

벽면조건에 의한 미소관내 화염 전파 특성 변화에 관한 수치해석

김남일* · 카오루 마루타**

A numerical study on the characteristics of flame propagation in small tubes under various boundary conditions

Nam Il Kim and Kaoru Maruta

ABSTRACT

A premixed flame propagating in a tube suffers strong variation in its shape and structure depending on boundary conditions. The effects of thermal boundary conditions and flow fields on flame propagation are numerically investigated. Navier-Stokes equations and species equations are solved with a one-step irreversible global reaction model of methane-air mixture. Finite volume method using an adaptive grid method is applied to investigate the flame structure. In the case of an adiabatic wall, friction force on the wall significantly affected the flame structure while in the case of an isothermal wall, local quenching near the wall dominated flame shapes and propagation. In both cases, variations of flow fields occurred not only in the near field of the flame but also within the flame itself, which affected propagation velocities. This study provides an overview of the characteristics of flames in small tubes at a steady state.

Key Words : Propagation velocity, Flow redirection, Flame stabilization

1. 서 론

화염이 형성된 연소공간의 크기 감소는 열손실이 발생하는 표면의 비가 증가함을 의미하며 이 때 체적과 표면의 비는 길이스케일에 비례한다. 연소공간이 특정 스케일 이하로 감소하면 화염으로부터의 과도한 열손실로 인해 화염이 더 이상 존재할 수 없게 되고 이 때의 길이스케일이 소염거리(quenching distance) 혹은 소염직경(quenching diameter)이 된다[1,2].

소염거리에 대한 연구는 과거에는 주로 안전성과 관련해서 연구되었으며 가장 일반적으로 적용된 역화방지 기술은 소염직경 이하의 관을 사용하여 화염전파를 억제 하는 것이다. 이러한 소염직경은 연료와 관의 종류, 화염과 유동의 상대속도에 따라 달라지는데 이론당량비 조건의 메탄-

공기의 경우 균일 온도의 관에 대해 대략 2.5 mm 정도로 알려져 있다[2].

최근에는 마이크로 연소기에 대한 연구와 함께 가능한 작은 공간 내에 화염을 안정화 시키는 기술을 요구하고 있다. 이러한 목표에서 소염거리에 근접한 작은 관내에 안정화된 화염은 가장 기본적인 연구 모델이 될 수 있다[3-6]. 이론적으로는 미소관내 화염의 전파 속도와 일치하는 유동을 인위적으로 조절함으로써 임의의 위치에 화염을 안정화시킬 수 있지만 이를 실현하는 데에는 여러 가지 어려움이 존재한다[6].

특히 실험 연구에 있어서는 대상 공간의 크기 감소로 인해 정밀한 공간분해능이 요구될 뿐만 아니라 화염에서 발생하는 열량에 비해 과도한 연소기의 전체 비열로 인해 열적으로 정상상태에 도달하기까지 매우 긴 시간이 요구되는 어려움이 있다. 반면에 수치해석은 대상 스케일이 감소에 따라 요구되는 부하가 감소하고 시간스케일 및 수렴성의 조절로 정상상태 결과를 보다 용이하게 획득할 수 있다는 장점이 있어서 수치해석을 수

* 중앙대학교 기계공학부

† 연락저자, nikim@cau.ac.kr

** 일본 토호쿠대학 유체과학연구소

행하였다.

관내 화염의 소화에 대한 수치해석은 방법상 크게 세 가지로 분류할 수 있는데, 첫 번째는 고정된 유동장에 대해 화염면에 수직인 방향으로의 연소속도를 유속과 일치시킴으로서 화염면의 형상을 결정하는 것이다[7,8]. 두 번째는 화염면을 전후로 변화하는 유속을 결정하고 화염 이외의 영역에서 유동변화를 독립적으로 해석하는 것이다[9]. 세 번째는 유한한 반응율을 도입하여 화염대에서의 유동변화를 포함한 전체 유동장을 해석하는 것이다[10,11].

소염한계 근처에서 이루어진 실험적 연구의 결과는 소염한계에서 화염의 형상변화와 화염 주변에서의 속도 변화가 깊은 연관을 가지고 있음을 보여준다. 이러한 현상을 해석하기에는 상기한 세 가지 해석 방법 중에서 유한 반응율을 도입한 세 번째 방법이 가장 타당함을 의미한다.

