

스크램제트엔진 연료수직분사의 혼합특성 개선에 관한 수치연구

김영진* · 이상현**

Mixing Augmentation of Transverse Injection of Fuel in SCRamjet Engine

Young-Jin Kim and Sang-Hyeon Lee

Key Words: transverse injection, mixing rate, penetration distance, stagnation pressure loss

Abstract

A method for the mixing augmentation of the transverse injection of fuel in a Scramjet combustor is suggested. Based on the fact that the main factor controlling the mixing characteristics in transverse injection is the effective back-pressure (the pressure around the injection hole) it is tried to make a flow expansion near the injection port in order to reduce effective back-pressure. A three dimensional Navier-Stokes code adopting the upwind method of Roe's flux difference splitting scheme is used. The k-w SST turbulence model turbulence model is used to calculate the turbulent viscosity. It is shown that the reducing of the effective back-pressure make it possible to increase the penetration distance and to increase the mixing rate without excessive losses of stagnation pressure. Also, it is shown that the streamwise vorticity generated by baroclinic torque has great influences on the mixing process.

1. 서 론

초음속 유동장내의 연료의 효과적인 분사에 관한 문제는 스크램제트(SCRam-

jet) 연소기의 설계와 제작에 있어서 중요한 요소 중의 하나이다. 스크램제트 엔진의 연소기 내에서는 흡입공기 유동이 초음속으로 통과하기 때문에 잔류 시간이 수 밀리초 정도로 매우 짧다. 이렇게 짧은 시간 내에 연료와 공기는 효율

* 울산대학교 대학원 항공우주공학과

** 울산대학교 수송시스템공학부 항공우주공학전공

적으로 혼합되어야 하는 것이다. 그러므로 최대의 추진력을 얻기 위하여 과도한 공력저항 없이 연소 가능한 연료-공기 혼합기를 생성시킬 수 있는 효율적인 연료-공기의 혼합방법이 요구되고 있는 실정이다. 현재까지 가장 많이 연구되어 온 혼합 방법은 엔진 입구로 들어오는 공기 유동에 수직방향으로 연료를 분사하는 것이다. 이 방법은 가장 확실한 방법으로 알려져 있지만 공력저항이 지나치게 크고, 연료 분사를 추력으로 이용할 수 없다는 단점을 가지고 있다. 하지만 연료의 빠른 침투효과와 함께 분사구 주위의 연료와 공기의 혼합을 증대시킬 수 있는 장점 때문이 많이 연구되고 있다[1,2].

단일 원형분사기 주위의 유동장 구조가 Fig. 1에 나타나 있다. 그림에서 볼 수 있는 것과 같이 분사기 출구면 상류 쪽에서 3차원 궁형충격파(three dimensional bow shock)가 형성됨을 볼 수 있다. 이 궁형충격파는 앞쪽의 유동박리에 의한 경계층과 밀접한 상호작용을 일으킨다. 분사면 직후에 형성되는 충격파에 의해 와류쌍(vortex pair)이라 불리는 서로 반대 방향으로 회전하는 한 쌍의 와류가 만들어지는 과정을 보여준다. 즉, 전체적인 유동 구조를 살펴보면 분사기 앞쪽의 박리에 의한 유동이 연료분사 출구면 주위를 감싸면서 하류로 진행되는 형태를 가진다.

연료의 수직분사에서는 분사구 앞쪽면의 강한 궁형충격파(bow-shock)의 발생으로 인하여 압력 손실과 함께 상류 쪽의 유동박리로 인한 벽면의 가열을 초래하여 구조적인 문제점을 가지게 된다. 이와 같이 분사구 주위의 유동 현상을 파악하는 것이 매우 중요한 문제로 인식되고 있다. 지금까지 이와 같은 여러 가

지 물리적 현상들이 많은 연구 결과들에 의해 밝혀져 왔다[3-7]. 우수한 혼합특성을 갖기 위해서는 연료-공기의 혼합을 이 커야하고 연료의 침투거리가 커야한다. 이때, 정체압력의 손실은 최소화되어야 한다.

Gruber 등[3]에 의하면 분사구 주위의 압력이 연료-공기 혼합 특성을 결정하는 중요한 인자인 것으로 밝혀져 있다. 본 연구에서는 이에 착안하여 분사구 주위의 압력 (유효배압, effective back-pressure)을 낮추어 연료 혼합특성의 개선을 시도하였다. 압력을 낮추기 위하여 분사구 주위의 바닥에 홈을 만들어 팽창파를 발생시키는 방법을 사용하였는데, 유효배압을 낮춤으로써 과도한 정체압력의 손실 없이 침투거리가 증가하고 혼합율이 증가하는 것을 확인하였다. 또한 이 과정에서, 바로크리닉토크(baroclinic torque)에 의해 발생하는 흐름방향의 와류가 혼합과정에 큰 영향을 미친다는 사실을 확인하였다.

