

## ヘリコン波によるプラズマ生成

宮本, 健  
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

河合, 淳  
横河電機株式会社 | 九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

小森, 彰夫  
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

河合, 良信  
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

<https://doi.org/10.15017/17709>

---

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 10 (1), pp.31-36, 1988-06-30. 九州大学大学院総合理工学研究科  
バージョン :  
権利関係 :

## ヘリコン波によるプラズマ生成

宮本 健\*・河合 淳\*\*・小森 彰夫\*\*\*  
河合 良信\*\*\*

(昭和63年2月29日 受理)

## Plasma Production by Helicon Waves

Takeshi MIYAMOTO, Jun KAWAI, Akio KOMORI  
and Yoshinobu KAWAI

A high-density plasma of about  $10^{13}\text{cm}^{-3}$  is realized by using radio-frequency (RF) waves. It is experimentally shown that efficient coupling of RF power to a plasma is possible with helicon waves because of the good match between parallel phase velocity and electron thermal speed.

## 1. 緒 言

現在、プラズマ物理やプラズマ化学、核融合などの分野で、高密度プラズマを生成する研究が進められている。核融合研究においては、プラズマの閉じ込めを研究する上で、高密度・高ベータプラズマの振舞いを解明することが不可欠である。また、プラズマエッチングやプラズマ CVD (Chemical Vapour Deposition) 等で代表されるプラズマの工学的応用分野においても、高密度反応性プラズマを研究することが重要な課題となっている。

最近、高密度プラズマの新しい生成法として、Boswell<sup>1), 2)</sup> や Chen<sup>3)</sup> によって、ヘリコン波 (ホイッスラー波) を利用した方法が提唱された。ヘリコン波によるプラズマ生成法の利点は、マイクロ波 (数 GHz) を使用した ECR (Electron Cyclotron Resonance) による生成法に比べ、使用する周波数 (数 MHz ~ 数 10 MHz) が低いため安価な大出力高周波電源を使用できること、しかも広い磁場領域でプラズマを生成できることなどにある。従って、この方法で生成されたプラズマは、核融合の基礎研究やプラズマエッチングなどの工学的分野で利用できるものと考えられる。

Boswell は、750 Gauss の磁場中に置かれた、直径

10 cm, 長さ 120 cm の容器内に、8.8 MHz, 180 W の高周波によって、密度が  $10^{12}\text{cm}^{-3}$  以上のほぼ完全電離したアルゴンプラズマを生成できることを実験的に示した<sup>1), 2)</sup>。また、Chen は、プラズマ中に励起されたヘリコン波のランダウ減衰により、電子が波からエネルギーを得ることによって、プラズマが生成されることを理論的に明らかにした<sup>3)</sup>。Boswell は、励起されるヘリコン波の波長はアンテナの長さで決定されるとしているが<sup>1), 2)</sup>、その場合ヘリコン波のランダウ減衰は非常に小さくなるため Chen の理論ではプラズマの生成機構を説明することができない。

本論文では、ヘリコン波を用いてプラズマ生成し、プラズマの生成機構を解明する研究を行った。特に、ヘリコン波の波長を実際にプラズマ中で測定し、励起された波の分散や波の位相速度と電子の熱速度の関係、波長とプラズマ密度の関係等を求めることができたので詳しく報告する。

## 2. 理論的検討

ヘリコン波は、その周波数がイオンのサイクロトロン周波数  $\omega_{ci}$  と電子のサイクロトロン周波数  $\omega_{ce}$  の中間の領域に存在し、磁力線に沿って伝播する右回り円偏波の電磁波である<sup>4), 5), 6)</sup>。ヘリコン波の分散式は、円筒モードの場合、

$$\left(\frac{\omega \epsilon n_0 \mu_0}{k B_0}\right)^2 = k^2 + \left(\frac{P'_{mn}}{a}\right)^2 \quad (1)$$

