

# 矩形導波管に生成した電子サイクロトロン共鳴プラズマの特性

関東職業能力開発大学校 柴田 兼敏

Characteristics of electron cyclotron resonance plasma generated in a rectangular waveguide

Kanetoshi SHIBATA

**要約** 電子サイクロトロン共鳴加熱（ECRH）法を応用して矩形導波管に高密度プラズマを生成するプラズマ源技術について報告する。マイクロ波（1kW、2.45GHz）を用いて、長さ100cmの導波管内に50cm以上にわたって生成された±3%以内の一様性をもつアルゴンプラズマの特性が示される。ラングミュア探針測定により電子温度が8~12eV、密度が最大で約 $10^{12}\text{cm}^{-3}$ をもつプラズマが観測され、封入ガス圧と磁場の依存性が検討される。これらのプラズマパラメーターは、封入ガス圧、磁場やマイクロ波パワーを調整することにより制御できることが示される。この開発技術により生成されたECRHプラズマは、プラズマプロセッシングなどに有効であると考えられる。

## I はじめに

電子サイクロトロン共鳴加熱（Electron Cyclotron Resonance Heating : ECRH）法によるプラズマがいろいろな分野（新素材・機能性材料創製、光源、放電加工、x線源、核融合など）で広く利用されている<sup>[1][2][3]</sup>。特に、現在の先端技術を支えるエレクトロニクス分野では、反応性弱電離プラズマを用いたプラズマプロセス技術が発達しており、新素材物質の創製やスパッタ技術、エッチング技術を用いた電子デバイスのプロセス技術に広く応用されている<sup>[4][5]</sup>。核融合などの分野では、比較的高密度の定常状態プラズマを生成するために制御核融合プラズマ電流を維持することが必要である。プラズマプロセッシングなどの分野では、低い動作圧力で電子温度、イオンビームエネルギーやプラズマ密度などのプラズマパラメーターを制御できる不純物の少ない高密度プラズマが要求される。これらの要求を満たすためにECRH放電が多く用いられている<sup>[6][7][8][9]</sup>。

ECRHプラズマの活用が期待されるもう一つの分

野に粒子加速器の開発がある。この加速器の典型的な例が $v_p \times B$ 加速機構<sup>[10]</sup>である。ここで用いられた大容量非等方性円筒プラズマの $v_p$ は、共鳴吸収層で励起された電子プラズマ波の位相速度であり、 $B$ は波の伝播方向に垂直に印加された静磁場である。この機構では、 $\omega_{ce} \ll \omega_{pe}$ の条件が必要とされる。 $\omega_{ce}$ は電子サイクロトロン周波数であり、 $\omega_{pe}$ はプラズマ波周波数である。

ところで、筆者等は、材料プロセッシングや粒子加速器の実験には大容量プラズマは必ずしも必要ではなく、むしろ大面積プラズマが目的に適うと考えている。もし、そのプラズマのパラメーターを制御できればより一層効果的なものになるだろう。

円筒導波管や円形チャンバー内に大容量ECRプラズマを生成した実験や研究報告は数多く行われている<sup>[11][12]</sup>、大面積プラズマの生成を目的として矩形導波管を用いた実験に関する報告は少ない。矩形導波管を用いた新しいプラズマ源を開発することにより、導波管を主体とした装置のみとなり、付属する大型の円

筒チャンバーなどの設備を考慮する必要がなくなることから、極めて簡単に低価格の装置でECRプラズマを生成することができる。

電子サイクロトロン共鳴プラズマは、電磁波を磁化プラズマに印加したとき、 $\omega = \omega_{ce}$ を満たす位置（共鳴点）で起きる電子サイクロトロン共鳴効果を利用して高密度プラズマを生成する方法である<sup>[13]</sup>。ここで、 $\omega$ はマイクロ波周波数であり、 $\omega_{ce}$ は電子サイクロトロン周波数である。

