하는 것을 이용하는 충돌분류장을 형성하였다. 여기에 전단력의 강화를 위해 중심혼합기 Q_2 를 분사하여 이중충돌분류장을 형성하였다. 여기서 좌표계는 버너출구중심을 원점으로 축방향을 X축, 반경방향을 R축으로 하였다.

2.2 실험조건 및 실험방법

실험조건은 1차 충돌만 있는 일반적인 원형제트

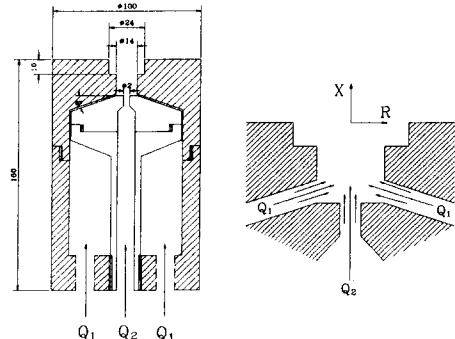


Fig. 1 Detail diagram of burner and typical nozzle

Table 1 Experimental condition for turbulent characteristics and combustion

(unit : $\text{m}^3 \times 10^{-3}/\text{s}$)

| | Q_1 | φ_1 | Q_2 | φ_2 | Re |
|--------|-------|-------------|-------|-------------|-------|
| Case 1 | 1.35 | 1.2 | 0.0 | | 15559 |
| Case 2 | 1.35 | 1.2 | 1.12 | 0.2 | 41430 |
| Case 3 | 1.35 | 1.2 | 1.66 | 0.2 | 59091 |

와 이중층돌의 경우를 비교하기 위해 Table 1에 나타낸 바와 같이 Q_1 만 분류하는 경우와 Q_1 과 Q_2 를 이중분류시키는 경우의 대표적인 조건을 선택했다.

전 조건에 있어서, 분류된 혼합기가 1차 반응을 하고 미처 반응하지 못한 미연혼합기는 주위의 공기와 2차 반응하는 공통점이 있다. 여기서는 내부 화염과 외부 화염으로 구분하기로 한다. 내부 화염은 모든 연소반응이 분류된 혼합기의 일차적인 반응에 의한 화염이고, 외부 화염은 내부 화염에서 미처 반응하지 못한 혼합기가 주위의 공기와 반응하는 화염을 나타낸다. 외부 화염은 주위공기 유동의 영향을 크게 받으므로 실험조건에서 제외시켰다.

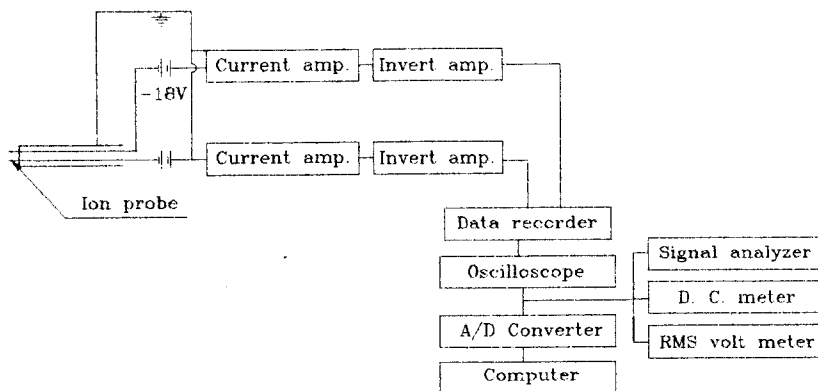
충돌장에서의 유동은 매우 복잡하고 분류주위에 순환류의 영역이 형성된다. 유동장이 매우 복잡하기 때문에 난류특성과 스케일이 일정하지 않다. 따라서 본 연구에서는 X축을 따라 $R=0$ 인 부분만의 값을 대표치로 선택했다.

미연혼합기의 난류특성은 비연소상태에서 선경 $5\mu\text{m}$ 의 열선풍속계를 이용하여 측정하였다. Euler

스케일 L 은 비연소상태의 자기상관함수가 0이 될 때까지의 적분값에 평균유속을 곱하여 구하였다. Taylor의 스케일과 Kolmogorov 스케일은 에너지 소산율을 먼저 구한 후, 이를 기준으로 계산하였다.

난류예혼합버너화염에서는 국소적인 반응대가 하류로 이동하고, 그 방향과 속도는 복잡하게 변동한다. 그러므로 반응대의 특정 부분을 추적하여 계속하는 것은 어려움이 많다. 따라서 난류화염내의 고정점에 있어서 화학종, 이온 등의 농도와 온도 등의 물리량을 측정하여 반응대의 특성을 해석한다. 따라서 본 연구에서는 정전탐침을 이용하여 화염중의 국소이온농도(이온전류)를 측정하고 이를 분석하였다.

