

大気圏再突入時における ESA ARD 周りの高エンタルピー流 に関する非構造格子解析モデルの検証

中里玲王¹, 高橋裕介², 大島伸行², 溝渕泰寛³, 村上桂一³

1. 北海道大学大学院工学院
2. 北海道大学大学院工学研究院
3. 宇宙航空研究開発機構

Validation of High-Enthalpy Flow Prediction around ESA ARD during Atmospheric Reentry with an Unstructured Grid Solver

by

Reo Nakasato(Hokkaido University), Yusuke Takahashi(Hokkaido University),
Nobuyuki Oshima, Yasuhiro Mizobuchi and Keiichi Murakami(JAXA)

ABSTRACT

When a reentry vehicle enters the planetary atmosphere, a strong shock wave is generated and the strong aerodynamic heating appears. Gas temperature in front of the vehicle exceeds 10,000K and chemical reactions (ionizations and dissociations) occur behind the shock wave. Because the reentry vehicle is damaged by the aerodynamic heating, accurate evaluation of the aerodynamic heating in high-enthalpy flow is necessary for design and development of the vehicle. In this paper, three-dimensional numerical analysis was conducted to consider an angle of attack and unstructured grids were used to make it easy to generate computational grid around the vehicle with complicated shape. We reproduced the actual flow field around ARD (Atmospheric Reentry Demonstrator) which was launched by the European Space Agency (ESA) in 1998 and revealed the aerodynamic heating and flow properties. In the solver used here, thermochemical nonequilibrium was assumed and temperature was separated into translational, rotational, vibrational and electron temperature. For chemical model, 11 chemical species and 49 reactions are considered. The computational result showed good agreement with measured pressure at the stagnation by the flight experiment.

1. はじめに

惑星大気圏突入時における再突入機近傍では、その突入速度が高速であることから様々な物理現象が生じる。再突入機前方には強い衝撃波が形成され、その機体周りには強い空力加熱が生じる。衝撃波後方では気体温度が1万Kを超え、電離や解離などの化学反応が起こるプラズマ流となる。突入時において、再突入機がこのような過酷な環境にさらされ、ダメージを受けることから、高エンタルピー流中での空力加熱をより正確に評価することは、再突入機的设计・開発において重要である。また、衝撃層のプラズマ中にある電子が電磁波を吸収・反射する性質により、電磁波の伝播が阻害される通信ブラックアウト現象が生じ得る。この通信ブラックアウトも再突入機の惑星大気圏突入問題の一つであり、通信可能時間の正確な見積もりの点でも電磁波の挙動を正しく評価することが必須である。そのためにも衝撃層内におけるプラズマ流をより正確に評価する必要がある。

再突入機周りの高エンタルピー流に関する実験方法としては、実飛行試験や極超音速風洞、衝撃風洞、衝撃波管をはじめとする各種地上設備や数値解析がある。実飛行試験では実際の現象を捉えることができる一方、多大なコストがかかることや、気流計測をすることが場合によっては困難であることが問題である。地上設備では実飛行試験よりもコストが抑えられる一方で、実際の流れ場の再現が困難であることや、風洞によっては高エンタルピー流の持続時間が極めて短く計測が難しいこと等の問題がある。近年の計算機環境の発展や計算アルゴリズムの進歩、物理モデルの精緻化に伴い、惑星大気圏突入時の環境を低コストかつ高精度で明らかにする上で数値解析が有効な手法になりつつある。

先行研究としては、欧州宇宙機関(ESA)により再突入試験が行われたARD(The Atmospheric Reentry Demonstrator)¹⁾近傍の流れ場に対して、2次元軸対称を仮定した解析が高橋ら²⁾⁾により行われ、通信ブラックアウト時の電磁波挙動に関する研究がなされているが、そこでは

迎角が考慮されていないことや、形状を簡略化していることなどにより、実際の流れ場が完全には再現できていない。

そこで本研究では、先行研究と同様のARDに対して、迎角を考慮するために3次元での数値解析を行う。複雑な形状でも格子生成を比較的容易にできる非構造格子を用いて行うことにより、実際の流れ場を再現して空力加熱や流れの物理量について明らかにし、高エンタルピー流に関する非構造格子解析モデルの検証を行う。

