

동축 수소 확산화염에서의 NO_x 생성 분석

박양호*, 김성룡*, 문희장**, 윤영빈*, 정인석*

Analysis of NO_x Emissions in Turbulent Nonpremixed Hydrogen-Air Jet Flames with Coaxial Air

Y. H. Park*, S. L. Kim*, H. J. Moon**, Y. B. Yoon* and I. S. Jeung*

Key Words : NO_x, EINO_x, Coaxial air, Scaling, 1/2 Scaling law, Flame residence time, Flame self-similarity law

Abstract

The characteristics of NO_x emissions in pure hydrogen nonpremixed flames with coaxial air are analyzed numerically for the three model cases of coaxial air flames classified by varying coaxial air velocity and/or fuel velocity. In coaxial air flames, the flame length is reduced by coaxial air and can be represented as a function of the ratio of coaxial air to fuel velocity. Coaxial air decreases flame reaction zone, resulting in reducing flame residence time significantly. Finally, the large reduction of EINO_x is achieved by the decrease of the flame residence time. It is found that because coaxial air can break down the flame self-similarity law, appropriate scaling parameters, which are different from those in the simple jet flames, are recommended. In coaxial air flames, the flame residence time based on the flame volume produces better results than that based on a cube of the flame length. And some portion of deviations from the 1/2 scaling law by coaxial air may be due to the violation of the linear relationship between the flame volume and the flame reaction zone.

1. 서론

Driscoll 등[1,2]은 실험을 통해 난류 수소 확산 화염에서 화염체류시간(flame residence time, τ_R)에 의해 무차원화된 EINO_x 가 유동 변형율(global strain rate, U_F/D_F)의 1/2 승에 비례한다는 사실(1/2

비례관계)을 발견하였으며, 이는 Damköhler 수의 차이에 따른 화염 두께의 변화에 기인한다고 하였다. Chen 과 Kollmann [3] 은 PDF(probability density function) 모델링을 이용한 수치해석을 통해 EINO_x 1/2 비례관계를 확인하였고, 그 원인이 화학 반응의 비평형 효과에 기인한다고 하였다. 그리고 Chen 등 [4] 은 여러 가지 화학 반응 모델의 비교를 통해 더 상세한 모델일수록 1/2 에 더 근접한 결과를 얻을 수 있다고 하였다.

* 서울대학교 항공우주공학과

** 한국항공대학교 항공우주 및 기계공학과

예조건화 행렬은 Choi 와 Merkle [9]에 의해 제안된 것을 사용하였으며 저마하 수 영역에서 특성치의 경직성을 완화하기 위해 사용하는 예조건화 변수 ϵ_p 은 아래와 같이 결정된다.

$$\epsilon_p = \text{Min}(1, \text{Max}(10^{-10}, M^2)) \quad (4)$$

난류유동장의 모사를 위해 k- ϵ 난류 모델이 사용되었으며, 난류 Schmidt 수 (Sc_T)와 Prandtl 수 (Pr_T)는 모두 0.85 로 고정하였다.

2.2 화학 반응 모델

화학 반응 모델로는 Warnatz 등[10]의 7 화학종 7 반응 모델과 9 화학종 19 반응 모델을 사용하였다. 9 화학종 19 반응모델은 1200K 이하의 저온의 영역에서 중요하다고 알려진 HO_2 와 H_2O_2 의 영향을 고려함으로써, NOx의 생성에 중요한 재결합 반응율에 새로운 경로를 제공하여 평형 상태로부터의 과대 이탈의 문제점을 개선하였다. 평형 화학 반응으로는 NOx를 정확히 예측할 수 없으며 EINOx 1/2 비례관계는 화학 반응의 비평형 효과에 지배되는 것으로 알려져 있다[3]. 이러한 화학 반응의 비평형 효과를 고려함과 동시에 계산시간의 절약을 위해 부분 평형(partial equilibrium) 가정을 사용하였다. 이를 위해 다음과 같은 복합 변수(combined variable)를 사용하였다 [11,12].

$$Y_{H_2}^* = Y_{H_2} + \frac{M_{H_2}}{M_O} Y_O + \frac{3 M_{H_2}}{2 M_H} Y_H + \frac{1 M_{H_2}}{2 M_{OH}} Y_{OH} - \frac{1 M_{H_2}}{2 M_{HO_2}} Y_{HO_2} - \frac{M_{H_2}}{M_{H_2O_2}} Y_{H_2O_2} \quad (5)$$

이때 복합변수 $Y_{H_2}^*$ 에 대한 생성항은 다음과 같다.

$$\dot{w}_{H_2}^* = -2M_{H_2}(\dot{w}_5 + \dot{w}_6 + \dot{w}_7 + \dot{w}_8 + \dot{w}_{15}) \quad (6)$$

여기서 \dot{w}_i 는 9 화학종 19 반응모델[10]의 i번째 반응의 생성률을 의미한다. H, O, 그리고 OH의 농도는 부분 평형가정에서, 그리고 HO_2 와 H_2O_2 의 농도는 정상상태의 가정을 통해서 계산된다.

