

# 충격파를 포함하는 초음속 난류연소장 해석

## Supersonic Combustion with Shock Waves in Turbulent Reacting Flows

윤 응 섭(한국항공우주연구소), 고 현(전북대학교 대학원)

### 1. 서 론

지난 10여년간 전산유체분야는 급격한 발전을 이루어 왔으며 이는 특히 항공우주산업의 발달에 따른 기술적인 요구가 증가되어 이 분야에 대한 필요성이 창출되었기 때문이다. 이와 관계되는 분야 중 고속이며 압축성, 충격파, 난류, 고온, 화학반응을 포함하는 유동장의 해석에 관한 연구도 활발히 이루어지고 있다.[1-12]

이와 같은 복합적인 물리현상이 고려되어야 할 유동장은 크게 두가지로 구분된다. 그 첫번째는 추진시스템내에서 발생하는 내부유동장이며, 다른 한가지는 공기중을 비행하는 비행체의 운동, 구조와 이에 대응하여야 하는 대기와의 공기역학적인 외부유동장이다. 이 문제들을 적절히 해결하기 위하여는 내부 및 외부의 초음속유동장에 난류, 충격파 및 화학반응이 포함될 때 상호 연관되는 물리적 현상들에서의 광범위한 시간 및 길이스케일(Time and Length Scale)들을 적절히 처리하기 위한 별도의 모사방법이 고려되어야 한다. 특히 난류에서의 Microscale, 충격파에 의한 불연속 및 화학반응을 동시 처리하기 위하여는 가능한 작은 길이 및 시간스케일로 구분되어야 하나 전산모사에 의한 방법들은 수식화 및 계산용량의 한계성으로 인하여 그 적용범위가 제한되는 경우가 많다.

이러한 어려움을 극복하기 위하여 유한차분법(Finite Difference Method) 및 유한요소법(Finite Element Method)을 사용한 여러 가지의 세련된 형태의 전산모사방법들이 개발되어 왔으며 유한차분법과 유한요소법을 결합한 형태로 유한체적법(Finite Volume Method)과 Spectral Method(SPD)등도 사용되고 있다. 난류의 Modelling은 대하여는 아직 논란이 계속되고 있으며 대체적으로 Closure Model, Probability Density Function(PDF), Large

Eddy Simulation(LES), Direct Numerical Simulation(DNS) 등이 적용되고 있다. 이상과 같이 다양한 전산모사방법들이 제시되고 있으나 어느 방법을 사용하던 간에 위와 같은 충격파, 난류 및 화학반응의 상호작용을 적절히 모사할 수 있는 것이 되어야 한다.

위의 여러 방법들과 더불어 가장 효과적인 방법의 하나로 비정형격자(Unstructured Mesh) 및 적응격자(Adaptive Mesh)를 사용하는 유한요소법이 제시되었다.[11, 12]

본 연구에서는 이 내/외재적 적응 Taylor-Galerkin 유한요소법을 사용하여 난류와 충격파가 상호작용하는 내부연소장의 계산에 적용하였다. 예로서는 Scramjet Flame Holder내에서의 수소-공기의 예혼합 연소장을 계산하였다. 충격파, 화학반응 및 난류의 상호작용이 상세히 검토되었으며 계산결과 난류는 충격파의 강도를 감소시키나 화학반응은 촉진하는 효과가 있는 것으로 나타났다.

### 2. 내/외재적 Navier-Stokes 지배 방정식

광범위하게 분포된 길이 및 시간스케일이 관계되는 연소장에서의 Stiff한 유동방정식의 계산을 위하여는 내재 및 외재의 크기를 적절히 조절할 수 있는 방법이 효과적이다. 사용된 보존형 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F_j}{\partial x_j} + \frac{\partial G_j}{\partial x_j} = B \quad (1)$$

시간에 의하여 평균된 유체변수들은

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_i \\ \rho E \\ \rho Y_k \\ \rho K \\ \rho \epsilon \end{pmatrix}, \quad F_j = \begin{pmatrix} \rho v_j \\ \rho v_i v_j \\ (\rho E + p)v_j \\ \rho Y_k v_j \\ \rho K v_j \\ \rho \epsilon v_j \end{pmatrix}$$

$$G_j = \begin{pmatrix} 0 \\ -\tau_{ij} \\ -(\tau_{ij} + q_j) \\ \rho D Y_{k,j} \\ \mu_K K_{,j} \\ \mu_\epsilon \epsilon_{,j} \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho F_i \\ S_e + \rho F_i v_i \\ \omega_k \\ S_K \\ S_\epsilon \end{pmatrix}$$

이며 여기서  $\tau_{ij}$ 는 난류를 포함한 전단응력,  $Y_k$ 는 화학종  $k$ 의 Mass Fraction,  $K$ 와  $\epsilon$ 는 각각 난류운동에너지 및 에너지 소멸율이며  $B$ 는 모든 생성항(Source Term)을 포함한다. 여기서 모든 변수들은 난류계산을 위하여 시간평균되었다.

일반적으로 외재적방법은 경제적이나 압력이나 속도구배가 큰 유동장의 계산에서는 내재적 방법에 비하여 정확도가 떨어지는 단점이 있다. 구배가 크고 작은 부분이 함께 존재하는 유동장의 계산에서 구배의 정도에 따라 내재 및 외재의 정도를 조절하여 사용하면 정확도를 유지함과 동시에 경제적인 면도 고려할 수 있는 효과적인 전산모사방법이 된다[12].

유동변수  $U^{n+1}$ 을  $U^n$ 에 대한 2차정도의 Taylor급수로 전개할 때 내재상수  $s_1$  및  $s_2$ 를 포함하여 표현하면,

$$U^{n+1} = U^n + \Delta t \frac{\partial U^{n+s_1}}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{\partial^2 U^{n+s_2}}{\partial t^2} + O(\Delta t^3) \quad (2)$$

여기서

$$\frac{\partial U^{n+s_1}}{\partial t} = \frac{\partial U^n}{\partial t} + s_1 \frac{\partial \Delta U^{n+1}}{\partial t} \quad (3a)$$

$$\frac{\partial^2 U^{n+s_1}}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 U^n}{\partial t^2} + s_2 \frac{\partial^2 \Delta U^{n+1}}{\partial t^2} \quad (3b)$$

이며 식 (3a),(3b)를 식 (2)에 대입하면 다음과 같이 된다.

$$\Delta U^{n+1} = \Delta t \left( \frac{\partial U^n}{\partial t} + s_1 \frac{\partial \Delta U^{n+1}}{\partial t} \right) + \frac{\Delta t^2}{2} \left( \frac{\partial^2 U^n}{\partial t^2} + s_2 \frac{\partial^2 \Delta U^{n+1}}{\partial t^2} \right) + O(\Delta t^3) \quad (4)$$

