

와동과 상호작용하는 대향류 비예혼합화염의 소멸특성

오 창 보* · 이 창 언†

(2003년 3월 6일 접수, 2003년 7월 21일 심사완료)

Extinction in a Counterflow Nonpremixed Flame Interacting with a Vortex

Chang Bo Oh and Chang Eon Lee

Key Words : Counterflow Flame(대향류화염), Flame-Vortex Interaction(화염-와동 상호작용), Extinction(소멸), Direct Numerical Simulation(직접수치모사), Augmented Reduced Mechanism(확장된 축소반응기구)

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 simulation. The characteristic vortex and chemical time scales were introduced to quantify and investigate the extinction phenomenon during a flame-vortex interaction. The results showed that fuel- and air-side vortex cause an unsteady extinction. In this case, the flame interacting with a vortex was extinguished at much larger scalar dissipation rate than steady flame. It was also found that the air-side vortex extinguished a flame more rapidly than the fuel-side vortex. Furthermore, it was noted that the degree of unsteady effect experienced by a flame can be investigated by comparing the above two characteristic time scales, and this analysis could give an appropriate reason for the results of the previously reported experiment.

기호설명	
a_g : 총괄 스트레인을율(Global strain rate)	R_0 : 일반기체상수(Universal gas constant)
c_p : 혼합기의 정압비열	Re : Reynolds 수 ($\rho v_{jet} d / \mu$)
c_{pi} : 화학종 i 의 정압비열	Re _v : 와동 Reynolds 수
D_{im} : 혼합기 평균확산계수(Mixture-averaged diffusion coefficient)	T : 온도
d_c : 와동의 코어 직경(Core diameter)	t : 시간
g : 중력가속도	t_c : 특성 화학반응시간
h_i^0 : 화학종 i 의 생성열(Heat of formation)	t_v : 특성 와동시간
I : 단위 텐서(Unit Tensor)	t_m : 특성 유동시간
p_0 : 열역학적 압력(Thermodynamic pressure)	u : 혼합기 유속
p_1 : 동적 압력(Hydrodynamic pressure)	W_i : 화학종 i 의 분자량
	\bar{W} : 혼합기의 평균 분자량
	Y_i : 화학종 i 의 질량분율
	Z_{st} : 이론혼합비 위치에서의 혼합분율

† 책임저자, 회원, 인하대학교 기계공학부
E-mail : chelee@inha.ac.kr
TEL : (032)860-7323 FAX : (032)868-1716

* 회원, 인하대학교 기계기술공동연구소

그리스문자

Γ : 순환(Circulation)
 Δx : 축방향 격자거리
 Δr : 반경방향 격자거리

Δt	: 시간 전진 간격
λ	: 혼합기의 열전도계수
μ	: 혼합기의 점성계수
ρ	: 혼합기의 밀도
ρ_0	: 주위 공기의 밀도(Reference density)
χ_{st}	: 화염면에서의 스칼라 소산율
Ω_{HRR}	: 공간상에서 적분된 열발생율
$\dot{\omega}_i$: 화학종 i 의 단위체적 당 몰생성률
ω_θ	: 와도의 원주방향 성분

1. 서 론

난류를 다양한 크기와 강도를 갖는 와동들에 의해 특징지어지는 것으로 간주한다면, 난류화염은 이러한 와동들과 상호작용하는 화염으로 모델링될 수 있다. 이렇게 난류화염을 와동과 상호작용하는 화염으로 간단히 모델링하여 화염구조를 이해하고자 하는 접근 방법은 파라메타 연구를 통해 난류화염의 구조에 미치는 여러 인자들의 영향을 비교적 독립적으로 고찰할 수 있는 장점을 가지고 있다. 또한, 수치계산의 경우에는 2차원 해석도 가능하므로 계산시간을 줄일 수 있고, 이로 인해 좀 더 자세한 화학반응을 고려할 수 있게 된다.

기존에 간단한 모델화염에서 파라메타 연구를 통해 난류화염을 고찰하고자 하는 방법으로는 1D 층류 대향류화염을 이용하는 것이 있다. 이러한 연구는 난류화염에서 와동에 의해 화염에 가해지는 스트레인을 상응하는 화염구조에 대한 많은 정보를 제공하였다.⁽¹⁻³⁾ 그러나, 이 모델화염은 난류화염의 비정상효과, 곡률효과, 소염 및 재점화에 따르는 현상, 그리고 다차원 유동효과 등을 묘사할 수 없는 한계를 가지고 있다. 이러한 인자들은 비정상, 다차원 해석을 수행해야 하는 화염-와동 상호작용에 대한 연구에서는 고려가 가능하다.

화염-와동 상호작용에 대한 종래의 연구는 예혼합화염에 대해 것이 많으며, 비예혼합화염에 대한 연구는 최근에 들어 일부 수행되고 있다. 이 중에서 비예혼합화염과 와동의 상호작용에 대한 연구를 보면, Takagi 등⁽⁴⁾은 H_2/N_2 대향류 비예혼합화염에 대해 미세 와동제트를 분사하여 이 와동이 화염에 미치는 영향을 실험과 수치계산을 통해 검토하였다. 이 연구에서 공기층 와동이 생성될 경우에는 와동이 화염에 접근하면서 온도가 오히려 증가하며, 이는 와동에 의한 화염의 곡률과 H_2 의 선택확산(Preferential diffusion)에서 비롯됨을 보였다. 또한, Katta 등⁽⁵⁾도 H_2/N_2 대향류 비예혼합화염과

와동간의 상호작용에 대한 수치계산을 통해, 실험에서 얻어진 와동에 의한 환형(Annular) 소염이 곡률과 선택확산효과가 연관된 현상임을 보인 바 있다. CH_4 화염에 대한 수치계산 예로는, Katta 등⁽⁶⁾이 제트화염에서 주기적으로 생성되는 와동에 의한 화염의 국소 소염현상을 관찰하여, 정상상태 화염의 소염과는 반응경로가 달라짐을 지적한 바 있다. 그러나, 지금까지 진행된 연구는 대부분 H_2 화염에 대한 것이 주를 이루고 있어 화염의 곡률과 선택확산과 연관된 현상을 관찰하는 경우가 많았으며, CH_4 화염에 대한 수치계산 연구인 경우에는 반응기구가 좀 더 복잡해지기 때문에 아직까지 많은 연구가 진행되지 못한 상태이다.

