

3次元流体・電磁波連成解析システムを用いた Atmospheric reentry demonstrator 周りのプラズマ流解析

Numerical simulation of plasma flows using 3-dimensional CFD and electromagnetic wave
coupled analysis solver around Atmospheric reentry demonstrator

○ ジョン ミンソク, 九大院, 〒 819-0395 福岡市西区元岡 744, E-mail : Jung-minseok@aero.kyushu-u.ac.jp

木原 尚, 九大, 〒 819-0395 福岡市西区元岡 744, E-mail : kihara@aero.kyushu-u.ac.jp

安倍 賢一, 九大, 〒 819-0395 福岡市西区元岡 744, E-mail : abe@aero.kyushu-u.ac.jp

高橋 裕介, 北大, 〒 060-8628 札幌市北区北 13 条西 8 丁目, E-mail : ytakahashi@eng.hokudai.ac.jp

Minseok Jung, Kyushu University, 744, Motooka, Nishi-ku, Fukuoka 819-0395, Japan

Hisashi Kihara, Kyushu University, 744, Motooka, Nishi-ku, Fukuoka 819-0395, Japan

Ken-ichi Abe, Kyushu University, 744, Motooka, Nishi-ku, Fukuoka 819-0395, Japan

Yusuke Takahashi, Hokkaido University, Kita 13 Nishi 8, Kita-ku, Sapporo 060-8628, Japan

Numerical simulation of plasma flow and electromagnetic waves around an atmospheric reentry vehicle (ARD) was performed with an axisymmetric model and a three-dimensional model considering an angle of attack. Using these two models for plasma simulation, the detailed distributions of flow-field properties were obtained. From the comparison of the results for two models, it was clarified that angle of attack has great effect on the distribution of electron number density in the wake region of a vehicle. In the numerical simulation of electromagnetic waves, a frequency-dependent finite-difference time-domain (FD2TD) method was adopted, and plasma properties around a vehicle obtained by the simulation of plasma flows were used in this simulation. The behaviors of electromagnetic waves around a vehicle were evaluated. Moreover, to evaluate the predictive performance of axisymmetric and three-dimensional models, the numerical results of signal loss were compared with those of an experiment between the ARD and a data relay satellite.

1. 緒言

地球周回軌道からの機器回収や、小惑星からのサンプルリターンミッションにおいて、惑星大気突入時における再突入体の正確な位置を評価することや、着地・着水後速やかに回収するための技術の確立が求められている。再突入体の位置追跡や着陸・着水地点の高精度予測において、GPS 衛星やイリジウム衛星通信網の利用が挙げられる。ただし、これら電磁波を用いた追跡では、再突入体近傍において生じる衝撃波に由来するプラズマの存在によって、電磁波の反射や回折、減衰が生じ、地上局・中継衛星との完全な通信途絶（通信ブラックアウト）が現れることが危惧される。したがって、このような厳しい条件での通信可能性を正確に予測・評価することは重要である。逆に、アンテナの位置、プラズマ密度の分布状況を詳細に予測できれば地上中継基地や中継衛星を動的に変化させることにより、ブラックアウト現象を完全に回避することも可能となる事も期待される。しかし、このような環境を地上で模擬する実験は困難であるため、数値解析は有効な手法の一つとして期待されている。

再突入時の通信ブラックアウト現象の数値解析的研究は、これまででもわずかではあるが報告されている。しかし、これらの研究は、電子数密度の高い領域とプラズマ領域に高い相関があることをよりどころに、電子数密度を調べることに留まっていた⁽¹⁾。この場合、中継衛星と再突入体間の位置関係による通信視野角の正確な評価が困難であり、通信可能性を定量的観点から評価することはできない。

定量的観点から通信可能性を評価する為には、中継衛星・地上局と再突入体間の位置関係を考慮し、電磁波挙動を詳細に調べる必要がある。この点について、Takahashiら⁽²⁾によって2次元軸対称の流体解析と3次元の電磁波解析を連成する流体・電磁波連成解析手法が提案された。流体・電磁波連成解析手法は、流体解析より得られた電子数密度などのプラズマの情報を電磁波解析の計算空間にマッピングし、マクスウェル方程式を計算空間上で解き、電磁波挙動を算出する。電磁波解析にはFD2TD(Frequency-

