

체적팽창효과를 고려한 예혼합화염과 와동의 상호작용에 관한 연구

The Interaction of Vortex and Premixed Flame with Consideration of Volume Expansion Effect

정의현* (공군사관학교), 권세진(한국과학기술원 항공우주공학과)

Abstract

A method is developed to include the effect of volume expansion in the description of the flame dynamics using G-equation. Line volume-source is used to represent the effect of the exothermic process of combustion with source strength determined by the density difference between the burned and the unburned region. Volume expansion adjusts the flow field to accommodate the increased volume flow rate crossing the flame front. Test result predicted the measured velocity field qualitatively. The method was applied to study the interaction of vortex and premixed flame. Increased volume expansion did not change the initial growth rate of flame area. However, the residence time and flame surface area increased with higher expansion ratios.

기호설명

G	화염면을 정의하는 스칼라 함수	γ	선체적 생성 강도, $\gamma = (\nu - 1)S_u$
P	연소 생성물(burned product)	ν	체적팽창계수(volume expansion ratio)
R	반응물(unburned reactant)		
S_u	층류화염 전파속도		
U_c	와동 이동속도(vortex convection velocity)		
U_θ	와동 회전속도(vortex rotation velocity)		
V_{mean}	평균 유동장 속도(mean velocity)		
V_{ind}	체적팽창에 의한 유도속도 (induced velocity due to volume expansion)		
		하첨자	
		b	연소가스 영역(burned region)
		m	평균속도장(mean velocity)
		u	미연가스 영역(unburned region)
		f	화염면(flame front)

1. 서론

난류 예혼합화염 전파에 대한 연구는 난류연소속도가 층류연소속도보다 훨씬 크기 때문에 실용적인 측면에서 매우 중요하다. 한편, 탄화수소의 실용적 연소 과정에서 화염면은 난류 유동장에 의해 변형되는 층류 화염으로 취급이 가능하다. 난류 유동장은 화염의 내부 구조에 영향을 주지않고 전체 반응 면적 증대에만 관여하며 이러한 조건을 만족하는 난류 화염의 영역을 층류 화염면 영역(laminar flamelet regime)이라 한다. 본 연구에서는 화염이 이 영역에 존재하는 것으로 가정한다.

유동장 내에서 예혼합화염 전파를 기술하는 모델을 찾는 것은 직접적인 해를 구하는데 대한 대안으로서 중요한 의미를 갖는다. 이때 층류 화염면 가정은 화학 반응과 난류의 복잡한 상호작용을 분리하는 데에 유용하다[2]. 수학적으로 화염면과 같이 호이겐스 원리(Huygens' principle)를 만족시키며 전파되는 경계면을 표시하는 스칼라 함수 G 를 이용하는 방법이 Markstein[3]과 Kerstein 등[4]에 의해 제안되었다. 화염면은 $G(\vec{r}, t)$ 의 값이 0인 등위곡선(level surface)으로 정의된다.

Zhu 와 Ronney[6]는 Taylor Couette 유동에서의 화염 전파를 모사하였는데, 무차원 난류강도와 평균 화염 전파속도 사이의 관계를 실험결과와 비교하여 잘 일치하는 결과를 구했다. 그러나 이는 등밀도 가정을 만족하는 액체화염의 전파에 관한 실험으로서 열팽창(thermal expansion)을 무시할 수 있었기 때문이었다.

일반적으로 G -equation은 속도항을 통하여 유동장과 연계되어 있다. 물리적으로 유동장이 화염을 이송시키고(advect) 화염은 화학반응으로 인한 열팽창을 통해 유동장에 영향을 미침으로써 서로 상호작용을 한다. 하지만 지금까지는 전자만이 고려되어 등밀도 가정(constant density assumption)하에, 화염면을 통한 열방출(heat release)은 무시되어져 왔다[2, 5, 6, 7]. 본 연구에서는 체적생성의 개념을 도입하여 화염의 열팽창을 선체적생성항(line volume

source)으로써 모델링하였다[9].

본 연구의 목적은 오일러인 관점에서 화염의 전파를 기술하는 G -equation 으로 지금까지 사용된 수동적 화염 전파의 한계를 극복하는 방법을 제시하고 이를 사용하여 난류 예혼합 화염 연구에서 기본적으로 중요한 화염-와동 상호작용 문제에 적용하는 것이다.

