

再突入物体まわりの三次元極超音速非平衡流れの解析

高木亮治*、山本行光*

Numerical Analysis of Three-dimensional Hypersonic Non-equilibrium Flows around Re-entry Vehicles

by

Ryoji Takaki and Yukimitsu Yamamoto

National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

Numerical analyses of thermally and chemically nonequilibrium viscous flow around Re-entry Vehicles are carried out. Park's two-temperature model and seven species and finite-rate chemical reaction model are used in order to take accounts of thermal and chemical nonequilibrium effects. Three-dimensional full Navier-Stokes equations considering thermal and chemical nonequilibrium effects are solved by the AUSMDV scheme with MUSCL approach. Regarding time integration, the LU-SGS implicit method with local time stepping method is used to suppress calculation time and increase code stability. Numerical analyses around the fore body of HYFLEX are performed. Pressure distributions and heat flux distributions are presented. It is also presented the distribution of the number density in front of the reflectmeter.

1. はじめに

現在開発が行なわれている HOPE(H-II Orbiting Plane) 等宇宙往還機の大気圏再突入時における極超音速飛行時においては、機体表面が受ける空力加熱が非常に重要な問題となり、この極超音速飛行時の表面空力加熱率を精度良く推算することがこういった飛翔体の設計上大変重要となる。特に極超音速飛行時には高温気体効果、一般に実在気体効果と呼ばれる現象が発生し機体表面の空力加熱に非常に大きな影響を与える。我が国では大気圏再突入といった極超音速飛行分野はこれまで経験がほとんどなく、データの蓄積が不十分であった。そのため近年 H-II ロケット 1号機を利用した OREX(Orbital Re-Entry Experiment)¹⁾や J-1 ロケット 1号機を利用した HYFLEX(Hypersonic Flight Experiment)²⁾等の飛行実験を始め、これら実験機開発、更には HOPE-X 開発における各種風洞試験等を実施してデータの蓄積を行なっている。しかしながらこのような高温気体効果を含む流れの解析を実験的手段だけに頼ることは、コストも然ることながら再現性の問題からも非常に困難である。飛行試験は実飛行条件の再現ということでは申し分ないが取得データの質、量に制限があると同時に非常にコストが高く容易に行なうことができない。一方地上の風洞試験は比較的 low コストではあるが一様流の質、同定精度といった問題、再現できる気流条件が大幅に制限される点、更には化学反応等を考慮すると実飛行を忠実に再現できないといった問題がある。一方 CFD(Computational Fluid Dynamics) は比較的 low コストであり、設計初期段階における空力形状のパラメトリックスタディーに威力を発揮

する、と同時に様々な物理モデルを導入することでより忠実に飛行条件を模擬することができる。そのためこういった極超音速飛翔体の開発においては今後かなりの部分を CFD に頼ることになる。しかしながら様々な物理モデルを導入する必要があるため CFD を設計ツールとして活用するためには十分な検証を行なう必要がある。そのため第 12 回航空機計算空気力学シンポジウム特別企画として「極超音速流の CFD ワークショップ」³⁾、第 13 回航空機計算空気力学シンポジウム特別企画として「高エンタルピー流れ企画セッション及びワークショップ」⁴⁾等が開催され風洞実験、CFD コード間での比較、検証が行われてきた。これまでのワークショップでは主に 2次元流を解析対象としてデータの蓄積を行なってきた。今回は計算機パワーの向上に伴い解析対象をより実機に近い 3次元形状として実在気体効果を含んだ流れの解析を行なった。また風洞実験での各種計測技術の向上、OREX、HYFLEX といった飛行実験の成功等、実験データの質、量がともに向上し、特に空力加熱率測定データが豊富に供されるようになった。こういったデータを背景に本報告では最近実施した 3次元形状に対する CFD 計算結果について紹介する。今回のワークショップの課題としては HYFLEX、HOPE、Space Shuttle の 3形状が設定されているが本報告では HYFLEX の前胴形状に対する解析について報告する。