한편, 최근 Santoro 등⁽⁷⁾은 대향류 메탄올(CH_3OH) 비예혼합화염과 와동의 강도변화에 따른 화염의 소염 및 재점화 특성에 대해 실험적으로 검토한 바 있다. 이 연구는 정체면을 기준으로 연료층에서 생성된 화염을 대상으로 하였는데, 연료층에서 생성된 와동이 공기층에서 생성된 와동보다 화염을 더 일찍 소염시키며, 이것은 공기층 와동이 화염과 만나기 이전에 정체면에 의해 더 많이 소산되어 강도가 약해졌기 때문이라고 보고하고 있다. 이처럼 대향류화염과 와동의 상호작용시의 소염현상에 대해 관찰하는 것은 신장된 실제화염이 와동의 생성, 소멸과정에 미치는 영향과, 화염에 영향 받는 와동에 의한 국소 소염현상에 대해 물리적으로 이해하는데 중요한 역할을 할 수 있을 것으로 판단된다.

위와 같은 배경 아래, 본 연구에서는 단일 와동과 상호작용하는 CH_4 대향류 비예혼합화염에 대한 정밀도 높은 수치계산을 수행하고자 한다. 여기서 얻어진 결과를 최근의 실험에서 얻은 결과와 비교하여 타당성을 검토하고, 와동에 의해 교란된 대향류 비예혼합화염의 소염과 관련된 여러 물리적 현상들을 고찰하고자 한다.

2. 지배방정식 및 계산방법

2.1 지배방정식

본 연구에서는 다루는 화염형태는 Fig. 1에서 보는 바와 같이 축대칭 화염이므로 지배방정식은 2차원 원통 좌표계로 나타낼 수 있다. 또한, 유동조건은 음향속도에 비해 매우 작은 유속을 가지므로 낮은 마하수 근사법⁽⁸⁾을 적용하면 지배방정식은 식 (1)-(5)와 같이 연속, 운동량, 화학종, 에너지 및 상태방정식으로 나타낼 수 있다.

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

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

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

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

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

여기서, p_0 와 p_1 은 각각 열역학적 압력 (Thermodynamic pressure), 동적 압력 (Hydrodynamic pressure)을 의미한다.

본 계산에서는 Soret, Dufour 효과 및 복사열전달은 무시하였으며, 열역학적 물성치와 전달 물성치는 각각 CHEMKIN-II⁽⁹⁾ 및 TRANFIT Package⁽¹⁰⁾를 이용하였다.

2.2 수치해법

지배방정식은 엇갈림 격자계를 이용하여 차분하였으며, 대류항에 대해서 QUICK법, 확산항에 대해서는 2차 정확도의 중심 차분법을 이용하였다. 열발생에 의한 급격한 밀도변동이 수반되는 반응 유동장에 대해 안정된 해를 얻기 위해서, 전체적으로 2차 정확도를 갖는 예측-교정자법 (Predictor-Corrector Method)⁽¹¹⁾을 일부 수정하여 시간 적분을 수행하였다. 여기서, 화학종과 에너지방정식의 예측자 단계에서는 2차 정확도의 Adams-Bashforth법을 이용하였으며, 교정자 단계에서는 2차 정확도의 Quasi-Crank-Nicolson법을 이용하였다. 또한, 운동량방정식은 예측자와 교정자 단계에서 모두 2차 정확도의 Adams-Bashforth법을 이용하였다. 속도와 압력의 교정은 원래의 HSMAC법 (Highly Simplified Marker And Cell)⁽¹²⁾을 밀도변동을 고려할 수 있도록 수정하여 사용하였다.

2.3 계산 및 경계조건

본 연구에서는 와동과 상호작용하기 이전의 정상상태 화염을 만들기 위해 Sung 등⁽²⁾의 실험조건을 이용하였다. 먼저, Fig. 1에서 보는 것처럼 13mm의 간격(L)을 두고 상하로 놓인 각각 내경

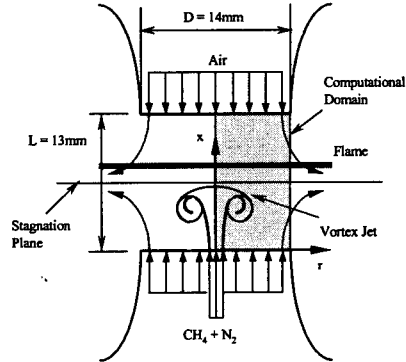


Fig. 1 Schematic of computational geometry and numerical layout for counterflow non-premixed flame

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

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

(D) 14mm인 연료 및 공기노즐 사이에 CH₄/N₂-공기 대향류화염을 형성시켰다. 다루고 있는 화염이 축대칭이므로 계산영역은 $x \times r = 13\text{mm} \times 7\text{mm}$ 영역 내에 정상상태의 화염을 형성시킨 후, 연료 노즐 또는 공기 노즐측에서 고속의 제트를 분출시켜 와동을 형성시키고, 이 와동이 반대편 노즐 방향으로 진행하면서 이미 형성되어 있던 대향류화염과 상호작용이 일어나도록 하였다.

연료 및 공기 노즐출구의 경계조건은 Table 1에서 보는 바와 같으며, 정상상태 화염을 형성시킬 경우에는 연료류와 공기류 모두 균일한 유속을 갖도록 하였다. 또한, 중심축에는 대칭조건을 부여하였으며, 반경방향의 출구의 경계조건은 1차 오더의 외삽법으로 처리하였다.

본 연구의 수치계산은 DNS(Direct Numerical Simulation)를 바탕으로 하고 있다. 화염에 대한 DNS에서는 계산대상의 최소 길이 스케일을 충분히 다룰 수 있는 격자의 선택이 중요하다. 본 연구에서는 화염을 다루게 되므로 반응대를 충분히 해상할 수 있는 격자를 선정할 필요가 있다. 계산에 이용된 격자계는 $N_x \times N_r = 260 \times 70$ 개의 비균일 격자계로서, 축방향으로는 $50 \mu\text{m}$ 의 격자를 균일

하게 배열하였으며, 반경방향으로는 화염-와동 상호작용이 진행되어 소염이 발생하는 중심축 근처에서 최소 50 μm 의 격자를 가지며, 반경방향으로 점차 크기가 확장되도록 하였다. 최소 격자의 크기 50 μm 는 소염점 근처의 화염에서 반응대 두께 (~ 1.1mm)에 20개 이상의 충분한 격자를 공급할 수 있는 수준이다. 또한, 소염점에 접근했을 때에도 화염대에서 가장 급격한 공간 변화를 갖는 H 라디칼의 양 또는 음의 생성영역 두께를 높은 정확도를 가지고 충분히 해상할 수 있었다. 따라서, 본 연구에 이용된 격자크기는 화염의 최소 길이 스케일을 DNS기법으로 묘사하는 데에 적합함을 확인 할 수 있었다.

