

난류 예혼합 제트 화염 전파의 수치 계산

권세진
항공우주공학과

<요 약>

난류 예혼합 제트 화염의 전파에 관한 수치적 연구를 수행하였다. 화염은 얇은 화염편 영역으로 국한하였으며 계산을 용이하게 하기 위하여 기존의 난류 경계층 모델링을 사용하였다. 반응도 변수가 연료 당량비에 무관한 기존 모델의 단점을 극복하기 위하여 생성항에 층류 화염 전파 속도를 포함시켰다. 생성항에 사용된 변수들은 당량비 3.57, 레이놀즈수 40000의 실험 데이터와 합치하도록 선택되어졌다. 모델의 검증을 위하여 기존의 실험 데이터가 알려져 있는 난류 예혼합 제트 화염에 적용하여 그 결과를 비교하였다. 본 연구에서 제안된 모델은 반응도, 난류 화염 전파 속도, 축방향 속도, 축방향 난류 속도 성분 등에서 당량비의 영향을 잘 묘사하고 있으며, 실험치와 같은 경향을 보였으나, 일반적으로 실험치를 다소 과소 평가하였다.

Numerical Calculation of Turbulent Premixed Jet Flames

Sejin Kwon
Dept. of Aerospace Engineering

<Abstract>

A numerical analysis of turbulent premixed jet flames is described, limited to the thin laminar-flamelet regime. To make the computation practical, existing turbulent boundary layer model was used with a modified source term for reaction progress variable. The Source term involves laminar burning velocity in order to account the effects of fuel equivalence ratios. The source term includes additional parameters, which were obtained by matching with the measurements at $\phi=3.57$, $Re=40000$. Test results of the model were compared with existing measurements of turbulent premixed jet flames. The prosed

model describes accurately the effects of fuel equivalence ratios on reaction progress variables, turbulent burning velocities, mean axial velocities on burner axis and axial velocity fluctuations. However the model slightly underestimated the measurements.

기호 설명

a	중력 가속도
c	반응도 변수
C_i	난류 모델 상수
d	버너 구경
g	반응률 상수
G	더미 변수
I_0	화염편 소화 적분
k	난류 운동 에너지
l	난류 길이 스케일
l_K	콜모고로프 스케일
L_c	화염 길이 ($\overline{c_c} = 0.5$)
r	반경 방향 거리
Re	버너 출구 Re
S_L	층류 화염 속도
$S_{T,eff}$	유효 난류 화염 속도
S_G	지배 방정식의 생성항
u	제트 방향 속도
v	반경 방향 속도
x	유동 방향 거리
α	열확산 계수
δ_L	층류 화염 두께
ε	난류 운동에너지 소산율
ε_0	소화 조건에서의 난류 운동에너지 소산율
μ_t	난류 점성계수
ν	동점성 계수
ρ	밀도
σ	로그 정규분포의 표준편차
σ_G	난류의 프란틀수와 슈미트수의 비
$ \sigma_y $	교차각 계수
τ	열발산 계수
ϕ	연료 당량비

1. 서 론

난류 예혼합 화염은 응용이 광범위한 중요한 연소 현상으로 일찍 부터 학문적 탐구의 대상이 되어 왔다. 그러나 난류 예혼합 화염의 비선형성으로 인하여 실험과 이론의 모든 부문에서 아직도 해결해야 하는 과제가 산적해 있다. 이론적인 측면에서 점근 해석법(asymptotic analysis)과 직접 수치 모사법(direct numerical simulation)은 아직도 초보적인 문제를 다루는 수준에 머물러 있어 실용적인 난류 예혼합 화염을 취급하지 못한다. 따라서, Bray[1], Cant와 Bray[2], Jones와 Whitelaw[3], Libby 등[4]에 의하여 시도된 것과 같은 난류 모델이 널리 이용되고 있다. 이 방법은 일반적으로 레이놀즈 수가 높고, 화염이 얇은 층류 화염편 영역(thin laminar flamelet regime)내에 속하는 경우에 많이 사용된다. 얇은 화염편 영역이라 함은 화염의 반응 영역 두께가 난류의 가장 작은 길이 스케일 보다 작은 조건을 가리킨다. 초기의 연구는 와류 소산(eddy breakup) 또는 혼합 제어 영역 내의 층류 화염편 영역에 주안점을 둔 것이어서[Bray, 1980] 화염의 전파를 임의의 반응도 변수(reaction progress variable)의 전달로 취급하였다. 이 방법은 계산이 용이한 반면, 물리적인 배경이 약한 반응도 변수를 사용했다는 점과 화학적 조성 및 반응이 전혀 고려되지 않고 있으므로 성립 초기 부터 비판을 받아왔다.

이러한 초기 모델의 결점을 극복하기 위하여 높은 레이놀즈 수에서의 화염면 확장(flame stretch)에 의한 소화(quenching)를 다룰 수 있는 모델이 Cant와 Bray[2]에 의하여 제안되었다. 이는 대부분의 실용적인 난류 화염에 있어서 난류와 화염의 상호 작용이 화염 전파 및 소화에 중요한 기능을 담당하므로 당연한 것이다. 그러나 이들 방법에서도 층류 화염 속도와 선택적 확산 등의 현상이 고려되고 있지 않아 모델과 실험 데이터와의 사이에 큰 괴리를 초래하고 있다.

본 연구에서는 계산을 용이케 하기 위하여 초기의 난류 모델을 사용하되 반응도 변수의 생성항을 화염 전파 속도와 화학적 조성을 고려할 수 있도록 고안하였다. 본 연구의 계산 방법은 Wu 등[7]의 실험 결과와 검증용 위하여 수소/공기 예혼합 제트 화염에 대하여 적용하여, 그 결과를 보고하고자 한다.

