

Upwind 방법을 이용한 무딘물체 주위의 화학적 비평형 비점성 유동장의 수치해석

Numerical Analysis of Nonequilibrium Chemically Reacting Inviscid flow over Blunt-bodies Using Upwind Method

서정일¹⁾, 송동주²⁾
Jeong Il Seo, Dong Joo Song

ABSTRACT

A finite-difference method based on conservative supra characteristic method type upwind flux difference splitting has been developed to study the nonequilibrium chemically reacting inviscid flow. For nonequilibrium air, NS-1 species equations were strongly coupled with flowfield equations through convection and species production terms. Inviscid nonequilibrium chemically reacting air mixture flows over Blunt-body were solved to demonstrate the capability of the current method. At low altitude flight conditions the nonequilibrium air models predicted almost the same temperature, density and pressure behind the shock as equilibrium flow; however, at high altitudes they showed substantial differences due to nonequilibrium chemistry effect. The new nonequilibrium chemically reacting upwind flux difference splitting method can be extended to viscous flow and multi-dimensional flow conditions.

1. INTRODUCTION

과거 극초음속 유동영역에 대한 대부분의 전산유체 역학적인 연구는 방법상의 어려움과 엄청난 계산시간 및 비용소모 때문에 완전 Navier-Stokes 방정식 대신에 비교적 간단한 방법인 경계층이론[1](Boundary Layer Theory), 점성충격파층[2](Viscous Shock Layer) 및 Parabolized N-S 방법[3]을 통하여 연구되어져 왔다. 그러나 비약적인 컴퓨터의 성능과 용량의 발전에 힘입어 열량적 완전기체 완전 Navier-Stokes 방정식에 대한 수치해석 기법을 기초로 하여 기체의 고온효과를 고려하는 수정된 수치해석 코드가 지속적으로 개발 연구되고 있는 추세이다. 본 논문에서는 고온효과가 중요한 극초음속 유동장에 대하여 유동장내에 존재하는 불연속을 선명히 포착할 수 있는 Upwind 방법중 Lombard[4][5][6]에 의해 개발된 CSCM Upwind flux difference splitting method를 완전기체로부터 확대 개발하여 축대칭 무딘물체를 통과하는 극초음속 유동에 적용하였다. 화학적 비평형 유동특성의 해석이 가능하도록 화학반응에 의해 생성, 소멸되는 species들의 연

속방정식을 추가로 고려하였으며 화학종 연속방정식에 의해 생겨나는 생성항의 Stiffness를 완화시키고 수렴성을 촉진시키기 위해 생성항의 정확한 Jacobian 행렬을 구하여내재적으로 취급하였다. 새로이 확장 개발된 코드의 신뢰성을 알아보기 위해 비교적 평형 유동 조건에 가까운 고도 30km, 마하수 15로부터 비평형 유동의 특성이 잘 나타나는 고도 50km, 마하수 20까지 고도와 마하수의 변화에 따라 계산해 보았다.

2. CSCM FORMULATION

Axisymmetric, 압축성, 비점성, 화학적 비평형 유동의 지배 방정식은 일반곡면 좌표계에서 다음과 같이 vector conservation form으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial q}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\xi_x}{J} f + \frac{\xi_y}{J} y g \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\eta_x}{J} f + \frac{\eta_y}{J} y g \right) = \frac{1}{J} \delta_c q + \Delta_c F + \Delta_c G = S \quad (1)$$

1) 영남대학교 기계공학부

2) 영남대학교 기계공학부 (712-749, 경상북도 경산시 대동 213-1)

여기서 보존변수(conservative variable) q , 비점성 플럭스 f 와 g , 생성항 S 는 다음과 같다

$$q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \varepsilon \\ \rho_i \end{pmatrix}, f = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(\varepsilon + p) \\ \rho_i u \end{pmatrix}, g = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(\varepsilon + p) \\ \rho_i v \end{pmatrix}, S = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \dot{\omega}_i \end{pmatrix} \quad (2)$$

일반곡면좌표계에서 비점성 플럭스를 총에너지 ε 과 압력대신 체적내부에너지 P , 그리고 반변속도

$W_\xi = \bar{\xi}_x u + \frac{\bar{\xi}_y}{y} v$ 로 나타낸 $\Delta_\xi F$ 는 아래와 같다.

$$\Delta_\xi F = \begin{pmatrix} \Delta_\xi \rho W_\xi \\ \Delta_\xi \rho W_\xi u + \bar{\xi}_x \Delta_\xi (\tilde{\gamma} - 1) P \\ \Delta_\xi \rho W_\xi v + \bar{\xi}_y \Delta_\xi (\tilde{\gamma} - 1) P \\ \Delta_\xi W_\xi \left\{ \tilde{\gamma} P + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \right\} \\ \Delta_\xi \rho_i W_\xi \end{pmatrix} \quad (3)$$

