

## 論文

DOI:10.5139/JKSAS.2010.39.3.232

## 질량분사가 있는 덕트 난류유동의 LES 해석

김보훈\*, 나 양\*\*, 이창진\*\*\*

## LES for Turbulent Duct Flow with Surface Mass Injection

Bohoon Kim\*, Yang Na\*\* and Changjin Lee\*\*\*

## ABSTRACT

The hybrid rocket shows interesting characteristics of complicated mixing layer developed by the interaction between turbulent oxidizer flow and injected surface mass flow from fuel vaporization. In this study, the compressible LES was conducted to explore the physical phenomena of surface oscillatory flow induced by the flow interferences in a duct domain. From the numerical results, the wall injection generates the stronger streamwise vortices and the negative components of axial velocity accompanied with the azimuthal vorticity near the surface. And the vortex shedding with a certain time scale was found to be developed by hydrodynamic instability in the mixing layer. The pressure fluctuations in this calculation exhibit a peculiar peak at a specific angular frequency( $\omega=8.8$ ) representing intrinsic oscillation due to the injection.

## 초 록

하이브리드 로켓은 난류 산화제 유동과 고체 추진제의 기화로 인한 분사 유동 사이의 상호 작용에 의해 복잡한 형태의 혼합 전단층이 존재한다는 특별한 성질을 가지고 있다. 본 논문에서는 유동 간섭에 의해 표면에서 발생하는 진동 유동의 물리적 특성을 연구하기 위하여 압축성 효과를 고려한 질량분사가 있는 덕트 유동의 LES(Large Eddy Simulation) 해석을 수행하였다. 계산 결과에 따르면, 기화 질량이 분출됨에 따라 주유동 방향 와류의 특성이 강해지고 국부적으로 발생하는 역류 현상을 근거로 벽면 근방에서 원주방향 와류가 생성됨을 확인하였다. 그리고 시간 특성을 갖고 나타나는 와류 홀림 현상은 혼합 전단층에 기인한 유동 불안정성에 의해 촉진되었으며, 분출유동에 의해 발달한 고유 진동 유동을 의미하는 압력 섭동의 특정 진동수가  $\omega=8.8$ 에서 검출됨을 확인하였다.

**Key Words** : Hybrid Rocket(하이브리드 로켓), Large Eddy Simulation(대와류모사), Surface Mass Injection(표면 질량분사), Vortex Shedding(와류 홀림), Intrinsic Oscillation(진동 특성), Hydrodynamic Instability(유동 불안정)

## 1. 서 론

† 2010년 10월 18일 접수 ~ 2011년 2월 24일 심사완료

\* 정회원, 건국대학교 항공우주공학과 대학원

\*\* 정회원, 건국대학교 기계공학과

\*\*\* 정회원, 건국대학교 항공우주공학과

교신저자, E-mail : cjlee@konkuk.ac.kr

서울시 광진구 화양동 1번지

고체 로켓(solid rocket)에서는 벽면의 수직 방향으로 기화되는 연료 질량이 축적되며 연소기 하류로 진행하면서 점차 층류 및 천이 상태를 거쳐 난류유동으로 발달한다. 이때 연료의 기화로 인하여 구동된 축방향 유동(driven axial flow)은

지속적으로 분출유동과 연료 표면 근처에서 상호 작용을 일으키며 특정한 주파수 특성을 갖는 진동 유동으로 발전한다. 이와 같은 유동의 진동 특성은 분출유동과 축방향으로 발달한 난류유동의 혼합에 의하여 생성된 전단층에서 발생하는 벽면 와류(parietal vortex shedding)에 의한 것으로 밝혀졌다[1-3]. 특히 Apte 등[4]은 비-반응 LES 기법을 사용하여 고체 로켓 내부 유동장에 외부음향교란(external acoustic excitation)을 가했을 때 유동장의 물리적 변화를 관찰하였다. 그 결과, 벽면 와류 주파수와 음향교란이 공진되어 질량분사로 발달된 축방향 유동 및 분출유동과의 상호 간섭에 의한 유동 불안정성이 증폭됨에 따라 층류에서 난류로 천이되는 연소실 내부 유동의 특성이 빨라지는 것을 확인하였다. 만약 이러한 현상이 실제상황에 발생할 경우 물체를 위험한 정도까지 공진시킬 수 있기 때문에 매우 중요하게 다루어 져야 하는 요소라고 할 수 있다.

액체 산화제와 고체 추진제를 연소시켜 추진력을 얻는 하이브리드 로켓(hybrid rocket)은 고체추진 로켓에서와 같이 연소실 내부에서 추진제의 기화유동과 축방향 난류유동의 혼합 작용이 발생한다는 공통적인 특성을 갖고 있다. 그러나 두 유동 사이의 근본적인 차이는 연소실로 유입되는 산화제 유동의 존재 여부에 있다. 하이브리드 로켓은 연소실 입구의 인젝터(injector)로부터 미립화 된 산화제의 기체성분이 완전 발달된 난류확산을 이루는 외부 유동이 있으나 고체 로켓은 연료와 산화제를 미리 섞어 연소시키는 예-혼합 연소 특성을 갖는다. 따라서 고체추진 로켓과 구조적으로 유사하나 산화제 유동과 기화 유동과의 상호 간섭(interference)이 연소 초기에서부터 발생하는 하이브리드 로켓에서 혼합 전단층(mixing layer)이 갖는 역학적 특성과 함께 진동하는 표면 유동이 발생할 것인지 살펴보는 것은 매우 중요하다고 할 수 있다.

나양 등[5-6]은 하이브리드 로켓의 유동을 모사하기 위해 축방향 난류유동과 벽면 분출유동을 동시에 고려한 2차원 LES 연구를 수행하였다. 이 연구에서는 축방향 속도의 스펙트럼 분석을 수행하여 두 유동 간 상호 작용으로 8.5에 해당하는 각주파수(angular frequency)특성이 발생함을 확인하였다. 또한 벽면 근처에서 롤러형태의 와류(roller-like vortex)가 존재하고 있음을 근거로 벽면 근처 유동의 진동은 산화제 난류유동과 연료의 기화에 의한 벽면 분출 유동과의 상호 간섭이 촉진시킨 와류 흘림(vortex shedding)과 깊은 연관이 있다고 설명하였다.

그러나 기존의 연구들은 저 마하수 영역에서도 국부적으로 나타날 수 있는 압축성 효과와 원형 형상의 모터에 존재하는 곡률 효과를 무시한 비압축성 채널 유동을 연구대상으로 하였기 때문에 실제 하이브리드 로켓에 근거한 실험결과와의 직접적인 비교에는 물리적인 한계가 있을 수 있다고 판단된다. 혼합 전단층의 유동 불안정(hydrodynamic instability)에 기인한 난류 구조들의 크기 및 형태 변화와 특정 시간 스케일(time scale)의 발생은 벽면 근처에서 형성된 복잡한 난류유동의 거동에 직접적인 영향을 받기 때문에 3차원 난류유동장의 특성 파악은 하이브리드 추진시스템의 물리적 이해에 중요한 의미를 갖는다고 할 수 있다.