2. 支配方程式

流れ場は 3次元定常流れとし、粘性、圧縮性を持つ 7 化学種 (O_2 , N_2 , O , NO , N , NO^+ , e^-) の混合気体と考えた。

また熱的非平衡状態を考慮するために Park の 2 温度モデル⁵⁾を用いた。Park の 2 温度モデルとは気体の内部エネルギーとして 2 つのエネルギーモードを考慮するモデルである。また輻射は考慮していない。そのため支配方程式として以下のもの考えた⁶⁾。なお、各記号の意味については文献⁶⁾を参照のこと。

- 混合気体全体の質量保存の式
- 混合気体の運動量保存の式
- 混合気体のエネルギー保存の式
- 各化学種のモル量保存の式
- 振動・電子励起エネルギー保存の式

混合気体の質量保存の式

混合気体の質量保存の式は一般に良く使われる完全気体のものと同じである。ただし混合気体の密度 ρ は

$$\rho = \sum_s \rho_s = \sum_s \rho \gamma_s M_s \quad (1)$$

と定義される。ここで γ_s は化学種 s のモル質量比であり、 $\rho \gamma_s$ はモル濃度 (kmol/m^3) となる。

混合気体の運動量保存の式

混合気体の運動量保存の式も一般に良く使われる完全気体のものと同じである。ただし混合気体の圧力 p はドルトンの分圧の法則より

$$p = \sum_s p_s \quad (2)$$

と定義され、各化学種の分圧 p_s はそれぞれ

$$\begin{aligned} p_s &= \rho \gamma_s \bar{R} T & s \neq \text{free electron} \\ p_e &= \rho \gamma_e \bar{R} T_V & s = \text{free electron} \end{aligned} \quad (3)$$

と表される。またひずみテンソル τ_{ij} はストークスの仮定に従うと

$$\tau_{ij} = -\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (4)$$

で表せる。

混合気体のエネルギー保存の式

混合気体の全エネルギー E は各化学種の内部エネルギー e_s を用いて次の様に定義される。

$$E = \frac{1}{2} \rho u_j^2 + \sum_s e_s = \frac{1}{2} \rho u_j^2 + e \quad (5)$$

単位体積当りの化学種 s の内部エネルギー e_s は並進エネルギー $\varepsilon_{t,s}$ 、回転エネルギー $\varepsilon_{r,s}$ 、振動エネルギー (分子に対して) $\varepsilon_{v,s}$ 、電子励起エネルギー $\varepsilon_{e,s}$ の和として以下の様に表される。

$$e_s = \rho \gamma_s (\varepsilon_{t,s} + \varepsilon_{r,s} + \varepsilon_{v,s} + \varepsilon_{e,s}) \quad (6)$$

またここでは 2 温度モデルを用いているため振動・電子励起エネルギー $\varepsilon_{v,e}$ が

$$e_v = \sum_{s \neq e} \rho \gamma_s (\varepsilon_{v,s} + \varepsilon_{e,s}) + \rho \gamma_e \varepsilon_{t,e} \quad (7)$$

の様に定義され、これを用いると混合気体の内部エネルギー e は

$$e = \sum_s \rho \gamma_s (\varepsilon_{t,s} + \varepsilon_{r,s}) + e_v \quad (8)$$

と記述できる。

各化学種のモル量保存の式

様々な文献を参照すると通常は各化学種の質量保存の式を用いているが、ここでは両辺を各化学種の分子量で割りモル量保存の式として扱う。

振動・電子励起エネルギー保存の式

Park の 2 温度モデル⁵⁾を使用している。このモデルは重粒子の並進・回転エネルギーを一つの温度 T で表し、振動・電子励起・自由電子の並進エネルギーを別の振動・電子励起温度 T_V で表すモデルである。以下並進・回転温度を並進温度、振動・電子励起・自由電子の並進エネルギーを振動温度と表記する。ここで添字の V はこの振動・電子励起・自由電子の並進モードを表し、 v は振動モードだけを表す。また今回の 7 種反応モデルにおいては自由電子によるイオン化反応は考慮していない。以上述べた基礎方程式を行列式 (保存型ベクトル表示) で表すと以下の様になる。