2. 수치적 연구방법

2.1. 지배방정식 및 난류모델

본 연구에서 사용된 지배방정식은 화학반응을 고려하지 않은 이상 기체에 대한 3차원 압축성 Navier-Stokes 방정식이고, 난류 모델은 Wilcox가 제안한 2 방정식 모델인 $k-\omega$ 모델이다. 방정식의 변수들은 자유류 유동의 물리량 및 음속을 이용하여 무차원화된 값을 사용하였다. 이 방정식을 직교좌표계 (x, y, z) 에 대해 보존형(conservative form)으로 나타내면 다음과 같다[1].

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E_j}{\partial x_j} = \frac{\partial E_{jv}}{\partial x_j} + S + M$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho_s \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e_o \\ \rho k \\ \rho \omega \end{bmatrix}$$

$$E_j = \begin{bmatrix} \rho_s u_j \\ \rho u_1 u_j + \delta_{1j} p \\ \rho u_2 u_j + \delta_{2j} p \\ \rho u_3 u_j + \delta_{3j} p \\ (\rho e_o + p) u_j \\ \rho k u_j \\ \rho \omega u_j \end{bmatrix}$$

$$E_{jv} = \begin{bmatrix} -\rho_s u_{js}^d \\ \tau_{ix} \\ \tau_{iy} \\ \tau_{iz} \\ (e_{jv}) \\ (\mu + \sigma^* \mu_T) k_{,j} \\ (\mu + \sigma \mu_T) \omega_{,j} \end{bmatrix}$$

$$S = \begin{bmatrix} (\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}) - \beta^* \rho k \omega \\ \alpha \frac{\omega}{k} (\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}) - \beta \rho \omega^2 \end{bmatrix}$$

$$M = \begin{bmatrix} 0 \\ \sigma_d \frac{\rho}{k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{bmatrix}$$

$$\beta^* = 9/100, \beta = 3/40, \\ \sigma = \sigma^* = 1/2, \alpha = 5/9$$

2.2. 계산조건 및 격자구성

계산 조건은 Gruber[3]의 실험조건을

그대로 사용하였다. 연소기로 유입되는 자유류의 마하수는 1.95, 연료의 분사속도는 음속으로 설정하였다. 스크램제트에 사용되는 실제 연료는 수소이나 계산 결과를 실험을 통해 얻어진 결과와 비교하기 위하여 자유류와 같은 공기를 사용하였다. 자유류의 정체압력과 정체온도는 각각 317.7kPa, 297K, 분사되는 연료의 정체온도는 자유류와 마찬가지로 297K이고, 분사 출구면의 압력이 164.6kPa이다. 그리고 수직분사 특성에 큰 영향을 미치는 조건으로 운동량플럭스비(J)을 이용하였는데, 이상기체의 경우 이 값은 분사유동과 자유류의 동압비로 주어지고, 표현식은 다음과 같다[3,7]. 사용된 첨자 j는 분사된 연료를 나타내고, ∞는 자유류의 물성치를 나타낸다.

$$J = \frac{(\rho u^2)_j}{(\rho u^2)_\infty} = \frac{(\gamma p M^2)_j}{(\gamma p M^2)_\infty}$$

본 연구에서는 이 값을 0.99로 고정하였다. 계산에 사용된 연소기의 형상은 길이가 17.5, 너비가 2, 높이가 3.75인데, 이는 분사기의 지름 길이로 무차원화된 값을 사용하기로 하였다. 연료가 분사되는 위치는 입구 쪽으로부터 5.5이고 분사구 형상은 지름이 3.18mm인 원형이다. 그리고 연료-공기 혼합특성을 나타내기 위해서 연료의 침투거리, 혼합율, 선회율 및 정체압력손실의 경향 등을 주요한 파라미터로 설정하였다.

본 연구에서는 분사구 주위의 압력을 낮추기 위하여 팽창파를 형성시키는 방법을 고려하였는데, 팽창파를 형성시키기 위하여 분사구 주위에 홈을 두는 방식을 선택하였다. 홈의 깊이는 분사구 직경으로 무차원화된 값으로 각각 0.00, 0.25, 0.5, 0.75, 1.00 인 경우를 모델로

설정하였다. Table 1은 분사기의 위치조건을 나타내고 Fig. 2는 연구에 사용된 모델 형상과 격자 구성을 나타내고 있다. 기준이 되는 모델 A는 홈의 깊이가 0.0인 경우에 해당하는데, Gruber등[3]의 실험 모델과 동일한 형상을 사용하였다.

