

# 급 확대부를 갖는 실린더 챔버 내부 유동에 관한 LES

고 상 철\* · 성 형 진†

(2000년 8월 12일 접수, 2001년 5월 15일 심사완료)

## Large Eddy Simulation of Turbulent Flow Inside a Sudden Expansion Cylinder Chamber

Sang Cheol Ko and Hyung Jin Sung

**Key Words** : Large Eddy Simulation(대 와동 모사), Physical Contravariant Velocity Component(물리 반변 속도 성분), Generalized Coordinate(일반 좌표계), Flame Holder(보염기)

### Abstract

A large eddy simulation (LES) is performed for turbulent flow in a combustion device. The combustion device is simplified as a cylinder with sudden expansion. To promote turbulent mixing and to accommodate flame stability, a flame holder is attached inside the combustion chamber. Emphasis is placed on the flow details with different geometries of the flame holder. The subgrid scale models are applied and validated. The simulation code is constructed by using a general coordinate system based on the physical contravariant velocity components. The calculated Reynolds numbers are 5000 and 50000 based on the bulk velocity and the diameter of inlet pipe. The predicted turbulent statistics are evaluated by comparing with the LDV measurement data. The agreement of LES with the experimental data is shown to be satisfactory.

### 1. 서론

최근의 환경문제에 관한 인식 및 한정된 자연 에너지원으로 인해 천연가스, 알코올계 연료등이 석유 대체 에너지원으로 대두되어, 미래의 동력 기기에 있어서 각종 에너지원으로 사용되는 기술이 검토되고 있다. 그 중에서도 가스터빈은 비교적 소형으로 큰 출력을 얻을 수 있다는 이점을 갖는 것과 동시에 원리적으로는 거의 모든 기체계 연료를 에너지원으로 사용할 수 있다는 점으로부터, 석유 계통의 연료로부터 각종 대체연료로의 전환을 적극적으로 도모해야 할 대상이라고 할 수 있다. 특히, 예혼합(premixed) 연소방식의 가스터빈은 화염온도를 낮춤으로써  $NO_x$ 의 방출을 줄일 수 있기 때문에, 환경 유해물질의 억제 측

면에서 많은 주목을 받고 있다. 그러나, 비교적 낮은 온도의 예혼합 연소방식은 연소반응을 일으키는 난류 혼합과정에서 쉽게 소염현상에 이를 수 있기 때문에 보염기등의 설치에 의해 화염의 안정화를 도모하고 있다. 이와 같이, 연소기 설계의 키 포인트라고 할 수 있는 연소반응은 주로 연소실 내부의 난류 혼합과정에 의존하기 때문에, 효율적인 연소기의 설계를 위해서는 유동장에 대한 엄밀한 해석이 가장 중요한 과제라고 할 수 있다.

문헌조사에 의하면, 연소실 내부의 난류 혼합 현상에 관한 이해를 돕기 위한 실험 및 수치해석에 관한 연구는 그다지 많지 않다. Amano<sup>(1)</sup> 등은 k-ε 모델과 층류 화염편 모델을 사용하여 둔각 물체 주위의 난류 예혼합에 관한 수치모사를 행하여, 예혼합 화염의 온도분포를 예측하였다. 그러나, 둔각 물체 배면의 재순환 영역의 예측에 대해서는 실험치에 비하여 다소 적은 결과를 얻고 있다. Sato<sup>(2)</sup>와 Ogata<sup>(3)</sup> 등은 2차원 dump diffuser형의 연소기내의 난류 유동특성에 관한 연

\* 한국과학기술원 기계공학과  
† 책임저자, 회원, 한국과학기술원 기계공학과  
E-mail : hjsung@kaist.ac.kr  
TEL : (042) 869-3027 FAX : (042) 869-5027

구를 행하여, 대칭, 비대칭의 입구 속도분포가 난류혼합에 미치는 영향에 관한 실험적 연구를 수행하였다. 한편, 최근에 Akselvoll과 Moin<sup>(4)</sup>은 급 확대부로 분출되는 동 환상 분류(co-annular jet)의 난류거동에 관한 large eddy simulation (LES)을 행하였다. Dynamic subgrid-scale (SGS)모델을 사용하여 연료와 산화제의 혼합물에 관한 수치해석 결과에 대하여 Johnson<sup>(5)</sup> 등의 실험결과와 비교 검토를 하였으며, 난류 확산연소의 화염안정성과 밀접한 관계를 갖는 lean blow-out에 이르는 현상에 관한 수치모사를 하였다.

LES수법은 대부분의 난류에너지를 보유하고 있는 큰 척도(large-scale)에 대해서는 직접 해석을 행하고, 작은 척도(small-scale)에 관해서는 모델화를 행함으로써 유동장을 해석하는 방법으로, 연소과정에 있어서의 비정상인 난류거동을 효과적으로 예측할 수 있다. 최근에 들어서의 새로운 SGS난류모델의 제안과 컴퓨터의 급속한 발달과 더불어, LES수법은 보다 복잡한 형상을 갖는 공학에의 응용이 가능하게 되었다. 일반적으로 Smagorinsky<sup>(6)</sup>모델이 널리 사용되고 있으며, 근래에 dynamic SGS모델<sup>(7)</sup>이 제안되어 저 레이놀즈 수 영역에서 합리적인 예측결과를 얻고 있다. 그러나, 복잡형상의 연소기 내부유동에 관한 정확한 해석을 행하기에는 아직도 dynamic SGS모델은 많은 불확실성을 갖고 있다고 생각된다.

본 연구에서는 LES를 이용하여 실린더 챔버 내부의 보염기 하류에서 일어나는 난류 혼합과정에 관한 연구를 행하였다. 수치계산은 화학반응 및 실제 연소기에 있어서의 화염 안정화를 위해 부가되는 선회류(swirl flow) 등을 포함하지 않는 비연소 유동장에 대하여 행하였다. 그 대신에, 예 혼합 화염의 안정화를 위해 보염기(flame holder)를 채택하여, 보염기의 형상변화에 따른 유동특성을 조사하였다. 계산 대상으로 한 연소기 형상과 보염기의 개략도는 Fig.1과 같다. 지배 방정식은 물리 반변 속도 성분(physical contravariant velocity component)을 기초로 한 일반좌표계(generalized coordinate)에 의해 정식화 하였다. 수치계산은 2개의 다른 Smagorinsky모델 계수와 Lagrangian dynamic SGS모델<sup>(8)</sup>을 이용하여, 난류 SGS모델에 관한 검증을 행하였다. 또한, 보염기의 형상변화에 따른 난류 혼합구조의 변화를 파악하기 위하여, 3개의 서로 다른 유형

의 보염기에 관한 수치해석도 수행하였다. 계산 레이놀즈 수는 연소기 입구부의 직경과 평균 벌크 속도를 기준으로 하여 각각 5,000과 50,000에 대해서 행하였다. 예측된 난류 통계량에 대해서는 laser doppler velocimetry(LDV)에 의한 실험결과와의 비교를 통하여 평가하였으며, 연소기 내부의 순간적인 난류거동과 보염기의 형상변화가 난류 혼합과정에 미치는 영향등에 관한 검증을 행하였다.