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \mathbf{F}_{Vj}}{\partial x_j} = \mathbf{S} \quad (9)$$

$$\mathbf{q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ E \\ \rho \gamma_s \\ \varepsilon_v \end{pmatrix}, \mathbf{F}_j = \begin{pmatrix} \rho u_j \\ \rho u_i u_j + p \delta_{ij} \\ (E + p) u_j \\ \rho \gamma_s u_j \\ \varepsilon_v u_j \end{pmatrix}, \mathbf{F}_{Vj} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{ij} \\ \tau_{ij} u_i - \rho \sum_s h_s D_s \frac{\partial y_s}{\partial x_j} - \eta \frac{\partial T}{\partial x_j} - (\eta_v + \eta_e) \frac{\partial T_V}{\partial x_j} \\ -\rho D_s \frac{\partial y_s}{\partial x_j} \\ -\rho \sum_s h_{v,s} D_s \frac{\partial y_s}{\partial x_j} - (\eta_v + \eta_e) \frac{\partial T_V}{\partial x_j} \end{pmatrix},$$

$$S = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \dot{w}_s \\ -p_e \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \sum_{s=mol} \rho_s \frac{(\varepsilon_{v,s}^* - \varepsilon_{v,s})}{\langle \tau_s \rangle} + 2\rho_e \frac{3}{2} \bar{R}(T - T_V) \sum_s \frac{\nu_{e,s}}{M_s} + \sum_{s=mol} \dot{w}_s \hat{D}_s \end{pmatrix}$$

実際の問題に適用するためには直交座標系で記述された上記の式を一般曲線座標系 (t, ξ_j) に変換する必要がある。と同時に離散化を行なう際に有限体積法を用いた離散化を行なうため積分系表示に書き換えると支配方程式は以下の形となる。

$$V \frac{\partial \hat{q}}{\partial t} + \int_{\partial V} (\hat{F}_j + \hat{F}_{Vj}) \cdot dS_j = V \hat{S} \quad (10)$$

$$\hat{q} = \frac{1}{V} \int_V q dV, \quad \hat{S} = \frac{1}{V} \int_V S dV \quad (11)$$

ここで V はセルの体積、 dS_j は ξ_j 方向の面ベクトルである。

3. 熱力学的モデル

内部エネルギー e_s は並進エネルギー $\varepsilon_{t,s}$ 、回転エネルギー $\varepsilon_{r,s}$ 、振動エネルギー $\varepsilon_{v,s}$ 、電子励起エネルギー $\varepsilon_{e,s}$ の和として表される。熱的内部エネルギーは通常温度 (T or T_V) の関数として曲線近似で与えられるが、ここではそれぞれ以下の様なモデルを用いて与える。並進エネルギー、回転エネルギーに関しては通常励起されているとみなせるので以下の式で与えられる⁶⁾。

$$\varepsilon_{t,r,s} = \varepsilon_{t,s} + \varepsilon_{r,s} = C_{p,s}^{tr}(T - T_{ref}) + h_{s,0} - \bar{R}T \quad (12)$$

振動エネルギーについては分子振動として調和振動子を仮定することで以下の様に与えられる⁷⁾。

$$\varepsilon_{v,s} = \frac{\Theta_{v,s} \bar{R}}{\exp\left(\frac{\Theta_{v,s}}{T_V}\right) - 1} \quad (13)$$

また電子励起エネルギーについては第1電子励起準位までを考慮すれば以下の様に与えられる⁷⁾。

$$\varepsilon_{e,s} = \frac{\Theta_{e,s} \bar{R} \frac{g_{1,s}}{g_{0,s}} \exp\left(-\frac{\Theta_{e,s}}{T_V}\right)}{1 + \frac{g_{1,s}}{g_{0,s}} \exp\left(-\frac{\Theta_{e,s}}{T_V}\right)} \quad (14)$$

またエンタルピー h_s については以下の関係式が成り立つ。

$$h_s = C_{p,s}^{tr}(T - T_{ref}) + h_{s,0} + h_{v,s} \quad (15)$$

$$h_{v,s} = \varepsilon_{v,s} = \varepsilon_{v,s} + \varepsilon_{e,s} \quad (16)$$

