

층류 프로판 동축류 제트에서 부상화염의 특성에 관한 실험적 연구

이종수* · 원상희* · 진성호* · 정석호**†

Experimental Study on the Characteristics of Lifted Flames in Laminar Coflow Jets of Propane

J. Lee, S. H. Won, S. H. Jin and S. H. Chung

ABSTRACT

Characteristics of lifted flames in axisymmetric laminar coflow jets have been investigated experimentally. Approximate solutions for velocity and concentration accounting virtual origins have been proposed for coflow jets to analyze the behavior of liftoff height. From the measurement of Rayleigh intensity for probing the concentration field of propane, the validity of the approximate solutions was substantiated. From the images of OH PLIF and CH chemiluminescence and the Rayleigh concentration measurement, it has been shown that the positions of maximum luminosity in direct photography coincide with the tribrachial points, which were located along the stoichiometric contour. The liftoff height in coflow jets was found to increase highly nonlinearly with jet velocity and was sensitive to coflow velocity.

Key Words : Lifted flame(부상화염), Liftoff height(부상높이), Tribrachial flame(삼지화염), Coflow (동축류)

1. 서 론

화염 안정화 원인을 규명하기 위해 층류제트에서 부상화염에 대한 연구가 활발히 진행되어 왔다. 부상화염의 선단은 희박, 과농 예혼합화염 및 확산화염이 동시에 존재하는 삼지화염(tribrachial flame)의 구조를 가진다. 예혼합화염의 존재로 인하여 삼지화염은 전파의 특성을 가지게 되고, 전파속도와 유동속도가 균형을 이룸으로써, 부상화염이 안정적으로 존재할 수 있다. 이와 같이 속도의 균형이 안정화의 원인이라는 사실로부터, 자유제트(free jet)에서 제트속도와 노즐 직경에 따라 비선형적으로 변화하는 부상높이에 대하여 해석이 수행 되었으며[1,2], 공기와 질소 화석이 부상화염에 미치는 영향에 대하여도 연구되었다[3,4].

동축류 제트의 경우, 자유제트의 경우보다 실험적으로 안정적인 화염을 얻을 수 있으며, 수치 해석적으로도 경계조건을 쉽게 설정할 수 있는 이점이 있어, 동축류 제트에서의 부상화염에 대한 연구가 최근에 많이 진행되고 있다. 동축류 제트에서 부상화염 선단의 삼지화염 상세구조에 대한 연구가 발표되었으며[5,6], 부력에 의한 부상화염의 진동에 관한 결과도 발표되었다[7-9].

자유제트에서는 속도와 농도에 대한 상사해가 존재하기 때문에, 이 상사해를 이용하여 부상화염의 거동에 대한 예측이 가능하였으나, 동축류 제트에서는 상사해가 존재하지 않기 때문에 부상높이에 대한 예측이 어렵다. 본 연구에서는 연료제트와 동축류 공기와의 밀도차를 고려하여 동축류 제트에서 속도와 농도에 대한 근사해를 유도하고, 이 근사해를 이용하여 동축류 제트에서의 부상높이 변화 특성을 해석하고자 한다. 난류 동축류제트에서 제트속도와 동축류 속도차로 정의되는 상대속도가 상사성을 가진다는 실험 결과[10]를 근거로 동축류 제트에서의 근사해를 유도하였으며, Rayleigh 산란법을 이용하여 연료농도를 측정함으로써 근사해를 검증하였다.

자유제트에서는 속도와 농도에 대한 상사해가 존재하기 때문에, 이 상사해를 이용하여 부상화염의 거동에 대한 예측이 가능하였으나, 동축류 제트에서는 상사해가 존재하지 않기 때문에 부상높이에 대한 예측이 어렵다. 본 연구에서는 연료제트와 동축류 공기와의 밀도차를 고려하여 동축류 제트에서 속도와 농도에 대한 근사해를 유도하고, 이 근사해를 이용하여 동축류 제트에서의 부상높이 변화 특성을 해석하고자 한다. 난류 동축류제트에서 제트속도와 동축류 속도차로 정의되는 상대속도가 상사성을 가진다는 실험 결과[10]를 근거로 동축류 제트에서의 근사해를 유도하였으며, Rayleigh 산란법을 이용하여 연료농도를 측정함으로써 근사해를 검증하였다.

* 서울대학교 대학원 기계항공공학부

** 서울대학교 기계항공공학부

† 연락처, shchung@snu.ac.kr

기 호 설 명

C : Rayleigh 산란강도 관련 상수	u : 축방향 속도
D : 확산계수	u_0 : 제트 속도 [m/s]
d : 노즐 직경 [mm]	V_{CO} : 동축류 속도 [cm/s]
H_L : 부상높이 [cm]	X : 화학종의 몰분율
I : Rayleigh 산란강도, 연료질량유속	$X_{v,F}$: 무차원 축방향거리 ($= (x/d)/Re$)
J : 축방향 운동량	X_v : 속도 가상원점
n : 산란화학종의 수밀도	$X_{v,F}$: 농도 가상원점
r : 반경방향거리	x : 축방향거리
q : 속도비 ($=V_{CO}/u_{m0}$)	Y : 화학종의 질량분율
R : 무차원 반경 ($= r/r_0$)	η : 상사변수
Re : Reynolds 수	ν : 동점성 계수 [m^2/s]
Sc : Schmidt 수	ρ : 밀도 [kg/m^3]
S : 화염 전파속도 [m/s]	σ : Rayleigh 산란 단면적
상첨자	L : 층류
	m : 중심축
* : 부상화염 위치	out : 제트 완전 발달구간(developed region)
하첨자	st : 당량비
	tri : 삼지화염
F : 연료	0 : 노즐 입구
in : 제트 발달구간(developing region)	∞ : 대기 조건

2. 실험

실험장치는 동축류 버너와 유량 제어장치, 농도 측정장치 및 가시화 장치로 구성되어 있다. 동축류 버너의 중앙에 위치한 노즐은 직경 $d = 0.254$ mm 이고, 노즐 출구에서 유동의 완전 발달이 가능하도록 길이를 10 cm 로 하였으며, 동축류 공기는 내경 152 mm 인 동축 노즐을 통해 공급하였다. 동축노즐은 공급되는 공기가 유리구슬과 Ceramic Honeycomb 을 거쳐 출구에서 균일한 속도가 되도록 만들었다.

