数値計算による自己誘起磁場型アルゴンMPDスラスタの熱設計^{*1}Thermal Design of a Self-Field Argon MPD Thruster
by Numerical Calculation川 崎 央^{*2}・窪 田 健 一^{*3,*4}・船 木 一 幸^{*5}・奥 野 喜 裕^{*2}

Akira KAWASAKI, Kenichi KUBOTA, Ikkoh FUNAKI and Yoshihiro OKUNO

Key Words: Electric Propulsion, MPD Thruster, Self Field, MHD Flow Analysis, Thermal Analysis, Design

Abstract: A 400-kW-class steady-state self-field magnetoplasmadynamic (MPD) thruster is numerically designed with a combination of magnetohydrodynamic (MHD) and thermal analyses, where a heat flux evaluated from the MHD analysis is imposed on the electrode as a boundary condition in the thermal analysis. The increase in the ratio of an anode radius to a cathode radius improves the thrust performance, but can rise the temperature locally at an anode downstream edge and a cathode tip due to the concentration of discharge current and/or insufficient heat removal. It is suggested, however, that a thruster without electrode melting is realizable even at such a high input power by setting an appropriate cathode radius and enhancing heat removal from the electrode by means of heat pipe. The thruster designed under the thermal constraint is expected to achieve a thrust of 17 N, a specific impulse of 990 s, a thrust efficiency of 21% for argon propellant.

記 号 の 説 明

B : 磁束密度ベクトル
 c : 熱負荷の係数
 E : エネルギー密度
 δE : 電子から重粒子へのエネルギー緩和
 e : 電気素量
 F_{EM} : 電磁推力
 $\bar{I}$: 単位テンソル
 J_d : 放電電流
 j : 電流密度ベクトル
 k : Boltzmann 定数
 $\dot{m}$: 推進剤質量流量
 n : 数密度
 $\dot{n}_i$: イオン生成速度
 p : 圧力 (静圧)
 q : 熱流束
 r : 半径, 径方向座標
 T : 温度
 t : 時間
 U : 内部エネルギー密度
 u : 速度ベクトル
 V : 電圧
 V_i : 電離エネルギー

z : 軸方向座標
 α : 電極形状係数
 ε : 放射率
 λ : 熱伝導率
 μ_0 : 真空の透磁率
 ρ : 密度
 $\dot{\rho}_i$: イオン生成速度
 σ : 電気伝導度
 $\bar{\tau}$: 粘性応力テンソル
 ϕ : 仕事関数
添 字
 a : 陽極
 c : 陰極
 $conv$: 対流熱伝達
 cr : 陰極根元
 e : 電子
 h : 重粒子
 i : イオン
 sh : シース

1. は じ め に

近年, 小惑星, 火星, 木星氷衛星等への探査といった深宇宙ミッションが数多く検討されている. バイロード比の増加とミッション期間の短縮を図るためには, 高い比推力と高い推力重量比を兼備する電気推進システムの利用が有効である. 次世代の大型深宇宙ミッションでは, 投入電力が 100 kW を超える大電力電気推進システムが求められている^{1,2)} が, 既存の技術でこれを達成するためには, 1 台当たり 5~20 kW で作動する多数のイオンスラスタや Hall

^{*1} © 2013 日本航空宇宙学会

平成 25 年 3 月 25 日原稿受付

^{*2} 東京工業大学大学院総合理工学研究科^{*3} 宇宙航空研究開発機構研究開発本部^{*4} 現 宇宙航空研究開発機構航空本部^{*5} 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所

第1図 自己誘起磁場型 MPD スラスタの作動概念

スラスタをクラスタ化する必要があり、システムの複雑化と重量の増加を招く。これに対して、本研究で対象とする MPD (Magnetoplasmadynamic) スラスタは、単体で投入電力 100 kW 超級の作動が可能であることから、次世代の大型電気推進機として期待されている。

