

## リジターノコイルにより生成されたECRミラープラズマ中の不安定性

末次, 祐介  
九州大学大学院工学研究科 : 博士後期課程

中島, 寿年  
九州大学応用力学研究所 : 文部技官

河合, 良信  
九州大学 : 教授, (現) 総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻 (矢嶋信男紹介)

<https://doi.org/10.15017/4743738>

---

出版情報 : 應用力學研究所所報. 60, pp.293-303, 1984-09. 九州大学応用力学研究所  
バージョン :  
権利関係 :

# リジターノコイルにより生成された ECR ミラープラズマ中の不安定性

末 次 祐 介\*  
中 島 寿 年†  
河 合 良 信‡

## 概 要

リジターノコイルによって生成された ECR プラズマ中に観測される不安定波動の性質が、詳細に調べられる。測定結果は、散逸性捕捉電子不安定性の分散特性とよく一致する。

**Key words:** Lisitano coil, ECR plasma, Mirror, Instability

## 1. ま え が き

現在、プラズマの基礎実験において重要な課題の一つは、トカマク等大型プラズマ閉じ込め装置内のプラズマ物理を模擬できる、高温高密度の大直径プラズマを、単純な装置で実現することである。我々は線形ミラー装置内において、リジターノコイルに大電力マイクロ波を印加し、電子サイクロトロン共鳴 (ECR) によるプラズマの生成・加熱の実験を行なっている<sup>1)2)</sup>。リジターノコイル<sup>3)4)</sup>は、それ自身容器壁と兼ねることができ、また、印加するマイクロ波の周波数とは無関係にその直径を設定できることから、効率よく大直径のプラズマを生成できる<sup>5)</sup>。これまでのミラー比1.5~2.3の範囲の実験では、直径140 mmのリジターノコイルにより、直径約120 mm、電子密度 $1\sim 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度 $\leq 40 \text{ eV}$ の一樣で静かなプラズマを得ることができた<sup>1)2)</sup>。ところが、ミラー比を2.3以上にすると、ある実験条件の範囲で低周波(15~20 kHz)の不安定波動が観測され始めた。この波動の周波数は電子ドリフト周波数に近く、また、波動が反磁性方向に伝播していることなどから、この不安定性はドリフト型の不安定性であると予想される。また、その振幅がミラー比に関連していることから、ミラー磁場配位特有の不安定性であるとも考えられる。そこで、本報告では、この波動の性質を詳しく測定することにより、観測された不安定波動の同定を行なった。この結果を報告する。以下2節では実験装置の概略を示し、3節で波動の測定結果を詳しく述べる。4節では予想される不安定性の分散式を数値的に解き、測定結果と比較検討する。5節はこれらのまとめである。

## 2. 実 験 装 置<sup>1)</sup>

実験装置の概略を図1に示す。真空容器は長さ1.6 m、内径160 mmのステンレス製円筒容器で、

\* 九州大学大学院工学研究科博士後期課程

† 文部技官, 九州大学応用力学研究所

‡ 九州大学教授, (現) 総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻 (矢嶋信男紹介)

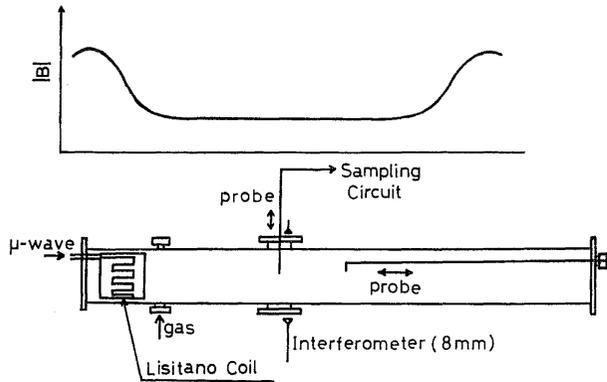


図1 実験装置概略図

到達圧力は  $2 \times 10^{-7}$  torr 以下である。ミラー磁場は8個の外部コイルによって形成され、ミラー比は1.5~2.7の範囲で可変である。ミラー間隔は約800mmである。図に示されているように、真空容器の一端に直径140mmのスロット型リジターノコイルを設置し、周波数2.45GHz、出力約1.2kWのマイクロ波を印加する。マイクロ波源はマグネトロンで、発振波は60Hzの半波整流波に変調されている。マイクロ波回路とプラズマとの整合はスタブチューナによって取られる。リジターノコイル中心での磁場は、そこでの電子サイクロトロン周波数が印加マイクロ波の周波数2.45GHzに等しくなるように調整してある。

