準定常 MPD 推進機のアークの構造*1

Arc Structure in a Quasi-Steady MPD Thruster

田 原 弘 一*2・加 賀 谷 洋 一*2
Hirokazu TAHARA, Yoichi KAGAYA
吉 川 孝 雄*2
Takao YOSHIKAWA

Key Words: Electric Propulsion, Quasi-Steady MPD Arcjet, Plasma Diagnostics

Abstract

The plasma properties in the discharge chamber of a quasi-steady MPD thruster have been investigated to understand acceleration mechanism and to design an optimum electrode configuration. The results measured by a magnetic probe show that the current pattern depends strongly on the propellant species (Ar, H₂ and NH₃) and the parameter $J^2/\dot{m}$ (current squared over mass flow rate). It is found that the plasma produced in the discharge chamber is compressed radially and 50% on the input power is consumed in the cathode region for H₂ at higher currents. From floating potential and number density measurements, the positive voltage slope and propellant starvation near the anode surface are found to occur beyond the predicted critical value of $J^2/\dot{m}$. With improved straight-diverging anode, satisfactory arc operation without anode erosion has been demonstrated somewhat beyond the predicted critical current.

記 号 表

B : 磁束密度
 B_θ : 周方向自己誘起磁束密度
 e : 電荷
 E : 電場の強さ
 j_r : 電流密度の径方向成分
 j_z : 電流密度の軸方向成分
 J : 放電電流
 J_c : 理論臨界電流
 J_z : 軸方向電流
 k : ボルツマン定数

L : 電極間距離
 M : 粒子1個当りの質量
 $\dot{m}$: 質量流量
 n : 数密度
 r : ジェット中心軸からの径方向距離
 r_L : ラーマ半径
 r_p : プローブ半径
 t : 時間
 T : 粒子温度 (1eV=11,600 K)
 V : 放電電圧
 V_f : 浮動電位
 V_p : プラズマ電位
 z : 陽極出口から下流方向の距離
 α : 電極形状係数
 ϵ_d : 解離エネルギー
 ϵ_i : 電離エネルギー
 θ : 周方向の基準座標
 λ_D : デバイ長
 λ_i : イオン平均自由行程
 Ω : ホール係数

添字 e, i はそれぞれ電子, イオンを表す

1. ま え が き

準定常大電流 MPD アークジェットは高比推力, 高推力密度および簡単な構造などの特徴をもつので, 近い将来, スペースステーションの輸送および深宇宙探査機の推進機として期待されている¹⁾. 最近数年間, MPD 推進機の性能向上を目的として, 推進剤の種類, 電極形状が推進特性にどのように影響するか研究された²⁻⁵⁾. その結果, 水素および水素を含む分子気体 (たとえば NH₃, N₂H₄ など) は良好な推進特性を示し, また電磁気的な加速成分に加えて空力的な加速成分をより効果的に作用させるためには, 直線-広がり

*1 昭和58年10月25日, 第27回宇宙科学技術連合講演会, 昭和59年10月25日, 第28回同講演会にて発表, 昭和59年10月26日原稿受理

*2 大阪大学基礎工学部機械工学科

ノズル形の陽極がよいことが判明した。しかし、5kA 以上の大電流放電の場合、放電室内部のプラズマ状態の測定は困難であり理解されていない。そこで本研究では、より最適なアークジェットを設計するために、放電室内の電流分布、電子温度、イオン数密度および浮動電位を測定し、MPD アークジェットの電離機構およびその加速機構の特性を明らかにする。

本研究では、代表的な推進剤として Ar, H₂ および NH₃ が用いられ、放電電流は 5~25 kA の範囲で約 0.6 msec の準定常作動が行われた。放電室内の電流分布は磁気探針を用いて測定された。また電子温度、イオン数密度および浮動電位は Langmuir 探針を用いて放電室内およびジェット下流で測定された。

2. 実験方法

実験に用いられた MPD アークジェットを第 1 図に示す。このアークジェットの放電室の内径は 50 mm、奥行は 75 mm である。陰極は長さ 45 mm、直径 9.5 mm のトリウムタングステン製である。また陽極は銅

第1図 MPD アークジェット

製でその外径は絶縁されている。推進剤は高速電磁弁 (FAV) により、約 6 msec の間定常的に供給され、放電室へは陽極内側と陰極外側より導入される。本実験では、陽極側と陰極側の流量比は 1 対 1 であり、その流量は高速電磁弁の貯気槽圧とオリフィスの直径を変化させることにより調節することができる。