MPD スラスタでは、アーク放電により推進剤を電離するとともに、それを加速・噴射することで推力を得る^{3,4)}。MPD スラスタの推力は、放電による Joule 加熱に起因する気体力学的推力、ならびに磁場と放電電流の相互作用である Lorentz 力に起因する電磁推力からなるが、MPD スラスタを高効率で作動させるためには、電磁推力を気体力学的推力に対して十分優位にする必要がある。第1図に示す自己誘起磁場型 MPD スラスタ（以下単に「MPD スラスタ」と記す）の理論的な電磁推力は、Maecker の式⁵⁾

$$F_{EM} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\ln \frac{r_a}{r_c} + \alpha \right) J_d^2 \quad (1)$$

で与えられ、十分な電磁推力を得るためには、陽極/陰極半径比（以下単に「半径比」と呼ぶ）を大きくするとともに、放電電流を kA オーダー以上とする必要がある。一方で、このような大電流放電はスラスタヘッドに大きな熱負荷を与え、構成要素各部を極度に高温化させる。このため、100 kW 超級の定常作動 MPD スラスタの地上実験では水冷方式が利用されているが、実際の宇宙ミッションでは不向きであり、より簡素・軽量な構成での適切な除熱・放熱の可否が MPD スラスタの実用化の鍵となる⁶⁾。しかしながら、そのような MPD スラスタは、未だに実現していない。

そこで、本論文では、放射冷却機能を持つ 400 kW 級定常作動 MPD スラスタ（推進剤：アルゴン）に対して、熱的成立性を考慮した概念設計を試み、プラズマ流れの電磁流体解析ならびにスラスタヘッドの熱解析から、陰極半径及び陰極根元温度をパラメータとして、熱的制約条件の下で高い推進効率が得られる設計点を探索し、同時に設計上の制限要因とそれらパラメータの影響を明らかにする。

2. MPD スラスタの構成と熱設計

2.1 スラスタヘッドの構成要素 MPD スラスタヘッドは、一般的に、陽極、陰極、陰極ホルダ及び背部絶縁体から構成され、これらが同軸上に配置される。宇宙空間においては、スラスタ内部の熱は最終的に深宇宙への輻射により排出されなければならない、各電極への熱を放散するための陽極ラディエータ及び陰極ラディエータが付加される。こ

第2図 輻射冷却 MPD スラスタヘッドの模式図

1: 陽極 (W), 2: 陰極 (ThO₂-W), 3: 陰極ホルダ (Mo), 4: 背部絶縁体 (BN), 5: 陽極ラディエータ (W), 6: 陽極ヒートパイプ (Li/W), 7: 陰極ラディエータ (C/C), 8: 陰極除熱デバイス。

のとき、熱負荷の総量は、放電に伴う電子の流入出の関係から、陰極に比して陽極でより大きくなる⁷⁾ため、陽極を外側に、陰極を内側に配置するのが一般的である。これらの構成要素からなるスラスタヘッドの模式図を第2図に示す。同図では陽極と陽極ラディエータは一体となっているが、放電を担うノズル状の部分を陽極、輻射による放熱を担う円盤状の部分を陽極ラディエータと区別する。このスラスタ構成では、放電による陽極内面への熱は、陽極外面へ伝導し、そこに設置された陽極ヒートパイプを通過して陽極ラディエータへと輸送される。また、陰極への熱は、陰極根元へ伝導し、陰極根元に設置された陰極除熱デバイスを通して陰極ラディエータへと輸送される。

なお、MPD スラスタでは、高効率化のために推進剤流量を小さく設定することから、推進剤を利用する再生冷却の効果は期待できない。

2.2 陽極 輻射による放熱では、ラディエータの温度が高いほど必要な面積が小さくなることから、陽極温度は可能な限り高いことが要求され、陽極材料はタングステンとした。陽極の内側半径は、半径比の観点（式(1)参照）からは大きいことが望まれるが、大き過ぎると推進剤密度の低下から放電不安定を招く。そこで、陽極内側半径は、推進剤がスラスタ出口においても典型的な放電電流密度 (10^6 A/m²) を電子の熱拡散により賄えるように定めた。