식 (1)로부터  $U$ 의 시간에 대한 1차미분항은 식 (5)와 같이 표현된다.

$$\frac{\partial U}{\partial t} = - \frac{\partial F_j}{\partial x_j} - \frac{\partial G_j}{\partial x_j} + B \quad (5)$$

여기서  $F_j$ 는  $U$ 의 함수이며  $G_j$ 는  $U$  및 그 구배  $U_{,j}$ 의 함수이므로 다음과 같이 대류(Convective), 소멸(Dissipative), 소멸구배(Dissipative Gradient) Jacobian  $a_j$ ,  $b_j$ ,  $c_{jk}$ 를 정의할 수 있다.

$$a_j = \frac{\partial F_j}{\partial U}, \quad b_j = \frac{\partial G_j}{\partial U}, \quad c_{jk} = \frac{\partial G_j}{\partial V_k} = \frac{\partial G_j}{\partial U_{,k}}$$

$U$ 의 시간에 대한 2차미분항은 위의 정의를 사용하여 식 (6)과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = & a_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial F_i}{\partial x_i} + \frac{\partial G_i}{\partial x_i} - B \right) \\ & + b_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial F_i}{\partial x_i} + \frac{\partial G_i}{\partial x_i} - B \right) \\ & + c_{jk} \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k} \left( \frac{\partial F_i}{\partial x_i} + \frac{\partial G_i}{\partial x_i} - B \right) \end{aligned} \quad (6)$$

식 (5)와 식 (6)을 식 (4)에 대입하면

$$\begin{aligned} \Delta U^{n+1} = & \Delta t \left[ - \frac{\partial F_j^n}{\partial x_j} - \frac{\partial G_j^n}{\partial x_j} + B^n \right. \\ & + s_1 \left( - \frac{\partial \Delta F_j^{n+1}}{\partial x_j} - \frac{\partial \Delta G_j^{n+1}}{\partial x_j} + B^{n+1} \right) \\ & + \frac{\Delta t^2}{2} \left\{ (a_j + b_j) \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial F_j^n}{\partial x_j} + \frac{\partial G_j^n}{\partial x_j} - B^n \right) + \frac{\partial B^n}{\partial t} \right\} \\ & + s_2 \left[ (a_j + b_j) \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \Delta F_j^{n+1}}{\partial x_j} + \frac{\partial \Delta G_j^{n+1}}{\partial x_j} - \Delta B^{n+1} \right) \right] \\ & + O(\Delta t^3) \end{aligned} \quad (7)$$

각기 다른 물리량에는 다른 내재도를 적용할 수 있게 하기 위하여 식 (8)과 같이  $G_j$ 에 다른 내재계수  $s_3$ ,  $s_4$ 를 부여한다.

$$s_1 \Delta G_j = s_3 \Delta G_j \quad (8a)$$

$$s_2 \Delta G_j = s_4 \Delta G_j \quad (8b)$$

여기서 식 (7),(8)에 나타난 내재계수들은 다음과 같이 정의된다.

$$s_1 = 1 \text{ 차 대류내재계수}$$

$$s_2 = 2 \text{ 차 대류내재계수}$$

$s_3 = 1$ 차 소멸내재계수

$s_4 = 2$ 차 소멸내재계수

이상의 관계들을 적용하여 정리하면 다음과 같은 Residual관계식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
 R = & \Delta U^{n+1} + s_1 \Delta t \left( a_j \frac{\partial \Delta U^{n+1}}{\partial x_j} - \Delta B^{n+1} \right) \\
 & + s_3 \Delta t \left( b_j \frac{\partial \Delta U^{n+1}}{\partial x_j} + c_{ji} \frac{\partial^2 \Delta U^{n+1}}{\partial x_j \partial x_i} \right) \\
 & - s_2 \frac{\Delta t^2}{2} (a_j a_i + b_j a_i) \frac{\partial^2 \Delta U^{n+1}}{\partial x_j \partial x_i} \\
 & - s_4 \frac{\Delta t^2}{2} (a_j b_i + b_j b_i) \frac{\partial^2 \Delta U^{n+1}}{\partial x_j \partial x_i} \quad (9) \\
 & + \Delta t \left( \frac{\partial F_j^n}{\partial x_j} + \frac{\partial G_j^n}{\partial x_j} - B^n \right) \\
 & - \frac{\Delta t^2}{2} \left\{ (a_j + b_j) \left[ \left( \frac{\partial F_j^n}{\partial x_j} + \frac{\partial G_j^n}{\partial x_j} \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. \left. - B^n \right) \right] + \frac{\partial B^n}{\partial t} \right\} + O(\Delta t^3) = 0
 \end{aligned}$$

식(9)의 유도에서 모든 Jacobian들은  $n$ 과  $n+1$  시간사이에서 공간적으로 일정한 것으로 가정되었고 시간이 증분됨에 따라 매번 새로이 계산되게 된다.

식(9)에 Taylor-Galerkin유한요소법을 적용하면 다음과 같이 된다.

$$\int_{\Omega} W_a R(U, F_j, G_j) d\Omega = 0 \quad (10)$$

여기에서  $W_a$ 는 시험함수 (Test function)이며 보존변수들은 시도함수 (Trial function)  $\phi_a$ 에 의하여 다음과 같이 내접된다.

$$\begin{aligned}
 U(x, t) &= \phi_a(x) U_a(t) \\
 F_j(x, t) &= \phi_a(x) F_{aj}(t) \\
 G_j(x, t) &= \phi_a(x) G_{aj}(t)
 \end{aligned} \quad (11)$$

식 (11)을 식 (9),(10)에 대입하면 식(12)과 같은 선형대수방정식을 구성하게 된다.

$$(A_{\alpha\beta} \delta_{rs} + B_{\alpha\beta rs}) \Delta U_{\beta s}^{n+1} = H_{\alpha r}^n + N_{\alpha r}^{n+1} + N_{\alpha r}^n \quad (12)$$

식 (12)는 다음의 두 단계를 통하여 해를 구하

게 된다.