CSCM Upwind방법에 있어서 비점성 flux항 $\Delta_\xi F$ 는 다음과 같이 여러 형태로 쓰일수 있다.

$$\begin{aligned} \partial_\xi F &= \bar{A} \partial_\xi q = \overline{MT\Lambda T^{-1}M^{-1}} \partial_\xi q \\ &= \overline{MT\Lambda T^{-1}} \partial_\xi \tilde{q} = \overline{MA'} \partial_\xi \tilde{q} \quad (\bar{A}' = \overline{T\Lambda T^{-1}T}) \\ &= \overline{MT\Lambda} \partial_\xi \tilde{\tilde{q}} \end{aligned} \quad (4)$$

여기서, \tilde{q} = 원시변수(primitive variables)
 $\tilde{\tilde{q}}$ = 특성변수(characteristic variable)

대각행렬 $\bar{\Lambda}$ 는 실수고유치($\bar{W}_x, \bar{W}_y, \bar{W}_z + \bar{\xi}_c, \bar{W}_t - \bar{\xi}_c, \bar{W}_i$)를 diagonal elements 로 갖는 행렬이며 반변속도 W_ξ 와 음속 c , 그리고 metric항 $\bar{\xi}$ 로 이루어진다.

$$\bar{\xi} = \sqrt{\bar{\xi}_x^2 + \bar{\xi}_y^2}, \quad \bar{c} = \left(\frac{\bar{p}}{\rho}\right)^{1/2} \quad (5)$$

보존변수 q 와 원시변수 \tilde{q} 그리고 특성변수 $\tilde{\tilde{q}}$ 는 다음과 같은 연관을 갖는다.

$$\partial \tilde{q} = \bar{M}^{-1} \partial q, \quad \partial \tilde{\tilde{q}} = \bar{T}^{-1} \partial \tilde{q} \quad (6)$$

\bar{M} 행렬은 원시변수 \tilde{q} 를 보존변수 q 로 변환시켜주는

행렬로 다음식으로부터 구할 수 있다.

$$\Delta q = \begin{pmatrix} \Delta \rho \\ \Delta \rho u \\ \Delta \rho v \\ \Delta \varepsilon \\ \Delta \rho_i \end{pmatrix} = \bar{M} \begin{pmatrix} \Delta \rho \\ \bar{\rho} \Delta u \\ \bar{\rho} \Delta v \\ \Delta P \\ \Delta \rho_i \end{pmatrix} = \bar{M} \Delta \tilde{q} \quad (7)$$

원시변수로부터 특성변수로 바꾸어주는 변환은 다음식으로부터 알 수 있다.

$$\partial \tilde{\tilde{q}} = \bar{T}^{-1} (\bar{A}' \Delta \tilde{q}) \cong \bar{T}^{-1} (\bar{T} \Lambda \bar{T}^{-1}) \Delta \tilde{q} = \bar{\Lambda} \bar{T}^{-1} \Delta \tilde{q} = \bar{\Lambda} \Delta \tilde{\tilde{q}} \quad (8)$$

여기서 \bar{T}^{-1} 행렬은 원시변수를 특성변수로 바꿔주는 행렬이며 밀도와 압력 그리고 마하수를 대수(logarithm) 차분형태로 바꾸어 주는 자연 scaling을 사용한다.

위의 식(4)를 이용하여 $\bar{A}' \Delta \tilde{q}$ 를 비점성 flux인 $\Delta_\xi F$ 의 값으로부터 구하려면 다음과 같은 방정식을 풀어야 한다.

$$\Delta_\xi F = \overline{MA'} \Delta \tilde{q}, \quad \bar{A}' \Delta \tilde{q} = \bar{M}^{-1} \Delta_\xi F = \bar{M}^{-1} \Delta_\xi q \quad (9)$$

윗식(9)으로부터 \bar{M}^{-1} 을 구하면 비점성 flux항을 알고 있는 변수로 표시할 수 있다.

대각행렬 Truth 함수를 사용하여 고유치의 부호에 따라 $\Delta_\xi F$ 를 $\Delta_\xi F^+$ 와 $\Delta_\xi F^-$ 로 나누는 과정은 식(5a)를 사용하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Delta_\xi F &= \bar{M} \bar{A}' \Delta \tilde{q} = \bar{M} (\bar{T} \bar{I} \bar{T}^{-1}) \bar{A}' \Delta \tilde{q} = \bar{M} \bar{T} (D^+ + D^-) \bar{T}^{-1} \bar{A}' \Delta \tilde{q} \\ &= \Delta_\xi F^+ + \Delta_\xi F^- \\ \Delta_\xi F^+ &= \bar{M} \bar{T} D^+ \bar{T}^{-1} \bar{A}' \Delta \tilde{q} = \bar{M} \bar{T} D^+ \bar{T}^{-1} \bar{M}^{-1} \Delta q = \bar{A}^+ \Delta q \end{aligned} \quad (10)$$

여기서

$$D^* = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{\Lambda}{|\Lambda|} \right) \quad (11)$$

식 (9)와 같이 flux difference splitting 을 보존변수 q 를 이용하여 표시함으로서 실질적인 유도는 끝이 난다. 위와 같은 변환으로 CSCM Flux Difference Splitting 방법을 Roe의 형태로 나타낼 수 있다.

