

# Swirl이 있는 축대칭 연소기의 난류연소유동 해석

신 동 신\*, 임 종 수\*\*

## Simulation of Axisymmetric Flows with Swirl in a Gas Turbine Combustor

Dongshin Shin\*, Jongsoo Lim\*\*

**Key Words :** 난류연소유동, Swirl, 수치해석

### Abstract

A general purpose program for the analysis of flows in a gas turbine combustor is developed. The program uses non-staggered grids based on finite volume method and the cartesian velocities as primitive variables. A flow inside the C-type diffuser is simulated to check the boundary fitted coordinate. The velocity profiles at cross section agree well with experimental results. A turbulent diffusion flame behind a bluff body is simulated for the combustion simulation. Simulated results show good agreement with experimental data. Finally, a turbulent flow with swirl in a gas turbine combustor was simulated. The results show two recirculating region and simulated velocity fields agree well with experimental data. The distance between two recirculating regions becomes shorter as swirl angle increases. Swirl angle changes angular momentum and streamlines in flow fields.

### 1. 서 론

가스 터빈 연소기는 연료와 압축기로 공급된 고압의 공기를 연소시켜 열을 발생시키는 장치로서, 발생된 열로 팽창되고 가속된 가스는 가능한 한 작은 압력

손실을 가지고, 터빈에 균일한 유동으로 접근하여야 한다. 연소실은 주연소지역, 부연소지역 및 회석지역의 세 영역으로 구성되는데, 주연소지역의 기능은 화염을 안정시키고, 완전연소가 일어날 수 있도록 충분한 시간과 온도 및 난류를 공급하는 것이다. 주연소지역에서 화염을 안정시키고 완전연소가 일어날 수 있

\* 홍익대학교 기계공학과

\*\* 홍익대학교 대학원

도록 하기 위하여 사용하는 일반적인 장치 중의 하나가 축방향에 수직인 방향의 속도성분을 주어 유동을 회전시키는 것으로 이를 *swirler*라 부른다. 본 연구에서는 이와 같은 *swirl*을 갖는 난류연소유동에 대하여 수치해석을 수행함으로써 연소 및 유동장에 대한 특성을 이해하고 현상을 예측할 수 있는 능력을 갖고자 하였다. 이를 위하여 개발된 비직교 일반좌표계의 비엇물림 격자계를 사용하는 프로그램을 사용하였다. 이 프로그램에서는 대류항의 처리에는 상류차분법을 사용하였으며 압력항 처리는 SIMPLE 알고리즘<sup>(1)</sup>을 이용하였다. 이산화된 선형대수방정식을 풀기 위하여 압력방정식에는 MCGM<sup>(2)</sup>을, 그 이외에는 SIP<sup>(3)</sup>를 사용하였다.

## 2. 본 론

### 2.1. 지배방정식 및 수치해법

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

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

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

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

여기서  $\rho$ 는 밀도,  $u$ 는 직교좌표계의 속도성분,  $\phi$ 는 스칼라량 그리고  $s$ 는 생성항을 나타낸다.

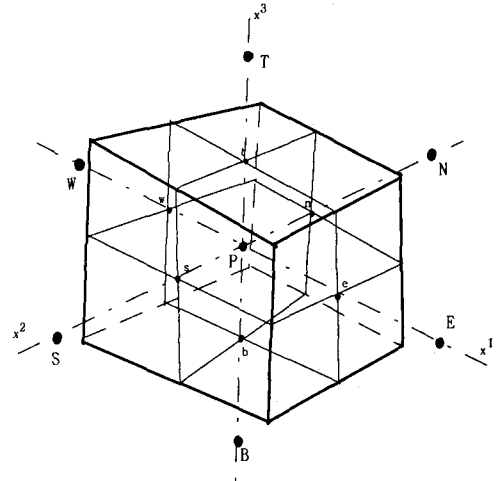


Fig. 1 Details of labeling scheme at e, n and t cell faces.

난류유동을 해석하기 위하여 식 (2)의 응력텐서  $T_{mi}$ 를 표현하는데 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>(4)</sup>의 기법을 따라 유한체적법을 이용하여 위의 지배방정식을 이산화한다. 미소검사체적에 대한 체적적분을 Gauss이론에 따라 계산 cell의 여섯 면에

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

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

여기서,  $f_e$ 는 “ $e$ ” 면에 수직한 플럭스의 수직 성분을 나타내며,  $A$ 는 cell 면의 면적이다. 대류항만으로 이루어진 연속방정식 식 (4)의 체적적분을 면적적분으로 변환하면 다음과 같은 차분화된 연속방정식을 구할 수 있다.

$$F_{1e} - F_{1w} + F_{2n} - F_{2s} + F_{3t} - F_{3b} = S_m \quad (5)$$

위는 잘 알려진 질량보존법칙의 적분 공식이며,  $S_m$ 은 검사체적에 대한 질량 생성(또는 소멸)을 나타낸다. 운동량 및 스칼라양 방정식의 “ $e$ ”면을 통한 차분화된 확산항의 적분형태도 위와 같은 방법으로 구할 수 있으며 자세한 사항은 허남건 등<sup>(5)</sup>을 참조하기 바란다.