第 2 図に示すように実験はすべて真空タンク (φ0.6 m × 5.75 m) 内で行われ、真空タンクは実験前に 2×10^{-3} Pa 以下に排気される。MPD アークジェットは最大 62 kJ 貯えることができる 40 段の L-C 梯子回路 (PFN) により駆動される。本実験では、PFN は 0.6 msec の間、最大 27 kA の電流を準定常に供給することができる。

電流分布の測定に用いられる磁気探針のコイルは、絶縁された外径 0.04 mm の銅線を 50~150 回巻いたもので、外径 2.2 mm、内径 1.5 mm の石英ガラス管内に収められる。そのコイルは移動可能な探針台に取り付けられ、正確に θ -平面内に設置される。コイルの両端の誘起起電力は $\partial B_\theta / \partial t$ に比例するので、C-R 積分回路を用いて積分され、 B_θ を測定することができる。放電電流が軸対称である事実が確認されたので、Ampere の法則を用いると B_θ の空間分布より電流分布を推定することができる。なお、磁気探針の校正はアークジェットの位置に直径 8 mm、長さ 600 mm の銅棒を置き、その棒に PFN を用いて準定常電流を流し、誘起される磁場を測定し、理論値と比較することによりなされた。その際、コイルは誘起磁場と正確に交差するように配置することが非常に重要である。第 3 図に代表的な磁気探針の応答と放電電流波形を示す。この図より使用された磁気探針は十分よい周

第2図 実験装置の概略図

第3図 磁気探針の応答と放電電流波形

波数応答をもつことがわかる。

浮動電位の測定に使用された単探針は直径0.1 mmのタングステン線で、その先端部4.65 mmがプラズマにさらされる。また複探針は直径0.05 mm、長さ5 mmの2本のタングステン線よりなり、その軸間距離は2 mmである。本実験条件のような大電流の場合には、複探針回路は電氣的に完全に浮かす必要があるので、電圧掃引は変圧器を介してなされた。高速電圧掃引は放電開始250 μ sec後に開始され、その後90 μ secにわたりにされる。また探針からの出力は低域通過フィルタ(遮断周波数、単探針では40 kHz、複探針では250 kHz)を用いて平滑化される。

探針の応答に対する流れおよび磁場の影響を無視することができるように、円筒探針の軸はジェットの流れに平行に置かれる。このような配置では探針の軸は流れに平行になり、自己誘起磁場 B_0 と垂直になる。また本実験では $r_{Le} > r_p$ であり、電子は磁力線に沿って熱速度で探針に飛びこむため、磁場の影響は無視できる。さらに $\lambda_D \gg r_p \gg \lambda_D$ の関係がほぼ満足されるので、プラズマ電位および電子温度は古典的なLangmuirの方法より求めることができる。またイオン数密度はLangmuirの理論を改良したLaframboise理論を用いて決定された⁶⁾。探針測定では探針表面の汚れが探針応答に大きな影響を与えるので、汚れを除去するために数回の測定ごとにグロー放電によるスパッタリングを行った。

3. 実験結果および考察

3.1 電流分布 代表的な推進剤 Ar, H₂ および NH₃ を用いて電流分布を測定した。その実験条件を第1表に示す。この表で()内の値は与えられた推進剤流量に対して、Alfvénの臨界電離速度に基づいて理論的に計算された臨界電流で次式により求められた^{7,8)}。

第1表 電流分布の測定条件

Propellant	$\dot{m}$ (g/s)	J (kA)	$J^2/\dot{m}$ ((kA) ² /gs ⁻¹)
Ar	5.0	18.2	
	1.37	10.2 (7.0)*	75.9 (35.8)*
	13.6	135.0	
	0.62	10.1 (4.7)	164.5 (35.6)
H ₂	3.00	10.2 (10.4)	34.7 (36.1)
	0.40	4.9	60.0
	10.1 (9.6)	255.0 (230.4)	
	15.5	600.6	
	0.16	10.0 (6.0)	625.0 (225.0)
NH ₃	1.37	10.0 (17.7)	73.0 (228.7)
	5.0	35.2	
	0.71	10.4 (8.8)	152.3 (109.1)
	14.0	276.1	
	0.20	10.1 (4.6)	510.1 (105.8)
	2.39	10.0 (16.1)	41.8 (108.5)

