

MPD スラスタにおける外部磁場印加効果と電流密度分布の関係性

Effect of external magnetic field configuration and discharge current profiles to an MPD thruster

○大牟田 佳輝(東北大)・千葉 大幹・小室 淳史・高橋 和貴・安藤 晃

○Yoshiki Omuta (Tohoku University)・Motoki Chiba・Atsushi Komuro・Kazunori Takahashi・Akira Ando

Abstract (概要)

Thrust imparted by an magneto-plasma-dynamic (MPD) thruster is enhanced by superimposing diverging and Laval type magnetic nozzles. The calculated axial profiles of axial momentum flux indicate the thrust enhancement occurs in the upstream of exhaust plasma. The thrust improvement is investigated by measuring magnetic field, current flowing in plasma and Lorentz force using a magnetic probe in the upstream region. It was observed that increase of the current density and sharp rise of the Lorentz force in the upstream. The difference of electromagnetic forces integrated at $z = 25$ to 35 mm between in a magnetic Laval nozzle and in a divergent magnetic field was estimated as 0.7N near the MPD muzzle. It was suggested that the thrust improvement by applying the magnetic Laval nozzle is caused by the change of current distribution near the electrodes.

記号の説明

B_0	一様磁場強度
B_{zc}	発散磁場強度
B_{zl}	ラバール型磁気ノズル強度
z	軸方向位置
x	径方向位置
I_d	放電電流
n_p	プラズマ密度
T_e	電子温度
T_i	イオン温度
v_i	イオン速度
MA	運動量流束
F_z	軸方向電磁力
F_r	径方向電磁力
j_r	径方向電流密度
j_θ	周方向電流密度
B_r	径方向磁場強度
B_θ	周方向磁場強度
J	全放電電流
J_{out}	染み出している電流値
r_a	陽極半径
r_c	陰極半径
α	電極形状係数
γ	比熱比
k_B	ボルツマン定数
μ	真空透磁率

1. はじめに

電磁加速型電気推進機の開発においてプラズマ中に流れる電流と磁場構造は加速特性に非常に重大な役割を果たしている。推進機出口部に発散型の磁場形状をもった磁気ノズルを重畳するプラズマ加速手法は、比推力可変型プラズマ推進機 (VASIMR) [1]や外部磁場印加型 MPD スラスタ (AF-MPD スラスタ) [2], ヘリコンスラスタ[3]など様々な種類の電気推進機において研究されている。

電気推進機の中でも比較的推力の高い MPD スラスタは電磁加速型の代表的な推進機である。同軸上に配置された電極間に数 kA の電流を流すことにより推進剤を電離し、放電電流と自己誘起磁場のローレンツ力によってプラズマを軸方向へ加速させる。

この MPD スラスタは推力密度が他の推進機よりも大きく、宇宙での大量の物資移送や有人探査のための航行エンジンの有力な候補となりうる。この MPD スラスタに外部磁場を印加することでローレンツ力やプラズマの閉じ込め、プラズマ断面などの変化が起こり推進特性が向上することが提案されており、実験的にも観測されている[4]。

本研究でもこれまでに、MPD スラスタにソレノイドコイルを取り付け、推進性能、推力、軸方向流速を高めるため発散型磁場を印加した実験が行われている[5]。しかし軸方向のエネルギーが発散磁場の下流部において熱化されてしまうことも確認されており、流速が減少する現象も観測さ

れている。この現象を回避するため、ラバール型磁気ノズルを利用する試みがなされ、ラバール型磁気ノズルを印加することで発散型磁場のみの場合に比べて推力が 40 %、推進効率が 90 % 向上した [6]。ラバール型磁気ノズルを用いた推力上昇のメカニズム解明のために、密度勾配、スワール加速についての検討が行われたがいずれも推力の上昇分すべての説明には至っていない。そこで本発表ではこれまでの研究では計測されていない MPD 出口近傍の領域における変動磁場、電流密度を計測・算出し、ラバール型磁気ノズル印加時の推力上昇の物理機構について考察を行った。