2. 解析対象

本研究で取り上げる大気圏再突入機ARD¹⁾は、ESAの有人飛行プログラムの一環で行われたARD計画で用いられたものである。その形状を図1に示す。1998年10月21日にARIANES5によって打ち上げられ、高度830kmに達した後、再突入飛行を行い太平洋上に着水した。ARD再突入試験では、加速度や迎角などの物理量が取得された。

ARDの形状は、Apolloコマンドモジュールの70%スケールダウンで、最大直径が2.8mである。主にfrontshield section, rear-cone section, back-cover sectionの3つで構成される。nose radiusは3.36m、円錐部のhalf-angleが33°である。



図1. ARD形状¹⁾

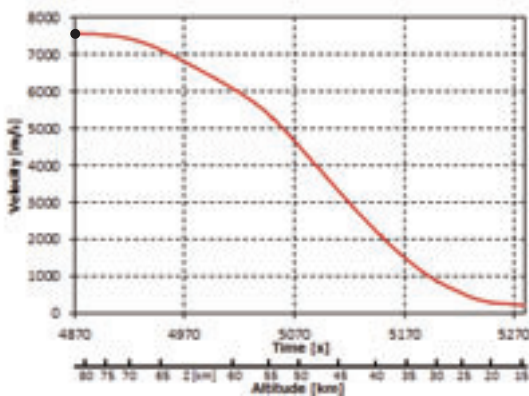


図2. ARD reentry trajectory¹⁾

本研究では、図1のARD周りにおいて高度85km(マッハ数27)条件に対しての流れ場を解析対象とする。このときの再突入速度は図2から読み取れる。なお、図2は文献¹⁾の値を読み取り作成したグラフである。

3. 数値解析モデル

3-1. 流れのモデル

流れ場は連続かつ層流とし、気体は空気であることを仮定する。

高マッハ数流れ場の熱力学状態を適切に再現するため熱化学的非平衡な実在気体条件を仮定する。すなわち、化学反応を考慮し、また温度を並進温度、回転温度、振動温度及び電子温度に分離した4温度モデルを用いて数値解析を行う。ここで、4温度はそれぞれ平衡状態であることを仮定する。

支配方程式は、化学反応及び内部エネルギーモード間のエネルギー交換を考慮した熱化学的非平衡流において用いられる、化学種ごとの質量保存則及び振動、回転、電子エネルギー保存則が付加された圧縮性 Navier-Stokes 方程式と状態方程式である。

本研究では、空气中高温領域での解離・電離などの化学反応を再現するために、11の化学種 ($N_2, O_2, NO, N_2^+, O_2^+, NO^+, N, O, N^+, O^+, e^-$) に対して49化学反応を考慮した Park のモデル⁴⁾を用いる。

内部エネルギー交換モデルについては並進、回転、振動及び電子エネルギーモード間において、すべてのエネルギーモード間のエネルギー交換を考慮する。並進-回転エネルギー交換速度は Parker のモデル⁵⁾を用いる。並進-振動、回転-振動エネルギー交換速度は Millikan のモデル⁶⁾に Park の補正⁷⁾を用いる。並進-電子エネルギー交換速度は Appleton らの電子と重粒子間弾性衝突によるエネルギー交換モデル⁸⁾を用いる。回転-電子エネルギー交換は文献⁹⁾により考慮する。電子-振動エネルギー交換速度は Lee が提案した式¹⁰⁾¹¹⁾を用いる。また、化学反応に伴う回転・振動エネルギー損失については非選択的解離反応モデル¹²⁾を用いる。

3-2. 解析手法

本研究では、3次元解析モデルの検証を実飛行試験データを用いて行う。また、分離された4つの温度や化学種モル分率の空間分布は実飛行試験では計測が困難であるために、先行研究²³⁾で用いられた2次元軸対称流体解析コードを用いて解析モデルの code-code validation を行う。

