

JAERI - M

89-133

電子サイクロトロン周波数帯の電磁波による  
トカマクプラズマの加熱と診断の研究

1989年9月

星野 克道

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。  
入手の問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division  
Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-  
mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1989

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 いばらき印刷㈱

電子サイクロトロン周波数帯の電磁波によるトカマクプラズマの加熱と診断の研究

日本原子力研究所那珂研究所核融合研究部

星野 克道

(1989年8月31日受理)

電子サイクロトロン周波数帯の電磁波を利用したトカマクプラズマの加熱と診断の研究についてまとめた。本研究で得られた成果は以下の通りである。

[工学・技術に関して]

1. 周波数 60 GHz 発振出力 400 kW の高周波加熱装置の設計・製作・試験を行いトカマクプラズマへの高周波大電力ミリ波の入射技術を確立した。
2. ヘテロダイン方式電子サイクロトロン放射多チャンネル測定器の設計・製作・試験を行い、トカマクプラズマからの放射を 10  $\mu$ s の時間分解能で多チャンネル計測する技術を確立した。

[核融合炉心工学・プラズマ物理学に関して]

1. 電子サイクロトロン周波数の純粋な異常波および正常波の基本波の入射によるトカマクプラズマの高効率電子加熱を実証した。
2. 上ハイブリッド共鳴層で電磁波からモード変換により生ずる静電波による加熱の発見および解析を行った。
3. 二倍高調波の入射により
  - \*トカマクプラズマの高効率電子加熱の実証と加熱特性の解明,
  - \*波動と高速電子との結合による電流駆動の発見,
  - \*プラズマ周辺部の電子加熱による高効率閉込めモードの生成制御の発見,などの成果を得た。
4. 電子サイクロトロン放射によるトカマクプラズマ診断により
  - \*トカマクプラズマの電子温度分布の時刻・密度・電流値に対する依存性の計測  
——不可欠の電子温度モニターであることの実証
  - \*高効率閉込めモードはトカマクプラズマ周辺部の高温、急な温度勾配で良く特徴づけられることの実証——MHD 不安定性の安定化あるいは輸送の分岐などの高効率閉込めモードの理論に対する実験的裏付けを提供,

- \*リミター配位の高効率閉込めモードの同定,
  - \*鋸歯状振動, 安全係数  $q = 1$  有理面の位置——高効率閉込めモード時の電流分布の拡大の発見,
  - \*高速電子(低域混成波による電流駆動時, 逃走電子)からの電子サイクロトロン放射の計測, モデルによる放射強度の解析——高速電子成分の存在の良いモニターとなることの実証,
  - \*プラズマ中心部からの熱パルスの伝播速度の計測——高効率閉込めモード時の電子熱伝導係数の改善の実証,
- などの成果を得た。



A Study on the Heating and Diagnostic of a Tokamak Plasma  
by Electromagnetic Waves of the Electron Cyclotron Range  
of Frequencies

Katsumichi HOSHINO

Department of Thermonuclear Fusion Research  
Naka Fusion Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received August 31, 1989)

A study on the heating and diagnostic of a tokamak plasma by electromagnetic waves of the electron cyclotron range of frequencies is summarized. Main results obtained are as follows:

[On engineering and technology]

1. Accomplishment of the technology to apply high frequency and high power millimeter waves to the tokamak plasma by constructing a 60GHz 400kW electron cyclotron heating system.
2. Accomplishment of the technology to measure the electron cyclotron emission from a tokamak plasma with a multi-channel heterodyne radio-meter system which enables to measure the emission with time resolution of 10 $\mu$ s.

[On the nuclear fusion plasma engineering and plasma physics]

1. Demonstration of high efficiency electron heating of a tokamak plasma by launching the fundamental extraordinary mode and ordinary mode.
2. Observation and analysis of the electron heating by electron Bernstein wave (electrostatic wave) which is generated at the upper hybrid resonance layer.

3. Second harmonic wave heating experiment:

- \* Demonstration of high efficiency heating and analysis of the heating characteristics
- \* Demonstration of the current drive by the coupling of the waves to the high energy electrons
- \* Demonstration of the generation and control of the H-mode by the peripheral electron heating of a tokamak plasma

4. Plasma diagnostic with the electron cyclotron emission (ECE):

- \* Measurement of the time dependence of the profile of tokamak electron temperature as well as the plasma parameter dependencies (plasma density, plasma current) of it.
- \* Observation that the H-mode is well characterized by high peripheral electron temperature and steep gradient of it --- positive data base to the H-mode theories such as MHD stabilization or bifurcation of the transport
- \* Identification of the "limiter H-mode"
- \* Measurement of the sawteeth oscillation and position of the  $q=1$  surface --- Observation of the broadening of current profile during the H-mode
- \* Measurement and analysis of the ECE from high energy electrons (during current drive by lower hybrid waves, runaway discharge) --- Effectiveness of ECE for the monitor of the high energy electrons
- \* Measurement of the heat pulse --- Demonstration of the improvement of the electron heat diffusivity during the H-mode

Keywords : Heating, Diagnostic, Tokamak Plasma, Electromagnetic Waves,  
Electron Cyclotron Heating

## 目 次

内容梗概	1
1. 本研究の目的と意義	2
2. 電子サイクロトロン周波数帯の高周波波動によるトカマクプラズマの加熱	4
2.1 序	4
2.1.1 トカマクプラズマとその加熱	4
2.1.2 トカマクプラズマ中の電子サイクロトロン周波数帯の高周波波動	6
2.1.3 電子サイクロトロン加熱の描像	11
2.1.4 本研究以前のトカマクプラズマの電子サイクロトロン加熱実験	15
2.2 電子サイクロトロン周波数帯の波動のトカマクプラズマ中での伝播モード、 近接性及び偏波についての検討	21
2.3 JFT-2 トカマク装置に於ける 28 GHz 基本波電子サイクロトロン加熱実験	29
2.3.1 実験装置	29
(1) 28 GHz 電子サイクロトロン加熱装置	29
(2) JFT-2 トカマク装置 (中間ベータ値トラス試験装置)	30
(3) 計測装置	30
2.3.2 実験結果	31
(1) 電子加熱	31
(2) 予備電離	35
(3) ECH による電流駆動	36
2.3.3 議 論	39
(1) 電子サイクロトロン周波数の波動 (基本波) の遮断密度	39
(2) 加熱効率と蓄積エネルギー	40
(3) 電子サイクロトロン共鳴層での波動の吸収量の計算	45
2.3.4 本節のまとめ	51
2.4 ダブレットⅢトカマクに於ける 60 GHz 基本波電子サイクロトロン加熱実験	72
2.4.1 序	72
2.4.2 実験装置	72
(1) ダブレットⅢトカマク装置	72
(2) 60 GHz 電子サイクロトロン加熱 (ECH) 装置	72
2.4.3 実験結果	72
2.4.4 議 論	73
2.5 60 GHz 電子サイクロトロン加熱装置の設計及び試験	78
2.5.1 序	78
2.5.2 入射すべき波動に関する物理的検討	78

(1) 電磁波の遮断密度 .....	78
(2) 電子サイクロトロン共鳴層での吸収パワー .....	79
(3) 本項のまとめ .....	81
2.5.3 ECH 装置の全体構成 .....	82
2.5.4 高周波伝送系の設計 .....	82
(1) 高周波伝送系の設計概念 .....	82
(2) 円形導波管中のジュール損失とその最少化 .....	83
(3) 導波管中の電界強度と絶縁破壊の防止 .....	85
(4) 導波管ベンドにおけるモード変換 .....	86
(5) 高周波伝送系の構成 .....	87
(6) 固有モード展開法によるモード変換器の最適設計 .....	88
(7) 溝付 90 度ベンド (コルゲートベンド) .....	94
(8) コサインテーパー .....	94
(9) 直線円形導波管 .....	95
(10) 真空窓 .....	95
(11) 直流電圧絶縁/モードフィルタ .....	96
(12) ホーンアンテナ .....	96
(13) アーク検出器 .....	96
2.5.5 高周波モニター装置 .....	96
(1) サンプラー/アーク検出器と一般パワーと周波数の検出回路 .....	97
(2) モードフィルター .....	97
(3) コサインテーパー .....	97
(4) TE <sub>02</sub> モード方向性結合器 .....	97
(5) パワーと周波数検出のためのミリ波回路 .....	97
(6) 水負荷とカロリメーター .....	98
2.5.6 ジャイロトロン .....	98
2.5.7 超伝導マグネット系 .....	99
2.5.8 電源および冷却系 .....	99
2.5.9 ガス供給系 .....	100
2.5.10 ECH 装置の発振試験 .....	100
(1) ジャイロトロンの発振 .....	100
(2) ジャイロトロン発振時のモニター波形 .....	101
(3) 高周波伝送系の損失測定 .....	101
(4) 入射高周波パワーの測定 .....	101
2.5.11 本節のまとめ .....	102
2.6 JFT-2M トカマクに於ける 60 GHz 2 倍高調波電子サイクロトロン加熱実験 .....	136
2.6.1 序 .....	136
2.6.2 実験装置 .....	136

(1) JFT-2M トカマク装置 (高性能トカマク開発試験装置) .....	136
(2) 計測装置 .....	136
2.6.3 実験結果および議論 .....	137
(1) 電子加熱 .....	137
(2) 高エネルギー電子との結合による ECH 電流駆動 (低域混成波により 電流駆動されたトカマクプラズマの電子サイクロトロン加熱) .....	139
a. 序 .....	139
b. 電子サイクロトロン加熱による電流駆動の利点と現状 .....	139
c. 実験方法 .....	139
d. 実験結果 1 (電流立ちあげ, AVR モード) .....	140
e. 議 論 .....	140
f. 実験結果 2 (プラズマ電流維持, ACR モード) .....	142
(3) トカマクプラズマの周辺部加熱による高効率閉込めモードの生成 .....	143
a. 序 .....	143
b. 実験方法 .....	143
c. 実験結果と議論 .....	144
d. ま と め .....	148
(4) 電子サイクロトロン加熱単独の周辺加熱による高効率閉込めモード .....	149
a. 序 .....	149
b. 実験結果 .....	150
(5) リミター配位での ECH による H モード生成 .....	152
2.6.4 本節のまとめ .....	152
2.6.5 他のトカマク装置の電子サイクロトロン加熱実験との比較 .....	153
2.7 電子サイクロトロン加熱と他の加熱法との比較 .....	181
2.8 自由電子レーザーによるトカマクプラズマの電子サイクロトロン加熱 .....	183
2.9 将来の熱核融合プラズマに対する電子サイクロトロン加熱の適用可能性 .....	185
2.10 本章の結論 .....	186
3. 電子サイクロトロン周波数帯の高周波によるトカマクプラズマの診断 (電子サイクロトロン放射測定) .....	187
3.1 トカマクプラズマからの電子サイクロトロン放射 (ECE) .....	187
3.1.1 真空磁場中をラーマ回転する一個の電子から発する ECE .....	187
3.1.2 ECE の線スペクトル幅の広がり機構 .....	193
(1) 放射による拡大 .....	193
(2) 衝突による拡大 .....	193
(3) ドップラー広がり .....	194
(4) 相対論的效果による広がり .....	194
(5) 放射の自己吸収 .....	194
(6) プラズマの分散の効果による広がり .....	194

(7) 磁場の不均一性による広がり .....	194
3.1.3 ECE に対する多粒子の効果——吸収, キルヒホッフの法則—— .....	195
(1) エネルギー保存則 .....	195
(2) 幾可光学近似と放射の特性強度 (specific intensity) .....	196
(3) 輸送方程式 .....	197
(4) キルヒホッフ (Kirchhoff) の法則と源関数 $S_0$ の形 .....	200
3.1.4 ECE によるトカマクプラズマの電子温度の局所的測定 .....	201
3.1.5 トカマクプラズマの光学厚さ .....	203
3.1.6 トカマクプラズマからの ECE の放射強度とラジオメーターに必要な感度 .....	206
3.1.7 ECE による電子温度測定の特徴 .....	207
3.1.8 ラジオメーターによる ECE 測定の特徴—他の ECE 測定法との比較— .....	207
3.2 電子サイクロトロン放射測定器 (ラジオメーター) の製作と試験結果 .....	218
3.2.1 ラジオメーターによる高周波パワー測定の原理 .....	218
3.2.2 ラジオメーターシステムの構成 .....	218
3.2.3 ラジオメーターシステムの性能および特性 .....	220
(1) 最少検出可能強度と出力の直線性 .....	220
(2) 中間周波帯域幅 .....	220
(3) 時間応答性 .....	220
3.3 トカマクプラズマからの電子サイクロトロン放射 (ECE) の測定結果と議論 .....	230
3.3.1 電子温度の相対校正 .....	230
3.3.2 ジュール加熱プラズマの電子温度 .....	230
3.3.3 鋸歯状振動 (Sawtooth Oscillation) の測定 .....	231
3.3.4 H モード時の周辺電子温度の測定 .....	233
(1) 序 .....	233
(2) H モード時および L モード時のプラズマ周辺からの ECE の時間的振舞い .....	233
(3) ECE による H モード中の電子温度分布 .....	234
(4) H 遷移時の電子温度のしきい値 .....	235
(5) ECE 信号と $D\alpha$ 信号の時間変化の比較 .....	237
(6) リミター配位の放電に於ける H 遷移時の ECE 信号の振舞い .....	237
(7) 三倍高調波 ECE の振舞い .....	238
(8) バースト付 H モードとバースト無し H モードからの ECE の比較 .....	239
(9) 周辺電子温度のしきい値のプラズマパラメタに対する依存性 .....	239
(10) H モード時のプラズマ周辺の電子温度勾配の測定 .....	239
(11) セパラトリクスとペDESTAL の位置関係 .....	241
(12) ペDESTAL での ECE の光学的厚さと遮断密度に関する考察 .....	242
(13) ペDESTAL 領域での電子熱拡散係数 .....	244
(14) H 遷移の条件に関する議論と H モード理論との比較 .....	245
(15) 本項の結論 .....	250

3.3.5 高速電子からの ECE .....	250
(1) 二成分マクスウェル分布をもつ電子からの ECE の計算 .....	250
(2) 低密度放電での高速電子（逃走電子）が、ECE に与える影響 .....	254
(3) 低域混成波による電子加熱時と電流駆動時の ECE 測定結果 .....	256
a. 実験装置 .....	256
b. 低域混成波による電子加熱実験時の ECE 測定 .....	256
c. JFT-2 トカマクでの低域混成波による電流駆動時の ECE 測定結果 .....	257
d. JFT-2 M トカマクでの低域混成波による電流駆動時の ECE 測定結果 .....	257
e. ECE の増分に関する議論 .....	258
(4) 緩和振動（relaxation oscillation）の測定 .....	259
3.3.6 高効率閉込めモード中の熱パルス測定 .....	260
(1) 序 .....	260
(2) 実験結果 .....	261
(3) 議 論 .....	262
(4) 本項の結論 .....	266
3.4 本章の結論 .....	325
4. 結 語 .....	326
謝 辞 .....	329
文 献 .....	330
付録 1 本研究で得られた主な成果 .....	338
付録 2 本研究に関する発表論文 .....	339

## Contents

General contents .....	1
1. Objectives and Significance of the Present Study .....	2
2. Heating of Tokamak Plasmas by the Waves of the Electron Cyclotron Range of Frequency .....	4
2.1 Introduction .....	4
2.1.1 Tokamak Plasma and its Heating .....	4
2.1.2 High Frequency Wave of the Electron Cyclotron Range of Frequency which propagates in the Tokamak Plasma .....	6
2.1.3 Physical Picture of the Electron Cyclotron Heating .....	11
2.1.4 Electron Cyclotron Heating Experiment before the Present Study .....	15
2.2 Investigation on the Propagate Modes, Accessibility and Polarization of the Waves of the Electron Cyclotron Range of Frequency in the Tokamak Plasma .....	21
2.3 28GHz Fundamental Wave Electron Cyclotron Heating Experiment on the JFT-2 Tokamak .....	29
2.3.1 Experimental Apparatus .....	29
(1) 28GHz Electron Cyclotron Heating System .....	29
(2) JFT-2 Tokamak Machine (Medium Beta Study Torus Machine) .	30
(3) Measuring Apparatus .....	30
2.3.2 Experimental Results .....	31
(1) Electron Heating .....	31
(2) Pre-Ionization .....	35
(3) ECH Current Drive .....	36
2.3.3 Discussions .....	39
(1) Cutoff Density for the Wave of the Fundamental Electron Cyclotron Frequency .....	39
(2) Heating Efficiency and Stored Energy .....	40
(3) Calculation of the Absorption of the Wave Power at the Electron Cyclotron Resonance Layer .....	45
2.3.4 Summary .....	51
2.4 60GHz Fundamental Wave Electron Cyclotron Heating Experiment on the Doublet III Tokamak .....	72
2.4.1 Introduction .....	72
2.4.2 Experimental Apparatus .....	72



(1) Doublet III Tokamak Machine .....	72
(2) 60GHz Electron Cyclotron Heating (ECH) System .....	72
2.4.3 Experimental Results .....	72
2.4.4 Discussions .....	73
2.5 A Design and Test of a 60GHz Electron Cyclotron Heating System .....	78
2.5.1 Introduction .....	78
2.5.2 Physics Consideration of the Waves to Inject .....	78
(1) Cutoff Density for the Electromagnetic Waves .....	78
(2) Power Absorption at the Electron Cyclotron Resonance Layer .....	79
(3) Summary .....	81
2.5.3 Overall Constitution of the ECH System .....	82
2.5.4 A Design of the Wave Transmission System .....	82
(1) Design Concept of the Wave Transmission System .....	82
(2) Joule Loss in the Circular Waveguide and its Minimization .....	83
(3) Strength of the Electric Field in the Waveguide and Prevention of the Electric Breakdown .....	85
(4) Mode Conversion in the Waveguide Bend .....	86
(5) Constitution of the Wave Transmission System .....	87
(6) Optimum Design of the Mode Converters by the Method of Normal Mode Expansion .....	88
(7) 90 Degree Corrugate Bends .....	94
(8) Cosine Tapers .....	94
(9) Strait Circular Waveguides .....	95
(10) Vacuum Windows .....	95
(11) DC Break/Mode Filters .....	96
(12) Horn Antennas .....	96
(13) Arc Detectors .....	96
2.5.5 Wave Monitor System .....	96
(1) Sampler/Arc Detectors and Detectors of a General Power and Frequency of the Wave .....	97
(2) Mode Filters .....	97
(3) Cosine Tapers .....	97
(4) TE02 Mode Directional Coupler .....	97
(5) Millimeter Wave Circuit for the Detection of the Wave Power and Frequency .....	97

(6) Water Load and Calorimeter .....	98
2.5.6 Gyrotron .....	98
2.5.7 Super Conducting Magnet System .....	99
2.5.8 Power Supply System and Cooling System .....	99
2.5.9 Gas Supply System .....	100
2.5.10 Power Test of the ECH System .....	100
(1) Operation of the Gyrotron .....	100
(2) Monitor Wave Form of the Gyrotron Operation .....	101
(3) Measurement of the Loss in the Wave Transmission System .	101
(4) Measurement of the Net Input Power .....	101
2.5.11 Summary .....	102
2.6 60GHz Second Harmonic Electron Cyclotron Heating Experiment	
on the JFT-2M Tokamak .....	136
2.6.1 Introduction .....	136
2.6.2 Experimental Apparatus .....	136
(1) JFT-2M Tokamak Machine .....	136
(2) Measuring Apparatus .....	136
2.6.3 Experimental Results and Discussions .....	137
(1) Electron Heating .....	137
(2) ECH Current Drive by Coupling to the High Energy Electrons	
(Electron Cyclotron Heating of a current driven plasma	
by the Lower Hybrid Waves) .....	139
a. Introduction .....	139
b. The Merit and Present Status of the Electron Cyclotron	
Current Drive .....	139
c. Method of the Experiment .....	139
d. Experimental Results 1 (Current Ramp-up, AVR mode) .....	140
e. Discussions .....	140
f. Experimental Results 2 (Sustainment of the Plasma Current,	
ACR mode) .....	142
(3) Generation of the High Confinement Mode by the Edge	
Heating of a Tokamak Plasma .....	143
a. Introduction .....	143
b. Method of the Experiment .....	143
c. Experimental Results and Discussions .....	144
d. Summary .....	148
(4) High Confinement Mode by Edge Heating of a Tokamak	
Plasma .....	149

a.	Introduction .....	149
b.	Experimental Results .....	150
(5)	Generation of H Mode by ECH in Limiter Configurations ..	152
2.6.4	Summary .....	152
2.6.5	Comparison with the Electron Cyclotron Heating Experiments on the other Tokamak Machines .....	153
2.7	Comparison between the Electron Cyclotron Heating and Other Heating Methods .....	181
2.8	Electron Cyclotron Heating of a Tokamak Plasma by Free Electron Laser .....	183
2.9	Applicability of the Electron Cyclotron Heating to the Future Thermonuclear Fusion Plasma .....	185
2.10	Conclusion of the Present Chapter .....	186
3.	Tokamak Plasma Diagnostic by the Wave of the Electron Cyclotron Range of Frequency (Measurement of the Electron Cyclotron Emission) .....	187
3.1	Electron Cyclotron Emission (ECE) from the Tokamak Plasmas .	187
3.1.1	ECE from an Electron which is Subject to the Larmor Rotation around the Vacuum Magnetic Field .....	187
3.1.2	Mechanism of the Broadening of the Line Spector of the ECE .....	193
(1)	Broadening by Radiation .....	193
(2)	Broadening by Collisions .....	193
(3)	Doppler Broadening .....	194
(4)	Broadening by the Relativistic Effect .....	194
(5)	Self Absorption of the Radiation .....	194
(6)	Broadening by the Dispersion Effect of the Plasma .....	194
(7)	Broadening by the Inhomogeneity of the Magnetic Field ..	194
3.1.3	Many Particle Effect to the ECE --- Absorption, Kirchhoff's Law --- .....	195
(1)	Energy Conservation Law .....	195
(2)	Geometrical Optics Approximation and the Specific Intensity of the Radiation .....	196
(3)	Transport Equation .....	197
(4)	Kirchhoff's Law and the Form of the Source Function $S_{\omega}$ .	200
3.1.4	Local Measurement of the Electron Temperature of the Tokamak Plasma by the ECE .....	201
3.1.5	Optical Thickness of the Tokamak Plasma .....	203

3.1.6	Intensity of the ECE from the Tokamak Plasma and Sensitivity Required for the Radiometer .....	206
3.1.7	Features of the Measurement of the Electron Temperature by the ECE .....	207
3.1.8	Features of the Measurement of the ECE --- Comparison with other methods to measure the ECE --- .....	207
3.2	Manufacture and Test Results of the Radiometer .....	218
3.2.1	Principle of the Measurement of the Wave Power by the Radiometer .....	218
3.2.2	Constitution of the Radiometer System .....	218
3.2.3	Ability and Characteristics of the Radiometer System ...	220
	(1) Minimum Detectable Power and Linearity of the Output ...	220
	(2) Frequency Band Width of the Intermediate Frequency .....	220
	(3) Time Response .....	220
3.3	Results of the Measurement of the ECE from the Tokamak Plasmas and Discussions .....	230
3.3.1	Relative Calibration of the Electron Temperature .....	230
3.3.2	Electron Temperature of the Joule Heated Plasma .....	230
3.3.3	Measurement of the Sawtooth Oscillations .....	231
3.3.4	Measurement of the Peripheral Electron Temperature at the H Mode .....	233
	(1) Introduction .....	233
	(2) Time Behaviour of the ECE from Plasma Periphery at the H Mode and L Mode .....	233
	(3) Electron Temperature Profile during the H Mode Measured by the ECE .....	234
	(4) Threshold Electron Temperature at the H Mode Transition .	235
	(5) Comparison of the Time Behaviour of ECE Signal and $D_{\alpha}$ Signal .....	237
	(6) Behaviour of the ECE Signal at the H Mode Transition in the Limiter Discharge .....	237
	(7) Behaviour of the Third Harmonic ECE .....	238
	(8) Comparison of the ECE during the Burst H Mode and Burst Free H Mode .....	239
	(9) Dependence of the Threshold Peripheral Electron Temperature on the Plasma Parameters .....	239
(10)	Measurement of the Gradient of the Peripheral Electron Temperature at the H Mode .....	239

(11)	Relative Position of the Separatrix and the Pedestal ...	241
(12)	A Consideration on the Optical Thickness and Cutoff Density of the ECE from the Pedestal .....	242
(13)	Electron Heat Diffusivity at the Pedestal Region .....	244
(14)	A Discussion on the Condition for the H Mode Transition and Comparison with the H Mode Theories .....	245
(15)	Conclusions .....	250
3.3.5	ECE from High Energy Electrons .....	250
(1)	A Calculation of the ECE Emitted from electrons which have Two Component Maxwellian Distribution Function ....	250
(2)	An Effect Given to the ECE by the High Energy Electrons in the Low Density Discharges .....	254
(3)	Results of the Measurement of ECE during the Electron Heating and Current Drive by the Lower Hybrid Waves ....	256
a.	Experimental Apparatus .....	256
b.	Measurement of the ECE during the Electron Heating by the Lower Hybrid Waves .....	256
c.	Results of the Measurement of the ECE During the Current Drive by the Lower Hybrid Waves in the JFT-2 Tokamak ...	257
d.	Results of the Measurement of the ECE During the Current Drive by the Lower Hybrid Waves in the JFT-2M Tokamak ..	257
e.	A Discussion on the Increment of the ECE .....	258
(4)	Measurement of the Relaxation Oscillation .....	259
3.3.6	Measurement of the Heat Pulse During the High Confinement Mode .....	260
(1)	Introduction .....	260
(2)	Experimental Results .....	261
(3)	Discussions .....	262
(4)	Conclusions .....	266
3.4	Conclusion of the Present Chapter .....	325
4.	Conclusions .....	326
	Acknowledgement .....	329
	References .....	330
	Appendix 1 Main Results Obtained in This Study .....	338
	Appendix 2 Published Papers on This Study .....	339

## 内 容 梗 概

本論文は、著者が日本原子力研究所核融合研究部プラズマ実験研究室において行った電子サイクロトロン周波数帯の電磁波によるトカマクプラズマの加熱と診断の実験研究についてまとめたものである。

電子サイクロトロン周波数帯の高周波によるトカマクプラズマの加熱 (ECH という) は、この周波数帯の電磁波のプラズマへの結合特性ならびにプラズマ中での伝播特性の良さと電子サイクロトロン共鳴層での電子の局所加熱の可能性から従来より注目を浴びてきた。しかしながら、高い周波数の大出力高周波源の開発がネックとなり、トカマクプラズマの ECH は他の高周波加熱法に比べて実験が進まなかった。

最近の高周波数大出力 (28 GHz~ 60 GHz) の発振管 (ジャイロトロンという) の開発の進捗により、中型トカマクの磁場中に於いても ECH が可能となった。著者は、原研の JFT-2 で周波数 28 GHz の ECH 実験を行い、さらに周波数 60 GHz 発振出力 400 kW の ECH 装置の設計・製作・試験を行い、JFT-2 M トカマクに於いて、ECH を用いたプラズマの加熱と電流駆動の実験研究を行い、ECH の有効性を検証した。

また、著者は、70 ~ 90 GHz の周波数帯のプラズマからの電子サイクロトロン放射測定器 (ラジオメーターという) を製作し、JFT-2 ならびに JFT-2 M トカマクからの電子サイクロトロン放射 (ECH という) の計測を行い、ジュール加熱時ならびに種々の追加加熱時のトカマクプラズマの電子温度の振舞いを明らかにした。

本論文は、四章より構成されている。

第一章では、本研究の目的と意義について述べる。

第二章では、ECH によるトカマクプラズマの加熱ならびに電流駆動の実験、すなわち JFT-2 トカマクにおける 28 GHz 基本波実験、ダブレット III における 60 GHz 基本波実験および JFT-2 M トカマクにおける 60 GHz の ECH 加熱装置の設計製作試験と二倍高調波による加熱実験について述べ、ECH の入射技術の確立と ECH のプラズマ加熱と電流駆動に対する有効性を明らかにする。とくに、ECH は速度空間においても局所的な加熱手段と成り得ること及び ECH によるプラズマ周辺加熱で高効率閉込めモード (H モード) が生成できることを示す。

第三章では、ラジオメーターの製作と ECE によるトカマクプラズマの電子温度の測定結果について述べ、ジュール加熱時ならびに種々の追加加熱時および電流駆動時のトカマクプラズマの ECE の振舞いを明らかにする。また、とくに高効率閉込めモードは、プラズマ周辺部の高い電子温度と急な電子温度勾配で良く特徴付けられることを示す。

第四章は、結論であり、得られた結果をまとめ、本論文の総括を行う。

## 1. 本研究の目的と意義

本論文は、電子サイクロトロン周波数帯の波動によるトカマクプラズマの加熱及びトカマクプラズマより放射される電子サイクロトロン周波数帯の波動を利用したトカマクプラズマの診断に関する実験的研究をまとめたものである。

周知のように、原子核を核融合させて核エネルギーを取り出し、それを人類の便に供しようという動機のもとに世界各国に於いて様々な試みが為されてきた。それらの方式のうち環状磁場による閉じ込め方式をとる核融合実験装置の中で現在最も有望とみられているのがトカマク型装置である。トカマク型装置はトーラス形状をもつプラズマのトロイダル方向に大電流を流しプラズマの閉じ込めと加熱を行なうことを特徴とする。このトロイダル電流による加熱はプラズマの電気抵抗によるジュール加熱であるがこのプラズマの電気抵抗は、プラズマの電子温度の上昇とともに小さくなるため、2～3 keV以上の温度を持つプラズマに対しては有効でなくなる。そのため高温の核融合炉心プラズマを得るには追加加熱が必要となる。

このトカマクプラズマの追加加熱法としては諸種有るが、本論文で述べる加熱法は諸種の高周波加熱のうちで最も周波数の高いミリ波領域の電磁波をプラズマに照射し、電子サイクロトロン共鳴によりプラズマ中の電子を加熱するものである。

この電子サイクロトロン周波数帯の高周波によるトカマクプラズマの加熱法（電子サイクロトロン加熱と称す）は以前より主にソビエト連邦共和国に於いて研究がなされてきたが、最近の大出力で高周波数のミリ波発振管（ジャイロトロンと称す）の開発により初めて中型規模のトカマクに適用可能となった。

本研究はその先駆をなすものであり、大電力（400 kW）ミリ波高周波（60 GHz）入射装置の設計、製作及び試験を行なって入射技術を確立し、さらにトカマク装置に於いて28 GHzの基本波、60 GHzの基本波及び二倍高調波のトカマクプラズマ中での伝播特性、吸収特性及びトカマクプラズマ加熱特性を実験的に明らかにした。また、共鳴条件を適切に選択することにより電磁波をトカマクプラズマ中の高エネルギーの電子と結合させることが可能であることを、低域混成波により電流維持されたプラズマの電子サイクロトロン加熱により初めて見出した。すなわち電子サイクロトロン加熱は実空間に於ける局所的な加熱としてだけでなく、速度空間に於いても局所的な加熱手段となりうることを実証した。また、トカマクプラズマ周辺の局所的な電子加熱により、トカマクプラズマの高効率閉じ込めモード（Hモードと称す）が生成されることを初めて見出した。これらの結果から、将来の核融合炉心プラズマの追加加熱法としても本加熱法が有効であることを示した。

電子サイクロトロン加熱は物理的にはプラズマ中を伝播するミリ波領域の波動の電子による共鳴吸収という現象であるが、その逆の過程、すなわちプラズマ中を螺旋運動する電子によるミリ波領域の電磁波の放射が電子サイクロトロン放射である。つまり両過程は、物理的には表裏一体の現象であるといえる。この電子サイクロトロン放射はプラズマ中の電子の運動量分布に関する情報をもつためプラズマ診断に利用される。

本論文の後半では、トカマクプラズマの電子サイクロトロン放射測定によるプラズマ診断により得られた結果についてまとめる。

本研究では、ヘテロダイン方式の多チャンネル電子サイクロトロン放射測定器の製作を行ない、ジュール加熱時、種々の追加加熱時あるいは電流駆動時にトカマクプラズマより放射される電子サイクロトロン放射の測定を行なった。

その結果、電子温度空間分布の時間発展、局所的な電子温度の時間発展を約 100 マイクロ秒の時間分解能で得ることができ上記の種々の加熱効果の測定ができた。また特に H モード中の周辺電子温度の振舞いについて明らかにすることができた。さらにこの高い時間分解能を利用して、電子温度の時間発展の微細構造である電子温度の鋸歯状振動および磁気流体的振動を観測した。そして、鋸歯状振動の波形解析からプラズマ中の熱パルスの伝播速度を得、電子熱伝導係数の導出を行なった。特に、H モードに於いては熱伝導係数が改善されることを示した。

また電流駆動時に高エネルギー電子から放出される電子サイクロトロン放射の測定並びに解析を行なった。その結果、電子サイクロトロン放射強度は電子速度分布の高エネルギー成分に対して鋭敏かつ迅速に反応することが示され電子サイクロトロン放射測定は電流駆動時の測定としても重要であることが示された。

以上のように、電子サイクロトロン放射によるトカマクプラズマ診断について明らかにするとともに、その有効性を実証した。

上記のように、本研究により、電子サイクロトロン周波数帯の波動によるトカマクプラズマの加熱及び診断について明らかにされるとともに、核融合研究に対するそれらの重要性が示された。

以下第 2 章で、トカマクプラズマの電子サイクロトロン加熱について述べ、第 3 章でトカマクプラズマの電子サイクロトロン放射測定についてまとめる。



## 2. 電子サイクロトロン周波数帯の高周波波動による トカマクプラズマの加熱

### 2.1 序

#### 2.1.1 トカマクプラズマとその加熱

トカマクプラズマ [1] は、図 2.1.1 に示すように、トーラス形状を持ち、外部から誘起されるトロイダル磁場  $B_t$  (Wb/m<sup>2</sup>), トロイダル電場  $E$  (V/m) によるトロイダル電流  $I_p$ (A)およびその  $I_p$  によるポロイダル磁場  $B_p$  で形成されている環状プラズマである。トロイダル電流をプラズマ電流と称す。トカマクの特徴はこのトロイダル磁場・電場及びプラズマ電流にある。

プラズマ各部の圧力平衡はそこに働くローレンツ力により保たれる。すなわち、

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \bar{\mathbf{B}}, \quad (2.1.1)$$

ここに、 $\nabla p$ : プラズマの圧力 (N/m<sup>2</sup>),  $\mathbf{j}$ : 電流密度 (A/m<sup>2</sup>),  $\bar{\mathbf{B}}$ : プラズマ中の磁束密度 (Wb/m<sup>2</sup>) であり上述のようにトロイダル成分とポロイダル成分とをもつ。

プラズマ電流によるポロイダル磁場のために、トカマクプラズマ中の磁力線は螺旋形状をもち磁気面を形成する。(2.1.1) の平衡の式から、 $\nabla p \perp \bar{\mathbf{B}}$  となり、プラズマは磁力線方向には自由にひろがる。そして磁気面はプラズマの等圧面となる。

プラズマはトーラス形状をもつ真空容器の中に生成される。プラズマの境界はカーボン製あるいは金属製 (Mo, SUS 等) のリミタにより定められる場合と、外部ポロイダルコイルによる磁気中性線 (セパトリクスと称す) により定められる場合がある。前者をリミタ配位、後者をダイバータ配位と呼んでいる。JFT-2M トカマクのリミタ配位及びダイバータ配位の例を図 2.1.2 に示す。

トカマクプラズマで、核融合反応を多数起こし、プラズマの生成と加熱に要したエネルギー以上の核融合エネルギーを取り出すためには、高温、高密度のプラズマを一定時間以上閉じ込める必要がある。両者のエネルギーが等しくなるプラズマパラメタの条件を臨界条件といい、重水素と三重水素を用いた熱核融合反応では、この条件はほぼ温度 1 億度 (約 10 keV), 密度とエネルギー閉じ込め時間の積  $10^{20}$  (m<sup>-3</sup>s) である。

このような高温のプラズマを生成するためには、トカマクプラズマを加熱することが必要になる。トカマクプラズマの加熱法としては、プラズマ電流によるジュール加熱の他に、中性粒子入射加熱あるいは種々の周波数の高周波加熱がある。

ジュール加熱に関しては、トロイダル磁場強度とプラズマの大きさに対して、流すことのできるプラズマ電流値の上限が存在する。これは電磁流体力学的不安定性 (MHD 不安定性) により引き起こされるもので、その指標として安全係数  $q_a$  (無次元数) がとれる。

$$q_a = \frac{aB_t}{RB_p(a)} \quad (2.1.2)$$

但し、

$$B_p = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi r} \quad (2.1.3)$$

a: プラズマ小半径, R: プラズマ大半径,  $\mu_0$ : 真空の透磁率  $4\pi \times 10^{-7}$  (H/m)

である。安全係数  $q_a$  は電流値が大きくなるほど小さくなるが、トカマク装置では、通常  $q_a < 2$  とすることは難しく、 $q_a > 2$  の条件でプラズマを安定に維持できる。このように、与えられたトロイダル磁場強度に対して、流すことのできる電流値には制限があるためジュール加熱入力  $P_j (= R_p I_p^2)$ ,  $R_p$ : プラズマ抵抗 ( $\Omega$ ) も制限される。

例えば JFT-2M 装置の円形プラズマを例にとろう。トロイダル磁場強度  $B_0$  は 1.4 T 以下であり、 $a = 0.35$  m,  $R = 1.31$  m であるので、 $q_a = 3$  とすれば、(2.1.2) 式と (2.1.3) 式から流すことのできるプラズマ電流は  $I_p = 218$  kA となる。この時のプラズマの一周電圧 (ループ電圧と称す) は、約 1.5 V であるから、ジュール加熱入力は最大 327 kW となる。このようにジュール加熱入力には MHD 不安定性に由来する制限がある。

その上、プラズマ抵抗  $R_p$  は、プラズマを構成する粒子間の衝突に起因するため、プラズマが高温になるにつれ衝突が少なくなり抵抗は小さくなる。このために、ジュール加熱のみでは、プラズマの温度には各装置固有の上限が存在する。次に、この上限値について考察する。

ジュールプラズマの抵抗率  $\eta$  ( $\Omega\text{m}$ ) は、ループ電界によりプラズマ中の電子が受ける運動量とそのイオンとの衝突による損失の釣り合いから、衝突周波数  $\nu_{ei}$  ( $\text{s}^{-1}$ ) を用いて、次のように求めることができる [2] [3]。

$$\eta = \frac{m_e}{n_e e^2} \nu_{ei} = 2.3 \times 10^{-9} \frac{Z \ln \Lambda}{T_e (\text{keV})^{3/2}} \quad (2.1.4)$$

ここに、 $m_e$ : 電子の静止質量 (kg),  $n_e$ : 電子の密度 ( $\text{m}^{-3}$ ) であり、 $Z$  は平均電荷数で

$$Z = \frac{\sum_{\alpha} n_{\alpha} Z_{\alpha}^2}{\sum_{\alpha} n_{\alpha} Z_{\alpha}}$$

$n_{\alpha}$ :  $\alpha$  種の粒子 (イオン, 電子, 不純物イオン) の数,

$Z_{\alpha}$ :  $\alpha$  種の粒子 (イオン, 電子, 不純物イオン) の電荷数

である。さらに、 $\ln \Lambda$  は、クーロン対数

$$\ln \Lambda = -\ln \left( \sin \frac{\chi_{\min}}{2} \right),$$

$\chi_{\min}$  はデバイ遮蔽による散乱角の下限である。

このようにプラズマ抵抗  $R_p (= \eta L/S)$ ,  $L$ : プラズマの長さ  $2\pi R$ ,  $S$ : プラズマの断面積  $\pi a^2$  は、電子温度  $T_e$  の  $3/2$  乗に逆比例するために、温度が高くなると著しく減少する。

トカマクプラズマのエネルギー収支を点モデル、すなわち、温度の平均値、密度の平均値等の

平均パラメタで考える。プラズマの蓄積エネルギー  $W_s (= \frac{3}{2} \sum_{\alpha} \bar{n}_{\alpha} \bar{T}_{\alpha})$  の増加は

$$\frac{dW_s}{dt} = P_j - P_i \quad (2.1.5)$$

である。ここに、 $P_j$ : ジュール加熱パワー、 $P_L$ : プラズマのエネルギー損失パワー (kW) である。プラズマのエネルギー損失としては、熱伝導、熱対流による損失と、電磁波の放射による損失とがある。いま、熱伝導、熱対流による損失は零として、制動放射損失のみがある場合を考える。これらの損失に対するひかえめな仮定は、結果的には高い電子温度をもたらす。ここに、単位体積当りの制動放射損失は

$$P_L = 4.7 \times 10^{-37} Z^2 n_e n_i \sqrt{T_e} (\text{keV}) (\text{W/m}^3) \quad (2.1.6)$$

と表わせる。定常状態では  $\left(\frac{dW_s}{dt} = 0\right)$ ,  $P_j = P_L$  である。(2.1.4) 式からプラズマ抵抗、(2.1.2) 式からプラズマ電流の表式が、それぞれ

$$R_p = \eta \frac{L}{S} = 2.3 \times 10^{-9} \left( \frac{Z \ln \Lambda}{T_e^{3/2} (\text{keV})} \frac{2R}{a^2} \right) (\Omega) \quad (2.1.7)$$

$$I_p^2 = \left( \frac{2\pi a^2 B_t}{\mu_0 R q_a} \right)^2 \quad (2.1.8)$$

と求まるのでジュール加熱パワー  $P_j$  は

$$P_j = \frac{R_p I_p^2}{\text{プラズマ体積}} = \frac{9.2 \times 10^{-9} Z \ln \Lambda B_t^2}{T_e (\text{keV})^{3/2} \mu_0^2 R^2 q_a^2} (\text{kW m}^{-3}) \quad (2.1.9)$$

となる。(2.1.6) 式と (2.1.9) 式を等しいとおくと、平衡する温度が以下のように求まる。

$$T_e (\text{keV}) = \sqrt{1.24 \times 10^{40} \frac{\ln \Lambda \cdot B_t^2}{R^2 q_a^2 Z n_e n_i}} \quad (2.1.10)$$

例えば、JT-60 のパラメタ、 $R = 3 \text{ m}$ ,  $B_0 = 4.5 \text{ T}$ ,  $n_e = n_i = 10^{20} \text{ m}^{-3}$  では、 $Z = 2$ ,  $q_a = 3$  に対して、ジュール加熱による温度の上限は  $1.8 \text{ keV}$  となる。

以上のように、現在のトロイダル磁場強度ではジュール加熱のみでは、核融合炉心プラズマに必要な  $10 \text{ keV}$  以上の温度を得ることができない。従って、他の追加熱が必要になる。

高周波による加熱は、一般にプラズマの温度が高くなるほど、波動の吸収が良くなるために、ジュール加熱と異なり、高温プラズマの生成に適していると言える。

なお、トロイダル磁場強度を強くして、ジュール加熱のみで臨界条件を達成しようという計画があり、また、非円形度を強くすると磁場の条件が緩和されるという報告 [4] もある。しかしながら、追加熱はプラズマの細かい制御 (分布制御) に優れているのでその重要性は失われることは無いと考えられる。

## 2.1.2 トカマクプラズマ中の電子サイクロトロン周波数帯の高周波波動

本節においては、外部より加えられた定常一様磁場中にあるプラズマ中を伝播する波動の性質について、プラズマ中の荷電粒子 (電子あるいはイオン) の熱運動を無視する、いわゆる“冷たいプラズマ”近似を用いて概観する。本節の内容は後述する様々な解析の出発点となるとともに、同時に本論文で用いられる用語の定義を行なうという意味を持つ。

プラズマ中の波動を記述する基礎方程式系は電磁場の Maxwell 方程式 (静止媒質中に於けるものとする。また、MKSA 単位系を用いる。)

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_{\text{tot}}}{\epsilon_0} \quad (\text{Gaussの法則}) \quad (2.1.11)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{磁束の保存則}) \quad (2.1.12)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{電磁誘導の法則}) \quad (2.1.13)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}_{\text{tot}} \quad (\text{Ampereの法則}) \quad (2.1.14)$$

及び  $\alpha$  種粒子 (電子の場合  $\alpha=e$ , イオンの場合  $\alpha=i$  とする) の運動方程式

$$m_\alpha \frac{d\vec{v}_\alpha}{dt} = Z_\alpha e_\alpha e (\vec{E} + \vec{v}_\alpha \times \vec{B}) \quad (2.1.15)$$

である。ここに,  $t$  は時刻,  $\rho_{\text{tot}}$  は全電荷密度,  $\epsilon_0$  は真空の誘電率 ( $8.854 \times 10^{-12}$  F/m),  $\mu_0$  は真空中の透磁率 ( $4\pi \times 10^{-7}$  H/m),  $m_\alpha$  は  $\alpha$  種粒子の質量,  $Z_\alpha$  は電荷数,  $e$  は素電荷 ( $1.602 \times 10^{-19}$  C),  $e_\alpha$  は荷電粒子の電荷の正負を表わひ正電荷に対しては +1, 負電荷に対しては -1 をとる。また  $\vec{E}$  は電界ベクトル (V/m),  $\vec{B}$  は磁束密度ベクトル (Wb/m<sup>2</sup>),  $\vec{v}_\alpha$  は粒子の速度ベクトルであり,  $\vec{j}_{\text{tot}}$  は全電流密度である。ここに  $\vec{v}_\alpha$ ,  $\vec{E}$  などの物理量は複素数と考え, 観測される物理量はその実部で表わされるとする。一般には全電流  $\vec{j}_{\text{tot}}$  は,

$$\vec{j}_{\text{tot}} = \vec{j}_{\text{true}} + \vec{j}_{\text{pol.}} - \vec{j}_{\text{mag.}} + \vec{j}_{\text{disp.}} \quad (2.1.16)$$

(真電流)(分極電流)(磁化電流)(変位電流)

と各種との電流の和として表わされる。ここに,

$$\vec{j}_{\text{true}} = \sum_\alpha n_\alpha Z_\alpha e_\alpha e \vec{v}_\alpha \quad (2.1.17)$$

$$\vec{j}_{\text{pol.}} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$$

$$\vec{j}_{\text{mag.}} = \nabla \times \vec{M}$$

$$\vec{j}_{\text{disp.}} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

である。しかし, プラズマ中では, 真電流と変位電流を考えればよいので, (2.1.14) 式は

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left( \vec{j}_{\text{true}} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (2.1.18)$$

となる。波動の振動数を  $\omega$  (rad/sec.) とすると  $\vec{j}_{\text{true}}$  の時間変化は  $e^{-i\omega t}$  となるため, 電気変位ベクトル  $\vec{D}$  を

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \frac{i}{\omega} \vec{j}_{\text{true}} \quad (2.1.19)$$

で定義すると (2.1.18) 式はさらに

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.1.20)$$

となる。電界ベクトル  $\vec{E}$  と電気変位ベクトル  $\vec{D}$  との関係, 誘電率テンソル  $K$  を用いて表わす。すなわち

$$\vec{D} = \epsilon_0 K \vec{E}. \quad (2.1.21)$$

この誘電率テンソル  $K$  は、運動方程式 (2.1.15) の解と、真電流の表式 (2.1.17) を用いて求めることができる。すなわち、(2.1.15) の運動方程式は、荷電粒子の速度  $\vec{v}_\alpha$  の時間変化を  $e^{-i\omega t}$  とすると、微分演算子は  $\frac{d}{dt} = -i\omega$  となり、速度成分に分けて連立方程式を解くことにより各  $\vec{v}_\alpha$  成分が求まる。ここに、本来、磁場は外部磁場と、波動の変動磁場の和であるが、ここでは波動の変動磁場は外部磁場に比べて小さいとし、外部磁場方向をデカルト座標の  $z$  方向にとる。すなわち、 $\vec{B} = B_0 \vec{z}$  とする。解は

$$v_{\alpha,x} \pm i\epsilon_\alpha v_{\alpha,y} = \frac{i}{B_0} \frac{\epsilon_\alpha \omega_{c\alpha}}{\omega \mp \omega_{c\alpha}} (E_x \pm i\epsilon_\alpha E_y) \quad (2.1.22)$$

$$v_{\alpha,z} = \frac{i}{B_0} \frac{\epsilon_\alpha \omega_{c\alpha}}{\omega} E_z.$$

ここに、 $\omega_{c\alpha}$  は次式で定義されるサイクロトロン周波数である。

$$\omega_{c\alpha} = \left| \frac{Z_\alpha e B_0 \epsilon_\alpha}{m_\alpha} \right|. \quad (2.1.23)$$

(2.1.22) 式を (2.1.17) 式に代入し、電気変位ベクトルの定義式 (2.1.19) を用いることにより、冷たいプラズマ近似の誘電率テンソル  $K$  が次式のように求まる [5.6]。

$$K = \begin{pmatrix} S & -iD & O \\ iD & S & O \\ O & O & P \end{pmatrix} \quad (2.1.24)$$

ここに、

$$S = \frac{1}{2}(R+L)$$

$$D = \frac{1}{2}(R-L)$$

$$R = 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega + \epsilon_\alpha \omega_{c\alpha}} \right) \quad (2.1.25)$$

$$L = 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega - \epsilon_\alpha \omega_{c\alpha}} \right)$$

$$P = 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2}$$

$$\omega_{p\alpha} = \frac{n_\alpha^2 Z_\alpha^2 e^2}{\epsilon_0 m_\alpha}$$

である。 $n_\alpha$  は  $\alpha$  種粒子の数密度 ( $m^{-3}$ ) である。

さらに、(2.1.13) 式及び (2.1.20) 式から  $\vec{B}$  を消去し、Fourier 解析することにより ( $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$  とおく)

$$\vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{E}) + K\vec{E} = 0 \quad (2.1.26)$$

を得る。ただし、 $\vec{n}$  は媒質の屈折率であり波数ベクトル  $\vec{k}$  を用いて、

$$\vec{n} = \frac{c}{\omega} \vec{k} \quad (2.1.27)$$

と定義される。波数ベクトル $\vec{k}$ が、デカルト座標系のxz平面内にあるとしても座標系の選択の問題のみで一般性を失わない。この場合に $k$ ベクトルと $z$ 軸とのなす角度を $\theta$ とすると(図2.3), (2.1.26)式は,

$$\begin{pmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iD & n^2 \cos \theta \sin \theta \\ iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (2.1.28)$$

となる。この $E_x, E_y, E_z$ に対する連立方程式が零と異なる解をもつための条件、すなわち係数行列式を零と置いて得られる式を分散関係式と称し、次の $n$ に関する4次式で表される。

$$An^4 + Bn^2 + C = 0. \quad (2.1.29)$$

ここに,

$$\begin{aligned} A &= S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta \\ B &= -RL \sin^2 \theta - PS(1 + \cos^2 \theta) \\ C &= PRL \end{aligned} \quad (2.1.30)$$

である。磁場方向の伝播( $\theta = 0$ )に対しては,(2.1.29)式より,

$$P = 0, \text{ または } n^2 = R, \text{ または } n^2 = L \quad (2.1.31)$$

と簡単になる。同様に, $\theta = \pi/2$ の磁場に垂直方向の伝播に対しては

$$n^2 = RL/S, \text{ あるいは } n^2 = P \quad (2.1.32)$$

となる。また,(2.1.28)式の中央の式より波動の偏りは,

$$\frac{iE_x}{E_y} = \frac{n^2 - S}{D} \quad (2.1.33)$$

と表わされる。磁場方向の伝播の場合の $n^2 = R$ に対しては,(2.1.33)より, $iE_x/E_y = 1$ の右回り円偏波, また $n^2 = L$ に対しては, $iE_x/E_y = -1$ の左回り円偏波となる。というのは, $E_x = ae^{-i\omega t}$ (ただし $|E_x| = a$ )とすれば, $iE_x/E_y = 1$ の場合は $E_y = ia e^{-i\omega t}$ となる。すなわち,電界の $x$ 成分は $\text{Re}(E_x) = a \cos(\omega t)$ ,  $y$ 成分は $\text{Re}(E_y) = a \sin(\omega t)$ となり,これは右回り円偏波を表わすなどとなるからである(図2.1.3)。

またプラズマ中の波動に対する遮断( $n^2 = 0$ で定義される)と共鳴( $n^2 = \infty$ で定義される)が,(2.1.29)および(2.1.30)式より得られる。すなわち遮断は,

$$P = 0 \text{ すなわち } \sum_a \frac{\omega_{pa}^2}{\omega^2} = 1$$

あるいは

$$R = 0 \text{ すなわち } \sum_a \frac{\omega_{pa}^2}{\omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega + \epsilon_a \omega_{ca}} \right) = 1 \quad (2.1.34)$$

あるいは

$$L = 0 \text{ すなわち } \sum_a \frac{\omega_{pa}^2}{\omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega - \epsilon_a \omega_{ca}} \right) = 1$$

で起こり遮断条件をみたすプラズマ中の位置に於いて波動は反射を受ける。また (2.1.29), (2.1.30) 式に於いて  $A = 0$ , すなわち

$$\tan^2\theta = -\frac{P}{S} = \frac{1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2}}{1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2}} \quad (2.1.35)$$

のとき共鳴が起きる。磁場方向に伝播する波動に対しては  $S \rightarrow \pm\infty$ , すなわち  $R \rightarrow \pm\infty$  で電子サイクロトロン共鳴を表わし,  $L \rightarrow \pm\infty$  でイオンサイクロトロン共鳴を表わす。磁場に垂直方向に伝播する波動に対しては,  $S = 0$  でハイブリッド共鳴を表わす。これらの遮断あるいは共鳴を決める  $P, R, L, S$  等は (2.1.25) 式からわかるように磁場に比例するサイクロトロン周波数  $\omega_{c\alpha}$  とプラズマ密度に比例する  $\omega_{p\alpha}^2$  の関数であるため, これらの遮断, 共鳴は図 2.1.4 のように示される。これを CMA 図という。電子サイクロトロン周波数帯の波動に対しては  $\omega \gg \omega_{c\alpha}$  であるので原点付近の領域が対応する。図中には, 磁場方向を縦軸に取った場合の位相速度  $v_{ph} = \omega/k = c/n$  の  $\theta$  依存性を示す波面の様子も示されている。

トカマク型プラズマ閉じ込め装置の場合には, プラズマ中の磁場強度は一様ではなく主半径方向に単調減少するためトーラスの内側からの波動の入射と外側からの波動の入射を比較すると, CMA 図上での軌跡は図中の破線で示されるように異なる。トーラスの外側(低磁場側)からの入射の場合には, プラズマ中心部にある電子サイクロトロン共鳴層に波動が到達するまでは, 波動の周波数  $\omega$  は局所的な電子サイクロトロン周波数よりも常に大きく  $\left(\frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} < 1\right)$ , 電子サイクロトロン共鳴層に於いて  $\frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} = 1$  となる。また, プラズマ中心部では密度が大になるため, 中心部へ伝播するに従い横軸  $\left(\frac{\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2}{\omega^2} \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)$  の大な領域に軌跡を描く。このようにトーラスの外側から密度の大きな領域に波動が伝播するに従い,  $R = 0$  の遮断,  $S = 0$  の上ハイブリッド共鳴,  $P = 0$  の遮断,  $L = 0$  の遮断が次々と現われる。トーラスの内側からの入射の場合には  $\frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} > 1$  であり, 図中に示されるように,  $P = 0$  及び  $L = 0$  の遮断のみが現われる。なお, 伝播モード(異常波あるいは正常波)により遮断, 共鳴が異なるために, 電子サイクロトロン共鳴層への近接性は伝播モードにより異なる。

