

## 횡분류(橫噴流)에서 난류 비예혼합 화염의 화염날림에 대한 거대 와(渦)구조 혼합 모델 적용

이 기 만\* · 박 정†

(2001년 6월 25일 접수, 2001년 10월 19일 심사완료)

### A Large-scale Structural Mixing Model applied to Blowout of Turbulent Nonpremixed Jet Flames in a Cross Jet Flow

KeeMan Lee and Jeong Park

**Key Words:** Cross Jet Flow(횡분류), Large-scale Structural Mixing Model(거대와구조혼합모델), Counter-rotating Vortices Pair(볼텍스쌍), Local Mixing Time(국부혼합시간), Characteristic Chemical Reaction Time(특성화학 반응시간), Local Mixing Time(국부 혼합시간), Lifiable Flame(부상가능화염), Nonlifting Flame(부상불가능화염), Lower Blowout Limit(하부화염날림한계), Blowout Distance(화염날림길이), Blowout Parameter(화염날림변수), Velocity Ratio(속도비)

#### Abstract

This article presents an application of a large-scale structural mixing model(Broadwell et al. 1984) to the blowout of turbulent reacting cross flow jets. Experimental observations, therefore, aim to identify the existence of large-scale vortical structure exerting an important effect upon the flame stabilization. In the analysis of common stability curve, it is seen that the phenomenon of blowout are only related to the mixing time scale of the two flows. The most notable observation is that the blowout distance is traced at a fixed positions according to the velocity ratio at all times. Measurements of the lower blowout limits in the liftable flame are qualitatively in agreement with the blowout parameter  $\epsilon$ , proposed by Broadwell et al.. Good agreement between the results calculated by a modified blowout parameter  $\epsilon'$  and the present experimental results confirms the important effect of large-scale structure in the stabilization feature of blowout.

#### 1. 서 론

주유동에 수직으로 분사되어 형성되는 횡분류의 난류 비예혼합 화염은 공업로, 내연기관, 고부하 연소기 등 공업상 실질적인 문제뿐만 아니라 경계층 및 축대칭 분류 등 대표적인 기본유동이 종합적으로 복합된 유동장인 관계로 유체역학적인 관점에서도 매우 흥미를 갖는 연구분야이다.

횡분류의 가장 대표적인 특징은 주유동과 이 유동에 분사되는 분류의 상호작용으로 인한 빠른 혼합구조이다. 즉 다른 분류에 비해 두 유체가 서로 빠르게 섞이면서 난류화가 촉진되므로 혼합 성능이 상당히 증대된다. 특히 반응이 고려된 경우 연료와 산화제의 혼합성능이 반응장에 지배적인 영향을 미치게 되므로 난류 횡분류 화염은 고부하 연소기에 적합한 유동구조이다.

한편 최근 들어 공해물질 저감과 고부하 연소기 구현을 위해 비예혼합 화염을 일부러 부상화염 상태로 연소시켜 부분 예혼합화염 효과를 얻

---

\* 회원, 전남도립담양대학 기계공학과  
† 책임저자, 회원, 순천대학교 기계자동차공학부  
E-mail : jeongpark@sunchon.ac.kr  
TEL : (061)750-3533 FAX : (061)750-3530

---

는 연구에 관심이 모아지고 있다. 그리하여 화염 부상과 날림으로 대표되는 화염 안정화 특성이 연소기 설계시 안전 인자로만 인식하던 종래의 소극적인 설계에서 고부하 저공해성 연소기 구현에 최적인 시스템으로 고려되는 등 적극적인 설계개념으로 바뀌는 경향이 있다.

일반적으로 비예혼합 연소에서 화염날림에 관련된 안정화연구는 현상론적으로 크게 두 가지 모델로 분류된다.<sup>(1)</sup> 하나는 Vanquickenborne과 Van Tiggelen이 제안한 예혼합 연소모델(*premixed combustion model*)로,<sup>(2)</sup> 충분히 잘 혼합된 연료와 산화제가 당량비로 섞여있는 궤적을 따라 난류연소속도와 국부분류속도가 같은 공간지점에서 부상화염이 형성되는데 분류와 난류연소 속도간에 균형을 이루지 못하는 지점으로 화염이 이동하게 되면 화염날림이 발생된다는 이론이다. 다음으로는 Broadwell 등<sup>(3)</sup>이 제안한 거대와(渦) 구조 혼합 모델(*large-scale structural mixing model*)로 난류분류 및 화염에서 종래 까지는 노즐출구에서나 인식되어져 온 조직적이며 주기적인 거대한 구조의 와(渦)운동이 화염부상과 날림이 일어나는 하류까지도 존재하며 이 와동(渦動)으로 인해 화염날림이 발생한다는 모델이다. 이들은 거대구조의 와운동으로 혼합과 연소가 일어나게 되는데 이 과정에서 혼합시간이 반응시간에 비해 너무 빠르게 되면 냉각(*quenching*)에 의해 화염날림이 발생한다고 설명하고 있다. 이 이론은 대부분 화염장에서 나타나는 제반 유동현상이 근본적으로 난류특성을 보이는데 이러한 난류성질을 비교적 잘 내포하고 있는 모델로 평가받고 있다.