4. 化学反応モデル

化学反応として7化学種による反応モデルを用いた。化学反応速度に及ぼす振動温度の影響を考慮するため Park の反応特性温度モデル⁸⁾を使用した。このモデルは反応を制御する温度として並進温度と振動温度を適当に平均した特性温度を用いるモデルである。特に解離反応においては特性温度として

$$T_q = \sqrt{TT_V} \quad (17)$$

を用いる事を推奨している。式(17)は経験的なものであるが比較的良好な結果が報告されている。解離反応には式(17)の特性温度を用い、自由電子の衝突反応に対しては自由電子の並進温度及び分子の電子励起エネルギーレベルが反応を特徴付けるので特性温度として振動温度を用い、その他の反応に関しては粒子の並進温度を特性温度とする。

通常反応速度係数に関するデータは熱的平衡を仮定しており、その結果平衡状態を表す一つの温度の関数として表現される。しかしながら熱的非平衡な状態、つまり解離等の化学反応の特性時間と振動緩和の特性時間が同じオーダーである場合は化学反応に対する振動緩和の影響を考慮する必要がある。

こういった化学反応と振動緩和のカップリングに対して次の様なモデルが提唱されている。つまり選択的解離モデルと呼ばれるもので振動レベルが高いもの程解離し易いとするモデルである。つまり選択的に高い振動準位にある分子が解離し、低い準位にある分子は解離する前に高い準位へと段階的に上がって行く必要があるとするものである。本計算ではこの選択的解離モデルを使用している。

5. 振動緩和過程

振動緩和は調和振動子を仮定した Landau-Teller 緩和方程式が多く用いられている。Millikan White は 300K から 8000K の範囲で振動緩和時間に対する半経験式を与えている。

$$\tau_{sr}^{MW} = \frac{1}{p} \epsilon \left[1.16 \times 10^{-3} \sqrt{\mu_{sr}} \Theta_{v,s}^{\frac{1}{2}} (T^{-\frac{1}{2}} - 0.015 \mu_{sr}^{\frac{1}{2}}) - 18.42 \right] \quad (18)$$

ここで p の単位は atm である。 μ_{sr} は衝突する粒子 s と r の換算分子量で次式で与えられる。

$$\mu_{sr} = \frac{M_s M_r}{M_s + M_r} \quad (19)$$

モル平均された Landau-Teller 緩和時間は Lee⁸⁾ によって次の式で与えられる。

$$\langle \tau_s^{MW} \rangle = \frac{\sum_r y_r}{\sum_r \frac{y_r}{\tau_{sr}^{MW}}} = \frac{\sum_r \rho \gamma_r}{\sum_r \frac{\rho \gamma_r}{\tau_{sr}^{MW}}} \quad (20)$$

8000K 以上の高温領域においては Landau-Teller 型振動緩和時間を修正するモデルが Park によって2つ提唱されている。その一つは高温領域で振動緩和時間を制限するモデル⁹⁾である。これは振動緩和時間が平均衝突時間より短くなることはないという考察に基づくものである。Park の提唱する平均衝突時間 τ_s^P は

$$\tau_s^P = (\sigma_s \bar{c}_s n_s)^{-1} \quad (21)$$

と表せる。ここで \bar{c}_s は化学種 s の平均粒子速度で

$$\bar{c}_s = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_s}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M_s}} \quad (22)$$

と表せる。 σ_s は振動緩和の有効衝突断面積であり、弾性衝突断面積よりも小さいと仮定され、一般に $10^{-20}m^2$ に固定される。以上より振動緩和時間は

$$\langle \tau_s \rangle = \langle \tau_s^{MW} \rangle + \tau_s^P \quad (23)$$

となる。Park は $500K$ から $8000K$ の温度範囲における O_2 の振動緩和時間の実験データと比較しこのモデルの有効性を報告している。しかしながら $T > 8000K$ の領域におけるより良い緩和モデルを構築するためには更なる実験データが必要である。

もう一つは拡散的振動緩和モデル¹⁰⁾で、高温では非調和振動子の効果が大きくなって Landau-Teller 型よりも緩和が遅くなる効果を考慮したものである。拡散的振動緩和モデルでの振動緩和時間 τ_s^D は

$$\frac{1}{\langle \tau_s^D \rangle} = \frac{1}{\langle \tau_s \rangle} \left| \frac{T - T_{V,sh}}{T_{sh} - T_{V,sh}} \right|^{3.5 \exp(-\frac{5000}{T_{sh}}) - 1} \quad (24)$$