本実験では、2.45GHz、1kWのマグネトロンを用いて矩形導波管（チャンバーとして機能する）中にプラズマを生成するために電子サイクロトロン共鳴法を用いた。矩形導波管をチャンバーとして兼用する理由は、(a) プラズマの生成においてチャンバーからの不純物を抑制することができる、(b) マイクロ波電力のほとんどが矩形導波管内のECR点でプラズマに吸収されるので、低いマイクロ波電力で効率よく広い表面積をもつプラズマを生成することができる、(c) 管端壁の腐食やスパッタリングなどが起こりにくい、などの優位点が考えられるからである。これ以外の矩形導波管に隣接した円筒型プラズマ装置を使用した方法などで高密度プラズマを生成するには、高出力マイクロ波装置を必要とする。

本報告では、実験装置について述べた後、実験結果を示し、次にこれらについての議論を展開する。

## II 実験装置と実験方法

実験は、プラズマ生成部に高さ5.87cm（x方向）、幅11.3cm（y方向）、長さ100cm（z方向）の矩形導波管を用いて行われた。装置の概略を図1に示す。軸方向に直列接続された6台の可動式水冷ソレノイドコイルの中央に矩形導波管が設置されている。磁場の形状は、軸方向にソレノイドコイルを移動することにより平坦配位からミラー配位まで様々に変えることができる。軸方向の磁場は、コイルに流す電流を300Aまで変えることにより3 kGまで変化させることができる。磁場の強さと形状は、ソレノイドコイルの因子や位置などから数値計算することができる。同図にはソレノイドコイルを平坦磁場が得られるように配列した場合の数値計算結果とガウスメーターを用いて測定した実測結果が一例として示されている。ECR点は共鳴条件 $\omega = \omega_{ce}$ を満足する875Gの地点であり、この位置はガウスメーターによりマイクロ波が入射する石英窓の

$z = 0$ の地点から軸方向に数点観測される。マイクロ波が最大に吸収される点はcrystal detector（H423B）を用いて測定され、石英窓から最初の共鳴点付近であることが確認された。

実験は、導波管内を回転ポンプと拡散ポンプを用いて $10^{-7}$ Torr以下の真空状態にした後アルゴンガスを所定の動作圧力まで導入して行われた。

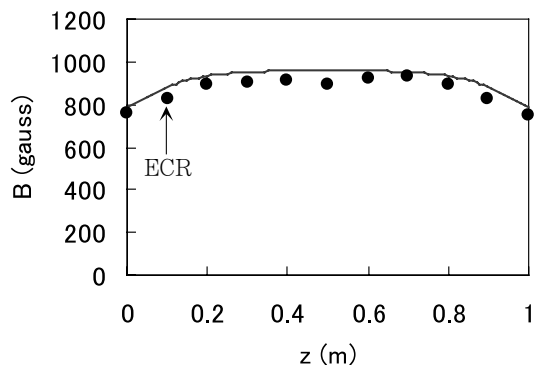
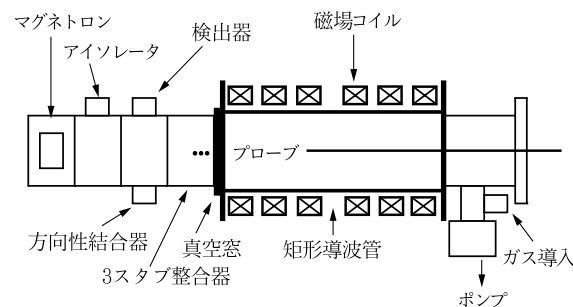


図1 実験装置と平坦磁場分布  
実線：計算値 黒点：測定値

マイクロ波源は、電子レンジなどで広く使用されている周波数2.45GHz、最大出力1kWのマグネトロンである。マグネトロンから放射されたマイクロ波は、矩形導波管を通り3スタブ整合器を経て石英ガラスを用いて作られた真空窓へ導かれる。3スタブ整合器<sup>[14][15]</sup>は負荷の不整合による電力反射を打ち消し、マイクロ波回路系とプラズマとの整合を取るための素子であり、 $\lambda_g/8$ （ $\lambda_g$ ：管内波長）ずつ隔てた3本の可動スタブを調整することにより整合をとる。本実験では、マグネトロンから1kWのマイクロ波電力を真空窓を通して矩形導波管に入射した。真空窓を通過したマイクロ波は、6台の円形ソレノイドコイルの中央に設置されたプラズマを生成するための真空容器の役割をする矩形導波管に導かれる。