대류항의 계산에 사용되는 검사면에서의 값의 선택은 수치해의 안정성과 정확도에 큰 영향을 미치며, 여러 가지 Scheme(Zhu 등<sup>(3)</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 사용하였으며, 최종 이산화방정식은 다음과 같다.

$$a_p \Phi_p = \sum a_m \Phi_m + S_c \quad (6)$$

압력장을 풀기 위해서는 연속방정식으로부터의 압력을 계산할 수 있는 방정식

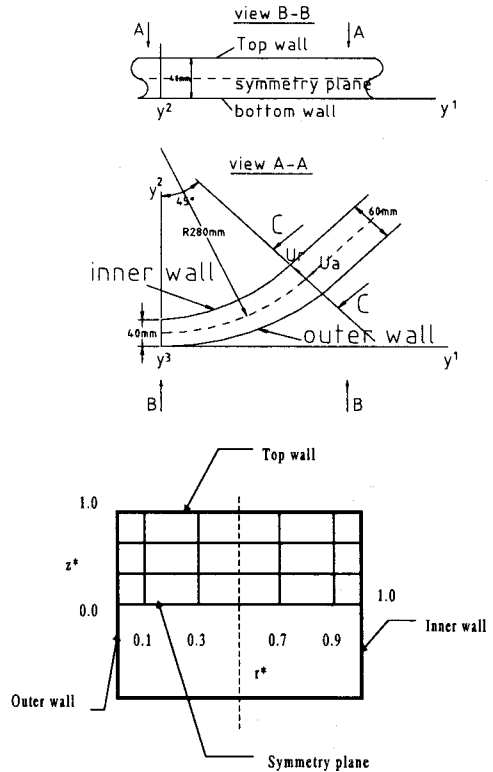


Fig. 2 Geometry for C-shaped diffuser

을 유도하여 속도와 압력을 서로 연관시켜 계산하는 algorithm이 필요하며, 본 연구에서는 그 형태가 간단하고 가장 많이 사용되는 SIMPLE를 사용하였다. 또한, 비엇물림격자 사용할 때 발생하는 압력의 decoupling방지를 위하여 운동량 보간<sup>(6)</sup>을 사용하였다. 최종적인 이산화방정식의 해를 구하기 위한 solver로는 속도 및 스칼라양의 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.

## 2.2. 결과 및 검토

경계밀착좌표계를 사용하는 본 프로그램을 검증하기 위하여 일반 유체기계 및 가스 터빈에서 많이 사용되는 C-형 디퓨저내의 비반응 난류유동을 고려하였다. Fig. 2에서 보는 바와 같이 덕트는 40mm의 간격을 가지는 두 평행한 벽으로 구성되며, 양 측벽은 평균곡률반경이 280mm로써 45°의 휨을 가지는 내벽과 외벽으로 구성된다. 단면적은 입구에서 40mm×40mm이고 출구에서 60mm×60mm이며, 휨이 끝나는 곳에 붙어있는 직선형의 덕트도 고려하였다. 대칭면에서의 결과를 나타내기 위하여 무차원화된 반경길이인  $r^*$ 와  $z^*$ 를 고려하였다.

$r^*$ 는 바깥쪽벽에서 0이며 안쪽벽에서 1이 되고,  $z^*$ 는 대칭면에서 0이고 윗벽에서 1이 된다. 유동은 난류로서 입구 평균속도는 10m/s이고 수력지름 40mm에 기준한 레이놀즈수는 40,000을 사용하였다. 상하 벽의 중심부에 대칭면이 존재하므로 전체 덕트의 절반만을 고려하였으며, 계산격자는 24×40×20을 사용하였다.  $x_1$ ,  $u_1$ 는 각각 유동방향 및 속도를,  $x_2$ ,  $u_2$ 은 각각 반경방향 및 속도를,  $x_3$ ,  $u_3$ 는 대칭면에 수직인 방향과 속도를 나타낸다고 할 경우, 입구조건으로  $u_1$ 은 입구평균속도를 사용하고  $u_2$ 와  $u_3$ 는 각각 0으로 가정하였으며, 난류에너지의 강도는 5%로 가정하였다.

Fig. 3은 C-C 단면에서 다섯 개의 다른  $z^*$ 에서의 유동방향속도 및 반경방향의 속도를  $r^*$ 의 함수로 나타낸 것이다.