본 연구에서는 단순화된 화학반응을 적용한 유한체적법을 이용한 2차원 수치해석을 이용하여 정지 상태에 있는 예혼합기 내를 전파하는 화염을 해석하였다. 관 벽면은 단열조건과 균일온도 조건(300K)의 두 가지로 주어졌다. 아울러 연소기 크기 감소 혹은 속도 경계층 성장과정에서와 같이 no-slip 조건에 수정이 요구되는 경우를 비교하기 위해 slip 조건의 해석결과를 비교하였다. 이러한 연구는 실제 소형 연소기에서 연소한계를 확장하고자 하는 데 기초 연구로 활용될 수 있을 것으로 기대된다.

2. 수치해석 방법

수치해석의 대상은 관내의 기체 영역이며, 화염의 축방향 길이 신장을 고려하여 충분히 긴 공간이 설정 되었다. 화염전파속도는 정지한 유체내를 화염이 전파하는 속도로 정의되며 상대적인 유동이 있는 경우에 국부적인 화염면에서의 연소속도를 전체 화염면에 대해 적분한 형태로 나타난다. 관내에 정지한 유체 내를 전파하는 화염을 모사하고 전파속도를 도출하기 위해 Fig. 1과 같이 벽면과 입구 경계에서의 속도 분포를 균

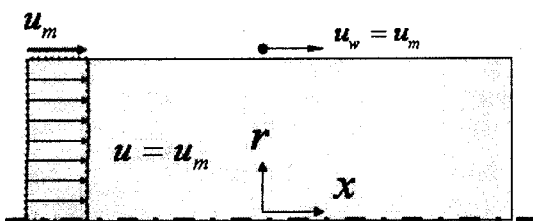


Fig. 1. Computational domain and coordinates

일하게 유지하면서 화염 전파속도에 해당하는 평균값으로 지속적으로 조절하였다. 이와 같이 화염이 해석공간에 정지하면 화염의 상대속도로 정의되는 화염전파속도는 공급되는 예혼합기의 평균유속과 같아지게 된다.

수치해석 방법은 SIMPLE-R[12] 기법에 기반한 유한체적법(FVM)을 사용하였으며, 운동량방정식, 에너지방정식, 화학종방정식을 풀이하였다. 연소반응은 메탄-공기 화염에 대해 Westbrook[13]가 제안한 단순화된 비가역 1단계 반응에 기초하였으며 다음의 식과 같다.

$$\dot{\omega} = 2.29 \times 10^{13} \exp(-24358/T) [CH_4]^{0.2} [O_2]^{1.3} \quad [gmol/cm^3s]$$

사용된 각종 물성치는 각 지점의 온도와 농도 조건에 대해 CHEMKIN-II[14]와 TRANFIT[15]을 이용하여 구했다. 이렇게 구한 물성치는 Westbrook가 사용한 값과 차이가 있으므로 이론당량비 조건에서의 단열화염의 연소속도가 40 cm/s가 되도록 지수함수의 pre-exponential 상수를 수정하였다.

반응모델을 이용하여 화염의 연소속도를 예측할 때 그리드 의존성을 나타낸 것이 Fig.2이다. 그리드 크기에 따라 화염의 전파속도 예측에 이력(hysteresis)이 발생함을 알 수 있으며 이로 인한 오차를 피하기 위해서는 25 μm 이하의 충분히 작은 그리드가 요구됨을 알 수 있다. 이처럼 작은 그리드 사이즈를 이를 전체 계산 영역에 적용하기 위해서는 많은 수의 계산격자가 요구된다. 예를 들어 반경 2.5 mm, 길이 100 mm의 관의 경우 20만개 이상의 계산 격자가 필요하다. 계산 격자의 증가에 따라 수렴에 요구되는 시간

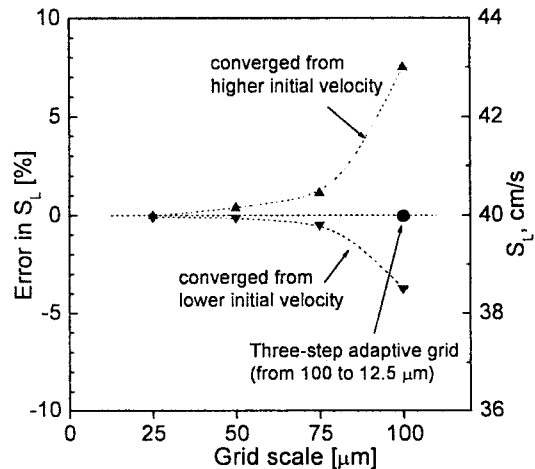


Fig. 2. Dependency of the estimated laminar burning velocity on the grid system.

