



Title	粒子ビームによる不安定性励起とプラズマ加熱に関する研究
Author(s)	八束, 充保
Citation	大阪大学, 1984, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1912
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

粒子ビームによる不安定性励起と
プラズマ加熱に関する研究

昭和59年1月

八 束 充 保

内 容 梗 概

本論文は、著者が姫路工業大学並びに共同研究として大阪大学基礎工学部および名古屋大学プラズマ研究所において、約13年間にわたって行った、荷電粒子ビームとプラズマの相互作用によるローワーハイブリッド周波数からイオンサイクロトロン周波数領域までの不安定性の励起と、励起波動によるプラズマ加熱に関する研究成果をまとめたもので、本文7章から構成されている。

第1章 緒論

本章では、ビーム・プラズマの集団的相互作用を利用するプラズマ加熱方法の有用性と加熱機構解明の必要性を述べ、本研究の目的と意義を述べる。

第2章 対向電子ビームによるクロスフィールド不安定性とプラズマ加熱

本章では、相対向する電子ビームを磁場と平行に入射することにより、ビームの余剰空間電荷による半径方向の直流電場 E_r を生成し、 $E_r \times B$ ドリフトによってクロスフィールド電流が発生できること、この電流によってローワーハイブリッドおよびイオンサイクロトロン不安定性が励起され、これに伴ってプラズマのイオンおよび電子の温度が著しく増大することを示した。この急速なイオン加熱は、主としてローワーハイブリッド波による乱流波動加熱であることを明らかにした。

第3章 らせん荷電粒子ビームによる静電不安定性とプラズマ加熱

本章では、電子ビームをカスプ磁場中を走行させることによって、らせん電子ビーム（すなわちクロスフィールド電流）を発生させ、これによるローワーハイブリッドおよびイオンサイクロトロン不安定性の励起と、これに伴うプラズマ加熱が起こることを明らかにした。また、イオンビームを磁場と斜めに入射することによってらせんイオンビームを作り、ローワーハイブリッド不安定性を励起した。

第4章 不均一プラズマ中の高周波ドリフト不安定性とプラズマ加熱

本章では、TP-D型の高密度プラズマを使って、ドリフトイオン音波とイオンサイクロトロンドリフト波を励起し、高周波ドリフト波の性質を明らかにすると共に、高周波ドリフト不安定性によってイオン加熱が行われることを示した。さらに、外部ローワーハイブリッド電場と高周波ドリフト不安定性の波動混合により、プラズマ加熱が起こることを見い出した。

第5章 電子ビームによるローワーハイブリッドドリフト2流体不安定性の励起

本章では、半径方向に密度の不均一の大きい電子ビームを磁場と平行に入射することによって、ローワーハイブリッドドリフト2流体不安定性が励起されることを示すと共に、この不安定性の性質を明らかにした。

第6章 変調REBによるプラズマ加熱

本章では、相対論的電子ビーム(REB)の電流変調を行い、この変調REBを用いることにより、無変調時に比べて約2～3倍程度のプラズマ加熱が起こることを見出した。このプラズマ加熱は、ローワーハイブリッドパラメトリック不安定性に起因することを明らかにした。

第7章 変調イオンビームによるパラメトリック不安定性とプラズマ加熱

本章では、ローワーハイブリッド周波数近くで変調したイオンビームを磁場と平行に標的プラズマに入射することによって、電極を用いることなく高周波エネルギーをプラズマ内部に伝送し、ドリフト波とローワーハイブリッド波からなるパラメトリック不安定性が励起できること、および波動の励起に伴うプラズマ加熱が起こることを初めて見出した。さらに、イオン加熱率の検討から、このイオン加熱はパラメトリック励起されたドリフト波によるパラメトリック波動加熱であることを明らかにした。

第8章 変調電子ビームによるローワーハイブリッドパラメトリック不安定性とプラズマ加熱

本章では、ローワーハイブリッド周波数近くで変調した電子ビームを磁場と平行にプラズマに入射することによって、ローワーハイブリッド波とイオンサイクロトロン波からなるパラメトリック不安定性が励起されること、および波動の励起に伴って著しいプラズマ加熱が起こることを見出した。イオンの加熱率の検討から、このイオン加熱は主としてローワーハイブリッドサテライト波によるパラメトリック波動加熱であることを明らかにした。

第9章 結論

本章では、本研究で得られた第2章から第8章までの結果を総括し、本論文の結論としている。

目 次

第1章 緒論	1
第2章 対向電子ビームによるクロスフィールド不安定性とプラズマ加熱	4
2.1 はじめに	4
2.2 クロスフィールド電流による静電不安定性の分散式	5
2.2.1 ローワーハイブリッド不安定性	7
2.2.2 イオンサイクロトロン高調波不安定性	9
2.2.3 変形イオンサイクロトロン不安定性	11
2.3 実験装置と方法	11
2.4 実験結果と検討	13
2.4.1 クロスフィールド電流の発生	13
2.4.2 クロスフィールド不安定性の同定	14
2.4.3 プラズマの乱流加熱	18
2.5 結言	21
第3章 らせん荷電粒子ビームによる静電不安定性とプラズマ加熱	22
3.1 はじめに	22
3.2 らせん電子ビームによる静電不安定性の励起とプラズマ加熱	22
3.2.1 実験装置と方法	22
3.2.2 らせん電子ビームの発生	24
3.2.3 不安定性の励起とプラズマ加熱	24
3.3 らせんイオンビームによるローワーハイブリッド不安定性の励起	27
3.3.1 らせんイオンビームの発生	27
3.3.2 静電不安定性の励起	29
3.4 結言	33
第4章 不均一プラズマ中の高周波ドリフト不安定性	34
4.1 はじめに	34

4.2	実験装置と方法	34
4.3	実験結果と検討	35
4.3.1	プラズマパラメータ	35
4.3.2	ドリフトイオンサイクロトロン不安定性の同定	36
4.3.3	ドリフトイオン音波不安定性の同定	41
4.3.4	イオン加熱	44
4.3.5	ローワーハイブリッド周波数電場によるプラズマ加熱	45
4.4	結言	47
第5章	電子ビームによるローワーハイブリッドドリフト2流体不安定性の励起	49
5.1	はじめに	49
5.2	分散関係	49
5.3	実験装置と方法	51
5.4	実験結果と検討	52
5.4.1	励起波の特徴	52
5.4.2	ローワーハイブリッドドリフト2流体不安定性の同定	56
5.5	結言	57
第6章	変調REBによるプラズマ加熱	59
6.1	はじめに	59
6.2	REBの電流変調	59
6.3	変調REBによるプラズマ加熱	61
6.4	検討	64
6.4.1	変調度の概算	64
6.4.2	加熱機構の検討	65
6.4.3	加熱効率の評価	66
6.5	結言	66
第7章	変調イオンビームによるパラメトリック不安定性とプラズマ加熱	68

7. 1	はじめに	68
7. 2	不均一プラズマ中のパラメトリック不安定性の分散式	69
7. 3	実験装置と方法	73
7. 4	実験結果と検討	76
7. 4. 1	変調イオンビームによるポンプ電場	76
7. 4. 2	パラメトリック不安定性の同定	78
7. 4. 3	パラメトリック不安定性の閾値	82
7. 4. 4	プラズマ加熱	83
7. 5	結言	89

第8章 変調電子ビームによるローワーハイブリッドパラメトリック不安定性と

	プラズマ加熱	91
8. 1	はじめに	91
8. 2	実験装置と方法	91
8. 3	実験結果と検討	92
8. 3. 1	変調電子ビームによるローワーハイブリッド電場	92
8. 3. 2	パラメトリック不安定性の励起	95
8. 3. 3	分散関係	97
8. 3. 4	閾値	102
8. 3. 5	プラズマ加熱	104
8. 3. 6	変調イオンビームの結果との比較	108
8. 3. 7	非線形効果	110
8. 4	結言	111

第9章 結論

謝辞	115
参考文献	116
業績目録	123

第 1 章 緒 論

核融合炉の実現のためにはプラズマの温度を 10 keV 程度まで増大させなければならない。このためには、粒子ビームや電磁波あるいは磁場などの外的エネルギーを熱エネルギーとしてプラズマに吸収させる必要がある。プラズマ加熱の具体的な方法としては、いろいろの方式が考案され、近年各国の大型装置でも華々しい成果を上げているが、その基本的な原理はオーム加熱、圧縮、粒子ビーム入射および波動加熱の 4 つに集約できる [1]。

種々の加熱法の中で、電子やイオンビームをプラズマに入射する方法は、ビームとプラズマの集団的相互作用を介してビームの運動エネルギーを波のエネルギーに変換し、さらに、波と粒子の相互作用によりイオンの熱エネルギーに変換しようとするものであり、大電力のビーム加速装置が比較的容易に得られることもあって注目すべき加熱法である。事実、Alexeffらは電子ビームをミラー磁場中に入射して、イオンプラズマ周波数近くの不安定性とこれに伴う数 keV までのイオン加熱を観測した [2]。また、1960年代後半になって相対論的電子ビーム (Relativistic Electron Beam, REB) が開発されると、これをプラズマに入射してプラズマ加熱実験が行われ、イオン加熱過程には 2 流体不安定性 [3] やリターン電流による電子-イオン不安定性 [4] が関与していることが指摘された。このように、荷電粒子ビームを用いたプラズマ加熱では不安定性による波の励起が重要な役割を演じていることが明らかになってきた。このため、効果的なプラズマ加熱を行うためには、不安定性のタイプや励起方法とプラズマ加熱の関連性などを詳しく解明することが重要な課題となっている。

一方、これとは別に、KrahlとLiewerは、 θ ピンチで観測されたイオン加熱にはローワーハイブリッド周波数 ($\omega_{\text{LH}} = \omega_{\text{pi}} / (1 + \omega_{\text{pe}}^2 / \omega_{\text{ce}}^2)^{1/2}$, $\omega_{\text{pe(i)}}$: 電子 (イオン) のプラズマ周波数, ω_{ce} : 電子のサイクロトロン周波数) 近傍の静電不安定性が寄与していることを指摘した [5]。以来、ローワーハイブリッド周波数帯域の不安定性がプラズマ加熱に非常に有効であるとして興味を持たれてきた。この理由として、ローワーハイブリッド不安定性は、(1) 非共鳴的な流体力学的不安定性であるため電子やイオンのエネルギー分布の形に強く依存しないため飽和レベルが高く、(2) その成長率は非常に大きい ($\gamma \simeq \omega_{\text{LH}}$)、(3) 電子とイオンの温度比 T_e / T_i には依存しない、

(4) 電子とイオンが共に同じ割合で加熱され、最終的にはその熱速度がドリフト速度まで上昇すること、また(5) トカマク等の核融合プラズマパラメータでは、ローワーハイブリッド周波数は $\omega_{LH}/2\pi \simeq 10\text{ GHz}$ 程度のマイクロ波領域となり、現在の技術水準でも大電力発振器の見通しがつく[6]等が挙げられている。

以上のことを総合すると、荷電粒子ビームとプラズマの相互作用を利用してローワーハイブリッド不安定性を励起することにより、効果的なプラズマ加熱を起すことが期待できる。そこで、小規模実験においてこの仮説を実験的に検証して、ローワーハイブリッド不安定性によるプラズマ加熱の有用性を示すとともに、不安定性の励起機構と波によるプラズマ加熱過程などビームとプラズマの集団的相互作用に対する基礎的知見を得ることは、プラズマ物理の立場からも非常に興味深いばかりでなく、大規模実験への進展のための指針を与える上でも重要であると考えられる。このような観点に立って、筆者は、電子またはイオンビームをプラズマに入射することによって、ローワーハイブリッド不安定性を励起し、これに伴って起こるプラズマ加熱の実験的な確認と波からプラズマのイオンへのエネルギー移行過程を解明することを主な目的として本研究を行った。不安定性の励起方法は主として第1にクロスフィールド電流による方法と、第2に電子またはイオンビームをローワーハイブリッド周波数近くで変調して不安定性をパラメトリック励起する方法を試みた。変調ビーム法によってパラメトリック不安定性を励起する方法は、1975年八井ら[7]によって初めて提案されたもので、ビームと電磁波という外的エネルギーを組合せて効果的にプラズマに吸収させようとするものであり、高周波エネルギーをプラズマの中心部まで伝送できる利点があるほか、ビームの余剰空間電荷によるクロスフィールド電流のためパラメトリック不安定性の閾値を低下せしめ、結果的に低電力で効率的なプラズマ加熱を得ることが期待できる。

本論文は、本章以下第9章までで構成されている。第2章は対向電子ビームをミラー磁場中に入射することにより、ローワーハイブリッド不安定性の励起とプラズマ加熱の関連性を検討し、第3章ではらせん電子ビームおよびイオンビームを用い、同様の不安定性励起とプラズマ加熱について述べ、第4章では電子の反磁性電流による高周波ドリフト不安定性とプラズマ加熱並びに励起波と外部高周波電場との波動混合によるプラズマ加熱について述べる。第5章では半径方向に密度勾配のある電子ビームによってローワーハイブリッド2流体不安定性が励起されることを述べる。第6章ではREBの電流変調を行い

“大容量発振器”を開発し，これを用いたプラズマ加熱を試みた．第7章および第8章ではそれぞれ変調イオンおよび電子ビームによるローワーハイブリッドパラメトリック不安定性の励起とこれに伴うプラズマ加熱について述べ，イオン加熱過程を実験および理論的に検討した結果について述べる．

第2章 対向電子ビームによるクロスフィールド不安定性とプラズマ加熱

2.1 はじめに

無衝突 θ ピンチ[8-9]や高電力電子ビーム入射実験[2]で、初期のプラズマのイオン温度 T_i が電子温度 T_e より高いにもかかわらず電子とイオンの異常加熱が観測された。これらの実験では、電子の予備加熱の機構は存在しないためイオン音波不安定性は起こりえず、異常加熱の原因は明らかでなかった。これに対して、磁場に垂直な電流（クロスフィールド電流）によって励起されるローワーハイブリッド周波数帯域のクロスフィールド不安定性は、 T_e/T_i の比にあまり依存せず、磁場に垂直なドリフト速度がイオン音波の速度より大きくなると不安定になり、電子とイオンの温度は共にドリフト速度程度まで加熱されることが理論的に指摘された[5, 10-13]。また、このような理論的結果は、計算機実験でも支持された[14]。上記のような実験では、クロスフィールド電流によるローワーハイブリッド不安定性が励起されており、これがプラズマの異常加熱の原因になっていると考えられた[15]。その後、プラズマ加熱の観点から、クロスフィールド電流による不安定性に関する多くの研究が報告されてきた[16-23]。

クロスフィールド電流は、一般には外部磁場 $\mathbf{B}$ に直角方向のプラズマ密度、温度、磁場の空間的不均一によるドリフト電流や直流電場 $\mathbf{E}_r$ による $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ ドリフトなどで作られる。 $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ ドリフトがあると、強磁場中では回転するプラズマ中に、遠心力と釣合うために方位角方向の電流が流れる。すなわち、電子とイオンの旋回中心の相対速度の差が生じ、クロスフィールド電流が発生する。これに対して、弱磁場中では、イオンのラーマー半径が大きくなり、クロスフィールド電流は、電子のドリフトだけで生成される。不安定性を起すに必要なドリフト速度 v_d は、均一プラズマ中では $k_{\perp} v_d \gg \omega_{ce}$ で与えられるが、磁場に直角方向のプラズマ密度の不均一を考慮した場合は、 $k_{\perp} v_d \gg \omega_{LH}$ または $n \omega_{ci}$ と小さくなり[15]、実験室プラズマでも容易に実現可能な速度となる。

筆者らは、対向電子ビームをミラー磁場中に入射することにより、中心軸上のプラズマ電位を著しく低下せしめて半径方向の電場 $\mathbf{E}_r$ を生成した[16]。この対向電子ビームの負空間電荷を利用して半径方向の電場を作る方法は、筆者らが初めて考案したものである。 $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ ドリフトによって大きなクロスフィールド電流を発生させ、ローワーハ

イブリッド周波数ばかりでなく、イオンサイクロトロン周波数ならびにイオンサイクロトロン周波数以下の周波数領域でもクロスフィールド不安定性が励起されること、さらに波の励起に伴うプラズマ加熱がおこることを実験的に検証した〔16-20〕。本章では、はじめに2.2でクロスフィールド不安定性の分散式と実験パラメータ領域での数値解を示し、2.3では実験装置と方法、そして2.4で実験の結果と検討について述べる。2.5では、本章で得られた結論を示す。

2.2 クロスフィールド電流による静電不安定性の分散式

プラズマ密度の不均一を考慮したときの不安定性の分散式を図2.1のようなスラブモデルを仮定して導出する。外部一様磁場 $\mathbf{B}_0$ は z 軸方向に、プラズマの密度勾配は x 軸方向にあるとし、粒子の $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}_0$ ドリフト速度 $\mathbf{v}_d$ は y 軸方向にあるとする。また、波数ベクトルは $y-z$ 平面にあると仮定する。プラズマの不均一は比較的弱く、密度の不均一の特異係数は、波の波数に比べて十分に小さい(local approximation)と仮定する〔24〕。以上のような仮定の下での無衝突プラズマ中の線形静電不安定性の分散式は次式で与えられる〔25〕。

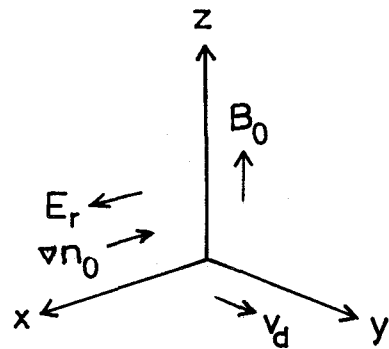


図2.1 スラブモデル

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \sum X_j = 0 \quad (2.1)$$

ただし、

$$X_j = \frac{1}{k_{dj}^2} \left[1 + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\omega}{k_z v_{tj}} I_n(b_j) \exp(-b_j^2) Z(\zeta_{nj}) \right] \left[1 - \frac{\omega_j^* + k_y v_d}{\omega} \left(1 + \frac{n\omega}{b_j \omega_{cj}} \right) \right]$$

ここで、 $\omega_{cj} = -q_j B_0 / m_j$, $\omega_n = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + n \omega_{cj}$, $v_{tj}^2 = 2 T_j / m_j$, $\zeta_{nj} = \omega_n / k_z v_{tj}$, $b_j = (k_\perp v_{tj} / \omega_{cj})^2 / 2$, $d_j^2 = v_{tj}^2 / 2 \omega_{pj}^2$, $\omega_j = -K_n k_y T_j / q B_0$, ln は変形ベッセル関数, $K_n (= -\partial(\ln n_0) / \partial x > 0)$ は密度勾配の特性長の逆数, q_j と m_j は j 種粒子の電荷と質量, j は粒子の種類 (e : 電子, i : イオン), $Z(\zeta)$ はプラズマ分散関数 [26] であり, 次式で定義される.

$$Z(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-\beta^2)}{\beta - \zeta} d\beta, \quad \text{Im}(\zeta) > 0 \quad (2.3)$$

$|\zeta| \ll 1$ の場合は, $Z(\zeta)$ は次のような収束級数で表わされる.

$$Z(\zeta) \simeq -2\zeta \left(1 - \frac{2\zeta^2}{3} + \frac{4\zeta^4}{15} - \dots \right) + i \frac{k_z}{|k_z|} \sqrt{\pi} \exp(-\zeta^2) \quad (2.4)$$

また, $|\zeta| \gg 1$ の場合は, $Z(\zeta)$ は次のような漸近展開をもつ.

$$Z(\zeta) \simeq -\frac{1}{\zeta} \left(1 + \frac{1}{2\zeta^2} + \frac{1}{4\zeta^4} + \dots \right) + i \sqrt{\pi} \sigma \frac{k_z}{|k_z|} \exp(-\zeta^2) \quad (2.5)$$

$$\sigma = \begin{cases} 0 & \text{Im } \omega > 0 \\ 1 & \text{Im } \omega = 0 \\ 2 & \text{Im } \omega < 0 \end{cases}$$

本章の実験条件では, イオンのラーマー半径はプラズマの大きさと同程度であるので $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ ドリフトは電子の寄与のみを考える. また, 不安定性の周波数は電子のサイクロトロン周波数より小さい ($\omega \ll \omega_{ce}$) 領域を扱うので, 電子については Σ の $n \neq 0$ の項は $n = 0$ の項と比較して無視できる [27]. したがって, 電子の感受率は

$$\chi_e = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} + \frac{1}{k_d^2} \frac{\omega_e^*}{\omega - k_y v_d} - \frac{k_z^2}{k^2} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - k_y v_d)^2} \quad (2.6)$$

となる. ただし, $|\omega - k_y v_d| / k_z v_{te} \gg 1$, $b_e \ll 1$, $k_z / k \ll 1$ と仮定した.

一方, イオンの感受率は不安定性の周波数とイオンサイクロトロン周波数との大小関係

により、下記に示すように3つの場合に分けて考える。

2. 2. 1 ローワーハイブリッド不安定性

不安定性の周波数がイオンサイクロトロン周波数より大きい場合 ($\omega \gg \omega_{ci}$) は、イオンは磁場の影響を受けないとして扱える。したがって、 $\omega / k v_{ti} \gg 1$ であるとする。イオン感受率は(2.2)式から

$$X_i = - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \quad (2.7)$$

となる。(2.6)と(2.7)式を(2.1)式に代入すると、

$$1 = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{1}{k_d^2} \frac{\omega_e^*}{\omega - k_y v_d} + \frac{k_z^2}{k^2} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - k_y v_d)^2} \quad (2.8)$$

を得る。これがクロスフィールド電流で励起されるローワーハイブリッド不安定性の分散式である。(2.8)式の第4項が第3項より小さい場合、すなわち、両者の比をとって

$$\frac{\omega_{ce}}{|\omega - k_y v_d|} \frac{k_z^2}{k_y K_n} \ll 1 \quad (2.9)$$

ならばフルート型ドリフト不安定性が、逆ならば変形2流体不安定性が現われる。本章の実験では(2.9)式が成立する条件にあり、(2.8)式の第4項を不安定性の源としたフルート型ドリフト不安定性が現われる。

ここで、上述した2つの不安定性の性質を調べる。

(a) フルード型ドリフト不安定性

この不安定性は、(2.9)式が成立する条件下で、不均一プラズマ ($K_n \neq 0$) 中において磁場 B_0 に直角方向に伝搬する静電波として現われる。その分散式は(2.8)式から次のように書ける。

$$1 = \frac{\omega_{LH}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{LH}^2}{\omega - k_y v_d} \frac{K_n}{\omega_{ci} k} \quad (2.10)$$

あるいは

$$(1 - \omega_{LH}^2 / \omega^2)(\omega - k_y v_d) = - \frac{\omega_{LH}^2}{\omega_{ci}} \frac{K_n}{k_y} \quad (2.11)$$

$K_n=0$ の極限では、安定なドリフト波 $\omega = k_y v_d$ とローワーハイブリッド振動 $\omega = \omega_{LH}$ が独立に存在する。電子ビームの遅波モードの分散式は、(2.8)式から $\omega = k_y v_d - \omega_e^*/k^2 d_e^2$ となり負エネルギーを持つ。したがって、 $K_n \neq 0$ の場合は、この波が正エネルギーのイオン波と結合して系を不安定にすると考えられる。特別な場合に、(2.10)式から最大成長率 γ_{max} を与える解の近似値を求めることができる。いま、 $\alpha = |K_n v_d / \omega_{ci}|$ とおくと、 $\alpha \ll 1$ の場合は

$$\omega_r \simeq k_y v_d \simeq \omega_{LH}, \quad \gamma_{max} \simeq (\alpha/2)^{1/2} \omega_{LH} \quad (2.12)$$

と得る。 $\alpha \gg 1$ の場合は $k_y v_d \simeq \alpha^{1/2} \omega_{LH}$ 付近で

$$\omega_r = \omega_{LH} \left[1 + \frac{1}{22} (-6 + \alpha^{1/2}) \right]$$

$$\gamma_{max} \simeq \sqrt{2} \omega_{LH} \quad (2.13)$$

を得る[5]。

実験パラメータ ($n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $B_0 = 500 \text{ G}$, $T_e = T_i = 30 \text{ eV}$, $K_n = 20 \text{ m}^{-1}$, $v_d = 10^5 \text{ m/sec}$, $k_z/k = (m_e/m_i)^{1/2}$) を使って (2.10) 式の数値解を求めると、図 2.2 に示すような分散関係を得、 $\omega \simeq \omega_{LH}$ 付近で不安定性が現われることがわかる

(b) 変形 2 流体不安定性

この不安定性は、均一プラズマ ($K_n = 0$) において電子のドリフト方向に伝搬する不安定な静電波として現われ、小さい有限の k_z を必要とする ($k \simeq k_y \gg k_z$)

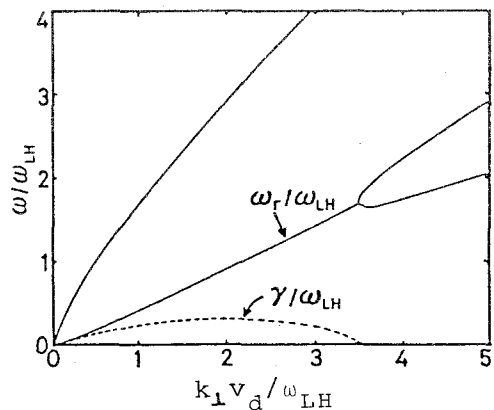


図2.2 ローワーハイブリッド不安定性の分散関係((2.10)式). $n_0=10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $B_0=500 \text{ G}$, $T_e=T_i=30 \text{ eV}$, $K_n=20 \text{ m}^{-1}$, $v_d=10^5 \text{ m/sec}$, $k_z/k=(m_e/m_i)^{1/2}$.

($\neq 0$)) . この場合(2.8)式から

$$1 = \frac{\omega_{LH}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{LH}^2}{(\omega - k_y v_d)^2} \left(\frac{m_i}{m_e} \frac{k_z^2}{k^2} \right) \quad (2.14)$$

となる. この式は, 良く知られた磁場のない場合の2流体不安定性の分散式と類似の式である. そこで, 2流体不安定性の場合と同じ手法[25]を用いると, 最大成長率を持つ波は

$$\gamma_{\max} \simeq \sqrt{3} \omega_r, \\ \omega_r \simeq \frac{1}{2^{4/3}} \left(\frac{m_i}{m_e} \frac{k_z^2}{k^2} \right)^{1/3} \quad (2.15)$$

と得られる. この場合も, ドリフトする電子ビームの分散式は $\omega = k_y v_d \pm (m_i/m_e)^{1/2} (k_z/k) \omega_{LH}$ となり, 下側符号の波は負エネルギーの波となる. したがって, この波が正エネルギーのイオンの波と結合して系を不安定にする.

2. 2. 2 イオンサイクロトロン高調波不安定性

クロスフィールド電流が存在すると, イオンサイクロトロン周波数および高調波の周波数領域 ($\omega \simeq n \omega_{ci}$) でも静電不安定性が励起される. 均一プラズマ中では磁場を横切る電子ビームとイオンバーンスタインモードが結合して不安定性を引き起こす[15]. 一方, 密度の不均一を考慮すると不安定性を引き起こすに必要なドリフト速度は小さくなる. ここでは, 不均一プラズマ中のイオンサイクロトロン高調波不安定性 (ICHI) の分散式を導出し, 実験パラメータ領域での数値解を求める. いま, $\omega \simeq n \omega_{ci}$ であるとし, $|\omega - n \omega_{ci}| / k_z v_{ti} \gg 1$ が成立するとすると, イオンの感受率は(2.2)および(2.5)式から次のように書ける.

$$\chi_i = \frac{1}{k_{di}^2} \left[1 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\omega - \omega_i^*}{\omega - n \omega_{ci}} \Lambda_n \right] \quad (2.16)$$

ここで, $\Lambda_n = \ln(b_i) \exp(-b_i)$. また, 電子に対しては, (2.9)式の関係が成立しているとして(2.6)式を使うと, ICHIの分散式は(2.1)(2.6)および(2.16)式から

次のように得られる。

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} + \frac{\omega_e^*}{k^2 d_e^2 (\omega - k_y v_d)} + \frac{1}{k^2 d_i^2} \left[1 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\omega - \omega_i^*}{\omega - n\omega_{ci}} \Lambda_n \right] = 0 \quad (2.17)$$

実験パラメータ ($n_0 = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $B_0 = 650 \text{ G}$, $T_i = 40 \text{ eV}$, $K_n = 20 \text{ m}^{-1}$, $v_d = 10^4 \text{ m/sec}$, $K_n v_d / \omega_{ci} = -0.04$) を使って(2.17)式の数値解を求め、これを図2.3に示す。同図からわかるように、 $|CH|$ は $\omega \simeq n\omega_{ci}$ の領域で不連続に現われ、その成長率は次数 n の小さいほど大きい。また、基本波($n=1$)の位相速度および群速度はそれぞれ $v_{ph} \simeq 5.6 \times 10^3 \text{ m/sec}$ および $v_g \simeq 5.3 \times 10^3 \text{ m/sec}$ であり、いずれも $v_d (=10^4 \text{ m/sec})$ の約 $1/2$ である。

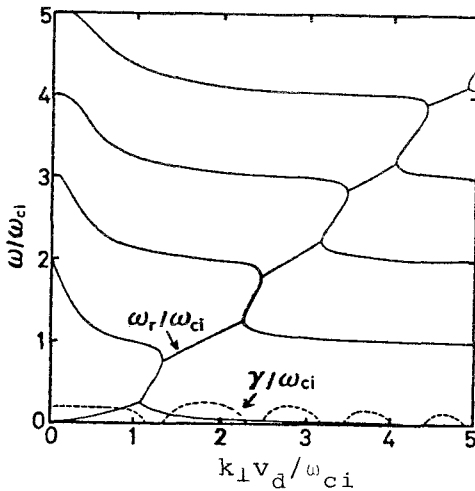


図2.3 イオンサイクロトロン高調波不安定性の分散関係((2.17)式). $n_0=10^9 \text{ cm}^{-3}$, $B_0=650 \text{ G}$, $T_i=40 \text{ eV}$, $K_n=20 \text{ m}^{-1}$, $v_d=10^4 \text{ m/sec}$, $K_n v_d / \omega_{ci}=0.04$.

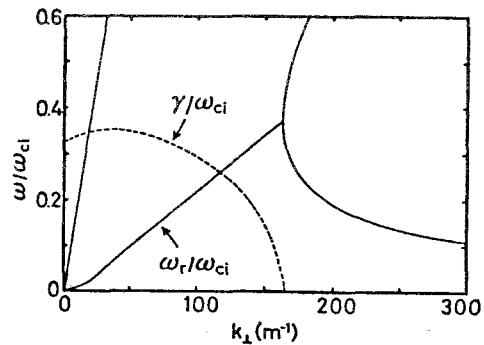


図2.4 変形イオンサイクロトロン不安定性の分散関係((2.18)式). $n_0=10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $B_0=700 \text{ G}$, $T_e=T_i=30 \text{ eV}$, $K_n=30 \text{ m}^{-1}$, $v_d=5 \times 10^4 \text{ m/sec}$, $k_z/k=(1/3)(m_e/m_i)^{1/2}$. 左上のブランチはビームの速波。

2. 2. 3 変形イオンサイクロロン不安定性

周波数がイオンサイクロロン周波数より小さい条件 ($\omega \ll \omega_{ci}$) で, 冷たいプラズマ ($T_e = T_i = 0$) と磁場に直角に伝搬する波 ($k_z = 0$) を仮定する. この場合, イオンの感受率は, (2.6) 式と同じ形 (e を i に置き換える) になるので, 分散式は, (2.1) と (2.6) 式から

$$\left(1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \right) = \frac{\omega_{pi}^2 K_n}{\omega_{ci} k} \left(\frac{1}{\bar{\omega} - k_y v_d} - \frac{1}{\bar{\omega}} \right) \quad (2.18)$$

となる. ただし, $\bar{\omega} = \omega - k_y v_d$, $v_d = v_d^0 - v_d^1$ である. これが変形イオンサイクロロン不安定性の分散式であり,

$$\frac{\omega_{ci} K_n}{k_y} \gg \frac{k_y v_d}{4}$$

のとき

$$\omega_r \simeq k_y v_d / 2, \quad \gamma_{max} \simeq (K_n v_d \omega_{ci})^{1/2} \quad (2.19)$$

となる [21]. 実験パラメータ ($n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $B_0 = 700 \text{ G}$, $K_n = 30 \text{ m}^{-1}$, $v_d = 5 \times 10^4 \text{ m/sec}$, $k_z/k = (1/3) (m_e/m_i)^{1/2}$) を使って (2.18) 式を解いた例を図 2. 4 に示す. 同図からわかるように, $\omega \ll \omega_{ci}$ の領域でも不安定性が励起されることがわかった.

2. 3 実験装置と方法

実験は阪大基礎工の B-1 および B-2 装置で行った. 図 2. 5 にその概略を示す. 2 つの装置は寸法が異なるだけであり, これらの装置で得た実験結果には本質的な差異はなかった. 円筒の真空容器はステンレス鋼製である. 容器の寸法は, B-1 が内径 10 cm ϕ 長さ 120 cm であり, B-2 は中央部分の内径が 32 cm ϕ 長さ 23 cm, その他の部分は内径 13 cm ϕ 長さ 120 cm である. 容器は拡散ポンプで排気し, 到達真空度は, $p = 0.8 - 1.5 \times 10^{-6} \text{ Torr}$ である. 実験には, 主として水素ガス

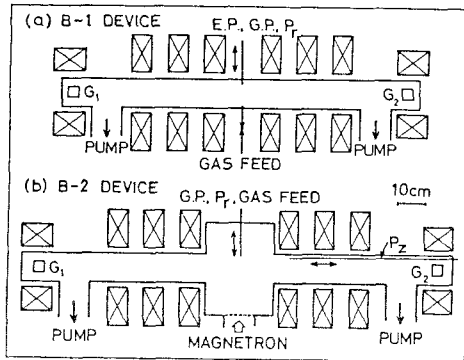


図2.5 実験装置の概略図.

(a) B-1 (b) B-2装置,

G_1, G_2 : 電子銃,

E.P.: エミッティング探針,

G.P.: グリッド探針.

を用い、この他ヘリウムとアルゴンガスも使用した。2つの電子銃(G_1 および G_2)は、パービアンズ $G = 1.0 \times 10^{-5}$ のマグネトロン型電子銃で、ミラー磁場の両端に設置し、電子ビームを対向して磁場と平行に入射する。ミラー比は、B-1とB-2装置でそれぞれ $R_m = 1.2 - 1.5$ および 2.2 である。電子ビームの加速電圧(V_b)は、独立かつ任意に選択できるので、実験は同じ加速電圧($V_{b1} = V_{b2}$)と加速電圧に差異を与えた場合($V_{b2} - V_{b1} \equiv \Delta V_b \neq 0$)について行った。プラズマは、電子ビームを中性ガス中を走行させることによって生成する。B-2装置では、マイクロ波放電(2.45 GHz , 1 kW)によって同時にプラズマを生成できる。ビームとプラズマの代表的パラメータは、ビームの加速電圧 $V_b = 0.1 - 1.2 \text{ kV}$, ビーム電流 $I_b < 400 \text{ mA}$, ビーム半径 $r_b \approx 8 \text{ mm}$, 磁場強度(中央) $B_0 = 0.3 - 1.5 \text{ kG}$, ガス圧力 $p = 8 \times 10^{-6} - 5 \times 10^{-5} \text{ Torr}$, プラズマ密度 $n_0 = 10^8 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, プラズマ直径(半径方向の密度分布の半値幅) $D_p \approx 3.0 \text{ cm}$ である。

プラズマ密度と電子温度は、単探針を用いて、プラズマ電位は半径方向に可動なエミッティング探針[29]を用いて測定した。磁場に垂直なイオン温度の測定には、グリッド探針を使用した。プラズマ中の波動の周波数スペクトラムは、 $10 \text{ kHz} \sim 300 \text{ MHz}$ 帯の周波数分析器で観測した。波長の測定は、ロックインアンプを用いて行った。また、実験はすべて連続動作で行った。

2. 4 実験結果と検討

2. 4. 1 クロスフィールド電流の発生

対向する電子ビームを磁場と平行に入射すると、ビームの空間電荷によって軸上の電位が著しく低下し、半径方向の直流電場 E_r が発生する。図2. 6 (a) は、典型的なプラズマ電位の半径方向分布である。同図からわかるように、プラズマの中心が著しく負になり、外側は正（容器がアース電位）になっており、内向きの電場が生成されている [18]。図2. 6 (a) から電場 E_r 、電子のドリフト速度 $v_d (= E_r / B_0)$ および電流密度 J_θ を計算すると図2. 6 (b) のようになる [19]。ここで、イオンのドリフト速度は無視した。代表数値は、 $r \simeq 5 \text{ mm}$ で $E_r \simeq 10^4 \text{ V/m}$ 、 $v_d \simeq 10^5 \text{ m/s}$ 、 $J_\theta \simeq 10^2 \text{ mA/cm}^2$ であった。なお、ビームで生成したプラズマは、空間的に不均一であり、半径方向の密度および電子温度の勾配はそれぞれ

$$K_n = - \frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dr} \simeq 70 \text{ m}^{-1} \quad (2.20)$$

$$K_T = - \frac{1}{T_e} \frac{dT_e}{dr} \simeq 15 \text{ m}^{-1} \quad (2.21)$$

であった。従って、 $|K_n| > |K_T|$ が成立しており、密度勾配による反磁性ドリフト速度は $v_{de} \simeq 1.1 \times 10^4 \text{ m/s}$ であった。一方、イオン音波の速度は $C_s \simeq$

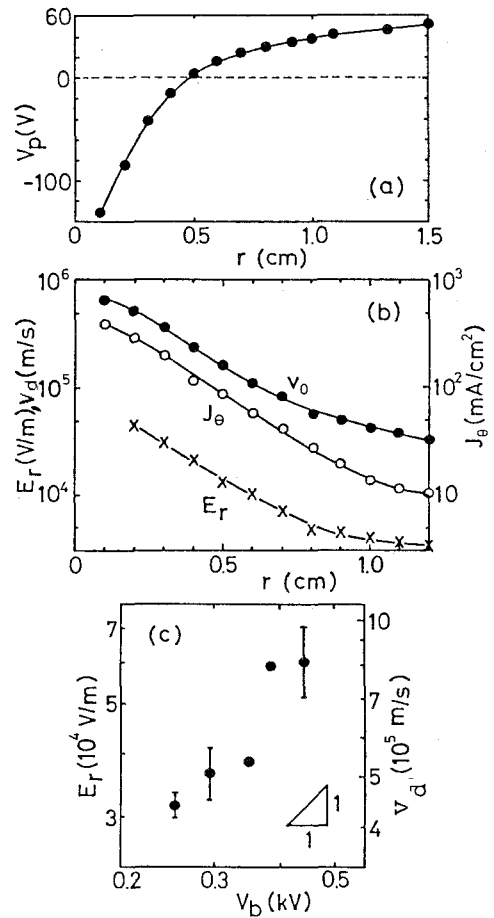


図2.6 (a)プラズマ電位 V_p の半径方向分布。B-1装置, $p=8 \times 10^{-5} \text{ Torr}$, $V_{b1}=V_{b2}=460 \text{ V}$, $\Delta V_b=0$, $B_0=930 \text{ G}$. (b)(a)から算出した内向きの電場 E_r 、方位角方向の電子のドリフト速度 v_d と電流密度 J 。 (c)半径方向の電場 E_r と電子のドリフト速度 v_d のビーム電圧依存性。B-2装置, $p=4 \times 10^{-5} \text{ Torr}$, $\Delta V_b=0$, $B_0=720 \text{ G}$.

