

外部磁場印加型 MPD 推進機におけるプラズマ回転

伊澤裕紀、渡部博、鈴木清孝、星野優介、橋間裕子、大川耕平、安藤晃 (東北大院・工)

1. はじめに

MPD(Magneto-Plasma-Dynamic)スラスタは電気推進機の中で比較的推力密度が高く、有人惑星探査や深宇宙探査用のエンジンの有力候補の 1 つである。非常に簡素な構造であることやあらゆるガス種で動作可能といった長所がある一方で、大電流アーク放電による電極損耗が激しい点、推進効率が電気推進機の中で低い点などが課題として挙げられる。しかし、外部磁場を印加することにより、電極の熱損失の低減や推進性能の向上が報告されており、その動作機構の解明や高効率化に向けた研究が行われてきている[1]。

MPD スラスタ出口近傍に軸方向磁場を印加することにより周方向電流が流れ、印加した磁場との相互作用によりスワール加速やホール加速などの電磁的加速効果[2,3,4]が得られることにより、推力が増加する。また、軸方向磁場に起因する周方向電流により電極上の電流集中を緩和し、電極損耗を大幅に低減できることも外部磁場を印加する重要な利点である。

本研究室では外部磁場印加型 MPD スラスタ出口部に発散型磁気ノズルを印加し、円筒形スラストターゲットを用いて推力測定を行ってきた。発散型磁気ノズルを印加することで上記の電磁的加速効果を受け、推力が向上することが確認された。また、磁気ノズル印加強度を増加させていくに従い推力が向上することが確認された[5]。

しかしながら上記の推進性能向上の加速機構は独立ではなく、互いに影響しているため、実際加速機構は非常に複雑で、磁場条件によっては推進性能が改善されない場合がある[6]。本研究では発散型磁気ノズルがプラズマ流に与える影響を実験的に評価することを目的として、発光分光法を用いて磁気ノズル印加部におけるプラズマの軸方向流速、回転速度、イオン温度、発光強度などの計測を行った。

2. 実験装置・方法

本研究は東北大学の HITOP 装置(High density TOhoku Plasma 装置)を用いて行われた。真空容器は、ステンレス製で全長 3.3 m、内直径 0.8 m の円筒容器で、その片端に図 1 に示すような MPD アークジェットが設置されている。中心部の棒状陰極はタングステン製(外直径 1 cm)、環状の陽極はモリブデン製(内直径 3 cm)である。放電電流はパルス整形回路(PFN: Pulse Forming Network)により供給され、

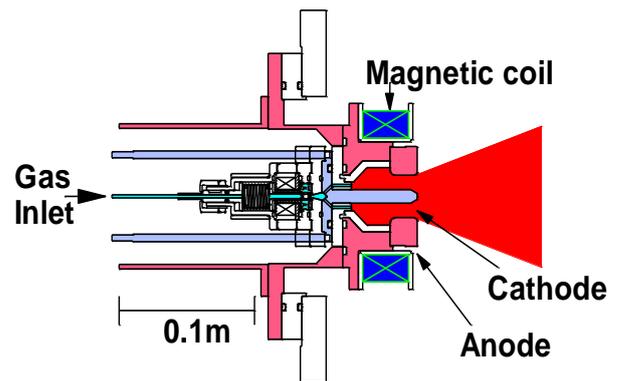


図 1 外部磁場印加型 MPD スラスタ

最大で 10 kA までの放電電流が約 1 msec 間維持できる。作動ガスは He を用いている。

また HITOP 装置本体の真空容器の周囲には大小 17 個の磁場コイルが設置され、最大 0.1 T の一様磁場を形成可能である。ここで、MPD スラスタの陰極先端を原点として流れ方向に Z 軸の正方向を取り、鉛直上方を Y 軸正方向として右手系となるように座標軸 X、Y、Z 軸を定義する。

