

수소 난류확산화염에서 NO_x 생성특성에 대한 복사분율의 영향

김승한* · 김문기** · 윤영빈***

The Effect of Flame Radiation on NO_x Emission Characteristic in Hydrogen Turbulent Diffusion Flames

Seung-Han Kim, Munki Kim and Youngbin Yoon

Key Words : NO_x scaling, flame radiation, Radiant fraction

Abstract

The relationship among the flame radiation, NO_x emissions, residence time, and global strain rate are examined for turbulent non-premixed jet flames with wide variations in coaxial air conditions. Measurements of NO_x emission, flame geometry and flame radiation were made to explain the NO_x emission scaling based on global parameters such as flame residence time, global strain rate, and radiant fraction. The overall 1/2-power scaling is observed in coaxial air flames, irrespective of coaxial air conditions, but the degree of deviation from the 1/2-slope curve in each case differs from one another. From the comparison between the results of pure hydrogen flames and those of helium diluted hydrogen flames, it is observed that flame radiation plays a significant role in pure hydrogen flames with coaxial air and the deviation from 1/2-power scaling may be explained in two reasons: the difference in the flame radiation and the difference in jet similarity in coaxial air flames. From the radiation measurements, more detailed explanations on these deviations were suggested.

기호설명

EINO_x : Emission Index of NO_x

χ_R : 복사분율

* 서울대학교 대학원

** 서울대학교 대학원

*** 서울대학교 기계항공공학부

1. 서론

난류 비예혼합 화염에서의 NO의 생성은 화염온도, 산소원자 농도, 가연혼합기와 연소생성물의 혼합률, 화염체류시간과 같은 변수들에 의존하는 것으로 알려져 있다 [1].

난류 확산화염에서의 thermal NO 생성기구에 기반한 NOx scaling 특성에 중요한 영향을 미치는 것으로는 크게 두 가지를 들 수 있다. 하나는 연료유속의 증가에 의해 유동의 변형률이 증가함에 따라 화염 내의 화학반응이 평형상태로부터 벗어나는 것과 다른 하나는 화염의 복사열손실에 의한 화염온도 감소이다. 전자는 화염내의 산소원자와 같은 자유기 농도를 증가시켜 NOx 를 증가시키는 효과가 있고, 후자는 화염온도를 감소시켜서 thermal NO 생성기구에 의한 NOx 생성을 억제한다[2-4]. 동축공기 화염에서 관찰된 NOx scaling 특성은 세 가지 동축공기 유동조건에서의 비평형 화학반응과 복사열손실의 상호영향의 결과로서 해석할 수 있다.

Driscoll 등은[2-4] 수소 비예혼합 화염에 대한 NOx 측정 실험을 통해 화염 체류시간으로 무차원화된 질소산화물 배출지수 (EINOx/ τ_R)가 연료유속을 연료 노즐 내경으로 나눈 값(global strain rate = u_f/d_f)의 1/2 에 비례함을 보였다. Chen 등[5,6]은 확률밀도함수를 이용한 수치 해석을 통해 Driscoll 등의 단순확산화염에 대한 실험에서 얻어진 1/2-scaling 관계가 스칼라 소산율로 대표되는 화학적 비평형 효과에 의한 것임을 수치연구와 난류 확산화염에 대한 자기상사이론으로부터 밝혀내었다.

난류 확산화염에서 NOx 배출을 scaling 하기 위한 대부분의 시도들은 주위공기 유속이 연료제트의 유속에 비해 미미한 단순 확산화염에 대한 것에 한정되어 있다. 본 연구에서는 수소-동축공기 확산화염에서 헬륨희석과 동축공기가 NOx 생성에 미치는 영향을 살펴보고, 복사열손실에 대한 고려를 통해 동축공기가 있는 확산화염에서의

NOx 생성예측에 필요한 지배적인 인자를 찾는 것을 목적으로 하였다.

2. 실험 장치 및 방법

실험장치는 Fig.1 에 나타난 바와 같이 연료노즐과 동축공기(coaxial air) 노즐, 주위공기(coflow air) 등으로 구성되는 유동 공급부와 가시화 창으로 구성된 시험부, 그리고 연소 후 생성된 가스를 채취하는 채취부 등으로 구성되어 있다[7,8]. 연료 노즐의 내경은, d_f , 2.0, 2.5, 3.0mm 이다. 연료노즐 출구와 같은 높이에 동축공기 노즐 출구가 오도록 하였으며 동축공기 출구노즐의 내경(d_A)은 15mm 이다. 당량비를 일정하게 유지하기 위해 주위공기를 공급 하였다.

NOx 측정을 위한 채집관을 화염높이의 두 배 이상 되는 곳에 설치하여 연소가 완전히 종료된 위치에서의 평균값을 측정할 수 있도록 하였다[9]. 수소확산화염에서의 EINOx 는 1kg 의 수소가 연소되었을 때에 발생하는 NOx 의 gram 수로 정의된다[2,10].

각 화염조건에서 1/2 초 간격으로 30장의 화염이미지가 frame grabber 를 통해 PC 에 저장되고, 화염길이(L_f)와 축대칭으로 가정한 화염체적(V_f)을 계산하였다. 화염체류시간은 고온의 연소생성물이 화염의 고온영역을 통과하는데 걸리는 시간으로 정의된다[11].

$$\tau_R \propto V_f / (d_f^2 u_f) \propto L_f^3 / (d_f^2 u_f) \quad (1)$$

수소 난류 확산화염에서의 열복사량 측정을 위해 Thermofile radiometer (PASCO scientific, Model TD-8549) 를 이용하였다. 복사센서는 80°의 field of view 를 가지며 원적외선영역에서 수 mm 파장 영역에서 균일한 파장 특성을

갖는다. 유동조건에 따른 화염 구조 변화를 살펴보기 위해, 연료 노즐 축방향의 복사플럭스의 분포를 측정하였는데(Fig.2(a)), Sivathanu 와 Gore[12]가 제시한 방법과 같이 가시 화염길이의 1/2 되는 반경방향 위치에서 축방향으로 이동해가면서 노즐 출구에서 가시 화염길이의 2 배 되는 높이까지 측정하였고, 이를 실린더형 좌표계에서 면적분을 통해, 투입된 열량과 복사열전달에 의해 주위로 방출된 열량의 비를 나타내는 복사분율(radiant fraction, χ_R)을 구하고, 한 지점($R=2L_f$, $x= L_f/2$)에서 측정된 radiant flux로부터 구한 총 복사분율 값과 비교하였다[13].