Numerical Discretization

Upwind방법을 이용하여 일반적인 j 번째 내부 점의 유한차분 방정식을 기술하면 아래와 같다.

$$\begin{aligned} & [I-H+(\tilde{A}^+\Delta_\xi)_{i-1}+(\tilde{A}^-\Delta_\xi)_i+(\tilde{B}^+\Delta_\eta)_{j-1}+(\tilde{B}^-\Delta_\eta)_j] \delta q_{i,j} \\ & = -(\tilde{A}^+\Delta_\xi q)_{i-1}+(\tilde{A}^-\Delta_\xi q)_i+(\tilde{B}^+\Delta_\eta q)_{j-1}+(\tilde{B}^-\Delta_\eta)_j + S \end{aligned} \quad (12)$$

여기서 H는 생성항S의 jacobian이고 Δ 와 ∇ 는 전방 및 후방공간 차분기호이다. 내재적인 왼쪽항을 근사 인수분해한 후 Lombard등[5]이 이용한 Diagonally Dominant ADI 방식을 도입하면 다음과 같이 쓰여 질 수 있다.

$$[-\tilde{A}^+, Di, \tilde{A}^-] Di^{-1} [-\tilde{B}^+, Di, \tilde{B}^-] \delta q = RHS \quad (13)$$

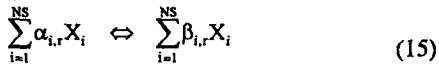
여기서, $Di = I-H+\tilde{A}^+-\tilde{A}^-+\tilde{B}^+-\tilde{B}^-$ 윗식은 다음과 같은 절차를 통해 해를 구할 수 있다.

$$\begin{cases} [-\tilde{A}^+, Di, \tilde{A}^-] \delta q^* = RHS \\ [-\tilde{B}^+, Di, \tilde{B}^-] \delta q = Di \delta q^* \end{cases} \quad (14)$$

$$q^{n+1} = q^n + \delta q$$

Reaction Source Term

극초음속 유동장내에서 고온에 의해 해리된 공기분자들은 상호충돌에 의해 다음과같은 화학방정식에 의해 새로운 화학종들이 생성된다.



여기서 $\alpha_{i,r}, \beta_{i,r}$ 는 반응계수(stoichiometric coefficient)이고 X_i 는 반응, 혹은 생성되는 species를 나타낸다. 화학반응에 의해 생기는 화학종은 다음과 같이 표시된다.

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_i = & M_i \sum_{r=1}^{NR} (\beta_{i,r} - \alpha_{i,r}) \left[k_{f,r} \prod_{k=1}^{NS-1} \left(\frac{\rho_k}{M_k} \right)^{\alpha_{k,r}} \left(\frac{\rho - \sum_{m=1}^{NS-1} \rho_m}{M_{NS}} \right)^{\alpha_{i,r}} \right. \\ & \left. - k_{b,r} \prod_{k=1}^{NS-1} \left(\frac{\rho_k}{M_k} \right)^{\beta_{k,r}} \left(\frac{\rho - \sum_{m=1}^{NS-1} \rho_m}{M_{NS}} \right)^{\beta_{i,r}} \right] \end{aligned} \quad (16)$$

여기서 $k_{f,r}, k_{b,r}$ 은 전방 및 후방 반응물계수이다. 이들 전, 후방 반응물계수는 아래와같이 Arrhenius 형태로 표시 될 수 있다.

$$k_{b,r} = A_{b,r} T^{B_{b,r}} \exp\left[-\frac{C_{b,r}}{T}\right] \quad (17)$$

5 species - 17 Reaction Equation 모델을 사용하여 화학반응을 묘사하였다.

TABLE.1

Considered species : O_2, N, NO, O, N_2

No.	Reaction rate equation	A_f	B_f	C_f	A_b	B_b	C_b
1	$O_2 + N = 2O + N$	3.6E+18	-1.0	5.95E+04	3.0E+15	-0.5	0.00E+00
2	$O_2 + NO = 2O + NO$	3.6E+18	-1.0	5.95E+04	3.0E+15	-0.5	0.00E+00
...
17	$N_2 + N = 3N$	4.1E+22	-1.5	1.13E+05	2.3E+21	-1.5	0.00E+00

Thermodynamic Relations

지배 편미분 방정식이 닫힌계가 되게 하기 위하여 다음의 압력, 온도, 밀도, 분자량, species의 몰농도를 연결하는 상태 방정식이 고려된다.

$$p = \rho \frac{R_u}{M} T \equiv \sum_{i=1}^{NS} \frac{\rho_i}{M_i} R_u \quad (18)$$

단위체적당 내부에너지는 species의 비내부에너지를 이용하여 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$p = \rho e = \sum_{i=1}^{NS} \rho_i e_i, \quad e = \frac{1}{\bar{\gamma}-1} \frac{p}{\rho} \quad (19)$$

온도에 따른 비내부에너지는 curve fit table[7][8]로부터 구할 수 있고 개개의 species들의 엔탈피는 다음과같은 식으로부터 얻을 수 있다.

$$h_i = \int_{T_{ref}}^T c_{p,i} dT + \Delta h_i^F \quad (20)$$

Δh_i^F 는 species i의 생성열이고, $c_{p,i}$ 는 정압비열이다.

