

# 宇宙輸送系におけるプラズマと電波の干渉問題

## Interaction between Plasma and Radio Wave in Space Transportation System

杵淵 紀世志<sup>1)</sup>, シャルトン ヴィルジル<sup>1,2)</sup>, 森本 貴大<sup>1)</sup> KINEFUCHI Kiyoshi, CHARTON Virgile and MORIMOTO Takato <sup>1)</sup>名古屋大学大学院工学研究科,<sup>2)</sup>日本学術振興会外国人特別研究員

(原稿受付:2024年12月20日)

宇宙輸送・航行における弱電離プラズマと通信電波との干渉に注目し,運用上の問題となる通信途絶(ブ ラックアウト)現象に関する研究について解説する.数値流体力学と電波伝播解析を組み合わせ,プラズマによ る電波の減衰及び反射現象を定量的に評価する.本手法を用いた例として,希薄流効果を考慮した固体ロケット モータのプラズマプルームによる電波減衰予測,及び極超音速飛行体における機体形状のブラックアウトに対す る影響評価について紹介する.

#### Keywords:

plasma, rockets, computational fluid dynamics, rarefied flow, direct simulation Monte Carlo, telemetry, hypersonic flow

## 1. はじめに

プラズマ中の電磁波の伝搬は、プラズマ計測の分野では 無衝突プラズマの仮定の下, カットオフ周波数の観点から 整理され、電子数密度の非接触診断手法として確立されて いる. 類似のプラズマ-電磁波の干渉現象は、地球を往還す る宇宙輸送系においても発生する.図1にこれらの模式図 を示す. 固体燃料ロケットモータにおいては, 排気プルー ム(高温ガス噴流)は弱電離プラズマであり、飛行中の通 信に使用される電波と干渉し、電波の減衰や乱れを引き起 こす. この現象はブラックアウト(blackout)もしくは国 内では噴煙損失と呼ばれている. 欧州 Vega ロケットの初 回の打ち上げ [2] や日本の M-V ロケットにおいて、ロケッ トから地上への送信データ(テレメトリ)の受信が途絶え る事象や、地上レーダーによるロケットの追跡ができなく なる事象 (レーダーロックオフ) が確認されている [3]. 固 体ロケットにおけるこの問題は、地上局の増設、衛星通信 の併用、またはロケットの姿勢角の制限により、電波の経 路を確保することで干渉を抑制し解決できる. しかしなが ら,これらの手法はいずれも設備増加に伴うコスト増や, 輸送能力(可搬重量)の低下を招く.

上記のような通信途絶は再突入体などの極超音速飛行時 にも見られる.機体前方に生じる離脱衝撃波は強い空力加 熱を生じ,これにより空気が電離する.衝撃層内のプラズ マに機体が包まれることによってこれもまたブラックアウ トを引き起こす.米国 Artemis 計画の Orion 宇宙船の再突 入では2度の途絶が発生しており [4],この通信途絶は極 超音速飛行体設計において空力性能や熱防護に加えて考慮



図1 固体ロケットの排気プルームと電波干渉の模式図(左)[1] と極超音速飛行時のプラズマと電波干渉の模式図(右).

すべき事項の一つである.通信途絶は宇宙輸送において安 全性を担保するうえでの課題であり、本解説では数値解析 による固体ロケット噴煙における減衰予測手法の開発を中 心に、極超音速飛行時のブラックアウト解消に向けた取り 組みについても解説する.

#### 1.1 プラズマ-通信波干渉

対象とするプラズマの圧力は十分に高く電子-重粒子の 衝突の影響を無視できない.そこで,以下の仮定のもと一 様プラズマ中を進行する電磁波との干渉を考える [5].i) 電 子は空間電荷力のみを通じて相互作用する.ii) イオンと中 性粒子を電子が衝突しながら通過する静止した連続体と考 える.iii) 冷たいプラズマを仮定し,熱的粒子運動は無視 する(電子の熱速度は光速よりもはるかに小さい).iv) 磁 場は存在しない.このとき,プラズマの誘電率  $\dot{\epsilon}_{\rm pr}$ は,電 子の運動方程式と Maxwell 方程式より,Drude モデルに基 づく分散性媒質として以下で表される.