周波数  $\omega$  と波数  $k$  との関係は, 磁場方向の伝播 ( $\theta = 0$ ) および磁場に垂直方向の伝播 ( $\theta = \pi/2$ ) に対して, (2.1.17) の屈折率の定義を用いて, (2.1.31) と (2.1.32) から求めることができる(図 2.1.5)。

$$\theta = 0 \text{ の場合} \quad (2.1.36)$$

$$P = 0 \text{ より} \quad \omega^2 = \omega_{pe}^2 \text{ (かつ } \omega \geq 0 \text{)}.$$

$$n^2 = R \text{ より} \quad k^2 = \frac{\omega}{c^2} \frac{(\omega - \omega_R)(\omega - \omega_R')}{\omega - \omega_{ce}}.$$

$$\text{ここに, } \omega_R = \frac{1}{2}(\omega_{ce} + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}),$$

$$\omega_R' = \frac{1}{2}(\omega_{ce} - \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}) \leq 0.$$

$$n^2 = L \text{より} \quad k^2 = \frac{\omega}{c^2} \frac{(\omega - \omega_L)(\omega - \omega_{L'})}{\omega + \omega_{ce}}$$

$$\text{ここに, } \omega_L = \frac{1}{2}(-\omega_{ce} + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}),$$

$$\omega_{L'} = \frac{1}{2}(-\omega_{ce} - \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}) \leq 0$$

$$\theta = \pi/2 \text{の場合} \quad (2.1.37)$$

$$n^2 = P \text{より} \quad k^2 = \frac{1}{c^2}(\omega^2 - \omega_{pe}^2)$$

( $\omega = \pm ck$ を漸近線とする双曲線)

$$n^2 = RL/S \text{より} \quad k^2 = \frac{1}{c^2} \frac{(\omega - \omega_R)(\omega - \omega_L)(\omega - \omega_{R'})(\omega - \omega_{L'})}{\omega^2 - \omega_{UH}^2}$$

$$\text{ここに } \omega_{UH}^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2.$$

### 2.1.3 電子サイクロトロン加熱の描像

本節では非相対論的な運動方程式を用いて、電子サイクロトロン周波数帯の波動と電子との相互作用について説明する。

非相対論的な運動方程式 (2.1.15) を一個の電子について書くと

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e(\vec{E} - \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1.38)$$

ここに、磁場はトカマクの静磁場  $\vec{B}_0$  と電磁波の磁場  $\vec{B}_w$  の和であるとし、デカルト座標系 (x, y, z) で静磁場  $\vec{B}_0$  の方向を z 方向とし、電磁波の電場を  $\vec{E}_w$  で表すと上式は

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\{\vec{E}_w + \vec{v} \times (\vec{B}_0 + \vec{B}_w)\} \quad (2.1.39)$$

$$\text{但し, } \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_w, \quad \vec{B}_0 = B_0 \hat{z} = (0, 0, B_0),$$

$$\vec{E} = \vec{E}_w, \quad \vec{B}_w = (B_{wx}, B_{wy}, B_{wz}),$$

である。(2.1.39) を成分にわけて書くと

$$\frac{dv_x}{dt} = -\frac{e}{m} E_{wx} - \omega_{ce} v_y - \frac{e}{m} (v_y B_{wz} - v_z B_{wy})$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{e}{m} E_{wy} + \omega_{ce} v_x - \frac{e}{m} (v_z B_{wx} - v_x B_{wz}) \quad (2.1.40)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{e}{m} E_{wz} - \frac{e}{m} (v_x B_{wy} - v_y B_{wx})$$

ここに、 $\omega_{ce} = eB_0/m$  は (2.1.23) の電子サイクロトロン周波数である。簡単のために、まず、プラズマ中を磁場に垂直に伝播する異常波を考える。これは (2.1.32) の  $n^2 = RL/S$  で定義される波であり、xz 面内の伝播に対しては、 $E_{wy}$  成分と  $B_{wz}$  成分のみ持つ。すなわち、

$$E_{wx} = E_{wz} = 0, \text{ かつ } B_{wx} = B_{wy} = 0. \quad (2.1.41)$$



すると、運動方程式は、

$$\begin{aligned}\frac{dv_x}{dt} &= -\omega_{ce}v_y - \frac{e}{m}v_yB_{wz} \\ \frac{dv_y}{dt} &= -\frac{e}{m}E_{wy} + \omega_{ce}v_x + \frac{e}{m}v_xB_{wz} \\ \frac{dv_z}{dt} &= 0\end{aligned}\tag{2.1.42}$$

となる。従って、磁場に垂直方向の電子エネルギー  $W_{\perp} \left( = \frac{1}{2} m (v_x^2 + v_y^2) \right)$  と磁場に平行方向の電子エネルギー  $W_{\parallel} \left( = \frac{1}{2} m v_z^2 \right)$  の時間変化は

$$\begin{aligned}\frac{dW_{\perp}}{dt} &= m \left( v_x \frac{dv_x}{dt} + v_y \frac{dv_y}{dt} \right) \\ &= -ev_yE_{wy} \\ \frac{dW_{\parallel}}{dt} &= 0.\end{aligned}\tag{2.1.43}$$

すなわち、異常波による加熱では、電子の垂直方向のエネルギーが変化する。

次に、正常波の垂直伝播を考える。正常波では、波の電場は静磁場と平行であるため、

$$E_{wx} = E_{wy} = 0, \text{ かつ } B_{wx} = B_{wz} = 0\tag{2.1.44}$$

である。従って、運動方程式は、

$$\begin{aligned}\frac{dv_x}{dt} &= -\omega_{ce}v_y + \frac{e}{m}v_zB_{wy} \\ \frac{dv_y}{dt} &= +\omega_{ce}v_x \\ \frac{dv_z}{dt} &= -\frac{e}{m}E_{wz} - \frac{e}{m}v_xB_{wy}\end{aligned}\tag{2.1.45}$$

となり、エネルギーの時間変化は、

$$\begin{aligned}\frac{dW_{\perp}}{dt} &= ev_xv_zB_{wy} \\ \frac{dW_{\parallel}}{dt} &= -ev_zE_{wz} - ev_xv_zB_{wy}\end{aligned}\tag{2.1.46}$$

となる。さらに、

$$\vec{E}_w = \vec{E}_{w0} \exp \{ i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \}\tag{2.1.47}$$

$$\vec{k} = k_{\perp} \vec{x} + k_{\parallel} \vec{z}\tag{2.1.48}$$

の関係とマクスウェルの式のうちの電磁誘導の法則 (2.1.13) を用いると、 $B_{wy}$  は、 $E_{wz}$  を用いて

$$B_{wy} = -\frac{k_{\perp}}{\omega} E_{wz}\tag{2.1.49}$$

と表せるので、結局

$$\begin{aligned}\frac{dw_{\perp}}{dt} &= -ev_x v_z \frac{k_{\perp}}{\omega} E_{wz} \\ \frac{dw_{\parallel}}{dt} &= -ev_z \left(1 - v_x \frac{k_{\perp}}{\omega}\right) E_{wz} \cdot\end{aligned}\quad (2.1.50)$$

となる。これからわかるように、正常波の静磁場に平行な振動電場による加熱でも、電子の磁場に垂直方向のエネルギーは変化する。これは、異常波の場合は (2.1.43) からわかるように、波動の振動磁場  $B_{wz}$  の効果は無いが、正常波の場合は (2.1.46) のように波動の振動磁場の効果があらわれてくるためと考えられる。

以上の (2.1.43) および (2.1.50) に運動方程式の厳密解から得られる各速度成分  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$  を代入すると、 $W_{\perp}$ ,  $W_{\parallel}$  の時間微分が求まる。次に、各速度成分を以下のように求める。まず、(2.1.40) を

$$\begin{aligned}\vec{v}^- &= v_x - iv_y \\ E_w &= E_{wx} - iE_{wy} \\ B_w^- &= B_{wx} - iB_{wy}\end{aligned}\quad (2.1.51)$$

を用いて表すと

$$\begin{aligned}\frac{d\vec{v}^-}{dt} &= -\frac{e}{m} E^- - i\omega_{ce} \vec{v}^- - \frac{ie}{m} (B_z \vec{v}^- - v_z B^-) \\ \frac{dv_z}{dt} &= -\frac{e}{m} E_z - \frac{ie}{m} (v_x B_y - v_y B_x)\end{aligned}\quad (2.1.52)$$

となる。波動の無い場合の軌道 (非摂動軌道) の方程式より

$$\begin{aligned}\frac{dv_x}{dt} &= -\omega_{ce} v_y \\ \frac{dv_y}{dt} &= \omega_{ce} v_x \\ \frac{dv_z}{dt} &= 0\end{aligned}\quad (2.1.53)$$

となる。この解は

$$\begin{aligned}v_x &= v_{\perp} \sin(\phi(t) + \phi_0) \\ v_y &= -v_{\perp} \cos(\phi(t) + \phi_0) \\ v_z &= v_{\parallel}\end{aligned}\quad (2.1.54)$$

となる。但し

$$\phi(t) = \int_0^t \omega_{ce}(t) dt \quad (2.1.55)$$

である。さらに  $v_x = \rho_x \omega_{ce}$ ,  $v_y = \rho_y \omega_{ce}$  と置くと動径は

$$\vec{\rho}(t) = \frac{v_{\perp}}{\omega_{ce}} \{ \bar{x} \sin(\phi(t) + \phi_0) - \bar{y} \cos(\phi(t) + \phi_0) \} \quad (2.1.56)$$

となる。ここで、 $\vec{v}^- = \hat{v} \exp(-i\phi(t))$  と置くと (2.1.52) の解は

$$\hat{v}(t) = \hat{v}(t_0) - \frac{e}{m} \int_{t_0}^t dt' \{E + i(B_{wz}v - v_z B_w)\} \exp(i\phi(t)) \quad (2.1.57)$$

となる。上式の積分の各項は、ベッセル関数の母関数公式

$$\exp(ix \sin \phi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(x) \exp(in\phi) \quad (2.1.58)$$

を用いると

$$\begin{aligned} & \int_{t_0}^t dt' E \exp(i\phi(t')) \\ &= \int_{t_0}^t dt' \hat{E} \exp\{i(k_{\parallel}z(t) + k_{\perp}x(t) - \omega t + \phi)\} \\ & \quad \times \exp(i\phi(t)) \\ &= \int_{t_0}^t dt' \hat{E} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{n-1}\left(\frac{k_{\perp}v_{\perp}}{\omega_{ce}}\right) e^{i(k_{\parallel}z_0 + (n-1)\phi_0 - \phi)} \\ & \quad \times e^{i\int_0^t (n\omega_{ce} + k_{\parallel}v_{\parallel} - \omega) dt} \end{aligned} \quad (2.1.59)$$

$$\begin{aligned} & \int_{t_0}^t dt' B_{wz} \hat{v}^- \exp\{i\phi(t)\} \\ &= \int_{t_0}^t dt' B_{wz} \hat{v}^- \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{n-1}\left(\frac{k_{\perp}v_{\perp}}{\omega_{ce}}\right) e^{i(k_{\parallel}z_0 - (n-1)\phi_0 - \phi)} \\ & \quad \times e^{i\int_0^t (n\omega_{ce} - k_{\parallel}v_{\parallel} - \omega) dt} \end{aligned} \quad (2.1.60)$$

$$\begin{aligned} & \int_{t_0}^t dt' v_z B_w \exp\{i\phi(t)\} \\ &= \int_{t_0}^t dt' \hat{B}^- v_z \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{n-1}\left(\frac{k_{\perp}v_{\perp}}{\omega_{ce}}\right) e^{i(k_{\parallel}z_0 + (n-1)\phi_0 - \phi)} \\ & \quad \times e^{i\int_0^t (n\omega_{ce} - k_{\parallel}v_{\parallel} - \omega) dt} \end{aligned} \quad (2.1.61)$$

となる。

異常波による加熱の場合には、 $B_w^- = 0$  であるため、(2.1.59) と (2.1.60) の積分のみである。変動磁場  $B_{wz}$  の効果を省くと ((2.1.59) のみ) 磁場に垂直方向の電子エネルギーの変化  $dW_{\perp}/dt$  は、電子サイクロトロン周波数  $\omega$  が時間的に不変であるという近似、すなわち

$$\begin{aligned} & \exp i \left\{ \int_0^t (n\omega_{ce} + k_{\parallel}v_{\parallel} - \omega) dt \right\} \\ &= \exp i \frac{(n\omega_{ce} + k_{\parallel}v_{\parallel} - \omega)t}{\theta} \end{aligned} \quad (2.1.62)$$

のもとに、以下のように求まる。すなわち

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 = v \cdot v^* = \hat{v} \cdot \hat{v}^* \quad (2.1.63)$$

を用い、粒子の振動成分を落とした平均をすると

$$\begin{aligned}
\langle v^2 \rangle &= \frac{e^2}{m^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{n-1}^2 \left( \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{ce}} \right) |\hat{E}^{-}|^2 \int_0^t e^{i\omega t'} dt' \cdot \int_0^t e^{-i\omega t'} dt' \\
&= \frac{e^2}{m^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{n-1}^2 \left( \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{ce}} \right) |\hat{E}^{-}|^2 2\pi t \delta(\omega - n\omega_{ce} - k_{\parallel} v_{\parallel})
\end{aligned} \tag{2.1.64}$$

従って,

$$\frac{dw_{\perp}}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{m}{2} \langle v^2 \rangle \right) = \frac{\pi e^2}{m} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{n-1}^2 \left( \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{ce}} \right) |\hat{E}^{-}|^2 \delta(\omega - n\omega_{ce} - k_{\parallel} v_{\parallel}) \tag{2.1.65}$$

となる。ここに、次の積分

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 \alpha x}{\alpha^2 x^2} dx = \frac{\pi}{\alpha} \tag{2.1.66}$$

から、デルタ関数の表式として次式を用いた。

$$\delta(x) = \lim_{\alpha \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi \alpha} \frac{\sin^2 \alpha x}{x^2} \tag{2.1.67}$$

(2.1.65) より、

$$\omega - n\omega_{ce} - k_{\parallel} v_{\parallel} = 0 \tag{2.1.68}$$

がみたされる場合に  $\frac{dW_{\perp}}{dt}$  は大きな値をもつことがわかる。すなわち、波動と電子との相互作用は波動の周波数が電子サイクロトロン周波数の整数倍の時に大きくなる。 $k_{\parallel} v_{\parallel}$  の項は、ドップラー効果で説明できる。(2.6.3(2)節)。(2.1.65) は、Eldridge 氏の結果 [7] に一致する。

また、Kuo 氏らの変動磁場  $B_w$  を含めた詳しい軌道解析の結果によると、正常波による加熱でも、電子エネルギーの垂直成分が加熱されることが示されている [8]。

#### 2.1.4 本研究以前のトカマクプラズマの電子サイクロトロン加熱実験

本節に於いては本研究開始以前のトカマクプラズマの電子サイクロトロン加熱実験の状況について概観する。

トカマクプラズマの電子サイクロトロン加熱実験は、先ずソビエト連邦共和国に於いて、TM-3 及び FT-1 という装置に於いて西暦 1970 年代の初頭より開始された。

TM-3 トカマク (主半径  $R = 40$  cm, 小半径  $a = 8$  cm) では、周波数 30 GHz の高周波をトラス外側より入射し、基本波および二倍高調波による加熱を研究した [9-11]。初期の実験に於いては、高周波の入射パワーは 40 kW, パルス幅は 0.5 ms であった。真空容器内に設置されたホーンアンテナでのプラズマの有り無しのときのマイクロ波の受信強度の比較により、プラズマでの吸収パワーのアンテナから放射されたパワーに対する割り合いを測定し、パワー吸収率の電子サイクロトロン共鳴層位置による依存性を調べた。その結果、電子サイクロトロン周波数の基本周波数の共鳴層および二倍高調波の共鳴層がプラズマ中に存在する場合に吸収のピークがあることを示した。そして反磁性測定によりプラズマの蓄積エネルギーも増大することが示された。この初期実験に於いては、バルクの電子を加熱しているか、高エネルギー電子を加熱しているか不明であったが、その後、入射高周波パワーを 60 kW, パルス幅を 0.75 ms に増大し、レーザー

散乱による電子温度測定を行なった結果、バルク加熱が起きていることを確認した。このときのベースの中心電子温度は約 400 eV、電子サイクロトロン加熱による中心電子温度上昇は約 180 eV であった。エネルギー閉じ込め時間は 0.2 ~ 0.3 ms であり、電子温度との比例関係があった。これは電子温度とともに熱伝導係数が小さくなるためであると解釈された。また磁場を 5 kG に下げて、二倍高調波加熱を行ない、プラズマ電流も 4 kA に下げることにより、高ポロイダルベータ値をねらい、ポロイダルベータ値 2.2 を達成した。

次に、初期の FT-1 トカマク ( $R = 62$  cm,  $a = 17$  cm) の実験に於いては、30 GHz 50 kW あるいは 22 GHz 12 kW の高周波パルスを入射した。このときのベースプラズマの電子温度は 4 eV、エネルギー閉じ込め時間は 0.02 ms であった。そして TM-3 と同様に  $\omega = \omega_{ce}$ ,  $2\omega_{ce}$  でのパワー吸収を観測した。その後、トーラスの高磁場側 (内側) からの波動の入射と低磁場側 (外側) からの入射との比較を行なった。パルス幅は 2 ms であった。その結果、内側励起の加熱効率として 40%、外側励起の効率として 20 ~ 30% の値を得た。これは、内側励起の場合には、異常波成分がプラズマに強く吸収されるためであると解釈された。また、遮断密度の 3 倍の密度まで ( $3 \times 10^{19}$  m<sup>-3</sup>)、加熱による蓄積エネルギーの増加があり、これには、電磁波のモード変換が関与しているのではないかと推定された [12, 13]。

米国の ISX-B トカマク ( $R = 93$  cm,  $a = 27$  cm) に於いては、周波数 35 GHz、高周波パワー 80 kW、パルス幅 10 ms のマイクロ波が、FT-1 と同様に異常波成分の近接性を考慮して、トーラスの内側により TE<sub>01</sub> 円形モードで入射された [14]。その結果、ベースの中心電子温度 800 eV に対して、中心電子温度上昇 450 eV を得た。この中心電子温度上昇は入射パワーに比例した。比例係数は約 6 eV/kW であった。そして、パワーバランスから評価した加熱効率は約 60% であった。また、加熱に伴う約 15% の電子密度の減少を観測した。

1980 年以降、上記 ISX-B および本論文で述べる JFT-2 での 28 GHz の実験を皮切りに各国の中型トカマク装置で電子サイクロトロン加熱が行なわれるようになった。上記以降の他のトカマク装置に於ける電子サイクロトロン加熱実験については、本研究と時期が平行するものであるので、以下の章で必要に応じてふれることとする。

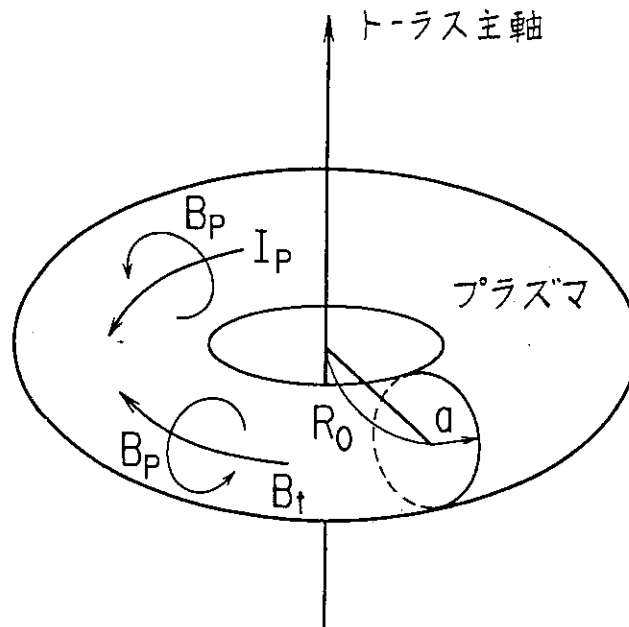


図2.1.1 トカマクプラズマ。  $R_0$ : 主半径,  $a$ : 小半径,  $B_t$ : トロイダル磁場,  $B_p$ : ポロイダル磁場,  $I_p$ : プラズマ電流。

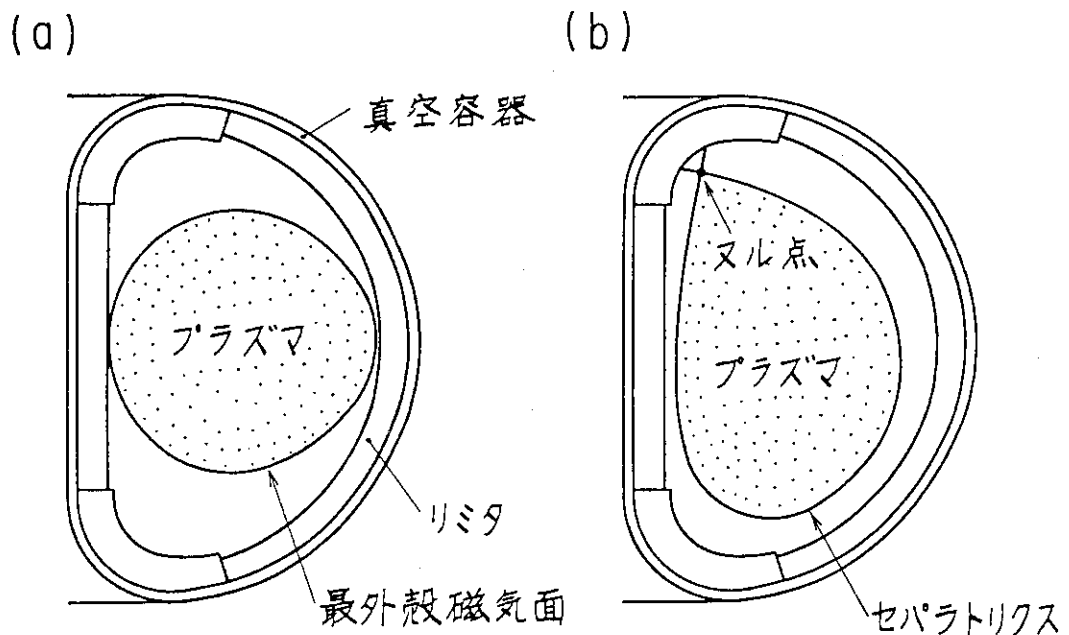


図2.1.2 JFT-2M トカマクの(a)リミター配位, プラズマは内側の固定リミターで規定されている。及び(b)上シングルヌルダイバーター配位, プラズマは固定リミターから離れている。

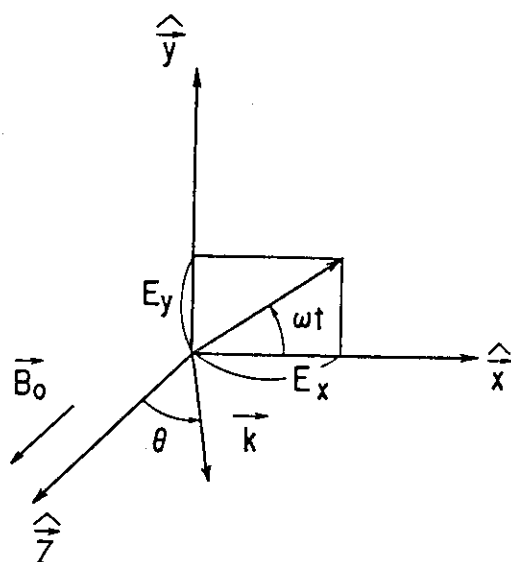


図 2.1.3 デカルト座標系 (x, y, z) での波数ベクトル  $\vec{k}$ , 角  $\theta$  及び電界  $\vec{E}$  の関係。磁場  $B_0$  は z 方向を向き,  $\vec{k}$  は xy 平面内にある。電界ベクトル  $\vec{E}$  の xy 平面への射影は角速度  $\omega$  で回転する。

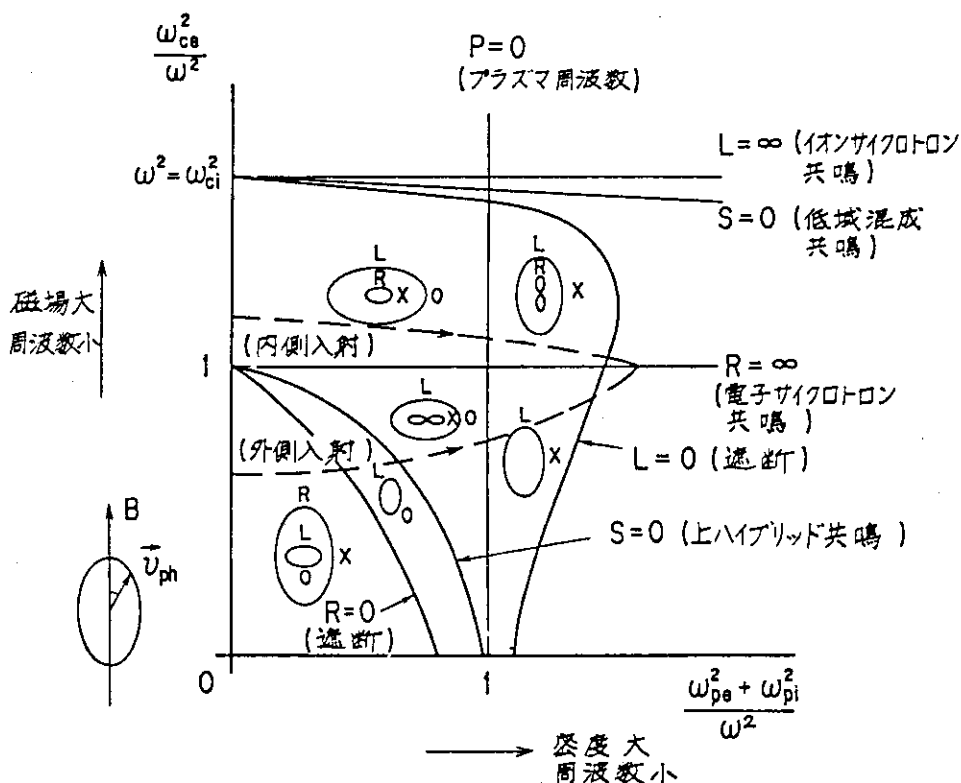


図 2.1.4 (a)CMA ダイアグラムの模式図。トカマクの高磁場側からの波動の入射及びトカマクの低磁場側からの波動の入射の場合の軌跡を破線で示す。各領域での波面の様子も位相速度 ( $\vec{v}_{ph}$ ) を用いて示されている。R は右回り偏波, L は左回り偏波, X は異常波そして O は正常波を表わす。

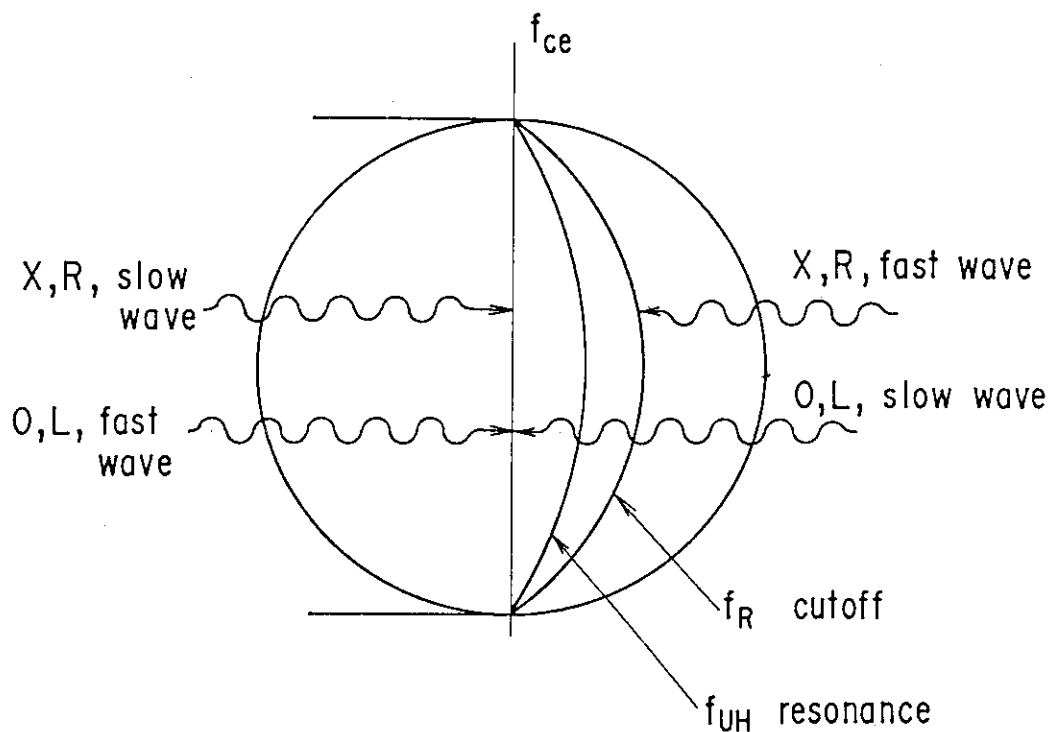


図 2.1.4 (続き)

(b)波動の分類。トカマクプラズマ断面の低磁場側からの入射では、X波は右旋性(R)の速波、O波は左旋性(L)の遅波である。高磁場側からの入射では、X波が遅波、O波が速波となる。



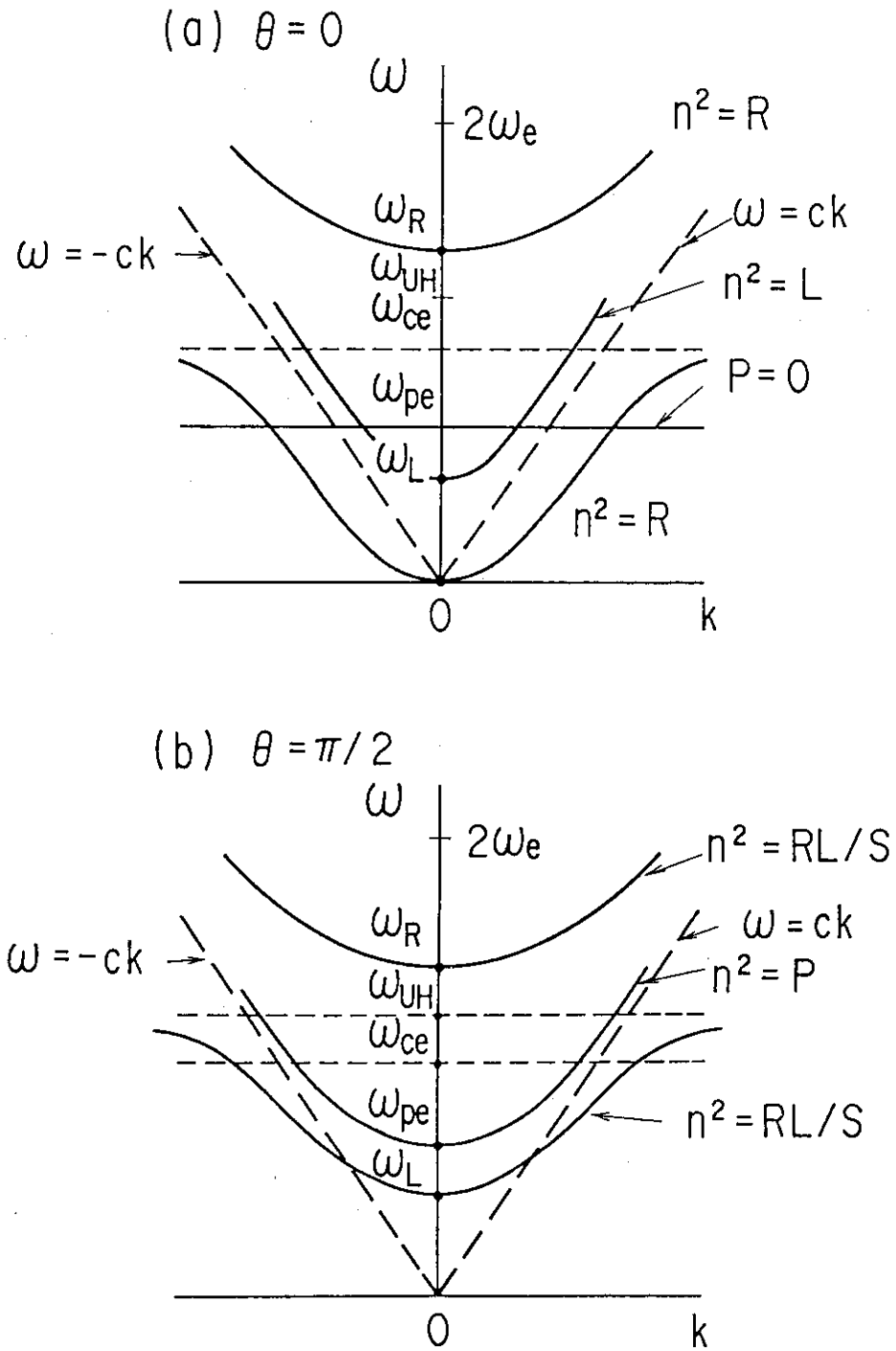


図 2.1.5 電子サイクロトロン周波数帯の電磁波の分散関係  
 (a) $\theta=0$ の場合 (b) $\theta=\pi/2$ の場合  $\omega = \pm ck$ ,  $\omega_{ce}$ ,  $\omega_{UH}$  が漸近線となる。

2.2 電子サイクロトロン周波数帯の波動のトカマクプラズマ中での伝播モード、近接性及び偏波についての検討 [1, 2]

本節に於いては、磁場のあるプラズマ中での電磁場の二つの伝播モード（正常波及び異常波）の近接性及び偏波について検討する。

さて、前節の (2.1.27) 式で定義される屈折率  $\vec{n}$  のプラズマ中の磁場に平行な成分を  $n_{\parallel}$ 、垂直な成分を  $n_{\perp}$  とすれば、屈折率の大きさ  $n \equiv |\vec{n}|$  は

$$n^2 = n_{\parallel}^2 + n_{\perp}^2 \quad (2.2.1)$$

となる。これを (2.1.29) 式に代入し（但し、電子成分のみを考える）、 $n_{\perp}^2$  についての二次方程式を解くことにより次式を得る。

$$n_{\perp}^2 = 1 - n_{\parallel}^2 - X \pm \frac{XY}{2} \frac{\sqrt{(1 - n_{\parallel}^2)^2 Y^2 + 4n_{\parallel}^2(1 - X)} \mp Y(1 + n_{\parallel}^2)}{1 - X - Y^2} \quad (2.2.2)$$

ここに

$$X = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \propto n_e \quad (\text{密度に比例})$$

$$Y = \frac{|\omega_{ce}|}{\omega} \propto B \quad (\text{磁場に比例}) \quad (2.2.3)$$

である。(2.2.2) 式は Appleton-Hartree 分散関係式と呼ばれ、プラズマ中を伝播する電磁波モードには二つの分枝があることを示している。複号の上側の分枝を正常波 (ordinary mode, O-mode)、下側の分枝を異常波 (extraordinary mode, X-mode) と称す。波動の伝播は、 $n_{\parallel}^2 > 0$  の領域で可能である。 $n_{\parallel}^2 < 0$  の領域では、波動の減衰が起こる。従って両者の境界は

$$n_{\parallel}^2 = 0 \quad (2.2.4)$$

で定まる。(2.2.4) 式を (2.2.2) 式に代入することにより、この境界は X に関する四次方程式で表わされ次のように因数分解される。

$$(X - 1) \{X - (1 - n_{\parallel}^2)(1 + Y)\} \{X - (1 - n_{\parallel}^2)(1 - Y)\} \cdot \{X - (1 - Y^2)\} = 0. \quad (2.2.5)$$

これより求まる四つの解

$$X = 1, (1 - n_{\parallel}^2)(1 \pm Y), 1 - Y^2$$

は必要条件であるため、(2.2.2) 式に代入してその十分性を調べることにより、遮断境界が以下のように求まる [3]。

$$X = 1 \quad \text{正常波の遮断}(\omega_{pe}) \quad (2.2.6)$$

$$X = (1 - n_{\parallel}^2)(1 + Y)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_{\parallel}^2 = \frac{Y}{Y+2} \quad \text{正常波, 異常波遮断}(\omega_L) \\ n_{\parallel}^2 < \frac{Y}{Y+2} \quad \text{異常波遮断}(\omega_L) \\ n_{\parallel}^2 > \frac{Y}{Y+2} \quad \text{正常波遮断}(\omega_L) \end{array} \right. \quad (2.2.7)$$

$$X = (1 - n_p^2)(1 - Y) \quad \text{異常波遮断}(\omega_R) \quad (2.2.8)$$

$$X = 1 - Y^2 \quad \text{異常波共鳴}(\omega_{UH}) \quad (2.2.9)$$

但し、

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad \text{電子プラズマ周波数} \quad (2.2.10)$$

$$\omega_L = \frac{-\omega_{ce} + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2(1 - n_p^2)}}{2} \quad \text{左回り偏波の遮断周波数} \quad (2.2.11)$$

$$\omega_R = \frac{\omega_{ce} + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2(1 - n_p^2)}}{2} \quad \text{右回り偏波の遮断周波数} \quad (2.2.12)$$

$$\omega_{UH} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2} \quad \text{上ハイブリッド周波数} \quad (2.2.13)$$

であり、これらの特徴的周波数は、(2.2.6) 式～(2.2.9) 式を  $\omega$  について解いたものである。また、正常波と異常波との分岐点は、上記の  $n_p^2$  についての二次方程式が重根を持つ条件で定義され、

$$X = 1 + \frac{(1 - n_p^2)^2}{4n_p^2} Y^2 \quad (2.2.14)$$

で表わされる。これらの式は、各伝播モードに対する遮断周波数を示すと同時に、プラズマ中を伝播する電磁波の遮断密度の  $n_p$  依存性（波動の伝播方向の遮断密度に対する依存性）も表わしている。上記 (2.2.6) 式～(2.2.8) 式で示されるように、異常波の遮断は  $\omega_R$  及び  $\omega_L$ 、正常波の遮断は  $\omega_{pe}$  及び  $\omega_L$  で起きる。なお、 $\omega_{pe}$ 、 $\omega_L$ 、 $\omega_R$  は、(2.1.34) の各式に対応している。また、トカマクプラズマ中に於いては、(2.2.12) 式からわかるように  $\omega_R$  の遮断は常に電子サイクロトロン共鳴層より低磁場側にあるため、 $n=1$  の基本波に対しては、低磁場側（外側）からの異常波の近接性は無い。これを模式的に示したのが図 2.2.1 である。図の暗い部分が異常波の遮断領域である。例えば、図のように磁場  $B_0$  が 1.0T の場合、トーラスの外側（低磁場側）から入射された 28 GHz の基本波 ( $n=1$ ) の異常波は、右回り偏波の遮断層 ( $f_R$ ) で反射され、電子サイクロトロン共鳴層への近接性は無い。ところが、トーラスの内側（高磁場側）から伝播する基本波の異常波に対しては近接性がある。この密度では、二倍高調波 56 GHz の電磁波はまだ遮断では無い。しかし、(2.2.10) 式～(2.2.12) 式からわかるように、密度とともにこれらの遮断周波数は大きくなるため、密度がさらに大きくなると二倍高調波に対してもプラズマ中心部より遮断領域が現われてくる。

波動の周波数  $\omega$  を

$$\omega = n\omega_{ce} (n=1, 2, 3, \dots) \quad (2.2.15)$$

とにおいて、基本波 ( $n=1$ ) 及び高調波 ( $n=2, 3$ ) の波動の遮断を求める。

$$Y = \frac{|\omega_{ce}|}{\omega} = \begin{cases} 1 & (n=1) \\ 1/2 & (n=2) \\ 1/3 & (n=3) \end{cases} \quad (2.2.16)$$

であるので、(2.2.6) 式～(2.2.9) 式および (2.2.14) 式から、以下の遮断、共鳴あるいは分岐点などが求められる。

(I)  $n = 1$  の場合

$$\begin{aligned}
 X=1 & \quad \text{正常波遮断}(\omega_{pe}) \\
 X=2(1-n_{\parallel}^2) & \\
 \begin{cases} n_{\parallel}^2 \leq 1/3 & \text{異常波遮断}(\omega_L) \\ n_{\parallel}^2 \geq 1/3 & \text{正常波遮断}(\omega_L) \end{cases} & \quad (2.2.17) \\
 X=0 & \quad \text{異常波遮断}(\omega_R) \quad \text{低磁場側からの近接性は無いことを表わす} \\
 X=0 & \quad \text{異常波の上ハイブリッド共鳴}(\omega_{UH}) \\
 X=1 + \frac{(1-n_{\parallel}^2)^2}{4n_{\parallel}^2} & \quad \text{分岐点}
 \end{aligned}$$

(II)  $n = 2$  の場合

$$\begin{aligned}
 X=1 & \quad \text{正常波の遮断}(\omega_{pe}) \\
 X=\frac{3}{2}(1-n_{\parallel}^2) & \\
 \begin{cases} n_{\parallel}^2 \leq 1/5 & \text{異常波遮断}(\omega_L) \\ n_{\parallel}^2 \geq 1/5 & \text{正常波遮断}(\omega_L) \end{cases} & \\
 X=\frac{1}{2}(1-n_{\parallel}^2) & \quad \text{異常波遮断}(\omega_R) \quad (2.2.18) \\
 X=3/4 & \quad \text{異常波の上のハイブリッド共鳴}(\omega_{UH}) \\
 X=1 + \frac{(1-n_{\parallel}^2)^2}{16n_{\parallel}^2} & \quad \text{分岐点}
 \end{aligned}$$

(III)  $n = 3$  の場合

$$\begin{aligned}
 X=1 & \quad \text{正常波遮断}(\omega_{pe}) \\
 X=\frac{4}{3}(1-n_{\parallel}^2) & \\
 \begin{cases} n_{\parallel}^2 \leq 1/7 & \text{異常波遮断}(\omega_L) \\ n_{\parallel}^2 \geq 1/7 & \text{正常波遮断}(\omega_L) \end{cases} & \\
 X=\frac{2}{3}(1-n_{\parallel}^2) & \quad \text{異常波遮断}(\omega_R) \quad (2.2.19) \\
 X=8/9 & \quad \text{異常波の上ハイブリッド共鳴}(\omega_{UH}) \\
 X=1 + \frac{(1-n_{\parallel}^2)^2}{36n_{\parallel}^2} & \quad \text{分岐点}
 \end{aligned}$$

以上の (2.2.17) 式から (2.2.19) 式の関係を図示すると図 2.2.2 のようになる。異常波の遮断は実線、正常波の遮断は破線で表わされている。正常波も異常波も  $n_{\parallel} = \frac{c}{\omega} k_{\parallel} = 0$ ，すなわち磁場に対して垂直に伝播する場合が一番高い密度までプラズマ中を伝播できることがわかる。

つぎに、波動の偏波について検討する。(2.1.28) 式中の S. D. P をこれらの定義式 (2.1.25) 式を用いて電子プラズマ周波数  $\omega_{pe}$  及び電子サイクロトロン周波数  $\omega_{ce}$  で表わすと次式のようなになる。但し、電子成分のみを考える。

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} - n^2 \cos^2 \theta & i \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} & n^2 \sin \theta \cos \theta \\ -i \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} & 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} - n^2 & 0 \\ n^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (2.2.20)$$

ここで,

$$\varepsilon_1 = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2 - \omega^2} = 1 + \alpha \quad (2.2.21)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2 - \omega^2} = 1 + \beta \quad (2.2.22)$$

$$\varepsilon_3 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1 + \alpha(1 - \beta^2) \quad (2.2.23)$$

$$\alpha = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2 - \omega^2} \quad (2.2.24)$$

$$\beta = \frac{\omega_{ce}}{\omega} \quad (2.2.25)$$

と置くことにより, (2.2.20) 式は次の連立方程式となる。

$$\begin{cases} (\varepsilon_1 - n^2 \cos^2 \theta) E_x + i \varepsilon_2 E_y + n^2 \sin \theta \cos \theta E_z = 0 & (2.2.26) \\ -i \varepsilon_2 E_x + (\varepsilon_1 - n^2) E_y = 0 & (2.2.27) \\ n^2 \sin \theta \cos \theta E_x + (\varepsilon_3 - n^2 \sin^2 \theta) E_z = 0 & (2.2.28) \end{cases}$$

このうちの第二式より,

$$E_x = \frac{(\varepsilon_1 - n^2)}{i \varepsilon_2} E_y \quad (2.2.29)$$

となる。これは (2.1.33) 式の書き替えであるが, これを第三式に代入することにより,  $E_z$  と  $E_y$  との比が,

$$E_z/E_y = \frac{n^2 \sin \theta \cos \theta (n^2 - \varepsilon_1)}{i \varepsilon_2 (\varepsilon_3 - n^2 \sin^2 \theta)} \quad (2.2.30)$$

と求まる。上記連立方程式が  $E_x = E_y = E_z = 0$  以外の解を持つための条件すなわち係数行列式を零と置いた式を解くことにより  $n^2$  が求められる。(2.1.30) 式の係数は  $\alpha$  の降べきの順に整理すると,

$$\begin{aligned} A &= \alpha(1 - \beta^2 n^2) + 1 \\ B &= \alpha^2 \{-2(1 - \beta^2)\} + \alpha \{\beta^2(1 + n^2) - 4\} - 2 \end{aligned} \quad (2.2.31)$$

$$C = \alpha^3 \{(1 - \beta^2)^2\} + \alpha^2 \{3(1 - \beta^2)\} + \alpha(3 - \beta^2) + 1$$

となる。これを (2.1.29) 式に代入し,  $n^2$  を求めると

$$n^2 = \frac{\alpha^2 \{2(1-\beta^2)\} + \alpha \{4-\beta^2(1+n_\parallel^2)\} + 2 \pm |\alpha| \beta \sqrt{\Delta}}{2\{\alpha(1-\beta^2 n_\parallel^2) + 1\}} \quad (2.2.32)$$

$$\Delta = 4n_\parallel^2 + \beta^2(1-n_\parallel^2)^2 + \alpha^2 \{4(1-\beta^2)^2 n_\parallel^2\} + \alpha \{8(1-\beta^2)n_\parallel^2\} \quad (2.2.33)$$

となる。これを (2.2.30) 式に代入し整理すると

$$\begin{aligned} E_z/E_y = & \frac{\sin\theta \cos\theta \{[(BC+2A\epsilon_1 C)\sin^2\theta + \epsilon_3(B^2-2AC+AB\epsilon_1)] \mp [C\sin^2\theta + \epsilon_3(B+A\epsilon_1)\sqrt{B^2-4AC}]\}}{2A\epsilon_2(A\epsilon_3^2 + B\epsilon_3\sin^2\theta + C\sin^4\theta)} \\ & (2.2.34) \end{aligned}$$

となる。いま基本波 ( $n=1$ ) の内側入射を考える。トカマクプラズマの高磁場側では  $\omega_{ce}^2 > \omega^2$  となるため、 $\alpha = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2 - \omega^2} > 0$  であり、かつプラズマ境界では密度が低いため  $\alpha < 1$  として良い。従って A, B, C としては  $\alpha$  の一次の項までとることとする。すなわち (2.2.31) 式より、

$$\begin{cases} A = 1 + \alpha(1 - \beta^2 n_\parallel^2) \\ B = -2 + \alpha \{\beta^2(1 + n_\parallel^2) - 4\} \\ C = -1 + \alpha(3 - \beta^2) \end{cases} \quad (2.2.35)$$

と近似する。そして (2.2.34) 式に代入すると  $E_z/E_y$  が  $\alpha$  と  $\beta$  の関数として次のように求まる。

$$\begin{aligned} E_z/E_y = & \frac{\sin\theta \cos\theta [\beta^2 n_\parallel^2 (n_\parallel^2 - 1) \pm |\beta| \sqrt{4n_\parallel^2 + \beta^2(1-n_\parallel^2)^2} \{-n_\parallel^2 + \alpha(\beta^2 - n_\parallel^2(3-\beta^2))\}]}{2i\beta n_\parallel^2 \{1 + \alpha(1 - \beta^2 n_\parallel^2)\} [n_\parallel^2 - \alpha \{n_\parallel^2 - \alpha(2\beta^2 - 3) + \beta^2\}]} \\ & (2.2.36) \end{aligned}$$

ここで、 $\alpha \rightarrow 0$  の極限をとると

$$iE_z/E_y = \frac{\sqrt{1-n_\parallel^2} Y [n_\parallel^2 - 1 \mp \sqrt{(1-n_\parallel^2)^2 + 4n_\parallel^2/Y^2}]}{2n_\parallel} \quad (2.2.37)$$

となる。ただし、 $n_\parallel = \cos\theta$  である。また、 $\beta$  のかわりに Y ((2.2.16 式)) を用いた。上式を  $Y = \omega_{ce}/\omega = 1.48$  の場合について図示すると図 2.2.3 のようになる。磁場に対して垂直に伝播する場合 ( $n_\parallel = 0$ ) は異常波は  $E_z = 0$ 、正常波は  $E_y = 0$  の直線偏波であるが、磁場に対して角度をもって伝播する場合 ( $n_\parallel \neq 0$ ) は、これらの波は楕円偏波となる。従って、アンテナによって効率良く斜め伝播を励起するためには、楕円偏波を放射するアンテナが必要となる。

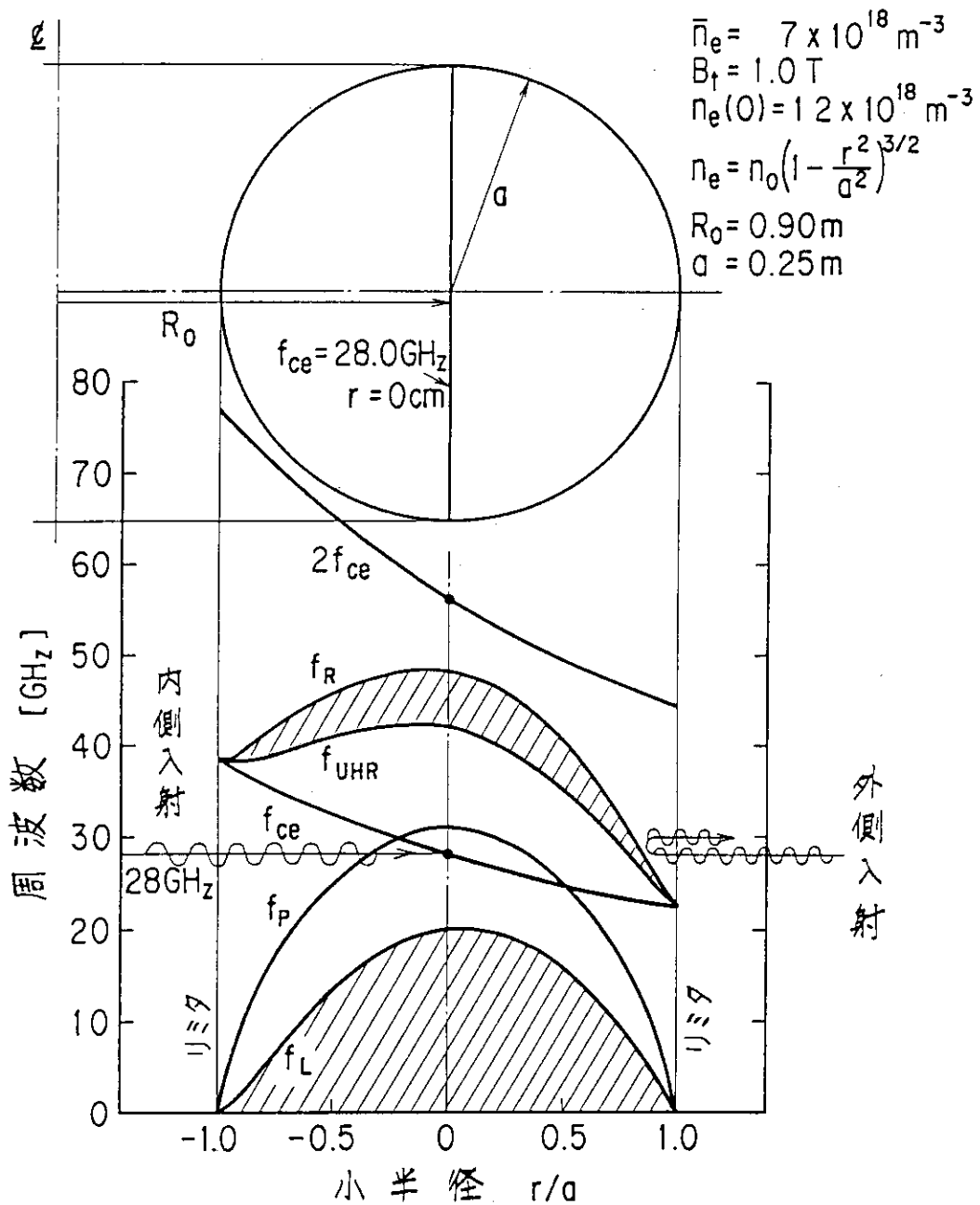


図 2.2.1 異常波の遮断領域 (斜線部)。トロイダル磁場強度は  $B_0 = 1.0 \text{ T}$  の場合であり、プラズマ中心に  $28 \text{ GHz}$  の波動に対する基本波電子サイクロトロン共鳴層がある場合である。異常波のトーラスの内側 (高磁場側) からの入射では、中心部の電子サイクロトロン共鳴層への波動の近接性があるが、外側からの入射の場合には密度の如何にかかわらず図のように常に遮断領域が存在するため異常波の近接性は無い。