Dependent Finite Difference Time Domain)⁽³⁾法を用いて計算する。しかし、プラズマ流解析において、高温領域の物理モデルなどが不確かさを持つことから、十分な注意をもって評価する必要がある。したがって、通信ブラックアウト解析モデルの十分な検証が必要とされる。これについて、Takahashiら⁽⁴⁾によってESAのAtmospheric Reentry Demonstrator(ARD)の実飛行試験を対象にモデルの検証が実施されている。ただし、ARDが実飛行試験で迎角 20° で飛行したことに対して、ここでは計算コスト削減のために、2次元軸対称モデルが採用されている。そこでは、定性的な傾向は良い一致を示したが、ARDの実飛行試験では確認されなかった通信ブラックアウトが計算では予測される高度も見られている。この原因としては物理モデルの不確かさなどが考えられるが、迎角の影響が最も大きいと考えられる。本研究では、まず迎角を考慮する3次元流体解析モデルを用いてARD周りのプラズマ流を明らかにし、さらに通信ブラックアウト予測を行う。計算により得られた結果と実飛行試験データとの比較を通じて流体・電磁波連成モデルを検証し、今後の改良への指針を得ることを試みる。

2. 流れ場のモデル化

2.1 支配方程式および数値解析法

本研究では2次元軸対称モデルと3次元モデルを用いたプラズマ流解析および電磁波解析を行い、解析結果をARDのフライトデータと比較する。なお、以下に示す流れ場のモデルは2次元軸対称モデルと3次元モデルで共通である。流れ場については、層流、定常および連続とし、熱化学的非平衡流を仮定する。流れ場は4温度モデルを用いて熱化学的非平衡流に拡張したNavier-Stokes(NS)方程式と状態方程式で記述される。温度は並進、回転、振動および電子温度の4温度に分けられ、電子励起温度は電子温度と等しいとする。NS方程式は全質量、運動量、全エネルギー、化学種質量、振動・回転・電子エネルギー保存則で構成される。粘性係数や熱伝導係数、拡散係数などの輸送係数は、Chapman-Enskog近似に基づき多成分、

多温度に拡張した Yos の式から計算される。拡散係数は Curtiss and Hirschfelder の式⁽⁵⁾より記述される。化学種間の衝突断面積は Gupta, Fertig らのモデル⁽⁶⁻⁸⁾を採用する。また、イオン種と電子に対して両極拡散を考慮する。化学種には、空気流に関する 11 化学種 (N_2 , O_2 , NO , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , N , O , N^+ , O^+ , e^-) を扱い、これらの化学種による化学反応は 49 反応を考慮する。化学反応速度定数は Park のモデル⁽⁹⁻¹¹⁾を用いる。内部エネルギー交換に関して、並進-回転、並進-振動、並進-電子、回転-振動、回転-電子および振動-電子間のエネルギー交換を考慮する。重粒子衝突反応による回転・振動エネルギー損失は非選択的解離モデルで評価する。また、電子衝突解離および電離反応による電子エネルギー損失を考慮する。

支配方程式はセル中心有限体積法を用いて離散化される。非粘性数値流束の評価には SLAU2 スキーム⁽¹²⁾を用いる。空間精度については MUSCL 内挿法により 2 次精度とする。粘性数値流束には 2 次精度中心差分法を用いる。時間積分法には陰解法を用い、時間積分スキームは LU-SGS 法とともに point implicit 法を用いる。

2.2 境界条件

境界条件として、機体前方に一樣流条件、後方には流出条件を用いる。一樣流諸量は文献⁽⁴⁾から読み取り、それを表 1 に示す。機体表面は非触媒性を仮定し、すべりなし、800K の等温条件とする。3 次元モデルは全ての高度に対して迎角 20° を与えている。