2. 이론적 방법

2.1 일반적 성질

화염의 길이와 통계적 성질들은 Bray[1], Cant와 Bray[2] 등과 같은 파브르 평균(Favre-averaged) 난류 모델과 유사하며, Jeng과 Faeth[5], Lee 등[6]에 의하여 개량된 방법을 이용하여 계산된다. 주된 가정은 경계층 근사법이라 할 수 있다. 비록 본 연구에서 다루는 화염이 비교적 짧지만 화염의 거리와 버너 직경의 비가 10 이상이므로 이 가정은 적절하다. 이 경우 화염면과 버너 출구의 유동 방향 사이의 각도는 매우 작다. Wu 등[7]에 의한 측정 결과는 유동 방향의 난류 교란이 화염 영역에서 증가하는 것은 화염의 길이가 가장 짧은 조건(레이놀즈 수 7000, 연료 당량비 1.0 및 1.8)에서만 관측 되었다. 따라서 유동 방향의 난류 전달 현상은 무시하고 반경 방향의 난류 전달은 Jeng과 Faeth[5]가 사용한 확산-구배(diffusion-gradient) 근사를 이용한다.

지배 방정식의 구성을 위한 그 외의 가정은 다음과 같다: (1)선회 성분이 존재하지 않는 축대칭 정상 유동; (2)위치에너지와 운동에너지의 변화가 무시할 만큼 작은 저아음속 유동; (3)복사에 의한 에너지 발산은 무시; (4)모든 화학종(species)의 확산 계수와 열전달 계수는 동일; (5)고 레이놀즈 수에 의하여 층류 전달 계수는 난류 전달 계수에 비하여 무시할 수 있을 정도로 작다; (6)난류 성질에 대한 중력의

직접적 효과는 무시; (7)무한히 두께가 얇은 화염면에 의하여 반응은 즉시 완료. 이러한 가정들은 Wu 등[7]의 실험 조건에 상응하며, 실제 난류 예혼합 화염 모델들이 흔히 사용하는 것이다. 예컨대 버너 출구에서의 높은 속도와 짧은 화염 길이는 복사 에너지가 작은 것을 의미한다. 동일한 전달 계수의 가정 역시 난류 유동에서 흔히 사용되는 것이다. 반면, 층류 유동에서는 수소의 확산 계수가 다른 화학종에 비하여 크게 높으므로 이러한 가정이 유효치 않으나 레이놀즈 수가 10000 이상인 난류 유동에서 층류 전달 현상은 층류 화염 내부 영역을 제외한 영역에서 난류 전달에 비하여 무시할 만큼 작다. 또 버너 출구에서 리처드슨 수는 $10^5 - 10^3$ 정도로 매우 작고 화염의 길이가 짧으므로 중력 효과(buoyancy effect)도 무시 가능하다. 마지막으로 본 연구의 계산 조건은 Fig.1에 도시된 바와 같이 일반적으로 얇은 화염편 영역(thin laminar flamelet regime)이라 불리는 부분에 속한다.

2.2 지배 방정식

주어진 가정으로 부터 Bray[1]는 유동의 성질들이 연속, 운동량, 반응도 변수의 보존 방정식과 2차 $k-\epsilon$ 난류 모델로 이루어지는 지배 방정식을 풀어서 구할 수 있음을 밝혀 냈다. 지배 방정식은 Jeng과 Faeth[5]를 따르면, 다음과 같은 일반적인 형태를 갖는다.

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho}\tilde{u}G) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\bar{\rho}\tilde{v}G) = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\frac{\mu_t}{\sigma_G}\frac{\partial G}{\partial r}) + S_G \quad (1)$$

이 식에서 G는 더미(dummy) 변수로 연속 방정식의 경우는 1의 값을 가지며, \tilde{u} , \tilde{c} , k 및 ϵ 의 값을 취할 수 있다. 난류 점성 계수는 통상 다음과 같이 구한다:

$$\mu_t = \frac{C_\mu \bar{\rho} k^2}{\epsilon} \quad (2)$$

(1)식의 경계 조건은 버너 중심축에 대한 축대칭과 일정한 성질의 주위 조건을 포함한다. 즉,

$$r = 0, \quad \frac{\partial G}{\partial r} = 0; \quad r \rightarrow \infty, \\ G=0 \quad (G \neq \tilde{c}), \quad \tilde{c} = 1 \quad (3)$$

초기 조건은 완전히 발달된 파이프 유동을 가정할 수 있는 버너 출구 조건으로 할 수 있다. 따라서, \tilde{u} , k 및 ϵ 은 Nikuradse[8]와 Laufer[9]로 부터 얻을 수 있다. 단, 밀도가 변하지 않는 유동에서 시간 및 파브르 평균값은 일치하고, 정의에 의하여 버너 출구에서 $\tilde{c} = 0$ 이다.

(1)식의 생성항 S_G 에 관한 사항은 Table I에 실험에 의해 얻어진 상수들과 함께 제시되었다. 이 상수들은 Jeng과 Faeth[5], Lee 등[6]의 결과에 따르며, 계산치와 실험치가 상응하도록 선택되어진다. Lee 등[6]은 이러한 생성항을 확산 화염에 적용하여 만족할 만한 결과를 얻었으며, 사용된 경험 상수들은 Lockwood와 Naguib[10]의 초기 $k-\epsilon$ 난류 모델과 유사하다.