Temperature Equations

지배방정식의 보존변수와 원시변수에서는 유동장의 온도를 직접 내포하고 있지는 않으나, 화학반응식과 관련된 생성항에서는 온도가 중요한 변수로 사용되므로 혼합기체의 온도를 반드시 구해야만 한다. 이러한 온도는 다음과 같이 엔탈피의 정의로부터 Newton Raphson 방법을 사용하여 구할 수 있다.

$$T^{k+1} = T^k - \frac{g(T^k) - e}{g'(T^k)} \quad (21)$$

$$g(T^k) = \sum_{i=1}^{NS} C_i \left(h_i(T) - RT/M_i \right)$$

$$g'(T^k) = \sum_{i=1}^{NS} C_i \left(c_{p,i}(T) - R/M_i \right) \quad (22)$$

이고 k 는 iteration index를 나타낸다. 주어진 T 에서 $\tilde{\gamma} = 1 + \frac{p}{\rho}$ 에 의하여 혼합기체의 enthalpy-internal energy의 비 $\tilde{\gamma}$ 를 정하는 기본식이 된다. $h = e + \frac{p}{\rho}$ 정의에 의하여 $\tilde{\gamma}$ 를 완전기체의 비열비와 유사한 형태인 $\tilde{\gamma} = \frac{h}{e}$ 로 나타낼 수 있다.

Stiffness

화학종 보존방정식의 생성함으로 발생하는 stiffness 문제를 해결하기 위해 Widhopfand Wang(1989)의 방법을 이용하여 유체역학과 화학종 보존방정식을 내재적 기법으로 처리하였다. jacobian을 보존변수로부터 구하기 어려운 $\partial T / \partial q$ 항에 대해 $\partial \dot{\omega}_i / \partial T$ 항을 RHS에서 외재적으로 취급하였다.

$$\dot{\omega}_i^{n+1} = \dot{\omega}_i^n + \frac{\partial \dot{\omega}_i^n}{\partial t} \Delta t \quad (23)$$

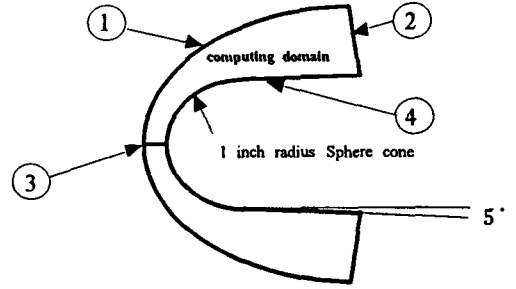
$$-\left(\frac{\partial \dot{\omega}_i}{\partial p} \bigg|_{p_{i=1, NS-1, T}} \frac{\partial p}{\partial q_{m=1, 7}} \bigg|_{q_{m=1, 7, \dots}} \delta q + \sum_{k=1}^{NS-1} \frac{\partial \dot{\omega}_i}{\partial p_k} \bigg|_{p, T} \frac{\partial p}{\partial q_{m=1, 7}} \bigg|_{q_{m=1, 7, \dots}} \delta q \right)$$

$$= \dot{\omega}_i^n + \frac{\partial \dot{\omega}_i}{\partial T} \bigg|_{p_{i=1, NS-1, P}} \delta T$$

Boundary Conditions

경계면에서 완전결합된 내재적 근사방법은 Lombard 등의 특성 경계방정식에 의하여 구할 수가 있으며 보조 경계방정식을 보존변수나 원시변수로서 나타낼 수 있다. 축대칭 극초음속 비점성 화학적 비평형유동에 대한 경계조건은 아래와 같다.