Graduate School of Engineering, Nagoya University, Nagoya, AICHI 464-8603, Japan

corresponding author's e-mail: kiyoshi.kinefuchi@mae.nagoya-u.ac.jp

$$\dot{\varepsilon}_{\rm pr} = 1 - \frac{\omega_{\rm p}^2}{\omega \left(\omega - j\nu_{\rm e}\right)} \tag{1}$$

ここで $\omega$ は電波の角周波数, $\omega_{\rm p}$ は電子プラズマ周波数,  $\nu_{\rm e}$ は電子-中性粒子の衝突周波数である. $\omega_{\rm p}$ , $\nu_{\rm e}$ はそれぞ れ電子数密度  $n_{\rm e}$ ,電気素量 e,電子質量  $m_{\rm e}$ ,真空の誘電 率  $\varepsilon_0$ ,Boltzmann 定数  $k_{\rm B}$ ,化学種 jの数密度  $n_j$ ,化学種 jと電子の衝突断面積  $Q_{\rm ej}$ を用いてそれぞれ次のように表 される.

$$\omega_{\rm p} = \sqrt{\frac{n_{\rm e}e^2}{m_{\rm e}\varepsilon_0}}\tag{2}$$

$$\nu_{\rm e} = \sum_{\rm i} n_j Q_{\rm ej} \sqrt{\frac{8k_{\rm B}T_{\rm e}}{\pi m_{\rm e}}} \tag{3}$$

電波減衰をプラズマが存在するときの受信電界  $E \ge$ ,存 在しないときの電界  $E_0$ の比と定義する.このとき,厚さ dの一様プラズマ中を一方向に伝搬する電波の減衰は,真空 中の光速 c,減衰係数 (index of attenuation)  $\chi$  を用いて,

$$\frac{E}{E_0} = \exp\left(-\frac{\omega d}{c}\chi\right) \tag{4}$$

と表される.よって、プラズマが厚いほど、または減衰係 数 $\chi$ が大きいほど、減衰は大きくなる. $\chi$ は以下で表される.

$$\chi = \left( -\frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\left(\frac{\omega_{\rm p}}{\omega}\right)^2}{1 + \left(\frac{\nu_{\rm e}}{\omega}\right)^2} \right) + \frac{1}{2} \left( \left( 1 - \frac{\left(\frac{\omega_{\rm p}}{\omega}\right)^2}{1 + \left(\frac{\nu_{\rm e}}{\omega}\right)^2} \right)^2 + \left( \frac{\left(\frac{\omega_{\rm p}}{\omega}\right)^2}{1 + \left(\frac{\nu_{\rm e}}{\omega}\right)^2} \left(\frac{\nu_{\rm e}}{\omega}\right) \right)^2 \right)^{1/2} \right)^{1/2}$$
(5)

したがって,一定の厚さのプラズマ層を通過する際,プ ラズマ周波数が大きく,電子-重粒子衝突周波数が小さく, 電波の周波数が低いほど,減衰が大きくなる.

#### 1.2 固体ロケット噴煙による電波干渉

固体モータの噴煙プラズマは,固体推進剤中に不純物と して含まれるナトリウムやカリウムなどの電離しやすい元 素に由来している.固体ロケット噴煙と電波の干渉は,ロ ケット運用の最適化のため米国によって1960年代より研 究が行われきた [6–8].日本においても前述の M-V ロケッ トにおける受信途絶をきっかけに研究が加速され,燃焼時 のプラズマ密度計測や燃焼モデルの構築のほか,プラズマ プルームと電波の相互作用の基礎物理を理解するために, 固体ロケットモータの地上燃焼試験を通した調査が行わ れ,電波はプルームを透過,反射または回折し伝搬するこ とが示された [9].

Navier-Stokes (NS) 方程式に基づく Computational Fluid Dynamics (CFD) によるプラズマ流解析と, Drude 分散モ デルを考慮した Finite-Difference Time-Domain (FDTD) 法による電磁界解析によって,地上燃焼試験結果が正確に 再現された [10,11]. 次節で計算の詳細を示す.更に同計算 手法を実際に M-V ロケット 7 号機第 2 段のフライト時の



電波減衰に適用した [12].減衰は機体軸とアンテナ方向の なす角度であるルックアングル(図1左, α)で整理され, 数値解析による各角度での減衰と,飛行中の角度変更に伴 う減衰の変化が非常によく一致することが確認された.一 方で,NS方程式の適用が適当でないとされる高度 100 km を超えるような高高度の希薄流領域では,図2に示すよう にプルームの膨張が過小評価され正確な予測ができないこ とが認められた [13].そこで,これを踏まえた希薄度によ る補正を施すことで,イプシロンロケットでの電波減衰の 事前予測に成功した.希薄流効果を適切に考慮することで 精度向上を図ることができると考えられ,3節においてこ の課題解決に向けた筆者らの取り組みを紹介する.