연료 농도를 측정하기 위한 Rayleigh 산란 실험에는, 펄스폭이 10 ns 이고 최대출력이 450 mJ인 532nm 파장의 Nd:YAG 레이저 (Continuum, PL8000)를 사용하였다. f 50, f 300, f 1000 mm 원통형 렌즈를 사용하여 폭 50 mm 의 평면광을 만들었으며, 레이저 선 간섭 필터 (laser line interference filter, 5 nm FWHM)을 장착한 ICCD 카메라 (Princeton Instrument, ICCD-MAX)를 이용하여 Rayleigh 산란 신호를 포착하였다. 실험장치 표면에서 발생하는 표면산란의 영향을 최소화하기 위하여, 제트와 동축류 노즐을 통해, Rayleigh 산란 단면적이 공기의 1.36% 인 헬륨을 분사하고 Rayleigh 산란 신호를 측정하여 연료농도 신호를 보상하였다.

혼합기의 Rayleigh 산란 강도 I_{mix} 는 사용한 레이저의 강도 I_0 , 산란되는 화학종의 수밀도 n , 연료 몰분율 $X_{C_3H_8}$ 및 프로판 및 공기의 Rayleigh 산란 단면적 $\sigma_{C_3H_8}$, σ_{air} 에 의해 결정된다[11].

$$I_{mix} = CI_0 n [X_{C_3H_8} \sigma_{C_3H_8} + (1 - X_{C_3H_8}) \sigma_{air}] \quad (1)$$

C 는 시스템 관련 상수이다. 따라서, 연료의 몰분율은 다음과 같다.

$$X_{C_3H_8} = \left[\frac{I_{mix}}{I_{air}} - 1 \right] / \left[\frac{\sigma_{C_3H_8}}{\sigma_{air}} - 1 \right] \quad (2)$$

Nd:YAG 레이저 (Continuum, PL8000), Dye 레이저 (Continuum, ND6000) 및 ICCD 카메라로 구성된 평면 레이저 유도형광 (planar laser induced fluorescence, PLIF) 장치를 사용하여, 282.95 nm 의 여기파장으로 $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi(1,0)$ 밴드의 $Q_1(6)$ 전이를 이용하여 OH 라디칼을 가시화하였다. OH 신호의 국부적인 포화를 방지하기 위하여 펄스 에너지를 7 mJ/p 로 조정하였으며, 레이저광과 직각되는 위치에서 UG-11 및 WG-305 필터를 장착한 ICCD 카메라로 형광신

호를 측정하였다. CH 자발광(CH*)은 430 nm (10 nm FWHM)의 필터를 장착한 ICCD 카메라로 측정하였으며, 직접사진도 ICCD 카메라로 촬영하였다.

3. 결과 및 분석

3.1 부상높이

직경 $d = 0.254$ mm 인 노즐에서 순수 연료만을 분사시킬 때, 여러 가지 동축류 속도 V_{CO} 에서 제트속도 u_0 에 따른 부상높이 H_L 의 변화를 Fig. 1에 나타내었다. 일정한 동축류 속도에서 제트 속도를 증가시키에 따라 화염은 노즐로부터 부상하게 되고, 부상높이가 비선형적으로 증가하다가 결국 화염날림이 발생된다. 동축류 속도에 따라 부상높이의 절대값이 커지는 것을 제외하고는 동축류 유무에 관계없이 부상높이 변화의 정성적인 특성은 동일하다.

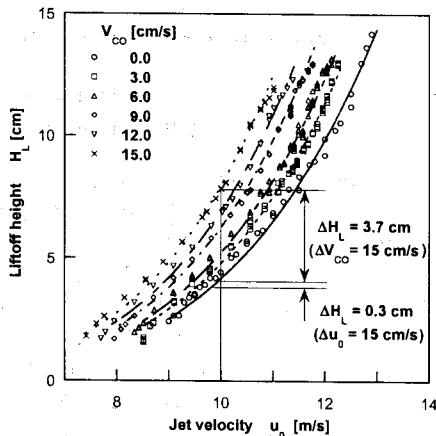


Fig. 1 Liftoff height variation with jet velocity at various coflow velocities

자유제트에서 부상높이에 대한 기존의 연구에서 예측된 제트속도 및 노즐 직경에 따른 부상높이의 관계는 $H_L/d^2 \sim u_0^{(2Sc-1)/(Sc-1)}$ 과 같으며, 프로판의 부상높이에 대한 실험결과를 곡선 맞춤하여 프로판의 Schmidt 수 $Sc = 1.366$ 을 얻었다 [1]. 동축류 제트에서 부상높이에 대한 실험결과도 동일한 관계식을 이용하여 곡선 맞춤(실선 및 점선)이 되는 것을 Fig. 1에서 알 수 있다.

Fig. 1에서 동축류 속도에 따른 부상높이의 변화를 살펴보면, $u_0 = 10$ m/s 인 경우, 동축류 속도 V_{CO} 가 0 에서 15 cm/s 로 증가하면, 부상높이는 3.7 cm 가 높아지게 된다. 반면에 제트속도가 10 에서 10.15 m/s 로 변화하는 경우 부상

높이의 변화는 미미한 것을 알 수 있다. 즉, 동축류 속도변화가 부상높이 변화에 미치는 영향이 훨씬 큼을 보여주고 있는 것이다. 부상높이 변화가 동축류 속도변화에 민감한 이유에 대해서는 3.5 절에서 논의할 것이다.

3.2 속도 및 농도장

동축류가 부상높이에 미치는 영향에 대하여 알아보기 위해서는, 먼저 속도 및 농도장에 대한 정보를 알아야만 한다. 그렇지만 동축류 제트에서는 상사해가 존재하지 않고, 또한 제트에서 분사되는 연료와 동축류 공기와의 밀도 차이까지 고려한 해는 구할 수 없다.

