九州大学学術情報リポジトリ Kyushu University Institutional Repository

低域混成周波数近傍の非共鳴型崩壊不安定の実験的 検討

岡野, 大祐 九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

渡辺, 征夫 九州大学工学部電気工学教室

田中,政信 九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

赤崎,正則 九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

https://doi.org/10.15017/17581

出版情報:九州大学大学院総合理工学報告.5(2), pp.145-151, 1983-12-01.九州大学大学院総合理工 学研究科 バージョン:

権利関係:

低域混成周波数近傍の非共鳴型崩壊不安定の実験的検討

夫** 刡 毄 大 祐* 渡 辺 征 信*** • 赤 目(**** 中 政 崎 ΤĒ Ħ (昭和58年9月30日 受理)

Experimental Study of Non-Resonant Decay Instability near Lower Hybrid Frequency

Daisuke OKANO, Yukio WATANABE, Masanobu TANAKA and Masanori AKAZAKI

In order to study experimentally a parametric decay instability, near the lower hybrid frequency for which an ion quasi-mode is excited as the low frequency wave, a set up which is constituted of two coaxial electrodes is used.

This set up has merits that the pumping voltage necessary to excite the decay instability is low enough to suppress ionization caused by the pumping and the high frequency pumping electric field can be measured with accuracy. Results of measurments of the pumping electric field verify that the threshold of the decay instability is well explained by taking account of the damping rate of both the Landau damping and the collisional damping, and the wavelength parallel to the magnetic field is equal to twice the plasma length along the field.

1. 序 論

非共鳴型のパラメトリック 崩壊不安定 の しきい値 は、共鳴型のそれが低周波と高周波崩壊波の減衰率の 和として与えられるのに対し³, 高周波崩壊波の減衰 率のみに支配され、その機構としては、電子の衝突が 少ない領域では、磁力線方向の波数 k₁₁ に強く依存す る電子の線形ランダウ減衰であることが理論的に指摘 されている²¹³¹.

これまで筆者等は変調電子ビームプラスマ系を用い て非共鳴型崩壊不安定を観測し、その不安定性がプラ ズマ輸送現象に及ぼす影響について調べてきた⁶⁾. し かし、電子ビームプラスマ系では、ビームのパービア ンスが低いために不安定性の励起に高いポンプ電圧を 必要とし、これが過度の電離やビームの電気的中和を 招いて 結果的に ポンプ高電界の 印加を 困難にしてい た. このため崩壊過程を明らかにするために重要なし きい値電界も実測するのが困難であり,電子ビームの パービアンスを用いて理論的に推定されていた.

そこで、今回、独立に生成した静かなプラズマを磁 力線によって測定領域に導き, 同軸円筒電極間に高周 波ポンプ電界を印加する方式に装置を改良した. この 方式によれば、不安定を励起するためのポンプ電圧を 大きく下げることができ、しかも高周波電界による電 離の影響を大幅に減らすことができる利点があるから 電子ビームの場合とは異なり、しきい値電界の正確な 測定も可能となる. このように精度の高い測定によっ てしきい値電界の絶対値が得られるようになれば、非 共鳴型崩壊不安定の減衰機構を実験的に検討すること ができるとともに、しきい値電界が k₁₁ とポンプ周波 数に強く依存することに着目して磁力線方向のプラズ マ長 L と ポンプ周波数を変数として含むしきい値電 界の理論式を実験的に検討することによって従来あい まいに仮定されていた k₁, についてその妥当性の判定 をも示すことができる.

本論文では、この改良された同軸円筒電極型装置を

^{*} エネルギー変換工学専攻博士課程

^{**} 工学部電気工学教室

^{***} エネルギー変換工学専攻修士課程

^{****} エネルギー変換工学専攻



Fig. 1. Experimental set up.

用いて,非共鳴型崩壊不安定を励起し,その減衰機構 および k₁,について,しきい値電界の実測を通して 実験的検討を加えた結果について報告する.

2. 実験装置および方法

実験に使用した装置図を Fig. 1 に示す. この装置 は独立に生成したプラズマを補助磁場を制御すること により測定領域に導くことから,この領域内のプラズ マの半径方向の密度分布を比較的自由に選定できる特 徴がある⁴.

