

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

岡野大祐*・渡辺征夫**
田中政信***・赤崎正則****

(昭和58年9月30日 受理)

Experimental Study of Non-Resonant Decay Instability
near Lower Hybrid FrequencyDaisuke 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 measurements 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¹⁾、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 $k_{||}$ 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²⁾³⁾。

これまで筆者等は変調電子ビームプラズ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⁴⁾。しかし、電子ビームプラズマ系では、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 $k_{||}$ 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いまいに仮定されていた $k_{||}$ についてその妥当性の判定を示すことができる。

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

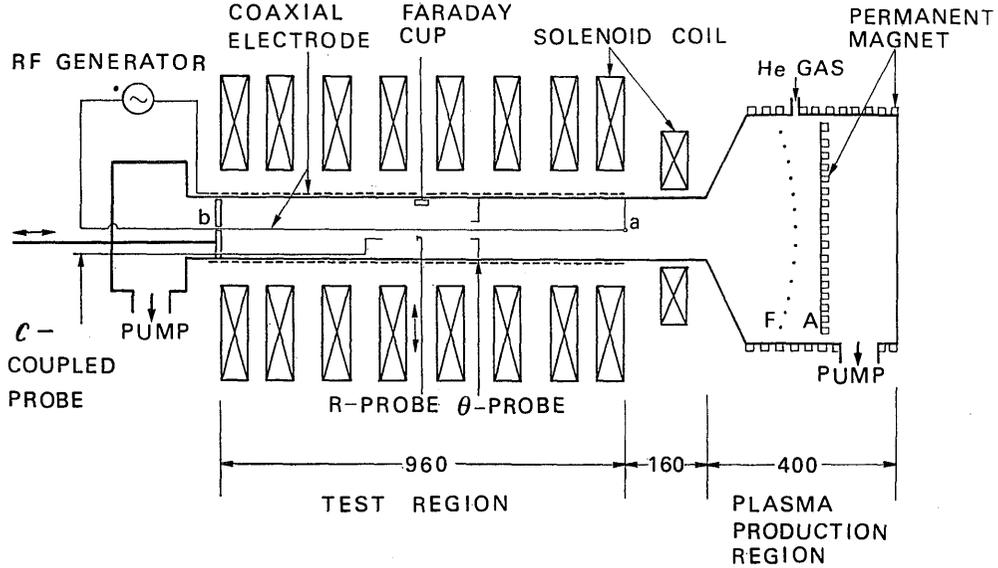


Fig. 1. Experimental set up.

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 $k_{||}$ 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 cm^φ、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 mm^φ×10 mm、24 本）と陽極板 A（Cu 製、28 cm^φ）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 $L_n \sim 2$ 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 ($4 \text{ mm} \leq r < 18 \text{ mm}$) で $L_n \sim 3\text{--}10$ 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^φ 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 $n_1 \approx 1.7 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ($r = 4 \text{ mm}$) 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 $T_{e0} = 2.8 \text{ eV}$, $T_{i0} = 0.4 \text{ eV}$ 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^φ、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 mm ϕ ，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 $P(\text{He}) \sim 0.73 \text{ mTorr}$ ， $B = 400 \text{ G}$ ， $n_i \approx 1.7 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ($r = 4 \text{ mm}$)， $T_{e0} = 2.8 \text{ eV}$ ， $T_{i0} = 0.4 \text{ eV}$ ， $L = 91 \text{ cm}$ の時，ポンプ電圧 V_{pp} （最大振幅の 2 倍の値）を増加した時のプローブ位置 $r \approx 4 \text{ mm}$ 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 $r = 4$ と 8 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， $V_{pp} \leq 40 \text{ V}$ では，周波数が 80 kHz 近傍で振幅が 10 dB 以下の波が観測されるが，これは $V_{pp} = 50 \sim 60 \text{ V}$ でほとんど認められなくなる。 $V_{pp} \geq 70 \text{ V}$ になると，新たに，イオンサイクロトロン周波数 Ω_i 近傍 ($0.8 \leq \omega_1/\Omega_i \leq 1.2$ ， ω_1 ：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_0 に等しい。

