超軌道速度再突入カプセル前方衝撃波層の数値解析^{*1}

Numerical Analysis of Shock Layer in Front of a Super Orbital-Velocity Reentry Capsule

村 上 桂 一^{*2}・藤 原 俊 隆^{*2}
Keiichi MURAKAMI and Toshi FUJIWARA

Key Words: High Enthalpy Flow, CFD, Vibrational Excitation

Abstract: The calculation code originally developed for a hypersonic nonequilibrium flow is applied to the flowfield in front of a super orbital-velocity reentry capsule. The re-entry speed is assumed to be 12 km/sec. The governing equations for a chemically and thermally nonequilibrium flow consist of the full Navier-Stokes equations, including the 11 chemical species mass conservation equations and the vibrational-electronic energy conservation equation. The Park's two-temperature model is used for the chemical reaction rates. A Harten-Yee type upwind TVD scheme is used to solve the governing equations with a fractional step method. A semi-implicit scheme is introduced because of the stiffness of chemical source terms. Under a super orbital-velocity re-entry conditions, the results of numerical calculations indicate that the vibrational excitation behind a strong bow shock is prevented by nitrogen molecule dissociation. The obtained distributions of vibrational and translational temperatures and species mass fractions are essentially sufficient to yield not only the convective but also the radiative heat transfer to the capsule surface using the existing NEQAIR code.

1. は じ め に

小惑星探査計画 (MUSES-C) 提案書¹⁾によると, サンブルの回収を行うカプセルは約 12 km/sec の超軌道速度で地球大気に再突入する予定である. カプセルの設計には, 空力加熱・輻射加熱量の推算, 飛行解析, 機体空力設計, 熱防御システムなど様々な要素技術が必要になる. 本研究では特に熱防御システムに着目する. 小惑星探査計画提案書¹⁾では最大加熱率を 13 MW/m² と見積もり, 耐熱方法としてアブレーション法を採用している. アブレーターには熱伝達遮断効果があるため, 実際にアブレーターを通過して流入する熱伝達量と外部環境で決まる熱伝達量は異なる. 従って, 流入効率 α = (実際にアブレーターを通過して流入する熱伝達量) / (外部から加えられる熱伝達量) を決めることにより, アブレーションによる熱遮断効果を見積もることができる. これまでの耐熱設計に用いられてきた熱環境は, 澱点における実験的推算式から導かれた, いわば第一近似であり, 実際の現象は複雑で, カプセル周りの流れ場は気体の熱化学的構造と密接に関連している. 従って再突入カプセルの熱環境を正確に予測するためには, カプセル周りの流れ場, 特に, 熱化学的構造の理解が必要不可欠である. さらに超軌道速度再突入環境下においては, カプセル或いはアブレーターに外部から加えられる熱伝達は, 対流熱伝達に加えて衝撃波層からの輻射エネルギーが重要となる. ある時刻における輻射エネルギーの算

出には, NEQAIR²⁾などの解析コードを用いることができるが, 入力値として各格子点での振動・並進温度, 各化学種のモル分率が必要である.

そこで本研究では, 超軌道速度再突入カプセル周りの熱空気力学を CFD により正確に把握する第一段階として, 熱伝達算出に必要な振動・並進温度及び各化学種の分布を求めたい.

超軌道速度再突入の場合, 再突入物体周囲の流れ場は極めて高温になり, カプセル寸法が小さいので, 高度によっては弓状衝撃波後方で解離・電離する高温気体が, 熱的にも化学的にも非平衡状態のまま広い領域にわたって分布すると予想される. そこで, Park の 2 温度 11 化学種モデル³⁾を用い, 通常のナビエ・ストークス (N-S) 方程式に, 各化学種の質量保存式と振動・電子エネルギー保存式を加えて支配方程式とする⁴⁾. この支配方程式を TVD スキーム⁵⁾により数値解析して, 熱的・化学的非平衡流の並進・回転と振動・電子温度分布及び各化学種の分布が得られる.

数値計算には, 独自に作成した計算コードが用いられている. このコードは, 別論文⁶⁾に報告されているように, 計算コストを抑えるための計算領域分割及びパラメータ設定の簡略化, 計算安定化のための時間分割法, そして生成項の硬直性に対処するための Semi-Implicit Scheme を導入している.