#### 1.3 極超音速飛行時のブラックアウト

超音速飛行時のブラックアウトについては, 1950年代の 米国初の有人宇宙飛行計画である Mercury 計画の頃より 認識され,研究が開始された.Apollo 有人月面ミッション の時代には、NASA が Radio Attenuation Measurements (RAM) プログラムと呼ばれるフライト実験を行い、極超 音速飛行中のプラズマを静電プローブやマイクロ波反射計 を使用し計測した [14]. これらから得られたデータは衝撃 風洞などの地上施設で得られた実験結果と併せて使用さ れ、高温空気の化学反応モデル構築や検証に現在も使用さ れている [15,16]. 前述したように減衰は主に電子数密度に 依存するため、電波経路の電子数密度を低下させることに よって電波減衰を抑制できる. 同フライト実験では水や電 子クエンチ剤としてフルオロカーボンをプラズマ流に注入 することでブラックアウトを解消する試みも行われ、電波 の減衰抑制に有効であることが確認された [17]. その後の NASA Space Shuttle では再突入時の迎え角が大きく、機 体上面にプラズマの薄い領域を設けることができたこと, 及び TDRS (Tracking and Data Relay Satellite) による中 継を使用したことから地上との間ではブラックアウトは生 じるものの大きな障害とはならなかった.

一方近年、極超音速輸送の気運の高まりを受け、研究対 象として再び注目されており、種々のブラックアウト解 消への取り組みが行われている [18]. 一部を紹介すると, Kim ら [19,20] や Zheng ら [21] は電磁界印加によって荷 電粒子を操作することによって, Miyashita ら [22,23] は 冷たい空気ジェットを注入することによってそれぞれプ ラズマの少ない領域を作り出すことを提案している. ま た、機体表面に触媒性の材料を使用し、再結合を促すこと によるプラズマの減少も提案されている [24]. 通信周波数 についても従来のギガヘルツ帯以外の使用も検討されてお り, Ouyang ら [25] はテラヘルツ帯の高周波の導入による 低減衰の通信を数値解析結果に基づいて提案している.い ずれの手法もペイロードの圧迫、空力加熱の増加、地上設 備の制限等から有望な解決手段とはなっていない、今後耐 熱材料や通信等の周辺技術の発展とともに検討が進むもの と考えられる.本解説の4節では、将来の極超音速輸送機 への採用を想定し、空力特性(揚抗比)の向上を意図した シャープ形状の機体の飛行について、筆者らが実施した電 波減衰評価の概略を示す.5節では本論文の内容を総括し, 今後の展望を述べる.

## 2. CFD-FDTD 連成スキーム

流れの特性速度に対し、電波伝播の速度は圧倒的に速 く、また電波のエネルギーに対して対象とする流れ場のエ ネルギーは圧倒的に大きい.したがって、CFDの結果から プラズマ諸量(プラズマ周波数 $\omega_{\rm p}$ ,電子衝突周波数 $\nu_{\rm e}$ )を 計算し、それを FDTDの入力とする One-way coupling で 現象を捉えることができ、電波の減衰評価が可能である. FDTD はプラズマの周波数分散性を考慮するため Recursive Convolution (RC) 法を用いた所謂 Frequency Dependent FDTD ((FD)<sup>2</sup>TD) 法が使用される.本説では主に 固体ロケット噴煙の減衰予測を中心とし計算手法を示す.

## 2.1 Navier-Stokes 方程式に基づく CFD

流体は圧縮性 NS 方程式に基づいて計算され,エネル ギー,運動量保存と各化学種の質量保存が考慮される.流 れの組成は化学反応によって系の中で変化する.この化学 的非平衡流を考慮するため,修正 Arrhenius 式に基づく反 応速度定数によって,各化学種に生成項が与えられる.前 方反応速度定数 kf は,

$$k_{\rm f} = AT^{\eta} \exp\left(-\frac{E_{\rm a}}{RT}\right) \tag{6}$$

で与えられる.ここで、Aは頻度因子、 $E_a$ は活性化エ ネルギー、Rは気体定数、 $\eta$ は温度指数 (temperature exponent) である. $A, \eta, E_a$ は対象とする電離を含む化学素 反応毎に指定される.後方反応速度定数  $k_b$ は一般に前方 速度定数を反応の平衡定数  $K_{eq}$  で除した値が使用される.

次に飛行中における排気プルームの流体解析の詳細を説 明する.図3に計算領域を示す.図の下辺には対称軸が設 定され,二次元軸対称モデルとなっている.図の左辺に示 す部分に外部流れの流入境界条件が,固体ロケットモータ の燃焼室内(ノズル上流)に推進剤の流入の境界条件が与



図3 排気プルームの流体解析領域[13].

えられる. 燃焼室は曲面で単純化してモデル化されてお り [26],流入する化学種は燃焼室内で化学平衡に達すると 仮定する. 推進剤はコンポジット固体推進薬の成分である 末端水酸基ポリブタジエン,過塩素酸アンモニウム,及び アルミニウムに加え,電子数密度を推定するため,低モル 分率の硫酸ナトリウムなどの不純物も平衡計算に含める. 排気プルームには固液相のアルミナ粒子が含まれている が,粒径は十分小さく気相と平衡状態に達するものとし, その平均物性で記述できると仮定する. 乱流については Reynolds 平均モデルを使用する.