2. 이론적 방법

예혼합 화염 전파를 기술하기 위해 무차원화 시킨 G -equation 은 다음과 같다.

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \bar{v} \cdot \nabla G = S_u |\nabla G| \quad (1)$$

이때 $G(\vec{r}, t)$ 는 스칼라 변수로서 그 값이 0인 등위곡선이 화염면을 나타낸다(Fig. 1). $S_u |\nabla G|$ 항은 호이겐스 원리(Huygens principle)에 의한 화염의 전파를 나타낸다.

지배방정식의 차분화는 유한체적법(finite volume method)을 사용하였고, 공간에 대해서는 2차, 시간에 대해서는 1차의 정확도를 갖는 외재적(explicit) 해법인 Zhu와 Ronney[6]의 방법을 참고하였다. 경계 조건은 계산 영역 밖으로 무한영역을 가정하고 상하좌우에 내부에서부터 일차원 외삽법을 적용하였다. 시간 간격은 다음의 CFL 조건을 만족시키는 범위내에서 다음과 같이 선택하였다.

$$\Delta t \cdot \max \left(\frac{|u_{i,j}|}{h}, \frac{|v_{i,j}|}{h}, \frac{S_u + U_c}{h} \right) \leq 1 \quad (2)$$

프로그램의 검증을 위하여 1996년 Sung 등[7]에 의해 연구된 2차원 유동장에서의 화염전파 문제의 해석해와 비교하였고 잘 일치함을 알 수 있었다[1].

본 연구는 2차원 형상에서 체적팽창 효과를 고려한 예혼합화염 전파를 해석하는 것으로서, 이때 사용된 가정은 다음과 같다. 화염은 층류 화염면 영역에 속하고 2차원 유동장은 화염면을 경계로 미연가스와 연소가스(unburned mixture and burned gas)의 두 비압축성 매질로 구성된다. 이때 화염면 전후에서 압력은 일정하다[9]. 또한 미연 가스는 화염면을 통과하면서 불연속적인 체적팽창을 겪게 된다. 그리고 체적팽창을 고려할 경우에 전체 속도장은 매순간 고정된 평균 속도장에 화염면의 체적팽창에 의해서 변화하는 속도장이 중첩되어 구해진다. 한편 비교적 영향이 적은 화염 스트레치는 무시하며 국부 화염 전파속도는 일정하게 둔다[6]. 여기서는 예혼합화염의 열팽창 효과를 선체적 생성항으로 모델링하고 해석적인 방법으로 유도속도를 구하고 문제에 적용하는 방법을 설명한다[1].

Fig. 1은 화염의 곡면을 유한한 선분들로 근사하고 각각에 길이에 비례하는 선체적생성항을 분포시킬 때 유도되는 속도를 개념적으로 보여준다. 하나의 화염면(flame line segment)으로부터 공간상의 한 점 (x_p, y_p) 에 유도되는 속도의 화염면에 대한 평행 및 수직 성분은 위의 속도 포텐셜을 미분함으로써 구해진다. 즉,

$$v_p = \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_p = \frac{S_u(\nu-1)}{2\pi} \ln \left(\frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} \right) \quad v_n = \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_p = \frac{S_u(\nu-1)}{2\pi} (\theta_2 - \theta_1) \quad (3)$$

와 같다. 한편, 계산영역내의 한 점에서의 유도 속도는 위의 방식으로 모든 화염면에서 유도되는 속도를 중첩하여 구해진다.

Fig. 2는 평면 화염면에 고정된 좌표에서 밀도차로 인한 속도 변화는 연속방정식에서 단위 길이당 $(\nu-1)S_u$ 의 세기를 갖는 선체적생성(line volume source)으로 나타낼 수 있음을 보여준다. 여기서 ν 는 연소가스와 미연가스의 온도비를 나타내는 체적 팽창계수이다.