本実験では，電子温度対イオン温度比が $T_{e0}/T_{i0} = 7$ 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 ($k_{\perp}^2 \rho_i^2 \ll 1$ ， $\omega = n\Omega_i [1 + (T_e/T_i) (k_{\perp} \rho_i/2)^{2n}]$ ， n ： n 次高周波， ρ_i ：イオンのラーマー半径) および後進波 ($k_{\perp}^2 \rho_i^2 > n^2 + 1/2$ ， $\omega = n\Omega_i [1 + (k_{\perp} \rho_i)^{-1}/(2\pi)^{1/2} (1 + T_i/T_e)]$)，そして，半径方向の密度勾配に起因するドリフト波 ($\omega = k_{\theta} V_{dia}$ ， k_{θ} ：方位角方向の波数， $V_{dia} (= T_i L_n^{-1}/eB)$ ：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 ($\omega = k_{\parallel} v_{te}$ ， 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， $V_{pp} \geq 40 \text{ V}$ で成長する波の周波数は， $\Omega_i/2$ 程度で，これは，密度勾配および k_{θ} ($\approx 1.9 \text{ cm}^{-1}$) 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， $V_{pp} \geq 70 \text{ V}$ 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。

- 1) ポンプ電界 E_r ($1 \leq \omega_0/\omega_{LH} \leq 2$) が印加されて初めて現われ，励起のしきい値 ($E_r/C_s B \approx 2.0$) 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 ($\omega_1/k_{\parallel} v_{te} \geq 0.3$ ，ここで $k_{\parallel} = \pi/L$ と仮定している。) である。
- 3) イオンの磁化率 $|\chi_i|$ は，電子の磁化率 $|\chi_e|$ に比べて非常に大きい ($|\chi_i| \approx 125 > |\chi_e| \approx 6$)。

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 80 V 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

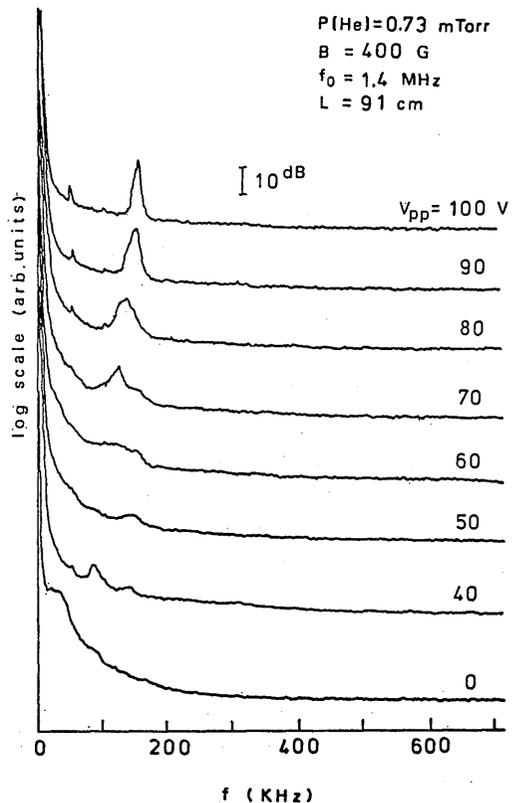


Fig. 2. Frequency spectra of the low frequency decay wave as a parameter of pumping voltage.

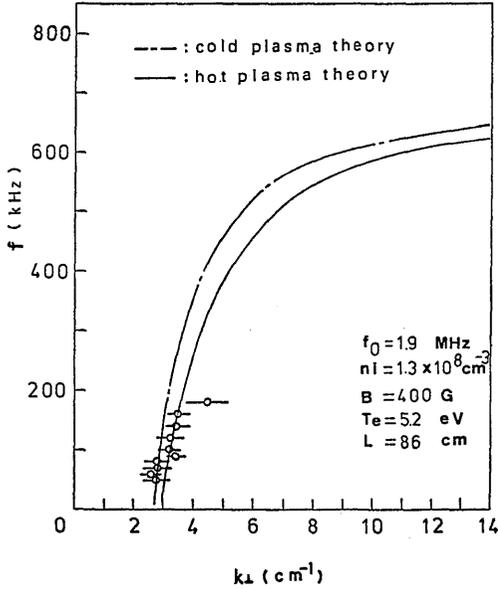


Fig. 3. Dispersion relation of IQM.

受信信号をロックインアンプに入れて波数 (k_θ) 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、

$$f_1 = f_0 - (f_{LH} / \sqrt{2}) [A + (A^2 + 3(A-1)(k_{r1} v_{te} / \pi f_{LH})^2)^{1/2}]^{1/2} \quad (1)$$

を磁場に平行な波数 $k_{r1} (= \pi/L)$ を一定として計算した。 $(k_{r1} = \pi/L)$ の妥当性は後に示す。ただし、 $A \equiv 1 + (M_i/m_e)(k_{r1}/k)^2$, M_i, m_e : He イオンと電子の質量, $k = (k_{r1}^2 + k_r^2 + k_\theta^2)^{1/2}$, 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: 中性イオンパーシユタイン波の前進波) の