그런데 이 모델로 설명된 유동장은 주로 자유분류화염<sup>3</sup>이나 동축류 화염<sup>(4)</sup>으로서 주유동장에 수직으로 분사하여 형성된 횡분류 화염에 관한 연구는 아직까지 보고된바 없다. 본 유동장은 전단볼텍스와 볼텍스 쌍(*counter-rotating vortices pair*)으로 대표되는 전형적인 거대구조의 난류 와도장 화염이다. 따라서 거대와 구조 혼합모델을 횡분류 화염장에 처음으로 적용하여, 본 유동장과 같이 복잡한 3차원 유동장에서도 적용 가능 여부를 검증한다. 화염날림은 주로 하류에서 발생되며 이전의 보고<sup>(5)</sup>에서 부상가능화염의 하부안정화한계영역은 볼텍스 쌍의 거대와(巨大渦)구조가 명확히 가시화되는 영역으로 이 영역에서 화염날림 현상을 설명하기로 한다.

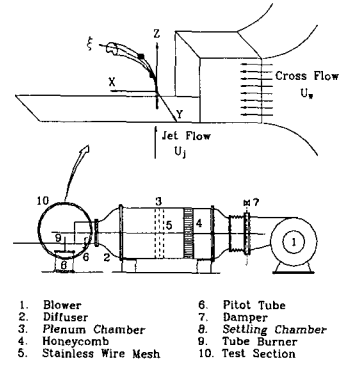


Fig. 1 (a) Schematic diagram of experimental apparatus and (b) coordinate system

## 2. 실험 장치 및 방법

횡분류의 유동장 개념과 좌표계는 Fig. 1과 같다. 주유동은 폭 300 mm, 높이 500 mm의 시험부 단면을 갖는 토출식 풍동에서 균일한 속도를 얻고 있으며 실험에 사용된 속도범위는 0 m/s에서 9 m/s이다. 주유동의 난류강도는 속도 6 m/s에서 열선 유속계로 측정된 결과 1.0% 이내였으며 속도는 풍동의 사각 덕트에 설치된 피토크관을 통해 연속적으로 확인하면서 조절된다. 연료는 가스 크로마토그래피로 분석한 순도 96%의 상용 프로판으로 시험부 바닥에서 100 mm되는 지점에서 주유동장에 수직으로 분사하여 벽과의 경계층으로 인한 상호작용은 없도록 하였다. 연료노즐은 이음매가 없는 스테인레스스틸의 튜브형 노즐로 내경 기준 1.6, 2.2, 3.1, 5.3 mm의 네 가지 종류를 사용하였고 노즐 출구에서 완전발달 분류를 위해 직경에 100 배 이상의 길이로 하였다. 화염의 안정화선도 작성 및 방법은 이전의 보고<sup>(5)</sup>와 같은 방법으로 수행을 하였다. 특히 본 연구의 관심영

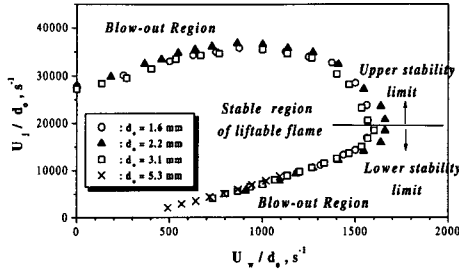


Fig. 2 Common stability curve with various nozzle diameters

역인 부상 가능 화염(liftable flame)의 하부 안정화 한계 영역에서 존재 할 수도 있는 히스테리시스 존재 유/무를 알아보기 위해 안정된 부상 화염에서 거꾸로 연료유량을 감소시켜 다시 화염 날림이 발생하는 유동 조건을 확인한 결과, 히스테리시스 특성은 없고 두 방법 연료 유량 조건이 동일함을 확인하였다. 화염 날림이 발생하기 직전 부상된 화염 밑면에서 거대와 구조의 존재는 다음과 같은 방법의 직접 사진과 연속 사진을 통하여 확인토록 하였다. 레이저를 이용한 Mie 산란광 단면 가시화로 1/4000초의 노출조건에서 직접 촬영을, Intensifier가 내장된 고속운동 분석기(EKTA PRO 1000, KODAK Co.)로는 1/10000초의 노출조건에 1/2000초 프레임(frame) 간격으로 연속 촬영을 하여 분석하였다. 속도비에 따른 안정화한계영역에서 화염날림거리(blowout distance)는 난류화염의 평균정보를 줄 수 있도록 1초의 장기노출 조건과 엄밀한 측정을 위하여 8mm 접사렌즈에 청색 필터로 모터드라이브를 이용, 대상 화염 가까이에서 근접 사진 및 비디오 카메라 촬영으로 측정하였다.