1단계 :

$$A_{\alpha\beta} \delta_{rs} X_{\beta s}^{(1)} = H_{\alpha r}^n + N_{\alpha r}^{n+1} + N_{\alpha r}^n \quad (13a)$$

2단계 :

$$A_{\alpha\beta} \delta_{rs} X_{\beta s}^{(2)} = -B_{\alpha\beta rs} X_{\beta s}^{(1)} \quad (13b)$$

여기서

$$X_{\beta s}^{(1)} = \Delta U_{\beta s}^{(1)} \quad (14a)$$

$$X_{\beta s}^{(2)} = \Delta U_{\beta s}^{(2)} - \Delta U_{\beta s}^{(1)} \quad (14b)$$

$$\Delta U_{\beta s}^{(1)} \rightarrow \Delta U_{\beta s}^{(2)} = U_{\beta s}^{n+1} - U_{\beta s}^n \quad (15)$$

이며 식 (14),(15)로부터

$$U_{\beta s}^{n+1} = U_{\beta s}^n + X_{\beta s}^{(1)} + X_{\beta s}^{(2)} \quad (16)$$

와 같이된다. 위의 Taylor-Galerkin유한요소법은 가파른 구배를 가지는 유동장 계산에 효과적이나 수렴도를 향상시키기 위하여 다음과 같은 Artificial Numerical Viscosity를 더하여 계산한다.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (G_j + \hat{G}_j) = B \quad (17)$$

여기서

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \hat{G}_j}{\partial x_j} &= \frac{\partial \hat{G}_j}{\partial U_{,j}} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} = \hat{c}_{jk} \frac{\partial^2 U}{\partial x_j \partial x_k} \\
 &= \hat{\mu} Q_{jk} \frac{\partial^2 U}{\partial x_j \partial x_k}
 \end{aligned} \quad (18)$$

이며 식 (18)에서  $\hat{\mu}$ ,  $Q_{mi}$ ,  $S_m$ ,  $q$ 는 각각 아래와 같이 정의된다.

$$\begin{aligned}
 \hat{\mu} &= c_{\mu} A v_{m,i} Q_{mi}, \quad Q_{mi} = S_m S_i, \\
 S_m &= q, \quad i || q, \quad i, \quad q = (v_i v_i)^{\frac{1}{2}}
 \end{aligned}$$

### 3. Chemical Kinetics 및 열역학적 모델

식 (1)의 생성항  $B$ 에 나타난 화학생성항  $\omega_k$ 는 다음과 같은 형태로 표현된다.

$$\begin{aligned}
 \omega_k &= W_k \sum_{j=1}^N ( \nu'_{i,j} - \nu_{i,j} ) \\
 & \quad ( K_{f,j} \prod c_i^{\nu_{i,j}} - K_{b,j} \prod c_i^{\nu'_{i,j}} )
 \end{aligned} \quad (19)$$

여기서  $W_k$ 는 분자량이며  $\nu_i$ 와  $\nu'_i$ 는 각기 반응물 및 생성물의 Stoichiometric계수이다.  $K_f$ 와  $K_b$ 는 정,역반응계수이며  $c_i$ 는 Molar Concentration이다.

정압비열  $C_p$ 와 Static Enthalpy  $h$ 는 각각 다음의 식으로 주어진다.

$$C_{pk} = A_k + B_k T + C_k T^2 + D_k T^3 + E_k T^4$$

$$h = \sum_{k=1}^M Y_k \left( h_{fk} + \int_{T_0}^T C_{pk} dT \right)$$

연료는 일반적으로 수소나 탄화수소계열의 물질들이 사용된다. 이들 연료들의 실제의 화학 반응구조는 대단히 복잡하나 본 연구에서는 Two-Step Global Model을 사용한 수소-공기의 화학반응에 한정하여 적용하였다.[14]

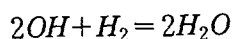
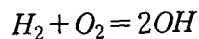
#### 4. 내부연소장에서의 적용례

앞 장에서 제안된 전산모사방법을 Scramjet Flame Holder내부에서의 수소-공기의 연소장 계산에 적용하였고 유동특성에 따라 (1) 비점성 유동, (2) 층류, (3) 난류의 세 가지로 구분하였다. 이와 같이 구분한 주요한 목적은 충격파, 화학반응과에 대한 점성 및 난류의 영향을 밝히고자 하는데 있다. 자유도 4의 Isoparametric 요소를 사용하였으며 비정형 적응격자는 사용하지 않았다.

##### 4.1 Scramjet Flame Holder내에서의 비점성 유동

Flame Holder의 형상은 Fig.1(a)에 도시되어 있으며 사용된 경계조건은  $\rho=0.4437\text{kg/m}^3$ ,  $p=0.119\text{Mpa}$ ,  $T=900\text{K}$ ,  $Ma=4.0$ ,  $Y_{N_2}=0.76149$ ,  $Y_{O_2}=0.23560$ ,  $Y_{H_2}=0.00291$ ,  $Y_{OH}=Y_{H_2O}=0$ 이며 당량비  $\phi=0.1$ 이다. 출구조건은 부여되지 않았다.

수소-공기의 화학반응에는 다음과 같은 Two-Step Global Model을 사용하였다.[14]



반응율상수는 각각 다음과 같이 계산된다.

$$K_{f1} = (8.917\phi + 31.4333/\phi - 28.950) \times 10^{47}$$

$$K_{f2} = (2 + 1.333/\phi - 0.833\phi) \times 10^{64}$$

속도 및 마하수의 분포가 Fig.1(b),(c)에 각각 나타나 있다. Ramp Oblique충격파의 각도가 저마하수 유동( $Ma=2.5$  [11])의 경우보다 상당히 감소되고 있으며 이로 인하여 윗면에서의 반향파(Reflection Wave)는 나타나지 않고 있다. 동시에 저마하수[11]의 경우에서와 같은 아음속영역 또한 발견할 수 없다. Fig.1(d),(e),(f)에서는 유체가 충격파를 지나면서 압력, 밀도 및 온도가 급격히 증가하는 것을 볼 수 있다. 이것은 Fig.1(g),(h),(i) 및 (j)에 보이는 것과 같이 유체가 충격파를 지나면서 화학반응이 급격히 가속되기 때문이며 이에 따라 반응물은 감소하고 생성물이 증가되게 된다. 또한 저마하수[11]의 경우에서와는 달리 충격파를 통한 유동변수의 구배는 약해지지 않고 가파르게 유지되고 있다.

##### 4.2 Scramjet Flame Holder내에서의 층류 유동

이 예에서는 난류를 제외한 층류의 경우를 계산하였다. 레이놀즈수는 50,000이며 입구에서의 경계조건은 비점성유동(4.1절)에서의 경우와 같다. Fig.2(a)에 나타난 것과 같이 비점성유동의 경우와는 달리 벽면을 따라서 격자들이 고밀도로 부여되었다. 충격경계층이 Fig.2(b),(c)에서 보이고 있으며 이 충격경계층은 Fig.2(d),(e) 및 (f)에 나타난 것과 같이 압력, 밀도 및 온도를 광범위하게 분포시키도록 하고 있다. 화학반응에 의한 급격한 온도구배가 아래면을 따라서 발생하고 있다.(Fig.2(g)-2(j)) 여기서 화학반응은 주로 점성유동에 의한 혼합효과에 따라 촉진된 것으로 보이며 벽면 아주 가까운 영역에서는 예상대로 화학반응이 부진하게 발생하고 있다.