Table 1 Geometry of combustor models

Combustor model	H/D	Ramp angle(°)
Model A	0.00	0.0
Model B1	0.25	9.5
Model B2	0.50	18.4
Model B3	0.75	26.6
Model B4	1.00	33.7

사용된 격자는 계산 시간을 단축하기 위하여 대칭조건을 사용하였다. 수치 계산을 위한 총 격자 수는 $150 \times 30 \times 50 (=225,000)$ 개이다. 유동 변화가 심한 분사기 앞부분에 격자를 밀집시켰으며, 연소기의 바닥 면과 분사기의 벽면 근처에는 경계층을 포착하기 위해서 격자를 밀집시켰다.

3. 계산결과

3.1. 코드의 검증

계산에 사용된 코드를 검증하기 위하여 Gruber[3]의 실험결과와 본 연구의 계산 결과를 비교하여 보았다. 기준이 되는 모델 A에 대한 바닥면에서의 압력 변화를 나타낸 결과가 Fig. 3에 나타나 있다. 압력은 입구유동의 압력으로 무차원화된 값을 표시하였다. 연료가 수직으로 분사되는 출구의 상류쪽에서 두 부분

의 높은 압력값이 존재함을 볼 수가 있는데, 이는 유동의 박리(separation)와 궁형충격파에 의해 나타나는 현상이다. 분사구 뒤쪽의 유동은 유동의 박리로 압력 회복이 일어나지 않아 낮은 압력값을 가지며 하류로 진행될수록 와류에 의해 아래쪽에 형성되는 강한 유동이 충돌하면서 압력이 상승하여 복원되는 과정을 보여주고 있다. 그림에서 보는 바와 같이 본 연구결과와 Gruber 등[3]이 실험을 통하여 얻어낸 결과를 비교해 볼 때, 앞쪽의 압력이 떨어지는 부분을 제외한 모든 영역에서 상당히 일치되는 결과를 보이는 것을 알 수 있다.

3.2. 전체적인 혼합과정

Fig. 4는 연료의 질량분율의 변화과정의 도시한 것인데, 기준이 되는 모델 A와 분사구 주위에 홈을 둔 모델 B에서의 전체적인 혼합과정을 비교하여 나타내고 있다. 연료분포 형태를 살펴볼 때 모델 B의 경우 모델 A에 비해 분사된 연료의 침투거리(질량중심이 바닥면으로부터 떨어진 거리)가 더 크게 나타나는 것을 알 수 있다. 또한 분사직후 연료의 질량분율의 최대값이 빠르게 감소하고 연료의 분포면적이 모델 A에 비해 넓은 것으로 나타나 모델 B의 혼합율이 더 크다는 것을 짐작할 수 있다. 이후의 절에서는 이러한 혼합특성 개선의 원인을 분석하게 될 것이다.

3.3. 벽면압력변화

벽면에서의 압력변화는 Fig. 5에 나타나 있다. 이 압력은 분사구의 중심을 지나는 대칭축 상에서 벽면에 대해서 구한 값이다. 자유류의 입구부터 분사구까지의 압력분포는 모든 경우에 대해 거의 비슷한 경향을 보이지만 팽창파의 강도

가 클수록(흠의 팽창각이 클수록) 분사구 앞쪽의 압력이 낮게 나타남을 알 수 있다. 이는 팽창정도가 클수록 분사구 앞쪽에 형성되는 궁형충격파의 강도가 약해짐을 알 수 있는 단서이다. 분사구에서 $X/D=5$ 까지는 모델 A와 모델 B사이에서 서로 다른 경향을 가지며, 모델에 따라 나타나는 압력값에도 차이가 있음을 알 수 있다. 이러한 현상은 분사구 주위에 위치하는 흠의 형상이 다르기 때문에 발생하는 결과이다. 모델 B1-B4에서는 흠의 깊이가 클수록 흠의 격인 지점에 발생하는 충격파의 강도가 커져서 압력값의 빠른 증가가 일어나는 것을 볼 수 있다. 그리고 이 유동은 다시 팽창파를 지나면서 압력이 감소하고 하류로 진행됨에 따라 압력의 변화가 거의 없어짐을 알 수가 있다.

3.4. 선회율

흐름방향의 와류가 연료의 혼합률과 침투거리에 미치는 영향을 파악하기 위해서 $y-z$ 단면에서의 선회율을 분석하였다. 무차원화된 $y-z$ 단면에서의 선회율은 다음의 식으로 정의된다.

$$\Gamma = \frac{D}{u_\infty} \int \int_{y,z} \left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \right) dy dz$$

Fig. 6은 각 모델에 대한 선회율 변화에 대한 결과를 보여주고 있다. 흠의 깊이가 깊을수록 흐름 방향의 와도가 증가하여 분사직후 선회율은 큰 값을 가지는 것으로 나타났다. 이러한 선회율의 증가는 연료의 혼합률을 증가시키고 침투거리를 증가시켜 전체적인 혼합특성을 개선하는 효과가 발생한다. 모델 B에서 나타나는 분사직후의 선회율 증가는 바로 크리닉토크(baroclinic torque)에 의한 것으로