## 2. 지배 방정식

물리 반변 속도 성분에 근거한, 공간 필터조작을 행한 비압축성 유동장에 대한 LES지배 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left[ \frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} \overline{u^{(j)}} \right] &= 0 \quad (1) \\ \frac{\partial \overline{u^{(j)}}}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^j} \left[ \frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} (\overline{u^{(j)}} \overline{u^{(j)}} - \tau^{(jj)}) \right] \\ &+ \overline{u^{(j)}} \overline{u^{(m)}} \left( \frac{i}{mj} \right) \quad (2) \\ &= -g^{ij} \sqrt{g_{ij}} \frac{\partial \overline{p}}{\partial \eta^j} + \tau^{(im)} \left( \frac{i}{mj} \right) \end{aligned}$$

여기에서  $\overline{u^{(j)}}$ 는 grid-scale의 물리 반변 속도 성분이며,  $\left( \frac{i}{mj} \right)$ 는 Christoffel symbol의 물리성분, J는 Jacobian,  $g_{ij}$ 는 계량텐서(matric tensor)의 수학성분,  $g^{(ij)}$ 와  $g^{(ij)}$ 는 각각 계량텐서의 물리성분과 역성분을 나타낸다. 계량텐서의 수학성분과 물리성분 사이에는 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$u^i = \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} u^{(i)}, \quad \tau^{ij} = \frac{1}{\sqrt{g_{ii}}} \frac{1}{\sqrt{g_{jj}}} \tau^{(ij)} \quad (3)$$

속도와 좌표계, 시간은 각각 입구부의 평균 벌크속도  $U_b$ , 반경  $R$ , 시간 스케일  $R/U_b$ 로 무차원화 하였다. 여기에서 응력텐서  $\tau^{(ij)}$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\tau^{(ij)} = (\nu + \nu_{sgs}) S^{(ij)} \quad (4)$$

$$S^{(ij)} = g^{(im)} \nabla_{(m)} u^{(j)} + g^{(jm)} \nabla_{(m)} u^{(i)} \quad (5)$$

$$\nu_{sgs} = (C_s \Delta)^2 (S^{(ij)} S^{(ij)} / 2)^{1/2} \quad (6)$$

본 계산에서는 난류모델로서 Smagorinsky<sup>(6)</sup>모델과 Lagrangian dynamic SGS 모델<sup>(8)</sup>을 사용하였다. Smagorinsky모델 계수는  $C_s=0.1$ 을 사용하였으며,

길이 스케일  $\Delta$  는 격자크기와 Van Driest<sup>(9)</sup>형의 감쇠함수를 이용하여 계산함으로써, 벽면부근의 접근거동을 구하고 있다.

$$\Delta = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{25}\right) \right] (\Delta \eta^1 \Delta \eta^2 \Delta \eta^3)^{1/3} \quad (7)$$

Dynamic SGS모델을 이용할 경우, 모델계수는 유동장의 상태에 따라서 동적으로 구해진다. 그러나, 이와 같이 하여 구한 모델계수는 공간적으로 변동하며 음(-)의 값을 포함하게 된다. 모델계수의 음(-)의 값은 수치 해석상 절대 불안정을 야기하기 때문에, 이와 같은 문제를 극복하기 위하여 통계적으로 일정한 방향에 대하여 평균화를 취하는 방법이 일반적으로 행해지고 있다. Germano<sup>(7)</sup>와 Piomelli<sup>(10)</sup>는 평행 평판간 난류에 대하여 벽에 평행한 면에 대한 평균을 취하였으며, Akselvoll과 Moin<sup>(4,11)</sup>은 후향 계단 흐름 및 동환상 분류에 관하여 길이 방향으로 평균화를 취하였다. 이와 같은 평균화 조작에 의해 수치해석상의 불안정성은 피할 수 있지만, 그 타당성에 관한 근거는 빈약하다고 할 수 있다.

한편, Meneveau<sup>(8)</sup>등은 dynamic SGS모델에 있어서, 모델계수를 유체의 격자에 따라 평균하는 수법인 Lagrangian dynamic SGS모델을 제안하였다. 이 경우, 난류장의 통계적으로 일정한 방향에 대한 평균화 조작을 필요로 하지 않기 때문에, 통계적으로 일정한 방향이 존재하지 않는 복잡한 임의형상을 갖는 난류장에도 dynamic SGS모델이 적용 가능하게 되었다. 이 경우의 모델계수는 다음과 같이 얻어질 수 있다.

$$C(x, t) = -\frac{I_{LM}}{I_{MM}} \quad (8)$$

$$I_{LM}(x, t) = \int_{-\infty}^t L_{ij}(z(t'), t') M_{ij}(z(t'), t') W(t-t') dt' \quad (9)$$

$$I_{MM}(x, t) = \int_{-\infty}^t M_{ij}(z(t'), t') M_{ij}(z(t'), t') W(t-t') dt' \quad (10)$$

윗식은 적분 함수 형태이기 때문에 실제의 수치 해석에서는 취급하기 곤란하므로, 시간에 관한 가중함수를  $W(t-t') = T^{-1} \exp(-(t-t')/T)$ 로 나타내면, 다음과 같은 수송 방정식으로 표현된다.

$$\frac{\partial I_{LM}}{\partial t} + u_k \frac{\partial I_{LM}}{\partial x_k} = \frac{1}{T} (L_{ij} M_{ij} - I_{LM}) \quad (11)$$