Fig. 2에는 이온전류측정계를 나타낸 것이다. 탐침의 세선은 고온의 화염중에서 내산성(耐酸性), 전도도(電導度)가 양호한 선경 0.1mm , 감응부길이 0.5mm 의 Pt-13%Rh 합금을 이용하였다. 측정계에서는 어-스를 연소기로 하고, 정전탐침의 감응부는 음의 일정전압(-18V)에 의해 양이온을 검출하였다. 검출된 이온전류는 미소전류증폭기(입력 인피던스= 0 Ohm)에 의해 음의 전압으로 변환되고, 다시 반전증폭기에 의해 증폭되며, 로우 패스 필터(low pass filter)로 고주파의 잡음을 제거시킨 후, 신호분석기와 오실로스코프에서 신호를 관찰하면서 데이터 레코더에 수록하였다. 특히, 중심축방향의 국소화염면 거동속도(U_f)를 측정하기 위하여 두 개의 이온 프로브를 X축상에 설치하였으며, 두 이온 프로브 간의 거리(L_{pp})는 3mm 로 고정하여 측정하였다. 국소 화염면 거동속도는 두 이온프로브

**Fig. 2** Block diagram of measurement of ion currents

간의 거리에 이온 신호의 지연시간(t_{12})을 나누어 구했다.

본 연구에서는 대상화염의 국소적인 형상을 반경 R_f 인 원호의 일부로 생각하였다. 반응중의 와류가 이온프로브를 통과할 때는 Fig. 3과 같이 이온전류 신호가 나타난다고 생각하고 이온피크간의 시간차에 국소화염면 거동속도를 곱하여 국소 와류 반경을 구하였다. 일반적으로 난류화염대에 있어서 화염은 여러 방향으로 탐침을 통과한다고 생각된다. 이 같은 화염의 변동은 여러 가지 요인의 영향을 받는다. 그 중, 대표적인 것들은 화염이 탐침을 통과하는 단면상에서의 화염진행방향과 탐침축간의 사이각 θ , 화염의 국소적인 반경의 중심과 탐침 수감부 중심간의 거리 δ , 화염면과 탐침축간의 사이각 α 등⁽⁷⁾이다. Fig. 3에서 나타낸 것처럼 와류 중심과 탐침 중심간의 거리 δ 가 작을수록 피크간의 시간차는 커진다. 그러나 θ 의 변화에 따라서는 이온전류 피크의 극대치는 변하나 피크간의 시간차에는 변화가 없고,⁽⁷⁾ α_1 과 α_2 는 δ 에 따라 변하므로 δ 가 국소 와류 반경에 가장 큰 영향을 미친다고 생각할 수 있다. 국소화염면 거동속도와 이온전류의 극대치를 이용하여 α_1 과 α_2 를 구한 논문⁽⁸⁾도 있으나, 그 방법이 명확하지 않으므로 본 연구에서는 시간에 따른 δ 의 변화를 감안하여 국소 와류 반경을 확률밀도함수(PDF)로 나타내었다.

Fig. 3에 이온전류파형의 형상을 나타내는 대표적인 양으로서 극대치 I_m 과 반치폭 t_h 를 나타내었다. 이온전류파형의 극대치는 국소화염면 거동속도 U_f 의 0.45승에 비례하나, 반치폭은 U_f 에 반비례한다.⁽⁹⁾ 정전탐침에 의해 기록되는 이온전류파형은 반응대에 존재하는 이온농도분포뿐만 아니라, 반응대의 형상과 변동에도 의존한다.⁽¹⁰⁾ 이온전류파형

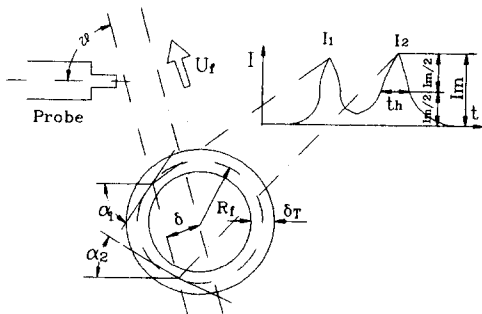


Fig. 3 Conceptual model for measuring local eddy radius and reaction zone thickness

의 반치폭 t_h 와 이온이 존재하는 영역의 두께, 즉 국소적인 반응대의 두께 δ_r , 국소적인 반응대가 정전탐침의 수감부를 통과할 때의 속도 U_f , 국소적인 반응대와 정전탐침 수감부의 사이각 α 와의 관계를 나타낸 결과,⁽¹⁰⁾ 다음의 식으로 나타낼 수 있다.

$$t_h = f(\delta_r, U_f, \alpha) \quad (1)$$

이온전류파형의 반치폭은 속도 U_f 에 반비례하므로 각 조건별로 비교하기 위해선 반치폭(ms)에 속도(m/s)를 곱하여 길이 단위의 반치폭으로 나타내며, 앞서 언급하였듯이 시간에 따른 δ 의 변화를 고려하여 확률밀도함수로 나타내면 난류화염대에 있어서 국소적인 반응대의 두께 δ_r 를 추정할 수 있다.