プラズマは、永久磁石(表面磁束密度、3kG)で取 り囲んだステンレス製真空容器(内径 30 cm⁶, 長さ 約 40 cm)内で約 9 cm 離して配置されたフィラメン ト陰極F (ThW 製, 0.1 mm⁶×10 mm, 24本)と 陽極板A (Cu 製, 28 cm⁶)との間の放電により生成 した.この場合、真空容器および陽極板は共に接地さ れているが、プラズマ引出し部の補助磁場配位のため 放電電流のほとんどが陽極板で捕集される.この領域 では陰極を通して測定部に導かれるから、測定部のプ ラズマは、後方拡散型プラズマとなり、電子ビーム による低周波波動の励起が抑えられて($\delta n/n_0 \leq 0.1$ %)、比較的低い電子温度(~3 eV)を有する.また、 使用ガスは He で、プラズマ密度は、フィラメント 加熱電力(≤ 350 W)を加減して変化することができ る.

引出し部の補助磁場は、測定領域の主磁場と同じ向 きにするとその磁力線の配位により、引出されたプラ ズマはガラス管の中心軸に集中し、半径方向の密度勾 配特性長 $L_n \sim 2 \text{ cm}$ に起因した波動を励起しやすい. これを避けるため、補助磁場は、主磁場と逆方向に主 磁場に影響を与えない程度 (≤ 80 G)に印加して、 波を励起する領域 (4 mm $\leq r < 18$ mm) で $L_n \sim 3$ -10 cm を得た.

電子温度、プラズマ密度および磁場に垂直な波数の 測定には、r および θ プローブを用いた. イオン温 度は、ガラス管の内壁近くに配置された口径 8 mm^{θ} の静電エネルギーアナライザーを用いて測定した. 測 定領域は、圧力 6×10^{-6} Torr まで排気した後、He ガス圧 $P(\text{He}) \sim 0.73$ m Torr, 一様磁場 B = 400 G と して、プラズマ密度 $n_1 \simeq 1.7 \times 10^8$ cm⁻³ (r = 4 mm) を得た. ポンプ電界を印加しないときの電子およびイ オン温度は各々 $T_{e0} = 2.8$ eV, $T_{10} = 0.4$ eV である. ポンプ電界は、ガラス管の外側に巻かれたメッシュ電 極 (Cu 製) と管軸上の棒電極(直径 4 mm^{θ},長さ 100 cm: プラズマに対して絶縁されている.) を用い て 半径方向に 印加された. ポンプ電界印加用の 電源 は、小振幅信号発振器と前段および終段増幅器とから 成り、最大振幅 400 V まで発生でき、周波数は 1~ 4 MHz の範囲で可変である. しきい値電界は管の半 径および軸方向に可動な容量結合プローブ(受信部分 の直径 1.8 mm⁶, 長さ 30 mm: プラズマに対して絶 縁されている.) を管軸方向に平行に 配置して測定し た.

3. 実験結果ならびに考察

3.1 パラメトリック崩壊不安定の同定

実験条件が P (He)~0.73 m Torr, B=400G, ni $\simeq 1.7 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ (r = 4 mm), T_{e0}=2.8 eV, T₁₀= 0.4 eV, L=91 cm の時, ポンプ電圧 Vpp (最大振幅 の2倍の値)を増加した時のプローブ位置 r ~ 4 mm での低周波崩壊波の周波数スペクトルの例を Fig. 2 に示す. また, この崩壊波は, Fig. 4 で示すように $r = 4 \ge 8 \text{ mm}$ 付近で振幅最大となる2つのピーク をもつ特性を示す. Fig. 2 において, $V_{pp} \leq 40V$ では、 周波数が 80 k Hz 近傍で振幅が 10 dB 以下の 波が観測されるが、これは Vpp=50~60V でほとん ど認められなくなる. $V_{pp} \gtrsim 70 V$ になると、新たに、 イオンサイクロトロン 周波数 Ω_i 近傍 ($0.8 \leq \omega_1/\Omega_i$ ≤1.2, ωı: ここで観測された波の周波数)で, 振幅 が 20 dB 以上の波が現われる.一方,低域測帯波の周 波数は、低域混成周波数 ω_{LH} 近傍であり、これらの 波の周波数の和は、ポンプ周波数 ω に等しい.