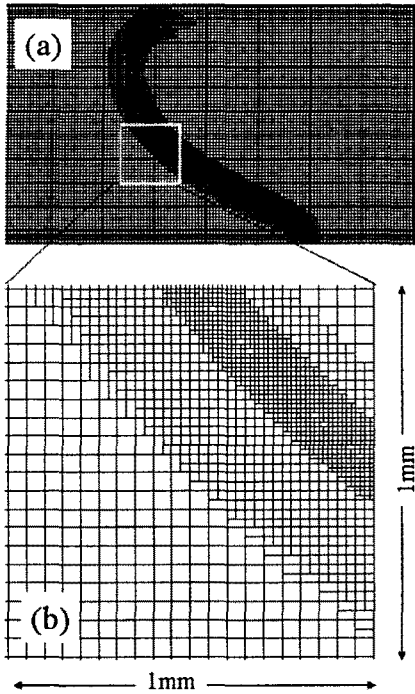


Fig. 3. Grid systems: (a) computational test section, (b) adapted grid near the flame front.

은 지속적으로 증가하며, 화염을 관내에 정지시키기 위해서는 전체 혼합기의 공급 속도를 화염 전파속도와 정확히 일치시켜야하는데 이를 위해서 계산상의 입구 유속을 시행착오를 통해 수치적으로 수정하는 긴 과정을 거치게 된다. 따라서 계산 격자의 증가는 계산에 요구되는 시간의 막대한 증가를 유발한다.

이러한 이유로 화염대 주변에만 계산격자를 집중시키는 적응그리드(adaptive grid) 방법을 적용하여 계산의 효율을 도모하였는데 그 예가 Fig. 3에 제시되었다. 경계층 해석모델에서 확산영역과 반응영역에 다른 길이스케일을 도입하듯이 지속적인 그리드 소거 및 생성을 통해 확산영역과 반응대 영역에 집중적으로 그리드를 생성하였다. 적응 그리드의 적용 및 소거 기준은 인접한 그리드 간의 온도변화와 화학종의 농도변화의 크기, 그리고 반응물의 변화를 단열화염에서의 각각의 최대변화량과 비교하여 단계별로 요구되는 수준의 그리드를 매 시간 스텝마다 3차례에 걸쳐 중복적으로 생성 및 소거시키며 적용되었으며, 최소 그리드 사이즈는 12.5 μm 였다.

3. 수치해석 결과

본 연구에서는 단순화된 화학반응 모델을 사용

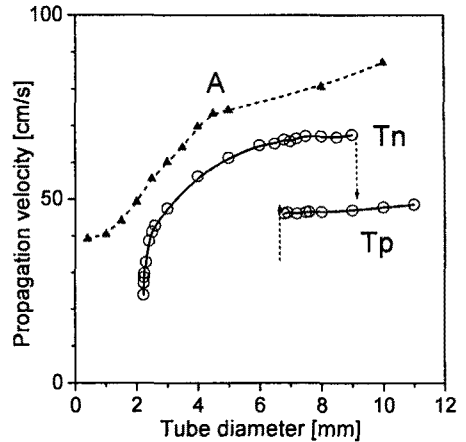


Fig. 4 flame propagation velocity with the no-slip boundary condition

하였는데, 만일 화염 두께가 관의 직경보다 커지는 경우에는 화염대 내부의 구조가 화염 전파현상에 미치는 영향이 중요해질 것으로 예상된다. 따라서 본 연구에서는 관 직경이 화염 두께보다 큰 경우에 대해서만 다루기로 한다.

관의 직경 변화에 따른 화염의 전파속도 변화를 Fig. 4에 나타내었다. 벽면에서의 에너지 경계 조건은 단열벽면(A로 표시)과 균일온도조건(T로 표시)의 두 경우를 비교하였다. 단열 화염의 경우에는 관 직경이 작아져도 화염의 열적 소화(thermal quenching)가 발생하지 않는데 반해 균일온도 관의 경우에는 관의 직경 감소에 따라 화염전파속도가 급격히 감소해서 관 직경 2.47 mm에서 급격적으로 소화가 발생함을 보이고 있다. 또한 이 때 최소 화염전파속도가 유한한 크기를 가짐을 알 수 있다.

