

〈論 文〉

정적 연소실내 난류 예혼합화염 전파의 시뮬레이션

권 세 진*

(1994년 10월 12일 접수)

Simulation of Turbulent Premixed Flame Propagation in a Closed Vessel

Se-Jin Kwon

Key Words : Turbulent Flame(난류화염), Premixed Flame(예혼합화염), Closed Vessel(정적 연소실), Time Series Simulation(시간급수 모사), Turbulent Burning Velocities(난류화염속도)

Abstract

A theoretical method is described to simulate the propagation of turbulent premixed flames in a closed vessel. The objective is to develop and test an efficient technique to predict the propagation speed of flame as well as the geometric structure of the flame surfaces. Flame is advected by the statistically generated turbulent flow field and propagates as a wave by solving two-dimensional Hamilton-Jacobi equation. In the simulation of the unburned gas flow field, following turbulence properties were satisfied: mean velocity field, turbulence intensities, spatial and temporal correlations of velocity fluctuations. It is assumed that these properties are not affected by the expansion of the burned gas region. Predictions were compared with existing experimental data for flames propagating in a closed vessel charged with hydrogen/air mixture with various turbulence intensities and Reynolds numbers. Comparisons were made in flame radius growth rate, rms flame radius fluctuations, and average perimeter and fractal dimensions of the flame boundaries. Two dimensional time dependent simulation resulted in correct trends of the measured flame data. The reasonable behavior and high efficiency proves the usefulness of this method in difficult problems of flame propagation such as in internal combustion engines.

기 호 설 명

D_2, D_3 : 화염길이와 면적의 프랙탈 차원 변수
 F, G : 종방향 및 횡방향 공간상관계수
 g : 화염표면을 정의하는 스칼라함수
 $O_2/(O_2+N_2)$: 산화제중 O_2 의 체적분율
 R_L, R_T : 층류화염과 난류화염의 길이
 r : 반경방향거리
 r_f : 화염반경
 Re_T : 난류의 레이놀즈수

su, sv : 난류속도성분의 모사를 위한 랜덤번호
 S_L, S_T : 층류 및 난류화염 전파속도
 t : 시간
 T : 시간상관관계계수
 u_i, v_i : i 위치에서의 속도성분
 u_r : 반경방향 속도성분
 U_i, V_i : i 위치에서의 u', v' 의 가중치
 x, y : 2좌표축 방향으로의 거리
 α_u : 미연가스의 열확산계수
 Δt : 시간증가분
 $\Delta x, \Delta y$: 거리증가분

*정회원, 울산대학교 항공우주공학과

Λ_f, Λ_g : 종방향 및 횡방향 특성길이 스케일
 ν : 동점성계수
 ρ_b, ρ_u : 연소가스와 미연소가스의 밀도
 τ : 특성시간 스케일 (integral time scale)
 ϕ : 연료 당량비

1. 서 론

현재 난류 예혼합화염 전파의 이론적 접근은 주로 직접수치 시뮬레이션 (direct numerical simulation)이라 불리는 방법에 의하여 이루어지고 있으며, Pope과 Chang,⁽¹⁾ Choniem 등,⁽²⁾ Ashurst와 Barr 등⁽³⁾의 연구가 이 범주에 속한다. 이들 방법은 난류유동장의 시뮬레이션을 위하여 와류전달 (vortex transport) 모델을 사용하며 화염은 와류운동 (vortex dynamics)에 의해 형성된 난류유동장에 수동적으로 변형되며 동시에 일정한 전파 속도로 미연가스영역으로 움직인다는 가정을 하고 있다. 이러한 방법은 널리 받아들여지고 있으나 다음과 같은 문제점을 안고 있다. 첫째, 유동장의 시뮬레이션이 극히 비효율적이고 시간이 많이 걸린다. 둘째, 형성된 난류유동장은 오직 정성적으로만 원래 모사하려 했던 난류유동장의 성질을 유지한다. 따라서 이와 같이 모사된 난류유동장은 난류속도 성분 (turbulent velocity fluctuations)의 공간 및 시간 상관관계 (spatial and temporal correlation)와 같은 정량적인 난류특성을 모사하지 못 하며, 그 안에서 전파하는 화염의 운동을 정량적으로 모사하는 것 역시 매우 어렵다.

한편, 난류연구의 초창기부터 부분적인 관심을 끌어왔던 현상학적인 접근법은 근자에 이를 다루기 위한 비선형 수학의 발달과 함께 다시금 주목을 받기 시작하여,⁽⁴⁾ 연소현상에도 일부 이용된 예를 찾아볼 수 있다. Gouldin⁽⁵⁾에 의해 시도된 방법은 기존의 k-ε 모델에서 생성항에 일부 프랙탈 (fractal) 개념을 도입한 것으로 그 정확성이나 타당성에 있어서 설득력이 부족하다.