2.3 복사 열손실 모델

NOx의 생성은 온도에 매우 민감하기 때문에, 광학적 두께가 얇다는 가정(optically thin assumption)하에 다음과 같이 복사 열손실량을 고려하였다.

$$\Phi(T, P_{H_2O}) = 4\sigma P_{H_2O} K_{p,H_2O} (T^4 - T_b^4) \quad (7)$$

여기서 σ 는 Stefan-Boltzmann 상수이며, P_{H_2O} 는 H_2O 의 분압을 의미한다. 그리고 T_b 와 K_{p,H_2O} 는 각각 주위 온도와 Plank 평균 흡수 계수(Plank mean absorption coefficient)를 나타낸다.

2.4 난류연소 모델

2.4.1 Presumed joint PDF 모델

밀도가중평균은 다음과 같이 계산된다.

$$\tilde{\phi} = \iiint \phi(f, r, T^*) \tilde{P}(f, r, T^*) df dr dT^* \quad (8)$$

위의 적분은 통계적인 독립을 가정한 다음의 식을 이용하여 간단히 계산할 수 있다.

$$\tilde{P}(f, r, T^*) = \tilde{P}(f) \tilde{P}(r) \tilde{P}(T^*) \quad (9)$$

통계학적 독립성 가정을 사용하기 위해 혼합분율, 반응진행변수, 그리고 무차원화 온도 변수의 3개의 무차원화 변수를 도입하였다. 모든 화학종에 대한 확산 계수가 같다는 가정하에 연료의 혼합 정도를 나타내는 혼합분율(mixture fraction)은 다음과 같이 정의된다.

$$\tilde{f} = \frac{\tilde{Z} - \tilde{Z}^a}{\tilde{Z}^r - \tilde{Z}^a} \quad (10)$$

반응진행변수(reaction progress variable)는 화학 반응의 비평형 정도를 나타낸다.

$$\tilde{\tau} = \frac{\tilde{Y}_{H_2}^* - \tilde{Y}_{H_2}^{*u}}{\tilde{Y}_{H_2}^* - \tilde{Y}_{H_2}^{*e}} = \frac{\tilde{Y}_{H_2}^* - \tilde{Y}_{H_2}^{*u}}{U(\tilde{f})} \quad (11)$$

여기서 상첨자 'e'와 'u'는 각각 평형상태와 비반응 상태를 나타내며, $\tilde{Y}_{H_2}^{*e}$ 은 다음과 같이 계산되어진다.

$$\tilde{Y}_{H_2}^{*e} = \int Y_{H_2}^{*e}(f) \tilde{P}(f) df \quad (12)$$

복사 열손실을 고려할 경우 엔탈피는 더 이상 보존 변수가 아니기 때문에, 다음과 같은 온도에 대한 무차원화 변수를 도입하였다.

$$\tilde{T}^* = \frac{\tilde{T} - \tilde{T}^{\min}}{\tilde{T}^{\text{ad}} - \tilde{T}^{\min}} = \frac{\tilde{T} - \tilde{T}^{\min}}{W(\tilde{f}, \tilde{\tau})} \quad (13)$$

여기서 T^{\min} 는 주위의 온도를 의미하며, T^{ad} 는 주어진 혼합분율과 반응진행변수에 대한 단열화염 온도를 나타내며 다음과 같이 계산되어진다.

$$\tilde{T}^{\text{ad}} = \int T^{\text{ad}}(f, r) \tilde{P}(f, r) df dr \quad (14)$$

확률밀도 함수로서 혼합분율에 대해서는 β 함수를 가정하였고 반응진행 변수와 무차원화 온도 변수에 대해서는 간단한 δ 함수를 가정하였다.

2.4.2 Lagrange IEM 모델

유체 입자의 거동을 나타내는 Lagrangian 지배방정식은 Villermaux [13]에 의해서 다음과 같이 모델링되었다.

$$\frac{d\phi_i}{dt} = \frac{\tilde{\phi}_i - \phi_i}{\tau_{\text{ex}}} + \dot{w}_i, \quad \phi_i = f, Y_i, h \quad (15)$$

우변 첫번째항은 IEM (Interaction by Exchange with the Mean) 기법에 의해 모델된 확산항으로서 혼합특성을 지배하고, 두번째 항은 화학 반응 생성항 또는 복사 열손실량을 의미한다. 이 방법

은 무차원화 변수간의 독립성을 가정하지 않아 서로간의 영향을 고려할 수 있으며, τ_{ex} (turbulent mixing exchange time)는 다음과 같이 정의된다.

$$\tau_{\text{ex}} = C_t \frac{k}{\varepsilon} \quad (16)$$

여기서 모델 상수 $C_t = 1$ 로 고정하였다. 평균 화학 반응 생성항 또는 열손실량은 식 (17)에 의해 계산되며, 2개의 조건부 확률은 매 격자마다 식 (15)의 계산을 통해 얻어진다 [14].

$$\begin{aligned} \tilde{w}_i &= \iiint \dot{w}_i(f, Y_i, h) \tilde{P}(f, Y_i, h) df dY_i dh \\ &= \int \dot{w}_i(f, Y_i, h) \tilde{P}(Y_i | f) \tilde{P}(h | f) \tilde{P}(f) df \end{aligned} \quad (17)$$

2.5 NOx 생성 모델

NOx의 생성은 유동장의 특성에 거의 영향을 주지 않으므로 후처리 과정을 통해 계산되었다. N 라디칼에 대한 정상상태 가정과 $[\text{NO}]/[\text{NO}]_{\text{eq}} \ll 1$ 의 가정하에 Zeldovich 과정은 다음과 같이 단순화된다.

$$S_{\text{NO}} = M_{\text{NO}} (2K_{f9} [\text{N}_2][\text{O}]) \quad (18)$$

여기서 농도의 단위는 mol/cm^3 이며, $K_{f9} = 1.84 \times 10^{14} \exp(-38370/T) \text{ cm}^3 / \text{mol} \cdot \text{s}$ 이다.