본 연구에서는 하이브리드 로켓의 연소실 형상인 덕트에서 산화제 난류 주유동과 연료 기화에 의한 표면 분출 유동간의 상호 작용에 대한 유동 특성을 연구하였다. 결과의 현실성을 높이기 위해 구원모 등[7]에 의해 수행된 PMMA 추진제를 이용한 하이브리드 연소 실험과 유사한 환경에서 해석을 시도하였다. 축방향 산화제 유동의 평균속도 35 m/s와 Reynolds 수 23,000의 난류 유동장을 효과적으로 모사하고자 LES(Large Eddy Simulation) 기법을 사용하였다. 문제를 단순화 할 목적으로 화학반응은 고려하지 않았으나, 고체 연료가 열원으로부터 기화 되는 과정을 벽면 분출 유동으로 고려함으로써 연소과정을 모사하여 실제 하이브리드 로켓 내부 유동장과 유사한 환경을 구성하였다. 물론 유동장과 연소장은 독립적이지 않기 때문에 이를 분할(decoupling)하여 해석하는 것은 실제 환경과 차이가 있을 수 있다. 그러나 연소 화염영역(flame region)이 기화 유동의 작용으로 인해 벽면에서 떨어진 영역에서 발생하는 하이브리드 로켓의 확산 연소 특성과 유동 혼합으로 발달되는 진동 유동의 영향은 주로 벽면 근처에서 발생하는 점을 감안할 때, 비-반응(non-reacting) 유동장 해석이 의미를 갖는다고 할 수 있다. 화학반응을 고려한 해석은 유동장과 연소장의 상호 작용을 고려하므로 더욱 현실적인 결과를 제공하여 줄 것으로 생각되나, LES 기법을 통해 연료 혼합과정에 직접적인 영향을 주는 유동장에 존재하는 큰 스케일의 난류 유동장을 해석하고자 하는 본 연구에서는 화학반응을 배제하였다는 제한점에도 불구하고 연소 중 발생하는 기화 유동을 모사한 분출 유동을 고려하였기 때문에 하이브리드 모터 내 유동의 물리적 특성 파악에 필요한 난류의 유체 역학적 정보를 제공할 수 있다고 생각된다.

## II. 본 론

### 2.1 수치해석 기법

#### 2.1.1 지배방정식

본 연구를 수행하기 위해 저 마하수 영역에서도 압축성 효과를 고려하기 위하여 예조건화 기법 (preconditioning method)이 적용된 비정상 3 차원 LES 코드가 개발되었다. 무차원화 된 지배 방정식은 식 (1)과 같이 필터링된 연속 방정식, Navier-Stokes 방정식, 에너지 방정식으로 구성된다.

$$\Gamma \frac{\partial Q}{\partial \tau} + \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial (F_j - F_{vj})}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

여기서  $\tau$ 와  $t$ 는 시간을 의미하고,  $Q$ 와  $W$ 는 보존형의 유동 변수 벡터(conservative variable vector)이며,  $F_j$ 와  $F_{vj}$ 는 각각 각 방향의 비점성 유속 벡터(invscid flux vector)와 점성 유속 벡터(viscous flux vector)를 나타낸다.

$$Q = \begin{bmatrix} p \\ u_i \\ T \end{bmatrix}, \quad W = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ \rho E \end{bmatrix}, \quad F_j = \begin{bmatrix} \rho u_j \\ \rho u_i u_j + p \delta_{ij} \\ \rho u_j H \end{bmatrix},$$

$$F_{vj} = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{ij} + \tau_{ij}^* \\ u_i (\tau_{ij} + \tau_{ij}^*) - q_j + (\mu + \sigma_k \mu) \frac{\partial k}{\partial x_j} \end{bmatrix} \quad (2)$$

또한  $\rho$ 와  $p$ 는 필터링된 밀도와 압력을 의미하며,  $u_i$ 는 직교좌표계에서 각 방향의 속도성분이다. 또한  $E$ 는 전에너지(total energy)이며, 전엔탈피(total enthalpy)는  $H = E + p/\rho$ 으로 표현된다. 그리고  $\tau_{ij}$ 와  $\tau_{ij}^*$ 는 각각 층류응력텐서(laminar stress tensor)와 난류응력텐서(turbulent stress tensor)를 의미하며,  $q_j$ 는 각 방향의 난류 열유속 벡터(total heat flux)를 나타낸다. 각 항의 정의는 식 (3)과 같다.

$$\tau_{ij} = 2\mu_i \left( S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right), \quad \tau_{ij}^* = 2\mu_i \left( S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$$

$$q_j = -\frac{\gamma R}{(\gamma - 1)} \left( \frac{\mu_i}{Pr_i} + \frac{\mu_i}{Pr_r} \right) \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{p}{\rho} \right) \quad (3)$$

여기서  $R$ 은 공기의 기체상수(gas constant)로 287.0 J/kg·K이고,  $\gamma$ 는 비열비(ratio of specific heats)로 1.4의 값을 갖는다.  $\mu_i$ 와  $\mu_i$ 는 각각 분자점성(molecular viscosity)과 에디점성(eddy viscosity)을 지칭하고,  $Pr_r$ 과  $Pr_i$ 는 각각 층류와 난류의 Prandtl 수를 의미한다. 이상기체(ideal gas) 유동의 경우, 층류 점성계수  $\mu_i$ 은 Sutherland 법칙에 의해 식 (4)와 같이 온도의 함수로 정의되고, 속도 변형률 텐서(velocity strain rates)  $S_{ij}$ 는 식 (5)와 같이 정의된다.

$$\mu_i = \mu_{ref} \left[ \frac{T_{ref} + 110.4}{T + 110.4} \right] \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^2 \quad (4)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

$\mu_i$ 는 난류모델(turbulence model)을 이용하여 모델링 되었으며,  $Pr_r$ 과  $Pr_i$ 는 각각 0.72와 0.90을 사용하였다.