다음으로, 반응기구를 선택할 때에는 계산시간이 합리적이어면서도 화염-와동 상호작용시의 소염 특성과 비정상 교란조건 하에서도 화염구조를 잘 예측할 수 있는 화학반응기구를 선택하고자 하였다. 이러한 목적으로 최근 Homma 등⁽¹³⁾이 제안한

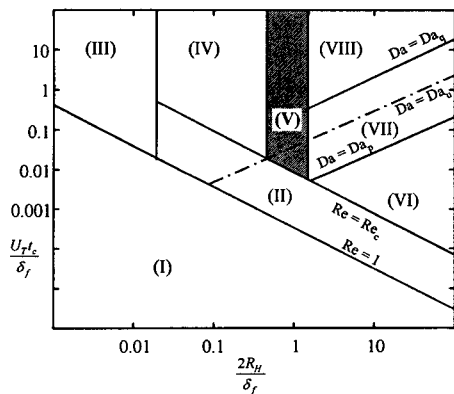


Fig. 2 Spectral diagram for the nonpremixed flame-vortex interaction (log-log scale)⁽¹³⁾

16단계의 확장된 축소반응기구(Augmented reduced mechanism : ARM)를 선정하여 소염점 예측성능을 개선하였으며, 비정상 응답특성에 대해서도 상세 반응기구와의 비교를 통해 본 계산에 적합함을 확인하였다. 최종 수정된 16단계 ARM은 NOx를 포함한 20개의 화학종으로 구성되어 있다. 반응기구에 대한 자세한 내용은 참고문헌 (14)를 참조하기 바란다.

시간 전진간격은 계산에 사용된 ARM이 상세반응기구와 마찬가지로 경직(Stiff)되어 있으므로 착화 과정에서는 $\Delta t = 0.1 \mu\text{sec}$ 로 하였으며, 이후 계산에서는 $\Delta t = 0.2 \mu\text{sec}$ 로 일정하게 하였다.

2.4 와동 생성조건

본 연구에서 목적으로 하는 화염-와동 상호작용의 결과를 통해 난류화염과 관련된 기본 연소현상을 이해하고자 하는 접근 방법은 몇 가지 중요한 선행작업을 필요로 한다. 그러한 작업 중의 한가지는 난류연소 현상을 특징적인 영역(Regime)으로 적절히 구분하고, 화염-와동 상호작용의 과정들이 난류연소 영역과 연관시키는 작업이다. 만약, 이와 같은 연결 고리가 없을 경우, 화염-와동 상호작용에 대한 해석은 단순히 특정 현상에 대한 해석에만 머무를 수 있으며, 난류화염의 특징을 고찰하는데 직접적인 연관성을 찾기 어렵게 될 가능성이 있다.

이와 같은 연결작업은 일반적으로 난류화염의 특징적인 영역을 대표적인 매개변수들을 이용하여 구분한 스펙트럼 선도(Spectral diagram)상에서의 비교를 통해 이루어진다. 본 연구에서는 Fig. 2에 도시되어 있는 Thévenin 등⁽¹⁵⁾의 스펙트럼 선도를 이용하고자 한다. 이 선도는 각 연소영역 구분기준과 특징을 살펴보기 위해서 와동의 외부반경, 초

Table 2 Inflow boundary conditions for the vortex formation, and some important variables to characterize the vortex ($\delta_f = 5.54\text{mm}$, $d_{jet} = 2\text{mm}$)

v_{jet} (m/s)	Vortex external radius R_H (mm)	Re_v	Re	Γ_C (cm^2/s)	$\frac{U_f t_c}{\delta_f}$	$\frac{2R_H}{\delta_f}$	Regime
2.0 (Fuel)	2.35 ~ 2.44	240	250	70	0.06	0.85 ~ 0.88	(V)
2.0 (Air)	2.67 ~ 2.87	280	255	70	0.06	0.96 ~ 1.04	(V)
5.0 (Fuel)	1.92 ~ 2.12	530	620	167	0.16	0.69 ~ 0.77	(V)
5.0 (Air)	1.96 ~ 2.26	560	640	167	0.16	0.71 ~ 0.82	(V)

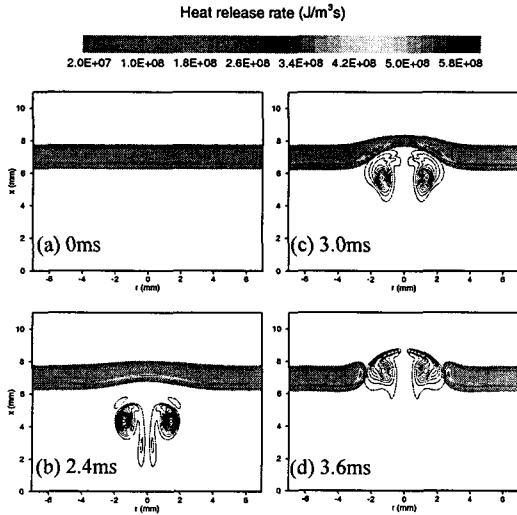


Fig. 3 Temporal evolution of heat release rate and vorticity distributions by fuel-side vortex ($v_{jet} = 5\text{m/s}$)

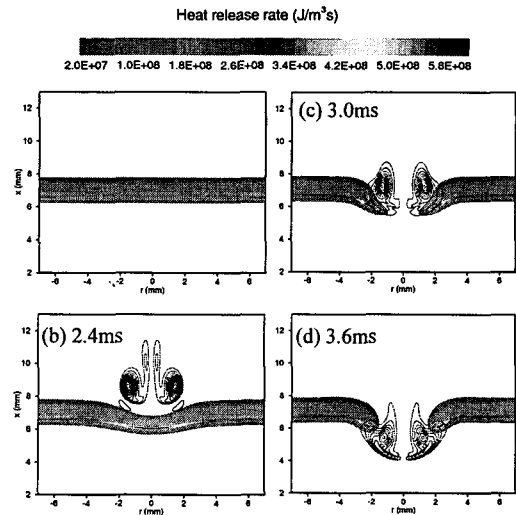


Fig. 4 Temporal evolution of heat release rate and vorticity distributions by air-side vortex ($v_{jet} = 5\text{m/s}$)

기의 화염두께, 와동의 전파속도 및 화염의 특성 화학반응시간을 각각 R_H , δ_f , U_T 그리고 t_c 라고 정의한다. 이러한 변수들을 이용하면 비예혼합화염과 와동의 특성 길이비는 $2R_H/\delta_f$ 그리고, 속도비는 $U_T t_c/\delta_f$ 로 표현된다. 이를 이용하여 연소 특성을 구분하면 Fig. 2의 영역 (I) ~ (VIII)로 구별된다. 각 영역의 경계 및 연소특성은 참고문헌 (15)에 자세히 설명되어 있으므로 여기서는 생략한다.

