

등방 난류 유동장내 난류 예혼합 화염 전파의 통계적 시뮬레이션

권세진
항공우주공학과

<요 약>

등방 난류 유동장내를 전파하는 난류 예혼합 화염에 관한 이론적인 연구를 수행하였다. 통계적 시간 급수 방법을 사용하여 화염 표면을 따라 미연 가스 영역의 난류 유동장을 모사(simulate)하고 2차원 화염면 운동 알고리즘을 사용하여 화염 전파에 따르는 화염면의 성질을 수치적으로 모사하였다. 본 연구의 목적은 난류 예혼합 화염의 기하학적 구조와 전파 속도를 효율적으로 예측할 수 있는 계산법을 개발하고 검증 하는데 있다. 계산 결과는 다양한 난류 강도와 레이놀즈수를 갖는 수소-공기 혼합 가스에 대하여 측정된 기존의 실험 결과와 비교하였다. 본 연구에서 제안된 2차원 계산은 화염 반경 성장을, 화염 반경 변형을, 프랙탈 차수 등에서 측정치와 유사한 경향을 보였으며, 이 방법이 보다 복잡한 형태의 난류 화염 전파에 효율적으로 적용될 수 있음을 확인하였다.

Stochastic Simulation of Turbulent Premixed Flames in Isotropic Turbulence

Kwon, Se-jin
Department of Aerospace Engineering

<Abstract>

A theoretical investigation of turbulent premixed flames propagating in isotropic turbulence is presented. Flame surface properties were numerically simulated using a two-dimensional flame propagation algorithm combined with statistical time series simulation of unburned gas velocities along the flame surface. 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. 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. Two dimensional time dependent simulation resulted in correct trends of the measured flame data. Comparisons were made in flame radius growth rate, rms flame radius fluctuations, and average perimeter and fractal dimensions of the flame boundaries. The reasonable behavior and high efficiency proves the usefulness of this method in complex problems of flame propagation.

기호 설명

| | | |
|------------------------|---|--|
| S_L | : | 층류화염 속도 |
| S_T | : | 난류화염 속도 |
| F, G | : | 종방향 및 횡방향 공간 상관 계수(parallel and cross spatial correlation coefficient) |
| P_L, P_T | : | 층류 화염과 난류 화염의 길이 |
| r | : | 반경 방향 거리 |
| r_f | : | 화염 반경 |
| Re | : | 난류의 레이놀즈 수 |
| s_u, s_v | : | 난류 속도 성분의 모사를 위한 랜덤 넘버 |
| T | : | 시간 상관 관계 계수(temporal correlation coefficient) |
| u_i, v_i | : | i 위치에서의 속도 성분 |
| u_r | : | 반경 방향 속도 성분 |
| U_i, V_i | : | i 위치에서의 u', v' 의 가중치 |
| Λ_r, Λ_g | : | 종방향 및 횡방향 특성 길이 스케일(integral length scale) |
| ν | : | 동점성 계수 |
| ρ_b, ρ_u | : | 연소 gas와 미연소 gas의 밀도 |
| τ | : | 특성 시간 스케일(integral time scale) |
| ϕ | : | 연료 당량비 |

1. 서 론

본 연구에서는 Kwon 등⁽¹⁾에 의하여 고안된 통계적 방법에 의하여 등방 난류 유동장 내를 전파하는 난류 예혼합 화염의 운동을 모사하려고 한다. 계산결과의 검증을 위하

여 본 연구에서는 화염의 두께가 난류의 Kolmogorov스케일 보다 현저히 작은 영역만을 다루기로 하였다.

현재 난류 예혼합 화염에 관한 이론적 접근은 Pope과 Chang⁽²⁾에 의한 PDF법, Choniem 등⁽³⁾과 Ashurst와 Barr⁽⁴⁾ 등에

의한 와류 전달 모델 등이 있으며, 이들은 다시 직접 수치 모사법의 범주에 든다. 이러한 방법은 널리 받아들여지고 있으나 유동장의 시뮬레이션이 극히 비효율적이고 형성된 난류 유동장이 정확하지 못하다. 따라서 이와 같이 모사된 난류 유동장은 난류 속도성분의 공간 및 시간 상관 관계와 같은 정량적인 난류 특성을 모사하지 못 하며, 그 안에서 전파하는 화염의 운동을 정량적으로 모사 하는 것 역시 매우 어렵다.

기존의 $k-\epsilon$ 모델 역시 순간적인(instantaneous) 화염 변형을 모사하지 못하는 점이 일찍 부터 인식 되어 왔다. 난류 연구의 초창기부터 부분적인 관심을 끌어왔던 현상학적인 접근법은 근자에 이를 다루기 위한 비선형 수학의 발달과 함께 다시금 주목을 받기 시작하여⁽⁶⁾, Gouldin⁽⁶⁾은 $k-\epsilon$ 모델에 부분적으로 프랙탈 개념을 도입하였다.

본 연구에서 사용하는 통계적 방법은 난류 유동장을 현상학적으로 모사한다. 난류 유동장은 모사 하려고 하는 난류 성질들을 선택적으로 모사 하여 얻어지게 된다. 이 방법은 지배 방정식을 푸는 것 보다 매우 효율적이고 직접 수치 모사법과 달리 난류 유동의 중요한 성질들을 정량적으로 충족시킬 수 있는 특징을 갖고 있다. 본 연구에서 개발한 계산법을 검증하기 위하여 기존의 수소-공기 예혼합 화염 전파에 관한 실험 결과를 사용하였다. 실험은 확산과 유동에 의한 화염의 불안정성을 피하기 위하여 층류 화염 전파 속도가 최대 값을 갖는 당량비 1.8에서 얻어진 결과를 사용하였다.