\*高エネルギー物質科学専攻修士課程

\*\*高エネルギー物質科学専攻修士課程 (現在横河電機株)

\*\*\*高エネルギー物質科学専攻

となる<sup>3)</sup>。ここで、 $k$ は磁場方向( $z$ 方向)のヘリコン波の波長を、 $n_0$ はプラズマの密度を、 $B_0$ は磁場の値を、 $a$ はプラズマの半径をそれぞれ表わしている。また、 $P'_{mn}$ は第1種ベッセル関数 $J_m(x)$ の微分 $dJ_m(x)/dx$ が零となる第 $n$ 番目の $x$ の値を表わしている。例えば、 $P'_{11}$ は、1.84、 $P'_{12}$ は5.36である。比較的細いプラズマの場合 $P'_{mn}/a \gg k$ が成り立つため、(1)式は

$$n_0 = \frac{P'_{mn}}{a} \frac{kB_0}{\omega e \mu_0} \quad (2)$$

となる。減衰率は、

$$\frac{Im(k)}{Re(k)} = 2\sqrt{\pi} \frac{c^2}{\omega^2_p} \left(\frac{P'_{mn}}{a}\right)^2 \zeta^3 \exp(-\zeta^2) \quad (3)$$

で与えられる。ここで、 $c$ は定数で

$$\zeta = \omega/kv_{th}$$

$$\omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2/m_e$$

$$v_{th} = \sqrt{2KT_e/m_e}$$

である。但し、 $Re(k)$ を単に $k$ と記述してある。

ヘリコン波は、伝播方向に対して垂直な電界が右回りに回転し、伝播方向の電流 $J_z$ が螺旋状に伝播していく電磁波である。従って、磁場方向と方位角方向( $\theta$ 方向)の両方の成分を持つようなアンテナ、例えばヘリカルアンテナに、周波数が $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$ の領域にある高周波を印加して、ヘリコン波をプラズマ中に励起することができる。方位角方向の波のモード数 $m$ が1の波を励起する場合、2本の導線を螺旋状にねじったアンテナが必要である。この場合、まずアンテナ中を流れる電流 $J_z$ によってプラズマ中にこれと逆方向の電流 $-J_z$ が誘導され、この電流の電場 $E_z$ で磁場方向に電子が加速される。方位角方向に180°離れた場所、あるいは、磁場に沿って半ピッチ離れた場所では、加速される方向が逆になるため、加速された電子が磁場に沿って移動することにより、プラズマ断面には正負の電荷が現われる。従って半径方向( $r$ 方向)に電場 $E_r$ が形成される。また、アンテナが螺旋状の構造をしているため、 $\theta$ 方向の成分が生じ、電界は伝播方向に向かって右回りに回転する。

プラズマは、中性気体中にわずかに存在する電子がヘリコン波によって生じた $z$ 方向の電界で加速されてエネルギーを増し、中性分子に衝突して電離を起こ

すことによって生じるものと考えられる。

### 3. 実験装置

実験装置の概略図をFig. 1に示す。磁場はFig. 1(a)に示されている様な一様磁場配位となっており、 $r=z=0$  cmにおける磁場の値は0.25–3kGである。真空容器はステンレス製で、直径45cm、長さ170cmの円筒形をしている。この容器の片側に、内径5cm、長さ50cmのバイレックス製の放電管が接続されており、放電管の外側にはアンテナが置かれている。真空容器は6インチ拡散ポンプによって $2 \times 10^{-7}$  Torr以下に排気される。実験に使用したガスはアルゴンで、 $(2-10) \times 10^{-4}$  Torrの圧力で実験を行った。

Fig. 1(b)にプラズマ生成用アンテナの概略を示す。アンテナは、バイレックスの放電管に幅2.5cmの銅板を螺旋状に半ターン巻いた構造をしている。このアンテナにより、 $m=1$ のヘリコン波を励起することができる<sup>7)</sup>。アンテナの長さは、印加する高周波(RF)を7MHzの正弦波としてBoswell<sup>1)</sup>の実験から見積ったヘリコン波の半波長の長さ、即ち25cmとした。7MHzの高周波は、小型の発振器に接続された2台のプリアンプにより最大30Wまで増幅され、