판단된다. 바로크리닉 생성 메커니즘은 다음과 같은 단순화된 와류 방정식에서 바로크리닉 생성항에 의해 설명될 수 있다[8].

$$\rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{\omega}{\rho} \right) = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p$$

여기서 ω 는 와도 벡터이다. 즉 유체 내에서 압력 구배와 밀도 구배가 서로 평행하지 않으면 와류는 생성될 수 있다. Fig. 7에서는 이러한 기구를 간단히 설명하고 있고, Fig. 8에서는 연료의 밀도가 주위의 공기보다 밀도가 높아서 연료쪽으로 밀도구배가 형성되고, 팽창파를 통과하면서 공기의 압력구배가 상류쪽으로 형성되는 것을 볼 수 있다. 이렇게 서로 직교하는 밀도구배와 압력구배에 의해 모델 B에서 바로크리닉 토크가 생성될 수 있음을 알 수 있다.

3.5. 연료 침투거리

침투거리는 분사된 연료의 질량 중심이 연소기 바닥으로부터 자유류 속으로 침투한 정도를 나타내고 표현식은 다음과 같다.

$$Z_{Fuel} = \frac{\int \int \rho_{Fuel} z dy dz}{\int \int \rho_{Fuel} dy dz}$$

침투거리가 클수록 연소가 일어나는 지역이 바닥으로부터 멀어지게 되고 공기 유동속으로 깊숙이 침투하게 되므로 연소기 벽면의 냉각이나 연료-공기의 혼합에 유리할 것이다. 침투거리는 분사면 직경으로 무차원화된 값으로 나타나 있다. 연료의 형태와 침투거리는 와류쌍(vortex pair)의 형태와 와류 강도, 그리고

팽창파나 충격파의 존재 여부와 그 강도에 따라서 결정된다.

Fig. 9에 나타난 결과를 살펴보면, $X/D=2$ 에서 4까지 부근에서는 모델 A와 모델 B의 증가 경향이 다르게 나타나는데 이는 흐름의 존재로 인해서 발생하는 팽창파와 충격파 때문인 것으로 판단된다. 모델 B1-4에서 나타나는 급격한 침투거리의 증가는 바로크리닉토크에 의해서 발생하는 것인데, 팽창파의 강도가 클수록(흐름의 깊이가 깊을수록) 그 증가폭이 크게 나타남을 알 수 있다. 모델 A에서는 $X/D=3.5$ 부터 침투거리가 증가하는 기울기가 거의 일정하게 나타나는데 반해서 모델 B1-4에서는 침투거리의 증가 기울기가 오히려 감소하는 것이 관찰된다. 이는 유동이 충격파와 만나면서 팽창파를 만났을 때와 반대방향의 바로크리닉토크가 발생하여 침투거리를 낮추는 현상이 발생하기 때문이다. 모델 A와 모델 B를 비교해보면 모델 B의 모든 경우에 모델 A보다 침투거리가 큰 것을 알 수 있고, 또한 흐름의 깊이가 깊을수록 침투거리가 증가하는 것을 알 수 있다. 연소기에 있어 화염의 형성의 관점에서 보면 분사 직후의 혼합특성이 상대적으로 중요한 것으로 알려져 있다. 따라서, 본 연구에서 제안한 방식이 연료-공기 혼합특성의 개선에 상당히 효과가 있는 것으로 판단된다.

3.6. 연료-공기 혼합률

Fig. 10에는 혼합률을 비교하기 위해서 연료의 최대 질량분율의 변화가 log-log 척도로 나타나 있는데, 감소율이 클수록 혼합률이 큰 것으로 파악될 수 있다. 모델 A에서 $X/D = 4.0$ 이후에는 연료의 최대 질량분율의 감소가 선형적으로 나타남을 보이는데, 이는 연료-공기

혼합이 주로 확산에 의해서 일어난다는 것을 암시하는 것이다. 모델 B의 모든 경우에 모델 A보다 혼합률이 크게 나타나는 것이 관찰되고, 흐름의 깊이가 깊을수록 혼합률이 증가함을 관찰된다. 이는 팽창파 때문에 분사구 앞쪽의 충격파의 강도가 약해져서 공기유동 속으로 침투거리가 빠르게 증가하는 것이 일차적인 원인이고(Fig. 9 참조), 흐름의 꺾인 부분에 형성되는 팽창파에 의해 발생하는 바로크리닉토크에 의해 흐름방향의 와도가 증가하는 것이 두번째 원인이다(Fig. 7 참조). $X/D = 2.0$ 에서 $X/D = 6.0$ 사이에서 모델 B1-B4에서 나타나는 기울기의 감소는 충격파 때문에 발생하는 반대방향의 바로크리닉토크 때문이다. 앞서 언급한 것처럼 분사 직후의 혼합특성이 매우 중요함을 감안할 때, 본 연구에서 제안한 방식이 연료-공기 혼합특성의 개선에 상당히 효과가 있음을 확인할 수 있다.