本実験における電子温度などのプラズマパラメーターの測定に、ラングミュア探針（シングルプローブ）が用いられた。シングルプローブの材料は、タングステ

ン線であり、探針先端の寸法は長さ 2 mm、直径 0.3 mm である。本実験はマイクロ波放電であるため、プラズマは浮遊状態にある。一般に、高周波放電プラズマのように基準電極のないプラズマを測定するにはダブルプローブ法が使われる<sup>[16]</sup>。しかしながら、本実験では導波管が接地されており、プラズマが実際には矩形導波管から完全に絶縁されておらず、いずれかの場所で接していることからシングルプローブ法で十分に正しい結果が得られる<sup>[17]</sup>。

図 2 は、シングルプローブによる電流-電圧特性を片対数グラフに書き直した実測値の一例である。低ガス圧の無衝突プラズマでは、電子電流  $I_e$  は

$$I_e = I_{es} \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right) \quad (1)$$

で与えられる<sup>[16]</sup>。ここで、 $I_{es}$  は飽和電子電流、 $e$  は電子の電荷、 $k$  はボルツマン定数である。図の縦軸に示されている  $I_p$  はプローブに流れる電流で

$$I_p = I_e - I_i$$

で与えられる。 $I_i$  はイオン電流である。(1) 式の  $V$  は、プラズマの空間電位  $V_s$  を電位の基準として、負の方向へ測ったプローブの電位であり、プローブに印加する電位  $V_p$  を用いて

$$V = V_p - V_s$$

で表される。図 2 に示す直線の傾きは、(1) 式より  $e/kT_e = 11600/T_e$  を与える。したがって、傾きから電子温度  $T_e$  を知ることができる。飽和電子電流  $I_{es}$  は

$$I_{es} = Aen_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m}\right)^{1/2} \quad (2)$$

で与えられるので<sup>[18]</sup>、 $T_e$  が定まると (2) 式より電子密度  $n_e$  が求まる。 $m$  は電子の質量であり、 $A$  はプローブ前面にできる電子鞘（シース）の表面積であるが、ほぼプローブの表面積と考えてよい。

測定のための座標軸は矩形導波管の縦（厚さ）方向が  $x$  軸、横（幅）方向が  $y$  軸、長さ方向が  $z$  軸であり、原点 ( $x = y = z = 0$ ) は、真空窓と矩形導波管との接続部である。

### III 実験結果

本実験では、封入ガス圧、磁場の強さおよびマイク

ロ波パワーを変化させることによりプラズマパラメータの測定がなされた。気体放電は、(1) マイクロ波パワーが 400 W を越えるとき、(2) 放電チャンバー内で磁場が 875 ガウスに等しいかそれ以上のとき、(3) 動作圧力が  $10^{-4}$  から  $10^{-3}$  Torr の範囲のときに起こりプラズマが生成される。

図 2 は、動作圧力を  $5 \times 10^{-4}$  Torr とし、 $x = 0$ 、 $y = 0$ 、 $z = 50$  cm の位置にシングルプローブを置いて測定された電圧  $V$  - 電流  $I$  特性を片対数グラフに描き直した典型的な例である。ここで注目すべきことは、プラズマの空間電位  $V_s$  を基準軸として測定した高エネルギー成分  $\epsilon$  をもつ電子が存在することである。この原因として ECRH 効果が考えられる。よく知られているように、ECRH では非常に高い電子エネルギーを得ることはできるが、エネルギーは普通熱化されず、少数の垂直方向の逃走電子の中に残る<sup>[19]</sup>。ECRH で生じた電子の高エネルギー垂直成分は、磁界の勾配によって平行成分に変換される。このメカニズムでは電子の高エネルギー成分は磁界依存性をもたなければならないことになるが、図 1 および 2 に示すように磁界の変化分は 700 ~ 900 ガウスであり比較的狭い範囲にある。このため電子の高エネルギー成分はこの磁界の変化の範囲内でわずかに増減があるだけである。