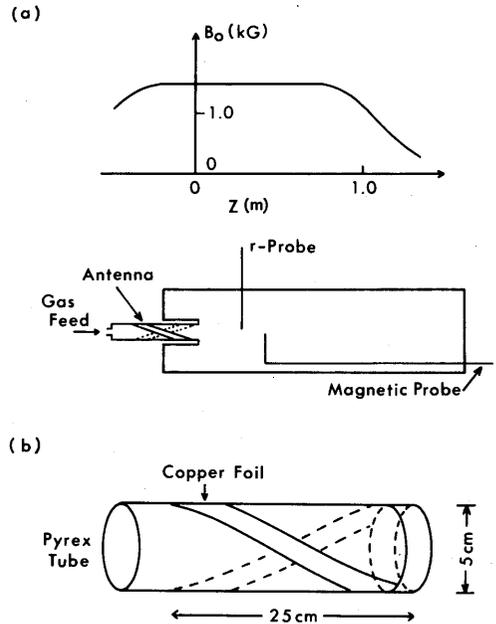


Fig. 1 (a) Schematic of experimental apparatus. (b) The exciting antenna for azimuthal mode number  $m=1$ .

最終的には3kWまで増幅される。その後、増幅器とプラズマとのマッチングをとるために置かれた、2000pFの真空バリコンとこれに接続されている50Ωの同軸ケーブルを介して、アンテナから放射される。高周波のパワーは、最終段のパワーアンプ部のパワーメータによって測定されるが、反射等による損失を考えると、プラズマ生成に実際に使われるパワーは、パワーメータの表示よりも幾分少ないものと考えられる。尚、伝送系の過熱を防ぐために、7MHzの高周波は、84.5Hzでduty 5の方形波パルスによって変調されている。即ち2ms発振し10ms休止するという発振形態になっている。本研究では特に断らない限り、高周波が発振し始めてから1.5msec後のプラズマパラメータをボックスカー積分器を用いて測定した。

プラズマパラメータの測定は、主に径方向および磁場方向に可動なラングミュアプローブによって行い、プラズマ密度の測定には35GHzマイクロ波干渉計も使用した。また、ヘリコン波の波長は、磁場方向に可動な磁気プローブを用いて、干渉法により測定した。一価と二価のアルゴンイオンから放出される光の強度比は、一価のアルゴンイオンについては347.67nm、また、二価のアルゴンイオンについては334.47nmの波長の光の強度を分光器を用いて測定することにより求めた。

4. 実験結果および考察

Fig. 2 にプラズマの密度  $n_e$  と電子温度  $T_e$  の径方向分布を示す。ここで、ガス圧  $p$  は  $8 \times 10^{-4}$  Torr,

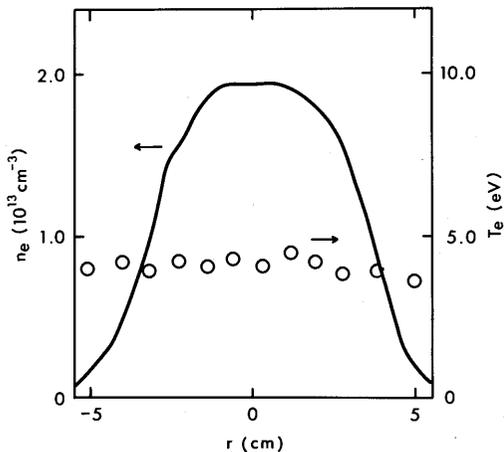


Fig. 2 Radial profiles of plasma density  $n_e$  and electron temperature  $T_e$ .