난류 화염의 반응은 두가지 방법으로 묘사된다. 즉, Lee 등[6]에 의한 혼합 제어(mixing limited) 방법과 Cant와 Bray[2]의 화염면 확장을 다루기 위한 방법이다. Bray[1]에 의하여 처음 시도된 혼합 제어 방법은 난류 속도 성분에 비하여 층류 화염 속도가 작은 층류 화염편 영역의 화염에 기초하며, \tilde{c} 의 생성항을 다음과 같이 가정하였다.

$$S_{\tilde{c}} = \frac{C_r \bar{\rho} \tilde{c} (1 - \tilde{c}) \epsilon}{k} \quad (4)$$

여기서 $C_r = 1.87$ 의 값을 사용하였다.

반면, 이와 같은 생성항은 연료 당량비에 따른 화염 전파 속도의 변화를 예측하지 못하여, 화염 길이 등의 계산에 크게

부적합 하다. 따라서 본 연구에서는 Cant와 Bray[2]가 정적 연소실내의 화염 전파 모델에 사용했던 것과 유사한 다음과 같은 생성항을 제안하여 사용코자 한다.

$$S_c = \frac{C_r \bar{\rho} I_o S_L (1 + \tau) \hat{c} (1 - \hat{c}) \epsilon}{(1 + \tau \hat{c}) k^{3/2}} \quad (5)$$

(5)식의 생성항에는 (4)식에서와 달리 층류 화염 속도 S_L 이 명확히 포함되어 당량비의 영향이 선택적 확산이 없는 경우 잘 표현될 수 있다. (5)식에 나타난 상수와 변수의 내용은 Table I에 기술되고 있다. 여기에 사용된 층류 화염 속도는 Andrew와 Bradley[11]의 실험 결과를 사용하였다. σ , $|\sigma_y|$, g , ϵ_p 등의 상수는 Cant와 Bradley[2]를 따르거나 $Re=40000$, $\phi=3.57$ 에서 얻어진 Wu 등[7]의 실험 결과와 계산치를 합치시키도록 선택하였다. 위의 조건 외에는 Cant와 Bray[2]에 의해 제안된 범위 이내의 σ , $|\sigma_y|$, g , ϵ_p 의 값을 이용하여 Andrew와 Bradley[11]의 층류 화염 속도로 계산치와의 합치를 얻는 것이 불가능 하였다.

얇은 화염면 영역에서 유동은 순간적으로 미연소와 연소의 영역으로 구분된다. 미연소 상태의 초기 조건으로 연소 상태는 대기압 단열 정압하에서 열역학적 평형을 가정하고 Gordon과 McBride[12]의 방법으로 구할 수 있다.

2.3 계산

계산은 Spalding[13]의 GENMIX 알고리즘을 전용하여 사용하였다. 본 연구의 결과는 반경 방향으로 30개의 격자점을 가지며 유동 방향으로는 제트의 질량 유량이 5% 증가하는 거리 또는 반경 방향 제트 폭의 3%에 해당하는 거리 둘 중에서 더 작은 거리를 격자 크기로 잡았다. 격자 수를 2배로 증가하였을 때 계산치의

변화는 1% 미만으로 수치적 정확성이 여타의 불확실성에 비하여 단연 높은 것으로 판명 되었다.

계산 모델에 사용된 변수들의 값 변동에 따른 계산치의 민감성 역시 검토되었다. 이들중 가장 민감한 영향을 주는 것은 k_0 , ϵ_0 및 C_r 로서 이들이 50% 증가하면 화염길이 L_c 는 각각 -20, 20, -7%의 변화를 일으켰다. k_0 , ϵ_0 의 값은 발달된 난류 파이프 유동에서 비교적 잘 알려진 값이고, C_r 은 측정 데이터로 부터 추정된 값임을 고려할 때, 이상의 변수값 변동으로 인한 계산치의 오차가 난류 모델링 자체에 기인하는 오차 보다 비교적 작음을 알 수 있다.

3. 결과 및 고찰

Fig.2는 Wu 등[7]의 실험치와 계산 결과를 $\phi=0.8, 1.8, 3.57$, $Re=40000$ 의 조건에서 반응도에 대하여 반경 방향으로 비교한 것이다. 좌표축은 각각의 기준치를 사용하여 무차원화 하였으며, 계산치는 측정치를 다소 과소 평가하고 있으나 당량비 변화에 따르는 경향을 비교적 잘 묘사하고 있다. 이 그림은 x/L_c 가 0.25, 1.0일 때의 계산이 0.5, 0.75일 때 보다 더 잘 이치하는 것을 보이고 있으나 이는 무차원화의 영향으로 판단되며, 실제로는 버너의 중심축을 따라서 c 의 값에 상당한 오차가 발생하는 것으로 밝혀졌다.

난류 화염 성질에 대한 선택적 확산의 효과를 정량적으로 나타내기 위하여 계산 결과로 부터 유효 난류 화염 전파속도를 환산하였다. 이 계산을 위하여는 제트 버너 출구로 부터 형성되는 높이 L_c 의 원추형 화염의 유효 표면적이 필요하다. 유효 난류 화염 전파속도 $S_{T,eff}$ 는 제트 방향 속도가 버너 출구에서와 같이 유지된다고 할 때, 이 면에 수직이 속도 성분으로 계산된다. 위의 가정은 $S_{T,eff}$ 이 모든 화염의

유동 중심에서 계산되고 이 영역에서 축방향 속도의 변동이 매우 작으므로 유효하다. 화염의 위치를 이용하여 난류 화염면과 제트 유동간의 각도를 환산하고 다시 이로부터 난류 화염 속도를 계산하는 방법은 Ballal[14], Grover 등[15], Wohl 등[16], Cheng과 Ng[17], Dandekar와 Gouldin[18], Driscoll과 Gulati[19]에 의하여 사용된 것이다.

