

# 小ヘリコン源プラズマのRFアンテナ加速

都木 恭一郎\*<sup>1,\*6</sup>, 篠原 俊二郎\*<sup>2</sup>, 谷川 隆夫\*<sup>3</sup>,  
羽田 亨\*<sup>2</sup>, 船木 一幸\*<sup>4</sup>, 田中 良和\*<sup>1</sup>,  
横井 賢二\*<sup>1</sup>, Kostiantyn P. Shamrai \*<sup>5</sup>

## A Compact Helicon Source Plasma Acceleration by RF Antennae

Kyoichiro TOKI\*<sup>1,\*6</sup>, Shunjiro SHINOHARA\*<sup>2</sup>, Takao TANIKAWA\*<sup>3</sup>, Tohru HADA\*<sup>2</sup>, Ikkoh FUNAKI\*<sup>4</sup>,  
Yoshikazu TANAKA\*<sup>1</sup>, Kenji YOKOI\*<sup>1</sup> and Kostiantyn P. SHAMRAI\*<sup>5</sup>

### Abstract

One of the promising candidates for long life electric propulsions in the future is an electrodeless thruster without using any discharge electrodes. The electrodeless plasma acceleration was investigated from the viewpoint of electromagnetic acceleration being different from VASIMR magnetic nozzle expansion. A proposal of continuous electromagnetic acceleration “Lissajous” was attempted. A few preliminary experiments for plasma production and acceleration were performed as the proof-of-concept.

**Keywords:** Compact Helicon Source, RF Plasma Production, Electrodeless Acceleration

### 1. はじめに

我々のグループは、有電極の問題を一掃すべくオール無電極の（荷電粒子を直接やりとりする電極が無い）プラズマ生成+無電極プラズマ加速を標榜し、生成にヘリコン波プラズマ源を、加速には専用アンテナを用いた電磁加速の手法を模索している。<sup>[1]-[5]</sup>ヘリコン波プラズマ源の電気推進への応用は、Shamrai等のイオンエンジンへの適用が早く、<sup>[6]</sup>ついで、米国のVASIMRエンジンがICRH（Ion Cyclotron Resonance Heating）+磁気ノズルによる熱エネルギー→並進運動エネルギー変換によるプラズマ加速を行っている。<sup>[7]</sup>VASIMRを熱加速型とするなら、豪州や欧州では、ヘリコン波プラズマ源のダブルレイヤー構造に伴う上下流のポテンシャル落差を利用してイオンを加速する（中和は分布関数テイル部の高エネルギー電子がポテンシャル障壁を越えて自動的に行くとされる）静電加速型も検討されている。<sup>[8]-[13]</sup>本報告では、上記のいずれとも異なる無電極プラズマの電磁加速について、特に連続加速法の検討を行うとともに、Proof-of-Concept的な予備実験を紹介する。

---

\* 1 Tokyo University of Agriculture and Technology  
\* 2 Kyushu University  
\* 3 Tokai University  
\* 4 ISAS/JAXA  
\* 5 Institute for Nuclear Research, Ukraine  
\* 6 2009年5月26日逝去

## 2. ヘリコン波プラズマ源

### 2.1 ヘリコン波によるプラズマ生成

ヘリコン波は右回り円偏波の電磁波で境界がある場合のホイッスラー波と言われる。RFパワーを増大させて行くと、CCP (Capacitively Coupled Plasma) で点火、ICP (Inductively Coupled Plasma) への移行、さらには外部磁場の印加によってヘリコンモードにジャンプするが、その際、急激なプラズマ密度の上昇を伴い、 $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  の高密度を達成することも可能である。プラズマの生成原理は諸説有り、ランダウ減衰によって説明したり、最近ではヘリコン波→LH (Lower Hybrid)、TG (Trivelpiece-Gould) 波が関与した加熱であるとする説が有力である。<sup>[14]</sup>

### 2.2 大・小ヘリコン波プラズマ源

ヘリコン波プラズマ源は、そのメカニズム解明はさておき、比較的容易に高密度プラズマを生成する技法として発達しつつある。篠原、谷川、等は図1 (左) のように既に世界最大級の直径73.8 cmφのプラズマ源をJAXA 宇宙科学研究本部のスペースプラズマ実験設備を利用して実現させている。<sup>[15]</sup> 一方で、本報告では図1 (右) のように、小ヘリコンと称する直径2.5 cmφのプラズマ源を対象に実験を行っている。

作動ガスとしては単原子で解析が容易と言う理由からArを用いている。図2 (左) に小ヘリコンで計測されたプラズマ密度ジャンプを示す。Arの流量は0.5 mg/s、ダブルサドル型アンテナで周波数27.12 MHz、外部磁場800 Gauss印加時、約300 Wの(正味RFパワー)=(進行波パワー)-(反射波パワー)で $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマ密度を達成している。この密度はアンテナ直近での値である。今後は、さらに低パワーで同じ密度を実現する条件を探る必要があるが、実験パラメーターが多岐にわたるため、Shamrai等によるアンテナ電磁波分布シミュレーション解析を用いたプラズマLoadingインピーダンスの分布予測が実験を進める上での羅針盤となる。<sup>[16]-[17]</sup> 図2 (右) に示すのは、図2 (左) の実験条件に対応するプラズマ

