

## 재순환영역을 가지는 연소기내의 연소유동해석

신 동 신\* · 허 남 건\*\*

### Analysis of Flows in the Combustor with Recirculating Flow Regime

D. S. Shin\* and N. K. Hur\*\*

#### ABSTRACT

We developed a general purpose program for the analysis of flows in the combustor with recirculating flow regime and simulated the flows. The program uses non-staggered grids based on finite volume method and the primitive variables are cartesian velocities. The combustion model is irreversible one step reaction with infinite chemistry. The Favre averaged governing equations are considered and the clipped gaussian distribution is considered as a probability density function of the conserved scalar. We calculated turbulent diffusion flame with recirculating flow regime. Simulation shows two recirculating regions like experimental results. Velocity, turbulent kinetic energy, temperature and concentration distribution in simulation agree well with experimental data.

#### 초 록

비직교 일반좌표계를 사용하는 범용 연소유동해석 프로그램을 개발하여 재순환영역을 가지는 연소유동 등을 해석하였다. 본 프로그램은 유한체적법에 근간을 둔 비엇갈림격자계를 사용하며 직교좌표 속도성분을 종속변수로 하였다. 연소모델은 무한반응속도의 1단계 비가역 반응을 고려하였으며, 밀도가중평균된 지배 방정식을 고려하였다. Conserved Scalar의 확률밀도함수를 clipped gauss 분포로 가정하였다. 본 프로그램을 사용하여 재순환영역을 가지는 난류확산화염을 계산하였다. 계산결과는 실험결과와 마찬가지로 두 개의 재순환영역을 보였으며, 속도, 난류운동에너지, 온도 및 농도 등이 실험결과와 양호하게 일치하는 결과를 얻을 수 있었다.

## 1. 서 론

연소실의 설계에 있어서 실험에만 의존하는 기존의 방법은 측정장치, 제조 및 작동에 있어서 많은 비용이 들며, 설계와 제조사이에 긴 시간을 요구하고 따라서 상당히 적은 자료를 구할 수밖에 없으며, 실험장치와 실제 장치 사이에 스케일링 문제가 존재한다. 오랫동안 경험식에 의존하는 방법은 기존의 연소기를 조금만 변경시킬 경우 매우 손쉽고 경제적으로 사용할 수 있으나 커다란 개조를 하여야 하는 경우에는 사용할 수 없으며, 매우 많은 양의 실험자료가 필요하고 전체적인 성능만을 예측할 수 있을 뿐 국소적인 현상을 이해하는 데에는 한계가 있으며, 정확도가 떨어진다. 수치해석을 사용하는 방법은 수행할 수 있는 인적자원의 교육에 상당한 시간 및 투자가 요구되며, 현재의 컴퓨터로 계산할 수 있는 능력에는 어느 정도 한계가 있는 반면, 물리적인 현상을 이해하는데 도움이 되는 많은 자료를 제공할 수 있으며, 실험과 비교해 볼 때 짧은 시간에 수행할 수 있고 국소적인 현상에 대한 정보를 제공하며, 하나의 형태에만 국한되는 것이 아니고, 여러 형태의 연소기에 다양하게 사용할 수 있다. 최근에는 컴퓨터 하드웨어의 발달로 전산처리시간이 아주 빨라져 수치해석을 적용하여 유동장 및 연소장을 예측하는 방법이 많이 사용되어지고 있다.

국외에서는 연소 유동에 대한 수치해석 및 실험연구가 상당히 활발히 행하여지고 있으며, 많은 연구논문들이 발표되고 있고 일반 유동 해석용 상용 프로그램들이 연소 유동 등에 많이 사용되어지고 있다. 이러한 프로그램들은 복잡한 형상에 대한 유동해석을 위하여 경계밀착좌표계를 사용하고 있으며, 대부분 유한체적법에 의한 이산화를 채택하고 있다.

현재 국내에서는 아직 연소기의 연소 유동의 수치해석에 대하여는 그다지 진척되지 않은 상태이나, 복잡한 형상의 유동이나 특정 분야에 대한 적용성 및 효율성이 뛰어난 유동해석 프로그램들이 여러 대학과 연구소 등에서 개발되고 있다. 터보-동력기계연구센터에서는 축대칭의 3차원 문제와 일반적인 2차원 타원형 문제에 접근할 수 있는 GC2D<sup>1)</sup>를 개발하였다. 이 프로그램은 경계밀착좌표계를 도입하였으며 Covariant 속도성분을 주요 종속변수로 선정하고 있

고 여러 예제들과 함께 소개되었다. 허남건 등<sup>2)</sup>도 본 연구의 근간이 되는 일반직교좌표계를 사용하는 범용유동해석 프로그램을 개발하여, 비직교 계산격자 및 후향계단의 유동을 해석하여 실험결과 등과 비교 검토하였다. 연소 유동에 대하여는 인하대학교의 이창언 등<sup>3)</sup>이 곡률수정모델을 사용하여 재순환영역을 가지는 가스 터빈 연소기의 유동을 해석하였다. 이들의 계산결과는 실험결과와 비교하여 잘 맞았으나 경계밀착좌표계를 사용하지는 않았으며, 2차원에 국한되어 복잡한 형상을 가지는 3차원의 경우에 대한 연구는 아직 진행되어 있지 않다.