10 MW/m^2 に及ぶ熱流束を受ける陽極の溶融を防ぐためには、単に陽極ならびに陽極ラディエータからの放射のみでは不十分であり、更なる除熱の促進が必要となる。そこで、 10 MW/m^2 を超す除熱能力を持つ液体金属ヒートパイプ⁸⁾を利用し、大熱量を小温度差で陽極ラディエータへ輸送し、同時に陽極ラディエータの等温化を図ることとした。また、後述するように、陽極内面には局所的に集中した熱負荷が課されるが、ヒートパイプのドライアウトを回避するために、陽極厚さを十分大きくし、ヒートパイプに到達する熱流束の分布を平準化させた。

陽極ラディエータ半径は、液体金属ヒートパイプにて最高で 2000 K 程度での作動実績がある⁹⁾ ことから、数値解析結果を参照して、ヒートパイプ部分の温度が 2000 K 以下となるように試行錯誤的に決定した。

2.3 陰極 陰極材料は、高融点・低仕事関数を持つトリア添加タングステンとした。ただし、トリア枯渇低減の観点から、長寿命作動のために 2800 K を作動温度の上限とする¹⁰⁾。

陰極では、先端から根元へと熱伝導のみにより大熱量を通過させなければならないため、その断面積を十分大きくする(陰極半径を大きくする)必要があるが、他方で電磁推力の観点からは、半径比を大きくする(陰極半径を小さくする)必要があることから、熱的な成立性と高い推進性能にはトレードオフの関係が存在する。

陰極へも、陽極と同程度の高い熱流束が負荷されることから、根元に陰極除熱デバイスを設置して除熱を促進することとした。陰極への熱は陰極内を熱伝導により通過するため、陰極根元温度が低いほど陰極先端温度も低くなり、熱設計上の余裕が大きくなる。一方で、陰極ラディエータの面積は、負荷される熱量と Stefan-Boltzmann 則に基づく放熱量との平衡で定まることから、陰極根元温度が低いほどラディエータ温度も低くなり、必要な面積が増加する。陰極除熱デバイスには、陰極からの除熱と同時に、その熱を小温度差で離れた位置にある陰極ラディエータまで輸送する伝熱促進の機能も必要となるため、陰極除熱デバイスとしては、陰極根元温度が高い場合には液体金属ヒートパイプを想定し、陰極根元温度が低い場合には液体金属等を作動媒体とする流体ループによる熱輸送を想定した。

3. 数値解析モデルと手法

本研究では、電磁流体・電極・熱現象をそれぞれモデル化し、連携させて解析することで、MPD スラスタの定常作動状態を模擬した。具体的には、まず、電磁流体解析によりプラズマ流れならびに推進性能を評価した上で、電極近傍での電流密度、電子温度から電極モデルにより電極上の壁面熱流束を算出し、それを熱解析の境界条件として適用することでスラスタヘッドの温度分布を明らかにした。

3.1 プラズマ流れの電磁流体解析 定常作動時のプラズマ流れの把握には、著者らの研究グループで開発した MAPS コード¹¹⁾ を使用した。MAPS コードでは、電磁流体力学方程式系と一般化された Ohm の式において、電離非平衡(電離は 1 価電離のみ考慮)や重粒子と電子の熱的非平衡、Hall 効果、粘性、熱伝導等主要な実在気体効果を考慮しており、解析結果と実験との良好な一致を確認している¹²⁾。同コードでは、以下に示す、質量、イオン質量、運動量、重粒子エネルギー及び電子エネルギーの保存式、ならびに磁場の誘導方程式を連立して解く。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{u}) = \dot{\rho}_i \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} + p \bar{\mathbf{I}}) = \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\tau}} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_h}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_h + p) \mathbf{u}] \\ = p_e \nabla \cdot \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \\ + \nabla \cdot (\lambda_h \nabla T_h) + \nabla \cdot (\bar{\boldsymbol{\tau}} \mathbf{u}) + \delta E \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_e}{\partial t} + \nabla \cdot (U_e \mathbf{u}) \\ = -p_e \nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} \\ + \nabla \cdot \left(\lambda_e \nabla T_e + \frac{5}{2} \frac{k T_e}{e} \mathbf{j} \right) - \delta E - \dot{n}_i V_i \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \\ = -\nabla \times \left[\frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla \times \mathbf{B} + \frac{1}{\mu_0 e n_e} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、重粒子エネルギー密度と電子エネルギー密度は、

