

와동에 의해 교란된 대향류 비예혼합화염의 화염거동

오창보* · 이창언**

Flame Behaviors of Counterflow Nonpremixed Flame Perturbed by a Vortex

Chang Bo Oh and Chang Eon Lee

ABSTRACT

A two-dimensional direct numerical simulation was performed to investigate the flame behaviors of CH_4/N_2 -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 reaction mechanism are adopted in this calculation. 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.

Key Words : Counterflow Flame, Flame-Vortex Interaction, Mass Transport Mechanism

1. 서론

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

비예혼합화염에 대한 난류 연소모델링에서 화염면(Flamelet)을 특성화하는 중요한 변수로는 유동에서 얻어지는 정보인 스트레인을과 이와 유사한 역할을 하는 것으로 알려진 스칼라 소산율[1]이 있는데, 이들 두 변수 중에 어느 쪽이 화염

특징을 더 잘 묘사할 수 있는지는 아직까지도 논란이 되고 있다. 최근 연구에 따르면, 비정상 교란상태에서 스칼라 소산율이 화염을 묘사하는 물리량으로 더 적합하다는 제안이 있으며,[2-4] 비정상 1차원 비예혼합화염에서도 스트레인을보다 스칼라 소산율이 화염을 더 잘 묘사한다는 보고[5]가 있다. 그리고 이러한 연구의 일환으로 화염-와동 상호작용의 조건 하에서 스칼라 소산율을 측정하고자 하는 시도도 이루어지고 있다.[6]

기존에 알려진 바에 의하면, 대향류 비예혼합 화염의 확산-반응대(Diffusive-reactive layer)에서는 화학반응과 확산과정이 균형을 이루는 전형적인 구조를 보이는 것으로 알려져 있다.[7] 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 난류화염을 이해하는데 큰 도움이

* Building and Fire Research Lab., NIST

** 인하대학교 기계공학과

† 연락처, chelee@inha.ac.kr

될 것으로 보인다.

따라서 본 연구에서는 이러한 배경 하에 단일 와동과 신장된 CH₄ 화염의 상호작용에 대해 직접 수치모사(Direct Numerical Simulation)를 수행하였다. 우선, 와동이 진행되는 비정상 화염구조를 정상상태의 화염구조와 비교하여 연료와 산화제의 전달기구에 대해 고찰하였다. 또한, 이러한 전달기구를 이용하여 화염대의 혼합분율과 스칼라 소산을 분포에 대해 검토하였다.

2. 지배방정식 및 계산방법

2.1 지배방정식

본 연구에서 다루는 화염에 대한 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 배경의 열역학적 압력 (Background thermodynamic pressure)와 수력학적 압력 (Hydrodynamic pressure)을 의미한다.

본 계산에서는 Soret과 Dufour 효과 및 복사열 전달은 무시하였으며, 열역학적 물성치와 전달 물성치는 각각 CHEMKIN-II [8] 및 TRANFIT Package [9]를 이용하였다.

2.2 수치해법

본 연구의 수치해석 기법은 낮은 마하수 근사법 (Low Mach Number Approximation)을 적용한 직접 수치모사를 바탕으로 하고 있다.

지배방정식은 엇갈림 격자계를 이용하여 차분하였으며, 대류항에 대해서 QUICK법, 확산항에 대해서는 2차 정확도의 중심 차분법을 이용하였다. 열발생에 의한 급격한 밀도변동을 고려하기 위해서 Najm 등이 제시한, 전체적으로 2차 정확

도를 갖는 예측-교정자 (Predictor-Corrector)법 [10]을 수정하여 시간적분을 수행하였다. 화학종과 에너지 방정식의 예측자 단계에서는 2차 정확도의 Adams-Bashforth법, 교정자 단계에서는 2차 정확도의 Quasi-Crank-Nicolson법을 이용하였으며, 운동량방정식에 대해서는 예측자, 교정자 단계에서 모두 2차 정확도의 Adams-Bashforth법을 이용하였다. 또한, 속도와 압력의 교정은 밀도변화를 고려할 수 있는 HSMAC (Highly Simplified Marker And Cell)법 [11]을 이용하였다. 계산에 사용된 수치 알고리즘에 대한 자세한 내용은 참고문헌 [12]에 기술되어 있으므로 여기서는 생략한다.

