

〈論 文〉

모형 가스터빈 연소기의 수치해석적 연구

김태한* · 최병륜**

(1992년 12월 23일 접수)

Numerical Simulation for Model Gas Turbine Combustor

Tae Han Kim and Byeong Ryun Choi

Key Words: Swirl Intensity(선회강도), Primary Zone(1차 연소영역), Secondary Zone(2차 연소영역), Turbulent Combustion(난류연소), Source Term(생성항)

Abstract

This paper aimed for numerical simulation of complicated gas turbine combustor with swirler. For the convenience of numerical analysis, fuel nozzle and air linear hole areas of secondary and dilution zone, which are issued to jet stream, were simplified to equivalent areas of annular type. In order to solve these problems, imaginary source terms which are corresponded to supplied fuel amount were added to those of governing equation. Chemical equilibrium model of infinite reaction rate and $k-\epsilon-g$ model with the consideration of density fluctuation were applied. As the result, swirl intensity contributed to mixing of supplied fuel and air, and to speed up the flame velocity than no swirl condition. Temperature profiles were higher than experimental results at the upstream and lower at the downstream, but total energy balance was accomplished. As these properties showed the similar trend qualitatively, simplified simulation method was worth to apply to complicated combustor for predicting combustion characteristics.

기 호 설 명

ϕ : 일반중속변수, 복합질량분율
 u : 축방향 속도
 v : 반경방향 속도
 w : 접선방향 속도
 k : 난류 운동에너지
 ϵ : 난류 운동에너지의 소산율
 T : 온도(K)
 h : 혼합가스의 엔탈피
 μ : 점성계수
 ρ : 밀도
 Γ : 확산계수
 i : 이론 연료/산소비

m : 질량분율
 f : 무차원 혼합분율
 g : 농도변동의 크기
 C_p : 혼합가스의 정압비열
 S_ϕ : 생성, 소멸항
 S_g : 연료량에 상당하는 생성항
 S : 선회강도 $= \int_0^r (rw) \rho u r dr / r \int_0^r \rho u^2 r dr$
 d : 연료노즐 직경
 V_{fu} : 연료분사 속도
 A_{ru} : 연료노즐의 환형 등가면적
 TE_{fu} : 연료의 난류 운동에너지
 ED_{fu} : 연료의 난류 운동에너지의 소산
 θ : 분사각
 x : 축방향 좌표
 r : 반경방향 좌표

*정회원, 부산대학교 대학원 기계공학과

**정회원, 부산대학교 기계공학과

1. 서 론

가스터빈 연소기는 선회류 중심부에 재순환영역을 형성하고, 연료와 공기의 원활한 혼합으로 고부하연소를 실현할 수 있는 장점을 갖고 있기 때문에 그 적용범위가 점점 확대되어 가고 있다. 그러나, 연소기 형상과 유동현상이 복잡하여 현상론적 연구에 집중되어 있으며, 그에 대한 해석적 연구는 많지 않다. 최근, 컴퓨터의 급속한 발달과 함께 수치해석에 의한 연구도 많고, 난류변동을 고려한 범용성의 모델도 많이 개발되어 있다.⁽¹⁻³⁾ 그러나, 이러한 모델들은 형상이 비교적 간단한 연소기를 대상으로 하였기 때문에 가스터빈 연소기에도 이러한 모델이 잘 적용될 지는 미지수이다. 따라서, 간단히 적용할 수 있는 적절한 수치해석법이 개발된다면 장치의 제작과 실험에 소요되는 경제적, 시간적인 손실을 최대도로 줄일 수 있을 것이다.

수치유체역학의 한 분야라고 할 수 있는 연소의 수치해석이 난류나 항공우주분야의 급속한 진보에 비하여 그 진행이 느린 것은 다음과 같은 어려움에 기인한다고 생각된다.

첫째, 연료가 다성분계 또는 다상 다성분계이고, 둘째, 산소와의 반응시 큰 발열을 동반하는 복잡한 화학반응을 포함하기 때문에 밀도변화가 심하고, 셋째, 반응의 속도는 시간적으로 작은 스케일, 반응영역은 공간적으로 작은 스케일에서 일어나는 것 등이다.

그러나, 현 시점에서 위의 사항을 전부 만족시키는 연소기의 수치해석은 불가능하기 때문에, 연료와 산소간 총괄 일단계 비가역반응으로 가정하여 화학종의 수를 되도록 줄이고, 시간평균치만으로 연소기 전체의 온도, 농도분포를 얻을 수 있는 방법을 취하고 있다. 따라서, 이에 대한 보완책으로 변동하는 유속의 평균치를 얻기 위한 난류모델, 변동하는 온도 및 농도를 얻기위한 난류 연소모델의 적용이 필요하다.

반응과정의 모델링에 있어서 수치해석의 목적이 연소의 중간생성물을 연구하는 것에 있지 않으면, 단순히 연료와 산소가 만나 적절히 반응하여 연소생성물이 생기는 총괄 일단계반응으로 취급하는 것이 가능하다. 이런 종류의 모델링에는 확산화염의 해석에 많이 사용되어 온 반응속도 무한대(순간)의 완전 연소반응모델과 화학평형모델⁽³⁾이 있으나 연

소과정에서 다량으로 나타나는 CO나 H₂를 예측하는 것이 불가능한 단점도 가지고 있다. 이런 반응동력학적인 단점을 보완한 것으로는 C-H-O계의 소반응군에 의해 산화반응이 진행된다고 가정하여 CO와 H₂의 예측을 모델링한 Jones의 모델⁽⁴⁾이 있다. 또한, 확산화염의 연소형태를 고려하면 연료와 산소는 따로 따로 존재하기 때문에 양자의 혼합이 일어나지 않으면 연소도 일어나지 않는다. 따라서, 연료와 산소의 큰 와가 차례로 붕괴하고, 분자레벨의 혼합에 다달아서 반응이 가능하게 되나, 그 최대치는 화학반응속도에 의해 제한을 받는다고 가정하고 $k-\epsilon$ 2방정식 난류모델에서 얻어진 와소산율을 이용한 Magnussen의 모델⁽⁵⁾등이 있다. 이러한 연소반응모델의 적용은 연소기 형태, 사용연료 및 구하고자 하는 종속변수 등에 따라 달라지기 때문에 실험에 근거를 두고 여러가지 모델을 적용하여 보는 것이 최상의 방법이 될 수 있다.

