

축대칭 곡면벽 제트 유동장에서 화염 안정화에 관한 연구

A Study on Flame Stabilization in the Axisymmetric Curved Wall Jet

길용석*, 차민석*, 송영훈**, 한재원***, 정석호*
*서울대학교, **한국기계연구원, ***한국표준과학연구원

요 약

축대칭 곡면벽 제트 버너를 제작하여 화염의 안정화 특성을 실험적으로 연구하였다. 축대칭 곡면벽 제트 유동은 난류 강도의 증가와 더불어 버너 선단 부근에 재순환 영역을 형성하여 화염의 안정화를 촉진시킴으로서 기존의 튜브 버너에 비하여 화염의 안정화 특성이 향상되었다.

시간적으로 화염의 위치가 변동하는 난류 화염에서 화염의 안정화 특성과 밀접한 관계가 있는 OH 라디칼과 온도를 PLIF와 CARS를 각각 적용하여 측정하였다. 고유속으로 연소시키는 경우에 버너 선단에 형성된 재순환 영역에 OH 라디칼이 상당량 분포하고 있었으며 통계적으로 고온을 유지하였다. 이는 버너 선단에 형성되는 재순환 영역에 고온의 기연 가스가 점화원 역할을 하여 화학 반응이 활발하게 일어나고 있음을 의미한다. 이러한 결과로부터 고속의 출구유속에서 화염 안정화 특성은 재순환 영역에 의하여 영향을 받고 있음을 확인하였다.

1. 서 론

한정된 에너지 자원에 대한 위기 의식과 각종 환경 및 공해 규제 등으로 인하여 최근에 들어 연소기의 효율 향상에 관한 중요성이 더욱 부각되고 있다. 특히, 연소기가 정지하였다가 다시 가동되는 소화 및 재점화시에는 불완전 연소로 인한 다종 다량의 오염 물질의 생성과 함께 연소기의 효율 또한 급격히 저하되므로 화염의 안정화 특성은 연소기의 안정성 측면과 총체적인 효율 향상에 있어서 중요한 요인 중의 하나라고 할 수 있다. 따라서 오염 물질의 감소, 연소기의 효율 및 부하 증대 측면에서 가스 터빈, 보일러 및 각종 버너 등과 같은 실용 연소기 설계시에 안정적인 연소 상태의 유지를 위한 고려가 반드시 반영되어야 한다.

화염 안정화를 위하여 bluff body 와 같은 보염기 (flame holder) 가 이용되기도 하는데, 이는 유동장에 재순환 영역을 형성함으로써 화염이 안정화 될 수 있는 충분한 체류 시간과 열적 재순환 (thermal recirculation) 을 제공한다. 재순환 영역을 형성하는 다른 방안으로서 선회 유동 (swirl flow) 이나 연소기 내벽이 급속 확대되도록 설계하는 방법 등이 있다. 그러나, bluff body 와 같은 보염기의 경우, 축 방향 운동량의 손실을 야기하는 등 각각의 장단점을 연소기 설계시에 면밀히 검토해야 한다.

최근에 이차원 실린더 표면 위를 마주 보고 흐르는 두 곡면벽 제트에 관한 연구가 유체 역학적으로 수행되었다 [1]-[6]. 제트의 흐름이 곡면을 따라 이루어지는 곡면벽 제트의 경우에 상당히 먼 후방까지 벽면에 부착되어 박리 (separation) 가 지연되고, 이와 동시에 일반적인 자유제트 (free jet) 보다 많은 주위 공기의 이입 (entrainment) 을 가져오게 되는데, 이를 코안다 효과

(Coanda effect) [5] 라하며 제트의 유속이 커질수록 이러한 효과는 더욱 뚜렷이 나타난다고 알려져 있다 [7].

코안다 효과는 고 양력 (high lift force) 을 얻기 위한 순환 제어 날개 (circulation controlled wing) 나 복합요소 날개 (multi-element airfoil), 가스 터빈의 막 냉각 (film cooling) 등과 같이 실용적으로 다양한 분야에 응용되고 있으나, 주로 유체역학적인 관점에 국한되어 왔으며 [8] 이러한 곡면벽 제트 (curved wall jet) 의 유동장 특성이 연소 현상에 미치는 영향에 대한 연구는 지금까지 상대적으로 결여되어 왔다. Desty [9]-[11] 는 유정에서 배출되는 천연가스의 연소 시스템에 곡면벽 제트의 특성을 적용하여 매연을 현저하게 감소시켰다.

앞에서 언급한 이차원 실린더 표면을 따라 마주 보고 흐르는 두 곡면 벽 제트에서 코안다 효과로 인하여 일반 제트에 비하여 상대적으로 많은 유량 이입을 야기하고 마주보고 흐르는 두 곡면벽 제트의 충돌로 인하여 난류 강도가 증가하며, 재순환 영역이 형성되는 특성 등은 실용 연소 시스템 설계에 상당한 이점이 된다. 따라서, 본 연구에서는 곡면벽 제트 유동장을 가지는 연소기를 제작하여 화염의 안정화 특성에 대하여 실험적으로 고찰하였다. 실용 연소기로서 응용성 측면을 고려하여 반경 안쪽 방향을 향하는 축대칭 곡면벽 제트 유동장을 채택하였다.