* () は臨界状態を示す理論値である。

(a) Ar, $J=5.0$ kA, $\dot{m}=1.37$ g/s (b) Ar, $J=13.6$ kA, $\dot{m}=1.37$ g/s第4図 Arの電流分布 ($\dot{m}=1.37$ g/s)

$$J_c^2/\dot{m} = \{2(\epsilon_a + \epsilon_i)/M\}^{1/2}/\alpha \quad (1)$$

この臨界電流に近い値でMPDアーク放電は不安定になり、電極損耗が増大することが知られている。第4～6図に3種類の推進剤について、放電電流を理論臨界電流値をはさんで変化させたときの電流分布を示す。図中の電流分布の線の横に示してある数字はその線より下流に存在する放電電流の割合を表す。第4～6図の結果は推進剤の種類により、電流分布が著しく異なることを示している。すなわちArの場合には、放電室内部の広い範囲にわたり放電が行われ、主として電流は陰極側面へ流れ込む。一方、H₂の場合、

 (a) H_2 , $J=4.9\text{ kA}$, $\dot{m}=0.40\text{ g/s}$

 (b) H_2 , $J=15.5\text{ kA}$, $\dot{m}=0.40\text{ g/s}$

 第5図 H_2 の電流分布 ($\dot{m}=0.40\text{ g/s}$)

第2表 ホール係数とラーマ半径に対する電極間距離の比

Parameter	e	Ar ⁺	N ⁺	H ⁺
Q	27	0.24	0.40	1.50
L/r_L	160	0.60	1.00	3.80

放電電流の大部分は陰極先端に流れ込み、かなり下流まで張り出すことがわかる。このような電流分布の相違はホール係数とラーマ半径を評価することにより定性的に説明することができる。たとえば、放電電流 10 kA で陰極先端近くの半径 $r=15\text{ mm}$ の位置では、 $n\approx 10^{20}\text{ m}^{-3}$ 、 $T_e\approx 4\text{ eV}$ 、 $B_0\approx 0.1\text{ T}$ と推定される。これらの値は Langmuir 探針および磁気探針測定で確認された。放電室内に導かれた推進剤が完全に解離・電離され熱平衡が成り立つと仮定すると、クーロン衝突のみを考えればよいので、ホール係数およびラーマ半径は計算することができる^{9,10)}。その結果を第2表に示す。この表より電離された粒子の軌跡は次のように描写される。電子では、 $Q\gg 1$ 、 $L/r_L\gg 1$ であるので、放電室内で作られたり、陰極より放出された電子は半径方向に動くことができず、 $E\times B$ ドリフトにより下流に加速され、 Q が小さく(B_0 が小さく)なる下流位置で半径方向の運動が可能となる。水素イオンの場合は、 $Q>1$ 、 $L/r_L>1$ であるので、電子の運動と類似して半径方向へは動きにくく、第5図に示されるように、放電電流は下流に引き延ばされる。一方、アルゴンイオンの場合には、 $Q<1$ 、 $L/r_L<1$ であり、放電室内でも衝突による半径方向の運動が可能になり、第4図に示されるように、陰極側面で放電が行わ

 (a) NH_3 , $J=5.0\text{ kA}$, $\dot{m}=0.71\text{ g/s}$

 (b) NH_3 , $J=14.0\text{ kA}$, $\dot{m}=0.71\text{ g/s}$

 第6図 NH_3 の電流分布 ($\dot{m}=0.71\text{ g/s}$)

れる。

第6図に示される NH_3 の場合、電流分布は複雑な NH_3 の反応過程により放電電流によって著しく異なる。すなわち、放電電流 5 kA では H_2 の場合に類似して陰極先端で主として放電が行われ、電流を上げると Ar の場合のように放電室内で放電が起こるようになる。詳細な反応過程はここでは議論しないが、低電流では主として水素イオンが生成され、順次電流を上げると、窒素分子イオンおよび窒素イオンが生成されるものと推測される。

第7～9図に放電電流を約 10 kA に保ち、推進剤流量を変化させたときの電流分布を示す。第4～6図と第7～9図を比べると、それぞれの推進剤に対して、電流を一定にして流量を増加させたときの電流分布は、流量を一定にして放電電流を減少させたときの電流分布と類似していることがわかる。すなわち、電流分布は第1表より $J^2/\dot{m}$ に関係していると考えられる。

Ar の場合、 $J^2/\dot{m}$ が小さいときには電流は放電室内で流れるが、 $J^2/\dot{m}$ が大きくなるとしだいに放電領域は下流に追い出される。一方 H_2 の場合、 $J^2/\dot{m}$ が小さいときには陰極先端で放電が行われるが、 $J^2/\dot{m}$ が大きくなると電流の一部は放電室内でも流れるようになる。