2. 화염의 조건

시뮬레이션은 실험 결과를 통한 검증을 위하여 Kwon 등⁽¹⁾의 실험에서 사용된 화염의 조건과 형상에 일치하도록 하였다. 이 실험에 사용한 연소실은 Groff⁽⁷⁾에 의하여 개발된 것으로 직경이 약 260mm인 실린더

형상을 하고 있으며 연소실의 전면과 후면에는 광학 계측을 위한 수정 유리가 장착되어 있다. 4개 조건에서 관측된 난류 화염의 데이터를 이용하여 본 연구의 시뮬레이션 결과를 비교하였다. Re는 2000-4000, ρ_u/ρ_b 는 5.4-6.4, $\overline{u'}/S_L$ 은 0.48-1.60으로 변화시키며 다양한 조건에서 실험한 결과를 사용하였다. 측정은 화염 반경이 40mm이내인 영역에 국한되었으며, 이 영역내에서 난류 유동장은 근사적으로 등방(isotropic)임이 관측 되었고 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 층류 화염편 영역(thin laminar flamelet regime)에 속한다. 실험 조건에서 $\phi=1.8$ 이고 Karlovitz수는 약 10^{-3} 으로 화염면 확장(flame stretch)에 의한 영향은 무시하였다. 단층 촬영(tomograph)된 영상의 분석을 통하여 화염면의 기하학적 성질에 관한 데이터를 얻을 수 있었다.

미연 가스의 난류 성질들은 2점 LDV(2-point LDV)를 이용하여 얻어졌다. 연소실 중앙의 반경 30mm이내의 영역에서 난류 속도 성분(velocity fluctuations)은 10% 미만으로 균일 하였으며, 평균 속도는 rms 속도 변동(rms velocity fluctuation)의 10% 미만이고, 공간 및 시간 상관 관계는 Kolmogorov 스케일이 매우 작으므로 지수 함수(exponential function)의 형태로 보고 되었다. 횡방향의 속도 상관 관계는 Frankiel 함수의 형태를 하였으나 원점 부근에서는 비교적 정확한 지수 함수의 형상으로 근사되었다. 화염이 전파하는 동안의 1점(single point) LDV 측정을 통한 평균 속도 분포는 다음과 같은 식으로 주어졌다.

$$\overline{u_r} = St.(\rho_u/\rho_b - 1)(r_i/r)^2 \quad (1)$$

3. 이론적 방법

3.1 일반적 성질

난류 유동장은 랜덤 넘버의 집합에 의하여 묘사될 수 있고, 묘사의 정확도는 생성되는 랜덤 넘버에 대한 구속 조건이 점차 증가할 수록 높아진다는 가정을 하고 있다. 그리하여 모든 구속조건을 만족하는 랜덤 넘버의 집합을 구할 수 있다면 그것은 지배 방정식의 해와 일치한다고 볼 수 있다⁽⁶⁾. 현상학적으로 모든 구속 조건을 고려하는 것은 물론 정확할 수가 있으나 난류의 지배 방정식을 푸는 것만큼이나 어려우므로, 실제 난류 현상을 조절하는 중요한 구속조건이 무엇인가를 선택할 필요가 있다.

난류 유동장내에서 화염은 유동에 의하여 변형되고 전달되는 동시에 일정한 속도를 갖고 미연소 가스 영역으로 전파된다. 유동장 내에서의 화염면 운동을 묘사 하는 데에는 SLIC⁽⁹⁾, MIMOC⁽¹⁰⁾ 등의 방법을 사용하였다. 화염 면의 기하학적인 형상에 따라, 전파 속도가 영향을 받는 것을 피하기 위해 화염면 확장 등에 의한 효과가 미약한 당량비 1.8 부근에서의 화염만을 대상으로 하였다.

시뮬레이션을 위한 가정은 1) 정압 난류 화염 2) 무한소 두께의 화염과 연소 가스 및 미연 가스 성질의 균일 3) 미연 가스 영역에서 정상 균일 등방 난류 유동장 4) 선택적 확산 및 유동에 의한 화염 면의 불안정성은 무시 5) 미연 가스 영역에서 평균 속도는 화염을 구상 대칭인 체적 생성으로 취급하여 계산하는 점 등이다. 이상의 가정은 Videto와 Santavicca⁽¹¹⁾의 실험에 의하여 타당성이 검증된 바 있다.