본 연구는 선회를 동반하고, 형상이 복잡한 가스터빈 연소기를 대상으로 고속으로 분사되는 연료노즐부와 2, 3차 연소영역의 공기유입부를 해석하기 편하도록 단순화시켰다. 연소반응모델은 타 모델^(5,6)의 적용시 보다 실험치에 근접하는 화학평형모델⁽³⁾을 사용하여, 실험에서 구한 속도 및 온도와의 비교, 검토를 하였다.

2. 수학모델

2.1 계산조건

해석대상으로 하는 연소기를 Fig. 1에 나타내었다. 연소기 길이는 345 mm, 반경 40 mm이며, 1차 연소공기는 축방향으로 0°, 30° 및 45°선회익(swirler)을 거쳐 유입된다. 각각의 선회각도는 Lilley⁽⁷⁾가 제안한 식을 이용하여 0.0, 0.38, 0.62로 규정하였다. 그리고, 2, 3차 연소공기는 라이너홀을 통하여 유입된다. 연료는 분사각(θ) 90°로

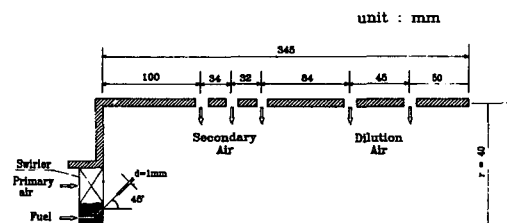


Fig. 1 Combustor model

Table 1 Details of linear air hole

No	Location (X_h , mm)	Diameter (D_h , mm)	Number (N_h)
1	100	10	12
2	134	7	12
3	166	7	12
4	250	10	12
5	295	10	12

연료노즐(4-d=1 mm)에서 분사된다. 상세한 계산 및 실험조건은 Table 1에 실험에 사용한 연소기 라이너홀의 위치와 크기는 Table 2에 나타내었다. 여기서 X_h 는 연료노즐 선단으로부터의 거리, D_h 는 공기구멍의 직경, N_h 는 一列의 공기구멍의 개수를 나타낸다.

연료의 예상 분사속도가 약 54 m/sec의 고속임을 감안할 때 이를 2차원적으로 해석하기 위하여 실제 노즐분사 면적을 환형 등가면적으로 변형시켰다. 그러나, 환형의 두께가 매우 얇아 원활한 수치해석을 하기 위해서는 반경방향으로 수많은 격자(grid)생성이 불가피하고, 이에 따른 계산시간이 많이 소요되기 때문에 각 종 보존방정식에서 연료 분사 위치의 격자점에 그에 상응하는 생성항을 추가하는 것으로 대신하였다. 또한, 2, 3차 연소공기의 제트류드 라이너홀의 전체면적을 환형 등가면적으로 바꾸었다.

2.2 해석모델

각 종의 값들이 시간적, 공간적으로 변동하는 작은 스케일에 의존하기 때문에 그 방대한 정보를 포함하는 수치해석을 하기 위해서는 많은 시간과 계산용량이 요구된다. 따라서, 변동값을 간단히 하기 위하여 변동하는 각 종의 값을 시간평균과 변동값

으로 나누어 모델화하여 수치해석을 행한다. 본 연구에서는 유한차분법(FDM)으로 지배방정식을 이산화(discretization)하였고, Hybrid Scheme⁽⁸⁾을 대류·전도항에 적용하였다. 계산은 Line by Line method에 의해 수행되며, Starpic code를 수정, 보완하였다. 화염에서의 밀도변동을 고려한 $k-\epsilon-g$ 모델을 이용하고 밀도비 가중평균치를 $\bar{\rho}$ 로, 밀도 가중평균치, 즉 Favre평균⁽⁹⁾를 $\tilde{\rho}$ 로 표시하면, 각종속변수의 보존방정식은 전부 아래와 같은 일반형으로 나타난다.

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho} \bar{u} \bar{\phi}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \bar{\rho} \bar{v} \bar{\phi}) - \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma_\phi \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \Gamma_\phi \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial r}) = S_\phi + S_g \quad (1)$$

여기서, ϕ 는 일반종속변수로서 구체적인 ϕ 의 값과 그에 대응하는 확산계수 Γ_ϕ 와 생성항 S_ϕ 와 S_g 는 Table 3에 정리해 놓았다. 종속변수 ϕ 는 x , r 방향속도성분 u , v 그리고, 점선방향속도 w 와 난류 운동에너지 k , 그 소산율 ϵ , 무차원 혼합분율 \tilde{f} , 변동2승 평균값 $g[\tilde{f}^2 = \overline{(f - \bar{f})^2}]$ 를 대상으로 하였다.

경계조건은 연료, 공기유입부 및 라이너홀의 공기유입부는 $\phi = \phi_{const}$ 로 Dirichlet조건을 주었고, 중심축과 출구는 각각 $\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$, $\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$ 인 Neumann 조건을 적용하였다. 그리고, 난류영역에서 벽에 가까워짐에 따라 속도와 난류점성계수 등은 비선형적 변화를 나타낸다. 따라서, 이 부근의 상세한 분포를 예측하기 위해서는 벽부근에 수많은 격자를 생성하여야 하기때문에 계산시간과 컴퓨터용량이 문제가 된다. 이러한 문제를 해결하기 위해 Couette flow의 관계식을 이용한 소위 벽함수(wall function)을 도입하였다.