Tab. 1: Free stream conditions

Altitude	Velocity	Temperature	Density
km	m/s	K	kg/m ³
92	7540	184.9	2.42e-6
90	7545	188.3	3.46e-6
87	7566	189.9	5.85e-6
85	7577	191.0	8.22e-6
83	7588	192.8	1.15e-5
80	7609	195.8	1.85e-5
77	7600	199.2	3.00e-5
75	7592	201.7	4.01e-5
73	7546	205.1	5.62e-5
70	7452	210.9	8.83e-5
65	7145	225.3	1.78e-4
60	6105	242.0	3.40e-4
50	4567	265.2	1.15e-3
45	3323	255.6	2.25e-3
40	2218	250.3	4.36e-3

2.3 計算格子

図 1 に示す ARD の機体は Apollo command module を約 70% に縮小したものであり、底面直径 2.8m, 全高 2m である。本研究では、2 次元軸対称モデルと 3 次元モデルを使用した。格子の計算結果への影響を極力小さくするために、本計算では 2 次元軸対称格子を中心軸周りで回転させることにより 3 次元格子を作成する。このように作成された 3 次元格子は中心軸上での特異線が存在するため、重合格子法を適用し、中心軸付近で軸対称ではない格子を用いる。3 次元格子において、各々の計算格子の重合部分境界では隣接する格子の物理量を内挿する

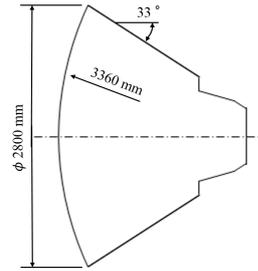


Fig. 1: Configuraion of ARD

ことで相互のデータ交換を行っている。図 2 に 2 次元軸対称格子を、図 3 に 3 次元格子を示す。2 次元格子の格子点数は 100×137 であり、3 次元格子の格子点数はブロック 1: $100 \times 10 \times 10$, ブロック 2: $100 \times 132 \times 61$, ブロック 3: $80 \times 30 \times 30$ である。

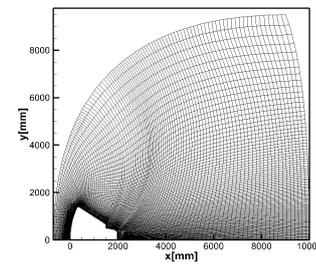


Fig. 2: 2-dimensional grid of ARD

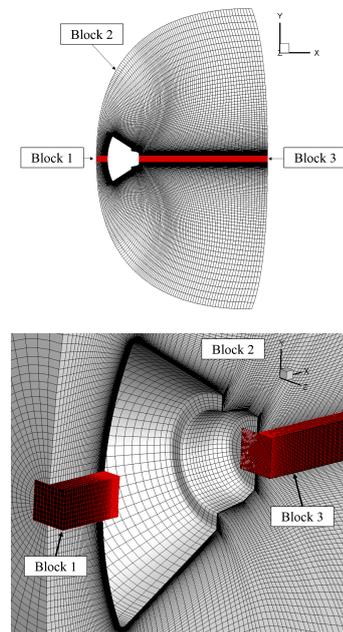


Fig. 3: 3-dimensional grid of ARD

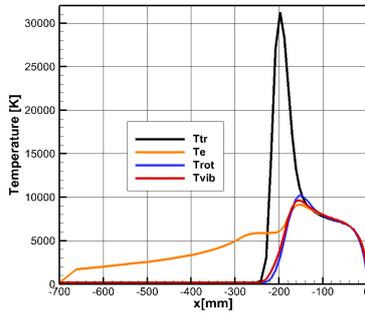
3. 電磁波のモデル化

電磁波の挙動はマクスウェル方程式を用いて表現され、再突入体周りのプラズマのような分散性媒質(周波数依存)におけるマクスウェル方程式の数値的表現法は FD2TD 手法が有効である。本研究では、電磁波解析に必要な比誘電率、電気伝導率などのプラズマパラメータは流体解析で得られた情報を電磁波解析空間にマッピングすることで与える。また、透磁率は真空中における値と等しいと仮定する。計算領域は x 方向に 6.5m, y 方向に 10m,