3. 결과 및 분석

본 논문에서는 $\text{HO}_2/\text{H}_2\text{O}_2$ 를 고려하지 않는 반응 모델을 사용하는 Presumed joint PDF 모델(이하 Model A) 및 IEM 모델(이하 Model B), 그리고 $\text{HO}_2/\text{H}_2\text{O}_2$ 를 고려하는 반응 모델을 사용하는 Presumed joint PDF 모델(이하 Model C)을 통해 수치모사를 수행하였다.

3.1 EINOx 1/2 비례 관계

단순 확산 화염에서의 EINOx 1/2 비

레관계에 대한 분석을 위해 Driscoll 등 [1,2]의 실험을 수치모사 하였다. 노즐 내경은 1.6, 2.6, 그리고 3.7 mm 이며 레이놀즈 수의 범위는 3,000 ~ 17,000 사이에 해당된다. 주위 공기 속도는 0.5m/s로 가정하였으며, 각 노즐에 대해 2 가지 연료속도를 수치모사 하였다.

Fig. 1 는 $EINO_x/\tau_r$ 와 유동 변형률 사이의 관계를 나타낸 그림으로 Model A 와 Model B 는 0.8 ~ 0.9 사이의 기울기를 보여주고 있으나, Model C 는 0.5 에 가까운 기울기를 나타내고 있다. 세 모델 모두 낮은 유동 변형률($U_F/D_F < 10^5$)에서 높은 기울기를 나타내고 있으며, Chen 과 Kollmann [3] 은 이러한 현상은 낮은 유동 변형률에서 화염체류시간의 증가로 인한 복사 열손실 효과의 과대 예측에 기인한다고 설명하였다.

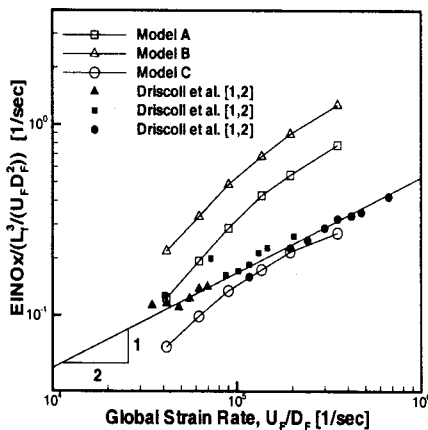


Fig. 1 Comparison of predicted and measured $EINO_x$ scalings in simple jet flames of Driscoll et al. [1,2]. \blacktriangle : $D_F=3.7m/s$, \blacksquare : $D_F=2.6m/s$, and \bullet : $D_F=1.6m/s$.

HO_2/H_2O_2 반응을 포함하는 Model C 는 1/2 비례관계를 잘 포착하고 있을 뿐만 아니라 $EINO_x$ 의 절대량에 대해서도

실험값에 가장 근접한 결과를 보여주고 있다. 그러나, HO_2/H_2O_2 반응을 고려하지 않는 Model A 와 B 는 $EINO_x$ 의 값을 과대 예측하고 있음을 확인 할 수 있으며, 이는 비평형 효과의 과대 예측에 기인하는 것으로 판단된다. 비평형 효과의 과대 예측은 온도를 과소 평가하지만, O 라디칼을 과대 예측함으로써 전체적으로는 NO_x 를 과대 평가하게 된다. 따라서, HO_2/H_2O_2 는 1200K 이상의 고온 영역에서는 중요하지 않은 것으로 알려져 있으나, 비평형 효과에 민감한 NO_x 의 정확한 예측을 위해 이의 포함이 중요함을 알 수 있다. 이러한 결과는 보다 정확한 화학 반응 모델을 사용할수록 1/2 비례관계에 더 근접한 결과를 얻을 수 있다는 Chen 등 [4]의 연구 결과와 일치한다.

IEM 모델이 Presumed joint PDF 모델보다 $EINO_x$ 를 더 크게 예측하고 있음을 Model A 와 Model B 의 비교를 통해 확인할 수 있다. 이는 IEM 모델이 Presumed joint PDF 모델보다 평형으로부터의 이탈을 더 과대 예측하고 있음을 의미하며, 수치 결과에서 온도가 낮아지고 O 라디칼의 농도가 커진다는 사실에서 유추할 수 있다. 또한 서로 다른 연소모델을 사용함에도 불구하고 거의 일치하는 경향성을 보여주는데, 이는 $EINO_x$ 스케일링에 있어서 난류 연소모델보다는 화학반응 모델의 선정이 더 중요함을 의미한다.