2.3 계산조건 및 경계조건

본 연구의 계산대상은 Fig. 1과 같이 노즐사이의 간격(L)이 13mm이며, 각 노즐의 직경(D)이 14mm인 CH₄/N₂-공기 대향류 화염이다. 계산영역은 다루고 있는 화염이 축대칭이므로 $x \times r = 13\text{mm} \times 7\text{mm}$ 로 하였다.

계산조건은 결과의 검증에 유리하도록 Sung 등의 실험조건 [13]과 동일하게 하였다. 정상상태의 화염을 얻기 위해 연료 및 공기의 노즐출구 유속은 반경방향 성분은 없고 축방향 유속이 25.5cm/s로 균일하도록 하였으며, 초기온도는 298 K으로 하였다. 연료 및 공기의 조성은 각각 체적비를 CH₄:N₂=23:77, O₂:N₂=23:77로 하였다. 경계조건으로, 중심축에는 Neumann 조건을 부여하였으며, 반경방향 외부경계에서는 경계 바로 안쪽과 경계면에서의 물리량의 변화가 같도록 하였다. 와동이 생성, 진행될 때에는 와동이 존재하는 반대편 노즐경계에서도 반경방향 외부경계와 유사하게 경계조건을 처리하였다.

단일와동의 생성을 위해 연료측과 공기측 노즐 내부에 있는 2mm 내경의 와동 제트노즐에서 시간 및 공간분포에 대해 최대 5m/s와 Top-hot

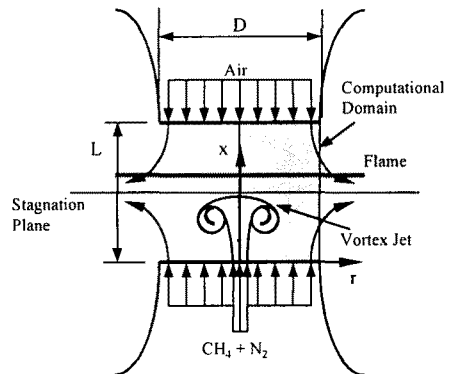


Fig. 1 Schematic of computational geometry and numerical layout.

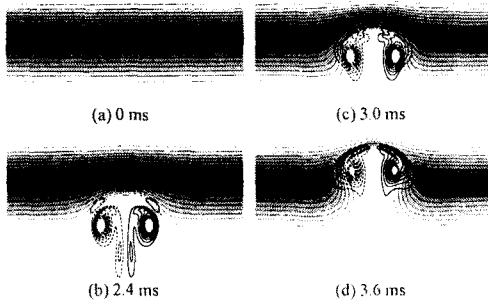


Fig. 2 Temporal evolution of temperature, flame surface and vorticity profile.

형태의 유속을 갖는 제트를 분출시켜 와동을 형성시켰다.

격자계는 $N_x \times N_y = 260 \times 70$ 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 소염현상이 관찰되므로 소염점을 적절히 예측할 수 있는 Miller와 Bowman의 상세반응기구(MB-Full)를 바탕으로 축소된 ARM(Augmented reduced mechanism) [14]을 이용하였다. MB-ARM은 20개의 화학종을 포함한 16단계의 반응식으로 이루어져 있으며, 비정상 교란조건하에서도 상세반응기구의 결과를 매우 잘 추종하여, 소염과 비정상 효과가 동반되는 화염-와동 상호작용의 해석에 적용하는 것이 매우 적합하다는 것을 확인하였다. 이 반응기구에 대한 자세한 내용은 참고문헌 [15]를 참조하기 바란다.