3. 실험결과 및 고찰

3.1 본 연구에 사용한 난류예혼합화염의 난류특성

난류강도가 강해지면 분산반응영역이 형성된다고 생각된다. 이런 종류의 화염이 형성되었는지의 판단은 Kovaszny 수, $\Gamma = (u'/l)(\delta_L/S_L)$ 가 이용된다. $\Gamma \geq 1$ 의 범위에서 분산반응영역이 형성가능하다. 이 조건의 예혼합화염은 일반적으로 $u' \gg S_L$ 이고, 난류의 Komogorov 스케일 η 가 층류화염대의 두께 δ_L 보다 작다. ($\eta < \delta_L$)

Fig. 4는 미연혼합기의 난류강도 u' 의 X축방향 분포이다. Case 1의 경우, 노즐 출구에서 난류강

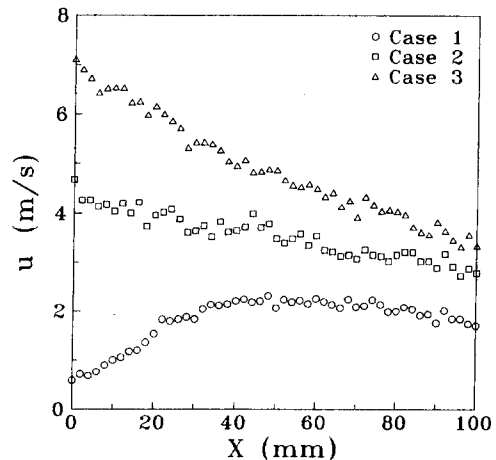


Fig. 4 Turbulent intensity distribution ($R=0$)

도가 약하나, 하류로 감에 따라 주위의 가속을 받고 이에 따른 속도구배에 의해 발생하는 전단력으로 난류가 형성되어 난류강도는 증가한다. $X=50$ mm 부근에서 최대난류강도를 나타내고 이후, X 축을 따라 직선적으로 감소된다. 그러나 Case 2, 3의 경우, 노즐출구에서 최대를 나타내고, 하류로 진행하면서 직선적으로 감소되는 단순한 형상이다. 최대난류강도는 Case 1의 경우 $u'=2.2$ m/s, Case 2의 경우 $u'=4.7$ m/s, Case 3의 경우 $u'=7.1$ m/s 이다. 난류격자로 실현가능한 난류강도가 약 1m/s 인 것을 고려하면 매우 강한 난류가 발생함을 알 수 있다.

Fig. 5는 정온도형의 열선풍속계를 이용하여 미연소시의 난류특성을 조사한 결과이다. 난류스케일로서는 Euler 스케일 L , Taylor 스케일 λ , Kolmogorov 스케일 η 등이 있고, 난류특성은 조건별로 큰 차이가 없으므로 가장 난류강도가 약한 Case 1의 경우는 모두 나타내었고 Case 2, 3은 η 만 나타내어 비교하였다. Euler 스케일 L 은 노즐출구에서 하류로 감에 따라 증가하다가 $X=40$ mm 이후 단순히 감소하는 형상이다. Taylor 마이크로 스케일 λ 는 노즐출구를 제외하면 거의 모든 경우에 2mm 정도이고, Kolmogorov 스케일 η 분포는 노즐출구에서 층류화염대(약 0.1mm)보다 다소 큰 분포를 보이거나 하류로 감에 따라 점점 감소하여 0.05mm 정도이다. Case 2, 3의 경우는 노즐출구에서 각각 $\eta=0.057, 0.054$ mm의 값을 나타내어 하류까지 거의 비슷한 분포를 나타내는데 이는 이중분류에 의해 난류강도가 강해지고 에너지소산율이 떨어지기 때문이라 생각된다.

위의 결과로부터 Case 1의 경우는 다소 난류가

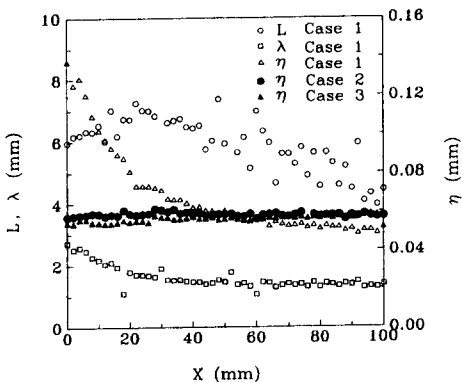


Fig. 5 Turbulent scales of unburned mixtures ($R=0$)

약한 화염이고, 이중분류인 Case 2, 3은 $\Gamma \geq 1, \delta_L > \eta, u' \gg S_L$ 의 조건을 만족함을 알 수 있다.