2. 計 算 方 法

2.1 支配方程式と化学反応モデル 現時点で, 輻射熱伝達と層流対流熱伝達を正しく与えるような輻射流体力学

^{*1} 平成 11 年 7 月 29 日原稿受理

^{*2} 名古屋大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻物理気体力学講座

の数値計算を、再突入カプセル全機周りで3次元的に行うには、計算コストが掛かり過ぎるだけでなく、現実に必要なかどうかとも定かではない。衝撃波と物体間で気体による輻射吸収が実際に存在しても、吸収しない、いわゆる光学的に薄い気体を仮定した結果は安全側である。従って、カプセル表面での輻射熱伝達を見積もるために必要な振動・電子温度分布などを、輻射とカップリングしない流体の方程式を解くことによって求めることにする。支配方程式は、外力と輻射を無視したN-S方程式に各化学種質量と振動・電子エネルギー保存式を組み込んだ円筒座標系 (z, r) における軸対称流の方程式であり、これらを一般座標系 (ξ, η) に変換し、更に上流の物理量で無次元化する。ベクトル形で支配方程式を記述すると次式となる：

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \eta} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}_v}{\partial \eta} \right] + \hat{S} + \hat{H}. \quad (1)$$

ここで $\hat{U}$ は保存量ベクトル、 $\hat{F}$ と $\hat{G}$ は対流項ベクトル、 $\hat{F}_v$ と $\hat{G}_v$ は粘性・熱伝導・拡散項を成分に持つベクトル、 $\hat{S}$ は生成項ベクトル、 $\hat{H}$ は円筒座標系使用の結果生じるベクトルである。各ベクトル成分の詳細は別報⁶⁾を参照されたい。

2温度モデルは、並進温度と回転温度が等しく、振動温度と電子温度が等しいと仮定し、振動エネルギーと電子エネルギーの保存式をまとめて振動・電子エネルギーの保存式⁴⁾と考えている。2温度モデルにおける粘性係数、熱伝導係数、拡散係数の計算にはYosの式⁷⁾が用いられている⁴⁾。

解離・電離反応を含む流れ場を計算するために、11化学種(N₂, O₂, N, O, NO, O₂⁺, N₂⁺, N⁺, O⁺, NO⁺, e⁻)を考慮したParkの17反応モデル³⁾が用いられる。

2.2 数値計算法 独自に作成した数値計算用コードでは、式(1)左辺の対流項の計算に、Harten-YeeのNon-MUSCL-type second-order upwind TVD scheme⁵⁾が用いられている。これは、将来において再循環領域を含む再突入物体後流を、風上差分法を用いて、精度良くしかも安定に解くことを目標にしているためである。セル境界の物理量の計算には、Liu-Vinokurの一般化されたRoe平均⁸⁾が用いられた。別報⁶⁾で報告されたように、等温壁条件下の計算など、必要に応じて計算領域を分割し、エントロピー補正係数の設定を簡略化することで計算コストを抑えることができる。粘性項などの式(1)右辺の空間微分は中心

差分で行う。

更に、解が収束する過程での衝撃波の移動に対処するために、時間分割法(Fractional-Step Method)⁹⁾を用いて、式(2)のように各座標方向の時間積分を半分に分割して安定化を図っている：

$$\hat{U}_{j,k}^{n+1} = \mathcal{L}_{\xi}^{\Delta t/2} \mathcal{L}_{\eta}^{\Delta t/2} \mathcal{L}_v^{\Delta t} \mathcal{L}_{\eta}^{\Delta t/2} \mathcal{L}_{\xi}^{\Delta t/2} \hat{U}_{j,k}^n. \quad (2)$$

ここで、 $\mathcal{L}_{\xi}^{\Delta t/2}$ と $\mathcal{L}_{\eta}^{\Delta t/2}$ は ξ, η 方向へ $\Delta t/2$ だけ進むという意味の演算子、 $\mathcal{L}_v^{\Delta t}$ は粘性項と生成項を計算する演算子である。超軌道速度再突入条件下で現実的なタイムステップで計算するために、振動・電子エネルギー保存式の生成項にも、各化学種の生成項と同様に生成項のみを陰的に扱うSemi-Implicit Schemeを導入する。