と表せる。ここで T_{sh} , $T_{V,sh}$ はそれぞれ振動緩和過程が始まる衝撃波直後の並進温度、振動温度である。このモデルの使用は多次元流れでは非常に困難であり、本解析では用いていない。

6. 電子の並進エネルギー緩和

電子の並進エネルギー緩和として自由電子と重粒子の弾性衝突によるエネルギー交換を考慮する必要がある。このモデルとして Appleton と Bray のモデル¹¹⁾を用いている。このモデルは本来プラズマ用のモデルであり、分子の内部自由度は考慮していない。自由電子の有効衝突頻度 ν_{es} はイオンとのクーロン衝突の場合

$$\nu_{es} = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{\pi}{m_e}} n_s \epsilon^4 \frac{1}{(2kT_V)^{\frac{3}{2}}} \ln \left(\frac{k^3 T_V^3}{\pi n_e \epsilon^6} \right) \quad (25)$$

また中性粒子との場合

$$\nu_{es} = n_s \sigma_{es} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \quad (26)$$

と表せる。

7. 輸送特性

輸送係数は Yos のモデルを多温度に拡張したもので与えている。その際、重粒子の衝突積分は並進温度 T に基づき、自由電子の衝突積分は振動温度 T_V に基づいて算出している。

これらの衝突積分を用いて混合気体の粘性係数は

$$\mu = \sum_{s \neq e} \frac{m_s \gamma_s}{\sum_{r \neq e} \gamma_r \Delta_{sr}^2(T) + \gamma_e \Delta_{se}^2(T_V)} + \frac{m_e \gamma_e}{\sum_r \gamma_r \Delta_{er}^2(T_V)} \quad (27)$$

と与えられる。また重粒子の並進エネルギーによる熱伝導係数 η_t 、分子の回転エネルギーによる熱伝導係数 η_r は次の様に表される。

$$\eta_t = \frac{15}{4} k \sum_{s \neq e} \frac{\gamma_s}{\sum_{s \neq e} a_{sr} \gamma_r \Delta_{sr}^2(T) + 3.54 \gamma_e \Delta_{se}^2(T_e)} \quad (28)$$

$$\eta_r = k \sum_{s=mol} \frac{\gamma_s}{\sum_{s \neq e} \gamma_r \Delta_{sr}^2(T) + \gamma_e \Delta_{se}^2(T_V)} \quad (29)$$

以上より混合気体における重粒子の並進・回転エネルギーによる熱伝導係数 η は

$$\eta = \eta_t + \eta_r \quad (30)$$

となる。更に振動エネルギーによる熱伝導係数 η_v 、電子エネルギーによる熱伝導係数 η_e は次の様に表される。

$$\eta_v = k \sum_{s=mol} \frac{\gamma_s \exp\left(-\frac{\Theta_{v,s}}{T_V}\right) \left[\frac{\frac{\Theta_{v,s}}{T_V}}{1 - \exp\left(-\frac{\Theta_{v,s}}{T_V}\right)} \right]^2}{\sum_{s \neq e} \gamma_r \Delta_{sr}^2(T) + \gamma_e \Delta_{se}^2(T_V)} \quad (31)$$

$$\eta_e = \frac{15}{4} k \frac{\gamma_e}{\sum_r 1.45 \gamma_r \Delta_{er}^2(T_V)} \quad (32)$$

混合気体中の化学種 s の有効拡散係数 D_s 以下の式で表せる。

$$D_s = \frac{\gamma_s^2 (1 - M_s \gamma_s)}{\sum_{r \neq s} \frac{\gamma_r}{D_r}}, \quad \gamma_t = \sum_s \gamma_s \quad (33)$$