### 3. 결과 및 고찰

#### 3.1 거대와(渦)구조 운동과 관련된 특징

##### 3.1.1 안정화선도의 혼합시간 연관성

횡분류 화염은 크게 두 가지 형태로 부상가능 화염(liftable flame)과 부상 불가능화염(non-lifting flame)으로 존재한다. 본 연구의 주된 관심사는 거대와 구조 혼합모델과 관련한 부상가능화염의 안정화 기구이다. Kalghatgi는 이전의 연구<sup>(7)</sup>에서 노즐직경 별로 차이를 보이고 있는 안정화선도에

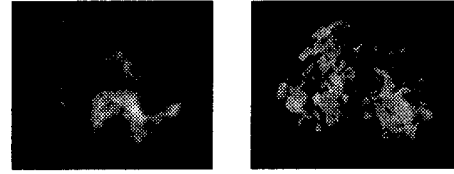


Fig. 3 Typical photographs showing the flame base and the counter-rotating vortices at the lower blowout limits

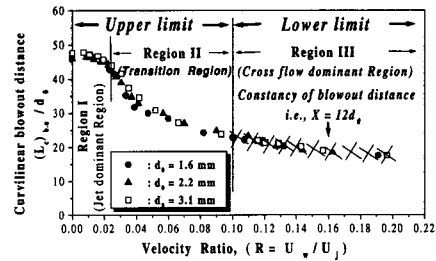
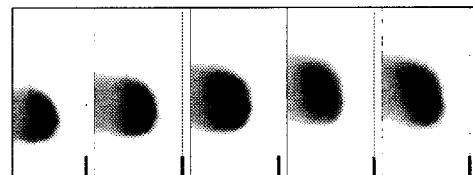


Fig. 4 Curvilinear blowout distance according to velocity ratio( $R=U_w/U_j$ )



$U_j = 15.3\text{m/s}$   $U_j = 18.8\text{m/s}$   $U_j = 23.0\text{m/s}$   $U_j = 26.9\text{m/s}$   $U_j = 31.0\text{m/s}$   
 $U_w = 2.2\text{m/s}$   $U_w = 2.5\text{m/s}$   $U_w = 2.8\text{m/s}$   $U_w = 3.1\text{m/s}$   $U_w = 3.4\text{m/s}$   
 ( $R = 6.9$ ) ( $R = 7.5$ ) ( $R = 8.2$ ) ( $R = 8.7$ ) ( $R = 9.1$ )

Fig. 5 Straight blowout distance at lower limit curve for  $d_0 = 2.2$  mm

서 두 유체의 속도를 노즐직경으로 나누어 시간 차원으로 다시 나타낸 결과 하나의 곡선으로 표현됨을 밝혔다. Fig. 2는 이전의 연구<sup>5</sup>에서 얻은 횡분류 화염의 안정화선도에서 부상가능화염만의 안정화선도를 Kalghatgi와 마찬가지로 방법으로 구한 일반화된 안정화선도이다. 그런데 비록 이전 연구에서 Kalghatgi는 언급이 없었으나 일반화된 안정화선도를 주의 깊게 살펴보면 화염날림 조건이 주유동과 분사 분류인 두 유체간의 시간차원만으로 잘 표현된다는 사실이다. 이는 횡분류 화

염에서 화염날림이 두 유체간의 혼합시간과 관련이 있음을 강력하게 시사하고 있다.

### 3.1.2 화염날림 직전의 형상

Fig. 3 은 화염날림이 발생하기 직전의 화염과 화염날림이 발생한 그 위치에서 Mie 산란광 단면가시화 방법으로 촬영한 비반응형분류의 직접사진이다. 이러한 형상은 속도비와 상관없이 Fig. 2 에서 보여진 하부안정화한계영역 전 범위에서는 모두 동일하게 관찰된다. 화염을 뒤에서 관찰해보면 부상된 화염밀면 대부분이 청염(靑炎)으로 가득찬, 전형적인 콩팥형(kidney shape)을 띠고 있다. 이 형상은 반응이 없는 경우 전형적인 볼텍스 쌍(counter rotating vortices pair) 구조이다. 따라서 화염이 존재하더라도 이러한 와(渦)구조가 그대로 나타난다는 것은 반응이 유동을 잘 추종하고 있으며 유동의 강한 와(渦)운동이 반응에 직접적인 영향을 미치고 있음을 알 수 있다. 또한 볼텍스 쌍 코어(core)로 파고드는 지점과 분류상부 전단층에서 간헐적으로 형성되는 매연화염(soot flame)이 하류의 휘염(yellow flame)영역으로 이어짐이 관찰된다. 이러한 현상은 자유분류화염에서 보고되고 있는 거대와(渦)운동에 관한 기존의 연구들<sup>(9-12)</sup>과 유사한 현상들이다.