##### 4.3 Scramjet Flame Holder내에서의 난류 유동

이 예에서의 입구경계조건은 앞절(4.2)에서의 예와 동일하며 단지 레이놀즈수가  $1 \times 10^6$ 으로 증가되었다. 벽면은 점성에 의한 No-Slip조건이며 난류에너지 및 에너지소멸율은 0으로 조건이 부여되었다. 또한 벽면근처에서는 앞의 층류의 경우보다 더욱 고밀도의 격자들이 구성되었다.

속도 및 마하수분포(Fig.3(b),(c))는 층류의

경우와 유사하게 광범위하다. 압력을 층류와 비교하면 Fig.3(d)에서와 같이 상류에서는 약간 낮고 하류에서는 약간 높으며 이는 유체가 하류로 진행함에 따라 강하여지는 난류혼합의 영향으로 상류에서 높고 하류에서 낮은 속도의 크기변화와 일치한다. 이 현상은 밀도분포(Fig.3(e))에서도 마찬가지로, Fig.2(e)에서의 층류에서와는 달리 윗면에서도 난류에 의한 혼합 전파의 효과가 나타나고 있다.

온도 및 모든 화학종들의 Mixture Fraction 분포(Fig.3(f)-3(j))는 층류에서의 S자 형태와 달리 >의 모양을 보이고 있다. 이는 위, 아래판 모두에서 활발한 난류혼합이 일어나 화학반응을 위,아래면 모두에서 촉진시켜 Ramp각에 관계없이 동시에 하류로 진행시키기 때문이며 이는 충격파-난류경계층 상호작용의 특성으로 보인다.

Fig.4,5에서는 수직방향으로 변하는 온도 및 화학종들의 Mass Fraction을 도시하고 있다. 상류(x=0.4)에서 비점성의 경우(Fig.4(a))는 수직방향으로 일정하게 유지되고 있으나 층류의 경우(Fig.4(b))는 위아래벽면 근처에서 약간 변화하나 산소 및 수소의 Mass Fraction은 거의 일정한 것을 볼 수 있다. 이와는 대조적으로 난류의 경우(Fig.4(c))에는 온도 및 생성물이 난류혼합의 영향으로 경계층 Edge부근으로부터 빠르게 증가하고 있는 것으로 나타났다.

약간 하류(x=2.5)영역에서의 수직방향으로의 변화를 보면 비점성의 경우에는 Fig.5.(a)에서와 같이 급격한 변화를 보인다. 온도는 아래면에서 충격파에 의한 화학반응의 촉진으로 인하여 아래면 쪽으로 빠르게 상승하고 있다. 층류(Fig.5(b))의 경우는 위면에서도 벽면근접한 영역에서의 점성의 영향으로 화학반응이 활발한 것으로 보이며 이 경향은 난류의 경우(Fig.5(c))에 더욱 강하게 나타나고 있다.

Fig.6에서는 점성과 난류의 영향을 Flame Holder의 중심선에 따라 나타내고 있다. 비점성(Fig.6(a))의 경우에는 입구로부터 약 2/3의 영역까지 모든 변수들이 거의 일정하게 유지되다가 팽창파가 발생하기 시작하는 Ramp Corner로부터 급격한 화학반응이 유발된다. 이와는 대조적으로 층류와 난류의 경우(Fig.6(b),(c))에는 전 영역에 걸쳐 점진적인 변화를 볼 수 있다.

이와 같은 점성 및 난류의 영향은 Fig.7에서 더욱 분명하게 알 수 있다. Fig.7(a)에는 중심선

에 따른 온도의 변화를 보이고 있다. 비점성, 층류, 난류 모두 x=5.5부근에서 온도가 최대값에 이르고 있으며 난류의 경우 x=2.5 지점으로부터 증가하나 비점성의 경우는 x=4.5지점까지 아무런 변화가 없다. 수소(Fig.7(b)) 및 물(Fig.7(c))의 Mass Fraction 변화도 유사한 경향을 보이나 물의 경우는 비점성, 층류, 난류 모두 Ramp Corner에서 생성되기 시작하였으며 세 경우 모두 x=5.5에서 연소가 완료된 것으로 나타났다.

## 5. 결 론

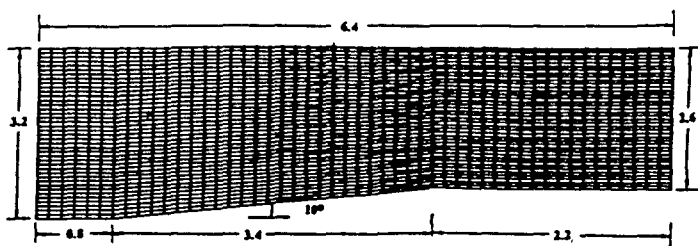
충격파, 난류 및 화학반응을 포함하는 내부 초음속연소장을 전산모사적인 방법으로 해석한 결과, 다음과 같은 결론에 도달할 수 있다.

- (1) 수소-공기를 사용한 Scramjet Flame Holder 내부의 연소장에서 충격파, 난류, 경계층은 중요한 역할을 하고 있다.
- (2) 비점성화염에서는 온도 및 화학종 Mass Fraction은 Ramp Corner까지는 일정 혹은 선형의 변화를 보이나 이 지점에서 발생하는 충격파와 함께 급격한 변화를 보이며 하류로 진행한다.
- (3) 층류나 난류화염에서는 전 영역에 걸쳐 온도 및 화학종 Mass Fraction이 서서히 변화한다.
- (4) 난류혼합 및 충격파는 화학반응을 촉진한다. 이에 대하여 화학반응은 충격파를 분산하는 효과를 가지며 난류운동에너지를 감소시킨다.
- (5) 난류는 충격파강도를 낮추며 엔트로피를 변화하여 강한충격파를 약한충격파로 변환시킨다.