イオンと自由電子の拡散は自由電子の圧力勾配によって発生する電場によって結びつけられる。電流のない部分的にイオン化した気体ではこの効果は両極性拡散係数 D_{ion}^a として以下の様にモデル化される。

$$D_{ion}^a = 2D_{ion} \quad (34)$$

このモデルでは、混合気体中のそれぞれのイオンはあたかもイオン化した化学種がそのものしかないかの様に拡散する、という仮定を用いている。そのためイオンの有効拡散係数は両極性拡散係数に等しいとしている。また自由電子の有効拡散係数はイオンの拡散速度と自由電子の拡散速度が等しいとして求めている。そのため

$$D_e = D_{NO^+}^a \quad (35)$$

となる。

8. 計算アルゴリズム

慣性項の離散化には AUSMDV スキーム¹²⁾を使用した。この AUSMDV スキームは FVS 系のスキームの特徴である頑丈さを持っているのでこういった非平衡流の解析には適したスキームである。セル境界での数値流束の評価において MUSCL 法を用いて高精度化を図った。その際、制限関数を用いる事で TVD 条件を満足するようにした。また鈍頭物体周りの極超音速流れの計算においてはカーバンクル現象と呼ばれる強い衝撃波で数値的な不安定現象が発生することが知られている。このカーバンクル現象を抑制するため和田による Shock-Fix 法¹²⁾を適用した。この手法は必要などころ以外には余計な数値粘性が入らないので粘性流れの計算に適している。

化学反応の生成項は point implicit 法で常に陰的に扱った。また流体部の時間積分については LU-SGS 法¹³⁾を適用し、局所時間刻法を併用することで効率良く定常状態まで時間積分を行なった。

並列化は領域分割による並列化を行なった。各領域間でのデータ転送は PVM を用いた。

壁面条件は仮想点を用いて反射条件を課すことで非粘性項の数値流速を求めた。また粘性項の数値流速に関

しては滑り無し、等温壁条件を用いて与えた。その際 HYFLEX 前胴部の解析においてはフライトデータを用いた壁温の推定値を分布として与えた。壁面における振動・電子励起温度 T_v は壁面における並進温度と等しいとした。また壁の触媒性に関しては完全非触媒を仮定した。

9. 計算結果

解析ケースとして HYFLEX 前胴部を選択した。格子点数は $56 \times 89 \times 60$ の約 30 万点である。また計算は航技研の NWT 上で 18 台の PE を用いて行った。

図 1、2 に HYFLEX 前胴部周りの圧力分布 ($\text{Log}_{10}P$) を示す。また図 3 に機体対称線上の圧力分布を示す。

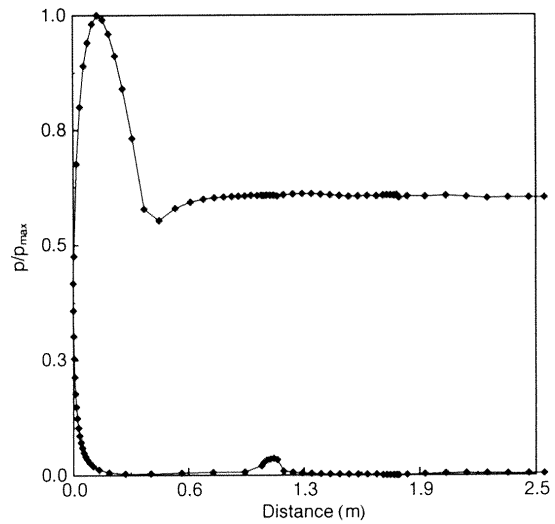


図 3：表面圧力分布 (機体対称面上)

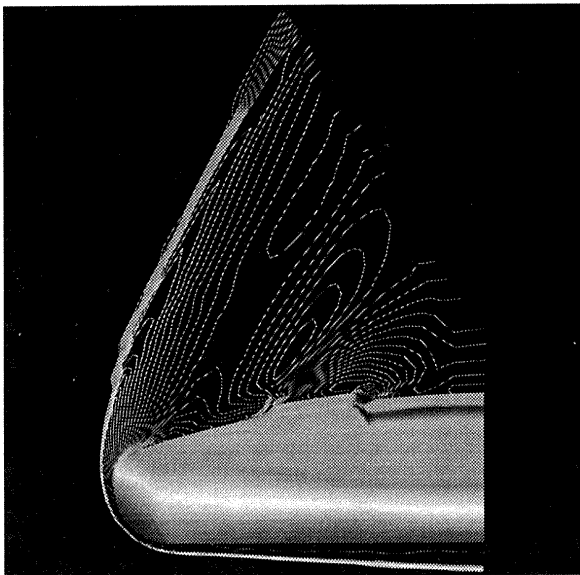


図 1：圧力分布 (機体対称面)

