

Planar-Jet형 연소기 내 난류유동의 LES

김도형* · 양경수** · 신동신***
(2000년 5월 26일 접수)

Large-Eddy Simulation of Turbulent Flows in a Planar Combustor

Do-Hyeong Kim, Kyung-Soo Yang and Dong-Shin Shin

Key Words: LES(대와동모사), Turbulence(난류), Bluff-body(무딘물체), Planar-Jet(평면제트), Scalar Transport(스칼라이송), Subgrid-Scale Model(아격자스케일모델)

Abstract

In this study, turbulent flows in a planar combustor which has a square rib-type flame holder are numerically investigated by Large Eddy Simulation(LES). Firstly, the flow fields with or without jet injection downstream of the flame-holder are examined using uniform inlet velocity. Comparison of the present LES results with experimental one shows a good agreement. Secondly, to investigate mixing of oxidizer(air) and fuel injected behind the flame holder, the scalar-transport equation is introduced and solved. From the instantaneous flow and scalar fields, complex and intense mixing phenomena between fuel and jet are observed. It is shown that the ratio of jet to blocked air velocity is an important factor to determine the flow structure. Especially, when the ratio is large enough, the fuel jet penetrates the main vortices shed from the flame holder, resulting in significant changes in the flow and scalar fields.

1. 서론

연소기에 있어서 그 구조와 연소방식을 불문하고 가장 중요한 요소는 화염의 안정성일 것이다. 화염의 안정성은 연소현상과 관계된 많은 요소들과 관련이 있고, 그 중에서도 화염의 안정성을 개선하기 위하여 특히, 연소장의 기하학적인 구조와 관련한 많은 연구들이 이루어졌는데, 그 주된 목적은 안정적으로 연소현상을 유지하고 제어하기 위한 형상설계의 획득이다. 특히, 연소장 내에 재순환구역이 존재한다면, 확산화염연소의 경우 연료와 공기의 혼합속도를 조절하고 이를 통해 화염의 안정성을 얻을 수 있다. 그러한 연소기들 중에서 원형실린더 구조를 가지는 형태는 설계가 용이하여 널리 사용되고 있고, 실제 연구

에서도 이러한 원형실린더 형상에 대한 수치모사나 실험이 많이 수행되어 왔다. Akselvoll & Moin⁽¹⁾은 passive scalar를 도입하여 안쪽으로는 연료가 바깥쪽으로는 공기가 공급되는 이중동심 원형실린더가 더 큰 직경의 원통형 연소기에 연결된 확대판 구조의 연소기에 대해 수치실험을 수행하였다. 스칼라해석을 통하여 연소기 벽면의 재부착 지점으로부터 재순환류에 계속해서 혼합기가 공급되는 것을 보이고, 이러한 혼합기의 재순환에 의하여 후향계단 선단부에 pilot화염의 부착이 가능하게 되고, 이로 인하여 연소기내의 화염을 안정화시킬 수 있음을 보였다. 한편, 축대칭 구조의 연소기와는 대조적으로 2차원적인 유동구조를 가진 연소기에 대한 실험은 활발하지 못했는데, 그 이유로는 균일한 2차원적인 연료제트의 구성이 쉽지 않았기 때문일 것이다. Chin & Tankin⁽²⁾은 공기와 연료의 유동이 얇은 평판이 아니라 두께가 있는 평판에 의해 나뉘어져 대기중으로 분사되는 확산화염에 대한 실험을 행하였는데, 유동형상은 2차원적이었고 여기서, 평판은

* 인하대학교 대학원 기계공학과

** 인하대학교 기계·항공·자동차공학부

E-mail : ksyang@inha.ac.kr

TEL : (032)860-7322 FAX : (032)868-1716

*** 홍익대학교 기계공학과

출구에서 재순환구역을 생성하는 역할을 하게 된다. 유동은 낮은 레이놀즈수에 해당되었고, 평판에 의하여 발생하는 와류림에 확산화염의 구조가 큰 영향을 받는다는 것을 보여주었다. Koutmos *et al.*⁽³⁾은 정방형 단면의 장애물이 연소기내에 존재하는 2차원적인 형상에 대하여 실험과 수치적인 해석을 수행하였다. 이러한 구조는 장애물의 상류 선단부에서 주유동의 박리가 일어나므로 공기가 박리를 일으키지 않고 대기중으로 분출되는 Chin & Tankin⁽²⁾의 경우와는 구별된다. 또한, 그들의 연구에서는 화학반응을 포함하는 2차원 LES를 수행하였는데, 난류와 같은 3차원적인 현상에 2차원 수치모사 방법을 적용하였다는 것은 타당성을 검토해 보아야만 할 것이다.