### 3.1.3 화염날림 위치의 일정성

본 유동장 특성을 가장 잘 나타내는 중요한 대표 변수로는 다음과 같이 정의되는 속도비 혹은 운동량비이다.

$R = (\rho_j/\rho_w)^{1/2}(U_j/U_w)$ ,  $M = (\rho_j/\rho_w)(U_j/U_w)^2$   
여기서 R 은 속도비고 M 은 운동량비,  $U_j$  와  $U_w$  는 분류속도 및 주유동 속도이며  $\rho_j$ ,  $\rho_w$  는 각각의 밀도이다. 부상가능화염의 하부안정화한계영역에서 발생하는 화염날림 위치를 측정된 결과 Fig. 4와 같이 사용한 노즐 모두에서 주유동 방향으로  $X=12d_0$ 인 일정한 위치에서 항상 화염날림이 발생하는 것으로 조사되었다. Fig. 4에서 Region III 에 해당되는 하부안정화한계영역의 화염날림 거리는 곡선거리로는 속도비 증가에 따라 약간씩 감소하나 주유동 방향인 X 방향으로는 항상 일정한 것으로 나타났다. 화염날림거리가 주유동이 없는 자유분류화염에서는 약 35 ~ 45 $d_0$  정도로 보고<sup>(1)</sup>되고 있으나, 본 유동장처럼 복잡한 3차원 유동장에서 노즐경과 속도비에 무관하게 일정하

다는 사실은 매우 놀랄만한 현상이며 본 실험적 연구에서 얻은 가장 큰 결과중의 하나였다. 비록 이러한 현상에 대한 이유는 못 밝혔으나 화염날림이 일어나는 지점에서의 거대구조의 와운동에 기인되는 것 사료된다.

Fig. 5는 이 한계영역에서 화염날림거리가 일정한 것을 보여주는 한 예의 직접사진이다. 보는 바와 같이 한계영역을 따라 속도비( $R=U_w/U_j$ )가 증가함에도 불구하고 노즐원점에서 화염날림 직전의 부상된 화염밀면까지 거리(화염날림거리)가 주유동방향으로 항상 일정함을 알 수 있다.

### 3.1.4 화염밀면 준주기적(quasi-periodic) 변동

자유분류와 동축류화염에서 Birch 등<sup>(8)</sup>과 Park 등<sup>(9)</sup>은 부상화염밀면으로 헬릭컬형태의 거대와가 규칙적으로 통과함에 따라 부상된 화염밀면이 주기적 거동을 한다고 보고하였다. 이러한 현상은 약 0.6 Hz의 비교적 낮은 주파수 특성을 보이고 있었다. Fig. 6 은 사용된 노즐 중 하나인 2.2 mm의 하부안정화한계영역에서 Birch 등과 동일한 방법으로 측정된 화염날림 직전 부상된 화염밀면

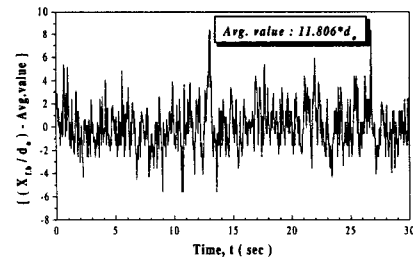


Fig. 6 Time record of fluctuating lift-off flame base near blowout with  $U_j = 18.8\text{m/s}$ ,  $U_w = 2.5\text{m/s}$  for  $d_0 = 2.2\text{mm}$

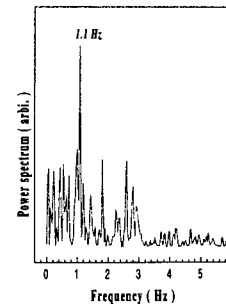


Fig. 7 Power spectrum of the data of Fig. 6

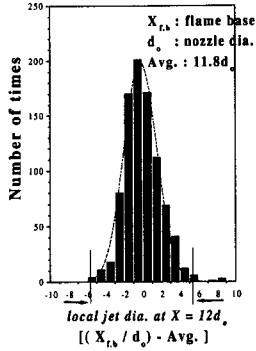


Fig. 8 Statistical histogram of fluctuating flame base with local jet dia. order at X=12d<sub>0</sub> (Data of Fig. 6)

의 이동하는 거리변동 값들이다. 보이는 신호 값들은 900장의 데이터 변동을 보여주고 있는데 화염 밀면의 평균 변동거리가 주유동 방향으로 직선거리인 X=11.8d<sub>0</sub> 로 나타났다. 이는 앞 절에서 언급한 바와 같이 하부 안정화 한계 영역에서 나타나는 화염 날림 거리가 항상 주유동 방향인 X=12d<sub>0</sub>인 값과 유사함을 알 수 있다.