3. 결과 및 검토

3.1 비정상 화염거동

Fig. 2는 시간에 따른 와도의 전개와 그에 상응하는 화염온도의 분포형상을 도시한 것으로, 점선은 이론 혼합비의 혼합분율[16] 위치로서 정의된 화염면을 나타내고 있다. Fig. 2 (a)의 정상상태의 화염으로부터 와동을 나타내는 와도가 점차 화염에 가까워지면, 화염면이 점차 왜곡되고 있는 것을 알 수 있다. 와동이 생성된 후 3.0ms가 경과한 (c)의 경우에는 와동에 의한 높은 스트레인을 영향 받아 중심축 근처에서 최고 화염온도가 1400K 정도로서, (a)의 초기온도인 1730K보다 많이 낮아졌음을 알 수 있다. 3.6ms가

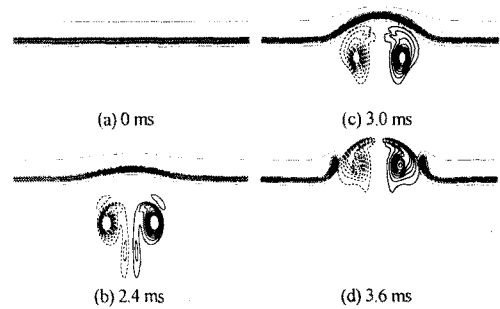


Fig. 3 Temporal evolution of heat release rate and vorticity profile.

경과한 (d)의 경우는 스트레인이 더욱 증가하여 화염이 국소소염에 이른 형상을 보여주고 있다.

Fig. 3은 Fig. 2와 동일한 순간에서 화염의 열발생율(Heat Release Rate : HRR)을 도시한 것이다. 그림에서 검은색 부분은 HRR값이 높은 영역을 나타낸다. 0ms의 초기의 화염에 대해 와동이 접근하면 화염에서의 열발생율은 점차 증가하는 것을 알 수 있다. 이것은 와동에 의한 화염의 스트레인을 증가에 따라 연료와 산화제의 구배가 증가하고 화염면에 유입되는 연료-산화제의 양이 증가하므로 이 양을 연소시키면서 발생하는 열이 증가하기 때문이다. 그러나 와동에 의한 스트레인이 더욱 증가하게 되면, 연료와 산화제의 유입이 더욱 증가하게 되어, 연료와 산화제를 모두 소모할 수 없는 상태가 되며, 결국 급격한 온도 구배에 의한 열손실에 의해 국소소염이 된다. (d)인 경우에는 소염된 이후, 와동 주위에서 퇴각하는 에지화염(Edge Flame)을 잘 보여주고 있다.

3.2 화학종 전달기구

Fig. 4는 정상상태 대향류 화염의 중심축상의 확산 및 대류에 의한 질량유속(Mass flux)과 온도 분포를 도시한 것으로, 그림에서 S.P는 유동의 정체점을, St는 화염면을 나타낸다. 화염면으로 공급되는 축방향 대류 및 확산에 의해 질량유속은 각각 식 (6)과 식 (7)에 의해서 구해진다.

$$C_x = \rho u Y_i \quad (i = CH_4, O_2) \quad (6)$$

$$D_x = -\rho D_{im} \frac{dY_i}{dx} \quad (i = CH_4, O_2) \quad (7)$$

Fig.4를 통해 정상상태 대향류 화염에서의 연료 및 산화제의 전달기구를 명확히 알 수 있다. 우선, 연료의 흐름방향을 기준으로 보면 화염면

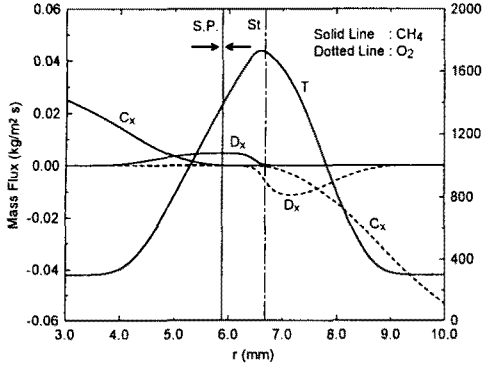


Fig. 4 Mass flux budget and temperature profile on the centerline for steady flame. (vertical solid line : stagnation point, vertical dashed-dotted line : stoichiometric location, bold arrow : flow direction)

(St, $x=6.67\text{mm}$)이 정체면(S.P, $x=5.87\text{mm}$)보다 하류에 위치하기 때문에 대류에 의한 질량유속은 없으며, 화염면으로 공급되는 연료는 확산에 의해서만 전달됨을 알 수 있다. 한편, 산화제 흐름 방향을 기준으로 보면 화염면이 정체점보다 상류에 위치하기 때문에 산화제는 대류 및 확산에 의해 화염면에 공급됨을 확인할 수 있다. 그러나, 대류에 의해 공급되는 산화제는 화염온도가 상승하기 시작하는 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 화염으로의 질량전달의 기본 기구(Mechanism)임을 알 수 있다.