- ① 8 Physical Boundary Conditions
 - Global Density fixed
 - 4 Species density fixed
 - Total Energy Fixed
 - Flow direction fixed
- ② 8 Numerical Boundary Conditions
 - 0th Order Extrapolation
- ③ Axisymmetric Boundary Condition
- ④ Noncatalytic wall Boundary Condition
Adiabatic wall boundary Condition
Slip Boundary Condition



3. RESULTS AND DISCUSSION

1inch의 반경을 갖고 원이 끝나는 부분에서 5° 의 각을 가지는 축대칭 Sphere-cone에 대해 평형유동에 가까운 고도 30km 마하수 15, 고도 30km 마하수 20인 비점성 유동과 상대적으로 화학적 비평형 유동의 특성이 두드러지는 조건인 고도 50km, 마하수 20인 비점성 유동에 대해 화학적 비평형으로 확장된 CSCM Upwind 방법을 적용해 보았다. Fig.1은 유동 해석에 적용된 36×30 격자계를 나타낸다. 비점성 유동이므로 벽면에서의 밀집은 거의 없다. Fig.2는 고도 30km, 마하수 15에 대해 벽면을 따른 압력 분포를 본 연구의 해와 CSCM Perfect, CSCM Equilibrium, VSL Equilibrium 결과와 비교한 것이다. 모든 그림에서 정체점에서의 높은 압력이 구형 부분($X/RN \approx 0.5$)을 지나면서 빠르게 확산되어 급속히 감소하는 현상을 볼 수 있다. VSL Equilibrium과 CSCM Perfect, Equilibrium, Nonequilibrium 모두 유사한 벽면 압력분포를 보여주고 있으나 CSCM의 경우 정체점에서 평형, 비평형, 완전기체 순으로 압력이 약간 큰 값을 가짐을 알 수 있다. Fig. 3은 고도 30km, 마하수 15인 비행조건에서 정체유선을 따른 압력과 온도를 완전기체유동과 평형유동에 대해 비교한 그림이다. 완전기체와는 충격파의 분리거리(Shock stand-off distance)와 크게 차이남을 확인할 수 있으며 충격파 지점에서 평형유동에 비해 약간의 온도상승이 있음을 볼 수 있다. 그러나 전반적으로 평형유동과의 차이가 근소하다. Fig.4는 고도 30km, 마하수 20에 대한 압력 Contour를 보여주고 있다. Upwind 방법을 통하여 궁형 충격파(bow shock)가 매끈하게 잡히고 있음을 볼 수 있다. Fig.5는 비평형 현상이 조금씩 나타나는 현상을 보여주는 온도와 압력에 대한 비교그림이다. 충격파의 위치는 비평형의 경우 한 포인트정도 relax됨을 볼 수 있는데 이는 충격파 직후 고온효과가 약간 작용하는 것으로 해석된다. 이러한 사실은 평형유동의 경우 온도가 충격파 이후 흡열과정인 분자의 해리과정을 통해 바로 평형한 값에 도달함에 비해 비평형의 경우는 일정한 시간을 거쳐 충격파 이후 온도가 평형유동값에 비해 높은 값을 가지다가 곧 평형상태로 되는 것을 통해 알 수 있다. Fig. 6은 정체유선을 따른 평형과 비평형유동의 Mass Fraction을 평형유동과 비교한 그림이다. N_2, O_2 는 N과 O로 해리되어 그 양이 줄어들게 되고 반면 N과 O

는 양이 늘어난다. 평형유동의 경우는 그러한 변화가 충격파 이후 급격함에 비해 비평형유동은 비교적 완만하게 일어남을 알 수 있다. 비평형 유동의 NO가 충격파 직후 overshoot가 있음을 볼 수 있는데 이는 일반적으로 복잡한 화학 반응으로 인한 비평형유동의 특성으로 알려져 있다.[9]

Fig.7은 화학적 비평형 유동특성이 두드러지는 비행조건인 고도 50km, 마하수 20에서의 평형, 비평형, 완전기체의 정체 유선에서의 압력과 온도를 비교한 plot이다. 그림에서 볼 수 있듯이 충격파 분리거리는 완전기체의 경우가 가장 멀었으며 다음으로 비평형, 평형순이었다. 이는 Fig.8의 밀도 비교를 통해 알 수 있듯이 완전기체의 경우는 밀도비가 6을 넘지 못하므로 질량 보존을 위해 같은 유동조건에서의 평형이나 비평형유동에 비해 충격파의 분리거리가 커야 하지만 평형과 비평형유동에서는 밀도비가 모두 6보다 크기 때문이며, 그리고 비평형유동이 평형유동에 비해 상대적으로 밀도상승이 충격파이후 완만하게 이루어지므로 평형유동보다는 비평형유동의 충격파 분리거리가 약간 더 길다. 충격파 이후의 고온으로 인한 효과보다 유동에 의한 효과에 보다 지배적으로 영향을 받는 압력에 비해 온도는 완전기체의 경우 아주 큰 값을 예측하고 있으며, 비평형의 경우 nose앞까지 평형상태에 도달하지 못하고 있음을 볼 수 있다. 또 비열비를 나타내는 Fig.8에서 완전기체는 1.4로 일정함에 비해 비평형은 충격파 이후 차츰 평형상태에 해당하는 값으로 쫓아가고 있음을 볼 수 있다. 따라서 이러한 유동조건에서의 화학적 비평형유동특성의 고려는 필수적이라 할 수 있겠다. Fig.9는 본 유동조건에서의 정체 유선을 따른 질량분율을 나타내는 Plot이다. O₂는 충격파 직후 완전해리가 됨을 볼 수 있고 그에 따라 O는 평형값에 해당하는 질량분율에 거의 도달하나 나머지 species들은 평형 상태값에 도달하지 못하고 있음을 볼 수 있다. Fig.10은 O₂의 질량분율을 Plot한 그림이다. 그림에서처럼 Blunt Body 앞부분의 질량분율 그대로 유동장을 떠나려감을 볼 수 있는데 이는 유동이 Blunt Body의 구형부분을 지나면서 팽창이 급속히 일어나 유속은 음속을 넘어서는 반면 온도는 급격히 감소하므로 인해 거의 동결유동상태에 가까워지기 때문인 것으로 해석된다. Fig.11과 12는 평형과 비평형유동의 온도를 비교한 그림으로 유동장 전체에 대하여 비교적 큰 차이를 보여주고 있다.