2.3 유효점성계수

Table 3의 실효점성계수 μ_{eff} 는 층류점성계수 μ_i

Table 2 Experimental conditions (unit : $10^{-3} \text{ m}^3/\text{sec}$)

Swirl intensity	Q_{nozz} (Nozzel)	Q_{pri} (Primary zone)	Q_{secon} (Secondary zone)	Q_{dilu} (Dilution zone)
0.0	0.17	4.7	4.1	4.8
0.38	0.17	4.7	4.1	4.8
0.62	0.17	4.7	4.1	4.8

Table 3 The transport coefficients and source terms

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ	S_g
1	0	0	$\rho_{fu}A_{fu,i,j}$
u	μ_{eff}	$-\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + S_u$	$\rho_{fu}A_{fu}V_{fu}\cos(\theta/2)_{,ij}$
v	μ_{eff}	$-\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \frac{\rho \bar{w}}{r} - \frac{2\mu_{eff}\bar{v}}{r^2} + S_v$	$\rho_{fu}A_{fu}V_{fu}\sin(\theta/2)_{,ij}$
w	μ_{eff}	$-\frac{\bar{\rho}\bar{w}}{r} - \frac{\bar{w}}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r\mu_{eff})$	0
k	μ_{eff}/σ_k	$G_k - \bar{\rho}\epsilon$	$\rho_{fu}A_{fu}TE_{fu,i,j}$
ϵ	$\mu_{eff}/\sigma_\epsilon$	$\frac{\epsilon}{k}(C_1G_k - C_2\rho\epsilon)$	$\rho_{fu}A_{fu}ED_{fu,i,j}$
f	μ_{eff}/σ_f	0	$f_{fu,i,j}$
g	μ_{eff}/σ_g	$C_{g1}G_g - C_{g2}\bar{\rho}g\epsilon/k$	$\rho_{fu}A_{fu}G_{fu,i,j}$

Note :

1. Turbulence model constants are assigned the following value :

$$C_D=0.09, C_1=1.44, C_2=1.92, C_{g1}=2.8, C_{g2}=2.0 \sigma_k=0.9, \sigma_\epsilon=1.3, \sigma_f=0.7$$

$$2. S_u = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{eff} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \right) \quad S_v = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{eff} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \right) \right)$$

$$G_k = \mu_{eff} \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\bar{v}}{r} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)^2 \right] \quad G_g = \mu_{eff} \left\{ \left(\frac{\partial \bar{f}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{f}}{\partial r} \right)^2 \right\}$$

3. i, j : Grid point of fuel nozzle

과 난류점성계수 μ_t 에서 계산된다. 여기서, μ_t 는 $k-\epsilon$ 모델에서 계산되나 완전 난류확산화염에서는 연소에 의한 온도상승 결과 층류화현상이 무시되지 않는다. 그 영향을 고려하기 위하여 Takaki 등이 제안한 수정 $k-\epsilon$ 모델⁽¹⁰⁾을 참고로 하여 아래식에 의한 난류점성계수 μ_t 를 구한다.

$$\mu_t = C_D f_1 \bar{\rho} k^2 / \epsilon \tag{2}$$

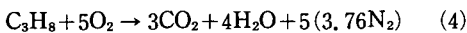
즉, f_1 은 수정계수로서 난류레이놀드수 R_T 에서 다음식으로 구해진다.

$$f_1 = 1 - \exp(-R_T/30)^{1.2}$$

$$R_T = \frac{\bar{\rho} k^2}{\epsilon \mu_t} = \frac{1}{C_D f_1} \frac{\mu_t}{\mu_t} \tag{3}$$

2.4 연소반응모델

연료는 프로판(C_3H_8)을 사용하였고, 취급하는 기체의 화학종으로는 연료외에 O_2, CO_2, H_2O, N_2 를 고려하여 다음의 일단 비가역반응으로 가정하면



무차원 혼합분율 f 는 다음식으로 나타난다.

$$f = (\phi_m - \phi_{m,ox}) / (\phi_{m,fu} - \phi_{m,ox})$$

$$\phi = +m_{ox} - i \cdot m_{fu} \tag{5}$$

여기서, m_{ox}, m_{fu} 는 각각 산소와 연료의 질량분율, $\phi_{m,ox}, \phi_{m,fu}$ 는 각각 산소, 연료의 유입구에서의 ϕ 값이고, i 는 이론 연료/산소비이다. 이 f 는 보존 방정식에 따르며, 생성물이 항상 0으로 되는 편리한 성질을 가지고 있다.

난류에 의한 농도변동이 있을 경우 연료와 산소가 만나면 순간적으로 이론비에서 반응하는 대단히 빠른 반응을 고려하여, 연료와 산소는 동일 시각에 동일 장소에 있지 않는다고 하여도 시각이 다르면 각각 단독으로 존재하기 때문에 시간평균치로서 양자가 동일 장소에 공존하게 된다. 이 경우 시간평균치의 혼합분율에 대한 f 의 보존식이 성립하기 때문에 여기에 첨가해서 농도변동의 크기 g 를 구할 필요가 있다. 따라서, f 의 보존식의 해에서 구하고자 하는 전부의 값이 해결된다. f 와 온도, 산

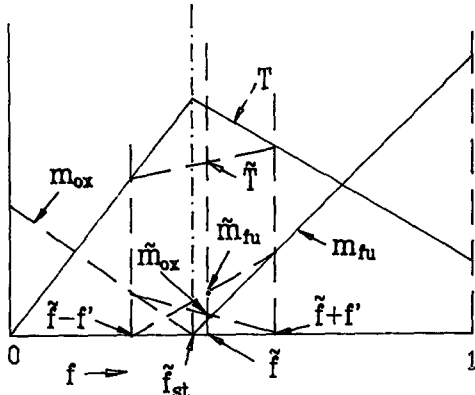


Fig. 2 Relation of f value and properties

소 및 연료농도는 다음식과 같이 주어지고, 이들의 관계를 Fig. 2에 나타내었다.