예조건화 기법은 식 (6)과 같이 Weiss 등[8]에 의해 제안된 예조건화 행렬( $\Gamma$ , preconditioning matrix)이 사용되었다.

$$\Gamma = \begin{bmatrix} \Theta + 1/(RT) & 0 & -\rho/T \\ u_i [\Theta + 1/(RT)] & \rho & -\rho u_i / T \\ H [\Theta + 1/(RT)] - 1 & \rho u_i & \rho [C_p - H/T] \end{bmatrix} \quad (6)$$

여기서 매개변수  $\Theta$ 는 다음과 같다.

$$\Theta = \frac{1}{U_r^2} - \frac{1}{a^2} \quad (7)$$

식 (7)에서  $a$ 는 음속(speed of sound)이고,  $U_r$ 은 정체점이 존재하는 저속 영역에서의 불안정한 수치해를 방지하고 고속에서의 압축성 효과를 쉽게 해상하기 위하여 제안된 기준속도(reference velocity)로서 다음과 같이 표현된다[9].

$$U_r = \min \left[ a, \max \left( |U|, KU_{cut}, \frac{\mu}{\rho \Delta x}, \sqrt{\frac{p^*}{\rho}}, \frac{L}{\pi \Delta x} \right) \right] \quad (8)$$

여기서  $U_{cut} = \min(U_\infty, a_\infty)$  이고,  $p^* = (p_l + p_r)/2$ 로서  $p_l$ 과  $p_r$ 은 각각 인접한 셀의 좌측면과 우측면에 대한 계기압력(gauge pressures)을 의미한다. 식 (8)은 시간 증분을 내포하고 있어 시간 증가에 따라 물리적 시간 스텝과 관계없이 유속

함수의 인공 점성(artificial dissipation)의 영향으로 수치해가 정상상태로 수렴한다.

지배방정식을 구성하는 모든 변수  $\Phi$ 는 저주파수 부분  $\bar{\Phi}$  (large-scale)과 고주파수 부분  $\Phi'$  (small-scale)의 합인  $\Phi = \bar{\Phi} + \Phi'$ 으로 나타낼 수 있고, 계산 영역  $\Omega$ 에서 필터링 연산자(filtering operator)는 계산 영역의 난류로부터 kolmogorov scale의 영향을 분리하기 위하여 식 (9)에서  $G_\Delta$ 로 표현된 top-hat 필터를 사용하여 정의하였다. 이 필터링 기법(filter function)은 계산 영역에서 다음과 같이 normalization 조건을 만족한다.

$$\bar{\phi} = \int_{\Omega} G_\Delta(x - \bar{\xi})\phi(\bar{\xi})d\bar{\xi}, \quad \int_{\Omega} G_\Delta d\bar{\xi} = 1$$

$$G_\Delta(x) = \frac{1}{\Delta}(\theta(x + \Delta/2) - \theta(x - \Delta/2)) \quad (9)$$

필터링된 모멘텀 방정식은 식 (10)과 같이 비선형 대류 플럭스(non-linear convective fluxes)항으로부터 추가적으로 발생한 잔류 아격자 응력 텐서(residual subgrid scale stress tensor), 즉  $\tau_{ij}^R$ 를 포함하며, 잔류 운동 에너지(residual kinetic energy)  $k$  및 난류응력텐서  $\tau_{ij}^*$ 와 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$\tau_{ij}^R = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j = \mu_t \left( 2S_{ij} - \frac{2}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right),$$

$$k = \frac{1}{2}(\overline{U \cdot U} - \bar{U} \cdot \bar{U}) = \frac{1}{2} \tau_{ii}^R, \quad \tau_{ij}^* = \tau_{ij}^R - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (10)$$

아격자 응력 모델은 시간에 대한 변화를 고려하지 않는 Smagorinsky 모델보다 정밀하나 동적 혼성모델(DMM)보다 소산적 특성을 갖는다고 알려져 있는 Germano 등[10]이 제안한 동적 Smagorinsky 모델(DSM)을 사용하여 정의하였다.

개발된 LES 코드는 병렬처리(parallel processing)된 다중격자기법(multi-block grid system)의 MPI(message passing interface) 클러스터링이 가능하도록 구성되었다. 또한 식 (1)의 지배방정식을 물리적 좌표계에서 일반좌표계로 변환하고, 격자중심(cell-centered)의 유한 체적법(finite-volume method)으로 이산화 하였다.

본 연구에서 정의한 무차원화 방법은 식 (11)과 같다. 여기서 기준길이( $L$ )은 덕트의 반지름을 의미한다. 속도 무차원화에 사용된 축방향 난류 산화제 유속은 하이브리드 로켓의 실험[7] 조건을 참조하여 35 m/s를 사용하였으며, 이외 기준

상태량은  $p_{ref} = 101325 \text{ N/m}^2$ ,  $\rho_{ref} = 1.24 \text{ kg/m}^3$ ,  $T_{ref} = 288 \text{ K}$ 이다.

$$(x^*, y^*, z^*) = (x/L, y/L, z/L),$$

$$t^* = t(p_{ref}/\rho_{ref})^{1/2}/L, \quad \rho^* = \rho/\rho_{ref},$$

$$u_i^* = u_i/U_{ref}, \quad p^* = \frac{p}{\rho_{ref}U_{ref}^2}, \quad T^* = \frac{TR}{U_{ref}^2} \quad (11)$$

### 2.1.2 경계조건

4차 정확도의 공간 이산화를 위하여 Fig. 1과 같이 경계면 외곽에 두 개의 ghost cell을 추가적으로 사용하여 이에 접촉조건과 등온조건을 만족하도록 경계조건을 입력하였다. 압력은 벽면에 수직한 방향으로 구배가 없다는 가정 하에  $\partial p/\partial n = 0$ 로 정의하였다.

또한 연소실로 유입되는 산화제를 모사한 완전 발달된 난류유동을 생성하기 위하여 덕트 입구와 출구에 적용되는 주기적 경계조건(periodic boundary condition)을 정의하였다. 압축성 유동에서는 밀도의 변화가 고려되어야 하기 때문에 출구에서의 속도 성분과 더불어 압력 또한 입구로 재순환되어야 한다. 따라서 벽면 마찰에 의한 압력손실(pressure drop)이 보정 되어야 한다. 이를 위해 순간 압력 성분  $p(x, y, z, t) = \langle p \rangle + p'$ 에서 압력섭동( $p'$ )만을 재순환 시키는 축방향 압력 구배 처리(streamwise pressure gradient treatment)기법이 사용되었다. 이 기법은 벽면에서 발달하는 속도 구배와 비례하는 전단 응력(wall shear stress)과 질량 유속(mass flux)의 관계에서 시간 평균된 축방향 압력 구배항을 더해 주는 방식으로 정의되었다.

그리고 출구에서의 경계조건은 벽면에서의 질량분사로 환경이 변화된 내부 유동 또는 난류 구조들이 그 형태와 속도를 그대로 유지한 채 출구를 빠져나갈 수 있도록 식 (12)와 같이 대류(convective) 경계조건[11]을 사용하였다. 여기서  $U_c$ 는 대류속도(convection velocity)이며 출구에서의 평균속도를 사용하였다.