$3 \times 10^4 \text{ m/s}$ であることを考え合わせると、本実験の場合、 $r < 6 - 8 \text{ mm}$ の領域でプラズマは強いドリフト [5] 条件を満足している。図 2. 6 (c) は、 $r = 2 - 4 \text{ mm}$ での電場の強さと電子のドリフト速度のビーム加速電圧 V_b 依存性を示したものである。同図から、電場の強さ（電子のドリフト速度）はビーム加速電圧を増大すると大きくなり、 $v_d \propto V_b$ の関係を満足している事がわかった。

種々の条件での電位分布の測定結果から、対向電子ビームの入射によってできるクロスフィールド電流が大きくなる最適の条件がある事が判明した。その条件として次のような事項がある：(1) 加速電圧が適当であること、(2) 低ガス圧力（すなわち、 $p < 10^{-4} \text{ Torr}$ ）、(3) 弱磁場領域、(4) 低密度領域。プラズマの密度が大きくなると空間電荷が中和され、クロスフィールド電流は減少する。また、単一電子ビームでもクロスフィールド電流は生成されるが、対向電子ビームによるものと比較すると著しく小さい。

2. 4. 2 クロスフィールド不安定性の同定

クロスフィールド電流で励起される不安定性の同定を行うために、種々の実験条件における周波数スペクトラムの測定を行った。この結果から、不安定性の周波数領域は次の3つ領域に分類できることが分かった：(a) $\omega \simeq \omega_{LH}$ 、(b) $\omega \simeq n \omega_{ci}$ 、(c) $\omega \ll \omega_{ci}$ 。

(a) 高周波不安定性 ($\omega \simeq \omega_{LH}$)

図 2. 7 (a) は、典型的な高周波領域の周波数スペクトラムである。同図から、高周波領域には $f_h (\simeq 3.4 \text{ MHz})$ で表示した不安定性とその高調波 $2f_h$ 、さらに、 f_h の低次サテライト波 $f_s (\simeq 2.8 \text{ MHz})$ が観測されることがわかった。この時のプラズマ密度は、プラズマの中心で $n_0 \simeq 6 - 8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ であるので、イオンおよび電子プラズマ周波数はそれぞれ $f_{pi} \simeq 3.4 - 4.2 \text{ MHz}$ 、 $f_{pe} \simeq 0.22 - 0.25 \text{ MHz}$ となる。いま、 $B_0 = 720 \text{ G}$ であるので、電子のサイクロトロン周波数は、 $f_{ce} \simeq 2 \text{ GHz}$ となり、 $f_{pe} \ll f_{ce}$ が成立する。このような低密度プラズマでは、ローワーハイブリッド周波数はイオンプラズマ周波数とほとんど等しいので、 f_h モードは f_{LH} であることがわかった。また、イオンサイクロトロン周波数は $f_{ci} (\text{Hz}) \simeq 550 \text{ kHz}$ であるので、 f_h と f_s モードの周波数の差はイオンサイクロトロン周波数にほぼ等しい。次に、 f_h および f_s モードの振幅の半径および軸方向分布を図 2. 7 (b)

(c) に示す。 図2. 7 (b) から, f_h および f_s モードは共に半径方向には軸対称で, $r \simeq 2-6$ mm で最大振幅になっている。

f_h モードは, 軸方向には図2. 7 (c) のように定在波の形を示している。これに加えて, 各モードの位相の変化を調べた結果, ほとんど磁場に垂直に方位角方向に伝搬していることがわかった。

図2. 7 (d) は, 高周波不安定性の周波数とビーム加速電圧の関係である。同図には f_h モードの振幅もプロットした。周波数は, 図2. 7 (c) に示すようにビーム加速電圧を増大すると大きくなるが, これは加速電圧を増大するとプラズマ密度が増大するためである。事実, f_h モードと f_{LH} ($\simeq f_{pi}$) は密接な関係にあり, 大体次の関係式を満足している。

$$f_h \simeq (0.8 - 1.1) f_{LH} \quad (2.22)$$

さらに, 先にも述べたが,

$$f_h - f_s = f_{ci} \quad (2.23)$$

の関係を満たしていることも明らかになった。この事実は, ローワーハイブリッド波とイオンサイクロトロン波の間で非線形波動混合が起こっていることを暗示している。 図2. 7 (d) には, f_h モードの周波数の半値幅 Δf_h もプロットしてある。半値幅は高ビーム電力になると広がる。後述するが, 高ビーム電力の領域では急速なイオン加熱が観測されており, f_h モードの振幅と半値幅

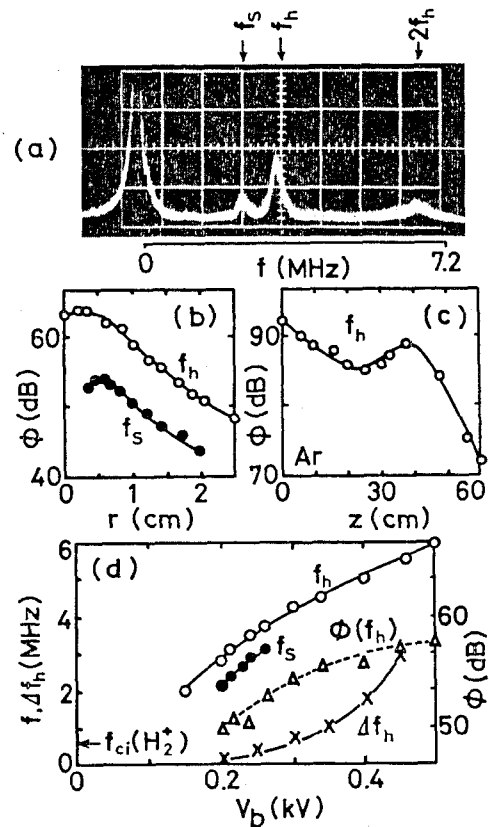


図2.7 (a)高周波領域の周波数スペクトラム。 $p=2 \times 10^{-5}$ Torr, $V_{b1}=263$ V, $V_{b2}=268$ V, $\Delta V_b=5$ V, $B_0=720$ G. 縦軸: 対数目盛 (full scale=40 dB). (b) $f_h (=3.1$ MHz) と $f_s (=2.5$ MHz) モードの振幅 Φ の半径方向分布。 $p=3.8 \times 10^{-5}$ Torr, $V_{b1}=V_{b2}=250$ V, $\Delta V_b=0$, $B_0=720$ G. (c) $f_h (=210$ kHz) モードの振幅 Φ の軸方向分布。 $p(\text{Ar})=1.6 \times 10^{-5}$ Torr, $V_{b1}=160$ V, $V_{b2}=265$ V, $\Delta V_b=105$ V, $B_0=570$ G. (d) f_h モードの周波数 f , その半値幅 Δf_h 及び振幅 Φ とビーム電圧 V_b の関係。 $p=3.8 \times 10^{-5}$ Torr, $\Delta V_b=0$, $B_0=720$ G. (a) から (d) は B-2 装置での結果。

の増大はイオン温度の上昇と密接な関係があることが観られる。以上の実験結果から、 f_h モードはクロスフィールド電流で励起され磁場にほとんど垂直に伝搬するローワーハイブリッド波(LHW)であると考えられる。

(b) 低周波不安定性 ($\omega \simeq n \omega_{ci}$,

$$\omega^2 \ll \omega_{ci}^2)$$

低周波数領域の周波数スペクトラムを図2.8(a)に示す。図2.8からわかるように、 $\omega \ll \omega_{ci}$ の領域に f_1 と $\omega \simeq n \omega_{ci}$ の近くに f_c (および $2f_c$)の不安定性が観測され、さらに f_c の周りにはサテライト波 $f_{\pm m}$ が励起されている。サテライト波の周波数は、

$$f_{\pm m} = f_c \pm m f_1,$$

$$(m = 1, 2, \dots) \quad (2.24)$$

の関係式を満足している。(2.24)式と

f_{-1} モードの振幅が f_{+1} のそれよりも常に大きいことを考え合わせると、 f_c と f_1 モー

ドの間で波と波の結合が起っていると推察される[16, 19, 20]。これら各モードの振幅の半径方向分布を図2.8(b)に示す。同図で f_1 , f_{-1} , f_c , f_{+1} の周波数はそれぞれ大略80, 340, 420, 500 kHzである。各モードの振幅は軸対称になっており、 f_1 モードは $r \simeq 6$ mmの位置に局在している。この位置は、密度の勾配が最大の位置に相当する。ここには図示していないが、軸方向には各モード共に図2.7(c)と同様な定在波になっていた。したがって、これらの波の磁場に平行な波数は $k_z = \pi/L$ (L : プラズマの長さ)で与えられる。これらのことから、低周波の各モードも磁場にほとんど垂直に伝搬していると考えられる。

図2.9は、低周波不安定性の周波数および振幅とビーム加速電圧の関係である。図

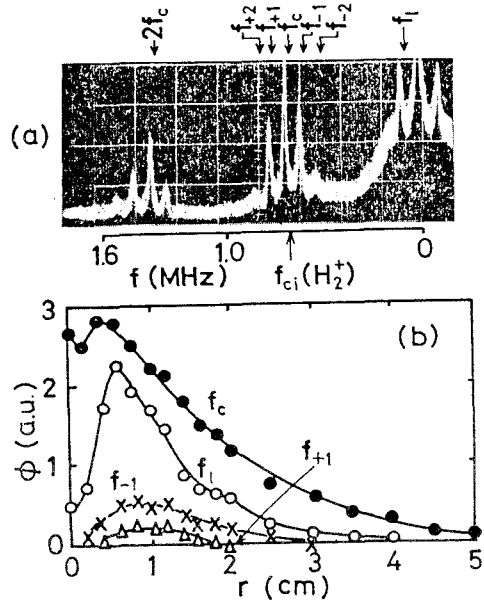


図2.8 (a)低周波領域の周波数スペクトラム。
 $p=3 \times 10^{-5}$ Torr, $V_{b1}=485$ V, $V_{b2}=545$ V, $\Delta V_b=60$ V, $B_0=900$ G; 縦軸: 対数目盛(full scale = 40 dB) (b)低周波振動の振幅 Φ の半径方向分布。
 $p=4.8 \times 10^{-5}$ Torr, $V_{b1}=334$ V, $V_{b2}=385$ V, $\Delta V_b=51$ V, $B_0=340$ G. (a)と(b)はB-1装置の結果。

2. 9に示すように、 $V_{b1} = V_{b2} = 280 \text{ V}$ の時は不安定性は起こらない。 ビーム加速電圧 V_{b2} を増大して行くと、数個の低周波不安定性が成長をはじめ、それらの周波数も増大する。 サテライト波($f_{\pm m}$)は、 f_0 および f_1 モードが共に大きく成長する場合に現われる。 なお、磁場の強さを大きくすると f_0 と $f_{\pm m}$ モードの周波数は増大するが、 f_1 モードの周波数は減少することを観測している。 このようなことから、 f_1 モードの波動特性は $f_{\pm m}$ モードとほとんど同じであるが、 f_0 モードと大幅に異なっていることは明らかである。

図2. 10は、低周波不安定性の半径方向の分散関係である。 波数 k_r は、図2. 10の内挿図に示した干渉法のシステムを使用して測定した。 同図から、 f_0 モード(ま

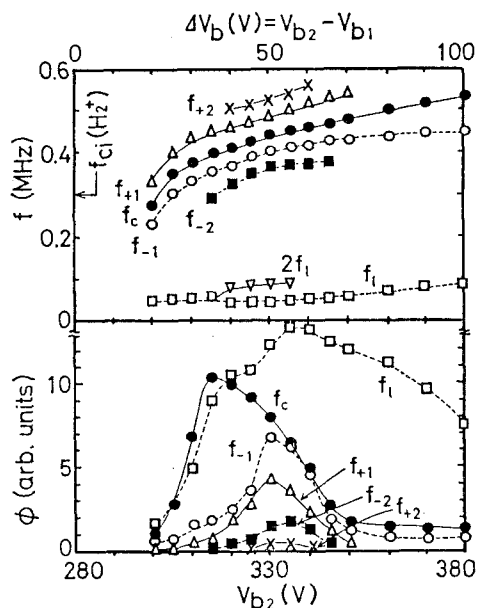


図2.9 低周波振動の周波数 f 及び振幅 ϕ とビーム電圧 V_{b2} の関係。 B-1装置、 $p=4 \times 10^{-5} \text{ Torr}$, $V_{b1}=280 \text{ V}$, $B_0=395 \text{ G}$ 。

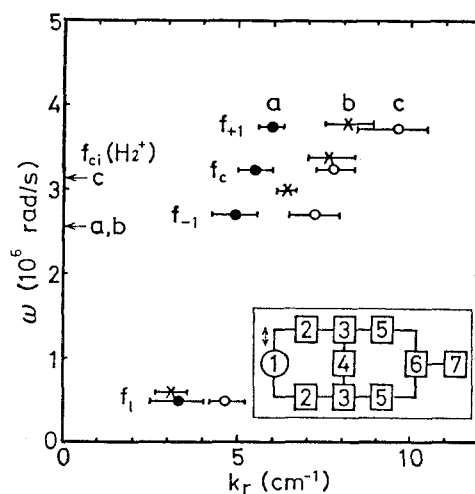


図2.10 低周波不安定性の r 方向の分散特性(B-装置)。 a(●)- $p=4.6 \times 10^{-5} \text{ Torr}$, $V_{b1}=416 \text{ V}$, $V_{b2}=497 \text{ V}$, $\Delta V_b=81 \text{ V}$, $B_0=530 \text{ G}$; b(×)- $p=6.0 \times 10^{-5} \text{ Torr}$, $V_{b1}=460 \text{ V}$, $V_{b2}=545 \text{ V}$, $\Delta V_b=85 \text{ V}$, $B_0=630 \text{ G}$; c(○)- $p=5.2 \times 10^{-5} \text{ Torr}$, $V_{b1}=468 \text{ V}$, $V_{b2}=530 \text{ V}$, $\Delta V_b=62 \text{ V}$, $B_0=650 \text{ G}$ 。測定系のブロックダイアグラム(内挿図): 1-プラズマ, 2-同調回路, 3-ミキサー, 4-局部発振器, 5-同調増幅器, 6-ロックインアンプ, 7-記録器。

たは $f_{\pm 1}$ の位相速度は $v_{pc} \simeq (4-5) \times 10^3 \text{ m/s}$ (b の場合), $f_{\pm}$ モードは $v_{pl} \simeq (1.6-2.3) \times 10^3 \text{ m/s}$, 従って $v_{pl} < v_{pc}$ であることがわかる. さらに, f_o モードの群速度を概算すると $v_{go} \simeq (2.8-9.5) \times 10^3 \text{ m/s}$ となる. したがって, $v_{go} \simeq (1-5) v_{pl}$ の関係のあることがわかった.

以上の結果から, 2 種類の低周波不安定性の現われることがわかった. 1 つは, $\omega \simeq n \omega_{ci}$ の周波数にあり, もう 1 つは, $\omega^2 \ll \omega_{ci}^2$ の非常に低い周波数領域に励起される. これらの不安定性は共に, プラズマ密度の不均一があり, クロスフィールド電流が大きいときに限って成長する. このような実験的な考察から, f_o および $f_{\pm m}$ モードは, (2.17) 式の分散式で表わされるイオンサイクロトロン高調波 (ICHW) [15] であり, $f_{\pm}$ は (2.18) 式の変形イオンサイクロトロン波 (MICW) [19] であると考えられる.

2. 4. 3 プラズマ乱流加熱 [20]

不安定性の成長に伴って, 電子およびイオン温度が著しく増大することは先にも触れた. ここで, さらに詳しく電子およびイオン加熱に関する実験結果を述べる. 図 2. 11 (a) は, イオン温度をビーム加速電圧の関数として示したものであり, 実験条件は図 2. 7 (d) と同じである. 図 2. 11 (a) からわかるように, ビーム加速電圧を増大すると, イオン温度が著しく増大し, $V_b \geq 0.8 \text{ kV}$ では $T_{i\perp} \simeq 150 \text{ eV}$ まで上昇する. この時, $\omega \simeq \omega_{LH}$ 付近では乱流状態になっているが, 特に, ローワーハイブリッド波 (f_h) が最も強く励起され, その振幅と周波数スペクトラムの半値幅も大きくなっている (図 2. 7 (d)). 図 2. 11 (b) (内挿図) には, 電子温度をビーム加速電圧 V_{b1} の関

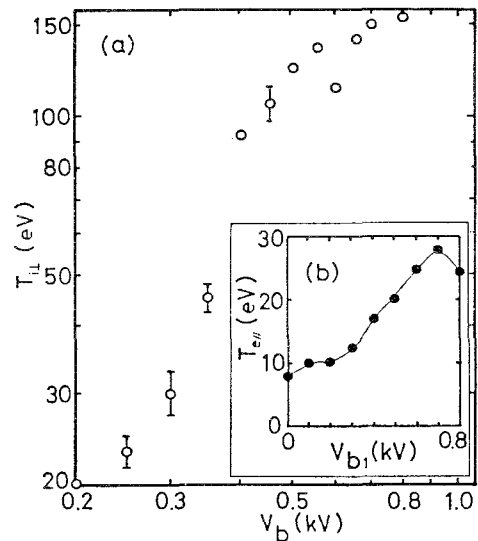


図2.11 (a)図2.7(d)と同じ実験条件下でのイオン温度 $T_{i\perp}$ とビーム電圧 V_b . (b)電子温度 T_e とビーム電圧 V_{b1} . B-2装置, $p=6.2 \times 10^{-5} \text{ Torr}$, $\Delta V_b=100 \text{ V}$, $B_o=490 \text{ G}$.

数として示す。 単一ビーム ($V_{b1}=0$, $\Delta V_b=V_{b2}=100\text{V}$) のとき $T_{e//} \simeq 8\text{eV}$ である。 しかしながら, 2ビームにして加速電圧 V_{b1} を高くすると, 電子温度は $T_{e//} \simeq 30\text{eV}$ まで上昇する。

図2. 12 (a) は, イオン温度とプラズマ電位の関係を示すものである。 この時の実験条件は, 図2. 11の場合よりガス圧力が大きい。 プラズマ電位は, $r \simeq 2\text{mm}$ の位置で測定した。 電位を増大するとイオン温度は初め上昇するが, 大きな電位の領域で飽和する。 始めの段階では大略次の関係式を満たしている,

$$T_{i\perp} \propto V_p^2 \quad (2.25)$$

電位は E_r に比例している (図2. 5 (c)) ことを考え合わせると次式の間係を得る。

$$T_{i\perp} \propto V_p^2 \quad (2.26)$$

上式は後述する乱流加熱の観点から考えると妥当な結果である。 高電位領域で(2.26)式が成立しない理由は明確ではないが, 荷電交換等のプラズマの損失などが影響しているものと考えられる。 図2. 12 (b)

(内挿図) にイオン温度の半径方向分布をプロットした。 イオンはクロスフィールド電流が強く生成されるプラズマ内部で加熱されている。

つぎに, イオンの加熱機構を検討し, 乱流のレベルとイオンの加熱率を概算してみる。 実験では3つのタイプの不安定性が現われるが, LHWの振幅が最も大きいのでこの波が加熱に最も寄与していると考えられる。 不安定性は電子のドリフトの運動エネルギーを消費して成長すると考えられるから, 波のエネルギーは次式で制限される [9]。

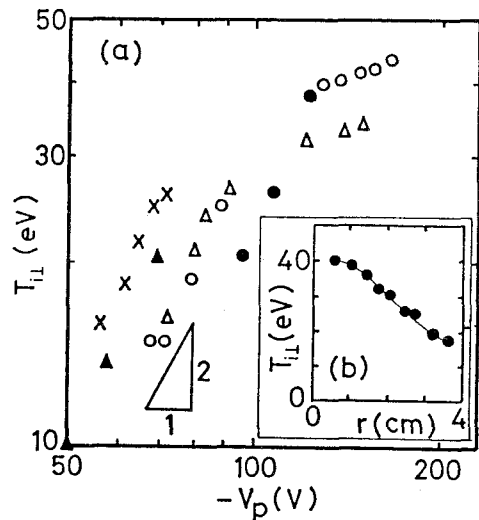


図2.12 (a)イオン温度 $T_{i\perp}$ とプラズマ電位 V_p . B-装置, $p=8.5 \times 10^{-5}\text{Torr}$. $\blacktriangle$ - $V_{b1}=V_{b2}=0.2-1.0\text{kV}$, $\Delta V_b=0$, $B_0=1.1\text{kG}$; $\triangle$ - $V_{b1}=400\text{V}$, $V_{b2}=400-500\text{V}$, $\Delta V_b=0-100\text{V}$, $B_0=880\text{G}$; $\times$ - $V_{b1}=500\text{V}$, $V_{b2}=500-620\text{V}$, $\Delta V_b=0-120\text{V}$, $B_0=880\text{G}$; $\circ$ - $V_{b1}=V_{b2}=400-650\text{V}$, $\Delta V_b=0$, $B_0=930\text{G}$; $\bullet$ - $V_{b1}=V_{b2}=450\text{V}$, $\Delta V_b=0$, $B_0=0.8-1.2\text{kG}$. (b)イオン温度の半径方向分布. B-2装置, $p=6.2 \times 10^{-5}\text{Torr}$, $V_{b1}=400\text{V}$, $V_{b2}=470\text{V}$, $\Delta V_b=70\text{V}$, $B_0=720\text{G}$.

$$\frac{d}{d\omega}(\omega \varepsilon(\omega)) \frac{|\tilde{E}|^2}{8\pi} < \frac{1}{2} n_0 m_e v_d^2 \quad (2.27)$$

ここで、 $\varepsilon(\omega)$ はプラズマの誘電率で、(2.10)式から $d/d\omega(\omega \varepsilon(\omega)) \simeq (1 + \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2)$ と近似できるから、波の電場は、 $n_0 = 1.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 、 $v_d = 1.0 \times 10^5 \text{ m/s}$ 、 $B_0 = 700 \text{ G}$ の場合、(2.27)式から

$$|\tilde{E}| \simeq 3 \times 10^3 \text{ V/m} \quad (2.28)$$

と見積られる。

これに対して、イオンの加熱率は準線形理論 [30] から

$$\frac{d(n_0 m_i v_{ti}^2)}{dt} \simeq \frac{1}{2} \varepsilon_0 |\tilde{E}|^2 \omega_{LH} \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2}\right) \quad (2.29)$$

と書ける。代表的な実験パラメータを使ってイオン加熱率を評価すると

$$dT_i/dt \simeq 5 \times 10^6 \text{ eV/s} \quad (2.30)$$

となる。

以上の、実験はすべて連続動作で行った。したがって、上で求めたイオン加熱率がイオンの損失と釣り合ってイオン温度が決まっている筈である。本実験条件では、イオンの損失は中性ガスとの衝突によるものが最も大きいと考えられるから、イオンの寿命は次式のように概算できる [31]。

$$\tau_i = 1/N\sigma v_{ti} \simeq 40 \mu\text{s} \quad (2.31)$$

ただし、 N と σ は中性ガス密度と荷電交換の断面積である。以上の関係式から、イオンの到達温度 T_f は

$$T_f \simeq (dT_i/dt) \tau_i \simeq 200 \text{ eV} \quad (2.32)$$

と計算される。この値は先の実験値に近い。他方、イオンの熱速度の上限は電子のドリフト速度で決定されるとして、イオン温度の上限を求めると

$$T_f \simeq m_i v_d^2 \simeq 200 \text{ eV} \quad (2.33)$$

を得、上記の計算と一致する。

このように、理論的な考察と実験結果が良く一致することから、観測した高エネルギーイオンの生成は、クロスフィールド電流で励起されたローワーハイブリッド波の乱流加熱

に起因するものであると考えられる。実験の結果から得た関係式、 $T_{\perp} \propto v_{\perp}^2$ も、また、上の考察を支持するものである。

2.5 結言

対向電子ビームを不均一プラズマに入射して、クロスフィールド電流によって励起される静電不安定性とこれに伴うプラズマ加熱について実験および理論的に検討した。対向電子ビームの負空間電荷によって、単一電子ビームに比べて大きなクロスフィールド電流を発生させた。このクロスフィールド電流によってローワーハイブリッド不安定性、イオンサイクロトロン高調波不安定性および変形イオンサイクロトロン不安定性が励起された。後者2つの波が大きく成長すると、両者の間で非線形波動混合が起こる。また、波の励起に伴ってイオンおよび電子の温度が著しく上昇する。イオン加熱機構の検討から、観測したイオン加熱は、ローワーハイブリッド波による乱流波動加熱であることが明らかになった。

第3章 らせん荷電粒子ビームによる 静電不安定性とプラズマ加熱

3.1 はじめに

らせん電子またはイオンビームは、クロスフィールド電流であるといえる。したがって、らせん電子ビームまたはイオンビームをプラズマに入射することによって、前章で述べたローワーハイブリッド周波数帯のクロスフィールド不安定性が励起されることが期待できる[25]。事実、これまでも、磁場に垂直なイオンビーム[32, 33]や、らせんイオンビーム[34]を使ってローワーハイブリッド不安定性が励起されることが報告されている。これらの実験では、不安定性の励起に伴ってビームのエネルギー緩和が観測されている[34]が、プラズマ加熱が起こることは報告されていない。

本章では、ローワーハイブリッド周波数帯の静電不安定性の励起と、これに伴うプラズマ加熱の観点から、らせん電子ビームおよびらせんイオンビームとプラズマの相互作用を実験的に検討した結果について述べる。

3.2 らせん電子ビームによる静電不安定性の励起とプラズマ加熱[35-37]

3.2.1 実験装置と方法

実験は、図3.1(a)に示す名大プラズマ研のTP-M装置[38]および阪大基礎工B-1装置(図2.4)で行った。らせん電子ビームは、図3.1(b)に示すようなカスプ磁場中を電子ビームを走行させることによって発生させた。電子銃は、マグネトロン入射型であり、酸化バリウムを陰極の局部に塗布した。このため、電子ビームは磁場の中心軸より外れた位置から発射されることになる。TP-MおよびB-1装置の代表的パラメータを表3.1に示す。B-1装置では、磁場は一様であるのに対して、TP-M装置ではミラー磁場であるほか、マイクロ波でプラズマが独立に生成できるのが両者の主な違いである。2つの装置で得られた実験結果には、本質的な差異はなかった。B-1およびTP-M装置で得られた代表的実験パラメータを表3.1に示す。プラズマ密度と電子温度は、単探針を用いて、イオン温度とビームの速度成分はファラデーカップで測定した。らせん電子ビームの挙動は、蛍光スクリーンを軸方向に移動して観測した。プラズマ中の波動は、単探針で検出し周波数分析器を用いて調べた。

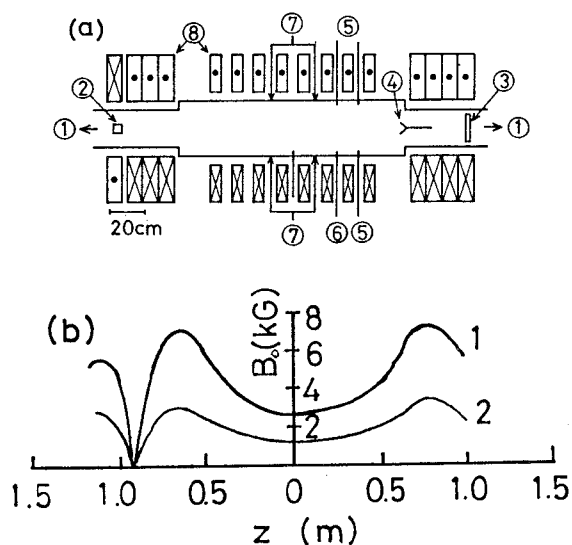


図3.1 (a)らせん電子ビーム発生装置。(b)磁場強度の軸方向分布。
1:真空ポンプ,2:電子ビーム銃,3:コレクター,4:アンチカソード
5:探針,6:ガス導入口,7:マイクロ波入力口,8:磁場コイル。

表3.1 代表的実験パラメータ

	TP-M装置	B-1装置
電子銃	マグネトロン入射型電子銃	
ビーム電流 I_b (mA)	≤ 100 mA	≤ 10 mA
ビーム電圧 V_b (kV)	≤ 2	0.5
容器の寸法	25cm ϕ $\times$ 120cm	10cm ϕ $\times$ 120cm
磁場強度 B_0 (kG)	0.8 - 2.5	≤ 1.5
ミラー比 R_m	1.1 - 5.8	一様
ガス	H ₂	H ₂
ガス圧力 (Torr)	5×10^{-5} - 8×10^{-4}	$(1.5-4) \times 10^{-5}$
マイクロ波	6.4GHz, 1.5kW	—

3. 2. 2 らせん電子ビームの発生

はじめに、B-1装置で蛍光スクリーンを真空容器の中に入れて、これを軸方向に移動させることによってらせん電子ビームの挙動を調べ、ビームのピッチが最適条件のとき $h \leq 1 \text{ cm}$ になることを確認した。次に、ファラデーカップを用いて、磁場に平行方向のビームの速度 ($V_{\parallel}$) とプラズマのイオン温度 ($T_{i\parallel}$) を測定した。この結果の代表例を磁場強度 B_0 の関数として図3. 2に示す。同図から、 $B_0 \approx 175 \text{ G}$ の時ビームの平行方向速度が最も減少する ($V_{\parallel} \approx 2 \text{ V}$)。この時ビームの初速度は $V_b = 0.5 \text{ kV}$ であるから、ビームの速度成分はほとんど磁場に垂直になり ($V_b - V_{\parallel} \approx V_{\perp}$)、方位角方向の電子流 (クロスフィールド電流) が生成される事がわかった。このような条件のとき、電子温度は $T_e \approx 10 \text{ eV}$ であるから、電子の熱速度より小さい速度の電子ビームが得られた事になる。さらに、図3. 2からビームの平行速度が最少になる $B_0 \approx 170 \text{ G}$ 領域でイオン温度が増大する事がわかる。

3. 2. 3 不安定性の励起とプラズマ加熱

(a) B-1装置

ビームの速度成分が磁場にほとんど垂直になり、イオン温度が上昇する条件下で、プラズマ中の振動の周波数スペクトラムを調べた。図3. 3はこの代表例であり、イオンサ

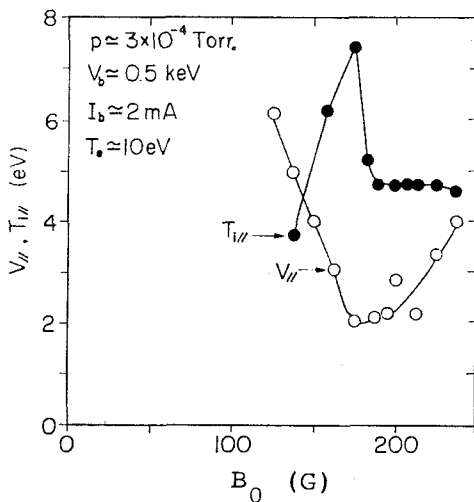


図3.2 電子ビームの軸方向速度 $v_{\parallel}$ とイオン温度 $T_{i\parallel}$ の磁場強度 B_0 依存性。

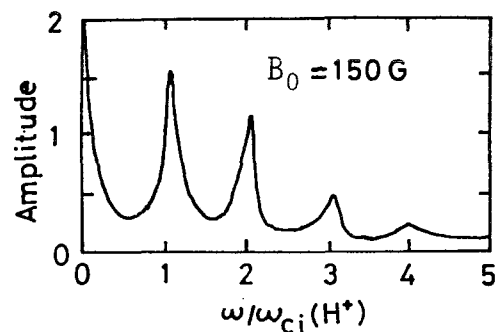


図3.3 励起波の周波数スペクトラム。

イクロトン周波数とその高調波の近くに不安定性が励起されていることがわかる。この様な周波数スペクトラムから、図3.2と同じ実験条件下で、基本波モードの波の周波数 f (○) と振幅 Φ (●) を磁場強度 B_0 の関数としてプロットしたのが図3.4である。図3.2と3.4から、励起波が大きく成長するときイオン温度が増大することがわかる。

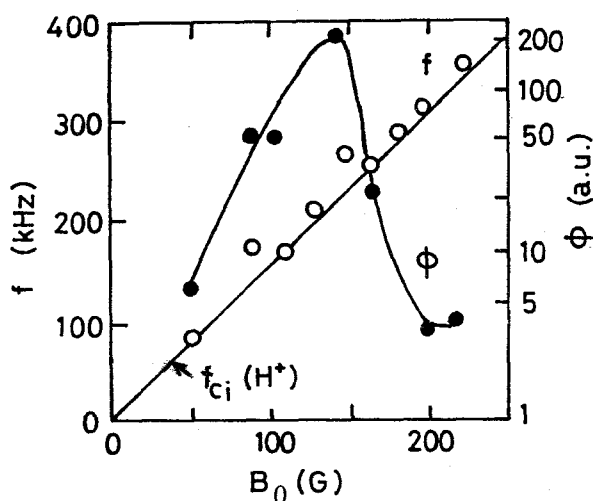


図3.4 図3.2と同じ実験条件の時の励起波の周波数 f と振幅 Φ の磁場強度 B_0 依存性。

なお、カスプ磁場を使用しないで、電子ビームを磁場に平行に入射した場合は、イオン温度は磁場強度に依存しないで $T_{ij} \approx 3.5 \text{ eV}$ 一定である。この時、上記のような励起波も検出されなかった。以上の結果から、らせん電子ビーム（クロスフィールド電流）によってイオンサイクロトン高調波不安定性が励起され、この励起波によりイオン温度が増大したものと考えられる。

(b) TP-M装置

らせん電子ビームをマイクロ波放電で生成したプラズマに入射すると、図3.5にその周波数スペクトラムを示すような不安定性が観測される。図3.5に示すように、観測される振動は、低周波領域の f_l と高周波領域の f_h (および第2高調波 $2f_h$) および f_h のサテライト波 $f_{h\pm 1}$ から構成されている。サテライト波の周波数は、 $f_{h\pm 1} = f_h \pm f_l$ の関係式を満足している。また、 f_{h-1} モードの振幅は f_{h+1} モードのそれより大きい。図3.5の実験条件では、プラズマ密度は $n_0 \approx 1.2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ であった。したがって、電子のプラズマ周波数 ($f_{pe} \approx 0.98 \text{ GHz}$) は、電子サイクロトン周波数

($f_{ce} \approx 5.9 \text{ GHz}$) より小さい。このような低密度条件 ($f_{pe} \ll f_{ce}$) では、ローワーハイブリッド周波数 ($f_{LH} = f_{pi} / (1 + f_{pe}^2 / f_{ce}^2)^{1/2}$) は、イオンプラズマ周波数 ($f_{pi} \approx 16 \text{ MHz}$) にほとんど等しい。 f_h モードは、 $f_h \approx 12 \text{ MHz}$ であるので $f_h / f_{LH} \approx 0.8$ となる。また、各励起波の伝搬特性を調べた結果、 f_h モードは磁場にほとんど垂直に伝搬しており、しかもクロスフィールド電流が大きい条件の時に強く励起されることが判明した。このような結果から、 f_h モードは、前章で述べたクロスフィールド電流によるローワーハイブリッド不安定性 (LHW) であると考えられる。これに対して、 f_i モードは、その周波数は $f_i / f_{ci} \approx 1.6$ であり、イオン音波の速度とほぼ等しい速度で磁場と垂直に伝搬していることから、静電イオンサイクロトロン波 (ESICW) であると同定した。なお、サテライト波 $f_{h\pm 1}$ は、LHW と ESICW との間の非線形波動混合によるものであると考えられる。

次に、上記のような不安定性が強く成長する時に、プラズマ温度の測定を行った。その一例を図 3.6 (a) (b) に示す。図 3.6 (a) からわかるように、ビーム加速電圧 V_b を増加するとイオンおよび電子温度が増大して、高ビーム電圧の領域では、 $T_{i\perp} \approx 55 \text{ eV}$ および $T_e \approx 38 \text{ eV}$ に達する。

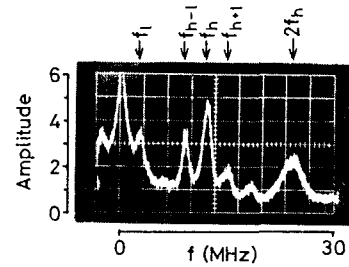


図3.5 TP-M装置で励起された波の周波数スペクトラム。 $\omega / \omega_{LH} = 0.75$, $\omega / \omega_{ci} = 1.62$, $p = 1.2 \times 10^{-4} \text{ Torr}$, $V_b = 680 \text{ V}$, $P_{\mu} (\text{マイクロ波入力}) = 900 \text{ W}$, $B_{o\max} = 4.5 \text{ kG}$, $B_o = 2.1 \text{ kG}$, $R_m = 2.1$ 。

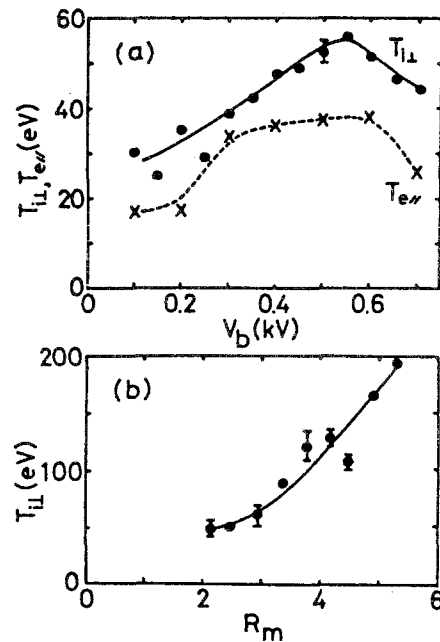


図3.6 (a)イオン温度 T_i 及び電子温度 T_e とビーム電圧 V_b の関係。 $p = 5.4 \times 10^{-4} \text{ Torr}$, $P = 0$, $B_{o\max} = 3.3 \text{ kG}$, $R_m = 3$ 。 T_i, T_e はそれぞれ $r = 1.5 \text{ cm}, 0.7 \text{ cm}$ の位置で測定。 (b)イオン温度 T_i とミラー比 R_m 。 $V_b = 500 \text{ V}$, $B_o = 1.1 \text{ kG}$, 他は(a)と同条件。

ミラー比 R_m を大きくすると、図3.6(b)のようにイオン温度は増大し、 $R_m = 5.3$ にすると $T_{i\perp} \simeq 200 \text{ eV}$ になる。高ビーム電圧の領域では、図3.5に示したような不安定性が強く励起されており、このうち、ローワーハイブリッドモードが最も大きな振幅を持っている。さらに、この領域ではサテライト波も大きく成長し、ローワーハイブリッド周波数近傍でプラズマは乱流状態になっている。以上の結果から、観測した高エネルギーイオンは、ローワーハイブリッド波の乱流波動加熱によると考えられる。

3.3 らせんイオンビームによるローワーハイブリッド不安定性の励起

3.3.1 らせんイオンビームの発生 [39]

装置の概略を図3.7に示す。本装置は、原理的にはダブルプラズマ装置 [40] と類似の構造のものを一様磁場中に設置したものである。ステンレス鋼製の真空容器の寸法は、内径 10.6 cm 全長 120 cm である。ドライバープラズマ（ビーム源プラズマ）とターゲットプラズマは、共に水素ガスの熱陰極放電によって生成する。代表的

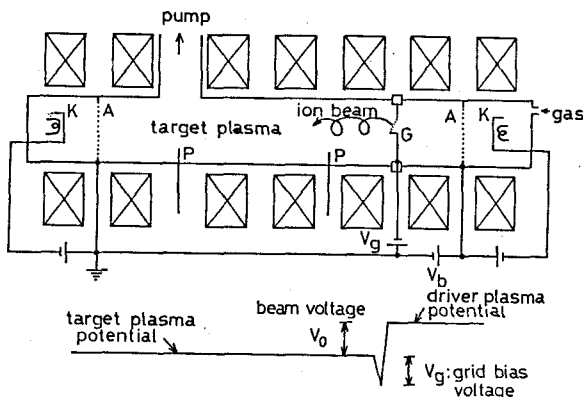


図3.7 らせんイオンビーム発生装置の概略図。A:陽極, K:陰極, G:メッシュグリッド, P:探針, V_b :ビーム加速電圧, V_0 :ビームの初速度。

プラズマパラメータは、以下の通りである。ビーム源プラズマ：密度 $n_i^d \simeq 10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ，電子温度 $T_e^d \simeq 5 \text{ eV}$ ；ターゲットプラズマ：密度 $n_0 \simeq 10^7 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ，電子温度 $T_e \simeq 5 - 10 \text{ eV}$ ，プラズマ直径 $D_p \simeq 2 \text{ cm}$ ，プラズマ長 $L = 80 \text{ cm}$ ，水素ガス圧力 $p \simeq 2 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ ，磁場強度 $B_0 \simeq 0.1 - 1 \text{ kG}$ 。なお，プラズマ密度と電子温度は単探針で測定した。ターゲットプラズマとドライバープラズ

マの間に設置したメッシュグリッドG（50本/cm，格子間隔<デバイ長）を負にバイアスすると，グリッドGで電子の行き来が阻止されるため，2つのプラズマは互いに独立に分離される． ドライバープラズマをターゲットプラズマ（アース電位）に対して正にバイアスすると，イオンビームがターゲットプラズマに入射される． そこで，グリッド孔（10mmφ）を中心軸から0.5cm外し，かつ，磁場に対して67°の角度で設置してイオンビームを斜めに入射すると，らせんイオンビームが得られる．

はじめに，らせんイオンビームの挙動を調べる． ビームのラーマー半径は，グリッドから17cmの位置に設置したファラデーカップ（5mmφ，コレクター：2mmφ）を半径方向に走査して測定した． 他方，ピッチは，W線探針（0.5mmφ，長さ1cm）を軸方向に移動して測定した． 図3.8は，ファラデーカップのイオンビーム電流の半径方向分布である． 同図において，実線はビームの入射角が23°の場合であり，点線は0°，すなわち平行に入射した場合である． 斜め入射の場合には，イオン電流の半径方向分布にピークが2つ現われる． このピーク間の距離からラーマー半径 ρ_i を決定

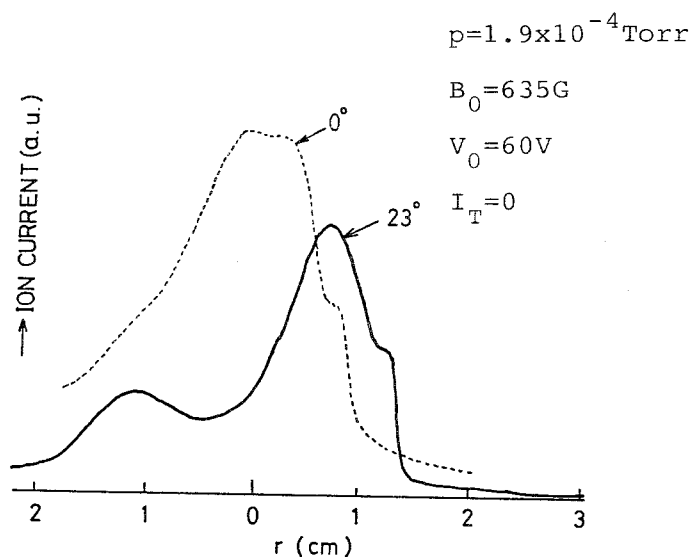


図3.8 ファラデーカップのイオン電流の半径方向分布．
 実線：入射角23°，点線：入射角0°．
 V_0 ：ビームの初速度．

し、磁場強度 B_0 の関数として図3.9に示す。ここで、実線は初速度と入射角から計算した H_2^+ イオンビームのラーマー半径である。つぎに、W線探針を軸方向に移動して求めたビームのピッチ h を、磁場強度 B_0 の関数として図3.10に示す。実線は、上と同様の計算値である。図3.9および3.10からわかるように、実験で求めたラーマー半径とピッチは、初速度と入射角から計算した値と良く一致する。以上のように、イオンビームを斜め入射することによって、らせんイオンビームを生成できることが判明した。

