

와동에 의해 교란된 대향류 비예혼합화염의 화학종 전달기구 및 화염구조

오창보* · 황철홍** · 이창언†

(2004년 5월 27일 접수, 2004년 9월 8일 심사완료)

Species Transport Mechanism and Flame Structure of Counterflow Nonpremixed Flame Perturbed by a Vortex

Chang Bo Oh, Chul Hong Hwang and Chang Eon Lee

Key Words : Counterflow Flame(대향류화염), Flame-Vortex Interaction(화염-와동 상호작용), Mass Transport Mechanism(질량 전달기구), Mixture Fraction(혼합분율), Scalar Dissipation Rate(스칼라 소산율)

Abstract

A two-dimensional direct numerical simulation was performed to investigate the flame structure of CH₄/N₂-Air counterflow nonpremixed flame interacting with a single vortex. The detailed transport properties and a modified 16-step augmented reduced mechanism based on Miller and Bowman's detailed chemistry were adopted in this computation. The results showed that an initially flat stagnation plane, on which an axial velocity was zero, was deformed into a complex-shaped plane, and an initial stagnation point was moved far away from a vortex head when the counterflow field was perturbed by the vortex. It was noted that the movement of stagnation point could alter the species transport mechanism to the flame surface. It was also identified that the altered species transport mechanism affected the distributions of the mixture fraction and the scalar dissipation rate.

기호설명

C_x : 축방향 대류 질량유속
 c_p : 혼합기의 정압비열
 c_{pi} : 화학종 i 의 정압비열
 D_{im} : 혼합기 평균확산계수
 D_x : 축방향 확산 질량유속
 D_z : 혼합분율의 확산계수
 g : 중력가속도
 h_i^0 : 화학종 i 의 생성열

I : 단위 텐서
 p_0 : 열역학적 압력
 p_1 : 수력학적 압력
 R_0 : 일반 기체상수
 T : 온도
 t : 시간
 u : 혼합기 유속
 v_{jet} : 와동 제트의 유속
 W_i : 화학종 i 의 분자량
 \bar{W} : 혼합기의 평균 분자량
 Y_i : 화학종 i 의 질량분율
 Z : 혼합분율
 Z_i : 원소 i 의 질량분율
 $Z_{i,F}$: 연료류 중의 i 성분의 질량분율
 $Z_{i,O}$: 산화제류 중의 i 성분의 질량분율

* 회원, Building and Fire Research Lab., NIST

** 회원, 인하대학교 대학원 기계공학과

† 책임저자, 회원, 인하대학교 기계공학과

E-mail : chelee@inha.ac.kr

TEL : (032)860-7323 FAX : (032)868-1716

그리스문자

Δx	: 축방향 격자거리
Δr	: 반경방향 격자거리
Δt	: 시간 전진 간격
λ	: 혼합기의 열전도계수
μ	: 혼합기의 점성계수
ρ	: 혼합기의 밀도
ρ_0	: 주위 공기의 밀도
χ	: 스칼라 소산율
χ_{st}	: 화염면에서의 스칼라 소산율
$\dot{\omega}_i$: 화학종 i 의 단위체적 당 몰생성률

1. 서 론

난류는 다양한 크기와 강도를 갖는 와동들에 의해 특징지어질 수 있으므로 와동과 화염과의 상호작용은 난류화염의 연소과정을 이해하기 위한 하나의 단순 모델로 간주될 수 있다. 이렇게 난류 화염을 화염-와동 상호작용으로 모델링하여 화염 구조를 이해하고자 하는 접근 방법은 기존에 많이 수행되었던 1차원 해석과는 달리 다차원 유동효과와 곡률효과 그리고 비정상효과 등을 동시에 고려할 수 있으며, 소염과 재점화와 관련된 일련의 현상을 고찰할 수 있는 장점을 가지고 있다.

화염-와동 상호작용에 대한 기존의 수치계산 연구들을 보면, 주로 신장되지 않은 화염과 와동의 상호작용에 대해 고찰하였다.⁽¹⁻³⁾ 이는 계산에서 잘 정의된 신장된 화염을 얻는데 매우 많은 계산시간이 소요되기 때문이다. 그러나, 이와 같은 비신장 화염과 와동 상호작용에 대한 해석이 이미 신장된 화염과 와동이 복합적으로 작용하는 실제 난류 화염의 국소구조를 이해하는 데 적합한지에 대해서는 의문시되고 있으며, 좀 더 실제 화염에 접근하기 위해서는 신장된 화염과 와동의 상호작용을 대상으로 고찰해 볼 필요가 있다.

이러한 관점에서 최근에는 신장된 화염과 와동의 상호작용에 대한 검토도 이루어지고 있다. 이들 연구의 예로는 와동에 의한 화염의 곡률과 선택확산(Preferential diffusion)에 의한 화염구조 변화,⁽⁴⁻⁵⁾ 선택확산에 기인한 환형(Annular) 소염⁽⁶⁾ 등을 고찰한 연구 등을 들 수 있다. 또한, CH₄ 제트 화염에 대해 주기적으로 생성되는 와동에 의한 화염의 국소 소염현상을 관찰한 연구,⁽⁷⁾ 화염-와동 상호작용시의 소염기구를 검토한 연구⁽⁸⁾도 있다.

한편, 비예혼합화염에 대한 난류 연소 모델링에서 화염편(Flamelet)을 특성화하는 중요한 변수로

는 유동에서 얻어지는 정보인 스트레인율(Strain rate)과 이와 유사한 역할을 하는 것으로 알려진 스칼라 소산율(Scalar dissipation rate)⁽⁹⁾이 있는데, 이들 두 변수 중에 어느 쪽이 화염특징을 더 잘 묘사할 수 있는지는 아직까지도 논란이 되고 있다. 최근 연구에 따르면, 비정상 교란상태에서 스칼라 소산율이 화염을 묘사하는 물리량으로 더 적합하다는 제안이 있으며,⁽¹⁰⁻¹²⁾ 비정상 1 차원 비예혼합 화염에서도 스트레인율보다 스칼라 소산율이 화염을 더 잘 묘사한다는 보고⁽¹³⁾가 있다. 그리고 이러한 연구의 일환으로 화염-와동 상호작용의 조건 하에서 스칼라 소산율을 측정하고자 하는 시도도 이루어지고 있다.⁽¹⁴⁾