$r^*$ 에 대하여는 실험치<sup>(7)</sup>가 존재하여 이를 입구조건으로 사용하였기 때문에 계산치와 실험치가 잘 맞는 것을 알 수

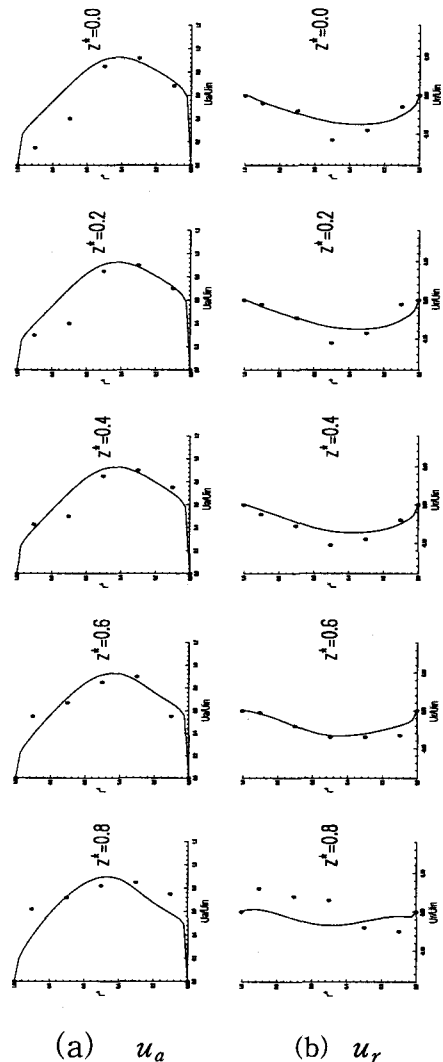


Fig. 3 (a) Streamwise velocity profiles and (b) spanwise velocity profiles at cross section C-C corresponding to  $r^*$ . —, calculation; ●, experiment.

있으나,  $z^*$ 가 0.8인 경우 반경방향의 속도인  $u_r$ 이 잘 맞지 않는 경향을 보이고 있다. 이는  $z$  방향으로의 속도분포가 알려져 있지 않아 위쪽의 벽근처에서도 중앙의 대칭면과 마찬가지로 일정한 속도

를 사용하였기 때문이라고 사료된다.

본 연구에서 개발된 프로그램의 연소유동 해석 가능성을 살펴보기 위하여 이창언 등의 실험<sup>(8)</sup>과 같은 형태의 가스 터빈 연소실 내의 확산난류화염을 대상으로 수치해석을 수행하여 보았다.

계산대상은 확산난류화염으로서 연료는 수소 ( $H_2$ )와 질소 ( $N_2$ )로 구성되며, 수소와 질소의 혼합비는 1:2인 경우를 고려하였다. Fig. 4는 본 연구에서 고려한 연소기의 개략도 및 사용된 계산격자를 나타낸다. 연소기의 연료노즐은 지름이 6mm이며, 공기가 분사되는 노즐의 안지름은 43mm이고 바깥지름은 110mm로서 연료노즐과 공기노즐 사이에 Bluff-body가 존재하게 된다. 계산영역은  $x \times r = 250\text{mm} \times 143\text{mm}$ 이며, 계산격자는  $69 \times 78$ 개의 비등간격 격자점을 사용하였다.

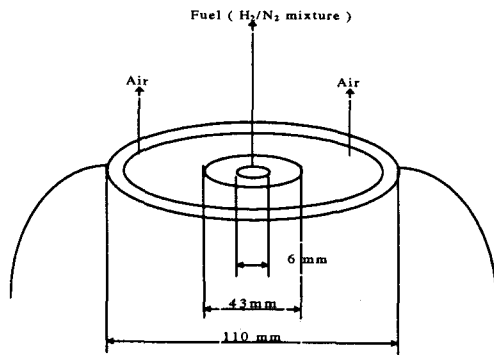


Fig. 4 Schematic diagram of combustor.

계산은 공기의 유속이 23m/s이고 연료 유속 ( $u_c$ )이 17m/s 및 25m/s인 경우에 대하여 수행하였다. 이 경우 연료관내의 레이놀즈수는 각각 4,580과 6,730이다. 경계조건은 중심 축과 측면경계 ( $r = 143\text{mm}$ )에서는 대칭조건을 사용하

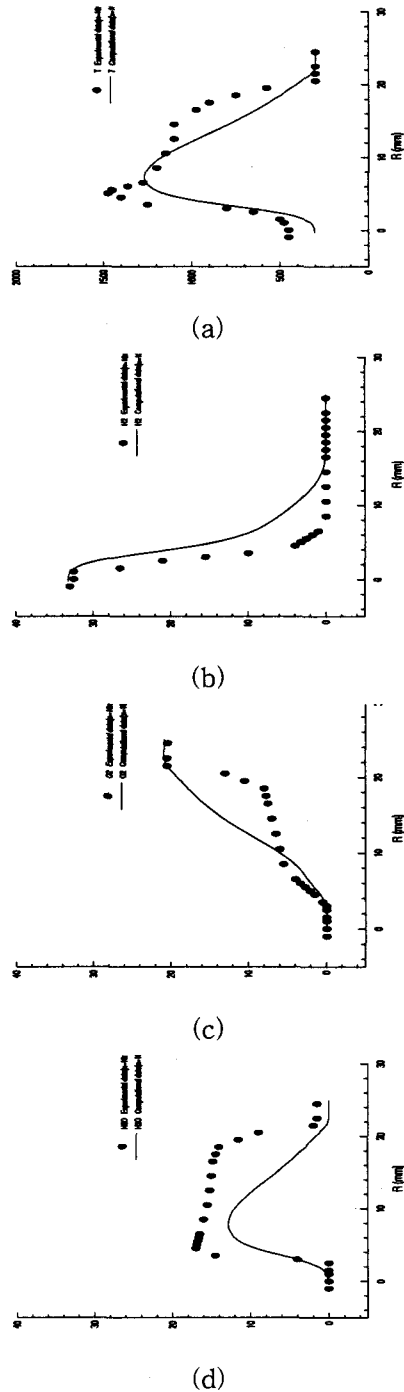
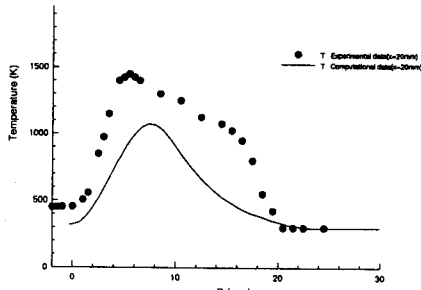
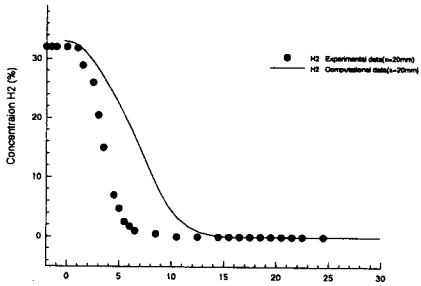