3.7. 정체압력손실

연료-공기의 혼합과정에서는 정체압력의 손실이 발생한다. 하지만, 지나친 정체압력의 손실은 추력의 관점에서 볼 때, 심각한 문제를 발생시킬 수 있다. 따라서, 혼합률과 침투거리의 개선으로 인해 얼마만큼의 정체압력 손실이 발생하는지를 점검할 필요가 있다. 본 연구에서는 평균 정체압력을 다음의 식으로 정의하고 그 경향을 살펴보았다.

$$P_o = \frac{\int \int p_o \rho u \, dy \, dz}{\int \int \rho u \, dy \, dz}$$

Fig. 11에는 각 모델에 대한 정체압력의 변화가 나타나 있다. 정체압력은 입

구유동의 정체압력으로 무차원화된 값을 표시하였다. 본 연구에서 사용한 모델 B의 경우 분사직후 정체 압력의 손실을 줄여주는 것을 확인할 수 있다. 분사 직후에 정체압력이 급격하게 늘어나는 것은 연료분사에 의한 것이다. 최종적으로 유동장의 출구에서의 정체압력의 값을 비교해보면 혼합특성을 개선하기 위해서 얼마만큼의 정체압력의 손실이 증가했는지를 확인할 수 있다. 모델 A의 정체압력보다 모델 B1-B4의 정체압력이 낮게 나타남을 알 수 있는데, 이는 모델 B에서 분사구 앞에 형성되는 궁형충격파의 강도가 약해지므로 정체압력의 손실이 줄어들게 되지만, 이후에 발생하는 충격파로 인해서 정체압력의 손실이 더 크게 발생하여 전체적으로는 정체압력의 손실이 늘어나기 때문이다. 대략적으로 계산해보면, 가장 충격파의 강도가 큰 모델 B4는 모델 A에 비해서 약 4% 정도의 정체압력이 손실의 증가분인 것으로 나타났다. 이는 본 연구에서 제안한 연료-공기 혼합방식이 정체압력의 손실을 과도하게 증가시키지 않는다는 사실을 의미하는 것으로 판단된다.

4. 결론

이상에서 살펴본 계산 결과를 토대로 다음과 같은 결론을 내릴 수 있을 것으로 판단된다. 우선 본 연구에서 혼합특성을 개선시키기 위해 분사구 주위의 압력을 낮추는 방식을 제안하였으며, 압력을 낮추기 위해서 분사구 주위에 홈을 만들어 팽창파를 발생시키는 방법을 채택하였다. 그 결과 분사구 주위에서 발생하는 팽창파에 의해 분사구 앞쪽의 궁형충격파의 강도가 약해지고, 분사구 주위의 압력이 낮게 나타남을 확인하였다.

그리고, 팽창파에 의한 압력구배와 연료와 공기의 밀도차로 인해 발생하는 바로크리닉토크(baroclinic torque)에 의해 흐름 방향의 와류가 강화되어 혼합률이 증가하고 침투거리가 증가하는 것을 확인하였다. 또한 이 과정에서 과도한 정체압력의 손실의 증가가 나타나지 않아 본 연구에서 제시한 방법이 수직분사에서의 연료혼합특성에 상당히 효과적인 방법임을 확인하였다.

후기

본 연구는 1999년도 울산대학교 연구비 지원을 통해 이루어졌으며, 저자는 지원에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Bushnell, D. M., "Hypervelocity Scramjet Mixing Enhancement," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 11, No. 5, 1995, pp. 1088-1090.
- (2) 이상현, "극초음속 항공기 엔진 내의 연료-공기 혼합 및 연소 과정에 관한 수치 연구," 서울대학교 대학원 공학박사학위 논문, 1997.
- (3) Gruber, M. R., Nejad, A. S., and Goss, L. P., "Surface Pressure Measurements in Supersonic Transverse Injection Flowfields," *AIAA Paper* 97-3254
- (4) Spaid, F. W., and Zukoski, E. E., "Further Experiments Concerning Secondary Injection of Gases into a Supersonic Flow," *AIAA Journal* Vol. 4, No. 12, December 1966, pp.2216-2218
- (5) Schetz, J. A., Hawkins, P. F., and

- Lehman, H., "Structure of Highly Underexpanded Transverse Jets in a Supersonic Stream," AIAA Journal Vol. 5, No. 5, May 1967, pp.882-884
- (6) Zukoski, E. E., and Spaid, F. W., "Secondary Injection of Gases into a Supersonic Flow," AIAA Journal Vol. 2, No. 10, October 1964, pp.1689-16
- (7) Wang, K. C., Smith, O. I., and Karagozian, A. R., "In-Flight Imaging of Transverse Gas Jets Injected into Compressible Crossflows," AIAA Journal Vol. 33, No. 12, December 1995, pp.2259-2263
- (8) Green, S. I. "Fluid Vorticity," Kluwer Academic Publishers, 1995, pp. 471-532.