난류 유동장은 Kwon⁽¹²⁾에 의해 제안된 방법대로 평균 속도, 난류 성분의 정규분포, 공간 및 시간 상관 관계를 만족하도록 묘사 되었다. 등방 유동장을 다룸에 있어서 교차 상관 관계는 존재하지 않으므로 무시

되었으며, 각각의 난류 속도 성분은 통계적으로 서로 독립하여 묘사 된다. 순간적인 질량 보존은 난류 속도 성분의 종, 횡 방향 공간 상관 관계의 성질을 충족시킴으로 하여 부분적으로 만족되었다. 난류 속도 성분의 공간 및 시간 상관 관계는 근사적으로 묘사 되었다. Kolmogorov스케일이 계산 격자 보다 작은 이유로 하여 속도 성분의 상관 관계는 모두 지수 함수로 근사적으로 묘사 되었다. 한편, 난류 특성을 기술하는데 중요한 역할을 하는 상관 관계 부분에서는 지수함수의 가정이 매우 정확한 것으로 밝혀졌다. 공간/시간(two-point/two-time) 상관관계 계수는 각각의 공간 및 시간 상관관계의 곱으로 표시할 수 있다. 모든 좌표축에 대하여 같은 길이의 계산 격자를 사용하였을 때, $\Delta x = \Delta y$ 이고, 위의 가정에 의하면,

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

여기서 $F = \exp(-\Delta x/\Lambda_r)$, $G = \exp(-\Delta y/\Lambda_g)$ 이고 $T = \exp(-\Delta t/\tau)$ 이다. (2)식은 각각의 좌표축 방향으로 정확한 지수함수를 나타내지만 임의의 i, j, k 에 대해서는 근사적인 상관 관계를 나타낸다. 그러나 시뮬레이션에 가장 큰 영향을 주는 상관관계 0.9 이상에서는 그 오차가 약 10%정도에 불과하여 비교적 정확한 결과를 기대할 수 있다. 마지막으로 연소 가스의 팽창에 따른 반경 방향 평균 속도 성분이 공간 및 시간 상관 관계에 미치는 영향은 본 연구의 계산 조건하에는 무시할 수 있었다.

3.2 난류 유동장의 시뮬레이션

(1)식의 계산에 필요한 r_r 와 S_r 는 시뮬레이션의 결과로부터 얻어지므로 평균 속도의 환산이 가능하므로 유동장의 묘사는 난류 속도 성분에 대하여만 수행하면 된다. 미연

Table I Parameters of Approximate Simulation^a

| i | Location | U _{0i} | V _{0i} |
|---|------------------|-----------------|-----------------|
| 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, t-Δt | -FT | -GT |
| 5 | x, y-Δy, t-Δt | -GT | -FT |
| 6 | x-Δx, y-Δy, t | -FG | -FG |
| 7 | x-Δx, y-Δy, t-Δt | FGT | FGT |

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

^a Stationary homogeneous and isotropic turbulence with a cubic grid and correlations decomposable according to Eq. (2).

가스 영역의 난류 유동장은 매 계산 스텝마다 화염 운동의 모사가 수행되기 전에 모든 방향에 균일한 계산 격자로 이루어진 계산 영역에서 얻어져야 한다. 이를 위하여 각 좌표축에 대하여 독립적으로 시간 급수(time series)을 사용하여, 각 격자 위치에서의 난류 속도 성분은 동일한 위치의 이전 스텝과 이웃하고 있는 격자 위치에서의 난류 속도 성분의 가중치 평균에 일정한 표준 편차를 갖는 랜덤 쇼크의 합으로 표시된다. 시간 t₀에서 계산 영역내 임의의 계산 격자상의 좌표가 (x₀, y₀)인 지점의 난류 속도 성분을 모사하기 위하여는 동일한 격자 위치의 이전 스텝에서의 난류 속도 성분과 인접한 격자 위치 (x₁, y₁); ...; (x_n, y_n)에서의 난류 속도 성분이 필요하다. 이들 난류 속도 성분이 주어지면 임의의 위치에서 난류 속도 성분 u₀'은 다음과 같은 식을 통하여 얻어진다.

$$\begin{aligned}
 u_0' &= \sum_{i=1}^7 U_{0i} u_i' + s_{0u} \\
 v_0' &= \sum_{i=1}^7 V_{0i} v_i' + s_{0v}
 \end{aligned} \tag{3}$$

위의 u₀' 식에 u_k'을 곱하고 시간 평균을 내면 다음과 같은 7개의 연립 방정식이 주어지며, Markov 프로세스를 가정하고 이 방정식을 풀면 Table 1에 나열된 U_i, V_i를 구할 수 있다.

$$\begin{aligned}
 \overline{u_0' u_k'} &= \sum_{i=1}^7 U_{0i} \overline{u_i' u_k'} \\
 k &= 1, \dots, 7
 \end{aligned} \tag{4}$$

(3)식의 s_u, s_v는 정규 분포의 확률 밀도 함수를 갖고 평균값이 0이며 편차가 각각 u'², v'²이 되는 난수이다. U_i, V_i의 값이 주어지면 난류 속도의 표준 편차는 다음과 같이 계산되며, 이 값들도 Markov 프로세스의 경우 Table 1에 나타난 방법에 의한 다.

$$\begin{aligned}
 \overline{s_{0u}^2/u_0'^2} &= 1 - \sum_{i=1}^7 U_{0i} \overline{(u_i' u_0')^2/u_0'^2} \\
 k &= 1, \dots, 7
 \end{aligned} \tag{5}$$

시간 급수(Time Series)⁽¹³⁾ 이론에 따르면 Markov 프로세스의 경우 공간 및 시간 상관 관계가 계산 영역 내의 모든 위치와 시간에 대하여 존재하지만 시뮬레이션은 바

