

초음속 확산화염 내의 혼합과 재순환 영역에 대한 충격파의 영향

김지호*, 허환일*, 최정열**, 윤영빈*, 정인석*

*서울대학교 항공우주공학과, **부산대학교 항공우주공학과

Effects of Shock Waves on the Mixing and the Recirculation Zone of Supersonic Diffusion Flames

Ji-Ho Kim*, Hwanil Huh*, Jeong-Yeol Choi**, Youngbin Yoon* and In-Seuck Jeung *

*Department of Aerospace Engineering, Seoul National University,

**Department of Aerospace Engineering, Pusan National University.

Abstract

A numerical study has been conducted to investigate the effect of shock waves on the mixing and the recirculation zone of a hydrogen jet diffusion flame in a supersonic combustor. The general trends are compared with the experimental results obtained from the supersonic combustor at the University of Michigan. For the numerical simulation of supersonic diffusion flames, multi-species Navier-Stokes equations and detailed chemistry reaction equations of H₂-Air are considered. The $k-\omega/k-\epsilon$ blended two equation turbulent model is used. Roe's FDS method and MUSCL method are used for convection fluxes in governing equations. Numerical results show that when slender wedges are mounted at the combustor wall the mixing and the combustion are enhanced and the size of recirculation zone is increased. The flame shape of supersonic flames is different in the flame-tip; it is not closed but open. The flame shape is shown to be greatly affected by shock waves.

1. 서론

극초음속 여객기와 군사용 항공기에 대한 수요가 증가함에 따라서 새로운 개념의 다양한 추진 기관에 대한 연구가 진행되어 왔다. 극초음속에 도달하기 위하여는 추진기 내부의 유동에 큰 열량을 전달해야 하고 고속의 연소 과정을 발생시켜야 한다. 현재의 제트 엔진으로는 극초음속까지 가속시키기 어렵기 때문에 이 속도 한계를 극복하기 위하여 초음속 연소 램제트 엔진 (SCRamjet; Supersonic Combustion Ramjet) 이 제안되었다.

초음속 비행에서 쓰이는 일반 제트 엔진과 램제트 엔진은 초음속으로 유입되는 공기를 각각 기계적 압축과 램 압축에 의해 아음속으로 감속시켜서 연소기에 공급한다. 엔진 입구에는 초음속유동이 들어오지만 연소기에서는 아음속의 공기가 공급되어 연소가 이루어지고 노즐에서의 유동 팽창을 통해 추력을 얻게 된다. 그러나 스크램 제트 엔진에서는 유입되는 속도가 아주 높기 때문에 램 압축에 의해 감속이 이루어져도 연소기에는 초음속의 공기가 공급된다. 따라서 스크램 제트 엔진은 연소기에

서 초음속 상태로 연소가 이루어지는 특징을 갖게 된다.

스크램 제트 엔진을 개발하기 위해서는 다음과 같은 몇 가지 기본적인 문제들을 해결해야 한다. (1) 초음속 항공기 엔진 내에서 유입된 공기의 짧은 잔류시간으로 인한 연료와 산화제의 혼합 효율 증대 문제, (2) 연소기 내에서 화염을 안정화 시키는 문제, (3) 초음속 연소로 인하여 가열된 연소기 벽면을 냉각시키는 문제 등이다.

적절한 경사충격파가 초음속 화염 연소기 내에 더해졌을 때 연료-공기 혼합이 증대되고 화염 안정성이 향상된다고 발표되었다[1,2]. 본 연구에서는 축대칭 형상의 연소기 내에서 연료와 공기의 혼합이 충격파에 의해서 증대되는 것을 보여줄 것이다. 연료-공기 혼합층과 충격파와의 간섭을 위해 연소기 내부에 쉐기를 설치하였다. 쉐기 전방에서 생기는 충격파에 의해 반경방향의 외향/내향 유동이 만들어지고, 와도와 역압력 구배가 생겼다[1]. 따라서 공기 유입 혼합이 화염 근방에서 증가하였다. 또한 bluff body 뒤의 재순환 영역이 증가하여 화염의 안

정 한계를 확장하게 된다.

본 연구의 목적은 초음속 유동장 내의 bluff body 뒤에 생성된 초음속 수소-공기 확산 화염의 연소 특성과 혼합 특성에 충격파가 미치는 영향을 정성적으로 분석하는 것이다.