プラズマパラメータは、ミラー中心部から半径方向に挿入された円筒ラングミュアプローブを用いて測定した。使用気体はアルゴンおよびヘリウムで、圧力範囲は  $10^{-3} \sim 10^{-5}$  torr である。

### 3. 実験結果

リジターノコイルにマイクロ波を印加すると、電子サイクロトロン共鳴によりプラズマが生成される。ミラー比  $R_m$  が1.5~2.3の範囲では静かな ( $\delta n_e/n_e < 5\%$ ) プラズマを得ることができた<sup>12)</sup>。一例として、 $R_m=1.5$  の場合の電子密度  $n_e$  と電子温度  $T_e$  の半径方向分布を図2に示している。直径120mm程度の一様なプラズマが生成されているのがわかる。半径  $R \approx 60$  mmにある電子温度のピークは、高温電子が存在する部分で、このことは浮動電位測定結果からも確認された。すなわち、 $R \approx 60$  mmで浮動電位は局所的に低くなっていた。プラズマの周辺部に分布しているこの高温電子は、リジターノコイル壁近くのマイクロ波電場が最も強い部分で生成され、磁力線に沿ってドリフトしているものと考えられる。

ミラー比を大きくして  $R_m > 2.3$  にすると、低周波の不安定波動がプローブによって観測された。図3にその時のイオン飽和電流の周波数スペクトルを示す ( $P=8 \times 10^{-5}$  torr,  $R_m=2.5$ , Ar)。周波数  $f \approx 14$  kHzに強い揺らぎが見える。実験条件によっては高調波成分も現れた。揺動レベル  $\delta n_e/n_e$  は10~20%であった。観測された周波数は、電子-中性粒子および電子-電子衝突周波数よりも小さい。また、イオンのミラー間往復周波数よりも十分大きく、電子のそれよりも十分小さい。さらに、方位角

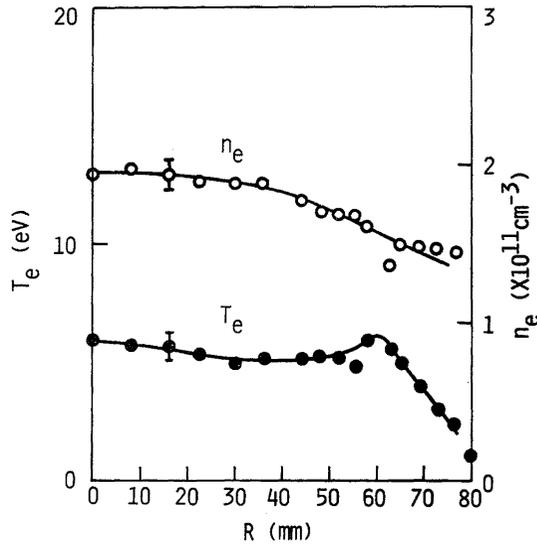


図2 電子密度  $n_e$  と電子温度  $T_e$  の半径方向分布 ( $R_m=1.5$ ,  $P=8 \times 10^{-5}$  torr, Ar)

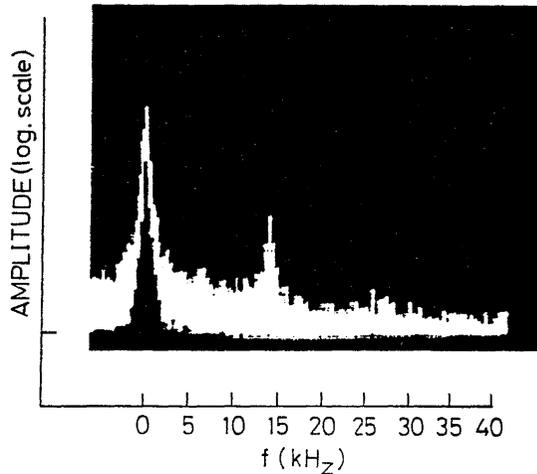


図3 イオン飽和電流の周波数スペクトル ( $R_m=2.5$ ,  $P=8 \times 10^{-5}$  torr, Ar)