국외의 연구기관에서는 보다 많은 연구가 진행되어 왔다. Peirc<sup>4)</sup>은 복잡한 형상을 한 유로 내의 3차원 유동해석이 가능한 유한체적 프로그램을 개발하였는데 이 프로그램은 비엇물림격자계를 채택하고 있으며 직교좌표성분이 속도와 미소체적의 중심에서의 압력 및 스칼라 성분을 주요 종속 변수로 정하고 있다. Peric은 비엇물림격자계 사용할 때 발생하는 압력의 decoupling 현상을 없애기 위한 Rhie와 Chow<sup>5)</sup>에 의해 제안된 운동량 보간절차와 각 방정식의 차분화 방법을 자세히 소개하였고 이를 실험결과와 비교하여 프로그램의 신뢰성을 확인하였다. Majumdar 등<sup>6)</sup>은 곡률이 있는 불규칙한 경계를 가지는 형상에서의 비압축성 3차원 유동해석을 수행하였고 이들 역시 미소체적 중심에서의 값을 종속변수로 설정하였고 속도는 직교속도성분을 이용하였다. 이들은 각 변수를 보간하여 미소체적면에서의 값을 구하였고 압력의 decoupling 현상방지를 위하여 역시 운동량보간법을 사용하였다. 이들은 수치계산을 위한 절차의 간략한 소개와 함께 몇 가지 내부유동과 외부유동의 해석 예를 보이고 있다. 난류연소유동 해석을 위해서는 Przekwas 등<sup>7)</sup>이 완전 암시적이며 강한 보존성을 가진 REFLEQS Code를 개발하여 가스 터빈 및 제트엔진의 연소실의 유동해석에 사용하고 있다.

본 연구에서는 연소기내의 연소유동 수치해석을 위해 비직교 일반좌표계의 비엇물림 격자계를 사용하는 프로그램을 개발하였다. 대류항의 처리에는 상류차분법을 사용하였으며 압력항처리는 SIMPLE 알고리즘<sup>8)</sup>을 이용하였다. 이산화된 선형대수방정식을 풀기 위하여 압력방정식에는 MCGM<sup>9)</sup>을, 그 이외에

는 SIP<sup>10)</sup>를 사용하였다. 연소모델은 무한 반응속도의 1단계 비가역 화학반응을 고려하였으며, 층류 및 난류연소유동의 해석이 가능하도록 하여 연소실의 설계에 사용할 수 있도록 하였다. 난류연소유동해석에서는 conserved scalar를 계산하기 위하여 확률 밀도함수<sup>11, 12)</sup>를 사용하였다.

개발된 프로그램을 검증하기 위하여 재순환영역을 가지는 연소장을 해석하여, 기존의 실험결과와 비교 검토하였다.

### 2. 지배방정식 및 수치해법

비정상항을 무시한 질량, 운동량, 스칼라량의 보존 방정식은 직교좌표계  $y$ 와 일반좌표계  $x$ 와의 좌표 변환  $y^i = y^i(x^j)$ 의 Jacobian  $J$ 와  $\partial y^i / \partial x^j$ 의 cofactor  $\beta^j_i$ 를 사용하여 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} [\rho u_m \beta^{mj}] = s_m \quad (1)$$

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} [(\rho u_m u_i - T_{mi}) \beta^{mj}] = s^u_i \quad (2)$$

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} [(\rho u_m \phi - q_m) \beta^{mj}] = s_\phi \quad (3)$$

여기서  $\rho$ 는 밀도,  $u$ 는 직교좌표계의 속도성분, 그리고  $s$ 는 생성항을 나타낸다. 난류유동을 해석하기 위하여 식(2)의 응력텐서  $T_{mi}$ 를 하는데 사용되는 점성계수  $\mu$ 를 난류의 효과를 포함하는 유효점성계수로 사용한다. 이 경우 유효점성계수를 구하는 방법에 따라 여러 가지 난류모델이 존재하나 본 연구에서는 가장 많이 사용되고 있는 표준  $k-\epsilon$  2-방정식 난류 모델을 사용하였다.  $k-\epsilon$  모델은 난류 운동에너지  $k$ 와 그 소산을  $\epsilon$ 에 대한 두 개의 추가적인 방정식을 해석하여 난류점성계수를 구하는 방법으로  $k$  방정식은 난류운동에너지의 배분을 나타내며,  $\epsilon$  방정식은 에너지 소산율의 배분을 나타낸다. 각 지역에서의  $k$ 와  $\epsilon$ 의 값들로부터 국소난류점성계수를 계산하여 난류전단응력을 구하게 된다.

Peric<sup>11)</sup>의 기법을 따라 유한체적법을 이용하여 위의 지배방정식을 이산화한다. 미소검사체적에 대한 체적적분을 Gauss이론에 따라 계산 cell의 여섯 면

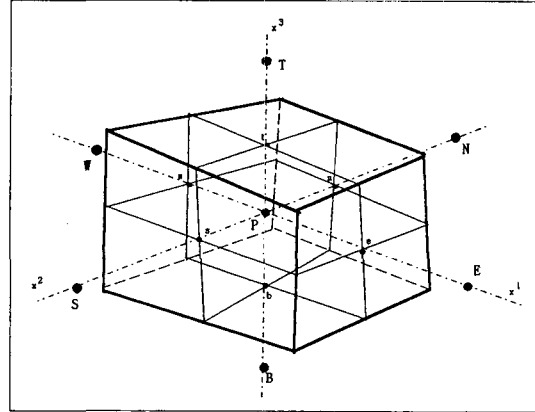


Fig. 1 Details of labeling scheme at e, n and t cell faces

에 대한 면적분으로 변환하면 다음과 같다. 여기서 사용된 미소체적상의 각방향에 대한 표기를 Fig. 1에 나타내었으며 편의상  $e, n$  및  $t$ 에 대해서만 표시하였다.

$$I = \int_V \nabla \cdot f dv = \int_{A_e} f_e dA - \int_{A_n} f_n dA + \int_{A_s} f_s dA - \int_{A_b} f_b dA + \int_{A_w} f_w dA - \int_{A_s} f_s dA \quad (4)$$

여기서,  $f_e$ 는 “ $e$ ”면에 수직인  $f$ 의 수직 성분을 나타내며,  $A$ 는 cell 면의 면적이다.