MPD スラスタ陽極外側には小型磁場コイルを設置している。コイル中心は陰極先端の 2.5 cm 上流にあり、パルスの電流を流すことでパルス幅数 10 msec の磁場を生成することができる。印加できる磁場強度は最大で 0.8 T 程度である。この小型コイルの磁場と HITOP 外部にあるコイルの磁場を重畳することで MPD スラスタ出口部に図 2 に示すよ

うな発散型磁気ノズルを形成できる。この小型磁場

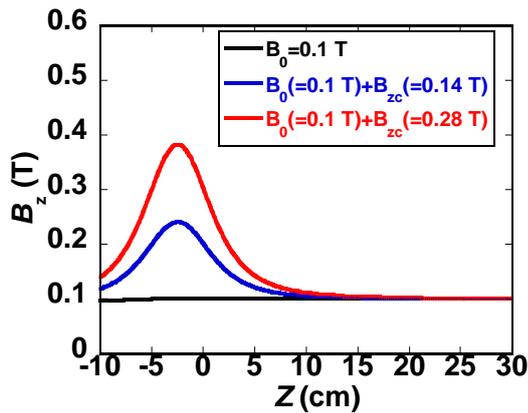


図 2 MPD 出口部小型磁場コイルの磁場重畳で形成される磁場分布

$$B_z = B_0 (\text{一様磁場強度}) + B_{zc} (\text{磁気ノズル強度})$$

コイルは中心位置を変化させることが可能で MPD スラスタ出口部の磁気ノズル形状を発散型やラバー型など種々の磁場形状へ変更することができる。

本研究では MPD スラスタ出口近傍の窓にレンズを設置し、光ファイバを通して分光器にプラズマの発光データを取得した。今回用いた分光器の時間分解能は 0.1 msec、波長分解能は 0.0081 nm/pixel である。測定波長は He II (468.575 nm) である。

次に、本研究で用いた発光分光法を用いた流速、イオン温度の導出方法について述べる流速 U とイオン温度 T_i はそれぞれ式(1)、(2)によって求めることができる。

$$U = \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_m \sin \varphi} c \quad (1)$$

$$T_i = \frac{m}{2k_B} \left(c \frac{\Delta\lambda_{1/e}}{\lambda_m} \right)^2 \quad (2)$$

ここで、 $\Delta\lambda_D$ はドップラー効果による波長ずれ、 λ_m は測定波長、 φ はプラズマ流に対して垂直方向と斜め方向の直線がなす角度、 c は真空中の光速、 m はイオンの質量、 k_B はボルツマン定数、 $\Delta\lambda_{1/e}$ はスペクトル波形の 1/e 半値幅である。なお測定スペクトルはドップラー拡がり为主导的であると仮定している。プラズマの発光スペクトルとドップラー効果によるずれ、半値幅をそれぞれ測定することによって、流速、回転速度、イオン温度を求めることができる。

図 3 に典型的な測定スペクトルを示す。赤いプロ

ットが $Y=0$ mm の位置で測定したスペクトルで、青いプロットが $Y=12$ mm で測定したスペクトルである。青いプロットの方はドップラー効果によって波長ピークが測定波長からずれている。このずれは図 3 の場合 0.019 nm であり、(1)式から $U=12$ km/s と計算できる。図 4 は、典型的な測定スペクトルと 1/e 半値幅を示している。図 4 では 1/e 半値幅は 0.068 nm なので(2)式より $T_i=40$ eV と計算できる。