本実験では、電子温度対イオン温度比が Teo/Tio= 7 で、かつ $1 \leq \omega_0 / \omega_{LH} \leq 2$ であるので励起される 低周波崩壊波としては、イオン音波($\omega_s = k_s C_s, C_s$: 音速), イオンサイクロトロン波の前進波(k⊥²ρi²≪ 1, $\omega = n \Omega_i [1 + (T_e/T_i) (k_{\perp} \rho_i/2)^{2n}]$, n:n 次高周 波. ρ: イオンのラーマー半径)および後進波(k₁² $\rho_{i}^{2} > n^{2} + 1/2, \ \omega = n \mathcal{Q}_{i} \left[1 + (k_{\perp} \rho_{i})^{-1} / (2\pi)^{1/2} (1 + T_{i} / 1 + T_{i})^{-1} \right]$ T_{e})], そして, 半径方向の密度勾配に起因するドリ フト波 ($\omega \simeq k_{\theta} V_{dia}$, k_{θ} : 方位角方向の波数, V_{dia} $(=T_iL_n^{-1}/eB)$: イオンの反磁性ドリフト速度)等の 共鳴型低周波崩壊波5 ならびにポンピングして初めて 現われるイオン準モード(ω ニ k_{//}v_{te}, v_{te}: 電子の磁 場方向の熱速度)型の非共鳴型低周波崩壊波が考えら れる. 本実験結果より、Vpp ≥ 40V で成長する波の 周波数は、 $Q_1/2$ 程度で、これは、密度勾配および k_{θ} (≈1.9 cm⁻¹) の 測定からイオンの 反磁性周波数に 一致するので、密度勾配に起因するドリフト波である と推定される.

一方, $V_{pp} \gtrsim 70 V$ で励起されるしきい値の高い低

- 周波崩壊波の特徴としては、以下の点が挙げられる.
- ポンプ電界 *E*_r (1 ≤ ω₀/ω_{LH} ≤ 2) が印加され て初めて現われ, 励起のしきい値 (*E*_r/*C*_s*B* ≃ 2.0) が高い.
- 2) 磁場方向の波の位相速度は、その方向の電子の 熱速度より少し小さい程度(ω₁/k₁/v_{te}≥0.3, こ こで k₁/=π/L と仮定している.)である:
- イオンの磁化率 |x_i| は、電子の磁化率 |x_e|
 に比べて非常に大きい (|x_i|≃125>|x_e|≃6).

これらの点より、この崩壊波は、イオン準モード (IQM) と考えられる¹⁰⁾¹¹⁾.更に検討を加えるため に、ポンプ電圧が 80V の条件の下で、励起された IQM の分散関係を Fig. 3 に示す、この特性は、 パラメトリック不安定性の励起時に、 θ プローブの 固定プローブに IQM の励起周波数帯の小振幅信号 (\leq 0.25 V_{pp})を加え、 θ プローブの可動プローブの



Fig. 2. Frequency spectra of the low frequency decay wave as a parameter of pumping voltage.



Fig. 3. Dispersion relation of IQM.

受信信号をロックインアンプに入れて波数(k_0)を測 定した. また, k_r については,後で Fig. 4 で示す ように半径方向の浮遊電位振動の振幅 $\tilde{\psi}$ が半径の約半 分の長さの間に2つのピークを持ち,これらは,ロッ クインアンプの測定結果からr方向については,定在 波であることから $k_r=1.7 \text{ cm}^{-1}$ とした. IQM の理 論分散曲線は、非共鳴型パラメトリック不安定性の周 波数および波数整合条件から得られる分散式,

 $f_{1} = f_{0} - (f_{\rm LH}/\sqrt{2}) [A + (A^{2} + 3(A - 1))(k_{//}v_{\rm te})/\pi f_{\rm LH})^{2/1/2}]^{1/2}$ (1)