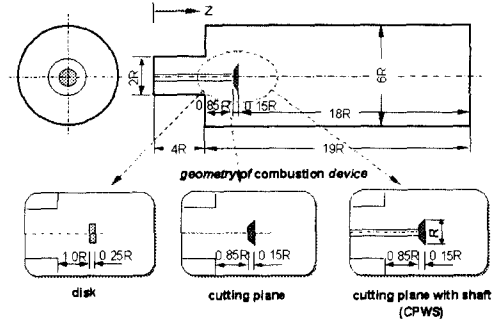


Fig. 1 Schematic diagram of the flow configuration

$$\frac{\partial I_{MM}}{\partial t} + u_k \frac{\partial I_{MM}}{\partial x_k} = \frac{1}{T} (M_{ij} M_{ij} - I_{MM}) \quad (12)$$

여기서,

$$L_{ij} = T_{ij} - \overline{\tau^{(ij)}} \quad (13)$$

$$M_{ij} = 2(\overline{\Delta^2} |\overline{S}| \overline{S^{(ij)}} - \overline{\Delta^2} |\overline{S}| \overline{S^{(ij)}}) \quad (14)$$

$$T_{ij} = \overline{u^{(i)} u^{(j)}} - \overline{u^{(i)}} \overline{u^{(j)}} \quad (15)$$

$$\tau^{(ij)} = \overline{u^{(i)} u^{(j)}} - \overline{u^{(i)}} \overline{u^{(j)}} \quad (16)$$

위에서 over-bar는 필터 폭  $\Delta$  의 grid-filter를 나타내며, tilde는 필터 폭  $2\Delta$  의 test-filter를 나타낸다. dynamic SGS 모델을 이용하는 경우, 다른 특성 길이, 즉 grid-filter와 test-filter의 폭의 비  $a$  가 모델 파라미터로서 사전에 결정해 두어야 할 변수로서, Germano 등은 평행 평판간 난류 및 천이 난류의 DNS를 이용한 A priori 테스트에 의해 grid, test 양 필터에 Fourier sharp cut-off filter를 이용한 경우로서  $a=2$ 를 사용하여 천이 발달 과정 및 평행 평판간 난류 해석에 있어서 좋은 결과를 얻고 있다. 또한, 실제 계산에 있어서 해의 파라미터  $a$  에 대한 의존성은 작다는 사실도 보고 되어 있다. 따라서, 본 계산에서는 위와 같은 기존의 연구 결과에 기초하여 grid-filter와 test-filter의 폭의 비  $a=2$ 를 사용하여 계산을 수행하였다.

한편, 유적선을 따라 어느 정도 과거까지의 궤적을 추적하는가를 의미하는 시간스케일  $T$ 는 다음 식으로 주어지며, 이때 시간 완화 계수  $Ct$ 는 Meneveau 등의 추천값인 2.0을 사용하였다.

$$T = C_t \Delta I_{LM}^{-1/4} \quad (17)$$

### 3. 수치 해석 방법

본 연구에서는 원통형의 계산형상과 원통 좌표계 격자를 사용하였으며, 지배 방정식은 입구부의 반경과 평균속도를 이용하여 무차원화 하였다. 계산영역의 개략도를 Fig. 1에 나타내었다. 전체의 계산영역은 흐름방향으로  $23R$ 이며, 입구부의 길이는  $4R$ 을 취하였다. 계산영역은 급 확대부로 분출되는 분류를 포함하며, 연소실 내부에는 입구부로부터  $0.85R$ 위치에 보염기가 설치되어 있고 입구부의 반경은  $20.0\text{mm}$ 이다.

원통 좌표계 격자를 이용할 경우, 중심의 특이점에 대해서는 가상의 값으로 취급하여 계산을 수행하였다. 즉, 중심에서의 속도성분을 다중값(multi-value)으로 가상하여, 대각방향으로 내삽(interpolation)을 취하여, 매 계산시 경계조건으로 부가하였다. 이것은 중심선에서 서로 반대방향에 위치한 두 점은 그 크기가 같고 반대방향의 부호를 갖는다는 것을 의미한다. 이와 같은 방식으로 구축한 계산코드를 이용하여 원관 내 난류유동에 대한 수치해석을 행하여 Eggels<sup>(12)</sup> 등의 직접 수치 해석(DNS) 결과와의 비교를 통하여, 그 신뢰성과 계산정도에 관한 검증을 행하였다.

원관내 난류의 평균 속도분포에 랜덤한 변동 속도성분을 부가함으로써, 수치계산의 입구조건으로 사용하였다. 시간 이산화에 대해서는 2차 정도의 Adams-Bashforth법을 사용하였으며, 공간 이산화에 대해서는 점성항에 2차 중심차분, 대류항에 QUICK법을 사용하여 계산을 수행하였다. 압력장 해법으로는 압력, 속도에 대하여 동시 완화법인 HSMAC(Highly Simplified Maker-and-Cell)법을 사용하였다. 또한, 벽면 경계조건으로는 일반화된 벽법칙을 사용하였으며, 유출 경계조건으로는 대류 경계조건을 부가하였다.

수치계산은, 수차례의 검증 결과, 격자크기 ( $r \times \theta \times z = 55 \times 90 \times 102$ ), 시간증분  $\Delta t = 0.002$ 로 하여 수행하였다. 또한, 수치계산은 Silicon Graphics사의 Origion 2000과 Fujitsu사의 VX를 이용하여 수행하였으며, 계산시간은 한가지 경우에 대략 430 CPU hr정도 소요되었다.

### 4. 실험 장치 및 방법

계산결과에 대한 평가를 행하기 위하여 LDV에

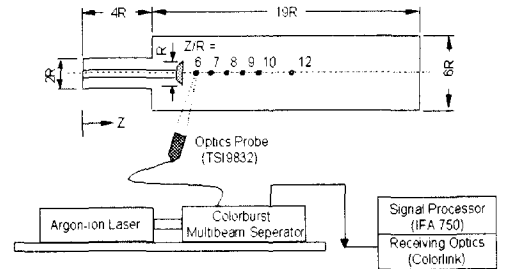


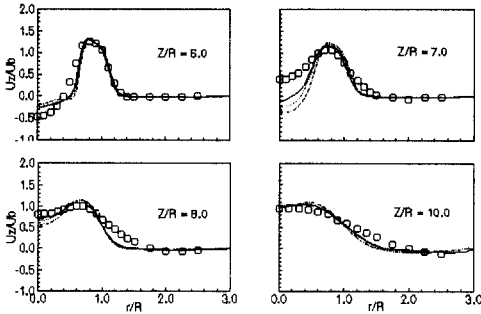
Fig. 2 Schematic diagram of the LDV measurement

