

난류분류확산화염에 대한 레이놀즈응력모델의 적용성 검토

Validation of the Reynolds Stress Turbulence Models in Turbulent Jet Diffusion Flames

한지웅* · 이태우** · 이근오*** · 이창언****
J. W. Han · T. W. Lee · K. O. Lee · C. E. Lee
(1996년 5월 31일 접수, 1996년 9월 20일 채택)

ABSTRACT

Numerical simulations were carried out using standard Reynolds stress turbulence model(LRR model) and modified RSM(Janicka model) to validate these models in combustion flow fields. Two flames were selected for use as a benchmark data for model testing. One is a conventional jet diffusion flame that has the effect of suppression of turbulence by combustion. The other is a triple jet diffusion flame that designed to give high turbulence to the periphery of the flame and to remove the low Reynolds-number flow fields. As a result, it was found that the modification of standard RSM model is indispensable in the modelling of flames with low turbulence region. And it is also necessary to improve the existing modified models for the universal use.

1. 서론

난류확산화염에서는 연료와 산화제가 와운동 및 분자운동에 의해 분자스케일까지 혼합된 후에 반응이 이루어지며, 그 연소과정은 평균유동, 분자운동, 화학반응 등 광범위한 시간적, 공간적 스케

일을 갖는 여러 현상들로 구성된다. 따라서 실용의 연소장을 직접수치시뮬레이션(Direct Numerical Simulation, DNS)하는 것은 현 시점에서는 곤란하며, 난류 및 연소모델을 이용한 예측방법이 합리적이라고 사료된다¹⁾.

* 인하대학교 기계공학과 대학원
** 대우중공업 엔진연구개발실
*** 서울산업대학교 안전공학과
**** 인하대학교 기계공학과

연소유동장의 난류모델로서 $k-\epsilon$ 모델이 많이 사용되고 있으나, 그 계산결과는 비교적 구조가 간단한 연소장에서도 연소에 동반되는 여러 현상을 올바르게 표현하지 못한다는 것이 알려져 있다²⁾. 이와 같은 배경 하에, $k-\epsilon$ 모델을 기본으로 한 수정 모델이 여러 연구자들에 의해 제안되었으며^{3~6)}, Jones-Lauder³⁾의 모델이 널리 이용되고 있다. 이들 수정모델은 화염주변부의 난류강도가 비교적 약한 통상의 단순분류화염의 유동장 발달과정과 화염길이를 양호하게 예측한다고 지적되어 있다. 그러나 최근 小沼 등⁷⁾은 화염면 주변부에 인위적으로 난류를 부가한 분류확산화염을 대상으로 한 수치 해석적 연구에서, 난류강도가 강한 연소장에서는 종래의 무수정 $k-\epsilon$ 모델이 수정 모델보다 양호한 예측결과를 얻을 수 있음을 지적하며, 수정 모델의 일반성에 대하여 충분히 검토할 필요가 있음을 지적하고 있다. 최근 연소장의 난류모델로서도 복잡한 유동장에 그 적용성이 매우 높은 레이놀즈응력 난류모델에 의한 수치 해석적 연구가 많이 진행되고 있으나, 이 모델에서도 앞에서 지적한 연소와 관련된 여러 현상을 올바르게 표현하지 못한다는 것이 알려져 있다. 이를 극복하기 위한 모델로서 Janicka는 레이놀즈응력을 기본으로 한 수정 모델을 제안하여, 단순분류화염에 대해서는 그 유용성을 확인한 바 있다^{8,21)}. 그러나 이 수정모델에 대해서도 위에서 언급한 것과 같은 난류강도를 변화시킨 연소장을 대상으로 그 일반성을 검토할 필요가 있다고 생각되어 본 연구를 수행하였다.

본 연구에서는 레이놀즈모델이 연소와 관련된 여러 현상을 정확히 표현하는지를 검토하기 위해, 유동구조가 비교적 단순하며 경계층근사가 가능하여 수치계산상의 오차가 매우 적고 반응기구가 비교적 단순한 수소분류확산화염을 대상으로, 화염면 주변에 인위적으로 난류를 부가하여 난류억제 현상을 약화시킨 확산화염 및 난류억제현상이 현저한 통상의 확산화염의 실험결과⁷⁾를 선정하여, 표준 레이놀즈응력모델인 LRR 모델과 그 수정모델인 Janicka 모델을 이용하여 수치계산을 수행하여, 각 모델의 연소유동장에 대한 적용성을 검토하였다.