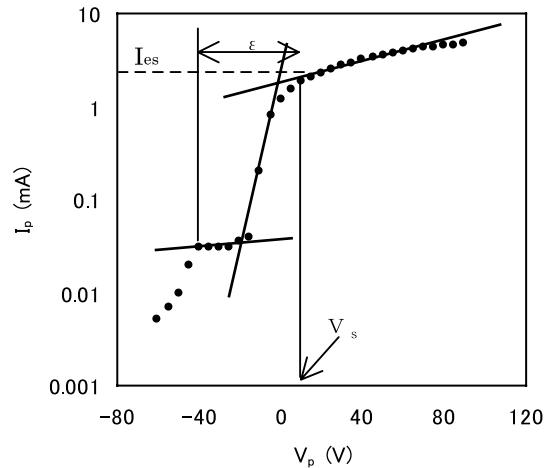


図 2 シングルプローブ特性  
 $x = 0$ 、 $y = 0$ 、 $z = 50$  cm、0.5 mTorr

ロ波パワーを変化させることによりプラズマパラメータの測定がなされた。気体放電は、(1) マイクロ波パワーが 400 W を越えるとき、(2) 放電チャンバー内で磁場が 875 ガウスに等しいかそれ以上のとき、(3) 動作圧力が  $10^{-4}$  から  $10^{-3}$  Torr の範囲のときに起こりプラズマが生成される。

図 3 はミラー磁場配位の場合で、ECR 点は石英窓から 12 cm の位置であることが観測される。電子は、

この位置でマイクロ波からエネルギーを得て共鳴加速され、衝突電離によりプラズマが形成される。この場合、図4に示すように電子密度は軸方向に沿って次第に増加し、 $z=80\text{cm}$ で最大に達する。他の実験条件でも同様であるが、電子密度は軸方向に幾分一様性を欠いた分布になっている。

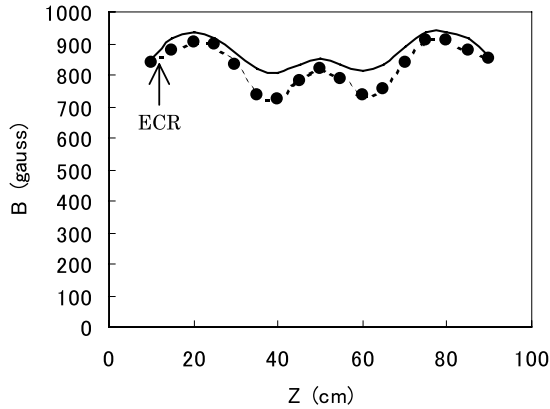


図3 ミラー磁場分布  
実線：計算値 黒点：測定値

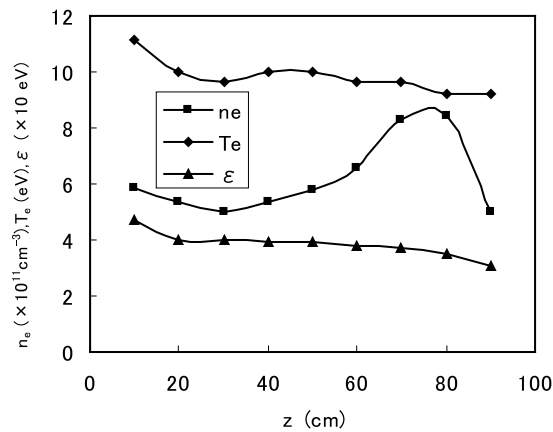


図4 電子温度、電子密度、電子の高エネルギー成分分布  
ミラー磁場配位、0.7mTorr、ECR点：12cm

一方、図1に示した平坦磁場分布では、ECR点は石英窓から9cmの地点であることがわかる。

図5は、平坦磁場の条件での測定結果を示す。同図より、電子密度、電子温度および電子の高エネルギー成分は、軸方向に50cm以上にわたってほぼ一様であることがわかる。この結果は、他の動作圧力でも同様であることが確認されている。

図6は、プラズマ源の性能を評価するために用いられる重要なパラメーターの一つである飽和イオン電流のマイクロ波入力電力依存性を示す。動作圧力を0.7mTorrにして石英窓から $z=50\text{cm}$ の位置で測定した結果である。飽和イオン電流はほぼ線形にマイクロ波