3.2 동축 공기 확산화염의 수치해석

수소 확산 화염에서 NO_x 생성에 미치는 동축 공기의 영향을 알아보기 위하여 Kim 등 [8]의 실험을 수치 모사하였다. 연료노즐의 내경과 외경은 각각 3mm 와 4mm 이며, 동축 공기 노즐의 직경은 15mm 이다. 연료와 동축 공기의 속도 변화 방식에 따라 실험 조건은 세 가지(CaseI, CaseII, CaseIII)로 구분되며, 각각의 상세한 실험 조건은

Table I 에 제시되었다.

Table I. Experimental conditions of Kim et al. [8].

Test Case	U_F [m/s]	U_A [m/s]	U_A/U_F	
I	1	105 - 489	10.0	0.021-0.096
	2	105 - 489	20.0	0.041-0.191
	3	105 - 489	30.0	0.061-0.287
II	4	105 - 279	21.5 - 57.3	0.205
	5	105 - 349	14.3 - 47.7	0.137
	6	105 - 419	10.7 - 42.9	0.103
	7	105 - 489	7.2 - 34.4	0.068
	8	105 - 419	5.4 - 21.5	0.051
III	9	105	3.0 - 50.0	0.03-0.43
	10	140	3.0 - 50.0	0.022-0.358
	11	175	3.0 - 50.0	0.017-0.287
	12	244	3.0 - 50.0	0.012-0.205

CaseI 은 동축 공기의 속도를 고정시킨 상태에서 연료 속도만 변화시킨 경우이고, CaseII는 동축 공기와 연료 속도의 비(유속비, U_A/U_F)를 고정시킨 상태에서, 두 속도 모두 증가시킨 경우이다. 그리고 CaseIII는 고정된 연료 속도 조건하에서 동축 공기 속도만을 변화시킨 경우이다.

Kim 등 [8]의 실험 중 CaseI($U_A=10$, 20m/s), CaseII($U_A/U_F=0.068$, 0.051), 그리고 CaseIII($U_F=140$, 244m/s)가 수치모사되었으며, 주위 공기의 속도와 초기 온도는 각각 1m/s 와 298K 로 고정하였다. 그리고 동축 공기의 속도가 26m/s 이상인 경우는 수렴의 어려움 때문에 계산에서 제외하였으며, 단순 확산 화염의 계산에서 가장 좋은 결과를 보여주는 Model C 를 사용하였다.

3.2.1 화염길이와 EINOx

Dahm 과 Mayman[7]은 동축 공기 확산 화염에서 무차원화된 화염 길이를 유속비(U_A/U_F)의 함수로 나타낼 수 있음을 보였고, Kim 등 [8] 은 같은 결과를 실험으로 확인한 바 있다. 본 연구에서도 Fig. 2 를 통해 이를 확인할 수 있었으며, 또한 동축 공기 확산 화염에서는 유속비가 증가함에 따라 화염 길이가 감소함을 확인하였다. 특히 Case II 에서 동축 공기와 연료 속도가 변할지라도, 화염 길이가 각각의 고정된 유속비에 대해 모두 동일함을 확인할 수 있었다. Barlow 와 Carter[15]의 단순확산화염 실험의 계산에서 화염길이를 정확히 예측할 수 있도록 $k-\epsilon$ 난류 모델의 생성항 계수인 상수 $C_{\epsilon 1}$ 을 1.48 로 보정하였기 때문에 단순 확산 화염에 가까운 낮은 유속비의 영역에서는 화염 길이가 비교적 정확히 예측되고 있다. 반면에, 동축 공기의 효과가 큰 높은 유속비의 영역에서는 실험값과의 상당한 차이가 보여지며, 이러한 차이는 화염길이의 결정에 가장 큰 영향을 미치는 $k-\epsilon$ 난류 모델에 기인하는 것으로 사료된다.

Fig. 3 에서 유속비가 증가함에 따라 EINOx 가 현저히 감소하고 있음이 보여진다. 이러한 감소는 대부분 화염 체류시간의 감소에 기인하는 것으로 알려져 있다[1,2]. 화염 체류 시간 감소는 연료 속도의 증가 또는 화염 부피의 감소에 의해 이루어진다. 단순 확산 화염에서는 연료 속도가 증가해도 화염 부피가 변하지 않기 때문에, 연료 속도의 증가에 의해서만 화염 체류시간이 감소한다. 그러나, 동축 공기 확산 화염의 경우 화염 부피의 감소에 의해서 화염 체류시간이 줄어들 수 있음을 간과해서는 안될 것이다. 전반적으로 EINOx 는 유속비가 증가함에 따라 감소하는 경향을 가지며, 따라서 같은 연료 속도 조건하에서 동축 공기를 증가시킴으로써 현저한 EINOx 저감효과를 얻을 수 있다.

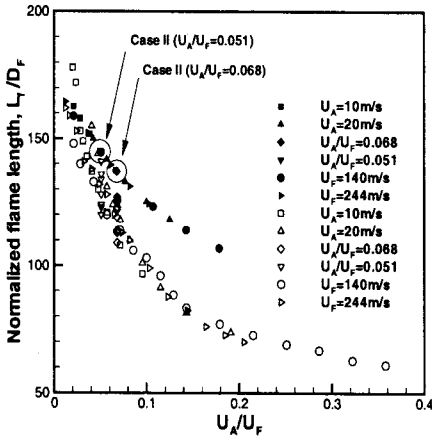


Fig. 2 Comparison of predicted and measured flame lengths in coaxial air flames versus the ratio of coaxial air to fuel velocity. filled symbols: present study, open symbols: Kim et al.[8].