위에서 기술한 바와 같이 난류유동장 내의 예혼합 화염전파에 관한 이론적인 연구는 현상을 지배하는 방정식의 복잡성으로 인하여 많은 어려움을 겪고 있다. 본 연구의 목적은 Kwon 등⁽⁶⁾에 의하여 이전에 고안된 방법을 더욱 발전시키고 정적 연소실과 같은 실용적인 가치가 있는 문제에 적용하

여 봄으로써 그 효용성을 입증하는 데에 있다. 계산결과와 검증에 위하여 본 연구에서는 화염의 두께가 난류의 Kolmogorov 스케일보다 현저히 작은 영역만을 다루기로 하였다. 본 연구에서 사용하는 통계적 시간급수는 난류유동장을 현상학적 방법에 의해 모사하는 것이 특징이다. 따라서, 난류유동장은 지배방정식의 해로서 주어지는 것이 아니고 모사 하려고 하는 난류성질들을 선택하여 얻어지게 된다. 이 방법은 매우 효율적이며 3차원 문제를 다루는 것이 용이할 뿐 아니라 직접수치 모사법과 달리 난류유동의 중요한 성질들을 정량적으로 충족시킬 수 있는 특징을 갖고 있다. 본 연구에서 개발한 계산법을 검증하기 위하여 기존의 수소-공기 예혼합화염 전파에 관한 실험결과를 사용하였다. 실험은 확산과 유동에 의한 화염의 불안정성을 피하기 위하여 층류화염 전파속도가 최대 값을 갖는 당량비 1.8에서 얻어진 결과를 사용하였다.

2. 화염의 조건

시뮬레이션은 실험결과를 통한 검증을 위하여 Kwon 등⁽⁶⁾의 실험에서 사용된 화염의 조건과 형상에 일치하도록 하였다. 이 실험에 사용한 연소실은 Groff⁽⁷⁾에 의하여 개발된 것으로 직경이 약 260 mm인 실린더 형상을 하고 있으며 연소실의 전면과 후면에는 광학계측을 위한 수정유리가 장착되어 있다. 4개 조건에서 관측된 난류화염의 데이터를 이용하여 본 연구의 시뮬레이션 결과를 비교하였다. Re 는 2000~4000, ρ_u/ρ_b 는 5.4~6.4, \bar{u}/S_L 은 0.48~1.60으로 변화시키며 다양한 조건에서 실험한 결과를 사용하였다. 측정은 화염반경이 40 mm이 내인 영역에 국한되었으며, 이 영역내에서 난류유동장은 근사적으로 등방 (isotropic)임이 관측되었고 그 체적이 연소실의 체적의 1/10에 불과하므로 압력의 변화는 무시할 수 있었다. 화염의 두께는 1.8~2.8 μm 로 Kolmogorov 스케일 24~40 μm 에 비하여 훨씬 작으므로 화염의 특성상 얇은 층류화염편 영역 (thin laminar flamelet regime)에 속한다. 실험조건에서 $\phi = 1.8$ 이고 Karlovitz수는 약 10^{-3} 으로 화염면 확장 (flame stretch)에 의한 영향은 무시하였다. 단층촬영 (tomograph)된 영상의 분석을 통하여 화염면의 기하학적 성질에 관한 데이터를 얻을 수 있었다.

미연가스의 난류성질들은 2점 LDV (2-point LDV)

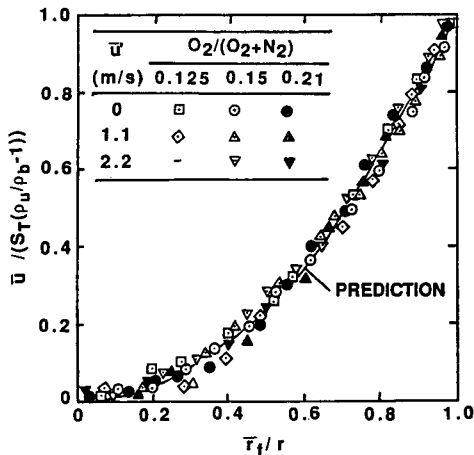


Fig. 1 Mean velocities in the unburned gas during flame propagation

를 이용하여 얻어졌다. 연소실 중앙의 반경 30 mm 이내의 영역에서 난류속도성분(velocity fluctuations)은 10% 미만으로 균일하였으며, 평균속도는 rms 속도변동(rms velocity fluctuation)의 10% 미만이고, 공간 및 시간 상관관계는 Kolmogorov 스케일이 매우 작으므로 지수함수(exponential function)의 형태로 보고 되었다. 횡방향의 속도상관관계는 Frankiel 함수의 형태를 하였으나 원점 부근에서는 비교적 정확한 지수함수의 형상으로 근사되었다. 미연가스 부분의 평균속도분포는 화염구 중심부에 체적생성(volumetric source)이 존재하는 것으로 근사가 가능하며, 다음과 같은 식으로 주어진다.

$$\bar{u}_r = S_L(\rho_u/\rho_b - 1)(\bar{r}_f/r)^2 \quad (1)$$

화염이 전파하는 동안의 1점(single point) LDV 측정과식(1)에 의하여 계산된 평균 속도분포가 Fig. 1에 나타나 있으며, 서로 잘 일치하고 있다.