を磁場に平行な波数 $k_{I/}(=\pi/L)$ を一定として計算し た. $(k_{I/}=\pi/L)$ の妥当性は後に示す.) ただし, $A \equiv$ $1+(M_1/m_e)(k_{I/}/k)^2$, M_1 , m_e : He イオンと電子の質 量, $k = (k_{I/}^2+k_r^2+k_\theta^2)^{1/2}$, ここで, イオン温度の効 果は電子のそれに比べて小さいので無視した. 図中, 一点鎖線は,冷たいプラズマの分散関係であり,実線 は $T_e=5.2 \text{ eV}$ としたときの分散関係である. これ より, 測定値は, IQM の分散関係式で良く説明され ることがわかる. すなわち, $V_{pp} \leq 70 \text{ V}$ で崩壊不安 定によって励起される低周波は, IQM であると結論 される.

また,低域側帯波は,その周波数がω_{LH} 近傍にあることから低域混成波(LHW)およびイオン音波 (IAW:中性イオンバーンシュタイン波の前進波)の



Fig. 4. Radial distribution of the ion saturation current I_{s1} and the amplitude of the low frequency decay wave $\tilde{\psi}$.

2 種類の波が考えられる.本実験における He プラ ズマの場合,軸方向に半波長としたときの波の伝搬角 θ は、 θ >89.6°であり、磁場方向に対する He プラ ズマ中の LHW の 理論的最小伝搬角度 $\theta_{\min}=89.33°$ を満すこと、電子の 衝突周波数 ν_{en} が電子のサイク ロトロン周波数 Ω_e に対して、 $\nu_{en}/\Omega_e \simeq 10^{-4} (<10^{-3})$ であり、 $k_{//}\theta_1 < 10^{-2}$ であることから、LHW であ る¹²⁰.

3.2 非共鳴型崩壊不安定のしきい値電界と k_{//} に 関する実験的検討

r プローブを用いて、*L* = 86 cm, *V*_{pp} = 100 V, $\omega_0/2\pi = 1.4$ MHz における **IQM** 励起時のイオン飽 和電流 *I*_{si} と電位振動 $\tilde{\psi}$ の半径方向分布を測定した 結果を各々 Fig. 4 の (a), (b) に示す. *r* = 3 mm から密度分布が示されているのは、管の中心軸上に内 部電極 ($r' \leq 2$ mm) を設置しているためである。密 度が最大となるのは *r* = 10 mm で, また、*r* \leq 10 mm では、*L_n* \geq 3 cm で、この領域では、ポンプ周波数 は 1.0 $\leq \omega_0/\omega_{LH} \leq$ 1.2 の範囲にあり、理論的な最 小しきい値を与える ポンプ周波数は、後で述べる均 一密度 プラズマの 非共鳴型崩壊不安定の しきい値を $k_{11} = \pi/L$ として上記のプラズマパラメータを用いて 計算すると、 $\omega_0/\omega_{LH} \approx$ 1.25 に存在する。同図 (b) から、**IQM** の振幅 $\tilde{\psi}$ は、不安定の成長率が正にな

P(He)=0.73 mTorr 8 = 400 G V_{Pp}=130 V L = 91 cm

つ. 文献7)では、プラズマ密度の最大となる点は、 r=6mm でその前後, すなわち, r=4 と 8mm にピークをもつ波を観察している. 今回の実験では, 密度の最大が r=10 mm にあるにもかかわらず, 波 の振幅最大の点は、r=4 と 8mm である. このこ とは、波は主として、ポンピング電界の分布によって 決まり,密度分布は,波の成長率に関与する ω₀/ωェ用 と不均一性に影響していることを示している.次に, ポンプ電圧 V_{pp} を一定に保ち, ポンプ周波数 ω を 変化した時のパラメトリック崩壊不安定性のスペクト ルをプローブ位置 r ~ 4 mm において, 観測した結 果を Fig. 5 に示す. この場合, r = 4 mm のイオン 密度に相当する ω_{LH} を用いると、1.4 MHz $\leq \omega_0/2\pi$ $\leq 2.2 \text{ MHz}$ は、 $1.20 \leq \omega_0 / \omega_{LH} \leq 1.89$ に対応する. $\omega_0/2\pi$ が 1.7 MHz ($\omega_0/\omega_{LH} \sim 1.46$) 程度 までは, ω_0/ω_{LH} の値が大きくなるにつれ、スペクトル幅は狭 くなる一方,振幅が増加し,更にω。を増加させると スペクトル幅は広がり、振幅は減少する傾向にある. この単色な スペクトルの 振幅が 増大する 周波数領域 は、最小しきい値電界を与える周波数領域に対応して いる. $\omega_0/2\pi$ が 1.7 MHz 以上でスペクトル幅が広が る原因については、しきい値の上昇に関係したポンプ 波と両崩壊波との間の周波数不整合によるものではな いかと考えられる.