자유제트에서 속도 및 농도에 대한 상사해를 이용하여 제트속도, 노즐 직경 및 연료 희석에 따른 부상높이의 실험 결과를 예측하였다. 제트와 주변 공기와의 밀도차가 없는 경우에만 상사해가 성립한다는 사실을 고려할 때, 기존의 연구결과와는 제트와 주변 공기와의 밀도가 다른 경우에도 속도 및 농도장은 상사성을 가지고 있을 것이라는 추론을 가능하게 한다. 또한, 난류 동축류 제트에서의 실험결과를 보면, 제트와 동축류 속도와의 차이로 정의되는 상대속도 $(u - V_{CO})$ 가 상사성을 가지고 있음을 알 수 있다 [10]. 이와 같은 결과들이 충류 동축류 제트에서도 성립한다면, 동축류 제트에서의 부상높이를 예측할 수 있는 근사해를 구할 수 있을 것으로 기대된다. 따라서, 자유제트에서의 상사해와 유사하게 동축류에서의 근사해를 구해보기로 한다.

충류 비반응 자유제트에서 속도 및 농도에 대한 상사해는 다음과 같다[1,3].

$$u = \frac{3}{8\pi\nu x} \frac{J}{\rho} \frac{1}{(1+\eta^2/8)^2}$$

$$Y_F = \frac{3}{8\pi\nu x} \frac{I}{\rho} \frac{1}{(1+\eta^2/8)^{2Sc}} \quad (3)$$

u 는 축방향유동속도, r, x 는 각각 반경방향 및 축방향 거리를 나타내며, J 는 $(\pi\rho u_0^2 d^2/12)$ 로 정의되는 축방향 운동량이며, I 는 연료 질량 유속으로 $(\pi\rho u_0 d^2/4)$ 와 같다. ρ 는 밀도, ν 는 동점성계수, $\eta = \sqrt{1/32}(u_{m,0}d/\nu)(r/x)$ 로 정의되는 상사변수이고, $Sc = \nu/D_F$ 로 정의되는 Schmidt 수이며, D_F 는 연료의 물질확산계수, 하첨자 m 과 0 는 각각 주어진 x 에 대한 최대값 및 노즐 출구조건을 의미한다.

난류 동축류 제트의 실험결과[10]와 유사하게, 상대속도 $(u - V_{CO})$ 는 상사성을 가지며, $(u_0 - V_{CO}) \gg V_{CO}$ 인 강한 제트(strong jet)의 경

우 ($u_m - V_{CO}$) 는 $1/x$ 에 비례한다고 가정한다. 그리고, 분사되는 연료와 동축류와의 밀도차를 고려하기 위하여, 축방향 운동량과 연료 질량유속은 연료의 밀도 ρ_F 로 나타내면, 동축류 제트에서 속도와 농도에 대한 근사해는 다음과 같다.

$$(u - V_{CO}) = \frac{3}{8\pi\nu_{\infty}x} \frac{I}{\rho_{\infty}} \frac{1}{(1 + \eta^2/8)^2}$$

$$Y_F = \frac{3}{8\pi\nu_{\infty}x} \frac{I}{\rho_{\infty}} \frac{1}{(1 + \eta^2/8)^{2Sc}} \quad (4)$$

하첨자 ∞ 는 주변 대기 조건을 의미하며, 상사변수 η 와 축방향 운동량 J 및 연료 질량유속 I 는 다음과 같다.

$$\eta = \sqrt{\frac{(u_m - V_{CO})x}{\nu} \frac{r}{x}}$$

$$J = \int_0^{r_0} u(\rho_F u - \rho_{\infty} V_{CO}) 2\pi r dr \quad (5)$$

$$I = \int_0^{r_0} \rho_F u Y_{F,0} 2\pi r dr = \int_0^{r_0} \rho_F u 2\pi r dr$$

노즐 출구에서 완전 발달된 Poiseuille 유동에 대하여, $u_{m,0}$ 를 기준으로 정의한 $Re = u_{m,0}d/\nu_{\infty}$ 를 이용하여 무차원 축방향 거리 $X = (x/d)/Re$, 무차원 반경방향 거리 $R = r/r_0$ 및 속도, 농도에 대한 가상원점 X_{ν} , $X_{\nu,F}$ 를 도입하면, 동축류 제트에서 속도 및 농도에 대한 근사해는 다음과 같이 나타내어 진다.

$$\frac{u - V_{CO}}{u_{m,0} - V_{CO}} = \frac{\rho_F}{\rho_{\infty}} \frac{\left(1 - \frac{3}{2} \frac{\rho_{\infty}}{\rho_F} q\right)}{1 - q} \frac{1}{32(X + X_{\nu})}$$

$$\times \frac{1}{\left\{1 + \frac{\rho_F}{\rho_{\infty}} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\rho_{\infty}}{\rho_F} q\right) \left(\frac{1}{32} \frac{R}{X + X_{\nu}}\right)\right\}^2}$$

$$Y_F = \frac{\rho_F}{\rho_{\infty}} \frac{1}{32(X + X_{\nu})} \times$$

$$\frac{1}{\left\{1 + \frac{\rho_F}{\rho_{\infty}} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\rho_{\infty}}{\rho_F} q\right) \left(\frac{1}{32} \frac{R}{X + X_{\nu,F}}\right)\right\}^{2Sc}} \quad (6)$$

$q = V_{CO}/u_{m,0}$ 이다.

상사해에 가상원점을 도입하는 기존의 연구에서는, 노즐 근처의 제트 발달구간(developing region)에서는 반경방향의 확산이 우세하고, 제트에 의한 유입(entrainment)은 작다는 가정하여

가상원점의 위치를 계산하였다[13-15]. 동축류 제트에서 가상원점을 구하기 위해 이와 동일한 방법을 사용하였다[부록 식 (A15)]. 이와 같이 구한 가상원점을 이용하여 $Sc = 1.366$ 인 프로판에 대하여 무차원 이론당량비 궤적 R_{st} 와 이론당량비 선을 따르는 무차원 속도 $U_{st} = u_{st}/u_{m,0}$ 를 Fig. 2에 나타내었다.