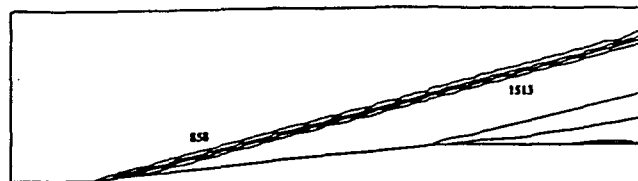
## 참 고 문 헌

- [1] Harradine, D.M., Lyman, J.L., Oldenborg, R.C., Schott, G.L., and Watanabe, H.H. : AIAA Journal, 28, 10, p.1740, 1988.
- [2] Gnoffo, P.A., and McCandless, R.S. : AIAA-86-0230, 1986.
- [3] Gnoffo, P.A., and McCandless, R.S. and Yee, H.C. : AIAA-86-0280, 1987.
- [4] Kunik, W.G., Benson, T.J., Ng, W.F. and Taylor, A. : AIAA-87-0279, 1987.
- [5] Dwyer, D.S., and Kumar, A. :

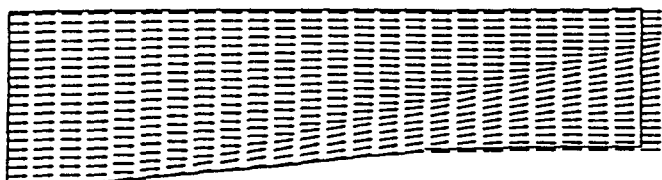
- AIAA-87-0279, 1987.
- [6] Bakos, R.J., Tamangno, J., Riskalla, O., Pulsonetti, M.V., Chinitz, W., and Erdos, J.I. : AIAA-90-2095, 1990.
  - [7] Stalker, R.J. : Ann. Rev. of Fluid Mechanics, 21, p. 37, 1989.
  - [8] Drummond, J.P., Carpenter, M.H., Riggins, D.W., and Adams, M.S. : AIAA-89-2794, 1989.
  - [9] Northam, G.B. : AIAA-89-2525, 1989.
  - [10] Kim, Y.M. and Chung, T.J. : AIAA Journal, 27, 3, 330, 1989.
  - [11] Chung, T.J. and Yoon, W.S. : "Effects of Reacting Flows with Turbulence and Shock Waves on Efficiency of Scramjet Combustors", 28th JANNAF Combustion Meeting, 1991.
  - [12] Chung, T.J. and Yoon, W.S. : AIAA-92-0094, 1992.
  - [13] Zienkiewics, O.C., Szmelter, J., and Peraire, J. : Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 78, 105-121, 1990.
  - [14] Rogers, R.C. and Chinitz, W. : AIAA-82-0112, 1982.



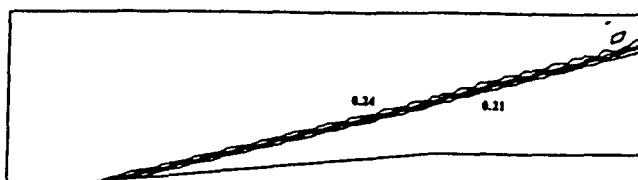
(a) Geometry



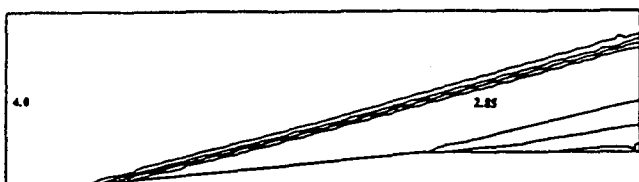
(f) Temperature Contours  
(Max=1513, Min=858,  $\Delta=131$ )



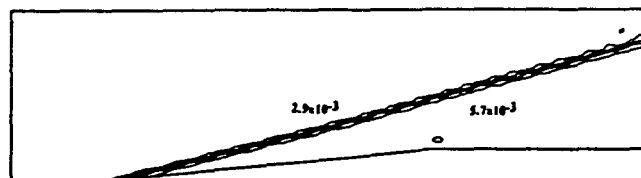
(b) Velocity Profile



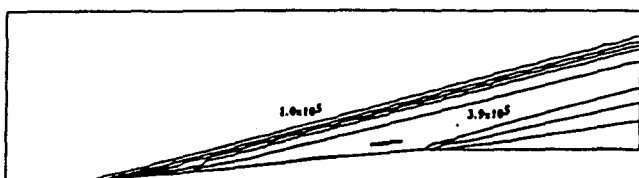
(g) O<sub>2</sub> Mass Fraction Contours  
(Max=0.24, Min=0.21,  $\Delta=0.005$ )



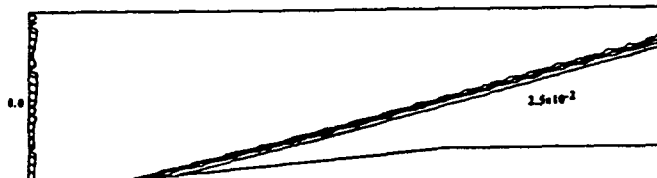
(c) Mach Number Contours  
(Max=4.0, Min=2.4,  $\Delta=0.31$ )



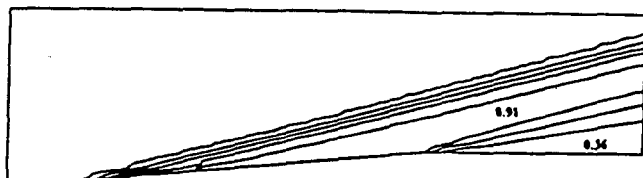
(h) H<sub>2</sub> Mass Fraction Contours (Max= $2.91 \times 10^{-3}$ , Min= $5.68 \times 10^{-5}$ ,  $\Delta=5.71 \times 10^{-4}$ )



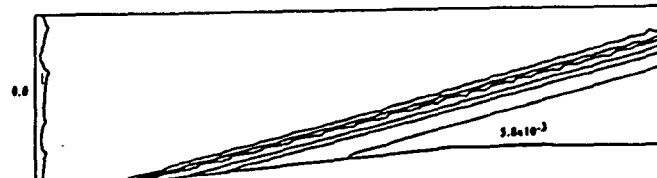
(d) Pressure Contours  
(Max= $3.9 \times 10^5$ , Min= $1.0 \times 10^5$ ,  $\Delta=5.8 \times 10^4$ )



(i) H<sub>2</sub>O Mass Fraction Contours (Max= $2.47 \times 10^{-2}$ , Min=0.0,  $\Delta=4.93 \times 10^{-3}$ )



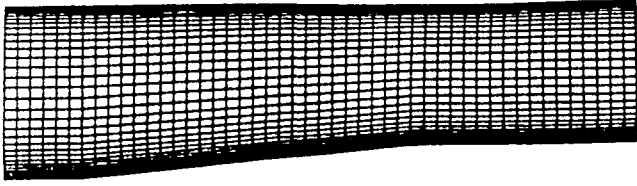
(e) Density Contours  
(Max=0.91, Min=0.36,  $\Delta=0.11$ )