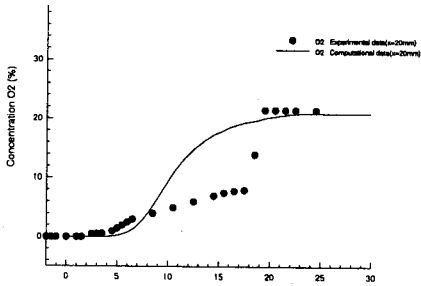
Fig. 5 (a) Temperature (b) fuel (c) oxygen (d) product distribution at  $x = 10\text{ mm}$ .  $u_c = 17\text{ m/s}$ .  
 — calculation: ● experiment.



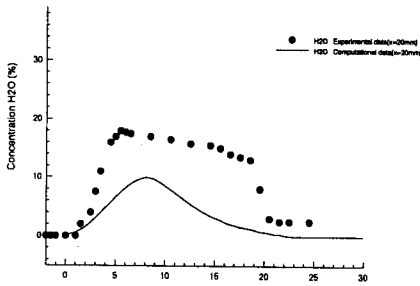
(a)



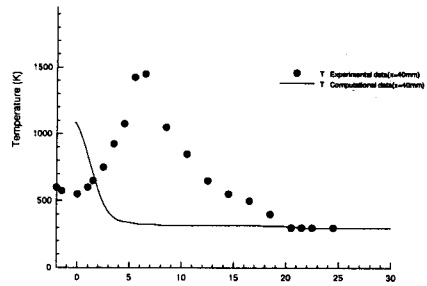
(b)



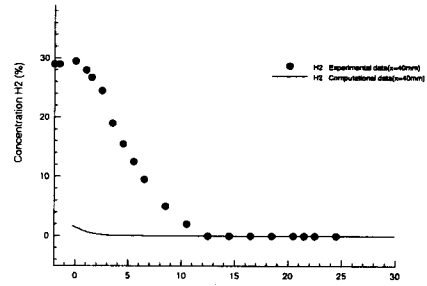
(c)



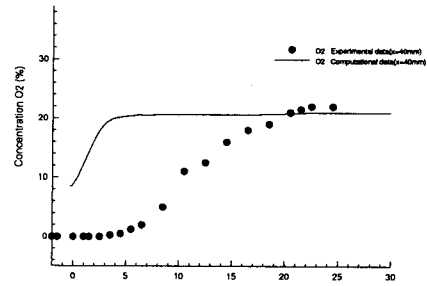
(d)



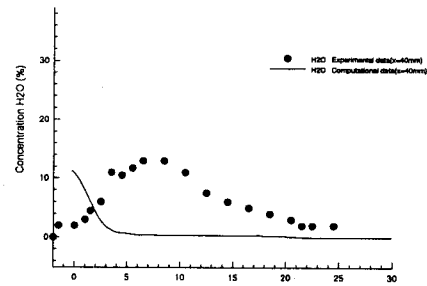
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 6 (a) Temperature (b) fuel (c) oxygen (d) product distribution at  $x = 20$  mm.  $u_c = 17$  m/s.  
 — . calculation: ● . experiment

Fig. 7 (a) Temperature (b) fuel (c) oxygen (d) product distribution at  $x = 40$  mm.  $u_c = 17$  m/s.  
 — . calculation: ● . experiment.

고,  $x = 250 \text{ mm}$ 에서는 자유출구조건을 사용하였으며, 입구에서는 실험결과를 사용하였다.