2. 초음속 연소기의 모델

연소기 모델의 개략도는 Fig.1 과 같다. 본 연구에서 사용된 연소기는 축대칭 형상이 사용된 것 이외에는 일반적 형상은 Huh and Driscoll[1]의 실험에서 사용된 연소기와 같다. Bluff body 역할을 하는 두꺼운 lip 을 가진 노즐을 통해서 연료 jet 가 Mach 2.5 의 속도를 가진 공기 유동장으로 분사된다. 사용된 연소기의 길이는 27.3cm 이고, 노즐의 안쪽 지름(D_F)은 0.7cm, 노즐 lip 의 두께(H)는 0.92cm 이다. 열적 질식을 막기 위하여 연소기 벽면은 4°의 각으로 확장된다[3]. 연료로는 높은 열량을 방출하고 공기와 빠르게 혼합하는 수소 기체를 사용하였다.

충격파의 영향을 보기 위하여 연소기 벽면에 Fig.1 에서와 같이 썰기를 설치하였다. 썰기 위치에 따른 충격파의 영향을 알아보기 위하여 10°의 기울기를 가진 썰기의 전두부 위치를 연료 분사평면으로부터 1D_F 후방인 곳에서 8D_F 후방인 곳까지 변화시켰다. 여기서 D_F 는 연료 노즐의 안쪽 지름을 말한다. Table 1 은 초음속 모델 연소기의 초기 조건을 보여준다. 온도 245K, 압력 1.12atm 의 수소 연료는 음속으로 분사되고, 온도 818K, 압력 0.8atm 의 공기는 Mach 2.5 의 속도로 분사된다. 이 공기 유동의 조건은 온도 223K, 압력 0.02atm 인 해발 고도 26km 에서 Mach 6 의 비행 시에 연소기내에서 얻어지는 조건에 해당된다.

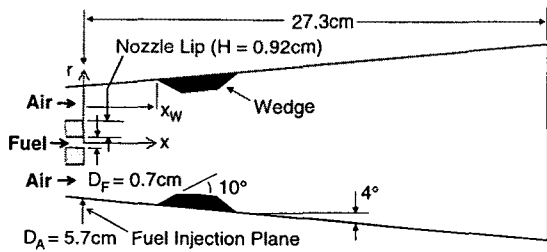


Fig.1. Schematic of supersonic model combustor.

	M	u(m/s)	T(K)	P(atm)
Fuel	1.0	1192	245	1.12
Air	2.5	1433	818	0.8

Table 1. Initial conditions of fuel and air in supersonic model combustor.

3. 지배 방정식과 수치해법

3.1 지배방정식

연소기 내의 화학반응이 있는 초음속 점성 유동장을 해석하기 위하여, 다원 혼합기체에 관한 축대칭 Navier-Stokes 방정식을 이용하였다. 유동장의 해석을 용이하게 하기 위하여 지배방정식을 무차원화 하고 일반화된 곡선 (ξ, η) 좌표계로 변환을 하면 다음과 같다.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial \xi} + \frac{\partial G}{\partial \eta} + \frac{1}{J} H = \frac{1}{J} W + \frac{\partial F_v}{\partial \xi} + \frac{\partial G_v}{\partial \eta} + \frac{1}{J} H_v$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ \vdots \\ \rho_N \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix} \quad G = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho_1 U \\ \rho_2 U \\ \vdots \\ \rho_N U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ U(e+p) \end{bmatrix} \quad F = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho_1 V \\ \rho_2 V \\ \vdots \\ \rho_N V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ V(e+p) \end{bmatrix}$$

$$H = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} \rho_1 v \\ \rho_2 v \\ \vdots \\ \rho_N v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e+p)v \end{bmatrix} \quad W = \begin{bmatrix} w_1 \\ w_2 \\ \vdots \\ w_N \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad H_v = \frac{1}{yRa} \begin{bmatrix} -\rho_1 v_1^d \\ -\rho_2 v_2^d \\ \vdots \\ \rho_N v_N^d \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} - \tau_{\theta\theta} \\ \beta_y \end{bmatrix}$$

$$F_v = \frac{1}{JRa} \begin{bmatrix} -\rho_1 U_1^d \\ -\rho_2 U_2^d \\ \vdots \\ -\rho_N U_N^d \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{xy} + \xi_y \tau_{yy} \\ \xi_x \beta_x + \xi_y \beta_y \end{bmatrix} \quad G_v = \frac{1}{JRa} \begin{bmatrix} -\rho_1 V_1^d \\ -\rho_2 V_2^d \\ \vdots \\ -\rho_N V_N^d \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} \\ \eta_x \tau_{xy} + \eta_y \tau_{yy} \\ \eta_x \beta_x + \eta_y \beta_y \end{bmatrix}$$

ρ 는 각 화학종의 밀도 ρ_k 의 총합이고, u, v 는 직교 좌표계에서의 속도이다. 총 에너지 e 는 내부에너지와 운동 에너지의 합으로 나타낸다. U 와 V 는 곡선 좌표계에서의 반전 속도이다. $\xi_x, \xi_y, \eta_x, \eta_y, J$ 등은 좌표 변환에 쓰이는 값들이다. 압력은 다음과 같이 이상기체 상태방정식에 의해 구해진다.

$$p = \sum_{k=1}^N \frac{\rho_k R T}{M_k}$$

M_k 는 화학종 k 의 분자량이고 R 는 일반기체상수이다. 온도 T 는 정의된 총에너지 양에서 Newton-Raphson 반복법을 이용하여 구했다. 각 화학종의 비열은 6000K 까지 유효한 NASA 다항식을 이용하

였다[4].