2次元軸対称解析では前述の通り先行研究で用いられた解析ソフトウェアを用い、3次元解析では JAXA (宇宙航

空研究開発機構)において開発された汎用圧縮性流体解析ソフトウェア FaSTAR (FaST Aerodynamic Routine)¹³⁾¹⁴⁾に実在気体効果を組み込んだバージョンを用いた。

数値流束の評価として、2次元軸対称解析では対流項に MUSCL (Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservation Laws)法を内挿して高次精度化を図った SLAU スキーム¹⁵⁾、3次元解析では対流項に MUSCL 法を内挿して高次精度化を図った AUSM+up スキーム¹⁵⁾を用いた。

MUSCL法は以下の式で表される。

$$\begin{cases} u_L = u_j + \frac{1}{4}\varepsilon[(1-k)\bar{\Delta}_- + (1+k)\bar{\Delta}_+]_j & (3.1) \\ u_R = u_{j+1} - \frac{1}{4}\varepsilon[(1-k)\bar{\Delta}_+ + (1+k)\bar{\Delta}_-]_{j+1} & (3.2) \end{cases}$$

ただし、

$$\bar{\Delta}_- = \min \text{mod}(\Delta_+, b\Delta_-) \quad (3.3)$$

$$\bar{\Delta}_+ = \min \text{mod}(\Delta_-, b\Delta_+) \quad (3.4)$$

$$(\bar{\Delta}_-)_j = u_j - u_{j-1}, \quad (3.5)$$

$$(\bar{\Delta}_+)_j = u_{j+1} - u_j, \quad (3.6)$$

式(3.1)、式(3.2)中の ε が、 $\varepsilon = 0$ のとき一次精度、 $\varepsilon = 1$ のとき二次精度となる。また、粘性項は2次精度の中心差分で解析を行った。

3次元解析における変数の空間勾配計算には重み付け Green-Gauss 法を用いた。

時間積分法として陰解法を用いるが、熱化学的非平衡流を扱う場合、流体の特性時間と化学反応の特性時間の違いにより、数値解析上の硬直性の問題(stiffness)が生じる。このことから、LU-SGS (Lower-Upper Symmetric Gauss Seidel)法¹⁶⁾を、化学反応の生成項のみを陰的に扱う Point-implicit 法¹⁷⁾とともに用いる。

3-3. 境界条件

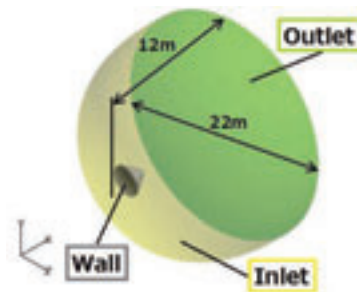


図3. 解析領域と境界条件(3次元)

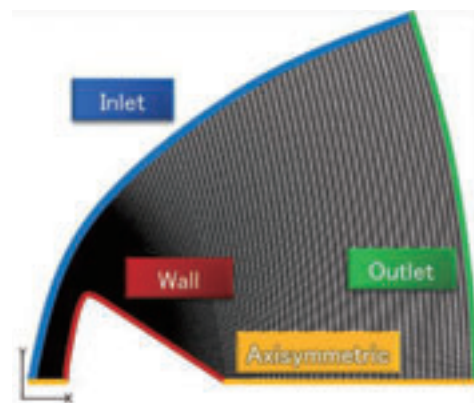


図4. 解析領域と境界条件(2次元)

3次元解析において、解析領域には図3のように流入部、流出部、壁面部の3つの境界が存在しており、それぞれ条件を与える。流入部では流入条件とし、高度85kmにおける物理量を与える。流出部ではすべての流れの物理量を0次外挿法により決定する。壁面部では壁面法線方向の

圧力勾配なし、滑りなし壁とする。また、温度は実機の表面を冷却しているものと仮定して 273K で固定、化学種質量に対しては非触媒性を仮定する。解析格子は、ARD 壁面近傍で三角柱のプリズム層を、その他の領域では四面体の非構造格子を用いた。