대류항만으로 이루어진 연속방정식 식(4)의 체적적분을 면적적분으로 변환하면 다음과 같다.

$$I_e^c = \int_{A_e} (U_i dA)_e = F_{1e} \approx (U_1 \delta x^2 \delta x^3)_e = \rho_e (u_1 b_1^1 + u_2 b_2^1 + u_3 b_3^1)_e \quad (5)$$

위의 식에서  $U_i$ 는  $x_i = \text{constant}$ 인 면에 수직인 속도 성분(contravariant velocity component), 즉,  $U_i = \rho u_i \beta^i_j$ 를 나타낸다. 위의 식은 “ $e$ ”면을 통한 질량 유속을 나타내며 다른 모든 면에 대하여  $F$ 를 계산하여 차분화된 연속방정식을 구하면 다음과 같다.

$$F_{1e} - F_{1w} + F_{2n} - F_{2s} + F_{3t} - F_{3b} = S_m \quad (6)$$

위는 잘 알려진 질량보존법칙의 적분공식이며,  $S_m$ 은 검사체적에 대한 질량생성(또는 소멸)을 나타낸다.

운동량 및 스칼라량 방정식의 “ $e$ ”면을 통한 차분화된 확산항의 적분형태는 다음과 같으며,  $\phi_{n,e}$  등은 주위의 값을 보간하여 구한다.

$$\begin{aligned}
 I_e^0 &= - \int_{\Delta} \left[ \frac{\Gamma_{\phi}}{J} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x^1} B_1^1 + \frac{\partial \phi}{\partial x^2} B_1^2 + \frac{\partial \phi}{\partial x^3} B_1^3 \right) \right] dx^2 dx^3 \\
 &= I_e^{DN} + I_e^{DC} \approx - \left[ \frac{\Gamma_{\phi}}{\delta V} \right]_e D_{1,e}^i (\phi_e - \phi_p) \\
 &\quad - \left[ \frac{\Gamma_{\phi}}{\delta V} \right]_e [D_{1,e}^i (\phi_n - \phi_e) + D_{1,e}^i (\phi_e - \phi_b)]
 \end{aligned} \tag{7}$$

여기서,  $\Gamma_{\phi}$ 는 스칼라양  $\phi$ 의 확산계수를 나타내며,  $I_e^{DN}$ 와  $I_e^{DC}$ 는 각각 수직 및 교차 확산 성분을 나타내고,  $D_j^i = b_k^i b_k^j$ ,  $b_j^i = (\delta V \beta_j^i) / (J \delta x^i)$ 으로 정의된다. 운동량방정식에 나타나는 압력항은 다음과 같이 적분되어 생성항으로 처리된다.

$$\begin{aligned}
 &- \int_{CV} \left( \frac{\partial}{\partial x^1} p \beta_1^1 + \frac{\partial}{\partial x^2} p \beta_1^2 + \frac{\partial}{\partial x^3} p \beta_1^3 \right) dx^1 dx^2 dx^3 \\
 &\approx - (p_e - p_w) b_{1p}^1 - (p_n - p_s) b_{1p}^2 - (p_t - p_b) b_{1p}^3
 \end{aligned} \tag{8}$$

여기서,  $b_1^1$ ,  $b_1^2$ ,  $b_1^3$ 는 검사체적의 중앙 점  $P$ 에서 계산된 것이다.

대류항의 계산에 사용되는 검사면에서의 값의 선택은 수치해의 안정성과 정확도에 큰 영향을 미치며, 여러 가지 Scheme(Zhu 등<sup>10)</sup> 참조)이 개발되어 사용되고 왔지만 본 연구에서는 현재 가장 널리 쓰이고 있는 오류확산(false diffusion)의 문제는 있으나 수치해의 안정성이 뛰어난 상류차분법(upwind differencing scheme)을 사용하였다. 상류차분법을 사용하는 경우 운동량과 스칼라량을 얻기 위해 사용하는 차분화된 대수 방정식의 계수는 다음과 같이 수직확산항과 대류항을 합하여 사용한다.

$$\begin{aligned}
 a_E^C &= - \min(0, F_{1e}) + I_e^{DN} \\
 a_p &= \sum a_m + C_p, \\
 m &= E, W, N, S, T, B
 \end{aligned} \tag{9}$$

여기서,  $C_p$ 는  $S = C_p \phi + S_c$ 로 생성항을 선형화할 때 생기는 생성항의 선형화 계수이고, 이때의 최종 이산화방정식은 다음과 같다.

$$a_p \phi_p = \sum a_m \phi_m + S_c \tag{10}$$

압력장을 풀기 위해서는 연속방정식으로부터의 압력을 계산할 수 있는 방정식을 유도하여 속도와 압력을 서로 연관시켜 계산하는 algorithm이 필요하

며, 본 연구에서는 그 형태가 간단하고 가장 많이 사용되는 SIMPLE을 사용하였다. 또한, 비엇몰력계자 사용할 때 발생하는 압력의 decoupling방지를 위하여 운동량 보간을 사용하였으며 이에 의하여 미소체적의  $e$ 면에서의 속도를 구하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 u_{ie} &= \overline{H_e(u_{im})} + [ \overline{Q_i^1(p_e - p_p)} + \overline{Q_i^2(p_n - p_s)} \\
 &\quad + \overline{Q_i^3(p_t - p_b)} + \overline{C_i^1} ]_e
 \end{aligned} \tag{11}$$

위 식에서 윗줄은 선형적 평균을 의미하며, 사용된 변수는 다음과 같다.

$$H_p^i(u_{im}) = \frac{\sum a_m u_{im}}{a_p} \tag{12}$$

$$Q_p^i = - \frac{b_i^j}{a_p^{ui}}$$

최종적인 이산화방정식의 해를 구하기 위한 solver로는 속도 및 스칼라량의 계산에는 SIP을, 압력에는 MCGM을 사용한다. 특히, MCGM은 TDMA나 ADI에 비하여 속도나 효율 면에서 월등한 것으로 확인되었으며, solver 자체의 특성상 대칭 행렬에 대해서만 해를 구할 수 있으므로 압력장 계산 시에만 사용하였다.