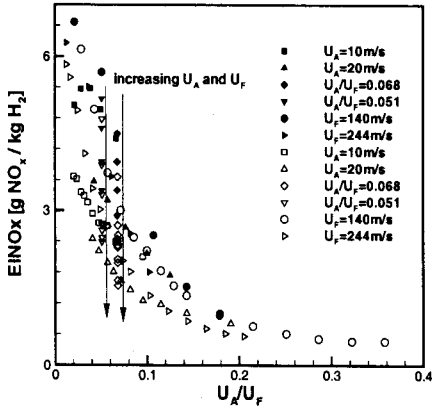


Fig. 3 Comparison of predicted and measured EINOx in coaxial air flames versus the ratio of coaxial air to fuel velocity. filled symbols: present study, open symbols: Kim et al.[8].

3.2.2 EINOx scaling 과 화염자기상사

동축 공기 확산 화염에서의 EINOx 스케일링을 알아 보기 위해 다음과 같

은 스케일링 변수(scaling parameter)를 정의하였다.

$$\text{Global strain rate} = (U_F - U_A) / D_F \quad (19)$$

$$\tau_{R1} = V_f / (D_F^2 U_F) \quad (20)$$

$$\tau_{R2} = L_f^3 / (D_F^2 U_F) \quad (21)$$

Kim 등 [8]은 20 장의 사진을 평균함으로써 화염 길이와 부피를 계산하였고, 본 연구에서는 Barlow 와 Carter[15]의 실험에서 관찰된 $L_f / L_{st} = 4/3$ 의 관계로부터 화염길이를 결정하였으며, 화염부피(V_f)는 당량비선에 의해 둘러 쌓인 부피(V_{st})의 $(4/3)^3$ 배로 정의하였다.

Fig. 4 은 Case I에서의 $EINOx / \tau_R$ 와 유동 변형률 사이의 관계를 실험값과 비교한 결과이다. 화염 체류 시간의 정의 방법에 따른 스케일링의 비교에서 τ_{R2} 를 이용한 경우보다 τ_{R1} 을 사용한 경우에 EINOx 스케일링의 기울기가 더 낮음이 보여진다. 이는 화염 자기 상사 법칙(flame self-similarity law)이 더 이상 성립되지 않기 때문이다.

단순 확산 화염에서는 화염 자기 상사 법칙에 의해 두 가정을($D_F \propto L_f$ 와 $V_f \propto L_f^3$) 적용할 수 있다. 전자는 EINOx 가 여러 노즐 직경에 대해 스케일링 되는 것을 가능하게 하며, 후자는 화염 체류 시간을 정의할 때 화염 부피 대신 측정하기 더 쉬운 화염 길이를 사용할 수 있게 한다. 하지만, 동축 공기 확산 화염에서는 화염 자기 상사 법칙이 만족되지 않기 때문에 위의 두 가정을 더 이상 적용할 수 없다. 연료 직경이 일정할 때, 동축 공기에 의해 화염 길이가 변하기 때문에 첫번째 가정은 어긋나게 되며, 두 번째 가정의 타당성은 각각의 화염 길이에 의해 무차원화되고 당량비선에 의해 정의된 화염 형상(flame shape) 을 보여주는 Fig. 5 를 통해 검증 할 수 있다.

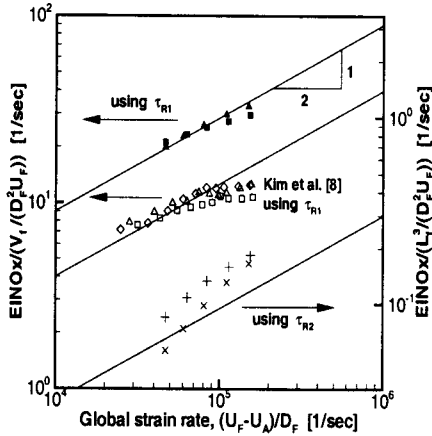


Fig. 4 Comparison of predicted and measured EINOx scalings for Case I with fixed coaxial air velocity. \blacktriangle Δ \times : $U_A=10\text{m/s}$, \blacksquare \square $+$: $U_A=20\text{m/s}$, and \diamond : $U_A=30\text{m/s}$.

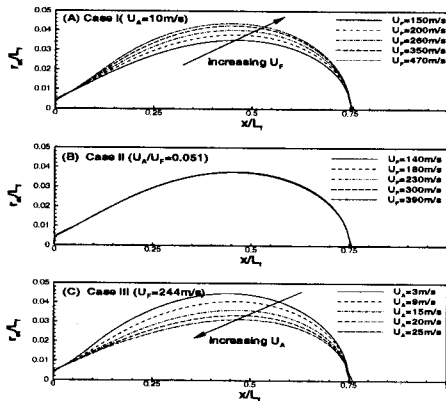


Fig. 5 The variation of flame shapes normalized by each flame length. (a) Case I ($U_A=10\text{m/s}$), (b) Case II ($U_A/U_F=0.051$), and (c) Case III ($U_F=244\text{m/s}$). r_{st} is a radial point corresponding to stoichiometric ratio.