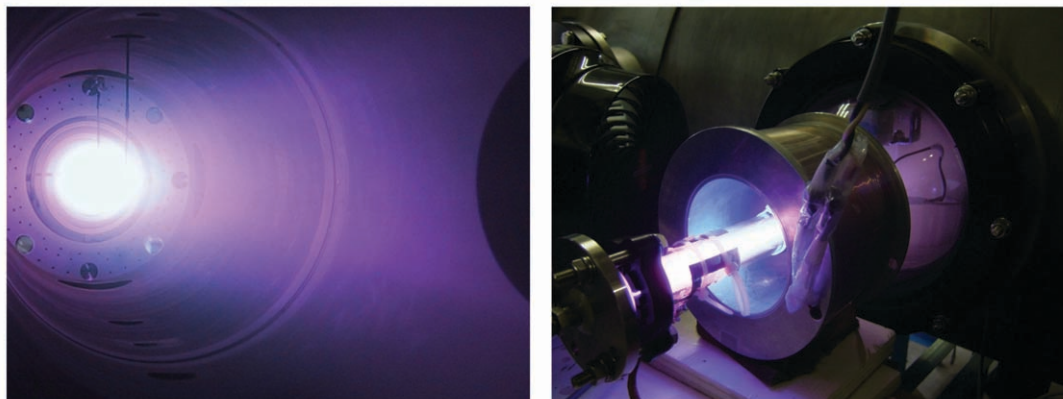


図1 直径73.8 cmの大ヘリコン波プラズマ源 (左) と直径2.5 cmの小ヘリコン波プラズマ源 (右)

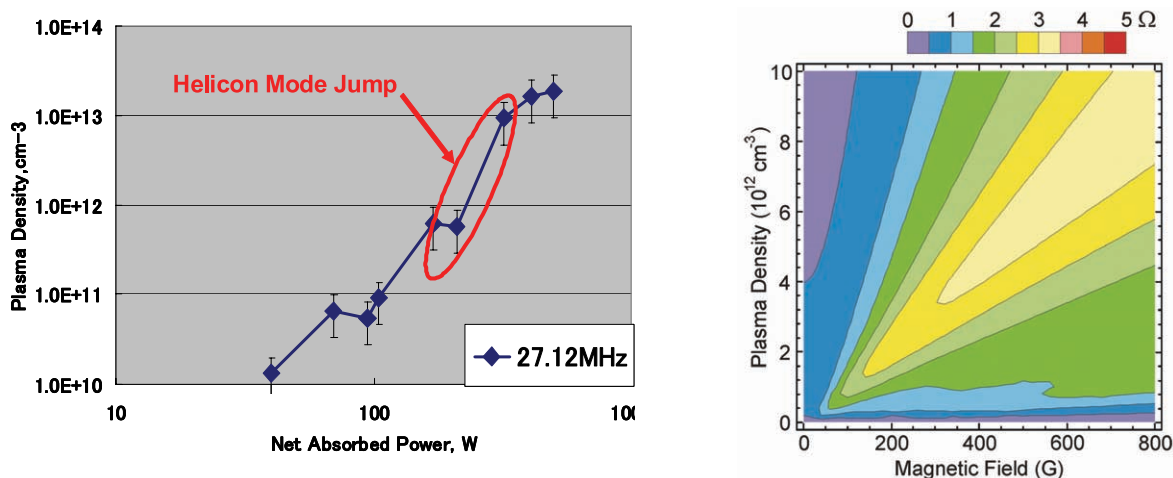


図2 小ヘリコンで観測された密度ジャンプ (左) と Ar プラズマ Loading の予測解析 (右)

Loading インピーダンスの予測地図で、横軸が印加磁場の強度、縦軸が生成されるプラズマ密度である。プラズマ密度が高く、プラズマ Loading インピーダンスが大きいほど効率良く RF パワーがプラズマに吸収されるので、この実験条件では外部磁場 800 Gauss 印加辺りで  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  が達成されると予測されている。

### 3. 無電極でのプラズマ電磁加速原理

#### 3.1 電磁加速の功罪

プラズマを加速する方法として、電熱加速、静電加速、電磁加速が考えられるが、このうちもっとも効率が高いのは加速プロセスが単一で等エントロピー過程を用いる静電加速（電位差による無衝突の荷電粒子加速）である。電熱加速は、加熱→エントロピー上昇→運動エネルギー変換の2プロセスが粒子衝突に依存する非等エントロピー過程であるため、多くのエクセルギー損失を生じ、エネルギーがアネルギー化される。電磁加速は、理想的には等エントロピー過程であるが、現実には MHD (Magneto Hydro Dynamics) 的な有限電流の存在を前提とするため（始めに有限電流在りき）、必ず衝突による散逸加熱を伴う。具合の悪いことには、電磁力の正体が有限電子電流がもたらす誘導電界  $U_e \times B$  による静電力（図3）であるが故の不安定性が起こり得る。排気方向が  $B$  の分布次第で大きな発散角を持ち得ることがある。また、プラズマの磁力線からのデタッチメント問題も追跡の必要がある。

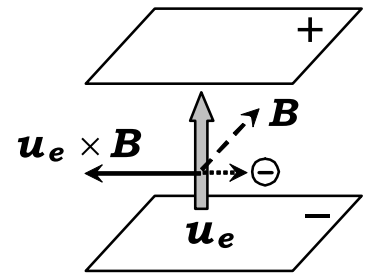


図3 有限電流による電磁加速

にも拘わらず、敢えて電磁加速を選択する理由は：

- (1) 加速原理が電荷分離に依存しない
    - 中和器が不要、構造の簡略化、宇宙機は原理的に非帯電、空間電荷制限を受けないので冷却面積以上の大型化は不要、推力密度を上げられる
  - (2) 有限電流による加速であり、高電圧を必要としない → 電源等の始動時デガス期間が短い
  - (3) 推進剤は、原子量の大きな稀ガスである必要はない → 分子ガスの使用も可能
  - (4) 無衝突プラズマに近づけて高効率化が期待できる → 大電力ほど高磁気レイノルズ数運転が可能、
- が挙げられる。つまり、大電力化には適した加速方法である。

#### 3.2 無電極のプラズマ電磁加速方法

本文で扱う一連の無電極プラズマ電磁加速方式には、独自の提案による連続型加速（図4（左））、パルス繰返し型加速（図4（右））に加え、回転磁場型加速、プラズマ波動利用型加速、ダブルレイヤー型加速、等がある。ここでは連続加速型（別名“Lissajous”加速）について重点的に検討し、他は別報を引用するにとどめる。<sup>[18]</sup>