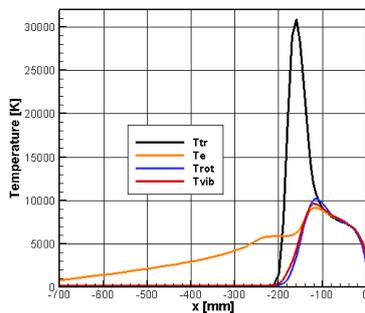
z 方向に 10m の直方体とし、この領域に ARD を内包する。格子点数は 350(x 方向), 500(y 方向), 500(z 方向) 点とした。境界条件については、全ての境界面に対して Mur の吸収境界条件⁽¹³⁾を適用する。発信アンテナは機軸方向 $x=1.2\text{m}$ の機体表面上に設置しており、通信周波数は TDRS (tracking and data relay satellite) とのリンク周波数である 2.267GHz であり、これに伴い臨界電子数密度 $n_{e,crit}$ は $6.4 \times 10^{16} 1/\text{m}^3$ となる。また、ARD 飛行経路に対する TDRS 方向の角度は $90 \sim 100^\circ$ であり、ARD の迎角を考慮すると、ARD 機体に対する TDRS 方向への角度は $110 \sim 120^\circ$ となる⁽⁴⁾。これより、電磁波解析計算空間において TDRS は ARD 機体の側面方向にあると想定される。

4. 結果・考察

図 4-図 7 はプラズマ流解析および電磁波解析より得られた結果であり、図中の (a) と (b) は各々 2 次元軸対称と 3 次元の結果を表す。図 4 に高度 83km におけるよみ線上の温度分布、図 5 によみ線上のモル分率を示す。図 4 において、各温度が完全に分離されており、流れ場が熱化学的非平衡流であることがわかる。これは、ARD の突入速度が大きく、強い衝撃波が形成され、低密度や内部エネルギーモード間のエネルギー交換が不活発であることに起因する。物体近くでは、密度の増加に伴う化学種間衝突の増加により、温度が平衡になることがわかる。図 5 より、衝撃波内で化学反応が活発に起こっていることがわかる。分子が解離され、衝撃波内で支配的な化学種が窒素分子、酸素原子、酸素分子になる。また、電子などの荷電粒子が生成されることも確認される。また、図 4, 5 の結果から物体前方では迎角の影響が小さいことがわかる。



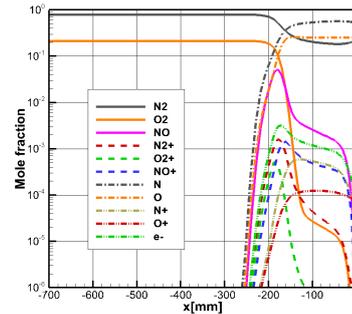
(a)



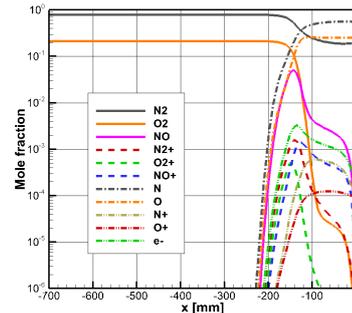
(b)

Fig. 4: Temperatures on stagnation line at altitude of 83 km

図 6 に高度 83km における ARD 付近の電子数密度分布を示す。この分布の赤い領域は臨界電子数密度 $6.4 \times 10^{16} 1/\text{m}^3$ を超える領域を表す。この領域では ARD から伝播していく電磁波が通れなくなり、反射される。この結果から、ARD の高い突入速度により周りに電離反応が活発になり、ARD 周りに電子が多数分布していること

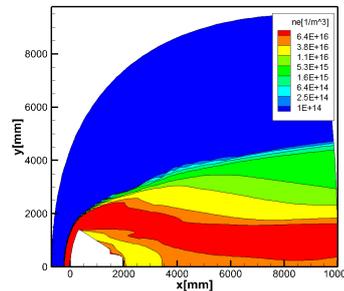


(a)