축대칭 곡면벽 제트 연소기의 연소 과정에 대한 정밀 분석과 이해는 화염 안정화에 관련된 특성을 이해하는데 있어서 중대한 역할을 하므로 연소 기체의 속도, 온도 및 농도를 정확하게 측정할 수 있는 연소 진단 기술이 요구된다. 본 실험에서는 CARS 분광법과 LIF 분광법을 적용하여 온도와 OH 라디칼의 농도를 각각 측정하였다. 층류 화염의 경우에는 여러 펄스에서 생성되는 CARS 신호를 평균하여 온도를 측정하였고, 난류 화염인 경우에는 매 펄스마다 스펙트럼을 분석하여 온도의 확률 밀도 함수를 측정하였다. 또한 LIF 분광법과 ICCD 카메라를 이용하여 2-차원 OH 농도 분포를 계측하였으며, 난류 화염의 경우에는 순간적인 농도 분포를 얻기 위하여 매 펄스마다 OH 의 농도를 측정하였다.

2. 실험 장치 및 방법

2.1 축대칭 곡면벽 제트 버너

축대칭 곡면벽 제트 버너 (axisymmetric curved wall jet burner) 의 개략도는 Fig. 1 과 같다. 축대칭 곡면벽 제트 버너는 버너 내벽 (inner cylinder) 과 버너 팁 부분의 반구 (half cylinder), 버너 외벽 (outer cylinder) 과 출구 노즐 가이드 (outer nozzle guide), 버너 내벽 상하 이송 장치 (inner cylinder adjuster) 등으로 구성되어 있으며, 이들은 모두 황동으로 제작되었다.

버너 내벽은 길이 230 mm, 직경 50 mm 의 원기둥으로 이루어져 있으며, 이 위에 반경 25 mm 의 반구가 부착되어 있다. 버너 외벽은 길이 210 mm, 내경 60 mm 이며, 상부에 내경 30 mm 의 반구 형태의 출구 노즐 가이드 (outer nozzle guide) 가 위치하고 있는데, 높이와 출구 직경은 각각 21 mm 와 42.3 mm 이다. 연료와 산화제의 혼합물은 버너 하단부의 4 군데의 유로를 통하여 공급하였으며, 특히 버너 내벽과 외벽 사이의 유로는 유동의 충분한 발달을 위하여 길이와 폭의 비율이 40 이상이 되도록 설계하였다. 버너 밑부분에 설치된 내벽 상하 이송 장치 (inner cylinder adjuster) 는 스크류를 돌려 버너 내벽을 상하로 이송함으로써 버너 팁과 출구 노즐 가이드 사이의 슬릿 폭을 조절하여 버너 출구 면적을 가변적으로 제어할 수 있도록 설계되었다.

축대칭 곡면벽 제트 버너의 경우, 실험 초기에 생성되는 응축 수증기와 버너 내벽으로의 열전달 등으로 인하여 비정상 상태가 존재할 수도 있으므로 이를 방지하기 위해 약 5 분간의 예열 연소 후 측정을 시작하여 재현성을 확보하도록 하였다.

연료로 프로판 (C_3H_8) 97.93 %, 에탄 (C_2H_6) 0.74 %, 이소부탄 (iso-butane) 1.00 %, n-부탄 (n-butane) 0.33 % 로 이루어진 상용의 액화석유가스 (liquefied petroleum gas, LPG) 를 사용하

였고, 예혼합 연소시 산화제로는 압축공기 (compressed air) 를 사용하였다.

버너로 공급되는 LPG 와 공기는 압축 탱크로부터 공급되고 유량은 질량유량계 (mass flow controller) 와 자체 제작한 소닉 노즐 (sonic nozzle) 유량계를 사용하여 조절하였으며, 실험에 사용된 모든 유량계는 습 테스트 가스 미터 (wet test gas meter) 로 검정되었다.

2.2 PLIF 분광법

레이저 유도 형광법을 이용한 화염의 2-차원 OH 농도 촬영을 위한 실험 장치는 Fig. 2 에서 보는 바와 같이 크게 자외선 레이저 생성부, 2-차원 영상 촬영부 및 버너로 구성되어 있다.

자외선 레이저 생성부는 7-8 ns 의 펄스 지속시간과 0.01 cm^{-1} 의 선폭을 가진 Q-스위치된 Nd:YAG 레이저 (GCR 250-10, Spectra Physics) 와 OPO (Optical Parametric Oscillator, MOPO 730D10, Spectra Physics) 로 구성되어 있다. MOPO 는 마스터 오실레이터 (Master oscillator), 파워 오실레이터 (Power oscillator), 주파수 배가기 (Frequency doubling option, FDO) 로 구성되어 있다. Nd:YAG 레이저의 3 차 고조파 (3rd harmonic beam, 355 nm, 550 mJ) 로 MOPO 를 광 펌핑하여 440 ~ 690 nm 의 가시광선 (signal wave) 이 발진된다. 펌핑 레이저의 30 % 정도는 마스터 오실레이터에서 나머지는 파워 오실레이터에서 이용된다. 마스터 오실레이터에서는 BBO (Beta Barium Borate) 크리스탈에 의하여 큰 선폭 (line width) 으로 발진된 가시 광선 (signal) 과 적외선 (idler) 이 그레이팅 (Grating) 에 의하여 파장 선택이 이루어진 후, 증폭되어 파워 오실레이터로 유입되게 된다. 이렇게 유입된 적외선 (idler) 은 파워 오실레이터 발진의 시더 (seeder) 로서 BBO 에서 적합하게(matching) 되어 원하는 수준의 가시 광선과 적외선을 얻게 되며, 이 가시광선이 주파수 배가기에 의하여 282.948 nm (5 mJ, Q₁(6) band) 의 자외선 레이저를 생성한다.