当然ながら、電磁加速は電子電流と自己誘起または外部印加磁場との間に生ずる  $j \times B$  ローレンツ力によって行われる。図4では、この力の向きを直接加速となる円筒座標の  $z$  方向およびプラズマの圧縮力となる内向き  $r$  方向にとるため、電流

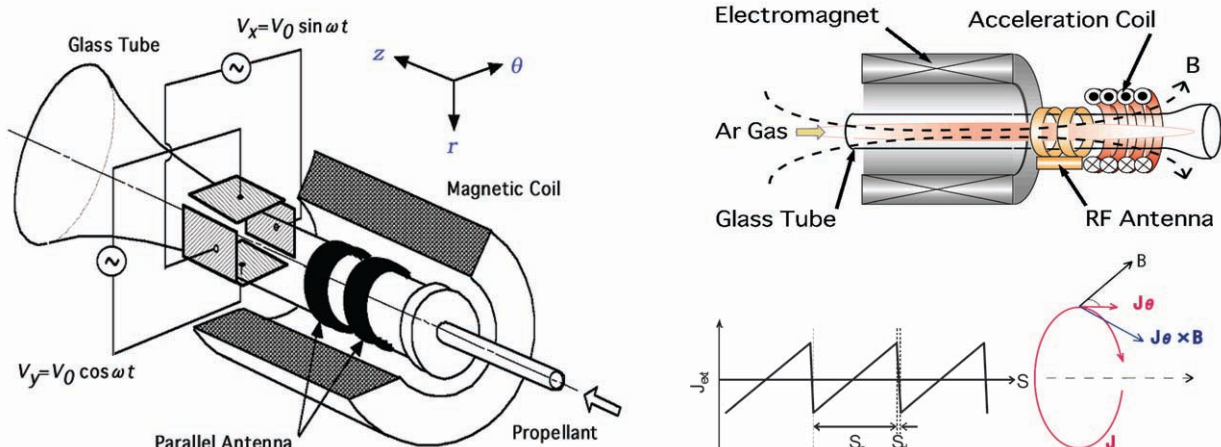


図4 回転電界による連続型加速（左）と鋸歯状コイル電流によるパルス繰返し型加速（右）

方向として  $\mathbf{j}_\theta$  を選択した。駆動電流の向きが周方向とは言うものの、これは一種の無電極 MPD (Magneto-Plasma-Dynamic) スラスタと考えられる。

### 3.3 “Lissajous” 加速

“Lissajous (リサーチ)” 加速では、CRT (Cathode Ray Tube) の偏向板による電子線輝点の2次元運動と同様に、位相の90°異なる角周波数  $\omega$  のRF直交電界でプラズマを回転加減速することを考える (図5 (右))。プラズマ加速用磁場としては、ヘリコン波プラズマ生成用の電磁石コイルが発生する磁場をそのまま使用する (図5 (左))。プラズマを記述する運動方程式は粒子間衝突を考慮した Langevin 方程式を用いて解析する。

$$m \frac{dv_x}{dt} = eE_x - m\nu v_x + e v_y B_z \quad (1)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = eE_y - m\nu v_y - e v_x B_z \quad (2)$$

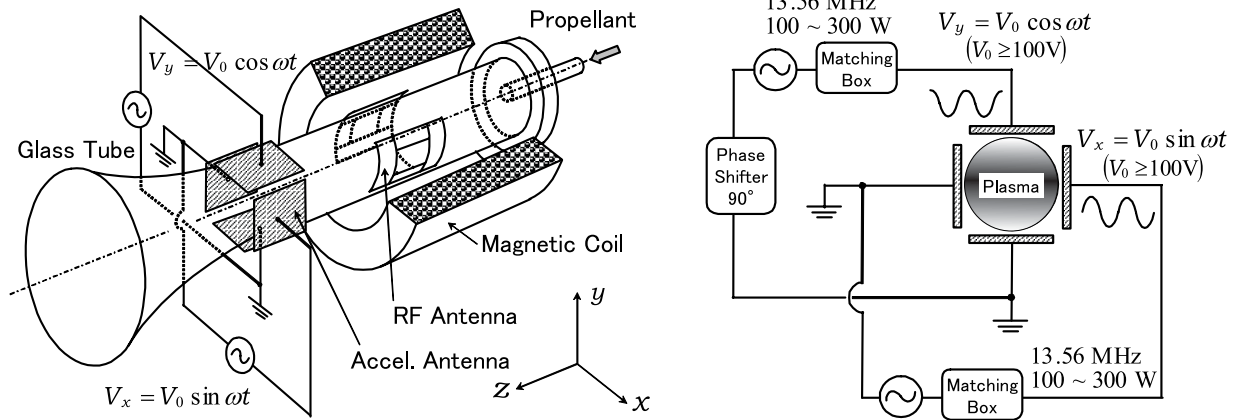


図5 “Lissajous” 加速の構成 (左) と回転電界の印加方向 (右)

ここで、 $t$ : 時間、 $m$ : イオンまたは電子質量、 $e$ : 電気素量、 $\nu$ : 衝突周波数、 $B$ : 印加外部磁場、 $v$ : イオンまたは電子の速さ、 $E_0$ : 浸透電界の大きさ、 $\omega_0 = eB/m$ 、 $x, y, z$ : 図5 (左) における座標系である。この漸次方程式部分の一般解であるサイクロトロン運動は、時間と共に  $\exp(-\nu t)$  で減衰するので、特殊解のみを考慮すると:

$$v_x = \frac{eE_0}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \nu^2}} \sin(\omega t + \phi) \quad (3)$$

$$v_y = \frac{eE_0}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \nu^2}} \cos(\omega t + \phi) \quad (4)$$

$$\tan \phi = \frac{\omega_0 - \omega}{\nu} \quad (5)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{ela} + \mathbf{v}_{inela} \quad (6)$$

$$R = \frac{eE_0}{m\omega\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \nu^2}} \quad (7)$$

その結果、衝突周波数  $\nu$  (弾性衝突  $\nu_{ela}$  と非弾性衝突  $\nu_{inela}$  の和で、イオンについては電荷交換衝突  $\nu_{cex}$  を含む) が支配的