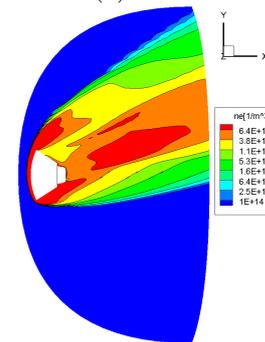


(b)

Fig. 5: Mole fractions on stagnation line at altitude of 83 km



(a)



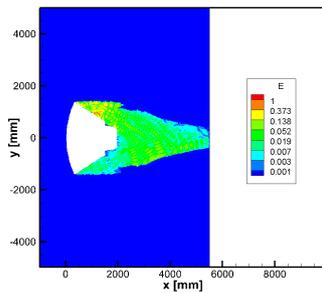
(b)

Fig. 6: Number density of electron around ARD at altitude of 83 km

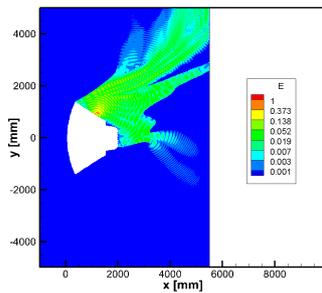
がわかる。機体前方では強い衝撃波により電子数密度の高い領域が形成される。一方、機体後方においても、高い電子数密度を持つ領域が広く存在することがわかる。2次元軸対称の結果は ARD 機体が臨界電子数密度を越える領域でほぼ完全に囲まれていることに比べ、3次元の結果はより電磁波が通りやすい分布になっている。これにより、迎角を考慮することは、機体前方で与える影響

は小さいが、機体背後で形成される電子数密度分布に与える影響が大きいことがわかる。通信ブラックアウト解析において、電子数密度は重要なパラメータとなるため、迎角を考慮することが予測精度向上に大きく寄与すると考えられる。

図 7 に高度 83km における ARD 近傍の FD2TD 空間での電磁波挙動 (電場分布) を示す。2 次元軸対称計算と 3 次元計算の両方の結果において、機体前面の電子数密度が高いため、その領域で電磁波が反射・減衰し、前方方向への電磁波の伝播が強く制限されている。また、2 次元軸対称計算の結果では TDRS があると想定される機体側面方向に電磁波が伝播せず、機体後方にだけ弱く伝播している。一方、3 次元計算の結果を見ると、臨界値を越える電子数密度領域が狭くなっており、TDRS があると想定される側面方向へも伝播している。



(a)



(b)

Fig. 7: Electromagnetic waves behavior around ARD at altitude of 83 km

図 8 にシグナル損失量の実験結果と計算結果の比較を示す。実験値は文献⁽¹⁾から読み取ったものである。シグナル損失量の計算において、対象とする TDRS の位置を正確に想定する必要がある。2 次元軸対称プラズマ流の結果による電磁波解析の場合、迎角を考慮していないため、TDRS は計算空間において ARD 機体の側面方向境界面 (上, 下, 右, 左境界面) があると想定する。3 次元プラズマ流の結果による電磁波解析の場合、TDRS は ARD 機体中心軸から 110°~120° の方向にあるため、側面方向境界面 (上, 下, 右, 左境界面) の中で ARD 機体中心軸から 110°~120° の方向の領域にあると想定する。これを用い、シグナル損失量は各高度の TDRS があると想定される境界面の領域における電流値 I_{bd} 、および、空間媒質を真空と同じと仮定した条件で電磁波解析した際に得られる境界面電流値 $I_{bd,free}$ より、以下のように評価されている。

$$G_{SL} = 20 \log \left(\frac{\sum I_{bd}}{\sum I_{bd,free}} \right) \quad (1)$$

2 次元軸対称および 3 次元の計算結果は実験結果と高度による傾向は似ており、低高度において良い一致を示している。また、2 次元の計算結果は高度 65~83km で通

信ブラックアウトを予測しているのに比べ、3 次元のほうは高度 65~75km であり、より実験結果と一致する傾向が得られている。また、定量的にも 2 次元軸対称計算より 3 次元計算の結果が良い一致を示している。しかし、両モデルは全高度において実験結果より強いシグナル損失を予測しており、実飛行試験では見られなかった通信ブラックアウトを両方の計算において予測している。これはプラズマ流解析における物理モデルの不確かさなどに起因したと考えられ、これらについて更なる検討が必要である。