2次元軸対称解析において、解析領域には図4のように流入部、流出部、壁面部、軸対称部の3つの境界が存在しており、それぞれ条件を与える。流入部では流入条件とし、高度 85km における物理量を与える。流出部ではすべての流れの物理量を 0 次外挿法により決定する。壁面部では壁面法線方向の圧力勾配なし、滑りなし壁とする。また、温度は実機の表面を冷却しているものと仮定して 273K で固定、さらに電子温度断熱とし、化学種質量に対しては非触媒性を仮定する。解析格子は、図4に示す通り、構造格子のみを用いており、ARD 形状は格子生成を容易にできるように後方部分を簡略化している。また、格子は3次元解析で用いるものよりも細かく生成している。

3-4. 解析条件

解析は表1に示すように、高度 85km の条件について、2次元軸対称解析に対し1ケース、3次元解析に対し迎角が 0° と 20° の2ケースの解析を行った。

表1. 解析条件

	2D	3D (FaSTAR)	
Altitude	85 km		
Number of cells	19,575	20,852,789	13,285,755
Angle of attack	0 deg.		20 deg.
Mach number	27.4		
Free stream velocity	7,577 m/s		
Free stream temperature	191K		
Free stream density	8.183×10 ⁻⁶ kg/m ³		
Reynolds number	1.38×10 ⁴		
Accuracy of convection term	1 st 0%, 2 nd 100%	1 st 100%, 2 nd 0%	1 st 10%, 2 nd 90%

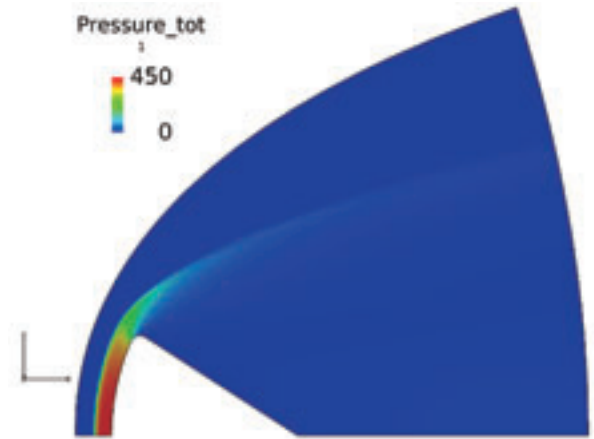


図5. 圧力分布 (2次元軸対称)

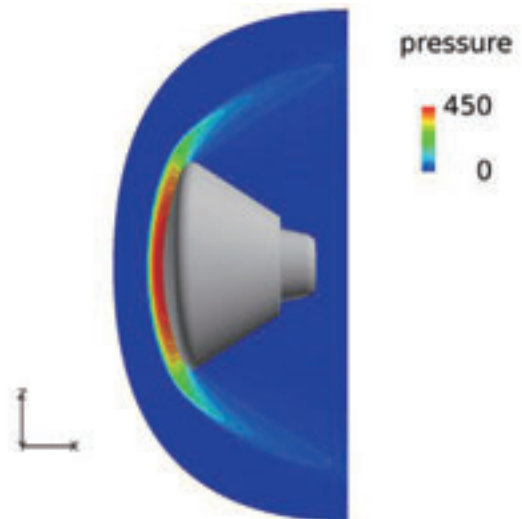


図6. 圧力分布 (3次元・迎角 0°)

4. 結果と考察

4-1. 実飛行試験との間の検証

ARD 実飛行試験で得られたよどみ点における圧力係数 (C_p 値) の比較を行った。実飛行試験の高度 85km における C_p 値は 1.91 であった。一方、本研究では高度 85km の条件におけるよどみ点 C_p 値を次の式(4.1)で求めた。

$$C_p = \frac{p_s}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (4.1)$$

ただし、p_sは解析によって得られるよどみ点圧力であり、free stream density ρ及び free stream velocity U_∞は表1の値を用いた。3次元解析 (迎角 20°) により得られたよどみ点 C_p 値は 1.914 であり、実飛行試験の結果と比較すると、ほぼ一致している。

4-2. 解析コード間の検証

2次元軸対称解析における ARD 周りの圧力分布を図5に、3次元解析 (迎角 0°) における ARD 周りの圧力分布を図6に示す。また、図7に ARD の中心軸上における機体表面上流 40cm から ARD 壁面までの圧力分布を示す。