기존에 알려진 바에 의하면, 대항류 비예혼합 화염의 확산-반응대(Diffusive-reactive layer)에서는 화학반응과 확산과정이 균형을 이루는 전형적인 구조를 보이는 것으로 알려져 있다.⁽¹⁵⁾ 그러나 이러한 영역이 강한 와동에 의해 교란될 경우 연료와 산화제의 전달방식이나 확산-반응간의 균형이 어떠한 형태로 나타날 지에 대해서는 구체적으로 검토된 바는 아직 없는 것 같다. 그리고 화염-와동 상호작용에 대해 실험적으로 얻기 쉽지 않은 스칼라 소산율의 공간분포를 고정도(High precision)의 수치계산을 이용하여 검토해 보는 것 또한 난류 화염을 이해하는데 큰 도움이 될 것으로 보인다. 특히, 와동이 화염의 연료측과 그 반대인 공기측에서 화염을 교란할 경우, 화학종 전달기구와 혼합분율 및 스칼라 소산율 등의 화염구조는 서로 밀접한 관련이 있으며, 또 와동 진행방향에 대해 서로 다른 특징을 보일 가능성이 있으므로 이를 고찰해 보는 것은 난류화염의 국소구조를 이해하는데 매우 유익할 것으로 판단된다.

따라서 본 연구에서는 이러한 배경 하에 단일 와동과 신장된 CH₄ 화염의 상호작용에 대해 직접 수치모사(Direct numerical simulation)를 수행하였다. 우선, 와동이 진행하는 비정상 화염구조를 정상상태의 화염구조와 비교하여 와동 진행방향에 따른 연료와 산화제의 전달기구를 고찰하였다. 또한, 이러한 전달기구를 이용하여 화염대의 혼합분율과 스칼라 소산율 분포에 대해 검토하였다.

2. 수치계산 방법

2.1 지배방정식

본 연구에서 다루는 유동장은 매우 낮은 유속 범위에 해당되므로 지배방정식은 낮은 마하수 근사법(Low-Mach number approximation)⁽¹⁶⁾을 적용한 식 (1)-(5)로 표현된다. 여기서, 각각의 식은 순차

적으로 연속, 운동량, 화학종, 에너지 및 상태방정식을 의미한다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p_1 + (\rho - \rho_0) \mathbf{g} + \nabla \cdot \mu \left[(\nabla \mathbf{u}) + (\nabla \mathbf{u})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho Y_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} Y_i) = \nabla \cdot (\rho D_{im} \nabla Y_i) + W_i \dot{\omega}_i, \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (3)$$

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \sum_{i=1}^N W_i h_i^0 \dot{\omega}_i + \rho \sum_{i=1}^N (c_{pi} D_{im} \nabla Y_i \cdot \nabla T) \quad (4)$$

$$p_0 = \rho R_0 T \sum_{i=1}^N \left(\frac{Y_i}{W_i} \right) \quad (5)$$

여기서, p_0 와 p_1 은 각각 배경의 열역학적 압력 (Background thermodynamic pressure)과 수력학적 압력 (Hydrodynamic pressure)을 의미한다.

본 계산에서는 Soret과 Dufour 효과 및 복사 열 전달은 무시하였으며, 열역학적 물성치와 전달 물성치는 각각 CHEMKIN-II⁽¹⁷⁾ 및 TRANFIT⁽¹⁸⁾을 이용하여 계산하였다.

2.2 수치해법 및 계산조건

방정식의 차분에는 엇갈림 격자계를 이용하였다. 대류항에 대해서 QUICK법⁽¹⁹⁾, 확산항에 대해서는 2차 정확도의 중앙 차분법을 이용하였다. 열 발생에 의한 급격한 밀도변동이 수반되는 반응 유동장에 대해 안정된 해를 얻기 위해서 전체적으로 2차 정확도의 예측-교정자(Predictor-Corrector)법⁽²⁰⁾을 일부 수정하여 시간적분을 수행하였다. 여기서, 화학종과 에너지방정식은 예측자 단계에서는 2차 정확도의 Adams-Bashforth법을 이용하였으며, 교정자 단계에서는 2차 정확도의 Quasi-Crank-Nicolson법을 이용하였다. 또한, 운동량방정식은 예측자와 교정자 단계 모두에서 2차 정확도의 Adams-Bashforth법을 이용하였다. 속도와 압력의 교정은 밀도변동을 고려하도록 HSMAC법(Highly Simplified Marker And Cell)⁽²¹⁾을 수정하여 사용하였다. 계산에 사용된 수치 알고리즘 및 기존 방법의 일부 수정사항에 대한 좀 더 자세한 내용은 참고문헌

(22)에 자세히 기술되어 있으므로 여기서는 생략한다.

본 연구의 계산대상은 Fig. 1과 같이 노즐 사이 간격(L)이 13mm이며, 각 노즐의 직경(D)이 14mm인 CH_4/N_2 -공기 대향류 화염이다. 계산영역은 다루고 있는 화염이 확대칭이므로 $x \times r = 13\text{mm} \times 7\text{mm}$ 로 하였다. 화염계산에 앞서 수행된, 와동을 포함한 비반응 유동장에 대한 예비계산(13mm × 14mm)를 통해 본 논문의 계산영역(13mm × 7mm)의 유속분포는 출구 근처에서의 미소한 차이를 제외하면 크게 영향을 받지 않음을 확인하였다. 경계조건으로 연료 및 공기 노즐의 조성, 유속 등의 출구조건은 Table 1과 같으며, 계산 결과의 검증에 유리하도록 Sung 등의 실험조건⁽²³⁾과 동일하게 하였다. 또한, 중심축에는 대칭조건을 부여하였으며, 반경방향의 출구에서는 노즐 바로 안쪽과 바깥에서의 물리량의 변화가 같도록 경계조건을 처리하였다. 와동-화염 상호작용의 계산은 동일한 유속의 연료류와 공기류를 분출하여 정상상태의 화염을 먼저 생성시킨 후, 연료 및 공기측에서 고속의 제트를 분출하여 와동을 생성시켜 수행하였다.

격자계는 $N_x \times N_r = 260 \times 70$ 개의 비균일 격자계를 이용하였다. 축방향으로는 0.05mm의 균일한 격자를 이용하였으며, 반경방향으로는 소염이 발생하는 중심축 근처에서 0.05mm의 격자를 가지며, 반경방향으로 점차 크기가 확장되도록 하였다.