RFのパワー  $P_{rf}$  は0.7kW、 $B_0$  は1.1kGである。 $r=0$  cmは真空容器の中心を表しており、プラズマの中心とほぼ一致している。この図から、電子温度は径方向にほぼ一定で、電子密度もパイレックス放電管の壁より内側の領域 ( $|r| \leq 2.5$ cm) では一様であることが分る。さらに、 $r=0$  cmにおける電子温度の  $B_0$ ,  $p$ ,  $P_{rf}$  依存性を調べた結果、電子温度はこれらのパラメータに依らず常に4-5 eVであることが分った。

Fig. 3 は、 $p = 8 \times 10^{-4}$  Torrの時に得られた、 $r=0$  cmにおけるプラズマ密度の磁場依存性を示している。この図から、プラズマの密度は、磁場が弱い領域では磁場に比例して増加するが、磁場の値が $\sim 1.2$ kGを越えるるとほぼ一定の値になってしまうことが分る。

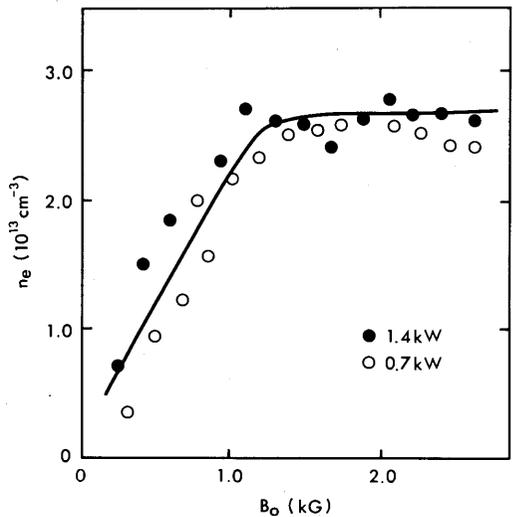


Fig. 3 Dependence of  $n_e$  on magnetic field  $B_0$ .

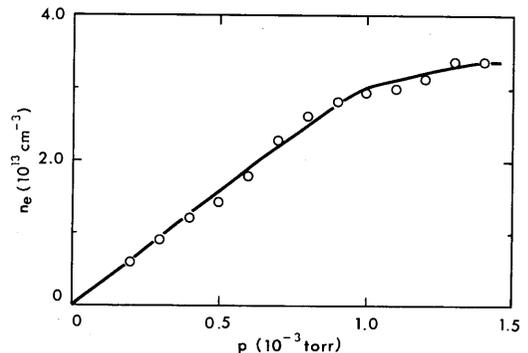


Fig. 4 Pressure dependence of  $n_e$ .

圧力が $8.0 \times 10^{-4}$  Torr の時、常温 (300K) の中性粒子の密度は $2.1 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$  で、磁場が $\sim 1.2 \text{kG}$  より強い領域のプラズマの密度とほぼ一致している。従って、この領域では中性粒子が完全に電離しているものと考えられる。Fig. 4 は、ガス圧を変化させた時のプラズマ密度を表している。ここで、 $B_0$  は  $1 \text{kG}$ 、 $P_{rf}$  は  $1.5 \text{kW}$  である。この図でプラズマの密度は $1.0 \times 10^{-4}$  Torr 付近まで圧力に比例しており、圧力の低い領域では、中性粒子が完全に電離していることを示している。圧力が $\sim 1.0 \times 10^{-4}$  Torr より高くなるとプラズマの密度は飽和してしまうが、これは、増え続ける中性粒子を全て電離させるほど RF のパワーが大きくないためであると考えられる。Fig. 5 はプラズマ密度の  $P_{rf}$  依存性を示している。ここで、 $p$  は  $8 \times 10^{-4}$  Torr である。パワーが  $0.4 \text{kW}$  未満では、プラズマと RF とのマッチングをとることが難しく、プラズマを生成することができなかった。このことから、プラズマと RF とのマッチングにはパワーに関してあるしきい値があるものと考えられる。また、磁場の値にも依存しているが、完全電離 ( $n_e \sim 2.5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ) が起こるためには、ある程度大きなパワーを必要としていることが分る。