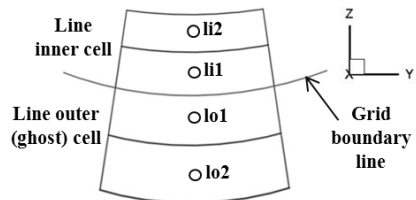


Fig. 1. Ghost cells for boundary conditions

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + U_c \frac{\partial u_i}{\partial x} = 0 \quad (12)$$

압력의 출구 조건은 초음속 유동(supersonic) 이나 복잡한 형태의 후류(viscous wake)가 있는 경우에 적합하다고 알려져 있는 외삽법(extrapolation)을 사용하여 분출 유동에 의해 감소하는 압력 구배를 효과적으로 해상하였다.

### 2.1.3 계산조건

본 연구를 수행하기 위해 Fig. 2와 같이 원통형 덕트를 구성하였다. 여기서 길이는 덕트 반경 ( $R$ )으로 무차원화 되었다. 계산영역의 입구에서 물리적으로 타당한 난류유동을 만들기 위해 본 연구의 관심영역( $5 < x/R < 15$ , 영역II)의 앞부분에 단순 덕트를 위치시키고( $0 < x/R < 5$ , 영역 I) 이를 재순환 영역으로 하여 잘 발달된 난류(fully-developed turbulent flow)가 관심영역으로 공급되도록 하였다. 또한 기화과정으로 발생한 분출유동의 속도는 PMMA 추진제를 사용한 연소 실험[7]에 근거하여,  $x/R=5$ 에서부터 선형적으로 증가하여 계산영역의 출구인  $x/R=15$ 에서 덕트 중심선 유속의 3%가 되도록 구성하였으며, Reynolds 수는 23,000으로 하였다. 격자계는 축방향과 원주방향으로 등간격, 반경방향으로는 tanh함수를 사용하여 벽면에서 격자를 밀도 있게 구성하였다. 격자는  $129 \times 65 \times 65$ 를 사용하여 주유동 방향으로  $\Delta x^+ \approx 29.236$ , 원주방향으로  $\Delta \theta^+ \approx 22.563$ , 반경방향으로  $\Delta r_{\min}^+ \approx 0.585$ ,  $\Delta r_{\max}^+ \approx 27.61$ 의 해상도를 갖는다. 무차원 거리 내부 변수(distance inner variable)는  $x_i^+ = x_i u_\tau / \nu$ 으로 정의되며,  $\Delta x_i^+$ 는 한 격자점과 그와 인접한 다음 격자점에서의 내부 변수의 차를 의미한다. 여기서  $x_i = [x, \theta, r]$ 이다. 윗첨자 (+)는 스케일 변수(scaling parameters)를 의미하며, 마찰 속도(friction velocity)  $u_\tau = (\tau_w / \rho)^{1/2}$ 로 무차원화 되어 표현된다. 여기서  $\tau_w$ 은 벽면에서의 평균 전단응력이다. 모든 통계량(statistics)은 무차원 시간 50초 동안의 시간 평균값으로 도출되었다.

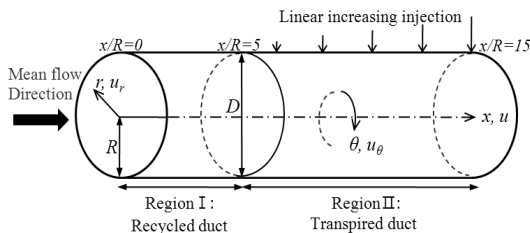


Fig. 2. Computational domain in a duct

### 2.1.4 계산검증

완전 발달된 난류의 특성을 파악하고 계산의 타당성을 확보하기 위하여 벽면 분출이 없는 영역 I의 계산 결과와 참고문헌[12-16]의 해석 결과를 비교 검증하였다.

Fig. 3과 4는 완전 발달된 덕트 난류유동의 평균 난류 통계량을 보여주고 있다. 여기서 사용된 벽 법칙 변수(law of the wall variables)들은  $u^+ = \langle u \rangle / u_\tau$ 와  $u_{i,rms} = \sqrt{\langle u_i' u_i' \rangle}$ 이며, 마찰 Reynolds 수는  $Re_\tau = u_\tau D / \nu$ 로 정의된다. 참고문헌에서 사용한 Reynolds 수는 본 계산보다 낮은 값에서 수행되었다. DSM(Dynamic Smagorinsky Model)을 사용한 LES 계산은 벽 마찰 속도를 낮게 예측하기 때문에 결과적으로 DNS(Direct Numerical Simulation) 계산보다 높은 무차원 속도를 가지게 되며, 특히 벽면에서 먼 영역에서 에너지 소산적인 특성(dissipative aspect)을 보이고 있다. Fig. 3에 나타난 시간 평균된 축방향 속도 분포를 살펴보면,  $10^0 < r^+ < 10^1$  범위에서는 참고문헌[12-14]의 결과와 함께 벽 법칙(law of the wall)  $u^+ = r^+$ 을 잘 예측하는 모습이지만, 그 이외의 영역에서는 LES 계산이 로그 법칙(log-law)보다 위쪽에서 나타나고 있다. Fig. 4의 속도 교란의 제곱 평균(root mean square)의 분포에서는 약  $r^+ \approx 15$  부근에서 나타나는  $u^+_{rms} = u_{rms} / u_\tau$ 의 최대값이 참고문헌[15-16]과 그 크기와 위치가 거의 일치하지만,  $r^+ > 60$ 에서는 그렇지 않다. 그러나 이 연구의 관심 영역은 벽면 근처에서 나타나는 주유동과 분출유동간 상호작용으로 인한 혼합 전단층(mixing layer)의 물리적 특성 파악이므로 점성저층(viscous sublayer)에서의 벽 법칙과 유동 속도 교란에 대한 평균값(rms)이 참고된 값들과 비교적 잘 일치하기 때문에 계산의 정당성을 확보하였다고 할 수 있다.