Fig.3는 무차원화 된 유효 난류 화염속도 St_{eff}/S_L 를 무차원화한 무차원화한 버너 중심축에서의 난류 속도 성분의 함수로 그린 것이다. 무차원화에 이용된 층류 화염 속도 S_L 는 Andrew와 Bradley[11]의 실험 데이터이며 Table I에 나타나 있다. Fig.3의 결과는 $\phi=0.8, 1.0, 1.8, 3.57$ 과 $Re=7000-40000$ 의 조건을 포함한다. 측정치는 유효 난류 화염속도가 선택적 확산에 의하여 당량비에 따라 $\phi=1.8$ 을 중심으로 하여 두개의 영역으로 나누어짐을 가리키고 있다. 즉, 안정된 영역의 $\phi=3.57$ 과 불안정 영역에 $\phi=0.8, 1.0$ 이 있다. 안정된 영역에서는 불안정 영역에 비하여 난류강도에 대한 유효 난류 화염 속도의 반응이 현저히 낮음을 볼 수 있다.

Fig.4-5는 각각 버너 중심축을 따라 축방향 평균 속도와 난류 속도 성분의 계산치와 측정치를 대비하여 그린 것이다. $\phi=0.3, 1.0, 1.8, 3.57$ 과 $Re=7000-40000$ 의 조건을 포함하며, 사각형 기호는 측정된 화염 길이 L_c 와 L_c 의 실험 편차를 가리킨다. 측정 결과는 $x/d < 10$ 인 영역에서 속도의 변동이 매우 작음을 나타내고 있다. 이는 앞서 언급한 바와 같이 제트의 내부 유동이 제트 출구로부터 상당 거리까지 보존됨을 의미하며, 제트축 주위의 반응물(reactants) 유동이 외부의 연소 생성물(products) 유동에 둘러싸여 찬 외기와외의 직접적인 접촉을 막아주기 때문인 것으로 판단된다.

Fig.4-5의 $Re=7000$ 의 경우를 제외하면, 평균 속도와 r.m.s. 난류 속도 성분은 화염의 존재에 그다지 영향을 받지 않는 것으

로 보인다. 유동의 속도, 특히 r.m.s. 난류 속도 성분의 변동이 심해지는 것은 화염면 부근에 국한되며, 따라서 짧은 화염일수록 크게 나타난다.

계산이 수행된 모든 조건에서 본 연구에서 제안된 계산 모델은 난류 화염의 정성적인 성질을 성공적으로 예측할 수 있었으나 일반적으로 측정 결과를 다소 과소 평가하는 경향은 피할 수 없었다. 이는 난류 화염 모델의 가정이 얇은 화염면 영역의 화염 성질을 충분히 고려할 수 없는 점과 본질적으로 3차원인 유동을 축대칭 2차원 유동으로 가정한 데 크게 기인하는 것으로 판단된다.

4. 결 론

본 연구의 주된 결론은 다음과 같이 요약된다.

1. 새로운 난류 예혼합 화염 모델의 연소 생성향을 고안하여 제트화염에 적용하였으며, 기존의 계산 모델이 다룰 수 없었던 화염의 성질들, 즉, 연료 당량비의 영향을 정성적으로 고려할 수 있었다.
2. 그러나 측정치와의 비교를 통하여 분해 일반적으로 층류 화염 속도의 변동에 의한 효과가 과소 평가되는 것으로 나타나 이에 대한 보완이 필요한 것으로 판단된다.
3. 버너 중심축상에서 유동의 속도와 난류 속도 성분은 실험 결과와 같이 유동이 화염에 근접한 경우를 제외하고는 화염의 존재에 영향을 받지 않는 것으로 밝혀졌다.
4. 본 연구의 화염은 위에 기술된 바와 같이 제트 내부 영역의 유동으로 쉬어 레이어(shear layer)에 의해 발생하는 난류의 영향이 작으며, 난류 유동은 제트 출구에서의 유동 성질에 크게 의존하였다(발달한 파이프 유동).

참고문헌

- (1) Bray, K.N.C., 1980, "Turbulent flows with premixed reactants" In P. A. Libby and F. A. Williams (Eds.), *Turbulent Reacting Flows*, Springer, Berlin, pp.115-183.
- (2) Cant, R. S., and Bray, K.N.C., 1988, "Strained laminar flamelet calculations of premixed turbulent combustion in a closed vessel," *Twenty-Second Symposium(International) on Combustion*, Combustion Institute, Pittsburgh, pp.791-799.
- (3) Jones, W. P., and Whitelaw, J. H., 1982, "Calculation methoas for reacting turbulent flows," *Combust. Flame* 48, p.1.
- (4) Libby, P. A., Sivasegaram, S., and Whitelaw, J. H., 1986, "Premixed combustion," *Prog. Energy Combust. Sci.* Vol. 12, p. 353.
- (5) Jeng, S.-M., and Faeth, G. M., 1984, "Species concentrations and turbulence properties in buoyant methane diffusion flames," *J. Heat Trans.* Vol. 106, p.721.
- (6) Lee, T.-W., Gore, J. P., Faeth, G. M., and Birk, A., 1988, "Analysis of combusting high pressure monopropellant sparays," *Combust. Sci. Tech.* Vol. 57, p.95.
- (7) Wu, M.-S., Kwon, S., Driscoll, J. F., and Faeth, G. M., 1990, "An Experimental Evaluation of an Entrainment Flame Propagation Model," *Combust. Flame*, Vol. 68, pp.249-266.
- (8) Nikuradse, J., 1932, Cited in Hinze, J. O., 1975, *Turbulence*, McGraw-Hill, New York, 2nd edition, pp. 725-727.
- (9) Laufer, J., 1954, Cited in Hinze, J. O., 1975, *Turbulence*, McGraw-Hill, New York, 2nd edition, pp.720-724.
- (10) Lockwood, F. C., and Naguib, A. S., 1975, "The prediction of the fluctuations in the properties of free, round jet, turbulent diffusion flames," *Combust. Flame* Vol. 24, p.109.
- (11) Andrews, G. E., and Bradley, D., 1973, "Determination of burning velocity by double ignition in a closed vessel," *Combust. Flame*, Vol. 20, p.77.
- (12) Gordon, S., and McBride, B. J., 1971, "Computer program for calculations of complex chemical equilibrium compositions, rocket performance, incident and reflected shocks, and Chapman-Jouguet detonations," NASA Report SP-273, Washington.
- (13) Spalding, D. B., 1978, *GEMIX: A General Computer Program for Two-Dimensional Parabolic Phenomena*, Pergamon Press, Oxford.
- (14) Ballal, D. R., 1979, "The structure of a premixed turbulent flame," *Proc. R. Soc. London A367*, p.353.
- (15) Grover, J. H., Fales, E., and Scurlock, A. C., 1959, "Turbulent flame studies in a two-dimensional open burner," *ARS J.* Vol. 26, p.275.
- (16) Wohl, K., Shore, L., Rosenberg, H., and Weil, J. H., 1953, "Burning velocity of turbulent flames," *Fourth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp.620-644.
- (17) Cheng, R. K., and Ng, T. T., 1984, "On defining the turbulent burning velocity in premixed V-shaped turbulent flames," *Combust. Flame*, Vol. 57, p.155.