로 이웃하고 있는 7개 위치(2차원)에서만 가중치가 존재하고 그외의 지점과는 바로 이웃하고 있는 점들을 통하여 상관 관계가 전파된다. 초기 조건($t=0$)과 경계 조건($x=0$)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 난류 속도 성분을 계산하며, 이 때 $\overline{s_u^2} = \overline{u'^2}$ 이다. 이와 같은 시뮬레이션은 난류 속도 성분이 정규 분포의 확률 밀도함수를 갖고, 공간 및 시간 상관 관계 계수가 지수 함수의 형태를 취하며 공간 상관 관계는 좌표축 방향으로 (2)식에서와 같이 분리될 수 있을 때, 통계적으로 난류 유동장과 유사한 랜덤 넘버의 집합을 생성한다. 인접한 점들은 오직 두 점 사이의 상관 관계를 통하여 연결되며 시뮬레이션은 이 상관 관계를 정확히 산출하도록 고안되었으므로, 그 정확도는 계산 격자의 크기와는 무관하다. 따라서 통계적으로 의미있는 값이 얻어지도록 많은 샘플이 계산되고, 변수의 유효 수자 자릿수를 늘려 잡으면 특정 난류 성질 값은 수렴시킬 수 있다. Kwon 등⁽¹⁾은 수렴 문제를 상세하게 다루고 있다.

3.3 화염면 운동의 계산

화염면 운동은 MIMOC⁽¹⁰⁾의 화염면 운동 알고리즘을 전용하였다. 이 방법은 Noh와 Woodward⁽⁹⁾의 SLIC 알고리즘의 변형으로 화염면의 운동을 수동적인 대류(advection)과 호이겐스 원리에 의한 전파(propagation)의 두 부분으로 나누어 묘사한다.

화염면의 기하학적 성질에 대한 통계적인 데이터를 얻기 위하여, 동일한 계산 조건에서 16번의 시뮬레이션을 행하였다. 화염면에 의해 형성된 연소가스의 체적을 나타내는 척도로 사용한 하염 반경은 화염구의 기하학적인 도심(centroid)을 중심으로 계산

되었다. 2차원 계산을 위하여 사용된 수치 계산을 위한 변수 설정은 Kwon 등⁽¹⁾에 준하며 격자수가 100×100 , $\Delta x = \Delta y = 1\text{mm}$ 로 하였다. 주어진 계산 격자에서 시간 스텝의 크기는 화염 전파속도의 Courant조건을 만족하도록 $\Delta t = 0.06 - 0.18 \text{ms}$ 로 하였다. 계산 결과에 대하여 Richardson 외삽법(extrapolation)을 행하여, 결과치의 수치적 신뢰도가 95% 이상에서 불확실성이 r_r , r_r' 는 각각 7%, 9%미만, D_2 , P_T/P_L 은 각각 20%, 15% 미만임을 확인하였다.

4. 계산 결과

4.1 화염면 변형

Fig. 1은 16번의 시뮬레이션을 통한 평균 화염 반경과 그 변형을 r_r , $\overline{r_r'}$ 를 각각 점화후 시간의 함수로 실험치에 대비시키고 있다. 실험의 조건에서 산화제의 조성은 $O_2/(O_2 + N_2) = 0.21$ 의 경우에 국한하였지만 다른 산화제 조성에서도 유사한 결과가 얻어졌다. 점화 전극과 점화 초기의 요란을 피하기 위하여 측정은 점화 전류 방출 이후 약 1ms이후 즉 화염 반경이 약 10mm인 지점 부터 시작하였다. 또한 화염 발달의 초기에는 위에 언급된 요란의 원인외에도 계산 격자의 해상도가 낮기 때문에 시뮬레이션의 오차가 비교적 크다. 이와 같은 효과를 피하기 위하여 측정된 화염과 계산된 화염을 화염 반경 10mm에서 인위적으로 일치시켰으며, 가로축에 표시된 시간은 실험으로 부터 얻어진 값을 사용하였다. 그림의 $\overline{u'}/S_L = 0$ 조건은 층류 화염 전파의 결과로 본 연구에서 얻어진 결과를 비교하기 위한 기준선으로써 표시되었다. 확산 작용에 의한 화염 불안정성 요인이 존재하지 않을 때, 측정된 화염 반경은 시간에 따라 선형적으로 발달하며 이 조건에서 계산치와 실험치의 일치하는 SL의 정확한 추정을 의미

한다. 점화 전극과 연소실 내에 존재하는 요란으로 인하여 작지만 일정한 크기의 차이가 rr' 에 나타나며, 수치 계산에 의한 오차도 일부 존재하는 것으로 보인다. 그러나 $\overline{u'}/S_L$ 이 0이 아닌 조건에서는 이 오차가 rr' 값 자체에 비하여 매우 작으므로 무시할 수 있다.

난류 화염 속도 S_T 의 계산과 측정의 세부 결과는 Fig. 1의 상단에 나타나 있다. 여기서 난류 화염 속도는 $S_T = (\rho_b/\rho_u) d\bar{r}/dt$ 에 의하여 얻어진 결과이다. 실험 결과에서 S_T 는 점화후 경과 시간에 따라 증가하며 동시에 $\overline{u'}/S_L$ 에 따라 커진다. 난류 화염 속도는 화염의 전체 면적에 비례하고 난류 유장 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 단순화 함에 따라 화염면의 변형이 필연적으로 작게 나타나고, 직접적인 결과로 난류 화염 속도가 과소 평가 되는 것으로 추정된다. Fig. 1의 하단에 나타난 실험 결과는 화염면의 변형 정도를 가리키는 변수 rr' 이나 $\overline{u'}/S_L$ 값이 커지면, 점화후 경과 시간에 따라 더 급하게 증가함을 알 수 있다. 시뮬레이션은 난류 화염 발달의 이러한 경향을 대체로 정확히 예측하고 있다.