3. 이론적 방법

3.1 일반적 성질

난류유동장은 랜덤번호의 집합에 의하여 모사될 수 있고, 모사의 정확도는 생성되는 랜덤번호에 대한 구속조건이 점차 증가할 수록 높아진다는 가정을 하고 있다. 그리하여 모든 구속조건을 만족하는 랜덤번호의 집합을 구할 수 있다면 그것은 지배방정식의 해와 일치한다고 볼 수 있다.⁽⁸⁾ 현상학적인

로 모든 구속조건을 고려하는 것은 물론 정확할 수가 있으나 난류의 지배방정식을 푸는 것만큼이나 어려우므로, 실제 난류현상을 조절하는 중요한 구속조건이 무엇인가를 선택할 필요가 있다.

난류유동장 내에서 화염은 유동에 의하여 변형되고 전달되는 동시에 일정한 속도를 갖고 미연가스 영역으로 전파된다. 유동장 내에서의 화염면 운동을 모사하는 데에는 SLIC,⁽⁹⁾ MIMOC⁽¹⁰⁾ 등의 방법이 사용되어 왔으나 본 연구에서는 Crandall과 Lions⁽¹¹⁾에 의하여 개발되고 Sethian⁽¹²⁾에 의하여 화염전파에 이용되기 시작한 방법을 사용하였다. 이 방법은 화염면과 같은 불연속면의 유동장내 운동을 Hamilton-Jacobi 방정식으로 기술하며, SLIC이나 MIMOC에 비하여 수학적으로 엄밀하고, 3차원에서의 확장이 용이하다는 점이 특징이다. 화염면의 기하학적인 형상에 따라, 전파속도가 영향을 받는 것을 피하기 위해 화염면 확장 등에 의한 효과가 미약한 당량비 1.8 부근에서의 화염만을 대상으로 하였다.

시뮬레이션의 단순화를 위하여 연소실내의 압력이 균일하고, 화염이 얇은 층류화염면 영역에 속하며, 미연가스 영역의 유동이 균일등방 난류유동장인 것으로 가정하였다. 또, 선택적 확산 및 유동에 의한 화염면의 불안정성은 무시되었으며, 미연가스 영역에서 평균속도는 화염을 구상대칭인 체적생성으로 취급하였다. 이상의 가정은 Videto와 Santavicca⁽¹³⁾의 실험에 의하여 타당성이 검증된 바 있다.

난류유동장은 Kwon⁽¹⁴⁾에 의해 제안된 방법대로 평균 속도, 난류성분의 정규분포, 공간 및 시간 상관 관계를 만족하도록 모사되었다. 등방유동장을 다룸에 있어서 교차상관관계는 존재하지 않으므로 무시되었으며, 각각의 난류속도성분은 통계적으로 서로 독립하여 모사 된다. 순간적인 질량보존은 난류속도성분의 중·횡방향 공간상관관계의 성질을 충족시킴으로 하여 부분적으로 만족되었다. 난류속도성분의 공간 및 시간상관관계는 근사적으로 모사되었다. Kolmogorov스케일이 계산격자보다 작은 이유로 하여 속도성분의 상관관계는 모두 지수함수로 근사적으로 모사되었다. 횡방향의 공간상관관계는 지수함수의 꼬리부분이 음수 값을 갖는 Frankiel 함수 모양이지만⁽¹⁵⁾ 이 부분에서의 상관도는 매우 작으므로 단순한 지수함수 형태의 상관함수를 가정하여도 그 주요한 특성에는 영향이 없는 것으로 볼

수 있다. 한편, 난류특성을 기술하는 데에 중요한 역할을 하는 상관관계 부분(상관관계수가 1의 값을 갖는 부분)에서는 지수함수의 가정이 매우 정확한 것으로 밝혀졌다. 공간/시간(two-point/two-time) 상관관계계수는 각각의 공간 및 시간상관관계의 곱으로 표시할 수 있다. 모든 좌표축에 대하여 같은 길이의 계산격자를 사용하였을 때, $\Delta x = \Delta y$ 이고, 위의 가정에 의하면,

$$\frac{u'(x, y, t) u'(xi\Delta x, y - j\Delta y, t - l\Delta t)}{u'^2} = F^i G^j T^l \quad (2)$$

여기서, $F = \exp(-\Delta x/\Lambda_r)$, $G = \exp(-\Delta y/\Lambda_g)$ 이고 $T = \exp(-\Delta t/\tau)$ 이다. 식(2)은 각각의 좌표축 방향으로 정확한 지수함수를 나타내지만 임의의 i, j, k, l 에 대해서는 근사적인 상관관계를 나타낸다. 그러나 시뮬레이션에 가장 큰 영향을 주는 상관관계 0.9 이상에서는 그 오차가 약 10%정도에 불과하여 비교적 정확한 결과를 기대할 수 있다. 마지막으로 연소가스의 팽창에 따른 반경방향 평균속도 성분이 공간 및 시간상관관계에 미치는 영향은 본 연구의 계산조건하에는 무시할 수 있었다.