Fig. 5, 6, 7은 여러 수평단면에서의 농도 및 온도분포의 계산결과를 실험결과와 비교한 것이다. 상류영역에서는 농도 및 온도분포가 잘 일치하고 있음을 알 수 있으나 하류쪽으로 진행함에 따라 계산결과와 실험결과가 조금 벗어나는 것을 알 수 있다. 이창언 등<sup>(8)</sup>은 Bluff-body 후방의 난류산화염의 경우 소위 층류화 현상이 발생하여 난류강도를 약화시키며, 이 현상이 화염구조에 막대한 영향을 미치고 있다고 보고하였는데, 본 연구에서 고려한 표준  $k-\epsilon$  난류모델은 이와 같은 층류화 현상을 고려하지 않기 때문에 하류에서 실험과 약간 다른 결과를 얻은 것으로 생각되며, 곡률 효과와 층류화현상을 고려하는 수정된 모델<sup>(9)</sup> 등을 사용하면, 개선될 수 있을 것으로 사료된다. 또한 연소 모델에 있어서도 실험이 유한한 반응속도를 가지는 화염인데 반하여 계산에서는 무한 반응을 고려한 것이 차이를 가지게 하였다고 생각된다.

위와 같이 개발된 프로그램을 가지고 swirler를 가지는 축대칭 연소기의 난류유동을 해석하였다. 계산에 사용한 연소기의 형상은 Wilhelmi<sup>(10)</sup>가 실험에 사용한 것으로 Fig. 8과 같다. 실린더의 지름은  $0.1\text{m}$ 이며, 길이는  $0.3\text{m}$ 이다. 흡입구에는 내부 지름이  $0.021\text{m}$ 이며 바깥 지름이  $0.042\text{m}$ 인  $45^\circ$ 의 swirler가 있으며, swirler의 내부에 연료 분사기가 놓이게 된다. Wilhelmi의 연구결과<sup>(10)</sup>는 여러 가지 실험 조건을 가지나 본 연구에서는 연료 분사기로 연료가 분사되지 않는 등은 유동 실험 결과와 같은 조건에서

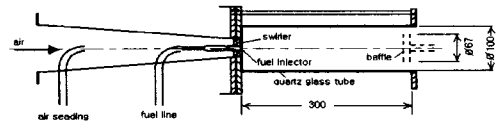
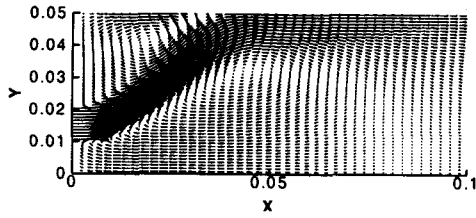


Fig. 8 Geometry for cylindrical combustor.

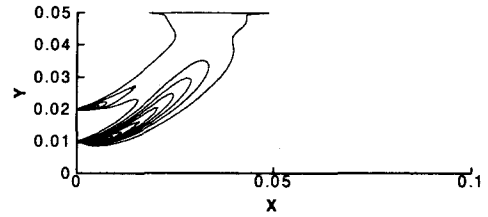
방지하기 위하여 출구로부터  $0.015\text{m}$ 의 상류에 지름  $0.067\text{m}$ 의 배플이 설치되어 있다. 측정된 질량 유량은  $0.03513\text{kg/s}$ 이며, 이에 의한 평균 축방향 유속은  $U_o = 3.9 \text{ m/s}$ 이며, 레이놀즈 수는  $Re = 23,500$ 이다.

계산은 입구에서는 일정한 축방향의 유속을 갖는다고 가정하였고, 선회류의 유동각도는  $45^\circ$ , 반경 방향의 속도는 0, 난류강도는 5%를 고려하였다. 출구에서는 구배가 0인 조건<sup>(11)</sup>을 사용하였다.

Fig. 9는  $252 \times 102$ 의 균일 계산 격자를 사용한 계산 결과를 나타낸 것이다. Fig. 9(a)의 속도벡터를 보면, swirler를 통하여 연소기에 유입된 공기가 원추형으로 반경 방향의 바깥으로 움직이다가 바깥 벽에 부딪치며, 바깥 벽을 따라서 출구로 움직임을 알 수 있다. 실험결과(10)와 마찬가지로 이와 같은 원추형의 상하에 재순환영역이 존재한다. Fig. 9(b)는 선회속도의 등고선을 나타낸 것으로, 선회속도는 흡입구의 하부지역에서 큰 값을 가지며 점차적으로 유동 영역 전체에 걸쳐 고르게 분포되어지는 것을 알 수 있다. Fig. 9(e)의 난류운동에너지의 등고선에서는 흡입구 양 옆에서 큰 속도차로 인하여 난류운동에너지의 강도가 커지고 특히 하부의 재순환영역 주위의 난류운동에너지의 강도가 커지는 현상을 나타내고 있다. 소산을 역시 속도차로 인하여 흡입구의 양 옆에서 큰 값을 가진다.