발생된 레이저는 초점 거리 25 cm 의 실린더 렌즈와 초점 거리 25 cm 의 볼록 렌즈를 이용하여 폭 10 cm 의 평면광 (Sheet beam) 으로 만든 후, OH 라디칼의 2-차원 분포를 측정하기 위하여 실험 장치에 투사된다.

수광부는 ICCD 카메라 (Princeton Instrument), 제어기(ST-138, Princeton Instrument), 펄스 발생기(PG-200, Princeton Instrument)로 이루어져 있다. 2-차원 LIF 의 수광부인 ICCD 카메라의 전면에는 WG305 와 UG11 필터를 부착하여 305-340 nm 의 파장 범위를 갖는 빛만을 수광하도록 하였다.

신호 대 잡음 비를 증가시키기 위하여 20 개의 신호를 평균하였다. 유속이 증가하면 층류 화

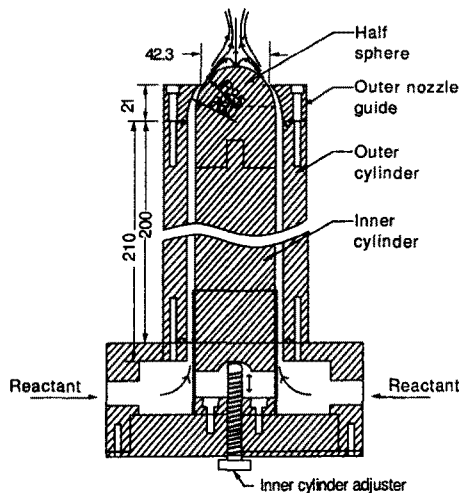


Figure 1 Schematic diagram of axisymmetric curved wall jet.

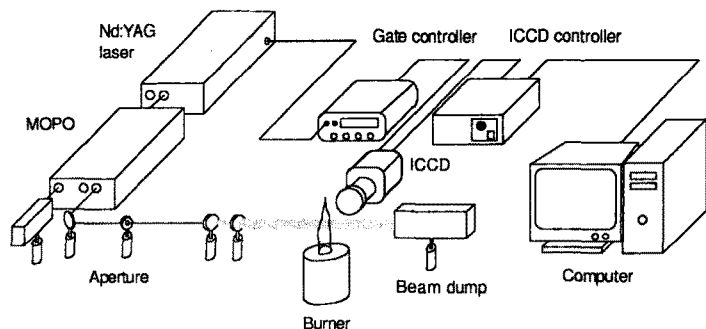


Figure 2 Schematic diagram of PLIF setup.

염에서 난류 화염으로 천이가 일어나므로, 이러한 경우에는 입사 광의 매 펄스마다 2-차원 LIF 신호를 얻었다. 측정된 신호로부터 입사된 레이저 광의 공간적인 강도 분포와 수광부 각 소자의 효율을 고려하면 정량적인 OH 라디칼의 분포를 구할 수 있다. 본 실험에서는 평면 레이저 광의 평균적인 공간 분포를 측정하여 OH 의 2-차원 이미지 (image)를 규준화하였으나, 매 입사 펄스마다 레이저 광의 분포에 요동이 있으며 수광부 소자의 효율을 고려하지 못하였으므로, 이러한 평균 분포를 이용하여 OH 라디칼의 절대적인 농도를 구할 때 발생하는 오차는 상당히 클 수 있다. 그러나 평면 레이저 광의 중심부는 위치에 따른 강도의 변화가 상대적으로 작으므로 획득한 2-차원 LIF 신호로부터 OH 라디칼의 정성적인 공간 분포를 파악할 수 있었다.

2.3 CARS 분광법

본 실험에서는 측정하고자 하는 CARS 선폭에 비해 선폭이 100 cm^{-1} 정도로 넓은 Stokes 광을 사용하여 펄스마다 전체 스펙트럼을 측정할 수 있는 광대역 (broadband) 분광기를 이용하였다 [12].

본 실험에 사용된 광대역 CARS 의 광학계의 개략도를 Fig. 3 에 나타내었다. 광대역 이동형 CARS 장치에 사용하는 Nd-YAG 레이저 (Continuum, Surelite) 의 이차 고조파 (2nd harmonic beam) 는 펄스당 에너지가 최대 300 mJ 이고, 펄스 폭은 7-8 ns 이며, 반복도는 10 Hz 이다. Nd-YAG 레이저 이차 고조파의 에너지의 대부분은 ($< 80\%$) Stokes 광을 만들기 위하여 한국표준과학 연구소에서 개발한 무모드 (modeless) 레이저의 펌핑에 사용된다. 나머지는 광 분할기와 반사 거울을 거쳐 두개의 펌프 광으로 나뉘어서, 무모드 Stokes 광과 함께 접혀진 BOXCARS 위상 정합을 하게 된다. 신호 발생에 사용된 상자형 위상 정합에서 두 펌프광 사이의 간격은 5-6 mm 이며, 볼록 렌즈를 거친 펌프 광과 Stokes 광은 연소 시스템에 집속된다. 직경 2.5 mm 의 조리개를 거쳐서 공간적으로 분리된 CARS 신호는 광 분할기, Pellin Broca 프리즘과 흡수 필터를 거쳐서 펌프 광, Stokes 광 및 떠돌이 빛 (stray light) 을 제거하게 된다. 광검출 부분을 통과한 CARS 신호는 직경 200 nm 의 광 섬유관을 통하여 단색기 (monochromator, 1200 grooves/mm) 거친 후 다채널 광분할기 (optical multichannel analyzer, EG&G 1461) 로 측정된다.