단열 화염의 경우 관의 직경 증가에 따라 화염의 전파속도가 급격히 증가하게 되는 데 이 때 관의 직경은 약 1mm 정도로서 화염의 열확산영역의 두께의 약 세배 정도가 된다. 이후에 지속적으로 증가하던 화염 전파속도는 관 직경 4 mm 정도에서 또 한번의 굴절을 보이고 있다. 이에 반해 균일온도의 관내를 전파하는 화염은 조금 더 낮은 전파속도를 가지고 있으며 특징적인 결과는 일정 크기 범위의 관 사이즈 내에서는 두개의 안정화 조건을 가지고 있다는 것이다. 화염의 모양에 따라 중앙부분 화염면이 상류쪽으로 불룩한 경우를 음의 곡률로 정의하고 'Tn'으로 표시하였으며, 하류쪽으로 불룩한 화염을 'Tp'로 표시하였다. (Fig. 5 참조)

이러한 현상은 원형관 내부[10]와 평판 내부[11]를 전파하는 화염에 대한 이전의 연구에서도 관찰되었던 현상이다. 이전의 연구에서는 그 원

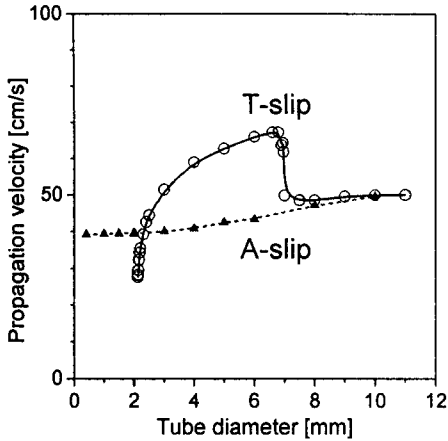


Fig. 5. Comparison of the propagation velocities of the flame in adiabatic and isothermal tubes.

인으로 초기 화염의 형상이 제시되었으며, 실험적으로 이러한 이중해의 존재를 발견하기 어려운 이유는 부력에 의한 불안정성에 기인한다고 주장되었다.

본 연구에서는 관내의 화염이라는 특수성으로 인한 유속 변동의 제한과 그와 더불어 벽면 속도 경계 조건의 효과에 관심을 가지고 대표적인 비가역 과정인 벽면 마찰에 의한 효과를 검토하고자 벽면 속도경계조건에 slip 조건을 적용하였다. 이러한 slip 조건의 적용은 이론적인 관심에서 기인하였지만, 실제의 관내 화염이 겪게 되는 비정상(unsteady) 과정에서 속도 경계층의 성장이 발달해 가는 과정이나 마이크로 채널 내부의 유동의 특이성과도 상관이 있다. 실제로 스케일의 극단적인 감소에 따라 일반적으로 적용되는

no-slip 조건에 보정이 필요함은 널리 알려져 있어서 slip 조건에 대한 결과는 궁극적으로 연소기의 사이즈 감소로 인한 속도 경계 조건 변화의 극한으로서 의미가 있다. 또한 물리적인 관이 아닌 유동관(stream tube)내에서의 화염의 전파특성을 의미하기도 한다.

Fig. 5에 slip 조건에 대한 화염 전파속도의 변화를 나타내었다. 그 결과 두 가지의 흥미로운 사실을 발견할 수 있었다. 앞서 보인 일반적인 no-slip 조건에서는 초기 화염의 형상에 따라 동일한 관내에서 서로 다른 두 개의 해가 존재한 반면, slip 조건에서는 모든 경우에 하나의 해만을 가지는 것을 알 수 있다. 따라서 이중 해의 존재 원인이 벽면 속도 경계 조건과 밀접한 관련이 있다고 할 수 있다. 또한 단일화염의 전파속도는 Fig. 4에 보인 no-slip 조건에 비해 매우 작은 변화만 발생함을 알 수 있다. 앞서 균일온도 벽면내의 화염의 전파속도와 비교하면 벽면 속도 경계 조건의 중요성을 알 수 있다. 이러한 단일화염의 둔감한 전파속도 변화는 결과적으로 차가운 벽면내의 화염의 전파속도가 단일화염 내의 전파속도보다 빨라지는 경우를 발생시킨다.