2. 수치해석방법

2.1 계산대상

계산대상으로는 난류모델들의 일반성을 검증하는데 적합하다고 사료되는 小沼 등⁷⁾의 실험결과를 이용하였다. 이 실험의 특징은 Fig. 1과 같이 연료노즐 주변에 설치된 별도의 공기노즐(이하, 고속공기노즐)을 이용하여, 여기서 분출하는 공기유속을 가변시킴으로서 화염주변부의 난류강도를 변화시킨 것이다. 실험조건은 연료분류 및 주위공기의 평균유속이 각각 30m/s, 3m/s로 일정하며, 화염주변부의 난류강도를 변화시키기 위해 고속공기의 유속을 다음과 같이 두 가지로 변화시킨 경우이다. 첫째는 고속공기유속이 주위공기와 같은 3m/s인 경우(이하, 2중분류 혹은 단순분류)로, 유동 및 화염구조는 통상의 단순분류화염과 거의 일치하며, 화염주변부의 난류강도는 비교적 약하다. 둘째는 고속공기유속이 30m/s인 경우(이하, 3중분류)로, 고속공기의 전단층에 의해 난류가 생성되기 때문에 화염주변부의 난류강도가 비교적 강하다. 수치해석의 검토에 이용한 실험데이터는 위 두 조건에 의한 연소장 및 연소장에서 얻어진 축방향 유속, 평균온도, 화학종농도(species concentration)이며, 각각 1D-LDV, 열전대, 가스크로마토그래프에 의해 측정된 것이다.

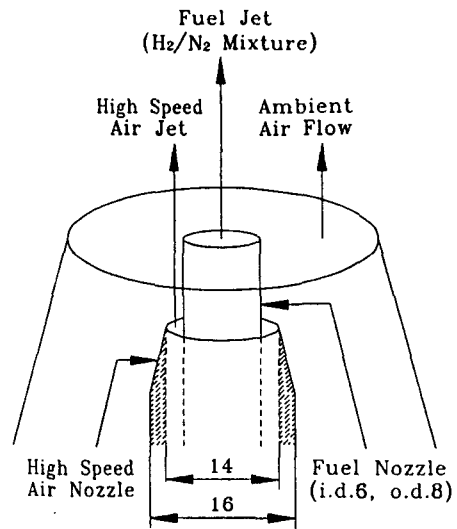


Fig. 1 Schematic of combustor

2.2 지배방정식

본 연구의 지배방정식은 밀도가중평균⁹⁾으로 표현된 연속방정식, 운동량방정식과 연소 및 난류모델에 관련된 방정식이며, 경계층근사를 적용하여 노즐의 축방향을 x축, 반경방향을 r축으로 한 축대칭 원통좌표계로 나타내어 이용하였다. 이하에서 밀도가중평균값은 $\bar{\phi}$ 로, 통상의 시간평균값은 $\bar{\phi}$ 로 표시하였다.

2.2.1 연소모델

연소모델로서, 연소반응은 식(1)과 같은 반응속도 무한대의 1단 불가역반응으로 가정하고, 난류장에서의 각 화학물질 및 열의 확산속도는 모두 동일하다고 가정하는 Conserved Scalar Approach¹⁰⁾를 이용하였다. 본 계산에 사용한 보존 스칼라량은 식(2), 식(3)에 의해 정의되는 혼합분율 f이다. 식(2)에서의 m_j 는 j 화학종의 질량분율, S는 수소 1kg을 화학양론상태(stoichiometric)에서 연소시키는데 필요한 산소량(kg)으로 S=8이며, 식(3)의 아래첨자 0, ∞ 는 각각 연료노즐 및 공기노즐의 유체를 의미한다. 이와 같은 연소모델에서 국소 연소장의 순간적인 열 화학적 상태량 즉, 평균온도, 농도, 밀도 등의 스칼라량 ϕ 와 혼합분율 f와의 관계는 Fig. 2와 같이 나타낼 수 있다.

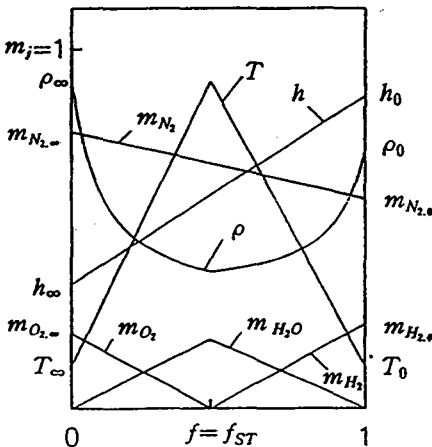
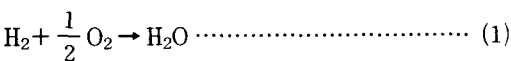


Fig. 2 Sketch of relationship between mixture fraction(f) and scalar properties (Φ)



$$\phi = S m_{H_2} - m_{O_2}, S=8 \dots\dots\dots (2)$$

$$f = \frac{\phi - \phi_\infty}{\phi_0 - \phi_\infty} \dots\dots\dots (3)$$

난류연소장에서 위 혼합분율 f는 격렬하게 변동한다. 이 변동을 고려하기 위해 국소 연소장에서의 혼합분율의 변동을 확률밀도함수(Probability Density Function, PDF)를 이용하여 표현하는 모델을 사용했다. 이 PDF의 함수형태로서는 Fig. 3과 같은 Clipped Gaussian 분포를 사용하였고, 이를 식으로 표현하면 식(4)와 같다¹⁰⁾.

$$\tilde{P}(f) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{f-\mu}{\sigma}\right)^2\right]$$

$$|D(f)-D(f-1)| + A\delta(f) + B\delta(1) \dots\dots (4)$$

여기서, μ 는 확률이 최대가 되는 f값이며, σ 는 편차를 나타낸다. 그리고 함수 D(f)는 Heaviside Step 함수로서, 식 중의 $|D(f)-D(f-1)|$ 는 $0 \leq f \leq 1$ 에서는 1, 그 외 범위에서는 0의 값을 갖는다. 또한 $\delta(f)$ 는 Dirac Delta함수로, A, B는 Fig. 3의 절단된 양 끝 부분에 해당하며, 각각 다음 식과 같다.