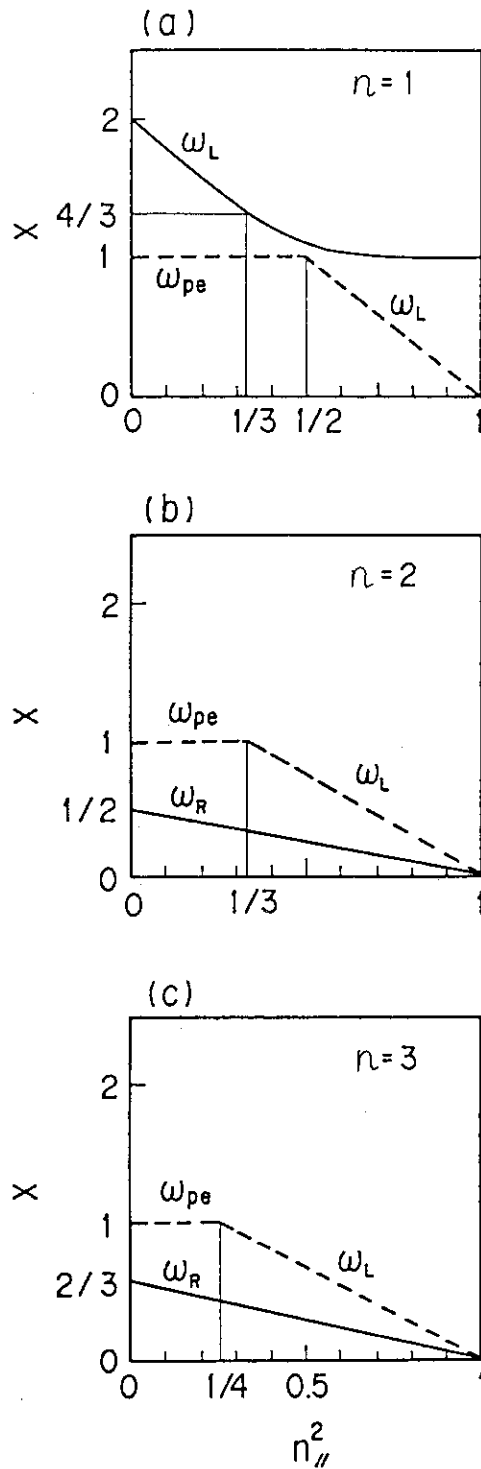


図 2.2.2 電子サイクロトロン周波数帯の波動の遮断密度  $X$  の平行方向屈折率  $n_{\parallel}$  に対する依存性。ここに、 $X \equiv \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \propto n_e$ 、 $n$  は高調波の次数 ( $n=1, 2, 3$ ) を表わす。 $\omega = n\omega_{ce}$ 。(a) $n=1$  の場合 (b) $n=2$  の場合 (c) $n=3$  の場合 破線は正常波の遮断密度、実線は異常波の遮断密度を表わす。遮断密度は垂直伝播 ( $n_{\parallel} = 0$ ) に対して最大であり、 $n_{\parallel}$  が大きくなるに従って減少する。



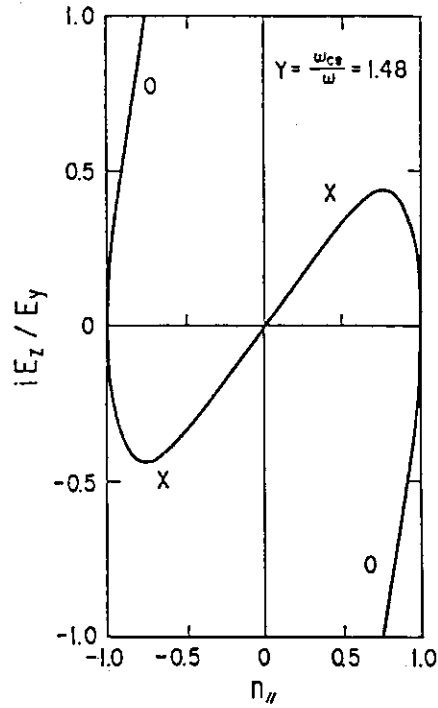


図 2.2.3  $iE_z/E_y$  の  $n_{\parallel}$  依存性。  $Y = \omega_{ce}/\omega = 1.48$  の場合。磁場に対して垂直に伝播する場合 ( $n_{\parallel} = 0$ ) は異常波 (X) は  $E_z = 0$ ，正常波 (O) は  $E_y = 0$  の直線偏波であるが，磁場に対して角度をもって伝播する場合 ( $n_{\parallel} \neq 0$ ) には，これらのモードは楕円偏波となる。

## 2.3 JFT-2 トカマク装置に於ける 28 GHz 基本波電子サイクロトロン加熱実験 [1~5]

トカマクプラズマの電子サイクロトロン加熱の基本的特性を調べるために、周波数 28 GHz の電子サイクロトロン基本周波数 ( $f=f_{ce}$ ,  $n=1$ ) の加熱実験を JFT-2 トカマクで行なった。周波数 28 GHz では電子サイクロトロン共鳴層は磁場強度 1.0 T の場所に存在する。この実験に於いてはプラズマ中の伝播モードである正常波及び異常波を純粋な形で励起すべく、2.2 節で述べたように、波の近接性及び偏波を考慮して、正常波の励起に対してはトーラスの低磁場側から直線偏波を入射し、異常波の励起に対しては、楕円偏波をトーラスの高磁場側から入射した。このように純粋なモードの入射により各モードによるトカマクプラズマの加熱の効果を調べ、理論から得られる波動の吸収率と比較した。また、ジャイロトロンの出力モードそのままである  $TE_{02}$  円形モードの入射も行なって、これらの純粋なモードによる加熱と比較した。

### 2.3.1 実験装置

#### (1) 28 GHz 電子サイクロトロン加熱装置

電子サイクロトロン加熱装置は、トカマクプラズマ中に大電力マイクロ波を入射させるための高周波発生装置であり、ジャイロトン発信管、ジャイロトン用マグネット、高電圧電源、ジャイロトン冷却装置、高周波伝送回路及びプラズマ結合器(立体回路)等から構成される。本装置の特色は、三種類の立体回路により三種類の偏波が入射可能なことである。すなわち、直線偏波、楕円偏波および  $TE_{02}$  円偏波を入射できる。

各プラズマ結合器のプラズマ断面に対する位置関係と偏波の様子について図 2.3.1 に模式的に示す。図では、プラズマ断面内の電子サイクロトロン共鳴層を  $f_{ce}$ 、上ハイブリッド共鳴層を  $f_{UH}$ 、右回り偏波の遮断層を  $f_R$  で表わす。 $f_R$  と  $f_{UH}$  の間の領域は異常波に対しては遮断である。異常波は、この遮断層を避けトーラス内側よりスロットアレイアンテナで楕円偏波を放射することにより励起する。放射方向は可変である。正常波は、トーラス外側より 8 本の円錐ホーンアンテナから磁場に平行な電界成分を持つ直線偏波 ( $TE_{11}$  円形モード) を入射することにより励起する。入射方向はトーラス中心軸と 80 度の角度をなしほぼプラズマに垂直に入射する。ジャイロトロンの発振モードである  $TE_{02}$  モードはトーラス上部の円形導波管から入射する。

スロットアレイアンテナとホーンアンテナの放射パターンはアンテナ中心軸上でピークを持つためプラズマ中心部にパワーが集中する。いずれの放射パターンも全半値幅 16 度であり、これはトカマク真空容器中心でビーム幅約 9 cm に相当する。これに対して円形導波管からの放射パターンは図に示されるように中空のパターンである。すなわち、導波管の中心軸に対して  $\pm 20$  度の開き角を持つ円錐上に放射強度の最大値がある。そのため、電子サイクロトロン共鳴層上の広い範囲でパワー吸収が起きる。

立体回路のブロックダイアグラムを図 2.3.2 (a)~(c) に示す。図の (a) は正常波の入射用、(b) は異常波の入射用、そして (c) は  $TE_{02}$  モード入射用である。(a) と (b) では、ジャイロトンからの  $TE_{02}$  円形モードは、モード変換器で  $TE_{10}$  矩形モードに変換され、8 本の矩形導波管 (WR 42, 内径 10.67 mm  $\times$  4.32 mm) に分けられる。正常波の入射の場合 (図 2.3.2 (a)) は、 $TE_{10}$  矩形モードから  $TE_{11}$  円形モードにモード変換し、真空窓を通して 8 本の円錐ホーンよりマイクロ

波を放射する。これらの円錐ホーンは4行2列にトーラス外側の赤道面上に配置される。一番上のホーンと一番下のホーンの中心軸は各々赤道面より±6 cmの位置にある。8本のホーンのうち4本は磁場に対して80度の角度をもち、他の4本は100度の角度をなす。すなわち、マイクロ波は垂直方向に対して±10度の角度で入射される。異常波の入射の場合(図2.3.2(b))は移相器を通してWR42矩形導波管のまま真空容器の内側まで導き、円形真空窓を通してスロットアレイアンテナからマイクロ波を放射する。スロットアレイアンテナは図2.3.3に示される形状をもち真空容器内側の赤道面上に設置されている。楕円偏波は水平面に対して30度傾いた放射スロットと水平バッフルとにより生成される。スロットから放射される電界はスロット方向に対して垂直に向くため、電界の水平成分と鉛直成分との比 $E_z/E_y$ は $1/\sqrt{3}$ (=0.577)となる。電界の水平成分 $E_z$ はバッフルを通過するとともに位相が90度遅れることにより $iE_z/E_y = 1/\sqrt{3}$ の楕円偏波となる。放射方向は8本の導波管の間の位相差を調整することにより選ぶことができる。この楕円偏波は、前節の図2.2.3で示されるように $n_{\parallel} = 0.75$ ( $\theta = 41$ 度)に対してほぼ異常波の偏波となる。放射方向を90度、すなわち垂直入射( $n_{\parallel} = 0$ )とすると異常波の電力成分と正常波の電力成分との比は $\sqrt{3}^2 : 1^2 = 3 : 1$ となる。すなわち放射パワーのうち75%が異常波成分をもち、25%が正常波成分をもつ。TE<sub>02</sub>モードの入射の場合(図2.3.2(c))には、内径64 mmフレキシブル円形導波管によりジャイロトロン出力であるTE<sub>02</sub>モードをそのままプラズマ上部まで伝送し放射する。

実験では、170 kWのジャイロトロン出力に対して、正常波の入射の場合は110 kWがプラズマ中に放射され、異常波の場合は85 kWが入射された。TE<sub>02</sub>モードの入射の場合は伝送損失が小さかったことから入射パワーは135 kWと最大であった。

## (2) JFT-2 トカマク装置 (中間ベータ値トーラス試験装置)

トカマク装置のプラズマは、前節図2.1.1に示すようなトロイダル形状をもつ。主半径を $R_0$ で表わし、小半径を $a$ で表わす。プラズマ中には外部のコイルで作られるトロイダル磁場 $B_t$ と、誘導により流されるプラズマ電流 $I_p$ によるポロイダル磁場 $B_p$ の合成によりできる螺旋状の磁力線が存在する。

JFT-2 トカマクは、主半径 $R_0 = 0.90$  m、プラズマ小半径 $a = 0.25$  m、真空容器小半径 $b = 0.31$  mをもつ、シェル無しの鉄芯をもつトカマク型装置である[6]。JFT-2 トカマクの右半断面図を図2.3.4に示す。トロイダル磁場強度は最大1.5 T、プラズマ電流は安全係数3で約160 kAである。真空容器壁は低パワー放電洗浄(テイラー放電洗浄)と高周波スパッタリング法によるチタン(Ti)のコーティングの併用によりプラズマ中の不純物の低減化を行なっている。リミタとしては、ステンレス製の円形固定リミタとプラズマ径を決めるモリブデン製の可動リミタを持つ。動作ガスは水素(H<sub>2</sub>)である。ループ電圧は約1.5 ボルト、放電時間は約200 msである。

## (3) 計測装置

JFT-2 トカマクの計測装置を挙げる。トカマクの通常の電磁気測定器として、ループ電圧測定用のワンターンループ、プラズマ電流測定用のロゴスキーコイル、ポロイダル磁場測定用の磁気プローブがある。電子温度測定器としては、ジャイアントパルスレーザーを用いたムトソン散乱装置、軟X線波高分析器、電子サイクロトロン放射測定器がある。イオン温度は、

荷電交換中性粒子測定器及び分光器による原子スペクトルのドップラー広がりから測定する。電子密度は、4 mm および 2 mm のマイクロ波干渉計で行なう。その他の測定器として、プラズマ周辺の温度及び密度を測定する静電プローブ、軟 X 線測定用の PIN ダイオード、硬 X 線測定器、放射損失パワー測定用のボロメタ等をもつ。これらの測定器の配置を図 2.3.5 に示す。

## 2.3.2 実験結果

### (1) 電子加熱

プラズマパラメタの典型的な時間発展の様子を異常波による加熱について示したのが図 2.3.6 である。プラズマ中心のトロイダル磁場強度  $B_0$  は 1.0 T の場合であり、電子サイクロトロン共鳴層はプラズマ中心部にある。ループ電圧の減少と線平均密度の減少が顕著にみられる。レーザー散乱測定と軟 X 線エネルギー測定により電子サイクロトロン加熱でプラズマの中心電子温度の著しい上昇が観測された。この場合の電子密度は  $\bar{n}_e = 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  で、トカマクプラズマの放電としては比較的低密度領域であるが、レーザー散乱測定のドップラー広がりから、電子速度分布はマクスウェル分布をもち、またループ電圧も高いこと、そして硬 X 線も少ないこと等から、ECH を印加する前のベースプラズマも、ECH 印加中のプラズマも逃走電子放電では無いことがわかる。しかし、電子サイクロトロン放射（異常波、二倍高調波、50.4 GHz）の強度  $I_e$  は、ECH の印加により、加熱前のジュールプラズマの 10 倍以上に増大し、そのレベルは ECH パルスが切れた後も続く。この電子サイクロトロン放射の増大は、ECH による電子の磁場に垂直方向の高エネルギー成分の増大を示すものである。

これらの特徴は、この異常波による加熱に於いてのみではなく、正常波による加熱及び  $\text{TE}_{02}$  モードの照射に於いても共通にみられる。

上述のように、ECH による顕著な電子温度の上昇はみられるが、荷電交換粒子測定によるイオン温度測定の結果、 $\pm 50 \text{ eV}$  の誤差内で中心イオン温度の変化はみられない。なお、ベースプラズマのイオン温度は  $T_i(0) = 210 \text{ eV}$  である。これは、電子-イオン間の衝突によるエネルギー緩和時間が計算によると約 20 ms となり、プラズマのエネルギー閉じ込め時間約 3 ms に比べて遅いためと考えられる。

近接性の良い密度領域での電子温度上昇  $\Delta T_e$  の ECH パワー依存性を図 2.3.7 (a) に示す。 $\Delta T_e$  は、ECH パワーにほぼ比例する。また、異常波、正常波、 $\text{TE}_{02}$  波の入射の比較では、異常波の斜め入射が最大の  $\Delta T_e$  をもたらす。異常波の入射の場合、線平均プラズマ密度  $\bar{n}_e = 5.8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  (密度減少後の値である。) に於いて中心電子温度  $T_e$  は 0.60 keV から 1.26 keV (レーザー散乱による) に倍増した。 $\Delta T_e$  を ECH パワー  $P_H$  で除すことにより定義するプラズマ中心の加熱率は異常波の入射の場合が 7.0 eV/kW、正常波入射の場合が 4.7 eV/kW、 $\text{TE}_{02}$  モード入射の場合が 1.5 eV/kW であった。これらの入射モードによるプラズマ中心の加熱率の違いは、プラズマパラメタが同一であるので、プラズマ中心部へのパワーの付与が異なることに起因すると考えられる。2.3.1 節で述べたように、 $\text{TE}_{02}$  モード入射の場合には高周波ビームは中空円錐状に広がりプラズマ中心部へのパワー付与は幾何学的に考えて小さい。従って中心の加熱率も小さいと考えられる。以上の結果により、高周波ビームの幾何学的な広がり波長の偏波は、確かに局所的なパワー付与に大きな影響を持つことがわかる。

ループ電圧の減少 $\Delta V_L$ 及び密度の減少 $\Delta \bar{n}_e$ の高周波パワーに対する依存性を図 2.3.7 (b)に示す。中空の記号がループ電圧の減少を表わし、中実の記号が密度の減少を表わす。いずれも三種類の加熱法についての場合が図中に示されているような異なった記号で表わされている。X は異常波、O は正常波、TE<sub>02</sub> はトーラス上部からの TE<sub>02</sub> 円偏波の入射の場合を表わしている。ループ電圧の減少量は ECH パワーと共に増大する。これは、ECH パワーと共にプラズマの抵抗率が減ること、すなわち平均温度が上昇していることを示す。

ECH による密度減少は、図 2.3.8 に示すように、線平均密度に強く依存し、平均密度が大きくなると大きくなる。ここで注意しなければならないのは、図で平均密度 $\bar{n}_e$ が  $10 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  より大きな場合には、プラズマ中心部は 28 GHz の波動に対して遮断であるということである。すなわち、 $\bar{n}_e \geq 10 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  では、加熱は電子サイクロトロン共鳴層のプラズマの周辺の部分で起こる。このように、プラズマの周辺部（ここに言うプラズマ周辺とは、プラズマ中心に対する意味で用いており、だいたいプラズマ小半径  $a$  の外半分  $r \geq a/2$  を指すものとする。）を加熱する場合に大きな密度減少がみられることは、後に述べる 60 GHz 波による加熱の場合も同じである。前図(b)にみられるように、この場合プラズマ中心加熱の場合には密度減少は ECH パワーによらないことと合せて考えると、ECH による密度減少は高周波により直接にプラズマ中心部の粒子拡散が増えるためでは無く、周辺加熱によるものと考えられる。すなわち周辺加熱により、粒子のプラズマ中への補給が減少するか、プラズマ周辺の粒子損失が増えるためであると考えられる。このような密度のクランプ (cramp) 現象は、不純物の少ないきれいなプラズマ中の中性粒子入射加熱に於いてもみられるものである。[7]。

ECH 有り及び ECH 無しのベースのジュール加熱プラズマの電子温度分布  $T_e(r)$  及び電子密度分布  $n_e(r)$  の各分布を図 2.3.9 に示す。これらは、レーザー散乱測定により得られたものである。これらの分布形は放物分布のべき乗、すなわち、 $T_e(r) = T_e(0) (1 - r^2/a^2)^{\nu_T}$  などで表わされる。正常波による加熱では図 2.3.9 (b)で示されるように温度分布の指数  $\nu_T$  は加熱無しの場合の 2.0 が 1.5 となり、温度分布は広がった。この場合の密度は  $\bar{n}_e = 8.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  であり、議論の遮断密度の節で後述するようにプラズマの中心部では正常波は遮断である。すなわち、プラズマの中心より少し外側の領域で ECH によるパワーの付与がおこることになり、プラズマ中心にはパワーの付与は無い。そのため、中心より少し外側の所が加熱されることにより  $T_e(r)$  の拡大が起きると考えられる。それに対して、異常波による加熱においては図 2.3.9 (d)に示されるように、プラズマ中心部の電子温度は著しく上昇し、電子温度の分布はピーキングを起こす。この場合の密度は  $\bar{n}_e = 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  で十分な近接性のある場合である。

以上のように、電子サイクロトロン周波数帯の波動を電子サイクロトロン共鳴層への近接性の良い電子密度に於いて入射する場合、共鳴層での吸収の大きなモードを選べば、効率の良い電子加熱が得られることが示された。また、プラズマ中心部に波動の遮断領域が現われる近接性の悪い場合には、その領域の外側の電子サイクロトロン共鳴層で波動のパワーの吸収がおこることにより、電子温度分布の拡大がおこる。なお、電子密度 $\bar{n}_e$ は図 2.15 (a)(c)で示されるように、この場合、正常波による加熱の場合も異常波による加熱の場合も減少するが、その分布形は ECH により殆ど変わらない。

異常波による加熱の時の、二倍高調波の異常波の電子サイクロトロン放射 (ECE) 強度  $I_e$  を

図 2.3.10 に示す。受信周波数は 56.0 GHz, 50.4 GHz 及び 45.8 GHz であり, 各周波数に対応する二倍高調波電子サイクロトロン共鳴層は, プラズマ中心のトロイダル磁場強度  $B_0 = 0.9 \text{ T}$  の場合それぞれ小半径  $r_{res} = -9 \text{ cm}$ ,  $0 \text{ cm}$  および  $9 \text{ cm}$  の位置にある。56.0 GHz の二倍高調波電子サイクロトロン共鳴層は 28 GHz (ECH 周波数) の基本波電子サイクロトロン共鳴層に一致する (図中の矢印で示す)。各チャンネル間の感度はジュールプラズマで較正されており, 同一電子温度に対しては同一の出力を出す。すなわち図 2.3.10 は放射温度分布である。

ECH 無しの場合を破線, ECH 有りの場合を実線で平均密度  $\bar{n}_e = 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $10 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  及び  $13 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の場合について示す。ジュールプラズマでは (破線) 放射温度は  $\bar{n}_e$  が大きくなると低下する。ECH の入射により, 近接性の良い場合 ( $\bar{n}_e = 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $10 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ) には, 電子サイクロトロン放射の放射強度  $I_\mu$  は 2 ~ 20 倍に増大する。また, ECH 中の  $I_\mu$  は低磁場側で大きく, 高磁場側にいくに従い小さくなる。この現象は, 電子サイクロトロン共鳴層付近で, 高エネルギーを持つ電子があるとすることにより, 定性的に説明できる。というのは, 高エネルギー電子の質量は相対論的效果で重くなるために, その電子サイクロトロン周波数は小さくなる。従って, その放射周波数は, その高エネルギー電子のある場所の磁場のバルク電子サイクロトロン周波数よりも小さくなる。そのために周波数の低いチャンネルは高エネルギー電子からの強度の大きな放射の影響を受ける [8]。これが低磁場側で放射強度が大きくなる理由であると考えられる。プラズマ密度がより大きな場合  $\bar{n}_e = 13 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  には, このような放射強度  $I_\mu$  の非対称性はみられない。この場合は, 密度が高くまたプラズマの中心部は遮断領域となるため高エネルギー電子の発生が殆どないためと考えられる。なお高エネルギー電子が ECE 強度に与える影響の定量的議論が本論文の後半の ECE 測定の中 (3.3.5 節) で述べられる。

ECH による不純物の線スペクトルの強度の変化の割合の, プラズマ密度に対する依存性を図 2.3.11 に示す。真空紫外分光器により測定された酸素の OVI (5 価のイオンの放射) と鉄の FeXVI である。ここに  $\Delta I$  は ECH による強度の増分を表わす。ECH による変化  $\Delta I / I$  は密度と共に増大する。三種の加熱法の比較では, 異常波による加熱の場合が強度の増加が最少で, TE<sub>02</sub> 波の場合が最大であった。正常波の場合の増加は両者の中間である。すなわち, パワーの付与がプラズマの周辺になるほど不純物線の強度の増加が大きくなる。この不純物線の強度の増加  $\Delta I$  と中心電子温度の増加  $\Delta T_{e0}$  との間には逆相関がある。

単位入射パワー当たりの中心電子温度上昇  $\Delta T_{e0} / P_{in}$  の中心密度依存性を図 2.3.12 (a) に示す。これは, 中心共鳴 ( $B_0 = 1.0 \text{ T}$ ) の場合であり, 図中の丸はレーザー散乱測定による電子温度, 三角は軟 X 線測定による電子温度である。ベースのジュールプラズマの中心電子温度は 600 eV である。図に示されるように, プラズマ中心部の加熱には, 密度による限界があり, 中心密度  $\bar{n}_e \sim 15 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  以上では殆ど中心の電子温度上昇は無い。28 GHz の異常波の遮断密度は図中の  $f_{ex}$  で示されているように  $15 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  であり, ちょうど中心加熱の限界と一致する。すなわち, 遮断領域がプラズマ中心部に出現することにより波動の近接性が損われ中心へのパワー付与が無くなり中心電子温度の増大  $\Delta T_{e0}$  で無くなる。遮断密度以下の近接性の良い領域では, 異常波により加熱が最大で, 次が正常波, TE<sub>02</sub> 波の順である。後述するように, プラズマ中心部の電子サイクロトロン共鳴層での波動の吸収は正常波よりも異常波に対して大きい。

また TE<sub>02</sub> 波は前述のように放射パターンが中心加熱に適さない。すなわちプラズマ中心部への付与パワーの大きさの順が中心の加熱率の順になっている。付与パワーの違いがこの結果をもたらすものと考えられる。この結果より ECH で効率良く局所的な電子加熱を行うには電子サイクロトロン共鳴層での吸収の大きなモードを指向性良く広がり少ないビームで入射することが重要であることが示された。

図 2.3.12 (b) にサイクロトロン放射強度  $I_e$  の ECH による増倍率の平均プラズマ密度  $\bar{n}_e$  に対する依存性をしめす。ECH により  $I_e$  はジュールプラズマからの放射の 10 ~ 300 倍に増加する。増倍率は  $\bar{n}_e$  とともに減少する。 $\bar{n}_e = 13 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  ( $n_{e0} = 25 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ) に於いても放射の増大がある。この密度では中心部は遮断であり中心電子温度の増大は観測されない。しかし、この ECE の増加はこの密度においてもプラズマ周辺部で波動がプラズマと結合していることを示す。 $\bar{n}_e$  が  $5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の領域では放電は逃走電子モードに移行しジュールプラズマ自体からの ECE は非マクスウェル分布からの放射 (non-thermal emission) となり、その強度は非常に大きくなる。この場合 ECH による ECE の増加の割合は小さく比で表わすと 1 に近くなる。

異常波による加熱の  $\bar{n}_e$  依存性を図 2.3.13 に示す。電子温度上昇  $\Delta T_{e0}$  (レーザー散乱測定●, 軟 X 線測定▲), ECE 強度の増大の割合  $\Delta I_e/I_e$  は  $n_{\parallel} = 0$  付近で小さく、 $n_{\parallel} = 0.5$  付近で最大となる。2.3.1 (1) 節で述べたように、 $n_{\parallel} = 0$  では、スロットアレイアンテナから放射されるマイクロ波の偏波はパワーにして 25% が正常波成分をもち 75% が異常波成分をもつ。しかし異常波成分は、後述するように  $n_{\parallel} = 0$  の垂直伝播では電子サイクロトロン共鳴層での吸収は殆ど無い。従って加熱は入射パワーの 25% のパワーをもつ正常波成分のみによって起こされる。そのため、この場合のプラズマへの付与パワーはアンテナからの放射パワーに比べて小さいので、電子温度上昇が小さいと考えられる。一方、 $n_{\parallel} = 0.5$  付近では異常波の共鳴層での吸収も大きくなり、また、2.2 節の図 2.2.3 に示されるように放射される楕円偏波も異常波の偏波に合ってくる。そのため最大の電子温度上昇が起きたと考えられる。

不純物 (鉄 Fe XVI, 酸素 OVI) 及び水素原子のスペクトル線 (バルマー  $\alpha$ ) の強度の増加  $\Delta I/I$  を図 2.3.13 (b) に示す。不純物の増加は  $n_{\parallel} = 0$  の場合が最大である。プラズマ中心部でのパワー吸収が小さい場合、残りのパワーは周辺部で吸収される。このように周辺部でパワーが吸収される場合は不純物線の増加が比較的大きい。

以上のように、アンテナから放射される波動の偏波及び放射方向はプラズマの加熱に影響を与えることが示された。

サイクロトロン共鳴層の位置  $r_{res}$  に対する依存性を図 2.3.14 (a)(b) に示す。(a) は正常波による加熱、(b) は異常波による加熱の場合である。図に示されているように、共鳴層がプラズマ中心より少し内側 (高磁場側) にある場合にも著しい中心加熱がみられる。この場合には、電子温度が高く、ループ電圧の減少  $\Delta V_L$  が大きく鉄、酸素等の不純物も少ない。本来、電子温度の高いプラズマ中心で波動の吸収が大きく、プラズマ周辺にいくに従って吸収は小さくなるはずであるが実験結果はそうならぬ高磁場側で電子温度の上昇が大きい。この原因として二つ考えられる。一つは、波動 (マイクロ波ビーム) のプラズマの密度揺動による散乱 [9] でアンテナから遠ざかるにしたがい波動の指向性が悪くなるということである。異常波は高磁場側 (トーラスの内側) から放射されるためこのような散乱があればサイクロトロン共鳴層が低磁

場側にいくと波動の広がり大きくなり共鳴層上でのパワー付与が広がって局所的な電子温度上昇が小さくなる。しかし正常波による加熱を考えるとそうではなさそうである。というのは、正常波は低磁場側（トーラスの外側）から放射されるにもかかわらず高磁場側でループ電圧の減少が大きく電子温度の上昇が大きいためである。

もう一つの考えられる理由は、上ハイブリッド共鳴層による異常波のモード変換である。異常波は上ハイブリッド共鳴層で電子バースクイン波に変換しそれがプラズマ中心部に伝播し吸収されるというメカニズムである。このメカニズムが関与していると考えられる。詳しくは議論の節で述べる。このメカニズムで正常波の実験結果は次のように説明できる。すなわち正常波はサイクロロン共鳴層での吸収が大きくないので共鳴層の一回の通過で吸収されない部分がトカマク真空容器内側の金属壁に到達しそこで反射するとき壁の凹凸のために異常波成分が生じる。あとはこの異常波成分により、上述の異常波による加熱と同様にしてプラズマが加熱されると考えられる。そのため高磁場側で電子温度上昇が大きくなると考えられる。

## (2) 予備電離

予備電離とは、トカマクの放電直前に水素ガスを電離させてプラズマ電流の立ちあげを助けることである。

図 2.3.15 に JFT-2 トカマクの水素(H)プラズマの正常波による予備電離の実験結果を示す。

ガス圧  $5 \times 10^{-5}$  Torr の水素に、60 kW、パルス幅 5 ms の ECH パルスを印加した場合の諸パラメータを図 2.3.15(a) に示す。図で rf パルス波形は下を正としている。ECH 無し（破線）ではブレークダウンに必要な電圧  $V_{bd}$  は 23 V であるが、ECH を印加すると（実線）約 60% の 13.5 V に低下する。すなわちブレークダウンが容易になる。このような、ECH によるブレークダウン電圧  $V_{bd}$  の低下は WT-2 トカマクでも観測されている [10]。ブレークダウン時の volt・sec（磁束）の節約は約 30% であった。プラズマ電流  $I_p$  の立上がりは少し早くなる。プラズマ密度  $\bar{n}_e$  の生成は ECH 印加とともに始まり ECH のみで  $\bar{n}_e = 0.9 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  まで達する。ECH があると密度の上昇は滑らかであるが、ECH 無しではブレークダウン時にプラズマ密度は急激に増大し次に減少するという変化をする。ECH 無しのブレークダウン時は、ECE の放射強度  $I_r$  が大きい。これは高エネルギー（磁場に垂直方向）をもつ電子ができることを示している。以上のように ECH 予備電離によりプラズマは滑らかに立上がることがわかる。

ブレークダウン電圧  $V_{bd}$  の ECH パワーに対する依存性を図 2.3.15(b) に示す。ブレークダウン電圧の低下はパワーを上げると飽和する。これは次のように考えられる。すなわち、ループ電圧は

$$V_L = \frac{d}{dt}(L_p I_p) + R_p I_p \quad (2.3.1)$$

のように誘導成分と抵抗成分との和と表わされるのであるが、（ここに  $L_p$  はプラズマのインダクタンス、 $R_p$  はプラズマの抵抗である。）、ECH パワーを上げていくと電離作用がだんだん大きくなりトロイダル電界との効果でプラズマの抵抗は次第に小さくなる。例えば、ループ電圧最大時にプラズマの電子温度を 50 eV になるとすると抵抗率  $\eta$  は

$$\eta = 5.23 \times 10^{-5} Z \ln \Lambda T_e^{-3/2} (\Omega \cdot \text{m}) \quad (2.3.2)$$

（Spitzer抵抗）



より  $\eta = 4.4 \times 10^{-6}$  となる。但し  $Z = 2$  とした。プラズマ抵抗は、 $R = \eta L / S$  ( $L = 2\pi R$ ,  $S = \pi a^2$ ) の表式から計算すると  $R = 1.3 \times 10^{-4} \Omega$  となり抵抗成分は  $RI = 1.3 \times 10^{-4} \times 15 \text{ kA} = 2.0 \text{ V}$  となる。このように抵抗分の電圧は小さくなりうる。そして第二項の抵抗成分が小さくなり、第一項のインダクタンス成分の寄与が支配的となる。従って、ブレイクダウン電圧の飽和が起こると考えられる。JFT-2 プラズマの一樣電流分布を仮定したインダクタンス  $L_p = 2 \mu\text{H}$  と実験結果の  $(d/dt)(I_p) = 6.5 \times 10^6 \text{ A/s}$  とからループ電圧のインダクタンス成分を計算すると  $13 \text{ V}$  となり飽和値と一致する。このことから逆に電流立ちあげ初期の電流分布は広く一樣分布に近いのではないかと推定される。この  $V_{bd}$  の飽和値は  $P_{Hf} \sim 40 \text{ kW}$  で起きる。プラズマの体積で割るとパワー密度として  $3.6 \times 10^{-2} \text{ W/cm}^3$  の値が得られる。

ECH パルス幅に対する  $V_{bd}$  の依存性を図 2.3.15(c) に示す。ECH パワーは  $60 \text{ kW}$  で一定である。パルス幅  $3 \sim 4 \text{ ms}$  以上にしても効果はないことがわかる。

これらの結果より消費されたエネルギー密度を計算すると  $1.4 \times 10^{-4} \text{ J/cm}^3$  となる。これを水素原子の電離エネルギー  $13.6 \text{ eV}$  で割ると個数として  $64 \times 10^{12}$  個となり観測値の 64 倍である。これは予備電離プラズマの平均電子温度を例えば  $13.6 \text{ eV}$  としたとき ECH パワーの  $1/32$  がプラズマに吸収されたことを示すような値である。

電子サイクロトロン共鳴層の位置  $r_{res}$  に対する  $V_{bd}$  の依存性を図 2.3.15(d) に示す。破線が ECH 無しの場合の  $V_{bd}$  である。 $V_{bd}$  は  $r_{res}$  にあまり依存していない。電子サイクロトロン共鳴層 (ECR) あるいは上ハイブリッド共鳴層 (UHR) がプラズマ中にあれば ECH による予備電離は有効であることがわかる。

図 2.3.15(e) に水素ガスの封入圧 (filling pressure)  $P_f$  に対するブレイクダウン電圧の依存性を示す。ECH 無しでは、ブレイクダウン可能な領域、すなわち、トカマクプラズマの生成可能な領域は  $P_f = 1.2 \times 10^{-5} \text{ Torr} \sim 1.0 \times 10^{-4} \text{ Torr}$  であるが、ECH による予備電離によりこの領域は  $p_f = 0.5 \times 10^{-5} \text{ Torr} \sim 1.6 \times 10^{-4} \text{ Torr}$  に拡大する。また、全圧力領域にわたって  $V_{bd}$  は小さくなる。

異常波による予備電離も同様な結果を示した。ただし正常波と比較すると  $V_{bd}$  の減少は少し大きく  $V_{bd} = 11.2 \text{ V}$  であり、電流の立上がりは少し速い。

以上のように ECH による予備電離の効果が大きいことが明らかにされた。

### (3) ECH による電流駆動

異常波の吸収が低電子密度でも大きなことを利用して、ECH によるプラズマの電流駆動を調べた。ECH による電流駆動はトカマク以外のプラズマ電流を流さない実験装置では確認されているが、トカマク装置で有効に電流を駆動することはトカマク方式の核融合炉の定常化をする上で重要な課題である。

駆動電流の効果はトカマクの定電流運転のもとに於いてはループ電圧に現われる [11]。この効果を利用して駆動電流を検出するためにスロットアレイアンテナからの異常波の放射方向をかえる、あるいはプラズマ電流の向きをかえるなどの方法によりループ電圧の変化を測定した。

図 2.3.16 に実験でとられた種々の配位を示す。いずれもトカマクプラズマを上から見た図である。図 2.3.16(a) は電子加熱の時の配位であり、プラズマ電流は反時計方向、すなわち電子の

ドリフト方向は時計方向であり、トロイダル磁場の方向は時計方向である。異常波の入射方向を垂直入射に対して図のように $\pm\theta$ であらわす。電子のラーマ回転は磁場に対して右回りであるので、スロットアレイアンテナからの右回り偏波は $-\theta$ 方向で電子と強く結合することが期待される。図 2.3.16 (b)は $I_p$ を時計方向に反転した配位であり、(c)は更にトロイダル磁場 $B_t$ を反時計方向に反転した配位である。(b)と(c)とは、ECH 電流駆動を調べるためにとられた配位である。

ECH 電流駆動の理論 [12,13] によると、駆動電流はプラズマ密度に反比例するので、JFT-2 の実験は低密度の放電条件 $\bar{n}_e=(4\sim 5)\times 10^{18}\text{m}^{-3}$ で行なわれた。

図 2.3.17 に結果を示す。同図(a)は、プラズマ電流 $I_p$ 、硬 X 線強度 HX 及び電子サイクロトロン放射強度 $I_e$ を示したものである。配位は前図(図 2.3.16)の(b)の場合である。このように内側入射の場合には波動の入射方向に電流が駆動される。これは次のように説明される。電子サイクロトロン共鳴条件は(2.1.68)より $n=1$ として

$$\omega = \omega_{ce} = \bar{k} \cdot \bar{v} \quad (2.3.3)$$

と表わされる。ここに $\bar{v}$ は電子の速度である。電子サイクロトロン共鳴層の高磁場側では波動の角周波数 $\omega$ は常にその場所の電子サイクロトロン周波数 $\omega_{ce}$ より小さいので、上式の左辺は負すなわち $\omega - \omega_{ce} < 0$ であるので、 $\bar{k} \cdot \bar{v} < 0$ すなわち $\bar{k}$ と $\bar{v}$ が逆方向の時に条件がみたされ波動と電子との結合が起きる。それに対して低磁場側では、 $\omega - \omega_{ce} > 0$ であるので、 $\bar{k} \cdot \bar{v} > 0$ すなわち $\bar{k}$ と $\bar{v}$ とが同方向の時に結合が起きる。すなわち、電子サイクロトロン共鳴の高磁場側と低磁場側とでは波動は逆方向にドリフトする電子と結合することになる。両側で同じだけ結合すれば差引き正味の電流は流れないわけであるが、波動の電子サイクロトロン共鳴層での減衰(吸収)が大きい場合には片側での吸収が大きくなり差引きしてもおつりがきて駆動電流となる。この実験の場合、図に示されるように異常波はトラス内側から入射されるので $\bar{k}$ と $\bar{v}$ とが逆方向の場合( $\bar{k}$ が $-\theta$ 方向)にプラズマ電流が増える向きに電流駆動される。 $\bar{k}$ が $+\theta$ 方向の場合には波動は逆方向にドリフトする電子と結合するためにプラズマ電流と逆方向に電流駆動する。さて図 2.3.17 に示されるように ECH を電流駆動方向に( $-\theta = -42$ 度)印加することにより(ECH 有りを実線、ECH 無しを破線で表わす)プラズマ電流はわずかに増え、硬 X 線は減少する。また電子サイクロトロン放射強度 $I_e$ は増加する。硬 X 線が減少するのは、ループ電圧が ECH の印加により減少するためトロイダル方向の電界が弱まるためであると考えられる。 $I_e$ の増分は反電流駆動の場合(図 2.3.16 の(b)では $k$ は $+\theta$ 方向)の方が電流駆動の場合(同図(b)では $k$ は $-\theta$ 方向)よりも大きい。電子サイクロトロン放射は異常波をモニターしているのでその強度 $I_e$ は磁場に垂直方向の電子エネルギーを反映する。従って必ずしも駆動電流の大きさを意味しない。この反電流駆動(anti-drive)の場合( $k$ が $+\theta$ 方向)は電子のラーマ回転の方向が右回り偏波と結合しない向きであるために電子サイクロトロン共鳴層での異常波の吸収は少ない。おそらく、上ハイブリッド共鳴層でのモード変換による電子バーンシュタイン波が電子と結合したためではないかと推測される。この電流駆動及び反電流駆動の場合のループ電圧の減少値 $-\Delta V_L$ を図 2.3.17 (b)に示す。反電流駆動の場合にはループ電圧は上昇するはずであるが、電子加熱によるループ電圧の減少のために結果としてループ電圧は減少する。しかし、図に示されているように、電流駆動の場合と反電流駆動の場合とでは $-\Delta V_L$ の値に図に示

されるような差があった。ここで  $\theta = 0$  の電流駆動無しの場合の  $-\Delta V_L$  も比較されている。すなわち、電流駆動かつ電子加熱の場合のループ電圧の減少値は他の場合に比べて約 0.1 V 大きい。図 2.3.17 (c)には他の反電流駆動の場合 (図 2.3.16 (a)) で  $\bar{k}$  が  $-\theta = -42$  度、破線) との電流駆動の場合 (同図(b)で  $\bar{k}$  が  $-\theta = -42$  度) の  $V_L$  の時間変化を示す。この場合も電流駆動の場合に  $-\Delta V_L$  が約 0.1 V 大きい。

ここで簡単なモデルにより駆動電流値の評価をする。図 2.3.18 (a)のように、プラズマループ、ループ電圧測定用のワンターンループ、ジュールコイル及び鉄芯よりなる系を考える。プラズマループをつらぬく磁束  $\phi_p$  及びワンターンループをつらぬく磁束  $\phi_t$  は

$$\phi_p = L_p I_p + M_{jp} I_j \quad (2.3.4)$$

$$\phi_t = M_{jt} I_t + M_{pt} I_p \quad (2.3.5)$$

と表わされる。ここに、 $L_p$  はプラズマの自己インダクタンス、 $M_{jp}$  はジュールコイルとプラズマループとの相互インダクタンス、 $I_j$  はジュールコイル電流、 $M_{jt}$  はジュールコイルとワンターンループとの相互インダクタンス、そして  $M_{pt}$  はプラズマループとワンターンループとの相互インダクタンスである。これらの式を時間微分することによりプラズマ電圧  $V_p$  及びループ電圧  $V_L$  が次式のように求まる。

$$V_p = -\dot{\phi}_p = -L_p \dot{I}_p - M_{jp} \dot{I}_j = R_p (I_p - I_{rf}) \quad (2.3.6)$$

$$V_L = -\dot{\phi}_t = -M_{jt} \dot{I}_j - M_{pt} \dot{I}_p \quad (2.3.7)$$

ここで、各相互インダクタンス及びプラズマの自己インダクタンス  $L_p$  は時間不変と仮定した。また、プラズマループは図 2.3.18 (b)のような等価回路でモデル化できるとする。すなわち、ECH によるプラズマ電流駆動源は定電流源で表わすことができると仮定する。この等価回路により式 (2.3.6) の右辺が得る。 $M_{jp} \sim M_{jt}$  を用い (2.3.6), (2.3.7) から  $\dot{I}_j$  の項を消去することによりループ電圧  $V_L$  は

$$V_L = R_p (I_p - I_{rf}) + (L_p - M_{pt}) \dot{I}_p \quad (2.3.8)$$

と求まる。実験に於いてはプラズマ電流は定電流運転されるので  $\dot{I}_p = 0$ 、 $I_p(0) = I_p(t)$  であるため (2.3.8) 式より駆動電流  $I_{rf}$  は次式のように求まる。

$$I_{rf} = -\frac{\Delta V_L}{V_L} I_p \quad (2.3.9)$$

すなわち  $I_{rf}$  は  $-\Delta V_L$  に比例することになる。

このモデルにより実験結果からの駆動電流の評価を試みる。電流の駆動の場合の  $\Delta V_L$  と反電流駆動の場合の  $\Delta V_L$  との差は 0.1 V であるから、両場合の電子加熱による  $\Delta V_L$  が等しいと仮定すれば、電流駆動によるループ電圧減少は  $0.1 / 2 = 0.05$  v である。 $I_p = 75$  kA、 $V_L(t) = 1.0$  V であることから、(2.3.9) 式を用いて  $I_{rf} \sim 4$  kA となる。しかしながら、この 0.1 V の差は  $\Delta V_L$  の大きさ 0.1 ~ 0.3 V に比較して十分に有意であるとはいえず、電子加熱の強さの違いの可能性を否定することはできない。従って、駆動電流値は 4 kA 以上ではないというのが結論であるといえる。すなわち駆動効率は  $4 \text{ kA} / 85 \text{ kW} = 0.05 \text{ kA/kW}$  以下である。

JFT-2M トカマクでは、高速電子との結合により ECH による電流駆動がはっきりと見出された。これについては 2.6.3 (2) 節に述べる。

## 2.3.3 議 論

## (1) 電子サイクロトロン周波数の波動（基本波）の遮断密度

プラズマ中の遮断領域あるいは共鳴領域は2.1節及び2.2節で述べたように、冷たいプラズマの分散関係式から求めることができる。すなわち、(2.1.34)式及び(2.1.35)式から遮断及び共鳴は、 $P=0$ （プラズマ周波数の遮断）、 $R=0$ （右回り偏波の遮断）、 $L=0$ （左回り偏波の遮断）、 $\text{Stan}^2\theta+P=0$ （上ハイブリッド共鳴）等の条件から求められる。また、 $n$ 倍高調波電子サイクロトロン共鳴層は(2.1.68)式から、 $\omega=n\omega_{ce}$ という関係式をみだす。

これらの関係式を、波動の近接性の良い低密度  $n_{e0}=0.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の場合と近接性の悪い高密度  $n_{e0}=2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の場合について数値計算により解き、遮断及び共鳴領域を求めた（図2.3.19）。密度の分布形はECH実験時の測定結果（図2.3.9）に合わせて、指数  $\nu_n=2.0$  とした。すなわち、 $n_e(r)=n_{e0}(1-a^2/r^2)^2$  である。図はプラズマのポロイダル断面を表わし、遮断領域は黒く塗りつぶした領域で示されている。周波数は  $f=28 \text{ GHz}$ 、かつ、電子サイクロトロン共鳴層 ( $f_{ce}$  を付す) がプラズマ中心にある場合である。図の(a)(b)で示されるように基本周波数の異常波の遮断領域はどんな密度でもトカマクの低磁場側に存在する。従って低磁場側からの異常波の電子サイクロトロン共鳴層への近接性は無い。高密度に於いては、左回り偏波の遮断領域 ( $f_L$  を付す) がプラズマの中心部から現われてくる（図の(b)）。一方、正常波の場合は低密度では遮断領域は無く近接性は良いが（図の(c)）、高密度になるとプラズマの中心部からプラズマ周波数 ( $f_p$  を付す) の遮断領域が現われてくる（図の(d)）。実験において異常波の  $f_R$  と  $f_{UH}$  に囲まれた遮断領域が確かめられた。スロットアレイアンテナに面し、低磁場側の真空容器壁に設置されたホーンによるマイクロ波を受信した。その結果、水平方向に偏波した電界成分（正常波成分）は約30%の減衰があるのみであったが、垂直方向に偏波した電界成分（異常波成分）は非常に強く減衰した。

電子サイクロトロン共鳴層への近接性は、2.2節の(2.2.17)式及び図2.2.2からわかるように、基本波 ( $n=1$ ) に対しては

$$\begin{aligned} \text{異常波 } (\omega_{pe}/\omega)^2 &\leq \begin{cases} 2(1-n_{\parallel}^2) & (n_{\parallel}^2 \leq 1/3) \\ 1+(1-n_{\parallel}^2)^2/4n_{\parallel}^2 & (n_{\parallel}^2 > 1/3) \end{cases} \\ \text{正常波 } (\omega_{pe}/\omega)^2 &\leq \begin{cases} 1 & (n_{\parallel}^2 \leq 1/2) \\ 2(1-n_{\parallel}^2) & (n_{\parallel}^2 > 1/2) \end{cases} \end{aligned} \quad (2.3.10)$$

で表わされる。上式から周波数  $f=28 \text{ GHz}$  として求まる遮断密度  $n_e$  を図2.3.20に示す。垂直伝播 ( $n_{\parallel}=0$ ) に対しては、異常波の遮断密度は正常波の遮断密度の二倍であるが、 $n_{\parallel}$  が大きくなる（平行伝播に近づく）につれて、遮断密度は減少する。

図中に、実験でプラズマ中心の電子温度が観測されなくなった密度を丸印（異常波●、正常波○）で示す。正常波については、その密度は  $n_{e0}=1.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  である。計算によると、 $n_{e0} \geq 1.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の電子密度で正常波に対する遮断領域の大きさはマイクロ波ビーム幅（約9 cm）よりも大きくなる。従って、この密度以上ではビームは遮断層  $f_p$  とトカマク真空容器壁の間で何度か反射を繰返した後に周辺部の電子サイクロトロン共鳴層で吸収されることになる。従ってプラズマ中心部への正常波によるパワー付与は無いはずである。しかしながら、図2.3.12(a)の実験結果によると  $n_{e0}=1.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  に於いても有意な中心電子温度上昇（ $\sim 150$

eV) がある。この理由としては正常波の真空容器壁面の凹凸での反射による異常波成分の生成が挙げられる。異常波は以下に述べるように、この密度においても高磁場側からの電子サイクロトロン共鳴層への近接性がある。

一方、異常波による加熱の場合には図 2.3.20 に示されるようなプラズマ中心部の遮断密度以上の密度では中心部の電子温度上昇は殆ど無い。しかしながら、計算によると  $f_L$  の遮断領域の大きさは  $n_0 = 1.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  に於いてもなおビーム幅より小さい。その上、図 2.3.12 (a) に示されるように遮断密度以下の密度でも異常波によるプラズマ中心の加熱率は密度とともに落ちてきている。これは後に計算で示すように、電子サイクロトロン共鳴層での異常波の吸収率が遮断密度近傍で急激に小さくなっていくためであると考えられる。これが遮断密度近傍以上の密度で異常波による加熱率が落ちていく理由であると考えられる。また、異常波による加熱に於いて屈折率  $n_{\parallel}$  が大きい場合に (図 2.3.11)、プラズマ中心部の加熱率が落ちていくのも、図 2.3.20 で示されるように、 $n_{\parallel}$  とともに遮断密度が小さくなっていくことが一因であると考えられる。

(2) 加熱効率と蓄積エネルギー

この節では、実験で測定された電子温度分布  $T_e(r)$  と電子密度分布  $n_e(r)$  とから運動論的な (kinetic) 蓄積エネルギー  $W_e$  を求め ECH による加熱効率を評価する。ここで、分布はプラズマの境界 ( $r=a=0.25 \text{ m}$ ) まで完全に測定することは、レーザー散乱光の強度が小さくなり不可能であったので、従来良く用いられている放物型分布が良く当てはまるという仮定を置く。なお、分布はジュール加熱のみのベースプラズマに対しては  $r/a=0.6$  まで、ECH 印加中は  $r/a=0.4$  まで測定されているが、実際、ECH 実験結果によると図 2.3.9 に示されるような指数をもつ放物分布関数形が当てはまる。すなわち、 $T_e(r) = T_{e0} (1 - r^2/a^2)^{\nu_T}$ 、 $n_e(r) = n_{e0} (1 - r^2/a^2)^{\nu_n}$  という分布形である。

さて、電子成分のパワーバランスの式は、電子の蓄積エネルギーを  $W_e$  で表わすと

$$\frac{dW_{e,j}}{dt} = P_j - \frac{W_{e,j}}{\tau_{E,j}} \quad (\text{ジュール加熱のみ}) \quad (2.3.11)$$

$$\frac{dW_{e,rf}}{dt} = P_j + \eta P_{rf} - \frac{W_{e,rf}}{\tau_{E,rf}} \quad (\text{ECH有り}) \quad (2.3.12)$$

となる。ここで添字  $j$  はジュールプラズマを表わし、 $rf$  は ECH 加熱プラズマを表わす。すなわち、 $P_j$  はジュールパワー、 $P_{rf}$  は  $rf$  入射パワー、 $\tau_{E,j}$  はジュールプラズマのエネルギー閉込め時間、 $\tau_{E,rf}$  は ECH プラズマのエネルギー閉込め時間を表わす。 $\eta$  は加熱効率である。すなわち入射パワー  $P_{rf}$  のうちの  $\eta$  の割合がプラズマの中心付近の加熱に寄与したとする。 $W_e$  の定常値 (すなわち  $d/dt = 0$ ) を考え、両式の損失項 ( $\tau_E$  を含む項) を移項して一方の式を他方で割り  $\eta$  を求めると

$$\eta = \frac{W_{e,rf} \tau_{E,e,j} P_j}{W_{e,j} \tau_{E,e,rf} P_{rf}} - \frac{P_{j,rf}}{P_{rf}} \quad (2.3.13)$$

となる。 $W_e$  を  $T_e(r)$ 、 $n_e(r)$  を用いて表わすと

$$W_e = \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{3}{2} n_e(r) T_e(r) r dr d\theta \times 2\pi R = \frac{3\pi^2 R a^2 n_{e0} T_{e0}}{\nu_n + \nu_T + 1} \quad (2.3.14)$$

となる。これを (2.3.13) 式に代入し、エネルギー閉込め時間がプラズマ密度に比例すると仮定すると、加熱効率  $\eta$  は電子温度の中心値  $T_{e0}$  と分布の指数  $\nu_T, \nu_n$  を用いて次のように表わせる。

$$\eta = \frac{T_{e0,rf}(\nu_{n,i} + \nu_{T,i} + 1)P_j}{T_{e0,j}(\nu_{n,rf} + \nu_{T,rf} + 1)P_{rf}} - \frac{P_{j,rf}}{P_{rf}} \quad (2.3.15)$$

ここでジュール加熱時は  $\tau_e$  が  $\bar{n}_e$  に比例する。また、ECH 時でも  $\tau_e$  が  $\bar{n}_e$  に比例するという点については、ソビエト連邦の T-10 トカマクに於いて確認されている [15]。

JFT-2 トカマクの ECH 実験で測定された  $\nu_T$  と (2.3.15) 式から求めた  $\eta$  を図 2.3.21 に示す。異常波の加熱に対しては  $\eta = 86\%$  ( $\bar{n}_e = 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , 黒三角), 正常波による加熱に対しては  $\eta = 61\%$  ( $\bar{n}_e = 8.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , 黒丸) であった。

さらに、電子温度分布が得られなかったケースについても、 $T_{e0}$  とループ電圧  $V_L$  とから電子温度の分布の指数  $\nu_T$  を推定し、(2.3.15) 式から加熱効率  $\eta$  をもとめてみる。

プラズマの抵抗率  $\eta_{\parallel}$  ( $\Omega \cdot \text{m}$ ) は、捕捉粒子と不純物の効果も考慮して

$$\eta_{\parallel} = \frac{m_e \nu_e}{n_e e^2} G(Z_{\text{eff}}) H(\nu_{*e}) \quad (2.3.16)$$

と書き表わせる [16]。ここに、 $m_e$  は電子の質量、 $\nu_e$  は電子の衝突周波数、 $e$  は電子の電荷である。G は実効電荷数  $Z_{\text{eff}}$  の関数で

$$G(Z_{\text{eff}}) = \frac{Z_{\text{eff}}(2.67 + Z_{\text{eff}})}{3.4(1.13 + Z_{\text{eff}})} \quad (2.3.17)$$

と表わせる。また、H は電子の衝突パラメータ  $\nu_{*e}$  の関数である。

$$H(\nu_{*e}) = \frac{1}{\{1 - f_T / (1 + \xi \nu_{*e})\} \{1 - C_R f_T / (1 + \xi \nu_{*e})\}} \quad (2.3.18)$$

但し、

$$\nu_{*e} = \sqrt{2} \varepsilon^{-\frac{3}{2}} R_0 q \nu_e / v_{th} \quad (2.3.19)$$