4.2 화염 길이

변형된 화염 표면의 평균 화염 길이는 변형의 정도가 그다지 크지 않으며 변형의 등방성이 보장되고 확산 현상에 의한 화염 불안정성을 무시할 수 있는 조건하에서 난류 화염 속도와 층류 화염 속도의 비를 나타내는 수단이 된다. Fig. 2는 모든 난류 화염 조건에서 P_T/P_L 의 측정치와 계산치를 대비시키고 있다. 작은 화염 반경에서 점화핵은

층류 화염과 흡사한 단순한 구조를 구조이므로, P_T/P_L 은 1에 가까운 값을 갖는다. 화염 반경이 커짐에 따라 P_T/P_L 값도 증가하며 화염 반경에 따른 P_T/P_L 의 증가율은 $\overline{u'}/S_L$ 의 크기에 비례한다. 본 연구의 화염은 연소실의 크기에 따라 난류에 의한 변형의 비교적 초기 단계에 국한되었으므로 이러한 조건하에서 P_T/P_L 은 단순 증가할 뿐 어떤 일정한 값으로의 수렴 가능성은 관측되지 않았다. 기존의 학설은 통해 일반적으로 받아 들여지고 있는 일정한 난류 화염 속도에 궁극적으로(연소실의 용적이 충분히 클 경우) 도달할 수 있을지는 현재의 측정 결과나 계산 결과로는 확인할 방법이 없다. 2-D 시뮬레이션은 P_T/P_L 의 rr' 및 $\overline{u'}/S_L$ 값에 따른 거동을 올바르게 예측하고 있다.

4.3 화염면의 프랙탈 성질

기하학적 형태의 프랙탈 성질중에서 정량화 할 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, 단층 형상(tomograph image)에 대하여 프랙탈 차원 D_2 를 사용한다. Mandelbrot⁽¹⁴⁾에 의하면 등방 난류 유동장에서는 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 측정 데이터로 부터 직접 D_3 를 구하는 것은 매우 어렵기 때문에 단층 영상에서 D_2 를 먼저 구하고 그로부터 D_3 를 위의 방법을 통하여 얻는 것이 일반적인 계산 순서이다. Fig. 3는 화염면의 2차원 데이터로 부터 D_3 를 계산하는 예를 나타내고 있다. 난류 화염면의 D_3 는 유클리드 도형의 2로부터 난류 유동에 의한 변형 정도가 최대일 때 얻어지는 2.3-2.4 사이의 다양한 값을 갖으며 D_3 가 클수록 화염면의 구조가 복잡

하고 변형이 심한 것을 의미한다.

Fig. 4는 모든 조건에서의 D_3 의 측정치와 계산치를 대비하여 나타내고 있다. 화염 반경이 작은 점화 초기에는 화염면의 변형이 매우 작으므로 D_3 는 2에 가까운 값을 가지는다. 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)를 관측하기가 곤란할 때문이다. 주어진 화염 반경에 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 계산 결과로부터 얻어짐에 기인한다.

5. 결 론

본 연구의 중요한 결론은 다음과 같이 요약할 수 있다.

- 1) 2차원 시간 급수(2-D time series) 시뮬레이션은 정적 연소실내의 난류 화염면의 성질들이 점화후 경과 시간 및 $\overline{u'}/S_L$ 에 따라 보이는 거동을 예측할 수 있으나 실험 결과를 다소 과소 평가하는 경향을 보인다.

- 2) 이러한 과소 평가는 3차원 현상을 2차원으로 단순화 하여 계산한 것과 미연 가스 영역 난류 성질의 시뮬레이션에 있어서 평균 속도 환산을 위한 연소 가스의 체적 팽창에 유도되는 유동장의 지나친 단순화 등에 기인한다.
- 3) 미연 가스 영역의 평균 속도 분포를 정확히 계산하는 데에는 화염이 전파함에 따라 새롭게 연소된 가스의 생성 체적(volumetric source)을 화염면을 따라 분포 시키고 그에 따라 유도되는 유동장을 계산하여야 하나 계산 효율의 문제점과 화염면의 변형이 비교적 약한 본 연구에서는 생략 되었다.
- 4) 매우 계산효율이 뛰어난 난류 유동장의 통계적 시간 급수(stochastic time series) 시뮬레이션 기법을 이용하여, 난류 화염 전파의 모사에 적용하였으며 기존의 계산 기법에서는 다룰 수 없었던 다양한 화염면 성질을 세부적으로 다룰 수 있는 길을 열어 놓았다.
- 5) 본 연구에서 개발된 방법을 확장하여 정적 연소실의 화염 뿐만 아니라 예혼합 제트 화염과 같은 다른 형상의 화염에 대한 응용이 가능하며, 더 나아가 난류 화염면의 확장과 그에 따르는 화염의 안정성, 소화 등에 대한 적용이 기대된다.