$$A = \int_{-\infty}^0 \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{f-\mu}{\sigma}\right)^2\right] df \dots\dots (5)$$

$$B = \int_1^{\infty} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{f-\mu}{\sigma}\right)^2\right] df \dots\dots (6)$$

이 PDF의 식을 이용하여 혼합분율의 밀도가중평균 \bar{f} 와 그 변동량의 2승 평균인 \bar{g} 는 각각 식(7), 식(8)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\bar{f} = \int_0^1 f \tilde{P}(f) df \dots\dots\dots (7)$$

$$\bar{g} = \int_0^1 (f-\bar{f})^2 \tilde{P}(f) df \dots\dots\dots (8)$$

연소장 국소점에서의 \bar{f} 와 \bar{g} 의 값은 식(9), 식(10)¹¹⁾의 보존방정식을 수치계산하여 얻어지며, 이 값을 이용하여 식(7), 식(8)로부터 μ , σ 를 구하면 국소점에서의 PDF형상이 결정된다. 식(7), 식(8)은 비선형방정식이기 때문에 반복계산을 수행하여 μ , σ 를 구해야 하나, 본 연구에서는 계산 시간을 절약하기 위해, \bar{f} 와 \bar{g} 에 대응하는 μ , σ 의 표를 데이터베이스화하여 구하였다.

$$\bar{\rho} \bar{u}_i \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} = - \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{f}''')}{\partial x_i} \dots\dots\dots (9)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{g})}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(C_{SM} \bar{\rho} \frac{k}{\epsilon} \overline{u_i'' u_j''} \frac{\partial \bar{g}}{\partial x_j} \right)$$

$$-2\overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - C_{DM} \overline{\rho} \frac{\epsilon g}{k} \dots\dots\dots (10)$$

여기서, $C_{SM}=0.11$, $C_{DM}=2.0^{(11)}$ 이다.

이와 같이 하여 얻어진 f 의 확률밀도함수 $\bar{P}(f, x_i)$ 및 앞에서 언급한 혼합분율과 스칼라량의 관계 $\psi(f)$ 를 이용하여, 밀도가중평균의 화학종 질량분율 $\bar{m}_j(x_i)$ 및 평균온도 $\bar{T}(x_i)$ 는 식(11)에 의해 구해진다. 여기서 한가지 주의해야 할 점은 지배방정식에 포함된 시간평균밀도 $\overline{\rho}$ 를 구하는 법이다. 밀도가중평균의 보존식을 이용하여 얻어진 계산결과와는 밀도가중평균치이기 때문에, 이 값을 이용하여 상태방정식으로부터 $\overline{\rho}$ 를 구하는 것은 불합리하며, $\overline{\rho}$ 는 Favre PDF의 정의식⁹⁾으로부터 식(12)와 같이 구해야 한다.

$$\bar{\psi}(x_i) = \int_0^1 \psi(f) \bar{P}(f, x_i) df \dots\dots\dots (11)$$

$$\overline{\rho}(x_i) = \left[\int_0^1 \frac{\bar{P}(f, x_i)}{\rho(f)} df \right]^{-1} \dots\dots\dots (12)$$

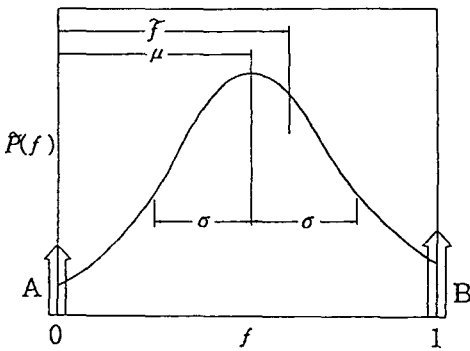


Fig. 3 Sketch of the Clipped Gaussian PDF for mixture fraction

2.2.2 레이놀즈응력 난류모델

본 연구에서는 레이놀즈응력모델로서 Launder 등¹²⁾이 제안한 모델(이하, LRR 모델)과 Janicka⁸⁾가 제안한 수정 레이놀즈응력모델(이하, Janicka의 모델)을 사용하였다. 레이놀즈응력모델은 $\overline{u_i'' u_j''}$ 에 대한 보존식인 식(13)을 계산함으로써 난류유동장을 예측한다.

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{\rho} \tilde{U}_k \overline{u_i'' u_j''}) = D_{ij} - \epsilon_{ij} + P_{ij} + \phi_{ij} \dots\dots\dots (13)$$

확산항 D_{ij} 에는 식(14)의 구배확산모델¹³⁾을 사용하며, 소산항 ϵ_{ij} 는 응력소산과정이 등방적이라고 가정하여 $\epsilon_{ij}=(2\rho \delta_{ij} \epsilon)/3$ 으로 모델링한다. ϵ 은 난류운동에너지의 소산율로서, 식(15)로부터 구해진다. 생성항 P_{ij} 는 모델링이 필요없다.