2. 実験装置

本実験は東北大学の HITOP(High density TOhoku Plasma) 装置を用いて行われた。HITOP 装置は直径 1m 長さ 3m の真空容器と、その中に一様磁場を発生させる磁場コイルから成っている。真空容器の一端に AF-MPD スラスタを取り付け実験を行った。MPD スラスタは中心軸にタングステン製の棒状の陰極(外径 10 mm)と同軸円筒形のモリブデン製の陽極(内径 30 mm)の同軸構造となっている。MPD スラスタの出口付近には 2 つのソレノイドコイルが取り付けられており、発散型磁場およびラバール型磁場を印加することが可能となっている。

図 1 に MPD スラスタの中心軸上の磁界強度の軸方向分布を示す。スラスタ出口を $z = 0$ mm と定義し、一様磁場 $B_0 = 0.10$ T、発散型磁場とラバール型磁場のピーク強度がそれぞれ $B_{zc} = 0.28$ T, $B_{zL} = 0, 0.15$ T としてスロート部が $z = 100$ mm となるような外部磁場を形成している。

推進剤としてはヘリウムガスを用い、質量流量を 38 mg/s とした。放電電流 I_d は Pulse Forming Network(PFN) システムによって約 1 ms 間ほぼ定常に流れ、PFN 電源のコンデンサバンクの充電電圧によって I_d を制御可能である。本実験では $I_d = 6.9$ kA とした。

プラズマ中の変動磁場を計測するために、小型の磁気プローブを用い Z - X 平面で移動可能なトラバース装置に取り付け、 $z = 25 - 35$ mm の間において計測を行った。磁気プローブは多数巻きにした小型サーチコイルと積分回路から成っており、出力電圧からプラズマ流中の変動磁場を算出した。また測定した変動磁場の空間分布からアンペールの法則を用いてプラズマ流中の電流密度分布を算出した。

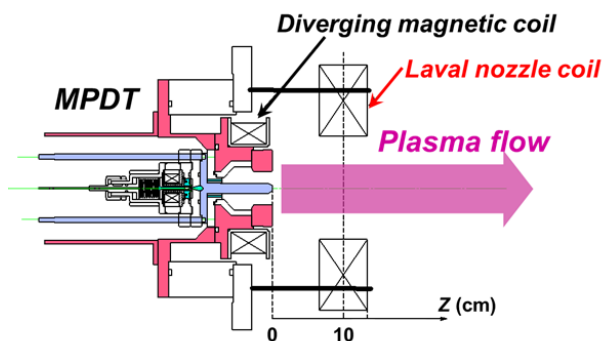


図 1 AF-MPD スラスタ概略図

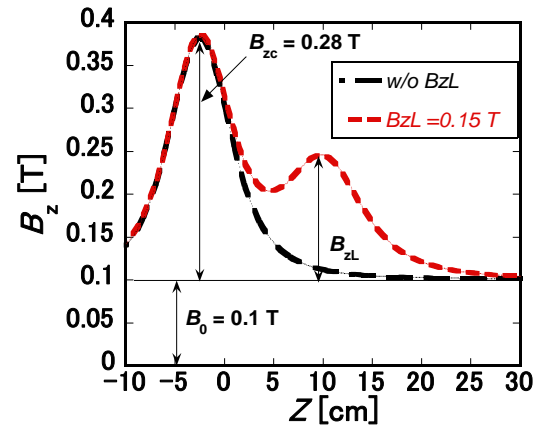


図 2 中心軸上における磁場強度軸方向依存

3. 加速領域の検討

出口下流部でのプラズマ流の運動量流束について、下記(1)式を用いて放電電流が 6.9 kA の時の値を算出した(図 3)。

$$\text{Momentum} = n_p k_B T_e + \gamma n_p k_B T_i + m_i n_p v_i^2 \quad (1)$$

$$MA = 2\pi \int \text{Momentum} \cdot r dr \quad (2)$$

図 3 を見ると $z = 40$ mm の地点において既に 2.5 N 程の運動量の差が生じていることがわかる。また先行研究において軸方向電磁力が算出されているが、こちらの差は約 0.5 N であった。放電電流 6.9 kA における推力の差は約 2.5 N であるため運動量と電磁力の差を考慮すると $z = 40$ mm よりも上流では約 2.0 N の運動量の差が生じていると考えられる。