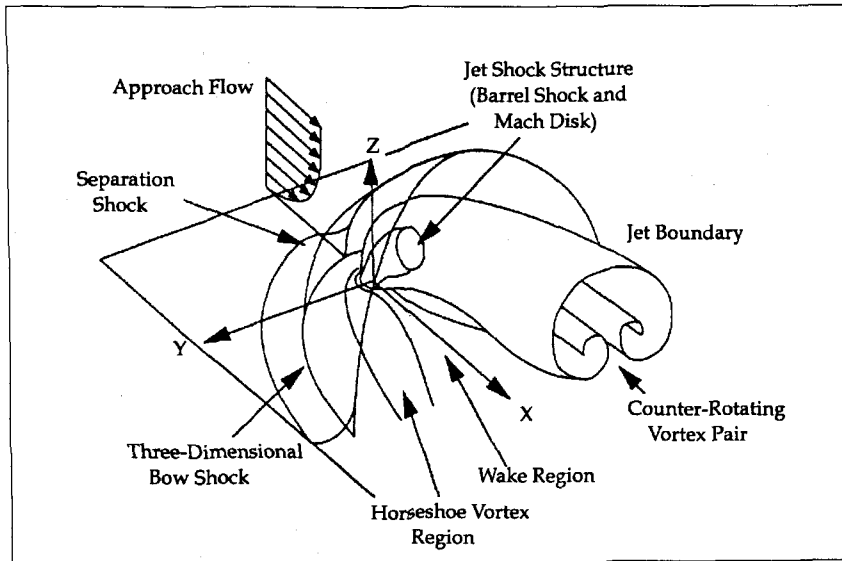


Fig. 1 Perspective View of the Mean Transverse Injection

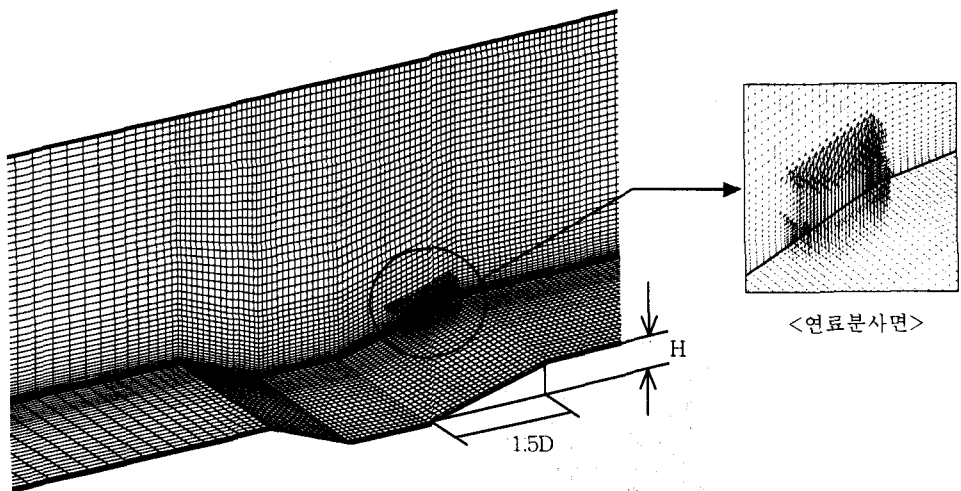


Fig. 2 Geometry and computational grid

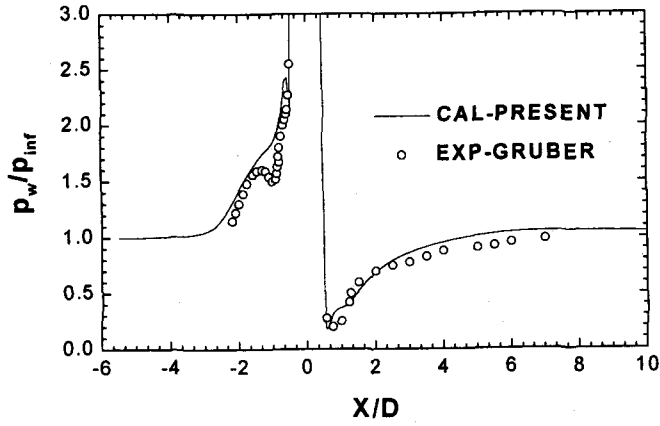


Fig. 3 Distribution of wall pressure in Model A

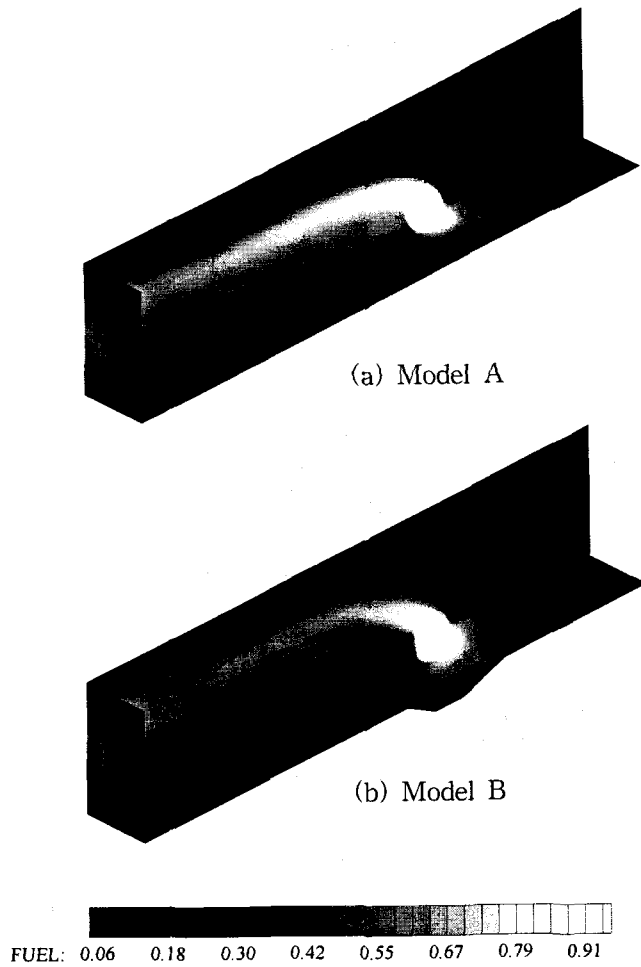