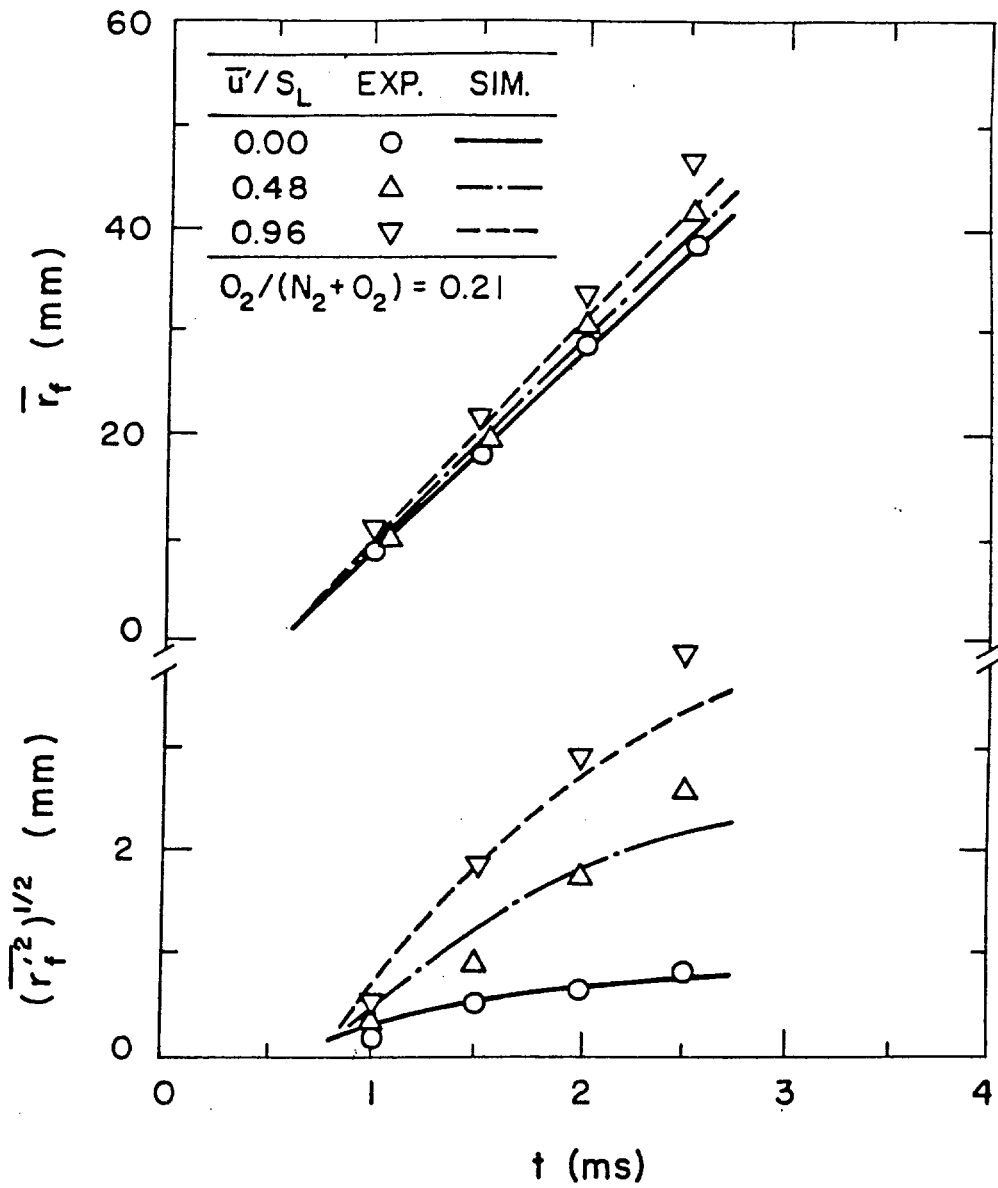


Fig. 1. Mean fluctuation flame radius as a function of time:
 $O_2/(N_2+O_2)=0.210$.