衝撃波厚さは2次元軸対称解析において 5.0cm, 3次元解析において 5.1cm である。衝撃波の形成される位置に差が見られたが、これは3次元解析で用いた非構造格子が2次元軸対称解析で用いた構造格子よりも粗いことによる格子依存性が現れたものと考えられる。

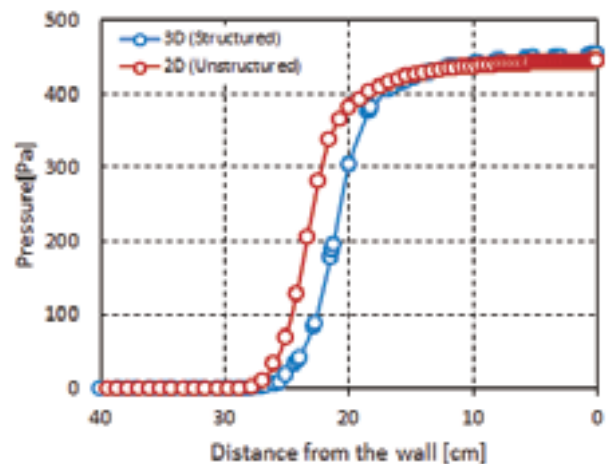


図7. 中心軸上における圧力分布

また、クヌーセン数 K_n は平均自由行程 λ と代表長さ L を用いて次の式(4.2)で評価できる。

$$K_n = \frac{\lambda}{L} \quad (4.2)$$

ここで、代表長さ L はARD直径とし、 $L = 2.8\text{m}$ である。希薄気体中で $K_n \leq 0.1$ の場合、連続流として扱うことができる¹⁸⁾。解析領域において最大値が $K_n = 8.37 \times 10^{-3}$ であることから、連続流として扱えることが確認できる。

ARDの中心軸上における機体表面上流40cmからARD壁面までの各温度分布を示す。図8は2次元軸対称解析により得られた分布、図9は3次元解析(迎角 0°)で得られた分布である。

図9より、温度が並進温度、回転温度、振動温度、電子温度の4つに分離されていることがわかる。図8、図9において、4温度のピークの温度がそれぞれよくあっているなど分布の傾向が概ね一致している。壁面での電子温度の値が異なるのは壁面の境界条件が2次元軸対称解析において断熱条件にしているためである。また、2次元軸対称解析と同様に3次元解析でも4つの温度が全て異なる熱的に非平衡な領域と、4つの温度がほぼ一致する熱的に平衡な領域に分けることができ、熱的に平衡な領域がARD壁面付近で再現されている。ここで、壁面付近で熱的に平衡な領域が生じるのは、壁面付近では気体の密度が高くなることによって粒子の衝突が多く行われて4つの温度間のエネルギー交換が盛んに行われることによるものと考えられる。

ARDの中心軸上における機体表面上流40cmからARD壁面までの11化学種に対するモル分率分布を示す。図10は2次元軸対称解析により得られた分布であり、図11は3次元解析(迎角 0°)により得られた分布である。ただし、図10、図11の縦軸は対数目盛で表わしている。2次元軸対称解析の結果である図10では、衝撃波背後において窒素原子や酸素原子が生じており、そのモル分率の高さから解離反応が支配的であることがわかる。また、電子やイオンのモル分率が0.1%のオーダーで生成されていることから、電離反応も再現されていることがわかる。このことが図11に示す3次元解析でも同様に再現されている。

5. 結論

欧州宇宙機関ARD(The Atmospheric Reentry Demonstrator)周りの高エンタルピー流を対象とした3次元解析を、非構造格子を用いて行い、その解析コード・解析