본 연구에서 다루는 화염-와동 상호작용에 대한 해석에서는 와동에 의한 화염의 소염이 관찰되므로 소염점을 적절히 예측할 수 있는 Miller와 Bowman의 상세반응기구(MB-Full)를 바탕으로 축소된 ARM(Augmented reduced mechanism)⁽²⁴⁾을 이용

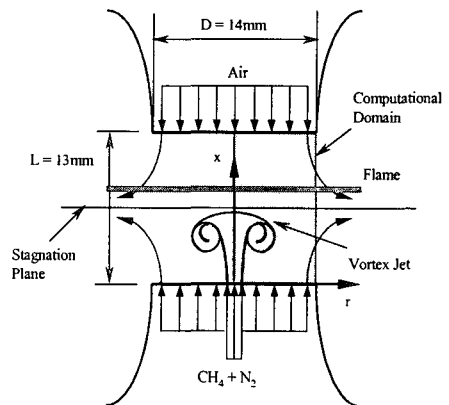


Fig. 1 Schematic of computational geometry and numerical layout for the interaction of counterflow nonpremixed flame and a single vortex

Table 1 Fuel and air-side nozzle inlet boundary conditions for steady counterflow flame

	Component (Mole Fraction)	Velocity (m/sec)	Temperature (K)
Fuel	$X_{CH_4} = 0.23$	0.255	298
	$X_{N_2} = 0.77$		
Air	$X_{O_2} = 0.23$	0.255	298
	$X_{N_2} = 0.77$		

하였다. MB-ARM은 20개의 화학종을 포함한 16단계의 반응식으로 이루어져 있으며, 비정상 교란 조건 하에서도 상세반응기구의 결과를 매우 잘 추종하여, 소염과 비정상 효과가 동반되는 화염-와동 상호작용의 해석에 적용하는 것이 매우 적합하다는 것을 확인하였다. 이 반응기구에 대한 자세한 검토 내용은 참고문헌 (25)를 참조하기 바란다.

시간 전진간격은 계산에 사용된 ARM이 상세반응기구와 마찬가지로 경직(Stiff)되어 있으므로 착화 시에는 $\Delta t = 0.1 \mu\text{sec}$ 로 하였으며, 이후에는 $\Delta t = 0.2 \mu\text{sec}$ 로 일정하게 하였다. 화염의 정상상태를 얻는 데에는 KISTI 슈퍼컴퓨팅 센터의 SMP Cluster 단일 CPU에서 약 300 CPU 시간이 소요되었으며, 와도 분포까지 엄밀한 정상상태를 얻기 위해 600 CPU 시간동안 계산을 수행하였다. 또한 와동 생성시에는 각 방향 조건에 대해 60 CPU 시간 정도가 소요되었다.

2.3 와동 생성조건

본 연구에서 고찰하고자 하는 연소영역(Combustion regime)을 결정하기 위해서 Fig. 2에 도시되어 있는 Thévenin 등의 스펙트럼 선도⁽³⁾를 도입하였다. 이 스펙트럼 선도에서 다루게 될 와동과 화염의 특성 변수들은 와동의 외부반경(R_H), 초기의 화염두께(δ_f), 와동의 전파속도(U_T) 및 화염의 특성 화학반응시간(t_c)이다. 이러한 변수들을 이용하여 비예혼합화염과 와동의 특성 길이비 $2R_H/\delta_f$ 와 속도비 $U_T t_c/\delta_f$ 를 구하면 다루고자 하는 연소영역을 알 수 있게 된다. 본 연구에서는 와동 생성을 위해 연료측과 공기측 노즐 내부에 있는 2mm 내경의 와동 제트 노즐에서 시간 및 공간분포에 대해 최대 5m/s와 Top-hat 형태의 유속을 갖는 제트를 분출시켜 와동을 형성시켰다. 여기서 얻어진 와동 생성전의 정상상태의 화염의 두께는 $\delta_f = 1/|\nabla Z|_{st} = 5.54\text{mm}$ 이며, 연료측 와동의 외부반경 R_H 는 1.9~2.1mm, 공기측 와동은 $R_H = 2.0$

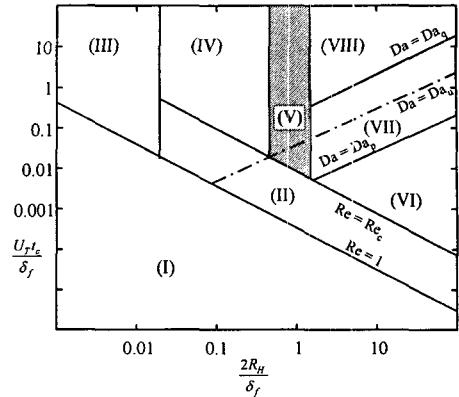


Fig. 2 Spectral diagram for the nonpremixed flame-vortex interaction (log-log scale)⁽³⁾

~2.3mm에 해당되므로 와동과 화염두께를 기준으로 Fig. 2의 비예혼합화염에 대한 스펙트럼 선도에 맞추어 본다면, 본 연구의 연료 및 공기측 와동의 경우 $2R_H/\delta_f$ 의 값은 각각 0.69~0.77과 0.71~0.82가 된다. 따라서 두 경우 모두 $0.5 < 2R_H/\delta_f < 2.0$ 의 기준으로 분류되는 영역 (V)에 해당된다. 이 영역에서는 U_T 와 t_c 의 크기에 따라 소염과 비정상효과가 나타날 수 있다. 또한, 이 구간에서는 와동의 크기가 화염두께와 비슷한 오더를 가지므로 여전히 곡률효과가 중요시 된다.⁽³⁾

3. 결과 및 고찰

3.1 화학종 전달기구

Fig. 3에는 대향류 화염과 유동간의 관계를 명확히 하기 위해 유선과 화염온도의 분포를 동시에 도시하였다. 그림에서 굵은 가로 실선은 축방향 속도가 0인 선(편의상 정체면으로 표현)을 의미하며, 그 선의 중앙에 위치한 원형 부호는 정체점을 의미한다. 또 굵은 흰색 점선은 이론 혼합비의 혼합분을 위치로서 정의된 화염면을 나타내고 있다. 여기서, 혼합분율은 식 (6)으로 표현되는 Bilger의 정의식⁽²⁶⁾을 이용하였다.

$$Z = \frac{2.0Z_C/W_C + 0.5Z_H/W_H + (Z_{O,O} - Z_O)/W_O}{2.0Z_{C,F}/W_C + 0.5Z_{H,F}/W_H + Z_{O,O}/W_O} \quad (6)$$

Fig. 4에는 위 대향류 화염의 중심축 상의 확산 및 대류에 의한 질량유속(Mass flux) 및 온도분포를 도시한 것으로, 그림에서 S.P.는 유동의 정체점을, St는 화염면을 나타낸다. 화염면으로 공급되는 축방향 대류 및 확산에 의한 질량유속은 각각 식