다양한 동축공기 조건에서의 복사분율(χ_R)을 측정하기 위해서는 화염을 point source 로 가정하고, 한 지점에서의 복사량을 측정하여 구형 좌표계에서의 면적분을 통해 각각의 화염조건에서의 화염의 복사분율을 구하였다(Fig.2(b)). 화염의 총 복사분율은 아래의 식으로 나타낼 수 있다[14-15].

$$\chi_R = \frac{Q_R}{Q_f} = \frac{q_R \cdot 4\pi R^2}{m\Delta H_c} \quad (2)$$

여기서, Q_f 는 연료의 저단위발열량이고, Q_R 은 투입열량중 복사에 의해 손실된 열량이며, q_R (W/m^2)은 radiometer 로부터 구한 복사열 플럭스이다.

3. 결과 및 고찰

3.1 NOx Scaling

3.1.1 단순 난류 확산화염

Fig.3 에 동축공기가 없는 난류 수소 확산화염에서 $EINO_x$ 와 $EINO_x/\tau_R$ 을 총 스트레인을에 대해 나타내었다. 수소제

트의 레이놀즈 수 범위는 3,000 에서 15,000 이다. 각각 -1/2 과 1/2 의 기울기를 가지며, Chen & Driscoll[2,3]의 결과와 일치하는 것으로 볼 수 있다. 본 실험의 결과값은 Chen & Driscoll 의 결과보다 작은 값을 가지는데, 이는 본 실험에서는 벽면 열손실을 막기 위한 단열벽을 사용하지 않아서 복사열손실에 의한 화염온도 감소에 기인한 것으로 보인다. $EINO_x$ 와 $EINO_x/\tau_R$ 을 화염체류시간에 대해 나타내는 경우 대부분의 값들이 Fig. 3 와 마찬가지로 하나의 직선상에 모이는 것을 볼 수 있는데 그 기울기는 각각 1/2, -1/2 이며, 총 스트레인에 대해 도시한 경우의 음의 값을 가진다. 이것은 다음과 같이 설명되어질 수 있다. 부력효과를 무시할 수 있는 momentum-dominated 난류 제트 확산화염에서 화염길이 L_f 는 연료노즐의 내경 d_f 의 배수인 일정한 값을 가지므로 화염체류시간과 총스트레인을 사이에는 다음과 같이 역수관계를 갖게 된다.

$$\tau_R \propto L_f^3/(d_f^2 u_f) \propto d_f/u_f = (u_f/d_f)^{-1} \quad (3)$$

Damkohler 수는 유동의 혼합 특성시간과 화학반응의 특성시간의 비로 정의된다. 유동의 특성시간은 화염체류시간 혹은 총 스트레인의 역수로 나타낼 수 있으므로, 난류확산화염에서 화학적 특성시간이 일정하다고 가정하면 $EINO_x/\tau_R$ 은 τ_R 에 대해 다음과 같은 관계를 가진다.

$$EINO_x/\tau_R \propto EINO_x/(L_f^3/(d_f^2 u_f)) \propto (u_f/d_f)^{1/2} \propto \tau_R^{-1/2} \quad (4)$$

이것은 $EINO_x/\tau_R$ 이 총스트레인의 1/2 승에 비례하고 화염체류시간의 -1/2 승에 비례하는 경향을 보여준다. 난류

확산화염에서의 화학반응이 평형화학반응이라면 $EINO_x/\tau_R$ 이 상수 값을 가진다. 즉, $EINO_x$ 는 화염체류시간에 선형적으로 비례하는 것이다. 본 실험의 결과는 이러한 평형화학반응 모델의 예측 결과에서 벗어나는 것으로 이러한 난류확산화염에서의 NO_x 생성이 비평형 화학반응에 영향을 받는다는 것을 보여주며, 이것은 이전의 연구자들에 의해 보고된 결과들과 일치한다[2-6].

3.1.2 동축공기 확산화염

동축공기가 있는 난류 제트 확산화염에서의 실험조건은 세 가지로 나눌 수 있는데 Table 1에 나타내었다. 내경 3.0mm의 연료노즐과 내경 15mm의 동축공기노즐에 대해 실험을 수행하였다. case I의 경우에는 동축공기 유속을 고정시킨 상태에서 ($u_A = \text{fixed}$) 연료유속을 증가시키면서 실험을 수행한 경우이고, case II는 동축공기와 연료의 유속비를 일정하게 유지시킨 상태에서 ($u_A/u_F = \text{fixed}$) 각각을 증가시킨 경우, case III는 연료유속을 일정하게 고정시킨 상태에서 공기유속을 증가시키면서 ($u_F = \text{fixed}$) 실험을 수행한 경우이다. 각각의 실험 조건에서 전체 연료/공기 당량비는 주위공기량을 조절함으로써 일정하게 유지되었고, 연료 유속이나 동축공기 유속을 화염부상(lift-off)이나 화염날림(blow-out)이 발생할 때까지 증가시켰으며 화염부상이 일어난 이후에는 NO_x 측정을 수행하지 않았다.