Fig. 4 Flow-field and mixing process

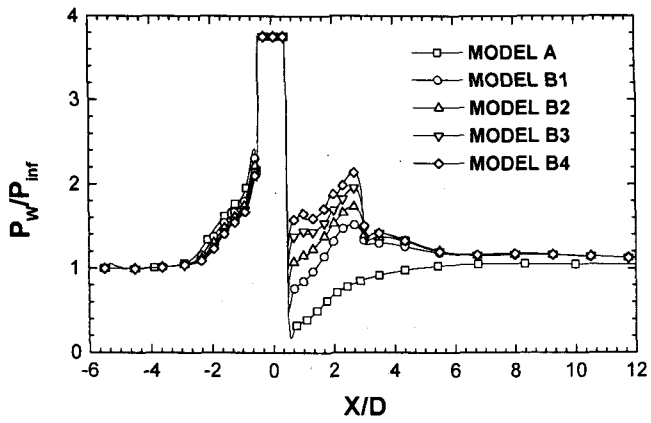


Fig. 5 Variation of wall pressure

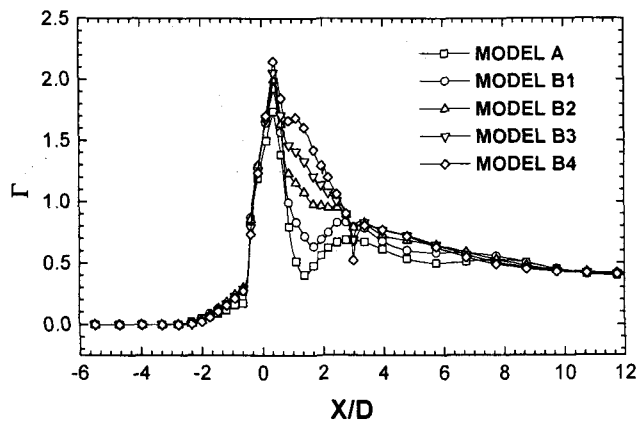


Fig. 6 Variation of circulation

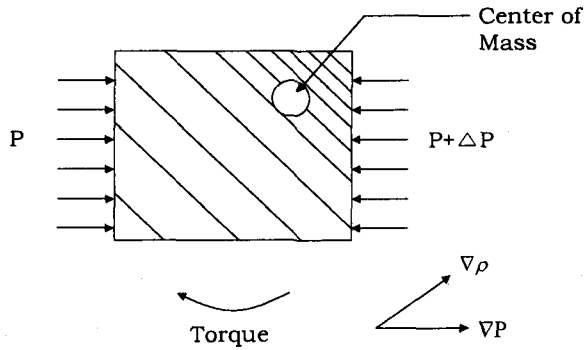
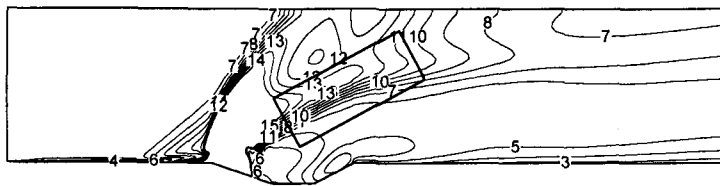
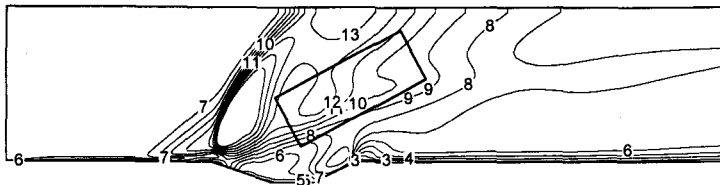