의한 측정을 수행하였다. 실험장치에 대한 개략도는 Fig. 2와 같다. 입구부의 직경은  $40\text{mm}$ 이며 입구의 평균속도는  $0.125\text{m/s}$ , 작동유체의 온도는  $20^\circ\text{C}$ 로 설정하였다. 실험에 사용된 유량계는 검정을 거친후 사용하였으며, 오차범위는  $Re=5,000$ 에 대하여  $2.41\%$  범위내에서 실험을 행하였다. 또한, 작동유체는 항온조를 사용하여  $20 \pm 0.2^\circ\text{C}$ 의 범위에서 제어하였으며, 이때 온도에 대한 오차범위는  $0.52\%$ 이었다. LDV에 의한 측정은 보염기 후면의  $20\text{mm}$ ,  $40\text{mm}$ ,  $60\text{mm}$ ,  $80\text{mm}$ ,  $100\text{mm}$ ,  $140\text{mm}$ 의 6단면에서 행해졌으며, 측정점의 수는 수평방향과 수직방향으로 각각 220점이었다. 측정값의 재현성을 확인하기 위해 동일한 측정을 5회 반복하여 그 재현성을 확인하였으며, 그 평균을 취하여 측정값으로 표시하였다.

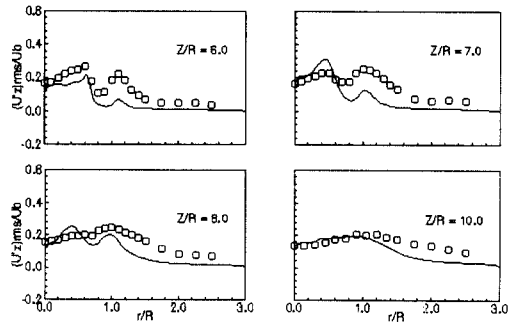
흐름방향과 반경방향의 속도성분을 Argon-ion레이저의 dual-beam구성에 의해 동시 측정하였다. Argon-ion레이저는 Colorburst multibeam separator에 의해 green beam과 blue beam으로 분리되며, 각각의 경우에 파장은  $514.5\text{nm}$ ,  $488.0\text{nm}$ 이었다. 이 두 beam은  $50\text{mm}$ 간격으로 평행한 2개의 beam으로 분리되며, optical probe로부터  $350\text{mm}$  떨어진 지점에서 측정점을 형성하게 된다. 광학강도에 의해 정의되는 측정체적은, green beam의 경우에 직경  $90.5\mu\text{m}$ , 길이  $1.31\text{mm}$ 이며, blue beam의 경우는 직경  $85.8\mu\text{m}$ , 길이  $1.24\text{mm}$ 이다. 신호처리기(IFA750)로부터 출력된 출력신호는  $500\text{-}600\text{ Hz}$ 의 주파수로 추출하였다.

### 5. 결과 및 검토

Smagorinsky 모델계수가 보편적이지 않다는 사실은 잘 알려져 있다. 예를 들면, 등방성 난류의



**Fig. 3** Comparison of the predicted mean axial velocity with the experimental data.  
 ○: experiment; —:  $C_s=0.1$ ; - - - :  $C_s=0.12$ ; - · - · : LDSM



**Fig. 4** Comparison of the axial turbulent intensity with the experimental data.  
 ○: experiment; —: CPWS

경우는  $C_s=0.23$ ,<sup>(13)</sup> 평행 평판간 난류의 경우는  $C_s=0.1$ ,<sup>(14)</sup> 난류 혼합층에 관해서는  $C_s=0.15$ <sup>(15)</sup> 등이 이용되고 있다. 그러나,  $C_s=0.1$ 이 평행 평판간 난류, 원관내 난류, 후향 계단 난류등의 해석등에 널리 이용되고 있다. 본 계산에서는  $C_s=0.1$ 과  $0.12$ 를 사용하여 수치계산을 수행하였으며, 또한 Lagrangian dynamic SGS모델(이후 LDSM으로 표현)을 이용한 계산을 행하여, 복잡한 형상을 갖는 연소기 내부의 유동장에 대하여 난류모델의 영향에 관한 평가를 행하였다.

Fig. 3에 보이기 후면의 4위치에서의 평균 축방향 속도분포를 나타내었다. 각각의 모델계수를 이용한 예측결과는 일반적으로 실험결과와 잘 일치하였다. 특히 속도 피크치의 위치등을 잘 예측하고 있으며 하류측에서는 만족할 만한 결과를 나타내고 있다. 그러나, 보이기 배면의 재순환 영역에 관한 예측정도는 다소 떨어짐을 알 수 있는데, 이는 격자 해상도에 의한 영향으로 판단된다. 즉, 보이기 주변의 성긴격자로 인해 벽법칙을 사용함으로써 예측정도가 다소 저감되었다고 생각된다.

한편, 모델계수에 따른 예측결과에는 그다지 큰 차이가 나타나지 않았다.  $C_s=0.12$ 의 경우는 재순환 영역을 다소 과대평가하고 있음을 알 수 있다. 일반적으로, 모델계수의 값이 크게되면 큰 척도(large-scale)의 진동이 과도하게 감쇠되기 때문에, 본 연구에서와 같이 복잡한 형상을 갖는 유동장의 경우 모델계수를 최적화하는 것은 쉽지 않다. LDSM의 예측결과는 Smagorinsky모델을 이용한 경우와 거의 같은 정도의 예측치를 나타내고 있으나, 보이기 배면의 재순환 영역의 예측에

있어서 다소 떨어지는 결과를 나타내고 있다. 앞서 말한 바와 같이, dynamic SGS모델을 이용한 결과가 특히 저 레이놀즈 수 유동장에 대해서는 좋은 결과를 나타내고 있다고 알려져 있지만, 복잡한 형상을 갖는 유동장에 대해서는 만족할 만한 결과를 나타내지 못하고 있음을 보여주고 있다. 이상과 같은 검증 결과,  $C_s=0.1$ 의 경우가 재순환 영역뿐만 아니라 하류측의 예측결과에서도 가장 좋은 결과를 나타내고 있음을 알 수 있다.