すべての推進剤について、放電電流を臨界電流以上に上げると、陽極先端付近の電流密度が上昇し、この付近で陽極の損耗が観察された。また放電室出口付近では絶縁物(マコール)の表面に沿って流れるかなりの沿面電流が存在することがわかる。さらに注目すべ

(a) Ar, $J=10.1\text{ kA}$, $\dot{m}=0.62\text{ g/s}$ (a) H_2 , $J=10.0\text{ kA}$, $\dot{m}=0.16\text{ g/s}$ (b) Ar, $J=10.2\text{ kA}$, $\dot{m}=1.37\text{ g/s}$ (b) H_2 , $J=10.1\text{ kA}$, $\dot{m}=0.40\text{ g/s}$ (c) Ar, $J=10.2\text{ kA}$, $\dot{m}=3.00\text{ g/s}$ (c) H_2 , $J=10.0\text{ kA}$, $\dot{m}=1.37\text{ g/s}$ 第7図 Arの電流分布 (流量 $\dot{m}$ 変化)第8図 H_2 の電流分布 (流量 $\dot{m}$ 変化)

き事実は、かなりの軸方向電流が観察されるので、自己誘起磁場 B_θ とこの電流によるローレンツ力 ($J_z \times B_\theta$) により、生成されたプラズマは半径方向・内側に強く圧縮されることである。

3.2 浮動電位分布 第10, 11図にそれぞれ Ar および H_2 について単探針により測定された浮動電位分布を示す。本実験では陽極は接地されており、陽極に対する浮動電位を V_f とすると、図中の等電位線に示す値は $-V_f/V$ である。Langmuir 探針により測定された V_f , T_e および n_i を用いて、プラズマ電位 V_p が次式により計算された。

$$V_p = V_f - \frac{kT_e}{e} \ln \left(\frac{\pi M_e}{2M_i} \right)^{1/2} \quad (2)$$

第12, 13図に Ar および H_2 の場合の電流分布から得られる50%の等電流線の経路に沿ったプラズマ電位を示す。もちろん、50%の等電流線の経路長は推進剤の種類、放電電流により異なるが、比較のため等しいとした。第12図より Ar の場合、理論臨界電流以下の作動では、陽極に対し正の電位をもつ領域が広範囲に存在する。このとき陽極近傍では B_θ が小さいの

で、電子もイオンと同様に半径方向に動きやすく、過剰の電子の流入を防げる通常のポテンシャル障壁が形成され、負の電位勾配を示している。このような場合、アークは拡散モードで一様に放電していることが知られている¹¹⁾。同様の現象は2 kA以下の低電流MPDアークジェットにおいても観測されている¹²⁾。しかし理論臨界電流以上 ($J=13.6\text{ kA}$) の作動では、陽極近傍において電流を運ぶ担体が少なくなり正の電位勾配を示している。この場合、陽極面上にスポットが形成され電極損耗が生じているものと思われる。また陰極と陽極の中間領域では、大電流により誘起された B_θ が大きいので、低電流の場合と比べて大きな電位勾配が存在する。第13図の H_2 の場合、50%等電流線の経路は陰極先端付近より陽極先端部へ入る。この場合、陽極近傍では電流密度が大きいので、大電流においてはもちろん低電流の場合でも陽極面上にスポットが形成され正の電位勾配を示している。注目すべきことは、大電流作動では、陰極近傍での電位勾配が非常に大きく、全投入電力の50%以上がこの領域で消費されることである。この領域は通常、カソードジェ

(a) NH_3 , $J=10.1 \text{ kA}$, $\dot{m}=0.20 \text{ g/s}$

(b) NH_3 , $J=10.4 \text{ kA}$, $\dot{m}=0.71 \text{ g/s}$

(c) NH_3 , $J=10.0 \text{ kA}$, $\dot{m}=2.39 \text{ g/s}$

第9図 NH_3 の電流分布 (流量 $\dot{m}$ 変化)

(a) Ar , $J=5.0 \text{ kA}$, $V=41 \text{ V}$, $\dot{m}=1.37 \text{ g/s}$

(b) Ar , $J=13.6 \text{ kA}$, $V=179 \text{ V}$, $\dot{m}=1.37 \text{ g/s}$

第10図 Ar の浮動電位分布

(a) H_2 , $J=4.9 \text{ kA}$, $V=120 \text{ V}$, $\dot{m}=0.40 \text{ g/s}$

(b) H_2 , $J=15.5 \text{ kA}$, $V=310 \text{ V}$, $\dot{m}=0.40 \text{ g/s}$

第11図 H_2 の浮動電位分布

第12図 Ar のプラズマ電位

ットとよばれている領域であり、消費されるエネルギーの一部は陰極への熱損失となるが、大部分はカソードジェット内での粒子加熱に用いられ、それらは軸方向の運動エネルギーに変換されると考えられる。