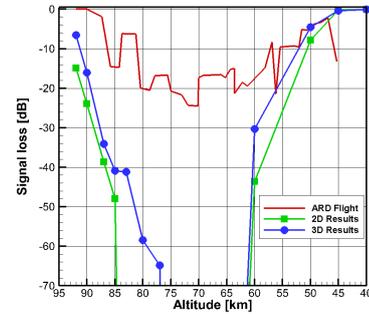


Fig. 8: Comparison of signal loss

5. 結論

Atmospheric Reentry Demonstrator (ARD) 再突入試験の結果に基づいて、迎角を考慮した再突入体の 3 次元プラズマ流・通信ブラックアウト解析モデルの検討を行った。また、その結果を 2 次元軸対称モデルの結果と比較した。流体解析手法を用いて ARD 周りのプラズマ流を調べ、電磁波解析手法を用いて ARD 周りの電磁波挙動を明らかにした。プラズマ流解析結果の比較より、機体前方では迎角の影響は小さいが、後方ではその影響が電子数密度分布に強く現れた。また、シグナル損失量の実験結果と解析結果の比較より、迎角を考慮した 3 次元モデルの方が 2 次元軸対称モデルより実験結果と良い一致を示すことがわかった。なお、両方のモデルにおいてシグナル損失量が実験結果と定性的に一致することが示された。しかし、実飛行試験では通信ブラックアウトが見られなかったのに対し、計算ではブラックアウトを予測するなど定量的には正しく評価できなかった。通信ブラックアウト解析モデルにおいて、プラズマ流解析における物理モデルなどのより詳細な検討が必要であることが示された。

参考文献

- (1) Tran, Ph., Paulat, J. C. and Boukhobza, P., "Re-Entry Flight Experiments Lessons Learned-The Atmospheric Reentry Demonstrator ARD," NATO Rept. RTO-EN-AVT-130-10, (2007), pp. 10-1-10-46.
- (2) Takahashi, Y., Yamada, K. and Abe, T., "Examination of Radio Frequency Blackout for an Inflatable Vehicle During Atmospheric Reentry," Journal of Spacecraft and Rockets, 51 (2014), pp. 430-441.
- (3) Kunz, K. S. and Luebbers, R. J., *Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics*, CRC Press, Boca Raton, (1993), pp. 11-27.
- (4) Takahashi, Y., Yamada, K. and Abe, T., "Prediction Performance of Blackout and Plasma Attenuation in Atmospheric Reentry Demonstrator Mission," Journal of Spacecraft and Rockets, 51 (2014), pp. 1954-1964.
- (5) Curtiss, C. F. and Hirschfelder, J., "Transport Properties of Multicomponent Gas Mixture," Journal of Chemical Physics, 17 (1949), pp. 550-555.

- (6) Gupta, R. N., Yos, J. M., Thompson, R. A. and Lee, K. P., "Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000 K," NASA RP-1232, (1990).
- (7) Fertig, M., Dohr, A. and Frühauf, H. H., "Transport Coefficients for High-Temperature Nonequilibrium Air Flows," AIAA Paper 1998-2937, (1998).
- (8) Fertig, M., Dohr, A. and Frühauf, H. H., "Transport Coefficients for High-Temperature Nonequilibrium Air Flows," Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 15 (2001), pp. 148-156.
- (9) Park, C., "Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I: Earth Entries," Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 7 (1993), pp. 385-398.
- (10) Park, C., Jaffe, R. L. and Partridge, H., "Chemical-Kinetic Parameters of Hyperbolic Earth Entry," Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 15 (2001), pp. 76-90.
- (11) Park, C., *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*, Wiley, New York, (1990).
- (12) Kitamura, K. and Shima, E., "Towards shock-stable and accurate hypersonic heating computations: A new pressure flux for AUSM-family schemes," Journal of Computational Physics, 245 (2013), pp. 62-83.
- (13) Mur, G., "Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equations," IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, EMC-23 (1981), pp. 377-382.