이는 매우 흥미로운 결과로서 Kurdyumov와 Fernandez[8]에 의해 발견된 유사한 결과와 비교 가능하다. 그들의 경우 고정된 유동장 조건에서 화염의 형상과 전파속도를 화염면 경계에서의 속도 변동의 jump 조건을 일치시킴으로 구한 결과로서 열손실에 대한 화염 전파속도의 역전을 매우 작은 루이스수에서 화염 곡률의 효과로 설명하였다. 하지만 본 연구에서는 이론당량비 조건의 메탄에 대한 해석으로 루이스수의 효과는 크지 않은 반면 균일온도와 단일화염간의 속도 역전의 정도는 상대적으로 더 크다. 본 연구에서는

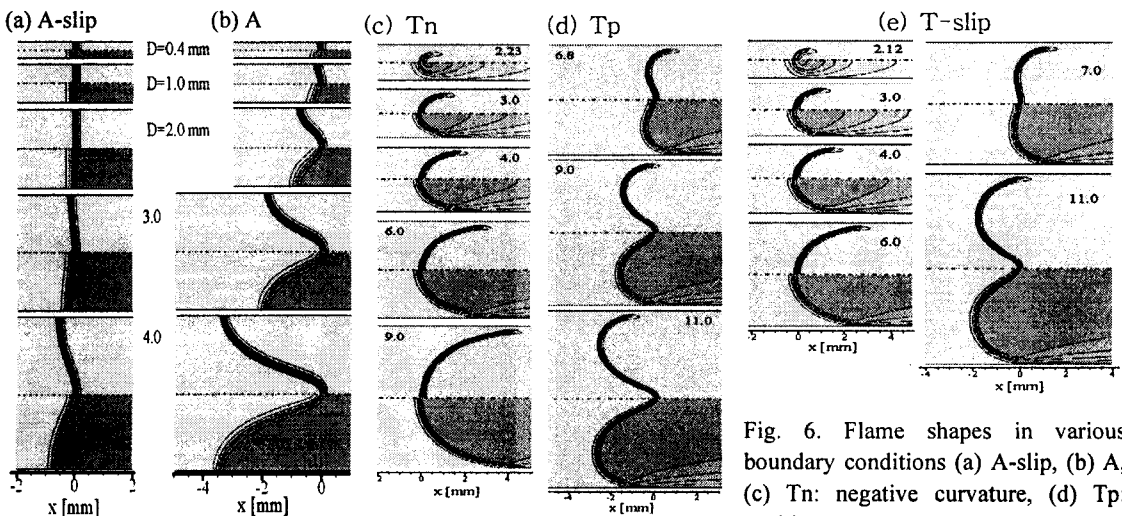


Fig. 6. Flame shapes in various boundary conditions (a) A-slip, (b) A, (c) Tn: negative curvature, (d) Tp: positive curvature, (e) T-slip

제한된 반응식을 이용하여 유동장의 변화를 구하였다는 점에서 발생 원인에도 차이를 가진다고 볼 수 있다. 따라서 본 연구에서의 전파속도의 역전은 루이스수의 효과 보다는 화염면 근처에서의 유동의 변화에 기인한다고 보는 것이 타당하다.

각각의 온도 및 속도 경계 조건에서 화염면의 형상(반응율, 중심축 기준으로 상부에 도시)과 온도 분포(중심축 하부)를 나타낸 것이 Fig. 6이다. 우선 단열 조건의 벽면내에 형성된 화염을 살펴보기로 하자. 속도 조건이 slip인 경우(A-slip)와 속도조건이 no-slip인 경우(A)를 비교하면, 동일한 열적 조건에 불구하고 화염면의 모양이 확연히 차이를 보이는 것을 알 수 있다. 일반적으로 평면화염은 Darrieus-Landau(D-L) 불안정성을 가지고 있으며 이를 수치적으로 모사하는 연구들에서는 제한된 폭의 유선 내에 형성된 화염을 해석하고 화염면에 굴곡이 발생하는 조건에서의 유동의 특성길이와 화염면의 두께의 비를 비교한다. 이러한 방법은 본 연구에서의 단열 slip 조건에서의 화염 해석과 방법론적으로 동일하다. 따라서 A-slip 조건에서 관의 직경증가에 따라 발생하는 화염의 굴곡은 D-L 불안정성에 그 원인이 있다고 볼 수 있다. 하지만 D-L 불안정성은 화염 굴곡 형성의 근원적인 원인은 될 수 있지만 관내 화염의 전파속도 증가의 직접적인 원인은

아님을 알 수 있다. 벽면에서 no-slip조건인 경우로부터 화염 전파속도의 증가 원인은 벽면에서의 유동 변화에 직접 영향을 받음을 알 수 있다. 이는 벽면 근처에서 화염면을 통과하면서 발생하는 부피 팽창으로 인한 유속의 증가가 벽면에서의 no-slip 조건으로 인해 관 중앙부로의 유동을 일으키기 때문으로 이후에 보다 자세히 다루기로 한다.