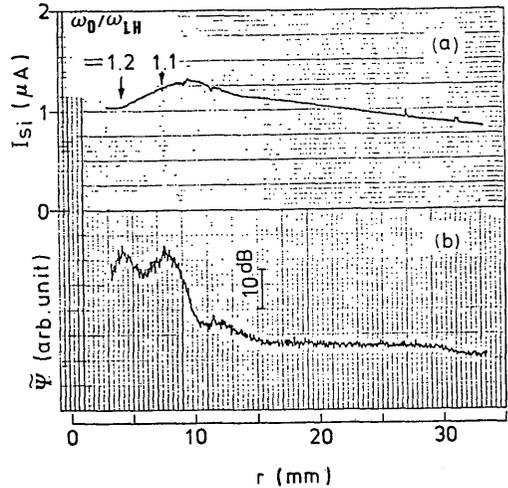


Fig. 4. Radial distribution of the ion saturation current I_{si} and the amplitude of the low frequency decay wave $\tilde{\psi}$.

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、 $\theta > 89.6^\circ$ 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 $\theta_{min} = 89.33^\circ$ を満たすこと、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、 $\nu_{en}/\omega_e \approx 10^{-4} (< 10^{-3})$ であり、 $k_{r1} \rho_i < 10^{-2}$ であることから、LHW である¹²⁾。

3.2 非共鳴型崩壊不安定のしきい値電界と k_{r1} に関する実験的検討

r プロブを用いて、 $L = 86 \text{ cm}$, $V_{pp} = 100 \text{ V}$, $\omega_0/2\pi = 1.4 \text{ MHz}$ 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。 $r = 3 \text{ mm}$ 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 ($r' \leq 2 \text{ mm}$) を設置しているためである。密度が最大となるのは $r = 10 \text{ mm}$ で、また、 $r \leq 10 \text{ mm}$ では、 $L_n \geq 3 \text{ cm}$ 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 $k_{r1} = \pi/L$ 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

るところに対応して⁷⁾, $r=4$ と 8 mm にピークをもつ. 文献⁷⁾ では, プラズマ密度の最大となる点は, $r=6$ mm でその前後, すなわち, $r=4$ と 8 mm 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 8 mm 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, 波の成長率に關与する ω_0/ω_{LH} 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_0 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 $r \approx 4$ 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, $1.4 \text{ MHz} \leq \omega_0/2\pi \leq 2.2 \text{ MHz}$ 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_0 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, しきい値の上昇に關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.

次に, しきい値電界と $k_{||}$ に關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 $k_{||}$ 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, $k_{||}$ 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⁹⁾. その際, 電界の絶対値の校正には, 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, $V_{pp}=100 \text{ V}$, $\omega_0/2\pi=1.8 \text{ MHz}$ の場合の真空中 (●印) とプラズマ中 (○印) における電界 E_r の測定結果を示す. (ただし, E_r 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, $r=5\sim 7$ mm 付近に最大値をもつ, ほぼ軸対称な分布であることが

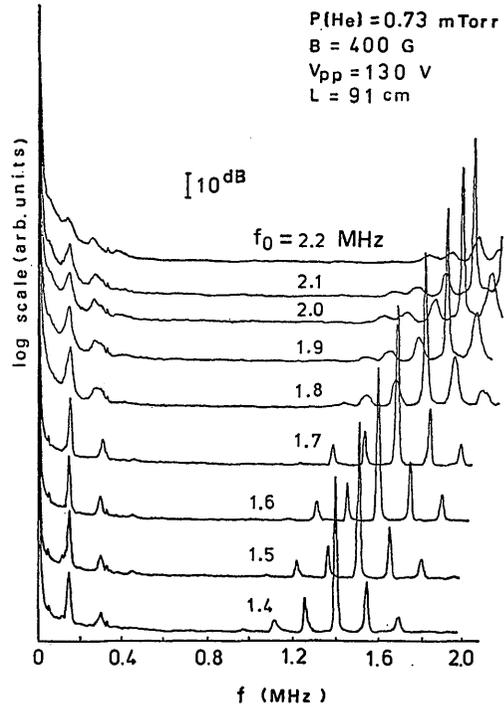


Fig. 5. Dependence of the non-resonant parametric decay instability on pumping frequency.