(7)과 식 (8)에 의해서 구해진다. 식 (7)에서 u_f 는 화염면의 이동속도를 의미한다. 이 식들에 의해 계산되는 질량유속은, Fig. 4에서 볼 수 있듯이 연료의 경우에는 St선 왼쪽의 양(+)의 값이 화염으로 공급되는 것을 의미하며, 산화제의 경우에는 St 선 오른쪽의 음(-)의 값이 화염면으로 공급되는 것을 의미한다. 참고로 반경방향 대류 및 확산은 중심축 상의 화학종 전달에는 아무런 기여를 하지 않기 때문에 Fig. 4에는 도시하지 않았다.

$$C_x = \rho(u - u_f)Y_i \quad (i = CH_4, O_2) \quad (7)$$

$$D_x = -\rho D_{im} \frac{dY_i}{dx} \quad (i = CH_4, O_2) \quad (8)$$

Fig. 3과 4를 관찰해보면 정상상태 대향류 화염에서의 연료 및 산화제의 전달기구를 명확히 알 수 있다. 우선, 연료의 흐름방향을 기준으로 보면 화염면 (St, $x \approx 6.67\text{mm}$)이 정체면(S.P, $x \approx 5.87\text{mm}$)보다 하류에 위치하기 때문에 대류에 의한 질량유속은 없으며, 화염면으로 공급된 연료는 확산에 의해서만 전달됨을 알 수 있다. 한편, 산화제 흐름방향을 기준으로 보면 화염면이 정체점보다 상류에 위치하기 때문에 산화제는 대류 및 확산에 의해 화염면에 공급됨을 확인할 수 있다. 그러나, 대류에 의해 공급되는 산화제는 화염대 즉, 확산대에서는 축방향 유속과 산화제의 농도가 낮기 때문에 그 양은 많지 않다. 이 결과로부터, 정상상태 화염에서는 잘 알려진 바와 같이 연료 및 산화제의 확산에 의한 화염면으로의 질량유입이 화염으로 질

량을 전달하는 기본 기구(Mechanism)임을 알 수 있다.

그 외의 특징으로 본 계산조건에서는 연료와 공기노즐에서의 분출속도가 같고 각 노즐 유체에서의 CH_4 및 O_2 의 질량분율도 같지만, 산화제인 O_2 의 분자량이 크기 때문에 산화제의 질량유속이 크게 나타남을 알 수 있다. 또한, 연료는 화염면을 통과하는 양이 없는 반면, 산화제는 화염면을 통과하는 양이 있으며, 이는 화염면을 통과하여 존재하는 O_2 는 확산과정에 의한 것임을 알 수 있다.

Fig. 5와 6에는 Fig. 3과 4의 정상상태 대향류 화염에 연료측 와동이 전개되는 2.8ms의 순간 특성을 앞 그림들과 같은 방법으로 도시하였다. Fig. 6에서 대류에 의한 연료의 질량유속은 매우 크지만 화염면 근처에서 다른 전달과정과 비교하기 위해 편의상 $0.08\text{kg/m}^2\text{s}$ 까지만 도시하였다. 이 결과들은 앞에서 확인한 정상상태의 화염 및 유동장과는 많이 다른 형상을 보여주고 있다. 우선, 축방향 속도가 0인 정체면의 형상은 와동에 의해 교란을 받아 더 이상 평면 형상이 아님을 알 수 있다. 또한 정체점이 정상상태 화염과는 다르게 화염면 보다 훨씬 산화제측으로 이동하는 것을 알 수 있으며, 그 이동 정도는 와동이 화염에 가까이 접근할수록 더 커지게 됨을 확인할 수 있었다. 이와 같이, 연료측 와동이 진행할 때 화염면에 공급되는 연료는 정상상태의 화염과는 달리 대류에 의해서 직접 화염면과 가까운 위치까지 공급되며, 화염면 근처의 큰 연료농도 구배로 인해 확산에 의해서도 많은 양이 화염면으로 공급된다. 반면, 산화제는 정체점이 화염면 보다 상류에 존재하기 때문에 확산에 의해서만 화염면으로 공급되며, 이 확산에 의해

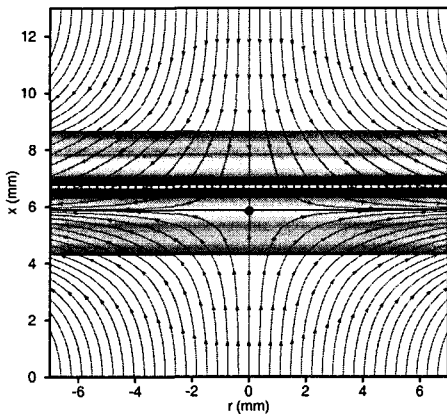


Fig. 3 Parameters related with flow field; velocity vectors, stream lines with temperature distribution for steady flame (no vortex, symbol : stagnation point)

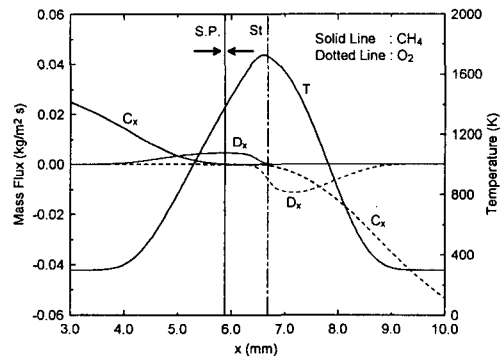


Fig. 4 Mass flux budget and temperature profile at the centerline for steady flame (vertical solid line : stagnation point, vertical dashed-dotted line : stoichiometric location, bold arrow : flow direction)

화염면을 통과했던 산화제의 일부가 대류에 의해서는 반대방향으로 전달되고 있음을 알 수 있다. 산화제가 확산방향의 반대방향으로 전달되는 것은 연료측에서 전개되는 와동이 산화제 방향으로 큰 유속을 갖기 때문이다. 이러한 현상은 Fig. 5의 유선 및 정체점 위치로부터 잘 관찰되고 있다.