연소유동해석에서는 질량, 운동량, 엔탈피의 보존 방정식이외에 화학 반응을 일으키는 농도 질량비에 대한 보존 방정식을 풀어야 한다. 본 연구에서는 다음과 같은 무한반응속도의 1단계 비가역 화학반응을 고려하였다.



연소반응에 의한 농도장 및 온도 등은 모든 화학 반응이 즉시 평형 상태에 도달하며, 모든 물질의 확산 속도가 동일하다고 가정하면, conserved scalar로서 표시할 수 있다. 본 연구에서는 다음과 같이 정의되는 혼합분률  $f$ 를 스칼라량으로 사용하였다.

$$\begin{aligned}
 \Psi &= S m_{H_2} - m_{O_2}, \quad S = 8 \\
 f &= \frac{\Psi - \Psi_{\infty}}{\Psi_e - \Psi_{\infty}}
 \end{aligned} \tag{14}$$

식(14)에서의  $m_j$ 는  $j$  화학종의 질량분율,  $S$ 는 수소 1kg을 양론상태에서 연소시키는 데 필요한 산소량으로 식 (13)의 화학양론식에서  $S=8$ 이 된다. 식(14)의 아랫첨자  $o, \infty$ 는 각각 연료노즐 및 공기노즐의 유체를 나타낸다. 연소장에 있어서 밀도는 일정하지 않으며 난류현상을 표현하는 지배방정식은 밀도의 변동량에 의하여 매우 복잡하게 된다. 보존방정식을 가능한 한 단순하게 만들기 위하여는 밀도의 변동을 포함하는 모든 양들을 밀도가중평균하는 Favre 평균<sup>11)</sup>을 사용하여야 한다. Favre 평균은 순간적인 속도, 온도 및 스칼라양들을 시간 평균량  $\bar{\phi}$  및 변동량  $\phi'$  대신에 밀도가중된 평균  $\bar{\phi}$  및 변동량  $\phi''$ 으로 분리하는 것이다.

$$\phi = \bar{\phi} + \phi'' \quad (15)$$

여기서  $\bar{\phi} = \bar{\rho\phi}/\bar{\rho}$ 이며,  $\overline{\rho\phi''} = 0$ 이나  $\overline{\rho\phi''} \neq 0$ 이다.

Favre 평균된 연속 및 운동량 보존방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} \\ = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \bar{\tau}_{ij} + \mu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

난류확산연소에서 온도와 혼합분율은 비선형적으로 변하며, 난류변동량이 상당히 크기 때문에 평균 conserved scalar들을 결정하기 위하여 평균혼합분율을 사용하는 것은 큰 오차를 가져올 수 있다. 평균 conserved scalar들을 정확히 결정하기 위하여는 혼합분율의 확률밀도함수(PDF)를 알아야 한다.

$$\bar{\phi} = \int_0^1 \phi(f) \bar{P}(f, x_i) df \quad (18)$$

확률밀도함수  $\bar{P}(f, x_i)$ 를 직접 구하는 것은 상당한 계산시간을 필요로 하기 때문에 본 연구에서는 Clipped Gauss 분포를 사용하였다.<sup>11, 12)</sup>

혼합분율의 밀도가중평균  $\bar{f}$ 와 그 변동량의 제곱평균  $g$ 는 확률밀도함수를 사용하여 다음과 같이 나

타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \bar{f} &= \int_0^1 f \bar{P}(f) df \\ g &= \int_0^1 (f - \bar{f})^2 \bar{P}(f) df \end{aligned} \quad (19)$$

확산연소장내의 각 점에서의  $\bar{f}$ 와  $g$ 는 다음의 보존방정식들로부터 구한다.

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{f}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_j \bar{f}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu}{\sigma_f} \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_j} \right) \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_j g) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu}{\sigma_g} \frac{\partial g}{\partial x_j} \right) \\ + C_{g1} \mu_t \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_j} - C_{g2} \bar{\rho} \frac{\epsilon}{k} g \end{aligned} \quad (21)$$

$\bar{f}$ 와  $g$ 가 구하여지면, 식(19)로부터 확률밀도함수의 분포형상이 결정된다. 얻어진  $f$ 의 확률밀도함수  $\bar{P}(f, x_i)$  및 앞에서 언급한 혼합분율과 스칼라량의 관계  $\phi(f)$ 를 이용하여, 밀도가중평균의 화학종 질량분율  $\bar{m}_i(x_i)$ , 온도  $\bar{T}(x_i)$  및 밀도  $\bar{\rho}$ 를 식(18)로부터 구한다.

다양한 유동해석을 구현하기 위해서는 경계밀착 좌표계의 사용이외의 실제 문제의 해결에 필요한 다양한 경계조건을 계산 영역의 경계면에 부여할 수 있어야 한다. 따라서, 본 수치해석에서는 많이 사용되는 경계조건인 입구, 출구, 대칭면 및 벽면 조건을 처리 가능하게 하며 이들 조건을 경계면의 임의의 위치에 부여할 수 있게 하였으며, 또한 유동내부에 임의의 장애물이 존재하는 경우 그 인접면을 기억하여 이 면을 벽면으로 자동적으로 처리할 수 있도록 하였다. 자세한 내용은 허남건 등<sup>12)</sup>을 참조하기 바란다.

### 3. 결과 및 검토

가스 터빈의 연소실등의 많은 연소기에서는 화염을 안정시키기 위하여 유동장에 재순환 영역을 가지도록 한다. 재순환영역을 가지는 연소장은 온도 및 밀도가 상당히 크게 변화하며 연소와 유동의 상호간

섭이 존재하여 해석이 어렵다. 이창언 등<sup>3,14)</sup>은 실험과 수치해석을 통하여 위와 같은 재순환영역의 확산난류화염의 특징을 살펴보고, 화염중심부에 층류화현상이 발생하여 난류강도를 상당히 약화시킨다고 보고하였다. 본 연구에서는 이창언 등의 실험과 같은 형태의 확산난류화염을 수치 해석하여 본 프로그램의 연소유동해석의 가능성을 살펴보았다.