方向の波動の位相を3本のプローブを用いて測定した結果、波動は反磁性方向に伝播していることがわかった。モード数は1または2が観測された。軸方向には、ミラー間を半波長とする定在波が立っていると考えられる。

不安定波動の振幅と、その時の電子温度  $T_e$ 、電子密度  $n_e$  の径方向分布測定結果を図4に示している。振幅は  $R \approx 60 \sim 70$  mm で最も大きく、その位置は電子密度の径方向勾配が急峻になっている所とほぼ一致する。また、 $R \approx 70$  mm での測定パラメータ値を用いて電子ドリフト周波数  $f_e^*$  を計算すると、

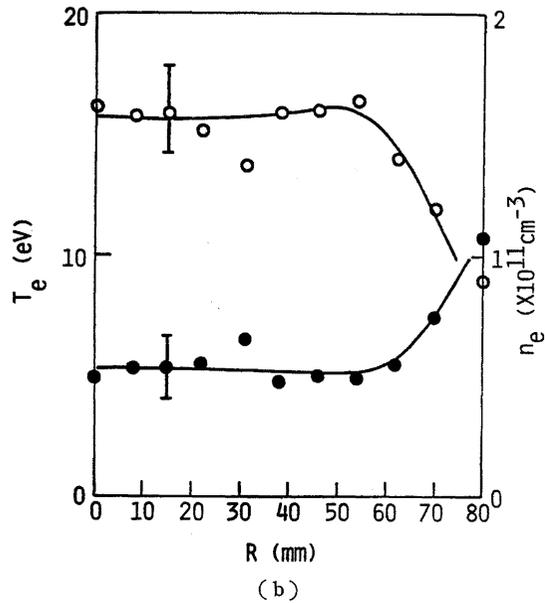
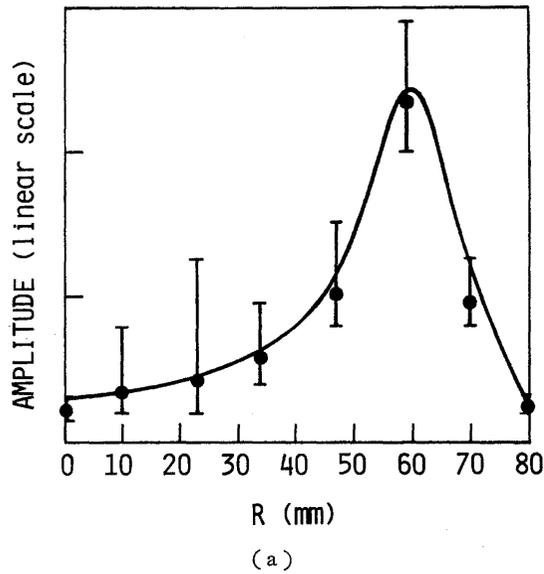


図4 (a) 振幅および (b) 電子密度  $n_e$  と電子温度  $T_e$  の半径方向分布 ( $R_m=2.5$ ,  $P=8 \times 10^{-5}$  torr, Ar)

$$f_e^* \equiv -\frac{k_\theta k_B T_e}{2\pi e B_0} \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} \approx 16 \text{ kHz} \quad (1)$$

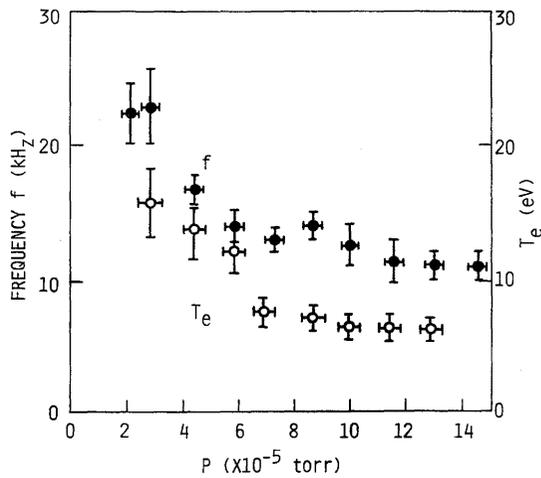
となり、観測された周波数とほぼ一致する。ここで  $k_\theta$  は方位角方向の波数、 $k_B$  はボルツマン定数で、モード数は1とした。これらの結果から、この不安定波動はドリフト型の不安定波動ではないかと推定