### 3.2 거대와(渦)구조 혼합 모델의 적용

#### 3.2.1 거대와 구조 혼합 모델

앞 절에서 화염날림 직전의 부상화염밀면에서 거대구조의 와(渦)운동이 존재함을 실험적으로 조사되었다. 본 절에서는 Broadwell 등<sup>(3)</sup>이 제안한 거대와(渦)구조 혼합모델의 물리적 의미를 간략하게 설명하고 자세한 사항은 참고문헌<sup>(3,4)</sup>을 참고하기로 한다. 이들은 화염날림 기구를 다음과 같은 화염날림변수(blowout parameter)로 정의하고 ε 값이 특정한 값 이하가 되면 상대적으로 혼합이 빨라 반응의 냉각에 의해 연속적으로 점화를 할 수 없는 온도로 떨어지거나 라디칼 화합종(radical species) 농도가 어느 값 이하가 되어 화염날림이 되는 것으로 분석하고 있다.

$$\epsilon = \frac{\text{local mixing time } (\tau_m)}{\text{characteristic chemical reaction time } (\tau_c)} = \frac{(d_{b.o} / u_{b.o})}{(x / S_b^2)}$$

여기서,  $d_{b.o}, u_{b.o}$ 은 화염날림이 발생하는 곳에서

의 국부분류직경 및 속도이며,  $x$ 는 열확산도( $m^2/s$ )를  $S_b$ 는 층류 연소 속도(m/s)를 가리킨다. 특성 화학 반응 시간( $\tau_c$ )은 Zeldovich, Semenov 등의 화염이론에서 얻는 반응시간이다. 이 변수는 우리가 잘 알고있는 텀켈러 수(Damköhler number, Da)와 유사한 물리적 의미를 갖고있다. 텀켈러 수란 특성화학반응시간 대 특성유동시간의 비를 나타낸 값으로, 유동장이 화염에 미치는 정도를 특성화 한 수이다.

#### 3.2.2 화염 날림 변수 수식화

노즐로부터 부상된 화염밀면까지 혼합상태는 비반응 상태의 등은 횡분류와 유사하다. 따라서 기존 비반응 상태의 횡분류 정보들을 본 유동장에 적용 가능하다. 화염 날림 변수에 필요한 국부분류혼합시간은 거대와 구조 모델에서 수식화한 방법대로 화염날림이 발생하는 위치에서 국부 횡분류 속도와 직경만을 알 수 있으면 가능하게 된다. 횡분류의 폭과 중심속도에 관한 실험식은 최근까지도 잘 일치하고 알려진 Prette & Baines의 횡분류 폭 실험식<sup>(14)</sup>과 Keffer & Baines의 중심속도 실험식<sup>(15)</sup>을 사용하였다. 여기서 분류 폭( $\Delta Y$ )에 대한 식은  $\frac{\Delta Y}{d_o R} = 1.25 \left( \frac{X}{d_o R} \right)^{0.4}$ 이며, 중심축 속도  $U_{max}$ 은  $\frac{U_{max} - U_w}{U_j - U_w} = f \left( \frac{\epsilon}{d_o} \right)$ 이다.

또한 중심축 좌표( $\epsilon$ )는 주유동방향 좌표(X)와 분사방향(Z)과의 상관 관계식(Keffer & Baines식)인  $\frac{Z}{R d_o} = 2.05 \left( \frac{X}{R d_o} \right)^{0.28}$ 의 실험식으로부터 얻을 수 있었다. 여기서,  $R$ 은 속도비로  $R = (U_j / U_w)(\rho_j / \rho_w)^{0.5}$  이고,  $U_j, U_w$ 는 분류분출속도 및 주유동 속도며  $\rho_j, \rho_w$ 는 분류 및 주유동의 밀도이다.  $x / S_b^2$ 로 주어지는 특성화학반응시간 값은 모델 제안자들인 Broadwell 등이 사용한 값과 동일하게 사용하였다. 이렇게 해서 주유동 방향으로 휘어진 횡분류 중심속도와 폭에 대한 실험식들로부터 국부 혼합시간( $\tau_m$ )은 다음과 같다.

$$\tau_m = \frac{1.25 X_{b.o}^{0.4} (d_o R)^{0.6}}{f(\epsilon/d_o) (U_j - U_w) + U_w}$$