Fig. 7과 8은 공기측 와동이 전개되는 2.8ms의 순간에 대한 결과들이다. 산화제측 와동이 전개되는 경우도 정체면은 와동에 의해 교란되어 평면이 아닌 복잡한 형태를 이루며, 정체점을 화염대 이전보다 훨씬 연료측으로 이동시키는 것을 확인할 수 있다. 이로 인해 연료는 단지 확산에 의해서 화염면으로 유입됨을 알 수 있다. 또 이 경우에도

와동의 머리 부분에서 유속이 연료노즐 방향으로 증가되므로 대류에 의해서는 이미 유입된 연료성분이 확산과는 반대방향으로 전달됨을 알 수 있다. 반면, 산화제는 대류 및 확산에 의해 화염면으로 공급된다. 그리고, 이 대류에 의해 공급되는 산화제량은, 동일한 시간의 연료측 와동의 경우에 대류에 의해 화염면으로 공급되는 연료량보다 더 큰 것을 알 수 있다.

위에 언급한 Fig. 3~8에서의 결과들은 정상상태의 화염이 와동에 의해 교란될 경우, 와동이 화염면을 중심으로 어느 쪽에 위치하는지에 따라 화염면으로의 연료와 산화제의 전달 방식에 차이가 있음을 보여준다. 또한, 화염면으로 연료 및 산화제

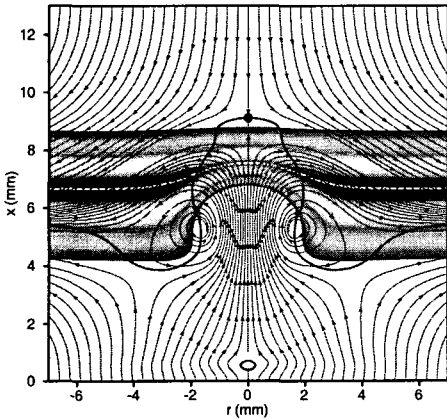


Fig. 5 Parameters related with flow field; velocity vectors, stream lines with temperature distribution for the case of fuel-side vortex at 2.8ms ($v_{jet} = 5m/s$, symbol : stagnation point)

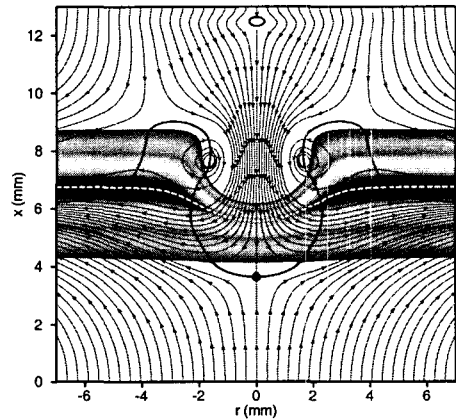


Fig. 7 Parameters related with flow field; velocity vectors, stream lines with temperature distribution for the case of air-side vortex at 2.8ms ($v_{jet} = 5m/s$, symbol : stagnation point)

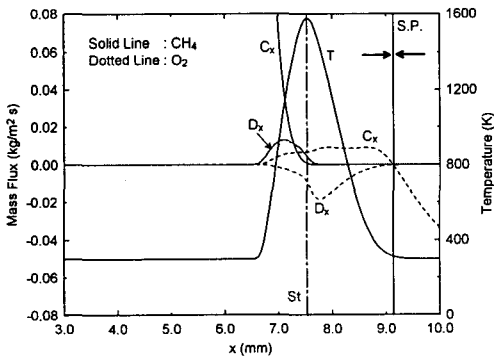


Fig. 6 Mass flux budget and temperature profile at the centerline for the case of fuel-side vortex at 2.8ms (vertical solid line : stagnation point, vertical dashed-dotted line : stoichiometric location, bold arrow : flow direction)

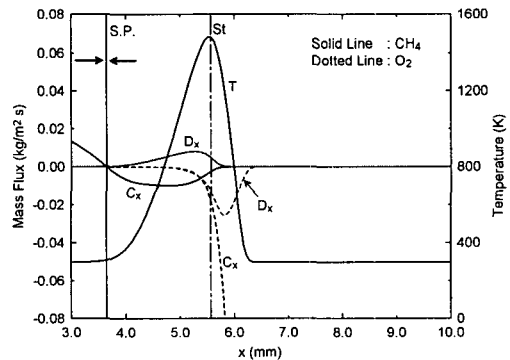


Fig. 8 Mass flux budget and temperature profile at the centerline for the case of air-side vortex at 2.8ms (vertical solid line : stagnation point, vertical dashed-dotted line : stoichiometric location, bold arrow : flow direction)

의 전달은 정상상태의 대향류 화염과는 달리 대류에도 많이 의존함을 알 수 있었다.

3.2 혼합분율 및 스칼라 소산을 분포

앞 절에서는 화염면 양쪽의 대표적 화학종인 연료(CH₄) 및 산소(O₂)를 대상으로 화염면으로의 전달기구를 검토하였다. 그리고 다른 화학종들도 화염면의 어느쪽에 있는지에 따라 연료 혹은 O₂의 전달기구와 유사한 거동을 보임을 확인할 수 있었다. 이러한 화학종들의 전달기구는 연료성분으로 정의되는 혼합분율을 분포에도 영향을 미치며, 결국 이들 혼합분율의 분포로부터 얻어지는 스칼라 소산율의 분포에도 영향을 줄 것으로 판단된다. 따라서 본 절에서는 와동에 의해 교란된 화염의 혼합분율과 스칼라 소산율의 거동에 대하여 구체적으로 검토해 보고자 한다.

스칼라 소산율(Scalar dissipation rate : χ)은 특성 확산시간(Characteristic diffusion time)의 역수로 표현되며, 비예혼합 화염을 특징짓는 중요한 물리량 중의 하나이다. 이 스칼라 소산율은 식 (9)로 정의되며, 이때 혼합분율은 앞의 식 (8)의 정의식을 이용하였다.

$$\chi = 2D_z \left[\left(\frac{\partial Z}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial Z}{\partial r} \right)^2 \right] \quad (9)$$

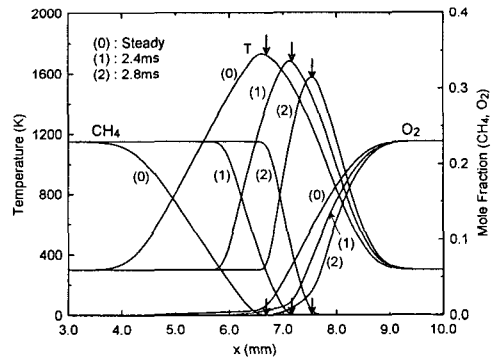
여기서, D_z 는 혼합분율의 확산계수로서, 각 화학종의 Lewis 수가 1로 일정하다는 가정 ($D_z = \lambda / \rho c_p$) 하에 계산하였다.