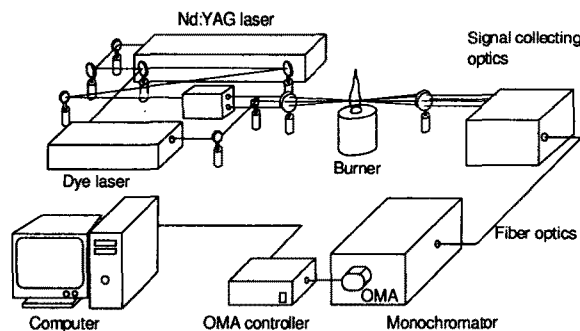


Figure 3 Schematic diagram of CARS setup.

3. 결과 및 검토

3.1 PLIF 를 이용한 OH 라디칼 분포 계측

Figure 4.(a) 는 출구면적 $A_0 = 39.87 \text{ mm}^2$, 당량비 $\phi = 1.0$, 출구 평균 유속 $U_0 = 3.62 \text{ m/s}$ 에서 OH 라디칼의 2-차원 신호이다. 본 실험에서 LIF 신호의 세기는 측정 지점의 OH 농도와 입사 레이저의 세기에 선형적으로 비례하므로 입사 레이저의 공간적인 분포를 고려해야만 한다. 입사 레이저의 공간적인 분포는 중심에서 가장 강하고 중심에서 멀어질수록 강도가 급격하게 떨어지므로 OH 신호를 입사 레이저 광의 강도로 규준화하였다.

Figures 4.(a) 에서 보면 OH 의 분포가 화염 모양과 비교적 잘 일치한다. 중심 축으로부터 반경 바깥 방향으로 가면서 OH 라디칼의 분포가 비교적 완만하게 증가하였으며 화염 면 (flame front) 에서 최대의 농도가 되었다가 다시 감소한다. 이러한 경향은 시간에 따라 화염 면이 반경 방향으로 요동하는 상황에서 20 개의 신호를 평균하였기 때문이다. 또한 버너 텃 근처의 재순환 영역에서 OH 라디칼이 거의 존재하지 않는데, 이는 재순환 영역에서 반응이 없음을 의미한다.

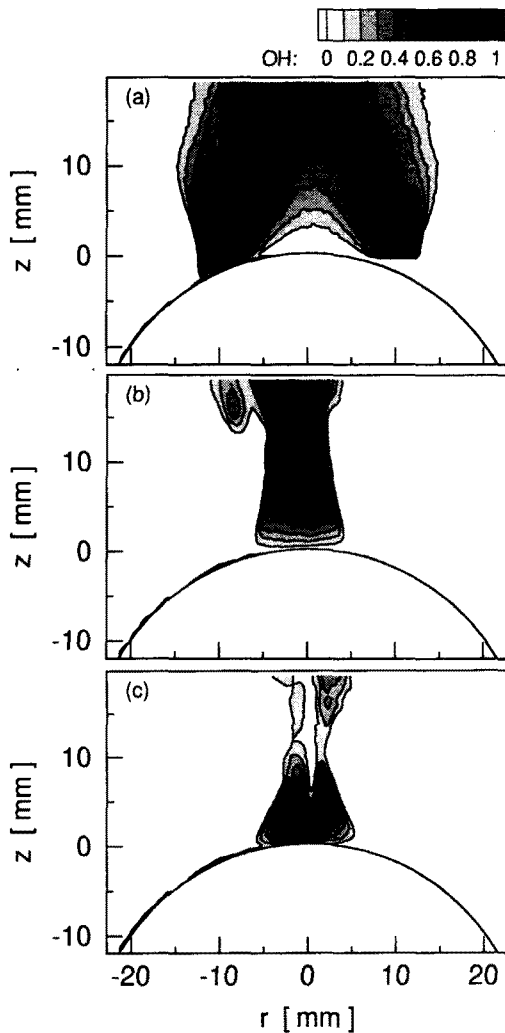


Figure 4 Two dimensional OH radical images (a) $\phi = 1.0$, $U_0 = 3.62 \text{ m/s}$ (b) 6.74 m/s and (c) 9.33 m/s .

