

大気圏再突入時における ESA ARD 周りのプラズマ流・電磁波解析

中里玲王¹, 高橋裕介², 大島伸行²

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

Plasma Flow and Electromagnetic Waves Analysis around ESA ARD during Atmospheric Reentry

by

Reo Nakasato, Yusuke Takahashi, Nobuyuki Oshima

ABSTRACT

In the phase of planetary atmospheric reentry, 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 occur behind the shock wave. Because the reentry vehicle is damaged by the aerodynamic heating, accurate evaluation of the aerodynamic heating in plasma flow is necessary for design and development of the vehicle. In addition, radio frequency blackout can occur during reentry. In terms of the estimation of the communicationable time, to reveal electromagnetic behavior is essential. In this paper, three-dimensional numerical analysis was conducted to consider an angle of attack and unstructured grids were used. Moreover electromagnetic waves analysis was conducted by using the FD2TD (Frequency-Dependent Finite Difference Time Domain) method. We reproduced the actual flow field around ARD (Atmospheric Reentry Demonstrator) which was launched by the European Space Agency (ESA) in 1998 and investigated the flow properties and the plasma attenuation. As a result of this study, physical properties were obtained by CFD and electromagnetic waves behavior around ARD was revealed.

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、衝撃波後方では気体温度が1万Kを超えることがある。これにより電離や解離などの化学反応を伴ったプラズマ流となる。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、空力加熱環境を正確に予測することは再突入機の設計・開発において重要である。加えて、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りの点において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の挙動を正確に評価する必要がある。

再突入機周り的高エンタルピー流の調査手法として、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挙げられる。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。各種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。一方で、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。また、再突入機周りの電磁波挙動を明らかにする方法として、数値解析は有効な手法の一つである。

通信ブラックアウト評価に関す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⁾³⁾により行われている。この研究において、電磁波解析の手法としてFD2TD(Frequency-Dependent Finite Difference Time Domain)法⁴⁾⁵⁾を用いて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。しかし、そこでは迎角が考慮されていないために、実際の流れ場が完全には再現できていないことから、電磁波の強い減衰を捉えきれていない。

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次元での流体解析及び電磁波解析を行い、大気圏突入時の通信ブラックアウト予測ツールを開発することを目的とする。特に流体解析では、複雑な形状でも格子生成を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電磁波解析に用いるプラズマデータを得る。

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ARIANE5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。

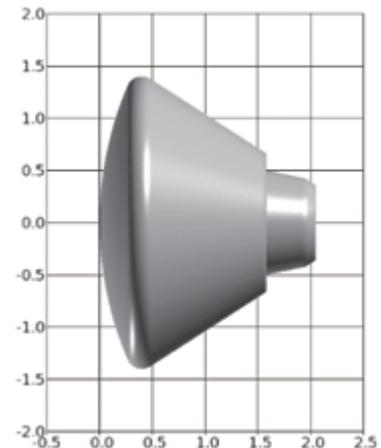


図1. ARD形状¹⁾

また、再突入飛行時にはARDと追尾・データ中継衛星TDRS(Tracking and Data Relay Satellite)及び航空機との間で通信が行われている。高度90km~45kmにおいてARDとGPS衛星との間で通信ブラックアウトが生じ、TDRSとの間で通信電磁波の減衰が生じた。このとき、TDRSとの通信周波数は2.267GHzに設定されていた。

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。機体は主に 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。

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。このときの実飛行試験により得られた再突入速度及び通信電磁波の減衰は、それぞれ文献1)から読み取られる。なお、図2及び図3は文献1)の値を読み取り作成したグラフである。図3において、大きな傾向として高度を下げるにつれ、高度70km付近までは電磁波の減衰が大きくなり、その後さらに高度を下げるに従って電磁波の減衰が小さくなっていくことが読み取られる。