확산 속도 u_k', v_k' 계산에는 다원 확산 방정식을 풀어야 하지만 편의상 Fick's law를 이용하였다. 이원 확산계수는 Chapman - Enskog theory를 이용하여 구하였다[5]. 각 화학종의 열전달 계수와 동점성 계수는 6000K 까지 유효한 온도의 다항식 표현을 인용했다[6]. Ra 는 음속을 기준으로 한 Reynolds 수이다.

3.2 화학 반응 모델과 난류 모델

N_r 개의 화학반응에서 k 번째의 화학종 생성물 w_k 는 다음과 같이 나타낸다.

$$w_k = M_k \sum_{r=1}^{N_r} (v_{k,r}'' - v_{k,r}') \left[k_{fr} \prod_{k=1}^N \left(\frac{\rho_k}{M_k} \right)^{v_{k,r}'} - k_{br} \prod_{k=1}^N \left(\frac{\rho_k}{M_k} \right)^{v_{k,r}''} \right]$$

$$k_r = A_r T^{B_r} \exp(-E_r^*/T)$$

$v_{k,r}', v_{k,r}''$ 는 각 화학반응의 stoichiometric 계수이다. k_{fr}, k_{br} 는 Arrhenius의 식으로 나타내는 전방, 후방 반응률 상수이다.

수소-공기 혼합기체에 대한 화학 반응 모델은 Jachimowski의 33 단계 반응 모델에 기초하여 사용하였다. 여기서는 연소의 반응에 큰 영향을 미치지 않는 N_2 의 해리 반응을 제외하여, H, H_2 , O, O_2 , H_2O , OH, H_2O_2 및 HO_2 의 8개 반응성 화학 종과 N_2 를 비활성 기체로써 고려한 19 단계 화학 반응을 이용하였다[7].

본 실험에 쓰인 모델에서는 유동장이 높은 레이놀즈수를 갖고 또 노즐 lip 뒤에서 와류가 생기기 때문에 난류 모델을 도입할 필요성이 있다. 2방정식 모델을 선택하여 화학종 보존 방정식, 모멘텀 보존 방정식, 에너지 방정식과 결합하여 해를 구하였다. 진단 경계층 문제에 많이 쓰이는 일반 $k-\epsilon$ 모델과 벽면 난류 현상 예측에 유리한 Wilcox의 $k-\omega$ 모델 [8]을 혼합한 Menter의 SST (Shear Stress Transport) 모델을 사용하였다[9]. Bardina 등[10]은 SST 모델이 혼합경계층문제와 jet 유동 문제를 잘 예측하고 또한 초기 값들에 민감하지 않은 유용한 모델임을 보였다.

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{i,j}^* \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma^* \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\alpha}{v_t} \tau_{i,j}^* \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right]$$

$$+ 2(1-F)\sigma \frac{\rho}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}$$

여기서 Reynolds Stress Tensor $\tau_{i,j}^*$ 는 다음과 같다.

$$\tau_{i,j}^* = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{i,j} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{i,j}$$

$k-\omega$ 모델에서 쓰이는 값은 $\alpha_1, \beta_1, \sigma_1, \sigma_1^*, k-\epsilon$ 모델에서 쓰이는 값은 $\alpha_2, \beta_2, \sigma_2, \sigma_2^*$ 라 정의하면, 벽면에서의 거리에 따라 값이 정해지는 혼합 함수 F 에 의해 $\alpha = \alpha_1 F + \alpha_2 (1-F)$ 와 같은 방법으로 위 식에 쓰이는 계수들 $\alpha, \beta, \sigma, \sigma^*$ 의 값이 결정된다. 각 상수들과 함수 F , 초기 값과 경계값 들은 참고문헌을 따른다[9].

난류가 전달 계수에 미치는 영향을 고려하면 혼합기의 점성 계수, 열전달 계수, 확산 계수 들은 다음과 같이 구한다.

$$\mu = \mu^{lam} + \mu^{turb}, \quad \mu^{turb} = \frac{\rho k}{\omega}$$

$$k = k^{lam} + k^{turb}, \quad k^{turb} = \frac{c_p \mu^{turb}}{Pr_t}, \quad c_p = \sum_{k=1}^N \frac{y_k C_{pk}}{\mu^{lam}}$$

$$D = D_k^{lam} + D_k^{turb}, \quad D_k^{turb} = \frac{\mu^{turb}}{\rho Sc_t}$$

여기서 난류 Prandtl 수 Pr_t 와 난류 Schmit 수 Sc_t 는 상수로서 각각 0.9로 정했다[11].