3. 결과 및 고찰

1998년에 Mueller 등[10]은 PIV를 사용하여 평면 예혼합화염과 3차원 고리와의 상호작용을 상세히 관찰하였다. 본 연구에서 도입한 화염의 열팽창을 고려한 체적 생성모델을 사용하면, 기존의 등밀도 가정의 한계에서 나아가 화염이 능동적으로 유동장에 미치는 영향을 고려함으로써 실제 현상의 주요한 물리적 현상을 더 잘 설명할 수 있음을 보였다[1]. 수많은 스케일의 에디들로 구성된 난류 유동장에서 예혼합화염의 전파를 연구하는데 있어서 가장 기본적인 문제는 단일 에디의 문제이다. 그러나 실제적인 멀티스케일의 문제로 확장하는데 있어서 서로 인접해서 반대방향으로 회전하는 와쌍(counter-rotating vortex pair)을 생각해 볼 수 있다. 이때 속도장이 화염 위치

에 팽창 스트레인(extensive strain)을 줄 경우와 압축 스트레인(compressive strain)을 주는 두 가지의 경우가 존재한다. 따라서 단일 와동과 두 가지 경우의 인접한 역회전 와쌍이 예혼합화염과 상호 작용하는 문제를 본 연구에서 새롭게 도입한 열팽창 효과를 고려하여 해석해 보고자 한다.

Fig. 3에 고려된 세가지 와동 조건에 대하여 도시하여 놓았다. 화염-와동 상호작용에서 중요한 영향을 주는 변수는 층류 화염편 가정하에서 실제 난류 예혼합화염의 연소율에 직접적으로 관계되는 규격화된 화염길이 P_T/P_L 와 그 최대값 $(P_T/P_L)_{max}$, 그리고 잔류시간 t_R 이다. 이때 잔류시간은 다음과 같이 정의하였다. 즉, Case B와 C의 경우는 초기의 산란되지 않은 화염이 두 와동 중심간 거리의 2/3 되는 위치에서부터 최종 주화염의 최고점이 와동 중심 높이를 통과하는 시점까지 걸린 시간으로, Case A의 경우는 초기의 산란되지 않은 화염이 단일 와동의 직경의 4배가 되는 위치에서 시작하여 마찬가지로 정의를 하였다. 이 변수들에 중요한 영향을 주는 인자는 위에서 설명한 U_θ , U_C , v 등이다. 또한 층류화염전파속도 S_L 은 0.10 m/s로 일정하게 두었다. 한편 와동을 수치적으로 표현하기 위해서 실험적으로 생성된 3차원 고리 와를 잘 나타내는 Oseen의 와동 모델을 사용하였다. 이것은 비압축성에서 선형 와동(line vortex)에 대한 Navier-Stokes 방정식의 해로서 와동을 표현하는데 널리 사용되어 왔다[11, 12].

Fig. 4, 5 및 6에서는 본 연구에서 고려한 세가지 조건에서의 전형적인 화염-와동 상호작용의 모양 및 화염길이의 시간에 따른 변화를 보여준다. 이때 화염길이 곡선의 기울기 변화에 따라서 물리적인 단계를 구분지어 표시하였다. 즉, 단일 와동의 경우(Case A)에는 화염이 와동에 부착되고 말리는 S1 단계, 말려들어간 부분과 미연가스 덩어리가 떨어져 나가면서 타들어가는 S2 단계, 최종적으로 뾰족한 침점이 타들어가며 소멸하는 S3 단계로 구분지을 수 있다. 와쌍의 경우에는 팽창 스트레인(Case B)과 압축 스트레인(Case C)의 경우엔 각각 거동이 다른데 먼저 Case B의 경우에는 화염의 부착 및 말림이 일어나는 S1 단계, 양쪽의 말려 들어간 부분과 떨어져나온 측방 미연가스 덩어리가 연소되는 S2 단계, 가운데 부분이 남아서 잘록하게 타 들어가다 반응물 덩어리가 위로 떨어져 나와 연소되는 S3 단계 및 최종 침점이 소멸되어 가면서 평면화염으로 변화해가는 S4 단계로 구분된다. Case C의 경우에는 Case A의 경우와 근본적으로 같고 단지 와동이 두 개이므로 대칭면을 기준으로 양쪽에서 현상이 일어남을 직관적으로도 알 수 있다.

이상의 고찰에서 물리적 과정은 다음과 같이 정리할 수 있다. 즉, 화염의 전파방향이 와동쌍의 중심에서 생성된 유동장과 반대 방향이라면 화염의 진행이 더디어지는 화염부착현상(flame attachment to vortex)이 일어나고, 이때 와동이 움직임에 따라 화염면은 더욱 늘어나게 된다(Fig. 5(a)). 또한 와동의 세기가 충분히 크다면 화염면이 말려들어가면서 마침내 미연가스 덩어리가 연소가스 영역으로 떨어져 나가면서 타 들어가게 된다. 이 과정은 과도 화염길이 곡선의 기울기가 급격히 감소하는 점에 근거하여 연소 반응이 최대도 일어나는 과정이라고 할 수 있다. 다음절에서는 열팽창의 효과, U_C 및 U_θ 가 P_T/P_L , $(P_T/P_L)_{max}$ 및 t_R 등에 주는 영향을 살펴보기로 한다.