이 식으로부터 연료분출속도( $U_j$ ), 주유동속도( $U_w$ ) 값과 이 두 값에서 화염날림이 일어나는 위치( $X_{b.o}$ ) 및 노즐직경( $d_o$ )만을 알면, 분모 값인 물

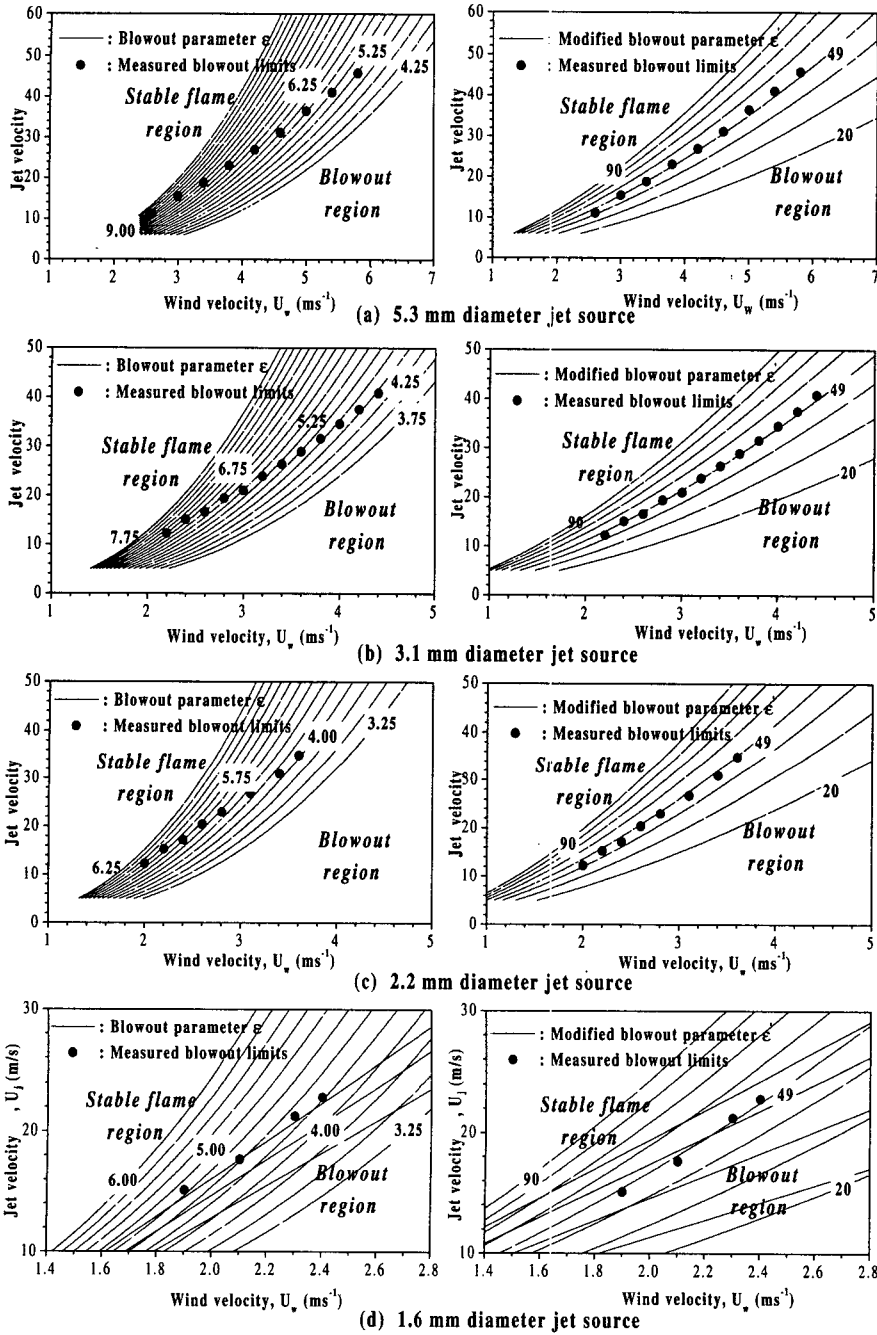


Fig. 9 Contours of the blowout parameter  $\epsilon$  Showing comparisons with the measured lower blowout limits for the various nozzle diameters. Contour interval  $\Delta \epsilon = 0.25$

Fig. 10 Contours of the modified blowout parameter  $\epsilon'$  Showing comparisons with the measured lower blowout limits for the various nozzle diameters. Contour interval  $\Delta \epsilon' = 10$ . Blowout is expected at  $\epsilon' = 49$

성치의 특성 화학반응속도시간  $\tau_c$  값을 나누면 횡분류 화염에서 화염날림변수인  $\epsilon$ 의 값을 구할 수 있다. 이제 남은 것은 화염날림이 발생하는 거리에 대한 정보이다. 본 연구에서는 앞 절에서 언급한 바와 같이 화염날림거리가 노즐경과 속도비에 무관하게 주유동 방향으로 항상 일정한  $X=12d_0$ 로 밝혀졌다. 이는 실험적으로 관찰한 매우 중요한 발견으로 이로 인해 화염 날림 변수를 수식화할 수 있었다.