## 2.2 Frequency Dependent FDTD

FDTD 法は Yee [27] によって開発された Maxwell 方程 式の差分解法である.式(7),(8) に示す Faraday の法則と Ampère の法則を電界,磁界の格子を半セルサイズずらし て配置し,直交スタッガード格子を使用した Yee のアルゴ リムを用いて,電界と磁界を半ステップごとに時間発展的 に計算する.

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{7}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{H} = -\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + \boldsymbol{J} \tag{8}$$

1節で示した通り、プラズマは周波数分散性を持つこと から、FDTD上でこれを扱うためには RC 法の導入が必 要となる. 複素比誘電率は周波数が無限大のときの誘電率  $\dot{\epsilon}_{\infty}$  と周波数領域における電気比感受率  $\dot{\chi}(\omega)$  を用いて以 下のように表される.

$$\dot{\varepsilon}_{\rm r}(\omega) = \dot{\varepsilon}_{\infty} + \dot{\chi}(\omega) \tag{9}$$

電気変位 D(t) と電界 E(t) の関係は,畳み込み積分を用いて記述される.ここでは周波数領域の逆フーリエ変換である時間領域の感受率を用いる.負の時間における電界値はゼロとすると,電気変位 D(t) は,

$$\boldsymbol{D}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \boldsymbol{E}(t) + \varepsilon_0 \int_0^t \chi(\tau) \boldsymbol{E}(t-\tau) d\tau$$
(10)

となる. 周波数分散性を考慮するためにはこの畳み込みを 計算する必要があるが,計算機のメモリの都合上不可能で ある. そこで RC 法を導入する. あるタイムステップ数 nでの電界  $E^n$  は以下の式群に示すように,半ステップ前の 磁界  $H^{n-1/2}$ , 1 ステップ前の電界  $E^{n-1}$  とタイムステッ プ幅  $\Delta t$  と帰納的集積関数  $\Phi$  を用いて与えられる. 1)



図4 FDTD によるプルーム減衰計算の解析領域.

$$E^{n} = \frac{\varepsilon_{\infty}}{\varepsilon_{\infty} + \chi^{0}} E^{n-1} + \frac{\Delta t/\varepsilon_{0}}{\varepsilon_{\infty} + \chi^{0}} \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} + \frac{1}{\varepsilon_{\infty} + \chi^{0}} \Phi^{n-1}$$
(1)

$$\boldsymbol{\Phi}^{n-1} = \boldsymbol{E}^{n-1} \Delta \chi^0 + \exp(-\nu_{\rm e} \Delta t) \boldsymbol{\Phi}^{n-2}$$
(12)

$$\chi^{0} = \frac{\omega_{\rm p}^{2}}{\nu_{\rm e}^{2}} \left\{ \nu_{\rm e} \Delta t - (1 - \exp(-\nu_{\rm e} \Delta t)) \right\}$$
(13)

$$\Delta \chi^{0} = -\frac{\omega_{\rm p}^{2}}{\nu_{\rm e}^{2}} \left\{ 1 - \exp(-\nu_{\rm e} \Delta t) \right\}^{2}$$
(14)

これにより、帰納的に畳み込み積分を計算し、 プラズマ 中の電界の挙動を FDTD 法で捉えることが可能となる. 次にロケット噴煙における FDTD 解析領域を図4に示す. CFD の結果から入力されたプラズマ場は、各 FDTD ノー ドへ幾何平均をとって入力される. プルーム計算は軸対 称計算であるが、FDTD は2次元で実施する.このため、 CFD は軸を含むある断面を考えていることになる. なお, 本研究の電波減衰予測では、3次元、2次元で大きな差異 がないことが確認されている [12]. 計算領域の四辺を囲む 境界では電磁波の反射を防ぐため, Berenger [28] による Perfectly Matched Layer (PML) などの吸収境界が使用さ れる. ロケット機体表面に相当する部分にアンテナ(給電 点)が配置される. 方位角  $\phi$  ごとでプラズマを考慮したと きの電界  $\dot{E}(\phi)$  とプラズマを考慮しないときの電界  $\dot{E}_0(\phi)$ の強度比をとることで、プラズマによる減衰を評価するこ とができる.

$$dB(\phi) = 20 \log_{10} \frac{\left| \dot{E}(\phi) \right|}{\left| \dot{E}_0(\phi) \right|}$$
(15)

## 3. 希薄流効果の影響

#### 3.1 希薄流効果を考慮したプラズマ流計算

流れの連続体仮定が成り立たない,すなわち流れの特性 長 L と平均自由行程  $\lambda$  の比である Knudsen 数  $Kn = \lambda/L$ が 1 超える場合,NS 方程式に基づく CFD は正しい解を与 えない. そのような分子衝突の比較的少ない流れの場合, 代表粒子を使用し,分子の移動と衝突を計算する Direct Simulation Monte Carlo (DSMC) 法などの Boltzmann 方 程式に基づく手法が必要となる.そこで,100 km を超え



図 5 Hybrid NS-DSMC と化学反応再計算の概念図 [29].