Fig. 5(a)는 Case I($U_A=10\text{m/s}$)에서 연료속도가 증가함에 따라 화염 반경의

변화율이 화염 길이의 변화율에 비해 더 크기 때문에, 무차원화된 화염 형상의 폭이 점점 더 넓어짐을 보여준다. 따라서 화염 체류 시간의 정의에 있어서 단순 확산 화염에서 편리하게 사용했던 화염길이 대신 화염 부피를 사용하는 것이 더 합당한 것으로 판단되며, τ_{R1} 을 사용한 경우에 1/2에 더 근접한 기울기를 얻을 수 있음이 Fig. 4에서 확인할 수 있다.

Fig. 4에서 $EINO_x/\tau_{R1}$ 값이 실험값에 비해 상당히 과대 예측되고 있음이 보여진다. $EINO_x$ 의 값이 Fig. 3에 보여진 바와 같이 비교적 정확히 예측되고 있기 때문에, 이러한 $EINO_x/\tau_{R1}$ 값의 이동(shift) 현상은 Fig. 2에서 보여진 실험과 수치해석에서 각각 도출된 화염길이 간의 과대편차에 기인하는 것으로 판단된다.

Fig. 6은 Case II에서의 $EINO_x/\tau_R$ 와 유동 변형률 사이의 관계를 실험값과 비교한 결과이다. Fig. 5(b)에서 연료와 동축 공기의 속도가 다른 경우에도 무차원화된 화염 형상은 변하지 않음을 볼 수 있으며, 이로부터 Case II에서는 Case I과 다르게 화염 자기 상사 법칙이 성립됨을 알 수 있다. 따라서, 화염 체류 시간의 정의 방법에 따른 $EINO_x$ 스케일링의 차이는 나타나지 않으며, Case II의 $EINO_x$ 스케일링은 단순 확산 화염의 경우와 가장 유사하고, 세 가지 실험 조건 중 1/2 비례관계에 가장 가까운 결과를 보여준다.

Case III에서의 $EINO_x/\tau_R$ 와 유동 변형률 사이의 관계를 Fig. 7에 나타냈다. Fig. 7은 $EINO_x$ 스케일링이 화염체류시간의 정의에 따라 서로 상이함을 보여준다. 이는 Fig. 5(c)에 보여진 바와 같이 $U_F=244\text{m/s}$ 일 때 동축 공기의 속도가 증가함에 따라 무차원화된 화염 형상의 폭이 더 좁아지면서 화염 자기 상사 조건이 어긋나기 때문이다. 또한

화염 형상의 폭이 점점 작아지는 현상은 화염 자기 상사 법칙이 성립할 때보다 더 많은 화염 반응 영역의 감소를 의미한다. 따라서 단순히 화염 길이의 감소만으로 NOx의 감소를 설명할 수 없으며, 화염 형상의 변화가 NOx의 감소에 중요한 역할을 함을 유추할 수 있다.

Case II에서는 단순 확산 화염에서처럼 화염 부피가 변하지 않기 때문에, 화염 체류 시간의 감소는 주로 연료 속도의 증가에 기인하는 것이다. 반면에, 연료 속도를 고정시킨 Case III는 동축 공기의 속도가 커짐에 따라 화염 부피가 작아져서 화염 체류 시간이 감소하는 것으로 판단된다.

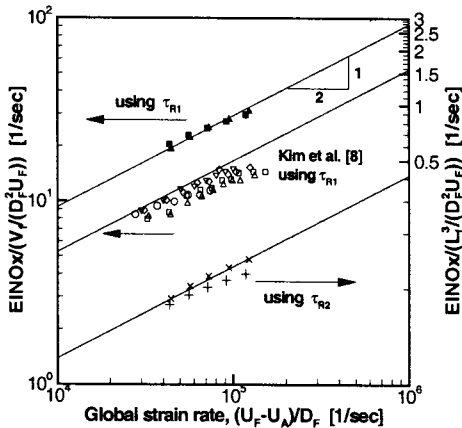


Fig. 6 Comparison of predicted and measured EINOx scalings for Case II with fixed U_A/U_F . ▲ △ × : $U_A/U_F=0.051$, ■ □ + : $U_A/U_F=0.068$, ◇ : $U_A/U_F=0.103$, ▽ : $U_A/U_F=0.137$, and ○ : $U_A/U_F=0.205$.

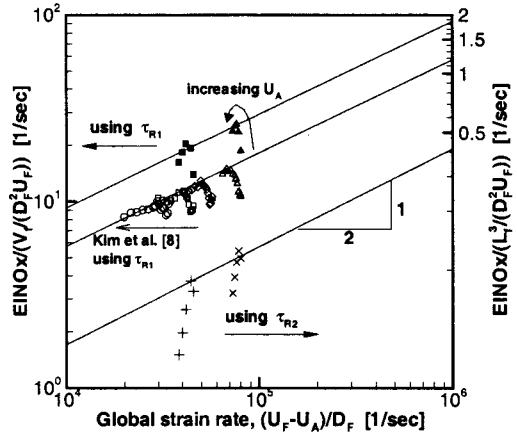


Fig. 7 Comparison of predicted and measured EINOx scalings for Case III with fixed fuel velocity. ○ : $U_F=105\text{m/s}$, ■ □ + : $U_F=140\text{m/s}$, ◇ : $U_F=175\text{m/s}$, and ▲ △ × : $U_F=244\text{m/s}$.