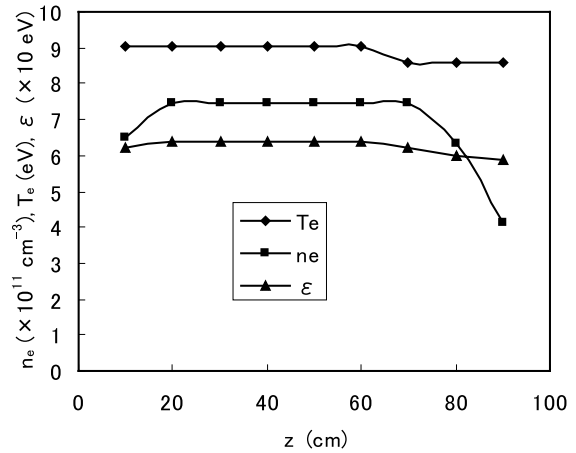


図5 電子温度、電子密度、電子の高エネルギー成分分布  
平坦磁場配位、0.7mTorr、ECR点：9cm

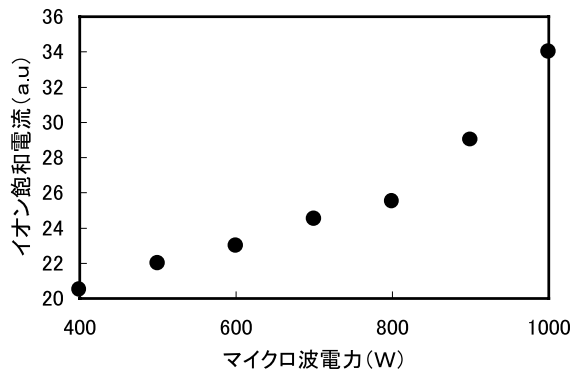


図6 イオン飽和電流のマイクロ波電力依存性  
 $x=0, y=0, z=50\text{cm}, 0.7\text{mTorr}$

入力電力とともに増加している。400W以下の測定値は示されていない。これは、400W以下の電力の供給でもプラズマを生成することができるが、現段階では持続して長時間安定したプラズマを生成するまでには至っていないためである。しかし、マグネトロン400Wの低電力で安定したプラズマを長時間生成できることが確認された。ところで、低ガス圧プラズマでは、イオン鞘の生成条件は電子温度 $T_e$ によって決まるので、 $I_{is}$ と $T_e$ を用いて $n_e$ を求めることができる。プローブに流入する飽和イオン電流 $I_{is}$ は

$$I_{is} = 0.61 A e n_e \left( \frac{k T_e}{M} \right)^{1/2} \quad (3)$$

で与えられる<sup>[16]</sup>。 $I_{is}$ はイオン質量 $M$ に依存するが、 $T_i$ に関係せず $T_e$ に依存する。シングルプローブの電流-電圧特性により(1)式から $T_e$ が求まり、(2)式から $n_e$ が決定されるが、本実験のような磁化プラズマ中では、プローブの電子電流は磁場の影響を受けることがあり、 $n_e$ の決定にはイオン電流を用いた方が便利な場

合がある。しかしながら、本実験で実測値を用いて検討した結果、(2)式と(3)式で顕著な違いは現われないことが確認された。

図7および図8は、平坦磁場配位の条件で、動作圧力を $7 \times 10^{-4}$ Torrに保ち $z=50$ cmの位置で測定した $x$ および $y$ 方向の電子温度、電子密度および電子の高エネルギー成分分布を示す。プラズマ密度は、矩形導波管中央付近で高く管壁付近で低いことが理解される。