3.2 난류유동장의 시뮬레이션

식(1)의 계산에 필요한 r_f 와 S_T 는 시뮬레이션의 결과로부터 얻어지므로 평균속도의 환산이 가능하므로 유동장의 모사는 난류속도성분에 대하여만 수행하면 된다. 미연가스영역의 난류유동장은 매 계산 스텝마다 화염운동의 모사가 수행되기 전에 모든 방향에 균일한 계산격자로 이루어진 계산영역에서 얻어져야 한다. 이를 위하여 각 좌표축에 대하여 독립적으로 시간급수(time series)를 사용하여, 각 격자위치에서의 난류속도성분은 동일한 위치의 이전 스텝과 이웃하고 있는 격자위치에서의 난류속도성분의 가중치 평균에 일정한 표준 편차를 갖는 랜덤쇼크의 합으로 표시된다. 시간 t_0 에서 계산영역내 임의의 계산격자상의 좌표가 (x_0, y_0) 인 지점의 난류속도성분을 시뮬레이트하기 위하여는 동일한 격자위치의 이전 스텝에서의 난류속도성분과 인접한 격자 위치 $(x_1, y_1); \dots; (x_n, y_n)$ 에서의 난류속도성분이 필요하다. 이들 난류속도성분이 주어지면 임의의 위치에서 난류속도성분 u_0' 은 다음과 같은 식을 통하여 얻어진다.

$$u_0' = \sum_{i=1}^{15} U_i U_i' + s_u ; v_0' = \sum_{i=1}^{15} V_i v_i' + s_v \quad (3)$$

Table 1 Parameters of approximate simulation^a

i	Location	U _i	V _i
1	x - Δx, y, t	F	G
2	x, y - Δy, t	G	F
3	x, y, t - Δt	T	T
4	x - Δx, y - Δy, t	-FG	-FG
5	x - Δx, y, t - Δt	-FT	-GT
6	x, y - Δy, t - Δt	-GT	-FT
7	x - Δx, y - Δy, t - Δt	FGT	FGT

$$\frac{s_u^2}{u'^2} = \frac{s_v^2}{v'^2} = 1 - F^2 - G^2 - T^2 + (FG)^2 + (FT)^2 + (GT)^2 - (FGT)^2$$

^aFor a square grid, $\Delta x = \Delta y$ with correlations decomposable as products according to Eq. (2) and for stationary homogeneous and isotropic turbulence

위식에 주어진 7개 위치의 형상은 Table 1에 나열되어 있다. U_i, V_i 는 계산 격자간의 공간상관계수를 만족하도록 선택된 가중치이며, s_u, s_v 는 정규분포의 확률밀도함수를 갖고 평균값이 0이며 편차가 각각 $\overline{u'^2}, \overline{v'^2}$ 이 되는 난수이다. 이 값들의 계산도 Table 1에 나타난 방법에 의한다.

시간급수⁽¹⁶⁾ 이론에 따르면 Markov 프로세스의 경우 공간 및 시간상관관계가 계산영역내의 모든 위치와 시간에 대하여 존재하지만 시뮬레이션은 바로 이웃하고 있는 7개 위치(2차원) 또는 15개 위치(3차원)에서만 가중치가 존재하고 그외의 지점과는 바로 이웃하고 있는 점들을 통하여 상관관계가 전파된다. 초기조건($t=0$)과 경계조건($x=0$)은 시뮬레이션에 필요한 모든 위치들이 주어지지 않으므로 가중치를 0으로 하여 계산한다. 예를 들어, $x=y=t=0$ 위치에서는 이전 스텝 또는 이웃한 위치에서의 값이 주어질 수 없으므로 $u_0' = s_u$ 으로 난류속도성분을 계산하며, 이 때 $\overline{s_u^2} = \overline{u'^2}$ 이다. 이와 같은 시뮬레이션은 난류속도성분이 정규분포의 확률밀도함수를 갖고, 공간 및 시간상관관계 계수가 지수함수의 형태를 취하며 공간상관관계는 좌표축 방향으로 (2)식에서와 같이 분리될 수 있을 때, 통계적으로 난류유동장과 유사한 랜덤번호의 집합을 생성한다. 인접한 점들은 오직 두 점 사이의 상관관

계를 통하여 연결되며 시뮬레이션은 이 상관관계를 정확히 산출하도록 고안되었으므로, 그 정확도는 계산 격자의 크기와는 무관하다. 따라서 통계적으로 의미있는 값이 얻어지도록 많은 샘플이 계산되고, 변수의 유효숫자 자리수를 늘여 잡으면 특정 난류성질 값은 수렴시킬 수 있다. Kwon 등⁽⁶⁾은 수렴 문제를 상세하게 다루고 있다.