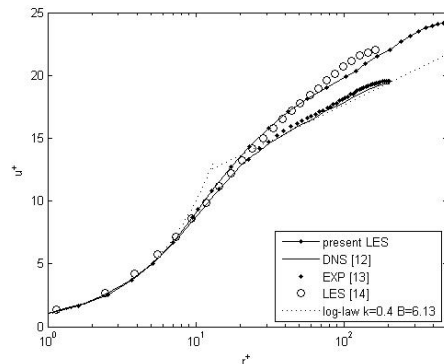


Fig. 3. Mean streamwise velocity profiles

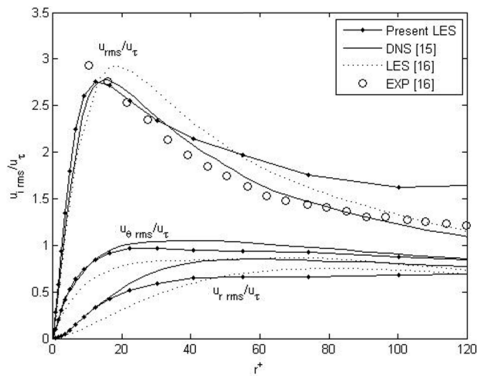


Fig. 4. RMS velocity fluctuations normalized by wall friction velocity

## 2.2 계산결과

Fig. 5는 영역 I의  $x/R=3.75$ , 벽면 분출이 있는 영역 초입( $x/R=8.75$ ), 중간( $x/R=11.1$ ), 하류( $x/R=13.75$ )의 입으로 선택된 네 지점에서 벽면( $r/R=0$ )부터 덕트 중심( $r/R=1$ )까지의 시간 평균된 축방향 속도  $\langle u \rangle$ 의 분포를 나타낸 것이다. 벽면 분출이 시작되면 면에 수직한 방향의 운동량에 의해 경계층이 중심방향으로 들어 올리며 덕트 중심부의 속도는 증가한다. 이러한 양상은 Fig. 6에서와 같이 영역 I( $x/R=3.75$ )과 영역 II( $x/R=13.75$ )에서 순간 축방향 속도를 가시적으로 비교하였을 때에도 나타난다. 이 그림의 등고선은 최소 속도성분 0을 의미하는 흰색과 최대 속도성분 1을 의미하는 검정색을 사용하여 연속적으로 표현되었다. 영역 II에 속하는  $x/R=13.75$  단면의 속도장(b)이 왼쪽에 나타난 일반적인 덕트의 난류유동(a)보다 더욱 불규칙적이며, 분사된 질량의 작용으로 덕트 중심부에서는 속도가 증가된 형태로 나타나고 있음을 볼 수 있다.

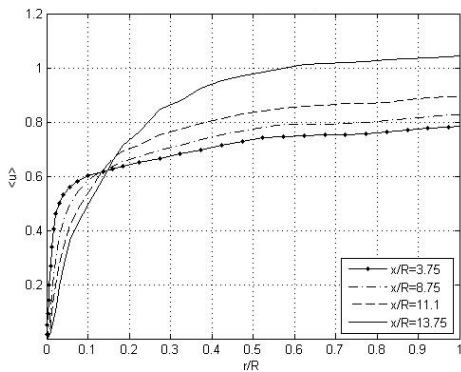


Fig. 5. Mean velocity profiles at several representative locations

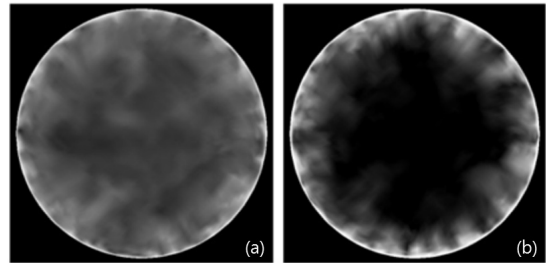


Fig. 6. Cross sectional view of instantaneous axial velocity (a)  $x/R=3.75$  (b)  $x/R=13.75$

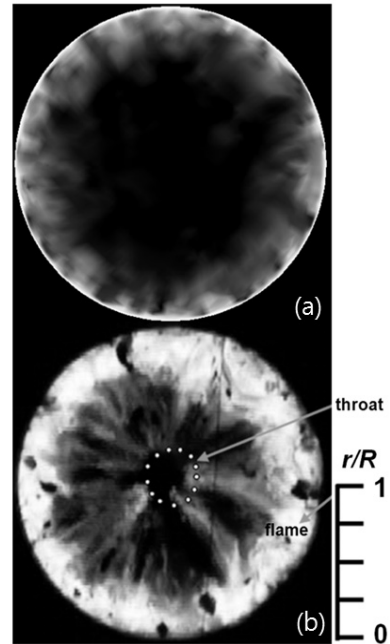


Fig. 7. Comparison between instantaneous velocity at  $x/R=13.75$  (a) and Visualization of Hybrid rocket combustion with PMMA grain[17] (b)

Fig. 7은 PMMA 추진제가 사용된 하이브리드 로켓 연소 중 Masugi 등[17]이 촬영한 화염의 가시화 사진(b)과  $x/R=13.75$  단면에서의 순간 속도의 크기(a)를 비교한 것이다. 여기서 속도 크기는  $|V| = \sqrt{u^2 + u_\theta^2 + u_r^2}$ 을 의미하며, 등고선은 0(흰색)부터 1(검정색)까지 연속적으로 표현되었다. 실험에서의 연료 그래인 직경을 LES 계산의 덕트 영역과 비교할 수 있도록 무차원화 하여 표현하였다. 두 유동을 살펴보면, LES 속도 계산 결과(a)에서 흰색이 두드러지게 나타난 벽면 근처의 저속 영역이 연소 가시화(b)에서의 화염 영역(flame region)과 매우 유사한 형태로 보여진다.

물론 벽면유동과 확산화염의 물리적 의미가 동일하지는 않으며 가시화 영상만으로는 정량적 비교를 하는데 한계가 있다. 그러나 화학반응을 배제한 현재의 LES 계산이 연소과정에 일방적 영향(1-way coupling)을 미칠 난류 유동장 해석에 국한되었음에도 불구하고, 고체 추진제의 기화과정을 모사한 분출 유동을 고려하였기 때문에 실험 결과와 정성적으로 비교될 수 있는 정도의 현실성을 갖는다는 점은 주목할 만한 현상이라고 할 수 있다.

Fig. 8은 분출유동과의 상호 간섭에 의하여 변형된 벽면근처의 주유동 방향 속도( $u=0.5$ )와 그의 와도(vorticity)를 가시적으로 나타내고 있다. 질량분사가 없는 영역에서는 주유동 방향으로 길게 늘어진 난류구조(quasi-streamwise structures)가 관찰되지만, 벽면 분출이 시작된 이후에는 그들의 기하학적 구조가 변형되면서 파편화 되는 모습을 볼 수 있다. 그러나 변형된 난류구조들은 축방향을 중심으로 더욱 빠르게 회전하면서 국부적인 혼합을 촉진시키고 있는 것으로 보여진다. 즉, 분출이 시작된 직후 발생하는 난류 구조의 변형은 작은 스케일의 회전을 더욱 빠르게 하여 고 주파수에서의 에너지 레벨을 상승시키는 효과가 있다고 판단된다.