Fig. 6 は、イオン飽和電流の径方向分布の磁場依存性を示している。ここで、 $p$  は  $7 \times 10^{-4}$  Torr、 $P_{rf}$  は  $1.1 \text{kW}$  である。これらの径方向分布は、電子温度が一定であることから、電子密度分布と考えることが

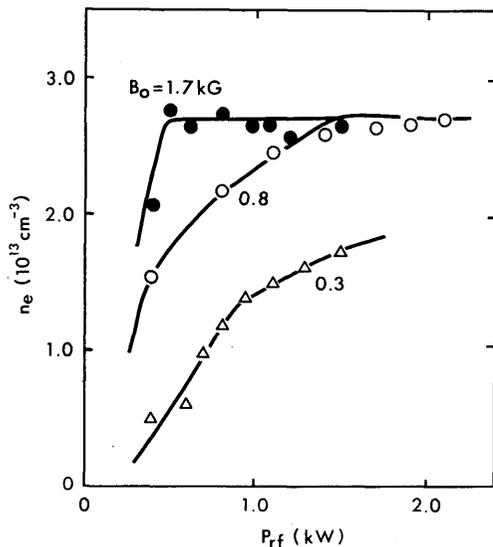


Fig. 5 Variation of  $n_e$  with RF power  $P_{rf}$ .

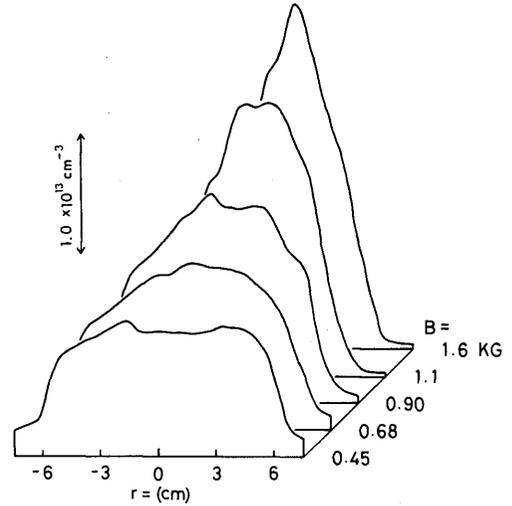


Fig. 6 Dependence of radial density profile on  $B_0$ .

できる。0.45kG の時、電子密度はプラズマの中心よりまわりが高い Well 型で、磁場が高くなると Hill 型になり、高磁場領域 ( $B_0 \geq 1 \text{kG}$ ) ではプラズマの中心だけ密度の高い尖塔形の分布になっている。この傾向は電場の  $E_z$  と  $E_r$  とのかねあいでも説明できる。プラズマを生成する  $E_z$  と  $J_z$  は放電管の管壁付近で、また、プラズマの閉じ込めに影響を与える径方向電界  $E_r$  は、中心軸上で最大となっている。従って、磁場が弱い場合、径方向の密度分布に対する影響は、 $E_r$  による閉じ込めの効果に比べて  $E_z$  と  $J_z$  による生成の効果の方が大きく、プラズマの密度分布は Well 型になると考えられる。逆に、磁場が強い場合は、 $E_r$  の効果が大きくなってプラズマは中心付近に閉じ込められるようになり、Hill 型の分布になるものと思われる。

Fig. 7 は、一価 (Ar II) と二価 (Ar III) のアルゴンイオンから放射された光の強度比である。ここで、 $p$  は  $8 \times 10^{-4}$  Torr、 $B_0$  は  $0.8 \text{kG}$  である。測定した波長の光は遷移確率が同じであることから、強度比がそのまま密度比に対応している。従って、Fig. 7 は、パワーが  $1 \text{kW}$  をこえると、入力パワーの増加にともない、僅かではあるが Ar III の割合が増加していることを示している。