4. CONCLUSIONS

이상의 비평형 CSCM Upwind 방법을 사용하여 극초음속 비점성 축대칭 무딘물체 주위 유동에 적용한 결과, Species Continuity방정식을 결합한 CSCM Upwind Flux Difference Splitting기법으로 극초음속 유동에서의 비평형유동의 특성을 충격파 분리거리의 변화와 표면 압력분포 그리고 화학종들의 해리현상 등을 통하여 정성적으로 타당하게 묘사할 수 있었고, 극초음속 유

동에서 고온효과를 반드시 고려해야 함을 평형유동과 비평형유동의 비교를 통한 특성으로부터 확인할 수 있었다. 또한 생성항을 완전결합 처리함으로써 비교적 평형상태가 지배적인 유동에 대해서도 안정되게 수렴시킬 수 있었다. 향후 점성유동에까지 본 연구를 확장하여 다양한 고도, 비행속도, 벽면 열전달율, 마찰력등을 연구하고자 한다.

5. REFERENCES

- [1] Blottner, F. G. , Johnson, M, and Ellis, M., *Chemically Reacting Viscous Flow Program for Multy-Component GAS Mixtures*, Sandia Laboratory, Report No. SC-RR-70-754, Dec. 1971.
- [2] Miner, E. W. and Lewis, C. H. , *Hypersonic Ionizing Air Viscous Shock-Layer Flows Over Nonanalytic Blunt Bodies*, NASA CR-2550, 1975.
- [3] Bhutta, B. A. and Lewis, C.H., *An Implicit Parabolized Navier-Stokes Scheme for High Altitude Reentry flows*, AIAA 85-0362, 1985.
- [4] Lombard, C.K., *Conservative Supra-Characteristic Method for Splitting the Hyperbolic systems of Gasdynamics for Real and Perfect Gases*, NASA CR-166307, 1982.
- [5] Lombard, C. K. ,Bardina, J., Venkatapathy, E. and Olinger, J., *Multi-dimensional Formulation of CSCM - An Upwind Flux Difference Eigenvector Split Method for the Compressible Navier-Stokes Equations*, AIAA-83-1895, 1893.
- [6] Lombard, C. K., Oliver, J., Yang, J.Y., Davy, W. C., *Conservative Supra Characteristics Method for Splitting the Hyperbolic System of Gasdynamics with Computed Boundaries for Real and Perfect Gases*, AIAA-82-0837, 1982.
- [7] Browne, W.G. , *Thermodynamics Properties of Some Atoms and Atomic Ions*, MSD Engineering Physics TM3, General Electric Co., Philadelphia, PA., 1962.
- [8] Esch, D. D., Siripong, A. , and Pike, R. W., *A Technical Report on Thermodynamic Properties in Polynomial Form for Carbon, Hydrogen, Nitrogen and Oxygen Systems from 300K to 15000K*, NASA-RFL-TR-70-3, Nov. 1970.
- [9] Anderson, J.D.jr. *Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics*, McGraw-Hill, New York, 1989.

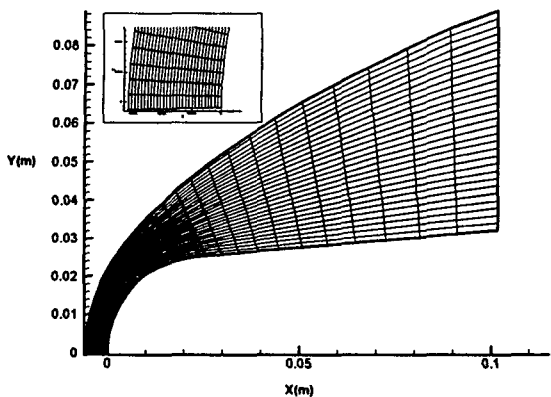


Fig.1 36by30 Grid system

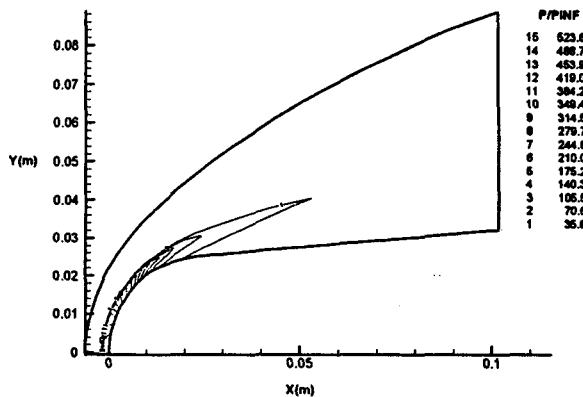


Fig.4 Pressure contour Plot over the blunt vehicle from Nonequilibrium air at $M=20$ and altitude of 30km