今回の実験では特に断らない限り、ガス種に He を使い、放電電流は 7.1 kA、質量流量は 0.028 g/s であるものとする。

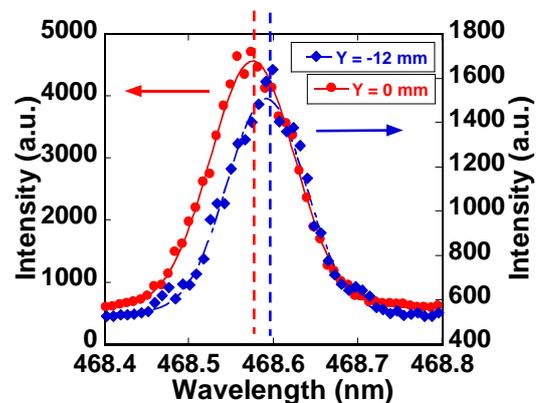


図 3 典型的なスペクトル波形とドップラー効果

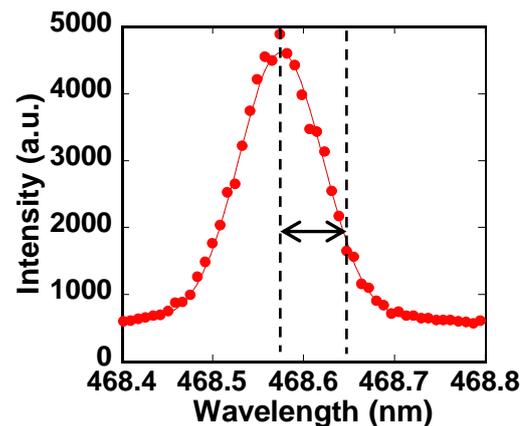


図 4 測定スペクトルとイオン温度測定

3. 実験結果

今回の実験では推進剤として He を用いて、He II (468.575 nm) のスペクトルラインを測定した。図 2 のように MPD スラスタ出口部に印加する発散型磁気ノズルの強度 B_{zc} を変化させて各プラズマパラメータを計測した。今回の実験では、MPD スラスタ出口部に磁気ノズルを印加したほかに $X=0$ cm の中心軸上に 0.1 T 一様磁場を発生させた。

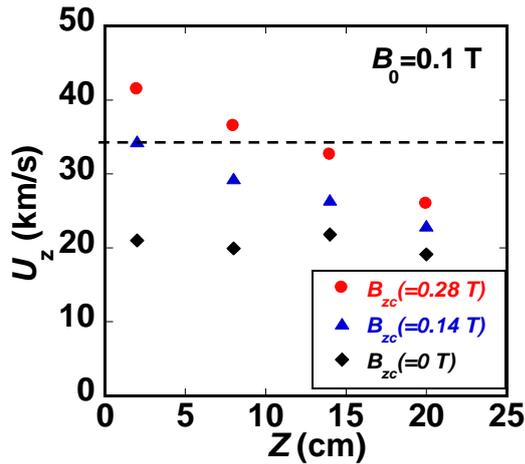


図 5 MPD 出口近傍の軸方向流速
 $B_0 (= 0.1 \text{ T}) + B_{zc} (= 0, 0.14, 0.28 \text{ T})$

はじめに、MPD スラスタ出口近傍の軸方向流速の測定結果を図 5 に示す。 $Z=0$ cm は陰極先端部である。

$Z=2$ cm の結果を見ると、磁気ノズル強度の増加に伴い軸方向流速が増加することが確認できる。磁気ノズル印加時は He のアルヴェン臨界速度 (34.3 km/s) を超えて加速していることが確認された。この軸方向流速の増加はホール加速によるものだと考えられる。また磁気ノズルを印加せず、一様磁場のみ印加した場合は下流部でも軸方向流速がほぼ一定であるのに対し、磁気ノズルを印加した場合は下流で軸方向流速が減少する傾向が確認された。

次にイオン温度の測定結果を図 6 に示す。図 6 は Y 方向と Z 方向におけるイオン温度の 2 次元分布を示している。図 6 を見るとわかるように、磁気ノズル印加強度を増加させていくに従い、下流部でイオン温度が上昇する結果が得られた。