3.3 電子温度・イオン数密度 第14図に放電電流 10 kA の場合の放電室内・軸方向の電子温度とイオン数密度の分布を示す。Langmuir 複探針は陽極に近い位置で半径 $r=20 \text{ mm}$ (陽極半径 $r=25 \text{ mm}$) に設定さ

第13図 H₂のプラズマ電位

れ軸方向に動かされた。この図では、 $z=0$ は放電室出口を表し、下流方向を正としている。この図より、放電室内の電子温度は陽極出口に近づくほどしだいに増加し、放電室内では推進剤の種類によらず3~5 eVである。イオン数密度に関しては、Arの場合、電流が放電室内部を主に流れるので、陽極出口に行くほど徐々に増加し、 $z=-30$ mmで極大値をとりその後やや減少する。これは生成されたプラズマがローレンツ力($J_z \times B_\theta$)により内側に強く圧縮され、陽極出口では軸方向の速度も十分大きくなり、荷電粒子が少なくなることを示している。Arの電流分布(第7図(b))から放電室内部・半径 $r < 20$ mmの位置では、電流密度の半径方向成分と軸方向成分の比は $j_r/j_z < 0.7$ 程度であり、軸方向の加速成分($j_z \times B_\theta$)より半径方向・内側への加速成分($j_r \times B_\theta$)が大きく、プラズマはおもに半径方向・内側に圧縮されると考えられる。しかしジェット出口および陽極近傍($r > 20$ mm)では $j_r > j_z$ となり軸方向の加速が支配的になると推定される。H₂の場合は放電領域がジェット出口付近にあるため、放電室内では電離の進行過程にあると考えられる。

第14図 放電室内軸方向の電子温度・イオン数密度分布 ($J \approx 10$ kA; Ar, $\dot{m} = 1.37$ g/s; H₂, $\dot{m} = 0.40$ g/s) 第15図 ジェット下流中心軸上の電子温度・イオン数密度分布 ($J \approx 10$ kA; Ar, $\dot{m} = 1.37$ g/s; H₂, $\dot{m} = 0.40$ g/s)

第15図にジェット下流中心軸上での電子温度とイオン数密度の分布を示す。陰極先端付近では通常のLangmuir探針の応答を示さなかったため、測定は不可能であった。これは陰極から放出された電子がMaxwell分布をしていないためと推測される。陰極先端に近づくにつれて電子温度およびイオン数密度は上昇するが、とくにH₂の場合には電子温度の上昇が著しく、陰極先端付近では10 eV以上と推定される。前述の浮動電位測定よりこの領域ではかなりの電力が消費され、ピンチ効果も大きいので、 $n_i \approx 10^{21}$ m⁻³、 $T_e \approx 10$ eV程度の高温・高密度プラズマが生成されて

第16図 直線-広がり形陽極をもつアークジェットの電流分布 (H_2 , $J=10.5$ kA, $\dot{m}=0.40$ g/s)

いると考えられる。

4. 最適の電極形状

測定された電流分布および密度分布より、放電室内で生成されたプラズマは軸方向に加速されながら、半径方向・内側に強く圧縮され、カソードジェットとして噴出されることがわかる。その結果、大電流になれば、陽極先端付近に荷電粒子が少なくなり、電流を運ぶ粒子の不足をもたらす。それを補うために陽極金属が溶解すると考えられる。これがMPDアークジェットの作動限界である。MPDアークジェットでは放電電流を大きくすれば推進効率が増加することが知られているので、上限電流を上げる必要がある。このためには、できる限り陽極面上、特に陽極先端付近の電流集中をなくす電極形状が望ましい。そこで第16図に示すような直線-広がり形(広がり角 20°)陽極を製作し、その電流分布を測定した。この図は水素のほぼ理論臨界電流での電流分布である。この図より電流は陽極表面上に一様に分布していることがわかり、また陽極の損耗も観測されなかった。しかしながら、放電電流は陰極の先端に集中するので、陰極は非常にきびしい環境にさらされることになる。本実験で用いたトリウムタングステンの場合には陰極の損耗は非常に大きかったが、バリウムタングステンを用いてその損耗がかなり減少したという報告がある^{5,13)}。しかしさらに良好な陰極材料を開発する必要があると思われる。