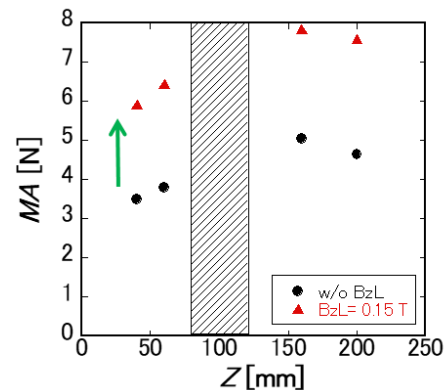


図 3 各 z 軸位置における軸方向運動量流束

ここで軸方向電磁力 F_z について考える。 F_z は以下の式(3)で表すことができる。

$$F_z = j_r B_\theta - j_\theta B_r \quad (3)$$

$z = 60 - 200$ mm の範囲で軸方向積分したものを表 1 に示すが、発散型磁場のみでは 0.8 N、ラバール型磁場でも 1.3 N と、実験にて計測された推力に対して小さい値となっている。

軸方向電磁力 F_z は表 1 に示しているように第 1 項の自己誘起成分 $j_r B_\theta$ と第 2 項の外部磁場成分 $-j_\theta B_r$ に分けることができる。外部磁場成分については $z = 40$ mm よりも上流

表 1 軸方向電磁力積分値 ($z=60-200$ mm)

	$j_r B_\theta$ [N]	$-j_\theta B_r$ [N]	F_z [N]
発散磁場	0.4	0.4	0.8
ラバール型磁気ノズル	0.7	0.6	1.3

ではほとんど磁場強度に差がないため、発散型磁場とラバール型磁場での違いは少ないと考えられる[7]。大電力型のMPD スラスタにおいて $j_r B_\theta$ は本来数N以上となると想定されるが、この範囲で得られている電磁力は1Nよりも小さい。この理由として、 $z=60-200$ mmの範囲では染みだしてきている電流が小さかったため、その領域での電磁力も小さかったと考えられる。そこで $z=20-40$ mmの範囲で自己誘起成分に着目して計測を行った。

4. 実験結果

測定した変動磁場より算出した各軸方向位置での電流密度の径方向分布を図5に示す。発散型磁場とラバール型磁場のどちらの場合においても上流部において電流密度が増加していることが確認された。特にラバール型磁場配位において大きな j_r 成分が観測された。

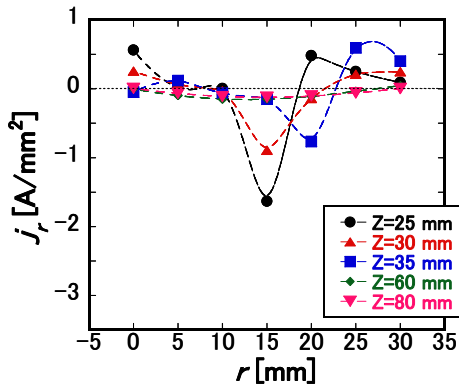


図5 発散型磁場での j_r 径方向分布

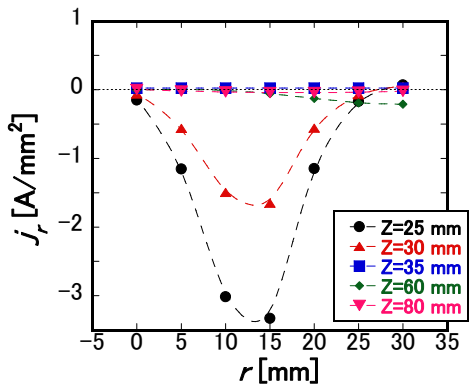


図6 ラバール型磁場での j_r 径方向分布

また、計測された電流密度から $z=25$ mmよりも下流部へ染みだしている全電流値 J_{out} を算出した。 $Z=40$ mmよりも下流部では陰極へ向かう軸方向電流密度を積分することから、また $z=25-35$ mmの範囲ではそれぞれの地点の中心向きの径方向電流を積分することで外部へ染み出した電流の戻り値を算出し、それぞれを足し合わせたものを下流部へ染み出す全電流値 J_{out} とした。表2にその結果と全放電電流 J との比を示す。発散型磁場は3割程度しか $z=25$ mmよりも下流部へ染み出していないことから、主に電極内部で放電が起こっていると考えられる。一方でラバール型磁場では染み出している電流が5割以上に上っており、電極出口より下流で大きな電磁力の発生が起こっていると考えられる。