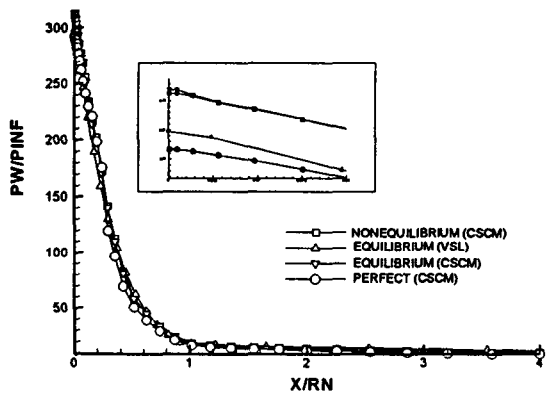


Fig.2 Comparison of wall pressure distribution along the surface among different gas models at $M=15$ and altitude of 30km

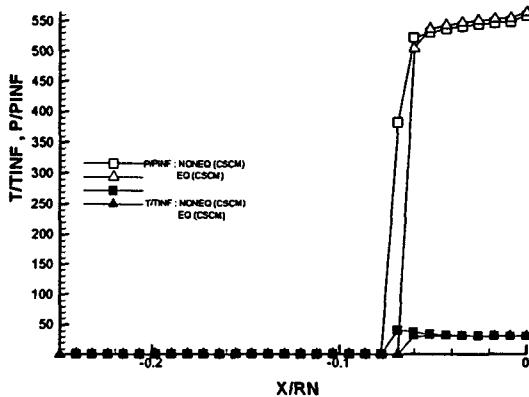


Fig.5 Comparison of Pressure and Temperature along the stagnation streamline between Equilibrium and Nonequilibrium flow at $M=20$ and altitude of 30km

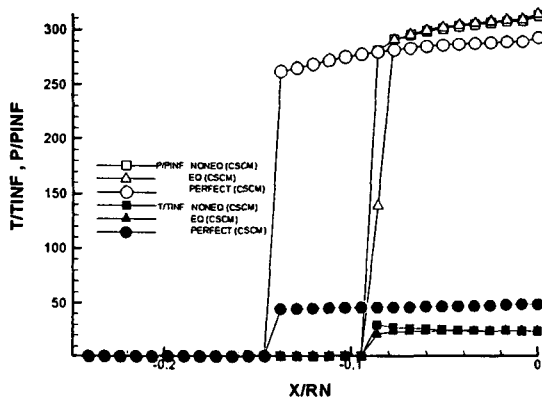


Fig.3 Comparison of Pressure and Temperature along the stagnation streamline between Equilibrium and Nonequilibrium flow at $M=15$ and altitude of 30km

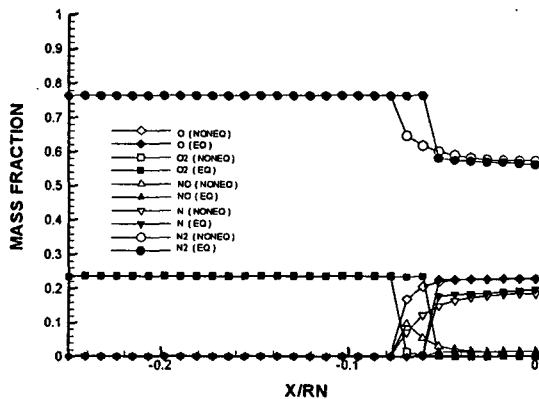


Fig.6 Comparison of 5species mass fraction distribution along the stagnation streamline between Equilibrium and Nonequilibrium flow at $M=20$ and altitude of 30km