$$E_h = \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2 + \frac{3}{2} n_h k T_h \quad (8)$$

$$U_e = \frac{3}{2} n_e k T_e \quad (9)$$

により定義し、電流、圧力に関しては、

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \quad (10)$$

$$p = p_h + p_e = n_h k T_h + n_e k T_e \quad (11)$$

とした。以上の方方程式系を、対流項については 2 次精度 MUSCL タイプ TVD Lax-Friedrichs スキーム¹³⁾ に基づき有限体積的に離散化し、拡散項については 2 次精度中心差分により離散化した。時間積分には 1 次精度 Euler 陽解法を用い、時間進行法により定常解を得た。

MAPS コードでは、Debye 長程度となる電極シース領域は解像できないため、電極現象は電磁流体解析とは切り離して取り扱った。すなわち、エネルギー式の電極壁面上における境界条件としては、簡単のために、電子の流入出に伴うエネルギーの流入出のみを考慮し、熱伝達は無視し温度勾配は無いものとした。

3.2 電極現象 推進効率及び熱負荷の算出に関わる電極シース電圧は、過去の実験結果^{14, 15)} を参考に陽極で 0 V を、陰極で 20 V を仮定した。また、プラズマから電極への熱負荷は、主に放電電流によって決定される¹⁰⁾ ことが示唆されている。本研究では、Stuttgart 大学での定常作動 MPD スラスタの実験結果に基づく半経験式を用いた。

陽極では以下の式¹⁰⁾ を用いて壁面熱流束を評価した。

$$q_a = \left(\frac{5}{2} \frac{k T_e}{e} + V_{a,sh} + \phi_a + V_{a,conv} \right) \cdot j_a \quad (12)$$

ここで、電子温度は電磁流体解析により得られる値を用い、仕事関数は 4.5 V (タングステン) とした。対流熱伝達の影

第 1 表 熱解析の境界条件

項 目	条件
陽極への熱負荷	式 (12), (13) より
陰極への熱負荷	得られる壁面熱流束
陰極根元温度	$T_{cr} = 300 \sim 800 \text{ K}$
陽極フレア部内面からの輻射	
陽極外面からの輻射	材料と温度に
陰極先端円錐面からの輻射	依存した放射率
背部絶縁体外面からの輻射	
陽極ラディエータ下流側表面からの輻射	$\varepsilon = 0.6$

響は経験的に 2 V が用いられている¹⁰⁾。

一方、陰極では、以下の式¹⁶⁾を用いて壁面熱流束を評価した。

$$q_c = c_c \cdot j_c \quad (13)$$

彼らの実験では、直径 8 mm のトリア添加タンゲステン陰極を用い、放電電流を 400 A から 1 kA まで変化させたところ、アルゴン雰囲気下のアーク放電に対して 1~5 W/A の熱負荷が測定され、放電電流の増加に伴って単位電流当たりの熱負荷が減少することが示されている。このことから、陰極直径を 24~40 mm、放電電流を 10 kA とする本研究では、熱負荷の係数の下限値 ($c_c = 1 \text{ W/A}$) を用いた。なお、この熱負荷の係数には、陰極シース電圧、陰極周囲のプラズマからの輻射及び対流熱伝達の影響が陰的に含まれている。

3.3 スラスタヘッドの熱解析 定常作動時のスラスタヘッド温度分布の評価には汎用有限要素法解析ソルバである MSC.Nastran¹⁷⁾を用いた。ここでは、熱伝導率及び放射率の温度依存性¹⁸⁾を考慮し、第 1 表のように境界条件を与えた。まず、プラズマ流れの電磁流体解析から得られた壁面熱流束分布を陽極及び陰極にて熱負荷境界条件とした。その他、深宇宙に露出した境界面については深宇宙 (3 K) への輻射境界条件を与えた。具体的には、陽極フレア部内面、陽極外面、陰極先端円錐面、背部絶縁体外面に対して、それぞれの材料の放射率にての輻射境界条件を、陽極ラディエータ下流側表面に対して、放射促進のため溶射コーティングを施したと仮定して放射率 0.6 にての輻射境界条件を課した。