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[C_s \frac{k}{\epsilon} \overline{u_k'' u_j''} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u_i'' u_j''}) \right] \dots\dots\dots (14)$$

$$\frac{\partial (\overline{\rho} \tilde{U}_k \epsilon)}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_\epsilon \overline{\rho} \frac{k}{\epsilon} \overline{u_i'' u_k''} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) - \frac{\epsilon \overline{\rho}}{k} \left(C_{\epsilon 1} \overline{u_i'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k} + C_{\epsilon 2} \epsilon \right) \dots\dots\dots (15)$$

식(13)의 마지막 항인 ϕ_{ij} 는 압력-변형률상관항으로서, 이 항은 난류간의 상호작용에 의한 slow 등방성회귀항인 $\phi_{ij,1}$ 과 난류와 평균유동간의 상호작용에 의한 rapid 등방성회귀항인 $\phi_{ij,2}$ 로 나누어 모델링되며, 이 ϕ_{ij} 항의 모델에 따라 다음과 같이 LRR 모델, Janicka 모델로 구분된다.

<LRR 모델>

LRR 모델은 다음과 같다.

$$\phi_{ij,1} = -2C_1 \epsilon b_{ij} = -C_1 \frac{\epsilon}{k} \left(\overline{u_i'' u_j''} - \frac{2}{3} \delta_{ijk} \right) \dots\dots\dots (16)$$

$$\phi_{ij,2} = -\frac{8+C_2}{11} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) - \frac{8C_2-2}{11} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) - \frac{30C_2-2}{55} k \left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots (17)$$

여기서,

$$P_{ij} = - \left(\overline{u_i'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_k} + \overline{u_j'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k} \right),$$

$$D_{ij} = - \left(\overline{u_i'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial x_j} + \overline{u_j'' u_k''} \frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial x_i} \right)$$

P 는 난류운동에너지의 생성속도이다.

LRR 모델의 모델정수는 Champagne 등¹⁴⁾의 homogeneous한 유동의 실험결과로부터 결정된 것으로, $C_1=1.5$, $C_2=0.4$ 를 사용한다.

<Janicka 모델>

Janicka모델은 연소장의 비등방성 및 동점성계수의 변화를 모델중에 고려하기 위해, LRR 모델의 상수 C_1 (식(16)), $C_{\epsilon 2}$ (식(15)) 대신에, 각각

식(18), 식(19)와 같은 비등방 텐서 및 국소난류레이놀즈수($R_L = 4k^2/9\epsilon\nu$)에 의존하는 모델함수 C_{R1} , Ψ_0 를 제안하였다. 이 모델은 유동장의 비등방성 및 국소난류레이놀즈수의 변화를 고려하기 위해 제안된 Lumley¹⁵⁾의 모델을 연소장에 적용 가능하도록 개량한 것이다.

$$C_{R1} = [2 + \exp(-7.8R_L^{-0.5}) \{ 3.8\ln[1+125(-II+5III)] + 8R_L^{-0.5} \} (1+9II+27III)^4] / 2 \quad (18)$$

$$\Psi_0 = [2.8 + 0.98\exp(-2.83R_L^{-0.5}) \{ 1 - 0.33\ln(1-55II) \}] / 2 \quad (19)$$

식 중의 II, III은 비등방 텐서 b_{ij} 의 2차, 3차 invariant이다.

두 레이놀즈응력모델에 사용한 모델정수 및 모델함수를 Table 1에 비교하여 표시하였다. 난류 flux 상관항 $\overline{u_i''u_j''}$ 는 Launder¹⁶⁾의 모델을 이용하여 계산하였다.

Table 1 Model constants and functions of Reynolds Stress Models

	C_1	C_2	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	C_s	C_ϵ
LRR	1.5	0.4	1.45	1.90	0.22	0.15
Janicka	Eq. (18)	0.5	1.21	Eq. (19)	0.22	0.15

2.3 계산방법 및 경계조건

본 연구의 수치계산에는 Patankar¹⁷⁾의 유한체적법을 사용하였다. 계산은 $x \times r = 300\text{mm} \times 36\text{mm}$ 의 계산영역에 대하여 반경방향으로 143개의 비등간격 격자점을 이용하고, 축방향의 계산간격은 반치폭의 5%로 하였다. 경계조건으로 중심축 및 분류 외측경계에서 $\overline{u_i''u_j''}$, $\overline{u_i''f''}$ 는 0, 그 외의 종속변수는 반경방향 구배를 0으로 하였다. 초기조건으로 연료노즐 직후(0.7mm 상방)에서 얻어진 실측 분포를 이용했다. 평균유속과 축방향 변동속도는 실측치를 곡선 근사하여 사용하였으며, 난류운동에너지 k 와 반경 및 원주방향의 수직응력들은 관내유동의 경험적인 비율에 의해 식(20)¹⁸⁾으로 계산하였다. 소산율 ϵ 및 레이놀즈절단응력은 각각 식(21)¹⁹⁾, 식(22)²⁰⁾로 계산하였다. 혼합분율은 노즐유체에 대해서는 1.0, 주위류 유체에 대해서는 0.0의 값을 주었다. 혼합분율의 변동강도인 g 와 난류 flux는 전 영역에서 1×10^{-8} 의 값을 주었다.