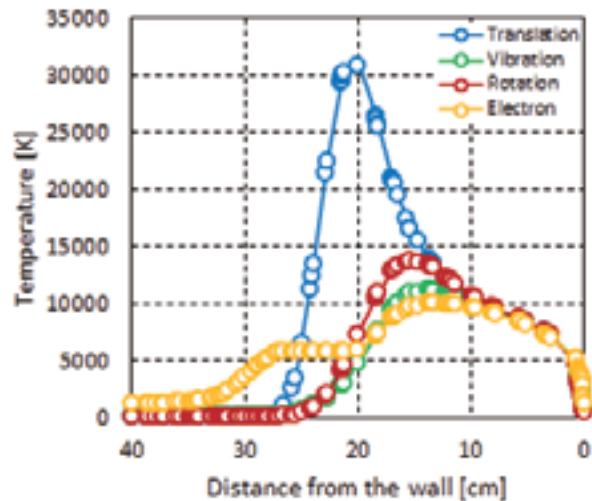


図9. 中心軸上における温度分布 (3次元・迎角 0°)

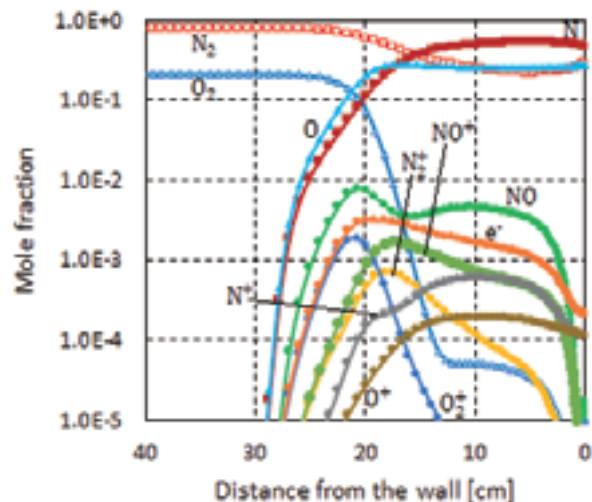


図10. 中心軸上におけるモル分率分布 (2次元軸対称)

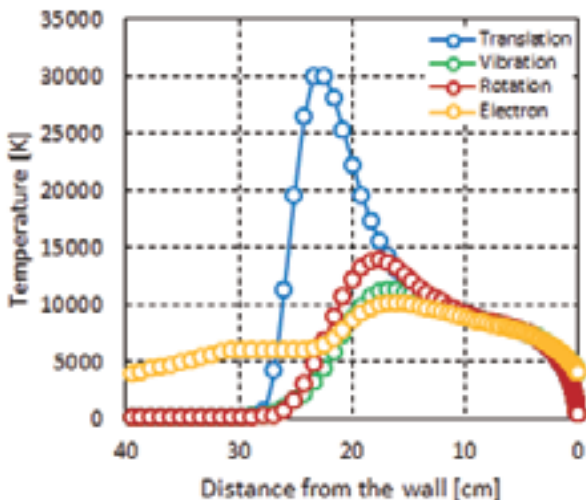


図8. 中心軸上における温度分布 (2次元軸対称)

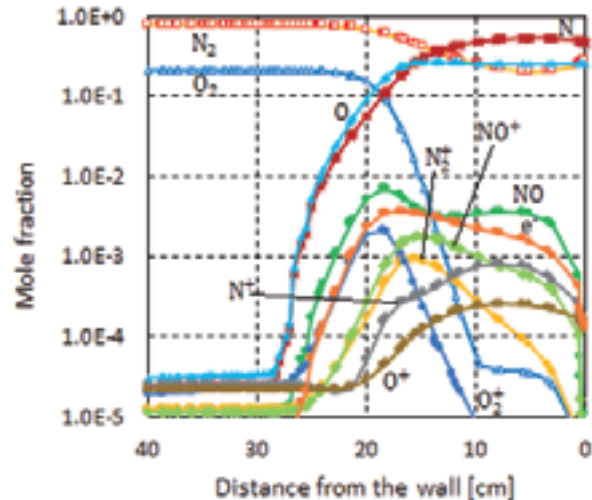


図11. 中心軸上におけるモル分率分布 (3次元・迎角 0°)