される。

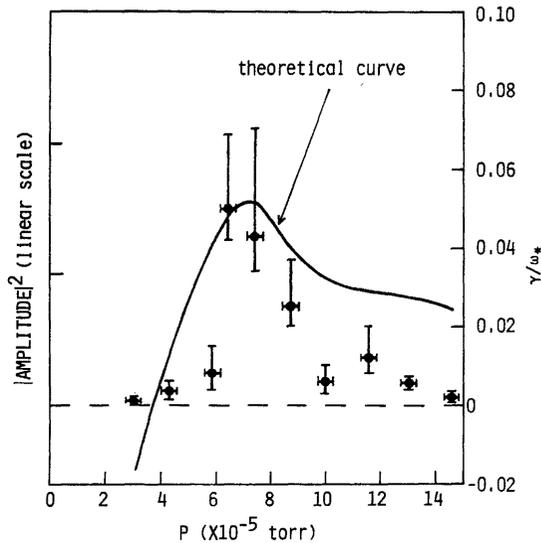
ここで注意すべきことは、 $R \geq 60$  mm で電子温度の勾配が正 ( $\partial T_e / \partial r > 0$ ) となっていることである。この原因は、ミラー中央部の磁場を弱めてミラー比を大きくしたために磁力線が半径方向に膨み、その結果前述した高温電子が壁の所にドリフトしてきているためと考えられる。これは通常の実験室プラズマでは在り得ないことで、リジターノコイルによって生成されたプラズマ特有のものである。

$\partial T_e / \partial r > 0$  であることは、後で不安定性の分散関係を調べる際に重要な要素となる。

波動の性質をより詳細に調べるために、周波数、振幅および電子温度を圧力を変えて測定した。なお



(a)



(b)

図5 (a) 周波数および (b) 振幅の圧力依存性 ( $R_m = 2.5$ , Ar)

以降の測定はプローブを  $R \approx 70$  mm に固定して行なった。結果を図5に示している ( $R_m = 2.5$ , Ar)。波動は  $P \approx 3 \times 10^{-5}$  torr から観測され始め、圧力を上げていくにつれて、周波数は 20 kHz から 12 kHz へと低下する。電子温度も同じ傾向で変化している。このことは、波動の周波数が電子温度に強く依存していることを示す。また磁場は一定であるから、この波動がイオンサイクロロン不安定性によるものではないこともわかる。一方、振幅は  $p = 8 \times 10^{-5}$  torr までは急激に増大するが、以後はやや緩やかに減衰する。圧力の変化は電子と中性粒子との衝突周波数の変化に相当するから、この結果は、不安定性の成長率が電子温度ばかりでなく、電子の衝突周波数にも深く関連していることを示唆するものである。なお図中の実線は、この不安定性の理論的成長率であるが、これについては次節で詳しく述べる。

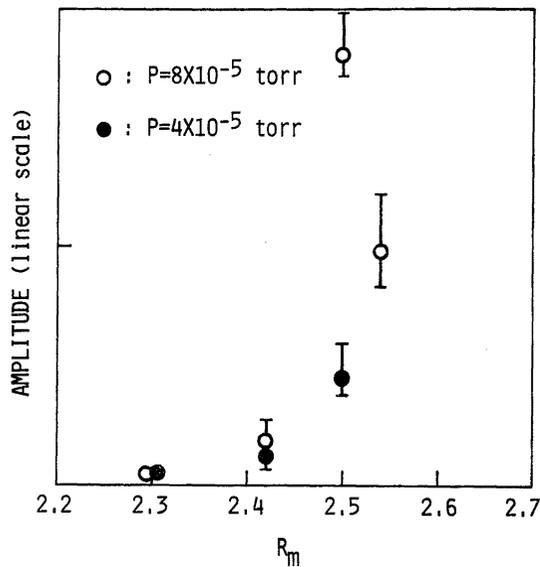


図6 振幅のミラー比依存性 (Ar)

最後に、波動の振幅とミラー比  $R_m$  との関係を調べた。図6にその結果を示す。図からわかるように、ミラー比を大きくするにつれて振幅が増大している。図では2つの圧力の場合の結果を示しているが、他の圧力でも同様の結果が得られた。このことは、不安定性がミラー間に捕捉された粒子数に関連していることを示すものである。