表2 下流部に染みだしている電流値

	J_{out} [kA]	J_{out}/J
発散型磁場	2.2	0.32
ラバール型磁場	3.6	0.52

測定した磁場とそれから算出した電流密度を用いて、上流部の自己誘起成分の電磁力を求めた。各 z 位置における電磁力成分 $j_r B_\theta$ を断面内で積分して得られた値の軸方向分布を図7に示す。ラバール型磁場印加時に上流部において顕著な上昇がみられた。

$z=25-35$ mmと $z=60-200$ mmの範囲で電磁力を積分したものを表3に示す。ラバール型磁場での結果を見ると、上流部での $z=25-35$ mmの範囲と下流部の $z=60-200$ mmの範囲で同程度の電磁力が生じていることがわかる。

よって上流部での運動量の差は自己誘起成分の電磁力によって生じていることが考えられる。しかし発散型磁場の電磁力は依然として小さく、放電が $z=20$ mmよりもさらに上流もしくは電極内部で起こっており、そちらで生じている電磁力が大きくなっている可能性がある。

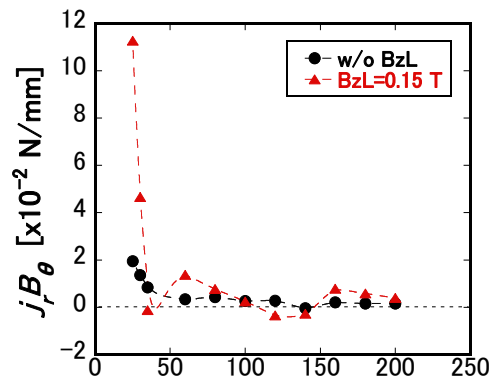


図7 電磁力成分 $j_r B_\theta$ の軸方向分布

またラバール型磁場では電極近傍で大きな電流が観測さ

れ、染みだしている電流が多いため、 $z=25$ mm よりも上流の電極内部で生じる電磁力は、発散型磁場の方がより大きくなることも考えられる。そのため $z=25$ mm よりもさらに上流部における電磁力の考察を行った。

表 3 $j_r B_\theta$ 積分値

	$z = 25\sim 35$ mm	$z = 60\sim 200$ mm
発散型磁場	0.14	0.41
ラバール型磁場	0.63	0.68

5. 上流部における電磁力の検討

$z=20$ mm よりも上流部におけるプローブ測定は困難であるため、電磁力の理論式を用いて上流部における電磁力の検討を行った。MPD スラスタに生じる電磁力には、軸方向のブローイング力と径方向のポンピング力の2種類があり、2つの力を足し合わせた全電磁力学的加速力は以下の式で表される[8]。

$$F_{th} = \mu_0^2/4\pi \cdot (\ln(r_d/r_c)+\alpha) \quad (4)$$

ここで α は電極形状係数である。この式では電磁力に関して変数として効いてくるのは陽極半径 r_a 、陰極半径 r_c 、放電電流 J である。同じMPD スラスタを用いて実験を行っているため陰極半径 r_c はどちらも変わらないとして考える。ここで径方向電流 j_r の r - z 平面での分布を図8, 9に示す。ラバール型磁場を用いることで電極近傍において中心向きの電流が大きく生じていることがわかる。放電分布が広がったことで実効的な陽極半径が実際のものとは異なり増加していることが考えられる。そこで表2で求めた全放電電流 J から染み出している電流 J_{out} を引いた電流値を(4)式の J に代入し、軸方向電磁力 F_z を陽極半径 r_a の関数とみなして(4)式から計算される電磁力を評価した。その計算結果を図10に示す。

放電領域の変化によって実効的な陽極半径が広がっていることが考えられるので、各磁場配位における陽極半径の定義を行う。発散型磁場は電極内の放電が主に起こっていると考えられるので実際の陽極半径である $r_a = 15$ mm とすし、一方でラバール型磁場では図6に示すように $z=25$ mm で j_r がほぼゼロになる $r=30$ mm までを放電範囲と考え、陽極半径を $r_a = 30$ mm と仮定した。図10において、それぞれの r_a に対応した F_z を見るとラバール型磁場の方が約0.7 N程高い結果となった。この値と $z=25\sim 35$ mm の範囲での差の0.5 Nとで合計で1.2 Nの差が生じていることとなるが、図3の $z=40$ mm での運動量の差2.0 Nには足りていない。残りの差は $z=25$ mm よりも上流部における電磁力の差と考えられる。