3.2 국소 화염면 속도, 국소 와류(渦流)반경 및 국소 반응대 두께

Fig. 6(a) (b) (c)는 각 조건의 축방향 이온전류신호의 확률밀도함수(PDF) 분포를 나타낸 것이다. 난류에 혼합화염은 미연혼합기영역, 반응영역, 기연가스영역으로 구성되어 있다고 생각할 수 있다. 미연혼합기영역은 이온전류가 검출되지 않는 영역이 많으므로 PDF 분포는 이온전류치가 낮은 값에서 높은 확률을 나타낼 것이고, 반응영역으로 가면 미연혼합기가 반응하면서 PDF 분포는 넓게 되며, 기연가스영역에서는 미연혼합기의 피크는 볼 수 없

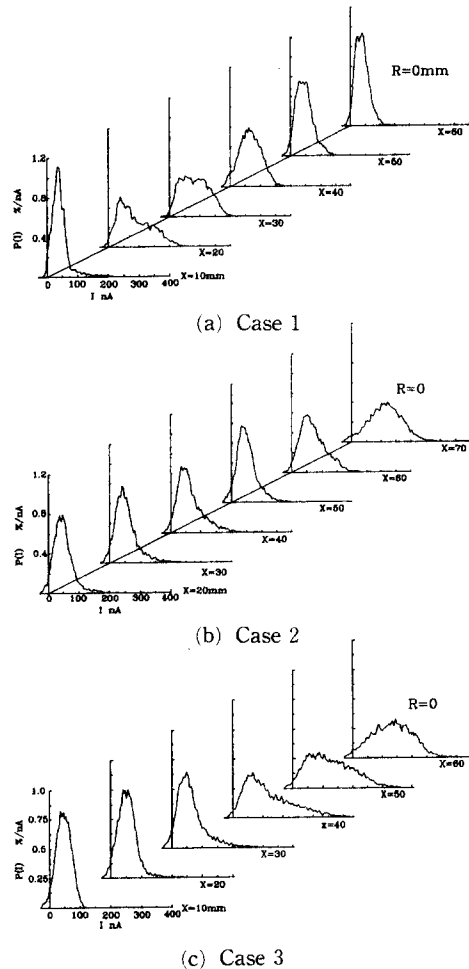


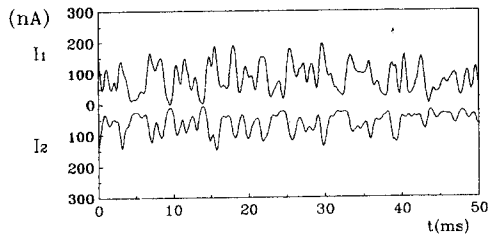
Fig. 6 PDF distribution of ion currents ($R=0$)

고 반응이 종결되므로 PDF 분포는 다시 이온전류치가 낮은 쪽으로 치우쳐 나타난다고 생각할 수 있다.

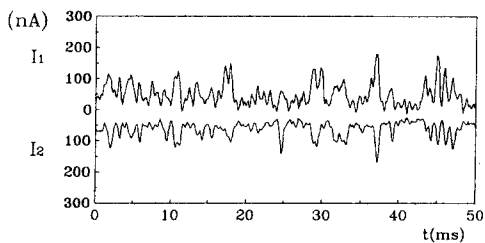
Fig. 6에서 Case 1의 경우, $X=10\text{mm}$ 에서는 50 nA 부근에서 최대확률을 보이고 100nA 이상의 높은 이온전류치의 분포는 미약하다. $X=20\sim 40\text{mm}$ 에서는 PDF 분포가 상대적으로 넓게 나타나며, 100nA 이상의 높은 이온전류치의 확률도 높게 나타났다. $X=50\text{mm}$ 이후, 이온전류치는 낮은 값에서 높은 확률을 나타내고 있다.

Case 2, 3의 경우도 마찬가지로 상류에서는 이온전류치가 낮게 나타나고 하류로 가면서 100nA 이상의 높은 이온전류치의 출현확률이 높아진다. 따라서 본 연구의 대상화염에서는 이온전류치가 낮은 영역에서 높은 영역까지 넓게 분포함을 알 수 있다.

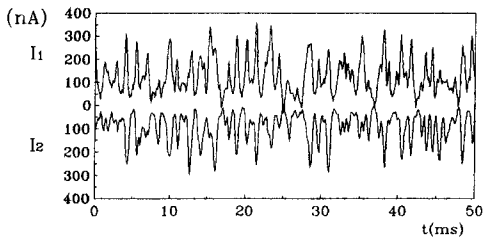
Fig. 7(a) (b) (c)의 I_1 과 I_2 는 두 이온프로브의 이온전류파형이다. 두 프로브간 거리(L_{pp})는 3mm