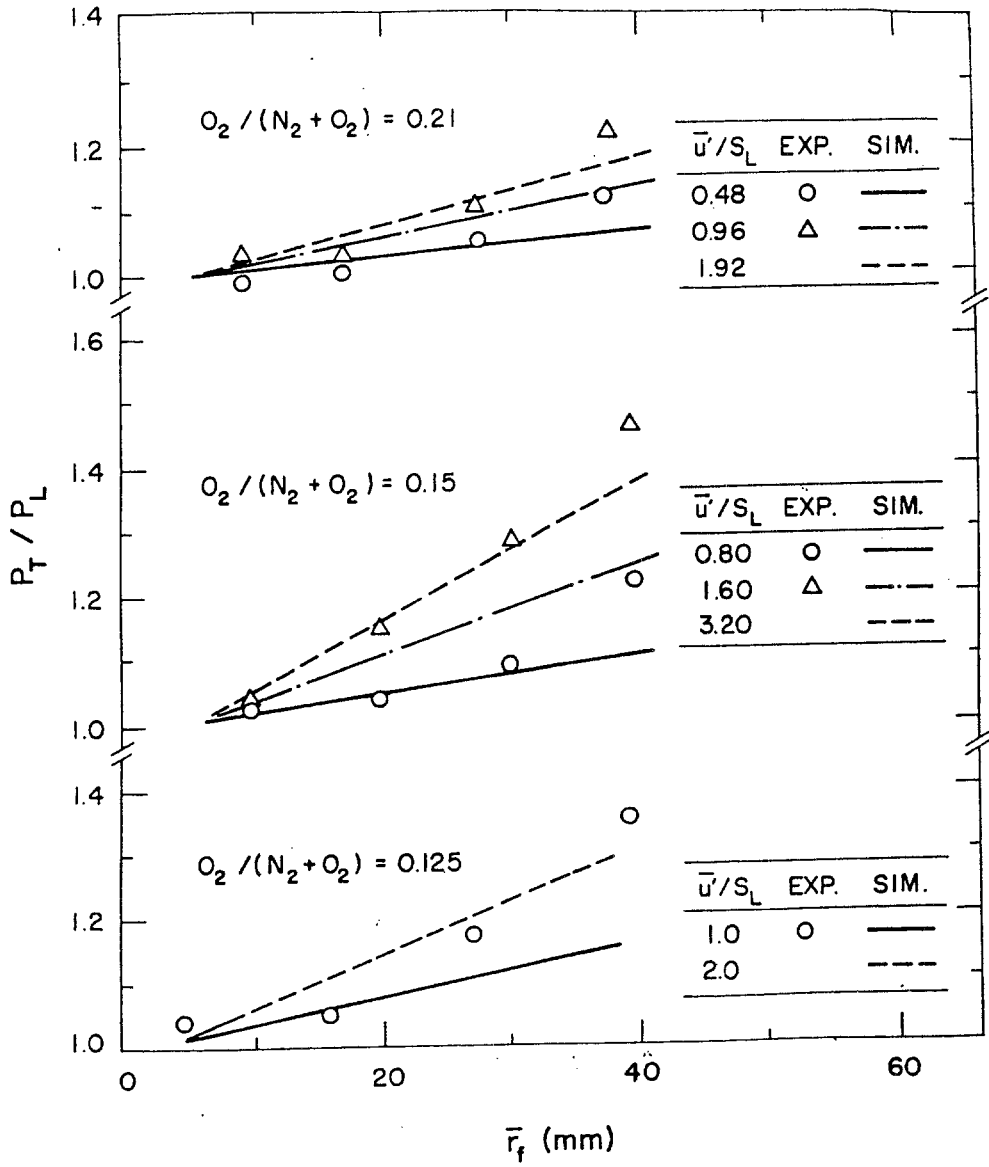


Fig. 2. Normalized turbulent flame perimeter as a function of flame radius.

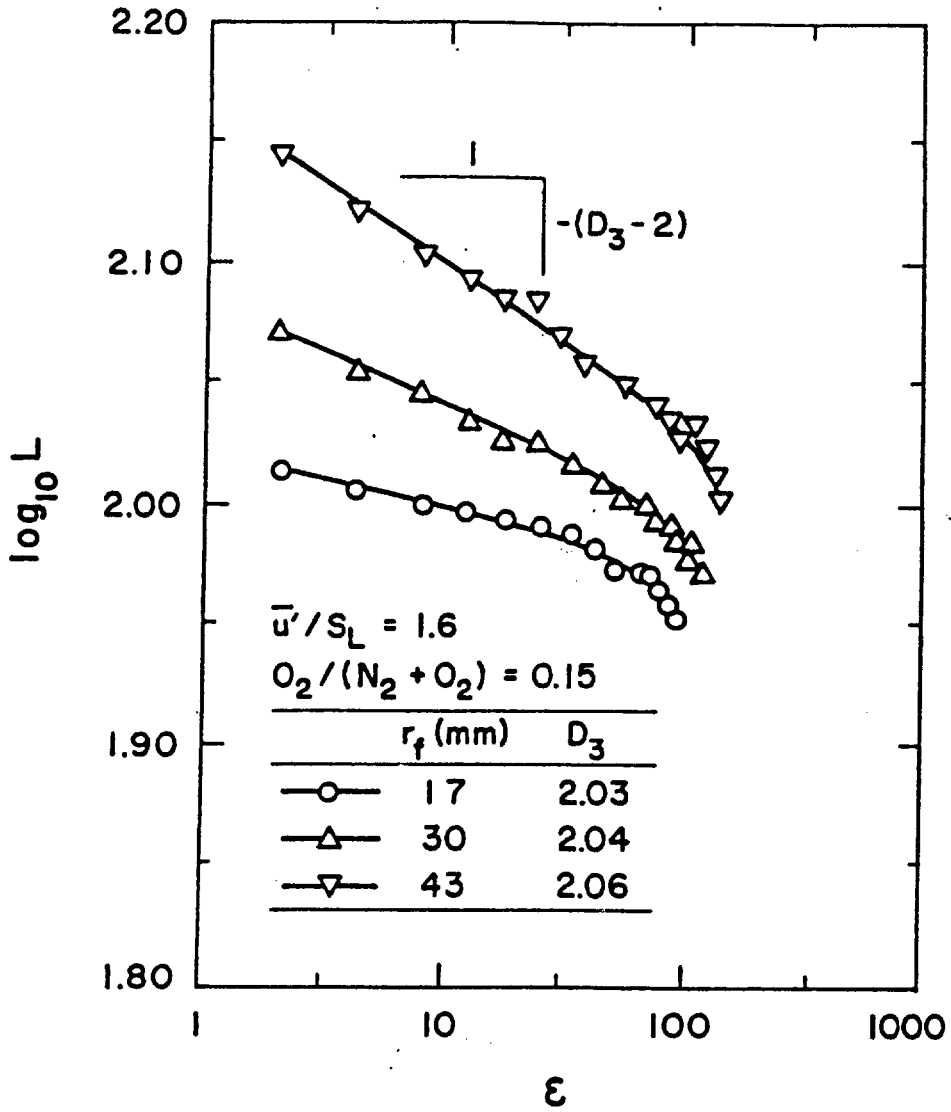


Fig. 3. Typical evaluation of the fractal dimension, D_3 , for the simulation.