以上の測定結果から、観測された不安定性は散逸性捕捉電子不安定性であると推定される。これは、ミラー間に捕捉された電子に起因する変形された散逸性ドリフト波である。次節でこの不安定性の分散関係を調べ、実験結果と比較する。

#### 4: 理論との比較

局所的ミラー磁場中に捕捉された粒子に起因する不安定性 (捕捉粒子不安定性) は、Kadomtsev ら<sup>6)</sup>により、トカマク中のバナナ領域に存在し得ることが初めて示された。このうち、捕捉された粒子が

電子で、波動が粒子間衝突によって励起されるものを散逸性捕捉電子不安定性<sup>7)</sup>と呼ぶ。彼らは、捕捉電子が以下で述べるような適当な衝突周波数を持ち、プラズマの電子温度と電子密度の勾配が同方向であれば、ドリフト型の不安定性が励起されることを示した。衝突によって温度勾配が緩和される際に放出される自由エネルギーが、波を駆動するのである。この不安定性は磁場の曲率には関係せず、また、通常の長波長ドリフト波と異なり、磁力線シアを加えただけでは安定化できない。トカマク装置における粒子損失や熱損失の原因の一つと考えられている。Liu ら<sup>8)</sup>は、この不安定性が有限イオンラーマ半径効果によっても駆動されることを示した。

この不安定性が励起されるための、周波数に関する条件は、簡単に次のように書くことができる。まず、

$$f_{bt} \ll f \ll f_{be}, \quad (2)$$

$$f_{bi,e} \equiv \left( \frac{2ee T_{i,e}}{m_{i,e}} \right)^{1/2} \frac{1}{L}. \quad (3)$$

ここで、 $f$  は波動の周波数、 $f_{bt}$ ,  $f_{be}$  は、それぞれ、捕捉イオン、電子のミラー間往復周波数である。また、 $\varepsilon \equiv 1 - 1/R_m$ ,  $L$  はミラー間距離である。これは、波動のポテンシャルと捕捉電子が相互作用するために必要な条件である。次に、

$$\nu_{eff} \equiv \nu_e/\varepsilon + \nu_{en} \ll f_{be}. \quad (4)$$

ここで  $\nu_{eff}$  は電子の実効衝突周波数、 $\nu_e$  は電子のクローン衝突周波数、そして  $\nu_{en}$  は電子と中性粒子との衝突周波数である。 $\nu_e/\varepsilon$  は、クローン衝突によって、捕捉された電子が捕捉されない電子に変わる実効的衝突周波数をあらわす。これは、電子がミラー間に十分長い間閉じ込められるための条件である。

実験的には、PLT, TFR, ATC などのトカマク装置でドリフト型の波動が観測されているが、この不安定性であるとは断定できていない。実際トカマクではモードが複雑で、波動の同定は非常に困難である。しかし、この不安定性は、上述したように、トロイダル配位がその励起に本質的なものではなく、線型閉じ込め装置でも発生し得るものである。Dechamps ら<sup>9)</sup>は、ODE のマルチミラー装置でこの不安定性を観測したと報告している。Grubbs ら<sup>10)</sup>は、同じくマルチミラー装置内の ECR プラズマ中で、電子温度勾配と有限イオンラーマ半径効果でそれぞれ駆動される 2 種類の波動を観測している。さらに、Prager ら<sup>12)</sup>は、単純ミラー装置内で温度勾配によるこの不安定性を測定している。

我々の実験領域では、上記 (2), (4) の条件はほぼ満足されており ( $f_{bt} \approx 2$  kHz,  $f_{be} \approx 1.6$  MHz,  $\nu_{eff} \approx$  数百 kHz,  $f \approx 10 \sim 20$  kHz), この不安定性が励起される可能性は十分にある。しかし、我々の実験では、図 3 に示されているように、電子温度の勾配は密度の勾配と逆方向である。すなわち、電子温度の勾配は、今の場合、不安定性を駆動せず、むしろ安定化するように働く。しかし一方、磁場が弱いためにイオンのラーマ半径は約 10 mm と大きく ( $T_i = 1$  eV を仮定)、無視することができない。したがって、有限イオンラーマ半径効果によってこの不安定性が励起される可能性がある。