で、 $\varepsilon = r/R$ ,  $q$  は安全係数、 $v_{th}$  は電子熱速度である。さらに

$$\nu_e = 6.3 \times 10^9 Z_{\text{eff}} T_e^{-\frac{3}{2}} (\text{eV}) \left( \frac{n_e}{10^{20}} \right) \quad (2.3.20)$$

$$f_T(\varepsilon) = 1 - \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\sqrt{(1 - \varepsilon^2)(1 + 1.46\sqrt{\varepsilon})}} \quad (2.3.21)$$

$$\xi(Z_{\text{eff}}) = 0.58 + 0.20 Z_{\text{eff}} \quad (2.3.22)$$

$$C_R(Z_{\text{eff}}) = \frac{0.56(3.0 - Z_{\text{eff}})}{Z_{\text{eff}}(3.0 + Z_{\text{eff}})} \quad (2.3.23)$$

である。このプラズマの抵抗率  $\eta_{\parallel}$  の断面平均  $\langle \eta_{\parallel} \rangle$  を用いると、ループ電圧  $V_L$  の抵抗成分 (resistive part) は

$$V_L = R_p I_p = \langle \eta_{\parallel} \rangle \frac{L}{S} I_p = \langle \eta_{\parallel} \rangle 2R_0 I_p / a^2 \quad (2.3.24)$$

と表わされる。但し、L はプラズマの長さ、S はプラズマの断面積を表わす。

次に、 $V_L$  の誘導成分 (inductive part) を評価する。誘導成分は (2.3.1) 式から  $\frac{d}{dt} (L_p I_p)$  であるが、正確には、(2.3.8) 式で表わされるように  $M_{pi}$  の効果があり  $M_{pi}/L_p = d$  とすると

$$\frac{d}{dt} \{L_p(1-d)I_p\} \quad (2.3.25)$$

で表わされる。プラズマの安定化シェルのシェル効果が完全に効く場合には、プラズマ電流の作る磁束はワンターンループと鎖交せず相互インダクタンス  $M_{pi}$  は 0 である。すなわち、 $d=0$  となり、(2.3.1) 式のようになる。さて、JFT-2 トカマクの場合は安定化シェルを持たないので  $d$  は 0 ではない。また、ワンターンループはプラズマ表面に巻かれていないで真空容器の外側に巻かれているので  $M_{pi}$  はプラズマの外部インダクタンスと等しいわけでもない。もう少し詳しく考察してみよう。

プラズマの自己インダクタンス  $L_p$  は、内部インダクタンス  $L_{pi}$  と外部インダクタンス  $L_{pe}$  とに分けられる。すなわち、

$$L_p = L_{pi} + L_{pe} \quad (2.3.26)$$

ここに、

$$L_{pi} = \frac{\mu R}{2} I_i \quad (2.3.27)$$

$$L_{pe} = R\mu \{ \ln(8R/a) - 2 \} \quad (2.3.28)$$

である [17, 18]。但し、

$$I_i = \frac{\overline{B_\omega^2}}{B_a^2} = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a \int_0^{2\pi} B_\omega^2(\rho, \omega) \rho d\omega d\rho \quad (2.3.29)$$

$$= \frac{4\pi}{\mu} \times \{ \text{プラズマ単位長さあたりの内部自己インダクタンス} \} \quad (2.3.30)$$

である。ここに、 $B_a$  は  $r=a$  (プラズマ半径) に於ける磁場成分の大きさ、 $B_\omega$  はプラズマ断面を極座標  $(\rho, \omega)$  で表わしたときの角度方向の磁場成分の大きさを表わす。ワンターンループがプラズマ表面にある場合には、 $L_{pe}$  による磁束はすべてワンターンループと鎖交するので  $M_{pi} = L_{pe}$ 、従って (2.3.8) 式の  $L_p - M_{pi}$  は内部インダクタンス  $L_{pi}$  分のみとなる。JFT-2 トカマクのワンターンループは真空容器上にあるので  $L_{pe}$  の作る磁束のうちワンターンループと鎖交しない部分があるが、JFT-2 は鉄芯をもつために  $L_{pe}$  の作る磁束の大部分はワンターンループと鎖交すると考えられる。すなわち、 $M_{pi}/L_{pe} = d'$  とすると、 $d' \sim 1$  である。ループ電圧のインダクタンス成分は

$$\frac{d}{dt} \{ (L_{pi} + L_{pe}(1-d')) I_p \} \quad (2.3.31)$$

となる。ここで JFT-2 プラズマの  $L_{pi}$  を計算する。 $R = 0.9$  m,  $\mu \sim \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  H/m,  $I_i = (1 \sim 2)$  とすると (2.3.27) 式より、 $L_{pi} = (0.57 \sim 1.1) \mu\text{H}$  となる。 $L_{pe}$  は (2.3.28) 式より  $L_{pe} = 1.5 \mu\text{H}$  となる。

さて、ループ電圧のインダクタンス成分は、プラズマ主半径  $R$  の変化、 $I_i$  の変化による  $L_{pi}$  の変化率あるいは  $L_{pe}$  の変化率及びプラズマ電流の変化率により生ずる。ECH 加熱時のプラズマ

変位速度 $\dot{R}$ は $\dot{R} \leq 0.005 \text{ m} / 0.02 \text{ s} = 0.25 \text{ m/s}$ である。また、 $l_i$ の変化率は Spitzer 抵抗 (2.3.2) を仮定し次のように推定できる。すなわち、プラズマ中のトロイダル電界を一様と仮定すると電流密度分布は、電子温度分布の指数 $\nu_T$ を用いて

$$j(r) = j(0) (1 - r^2/a^2)^{\frac{3}{2}\nu_T} \quad (2.3.32)$$

と表わせる。一様な電子温度分布に対しては、 $\nu_T = 0$ であり、(2.3.29) 式から  $l_i = 0.5$  となる。ジュールプラズマは  $\nu_T = 2.0$  であるので、 $l_i = 1.4$  となる。 $\nu_T = 4$  に対しては  $l_i = 1.9$  となる。すなわち、 $\nu_T$  の 2 から 4 の変化に対し、 $l_i$  の変化  $\Delta l_i = 0.5$  である。この  $l_i$  の変化に要する時間、すなわち  $j(r)$  の変化の特性的な時間は、磁場の拡散 (あるいは浸み込み) 時間  $\tau_d \sim \mu L^2 / \eta_e$  である。ここに、 $L$  はプラズマの特性長さである。 $\eta_e$  として (2.3.2) を用い、 $Z = 2$  とすると  $L = 0.2 \text{ m}$  に対して、 $\tau_d$  は電子温度  $T_e = 1 \text{ keV}$  のとき  $0.8 \text{ s}$ 、 $0.4 \text{ keV}$  のとき  $0.2 \text{ s}$  となる。これらの値を用いると、

$$\begin{aligned} \dot{L}_{pi} \dot{I}_p &= \dot{L}_{pi} \dot{I}_p + L_{pi} \dot{I}_p \\ &= \frac{\mu}{2} I_p (\dot{R} l_i + R \dot{l}_i) + L_{pi} \dot{I}_p \\ &= \frac{1}{2} 4\pi \times 10^{-7} (\text{H/m}) \times 75 \times 10^3 (\text{A}) \{0.25 (\text{m/s}) \\ &\quad \times 1.4 + 0.9 (\text{m}) \times 0.5 / 0.2 (\text{s})\} + 0.8 \times 10^{-6} (\text{H}) \times 500 (\text{A}) / 0.02 (\text{s}) \\ &= 0.12 + 0.02 = 0.14 (\text{V}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{L}_{pe} \dot{I}_p &= \dot{L}_{pe} \dot{I}_p + L_{pe} \dot{I}_p \\ &= \dot{R} \mu \{ \ln(8R/a) - 2 \} I_p + L_{pe} \dot{I}_p \\ &= 0.25 (\text{m/s}) \times 4\pi \times 10^{-7} (\text{H/m}) \times \{ \ln(8 \times 0.9 / 0.25 (\text{m})) - 2 \} \\ &\quad \times 75 \times 10^3 (\text{A}) + 1.5 \times 10^{-6} (\text{H}) \times 500 (\text{A}) / 0.02 (\text{s}) \\ &= 0.03 + 0.04 = 0.07 (\text{V}) \end{aligned}$$

以上より、 $d' = 1.0 \sim 0.7$  に対して (2.3.31) 式で表わされるループ電圧のインダクタンス成分は  $0.14 \sim 0.16 \text{ V}$  以下となり観測されたループ電圧の減少値  $-0.2 \sim -0.5 \text{ V}$  に比べて小さいので ( $0.14 \sim 0.16 \text{ V}$  は電子温度が最もピークする場合についての評価である。ちなみにこの場合はループ電圧の減少値は  $-0.4 \text{ V}$  である。他の場合にはインダクタンスの成分は小さくなり  $0.05 \text{ V}$  程度である。) 簡単のために ECH パルスの切れる時点でのループ電圧  $V_L$  は抵抗成分のみによると近似する。すなわち、 $V_L$  は (2.3.24) 式で表わされるとする。ループ電圧のインダクタンス成分の寄与は  $V_L$  の誤差として考慮する。以上の仮定のもとに、rf 有りのループ電圧  $V_{L,rf}$  と rf 無しのループ電圧  $V_{L,j}$  との比は、

$$\frac{V_{L,rf}}{V_{L,j}} = \alpha \left( \frac{T_{e0,j}}{T_{e0,rf}} \right)^{3/2}, \quad (2.3.33)$$

ここに

$$\alpha = \frac{\langle G(Z_{\text{eff}}) H(\nu_{*c}) \rangle_{rf} \left( \frac{3}{2} \nu_{T,rf} + 1 \right)}{\langle G(Z_{\text{eff}}) H(\nu_{*e}) \rangle_j \left( \frac{3}{2} \nu_{T,j} + 1 \right)} \quad (2.3.34)$$

である。 $V_{L,rf}$ 、 $V_{L,j}$ 、 $T_{e0,j}$ 、 $T_{e0,rf}$  に測定値を入れると (2.3.33) 式より  $\alpha$  の値が得られる。この値



を用いて (2.3.34) 式から  $\nu_{T,rf}$  を求める。 $\nu_{T,rf}$  がわかれば, (2.3.15) 式から加熱効率  $\eta$  が求められる。

さて,  $G$  は  $1 \leq Z_{eff} \leq 6$  で,  $Z_{eff}$  のほぼ直線的な関数である (図 2.3.22 (a))。従って,  $G$  の比はほぼ  $Z_{eff}$  の比に等しい。また, 捕捉粒子の寄与を表わす  $H \{ \nu_{*e} (T_e) \}$  の項は  $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の場合, 図 2.3.22 (b) のような電子温度  $T_e$  の関数となる。 $H$  の比を求めるに際してはプラズマの体積平均電子温度  $\langle T_e \rangle$  を用いることにする。ここに

$$\langle T_e \rangle = \frac{\int_0^a \int_0^{2\pi} T_e(r) r dr d\theta}{\pi a^2} = \frac{T_{e0}}{\nu_T + 1} \quad (2.3.35)$$

である。実験結果よりジュールプラズマについては

$$\nu_T = 2, \quad \langle T_e \rangle_j = T_{e0}/3 = 650 \text{ eV}/3 = 218 \text{ eV},$$

また, ECH 有りのプラズマで電子温度の一番上昇する場合については

$$\nu_T = 4, \quad \langle T_e \rangle_{rf} = T_{e0}/5 = 1260 \text{ eV}/5 = 252 \text{ eV},$$

である。従って  $H(\nu_{*e})$  は ECH の有り無しで図 2.3.22 (b) からわかるように, 殆ど変わらないとしてよい。以上の考察より  $\langle GH \rangle$  の rf 有り無しの比は, この実験の場合, 実効電荷数  $Z_{eff}$  の比としてよい。しかしながら,  $Z_{eff}$  の測定はできていないため以下のような推定を行なう。Spitzer 抵抗を仮定すると, ループ電圧から JFT-2 のジュールプラズマの  $Z_{eff}$  はほぼ 2 である。装置の大気作業直後の不純物の多いプラズマでもこの 3 倍程度であり, ECH 時のループ電圧あるいは分光測定による不純物線強度からみて ECH によりそれ程不純物の増大は大きくないことが経験上推定される。従来の分光測定により, JFT-2 では軽不純物の量が  $Z_{eff}$  の値を支配することがわかっている。従ってここでは,  $Z_{eff}$  の比の下限を 1 とし, 上限を酸素 OVI の強度比とし図 2.3.11 の実験結果を用いることとする。これは, 加熱によって電子温度が上がっても放射領域が外側の低温部にずれるだけで放射強度は同じであり, 不純物の個数の増加によってのみ放射強度が増えると考えすることに相当する。

以上のようにして求めた  $\nu_T$  と  $\eta$  を表 2.3.1 ならびに図 2.3.21 に示す。これから, 異常波(X)あるいは正常波(O)による加熱の場合で電子密度の低い波動の近接性の良い場合には電子温度分布  $T_e(r)$  はジュール時よりもピークすることがわかる。電子密度が高くなり波動の電子サイクロトロン共鳴層への近接性が悪くなると  $T_e(r)$  はブロードになる。またパワー付与が周辺部になる  $TE_{02}$  モード加熱の場合には,  $T_e(r)$  はジュール時よりブロードになる。このように ECH のパワー付与分布をかえることにより電子温度分布を制御できることがわかる。なお, この時のプラズマ電流は 75 kA でありプラズマの端での安全係数  $q_a$  は 4.6 である。また, 近接性の良い密度領域では, 異常波による加熱効率は 90 ~ 100%, 正常波と  $TE_{02}$  波による加熱効率は 60 ~ 70% である。この加熱効率に寄与しないパワーは, プラズマの端部あるいは容器壁に吸収されたものと考えられる。次節で述べるように, 異常波の電子サイクロトロン共鳴層での一通過当たりの吸収パワーは正常波のそれに比べて 2 倍以上あることから, 異常波の電子サイクロトロン共鳴層での吸収の大きさが良い加熱効率に寄与していると考えられる。

異常波による加熱では, 図 2.3.12 に示されるようにプラズマ密度が遮断密度に近づくと,  $\Delta$

$T_{e0}$  は小さくなる。しかし、図 2.3.21 の効率  $\eta$  は小さくはない。これは、電子温度の分布が広くなっているためである。この理由としては、電子サイクロトロン共鳴層での吸収が遮断密度付近の密度領域では小さくなり壁での反射の効果が効くためパワーの付与分布が広がること、あるいは、電子サイクロトロン共鳴層での異常波のパワー付与が小さいため相対的に電子バーンシュタイン波による電子サイクロトロン共鳴層から離れた場所でのパワー付与の影響が効き、パワー付与分布が広がるためということが考えられる。

ECH による電子成分の蓄積エネルギーに関してはその増加がみられる。電子成分の蓄積エネルギー  $W_e$  ( $= \frac{3}{2} \int n_e T_e dV$ ,  $V$  はプラズマの体積) の ECH 有りと無しの比は

$$\frac{W_{e,rf}}{W_{e,j}} = 1 + \frac{\Delta W}{W_j} = \frac{n_{e0,rf} T_{e0,rf} (\nu_{n,j} + \nu_{T,j} + 1)}{n_{e0,j} T_{e0,j} (\nu_{n,rf} + \nu_{T,rf} + 1)} \quad (2.3.36)$$

で表わされる。異常波による加熱の場合、 $\bar{n}_e = 7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  のとき  $\Delta W/W = 18\%$  であり、この値はプラズマの平衡に必要な垂直磁場の増分より求めたポロイダルベータ値の増分とほぼ等しい。ECH 印加中は電子温度上昇によるループ電圧の減少のためジュール入力パワーは印加前の 70% となり、また図 2.3.7 に示されるように電子密度の 15~20% の減少がある。これらの原因により蓄積エネルギーの増加が制限されていると考えられる。

(3) 電子サイクロトロン共鳴層での波動の吸収量の計算

本節では電子サイクロトロン共鳴層での波動の吸収量を求める。

(2.1.26) 式を直交座標系 ( $x, y, z$ ) に関する成分を用いて書き直すと次の分散関係式が得られる。

$$\begin{vmatrix} -n_y^2 - n_z^2 + K_{xx} & n_y n_x + K_{xy} & n_z n_x + K_{xz} \\ n_x n_y + K_{yx} & -n_z^2 - n_x^2 + K_{yy} & n_z n_y + K_{yz} \\ n_x n_z + K_{zx} & n_y n_z + K_{zy} & -n_x^2 - n_y^2 + K_{zz} \end{vmatrix} = 0 \quad (2.3.37)$$

ここに、 $n_i$  ( $i=x, y, z$ ) は (2.1.27) 式で定義される屈折率ベクトルの成分であり、 $K_{ij}$  ( $i, j=x, y, z$ ) は (2.1.21) 式で定義される誘電率テンソルの成分である。プラズマ中の波動の吸収については温度効果も考慮する必要がある。冷たいプラズマの近似による誘電率テンソルの成分は (2.1.24) 式に示されているが、これに温度の効果を入れた暖かいプラズマの誘電率テンソルの成分は文献 [19] 及び [20] で計算されている。但し、次の条件を設けている。

- (a) 磁場方向に  $z$  軸をとる。
- (b)  $k_y = 0$  とする。

さらに、ここでは

- (c) 温度の等方性 ( $T_{\parallel} = T_{\perp}$ ) を仮定する。

現実のトカマクの磁場はヘリカルな形状を持つので、この誘電率テンソル成分を用いるためには  $y$  軸、 $x$  軸のとりかたに工夫が必要となる。すなわち  $k_y = 0$  とするために  $y$  軸を波数ベクトル  $\vec{k}$  と  $z$  軸 (磁場方向) とを含む平面 ( $k-z$  平面) に垂直にとる (図 2.1.3)。また、 $x$  軸は  $k-z$  平面内に  $z$  軸と垂直にとる。このような座標系をとることにより、(2.3.37) 式の分散関係式は

$$\begin{vmatrix} -n_{\parallel}^2 + K_{xx} & K_{xy} & n_{\parallel} n_{\perp} K_{xz} \\ K_{yx} & -n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2 + K_{yy} & K_{yz} \\ n_{\perp} n_{\parallel} + K_{zx} & K_{zy} & -n_{\perp}^2 + K_{zz} \end{vmatrix} = 0 \quad (2.3.38)$$

となる。また、誘電率テンソル成分は次式のように計算される。

$$\begin{aligned} K_{xx} &= 1 + \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega k_{\parallel} v_{\alpha}} \frac{e^{-\lambda_{\alpha}}}{\lambda_{\alpha}} \sum_{s=-\infty}^{\infty} s^2 I_s(\lambda_{\alpha}) Z_s \\ K_{xy} &= -K_{yx} = i \sum_{\alpha} \frac{\epsilon_{\alpha} \omega_{p\alpha}^2}{\omega k_{\parallel} v_{\alpha}} e^{-\lambda_{\alpha}} \sum_{s=-\infty}^{\infty} s (I_s - I'_{-s}) Z_s \\ K_{xz} &= -K_{zx} = n_{\perp} n_{\parallel} \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2 \omega}{2k_{\perp}^2 c^2 \omega_{c\alpha}} \frac{e^{-\lambda_{\alpha}}}{\lambda_{\alpha}} \sum_{s=-\infty}^{\infty} s I_s(\lambda_{\alpha}) Z'_s \\ K_{yy} &= K_{xx} + \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega k_{\parallel} v_{\alpha}} 2\lambda_{\alpha} e^{-\lambda_{\alpha}} \left[ (I_0 - I'_0) Z_0 + \sum_{s=1}^{\infty} (I_s - I'_{-s}) \times (Z_s - Z'_{-s}) \right] \\ K_{yz} &= -K_{zy} = -\frac{i}{2} n_{\perp} n_{\parallel} \sum_{\alpha} \frac{\omega \epsilon_{\alpha}}{c^2 k_{\parallel}^2 \omega_{c\alpha}} \omega_{p\alpha}^2 e^{-\lambda_{\alpha}} \left[ (I_0 - I'_0) Z'_0 \right. \\ &\quad \left. + \sum_{s=1}^{\infty} (I_s - I'_{-s}) (Z_s + Z'_{-s}) \right] \\ K_{zz} &= 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{k_{\parallel}^2 v_{\alpha}^2} e^{-\lambda_{\alpha}} \left[ I_0 Z'_0 + \sum_{s=1}^{\infty} I_s \left( \frac{\omega + s\omega_{c\alpha}}{\omega} Z'_s + \frac{\omega - s\omega_{c\alpha}}{\omega} Z'_{-s} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.3.39)$$

ここに、 $\alpha$  は粒子の種類（電子、水素イオン、重水素イオン等）を示す添字であり、また高調波の次数は屈折率の  $n$  と区別するためにここでは  $s$  を用いている。また

$$\begin{aligned} I_s(\lambda) &\equiv \left(\frac{\lambda}{2}\right)^s \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{\lambda}{2}\right)^{2n}}{n! \Gamma(s+n+1)} \quad (s\text{次の変形ベッセル関数, 図2.3.23)} \\ \lambda_{\alpha} &\equiv \frac{k_{\perp}^2 v_{\alpha}^2}{2\omega_{c\alpha}^2} = \frac{k_{\perp}^2 \rho_{\alpha}^2}{2} \quad (\rho_{\alpha}: \alpha\text{種の粒子のラーマ半径} = \frac{v_{\alpha}}{|\omega_{c\alpha}|}) \\ Z_s &\equiv Z(\zeta_s) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-x^2}}{x - \zeta_s} dx \quad (\text{プラズマ分散関数, 図2.3.24}) \\ \zeta_s &= \frac{\omega - s\omega_{c\alpha}}{k_{\parallel} v_{\alpha}} \end{aligned} \quad (2.3.40)$$

$$v_{\alpha}: \alpha \text{ 種の粒子の熱速度} = \sqrt{\frac{\kappa T_{\alpha}}{m_{\alpha}}} \quad (\text{ここに } \kappa \text{ はボルツマン定数})$$

$\epsilon_{\alpha}$ : 電子は  $-1$ , イオンは  $+1$  の値をとる変数

である。なお、ここでダッシュ (') は、独立変数による微分を表わす。また、サイクロトロン周波数  $\omega_{c\alpha}$  は、ここでは (2.1.23) 式の定義の絶対値記号を外したものとする。すなわち、電子は負、イオンは正の値をとるものとする。

(2.3.38) 式の分散関係式は、プラズマの温度、密度、及び波動の周波数が既知とすると、波数ベクトル  $\vec{k}$  に関する複素超越方程式となる。この方程式の解  $k = k' + ik''$  (ここに、 $k'$  は  $k$  の

実部,  $k''$  は  $k$  の虚部を表わす) を求めれば, 波動の吸収パワー  $P_{ab}$  は幾何光学近似を用いて以下のように求めることができる。

まず, Maxwell 方程式のうち (2.1.13) 式と (2.1.18) 式から  $B$  を消去し,  $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ ,  $\vec{j}_{true} = o\vec{E}$  (ただし  $\sigma$  は導電率),  $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$  ((2.1.11) 式で全電荷  $\rho_{tot} = 0$ ) という関係を用いると, 物質中の波動方程式

$$\nabla^2 \vec{E} + \left(1 + \frac{i\sigma}{\epsilon\omega}\right) \mu\epsilon\omega^2 \vec{E} = 0 \quad (2.3.41)$$

が得られる。屈折率を用いて

$$\left(1 + \frac{i\sigma}{\epsilon\omega}\right) \mu\epsilon = \frac{n^2}{c^2} \quad (2.3.42)$$

とおき, (2.1.27) 式の屈折率の定義を用いると, (2.3.41) 式は波数  $k$  を用いて

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (2.3.43)$$

と書き表わせる。この式は電界ベクトル  $\vec{E}$  に関する方程式であり, 次の  $\vec{E}$  の  $x$  成分,  $y$  成分,  $z$  成分に関する 3 方程式と等価である。

$$\begin{cases} \nabla^2 E_x + k^2 E_x = 0 \\ \nabla^2 E_y + k^2 E_y = 0 \\ \nabla^2 E_z + k^2 E_z = 0 \end{cases} \quad (2.3.44)$$

さらに,  $E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}$  についても, 同形の式

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (2.3.45)$$

が, ある仮定のもとに成り立つ。これは以下のように示すことができる。まず, 上式の左辺を  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  で表わし, (2.3.44) 式の関係を用いると

$$\begin{aligned} & \nabla^2 E + k^2 E \\ &= \frac{1}{E^3} \left[ \left( E_x \frac{\partial E_y}{\partial x} - E_y \frac{\partial E_x}{\partial x} \right)^2 + \left( E_x \frac{\partial E_y}{\partial x} - E_y \frac{\partial E_x}{\partial y} \right)^2 + \left( E_x \frac{\partial E_y}{\partial z} - E_y \frac{\partial E_x}{\partial z} \right)^2 \right. \\ &+ \left( E_y \frac{\partial E_z}{\partial x} - E_z \frac{\partial E_y}{\partial x} \right)^2 + \left( E_y \frac{\partial E_z}{\partial y} - E_z \frac{\partial E_y}{\partial y} \right)^2 + \left( E_y \frac{\partial E_z}{\partial z} - E_z \frac{\partial E_y}{\partial z} \right)^2 \\ &+ \left. \left( E_x \frac{\partial E_z}{\partial x} - E_z \frac{\partial E_x}{\partial x} \right)^2 + \left( E_x \frac{\partial E_z}{\partial y} - E_z \frac{\partial E_x}{\partial y} \right)^2 + \left( E_x \frac{\partial E_z}{\partial z} - E_z \frac{\partial E_x}{\partial z} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

となる。従って,  $|E| \gg \left| \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} \right)^2 \right|$ ,  $\left| \left( \frac{\partial E_x}{\partial x} \right)^2 \right|$ , ..., すなわち  $E$  の各成分の変化率が  $E$  の絶対値に比べて小さいときに (2.3.45) 式が成立つ。次に, (2.3.45) 式の解を求める。  $k$  が定数であれば, 平面波  $E \propto \exp \{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)\}$  が解であるが,  $k$  は場所の関数であるので  $E$  として次の形を持つものを求める。

$$E(x, y, z, t) = e^{A(x, y, z) + i\phi(x, y, z) - \omega t} \quad (2.3.46)$$

これを (2.3.45) 式に代入すると

$$E[\nabla^2 A + (\nabla A)^2 - (\nabla \phi)^2 + k^2 + i(\nabla^2 \phi + 2\nabla A \cdot \nabla \phi)] = 0 \quad (2.3.47)$$

となる。  $A(x, y, z)$  は場所のゆるやかな関数とすると (幾何光学近似),  $\nabla^2 A$ ,  $(\nabla A)^2$  の項は無視できて

$$k^2 = (\nabla\phi)^2 \tag{2.3.48}$$

が得られる。これは eikonal 方程式と呼ばれる。これより

$$\bar{k} = \bar{\nabla}\phi \tag{2.3.49}$$

すなわち

$$\phi = \int \bar{k} \cdot d\bar{s} \tag{2.3.50}$$

が得られる。ここで  $d\bar{r}$  を  $d\bar{s}$  と書きかえた。結局、幾何光学近似の電界は

$$E = E_1(x, y, z) e^{i(\bar{k} \cdot d\bar{s} - \omega t)} \tag{2.3.51}$$

で与えられる。

つぎに、この電界をもつ波動のエネルギー束 (J/m<sup>2</sup>s) 及び吸収パワーを求める。Poynting ベクトル  $\bar{P}$  は

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \text{Re}(\bar{E}) \times \text{Re}(\dot{H}) = \frac{1}{\mu} \text{Re}(\bar{E}) \text{Re}(\dot{B}) \\ &= \frac{1}{\mu} \text{Re}(\bar{E}_0 e^{-i\omega t}) \times \text{Re}\left(\frac{1}{i\omega} \bar{\nabla} \times \bar{E}_0 e^{-i\omega t}\right) \end{aligned} \tag{2.3.52}$$

である。ここに Re は実部を表わす。複素数  $\alpha, \beta$  に関する次の関係式

$$\begin{cases} \text{Re}(\alpha) = \frac{1}{2}(\alpha + \alpha^*) \\ (\alpha\beta)^* = \beta^* \alpha^* \end{cases} \quad (\text{ここに } * \text{ は複素共役を表わす})$$

を用い、さらに一周期の時間平均をとる ( $\bar{\quad}$  で表わす) ことにより、 $e^{+2i\omega t}$  を含む項は零となることを用いると Poynting ベクトルの各成分は次式のようになる。

$$\begin{aligned} \bar{P} &= -\frac{1}{4i\omega\mu} [\bar{E}_0 \times (\bar{\nabla} \times \bar{E}_0) - \bar{E}_0 \times (\bar{\nabla} \times \bar{E}_0)] \\ \begin{cases} \bar{P}_x = -\frac{1}{4i\omega\mu} \left[ E_{0y} \frac{\partial E_{0z}^*}{\partial x} + E_{0z} \frac{\partial E_{0x}^*}{\partial x} - E_{0y} \frac{\partial E_{0x}^*}{\partial y} - E_{0z} \frac{\partial E_{0z}^*}{\partial z} - (\text{C. C.}) \right] \\ \bar{P}_y = -\frac{1}{4i\omega\mu} \left[ E_{0z} \frac{\partial E_{0z}^*}{\partial y} + E_{0x} \frac{\partial E_{0x}^*}{\partial y} - E_{0z} \frac{\partial E_{0y}^*}{\partial z} - E_{0x} \frac{\partial E_{0y}^*}{\partial x} - (\text{C. C.}) \right] \\ \bar{P}_z = -\frac{1}{4i\omega\mu} \left[ E_{0x} \frac{\partial E_{0z}^*}{\partial z} + E_{0y} \frac{\partial E_{0y}^*}{\partial z} - E_{0x} \frac{\partial E_{0z}^*}{\partial x} - E_{0y} \frac{\partial E_{0z}^*}{\partial y} - (\text{C. C.}) \right] \end{cases} \end{aligned} \tag{2.3.53}$$

ここで (2.3.41) 式の上の  $\bar{E}_0$  の定義と (2.3.51) 式の E の定義とを比較すると

$$\bar{E} = \begin{pmatrix} E'_{0x} \\ E'_{0y} \\ E'_{0z} \end{pmatrix} e^{i\bar{k} \cdot d\bar{s}} e^{-i\omega t} \quad (E'_{0x}, E'_{0y}, E'_{0z}: \text{実数})$$

としても良い。但し、 $E_1 = \sqrt{E'^2_{0x} + E'^2_{0y} + E'^2_{0z}}$  である。すなわち

$$\begin{aligned} E_{0x} &= E'_{0x} e^{i\bar{k} \cdot d\bar{s}} = E'_{0x} e^{i(\bar{k} \cdot \bar{k}') \cdot d\bar{s}} \\ E_{0x}^* &= E'_{0x} e^{-i\bar{k} \cdot d\bar{s}} = E'_{0x} e^{i(-\bar{k}' - \bar{k}') \cdot d\bar{s}} \end{aligned} \tag{2.3.54}$$

などとなる。 $E_{0y}, E_{0y}^*, E_{0z}, E_{0z}^*$  についても同様な式が成り立つ。ここに、 $(e^*)^* = e^{(i)^*}$  の関係を用いた。この (2.3.54) 式を (2.3.53) 式に代入すると Poynting 束は、結局、

$$\begin{cases} \bar{P}_x = \hat{P}_{x0} e^{-2 \int_0^s \bar{k}' \cdot d\bar{s}} \\ \bar{P}_y = \hat{P}_{y0} e^{-2 \int_0^s \bar{k}' \cdot d\bar{s}} \\ \bar{P}_z = \hat{P}_{z0} e^{-2 \int_0^s \bar{k}' \cdot d\bar{s}} \end{cases} \quad (2.3.55)$$

となる。但し

$$\begin{cases} \hat{P}_{x0} = \frac{1}{2\omega\mu} \{ (E'_{0y} + E'_{0z})k'_x - E'_{0x}E'_{0y}k'_y - E'_{0z}E'_{0x}k'_z \} \\ \hat{P}_{y0} = \frac{1}{2\omega\mu} \{ -E'_{0x}E'_{0y}k'_x + (E'_{0z} + E'_{0x})k'_y - E'_{0y}E'_{0z}k'_z \} \\ \hat{P}_{z0} = \frac{1}{2\omega\mu} \{ -E'_{0z}E'_{0x}k'_x - E'_{0y}E'_{0z}k'_y + (E'_{0x} + E'_{0y})k'_z \} \end{cases} \quad (2.3.56)$$

である。従って、 $(x, y, z) = (0, 0, 0)$  及び  $(x_1, y_1, z_1)$  に於ける Poynting 束は、それぞれ

$$\begin{aligned} \bar{P}(0, 0, 0) &= \hat{P}_0(0, 0, 0) \equiv \hat{P}_0 \\ \bar{P}(x_1, y_1, z_1) &= \hat{P}(x_1, y_1, z_1) e^{-2 \int_0^{s_1} \bar{k}' \cdot d\bar{s}} \end{aligned} \quad (2.3.57)$$

などとなる。 $E'_{0x}, E'_{0y}, E'_{0z}, k'_x, k'_y, k'_z$ 等は、場所について緩変化するものとすれば、あるいは、 $x_1 \sim 0$ 、すなわち電子サイクロトロン共鳴層 ( $k'' > 0$ の場所) の幅が小さい場合には

$$\bar{P}(x, y, z) \sim \bar{P}_0 e^{-2 \int_0^{s_1} \bar{k}' \cdot d\bar{s}}$$

故に、 $(0, 0, 0)$  から  $(x, y, z)$  までの吸収パワー  $P_{ab}$  は、

$$P_{ab} = \bar{P}_0(0, 0, 0) - \bar{P}(x, y, z) = \bar{P}_0(1 - e^{-2 \int_0^{s_1} \bar{k}' \cdot d\bar{s}}) [\text{w/m}^2] \quad (2.3.58)$$

と表わせる。

また、単位体積あたり吸収パワーは、

$$-\frac{d\bar{P}}{ds} = 2k'' \cdot \bar{P}_0 e^{-2 \int_0^s \bar{k}' \cdot d\bar{s}} \quad (2.3.59)$$

となる。

以上のように、プラズマによる波動の吸収パワーを計算するには、波動の軌跡に沿って各場所での波数の虚部  $k''$  を求め、(2.3.58) の積分を行えばよい。 $k''$  は (2.3.38) 式、すなわち展開すると

$$\begin{aligned} D(x, y, z, k_x, k_y, \omega) &= n^2 n_1^2 n_2^2 (K_{zz}^2 + 2K_{xz}) / K_{zz} - n^2 n_1^2 K_{yz}^2 / K_{zz} + n^2 n_2^2 \\ &\quad + n^2 n_1^2 K_{xx} / K_{zz} + n_1^2 n_2^2 K_{xx} K_{yz}^2 / K_{zz} \\ &\quad - n_1^2 n_2^2 (K_{xx} + K_{yy}) \cdot (K_{zz}^2 + 2K_{xz}) / K_{zz} \\ &\quad + 2n^2 n_2^2 K_{xy} K_{yz} (1 + K_{xz}) / K_{zz} - (n^2 + n_2^2) K_{xx} \end{aligned}$$

$$-n_{\parallel}^2 K_{yy} - n_{\perp}^2 (K_{xx}^2 + K_{xy}^2 + K_{xx}K_{yy}) / K_{zz} + (K_{xx}^2 + K_{xy}^2) + K_{xx}K_{yy} = 0 \quad (2.3.60)$$

を  $k_{\perp}$  について解けばよい。これは、各誘電率テンソル  $K_{ij}$  ( $i, j=x, y, z$ ) が (2.3.40) に示されるような超越関数を含むため、複雑な複素超越方程式である。従って、計算機により解を求めた。

座標系としては、図 2.3.25 に示すような擬トロイダル座標系 ( $\rho, \theta, \phi$ ) をとる。ヘリカルな磁力線と  $z$  方向とのなす角を  $\alpha$  で表わすと、 $(k_{\parallel}, k_{\perp})$  と  $(k_x, k_y, k_{\theta})$  との関係は

$$k_{\parallel} = k_{\theta} \cos \alpha - k_x \sin \theta \sin \alpha + k_y \cos \theta \sin \alpha \quad (2.3.61)$$

$$k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2 - \sin^2 \alpha (k_x \sin \theta - k_y \cos \theta) + k_{\theta}^2 \sin^2 \alpha + k_{\theta} \sin 2\alpha (k_x \sin \theta - k_y \cos \theta) \quad (2.3.62)$$

$$\alpha = \tan^{-1}(B_{\theta}/B_z) \quad (2.3.63)$$

となる (図 2.3.26)。ポロイダル磁場は次の形で与える。

$$B_{\theta} = \frac{rB_0}{R_0q_0} \left\{ 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 \left( 1 - \frac{q_0}{q_s} \right) \right\} \quad (2.3.64)$$

ここに、 $q_0$  はプラズマ中心の安全係数、 $q_s$  はプラズマ表面の安全係数である。

波動はプラズマの外にあるアンテナから放射されプラズマ中を伝播し電子サイクロトロン共鳴層に到達しそのパワーの一部が吸収され、さらに電子サイクロトロン共鳴層をつきぬけて伝播してゆく。幾何光学近似でのこの波動の軌跡 (ray という) は、次の方程式から求まる [19 ~ 22]。

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \left( \frac{\partial D}{\partial \vec{r}} \right) / \left( \frac{\partial D}{\partial \omega} \right) \quad \frac{d\vec{r}}{dt} = \left( \frac{\partial D}{\partial \vec{k}} \right) / \left( \frac{\partial D}{\partial \omega} \right) \quad (2.3.65)$$

プラズマパラメタ (温度、密度) は、 $\phi$  方向には一様 (磁気面上では一定であるため) であるから、上式の中で  $\frac{\partial D}{\partial \phi} = 0$ 、すなわち

$$\frac{dk_{\phi}}{dt} = 0, k_{\phi}: \text{一定} \quad (2.3.66)$$

である。また、ray の出発点はプラズマ周辺の低温、低密度領域かつ電子サイクロトロン共鳴層の外であるので、(2.3.60) 式の  $k_{\perp}$  の初期値の guess は、冷たいプラズマの分散式 (2.2.2) から求めた値 ( $k_{\perp}$  の虚部 = 0) を用いて、(2.3.60) をイテレーションし、 $k_{\perp}$  の厳密解をもとめる。なお、プラズマの温度、密度の分布は、放物形分布 (図 2.3.9) とした。

このようにして求めた JFT-2 トカマクでの異常波 (X 波) および正常波 (O 波) の電子サイクロトロン共鳴層の一通過当りの吸収率の屈折率 ( $n_{\parallel}$ ) およびプラズマ密度依存性を図 2.3.27 に示す。X 波は  $n_{\parallel}$  が大きくなるほど、吸収率が大きくなるが O 波はその逆であることがわかる。また X 波は  $15 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の密度まで吸収がおきるが、O 波は  $10 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  以上では吸収が無い。これらの密度は、各モードの遮断密度に相当する。

また、X 波の内側励起の場合の  $k_{\perp}$  の実部および虚部のプラズマ中を伝播していくときの変化の様子を図 2.3.28 に示す (これは、図 2.3.19 (a) のような場合である)。位置は JFT-2 プラズ

マの小半径  $a (= 25 \text{ cm})$  で規格化してある。電子サイクロトロン共鳴層の位置を C. R., 上ハイブリッド共鳴層の位置を U. H. R で示している。 $k_{\perp}$  の実部 (波数を表わす) は, 電子サイクロトロン共鳴層に近付くにつれ減少していくが, 上ハイブリッド共鳴層に近付くにつれ急激に増大していく。この場合, 電子サイクロトロン共鳴層の半値幅は約  $3.5 \text{ cm}$  であり ( $k_{\perp}$  の虚部), 一通過あたりの電子サイクロトロン共鳴層での波動の吸収率は, 約  $40\%$  である (以上, 図の (a))。

波動はさらに残りの (60% 分) パワーをもち, 上ハイブリッド共鳴層に近付く。波数は  $10000 / \text{m}$  くらいまで大きくなり (図の (b)), 静電波である電子バーンシュタイン波にモード変換する [23 ~ 25]。電子バーンシュタイン波の分散関係式は近似的に

$$k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2 + \frac{2\omega_{pe}^2}{v^2} \sum_s \left\{ 1 + \frac{\omega - k_{\parallel} v_s}{k_{\parallel} v_s} Z(\xi) \right\} e^{-\lambda_s} = 0 \quad (2.3.67)$$

と表わせる [19]。この波動は, プラズマ中心部に伝播していき, 電子サイクロトロン共鳴層のすそでも非常に強く吸収され, ほぼ  $100\%$  の吸収率である (図の (b))。

この計算コードにより, JFT-2 で電子サイクロトロン共鳴層の位置を変えた場合の実験時 (図 2.3.14) の波動のパワー吸収を計算した (図 2.3.29)。図のように,  $B_0 = 0.93 \text{ T}$  の場合には, 電子バーンシュタイン波のパワー付与がプラズマ中心部でおきる。それに比べ,  $B_0 = 1.07 \text{ T}$  の場合には, 電子バーンシュタイン波のパワー付与は  $r = 10 \text{ cm}$  より外側でおきる。従って,  $B_0 = 0.93 \text{ T}$  の場合に, 図 2.3.14 (a) に示されるように, 中心電子温度の上昇が大きいのは, このような, 電子バーンシュタイン波のピークしたパワー付与, およびそれに伴う少ない不純物量に起因すると考えられる。

#### 2.3.4 本節のまとめ

本節では, JFT-2 トカマクでの  $28 \text{ GHz}$  基本波による電子サイクロトロン加熱実験の実験結果とその解析結果についてまとめた。波動の偏波と入射角を最適化した結果, 効率のよい電子加熱 ( $7 \text{ eV/kW}$ ) を得ることができ, モードの違いによる加熱効果および予備電離について基本的特性を明らかにできた。また, 吸収の大きな条件 (偏波, 入射角) で, かつビームの広がり of 小さな波動を入射することが効率のよい加熱につながることを確認するとともに, 電子サイクロトロン加熱では技術的にもそれが可能であることを示した。また, 実験結果より, 電磁波モード (異常波, 正常波) のみでなく, 静電波 (電子バーンシュタイン波) も加熱に関与していることを見出した。このモード変換の解析のための計算コードを作成し, 電磁波モードおよび静電波モードによる電子サイクロトロン共鳴層でのパワーの吸収を求めることができた。この解析結果により, 静電波モードを考慮することによって, JFT-2 の実験結果は, 理論的予測と合致することを示した。



表 2.3.1 各モードでの加熱効率  $\eta_0$

mode	$\bar{n}_e$ ( $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ )	$V_{L,j}$ (V)	$V_L$ (V)	$T_{e0,j}$ (eV)	$T_{e0,rf}$ (eV)	$\nu_{T,rf}$	$\alpha$	$\frac{\langle GH \rangle_{rf}}{\langle GH \rangle_j}$	$\nu'_{T,rf}$	$\eta$ (%)
X	5	1.36	-0.22	670	910	-	1.2-1.3	1.1-1.2	2.0-2.6	44-62
	7	1.43	-0.37	630	1260	4.0	1.9-2.1	1.1-1.2		86
	10	1.50	-0.37	520	1040	-	1.9-2.1	1.2-1.4	3.0-4.1	87-121
	13	1.54	-0.24	510	730	-	1.3-1.4	1.2-1.4	1.9-2.5	62-84
O	5	1.22	-0.23	690	1060	-	1.4-1.5	1.1-1.2	2.4-3.1	38-52
	6.5	1.25	-0.43	630	1110	-	1.3-1.5	1.1-1.2	2.3-3.0	58-73
	8.5	1.53	-0.33	650	800	1.5	1.0-1.1	1.2-1.3		61
	10	1.50	-0.37	570	690	-	0.9-1.0	1.2-1.4	1.1-1.6	58-74
TE <sub>02</sub>	7	1.45	-0.50	440	630	-	1.0-1.1	1.1-1.2	1.6-2.0	71-79
	10	1.46	-0.44	400	560	-	1.0-1.2	1.2-2.0	1.3-1.9	44-81
	13	1.50	-0.36	520	520	-	0.7-0.8	1.2-2.0	0.7-1.0	50-79

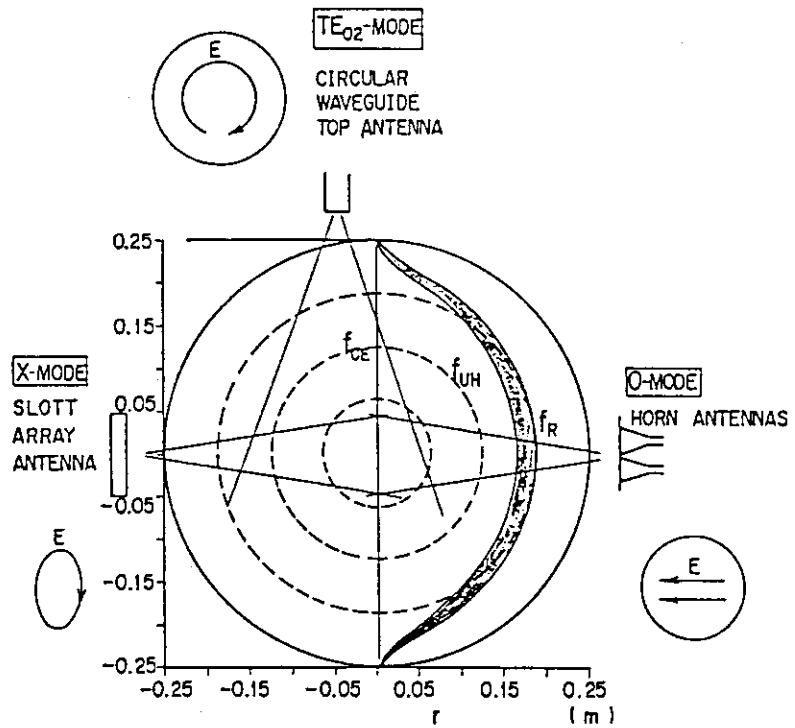


図 2.3.1 三種類のプラズマ結合器のプラズマ断面に対する位置関係と偏波の様子。異常波 (X-mode) はトーラス内側から楕円偏波で, 正常波 (O-mode) はトーラス外側からホーンアンテナで,  $TE_{02}$  波は上部から円形導波管で入射される。各結合器の指向性も示されている。 $TE_{02}$  波は中空のパターンで放射される。

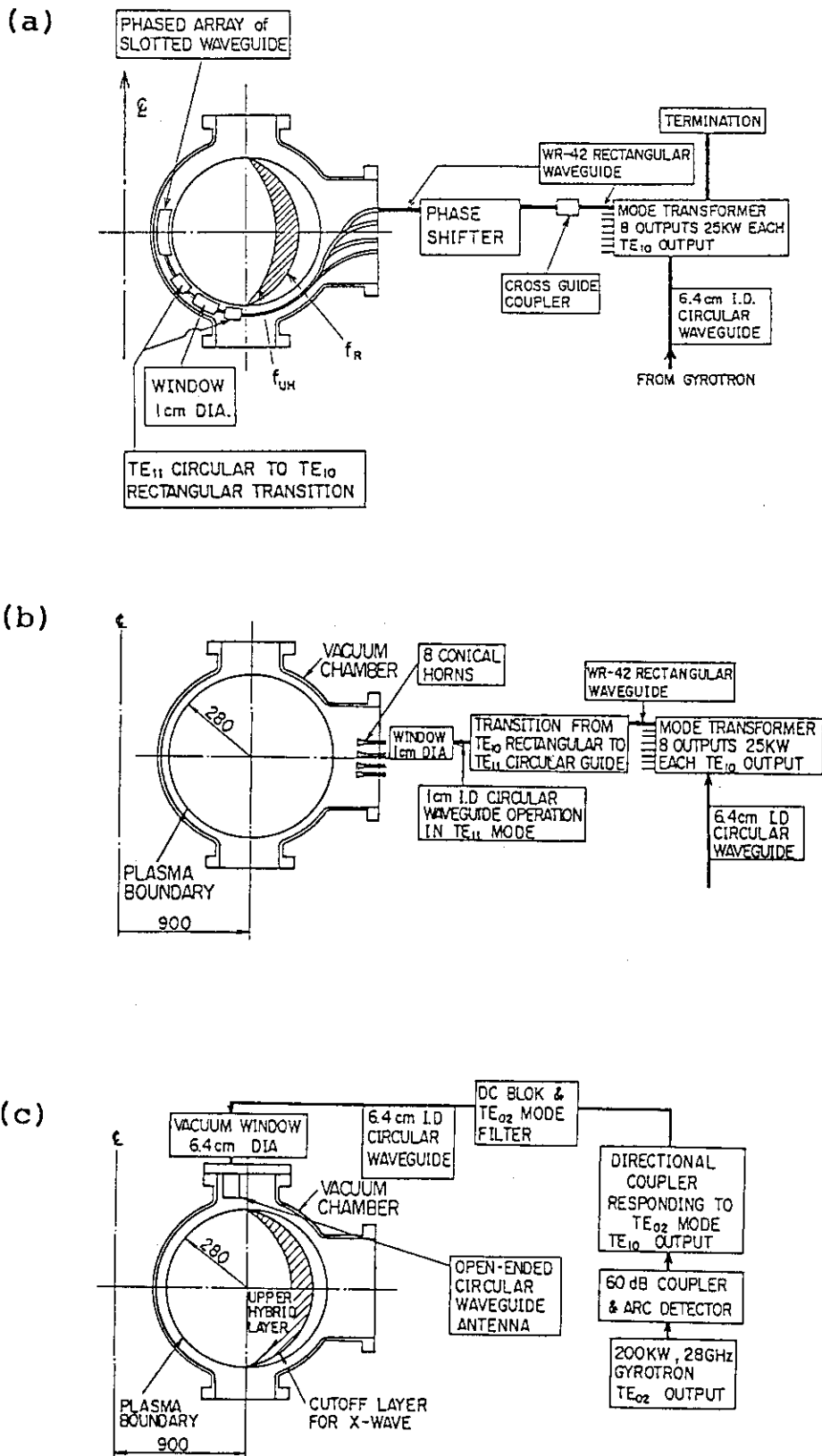


図 2.3.2 三種類の入射系の構成。(a)異常波の入射系 (b)正常波の入射系 (c)TE<sub>02</sub>波の入射系

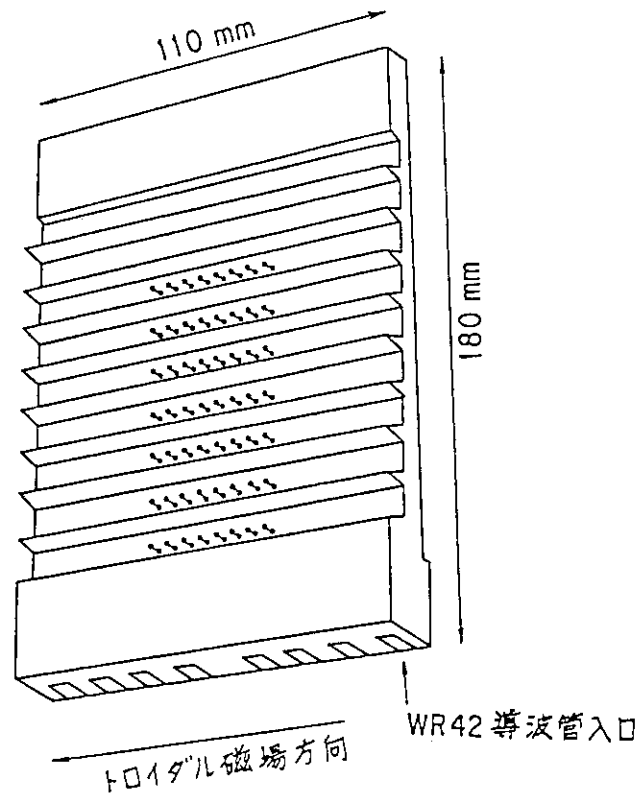
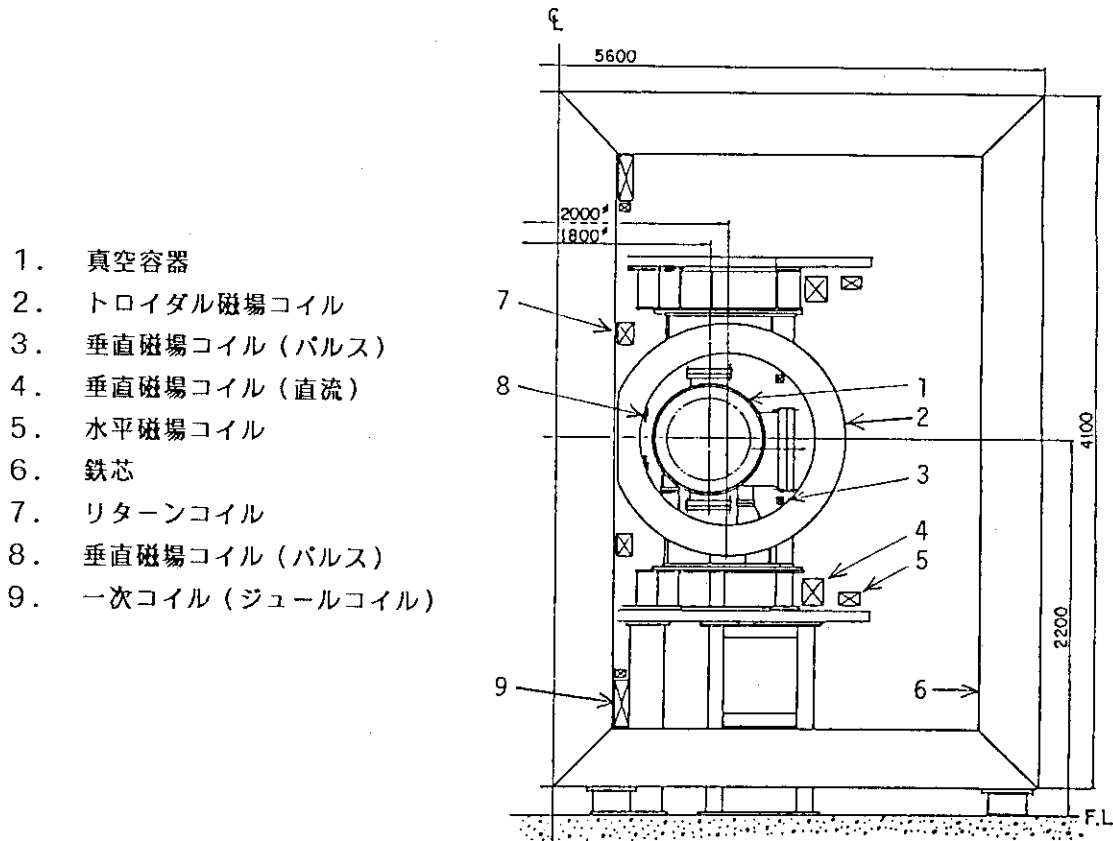


図 2.3.3 異常波の高磁場側入射に用いられたスロットアレイアンテナ。8×7=56本の水平面に対して30°の傾きをもつ放射スロットから28 GHzのマイクロ波が放射される。



- 1. 真空容器
- 2. トロイダル磁場コイル
- 3. 垂直磁場コイル (パルス)
- 4. 垂直磁場コイル (直流)
- 5. 水平磁場コイル
- 6. 鉄芯
- 7. リターンコイル
- 8. 垂直磁場コイル (パルス)
- 9. 一次コイル (ジュールコイル)