$$f_{st} = 1/(1+i)$$

$$T_{st} = (h_{fu}/C_p + T_{fu} + i \cdot T_{ox})/(1+i) \quad (6)$$

여기서, f_{st} 는 이론비, T_{st} 는 이론비에서 연소할 때의 온도, h_{fu} 는 연료의 엔탈피, C_p 는 혼합기의 비열이다.

$$f \leq f_{st} :$$

$$m_{ox} = (f_{st} - f)/f_{st}$$

$$T = \{T_{ox}(f_{st} - f) + T_{st}f\}/f_{st}$$

$$f > f_{st} :$$

$$m_{fu} = (f - f_{st})/(1 - f_{st})$$

$$T = \{T_{fu}(f_{st} - f) + T_{st}(1 - f)\}/(1 - f_{st}) \quad (7)$$

여기서, T_{fu} , T_{ox} 는 각각 연료, 산소의 유입온도이다.

3. 계산결과 및 검토

3.1 축 및 접선방향 속도분포

Fig. 3은 선회강도 $S=0.0$ 인 경우 대표단면에서의 연소시(flame)와 비연소시(cold)의 반경방향에 따른 속도분포를 나타낸다. 비연소시인 경우 열선 풍속계(hot wire anemometer)로 측정된 값과 수치해석에서 구한 값을 비교하였다. 비연소시 실험치가 약간 높은 분포를 나타내나 유사한 경향을 보인다. Fig. 3(a)의 $x=100$ mm 단면에서는 속도구배가 큰 $r=15\sim 25$ mm에서 비연소시보다 최대 2배 정도의 속도증가가 일어나고, Fig. 3(b)의 $x=200$ mm 단면의 중앙부에서 전반적으로 속도분포가

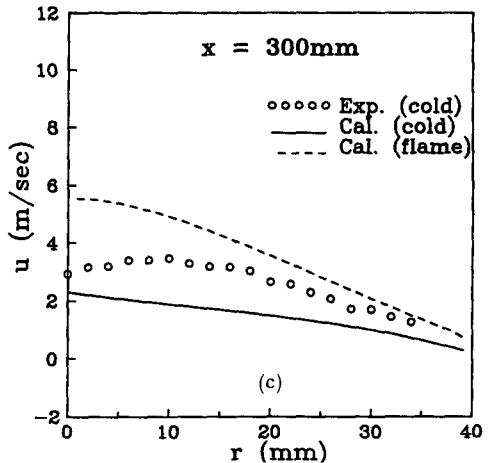
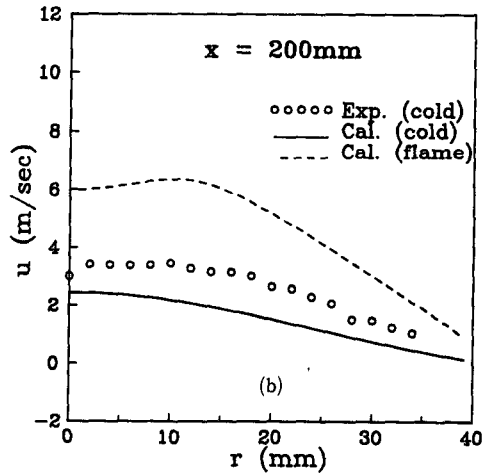
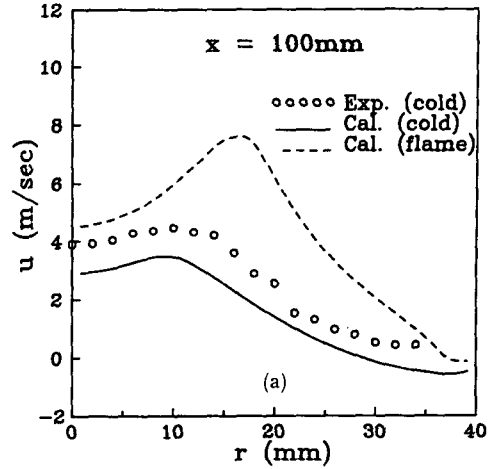


Fig. 3 (a) Profiles of axial velocity($S=0.0$)
 (b) Profiles of axial velocity($S=0.0$)
 (c) Profiles of axial velocity($S=0.0$)