圧力分布に関しては機体前方の離脱衝撃波が綺麗に捕らえられている。また機体背面にある衝撃波構造も綺麗に捕らえられている。アンテナカバーによる斜め衝撃波に関しては格子の粗さのため十分な解像度では捕獲できていない。

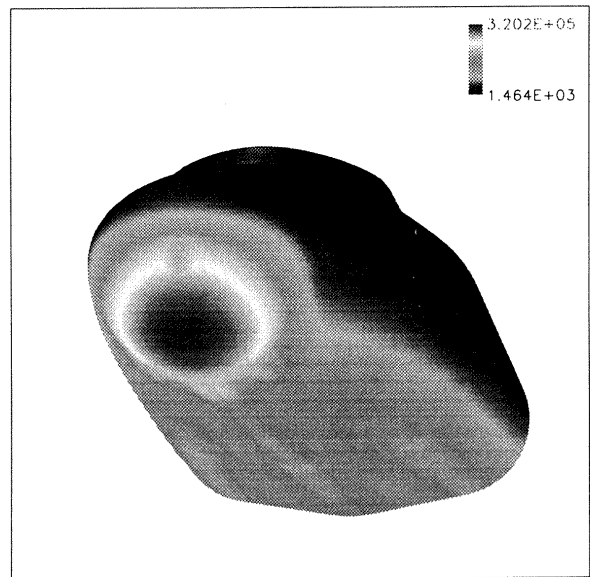


図 4：空力加熱率分布



図 2：圧力分布 (流出境界面)

図 4 に機体表面での空力加熱率分布を示す。この図では格子の特異点付近で若干不自然な分布を示しているが、これはこの付近の格子の不均一さと不適切な平均化が原因と思われる。セルセンター型の有限体積法を用いたため特異点が面積 0 の面となり適切な境界条件が与えられていないためである。またそのため簡単な平均化を行っているがその平均化がまだ十分ではないと考えられる。図 2 の表面圧力分布では見られないため、特に圧力以外の物理量に関して注意して境界条件を設定する必要があると考えられる。

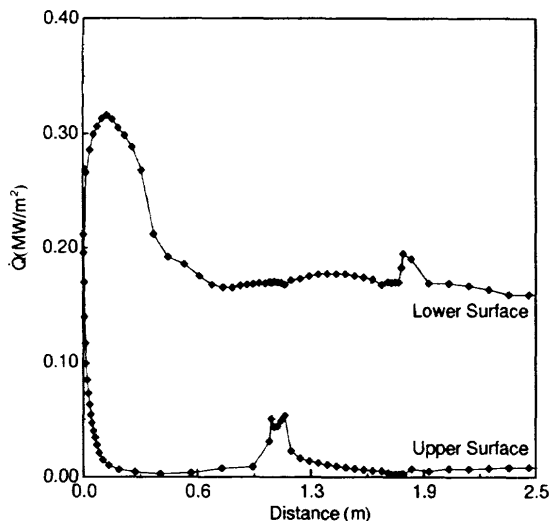


図 5: 空力加熱率分布 (機体対称面上)

図 5 に機体対称面上の空力加熱率分布を示す。淀み点での空力加熱率の最大値に関しては他の計算結果と比較すると若干大きい様である。また胴体下面の空力加熱率分布に振動が見られるが、これは格子の不連続性の影響を受けていると考えられる。また上面ではアンテナカバー前方エッジ部から発生した衝撃波のため空力加熱率が上昇しているのがわかる。

HYFLEX においてはブラックアウト現象を解明するためにリフレクトメータを用いて電波反射強度計測が行なわれた。図 6 にリフレクトメータのアンテナ搭載位置前方空間における電子数密度分布を示す。反射率に換算した場合の実験値との比較は以前報告¹⁴⁾したが、今回の結果もその時と同じ程度の値となっている。電子数密度分布に関しては今回他コードによる結果も報告されており分布を含めた比較を行なうことで計算手法、物理モデルの検証ができると考えられる。

