

磁気ノズルスラスタにおける中性粒子流れとエネルギー輸送 の数値解析

江本一磨

筑波大学 数理物質系

1. はじめに

近年の宇宙開発において、電気推進機を搭載した人工衛星・宇宙探査機が数多く活躍している[1, 2]。燃料を電気エネルギーで加速・噴射する点が特徴であり、化学反応で加熱・加速する化学推進機に比べて比推力が約 1 桁高いことが利点となる[3]。より少ない燃料で大きな速度増分を得ることができ、燃料を補給することのできない宇宙空間においては極めて大きな利点となる。

日本の宇宙開発においては JAXA のはやぶさ 2 が代表的であり、イオンエンジンと呼ばれる電気推進機が採用されている[4]。イオンエンジンによって地球-リュウグウ間の往復飛行を成功させており、電気推進機は宇宙開発における主要技術の一つとなっている。

電気推進はこれまでに多数の実績を持つ一方、大電力化による大規模宇宙輸送や惑星間宇宙航行を目指す際には課題が残る。中でも大電力化による電極損耗は寿命低下へと直結するため、航行途中に修理のできない宇宙機では大きな問題となる。

電極損耗の問題を回避するため、近年は完全無電極の電気推進機の活発が盛んに行われており、その中でも磁気ノズルスラスタが特に注目を集めている[5]。高周波放電でプラズマを生成し、ノズル形状の磁力線に沿ってプラズマを輸送することで電磁的に加速・噴射する(第 1 図参照)。プラズマの生成から加速に至るまでを完全に無電極で動作できる利点があり、次世代の大電力電気推進機としての搭載が期待される。

これまでに磁気ノズルスラスタの研究開発が数多く行われており、性能の良い条件では内部の径方向密度分布が二峰性となることが示されている[6, 7]。二峰性の分布によって磁気ノズルの周辺部では周方向の反磁性ドリフト電流が発生し、径方向磁場との間で生じる軸方向 Lorentz 力が電磁的な推力を生み出す。逆に、性能の低い条件では内部の径方向密度分布が一峰性になることが示唆されている。ゆえに、内部の密度分布が推進機の性能に直結すると言える。

径方向密度分布の形成を考える際、高エネルギー電子が重要な役割を果たすことが示唆されている[8]。その際、円筒側壁の外側に設置された RF アンテナの周辺で電子が加熱され、生成された高エネルギー電子が磁力線方向に移動することで二峰性の径方向密度分布が形成されると考えられる。しかし実験では高エネルギー電子のみを選択的に観測することはできず、RF アンテナの位置を変えることで間接的に電子輸送を推測しているにとどまる。

ここで、磁気ノズルスラスタでは中性粒子密度がおおよそ 10^{20} m^{-3} であり、推進剤として用いられるアルゴンやキセノンの衝突断面積を 10^{-20} m^2 と見積もると、平均自由行程は 1 m 程度となる。スラスタ長は 10 cm 程度のため、プラズマ中の電子はほとんど衝突なく移動していると考えられる。一方で主たるプラズマ生成は衝突電離であり、稀に起こる衝突もプラズマ輸送を考える上で重要である。特にエネルギー輸送という観点では、弾性衝突によって生じる磁力線を横切る電子が重要となる。これらの過程を含めたエネルギー輸送を解析するためには、中性粒子を含め

たプラズマのダイナミクスを扱う必要がある。

本研究では磁気ノズルスラストの径方向密度分布がどのような過程で形成されるかに着目し、プラズマ・中性粒子流れにおける高エネルギー電子の輸送を数値的に明らかにすることを目的とした。本報告ではエネルギー輸送について明らかにした成果をまとめる。計算の結果、実験で観測されていた二峰性の径方向密度分布を数値的に再現することに成功した。続いて高エネルギー電子に着目した径方向密度分布の形成過程について議論する。