る高高度でのプルームの挙動を正確に解くため,NS方程 式に基づく CFD と希薄流領域の DSMC を組み合わせる カップリング手法,Hybrid NS-DSMC 計算を導入し,高 高度フライトでの電波減衰予測を試みた.図5に希薄プラ ズマ計算の模式図を示す.計算は主に①NS方程式による CFD 計算,②DSMC 法による希薄領域計算,③流線ごと での化学反応の再計算,の3ステップに分けられる.

#### ① NS 方程式による CFD 計算

NS 方程式に基づく方法では希薄流を正確に解くことが できないが、ノズル出口近傍の十分に密度が高い領域には 適用できる.そこで、希薄領域では現実とは異なる誤った 流れ場の解が得られること、この流れ場は後に示す DSMC による計算で上書きされることを前提として、考慮するべ き全解析領域において NS 方程式による CFD 解析を行う. その後希薄度を計算することで連続体領域と希薄領域の境 界を設定する.希薄度を評価する基準はいくつか提案され ているが、ここでは Garcia [30] による B パラメータを使 用する.B は流れの物理量の勾配の大きさを代表し、ノズ ル近傍の連続流に近い領域ほど小さい値をとる.過去の研 究で B = 0.1 以上の領域を希薄とみなせば十分とされてお り、今回は B = 0.01 等値線を境界と定めた.求められた 希薄/連続領域の境界にそって NS 方程式の解のうち温度、 速度、及び各化学種の密度の値を抽出する.

#### ② DSMC 法による希薄領域計算

DSMC 法の計算は B パラメータで定めた境界より下流 の希薄領域のみで行われる. CFD から抽出された値を用 いて,分布関数を取得し,セグメントに分割した境界上 で代表粒子を生成する.境界面での流れは超音速のため, DSMC の結果は CFD 領域に影響を与えないと考えられ, 一方向のカップリングによって計算が可能である.DSMC ソフトウェアにはオープンソースコード SPARTA を使用 する [31].

この NS 方程式と DSMC のカップリングはマイクロノ ズルを用いた低圧窒素流実験 [32] を対象に検証がなされ た.この実験はドイツ航空宇宙センター (DLR) Göttingen 高真空噴流試験施設 (STG-CT) にて行われた.実験では 図6に示すようにマイクロノズルからの噴流を Patterson プローブを用いて温度と圧力を測定し、ルックアングル *θ* ごとにノズル内部と計測点の数密度比である粒子束比 (flux ratio) で評価された.実験の結果と同条件における



図 6 DLR STG-CT での実験における Patterson プローブ計測.



図7 ルックアングルごとの粒子束比.

NS, Hybrid NS-DSMC の計算結果 [33] を図7に示す.NS のみでは低ルックアングルで粒子束比が低下しており,噴 流の拡散角度が過小評価されていることがわかる.対して Hybrid NS-DSMC では粒子束比も実験結果と一致してお り,拡散角度が NS のみの結果と比較してより大きい.以 上から Hybrid 手法の妥当性及び有用性が示された.

DSMC 法では複数の分子を代表粒子で代表する都合上, 微量化学種を含めたすべて化学種の挙動を計算すること は,計算機の性能上不可能である.このため,固体ロケッ の排気プルームの計算では主要な化学種のみを考慮し希薄 な流れの挙動を取得する.つまり,電子についてはここで は計算に含まれない.なお,DSMC で計算する領域では 衝突が少なく,化学反応の影響は小さいことが確認されて いる.

#### 流線ごとでの化学反応の計算

NS-DSMCによる流速場,密度場が得られた一方,電子 などの微量化学種の組成(モル分率)やプラズマ特性の 詳細は取得できていない.よって,NS-DSMCの解を使用 して微量種の化学反応を後処理で再計算する.再計算に は Boccelli ら [34] によって提案された化学反応計算ソル バLARSEN を使用することが Charton ら [29] によって提 案された.本ソルバでは流線に沿った混合物の物理量(密 度,流速,温度,化学種組成)を抽出した上で,流線上の 各化学種の質量保存及びエネルギー保存を満たしつつ,温 度と化学種組成を反応速度論によって各ノードにおいて逐 次的に再計算する.保存則の基準として流線の開始点での 質量密度,化学種組成,温度を参照する.微量な化学種の 反応が流れのエンタルピへ及ぼす影響は小さいことから, 混合化学種の数値粒子を十分にとることで,計算精度を一 定に保つことができる.再計算によって詳細な化学反応を 考慮でき,電子を含む比較的微量な粒子についてもその数 密度を取得することができ,減衰計算に使用することがで きる.