モデルの検証を行った。2つのコード間で比較をすると、3次元解析で用いた非構造格子が粗いために衝撃波の位置に差が見られた。また、温度分布やモル分率分布を比較すると、傾向や値はよく合っていた。また、実飛行試験とFaSTARとの間でよみ点圧力係数を比較するとほぼ一致していた。これらのことから、格子依存性に対する課題は残るが、物理モデルについて高エンタルピー流に関する3次元非構造格子解析モデルは有用であると言える。

謝辞

本研究はJSPS科研費26820366の助成を受けて行われた。

参考文献

- 1) P. Tran, J. C. Paulat and P. Boukhobza, "Re-entry Flight Experiments Lessons Learned - The Atmospheric Reentry Demonstrator ARD," *Education Notes RTO-EN-AVT-130 - Flight Experiments for Hypersonic Vehicle Development*, Vol. 10, 2007, pp. 10-1 - 10-46.
- 2) 高橋裕介, 山田和彦, 安部隆士, "欧州 ARD の地球大気突入時における通信ブラックアウトに関する研究", 平成24年度衝撃波シンポジウム, 1A3-4, March 13-15, 2013.
- 3) Y. Takahashi, K. Yamada and T. Abe, "Prediction Performance for Radio Frequency Blackout in the Atmospheric Reentry Demonstrator (ARD) Mission," *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2014 (in press).
- 4) C. Park. "Assessment of a Two-Temperature Kinetic Model for Dissociating and Weakly Ionizing Nitrogen". *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol.2, No.1, pp.8-16, Jan.-March 1988.
- 5) Parker, J. G., "Rotational and Vibrational Relaxation in Diatomic Gases," *The Physics of Fluids*, Vol. 2, No.4, July-Aug., 1959, pp. 449-462.
- 6) Millikan R. C. and White D. R., "Systematics of Vibrational Relaxation," *Journal of Chemical Physics*, Vol. 139, 1963, pp. 3209-3213.
- 7) Park C., "Rotational Relaxation of N2 Behind a Strong Shock Wave," AIAA Paper 2002-3218, 2002.
- 8) Appleton J. P. and Bray K. N. C., "The Conservation Equations for a Nonequilibrium Plasma," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 20, part 4, June 1964, pp.659-672.
- 9) Lazdinis, S. S. and Petrie S. L., "Free Electron and Vibrational Temperature Nonequilibrium in High Temperature Nitrogen," *Physics of Fluids*, Vol. 17, No. 8, Aug, 1974, pp. 1539-1546.
- 10) Lee J. -H., "Electron-Impact Vibrational Excitation Rates in the Flowfield of Aeroassisted Orbital Transfer Vehicles," *Thermophysical Aspects of Reentry Flows*, Vol. 103, Progress in Astronautics and Aeronautics, (Moss, J. N., and Scott, C. D. eds., AIAA, New York), 1980, pp. 197-224.
- 11) Lee J. -H., "Electron-Impact Vibrational Relaxation in High-Temperature Nitrogen," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol.7, No.3, 1993, pp. 399-405.
- 12) 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, Feb. 1989.
- 13) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 大野真司, 坂下雅秀, ラッフルパウルス, 佐藤幸男 "高速流体ソルバ FaSTAR の開発" 第42回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2010, JAXA-SP-10-012 pp.79-84.
- 14) A. Hashimoto, K. Murakami, T. Aoyama, K. Ishiko, M. Hishida, M. Sakashita, P. Lahur, "Toward the Fastest Unstructured CFD Code 'FaSTAR'," AIAA-2012-1075.
- 15) E. Shima and K. Kitamura, "Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds," *AIAA Journal*, Vol. 49, No. 8, 2011, pp. 1693-1709.
- 16) Jameson A. and Yoon S., "Lower-Upper Implicit Schemes with Multiple Grids for the Euler Equations," *AIAA Journal*, Vol. 25, No. 7, 1987, pp. 929-935.
- 17) Bussing T. R. A. and Murman E. M., "A Finite Volume Method for the Calculation of Compressible Chemically Reacting Flows," AIAA Paper 85-331, 1985.
- 18) 久保田弘敏, 鈴木宏二郎, 綿貫忠晴(2002)「宇宙飛行体の熱気体力学」東京大学出版会 p.9.