단순확산화염과 동축공기 화염 사이의 중요한 차이는 동축공기가 없는 난류 단순확산화염의 경우에는 화염길이는 일정하고 연료노즐 내경의 일정 배수로 나타나는데 비해, 동축공기가 있는 경우에는 화염길이가 동축공기와 연

료의 유속비의 함수로 변한다는 것이다 [16]. 즉, 총 스트레인율과 화염체류시간과의 관계가 달라지게 된다. 앞의 식(3)에 나타난 바와 같이 단순확산화염에서는 화염체류시간과 총스트레인율이 역수관계를 가지는데 비해, 동축공기가 있는 경우에는 그러한 관계가 더 이상 성립하지 않는다.

동축공기가 있는 경우의 NO_x 생성특성을 단순확산화염에서의 경우와 비교하기 위해 Fig.4에 $EINO_x/\tau_R$ 을 총 스트레인율에 대해 도시하였다. Fig.4(a)는 동축공기 노즐 출구 유속이 고정된 상태에서 ($u_A = 10, 20, 30\text{m/s}$) 연료유속을 증가시키면서 실험을 수행한 결과로, $EINO_x/\tau_R$ 은 총스트레인율의 1/2승에 비례하는 경향을 보이고 있는데, 이는 Fig.3의 동축공기가 없는 단순확산화염의 결과와 유사한 결과이다. 하지만 연료유속이 증가함에 따라 무차원화된 $EINO_x$ 값은 1/2의 기울기를 나타내는 직선에서 벗어나 편평해지는 경향이 나타남을 확인할 수 있다.

이러한 경향은 동축공기 유속이 낮은 경우에서 더 뚜렷한데, 화염의 열복사 손실에 의한 화염온도 감소가 그 원인으로 보여진다. 화염의 복사열손실은 화염온도와 화염체류시간에 의해 크게 영향받는 것으로 알려져 있다[1,13-15]. 동축공기가 없는 수소-공기 난류 확산화염에서는 연료유속이 증가하더라도 화염체적이거나 화염길이가 일정하므로 화염체류시간은 오히려 짧아지고, 결과적으로 NO_x 생성에 대한 복사열손실의 영향은 감소하게 된다. 이에 비해, 동축공기화염의 경우에는 연료유속이 증가함에 따라 화염길이도 증가하고 화염체류시간도 아울러 증가하게 되어 복사열손실량도 커지게 되고, 화염온도 저감

으로 인해 NO_x 의 감소가 이루어지는 것이다.

Fig. 4(b)는 동축공기와 연료유속의 비를 일정하게 고정시킨 상태에서 동축공기와 연료유속을 화염날림이 일어날 때까지 증가시킨 경우에 대해 EINO_x/τ_R 을 총 스트레인율에 대해 도시하였다. 동축공기화염에서의 화염길이는 동축공기와 연료의 유속비의 함수로 나타나므로 각 유속비 조건에서의 화염길이는 거의 일정하다. EINO_x/τ_R 은 총 스트레인율에 대해 1/2 의 기울기를 보이며, 1/2 기울기로부터의 이탈 정도는 미미하다. 이것은 동축공기와 연료유속의 비가 일정한 경우 각각의 유속비 조건에서 화염길이가 일정하기 때문에 복사열손실 증가에 따른 화염온도 감소가 크지 않기 때문으로 보인다. 하지만 연료유속에 대한 동축공기 유속의 속도비가 증가함에 따라 EINO_x/τ_R 이 조금씩 증가하는 것을 관찰 할 수 있다. 이것은 동축공기 유속비가 큰 경우에 화염체적이 감소하여 복사열손실이 작아져서 화염온도에 영향을 미치기 때문으로 보여진다.

Fig. 4(c)에 연료유속이 고정된 상태에서 동축공기 유속을 증가시켜 가면서 NO_x 측정을 수행한 결과를 나타내었다. 연료제트의 유속과 연료노즐 내경에 기반한 레이놀즈 수는 Re = 3,000, 4,000, 5,000, 7,000 (u_F = 105, 140, 175.5, 244 m/s) 의 네 가지 경우에 대해 각각 동축공기 유속을 화염 안정 한계까지 증가시키면서 실험을 수행하였다. 이 경우에 EINO_x 값에 대한 동축공기의 영향은 앞서 언급한 두 가지 경우와 비교하였을 때 특징적인 형태를 보인다. EINO_x/τ_R 을 총 스트레인율에 대해 도시한 결과에서 두 가지 특징적인 경향을 확인할 수 있다. 연료유속이 고정된 상

태에서 각각의 경우에 동축공기를 증가시키는 경우 EINO_x/τ_R 은 처음에는 증가하여 최고 값에 도달한 후 동축공기가 더 증가하면 감소하는 형태를 확인할 수 있다.

동축공기 유속증가에 의한 EINO_x/τ_R 의 증가는 동축공기에 의해 노즐 출구 영역에서의 연료와 공기의 혼합이 증진되어 화염길이가 감소하며, 이로 인해 복사열손실이 감소하여 화염온도가 증가하기 때문으로 생각된다. EINO_x/τ_R 이 최고 값에 도달한 이후에 다시 감소하는 것은 연료와 공기의 혼합이 충분히 이루어진 다음에 부가적으로 공급되는 동축공기에 의한 냉각에 기인한 것으로 보인다. 또한, 연료 유속이 증가함에 따라 case I, II 에서 관찰된 1/2 scaling 의 경향성을 관찰할 수 있었다.