図 2.3.4 JFT-2 トカマク装置の右半断面図。主半径  $R_0 = 0.90$  m, プラズマ小半径  $a = 0.25$  m シェル無しで鉄芯をもつトカマク装置である。各部の名称を図中に番号をつけて示す。

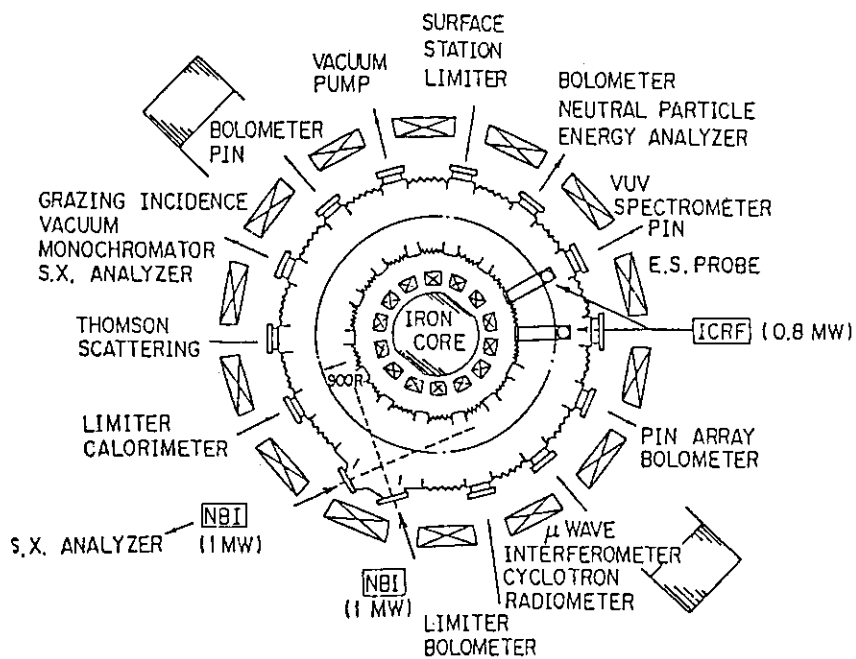


図 2.3.5 JFT-2 トカマクの計測装置の配置。

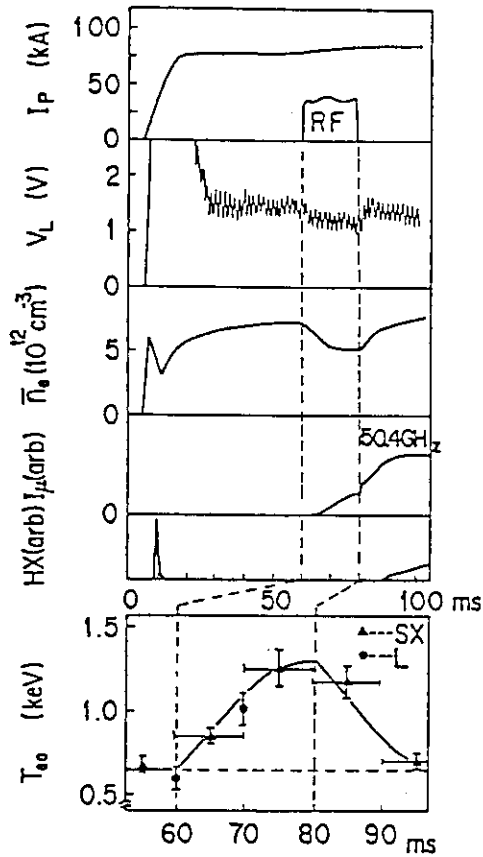


図 2.3.6 異常波による加熱時のプラズマパラメタの典型的な時間発展。 $I_p$  はプラズマ電流,  $V_L$  はループ電圧,  $\bar{n}_e$  は 4 mm マイクロ波干渉計による線平均プラズマ密度,  $I_e$  は電子サイクロトロン放射測定器 (ラジオメータ) による 50.4 GHz の電子サイクロトロン放射強度,  $HX$  は硬 X 線強度,  $T_{e0}$  は中心電子温度を表わす。 $T_{e0}$  のうち  $\blacktriangle$  は軟 X 線のエネルギー測定によるもの,  $\bullet$  はルビーレーザートムソン散乱測定によるものである。

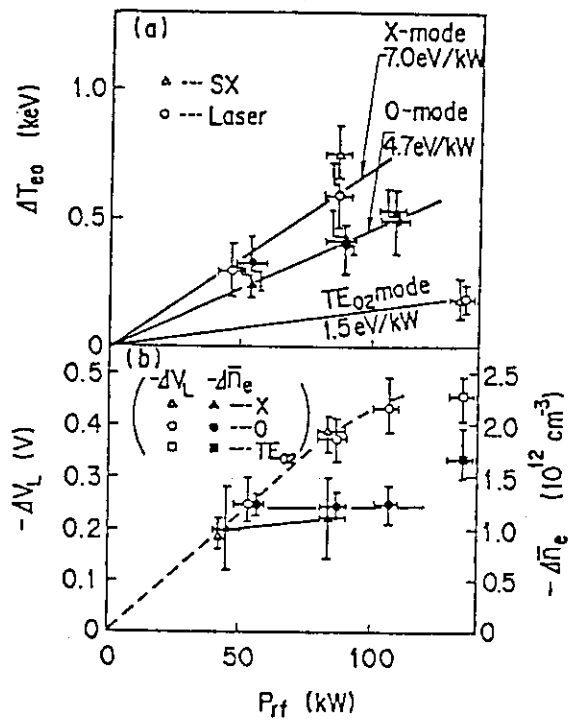


図 2.3.7 プラズマ電子温度上昇  $\Delta T_{e0}$ , ループ電圧減少  $-\Delta V_L$  及び線平均電子密度減少  $-\Delta \bar{n}_e$  の ECH パワー  $P_{rf}$  に対する依存性。X は異常波 (extraordinary wave), O は正常波 (ordinary wave), そして  $TE_{02}$  は  $TE_{02}$  モードの電磁波の入射による場合であることを示す。中心の電子温度上昇率は異常波による加熱の場合が 7.0 eV/kW, 正常波による加熱の場合が 4.7 eV/kW,  $TE_{02}$  モードの入射の場合が 1.5 eV/kW である。

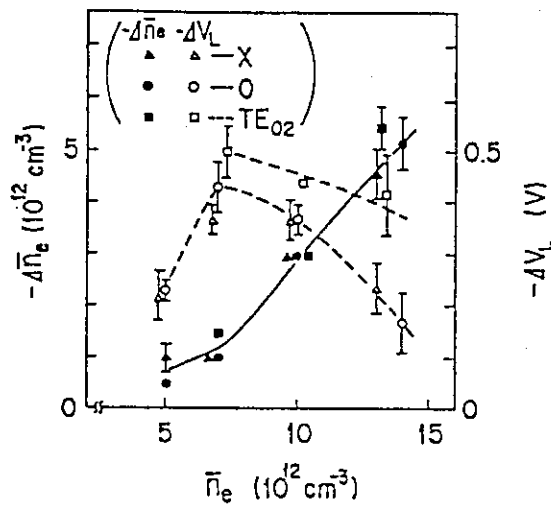


図 2.3.8 密度減少 $-\Delta\bar{n}_e$  (黒印) とループ電圧減少 $-\Delta V_L$  (白印) の密度 $\bar{n}_e$  に対する依存性。異常波 $\blacktriangle, \triangle$ , 正常波 $\bullet, \circ$ ,  $TE_{02}$  波 $\blacksquare, \square$ 。

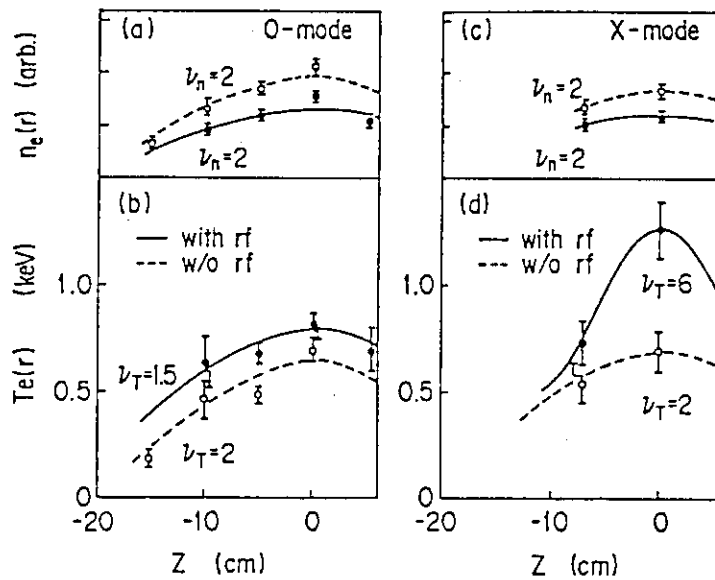


図 2.3.9 密度分布  $n_e(r)$  と電子温度分布  $T_e(r)$ 。

(a), (b) 正常波。  $\bar{n}_e = 8.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。

(c), (d) 異常波。  $\bar{n}_e = 7.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。

ECH 有りを実線, ECH 無しを破線で表わす。  $\nu_n, \nu_T$  は密度分布形及び電子温度分布形の指数である。すなわち,  $n_e(r) = n_e(0) (1 - r^2/a^2)^{\nu_n}$ ,  $T_e(r) = T_e(0) (1 - r^2/a^2)^{\nu_T}$  である。

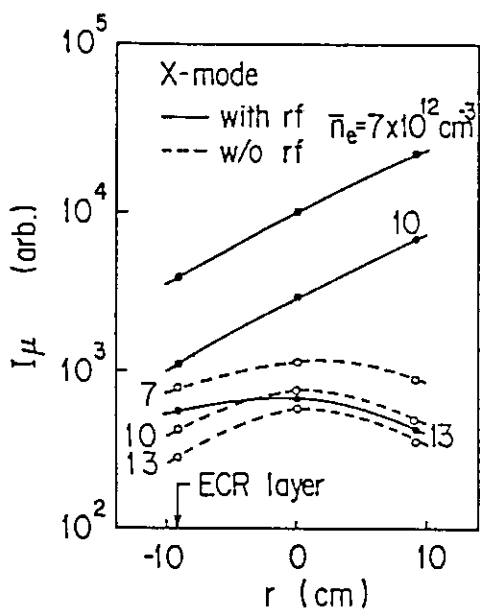


図 2.3.10 異常波による加熱の場合の二倍高調波電子サイクロトロン放射強度  $I_\mu$  の分布。周波数は 56.0 GHz ( $r = -9$  cm), 50.4 GHz ( $r = 0$  cm) 及び 45.8 GHz ( $r = 9$  cm) である。中心トロイダル磁場強度  $B_0 = 0.9$  T。  $\bar{n}_e = 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $10 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $13 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の三ケースが示されている。実線が ECH 有り、破線が ECH 無しの場合を示す。

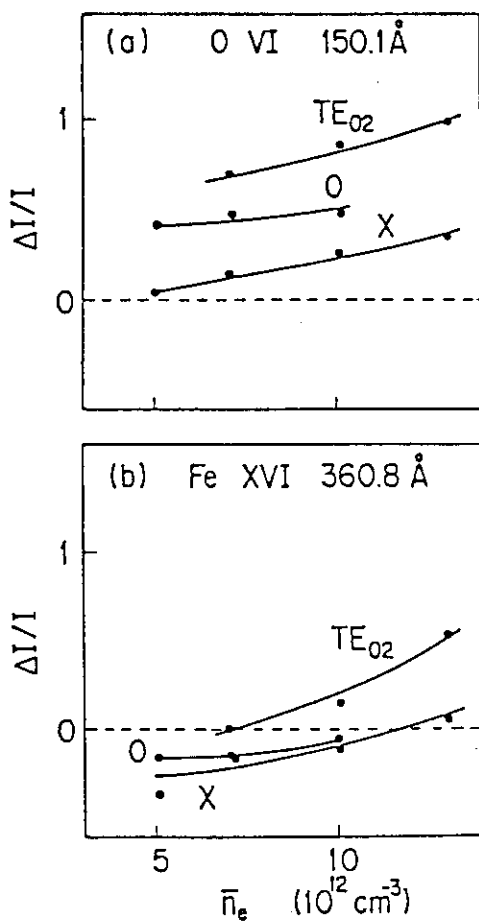


図 2.3.11 三種類の加熱時の不純物イオンからのスペクトル線の強度の比較。酸素 OVI (イオン化エネルギー 138 eV) 及び鉄 FeXVI (同 506 eV)。ECH による増分を  $\Delta I$  とし、 $\Delta I/I$  の密度依存性を示す。



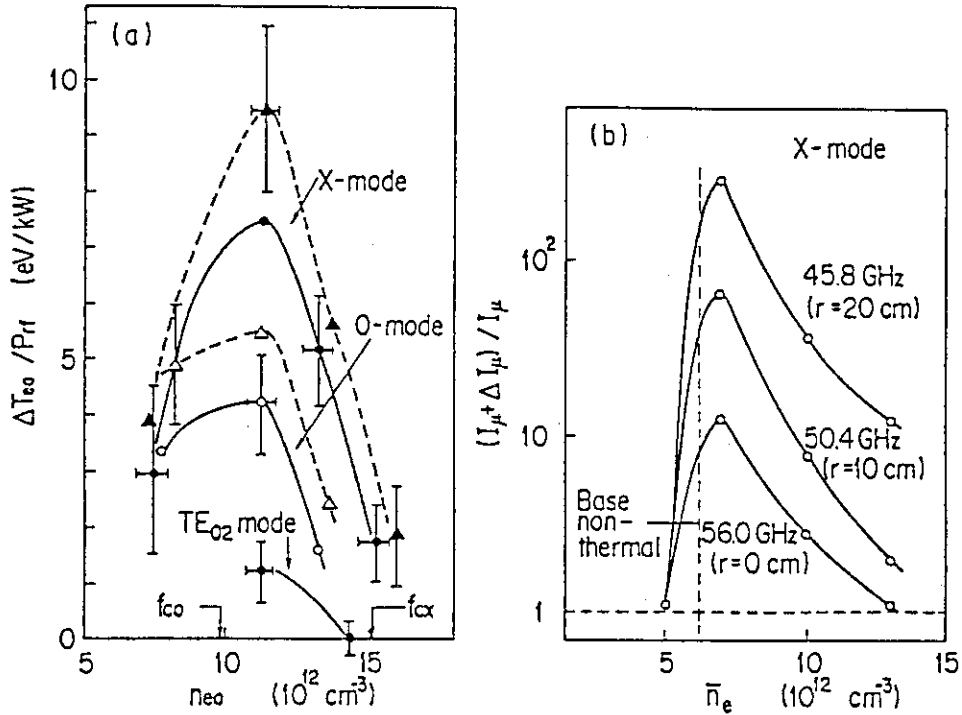


図 2.3.12 (a)中心電子温度の単位 rf パワー当たりの上昇率  $\Delta T_{e0}/P_{rf}$  の中心電子密度  $n_{e0}$  に対する依存性。レーザー散乱測定による電子温度を▲△, 軟 X 線測定による電子温度を●○で表わす。図中に正常波の遮断密度を  $f_{co}$ , 異常波の遮断密度を  $f_{cx}$  で示す。(b)電子サイクロトロン放射 (ECE) 強度  $I_{\mu}$  の増分の密度  $\bar{n}_e$  依存性。(a)(b)とも  $B_{t0} \sim 1 \text{ T}$ ,  $T_{e0,j} \sim 600 \text{ eV}$  である。

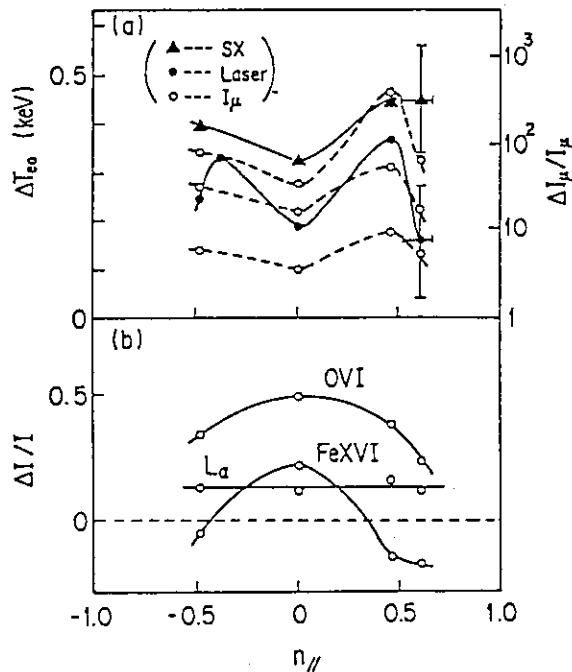


図 2.3.13 中心電子温度上昇  $\Delta T_{e0}$  (●レーザー散乱測定, ▲軟 X 線測定), ECE 放射強度の増加の割合  $\Delta I_{\mu}/I_{\mu}$  (○), 不純物線強度の増加の割合  $\Delta I/I$  の  $n_{||}$  (磁場に平行な屈折率成分) に対する依存性。

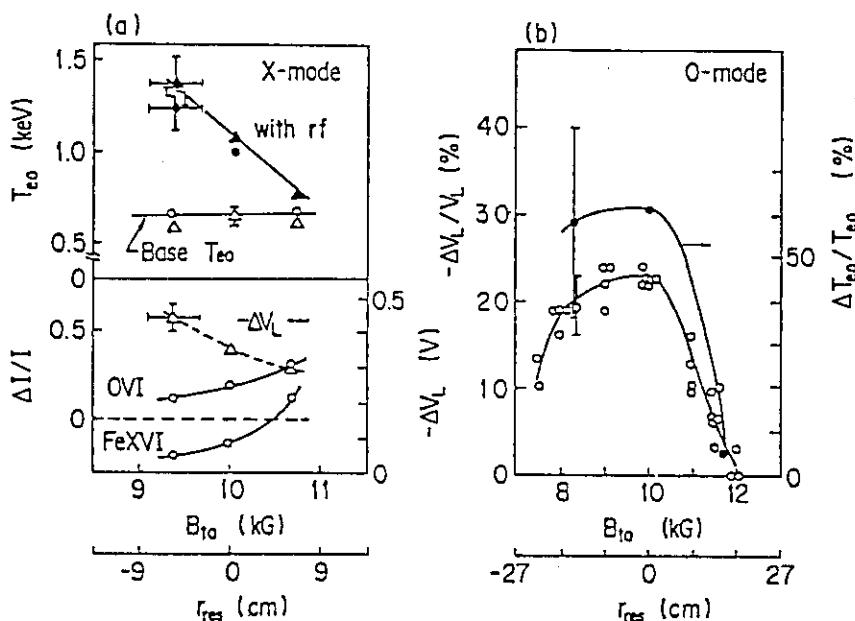


図 2.3.14 トロイダル磁場強度  $B_{t0}$  に対する依存性。  $\bar{n}_e = 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。  $r_{res}$  は電子サイクロトロン共鳴層の位置を表わす。(a)異常波による加熱の場合。(b)正常波による加熱の場合。

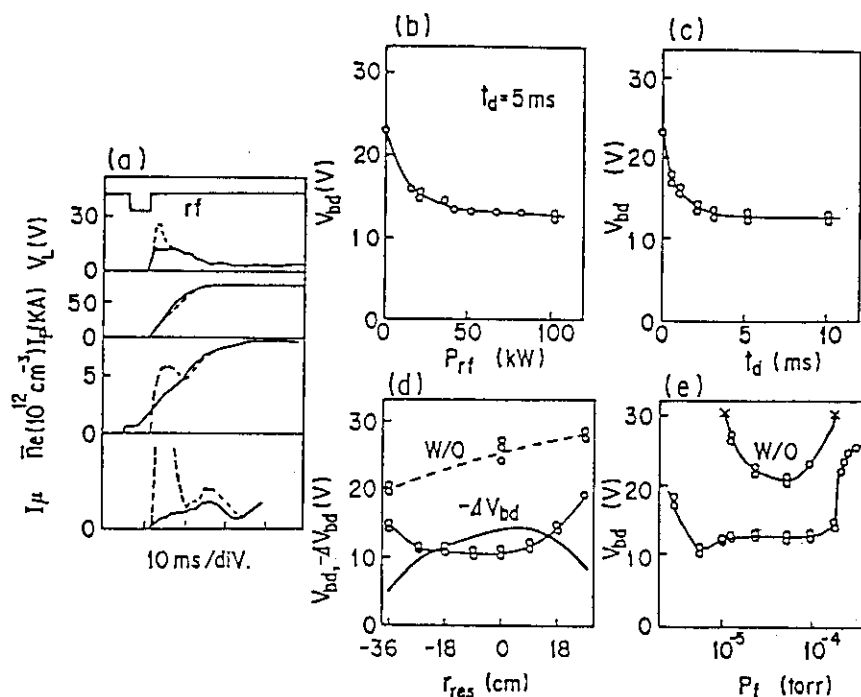


図 2.3.15 正常波による JFT-2 トカマクの ECH 予備電離の実験結果。

(a)パラメタの時間変化。  $P_{rf} = 100 \text{ kW}$ 。パルス幅  $t_d = 5 \text{ ms}$ 。(b)ブレイクダウン電圧  $V_{bd}$  の  $P_{rf}$  依存性。  $t_d = 5 \text{ ms}$ 。(c)  $V_{bd}$  の  $t_d$  依存性。  $P_{rf} = 100 \text{ kW}$ 。ガス圧  $P_f = 1 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ 。(d)  $V_{bd}$  の電子サイクロトロン共鳴層位置  $r_{res}$  に対する依存性。ECH 無しの時の  $V_{bd}$  を破線で示す。(e)  $V_{bd}$  のガス圧  $P_f$  に対する依存性。

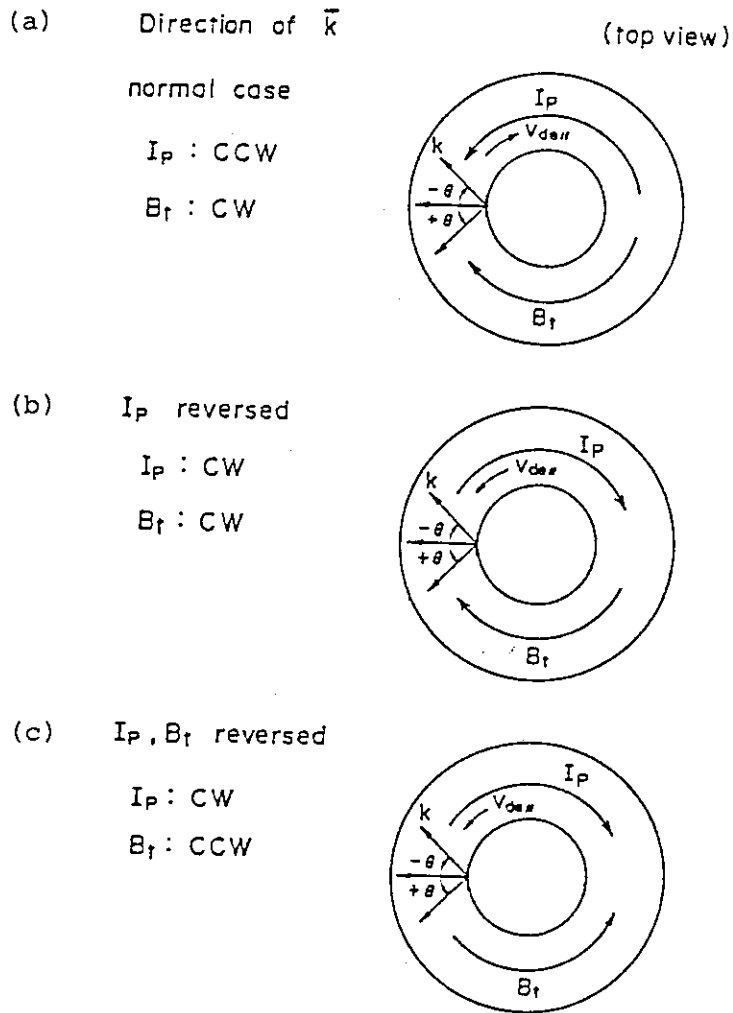


図 2.3.16 トカマクプラズマを上から見た場合の異常波の入射方向。 $\vec{k}$ : 波動の伝播ベクトル,  $\theta$ :  $\vec{k}$ がトロイダル方向に対してなす角度,  $\vec{B}_T$ : トロイダル磁場ベクトル,  $\vec{I}_p$ : プラズマ電流ベクトル,  $\vec{v}_{drift}$ : 電子のドリフト速度。  
 (a)は電子加熱実験でとられた配位, (b)と(c)は電流駆動実験でとられた配位である。CCW は反時計回り, CW は時計回りを表わす。

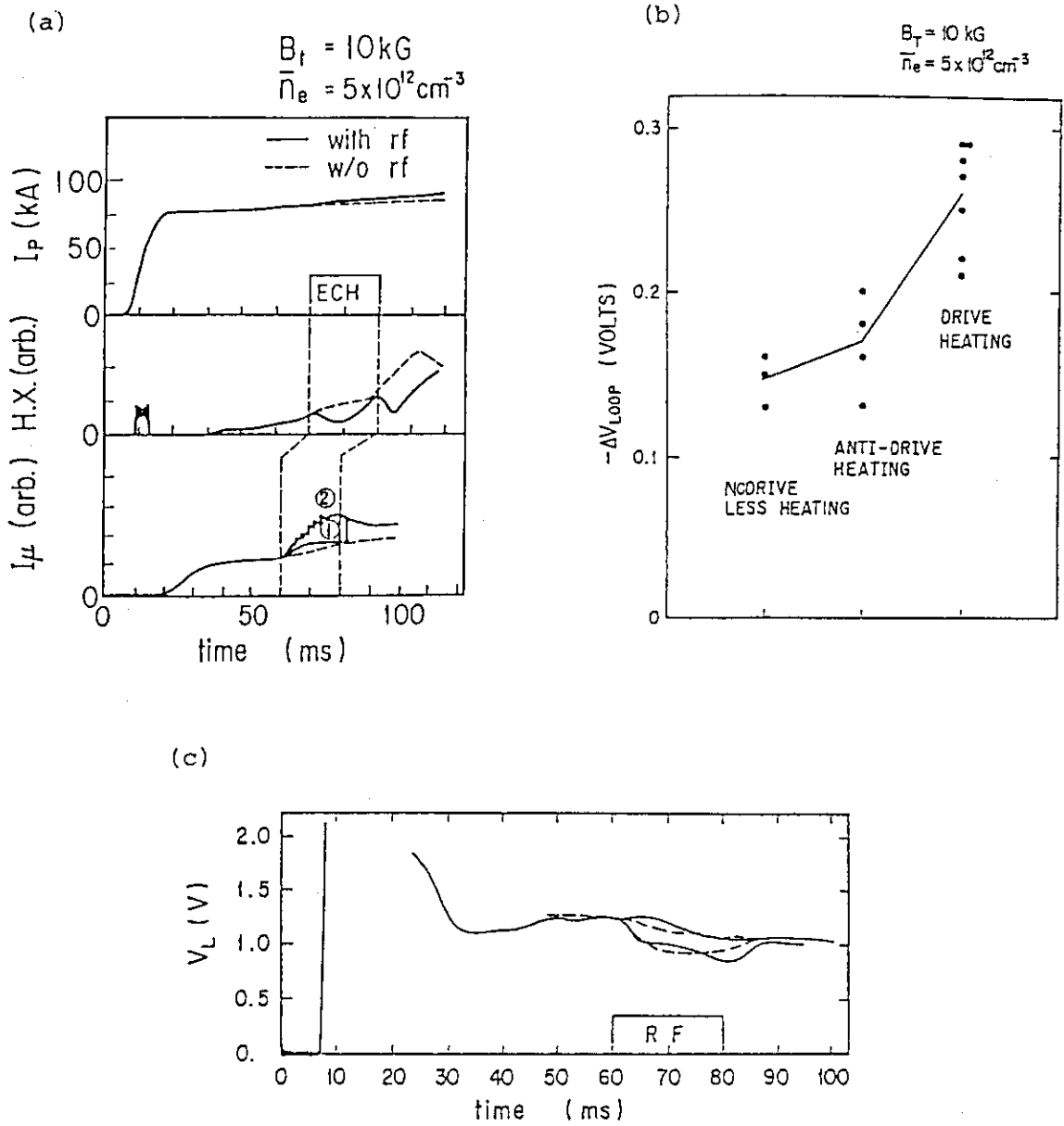


図 2.3.17 (a)電流駆動実験時のプラズマ電流  $I_p$ , 硬 X 線強度 HX, 及び電子サイクロトロン放射強度  $I_\mu$  の時間変化。実線が ECH 有り, 破線が ECH 無しの場合である。波動の入射方向は①は電流駆動の方向, ②は反電流駆動の方向である。 $B_0 = 1.0 \text{ T}$ ,  $\bar{n}_e = 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。(b)ループ電圧減少  $-\Delta V_L$  の配位による違い。電流駆動でかつ電子加熱の場合 (図 2.22 (b)で  $-\theta$  の場合), 反電流駆動でかつ電子加熱の場合 (図 2.22 (b)で  $+\theta$  の場合), 及び電流駆動無しかつ電流駆動小 (図 2.22 (b)で  $\theta = 0$  の場合) の比較である。(c)ループ電圧の時間変化。実線は電流駆動の場合 (図 2.22 (b)で  $-\theta = -42^\circ$ ), 及び破線は反電流駆動の場合 (図 2.22 (a)で  $-\theta = -42^\circ$ ) について示す。

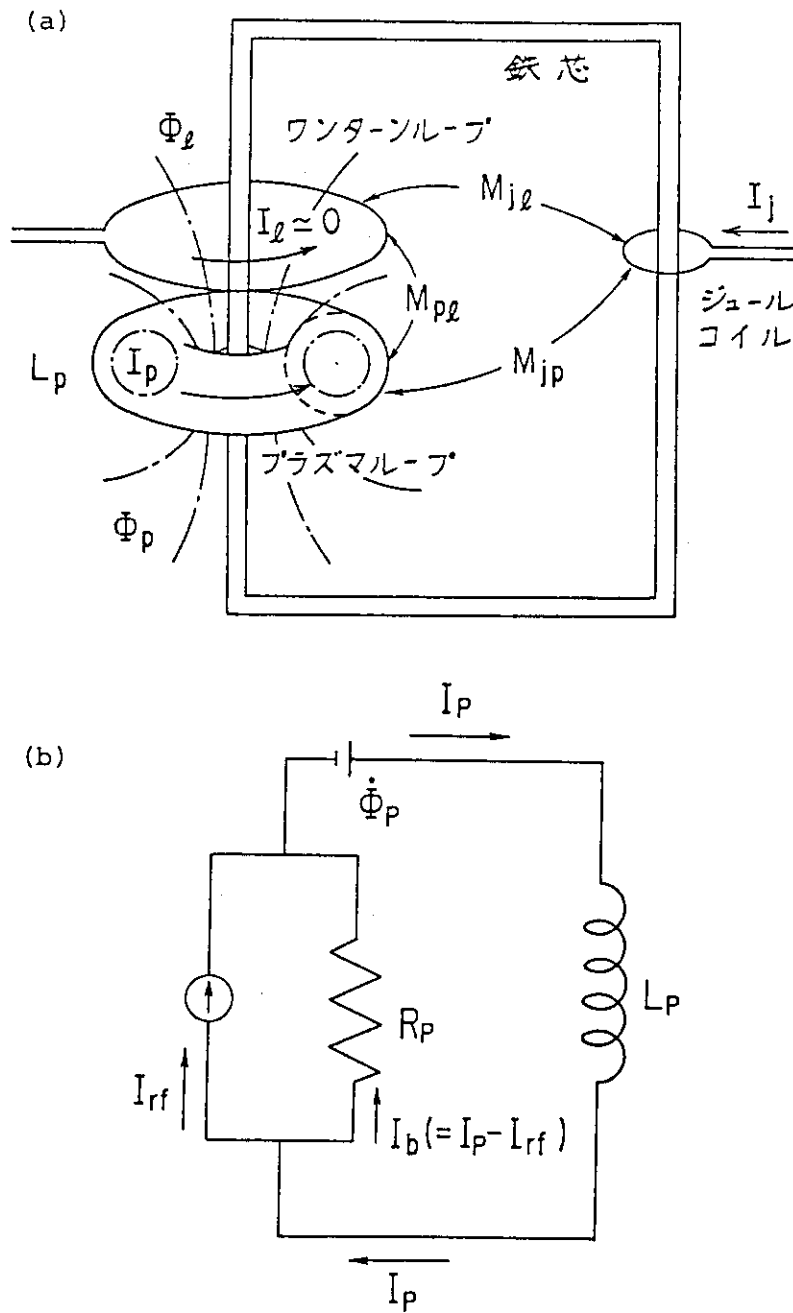


図 2.3.18 (a)トカマクのプラズマループ、ワンターナループ、ジュールコイル及び鉄芯の位置関係。 $I_p$ : プラズマ電流,  $I_j$ : ジュールコイル電流,  $I_L$ : ワンターナループ電流 $\sim 0$ ,  $\Phi_p$ : プラズマループを貫く磁束,  $\Phi_L$ : ワンターナループを貫く磁束,  $L_p$ : プラズマループの自己インダクタンス,  $M_{jL}$ : ジュールコイルとワンターナループとの相互インダクタンス,  $M_{jP}$ : ジュールコイルとプラズマループとの相互インダクタンス,  $M_{pL}$ : プラズマループとワンターナループとの相互インダクタンス。

(b)電流駆動時のプラズマループのモデル。駆動電流源は定電流源とし、駆動電流値を  $I_{rf}$  で表す。 $R_p$  はプラズマ抵抗,  $I_b = I_p - I_{rf}$  である。 $\dot{\Phi}_p$  は磁束変化による電流駆動電圧である。

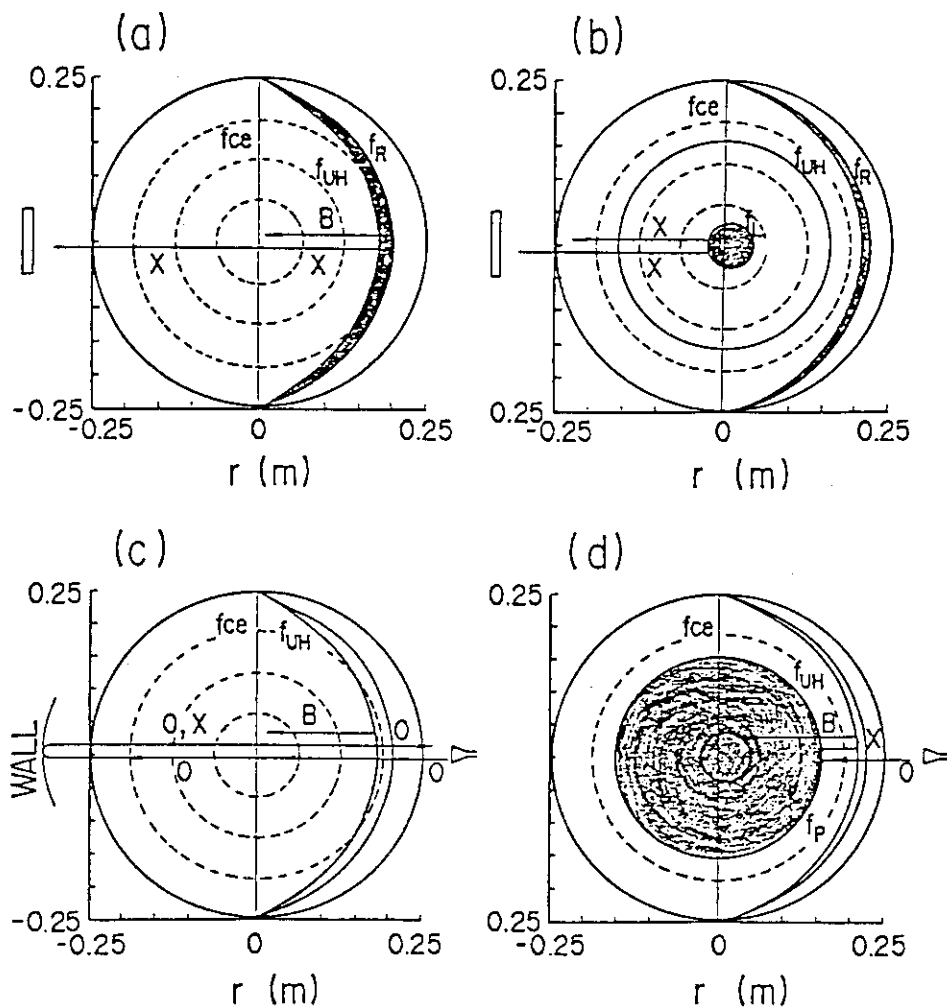


図 2.3.19 トカマクプラズマの遮断領域及び共鳴領域。

(a)異常波 (X 波)。  $n_e(0) = 0.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。

(b)異常波 (X 波)。  $n_e(0) = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。

(c)正常波 (O 波)。  $n_e(0) = 0.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。

(d)正常波 (O 波)。  $n_e(0) = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。

$B_0 = 1.0 \text{ T}$ ,  $f = 28 \text{ GHz}$ 。  $f_{ce}$ : 電子サイクロトロン共鳴,  $f_{UH}$ : 上ハイブリッド共鳴,  $f_R$ : 右回り偏波の遮断,  $f_L$ : 左回り偏波の遮断,  $f_p$ : プラズマ周波数の遮断, B: 電子バーンシュタイン波等を表わす。

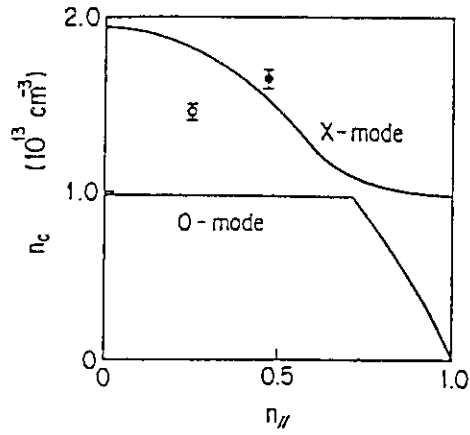


図 2.3.20 遮断密度の  $n_{\parallel}$  依存性。異常波 (X 波) 及び正常波 (O 波) の入射実験による遮断密度を異常波は黒丸, 正常波は白丸で示す。実線は計算値である。

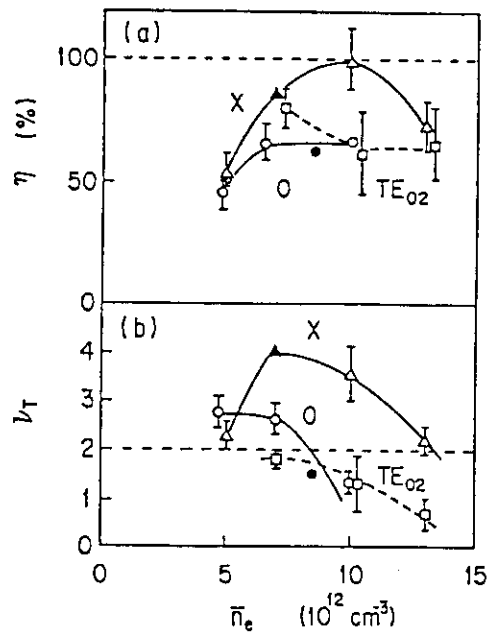


図 2.3.21 加熱効率  $\eta$  と電子温度分布の指数  $\nu_T$  の線平均密度  $\bar{n}_e$  に対する依存性。X 波は  $\triangle$ ,  $\blacktriangle$ , O 波は  $\circ$ ,  $\bullet$ ,  $TE_{02}$  波は  $\square$  で示す。  $B_0 = 1.0$  T,  $I_p = 75$  kA。

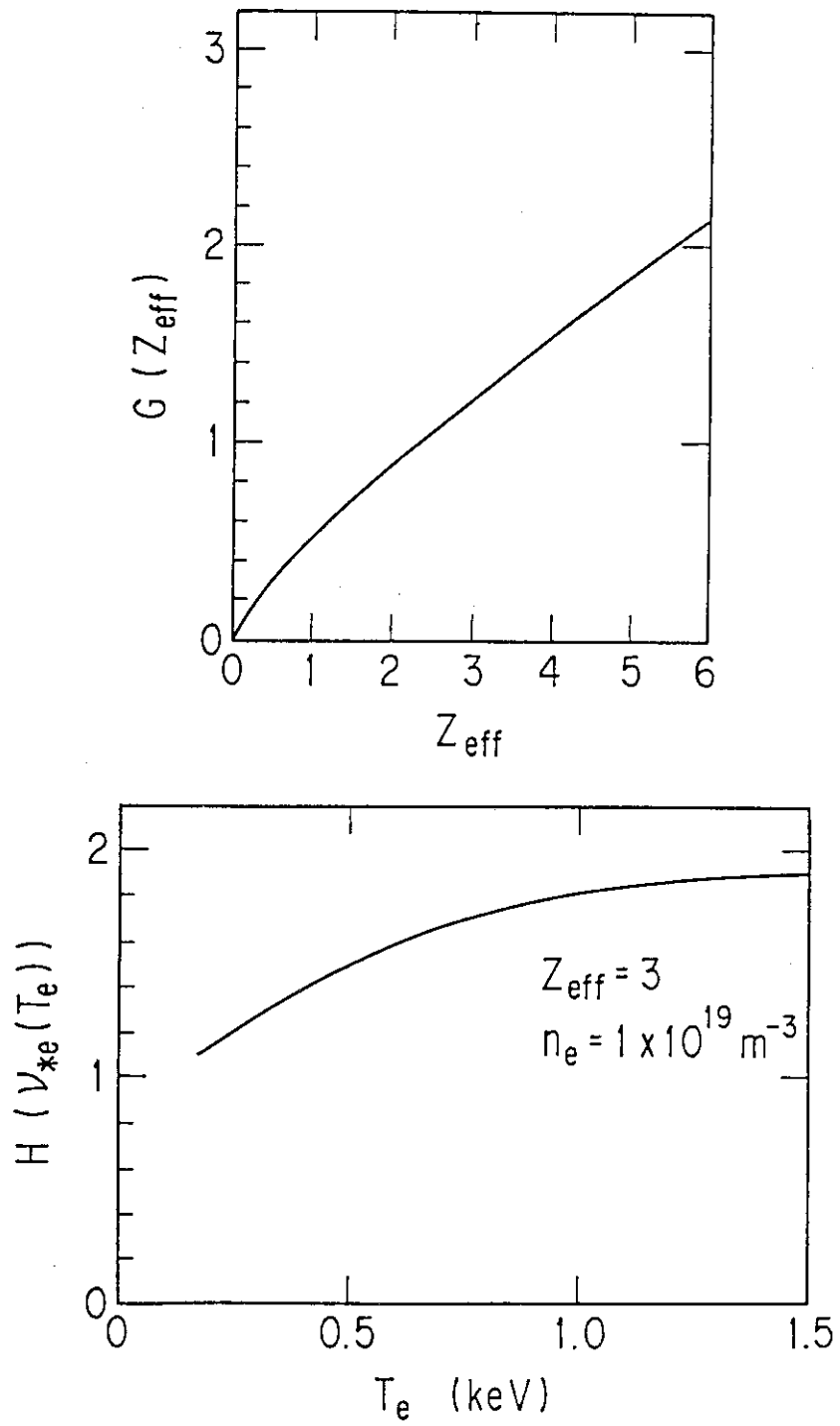


図 2.3.22 (a)  $G(Z_{\text{eff}})$  のグラフ。(b)  $H(\nu_{*e})$  のグラフ。



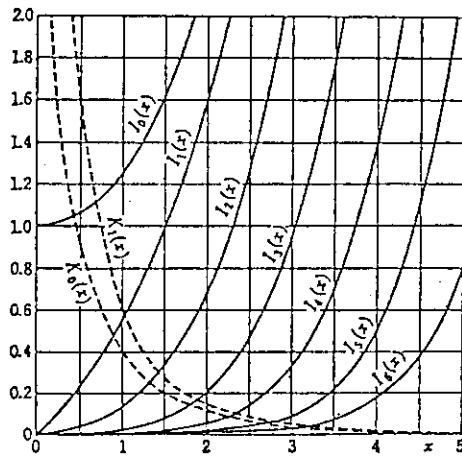


図 2.3.23 変形ベッセル関数  $I_n(\lambda)$ 。(森口 他, 数学公式Ⅲ, 岩波書店より)

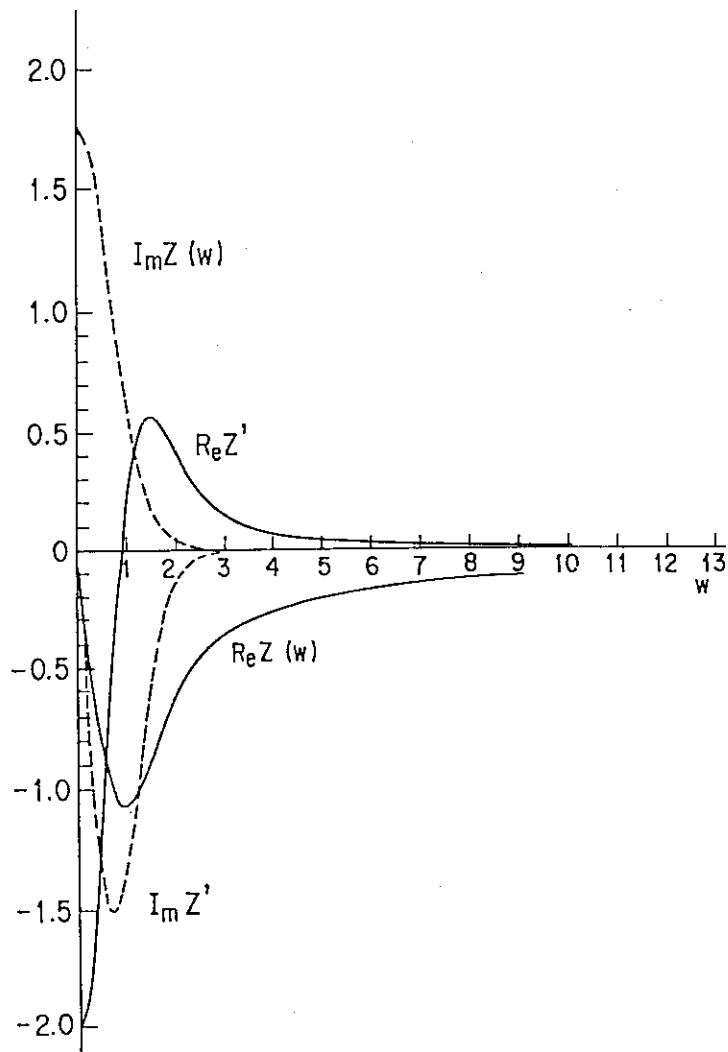


図 2.3.24 プラズマ分散関数  $Z(w)$ 。Re は実部, Im は虚部, ' は独立変数による微分を表わす。



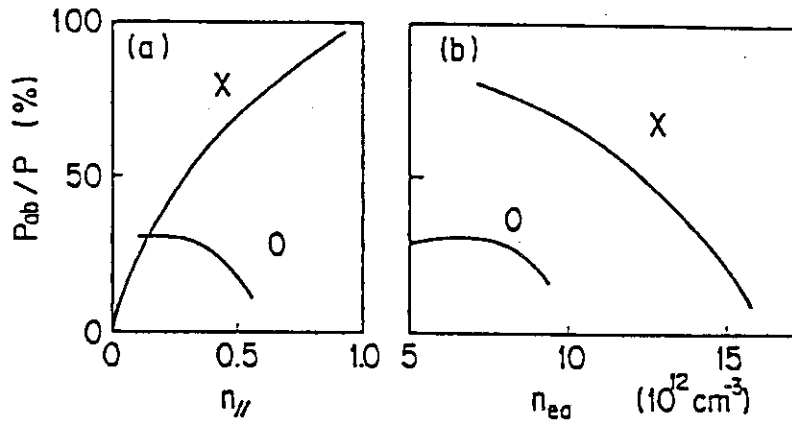


図 2.3.27 電子サイクロトロン共鳴層での一通過当りのパワー吸収率の磁場に平行方向屈折率  $n_{||}$  および密度  $n_{e0}$  依存性。中心電子温度  $T_{e0} = 600 \text{ eV}$  (a)  $n_{||}$  依存性。  $n_{e0} = 9.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。  $B_0 = 1.0 \text{ T}$ 。 (b)  $n_{||}$  依存性。  $n_{||edge} = 0.67$ 。

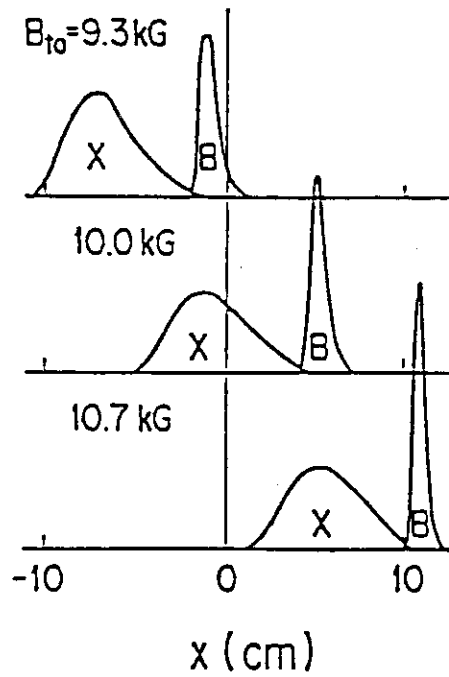


図 2.3.29 磁場を変えた時のパワー付与分布。X 波によるパワー付与分布を X, 電子バーンシュタイン波のパワー付与分布を B で表わす。  $B_0 = 0.93 \text{ T}$ ,  $1.00 \text{ T}$ ,  $1.07 \text{ T}$  の場合,  $n_{e0} = 9.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。  $T_{e0} = 600 \text{ eV}$ 。

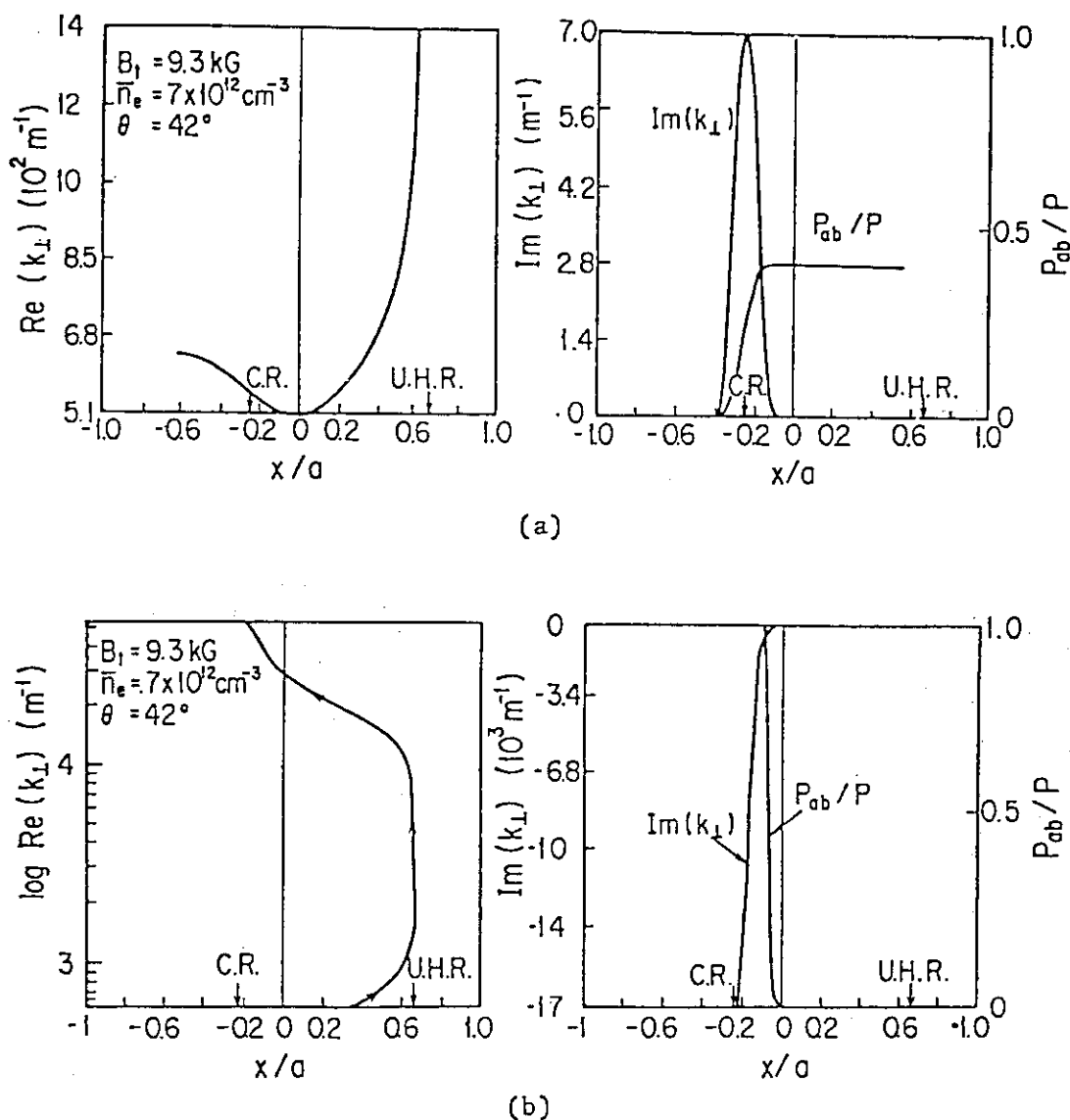


図 2.3.28 (a)X 波の伝播につれての複素波数  $k = \text{Re}(k) + i\text{Im}(k)$  の変化および吸収率  $P_{ab}/P$  の計算結果。左は  $\text{Re}(k)$ 。右は  $\text{Im}(k)$ 。横軸はプラズマ半径  $a = 25 \text{ cm}$  で規格化された位置である。電子サイクロトロン共鳴層の位置は、C.R.、上ハイブリッド共鳴層の位置は、U.H.R.で示されている。

(b)上ハイブリッド共鳴層の近傍で X 波の波数は増大し、電子バーンシュタイン波にモード変換する。電子バーンシュタイン波の ECR での吸収率は、ほぼ 100% である。

$$B_0 = 0.93 \text{ T. } \bar{n}_e = 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}.$$