#### 3.2 希薄流効果を考慮した電波減衰予測

希薄流効果を考慮したプルーム解析手法を M-V ロケッ ト7号機3段のフライトに適用し,電波減衰予測を行っ た.固体モータは M34b であり,燃焼室圧力は5.6 MPa で ある.高度183 km の飛行条件で大気圧,温度はそれぞれ 1×10<sup>-4</sup> Pa,800 K,飛行マッハ数は10.4, Knudsen 数は 450 である.減衰は S-band を対象に評価された.電波減 衰の評価で使用した4ケースを表1に示す.

Case i は実フライトで得られた減衰結果である. Case ii は従来得られていた NS のみで算出されており [13],計 算を安定させるため高度 100 km に相当する大気圧で計 算を行っている. Case iii は NS にて強制的に実高度であ る 183 km を解いたもの, Case iv は希薄効果を考慮した Hybrid NS-DSMC 及び化学反応再計算を実施したもので ある [35].

まず, Case iii と Case iv での流れを比較する. 図8に 密度場の分布を示す. プルームの中心軸付近では目立った 差異は見られない. 一方で, Hybrid NS-DSMC において は, プルームによって機体の前方付近まで大気より高い密 度場が形成されており, バックフローと呼ばれる軽量の分 子がプルームから機体前方側に押し返される現象が取得さ れた. これにより電子もより膨張することが推測される.

Case iv について FDTD によって電波減衰を計算した際 の電場分布を図9に示す.図は電場を最大値(給電点での 値)で規格化しデシベルで表示している.プルーム領域で は電波はプラズマによって反射,減衰し,機体後方へは到 達していないことが確認できる.また,解析領域の下流端 部付近を見ると,プルームによる電波の反射や回折に伴う 干渉縞が確認できる.この現象はフライトでも確認されて いる.

次に図10にすべてのケースの電波減衰の結果を示す. Case iii と Case iv を比較すると希薄流効果を組み込むこ とによって, Case iv ではより大きなルックアングルで減 衰が開始し,かつ減衰勾配も大きい.これは図6に見ら れたようにプルームがより広く膨張したためと考えられ, 本手法で期待された効果である.その一方で,得られた 減衰の挙動はフライトとは完全には一致しなかった.同 じ NS による CFD のみでプルーム計算を行った Case ii

表1 高高度プルーム減衰データと解析ケース.					
Case	(i)	(ii)	(iii)	(iv)	
Method	Flight	NS	NS	Hybrid NS	
	data	High $P_{\rm amb}$		-DSMC	
$P_{\rm amb}$	$10^{-4}$ Pa	$0.04\mathrm{Pa}$	$10^{-4} \mathrm{Pa}$	$10^{-4} \mathrm{Pa}$	
Altitude	$183\mathrm{km}$	$100\mathrm{km}$	$183\mathrm{km}$	$183\mathrm{km}$	



図 8 Hybrid NS-DSMC と NS のみの密度場比較.





と Case iii を比較すると減衰開始のルックアングルと勾配 が一致していないほか、低ルックアングル部分での干渉 縞が Case iii のほうが小さいことがわかる. この差異は電 子密度の算出法や乱流と化学反応の相互作用(turbulent chemistry interaction)のモデル取り扱いが異なることな どが要因と考えられるが、現在調査を進めている.



鈍頭機体形状のパラメータ定義. 図 11

表 2 鈍頭機体形状のパラメータ設定.

$R_{\rm n}[{\rm mm}]$	$L \ [mm]$	$x_{\rm ant} \ [{\rm mm}]$
152	1295	974.1
100	1565.9	1177.9
50	1832.2	1378.2
10	2047.8	1540.1

## 4. 極超音速飛行体周囲プラズマとの電波干渉

ここでは極超音速飛行における CFD-FDTD を用いたプ ラズマ-電波干渉による電波減衰評価の例として、将来輸 送機にて想定されるシャープ形状に関する調査を紹介す る.シャープ形状は空力特性の向上のみならず, Steiger ら [36] によってよどみ領域で電子生成量を減少できるこ とからブラックアウト緩和に望ましいことが示されてい た.これを踏まえ、機体をシャープにすることによって 変化した電子数密度やプラズマ層厚さが電波伝播へ及ぼ す影響を CFD-FDTD 計算で評価した. 極超音速飛行実験 機 RAM-CII [14] の鈍頭機体形状とフライト条件を参照す る. 鈍頭機体を定義するパラメータとして、図11に示す ように、ノーズ半径  $R_n$ 、機体の半角  $\theta$  と機体全長 L を定 義する.半角( $\theta = 9^{\circ}$ )と機体体積を固定値として、ノー ズ半径  $R_n \in R_n = 152 \, \text{mm}$  (RAM-CII 機体のノーズサイ ズ)から減少させた際の電波減衰への影響を調査した. そ の際、アンテナ位置は機体全長 L とアンテナ位置 xant の 比率を一定に保つ制約を設けた. 解析した4つのノーズ半 径における、これらのパラメータを表2に示す.飛行高度 は 61 km で温度, 圧力はそれぞれ 244 K, 19.5 Pa, マッハ



図 12  $R_n = 100 \text{ mm}$  での電子数密度場.