비에혼합 난류 수소화염에서 화염 열복사가 NO_x scaling 에 미치는 영향을 살펴보기 위해 80% H₂/20% He 동축공기 화염에 대해 EINO_x scaling 을 수행하였다. 헬륨 희석은 단열화염온도를 낮추고 화염길이를 감소시킴으로써 화염의 복사열손실을 상당히 감소시키는 것으로 알려져 있다[3,6]. 본 연구에 사용된 20% 헬륨 희석 단순 수소산화염에서의 복사분율의 추정치는 레이놀즈 수 9,000, d_F=3.0mm 의 경우에 1% 이다[2]. 20% 헬륨 희석 수소연료에 대해 세가지 동축공기 화염조건에서의 EINO_x scaling 결과를 Fig.4(d)에 나타내었다. 순수 수소를 사용한 경우와 비교해서 볼 때, 동축공기에 의한 화염의 복사열손실 변화의 영향이 상당히 감소한 것을 확인할 수 있으며, 대부분의 결과값들이 1/2 의 지수적 기울기를 가지는 하나의 직선 위로 잘 모이고 있음을 확인할 수 있다. 이 결과로부터 헬륨 희석

에 의해 동축공기에 의한 화염길이 변화에 민감한 화염 열복사의 영향이 상당히 감소됨을 관찰할 수 있다.

Fig.4 의 결과로부터 동축공기가 있는 수소 난류 확산화염에서도 화염의 열복사가 NO_x 배출특성에 상당한 영향을 가지는 것을 확인할 수 있다. 동축공기가 있는 수소-공기 난류확산화염에서도 복사열손실이 NO_x 생성에 상당한 영향을 미치는 것을 실험적으로 관찰하였다. 이러한 복사열손실의 영향은 화염길이 변화가 큰 case I 과 case III 의 경우에 크게 나타나며, 화염길이 일정한 case II 의 경우에는 미미하게 나타난다.

3.2 Radiant fraction

Fig. 5(a)에 동축공기가 없는 단순확산 화염의 세가지 노즐에 대해 연료 유속을 증가시켰을 경우의 각 축방향 위치에서 측정된 radiant flux 를 총 복사량으로 나눈 radiant power 를 화염길이를 무차원화된 축방향길이의 함수로 나타내었다. radiant power 의 측정은 화염구조의 변화를 간접적으로 살펴보기 위함이다. 무차원화된 radiant power, C*, 는 아래와 같이 정의된다[12,13].

$$C^* = \frac{4\pi R^2 q_R}{Q_R} = \frac{4\pi R^2 q_R}{\sum (4\pi R^2 q_R)} \quad (5)$$

여기서, R 은 노즐축에서 radiometer 까지의 반경방향 거리이고 $R=L_f/2$ 로 각각의 실험조건에 따라 변하며, q_R 은 축방향 위치의 함수로 나타나는 radiant flux 이다. 또한, 식(5)의 분자항($q_R 4\pi R^2$)은 특정 축방향 위치에서의 radiant flux 값을 화염길이의 반을 반지름으로 갖는 구형좌표계로 면적분한 값으로 노즐내경이 크고 연료 유속이 클수록 열복사량이 증가한다. 세 가지 노즐 내경의 단순확산화염에서 C* 분포는 하나의 곡선 위로 수렴되는 것을 알 수 있고 복

사플릭스의 최대 위치는 유속변화에 관계없이 $x/L_f = 0.7$ 에 존재한다. Frank 등 [13]은 단순확산화염에 대한 복사 측정 결과에서 stoichiometric 화염길이를 무차원화된 radiant power 가 $x/L_{f,stoi} = 1.0$ 의 위치에서 최대값을 가진다고 보고하였다. 이 위치는 화염 폭이 최대가 되는 지점이며, 화염의 stoichiometric 면을 기준으로 한 화염길이가 가시화염길이의 70%라는 사실을 고려하면 본 실험 결과와 거의 일치하는 결과이다[4,5]. stoichiometric 화염길이 위치에서 복사플릭스의 peak 값이 나타나는 현상은 고속의 동축공기가 화염에 공급되는 경우에도 공통적으로 관찰되는 현상으로 동축공기에 의한 화염길이를 무차원화된 축방향 위치에 따른 온도분포의 변화가 그리 크지 않음을 간접적으로 보여주는 것으로 볼 수 있다.

동축공기가 없는 단순확산화염에서 연료유속이 증가함에 따라 무차원화된 radiant power peak 의 위치변화는 없지만 동일한 무차원 축방향 거리에서의 상대적인 값의 분포의 변화가 관찰된다. peak 이전에는 연료유속이 낮을수록 C* 값이 더 크게 나타나는데 비해, peak 이후의 위치에서는 연료유속이 낮을수록 C* 값이 더 작은 값을 갖는 것이다. 이 현상은 Frank 등[13]의 25%CH₄/75%air 화염 실험에서도 동일하게 확인되는데, 연료 유속이 낮은 경우에는 화염의 열복사 중 많은 부분이 상대적으로 노즐에 가까운 화염영역에서 발생되는 반면에, 연료 유속이 커지면서 화염 열복사의 많은 부분이 화염 후류 쪽에서 일어남을 의미하며, 난류 제트화염에서 난류강도의 증가에 따른 화염 두께나 화염온도의 변화와 같은 화염구조의 변화나 난류 제트 화염의 발달과 관

계된 것으로 생각된다.

동축공기 화염에서 동축공기 조건의 변화에 따른 무차원 radiant power 의 분포를 Fig. 5(b), (c), (d)에 도시하였다. Fig. 5(b) 는 동축공기 화염의 case I 의 결과인데, 동축공기 유속이 고정된 상태에서 연료 유속을 증가시키면 radiant power 의 peak 위치에는 거의 변화가 없지만, 각각의 무차원 축방향 위치에서의 상대적인 값은 변화하는데, 연료유속의 증가에 따라 peak 이전 위치에서는 C^* 값이 감소하지만, peak 후류에서는 C^* 의 증가를 확인할 수 있다. 레이놀즈 수 3,000 의 경우를 제외하고는 그 변화의 폭은 그리 크지 않다.