2. 計算手法

第1図に磁気ノズルスラストの2次元計算モデルを示す。誘電体壁、RF アンテナ、ソレノイドコイルで構成される。RF 加熱から磁気ノズルによるプラズマ加速までを同時に解析する計算モデルであり、図中の左側から右に向かってプラズマを噴射するスラストを数値的に再現する。

$x = 0$ および $y = 0$ を対称境界としており、 x 軸の正負両方向にプラズマを噴射するモデルとなっている。通常の磁気ノズルスラストの動作とは異なるものの、宇宙デブリ除去として期待される双方向噴射方式であり[9]、数値計算としては計算コストの削減になる。 $x = 2.5$ cm および $y = 0.56$ cm は固定境界とした。

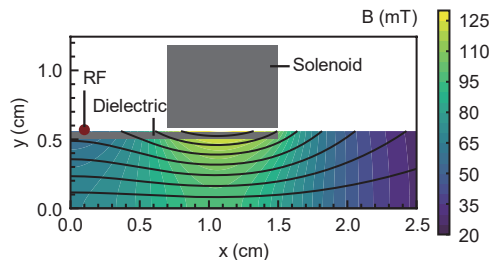
計算手法には particle-in-cell / Monte Carlo collision (PIC-MCC) 法を採用した[10]。PIC 法は Boltzmann 方程式の確率解法として知られており、無衝突かつ非 Maxwell 分布の粒子集団を自己矛盾なく解析する。また、MCC 法によって粒子間衝突を確率的に扱い、稀に起こる粒子間衝突を数値的に再現する。PIC-MCC 法の詳細は論文に記載しており[11]、ここでは PIC 法の概要を簡単に説明する。

荷電粒子の運動方程式は、

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E}_{es} + \mathbf{E}_{em} + \mathbf{v} \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_{em})),$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v},$$

となる。ここで、 m は質量、 \mathbf{v} は速度、 t は時刻、 \mathbf{E}_{es} は静電場、 \mathbf{E}_{em} は RF 電場、 \mathbf{B} はソレノイド磁場、 \mathbf{B}_{em} は RF 磁場、 \mathbf{x} は座標である。上式は Boris 法を用いて数値的に計算した[10]。また、粒子間衝突は null-collision 法を用いて確率的に計算した[12]。



第1図： 磁気ノズルスラストの2次元計算モデル。

誘電体壁、RF アンテナ、ソレノイドコイルで構成される。カラーマップはソレノイド電流 2 kA を設定した際の磁場強度を示し、黒実線は磁力線である。(Reproduced from K. Emoto, et al., Phys. Plasmas 30, 013509 (2023), with the permission of AIP Publishing.)

第1表: 計算条件。

Parameters	Values
Particles	Xe ⁺ and e ⁻
Time steps for ions	125 ps (1/100 RF period)
Time steps for electrons	3.57 ps (1/35 time step for ions)
Neutral density	3×10 ¹⁹ m ⁻³
Neutral temperature	300 K
RF frequency	80 MHz
Power absorption	3.5 W

静電場 \mathbf{E}_{es} はMaxwell方程式

$$\nabla^2\phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0},$$

$$\nabla\phi = \mathbf{E}_{es},$$

から求める。ただし、 ϕ は静電ポテンシャル、 ρ は電荷密度、 ϵ_0 は誘電率である。上式は Intel Math Kernel Library に含まれる Helmholtz solver を用いて計算した。

ソレノイド磁場 \mathbf{B} も Helmholtz solver を用いて計算し、背景磁場で一定とする。また、RF 電場 \mathbf{E}_{em} も Helmholtz solver を用いて計算でき、続けて Biot-Savart の法則から \mathbf{B}_{em} が求まる。