電子温度の勾配と有限イオンラーマ半径効果の両方を考慮に入れたこの不安定性の分散式は、スラブモデルを用いて、次のように与えられる<sup>10)</sup>。

$$1 + \tau - \left( \tau + \frac{\omega_{*e}}{\omega} \right) (1 - b) = \sqrt{\varepsilon} \left\langle \frac{\omega - \omega_i^*}{\omega + i\nu_{eff}} \right\rangle. \quad (5)$$

ここで,

$$\tau = \frac{T_e}{T_i} \quad \omega_{*e} = -\frac{k_\theta k_B T_e}{eB} \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} : \text{電子ドリフト周波数}$$

$$b = \frac{1}{2} k_\theta^2 \rho_i^2 \quad \omega_i^* = \omega_{*e} \left[ 1 + \eta_e \left( \frac{m_e v^2}{2k_B T_e} - \frac{3}{2} \right) \right]$$

$$\rho_i = \frac{\sqrt{2m_i T_i}}{eB} \quad \eta_e = \frac{d(\ln T)}{d(\ln n)}$$

である。〈...〉は Maxwell 分布での平均を意味する。我々の実験では  $\nu_{eff} \gg \omega$  であるから、 $\omega = \omega_r + ir$  ( $r \ll \omega_r$ ) として次のような近似解が得られる。

$$\omega_r \approx \frac{1-b}{1+\tau b} \omega_{*e}, \quad (6)$$

$$r = -\frac{\sqrt{\varepsilon}(1-b)}{(1+\tau b)^2} \left\langle \frac{\omega_r - \omega_i^*}{\nu_{eff}} \right\rangle \quad (7)$$

(6) 式からわかるように、理論的周波数はドリフト周波数よりもわずかに小さく、これは観測結果と一致する。

成長率  $r$  の計算は、 $\nu_{eff}$  の速度依存性が複雑なために数値的に行う必要がある。図7に  $r/\omega_{*e}$  の  $\nu_e$  に対する変化を  $c_t \equiv (1/T_e) \partial T_e / \partial r$  をパラメータとして描いている ( $R_m = 2.5$ ,  $P = 8 \times 10^{-5}$  torr, Ar).  $b$  は実験条件での値である。 $\nu_e$  が大きくなると ( $\nu_e > 1$  MHz),  $|r|$  は、式(7)から明らかのように、 $\nu_e^{-1}$  に比例して小さくなる。逆に  $\nu_e$  が小さくなると ( $\nu_e \leq 10$  kHz),  $r$  は  $\nu_{en}$  と  $b$  とで決まる一定値に近づく。その中間の領域では、図に示されているように、 $r$  は  $c_t$  の値によって大

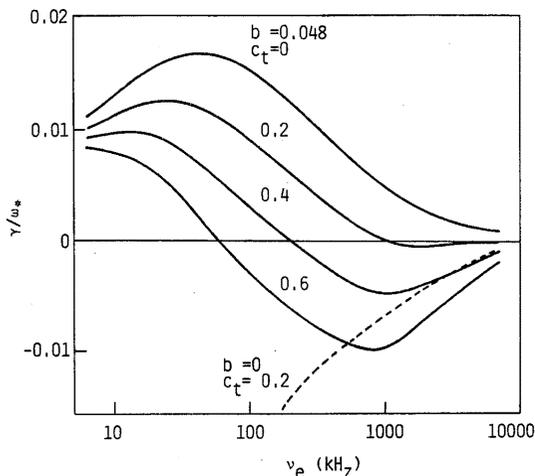


図7 成長率  $r/\omega_{*e}$  の周波数依存性 ( $R_m = 2.5$ ,  $P = 8 \times 10^{-5}$  torr, Ar)

大きく変わる。しかし、 $c_i > 0$  であっても、すなわち、電子温度の勾配と電子密度の勾配が逆方向であっても、 $c_i$  の値がある程度小さければ  $r > 0$  となり、不安定性が成長し得ることがわかる。これは、有限イオンラーマ半径効果が十分大きく、正の電子温度勾配による安定化効果を打消すからである。ちなみに、 $b=0$ 、 $c_i=0.2$  の場合の  $r/\omega_{*e}$  を図7に点線で示している。常に  $r < 0$  となり、波動が励起されないことがわかる。我々の実験 ( $\nu_e=100\sim 200$  kHz) では、 $c_i \leq 0.4$  の時に  $r$  は正の値をとる。図3のプロファイルでは  $c_i \approx 0.2$  であり、十分波動は励起され得る。