- (18) Dandekar, K. V., and Gouldin, F. C., 1982, "Temperature and velocity measurements in premixed turbulent flames," AIAA J., Vol. 20, p.652.
- (19) Driscoll, J. F., and Gulati, A., 1988, "Measurement of various terms in the turbulent kinetic energy balance within a flame and comparison with theory," Combust. Flame, Vol. 72, p.131.

Table I Source Terms in the Governing Equation

G	S_G
1	0
\hat{u}	$a(\rho_\infty - \bar{\rho})$
\hat{c}	$C_r I_o S_L (1 + \tau) \hat{c} (1 - \hat{c}) \epsilon / ((1 + \tau \hat{c}) k^{3/2})$
k	$\mu_t (\partial \hat{u} / \partial r)^2 - \bar{\rho} \epsilon$
ϵ	$(C_{\epsilon 1} \mu_t (\partial \hat{u} / \partial r)^2 - C_{\epsilon 2} \bar{\rho} \epsilon) \epsilon / k$

$$C_r = g / (C_\mu^{3/4} |\sigma_y|)$$

$$2I_o = \operatorname{erfc} \left(\frac{\ln(\epsilon/\epsilon_q) - \sigma^2/2}{2^{1/2}} \right) - \left(\frac{\epsilon}{\epsilon} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{\ln(\epsilon/\epsilon_q) + \sigma^2/2}{2^{1/2}} \right) \sigma$$

C_μ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	C_r	σ_c	σ_k	σ_ϵ	σ	$ \sigma_y $	g
0.09	1.44	1.87	18.3	0.7	1.0	1.3	1.0	0.5	1.5
ϕ		0.3	0.8		1.0	1.8		3.57	
$S_L (m/s)^a$		0.4	2.2		2.7	3.5		2.3	
$\epsilon_q (m^2/s^3) \times 10^{-3}^b$		0.47	262		504	1050		143	