### 3.2.3 모델적용

Broadwell의 화염 날림 개념을 본 유동장에 적용하기 위해서 하부 안정화 한계 영역의 실험 값과 수식화 된 화염 날림 변수  $\epsilon$ 의 등가선(contour) 값을 비교하였다(Fig. 9). 도표에서 검은색 원 값들은 실험으로 구한 하부 안정화 값이며 선으로 표시된 등가선 값들은 모델에서 화염 날림을 예측한 이론 값들이다. 이 등가선 값들은 화염날림이 발생하는 주유동 방향의  $X = 12d_0$ 인 지점에서 얻은 값들이다. 이들의 이론에 의하면 화염 날림 변수  $\epsilon$  값이 특정한 값 이하에서는 화염이 항상 꺼져있는 상태이며 큰 값에서는 안정된 화염 영역을 나타낸다. 따라서 실험 값들이 어느 특정한 등가선과 일치하게 되면 화염 안정화 기구가 이 변수가 내포하는 물리적 의미로 설명이 가능하게 된다. 그런데 Fig. 9에서 보는 바와 같이 정성적인 일치는 보이나 정량적으로 다소 새롭게 고려되어야 할 물리적 사실이 있음을 보여주고 있다. 화염 날림 변수 정의에서 특성 화학 반응 속도는 연료가 정해지면 물성치와도 같은 값이므로 수정되어야 할 물리량은 결국 국부 혼합시간( $\tau_m$ )이 된다. 그러나 이러한 복잡한 3차원 유동 구조를 갖는 난류 횡분류 반응장에서 화염날림 현상이 정성적으로나마 화염 날림 경향을 따라가고 있다는 사실은 매우 주목할만한 일이다. 차이를 보이던 등가선 값은 두 유체의 속도비를 새롭게 고려하여 다시 계산한 결과 Fig.10과 같이 정량적으로 49라는 특정한 값과 잘 일치하는 것으로 나타났다. 새롭게 계산된 화염날림 변수는 다음과 같다.

$$\epsilon' = \frac{(d_{b,o} / u_{b,o})}{(x / S_b^2)} \cdot \frac{(R')}{(R'_{ref})}$$

여기서  $\epsilon'$ 는 본 연구에서 정의한 수정된 화염 날림 변수이고  $R'$ 은 속도비이며  $R'_{ref}$ 은 횡분류

화염에서의 특성 화학 반응 시간에 고려되는 속도비로서 그 값은 1을 의미한다. 이러한 결과는 횡분류 화염에서도 국부 분자 혼합율인 혼합시간이 화염 날림에 중대한 영향을 미치고 있다는 가설을 뒷받침하고 있다. 이는 앞 절 등에서 실험적으로 확인한 화염 날림 직전 부상된 화염 밀면에서 전형적 거대 구조인 볼텍스 쌍의 와운동이 화염 날림과 연관된다는 현상적인 사실을 이론적으로도 잘 설명해 주고 있다. 결국 본 유동장과 같이 주유동에 수직으로 분사된 비예혼합 화염에서 화염 안정화기구가 거대와 구조에 의한 혼합과 연소에 의해서 이루어지고 있음을 확인 할 수 있었다.

## 4. 결론

횡분류 화염은 하류에서 더욱 더 명확히 발생되는 볼텍스 쌍과 전단 볼텍스로 대표되는 전형적인 거대 구조의 와도장이다. Kalghatgi는 이전의 연구<sup>7</sup>에서 화염 날림에 관련된 주된 변수가 두 유체의 혼합 시간에 관련됨을 암시하였다. 이 점에 착안하여 Broadwell 등이 제안한 거대와 구조 혼합 모델을 횡분류 화염에서는 처음으로 적용하여 검증해 보았다. 화염 날림 직전의 거대와 구조 존재와 역할에 대해서는 실험적 방법으로 조사하였으며 계산된 화염날림 변수와 비교하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 하부 안정화 한계 영역에서 화염 날림 직전의 부상 화염 밀면 변동이 1.1Hz의 준 주기적 거동을 하고 있음이 순간 화상 분석과 주파수 분석을 통하여 관찰되었다. 변동하는 크기 정도는 화염 날림이 발생하는 지점의 국부 분류 직경 오더로 분포하였으며 이는 난류 분류 및 화염에서 거대와 운동에 기인한다는 기존의 연구들과 일치한다.