3.3 수치 해법

연소기 내부의 유동장을 수치적으로 해석하기 위하여 지배 방정식을 유한 체적법을 이용하여 이산화 하였다. 충격파 포착 특성을 위하여 차분화된 대류 플럭스 항은 일반 좌표계에서 다원 혼합기체에 대하여 유도된 Roe의 FDS(Flux difference Splitting) 기법을 사용하여 구하였으며, 3차의 공간 정확도를 가지는 MUSCL 기법과 함께 TVD 성질을 유지하기 위하여 미분형 제한자를 사용하였다. 점성항의 표현에는 중심 차분법을 이용하였다.

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial t} \right)_{i,j} = \mathbf{RES}_{i,j}$$

$$\mathbf{RES}_{i,j} = -J_{i,j} (\tilde{F}_{i+1/2,j} - \tilde{F}_{i-1/2,j} + \tilde{G}_{i,j+1/2} - \tilde{G}_{i,j-1/2}) - \mathbf{H}_{i,j}$$

$$+ \mathbf{W}_{i,j} + \frac{J_{i,j}}{2} (\mathbf{F}_{v,i+1,j} - \mathbf{F}_{v,i-1,j} + \mathbf{G}_{v,i,j+1} - \mathbf{G}_{v,i,j-1}) + \mathbf{H}_{v,i,j}$$

인공점성을 포함하고 있는 수치 플럭스 \tilde{F}, \tilde{G} 에는 Roe의 FDS 방법을 사용하였다.

$$\bar{F}_{i+1/2,j} = \frac{1}{2} [F(Q_R) + F(Q_L) - A(Q_R, Q_L)(Q_R - Q_L)]$$

이산화 된 지배 방정식을 시간에 대하여 적분하여 해를 구하는데 있어, 정상 상태 가정을 적용하여 완전 내재적 시간 적분 기법을 이용하였다. 이 경우 플럭스 Jacobian 행렬은 근사 분할을 이용하여 표현하였으며 이산화 된 지배 방정식은 LU 분할 기법을 이용하여 해석하였다. 지배 방정식을 각 격자 점에 대해 완전 내재적으로 표현할 수 있다.

$$\left[\frac{I}{\Delta t} + J_{i,j} \left(\frac{\partial A}{\partial \xi} + \frac{\partial Q}{\partial \eta} \right) - Z \right]_{i,j} \Delta Q_{i,j} = RES_{i,j}^n$$

$$D = I + \Delta t (A^+ - A^- + B^+ - B^- - Z)_{i,j}$$

$$L = D - A_{i-1}^+ - B_{j-1}^+$$

$$U = D + A_{i+1}^- + B_{j+1}^-$$

$$LD^{-1}UA\Delta Q_{i,j} = RES_{i,j}$$

여기서, A, B, Z 는 각각 F, G, W 의 Jacobian 행렬이며, A^\pm, B^\pm 는 분할한 플럭스 Jacobian 행렬이다.

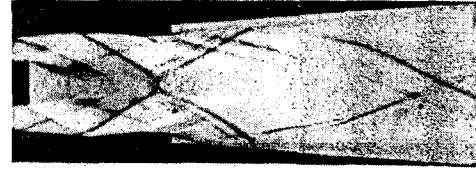
본 연구에서 쓰인 수치 알고리즘은 blunt body 주위의 충격파 유도 연소 현상이나 충격파-경계층 간섭 문제에 대해서 수치 모사 결과와 실험값과의 비교를 통하여 검증되었다[12,13].