계산대상은 확산난류화염으로서 연료는 수소( $H_2$ )와 질소( $N_2$ )로 구성되며, 수소와 질소의 혼합비는 1:2인 경우를 고려하였다. Fig. 2는 본 연구에서 고려한 연소기의 개략도 및 사용된 계산격자를 나타낸다. 연소기의 연료노즐은 지름이 6mm이며, 공기가

분사되는 노즐의 안지름은 43mm이고 바깥지름은 110mm로서 연료노즐과 공기노즐 사이에 Bluff-body와 같은 간격이 존재하게 된다. 계산영역은  $x \times y = 250\text{mm} \times 143\text{mm}$ 이며, 계산격자는 Fig. 2(b)와 같은  $69 \times 78$ 개의 비등간격 격자점을 사용하였다.

계산은 공기의 유속이 23m/s이고 연료유속( $u_c$ )이 17m/s 및 25m/s인 경우에 대하여 수행하였다. 경계조건은 중심 축과 측면경계( $y = 143\text{mm}$ )에서는 대칭조건을 사용하고,  $x = 250\text{mm}$ 에서는 자유출구조건을 사용하였으며, 입구에서는 실험결과를 사용하였다.

Fig. 3은 속도벡터 및 난류운동에너지의 분포를 도시한 것이다. Fig. 3(a)는 이창언 등의 실험결과<sup>14)</sup>

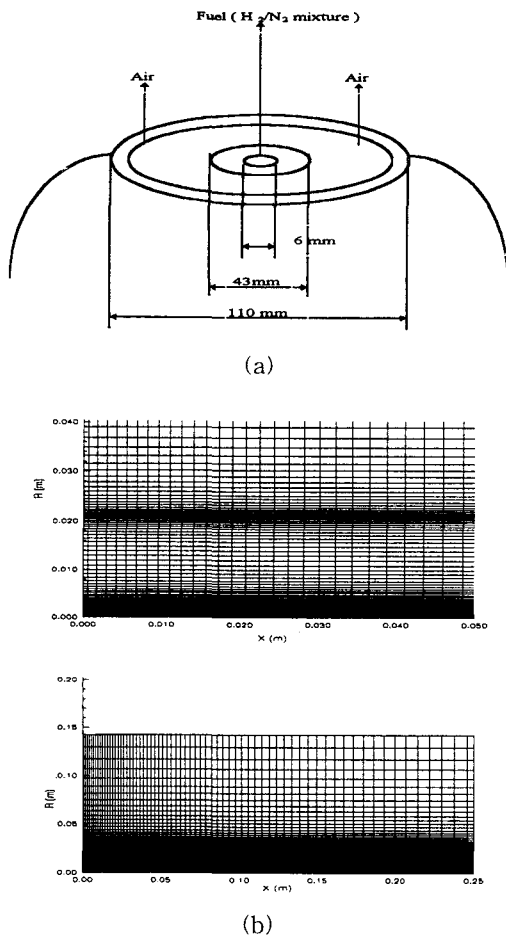


Fig. 2 (a) Schematic diagram of combustor and (b) Computational grid

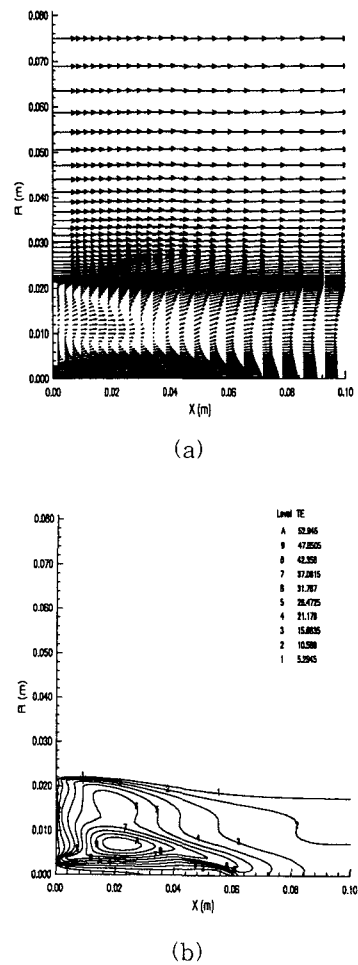


Fig. 3 (a) Velocity vectors and (b) turbulence kinetic energy at  $u_c = 17\text{m/s}$ .

와 같이 두 개의 재순환 영역이 존재하는 것을 나타내고 있다. Fig. 3(b)의 난류운동에너지는 재순환영역에서 큰 값을 보이고 있다. 특히 연료가 분사되는 쪽에 가까운 재순환영역에서 큰 값을 보이고 있어 이 부분에서 연료와 공기의 혼합이 크고 따라서 연소온도도 높을 것을 예상할 수 있다.

Fig. 4(a)의 온도 분포는 가장 높은 온도가 연료 분사노즐 근처의 재순환 영역에서 생김을 보이고 있다. Fig. 4(b-d)는 연료와 산소 및 생성물의 분포를 나타낸 것이다. 본 계산과 같은 조건에서는 입구 바

로 뒷면은 공기에 의하여 차지되나 축방향으로 진행함에 따라 재순환류에 의하여 연료가 공기쪽으로 들어움을 알 수 있다. Fig. 4(d)는 최고 온도 부근에서 생성물도 최대값이 되는 것을 보이고 있다. 중심속도가 25m/s인 경우도 위와 비슷한 경향을 보인다.