(2) 모델 적용의 필수 조건인 화염 날림 위치에 관한 정보는 주유동 방향으로 항상 일정한 거리에서 발생한다는 중요한 실험적 연구 결과로 가능하였고 이 결과로부터 Broadwell 등이 제안한 화염 날림 변수를 수식화 할 수 있었다.

(3) 횡분류 대표 변수인 두 유체간의 속도비를 새로 정의한 화염 날림 변수 항으로 고려한 결과 이론 값과 실험 값이 잘 일치하여 횡분류 직경과 중심 속도만으로 정의되는 국부 혼합 시간이 다

소 수정됨을 알았다.

(4) 안정화 선도에서 암시되었던 화염 날림 영역이 두 유체간의 시간만으로 결정된다는 실험적 사실이 두 유체의 국부 혼합 시간임을 확인할 수 있었으며 화염 안정화 기구가 거대와 구조에 의한 혼합과 연소에 의해서 이루어지고 있음이 확인되었다.

### 후 기

본 논문은 2001년도 두뇌한국21사업에 의하여 지원되었고 이에 감사를 표합니다.

### 참고문헌

- (1) Tieszen, S.R., Stamps, D.W. and O'hern, T.J., 1996, "A Heuristic Model of Turbulent Mixing Applied to Blowout of Turbulent Jet Diffusion Flames," *Combustion and Flame*, Vol. 106, p. 442.
- (2) Vanquickenborne L. and Van Tiggelen A., 1969, "The Stabilization Mechanism of Lifted Diffusion Flames," *Combustion and Flame*, Vol. 86, p.59.
- (3) Broadwell J. E, Dahm W. J. and Mungal M. G., 1984, "Blow-out of Turbulent Diffusion Flames," *20th Symp (int) on Combustion*, p. 303.
- (4) Dahm, W.J.A. and Dibble, R.D., 1988, "Coflowing Turbulent Jet Diffusion Flame Blowout," *22th Sym. (Int) on Combustion*, p. 801.
- (5) Lee, K.M. and Shin, H.D., 1997, "A large-scale Structural Mixing Model Applied to Blowout of Turbulent Non-Premixed Jet Flames in a Cross Air-Flow," *J of the Institute of Energy*, Vol. 70, p. 128.
- (6) Huang, R.F. and Chang J.M., 1994, "The Stability and Visualized Flame and Flow Structure of a Combusting Jet in Cross Flow," *Combustion and Flame*, Vol. 98, p. 267.
- (7) Kalghatgi G.T., 1981, "Blowout Stability of Gaseous Jet Diffusion Flames. Part II: Effect of Cross Wind," *Combust Sci and Tech*, Vol. 26, p. 241.
- (8) Birch, A.D. and Hargrave, G.K., 1988, "Lift-off Heights in Underexpanded Natural Gas Jet Flames," *22nd Sym. (International) on Combustion*.
- (9) Park, J.W. and Shin, H.D., 1993, "Effect of Large-Scale Turbulent Structures on the Lift-off Behavior of Turbulent-Jet Diffusion Flames," *J of the Institute of Energy*, Vol. 66, p. 198.
- (10) Mungal, M.G. and Hollingsworth, D.K., 1989, "Organized Motion in a Very High Reynolds Number Jet," *Phys. Fluids A1(10)*, p. 1615.
- (11) Mungal, M.G. and O'Neil, J.M., 1989, "Visual Observation of a Turbulent Diffusion Flame," *Combustion and Flame*, Vol. 78, p. 377.
- (12) Mungal, M.G., Karasso, P.S. and Lozano, A., 1991, "The Visible Structure of Turbulent Jet Diffusion Flames, Large-Scale Organization and Flame Tip Oscillation," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 76, p. 165.
- (13) Broadwell, J.E. and Mungal, M.G., 1991, "Large-Scale Structure and Molecular Mixing," *Phys. Fluids A3(5)*, p. 1193.
- (14) Prette, B.D. and Baines, W.D., 1967, "Profiles of the Round Turbulent Jet in a Cross Flow," *ASCE*, HY6, 92, p. 53.
- (15) Keffer, J.F. and Baines, W.D., 1962, "The Round Turbulent Jet in a Cross-Wind." *J Fluids Mechanics*, Vol. 15, p. 481.
- (16) Broadwell, J.E. and Breidenthal, R.E., 1984, "Structure and Mixing of a Transverse Jet in Incompressible Flow," *J Fluid Mechanics*, Vol. 148, p. 405.
- (17) Pitts W.M., 1988, "Assessment of Theirs for the Behavior and Blowout of Lifted Turbulent Jet Diffusion Flames," *22nd symp. (int) on Combustion*, p. 809.
- (18) 이기만, 1998, 주유동에 수직으로 분사한 난류 확산 화염의 특성에 관한 실험적 연구, 공학박사학위논문, 한국과학기술원.