Fig. 4에 모델계수  $C_s=0.1$ 을 이용한 경우의 축방향의 난류 강도분포를 나타내었다. 난류강도분포에 있어서의 예측결과는 실험결과에 비해 정량적으로는 다소 떨어짐을 알 수 있다. 그러나, 피크치의 위치등 정성적으로는 좋은 일치를 보이고 있음을 알 수 있다. 그림에서 보는 바와 같이, 난류 강도분포는 전단층이 존재하는 위치에서 2개의 피크치를 갖고 있음을 알 수 있으며, 안쪽 전단층의 피크치가 보다 강한 강도를 갖고 있다. 이와 같은 2개의 피크치는 하류로 감에 따라 평탄한 분포를 하고 있음을 알 수 있으며, 실험 결과와도 대체로 잘 일치함을 보여주고 있다.

예혼합 연소기의 경우, 보염기의 형상은 연소기의 유동특성을 결정하는 중요한 설계변수라 할 수 있다. 앞에서 언급한 바와 같이, 3가지 형상의 보염기를 채택하여 보염기의 형상변화에 따른 검토를 수행하였다. 즉, 가장 단순한 형태의 disk type보염기에 대해서 절단면의 영향을 조사하기 위한 cutting plane type, 또한 보염기 지지축의 영향 등을 고려하여 cutting plane with shaft type(이후 CPWS로 표현)의 3가지 형상에 대한 수치계산을 행하였다.

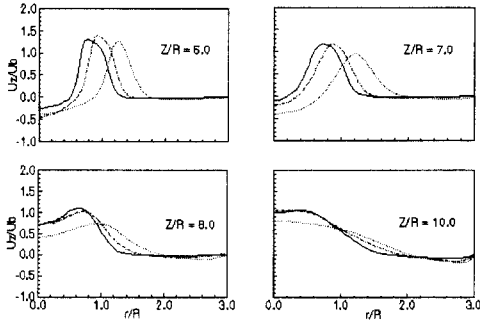


Fig. 5 The predicted results of mean axial velocity with 3 types of flame holder. -----: disk; - - - - -: cutting plane; \_\_\_\_\_: CPWS

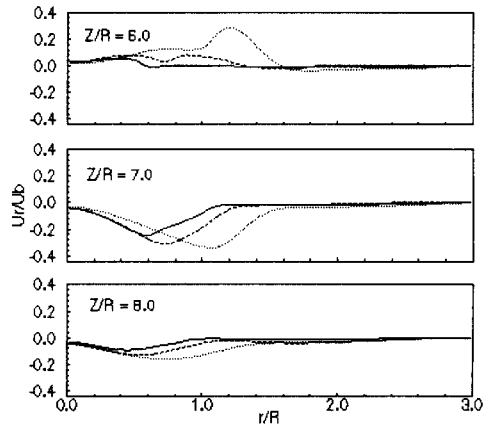


Fig. 7 The predicted results of mean radial velocity with 3 types of flame holder. -----: disk; - - - - -: cutting plane; \_\_\_\_\_: CPWS

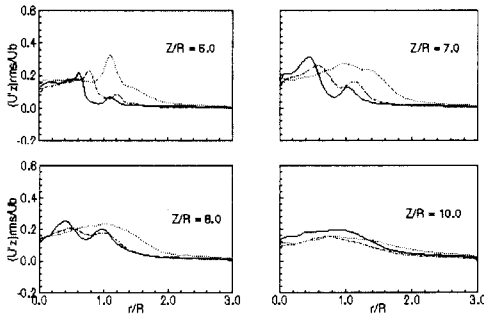


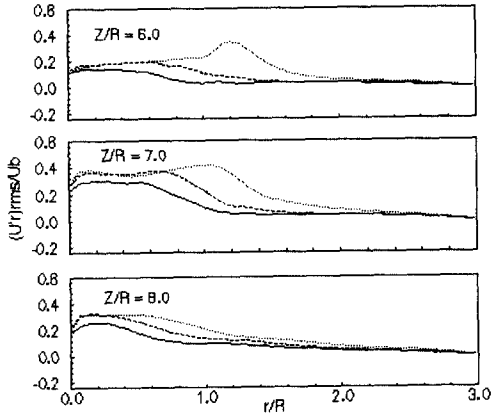
Fig. 6 The predicted results of turbulent intensity with 3 types of flame holder. -----: disk; - - - - -: cutting plane; \_\_\_\_\_: CPWS

난류 혼합과정에 미치는 보염기 형상변화에 따른 영향에 대하여, 축방향 평균 속도분포를 Fig. 5에 나타내었다. 계산결과에서 알 수 있는 바와 같이 3가지 유형의 보염기 형상변화에 따른 효과는 현저하게 나타났다. Z/R=6.0의 보염기 직후에서 CPWS유형의 속도분포 피크치의 위치는 현저하게 중심축 방향으로 이동해 있음을 알 수 있다. 이와 같은 피크치의 위치는 보염기 배면의 재순환 영역의 크기와 관계가 있다. 즉, disk type, cutting plane type, CPWS의 순으로 재순환 영역이 작아져서 보염기 배면의 역류영역도 작아짐을 보이고 있다. 또한, Z/R=7.0에서, disk type과 cutting plane type은 역류영역이 존재하지만 CPWS의 경우에는 존재하지 않는다는 것을 알 수 있다. Z/R=10.0의 하류측에서 disk type의 경우는 속도 분포가 완전히 회복되었지만, 그외의 유형은 완전히 회복되지 않고 있다는 것을 보여 주고 있

다. disk type의 속도분포는 보염기 후면에서 넓게 퍼져서 하류측에서 빠르게 회복되는 것에 비하여, CPWS의 경우는 보염기 후면에서 좁게 퍼져서 비교적 천천히 회복되고 있음을 알 수 있다.

3가지 유형의 보염기에 대한 축방향의 난류강도 분포를 Fig. 6에 나타내었다. Fig. 4에서 살펴본 바와 같이, 2개의 피크치가 존재하며 안쪽의 피크치가 강하다는 것을 알 수 있다. 안쪽 피크의 위치는 보염기의 형상변화에 따라 중심축 방향으로 이동하고 있으며, disk type의 경우가 가장 큰 값을 갖고 있다. 이들 피크치는 하류로 감에 따라 공간적으로 발달하여 평탄한 분포를 갖게 되며, 특히 disk type의 경우가 하류측에서 빠르게 평탄한 분포로 된다는 것을 알 수 있다.