Fig. 5와 6에는 정상상태 대향류 화염에 와동이 전개되는 2.8ms의 순간의 특성을 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. 특이한 것으로 정체점이 정상상태 화염과는 다르게 화염면 보다 훨씬 하류로 이동하는 것을 알 수 있으며, 그 이동 정도는 와동이 화염에 가까이 접근할수록 더 크게 됨을 확인할 수 있었다. 이와 같이, 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

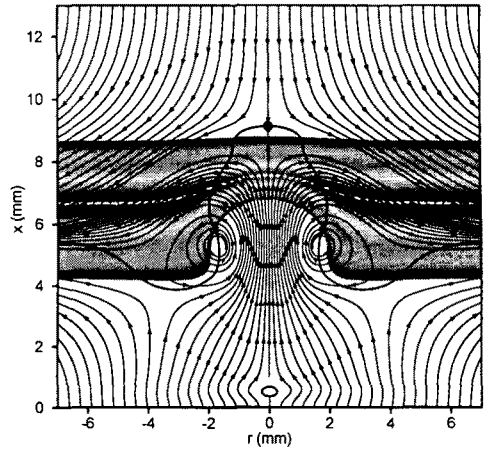
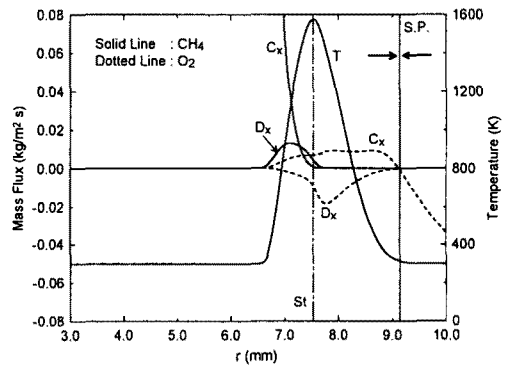


Fig. 5 Parameters related with flow field; velocity vectors, stream lines with temperature distribution 2.8ms ($v_{jet}=5\text{m/s}$, symbol : stagnation point)



소산율의 분포에도 영향을 줄 것으로 판단된다. 따라서 이 후의 절에서는 와동에 의해 교란된 화염의 혼합분율과 스칼라 소산율의 거동에 대해서 구체적으로 검토하고자 한다.

스칼라 소산율(Scalar Dissipation Rate : SDR, χ_{st})은 특성 확산시간의 역수로 표현되며 비에 혼합화염을 특징짓는 중요한 물리량 중의 하나이다. 이 스칼라 소산율은 식 (8)로 정의된다.

$$\chi = 2D_z \left[\left(\frac{\partial Z}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial Z}{\partial r} \right)^2 \right] \quad (8)$$

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

Fig. 7은 정상상태의 화염에 와동이 접근할 경우의 화염구조의 변화를 관찰하기 위한 것으로, 화염 중심축 상의 온도(T), 연료 및 산화제의 농도를 나타낸 것이다. 그림중의 (0) 상태는 와동

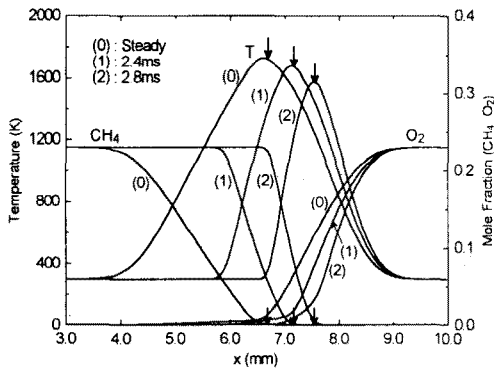


Fig. 7 Temperature, fuel(CH₄) and oxidizer(O₂) concentration profiles during flame-vortex interaction ($v_{vel}=5m/s$)