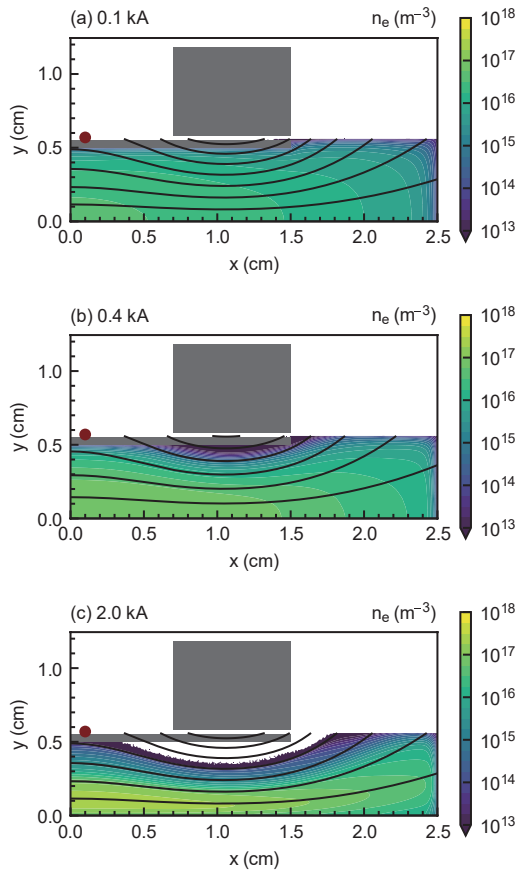
第1表に計算条件を示す。粒子種は Xe⁺ と e⁻ とし、粒子間衝突として弾性・励起・電離反応を考慮した。Xe⁺ と e⁻ の時間刻みはそれぞれ 125 ps (RF 周期の 1/100) と 3.57 ps (Xe⁺ の 1/35) とした。中性粒子密度・温度はそれぞれ 3×10¹⁹ m⁻³ と 300 K とし、時間・空間的に一定と仮定した。RF 周波数は 80 MHz とし、プラズマの吸収電力が 3.5 W で一定となるように RF 電流を制御した。径方向分布は磁場強度に依存性があることが示唆されていたため[6]、ソレノイド電流として 0.1、0.4、2.0 kA の3種類を設定し、磁場強度による依存性を数値的に解析した。得られた結果のうち、定常に至った後の 37.5 μs を平均化することでプラズマ分布を可視化した。

3. 結果および議論

第2図に電子密度分布 n_e を示す。ソレノイド電流として (a) 0.1、(b) 0.4、(c) 2.0 kA の3種類を設定しており、磁場強度によって密度分布が変化することが確認できる。また、磁場強度を上げるほど磁力線に沿った密度構造に変化することが分かる。これより、磁場に沿ってプラズマが輸送されていることが示唆される。

径方向分布に着目するため、 y 方向の断面を取ったものを第3図に示す。 $x = 0$ と $x = 1.5$ cm の2点における断面である。ただし $y = 0$ は対称境界のため、 $y > 0$ と $y < 0$ は対称の密度分布が存在する計算モデルとなっている。ゆえに、ソレノイド電流が 0.1 kA と 0.4 kA の条件は $y = 0$ に密度の最大値がある一峰性の分布であり、2.0 kA の条件は $y = 0.1$ cm に密度の最大値がある二峰性の分布だと言える。磁場強度を上げることで一峰性から二峰性へと分布が変化しており、実験で観測されていた径方向密度分布の変化を再現することに成功した[6]。

次にプラズマを生成する高エネルギー電子に着目する。ここで、Xe⁺の電離電圧は 12.1 eV のため、12.1 eV 以上のエネルギーを持つ電子を高エネルギー電子と定義した。第4図に y 方向高



第2図： 電子密度分布 n_e 。

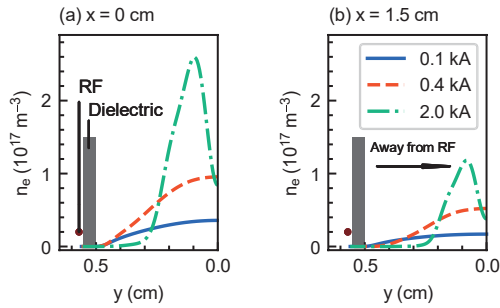
ソレノイド電流として (a) 0.1、(b) 0.4、(c) 2.0 kA の3種類を設定した。黒実線は磁力線を示す。

(Reproduced from K. Emoto, et al., Phys. Plasmas 30, 013509 (2023), with the permission of AIP Publishing.)