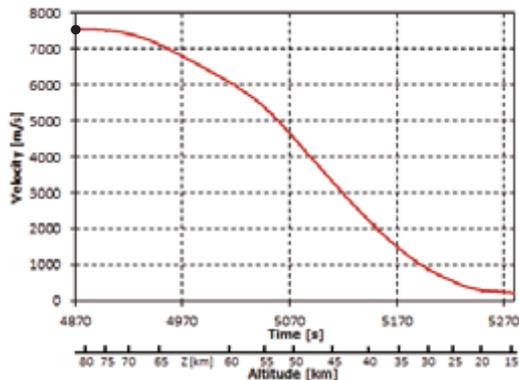


図2. ARD reentry trajectory¹⁾

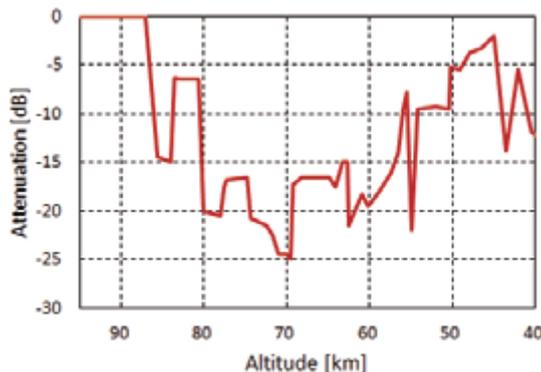


図3. Plasma attenuation¹⁾

3. 数値解析モデル

3-1. 流体解析モデル

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。

大気圏突入環境での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効果を仮定する。すなわち、有限速度の化学反応を考慮し、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。

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、高温領域における空気の解離・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⁶⁾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⁷⁾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⁸⁾に Park の補正⁹⁾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¹⁰⁾を用いる。回転-電子エネルギー交換は文献11)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¹²⁾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¹³⁾を用いる。

解析領域には図4に示すように流入部(Inlet)、流出部(Outlet)、壁面部(Wall)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、壁面温度に関しては冷温壁条件として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。

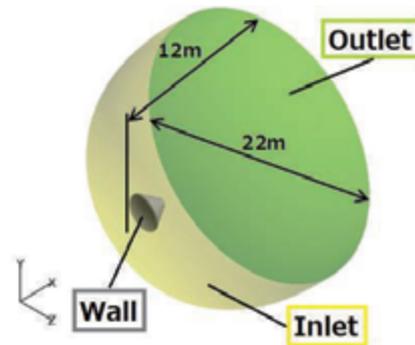


図4. 流体解析領域と境界条件

3-2. 流体解析手法

本研究では、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)¹⁴⁾¹⁵⁾に、実在気体効果を組み込んだバージョンである RG-FaSTAR¹⁶⁾を用いた。

数値流束の評価として、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 AUSM⁺up スキーム¹⁷⁾を用いた。

ここで、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。

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¹⁸⁾を、化学反応の生成項のみを陰的に扱う Point-implicit 法¹⁹⁾とともに用いる。

3-3. 電磁波解析モデル

電磁波の挙動はマクスウェル方程式により表される。解析には、分散性媒質であるプラズマに対して有効な FD2TD 法⁴⁾を用いる。この手法は Yee' s cell⁵⁾の上でマクスウェル方程式を空間的に離散化し、時間領域で解くものである。

本研究において、1次 Drude 分散を仮定し、複素比誘電率 ϵ_r^* を次のように与える。

$$\epsilon_r^* = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(iv_c - \omega)} = 1 + \chi(\omega) \quad (3.7)$$