流れ場を求める数値解析は次の手順で行っている：

Step 1. 化学反応無しで比熱比一定の完全気体に対し流れ場を求める。

Step 2. これを初期条件として、2温度、解離・電離化学反応流を解く。

2.3 計算プログラムの妥当性 本研究のために独自に作成した2温度・11化学種、熱的・化学的非平衡流数値解析コードの妥当性を調べるために、第13回航空機計算空気力学シンポジウムにおけるワークショップ課題II OREX Case 2 課題番号II-2で与えられた条件で計算を行った。II-2の計算条件を第1表に示し、ワークショップに提出された計算結果¹⁰⁾を第2表に示す。第2表では、本計算に用いたコードによる結果をPresentとして示している。ワークショップに提出した古い結果¹¹⁾に比べ、熱流束の最大値が約2倍になった。これは、等温壁条件下で計算する場合に、流束制限関数に境界値を与えるようにコードを修正したためである。また、振動・電子温度の最大値が低下したが、古い計算では分子解離による振動エネルギー減少が考慮されていなかったためである。

第2表から、各計算の対流熱伝達が平均値に対しファクター1.3以内であるので、工学的なオーダー評価の観点からこれらの計算結果は妥当であると考え、本研究のた

第1表 OREX ワークショップ課題II-2の計算条件

課題番号	上流速度 U_{∞} [m/s]	上流温度 T_{∞} [K]	上流圧力 p_{∞} [N/m ²]	壁温 T_{wall} [K]	流体モデル
II-2	5,562	248.1	23.60	1,519	層流, 非平衡, 非触媒壁

第2表 OREX ワークショップ課題II-2の計算結果

ID	Applicant name	Organization	Q_{max} [MW/m ²]	T_{max} [K]	T_{vmax} [K]
H-3	T. Kurotaki	Mitsubishi Electric Co.	0.290	13,224	—
H-5	K. Murakami, T. Fujiwara and S. Nakano (Old)	Nagoya Univ.	0.182	9,719	8,529
H-8	Y. Yamamoto	NAL	0.338	9,065	—
H-9	N. Nagatomo, S. Kano, S. Yamamoto and H. Daiguji	Tohoku Univ.	0.412	12,275	—
H-10	T. Shimada, N. Tamura and N. Sekino	Nissan Motor	0.452	9,836	—
—	K. Murakami (Present)	Nagoya Univ.	0.336	11,906	7,369

めに作成したコード (Present) の使用により, 熱的・化学的非平衡流の妥当な数値解が得られると判断される。

3. 計算結果と考察

この計算コードを MUSES-C 再突入カプセル¹⁾を模擬した形状に適用し, (1) 完全気体 (比熱比 γ 一定) と (2) 2 温度モデル 1) 化学種解離・電離反応流について, 断熱・非触媒壁条件

$$\frac{\partial T}{\partial n}=0, \quad \frac{\partial T_v}{\partial n}=0, \quad \frac{\partial Y_s}{\partial n}=0$$

で計算された。ここで, n は壁に垂直方向であり, Y_s は s 化学種の質量分率である。超軌道速度再突入条件としては高度 60 km, 速度 12 km/sec が設定された。

断熱壁条件を用いた理由は, 本研究が第一段階として超軌道速度再突入カプセル前方に生じる強い弓状衝撃波直後の振動・電子温度励起に着目しており, カプセル壁面の条件が影響しないと考えたからであり, 最小格子間隔の観点から等温壁条件の計算に比べ計算コストの少ない断熱壁条件を用いた。更に, 本計算で用いた断熱条件は特別な条件であることに注意されたい。すなわち, 非触媒壁を仮定し 2 温度モデルを用いる場合, 次式で表される壁面熱流束:

$$(\lambda_{tr} + \lambda_{rot}) \frac{\partial T}{\partial n} + (\lambda_{vib} + \lambda_e) \frac{\partial T_v}{\partial n}$$