본 연구에서 다루는 형상은 Fig. 1에서와 같이 두 평판사이의 유동장 내에 후류면 쪽으로 제트 분사구가 있는 정방형단면의 장애물이 존재하는 경우로 두 평판사이 간격(H)과 장애물의 높이(h)와의 비는 $H/h=5.25$ 이고, Koutmos *et al.*⁽³⁾의 2차원적인 유동형상과 같다. 지금까지 제트가 없이 장애물만 존재하는 2차원적인 유동형상에 대한 연구는 많이 수행되어 왔다.⁽⁴⁻⁶⁾ 제트가 없는 장애물이 존재하는 경우 주유동은 장애물의 전면 선단부를 지나면서 박리를 일으키고, 후류면은 주유동의 일부분을 끌어들이어 재순환구역이 존재할 수 있도록 해준다. 이러한 작용은 연소기 내에서 화염이 주유동과 같이 하류로 흘러가는 것을 방지하여 화염을 안정화시키는 보염기의 역할로서 연소기 설계에 있어서 가장 중요한 부분들 중의 하나라고 할 수 있다. 그리고, 장애물 후류부에 제트가 가해진다면 매우 복잡한 유동구조를 보일 것이고, 또한, 제트의 속도에 따라 유동구조에 일어나는 변화도 관찰할 수가 있는데, 이를 해석하기 위하여 본 연구에서는 먼저 Fig. 1과 같은 형상에서 일어나는 유동에 대하여 3차원 LES를 적용하여 유동장을 해상하고, 제트의 속도에 따른 유동장의 변화를 관찰하였다. 한편, 장애

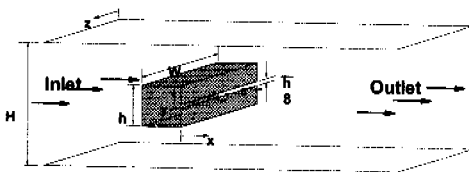


Fig. 1 Physical configuration

물로부터 분사되는 제트가 연료일 경우, 후류부 면에서 일어나는 연료의 혼합현상을 이해하는 것은 연소기 설계에 있어서 중요한 부분으로서 이것이 위에서 언급한 보염기의 역할과 직접적으로 연관이 되는 부분이다. 본 연구에서는 이를 해석하기 위해서 연료의 질량분율이 스칼라로 정의되는 passive scalar 이송방정식⁽¹⁾을 도입하고, 이에 LES를 적용하여 장애물 후류부에서의 주유동과 연료제트의 혼합현상을 규명하여 연료의 예혼합현상을 예측하였다. 한편, 본 연구에서 수행되는 수치모사는 화학반응을 다루지 않고, 그로 인한 열방출의 메커니즘이 실제 유동장에 끼치는 영향이 고려되지 않기 때문에, 연소상태를 정확하게 예측할 수는 없다. 하지만, 실제 확산화염 연소에서 일어나는 대부분의 현상들이 분사되는 연료와 장애물 후면으로 공급되는 공기 흐름이 만들어내는 유동구조와의 혼합현상의 특성과 밀접한 관계가 있으므로 본 연구에서 수행된 수치모사는 실제 연소상태를 예측하기 위한 3차원 비정상 수치모사의 첫단계가 될 수 있을 것이다.

2. 연구방법 및 이론

본 연구에서 다루는 형상은 Fig. 1에서와 같이 $x-y$ 평면에 수직인 횡방향(z)으로 긴 평판사이에서 역시 $x-y$ 평면에 수직인 긴 정방형 단면의 장애물이 존재하는 것이 기본적인 구조이고, 장애물의 중심은 정확히 평판의 대칭인 지점과 일치한다. 또한, 장애물 후류면 중심에 제트 분사구가 존재하여 다양한 속도의 제트가 분사된다. 여기서 입구로 유입되고 제트로 분사되는 유체는 모두 공기이고, 입구평균속도(U_m)와 h 를 기준으로 한 레이놀즈수(Re)는 8,520으로 고정되었다. 한편, 제트의 속도(U_{jet})와 장애물의 위아래를 지나는 유동의 평균속도(U_b)의 비를 IR (Injection Ratio)로 정의하고, IR 이 0, 0.53, 1.54인 각 경우에 대한 파라미터적인 연구를 수행하여, 난류에서의 제트의 속도에 따른 유동장의 특성과 변화를 관찰한다. 그리고, 세 경우 중에 가장 큰 IR 값인 1.54의 경우에 대하여 연료제트를 다루는 스칼라 이송방정식을 도입하여 시간에 따른 장애물 주위의 연료질량 분율의 분포와 변화를 관찰하고, 시간 평균된 연료질량분포를 구하여 전반

적인 혼합현상의 기구를 이해하였다.