Fig. 5(c)는 case II 의 결과인데, 동축공기와 연료제트의 유속비가 일정한 경우, 연료유속의 증가에 따른 peak 전후의 C^* 분포의 변화는 거의 나타나지 않는다. 이것은 동축공기와 연료제트의 유속비가 일정한 case II 에 있어서는 연료유속이 증가하여도 각 화염내부의 열복사의 분포에 변화가 없다는 것으로 각 화염 조건의 상사성에 기인한 것으로 보인다.

Fig. 5(d) 는 case III 의 결과인데, 연료유속을 고정시키고 동축공기 유속을 증가시키는 이 경우에도 peak 의 위치는 $0.7L_f$ 로 일정하다. 하지만, peak 이전에는 동축공기 유속이 작을수록 높은 C^* 값을 갖는데 비해, peak 이후의 구간에서는 동축공기 유속이 작을수록 낮은 C^* 값을 갖는 것으로 관찰되며, case I 이나 case II 의 경우와 비교해서 상대적으로 큰 폭의 변화가 peak 전후에 나타난다. 이것은 단순확산화염에서 연료유속을 증가시키는 경우와 유사한 현상으로, 다른 동축공기 조건과 비교해서 화염구조의 변화가 상대적으로 크다는 것을

말해주는 것으로, 이는 연료유속이 고정된 상태에서 동축공기 유속을 증가시키는 것이 각 제트화염의 상사성과 관련된 것으로 보인다.

Fig. 6(a)에 동축공기가 없는 난류 확산 화염에서의 복사열과 복사분율을 연소열에 대해 도시하였다. 여기서 복사열은 연소열의 증가에 따라 증가하지만 그 증가율은 1/2 의 지수적 기울기를 갖는 것을 볼 수 있다. 이는 복사열이 연소열에 비례하여 증가할 것이라는, 즉, 1 의 지수적 의존성을 가질 것이라는 예측을 벗어나는 것으로 복사열을 연소열로 나눈 복사분율은 연소열량에 대해 -1/2 의 지수적 의존성을 가지는 것을 유추할 수 있는데 이는 Fig. 6(b)에서 확인된다.

Fig.7(a), (b)에 Fig. 6 과 동일한 단순확산화염의 복사분율을 화염체류시간과 총스트레인율에 대해 도시하였다. 동축공기가 없는 단순확산화염에서 연료유속이 증가하면 화염체류시간은 감소하고, 총스트레인율은 증가하는데, 이 경우 복사분율은 감소하는 것으로 관찰되었다. 화염체류시간과 총스트레인율에 대해 복사분율은 각각 1/2 와 -1/2 의 지수적 의존성을 가지며, 동일한 연료노즐 내경인 경우에 헬륨 희석 화염의 복사분율이 순수 수소화염의 경우보다 작게 나타난다. 하지만, Fig.7(b)의 화염체류시간과 복사분율의 관계에서 변곡점이 존재하는데 헬륨희석을 하지 않은 경우 화염체류시간이 큰 경우에 복사분율이 화염체류시간의 1 의 기울기로 비례하는 형태를 가지게 되는데, 총 스트레인율과 복사분율의 관계가 헬륨희석 여부에 관계없이 1/2 승의 지수적 비례 관계를 가진다는 것과 비교해보면 특이한 결과이다. 이것은 헬륨희석을 하지

않은 단순 확산화염에서 동축공기 조건
의 변화에 따른 화염크기의 급격한 변
화와 관련된 것으로 보이며, 부력효과
와도 관련된 것으로 생각된다[1,14,15].

동축공기화염에서 헬륨 희석에 의한
열 복사조건과 동축공기 유동조건이 변
화가 NOx 특성 및 복사분율에 미치는
영향을 살펴보기 위해 Fig.8 에 단순확
산화염과 동축공기의 0%, 20%, 40% 헬
륨희석 조건에 대해 EINOx 를 복사분율
의 함수로 도시하였다. 특이한 것은 단
순확산화염에서 관찰되는 변곡점이 동
축공기 조건에서도 관찰된다는 점인데,
헬륨 희석의 정도에 따라 그 양상이 달
라지는 것을 볼 수 있다. 헬륨 희석을
하지 않은 순수 수소를 사용한 경우 복
사분율이 큰 범위, 즉 화염체류시간이
큰 범위에서 EINOx 가 복사분율에 대해
선형적인 비례관계를 갖게 되고, 복사
분율이 작은 범위에서는 EINOx 는 복
사분율에 지수적으로 2/3 의 기울기를
갖는다. 이러한 변곡점은 20% 헬륨 희
석화염에서도 마찬가지로 관찰되지만,
헬륨희석을 하지 않은 경우에 비해서는
상당히 줄어들었으며, 40% 헬륨 희석
화염의 경우에는 2/3 의 기울기를 갖는
직선 위로 모이게 된다. 이러한 현상의
원인으로서 헬륨희석에 의한 복사조
건의 변화와 화염크기 변화에 따른 부
력효과 등을 원인으로 들 수 있다. 본
실험의 동축공기 조건 실험에 사용한
연료노즐의 내경이 3.0mm 로서 동축공
기 영향이 약한 경우에 화염길이가 커
져서 부력효과의 영향을 받기가 쉽다는
것도 한가지 이유가 될 수 있다. 이 외
에도 동축공기의 과잉공급에 의한 화염
냉각, 주위공기류 유속이 연료유속에
비해 매우 작은 단순확산화염과는 달리
고속의 동축공기에 의한 제트 상사성

(Jet-Similarity)의 변화를 들 수 있으며
이에 대해서 박양호[17]의 연구에서 언
급된 바 있다. 앞에서 서술한 순수 수
소 화염에서 각각의 동축공기 조건에서
의 NOx scaling 에 있어서 1/2-power
scaling curve 로부터의 이탈정도가 서로
다른 경향성이 나타나는 현상과의 관련
성을 찾기 위한 연구가 추가적으로 수
행되어야 할 것이다.