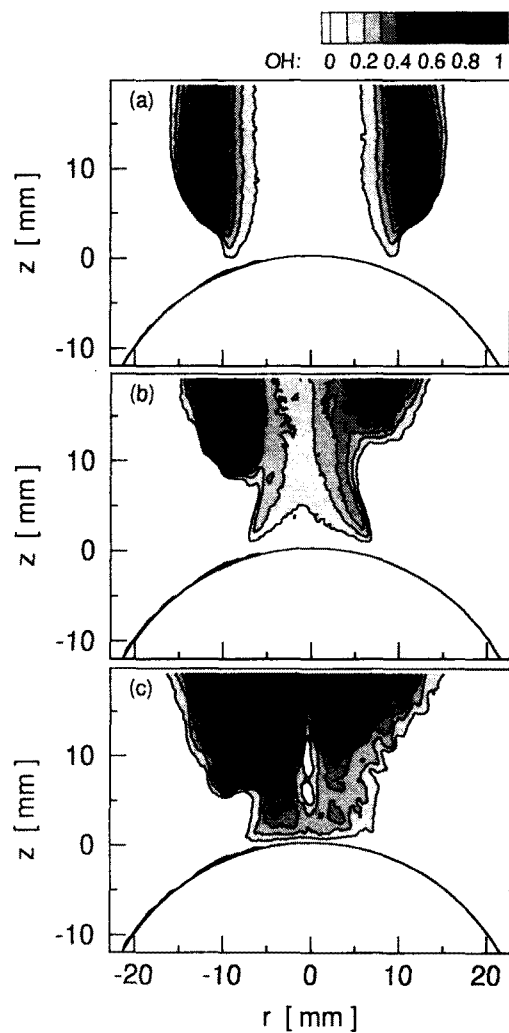


Figure 5 Two dimensional OH radical images (a) $\phi = 1.6$, $U_0 = 3.32 \text{ m/s}$ (b) 6.64 m/s and (c) 9.94 m/s .

즉, 화염 면에서 연료가 대부분 소모되어 재순환 영역에서 더 이상 반응할 연료가 없으며 CARS 실험 결과, 이 영역의 온도가 741 K 정도인 것을 고려할 때, 화염 면에서 생성된 OH 가 화학적으로 평형상태에 있다 할지라도 그 양은 매우 작기 때문이다. 버너 선단으로부터 후류로 갈수록 온도가 상승하다가 $z = 20$ mm 에서 최대 온도 1866 K 가 된다. 따라서 화염 면에서 생성된 OH 라디칼이 화학적으로 평형 상태를 유지할 수 있다면 ICCD 로 충분히 감지할 수 있으나 후류로 갈수록 주변으로의 열손실과 주변 공기의 유입 등으로 인하여 화염 면에서 생성된 OH 라디칼이 급격히 감소한다. 과농 예혼합화염의 경우에 이러한 특성이 더욱 현저하였는데, Figure 5.(a) ($\phi = 1.6$, $U_0 = 3.32$ m/s)에서 보는 바와 같이 화염 면 상류에서 OH 라디칼이 존재하지 않으나 화염 면에서 급격하게 증가하고 화염 면으로부터 후류로 갈수록 완만하게 감소하기 시작한다. 이는 화염 면의 위치가 시간적으로 변하지 않고 있음을 의미한다. Figure 4.(a) ($\phi = 1.0$, $U_0 = 3.62$ m/s)에서와 마찬가지로 버너 선단 바로 위의 재순환 영역에서 OH 라디칼은 거의 존재하지 않는다.

유속이 증가하면 화염이 후류로 밀려나게 되어서 화염의 밀면이 황동 봉의 선단에 위치하게 된다. OH 라디칼의 분포를 보면 이러한 특성이 Figs. 4.(b) 와 5.(b) 에 잘 반영되어 있다. 주 반응지역이 재순환 영역에 위치하므로 이 영역에서 OH 의 농도가 다른 위치에 비하여 비교적 높음을 확인할 수가 있다. 이는 화염 전파 속도보다 유속이 빠른 조건에서도 화염이 소멸되지 않고 유지될 수 있는 이유를 설명해 주고 있다. 재순환 영역의 존재로 인하여 유체의 속도가 화염 전파 속도보다 작은 지점이 존재하므로 화염을 보정하는 역할을 한다. 또한 미연 연료의 상당량이 재순환 영역에 존재하기 때문에 화학 반응이 유지될 수 있으며, 재순환 영역에 지속적으로 유입되는 고온의 가스에 의한 미연 가스로의 열 공급이 화염 안정화에 기여하기 때문에 고속의 유동장에서도 화염이 소멸되지 않는다. 그러나, Figs. 4.(c) 와 5.(c) 에서 보는 바와 같이 유속이 더 증가하면 재순환 영역의 OH 양이 상대적으로 작아지고 있음을 알 수 있다. 따라서 유속이 증가함에 따라 재순환 영역의 특성이 더욱 현저해지므로 어느 속도까지는 보염기 (flame holder) 의 역할을 하게 되나, 유속이 더 증가하면 유동장의 강한 스트레치 (stretch) 에 의하여 화염 강도가 약해져서 결국은 화염 꺼짐 (blowoff) 에 이르게 됨을 확인할 수가 있다. Figure 6 은 과농 난류 예혼합 화염 ($\phi = 1.6$, $U_0 = 9.94$ m/s) 의 순간적인 OH 라디칼의 분포를 촬영한 결과이다. 이 조