반경방향의 평균 속도분포를 Fig. 7에 나타내었다. Z/R=6.0에서 보는 바와 같이, 속도분포의 약간 오목한 부분은 보염기로부터 방출되는 대형 와의 중심위치를 나타내는 것으로, 각각 disk type의 경우 반경방향으로 1.0R, cutting plane type의 경우 0.7R, CPWS의 경우 0.6R을 나타내고 있다. Z/R=6.0에서 반경방향 속도는 양의 값을 갖고 있음을 알 수 있는데, 이는 보염기 배면의 재순환 영역의 폭이 확대되고 있음을 나타낸다. 반면에 Z/R=7.0에서의 음의 값은 재순환 영역이 끝나고 보염기를 넘어온 유동장이 다시 합쳐지고 있다는 사실을 의미한다. Z/R=8.0의 하류측에서는 반경방향의 속도는 약해져서 평탄한 분포를 하고 있음

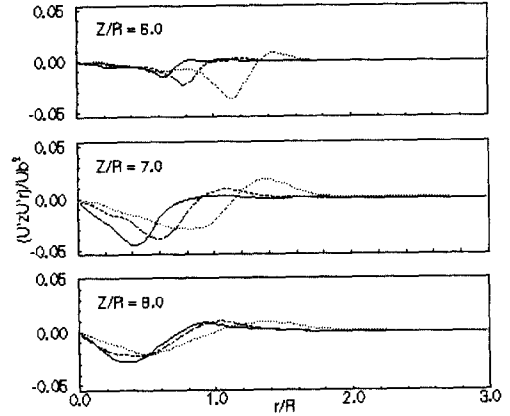


**Fig. 8** The predicted results of radial turbulent intensity with 3 types of flame holder.  
 - - - - - : disk; - · - · - : cutting plane;  
 — : CPWS

을 알 수 있다.

반경방향의 난류 강도분포 및 전단 응력분포를 Fig. 8, 9에 나타내었다. 난류 강도분포는 반경방향의 평균 속도분포와 유사한 분포를 하고 있음을 알 수 있다. 난류 강도분포는 보염기의 형상 변화에 따라 약간 감소하고 있음을 알 수 있다. Z/R=7.0에서 난류 강도분포가 높게 나타나고 있는데, 이는 재순환 영역이 끝나는 부분, 즉 유동장이 다시 합쳐지는 위치에서 난류혼합이 활발하게 일어난다는 것을 의미한다. Fig. 9의 전단 응력분포에서, 2개의 전단층이 존재함을 알 수 있다. 즉, 안쪽의 전단층은 음의 값을 갖고, 바깥쪽의 전단층은 양의 값을 갖는다. 하류로 감에 따라 재순환 영역이 끝나고, 연소기의 중심부에서 유동장이 다시 합쳐져 난류혼합이 일어나기 때문에, 전단 응력분포는 하류로 감에 따라 중심쪽으로 이동하는 것을 알 수 있다.

3가지 유형의 보염기 형상변화에 따른 축방향 평균속도의 등가선 분포를 Fig. 10에 나타내었다. 점선은 음의 값을 나타내며, 실선은 양의 값을 나타낸다. 등가선은 -0.52에서 1.35까지를 0.06의 간격으로 표시하였다. 예상했던 것과 마찬가지로 보염기의 형상변화에 따라 보염기 배면의 재순환 영역의 크기가 달라졌다. 각각의 경우에 (반폭×길이)로 나타난 재순환 영역의 크기는, disk type의 경우(0.9R× 2.0R), cutting plane type의 경우(0.6R× 1.8R), CPWS의 경우(0.5R× 1.7R)이었다.



**Fig. 9** The predicted results of shear stress with 3 types of flame holder.  
 - - - - - : disk; - · - · - : cutting plane;  
 — : CPWS

cutting plane type의 경우는 disk type에 비해 절단면이 존재함으로써, 입구부로 부터 분출되는 분류가 접하는 면적이 작아지기 때문이며, CPWS의 경우는 보염기의 지지축상에 경계층이 발달하고 지지축과 보염기의 전면 접합부에 작은 재순환 영역이 생성되어, 이들이 보염기 배면의 재순환 영역에 영향을 미치기 때문이다. 이 접합부에 생성된 작은 재순환 영역은 방출되지 않고 접합부에 갇혀 있음을 알 수 있다.

3가지 보염기의 형상변화에 대하여 순간적인 보텍스 구조분포를 가시화하여 Fig. 11에 나타내었다. 축대칭 분포의 보텍스-링이 보염기 후면의 환상분류의 안쪽과 바깥쪽에 생성되어, 하류로 감에 따라 붕괴하고 있음을 알 수 있다. 그 붕괴형태는 원형분류<sup>(16)</sup>의 경우와 유사하나, 3차원 보텍스구조는 보다 빨리 발달하게 된다. disk type의 경우에는 보텍스-링이 넓게 퍼져 빠르게 붕괴하는데 반하여, CPWS의 경우는 작게 퍼져 재순환 영역이 거의 끝날 때까지 그 형태가 유지되고 있는 것을 알 수 있다. 이와 같은 사실은 예혼합 연소기 내부에서 미연가스와 기연가스의 혼합에 의해 난류의 와동구조가 어떻게 가속되는가를 설명해 준다.

실제의 연소기내 유동장을 대상으로 한 고 레이놀즈 수(Re=50,000)에 관한 해석을 행하여, 실험결과<sup>(17)</sup>와의 비교를 통해 나타내었다. Fig. 12와 13에 각각 축방향의 평균 속도분포와 난류 강도

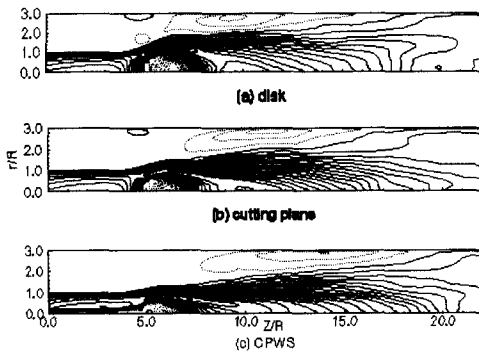


Fig. 10 Contour plots of the mean axial velocity for 3 types of flame holder. The contour levels are between -0.52 and 1.35 at intervals of 0.06