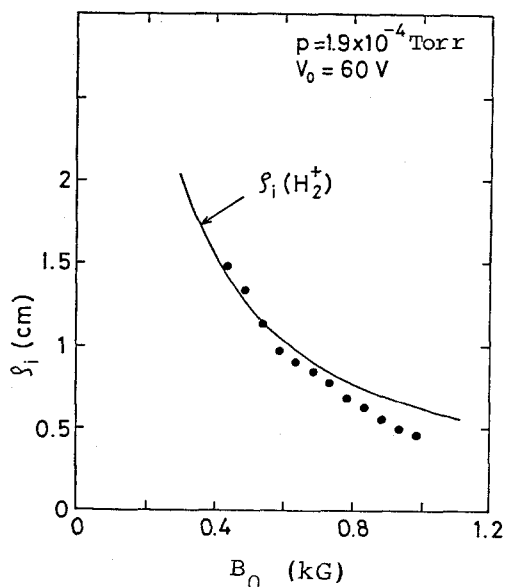


図3.9 らせんイオンビームのラーマー半径 ρ_L 。実線は、初速度と入射角から計算した H_2^+ イオンのラーマー半径。

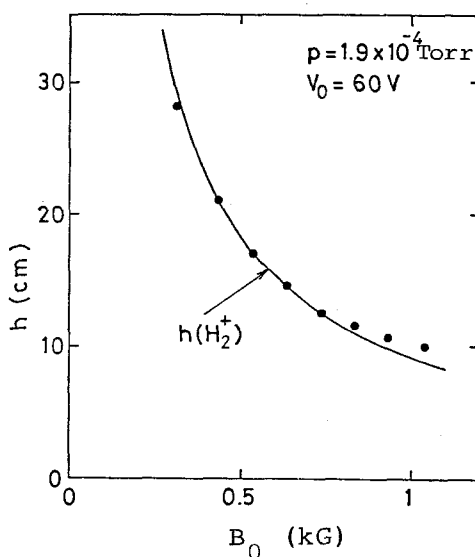


図3.10 らせんイオンビームのピッチ h 。実線は、初速度と入射角から計算した H_2^+ イオンのピッチ。

3.3.2 静電不安定性の励起 [41]

らせんイオンビームをプラズマに入射したとき、励起される波動の周波数スペクトラムを図3.11に示す。本実験条件では、 $f_{LH} \approx f_{pi} \approx 1.2 \text{ MHz}$ であるので $\omega / \omega_{LH} \approx 3 - 10$ の周波数領域にわたって不安定性が励起されている。同図に示すように、プラズマ密度を増大すると、波の振幅と周波数は増大する。励起波の周波数は、図3.1

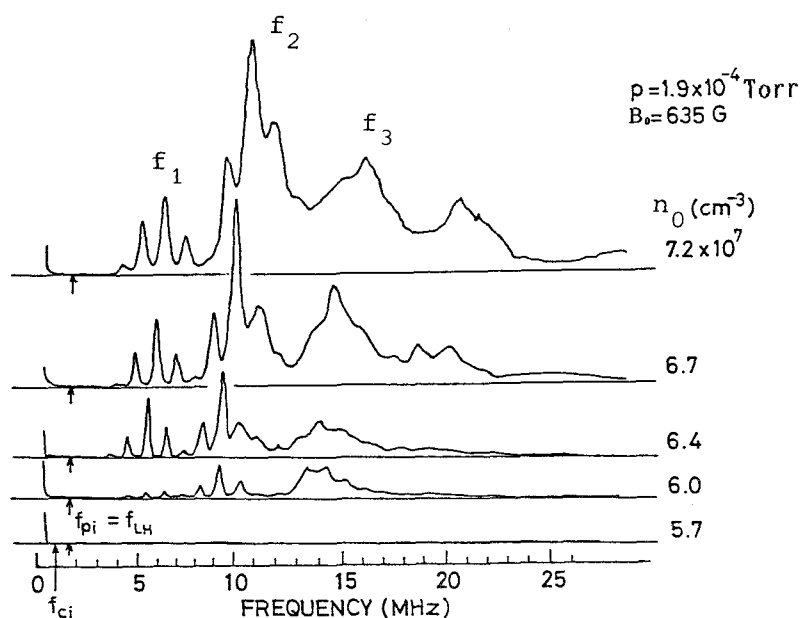


図3.11 らせんイオンビーム・プラズマ系で観測される不安定性の周波数スペクトラムとプラズマ密度の関係。

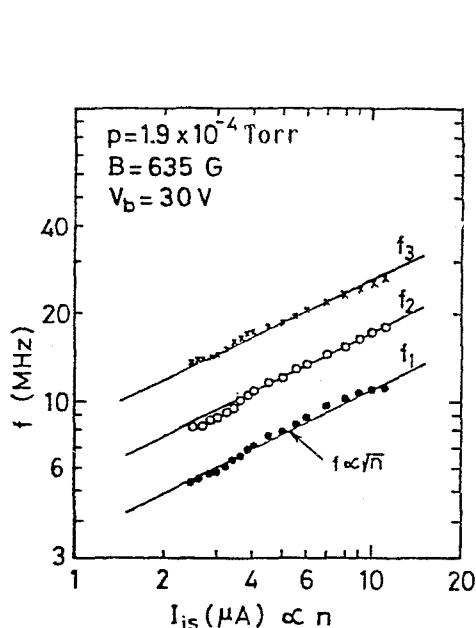


図3.12 励起波の周波数のプラズマ密度依存性。 f_1, f_2, f_3 は図3.11に対応。

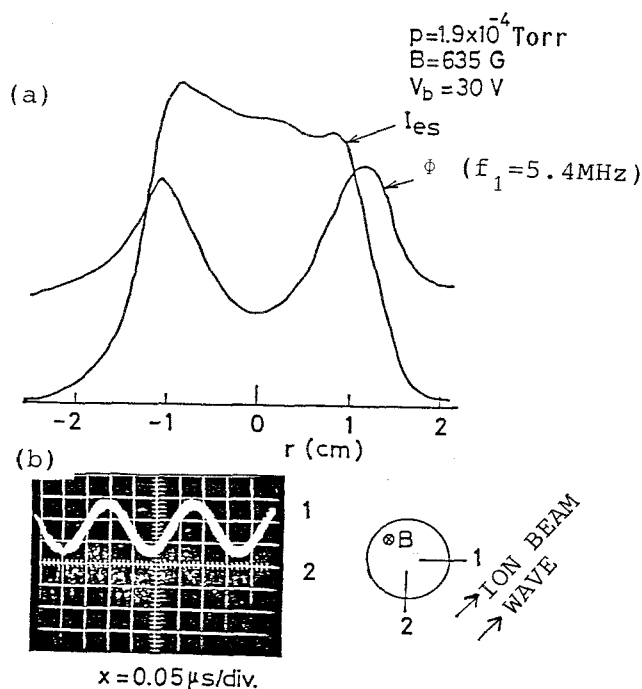


図3.13 (a)励起波の振幅 ϕ ($f_1=5.4\text{MHz}$)と電子飽和電流 I_{es} の半径方向分布。方位角方向に 90° 異なる位置で検出した波の信号。

2に示すようにプラズマ密度の平方根に比例しており、その他のパラメータにはほとんど依存していない。この波は、図3.13(a)に示すように電子の密度勾配の最大の位置(r_0)で振幅が最大になり、方位角方向には同図(b)のようにらせんイオンビームの進行方向に伝搬している。したがって、方位角方向の波数は、 $k_\theta (=k_y) = m/r_0$ (m :方位角方向のモード数)で与えられる。モード数 m は、実験では正確に確認できなかったが、図3.13(b)の結果等から $m=1-2$ 程度であると思われる。励起波は、軸方向には定在波を形成しており、波数は $k_z = \pi/L$ で与えられる。

ここで、らせんイオンビーム・プラズマ系の分散式を考える。周波数領域を $\omega_{ce} \gg \omega \simeq \omega_{LH} \gg \omega_{ci}$ に制限すると、イオンは磁場の影響を受けない。前章と同様に冷たいプラズマ($T_i = T_e$)を仮定すると、プラズマのイオンの感受率 X_i の計算には(2.7)式が使える。一方、電子については、磁場に直角方向の密度の勾配と、磁場に平行方向のドリフト(v_{oz})を考慮すると、感受率は(2.6)式と類似的に

$$\chi_e = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} + \frac{1}{k_z^2 d_e^2} \frac{\omega_e^*}{\omega - k_z v_{oz}} \quad (3.1)$$

となる。ただし、本実験条件では

$$\frac{\omega_{ce}}{|\omega - k_z v_{oz}|} \frac{k_z^2}{k_y K_n} \ll 1 \quad (3.2)$$

が成立するとした。また、らせんイオンビームの垂直速度成分が不安定性の励起に寄与する[22, 42]と考えられるので、磁場に垂直なイオンビームを仮定すると、ビームイオンの感受率は

$$\chi_{bi} = - \frac{\alpha \omega_{pi}^2}{(\omega - k_y v_{b\perp})^2} \quad (3.3)$$

となる。ここで、 $\alpha = n_b/n_0$ (n_b :ビーム密度)、 $v_{b\perp}$ はイオンビームの垂直方向速度である。したがって、らせんイオンビーム・プラズマ系の分散式は、イオンビームの進行方向を正にとると(2.7)(3.1)および(3.3)式から次式のように書ける。

$$1 = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{1}{k_z^2 d_e^2} \frac{\omega_e^*}{\omega - k_z v_{oz}} + \frac{\alpha \omega_{pi}^2}{(\omega - k_y v_{b\perp})^2} \quad (3.4)$$

実験パラメータを使って(3.4)式の数値解を求めると、図3.14 (a) (b)の分散関係を得る。同図からわかるように、 $\omega \leq \omega_{LH}$ と $\omega / \omega_{LH} \simeq 4 - 7$ の領域に2つの不安定

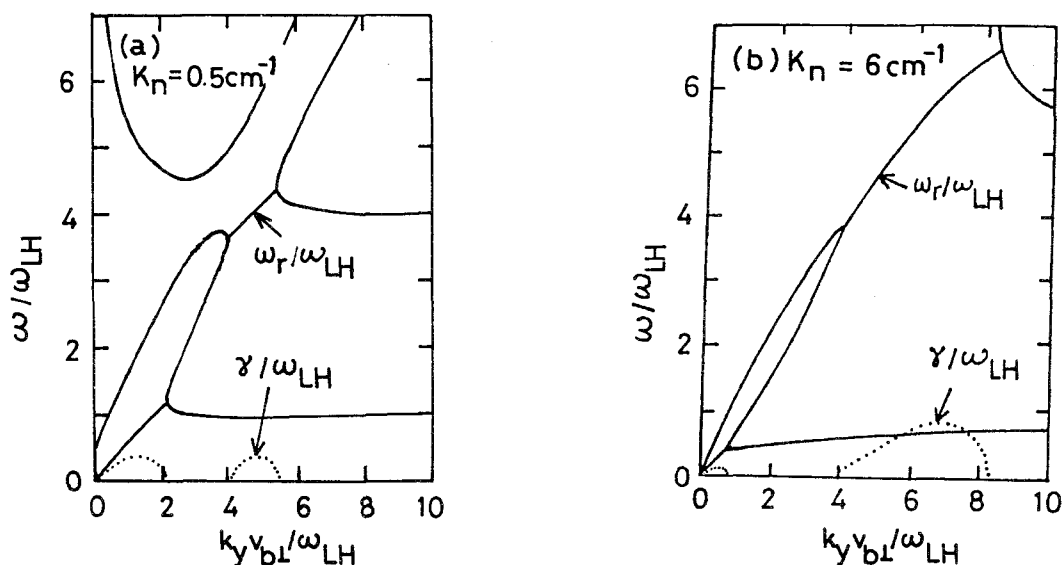


図3.14 らせんイオンビーム・プラズマ系の分散関係((3.1)式)。

(a) $K_n = 0.5 \text{ cm}^{-1}$, (b) $K_n = 6 \text{ cm}^{-1}$, $B_0 = 538 \text{ G}$, $n_0 = 3.3 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, $\alpha = 0.5$, $V_{b\perp} = 30 \text{ eV}$, $V_{oz} = 50 \text{ eV}$, $k_z = 3.9 \text{ m}^{-1}$.

性が励起される。前者は、イオンビームとプラズマのイオンモードの結合によって起こるもので、プラズマが均一 ($K_n = 0$) のとき成長率は最も大きい。後者は、イオンビームとプラズマの電子モードの結合によるもので、成長率は電子の密度勾配 (K_n) が大きいほど大きくなり、 $K_n = 0$ の時は不安定性は現れない。観測された波の周波数は、 $\omega / \omega_{LH} \simeq 3 - 10$ であり、プラズマ密度勾配が最大の位置で最大振幅になることは、上記の数値計算の結果とも大略一致する。以上のような結果から、観測した波動は、らせんイオンビームとプラズマの電子モードとの結合によるローワーハイブリッド不安定性であると考えられる。

3. 4 結言

電子ビームをカスプ磁場中を走行させることによって，らせん電子ビーム（すなわちクロスフィールド電流）を発生させた．らせん電子ビームとプラズマの相互作用により，ローワーハイブリッド及びイオンサイクロトロン高調波不安定性が励起された．励起波の成長に伴ってイオンおよび電子温度が増大する．このプラズマ加熱は，ローワーハイブリッド不安定性の乱流波動加熱であると考えられる．

イオンビームを磁場と斜めに入射することにより，らせんイオンビームを生成した．らせんイオンビームとプラズマの相互作用によりローワーハイブリッド不安定性が励起された．

第4章 不均一プラズマ中の高周波 ドリフト不安定性

4.1 はじめに

磁場と垂直方向にプラズマの密度、電子温度および磁場強度の勾配があると、電子及びイオンは互いに反対方向にドリフトし反磁性電流（一種のクロスフィールド電流）が流れる。ドリフト周波数 $\omega_d (=K_n k_y T_e / e B_0)$ がイオンサイクロトロン周波数 ω_{ci} より小さいときは、ドリフト波〔24〕と呼ばれ、プラズマの閉じ込めと関連して既に実験的にも詳しく研究されている〔43〕。不安定性の周波数がイオンサイクロトロン周波数 ω_{ci} または高調波周波数 $n \omega_{ci}$ の近くにあると、ドリフト波はイオンバーンスタイン波と結合して、イオンサイクロトロンドリフト不安定性を励起する。この不安定性の理論的研究〔44〕は古くからあるが、近年になってプラズマの異常抵抗やプラズマ加熱に関連し、実験的にも幅広く研究されてきた〔45-48〕。さらに、不安定性の周波数がイオンサイクロトロン周波数より大きくなる（ $\omega \gg \omega_{ci}$ ）とドリフトイオン音波不安定性〔49〕になり、この波はトロイダル乱流実験装置で観測された〔50〕。一般に、ドリフト波は、プラズマの損失を誘発するとして、閉じ込めには有害とされている。これに対して、上記の高周波ドリフト不安定性は、磁場にはほぼ垂直に伝搬する短波長の波であるため、波による損失は比較的小さく押さえられ〔15〕、プラズマ加熱に有効に作用すると考えられる。このような観点から、本章では、電子の密度勾配に起因する高周波ドリフト不安定性の特性を調べると共に、これらの波の有無によるイオン温度の変化を調べ、高周波ドリフト不安定性によってイオン温度が増大することを示す〔51-53〕。

また、高周波ドリフト波が存在するプラズマに、外部からローワーハイブリッド周波数近傍の高周波を印加して、プラズマ加熱を行った結果も述べる〔54-55〕。

4.2 実験装置と方法

実験は、TP-D型〔56〕拡散プラズマを用いて行った。図4.1(a)は、その概略図である。真空容器は、バイレックスガラス製で内径4.6 cm ϕ 全長80 cmである。プラズマは、熱陰極直流放電によって生成し、陽極Aに開けた孔（8 mm ϕ ）から磁力線に沿ってテストプラズマ領域に導入する。テストプラズマ柱の寸法は、8 mm

$\phi \times 45 \text{ cm}$ である。陽極から5 mmの位置に設置したメッシュグリッドG (4 cm ϕ , 50本/cm)は、通常陽極と共に接地してあり、プラズマは自由に通過する。グリッドを陽極に対して負にバイアスすると、プラズマは阻止されてテストプラズマ領域に進

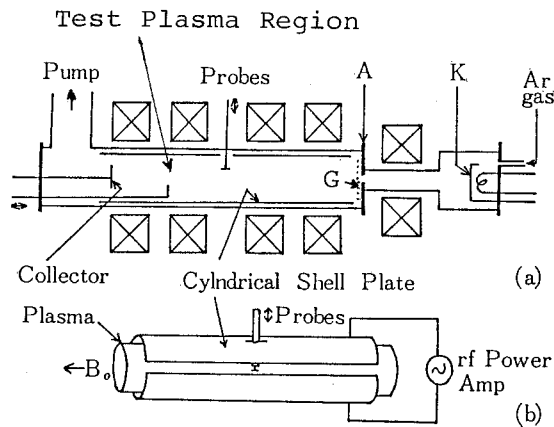


図4.1 (a) TP-D型プラズマ発生装置の概略図。
A:陽極, B:陰極. (b) 半円筒電極(4.2cm $\phi \times 36 \text{ cm}$).
G:グリッド.

入しない。グリッドのバイアス電圧をパルスにするとパルスプラズマが得られるので、これを利用して波の成長率を測定した。図4.1 (b)は、一対の半円筒電極(4.2 cm $\phi \times 36 \text{ cm}$ 長さ)であり、プラズマに高周波電圧を印加するのに使用する。一様磁場の強度は、最大800 Gである。使用したアルゴンガスの圧力は、 $p \simeq 2 \times 10^{-4} - 10^{-3} \text{ Torr}$ である。電子温度とプラズマ密度は、プラズマの中央に置いた単探針(または複探針)で測定した。イオン温度の測定には、グリッド探針(5 mm ϕ , コレクター: 2 mm ϕ)を用いた。また、プラズマ中の波動の検出には、半径方向、方位角方向および軸方向に可動の静電遮蔽した単探針およびT型探針を使用した。探針からの検出信号は、周波数分析器(25 MHz)とオシロスコープ(50 MHz)で観測した。

4.3 実験結果と検討

4.3.1 プラズマパラメータ

図4.2は、プラズマの密度 n_0 、電子温度 T_e およびプラズマ電位 V_p の半径方向分布の代表例である。同図からわかるように、プラズマの中心軸上で $n_0 \simeq 2.5 \times 10^{11}$

cm^{-3} および $T_e \approx 15 \text{ eV}$ であり、密度と電子温度は共に半径方向には不均一である。密度は、 $r \approx 4 \text{ mm}$ の位置でその勾配が最大になり密度勾配特性係数は、 $K_n \approx 2.2 \text{ cm}^{-1}$ である。電子温度勾配の特性係数は、 $r \approx 3 \text{ mm}$ で $K_T \approx 2.0 \text{ cm}^{-1}$ である。プラズマの電位は、中心に比べて外側が僅かに正になっており、内向きの直流電場 $E_r \approx 1.73 \text{ V/cm}$ がある。

4.3.2 ドリフトイオンサイクロトロン不安定性の同定 [53]

はじめに、プラズマ中に自然励起されている波の周波数スペクトラムを観測した。図4.3はこの1例であり、2つの振動のピークが観測される。便宜上、周波数の低い方を ω_1 、高い方を ω_2 と呼ぶ。まず、 ω_1 モードの特性を調べ、波の同定を行う。

(a) ω_1 モードの周波数と波数

ω_1 モードの周波数は、図4.3では $f_1 \approx 25 \text{ kHz}$ でありイオンサイクロトロン周波数($f_{ci} \approx 14 \text{ kHz}$)より約1.8倍大きい。磁場強度を増大すると ω_1 モードの周波数は増大し、 $\omega_1/\omega_{ci} \approx 1-3$ の領域にある。波が存在する位置でのプラズマ密度は、 $n_0 \approx 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ であるので、 ω_1 モードの周波数はイオンプラズマ周波数より約3桁小さい($\omega_1/\omega_{pi} \approx 1.3 \times$

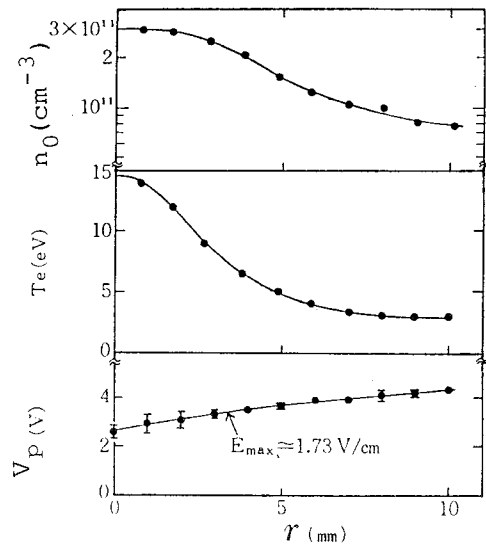


図4.2 プラズマ密度 n_0 、電子温度 T_e 、およびプラズマ電位 V_p の半径方向分布。
 $p=4 \times 10^{-4} \text{ Torr}$, $B_0=366 \text{ G}$, $I_d=0.5 \text{ A}$.

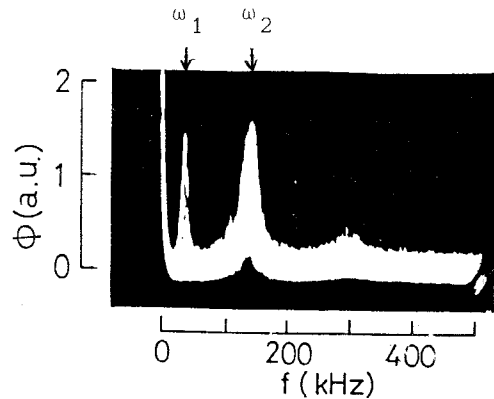


図4.3 励起波の周波数スペクトラム。
 $p=4 \times 10^{-4} \text{ Torr}$, $B_0=366 \text{ G}$, $I_d=0.5 \text{ A}$,
 $r=5 \text{ mm}$.

10^{-3}).

波の波数を決定するために、磁場に直角方向の波の位相と振幅の変化を調べた。

図4.4は、 ω_1 モードの振幅 ϕ の半径方向分布である。振幅は、密度の勾配が最大になる位置($r_0 \simeq 4$ mm, 図4.2)でピークを持ち、軸対称になっている。次に、図4.5に、方位角方向には 180° 異なる位置に設置した2つの探針(P_1 , P_2)からの ω_1 モードの信号を示す。同図では、 P_1 と P_2 からの信号は位相が反対になっている。さらに、 P_2 を方位角方向に移動して位相変化を調べた結果、 ω_1 モードは電子の反磁性ドリフトの方向にモード数 $m=1$ で伝搬していることが判明した。なお、半径方向には位相変化はなかったため、磁場に直角方向の波数は次の式で与えられる。

$$k_y = k_\theta = \frac{m}{r_0} \quad (4.1)$$

本実験では、 $r_0 \simeq 4-6$ mmであるので、 $k_y \simeq 1.7-2.5$ cm $^{-1}$ と得られる。したがって、方位角方向の位相速度は $v_\phi \simeq 5 \times 10^4$ cm/sec, $b_1^{1/2} = k_y \rho_i / \sqrt{2} \simeq 3.5$ となる。

図4.6は、 ω_1 モードの振幅の軸方向分布であり、プラズマの中央で振幅は最大になり両端では0になっている。軸方向の位相変化は検出されなかったため、軸方向にはモ

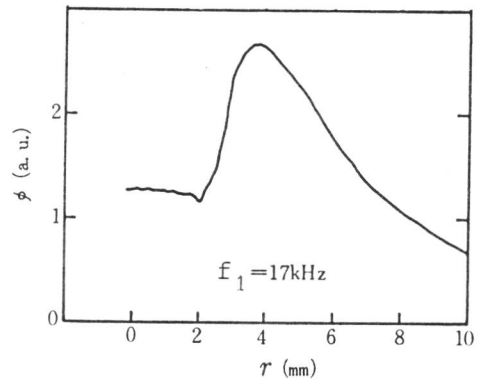


図4.4 ω_1 モードの振幅の半径方向分布。 $p=3.5 \times 10^{-4}$ Torr, $B_0=390$ G.

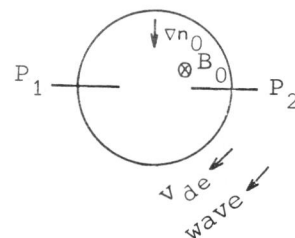
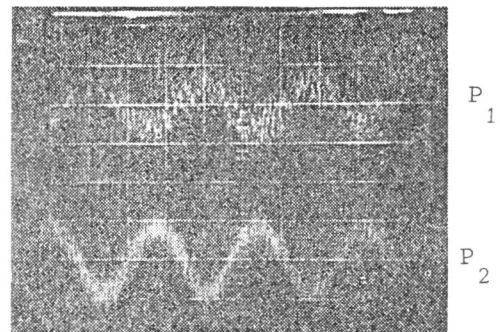


図4.5 方位角方向に 180° 異なる位置に置いた探針からの ω_1 モードの信号。方位角方向モード数 $m=1$ 。

ード数1の定在波になっていると考えられる。
したがって、 $k_z = \pi/L \simeq 7\text{m}^{-1}$ ($L = 45\text{cm}$)を得る。以上の結果から、 $\omega_1/k_z v_{te} \simeq 10^{-2}$ ($\ll 1$)、 $\omega_1/k_z v_{ti} \simeq 7.3$ (> 1)となる(ただし、 $T_e = 10\text{eV}$ 、 $T_i = 1\text{eV}$ とした)。また、 $k_z/k_y \simeq 3.5 \times 10^{-2}$ となり、 ω_1 モードは磁場にほとんど垂直(88°)に伝搬していることが明らかになった。

(b) 成長率

ω_1 モードの成長率を決定するために、陽極の後方のグリッドに負のパルス電圧を印加し、波の振幅の時間的変化を測定した。図4.7は、 ω_1 モードの振幅の時間変化(上側のトレース)である。下側のトレースは負のパルス電圧(30V、立ち上がり時間: 35nsec)であり、その立ち上がり時間は波の成長時間(図4.7では約0.3msec)より非常に短い。図4.7から、波の成長率を求めると $\gamma/\omega_{ci} \simeq 0.025$ ($f_{ci} \simeq 17.5\text{kHz}$)となった。

(c) 分散関係

上記の実験結果をドリフトイオンサイクロトロン不安定性の分散式と比較検討する。本実験条件では、 $\omega/k_z v_{te} \ll 1$ および $\omega/k_z v_{ti} \gg 1$ である。したがって、 $\omega \simeq \omega_{ci}$ (ω_{ce} の周波数領域では、電子およびイオンの感受率は、前者は(2.2)と(2.4)式から後者は(2.2)と(2.5)式から次式のようになる。

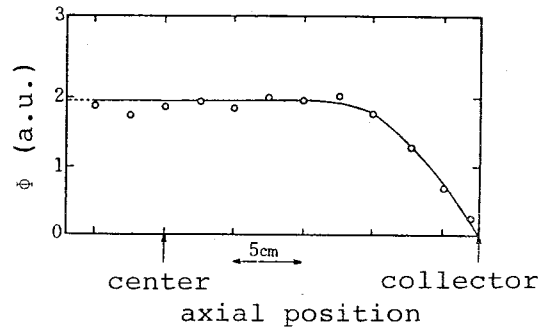


図4.6 ω_1 モードの振幅の軸方向分布。
 $p=3.5 \times 10^{-4}\text{Torr}$, $B_0=325\text{G}$, $f_1=17\text{kHz}$.

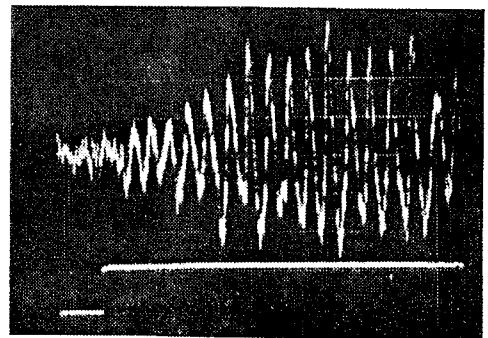


図4.7 ω_1 モードの振幅の時間的成長。
下側トレースは、陽極の後方のグリッドに印加する負のパルス電圧。
 $p=3.7 \times 10^{-4}\text{Torr}$, $B_0=455\text{G}$, $n_0=6 \times 10^{10}\text{cm}^{-3}$, $x=0.1\text{msec/div}$.

$$x_e = \frac{1}{k^2 d_e^2} \left[1 + i \frac{\sqrt{\pi} (\omega - \omega_e^* (1 - \mu_e/2))}{k_z v_{te}} \right] \quad (4.2)$$

$$x_i = \frac{1}{k^2 d_i^2} \left[1 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\omega - \omega_i^*}{\omega - n\omega_{ci}} \Lambda_n \right] \\ \times \left[1 - i\sqrt{\pi} \frac{(\omega - n\omega_{ci})}{k_z v_{ti}} \exp\left(-\frac{(\omega - n\omega_{ci})^2}{k_z^2 v_{ti}^2}\right) \right] \quad (4.3)$$

ただし、 $\omega_e^* = K_n k_y T_e / B_0 \cdot (1 - 1/2 \cdot \mu_e)$ 、 $\mu_e = K_{\parallel}^e / K_n$ として電子温度勾配の効果を取り入れた[57]。また、 $b_e \ll 1$ 、 $\omega / k_y v_{ti} \ll 1$ とした。実周波数は、(4.2)および(4.3)式を使って次のように導出できる。

$$\epsilon_r(k, \omega_r + i\gamma) = 1 + \text{Re} X_e + \text{Re} X_i = 0$$

から

$$1 + \frac{1}{k^2 d_e^2} + \frac{1}{k^2 d_i^2} \left[1 - (\omega - \omega_i^*) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\Lambda_n}{\omega - n\omega_{ci}} \right] = 0 \quad (4.4)$$

(4.4)式の解が $\omega \simeq n\omega_{ci}$ の近くにある場合は、他の高調波の寄与は無視できるから(4.4)式の Σ は外すことができ、実周波数は

$$\omega_r = n\omega_{ci} \left[1 + \frac{T}{1 + (1 - \Lambda_n)T} \Lambda_n \left(1 - \frac{\omega_i^*}{n\omega_{ci}} \right) \right] \quad (4.5)$$

となる。ただし、 $T = T_e / T_i$ 。

また、成長率は

$$\gamma = -\epsilon_i(k, \omega_r) \frac{d\epsilon_r}{d\omega_r}$$

$$\begin{aligned}
= & \sqrt{\pi} \frac{T(n\omega_{ci} - \omega_i^*)}{(1+T(1-\Lambda_n))^2} \Lambda_n \left[\frac{\omega_e^*(1-\mu_e/2) - \omega}{k_z v_{te}} - \Lambda_n T \right. \\
& \left. \times \left(\frac{1+T}{1+T(1-\Lambda_n)} \right) (n\omega_{ci} - \omega_i^*) \exp\left\{-\frac{(\omega - n\omega_{ci})^2}{k_z^2 v_{ti}^2}\right\} \right] \quad (4.6)
\end{aligned}$$

となる。(4.5)および(4.6)式は、ドリフトイオンサイクロトロン不安定性の分散式である。

実験パラメータを(4.5)および(4.6)式に代入して実周波数と成長率を計算し、磁場強度の関数として図4.8に示す。同図には実験で得た周波数(○)と成長率(●)も併記した。分散式の理論的計算と実験結果は定性的には大体一致している。計算した周波数が実験結果より大きいのは、 n 次のモードの計算に他のモードの寄与を無視したことによると考えられる。

次に、不安定性が励起される条件($\gamma > 0$)を考えてみる。(4.6)式から $\gamma > 0$ の条件は次のようになる。

(1) 波が電子の反磁性ドリフトの方向に伝搬する場合($\omega_e^* > 0$, $\omega_i^* < 0$)

$$n\omega_{ci} < \omega_e^* (1 - \mu_e/2) \quad (4.7)$$

(2) 波がイオンの反磁性ドリフトの方向に伝搬する場合($\omega_e^* < 0$, $\omega_i^* > 0$)

$$n\omega_{ci} < \omega_i^*$$

および

$$|\omega_{eT}^*| < (n\omega_{ci} + |\omega_e^*|) \quad (4.8a)$$

または、

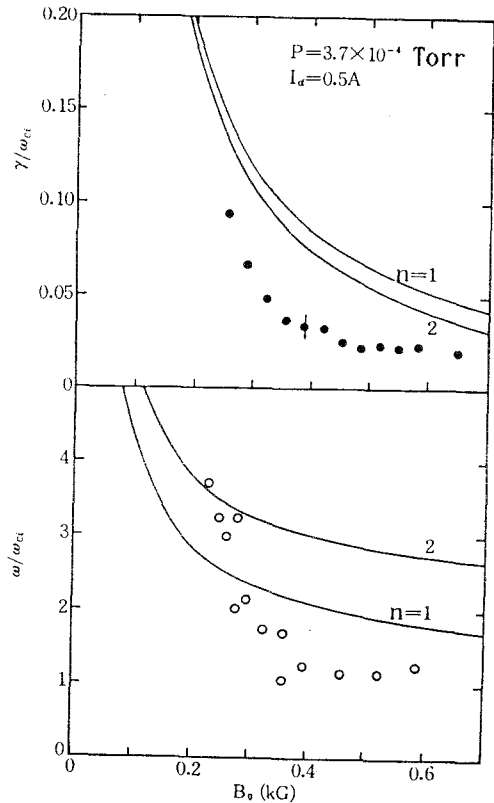


図4.8 (4.5)および(4.6)式から計算したドリフトイオンサイクロトロン波の周波数と成長率。(●)と(○)は実験値。 $p=3.7 \times 10^{-4}$ Torr, $I_d=0.5$ A, $n_0=6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $K_n=1.7 \text{ cm}^{-1}$, $T_e=4.3 \text{ eV}$, $T_i=1.3 \text{ eV}$, $k_z=7 \text{ m}^{-1}$, $k_y=2.5 \text{ cm}^{-1}$.

$$n \omega_{ci} > \omega_i^*$$

および

$$|\omega_{eT}^*| > (n \omega_{ci} + |\omega_e^*|) \quad (4.8b)$$

ここで、 $\omega_{eT}^* = k_y K_T T_e / e B_0$ 。この

章の実験条件では、 $\omega_e^* > 0$ であるから

(1) の場合に相当する。この場合は、(4.7)式からわかるように、電子の反磁性ドリフトが不安定性の駆動力になり、電子の温度勾配は不安定性を抑制する。

実験パラメータを使って、 $\omega_e^* (1 - \mu_e / 2)$ と $n \omega_{ci}$ の値を計算し、磁場強度の関数として図4.9に示す。図4.9からわかるように、本実験条件では、不安定性が励起される条件 ((4.7)式) は常に成立している。

以上の結果から、 ω_1 モードは電子の反磁性電流に起因するドリフトイオンサイクロトロン不安定性であると考えられる。

4.3.3 ドリフトイオン音波不安定性の同定 [51, 52]

(a) ω_2 モードの特徴

図4.3に示したように、周波数スペクトラムには ω_1 モードの他に $f \approx 120 \text{ kHz}$ 近くにも強い振動スペクトラム (ω_2 モード) が見られる。 ω_2 モードの周波数 ($f_2 \approx 100 - 150 \text{ kHz}$) は、イオンサイクロトロン周波数 ($f_{ci} \approx 15 - 25 \text{ kHz}$)

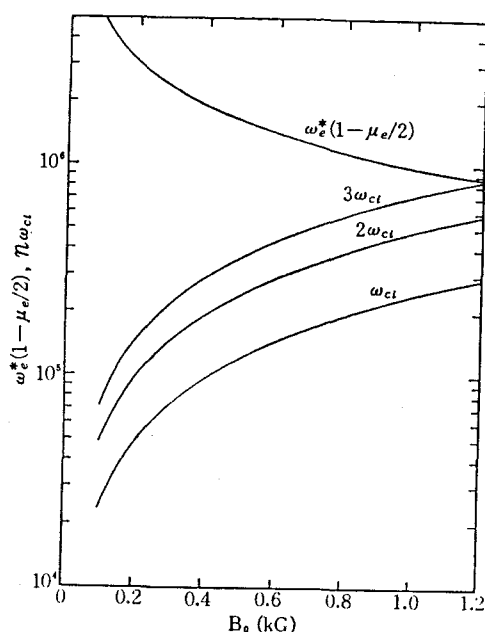


図4.9 $\omega_e^*(1 - \mu_e/2)$ および $n\omega_{ci}$ の磁場強度 B_0 依存性. $n_0 = 6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $k_n = 1.7 \text{ cm}^{-1}$, $k_T = 1.7 \text{ cm}^{-1}$, $T_e = 4.3 \text{ eV}$, $T_i = 1.3 \text{ eV}$, $k_z = 7 \text{ m}^{-1}$, $k_y = 2.5 \text{ cm}^{-1}$.

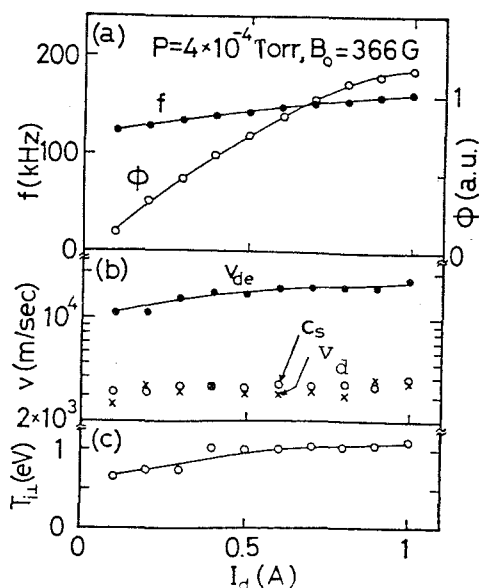


図4.10 (a) ω_2 モードの周波数 f と振幅 Φ (b) 電子の反磁性ドリフト速度 V_{de} , イオン音波速度 C_s , $E_r \times B_0$ ドリフト速度 V_d (c) イオン温度 T_i と放電電流 I_d の関係。

より約1桁大きく、イオンプラズマ周波数 ($f_{pi} \simeq 10 - 20 \text{ MHz}$) より約2桁小さい。

図4. 10 (a) は、 ω_2 モードの周波数 f および振幅 Φ と放電電流 I_d の関係である。

図からわかるように、放電電流を増大すると周波数と振幅は共に増大する。 図4.

10 (b) には、電子の反磁性ドリフト速度 v_{de} 、 $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}_0$ ドリフト速度 v_d およびイオン音波速度 C_s を示す。ただし、本実験では、イオンのラーマー半径がプラズマの半径程度になるので、電子のドリフト速度のみを考えた。最も大きなドリフト速度は v_{de} であり、 C_s や v_d に比較して (3-5) 倍大きい。 図4. 10 (c) には、イオン温度 $T_{i\perp}$ をプロットした。放電電流が大きくなって ω_2 モードが成長する領域では、イオン温度の増大が見られる。

ω_1 モードの場合と同様に、 r 、 θ および z 方向の ω_2 モードの位相と振幅の変化を調べた結果、 ω_2 モードの特徴として以下のことが明らかになった。(1) 密度とプラズマ電圧の変動は、それぞれ $\tilde{n}/n_0 \simeq 0.1$ および $e\tilde{V}_f/kT_e \simeq 0.1 - 0.3$ 。(2) 波は、密度勾配の最大の位置 ($r_0 \simeq 4 \text{ mm}$) に局在している (図4. 11 (a))。

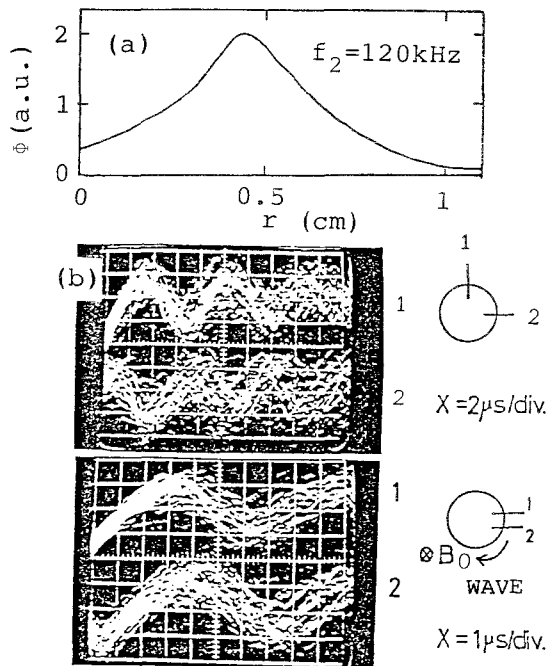


図4.11 (a) ω_2 モードの振幅の半径方向分布。

(b) ω_2 モードの方位角方向の伝搬特性。

$p = 4 \times 10^{-4} \text{ Torr}$, $B_0 = 366 \text{ G}$, $I_d = 0.5 \text{ A}$.

(3) 磁場と直角方向には、電子の反磁性ドリフトの方向にモード数 $m=2$ で伝搬している(図4.11(b)), 磁場に直角方向の波数は $k_{\perp}=k_0=2/r_0$ ($\approx 5 \text{ cm}^{-1}$) で与えられる。(4) 磁場に平行方向にはモード数1の定在波になっており(図4.12), $k_z=\pi/L=7 \text{ m}^{-1}$ である。(5) 磁場にほとんど垂直に伝搬している($k_z/k_{\perp} \approx 1.4 \times 10^{-2}$, 89.2°)。

(b) 分散関係

ドリフトイオン音波の分散式を導く。
 $\omega \gg \omega_{ci}$, $\omega/kv_{ti} \gg 1$, $\omega/kzv_{te} \gg 1$, $k_z/k \ll 1$ であるので、イオンの感受率は(2.7)式で、電子のそれは(4.2)式で表わされる。したがって、分散式は(2.1)式から次のように得られる。

$$\omega = kC_s \quad (4.9)$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{\pi} k^2}{2\sqrt{2}k_z} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} (v_{de} - C_s) \quad (4.10)$$

(4.10)式から、 $v_{de} > C_s$ のとき不安定性が現われることがわかる。この条件は前述したように、本実験では常に満足されている。実験パラメータを使って(4.9)および(4.10)式を計算し、磁場強度に対して図4.13(a)(b)に示した。同

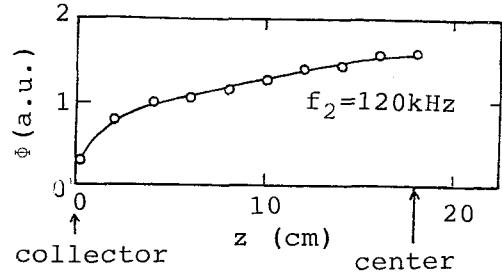


図4.12 ω_2 モードの振幅の軸方向分布。
 $p=4 \times 10^{-4} \text{ Torr}$, $B_0=366 \text{ G}$, $I_d=0.5 \text{ A}$.