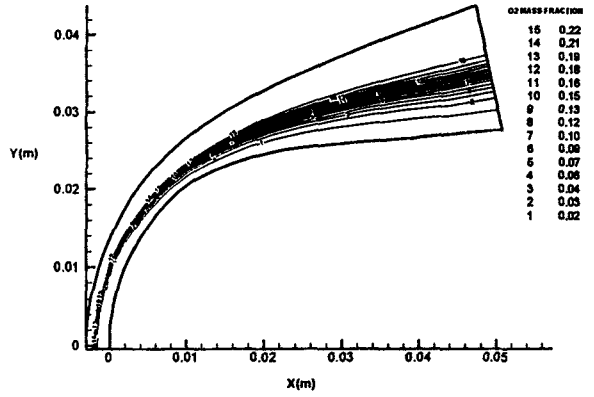
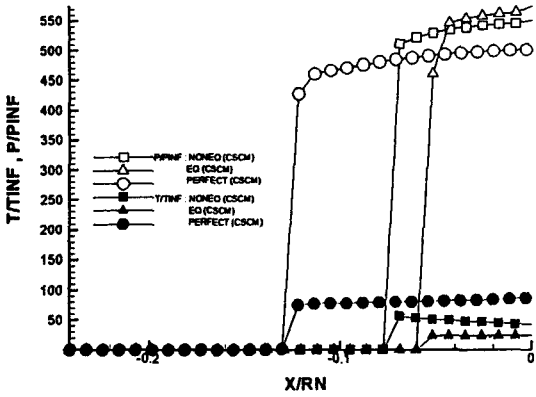


Fig.7 Comparison of Pressure and Temperature along the stagnation streamline between Equilibrium and Nonequilibrium flow at M=20 and altitude of 50km

Fig.10 O2 species mass fraction contour Plot over the blunt vehicle from Nonequilibrium air at M=20 and altitude of 50km

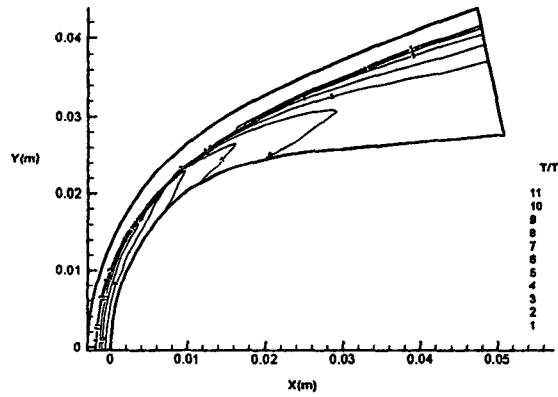
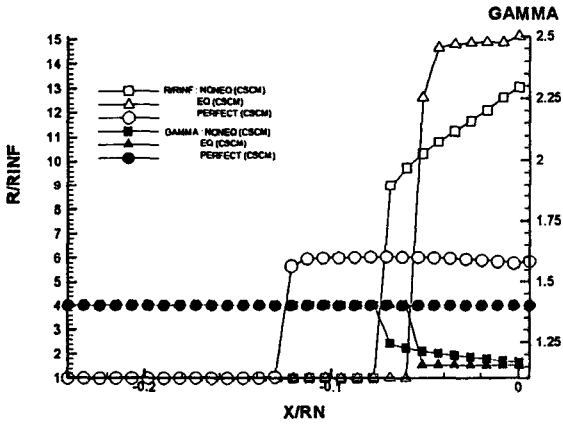


Fig.8 Comparison of Density and Specific heat ratio along the stagnation streamline between Equilibrium and Nonequilibrium flow at M=20 and altitude of 50km

Fig.11 Temperature contour Plot over the blunt vehicle from Nonequilibrium air at M=20 and altitude of 50km

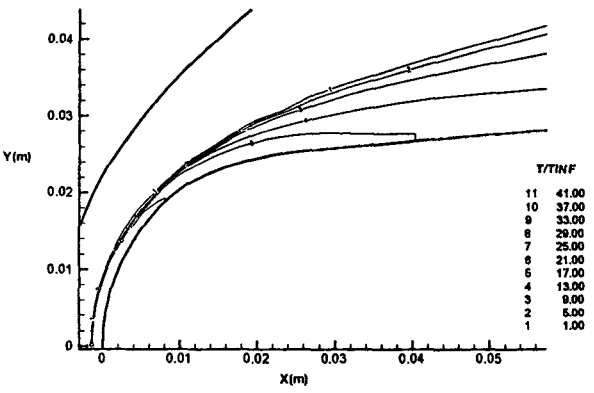
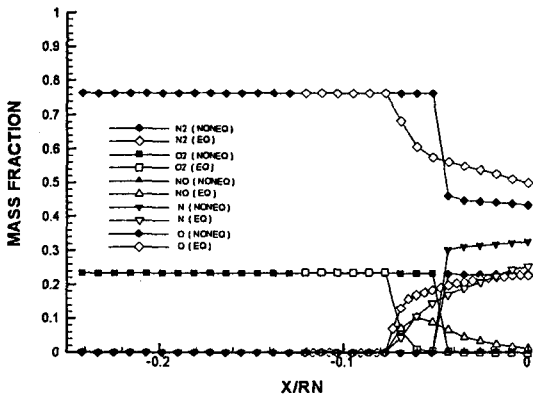


Fig.9 Comparison of 5 species mass fraction distribution along the stagnation streamline between Equilibrium and Nonequilibrium flow at M=20 and altitude of 50km

Fig.12 Temperature contour Plot over the blunt vehicle from Equilibrium air at M=20 and altitude of 50km