본 연구에서는 와동 생성을 위해 연료측과 공기측 노즐 내부에 있는 2mm 내경의 와동제트 노즐에서 시간 및 공간분포에서 최대 2, 5m/s의 Top-hat 형태 유속을 갖는 제트를 분출시켜 와동을 형성시켰다. 여기서 다루는 두 가지 와동제트 유속에 대한 주요 특성 물리량과 스펙트럼 선도상에서의 영역은 Table 2에서 보는 바와 같다. 여기에 기술된 물리량 중에서 와동 생성전의 정상상태의 화염의 두께 δ_f 는 $1/|\nabla Z|_{st}$ 로 정의되며, Re_c 는 $2R_H U_T/\nu$ 로 표현된다. 또한, 특성 순환값 (Characteristic circulation : Γ_c)은 식 (6)으로 정의된 순환값이 시간에 대해 변화할 경우, 강제로 분사된 와동 제트의 유속(v_{jet})이 감소하기 시작하는 순간에서의 값을 의미한다.

$$\Gamma = \iint \omega_\theta dA = \iint \omega_\theta dx dr \quad (6)$$

여기서 ω_θ 는 와도의 원주방향 성분이다.

참고로, Table 2에서 보는 바와 같이 본 연구에서 채택한 와동의 크기는 스펙트럼 선도상에서 영역 (V)에 속한다. 이 영역에서는 와동의 강도에 따라 소염, 비정상 효과 및 반응대의 확장현상 등이 기대되며, 곡률 효과도 무시할 수 없는 영역에 해당된다.

3. 결과 및 검토

3.1 와동에 의한 소염현상

Fig. 3에는 Table 2에 나와 있는 두 가지 와동제트 유속조건 중에서 $v_{jet} = 5\text{m/s}$ 의 조건에 대해, 화염과 연료측 와동이 상호작용할 때의 열발생을 분포를 시간별로 도시하였다. 그림에 나타내지는 않았지만, Bilger의 혼합분율⁽¹⁶⁾로 정의한 화염면의 위치는 정상상태 화염인 경우 $x=6.67\text{mm}$ 로서 매우 미소하게 공기측으로 치우쳐 있으나, 화염의 소염과 관련있는 열발생율이 최고인 점의 위치는 $x=6.5\text{mm}$ 로 연료와 공기노즐의 중간에 위치한다. 따라서, 본 연구에서 다루는 화염은 양쪽 노즐에서 생성되는 와동에 의한 소염 관찰에 매우 적합한 것을 알 수 있다.

결과를 살펴보면, (a) 0ms의 정상상태의 평평한 화염에 와동이 점점 접근하게 되면 와동의 곡률에 의해 화염면이 점차 변형되는 것을 알 수 있다. 화염-와동 상호작용 초기인 (b)의 경우, 열발생을

이 정상상태의 값보다 증가되는 것은 와동에 의해 화염이 점차 높은 스트레인을 받게 되면 연료와 산화제의 농도구배가 커지게 되고 화염면으로의 연료와 산화제의 유입이 증가되기 때문이다. 그러나 와동에 의한 영향을 많이 받게 되는 (c) 3.0ms의 결과에서는 중심축 근처에서 오히려 주위보다 열발생율이 줄어들기 시작하며, 소멸의 징후를 보이게 된다. 이 보다 시간이 조금 더 지나게 되면 화염은 완전소멸에 이르게 되며, 3.6ms의 시간이 경과된 (d)에서는 중심축 근처에서는 열발생이 전혀 없게 되고 와동의 양쪽 측면에는 소멸되면서 후퇴하는 에지화염(Edge flame)이 형성되고 있음을 알 수 있다.

Fig. 4는 와동체트의 유속은 Fig. 3과 같지만, 공기축에서 와동이 생성된 경우에 대한 열발생을 분포를 나타낸다. 이 경우에도 앞에서 살펴본 연료축 와동의 의한 경우와 전체적인 형상은 유사한 것을 알 수 있다. 다만, 3.0ms이 경과한 (c)에서 중심축 근처의 열발생율은 동일한 시간진행에 대해 연료축 와동에 의한 경우보다 더 크게 감소되어 있음을 알 수 있다. 3.6ms의 시간이 경과했을 경우, Fig. 3 (d)의 연료축 와동에 의한 경우에서는 와동에 의한 에지화염이 외부로 밀려나오는 상태임을 알 수 있었지만, Fig. 4 (d)의 그림에서는 와동이 열발생을 최고점을 통과하여 에지화염이 와동에 의해 다시 중심축 방향으로 밀려드는 것을 확인할 수 있다. 이 결과들은 공기축 와동에 의한 경우가 연료축 와동보다 화염을 좀더 일찍 소멸 시켰음을 간접적으로 보여주고 있다. 일반적인 화염-와동 상호작용에서는 와동이 진행되면 먼저 화염을 소멸시키고, 더 진행되면 와동이 화염을 벗어나게 되어 화염이 재점화(Reignition) 될 것으로 예상된다. 본 연구에서는 노즐사이의 거리가 13mm로 짧기 때문에, 한쪽 노즐에서 생성된 와동이 너무 멀리 진행되면 다른 노즐출구에 너무 가까이 접근하게 되므로 경계조건 처리가 어려워진다. 따라서 소멸된 후 약간의 시간 경과 후까지만 계산하였기 때문에 재점화 현상까지는 관찰할 수 없었다.

지금부터는 앞에서 총괄적으로 설명한 비예혼화염의 소멸과 관련하여 와동에 의한 화염의 소멸 특성에 대해 좀 더 자세히 고찰해보고자 한다.

먼저, Fig. 5에는 연료 및 공기축 와동이 화염에 접근할 때의 공간에 대해서 적분된 열발생율(Ω_{HRR})의 변화를 무차원 시간좌표에 대해 도시하였다. 여기서, Ω_{HRR} 는 식 (7)와 같이 정의되며, 비정상 상태에서의 소멸은 초기 정상상태 Ω_{HRR} 의 1%가 되는 점을 소멸점으로 정의하였다. 참고로,

최대 열발생율을 이용하여 유사한 방법으로 소멸점을 정의하더라도 소멸되는 시점은 거의 동일한 것을 확인하였다.

$$\Omega_{HRR} = \int_{x=0}^{x=L} \omega_T dx \quad (7)$$

여기서, ω_T 는 열발생율로서 다음과 같이 표현된다.

$$\omega_T = \sum_{i=1}^{i=N} W_i h_i^0 \dot{\omega}_i \quad (8)$$

참고로, 가로축의 무차원 시간은 실제 물리적 시간을 각 와동체트 유속조건마다 연료축 와동에 의해 소멸되는 시간으로 무차원한 것이다. 따라서, 연료축 와동에 의해서 소멸되는 시간은 각 와동체트의 유속조건에 대해 무차원 시간좌표(τ)에서 1.0에 해당된다.

Fig. 5의 결과에서 화염대로 공급된 연료 혹은 산화제의 총량과 관련이 깊은 Ω_{HRR} 의 변화를 고찰해 보면, 시간이 경과하여 와동이 화염에 접근할수록 Ω_{HRR} 은 점차 증가하다가 최고점을 갖고 급격히 감소하여 소멸되는 것을 알 수 있다. 또한, 소멸시간을 비교했을 때 각 유속조건에 대해 공기축 와동이 연료축 와동보다 일찍 소멸시키게 된다.