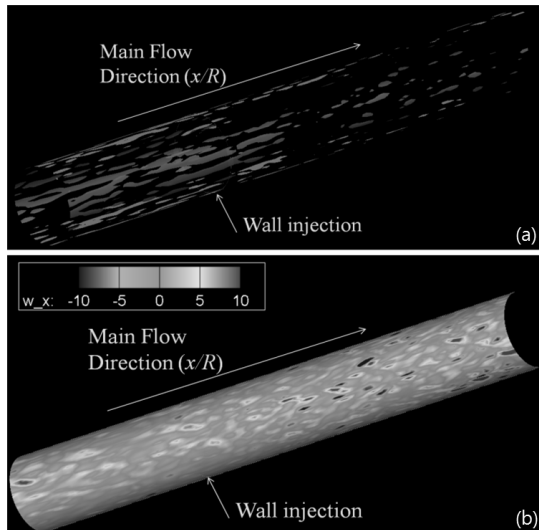


Fig. 8. Instantaneous streamwise quantities in  $r/R=0.01$  (a) velocity (b) vorticity

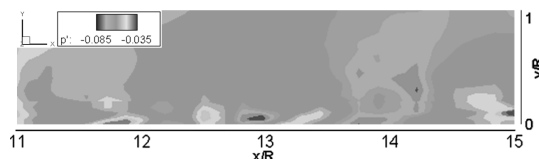


Fig. 9. Distribution of the pressure fluctuation

특히, Fig. 9에 나타난 출구 근방에서 덕트 중심면의 순간 압력 섭동( $p' = p - \langle p \rangle$ )의 분포를 살펴보면 채널에서 질량분사를 고려한 연구[18]에서도 관찰되었던 높은 압력과 낮은 압력이 교차하여 일정한 간격을 유지하면서 나타나고 있는 현상을 볼 수 있는데, 이러한 양상은 벽면근처에 존재하고 있는 원주방향 와류(azimuthal vortex)의 존재를 입증하는 것으로 알려져 있다. 즉, 원주방향 와류의 중심은 주변보다 압력이 낮기 때문에 높고 낮은 압력이 교차하면서 나타나고, 이러한 양상은 분출유동과 산화제 유동의 상호 간섭에 의하여 발생한 혼합 전단층에서 생성되는 와류의 분포를 의미한다. 하지만 순간 압력 섭동의 주기적 분포는 매순간 나타나지는 않고 벽면 분출 유동의 영향이 강해지는 출구 근처에서 시간적, 공간적 간격을 갖고 관찰되어진다.

Fig. 10은 각각  $x/R=8.75$ 와  $13.75$ 에서 무차원 시간 0.1의 간격으로  $t=1.4$  동안 관찰된 축방향 속도 분포를 나타낸 것이다.  $x/R=8.75$  위치에서 관찰된 속도 분포는 벽면에서 속도 구배가 모두 양수로써 일반적인 난류유동의 모습과 유사한 양상을 보인다.

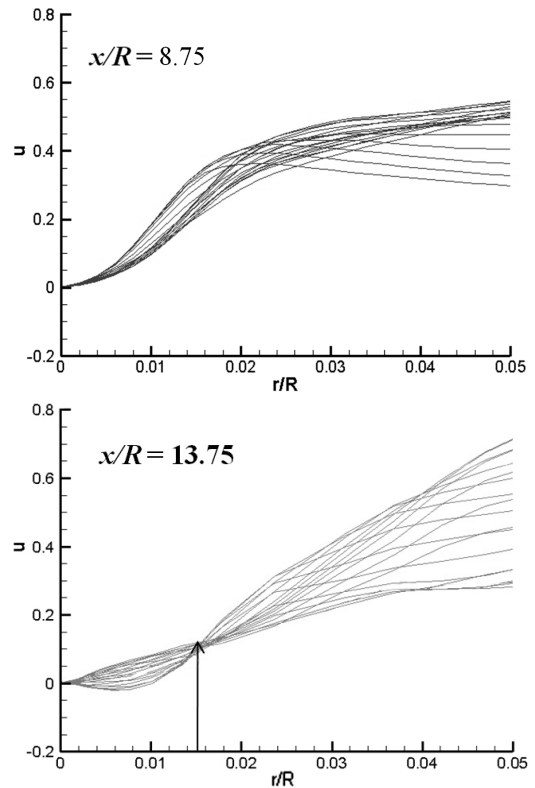


Fig. 10. Fluctuating axial velocity profiles at  $x/R=8.75$ ,  $x/R=13.75$

반면, 덕트 하류에 위치하여 질량분사의 영향을 크게 받는  $x/R=13.75$ 에서 관찰된 속도 분포는 어떤 시간에서 국부적인 역류(reverse flow)를 의미하는 음의 성분을 갖으며, 이때의 속도 구배 또한 음수가 되는 특별한 거동을 보였다. 이것은 회전하는 원주방향 와류가 표면 근처에 존재할 때 와류 하단에서 주유동 방향과 반대 방향의 속도 성분이 존재하기 때문에 발생하는 것으로 설명할 수 있다. 또한  $x/R=13.75$ 에서의 속도 분포가 특히 흥미로운 점은 벽면에서의 음의 속도 구배가 점차 회복되면서 그려지는 속도 분포들이 그림에서 화살표로 표시된 지점( $r/R=0.015$ )과 같이 특정한 위치를 중심으로 요동한다는 것이다. 이 부동점은 음의 속도 성분이 발생할 때 검출되므로 부동점의 생성 원인과 발생 지점이 원주방향 와류의 생성과 밀접한 관련이 있을 것으로 생각되나, 이를 규명하기 위해서는 더 많은 연구가 필요할 것으로 생각된다.

표면에서 국부적인 역류를 의미하는 음의 속도 성분 검출 현상이 시간에 따라 어떠한 양상으로 나타나는지 관찰하기 위하여, Fig. 11과 같이 영역 II에서 주유동 방향으로 선택된 세 지점의  $r/R=0.005$  위치에서 시간에 따른 속도 분포를 관찰하였다. 그 결과, 표면에서의 원주방향 와류의 존재를 의미하는 음의 속도 성분이  $x/R=8.75$  위치에서는 검출되지 않았으나, 벽면 분출 효과가 점차 증대되는 하류에서 주로 확인되었다. 무차원 시간  $t=4.5$  동안 발생한 역류 성분은 관찰된 위치 중 가장 하류에 위치한  $x/R=13.75$ 의  $t=0.7$ 와  $t=2.5$ 에서 두 차례 나타나 그보다 상류 유동의 시간 특성보다 주기가 짧은 특성을 보였다. 한편  $x/R=11.1$ 에서 무차원 시간  $t=3.9$ 일 때 발생한 음의 속도 성분의 절대값은 약 0.02로 다른 위치에서보다 큰 것으로 미루어 볼 때, 표면 질량분사가 주유동과 상호 작용을 거치면서 ( $x/R=8.75$ ) 표면에서 원주방향 와류를 생성한 뒤 ( $x/R=11.1$ ) 와류 흘림(vortex shedding)으로 발전 ( $x/R=13.75$ )하고 있는 것으로 여겨진다. 이와 같은 혼합 전단층 내에서의 물리적 현상은 산화제 유동과의 상호 간섭이 그 원인이 되며, 벽면에서 매우 가까운 지역에서 특정 시간 스케일의 진동 특성을 갖는 원주방향 와류를 생성하는 것으로 생각된다. 최근에 진행된 하이브리드 로켓을 대상으로 한 채널 유동의 LES 연구[19]에서는 벽면 근처에서 주유동 속도성분의 에너지 스펙트럼을 통해 무차원 각주파수(non-dimensional angular frequency) 8.5에 해당하는 진동 유동이 발달함을 보고하였다.