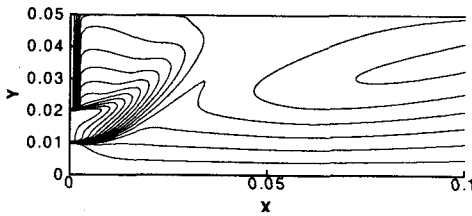


(a) velocity vectors

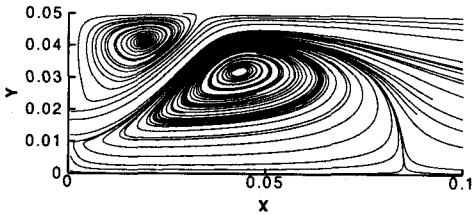


(f) dissipation rates

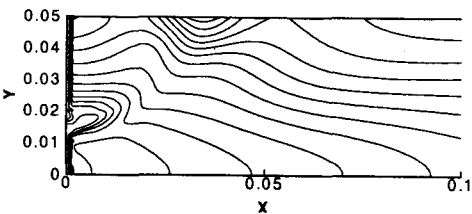
Fig. 9 Velocity vectors and contours of flow variables.



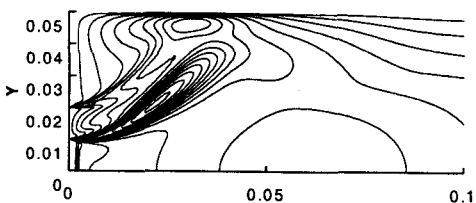
(b) w velocity contour



(c) streamlines



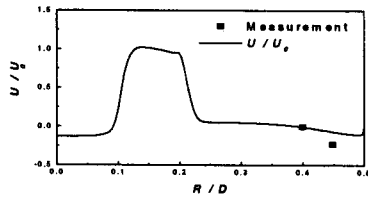
(d) pressure



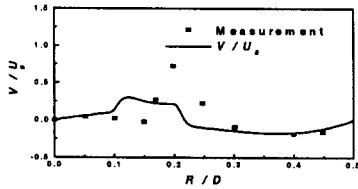
(e) turbulent kinetic energy

Fig. 10~12는 축방향의 계산된 여러 위치에서의 속도들을 실험결과와 비교한 것이다. 계산결과가 전체적인 경향을 예측하고 있음을 알 수 있다. 그러나 반경방향의 속도가 제트의 바깥 부분에서 낮게 예측되고 있는데 이는 입구조건에서 반경방향의 속도를 0으로 설정하였기 때문으로 생각된다. 또한 Wilhemi의 실험결과와 비교하여 볼 때, 유선에 있어서 바깥 벽에 가까운 재순환영역이 작게 예측되어 있는데 이것도 역시 입구 조건의 반경 방향의 속도가 0이기 때문으로 생각된다. 실제 유동에서는 반경방향의 속도가 존재하여 유동을 바깥으로 꺾이게 만들어 재순환 영역이 더욱 벽 쪽에 가깝게 형성될 것이며, 이러한 영향을 계산에 포함시키기 위해서는 좀 더 정확한 입구 조건이 주어져야 할 것이다<sup>(10)</sup>. Fig. 10~12에서 실린더 중심축에서의 계산속도는 음의 값을 가지고 있으나 실험에서는 0에 접근하는 값을 보이고 있다. 이는 재순환영역을 가지는 경우에 현재의  $k-\epsilon$  모델이 가지는 문제점에 기인하는 것으로 생각되며, 레이놀즈 응력 모델과 같은 좀 더 개선된 모델을 사용하면 좋은 결과를 얻을 수 있지 않을까 생각된다. 또한 제트가 벽에 부딪힌 후에

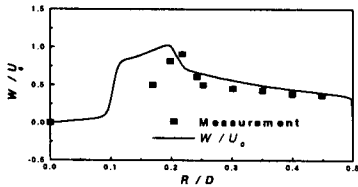




(a)

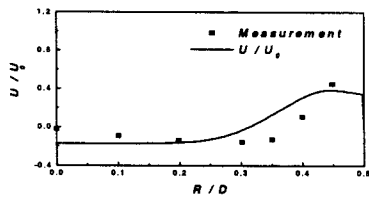


(b)

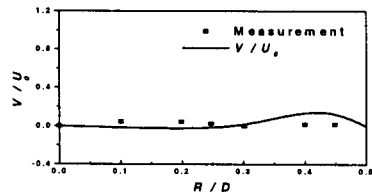


(c)

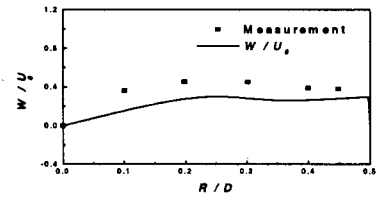
Fig. 10 Comparison of mean velocity profiles at  $x/D=0.05$ .  
—, calculation; ●, experiment.



(a)

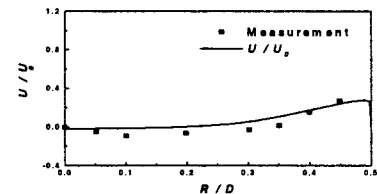


(b)

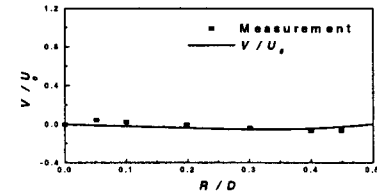


(c)

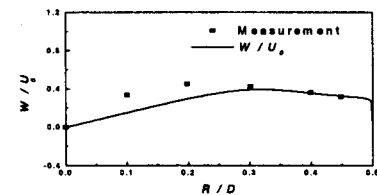
Fig. 11 Comparison of mean velocity profiles at  $x/D=0.4$ .  
—, calculation; ●, experiment.