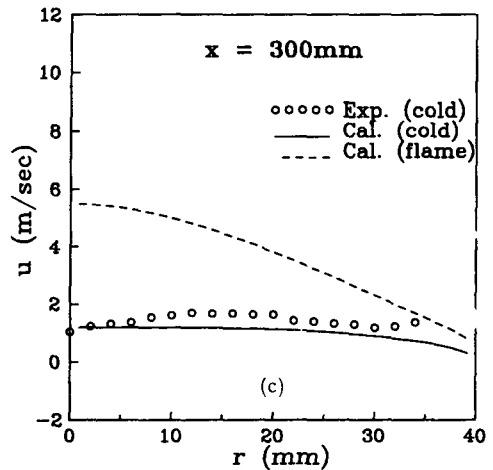
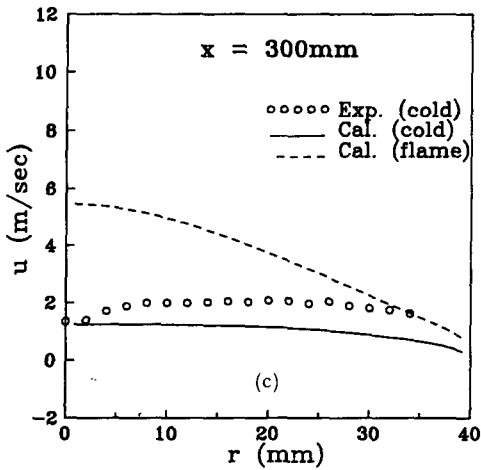
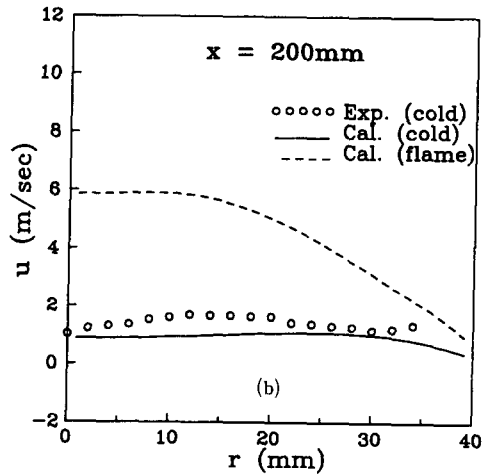
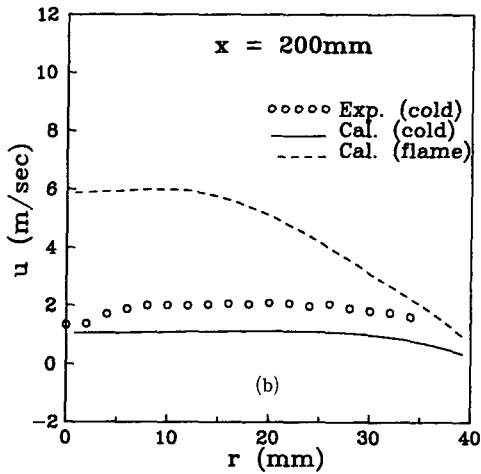
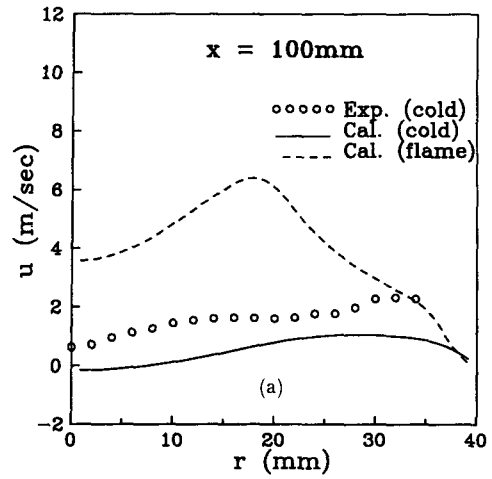
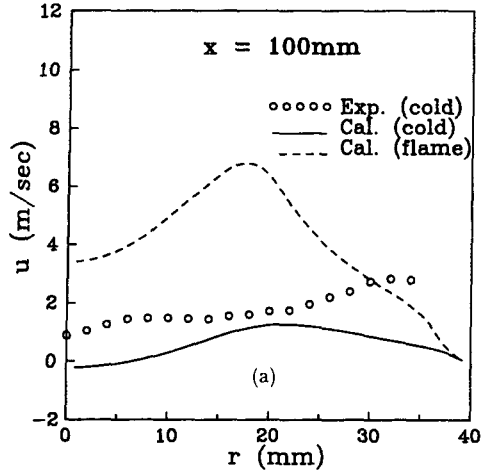


Fig. 4 (a) Profiles of axial velocity($S=0.38$)
 (b) Profiles of axial velocity($S=0.38$)
 (c) Profiles of axial velocity($S=0.38$)

Fig. 5 (a) Profiles of axial velocity($S=0.62$)
 (b) Profiles of axial velocity($S=0.62$)
 (c) Profiles of axial velocity($S=0.62$)

발달되어 있다. $x=300\text{ mm}$ 지점의 하류역에서는 연소기 중앙부를 제외하고는 속도차가 크게 나지 않는다. Fig. 4는 선회강도 $S=0.38$ 인 경우의 연소시와 비연소시의 속도분포이다. Fig. 4(a)의 $x=100\text{ mm}$ 단면에서 실험치와 비교해서 연소기 벽부근에서 많은 속도차를 보이고 있다. 이는 연소기 상류부에서는 선회의 영향을 많이 받고 있음을 알 수 있는데, 본 해석에서 적용한 $k-\epsilon$ 모델이 선회류를 원만히 처리하는 데는 문제를 내포하고 있는 것으로 생각된다. 전반적으로 선회의 영향으로 선회가 없는 Fig. 3과 비교해서 반경방향의 속도분포의 변화가 크지 않고, $0\sim 1.5\text{ m/sec}$ 정도 낮은 분포를 나타내고 있다. 그러나, 연소시인 경우 반응이 활발한 연소기 중앙부에서 높은 속도분포를 나타내고 있어 선회효과의 영향으로 선회가 없는 경우와 비슷한 속도분포를 나타내고 있다. Fig. 5의 선회강도가 $S=0.62$ 인 경우에서도 Fig. 4와 유사한 분포를 나타내나, 선회강도의 차이로 속도분포가 약간 낮게 나타난다. 선회는 축방향속도를 줄이고, 반경방향의 속도분포를 일정하게 유지시킴으로써 화염안정화에 기여함을 알 수 있다. 또한, 연소시 $x=200\text{ mm}$ 이후의 하류부에서는 비연소시의 속도분포에 비해 그 상승폭이 크게 나타나, 연료와 공기의 혼합이 선회의 영향으로 많이 개선되었음을 알 수 있다.

선회류에 대해서는 고정체 (solid body) 회전모델⁽¹¹⁾을 사용하였으며, $x=100, 200\text{ mm}$ 단면에서의 접선방향 속도분포를 Fig. 6, 7에 나타내었다. 선회

강도가 $S=0.62$ 인 경우가 $S=0.38$ 보다 약간 높은 분포를 하고 있다. 실험에서 고찰한 선회강도가 너무 크면 순환영역의 길이를 감소시켜 화염안정을 악화시키기 때문에 적절한 선회강도의 선정이 중요하다.

해석치의 분포가 실험치보다 외히려 낮은 것은 실험오차 및 라이너홀에서의 유입공기의 제트류를 환형으로 변형시키고, 3차원 형상을 2차원화 한 수치해석기법 등의 문제에 기인한다고 생각된다.