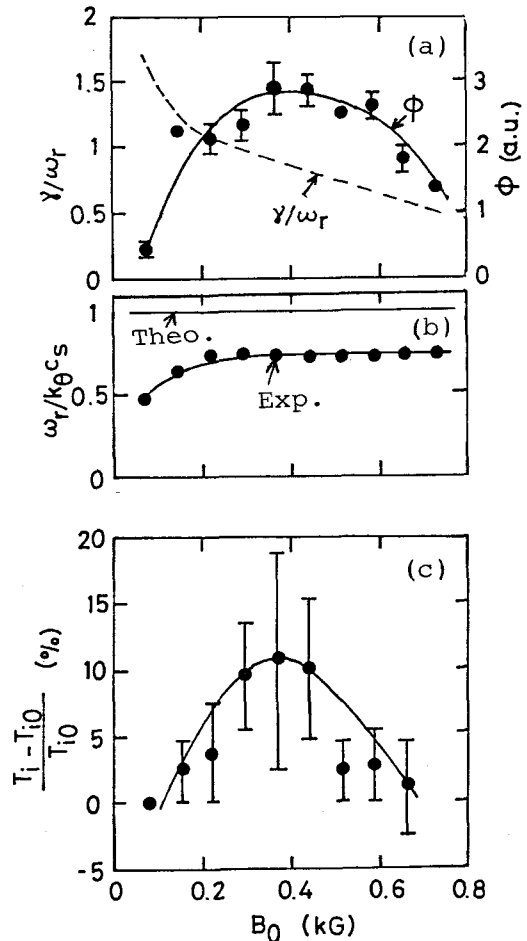


図4.13 (a) ω_2 モードの振幅 ϕ と成長率 γ
 (b) 周波数 ω_r (c) 励起波の有無によるイオン温度の変化率。 $p=4 \times 10^{-4} \text{ Torr}$, $I_d=0.5 \text{ A}$.

図には、 ω_2 モードの振幅 Φ と周波数 f を併記した。観測した波の周波数は、 $k C_s$ の0.75倍程度であり、磁場強度を増大すると成長率(振幅)は小さくなって波は消滅し、実験の結果は理論と良く対応している。波の振幅と成長率は、磁場強度の小さいところでは対応していないがこの原因は明らかでない。

以上の結果と考察から、 ω_2 モードは電子の反磁性電流に起因するドリフトイオン音波であると考えられる。

4.3.4 イオン加熱 [51, 52]

先に波が成長する領域でイオン温度が増大することを述べた(図4.10)。励起波とイオン加熱の関係をさらに詳しく調べる。今までの実験ではコレクターは浮遊電位と

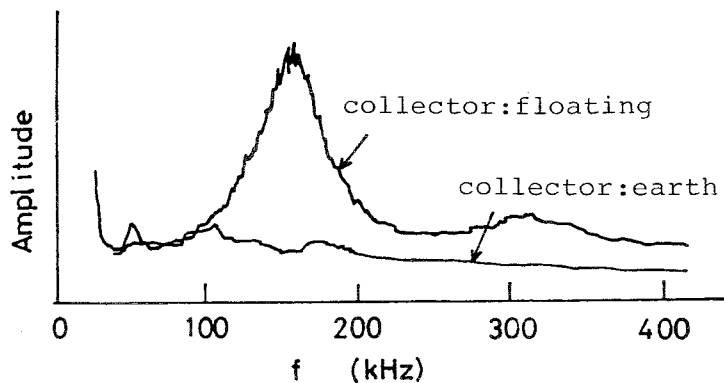


図4.14 コレクターの接地の有無による励起波の周波数スペクトラム。
 $p=4 \times 10^{-4}$ Torr, $B_0=366$ G, $I_d=0.5$ A.

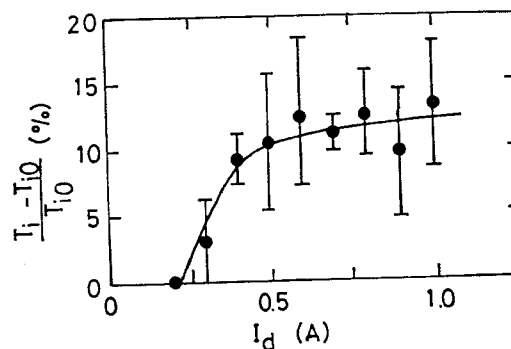


図4.15 励起波の有無によるイオン温度の変化率と放電電流の関係。
 $p=4 \times 10^{-4}$ Torr, $B_0=366$ G, $I_d=0.5$ A.

していた。いま、コレクターを接地すると図4.14に示すように励起波は消失する。この時、他のプラズマパラメータはほとんど変化しない。そこで、コレクターを接地あるいは非接地の場合のイオン温度を測定し、励起波の有無によるイオン温度の変化を求めた。これを図13(c)には磁場強度 B_0 に対して、図4.15には放電電流 I_0 に対して示す。なお、図4.15の実験条件は図4.10と同じである。図4.13(b)と(c)および図4.10(a)と図4.15から、励起波が成長してその振幅が大きくなるときに、イオン温度が10%程度上昇することが判明した。

4.3.5 ローワーハイブリッド周波数電場によるプラズマ加熱[54, 55]

上記のような静電不安定性(ω_1 および ω_2 モード)が存在するプラズマにローワーハイブリッド周波数近傍の高周波電場を半円筒電極(図4.1(b))によって印加し、プラズマ加熱を試みた結果について述べる。半円筒電極を用いると、外部高周波電場は磁場と直角に印加される。このため、磁場にほとんど垂直に伝搬しているプラズマ内の静電不安定性が外部高周波電場と容易に結合することが予想される。本章の代表的な実験パラメータは、プラズマ密度 $n_0 = 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、磁場強度 $B_0 = 366 \text{ G}$ であった(図4.2)。この場合、 $\omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 (\sim 20) \gg 1$ となるので、ローワーハイブリッド周波数は $f_{LH} \simeq (f_{pe} \cdot f_{ce})^{1/2} \simeq 3.6 \text{ MHz}$ となる。

図4.16は、外部から高周波電場(ポンプ電圧)を印加したときの周波数スペクトラムである。この時のポンプ周波数は、 $f_0 (= 4 \text{ MHz}) \geq f_{LH} (\simeq 3.6 \text{ MHz})$ に選んだ。低周波領域の $f_1 (\simeq 38 \text{ kHz})$ と $f_2 (\simeq 150 \text{ kHz})$ は、先に述べた自然励起されているドリフトイオンサイクロトロン波およびドリフトイオン音波である。ポンプ周波数の周りには、自然励起波とポンプ波の間の非線形波動混合によって数個のサテライト波(f_{+1} , $2f_{+1}$ および f_{+2})が観測される。この時の各波の周波数の間には、 $f_{\pm n} = f_0 \pm f_n$ ($n = 1, 2$)の関係が満足されている。図4.17は、これらの波の周波数 f とポンプ電圧 V_0 の関係である。 $V_0 = 0$ の時は f_1 および f_2 モードのみが存在する。図からわかるように、ポンプ電圧を増大すると f_1 および f_2 モードの周波数は増大するが、周波数の保存則は常に満足されている。図示していないが、 $V_0 \geq 30 \text{ V}$ の領域では $f_{\pm 1}$, $f_{\pm 2}$ 以外にもサテライト波が現われ、プラズマは f_0 の周りで乱流状態になる。ポンプ電圧を変化した時のイオン温度 $T_{i\perp}$ と電子温度 T_e を図4.17(b)

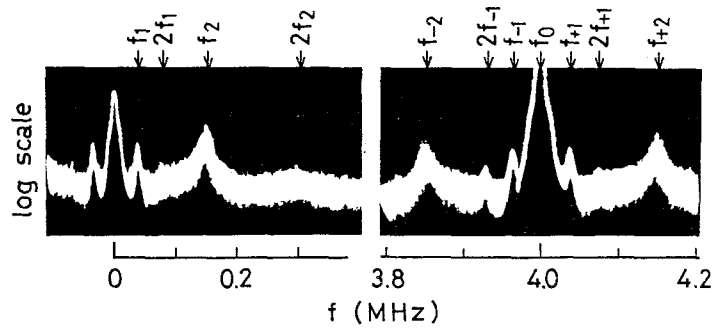


図4.16 ポンプ波を印加したときの周波数スペクトラム。
 $\omega_o/\omega_{LH}=1.14$, $p=4\times 10^{-4}$ Torr, $B_o=366$ G, $I_d=0.5$ A.

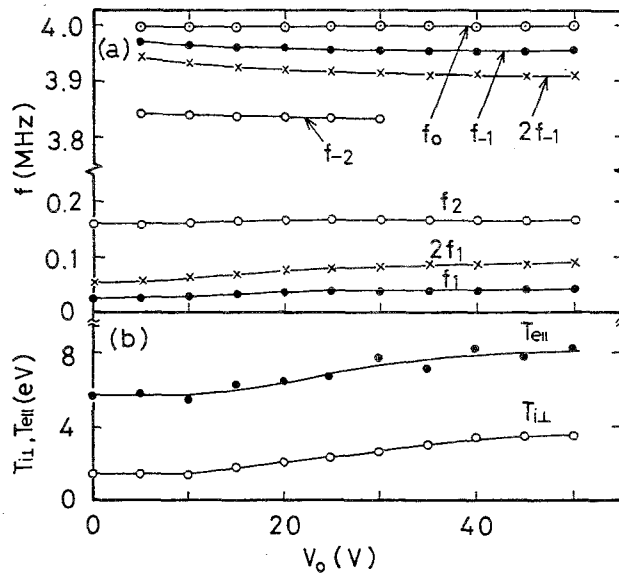


図4.17 (a)励起波に周波数 f とポンプ電圧 V_o の関係。
 (b)イオン(T_{iL})および電子温度(T_e)とポンプ電圧 V_o 。
 $p=4\times 10^{-4}$ Torr, $B_o=366$ G, $I_d=0.5$ A, $f_o=4$ MHz, $f_o/f_{LH}=1.14$.

に示す。図からわかるように、 $V_0 = 0$ の時 $T_{i\perp} \approx 1.5 \text{ eV}$ および $T_e \approx 5.5 \text{ eV}$ であるが、 V_0 を増大すると $T_{i\perp}$ と T_e は共に上昇し、 $V_0 \geq 40 \text{ V}$ の領域では $T_{i\perp} \approx 3.5 \text{ eV}$ および $T_e \approx 8 \text{ eV}$ に達する。図4.18には、ポンプ周波数 f_0 を変化した時のイオン温度の変化の様子を示す。図から、ポンプ周波数がローワーハイブリッド周波

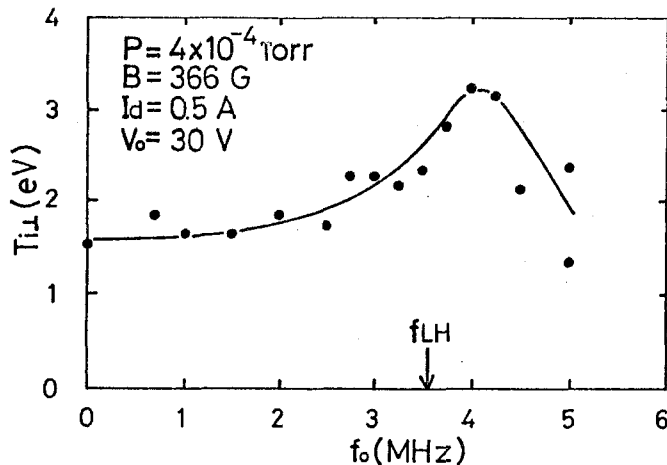


図4.18 イオン温度 T_i とポンプ周波数 f_0 の関係。

数に近い場合 ($f_0 / f_{LH} \approx 1 - 1.4$) のみイオンが加熱されること、および $f_0 / f_{LH} \approx 1.1$ のときイオン温度の増大が最も大きい (約2倍) ことがわかる。また、励起波のレベルが小さい比較的静かなプラズマでは、ポンプ電圧を印加しても上述のような著しいプラズマ加熱は認められなかった。以上のことから、ローワーハイブリッド周波数帯域のポンプ電圧を印加したとき観測されるプラズマ加熱は、ポンプ周波数の周りに励起されるサテライト波群に主として起因すると考えられる。

4.4 結言

TP-D型の高密度・低磁場プラズマ ($\omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 \approx 20$) において、イオンサイクロトロン周波数領域 (ω_1 モード) およびこれより10倍程度大きい周波数 (ω_2 モード) 領域に強い振動スペクトラムが観測される。これらの自然励起波は、プラズマの密度勾配が最も大きい位置に偏在しており、いずれも磁場とほとんど直角に電子の反磁性ドリフトの方向に伝搬している。半径方向の密度と電子温度の不均一を考慮した静電波の分散式と実験結果を比較検討した結果、 ω_1 モードはドリフトイオンサイクロトロン波であり、

ω_2 モードはドリフトイオン音波であることが判明した。コレクターを接地すると励起波が消失することを利用して、励起波の有無によるイオン温度の変化の割合を測定した結果から、高周波ドリフト不安定性が成長するとイオン温度が10%程度上昇することが明らかになった。

高周波ドリフト不安定性が強く励起されているプラズマに、外部からローワーハイブリッド周波数近傍の高周波電場を印加すると、ポンプ波と自然励起波の非線形波動混合によってポンプ周波数の周りに数個のサテライト波が励起され、プラズマは乱流状態になる。ポンプ周波数がローワーハイブリッド周波数の約1 - 1.4倍のとき、イオン温度が著しく上昇することが判明した。

第5章 電子ビームによるローワーハイブリッドドリフト2流体不安定性の励起

[58]

5.1 はじめに

磁場に垂直なクロスフィールド電流によってローワーハイブリッド不安定性が励起されることは第2章で述べた。磁場に平行な電流（電子ビーム）でも、磁場と直角方向の密度分布の不均一性が大きければ、磁場に垂直のドリフト波と電子ビームの波が結合し、ローワーハイブリッド周波数（ ω_{LH} ）近傍のドリフト2流体不安定性が励起される[59, 60]。本章では、半径方向密度の不均一な電子ビームを磁場と平行に入射することにより、ローワーハイブリッド周波数帯域の不安定性を励起し、その性質を明らかにする。

5.2 分散式

磁場と平行に速度 v_0 でドリフトし、半径方向に不均一な電子流とイオンからなる系を考える。磁場 B_0 を z 軸方向に、密度の不均一は x 方向にあるとすると、 $\omega_{ce} \gg \omega \simeq \omega_{LH} \gg \omega_{ci}$ 領域の静電波の分散式は(2.1)式から次のように書かれる。

$$1 = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - k_z v_0)^2} \frac{k_z^2}{k^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - k_z v_0) \omega_{ce}} \frac{k_y K_n}{k^2} \quad (5.1)$$

(5.1)式の導出には、 $|\omega - k_z v_0| / k_z v_{te} \gg 1$, $\omega / k v_{ti} \gg 1$, $b_e \ll 1$ および $k_\perp \gg k_z$ が成立するとした。本章の実験では(5.1)式の右辺の第3項と第4項の比は

$$\frac{\omega_{ce}}{|\omega - k_z v_0|} \frac{k_z^2}{k_y K_n} \ll 1 \quad (5.2)$$

となるので、(5.1)式は次のようになる。

$$1 = \frac{\omega_{\text{LH}}^2}{\omega^2} - \frac{a \omega_{\text{LH}}}{\omega - k_z v_0} \quad (5.3)$$

あるいは

$$(\omega^2 - \omega_{\text{LH}}^2) (\omega - k_z v_0) = -a \omega_{\text{LH}} \omega^2 \quad (5.4)$$

ここで、 $a = \omega_{\text{LH}} K_n k_y / \omega_{ci} k^2$ は結合係数である。(5.3)式がドリフト2流体不安定性の分散式である。(5.4)式からわかるように、正エネルギーのドリフト波($\omega = \omega_{\text{LH}}$)と負エネルギーの波である電子ビーム遅波モード($\omega = k_z v_0 - a \omega_{\text{LH}}$)が結合して不安定性を引き起こす。 $K_n = 0$ の場合は、これらの波は独立に存在し、系は安定である。特別の条件の場合は、最大成長率を与える解の近似値が次のように求まる。

(1) 密度の不均一性が弱い場合 ($a \ll 1$)

$$\omega_r \simeq \omega_{\text{LH}} \quad (5.5)$$

$$\gamma_{\text{max}} \simeq \left(\frac{a}{2} \right)^{1/2} \omega_{\text{LH}} \quad (5.6)$$

(2) 密度の不均一性が強い場合 ($a \gg 1$)

$$\omega_r \simeq \frac{1}{2} a^{1/3} \omega_{\text{LH}} \quad (5.7)$$

$$\gamma_{\text{max}} \simeq \frac{\sqrt{3}}{2} a^{1/3} \omega_{\text{LH}} \quad (5.8)$$

$a \simeq 1$ 付近では解析的には解けないので、(5.3)式の数値解を求めなければならない。

図5.1は、(a) $a = 0.1$ (b) $a = 1$ (c) $a = 10$ の場合について(5.3)式から直接求めた数値解の例であり、実線は周波数、点線は成長率を示す。また、同図で(○)と(△)印は(5.5)-(5.8)式から求めた近似解である。図5.1から、ローワーハイブリッド周波数近傍で不安定性の成長率が最も大きいこと、不均一性(結合定数 a)が大きくなると成長率も大きくなることがわかる。さらに、 $a = 1$ および 10 の場合では、解析的に得た解は数値解とほとんど一致する。

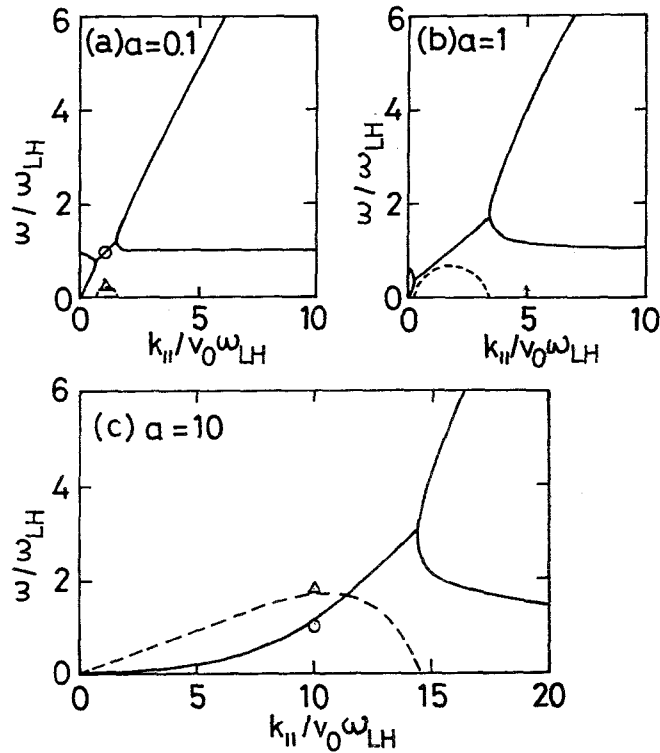


図5.1 ローワーハイブリッドドリフト2流体不安定性の分散式((5.1)式)。

(a) $\alpha=0.1$ (b) $\alpha=1$ (c) $\alpha=10$. 実線：周波数 (ω_r/ω_{LH})，点線：成長率 (γ/ω_{LH})，
(○)：周波数の近似値((5.5),(5.7)式)，(△)：最大成長率の近似値((5.6),(5.8)式)。

5.3 実験装置と方法

実験装置の概略図を図5.2に示す。ステンレス鋼製の真空容器は、直径10.6 cmφ長さ86 cmである。直径4.8 cmの酸化物陰極とメッシュアノード間に直流電圧を印加して電子ビームを発生させ、これを磁場と平行に入射してビーム・プラズマをつくる。プラズマ柱は、直径 $D_p \approx 5$ cm長さ $L = 50$ cmであり、プラズマの境界では電子密度の強い不均一ができる ($K_n \approx 5 - 8$ cm $^{-1}$)。代表的なプラズマパラメータは以下の様であった：プラズマ密度 $n_0 \approx (1 - 4) \times 10^7$ cm $^{-3}$ ，電子温度 $T_e \approx 5.5$ eV，イオン温度 $T_i \approx 0.5$ eV，磁場強度 $B_0 \approx 0.24 - 1$ kG，水素ガス圧力 $p \approx 2.2 \times 10^{-4}$ Torr，ビーム加速電圧 $V_b = 50$ V，ビーム密度 $n_b \approx (1 - 2) \times$

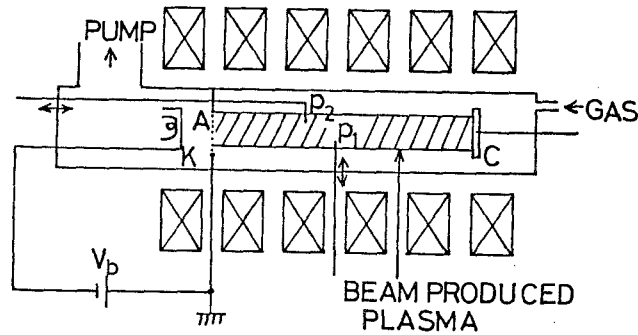


図5.2 実験装置の概略図. K:酸化物陰極(4.8cm ϕ), A:メッシュアノード(6cm ϕ), C:コレクター(8cm ϕ), P₁, P₂:探針, V_b:ビーム加速電圧.

10^7 cm^{-3} . なお, プラズマ密度と電子温度は単探針を用いて, イオン温度はグリッド探針を使って測定した. プラズマ内の波は, r , θ および z 方向に可動の rf 探針で検出し, 周波数分析器とオシロスコープで観測した. また, 不安定性の時間的な成長を観測するために, ビーム加速電圧としてパルス電圧を使った.

5. 4 実験結果と検討

5. 4. 1 励起波の特徴

電子ビームを磁場と平行に入射すると, ビームの境界付近で半径方向に大きい不均一のあるプラズマが生成される. この時, ローワーハイブリッド周波数近傍に不安定性が励起される. プラズマ密度を増加したときの典型的な周波数スペクトラムの例を図5. 3 (a) に示す. 同図で ($\uparrow$) 印はローワーハイブリッド周波数 ω_{LH} の位置を示したものである. なお, 本実験条件では, $\omega_{\text{pe}}^2 / \omega_{\text{ce}}^2 \approx 5 \times 10^{-4}$ であるので, ローワーハイブリッド周波数はイオンプラズマ周波数にほとんど等しい ($\omega_{\text{LH}} \approx \omega_{\text{pi}}$). 図からわかるように, 励起波の周波数は $\omega / \omega_{\text{LH}} \approx 1 - 1.3$ の領域にある. プラズマ密度を増大すると励起波は成長し, 波の振幅は増大する. 一方, 波の周波数は図5. 3 (b) に示すように, プラズマの密度のほぼ $1/2$ 乗に比例している.

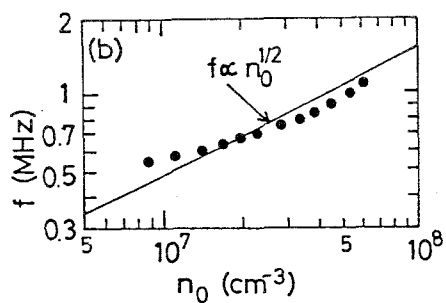
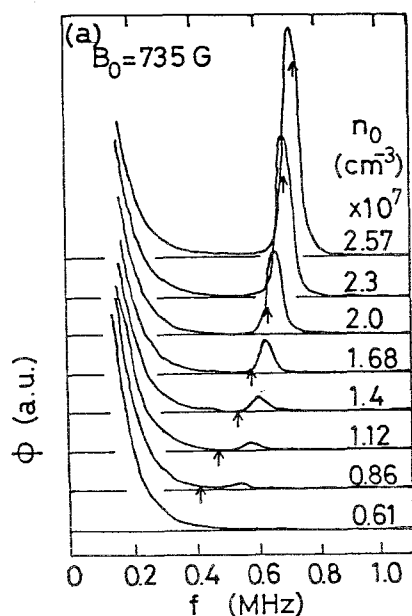


図5.3 (a)プラズマ密度を変化した時の励起波の周波数スペクトラム。矢印はローワーハイブリッド周波数の位置を示す。(b)周波数 f とプラズマ密度 n_0 の関係。

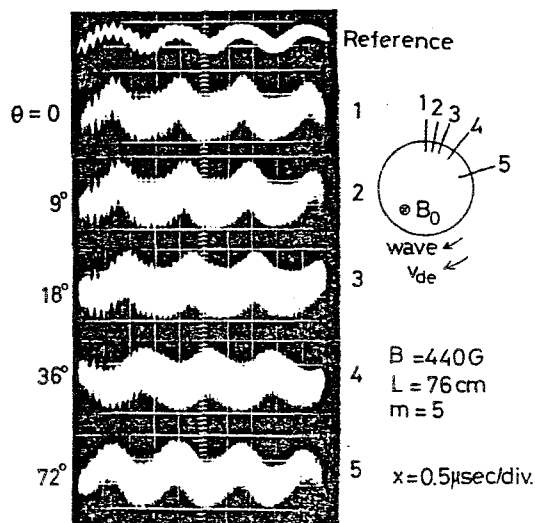


図5.4 励起波の方位角方向の位相変化。最上段のトレースは基準信号。

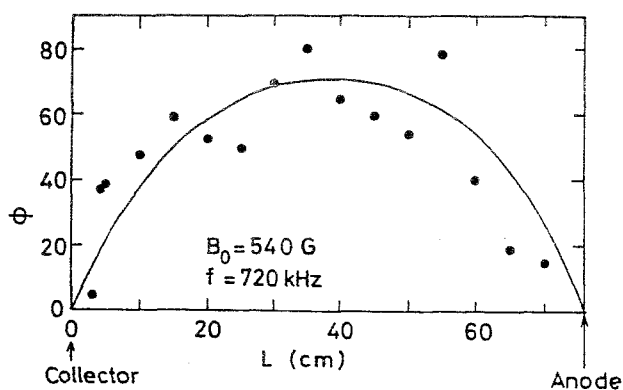


図5.5 励起波の振幅の軸方向分布。

探針を r , θ および z 方向に移動して波の位相と振幅の変化を測定し波の波数を調べた。半径方向の振幅変化から、波は密度の不均一の大きいビーム端付近 ($r_0 \approx 2.3 \text{ cm}$) に局在していることがわかった。図5.4は方位角方向の波の位相変化の一例である。

なお、同図で最上部のトレースは基準信号である。図5.4に示すように、波は電子の反磁性ドリフトの方向に伝搬し、方位角方向に 72° 毎に一波長変化する、すなわち、モード数 $m=5$ である。モード数 m は、磁場強度を強くするかプラズマの長さを小さくすると大きくなる。また、波は半径方向には位相の変化は観測されなかったもので、磁場に垂直の波数は $k_\perp = k_\theta = m/r_0 (\approx 2.2 \text{ cm}^{-1}, m=5)$ で与えられる。軸方向には位相の変化は観測されず、波の振幅は図5.5に示すようにモード数 l の定在波の形状をなしている。したがって、軸方向の波数は $k_z = \pi/L \approx 4.1 \text{ m}^{-1}$ ($L=76 \text{ cm}$) と得られる。これらの結果から、 $k_z/k_\perp \approx 1.86 \times 10^{-2}$ となり、波はほとんど磁場と垂直に伝搬していることが明らかになった。

周波数と波数の測定結果から、磁場と直角及び平行方向の励起波の位相速度を求めた。図5.6は、この結果をプラズマ長の関数として描いたものであり、直角方向の位相速度は電子の熱速度で、平行方向のそれは電子の反磁性ドリフト速度で規格化して示した。

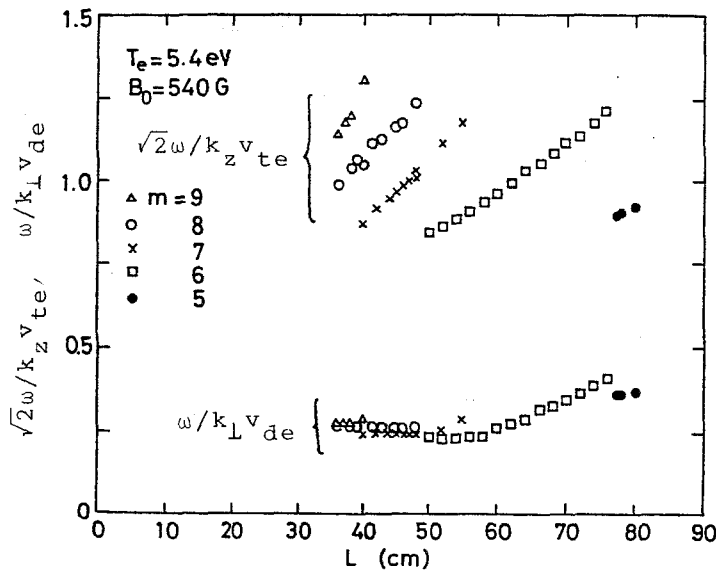


図5.6 磁場に垂直及び平行方向の波の位相速度($\omega/k_\perp v_{de}$, $\sqrt{2}\omega/k_z v_{te}$)とプラズマ長 L の関係。 m : 方位角方向のモード数。

プラズマ長を大きくしても電子温度等のパラメータはほとんど変わらず，波の波数だけが $k_z = \pi/L$ にしたがって減少する．したがって， L の増大と共に周波数（位相速度）が増大するが，ある程度大きくなると方位角方向のモード数は小さくなって周波数（位相速度）が低下する．図5.6に示すように，プラズマ長を $L = 35 - 80 \text{ cm}$ まで変化すると，次々とモード変換が起こり，磁場に平行および垂直方向の位相速度は， $\sqrt{2} \omega / k_z v_{te} \simeq 1$ および $\omega / k v_{de} \simeq 1/4$ を保持している．図には示していないが，磁場強度を変化しても位相速度を一定に保つようにモード変換が起こる．いま， $\sqrt{2} \omega / k_z v_{te} \simeq 1$ および $\omega / k v_{de} \simeq 1/4$ が満たされると仮定すると，モード数 m の実験式は次のように書ける．

$$m = \frac{4\pi v_{te} r_0 B_0}{L K_n T_e} \quad (5.9)$$

(5.9) に実験パラメータを代入して m を算出し，プラズマ長 L および磁場強度 B_0 の関数と

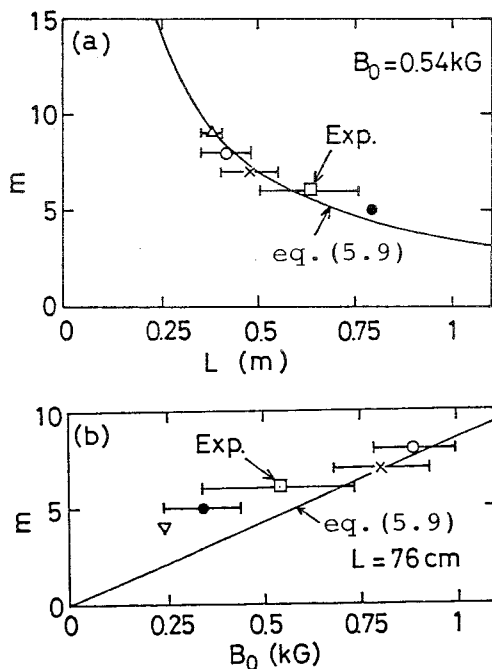


図5.7 (a)方位角方向のモード数 m とプラズマ長 L および (b) 磁場強度 B_0 の関係．実線は m の実験式．

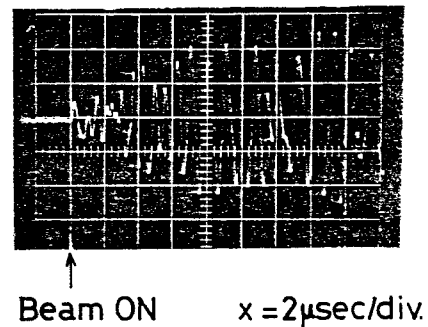


図5.8 波の振幅の時間的変化．

してそれぞれ図5.7(a)および(b)に示す。同図には、 m の不連続な実験の値を併記した。図からモード数 m は磁場強度に比例し、プラズマ長に逆比例することがわかる。波の成長率を測定するために、電子ビームの加速電圧をパルスにして実験を行った。

図5.8は波の振幅の時間的变化の一例であり、これから成長率を求めると $\gamma \simeq 1.1 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ を得る。

5.4.2 ローワーハイブリッドドリフト2流体不安定性の同定

本実験の代表的パラメータ ($B_0 = 540 \text{ G}$, $n_0 = 3.7 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 5.4 \text{ eV}$, $T_i = 0.5 \text{ eV}$, $V_b = 50 \text{ V}$, $k_z = 4.13 \text{ m}^{-1}$, $k_\perp = 2.6 \text{ cm}^{-1}$, $K_n = 5 \text{ cm}^{-1}$, $\omega / 2\pi = 680 \text{ kHz}$) の下では, $|\zeta_{oe}| = |\omega - k_z v_0| / k_z v_{te} \simeq 3$, $|\zeta_i| = \omega / k v_{ti} \simeq 4.4 \times 10^2$ および $k_z / k_\perp \simeq 1.6 \times 10^{-2}$ となる。したがって, (5.3) および (5.4) 式の導出過程で使った仮定, $|\zeta_{oe}| \ll 1$, $|\zeta_i| \gg 1$ および $k_z / k_\perp \ll 1$ は成立しているとみなせる。また, (5.1) 式の第3項と第4項の比は

$$\frac{\omega_{ce}}{|\omega - k_z v_0|} \frac{k_z^2}{k_y K_n} \simeq 7.2 \times 10^{-2} \quad (5.10)$$

となり, 第3項は第4項に比べて無視できる。

ローワーハイブリッドドリフト2流体不安定性の分散式 ((5.1) 式) と実験の結果を比較する。上記の実験パラメータを使って, (5.1) 式から最大成長率とこの時の周波数を求め, 結合定数 a の関数として図5.9に示す。同図には, 実験で観測した波の周波数, 成長率および振幅を併記した。また, 磁場強度を変化させた時のプラズマパラメータ (T_e , n_0 , $k_\perp$, K_n , B_0) の測定値から, 実験的に種々の a の値を得た。図5.9に示したように, 実験条件は強い結合の領域 ($a \simeq 2-7$) に相当する。図5.10には, $a (=4.11)$ を一定にし, k_z を変化させた場合 (実験的にはプラズマ長 L を変化させる) の成長率と周波数を示す。図5.10からわかるように, 成長率が理論的に最大になる領域 ($k_z v_0 / \omega_{LH} \simeq 4$) で, ローワーハイブリッド周波数にほぼ等しい周波数の最も強い不安定性が観測される。図5.9および5.10から, 成長率の実測値が理論値の約 $1/5$ である他は, 理論と実験の結果は良く一致していることがわかる。成長率の実測値が小さい理由は明確ではないが, 電子と中性ガス粒子との衝突やイオンと電

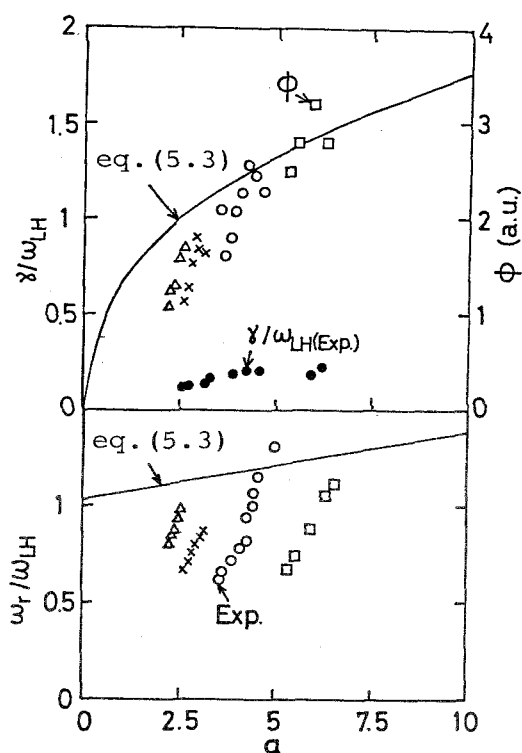


図5.9 ローワーハイブリッドドリフト
2流体不安定性の成長率および周波数
と結合定数 a の関係。 $a = \omega_{LH} k_{\perp} k_y / \omega_{ci} k_z^2$
 ϕ : 波の振幅。

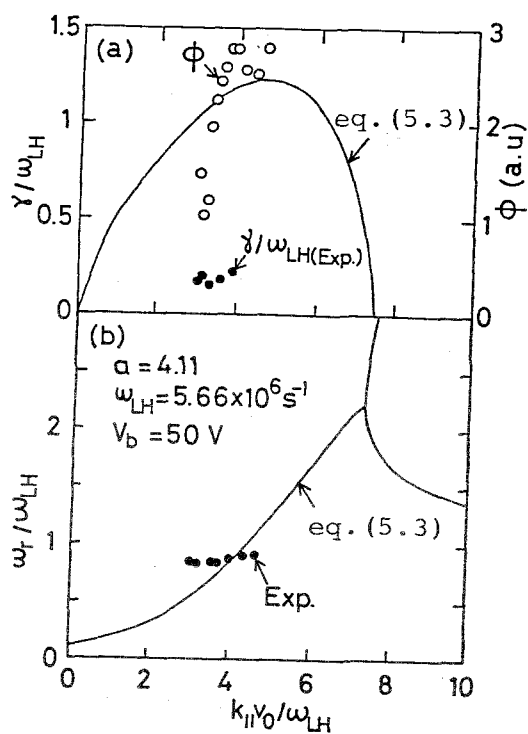


図5.10 ローワーハイブリッドドリフト
2流体不安定性の分散関係。 ϕ : 波の
振幅。

子の有限温度効果などの影響であると考えられる。 以上の実験結果と考察から、観測した波はローワーハイブリッド波と電子ビームモードの結合によって励起されるローワーハイブリッドドリフト2流体不安定性であると同定した。

5.5 結言

半径方向に不均一性の大きい電子ビームを磁場と平行にプラズマに入射すると、ローワーハイブリッド周波数近傍に強い不安定性が観測される。 この波は磁場とほとんど垂直で、電子の反磁性ドリフトの方向に伝搬している ($k_z/k \approx 1.6 \times 10^{-2}$)。 磁場に直角および平行方向の波の位相速度は、ほとんど一定 ($\omega/k_{\perp} \approx 0.25 v_{de}$, $\omega/k_z \approx \sqrt{2} v_{te}$) に保持されている。 このため、プラズマ長や磁場強度を変化させると

位相速度を一定に保つようにモード変換が起こる。分散式と実験の結果が良く一致することから、観測した波はローワーハイブリッド波と電子ビーム遅波モードの結合によるローワーハイブリッドドリフト2流体不安定性であると同定した。

第6章 変調REBによるプラズマ加熱

[61]

6.1 はじめに

相対論的電子ビーム(Relativistic Electron Beam, REB)に関する最近の研究の進展はめざましい。その応用分野としては、X線源、大電力マイクロ波発生器、電子リング加速器、集団イオン加速、核融合プラズマ加熱、慣性核融合のドライバー、レーザー励起等が挙げられる[62]。本章では、プラズマ加熱への応用例として、名大プラズマ研のPhoebus-I[63]というREB源(ビーム加速電圧 $V_b = 200-330$ kV, ビーム電流 $I_b < 6$ kA, パルス幅 $\tau_b \approx 50$ nsec)を用い、これを電流変調して“大容量発振器”(500 MHz, 1 GW)を開発した[64]。次いで、これを用いたプラズマの高周波加熱実験を行い、プラズマ温度が $T_\perp \approx 1$ keV程度まで加熱されたことを述べる[65]。

6.2 REBの電流変調[64]

図6.1は、(a) Phoebus-I REB源と(b)空洞の概略図である。このREB源は空芯昇圧変圧器のマルクス発生器とパルス形成線路(Pulse Forming Line, PFL)から成る。ダイオードは、陽極としてフォイル(Moメッシュ)またはフォイルなしの両方を試みたが、実験の容易さの点から主に後者(マグネトロン入射型電子銃方式)を用いた。ビームの形状はドーナツ型で、外径38 mm ϕ , 内径32 mm ϕ , 厚さ $t = 3$ mmである。代表的なビーム出力は、 $V_b \approx 240$ kV, $I_b \approx 4$ kA, $\tau_b \approx 50$ nsec, G (パービアンس) $\approx 10^{-5}$, $\beta = v_b/c \approx 0.75$ である。

REBの出力を変調するために、図6.1(b)に示すような(1/4)波長が15 cmの空洞共振器(4段)中にREBを入射した。空洞の寸法は、変調周波数(f_m)を500 MHzに想定して設計したものである。なお、REBと空洞の相互作用に伴う自動加速および自動変調については、Friedman[66]の先駆的研究がある。ダイオードの電圧は静電探針(図6.1(b)の①)で測定し、電流波形は磁気探針(同図②③)および高速のファラデーカップを用いた。特に、ファラデーカップはインダクタンスを極力減らしたもので、その応答速度は1 nsec以下(周波数特性: 1 GHz以上)であ

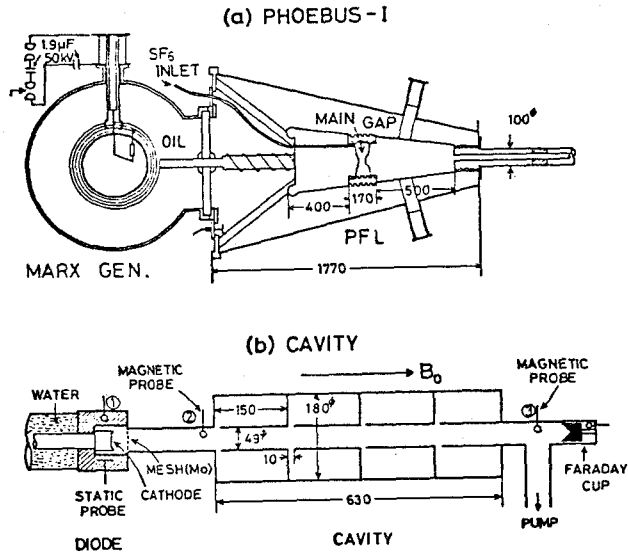


図6.1 (a)REB発生装置の概略(b)空洞.