3.2.3 1/2 비례관계로부터의 이탈현상

본 연구에서 얻어진 EINOx 스케일링들이 대체적으로 실험 결과와 일치함을 Fig. 4,6,7에서 확인하였고, 실험에서 밝혀진 바와 같이 실험 조건에 따라 각기 다른 1/2 비례관계로부터의 이탈 현상을 관찰할 수 있었다. Case I와 II는 비교적 1/2 기울기에 근접한 결과를 보여주는 반면, Case III의 경우 상당한 1/2 비례관계로부터의 이탈 현상을 볼 수 있다. Kim 등 [8]은 순수 확산 화염과 헬륨 희석된 화염과의 비교를 통해 화염 부피의 변화에 따른 복사 열손실 효과의 차이 때문에 EINOx 스케일링이 1/2의 기울기에서 벗어난다고 하였다. 그러나, 본 연구에 사용된 복사 열손실 모델은 다소 부정확한 것으로 알려져 있으며[3], 아울러 헬륨 희석된 확산 화염을 계산하지 않았기 때문에, EINOx 스케일링의 이탈현상에 대한 복사 열손실 효과의 평가는 본 연구의 범위를 벗어나는 것으로 판단된다.

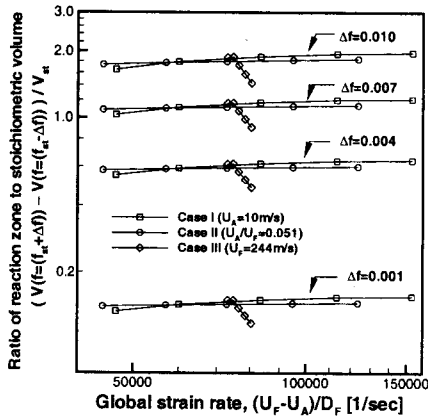


Fig. 8 The ratio of reaction zone to stoichiometric volume versus global strain rate. Note that the degree of breakdown of linear relationship is independent of the magnitude of $\Delta f = 0.001, 0.004, 0.007,$ and 0.010 .

이러한 이탈 현상의 원인에 대한 또 다른 가능성이 본 연구에서 관찰되었다. NOx 는 온도가 1800K 이상이고 당량비선 주위의 화염 반응 영역에서 대부분 생성되기 때문에, 화염 체류 시간을 화염 부피 대신 화염 반응 영역에 의해 정의하는 것이 물리적으로 타당하다. 단순 확산 화염에서는 화염 반응 영역이 화염 부피에 선형적으로 비례하는 관계로, 화염 반응 영역 대신 화염 부피로 화염 체류 시간을 정의하는 것은 문제가 안되며 EINOx 스케일링에 미치는 영향 또한 미미한 편이다. 그러나 화염 자기 상사 법칙이 어긋나는 동축 공기 확산 화염에서는 화염 부피가 화염 반응 영역에 선형적으로 비례하지 않으며, 이러한 경우 화염 부피에 의해 화염 체류 시간을 정의하는 것은 물리적으로 합당하지 않다. Fig. 8 는 식 (22) 에서 정의된 화염 반응 영역과 당량비선에 둘러 쌓인 부피(V_{st}) 사이의 비를 유동 변형률의 함수로 보여준다.

$$V_{\text{reaction zone}} = V(f = (f_{st} + \Delta f)) - V(f = (f_{st} - \Delta f)) \quad (22)$$

Case I 에서는 화염 자기 상사 법칙이 성립되지 않음에도 불구하고, Case II 와 같이 화염 부피와 화염 반응 영역 사이의 선형적 비례 관계가 비교적 만족되고 있는 반면, Case III 에서는 화염 부피가 화염 반응 영역에 더 이상 비례하지 않음이 관찰된다. 그러므로, Case III 의 경우에는 화염 부피로 화염 체류 시간을 정의하는 것이 타당하지 않으며, EINOx 스케일링의 1/2 기율기로부터의 이탈 현상의 상당 부분은 이러한 잘못된 화염 체류 시간의 정의에 기인하는 것으로 사료된다.

또한 Fig. 8 에 보여진 바와 같이 유동 변형률에 대한 화염 반응 영역과 화염 부피 사이의 비의 경향성은 Δf 의 크기에 무관한 것으로 판단된다. 이는 화염 반응 영역을 사용하여 화염 체류 시간을 정의할 때, Δf 의 크기가 EINOx 의 스케일링에 영향을 주지 않을 것임을 의미한다.

4. 결론

Presumed joint PDF 모델과 $\text{HO}_2/\text{H}_2\text{O}_2$ 를 고려한 화학 반응 모델은 단순 수소 확산 화염의 수치 해석에서 유동의 평균값과 NOx 의 절대값 및 1/2 비례 관계를 비교적 정확히 예측하였으며, 동축 공기 확산 화염의 계산에서도 실험값과 만족할만한 일치를 보여주었다.