でない限り、イオンも電子もそれぞれが $z$ 軸周りに $E_x$ ,  $E_y$ 電界を受けて回転する（擬似ラーマー運動）。その回転半径を $R$ （擬似ラーマー半径）とする。これは、単なる磁力線回りのサイクロトロン運動ではなく、また、回転電界がイオンや電子を直接回転させている訳でもない。この特殊解は、印加電界と外部磁場とで生ずるプラズマの $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト運動が、印加電界が回転するために $z$ 軸周りに回転することで生じている。つまり、回転電界の角周波数 $\omega$ を適当に選べば、イオンは慣性質量が大き過ぎて追従できず（擬似ラーマー半径 $R$ が微小）、電子は追従できる（擬似ラーマー半径 $R \approx 1$  cm オーダー）状態を造りだせる。この時、周方向電子電流だけが残るので、ホール加速の原理によってプラズマが加速される。

### 3.4 “Lissajous” 加速における電界の浸透予測

Shamraiの構築した解析モデルは、一次元のプラズマスラブに磁力線が印加されており、イオン・電子密度分布をガラス壁でのシースを考慮しつつ予め仮定したもので、ここにRFを印加してガラス、シース、バルクプラズマのインピーダンスを計算することで電磁波の浸透を予測している（図6）<sup>[19]</sup> 図7では浸透電界の強度を（a）プラズマ深さ、（b）印加電界周波数、（c）中性粒子圧力、（d）プラズマ密度、（e）印加磁場強さ、（f）加速極板間ギャップ長、について計算している。磁力線の影響を考慮しない2.5 cm直径のプラズマ中心軸上の浸透電界は $E_0 = 0.1$  V/cm程度に過ぎないが（図7（a））、密度の薄い $10^{11}$  cm<sup>-3</sup>以下のプラズマ（図7（d））や、数100 Gaussの外部磁場印加（図7（e））では、 $E_0 =$ 数V/cm以上に達することが予想され、電界値10～1000 V/cmが期待できる。計算で基準となったパラメーター値は、プラズマ厚さ：4 cm、印加電界周波数>1 MHz、中性粒子圧力：2 mTorr、プラズマ密度： $10^{12}$  cm<sup>-3</sup>、印加磁場強さ：100 Gauss、加速極板のプラズマとのギャップ：0.5 cmとし、極板間の最大電位差：100 V、電子温度：4 eV、イオン温度：0.1 eV、内壁／中心プラズマ密度比：0.1、ガラス管肉厚+シース厚：0.5 cmとしている。

### 3.5 “Lissajous” 加速の推進性能

一般に、電気推進の推力 $F$ は、質量流量 $\dot{m}$ 、排気速度 $u$ とすれば

$$F = \dot{m}u \quad (8)$$

と表され、加速に要するパワー $P$ は、加速前の排気速度を $u_0$ 、推進効率を $\eta$ として

$$P = \left( \frac{1}{2} \dot{m}u^2 - \frac{1}{2} \dot{m}u_0^2 \right) / \eta \quad (9)$$

と表される。また、加速を受ける粒子の質量 $M_i$ 、平均密度 $\bar{n}$ 、半径 $r_0$ の円柱プラズマとすれば、

$$\dot{m} = M_i \bar{n} u (\pi r_0^2) \quad (10)$$

$$\therefore F = M_i \bar{n} u^2 (\pi r_0^2) \quad (11)$$

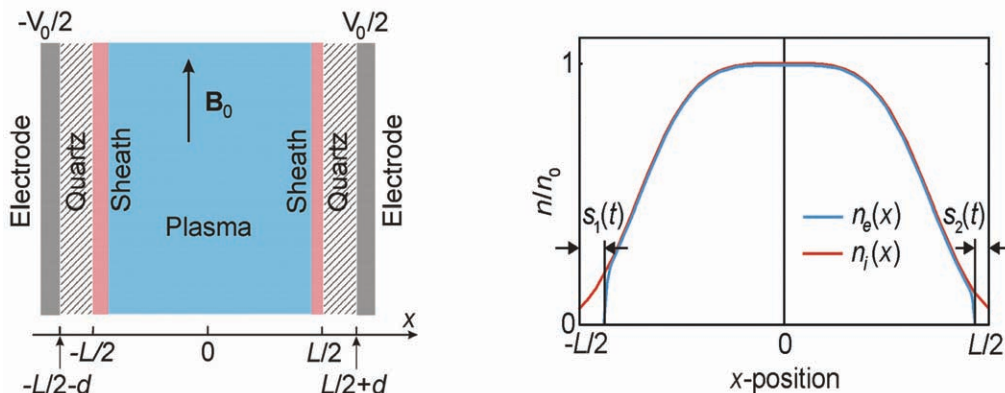
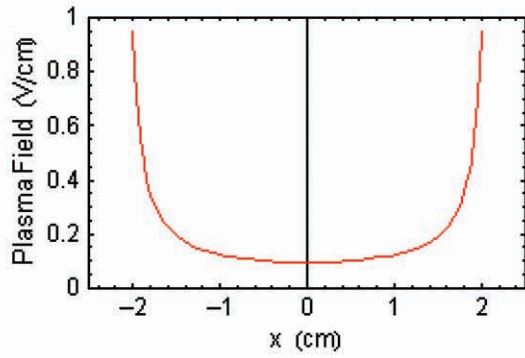
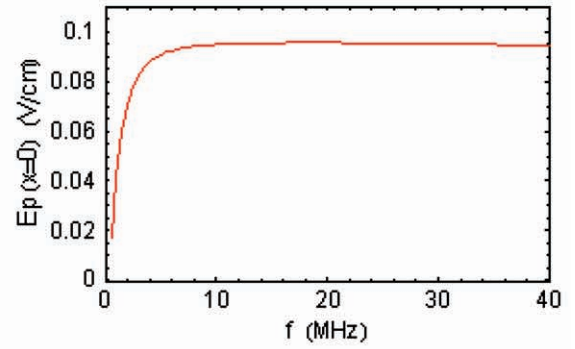


