

# 小ヘリコン源を用いたプラズマ生成・加速

都木 恭一郎\*, 橋本 隆\*, 牧田 賢治\*, 田中 良和\*,  
篠原 俊二郎\*\*, 羽田 亨\*\*, 池田 泰\*\*,  
谷川 隆夫\*\*\*, 船木 一幸\*\*\*\*, K.P.Shamrai\*\*\*\*\*

## Plasma Production/Acceleration Using Compact Helicon Source

By

Kyoichiro TOKI \*, Takashi HASHIMOTO \*, Kenji MAKITA \*, Yoshikazu TANAKA \*,  
Shunjiro SHINOHARA \*\*, Tohru HADA \*\*, Yasushi IKEDA \*\*,  
Takao TANIKAWA \*\*\* , Ikkoh FUNAKI \*\*\*\* and K. P. SHAMRAI \*\*\*\*\*

**Abstract:** A compact helicon source was designed and dedicated to a high density Ar plasma production followed by an electrode-less antenna acceleration. A helicon mode was successfully formed to produce  $10^{13}$   $\text{cm}^{-3}$  plasma at an RF power of 380 W with 1,000 gauss externally applied magnetic field. The repetitively pulsed acceleration by a coil antenna was attempted and resulted in 1,500 m/s velocity increment by an acceleration power of 100 W.

**Key words:** Helicon, High Density Plasma, Plasma Acceleration

### 1. はじめに

ヘリコン波プラズマによれば比較的高密度 ( $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  以上) のプラズマを容易に生成できると言うことで、これを電気推進のプラズマ源とりわけ電磁加速型のスラスタに応用する試みを始めた。ヘリコン源としては大口径のものが既に研究されているので、[1] ここでは小ヘリコン源を設計し上記のプラズマ密度を目指した。こうした無電極 RF アンテナ放電でプラズマを生成する手法を用いるとエロージョンによる電極損耗に煩わされることが無く、電気推進の長寿命化を図れる。しかし、加速は陰極・陽極あるいはグリッドなどの有電極で行うのが常であるため、加速電極の劣化は避けられなかった。従って、プラズマの加速も無電極 RF アンテナ放電で行うことが本来望ましく、それが本研究の最終目標でもある。今回は主にプラズマ生成の結果について報告、加速については予備的な実験結果を報告する。

---

\* Tokyo University of Agriculture and Technology  
\*\* Kyushu University  
\*\*\* Tokai University  
\*\*\*\* ISAS/JAXA  
\*\*\*\*\* Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences

## 2. 実験装置と方法

### 2.1. 実験装置

#### 2.1.1. 小ヘリコン源

小ヘリコン源は内径 2.5 cm, 外径 3.4 cm, 長さが 46 cm のレデューサ付きパイレックスガラス管で, 真空チャンバーの覗き窓 (A 200) に取り付けられている。一方の端はステンレスの蓋になっていて, 中心からアルゴンガスを供給できるためのガスポートが設けられている。ヘリコン波が励起された場合はこの間に定在波として確認されることになる。

真空チャンバーは直径 70 cm, 長さ 120 cm でロータリーポンプと油拡散ポンプで  $3 \times 10^{-5}$  torr 程度に排気される。

#### 2.1.2. アンテナおよび電源

プラズマ生成用のアンテナはサドル型 (Boswell Type) を採用した。RF 電源と整合器はサムウェイの最大出力 500 W, 周波数 10 ~ 100 MHz であるが, 実験では 13.56 MHz, 27.12 MHz, 40.68 MHz の工業用周波数の基本波, 2 倍波, 3 倍波を使用する。また, 入力には最大 -13 dB のシグナルジェネレータを用いる。このアンテナの軸方向長さは 4.2 cm としている。

外部からは公称最大 800 gauss / 40 A (ただし磁場コイルの中心軸方向で) 印加できる電磁石を用意している。これが, 同時にプラズマ加速用の磁場にもなっている。

一方, 加速用のアンテナとして後述するように, パルス加速用には 1 ~ 8 巻きのコイルアンテナ,

連続加速用には 2 組の平行平板を用い, それらの RF 電源と整合器には最大出力 200 W  $\times$  2 台, 周波数 0.5 ~ 15 MHz を使用した。入力にはファンクションジェネレータを用いる。