## 2.4 ダブレットⅢトカマクに於ける 60 GHz 基本波電子サイクロトロン加熱実験 [1]

### 2.4.1 序

米国の ISX-B トカマクでの ECH 実験 (周波数  $f = 35$  GHz, パワー 80 kW, パルス幅 10 ms) 及び本論文 2.3 節に述べた JFT-2 トカマクでの ECH 実験 ( $f = 28$  GHz, パワー 135 kW, パルス幅 20 ms) で効率の良い電子加熱が確認され ECH の有効性が検証されたため, 米国のダブレットⅢトカマクで, さらに高い周波数 (60 GHz), パワー (初期には 280 kW, 最終的に 700 kW), さらに長いパルス幅 (100 ms) の基本波 ( $\omega = \omega_{ce}$ ,  $n = 1$ ) の ECH 実験が 1982 年より開始された。著者は, 1982 年と 1984 年にダブレットⅢの実験に原研チーム員として参加し, ECH 装置の製作およびそれを用いた加熱実験を行った [1]。本節では, この実験結果について述べる。

### 2.4.2 実験装置

#### (1) ダブレットⅢトカマク装置 [2]

ダブレットⅢトカマクは, 図 2.4.1 (a) 及び (b) で示される形状の空心変流器を用いた非円形断面のトカマク装置である。この真空容器はもともとダブレット形の断面形状を持つトカマクプラズマ用に設計されたものであるが, ダブレットプラズマの生成の困難さのために実験は主に上半分の D 形の部分だけを用いて行なわれるようになったという経緯がある。トーラスの主半径は  $R = 1.43$  m, 小半径は  $a = 0.44$  m で, 最大中心トロイダル磁場強度 2.6 T, プラズマ電流 1 MA, 非円形度 1.8 以下である。ダイバーター配位およびリミター配位の放電が可能である。

#### (2) 60 GHz 電子サイクロトロン加熱 (ECH) 装置 [3]

図 2.4.2 に, 実験に用いられた 60 GHz ECH 装置の高周波の伝送系の構成を示す。ジャイロトロン出力である  $TE_{02}$  モードは, 円形  $TE_{02} \rightarrow TE_{01} \rightarrow TE_{11}$  とモード変換され  $TE_{11}$  モードでプラズマ中に入射される。 $TE_{11}$  モードへの伝送系の伝送効率 は 75% である。異常波は近接性の条件 (本論文 2.2 節) のためトーラスの高磁場側から反射板を用いて入射することができる。実験は正常波をトーラス低磁場側からホーンで入射することにより行なわれた。マイクロ波ビームの広がり角は全半値幅で 16 度, ビームのトロイダル方向に対する角度は 78 度である。

### 2.4.3 実験結果

図 2.4.1 (a) に示されるような expanded boundary 配位と呼ばれるダイバーター配位で行なわれた。ECH の入射パワーは 255 kW, ジュールパワーは  $P_j = 180$  kW ~ 250 kW である。プラズマ電流は  $I_p = 300$  kA ~ 350 kA, 非円形度  $\kappa = 1.4 \sim 1.6$ , 平均プラズマ密度  $\bar{n}_e = (2 \sim 3) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の実験条件である。中心トロイダル磁場  $B_0 = 2.14$  T で電子サイクロトロン共鳴層 ( $n = 1$ ) はプラズマ中心に位置する。

プラズマパラメタの時間発展を図 2.4.3 に示す。ECH パルスは  $t = 660$  ms から  $t = 740$  ms までの 80 ms 間印加されている。ECH 印加中は, 電子温度上昇によるループ電圧  $V_L$  の約 27% の減少 (0.75 V から 0.55 V) がみられ, このためにジュール加熱パワーは 243 kW から 162 kW へと約 33% 減少する。この場合の平均電子密度は  $\bar{n}_e = 3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  であるが, より低密度の放電

ではループ電圧の減少は50%に達する。また、ECH印加による約6%の密度減少がある。この減少は、より低密度では小さく、遮断密度以上の高密度になっても10%以上になることはない。この結果は、ISX-BトカマクやJFT-2トカマクの値が25%~40%にもなるのと対照的である。軟X線の強度はECH印加中に増大するが、このパルス幅では飽和しない。パルス印加後の減衰の時定数は100msであり、印加前の定常レベルより約25%高いレベルに落ち着く。これはECH中に不純物の混入があることを示している。これは分光測定から、真空容器壁あるいはリミターからのチタン( $T_i$ )コーティングからと思われる $T_i$ の不純物線の強度が増大していることと対応する。

図2.3.4にレーザー散乱で測定された中心電子温度 $T_{e0}$ のECH入射パワーに対する依存性を示す。ジュール加熱時の $T_{e0}=1.0$  keVがECHにより約1.5 keVまで上昇している。より低密度では、その増分 $\Delta T_{e0}$ は1 keVに増える。イオン温度は20~30%の上昇が測定されている。

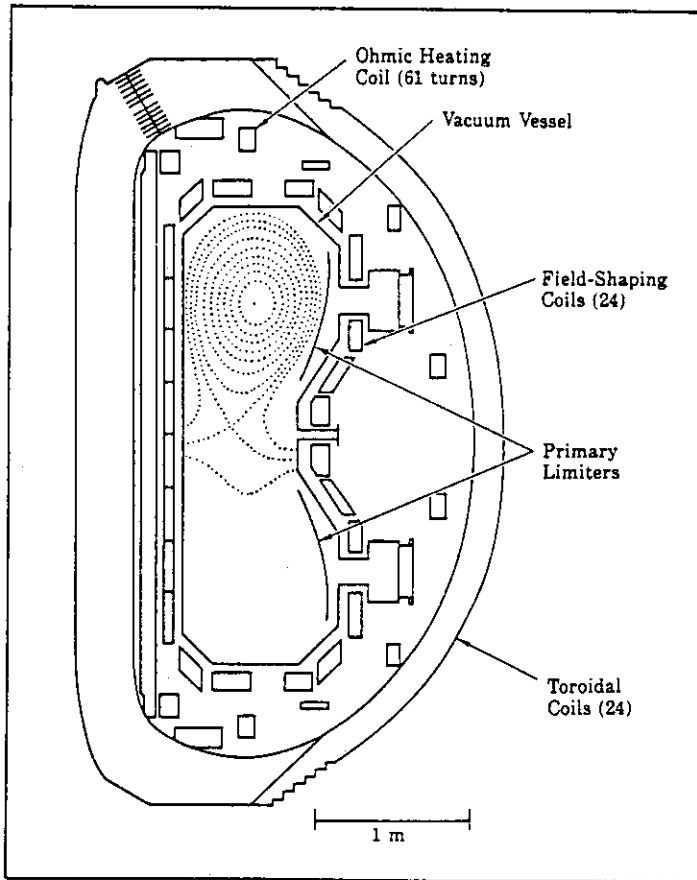
電子サイクロトロン共鳴層の位置に対する $T_{e0}$ の依存性を図2.3.5に示す。共鳴層の位置がプラズマの中心から外へ20 cm以内では、 $T_{e0}$ の依存性はあまり顕著ではない。しかし、共鳴層を内側(高磁場側)に置くと $\Delta T_{e0}$ は小さい。これは、外アンテナから波動が遠ざかると散乱を受けてパワーの付与分布が上下方向に広がるためと考えられる。

軟X線測定による電子温度分布 $T_e(r)$ を図2.3.6に示す。共鳴層の位置が(a)中心 $r_0=0$ 、及び(b) $r_0=20$  cmにある場合である。中心加熱の場合に分布は少し狭くなり、周辺加熱の場合に分布の広がりがみられる。

#### 2.4.4 議 論

このダブレットⅢの実験では、前節のJFT-2の場合の周波数28 GHzのほぼ2倍の60 GHzの周波数の波動を入射し、JFT-2のほぼ2倍の2.14 Tで正常波の基本波による加熱実験を行った。波動の遮断密度は(2.2.17)からわかるように、プラズマ周波数の遮断でおきる。この遮断密度は、 $4.46 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である。このように、理論的には周波数を2倍にすることにより、加熱可能な密度は4倍になる。実際、図2.4.3~図2.4.6に示されているように、平均プラズマ密度 $\bar{n}_e=(2\sim3) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ でプラズマ中心の電子加熱がおき、JFT-2よりも高い密度の加熱が可能であった。中心加熱率は、図2.3.4から、2.0 eV/kWである。平均密度を掛けた値は、JFT-2の異常波による加熱が、 $4.9 [\text{eV} \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}/\text{kW}]$ であり、ダブレットⅢは、 $5.0 [\text{eV} \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}/\text{kW}]$ となり、見掛け上は近い値となっている。ダブレットは、電子温度が高いため正常波でも電子サイクロトロン共鳴層での吸収率は1に近い。ダブレットⅢのエネルギー閉込め時間は、JFT-2のエネルギー閉込め時間の4~5倍であるが、プラズマ体積も5倍程度なので、加熱率がほぼ同じ値を示すものと考えられる。

(a)



(b)

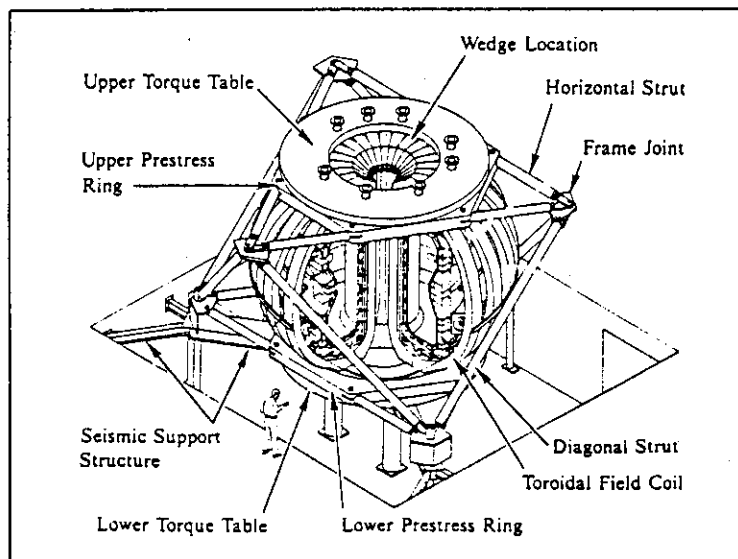


図 2.4.1 ダブルト III トカマク。(a)断面図 (b)鳥かん図。(文献 [2] による)

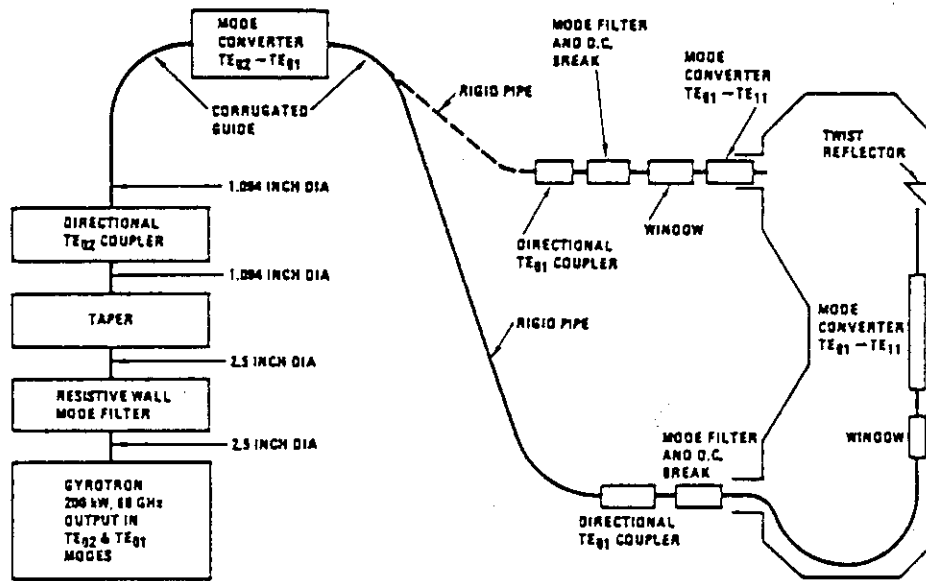


図 2.4.2 ECH 加熱装置。正常波は低磁場側から，異常波は高磁場側から入射される。  
(文献 [3] による)

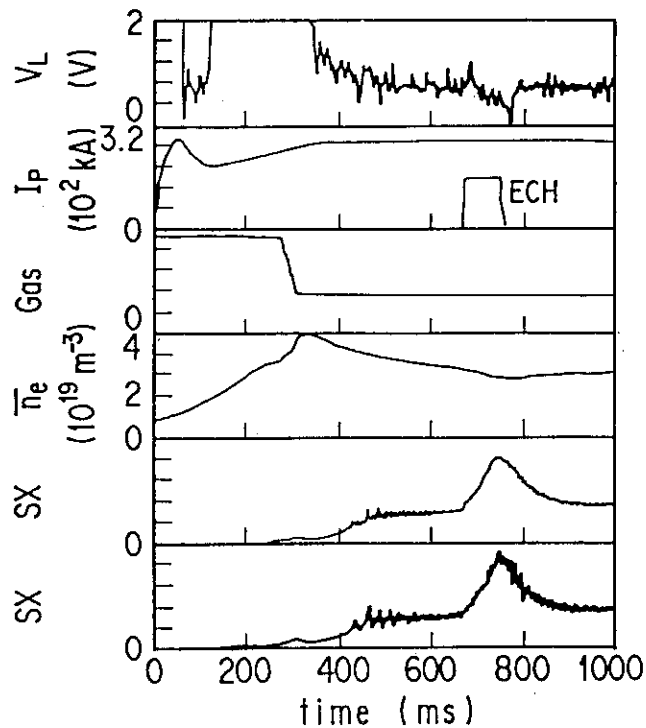


図 2.4.3 ループ電圧  $V_L$ ，プラズマ電流  $I_p$ ，入射ガス量，プラズマ密度  $\bar{n}_e$  および軟 X 線信号の時間発展。 $I_p = 324 \text{ kA}$ 。非円形度  $\kappa = 1.6$ 。 $\bar{n}_e = 3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。 $B_0 = 2.15 \text{ T}$ 。



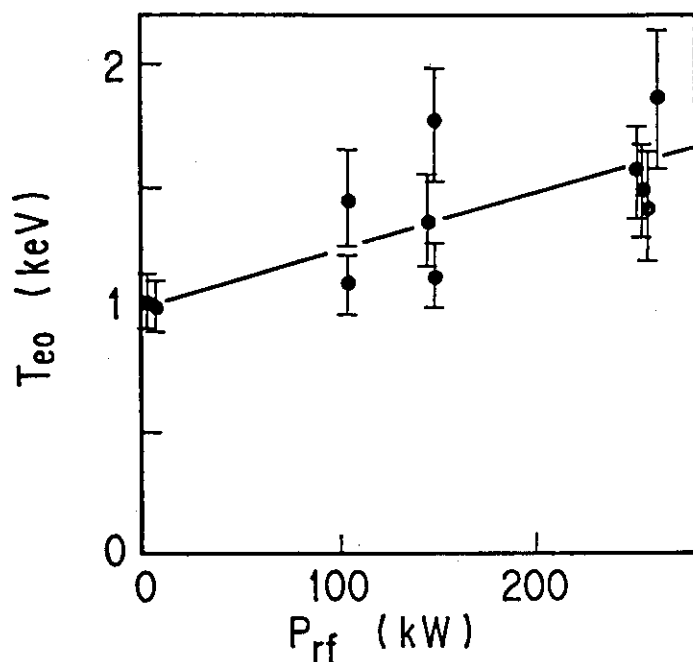


図 2.4.4 中心電子温度  $T_{e0}$  の rf パワー依存性。  $\bar{n}_e = 2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。  $B_0 = 21.5 \text{ kG}$ 。

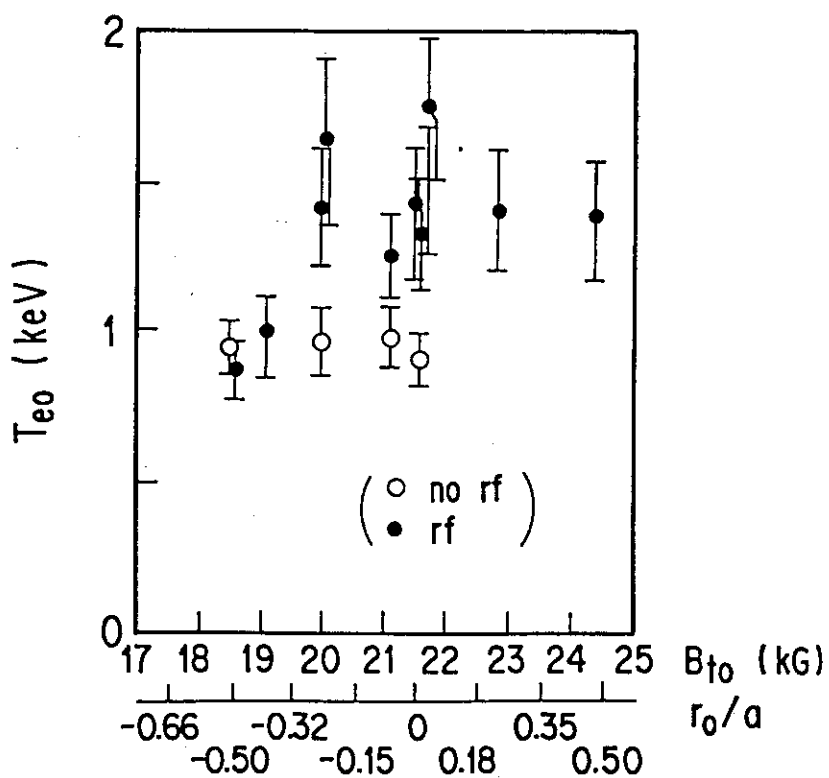


図 2.4.5 中心電子温度  $T_{e0}$  トロイダル磁場依存性。電子サイクロトロン共鳴層の位置 (プラズマ半径で規格化) も示す。  $P_{rf} = 255 \text{ kW}$ 。  $\bar{n}_e = (2.0 \sim 2.5) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。

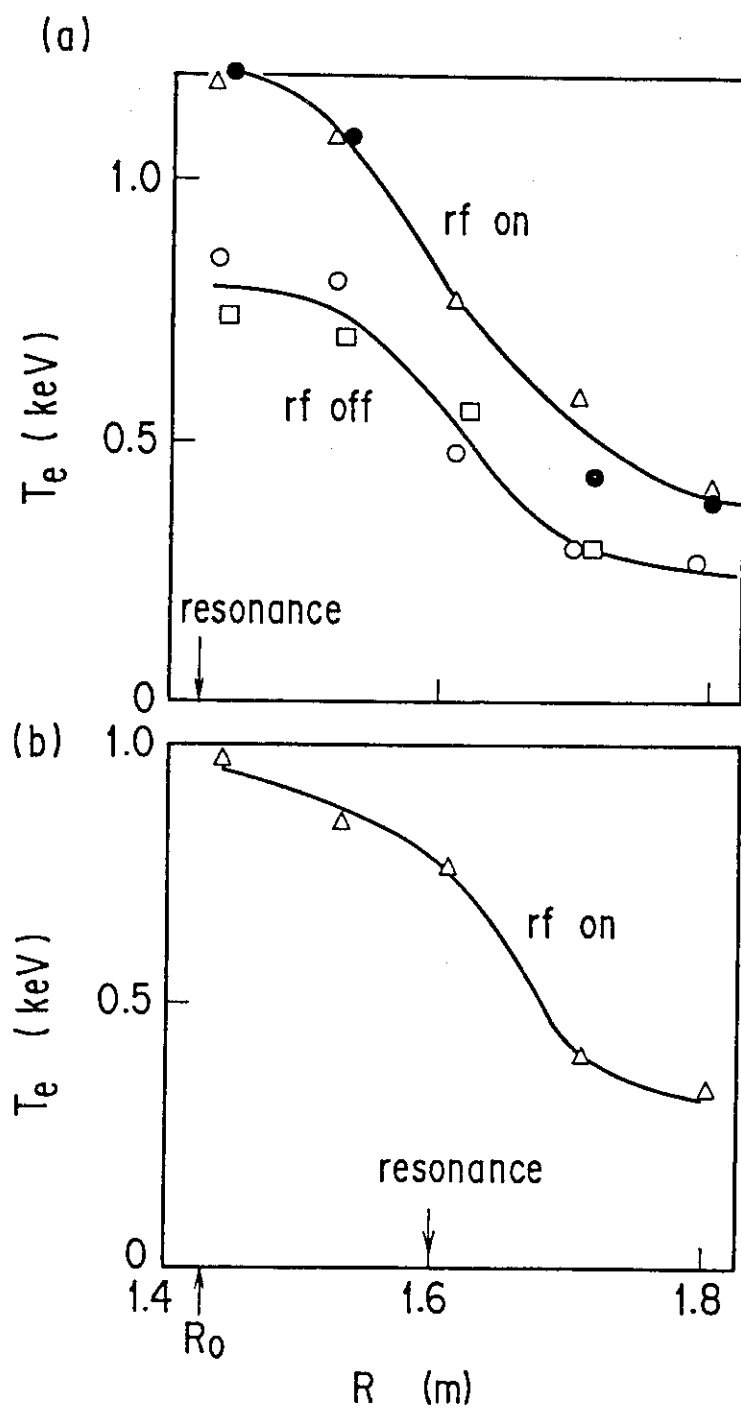


図 2.4.6 電子サイクロトロン共鳴層が中心にある場合(a)とプラズマ半径の中ほどに有る場合(b)の電子温度分布。  $I_p = 305 \text{ kA}$ 。  $\bar{n}_e = (2.0 \sim 2.4) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。

## 2.5 60 GHz 電子サイクロトロン加熱装置の設計及び試験 [1, 2]

### 2.5.1 序

周波数 28 GHz の電子サイクロトロン加熱実験 (本論文の 2.3 節) を終了した後に, JFT-2 トカマクを非円形断面かつ大型化したプラズマ形状を持つように改良した JFT-2 M トカマクに於いても, 電子加熱, 電流駆動及びプラズマ分布制御を目的として, 電子サイクロトロン加熱を行なうことになった。当時, マイクロ波の発振管であるジャイロトロンの開発が特に米国に於いて更に進展し, 周波数 60 GHz, 発振出力 200 kW のものが入手可能となっていたため, このジャイロトロンを用いて JFT-2 M トカマクの電子サイクロトロン加熱を行なうことにした。しかしながら, 日本原子力研究所としても電子サイクロトロン加熱装置を製作するのは初めてのことであったため, 米国 GA 社との国際協力 (本論文の 2.3 節および 2.4 節) の経験をもとに, 基本的な点から 60 GHz 電子サイクロトロン加熱装置の設計検討を行ない, かつ, 慎重に諸種の試験を行ない加熱装置を完成させた (1984 年)。その後, 二度の増力を経て, 現在, 定格発振出力 400 kW (プラズマへの入射パワーは 250 kW) パルス幅 100 ms となり, 信頼性高く運転されている。

本装置の特色は, ジャイロトロンの発振モードである円形  $TE_{02}$  モードをモード変換器を用いて, 最終的にビームの集束の良い円形  $TE_{11}$  モードでプラズマ中に入射でき, かつ, モード変換器の回転により, 異常波及び正常波のいずれのモードも入射可能なことにある。この方式は, 国際協力トカマク炉 (INTOR) の設計検討にも取入れられ [3], またプラズマ加熱の教科書 [4] にも引用されるなど ECH 加熱装置の標準となっている。

### 2.5.2 入射すべき波動に関する物理的検討

#### (1) 電磁波の遮断密度

電子サイクロトロン周波数帯の電磁場 (ECW) の遮断については本論文第 2.2 節に詳述したように, 波動の周波数が高いほどその遮断密度は大きくなる。トーラスの外側 (低磁場側) より伝播する (図 2.2.1 を参照) 異常波 (X 波) 及び正常波 (O 波) の遮断密度  $n_c$  の波動の周波数  $f$  に対する依存性を  $n_p = 0$  の場合について図 2.5.1 に示す。遮断密度  $n_c$  は, 周波数  $f$  の自乗に比例する。 $f = 60$  GHz のとき,

$n=1$ の基本波では	異常波	電子サイクロトロン共鳴層への近接性無し
	正常波	$n_{cO} = 4.46 \times 10^{19} m^{-3} (f_p)$
$n=2$ の二倍高調波では	異常波	$n_{cX} = 2.23 \times 10^{19} m^{-3} (f_R)$
	正常波	$n_{cO} = 4.46 \times 10^{19} m^{-3} (f_p)$
$n=3$ の三倍高調波では	異常波	$n_{cX} = 2.98 \times 10^{19} m^{-3} (f_R)$
	正常波	$n_{cO} = 4.46 \times 10^{19} m^{-3} (f_p)$

となる。トーラスの内側 (高磁場側) からの伝播に対しては, 正常波の遮断密度  $n_{cO}$  は外側から伝播の場合と同じであるが, 異常波の遮断密度  $n_{cX}$  は大きくなる。すなわち

$n=1$ のとき	$n_{cX} = 8.93 \times 10^{19} m^{-3} (f_L)$
$n=2$ のとき	$n_{cX} = 6.70 \times 10^{19} m^{-3} (f_L)$
$n=3$ のとき	$n_{cX} = 5.95 \times 10^{19} m^{-3} (f_L)$

である。

以上のことから、ECWのプラズマ中の伝播及び電子サイクロトロン共鳴層への近接性の観点からは、異常波の基本波 ( $n=1$ ) をトラス内側より垂直に ( $n_{\perp}=0$ ) 伝播させることが一番高い密度中の伝播が可能で好ましい。しかし、次節で述べる波動の電子サイクロトロン共鳴層での吸収の観点からは異常波の基本波の垂直伝播はバルク電子の吸収率が小さいため好ましくない。また、斜め伝播をさせるにしても内側入射はトカマク内側のスペースの制約のためミリ波の伝送技術の観点からは伝送損失が問題となり難しい。外側入射で一番高い密度まで伝播できるのは正常波である。

いずれにしても、 $10^{20} \text{ m}^{-3}$ 以上のプラズマ密度を持つ核融合炉心プラズマの加熱には、より高い周波数のECWが必要である。

(2) 電子サイクロトロン共鳴層での吸収パワー

ECHでトカマクプラズマの局所加熱を行なうためには、波動が電子サイクロトロン共鳴層を横切るときの(一回あたりの)吸収率が大きいことが必要である。この波動の吸収率は、その周波数及びモードが決まると、静磁場に対する波動の伝播方向(すなわち屈折率 $n_{\perp}$ )、高調波の倍数 $n$ 、プラズマの電子温度及び電子密度に依存する。幾何光学近似を用いると電子サイクロトロン共鳴層の一通過当りの吸収率 $P_{ab}$ は(2.3.58)式のように波数ベクトルの虚部 $k''$ を用いて表わすことができる。 $k''$ は2.3節で行なったように分散関係式(2.3.38)式を数値計算で解くことにより求めることができるが、この節では、パラメタに対する依存性を見通し良くするために $k''$ の解析的な近似解を用いることにする。

さて、ここで $P_{ab}$ の表式(2.3.58)と放射の強度 $I$ (単位:  $\text{Jm}^{-2}\text{str}^{-1}$ )の輸送方程式[5]を比べてみる。プラズマ媒質の放射の源関数(source function)  $S$ を用いると放射強度 $I$ は

$$I(s_2) = I(s_1)e^{-\tau(s_2, s_1)} + \int_{s_1}^{s_2} S(s')e^{-\tau(s, s')} ds' \quad (2.5.1)$$

と表わせる。右辺第一項はプラズマの境界 $s=s_1$ に入射する放射強度 $I(s_1)$ が $s=s_2$ までプラズマ中で減衰を受けた分を表わし、右辺第二項はプラズマ中での放射(電子サイクロトロン放射, ECE)の寄与を表わしている。ここに $\tau$ は光学厚さ(optical thickness)である。ECHの場合は右辺第二項に比べ右辺第一項が大きく第二項は無視できるほど小さい。従って $s=s_1$ から $s=s_2$ までの吸収の割合は

$$\frac{I(s_1) - I(s_2)}{I(s_1)} = 1 - e^{-\tau(s_2, s_1)} = \frac{P_{ab}}{P} \quad (2.5.2)$$

となり、(2.3.58)式と一致する。なお、ECEの場合には右辺第一項は真空容器壁での反射の効果を考慮するとき必要となる項である。

空間変化する磁場中で有限の密度を持つ( $(\omega_p/\omega_{ce})^2 \leq 1$ )プラズマの光学厚さ $\tau$ は、屈折率 $n$ の実部 $n'$ を用いて、以下のように表わすことができる[6]。

$$s=1$$

$$\tau^{(0)} = \pi^2 n'_0 (\omega_p/\omega_{ce})^2 (V_1/c)^2 \frac{(1+2\cos^2\theta)^2 \sin^4\theta L_B}{(1+\cos^2\theta)^3 \lambda_0}$$

$$\begin{aligned} \tau_i^{(X)} &= \pi^2 n'^5 (1 + \omega_p^2 / \omega_{ce}^2)^2 \left( \frac{\omega_{ce}}{\omega_p} \right)^2 (V_i / c)^2 \cos^2 \theta \frac{L_B}{\lambda_0} \\ n'_{\frac{O}{X}} &= \frac{1}{\sin^2 \theta} \left\{ 1 - \left( \frac{\omega_p}{\omega_{ce}} \right)^2 + \frac{\sin^2 \theta}{2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \sqrt{\sin^4 \theta + 4 \left( 1 - \left( \frac{\omega_p}{\omega_{ce}} \right)^2 \right) \cos^2 \theta} \right\} \end{aligned} \quad (2.5.3)$$

$s \geq 2$

$$\begin{aligned} \tau_s^{(O, X)} &= \frac{\pi^2 S^{2(s-1)}}{2^{s-1} (S-1)!} \left( (\omega_p / \omega_{ce})^2 (V_i / c)^{2(s-1)} \right. \\ &\quad \left. \times (\sin \theta)^{2(s-1)} (1 + \cos^2 \theta) \mu_s^{(O, X)}(\theta) \right) \frac{L_B}{\lambda_0} \end{aligned}$$

$$n'_{\frac{O}{X}} = 1 - (\omega_p / s \omega_{ce}) f_{\frac{O, X}{X, S}}$$

ここに、添字 (O) は正常波、(X) は異常波を表わす。さらに、

$$V_i = \sqrt{\frac{T_e}{m}} = 4.1938 \times 10^5 \sqrt{T_e (\text{eV})} \quad (\text{電子の熱速度})$$

$$c = 2.9979 \times 10^8 \quad (\text{真空中の光速})$$

$$\omega_p = 2\pi \times 89.8 \times 10^9 \sqrt{\frac{n_e (\text{m}^{-3})}{10^{20}}} \quad (\text{プラズマ周波数})$$

$$\omega_{ce} = 2\pi \times 28.0 \times 10^9 B (\text{T}) \quad (\text{電子サイクロトロン周波数})$$

$\theta$ : 波数ベクトル  $\vec{k}$  と磁場  $\vec{B}$  とのなす角

$$\lambda_0 = 2\pi c / \omega_{ce} \quad (\text{真空中の波長})$$

$$\begin{aligned} L_B &= \frac{B_0}{|dB_0/dl|} = \frac{R_0}{\sin \theta} \\ \mu_s^{(O, X)}(\theta) &= \frac{n'_{\frac{O, X}{O, X}} (s-1)^2 \left( 1 - \frac{s+1}{s} f_{(O, X)S} \right)^2}{(1 + \cos^2 \theta) \sqrt{a_s^2 + b_s^2}} \\ a_s^2 &= \left[ 1 + \frac{1 - \left( \frac{\omega_p}{s \omega_{ce}} \right)^2 n'^2 \cos^2 \theta}{\left\{ 1 - \left( \frac{\omega_p}{s \omega_{ce}} \right)^2 - n'^2 \sin^2 \theta \right\}^2} s^2 \left( 1 - \frac{s^2-1}{s^2} f_{(O, X)S} \right)^2 \right]^2 \sin^2 \theta \\ b_s^2 &= \left[ 1 + \frac{1 - \left( \frac{\omega_p}{s \omega_{ce}} \right)^2}{1 - \left( \frac{\omega_p}{s \omega_{ce}} \right)^2 - n'^2 \sin^2 \theta} s^2 \left( 1 - \frac{s^2-1}{s^2} f_{(O, X)S} \right)^2 \right]^2 \cos^2 \theta \\ f_{\frac{O, X}{X, S}} &= \frac{2 \left( s^2 - \left( \frac{\omega_p}{\omega_{ce}} \right)^2 \right)}{2 \left( s^2 - \left( \frac{\omega_p}{\omega_{ce}} \right)^2 \right) - (\sin^2 \theta - \rho_s)} \\ \rho_s^2 &= \sin^4 \theta + \frac{4}{s^2} \left( s^2 - \left( \frac{\omega_p}{\omega_{ce}} \right)^2 \right)^2 \cos^2 \theta \end{aligned}$$

以上の式を用いて計算した屈折率  $n'$  ( $=\text{Re } n_{\perp}$ ) を図 2.5.2 (a)~(c) に示す。低密度プラズマの屈折率  $n'$  は、1 に近い。また、上式の光学厚さ  $\tau$  を用いて計算した ECR 層一通過当りの吸収率  $P_{\text{ab}}/P$  を図 2.5.3 (a)~(c) に示す。計算では、波動の周波数  $f$  は 60 GHz に固定し、ECR 層での電子温度  $T_e$  は 600 eV と仮定している。角度  $\theta$  とプラズマ密度  $n_e$  に対する依存性が示されている。

この図からわかるように、異常波の吸収は、基本波 ( $s=1$ ) と二倍高調波 ( $s=2$ ) では大きい。三倍以上 ( $s \geq 3$ ) の高調波に対しては、小さい。また、正常波は、基本波 ( $s=1$ ) 以外の高調波は吸収が非常に小さく、数%である。

磁場に垂直に近い入射 ( $\theta \sim 90$  度) では、異常波の二倍高調波は、ECR 層で、ほぼ完全に吸収される。すなわち、トカマクプラズマの分布制御実験に必要な局所的なパワー付与が、異常波の二倍高調波の垂直に近い入射で得られる。

ECR 層での一通過当りの吸収が小さい波動は、局所加熱に適さない。というのは、吸収率の小さい波動は、金属製の真空容器壁での多重反射により、ビーム幅が広がり、ECR 層でのパワー付与分布が広がるからである。

### (3) 本項のまとめ

① 遮断密度の観点からは、波動の周波数は高い程良く、また、垂直入射が良い。垂直入射で波動の周波数を固定した場合、EMW の遮断密度  $n_c$  には、以下のような関係がある (図 2.2.2 を参照)。

$$n_{\text{cx}}(n=1) > n_{\text{co}} > n_{\text{cx}}(n \rightarrow \infty) > \dots > n_{\text{cx}}(n=3) > n_{\text{cx}}(n=2).$$

② ECR 層での吸収率の観点からは、異常波の低次の高調波 ( $n \leq 2$ ) を入射することが望ましい。二倍高調波の入射については、垂直入射が最も吸収率が良い。

③ 異常波の基本波 ( $n=1$ ) は、大きな遮断密度と ECR 層での大きな吸収率をもつが、トラスの高磁場側から斜めに入射する必要がある。しかし、入射技術の観点からは高磁場側からの入射は難しい。

④ 現在入手可能な最高の周波数は、60 GHz である。この電子サイクロトロン周波数に対応する磁場強度は  $B = 2.14$  T ( $n=1$ ) と  $B = 1.07$  T ( $n=2$ ) である。一方、JFT-2M トカマクの最大磁場強度は  $B_0 = 1.5$  T であるため基本波による加熱は不可能である。しかし、二倍高調波の垂直に近い入射により、ECR 層での大きな吸収が期待できる。従って、異常波の二倍高調波を用いることにより、JFT-2M で局所的な加熱ができる。

⑤ ECR 層一通過当りの吸収率  $P_{\text{ab}}/P$  の電子温度と密度に対する依存性を図 2.5.4 に示す。ここに入射角は  $\theta = 80$  度 ( $n_{\perp} = 0.17$ ) に固定している。図から  $n_e \geq 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  かつ  $T_e \geq 600$  eV のプラズマでは、 $P_{\text{ab}}/P \geq 90\%$  となる。このプラズマパラメータは、JFT-2M では、容易に実現される。

⑥ 局所加熱を行うためには、ガウス分布のような中実な分布をもつミリ波のビームを入射する必要がある (例えば、円形  $\text{TE}_{11}$  モード)。すなわち、ジャイロトロン出力である  $\text{TE}_{02}$  モードのような中空の分布をもつビームは適さない。また、純粋な異常波や正常波を入射するには、直線偏波を垂直に入射しなければならない。

### 2.5.3 ECH 装置の全体構成

ECH 装置は、ジャイロトロン発振管と、その縦磁場発生用の超伝導マグネット、ジャイロトロン用の高電圧電源、ジャイロトロンの保護インターロック系、ジャイロトロン用発振高周波モニター装置、および発振高周波の伝送系ならびにプラズマへの高周波の結合系などの主な要素から構成される。

JFT-2M の ECH 装置は、2本のジャイロトロン発振管のコレクター電極への高圧パルス、1本のレギュレーターチューブで制御させている。このレギュレーターチューブは、5本のジャイロトロンを制御する電流容量をもつ。また、ジャイロトロンの電子銃陽極はパルス変調を行っており、コレクター電圧と独立に電圧を制御することができることが特色である。

### 2.5.4 高周波伝送系の設計

#### (1) 高周波伝送系の設計概念

2.5.2 項の検討により、ECH 装置に対する以下の要求が明らかになった。

- ① 周波数 60 GHz ( $\omega = 2\omega_{ce}$ )
- ② 入射角  $80^\circ$  ( $n_{\parallel} = 0.17$ )
- ③ ガウス分布のビームの径分布
- ④ 純粋なモードの入射 (異常波と正常波)  $\rightarrow$  TE<sub>11</sub> モード

60 GHz ジャイロトロン (Varian VGE 8060) の出力モードは、殆ど ( $\sim 94\%$ )、円形 TE<sub>02</sub> モードに偏波している。従って、TE<sub>11</sub> モードをプラズマに入射するには、TE<sub>02</sub> モードのモード変換が必要になる。この変換を行なうモード変換器が、高周波伝送系の最も重要な要素である。

ジャイロトロンの動作の観点からすると、トカマク装置からの漏れ磁場の影響を避けるために、ジャイロトロンをトカマク装置から離して設置することが望ましい。というのは、漏れ磁場はジャイロトロンの共鳴空洞 (cavity) の動作に影響を与えるからである。共鳴空洞での許容横磁場は、縦磁場の 0.02% 以下、すなわち約 40 ガウス以下である。また、JFT-2M トカマクのまわりには、ジャイロトロンを置くスペースが不足していた。これらの理由で、ジャイロトロンはトカマクから約 20 m 離れた所に設置されている。そのため、ジャイロトロンの出力窓から JFT-2M トカマクの入射窓までの伝送系の長さは、約 33 m になる。従って、この伝送系での高周波の損失が大きな問題となる。

この損失を少なくするために、オーバーサイズの円形導波管を用い、高周波の伝送は TE<sub>01</sub> モードで行なう。オーバーサイズの導波管は、高周波のジュール損失が小さいため適している。基本サイズの導波管は、この様な高い周波数に大しては、損失が大きいため長距離の伝送には適さない。60 GHz では、30 m で損失は約 85% になる。TE<sub>01</sub> モードは、円形導波管中での損失が最少であり、その上、円形導波管中での最大電界強度が最も小さい。そのため、導波管中での絶縁破壊に対して有利であり、大パワーの伝送に向く。

結局、TE<sub>02</sub> $\rightarrow$ TE<sub>01</sub> $\rightarrow$ TE<sub>11</sub> と図 2.5.5 に示すように次々とモード変換を行なうことが必要になる。このスキームは、Doublet III トカマクで最初に提案された [7, 8] ものである。

導波管の径が大きいことは、管壁でのジュール損失を小さくするには好ましいが、その反面、たくさんのモードの伝播が可能のため、導波管の径が大きくなるほど、導波管の曲り等の不完

全性によるモード変換損失が大きくなっている。従って、導波管の径は、ジュール損失の大きいモードへのモード変換を避けられるように、ある程度小さくする必要がある。

(2) 円形導波管中のジュール損失とその最小化

導波管中の損失は、減衰係数  $\alpha$  ( $m^{-1}$ ) により表わされる。あるモードのパワーは次式のように表わされる。

$$P(z) = P(0)e^{-2\alpha z} \quad (W) \quad (2.5.4)$$

ここに、 $z$  は、導波管の管軸に沿う座標である。すると、単位長さの当りの損失は、

$$W = -dP(z)/dz = 2\alpha P(z) \quad (W/m) \quad (2.5.5)$$

と書ける。通常、 $\alpha \ll 1$  である。直線の円形導波管中の固有モードのジュール損失による減衰係数  $\alpha$  は、次式のように表わせる。[9]。

$$\alpha_{[mn]} = \frac{R}{\eta a} \left[ \frac{m^2}{\chi_{[mn]}^2 - m^2} + \nu_{[mn]}^2 \right] \frac{1}{\sqrt{1 - \nu_{[mn]}^2}} \quad (m^{-1}) (\text{TE}_{mn} \text{モード})$$

$$\alpha_{(mn)} = \frac{R}{\eta a} \frac{1}{\sqrt{1 - \nu_{(mn)}^2}} \quad (m^{-1}) (\text{TM}_{mn} \text{モード}) \quad (2.5.6)$$

ここに、

$$R = \sqrt{\pi f \rho \mu_0} = 6.383 \times 10^{-2} \quad (f = 60 \text{ GHz})$$

$$f: \text{周波数 } 60 \times 10^9 \text{ (s}^{-1}\text{)}$$

$$\rho: \text{管壁の抵抗率 銅 } 1.72 \times 10^{-8} \text{ (}\Omega \cdot \text{m)}$$

$$\mu_0: \text{真空の透磁率 } 4\pi \times 10^{-7} \text{ (H/m)}$$

$$\eta = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}: \text{真空の特性インピーダンス } 377 \text{ (}\Omega\text{)}$$

$$a: \text{円形導波管の半径 (m)}$$

$$\chi_{[mn]}: \text{Bessel 関数 } J_m \text{ の } n \text{ 番目の零点}$$

$$\chi_{(mn)}: \text{Bessel 関数 } J_m \text{ の } n \text{ 番目の零点}$$

$$\chi_{[01]} = \chi_{(11)} = 3.83$$

$$\chi_{[02]} = \chi_{(12)} = 7.02$$

$$\chi_{[03]} = \chi_{(13)} = 10.2$$

$$\chi_{[04]} = \chi_{(14)} = 13.3$$

$$\chi_{[05]} = \chi_{(15)} = 16.5$$

$$\nu_{mn} = \lambda / \lambda_{c,mn}$$

$$\lambda_c: \text{遮断波長 (m)}$$

$$\lambda_{c,[mn]} = \frac{2\pi a}{\chi_{[mn]}}, \quad \lambda_{c,(mn)} = \frac{2\pi a}{\chi_{(mn)}}$$

まず、 $\text{TE}_{0n}$  モードを考える ( $m=0$ ) と、

$$\alpha_{[0n]} = \frac{R}{\eta a} \nu_{[0n]}^2 \frac{1}{\sqrt{1 - \nu_{[0n]}^2}} \quad (2.5.7)$$

$\lambda^2 \ll a^2$  の場合には、

$$\nu_{[0n]}^2 = \left( \frac{\lambda}{\lambda_{c,[0n]}} \right)^2 = \frac{\chi_{[0n]}^2 \lambda^2}{4\pi^2 a^2} \ll 1 \quad (2.5.8)$$



すると、

$$\alpha_{\text{[on]}} = \frac{\chi_{\text{[on]}}^2 \sqrt{\pi f \rho \mu_0}}{4\pi^2 \eta a^3} \left(\frac{c}{f}\right)^2 = \frac{\chi_{\text{[on]}}^2 \sqrt{f \rho \times 1 \times 10^{-7}}}{2\pi \eta a^3} \left(\frac{c}{f}\right)^2 \propto \frac{1}{a^3} \frac{1}{f^{3/2}} \chi_{\text{[on]}}^2 \quad (2.5.9)$$

このように、TE<sub>on</sub> モードの減衰定数は、 $a^{-3} f^{-3/2} \chi_{\text{[on]}}^2$  のような比例則をもつ。これより、ジュール損失は、半径が大きく、周波数が高く、低モードである程小さくなる。それ故、TE<sub>01</sub> モードが最も損失が小さい。TE<sub>on</sub> モード間の減衰定数の比は、管径と周波数を固定すると、 $\chi_{\text{[on]}}^2$  の比になる。 $\chi_{\text{mn}}$  の値を表 2.5.1 に示す [9]。例えば、

$$\frac{\alpha_{\text{[02]}}}{\alpha_{\text{[01]}}} = \frac{\chi_{\text{[02]}}^2}{\chi_{\text{[01]}}^2} = \frac{(7.02)^2}{(3.83)^2} = 3.36$$

単位長さ当りの減衰は、dB 単位で次のように表わされる。

$$10 \log_{10} \frac{P_0 e^{-2\alpha}}{P_0} = -20 \alpha \log_{10} e = -8.69 \alpha \quad (2.5.10)$$

ジュール損失のパワーに対する割合は、(2.5.4) 式から

$$P_{\text{loss}} / P_0 = \frac{P_0 - P_{(z)}}{P_0} = 1 - e^{-2\alpha z} \quad (2.5.11)$$

となる。

TE<sub>01</sub> モードの半径  $a = 4.17 \text{ mm}$  の、60 GHz に対する基本サイズの円形導波管 (WRC 243 C 14) 中での損失の割合は、(2.5.7) 式と (2.5.11) 式を用いて以下のように計算される。

$$\lambda_{c[01]} = \frac{2\pi a}{\chi_{[01]}} = 6.84 \times 10^{-3} (\text{m})$$

$$\nu_{[01]} = \lambda / \lambda_{c[01]} = 0.73$$

$$\alpha_{[01]} = 3.17 \times 10^{-2} (\text{m}^{-1})$$

$$P_{\text{loss}} / P_0 = 85\% (30\text{mで}).$$

このように、基本サイズの円形導波管 (WRC 243 C 14) 中での損失の割合は、大きすぎる。より大きな半径  $a = 13.9 \text{ mm}$  の円形導波管では

$$\lambda_{c[01]} = 22.8 \times 10^{-3} (\text{m})$$

$$\nu_{[01]} = 0.22$$

$$\alpha_{[01]} = 6.0 \times 10^{-4} (\text{m}^{-1})$$

$$P_{\text{loss}} / P_0 = 3.5\% (30\text{mで}).$$

となり、損失の割合は、かなり小さくなる。

TM<sub>(mn)</sub> モードは、TE<sub>(mn)</sub> モードより大きな損失をもつ。(2.5.6) 式を用いて減衰定数の比例則を求めると

$$\alpha_{(mn)} \sim \frac{R}{\eta a} \propto a^{-1} \sqrt{f} \quad (\lambda^2 \ll a^2 \text{ に対して}) \quad (2.5.12)$$

となる。

(2.5.6) 式を用いて求めた、半径  $a = 13.9 \text{ mm}$  の円形導波管の 60 GHz の波動のいろいろなモードに対する減衰定数を表 (2.5.2) に示す。モード数がさらに大きくなると、減衰定数はさらに大きくなる。

以上のように、オーバーサイズの  $\alpha = 13.9 \text{ mm}$  の円形導波管の (WRC 727 D 14) と  $\text{TE}_{01}$  モードを用いることにより、理想的には、伝送損失を 4% 以下にできることが示された。

$\text{TM}_{11}$  モードは  $\text{TE}_{01}$  モードと縮退している ( $\chi_{(11)} = \chi_{(01)}$ ) ので、方位角方向の摂動 (曲げ) により、 $\text{TE}_{01}$  モードは  $\text{TM}_{11}$  モードにモード変換しやすい。 $\text{TM}_{11}$  モードは、表 2.5.2 にみられるように、損失が大きいため、直線導波管の曲がりには、伝送損失を著しく増やすので、直線導波管の敷設には注意が必要である。

(3) 導波管中の電界強度と絶縁破壊の防止

この節では、導波管中の各モードの電界強度の最大値を求める。そして、その電界強度が、空気の絶縁破壊電圧  $2.9 \times 10^4 \text{ V/cm}$  になるモードのパワーを求める。このパワーが、この導波管で伝送できる上限を与えると考えられる。

円形導波管を伝播する  $\text{TE}_{mn}$  モードの電界の方位角方向 (周方向) の成分は、次式で表わされる [9]。

$$E_{\phi}(r, z) = V_{[mn]}(z) \sqrt{\frac{\epsilon_m}{\pi}} \frac{\chi_{[mn]}}{\sqrt{\chi_{[mn]}^2 - m^2}} \frac{J'_m(u_{[mn]}r) \cos m\phi}{a J_m(\chi_{[mn]}) \sin m\phi} \quad (2.5.13)$$

前進波のみ存在するとすれば、

$$V_{[mn]}(z) = V_{0[mn]} e^{-i\beta_{[mn]}z} \quad (2.5.14)$$

である。ここに、

$V_{0[mn]}$ :  $\text{TE}_{mn}$  モードの電圧

$z$ : 管軸に沿う座標

$$\epsilon_m = \begin{cases} 1 & (m = 0) \\ 2 & (m \neq 0) \end{cases}$$

$$u_{[mn]} = \chi_{[mn]} / a$$

$\beta_{[mn]}$ :  $\text{TE}_{mn}$  モードの波数

$z$  方向に伝播するパワーは、次式で表わされる。

$$P_{[mn]} = \zeta \sqrt{1 - \nu_{[mn]}^2} |\bar{V}_{[mn]}|^2 \quad (2.5.15)$$

ここに、

$$\zeta = \sqrt{\frac{\sigma + i\omega\epsilon}{i\omega\mu}} = \frac{1}{\eta} = \frac{1}{377} \quad (\text{自由空間中})$$

$$\bar{V}_{[mn]} = V_{[mn]} / 2 \quad (\text{時間平均})$$

上式から、最大電界  $|E_{\phi, \max}|$  は、次のように求まる。

$$\begin{aligned} |E_{\phi, \max}| &= \sqrt{\frac{2P_{[mn]}}{\zeta \sqrt{1 - \nu_{[mn]}^2}}} \sqrt{\frac{\epsilon_m}{\pi}} \frac{\chi_{[mn]}}{\sqrt{\chi_{[mn]}^2 - m^2}} \\ &\quad \times \frac{|J'_m(u_{[mn]}r)_{\max}|}{a |J_m(\chi_{[mn]})|} \propto a^{-1} \sqrt{P} (\text{V/m}) \end{aligned} \quad (2.5.16)$$

また、

$$\begin{aligned} P_{[mn]} &= \frac{\zeta}{2} \sqrt{1 - \nu_{[mn]}^2} \left( |E_{\phi, \max}| \sqrt{\frac{\pi}{\epsilon_m}} \frac{\sqrt{\chi_{[mn]}^2 - m^2}}{\chi_{[mn]}} \right. \\ &\quad \left. \times \frac{a |J_m(\chi_{[mn]})|}{J'_m(u_{[mn]}r)_{\max}} \right)^2 \quad (\text{W}) \end{aligned} \quad (2.5.17)$$

導波管内では、遮断波長 $\lambda_c$ より短い波長の波動のみ伝播可能である。

$$\lambda < \lambda_c = \frac{2\pi a}{\chi_{mn}} \quad (\text{すなわち } \nu_{mn}^2 < 1) \quad (2.5.18)$$

従って、 $\chi_{mn}$ には、上界がある。すなわち、

$$\chi_{mn} < \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (2.5.19)$$

周波数 $f = 60$  GHz, 管径 $a = 13.9$  mm に対しては、最大値は、 $\chi_{mn, \max} = 17.48$ である。いろいろなモードに対する $\chi_{mn}$ の値が表 2.5.1 に示されている。半径 $a = 13.9$  mm の導波管 (WRC 727 D 14) には、80 個のモードが伝播可能であることがわかる。TE<sub>0n</sub> モードは、5 個 (TE<sub>01</sub> ~ TE<sub>05</sub>) が伝播可能である。(2.5.16) 式を用いて計算したこれらのモードの電界強度を、表 2.5.3 に示す。ここに、パワーは 200 kW としている。TE<sub>01</sub> モードに対して、最大電界は最も小さく、7.28 kV/cm である。モード数 $n$ が大きくなるほど、最大電界は大きくなる。TE<sub>05</sub> モードの最大電界は 200 kW で空気の絶縁破壊電圧 29 kV/cm になる。このように、モード数 $m, n$ の大きなモードは、絶縁破壊を起こし易い。

$n$ の大きな TE<sub>0n</sub> モードは、TE<sub>01</sub> モードや TE<sub>02</sub> モードの半径方向の摂動により生じる。従って、TE<sub>02</sub> → TE<sub>01</sub> モード変換器や伝送導波管を設計するときはこれらの、 $m, n$ の大きなモードの発生をできるだけ押えるようにすることが重要である。

さて、伝送可能な最大パワーを $E_{p, \max}$ が、空気の絶縁破壊電圧 29 kV/cm になるパワーと定義すると、 $a = 13.9$  mm の円形導波管の TE<sub>01</sub> モードの伝送可能な最大パワーは、3.1 MW となる。従って、200 kW のパワーは、最大パワーの略 1/16 となる。

しかしながら、この計算は、理想的な伝送系についてのものであり、実際は、伝送系の管壁 (導波管壁、入射窓等) での絶縁破壊は、これより低い電圧でも起こりうる。従って、JFT-2 M の高周波伝送系は絶縁破壊電圧を上げるための、ガス封入の可能な構造をもつものとする。

200 kW の伝送に対して、導波管の伝送パワー密度は 33 kW/cm<sup>2</sup> となる。この、高い伝送パワー密度は ECH の利点であると考えられる。

#### (4) 導波管バンドにおけるモード変換

この節では、曲率半径 $R$ の導波管バンドにおける TE<sub>0n</sub> モードのモード変換について調べる。各モードの前進波の振幅に対して以下の記号を用いることにする。

$$a_0: \text{TE}_{0:}$$

$$a_1: \text{TM}_{1:}$$

$$a_s: \text{TE}_{:s}$$

変換式は、以下のように表わされる [9]。

$$\begin{cases} \frac{da_0}{dz} = -i\beta_0 a_0 - i c a_1 - i \sum_s c_s a_s \\ \frac{da_1}{dz} = -i c a_0 - i\beta_1 a_1 \\ \frac{da_s}{dz} = -i c_s a_0 - i\beta_s a_s \end{cases} \quad (2.5.20)$$

ここに、 $\beta$  は伝播定数、 $c$  と  $c_s$  とは、以下のような、結合係数である。

$$c = c_{(01)(01)} = \frac{ka}{\sqrt{2\chi_{01}}} \cdot \frac{1}{R} = 1.16 \frac{a}{\lambda R}$$

$$c_s = c_{(01)(1s)} \quad (2.5.21)$$

境界条件は、

$$a_0(z=0) = 1,$$

$$a_1(z=0) = 0,$$

$$a_s(z=0) = 0. \quad (2.5.22)$$

(2.5.20) の連立方程式は、摂動法により解くことができ、 $\frac{c_s}{\beta_s - \beta_0}$  の 1 次の近似では、以下の

ように各モードの振幅が求まる。

$$a_0(z) = e^{-i\beta_0 z} \cos(cz)$$

$$a_1(z) = -ie^{-i\beta_0 z} \sin(cz) \quad (2.5.23)$$

$$a_s(z) = \frac{c_s}{\beta_s - \beta_0} (e^{i\beta_s z} - e^{-i\beta_0 z} \cos(cz))$$