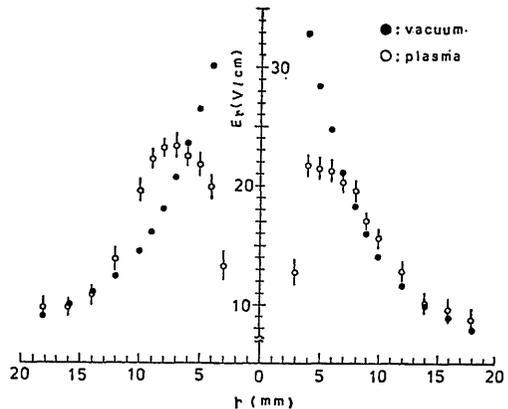


Fig. 6. Radial distributions of the pumping electric field in vacuum and plasma.

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 (○, △, □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 $r \approx$

4 mm 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⁵⁾⁷⁾。

$$\frac{U}{C_s} = \left\{ \frac{r_2/\omega_2}{(1/8)x(\sqrt{\pi} \exp(y^2-x^2)) - (16/3)y(y^2-x^2+3/4)} \right\}^{1/2} \left(\frac{\omega_0}{\omega_{LH}} \right) \quad (2)$$

ただし、 $U = E_r/B$

$$\frac{r_2}{\omega_2} = \frac{\nu_{en}}{2\omega_2} \left\{ 1 - \left(\frac{\omega_{LH}}{\omega_2} \right)^2 + \frac{\omega_{LH}^2}{\Omega_e \Omega_e} \right\} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{\omega_{LH}}{\omega_{p1}} \right)^2 \frac{\omega_2}{(k\lambda_{De})^2} \frac{1}{k_{//}v_{te}} \exp \left\{ - \left(\frac{\omega_2}{k_{//}v_{te}} \right)^2 \right\} \quad (3)$$

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、 $x \equiv \omega_1/k_{//}v_{te}$ 、 $y \equiv \nu_{en}/k_{//}v_{te}$ 、 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、 $k_{//} = \pi/L$ 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⁴⁾、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タYP力の影響で波動励起領域において小さく ($L_n^{-1} \approx 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $r \approx 4 \text{ cm}$)、高々 0.8 以下であり、均一密度プラズマの最小しきい値 ($U/C_s \approx 2.2$, $L = 86 \text{ cm}$) に比べてかなり小さい。図中、 $L = 75 \text{ cm}$ は、本実験の $k_{\perp} (\approx 3.62 \text{ cm}^{-1})$ に対する LHW の最小伝搬角度 ($\theta_{\min} = 89.34^\circ$) 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 $k_{//} = \pi/L$ 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、 $k_{//} = 2\pi/L$ 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 の存在条件を満たさなくなる。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、 $k_{//} = \pi/L$ とするのが妥当である。

4. 結 論

同軸円筒型電極間に、 $1 \leq \omega_0/\omega_{LH} \leq 2$ 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

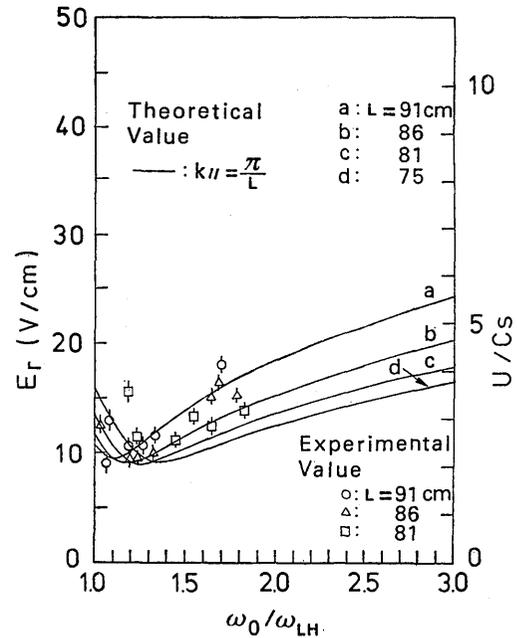


Fig. 7. Dependence of E_r (or U/C_s) vs ω_0/ω_{LH} characteristic on the plasma length L .

て検討した結果、次のような結論が得られた。

- 1) 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えられ、容量結合プローブによる測定値と一致した。
- 2) 磁場に平行な波数 $k_{//}$ 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

- 1) 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).
- 6) H. Fujiyama et al: J. Phys. Soc. Jpn. **50**, 2147 (1981).
- 7) H. Fujiyama et al: J. Phys. Soc. Jpn. **49**, 1981 (1980).
- 8) W. Gekelman and R. L. Stenzel: Rev. Sci. Instrum. **46**, 1386 (1975).
- 9) J. A. Schmidt: Rev. Sci. Instrum. **39**, 1297 (1968).
- 10) R. P. H. Chang and M. Porkolab: Phys. Rev. Lett. **32**, 1227 (1974).
- 11) 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. A **16**, 16 (1977).