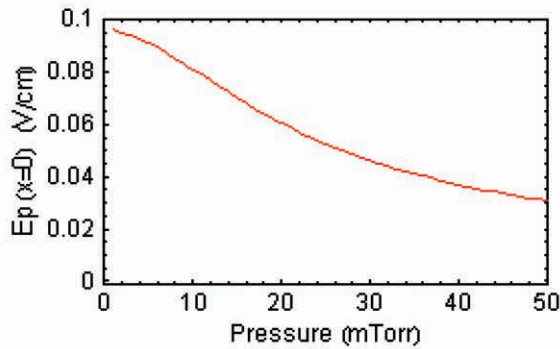
図6 電界浸透の解析モデル（左）とイオン・電子密度分布プロファイル（右）



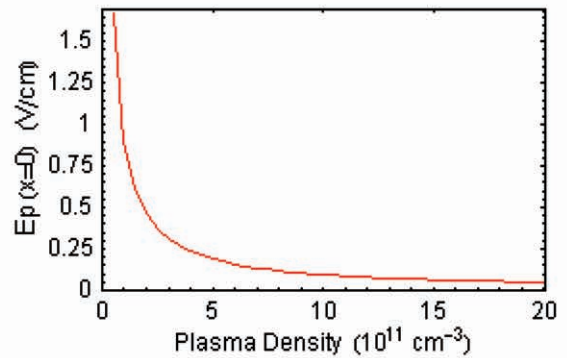
(a) 浸透電界 vs. プラズマ深さ



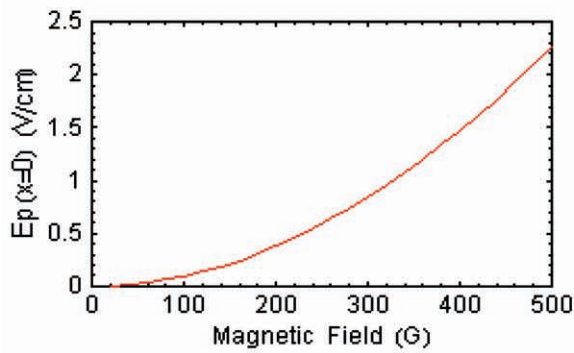
(b) 浸透電界 vs. 印加電界周波数



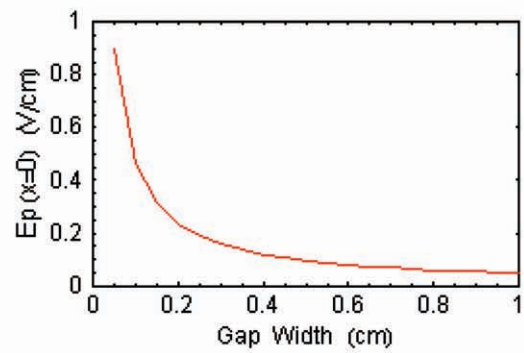
(c) 浸透電界 vs. 中性粒子圧力



(d) 浸透電界 vs. プラズマ密度



(e) 浸透電界 vs. 印加磁場強さ



(f) 浸透電界 vs. 加速極板間ギャップ

図7 浸透電界の大きさに及ぼす様々な条件：(a) プラズマ深さ，(b) 印加電界周波数，(c) 中性粒子圧力，(d) プラズマ密度，(e) 印加磁場強さ，(f) 加速極板間ギャップ長

$$u = \sqrt{\frac{F}{M_i \bar{n} \pi r_0^2}} \quad (12)$$

となる．平均密度の算定は parabolic 密度分布を仮定して，

$$\bar{n} = n_0 \left(1 - \frac{1}{2}\beta\right)$$

詳細は別報に譲るが，<sup>[20]</sup> 最大排气速度  $u_{\max}$ ，最大推力  $F_{\max}$  は，0.42 という係数を冠し，

$$F_{\max} = 0.42 \cdot \frac{2}{3m} (\beta n_0) (e E_0) (\pi r_0^2 z_0) \quad (13)$$

$$u_{\max} = \sqrt{0.42 \cdot \frac{2}{3m} \cdot \frac{2\beta}{2-\beta} \cdot \frac{e}{M_i} z_0 E_0} \quad (14)$$

と表される。これは、推力が（電子擬似ラーマー半径  $R$ ）／（円柱容器内半径  $r_0$ ）= 0.42 辺りで極大を迎えることに起因する。なお、式 (13), (14) に出てくる  $m$  は、 $|Br| = B_0/m$  という加速域における磁場の発散の程度を表す因子である。

式 (13), (14) によれば、“Lissajous” 加速による最大発生推力  $F_{\max}$  は、外部磁場形状とプラズマ密度分布が同一ならば、加速領域の体積  $\pi r_0^2 z_0$ 、プラズマ最大密度  $n_0$ 、浸透電界  $E_0$  に比例する。また、最大排気速度の 2 乗  $u_{\max}^2$  は、加速領域長  $z_0$ 、浸透電界  $E_0$  に比例し、質量  $M_i$  に反比例する。

ここで、浸透電界  $E_0$  をパラメータとして具体的な数値を代入してみる。推進剤は Ar、加速周波数  $f$  は、

$$f = \frac{\omega}{2\pi} \quad (15)$$

として、 $z_0 = 0.1$  m,  $M_i = 40 \times (1.67 \times 10^{-27})$  kg,  $B_0 = 0.1$  Tesla,  $n_0 = 10^{11}$  cm<sup>-3</sup> =  $10^{17}$  m<sup>-3</sup>,  $m = 5$ ,  $\beta = 1.0$ ,  $r_0 = 1.25 \times 10^{-2}$  m, また、加速前の排気速度  $u_0 = 0$  m/s, 推進効率  $\eta = 1.0$  を仮定すると、表 1 のような推進性能予測を得る。