3.2 온도분포

Fig. 8은 선회강도 $S=0.0$ 인 경우, 대표 단면에

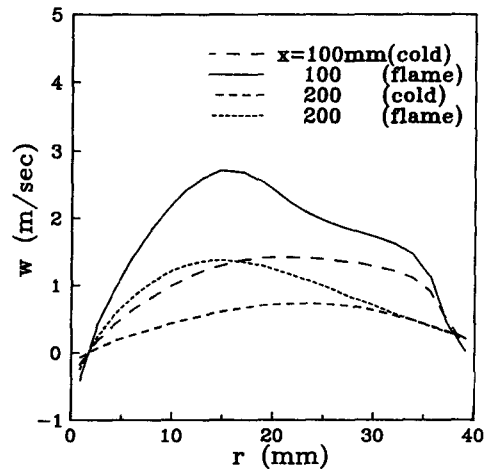


Fig. 7 Profiles of tangential velocity(calculated) ($S=0.62$)

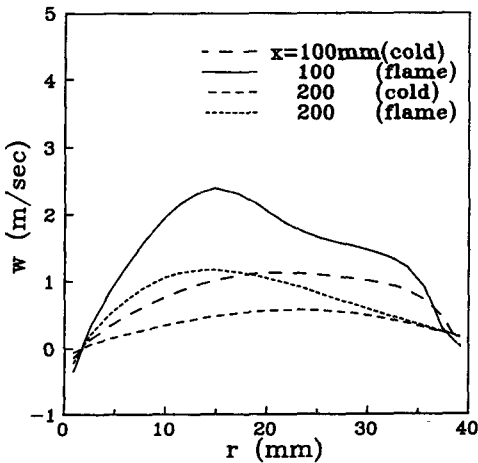


Fig. 6 Profiles of tangential velocity(calculated) ($S=0.38$)

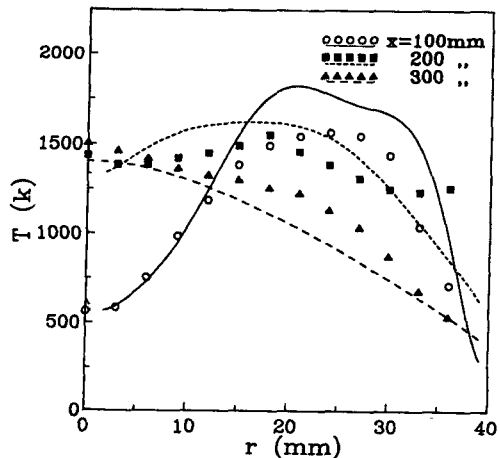


Fig. 8 Profiles of time mean temperature($S=0.0$) (Line : Cal., Symbol : Exp. value)

서의 반경방향에 따른 실험치와 해석치의 온도분포를 나타낸다. $x=100$ mm 단면의 $r=15\sim 30$ mm에서 실험치에 비해 온도가 높고, 하류부인 $x=200$ mm 단면에서는 $r=30$ mm까지는 유사한 분포를 하고 있으나, 그 이후의 벽부근에서는 상당한 온도차가 나타나고 있다. $x=300$ mm 단면에서는 연소기 중앙부에서 부터 실험치보다 낮게 나타나고 있다. 반응이 활발한 $x=100$ mm 이전의 1차 연소영역에서는 전반적으로 온도분포가 높게 나타나는 반면, 재연소 혹은 냉각작용이 일어나는 2, 3차연소 영역에서는 오히려 낮은 분포를 하고 있다. 이러한 경향은 선화가 있는 경우에도 마찬가지로 나타나고 있다.

선화강도가 $S=0.38$ 인 Fig. 9 경우, $x=100$ mm 단면에서는 $r=15$ mm까지는 약간 낮고 $r=15\sim 30$ mm에서는 높게 나타나는데, 벽부근에서는 $x=100$ mm에 위치한 유입공기의 직접적인 영향을 받아 $S=0.0$ 과 유사한 경향을 나타내고 있다. 하류역인 $x=200, 300$ mm 단면에서도 연소기 중앙부에서 높은 반면, 벽부근에서는 낮은 분포를 나타낸다. $S=0.0$ 의 경우와 비교하면 단면별로 온도분포가 전반적으로 높아 열적으로 상당히 발달하였음을 알 수 있다. 이는 앞서 속도분포에서 고찰한 선화효과에 기인한다고 여겨진다. Fig. 10의 선화강도가 $S=0.62$ 인 경우, 선화강도가 클수록 연료와 산소의 혼합이 원활한 관계로 선화강도가 $S=0.38$ 인 경우보다 온도분포가 높게 나타나고 실험치와 비교하면 $x=100, 200$ mm에서는 상당한 온도차를 보이고

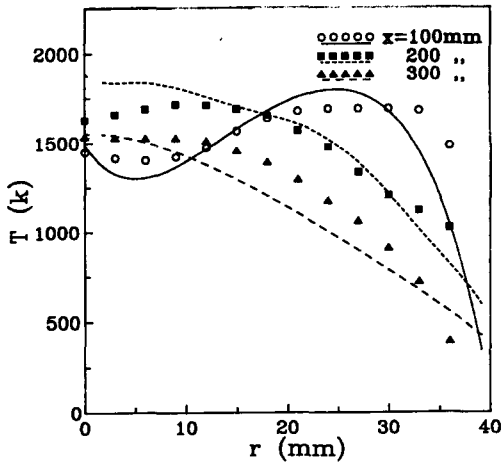


Fig. 9 Profiles of time mean temperature($S=0.38$) (Line : Cal., Symbol : Exp. value)