が 0 となるように, 振動エネルギーに対する壁面適応係数がゼロであるという仮定で, 壁面での振動・電子温度勾配及び並進・回転温度勾配が 0 という断熱壁条件を設定している。ここで, 熱伝導係数 λ の添え字 tr, rot, vib, e は, 並進, 回転, 振動, 電子熱伝導係数であることを表す。

計算格子が第 1 図に示される。対称軸は格子間の中央に位置し, 反射条件が用いられている。断熱壁条件なので, 物体表面付近の最小格子間隔 $\Delta y_{min} = 100 \mu\text{m}$ と比較的大きくし, 格子点数は $\xi \times \eta = 71 \times 101$ となった。なお, 物体表面付近の最小格子幅は,

第 1 図 MUSES-C 再突入カプセル前方領域の計算格子

$$\Delta y_{min} < \frac{0.1}{\sqrt{Re}} = 211 \mu\text{m} \quad (3)$$

を満たしており, 層流境界層厚さの 1/50 以下に設定されている¹²⁾。等温壁条件で壁面への熱流束を計算する場合は, Δy_{min} を更に小さくする必要があることに注意しておく。

対称軸に最も近い位置で表面に垂直方向 (ξ 方向の位置 $I=3$ における η 方向) の温度分布が第 2 図に示される。再突入飛行マッハ数は 37.7 で, 完全気体の温度 T は, 衝撃波直後で 70,000 K を超えている。計算結果から得られた衝撃波離脱距離は, 比熱比一定と見なせる低マッハ数実験値から作られた Billig の経験式¹³⁾

$$\frac{\delta_B}{R} = 0.143 \exp[3.24/M_\infty^2] \quad \text{for sphere cone} \quad (4)$$

に, $M_\infty = 37.7$ と再突入カプセルのノーズ半径 $R = 0.200$ m を代入した値 $\delta_B = 0.0287$ m と一致している (第 2 図)。

2 温度モデル解離・電離反応を考慮すると, 吸熱反応のため衝撃波離脱距離が半分近くに減少した。衝撃波直後で並進・回転モードは完全励起され, 並進・回転比熱は温度によらないと仮定している⁴⁾ので, 並進・回転温度 T の最大値は完全気体の場合に近い値を示している。

第 2 図で振動・電子温度 T_v の分布を見ると, 振動・電子温度励起は 2 段階上昇を示している。第 3 図の等振動・電子温度線図を見ると, 激点近傍では衝撃波面と物体表面の中央で等高線が密になっており, それが 2 段階の励起を表している。2 段階励起が起きている領域が sphere と cone のつなぎ目あたりまで伸びていることが分かる。

上流値で無次元化した支配方程式の振動・電子エネルギー一式の生成項は, 次式で与えられている:

$$\begin{aligned} & -p_e \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \sum_{s=\text{mole.}} \rho_s \frac{e_{v,s}^* - e_{v,s}}{\langle \tau_s \rangle} \\ & + 3\beta_1 \rho_e (T - T_v) \sum_{s=1}^{10} \frac{\nu_{e,s}}{M_s} \\ & - \sum_{s=8}^9 \dot{n}_{e,s} \hat{I}_s + \sum_{s=\text{mole.}} \dot{w}_s \hat{D}_s \end{aligned} \quad (5)$$

第 2 図 対称軸に隣接したライン ($I=3$) 上の温度分布

第3図 再突入カプセル前方の等振動温度線図

第5図 式(5)の各項の $I=65$ ライン上分布 第4図 式(5)の各項の $I=3$ ライン上分布 第6図 $I=65$ ライン上の並進・振動温度分布

ここで第1項は電子圧力 p_e が行う仕事の項である。第2項は振動・電子と並進・回転間の緩和項で、 $e_{v,s}^*$, $e_{v,s}$ は T , T_v で見積もった振動エネルギーを表しており、振動緩和時間には Park の修正式¹⁴⁾ $\langle \tau_s \rangle$ が用いられている。第3項は電子-分子衝突の緩和項で、 β_1 は振動・電子エネルギー生成項を無次元支配方程式(1)に合わせて無次元化した結果生じる係数、 $\nu_{e,s}$ は電子と他の化学種との衝突頻度、 M_s は化学種 s の分子量である。第4項は化学反応による電子エネルギー生成項で、用いられた Park モデルにおいては次の化学反応 ($s=O^+$, N^+) を考慮している：