表 1 浸透電界をパラメータにした時の 2.5 cm  $\phi$  “Lissajous” 加速の最大推力と最大排気速度の予測値

$E_0$	10 V/cm	100 V/cm	1000 V/cm
$u_{\max}$	5.1 km/s	16.3 km/s	51.7 km/s
$f_{\min} = \frac{\omega_{\min}}{2\pi}$	0.30 MHz	3.0 MHz	30 MHz
$F_{\max}$	0.043 mN	0.43 mN	4.3 mN
$P$	0.23 W	7.2 W	230 W

## 4. “Lissajous” 加速の予備実験

### 4.1 実験装置

実験装置の概略を図 8 に示す。ガラス管を真空チェンバーに接続し、ロータリーポンプと油拡散ポンプを用い、ガラス管内部を真空にする。プラズマ生成には電磁コイルおよびサドル型アンテナを用いる。13.56 MHz の整数倍波をシグナルジェネレータにより発振させ、RF アンプで増幅する。その後、整合器 (M. B.) を経てサドル型アンテナへ送られる。整合器はアンテナ側インピーダンスと電源側インピーダンスをマッチングさせるためのものである。最大で 600 W の高周波パワーが出力可能である。先に述べたように、高密度プラズマが生成された下流で、2 枚 1 組の加速極板アンテナに 1 ~ 15 MHz の高周波パワーを印加する。その際、ファンクションジェネレータ (2 チャンネル間の位相シフター付) で発振させ、プラズマ生成と同様にアンプおよび整合器を接続する。“Lissajous” 加速法では加速電源を 2 組用いるが、1 台につき最大 300 W を出力できる。Ar プラズマの流速、電子温度、イオン密度はマッハプローブによって計測する。<sup>[21]</sup>

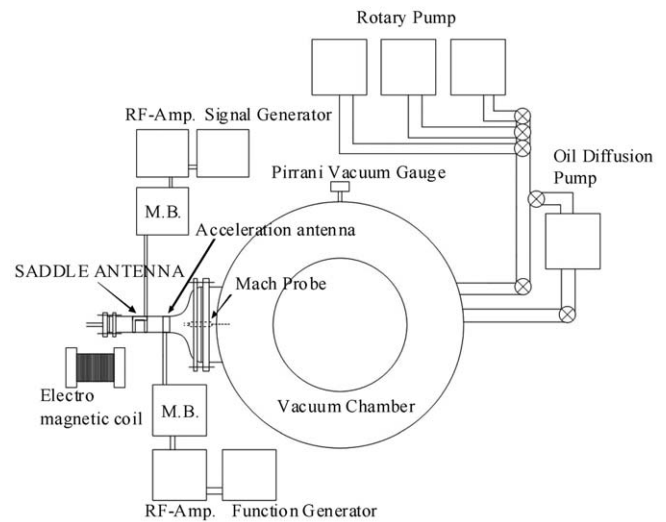


図 8 実験装置概略

### 4.2 予備実験の結果

以下に“Lissajous” 加速法の予備実験結果を示す。マッハプローブは、加速極板アンテナの端から 6.5 cm 下流に設置した。実験環境は、Ar ガス流量 0.5 mg/s, その時の真空度 0.10 Pa, プラズマ生成周波数 27.12 MHz, 正味生成パワー 600 W,

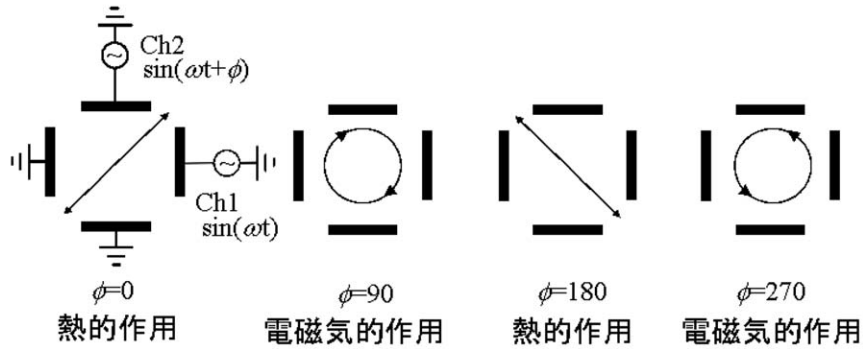


図9 2組の加速極板アンテナが造り出す電界

加速周波数 10 MHz, 正味加速パワー 400 W である. また, 加速域での印加磁場強度は軸方向に 800 Gauss, 半径方向に 300 Gauss, プラズマ密度は  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  程度である. 本実験では, 2組の加速極板アンテナに印加する高周波信号の位相差を可変パラメータとしている. ケーブル引回しの影響を考慮しなければ, 2組の加速極板アンテナが作る電界は, 理想的には位相差が  $0^\circ$  および  $180^\circ$  の場合に直線となり,  $90^\circ$  および  $270^\circ$  の場合はそれぞれ下流から見て右回り, 左回り回転となる (図9).

図10のプラズマ流速を見ると, どの位相差においても流速が上昇しており, 平均で約30%プラズマ流速は上昇した (図中の点線は加速前のプラズマ流速). しかし, 図9に対応した, 電磁気的に加速したり減速したりする点が見当たらない事から, 本実験では十分な電磁気的な作用がプラズマに生じなかった事が窺える. 流速を測定しているのと同じ位置で, この時の電子温度を見ると (図11), どの位相差においても加速前後で変化していない. 一方, 電子密度は (図12), ほとんどの位相差で加速後にわずかに上昇していた. この事から加速パワーの一部はプラズマ生成に使われたと推測される. 電磁気的な作用が不十分であった原因としては, 次の二つの事が考えられる. 一つは粒子衝突, 二つ目は加速パワーの散逸である.

粒子衝突の観点からは, 本実験に特有の擬似ホールパラメータ  $\omega/v$  ( $\omega$ : 加速角周波数,  $v$ : 電子の衝突周波数) を正しく計算する必要がある (式 (7) を参照). 本実験装置においては, 擬似ホール電流が生じると考えられる値1を超えているものと考えていた. しかし, その際に重要なパラメータである粒子密度は, 真空チェンバーで得た圧力値から計算した.