4. 결과 및 고찰

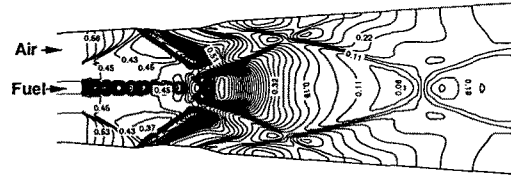
4.1 실험 결과와의 비교

Fig.2(a)는 썬이를 가진 연소기 내에서 연소현상이 없는 경우 유동의 형태를 보여주는 schlieren 사진으로 Michigan 대학의 실험 결과이다. 알고리즘 검증을 위하여 Table 2의 조건으로 수치 모사를 하였다. 썬이는 연료 분사 평면에서 $4D_F$ 되는 위치에 설치되었다. 연료와 공기의 속도는 각각 Mach 1, Mach 2.5 이다. 갑작스러운 면적의 증가로 노즐 Lip에서 팽창파가 발생한다. 수치 모사에서 얻어낸 결과 Fig.2(b)는 Fig.2(a)의 실험 사진과 유사한 모습을 보인다. 썬기 전방에서 충격파가 한번 발생하고 썬기 후방에서 반사 충격파와 경계층이 간섭한 결과 재압축 충격파(recompression shock wave)가 한번 더 생기는 모습이 유사하다. 미세한 차이점은 실험에서는 3 차원 연소기가 쓰였지만 수치해석에서는 축대칭 연소기를 사용하였기 때문이다. 분사된 수소가 노즐 출구 주위로 심하게 팽창을 하여 가속이 되고 곧바로 질식이 일어나 충격파가 생기고 감속이 이루어진다. 노즐 주위에서 유입되는 공기도 역시 팽창하면서 중심쪽으로 유동의 방향이 바뀌고 연료의 제

트 유동에 반사되어 벽면쪽으로의 경사 충격파가 생겼다.



(a)



(b)

Fig.2. (a) Schlieren photograph of supersonic combustor. A wedge is installed at the side wall to generate a shock wave (Photograph was taken by Huh and Driscoll[1]). (b) Pressure contours that show a good agreement between numerical results and experimental data.

	M	u(m/s)	T(K)	P(atm)
Fuel	1.0	1192	245	1.12
Air	2.5	539	149	1.60

Table 2. Experimental conditions of Fig.2.

4.2 충격파에 의한 혼합증대

Fig.3은 충격파에 의한 연료-공기 혼합 증대 효과를 보여주고 있다. 혼합의 척도로는 연료가 공기 쪽으로 퍼져나간 거리를 나타내는 침투거리 (penetration length, L_{pen})를 이용하였다 [14]. 연료의 질량 분율이 0.5%가 되는 반경방향 위치를 침투거리로 정의하였다.

화학반응이 없는 경우와 있는 경우 양쪽에 있어서 모두 충격파에 의해 침투거리가 증가되는 것을 볼 수 있다. 이는 Fig.4에 보이는 stoichiometric line에서의 내향/외향 질량유량의 증가로 설명할 수 있다. 이에 따라 연료의 질량유량의 반경방향으로의 침투가 증가하는 것이다. 또한 연료 분사 직후에 있어서 연소가 없는 경우보다 연소가 있는 경우에 침투거리가 더욱 증가하였고, 충격파에 의한 침투거리 증가 효과도 더욱 두드러졌다. 이는 연소에 의한 열발생으로 유동이 팽창되면서 반경방향으로의 convection을 증가시키기 때문이다.

$x/D_F < 10$ 인 상류 지역(upstream region)에, 연소가 없는 경우 침투거리의 변화가 없는데 반해 연소가

있는 경우 침투거리가 급격히 상승하였다. 이는 증대된 연료-공기 혼합을 의미하며 재순환 영역 내에서의 화염 안정성과 밀접한 관련이 있다.

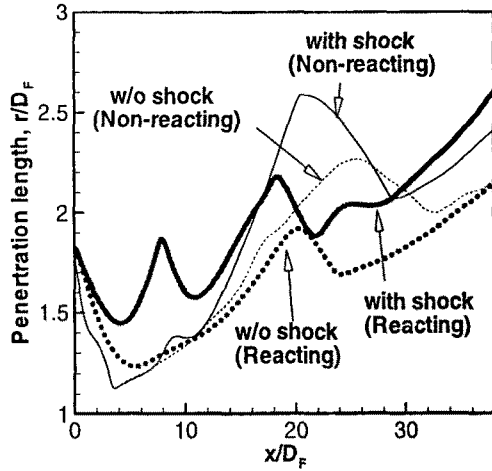


Fig. 3. Trajectory of fuel penetration length (radial distance where Y_{H_2} is 0.5%) which indicate how much the fuel penetrate toward the airflow.

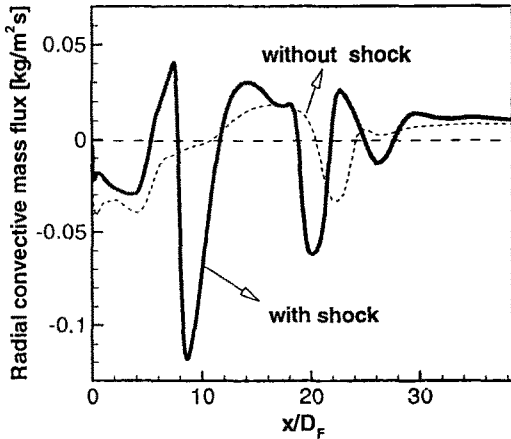


Fig. 4. Radial convective mass flux along stoichiometric line for reacting case.