Fig. 5에서는 와동과 상호작용하는 비예혼화염의 Ω_{HRR} 변화 특성을 검토하였으며, 이 Ω_{HRR} 를 이용하여 비정상 화염의 소멸점을 정의하였다. 또한, 공기축 와동이 연료축 와동보다 화염을 더 일찍 소멸시키는 것을 관찰하였으나, 그 구체적인 이유

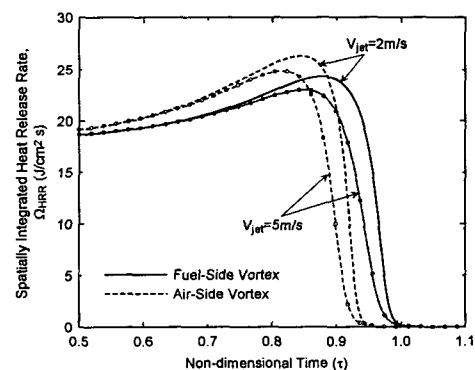


Fig. 5 Variation of spatially integrated heat release rate at the centerline during the flame-vortex interaction process

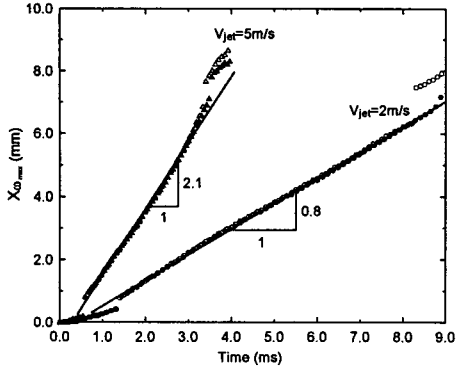


Fig. 6 Vortex propagation velocity (U_T) of vortex during the flame-vortex interaction process (filled symbol : fuel-side vortex, vacant symbol : air-side vortex)

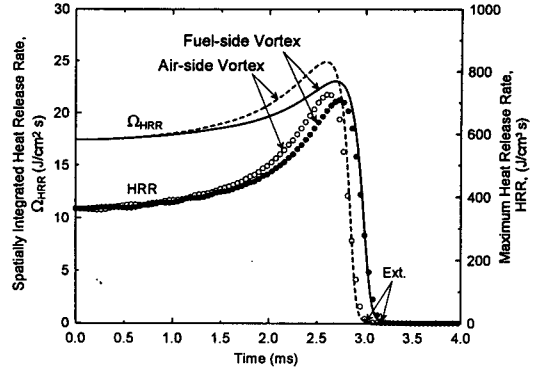


Fig. 7 Variation of the maximum heat release rate and spatially integrated heat release rate at the centerline during the flame-vortex interaction process ($v_{jet} = 5m/s$)

에 대해서는 언급하지 않았다. 따라서, 지금부터는 연료 및 공기측 와동에 의한 소염시간의 차이의 원인에 대해 고찰하고자 한다.

우선, Fig. 6에는 연료 및 공기측 와동에 의한 소염시간의 차이가 와동이 화염면에 접근하는 속도의 차이에서 기인하는 것인지를 검토하기 위해 각 유속조건에 대한 와동의 전파속도(Propagation velocity)를 도출하였다. 먼저, 와동의 전파속도를 구하기 위해서 와동의 크기가 최대인 축방향 위치를 와동의 위치로 가정하여 시간 진행에 따른 최대 와동의 위치를 세로축에 나타내었다. 따라서 각 유속조건에 대한 축방향 와동 위치의 기울기는 와동의 전파속도를 의미한다. 그림의 결과로부터 소염점 이전에는 와동체트의 유속조건 $v_{jet} = 2, 5, m/s$ 에 대해서 소염 이전 시간까지는 각각 와동의 전파속도가 $U_T = 0.8$ 및 $2.1m/s$ 로 일정하며, 와동의 진행방향과는 무관함을 알 수 있다. 그리고, 와동의 전파속도는 와동 체트유속의 증가에 대해 거의 선형적으로 증가하는 것을 확인할 수 있다. 와동의 전파속도와 소염 시간의 차이를 비교해 본다면, 본 연구의 조건에서 화염의 소염과 관련 있는 열발생을 최고점의 위치가 연료 및 공기 노즐의 거의 중간에 위치하기 때문에 연료 및 공기측 와동의 전파속도 차이에 의해서 소염시간 차이가 생기지는 않는 것으로 판단된다.

Fig. 7 ~ 10에는 연료측 와동과 공기측 와동에 의한 소염시간의 차이를 규명하기 위해서 $v_{jet} = 5m/s$ 인 조건을 대표적으로 선정하여 소염현상과 관련된 주요 물리량 변화를 도출하였다.

먼저, Fig. 7과 Fig. 8은 화염-와동 상호작용 중의 열발생율, 최고 화염온도 및 χ_{st} 의 변화를 보여주

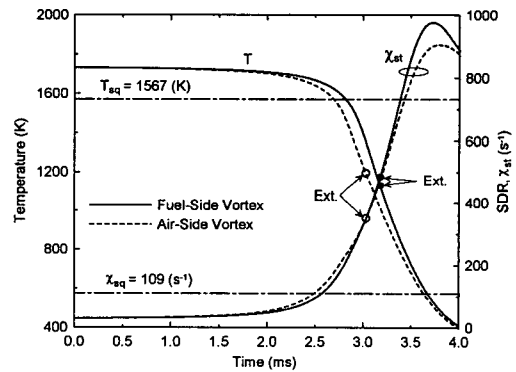


Fig. 8 Variation of the maximum temperature and stoichiometric scalar dissipation rate at the centerline during the flame-vortex interaction process ($v_{jet} = 5m/s$)

고 있다. Fig. 7은 5의 결과에서 $v_{jet} = 5m/s$ 에 대한 결과를 실제 시간축에 대해 다시 표현한 그림이다. 또한, Fig. 8에서 검정색 원형 부호는 연료측 와동에 의한 소염점의 화염온도 및 χ_{st} 값이며, 내부가 빈 원형 부호는 공기측 와동에 대한 값을 나타낸다.