2.1 수식전개

2.1.1 유동방정식

본 논문에 표기되는 모든 변수들을 U_m 과 h 를 각각 속도 및 길이 스케일로하여 무차원화 하였다. 이 연구에 사용된 컴퓨터 프로그램은 유한체적법(finite-volume method)이 적용되었고, 비균일 엇갈린 격자계(nonuniform staggered grid)를 사용하였다. 지배방정식으로는 검사체적 내에서 평균을 구하는 효과를 갖는 상자필터(box filter)를 사용하여 여과된(filtered) 비압축성 연속방정식과 운동량방정식을 사용하였다.

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2)$$

여기서, τ_{ij} 는 아격자 스케일의 응력성분들을 나타낸다. 수식전개에 대한 자세한 설명은 양경수⁽⁷⁾의 논문을 참조하기 바란다. 아래 Fig. 2는 수치모사에 사용된 격자계를 보여주고 있는데, 장애물 주위에 가장 근접한 격자간격과 h 와의 비가 0.038이 되도록 하였고, 사용된 격자수는 x, y, z 방향으로 $192 \times 144 \times 32$ 이다.

2.1.2 스칼라방정식

스칼라(φ)는 장애물 후류부분의 연료와 공기의 혼합을 추적하는데 사용된다. φ 는 연료와 공기의 혼합기 중에서의 연료의 질량분율을 나타내는 것으로서 $\varphi=1$ 인 경우는 순수한 연료만 있는 것을, $\varphi=0$ 는 순수한 공기만 있는 것을 의미한다. 유동방정식과 같은 방법으로 여과된 스칼라 이송

방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{\varphi}) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_m \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x_j} - q_j \right) \quad (3)$$

여기서, $q_j = \overline{u_j \varphi} - \bar{u}_j \bar{\varphi}$, α_m 은 무차원화된 분자 확산계수(molecular diffusivity)이고, 우변의 항들은 차례로 스칼라의 대류항과 확산항을 나타낸다. q_j 는 계산에 사용되어지는 격자보다 작아 해상되어지지 않는 난류 스케일에 의해 야기되는 스칼라의 이송을 나타내는 아격자스케일에서의 스칼라 flux를 의미한다. Moin *et al.*⁽⁸⁾은 q_j 가 스칼라 구배 벡터에 비례한다고 가정하였고, 본 연구에서는 이를 따라 다음과 같이 가정한다.

$$q_j = -\alpha_t \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x_j} \quad (4)$$

여기서 α_t 는 무차원화된 난류확산계수(eddy diffusivity)이다. 본 수치모사에서는 n-옥탄과 공기와의 이종확산계수(binary diffusivity) 0.505×10^{-5} (m^2/s)을 사용하였다. 시간에 따른 스칼라 방정식의 해를 구하기 위한 수치해석법은 기본적으로는 유동방정식을 풀기 위한 fractional step method⁽⁹⁾를 따르고 있다. 그러나, 높은 레이놀즈수의 유동에 있어서, 2차의 정확도를 가지는 중앙차분법을 이용한 유한체적법의 결과를 보면 연속적인 격자점들에서 진동하는 불안정성이 보여진다. 그래서, 본 연구에서는 upwind방법 중의 하나인 QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics)^(10,11)을 대류항에 적용하였고, 확산항에는 중앙차분법을 적용하였다. 유동장은 φ 를 풀기 전에 미리 계산되어지므로 스칼라 방정식이 계산되는 동안 값이 고정된다.

2.2 아격자 스케일에 대한 모델의 선택

적절한 아격자 스케일 모델의 선택은 LES의 성공적 수행에 있어 매우 중요하다. 사용된 유동장에 대한 아격자 스케일 모델에 대한 자세한 설명은 Yang & Ferziger⁽¹²⁾의 논문을 참조하기 바란다. 본 연구에서는 유동장에 대해서는 모델계수를 고정하여 계산하였고, 스칼라에 대해서는 모델계수를 정하는데 있어서 유동장과 스칼라장의 시간에 따른 변화에 대한 정보가 이용되는 동적인 아격자 스케일 모델을 사용하였다. 스칼라 이송의 아격자 스케일 모델에 관한 자세한 사항은



Fig. 2 Grid system

Akselvoll & Moin,⁽¹⁾ Moin *et al.*⁽¹³⁾을 참조하기 바란다.