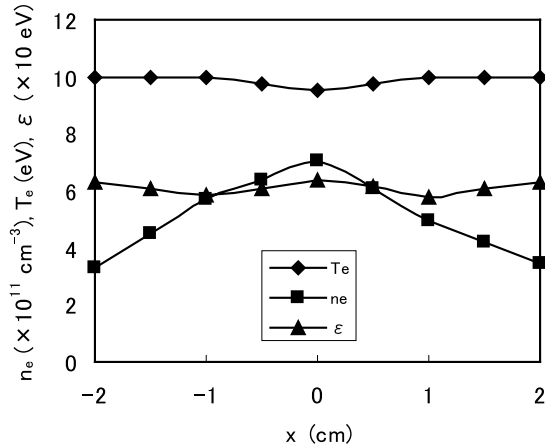


図7 電子温度、電子密度、電子の高エネルギー成分分布  
平坦磁場配位、0.7mTorr、 $y=0$ 、 $z=50$ cm

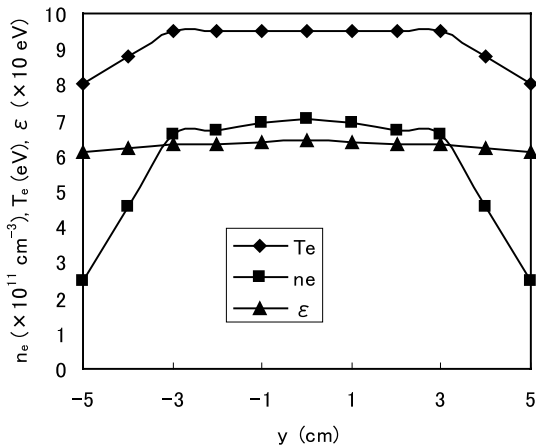


図8 電子温度、電子密度、電子の高エネルギー成分分布  
平坦磁場、0.7mTorr、 $x=0$ 、 $z=50$ cm

図9は、プラズマパラメータ $T_e$ 、 $n_e$ および $\epsilon$ の動作圧力依存性を示す。同図より、電子温度と電子の高エネルギー成分は、 $5 \times 10^{-4} \sim 1.3 \times 10^{-3}$ Torrの実験範囲でガス圧が上昇するとともに僅かに減少し、 $T_e$ は10~8 eV、 $\epsilon$ は6.4~5.7 eVの範囲で減少していることがわかる。一方、電子密度はほぼ線形に増加していることが理解される。

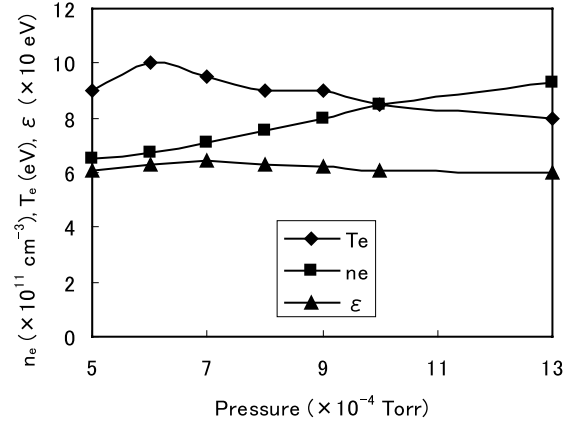


図9 プラズマパラメータの動作圧力依存性  
 $x=0$ 、 $y=0$ 、 $z=50$ cm

## IV 考察

矩形導波管に磁場 $B$ を印加する。導波管を通して周波数 $\omega$ のマイクロ波を入射しプラズマを生成する。生成されたプラズマ中の電子は、サイクロトロン周波数

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} \quad (4)$$

にしたがって磁力線方向に向かって右回りの旋回運動をする。一方、 $\omega_c > \omega$ なる強磁場側から入射したマイクロ波はプラズマを浸透し、短波長(電子サイクロン波)の右回り円偏波(R波)を励起する。この電子サイクロン波は弱磁場側へ伝播し、 $\omega = \omega_c$ なる層で急激に減衰しエネルギーが電子に吸収される。これは共鳴層で電子の旋回方向とマイクロ波電界の偏波面が一致するため、電子が絶え間なく加速されるためである。共鳴層でエネルギーを増大させた電子は、磁力線に拘束されながら次々と効率よく衝突電離を繰返し、増倍した電子は磁力線に凍りつきながら拡散することによって高密度プラズマが生成される。これがマイクロ波電界と外部磁場(共鳴磁場)の存在により生成されるECRプラズマである。R波の分散関係は、

$$\tilde{n}^2 = \epsilon_s = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_c)} \quad (5)$$