우선, Fig. 7에서는 화염면 근처에서의 열발생이 없어지는 시간과 Ω_{HRR} 값이 0이 되는 시간이 일치하고 있는 것을 잘 보여주고 있다. 열발생율의 변화경향을 Fig. 8의 최고 화염온도의 변화경향과 비교해 보면, 와동이 화염에 접근하면서 열발생율은 커지고 있지만, 화염온도는 점차 감소하고 있음을 알 수 있다. 와동이 화염에 더 접근하여 열발생율이 급격히 줄어드는 시간대에서는 화염온도도 급격히 줄어들게 된다. 그러나, 정상상태 화염

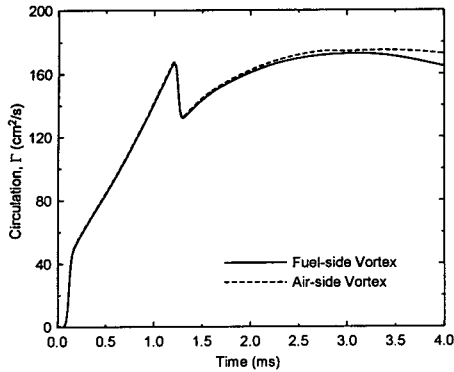


Fig. 9 Variation of the circulation during the flame-vortex interaction process ($v_{jet} = 5\text{m/s}$)

의 경우 소염점 바로 직전의 온도(T_{sq})는 1567K로서 소염된 경우에는 고온 영역이 존재하지 않지만, 비정상 상태인 경우에는 열발생은 없지만 연료측 와동의 경우 소염점의 온도(T_q)는 1125K, 공기측 와동의 경우에는 1214K로서 비교적 높은 온도 상태에 있음을 알 수 있다. 이제, χ_{st} 의 변화를 살펴보면, 연료 및 공기측 와동과 화염이 상호작용하는 경우에는 정상상태 화염의 소염점에서 얻어진 스칼라 소산율(χ_{sq})보다 훨씬 큰 값의 χ_{st} 에서 완전히 소염이 일어나는 것을 알 수 있다. 이것은 화염의 화학반응 특성시간보다 외부에서 주어지는 와동의 특성시간이 더 짧게 되면, 화염이 외부 교란에 충분히 응답하지 못하여 나타나는 비정상 효과에 기인한 것이라고 할 수 있다.

다음으로, Fig. 9에는 와동의 강도와 관련있는 순환값의 시간 전개과정을 도시하였다. 그림에 표시된 순환은 식 (6)에 의해 구해진 결과이다. 일반적으로 순환은 전체 계산 영역내의 와도 세기를 나타내는 총괄 파라메타(Global parameter)로 사용된다. 그러나, 본 계산에서는 매우 높은 유속에 의해서 와동이 생성되므로 와동 머리 내부에 주변보다 오더가 매우 높은 와도가 집중되므로 순환값을 와동의 강도를 나타내는 대표값으로 보아도 무방하다. 이러한 개념하에 순환값의 변화를 살펴보면, 와동제트의 유속이 증가하면 같이 증가하다가 대략 $t=1.2\text{ms}$ 에서 짧은 순간동안 급격히 감소한 후 다시 서서히 증가하는 것을 알 수 있다. $t=1.2\text{ms}$ 근처에서 순환값이 감소하는 것은 강제로 분출하던 와동제트의 큰 유속이 작은 유속의 값으로 급격히 줄어들기 때문이며, 이 순간까지는 강제 분출 유속을 갖기 때문에 연료 및 공기측 와동의 순환값은 거의 동일한 값을 갖는다. 그러나, 이후 시

간대에서는 공기측 와동의 순환값이 연료측 와동의 값보다 더 크게 나타남을 알 수 있다.

참고로, Santoro 등⁽⁷⁾은 정체면을 기준으로 연료측에 위치한 화염에 대해 연료 및 공기측 와동을 접근시켜 소염현상을 실험적으로 고찰하였다. 이 연구에서는 화염과 상호작용하기 이전에 정체면과 만나는 공기측 와동의 소산이 연료측 와동 소산보다 크게 되므로 좀 더 큰 순환값을 갖는 연료측 와동이 화염을 일찍 소염시킨다고 보고하고 있다. 그러나, 본 저자들이 선행연구⁽¹⁶⁾에서 화염과 상호작용하는 와동의 거동을 살펴본 바에 의하면, 정체면을 기준으로 공기측에 위치한 화염은 부피팽창(Volumetric expansion)의 영향을 받아서 와도를 더 많이 소멸시키지만, 화염대에서의 증가된 유속 영향으로 와도의 대류 전달량을 증가시킨다. 따라서, 이렇게 증가된 공기측 와도의 대류 전달량이 연료측 와동의 경우보다 순환값을 더 크게 만드는 것을 확인하였다. 본 연구에서도 정체면을 기준으로 공기측에 화염면이 위치하기 때문에 공기측 와동이 좀 더 강한 강도를 가지고 화염과 상호작용하므로 연료측 와동보다 화염을 좀 더 일찍 소염시키는 것을 알 수 있다. 이 결과는 기존의 Santoro 등이 실험에서 얻는 결과와 와동의 소산 과정에 대한 물리적 이해를 달리하는 것을 제외하면 화염-와동 상호작용시의 소염특성에 대해서는 동일한 결과를 보이고 있음을 알 수 있다.

3.2 특성시간 비교에 의한 비정상 효과 검토

지금까지 설명한 와동 강도에 따른 화염과의 상호작용을 좀 더 구체적으로 고찰하기 위해서는 와동 강도와 화염 강도를 비교가 가능한 한가지의 매개변수를 도입하는 것이 편리하다. 여기서는 화염의 강도와 관계 있는 특성 화학반응시간(t_c)과 와동의 강도와 관계 있는 특성 와동시간(Characteristic vortex turnover time : t_v)의 비교를 통해서 화염-와동 상호작용을 검토하고자 한다. 본 연구의 t_c 는 식 (9)를 이용하여 정의하였으며,⁽¹⁸⁾ t_v 는 식 (10)과 같이 정의된다.⁽¹⁹⁾

$$t_c = \frac{Z_{st}^2(1-Z_{st})^2}{\chi_{sq}} \quad (9)$$

$$t_v = \frac{\pi d_c^2}{4\Gamma} \quad (10)$$

여기서, Z_{st} 는 0.3038, χ_{sq} 는 소염점에서 얻은 109s^{-1} 가 이용되었다. 이 들을 식 (9)에 대입하면

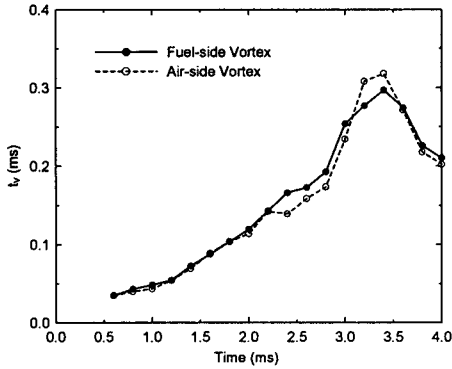


Fig. 10 Variation of the vortex turnover time during the flame-vortex interaction process ($v_{jet} = 5\text{m/s}$)

t_c 는 0.41ms가 된다. 또한, 식 (10)에서 d_c 는 와동의 코어 직경(Core diameter)을 의미하며, 계산에서 이 값은 James 등⁽²⁰⁾의 방법과 동일하게 구하였다. 즉, 최대 와도가 위치하는 축방향 단면에서 최대 및 최소의 축방향 유속을 갖는 두 점 사이의 반경방향 거리를 코어 직경으로 정의하였다. 참고로, 본 연구에서 다루는 와동은 완전한 원형(2차원상)이 아니므로 코어직경을 정의하는데 어려움이 따른다. 즉, 반경방향과 축방향으로 정의된 코어 직경에도 약간의 차이는 존재하지만, 어느쪽을 이용하여 코어직경을 정의하더라도 t_v 값의 경향에는 별 영향이 없음을 확인할 수 있었다. 위에서 정의된 t_c 와 t_v 를 이용하여 상호간의 크기를 비교함으로써 와동강도와 화염강도 사이에 수치화한 비교가 가능하게 된다.