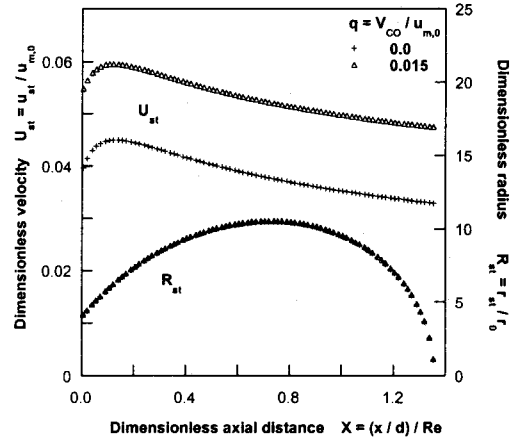


Fig. 2 Profiles of stoichiometric contour and axial velocity along the contour

이론당량비 궤적을 따르는 축방향 속도는 노즐 근처에서 증가하다가 특정한 축방향 거리에서 최대값을 가진 후, 축방향 거리가 증가할수록 점차로 감소하는 경향을 보이고 있으며, 이 결과는 동축류 유무에 관계없이 정성적으로 유사하나, 정량적인 크기는 동축류 속도에 따라 크게 변화한다. 예를 들어, $q = 0.015$ 인 경우 축방향 속도 u_{st} 는 $q = 0$ 인 경우에 비해 30% 가량 크다. 반면에, 이론당량비 궤적 R_{st} 는 동축류 유무에 관계없이 거의 일정하다.

3.3 농도 측정

연료 노즐의 크기가 0 (0.1 mm) 로 매우 작고, 이로 인해 연료의 유량도 작아지게 되고, 동축류 속도도 매우 작기 때문에 속도 측정을 위한 입자를 공급하기 곤란하므로, 근사해를 실험적으로 검증하는 것은 상당히 어렵다. 속도장의 상사성은 기존의 연구 [10] 에서 검증된 바 있으므로, 본 연구에서는 연료의 농도를 측정함으로써 근사해를 검증했다.

비반응 유동장 (a) 및 부상화염이 존재하는 경우 (b) 에 측정된 Rayleigh 신호를 Fig. 3에 나타내었다. OH PLIF 영상 및 Abel 변환된 CH 자발광과 Rayleigh 신호를 중첩하여 Fig. 3(b) 에 나타내었으며, 이는 3.4 절에서 삼중점의 위치

를 결정하는 방법을 논의하면서 설명할 것이다.

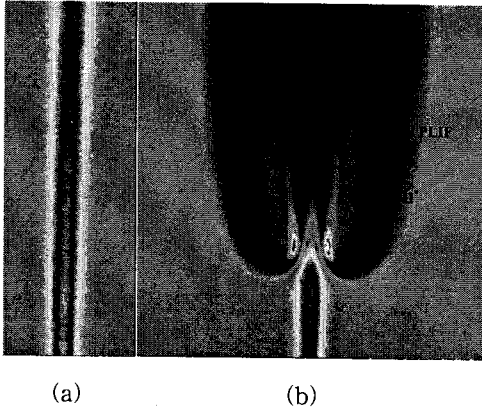


Fig. 3 Images of (a) Rayleigh intensity for cold flow and (b) Rayleigh intensity, OH PLIF and CH* for lifted flame ($u_0 = 9.0$ m/s, $V_{CO} = 4$ cm/s)

제트를 프로판과 공기의 혼합물로 가정하여, Rayleigh 산란 신호로부터 프로판의 질량분율을 계산하였다. $V_{CO} = 4.0$ cm/s 일 때 $X = 0.52$ ($u_0 = 9.0, 9.5$ m/s 일 때 각각 $x = 3.8, 4.0$ cm) 와 $X = 0.67$ ($u_0 = 9.0, 9.5$ m/s 일 때 각각 $x = 4.9, 5.2$ cm) 인 경우, 프로판 농도의 반경방향 분포와 식 (6)을 이용하여 예측한 농도 분포를 Fig. 4 에 나타내었는데, 실험결과와 예측이 10% 의 오차범위에서 잘 맞고 있는 것을 볼 수 있다. 또한, $Sc = 1.0$ ($X = 0.67$)인 경우는 $Sc = 1.366$ 인 프로판에 비해서 물질 확산이 활발함을 볼 수 있다.

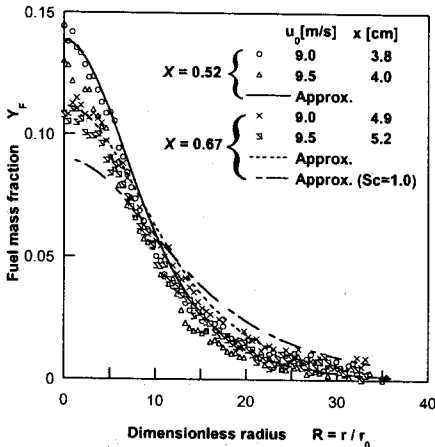


Fig. 4 Radial profile of fuel mass fraction with dimensionless radius for $V_{CO} = 4.0$ cm/s

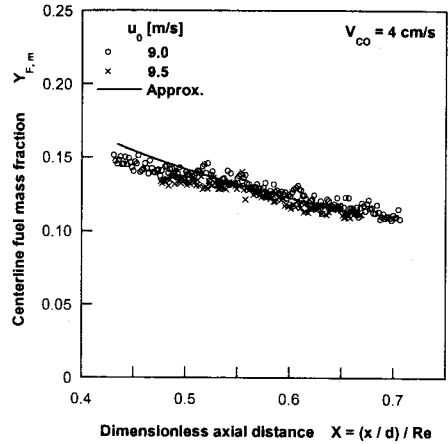


Fig. 5 Fuel mass fraction along the centerline with dimensionless axial distance

$u_0 = 9.0, 9.5$ m/s 일 때, 중심축을 따른 프로판의 질량분율을 Fig. 5에 나타내었는데, 근사적으로 예측한 결과가 실험결과와 잘 맞고 있음을 볼 수 있다. 노즐 근처에서의 표면 산란에 의한 잡음 때문에 $X < 0.42$ ($x \approx 3.0$ cm) 에서의 산란 신호는 나타나지 않았다.

실험결과와 근사해의 예측의 비교로부터 근사해가 동축류 제트의 특성을 분석하는데 사용할 수 있음을 알 수 있다.

3.4 삼중점의 위치

삼지화염은 삼중점을 중심으로 양측에 날개모양의 과농, 희박 예혼합화염과 삼중점 뒤쪽으로 확산화염이 존재하는 형태를 가진다. 이러한 세가지 형태의 화염이 동시에 존재하기 때문에, 삼중점은 이론당량비 궤적에 위치하여야만 한다. 메탄 자유제트에서 전파하는 삼지화염의 실험에서 삼중점은 비반응 유동장의 이론당량비 궤적을 따라 간다는 것이 보고되었다[18]. 이 실험에서와 같이 상대적으로 빠른 속도로 전파하는 삼지화염에서는 기연가스의 팽창과 이에 따른 부력의 효과가 화염 전면의 유동장에 미치는 영향이 크지 않을 것으로 예측된다.