すなわち、化学種 s の電子衝突電離反応速度 $n_{e,s}$ とその1価電離エネルギー $\bar{I}_s$ によって、電子衝突電離による電子エネルギー損失を表している。第5項は2原子分子とそのイオンの再結合・解離による振動エネルギー変化を、化学種(分子) s の解離反応速度 $\dot{w}_s$ と平均振動エネルギー $\bar{D}_s$ で表しており、再突入物体前方では解離によって負にな

る。 $I=3$ 位置におけるこれら5項の分布が第4図に示される。破線は全項の総和を示し、第1項は他の項に比べて小さいので省略されている。第4図から、衝撃波直後領域では解離による振動エネルギーの減少(第5項)が、振動・電子エネルギーの増加率(第2, 第3項)を抑えていることが分かり、第2図に見られる振動温度分布の原因となっている。

また第3図を見ると、物体円錐部の途中から振動励起が単調になることが予想される。円錐部終端付近の物体垂直方向($I=65$)における式(5)の各項及び温度分布を第5, 6図に示す。第5図を見ると、破線で示した式(5)の総和は衝撃波直後領域にピーク1個を持つだけなので、振動が単調に励起されることを示している。その様子は第6図に明瞭に示される。

更に分子解離の項(第5項)

$$\sum_{s=\text{mole.}} \dot{w}_s \bar{D}_s \quad (6)$$

の中で、支配的な分子を調べるために、式(6)における各分子の $I=3$ ライン上分布が第7図に示される。第7図か

第7図 $I=3$ ライン上の分子・分子イオンの振動エネルギー生成項の無次元値

第8図 $I=3$ ライン上の $\bar{D}_s$ ($s=N_2$) の分布

ら、振動励起の抑制には窒素分子の解離が支配的であることが分かる。

式(6)の $\bar{D}_s$ は、変化率 $\dot{w}_s$ で生成または消滅する2原子分子の単位質量当りの振動エネルギーを表しており、いくつかのモデルが提案されている：この値の取り方が振動温度分布に大きく影響する。

高振動励起状態にある分子が優先的に解離すると仮定した場合、 $\bar{D}_s$ は平均振動エネルギー $e_{v,s}$ より大きくなければならないことを考慮し、次の3通りの与え方が考えられる。

- 高振動励起状態にある分子の振動エネルギーが、分子の解離エネルギー $\bar{D}_s$ の何割程度かを仮定する：

$$\bar{D}_s = c_1 \bar{D}_s, \quad 0 < c_1 < 1. \quad (7)$$

- Park の提案によれば、解離によって失われる振動エネルギーは解離エネルギーと平均並進エネルギーのレベル差に等しい：

$$\bar{D}_s = \bar{D}_s - kT, \quad (8)$$

ここで k はボルツマン定数である。

- 高振動励起状態にある分子の振動エネルギーが、平均振動エネルギー $e_{v,s}$ の何倍かを仮定し、定数 c_2 で与える：

$$\bar{D}_s = c_2 e_{v,s}, \quad (9)$$

ここで優先解離を仮定するならば $c_2 > 1$ であり、仮定しないならば $c_2 = 1$ である。

Gnoffo ら⁴⁾によると、式(7)で $c_1 = 0.8$ とした場合や、式(8)を用いた場合は、式(9)で $c_2 = 1$ とした場合に比べて、解離反応が起きている衝撃波直後で振動温度がかなり低くなる。 $I=3$ ライン上でこれらのモデルの $\bar{D}_s$ ($s=N_2$) 分布が第8図に示される。第8図から、式(9)を $c_2 = 1$ として用いると、衝撃波直後で解離反応によって失われる振動エネルギーが他と比べてかなり少なく、振動温度励起が単調になることが容易に証明される。