2.3 경계조건 및 유동파라미터

균질한 방향인 횡방향($W/h=1$, 여기서 W 는 계산영역의 횡방향 폭)으로는 유동방정식과 스칼라 방정식 모두에 대해 주기적인 조건을 사용하였다. 유동장에 대해서 입구조건으로 $Re=8,520$ 에 맞도록 균일한 속도를 주었고, 난수를 발생시켜 0.5%의 편차를 주었다. 스칼라 방정식에서는 입구와 장애물 후류부의 체트출구에서 Dirichlet조건을 사용하여 각각 $\varphi=0$ 과 $\varphi=1$ 로 주었다. 정의에 의해 $\varphi=0$ 는 순수한 공기를 $\varphi=1$ 은 순수한 연료를 나타내고, 0과 1사이의 값은 연료와 공기의 혼합상태를 나타낸다. 출구에서는 유동과 스칼라에 대하여 아래 식 (5)와 같은 대류조건⁽¹⁴⁾을 적용하였다.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + U_{conv} \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \tag{5}$$

여기서, U_{conv} 는 출구에서의 평균속도이고 f 는 출구를 빠져나가는 물리적 변수로서 유동장과 스칼라장에 대해서 각각 u_i 와 φ 에 해당된다. 벽에서는 유동장에 대하여 no-slip조건을 스칼라장에 대해서는 Neumann 조건 ($\partial\varphi/\partial x_i = 0$)을 적용하였는데, 이는 벽으로부터 유동장 내로 확산이 일어나지 않음을 의미한다. 그리고, 벽면에서의 격자 집중으로 인한 과도한 계산시간을 완화하기 위하여 wall-layer 모델⁽¹⁵⁾을 적용하였다.

3. 결과 및 고찰

3.1 유동장

3.1.1 평균유동장

먼저 시간 및 횡방향으로 평균된($\langle \rangle$) 주유동 방향 속도와 난류강도를 여러 IR 에 대하여 Koutmos *et al.*⁽³⁾과 Bakrozos *et al.*⁽¹⁶⁾의 실험결과와 비교하였다. 유동장의 길이(L)를 U_m 으로 나눈 시간스케일(L/U_m)을 1FTT (Flow-Through Time)라 정의하고 각각의 경우에 대하여 평균된 시간을 나타내보면, $IR=0$ 은 2.95FTT, $IR=0.53$ 은 1.93FTT 그리고, $IR=1.54$ 는 2.97FTT이다. Fig. 3에서는 무차원화된 평균주유동방향속도($\langle u \rangle/U_m$)

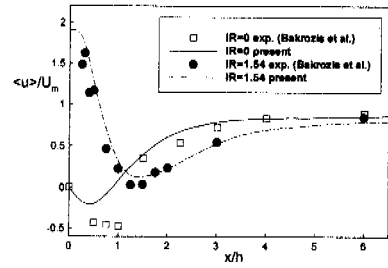


Fig. 3 Distribution of averaged stream-wise velocity along the center line, $Re=8,520$

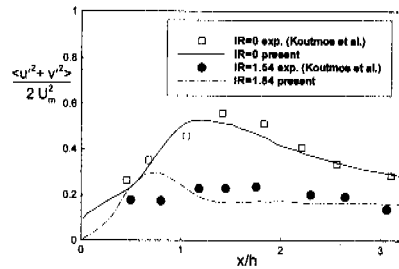


Fig. 4 Distribution of turbulence intensity along the center line, $Re=8,520$

의 계산된 결과와 실험결과와의 중앙선에서의 비교를 보여준다. $IR=0$ 에 대해서는 장애물의 높이로 무차원화된 길이(x/h) 2보다 안쪽인 구역에서는 차이를 보여주지만, 그보다 하류구역에서는 실험결과와 비교적 일치되는 결과를 보여준다. $IR=1.54$ 인 경우에는 전구역에 걸쳐서 실험결과와 일치됨을 보여주고 있다. 특히, $IR=0$ 의 경우에 실험과 계산결과 모두 길이의 차이는 있지만, 장애물에 근접한 하류구역에서 재순환 구역이 존재함을 보여주고 있고, $IR=1.54$ 일 때는 체트가 주유동에 의한 재순환 구역을 관통한다는 것을 확인할 수 있다. Fig. 4에서는 난류강도를 보여주고 있는데, $IR=0$, $IR=1.54$ 두 경우 측정치와 잘 일치되는 결과를 보여준다. Fig. 5는 $IR=0$, 0.53, 1.54 각각의 경우에 대한 평균된 유동장의 유선을 나타낸 것으로서 체트의 강도에 따른 유동구조의 차이를 볼 수 있다. Fig. 5의 (a)는 체트가 없는 경우로서 장애물의 후류쪽에 주유동에 의해 생성된 와류쌍이 존재하는 것을 볼 수 있는데, 이를 1차적인 와류쌍으로 지칭한다. 그리고, 장애물의 위아래에도 선단부의 유동박리에 의해 만들