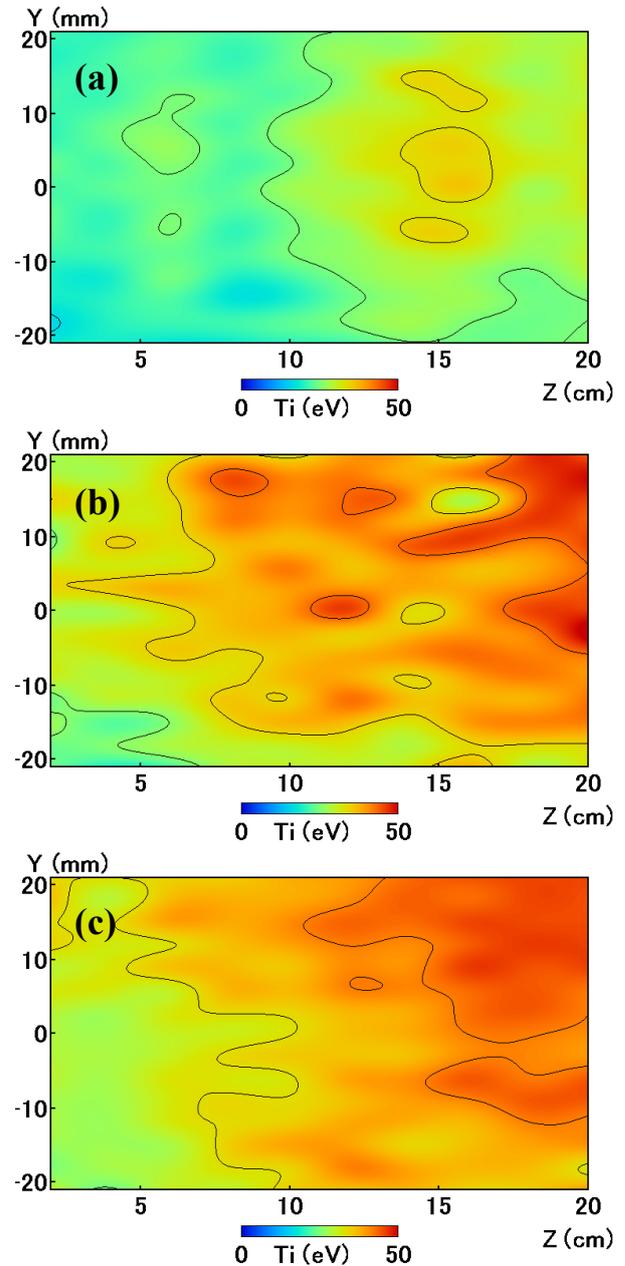


図 6 イオン温度の 2 次元分布
(a) $B_0 (= 0.1 \text{ T}) + B_{zc} (= 0 \text{ T})$
(b) $B_0 (= 0.1 \text{ T}) + B_{zc} (= 0.14 \text{ T})$
(c) $B_0 (= 0.1 \text{ T}) + B_{zc} (= 0.28 \text{ T})$

軸方向流速とイオン温度の測定結果から(3)式を用いてイオンマッハ数を計算した。

$$M_i = \frac{U}{\sqrt{\frac{k_B(\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)}{m_i}}} \quad (3)$$

ここで U は軸方向流速、 k_B はボルツマン定数、 m_i はイオン質量であり、 γ_e 、 γ_i はそれぞれ電子及びイオンの比熱比、 T_e 、 T_i はそれぞれ電子温度及びイオン温度である。電子は等温変化を仮定 ($\gamma_e = 1$) し、イ

オンの比熱比は $\gamma_i = 5/3$ 、過去の結果から $T_e = 5 \text{ eV}$ として計算した。計算結果を図7に示す。磁気ノズル強度を増加することによりイオンマッハ数は増加する傾向が得られたが、マッハ数1以上の超音速流は発生しなかった。加えてMPDスラスタ下流部ではイオンマッハ数が減少していく結果が示された。

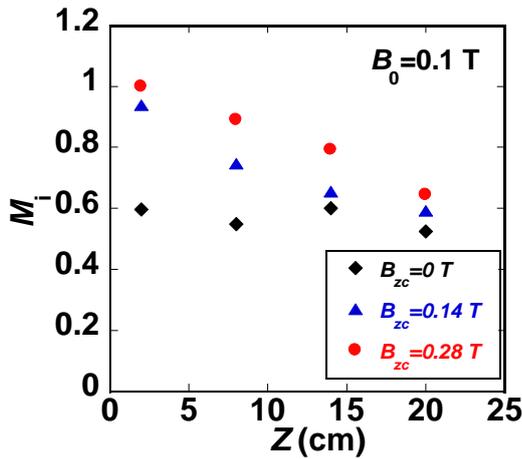


図7 MPD 出口近傍のイオンマッハ数
 $B_0 (= 0.1 \text{ T}) + B_{zc} (= 0, 0.14, 0.28 \text{ T})$