(a) Case 1



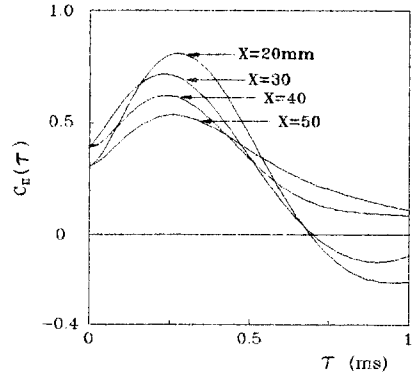
(b) Case 2



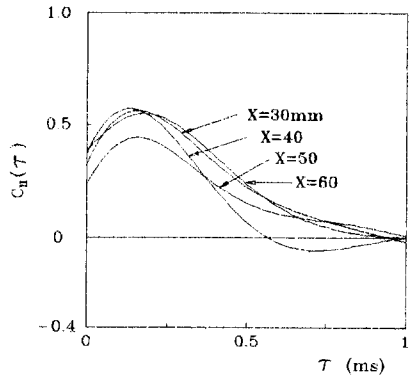
(c) Case 3

Fig. 7 Waveform of ion currents ($R=0$)

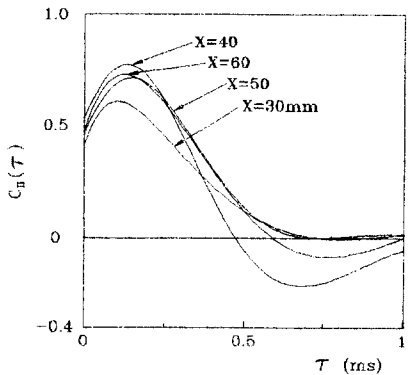
이고, I_2 는 반전시켜 나타낸 것이다. I_1 과 I_2 는 매우 유사한 파형임을 알 수 있다. 따라서 $L_{pp}=3\text{mm}$ 의 조건에서 I_1 의 신호와 I_2 의 신호는 시간변화에 따라 동일한 와에 반응한다고 생각된다. Fig. 7에서 나타나듯이 이온전류파형은 여러 개의 피크와 이온 전류가 검출되지 않는 구간으로 구성되어 있다. 이온전류가 검출되지 않는 구간은 정전탐침이



(a) Case 1



(b) Case 2



(c) Case 3

Fig. 8 Crosscorrelation of ion currents ($R=0$)

화학반응을 일으키지 않는 영역, 즉 미연혼합기 또는 연소가스 중에 존재한다고 생각된다. 이것은 화학반응이 난류화염대내의 제한된 영역에서 이루어지고 그것이 변동하다는 것을 나타낸다.⁽⁹⁾

Fig. 8(a) (b) (c)는 각 조건의 X축상의 I_1, I_2 의 상호 상관함수분포이다. 상호 상관함수의 최대지연시간에 두 프로브간 거리(L_{pp})로 나눈 값이 국소화염면 거동속도이다. 이온전류의 특성상 반응영역에서만 실험하였다. Fig. 8(a)는 Case 1의 경우로 다소 차이는 있으나 지연시간은 약 0.24ms 부근이다. Fig. 8(b)는 Case 2의 경우로 지연시간이 약 0.175ms 부근이며, Fig. 8(c)의 Case 3은 어느 조건보다 지연시간이 짧게 나타나며 약 0.12ms 정도이다. 국소화염면 거동속도를 구하면 Case 1의 경우, $U_f=12.5\text{m/s}$, Case 2의 경우는 약 $U_f=17.14\text{m/s}$, Case 3의 경우는 약 $U_f=25\text{m/s}$ 정도임을 알 수 있다. 국소화염면 거동속도는 각 조건에서 측정점의 변화에 따라 그다지 큰 변화를 나타내지 않았다. 국소화염면 거동속도는 조건별로 동일지점의 미연혼합기의 평균유속이 각각 8.32m/s, 16.44m/s, 및 22.41m/s이므로 미연혼합기의 유속에 크게 의존하는 것으로 나타났다.

이후 국소화염면 거동속도, 국소 와류(渦流)반경, 국소 반응대 두께는 각 조건의 화염에서 중심축방향으로 국소화염면 거동속도와 두 이온프로브 신호의 상관계수가 높은 지점을 실험조건으로 선정하였다.

Fig. 9는 각 조건에서 형성된 국소 와류(渦流)반경 확률밀도분포(PDF)이다. 각 조건에서 반응영역을 대상으로 하였으며 축방향에 따라 큰 변화를 보이지 않았으므로 대표적인 단면만을 나타내었다. Case 1의 경우는 $X=30\text{mm}$, Case 2는 $X=40\text{mm}$,

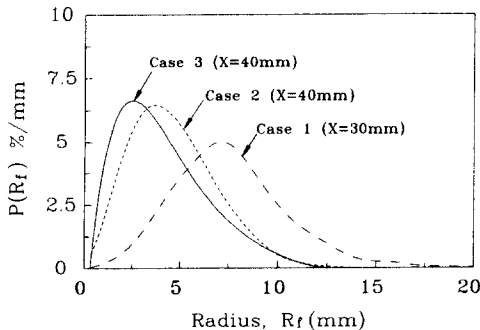


Fig. 9 Distribution of local eddy radius ($R=0$)