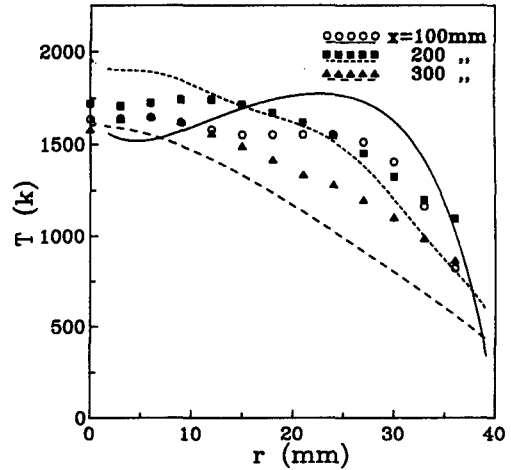


Fig. 10 Profiles of time mean temperature($S=0.62$) (Line : Cal., Symbol : Exp. value)

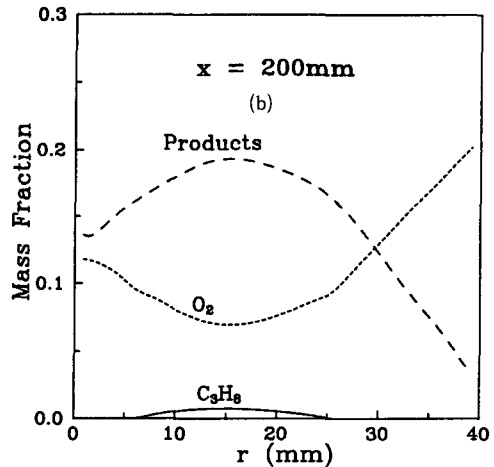
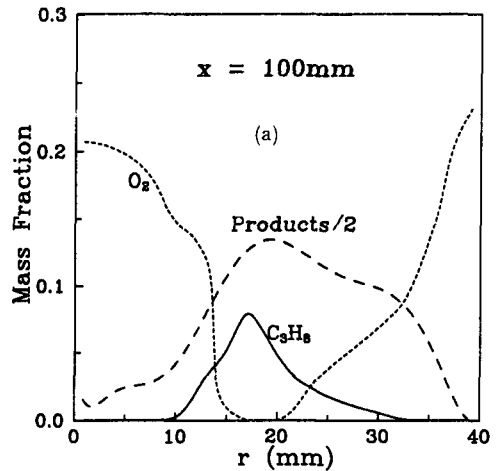


Fig. 11 Profiles of species mass fraction(Calculated) ($S=0.0$)

벽부근에서는 앞서 언급한 것과 유사한 경향을 나타낸다.

상류역에서 실험치보다 온도분포가 높은 반면에 하류역에서는 상대적으로 낮게 나타나고 있다. 연소기 전체로 볼 때 에너지 평형은 취해졌으나 정량적으로 차이가 나는 것은 우선, 연료와 공기가 만나면 이론연공비에서 반응이 일어나는 연소반응상의 문제, 속도분포에서 언급한 $k-\epsilon$ 모델상의 문제, 또한 복사열이 고려되지 않은 것등에 기인한다고 생각된다.

Richardson수를 적용하여 $k-\epsilon$ 모델을 수정하고, 화학종의 수를 늘리는 방법으로 개선한 연구⁽¹²⁾도 있으나 아직까지 선화화염에 일반적으로 적용하기

에는 많은 검토가 요구된다.

3.3 농도분포

Fig. 11는 $S=0.0$ 에서의 연료, 산소 및 연소생성물(products; CO_2 와 H_2O)의 질량분율을 나타내고 있다. $x=100\text{ mm}$ 단면에서 연료와 산소농도가 상반되게 나타나며, 산소농도가 최소인 $r=15\sim 20\text{ mm}$ 지점에서 연료농도가 높고, 연소생성물도 최대치로 나타난다. 또한, 축방향으로 진행하면서 연료농도는 줄어드는 반면 산소농도가 높게 나타나고 있다. 여기서, 난류에 의한 밀도변동($g=\overline{f'^2}$)을 고려한 관계로 연료와 산소는 반응순간 동일장소에 있지 않는다고 하여도 시간이 다르면 각각 단독으

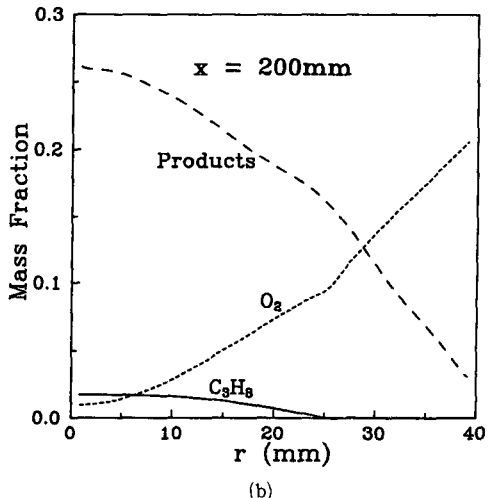
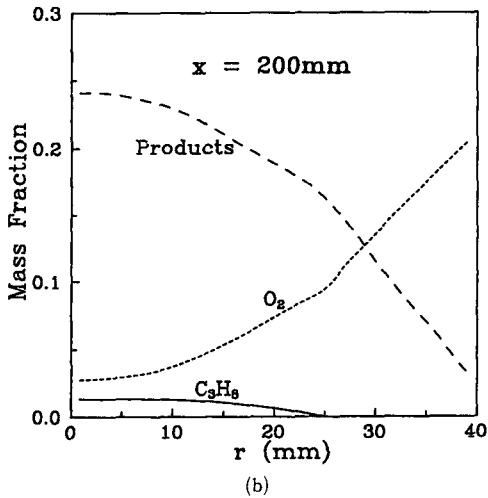
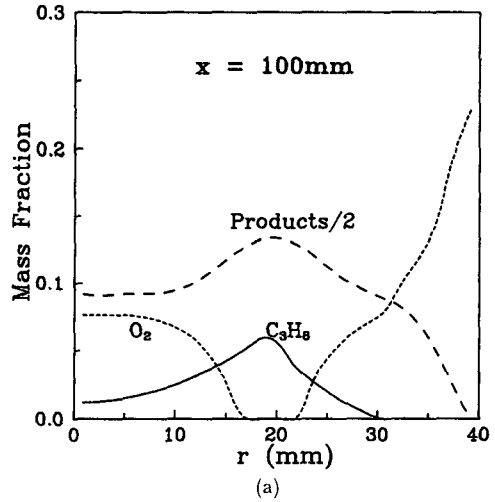
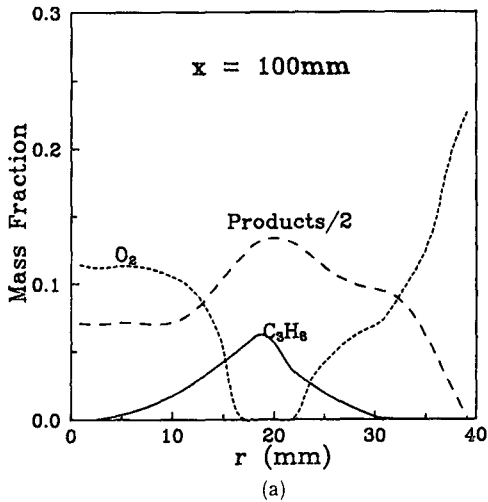