これより、 $TE_{01}$  モードの振幅は、

$$cz = \frac{\pi}{2} + n\pi \quad (n=0, 1, 2, \dots) \quad (2.5.24)$$

で、零になる。これより、

$$z_c = 1.35 \frac{\lambda R}{a} (1+2n) \quad (n=0, 1, 2, \dots) \quad (2.5.25)$$

で、 $TE_{01}$  モードは完全にモード変換してしまう。角度に直すと、

$$\theta_c = 1.35 \frac{\lambda}{a} (1+2n) \quad (2.5.26)$$

半径  $a = 13.9$  mm の円形導波管を伝播する周波数 60 GHz の高周波では、この臨界角は、

$$n=0 \quad \theta_c = 0.486 \text{ (rad.)} = 27.8 \text{ (度)},$$

$$n=1 \quad \theta_c = 1.46 \text{ (rad.)} = 83.4 \text{ (度)},$$

$$n=2 \quad \theta_c = 2.43 \text{ (rad.)} = 139 \text{ (度)}.$$

90 度のバンドに対しては、 $z = \frac{\pi}{2} R$  であるので、 $TE_{01}$  モードの振幅  $a_0$  は、

$$|a_0(z)| = \cos\left(\frac{\pi}{2} Rc\right) = \cos\left(\frac{\pi}{2} Rc\right) = \cos\left(\frac{\pi}{2} \times 1.16 \frac{a}{\lambda}\right) = 0.35$$

それ故、90 度バンドでは、 $TE_{01}$  モードのパワーの 88% が他のモードに、モード変換してしまう。

このモード変換を避けるためには、 $TE_{01}$  モードと  $TM_{11}$  モードの縮退を解く工夫が必要になる。このために、コルゲートバンドを用いることにする。コルゲートバンドの詳細については、項目(7)に記す。

#### (5) 高周波伝送系の構成

JFT-2M トカマクの高周波伝送系の全体図を図 2.5.6 に示す。60 GHz ジャイロトロンは、

TE<sub>02</sub> モードを直径 63.5 mm (2.5 インチ) の円形導波管に生成する。高周波 (rf) 周波数と一般パワー (TE<sub>02</sub> 以外のモードパワーも含む) は、ジャイロトロン直上のサンプラーによりモニターされる。ジャイロトロンの中での絶縁破壊は、サンプラーに備えられたアーク検出器で検出される。コサイテーパー (63.5 mm - 27.8 mm) とジャイロトロンの空洞 (cavity) の間にトラップされるモードは、水冷のモードフィルターにより除去される。

入射波と反射波のパワーは、TE<sub>02</sub> モード用方向性結合器で測定される。

TE<sub>02</sub>-TE<sub>01</sub> モード変換器で TE<sub>02</sub> モードから TE<sub>01</sub> モードにモード変換させる。そして、ジャイロトロンからトカマク装置までは、90 度コルゲートバンドと直線導波管により円形 TE<sub>01</sub> モードで伝送される。アーク検出器は各所に設けられている。DC ブレイク (直流絶縁器) と、コサイテーパー (27.8 mm - 63.5 mm) を介して、高周波は入射窓から真空容器内にはいる。そこで、導波管の直径は 19.1 mm に縮められ、TE<sub>01</sub>-TE<sub>11</sub> モード変換器で TE<sub>11</sub> モードにモード変換される。最後に、円錐ホーンアンテナからプラズマ中に入射される。

rf パワーの測定のために、トカマク装置の所の入射窓の前 (E 点)、あるいは、ジャイロトロンの所の方向性結合器の後 (D 点) に、テーパーを介して水負荷がつけられる構造になっている。

このような、管径のいろいろな変化は、モード変換器やバンドを短く作るためには小さい径にする必要があるからである。その一方で、入射窓の径は、パワー密度を下げ、電界も下げ (3.2 kV/cm) するために大きい方がよい。

#### (6) 固有モード展開法によるモード変換器の最適設計 [1]

前節で述べたように、ミリ波源からトカマク装置までミリ波を伝送する際の伝送損失は、このような高周波の場合には、大きな問題となる。ジャイロトロンは TE<sub>02</sub> モードで発振するが、伝送損失を考慮すると、TE<sub>01</sub> モードを使うのがよい。このために、TE<sub>02</sub>-TE<sub>01</sub> モード変換器の必要性がでてくる。

また、電磁波のパワーをプラズマ中の電子に効率良く結合させるためには、ホーンアンテナから、プラズマを伝播する波動の偏波をもつ電磁波を入射させるのがよいと考えられる。そのために、入射角度によって、直線偏波あるいは楕円偏波を入射するのがよい (2.2 節参照)。ほぼ垂直な入射に対しては、直線偏波に近い偏波を入射させるのが望ましいと考えられ、そのために TE<sub>01</sub>-TE<sub>11</sub> モード変換器を用いる。

このようなモード変換器として、管壁に周期的な摂動をもつものが提案された [10]。二種のモード変換器の形状を図 2.5.7 に示す。

この管壁の摂動は、入射モードの波数と出力モードの波数の差の波数を持っている TE<sub>02</sub>-TE<sub>01</sub> のモード変換に対しては、半径方向の摂動が加えられることにより、半径方向のモード数が 2 から 1 に下げられる。TE<sub>01</sub>-TE<sub>11</sub> のモード変換に対しては、方位角方向の摂動が加えられることにより、方位角方向のモード数が 0 から 1 に上げられる。従って、TE<sub>02</sub>-TE<sub>01</sub> モード変換器は、図の(a)のように、いわば、串だんごの形状をもち、TE<sub>01</sub>-TE<sub>11</sub> モード変換器は、図(b)のように、いわば、蛇行形状をもつ。

簡単のために、摂動の波形としては、正弦波をとる。摂動の波数  $k$  は、

$$k = 2\pi/\lambda = |k_{mn} - k_{m'n'}| \quad (2.5.28)$$

と表される。ここに、

$\lambda$ : 摂動の波長

$k_{mn}$ :  $TE_{mn}$  あるいは  $TM_{mn}$  モードの波数

$k_{m'n'}$ :  $TE_{m'n'}$  あるいは  $TM_{m'n'}$  モードの波数

$$k_{mn} = \sqrt{k_0^2 - \chi_{mn}^2} \quad (2.5.29)$$

$$k_0 = \omega / c = 2\pi\nu / c \quad (2.5.30)$$

$$\chi_{mn} = \begin{cases} p'_{mn} / a & \text{TEモードに対して} \\ p_{mn} / a & \text{TMモードに対して} \end{cases} \quad (2.5.31)$$

$c$ : 真空中の光速

$\nu$ : 周波数

$a$ : 円形導波管の半径

$p'_{mn}$ : Bessel 関数の微分  $J'_m(x)$  の  $n$  番目の零点

$p_{mn}$ : Bessel 関数  $J_m(x)$  の  $n$  番目の零点

である。

例えば,  $\nu = 59.7$  GHz とすると, 摂動の波長  $\lambda$  は, (2.5.28) 式 ~ (2.5.31) 式を用いて以下のように求められる。

①  $TE_{02} - TE_{01}$  の変換に対して,  $2a = 2.78$  cm (1.094 インチ) では, 摂動の波長  $\lambda$  は, 8.32 cm

②  $TE_{01} - TE_{11}$  の変換に対して,  $2a = 1.91$  cm (0.750 インチ) では, 摂動の波長  $\lambda$  は, 12.2 cm

各モードの振幅と変換効率を求めるには, モード結合の連立方程式を解かなければならない。この, 振幅と変換効率とは, 摂動の振幅と変換器の長さ (言換えれば, 摂動の数) の関数となる。

一般に, 導波管中の電界の横成分は, ポテンシャル関数と流れ関数から求めることができる。これらの関数は, 規格直交固有関数で級数展開できる。円形導波管の自然な固有モードをこのような固有関数にとる。このような展開により, 導波管壁で電界の接線成分が零になるという境界条件は自動的に満たされることになる。

ポテンシャル関数  $V$ ,  $U$  と, 流れ関数  $\pi$ ,  $\phi$  とは, 場 (電場および磁場) の分布関数  $T$  により, 表すことができる。横方向の場の分布関数  $T$  は, 次式をみたす [11]。

$$\nabla^2 T = -\chi^2 T \quad (2.5.32)$$

ポテンシャル関数と流れ関数とを,  $T$  で展開する。

$$\begin{aligned} V &= - \sum_{(m,n)} V_{(mn)} T_{(mn)} \\ \pi &= - \sum_{(m,n)} I_{(mn)} T_{(mn)} \\ \phi &= - \sum_{[m,n]} V_{[mn]} T_{[mn]} \\ U &= - \sum_{[m,n]} I_{[mn]} T_{[mn]} \end{aligned} \quad (2.5.33)$$

ここに,  $(mn)$  は, TM モードの添字を表し,  $[mn]$  は, TE モードの添字を表す。場の横成分は,

$$\begin{aligned} E_t &= -\text{grad } V - \text{flux } \phi \\ H_t &= \text{flux } \pi - \text{grad } U \end{aligned} \quad (2.5.34)$$

で表現される。ここに、

$$\begin{aligned} \text{grad}_u &= \frac{\partial}{e_1 \partial u}, \quad \text{grad}_v = \frac{\partial}{e_2 \partial v} \\ \text{flux}_u &= \frac{\partial}{e_2 \partial v}, \quad \text{flux}_v = -\frac{\partial}{e_1 \partial u} \end{aligned} \quad (2.5.35)$$

で定義される微分演算子である。

(2.5.34) 式を Maxwell 方程式に代入し、導波管の断面で積分すると次のモード間結合方程式を得る [12]。

$$\begin{aligned} \frac{dA_{[mn]}}{dz} &= -i \sum_{m'n'} [k_{[mn]}^{-[m'n']} A_{[m'n']} + k_{[mn]}^{-[m'n']} B_{[m'n']} + k_{[mn]}^{+(m'n')} A_{(m'n')} + k_{[mn]}^{-(m'n')} B_{(m'n')}] \\ \frac{dB_{[mn]}}{dz} &= i \sum_{m'n'} [k_{[mn]}^{-[m'n']} A_{[m'n']} + k_{[mn]}^{+[m'n']} B_{[m'n']} + k_{[mn]}^{(m'n')} A_{(m'n')} + k_{[mn]}^{(m'n')} B_{(m'n')}] \\ \frac{dA_{(mn)}}{dz} &= i \sum_{m'n'} [k_{(mn)}^{+[m'n']} A_{[m'n']} + k_{(mn)}^{-[m'n']} B_{[m'n']} + k_{(mn)}^{+(m'n')} A_{(m'n')} + k_{(mn)}^{-(m'n')} B_{(m'n')}] \end{aligned} \quad (2.5.36)$$

$$\frac{dB_{(mn)}}{dz} = i \sum_{m'n'} [k_{(mn)}^{-[m'n']} A_{[m'n']} + k_{(mn)}^{+[m'n']} B_{[m'n']} + k_{(mn)}^{-(m'n')} A_{(m'n')} + k_{(mn)}^{+(m'n')} B_{(m'n')}]$$

これらの常微分方程式は、“一般化された電信方程式”と呼ばれるものである。z は、伝播方向の座標、 $A_{(mn)}$ 、 $A_{[mn]}$  は、TM 波あるいは TE 波の前進波の振幅を表し、 $B_{(mn)}$ 、 $B_{[mn]}$  は、TM 波あるいは TE 波の後退波の振幅を表す。 $k^+$  および  $k^-$  は結合係数を表す。等しい添字をもつ自己結合係数は、位相定数となる。

$$\begin{aligned} k_{[mn]}^{+[mn]} &= h_{[mn]} + \frac{\beta^2 \Delta_{[mn]}^{[mn]}}{2h_{[mn]}} \\ k_{(mn)}^{-(mn)} &= h_{(mn)} + \frac{\chi_{(mn)}^2 \delta_{(mn)}^{(mn)} + h_{(mn)}^2 \Delta_{(mn)}^{(mn)}}{2h_{(mn)}} \end{aligned} \quad (2.5.37)$$

二つの異なるモードの結合係数は、以下のように表される。

$$\begin{aligned} k_{[mn]}^{-[m'n']} &= \frac{1}{2} \left[ \frac{\beta^2 \Xi_{[mn]}^{[m'n']} - \chi_{[mn]} \chi_{[m'n']} \xi_{[mn]}^{[m'n']}}{\sqrt{h_{[mn]} h_{[m'n']}}} \pm \Theta_{[mn]}^{[m'n']} \sqrt{h_{[mn]} h_{[m'n']}} \right] \\ k_{[mn]}^{\pm(m'n')} &= \frac{1}{2} \beta \Xi_{[mn]}^{(m'n')} \left[ \sqrt{\frac{h_{(m'n')}}{h_{[mn]}}} \pm \sqrt{\frac{h_{[mn]}}{h_{(m'n')}}} \right] \\ k_{(mn)}^{\pm(m'n')} &= \frac{1}{2} \beta \Xi_{[mn]}^{(m'n')} \left[ \sqrt{\frac{h_{(mn)}}{h_{[m'n']}}} \pm \sqrt{\frac{h_{[m'n']}}{h_{(mn)}}} \right] \\ k_{(mn)}^{\pm(m'n')} &= \frac{1}{2} \left[ \sqrt{h_{(mn)} h_{(m'n')}} \Xi_{(mn)}^{(m'n')} \pm \frac{\beta^2 \Xi_{(mn)}^{(m'n')} - \chi_{(mn)} \chi_{(m'n')} \xi_{(mn)}^{(m'n')}}{\sqrt{h_{(mn)} h_{(m'n')}}} \right] \end{aligned} \quad (2.5.38)$$

ここに (2.5.37) 式と (2.5.38) 式では、以下の記号を用いている。

$$h_{(mn)} = \sqrt{\beta^2 - \chi_{(mn)}^2}: \text{TM モードの軸方向波数}$$

$h_{[mn]} = \sqrt{\beta^2 - \chi_{[mn]}^2}$ : TE モードの軸方向波数

$\beta^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$ : 波数

$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  (H/m)

$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$  (F/m)

$\chi_{[mn]} = p_{mn}/a$ : TM モードの横方向波数

$\chi_{[mn]} = p'_{mn}/a$ : TE モードの横方向波数

座標系は直交曲線座標系 ( $\rho, \phi, z$ ) を用いる。ここに、 $\rho$  は半径、 $\phi$  方位角、そして  $z$  は、軸方向座標を表す。また、 $\xi, \delta$  は、以下のような断面内の積分で表される量である。

$$\begin{aligned} \xi_{[mn], [m'n']} &= \int_S \xi (\text{grad } T_{[mn]})(\text{grad } T_{[m'n']}) ds \quad \text{etc.} \\ \xi_{[mn]}^{[m'n']} &= \chi_{[mn]} \chi_{[m'n']} \int_S \xi T_{[mn]} T_{[m'n']} ds \quad \text{etc.} \\ \Delta_{[mn], [m'n']} &= \int_S \delta (\text{grad } T_{[mn]})(\text{grad } T_{[m'n']}) ds \quad \text{etc.} \end{aligned} \tag{2.5.39}$$

$$\delta_{[mn]}^{[m'n']} = \chi_{[mn]} \chi_{[m'n']} \int_S \delta T_{[mn]} T_{[m'n']} ds \quad \text{etc.}$$

ここに、 $\xi$  は、導波管の軸の曲率半径  $b$  と形状関数  $y(z)$  とを用いて次のように表されるパラメタである。

$$\begin{aligned} \xi &= (\rho/b) \cos \phi \\ b &= \frac{(1+y'^2)^{3/2}}{y''} \end{aligned} \tag{2.5.40}$$

$\delta$  は、次式で与えられる。

$$\epsilon = \epsilon_0(1 + \delta) \tag{2.5.41}$$

場の関数は、次の形をもつ。

$$\begin{aligned} T_{[mn]} &= \sqrt{\frac{\epsilon_n}{\pi}} \frac{J_m(\chi_{[mn]}\rho) \sin m\phi}{p_{mn} J_{m-1}(p_{mn})} \\ T_{[mn]} &= \sqrt{\frac{\epsilon_n}{\pi}} \frac{J_m(\chi_{[mn]}\rho) \cos m\phi}{\sqrt{p_{mn}^2 - m^2} J_m(p_{mn})} \end{aligned} \tag{2.5.42}$$

ここに、

$$\epsilon_n = \begin{cases} 1 & n=0 \\ 2 & n \neq 0 \end{cases}$$

結合方程式の一般形は、(2.5.36) 式のとおりであるが、次に、より簡略化された結合方程式を求める。そして、数値計算により、その解を求める。

TE<sub>02</sub>-TE<sub>01</sub> モード変換器についての計算では、TE<sub>01</sub> から TE<sub>05</sub> までのモードのみを考える。これより高次のモード ( $n \geq 6$ ) は、この場合、遮断である。すると簡略化された方程式は、次のように、書き表わせる。

$$\frac{dA_{[on]}}{dz} = -ih_{[on]} A_{[on]} - \frac{1}{2} \frac{K_n}{K_n} B_{[on]} + \sum_n [k_{[on]}^{[on']} A_{[on']} + k_{[on]}^{-[on']} B_{[on']}]$$



$$\frac{dB_{[on]}}{dz} = -ih_{[on]}B_{[on]} - \frac{1}{2} \frac{K'_n}{K_n} A_{[on]} + \sum_{n'} [k_{[on]}^{+[on']} B_{[on']} + k_{[on]}^{-[on']} A_{[on]}] \quad (2.5.43)$$

ここに、結合係数  $k^\pm$  は次のように表される [13]。

$$k_{[on]}^{\pm[on']} = \frac{p'_{on} p'_{on'}}{p'^2_{on} - p'^2_{on'}} \left[ \sqrt{\frac{K_{[on]}}{K_{[on']}}} \pm \sqrt{\frac{K_{[on']}}{K_{[on]}}} \right] \frac{1}{a} \frac{da}{dz}$$

また、

$$\begin{aligned} K_{[on]} &= \frac{\omega \mu}{h_{[on]}} \\ K'_{[on]} &= \frac{dK_{[on]}}{dz} \end{aligned} \quad (2.5.44)$$

TE<sub>01</sub>-TE<sub>11</sub> モード変換器の計算では、TE<sub>01</sub> モードと TE<sub>1n</sub>, TM<sub>1n</sub> (n ≤ 5) 等のモード間の結合のみ考慮する。すると、結合方程式は、次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{dA_{[01]}}{dz} &= -ih_{[01]}A_{[01]} - ik_{[01]}^{(11)}A_{(11)} - i \sum_{n'} [k_{[01]}^{+[1n']} A_{[1n']} + k_{[01]}^{-[1n']} B_{[1n']}] \\ \frac{dB_{[01]}}{dz} &= -ih_{[01]}B_{[01]} + ik_{[01]}^{-(11)}B_{(11)} + i \sum_{n'} [k_{[01]}^{+[1n']} B_{[1n']} + k_{[01]}^{-[1n']} A_{[1n']}] \\ \frac{dA_{[1n]}}{dz} &= -ih_{[1n]}A_{[1n]} - ik_{[1n]}^{+(01)}A_{(01)} - ik_{[1n]}^{-(01)}B_{[01]} \\ \frac{dB_{[1n]}}{dz} &= ih_{[1n]}B_{[1n]} + ik_{[1n]}^{-(01)}A_{(01)} + ik_{[1n]}^{+(01)}B_{[01]} \\ \frac{dA_{(11)}}{dz} &= -ih_{(11)}A_{(11)} - ik_{(11)}^{+(01)}A_{[01]} \\ \frac{dB_{(11)}}{dz} &= ih_{(11)}B_{(11)} + ik_{(11)}^{+(01)}B_{[01]} \end{aligned} \quad (2.5.45)$$

結合係数は、以下のように表される。

$$\begin{aligned} k_{[01]}^{\pm(11)} &= \frac{1}{2} B \Xi_{[01]}^{(11)} \left[ \sqrt{\frac{h_{(11)}}{h_{[01]}}} \pm \sqrt{\frac{h_{[01]}}{h_{(11)}}} \right] \\ h_{[01]} &= h_{(11)} \\ \Xi_{[01]}^{[1n]} &= \begin{cases} \frac{\beta a}{\sqrt{2} p'_{01} b} & (n=1) \\ 0 & (n \neq 1) \end{cases} \\ k_{[01]}^{+(11)} &= \frac{\beta a}{\sqrt{2} p'_{01} b} \\ k_{[01]}^{-(11)} &= 0 \\ k_{[01]}^{\pm[1n']} &= \frac{1}{2} \left[ \frac{\beta^2 \Xi_{[01]}^{[1n']} - \chi_{[01]} \chi_{[1n']} \xi_{[01]}^{[1n']}}{\sqrt{h_{[1n']} h_{[01]}}} \pm \Xi_{[01]}^{[1n']} \sqrt{h_{[01]} h_{[1n']}} \right] \end{aligned} \quad (2.5.46)$$

$$\xi_{\{01\}}^{(1n')} = \frac{\sqrt{2}a}{b} \frac{p'_{1n'}}{\sqrt{p'_{1n'} - 1}} \frac{p'_{01} + p'_{1n'}}{(p'_{01} - p'_{1n'})^2}$$

$$\Xi_{\{01\}}^{(1n')} = \frac{\sqrt{8}a}{b} \frac{p'_{01} p'_{1n'}}{\sqrt{p'_{1n'} - 1} (p'_{01} - p'_{1n'})^2}$$

これらの、(2.5.43) 式と (2.5.45) 式の連立常微分方程式を数値計算で解いた [1]。

次に、計算コードを用いて得られた結果について述べる。

周波数 ( $\nu$ ) と円形導波管の半径 ( $a$ ) を与えると、必要な摂動の波長 ( $\lambda$ ) は (2.5.28) 式から求まる。すると、残りのパラメタは摂動の振幅 ( $\delta$ ) である。モード変換器の形状を最適化するために、摂動の振幅 ( $\delta$ ) をパラメタとして、計算し、最適な  $\delta$  とモード変換器の長さ ( $z$ ) を求める。

さらに、変換率 ( $f$ ) の  $\lambda$ -依存性および  $\nu$ -依存性を求め、モード変換器の許容誤差について、考察する。

計算の結果、反射パワー ( $\propto B_{mn}^2$ ) は入射パワー ( $\propto A_{mn}^2$ ) に比べて無視できるほど小さい ( $10^{-4} \sim 10^{-5}$ ) ことがわかった。

図 2.5.8 に、長さに対する変換率  $f$  (%) の変化を示す。モード変換と再変換は入替わりに次々と起こることがわかる。望ましくないモード (寄生モード) へのパワーの変換率は、長さにより異なる。それゆえ、モード変換器の長さには、最適値があることがわかる。

TE<sub>01</sub>-TE<sub>11</sub> モード変換器では、TE<sub>12</sub> モードが強く励起されるが、最適な長さでは、TE<sub>12</sub> モードのパワーは、入射 TE<sub>01</sub> モードの残り分 ( $\sim 4\%$ ) まで抑制されることがわかる。

図 2.5.9 には、変換率  $f$  の  $\lambda$ -依存性が示されている。最適の  $\lambda$  の近傍では、一波長以内の変化 (60 GHz に対しては 5 mm) に対しては、変換率  $f$  は極端には変わらないことがわかる。

図 2.5.10 には、摂動振幅  $\delta$  ( $=\Delta a/a$ ,  $a$ : 摂動を受けない半径) に対する  $f$  と最適長さ  $z_{\max}$  とを示す。摂動振幅  $\delta$  を大きくすると変換器の最適長さ  $Z_{\max}$  は短くなるが、寄生モードへのエネルギー変換が大きくなってしまふ。従って、変換器の長さは摂動振幅  $\delta$  を大きくしてもあまり短くはできない。

図 2.5.11 には、変換率  $f$  の周波数  $\nu$  に対する依存性を示す。これらのモード変換器は、数 GHz の周波数帯域をもつことがわかる。

変換率にして  $\pm 5\%$  以内と  $\pm 1\%$  以内の誤差に押えるために  $\delta$  と  $\lambda$  に許容される誤差は、表 2.5.4 の最適形状では、表 2.5.5 に示すようになる。従って、モード変換器の製作に対しては、0.2 ~ 0.3 mm の工作精度が必要であることがわかる。TE<sub>02</sub>-TE<sub>01</sub> モード変換器は、軸対称性をもつため、この精度を出すには問題ないが、TE<sub>01</sub>-TE<sub>11</sub> モード変換器は、軸対称性をもたないため、製作には注意が必要である。

次に、このコードの適用可能性について検討する。この解析においては、導波管半径 ( $a$ ) は、管軸の曲率半径 ( $b$ ) に比べて小さいと仮定している。すなわち、

$$a/b \ll 1$$

$$b = \frac{(1+y'^2)^{3/2}}{y''} \tag{2.5.47}$$

モード変換器の形状を

$$y = a_0 \left( 1 + \delta \sin \frac{2\pi z}{\lambda} \right) \quad (2.5.48)$$

とすると

$$y' = \frac{2\pi a_0 \delta}{\lambda} \cos \frac{2\pi z}{\lambda}$$

$$y'' = - \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 a_0 \delta \sin \frac{2\pi z}{\lambda}$$

となる。b の最小値は、 $y' = 0$ 、 $y'' = - \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 a_0 \delta$  で起きるので、

$$b_{\min} = \frac{1}{\left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 a_0 \delta} \quad (2.5.49)$$

となる。これを用いると、(2.5.47) 式の条件は

$$a_0 \delta << \frac{\lambda^2}{(2\pi)^2 a}$$

と書直せる。これは、 $\lambda \sim 10$  cm,  $a \sim 1$  cm に対しては、 $\delta << 254\%$  で満たされる。ここで行った計算では  $\delta < 25\%$  であるのでこの条件は満たされている。

このコードは、曲線テーパあるいはベンドに対しても用いることができる。なお、この解析では、導波管中の誘電物質（例えば、水とか油）の効果は考えていない。この効果を含めようとすると、さらに解析は複雑になる。

二種のモード変換器の実機の変換率の実測値と計算値との比較を図 2.5.12 に示す。測定回路は図 2.5.13 に示されている。実測値と計算値とは、かなり良く合っていることがわかる。実測値を表 2.5.6 にまとめる。

#### (7) 溝付 90 度ベンド（コルゲートベンド）

TE<sub>01</sub> モードから TM<sub>11</sub> モードへの望ましくないモード変換を防ぐために、円形導波管の管壁に周期的な円環状の溝をもつ 90 度ベンドを用いる。これらの円環状の溝は、TE<sub>0n</sub> モードと縮退する TM<sub>1n</sub> モードに作用して縮退を解く働きをする。そのため、モード変換による損失が低減される。

ベンドの形状を図 2.5.14 に示す。第一系統には 3 本のベンド、第二系統には 4 本のベンドを用いている。しかし、それでも損失は大きく、3 本のベンドで損失は 31.6% になる。

#### (8) コサインテーパ

直線形状の多モード伝送用テーパは、高周波の好ましくないモード変換を防ぐためには、長くする必要があり。ところが、管径を余弦関数で表される変化をさせることにより、短く作ることができる。TE<sub>01</sub> モードの伝送の際には、TE<sub>0n</sub> モード（特に TE<sub>02</sub> モード）を抑制しなければならない。テーパ形状は以下の式で求められる [9]。

$$\ln(R/R_1) = \left( \frac{\rho}{\rho_1} - \frac{1}{2\pi} \sin \left( 2\pi \frac{\rho}{\rho_1} \right) \right) \ln \frac{R_2}{R_1} \quad (2.5.50)$$

R: 軸方向座標 z のところのテーパ半径

R<sub>1</sub>: 一方のテーパ端の管半径

$R_2$ : もう一方のテーパ端の管半径

$$\rho(z) = \int_0^z \frac{1}{2} \Gamma(z') dz'$$

$$\Gamma(z) = \sqrt{(\beta_1 - \beta_2)^2 + 4C^2}$$

$\beta_1$ : モード 1 の伝播定数

$\beta_2$ : モード 2 の伝播定数

$C$ : モード 1 とモード 2 の結合係数

$$z = \frac{2kR_1^2\rho_1}{\pi(\chi_{[02]}^2 - \chi_{[01]}^2)} \left[ \frac{1}{\alpha} \left(1 + \frac{\alpha^2}{4}\right) (e^{\alpha x} - 1) - \frac{\alpha}{\alpha^2 + 1} [e^{\alpha x}(\alpha \sin x - \cos x) + 1] \right. \\ \left. - \frac{\alpha^2}{4(\alpha^2 + 4)} [e^{\alpha x}(\alpha \cos x + 2 \sin 2x) - \alpha] \right]$$

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \ln(R_2/R_1), R(\rho=0) = R_1, R(\rho_1) = R_2,$$

$$x = 2\pi\rho/\rho_1$$

テーパの長さは

$$l = \frac{2k\rho_1}{\ln(R_2/R_1)} \frac{R_2^2 - R_1^2}{\chi_{[02]}^2 - \chi_{[01]}^2} \left[ 1 + \frac{\ln(R_2/R_1)}{\pi^2 + \ln^2(R_2/R_1)} + \frac{\ln^2(R_2/R_1)}{4\pi^2 + \ln^2(R_2/R_1)} \right]$$

(2.5.51)

$$k(R) = \frac{2\chi_{[01]}\chi_{[02]}}{\chi_{[02]}^2 - \chi_{[01]}^2} \frac{1}{R}$$

となる。以上の式から、コサインテーパの形状と長さが求められる。

JFT-2M で用いられているコサインテーパの形状は二種類である。

タイプ 1:  $R_1 = 27.79$  mm,  $R_2 = 63.5$  mm,  $l = 488.6$  mm

タイプ 2:  $R_1 = 19.05$  mm,  $R_2 = 63.5$  mm,  $l = 407.1$  mm

タイプ 1 のコサインテーパは、TE<sub>02</sub> モード方向性結合器の接続、水負荷の接続および真空窓の接続に用いられている。タイプ 2 のコサインテーパは、真空ダクト中で真空窓と TE<sub>01</sub>-TE<sub>11</sub> のモード変換器の接続に用いられている。

測定された挿入損失は 0.05 dB 以下 (58.2 ~ 61.2 GHz) で、反射率も測定限界 - 47 dB 以下 (電圧定在波比 VSWR < 1.01, 58.2 ~ 61.2 GHz) であった。

#### (9) 直線円形導波管

直線円形導波管は、半径は 27.79 mm で、SF<sub>6</sub> ガスの絶縁のために銅ガスケット付の Shive-ry 形フランジとなっている。挿入損失は 21 m で約 -0.7 dB (7%) である。直線円形導波管のたわみは、2 mm 以内に押えられている。この直線円形導波管の損失に関しては、2.5.4 節の (2) に述べられている。

#### (10) 真空窓

JFT-2M 本体への入射窓は、酸化ベリリウム BeO セラミックでできている。これは、ジャイロトロン出力窓と同じ材質である。特性を表 2.5.7 に示す。

## (11) 直流電圧絶縁 / モードフィルタ

これは、図 2.5.15 に示すもので二つの機能をもつ。

1. 真空容器のポテンシャルの絶縁
2. 非円形モードの除去

4枚の伝導板をテフロン板で絶縁している。水冷であり、水は冷却材と高周波の吸収材としての機能をもつ。特性を表 2.5.8 に示す。

## (12) ホーンアンテナ

プラズマ中には、 $TE_{11}$  モードでコニカルホーンアンテナ (図 2.5.16) から高周波が放射される。全半値幅 (3 dB 点) は、電界面で  $8.8^\circ$  磁界面で  $7.7^\circ$  である。シャープな放射パターンにするために、ホーンアンテナと  $TE_{01}-TE_{11}$  モード変換器の間にスペーサーをいれている。このスペーサーにより  $TE_{01}$  モードのモード変換により生じる  $TE_{12}$  モードの位相を調整し半値幅を小さくしている。このスペーサーがないと、E面の全半値幅は  $11^\circ$ 、H面の全半値幅は  $20^\circ$  となる。

ホーンからの放射は、 $TE_{11}$ 、 $TE_{12}$ 、 $TE_{01}$ 、 $TM_{11}$  などのモードの和である。 $TE_{01}-TE_{11}$  モード変換器の出口での、これらの電界強度の比は、

$E(TE_{11}) : E(TE_{02}) : E(TE_{12}) = 1 : 0.20 : 0.26$  である。ホーンのテーパーで  $TE_{11}$  モードから生成される  $TE_{12}$  モードを考慮すると  $TE_{12}$  モードの割合は 0.36 となる。 $E(TM_{11}) = 0.14$  として、 $TE_{12}$  モードの位相を変化させて、放射パターンを計算すると、H面の全半値幅は  $8^\circ$  から  $20^\circ$  まで、E面の全半値幅は  $9^\circ$  から  $13^\circ$  まで変化し、測定結果を再現することができる。

## (13) アーク検出器

アーク検出器は、真空窓あるいは導波管内での絶縁破壊によるアークの検出に用いられる。アーク検出は、光ファイバと光ダイオードにより行う。動作テストのために、チェックランプが組込まれている。

アークが起きると、 $TE_{02}$  モード方向性結合器でモニタされる反射パワー波形にバーストが現れ、反射異常のインターロックが働き、レギュレーターチューブにより、ジャイロトロンのビーム電流が切られる。

## 2.5.5 高周波モニター装置

高周波モニター装置は、高周波のパラメタをモニターする。その機能は、以下の通りである。

- ①  $TE_{02}$  モードの入射波のパワーのモニター
- ② 反射波のパワーのモニター、および過大の反射波に対しては、ビーム電流の停止信号を発生する。
- ③ 出力波の一般パワー、および周波数の測定
- ④ ジャイロトンでのアークの検出
- ⑤ 非円形モードの除去

高周波モニター装置の構成を図 2.5.17 に示す。また、実体図を図 2.5.18 に示す。以下に各要素の機能について述べる。

## (1) サンプラー／アーク検出器と一般パワーと周波数の検出回路

サンプラーは、穴で高周波との結合をするために、 $TE_{02}$  モードのみでなく、他のモードに対しても結合する。そのため、いろいろなモードの総体のパワー（一般パワー）の測定、および周波数の測定に用いる。周波数計は、制御室から遠隔操作により操作される。回路中の高周波パワーは、平坦広帯域の検波器により検出される。周波数計は可変空洞をもつ空洞周波数計である。周波数計を通った信号のディップは、主制御盤でモニターされる。周波数計のチューニングは、主制御盤からコントロールされるパルスモーターで空洞周波数計のつまみを遠隔操作することにより行う。特性を表 2.5.9 に示す。

## (2) モードフィルター

モードフィルターは、非円形モードの除去およびテーパーとジャイロトロン共鳴空洞との間で捕獲される高次の円形モードの除去のために用いる。これらのモードは、ジャイロトロン出力窓での絶縁破壊に危険があるだけでなく、ジャイロトロン発振動作に対しても悪い影響を与える。特性を表 2.5.10 に示す。

## (3) コサインテーパー

前節の(8)に述べたとうりである。

(4)  $TE_{02}$  モード方向性結合器

$TE_{02}$  モードの入射波および反射波は  $TE_{02}$  モード方向結合器で検出される。結合率は -60 dB である。これは、200 kW の発振出力のうち 200 mW が各入射アームに結合することを示す。特性を表 2.5.11 および図 2.5.19 に示す。

方向性は、入射波および反射波の区別のために重要である。モード選択度は、TE モードの選択的検出に重要な因子である。 $TE_{02}$  モードの  $TE_{22}$  モードに対する選択度が一番問題となるが、この場合 12 dB に押えられている。この他のモードに対する選択度は、この値よりも良くなっている。

## (5) パワーと周波数検出のためのミリ波回路

パワーと周波数検出のためのミリ波回路は、テーパー、減衰器、ベンド、検波器などから成る簡単な回路である。

$TE_{02}$  モード方向性結合器の出口フランジと検波器の入口フランジとの間の減衰は、主に減衰器によるものであるが、これらの要素を結合する導波管による減衰も少しあると考えられる。この減衰量の測定結果を図 2.5.20 (a)(b) に示す。横軸は減衰器の日盛りであり、この減衰量は導波管の減衰も含む。この方向性結合器のミリ波回路の入出力特性をまとめると図 2.5.20 (c)(d) のようになる。

このパワー検出回路の全減衰量は、表 2.5.11 に与えられる方向性結合器の減衰量（結合度）と減衰器を含むミリ波回路の減衰量との和である。

高周波の周波数測定回路はジャイロトロン直上のサンプラー／アーク検出器から接続する。周波数計の読みは、主制御盤上に電圧で示される。較正曲線を図 2.5.21 (a) に示す。パルスモーターを動かして検波器の出力電圧の最大のディップを求め、そのときの周波数からジャイロトロン発振周波数が求められる。実際の周波数の測定例を図 2.5.21 (b) に示す。この回路により有効数字 4 桁の精度でジャイロトロン発振周波数を求めることができる。

## (6) 水負荷とカロリメーター

TE<sub>02</sub> モードおよびそれ以外のモードのパワーも含む全入射パワーは、水負荷とカロリメーターを用いて測定される。この高周波の全入射パワーの測定には、二通りの方法がある。

一つの方法は、一定の水の流量 F (g/sec) のもとに、内部同期モード運転で短パルスの高周波を繰返し発振し、水の温度上昇 ΔT<sub>w</sub> (deg.) の定常値から高周波の全入射パワーを求める方法である。高周波パワーは、ΔT<sub>w</sub>、F とデューティ η (パルス長/パルス周期) を用いて次式から算出される。

$$P_{\text{rf}}(\text{W}) = \frac{T_w(\text{deg.})F(\text{g/s}) \cdot 4.2(\text{J/deg. /g})}{\eta} \quad (2.5.52)$$

もう一つの方法は、比較的長い一つの高周波パルスを打ち、水の温度上昇を積分する方法である。高周波パワーは、次式から求められる。

$$P_{\text{rf}} = \frac{4.2F \int_0^{\infty} \Delta T_w(t) dt}{\Delta t} \quad (2.5.53)$$

ここに、Δt は高周波のパルス幅である。

## 2.5.6 ジャイロトロン

ミリ波の大出力源発振管として、ジャイロトロンを用いる。用いたジャイロトロンの定格を表 2.5.12 に示す。外形は図 2.5.18 に示されている。ジャイロトロンの構成要素は(1)マグネロン電子銃 (ヒーター、カソード、ガンアノード)、(2)高周波空洞、(3)コレクタ、(4)出力窓、(5)イオンポンプ (電子銃側、コレクタ側)、(6)冷却系等である。高エネルギー (80 keV) の中空電子ビームが強い軸方向の縦磁場中で空洞内の電磁場と電子サイクロトロン相互作用を行いミリ波を発生する。マグネロン電子銃は、磁場に対して横方向の速度の広がりが 1.3% 以内の 8 A の中空電子ビームを生成する。TE<sub>011</sub>/TE<sub>021</sub> モードの複合形高周波空洞が用いられており、24 kG の縦磁場のもとに速度比は  $v_{\perp}/v_{\parallel} \sim 2$  である。

出力高周波は、約 94% が TE<sub>02</sub> モードに偏波しているが、数%の高次寄生モードが発振される。

発振モードと出力パワーは、ガンアノード電圧 V<sub>GA</sub>、主マグネット電流 I<sub>#1</sub>、I<sub>#2</sub>、ガンマグネット電流、I<sub>#3</sub>、ヒーター電圧 V<sub>h</sub> (ビーム電流 I<sub>B</sub>) およびビーム電圧 V<sub>B</sub> により制御される。

ボディー、コレクタ、出力窓は、水冷である。特に、コレクタ冷却水流量は 150 GPM (570 ℓ/min.) で一番多い。

60 GHz ジャイロトロンの典型的なモード図を図 2.5.22 に示す。TE<sub>02</sub> モードの発振領域 (59.7 GHz ~ 60.0 GHz) は、磁場にして 22 ~ 24 kG、V<sub>GA</sub> にして 18 ~ 20 kV の領域にある。しかし、横方向の誤差磁場があると、TE<sub>02</sub> モードの発振領域はさらに狭められるので、誤差磁場は縦磁場の 0.2% 以内に押えられる。

コントロールパラメタに対する種々の依存性の実測値を図 2.5.23 (a)~(f) に示す。すなわち、

- (a) 最適化された高周波パワーと効率、主マグネット電流、I<sub>#1</sub> を下げるに従い大きくなる。
- (b) 高周波パワーは、ガン電圧、V<sub>GA</sub> (=V<sub>MA</sub>) とともに大きくなる。
- (c) 高周波パワーは、V<sub>GA</sub> とともに大きくなる。

- (d) 高周波パワーはビーム電圧を強くするに従い大きくなる。
- (e) 高周波パワーはビーム電流  $I_b$  とともに大きくなる。
- (f)  $TE_{02}$  モードの発振は、ガンアノード電圧 17.5 kV～18.5 kV でおきる。

ジャイロトロンは、ジャイロトロンタンク上に鉛直に建てられている。ジャイロトロンタンク内には、高電圧フィーダーの絶縁と冷却のための絶縁油が満たされている。

### 2.5.7 超伝導マグネット系

ジャイロトロンに印加する縦磁場を発生させるために、超伝導マグネット (図 2.5.24) を用いている。ジャイロトロンの高周波空洞は、主コイル #1 と #2 との間に位置する。ジャイロトロン動作時には、#1 コイル電流は #2 コイル電流よりも大きく設定され、そのため高周波空洞中の磁場はテーパ状の勾配をもつ。マグネロン電子銃からの電子ビームは、バックリングコイル #3 により制御される。電子ビームは  $I_{\#3}$  に非常に鋭敏に反応し、最大出力近傍では  $I_{\#3}$  を少し ( $\sim 0.1$  A) 変化させるだけで電子ビームが管壁にあたりボディー電流の過電流を引起こす。

マグネット内の横磁場 (誤差磁場) の測定結果を図 2.5.25 に示す。横磁場は縦磁場に対して 0.2% 以内となっている。(同図の(a))。横磁場の方向は同図の(b)に示されている。超伝導マグネットの特性を表 2.5.13 に示す。

### 2.5.8 電源および冷却系

ECH システムの電源および冷却系の構成を図 2.5.26 および表 2.5.14 に示す。コンデンサバンクを用いている。ビームのパルス変調には変調管 (四極管) を用いている。この変調管は、5本のジャイロトロンを制御する能力をもっている。ガンアノード電圧はパルス変調方式であり、抵抗分割方式ではないためビーム電圧と独立に制御することができる。

ビーム電圧パルスとガンアノード電圧パルスには表 2.5.15 に示すように高い安定度が要求される。というのは、高周波出力が表 2.5.12 に示されるようにこれらのパラメタに対して鋭敏であるからである。不要なモードでの発振を防ぐためにはビーム電圧パルスとガンアノード電圧パルスの立上がり時間および立ち下がり時間が早いことが必要である。不要なモードでの発振は、管内アーク、ボディー電流過大あるいは反射過大などの原因となる。

ジャイロトロンと変調管の保護のためにクローバー回路をもつ。

電源は表 2.5.16 (c) に示す 3 種の動作モードをもつ。これらの中でデューティの制限内で繰返しパルスの得られる内部同期モードは、高周波出力の調整時に制御パラメタを最適化するのに便利である。

主なモニターの項目を表 2.5.17 に挙げる。

ビームの高速遮断は、様々の事態に対してジャイロトロンを保護するために必要である。この高速遮断は、クローバー回路 (時定数  $2 \mu\text{s}$  以下) あるいは変調管 (時定数  $300 \mu\text{s}$  以下) により、表 2.5.18 に示すように不測の事態に応じて行われる。発振に際して頻度の多いインターロックの原因は、ボディー電流の過大、反射パワーの過大および管内アークである。これらの原因は、一部は正常でないモードでの発振により起こる。一度クローバーが働くと 3 分間次の発振ができない (イグナイトロンの復帰時間)。



## 2.5.9 ガス供給系

導波管は全て銅製のガスケットで気密が保たれるようになっている。ガスの入口は、サンプラー/アーク検出器中に、また出口は JFT-2M 本体入射窓付近のアーク検出器中に設けられている。

ロータリー真空ポンプで導波管内を排気し、絶縁ガス ( $N_2$  または  $SF_6$ ) を封入する。真空窓の保護のために、封入圧が 1.3 気圧を越えると安全弁が働く。初期においては、絶縁ガスの封入が必須であったが、ベンドの改良後は絶縁ガスの封入無しでも定格パワーの入射が可能になっている。

## 2.5.10 ECH 装置の発振試験

## (1) ジャイロトロンが発振

ジャイロトロン標準的な発振調整は以下の手順で行われる。

- ① ジャイロトロンヒーター電流を定格値まで徐々に上げる。
- ② ガンアノード電圧のパルス幅をできるだけ小さく設定する。
- ③ ビーム電圧  $V_B$ 、主コイル電流  $I_{\#2}$ 、そしてバックアップコイル電流  $I_{\#3}$  を定格値に設定する。
- ④ 主コイル電流  $I_{\#1}$  を大きめに ( $\sim 11$  A) 設定する。(従って発振は起こらない。)
- ⑤ 次にガンアノード電圧を定格値 (図 2.5.23 (f) 参照) に設定する。
- ⑥ 単パルスモードで発振させ、 $I_B$ 、 $V_B$ 、 $V_{MA}$ 、 $I_{body}$  等をチェックする。
- ⑦ 内部同期モードで発振を開始する (1 パルス / 3 ~ 5 sec)。パワーモニター (入射  $P_{in}$ 、反射  $P_{ref}$ 、サンプラーパワー  $P_{samp}$ ) を見つつ  $I_{\#1}$  を下げていく。
- ⑧ 高周波発振が得られたら、適宜、周波数のチェックを行って、正しく  $TE_{02}$  モードが発振していることを確認する。
- ⑨ 主コイル電流  $I_{\#1}$  を最適化する。
- ⑩ ガンアノード電圧を最適化する。最大出力は、この 9 と 10 の項目を繰り返し行うことにより得られる。
- ⑪ 高周波のパルス幅を徐々に伸ばしていく。
- ⑫ この際、イオンポンプ電流をチェックし、ジャイロトン内の放出ガスに気をつけつつエージング (枯らし) を行う。

このようにして、定格出力、定格パルス幅の発振を得る。

発振の際の主なインターロックは、以下の通りである。

- ① ボディー電流過電流は、電子ビームがジャイロトロン管壁 (空洞、ボディー、コレクタ等) に当たり始めていることを示す。
- ② ジャイロトンアークはジャイロトロン出力窓付近で絶縁破壊が起きたことを示す。
- ③ イオンポンプ電流過電流は、管内ガスが増えたことを示す。
- ④ 反射過大は、ジャイロトロン発振モードの異常あるいは高周波伝送系の絶縁破壊などの異常を示す。絶縁破壊の場合は、破壊音をはっきりと聞くことができる。

その他、入射パワー波形に注意し、発振モードのジャンプに気を付ける。またパラメータを変更した場合には、周波数をチェックする等の注意も必要である。

## (2) ジャイロトロン発振時のモニター波形

ジャイロトロン発振時の典型的なモニター波形を図 2.5.27 (a)に示す。コレクタ電流  $I_c$  (=ビーム電流  $I_b$ ) は、約  $100 \mu\text{s}$  で立上がる  $V_{MA}$  印加により流れ始める。発振の間は、 $5 \text{ mA}$  以下のボディー電流  $I_{\text{body}}$  とガンアノード電流が流れる。TE<sub>02</sub> モード方向性結合器による高周波パワー波形とサンプラーによる一般パワー ( $P_{\text{samp}}$ ) の波形は多少異なっている。 $P_{\text{samp}}$  は、種々のモードの入射波や反射波の寄与分を含むため必ずしも TE<sub>02</sub> モードの入射波のパワーに比例しない。

$V_{GA}$  (=  $V_{MA}$ ) の立上がり時間は、図 2.5.23 (f)中に  $48 \sim 52 \text{ GHz}$  のモードとして示されている寄生モードの発振を避けるためにできるだけ短いことが望ましい。図 2.5.27 (b)に時間を拡大して  $V_{GA}$  の立上がりを示している。 $V_B$  の立上がり時間は  $380 \mu\text{s}$ 、 $V_{GA}$  の立上がり時間は  $420 \mu\text{s}$  である。常に  $V_{GA}$  の立上がりは、 $V_B$  の立上がりと同じかあるいは  $V_B$  の立上がりより遅いように設定される。

## (3) 高周波伝送系の損失測定

$60 \text{ GHz}$  の周波数可変のミリ波発振器 (スイーパー、BWO 発振器) を直線導波管の中程にセットし (図 2.5.6 の A 点)、高周波伝送系の損失を測定した。同図の B 点および C 点にレーザーをセットし、TE<sub>02</sub> モードに対する損失を測定した。その結果を表 2.5.19 にまとめる。BC 間の損失は  $-2.2 \sim -2.5 \text{ dB}$  ( $61 \sim 57\%$  透過) である。すでに図 2.5.14 に示されているバンド損失  $-1.7 \text{ dB}$  を引くと、直線導波管損失は  $-0.4 \sim -0.7 \text{ dB}$  (全パワーの  $9 \sim 15\%$ ) と計算される。このうち、ジュール損失は、 $-5 \times 10^{-3} \text{ dB/m} \times 25 \text{ m} = -0.13 \text{ dB}$  と計算されるため、約  $-0.3 \sim -0.6 \text{ dB}$  ( $7 \sim 13\%$ ) がバンドや導波管の接続部などに起因する不整あるいは直線導波管の曲りなどによるものと考えられる。

## (4) 入射高周波パワーの測定

まず、ジャイロトロン直上の TE<sub>02</sub> モード方向性結合器の上 (図 2.5.6 の D 点) に水負荷をセットし入射パワー ( $P_{\text{WL},1}$ ) を測定した。図 2.5.28 (a)に、方向性結合器の出力と水負荷による入射パワーの線形性を示す。良く比例している。また、方向性結合器の結合度から求めた発振出力も数%の誤差範囲で水負荷による入射パワーと一致した。水負荷は全モードの総パワー (TE<sub>02</sub> モード + 非 TE<sub>02</sub> モード) を示し、方向性結合器は TE<sub>02</sub> モードのパワーを示す。従って上記の結果は、ジャイロトロンから発振される TE<sub>02</sub> モードの純度はかなり高いことと整合している。

次に、水負荷を JFT-2M の入射窓の前 (図 2.5.6 の E 点) に設定し、そこでの入射パワー  $P_{\text{WL},2}$  を測定した (同図(b))。

$P_{\text{WL},1}$  と  $P_{\text{WL},2}$  との比較 (同図(c)) から DE 間の高周波透過率が求まる。その結果、透過率は  $60\% \pm 10\%$  である事がわかった。この結果は、前項(3)の低パワーでの損失測定結果と整合する。

真空窓に入射する TE<sub>02</sub> モードのパワーの約  $90\%$  が、最終的に TE<sub>11</sub> モードでホーンアンテナから放射される。従って、ジャイロトロンの TE<sub>02</sub> モード発振出力のうちの約  $54\%$  が TE<sub>11</sub> モードでプラズマ中に入射することになる。

$150 \text{ kW}$  の発振時 (水負荷は D 点) に測定された反射パワーは  $3 \text{ kW}$  ( $2\%$ ) であった。水負

荷を E 点に付けかえると反射パワーは 5 kW に増えた (但し発振出力 160 kW に対し 3%)。JFT-2M の真空容器中への入射 (140 kW) では反射パワーは 2.2 kW (1.6%) であった。このように、この ECH 装置では反射パワーは無視できるほど小さい。

#### 2.5.11 本節のまとめ

本節では、まず入射すべき波動の物理的検討を行い、ECH 装置に要求される性能を決定した。高周波伝送系の設計では、伝送損失の低減に留意し、またジャイロトロン出力の偏波とプラズマ中を伝播する波動の偏波をあわせるための 2 種類のモード変換器の最適設計を行った。その結果、設計どおりの良い特性が得られた。また、電源の設計では、ジャイロトロンの保護インターロックに重点をおいた。その結果、信頼性の高い ECH 加熱装置を完成できた。

表 2.5.1 円形導波管中の伝播モードの  $\chi_{mn}$  (文献 [9] による)。半径 13.9 mm の導波管中は、80 個のモードが伝播できることがわかる。

	モード $mn$	$\chi_{(mn)}$ or $\chi_{[mn]}$		モード $mn$	$\chi_{(mn)}$ or $\chi_{[mn]}$
1	TE 1-1	1.841184	(48	TM 1-4	13.323692
2	TM 0-1	2.404826	(49	TE 0-4	13.323692
3	TE 2-1	3.054237	50	TM 2-1	13.354300
(4	TM 1-1	3.831706	51	TM 6-2	13.589290
5	TE 0-1	3.831706	52	TE 12-1	13.878843
6	TE 3-1	4.201189	53	TE 5-3	13.987189
7	TM 2-1	5.135622	54	TE 8-2	14.115519
8	TE 4-1	5.317533	55	TM 4-3	14.372537
9	TE 1-2	5.331443	56	TM 10-1	14.475501
10	TM 0-2	5.520078	57	TE 3-4	14.585848
11	TM 3-1	6.380162	58	TM 2-4	14.795952
12	TE 5-1	6.415616	59	TM 7-2	14.821269
13	TE 2-2	6.706133	60	TE 1-5	14.863589
(14	TM 1-2	7.015587	61	TE 13-1	14.928374
(15	TE 0-2	7.015587	62	TM 0-5	14.930918
16	TE 6-1	7.501266	63	TE 6-3	15.268181
17	TM 4-1	7.588342	64	TE 9-2	15.286738
18	TE 3-2	8.015237	65	TM 11-1	15.589848
19	TM 2-2	8.417244	66	TM 5-3	15.700174
20	TE 1-3	8.536316	67	TE 4-4	15.964107
21	TE 7-1	8.577836	68	TE 14-1	15.975439
22	TM 0-3	8.653728	69	TM 8-2	16.037774
23	TM 5-1	8.771484	70	TM 3-4	16.223466
24	TE 4-2	9.282396	71	TE 2-5	16.347522
25	TE 8-1	9.647422	72	TE 10-2	16.447853
26	TM 3-2	9.751023	(73	TM 1-5	16.470630
27	TM 6-1	9.936110	(74	TE 0-5	16.470630
28	TE 2-3	9.969468	75	TE 7-3	16.529366
(29	TM 1-3	10.173468	76	TM 12-1	16.698250
(30	TE 0-3	10.173468	77	TM 6-3	17.003820
31	TE 5-2	10.519861	78	TE 15-1	17.020323
32	TE 9-1	10.711434	79	TM 9-2	17.241220
33	TM 4-2	11.064709	80	TE 5-4	17.312842
34	TM 7-1	11.086370	81	TE 11-2	17.600267
35	TE 3-3	11.345924	82	TM 4-4	17.615966
36	TM 2-3	11.619841	83	TE 8-3	17.774012
37	TE 1-4	11.706005	84	TE 3-5	17.788748
38	TM 6-2	11.734936	85	TM 13-1	17.801435
39	TE 10-1	11.770877	86	TM 2-5	17.959819
40	TM 0-4	11.791534	87	TE 1-6	18.015528
41	TM 8-1	12.225092	88	TE 16-1	18.063261
42	TM 5-2	12.338604	89	TM 0-6	18.071064
43	TE 4-3	12.681908	90	TM 7-3	18.287583
44	TE 11-1	12.826491	91	TM 10-2	18.433464
45	TE 7-2	12.932386	92	TE 6-4	18.637443
46	TM 3-3	13.015201	93	TE 12-2	18.745091
47	TE 2-4	13.170371	94	TM 14-1	18.899998

propagate  
↑

TE<sub>01</sub> ~ TE<sub>05</sub> (5 modes)  
 TE<sub>11</sub> ~ TE<sub>15</sub> (5 " )  
 TE<sub>21</sub> ~ TE<sub>25</sub> (5 " )  
 TE<sub>31</sub> ~ TE<sub>34</sub> (4 " )  
 TE<sub>41</sub> ~ TE<sub>44</sub> (4 " )  
 TE<sub>51</sub> ~ TE<sub>54</sub> (4 " )  
 TE<sub>61</sub> ~ TE<sub>63</sub> (3 " )  
 TE<sub>71</sub> ~ TE<sub>73</sub> (3 " )  
 TE<sub>81</sub> ~ TE<sub>82</sub> (2 " )  
 TE<sub>91</sub> ~ TE<sub>92</sub> (2 " )  
 TE<sub>10 1</sub> ~ TE<sub>10 2</sub> (2 " )