(a)



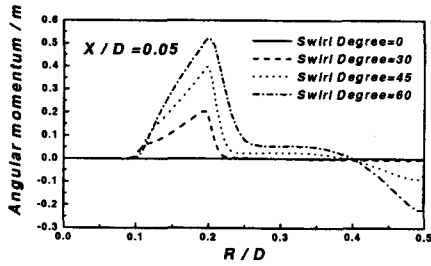
(b)



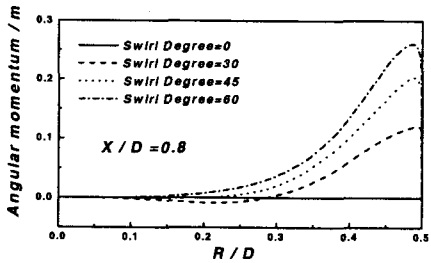
(c)

Fig. 12 Comparison of mean velocity profiles at  $x/D=0.8$ .  
—, calculation; ●, experiment.

축방향 속도가 실험결과에 비하여 작게 예측되고 있는데 이는 반경방향의 속도가 작은 것과 관련이 있는 것으로 생각된다. 또한 계산된 선회속도  $w$ 가 제트기 변세 변덕된 커전 시추세는 그래피



(a)

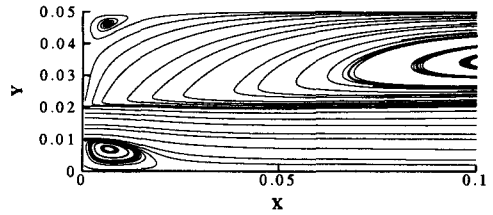


(b)

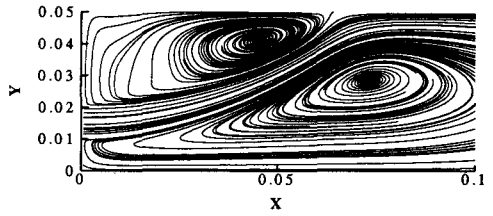
Fig. 13 Angular momentum distribution with different swirl angles. (a)  $x/D=0.05$  (b)  $x/D=0.4$

회전과 같은 형태를 취하고 있으나 실험에서는 거의 일정한 값을 보이고 있다. 이것도 역시 현재의  $k-\epsilon$  모델이 가지는 문제점으로 생각된다.

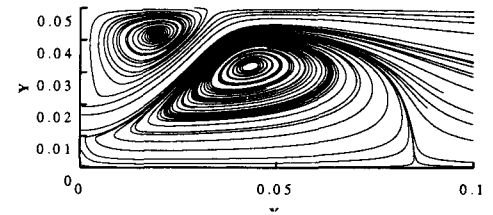
Fig. 13은 swirl 각도에 대한 각 운동량을 축방향의 다른 위치에서 비교한 것이다. Fig. 13(a)에서 보는 바와 같이 흡입구에 아주 가까운 영역에서는 swirl에 의한 선회류가 존재하여 swirl 각도가 커짐에 따라서 각운동량이 커지며, 와류의 회전 방향이 상하에서 반대가 되므로 각운동량의 부호도 반대가 된다. 각운동량은 흡입구에 가까운 쪽이 큰 값을 가지며, 이에 비하여 상부의 재순환 영역에 의한 각운동량은 그다지 크지 않음을 알 수 있다. 흡입구로부터 약간 떨어져 흡입공기가 상부 벽에 부딪히고 난 후의 위치에서는 큰 한 개의 재순환 영역이 존재하므로 이에 따른 속도분포가 이



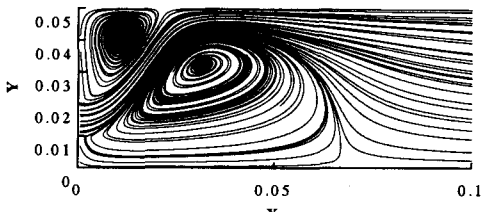
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 14 Streamline patterns with different swirl angles. (a)  $0^\circ$  (b)  $30^\circ$  (c)  $45^\circ$  (d)  $60^\circ$

게 된다. Fig. 13(b)의 각운동량은 (a)의 각운동량과 달리 한 방향의 값만을 가짐을 알 수 있다.

Fig. 14는 swirl 각도에 따른 유선의 형상을 나타낸 것이다. 그림에서 보는 바와 같이 swirl이 주어지지 않은 경우에는 이

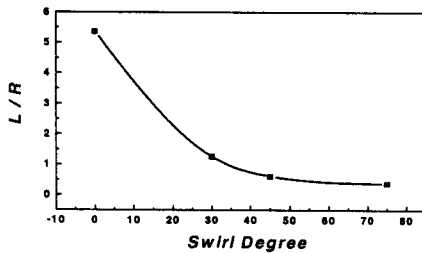


Fig. 15 Size of recirculation region with swirl angles.