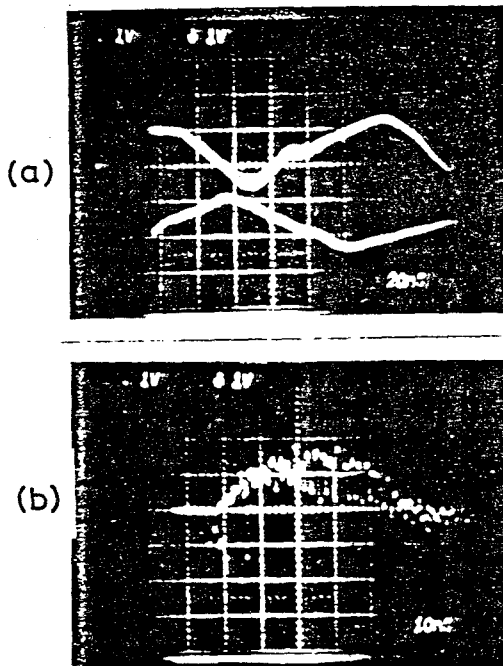


図6.2 (a)REBの電圧(下部)及び電流(上部)波形. 縦軸: 150 kV/div (下部), 2.5kA/div (上部)
(b)高速ファラデーカップの電流波形. 横軸: 10nsec/div. $p=3 \times 10^{-5}$ Torr (空気).

る。ドリフト管中の圧力は $p \simeq 3 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ (空気) に保持し、空洞は磁場強度 $B_0 \simeq 3 \text{ kG}$ の一様磁場中に設置した。

図6.2(a)は、ビーム電圧(下部トレース)およびビーム電流(上部トレース)の代表例である。ここで、電流波形は磁気探針②で測定したもので、REBが空洞に入る直前の波形である。他方、同図(b)はファラデーカップで測定したもので、REBが空洞を通過した後の電流波形である。図より明らかなように、空洞通過後REBが周波数 $f_m = 500 \text{ MHz}$ 、変調度はほとんど100%近く変調されているのがわかる。この場合、変調出力は $P_m \simeq 700 \text{ MW}$ であるが、変調電圧 250 kV 、変調電流 4 kA に達することもある。このように、REBを空洞中を通過せしめることにより、 500 MHz 、 1 GW の“大容量発振器”が開発された。

6.3 変調REBによるプラズマ加熱[65]

次に、変調REBを用いてプラズマの高周波加熱を試みた。REBの走行時間 T_t が変調周期に比べて小さい条件 ($T_t \ll 1/f_m$) に設定すると、ビームの高周波余剰電荷によって、半径方向の電場 E_r が生成される。この場合、REBは一種の電極と見做すことができる。これとは別に、ローワーハイブリッド(LH)加熱は、トカマクをはじめ磁場閉じ込め方式の核融合プラズマにおける追加熱の有効な手段の一つとして注目されている[6]。かかる観点からローワーハイブリッド加熱を想定し、 500 MHz がローワーハイブリッド共鳴条件 ($f_m = 500 \text{ MHz} > f_{LH}$ (ローワーハイブリッド周波数) $= 430 - 480 \text{ MHz}$) を満たす下記のような実験条件を設定した：(1) 密度 $n_0 = 5 \times 10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の水素プラズマを線型プラズマガンまたはビーム自身で生成する、(2) 最大ミラー磁場強度 $B_{\max} \simeq 0 - 20 \text{ kG}$ 、ミラー比 $R_m \simeq 2.5$ 、(3) 上記の条件を満たすようにプラズマ長は $L = 40 \text{ cm}$ とした。

プラズマの加熱実験のブロックダイアグラムおよびその詳細図を図6.3(a)および(b)に示す。空洞とプラズマの間には $20 \mu\text{m}$ のアルミナイズドマイラを挿入して、双方の圧力を独立に変化させた。空洞側の圧力は $p \simeq 3 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ 一定に保ち、プラズマ側は水素圧力 $p(\text{H}_2) \simeq 10^{-3} - 10^{-2} \text{ Torr}$ の範囲で変化した。計測手段としては、反磁性コイル、PINダイオードによる軟X線およびプラズマ壁付近に置いた複探針を用いた。プラズマ容器は、アクリル ($10 \text{ cm} \phi$) を用いた。また図6.3(a)

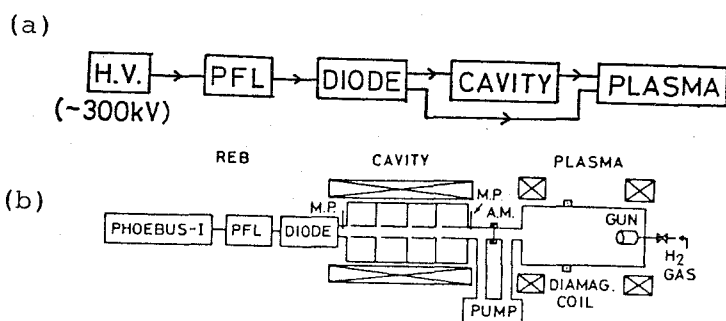


図6.3 プラズマ加熱実験の(a)ブロックダイアグラム
(b)装置の概略図。

に示すように、空洞を通過させずに（無変調REB）直接プラズマ中に入射して、無変調REBとプラズマの相互作用を調べ、変調REB入射の場合と比較した。

図6.4は、実験の典型的なタイムシーケンスを示す。主トリガーに続いて、磁場コイルを動作させ（100kJコンデンサーバンク）、線型ピンチガンでプラズマを生成する。準定常状態に達した時、REBを入射しプラズマと相互作用せしめる。この時の反磁性信号を拡大すると図6.4の最下部に示すような振舞いを示す。すなわち、REBが存

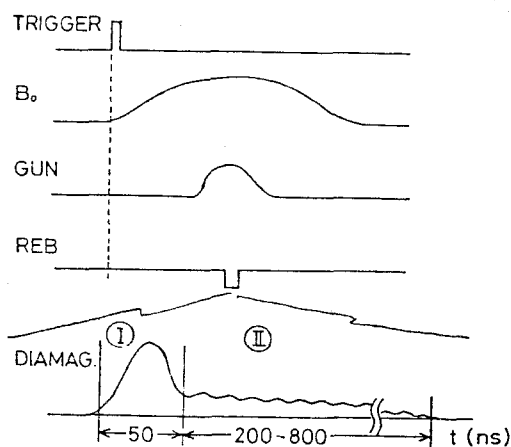


図6.4 タイムシーケンス。

在する時の短いが大きなピーク（以後Phase Iと呼ぶ）とそれが切れた後の長くて小さい部分（以後Phase IIと呼ぶ）に大別される。前者は約50ns続き、後者はプラズマの条件にもよるが200-800ns程度持続する。

反磁性の測定例を図6.5および図6.6に示す。図6.5は、変調または無変調REBを入射した時のプラズマ圧力 $nT_{\perp}$ （または温度 $T_{\perp}$ ）を磁場強度 B_{max} に対してブ

ロットしたものである (Phase I)。図6.5より、プラズマ圧力は磁場の増加と共に増大すること、特にローワーハイブリッド共鳴条件に近くなる $B_{\max} \geq 10 \text{ kG}$ では $T_{\perp} \simeq 1 \text{ keV}$ 程度迄のプラズマ加熱が認められること、変調REB入射時には無変調の場合に比べ、2倍程度の加熱効果があること等が判明した。なお、この場合、プラズマ密度は $n_0 \simeq 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ であった。図6.6は、反磁性 ($n T_{\perp}$) の水素ガス圧力 p に対する依存性を示す。図より $p \simeq 0.5 - 1 \text{ Torr}$ のとき $n T_{\perp}$ が鋭いピークを持つこと、無変調REB入射時に比べて変調時には約3倍程度の加熱効果があること等が判明した。この様に、変調REB入射時には無変調REBに比べて、約2-3倍程度の加熱効果があることが明らかとなった。

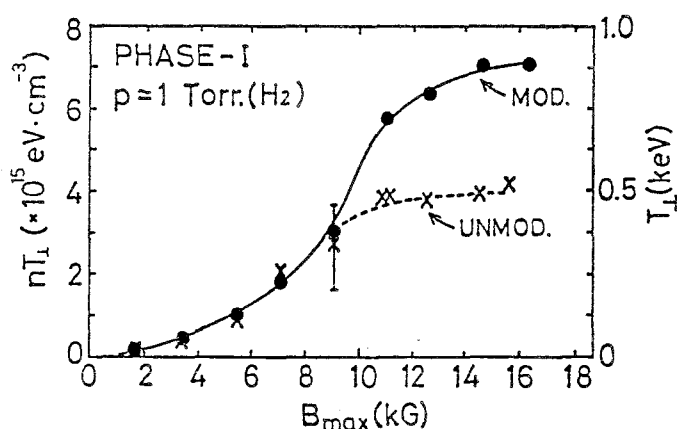


図6.5 プラズマ圧力 (または温度) と磁場強度。

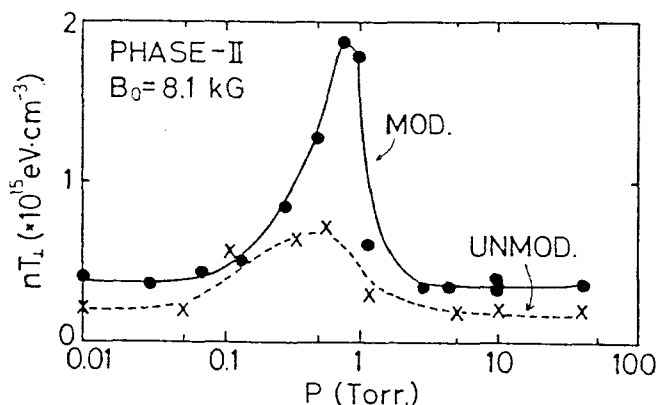


図6.6 反磁性の水素ガス圧力依存性。

上記のプラズマ加熱の機構を解明する

ために、この時現われる不安定性について検討する。反磁性信号には低周波の振動が重複していて、これを系統的に追跡すると、プラズマパラメータの変化にしたがって周波数と振幅が変化することがわかった。この低周波振動の周波数 f と振幅 ϕ を磁場強度 $B_{\max}$ に対してプロットしたのが図6.7である。同図には比較のためイオンサイクロトロン周波数 f_{ci} の計算値も記入した。図より励起波の周波数は磁場強度の増大と共に増大すること、

周波数は $f \simeq (2-3) f_{ci}$ の領域にあること、プラズマが加熱される時に(図6.5)励起波の振幅も増大すること等が判明した。以上のことから、観測されたプラズマ加熱はこの時現われる低周波の不安定性と密接な関係があると推測される。

6.4 検討

6.4.1 変調度の概算

空洞に誘起される変調電圧について考察し、その変調度を概算してみる。空洞を図6.8に示すような同軸ケーブルの概念を適用すると、インダクタンス L およびキャパシタンス C は次式で与えられる。

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} l \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad (6.1)$$

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0 l}{\ln(b/a)} \quad (6.2)$$

ここで、 $a = 24.3 \text{ mm}$ 、 $b = 90 \text{ mm}$ 、

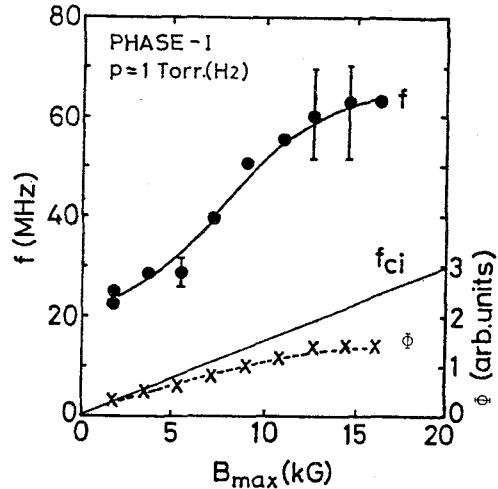


図6.7 励起された低周波振動の周波数 f と振幅 ϕ の磁場強度 $B_{\max}$ 依存性。

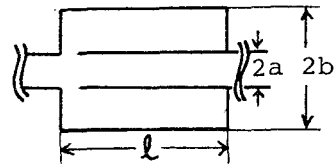


図6.8 空洞の同軸ケーブルモデル。

$l = 150 \text{ mm}$ を代入すると、 $L \simeq 40 \text{ nH}$ 、 $C \simeq 6.5 \text{ pF}$ となる。空洞1個当りに誘起される電圧 (V_1) は

$$V_1 = L \frac{dI}{dt} \quad (6.3)$$

で与えられる。実験での観測値 $dI/dt \simeq 1.2 \times 10^{12} \text{ A/sec}$ を用いると、4段の空洞に誘起される電圧 ($V = 4V_1$) は $V \simeq 190 \text{ kV}$ となる。したがって、変調度は $m = V/V_0 \simeq 0.8$ と得られる。これは実測値と大略一致し、空洞による自動変調であることがわかった。

6.4.2 加熱機構の検討

ローワーハイブリッド周波数近傍の高周波電場が磁場と直角方向に存在すると、ローワーハイブリッドパラメトリック不安定性 (LHP I) が励起されることは良く知られている [67]。変調 REB・プラズマ系の本実験パラメータは、上記のモデルに合致しており、さらに変調 REB 入射の場合のみイオンサイクロトロン周波数の2-3倍大きな低周波振動が観測されることは既に述べた。そこで、LHP I が励起されている可能性があるので、この閾値を概算してみよう。図6.5および図6.6の条件下では、プラズマは入射した変調 REB 自身で生成された不均一プラズマである。この場合、共鳴崩壊型 LHP I の閾値は次式で与えられる [67]。

$$\frac{v}{C_s} = 2 \frac{\omega_0}{\omega_{pi}} \left(\frac{k_x K_n}{k^2} \right)^{1/2} \quad (6.4)$$

ただし、 $v = E_r/B_0$ 、 ω_0 はポンプ周波数、 k_x は半径方向の波数である。実験パラメータを用いて(6.4)式を計算すると、閾値電場は $E_c \leq 5 \text{ kV/cm}$ と概算される。また、均一プラズマの場合の閾値は、これより約2桁低減する [68]。

一方、変調 REB の高周波余剰電荷によって生成される電場は、ポアソン方程式を用いて次のように導出できる [7]。

$$E_r = \frac{1}{\epsilon_0} \left(\frac{m_e}{2e} \right)^{1/2} \cdot \frac{Gv_m}{2\pi r} \quad (r \geq r_b) \quad (6.5)$$

ただし、 G はバービアンズ、 r_b はビーム半径である。これより本実験条件下では $E_r \simeq 30 \text{ kV/cm}$ と概算できる。すなわち、変調REBによって、あらゆるタイプのLHPの閾値より遙かに大きい大振幅高周波電場が発生していると考えられる。

詳細な位相測定を行わなかったので、低周波モードがどのタイプの波動であるか明らかなでない。しかしながら、イオンサイクロトロン周波数の2-3倍付近に周波数成分を持ち、ポンプ波（変調REB）がある時だけ低周波の励起が認められること等から、低周波モードはパラメトリック励起されたイオンサイクロトロン波またはイオン準モードであると考えられる。

6.4.3 加熱効率の評価

最後に加熱効率について考察してみる。いま、実験条件を $p = 1 \text{ Torr}$ 、 $B_{\max} = 15 \text{ kG}$ とすると、プラズマ圧力は図6.5から

$$nT_{\perp} \simeq 7 \times 10^{21} \text{ eV/m}^3 \simeq 10^3 \text{ J/m}^3$$

と求められる。一方、プラズマの体積は $V \simeq 5 \times 10^{-3} \text{ m}^3$ 程度であるので、加熱に消費されたエネルギーは $E_H = nT_{\perp}V \simeq 0.5 \text{ J}$ となる。他方、入力電力は $P_{IN} \simeq 10^9 \text{ W}$ 、エネルギーにして $E_{IN} \simeq 50 \text{ J}$ である。したがって、加熱効率は

$$\eta = \frac{E_H}{E_{IN}} \simeq 1\%$$

程度と概算できる。

6.5 結言

加速電圧 $V_b \simeq 250 \text{ kV}$ 、ビーム電流 $I_b \simeq 4 \text{ kA}$ 、パルス幅 $\tau_b \simeq 50 \text{ nsec}$ のREBを空洞共振器中に入射して、 500 MHz 、 1 GW の“大容量発振器”を開発した。自動加速による自動変調によりREBの電流は変調され、変調度は100%に達した。変調REBの余剰電荷による高周波電場が磁場に垂直方向に印加されるように実験条件を

吟味し，トカマクパラメータのローワーハイブリッド共鳴条件に近いプラズマを生成し，変調REBとの相互作用を調べた．その結果，変調REB入射時には無変調の場合に比べて2-3倍程度の著しい加熱効果があること，ローワーハイブリッド共鳴条件に近い時 $T_{\perp} \simeq 1 \text{ keV}$ 程度までのプラズマ加熱が起こること，この時 $(2-3) f_{oi}$ 近傍の低周波振動が強く励起されること等が判明した．変調REBによる高周波電場 ($E_r \simeq 30 \text{ kV/cm}$) は，あらゆるタイプのローワーハイブリッドパラメトリック不安定性の閾値 ($E_o \leq 5 \text{ kV/cm}$) を遙かに越えることが判明した．以上の事から，観測されたプラズマ加熱は，ローワーハイブリッド波とイオンサイクロトロン波またはイオン準モードから成るパラメトリック不安定性によるものであると考えられる．

第7章 変調イオンビームによるパラメトリック不安定性とプラズマ加熱 [69, 70]

7.1 はじめに

ローワーハイブリッド (LH) 周波数近傍の波動加熱は、核融合反応を起こさせるに必要な温度までプラズマを加熱する有力な方法の一つとして注目されている [71]。高周波エネルギーのプラズマへの吸収機構としては、電磁波からイオンモードへの線形モード変換と、パラメトリック変換のような非線形過程が考えられている。何れも長波長の電磁波モードから短波長で位相速度の遅い静電波モードへの変換には変わらないが、大規模な核融合プラズマ実験では非線形モード変換が支配的になると考えられる。

パラメトリック不安定性を励起するには、高周波電力をプラズマに注入しなければならない。従来、このために半円筒 (同軸) 電極 [72, 73]、ループアンテナ [74, 75]、遅波アンテナ [76, 77]、導波管列 [71, 78, 79] などが使用されてきたが、いずれも高周波電力をプラズマの外側から伝送するもので、プラズマ端での高周波電力の消費や反射が起こり、プラズマ内部への高周波エネルギー伝送が一つの問題点になっている。前章でも述べたが、変調ビームは一種の“発振器”であり、これをプラズマに入射すると、電極を設置することなく高周波エネルギーをプラズマ内部に持ち込める極めて有用な高周波エネルギー伝送手段となる。事実、ローワーハイブリッド周波数で変調した電子ビームをプラズマに入射して、ローワーハイブリッド波とイオンサイクロトロン波またはイオン準モードから成るパラメトリック不安定性の励起と、プラズマ加熱が観測されることが報告されている [7, 65, 80, 81]。これらの実験では、変調電子ビームの余剰空間電荷により、半径方向の振動電場が生成された。ビーム変調法により得られる振動電場は、質量比の大きい程大きい (第6章(6.5)式) ので、この点でイオンビームは電子ビームと比較して有利である。このような観点から、筆者が初めて、ローワーハイブリッド周波数で変調したイオンビームを標的プラズマに入射することによって、パラメトリック不安定性を励起し、励起波動によるプラズマ加熱とその加熱機構を解明する目的で実験を行った。

ローワーハイブリッド周波数近くの高周波電場の低周波ドリフトモード (ドリフト波、ドリフトイオンサイクロトロン波など) に及ぼす影響については、以前から多くの理論的

〔82-85〕および実験的〔86-89〕研究がなされてきた。第4章でも述べたが、低周波ドリフト不安定性は、磁場に直角方向の異常拡散を誘起するためプラズマの閉じ込めには有害であるとされている。このため、ローワーハイブリッド電場とドリフト不安定性の相互作用に関する研究は、ドリフト波の抑制に関するものがほとんどであった

〔82, 83, 85, 87, 89〕。しかしながら、最近の計算機実験では、ドリフト波によってプラズマ加熱が起こることが予測された〔90〕。さらに、磁場に平行な電流で励起されたドリフト波によるイオン加熱も観測されている〔91〕。また、ローワーハイブリッド電場によるドリフト波の成長も観測されているが〔86, 88〕、この時プラズマ加熱が起こることは報告されていない。

本章では、パラメトリック励起されたドリフト波と、これに伴うイオン加熱に関する実験結果と理論的考察について述べる。

7.2 不均一プラズマ中のパラメトリック不安定性の分散式

一様な静磁場 $\mathbf{B}_0$ 中の不均一プラズマを考える。磁場 $\mathbf{B}_0$ は z 軸方向にとり、プラズマ密度の不均一が x 軸方向にあると仮定する。外部高周波電場 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \omega_0 t$ は磁場と任意の方向にあるとする、すなわち $\mathbf{E}_0 = E_{||} \mathbf{e}_z + E_{\perp} \mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_z$ および $\mathbf{e}_x$ は z および x 方向の単位ベクトルで、また、ダイポール近似 ($k_0 = 0$) が成立し、 $\mathbf{E}_0$ は一様であると仮定する。高周波電場の周波数は、ローワーハイブリッド周波数 ($\omega_{LH} = \omega_{pi} (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2)^{1/2}$) 近傍を選ぶ。励起波の低周波モードの周波数 ω は、ポンプ周波数 ω_0 に比べて小さい ($\omega_0 \gg \omega$) とし、ポンプ電場は弱いと仮定する。このようなモデルでの静電波の分散式は次式で与えられる〔83, 92〕

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega) &= 1 + \chi_e(\omega) + \chi_i(\omega) \\ &= -\frac{\mu^2}{4} \chi_i(\omega) \left\{ 1 + \chi_e(\omega) \right\} \\ &\quad \cdot \left\{ \frac{1}{\varepsilon(\omega - \omega_0)} + \frac{1}{\varepsilon(\omega + \omega_0)} \right\} \end{aligned} \quad (7.1)$$

ただし、 $\varepsilon_{\pm}(\omega \pm \omega_0) = 1 + \chi_i(\omega \pm \omega_0) + \chi_e(\omega \pm \omega_0)$ は、周波数が $|\omega \pm \omega_0| \simeq \omega_0$ 付近の誘電定数であり、 χ_j は感受率 ($j = e$ または i , e : 電子, i : イオン) で

ある。また、 μ は、結合定数で次式で定義される。

$$\mu^2 = \left(\frac{eE_{\parallel} k_z}{m_e \omega_0} \right)^2 + \left(\frac{ek_y E_{\perp}}{m_e \omega_0 \omega_{ce}} \right)^2 \quad (7.2)$$

ここで、外部電場へのイオンの応答は、電子のそれに比べて無視できる（すなわち、 $\mu_i \simeq (\omega_{ci}/\omega_0) \mu_e \ll \mu_e$ ）ので、 $\mu_i \simeq 0$ とした。マックスウェル分布を仮定すると、不均一プラズマの感受率は(2.2)式から次のように書かれる。

$$\chi_j = \frac{1}{k_z^2 d_j^2} \left[1 + \frac{\omega - \omega_j^*}{k_z v_{tj}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(b_j) \exp(-b_j^2) Z(\zeta_{nj}) \right] \quad (7.3)$$

ただし、 $\zeta_{nj} = (\omega - n\omega_{cj}) / k_z v_{tj}$ ，その他の記号は、(2.2)式と同じである。

いま、低周波モードはドリフト波、高周波モードはローワーハイブリッド波から成るパラメトリック不安定性を考える。 $\omega \ll \omega_{ci}$ ， $k_z v_{ti} \ll \omega \ll k_z v_{te}$ ，および $k_z \ll k_{\perp}$ が成立すると仮定すると、電子およびイオンの感受率は(7.3)式からそれぞれ

$$\chi_e = \frac{1}{k_z^2 d_e^2} \left(1 + i\sqrt{\pi} \frac{\omega - \omega_e^*}{k_z v_{te}} \right) \quad (7.4)$$

$$\chi_i = \frac{1}{k_z^2 d_i^2} \left\{ 1 - \Lambda_0 \left(1 - \frac{\omega_i^*}{\omega} \right) + i\sqrt{\pi} \Lambda_0 \frac{\omega - \omega_i^*}{k_z v_{ti}} \exp\left(-\frac{\omega^2}{k_z^2 v_{ti}^2}\right) \right\} \quad (7.5)$$

ただし、 $b_e \ll 1$ であるとし、 $\Lambda_0 = I_0(b_i) \exp(-b_i^2)$ とする。これに対して、ポンプ周波数近く ($\omega_{ce} \gg \omega_0 \simeq \omega_{LH} \gg \omega_{ci}$) では、電子に対しては $\omega_0 \gg k_z v_{te}$ が成り立つと仮定できるので、(7.3)式から

$$\chi_e = \frac{k_{\perp}^2}{k^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{k_z^2}{k^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_e^*}{k_z^2 d_e^2 \omega} + i \frac{\sqrt{\pi}}{k_z^2 d_e^2} \frac{\omega}{k_z v_{te}} \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Lambda_n(b_e) \exp\left\{-\left(\frac{\omega - n\omega_{ce}}{k_z v_{te}}\right)^2\right\} \quad (7.6)$$

を得る。一方、イオンはこの場合磁場の影響を受けないと考えて良いから、(7.3)式からイオンの感受率は

$$\chi_i = -\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + i\sqrt{\pi} \frac{1}{k_{di}^2} \frac{\omega}{k_z v_{ti}} \exp\left(-\frac{\omega^2}{k_z^2 v_{ti}^2}\right) \quad (7.7)$$

となる。ただし、 $\omega \gg k_z v_{ti}$ を仮定した。

ここで、外部電場が存在する場合のドリフト波の分散式を導出しよう。(7.4)-(7.7)式を(7.1)式に代入して整理すると、ドリフト波の分散式は次式のように得られる。

$$\begin{aligned} 1 + k_{de}^2 + T\left\{1 - \Lambda_0\left(1 - \frac{\omega_i^*}{\omega}\right)\right\} + A(1 + k_{de}^2)\left\{1 - \Lambda_0\left(1 - \frac{\omega_i^*}{\omega}\right)\right\} \\ + i\sqrt{\pi} \left[\frac{\omega - \omega_i^*}{k_z v_{te}} \left\{1 + A\left(1 - \Lambda_0\left(1 - \frac{\omega_i^*}{\omega}\right)\right)\right\} \right. \\ \left. + \Lambda_0 \frac{\omega - \omega_i^*}{k_z v_{ti}} \exp\left(-\frac{\omega^2}{k_z^2 v_{ti}^2}\right) (T + A(1 + k_{de}^2)) \right] = 0 \end{aligned} \quad (7.8)$$

ただし

$$\begin{aligned} A = \frac{1}{4} \mu^2 \left\{ \frac{1}{\epsilon(\omega + \omega_0)} + \frac{1}{\epsilon(\omega - \omega_0)} \right\} \frac{1}{k_{di}^2} \\ = \frac{1}{2k_{di}^2} \left(\frac{e}{m_e} \frac{E_{||} k_z}{\omega_0} \right)^2 \left(1 + \frac{E_{\perp}^2 k_y^2 \omega_0^2}{E_{||}^2 k_z^2 \omega_{ce}^2} \right) \frac{(1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2)(1 - \omega_A^2 / \omega_0^2)}{(1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2)(1 - \omega_A^2 / \omega_0^2)^2 + \bar{\nu}^2} \end{aligned} \quad (7.9)$$

$$\omega_A^2 = \omega_{LH}^2 \left(1 + \frac{k_z^2}{k^2} \frac{m_i}{m_e} \right) \quad (7.10)$$

$$\bar{\nu} = \frac{\sqrt{\pi}}{k_{de}^2} \frac{\omega_0}{k_z v_{te}} \exp\left(-\frac{\omega_0^2}{k_z^2 v_{te}^2}\right) \quad T = \frac{T_e}{T_i} \quad (7.11)$$

なお、(7.8)式の導出には、 $|A| \ll 1$ を仮定した。さらに、 $\omega = \omega_r + i\gamma$ と置き、これを(7.8)式に代入して、この実数部と虚数部から次の求める分散関係が得られる。

$$\omega_r = - \frac{(T+A)\Lambda_0}{1 + (T+A)(1-\Lambda_0)} \omega_i^* \quad (7.12)$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{\pi} \omega_r}{1 + (1-\Lambda_0)(T+A)} \left[\frac{\omega_e^* - \omega_r}{k_z v_{te}} + \frac{T}{k_z v_{ti}} \Lambda_0 \exp\left\{-\frac{\omega_r^2}{k_z^2 v_{ti}^2} (\omega_i^* - \omega_r)\right\} \right] \quad (7.13)$$

ここで、 $k^2 d_e^2 \ll 1$ と仮定した。外部高周波電場のない場合 ($A=0$) は、(7.12)及び(7.13)式は、良く知られたドリフト波の分散式となる。いま、 $\Lambda_0 = 1 - b_i$ および $A b_i \ll 1$ として、(7.12)を(7.13)式に代入すると γ は次式のように書かれる。

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{\sqrt{\pi} \omega_i^{*2} \{A + (1-b_i)T\}}{(1+b_i T)^3 k_z v_{te}} \left[T(b_i + b_i T) - T(1+T) \left(\frac{m_i}{m_e} T \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\omega_r^2}{k_z^2 v_{ti}^2}\right) \right. \\ &\quad \left. - A \left\{ 1 + T \left(\frac{m_i}{m_e} T \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\omega_r^2}{k_z^2 v_{ti}^2}\right) \right\} \right] \\ &= c(\alpha - A)(A - \beta) \end{aligned} \quad (7.14)$$

ただし、

$$\alpha = \frac{T(b_i + b_i T) - T(1+T) \left(\frac{m_i}{m_e} T \right)^{1/2} \exp(-\omega_r^2 / k_z^2 v_{ti}^2)}{1 + T \left(\frac{m_i}{m_e} T \right)^{1/2} \exp(-\omega_r^2 / k_z^2 v_{ti}^2)} \quad (7.15)$$

$$\beta = -T + b_i T \quad (7.16)$$

(7.14)式から、外部高周波電場によってドリフト波が成長する場合の条件 ($\gamma > 0$) を考

える。ここで、後に述べる本章の実験条件では、 $\beta < 0$ および $|\alpha| \ll |\beta|$ の関係は常に成立していることを注意しておこう。このような条件下では、 $\alpha < 0$ の場合は、 $\omega_0 < \omega_A$ のとき、 $\gamma > 0$ となる。すなわち、 $\omega_0 < \omega_A$ となる周波数のポンプ電場によって、ドリフト不安定性がパラメトリック的に励起されることがわかる。これに対して、 $\alpha > 0$ の場合は、 $\omega_0 > \omega_A$ のとき不安定性はポンプ電場によって抑制されるが、 $\omega_0 < \omega_A$ のときはさらに成長する。

次に、パラメトリック不安定性の閾値電場を求めよう。閾値電場は、(7.14)式で $\gamma = 0$ を満足する条件から求まる。いま、ポンプ電場が磁場と平行にあるとすると、閾値電場 $E_{//c}$ は次式のようになる。

$$E_{//c} = (2\alpha)^{1/2} \left(\frac{m_e \omega_0^2}{ek_z} \right) kd_i \left\{ \frac{\bar{v}^2 + (1 - \omega_A^2/\omega_0^2)^2}{|1 - \omega_A^2/\omega_0^2|} \right\}^{1/2} \quad (7.17)$$

同様に、ポンプ電場が磁場と直角にあるとすると、閾値電場 $E_{\perp c}$ は

$$E_{\perp c} = (2\alpha)^{1/2} \frac{kd_i B_0 \omega_0}{k_{\perp}} \left\{ \frac{\bar{v}^2 + (1 - \omega_A^2/\omega_0^2)^2}{|1 - \omega_A^2/\omega_0^2|} \right\}^{1/2} \quad (7.18)$$

となる。以上の結果は、SundaramとKawの結果[84]とほとんど同じである。

次に、高周波モード（サテライト波）の分散式を求める。高周波モードの分散式は

$$\epsilon(\omega \pm \omega_0) \simeq \epsilon(\omega_0) = 0 \quad (7.19)$$

の解で与えられる。(7.6)および(7.7)式を(7.19)式に代入すると

$$1 = \frac{\omega_{LH}^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{m_i k_z^2}{m_e k^2} \right) - \frac{1}{k^2 d_e^2} \frac{\omega_e^*}{\omega} \frac{\omega_{LH}^2}{\omega_{pi}^2} \quad (7.20)$$

が得る。これは、冷たい不均一プラズマのローワーハイブリッド波の分散式である。

7.3 実験装置と方法

実験は、磁場中に設置したDP装置で行った。図7.1は、装置の概略と測定回路のブロックダイアグラムである。真空容器の寸法やプラズマ生成方法は、図3.7と同じ

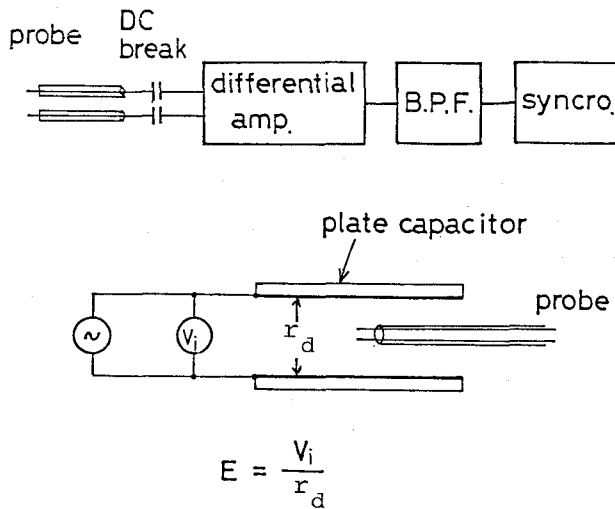


図7.2 (a)ポンプ波電場の測定ブロックダイアグラム。
プローブは セラミック遮蔽した複探針。 (b)探針
の較正。 平行平板：50cm×50cm，間隙： $r_d=2$ cm。

ロックダイアグラムである。 また、この探針の較正は、図7.2 (b)に概略を示すように、ギャップ間隙がその面積に比べて小さい平行平板（間隙：2 cm，面積：50 cm × 50 cm）間に既知電場を作って行った。 代表的なプラズマパラメータは、以下の様であった： プラズマ密度 $n_0 \approx (1-5) \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ，電子温度（ポンプ電場のない場合） $T_{e0} \approx 0.2-0.3 \text{ eV}$ ，イオン温度（ポンプ電場のない場合） $T_{i0} \approx 0.3-0.4 \text{ eV}$ ，磁場強度 $B_0 \approx 0.5-1 \text{ kG}$ ，ヘリウムガス圧力 $p \approx 2.8 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ ，ビーム半径 $r_b \approx 0.3 \text{ cm}$ ，ビーム加速電圧 $V_b \approx 100-200 \text{ V}$ ，ビーム密度 $n_b \approx 5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ 。

不安定性とプラズマ温度の時間的変化を調べるために、ポンプ波にバースト波を使用した。 各励起波モードの成長率の測定には、図7.1に示すようなシステムを用いた。 すなわち、検出抵抗（1 kΩ）で検出した信号を増幅し、これをバンドパスフィルター（BPF）または電界強度計（FSM）を通過させて、単一モードの信号を取り出す。 さらに、この信号をボックスカー積分器を通した後、X-Yレコーダー（または、オシロスコープ）で記録した。 イオンおよび電子温度の時間的変化は、図7.1に示すようにボックスカー積分器を使って測定した。 この時のボックスカー積分器のゲート幅は、3 μsec以下とした。

7.4 実験結果と検討

7.4.1 変調イオンビームによるポンプ電場

はじめに、イオンビームを変調して磁場と平行にプラズマに入射したとき、プラズマ内に発生する高周波ポンプ電場をセラミック遮蔽した複探針で測定した。変調周波数（ポンプ周波数）は、 $f_0 (= \omega_0 / 2\pi) \simeq 1 - 5 \text{ MHz}$ である。図7.3は、 $f_0 = 3.4 \text{ MHz}$ の場合のポンプ電場 E の代表例で、変調電圧（ポンプ電圧） V_0 の関数として示す。同図で、 $E_{\parallel}$ および $E_{\perp}$ はそれぞれ磁場に平行および直角方向の電場である。

図からわかるように、ポンプ電場はいずれも、 $V_0 \leq 4 \text{ V}$ の領域では変調電圧に比例しているが、 $V_0 > 4 \text{ V}$ では $E_{\perp} \simeq 0.71 \text{ V/cm}$ および $E_{\parallel} \simeq 0.5 \text{ V/cm}$ で飽和する。ポンプ電場の分布は、図7.4 (a) に示すように、複探針を構成する一本の探針をビームの中心に設定し、他方の探針を 360° 回転させて測定した。図7.4 (b) は、その結果の一例である。図に示すように、直角方向の電場が平行方向のそれより2

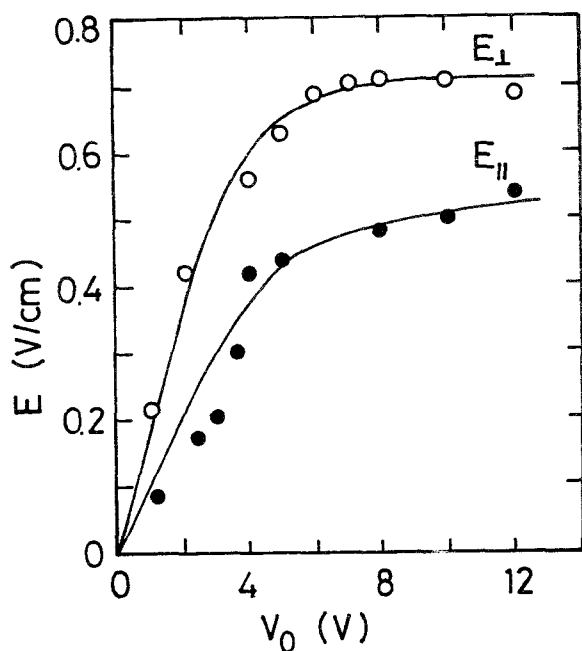


図7.3 磁場の垂直($E_{\perp}$)および平行($E_{\parallel}$)方向のポンプ電場とポンプ電圧 V_0 の関係。 $p=2.7 \times 10^{-4} \text{ Torr}$, $B_0=660 \text{ G}$, $V_b=110 \text{ V}$, $f_0=3.4 \text{ MHz}$ 。

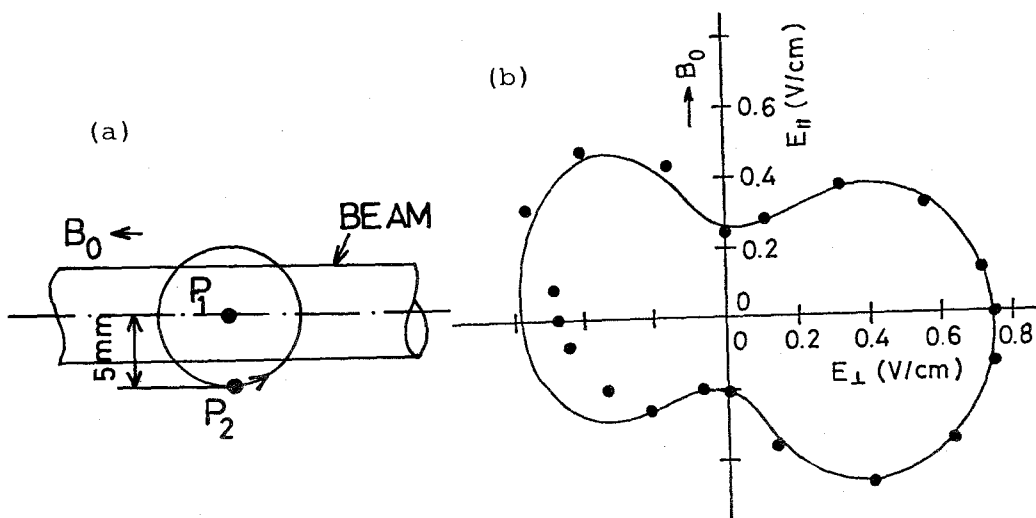


図7.4 (a)ビームとセラミック遮蔽探針の位置。P₁とP₂で複探針を形成。探針間距離：5mm。(b)磁場に任意の方向のポンプ電場。 $p=2.7 \times 10^{-4}$ Torr, $B_0=660$ G, $V_b=110$ V, $f_0=3.4$ MHz, $V_0=10$ V.