### 2.2. 計測方法

計測には静電プローブを使用した。今回は直径 0.3 mm のタングステンワイヤーの先端 4 mm を露出させ, 直径 1.5 mm の二穴絶縁管で覆ったダブルプローブをプラズマ生成アンテナの直下まで挿入して, 生成プラズマのイオン密度と電子温度を測定した。

また, プラズマ流速測定には, 直径 1.5 mm の銅線を直径 3 mm の絶縁管を被せて 45° 端面にしたマッハプローブを用いた。マッハプローブ理論は安藤, 等の手法を適用した。[2]

いずれのプローブの駆動にも最大 100 V まで掃引可能なバイポーラ電源を用いている。プローブ電流の計測には 250  $\Omega$  の抵抗を用い, 0.5 Hz 程度の掃引速度で電圧電流特性をデータロガーで取得する。信号に混入する RF ノイズはデータロガー側のフィルターにて除去した。

図 1 に実験装置の概略を示す。

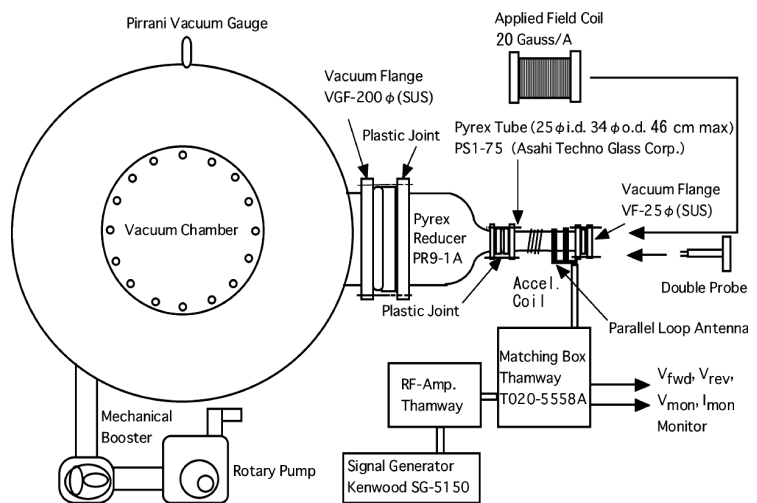


図 1 実験装置の図

## 3. 実験結果と考察

### 3.1. ヘリコンモードの実現

実験パラメータは, Ar 質量流量 (プラズマ物理では通常は圧力が問題だが電気推進の分野では質量流量が基本パラメータ) 0.5, 1.0, 2.0 mg/s, 印加する磁束密度 0, 200, 400, 800 gauss, そして RF パワーが 0 ~ 380 W である。RF 周波数は先に述べたように, 13.56 MHz を基本波として倍波, 3 倍波であるが, 最終的には最もプラズマ点火が容易で

作動が安定な 27.12 MHz を主に用いることになった。

図 2 は Ar 質量流量 0.5 mg/s, 磁束密度 800 gauss, 27.12 MHz で RF パワーを投入していった際のプラズマ密度をプロットしたものである。電子温度も同時に計測しているが、概ね 3 ~ 6 eV と行った値である。低パワー域の最初のジャンプは CCP モードから ICP モードへの遷移と思われるが、200 W 付近で現れたジャンプは ICP モードからヘリコンモードへのジャンプと思われる。プラズマ密度も  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  を超える。この時、それまでピンク色であったプラズマが突然青色に変化するいわゆるブルーモードが観測された (図 3)。

3.2. ヘリコン波かどうか

観測されたプラズマがヘリコンプラズマかどうかは十分なプラズマ密度さえ達成されたなら工学的には重要な問題ではないが、波の分散関係式を当たってみることにした。[3] 図 4 はガラス管の外からではあるがヘリコン波による磁力線揺動をシングルターンの磁気プローブで検知していった結果である。これによって定在波 (位相差測定で位相の進行が見られなかったため) の半波長は数 cm と見積もられ、生成されたプラズマ半径、密度、印加磁場強度などを代入するとほぼヘリコン波の分散関係式を満足していることが判明した (図 5)。