예혼합 화염면 주위의 열팽창 효과를 고려하기 위해 도입한 선체적 생성항의 영향을 알아보기 위하여 체적팽창계수 v 를 각각 1.0, 1.5, 2.0 및 2.5로 변화시켰다. 이때 $v=1$ 인 경우는 등밀도 가정에 의한 체적팽창을 고려하지 않은 기존의 경우를 의미한다. 그리고 U_C 는 0.30 m/s, U_θ 는 0.15 m/s로 고정시켜 놓았다. Fig. 7(1)에서 Case A, B, 및 C의 경우 모두 체적 팽창계수가 커짐에 따라서 규격화된 화염길이의 초기 변화 모양이 그대로 유지되면서 전체적으로 증가됨을 볼 수 있다. 이때 흥미로운 현상은 최대왜곡 $(P_T/P_L)_{max}$ 에 이르기까지의 과정에서는 체적팽창계수의 크기에 관계없이 초기 기울기가 일치한다는 것이다. 이 현상은 체적팽창이 존재할 때는 와동으로 인하여 화염이 말려들어가는 속도가 느려지는 반면 체적팽창으로 인해 유도되는 속도장으로 화염이 전체적으로 커지는 영향이 서로 상쇄되어서 나타나는 결과로 추론 된다.

체적팽창이 화염면의 최대왜곡에 주는 영향을 살펴보자. Fig. 8(a1)에서 보면 세가지 경우 모두 v 가 증가함에 따라서 최대왜곡도 증가함을 보여준다. 그리고 와쌍의 형상이 화염면에 팽창 스트레인을 가하는 경우에 화염면의 최대왜곡이 더욱 심하게 일어남을 알 수 있다(Fig. 5, 6 참고). 또한 Fig. 8(b1)에서 잔류시간도 v 에 따라서 증가하는 경향을 보여준다. 따라서 체적팽창은 초기 화염길이의 변화율에는 별로 영향을 주지 않지만 고려하지 않은 경우에 비해 시간 지연이 있고 나서 결과적으로 화염면의 최대왜곡을 증가시키고 화염의 잔류시간도 늘린다고 할 수 있다.

와동이 진행해 오는 화염에 대해 정지해 있는 경우와 화염쪽으로 다가가는 속도가 존재할 경우 그 속도에 따른 화염길이의 과도변화를 Fig. 7(2)에 나타내었다. Case A, B 및 C 모두 와동의 이동속도가 커짐에 따라서 화염면의 최대 왜곡에 도달하기 전까지는 같은 시간에서 화염면의 왜곡은 커진다. 그 이유는 화염면이 움직이는 와동에 부착이 되어서 와동이 화염의 전파방향에 반대방향으로 움직임에 따라 화염면이 급격히 늘어나기 때문이다. 그러나 Fig. 8(a2)에서 최대 왜곡에 도달하는 시간이 더욱 짧아지고 최대왜곡 정도는 오히려 줄어드는 것을 발견할 수 있다. 그 이유는 화염면과 와동과의 상대속도가 S_L 에서 $S_L + U_C$ 로 빨라져서 서로 상호작용을 할 수

있는 시간이 줄어들기 때문이다. 이것은 Fig. 8(b2)의 잔류시간이 줄어드는 결과에서도 뒷받침된다. 따라서 와동의 이동은 화염면이 와동에 부착함으로 인해 일시적으로 화염면을 빨리 늘리는 효과가 있지만 화염과 와동의 상대 속도차로 인해 변화하는 잔류시간도 결과적인 화염면의 왜곡과 연소율에 중요한 영향을 미치게 됨을 알 수 있다.