a From Andrews and Bradley

b $\epsilon_q = \nu (S_l / \delta_L)^2$, $\delta = a / S_L$

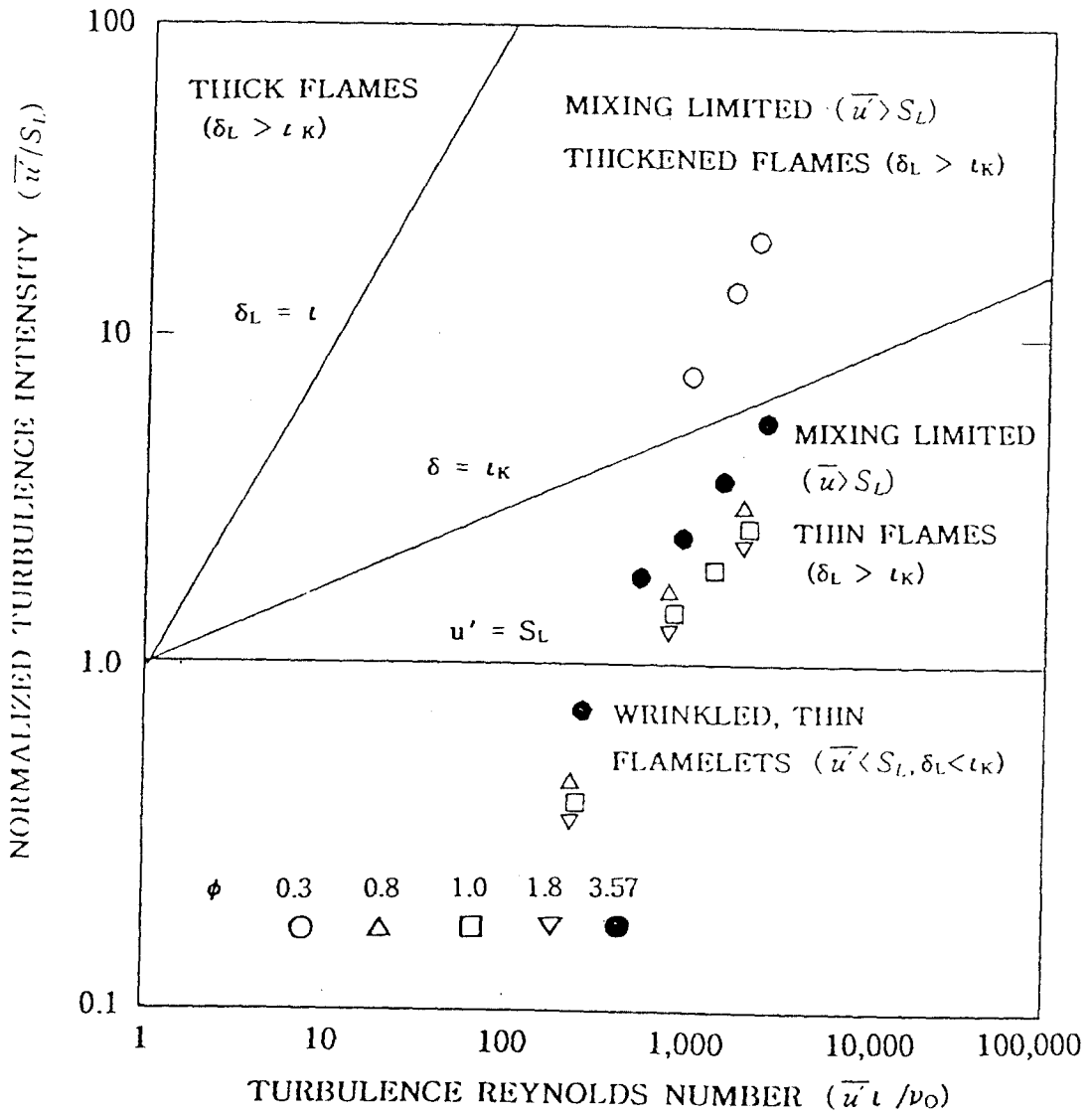


Fig. 1. Turbulent flame regimes.

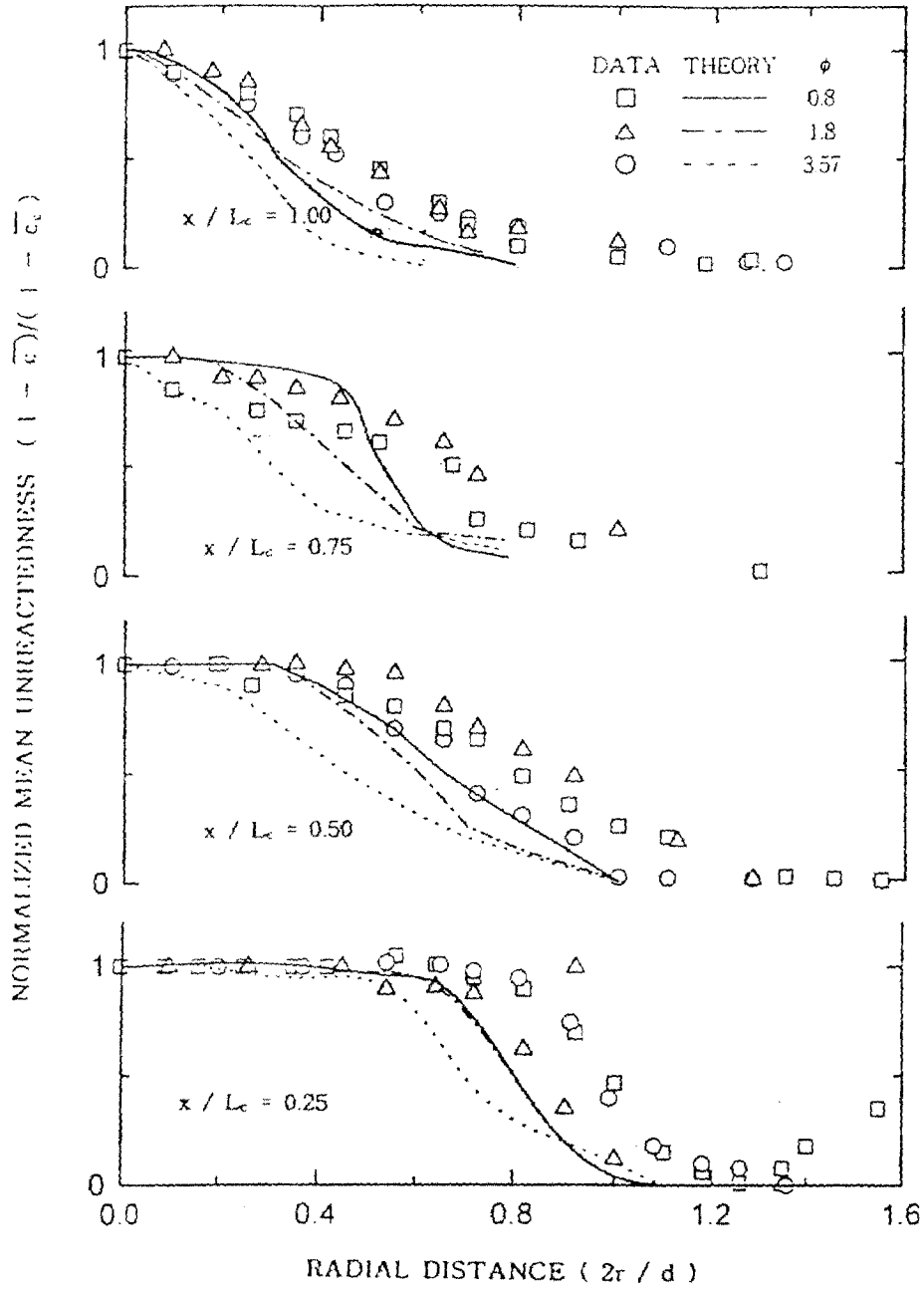


Fig. 2. Mean unreactedness along the burner axis.