Fig. 9는 정상상태의 화염에 와동이 접근할 경우의 화염구조 변화를 관찰하기 위한 것으로, Fig. 9(a)는 연료측 와동, Fig. 9(b)는 공기측 와동이 접근할 경우에 화염 중심축 상의 온도(T), 연료 및 산화제의 농도를 나타낸 것이다. 그림상의 (0)상태는 앞에서 언급한 와동이 없는 정상상태 비예혼합 화염에 대한 결과이다. Fig. 9(a)에서 온도분포를 보면 연료측 와동이 진행하면 중심축 상의 화염은 산화제측으로 이동하며 화염대의 두께는 얇아지고 있음을 알 수 있다. 그리고, 연료 및 산화제의 농도분포를 살펴보면, 산화제의 농도구배는 Fig. 5, 6에서 설명한 바와 같이 연료가 대류에 의해서 직접 화염면 위치까지 공급되면서 화염이 신장되기 때문에 매우 큰 값을 갖는다. 한편, 산화제 농도구배도 화염신장으로 확산대 두께가 얇아지면서 증가한다. 그러나, 이 산화제의 농도구배는 연료의 농도구배보다 작음을 알 수 있는데, 이것은 와동

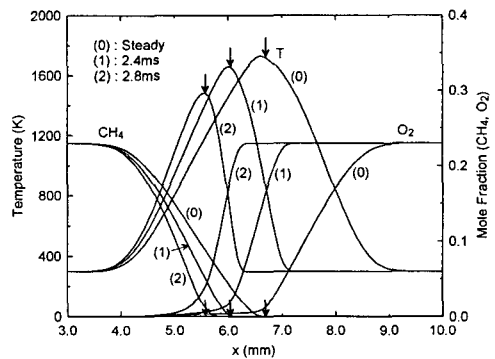
이 연료측에 위치하므로 연료농도 분포가 와동에 직접 영향을 받기 때문으로 판단된다. 이러한 연료 및 산화제 농도구배의 경향은 온도분포에서도 확인할 수 있다. 즉, 연료측 와동이 존재할 경우, 연료측에서의 온도구배는 매우 급격해지는 반면 산화제측에서의 온도구배는 이에 비해 작음을 알 수 있다. 그리고 이들 농도구배로부터 와동이 화염면에 접근할수록 확산에 의해 공급되는 연료량은 매우 증가하며, 또 산화제의 양도 초기 정상상태 화염에 비해 많아지지만, 연료 공급량에 비해서는 그다지 증가하지 않음을 알 수 있다.

공기측 와동의 경우를 나타내는 Fig. 9(b)에서는 연료측 와동의 경우와 반대의 경향을 보임을 알 수 있다. 그림에서 공기측 와동이 진행하면, 산화제의 농도 및 산화제측 화염온도의 구배가 연료 농도구배 및 연료측 화염온도 구배보다 각각 크게 나타나고 있으며, 이것은 앞에서 설명한 연료와 산화제의 전달기구 차이에서 기인함을 알 수 있다.

Fig. 10은 초기 정상상태 화염의 중심축 상의 온도, 혼합분율 및 스칼라 소산율을 도시한 것이며,



(a) Case of fuel-side vortex



(b) Case of air-side vortex

Fig. 9 Temperature, fuel(CH₄) and oxidizer(O₂) concentration profiles during flame-vortex interaction (vjet =5m/s)

Fig. 11은 이 화염의 2차원 공간상의 스칼라 소산율 분포를 도시한 것이다. Fig. 10의 수직 일점쇄선과 Fig. 11의 점선은 화염면을 의미한다. Fig. 10에서 스칼라 소산율(χ)은 화염면을 기준으로 연료측에서 최고값을 가지며, 화염면 근처에서 변곡점을 갖는 분포를 보이고 있다. Fig. 11의 2차원 분포에서도 χ 는 화염면을 기준으로 연료측에서 높은 값을 갖고 있으며, 반경방향으로는 변화가 없는 평평한 분포를 하고 있음을 확인할 수 있다.

Fig. 12와 13은 연료측 와동이 진행할 때, 2.8ms가 경과한 후의 화염구조를 Fig. 10, 11과 동일한 방법으로 도시한 것이다. 먼저, Fig. 12의 결과를 보면, 와동이 화염면에 접근하면 소염에 가까워져 화염온도는 낮아지고 화염대 두께도 얇아지게 됨을 알 수 있다. 이때, 혼합분율의 구배는 화염면을 기준으로 연료측에서 급격히 증가하여 χ 값도 많이 높아지게 된다. 정상상태의 화염에서는 이론혼합

비의 위치에서 χ 값의 분포가 변곡점을 갖는데 반해, 와동이 진행될 경우에는 화염면으로의 연료 및 산화제의 공급은 대류에 의해서도 일어나며 이로 인해 화염면상의 변곡점 형상의 분포는 점차 사라지고 선형적인 형태로 바뀔 수 있다. Fig. 13에서 χ 의 2차원 분포를 보면, 평평한 정상상태의 화염에 연료측 와동이 접근하면 와동 머리의 전면 중심축 근처에서 χ 가 급격히 증가하는 것을 알 수 있다. 여기서도 χ 가 화염면을 기준으로 연료측에서 더욱 높은 값을 갖는 것을 확인할 수 있다. 이때 χ 가 높은 영역은 와동 머리를 두르는 초승달 형태를 갖고 있으며, 와동의 머리를 제외한 영역에서는 χ 값이 그다지 높지 않음을 보이고 있다.

Fig. 14와 15에는 공기측 와동이 진행할 경우, 2.8 ms에서의 결과를 보여주고 있다. 먼저, Fig. 14에서 연료측 혼합분율의 구배는 연료측 와동의 경

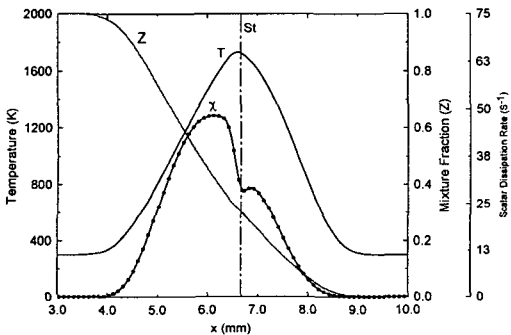


Fig. 10 Temperature, mixture fraction and scalar dissipation rate profiles at the centerline for steady flame