그런데 단열 화염에서의 이러한 확연한 차이에 비해 균일 온도의 관내에 형성된 화염은 slip 조건과 no-slip 조건에 따른 화염 형상에 큰 차이를 보이지 않는다. 그리고 화염전파 속도도 거의 같은 값을 가지게 됨을 Fig. 4와 Fig. 5를 비교함으로써 확인할 수 있다. 이는 벽면 근처에서 이미 화염이 열적으로 소화된 상태이므로 상대적으로 속도 변동이 작아서 속도 경계조건에 의한 효과가 직접적으로 내부 유동 및 화염면 형상에 영향을 주지 못하기 때문이다. 전체적으로 소화 조건에 가까울수록 반응대는 반구형을 가지게 되고 관의 직경이 커짐에 따라 화염 모양은 관 중심축 상에서 상류로 볼록한 형태에서 하류로 볼록한 형태로 변화하게 되며, 전파속도의 급격한 증가역시 화염모양 변화가 발생하는 조건과 동일하다.

이러한 결과로 알 수 있듯이 예혼합 화염의 모양 변화는 유동의 변화에 의해 지배되므로 관내 화염면의 모양 변화와 관련하여 유동의 변화를 관찰할 필요가 있다. 화염면을 지나는 유동의 변화를 살펴보기 위해 유속을 단열 평면화염의 전파속도로 정규화하였으며, 그 결과를 축방향(\hat{u})과 반경방향(\hat{v})의 성분으로 구분해서 Fig. 7(a)에 나타내었다. 그런데 화염면을 지나면서 온도의 상승과 밀도의 감소가 발생하므로 속도는 유동재편에 무관하게 증가하게 된다. 따라서 단순한 속도의 변화는 온도변화와 연관되어 유동의 재편을 명확히 보일 수 없다. 이러한 단점을 보완하기 위해 밀도와 속도의 곱인 질량플럭스를 예혼합기의 상온에서의 밀도와 연소속도의 곱으로 나눈 값을 반경방향(\hat{m}_r)과 축방향(\hat{m}_x)에 대해 Fig. 7(b)에 표시하였다. 질량플럭스의 변화는 유속 변화에 비해 유선의 변화를 비교적 잘 추종하며, 실제 반응이 활발히 일어나는 곳에 큰 유속 플럭스를 관찰할 수 있다.

단열 관내의 화염의 중앙을 관통하는 축방향의 질량 플럭스를 Fig. 8에 나타내었다. 화염대의 위치($x=0$)를 기준으로 화염에 근접함에 따라 급격한 변동이 발생함을 알 수 있다. 화염대에서 비교적 먼 상류에서 화염면 중앙에서의 곡률에 따라 화염면이 하류로 볼록한 경우에는 질량플럭스가 증가하고 상류로 볼록한 경우에는 질량플럭스가 감소한다. 화염면의 모양이 하류로 볼록

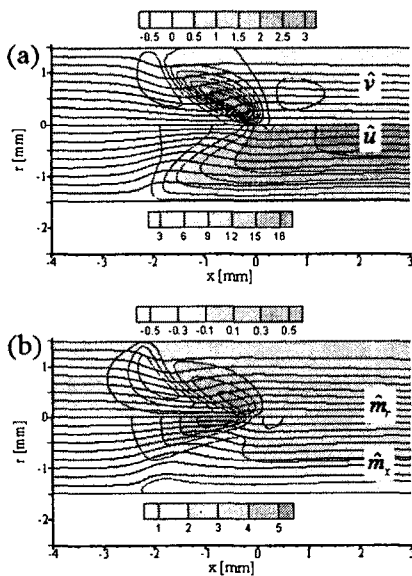


Fig. 7. Flow redirection near the flame: (a) Contour shows the normalized velocity in radial direction and in axial direction, (b) Contour shows the normalized mass flow rate in radial direction and in axial direction.