そこで、各圧力での成長率  $r/\omega_{*e}$  を測定したパラメータ値を用いて式(7)から計算すると、図5の実線のようになる。この実験領域では、電子温度および電子密度の勾配が変わらないとすれば、圧力を高くするにつれて、 $\nu_{en}$  が大きくなるために  $r/\omega_{*e}$  は減少していく。 $P \approx 7 \times 10^{-5}$  torr 以降  $r/\omega_{*e}$  が小さくなるのはこのためである。しかし  $P \leq 7 \times 10^{-5}$  torr では、 $\nu_{en}$  が小さくなるにもかかわらず  $r/\omega_{*e}$  は減少している。これは、圧力を低くすると電子温度、密度の半径方向分布が変化してしまうためである。一例として、 $P=5 \times 10^{-5}$  torr での電子温度と電子密度の半径方向分布を図8に示している。電子温度の勾配が正となっている領域が図3に比べて広くなり、 $c_i$  の値が大きくなっているのがわかる。線形成長率  $r$  と測定した波動の振幅とは単純に比較できないが、 $r$  の変化の様子は、測定値のそれと定性的に一致している。

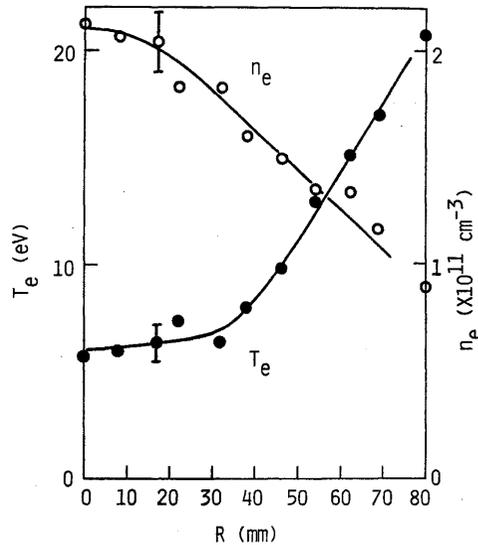


図8 電子密度  $n_e$  と電子温度  $T_e$  の半径方向分布 ( $R_m=2.5$ ,  $P=5 \times 10^{-5}$  torr, Ar)

ミラー比  $R_m$  を変化させた時の  $r/\omega_{*e}$  の計算結果を図9に示す ( $P=8 \times 10^{-5}$  torr,  $T_e=8$  eV, Ar)。ミラー比を大きくすると、捕捉される粒子の数 ( $\approx \sqrt{\epsilon}$ ) が多くなるために  $r$  は増大する。一般に  $\eta > 0$  であれば小さなミラー比でも  $r > 0$  となり得るが、我々の実験のように  $\eta < 0$  では大きなミラー比で、すなわち、イオンのラーマ半径が大きくなって初めて  $r > 0$  となる。図に示されているように、測定されたパラメータ範囲  $\eta = -0.5 \sim -0.6$  では、 $R_m=2.2 \sim 2.3$  から  $r > 0$  となり始

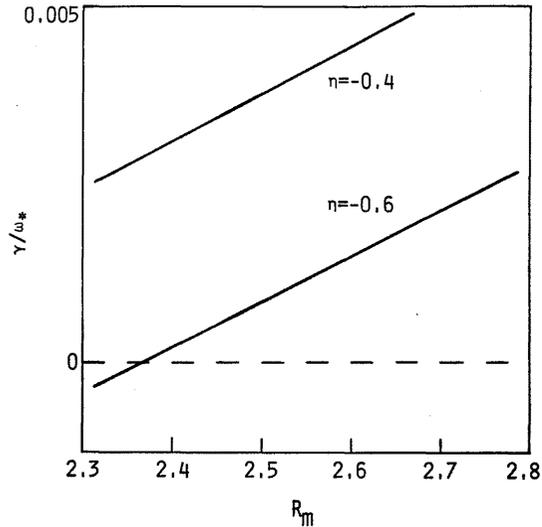


図9 成長率  $\gamma/\omega_{pe}^*$  のミラー比依存性 ( $P=8 \times 10^{-5}$  torr, Ar)