4. 결 론

본 연구에서는 수소 난류 확산화염에
서의 헬륨희석과 동축공기의 영향을 알
아보기 위해 복사열전달과 NOx 배출의
scaling 을 수행하였으며, 이를 통해 다
음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

동축공기 화염의 경우에 동축공기와
연료유속의 변화방식에 관계없이 총 스
트레인율에 대한 1/2 의 지수적 비례관
계가 유지되지만, 1/2 기울기를 가지는
직선으로부터의 이탈 정도는 각각의 동
축공기 조건마다 차이를 확인하였다.
이는 비평형 효과와 복사열손실, 부력
효과에 기인한 것으로 보인다.

단순확산화염 및 동축공기화염에서
radiant power 의 peak 의 위치는 동축공
기 조건의 변화에 관계없이 $x/L_f=0.7$ 에
위치한다. 무차원화된 radiant power 의
peak 전후의 상대적인 분포는 동축공기
조건의 변화에 따라 차이가 있음을 확
인하였고, 제트 확산화염의 상사성과
관련된 것으로 생각된다.

탄화수소계열의 연료에 비해 상대적
으로 낮은 복사분율을 가지는 수소화염
의 경우에도 화염의 복사열전달은 NOx
배출 특성에 상당한 영향을 미치며,
NOx 의 1/2-power scaling curve 로부터의
이탈을 설명해주는 중요한 변수이다.

참고문헌

- (1) S. R. Turns, Prog. Energy Combust. Sci., 21:361, 1995.
- (2) R.-H. Chen, and J. F. Driscoll, Proc. Combust. Inst., 28:281, 1990.
- (3) J. F. Driscoll, R.-H. Chen and Y. Yoon, Combustion and Flame, 88:37, 1992.
- (4) R.-H. Chen, Combust. Sci. and Tech., Vol.110-111:443, 1995.
- (5) J.-Y. Chen and W. Kollmann, Combustion and flame, 88:397, 1992.
- (6) J.-Y. Chen, W. C. Chang, and M. Koszykowski, Combust. Sci. and Tech., Vol.110-111, pp.505-529, 1995.
- (7) 김승환, 윤영빈, 정인석, 한국항공우주학회지, 제 27 권, 제 7 호, 1999.
- (8) S.-H. Kim, Y. Yoon, and I.-S. Jeung, Proc. Combust. Inst., 28:to be published,
- (9) M. C. Drake, S. M. Corea, R. W. Pitz, W. Shyy, and C. P. Penimore, Combustion and Flame, 69:347, 1987.
- (10) N. A. Rokke, J. E. Hustad, and O. K. Sonju, Combust. Flame 97: 88, 1994.
- (11) H. A. Becker and D. Liang, Combustion and Flame, 44:305, 1982.
- (12) Y. R. Sivathanu and J. P. Gore, Combustion and Flame, 94:265-270, 1995.
- (13) J. H. Frank, R. S. Barlow, and C. Lundquist, Proc. Combust. Inst., 28: to be published, 2000.
- (14) S. R. Turns and F. H. Myhr, Combustion and flame, 87:319, 1991.
- (15) S. R. Turns and F. H. Myhr, R. V. Bandru, and E. R. Maund, Combustion and flame, 93:255, 1993.
- (16) W. J. A. Dahm and A. G. Mayman, AIAA J., Vol.28, no.7, p.1157, 1990.
- (17) 박양호, 서울대학교 대학원, 석사학위논문, 2000.

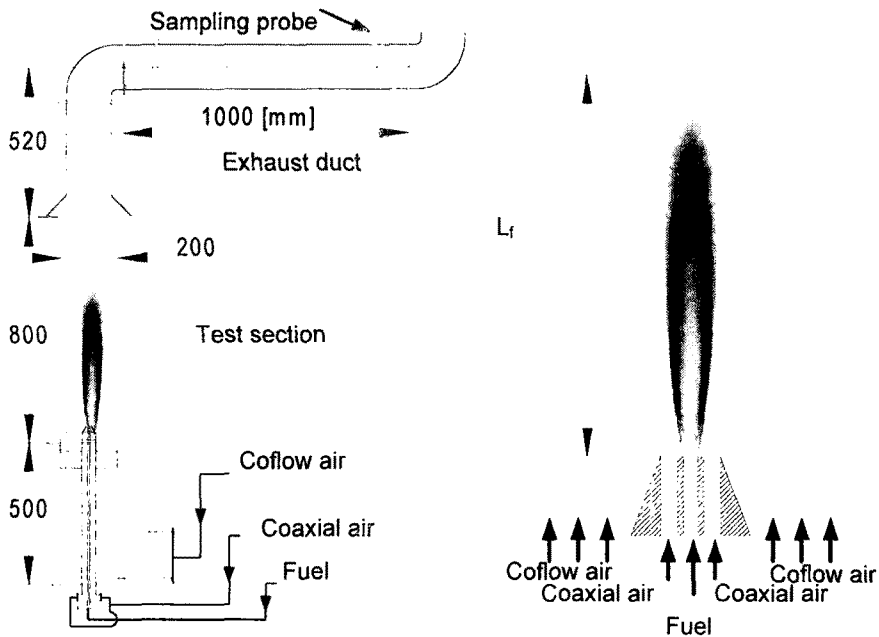


Fig. 1 Schematics of combustor and nozzle geometry

2000.

- (9) M. C. Drake, S. M. Corea, R. W. Pitz, W. Shyy, and C. P. Penimore, Combustion and Flame, 69:347, 1987.