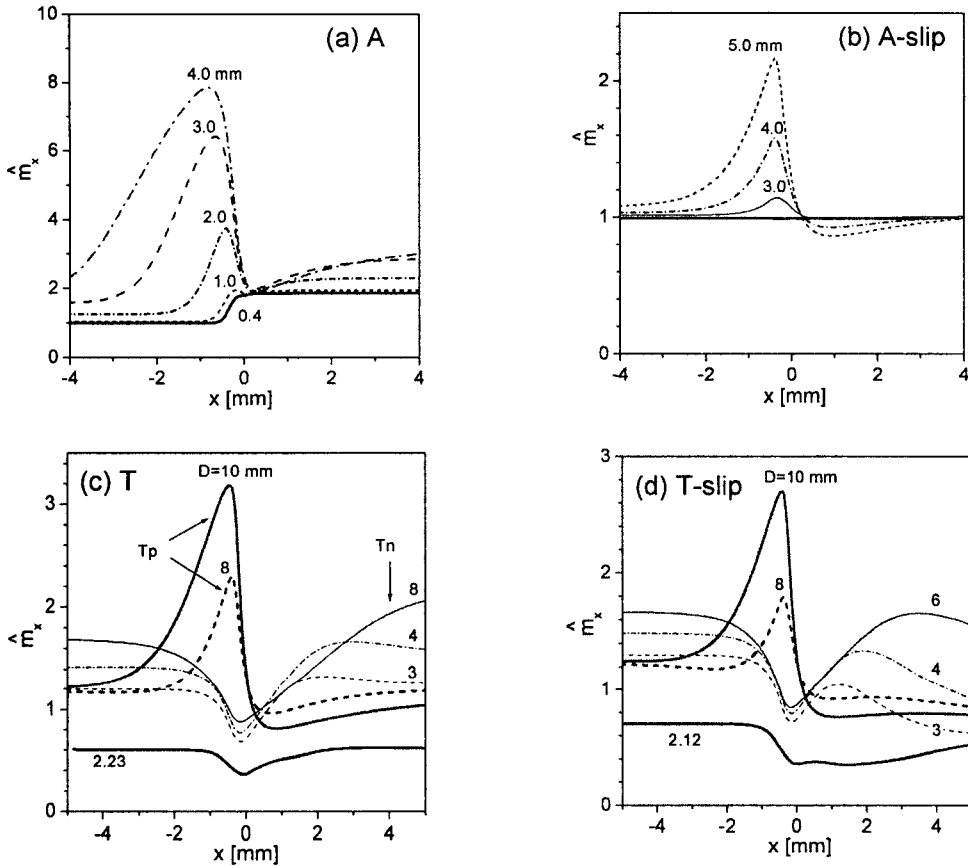


Fig. 8 variation in the mass flow rate through the flame surfaces (a) A: adiabatic, no-slip, (b) A-slip: adiabatic, slip, (c) T: wall temperature 300 K, (d) T-slip: wall temperature 300 K, slip

한 경우에는 중심부의 상류에 화염면이 이미 존재함을 의미하므로 보다 상류에서 시작된 유동재편이 관의 중심부에서 유동방향으로 계속적으로 축적된 결과이다. 화염이 하류로 더욱 긴 모양을 가질수록(관의 직경이 클수록) 이러한 유동 재편에 의한 질량플럭스의 증가는 더욱 심해진다. 그런데 화염면에서 실제 연소시킬 수 있는 양의 변화는 상류쪽 질량 플럭스의 변화량에 비해 매우 작아서 화염대 직전에서 유동은 다시 격심한 변화를 가지게 된다. 한편 화염이 상류로 볼록한 경우에는 전체 화염 중에서 중심 부근의 화염이 가장 상류쪽에 있게 되므로 유동 재편이 화염 중심에서 시작되고 질량플럭스가 감소하는 방향으로 진행된다. 이러한 경우에도 마찬가지로 실제 화염면의 국부적인 연소량에는 큰 차이가 없으므로 화염면 내부 혹은 직전에는 새로운 경향의 질량플럭스의 변화가 발생한다. 이와 더불어 곡률의 변화가 커지면 비단 화염 상류뿐만 아니라 화염대 내부(온도경계층 내부)에서도 유동 재편이 발생하게 된다.