める。これは実験で波動が観測され始める  $R_m$  の値と一致する。

以上のように、観測された波動の性質は、式 (6), (7) で表わされる分散特性とよく一致する。これらの結果から、この不安定性が散逸性捕捉電子不安定性であると断定できる。

## 5. 結 論

リジターノコイルによって生成された ECR ミラープラズマ中の不安定波動の性質に詳しく調べた。その結果、この不安定性は有限イオンラーマ半径効果によって駆動される散逸性捕捉電子不安定性であることがわかった。また、リジターノコイルによって作られたプラズマはその周辺部に高温電子を持つが、これが不安定性の発生に大きな影響を与えることがわかった。電子がこのように2成分である場合の詳細な解析は今後の課題である。

ここでは、アルゴンガスの場合のみについて報告したが、ヘリウムガスの場合でもほぼ同様の結果が得られている。すなわち、圧力  $10^{-4} \sim 10^{-3}$  torr の範囲でミラー比を2.3以上にすると、周波数 30 kHz 程度の低周波波動が観測された。周波数がアルゴンの場合に比べて高いのは、電子温度が2倍程度ヘリウムの方が高いからである。そして、この不安定波動の性質は、散逸性捕捉電子不安定性の分散特性と一致した。今後ネオンガスでも測定を行ない、不安定性の質量依存性など調べていく予定である。

最後に、本実験に対して助言して下さいました矢嶋信男教授と河野光雄助教授に感謝致します。また、広島大学理学部北条仁士助手にも議論していただきました。

## 参 考 文 献

- 1) Kawai, Y. and Sakamoto, K.: *Production of a Large Diameter Hot-Electron Plasma by Electron Cyclotron Resonance Heating*, Rev. Sci. Instrum. **53** (1982) 606-609.
- 2) Suetsugu, Y. and Kawai, Y.: *Temporal Behaviour of ECR Plasmas Produced by a Lisitano Coil*, Jpn. J. Appl. Phys. **23** No. 2 (1984) 237-241.
- 3) Lisitano, G., Fontanesi, M. and Sindoni, E.: *Nonresonant Absorption of Electromagnetic Waves in a High-Density Plasma*, Appl. Phys. Lett. **16** (1970) 122-124.
- 4) Lisitano, G., Ellis, R. A., Jr., Hooke, W. M. and Stix, T. H.: *Production of Quiescent Discharge with High Electron Temperatures*, Rev. Sci. Instrum. **39** (1968) 295-297.
- 5) Suetsugu, Y. and Kawai, Y.: *RF Field Distributions in a Slotted-Type Lisitano Coil*, Jpn. J. Appl. Phys. **23** No. 8 (1984).
- 6) Kadomtsev, B. B. and Pogutse, O. P.: *Plasma Instability due to Particle Trapping in a Toroidal Geometry*, Sov. Phys. JETP **24** (1967) 1172-1179.
- 7) Kadomtsev, B. B. and Pogutse, O. P.: *Dissipative Trapped-Particle Instability in a Dense Plasma*, Sov. Phys. DOKLADY **14** (1969) 470-472.
- 8) Liu, C. S. and Rosenbluth, M. N.: *Dissipative Universal Instability Due to Trapped Electrons in Toroidal Systems And Anomalous Diffusion*, Phys. Fluids **19** (1976) 1040-1044.
- 9) Deschamps, P., Gravier, R., Renaud, C. and Samain, A.: *Observation of Drift Instability Due to Particle Trapping in a Corrugated Geometry*, Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 1457-1460.
- 10) Grubb, D. P. and Emmert, G. A.: *Trapped Electron Instability in a Linear Multi-Mirror Experiment*, Phys. Fluids **22** (1979) 770-777.
- 11) Grubb, D. P. and Emmert, G. A.: *Observation of Ultralow Frequency Oscillations in The Trapped Electron Regime*, Phys. Fluids **22** (1979) 1825-1827.
- 12) Prager, S. C., Sen, A. K. and Marshall, T. C.: *Dissipative Trapped-Electron Instability in Cylindrical Geometry*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 692-695.

(昭和 59 年 5 月 21 日受理)