今回の考察では軸方向電磁力にのみ着目して考察を行った。実際には径方向のポンピング力も圧力項として加速に寄与しているため、こちらについても検討が必要である。

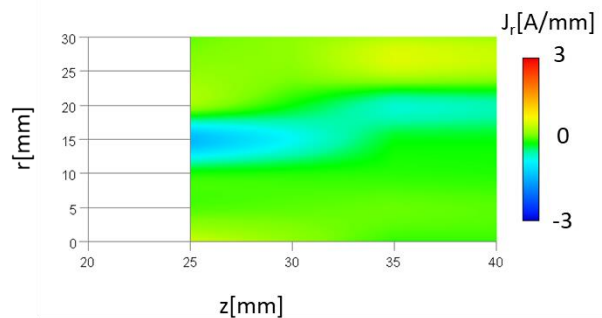


図 8 発散型磁場における径方向電流 j_r の r - z 分布

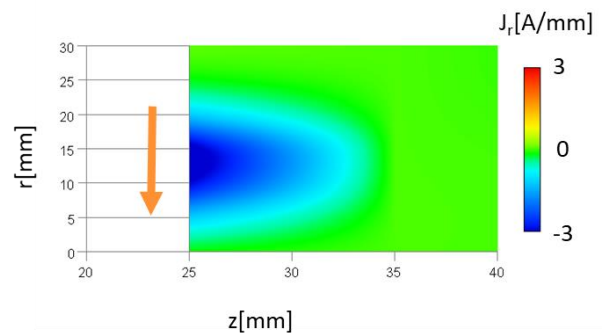


図 9 ラバール型磁場における径方向電流 j_r の r - z 分布

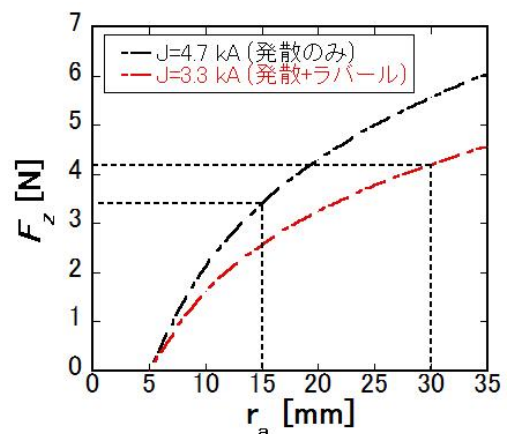


図 10 各陽極半径に対して(4)式で得られた電磁力値

ポンピング力は陰極先端に流入する電流の2乗に比例する。ラバール型磁場では外部に染み出している電流の増加とともに陰極先端部に流れ込む電流も増加し、ポンピング力も大きくなることが示唆される。

6. まとめ

外部磁場印加型MPD スラスタにおいて、発散型磁場とラバール型磁場を印加した際に生じた推力の差について検討を行った。MPD 出口下流部におけるプラズマ流中の磁場と電流分布を、磁気プローブを用いて直接計測し、特に $z=25\sim 35$ mm の範囲における電流値や電磁力を算出した。

その結果、発散型磁場に比べラバー型磁場を印加した際に出口下流部への電流の染み出しが顕著となり、軸方向電磁力を計算すると、 $z = 25\text{-}35\text{ mm}$ の範囲においてラバー型磁場の方が軸方向電磁力として約 0.5 N 大きくなっていた。さらに上流部においては直接測定が困難なため、放電電流分布の拡がりから実効的な陽極半径を仮定し、電磁力の理論式から計算することで最大 0.7 N の差が生じることが示唆された。

参考文献

- [1] B. W. Longmier, *et al.*, Journal of propulsion and Power **27**, 4 (2011)
- [2] R. M. Myers, Journal of Propulsion and Power **9**, 5 (1993)
- [3] C. Charles, J.Phys.D:Appl.Phys. **42**, 163001 (2009)
- [4] E. Ahedo and M. Merino, Phys. Plasmas. **17**, 073501 (2010)
- [5] Y. Izawa, *et al.*, JPS Conf. Proc. **1**, 015046 (2014)
- [6] H.Nabuchi,*et al*, Plasma and Fusion Research, **11**, 240603(2016)
- [7]A.Sasoh, J.Propul. Power, **10**, 2 (1994)
- [8]栗木恭一・荒川義博 電気推進ロケット入門 (東京大学出版 2003)