Case 3는 $X=40\text{mm}$ 의 측정결과이며 반경방향은 $R=0$ 이다. Case 1의 경우는 전체적으로 넓게 분포하며 최대확률분포는 약 $R_f=7\text{mm}$ 부근이다. Case 2의 경우는 Case 1에 비해 조밀한 분포를 보이며, 최대확률은 $R_f=3.2\text{mm}$ 부근이고 확률도 상대적으로 높게 나타나 있다. 난류강도가 가장 강한 Case 3의 경우는 $R_f=2.4\text{mm}$ 정도의 작은 스케일을 나타내고 확률도 가장 높게 나타났다. 난류강도의 발달에 따라 국소 와류(渦流)반경이 현저히 감소함을 알 수 있는데, 이는 난류발달로 인해 유동장이 에너지 캐스캐이드 과정으로 보다 작은 스케일로 쪼개어지기 때문이다.

Fig. 10(a) (b) (c)는 각 조건의 이온전류변동의 자기상관함수분포이다. (a) Case 1의 경우, $R=0\text{mm}$, $X=20, 30\text{mm}$ 부근에서 약 1.25ms의 주기성을 보이고 그 외 영역에서는 진폭이 매우 작으므로 그 주기성이 명확하지 않다. (b) Case 2, 3의 경우, 약 0.65ms의 주기성을 보인다. Case 2의 경우는 전체적으로 주기의 진폭이 크고 일정하나, Case 3의 경우는 $X=40\text{mm}$ 부근부터 진폭이 작아지고 소멸하는 형상이다. 이는 Fig. 9의 결과에서

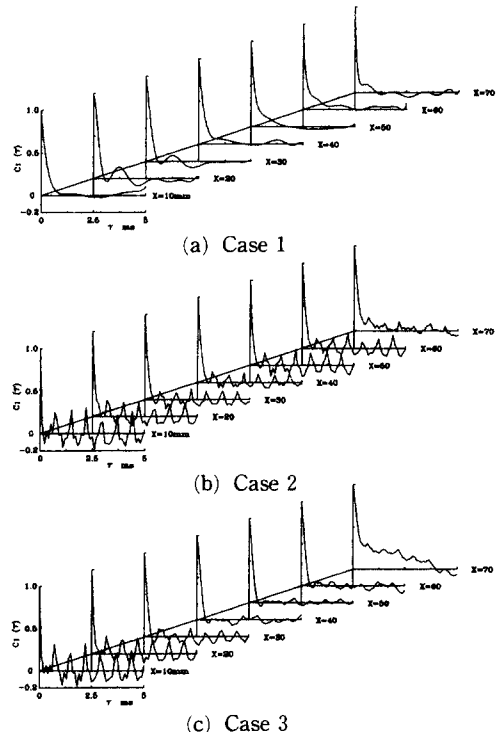


Fig. 10 Autocorrelation of ion currents ($R=0$)

처럼 화염의 국소 와류(渦流)반경이 현저히 감소하면서 이온전류농도가 매우 랜덤하게 분포하기 때문이라 생각된다.

Fig. 11(a) (b) (c)는 Fig. 10과 같은 조건의 이온전류변동의 파워스펙트럼을 구한 결과이다. 모든 조건에서 탁월주파수가 나타나지 않는다. 즉 Fig. 10에서 구한 주기성은 존재하기는 하나, 매우 약한 것임을 알 수 있다. 이것은 와류(渦流)구조 자체도 비주기성을 갖고 있고, 또 이온전류 변동신호가 매우 작은 미세구조의 변화에도 민감하게 반응하기 때문이라 생각된다. 특이한 점은 Case 1의 경우, 약 1kHz 이후로 에너지가 급격히 감소하는 형태이나, Case 2, 3은 상대적으로 고주파영역까지 높은 에너지를 유지하고 있음을 관찰할 수 있다. 이같은 연소장의 고주파영역의 생성에 의해 국소 와류(渦流)반경이 감소하는 것이라 생각된다. 특히 Case 2, 3의 경우, 상류영역에서도 이온전류의 고주파성분을 나타내는 것으로 미루어 미연혼합기의 난류강

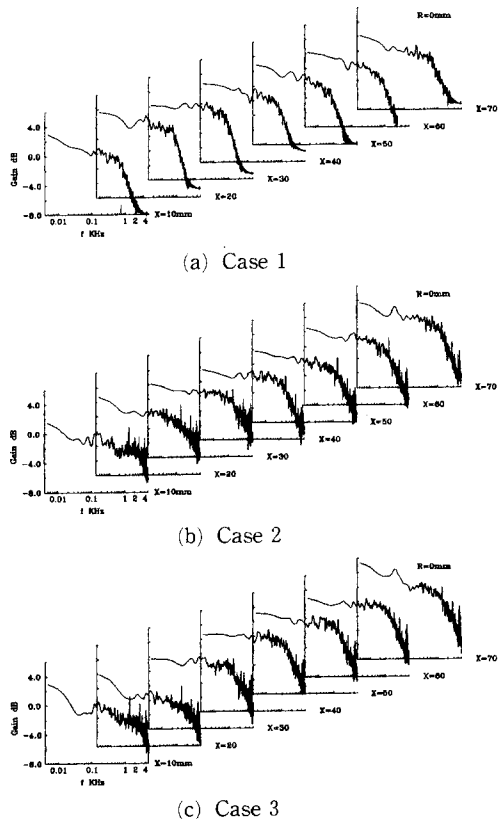


Fig. 11 Powerspectrum of fluctuating ion currents ($R=0$)