본래 이들의 초기치는 현상론적으로 0이어야 하나, 수치계산의 안전성을 위해 0에 가까운 미소한 값을 준 것이다.

$$\overline{u''^2} = 0.9k, \overline{v''^2} = 0.5k, \overline{w''^2} = 0.6k \quad (20)$$

$$\epsilon = C_\mu \frac{k}{0.3} \left| \frac{\partial \tilde{U}}{\partial r} \right| \quad (21)$$

$$\overline{u''v''} = -C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial r} \quad (22)$$

3. 계산결과 및 검토

Fig. 4, Fig. 5는 수소와 질소의 혼합비가 $H_2 : N_2 = 1 : 2$ 인 연료를 이용한 비연소분류의 중심축상 축방향 평균속도 U 및 그 변동속도 u' 에 대한 실험결과 및 계산결과를 비교하여 도시한 것이다. 그림중의 원과 삼각표시는 실험결과, 파선은 통상의 레이놀즈응력모델인 LRR 모델, 직선은 LRR 모델을 연소장에 적합하도록 수정한 Janicka 모델에 의한 계산결과를 나타낸다. x/d 는 연료노즐내경($d=6\text{mm}$)으로 무차원한 축방향거리이다. Fig. 4, Fig. 5의 실험조건은 연료유속 30m/s, 주위공기유속 3m/s로 동일하나, 차이점은 Fig. 4는 고속공기유속이 주위공기와 같은 3m/s로 2중분류인 경우이나, Fig. 5는 고속공기유속의 30m/s인 3중분류의 경우이다. 두 경우 모두 계산결과는 u' 의 절대값에 있어서 다소 차이가 있으나, U 의 감쇄속도, u' 의 급격한 증가 및 최고점위치 등 유동장의 발달과정은 실험결과와 거의 일치하며, 비연소장의 경우 모델에 따른 계산결과의 차이는 미소함을 알 수 있다.

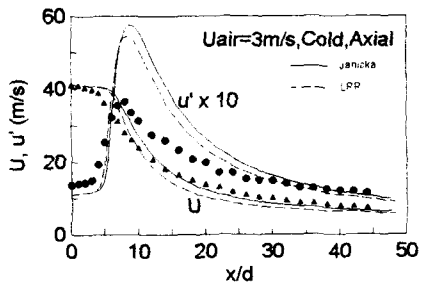


Fig. 4 Centerline profile of U and u' of cold jet ($U_{air}=3\text{m/s}$)

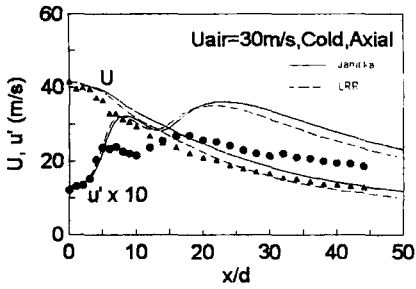


Fig. 5 Centerline profile of U and u' of cold jet ($U_{air}=30m/s$)

Fig. 6은 초기 유속조건은 Fig. 4와 동일하며, 이 경우는 연소할 때의 중심축상의 평균온도 및 농도분포, 유속성분을 비교 도시한 것이다. Fig. 4와 Fig. 6의 실험결과만을 비교해 보면, 비연소분류인 Fig. 4의 u' 은 노즐 직후에서부터 급격히 상승하여 $x/d=8$ 근방에서 최고점을 갖고, U는 $x/d=5$ 의 포텐셜코어 이후 급속하게 감쇄되고 있으나, Fig. 6의 연소분류에서는 u' 의 상승속도가 늦어 최고점이 현저히 하류로 이동하며, U의 감쇄속도도 느려, 연소로 인해 운동량 및 스칼라량의 확산속도가 억제됨을 알 수 있다. 이와 같은 현상은 주로 난류강도가 비교적 약한 영역이 연소에 의해 고온이 되면 분자점성계수의 증대로 인해 국소난류레이놀즈수가 감소하여 난류의 생성과 소산과의 균형이 소산쪽으로 이동하기 때문에 발생하는 소위 “연소에 의한 층류화현상”^{4,22)}에 기인하는 것으로 알려져 있다.

Fig. 6의 LRR 모델에 의한 계산결과는 실험결과에 비해 U의 감쇄속도가 빠르고, u' 의 최고점위치도 상류에 나타내고 있다. 또, 농도 및 온도분포에서도 계산결과는 축방향거리의 증가에 따른 수소농도의 감쇄 및 산소농도의 증가속도를 빠르게 예측하여 수소와 산소가 공존하는 영역이 실험치보다 상류에 위치함을 알 수 있다. 연료와 산화제의 공존영역은 반응이 활발하게 일어나는 영역이며, 공존영역의 끝부분이 화염의 끝부분에 상응하기 때문에 LRR 모델은 결과적으로 화염길이를 짧게 예측함을 알 수 있다. 이와 같이 단순분류화염에 대한 계산결과가 실험결과와 일치하지 않는 원인은, 난류강도가 강한 상온 유동장을 대상으로 제안된 LRR 모델로서는 전술한 층류화현상에 의

한 화염중의 운동량 및 스칼라량의 확산억제효과를 표현할 수 없기 때문이라 사료된다. 근년 RSM 중의 압력변형률상관항의 계수에 국소난류레이놀즈수의 영향을 반영하기 위해 제안된, Janicka 모델에 의한 계산결과를 실험치와 비교해보면, U의 분포 및 u' 의 최고점위치 등 유동장 발달과정을 실험결과와 근접하게 예측하고 있다. 또 농도 및 온도분포, 수소와 산소의 공존영역 등을 비교적 정확히 예측함으로써 연소장의 구조를 LRR 모델보다 정확히 표현하고 있음을 알 수 있다.