本論文で扱う運転条件・スラスタ形状の範囲においては、陰極 (放電室突出部) 内での Joule 発熱は、陰極形状を円柱で近似し、電流の側面からの一様な流入を仮定する 0 次元の概算で、最大でも 460 W 程度であり、後述する陰極への合計熱負荷に対して 4.6% であることから、簡単のため電極内での Joule 発熱は考慮していない。

陽極ヒートパイプは、実効的な熱伝導率 (28000 W/m-K) を用いた仮想的な熱の良導体でできた中実棒として取り扱った。ヒートパイプの伝熱特性は、一般に蒸発部外壁-作動蒸気間及び作動蒸気-凝縮部外壁間の熱抵抗により支配される¹⁹⁾ ことから、これらを総括した熱抵抗¹⁹⁾、ならびに実効的な熱伝導率及びヒートパイプ寸法から定まる中実棒の熱抵抗が一致するようにした。本研究では、外径 10 mm

第 2 表 解析条件

項 目	条件
推進剤種	Ar
放電電流 J_d , kA	10
推進剤質量流量 $\dot{m}$, g/s	1.8
推進剤スラスト入口温度, K	1,000
陽極シース電圧 $V_{a,sh}$, V	0
陰極シース電圧 $V_{c,sh}$, V	20

第 3 表 スラスタ寸法

項 目	値
陽極内側半径 (入口), mm	40
陽極内側半径 (出口), mm	59
陽極長さ, mm	100
—円筒部長さ, mm	30
—フレア部長さ, mm	70
陽極壁厚 (円筒部), mm	15
陽極壁厚 (フレア部), mm	10
陰極半径, mm	12~20
陰極長さ, mm	23
陰極半頂角, deg	45
陽極ラディエータ半径, mm	290

の棒状ヒートパイプ (総括熱抵抗は $6.3 \times 10^{-3} \text{ K/W}$) を 30 本、陽極外面から陽極ラディエータ上流側表面にわたり等間隔で放射状に配置することを想定したが、この状況を 2 次元軸対称解析で模擬するために、方位角方向で平均化を施した。

また、陰極除熱デバイスは、実際には解析せずに、それが接している陰極根元部分に温度一定の温度境界条件を与えることにより、その作動を模擬した。

3.4 解析条件とスラスタ寸法 解析条件を第 2 表に示す。本研究では、電磁推力が十分優位となる作動条件として、放電電流を 10 kA とし、その放電電流がおおよそ理論臨界電流²⁰⁾となるように推進剤質量流量を 1.8 g/s とした。また、陰極根元温度を 300~800 K の間で 100 K ごとに変化させて解析を行った。

2 節で述べた事項を考慮し、本研究では第 3 表に示す寸法のスラスタについて検討した。半径比は推進性能を特徴付ける最も重要な形状パラメータであることから、本解析では、熱的な成立性と高い推進性能を両立させる陰極半径を探索するために、陽極寸法を一定とし、陰極半径を 12~20 mm の間で 2 mm ごとに変化させて解析を行った。陽極寸法一定の下での陰極半径の減少は、半径比の増加に対応する。陰極ラディエータ面積は、陰極根元温度をラディエータ温度と等しいとして概算すると、陰極根元温度に応じて、 $T_{cr} = 300 \text{ K}$ では 30 m^2 、 $T_{cr} = 800 \text{ K}$ では 0.5 m^2 となる。

4. 解 析 結 果

4.1 推進性能とプラズマ流れ 第 3 図に推力の半径比依存性を示す。陰極半径の減少、半径比の増加により、気体力学的推力がほとんど変化しない一方で、電磁推力は増加し、結果として合計推力は増加する。これは Maecker の式から予測されるとおりの結果であり、陰極径を減少させること

 第3図 推力の半径比依存性 (Ar, $J_d = 10$ kA, $\dot{m} = 1.8$ g/s)

第4図 推進効率及び比推力の半径比依存性 (Ar, 10 kA, 1.8 g/s)