ここで ω_p 、 v_c 及び $\chi(\omega)$ はそれぞれ角周波数 ω におけるプラズマ角周波数、電子衝突周波数及び電気感受率である。また、 i は虚数単位である。複素比誘電率 ϵ_r^* は比誘電率 ϵ_r と電気伝導率 σ を用いて次のように表される。

$$\epsilon_r^* = \epsilon_r + \frac{\sigma}{i\omega\epsilon_0} \quad (3.8)$$

ここで、

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v_c^2} \quad (3.9)$$

$$\sigma = \frac{\epsilon_0\omega_p^2}{\omega^2 + v_c^2}v_c \quad (3.10)$$

である。

解析領域は、図5に示すように、一辺6mの立方体である。このFD2TD計算空間に、プラズマ流解析によって得られたプラズマ角周波数 ω_p 及び電子衝突周波数 v_c をマッピングする。ただし、プラズマ角周波数 ω_p 及び電子衝突周波数 v_c はそれぞれ次のように表される。

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 X_e}{m_e \epsilon_0}} \quad (3.11)$$

$$v_c = \sum_{s=1}^{ns=11} X_S \pi \Omega_{s,e} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \quad (3.12)$$

ここで、 e は電気素量、 X_S は化学種 s の数密度、 m_e は電子質量、 ϵ_0 は真空の誘電率、 k はボルツマン定数、 T_e は電子の温度である。なお、式(3.12)中の衝突断面積 $\pi\Omega_{s,e}$ については、Gupta らのモデル²⁰⁾により求めているが、e-N 及び e-O の組み合わせについては Fertig らのモデル²¹⁾²²⁾が用いられている。

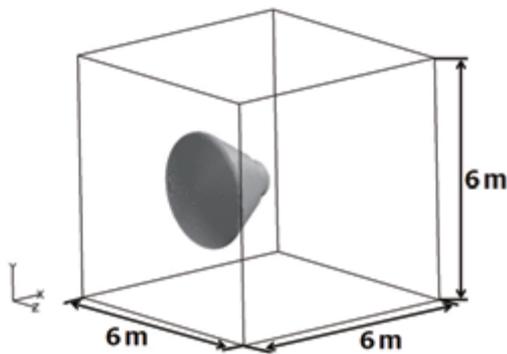


図5. 電磁波解析領域

すべての境界に対して、吸収境界で反射のない条件である Mur の境界条件を用いる。また、解析領域中の透磁率 μ は真空中での透磁率 μ_0 と等しいものと仮定する。

3-4. 計算条件

流体解析については、表1に示すように高度85kmの条件について、迎角 20° を考慮した解析を行った。

また、電磁波解析については、表2に示すように実飛行試験と同様の条件である、TDRS アンテナとの通信周波数 2.267GHz として解析を行った。

表1. 流体計算条件

Altitude	85 km
Number of cells	13,285,755
Angle of attack	20 deg.
Mach number	27.4
Free stream velocity	7,577 m/s
Free stream temperature	191K
Free stream density	$8.183 \times 10^{-6} \text{ kg/m}^3$
Reynolds number	1.38×10^4
Accuracy of convection term	1st 10%, 2nd 90%

表2. 電磁波計算条件

Number of cells	45,000,000
TDRS link Frequency	2.267 GHz

4. 結果と考察

流体解析結果のうち、圧力分布と電子数密度分布をそれぞれ図6、図7に示す。圧力の大きい領域では電子数密度も大きいことがわかる。ARD 前方の、電子数密度の大きい領域では電磁波の伝播が阻害されるものと考えられる。

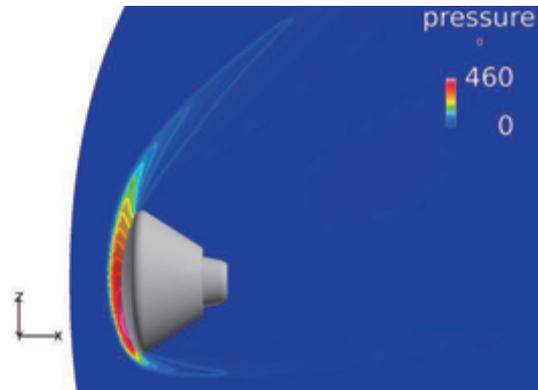


図6. 圧力分布 (zx 平面)