어진 와류쌍을 볼 수 있다. Fig. 5(b)는 $IR=0.53$ 의 비교적 약한 제트가 장애물에서 분사되는 경우로서 주유동과 장애물에 의해 생성된 1차적인 와류쌍 외에 제트에 의한 새로운 와류쌍이 생성되어 장애물 후류부에 두 쌍의 와류가 존재하는 것을 보여주고 있다. 또한, 제트에 의한 2차적인 와류쌍은 1차적인 와류와 상호작용을 하여 제트에서 분출된 유동이 장애물의 위아래의 측면으로 흐를 수 있는 유동구조를 만들어 주는 것을 알 수 있다. Fig. 5(c)는 $IR=1.54$ 로서 제트가 강력한 운동량에 의해 1차적인 와류쌍을 관통하는 형상을 보여준다. 그리하여 주유동에 의한 1차적인 와류쌍은 크기가 작아지고 서로 분리되어 장애물의 후류쪽 선단부쪽으로 이동하게 되고, 제트에 의하여 생성된 2차적인 와류쌍이 제트를 따라 상당히 성장한 것을 볼 수 있다. Figs. 6, 7은 주유동방향의 여러 지점들에서의 속도와 난류강도의 수직방향으로의 분포를 나타낸 것으로서 Fig. 6(a)는 장애물에 매우 가까운 후류구역으로서 $IR=0$ 와 $IR=0.53$ 의 경우 장애물의 후류부분에서 관찰할 수 있는 wake의 분포를 보이고 있으나, $IR=1.54$ 의 경우에는 Fig. 5(c)에서 알 수 있듯이 제트에 의한 1차적인 와류의 관통으로 인하여 장애물 후류면을 따라서 일반적인 제트류의 분포를 보이고 있음을 알 수 있다. Fig. 6(b)에서는 세 경우 모두 일반적인

wake류의 분포를 보이는데, $IR=1.54$ 의 경우 대칭면($y/h=0$)에서 속도가 다른 두 경우보다 작은 것은 제트에 의해 생성된 2차적인 와류 사이를 통과한 유동이 확장되면서 속도가 감소되므로써 기인되는 것이다.(Fig. 5(c)) 그보다 더 하류지역에서의 분포를 나타내는 Fig. 6(c), (d)에서는 세 경우 모두 유사한 경향을 보이고 있으며, 이미 제트에 의한 영향은 미미함을 알 수 있다. Fig. 7은 연료-공기 혼합현상에 중요한 역할을 하는 난류강도를 나타낸 것이다. $IR=1.54$ 의 경우, $x/h=0.5$ 지점에서 제트와 인접한 구역의 높은 난류강도(Fig. 7(a))가 $x/h=2.5$ 에서는 다른 두 경우보다도 낮아지는데, 이는 강한 제트가 와류쌍 현상을 억제하기 때문이다. 또한, 그림에서 알 수 있듯이 제트가 1차 와류를 관통하는 $IR=1.54$ 의 경우는 제트가 없거나 관통하지 않는 다른 두 경우에 비해서는 구별되는 양상을 보인다. 이는 비교적 장애물로부터 먼 거리의 유동장이라 하더라도 제트의 1차 와류의 관통 여부에 따라 난류의 분포가 정성적으로 구별됨을 의미한다.

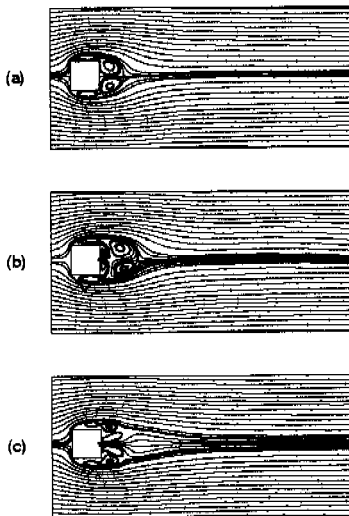


Fig. 5 Time and space (z) averaged velocity field ; (a) $IR=0$, (b) $IR=0.53$, (c) $IR=1.54$

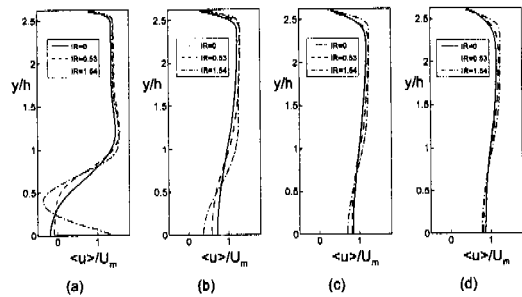


Fig. 6 Streamwise mean velocity profile ; (a) $x/h=0.5$, (b) $x/h=2.5$, (c) $x/h=4.5$, (d) $x/h=6.5$