영역이 아주 작게 위치하게 된다. 그러나 swirl이 주어지게 되면 Fig. 14(b)에서와 같이 흡입구에서 들어오는 공기가 선회하여 상부 벽에 부딪히게 되며, 흡입 공기 상하부에 큰 재순환 영역이 존재하게 되고 이와 같은 재순환 영역 중심 사이의 거리는 swirl 각도가 커짐에 따라 짧아지게 된다. 따라서 swirl 각도가 클수록 화염이 연소실의 앞부분에 위치하게 되며, 형태도 좀 더 안정적으로 분포하리라는 것을 예측할 수 있다.

Fig. 15는 Fig. 14에서 살펴 본 swirl 각도에 따른 두 개의 재순환 영역 사이의 거리를 무차원화하여 나타낸 것이다. 그림에서 보는 바와 같이 swirl 각도가 커짐에 따라 재순환 영역 사이의 거리는 짧아짐을 알 수 있으며, 각도에 따라서 선형적이 아니라 비선형적으로 변하고 각도에 따른 영향은 swirl이 없는 경우와 비교하여 볼 때 상대적으로 적음을 나타내고 있다.

### 3. 결론

비직교 일반 좌표계를 사용하는 연소유동해석 프로그램을 개발하여 swirl이 있는 축대칭 연소기의 난류연소유동을

해석하였다. 본 프로그램은 유한체적법에 근간을 둔 비엇갈림격자계를 사용하며 직교좌표 속도성분을 종속변수로 하였으며, 직교좌표 속도성분을 종속변수로 하였으며, 대류항의 처리에는 상류차분법을 사용하고 압력항처리는 SIMPLE algorithm을 이용하였다. 이산화된 선형대수방정식을 풀기 위하여 압력방정식에는 CGM을, 그 이외에는 SIP을 사용하며 압력의 decoupling 현상을 방지하기 위하여 Rhie와 Chow의 운동량보간법을 사용하였다. 경계 밀착 좌표계를 사용하는 본 프로그램을 검증하기 위하여 가스 터빈 연소기를 비롯하여 많은 유체기계에 사용하는 디퓨저와 Bluff-body를 가지는 난류확산화염의 연소기를 고려하였다. 디퓨저의 단면에서의 속도는 실험결과와 잘 일치함을 보였으며, 연소기에서의 온도 및 농도 등도 실험결과와 양호하게 일치하는 결과를 얻을 수 있었다. 연소기에서 하류근방에서의 계산결과와 실험결과의 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. 끝으로 swirl을 가지는 난류유동에 대하여 해석하여 실험결과와 비교하였다. 계산결과는 실험과 마찬가지로 두 개의 재순환 영역을 보였으며, 하부의 재순환 영역 주위의 난류에너지 및 소산율이 큰 값을 가짐을 보였다. 축방향의 여러 다른 위치에서의 속도를 실험결과와 비교한 결과 난류모델 등에서 좀 더 향상된 모델을 사용할 필요가 있음을 알 수 있었다. Swirl 각도에 따른 각운동량과 유선의 형상을 살펴보았으며, swirl 각도가 커질수록 유동 상하부

의 재순환 영역은 가깝게 위치하며, 따라서 화염의 형상 및 안정성도 양호할 것으로 생각된다.

## 후 기

이 논문은 전력기술 기초연구 지원사업(과제번호[98-085]) 연구비에 의하여 연구되었으며, 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

## 참고문헌

- (1) Patankar, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, Washington, DC, 1980, pp. 120~125.
- (2) 김찬중, 노승탁, "압력보정방정식의 수치해를 위한 MCGS행렬 해법" 대한기계학회, 95 춘계 학술대회 논문집(II), 1995, pp.203-207.
- (3) Zhu, J., "A Low-Diffusive and Oscillation-Free Convective Scheme," Comm. in Appl. Num. Math., Vol. 7, 1991, pp. 225-232.
- (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) 허남건, 조원국, 윤성영, 김광호, "일반 비직교좌표계를 사용하는 3차원 범용 유동해석 프로그램의 개발," 대한기계학회논문집, 제18권, 제12호, 1994, pp. 3345~3356.
- (6) 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. 1525~1525
- (7) Rojas, J., Whitelaw, J. H. and Yianneskis, M., "Inlet Condition Effects on Incipient Separation in Curved Diffusers," Fluid Section Report, FS/84/31, Mech. Eng. Dept., 1984, Imperial College.
- (8) 이창언, 오수철, "재순환류가 존재하는 난류확산화염에 관한 연구," 한국항공우주학회지, 제22권, 제6호, 1994, pp. 45-55.
- (9) 이창언, 오수철, 1994, "재순환류가 존재하는 난류확산화염에 관한 연구 (제2보: 수치해석적연구)," 한국항공우주학회지, Vol. 22, No. 6, pp. 45~55.
- (10) Wilhelmi, J., "Axisymmetric swirl stabilized combustor," Ph.D. Thesis, University of London, 1984.
- (11) Manners, A. P., "The calculation of the flows in gas turbine combustion systems," Ph.D. Thesis, University of London, 1988.