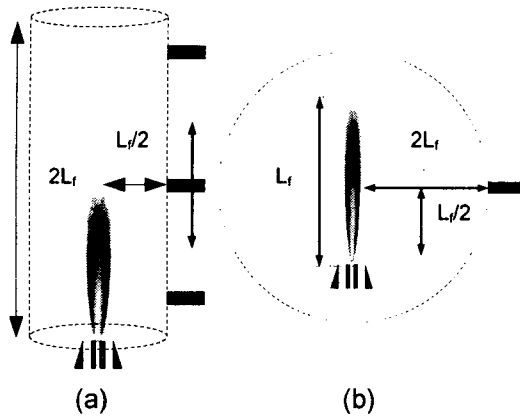


Fig. 2 Flame radiation flux measurement: (a) axial profile measurement and (b) point measurement.

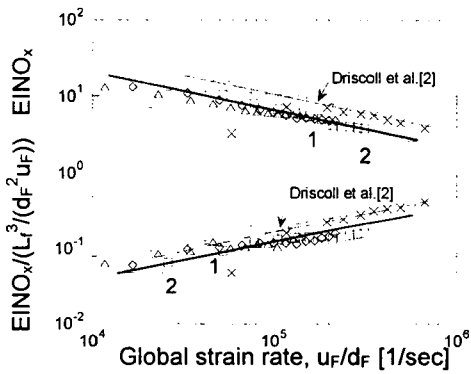


Fig. 3 $EINO_x$ and $EINO_x/\tau_R$ as a function of u_F/d_F in hydrogen nonpremixed flames with no coaxial air. $d_F =$, 2.0mm; \diamond , 2.5mm; Δ , 3.0mm.

Table 1 Experimental Conditions

Case	u_F [m/s]	u_A [m/s]	u_A/u_F
I	105 – 489	10.0	0.021 – 0.095
	105 – 489	20.0	0.041 – 0.191
	105 – 489	30.0	0.061 – 0.287
II	105 – 279	21.5 – 57.3	0.205
	105 – 349	14.3 – 47.7	0.137
	105 – 419	10.7 – 42.9	0.103
	105 – 489	7.2 – 33.4	0.068
	105 – 419	5.37 – 21.5	0.051
III	105	3.0 – 45.0	0.029 – 0.430
	140	3.0 – 50.0	0.021 – 0.357
	175	3.0 – 50.0	0.017 – 0.287
	244	3.0 – 50.0	0.012 – 0.205

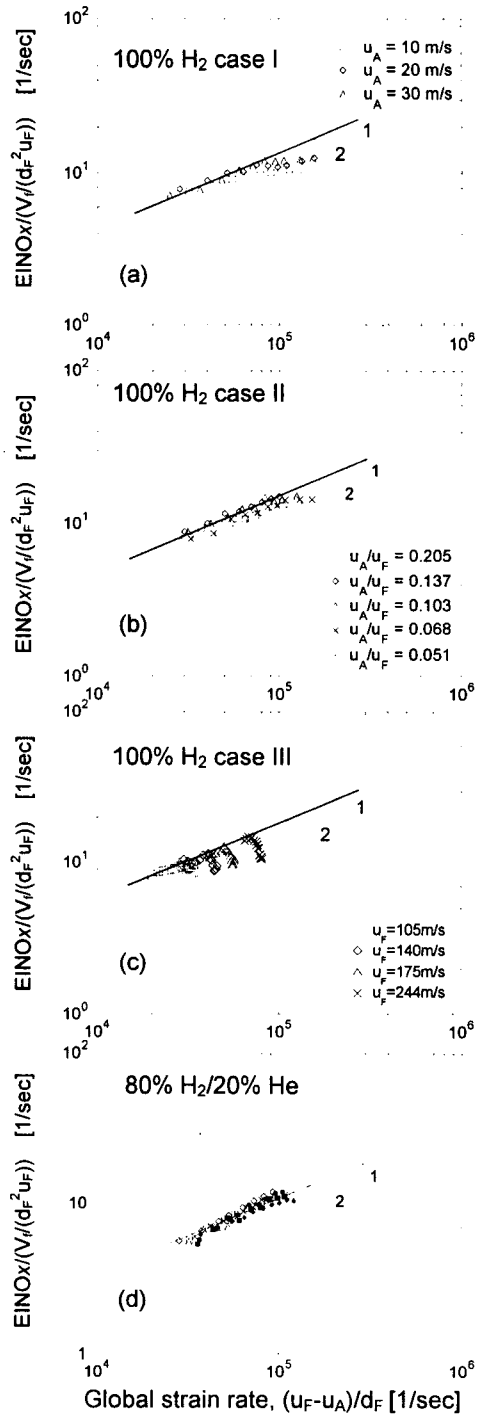


Fig. 4 $EINO_x/\tau_R$ as a function of u_F/d_F in coaxial air flames. (a) case I, (b) case II, (c) case III, (d) 80% $H_2/20\%$ He.