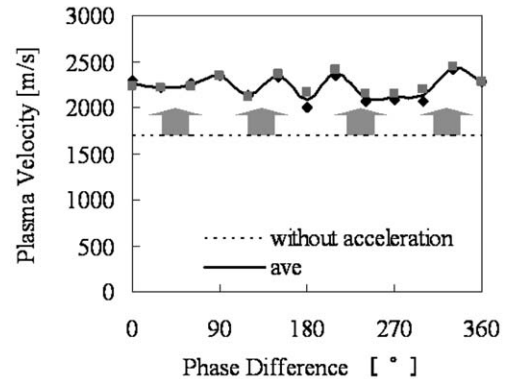


図10 プラズマ流速 vs. 加速極板アンテナ位相差 (deg.)

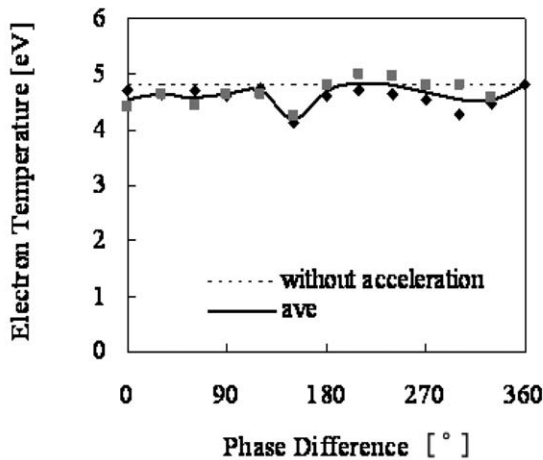


図11 電子温度 vs. 加速極板アンテナ位相差 (deg.)

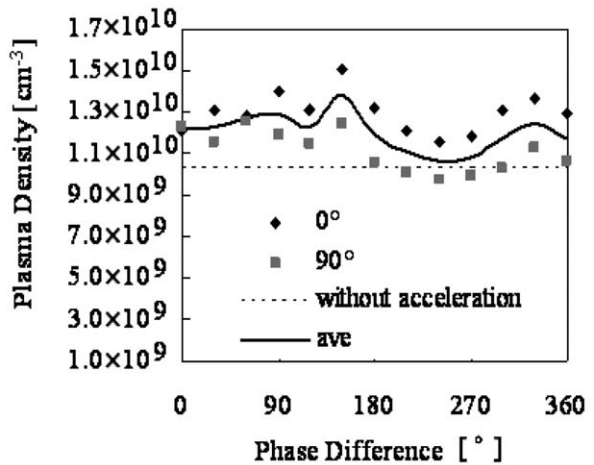


図12 プラズマ密度 vs. 加速極板アンテナ位相差 (deg.)



ガラス管内部の真空度が真空チェンバー内より悪いことは十分に有り得るので、本予備実験では、衝突の影響が無視できなかった事も考えられる。実験でのチェンバー真空度 (0.1 Pa 程度) で計算してみると、電子・イオン衝突 = 0.1 MHz 程度であるが、電子・中性粒子衝突 = 100 MHz > 加速周波数 10 MHz となってしまう。

一方、“Lissajous” 加速の実験における正味加速パワーは 400 W であり、プラズマに影響を与えるに十分なパワーを印加している。それにも関わらず、図 10～図 12 の実験結果からわかるように、プラズマパラメータは加速前後で大きくは変化していない。この事から、アンテナから出力された電磁界が十分にプラズマに吸収されておらず、いわゆる Vacuum Loading となっている事も示唆される。今後はプラズマへ効率的に電磁界が吸収されるような別の整合点を用いる必要がある。<sup>[22]</sup>

## 5. 結 論

無電極 (= 荷電粒子を直接やりとりする電極の無い) プラズマ生成 + 無電極プラズマ加速、の MPD スラスタを目指している。今回は、特に連続加速型の電磁加速法として 2 組の対向加速極板アンテナを用いた “Lissajous” 加速の条件予測を行った。その結果、以下のことが判明した。

- (1) “Lissajous” 加速の重要パラメータは、加速極板アンテナからプラズマへ浸透する電界強度  $E_0$  である。
- (2) 浸透電界  $E_0$  は、現在の実験条件 (外部磁場強度、プラズマ密度、加速極板アンテナ電圧) から推定して、10 V/cm 程度が期待される。

別報による推力予測の解析結果から、発生推力  $F$  は、この浸透電界強度  $E_0$  とプラズマ密度  $\bar{n}$  に比例する、比推力  $I_{sp}$  は、浸透電界  $E_0$  と加速領域長  $z_0$  のそれぞれ平方根に比例する、(電子擬似ラーマー半径  $R$ ) / (円柱容器内半径  $r_0$ ) に比例し、その値が 0.42 辺りで極大値をとる、等が分かっている。

一方、予備実験では、(正味加速パワー) = (進行波パワー) - (反射波パワー) として 400 W を投入したが、Ar 中性粒子との衝突が大で、未だ十分な電磁加速に達していないことが判明した。

- (3) 400 W の加速パワー投入で、プラズマ流速 1.7 km/s → 2.3 km/s という主として熱的加速が行われた。一方で、これに伴う、電子温度、プラズマ密度の変化は乏しく、投入パワーの多くが Vacuum Loading となったことが示唆される。今後は、よりプラズマに吸収され易い整合点を探索する。
- (4) また、加速周波数を上げる、ガス圧を下げる等により、(擬似ホールパラメータ) = (加速角周波数  $\omega$ ) / (衝突周波数  $\nu$ ) が、加速域で 1 以上になるようにせねばならない。