도가 반응영역의 반응강도에 큰 영향을 미친다고 생각된다. 이러한 생각은 Case 1의 경우 미연혼합기의 난류특성에서 노즐출구를 제외한 거의 대부분의 영역에서 Kolmogorov 스케일 η 가 층류화염대보다 작게 나타나나 Case 2, 3에 비해 약난류화염인 사실과도 상관한다.

Fig. 12는 이온전류파형의 반치폭의 확률밀도분포이다. 다소의 차이는 존재하나 모든 조건에서 최대 확률 분포는 $t_h = 4\text{mm}$ 부근으로 거의 비슷한 분포이다. 식 (1)에서 국소 반응대와 정전탐침 수감부의 사이각 α 의 영향을 최소화하기 위해 Fig. 9와 동일하게 확률밀도함수로 나타내었고, 국소화염면 거동속도를 시간차원의 반치폭에 곱하였으므로 같은 조건에서의 국소 와류(渦流)반경과 국소 반응대 두께를 비교할 수 있다. 난류강도의 증가에 따라 국소 와류(渦流)반경은 감소하나, 반치폭의 변화는 거의 없는 것으로 미루어 국소 반응대 두께는 크게 변하지 않음을 알 수 있다.

탄화수소를 연료로 한 화염의 반응대에 존재하는 이온은 화학이온화반응에 의해 생성되고 반응대에 수직한 방향의 이온농도분포는 반응대에 일어나는 화학반응의 총괄적인 속도에 의존한다고 생각된다. 즉, 반응대의 이온농도분포는 화염의 화학적인 구조를 대표한다고 생각할 수 있다. 따라서 본 연구에서 대상으로 한 난류에혼합화염의 국소적인 반응대의 화학적 구조는 난류강도에 관계 없이 거의 비슷하다고 추정할 수 있다.

본 연구범위에서 난류계측의 결과, 미연혼합기류

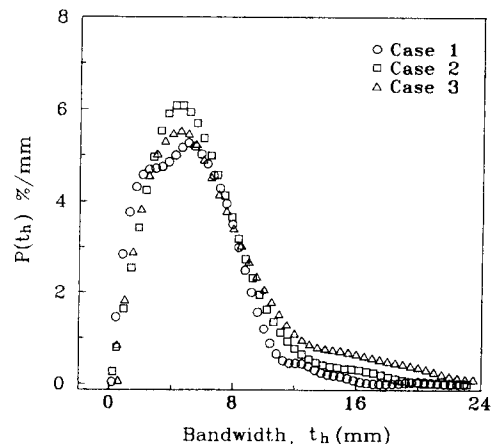


Fig. 12 Distribution of local reaction zone thickness ($R=0$)

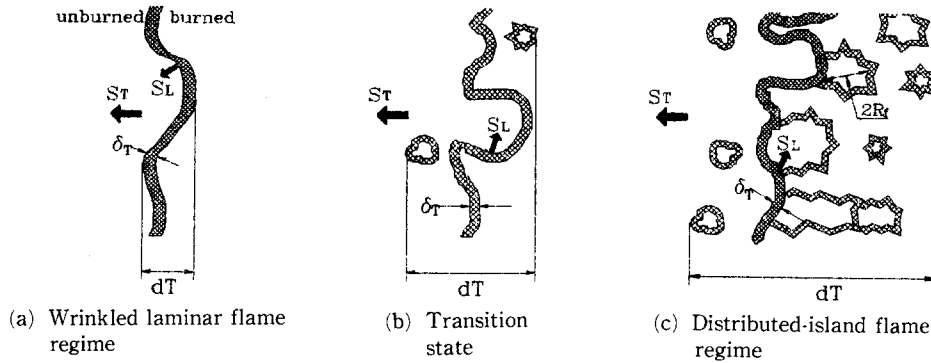


Fig. 13 Conceptual model for turbulent flame structure

중에는 스케일이 작은 난류가 존재한다. 이같이 작은 스케일의 난류가 국소적인 반응대의 내부에도 존재한다고 하면 연소반응대에서 수송현상은 난류의 와운동에 지배되어, 그 결과 국소적인 반응대의 두께는 증가하게 된다고 생각된다. 그러나 실험결과에서는 미연혼합기류 중에 국소적인 반응대의 두께보다 작은 스케일의 난류가 존재한다고 해도 난류에 혼합화염의 국소적인 반응대의 내부에는 그 내부구조를 변화시킬 작은 스케일의 난류가 존재하지 않는 것으로 나타났고 이는 平野⁽¹⁰⁾ 등의 결과와 일치한다.