で与えられる<sup>[20]</sup>。ここで、 $\omega_p$ はプラズマ周波数である。通常、ECRプラズマは二つのメカニズムで生ずる。一つは、上述したマイクロ波電界による電子の共鳴加速であり、もう一つは励起プラズマ波と電子の相互作用である。共鳴層では電子温度が比較的高い高エ

エネルギー成分をもつ電子が生成されると考えられるが、高エネルギー成分をもつ電子の発生メカニズムには2つの可能性が考えられる。一つはECRHの結果である。ECRHによって生じた電子の高エネルギーの垂直成分は、磁界の勾配により平行成分に変わるが、高エネルギー成分は磁場依存性をもつ。もう一つの可能性は、電子の  $v_p \times B$  加速である<sup>[10]</sup>。もし大振幅電子プラズマ波が励起されれば、高エネルギー成分をもつ電子の発生が期待される。この励起は共鳴・吸収が起こるECR臨界層に存在すると考えられるが、筆者等は大振幅電子プラズマ波を直接観測していないので、現段階ではこれを結論することはできない。

プラズマ密度分布は、導波管の断面 (xy面) におけるマイクロ波の  $TE_{mn}$  モードにより規定されると理解できる。直角座標系で表された矩形導波管内の媒質が無損失であると仮定するとき、真空中の矩形導波管におけるTE波の x、y 方向の電界成分は次式で表される<sup>[14]</sup>。

$$E_x = \left( \frac{i\omega\mu}{k_c^2} \right) \left( \frac{m\pi}{a} \right) \sin\left( \frac{m\pi}{a} x \right) \cos\left( \frac{n\pi}{b} y \right) \quad (6)$$

$$E_y = \left( \frac{i\omega\mu}{k_c^2} \right) \left( \frac{n\pi}{b} \right) \cos\left( \frac{m\pi}{a} x \right) \sin\left( \frac{n\pi}{b} y \right) \quad (7)$$

ここで、 $k_c$  は遮断波数で以下の式で与えられる。

$$k_c^2 = \left( \frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2 \quad (8)$$

a と b は矩形導波管の x、y 方向の大きさであり、m と n はモードを表す整数である。本実験においては、 $a = 5.87\text{cm}$ 、 $b = 11.30\text{cm}$  である。

x、y 方向には上式で示される電界が形成され、各モードに相当するプラズマが形成されると考えられる。しかし、今まで述べたそれぞれの実験結果から、プラズマの電子密度分布は図9に示すように、電界強度の  $m=0$ 、 $n=1$  モードに相当した y 方向に沿って拡散する  $n=1$  モードを形成している。この拡散は、プラズマ中の密度分布を示す

$$n_e = n_0 \cos \frac{\pi}{2L} y \quad (9)$$

にしたがっている<sup>[20]</sup>。ここで、L は密度勾配の長さである。この議論は、電子密度が矩形容器の軸中心付近で最大で管壁に近くなるにしたがって小さくなる図10の実験結果に類似している。

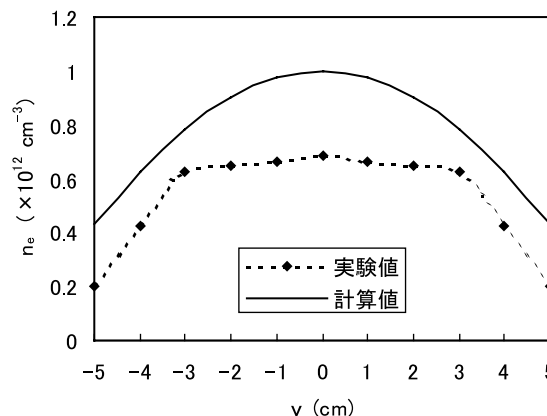


図10 電子密度の y 方向依存性  
0.7mTorr

しかし、本実験においては y 方向に対して  $\pm 3\text{cm}$  の範囲でほぼ様な密度のプラズマが生成されていることは注目されることである。

本実験で、軸方向と径方向に様な ECR プラズマを生成する技術が示された。このプラズマ生成技術を応用することにより、大面積、高密度で様なプラズマを必要とする高エネルギー粒子加速器やプラズマプロセッシングの分野に有効利用できると考えられる。