3.3. パルス加速と連続加速

パルス加速はプラズマ生成アンテナの下流に 1 ~ 8 巻きの加速用コイルを巻きそこに 0.5 ~ 1.5 MHz のランプ波形 (鋸歯状波) を印加するものである。図 6 の加速フェーズにあってコイル磁界がプラズマ中に浸透して周方向に反磁性電流を誘起する、これと元々の印加外部磁場の半径方向成分との間に  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  力を発生させてプラズマを加速する。減速フェーズでは加速フェーズよりも周波数が速いためプラズマ中へのコイル磁界の浸透時間 (スキン時間) が不十分で減速効果は薄いと言うメカニズムである。[4]

連続加速は図 7 のようにリサーチ加速と称し、縦方向と横方向にそれぞれ sin 波と cos 波の電界を印加しプラズマ内部に周方向の  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトを起こさせる。イオンサイクロトロンより十分に速く、電子サイクロトロンより遅い回転電界を与えることで電子  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトのみを有効にして周方向電流を作る。この関係は右の簡単な Langevin 方程式を解くことで求められる。後はパルス加速の場合と同じ  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  加速方式になるが連続加速となる。[5] ここで、

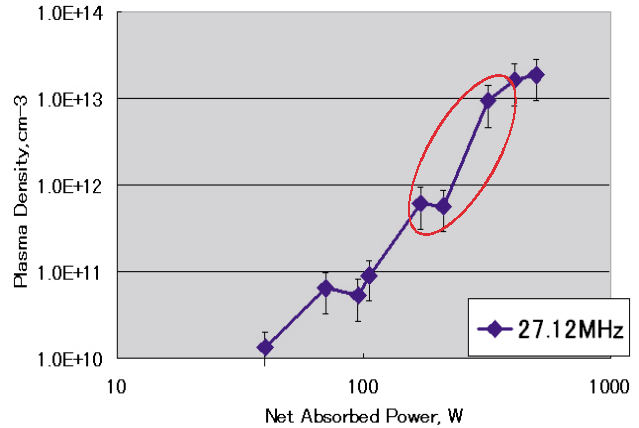


図 2 プラズマ密度と入力パワーの関係 (Ar 流量 0.5 mg/s, 印加磁場 800 gauss, 赤丸がヘリコンジャンプ?)

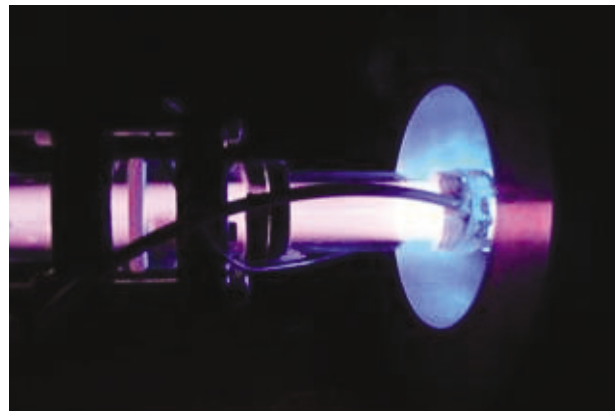


図 3 観測されたブルーモードのプラズマ

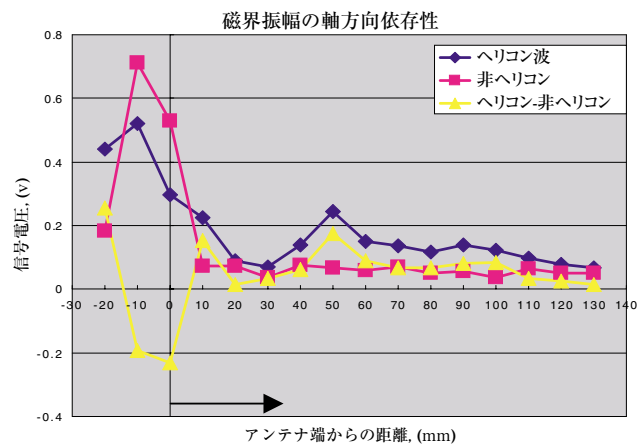


図 4 シングルターン磁気プローブによるヘリコン波励起揺動磁場の探索 (ガラス管外の半径方向磁場)。

$$(k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2)^{0.5} = \frac{\omega \omega_p^2}{k_{\parallel} \omega_c c^2}$$