하지만, 정지 부상화염의 경우는 화염 전면의 유동장이 비반응 유동장과는 다르게 될 충분한 시간적 여유가 있기 때문에, 기연가스의 팽창과 부력의 효과가 화염 전면의 농도장에 영향을 줄 가능성이 충분히 있다. 따라서, 정지 부상화염의 경우에 대해서 비반응 농도장과 삼중점의 위치의 관계에 대하여 확인해 볼 필요가 있다. 또한, 만약 삼중점이 비반응 유동장의 이론당량비 궤적을 따라간다면, 삼중점의 위치로부터 이론당량비 궤적을 구할 수 있게 되므로, 미지의 유동장에 대

하여 삼중점의 궤적을 실험적으로 측정하면, 이론당량비 궤적을 구할 수 있는 이점이 있다.

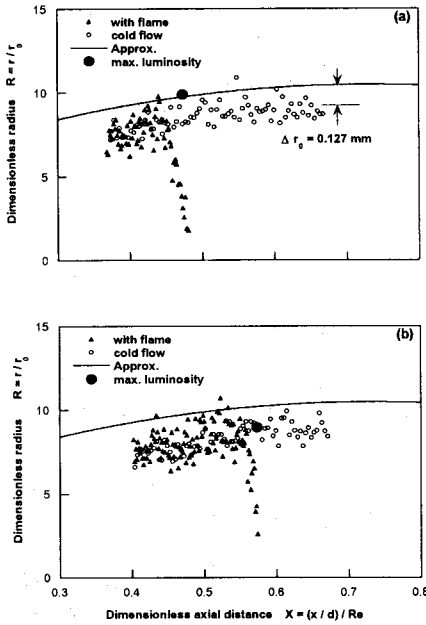


Fig. 6 Stoichiometric contour from measurements and maximum luminosity from direct photography for $V_{CO} = 4$ cm/s, (a) $u_0 = 9.0$ m/s and (b) 9.5 m/s

삼지화염에서 OH 신호는 확산화염을 따라 강하게 나타나고, CH 자발광은 예혼합화염에서 강하게 나타난다[7]. OH PLIF, CH* 및 Rayleigh 강도를 중첩시킨 Fig. 2b로부터 CH* 강도가 최대가 되는 점에서 확산화염이 시작되는 것을 분명하게 알 수 있다. 즉, 삼중점에서 CH* 강도가 최대가 되는 것이다. Rayleigh 신호가 급격하게 감소하는 부분은, 예혼합화염 예열지역에서의 가스 팽창으로 인하여 Rayleigh 산란 단면적이 감소하기 때문에 발생하는 것이다.

이를 보다 확실하게 검증하기 위하여, Rayleigh 산란 신호를 이용하여 측정된 이론당량비 궤적(실선)과 부상화염에서 직접 사진에서 강도가 최대가 되는 점을 Fig. 6에 나타내었다. 직접사진의 강도를 나타낸 이유는 직접 사진 강도와 CH*의 강도가 일치하기 때문이다.

이 결과로부터, 부상화염 전면의 농도장은 비반응 유동장의 경우와 거의 동일하며, 정지 부상화염의 경우에도 가스 팽창과 부력이 화염 전면의 유동장에 미치는 영향이 미미함을 알 수 있다. 이 결과는 비반응 유동장의 제트 이론을 적용하였던 기존의 연구들[1-4]이 층류 제트에서 부상화염에 대한 성공적인 해석을 수행할 수 있

었던 근거가 된다.

또한, 직접사진의 최대강도가 되는 점이 삼중점임을 알 수 있으며, 삼중점은 비반응 유동장의 이론당량비 궤적에 위치함을 알 수 있다. 따라서, 부상화염의 직접사진에서 강도가 최대가 되는 점을 실험적으로 구함으로써 비반응 유동장의 이론당량비 궤적을 구할 수 있다.

그리고, 근사해로부터 예측한 결과가 실험과 잘 맞고 있음을 보여주고 있다. 실험결과와 예측값과의 차이는 측정오차 범위인 $\Delta r_0 = 0.127$ mm 정도이다.

3.5 동축류 제트에서 부상높이의 예측

Rayleigh 측정으로부터 검증한 근사해와 삼중점이 비반응 유동장의 이론당량비 궤적을 따른다는 실험결과를 이용하여 동축류 제트에서의 부상높이에 대한 분석을 수행하였다. 삼중점은 예혼합화염의 성질을 가지고 있으므로, 전파하는 특성을 지닌다. 따라서, 이론당량비 궤적을 따르는 유속과 삼지화염의 전파속도 S_{m1} 가 균형을 이루는 위치에 부상화염이 존재하게 된다.

삼지화염의 전파속도를 알고 있다면, 실험적으로 측정된 부상높이를 추방향 속도와 삼지화염의 전파속도와의 균형으로부터 예측할 수 있다. 최근에 미소중력장에서 연료 질량분을 구배에 대한 프로판 삼지화염의 전파속도에 대한 실험결과가 $S_{m1}/S_{L,st}^0 = 0.00286 [dY_F/dR]_{st} + 0.00305$ ⁻¹ + 1.35 과 같이 발표된 바 있다[19]. 여기서, $S_{L,st}^0 = 0.44$ m/s[20]인 프로판의 층류화염 연소속도이다. 이 관계식을 이용하여, 식 (6)으로부터 부상높이를 계산할 수 있다.