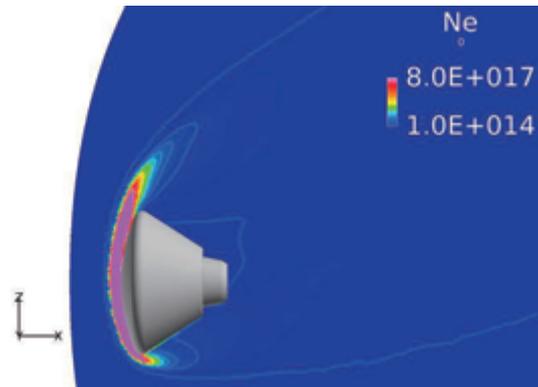


図7. 電子数密度分布 (zx 平面)

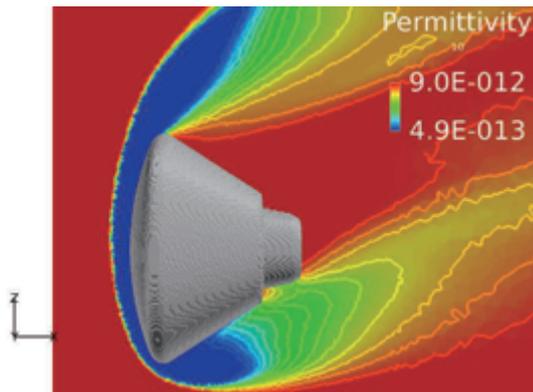


図 8. 誘電率分布 (zx 平面)

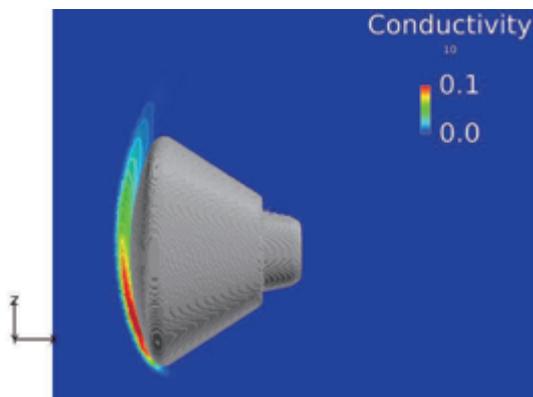


図 9. 電気伝導率分布 (zx 平面)

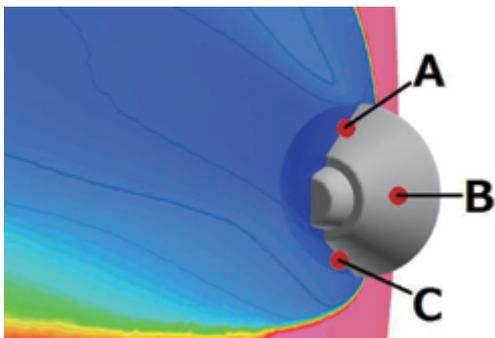


図 10. アンテナの位置

電磁波解析領域における誘電率分布と電気伝導率分布をそれぞれ図 8, 図 9 に示す. 一般的に, 誘電率が 0 より小さいと電磁波の反射が起こり, 電気伝導率が大きいと電磁波の減衰が顕著になる. 図 8 及び図 9 から, ARD 前方では電磁波の反射や減衰が大きく, 後方では電磁波の反射や減衰が小さいと考えられる. このことから, 後方には電磁波が伝播されるものと考えられる. また, 図 8 からアンテナの位置により電磁波の挙動が異なることが考えられるが, 実飛行中のアンテナの位置が明らかではないことから, 図 10 に示すようにアンテナの位置として代表的な 3 か所 (A,B,C) を仮定し, それぞれの場合について解析を行う.