で陰極側面近傍での磁場が強まり、これによって Lorentz 力が増加することによる。

第4図に推進性能の半径比依存性を示す。比推力及び推進効率も、半径比の増加に伴って向上する。

第5図に陰極半径が20 mm (上側)と12 mm (下側)の場合の放電電流経路と Hall パラメータを示す。半径比が大きい(半径12 mm)場合には、放電電流経路は全体として下流側に張り出し、陽極上ではスラスト出口側に偏ることが分かる。これは、Hall 効果の顕著化に起因するものである。すなわち、半径比の増加に従い、陰極近傍の磁場が強まり、その結果として Lorentz 力による放電室内での加速及びプラズマの中心軸上へのピンチが促されることで、陽極近傍の推進剤密度が低下する。これにより、陽極近傍($z = 30 \sim 100$ mm, $r = -40 \sim -60$ 付近)での Hall パラメータが増加し、Hall 効果による放電電流経路の張り出しが顕著になる。

4.2 電極への熱負荷 式(2)、(3)に従い、電磁流体解析により得られた電極上での電流密度分布、陽極壁面近傍での電子温度分布に基づいて、陽極及び陰極への熱流束分布を評価した。陰極半径が20 mmと12 mmの場合の陽極上壁面熱流束分布を第6図に示す。まず陽極については、陰極寸法にかかわらず、出口端($z = 100$ mm 付近)及び中腹部($z = 30$ mm 付近)に熱負荷の集中がみられる。半径比を増加させると、先に述べたように電流分布が出口側に偏ることから、熱負荷も入口側で小さく、出口側で大きくなる。

(a) 放電電流経路 (ラベルはそれより下流を流れる電流の割合)

(b) Hall パラメータ

 第5図 電磁流体解析により得られたプラズマ流れ場 (Ar, $J_d = 10$ kA, $\dot{m} = 1.8$ g/s)

 第6図 陽極上壁面熱流束 (Ar, $J_d = 10$ kA, $\dot{m} = 1.8$ g/s)

同様に、半径が20 mmと12 mmの場合の陰極上壁面熱流束分布を第7図に示す。陰極については、寸法にかかわらず、熱流束は、円柱部の側面($r_c = 20$ mmの場合は $z = 0 \sim 3$ mm, $r_c = 12$ mmの場合は $z = 0 \sim 11$ mm)で比較的大きく、先端の円錐部では円柱部よりも熱流束は小さくなるが、先端に向けて緩やかに熱流束が増加する。半径比を増加させた $r_c = 12$ mmの場合には、陰極表面積が減少するため、特に先端の円錐部で熱流束が上昇する。

第8図に投入電力及び電極熱負荷の半径比依存性を示す。陽極及び陰極への合計熱負荷は、それぞれ120~140 kW及び10 kWであり、これらは投入電力に対して、それぞれ約30%及び約3%である。半径比を増加させると、陽極出口

第 7 図 陰極上壁面熱流束 (Ar, $J_d = 10$ kA, $\dot{m} = 1.8$ g/s) 第 10 図 スラスト各部の温度の半径比依存性 (Ar, $J_d = 10$ kA, $\dot{m} = 1.8$ g/s, $T_{cr} = 800$ K)

第 8 図 投入電力及び電極熱負荷の半径比依存性 (Ar, 10 kA, 1.8 g/s)

第 11 図 陰極先端温度 (K) の陰極半径及び陰極根元温度依存性 (Ar, $J_d = 10$ kA, $\dot{m} = 1.8$ g/s)
○印: 解析点, 破線: 陰極作動温度上限の推奨値 (2800 K). 第 9 図 放電室近傍のスラスト温度分布 (Ar, $J_d = 10$ kA, $\dot{m} = 1.8$ g/s, $r_c = 16$ mm, $T_{cr} = 800$ K)