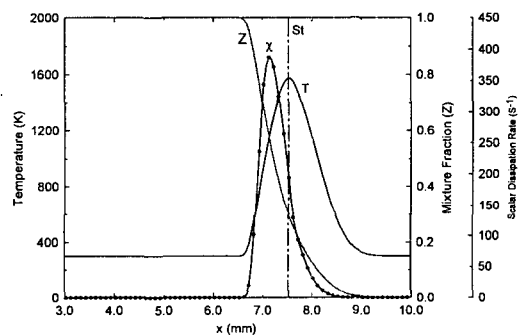


Fig. 12 Temperature, mixture fraction and scalar dissipation rate profiles at the centerline for fuel-side vortex at 2.8ms ($v_{jet}=5m/s$)

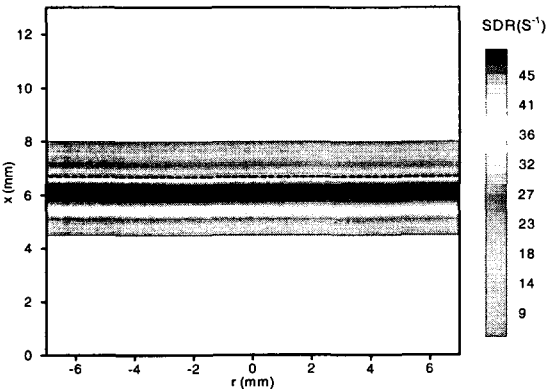


Fig. 11 Scalar dissipation rate distribution for steady flame

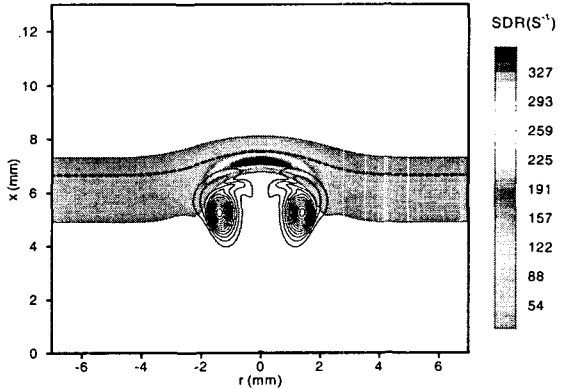


Fig. 13 Scalar dissipation rate distribution for the case of fuel-side vortex at 2.8ms

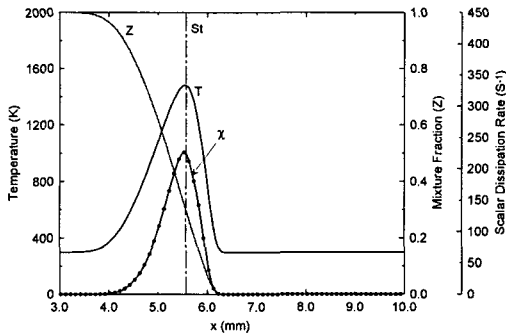


Fig. 14 Temperature, mixture fraction and scalar dissipation rate profiles at the centerline for air-side vortex at 2.8ms ($v_{jet}=5\text{m/s}$)

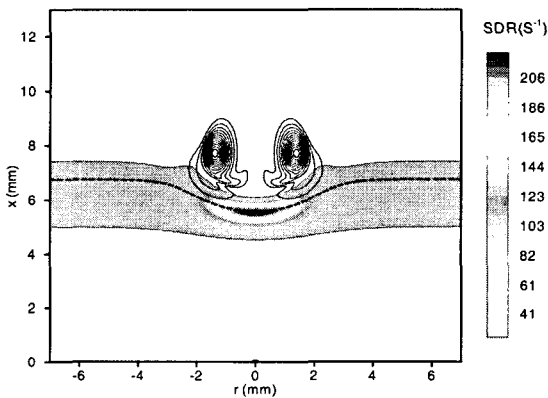


Fig. 15 Scalar dissipation rate distribution for the case of air-side vortex at 2.8ms

우보다 작지만, 공기측 혼합분율의 구배는 증가했음을 알 수 있다. 또 χ 분포가 단순한 분포형상으로 바뀌는 점에서는 연료측 와동의 경우와 유사하다. 그러나 χ 의 최고점 위치가 좀더 화염면 근처에 위치한다는 점에서는 연료측 와동의 경우와 다른 경향을 보이고 있다. 또한, 화염면에서의 스칼라 소산율인 χ_{st} 는 공기측 와동에 의한 경우가 연료측 와동에 의한 경우보다 다소 높게 나타나고 있음을 알 수 있다. 이러한 분포경향은 Fig. 15의 2차원 분포에서도 명확히 알 수 있다. 즉, χ 값은 화염면 근처에서 최고점을 갖기 때문에 χ 값이 높은 영역은 화염면을 기준으로 연료측과 공기측 양쪽으로 분포하게 된다.

지금까지 결과를 종합해 보면, 와동은 그 진행 방향에 따라서 연료와 산화제의 전달기구에 영향을 주고, 이로 인해 혼합분율과 스칼라 소산율 분포에도 영향을 주게 됨을 알 수 있었다.

본 연구에서 고찰한 연소영역은 소염과 비정상 효과가 발생하는 Fig. 2의 영역(V)로서, 와동이 화

염두께보다 작은 조건에 대해서만 한정하여 검토하였다. 그러나, 향후 층류 화염편(Laminar flamlet) 가정이 성립하는 영역에 대해서도 동일한 방법으로 고찰하여 본 연구의 결과와 비교, 검토한다면 난류화염의 국소구조를 이해하는 데 매우 유익한 정보를 제공할 수 있을 것으로 판단된다.

4. 결론

CH_4 대향류 비예혼합화염과 각각 서로 반대방향에서 진행되는 단일 와동과의 상호작용에 대한 직접수치모사를 통해 다음과 같은 결과를 얻었다.

와동에 의해 대향류 비예혼합화염이 교란을 받게 되면 유동 및 화염 형상에 많은 차이를 보이게 된다. 즉 연료측 와동이 진행되면, 화염면을 기준으로 연료측에 위치하던 정체점이 공기측으로 이동하며, 반대로 공기측 와동이 진행되면, 연료측에 위치하던 정체점이 연료측으로 더욱 멀리 이동한다. 그리고 두 경우 모두, 정체점은 매우 복잡한 형상으로 변형된다.

정상상태 화염에서 연료는 확산에 의해서만 화염면으로 공급되고 산화제도 일부 대류의 효과도 있으나 주로 확산에 의해서 화염면으로 공급된다. 그러나 연료측 와동의 화염에서 연료는 대류 및 확산에 의해 화염면으로 공급되지만, 산화제는 확산에 의해서만 화염면에 공급되고 이 중 일부는 대류에 의해 화염면 반대 방향으로 전달된다. 반면에 공기측 와동의 경우에는 산화제가 대류 및 확산에 의해 화염면으로 공급되며, 연료는 확산에 의해서만 화염면으로 공급되고 이 중 일부는 대류에 의해 화염면 반대 방향으로 전달된다.