HITOP 装置で生成されるプラズマ流に等エントロピー1次元流れのモデルが適応できるとすると、以下の式(4)-(7)が成り立つ。

$$\frac{dM}{M} = \frac{2 + (\gamma - 1)M^2}{2(M^2 - 1)} \frac{dA}{A} \quad (4)$$

$$\frac{dU}{U} = \frac{1}{M^2 - 1} \frac{dA}{A} \quad (5)$$

$$\frac{dn}{n} = \frac{M^2}{M^2 - 1} \frac{dA}{A} \quad (6)$$

$$\frac{dT}{T} = -\frac{(\gamma - 1)M^2}{M^2 - 1} \frac{dA}{A} \quad (7)$$

但し M はマッハ数、 γ は比熱比、 A はノズル断面積、 U は流速、 n は密度、 T は温度である。図8(a)に示すような流体が通過する断面積が変化するノズルをラバールノズルといい、ラバールノズルにおける(4)-(7)式の挙動を図示したものが図8(b)である。今回の実験結果では発散型磁気ノズルを印加し、イオンマッハ数が1以下の場合であるので、図8(b)の赤枠で囲われた部分が適応できると考えられる。この図からもわかるように発散型磁気ノズルによって下流に行くに従いノズル断面積が増加し、流速及び

マッハ数が減少し、イオン温度が上昇する。この結果は実験結果と一致する。磁気ノズル印加に伴い軸方向流速が増加するが、同時にイオン温度も上昇するため、イオンマッハ数が1以下に制限されると考えられる。今回の実験では密度が測定できていないため、密度データの取得が今後の課題となる。

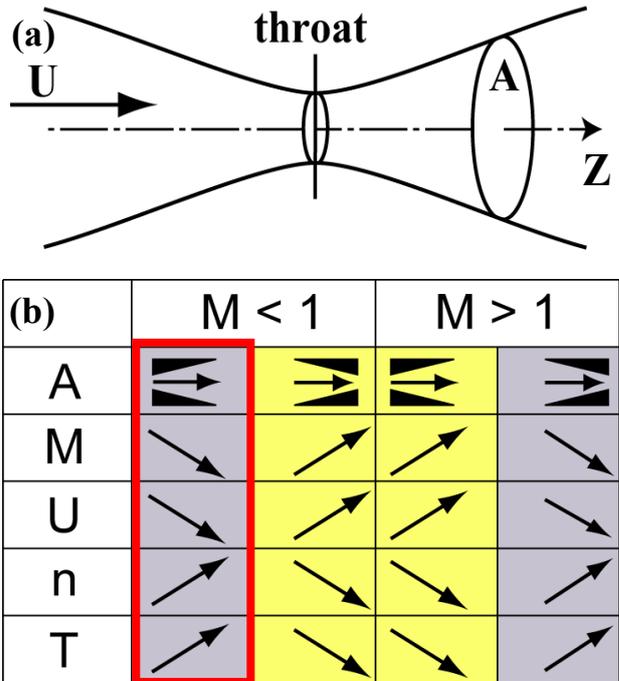


図8 等エントロピー1次元流れモデル

(a) ラバールノズル

(b) 等エントロピー1次元流れの挙動

次に回転速度を測定した。測定結果を図9に示す。図9は $Z=10 \text{ cm}$ におけるプラズマ流の回転速度の Y 方向依存性を示している。図を見るとわかるように、磁気ノズルを印加したことで回転速度が上昇する結果が得られた。磁気ノズル強度が増加しても回転速度はほとんど上昇しない結果となった。図中 $Y=0 \text{ mm}$ 付近で回転速度は線形に変化していることから、プラズマ流はシアがなく剛体回転していると考えられる。これにより空間電位の算出が可能であるので空間電位の算出を行った。空間電位の算出は、径方向の運動方程式と一般化されたオームの法則から、プラズマ密度がガウス分布であると仮定し、径方向電場について解いたものを積分することで得ることができる。径方向電場とそれを積分して得られる空間電位の算出結果は図10の通りである。磁気ノズル強度の増加に伴い径方向電場及び空間電