동축 공기 확산 화염에서는 화염 길이가 동축 공기에 의해 감소하며, 유속비(U_A/U_F)의 함수로 나타남을 확인하였다. 이러한 화염 길이의 감소는 화염 반응 영역의 감소를 의미하며, 결국 NOx 를 저감시키는 결과를 가져온다. 또한 동축 공기의 속도가 증가함에 따

라 무차원화된 화염 형상의 폭이 점점 작아지므로, 화염 자기 상사 조건하에서보다 더 큰 화염 반응 영역의 감소를 얻을 수 있어 NOx의 저감효과가 증폭되는 것을 알 수 있었다.

동축 공기 확산 화염에서는 화염 자기 상사 법칙이 더 이상 성립하지 않기 때문에, EINOx 스케일링 메커니즘이 단순 확산 화염의 경우와 다르다는 것을 발견하였다. 따라서, 화염 자기 상사 법칙이 성립하지 않을 경우 화염 체류 시간을 정의함에 있어 화염 길이 대신 화염 부피를 사용하는 것이 물리적으로 더 타당하며, 화염 부피를 이용할 경우 1/2 비례관계에 더 근접한 결과를 보여 주었다.

본 연구에서 얻어진 EINOx 스케일링은 실험 결과와 만족할만한 일치를 보였고, 실험에서 관찰된 1/2 비례관계로부터의 이탈현상을 관찰할 수 있었다. 특히, Case I 과 II 에서는 1/2 기울기에 가까운 EINOx 스케일링이 관찰된 반면, Case III 의 경우 1/2 비례관계로부터의 상당한 이탈 현상을 볼 수 있었다. 동축 공기 확산 화염에서는 화염 반응 영역이 화염 부피에 비례하지 않기 때문에, 이러한 이탈 현상의 일부는 화염체류시간의 정의 방법에 기인하는 것으로 사료된다.

후기

본 연구는 1998년도 한국학술진흥재단(1998-003-E00128)의 지원금과 2000년도 두뇌한국 21 사업에 의해 연구되었습니다. 본 연구 지원에 감사 드립니다.

참고문헌

(1) R. H. Chen and J. F. Driscoll, "Nitric Oxide Levels of Jet Diffusion

- Flames", 23rd Symposium (International) on Combustion, pp. 281-288, 1990.
- (2) J. F. Driscoll, R. H. Chen and Y. Yoon, "Nitric Oxide Levels of Jet Diffusion Flames: Effects of Residence Time and Damkohler Number", *Combustion and Flame*, Vol.88, pp. 37-49, 1992.
- (3) J. Y. Chen and W. Kollmann, "PDF Modeling and Analysis of Thermal NO Formation in Turbulent Nonpremixed Hydrogen-Air Jet Flames", *Combustion and Flame*, Vol.88, pp. 397-412, 1992.
- (4) J. Y. Chen, W. C. Chang, and M. Koszykowski, "Numerical Simulation and Scaling of NOx Emissions from Turbulent Hydrogen-Air Jet Flames with Various Amounts of Helium Dilution", *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 110-111, pp. 505-529, 1995.
- (5) M. Schlatter, J. C. Ferreira, M. Flury and J. Gass, "Analysis of Turbulence-Chemistry Interaction with respect to NO Formation in Turbulent Nonpremixed Hydrogen-Air Flames", 26th Symposium (International) on Combustion, pp. 2215-2222, 1996.
- (6) J. P. H. Sanders, J. Y. Chen, and I. Gökalp, "Flamelet-Based Modeling of NO Formation in Turbulent Hydrogen Jet Diffusion Flames", *Combustion and Flame*, Vol.111, pp. 1-15, 1997.
- (7) W. J. A. Dahm and R. W. Dibble, "Coflowing Turbulent Jet Diffusion Flame Blowout", 22nd Symposium (international) on Combustion, pp.801, 1988.
- (8) S. H. Kim, Y. Yoon, And I. S. Jeung, "Nitrogen Oxides Emissions in Turbulent Hydrogen Jet Nonpremixed Flames", *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 28, 2000(Accepted).
- (9) Y. Choi and C. L. Merkle, "The Application of Preconditioning in Viscous Flows", *Journal of Computational Physics*, Vol.105, pp.

- 207-223, 1993.
- (10) J. Warnatz, U. Mass, and R. W. Dibble, *Combustion*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996.
- (11) G. Dixon-Lewis, F. A. Goldsworthy, and J. B. Greenberg, "Flame Structure and Flame Reaction Kinetics IX. Calculation of Properties of Multi-radical Premixed Flames", *Proc. R. Soc. Lond. A.*, Vol. 346, pp. 261-278, 1975.
- (12) J. J. J. Louis, "Turbulent Combustion of Coal Gas", Ph. D. Dissertation, U. of Twente, 1997.
- (13) J. Villermaux, "Micromixing Phenomena in Stirred Reactors", *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, pp. 707-768, 1986.
- (14) R. Borghi, "Turbulent Combustion Modelling", *Prog. Energy. Combust. Sci.*, Vol. 14, pp. 245-292, 1989.
- (15) R. S. Barlow and C. D. Carter, "Relationship among Nitric Oxide, Temperature, and Mixture Fraction in Hydrogen Jet Flames", *Combustion and Flame*, Vol. 104, pp. 288-299, 1996.