$$k_{\parallel} = \frac{2\pi}{\lambda_{\parallel}} \quad k_{\perp} = \frac{\alpha}{a} = \frac{3.8}{a}$$

$$\omega_p = 2\pi \times 8.98 \sqrt{n_0}$$

$\lambda_{\parallel}$	ヘリコン波の磁場方向の波長	0.12(m)
$a$	プラズマ半径	$1.25 \times 10^{-3}$ (m)
$c$	光の速さ	$3.00 \times 10^8$ (m/s)
$\alpha$	波のモードと境界条件に依存する定数	3.8
$B$	磁場	0.08(T)
$n$	プラズマ密度	$1.86 \times 10^{19}$ ( $m^{-3}$ )
$k_{\parallel}$	ガラス管軸方向の波数	
$k_{\perp}$	ガラス管半径方向の波数	
$\omega_c$	真空中を伝わる電磁波	
$R$	電子が主役となって伝わる右回りの円偏波	

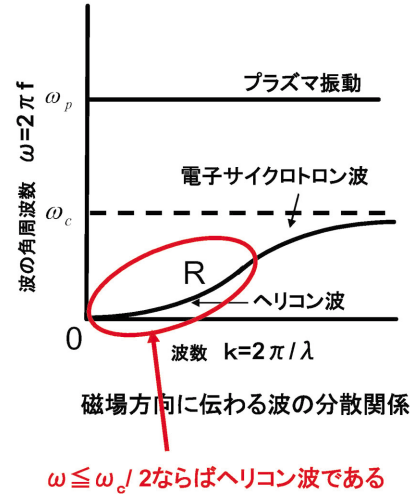


図5 ヘリコン波の分散関係式

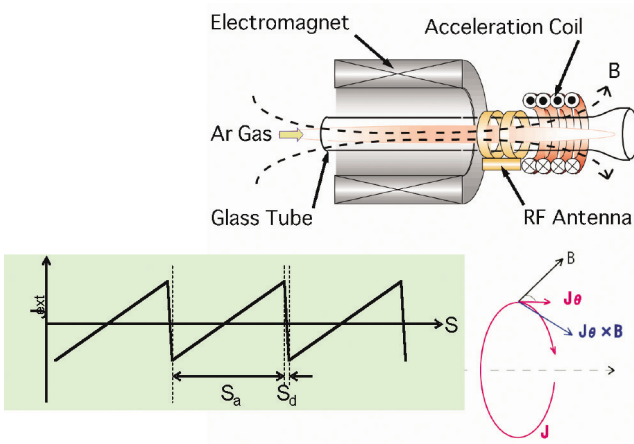
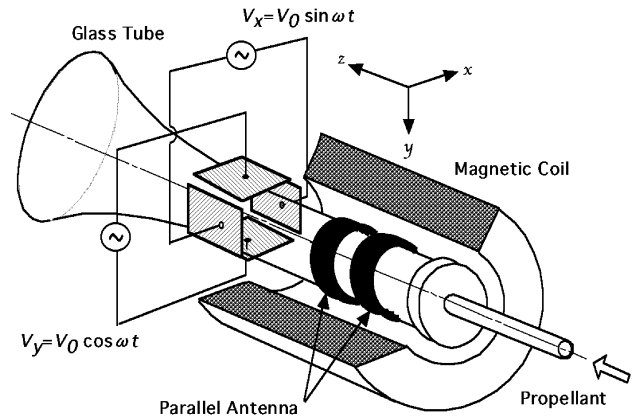


図6 パルス加速の原理 (鋸歯状コイル電流印加)

$m$  : イオンまたは電子質量,  $u_x, u_y$  : 速度,  $E_0, E_x, E_y$  : 電界,  $e$  : 電気素量,  $v$  : 衝突周波数,  $B_z$  : 外部磁界,  $\omega_0, \omega$  : サイクロトロン周波数および RF 周波数,  $R_{L,eq}$  : 擬似ラーマー半径.