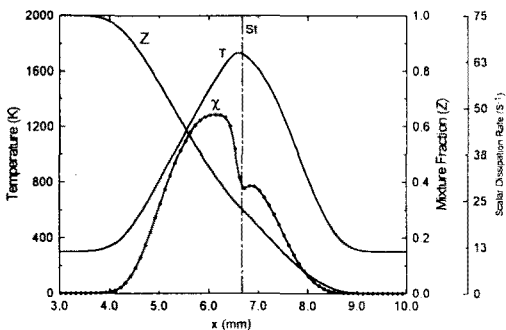


Fig. 8 Temperature, mixture fraction and scalar dissipation rate profiles on the centerline for steady flame.

이 없는 정상상태 비에 혼합화염에 대한 결과이다. 온도분포를 보면 와동이 진행하면 중심축 상의 화염은 산화제측으로 이동하며 화염대의 두께는 얇아지고 있음을 알 수 있다. 그리고, 연료 및 산화제의 농도분포를 살펴보면, 연료의 농도구배는 Fig. 5와 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 와동이 연료측에 위치하므로 연료농도 분포가 와동에 직접 영향을 받기 때문으로 판단된다. 이러한 연료 및 산화제 농도구배의 경향은 온도분포에서도 확인할 수 있다. 즉, 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.

Fig. 8은 초기 정상상태 화염의 중심축 상의 온도, 혼합분율 및 스칼라 소산율을 도시한 것으로 수직 일점쇄선은 화염면을 의미한다. 그림에서 스칼라 소산율(χ)은 화염면을 기준으로 연료측에서 최고값을 가지며, 화염면 근처에서 변곡점을 갖는 분포를 보이고 있다.

Fig. 9와 10은 와동이 진행할 때, 2.8ms가 경과한 후의 온도, 혼합분율 및 스칼라 소산율을 도시한 것이다. Fig. 9의 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 이론혼합비의 위치에서 χ 값의 분포가 변곡점을 갖는데 반해, 와동이 진행될 경우에는 화염면으로의 연료 및 산화제의 공급은 대류에 의해서도 일어나며 이로 인해 화염면상의 변곡점 형태의 분포는 점차 사라지고 선형적인 형태로 바뀔 수 있다. Fig. 10에서 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.

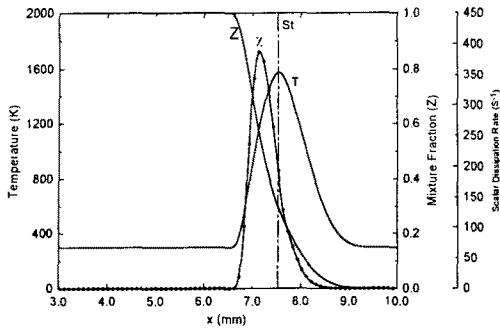


Fig. 9 Temperature, mixture fraction and scalar dissipation rate profiles on the centerline at 2.8ms ($v_{jet}=5m/s$)

Fig. 10 Scalar dissipation rate distribution at 2.8ms

지금까지 결과를 종합해 보면, 와동은 화염면에 공급되는 연료와 산화제의 전달기구에 영향을 주고, 이로 인해 혼합분율과 스칼라 소산율 분포에도 영향을 주게 됨을 알 수 있었다.

4. 결론

CH_4 대항류 비에혼합화염과 단일 와동과의 상호작용에 대한 직접수치모사를 통해 다음과 같은 결과를 얻었다.

와동에 의해 대항류 비에혼합화염이 교란을 받게 되면 정상상태의 대항류 화염 구조와는 많은 차이를 보이게 된다. 와동이 화염면에 접근하면, 화염면을 기준으로 연료측에 위치하던 정체점이 공기측으로 이동하며, 정체면은 매우 복잡한 형상으로 변형된다. 또한 중심축 상의 국소 소염현상을 화염면도 및 열발생율을 통해 관찰 할 수 있었다.