와동의 세기, 즉 와동의 특성 회전속도의 영향을 알아보자. Case A는 U_0 를 각각 1.00, 1.50 및 2.00 m/s로, Case B와 C는 와쌍의 경우이므로 더 약한 0.40, 0.70 및 1.00 m/s로 변화시켰다. 이때 체적팽창의 영향은 없으며 와동의 이동속도는 $U_c = 0.15$ m/s로 동일하였다. 화염길이의 과도 변화를 Fig. 7(3)에서 살펴보면 Case A, B 및 C 모두 회전속도가 커짐에 따라 같은 시간에서의 화염길이가 증가하고 최대 왜곡도 커짐을 알 수 있다. 그 이유는 와동에 의한 화염의 말림도 더욱 빠르게 일어나고, 와동의 이동속도의 영향과는 반대로 화염이 와동 주위로 말려 들어갈수록 상호작용하는 시간은 오히려 증가하기 때문이다. 이것은 Fig. 8(b3)의 잔류시간에서 확인할 수 있다. 여기서 Case B의 경우는 U_0/S_L 이 10일 때가 5일 때보다 잔류시간이 줄어드는데 이것은 주화염에서 떨어져 나온 상부 미연가스 덩어리가 아니라 주화염의 침점을 기준으로 잔류시간을 계산하였기 때문이다. 따라서 와동의 세기는 강할수록 화염면의 왜곡을 심하게 하고 잔류시간도 증가시킴으로서 난류 예혼합화염의 연소율에 다른 요인보다도 큰 영향을 준다고 할 수 있다.

4. 결론

본 연구에서는 층류 화염면 영역의 예혼합 화염전파를 모사하는데 널리 사용된 G-equation을 이용하여, 기존의 연구에서는 무시되었던 연소가스와 반응물의 밀도차로 인한 열팽창 효과를 선체적 생성항을 도입하여 고려하였다. 그리고 고안된 방법을 사용하여 단일 와동 및 역회전 와쌍과 예혼합화염의 상호작용 문제에 적용하여 주요한 인자들의 영향을 고찰하여 보았다. 이상에서 결론적으로 층류 화염면 영역에 속하는 난류 예혼합연소 과정이 일어나는 연소기에서 연소율을 증가시키려면 난류유동장의 대류 속도는 너무 크지 않은 것이 좋은 반면에 충분한 전단류를 생성하여 에디의 강도를 키우도록 설계해야 하며 연료를 적절히 선정하고 당량비를 조절한다면 연소가스의 온도를 높일 수 있고, 체적팽창 효과에 의해서 연소율은 더 커질 것으로 사료된다.

참고문헌

- (1) 정의현, 권세진, "층류화염의 체적팽창이 화염전파에 미치는 영향," 한국연소학회 추계학술대회 논문집, pp. 139-154, 1998
- (2) Sung, C. J., Yu, K. M., and Law, C. K., "On the Geometry and Burning Intensity of Wrinkled Premixed Flames," *AIAA Paper* 92-0238, January 1992
- (3) Markstein, G. H., *Nonsteady Flame Propagation*, Pergamon, 1964
- (4) Kerstein, A. R., Ashurst, W. T., and Williams, F. A., "Field equation for interface propagation in an unsteady homogeneous flow field," *Phys. Rev. A* 37, pp. 2728-2731, 1988
- (5) Aldredge, R. C., "The Propagation of Wrinkled Premixed Flames in Spatially Periodic Shear Flow," *Combustion and Flame*, Vol.90, pp.121-133, 1992
- (6) Zhu, J. and Ronney, P. D., "Simulation of Front Propagation at Large Non-dimensional Flow Disturbance Intensities," *Combustion. Sci. and Tech.*, Vol.100, pp.183 - 201, 1994
- (7) Sung, C. J., Sun, C. J., and Law, C. K., "Analytic Description of the Evolution of Two-Dimensional Flame Surfaces," *Combustion and Flame*, Vol.107, pp. 114-124, 1996
- (8) Ashurst, W. T., "A Simple Illustration of Turbulent Flame Ball Growth," *Combustion.Sci.and Tech.*, Vol.104, pp.19-32, 1995
- (9) Ghoniem, A. F., Chorin, A. J., and Oppenheim, A. K., "Numerical Modeling of Turbulent Flow in a Combustion Tunnel," *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* A-304, pp. 303-325, 1982.
- (10) Mueller, C.J, Driscoll, J. F, Reuss, D. L, Drake, M. C, and Rosalik, M. E., "Generation and Attenuation of Vorticity by Flames: Measured Vorticity Field Time Evolution during a Premixed Flame-Vortex Interaction," *Combustion and Flame*, Vol. 112, pp. 342-358, 1998
- (11) Wu, M. S., and Driscoll, J. F., "A Numerical Simulation of a Vortex Convected Through a Laminar Premixed Flame," *Combustion and Flame*, Vol. 91, pp. 310-322, 1992