電磁波解析結果のうち, 電場の絶対値 $|E|$ の常用対数分布について, 図 10 に示すアンテナ位置 A の結果を図 11 に, 位置 B の結果を図 12 に, 位置 C の結果を図 13 に示

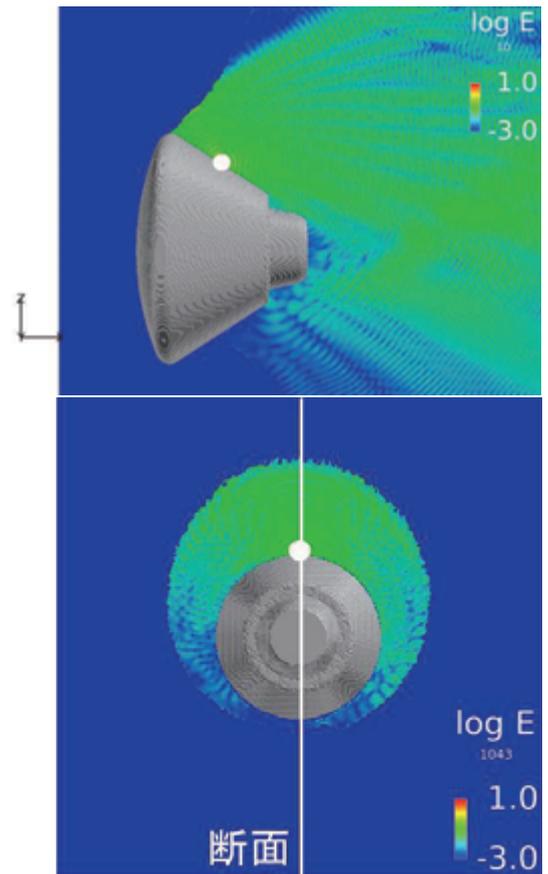


図 11. アンテナ位置 A での電場対数分布

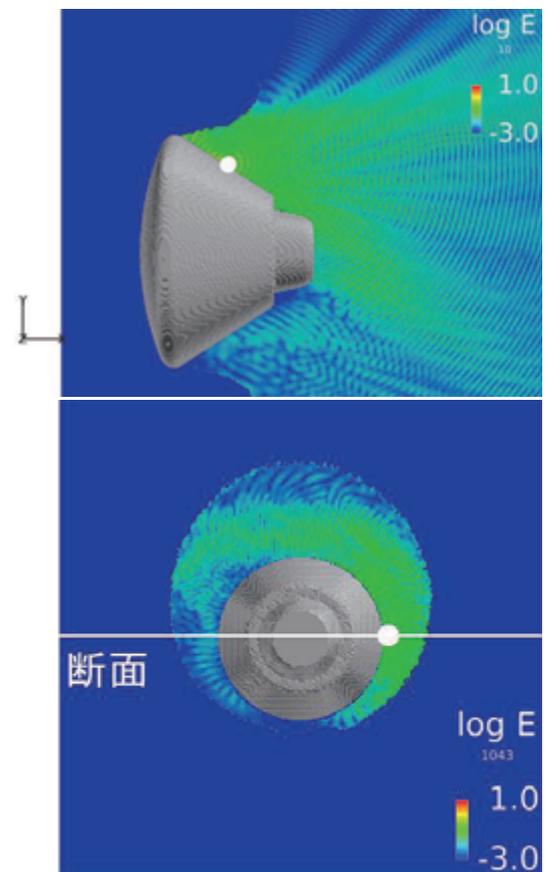


図 12. アンテナ位置 B での電場対数分布

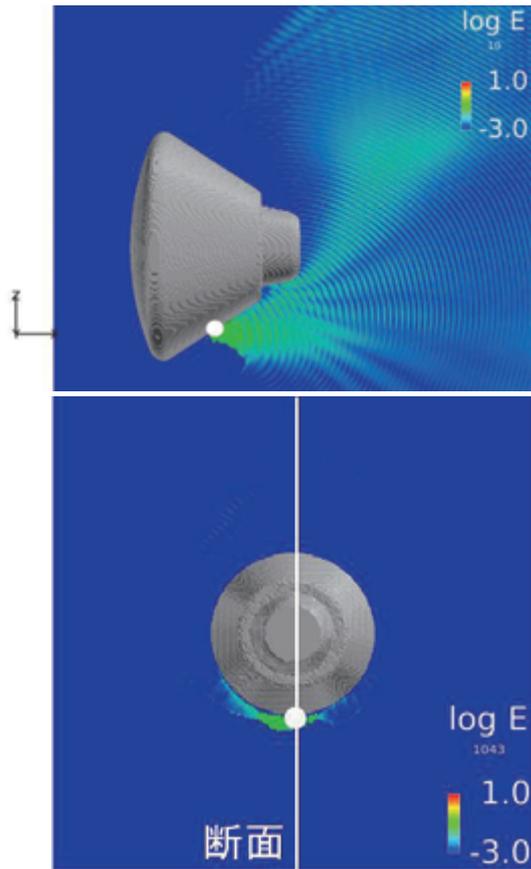


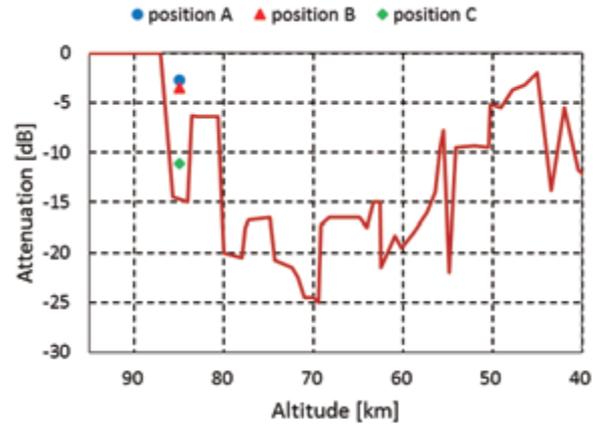
図13. アンテナ位置Cでの電場対数分布

す。ただし、図11～図13中に示す白点はアンテナの位置を表している。いずれも電磁波は前方には伝播せず、後方に伝播していることがわかる。アンテナが位置Aにある場合は電磁波が後方に十分伝播していることが確認されるが、アンテナが位置Cにある場合には電磁波の減衰が大きいことがわかる。このことから、位置A及び位置Bにアンテナがある場合はARD後方にTDRSがあれば通信できるが、アンテナが位置Cにある場合は通信が不安定になる可能性があると考えられる。

電磁波の減衰 G_{PA} については、次の式を用いて求めた。