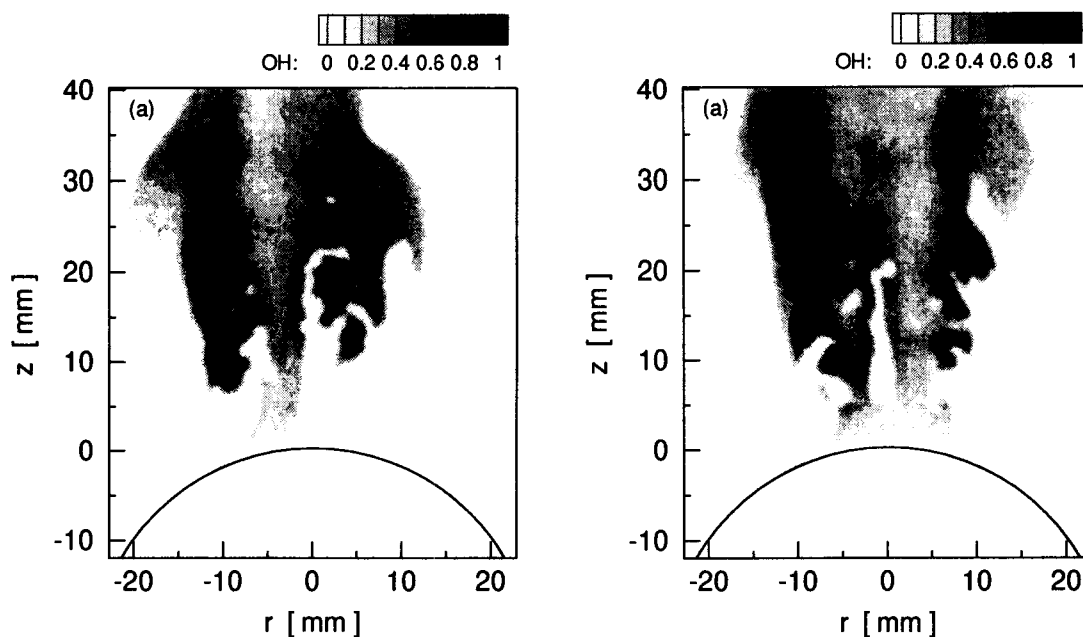


Figure 6 Shot by Shot images for $\phi = 1.6$ and $U_0 = 9.94$ ms.

건에서는 국부적으로 OH 라디칼이 없는 영역이 존재하며 그 위치가 시간에 따라서 변하였다. 평균적인 관점에서 보면 Fig. 5.(c) 와 같이 버너의 선단에 일정한 모양의 화염이 존재하는 것처럼 보이나 국부적으로 화염 꺼짐이 발생하며 유속이 증가할수록 국부적인 화염 꺼짐의 빈도가 커져 결국 더 이상 화염이 유지될 수 없다.

3.2 CARS 를 이용한 온도 분포 계측

당량비로 미연 가스가 공급되는 연소조건 ($\phi = 1.0$, 출구면적 $A_0 = 39.9 \text{ mm}^2$, 출구유속 $U_0 = 3.62 \text{ m/s}$) 에서 온도를 측정하여 그 결과를 Fig. 7 에 나타내었다. 이 경우, 주어진 위치에서 50 개의 신호를 평균한 CARS 신호로부터 온도를 계산하였다. 황동 봉의 선단 ($z = 1, r = 0$) 에서 $z = 10 \text{ mm}$ 까지는 온도가 급격히 상승하다가 $z = 20 \text{ mm}$ 에서 최대 온도 1866 K 에 이르게 되고 후류로 갈수록 주변 공기의 유입 및 열손실로 인하여 완만하게 감소하는 경향을 보여준다. 버너 선단 바로 위 ($z = 1$) 에서의 온도는 741 K 로 비교적 높는데, 이는 화염의 위치가 버너의 팁으로부터 어느 정도 떨어진 상류에 위치하고 있으므로 고온의 기연 가스가 재순환 영역으로 유입되었기 때문이다.

Figure 8 는 과농 층류 예혼합 화염 ($\phi = 1.6$, $A_0 = 39.9 \text{ mm}^2$, $U_0 = 3.32 \text{ m/s}$) 의 온도 측정 결과이다. 온도 분포는 당량비로 공급되는 연소 조건과 비슷한 경향을 보여준다. 즉, $z = 10 \text{ mm}$ 까지 급격히 온도가 상승하다가 $z = 40 \text{ mm}$ 에서 최대 온도 2089 K 에 이르렀으며, 이 후에는 완만하게 감소하는 경향을 보여준다. 과농 층류 예혼합 화염은 상류에 주름진 화염이 있고 후류에 확산 화염을 형성하므로 당량비로 연소하는 경우보다 후류에서 온도의 감소가 상대적으로 완만하다. 과농 예혼합 화염의 경우 표면 바로 위 ($z = 1 \text{ mm}$) 의 온도는 904 K 로 당량비로 연소하는 경우보다 다소 높다.

노즐 출구 유속이 9.96 m/s 에 이르면 유동장의 난류 강도가 매우 증가하여 난류 화염이 형성되었다. 난류 화염의 위치는 평균적으로는 고정되어 있으나 매 순간마다 변화하고 있으므로, 층류 화염에서와 같이 여러 개의 CARS 신호를 평균하게 되면 고온의 분광선과 저온의 분광선이 중첩되어 정확한 온도를 측정할 수 없게 된다. 따라서 정확한 온도를 측정하기 위해 매 펄스마다 CARS 분광선을 분석할 필요가 있다. 본 연구에서는 300 개의 신호를 분석하였다.

Figure 9 은 대칭축 상의 온도 분포의 막대 그래프 (histogram) 이다. 버너의 선단부 ($z = 1 \text{ mm}$) 에서 보면 460 K 와 1204 K 의 두 온도를 중심으로 분포되어 있었다. 이러한 온도 분포는 전형적인 난류 화염의 특성으로서 측정 체적 내에서 화염의 위치가 요동하고 있음을 의미한다. 본 실험에 사용된 CARS 분광기의 측정 오차가 5 % 정도임을 고려할 때, Fig. 9 은 실제의 온도

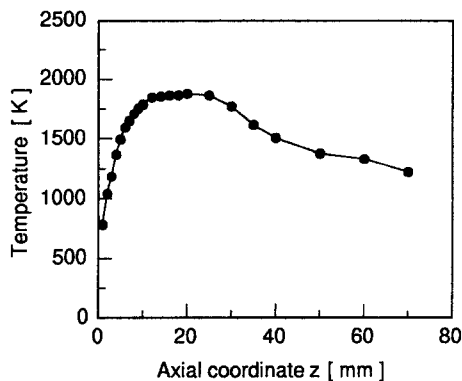


Figure 7 Temperature profile for $U_0 = 3.62 \text{ m/s}$ and $\phi = 1.0$.