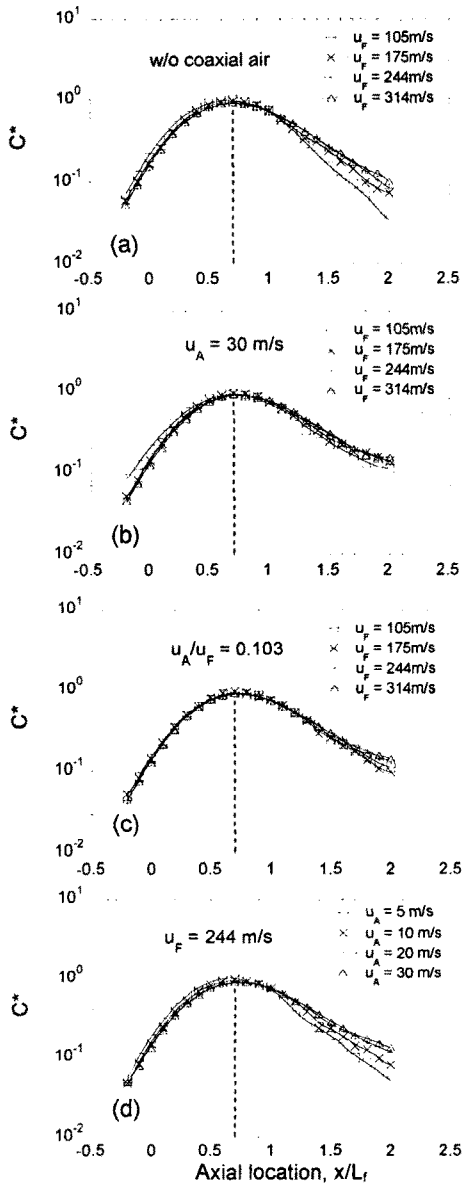


Fig. 5 Normalized radiant power plotted using normalized axial distance in (a) simple jet diffusion flames, (b) case I, $u_A=30\text{m/s}$, (c) case II, $u_A/u_F=0.103$, and (d) case III, $u_F = 244\text{m/s}$

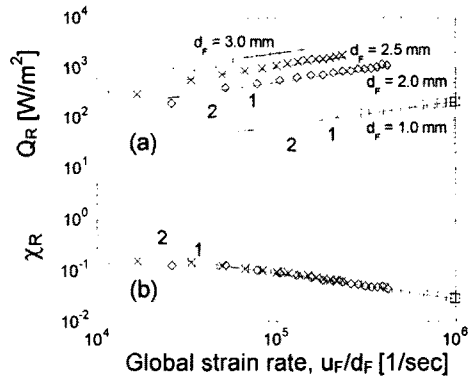


Fig. 6 Radiant heat and radiant fraction with global strain rate in simple jet diffusion flames with no coaxial air.

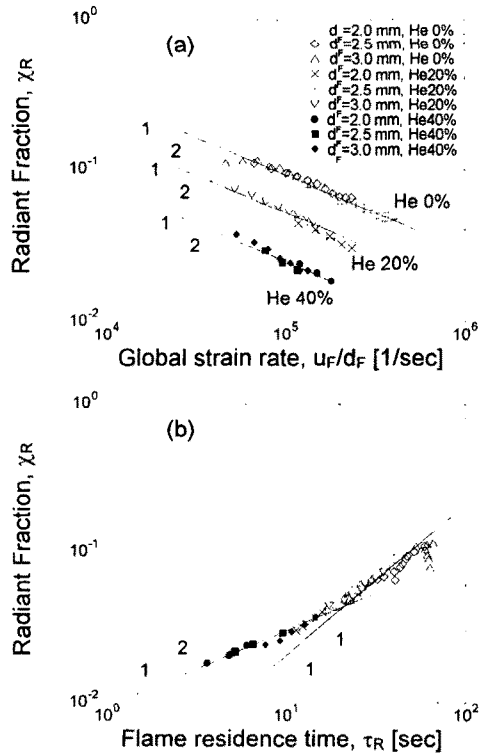


Fig. 7 Radiant fraction with (a) global strain rate and (b) flame residence time in simple jet diffusion flames with no coaxial

air.

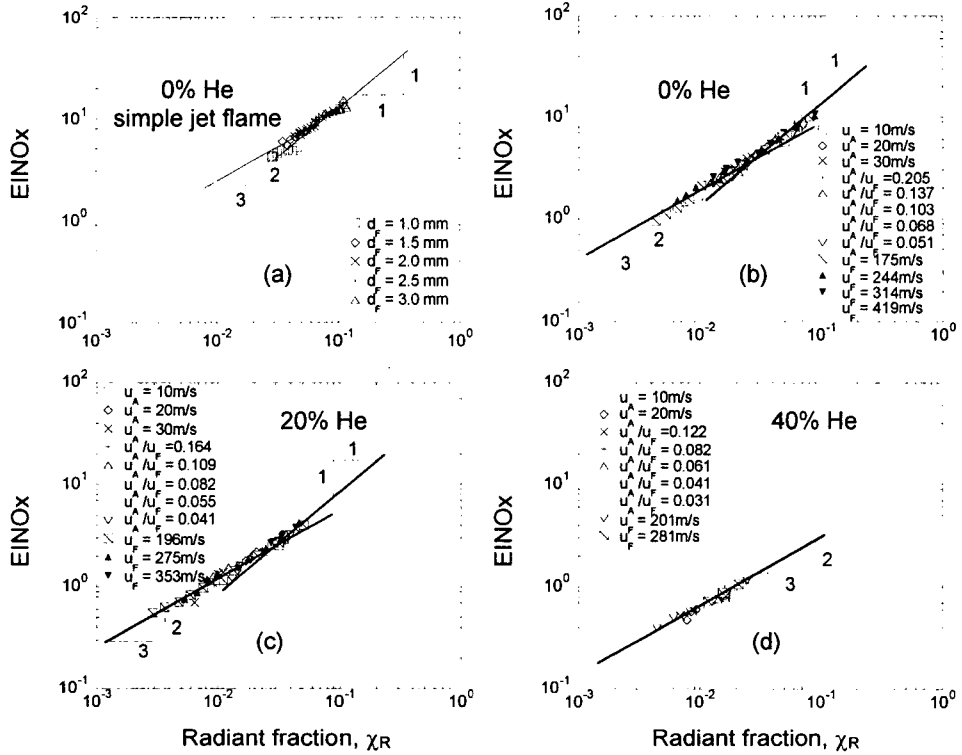


Fig. 8 EINO_x plotted using radiant fraction in coaxial air flames. (a) pure hydrogen simple jet flame, (b), (c), (d) : coaxial air flame; (b) 100% H₂, (c) 80% H₂/20% He, (d) 60% H₂/40% He