エネルギー電子密度分布 $n_{e,h}$ を示す。第3図に示した n_e と同様に、ソレノイド電流が 0.1 kA と 0.4 kA の条件は一峰性の分布となり、2.0 kA の条件は二峰性の分布になることが確認できる。ゆえに、径方向密度分布の形成は高エネルギー電子の大小に依存していると言える。

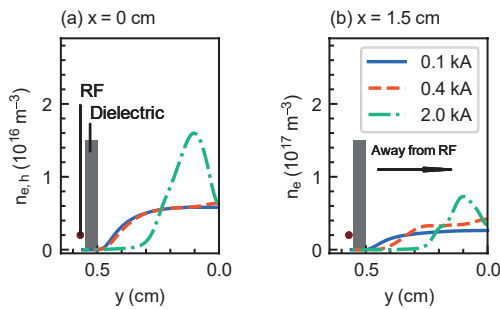
一方で高エネルギー電子の存在割合 $n_{e,h}/n_e$ に着目すると結果が異なる。第5図に y 方向高エネルギー電子割合 $n_{e,h}/n_e$ を示す。第4図や第5図とは異なり、誘電体壁の近傍に最大値が現れることが確認できる。 n_e と $n_{e,h}$ ほど明確な最大値ではないものの、いずれのソレノイド電流でも二峰性に近い分布となっている。高エネルギー電子はRF加熱によって生成されるため、RFアンテナが設置されている誘電体壁の近傍で $n_{e,h}/n_e$ が増加する結果となったと考えられる。

これらの結果より、高エネルギー電子を存在割合で見ると誘電体壁の近傍で最大値が現れる一方、絶対数の密度で見ると誘電体壁から離れた中心部で最大値を取ることが分かる。ゆえに、RF加熱によって生成された高エネルギー電子が中心部へと輸送され、中心部で多数の高エネルギー電子が存在し続けることが示唆される。本計算モデルでは周方向を考慮していないため、磁力線を横切る y 方向の輸送は弾性衝突のみとなる。そこで、弾性衝突による高エネルギー電子の移動距離 d を見積もった。その結果、見積もった d が $n_{e,h}$ の最大値と $n_{e,h}/n_e$ の最大値の間の距離におお



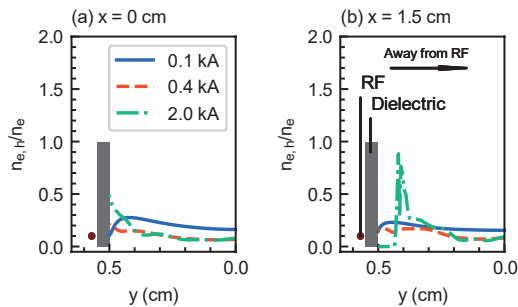
第3図: y 方向電子密度分布 n_e 。

それぞれ (a) $x = 0$ 、(b) $x = 1.5$ cm の断面である。(Reproduced from K. Emoto, et al., Phys. Plasmas 30, 013509 (2023), with the permission of AIP Publishing.)



第4図: y 方向高エネルギー電子密度分布 $n_{e,h}$ 。

それぞれ (a) $x = 0$ 、(b) $x = 1.5$ cm の断面である。(Reproduced from K. Emoto, et al., Phys. Plasmas 30, 013509 (2023), with the permission of AIP Publishing.)