数は24.4 である.

極超音速の流れの場合も圧縮性 NS 方程式による CFD-FDTD のアプローチを使用することが可能である.一方で ロケット噴煙の場合とは異なり、衝撃波において加熱され た数万ケルビンの空気では、化学反応のみならず、分子の 回転・振動運動などの内部エネルギー励起の影響を無視で きず,熱化学的非平衡流となる.そのため,エネルギー保存 則を考慮する際、内部エネルギー保存則を考慮する. 広く 使用されている並進-回転温度,振動-電子-電子励起温度が 等しいとみなす Park による 2 温度モデルを採用する [16]. 振動エネルギーの緩和には補正された Millikan-White モ デルを使用する [15]. 粘性係数, 拡散係数は Gupta のモデ ル [37] を使用した. 化学反応は式 (6) の修正 Arrhenius 式 で考慮されるが、反応に応じて、並進温度または電子温度 を参照温度として使用する [38]. 機体表面において、イオ ンが完全に再結合すると仮定し、イオンと電子モルの分率 を0に固定している.壁面温度は1200 Kとした.

まず CFD の結果について、図 12 に  $R_n = 100 \text{ mm}$  での 電子数密度の分布を示す. 衝撃波背後で解離及び電離反応 によって高い電子数密度の領域が形成され、これを起点に 下流の衝撃層内でもプラズマの存在が確認できる.次に各 計算条件における電子数密度分布の比較を図13に示す. ここで電子数密度は、各位置 x において機体壁に対して 法線方向の電子数密度分布を取得し、その法線上の最大値 をプロットしている. これにより RAM-CII のフライトで 取得された電子数密度と、RAM-CII に相当する計算結果 (R<sub>n</sub> = 152 mm)を直接比較することができる. 同図に示 す RAM-CII のフライト実験結果 [39] と R<sub>n</sub> = 152 mm の 計算結果がよく一致しており、プラズマ計算の妥当性が確 認された.よどみ領域で生じた電子は、移流に伴う膨張、 再結合により減少する.よどみ点 (x = 0) での最大電子 数密度は, ノーズ半径間で大きな差は見られないものの, 生成される電子の絶対数はノーズが小さいほど少ないた め、ノーズが小さい場合は下流で電子密度が急激に低下し ている.

次に FDTD の計算結果を示す. ここでは C-band (5.8 GHz) の電波減衰の計算を行った. 図14 に R<sub>n</sub> =



図 13 壁面法線方向の最大電子数密度の x 方向分布の比較と RAM-CII(R<sub>n</sub> = 152 mm に相当)の計測データ.



図 14 R<sub>n</sub> = 100 mm, C-band での電界分布(上は給電点近傍の拡 大図).

100mmでの電界分布を示す.給電点で与えられた電界は, 機体壁の法線方向にはプラズマ層内を減衰しつつも透過す る.一方,機体壁に沿った方向にはプラズマの存在により 進行が妨げられていることが拡大図から確認できる. 最後 にノーズ半径ごとの電波減衰の比較を図15に示す。270度 がアンテナ配置側(図14下方側)である.方位角の依存性 は認められるが、ノーズを小さくし、機体をシャープにす るほど、電波の減衰は抑制されると捉えることができる. R<sub>n</sub> = 100 mm, 152 mm ではこの関係が一部逆になってい る部分もみられ、単調なノーズ半径-減衰の関係とはなら なかった. すなわち, ノーズ半径に対し単調に電波減衰が 変化するわけではなく、電波同士の干渉も含めた評価が必 要と言える.以上から、実際の機体設計におけるノーズサ イズ設定では、空力特性や空力加熱に加えて、電波伝播の 特性も設計パラメータとして考慮すべきであり、その設計 指針の一端が示された.



図 15 C-band (5.8 GHz) での各方位角の電波減衰.

## 5. まとめと今後の展望

地上と宇宙空間を往還する宇宙輸送系におけるプラズ マ-電波の干渉問題に焦点をあて,CFD,DSMCを用いた プラズマ流体計算,及びこの計算結果を用いたFDTDに よる電磁界計算の手法を紹介し,これらを希薄流中を飛行 するロケット噴煙による電波干渉,極超音速飛行体のブ ラックアウト問題に適用した結果の一部を示した.

未だ十分な解析精度が得られていない部分もあり,特に DSMC 計算においては化学反応再計算を施さなければな らない点を課題と捉え,現在,DSMC のスキームの発展に よる微量化学種である電子の予測精度向上にも米,仏との 国際協力の下で取り組んでいる.今後も宇宙輸送系の発展 と高信頼化への貢献をめざし,プラズマ物理に立脚した研 究を推進していきたいと考えている.

