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} 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^{11, 2)} や Chen³ 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10MHz)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,750Gaussの磁場中に置かれた,直径 10cm, 長さ 120cm の容器内に, 8.8MHz, 180W の高 周波によって, 密度が 10¹²cm⁻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^{11, 2)}. 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³⁾. 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^{11, 2)}, 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 ω_{ci} と電子のサイクロトロン周波数 ω_{ci} 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 $^{(1,5),6)}$. ヘリコン波の分散式は、 円筒モードの場合、

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

^{*}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㈱)

^{***}高エネルギー物質科学専攻

となる³¹. 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'_{nn} 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 $P'_{nn}/a \ge k$ が成り立つため, (1) 式 は

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

となる.減衰率は,

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

で与えられる. ここで, c は定数で

$$\zeta = \omega / k v_{th}$$
$$\omega_p^2 = 4 \pi n_0 e^2 / m_e$$

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

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 Jz が螺線状に伝播して いく電磁波である.従って、磁場方向と方位角方向 (θ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ω_{ci}≪ω≪ω_{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本の導線を螺線状にね 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 によってプラズマ中にこれと逆 方向の電流-J,が誘導され、この電流の電場 E, 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, が形成される. また, アンテナが螺線状の 構造をしているため, θ 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 c 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 5 cm, 長さ 50cm のパ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2×10⁻⁷ 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)×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、パイレックスの放電管に幅 2.5cm の銅板を螺線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⁷⁾. 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 Boswell¹⁾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、



ig. 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.

実験結果および考察 4.

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 8×10⁻⁴ 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 $(|r| \leq 2.5 \text{ cm})$ 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, Prf 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4-5eV 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 =0cm 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~1.2kG を越え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8.0×10⁻⁴ Torr の時, 常温(300K)の中性粒 子の密度は2.1×10¹³cm⁻³で、磁場が~1.2kG 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1kG、 P_{rf} は 1.5kW である. この図でプラズマの密度は1.0×10⁻⁴ 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~1.0×10⁻⁴ 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8×10⁻⁴ Torr である. パワーが 0.4kW 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_~2.5×10¹³cm⁻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 7×10^{-4} Torr、 P_{rf} は 1.1kW 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 ($B_0 \ge 1 \text{ kG}$) 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 $E_z \ge E_r$ とのかねあいで説明できる. プ ラズマを生成する $E_z \ge J_z$ 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 $E_z \ge J_z$ 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 × 10⁻⁴ Torr, B_0 は 0.8kG 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 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. 8 Spatial wave patterns of helicon waves measured with an interferometer. The vertical scale is linear.



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

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 kBo 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 ζ^3 exp($-\zeta^2$)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,) 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 5×10¹⁰ 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 $\omega/k - v_{th}$ 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2.1×10¹³ cm⁻³、電子温度を4.5eV、閉じ込め時間を250 μ sec、プラズマの体積を4×10³ cm⁻³とすると、プラズマの持つパワーPは、P=250W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 7 MHz 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(~10¹³cm⁻³)が生成 された.
- (2) 電子温度は、パワー、磁場、压力に依らず、

ほぼ一定 (~4.5eV) 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).
- 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).