位が減少する結果が得られた。

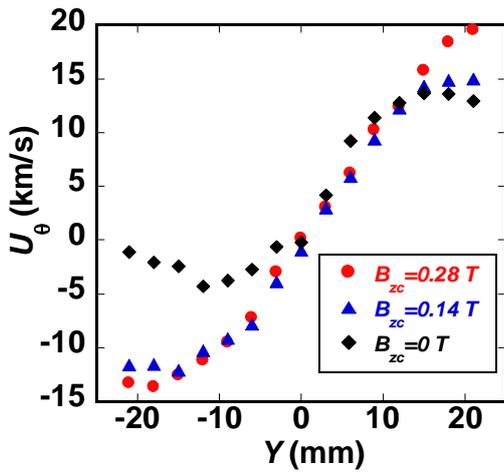


図9 プラズマの回転速度

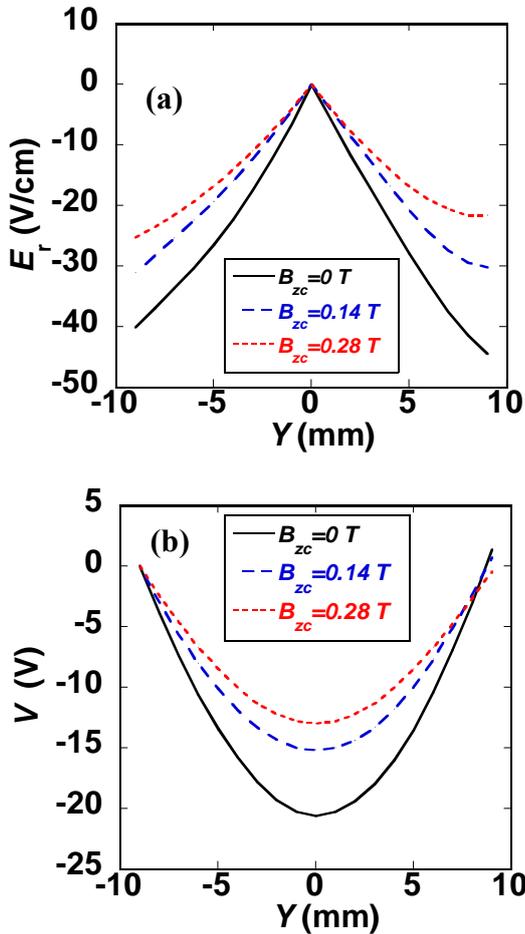


図10 径方向電場及び空間電位の算出結果
(a) 径方向電場
(b) 空間電位

最後に He II スペクトルの全光強度の 2 次元分布を図 11 に示す。全光強度は図 4 のような測定は超のスペクトルプロファイルを積分することで得られる。

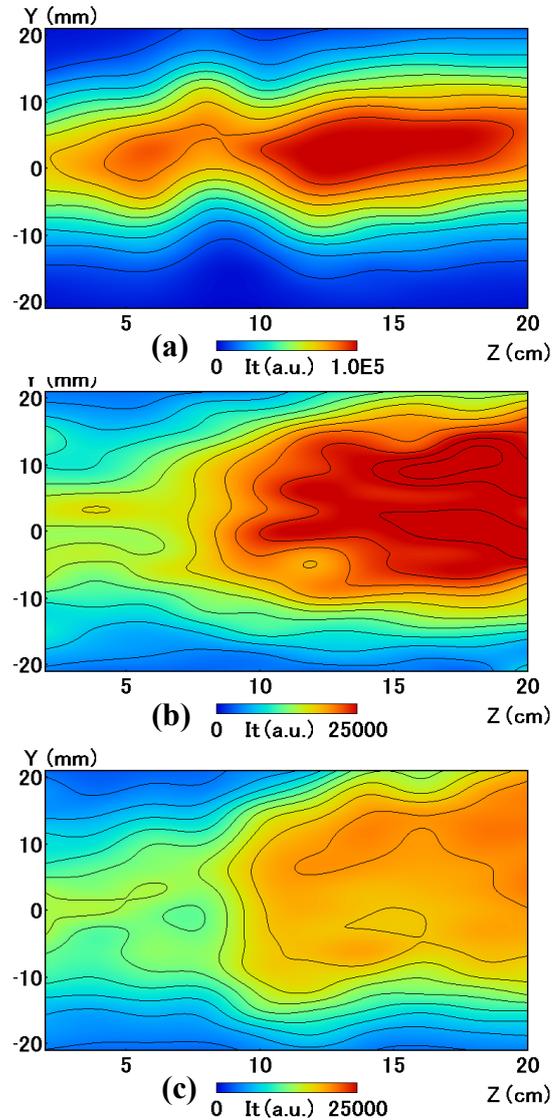


図 11 He II の全光強度の 2 次元分布
(a) $B_0(=0.1\text{ T})+B_{zc}(=0\text{ T})$
(b) $B_0(=0.1\text{ T})+B_{zc}(=0.14\text{ T})$
(c) $B_0(=0.1\text{ T})+B_{zc}(=0.28\text{ T})$

図を見るとわかるように、全光強度は磁気ノズル印加強度の増加に従い減少していく結果が得られた。これはフラックス一定の法則($nv = \text{const.}$)より磁気ノズル印加強度増加に従い軸方向流速が増加したことで He II の密度が減少したものと考えられる。この結果は先の等エントロピー 1 次元流れモデルの結果と合わないように見えるが、今回測定した

スペクトルが He II のみであるため、粒子全体としての密度の減少を示しているものではない。今後は中性粒子の発光スペクトルを示す He I の測定を行い、総合的に評価していく必要がある。

4. まとめ

外部磁場印加型 MPD スラスタをプラズマ源に用い、推進ガスとして He を用いて MPD スラスタ出口付近に印加する発散型磁気ノズルの強度を変化した際の軸方向流速、回転速度、イオン温度、全光強度を計測し、得られた軸方向流速からイオンマッハ数、回転速度から推力、空間電位を求めた。