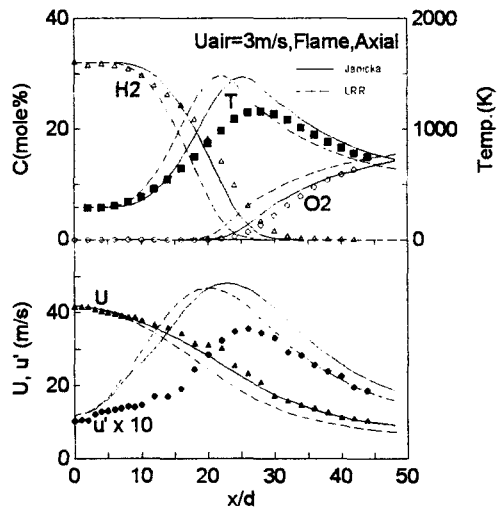


Fig. 6 Centerline profile of temp., concentration, U and u' of jet flame ($U_{air}=3m/s$)

Fig. 7은 Fig. 6과 동일한 화염의 $x/d=20$ 단면에서의 유속 및 평균온도의 반경방향분포에 대하여 두 모델에 의한 계산결과를 비교하여 도시한 것이다. r 은 노즐중심으로부터 반경방향거리이고 a 는 연료노즐의 반경인 3mm이다. 계산결과를 보면, LRR 모델의 결과는 유속성분 및 온도분포 모두 실험결과보다 평탄한 구배를 보이고 있다. 특히 온도분포에 있어서는 최고점 위치가 이미 중심축상으로 이동한 것으로 나타나, 연소장의 확산속도를 빠르게 예측하고 있음을 알 수 있다. 이에 비해 Janicka 모델은, U 분포, 온도 분포 그리고 u' 의 분포를 실험결과와 근접하게 예측하고 있음을 알 수 있다.

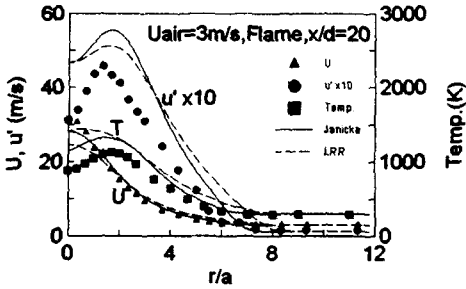


Fig. 7 Radial profile of temp., U and u' in x/d=20 of jet flame (Uair=3m/s)

이상의 결과를 종합하면, 화염면 주변부의 난류 강도가 비교적 약한 단순분류화염에 대하여 Janicka 모델은 LRR 모델에 비해 전체적으로 좋은 성능을 나타내고 있는 것을 알 수 있다. 즉, 단순분류화염의 경우는 앞에서 언급한 연소에 의한 난류억제현상에 의해 운동량 및 스칼라량의 확산이 억제되기 때문에 이 현상에 대한 고려가 없는 LRR 모델은 실제보다 화염중의 운동량 및 스칼라량의 확산속도를 크게 예측한다. 이에 비해, Janicka 모델은 국소난류레이놀즈수에 의존하는 각각의 모델함수에 의해 화염중의 난류억제현상을 적절히 고려하고 있기 때문에 화염중의 U분포와 농도분포 등을 LRR 모델보다 정확히 예측하고 있음을 알 수 있다.

Fig. 8은 Fig. 5에 대응하는 연소장에서 중심축상의 측정결과 및 계산결과를 도시한 것이다. 이 그림에서 LRR 모델의 계산결과는, 초기영역의 변동속도, 온도 및 농도의 절대값에 있어서 다소 차이가 있으나, 대체적으로 실험결과와 유사하며 화염길이도 근접하게 예측함을 알 수 있다. 앞에서 지적한 바와 같이 단순분류화염에 대해서는 예측 성능이 나쁜 LRR 모델이 3중분류화염에 대해서 좋은 결과를 보이는 것은 화염주변부에 비교적 큰 난류가 부가되어 연소에 의한 난류억제현상이 단순분류화염에 비하여 작아졌기 때문이라 생각된다. 한편 2중분류화염에 대해 좋은 예측성능을 보인 Janicka 모델의 계산결과는 U의 감쇄속도가 느리며, u'의 최고점위치도 실제보다 하류에 나타나고 있다. 농도 및 온도분포에서도 변화과정이 실제보다 하류에서 일어나며, 산소 및 수소의 공존영역도 하류에 위치함을 보여준다. 이 결과는

Janicka 모델이 2중분류화염에 대해서는 연소장 발달과정을 실험결과와 근접하게 예측하나, 3중분류화염에 대해서는 연소장 발달과정을 오히려 늦게 예측함을 지적하는 것이다.