$$G_{PA} = 10 \log \frac{\sum I_{bd}^2}{\sum I_{bd,free}^2} \quad (4.1)$$

ここで、 I_{bd} は解析領域の境界面における電流であり、 $I_{bd,free}$ はプラズマがない場合の境界面での電流である。 $\sum I_{bd}^2$ 及び $\sum I_{bd,free}^2$ は図5に示すARD側面側に位置するy方向、z方向の4境界における各電流値の二乗の和である。図3より、実飛行試験により得られた減衰値は、解析条件付近の90km～80km付近においてほぼ0dBから-15dBを観測している。一方で本解析により得られた減衰値はアンテナが位置Aにあるとき-2.74dB、位置Bにあるとき-3.52dB、位置Cにあるとき-11.1dBである。これらの値を図3のグラフ上にプロットしたものを図14に示す。解析結果は、実験での変動幅を示唆するように姿勢条件により大きく減衰率が異なり、3つの姿勢の減衰率は実験変動幅と概ね対応する。実飛行試験に対しては、高度85kmの解析結果のうち最も減衰の大きいアンテナ位置Cにおける減衰値が最も近い結果となっている。本解析で得られた1ケースのみでは、この通信ブラックアウト予測ツールの有用性に対して十分な検討ができないことから、他の高度に