端での電流集中が顕著化すること、及び電流経路の伸長に伴う Joule 加熱量が増加することから、陽極近傍での電子温度が上昇し、陽極への合計熱負荷は増加する。

4.3 スラスト温度分布 第 9 図にスラスト熱解析の典型例として、陰極半径 16 mm、陰極根元温度 800 K とした場合のスラスト温度分布を示す。図から明かなように、陽極出口端、陽極中腹部及び陰極先端が高温となっている。陽極出口端及び陽極中腹部の高温化は、熱負荷集中（第 6 図参照）を反映したものである。また陰極先端の高温化は、除熱を根元で行っていることによる。

第 10 図にスラスト各部の温度の半径比依存性を示す。陽極では、半径比を増加させると、熱負荷分布が全体としてスラスト出口側に偏ることから、陽極中腹部での高温化は

緩和する一方で、陽極出口端の高温化がより顕著になる。また、陰極では、半径比を増加させると、全体として壁面熱流束が上昇すること、及び、陰極断面積の減少により軸方向根元側への熱通過が低下することから、陰極先端の高温化が顕著となる。

陰極先端温度の陰極半径及び陰極根元温度依存性を第 11 図に示す。第 3 図及び第 4 図に示したとおり、陰極半径が小さい（半径比が大きい）ほど推進性能は高い。また陰極根元温度が高いほど必要な陰極ラディエータ面積は小さくなるので、推進性能及びスラスト重量の観点からは、第 11 図の左上の条件ほど望ましい。一方で、そのとき陰極先端温度はより上昇し、破線よりも左上の領域では陰極寿命の観点から推奨される作動上限温度 2800 K を超過する。このことから、同図の破線上の条件が熱的制約下での限界条件となる。

本研究における解析点の中では、陰極半径 14 mm（半径比 2.86）・陰極根元温度 600 K とした場合（第 11 図 a 点）や陰極半径 16 mm（半径比 2.50）・陰極根元温度 800 K とした場合（第 11 図 b 点）が破線に近い。それらの場合、陰極先端温度はそれぞれ 2800 K、2680 K であり陰極作動温度上限の推奨値を超過せず、また、陽極出口端温度はそれぞれ 3100 K、2680 K でありタングステンの融点約 3670 K を十分下回っているため、熱的制約条件を満足した設計点

であると言える。

以上のように、陰極半径を適切に定め、かつ、陽極及び陰極においてヒートパイプ等の伝熱促進デバイスを用いて除熱を促進することで、良好な推進性能を維持しつつ電極溶融の生じない大電力スラスタが実現可能であることが示唆された。ただし、陽極出口端、陽極中腹及び陰極先端で高温化が見られたことから、熱設計の観点からの制限要因となり得る。

本研究で用いた電極熱負荷モデルは、Stuttgart 大学での定常作動実験に則したものであり、妥当性の高いモデルである。しかしながら、本研究で検討した運転条件・スラスタ形状は、Stuttgart 大学で行われていたものと同一ではないため、今後、要素試験を通しての電磁流体・電極・熱現象のモデルの精緻化を図り、それらを連成させてより確度の高い予測、評価を行うことが課題となる。

5. お わ り に

投入電力 400 kW 級の定常作動自己誘起磁場型アルゴン MPD スラスタに対して、プラズマ流れの電磁流体解析とスラスタヘッドの熱解析を連携して行い、推進性能及びスラスタ温度分布の陰極半径及び陰極根元温度依存性を検討した。これにより以下の結論を得た。

(1) 400 kW 級の投入電力においても、陰極半径を適切に定め、かつ単なる熱伝導・輻射によるだけではなく、ヒートパイプ等によって電極からの除熱を促進することにより、電極溶融の生じないスラスタが実現可能であることを示した。

(2) 熱的成立性を担保する制約下では、推力 17 N、比推力 990 s、推進効率 21% が達成可能であると予測された。

(3) スラスタ温度は、特に陽極出口端、陽極中腹及び陰極先端で高温化し、熱設計に際して、これらの部分の温度が寸法決定の制限要因となる。

(4) 陰極半径を減少させると、電磁推力の増加により推進性能は向上するものの、一方で Hall 効果に起因する陽極出口端への電流集中の顕著化、ならびに陰極の熱通過の低下によって、陽極出口端及び陰極先端で温度が上昇し、熱的な余裕が低下する。