Fig.5는 화학반응이 없는 유동에서 충격파의 위치 변화가 혼합에 주는 영향을 보여준다. 중심선에서 연료 질량 분율의 감소를 혼합의 척도로 삼았다. 쉘의 전두부 위치를 연료 분사 평면으로부터 후방으로 $1D_F$ 떨어진 곳에서 $4D_F$ 떨어진 곳까지 변화시켰다. 적절한 위치에 놓여진 경우는 충격파를 사용하지 않았을 때와 비교하여 50%정도의 혼합 상승이 있었다. 이는 Fig.4.에서 언급했던 내향/외향의 질량유량 변동이 앞쪽에서 일어날수록 혼합 증대에 유리하기 때문이다. 따라서 충격파의 위치에 따라 혼합 정도가 영향을 받고 또한 충격파의 위치를 노즐 출구에 가까이 할수록 혼합이 증가됨을 보여준

다.

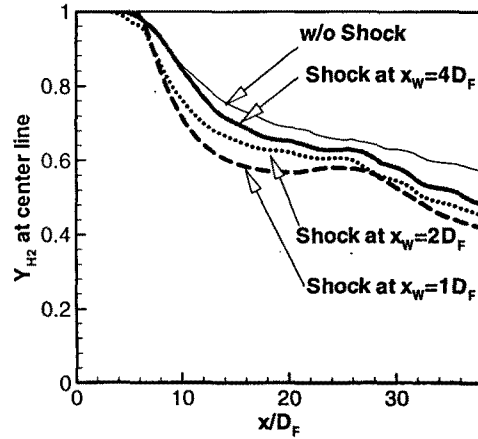


Fig.5. Effect of shock wave locations on mixing.

Fig.6은 화학반응이 있는 유동장에서의 연료 소모율(η_c)을 보여준다.

$$\eta_c = 1 - \frac{\dot{m}_{H_2}}{(\dot{m}_{H_2})_{x=0}}$$

충격파의 위치에 따른 연료 소모율의 변화는 화학반응이 없는 경우와 달리 두드러지지 않는데 이는 온도의 상승이 충격파의 영향을 약화시켰기 때문이다. 그러나 충격파가 있는 두 가지 경우에서 모두 충격파가 없는 경우와 비교하여 2배이상의 연료 소모가 있었다.

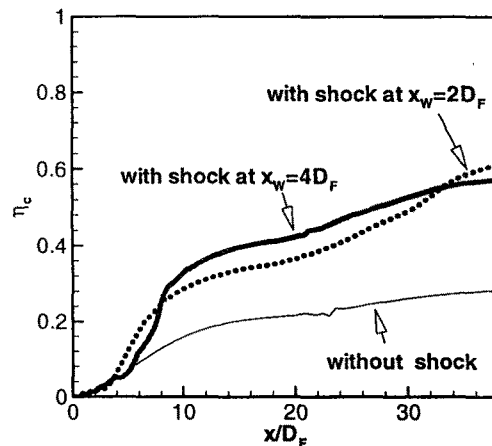


Fig.6. Effect of shock wave locations on fuel consumption rate.

4.3 충격파에 의한 재순환 영역의 변화

화염 안정화는 초음속 연소에 있어서 중요한 주제이다. 이는 후방에 재순환 영역을 만들어주는 bluff body를 사용하여 얻어낼 수 있다. 화염 부착의

구조를 이해하기 위하여 bluff body 후방에 존재하는 재순환영역과 화염을 Fig.7 에서 보였다. 공기의 모멘텀과 연료의 모멘텀에 의해 두개의 재순환 영역이 생성된다. 초음속 유동장 내에서 화염을 안정화시키기 위한 재순환 영역의 최소 크기가 존재한다고 알려져 있다[15].

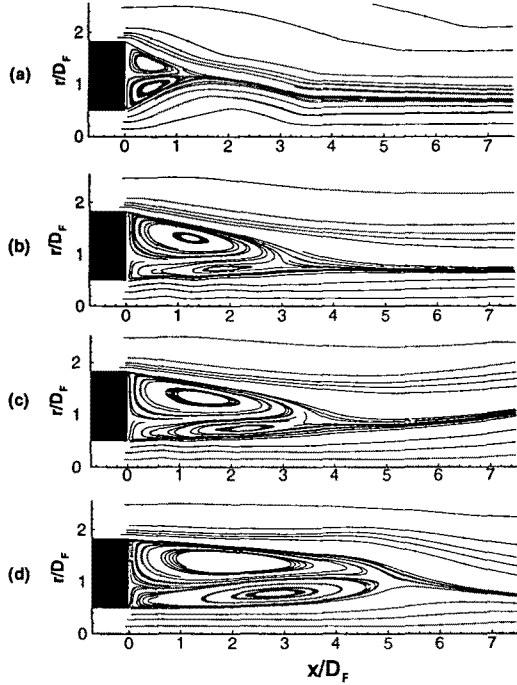


Fig.7. Effect of shock waves on the size of recirculation zone. (a) non-reacting (no shock wave), (b) reacting (no shock wave), (c) reacting (shock wave at $4D_f$) and (d) reacting (shock wave at $2D_f$).