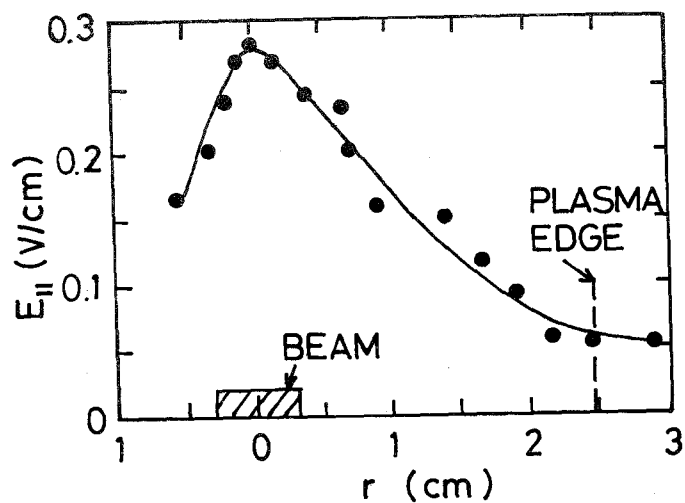


図7.5 磁場に平行なポンプ電場 $E_{\parallel}$ の半径方向分布。
 $p=2.7 \times 10^{-4}$ Torr, $B_0=660$ G, $V_b=110$ V, $f_0=3.4$ MHz, $V_0=10$ V.

倍程度大きい。 図7. 5は、磁場に平行なポンプ電場の半径方向の変化の様子である。

ポンプ電場は、ビームの中心で最も大きい、ビームの外側のプラズマ領域にも広がっているのがわかる。 なお、この測定系には周波数依存性があり変調周波数が異なるとポンプ電場と変調電圧の関係も若干異なる。 このため、実験に使用する変調周波数毎に図7. 3のような較正曲線を作成した。

7. 4. 2 パラメトリック不安定性の同定

ポンプ周波数 ω_0 をローワーハイブリッド周波数 ω_{LH} 近傍に選ぶ。 本実験条件の代表的なプラズマ密度($n_0 \approx 2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$)では、 $\omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 \approx 5 \times 10^{-2}$ となるので、 $f_{LH} \approx f_{pl} \approx 1.5 \text{ MHz}$ となる。 変調電圧(ポンプ電圧) V_0 をある閾値電圧(V_0)以上に増大すると、パラメトリック不安定性が励起される。 この典型的な周波数スペクトラムを図7. 6に示す。 ここで、 ω_0 はポンプ波、 ω_1 は低周波モード、 ω_2 は高周波サテライトモードである。 図7. 6 (a)は、ポンプ電圧が閾値以下の場合で ω_0 モード

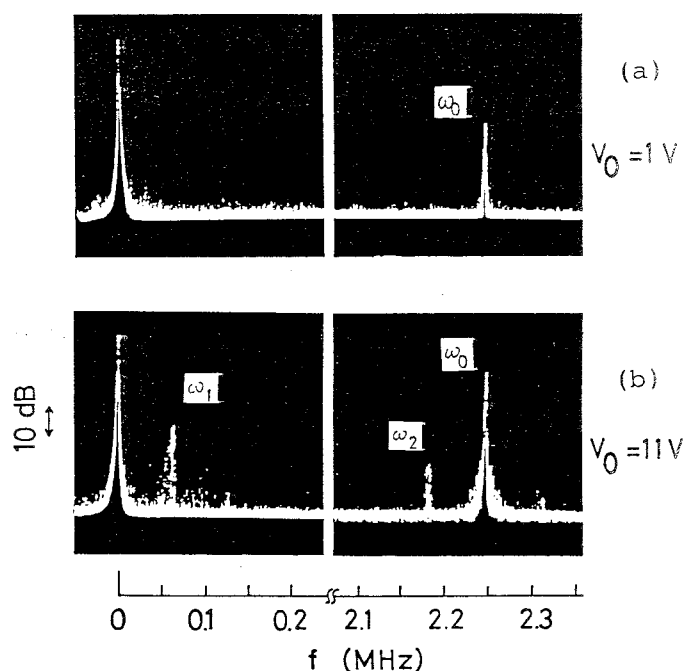


図7.6 パラメトリック不安定性の周波数スペクトラム。(a)ポンプ電圧 V_0 が閾値以下。(b) V_0 が閾値以上。 $p=2.6 \times 10^{-4} \text{ Torr}$, $B_0=660 \text{ G}$, $V_b=110 \text{ V}$, $n_0=3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $\omega_0/\omega_{LH}=1.23$, $f_{LH}=1.82 \text{ MHz}$ 。

のみが存在する。ポンプ電圧を閾値以上に大きくすると、図7.6(b)に示すように ω_1 および ω_2 モードが現われる。

このような周波数スペクトラムから、 ω_0 、 ω_1 および ω_2 モードの周波数 f と振幅 Φ をポンプ電圧 V_0 の関数として図7.7(a)(b)に示す。 ω_1 モードの周波数は、イオンサイクロトロン周波数 ω_{ci} より約1桁小さく($\omega_1/\omega_{ci} \approx 0.1 - 0.2$)、 ω_2 モードの周波数は、ローワーハイブリッド周波数 ω_{LH} より若干大きい($\omega_2/\omega_{LH} \approx 1.4 - 3.5$)。図7.6および図7.7からわかるように、周波数の整合則、すなわち、 $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ は常に満足されている。図7.7(c)には、プラズマの電子温度 T_e およびイオン温度 T_i をプロットした。ポンプ電圧がない場合は、 $T_i \approx 0.3 \text{ eV}$ および $T_e \approx 0.2 \text{ eV}$ である。ポンプ電圧を増大して不安定性が励起されると、イオンおよび電子温度は共に増大し、 $V_0 \approx 10 \text{ V}$ では $T_i \approx 1.8 \text{ eV}$ および $T_e \approx 2.9 \text{ eV}$ に達することが判明した。

本実験では、プラズマは半径方向に不均一である。図7.8(a)に示すように、ビームの境界付近で密度の不均一が最大になり、この位置で励起波(ω_1 および ω_2 モード)は局在している。

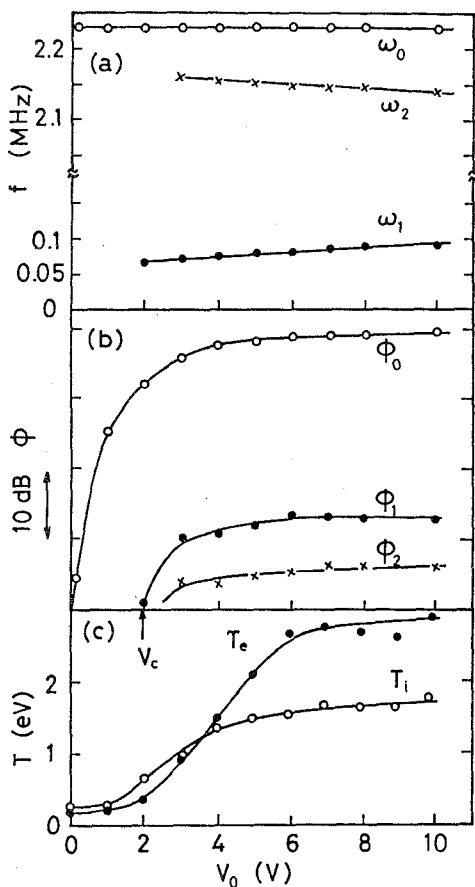


図7.7 ポンプ波(ω_0)、低周波モード(ω_1)および高周波サテライトモード(ω_2)の(a)周波数と(b)振幅 Φ のポンプ電圧 V_0 依存性。 V_c : 閾値 (c)イオン温度 T_i と電子温度 T_e のポンプ電圧 V_0 依存性。 $p=2.7 \times 10^{-4} \text{ Torr}$, $B_0=650 \text{ G}$, $V_b=110 \text{ V}$, $\omega_0/\omega_{LH}=1.23$ 。

典型的な密度勾配係数は、 $K_n = -(1/n_0) \, dn_0/dx \simeq 1 \, \text{cm}^{-1}$ であった。次に、各励起波の磁場に直角および平行方向の波数を決定するために、 r 、 θ および z 方向の各波動の位相と振幅の変化を測定した。図7.8(b)は、方位角方向に 180° 異なる2つの探針で検出した ω_1 モードの信号である。探針 P_1 、 P_2 からの ω_1 モードの信号は、位相が 180° 異なる。さらに、一方の探針を方位角方向に移動して位相変化を測定した結果と対照すると、 ω_1 モードは、電子の反磁性ドリフトの方向にモード数 $m=1$ で伝搬していることが判明した。同様の測定から、 ω_2 モードは、 ω_1 モードとは反対方向に $m=1$ で伝搬している。なお、半径方向には、いずれの励起波も伝搬していなかった。以上の結果から、磁場に直角方向の波数は、 $|k_\perp| \simeq |k_\theta| = m/r_0$ で与えられる。ただし、 r_0 は、波の最大振幅の位置

である。ポンプ周波数を変化させた時の r_0 の測定結果と $m=1$ から、 ω_1 および ω_2 モードの磁場に垂直な波数(k_θ)を求め、これを図7.8(c)に示した。図からわかるように、 $|k_{\theta 1}| \simeq |k_{\theta 2}|$ がほぼ満足されている。なお、 z 軸方向には、 ω_1 および ω_2 モードは共にモード数 $l=1$ の定在波を形成していた。このため、軸方向の波数は、 $|k_{z1}| = |k_{z2}| = L/\pi \simeq 6.8 \, \text{m}^{-1}$ となる。したがって、 $k_z/k_\perp \simeq 3 \, (m_e/m_i)^{1/2} \simeq 3.5 \times 10^{-2}$ となり、 ω_1 および ω_2 モードは共に磁場にほとんど垂直に伝搬していることがわかった。

ポンプ波(ω_0 モード)の r 、 θ 、 z 方向の伝搬特性は、高周波領域(5MHz)まで周波数を自動的にロックできるように改良したシステム[93]を用いた干渉法で測定した。その結果からは、 ω_0 モードの

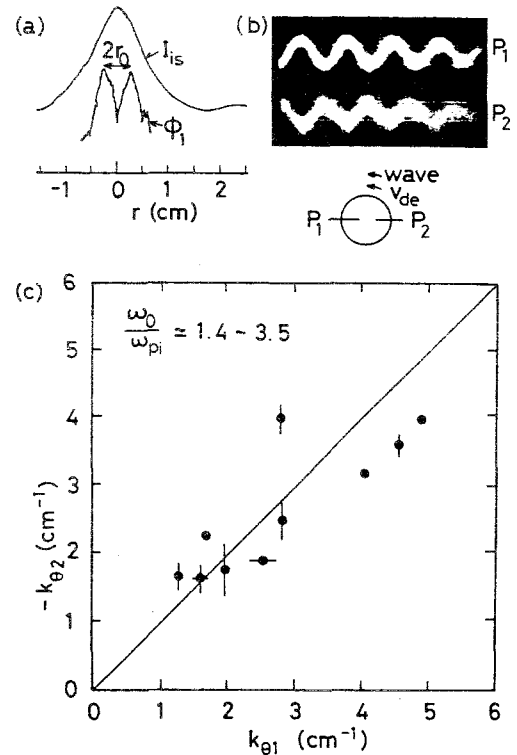


図7.8 (a)低周波モード(ω_1 モード)の振幅 ϕ_1 とイオン飽和電流 I_{is} の半径方向分布。(b)低周波モードに方位角方向の位相変化。 $x=10 \, \mu\text{s}/\text{div}$ 。(c)低周波モードおよび高周波サテライトモード(ω_2 モード)の磁場に垂直方向の波数。

位相の変化は認められなかったので、 $|\mathbf{k}_0| \approx 0$ であるとした。この結果は、先に述べたダイポール近似を支持するものである。以上の実験結果から、波数の保存則は、 $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \approx \mathbf{k}_0 \approx 0$ の関係式を満足していることがわかった。

上述した波動の特性から、 ω_1 モードはドリフト波であり、 ω_2 モードはローワーハイブリッド波であると推測できる。このことを確認するために、外部高周波電場を考慮したときのドリフト波とローワーハイブリッド波の分散式の数値解析を行う。図7.9は、(7.12)および(7.13)に実験パラメータを代入して計算したドリフト波の周波数と成長率および磁場強度の関係である。同図には、イオンサイクロトロン周波数および電子のドリフト周波数の値と共に、 ω_1 モードの周波数および成長率の実験値(●)も併記した。なお、周波数の実験値は、 $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ ドリフトによるプラズマ回転に伴うドップラー効果を差し引いた値である(代表的な半径方向電場： $E_r \lesssim 0.1 \text{ V/cm}$)。また、波の成長

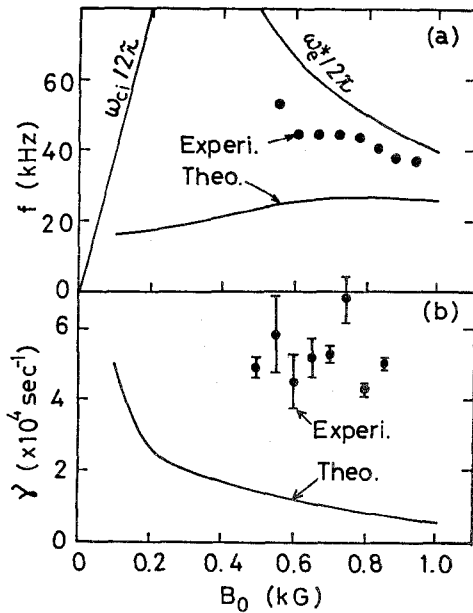


図7.9 (a) ω_1 モードの周波数 f および(b) 成長率 γ と磁場強度 B_0 の関係。(●): 実測値, 実線: (7.12)および(7.13)式から計算した理論値。 $T_e=T_i=1\text{eV}$, $K_n=1\text{cm}^{-1}$, $k_\perp=2.5\text{cm}^{-1}$, $k_z=7 \times 10^{-2}\text{cm}^{-1}$, $n_0=3 \times 10^8\text{cm}^{-3}$, $E_{\parallel}=0.5\text{V/cm}$, $f_0=3\text{MHz}$ 。

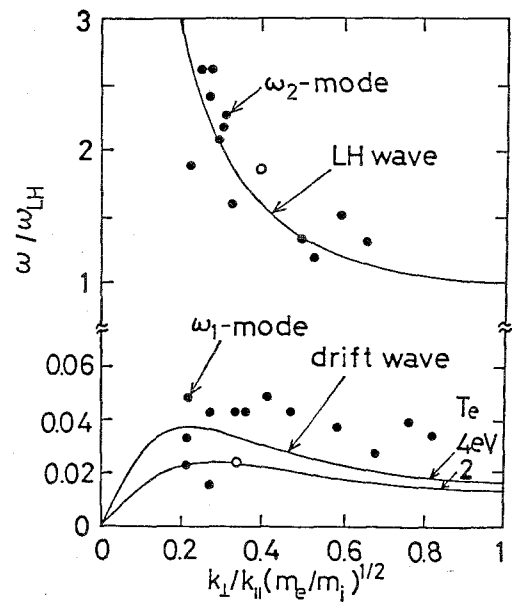


図7.10 ω_1 および ω_2 モードの分散関係の実測値(●)。実線はローワーハイブリッド波((7.20)式)とドリフト波((7.12)式)の分散式の計算値。(○)印は $\omega_0/\omega_{LH}=2.3$ の場合の実測値。 $\omega_{LH}/2\pi=1.8\text{MHz}$, $T_i=1\text{eV}$, $B_0=650\text{G}$, $K_n=1\text{cm}^{-1}$ 。

率は、後述するようなバーストポンプ電場を用いて、励起波の振幅の時間的成長特性から決定した。図7.10は、同様に求めて求めたドリフト波と、(7.20)式から計算したローワーハイブリッド波の分散関係である。同図では、ドリフト波の領域の縦軸を拡大して描いてある。また、比較のために実験で得た値(●)もプロットした。図7.9および図7.10から、 ω_1 モードはドリフト波の周波数領域にある(実験値は理論値の2倍程度大きい)ことがわかる。一方、 ω_2 モードの実験結果と理論曲線は大略一致している。以上の検討の結果から、 ω_1 モードはドリフト波であり、 ω_2 モードは不均一プラズマのローワーハイブリッド波であると同定した。さらに、図7.10において、ポンプ周波数が $\omega_0/\omega_{LH}=2.3$ のときの、 ω_1 および ω_2 モードの実験結果を(○)印で示した。この結果は、周波数と波数の整合条件が満足されていることを支持するものである。

7.4.3 パラメトリック不安定性の閾値

ローワーハイブリッド波とドリフト波から成るパラメトリック不安定性の閾値電場と実験結果を比較検討しよう。はじめに、実験パラメータを(7.18)および(7.18)に代入して、磁場に平行および垂直な理論的な閾値電場($E_{||c}$ および $E_{\perp c}$)を計算して、ポンプ周波数の関数として図7.11に示す。これに対して、ポンプ電圧を増大し、励起波がノイズレベル以上に成長し始めるときのポンプ電場(図7.7における V_0)を実験的な閾値電場とした。図7.11には、磁場に平行な閾値電場の実測値(●)をプロットした。本実験では、閾値付近での電子とイオンの温度比は $T = T_e/T_i \simeq 0.5 - 0.7$ であるので、 $\omega_A/\omega_0 < 1.8$ の領域では、磁場に平行方向の閾値電場の計算値は実測値と大略一致する。

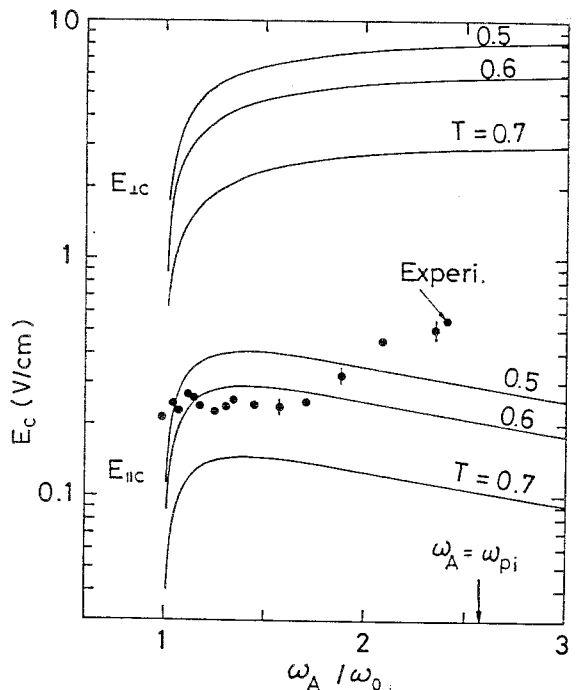


図7.11 パラメトリック不安定性の閾値電場 E_c とポンプ周波数 ω_0 の関係。 $\omega_A = \omega_{LH}(1+k_z^2 m_i/k^2 m_e)^{1/2} = 2.95 \times 10^7 \text{sec}^{-1}$ 。(●):磁場に平行な閾値電場の実測値, 実線:(7.17)および(7.18)式から計算した理論値。 $T = T_e/T_i$, $T_e = 0.3 \text{eV}$, $n_0 = 3 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$, $\omega_A/\omega_{LH} = 2.59$ 。

$\omega_A/\omega_0 \approx 1.8$ の領域では、実測値が理論値より若干大きくなる。この原因としては、周波数のミスマッチ[94]などが考えられる。なお、先にも述べたが、本実験では、ポンプ電場の磁場に垂直方向成分も存在する。図7.3および7.4に示したように、磁場に垂直方向のポンプ電場は、磁場に平行方向の電場より約2-3倍大きい。本実験では最大 $E_{\perp} \approx 0.7 \text{ V/cm}$ 程度である。一方、図7.11で示したように、磁場に垂直な電場が不安定性を引き起こすに必要な電場は 2 V/cm 以上であるから、これは実測値より3倍程度大きい。以上の結果と検討から、磁場に平行なポンプ電場が、パラメトリック不安定性の励起に重要な役割を演じていることが明らかになった。

7.4.4 プラズマ加熱

パラメトリック不安定性の成長に伴って、電子およびイオンの温度が著しく増大することは、先にも述べた。ここでは、励起波とプラズマ加熱の関係をさらに詳しく検討し、プラズマの加熱過程について考察する。図7.12は、ポンプ周波数 f_0 を変化させたときの(a)イオン温度 T_i および電子温度 T_e 並びに(b) ω_1 モードの振幅 Φ_1 の変化の様子を示したものである。図からわかるように、不安定性が励起され、これが成長する領域のみにいて、イオンと電子の温度が著しく増大する。次に、不安定性の励起とこれに伴うプラズマ加熱の時間的挙動を観測するために、バーストポンプ電圧でイオンビームを変調した。図7.13は、(a)ドリフト波(ω_1 モード)の振幅、(b)イオン温度 T_i および(c)電子温度 T_e の時間的変化を示

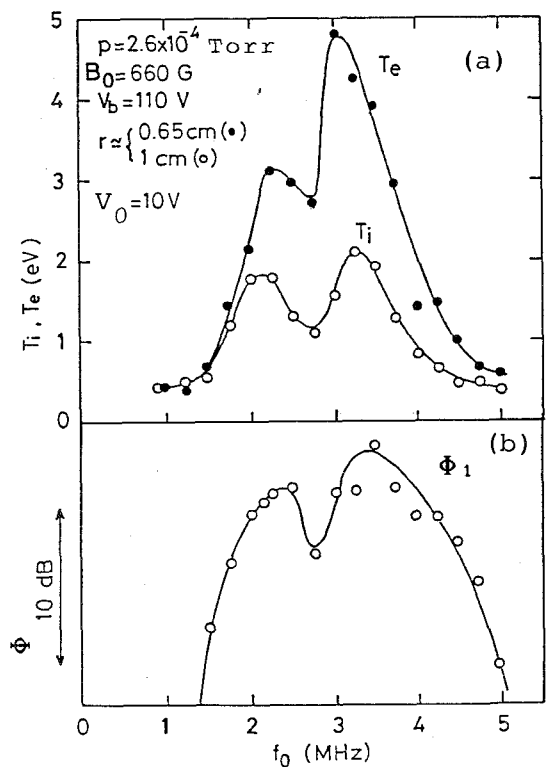


図7.12 (a)イオン(T_i)および電子温度(T_e)(b) ω_1 モードの振幅 Φ_1 とポンプ周波数 f_0 の関係。

す代表的な例である。 図で、最上部のトレースはポンプ波であり、 $\omega_0/\omega_{LH} \approx 1.87$ ($f_0 = 3.4 \text{ MHz}$)， $V_0 = 10 \text{ V}$ ，パルス幅 $= 0.2 \text{ msec}$ ，繰返し周波数 $= 1 \text{ kHz}$ である。 図7.13に示すように、ポンプ波が印加されると励起波動が成長し同時にイオンおよび電子温度が増大する。 ドリフト波の振幅はおよそ $80 \mu \text{ sec}$ 以内で飽和し、電子とイオンの温度もこれに続いて飽和する。 ポンプ波が切れると、励起波の

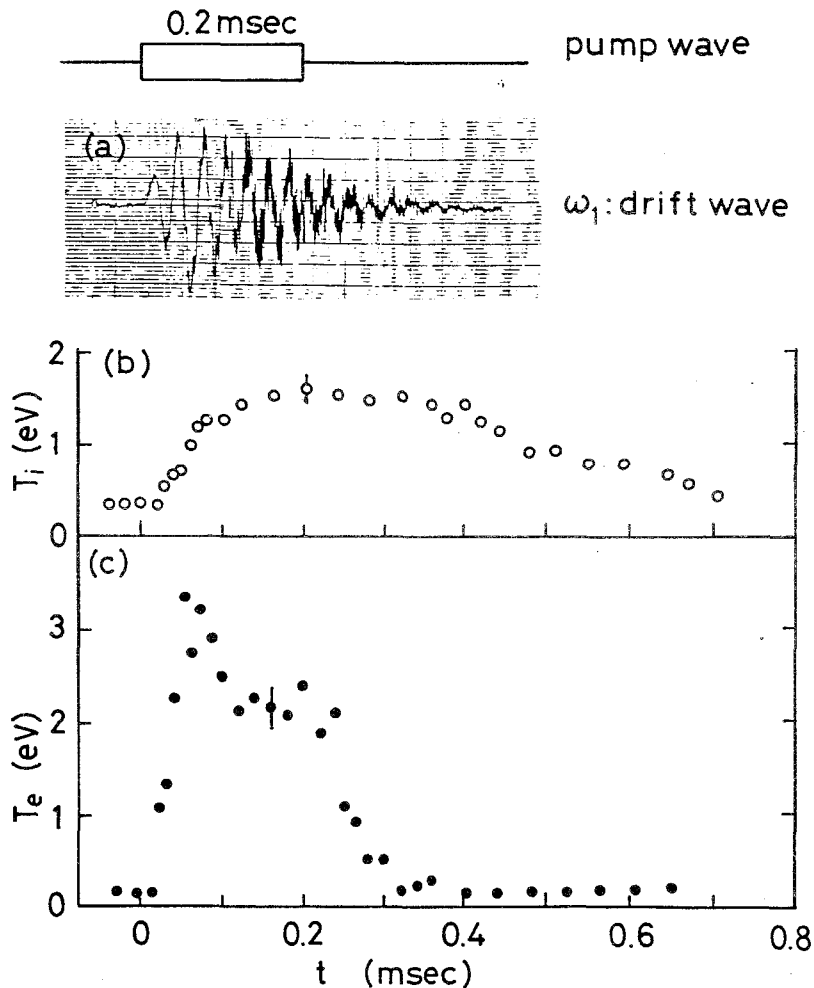


図7.13 バーストポンプ波(上部) (a) ω_1 モードの振幅 Φ_1
 (b)イオン温度 T_i (c)電子温度 T_e の時間的变化。 $\omega_0/\omega_{LH} =$
 1.87 , $f_0 = 3.4 \text{ MHz}$, パルス幅: 0.2 msec , 繰返し周波数: 1 kHz .

振幅と電子温度は約 $200 \mu \text{sec}$ 以内に減衰するが、イオン温度は約 $600 \mu \text{sec}$ 持続する。このような波の振幅の立ち上り時間から、先に述べた成長率（図 7.9）を決定した。イオンおよび電子温度の立ち上り時間から、イオンおよび電子の加熱率を算出すると、それぞれ $(1/T_{i0}) \partial T_i / \partial t_{(\text{EXP})} \simeq 5 \times 10^4 \text{sec}^{-1}$ ($T_{i0} = 0.4 \text{eV}$) および $(1/T_{e0}) \partial T_e / \partial t_{(\text{EXP})} \simeq 2.2 \times 10^5 \text{sec}^{-1}$ ($T_{e0} = 0.3 \text{eV}$) を得る。さらに詳しくイオンの加熱率を検討するために、ポンプ電圧を変化させることによってドリフト波の振幅を変化させ、イオン温度の時間的变化を測定した。この結果を図 7.14 に示す。同図から、ドリフト波の振幅を変えたときのイオンの加熱率が求まり、これをドリフト波の電場の 2 乗 ($E^2 / 4 \pi n_0 T_{i0}$) の関数として図 7.15 に示す。なお、ドリフト波の電位は

$$\phi_{k1} = \frac{\tilde{n}}{n_0} \frac{\omega_1 T_e}{\omega_e^* e}. \quad (7.21)$$

で与えられるから、 $E_{k1} = k \phi_{k1}$ および $\omega_1 \simeq \omega_e^*$ を仮定すると

$$E_{k1} = k \frac{\tilde{n}}{n_0} \frac{T_e}{e}. \quad (7.22)$$

を得る。実験パラメータを (7.22) 式に代入してドリフト波の電場 E_1 を算出した。

ここで、イオンの加熱機構を検討しよう。実験で得た電子の加熱率は、イオンのそれより約 1 桁大きいので、まず電子が加熱され、衝突によってエネルギーが電子からイオンへ移行することが考えられる。電子とイオンのエネルギー緩和時間 τ_{ei} [94] は、本実験条件下 ($T_e = 2.8 \text{eV}$, $n_0 = 2 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$) では $\tau_{ei} \simeq 0.5 \text{sec}$ となる。したがって、 τ_{ei} はイオン温度の減衰時間（図 7.13 (b)）, $\tau_i \simeq 4 \times 10^{-4} \text{sec}$ よりはるかに長いので、電子からイオンへのエネルギーの移行は無視できるであろう。そこで、観測された著しいイオン温度の上昇は、パラメトリック励起された不安定性に起因すると考えられる。励起される波には、低周波モードのドリフト波と高周波サテライトモードのローワーハイブリッド波がある。はじめに、ドリフト波のエネルギーがイオンに移行する割合、すなわちイオン加熱率は、準線形理論 [96] を用いて評価できる。本実験条件では、 $k v_{ti} \gg \omega_1$ および $k v_{ti} \gg \Delta \omega(k)$ であるので、この場

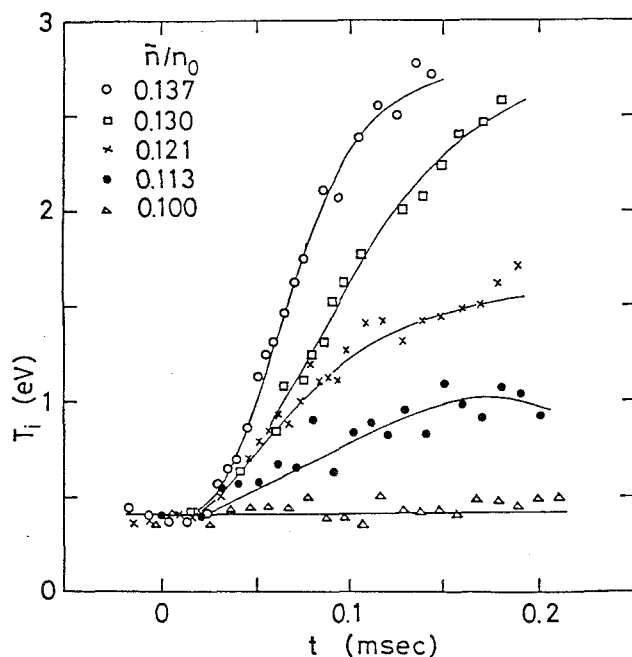


図7.14 イオン温度の時間的变化. パラメータは ω_1 モード（ドリフト波）の振幅 $\tilde{n}/n_0$.

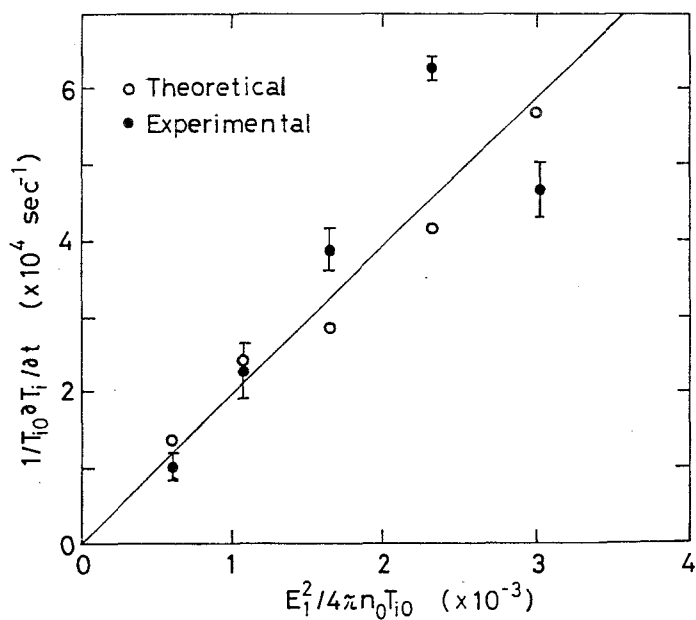


図7.15 イオン加熱率対 ω_1 モード（ドリフト波）の電場. 理論値は(7.23)式からの計算値. $T_{i0}=0.4\text{eV}$.

合のイオン加熱率は、理論から次式のように書ける。

$$\frac{\partial T_i}{\partial t_{(D)}} \simeq \sum_k \frac{2\omega_{pi}^2}{k^2 v_{ti}^2} \frac{\langle |E_{k1}|^2 \rangle}{4\pi n_0} \times \left\{ \Delta\omega(k) + \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{|\omega_1(k)|^2}{k v_{ti}} \right\} \quad (7.23)$$

ただし、 $\langle |E_{k1}|^2 \rangle$ は波動電場、 $\Delta\omega(k)$ は周波数スペクトラムの半値幅である。ドリフト波の電場は、(7.22)式で与えられるとし、図7.13と同じ実験パラメータ ($\tilde{n}/n_0 = 0.145$, $n_0 = 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $k = 2 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_1/2\pi = 50 \text{ kHz}$, $\Delta\omega/2\pi = 15 \text{ kHz}$, $T_e = 2.8 \text{ eV}$, $T_i = 2.5 \text{ eV}$, $T_{i0} = 0.4 \text{ eV}$) を使って (7.23)式からイオン加熱率を計算すると、 $(1/T_{i0}) \partial T_i / \partial t_{(D)} \simeq 5.7 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$ を得る。計算で得たドリフト波によるイオン加熱率は、先に求めた実測値とほとんど等しいことがわかる。なお、上の計算で(7.23)式の第1項と第2項の比は、 $\Delta\omega(k) / (\omega_1^2 / k v_{ti}) \simeq 1.5$ となり、第1項の寄与が若干大きい。さらに、図7.14の実験条件を使って、(7.23)式からイオン加熱率を計算し、これを図7.15に(○)印でプロットした。図7.15から、実験および理論から得たイオン加熱率は、ドリフト波である ω_1 モードの電場の2乗に比例すること、実験と理論は大略一致していることが判明した。

同様に、ローワーハイブリッド波(ω_2 モード)のイオン加熱率への寄与を検討する。この場合、 $\omega_2(k) / \Delta\omega(k) \gg 1$ および $\omega_2(k) / k v_{ti} \gg 1$ であるから、ローワーハイブリッド波によるイオン加熱率は上の理論から次のように書ける。

$$\frac{\partial T_i}{\partial t_{(LH)}} \simeq \sum_k 2\omega_{pi}^2 \frac{\langle |E_{k2}|^2 \rangle}{4\pi n_0} \left\{ \frac{\Delta\omega(k)}{|\omega_2(k)|^2} + \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{|\omega_2(k)|^2}{k^3 v_{ti}^3} \exp\left(-\frac{|\omega_2(k)|^2}{k^2 v_{ti}^2}\right) \right\}. \quad (2.24)$$

本実験条件 ($\omega_2 / k v_{ti} \gg 1$) では、上式の第2項は無視できる。そこで、(2.22)式と(2.23)式の比を取ると

$$\frac{\frac{\partial T_i}{\partial t_{(D)}}}{\frac{\partial T_i}{\partial t_{(LH)}}} \simeq \left(\frac{E_{k1}}{E_{k2}} \frac{\omega_2}{k v_{ti}} \right)^2 \simeq 3.7 \times 10^2 \quad (2.25)$$

となる。ただし、 $E_{k1} = E_{k2}$ と仮定し、計算には $\omega_2/2\pi = 3 \text{ MHz}$, $T_i = 1 \text{ eV}$, $k = 2 \text{ cm}^{-1}$ を使った。(2.25)式の関係から、観測したイオン加熱には主としてドリフ

ト波である ω_1 モードが寄与していることが判明した。

次に、電子の加熱機構を考察する。電子の走行時間 $T_t (=L/v_{te} \simeq 1 \times 10^{-6} \text{ sec})$ は、電子の加熱時間より短い $(T_t / (1/T_{e0} \partial T_e / \partial t_{\text{(EXP)}})^{-1} \simeq 0.2 - 0.4)$ ので、励起波による電子温度の増大は期待できないとも考えられる。しかしながら、図7.13に示したように、電子温度は励起波の成長に伴って著しく増大する。ここで、イオンの場合と同様にして、励起波による電子の加熱率を概算してみよう。電子が波からエネルギーを得る場合、電子は磁場と直角方向には動けないので、磁場に平行な波の電場からエネルギーを得ると考えられる。いま、ドリフト波の磁場に平行な波動電場は、 $E_1 = k_z (\tilde{n}/n_0) T_e/e$ で与えられるとすると、ドリフト波による電子の加熱率は、イオンの場合と同様にして計算することができる。実験条件 $(k_z = 7 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}, T_e = 2.8 \text{ eV}, T_{e0} = 0.3 \text{ eV})$ を使って、ドリフト波による電子の加熱率は、次のように評価できる。

$$\frac{1}{T_{e0}} \frac{\partial T_e}{\partial t_{(D)}} \simeq 2 \left(\frac{\tilde{n}}{n_0} \right)^2 \frac{T_e}{T_{e0}} \sum_k \Delta \omega(k) \simeq 4.0 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}. \quad (7.26)$$

一方、同様にして、ローワーハイブリッド波による電子の加熱率は、本実験条件ではドリフト波による加熱率より約1桁小さいことがわかった。以上のように、準線形理論から計算した電子の加熱率は、実験で得た値(図7.13参照)の1/5程度であった。実験と理論の不一致は、励起波による波動加熱以外の電子の加熱機構があることを示唆するものであるかも知れない。

これまで、実験結果として示した電子およびイオンの温度は、電子およびイオンがマックスウェル分布に従っているとして求めたものである。最後に、パラメトリック不安定性の成長に伴うイオンのエネルギー分布の時間的变化を見てみよう。図7.16は、図7.13(b)と同条件下のイオンの分布関数の時間変化である。なお、 I_p および V_p は、それぞれグリッド探針のイオン電流および減速電圧である。図からわかるように、不安定性が励起される以前($t=0$)では、イオンの分布はマックスウェル分布に従っている。不安定性が成長し始めると、高エネルギーイオンが生成され、テイルが形成される。 $t=21 \mu \text{ sec}$ では、テイルの形成がみられるが、バルクの温度はほとんど変化していない。 $t=30 \mu \text{ sec}$ では、高エネルギーイオンの数とバルクの温度が増大し

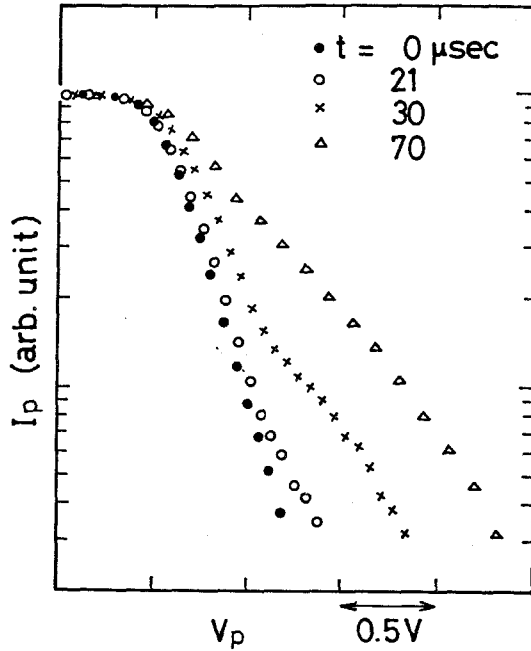


図7.16 イオンの速度分布の時間的变化。
図7.13と同じ実験条件。

ているが、テイルの温度はほとんど増大しない。 $t = 70 \mu\text{sec}$ になると、 ω_1 モードの振幅は飽和し、高エネルギーイオンの数が著しく増大してバルクと重なり合い、バルクの温度は上昇する。以上のように、不安定性の成長に伴って高エネルギーイオンが生成され、この数が増大することによってイオン全体の温度が増大して行くことが判明した。

最近の計算機シミュレーションによれば、イオンサイクロトロン周波数の整数倍近くの単一波 [97] あるいは電流で励起されるイオン音波不安定性 [98] によって、イオン速度分布に高エネルギーテイルが形成されることが報告されている。これらのシミュレーションと同様に、観測した高エネルギーテイルの形成は、パラメトリック励起されたドリフト波に起因すると考えられる。

7. 5 結言

パラメトリックプラズマ加熱の観点から、ローワーハイブリッド周波数近傍で変調したイオンビームと磁化プラズマの相互作用を実験的および理論的に検討した。ローワーハ

イブリッド周波数の高周波電場が存在するときのドリフト波の分散式を導出し、パラメトリック不安定性の起こる条件、成長率および閾値電場の式を示した。一方、変調イオンビームを磁場と平行にプラズマに入射することによって、ドリフト波とローワーハイブリッド周波数から成るパラメトリック不安定性を観測した。閾値電場の測定と理論的計算の比較検討から、磁場に平行な高周波ポンプ電場が不安定性の励起に重要な役割を演じていることが明らかになった。不安定性の成長に伴って、イオンおよび電子の温度が著しく増大する。バーストポンプ波を使用することによって、励起波とイオンおよび電子温度の時間的変化を測定した。この結果から、励起波によるイオンおよび電子の加熱率を求め、準線形加熱理論と比較検討した。観測した著しいイオン温度の増大は、主としてパラメトリック励起されたドリフト波による波動加熱であることが判明した。イオンの速度分布の時間的変化の測定から、不安定性の発生と共に高エネルギーイオンが生成され、テイルが形成されることがわかった。

第8章 変調電子ビームによるローワーハイブリッド不安定性とプラズマ加熱

[99]

8.1 はじめに

ビーム変調法で、変調周期に比べてビームの走行時間を充分無視できるように選ぶと、ビームの進行空間の全ての領域にわたって半径方向に一樣な大振幅高周波電場が得られる[7]。このため、外部高周波電場によって、磁場に垂直な電場を持つローワーハイブリッド(LH)波やイオンサイクロトロン波がパラメトリック励起されることが予想される。電子ビームを用いると上記の条件は、イオンビームに比べて容易に得られる。ローワーハイブリッド周波数近傍で変調した電子ビームをプラズマに入射し、パラメトリック不安定性の励起とプラズマ加熱を観測した報告が既にあることは第7章でも述べた[7, 65, 80, 81]。これらの実験では、真空中のビームの空間電荷による電場の式((6.5)式)を使って、閾値を評価している[7, 81]。しかしながら、プラズマ中では、ビームの空間電荷は中和され、電場は著しく低減されることが予想される。また、プラズマ加熱についても、詳細な加熱過程やエネルギー分布などに関しては明らかでない点が多い。本章では、磁場と平行に入射した電子ビームをローワーハイブリッド周波数で変調することによって、パラメトリック不安定性の励起とプラズマ加熱を行い、変調イオンビームによる実験結果と比較すると共に、イオンの加熱率を詳細に測定して加熱機構を検討し、いかなる励起波動が加熱に有用であるかを考察する。また、変調電子ビームの余剰空間電荷による電場を実測して、パラメトリック不安定性の閾値を詳細に検討する。

8.2 実験装置と方法

図8.1は、実験装置および測定システムのブロックダイアグラムである。これは、ドライバープラズマと標的プラズマのバイアス電圧が逆であるほかは、前章の図7.1と全く同じである。本章では、ドライバープラズマを標的プラズマに対して負にバイアスし、電子ビームを磁場と平行に入射する。変調電子ビームによって発生する高周波電場は、前章と同じセラミック遮蔽した複探針で測定し、一方直流電場はエミッシングプローブを使用して測定した。代表的なプラズマパラメータは以下の通りである：アルゴ

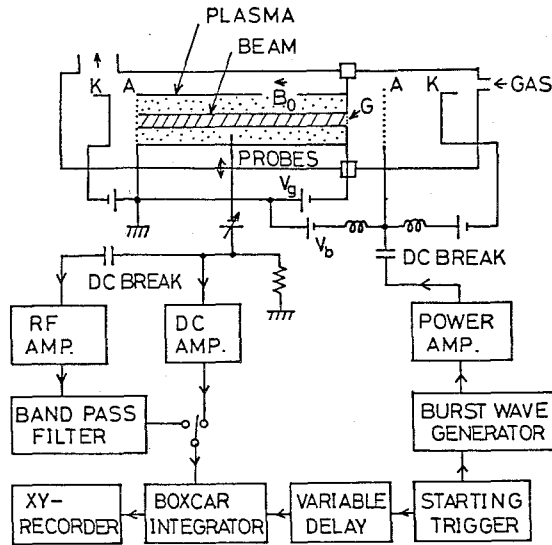


図8.1 実験装置と測定回路のブロックダイアグラム.