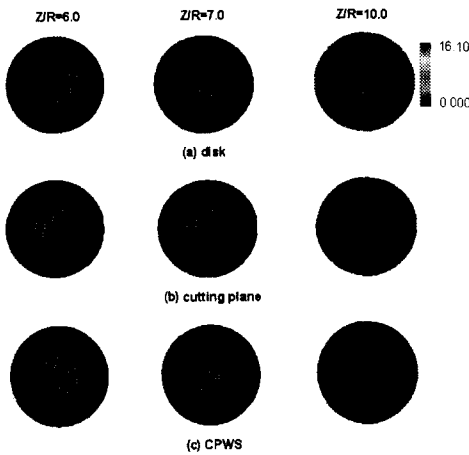


Fig. 11 Cross-sectional views of the vortex structure for 3 types of flame holder

분포를 표시하였다. 계산조건은 실험조건에 준하였으나, 내부의 보임기 지지축은 생략하였다. Fig. 12에서 보는 바와 같이, 예측된 평균속도는 실험 결과와 잘 일치함을 알 수 있으나, 재순환 영역에서 다소의 불일치가 보임을 알 수 있다. 이와 같은 차이는 Fig. 13의 Z/R=6.0에서의 재순환 영역 ( $r/R < 1.0$ )의 난류 강도분포에는 확대되어 나타났다. 이는 LDV 실험 결과의 확률밀도분포(PDF)가 이 영역에서 2개의 피크치를 갖고 있다는 데 기인한다고 생각된다. 위의 영역을 제외한 영역에서 난류 강도분포 및 평균 속도분포는 일반적으로 실험결과와 잘 일치하는 결과가 얻어졌다.

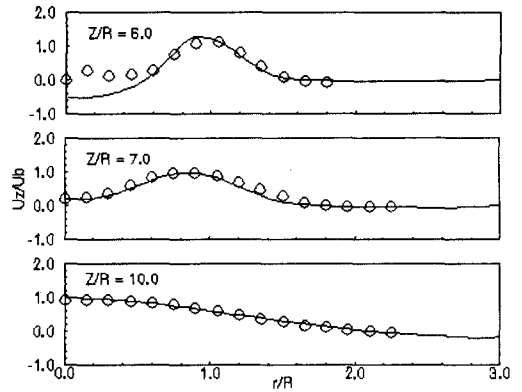


Fig. 12 Comparison of the predicted mean axial velocity with the experimental data ( $Re=50000$ ).  $\circ$ : experiment; —: prediction

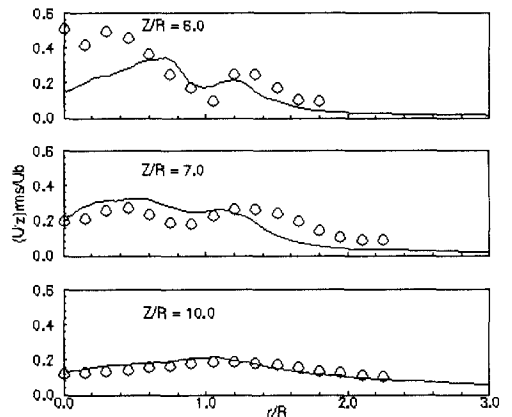


Fig. 13 Comparison of the predicted axial turbulent intensity with the experimental data ( $Re=50000$ ).  $\circ$ : experiment; —: prediction

$Re=50,000$ 의 경우, 순간적인 축방향 속도의 등가선 분포를 Fig. 14에 나타내었다. 등가선은 -0.92와 1.49 사이에서 0.08의 간격으로 표시하였다. 그림에서 알 수 있는 바와 같이 속도분포는 보임기의 영향으로 퍼지게 되며, 보임기 배면에 재순환 영역이 생성된다. Z/R=7.0 부근에서 재순환 영역은 끝나고 난류혼합이 촉진됨을 알 수 있다. 또한, Z/R=6.0과 7.0, 10.0에서의 단면분포에서 알 수 있는 바와 같이 링형태의 고속영역이 보임기 후면에 존재하며, 그 안쪽의 재순환 영역과 바깥쪽에 약한 역류영역이 나타난다. 링형태의 고속영역은 재순환 영역의 성장에 따라 서서히 확대되며, 물결 모양의 변형(wavy



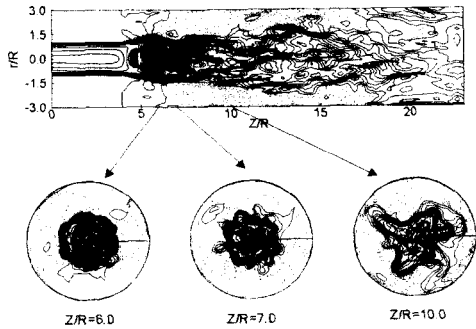


Fig. 14 Contour plots of the instantaneous axial velocity. The contour levels are between -0.92 and 1.49 at intervals of 0.08

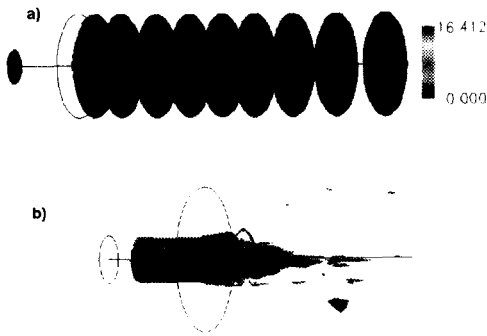


Fig. 15 a) Cross-sectional contour plots of the instantaneous vorticity magnitude b) Iso-surface of the vorticity magnitude

deformation)이 일어나게 된다.  $Z/R=7.0$ 에서는 재순환 영역이 끝나게 되며, 난류혼합에 의하여 안쪽영역의 변형이 더욱 심하게 된다. 이와 같은 변형은 축방향 거리가 증가함에 따라 성장하게 되며, 흐름방향의 보텍스 (streamwise vortex)를 성장시키게 되며, 흐름방향 보텍스의 증가에 따라 유동의 불안정성은 증가하게 된다.

순간적인 보텍스 구조분포를 증가선 분포와 등가면 분포로 가시화하여 Fig. 15에 나타내었다. 보염기의 배면에 반대방향의 회전을 갖는 2개의 축대칭 보텍스-링이 생성되며, 안쪽의 보텍스-링이 재순환 영역에서의 강한 전단력을 받기 때문에 바깥쪽에 비해 강한 강도를 갖는다. 이들 두 보텍스-링은 보염기 배면에서 팽창하지만, 재순환 영역이 끝나는 위치에서 더욱 변형되고 불안정하게 된다. 즉, 이들 두 보텍스-링 사이에는 상호작용이 일어나, 유동장

은 보텍스 구조가 붕괴되어 작은 스케일로 변할때 까지 가속되고 불안정해진다. 한편, 보텍스 크기에 대한 증가면 그림에서 보는 바와 같이, 흐름방향의 보텍스가 안쪽 보텍스-링의 전단층에서 생성되고 있음을 알 수 있다. 앞서 언급한 바와 같이, 이와 같은 형상을 갖는 연소기 내부의 난류거동은, 보염기에 의해 2개의 강제전단층이 형성되기 때문에 자유전단층의 지배를 받는 원형분류의 경우보다 더욱 더 복잡한 난류의 혼합양식을 갖게 된다고 생각된다.

