

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¹⁾, シャルトン ヴィルジル^{1,2)}, 森本 貴大¹⁾
KINEFUCHI Kiyoshi, CHARTON Virgile and MORIMOTO Takato
¹⁾名古屋大学大学院工学研究科, ²⁾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

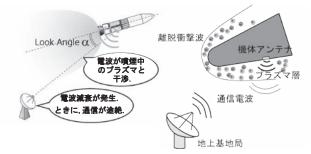


図1 固体ロケットの排気プルームと電波干渉の模式図(左)[1] と極超音速飛行時のプラズマと電波干渉の模式図(右).

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 ω 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 ε_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 $Q_{\rm e}j$ 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 と、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) χ 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 χ が大きいほど、減衰は大きくなる. χ 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

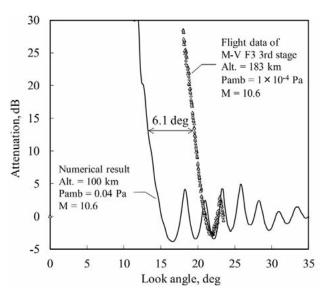


図2 M-V7号機第3段での電波減衰[13].

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 ω_p ,電子衝突周波数 ν_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) 2 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 k_f 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, η は温度指数 (temperature exponent) である。 A, η, 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 $K_{\rm eq}$ 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

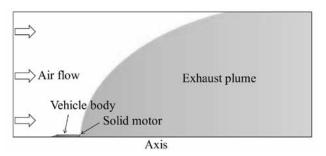


図3 排気プルームの流体解析領域[13].

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.

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

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

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、

$$\mathbf{D}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \mathbf{E}(t) + \varepsilon_0 \int_0^t \chi(\tau) \mathbf{E}(t - \tau) d\tau$$
 (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 Δt と帰納的集積関数 Φ を用いて与えられる.

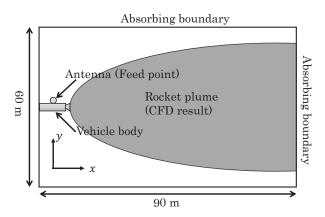


図4 FDTD によるプルーム減衰計算の解析領域.

$$\boldsymbol{E}^{n} = \frac{\varepsilon_{\infty}}{\varepsilon_{\infty} + \chi^{0}} \boldsymbol{E}^{n-1} + \frac{\Delta t/\varepsilon_{0}}{\varepsilon_{\infty} + \chi^{0}} \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{H}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{1}{\varepsilon_{\infty} + \chi^{0}} \boldsymbol{\Phi}^{n-1}$$
(11)

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

$$dB(\phi) = 20 \log_{10} \frac{\left| \dot{\boldsymbol{E}}(\phi) \right|}{\left| \dot{\boldsymbol{E}}_{0}(\phi) \right|}$$
(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 λ 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, $100\,\mathrm{km}$ を超え

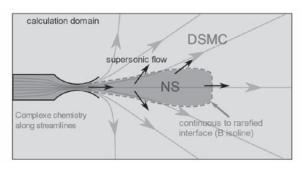


図 5 Hybrid NS-DSMC と化学反応再計算の概念図 [29].

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 \mathbf{Z} 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

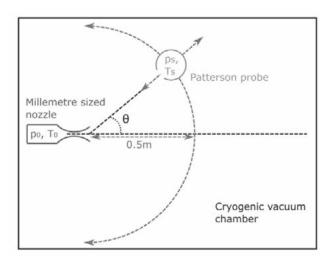


図 6 DLR STG-CT での実験における Patterson プローブ計測.

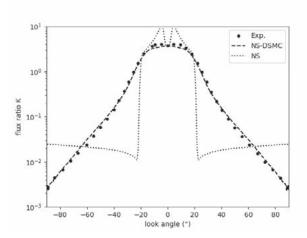


図7 ルックアングルごとの粒子束比.