ンガス圧力 $p \approx 5 \times 10^{-5} \text{ Torr}$, プラズマ密度 $n_0 = (1-5) \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, 電子温度 (ポンプ電場のない場合) $T_{e0} \approx 8-15 \text{ eV}$, イオン温度 (ポンプ電場のない場合) $T_{i0} \approx 3-5 \text{ eV}$, 磁場強度 $B_0 \approx 0.5-1 \text{ kG}$, 標的プラズマ (直径 $D_p \approx 5 \text{ cm}$, 長さ $L = 52 \text{ cm}$), ビーム半径 $r_b \approx 0.3 \text{ mm}$, ビーム加速電圧 $V_b \approx 100-150 \text{ V}$, ビーム密度 $n_b \approx 5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

8.3 実験結果と検討

8.3.1 変調電子ビームによるローワーハイブリッド電場

図8.2は, (a) プラズマ電位 V_p および (b) プラズマ密度 n_0 の半径方向分布の典型的な例である. 同図で, 点線はプラズマ密度に対応するローワーハイブリッド周波数 ($\omega_{LH} = \omega_{pi} / (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2)^{1/2}$) である. 図からわかるように, 電子ビームの負空間電荷のため, プラズマの中心の電位が著しく低下しており, 半径方向の内向きの直流 (DC) 電場 ($E_{DC} \approx 30 \text{ V/cm}$) が生成されている. また, プラズマ密度は, 中心軸上で $n_0 = 2.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 程度であり, 半径方向には大きな不均一がある. 最大密度勾配は, ビームの境界付近にあり, 密度勾配係数は, $K_n = -(1/n_0) \partial n_0 / \partial r$

$\approx 2 \text{ cm}^{-1}$ である。典型的な実験パラメータ ($n_0 = 2.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $B_0 = 0.65 \text{ kG}$) では, $\omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 \approx 6 \times 10^{-3}$ となる。したがって, このときのローワーハイブリッド周波数は, イオンプラズマ周波数にほとんど等しくなり, $f_{LH} \approx f_{pi} \approx 525 \text{ kHz}$ となる。電子ビームは, ローワーハイブリッド周波数近傍の周波数 ($f_0 = 0.3 - 1 \text{ MHz}$) で変調した。一方, 電子ビームの走行時間は, $T_t = L/v_b \approx 8 \times 10^{-8} \text{ sec}$ (ビームの加速電圧 $V_b = 120 \text{ V}$) となり, 変調周期 ($1/f_0 \approx 1.8 \times 10^{-6} \text{ sec}$) に比べて著しく小さい。このような条件では, 電子ビームは一種の導体電極と見做すことができるので, プラズマ全域に亘って半径方向の高周波 (RF) 電場が生成されると考えられる。このことを確認するために, 変調電子ビーム・プラズマ系の半径方向のRF電場を測定した。

図8.3は, (a) プラズマ密度 n_0 と (b) RF電場 E_{rf} (○) およびDC電場 E_{DC} (●) をアルゴンガス圧力 p に対してプロットしたものである。同図で, E_{rf} および E_{DC} は, 真空中のビームの空間電荷による電場 E_0 ($E_0 = I_b / (2\pi\epsilon_0 r_b v_b)$, I_b : ビーム電流, v_b : ビーム速度) で規格化した。図からわかるように, プラズマ密度は, ガス圧力が低い $p \approx 2.4 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ では $n_0 \approx 0.4 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ であるが, ガス圧力の大きい $p \approx 1 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ では $n_0 \approx 8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ になる。RF電場の測定値は, ガス圧力が $p \approx 3.5 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ から $p \approx 8 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ の領域ではDC電場とほとんど等しく, その他の領域では若干小さい。 $p \approx (2-3) \times 10^{-5} \text{ Torr}$ では, DC電場は真空中の電場 E_0 にほぼ等しい。また, ガス圧を増大すると, RF電場およびDC電場は共に低減し, $p \approx 6 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ では E_0 の50%程度に減少する。これは, 上述したようにガス圧を増大するとプラズマ密度が

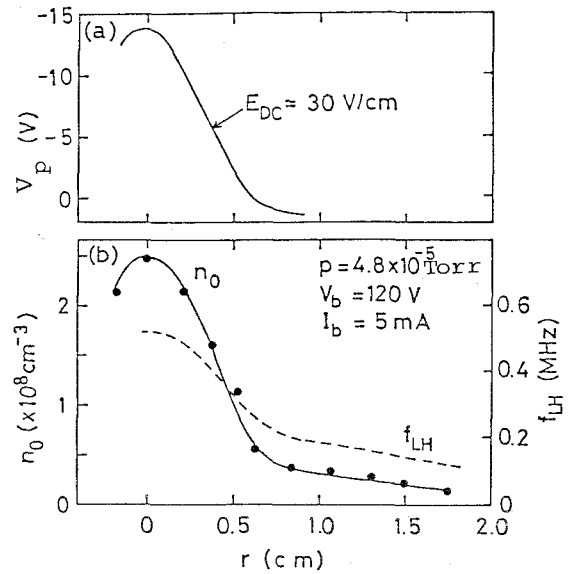


図8.2 (a)プラズマ電位 V_p と(b)プラズマ密度 n_0 の半径方向分布. f_{LH} は n_0 に対応するローワーハイブリッド周波数。

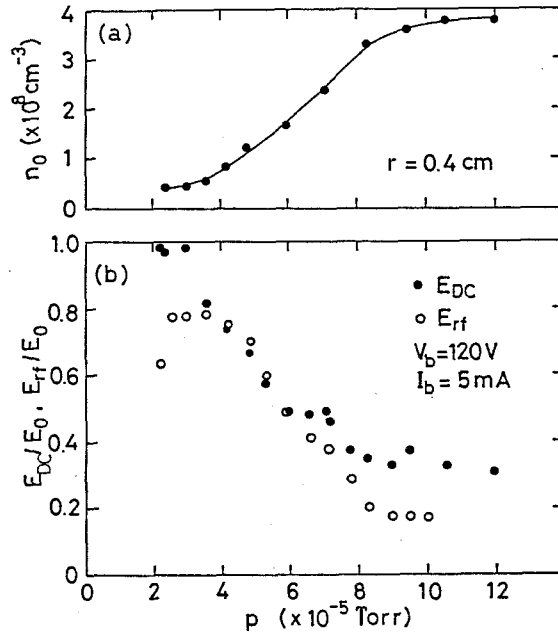


図8.3 (a)プラズマ密度 n_0 対ガス圧力 p (b)半径方向の直流電場 E_{DC} とRF電場 E_{RF} のガス圧力(プラズマ密度)依存性. $E_0 = I_b / (2\pi \epsilon_0 r_b v_b)$, I_b : ビーム電流, v_b : ビーム速度, r_b : ビーム半径. ポンプ周波数 $f_0 = 550 \text{ kHz}$.

増大し、ビームの空間電荷を中和するためと考えられる。この他、DCおよびRF電場共に、ビームの電流(ただし、ビーム電流 $I_b \leq 6 \text{ mA}$)に比例し、ビームの加速電圧($V_b \leq 200 \text{ V}$)の平方根に逆比例することがわかっている。図8.4は、RF電場の半径方向分布であり、探針を内挿図に示したように r 方向に移動させて測定した。図からわかるように、RF電場は、ビームの中心でもっとも大きく、ビームが存在する領域に局在している。これは、前章のイオンビームの場合(図7.5)とは対照的である。以上のように、変調電子ビームの余剰空間電荷によって、DC電場とほぼ等しいRF電場が半径方向に生成され、ガス圧力の大きい領域ではこれが著しく低減することが明らかになった。なお、以後の実験は、 $p \simeq 4.8 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ で行った。

図8.5は、半径方向のRF電場 E_{RF} を変調電圧(ポンプ電圧) V_0 の関数としてプロットしたものである。図から、 $V_0 < 20 \text{ V}$ の領域では、 E_{RF} はポンプ電圧に比例して増大するが、 $V_0 \geq 20 \text{ V}$ では飽和する。 E_{RF} が飽和するのは、ビーム源プラズマの放電電流の変調度がほとんど100%に達するためである。

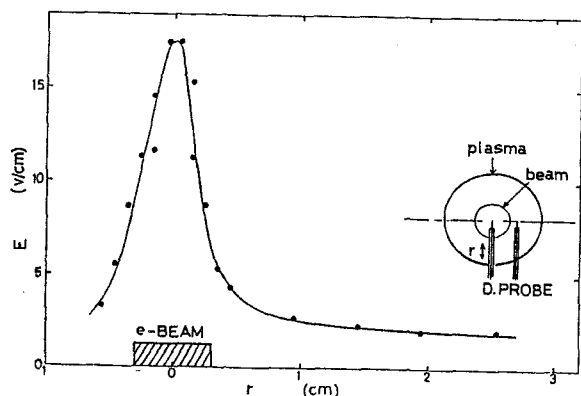


図8.4 磁場に垂直のRF電場の半径方向分布. $p=4.8 \times 10^{-5}$ Torr, $f_0=550$ kHz, $V_0=10$ V, $I_b=5$ mA.

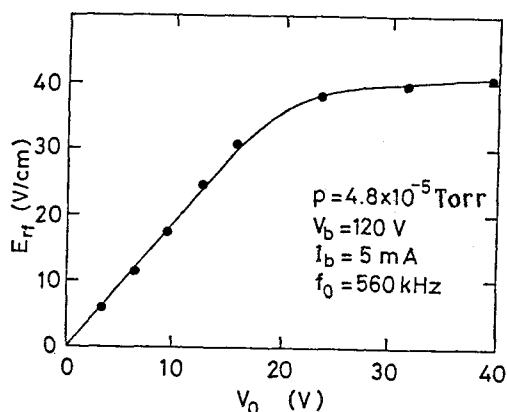


図8.5 半径方向のRF電場 E_{rf} とポンプ電圧 V_0 .

8.3.2 パラメトリック不安定性の励起

ポンプ周波数 ω_0 は、ローワーハイブリッド周波数 ω_{LH} 近傍に選ぶ。ポンプ電圧 V_0 を閾値電圧 V_0 以上に増大するとパラメトリック不安定性が励起される。図8.6 (a) および (b) は、励起波の代表的な周波数スペクトラムである。ポンプ電圧が、閾値以下の場合 ((a) $V_0=2.83$ V) は、ポンプ波 (ω_0 モード) だけが観測される。ポンプ電圧が閾値以上 ((b) $V_0=10.6$ V) になると、低周波領域に低周波モード (ω_1 モード) とポンプ波の周りに高周波サテライト波 ($\omega_{\pm 2}$ モード, - : 低次サテライトモード, + : 高次サテライトモード) が現われる。このような周波

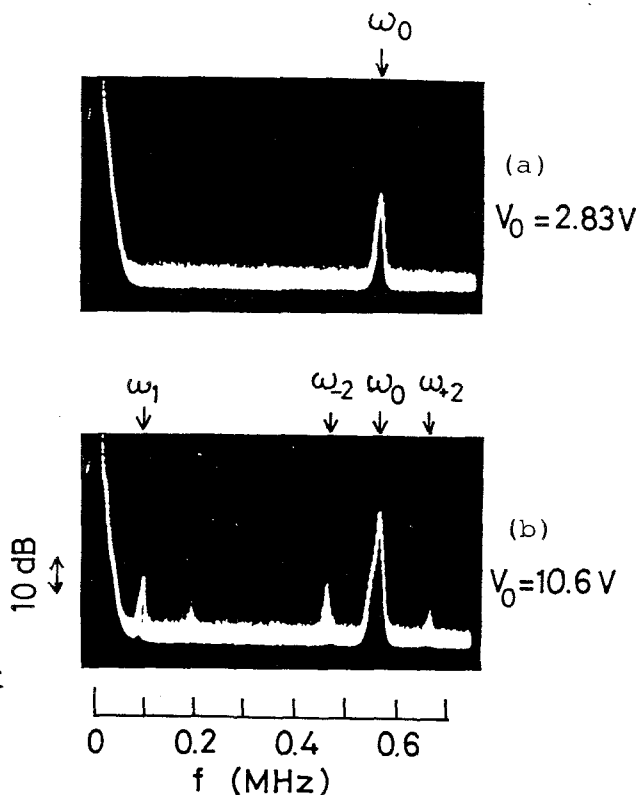


図8.6 パラメトリック不安定性の周波数スペクトラム. $\omega_0/\omega_{LH}=1.37$, $f_0=560$ kHz, $B_0=660$ G, ω_0 : ポンプ波, ω_1 : 低周波モード, ω_2 : 高周波サテライト波.

数スペクトラムから、 ω_0 、 ω_1 および $\omega_{\pm 2}$ モードの周波数 f と振幅 ϕ をポンプ電圧 V_0 の関数として図8.7に示す。図8.7から、ポンプ電圧が閾値 V_c 以上になると不安定性が現われ、ポンプ電圧の増大と共に成長して波の振幅が増大することがわかる。 ω_1 モードの周波数は、イオンサイクロトロン周波数($f_{ci} \approx 31 \text{ kHz}$)の約3倍大きく、 ω_{-2} ($\omega_{\pm 2}$)モードはローワーハイブリッド周波数($f_{LH} \approx 410 \text{ kHz}$)の1.1(または、1.6)倍である。また、周波数保存則 $\omega_0 = \omega_{\mp 2} \pm \omega_1$ は、常に満足されていることがわかる。磁場強度やプラズマ密度を変化させ、励起波の周波数スペクトラムを検討した結果、この不安定性はポンプ周波数が $1 \lesssim \omega_0/\omega_{LH} \lesssim 3$ の場合に励起され、励起波モードの周波数は $\omega_1/\omega_{ci} \approx 2-3$ および ω_2/ω_{LH}

$\approx 1-3$ であった。これとは別に、ポンプ電圧を変化させたときのイオンおよび電子温度の測定を行い、図8.7(c)にプロットした。ポンプ電圧が $V_0 = 0$ のとき、イオンおよび電子温度は、それぞれ $T_{i0} \approx 5 \text{ eV}$ および $T_{e0} \approx 11 \text{ eV}$ である。不安定性が成長すると、イオンおよび電子温度は上昇し、 $V_0 \approx 20 \text{ V}$ では $T_i \approx 17 \text{ eV}$ および $T_e \approx 27 \text{ eV}$ に達する。

次に、 r 、 θ および z 方向の ω_1 、 $\omega_{\pm 2}$ および ω_0 モードの位相と振幅の変化を測定して各波動の波数と伝搬特性を検討した。得られた結果は以下の通りであった：(1) ω_1 および $\omega_{\pm 2}$ モードは、ビームの境界付近($r_0 \approx 3.3 \text{ mm}$)に局在している。(2) ω_1 モードは、方位角方向には $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}_0$ ドリフト(電子の反磁性電流方向)に、 ω_{-2} モードは反対方向に共にモード数 $m=1$ で伝搬し、 $|k_{\theta 1}| \approx |k_{\theta 2}| \approx m/r_0 \approx 3 \text{ cm}^{-1}$ で

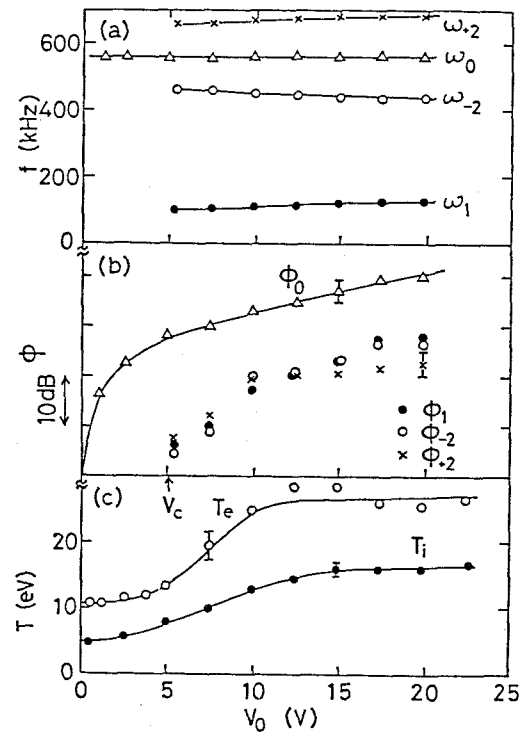


図8.7 励起波の(a)周波数 f 、(b)振幅 ϕ および電子温度 T_e とイオン温度 T_i のポンプ電圧 V_0 依存性。 ω_0 、 ϕ_0 : ポンプ波、 ω_1 、 ϕ_1 : 低周波モード、 ω_{+2} 、 ϕ_{+2} : 高周波サテライトモード、 V_c : 閾値。 $p=4.8 \times 10^{-5} \text{ Torr}$, $B_0=800 \text{ G}$

ある。(3) 半径方向には、 $|k_{r1}| \simeq |k_{r2}| \simeq 4 \text{ cm}^{-1}$ である。(4) 磁場に平行方向には、 ω_1 および $\omega_{\pm 2}$ モード共に $k_z \simeq \pi/2L \simeq 3 \text{ m}^{-1}$ である。(5) ω_1 , $\omega_{\pm 2}$ モード共に磁場にはほぼ垂直に伝搬している($k_z/k_{\perp} \simeq 6 \times 10^{-3}$)。(6) ポンプ波 ω_0 モードは、 $\mathbf{k}_0 \simeq 0$ である。(7) 波数の整合は、 $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \simeq \mathbf{k}_0 \simeq 0$ が満足されている。

以上の実験結果と検討から、 ω_1 モードはイオンサイクロトロン波(ICW), ω_2 モードはローワーハイブリッド波(LHW)であると考えられる。さらに、これを確認するために、ICWとLHWから成るパラメトリック不安定性の分散式を次節で検討する。

8.3.3 分散関係

はじめに、パラメトリック不安定性の理論[94, 100, 101]にしたがって、周波数のミスマッチがある場合の低周波モードの周波数および不安定性の閾値を与える式を導出しよう。外部磁場 $\mathbf{B}_0$ を z 軸方向にとり、高周波電場 $\mathbf{E}_0 = E_0 \cos \omega_0 t$ が、 x 軸方向にあるとする。ダイポール近似($\mathbf{k}_0 = 0$)が成立すると仮定する。また、励起される低周波モードの周波数 ω は、ポンプ周波数 ω_0 より非常に小さい($\omega \ll \omega_0$)とする。この時の分散式は、前章の(7.1)式で与えられる。便宜上、再度ここに示すと

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega) &= 1 + \chi_i(\omega) + \chi_e(\omega) \\ &= -\frac{\mu^2}{4} \chi_i(\omega) (1 + \chi_e(\omega)) \left(\frac{1}{\varepsilon_+} + \frac{1}{\varepsilon_-} \right) \end{aligned} \quad (8.1)$$

となる。ただし、 $\varepsilon_{\pm} = \varepsilon(\omega \pm \omega_0)$ は、高周波モードの誘電定数であり、結合定数 μ は次式で与えられる。

$$\mu \simeq \frac{k_y e E_0}{m_e \omega_0 \omega_{ce}} \quad (8.2)$$

いま、 $\omega \simeq \omega_1$ および $\omega_0 \simeq \omega_2$ (ただし、 ω_1 , ω_2 は低周波および高周波の波の固有モード)であるとする。これは、励起される低周波の波が固有モードと一致していない場合、すなわち周波数のミスマッチがある場合に相当する。 $\omega \ll \omega_0$ であると仮定したから、 $\varepsilon_{\pm}$ は $\varepsilon(\pm \omega_0)$ のまわりで、また、 $\varepsilon(\omega)$ は ω_1 のまわりでテイラー展開すると、

(8.1)式は次のように書き換えられる.

$$i\Gamma_1 + \omega - \omega_1 = -\frac{\mu^2}{2} \frac{\chi_i(\omega_1)(1+\chi_e(\omega_1))}{(\partial\epsilon_R(\omega_1)/\partial\omega_1)(\partial\epsilon_R(\omega_2)/\partial\omega_2)} \frac{\delta}{[\delta^2 - (\omega + i\Gamma_2)^2]} \quad (8.3)$$

ただし, $\delta = \omega_0 - \omega_2$ は, 周波数のミスマッチの大きさを示すものである. また, Γ_1 および Γ_2 はそれぞれ ω_1 および ω_2 モードの減衰定数であり, 次式で与えられる.

$$\Gamma_1 = \left| \frac{\epsilon_I(\omega_1)}{\partial\epsilon_R(\omega_1)/\partial\omega_1} \right| \quad (8.4)$$

$$\Gamma_2 = \left| \frac{\epsilon_I(\omega_2)}{\partial\epsilon_R(\omega_2)/\partial\omega_2} \right| \quad (8.5)$$

ここで, $\omega = x + iy$ と置き, これを(8.3)式に代入して, 実数部と虚数部を分離すると2つの独立な次式を得る. すなわち, 実数部から

$$x - \omega_1 = [\delta^2 - x^2 + (\Gamma_2 + y)^2] / F(x, y) \quad (8.6)$$

虚数部から

$$(\Gamma_1 + y) = 2x(\Gamma_2 + y) / F(x, y) \quad (8.7)$$

を得る. ただし,

$$F(x, y) = \frac{[(x+\delta)^2 + (\Gamma_2 + y)^2][(x-\delta)^2 + (\Gamma_2 + y)^2]}{2K\delta} \quad (8.8)$$

$$K = -\frac{\mu^2}{4} \frac{\chi_i(1+\chi_e)}{(\partial\epsilon_R(\omega_1)/\partial\omega_1)(\partial\epsilon_R(\omega_2)/\partial\omega_2)} \quad (8.9)$$

と置いた.

(8.6)(8.7)および(8.8)式から、 μ と δ を一定として x について解くと

$$x = \frac{\omega_1}{2D_1} + \left[\left(\frac{\omega_1}{2D_1} \right)^2 + \frac{C_1}{D_1} \right]^{1/2} \quad (8.10)$$

となる。ただし、

$$D_1 = 1 + \frac{\Gamma_1 + y}{2(\Gamma_2 + y)}$$

$$C_1 = \frac{1}{2} (\Gamma_1 + y)(\Gamma_2 + y) + \frac{1}{2} \delta^2 (\Gamma_1 + y) / (\Gamma_2 + y)$$

である。一方、(8.10)式を(8.7)式を代入し、 K について解くと

$$K = \frac{(\Gamma_1 + y)}{4\delta(\Gamma_2 + y)} \left\{ \omega_1^3 + 2\omega_1^2 [\alpha^2 - \delta^2 + (\Gamma_2 + y)^2] \right. \\ \left. + \frac{\omega_1^2 \alpha^2 + [\alpha^2 + \delta^2 + (\Gamma_2 + y)^2]^2 - 4\delta^2 \alpha^2}{\omega_1^2/2 + (\omega_1^2/4 + \alpha^2)^{1/2}} \right\} \quad (8.11)$$

を得る。ただし、 $\omega_1' = \omega_1/D_1$ 、 $\alpha^2 = C_1/D_1$ である。この式は、成長率 y を持つ不安定性を励起するに必要なポンプ電力に比例する量を表わしている。

不安定性の閾値は、(8.11)式で $y = 0$ と置いた式から次のように得られる。

$$K_C = \frac{\Gamma_1}{4\delta\Gamma_2} \left\{ \omega_1^3 + 2\omega_1^2 (\Gamma_2^2 - \delta^2) + \frac{\alpha^2 (\omega_1^2 - 4\delta^2) + (\delta^2 + \Gamma_2^2)^2}{\omega_1^2/2 + (\omega_1^2/4 + \alpha^2)^{1/2}} \right\} \quad (8.12)$$

同様に、閾値での低周波モードの周波数は、(8.10)式から

$$x_C = \frac{1}{2} \omega_1 + \left[\frac{\omega_1^2}{4} + \omega_1 \frac{\Gamma_1 (\Gamma_2^2 + \delta^2)}{2\Gamma_2} \right]^{1/2} \quad (8.13)$$

となる。なお、(8.12)と(8.13)式では、 $\Gamma_1 \ll \Gamma_2$ であると仮定した。

次に、 ω_1 モードは静電イオンサイクロトロン波、 ω_2 モードはローワーハイブリッド波

であるとして、具体的に上記の分散関係を求める。本章の実験のプラズマに対応させ、 y 方向に $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ ドリフトによる電子のドリフト速度 v_d と、 x 方向に密度の勾配があるモデル（図2. 1と同じ）を考える。この系における静電イオンサイクロトロン波の誘電定数 $\epsilon(\omega)$ は、(2.1)、(2.2)および(2.5)式から次のように書かれる。

$$\begin{aligned} \epsilon(\omega) = & 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} + \frac{1}{k_z^2 d_e^2} \frac{\omega_e^*}{\omega - k_y v_d} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + i \left[\frac{\sqrt{\pi}}{k_z^2 d_e^2} \frac{\omega - k_y v_d - \omega_e^*}{k_z v_{te}} \right. \\ & \times \exp\left\{-\frac{(\omega - k_y v_d)^2}{k_z^2 v_{te}^2}\right\} + \sqrt{\pi} \frac{\Lambda_n}{k_z^2 d_i^2} \frac{\omega}{k_z v_{ti}} \left(1 - \frac{\omega_i^*}{\omega}\right) \\ & \left. \times \exp\left\{-\frac{(\omega - n\omega_{ci})^2}{k_z^2 v_{ti}^2}\right\} \right] \end{aligned} \quad (8.14)$$

イオンサイクロトロン波の分散式は、(8.14)式の実数部から

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} + \frac{\omega_e^*}{k_z^2 d_e^2 (\omega - k_y v_d)} + \frac{1}{k_z^2 d_i^2} \sum_n \frac{n\omega_{ci} - \omega_i^*}{n\omega_{ci} - \omega} \Lambda_n = 0 \quad (8.15)$$

と得られる。これに対して、減衰定数 Γ_1 は、(8.4)および(8.14)式から次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} \Gamma_1 = & \sqrt{\pi} \frac{(\omega - \omega_i^*)(\omega - n\omega_{ci})^2}{k_z v_{ti} (n\omega_{ci} - \omega_i^*)} \exp\left\{-\frac{(\omega - n\omega_{ci})^2}{k_z^2 v_{ti}^2}\right\} \\ & + \sqrt{\pi} \frac{T_i}{T_e} \frac{(\omega - k_y v_d - \omega_e^*)}{k_z v_{te} \Lambda_n} \frac{(\omega - n\omega_{ci})^2}{(n\omega_{ci} - \omega_i^*)} \exp\left\{-\frac{(\omega - k_y v_d)^2}{k_z^2 v_{te}^2}\right\} \end{aligned} \quad (8.16)$$

同様にして、ローワーハイブリッド波の分散式と減衰定数は、次のように書ける。

$$\epsilon_2(\omega) = 1 - \frac{\omega_{LH}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{LH}^2}{\omega - k_y v_d} \frac{K_n k_y}{k_z^2 \omega_{ci}} = 0 \quad (8.17)$$

$$\Gamma_2 = \left[\sqrt{\pi} \frac{\omega}{k_z^2 d_i^2 k_{vi}} \exp\left(-\frac{\omega^2}{k_z^2 v_{ti}^2}\right) + \sqrt{\pi} \frac{1}{k_z^2 d_e^2} \frac{\omega - k_y v_d - \omega_e^*}{k_z v_{te}} \right. \\ \left. \times \exp\left\{-\frac{(\omega - k_y v_d)^2}{k_z^2 v_{te}^2}\right\} \right] / \left(\frac{2}{\omega_{LH}} (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2) \right) \quad (8.18)$$

なお、粒子間の衝突による減衰係数は、イオンサイクロトロン周波数近傍の周波数領域では [100] ,

$$\Gamma_{1c} \simeq \frac{v_i}{2} \frac{(\omega_1^2 + n^2 \omega_{ci}^2)}{(\omega_1^2 - n^2 \omega_{ci}^2)} \quad (8.19)$$

で与えられる。一方、ローワーハイブリッド周波数付近では、

$$\Gamma_{2c} \simeq \frac{\omega_2^2}{2\omega_{pi}^2} \left[v_e \left(\frac{k_z^2}{k^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_2^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \right) + v_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_2^2} \right] \quad (8.20)$$

となる。ただし、 $\nu_i = \nu_{in} + \nu_{ie}$, $\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei}$ であり、 ν_{in} , ν_{en} および ν_{ei} は、それぞれイオンと中性ガス、電子と中性ガスおよび電子とイオン間の衝突周波数である。なお、本実験条件では衝突周波数が無視できないので、(8.19)および(8.20)式をそれぞれ(8.16)および(8.18)式に加える必要がある。

さて、(8.13)式と(8.15)-(8.20)式に実験パラメータ ($n_0 = 1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 5 \text{ eV}$, $T_e = 10 \text{ eV}$, $K_n = 2 \text{ cm}^{-1}$, $k_y = 3 \text{ cm}^{-1}$, $k_x = 4 \text{ cm}^{-1}$, $k_z = 3 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$, $E_{DC} = 40 \text{ V/cm}$, $\nu_{en} = 7 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$, $\nu_{in} = 4 \times 10^3 \text{ sec}^{-1}$) を代入して、閾値における低周波モードの周波数 x_0 を計算する。この結果 (x_0 / ω_{ci}) を、磁場強度 B_0 の関数として図 8. 8 にプロットした。同図には、 ω_1 モードの周波数の測定値 (●) を併記した。図から、実測値はイオンサイクロトロン波の $n=2$ のモードに近いことがわかる。

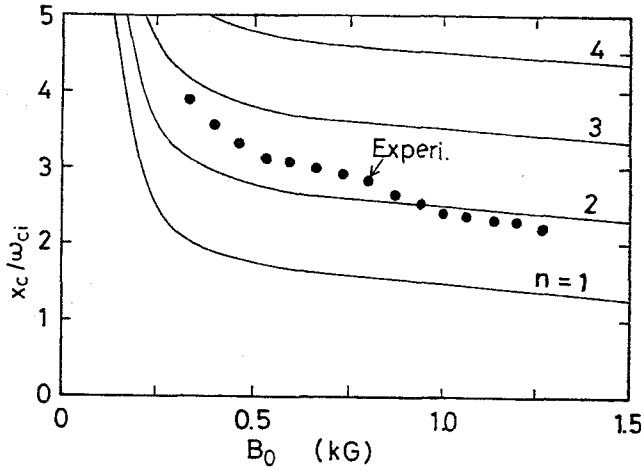


図8.8 低周波モード(ω_1)の周波数の実測値(●)． 実線は
閾値における低周波モード(イオンサイクロトロン波)の周
波数の理論値((8.13)式)．

8.3.4 閾値

イオンサイクロトロン波とローワーハイブリッド波から成るパラメトリック不安定性の
閾値を検討しよう． (8.14)および(8.17)式を用いて(8.9)式からKを求めると

$$K \simeq \left(\frac{E}{B_0} \right)^2 \frac{(n\omega_{ci} - \omega_i^*) \omega_{LH}^2}{8C_s^2 \omega_0} \frac{T_e}{T_i} \Lambda_n \quad (8.21)$$

を得る． 閾値は、(8.12)および(8.21)式より

$$\frac{v_1}{C_s} = \left[\frac{2(T_i/T_e) \omega_0 T_1}{(n\omega_{ci} - \omega_i^*) \omega_{LH}^2 \Lambda_n \delta \Gamma_2} \{ \omega_1^3 + 2\omega_1 (\Gamma_2^2 - \delta^2) \} \right. \\ \left. + \frac{\alpha^2 (\omega_1^2 - 4\delta^2) + (\delta^2 + \Gamma_2^2)^2}{\omega_1^2/2 + (\omega_1^2/4 + \alpha^2)^{1/2}} \right]^{1/2} \quad (8.22)$$

で与えられる． ただし、 $v_1 = E_1/B_0$ 、 $C_s = (T_e/m_i)^{1/2}$ である．

また、本実験のようにプラズマの不均一がある場合は、密度の不均一による半径方向の波数のミスマッチを考慮しなければならない。低周波モードが、イオンサイクロトロン波の場合の不均一プラズマの閾値は、次式で与えられる [101]

$$\frac{v_2}{C_s} = \frac{2\omega_0}{\omega_{pi}} \left(\frac{K_n k_x}{k^2} \right)^{1/2} \quad (8.23)$$

ただし、 $v_2 = E_2 / C_s$ である。以上から、閾値 v_c ($= E_c / B_0$) は、 $v_c = v_1 + v_2$ で与えられる。

いま、図8.8と同じ実験パラメータを使って、(8.22)および(8.23)式から閾値電場を計算し、この結果をポンプ周波数 ω_0 の関数として図8.9にプロットした。同図で(●)は、セラミック遮蔽した複探針で測定した閾値電場である。実験の結果は、理論と大略一致していることがわかる。また、ポンプ周波数が $\omega_0 / \omega_{LH} \simeq 1.4$ の時に、閾値は最少の値を持つことがわかった。

以上のように、イオンサイクロトロン波とローワーハイブリッド波から成るパラメトリック不安定性の分散式および閾値の理論は、実験結果と良く一致することから、観測した ω_1 モードはイオンサイクロトロン波、 ω_2 モードはローワーハイブリッド波であると同定する。

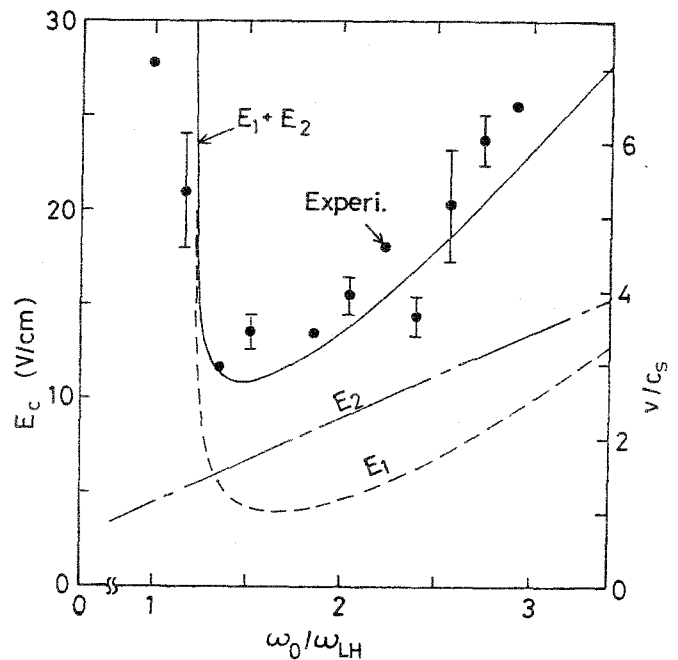


図8.9 閾値電場 E_c (または v_c/C_s)とポンプ周波数 ω_0 の関係。 E_1 : 均一プラズマ中のパラメトリック不安定性の閾値電場((8.22)式), E_2 : 波数の不整合を考慮した閾値電場((8.23)式). $\omega_{LH}/2\pi = 332\text{kHz}$.

8. 3. 5 プラズマ加熱

不安定性の成長が観測されるときに、イオンおよび電子温度が増大することは、図8. 7で既に示した。不安定性とプラズマ加熱の関連性を詳細に検討し、加熱機構を解明するために、パルス動作実験を行った。実験の方法や測定回路システムは、前章に用いたものと同じである。ただし、ボックスカー積分器のゲート幅は、 $2\mu\text{sec}$ を用いた。図8. 10は、ポンプ波 ω_0 、励起波 ω_1 モードの振幅、イオン温度(●)および電子温度(○)の時間的変化の代表例である。同図で、ポンプ波は、周波数 $f_0=560\text{kHz}$ ($\omega_0/\omega_{\text{LH}}\simeq 1.37$)、パルス幅 0.2msec 、繰り返し周波数 1kHz である。図からわかるように、ポンプ波が印加されると、 ω_1 モードの振幅が急速に増大し、約 $30\mu\text{sec}$ で飽和する。ここには、図示していないが、 ω_2 モードも ω_1 モードと同じ速さで成長することがわかっている。また、励起波の成長とほぼ同時に、イオンおよ

び電子の温度がほとんど同じ速さで上昇する。このイオン温度の立ち上り時間から、イオン加熱率を求めると、 $(1/T_{i0}) \partial T_i / \partial t_{(\text{EXP})} \simeq 1.22 \times 10^5 \text{sec}^{-1}$ ($T_{i0} = 4.5\text{eV}$)となる。なお、ポンプ波が切れると、波の振幅とイオンおよび電子の温度は共に $50\mu\text{sec}$ 以内に元の値に減衰する。図8. 11は、ポンプ電圧を変化させた場合の、イオン温度の時間変化を測定した結果である。これらの結果から、種々のポンプ電圧に対するイオン加熱率を求め、低次サテライト波の電場 E_{-2} の2乗の関数として

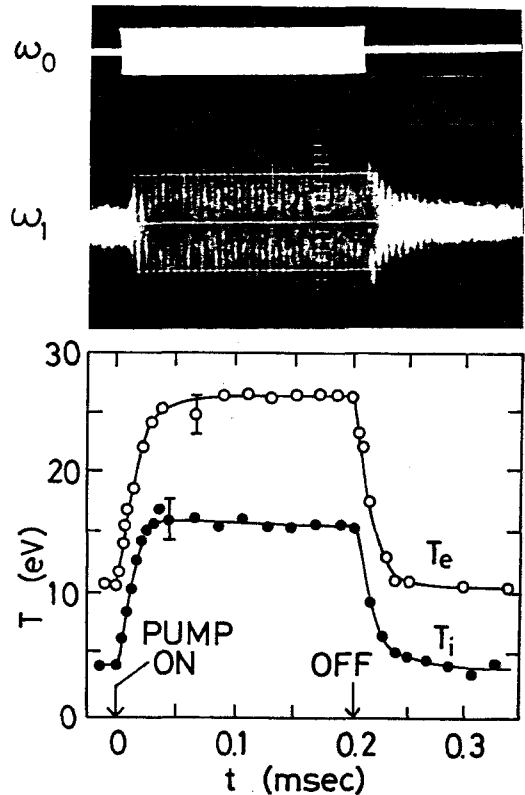


図8.10 ポンプ波 ω_0 、低周波モード ω_1 、電子温度 T_e およびイオン温度 T_i の時間変化。

ポンプ波： 0.2msec ， $V_0=20\text{V}$ ， $\omega_0/\omega_{\text{LH}}=1.37$ ， $f_0=560\text{kHz}$ 。

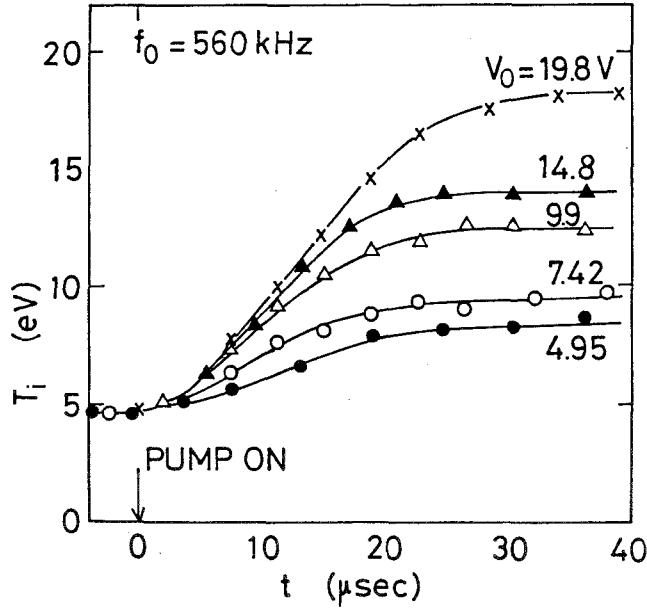


図8.11 ポンプ電圧を変化したときのイオン温度の時間的变化。

図8.12に示す。なお、 E_{-2} の値は、ポンプ波と励起波の振幅の相対比（図8.7（b））から決定した。図8.13は、図8.5と図8.7（b）から求めた各励起波およびポンプ波の電場の強さを示したものである。

前章と同じ準線形理論〔96〕によって、イオン加熱率を評価してみよう。波動電場 E_k によるイオン加熱率の理論式は、 $k v_{ti}/\omega \gg 1$ および $k v_{ti}/\Delta\omega \gg 1$ の場合は

$$\tau_H^i = \frac{1}{T_{i0}} \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{e^2}{m_i T_{i0}} \sum_k \frac{2 \langle |E_k|^2 \rangle}{k^2 v_{ti}^2} \left\{ \Delta\omega(k) + \sqrt{\pi} \frac{\omega^2(k)}{k v_{ti}} \exp\left(-\frac{\omega^2(k)}{k^2 v_{ti}^2}\right) \right\} \quad (8.24)$$

と書ける。また、 $k v_{ti}/\Delta\omega \gg 1$ および $k v_{ti}/\omega \ll 1$ の場合は

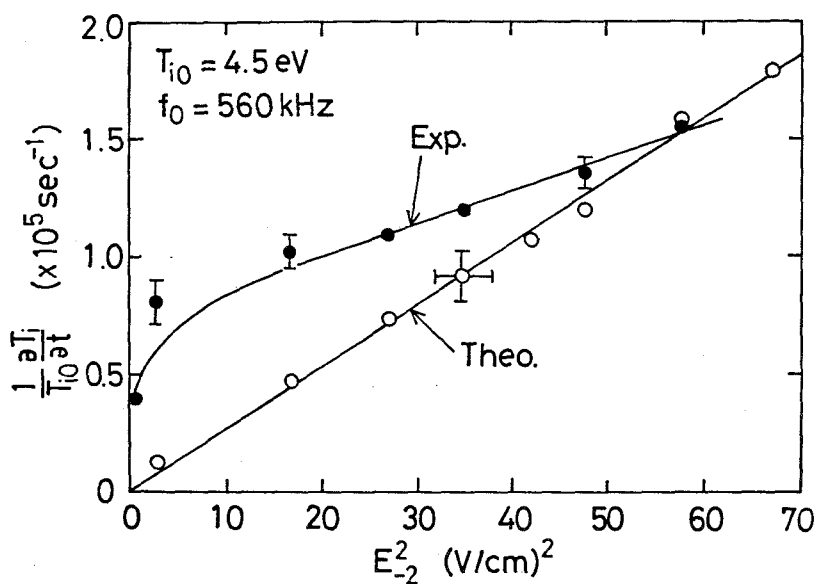


図8.12 イオン加熱率対 ω_{-2} モードの電場の2乗.
(●)は図8.11から求めた実験値.