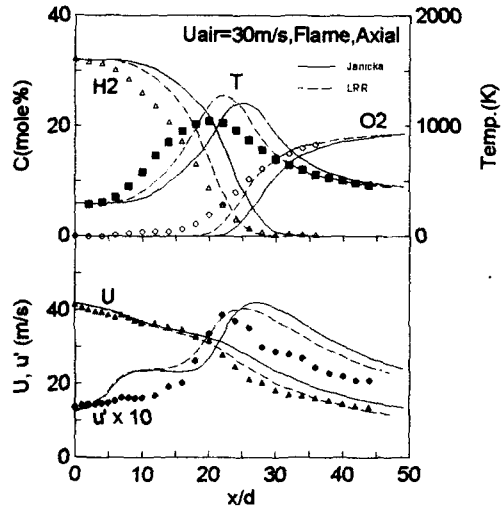


Fig. 8 Centerline profile of temp., concentration, U and u' of jet flame (Uair=30m/s)

Fig. 9는 3중분류화염의 x/d=20단면에서의 유속성분과 평균온도분포를 비교 도시한 것이다. 먼저 2중분류와 3중분류의 차이점을 Fig. 7과 Fig. 9의 실험결과를 이용하여 비교하면, 2중분류화염의 경우 u'는 r/a=6 이후 거의 소멸되고 있으나, 3중분류의 경우에는 전 영역에 상당히 큰 값이 존재하며, U분포도 2중분류화염보다 평탄하며, 3중분류화염에서는 난류억제현상이 약화됨을 시사한다. 계산결과를 실험치와 비교하면, 두 모델 모두 u'분포에서의 실험치와의 상이점은 인정되나, 화염중심부에서의 U, u'의 구배 및 온도분포에서 LRR 모델이 Janicka 모델보다 실험치에 접근하고 있음을 알 수 있다.

Fig. 8, Fig. 9의 결과를 종합해 보면, 화염면 주변부의 난류강도가 강한 3중분류화염에 대하여, LRR 모델은 전체적으로 좋은 성능을 나타내나, Janicka 모델은 연소에 의한 난류억제현상을 과다 계산하여 연소장 발달과정을 오히려 늦게 예측한다는 것을 알 수 있다. 그 이유는 국소난류레이놀

즈수에 의존하는 Janicka 모델의 모델함수(C_{R1} , Ψ_0)가 화염중의 증가된 난류강도의 영향을 정확하게 고려하지 못하고 있기 때문이라 사료되나, 본 연구에서는 난류강도가 강한 연소장에 대한 적절한 실험데이터의 부족으로 위 문제점에 대한 체계적인 원인분석은 불가능하였으며, 금후 체계적인 실험결과를 바탕으로 상세한 원인분석 및 개선 방향에 대한 연구를 수행하고자 한다.

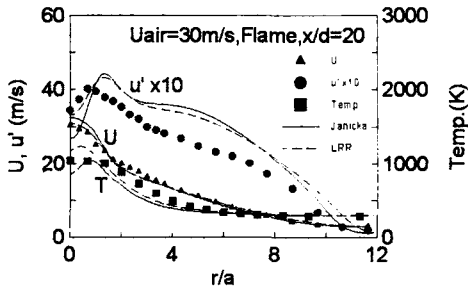


Fig. 9 Radial profile of temp., U and u' in $x/d=20$ of jet flame ($U_{air}=30m/s$)

4. 결 론

본 연구에서는 화염주변부에 난류를 인위적으로 부가한 3중분류화염과 난류억제현상이 현저한 단순분류화염을 대상으로 통상의 레이놀즈응력모델인 LRR 모델 및 그 수정모델인 Janicka 모델을 이용하여 수치계산을 수행하여, 연소장에 대한 위 두 모델의 적용성을 검토하였다. 얻어진 결과는 다음과 같다.

- 1) LRR 모델은 난류억제현상이 현저한 단순분류화염에 대해서는 화염길이를 짧게 예측하는 등 정량적으로 많은 차이점을 보이나, 화염주변부의 난류가 강화된 3중분류화염에 대해서는 양호한 예측결과를 얻을 수 있었다. 이 결과는 전 영역의 난류강도가 강한 연소장에 대해서는 LRR 모델에 의해 양호한 예측이 가능함을 시사하는 것으로 사료된다.
- 2) 연소장의 난류억제현상을 고려하기 위해 제안된 Janicka의 수정모델은 단순분류화염에 대해서는 양호한 예측을 할 수 있으나, 난류강도가 강한 3중분류화염에 대해서는 난류억제현상을

과대 계산하여 LRR 모델보다 예측결과가 나쁘다는 것을 알았다.

- 3) 위 결과는 연소장의 난류억제현상을 고려하기 위해 제안된 Janicka의 수정모델도 연소장의 난류강도에 관계없이 일반적으로 적용하기 위해서는 개선이 필요함을 시사하는 것이라 사료된다.