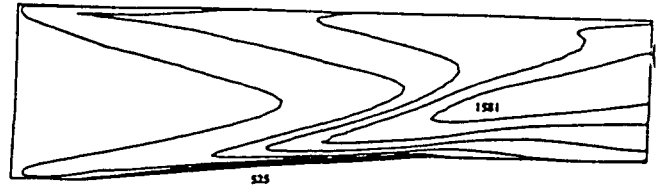
(j) OH Mass Fraction Contours (Max= $5.80 \times 10^{-3}$ , Min=0.0,  $\Delta=1.16 \times 10^{-3}$ )

Fig. 1 Scramjet Flame Holder for Inviscid Flow

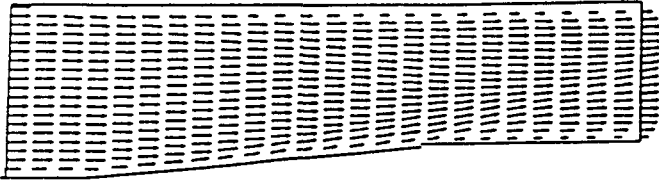
Inlet Boundary Conditions :  $\rho=0.443 \text{ kg/m}^3$ ,  $\phi=0.1$ ,  $Y_{O_2}=0.2356$ ,  $Y_{H_2}=0.00291$ ,  
 $Y_{N_2}=0.76149$ ,  $p=0.119\text{Mpa}$ ,  $T=900\text{K}$ ,  $\gamma=1.38$ ,  $Ma=4.0$



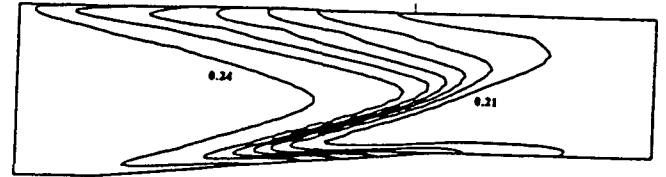
(a) Geometry



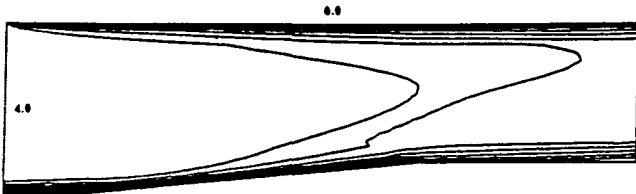
(f) Temperature Contours  
(Max=1518, Min=525,  $\Delta=132$ )



(b) Velocity Profile



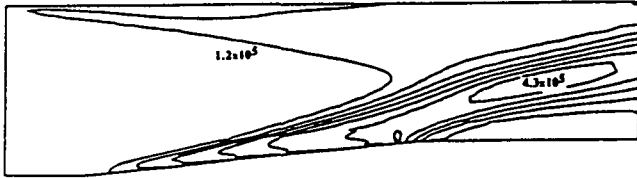
(g) O<sub>2</sub> Mass Fraction Contours  
(Max=0.24, Min=0.21,  $\Delta=0.005$ )



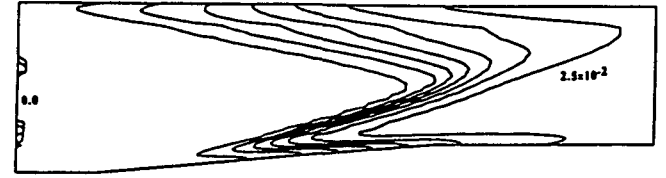
(c) Mach Number Contours  
(Max=4.0, Min=0.0,  $\Delta=0.5$ )



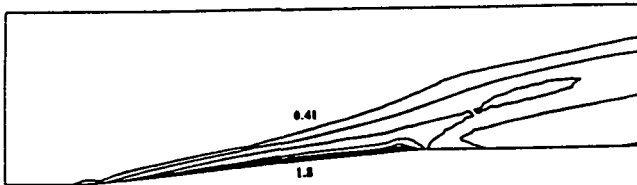
(h) H<sub>2</sub> Mass Fraction Contours (Max= $2.90 \times 10^{-3}$ , Min= $5.10 \times 10^{-5}$ ,  $\Delta=3.60 \times 10^{-4}$ )



(d) Pressure Contours  
(Max= $4.3 \times 10^5$ , Min= $1.2 \times 10^5$ ,  $\Delta=4.5 \times 10^4$ )



(i) H<sub>2</sub>O Mass Fraction Contours (Max= $2.50 \times 10^{-2}$ , Min=0.0,  $\Delta=4.90 \times 10^{-3}$ )



(e) Density Contours  
(Max=1.80, Min=0.41,  $\Delta=0.17$ )

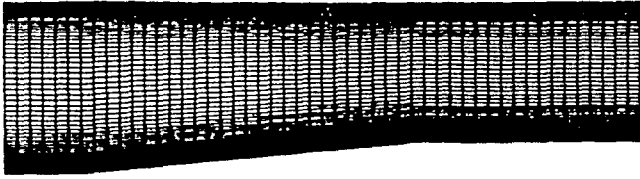


(j) OH Mass Fraction Contours (Max= $5.70 \times 10^{-3}$ , Min=0.0,  $\Delta=0.70 \times 10^{-3}$ )

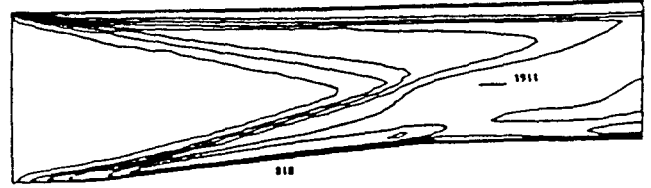
Fig. 2 Scramjet Flame Holder for Laminar Flow

Inlet Boundary Conditions :  $\rho=0.443 \text{ kg/m}^3$ ,  $\phi=0.1$ ,  $Y_{O_2}=0.2356$ ,  $Y_{H_2}=0.00291$ ,  
 $Y_{N_2}=0.76149$ ,  $p=0.119 \text{ Mpa}$ ,  $T=900 \text{ K}$ ,  $\gamma=1.38$ ,  $Ma=4.0$ ,  $Re=50,000$