## V あとがき

矩形導波管内に ECR プラズマを生成し、その特性を観測した。得られた主な結果は以下のようである。

- (1) 軸方向に 50cm 以上、幅方向に  $\pm 3\text{cm}$  以上にわたって様なプラズマを生成できた。また、高さ方向では、管中心付近の密度が高く、中心を離れるにしたがって緩やかに密度が低くなることが確認された。
- (2) 動作圧力を変化させても、上記の特性はほぼ同じである結果が得られた。
- (3) 電子密度は、動作圧力を増加すると高くなる傾向にあることがわかった。

以上の実験結果より、今回開発した装置により矩形導波管には、広い範囲にわたって様な密度をもつ大面積プラズマを生成する基礎技術を提示することができた。すなわち、本実験は、II 節で述べた幾何学的大きさ ( $5.87 \times 11.3 \times 100$ ) をもつ矩形導波管を用いたプラズマ源の製作を試行したものであり、この方法により矩形導波管内に生成したプラズマを導波管に隣接した容器に導き、拡散を抑えるためにミラー磁場配位を形成するなどの方法により大面積プラズマを生成す

ることが可能となると期待される。

## 謝 辞

本実験を遂行するにあたり、宇都宮大学教授工学博士西田靖先生のご協力とご助言を賜りました。深く感謝申し上げます。また、終始実験に協力いただいた Lekha Nath Mishra 氏に感謝いたします。本報告を作成するにあたり、終始懇切なるご鞭撻を賜った本学統括部長福村英俊氏に心からお礼申し上げます。

## [参考文献]

- [1] K. Shibata, H. Ito, N. Yugami, and Y. Nishida: Rev. Sci. Instrum. 71, 4483 (2000)
- [2] J. Asmussen, J. Hopwood, and F. C. Sze: Rev. Sci. Instrum. 61, 250 (1990)
- [3] K. Suzuki, S. Okudaira, N. Sakudo, and I. Kanomata: Jpn. J. Appl. Phys. 16, 1779 (1977)
- [4] 飯塚哲、佐藤徳芳：電学論A、118巻9号、971 (平成10年)
- [5] R. Itatani : Jpn. J. Plasma Fusion Res. 69, 769 (1993)
- [6] B. H. Quen and R. A. Danal : Phys. Fluids B1, 2010 (1989)
- [7] K. Shibata, H. Ito, N. Yugami, and Y. Nishida: Rev. Sci. Instrum. 65, 2310 (1994)
- [8] J. H. Booske, W. D. Getty, R. M. Gilgenbach, and R. A. Jong : Phys. Fluids, 28, 3116 (1995)
- [9] N. Sato, S. Iizuka, Y. Nakagawa, and T. Tsukada : Appl. Phys. Lett. 62, 1469 (1993)
- [10] Y. Nishida, M. Yoshizumi, R. Sugihara : Phys. Fluids, 28, 1574 (1985)
- [11] R. Hidaka et al., Jpn. J. Appl. Phys., Part 1, 32, 174 (1993)
- [12] S. Samukawa and T. Nakamura, Jpn. J. Appl. Phys., Part 1, 30, 3147 (1991)
- [13] Y. Okamoto and H. Tamagawa : Rev. Sci. Instrum., 43, 1193 (1972)
- [14] 松本利夫、松尾幸人：マイクロ波工学の基礎、広川書店 (1977)
- [15] 電気工学ハンドブック：電気学会 (1988)
- [16] 堤井信力：プラズマ基礎工学、内田老鶴圃. 1995年
- [17] F. F. Chen : Plasma Diagnostic Techniques. Edited by R. H. Huddlestone and S. L. Leonard (Academic, New York)
- [18] 武田進：プラズマの基礎、朝倉書店
- [19] F. F. Chen : Introduction to Plasma Physics (Plenum, New York, 1974)
- [20] M. I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender, Thermal Plasmas (Plenum, New York, 1994), Vol. 1 .