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。

③ 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^{-4} 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 $100\,\mathrm{km}$ 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 $183\,\mathrm{km}$ 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
$P_{\rm amb}$	$10^{-4} \mathrm{Pa}$	0.04 Pa	$10^{-4} \mathrm{Pa}$	$10^{-4} \mathrm{Pa}$
Altitude	$183\mathrm{km}$	$100\mathrm{km}$	$183\mathrm{km}$	183 km

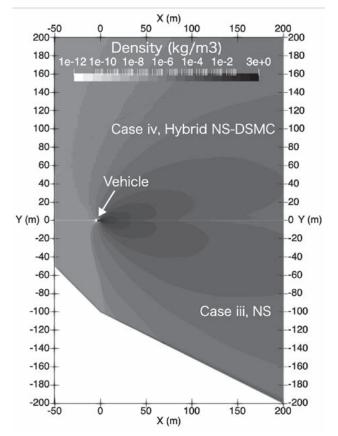


図 8 Hybrid NS-DSMC と NS のみの密度場比較.

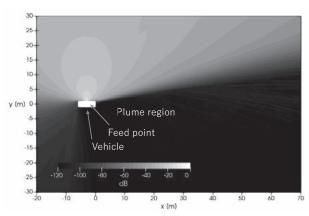


図9 FDTD で取得された電界分布.

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.

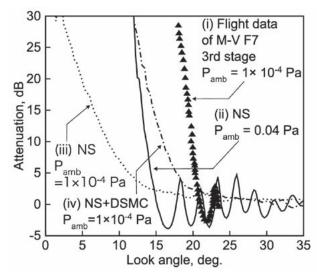


図 10 数値解析による減衰結果とフライトデータ.

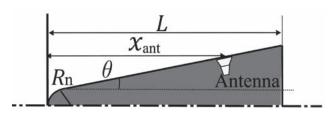


図 11 鈍頭機体形状のパラメータ定義.

表 2 鈍頭機体形状のパラメータ設定.

$R_{\rm n}[{ m mm}]$	$L [\mathrm{mm}]$	$x_{\rm ant} \ [{\rm mm}]$
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 θ 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 $R_{\rm n}$ を $R_{\rm n}=152\,{\rm mm}$ (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 x_{ant} 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61kmで温度、圧力はそれぞれ244K、19.5Pa、マッハ

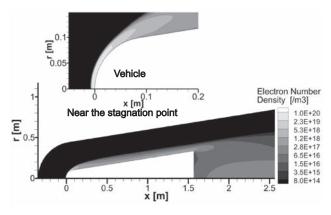


図 12 $R_{\rm n}=100\,{\sf mm}$ での電子数密度場.

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 $(R_{\rm n}=152\,{
m mm})$ 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 $R_{\rm n}=152\,{
m mm}$ 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 $(5.8\,\mathrm{GHz})$ の電波減衰の計算を行った. $\mathbf{図}\,\mathbf{14}$ に $R_\mathrm{n}=$

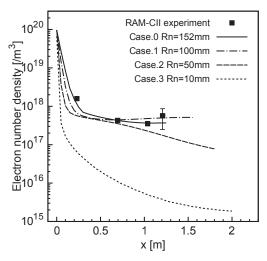


図 13 壁面法線方向の最大電子数密度のx方向分布の比較と RAM-CII($R_{\rm n}$ = 152 mm に相当)の計測データ.

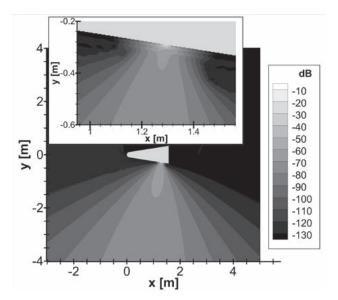


図 14 $R_{\rm n}$ = 100 mm, C-band での電界分布(上は給電点近傍の拡大図).

100 mm 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. $R_{\rm n}=100\,{\rm mm},152\,{\rm mm}$ 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.

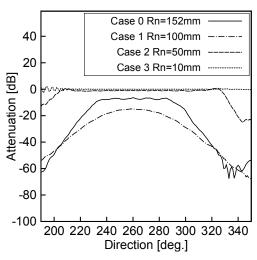


図 15 C-band (5.8 GHz) での各方位角の電波減衰.

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).



神淵 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.



もりもと たかと 森本 貴大

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.