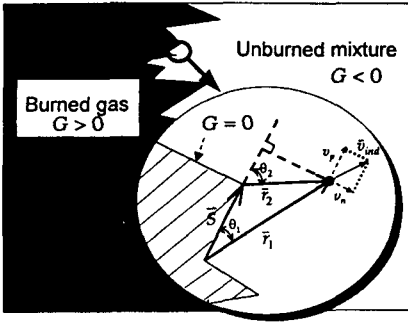


Fig. 1 Schematic diagram of thin flame surface where line volume source is assigned to obtain induced velocity

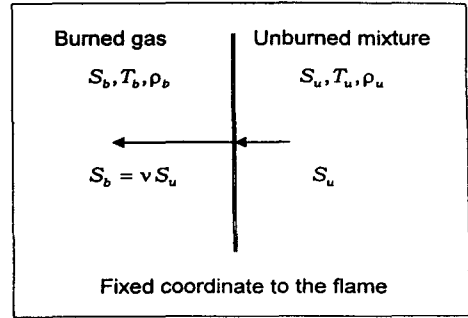


Fig. 2 Concept of volume expansion effect in 1-dimensional equation

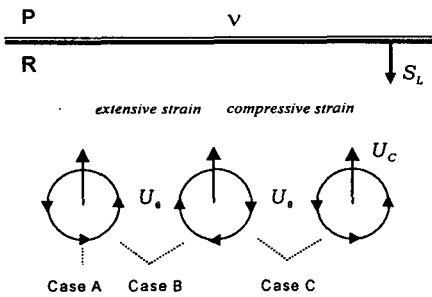


Fig. 3 Schematic diagram of configurations of flame and vortices: Case A represents single vortex interaction, Case B and Case C represent counter-rotating vortex pair with extensive and compressive strain on incident flame

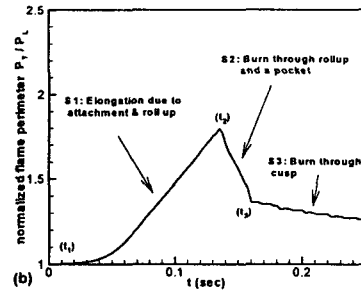
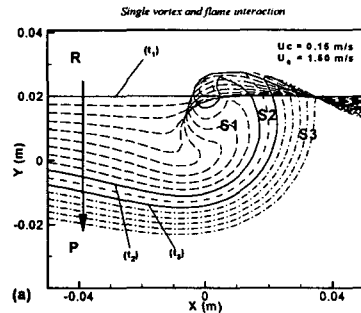


Fig. 4 Typical process of flame and single vortex interaction: (a) flame evolution, (b) time history of flame perimeter, the distinctive stages S1, S2, and S3 initiates at t1, t2, and t3 respectively (Case A)

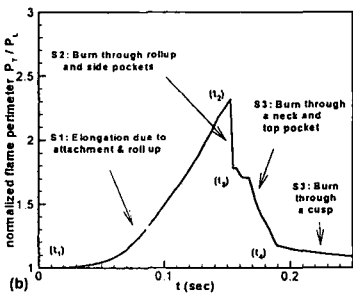
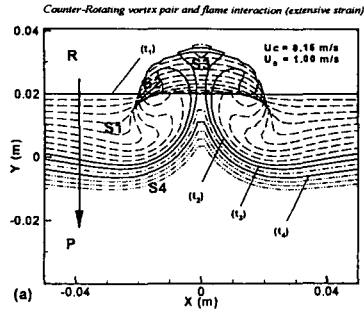


Fig. 5 Typical process of flame and counter-rotating vortex pair interaction with extensive strain: (a) flame evolution, (b) time history of flame perimeter, the distinctive stages S1, S2, S3, and S4 initiates at t_1 , t_2 , t_3 , and t_4 respectively (Case B)

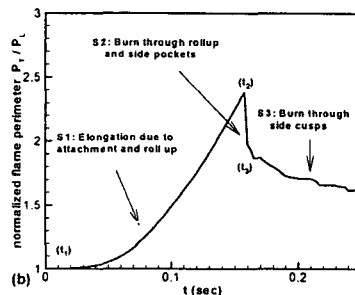
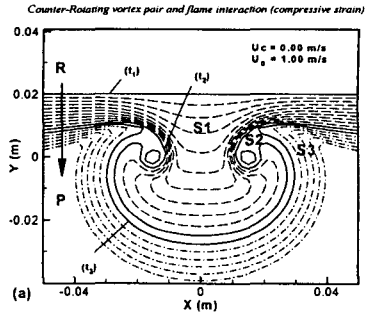