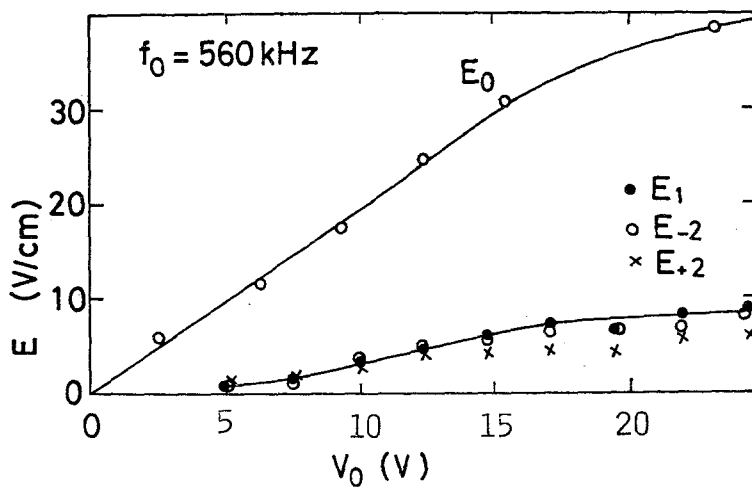


図8.13 図8.5および図8.7から求めた波動電場.

$$\tau_{\text{H}}^{\text{i}} = \frac{1}{T_{\text{i}0}} \frac{\partial T_{\text{i}}}{\partial t} = \frac{e^2}{m_{\text{i}} T_{\text{i}0}} \sum_{\mathbf{k}} \frac{2 \langle |E_{\mathbf{k}}|^2 \rangle}{k^2 v_{\text{ti}}^2} \left\{ \Delta \omega(\mathbf{k}) \frac{k^2 v_{\text{ti}}^2}{2 \omega^2(\mathbf{k})} + \sqrt{\pi} \frac{\omega^2(\mathbf{k})}{k v_{\text{ti}}} \exp \left(- \frac{\omega^2(\mathbf{k})}{k^2 v_{\text{ti}}^2} \right) \right\} \quad (8.25)$$

ただし、 $\Delta \omega$ は周波数スペクトラムの半値幅である。ここで、(8.24)および(8.25)式の第2項は共鳴結合に起因するものであり、第1項は波動電場とイオンの非共鳴な結合によるものである。

次に、図8.11に対応する実験パラメータを使って、イオン加熱率を上記の理論式から算出した。図8.12は、実験の結果と共に、この計算結果(○)を示したものである。なお、計算には図8.13に示した励起波の電場の値を用い、イオン加熱率の計算値は、 ω_1 、 ω_{-2} および ω_{+2} モードによる加熱率の総和である。図8.12からわかるように、イオン加熱率の理論値は、低次サテライト波の波動電場 E_{-2} の2乗に比例しており、 E_{-2} の大きい領域では実験の結果とも大略一致する。次に、 ω_1 、 ω_{-2} および ω_{+2} モード毎のイオン加熱率を図8.10の実験条件の場合($V_0 = 20 \text{ V}$ 、 $\Delta \omega / 2\pi = 38 \text{ kHz}$ 、 $k = 5 \text{ cm}^{-1}$ 、 $T_{\text{i}} = 16 \text{ eV}$ 、 $T_{\text{i}0} = 4.5 \text{ eV}$)について見てみよう。この場合図8.13に示したように、各モードの電場はほぼ等しいので、簡単のため $E_1 = E_{-2} = E_{+2} = 7 \text{ V/cm}$ とする。以上のパラメータを用いて、(8.24)および(8.25)式の各項のイオン加熱率を計算し、これを周波数の関数として図8.14に示した。同図で、①は(8.24)式の第1項、②は(8.25)式の第1項、③は(8.24)または(8.25)式の第2項である。いま図8.10の条件では、 $f_0 = 560 \text{ kHz}$ 、 $f_1 = 90 \text{ kHz}$ 、 $f_{-2} = 470 \text{ kHz}$ 、 $f_{+2} = 650 \text{ kHz}$ であるから、図8.14から、ローワーハイブリッド波である ω_{+2} モードのイオン加熱への寄与が ω_1 より約1桁程度大きいこと、および③で示した励起波とイオンの共鳴結合による寄与が非共鳴な結合によるものに比べて約1桁大きいことがわかる。

以上の実験結果と検討から、観測した著しいイオン加熱は、主としてパラメトリック励起されたローワーハイブリッド波に起因すると考えられる。

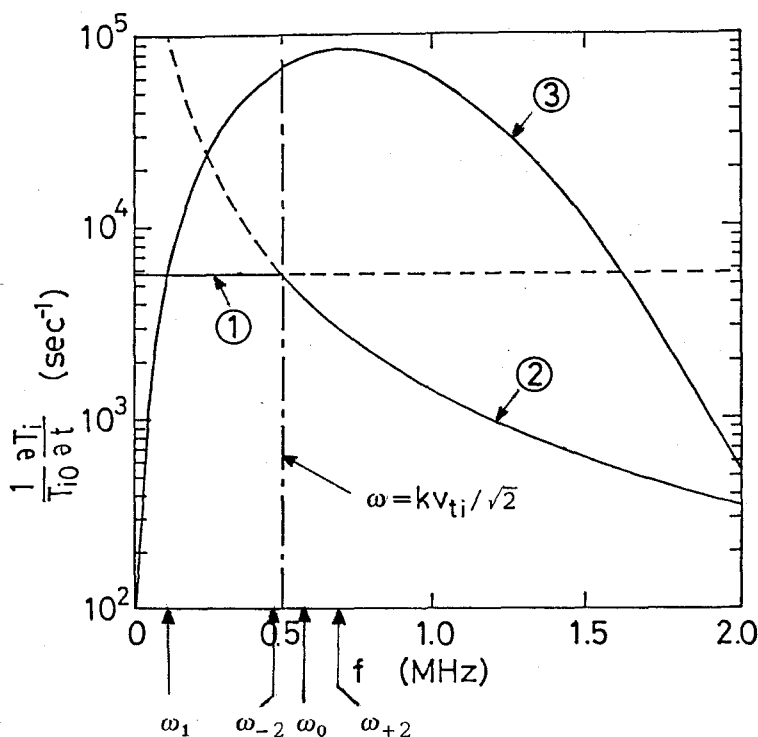


図8.14 (8.24)式の第1項①, (8.25)式の第1項②および(8.24)式の第2項③に対応するイオン加熱率と周波数の関係. $E_1=E_{+2}=7V/cm$, $\omega/2\pi=38kHz$, $k=5cm^{-1}$.

8.3.6 変調イオンビームの結果との比較

本章で得られたプラズマ加熱の結果と第7章のイオンビームを用いた結果を比較してみよう. 使用したガスが異なる他は, 実験装置および手法共に同じである. 表8.1は, 図7.13と図8.10の結果を各項目について整理したものである. この場合, ビーム電力は表8.1に示したようにほとんど同じである. 得られた主な結果は, 以下の通りである.

- (1) ポンプ電圧は, 電子ビームがイオンビームの場合より2倍大きいだけであるが, プラズマ中に発生するポンプ電場は約30倍電子ビームによる場合が大きい.
- (2) 励起された波の電場も電子ビームの方がおよそ70倍大きい.

表8. 1 変調電子ビームと変調イオンビームの場合の実験結果の比較.

(図7. 13および図8. 10に対応)・ DW: ドリフト波,
ICW: イオンサイクロトロン波, LHW: ローワーハイブリッド波.

		イオンビーム	電子ビーム
ビーム加速電圧	$V_b(V)$	110	120
ビーム電流	$I_b(V)$	3.8	3
ガス		H e	A r
ポンプ周波数	$f_o(MHz)$	3.4	0.56
ω_o/ω_{LH}		1.87	1.37
ポンプ電圧	$V_o(V)$	10	20
低周波モード (ω_1 モード)		DW	ICW
高周波モード (ω_2 モード)		LHW	LHW
ポンプ電場	$E_o(V/cm)$	1.0	30
波動電場	$E(V/cm)$	0.1	7
到達イオン温度	$T_i(eV)$	1.8	15
到達電子温度	$T_e(eV)$	2.8	30
$\sqrt{2}\omega_1/kv_{ti}$		0.2	0.2
$\sqrt{2}\omega_2/kv_{ti}$		13	1.2
イオン加熱率 $\partial T_i/\partial t(eV/s)$		2.0×10^4	5.5×10^5
電子加熱率 $\partial T_e/\partial t(eV/s)$		6.6×10^4	5.5×10^5
加熱に寄与する波		DW (ω_1)	LHW (ω_2)
波と粒子の結合		nonresonant	resonant

(3) イオンおよび電子の加熱率は、いずれも電子ビームの場合の方が1桁程度大きい.

これは、上述のように、加熱に寄与する励起波の電場が大きいことによる.

(4) 到達イオン温度および電子温度は、いずれも電子ビームの方が約1桁大きい.

(5) 加熱に寄与している波は、電子ビームの場合がローワーハイブリッド波である高周波サテライト波 (ω_2 モード) であるのに対し、イオンビームの場合は低周波モード (ω_1 モード) である. イオンビームの場合は $\omega_2/kv_{ti} \gg 1$ であるため、波と粒子の共鳴結合がほとんど加熱に寄与しない. これに対して、電子ビームではサテライト波の位相速度がイオンの熱速度程度である ($\omega_2/kv_{ti} \simeq 1$) ため、波と粒子の共鳴結合により効果

的なイオン加熱が行われる。

以上の結果から、パラメトリック不安定性により長波長の電磁波が位相速度がイオンの熱速度程度の波に変換され、効果的なプラズマ加熱が起こることが明らかになった。

8.3.7 非線形効果

本論文で用いた不安定性の分散式や加熱理論は、すべて線形理論から導いたもので、プラズマ中の擾乱は小さく、プラズマの平衡状態（0次の状態）は変化しないと仮定した。すなわち、一次の微小変化量について方程式を線形化して解析を進めた。しかしながら、波が成長してその振幅が大きくなると、この仮定は成立しなくなり、プラズマの0次の状態そのものが変化し、非線形効果が無視できなくなってくる。一般に、波のエネルギー密度 W がプラズマのエネルギー密度 $n_e T$ より大きくなる（すなわち $W \gg n_e T$ ）と、非線形効果が重要になるので、 $W/n_e T$ の比はプラズマの乱流状態の程度を与える尺度として用いられる[103]。プラズマの擾乱が大きくなって高次のべき乗の量が無視できなくなると、不安定性の成長率は減少し、やがて定常状態に移り波の振幅などに飽和現象が起こる。本論文で扱った不安定性の波によるプラズマ加熱では、飽和レベルが大きい程加熱効率は良い。不安定性の飽和レベルを決める要因は、プラズマの加熱率を計算する上で極めて重要である。ここで、不安定性の成長率を制限する要因となる非線形現象について若干触れておこう。

（1）波と粒子の相互作用

a. 波の捕捉[104]

波の振幅が大きくなると、波のポテンシャルに粒子が捕捉され、これが波の飽和レベルを低下させる。波のポテンシャルの底での振動周期(bounce frequency)が、ポテンシャルの寿命より長い場合に問題になる。

b. 準線形理論[49]

波の電場によって共鳴粒子が速度空間で拡散し、粒子の速度分布が平坦になる。このため、成長率が低下し、波の振幅は飽和する。

c. Resonance Broadening[105]

波の位相速度と等しい共鳴粒子は、波の電場の影響受けやすく、その軌道が等速運動（磁場中ではらせん運動）からずれる（軌道修正効果）。乱流プラズマではこの効果が蓄

積され、有限の共鳴幅(Resonance Broadening)が生じる。このため位相空間での拡散が増大し、波の飽和レベルは制限を受ける。

(2) 波と波の相互作用

波の振幅が大きくなると波と波の非線形な結合により、波のスペクトラムの広がりが生じる。このために波の成長が抑制される。波と波の非線形結合の例としては次のようなものがある。

a. 三つの波の共鳴的相互作用 [106]

波数 k_j , 振動数 ω_j ($j = 1, 2, 3$) の三つの波の間に

$$k_1 + k_2 + k_3 = 0$$

$$\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = 0$$

という共鳴条件が満たされている場合に起こる。前章と本章で述べたパラメトリック不安定性はこの具体例の一つである。

b. 非線形ランダウ減衰 [49]

二つの波の波数と振動数を k, k', ω, ω' とすると、これらの波が結合して

$$(\omega - \omega') / (k - k') \simeq d\omega / dk = v_{ph}$$

の速度で伝搬する振幅の包絡線を作る。この速度は十分小さく、イオンの分布関数内にあり、差周波数モードはランダウ減衰を受ける。

本論文で述べた実験で、波の振幅の飽和レベルを決める要因となる非線形効果のうち何が支配的であるか究明することは、今後の重要な課題である。

8.4 結言

パラメトリックプラズマ加熱の観点から、ローワーハイブリッド周波数近くで変調した電子ビームと磁化プラズマの相互作用を実験的および理論的に検討した。変調電子ビーム・プラズマ系の直流および高周波電場を測定した結果、磁場と垂直方向に直流電場とほぼ等しい高周波電場が生成されることが判明した。ビームの変調電圧(ポンプ電圧)をある一定以上増大すると、イオンサイクロトロン波とローワーハイブリッド波から成るパラメトリック不安定性が励起される。不安定性の成長に伴って、イオンおよび電子温度が著しく増大する。バーストポンプ波を使ったパルス動作実験の結果から、励起波の成長時間と同程度の速さでイオンおよび電子の温度が上昇することがわかった。これらの

実験結果からイオン加熱率を求め、準線形加熱理論と比較検討した。観測したイオン温度の増大は、主としてパラメトリック励起されたローワーハイブリッド波であるサテライト波による波動加熱であることが明らかになった。

第9章 結 論

電子またはイオンビームとプラズマの相互作用による、ローワーハイブリッド不安定性の励起とプラズマの加熱過程を解明する目的で実験を行った。不安定性を励起する方法として、(1) 対向電子ビームの負空間電荷、らせん電子またはイオンビーム入射、および電子の反磁性電流などのクロスフィールド電流による方法と、(2) 変調電子またはイオンビームによるパラメトリック励起法を試みた。バーストポンプ波とボックスカー積分器を用いたイオン加熱率の測定は、変調ビーム法によるプラズマ加熱過程の解明に有用であった。

第2章から第8章までの実験と理論的考察の結果を総括すると次のようになる。

1. 強いクロスフィールド電流を生成するために、対向電子ビームをプラズマ中に入射し、ビームの負空間電荷を利用して半径方向の電場を発生する方法を考案した。このクロスフィールド電流によって、ローワーハイブリッド、イオンサイクロトロン高調波および変形イオンサイクロトロン不安定性が励起され、ローワーハイブリッド波の乱流波動加熱によるイオン加熱が起こることを見出した。
2. 電子ビームをカスプ磁場中を走行させてらせん電子ビームを生成し、これをプラズマに入射することによって、ローワーハイブリッド不安定性およびイオンサイクロトロン高調波不安定性を励起し、これらの不安定性による乱流イオン加熱が起こることを見出した。
3. イオンビームを磁場に斜めに入射することによって、らせんイオンビームを発生させ、ビーム・プラズマ相互作用によるローワーハイブリッド不安定性の励起を確認した。
4. 高密度・低磁場プラズマでは、電子の反磁性電流によるイオンサイクロトロンドリフト波およびドリフトイオン音波が励起され、これらの高周波ドリフト波によってイオン温度の増大することが判明した。
5. 磁場と直角な方向に大きい密度勾配をもつ電子ビームを、磁場と平行にプラズマ中に入射することによって、ローワーハイブリッド2流体不安定性を励起した。
6. 電流変調したREBをプラズマに入射することにより、無変調時に比べて約2～3

倍程度のプラズマ加熱が起こることを見出した。このプラズマ加熱は、ローワーハイブリッドパラメトリック不安定性に起因することを明らかにした。

7. 磁場に平行に入射したイオンビームをローワーハイブリッド周波数近くで変調することによって、ドリフト波とローワーハイブリッド波からなるパラメトリック不安定性を励起し、パラメトリック励起されたドリフト波によりイオン加熱が起こることを初めて確認した。
8. ローワーハイブリッド周波数近傍で変調した電子ビームをプラズマ中に入射することによって、静電イオンサイクロトロン波とローワーハイブリッド波からなるパラメトリック不安定性が励起され、同時にプラズマ加熱が起こることを見出した。このイオン加熱は、主としてローワーハイブリッドサテライト波に起因することを明らかにした。

以上の結果から、荷電粒子ビームによるローワーハイブリッド周波数帯域の不安定性の励起機構、およびこれに伴うプラズマ加熱過程に関する基礎的知見が得られた。

謝 辞

本研究の遂行に際し、終始懇切なる御指導、御鞭達を賜った大阪大学横山昌弘教授に
深厚なる謝意を表する次第である。

また、貴重な御助言と御教示を戴いた大阪大学石村勉教授ならびに大阪大学 木下仁志
教授、藤井克彦教授、山中千代衛教授、犬石嘉雄教授、鈴木胖教授、中井貞雄教授、
黒田英三教授、加藤義章教授に深く感謝する。

本研究の端緒を与えられ、終始適切な御指導と御鞭達を賜わり、さらに大阪大学基礎工
学部および名古屋大学プラズマ研究所における研究の御指導と御便宜を戴いた長岡技術科
学大学八井浄助教授に衷心より感謝の意を表する。

名古屋大学プラズマ研究所における共同研究を遂行するに当り、御指導と御協力を戴い
た名古屋大学毛利明博教授に謝意を表する。

大阪大学基礎工学部における実験では、日本原子力研究所今井剛氏および日立製作所
古海正友氏から御協力と有意義な討論を戴いた、心からお礼申し上げる。

本研究を遂行するに当り、深い御理解と御援助を頂いた姫路工業大学信原貞男助教授、
塩谷茂治名誉教授、村上哲郎助教授に深く感謝する。

本研究の開始当初から研究の苦楽を共にし、熱心な討論と激励を戴いた 姫路工業大学
佐藤喜孝助手、さらに実験と計算に御協力下さった大学院生辻井浩一君を始め卒業研究生
の諸氏に心からお礼申し上げる。

最後に、実験装置の製作には、姫路工業大学工作課長川勝正課長ほか職員各位の多大な
御援助を戴いたことを付記し、感謝の意を表する。

参 考 文 献

- [1] T. J. Dolan: Fusion Research (Pergamon Press, New York, 1982) p. 217.
- [2] I. Alexeff et al.: Phys. Rev. Letters 25 (1970) 848.
- [3] L. I. Ludakov: Zh. Eksp. Teor. Fiz. 57 (1970) 2091 [Sov. Phys. JETP 32 (1971) 1134].
- [4] R. V. Lovelace and R. N. Sudan: Phys. Rev. Letters 27 (1971) 1256.
- [5] N. A. Krall and P. C. Liewer: Phys. Rev. A4 (1971) 2094.
- [6] 田中茂利: 日本原子力学会誌 18 (1976) 58.
- [7] K. Yatsui and T. Imai: Phys. Rev. Letters 35 (1975) 1279.
- [8] W. D. Davis: Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., Madison, Wisconsin, (1971) CN-28/J-12.
- [9] N. A. Krall and P. C. Liewer: Phys. Fluids 15 (1972) 1166.
- [10] A. B. Mikhailovskii and V. S. Typin: Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma 3 (1966) 247 [Sov. Phys. JETP Letters 3 (1966) 158].
- [11] V. V. Demchenko, V. L. Sizonenko, and K. N. Stepanov: Nucl. Fusion 11 (1971) 245.
- [12] A. I. Pyatak and V. L. Sizonenko: Nucl. Fusion 12 (1972) 503.
- [13] C. N. Lashmore-Davies and T. J. Martin: Nucl. Fusion 13 (1973) 193.
- [14] E. Ott, J. B. McBride, J. H. Orens, and J. P. Boris: Phys. Rev. Letters 28 (1972) 88; also Phys. Fluids 15 (1972) 2367.

- [15] A. Hirose and I. Alexeff: Nucl. Fusion 12 (1972) 315.
- [16] K. Yatsui and M. Yatsuzuka: J. Phys. Soc. Jpn. 33 (1972) 1499.
- [17] M. Yatsuzuka, T. Irie, and K. Yatsui: Reports of Hemeji Inst. Tech. 25A (1973) 199.
- [18] K. Yatsui, T. Irie, and M. Yatsuzuka: Phys. Letters A45 (1973) 199.
- [19] K. Yatsui, T. Irie, M. Furumi, and M. Yatsuzuka: Appl. Phys. Letters 25 (1974) 637.
- [20] K. Yataui, T. Irie, M. Furumi, T. Imai, and M. Yatsuzuka: J. Phys. Soc. Jpn. 40 (1976) 540.
- [21] K. Yatsui, T. Imai, and M. Furumi: J. Phys. Soc. Jpn. 42 (1977) 652.
- [22] M. Yamada and D. K. Owens: Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1529.
- [23] T. Maekawa and S. Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 45 (1978) 1992.
- [24] M. A. Krall : Advanced in Plasma Physics, edited by A. Simon and W. B. Thompson(Interscience, New York, 1968) Vol. 1, p. 162.
- [25] A. B. Mikhailovskii: Theory of Plasma Instabilities (Consultants Bureau, New York, 1974) Vol. 1, p.231.
- [26] B. D. Fried and S. D. Conte: The Plasma Dispersion Function (Academic Press, New York, 1961).
- [27] N. A. Krall and A. W. Trivelpiece: Principles of Plasma Physics (McGraw-Hill, New York, 1973) p.408.
- [28] Ref. [22] p.13.
- [29] F. F. Chen: Plasma Diagnostic Techniques, edited by R. H. Huddlestone and S. L. Leonard (Academic Press, New York, 1965) p.113.

- [30] R. Z. Sagdeev and A. A. Galeev: Nonlinear Plasma Theory (Benjamin, New York, 1969) Chap. 3.
- [31] C. F. Barnett, J. A. Ray, and J. C. Thompson: Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL-3113 (1964).
- [32] A. G. Borisenko and G. S. Kirichenko: JETP Lett. 16 (1972) 247.
- [33] R. P. H. Chang: Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 285.
- [34] S. Seiler, M. Yamada and H. Ikezi: Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 700; Nucl. Fusion 19 (1979) 469.
- [35] K. Yatsui, K. Saeki and M. Yatsuzuka: J. Phys. Soc. Jpn. 31 (1971) 619.
- [36] M. Yatsuzuka, K. Satoh and K. Yatsui: Reports of Himeji Inst. Tech. 24A (1971) 22.
- [37] K. Yatsui, M. Yatsuzuka and S. Aihara: J. Phys. Soc. Jpn. 41 (1976) 1083.
- [38] For example, H. Ikegami, S. Aihara, M. Hosokawa and H. Aikawa: Nucl. Fusion 13 (1973) 351.
- [39] 八束充保, 佐藤喜孝, 八井浄, 横山昌弘: 物理学会第33回年会 1 a CB 2 (1978).
- [40] R. J. Taylor, D. R. Baker, and H. Ikezi: Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 206.
- [41] 八束充保, 佐藤喜孝, 八井浄, 横山昌弘: 物理学会秋の分科会 4 a CM 9 (1978).
- [42] M. Yatsuzuka, K. Imai, M. Isono, and K. Satoh: Reports of Himeji Inst. Tech. 30A (1977) 47.
- [43] S. Yoshikawa: in Methods of Experimental Physics (Academic Press, New York, 1970) Vol. 9, p. 305.
- [44] A. B. Mikhailovskii and A. V. Timofeev: Zh. Eksp. Teor. Fiz. 44 (1963) 912 [Sov. Phys. JETP 17 (1963) 621.].
- [45] H. W. Hendel and M. Yamada: Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1076.

- [46] M. Yamada and H. W. Hendel: Phys. Fluids 21 (1974) 1076.
- [47] N. Yamada, S. Seiler, H. W. Hendel, and H. Ikezi: Phys. Fluids 20 (1977) 450.
- [48] T. Maekawa and S. Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 44 (1978) 1354.
- [49] B. B. Kadomtsev: Plasma Turbulence (Academic Press, New York, 1965) Chap.4.
- [50] A. Hirose, K. E. Lonngren, and H. M. Skarsgard: Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 270.
- [51] M. Yatsuzuka, K. Satoh, and K. Yatsui: J. Phys. Soc. Jpn. 37 (1974) 1473.
- [52] M. Yatsuzuka, K. Satoh, and K. Yatsui: Reports of Himeji Inst. Tech. 27A (1974) 52.
- [53] M. Yatsuzuka and K. Satoh: Reports of Himeji Inst. Tech. 33A (1980) 13.
- [54] M. Yatsuzuka, K. Satho, and K. Yatsui: J. Phys. Soc. Jpn. 38 (1975) 1791.
- [55] M. Yatsuzuka and K. Satoh: Reports of Himeji Inst. Tech. 28A (1975) 63.
- [56] K. Takayama, et al.: Proc. 7th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (Beograd, 1966) p.420.
- [57] M. Yamada and H. W. Hendel: Phys. Fluids 21 (1978) 1555.
- [58] M. Yatsuzuka, K. Satoh, and S. Nobuhara; Reports of Himeji Inst. Tech. 36A (1983) .
- [59] M. V. Nezlin: Sov. Phys. USPEKHI 13 (1971) 608.
- [60] Y. Kitagawa, T. Maekawa, and S. Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 41 (1976) 1041.
- [61] 八井浄, 八束充保, 藤井常幸, 横山昌弘, 増崎克, 都築哲哉, 成原一途, 毛利明博: 電気学会プラズマ研究会資料EP-78-13 (1978) .

- [62] 例えば, 増崎克, 宮原昭: 日本物理学会誌 29 (1973) 908.
- [63] A. Mohri, M. Masuzaki, T. Tsuzuki, and K. Ikuta: Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 574.
- [64] K. Yatsui, M. Yatsuzuka, M. Masuzaki, T. Tsuzuki, K. Narihara, and A. Mohri: Ann. Rev. Inst. Plasma Phys. Nagoya Univ. (April 1976-March 1977) p.61.
- [65] K. Yatsui, M. Yatsuzuka, T. Fujii, M. Yokoyama, M. Masuzaki, T. Tsuzuki, K. Narihara, and A. Mohri: Phys. Lett. 73A (1979) 321.
- [66] M. Friedman: Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1107; also, ibid. 32 (1974) 92.
- [67] M. Porkolab: Proc. Symp. on Plasma Heating in Toroidal Devices, Varenna, 1976. p.146.
- [68] 八井浄, 今井剛, 島田政輝, 横山昌弘: 日本物理学会誌 33 (1978) 975.
- [69] M. Yatsuzuka, K. Satoh, S. Nobuhara, K. Yatsui, and M. Yokoyama: Phys. Lett. 95A (1983) 293.
- [70] M. Yatsuzuka, K. Satoh, S. Nobuhara, K. Yatsui, and M. Yokoyama: J. Phys. Soc. Jpn. 52 (1983) 1609.
- [71] M. Porkolab, S. Bernabei, W. M. Hooke, R. W. Motley, and T. Nagashima: Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 230.
- [72] W. M. Hooke and S. Bernabei: Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1218.
- [73] R. P. H. Chang and M. Porkolab: Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 1227.
- [74] G. Bonizzoni, M. Forntanesi, G. Grosso, E. Lazzaro, and E. Sindoni: Plasma Phys. 19 (1977) 1163.
- [75] E. Albers, K. Krause, and H. Schluter: Plasma Phys. 21 (1979) 193; K. Krause, G. Luthen, and H. Schluter: Plasma Phys. 22 (1980) 1053.

- [76] K. L. Wong, P. Bellan, and M. Porkolab: Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 554; K. L. Wong, J. R. Wilson, and P. Porkolab: Phys. Fluids 23 (1980) 96; K. L. Wong, and M. Ono: Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 842.
- [77] R. MaWilliams, D. N. Hill, N. S. Wolf, and N. Rynn: Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 836.
- [78] T. Imai, T. Nagashima, T. Yamamoto, K. Uehara, S. Konoshima, H. Takeuchi, H. Yoshida, and N. Fujisawa: Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 586.
- [79] K. Ohkubo and JIPP-II Group: Proc. Int. Conf. on Plasma Phys. (FRAJ, Nagoya 1980) vol. 2, p. 253.
- [80] G. R. Allen, D. K. Owens, S. W. Seiler, M. Yamada, H. Ikezi, and M. Porkolab: Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1045.
- [81] H. Fujiyama, Y. Watanabe, and M. Akazaki: Jpn. J. Appl. Phys. 20 (1981) 1715.
- [82] Ya. B. Fainberg and V. D. Shapiro: Sov. Phys. JETP 25 (1967) 189.
- [83] M. Okamoto, Y. Amano, and K. Kitao: J. Phys. Soc. Jpn. 29 (1970) 1041.
- [84] A. K. Sundaram and P. K. Kaw: Nucl. Fusion 13 (1973) 901.
- [85] C. S. Liu and V. K. Tripathi: Phys. Fluids 23 (1980) 345.
- [86] Yu. F. Baranov, D. G. Bulyginskii, M. I. Vil'dzhyunas, B. V. Galaktionov, and N. V. Shustova: Sov. Phys.-Tech. Phys. 19 (1974) 732.
- [87] R. Gore, J. Grun, and H. Lasinsky: Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1140.
- [88] K. L. Wong and P. M. Bellan: Phys. Fluids 21 (1978) 841.

- [89] N. S. Wolf, R. Majeski, H. Lasinsky, V. Tripathi, and C. S. Liu: Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 799.
- [90] C. Z. Cheng and H. Okuda: Nucl. Fusion 18 (1978) 587.
- [91] R. Hatakeyama, M. Oertl, E. Märk, and R. Schrittwieser: Phys. Fluids 23 (1980) 1774.
- [92] M. Porkolab: Phys. Fluids 17 (1974) 1432.
- [93] 佐藤喜孝, 木下昌茂, 八束充保: 姫路工業大学研究報告 29A (1976) 69.
- [94] K. Nishikawa: J. Phys. Soc. Jpn. 24 (1968) 916.
- [95] L. Spitzer, Jr.: Physics of Fully Ionized Gases (Interscience, New York, 1962).
- [96] S. Ichimaru: J. Phys. Soc. Jpn. 39 (1975) 1373.
- [97] H. Abe, H. Momota, and R. Itatani: Phys. Fluids 23 (1980) 2417.
- [98] O. Ishihara and A. Hirose: Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 771.
- [99] M. Yatauzuka, K. Satoh, S. Nobuhara, K. Yatsui, and M. Yokoyama: Inst. Elect. Eng. Jpn. (submitted).
- [100] P. K. Kaw: Advanced in Plasma Physics vol.6, edited by A. Simon and W. B. Thompson (John Wiley & Sons, New York, 1976) p. 179.
- [101] M. Ono, M. Porkolab, and R. P. H. Chang: Princeton Univ. Reports, No. MATT-1602 (1979).
- [102] M. Porkolab: Princeton Univ. Reports, No. MATT-1069 (1974).
- [103] A. Hasegawa: Plasma Instabilities and Nonlinear Effects (Springer-Verlag, Berlin, 1972) Chap. 4.
- [104] T. M. O'Neil: Phys. Fluids 8 (1965) 2255.
- [105] T. H. Dupree: Phys. Fluids 9 (1966) 1773.
- [106] R. C. Davidson: Methods in Nonlinear Plasma Theory (Academic Press, New York, 1972) Chap. 6.

業 績 目 録

学会誌発表論文

1. パルス性負コロナの進展過程について
電気学会雑誌 , 88, 137 (1968).
2. 補助放電の利用による熱電子発電の電流改善と出力特性
応用物理 , 40, 254 (1971).
3. Ion Heating by a Spiralling Electron Beam-Plasma Interaction
J. Phys. Soc. Jpn., 31, 619 (1971).
4. Wave-Wave Coupling in Two-Counterstreaming Electron Beams
Magnetoplasma System
J. Phys. Soc. Jpn., 33, 1499 (1972).
5. Turbulent Heating in Counterstreaming Electron Beams-Plasma
System
Phys. Letters, 45A, 199 (1973).
6. Ion-Acoustic Instability and Ion Heating in an Inhomogeneous
Magnetoplasma
J. Phys. Soc. Jpn., 37, 1473 (1974).
7. Cross-Field Current-Driven Modified Ion-Cyclotron Instability
in an Inhomogeneous Magnetoplasma
Appl. Phys. Letters, 25, 637 (1974).
8. Plasma Heating by a High-Frequency Electric Field near the
Lower-Hybrid Frequency
J. Phys. Soc. Jpn., 38, 1791 (1975).

9. Cross-Field Current-Driven Electrostatic Instabilities and Plasma Heating in an Counterstreaming Electron-Beams-Plasma Heating
J. Phys. Soc. Jpn., 40, 540 (1976).
10. Plasma Heating in the TP-M Device by the Injection of a Spiraling Electron Beam
J. Phys. Soc. Jpn., 41, 1083 (1976).
11. Plasma Heating by a Modulated Relativistic Electron Beam-Plasma Interaction
Phys. Letters, 73A, 321 (1979).
12. Parametric Excitation of the Drift Wave by a Modulated Ion Beam
Phys. Letters, 95A, 293 (1983).
13. Parametric Excitation of a Drift Wave and Associated Ion Heating by a Modulated Ion Beam
J. Phys. Soc. Jpn., 52, 1609 (1983).
14. Lower-Hybrid Parametric Instability Driven by a Modulated Electron Beam and Plasma Heating
Inst. Elect. Eng. Jpn., (投稿中).

その他の論文

1. Fast Time Analysis of Negative Pulse Corona in Air
Bulle. Fac. Eng. Tokushima Univ., 4, 89 (1967).
2. セシウム中の熱陰極放電開始電圧について
Reports of Himeji Inst. Eng., 22A, 41 (1969).
3. Cs 熱電子発電器の表面電離形動作特性
Reports of Himeji Inst. Eng., 22A, 34 (1969).
4. 補助放電利用による熱電子発電の出力電流の改善
Reports of Himeji Inst. Eng., 23A, 19 (1970).
5. Electrostatic Instability in a Spiraling Electron Beam-Plasma Interaction
Reports of Himeji Inst. Eng., 24A, 22 (1971).
6. Excitation of Ion Cyclotron Wave and Associated Heating of Ions by Two-Counterstreaming Electron Beams
Reports of Himeji Inst. Eng., 25A, 37 (1972).
7. Experimental Observation of Ion-Acoustic Instability and Ion Heating in an Inhomogeneous Magnetoplasma
Reports of Himeji Inst. Eng., 27A, 52 (1974).
8. Ion Heating by the Lower Hybrid Resonance
Reports of Himeji Inst. Eng., 28A, 63 (1975).
9. イオン音波のランダウ減衰
Reports of Himeji Inst. Eng., 28A, 69 (1975).
10. Production of Low-Energy High-Current Ion Beam from a TP-D Plasma Source
Reports of Himeji Inst. Eng., 29A, 55 (1976).

11. Radio-Frequency 帯信号のロックイン系
Reports of Himeji Inst. Eng., 29A, 69 (1976).
12. Ion Cyclotron Harmonic Instabilities Driven by an Ion Beam
of Perpendicular Energy
Reports of Himeji Inst. Eng., 30A, 47 (1977).
13. Current Modulation of a Relativistic Electron Beam
Ann. Rev. Inst. Plasma Phys. Nagoya Univ.
(April 1976 - March 1977) p. 61.
14. Identification of Ion Cyclotron Drift Instability
Reports of Himeji Inst. Eng., 33A, 13 (1980).
15. イオンビーム・プラズマの線形分散式の数値計算
Reports of Himeji Inst. Eng., 33A, 23 (1980).
16. Observation of the Lower-Hybrid Drift Two-Stream Instability
Driven by an Electron Beam
Reports of Himeji Inst. Eng., 36A, 21 (1983).

研究会発表

変調REBによるプラズマ加熱

電気学会プラズマ研究会EP-78-13 (1978).

学会発表

1. Trichel光パルス（光パルスおよび電流）の観測
電気関係四学会四国支部連合大会 1965年 11月
2. 負針対平板ギャップにおける長波尾コロナパルスについて
電気関係四学会四国支部連合大会 1965年 11月
3. 負針コロナの光学的方法による検討
電気四学会連合大会 1966年 4月
4. 長波尾コロナパルスの発生原因について
電気四学会連合大会 1966年 4月
5. トリチェルパルスの進展状況について
電気関係四学会四国支部連合大会 1966年 11月
6. 正パルス性コロナの進展状況について
電気関係四学会四国支部連合大会 1966年 11月
7. 正の非定在性コロナと定在性コロナの共存状態について
電気四学会連合大会 1967年 4月
8. 種々の条件下における正ストリーマの進展状況
電気四学会連合大会 1967年 4月
9. パルス性負コロナにおける放電形態について
電気関係四学会四国支部連合大会 1967年 11月
10. 負パルスコロナにおける負グローの形成速度
電気関係四学会四国支部連合大会 1967年 11月
11. 熱電子発電器へのCsプラズマ効果
電気関係四学会四国支部連合大会 1967年 11月
12. 熱電子発電器のCsプラズマ効果
電気四学会連合大会 1968年 3月
13. セシウム中のAnode-Glow開始電圧について
電気四学会連合大会 1969年 3月
14. 補助放電型熱電子発電器
電気四学会連合大会 1969年 3月

15. Cs熱電子発電器のIgnited Mode特性
電気四学会連合大会 1969年 3月
16. セシウム中のBall of Fire Mode転移について
電気関係四学会四国支部連合大会 1969年 10月
17. 外部補助放電型Cs熱電子発電器のV-I特性に対するプラズマ密度・電位の影響
電気関係四学会四国支部連合大会 1969年 10月
18. 遅い電子ビームによるイオン加熱
物理学会25回年会 1970年 10月
19. らせん電子ビーム・プラズマ系における微視的不安定性
物理学会春の分科会 1971年 6月
20. 双電子ビームによるイオン加熱
物理学会26回年会 1971年 9月
21. 双電子ビームによるイオン加熱(II)
物理学会春の分科会 1972年 6月
22. 対向双電子ビーム・プラズマ系の波と波の相互作用
物理学会27回年会 1972年 10月
23. 双電子ビーム・プラズマ系の波動混合
物理学会28回年会 1973年 4月
24. クロスフィールド電流による低周波不安定性
物理学会春の分科会 1974年 4月
25. 大振幅rf電場とプラズマの相互作用によるイオン加熱
物理学会29回年会 1974年 10月
26. 変調ECRプラズマによるローワーハイブリッド加熱
物理学会29回年会 1974年 10月
27. 大振幅rf電場とプラズマの相互作用 II
物理学会30回年会 1975年 4月
28. TP-D型プラズマを用いたイオン源
物理学会31回年会 1976年 4月
29. イオンビーム・プラズマ系の静電不安定性とプラズマ加熱

	物理学会32回年会	1977年 10月
30.	REBの電流変調の実験	
	物理学会32回年会	1977年 10月
31.	斜め入射イオンビームによる静電不安定性	
	物理学会33回年会	1978年 3月
32.	変調REBによるプラズマ加熱	
	物理学会33回年会	1978年 3月
33.	変調REBによるプラズマ加熱	
	核融合連合講演会	1978年 2月
34.	らせんイオンビーム・プラズマ系の不安定性	
	物理学会秋の分科会	1978年 10月
35.	イオンビーム・プラズマ系におけるパラメトリック不安定性の励起	
	物理学会秋の分科会	1980年 10月
36.	変調イオンビームによるパラメトリック不安定性の励起	
	物理学会36回年会	1981年 3月
37.	変調イオンビームによるパラメトリック不安定性とプラズマ加熱	
	物理学会秋の分科会	1981年 10月
38.	変調電子ビームによるパラメトリック不安定性	
	物理学会春の分科会	1981年 3月
39.	パラメトリック不安定性によるイオン加熱の時間的進展	
	物理学会38回年会	1983年 3月
40.	パラメトリック不安定性によるイオン加熱率	
	物理学会秋の分科会	1983年 10月