るところに対応してⁿ, r=4 と 8 mmにピークをも

次に、しきい値電界と k₁₁ に関する実験について述 べる. k,,を実際に測定することは容易ではないため, 従来 k₁₁の値としては、境界条件に応じて、仮定され ていた. それに代わる方法として, プラズマ中の高周 波電界を実際に測定することができれば、 k₁ を含む しきい値電界の理論式を実験的に検討することによっ て逆に k// の更に詳しい検討が可能となる.本実験で は、プラズマ中の高周波電界は、ガラス被覆した探針 の容量結合によって現われる高周波電圧の半径方向分 布を測定することによって求めた?. その際, 電界の 絶対値の較正には、プラズマが存在しない状態でのポ ンプ電界の相対値分布を実測し、その値を理論的に求 めた電界分布と対応させる方法を用いた. Fig. 6 は, $V_{pp} = 100 V$, $\omega_0/2\pi = 1.8 \text{ MHz}$ の場合の真空中(• 印)とプラズマ中(o印)における電界 Er の測定結 果を示す. (ただし, Er は最大振幅を示す.) これよ り、プラズマ中の半径方向電界分布は、r=5~7mm 付近に最大値をもつ、ほぼ軸対称な分布であることが



Fig. 5. Dependence of the non-resonant parametric decay instability on pumping frequency.



Fig. 6. Radial distributions of the pumping electric field in vacuum and plasma.

わかる.中心電極近傍で、プラズマ中の高周波電界値 が低下しているのが特徴的であり、従来、理論的に中 心導体付近でも電界は上昇するとしていたが実際に は、減少していることが実験的に明らかとなった.こ の低下の原因については、別に報告予定である.この プローブを用いて、プラズマ長 L をパラメータとし、 非共鳴型崩壊不安定のしきい値電界 E_r の測定を行っ た結果が Fig. 7 (〇, \triangle , 〇印) である. ただし、 E_r の 測定位置は、 IQM の 最大振幅を与える $r \simeq$ 4mm に選んだ.

一方,均一密度 プラズマで,低域側帯波が LHW である非共鳴型崩壊不安定のしきい値は,LHW の電 子の衝突減衰および線形ランダウ減衰を考慮すること により,次式で示される⁵⁷⁰.

$$\frac{U}{C_{\rm s}} = \left\{ \frac{\gamma_2/\omega_2}{(1/8)x(\sqrt{\pi} \exp{(y^2 - x^2)} - (16/3)y(y^2 - x^2 + 3/4))} \right\}^{1/2} \left(\frac{\omega_0}{\omega_{\rm LH}} \right)$$
(2)

ただし、 $U = E_r/B$

$$\frac{r_2}{\omega_2} = \frac{\nu_{\rm en}}{2\omega_2} \left\{ 1 - \left(\frac{\omega_{\rm LH}}{\omega_2}\right)^2 + \frac{\omega_{\rm LH}^2}{\Omega_1 \Omega_{\rm e}} \right\} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{\omega_{\rm LH}}{\omega_{\rm pl}}\right)^2 \frac{\omega_2}{(k\lambda_{\rm De})^2} \frac{1}{k_{//} v_{\rm te}} \exp\left\{-\left(\frac{\omega_2}{k_{//} v_{\rm te}}\right)^2\right\}$$
(3)

ここに、 ω_2 : 低域側帯波の周波数、 ω_{p1} : イオンプラ ズマ周波数、 r_2/ω_2 : LHW の減衰率、 $x \equiv \omega_1/k_{//}v_{te}$ 、 $y \equiv v_{en}/k_{//}v_{te}$ 、 ω_1 : 低周波崩壊波の周波数、 λ_{De} : 電 子のデバイ長