Fig. 5는 중심속도가 17m/s와 25m/s의 경우에 대하여 중심 축에서의 계산결과와 실험결과를 비교한 것이다. 계산결과는 밀도가중평균의 값을, 실험결과는 시간평균의 값이기 때문에 직접적인 비교는 다소 어려우나 정성적으로 계산이 실험결과를 예측하

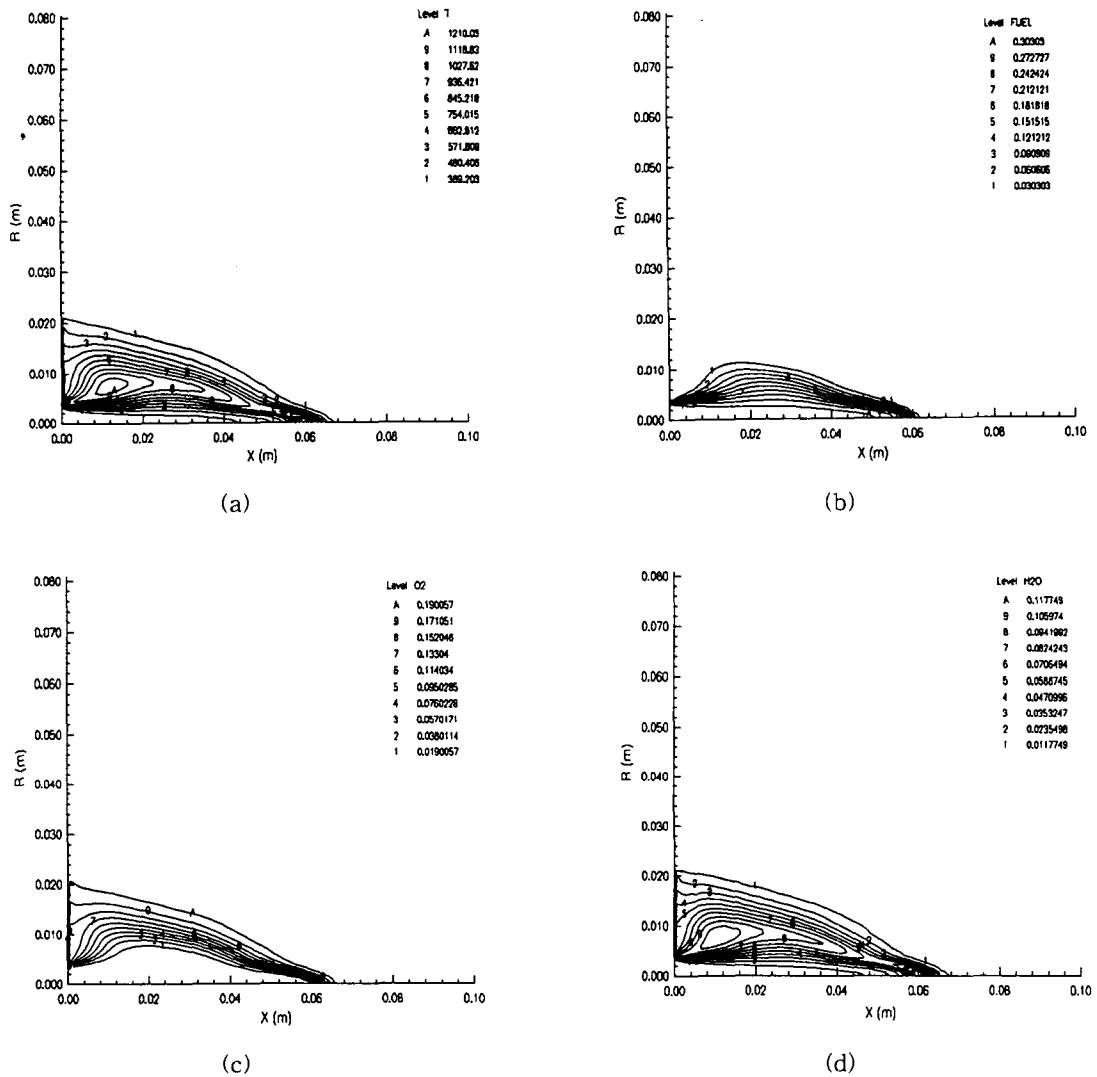


Fig. 4 (a) Temperature (b) fuel (c) oxygen (d) product distribution at  $u_c = 17\text{m/s}$ .