충격파가 재순환 영역의 모양에 미치는 영향을 보기 위해 각 case에 대해서 bluff body 후방의 유동장을 Fig.7에서 보여주고 충격파의 위치와 재순환 영역 크기와의 관계를 Fig.8.에 정리하였다. 화학반응이 있는 경우의 재순환 영역(Fig.7(b))의 크기가 화학반응이 없는 경우(Fig.7(a))에서보다 2.5배 정도 성장하였다. 이는 화염에 의한 온도상승으로 재순환 영역 내부의 기체가 팽창했기 때문이다. 충격파 또한 재순환 영역의 크기를 성장시킨다(Fig.7(c), Fig.7(d)). 이는 충격파에 의해 생성된 역압력 구배가 재순환 영역을 성장시키기 때문이다. 충격파-경계층 상호작용에 관한 수치 해석 결과[16]와 Winterfeld [17]의 실험결과가 이를 뒷받침 해준다. 재순환 영역 성장의 결과로 향상된 화염 안정화를 이루게 된다. 또한 충격파의 위치를 연료 노즐 방향으로 옮기면서 재순환 영역의 크기를 증가시킬 수 있었다. Fig.8.에서 보면 화학반응이 없는 경우에는 충격파에 의한 효과가 크지 않은 반면 화학반응이 있는 경우는 충

격파의 영향이 매우 크다. 화학반응이 있는 경우는 온도 상승에 의해 재순환 영역내의 기체가 팽창하게 되고 따라서 충격파와의 거리가 상대적으로 더 가까워져서 역압력 구배의 영향을 더 받게 되고, 따라서 재순환영역이 더욱 성장하게 되기 때문이다.

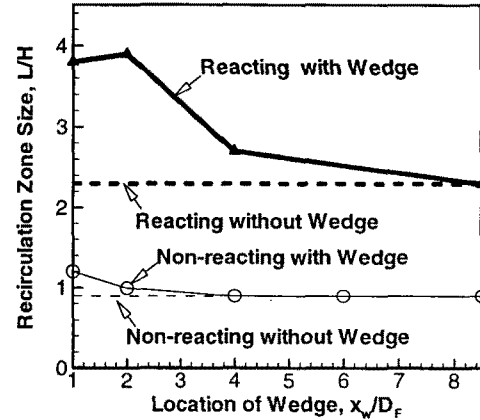


Fig.8. Effect of shock waves on the size of recirculation zone(H =thickness of nozzle lip).

Figs.9(a)와 9(b)는 초음속 화염의 모양을 보여준다. 충격파가 화염의 모양을 변화시켰고 또한 혼합을 증대 시켜 반응이 더 활발한 화염을 만들어냈다. 그리고 실험에서 관찰된 바와 같이 open-tip 형태의 화염을 나타내고 있다.

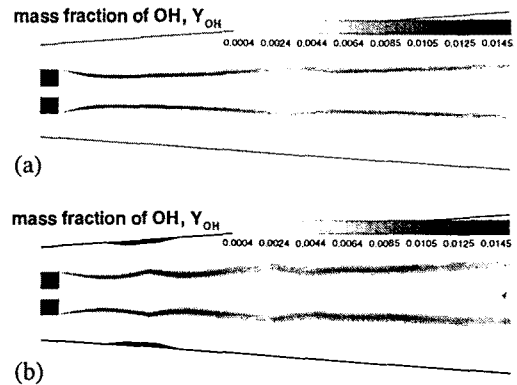


Fig.9. Supersonic flame shapes. (a) without shock waves and (b) with shock waves.

5. 결론

스크램 제트 엔진의 연구에서 중요한 초음속 수소-공기 확산 화염에 미치는 충격파의 영향을 알아보기 위해서 마하수 2.5의 초음속 모델 연소기에 대한 수치해석을 수행하였다. 썩기에 의해 생성된 경사 충격파가 초음속 화염과 상호 작용하면서 공기-연료 혼합 과정과 아음속 재순환 영역의 크기에