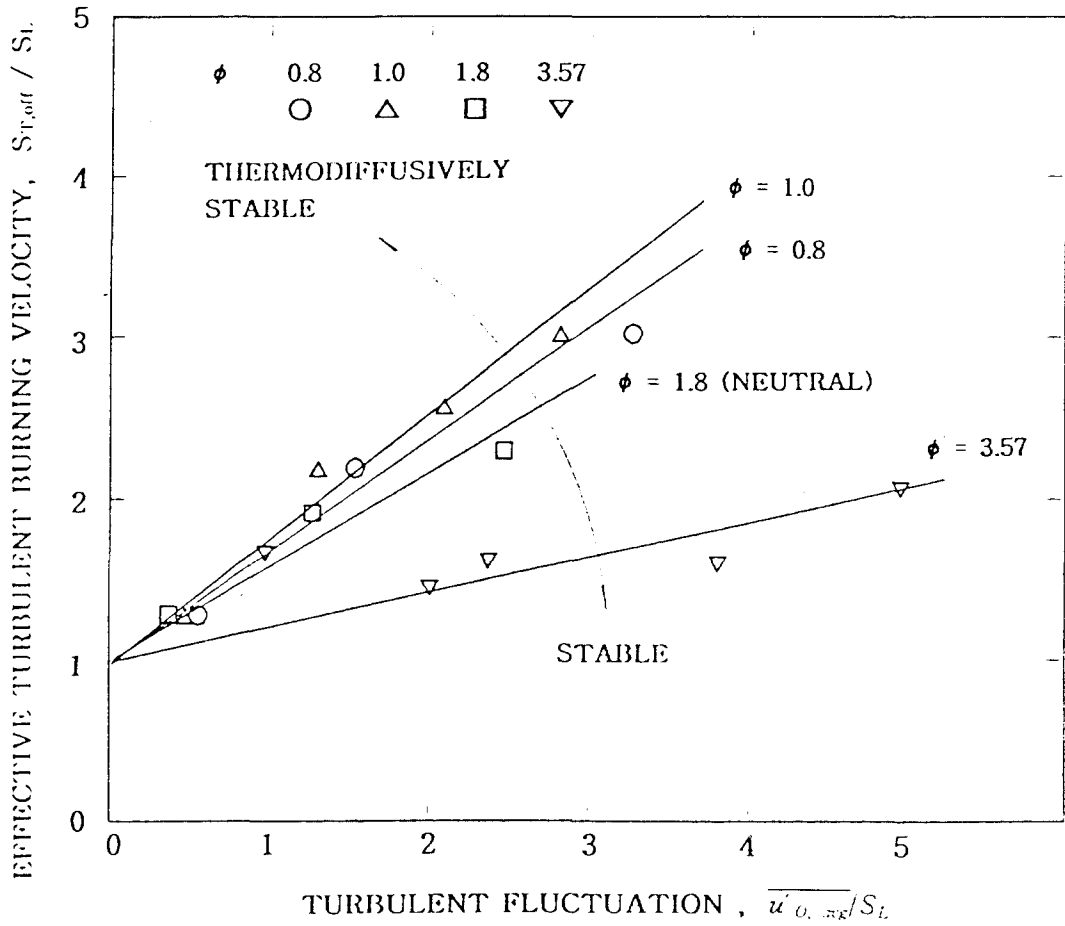


Fig. 3. Effective turbulent burning velocities.