Fig. 6 Typical process of flame and counter-rotating vortex pair interaction with compressive strain: (a) flame evolution, (b) time history of flame perimeter, the distinctive stages S1, S2, and S3 initiates at t_1 , t_2 , and t_3 respectively (Case C)

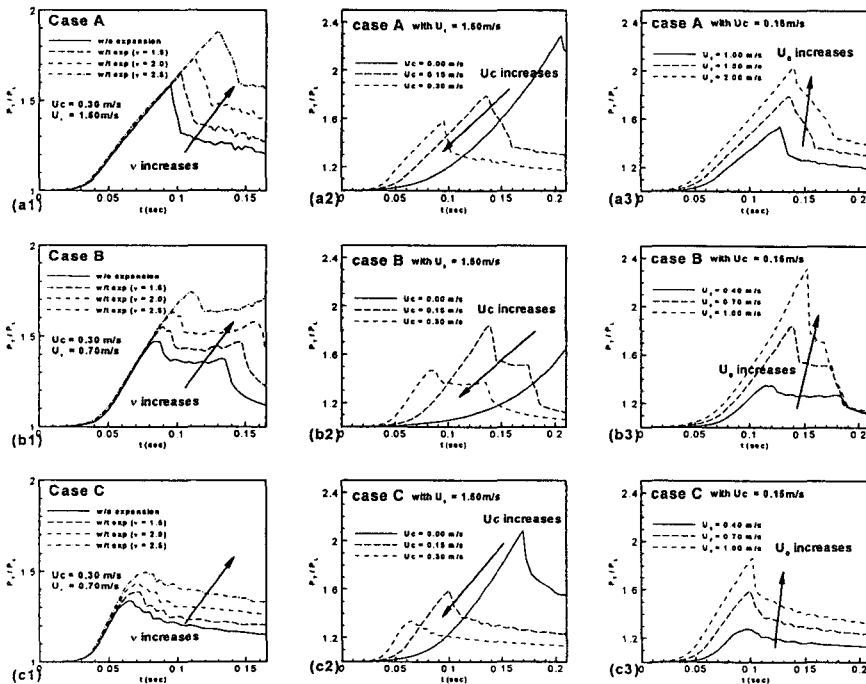


Fig. 7 Effect of (1) volume expansion, (2) vortex convection velocity, and (3) characteristic rotation velocity on flame perimeter: (a) single vortex case, (b/c) C-R vortex pair with extensive/compressive strain for cases A, B, and C

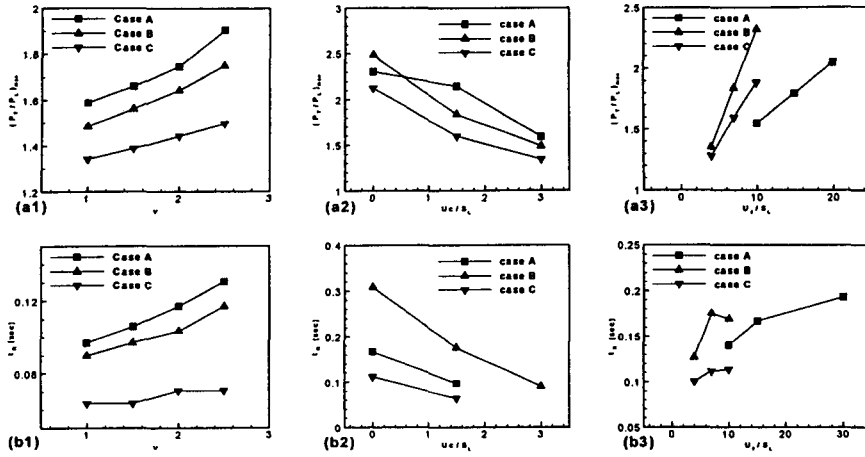


Fig. 8 Effect of (1) volume expansion, (2) vortex convection velocity, and (3) characteristic rotation velocity on (a) maximum flame perimeter and (b) residence time for cases A, B, and C