参 考 文 献

- 1) Casaregola, C., Cesaretti, G. and Andrenucci, M.: HiPER: a Roadmap for Future Space Exploration with Innovative Electric Propulsion Technologies, 31st International Electric Propulsion Conference, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan, IEPC Paper 09-066, 2009.
- 2) Sankaran, K., Cassady, L., Kodys, A. D. and Choueiri, E. Y.: A Survey of Propulsion Options for Cargo and Piloted

- Missions to Mars, Ann. N.Y. Acad. Sci., **1017** (2004), pp. 450–467.
- 3) 栗木恭一, 荒川義博: 電気推進ロケット入門, 東京大学出版会, 東京, 2003.
- 4) Jahn, R. G.: Physics of Electric Propulsion, McGraw-Hill, New York, 1968.
- 5) Maecker, H.: Plasmaströmungen in Lichtbögen Infolge eigenmagnetischer Kompression, Z. Phys., **141** (1955), pp. 198–216 (in German).
- 6) Sercel, J. C. and Krauthamer, S.: Multimegawatt Nuclear Electric Propulsion; First Order System Design and Performance Evaluation, AIAA Space Systems Technology Conference, San Diego, California, AIAA Paper 86-1202, 1986.
- 7) Shin, K. T. and Pfender, E.: Electrode Energy Transfer Mechanisms in a MPD Arc, AIAA J., **8** (1970), pp. 211–215.
- 8) Rosenfeld, J. H. and North, M. T.: Porous Media Heat Exchanger for Cooling of High-Power Optical Components, Optical Eng., **34** (1995), pp. 335–341.
- 9) Ernst, D. M. and Eastman, G. Y.: High Temperature Heat Pipe Technology at Thermacore—An Overview, AIAA 20th Thermophysics Conference, Williamsburg, Virginia, AIAA Paper 85-0981, 1985.
- 10) Bruno, C.: Nuclear Space Power and Propulsion Systems, AIAA, Reston, Virginia, 2008.
- 11) 窪田健一, 佐藤博紀, 船木一幸, 奥野喜裕: MPD スラスタの電磁流体数値シミュレーション (特集: 電気推進・先端推進の数値シミュレーション), 日本航空宇宙学会誌, **59** (2011), pp. 396–401.
- 12) Kubota, K., Funaki, I. and Okuno, Y.: Comparison of Simulated Plasma Flow Field in a Two-Dimensional Magnetoplasma-dynamic Thruster with Experimental Data, IEEE Trans. Plasma Sci., **37** (2009), pp. 2390–2398.
- 13) Tóth, G. and Odstrčil, D.: Comparison of Some Flux Corrected Transport and Total Variation Diminishing Numerical Schemes for Hydrodynamic and Magnetohydrodynamic Problems, J. Comput. Phys., **128** (1996), pp. 82–100.
- 14) Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H., Merke, W., Schrade, H., Sleziona, C. and Wegmann, T.: High Power Steady State MPD Thrusters, IRS-90-P4, Final Report, Grant US AFOSR-88-0325, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 1990.
- 15) Nakata, D., Toki, K., Funaki, I., Shimizu, Y., Kuni-naka, H. and Arakawa, Y.: Experimental Measurement of Total Sheath Fall Voltage in an MPD Thruster, 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Hartford, Connecticut, AIAA Paper 2008-4635, 2008.
- 16) Hügel, H. and Krülle, G.: Phänomenologie und Energiebilanz von Lichtbogenkathoden bei niedrigen Drucken und Hohen Stromstärken, Beiträge aus der Plasmaphysik, **9** (1969), pp. 87–116 (in German).
- 17) MSC Software: MD Nastran & MSC Nastran 2011 Quick Reference Guide, www.mssoftware.com, 2011.
- 18) Touloukian, Y. S.: Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials, Macmillan, New York, 1967.
- 19) Reay, D. A. and Kew, P. A.: Heat Pipes, Butterworth-Heinemann, Oxford, 2006.
- 20) Yoshikawa, T., Kagaya, Y. and Kuriki, K.: Thrust and Efficiency of the K-III MPD Thruster, J. Spacecraft, **21** (1984), pp. 481–487.