Fig. 10에는 와동이 진행될 경우 특성 와동시간 t_v 의 변화를 도시하였다. 식 (10)을 이용하여 t_v 값을 계산할 때, Fig. 9에 도시된 순환값의 점프로 인해 t_v 값도 급격히 변할 것으로 생각되지만 와동 코어 직경을 정확하게 정의할 수 없는 점에서 비롯되는 미소한 오차로 인해 Fig. 10의 t_v 값에는 급격한 점프현상은 볼 수 없었다. $t = 2.2\text{ms}$ 근처까지는 연료측 와동의 특성시간($t_{v,F}$)와 공기측 와동의 특성시간($t_{v,O}$) 사이에 큰 차이가 없음을 알 수 있다. 그러나, 이후 시간에서는 $t_{v,O}$ 가 $t_{v,F}$ 보다 작게 나타나고 있다. 특성 와동시간이 작은 것은 와동의 강도가 큰 것을 의미하므로 그림의 결과는 공기측 와동의 강도가 연료측 와동보다 더 크다는 것을 보여주고 있다. 또한 이 경향은 Fig. 9에서 설명한 공기측 와동의 순환값이 더 크게 나타난 결과와도 잘 일치한다. 다만, $t = 3.0\text{ms}$ 근처에서는 와동이 소산되면서 원래의 형태를 유지하지 못하

기 때문에 코어 직경의 정의가 매우 어려워지고, 구한 결과에 오차가 커지게 된다. 따라서, 이 시간 이후의 코어 직경 및 특성 와동시간은 특별한 의미를 부여하기 힘들다. 본 연구에서는 와동에 의해 화염이 소멸되는 시간, 즉 $v_{jet} = 5\text{m/s}$ 인 경우에 $t < 3.2\text{ms}$ 까지를 주요 관찰 대상으로 하고 있기 때문에 그림에 보이는 결과로 와동에 의한 소염특성을 언급하는 것은 큰 무리가 없을 것으로 판단된다.

지금부터는 위에서 정의한 t_c 와 t_v 를 이용하여 화염과 와동간의 상호작용 정도에 따른 소염특성에 대해서 살펴보고자 한다. 잘 알려진 바와 같이 비예혼합화염인 경우 얇은 반응대에서는 확산과 반응의 기여가 지배적이며 서로 균형을 이루어 화염을 유지하게 된다.⁽²¹⁾ 또한, 반응은 얇은 화염면 근처로 한정되기 때문에 반응대 외부의 영역에서는 대류와 확산이 지배적이 된다. 따라서, 얇은 반응대를 확산-반응대(Diffusive-reactive layer)라고 하며, 그 외부 영역은 대류-확산대(Convective-diffusive layer)라고 한다. 이제, 본 연구의 결과를 Santoro 등⁽²⁰⁾이 수행한 화염-와동 상호작용에 대한 실험 결과와 비교하기 위해서 동일한 방법을 적용한다. 먼저, 확산-반응대의 대표적인 시간 스케일을 t_c 라 하고, 대류-확산대의 대표적인 시간 스케일을 $t_m (= 1/a_g)$ 으로 정의한다. 여기서, a_g 는 아래의 식 (11)로 표현되는 총괄 스트레인율⁽²²⁾이며, 초기의 정상상태 화염에 대한 값(78.5s^{-1})을 의미한다. t_c 는 연료 및 산화제의 조성에 따라 결정되는 값으로서, 앞에서 구한 0.41ms가 되며, t_m 은 12.7ms가 된다.

$$a_g = \frac{2|u_O|}{L} \left(1 + \frac{|u_F| \sqrt{\rho_F}}{|u_O| \sqrt{\rho_O}} \right) \quad (11)$$

다음으로 와동이 갖는 특성시간은 소염이 시작되는 점에서의 값으로 하겠다. 왜냐하면 완전 소염점에서는 코어 직경을 정의하기 어려우므로 t_v 값의 오차가 더욱 커질 가능성이 있기 때문이다. 이러한 정의에 따르면 $v_{jet} = 5\text{m/s}$ 인 경우, $t_{v,F} = 0.18\text{ms}$, $t_{v,O} = 0.16\text{ms}$ 가 된다. 즉, 연료 및 공기측 와동에 의한 특성시간이 $t_v < t_c < t_m$ 의 영역에 해당된다. 따라서, $v_{jet} = 5\text{m/s}$ 인 와동은 화학 반응시간과 초기화염의 대류-확산대 특성시간보다 더 작기 때문에 대류-확산대 및 확산-반응대에 대해서 강한 비정상 효과를 유발시키게 된다. 이와 같은

이유로 $v_{jet}=5\text{m/s}$ 인 와동이 화염과 상호작용할 경우, χ_q 값이 정상상태의 소염점의 χ_{sq} 보다 훨씬 큰 값을 갖게 된다. 또한, $v_{jet}=2\text{m/s}$ 인 와동이 화염과 상호작용할 경우에는 $t_{v,F}=0.67\text{ms}$, $t_{v,O}=0.58\text{ms}$ 이 되므로 $t_c < t_v < t_m$ 의 영역에 해당된다. 이 조건인 경우에는 Santoro 등의 실험연구⁽¹⁸⁾와 유사한 결과를 보이고 있다. 즉, Santoro 등은 $t_c(0.5\text{ms}) < t_v(2.4\text{ms}) < t_m(17\text{ms})$ 인 조건에 대해 실험을 수행하였다. 따라서, 이러한 경우에는 와동이 대류-확산대에 대해서는 비정상 효과를 유발시키지만, 화학반응시간이 와동의 특성시간보다 훨씬 작기 때문에 확산-반응대는 준정상적인(Quasi-steady) 거동을 보이게 된다. 결과적으로 화염은 와동이 주는 스트레인율을 직접 느끼는 것이 아니라 대류-확산대를 통해 감쇄된 값을 경험하게 된다. 그리고, 유동장 정보가 아닌 화염장의 정보로 구성되는 스칼라 소산율의 값은 비교적 이러한 상황을 잘 추종하게 되므로 소염되는 순간의 χ_q 는 χ_{sq} 에 비해 30% 정도밖에 높지 않음을 보여주었다. 그러나, 본 연구의 $v_{jet}=2\text{m/s}$ 인 공기 및 연료 측 와동인 경우에는 χ_q 가 χ_{sq} 값보다 70~80% 정도 높은 것을 알 수 있으며, 이는 Santoro 등⁽¹⁸⁾이 실험에서 얻은 값보다 다소 높은 것을 확인할 수 있다. 이러한 이유로는, 본 연구의 $v_{jet}=2\text{m/s}$ 에서 얻은 t_v 값(0.58~0.67ms)이 t_c 에 많이 가까울 정도의 비교적 강한 와동을 생성시켰기 때문으로 판단된다. 따라서, 위의 결과들을 종합해 볼 때, 본 연구의 계산결과는 기존의 실험에서 얻어진 결과와 정성적으로 잘 일치하고 있는 것을 알 수 있다.