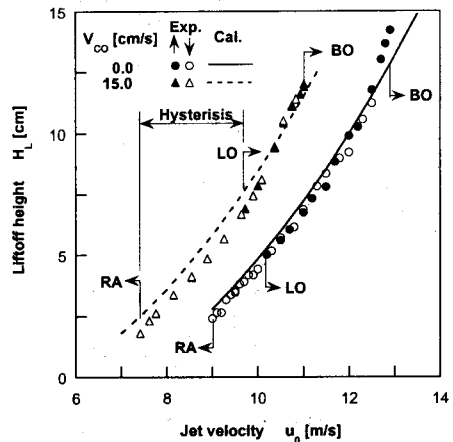


Fig. 7 Comparison of lift-off height with jet velocity between experiment and prediction

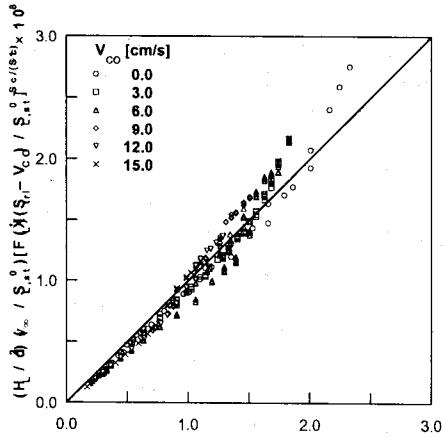


Fig. 8 Correlation of liftoff height with jet velocity and coflow velocity with the units in [m, s]

부상높이에 대한 실험결과와 속도의 균형으로부터 예측한 결과를 Fig. 7에 나타내었는데, 예측 결과가 잘 맞고 있음을 보여준다. 그림에서 상향 화살표와 하향 화살표는 각각 제트 속도를 증가 혹은 감소시키면서 실험을 수행했음을 의미한다. 이 결과로부터 근사해가 동축류 제트에서 부상화염의 특성을 분석하는데 적합하다는 것을 알 수 있다.

제트속도, 동축류 속도와 부상높이와의 관계는 식 (6)으로부터 유도할 수 있으며, 무차원화된 화염 위치는 다음과 같다.

$$X_L^* [(u_L^* - V_{CO}) F(X_L^*)]^{Sc/(Sc-1)} = \left(u_{m,0} - \frac{3}{2} \frac{\rho_F}{\rho_\infty} V_{CO} \right)^{Sc/(Sc-1)} \quad (7)$$

where

$$F(X_L^*) = \frac{\rho_\infty}{\rho_F} \frac{32(X_L^* + X_{v,F})}{X_L^{*(Sc-1)/Sc}} \left[1 + \left(\frac{X_L^* + X_{v,F}}{X_L^* + X_v} \right)^2 \times \left(\left(\frac{\rho_F}{\rho_\infty} \frac{2Sc+1}{64} \frac{1}{X_L^* + X_{v,F}} \frac{1}{Y_{F,st}} \right)^{1/2Sc} - 1 \right) \right]^2$$

상첨자 * 는 화염위치를 의미하며, $H_L = x_L^*$ 이고, $u_L^* = S_m$ 이다.

$u_{m,0} \gg V_{CO}$ 인 강한 제트의 경우,

$$\frac{H_L}{d^2} \frac{\nu_\infty}{S_{L,st}^0} \left(F(X_L^*) \frac{S_m - V_{CO}}{S_{L,st}^0} \right)^{Sc/(Sc-1)} = \left[\frac{u_{m,0} - (3/2)(\rho_F/\rho_\infty)V_{CO}}{S_{L,st}^0} \right]^{Sc/(Sc-1)} \left(\frac{u_{m,0}}{S_{L,st}^0} \right)$$

$$\approx \left(\frac{u_{m,0}}{S_{L,st}^0} \right)^{(2Sc-1)/(Sc-1)} \quad (8)$$

Fig 8에서 볼 수 있는 바와 같이 식 (8)의 좌변과 우변은 회귀계수 $R = 0.979$ 인 직선으로 나타내어진다. 제트속도가 부상높이에 미치는 영향은 $u_{m,0}^{(2Sc-1)/(Sc-1)}$ 의 향으로 표현되며, 이는 Fig. 1에 나타낸 바 있다. 동축류 속도가 부상높이에 미치는 영향은 두 개의 향으로 나누어지는데, 첫 번째로 $(S_m - V_{CO})^{Sc/(Sc-1)}$ 향이고, 두 번째는 동축류 속도가 가상원점의 위치에 영향을 미쳐 유동속도 $F(X_L^*)$ 가 변하는데 따른 부상높이 변화이다. $q \ll 1$ 인 강한 제트의 경우, 부록식 (A15)에서 알 수 있듯이 $F(X_L^*)$ 에 동축류 속도가 미치는 영향은 미미하므로, 동축류 속도 변화가 부상높이 변화에 미치는 영향은 $(S_m - V_{CO})^{Sc/(Sc-1)}$ 에 의해 결정된다.

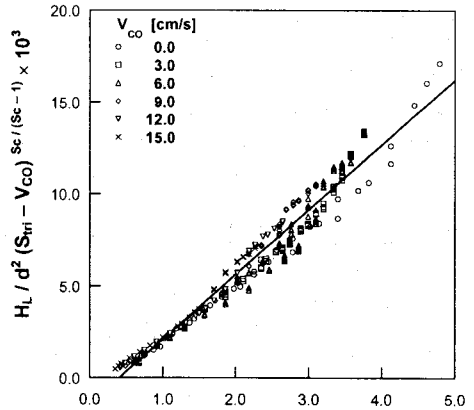


Fig. 9 Correlation of liftoff height with jet velocity and coflow velocity without considering virtual origins with the units in [m, s]

정지 부상화염은 노즐로부터 최소한 1.5 cm 이상 떨어져서 위치하게 되는데, 이 거리는 노즐 직경의 약 60 배 정도이다. 이와 같이 노즐에서 멀리 떨어진 곳 (far field)에서 이론당량비 계적을 따르는 축방향 속도도, 가상원점의 유무와 관계없이 정성적으로 동일하게 된다. 따라서, 동축류 속도에 따른 부상높이 변화의 정성적 특성은 가상원점 유무에 관계없이 유사하게 된다. 이러한 사실을 확인하기 위하여, $X_v = X_{v,F} = 0$ 으로 가정하고 제트속도와 동축류 속도에 따른 부상높이 변화에 대하여 분석하였다. 이 경우 $F(X_L^*) = \text{const.}$ 이므로 부상높이의 관계식은 다음과 같다.

$$\frac{H_L}{d^2} (S_{m_i} - V_{CO})^{Sc/(Sc-1)} = \text{const} \times u_{m,0}^{(2Sc-1)/(Sc-1)} \quad (9)$$

Fig 9에서 알 수 있듯이 부상높이에 대한 실험 결과를 식(9)에 따라 계산한 결과는 $R = 0.982$ 인 직선으로 나타난다. 가상원점을 고려하지 않았기 때문에, 상기 직선이 원점을 통과하지 않고 있다.