Fig. 8 に、干渉法により得られた伝播波形を示す。種々の実験条件下で伝播波形を求めた結果、図に示されている様に密度が増加すると波長が短くなり、波長

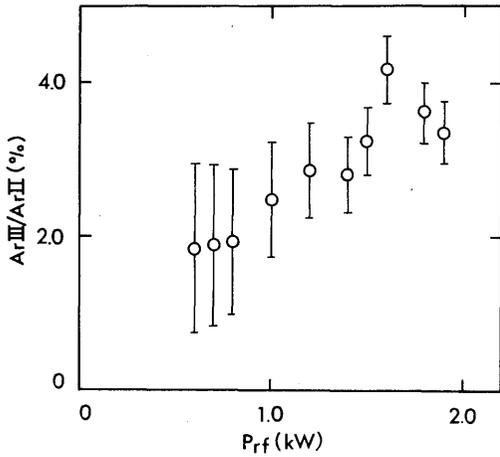


Fig. 7 The ratio of Ar II (347.67nm) line intensity to Ar III (334.47nm) line intensity for various  $P_{rf}$ .

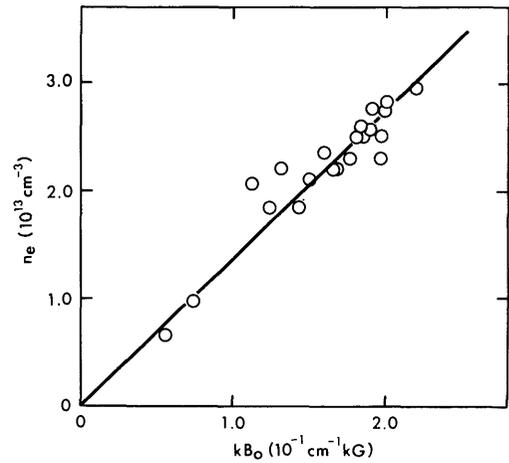


Fig. 9 Plasma density  $n_e$  as a function of wavenumber-magnetic field product  $kB_0$ .

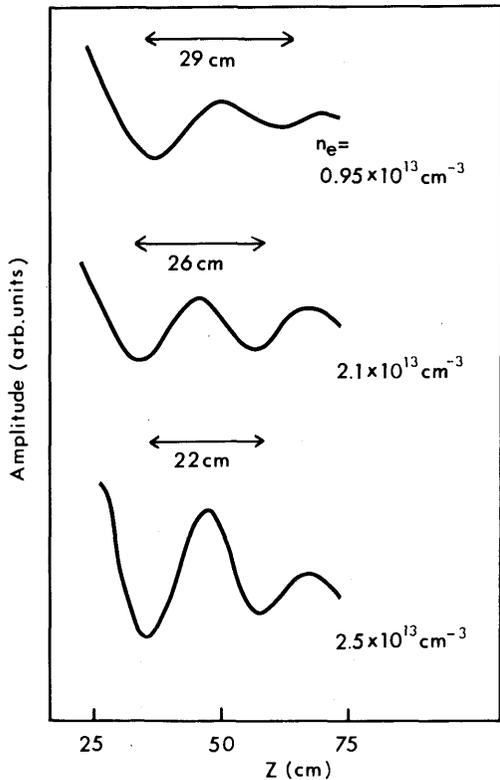


Fig. 8 Spatial wave patterns of helicon waves measured with an interferometer. The vertical scale is linear.