정상상태화염에서 연료는 확산에 의해서만 화염면으로 공급되고 산화제도 일부 대류의 효과도 있으나 주로 확산에 의해서 화염면으로 공급된다. 그러나, 와동에 의해 교란되는 화염에서는 연료는 대류 및 확산에 의해 화염면으로 공급되지만, 산화제는 확산에 의해서만 화염면에 공급되고 이 중 일부는 대류에 의해 화염면 반대 방향으로 전달된다.

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

후 기

본 연구는 연소기술연구센터(CERC)의 연구비 지원에 의해 수행되었습니다.

참고문헌

- [1] N. Peters, "Laminar Diffusion Flamelet Models in Non-premixed Turbulent Combustion", *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 10, 1984, pp. 319-339.
- [2] J. C. Ferreira, "Flamelet Modeling of Stabilization in Turbulent Non-Premixed Combustion," 1996, *Ph. D. Dissertation of University of Stuttgart*.
- [3] V. S. Santoro, D. C. Kyritsis, M. D. Smooke, and A. Gomez, "Nitric Oxide Formation During Flame/Vortex Interaction," *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 29, 2002, pp. 2227-2233.
- [4] V. S. Santoro, and A. Gomez, "Extinction and Reignition in Counterflow Spray Diffusion Flames Interacting with Laminar Vortices," *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 29, 2002, pp. 585-592.
- [5] H. G. Im, J. H. Chen and J. Y. Chen, "Chemical Response of Methane/Air Diffusion Flames to Unsteady Strain Rate," *Combustion and Flame*, Vol. 118, 1999, pp. 204-212.
- [6] D. C. Kyritsis, V. S. Santoro and A. Gomez, "Quantitative Scalar Dissipation Rate Measurements in Vortex-Perturbed Counterflow Diffusion Flames," *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 29, 2002, pp. 1679-1685.
- [7] A. Linan, "Fundamental Aspects of Com-

- bustion," 1993, *Oxford University Press*.
- [8] R. J. Kee, F. M. Rupley and J. A. Miller, "A Fortran Chemical Kinetic Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics", *SAND89-8009B*, 1989.
- [9] R. J. Kee, G. Dixon-Lewis, J. Warnatz, M. E. Coltrin and J. A. Miller, "A Fortran Computer Code Package for the Evaluation of Gas-Phase Multicomponent Transport Properties", *SAND86-8246*, 1986.
- [10] H. B. Najm, P. S. Wyckoff and O. M. Knio, "A Semi-implicit Numerical Scheme for Reacting Flow", I. Stiff Chemistry, *J. Comput. Physics*, Vol. 143, 1998, pp. 381-402.
- [11] C. W. Hirt and J. L. Cook, "Calculating Three-Dimensional Flows around Structures and over Rough Terrain", *J. Comput. Physics*, Vol. 10, 1972, pp. 324-340.
- [12] 오창보, 이창언, "비정상 CH_4 /공기 제트화산 화염에 관한 수치모사", 대한기계학회논문집 B 권, 제25권 제8호, 2001, pp. 1087-1096.
- [13] C. J. Sung, J. B. Liu and C. K. Law, "Structural Response of Counterflow Diffusion Flames to Strain Rate Variations", *Combust. Flame*, Vol. 102, 1995, pp. 481-492.
- [14] R. Homma and J.-Y. Chen, "Reduced Mechanism for Prediction of NO_2 Formation and Ignition Delay in Methane-Air Combustion" *J. Eng. Gas Turbine Power*, Vol. 123, 2001, pp. 303-307.
- [15] 오창보, 박정, 이창언, " CH_4 비예혼합화염의 수치계산에 적용하기 위한 확장된 축소반응기구의 비정상 응답특성 검토", 대한기계학회논문집 B권, 제27권 제2호, 2003, pp. 243-250.
- [16] R. W. Bilger, "The Structure of Turbulent Nonpremixed Flames", *Proceed. Combust. Inst.*, Vol. 22, 1988, pp. 475-488.