#### 参考文献

- [1] 杵淵紀世志:令和元年度宇宙輸送シンポジウム,相模原
   (2019) STCP-2019-012.
- [2] S. Bianchi, International Astronautical Congress, Naples (2012) IAC-12-D2.1.1.
- [3] T. Abe *et al.*, AIAA Paper No. 2000-2484 (2000).
- [4] W. Harwood, "Orion moonship closes in for Sunday re-entry and splashdown," Spaceflight Now (2022) (accessed December 16, 2022).
- [5] J. Blevins et al., AIAA Paper No. 1994-671 (1994).

- [6] L.D. Smoot and T.J. Seliga, J. Spacecr. Rockets 4, 774 (1967).
- [7] E.L. Capener *et al.*, AIAA J. **4**, 1349 (1966).
- [8] H.A. Poehler, J. Spacecr. Rockets 6, 1057 (1969).
- [9] K. Kinefuchi *et al.*, J. Spacecr. Rockets **47**, 627 (2010).
- [10] K. Kinefuchi *et al.*, IEEE Trans. Antennas Propag. 58, 3282 (2010).
- [11] K. Kinefuchi et al., Phys. Plasmas **19**, 102112 (2012).
- [12] K. Kinefuchi et al., J. Spacecr. Rockets 52, 340 (2015).
- [13] K. Kinefuchi et al., Acta Astronaut. 165, 373 (2019).
- [14] W.L. Grantham, NASA Technical Note D-6062 (1970).
- [15] C. Park, J. Thermophys. Heat Transfer 7, 385 (1993).
- [16] C. Park, Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics (Wiley, New York, 1990).
- [17] W.L. Weaver, NASA Technical Note D-6752 (1972).
- [18] E.D. Gillman and J.E. Foster, Air Force Office of Scientific Research Report 10, TR-0016 (2010).
- [19] M. Kim et al., J. Spacecr. Rockets 45, 1223 (2008).
- [20] M. Kim *et al.*, J. Spacecr. Rockets **47**, 29 (2010).
- [21] X. Zheng et al., Phys. Fluids 35, 036118 (2023).
- [22] T. Miyashita *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. 57, 325206 (2024).
- [23] T. Miyashita et al., AIAA J. 62, 437 (2024).
- [24] H. Takasawa *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. 54, 225201 (2021).
- [25] W. Ouyang *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **49**, 460 (2021).
- [26] T. Shimada *et al.*, JAXA Special Publication JAXA-SP-05-035E (2006).
- [27] K. Yee, IEEE Trans. Antennas Propag. 14, 302 (1966).
- [28] J.-P. Berenger, J. Comput. Phys. **114**, 185 (1994).
- [29] V. Charton et al., J. evol. space act. 2, 153 (2024).
- [30] A.L. Garcia and B.J. Alder, J. Comput. Phys. 140, 66 (1998).
- [31] S.J. Plimpton *et al.*, Phys. Fluids **31**, 086101 (2019).
- [32] M. Grabe and G. Dettleff, RTO EDUCATIONAL NOTES, RTO-EN-AVT-194 (2011).
- [33] V. Charton et al., Acta Astronaut. 195, 295 (2022).
- [34] S. Boccelli *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. 28, 065002 (2019).
- [35] V. Charton et al., AIAA Paper No. 2024-4597 (2024).
- [36] M. Steiger et al., AIAA Paper No. 1970-220 (1970).
- [37] R.N. Gupta *et al.*, NASA Reference Publication 1232 (1990).
- [38] B. Parent *et al.*, Phys. Fluids **34**, 016110 (2022).
- [39] W.L. Jones and A.E. Cross, NASA TN D-6617 (1972).



## 杵淵 紀世志

名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学 専攻・准教授.2003 年より宇宙航空研究開発 機構,2009 年東京大学大学院博士課程修了, 2019 年より現職.専門は宇宙工学とプラズマ

応用.趣味は娘とのモーニングと5才の息子と再開したサッカー.



## CHARTON Virgile

名古屋大学 日本学術振興会外国人特別研究 員. 2020 年 ISAE-SUPAERO 博士課程修了. フランス国立航空宇宙研究所 (ONERA) にて, ジェットエンジン内の着氷現象の研究にて博

士号取得.博士課程修了後,ONERA にて博士研究員としてロ ケット飛行中のブラックアウト現象に関する研究に従事.専門は 航空宇宙工学における流体力学,特に希薄反応流.趣味はテニス, サッカー,スキー等のスポーツ.好奇心旺盛な性格なので,旅行 も大好きです.





名古屋大学 大学院工学研究科 航空宇宙工学専 攻・博士後期課程,日本学術振興会特別研究員 DC1 (2025 年 4 月より).極超音速飛行におけ るプラズマ-通信波干渉,熱化学的非平衡流に

ついて数値解析を中心に研究を行っています.趣味は競泳で専門 は個人メドレー.留学に向けてフランス語学習に取り組んでおり, リエゾンに苦戦しています.