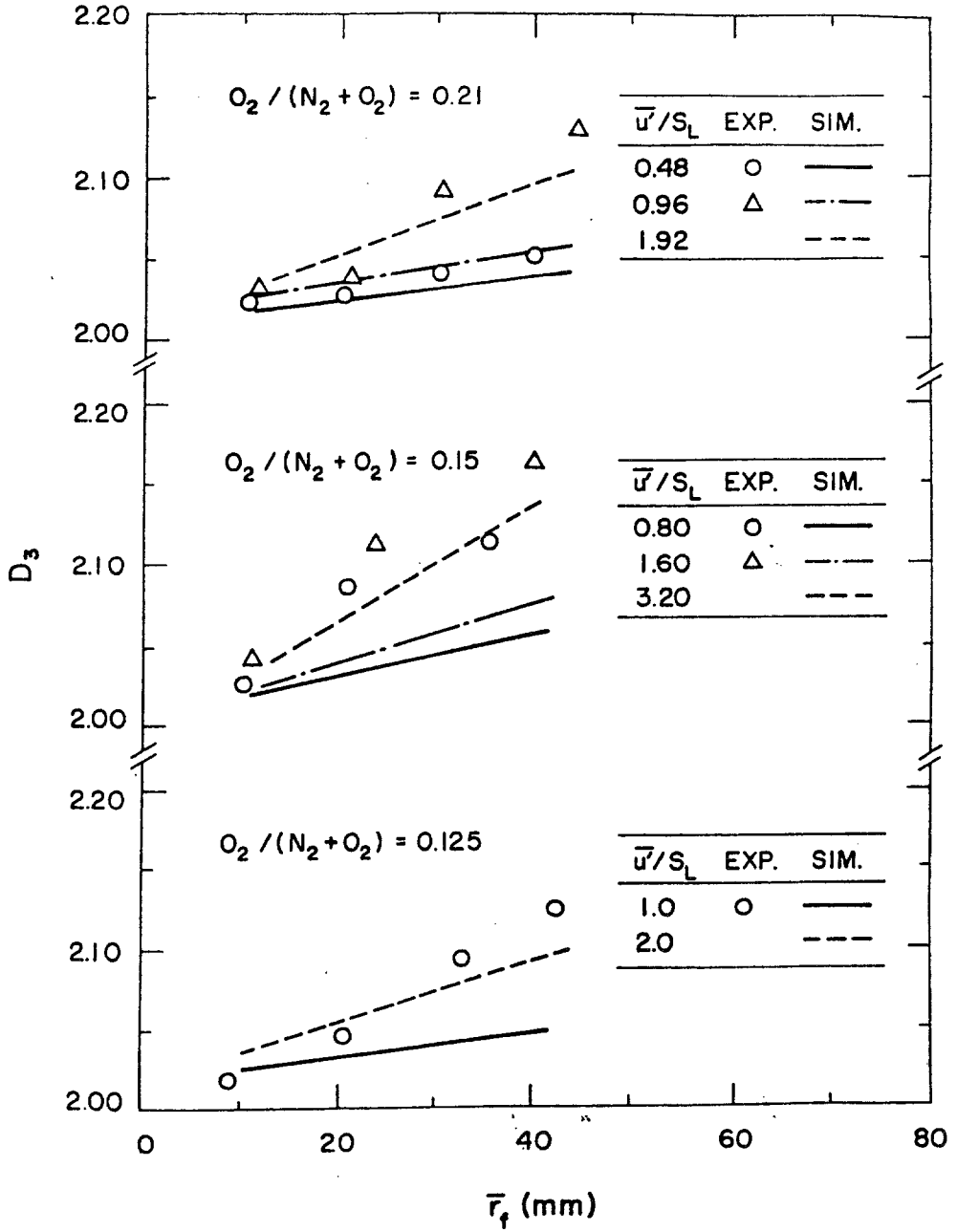


Fig. 4. Fractal dimension, D_3 , as a function of flame radius.

참고문헌

- (1) 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.
- (2) 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.
- (3) 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.
- (4) 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.
- (5) Sreenivasan, K. R. and Meneveau, C., 1986, "The Fractal Facets of Turbulence," *J. of Fluid Mech.*, Vol. 173, pp.357-386.
- (6) Gouldin, F. C., 1987, "An Application of Fractals to Modeling Premixed Turbulent Flames," *Combust. Flame*, Vol. 68, pp.249-266.
- (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 Turnulence," 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. Zandenberg, 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) 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.
- (12) Kwon, S., 1991, "Premixed Hydrogen/Air Flames in Isotropic Turbulence," Ph.D. Thesis, University of Michigan, Ann Arbor.
- (13) Box, G. E. P. and Jenkins, G. M., 1976, "Time Series Analysis: forecasting and control," Holden-Day, Oakland, California, pp.21-45.
- (14) 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.