## 6. 결론

본 연구에서는 LES수법을 이용하여 실린더 챔버 내부의 보염기 하류에서의 혼합과정에 관한 상세한 조사를 수행하였으며, 또한 수치해석 결과의 검증을 위해 LDV에 의한 실험계측도 행하였다. 본 연구의 동기는 보염기의 형상변화에 따른 유동특성의 상세한 검토에 있다. 먼저, 난류모델에 관한 검토를 행한 결과 Smagorinsky모델 계수  $C_s=0.1$ 을 사용한 경우의 결과가 재순환 영역과 하류측에서 좋은 결과를 얻었으며, Lagrangian dynamic SGS모델을 사용한 경우에도 타당한 결과가 얻어졌다.

수치 예측결과는 실험결과와의 비교를 통해서 평균 속도분포, 속도 피크치의 위치, 난류 강도분포등에 있어서 좋은 결과를 얻고 있다. 한편, 3가지 유형의 보염기를 채택하여 평가를 행한 결과, 보염기의 형상변화에 따라 보염기 배면의 재순환 영역의 크기에 차이가 나타남을 알았다. 또한, 보염기의 형상변화에 따라 순간적인 난류 보텍스의 붕괴형태에도 차이가 나타남을 알았다.

급 확대부를 갖는 실린더 챔버 내부의 난류거동은, 보염기 후면에 서로 반대방향의 회전을 갖는 2개의 보텍스-링이 생성되며, 재순환 영역의 강한 전단층의 영향을 받는 안쪽의 보텍스-링이 보다 높은 강도를 갖게 된다. 이들 2개의 보텍스-링은 하류로 갈수록 붕괴되어 그 전단면, 특히 강한 전단을 갖는 안쪽 보텍스-링의 전단면으로부터, 흐름방향의 보텍스가 생성되어 하류로 발달해 가는 난류거동을 하고 있음을 알았다.

## 감사의 글

이 연구는 과학기술부 국가지정연구실 사업의

일환으로 수행되었으며 이에 감사드립니다.

### 참고문헌

- (1) Amano, K., Inage, S., Yamakata, M. and Taniguchi, M., 1993, "Numerical Simulation of Turbulent Pre-mixed Flame Around a Bluff Body Using the  $k-\epsilon$  and Flamelet Models," *9th Symp. on Turbulent Shear Flows*, Kyoto, Japan.
- (2) Sato, A., Shizawa, T. and Honami, S., 1991, "Study on the Flow Behavior in a Dump Diffuser," *Trans. JSME*, Vol. B57 (in Japanese), pp. 4029~4035.
- (3) Ogata, H., Shizawa, T. and Honami, S., 1994, "Study on Dump Diffuser Combustor," *Trans. JSME*, Vol. B60 (in Japanese), pp. 4039~4044.
- (4) Akselvoll, K. and Moin, P., 1996, "Large-Eddy Simulation of Turbulent Confined Coannular Jets," *J. Fluid Mech.*, Vol. 315, pp. 387~411.
- (5) Johnson, B. V. and Bennet, J. C., 1984, "Statistical Characteristics of Velocity, Concentration, Mass Transport, and Momentum Transport for Coaxial Jet Mixing in a Confined Duct," *J. of Gas Turbines and Power*, Vol. 106, pp. 121~127.
- (6) Smagorinsky, J., 1963, "General Calculation Experiments with the Primitive Equations. I. The Basic Experiment," *Monthly Weather Review*, Vol. 91, pp. 99~164.
- (7) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H., 1991, "A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model," *Physics of Fluids*, Vol. A3, 1991, pp. 1760~1765.
- (8) Meneveau, C., Lund, T. S. and Cabot, W., 1994, "A Lagrangian Dynamic Subgrid-Scale Model for Turbulence," *Proceedings of the Summer Program* (Center for Turbulence Research), pp. 1~29.
- (9) Van Driest, E. R., 1956, "On Turbulent Flow Near a Wall," *J. of the Aeronautical Sciences*, Vol. 23, pp. 1007~1011.
- (10) Piomelli, U., 1993, "High Reynolds Number Calculations Using the Dynamic Subgrid-Scale Stress Model," *Physics of Fluids*, Vol. A5, pp. 1484~1490.
- (11) Akselvoll, K. and Moin, P., 1993, "Large Eddy Simulation of a Backward Facing Step Flow, in Eng. Turb. Modelling and Exp. 2," edited by Rodi, W. and Martelli, F., pp. 303~313.
- (12) Eggels, J. G. M., Unger, F., Weiss, M. H., Westerweel, J., Adrian, R. J., Friedrich, R. and Nieuwstadt, F. T. M., 1994, "Fully Developed Turbulent Pipe Flow : A Comparison Between Direct Numerical Simulation and Experiment," *J. Fluid Mech.*, Vol. 268, pp. 175~209.
- (13) Antonopoulos-Domis, M., 1981, "Large-Eddy Simulation of a Passive Scalar in Isotropic Turbulence," *J. Fluid Mech.*, Vol. 104, pp. 55~79.
- (14) Deardorff, J. W., 1970, "A Numerical Study of Three Dimensional Turbulent Channel Flow at Large Reynolds Number," *J. Fluid Mech.*, Vol. 41, pp. 453~480.
- (15) Mansour, N. N., Ferziger, J. and Reynolds, W. C., 1978, "Large-Eddy Simulation of Turbulent Mixing Layer," Rep. No. TF-11, Stanford University.
- (16) Liepmann, D. and Gharib, M., 1992, "The Role of Streamwise Vorticity in the Near-Field Entrainment of Round Jets," *J. Fluid Mech.*, Vol. 245, pp. 643~668.
- (17) Kobayashi, T. et. al., 1999, "Modeling for Flow Simulation of Combustion Chambers," Rep. No. 8H-170-1, NEDO (in Japanese), Japan.