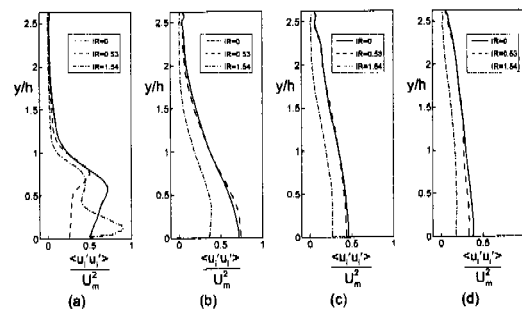


Fig. 7 Turbulence intensity ; (a) $x/h=0.5$, (b) $x/h=2.5$, (c) $x/h=4.5$, (d) $x/h=6.5$

3.1.2 순간유동장

Fig. 8은 각각의 IR 에 대한 순간 압력의 등고선도를 그린 것이다. 장애물의 전면 선단부에서 발생한 박리면을 따라 와류의 생성과 대류를 확인할 수 있고, 제트가 있는 경우의 와류가 $IR=0$ 인 경우보다 와류의 강도를 유지하며 더 하류방향으로 이동되는 것을 볼 수 있다. 제트의 속도가 더 큰 경우에 제트류의 상하면에 번갈아 생성되는 작은 스케일의 강한 와류 또한 관찰할 수 있다.(Fig. 8(c)) Table 1에는 장애물에 작용되는 항력계수 (C_D)의 평균값과 rms값, 양력계수 (C_L)의 rms값, 양력의 작용 진동수를 무차원시킨 St (Strouhal number)를 IR 에 따라 정리하였다. 항력에는 제트에 의한 모멘텀에 대한 고려를 하지 않았다. St 와 항력계수의 평균값들은 세 경우 큰차이를 보이지 않았으나, rms값에서는 항력과

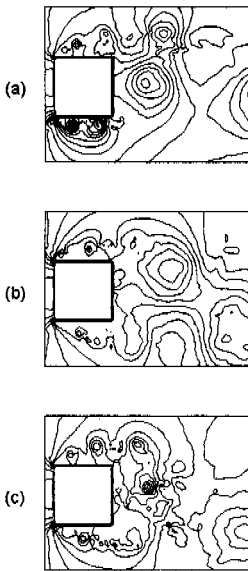


Fig. 8 Contour plots of instantaneous pressure field ($\Delta P / \frac{1}{2} \rho U_m^2 = 0.4$) ; (a) $IR=0$, (b) $IR=0.53$, (c) $IR=1.54$

Table 1 Mean and rms values of C_D and C_L

| | C_{Dmean} | C_{Drms} | C_{Lrms} | St |
|-----------|-------------|------------|------------|-------|
| $IR=0$ | 2.52 | 0.238 | 1.463 | 0.157 |
| $IR=0.53$ | 2.63 | 0.195 | 1.107 | 0.154 |
| $IR=1.54$ | 2.46 | 0.109 | 0.531 | - |

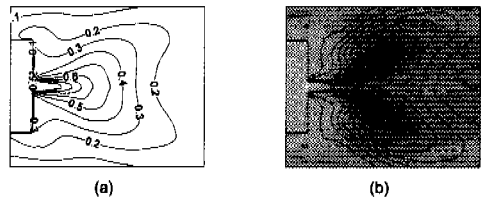


Fig. 9 Contour plots of a time and space (z) averaged scalar field($IR=1.54$) ; (a)mean massfraction ($\Delta\phi=0.1$), (b)scalar fluctuation($\Delta\phi^2=0.008$) ; turbulence intensity(gray scale)

양력계수 모두에 대해서 IR 의 증가에 따라 감소하였다. 이는 분출되는 제트가 장애물에 작용하는 진동을 상당히 감소시킴을 의미한다.

3.2 스칼라장

3.2.1 평균스칼라장

스칼라장에 대해서는 4.35FTT동안 시간평균되었고, Fig. 9(a)는 시간 및 횡방향으로 평균된 스칼라 $\langle \phi \rangle$, (b)는 스칼라의 fluctuation ($\langle \phi'^2 \rangle$)과 유동장의 난류강도를 겹쳐 나타낸 것으로서 선은 $\langle \phi'^2 \rangle$ 을 명암은 난류강도를 각각 나타낸다. Fig. 9(b)에서 스칼라의 fluctuation이 높은 구역과 난류강도가 높은 구역이 거의 일치하는 것을 알 수 있고, 이 구역은 Fig. 5(c)에서 1차 와류와 2차 와류 그리고, 주유동이 만나는 영역과 또한 거의 일치됨을 알 수 있다.