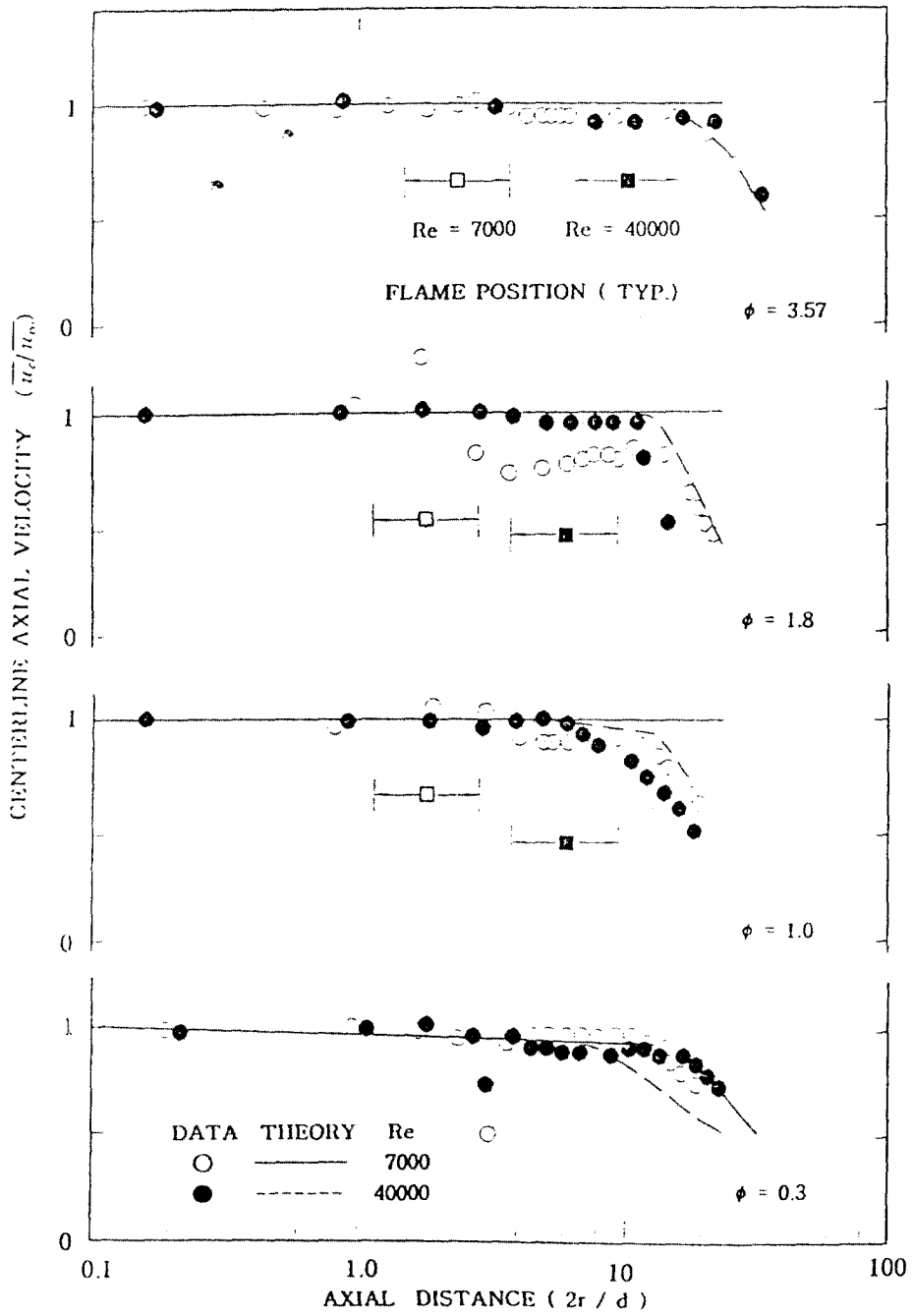


Fig. 4. Streamwise mean velocities along the axis.

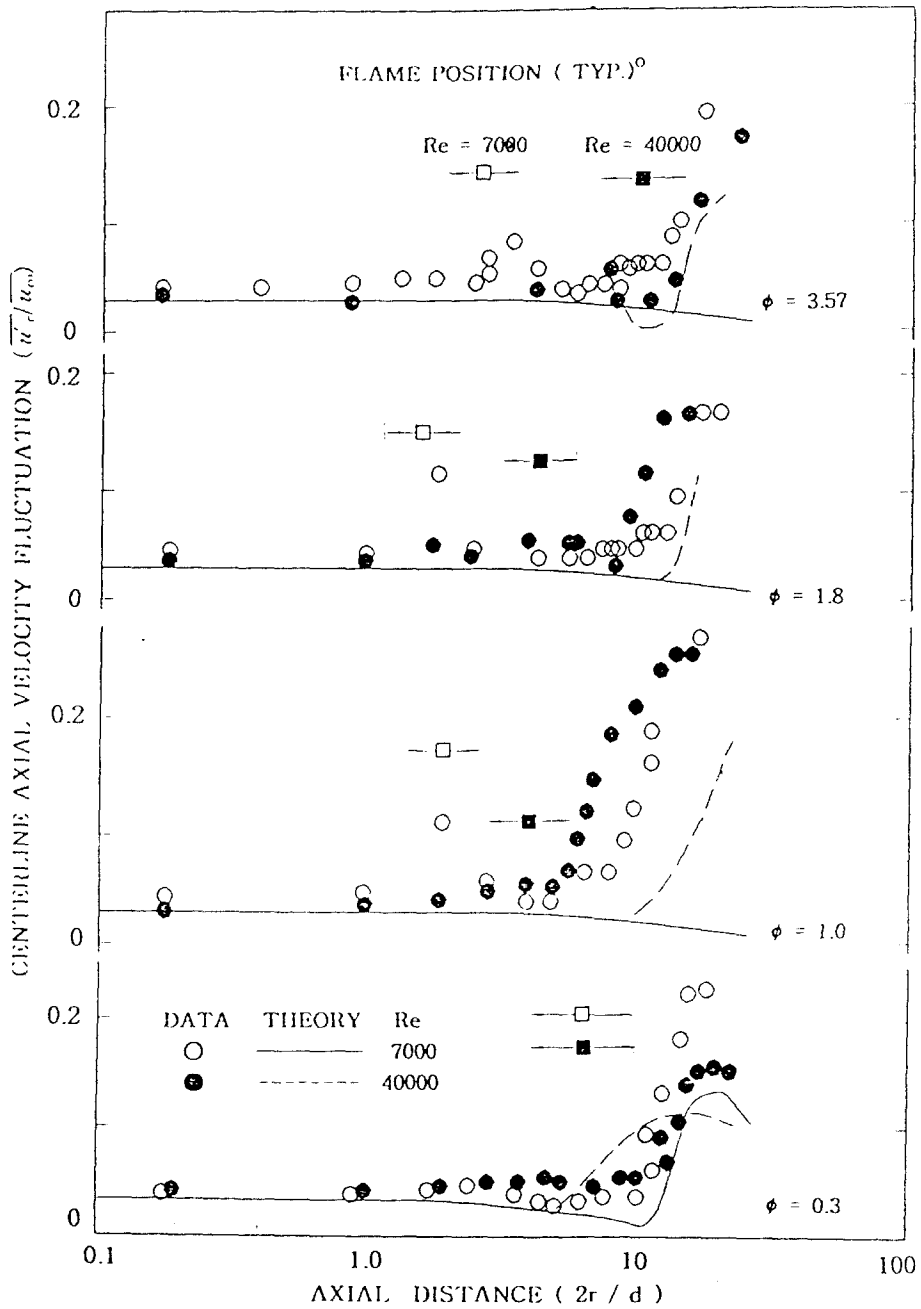


Fig. 5. Streamwise r.m.s. velocity fluctuations along the axis.