이처럼 정상상태의 화염과는 다른 화학종의 전달기구로 인하여 와동과 상호작용하는 화염에서의 혼합분율 및 스칼라 소산율은 그 크기 및 분포에 있어서 정상상태의 화염과는 많은 차이가 보이게 됨을 알았다.

후 기

본 연구는 연소기술연구센터(Combustion Engineering Research Center)의 연구비 지원에 의해 수행되었습니다. 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Cuenot, B. and Poinot, T., 1994, "Effects of Curvature and Unsteadiness in Diffusion Flames," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 25, pp.

- 1383~1390.
- (2) Thévenin, D., Rolon, J. C., Renard, P. H., Kendrick, D. W., Veynante, D. and Candel, S., 1996, "Structure of a Nonpremixed Flame Interacting with Counter-rotating Vortices," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 26, pp. 1079~1086.
 - (3) Thévenin, D., Renard, P. H., Fiechtner, G. J., Gord, J. R. and Rolon, J. C., 2000, "Regimes of Nonpremixed Flame-Vortex Interactions," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 28, pp. 2101~2108.
 - (4) Takagi, T., Yoshikawa, Y., Yoshida, K., Komiya, M. and Kinoshita, S., 1996, "Studies on Strained Nonpremixed Flames Affected by Flame Curvature and Preferential Diffusion," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 26, pp. 1103~1110.
 - (5) Lee, J. C., Frouzakis, C. E. and Boulouchos, K., 2000, "Numerical Study of Opposed-Jet H₂/Air Diffusion Flame-Vortex Interactions," *Combustion Science and Technology*, Vol. 158, p. 365.
 - (6) Katta, V. R., Carter, C. D., Fiechtner, G. J., Roquemore, W. M., Gord, J. R. and Rolon, J. C., 1998b, "Interaction of a Vortex with a Flat Flame Formed Between Opposing Jets of Hydrogen and Air," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 27, pp. 587~594.
 - (7) Katta, V. R., Hsu, K. Y. and Roquemore, W. M., 1998a, "Local Extinction in an Unsteady Methane-Air Jet Diffusion Flame," *Proceedings of Combustion Institute*, Vol. 27, pp. 1121~1129.
 - (8) Takahashi, F. and Katta, V. R., 1996, "Unsteady Extinction Mechanisms of Diffusion Flames," *Proceedings of Combustion Institute*, Vol. 26, pp. 1151~1160.
 - (9) Peters, N., 1984, "Laminar Diffusion Flamelet Models in Non-Premixed Turbulent Combustion," *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 10, pp. 319~339.
 - (10) Ferreira, J. C., 1996, "Flamelet Modeling of Stabilization in Turbulent Non-Premixed Combustion," *Ph. D. Dissertation of University of Stuttgart*.
 - (11) Santoro, V. S., Kyritsis, D. C., Smooke, M. D. and Gomez, A., 2002a, "Nitric Oxide Formation During Flame/Vortex Interaction," *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 29, pp. 2227~2233.
 - (12) Santoro, V. S. and Gomez, A., 2002b, "Extinction and Reignition in Counterflow Spray Diffusion Flames Interacting with Laminar Vortices," *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 29, pp. 585~592.
 - (13) Im, H. G., Chen, J. H. and Chen, J.-Y., 1999, "Chemical Response of Methane/Air Diffusion Flames to Unsteady Strain Rate," *Combustion and Flame*, Vol. 118, pp. 204~212.
 - (14) Kyritsis, D. C., Santoro, V. S. and Gomez, A., 2002, "Quantitative Scalar Dissipation Rate Measurements in Vortex-Perturbed Counterflow Diffusion Flames," *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 29, pp. 1679~1685.
 - (15) Linan, A., 1993, "Fundamental Aspects of Combustion," Oxford University Press.
 - (16) McMurtry, P. A., Jou, W. H., Riley, J. J. and Metcalfe, R. W., 1986, "Direct Numerical Simulations of a Reacting Mixing Layer with Chemical Heat Release," *ALAA Journal*, Vol. 24, No. 6, pp. 962~970.
 - (17) Kee, R. J., Rupley, F. M. and Miller, J. A., 1989, "Chemkin-II : A Fortran Chemical Kinetic Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics," *Sandia Report*, SAND89-8009B.
 - (18) Kee, R. J., Dixon-Lewis, G., Warnatz, J., Coltrin, M. E. and Miller, J. A., 1986, "A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Multicomponent Transport Properties," *Sandia Report*, SAND 86-8246.
 - (19) Leonard, B. P., 1979, "A Stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 19, pp. 59~98.
 - (20) Najm, H. N., Wyckoff, P. S. and Knio, O. M., 1998, "A Semi-Implicit Numerical Scheme for Reacting Flow. I. Stiff Chemistry," *Journal of Computational Physics*, Vol. 143, pp. 381~402.
 - (21) Hirt, C. W. and Cook, J. L., 1972, "Calculating Three-Dimensional Flows Around Structures and over Rough Terrain," *Journal of Computational Physics*, Vol. 10, pp. 324~340.
 - (22) Oh, C. B. and Lee, C. E., 2001, "Numerical Simulation of Unsteady CH₄/Air Jet Diffusion Flame," *Transactions of the KSME B*, Vol. 25, No. 8, pp. 1087~1096.
 - (23) Sung, C. J., Liu, J. B. and Law, C. K., 1995, "Structural Response of Counterflow Diffusion Flames to Strain Rate Variations," *Combustion and Flame*, Vol. 102, pp. 481~492.
 - (24) Homma, R. and Chen, J.-Y., 2001, "Reduced Mechanism for Prediction of NO₂ Formation and Ignition Delay in Methane-Air Combustion," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 123, pp. 303~307.
 - (25) Oh, C. B., Park, J. and Lee, C. E., 2002, "An Investigation of Unsteady Response of Augmented Reduced Mechanism for Numerical Simulation of CH₄-Air Nonpremixed Flames," *Transactions of the KSME B*, Vol. 27, No. 2, pp. 243~250.
 - (26) Bilger, R. W., 1988, "The Structure of Turbulent Nonpremixed Flames," *Proceedings of Combustion Institute*, Vol. 22, pp. 475~488.