図14. 電磁波減衰値の計測値¹⁾と解析値の比較

おける解析も行い、更に得られた電磁波の減衰に対してこの予測ツール検証を行っていく必要がある。

5. 結論

欧州宇宙機関により再突入試験が行われたARD (The Atmospheric Reentry Demonstrator)近傍の流れ場に対して、非構造格子対応の高エンタルピー流解析ソフトウェアRG-FaSTARを用いてプラズマ流解析を行った。さらに、そこで得られたプラズマデータを用いて電磁波解析を行った。高度85kmにおけるARD周りのプラズマ諸量及び電磁波挙動が明らかにされた。

今後は、通信ブラックアウト予測ツールの有用性に対して、ケースが少なく検証を十分に行うことができなかったことから、電磁波の減衰が顕著な高度70kmなど、他の高度における解析を行い、電磁波の挙動を明らかにしていく必要があると考えられる。

謝辞

本研究はJSPS 科研費26820366の助成を受けて行われた。本解析は北海道大学情報基盤センターのHITACHI SR16000モデルM1、及び九州大学情報基盤研究開発センターのHITACHI HA8000-tc/HT210を用いて行った。また本解析結果は、宇宙航空研究開発機構が所有する高速流体解析ソフトウェア「FaSTAR」を利用することにより得られたものである。

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 of Blackout and Plasma Attenuation in Atmospheric Reentry Demonstrator Mission," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 51, No. 6, pp. 1954-1964, 2014.
- 4) K. S. Yee. "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equation Isotropic Media,"

- IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 14, No. 3, pp. 303-307, 1966.
- 5) K.S. Kunz and R.J. Luebbers, "The Finite Difference Time Domain Method for Electro-magnetics", *CRC Press*, Boca Raton, 1993.
 - 6) 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.
 - 7) Parker, J. G., "Rotational and Vibrational Relaxation in Diatomic Gases," *The Physics of Fluids*, Vol. 2, No.4, July-Aug., 1959, pp. 449-462.
 - 8) Millikan R. C. and White D. R., "Systematics of Vibrational Relaxation," *Journal of Chemical Physics*, Vol. 139, 1963, pp. 3209-3213.
 - 9) Park C., "Rotational Relaxation of N2 Behind a Strong Shock Wave," *AIAA Paper 2002-3218*, 2002.
 - 10) 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.
 - 11) 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.
 - 12) 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.
 - 13) 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.
 - 14) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 大野真司, 坂下雅秀, ラフルパウルス, 佐藤幸男 "高速流体ソルバ FaSTAR の開発" 第4 2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.
 - 15) A. Hashimoto, K. Murakami, T. Aoyama, K. Ishiko, M. Hishida, M. Sakashita, P. Lahur, "Toward the Fastest Unstructured CFD Code 'FaSTAR'," *AIAA-2012-1075*.
 - 16) 中里玲王, 高橋裕介, 大島伸行, 溝渕泰寛, 村上桂一 "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" 第4 6回流体力学講演会/第3 2回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム論文集, JAXA-SP-14-010 pp.145-149.
 - 17) 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.
 - 18) 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.
 - 19) 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.
 - 20) Gupta, R. N., Yos, J.M., Thompson, R. A., and Lee, K.-P., "A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000K," *NASA RP-1232*.
 - 21) Fertig, M., Dohr, A., and Frühaufu, H.-H., "Transport Coefficients for High-Temperature Nonequilibrium Air Flows," *AIAA Paper 98-2937*.
 - 22) Fertig, M., Dohr, A., and Frühaufu, H.-H., "Transport Coefficients for High-Temperature Nonequilibrium Air Flows," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 15, No. 2, 2001, pp. 148-156.