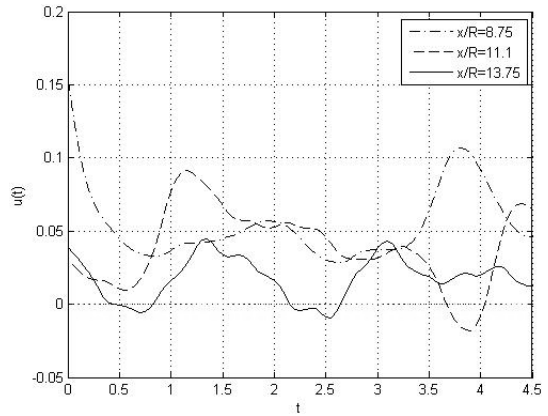


Fig. 11. Fluctuating motion of axial-velocity components at  $r/R=0.005$

Fig. 12는 영역 II에서의 원주방향 와도 (azimuthal vorticity)의 분포를 나타낸 것으로, 속도벡터에 curl을 취하여 절대값으로 표현한 다음의 수식으로 도출되었다.

$$|\omega_\theta| = \sqrt{\left(\frac{\partial u_r}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial r}\right)^2} \quad (13)$$

그림을 살펴보면 매우 흥미로운 형태로 원주방향 와류(vortex)가 발달함을 볼 수 있다. 벽면 분출이 축방향의 산화제 흐름을 방해하면서 비롯된 감겨진 형태의 와류(roller-like vorticity)가 회전하는 덩어리를 이루며 후류영역에서 흘러지는 (shedding) 모습이다. 각각의 와류가 벽면에서부터 올려진 위치에서 독립적으로 분포하며 축방향의 유동에 의해 하류로 진행하여 최종적으로 출구면을 빠져나간다. 이와 같이 원주방향으로 회전하는 와류가 표면 근처에서 주기적으로 분포하며 하류로 진행하는 와류 흘림(vortex shedding) 현상은 Fig. 11에 나타난 역류 유동이 갖는 시간적 특성의 근거가 될 수 있다.

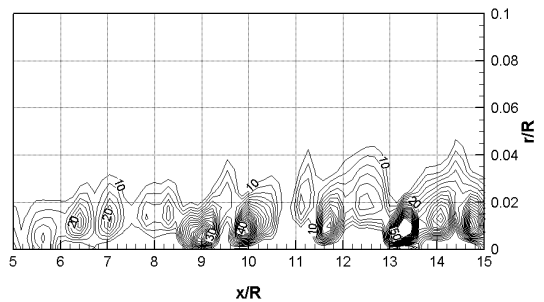


Fig. 12. Snapshot of azimuthal vorticity fields at near the surface in Region II



또한 그림에 나타난 원주방향 와류들은 대부분 벽면과  $r/R=0.02$  사이에서 분포하고 있으며, 와류의 중심은 Fig. 10에서 관찰된 부동점의 위치인  $r/R=0.015$  근처에 존재하고 있다. 이러한 사실은 원주방향 와류가 특정 시간 스케일로 흘러 지면서 벽면 근처에서의 국부적인 역류를 야기하며, 이때 기준점이 되는 위치의 발생은 와류의 생성과 거동에 밀접한 관련이 있음을 의미한다. 따라서 벽면 근처에서 관찰된 진동 특성을 갖는 유동은 축방향 난류유동과 분출 유동의 상호작용에 의해 생성된 와류가 흘러짐에 따라 발달하는 것으로 생각된다.

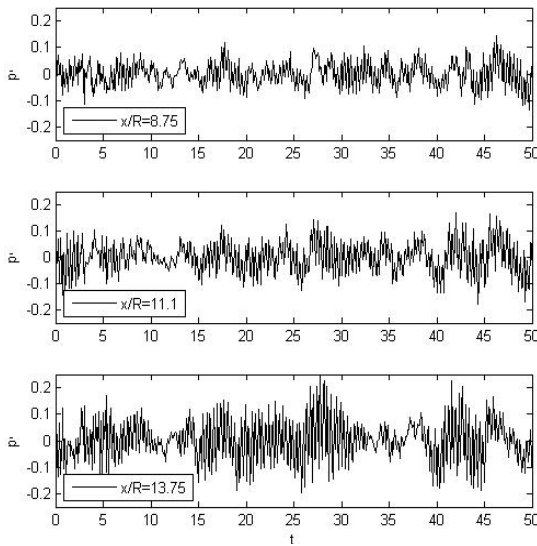


Fig. 13. Time traces of pressure fluctuations at near the surface in Region II

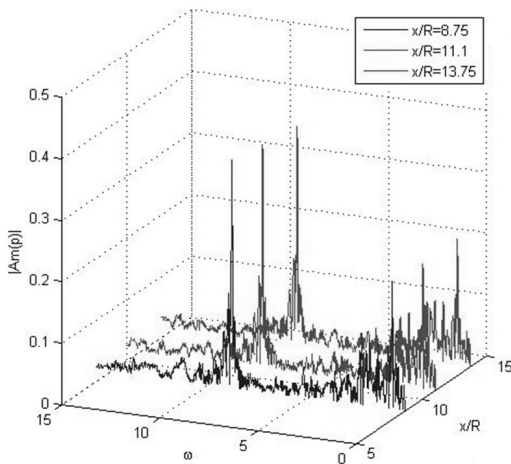


Fig. 14. Power spectral densities of pressure fluctuating motions

Fig. 13은 벽면 근처에서 순간 압력과 평균 압력의 차로 표현되는 압력 섭동( $p' = p - \langle p \rangle$ )의 시간 변화를 나타낸 것이다. 큰 스케일의 에디가 갖는 저주파 시간 특성과 더불어 음의 속도 성분 및 벽면 와류 흘림이 갖는 시간 스케일을 충분히 포함할 수 있도록 무차원 시간 50동안 압력 섭동을 관찰하였다. 하류로 진행할수록 표면 압력의 진동은 진폭이 점차 강해지는 모습을 보이지만, 혼합 전단층 내에서의 축방향에 따른 압력 섭동의 파형이 갖는 주기성은 비교적 일정한 형태를 갖는 것으로 나타났다.