3.3 화염면 운동의 계산

모사된 난류유동장 안에서 화염면은 $g(x, y, t) = 0$ 의 식으로 표현된다. 이 식으로 표시된 화염면은 유동장과 화염면 자체의 전파속도로 인하여 운동하게 되며, 다음과 같은 Hamilton-Jacobi 방정식을 통하여 기술된다.

$$\frac{\partial g}{\partial t} + u \frac{\partial g}{\partial x} + v \frac{\partial g}{\partial y} = S_L |\nabla g| \quad (4)$$

위의 식에서

$$g(x, y, 0) = r_{r0} - r \text{ at } t=0 \quad (5)$$

r 은 계산영역의 중심으로부터의 거리이며, $g(x, y, t) = 0$ 는 화염면의 위치를 나타낸다. $t=0$ 일 때, 식(4)은 반경이 r_{r0} 인 구형화염을 나타내며, 전기 점화에 의해 생성되는 화염핵(flame Kernel)과 유사한 형상을 갖는다. 식(4)은 Lion and Crandall에 의하여 해가 연구되었으며, Sethian은 화염면 전파에 대한 응용의 길을 터 놓았다. 본 연구에서는 Sethian에 의하여 제시된 방법을 이용하여 화염면 운동을 모사하였다.

화염면의 기하학적 성질에 대한 통계적인 데이터를 얻기 위하여, 동일한 계산조건에서 16번의 시뮬레이션을 행하였다. 화염면에 의해 형성된 연소가스의 체적을 나타내는 척도로 사용한 하염반경은 화염구의 기하학적인 도심(centroid)을 중심으로 계산되었다. 2차원 계산을 위하여 사용된 수치계산을 위한 변수설정에는 Kwon 등⁽⁶⁾에 준하며 격자수가 100×100 , $\Delta x = \Delta y = 1$ mm로 하였다. 주어진 계산 격자에서 시간 스텝의 크기는 화염전파속도의 Courant조건을 만족하도록 $\Delta t = 0.06 \sim 0.18$ ms로 하였다. 계산결과에 대하여 Richardson 외삽법(extrapolation)을 행하여, 결과치의 수치적 신뢰도가 95% 이상에서 불확실성이 $r_f, \overline{r_f'}$ 는 각각 7%, 9%미만, $D_2, P_T/P_L$ 는 각각 20%, 15% 미만임을 확인하였다.

4. 계산결과

4.1 화염면 변형

Figs. 2, 3은 16번의 시뮬레이션을 통한 평균 화염반경과 그 변형률 $r_f, \overline{r_f'}$ 를 각각 점화후 시간의

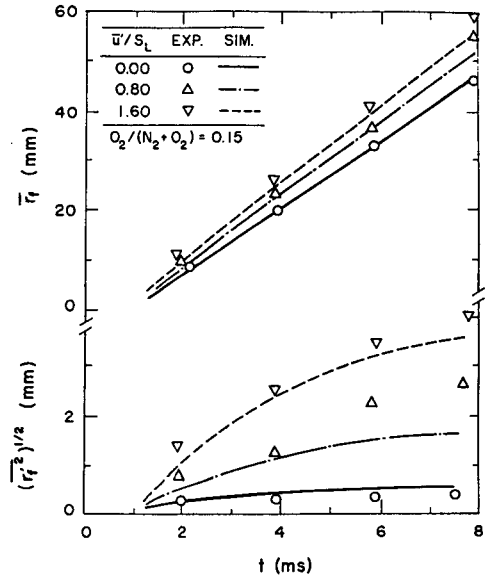


Fig. 2 Mean and fluctuating flame radius as a function of time : $O_2/(N_2+O_2) = 0.150$

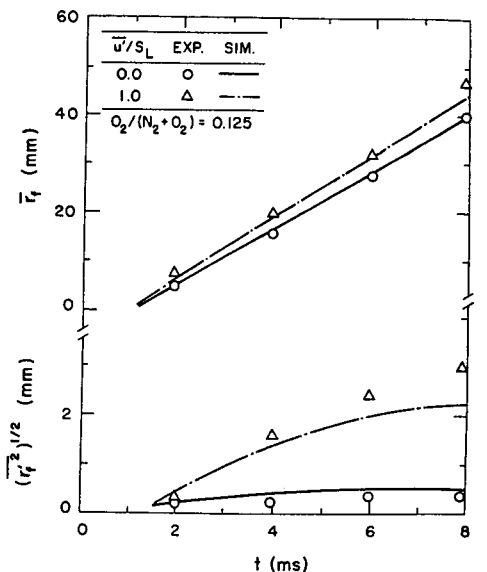


Fig. 3 Mean and fluctuating flame radius as a function of time : $O_2/(N_2+O_2) = 0.125$