3.4. パルス加速の予備実験結果

図8にパルス加速実験の一部を紹介するが、この結果はまだ予備的であり最終的なものではない。磁場は最大の 1000 gauss を印加, Ar 流量は 1 mg/s, プラズマ生成の周波数は 27.12 MHz または 40.68 MHz で投入パワーは約 200 W (ただし, 40.68 MHz は電源が発振し易く扱いにくい), 加速のための投入パワーは 100 W である。加速周波数を 0.5, 1.0 MHz とすると流速が 1500 m/s 程度上がって行くことが分かるが, 1.5 MHz 辺りになると頭打ちもしくは減速となる。これは、加速コイルから



$$m \frac{du_x}{dt} = eE_x - m v u_x + e u_y B_z \quad (1)$$

$$m \frac{du_y}{dt} = eE_y - m v u_y - e u_x B_z \quad (2)$$

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

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

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

$$v = v_{ela} + v_{ineh} \quad (6)$$

$$R_{L,eq} = \frac{eE_0}{m \omega \sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + v^2}} \quad (7)$$

図7 連続加速 (Lissajous) の原理

ラズマへのパワー伝達が悪くなるからと考えられる。また、この時は電子温度も上昇しており、イオン音速の値と流速の値がほぼ一致していることから、現状では電磁加速と言うよりは電熱加速の域を脱していないのではないかと思われる。今後は、加速コイルアンテナの形状を変えて抵抗を減らす、さらに強力な磁場を印加する、流量を減らして完全電離に近づけるなどの努力が必要である。

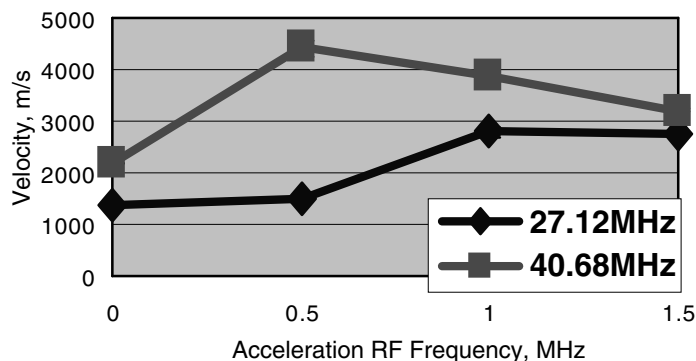


図 8 パルス加速の予備実験結果 (Ar 0.5 mg/s, 加速投入電力 100 W)

#### 4. 結 論

内径 2.5 cm のヘリコン源を用いて 27.12 MHz の RF 投入パワー約 380 W で  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  という Ar プラズマ密度を達成した。プラズマ密度ジャンプの様子、プラズマの様相がブルーモードであること、波の分散関係式に当てはまることから、得られたプラズマはヘリコン波プラズマと考えられる。

一方、パルス加速によるプラズマ流速の速度増分結果は 100 W 投入で 1500 m/s 程度が得られたが、電磁加速と言うには不十分で、未だ電熱加速の域を出ていないことが予想される。今後は加速効率を高めるべくプラズマと加速アンテナのカップリングを改善する必要がある。

#### 参 考 文 献

- [1] Tanikawa, T., Shinohara, S. and Toki, K., "Helicon Plasma Produced Using a Spiral Antenna", American Physical Society, Bulletin of the American Physical Society, Vol. 50, No. 8, pp. 297, 2005.
- [2] Ando, A., Watanabe, T., Watanabe, T., Tobari, H., Hattori, K. and Inutake, M., "Evaluation of Para-Perp Type Mach Probe by Using a Fast Plasma Flow", Journal of Plasma and Fusion Research, Vol. 81, No. 6, pp. 451-457, 2005.
- [3] Shinohara, S., "Propagating Wave Characteristics for Plasma Production in Plasma Processing Field", Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 36, Part I, No. 7B, 1997, pp. 4695-4703.
- [4] Toki, K., Shinohara, S., Tanikawa, T. and Shamrai, K. P., "Small Helicon Plasma Source for Electric Propulsion", Thin Solid Films, 506-507, pp. 597-600, 2006.
- [5] 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, USA, 2004.