흔히 많은 이론적 해석에서 화염대는 상류와 하류에서 질량플럭스가 유지되는 것으로 가정되지만 관내에 형성된 화염과 같이 급격한 곡률의 변화가 발생하면 화염대 내부의 유동재편과 그 결과로 나타나는 화염대 전후의 질량플럭스의 변화를 반드시 고려해줄 필요가 있음을 알 수 있다. 따라서 실제 관내 화염의 전파속도는 벽면의 열손실에 대해서도 일관된 경향을 가지지 않을 뿐만 아니라, 화염면 전후의 질량플럭스의 유지도 항상 보장되는 것이 아니므로 그간 널리 사용되었던 1차원 해석 모델이나 화염대를 기준으로 상하류에서의 경계조건을 일치시키는 2차원 해석 모델도 한계를 가지게 됨을 알 수 있다.

4. 결론

관내에 안정화된 화염에 대한 수치해석을 2차원 SIMPLE-R기법을 이용한 FVM프로그램을 사용하여 관의 직경이 소용거리에 가까운 비교적 작은 조건에 대해 관 벽면의 열경계조건을 단일

조건과 균일온도(300 K) 조건으로 설정하고, 속도 경계조건을 no-slip과 slip 조건으로 두고 비교연구를 수행하였다. 운동량방정식, 에너지방정식, 화학종의 수송식을 풀이하였으며 비가역 1단계 연소반응 모델을 사용하였다.

관내에 안정화된 화염의 전파속도는 일정한 관 직경을 경계로 급격히 변화하였으며, 이러한 조건은 화염 중심부의 곡률의 증가와 긴밀히 연관되었다. 화염전파속도의 2중해는 관 벽면에서의 속도 경계조건에 의해 발생하며, slip 조건 혹은 유동관 (steam tube) 내의 일반적인 유동은 열 손실의 증가에도 불구하고 화염 전파속도가 증가하는 경우도 있다. 이는 화염면에 의한 유동 재편과 밀접하게 연관되어 있다. 단일화염의 경우 유속재편이 매우 심하게 발생하였는데 반해 균일 온도 조건에서는 벽면 근처의 소화영역의 존재로 인해 유동재편이 화염구조에 미치는 효과가 감소하게 된다. 또한 화염면을 지나는 질량 플럭스의 값도 화염의 모양에 따라 급격히 변화한다. 따라서 관내 화염 해석에 널리 사용되고 있는 기존의 1차원 해석과 2차원 고정유동, 혹은 2차원 경계 조건 일치 방법이 근본적으로 실제 화염 거동 해석에 유효하지 않음을 알 수 있다.

참고문헌

- [1] R.A. Strehlow, "Combustion fundamentals", McGraw-Hill, pp. 344-350, pp. 381-392. (1985).
- [2] S. R. Turns, "An Introduction to combustion", McGraw-Hill, p. 235, (1996).
- [3] A.C. Fernandez-Pello, Proc. Combust. Inst. 29, pp. 883-899, (2002).
- [4] J. Vican, B.F. Gajdeczko, F.L. Dryer, F.L. Milius, I.A. Aksay, and R.A. Yetter, Proc. Combust. Inst. 29, pp. 909-916, (2002).
- [5] N.I. Kim, S. KaTo, T. KaTaoka, T. Yokomori, S. Maruyama, T. Fujimori, and K. Maruta, Combust. Flame 141, pp. 229-240, (2005).
- [6] N.I. Kim, T. Kataoka, S. Maruyama, and K. Maruta, Combust. Flame 141 pp. 78-88, (2005).
- [7] B.I. Choi and H.D. Shin, SHIN, H. D., Combust. Sci. Technol. 159, pp. 87-107, (2000).
- [8] V.N. Kurdyumov and E. Fernandez, Combust. Flame 128, pp. 382-394, (2002).
- [9] J. Daou and M. Matalon, Combust. Flame 128, pp. 321-339, (2002).
- [10] S.T. Lee and J.S. T'ien, Combust. Flame 48, pp. 273-285, (1982).
- [11] C.L. Hackert, J.L. Ellzey, and O.A. Ezekoye, Combust. Flame 112, pp. 73-84, (1998).
- [12] S.V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, NewYork, (1980).
- [13] C.K. Westbrook and F.L. Dryer, Combust. Sci. Technol. 27, pp. 31-43, (1981).
- [14] R.J. Kee, F.M. Rupley, and J.A. Miller, Technical Report SAND89-8009 (CHEMKIN-II), Sandia National Laboratories, Livermore, CA, (1989).
- [15] R.J. Kee, G. Dixon-Lewis, J. Warnats, M.E. Coltrin, and J.A. Miller, Technical Report SAND86-8246 (TRANFIT), Sandia National Laboratories, Livermore, CA, (1986).