3.2.2 순간 스칼라장

순간 스칼라장은 실제 유동장에 분사된 연료를 나타내는 것으로 볼 수 있으며, 이로부터 실제 비정상 유동장의 구조와 현상도 동시에 파악할 수 있다. 본 연구에서는 스칼라장의 계산을 위하여 먼저 유동장을 충분히 발달시킨 다음 어느 한 시점에서 연료제트를 분사하여 시간에 따른 스칼라장의 변화를 관찰하였다. 그림들에 표시된 시간들은 연료제트 분사시점을 0으로하여 계산되어진 시간을 시간스케일(L/U_m)로 무차원화하였다. Fig. 10은 연료가 분사되어 스칼라가 발달하기 시작하는 단계에서의 스칼라장 컨투어의 그림인데, 연료가 위아래 쪽에서 고대로 생성되는 와류에 간헐 하류로 대류되는 것을 확실히 관찰할 수 있다. 그리고, Fig. 10(b)로부터 연료제트에 의해 생

성된 2차적인 와류가 비교적 짙은 농도의 연료를 장애물의 후향 선단부로 이동시키는 것을 볼 수 있고, Fig. 10(c), (d), (e)에서는 그렇게 공급된 연료가 장애물의 상류쪽 선단부에서의 박리로 장애물의 위아래로 형성되는 재순환류를 따라

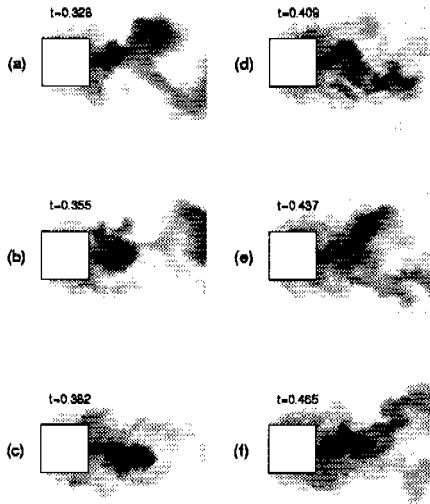


Fig. 10 Sequential contour plots of scalar field developed around the bluff-body($IR=1.54$)

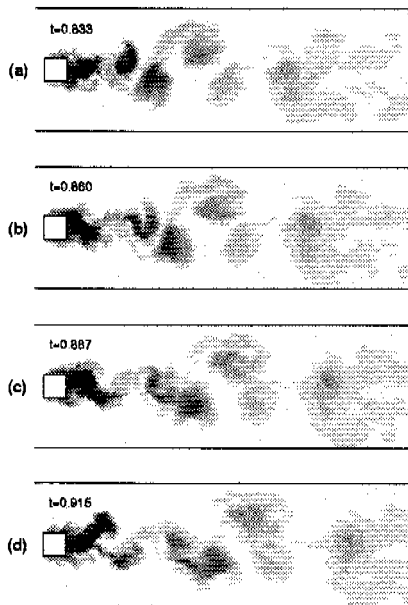


Fig. 11 Sequential countour plots of scalar shedding ($IR=1.54$)

상류측으로 이동되는 것을 관찰할 수 있다. 이러한 기구를 통하여 장애물의 위아래면으로 계속해서 연료가 공급되고, 이로 인해 연료가 장애물의 전면부를 제외한 3면을 모두 감싸는 스칼라장을 형성하게 된다.(Fig. 10(e), (f)) 실제 연소상태와는 다르겠지만, 지금의 스칼라장으로 판단해보면, 이러한 형태의 유동장에서는 화염이 장애물 후류면 뿐만 아니라 장애물의 위아래면에 부착될 가능성도 예측할 수 있다. Fig. 11은 스칼라장이 충분히 발달된 시점에서의 연속적인 분포도를 보여준다. 여기서, 층류에서처럼 일정한 시간 간격의 와류림은 관찰할 수 없지만, 2차원 장애물 유동의 고유한 경향을 보이고 있음을 확인할 수 있다. 또한, 연료 제트로부터 와류의 중심부로 공급된 농밀한 연료가 하류로 이동됨에 따라 농도가 빠른 속도로 확산되어 낮아지는 것을 볼 수 있다.

4. 결론

본 연구에서는 평판 사이에 정사각 단면 실린더를 보임기로 갖는 planar-jet형 연소기내 난류유동을 LES기법을 적용하여 유동해석 및 스칼라 이송해석을 수행하였다. 확산화염연소기의 화염 안정성에 큰 영향을 미치는 재순환구역이 장애물의 위아래면과 후류면에 존재하는 것을 확인할 수 있었고, 후류면에서 제트의 유무에 따라 그리고, 제트의 속도에 따라 유동의 구조가 변화하는 것을 관찰할 수 있었다. 확산화염연소기 내의 혼합현상을 예측하기 위해 공기와 연료의 혼합기내 연료의 질량분율이 스칼라로 표현되는 스칼라 이송방정식을 도입하여 가장 강한 제트가 분사되는 경우에 대하여 LES를 수행하였다. LES의 결과로부터 장애물의 후류부에서 분사된 연료가 유동장의 하류로 흘러갈 뿐만아니라, 장애물의 선단부의 박리에 의해 생성된 재순환구역으로도 흘러 들어가는 것을 확인할 수 있었다. 이렇게 장애물의 상류면을 제외한 나머지 부분들에서의 재순환 구역은 연료와 공기의 혼합을 촉진시켜 실제 연소에 있어서도 화염의 안정성을 개선하게 된다. 또한, 연료와 공기가 가장 잘 섞이는 지점이 유동의 난류강도가 높은 곳과 거의 일치되는 것도 알 수 있었다.