第5図: y 方向高エネルギー電子割合 $n_{e,h}/n_e$ 。

それぞれ (a) $x = 0$ 、(b) $x = 1.5$ cm の断面である。(Reproduced from K. Emoto, et al., Phys. Plasmas 30, 013509 (2023), with the permission of AIP Publishing.)

よそ一致することが分かった。すなわち、誘電体壁の近傍で生成された高エネルギー電子がどれだけ弾性衝突で移動できるかによって、 n_e と $n_{e,h}$ が最大となる場所が決まると言える。また、磁場強度が増加するほど弾性衝突による移動距離が減少するため、径方向密度分布が一峰性から二峰性へと遷移したと考えられる。性能の良い二峰性の径方向密度分布を実現するためには、誘電体壁の近傍で生成された高エネルギー電子が中心部まで移動できない程度に磁場強度を増加さ

せればよいと言える。

4. まとめ

磁気ノズルスラストの性能を向上させる必要条件と考えられている二峰性の径方向密度分布について解析するため、PIC-MCC法による磁気ノズルスラストの数値解析を行った。磁場強度を変化させることで径方向密度分布 n_e が一峰性から二峰性へと遷移し、実験で観測されていた径方向密度分布を再現することに成功した。径方向密度分布の形成過程を調べるために高エネルギー電子に着目したところ、高エネルギー電子密度 $n_{e,h}$ は n_e と同じく一峰性から二峰性へと遷移する結果となった。一方でその割合 $n_{e,h}/n_e$ は誘電体壁の近傍で最大値を取り、磁場強度に依存せず二峰性になることが示された。これらの結果から RF 加熱による高エネルギー電子の生成と弾性衝突による中心部への輸送が示唆される。実際に弾性衝突による移動距離 d を見積もったところ、 $n_{e,h}$ の最大値と $n_{e,h}/n_e$ の最大値の間の距離とおおよそ一致する結果となった。磁場強度の増加によって弾性衝突による移動距離が短くなるため、これが二峰性の径方向密度分布を作り出していると考えられる。

謝辞

本研究の一部は東京大学情報基盤センター若手・女性利用者推薦制度の支援を受けて行われました。また、本研究は JSPS 科研費 JP21J15345、JP19H00663 並びに JST 創発的研究支援事業 JPMJFR212A の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] I. Levchenko, S. Xu, G. Teel, D. Mariotti, M. L. R. Walker, and M. Keidar, *Nature comm.* **9**, 879 (2018).
- [2] I. Levchenko, D. M. Goebel, K. Bazaka, *Phys. Today* **75**, 38 (2022).
- [3] D. M. Goebel and I. Katz, *Fundamentals of electric propulsion: ion and Hall thrusters*, John Wiley & Sons, 2008.
- [4] K. Nishiyama, S. Hosoda, R. Tsukizaki, and H. Kuninaka, *Acta Astronaut.* **166**, 69 (2020).
- [5] K. Takahashi, *Rev. Mod. Plasma Phys.* **3**, 3 (2019).
- [6] K. Takahashi, H. Akahoshi, C. Charles, R. W. Boswell, and A. Ando, *Phys. Plasmas* **24**, 084503 (2017).
- [7] K. Emoto, K. Takahashi, and Y. Takao, *Phys. Plasmas* **28**, 093506 (2021).
- [8] A. Bennet, C. Charles, and R. Boswell, *Phys. Plasmas* **26**, 072107 (2019).
- [9] K. Takahashi, C. Charles, R. W. Boswell, and A. Ando, *Sci. Rep.* **8**, 14417 (2018).
- [10] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma physics via computer simulation*, CRC press, (2004).
- [11] K. Emoto, K. Takahashi, and Y. Takao, *Phys. Plasmas* **30**, 013509 (2023).
- [12] V. Vahedi and M. Surendra, *Comput. Phys. Commun.* **87**, 179 (1995).