함수로 실험치에 대비시키고 있다. 실험의 조건에서 산화제의 조성은 $O_2/(O_2+N_2)=0.15$ (Fig. 2), 0.125 (Fig. 3)의 경우에 국한하였다. 점화 전극과 점화 초기의 요란을 피하기 위하여 측정은 점화 전류 방출 이후 약 1ms이후 즉, 화염반경이 약 10 mm인 지점부터 시작하였다. 또한 화염발달의 초기에는 위에 언급된 요란의 원인 외에도 계산격자의 해상도가 낮기 때문에 시뮬레이션의 오차가 비교적 크다. 이와 같은 효과를 피하기 위하여 측정된 화염과 계산된 화염을 화염반경 10 mm에서 인위적으로 일치시켰으며, 가로축에 표시된 시간은 실험으로부터 얻어진 값을 사용하였다. 그림의 $\bar{u}/S_L=0$ 조건은 층류화염전파의 결과로 본 연구에서 얻어진 결과를 비교하기 위한 기준선으로써 표시되었다. 확산작용에 의한 화염 불안정성 요인이 존재하지 않을 때, 측정된 화염반경은 시간에 따라 선형적으로 발달하며 이 조건에서 계산치와 실험치의 일치는 S_L 의 정확한 추정을 의미한다. 점화전극과 연소실 내에 존재하는 요란으로 인하여 작지만 일정한 크기의 차이가 \bar{r}_f 에 나타나며, 수치 계산에 의한 오차도 일부 존재하는 것으로 보인다. 그러나 \bar{u}/S_L 이 0이 아닌 조건에서는 이 오차가 \bar{r}_f 값 자체에 비하여 매우 작으므로 무시할 수 있다.

난류화염속도 S_T 의 계산과 측정의 세부결과는 Figs. 1, 2의 상단에 나타나 있다. 여기서 난류 화염 속도는 $S_T=(\rho_b/\rho_u) d\bar{r}_f/dt$ 에 의하여 얻어진 결과이다. 실험결과에서 S_T 는 점화후 경과시간에 따라 증가하며 동시에 \bar{u}/S_L 에 따라 커진다. 난류

화염속도는 화염의 전체 면적에 비례하고 난류유동장 속의 화염면 변형은 시간 및 유동장의 함수이므로 이와 같은 거동은 기대했던 바와 일치한다. 2차원 시뮬레이션의 결과는 유동장의 효과를 다소 과소 평가하는 것으로 밝혀졌다. 난류 유동장이 실제로 3차원 공간에 존재하며, 그 운동과 변형이 세 방향의 자유도를 갖으므로 현상을 2차원 문제로 단순화함에 따라 화염면의 변형이 필연적으로 작게 나타나고, 직접적인 결과로 난류화염속도가 과소평가되는 것으로 추정된다. Figs. 2, 3의 하단에 나타난 실험결과는 화염면의 변형 정도를 가리키는 변수 \bar{r}_f 이나 \bar{u}/S_L 값이 커지면, 점화후 경과 시간에 따라 더 급하게 증가함을 알 수 있다. 시뮬레이션은 난류화염 발달의 이러한 경향을 대체로 정확히 예측하고 있다.

4.2 화염길이

변형된 화염표면의 평균 화염길이는 변형의 정도가 그다지 크지 않으며 변형의 등방성이 보장되고 확산현상에 의한 화염 불안정성을 무시할 수 있는 조건하에서 난류화염속도와 층류화염속도의 비를 나타내는 수단이 된다. Fig. 5는 모든 난류화염조건에서 P_T/P_L 의 측정치와 계산치를 대비시키고 있다. 작은 화염반경에서 점화핵은 층류 화염과 흡사한 단순한 구조이므로, P_T/P_L 은 1에 가까운 값을 갖는다. 화염반경이 커짐에 따라 P_T/P_L 값도 증가하며 화염반경에 따른 P_T/P_L 의 증가율은 \bar{u}/S_L 의 크기에 비례한다. 본 연구의 화염은 연소실의 크기