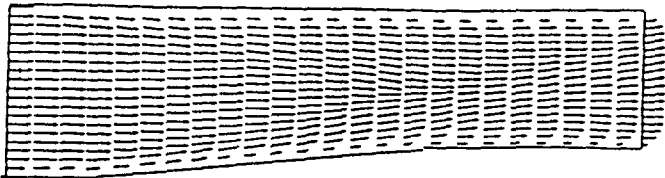




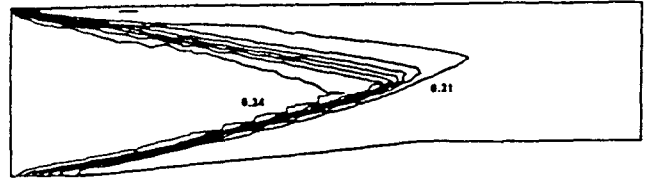
(a) Geometry



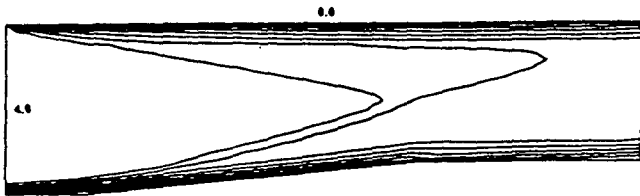
(f) Temperature Contours  
(Max=1911, Min=818,  $\Delta=137$ )



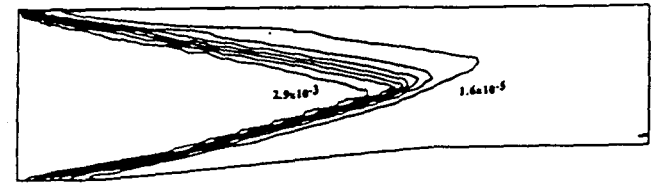
(b) Velocity Profile



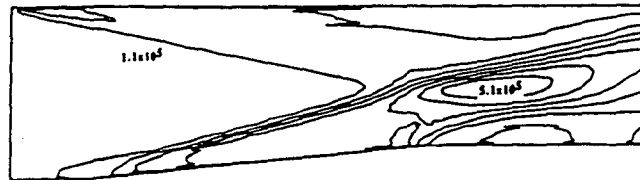
(g) O<sub>2</sub> Mass Fraction Contours  
(Max=0.24, Min=0.21,  $\Delta=0.005$ )



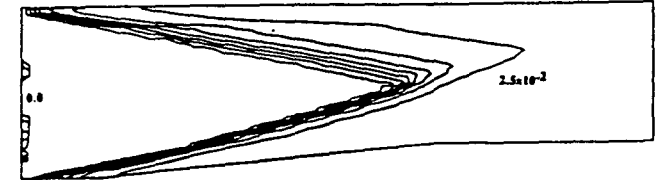
(c) Mach Number Contours  
(Max=4.0, Min=0.0,  $\Delta=0.5$ )



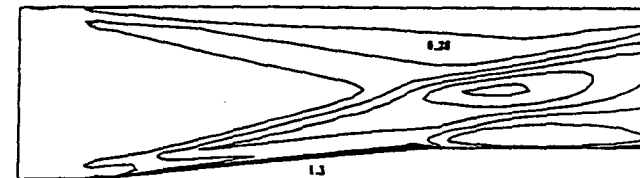
(h) H<sub>2</sub> Mass Fraction Contours (Max= $2.90 \times 10^{-3}$ , Min= $1.60 \times 10^{-5}$ ,  $\Delta=3.60 \times 10^{-4}$ )



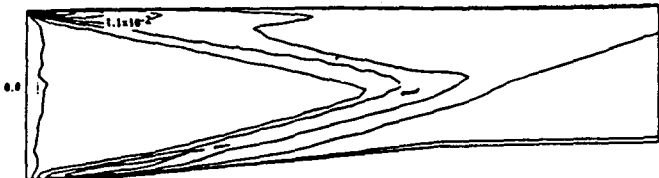
(d) Pressure Contours  
(Max= $5.1 \times 10^5$ , Min= $1.1 \times 10^5$ ,  $\Delta=5.0 \times 10^4$ )



(i) H<sub>2</sub>O Mass Fraction Contours (Max= $2.50 \times 10^{-2}$ , Min=0.0,  $\Delta=5.00 \times 10^{-3}$ )



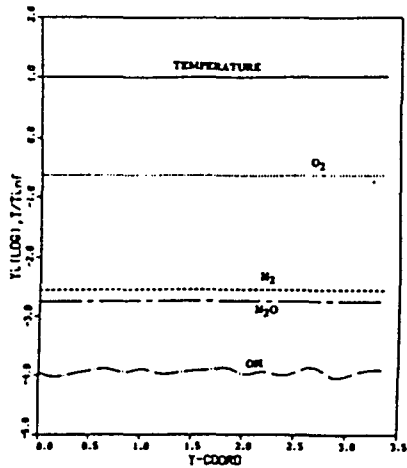
(e) Density Contours  
(Max=1.30, Min=0.28,  $\Delta=0.13$ )



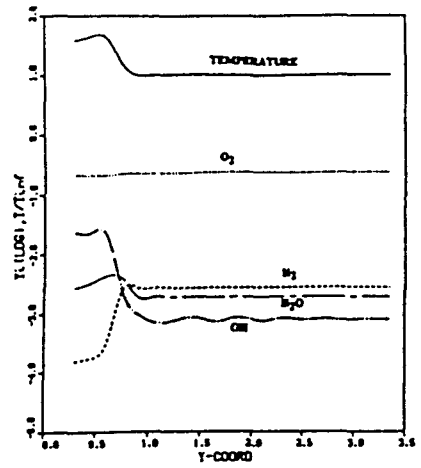
(j) OH Mass Fraction Contours (Max= $1.10 \times 10^{-3}$ , Min=0.0,  $\Delta=1.38 \times 10^{-3}$ )

Fig. 3 Scramjet Flame Holder for Turbulent Flow

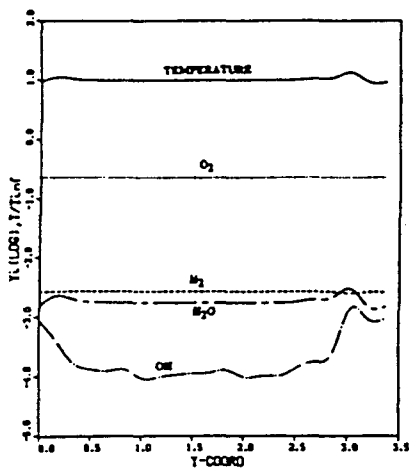
Inlet Boundary Conditions :  $\rho=0.443 \text{ kg/m}^3$ ,  $\phi=0.1$ ,  $Y_{O_2}=0.2356$ ,  $Y_{H_2}=0.00291$ ,  
 $Y_{N_2}=0.76149$ ,  $p=0.119 \text{ Mpa}$ ,  $T=900 \text{ K}$ ,  $\gamma=1.38$ ,  $Ma=4.0$ ,  $Re=1,000,000$