5. 結 論

準定常大電流MPDアークジェットの放電室内のプラズマ状態が磁気探針、Langmuir探針を用いて調べられ、次の結果を得た。

1) 代表的な推進剤Ar, H_2 および NH_3 の電流分布が測定された。推進剤の種類により電流分布は著しく異なり、この原因はホール係数とラーマ半径を評価することにより定性的に説明することができる。

2) 一般に、すべての推進剤について、電流分布は $J^2/\dot{m}$ に強く依存している。

3) Ar, H_2 の浮動電位が測定され、それよりプラズマ電位が求められた。Arの低電流放電の場合、陽極近傍では負の電位勾配を示し、放電は拡散モードである。しかし理論臨界電流以上($J=13.6$ kA)また H_2 の場合は電流値を問わず、陽極先端付近で正の電位勾配が現れ、陽極面上には電流スポットが形成されていると考えられる。

4) Ar, H_2 ともに陰極近傍で消費される電力は非常に大きい。とくに H_2 の場合、それはカソードジェットとよばれる領域であり、全投入電力の50%以上がここで消費される。このエネルギーの一部は陰極への熱損失となるが、大部分はカソードジェット内で運動エネルギーに変換されると考えられる。

5) Ar, H_2 の放電室内およびジェット下流での電子温度・イオン数密度が測定された。放電室内の電子温度は推進剤の種類によらず3~5 eVである。イオン数密度はArの場合、陽極出口付近ではプラズマがローレンツ力($J_z \times B_\theta$)により半径・中心方向に圧縮され、また軸方向の速度も大きくなるためやや減少する。 H_2 の場合、放電室内では電離の進行過程にあると考えられる。

6) ジェット下流中心軸上では、陰極先端に近づくにつれて電子温度およびイオン数密度は上昇し、とくに H_2 の場合、電子温度の上昇が著しく、陰極先端付近では10 eV以上と推定される。この領域は高温高密度状態にある。

7) 測定された電流分布および密度分布より、MPDアークジェットの作動限界は陽極先端付近での電流担体の不足によるものと考えられる。そこで上限電流を上げるために、陽極先端部での電流集中を緩和する直線-広がり形陽極が製作され、その電流分布が測定された。その結果、陽極面上の電流集中はみられず、陽極損耗も観測されず、上限電流は上昇した。しかし陰極先端部の電流集中は依然、非常にきびしく、新材料の開発が望まれる。

参考文献

- 1) Rehder, J. J. and Wurster, K. E. : AIAA Paper 78-696 (1982).
- 2) Yoshikawa, T., Kagaya, Y. and Kuriki, K. : Thrust and Efficiency of New K-III MPD Thruster, AIAA Paper 82-1887 (1982).
- 3) Uematsu, K., Morimoto, S. and Kuriki, K. : MPD Thruster Performance with Various Propellants, AIAA Paper 82-1885 (1982).
- 4) Uematsu, K. and Kuriki, K., et al. : Effect of Electrode Configuration on MPD Arcjet Performance, IEPC 84-11, May (1984).
- 5) Yoshikawa, T. and Kagaya, Y., et al. : Performance Characteristics of Quasi-Steady MPD Thrusters, IEPC 84-58, May (1984).
- 6) Laframboise, J. G. : UTIAS Report, No. 100 (1966).
- 7) Alfvén, H. : Collision between a Non-ionized Gas and a Magnetized Plasma, Rev. Modern Phys., **32** (1960), pp. 710-713.
- 8) Patrick, R. M. and Schneiderman, A. M. : Performance Characteristics of a Magnetic Annular Arc, AIAA J., **4** (1966), pp. 283-293.
- 9) Spitzer, L., Jr. : Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Pub., New York, 1962, Chap. 8.
- 10) Jahn, R. G. : Physics of Electric Propulsion, McGraw-Hill, New York, 1968, Chap. 8.
- 11) Merinov, N. S., et al. : Anode Processes with a Negative Potential Drop at the Anode, Sov. Phys. Tech. Phys., **21** Apr. (1976), pp. 467-472.
- 12) 都木恭一郎, 木村逸郎 : MPD アークジェットにおける中空陰極面の電流分布, 日本航空宇宙学会誌, **29** (1981), pp. 195-202.
- 13) Kuriki, K., et al. : MPD Arcjet System Performance Test, IAF-83-393, Oct. (1983).