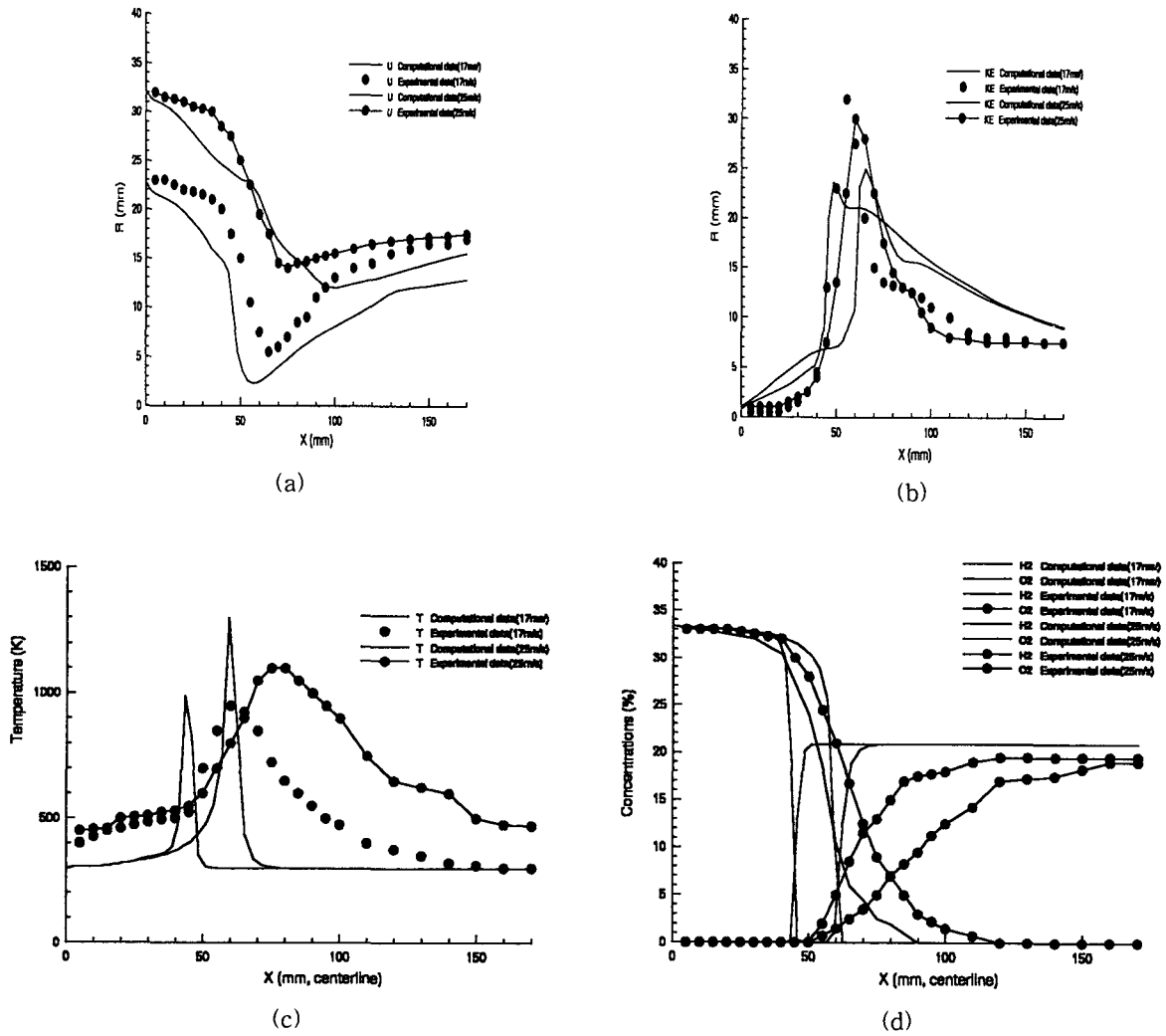


Fig. 5 (a) Axial velocity and (b) turbulent kinetic energy at center line (c) Temperature and (d) concentrations of fuel and oxygen at center line.

있음을 알 수 있다. Fig. 5(a)는 중심축상의 축방향속도를 보여 주고 있다. 축방향속도는 재순환영역이 존재하므로 작아지다가 재순환영역을 지난 후로는 속도를 회복하게 된다. 계산결과가 실험결과보다 축방향속도를 낮게 예측하는 경향이 있으나 전체적인 발달과정은 실험결과와 거의 일치한다. 중심속도가 25m/s의 경우 중심축상의 축방향속도의 최저값이 중심속도가 17m/s의 경우보다 하류쪽으로 옮겨가 있어 재순환류의 영역이 클 것

이라는 것을 예측할 수 있다. 이창언 등의 계산결과<sup>3)</sup>는 축방향속도가 중심축상에서 역류하는 결과를 보였으나 본 계산결과에서는 실험결과와 동일하게 중심축상의 역류는 보이지 않았다. Fig. 5(b)는 난류운동에너지  $k$ 의 분포를 나타낸 것이다.  $k$ 의 최대값의 위치는 실험치와 거의 일치하나 재순환영역 부근에서는 약간 낮게, 그 이외의 지역에서는 약간 높게 예측하고 있다. 위와 같이 축방향속도 및 난류운동에너지가 실험결과와 약간 차이



가 나는 것은 재순환영역을 가지는 유동에 표준  $k-\epsilon$  난류모델을 적용하는 데서 문제가 있는 것으로 생각되며, 곡률 효과와 층류화현상을 고려하는 수정된 모델(3) 등을 사용하면, 개선될 수 있을 것으로 사료된다. Fig. 5(c-d)는 중심축상의 온도와 연료와 산소의 농도를 나타낸 것이다. 유한반응물이 아닌 무한반응물의 모델을 사용하였으므로 연료가 산소가 격렬하게 반응하며 공유하는 지역이 실험결과보다 매우 좁은 것을 알 수 있으며, 최고온도도 약간 전방에서 일어남을 알 수 있다. 17m/s의 경우, 최고온도는 계산결과와 실험결과가 거의 비슷하나 25m/s의 경우에는 계산결과가 실험결과보다 약간 높게 예측하는 것을 알 수 있다.

Fig. 6은 연료유속이 17m/s인 경우에 축방향에 수직한 여러 단면들에서의 축방향속도를 실험결과와 계산결과를 비교한 것이다. 계산결과가 실험결과를 양호하게 예측함을 알 수 있다. 그러나 상류 쪽에 가까울수록( $x = 20\text{mm}$ ) 역류속도를 크게 예측하며, 하류쪽으로 갈수록 역류속도를 작게 예측하고 있으며  $x = 60\text{mm}$ 에서는 역류속도의 영향이 실험결과에는 남아있으나 계산에서는 거의 남아있지 않다. 이와 같은 차이는 중심선에서의 축방향 속도의 최소값 및 그 위치가 다른 것과 관계가 있다고 사료된다.