Fig. 13은 본 연구에 사용된 난류에 혼합화염의 난류강도 증가에 따른 미세구조의 변화를 모식화한 것이다. 그림에서 나타낸 바와 같이 난류강도가 증가함에 따라 반응대가 크게 비틀리고 화염편의 수가 증가한다면 이온 피크간의 거리로 측정된 R 는 앞의 실험결과처럼 감소할 것이다. 그러나 δ_T 의 변화가 거의 없다는 것은 난류강도가 증대함에 따라 큰 와가 작은 와로 쪼개어지면서 큰 와의 미연혼합기가 반응할 수 있는 영역이 넓어짐을 의미한다. 이러한 과정을 통해서 미연혼합기의 난류강도증대에 의해 연소표면적이 증대되어 고부하연소가 실현된다고 생각할 수 있다. 일반적으로 난류가 강화되면 반응대가 넓어진다고 생각되는데, 본 연구의 범위에서, 이러한 넓은 반응대는 보다 많은 수의 국소 반응대로 구성된다고 생각된다.

5. 결 론

이중분류버너를 개발하여 미연혼합기의 난류강도 증대에 따른 국소화염면 거동속도, 정량적인 국소

와류(渦流)반경, 국소 반응대 두께 등을 측정하여 화염의 미세구조를 조사한 결과, 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 본 연구의 조건에서 국소화염면 거동속도는 미연혼합기의 유속에 크게 지배되나, 동일 조건의 반응영역 중에서는 큰 차이를 나타내지 않는다.

(2) 이중분류버너에서 미연혼합기의 난류강도를 증대시킴에 따라 국소 와류(渦流)반경이 현저히 감소하여 고부하연소가 실현된다.

(3) 본 연구의 조건에서 국소 반응대 내부에는 보다 더 작은 스케일이 존재하지 않고 난류강도증가에 따라 국소반응대의 분포가 증가하여 전체적인 반응대가 넓어진다.

참고문헌

- (1) Damköhler, G., 1940, *Elektrochem. Z.* 46, p. 601
- (2) Ballal, D. R., 1979, Further Development of the Three Region Model of a Premixed Turbulent Flame, *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, 368 p. 283, 267, 295
- (3) Chomiak, J., 1976, Dissipation Fluctuation and the Structure and Propagation of Turbulent Flames in Premixed Gases at High Reynolds Number, *Proc. 16th Symp. Combust.*, p. 1665
- (4) Summerfield, M., Reiter, S. H., Kebely, V. and Mascolo, R. W., 1954, The Physical Structure of Turbulent Flames, *Jet Propuls.*, p. 254
- (5) 吉田・成澤・辻, 1992, 未燃混合氣亂流特性と對向噴流バーナ火炎と構造, 58-552, B, p. 2571
- (6) Poinso, T., Veynante, D. and Candel, S.,

- 1990, Diagrams of Premixed Turbulent Combustion Based on Direct Simulation, *Proc. 23rd Symp. (Int.), Combust., The Combustion Institute*, p. 613
- (7) 中村朋宏, 古川純一, 五味 努, 平野敏右, 1991, 亂流豫混合火炎の曲率の計測に関する基礎的研究, 第29回燃焼シンポジウム, p. 25
- (8) 古川純一, 平野敏右, 1991, 高強度亂流豫混合火炎の局所的な曲率, 第29回燃焼シンポジウム, p. 28
- (9) 平野, 鈴木, 橋本, 益子, 1982, 豫混合變動火炎計測に用する圓柱靜電探針の基礎的性質, 日機論 B, 46-405
- (10) 丸田 薫, 古川純一, 五味 努, 平野敏右, 1993, 高強度亂流豫混合火炎の局所的な反應帶の厚さ, 日機論 B, 59-566
- (11) 古川純一, 原田營一, 平野敏右, 1989, 高強度亂流豫混合火炎の微細構造, 日機論 B, pp. 55~520
- (12) 崔炳輪, 1983, “亂流豫混合火炎の構造に関する研究”, 博士學位論文, 大阪大學
- (13) 이재득, 1991, “亂流豫混合火炎의 構造와 燃焼特性에 관한 研究”, 博士學位論文, 釜山大學校
- (14) 古川純一, 丸田 薫, 平野敏右, 1991, 靜電探針による亂流火炎構造の計測に関する基礎的研究, 日機論 B, pp. 57~536
- (15) 水谷幸夫, 燃焼工學, 第2版, 1991
- (16) Suzuki, T. and Hirano, T., 1984, Dynamic Characteristics of Flame Fronts in a Turbulent Premixed Flame Zone, *Proc. 20th Symp. (Int.), Combust., The Combustion Institute*, p. 437