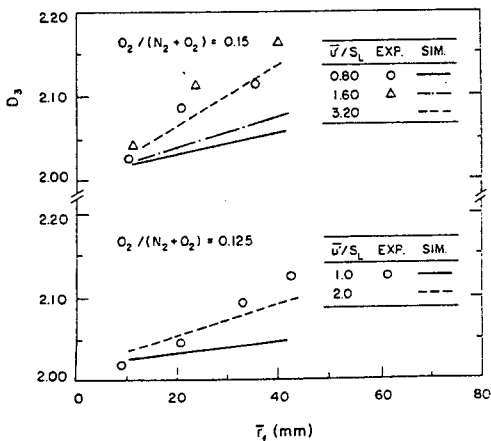


Fig. 4 Fractal dimension, D_3 , as a function of flame radius

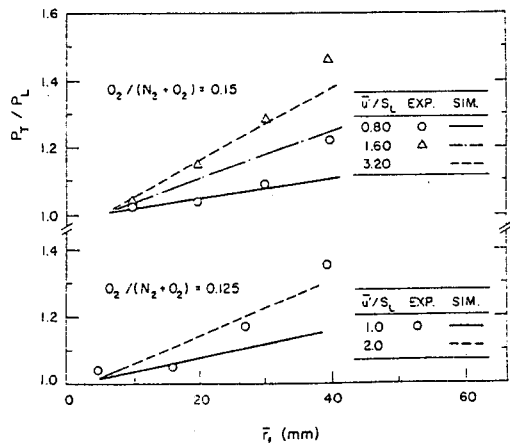


Fig. 5 Normalized turbulent flame perimeter as a function of flame radius

에 따라 난류에 의한 변형의 비교적 초기단계에 국한되었으므로 이러한 조건하에서 P_T/P_L 은 단순 증가할 뿐 어떤 일정한 값으로의 수렴 가능성은 관측되지 않았다. 기존의 학설은 통해 일반적으로 받아들여지고 있는 일정한 난류화염속도에 궁극적으로 (연소실의 용적이 충분히 클 경우) 도달할 수 있을지는 현재의 측정결과나 계산결과로는 확인할 방법이 없다. 2-D 시뮬레이션은 P_T/P_L 의 $\overline{r_f'}$ 및 $\overline{u'}/S_L$ 값에 따른 거동을 올바르게 예측하고 있다.

4.3 화염면의 프랙탈 성질

기하학적 형태의 프랙탈 성질중에서 정량화할 수 있는 가장 중요한 값은 프랙탈 차원 변수이다. 화염의 표면과 같은 3차원 공간상의 면적에 대하여 프랙탈 차원 변수 D_3 를 사용하고, 이 표면과 평면이 교차하여 생기는 폐곡선, 즉 단층영상(tomograph image)에 대하여 프랙탈 차원 D_2 를 사용한다. Mandelbrot⁽¹⁷⁾에 의하면 등방 난류유동장에서는 화염면의 방향에 따르는 차이가 존재하지 않으므로 화염면에 의하여 생성되는 도형도 등방성이며, 이때 D_2 와 D_3 는 $D_3 = D_2 + 1$ 의 관계를 만족한다. 현실적으로 측정데이터로부터 직접 D_3 를 구하는 것은 매우 어렵기 때문에 단층영상에서 D_2 를 먼저 구하고 그로부터 D_3 를 위의 방법을 통하여 얻는 것이 일반적인 계산순서이다. 난류 화염면의 D_3 는 유클리드 도형의 2로부터 난류유동에 의한 변형정도가 최대일 때 얻어지는 2.3~2.4 사이의 다양한 값을 갖으며 D_3 가 클수록 화염면의 구조가 복잡하고 변형이 심한 것을 의미한다.

Fig. 4는 모든 조건에서의 D_3 의 측정치와 계산치를 대비하여 나타내고 있다. 화염반경이 작은 점화 초기에는 화염면의 변형이 매우 작으므로 D_3 는 2에 가까운 값을 갖는다. 화염의 성장과 함께 화염면의 변형도 점차 증대하여 D_3 도 증가하나 측정할 수 있는 최대 값은 기대치 2.3~2.4에 훨씬 못 미치는 2.15에 불과하다. 이는 본 연구의 정적 연소실 크기가 한정되어 있어서 D_3 의 최종값(asymptotic value)을 관측하기가 곤란함 때문이다. 주어진 화염반경에 대하여 D_3 는 $\overline{u'}/S_L$ 과 더불어 증가한다. 이는 화염면의 변형 증가율이 $\overline{u'}/S_L$ 에 비례함을 의미한다. D_3 값의 측정치와 계산치 비교를 통하여 그 거동이 P_T/P_L 과 유사함을 확인할 수 있다. 이는 D_3 , P_T/P_L 의 두 변수가 본질적으로는 동일한 실험이나 계산결과로부터 얻어짐에 기인한다.

5. 결 론

본 연구에서 제안된 시간급수 시뮬레이션은 정적 연소실내의 난류 화염면의 성질들, 즉, $\overline{r_f'}$, r_f' , P/P_L , D_3 등이 점화후 경과시간 및 $\overline{u'}/S_L$ 에 따라 보이는 경향을 예측할 수 있으나 측정치에 비하여 다소 작은 값을 계산하였다. 이러한 과소평가는 3차원 현상을 2차원으로 단순화하여 계산한 것과 미연가스영역 난류성질의 시뮬레이션에 있어서 평균 속도환산을 위한 연소가스의 체적팽창에 유도되는 유동장의 지나친 단순화 등에 기인하는 것으로 추정된다. 미연가스영역의 평균속도분포를 정확히 계산하는 데에는 화염이 전파함에 따라 새롭게 연소된 가스의 생성체적(volumetric source)을 화염면을 따라 분포 시키고 그에 따라 유도되는 유동장을 계산하여야 하나 계산효율의 문제점과 화염면의 변형이 비교적 약한 본 연구에서는 생략되었으며, 이에 따라 화염면 성질들이 과소평가될 수 있다.