지금까지 살펴본 것처럼 화염 및 와동의 강도와 관계된 시간 스케일을 도입하면 화염-와동 상호작용시의 화염의 비정상 거동을 좀 더 쉽게 고찰할 수 있으며, 기존의 실험에서 얻은 결과와 비교, 검토에도 유용할 것으로 판단된다.

4. 결 론

본 연구에서는 DNS를 적용하여 CH_4 대향류 비예혼합화염과 단일 와동의 상호작용시의 소염현상에 대해 고찰하였다.

본 연구의 조건에서는 화염-와동 상호작용에서는 정상상태 소염점에서 얻은 스칼라 소산율 보다 더 높은 값에서 소염되는 비정상 효과를 관찰할 수 있었다.

또한, 초기 정상상태 화염은 정체면을 기준으로 공기측에 위치하기 때문에, 공기측 와동은 화염대의 유속증가에 따르는 화염면으로의 와도의 대류 전달량을 증가시켜 연료측 와동보다 좀 더 큰 순환값을 갖게 되어 화염을 좀 더 일찍 소염시킴을 알 수 있었다.

화염과 와동의 강도를 나타낼 수 있는 특성시간을 도입하여 비교함으로써 화염과 와동간의 강도 비교가 가능하였으며, 이를 통해 화염이 경험하는 비정상 효과의 정도를 고찰할 수 있었다. 또한, 이러한 매개변수를 이용하여 화염-와동 상호작용을 고찰했을 때 본 연구의 결과가 기존의 실험에서 얻어진 결과와 잘 일치하는 것을 확인할 수 있었다.

후 기

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

참고문헌

- (1) Peters, N and Kee, R. J., 1987, "The Computation of Stretched Laminar Methane-Air Diffusion Flames Using a Reduced-Four Step Mechanism," *Combustion and Flame*, Vol. 68, pp. 17~29.
- (2) Sung, C. J., Liu, J. B. and Law, C. K., 1995, "Structural Response of Counterflow Diffusion Flames to Strain Rate Variations," *Combustion and Flames*, Vol. 102, pp. 481~492.
- (3) Law, C. K., Sung, C. J., Yu, G. and Axelbaum, R. L., 1994, "On the Structural Sensitivity of Purely Strained Planar Premixed Flames to Strain Rate Variations," *Combustion and Flame*, Vol. 98, pp.139~154.
- (4) Takagi, T., Yoshikawa, Y., Yoshida, K., Komiyama, M. and Kinoshita, S., 1996, "Studies on Strained Non-premixed Flames Affected by Flame Curvature and Preferential Diffusion," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 26, pp. 1103~1110.
- (5) Katta, V. R., Carter, C. D., Fiechtner, G. J., Roquemore, W. M., Gord, J. R. and Rolon, J. C., 1998, "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.
- (6) Katta, V. R., Hsu, K. Y. and Roquemore, W. M., 1998, "Local Extinction in an Unsteady Methane-Air Jet Diffusion Flame," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 27, pp. 1121~1129.
- (7) Santoro, V. S. and Gomez, A., 2002, "Extinction and Reignition in Counterflow Spray Diffusion Flames

- Interacting with Laminar Vortices," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 29, pp. 585~592.
- (8) 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," *AIAA Journal*, Vol. 24, No. 6, pp. 962~970.
- (9) Kee, R. J., Rupley and F. M, Miller, J. A., 1989, "Chemkin-II: A Fortran Chemkin Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics," *SAND89-8009B*.
- (10) 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," *SAND86-8246*.
- (11) Najm, H. N, Wyckoff, P. S. and Knio, O. M., 1998, "A Semi-implicit Numerical Scheme for Reacting Flow," *Journal of Computational Physics*, Vol. 143, pp. 381~402.
- (12) 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.
- (13) Homma, R. and Chen, J.-Y., 2001, "Reduced Mechanisms 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, April, <http://firebrand.me.berkeley.edu/>.
- (14) Oh, C. B., Park, J. and Lee, C. E., 2003, "An Investigation of Unsteady Response of Augmented Reduced Mechanism for Numerical Simulation of CH₄ Nonpremixed Flames," *Transactions of KSME B*, Vol. 27, No. 2, pp. 243~250.
- (15) Thévenin, D., Renard, P. H., Fiechtner, G. J., Gord, J. R. and Rolon, J. C., 2000, "Regimes of Non-premixed Flame-Vortex Interactions," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 28, pp. 2101~2108.
- (16) Yoo, B. H., Oh, C. B., Hwang, C. H. and Lee, C. E., 2003, "Dynamic Behaviors of a Single Vortex in Counter Non-reacting and Reacting Flow Field," *Transactions of KSME B*, in press.
- (17) Bilger, R. W., 1988, "The Structure of Turbulent Nonpremixed Flames," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 22, pp. 475~488.
- (18) Peters, N., 2000, "Turbulent Combustion," *Cambridge University Press*.
- (19) Santoro, V. S., Kyritsis, D. C., Liñán, A. and Gomez, A., 2000, "Vortex-Induced Extinction Behavior in Methanol Gaseous Flames : A Comparison with Quasi-Steady Extinction," *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 28, pp. 2109~2116.
- (20) James, S and Madnia, C. K., 1996, "Direct Numerical Simulation of a Laminar Vortex Ring," *Physics of Fluid*, Vol. 8, No. 9, pp. 2400~2414.
- (21) Linan, A., 1993, "Fundamental Aspects of Combustion," *Oxford University Press*.
- (22) Seshadri, K and Williams, F. A., 1978, "Laminar Flow between Parallel Plates with Injection of a Reactant at High Reynolds Number," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 21, pp.251~253.