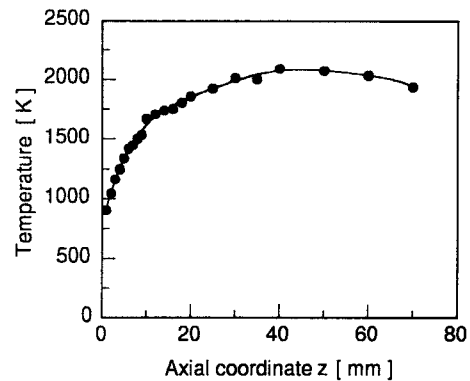


Figure 8 Temperature profile for $U_0 = 3.32 \text{ m/s}$ and $\phi = 1.6$.

분포를 나타낸다.

한 위치에서 두 온도의 정점 (peak temperature) 이 분포되어 있을 때, 분포 온도의 산술적인 평균은 실제 연소 특성을 정확하게 묘사할 수 없다. 본 연구에서는 두 정점에 대해 각각 온도 분포가 온도 분포를 가우스 (Gauss) 분포라고 가정하여 평균값을 계산하였다. $z = 1 \text{ mm}$ 에서 이러한 방법을 적용하여 온도를 추정하면, 차가운 쪽의 온도 (cold Gaussian temperature) T_{cG} 는 460 K 이고 상대적으로 온도가 높은 쪽의 온도 (hot Gaussian temperature) T_{hG} 는 1204 K 이다.

Figure 9 은 이러한 방법을 적용한 결과이다. 여기서 T_{max} 와 T_{min} 은 각각 측정된 최대 및 최소 온도를 나타내며, T_{mean} 은 전체 평균 온도, σ_T 는 온도의 전체 표준 편차이다. 황동 봉의 팁으로부터 후류로 갈수록 평균 온도가 감소하다가 재순환 영역을 기점으로 하여 다시 급격하게 상승하였다. $z = 40 \text{ mm}$ 인 지점에서 평균 온도는 1979 K 가 되고, 이 이후에는 다시 감소하는 경향을 보여 준다. Figure 10 에서 보면 산술 평균온도는 주어진 위치에서 최대 온도와 최소 온도 사이에 위치하며 버너 선단으로부터 $z = 30 \text{ mm}$ 사이의 영역에서는 전형적인 bi-modal 온도 분포를 보여주었다. 한 지점에서 저온과 고온이 동시에 존재할 경우에 산술적으로 평균한 온도가 두 온도 중에 어느 값에 더 가까이 있느냐에 따라서 고온과 저온 중에 어느 쪽이 더 우세한지를 알 수 있다. 즉, $z = 1 \text{ mm}$ 에서 보면 $T_{cG} = 460 \text{ K}$, $T_{hG} = 1204 \text{ K}$, $T_{mean} = 868 \text{ K}$ 이므로 화염이 측정 체적을 평균적으로 crossing 한다고 해석할 수 있다. 이에 반하여 $z = 4 \text{ mm}$ 에서는 차가운 공기가 더 우세하고 후류로 갈수록 기연 가스가 유선을 따라서 흐르면서 고온의 공기가 더 우세해져서 $z = 30 \text{ mm}$ 인 경우에는 평균 온도가 고온 측으로 편향된다. 이 후에는 차가운 미연 가스는 거의 존재하지 않고 주로 고온의 기연 가스가 측정 체적의 대부분을 차지하고 있었다. 또한 온도의 표준 편차를 보면 버너의 팁 근처에서 비교적 큰 값을 보이고 재순환 영역의 경계로 접근하면서 최소가 되고 $z = 20 \text{ mm}$ 까지 증가하였다. 더 후류로 가면 온도의 교란이 다시 감소하다가 $z = 50 \text{ mm}$ 이후부터 비교적 일정하게 유지되었다. 재순환 영역에서 온도의 변화의 폭이 매우 크다는 점은 이 영역에서 유동장이 심하게 교란되고 있음을 의미한다. 이러한 증대된 난류 구조는 코안다 효과에 의하여 곡면을 따라 흐르던 제트가 충돌을 하기 때문이다.

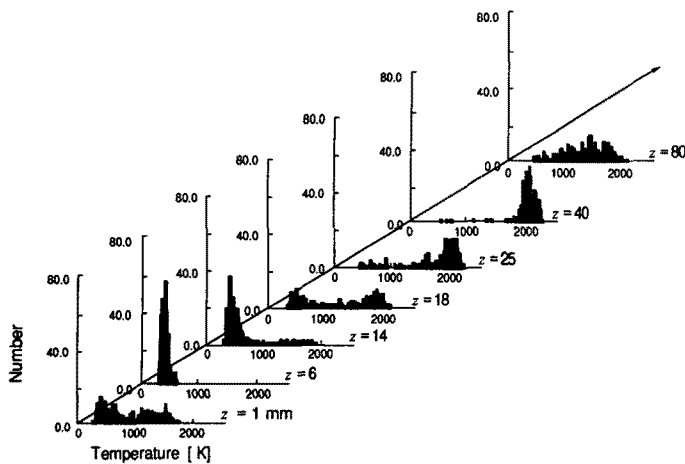


Figure 9 Histograms of temperature along axial coordinate for $U_0 = 3.62 \text{ m/s}$ and $\phi = 1.6$.