매우 계산효율이 뛰어난 난류유동장의 통계적 시간급수(stochastic time series) 시뮬레이션기법을 이용하여, 난류화염전파의 모사에 적용하였으며 기존의 계산기법에서는 다룰 수 없었던 다양한 화염면 성질을 세부적으로 다룰 수 있는 길을 열어 놓았다. 동시에 화염전파의 계산을 위하여, Hamilton-Jacobi 방정식을 사용하여 수학적으로 엄밀한 계산이 가능하였으며 쉽게 3차원 문제를 다룰 수 있게 되었다.

본 연구에서 개발된 방법을 확장하여 정적 연소실의 화염뿐만 아니라 예혼합 제트화염, 내연기관의 실린더 내부 화염과 같이 난류유동장의 형상이 복잡한 문제에 대한 응용이 가능하며, 더 나아가 난류 화염면의 확장과 그에 따르는 화염의 안정성, 소화 등의 예측방법을 제공할 수 있을 것으로 기대된다.

참고문헌

- (1) Pope, S. B. and Chang, W. K., 1987, "Statistical Calculations of Spherical Turbulent Flames," *Twenty-First Symposium (International) on Combustion*, Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 1473~1481.
- (2) Ghoniem, A. F., Chorin, A. J. and Oppenheim,

- A. K., 1980, "Numerical Modeling of Turbulent Combustion in Premixed Gases," *Eighteenth Symposium (International) on Combustion*, Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 1375~1383.
- (3) Ashurst, W. T. and Barr, P. K., 1983, "Stochastic Calculation of Laminar Wrinkled Flame Propagation via Vortex Dynamics," *Comb. Sci. and Tech.*, Vol. 34, pp. 227-256.
- (4) Sreenivasan, K. R. and Meneveau, C., 1986, "The Fractal Facets of Turbulence," *J. of Fluid Mech.*, Vol. 173, pp. 357~386.
- (5) Gouldin, F. C., 1987, "An Application of Fractals to Modeling Premixed Turbulent Flames," *Combust. Flame*, Vol. 68, pp. 249~266.
- (6) Kwon, S., Wu, M.-S., Driscoll, J. F. and Faeth, G. M., 1992, "Flame Surface Properties of Premixed Flames in Isotropic Turbulence: Measurements and Numerical Simulations," *Combust. Flame*, Vol. 88, pp. 221~238.
- (7) Groff, E. G., 1987, "An Experimental Evaluation of an Entrainment Flame Propagation Model," *Combust. Flame*, Vol. 68, pp. 249-266.
- (8) Batchelor, G. K., 1953, "The Theory of Homogeneous Turbulence," Cambridge University Press, London, pp. 1~13.
- (9) Noh, W. T. and Woodward, P., 1976, "SLIC (Simple Line Interface Calculation)," *Fifth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics* (A. I. Vooren and P. J. Zandbergen, eds.), Springer-Verlag, Berlin, pp. 330~339.
- (10) Ghoniem, A. F., Marek, C. J. and Oppenheim, A. K., 1983, "Modeling Interface Motion of Combustion (MIMOC)," *NASA TP-2123*.
- (11) Crandall, M. G. and Lions, P. L., 1983, "Viscosity Solution of Hamilton-Jacobian Equations," *Trans. Amer. Math. Soc.*, Vol. 227, pp. 1~42.
- (12) Sethian, J., 1984, "Turbulent Combustion in Open and Closed Vessels," *J. Comp. Phys.*, Vol. 54, pp. 425~456.
- (13) Videto, B. D. and Santavicca, D. A., 1990, "Flame-Turbulence Interactions in a Freely Propagating Premixed Flame," *Comb. Sci. and Tech.*, Vol. 70, pp. 47~61.
- (14) Kwon, S., 1991, "Premixed Hydrogen/Air Flames in Isotropic Turbulence," Ph. D. Thesis, University of Michigan, Ann Arbor.
- (15) Hinze, J. O., 1975, *Turbulence*, McGraw-Hill, New York, 2nd ed., Chap. 3.
- (16) Box, G. E. P. and Jenkins, G. M., 1976, *Time Series Analysis: Forecasting and Control*, Holden-Day, Oakland, California, pp. 21~45.
- (17) Mandelbrot, B. B., 1975, "On the Geometry of Homogeneous Turbulence, with Stress on the Fractal Dimension of the Iso-Surface of Scalars," *J. Fluid Mech.*, Vol. 72, pp. 401~416.