수치를 사용해서 계산해보면, $0.7 \leq S_{m_i} \leq 0.85$ m/s [19], $0 \leq V_{CO} \leq 15$ cm/s 이고, $7 < u_0 < 13$ m/s 이므로, $(S_{m_i} - V_{CO})$ 는 20% 까지 변화할 수 있고, 더군다나 $Sc/(Sc-1) = 3.7322$ 의 지수로 인해, 그 효과가 증폭되게 된다. 따라서, Fig. 1에서 볼 수 있는바와 같이 부상높이는 동축류 속도 변화에 매우 민감하게 변화하게 되는 것이다.

4. 결론

축대칭 층류 프로판 동축류 제트에서 부상화염의 특성에 대한 실험적 연구를 수행하였다. 부상화염의 거동을 분석하기 위하여, 연료와 주변 공기와의 밀도차를 고려하고, 가상원점을 도입한 근사해를 유도하였으며, Rayleigh 산란법을 이용한 연료 농도측정을 통하여 근사해를 검증하였다.

OH PLIF, CH 자발광 및 직접 사진을 이용하여, 삼중점의 위치에서 직접사진의 강도가 최대가 된다는 사실을 알 수 있었다. 그리고, Rayleigh 산란법을 이용한 연료 농도 측정 결과로부터 삼중점이 비반응 유동장의 이론당량비 궤적에 위치한다는 것을 보였다.

동축류 제트에서의 부상높이 변화에 제트속도가 미치는 영향은 $u_0^{(2Sc-1)/(Sc-1)}$ 향으로 나타나고, 동축류 속도의 영향은 $(S_{m_i} - V_{CO})^{Sc/(Sc-1)}$ 향으로 나타나며, 동축류 속도의 영향이 더 큼을 알 수 있었다.

후 기

본 연구는 CERC 의 지원으로 이루어 졌으며, 원상희와 진성호는 기계분야 BK-21 사업의 지원을 받았기에 이에 감사 드립니다.

참고문헌

[1] Chung, S. H. and Lee, B. J., "On the Characteristics of Laminar Lifted Flames in a Nonpremixed Jet," *Combust. Flame*, Vol. 86,

1991, pp. 62-72.

[2] Lee, B. J. and Chung, S. H., "Stabilization of Lifted Tribrachial Flames in a Laminar Nonpremixed Jet," *Combust. Flame*, Vol. 109, 1997, pp. 163-182.

[3] Lee, B. J. Cha, M. S., and Chung, S. H., "Characteristics of Laminar Lifted Flames in a Partially Premixed Jet," *Combust Sci. Technol.*, Vol. 127, 1997, pp. 55-70.

[4] Lee, B. J. Kim, J. S., and Chung, S. H., "Effect of Dilution on the Liftoff of Non-Premixed Jet Flames," *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 25, 1994, pp. 1175-1181.

[5] Plessing, T., Terhoeven, P., Peters, N. and Mansour, M. S., "An Experimental and Numerical Study of a Laminar Triple Flame," *Combust. Flame*, Vol. 115, 1995, pp. 335-353.

[6] Smooke, M. D., Ern, A., Tanoff, M. A., Valdati, B. A., Mohammed, R. K., Marran, D. F. and Long, M. B., "Computational and Experimental Study of NO in an Axisymmetric Laminar Diffusion Flame," *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 26, 1996, pp. 2161-2170.

[7] Won, S. H., Chung, S. H., Cha, M. S. and Lee, B. J., "Lifted Flame Stabilization in Developing and Developed Regions of Coflow Jets for Highly Diluted Propane," *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 28, 2000, pp. 2093-2099.

[8] Won, S. H., Kim, J., Shin, M. K., Chung, S. H., Fujita, O., Mori, T., Choi, J. H. and Ito, K., "Normal and Micro Gravity Experiment of Oscillating Lifted Flames in Coflow," *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 29, 2002.

[9] Kim, J., Won, S. H., Shin, M. K. and Chung, S. H., "Numerical Simulation of Oscillating Lifted Flames in Coflow Jets with Highly Diluted Propane," *Proc. Combust. Inst.*, Vol. 29, 2002.

[10] Rajaratnam, N., "Turbulent Jets," *Elsevier Scientific Publishing Company*, 1976.

[11] Eckbreth, A. C., "Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species," 2nd ed., *Gordon and Breach Publishers*, 1996.

[12] Rankin, G. W., Sridhar, K., Arulraja, M., and Kumar, K. R., "An Experimental Investigation of Laminar Axisymmetric Submerged Jets," *J. Fluid Mech.*, Vol. 133, 1983, pp. 217-231.

[13] Rankin, G. W. and Sridhar, K., "Developing Region of Laminar Jets with Uniform Exit Velocity Profiles," *J. Fluids*

Engineering / Trans., ASME, Vol. 100, 1978, pp. 55-59.

[14] Lee, D. S., Kihm, K. D. and Chung, S. H., "Analytic Solutions for the Developing Jet from a Fully-Developed Laminar Tube Flow," *J. Fluids Engineering / Trans.*, ASME, Vol. 119, 1997, pp. 716-718.

[15] Lee, J. and Chung, S. H., "Characteristics of Reattachment and Blowout of Laminar Lifted Flames in Partially Premixed Propane Jets," *Combust. Flame*, Vol. 127, 2001, pp. 2194-2204.

[16] Chen, Y.-C. and Bilger, R. W., "Stabilization Mechanism of Lifted Laminar Flames in Axisymmetric Jets Flows," *Combust. Flame*, Vol. 122, 2000, pp. 377-399.

[17] Koch, A., Voges, H., Andresen, P., Schluter, H., Wolff, D., Hentschel, W., Oppermann, W. and Rothe, E., "Planar Imaging of a Laboratory Flame and of Internal Combustion in an Automobile Engine using UV Rayleigh and Fluorescence Light," *Appl. Phys.: B*, Vol. 56, 1993, pp. 177-184.