미치는 영향을 연구한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) 연소가 발생한 경우 충격파는 연료의 침투거리를 크게 증가 시켰는데 이는 충격파가 없는 경우에 비해서 외향/내향 반경 방향의 질량 유속이 증대된 결과이며 종합적인 혼합 효율의 증가를 의미한다. 특히 $x/D_F < 10$ 인 상류 지역에서 침투거리의 급격한 상승은 화염 안정성과 밀접한 관련이 있는 재순환 영역 내의 연료-공기 혼합 증대를 의미하며 초음속 확산 화염의 연소 안정성에 중요한 역할을 하리라고 본다.
- (2) 충격파를 연료 노즐 가까이에서 발생시킬수록 혼합율이 증가하여 최대 50%정도의 혼합 상승을 보였다. 그러나, 연료 소모율은 충격파의 위치에 큰 영향을 받지 않았다. 충격파에 의해서 연료 소모율은 충격파가 없을 때보다 2 배가량 향상되었다.
- (3) 연소가 발생한 경우 bluff body 후방의 재순환 영역의 크기가 약 2.5 배 증가하였고, 충격파는 위치에 따라 다른 결과를 보였다. 즉, 썩기의 위치가 전방($x_w/D_F < 4$)인 경우에는 재순환 영역의 크기가 크게 증대 되었지만 후방($x_w/D_F > 4$)에 위치한 경우에는 충격파의 영향이 미미하였다. 이는 충격파-재순환 영역의 간섭이 bluff body 후방에서 조기에 발생해야 화염 안정성에 중요한 재순환 영역의 크기가 증대됨을 의미한다.
- (4) 연소기 내에서는 open-tip 모양의 화염이 형성되었고, 충격파가 있을 때에는 압력 차이로 인해 초음속 화염의 형태가 변화되었다.

6. 참고문헌

- [1] Huh, H.I., and Driscoll, J.F. "Shock-Wave-Enhancement of The Stability Limits Of Supersonic Hydrogen-Air Jet Flames," *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, 1996, pp 2933-2939.
- [2] Lee, S.,H., Jeung, I.,S. and Yoon, Y., " A computational investigation of Shock-Enhanced Mixing and Combustion Process," *AIAA Journal*, Vol.35, No. 5, Dec 1997.
- [3] Yoon, Y., Donbar, J.M., Huh, H. and Driscoll, J.F., "Measured Properties of a Supersonic Combustor : Heat Release Distribution, Pressures, Thermal choking Limits," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 12, No. 4, 1996, pp. 718-723.
- [4] Gardiner, W.C.Jr., *Combustion Chemistry*, Springer-Verlag, New York , 1984.
- [5] Bird,R.B., *Transport Phenomena*, John Wiley & Sons, New York, 1960.
- [6] Shuen, S. and Yoon, S., "Numerical Study of Chemically Reacting Flows Using a Lower-Upper Symmetric Successive Overrelaxation Scheme," *AIAA Journal*, Vol. 27, No. 12, Dec. 1989, pp. 1752-1760.
- [7] Jachimowski, C.J., "An Analytical Study of the Hydrogen-Air Reaction Mechanism With Application to SCRamjet Combustion," *NASA TP-2791*, Feb. 1988.
- [8] Wilcox, D. C. *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, La Cañada, California,1993
- [9] Menter, F.R., "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering application," *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, Aug 1994, pp. 1598-1605.
- [10] Bardina, J.E., Huang, P.G., Coakly, T.J., "Turbulence Modeling Validation," *28th AIAA Fluid Dynamics Conference*, 1997.
- [11] White, F.M., *Viscous Fluid Flow*, McGraw-Hill,1974
- [12] Choi, J.Y. and Jeung, I.,S., "Dimensional Analysis of the Effect of Flow conditions on Shock-Induced combustion," in press, *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, July 1996, Naples, Italy.
- [13] Choi, J.Y. and Jeung, I.S., "Transient Simulation of the Superdetonative Model Ignition Process in SCRam-Accelerator," *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, July 1996.
- [14] Fuller, R.,P., Nejad, A.,S. and Schetz, "Fuel Vortex Interactions for Enhanced Mixing in Supersonic Flow," *32nd AIAA Joint Propulsion Conference AIAA 96-2661*, 1996.
- [15] Yoon, Y., Donbar, J.M. and Driscoll, J., "Blowout Stability Limits of a Hydrogen Jet Flame in 822a Supersonic, Heated, Coflowing Air Stream," *Combustion Science and Technology* pp.137-456, 1994.
- [16] Choi, J.Y., Jeung, I.S. and Yoon,Y., "Numerical Study of SCRam-Accelerator Starting Characteristic," *AIAA Journal*, Vol. 35, No. 6, 1998.
- [17] Winterfeld, G., "On the Burnig Limits of Flame Holder Stabilized Flames in Supersonic Flow," *AGARD-CP34 paper 28*, 1968.
- [18] Evans, J.S. and Schexnayder,C.J.Jr., "Influence of Chemical Kinetics and Unmixedness on Burning in Supersonic Hydrogen Flames," *AIAA Journal*, Vol. 18, No. 2, pp. 188-193, 1979.