Fig. 14는 시간에 따라 관찰된 압력 섭동을 Fourier 변환하여 주파수 영역에서 나타낸 것인데, 채널[19]에서 관찰된 진동수( $\omega=8.5$ )와 비슷한 각주파수 8.8에서 특성을 보였다. 무차원 주파수 특성은 벽면 근방에서의 원주방향 와류 흘림에 의해 진동하는 압력 섭동의 주기적 분포가 갖는 시간 스케일 특성에 의한 것으로,  $\omega=8.8$ 과 같거나 비슷한 영역대의 외부음향교란이 있을 때에는 벽면 근처의 진동 유동이 공진(resonating)으로 발전될 가능성이 있다고 생각된다.

### III. 결론

하이브리드 로켓의 연소실 내에서 산화제 난류유동과 연료 기화에 의한 벽면 분출 유동간 상호 간섭에 의해 발생하는 유동 특성을 연구하기 위하여 압축성 효과와 곡률 효과를 포함한 3차원 덕트의 비-반응 LES 해석을 수행하였다.

본 연구를 통해, 벽면 유동의 진동 특성은 축방향으로 유입된 산화제 난류유동과 연료의 기화로 발생하는 벽면 분출 유동과의 상호 간섭에 의하여 촉진된 혼합 전단층의 유동 불안정성이 그 원인이며, 표면 근방에서는 국부적으로 축방향 와류가 더욱 강해지고 덕트 하류에서 원주방향 와류가 생성됨을 확인하였다.

또한 국부적 역류유동이 갖는 시간 특성을 근거로 벽면 근방에서의 와류 흘림 현상이 존재함을 확인하였는데, 이러한 와류 흘림의 특성은 압력 섭동이 갖는 특정 진동수와 밀접한 관련이 있으며, 덕트에서의 압력 섭동이 갖는 특정 주파수는 채널에서 검출된 주파수와 비슷한  $\omega=8.8$ 로 검출되었다. 이와 같은 특정 주파수로 진동하고 있는 유동에 비슷한 주파수를 갖는 음향가진 등의 외부교란이 작용하면 공진으로 발생할 가능성이 있으며, 이때 고려된 효과들이 중요한 역할을 할 수 있을 것으로 생각되나, 이에 관한 연구는 앞으로 더 진행되어야 할 것이다.

## 후 기

본 연구는 한국연구재단의 2008년도 기초연구 과제(313-2008-2-D00173) 사업으로 이루어진 연구이며 지원해주신 한국연구재단에 감사드립니다.

## 참고문헌

1) Kourta, A., "Acoustic-Mean Flow Interaction and Vortex Shedding in Solid Rocket Motors", *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 22, 1996, pp. 449~465.

2) Apte, S., Yang, V., "A large-eddy simulation study of transition and flow instability in a porous-walled chamber with mass injection", *J. Fluid Mech.*, Vol. 477, 2003, pp. 215-225.

3) Apte, S., Yang, V., "Unsteady Flow Evolution in Porous Chamber with Surface Mass Injection, Part 1: Free Oscillation", *AIAA Journal*, Vol. 39, No. 8, 2001, pp. 1577~1586.

4) Apte, S., Yang, V., "Unsteady Flow Evolution in Porous Chamber with Surface Mass Injection, Part 2: Acoustic Excitation", *AIAA Journal*, Vol. 40, No. 2, 2002, pp. 244~253.

5) Na, Y., Lee, C. J., "Intrinsic Flow Oscillation in Channel Flow with Wall Blowing", Joint Propulsion Conference & Exhibit, 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE, AIAA 2008-5019.

6) Na, Y., Lee, C. J., "Large Eddy Simulation of Flow Development in Chamber with Surface Mass Injection", *Journal of propulsion and power*, Vol. 25, No. 1, 2009, pp. 51-59.

7) 구원모, 이창진, "산화제 난류 유동 변화에 대한 하이브리드 로켓 연소 특성", 한국추진공학회 춘계학술대회, 2007, pp. 103-115.

8) Weiss, J. M., Smith, W. A., "Preconditioning Applied to Variable and Constant Density Flows", *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 11, 1995, pp. 2050~2057.

9) Park, S. H., Lee, J. E., and Kwon, J. H., "Preconditioned HLLC Method for Flows at All Mach Numbers", *AIAA Journal*, Vol. 44, No. 11, 2006, pp. 2645-2653.

10) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., and Cabot, W. H., "A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model", *Phys. Fluids A*, Vol. 3, 1991, pp. 1760-1765.

11) Na, Y., "Direct Numerical Simulation of Channel Flow with Wall Injection", *KSME International Journal*, Vol. 17, No. 10, 2003, pp. 1543~1551.

12) Wu, X., Moin, P., "A direct numerical simulation study on the mean velocity characteristics in turbulent pipe flow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 608, 2008, pp. 81~112.

13) Eggels, J. G. M., Unger, F., Weiss, M. H., Westerweel, J., Adrian, R. J., Friedrich, R., and Nieuwstadt, F. T. M., "Fully developed turbulent pipe flow : a comparison between direct numerical simulation and experiment", *J. Fluid Mech.*, Vol. 268, 1994, pp. 175~209.

14) Rudman, M., Blackburn, H. M., "Large Eddy Simulation of Turbulent Pipe Flow", *2nd International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries*, 1999, pp. 503~508.

15) Ghosh, S., Sesterhenn, J., Friedrich, R., "DNS and LES of compressible turbulent pipe flow with isothermal wall", *Direct and Large-Eddy Simulation VI*, Part XVI, 2006, pp. 721~728.

16) Xu, X., Lee, J. S., and Pletcher, R. H., "A compressible finite volume formulation for large eddy simulation of turbulent pipe flows at low Mach number in Cartesian coordinates", *Journal of Computational Physics*, Vol. 203, 2005, pp. 22~48.

17) Masugi, M., Ide, T., Yuasa, S., Sakurai, T., Shiraishi, N., Shimada, T., "Visualization of Flames in Combustion Chamber of Swirling-Oxidizer-Flow-Type Hybrid Rocket Engines", Joint Propulsion Conference & Exhibit, 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE, AIAA 2010-6546.

18) 나양, 이창진, "채널유동에서 질량분사에 의한 표면유동의 진동 특성", 한국항공우주학회지, 제37권 제1호, 2009, pp.62~68.

19) 나양, 이창진, "분출유동이 있는 채널 난류 유동의 LES 해석", 한국항공우주학회지, 제35권 제8호, 2007, pp. 699~705.