印加する磁気ノズル強度を増加することにより、プラズマ軸方向流速の加速とイオン温度の増加が起こり、その結果、推進性能が向上することが確認された。しかし、下流部のイオン温度の増加によってマッハ数が 1 以下に制限され、軸方向流速が下流部で減速する傾向も確認した。

今後は、等エントロピー1次元流れモデルによる磁気ノズル印加効果の説明を裏付けるため、MPD スラスタ出口近傍の密度データの取得及び、プローブ計測によって取得した空間電位のデータを今回取得した分光データと比較を行う必要がある。また HeI の分光データを取得する必要がある。

5. 参考文献

- [1] H.Tahara, F.Takiguchi, Y.Kagaya and, T.Yoshikawa, 22nd Int. Electric Propulsion Conf, Paper IEPC-91-073 (1991)
- [2] A.Sasoh, Journal of Propulsion and Power, Vol.10, 251(1994)
- [3] D.B.Fradkin, A.W.Blackstock, D.J.Roehling, et al, AIAA Journal, Vol.8, No.5(1970)
- [4] R.H.Frisbee, J. Propulsion and Power, 19,1129 (2003).
- [5] 渡部 博 他; 平成 23 年度宇宙輸送シンポジウム(2012)
- [6] H.Tahara, F.Takiguchi, Y.Kagaya and, T.Yoshikawa, J. Propulsion and Power, 11, 2(1995)