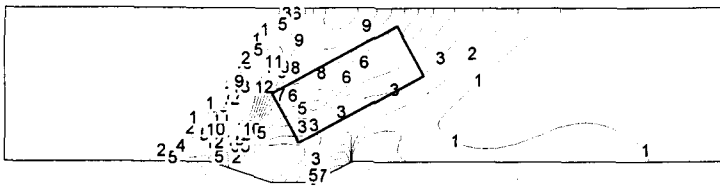
Fig. 7 Mechanism of baroclinic torque



(a) Distribution of density ρ/ρ_∞ ($Y/D=0.00$)



(b) Distribution of density ρ/ρ_∞ ($Y/D=0.75$)



(c) Distribution of pressure $p/\gamma p_\infty$ ($Y/D=0.75$)

Level	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Density:	0.55	0.62	0.69	0.75	0.82	0.89	0.96	1.02	1.09	1.16	1.23	1.30	1.36	1.43	1.50
Level	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Pressure:	0.39	0.44	0.50	0.55	0.61	0.67	0.72	0.78	0.83	0.89	0.94	1.00	1.06	1.11	1.17

Fig. 8 Baroclinic Source:
interaction between density and pressure gradients

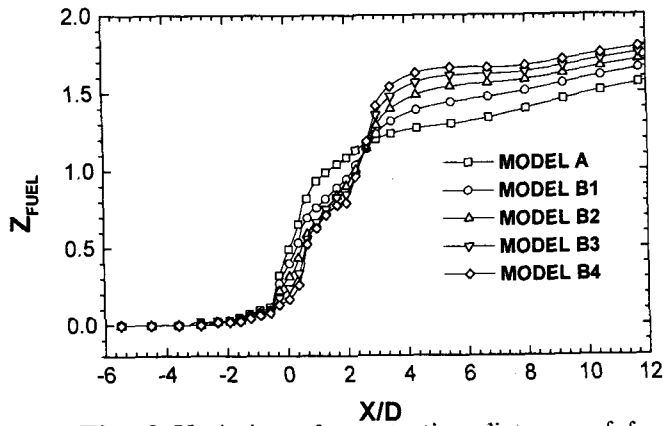


Fig. 9 Variation of penetration distance of fuel

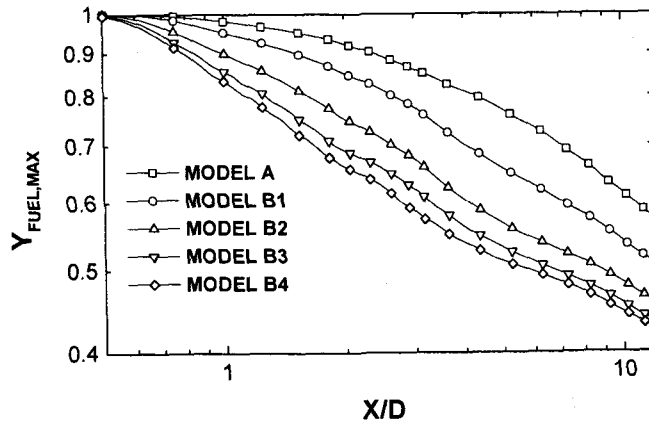


Fig. 10 Variation of mixing rate (decay of maximum mass-fraction of fuel)

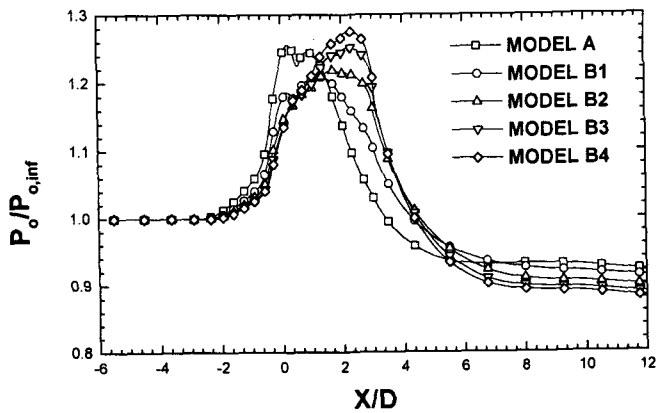


Fig. 11 Variation of stagnation pressure