Fig. 12 Profiles of species mass fraction(Calculated) (S=0.38)

Fig. 13 Profiles of species mass fraction(Calculated) (S=0.62)

로 공존하는 현상을 보이고 있다. Fig. 12의 선회강도가 $S=0.38$ 인 경우, 산소농도는 연소기 중앙부 $r=15\text{ mm}$ 까지는 선회강도가 $S=0.0$ 인 경우보다 훨씬 낮게 나타나는 반면, 생성물은 높게 나타난다. 이는 선회에 의한 연료와 산소의 혼합이 원활해졌음을 알 수 있다. 한편, 벽부근에서는 서로 큰 농도차는 보이지 않는다. Fig. 13의 선회강도가 $S=0.62$ 인 경우, 선회강도 $S=0.38$ 과 유사한 경향을 보이며, 연소기 중앙부에서 산소농도에 차이가 생기고 연료농도도 반경방향으로 퍼져 있음을 알 수 있다.

2. 결 론

본 연구는 형상이 복잡한 가스터빈 연소기를 단순한 형태로 변형시키고, 연료노즐이 위치한 격자점에 연료량에 해당하는 가상의 생성항을 기존의 지배방정식의 생성항에 추가하는 방법으로 수치해석한 결과와 실험치를 비교, 검토하였다.

(1) 선회는 축방향속도를 줄여주고, 반경방향으로의 분포를 일정하게 유지시킴으로서 화염안정화와 고부하 연소에 도움을 주고 있다. 또한, 연료와 공기의 혼합이 원활하여 선회강도가 클수록 연소시와 비연소시의 속도비에 상당한 차가 남을 알 수 있다.

(2) 온도분포는 상류역에서 실험치보다 높게 나타나는 반면, 하류역에서는 상대적으로 낮게 나타나고 있다. 연소기 전체로 볼 때 에너지 평형은 취해졌으나 정량적으로 차이가 나는 것은 연료와 공기가 만나면 이론연공비에서 반응이 일어나는 반응모델상의 문제, 속도분포에서 언급한 $k-\epsilon$ 모델상의 문제, 또한 복사열이 고려되지 않은 것등에 기인한다.

(3) 난류화염에서 형상이 복잡한 3차원 연소기를 2차원화하고, 고속으로 분사되는 연료와 공기류를 효과적으로 처리함으로써 계산시간을 줄이고, 연소기설계에 앞서 연소특성을 예측할 수 있는 좋은 방법이 되리라 생각한다.

참고문헌

- (1) Lilley, D. G., 1976, "Primitive Pressure-Velocity Code for the Computation of Strongly Swirling Flows," *AIAA Journal*, Vol. 14, NO. 6, pp. 749~756.
- (2) Khalil, E. E., Spalding, D.B. and Whitelaw, J. H., 1975, "The Calculation of Local Flow Properties in Two-Dimensional Furnaces," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 775~791.
- (3) Lockwood, F. C., 1977, "The Modelling of Turbulent Premixed and Diffusion Combustion in the Computation of Engineering Flows," *Combustion and Flames* 29 : pp. 111~122.
- (4) Jones, W. P. and Lindstedt, R. P., 1988, "Global Reaction Schemes for Hydrocarbon Combustion," *Combustion and Flames* 73, pp. 233~249.
- (5) Magnussen, B. F. and Hjertager, B. H., 1976, "On Mathematical Modelling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion," *16th Symp. (Int.) on Combust., Combustion Institute*, pp. 719~729.
- (6) Spalding, D. B., 1973, "Mixing and Chemical Reaction in Steady Confined Turbulent Flames," *13th Symp. (Int.) on Combust., Combustion Institute*, pp. 649~657.
- (7) Lilley, D. G., 1977, "Swirl Flows in Combustion: A Review," *AIAA Journal*, Vol. 15, No. 8, pp. 1063~1078.
- (8) Patanka, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Corporation,
- (9) Favre, A., 1969, *Mechanics*, Soc. Indust. Appl. p. 231.
- (10) 高城敏美, 古藤 梧, 1982, "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(B編), 48卷 436號, pp. 2609~2617.
- (11) Lilley, D. G. and Rhode, D. L., 1982, "A Computer Code for Swirling Turbulent Axisymmetric Recirculating Flows in Practical Isothermal Combustor Geometries," *NASA Contractor Report* 3442.
- (12) 岡本達幸, 高城敏美, 1988, "旋回亂流火炎における循環流の形成と流動, 混合および燃焼の豫測," 日本機械學會論文(B編), 54卷 508號, pp. 3533~3541.

(1) Lilley, D. G., 1976, "Primitive Pressure-Velocity Code for the Computation of Strongly