[18] Ko, Y. S., Chung, S. H., Kim, G. S. and Kim, S. W., "Stoichiometry at the Leading Edge of a Tribachial Flame in Laminar Jets from Raman Scattering Technique," *Combust. Flame*, Vol. 124, 2000, pp. 430-433.

[19] Lee, J., Won, S. H., Jin, S. H., Chung, S. H., Fujita, O. and Ito, K., "Propagation Speed of Tribachial Flames of Propane in Laminar Jets under Normal and Micro Gravity Conditions," *Combust. Flame*, 2002.

[20] Law, C. K., Peters, N. and Rogg, B., "Reduced Kinetic Mechanisms for Application in Combustion System," *Springer-Verlag*, 1993, pp. 15-26.

부 록

자유제트에서 가상원점을 계산한 기존의 연구 [14,15]와 유사하게, 노즐 근처의 발달 구간에서는 반경방향의 확산이 축방향의 대류보다 크기 때문에 유입양은 무시할 만큼 작다고 가정하고, 중심축을 따른 Lagrangian 모사를 통해 축방향 대류를 나타내었다. 이 경우, 발달구간에서 운동량 방정식, 화학종 방정식 및 경계조건, 초기조건은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\nu_F}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (A1)$$

$$\frac{\partial Y_F}{\partial t} = \frac{\nu_F}{Sc} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial Y_F}{\partial r} \right) \quad (A2)$$

$$t=0; u = u_{m,0} \left\{ 1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right\}, Y_F = Y_{F,0} = 1 \quad \text{for } 0 \leq r \leq r_0$$

$$r=0; \frac{\partial u}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial Y_F}{\partial r} = 0 \quad (A3)$$

$$r \rightarrow \infty; u \rightarrow V_{CO}, \quad Y_F \rightarrow 0$$

상기식의 해는 다음과 같다.

$$\frac{u - V_{CO}}{u_{m,0} - V_{CO}} = \frac{1}{1-q} \left[2\tilde{t} e^{-R^2 \tilde{t}} \times \int_0^1 \eta (1 - \eta^2) e^{-\eta^2 \tilde{t}} I_0(2\eta R \tilde{t}) d\eta - q \right] \quad (A4)$$

$$Y_F = 2 Sc \tilde{t} e^{-R^2 Sc \tilde{t}} \int_0^1 \eta e^{-\eta^2 \tilde{t}} Sc \tilde{t} I_0(2\eta R Sc \tilde{t}) d\eta \quad (A5)$$

여기서 $\tilde{t} = r_0^2 / (4\nu_F t)$ 로 정의되는 Lagrangian 무차원 시간이다. 이 결과로부터, 중심축 속도와 농도는 다음과 같이 구해진다.

$$\frac{u_{m,in} - V_{CO}}{u_{m,0} - V_{CO}} = 1 - \frac{1}{1-q} \frac{1}{\tilde{t}} (1 - e^{-\tilde{t}}) \quad (A6)$$

$$Y_{F,m,in} = 1 - e^{-Sc \tilde{t}} \quad (A7)$$

여기서 하첨자 in 은 발달구간내의 해를 의미한다. 중심축을 따라 움직이는 입자의 Lagrangian 모사를 이용하여, 축방향 거리 x 와 시간과의 관계를 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{dx}{dt} = u_m(x) \quad (A8)$$

여기서 $u_m(x)$ 는 중심축 속도이다. 무차원 축방향 거리 X 와 Lagrangian 시간 \tilde{t} 와의 관계는 다음과 같다.

$$X = \frac{x}{\frac{u_{m,0} d}{\nu_\infty}} = \frac{x/d}{Re} = \frac{\nu_\infty}{\nu_F} \frac{1}{16} \int_0^{1/\tilde{t}} \{1 - \eta(1 - e^{-1/\eta})\} d\eta \quad \text{for } 0 \leq X < X_i$$

$$\frac{1}{\tilde{t}} = \frac{1}{\tilde{t}^*} + 16 \frac{\nu_\infty}{\nu_F} \left[\frac{1}{q} (X - X_i) - \frac{A}{q^2} \log \frac{A + q(X + X_i)}{A + q(X_i + X_i)} \right] \quad \text{for } X_i \leq X < X_{i,F}$$

$$A = \frac{\nu_\infty}{\nu_F} \frac{1}{32} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\rho_\infty}{\rho_F} q \right) \quad (\text{A9})$$

여기서 t^* 는 발달 구간의 길이인 X_l 에 도달하는데 걸리는 시간이다.
완전 발달 구간에 대하여, 중심축 속도와 농도는 식(6)으로부터 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\frac{u_{m,out} - V_{CO}}{u_{m,0} - V_{CO}} = \frac{\nu_\infty}{\nu_F} \frac{\left(1 - \frac{3}{2} \frac{\rho_\infty}{\rho_F} q \right)}{1 - q} \frac{1}{32(X + X_{\nu,F})} \quad (\text{A10})$$

$$Y_{F,m,out} = \frac{\nu_\infty}{\nu_F} \frac{2Sc + 1}{64} \frac{1}{X + X_{\nu,F}} \quad (\text{A11})$$

하첨자 out 은 완전발달구간의 해를 의미한다.
가상원점 X_ν , $X_{\nu,F}$ 와 발달구간 길이 X_b , $X_{l,F}$ 는 다음과 같은 접합조건을 이용하여 구할 수 있다.

$$u_{m,in} = u_{m,out} \quad \frac{\partial u_{m,in}}{\partial X} = \frac{\partial u_{m,out}}{\partial X}, \quad \text{at } X = X_l \quad (\text{A12})$$

$$Y_{F,m,in} = Y_{F,m,out} \quad \frac{\partial Y_{F,m,in}}{\partial X} = \frac{\partial Y_{F,m,out}}{\partial X}, \quad \text{at } X = X_{l,F} \quad (\text{A13})$$

Sc = 1.366 인 프로판에 대하여 속도와 농도에 대한 발달구간의 길이 및 가상원점은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} X_l &= 0.05017 - 0.12422q \\ X_{l,F} &= 0.11343 + 0.07610q \end{aligned} \quad (\text{A14})$$

$$\begin{aligned} X_\nu &= 0.09575 + 0.05235q \\ X_{\nu,F} &= 0.12745 - 0.02123q \end{aligned} \quad (\text{A15})$$