Sharma ら¹⁵⁾ は、 N_2 について57の振動状態と解離状態間の遷移速度を考慮してマスター方程式を解き、ポピュ

レーション分布を求め、解離速度定数と解離によって除去される平均振動エネルギーを計算した。その結果、Park の2温度モデル(幾何平均)で計算した解離速度定数は計算結果と比較してオーダー1の範囲内にあり、平均振動エネルギーは解離エネルギー $\bar{D}_s$ の約30%となった。

本計算の場合、上述のように窒素分子解離が支配的なので、式(7)における全分子に対して $c_1 = 0.3$ と置き、 $\dot{w}_s$ は Park の2温度モデルを用いて計算された。

4. ま と め

高度60 km、速度12 km/secの超軌道速度再突入条件で断熱壁を仮定した場合の、再突入カプセル形状前方における熱的・化学的非平衡流について、N-S方程式と各化学種、振動・電子エネルギー保存式を、Parkの2温度・11化学種モデルを用いて数値的に解き、並進・回転及び振動・電子温度分布が得られた。数値計算に用いた計算コードは独自に作成されたもので、対流項の計算にTVDスキームを用い、時間分割法とSemi-Implicit Schemeを導入して計算の安定化が図られている。

計算結果から、MUSES-Cの様な超軌道速度再突入条件では、物体前方の広い領域で、弓状衝撃波後方での振動温度励起が窒素分子の解離によって抑制されることが分かった。

こうして得られた再突入物体周囲の並進・回転及び振動・電子温度分布と化学種の分布から、NEQAIR²⁾等のプログラムを用いて、輻射熱伝達を算出することができ

参 考 文 献

- 1) 宇宙科学研究所小惑星探査ワーキンググループ：小惑星探査計画(MUSES-C)提案書, 1995.
- 2) Park, C.: Nonequilibrium Air Radiation (NEQAIR) Program: User's Manual, NASA TM 86707, 1985.
- 3) Park, C.: Assessment of Two-Temperature Kinetic Model for Ionizing Air, J. Thermophysics Heat Transfer, 3 (1989),

- pp. 233-244.
- 4) Gnoffo, P. A., Gupta, R. N. and Shinn, J. L.: Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium, NASA TP-2867, 1989.
 - 5) Yee, H. C.: A Class of High Resolution Explicit and Implicit Shock Capturing Methods, NASA Technical Memorandum 101088, 1989.
 - 6) 村上桂一, 藤原俊隆: 極超音速 TVD スキームにおけるエントロピー補正係数設定の効率化, 日本航空宇宙学会論文集, 48 (2000), pp. 61-66.
 - 7) Yos, J. M.: Transport Properties of Nitrogen, Hydrogen, Oxygen, and Air to 30,000 K, Tech. Memo. RAD-TM-63-7 (Contract AF 33(616)-7578), AVCO Corp., Wilmington, Massachusetts, 1963.
 - 8) Liu, Y. and Vinokur, M.: Upwind Algorithms for General Thermo-Chemical Nonequilibrium Flows, AIAA Paper 89-0201, 1989.
 - 9) Strang, G.: Linear Algebra and Its Applications, Academic Press, New York, 1976.
 - 10) 山本行光: 実験結果解説及び資料, 第13回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, 1995, pp. 198-379.
 - 11) Murakami, K., Fujiwara, T. and Nakano, S.: High Enthalpy Workshop Problem II OREX, 第13回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, 1995, pp. 128-133.
 - 12) 藤井孝藏: 流体力学の数値計算法, 東京大学出版会, 東京, 1994, pp. 174-180.
 - 13) Billig, F. S.: Shock-Wave Shapes around Spherical- and Cylindrical-Nosed Bodies, J. Spacecraft Rockets, 5 (1968), pp. 1247-1248.
 - 14) Park, C.: Problems of Rate Chemistry in the Flight Regimes of Aeroassisted Orbital Transfer Vehicles, Thermal Design of Aeroassisted Orbital Transfer Vehicles, Nelson, H. F., ed., Progr. Astronaut. Aeronaut., 96 (1985), pp. 511-537.
 - 15) Sharma, S. P., Huo, W. and Park, C.: The Rate Parameters for Coupled Vibration-Dissociation in Generalized SSH Approximation, AIAA-88-2714, 1988.