#### 4. 결 론

비직교 일반좌표계를 사용하는 범용 연소유동해석 프로그램을 개발하여 재순환영역을 가지는 연소유동등을 해석하였다. 본 프로그램은 유한체적법에 근간을 둔 비엇갈림격자계를 사용하며 직교좌표 속도성분을 종속변수로 하였으며, 대류항의 처리에는 상류차분법을 사용하고 압력항처리는 SIMPLE algorithm을 이용하였다. 이산화된 선형대수방정식을 풀기 위하여 압력방정식에는 CGM을, 그 이외에는 SIP를 사용하며 압력의 decoupling 현상을 방지하기 위하여 Rhie와 Chow의 운동량보간법을 사용하였다. 연소모델은 무한반응속도의 1단계 비가역 반응을 고려하였으며, 밀도가중평균된 지배방정식을 고려하였다. Conserved Scalar의 확률밀도함수를 clipped gauss 분포로 가정하였다. 본 프로그램을 사용하여 재순환영역을 가지는 난류확산화염을 계산하여 실험결과와 비교하였다. 계산결과는 실험결과와 마찬가지로 두 개의 재순환영역을 보였으며, 속도, 난류운동에너지, 온도 및 농도 등이 실험결과와 양호하게 일치하는 결과를 얻을 수 있었다. 하류근방에서의 계산결과와 실험결과와의 차이점은 본 프로그램이 곡률 효과와 층류화현상을 고려하지 않았다는 점, low Reynolds 모델을 사용하지 않았다는 점과 실제적으로 유한반응속도를 가지는 연소장을 무한반응속도를 가지는 연소모델로 계산하였다는 점에 기인한다고 생각한다.

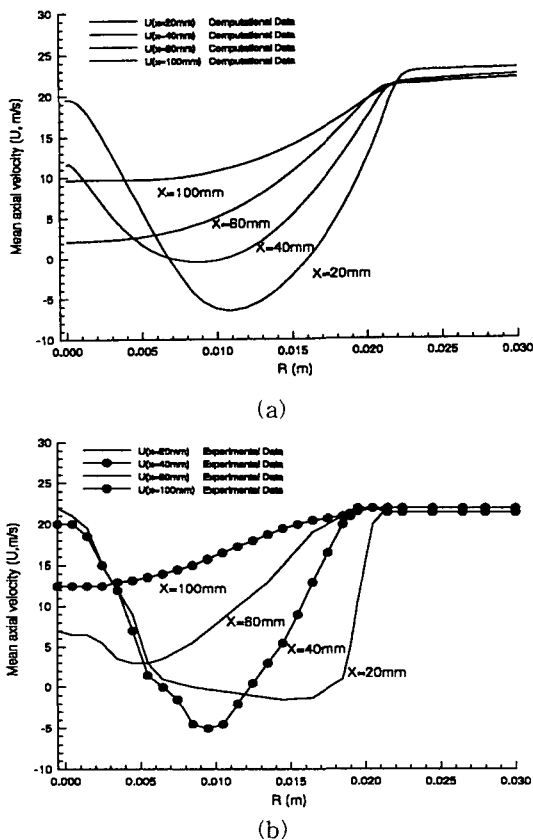


Fig. 6 (a) Computational result and (b) experimental result of streamwise velocities at different sections in the  $x$ -direction.  $U_c = 17\text{m/s}$ .

## 후 기

본 연구는 과학재단 특정기초에 의한 연구(과제번호 [95-0020-16-01-3])로서 이에 관계자 여러분께 감사드립니다. 또한 본 연구에 많은 조언을 주신 인하대학교의 이창언교수님께 감사드립니다.

## 참 고 문 헌

- (1) 이재현, 강신형, 이준식, "일반좌표계용 전산 열·유체 해법," 1992, 터보·동력기계연구센터
- (2) 허남건, 조원국, 윤성영, 김광호, "일반 비직교좌표계를 사용하는 3차원 범용 유동해석 프로그램의 개발," 대한기계학회논문집, 제18권, 제12호, 1994, pp.3345~3356.
- (3) 이창언, 오수철, "재순환류가 존재하는 난류확산 화염에 관한 연구(제2보: 수치해석적연구)," 한국항공우주학회지, Vol.22, No.6, 1994, pp.45~55.
- (4) Peric, M., "A Finite Volume Method for the Prediction of Three-Dimensional Fluid Flow in Complex Ducts," Ph. D. Thesis, 1985, Imperial College.
- (5) Rhie, C. M. and Chow, W. L., "Numerical Study of the Turbulent Flow Past and Airfoil with Trailing Edge Separation," AIAA, Vol.21, 1983, pp.1525~1535.
- (6) Majumdar, S., Rodi, W., and Zhu, J., "Three Dimensional Finite-Volume Method for Incompressible Flows with Complex Boundaries," Trans. ASME, Vol.114, pp. 496~503.
- (7) Przekwas, A. J., Hibachi, S. D., Yang, H. Q., Avva, R. K., Talpallikar, M. V., and Krishnan, A., "REFLEQS-3D: A Computer Program for Turbulent Flows with and without Chemical Reaction, Vol.1; User's Manual," CFD Research Corp., Huntsville, AL, CFDRC Report GR-89-4.
- (8) Patankar, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, Washington, DC, 1980, pp.120~125.
- (9) 김찬중, 노승탁, "압력보정방정식의 수치해를 위한 MCGS행렬 해법" 대한기계 학회, 95 춘계 학술대회 논문집(II), 1995, pp.203-207.
- (10) Zhu, J., "A Low-Diffusive and Oscillation-Free Convective Scheme," Comm. in Appl. Num. Math., Vol.7, 1991, pp.225-232.
- (11) Lockwood, F. C. and Naguib, A. S., "The Prediction of the Fluctuations in the Properties of Free, Round-Jet, Turbulent, Diffusion Flames," Combust. and Flame, Vol.24, 1975, p.109.
- (12) Bilger, R. W., "Turbulent Jet Diffusion Flames," Prog. Energy Combust. and Sci., Vol. 1, 1976, p.87.
- (13) Bilger, R. W., "A note on Favre Averaging in Variable Density Flows," Combust. Sci. and Technol., Vol.11, 1975, p.215.
- (14) 이창언, 오수철, "재순환류가 존재하는 난류확산 화염에 관한 연구(제1보: 실험적연구)," 한국항공우주학회지, Vol.22, No.5, 1994, pp.34~42.