この理論式 (2) を $k_{\perp}=3.62 \text{ cm}^{-1}$ 一定とし, $k_{\prime\prime}=$ π/L として計算したのが, Fig. 7 の実線である. 実 際には、半径方向のプラズマ密度の不均一にもとづく しきい値の増分があるがか,本実験では,パラメト リック 励起時の 密度勾配は、 ポンプ電界の ポンデロ モーティブ力の 影響で 波動励起領域に おいて 小さく $(L_n^{-1} \simeq 0.1 \text{ cm}^{-1}, r \simeq 4 \text{ cm})$, 高々 0.8 以下であり, 均一密度プラズマの最小しきい値 ($U/C_s \simeq 2.2, L =$ 86 cm) に比べてかなり小さい. 図中, L=75 cm は, 本実験の k₁(~3.62 cm⁻¹) に対する LHW の最小 伝搬角度 (θ_{min}=89.34°)の場合に相当する. また, 今回の実験では、プラズマ長Lを 91 cm から 81 cm まで 10 cm 変化したが、 この場合、最小しきい値を 与える ω_0/ω_{LH} が $k_{II} = \pi/L$ としたとき, 1.1 から 1.3 まで移動することが予想される. 各 L の値に対 するしきい値電界の実測値は,実験誤差内で,実線で 示された理論値と一致するが、最小値の移動は、理論 値ほど、はっきりとは現われていない. 一方、 k₁= $2\pi/L$ で、 $k_{\perp}=3.62 \text{ cm}^{-1}$ とするときの低域側帯波 は伝搬角度 θ' が $\theta' < \theta_{\min}$ となり、もはや、LHW の存在条件を満さなくなる.以上の結果より,本実験 で励起された非共鳴型崩壊不安定性の磁場方向の波数 は、 $k_{II} = \pi/L$ とするのが妥当である.

4. 結 論

同軸円筒型電極間に、1 ≤ ∞₀/∞LH ≤ 2 のポンプ電 界を印加して、励起された IQM を低周波成分にも つパラメトリック崩壊不安定のしきい値電界を実測し



Fig. 7. Dependence of E_r (or U/C_s) vs ω_0/ω_{LH} characteristic on the plasma length L.

て検討した結果,次のような結論が得られた.

- 非共鳴型崩壊不安定のしきい値電界は電子のランダウ減衰で支配される低域側帯波の減衰率で 与プえられ、容量結合プローブによる測定値と 一致した。
- 磁場に平行な波数 k₁, について 検討した結果, プラズマ長を1波長とする従来の仮定が妥当で あることが明らかとなった.

最後に、プラズマ生成について有益な御意見をいた だいた佐賀大学・藤田寛治助教授,長崎大学・藤山寛 助教授,また、実験装置の製作に御協力いただいた奥 住信之,松崎秀文両技官,並びに山科秀之(現,九州 電力(株)) 君に謝意を表します.

参考文献

- K. Nishikawa: J. Phys. Soc. Jpn. 24, 916 (1968).
- 2) M. Porkolab: Phys. Fluids 17, 1432 (1974).
- 3) M. Porkolab: Phys. Fluids 20, 2058 (1977).
- 4) K. Yatsui and T. Imai: Phys. Rev. Lett. 35, 1279 (1975).
- 5) R. L. Berger and F. W. Perkins: Phys. Fluids 19, 406 (1976).

- H. Fujiyama et al: J. Phys. Soc. Jpn. 50, 2147 (1981).
- H. Fujiyama et al: J. Phys. Soc. Jpn. 49, 1981 (1980).
- W. Gekelman and R. L. Stenzel: Rev. Sci. Instrum. 46, 1386 (1975).
- 9) J. A. Schmidt: Rev. Sci. Instrum. 39, 1297 (1968).
- R. P. H. Chang and M. Porkolab: Phys. Rev. Lett. 32, 1227 (1974).
- J. E. Stevens and W. D. Getty: IEEE Trans. Plasma Sci. PS-8, 18 (1980), and J. E. Stevens and W. D. Getty: Plasma Physics 23, 543 (1981).
- 12) T. Ohnuma et al.: Phys. Rev. A16, 16 (1977).