が約 22cm 時にプラズマの密度が最も高くなることが分った。従って、今までプラズマ中に励起されるヘリコン波の波長は高周波を印加するアンテナの長さで決定されると考えられてきたが、実際にはアンテナの長さで波長が決定されていないことが明らかになった。

Fig. 9 は、プラズマの密度を  $kB_0$  の関数としてプロットしたものである。プラズマの密度は  $kB_0$  に比例しており、分散式 (2) に従っていることが分る。(3) 式を周波数 7 MHz、電子温度 4.5eV として計算すると、最も  $\xi^2 \exp(-\xi^2)$  が大きくなる波長は約 22cm で、波の位相速度が電子の熱速度 ( $v_{th}$ ) に等しくなる波長となっている。この値は、最も高い密度のプラズマ中で実験的に得られた波の波長と等しく、ヘリコン波のランダウ減衰に依ってプラズマが生成されていることを示している。電子温度はアルゴンガスの電離電圧の約 3 分の 1 であるが、電子の速度分布を考慮すると、アルゴンガスは速度の速いテール部の電子によって電離するものと考えられる。

磁場が非常に弱い領域 ( $B_0 \leq 50$  Gauss) でプラズマを生成すると、プラズマの密度が  $5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$  で電子温度が 10eV 程度のプラズマが生成される。このプラズマのパラメータを (3) 式に代入して計算すると  $Im(k)$  が非常に小さいことから、このプラズマはランダウ減衰によって生成されるのではなく、無共鳴の RF 放電で生成されるものと考えられる。ランダウ減衰によってプラズマが生成される場合でも、RF が印

加された直後にはこのような低密度のプラズマが生成されるものと思われる。従って、高密度プラズマが生成される過程を詳細に議論することは難しいが、次のような過程が考えられる。まず、最初に電子温度が10eV程度で密度の低いプラズマがランダウ減衰に依らない無共鳴RF放電で生成され、このプラズマ中にヘリコン波が励起される。ヘリコン波は、プラズマを生成しながら分散式を満たすようにその波長を変え、それと同時にプラズマの電子温度も変化する。最後にプラズマとヘリコン波は、最もプラズマの生成効率の良い $\omega/k \sim v_{th}$ の関係を満たす状態、または、これに近い状態となると考えられる。

最後に、大まかに生成効率を見積ってみる。電子密度を $2.1 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ 、電子温度を4.5eV、閉じ込め時間を $250 \mu\text{sec}$ 、プラズマの体積を $4 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$ とすると、プラズマの持つパワー $P$ は、 $P=250 \text{ W}$ となる。一方、高周波のパワーを1kWとすると、生成効率は、25%程度になる。

## 5. 結 論

ヘリカルアンテナに7MHzの高周波を印加し、ヘリコン波によるプラズマ生成を行い、生成されたプラズマの特性とプラズマの生成機構を明らかにした。結果をまとめると以下のようになる。

- (1) 完全電離したプラズマ ( $\sim 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ) が生成された。
- (2) 電子温度は、パワー、磁場、圧力に依らず、

ほぼ一定 ( $\sim 4.5 \text{eV}$ ) であった。

- (3) プラズマの密度の径方向分布は磁場の増加に従って、Well型からHill型へと変化する。
- (4) プラズマ中には二価のアルゴンイオンが、2-4%程度存在する。
- (5) 励起された波はヘリコン波の分散関係を満たす。
- (6) ヘリコン波の波長はアンテナの長さでは決定されない。
- (7) 実験で得られた最も高いプラズマ密度でのヘリコン波の波長は約22cmで、これは波の位相速度が電子の熱速度とほぼ等しくなる波長であった。

以上のことから、プラズマはヘリコン波のランダウ減衰によって生成されると結論できる。

## 参 考 文 献

- 1) R. W. Boswell, Phys. Lett. **91A**, 163 (1982).
- 2) R. W. Boswell, Plasma Phys. and Contr. Fusion **26**, 1147 (1984).
- 3) F. F. Chen, (submitted).
- 4) J. P. Klozenberg, B. McNamara and P. C. Thonemann, J. Fluid Mech. **21**, 545 (1965).
- 5) G. N. Harding and P. C. Thonemann, Proc. Phys. Soc. **85**, 317 (1965).
- 6) J. A. Lenane and P. C. Thonemann, Proc. Phys. Soc. **85**, 301 (1965).
- 7) 庄司多津男, 日本物理学会秋の分科会講演予稿集**4**, 289 (1986).