본 연구에서는 화학반응을 고려하지 않았기 때문에 연료와 공기의 화학반응에 의한 열방출의

영향이 매우 큰 실제 연소현상과는 차이가 있을 것이다. 하지만, 확산화염연소기 내에서의 연소현상은 연료와 공기의 혼합현상 그리고, 그 혼합현상은 연소기내의 기하학적인 조건과 밀접한 관련이 있으므로 본 연구에서 제시된 자료는 확산화염연소현상을 예측하는데 기초적인 자료로 이용될 수 있다.

후 기

본 연구는 1996년도 한국학술진흥재단 대학부설연구소과제 연구비의 재정적 지원으로 수행되었으며 관계자 분들께 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Akselvoll, K. and Moin, P., 1995, "Large Eddy Simulation of Turbulent Confined Coannular Jets and Turbulent Flow over a Backward Facing Step," Rep. TF-63, *Thermoscience Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, CA 94305, U.S.A.*
- (2) Chin, L. P. and Tankin, R. S., 1991, "Vortical Structures in a 2-D Vertical Bluff-Body Burner," *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 80, pp. 207~229.
- (3) Koutmos, P., Mavridis, C., and Papailiou, D., 1996, "A Study of Turbulent Diffusion Flames Formed by Planar Fuel Injection into the Wake Formation Region of a Slender Square Cylinder," *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute*, pp. 161~168.
- (4) Okajima, A., 1982, "Strouhal Numbers of Rectangular Cylinders," *J. Fluid Mech.*, Vol. 123, pp. 379~398.
- (5) Davis, R. W., Moore, E. F. and Purtell, L. P., 1984, "A Numerical-Experimental Study of Confined Flow Around Rectangular Cylinders," *Phys. Fluids* 27 (1), pp. 46~59.
- (6) Cho, S. H. and Kang, S. H., 1997, "Simulation of Vortex Shedding from a Square Cylinder in Oscillating Channel Flow," *KSME International Journal*, Vol. 11, No. 2, pp. 195~207.
- (7) 양경수, 1994, "높은 레이놀즈수에서의 난류장 애물유통의 Large-Eddy Simulation," *대한기계학회논문집*, 제18권, 제7호, pp. 1866~1872.
- (8) Moin, P. 1991. "A New Approach for Large Eddy Simulation of Turbulence and Scalar Transport," *Proc. Monte Verità Coll. on turbulence*, Sept. 9~13, Birkhauser, Bale.
- (9) Kim, J. and Moin, P., 1985, "Application of a Fractional Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations," *Journal of Computational Physics*, Vol. 59, pp. 308~323.
- (10) Leonard, B. P., 1979, "A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation," *Comp. Meth. in Applied Mech. and Eng.*, Vol. 19, pp. 59~98.
- (11) Leonard, B. P., 1988, "Simple High-Accuracy Resolution Program for Convective Modelling of Discontinuity," *Int. J. for Num. Meth. in Fluids*. Vol. 8, pp. 1291~1318.
- (12) Yang, K. S. and Ferziger, J. H., 1993, "Large-Eddy Simulation of Turbulent Obstacle Flow Using a Dynamic Subgrid-Scale Model," *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 8, pp. 1406~1413.
- (13) Moin, P., Squires, K., Cabot, W., and Lee, S., 1991, "A Dynamic Subgrid-Scale Model for Compressible Turbulence and Scalar Transport," *Phys. Fluids A*. Vol. 3, No. 11.
- (14) Pauley, L. L., Moin, P., and Reynolds, W. C., 1988, "A Numerical Study of Unsteady Laminar Boundary Layer Separation," Report No. TF-34, *Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, CA 94305, U.S.A.*
- (15) Ciofalo, M., and Collins, M., 1989, " $k-\epsilon$ Predictions of Heat Transfer in Turbulent Recirculating Flows Using an Improved Wall Treatment," *Numerical Heat Transfer, Part B*, vol. 15, pp. 21~47.
- (16) Bakrozis, A. G., Papailiou, D. D., and Koutmos, P., 1999, "A Study of the Turbulent Structure of a Two-Dimensional Diffusion Flame Formed Behind a Slender Bluff-Body," *Combustion and Flame* 119, pp. 291~306.