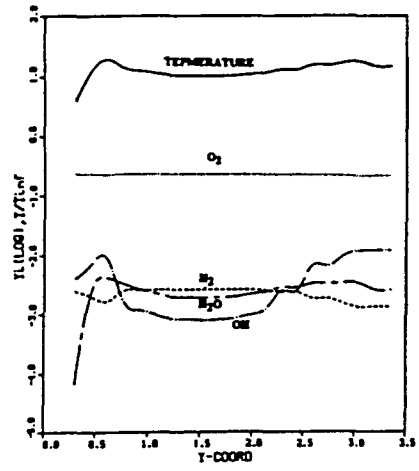
(a) Inviscid Flame



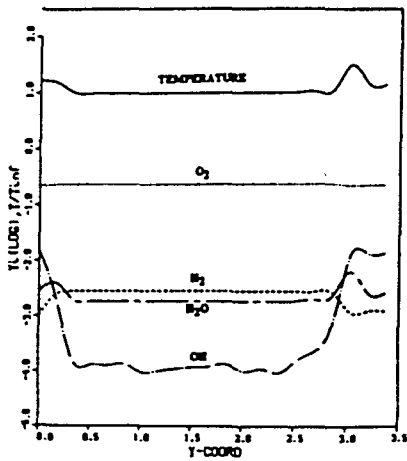
(a) Inviscid Flame



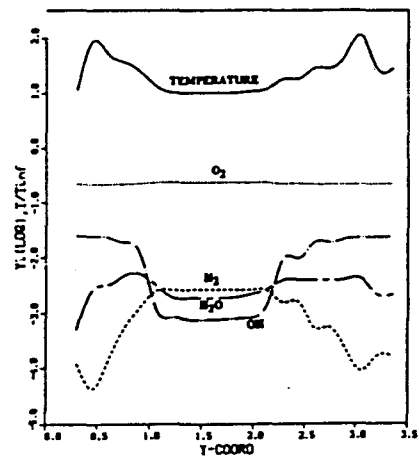
(b) Laminar Flame



(b) Laminar Flame



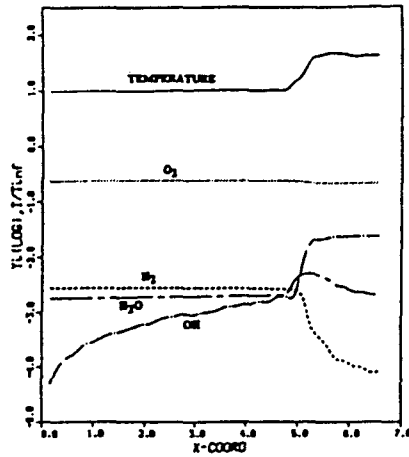
(c) Turbulent Flame



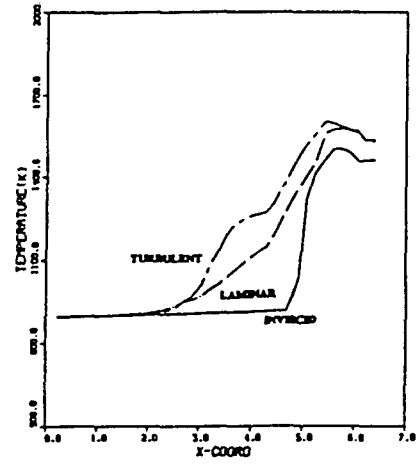
(c) Turbulent Flame

Fig.4 Temperature and Species Mass Fraction Plots along the Vertical Direction ( $x=0.4$ )

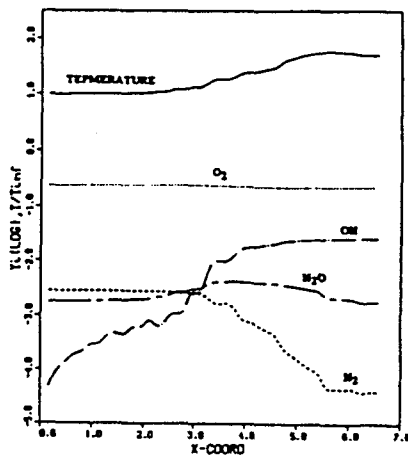
Fig.5 Temperature and Species Mass Fraction Plots along the Vertical Direction ( $x=2.5$ )



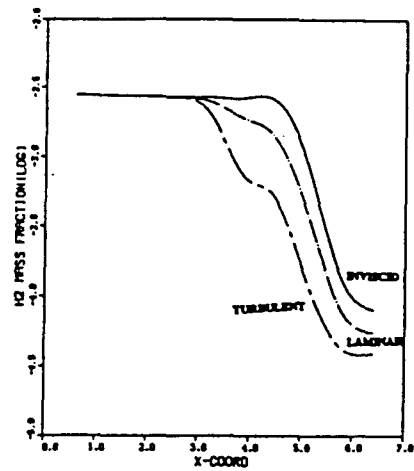
(a) Inviscid Flame



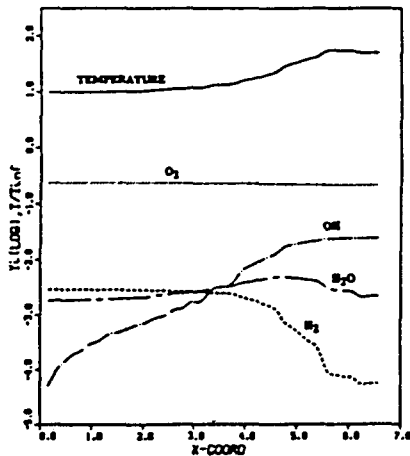
(a) Temperature



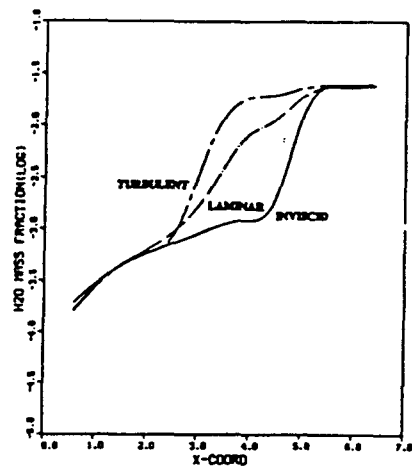
(b) Laminar Flame



(b) H<sub>2</sub> Mass Fraction



(c) Turbulent Flame



(c) H<sub>2</sub>O Mass Fraction

Fig.6 Temperature and Species Mass Fraction Plots along the Center Line

Fig.7 Temperature, H<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O Mass Fraction Plots along the Center Line