본 연구는 94년도 인하대학교 교내 연구비의 지원으로 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

NOMENCLATURE

- A, B : $f=0, f=1$ 에서의 델타함수 아래의 면적
- b_{ij} : 비등방 텐서, $b_{ij} = \overline{u_i' u_j'}/2k - \delta_{ij}/3$
- δ_{ij} : 크로네커 델타
- ϵ : 난류운동에너지 소산율
- f : 혼합분율
- g : 혼합분율의 변동량의 2승 평균
- II : b_{ij} 의 2차 invariant, $II = -b_{ik}b_{ki}/2$
- III : b_{ij} 의 3차 invariant, $III = b_{ik}b_{kj}b_{ji}/3$
- k : 난류운동에너지
- μ : 확률밀도함수의 확률이 최대가 되는 혼합분율의 값
- $\tilde{P}(f)$: 혼합분율의 확률밀도함수 (Probability Density Function, PDF)
- R_L : 국소난류레이놀즈수 (in Ref. 8)), $R_L = 4k^2/9\epsilon\nu$
- S : 수소 1kg을 양론상태에서 연소시키는데 필요한 산소량
- σ : 확률밀도함수의 편차
- ϕ : 보존량

참 고 문 헌

- 1) Pope, S. B., "Computations of Turbulent Combustion : Progress and Challenges", 23th Symp. (Int.) Combust., p. 591, 1990.
- 2) Dibble, R. W., Kollman, W. and Schefer, R. W., "Measurements and Predictions of Scalar Dissipation in Turbulent Jet Flames", 20th Symp. (Int.) on Combust., p. 345, 1984.

- 3) Jones, W.P., Launder, B.E., "The Calculation of Low-Reynolds-Number Phenomena with a Two-Equation Model of Turbulence", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 16, p. 1119, 1973.
- 4) 李, 小沼, "噴流擴散火炎のモデリング(第2報: 修正 $k-\epsilon$ モデルの燃焼場への適用)", *日本機械學會論文集(B)*, 57卷, 533號, p. 339, 1991.
- 5) Jones, W.P. and Whitelaw, J.H., "Calculation Methods for Reacting Turbulent Flows: A Review", *Combust. and Flame*, Vol. 48, p. 1, 1982.
- 6) 高城, 古藤, "亂流擴散火炎における流れと燃焼の豫測", *日本機械學會論文集(B)*, 48卷, 436號, p. 1609, 1982.
- 7) 小沼, 泉浦, 小宮, "三重噴流擴散火炎に関する検討", *日本機械學會論文集(B)*, 60卷, 574號, p. 2183, 1994.
- 8) Janicka, J., "A Reynolds-Stress Model for the Prediction of Diffusion Flames", 21th Symp. (Int.) Combust., p. 1409, 1986.
- 9) Bilger, R.W., "A Note on Favre Averaging in Variable Density Flows", *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 11, p. 215, 1975.
- 10) Lockwood, F.C., Naguib, A.S., "The Prediction of the Fluctuations in the Properties of Free, Round-Jet, Turbulent, Diffusion Flames", *Combust. and Flame*, Vol. 24, p. 109, 1975.
- 11) Rotta, J.C., "Sttistische Theorie Nichthomogener Turbulenz", *Zeitscr Phys.*, Vol. 129, p. 547, 1951.
- 12) Launder, B.E., Reece, G.J. and Rodi, W., "Progress in the Development of A Reynolds-Stress Turbulence Closure", *J.F.M.*, Vol. 68, p. 537, 1975.
- 13) Daly, B.J., Harlow, F.H., "Transport Equation in Turbulence", *Phys. Fluids*, Vol. 13, p. 2634, 1970.
- 14) Champagne, F.H., Harris, V.G. and Corrsin, S., "Experiments on Nearly Homogeneous Shear Flow", *J.F.M.*, Vol. 41, p. 81, 1970.
- 15) Lumley, J.L. and Newman, G.R., "Return to Isotropy of Homogeneous Turbulence", *J. F.M.*, Vol. 82, p. 161, 1977.
- 16) Launder, B.E., "Heat and Mass Transport", *Topics in applied physics: Turbulence* (Ed. Bradshaw, P.), p. 231, 1978.
- 17) Patankar, S.V., Spalding, D.B., *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*, Intertext Books, London, 1970.
- 18) Morse, A.P., "Axisymmetric Free Shear Flows With and Without Swirl", Ph. D. Thesis, Univ. of London, London, 1980.
- 19) Launder, B.E., Morse, A., Rodi, W. and Spalding, D.B., "Prediction of Free Shear Flow-A Comparision of Performance of Six Turbulence Models", *Free Turbulent Shear Flow*(1st Ed.), p. 361, 1972.
- 20) Nagano, Y. and Tagawa, M., "An Improved $k-\epsilon$ Model for Boundary Layer Flows", *J. of Fluids Eng.*, Vol. 112, p. 33, 1990.
- 21) Janicka, J., "Model Functions of Reynolds Stress Models", *Phys. Fluids*, Vol. 31, p. 49, 1988.
- 22) Takagi, T., Shin, H-D. and Ishio, A., "Local Laminarization in Turbulent Diffusion Flames", *Combust. and Flame*, Vol. 37, p. 163, 1980.