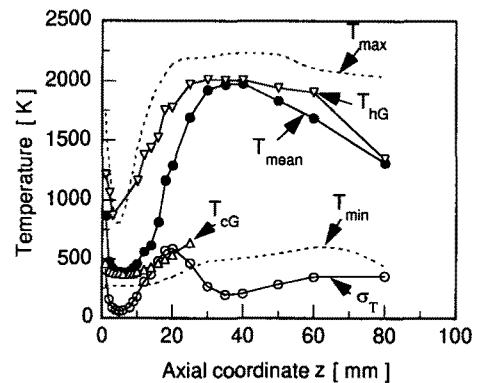


Figure 10 Temperature profiles at $r = 0 \text{ mm}$ for $U_0 = 3.62 \text{ m/s}$ and $\phi = 1.6$.

4. 결 론

축대칭 곡면벽 제트 버너를 제작하여 화염 안정화의 특성을 실험적으로 고찰하였으며 레이저를 이용한 비접촉식 광계측 기법인 CARS 와 PLIF 분광법을 적용하여 온도와 OH 농도의 분포를 각각 측정하였다.

저 유속에서는 화염 전파 속도와 동일한 유속이 만족되는 지점에서 OH 농도가 가장 높았으며, 이 지점은 화염 면의 위치와 일치하였다. 유속이 빨라질수록 화염은 버너의 후류로 밀려가게 되어 결국은 황동 봉의 선단 바로 위에 형성된 재순환 영역으로 말려 들어가게 된다. 재순환 영역의 속도는 주 유동 방향과 반대이므로 화염이 이 영역으로 전파하게 되어 안정적으로 연소하였다. 이 영역의 온도와 OH 농도가 상대적으로 저속의 출구 유속 조건에 비하여 비교적 높게 유지되었다. 그러나 노즐 출구 속도가 어느 속도 이상이 되면 유동장의 강한 스트레치로 인하여 화염 강도가 낮아지고 국부적으로 화염 꺼짐이 일어났다. 따라서 재순환 영역에서 OH 농도가 상대적으로 작아져 결국 화염 꺼짐이 발생하였는데 이러한 특성은 당량비와 관계없이 비슷한 양상을 띠었다.

재순환 영역에 고온의 가스가 존재함으로써 지속적으로 미연 가스를 예열하는 역할을 하였으며, 난류 예혼합 화염의 주 반응지역이 재순환 영역 내에 존재하여 보염기의 역할을 하게 되므로 비교적 고속의 연소 조건에서도 화염이 안정하게 유지될 수 있음을 확인하였다.

참고 문헌

1. Lee, D. H., Chung, M. K., Kwon, D. S. and Kim, E. T., 1982, "Experimental Study of the Characteristics of 2-Dimensional Coanda Nozzle Jet," Korean Soc. Mech. Eng. J., v. 6, pp. 222 - 231.
2. Rew, H. S. and Park, S. O., 1996, "The Curved Wall Jet over a Circular Cylinder before the Interaction of Two Opposing Curved Wall Jets," Korean Soc. Mech. Eng. J., v. 10, pp. 86 - 93.
3. Kind, R., J. and Suthanthiran, K., 1973, "The Interaction of Two Opposing Plane Turbulent Wall Jets," J. Fluid Mech., v. 58, pp. 389 - 402.
4. Wilson, D. J. and Goldstein, R. J., 1976, "Turbulent Wall Jets with Cylindrical Streamwise Surface Curvature," Trans. ASME, v. 98, pp. 550 - 557.
5. Mitunaga, A. and Hirose, T. A., 1977, "A Contribution to the Coanda Effects," Bull. JSME, v. 20, pp. 977 - 982.
6. Gregory-Smith, D. G. and Senior, P., 1994, "The Effect of Base Steps and Axisymmetric on Supersonic Jets over Coanda Surfaces," J. Heat Fluid Flow, v. 15, pp. 291 - 298.
7. Wille, R. and Fernholz, H., 1965, "Report on the First European Mechanics Colloquium on the Coanda Effects," J. Fluid Mech., v. 23, pp. 801 - 819.
8. Newmann, B. G., 1961, The Deflection of Plane Jets by Adjacent Boundaries - Coanda Effect, in Boundary Layer and Flow Control, Its Principle and Application, Pergamon, London, pp. 232 - 264.
9. Gregory-Smith, D. G. and Hawkins, M. J., 1991, "The Development of an Axisymmetric Curved Turbulent Wall Jets," J. Heat Fluid Flow, v. 12, pp. 323 - 330.
10. Weinberg, F. T., 1975, "The First Half-Million Years of Combustion Research and Today's Burning Problems," Prog. Energy Combust. Sci., v. 1, pp. 17 - 31.
11. Gaydon, A. G. and Wolfhard, H. G., 1979, Flames, 4th ed., Chapman and Hall, New York,

pp. 146 - 176.

12. Eckbreth, A. C., 1988, Laser Diagnostics for Combustion Temperature and :
Tunbridge Wells, Kent & Cambridge, Mass.