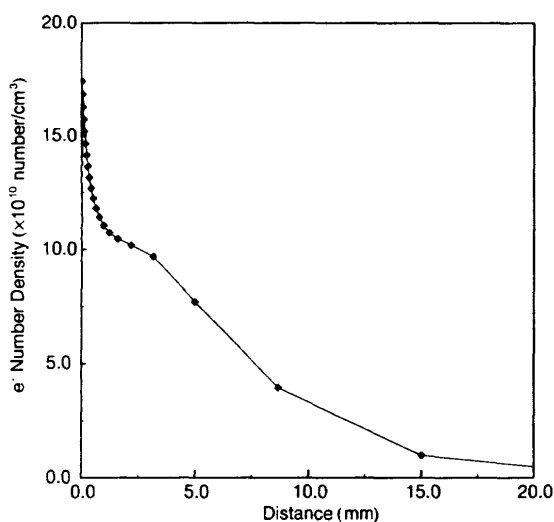


図 6: 電子数密度分布

10. おわりに

より実機に近い 3 次元形状に対する実在気体効果を含む解析を行なった。本報告では HYFLEX 前胴体まわりの流れの解析を行ない、圧力分布、空力加熱率等妥当な結果を得た。またリフレクトメータのアンテナ前方空間

での電子数密度分布を求め、従来の計算と比較した。電子数密度分布に関しては今後他コードの計算結果との比較が行えると期待している。3次元極超音速流れの計算結果、及び実験データを蓄積していくことで実在気体効果を伴う CFD の検証をはじめとして実機開発においても重要であると考ええる。

参考文献

- 1) HOPE/OREX ワークショップ講演論文集, 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-24, 1994.
- 2) HYFLEX/HOPE シンポジウム講演論文集, 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-32, 1996.
- 3) 第 12 回航空機計算空気力学シンポジウム論文集特別企画「極超音速流れの CFD ワークショップ」航空宇宙技術研究所特別資料 SP-26, 1994.
- 4) 第 13 回航空機計算空気力学シンポジウム論文集特別企画「高エンタルピー流れ企画セッション及びワークショップ」航空宇宙技術研究所特別資料 SP-29, 1996.
- 5) C. Park. : Assessment of Two-temperature Kinetic Model for Dissociating and Weakly-Ionizing Nitrogen. *AIAA Paper 86-1247*, 1986.
- 6) P.A. Gnoffo, R.N. Gupta and J.L. Shinn. : Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium. *NASA TP-2867*, 1989.
- 7) G.V. Candler, C. Park and G.S. Deiwert. : Numerical Techniques and Application. *AIAA Professional Study Series, Nonequilibrium Gasdynamics*, 1989.
- 8) J.H. Lee. : Basic Governing Equations for the Flight Regimes of Aeroassisted Orbital Transfer Vehicles. *AIAA Paper 84-1729*, 1985.
- 9) C. Park. : Problems of Rate Chemistry in the Flight Regimes of Aeroassisted Orbital Transfer Vehicles. *AIAA Paper 84-1730*, 1984.
- 10) C. Park. : Assessment of Two-temperature Kinetic Model for Ionizing Air. *AIAA Paper 87-1574*, 1987.
- 11) J.P. Appleton and K.N.C. Bray. : The Conservation Equations for a Nonequilibrium Plasma. *J. Fluid Mech.*, Vol. 20, pt. 4, pp. 659-672, 1964.
- 12) Y. Wada and M.S. Liou. : A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities. *AIAA Paper 94-0083*, 1994.
- 13) S. Yoon and A. Jameson. : An LU-SSOR Scheme for the Euler and Navier-Stokes Equations. *AIAA Paper 87-0600*, 1987.
- 14) 高木亮治、伊藤健. : 極超音速飛行実験 (HYFLEX) における CFD 解析. 第 14 回航空機計算空気力学シンポジウム論文集 NAL SP-34, pp. 49-54, 1997.