## 参 考 文 献

- [1] Toki, K., Shinohara, S., Tanikawa, T., Funaki, I. and Shamrai, K. P., “Preliminary Investigation of Helicon Plasma Source for Electric Propulsion Applications”, IEPC 03-0168, *Proceedings of the 28th International Electric Propulsion Conference*, Toulouse, France, 17–21 March, 2003.
- [2] Toki, K., Shinohara, S., Tanikawa, T. and Shamrai, K. P., “Feasibility Study of Electrodeless Electromagnetic Acceleration”, AIAA 2004-3935, *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Fort Lauderdale, FL, U.S.A., 11–14 July, 2004.
- [3] Toki, K., Hashimoto, T., Makita, K., Shinohara, S., Hada, T., Ikeda, Y., Tanikawa, T., Shamrai, K. P. and Funaki, I., “Small Helicon Source for Electrodeless Plasma Production and Electromagnetic Acceleration”, AIAA-2006-4843, *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Sacramento, CA, U.S.A., July 9–12, 2006.
- [4] Toki, K., Shinohara, S., Tanikawa, T., Funaki, I. and Shamrai, K. P., “Small Helicon Plasma Source for Electric Propulsion”, *Thin Solid Films*, Vol. 506-507, No. 5, 2006, pp. 597–600.
- [5] Toki, K., Shinohara, S., Tanikawa, T., Funaki, I., Shamrai, K. P., Hashimoto, T., Makita, K. and Ikeda, Y., “Study of Electrodeless Plasma Production and Electromagnetic Acceleration”, ISTS 2006-b-45, *Proceedings of the 25th International Symposium on Space Technology and Science (ISTS)*, Kanazawa, Japan, 2006, pp. 298–303.
- [6] Shamrai, K. P., Aleksandrov, A. F., Bougrov, G. E., Virko, V. F., Katiukha, V. P., Koh, S. K., Kralkina, E. A., Kirichenko, G. S. and Rukhadze, A. A., “Quasistatic Plasma Sources: Physical Principles, Modelling Experiments, Application Aspects”, *Journal of Physics IV*, France 7, 1997, C 4, 365–381.

- [7] Squire, J. P., Chang Díaz, F. R., Jacobson, V. T., McCaskill, G. E., Bengston R. D. and Goulding, R. H., “Helicon Plasma Injector and Ion Cyclotron Acceleration Development in the VASIMR Experiment”, AIAA 2000-3752, *36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, Huntsville, AL, U.S.A., 17-19 July, 2000.
- [8] Gilland, J., “The Potential for Helicon Wave Sources for Electric Propulsion”, IEPC-01-0210, *27th International Electric Propulsion Conference*, Pasadena, CA, U.S.A., 17-19, July, 2001.
- [9] K. Shamrai, K. P., Virko, Y., Virko, V. and Yakimenko, A., “Compact Helicon Plasma Source with Permanent Magnets for Electric Propulsion Application”, AIAA-2006-4845, *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Sacramento, CA, U.S.A., July 9-12, 2006.
- [10] Charles, C., Boswell, R., Alexander, P., Costa, C., Sutherland, O., Pfitzner, L., Franzen, R., Kingwell, J., Parfitt, A., Frigot, P., Gengembre, J. E. and Saccoccia, G., “Helicon Double Layer Thrusters”, AIAA-2006-4838, *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Sacramento, CA, U.S.A., July 9-12, 2006.
- [11] Charles, C., *et al.* “An experimental investigation of alternative propellants for the helicon double layer thruster”. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 41, 175213, 2008.
- [12] West, M. D., *et al.* “Testing a Helicon Double Layer Thruster Immersed in a Space-Simulation Chamber”. *Journal of Propulsion & Power*, Vol. 24, No. 1, pp. 134–141, 2008.
- [13] Takahashi, K., *et al.* “Measurements of the energy distribution of trapped and free electrons in a current-free double layer”. *Physics of Plasmas*, Vol. 14, No. 11, 114503 1-4, 2007.
- [14] 篠原俊二郎, 「ヘリコン波による高密度プラズマ生成の最近の話題」, プラズマ・核融合学会誌, 第78巻, 第1号, pp. 5–18, 2002.
- [15] Shinohara, S. and Tanikawa, T., “Development of very large helicon plasma source”, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 75, No. 6, pp. 1941–1946, 2004.
- [16] Shamrai, K. P. and Shinohara, S., “Spectral and Spatial Characterization of a Radio Frequency Power Absorption in High Pressure Helicon Plasmas”, *Physics of Plasmas*, Vol. 8, No. 10, pp. 4659–4674, 2001.
- [17] Shinohara, S., “Propagating Wave Characteristics for Plasma Production in Plasma Processing Field”, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 36, Part I, No. 7 B, pp. 4695–4703, 1997.
- [18] Ikeda, Y., Hada, T., Matsukiyo, S., Shinohara, S. and Toki, K., “Response of a cylindrical plasma to time-varying external electromagnetic field: numerical simulation studies”, IEPC 2005-177, *29th International Electric Propulsion Conference*, Princeton University, Princeton, NJ, U.S.A., 31 October-4 November, 2005.
- [19] Shamrai, K. P., “Penetration of an RF Electrostatic Field into Dense Helicon Plasma II”, *private communication*, July 7, 2004.
- [20] 都木恭一郎, 篠原俊二郎, 谷川隆夫, 羽田亨, 船木一幸, 田中良和, 山口晃弘, 「ヘリコンプラズマ源を用いた無電極MPDスラスタの検討」, 大電力化/モジュール化電気推進に関する研究会, JAXA-SP-08-013, pp. 73–95, 2009.
- [21] Ando, A., Watanabe, T., Tobari, H., Hattori, K. and Inutake, M., “Evaluation of Para-Perp Type Mach Probe by Using a Fast Flowing Plasma”, *Journal of Plasma and Fusion Research*, Vol. 81, No. 6, pp. 451–457, 2005.
- [22] Toki, K., Shinohara, S., Tanikawa, T., Hada, T., Funaki, I., Shamrai, K. P., Tanaka, Y. and Yamaguchi, A., “Plasma Acceleration in a Compact Helicon Source Using RF Antennae”, *Journal of Plasma and Fusion Research SERIES*, Vol. 8, pp. 25-30, 2009.