TE<sub>11 1</sub>  
 TE<sub>12 1</sub>  
 TE<sub>13 1</sub>  
 TE<sub>14 1</sub>  
 TE<sub>15 1</sub>

---

number of TE<sub>mn</sub> modes 44  
 number of TM<sub>mn</sub> modes 46

---

total 80

表 2.5.2 半径  $a = 13.9 \text{ mm}$  の円形導波管中の  $60 \text{ GHz}$  に対するジュール損失。

	$\chi_{mn}$	$\lambda_c$ (mm)	$v_{mn}$	$\alpha_{mn}$ ( $\text{m}^{-1}$ )	W/P <sub>0</sub> (30m) att.	
					(%)	(dB/m)
TE <sub>01</sub>	3.83	22.8	.219	$6.0 \times 10^{-4}$	3.5	$-5.2 \times 10^{-3}$
TE <sub>02</sub>	7.02	12.4	.403	$2.2 \times 10^{-3}$	12	$-1.9 \times 10^{-2}$
TE <sub>03</sub>	10.2	8.56	.584	$5.1 \times 10^{-3}$	26	$-4.4 \times 10^{-2}$
TE <sub>11</sub>	1.84	47.5	.105	$5.3 \times 10^{-3}$	27	$-4.6 \times 10^{-2}$
TE <sub>12</sub>	5.33	16.4	.305	$1.7 \times 10^{-3}$	9.7	$-1.5 \times 10^{-2}$
TM <sub>11</sub>	3.83	22.8	.219	$1.2 \times 10^{-2}$	51	$-1.0 \times 10^{-1}$

表 2.5.3 200 kW 伝送の場合の  $a = 13.9 \text{ mm}$  の円形導波管中の最大電界  $E_{\phi, \text{max}}$ 。

	$\chi_{mn}$	$\lambda_c$ (mm)	$v_{mn}$	$\zeta \sqrt{1-v_{mn}^2}$	$ V_{0i} $ (V)	$\epsilon_m$	$u_{mn}$	$m, J_m(\chi)$	$J_{m, \text{max}}$	$ E_{\phi, \text{max}} $ (kV/cm)
TE <sub>01</sub>	3.83	22.8	.219	$2.59 \times 10^{-3}$	$1.24 \times 10^4$	1	276	0 - .403	.582	7.28
TE <sub>02</sub>	7.02	12.4	.403	$2.43 \times 10^{-3}$	$1.28 \times 10^4$	1	505	0 .300	.582	10.0
TE <sub>03</sub>	10.2	8.56	.584	$2.15 \times 10^{-3}$	$1.36 \times 10^4$	1	734	0 - .244	.582	13.2
TE <sub>04</sub>	13.3	6.56	.762	$1.72 \times 10^{-3}$	$1.52 \times 10^4$	1	957	0 .212	.582	17.0
TE <sub>05</sub>	16.5	5.30	.943	$.883 \times 10^{-3}$	$2.13 \times 10^4$	1	1190	0 - .173	.582	29.0
TE <sub>06</sub>	-	-	cutoff	-	-	1	-	-	-	-

表 2.5.4 モード変換器の最適形状。

type	frequency $\nu$ (GHz)	radius $a_0$ (cm)	wave length of perturbation $\lambda$ (cm)	magnitude of perturbation $\delta$ (%)	length $Z_{max}$ (cm)	conversion efficiency $f$ (%)	parasitic modes
TE <sub>02</sub> →TE <sub>01</sub>	59.7	1.39	8.31	6.4	41.6 (5.0 $\lambda$ )	98.0	TE <sub>03</sub>
TE <sub>01</sub> →TE <sub>11</sub>	59.7	0.95	12.22	10.0	55.0 (4.5 $\lambda$ )	90.0	TE <sub>12</sub> TM <sub>11</sub>

表 2.5.5 モード変換器の許容誤差。

type	allowable error in $f$	error in perturbation $\Delta(a_0 \delta)$ (mm)	error in wave length $\Delta\lambda$ (mm)
A TE <sub>02</sub> →TE <sub>01</sub>	± 5 %	± 0.85	± 1.75
	± 1 %	± 0.21	± 0.95
B TE <sub>01</sub> →TE <sub>11</sub>	± 5 %	± 0.33	± 1.50
	± 1 %	± 0.048	± 0.50

表 2.5.6 モード変換器のモード変換率と反射率の測定結果。

	conversion fraction f	reflected power
TE <sub>02</sub> → TE <sub>01</sub>	TE <sub>01</sub> 96.2 % ± 3 % (59.7 GHz)	<-47dB (VSWR < 1.01)
TE <sub>01</sub> → TE <sub>11</sub>	TE <sub>11</sub> 90.5 % ± 3 % (59.7 GHz) TE <sub>01</sub> 3.2 %	<-47dB (VSWR < 1.01)

表 2.5.7 真空窓の特性。

model	Varian VWE8060-A2
frequency	59.4 - 60.0 GHz
diameter	2.5 inch(63.5 mm)
material	single disc of BeO, bakable
thickness	1.5 guide wavelength
max. power	
pulse	250 kW peak 1 % duty 100 msec
cw	10kW
cooling	water 3 gpm, max. 4.4 gpm
max. pressure	40 psig

表 2.5.8 直流電圧絶縁/モードフィルタの特性。

loss of TE <sub>01</sub> mode	0.05 dB(2.3 kW)
TE <sub>11</sub> mode	0.5 - 1.0 dB(11 % - 21 %)
TM <sub>11</sub> mode	2.2 dB(40 %)
spacer	teflon, thickness 1 mm × 6
conductor	copper ring of thickness 4 mm × 5
inner diameter	27.79 mm
outer diameter	38.40 mm
absorber	ECCOSORB, water

表 2.5.9 サンプラーとアークディテクターの特性。

frequency	52 - 60 GHz	
sensitivity	0.1 $\mu$ W (Tungsten light 2870°K)	
output voltage	+12 V(normal) -48 V( arc )	
time response	< 5 $\mu$ s	
insertion loss	< 0.05 dB(58.2 - 61.2 GHz)	
VSWR	1.12 (-25.3 dB)	58.2 GHz
	1.07 (-30.0 dB)	59.7 GHz
	1.05 (-32.4 dB)	61.2 GHz

表 2.5.10 モードフィルタの特性。

cooling	water	95 l/min
insertion loss	0.3 - 0.4 dB( $TE_{0n}$ modes)	
	4.0 - 4.5 dB(other modes)	
VSWR	1.12 (58.2 - 61.2 GHz)	

表 2.5.11  $TE_{02}$  モード方向性結合器の特性のまとめ。

length	550 mm		
inner diameter	27.79 mm		
coupling	frequency(GHz)	arm 1(forward power)	arm 2(reflected power)
	59.4	60.0 dB	59.1 dB
	59.7	58.8	58.6
	60.0	57.6	58.0
	(±1 dB for the rotation of the directional coupler)		
directionality	15 - 20 dB		
mode selectivity	at 59.7 GHz		
	measurement	arm 1	arm 2
	$TE_{01}$	18 dB	20 dB
	$TE_{11}$	19.5	23
	$TM_{11}$	17.0	19
	calculation		
	$TE_{22}$	12	12
	$TE_{03}$	>35	>35



表 2.5.12 60 GHz ジャイロトロン の 特性。

Model	Varian VGE8060 SN10		
Type	Cyclotron Resonance Interaction Oscillator ( gyromonotron )		
Operating Conditions			
Beam Voltage	$V_B$	80.0 kV (Min. 70 ~ Max. 85 kV)	
Beam Current		8.0 A ( 6 ~ 10 A)	
Gun Anode Voltage	$V_{GA}$	18.57 kV ( 15 ~ 25 kV)	
Heater Voltage		6.2 V ( 5 ~ 14 V)	
Heater Current		2.85 A ( 2 ~ 5 A)	
Solenoid #1 Current		303,899 A-T	
Solenoid #2 Current		229,728 A-T	
Solenoid #3 Current		5,409 A-T	
Body Current		< 10 mA ( 0 ~ 200 mA )	
Gun Anode Current		< 2 mA ( 0 ~ 20 mA )	
RF Wave			
Power Output		200 kW ( 150 ~ 250 kW )	
Pulse Length		100 ms	
Frequency		59.81 GHz	
Efficiency		30 %	
Duty		1.17 %	
Mode Content	TE <sub>02</sub>	94 % ± 1 %	
	TE <sub>01</sub>	4 %	
	TE <sub>03</sub>	2 %	
	TE <sub>04</sub>	< 1 %	
Cooling Water Flow			
Body		Min. 15 GPM( 57 l/min.)	pressure drop 100 psi
Collector		Min. 150 GPM(570 l/min.)	115 psi
Window		4 GPM	
Maximum Outlet Temperature		40 °C	
Power Output sensitivities			
Gun Anode Voltage		0.6 dB/%	
Main Magnet Current		1.5 dB/%	
Gun Magnet Current		0.3 dB/%	
Heater Voltage		0.6 dB/%	
Beam Voltage		0.6 dB/%	
Load Mismatch			
	VSWR	power reduction	
	1.5:1	10 %	
	2.0:1	30 %	
Output Guide		2.5 inch I.D.	
Pulse Rise Requirement		$\frac{V_{GA}}{V_B} < \sim 75 \%$	

表 2.5.13 超伝導マグネットの諸元。

Super Conducting Magnet nominal field transverse component of the field magnets	I.D.	height	inductance	current nominal max.	coil resistance		turns	
					20 °C	77 °K(Liq. N <sub>2</sub> )		
main coil #1 (cylindrical)	152.4 mm	76.2 mm	155 H	9.8 A	11 A	6.66 kΩ	0.810 kΩ	320,000 AT.
main coil #2 (cylindrical)	152.4	76.2	155	9.8	11	6.53	0.799	320,000
bucking coil #3 (cylindrical)	203.2	25.4	32	-2.1	-2.5	2.66	0.328	- 21,430
steering coil #4	250	187.5	0.1	10	10	4+6	0.251	0.031
" #5	"	"	"	"	"	5+7	0.251	0.030
" #6	"	"	"	"	"			
" #7	"	"	"	"	"			
(saddle coils)								
max. flux			320,000 AT					
energy			14.9 kJ					
material			NbTi (FM)					
Cryostat			45 ℓ					
Liq. He			0.68 ℓ/hr					
Liq. He loss			< 10 <sup>-8</sup> torr ℓ/s					
Vacuum leak								
DC Power Supply			10 V					
voltage			0 ~ 15 A					
current			10 <sup>-4</sup> P-P/3hr					
current stability			10 <sup>-4</sup> rms					
current ripple			10 <sup>-3</sup> rms					
voltage ripple			0.1 %					
current accuracy			1.0 ~ 10.0 A/min. (variable)					
current rise								

表 2.5.14 電源の構成。

1. Charger unit	2. Capacitor bank
3. Crowbar circuit	4. Beam modulator
5. Gun anode modulator	6. Gyrotron tank
7. Gyrotron heater power supply	
8. Gyrotron ion pump power supply	
9. Main control circuit	10. Safety and interlock system
11. Monitor system	12. Water cooling system
13. Oil cooling system	14. SF <sub>6</sub> gas supply system

表 2.5.15 電源の特性。

Beam pulse			
Beam voltage V <sub>B</sub>	-20.0 ~ -90.0	kV	
Beam current I <sub>B</sub>	10	A	
Pulse width	0.1 ~ 99.9	ms	
Duty	1/300		
Stability of V <sub>B</sub>	±0.2	%	
Rise/decay time	<300	μs	
Overshoot	<±100	v	
Gun anode pulse			
Gun anode voltage V <sub>GA</sub>	15 ~ 30	kV	
Stability of V <sub>GA</sub>	<±0.2	%	
Rise/decay time	<500	μs	
Overshoot	<±100	V	
Heater power supply			
Voltage	0 ~ 16	V	
Max. current	6	A	
Stability	0.5	%	
Crowbar circuit			
response	<5	μs	
charge through the gyrotron	<2	mC	
Capacitor bank			
capacitance	45	μF	
Max. voltage	115	kV	
Water cooling system			
ability	10,000	kcal/hr	
pressure	9.5 ~ 10.3	kg/cm <sup>2</sup>	
flow rate	1000	l/min.	
water purity	>0.5	MΩ·cm	
oxygen concentration	<0.5	mg/l	

表 2.5.16 運転モード。

1. External mode operation (shot by the external trigger pulse. used in case of the injection into plasma)
2. Internal mode operation (shots in the repeated manner by its own clock)
3. Single shot operation (manual)

表 2.5.17 モニター項目。

Power supply monitor

- (1) charge voltage
- (2) charge current
- (3) X2062K control grid voltage
- (4) X2062K cathode current

Gyrotron monitor

- (1) heater voltage
- (2) heater current
- (3) body current  $I_B$
- (4) collector current  $I_C$
- (5) gun anode voltage  $V_{GA}$
- (6) beam voltage  $V_B$

RF wave monitor

- (1) incident power  $P_{rf}$
- (2) reflected power  $P_{ref}$
- (3) sampler power  $P_{samp}$
- (4) rf frequency
- (5) water load temperature

表 2.5.18 保護インターロック項目。

	trip level	HV Off	X2062K Off	Crowbar On
<b>Power Supply</b>				
door	open	@		@
charge current	100 A	@		
charge voltage	110 kV	@		
capacitor curr.	5 A	@		@
<b>crowbar</b>				
thyatron a.V	< 4 kV	@		@
heater I	< 9 A	@		@
dr.unit plate V	<400 V	@		
dr.unit short	> 12 mA	@		
<b>Regulator Tube</b>				
heater	<35, >45A	@	@(heater)	
GS control grid	500 V	@		@
screen grid		@		@
ionpump V	< 3 kV	@	@(heater)	@
" I	> 20 $\mu$ A	@	@(heater)	@
water flow rate			@(heater)	
" temperature				@
" resistivity				@
$I_k$	40 A	@		@
$I_k$ off	50 mA	@		@
gas				@
<b>Gyrotron</b>				
heater I	0.5 A	@		@
tube arc		@		@
ion pump V	< 3 kV	@		@
" I	> 5 $\mu$ A	@		@
<b>Cooling</b>				
gyrotron		@		
magnet				@
oil flow	<2 l/min.	@		
$V_B$	90 kV	@		@
$I_B$	10 A	@		@
$I_{body}$	>200 mA	@		@
gyrotron anode	open	@		@
<b>Wave Monitor</b>				
rf reflection			@	
waveguide arc			@	

表 2.5.19 伝送損失の測定結果。

Frequency	59.4 GHz	59.7 GHz	60.0 GHz
Loss between AB (21 m of straight wave guides + 2 bends + 2 arc detectors)	-1.86dB	-1.75	-2.04
Loss between AC (1 bend + 1 arc detector)	-0.45	-0.41	-0.41
Loss in total (CB) transmission	-2.31dB (58.7 %)	-2.16dB (60.8 %)	-2.45dB (56.9 %)

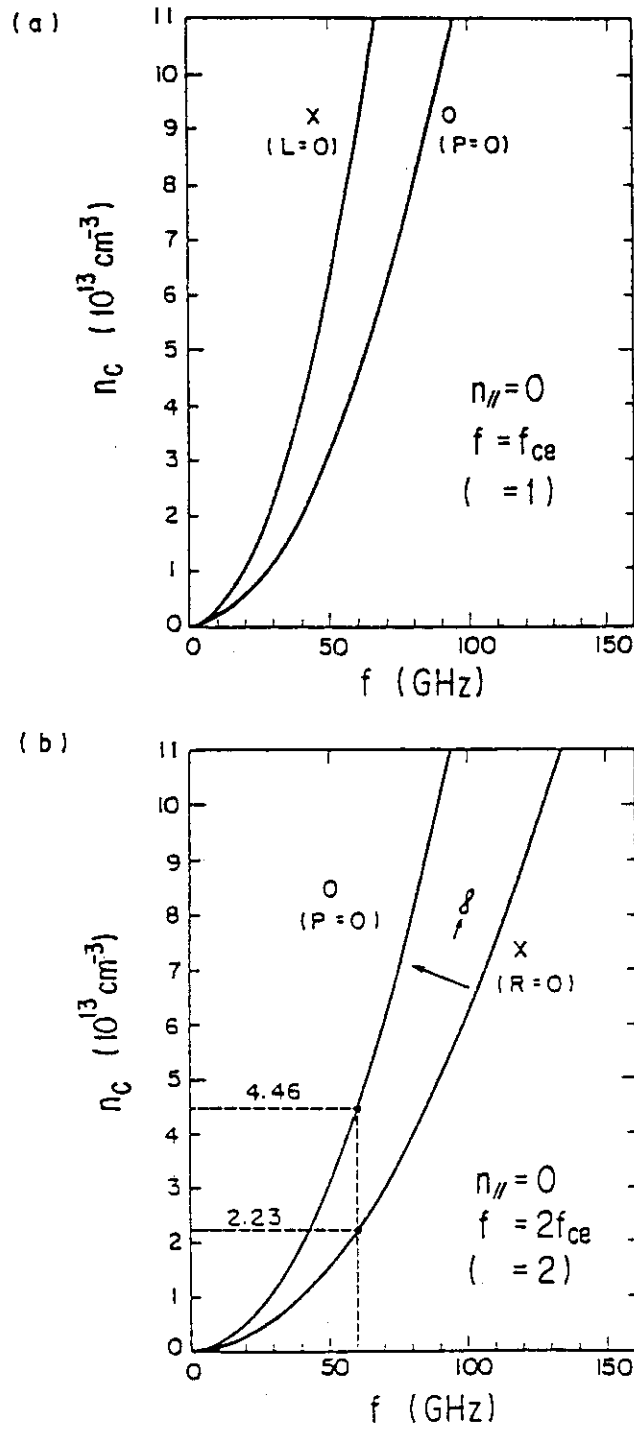


図 2.5.1 遮断密度  $n_c$  の周波数依存性。  $n_{\parallel}=0$ 。(a)  $f=f_{ce}$   $n=1$ 。(b)  $f=2f_{ce}$   $n=2$ 。

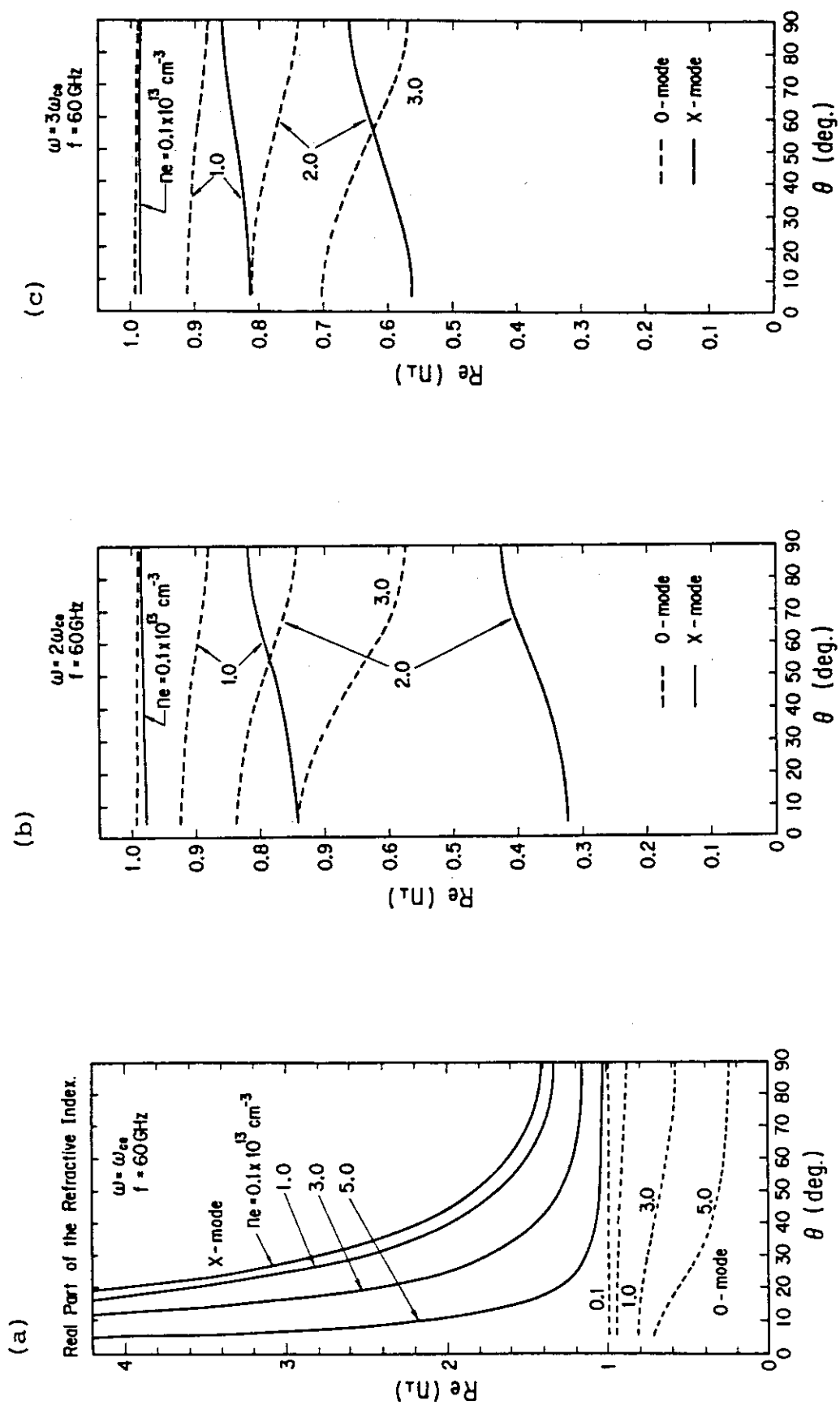


図 2.5.2 屈折率の実部  $Re(n_{\perp})$ 。  $\theta$  は波数ベクトルと磁場ベクトルとのなす角。  $f = 60 \text{ GHz}$ 。  $T_e = 600 \text{ eV}$ 。 (a)  $n = 1$ 。 (b)  $n = 2$ 。 (c)  $n = 3$ 。

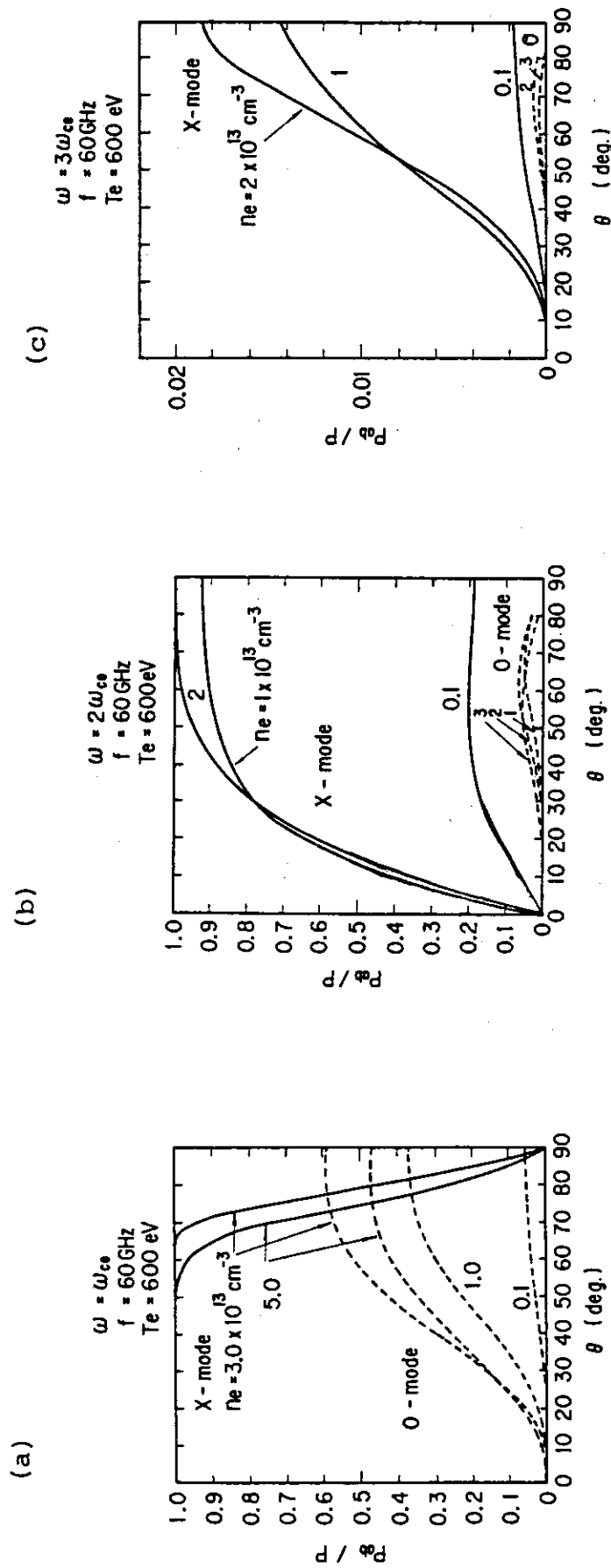


図 2.5.3 電子サイクロトロン共鳴層での吸収率  $P_{av}/P$  の  $\theta$  依存性。(a)  $n=1$ 。(b)  $n=2$ 。(c)  $n=3$ 。



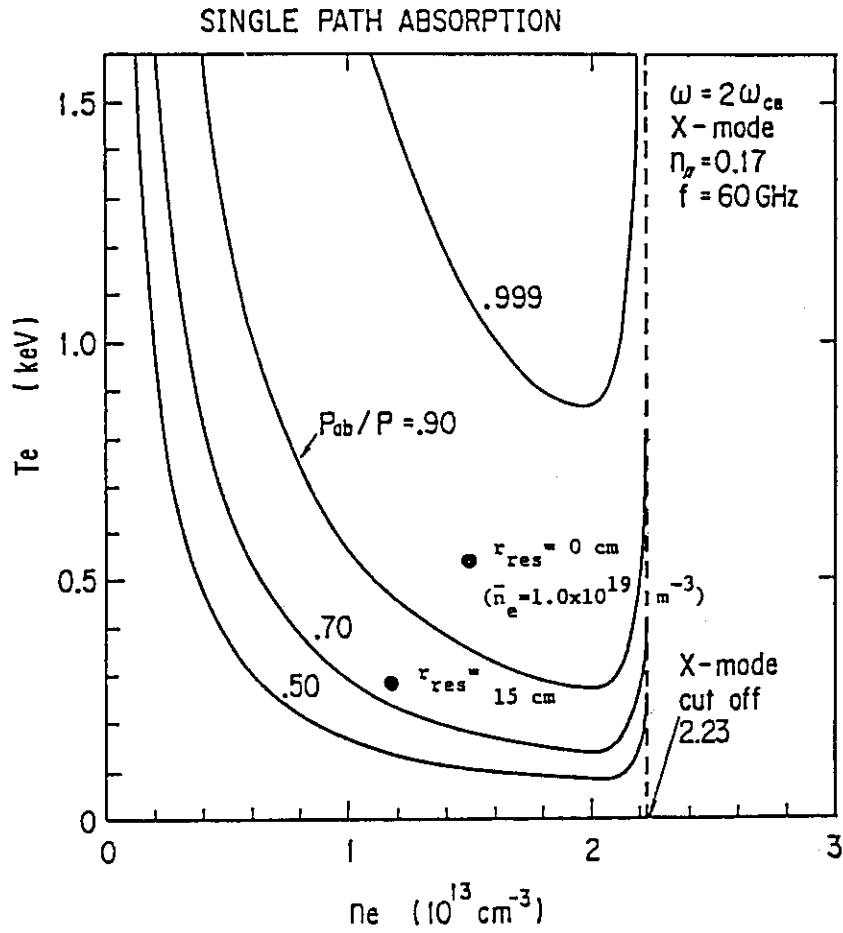


図 2.5.4 異常波の 2 倍高調波電子サイクロトロン共鳴層での吸収率  $P_{ab}/P$  の密度、温度に対する依存性。  $n_e = 0.17$  ( $\theta = 80^\circ$ )。  $f = 60 \text{ GHz}$ 。 遮断密度は  $n_{cx} = 2.23 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (右回り偏波の遮断)。

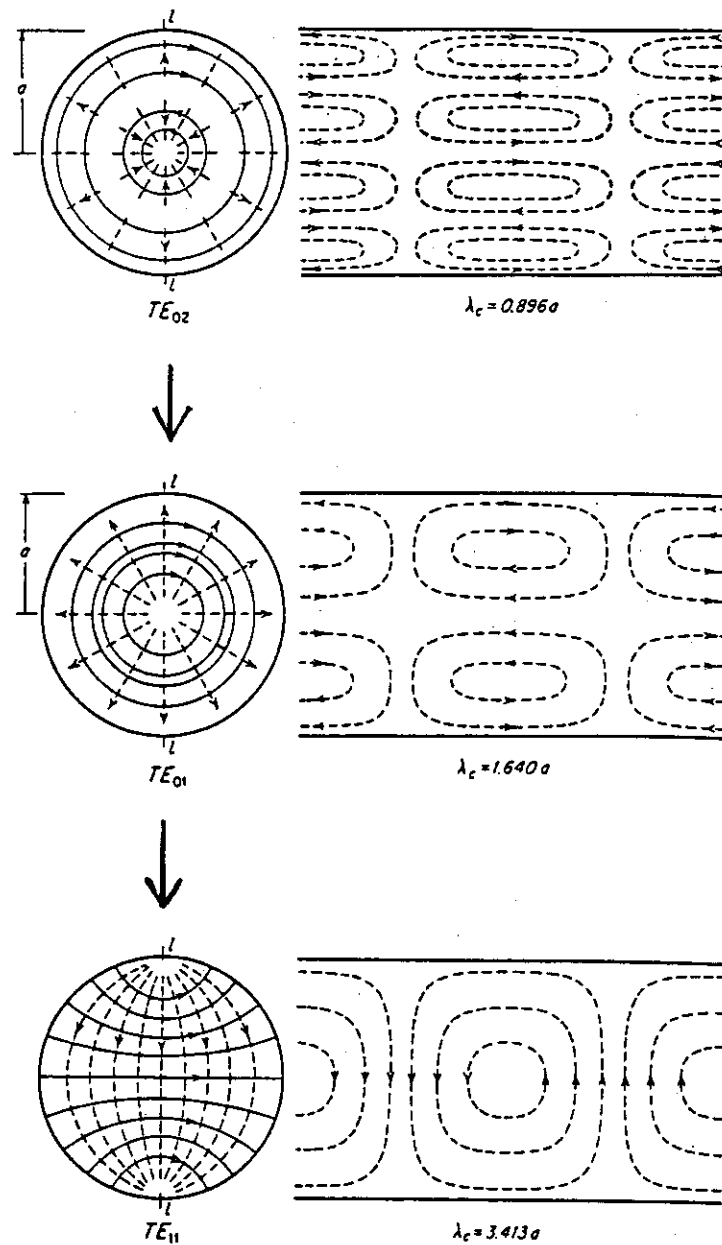


図 2.5.5 半径  $a$  の導波管中の  $TE_{02}$ ,  $TE_{01}$ ,  $TE_{11}$  各モードの姿態。 $\lambda_c$  は遮断波長。電界は実線、磁界は破線。

(E.L. Ginzton, "Microwave Measurements", McGraw-Hill Book Co., Inc. (1957) より)

### 60 GHz Transmission System for the JFT-2M Tokamak ( Side view )

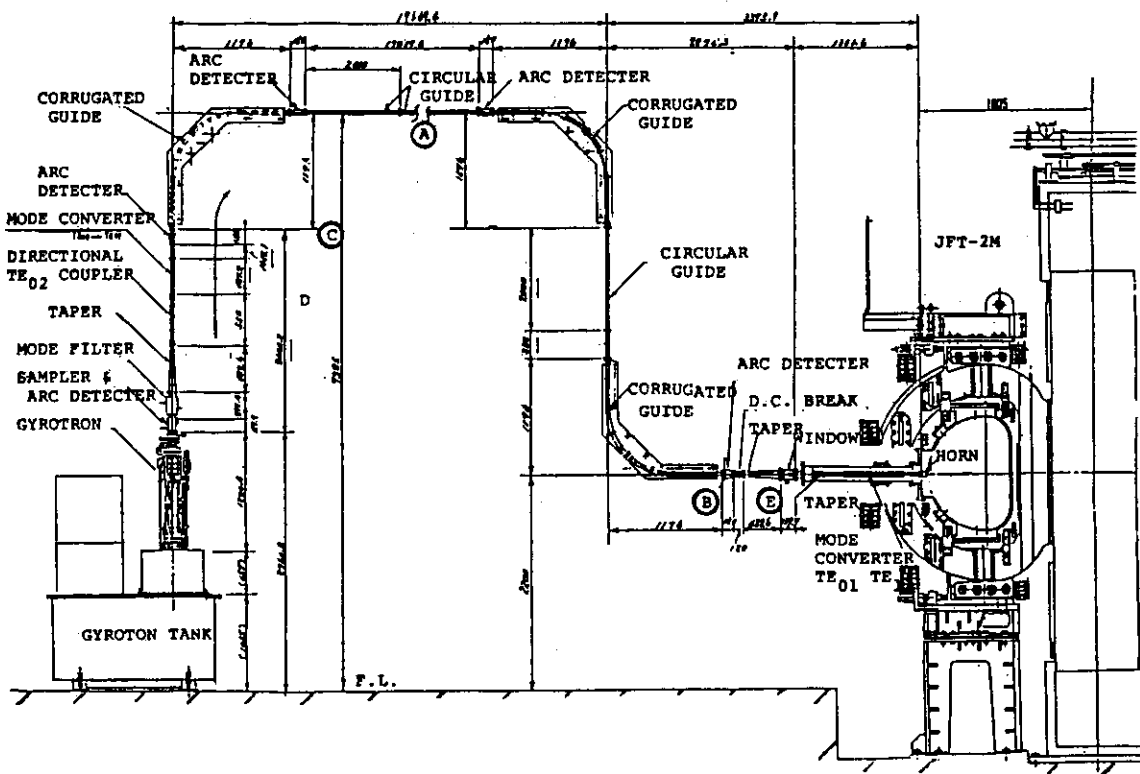
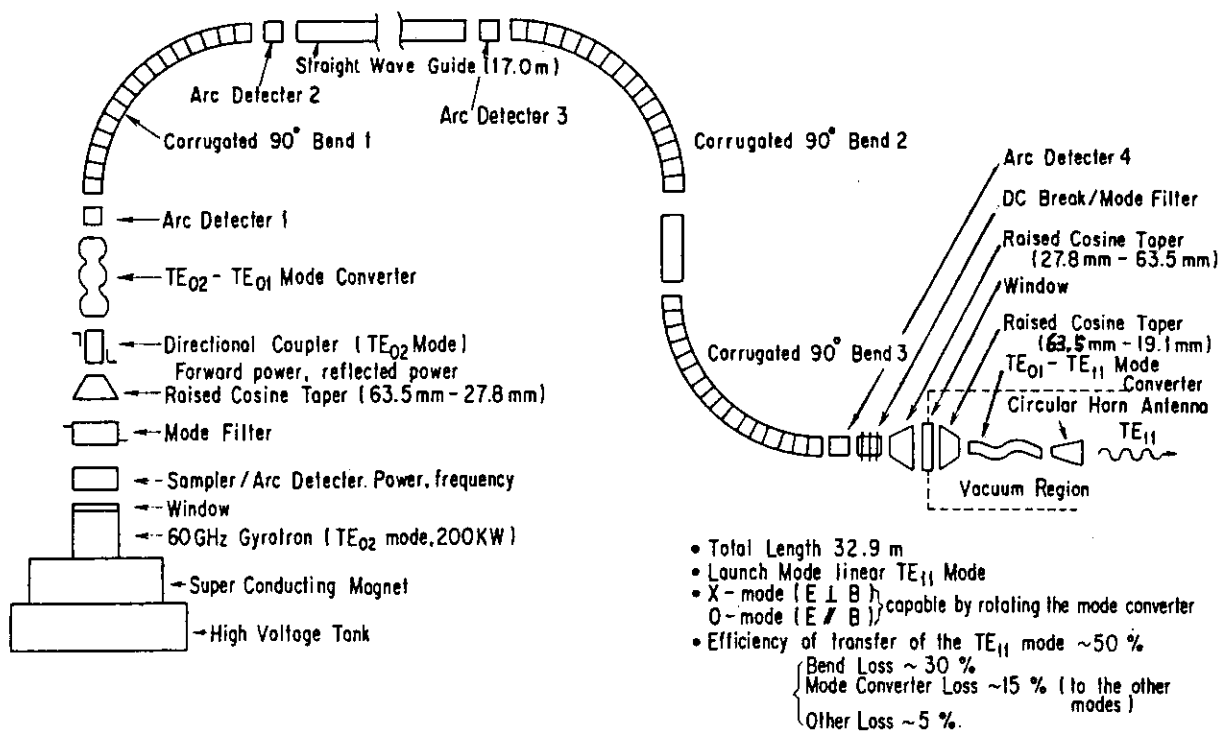


図 2.5.6 60 GHz のジャイロトロンと高周波伝送系のブロック図と実体図。

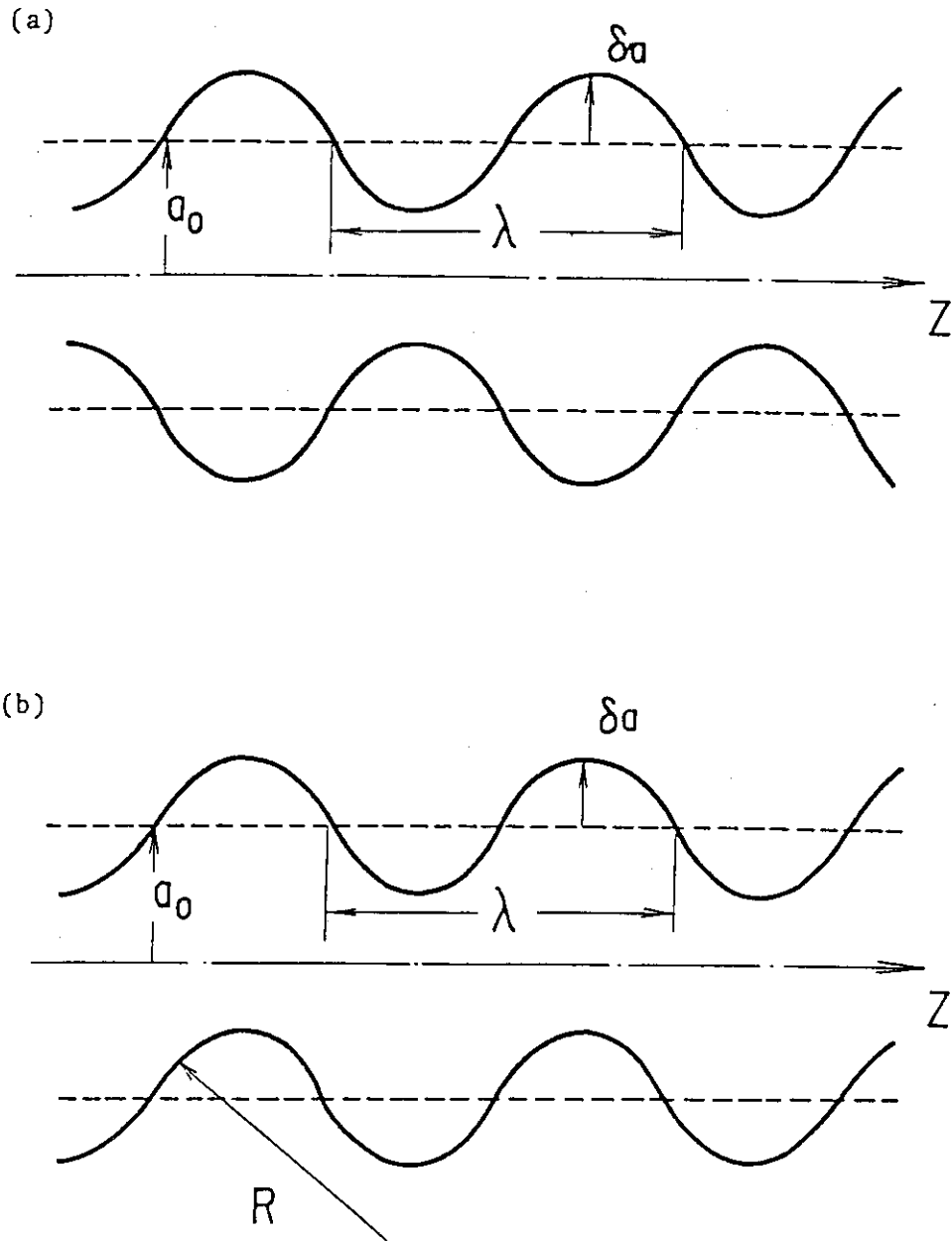
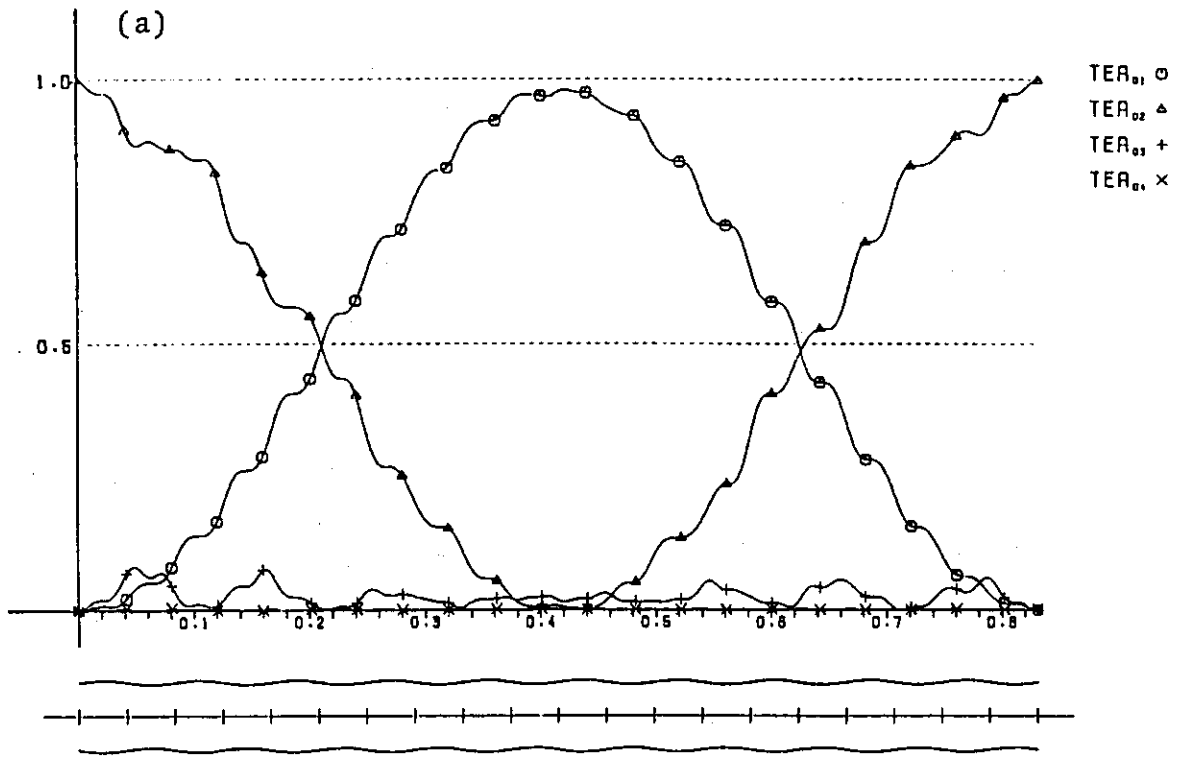
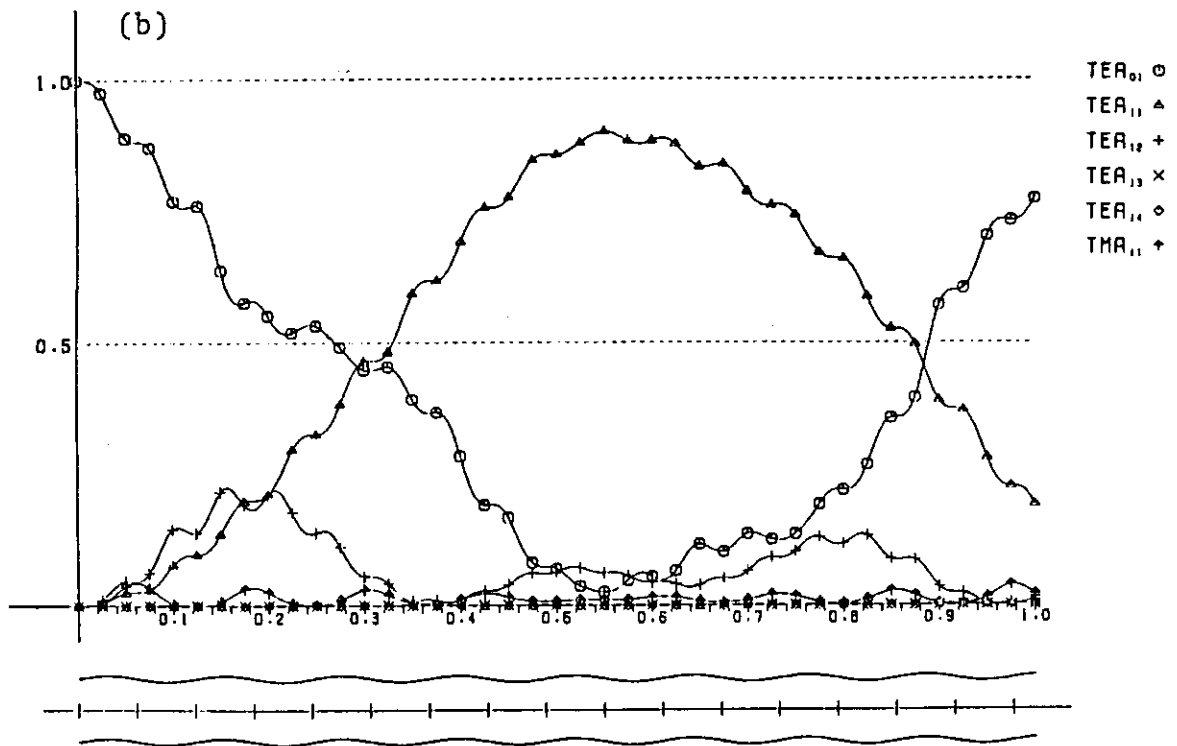


図 2.5.7 モード変換器形状。

(a)  $TE_{02} \rightarrow TE_{01}$  モード変換器。(b)  $TE_{01} \rightarrow TE_{11}$  モード変換器。 $\delta$  は摂動の振幅。 $\lambda$  は摂動の波長。 $R$  は曲率半径。



$AO = 0.0139$     $DAO = 6.40\%$     $LAMDA = 0.0031$



$AO = 0.0095$     $DAO = 10.00\%$     $LAMDA = 0.1222$

図 2.5.8 モード変換率  $f$  の長さに対する依存性。

(a)  $TE_{02} \rightarrow TE_{01}$  モード変換器。(b)  $TE_{01} \rightarrow TE_{11}$  モード変換器。

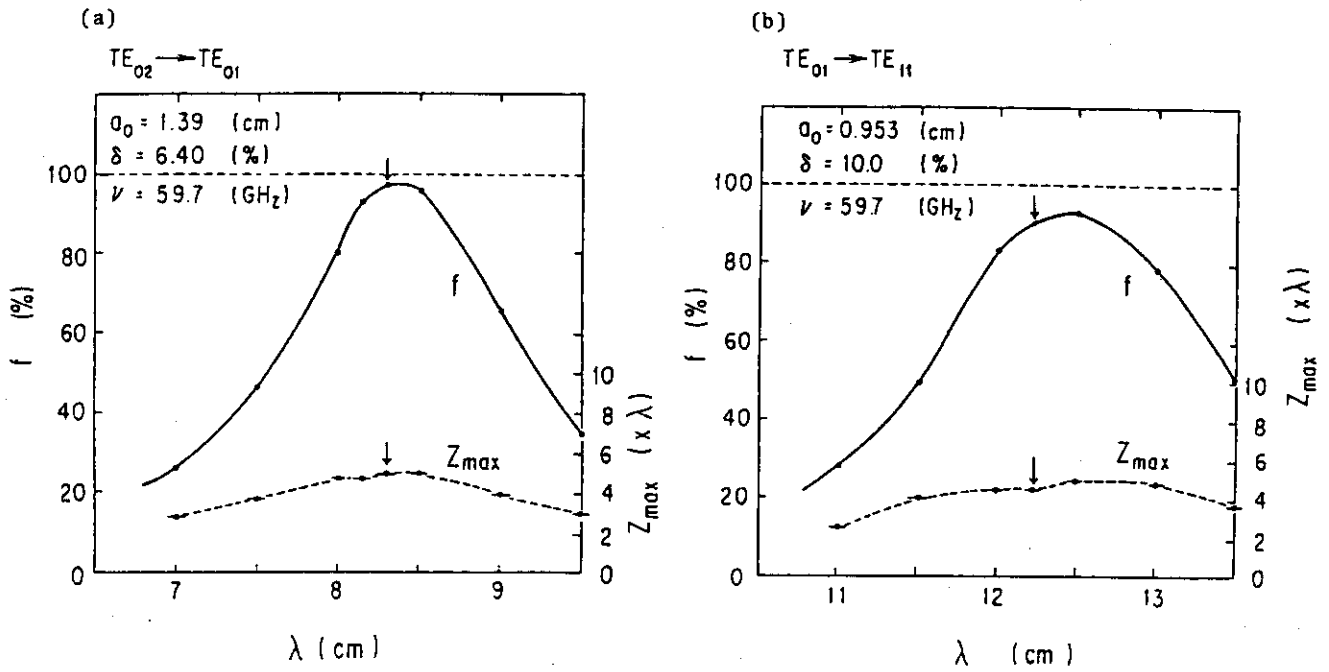


図 2.5.9 モード変換率  $f$  と最適長さ  $Z_{max}$  の摂動の波長  $\lambda$  に対する依存性。(a)  $TE_{02} \rightarrow TE_{01}$  モード変換器。(b)  $TE_{01} \rightarrow TE_{11}$  モード変換器。

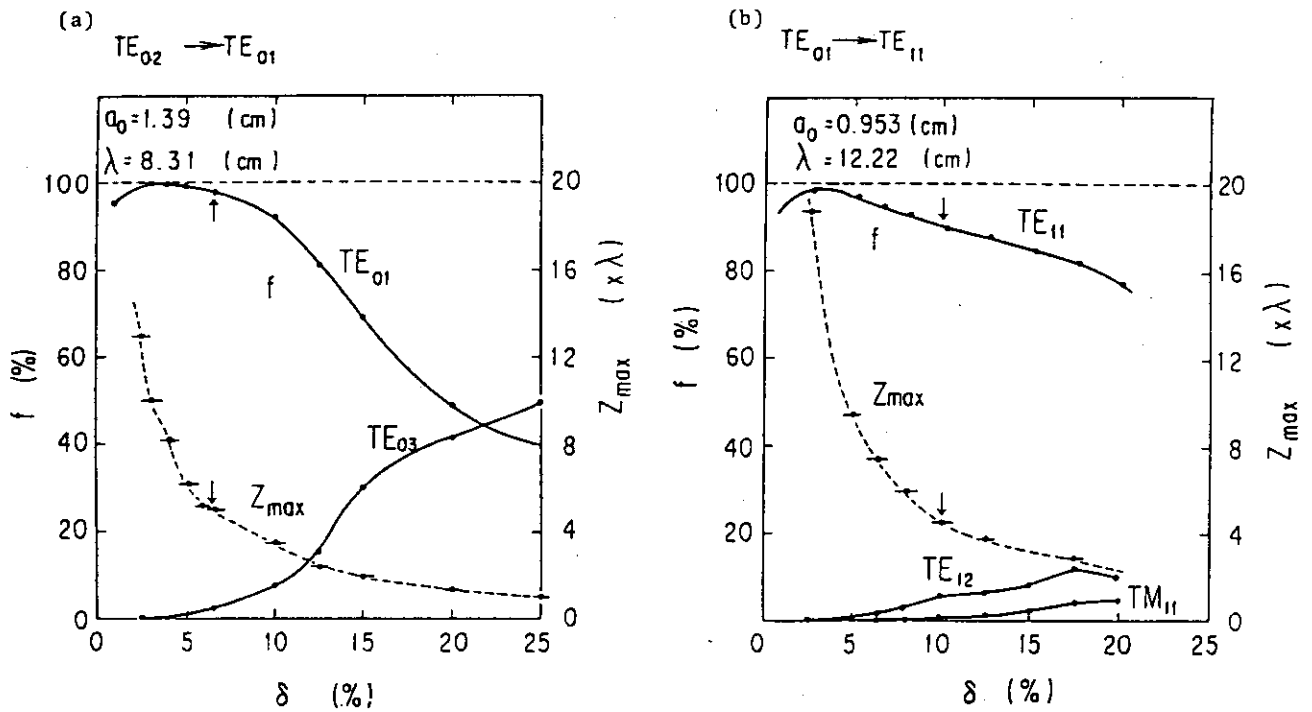


図 2.5.10 モード変換率  $f$  と最適長さ  $Z_{max}$  の摂動の振幅  $\delta$  に対する依存性。(a)  $TE_{02} \rightarrow TE_{01}$  モード変換器。(b)  $TE_{01} \rightarrow TE_{11}$  モード変換器。

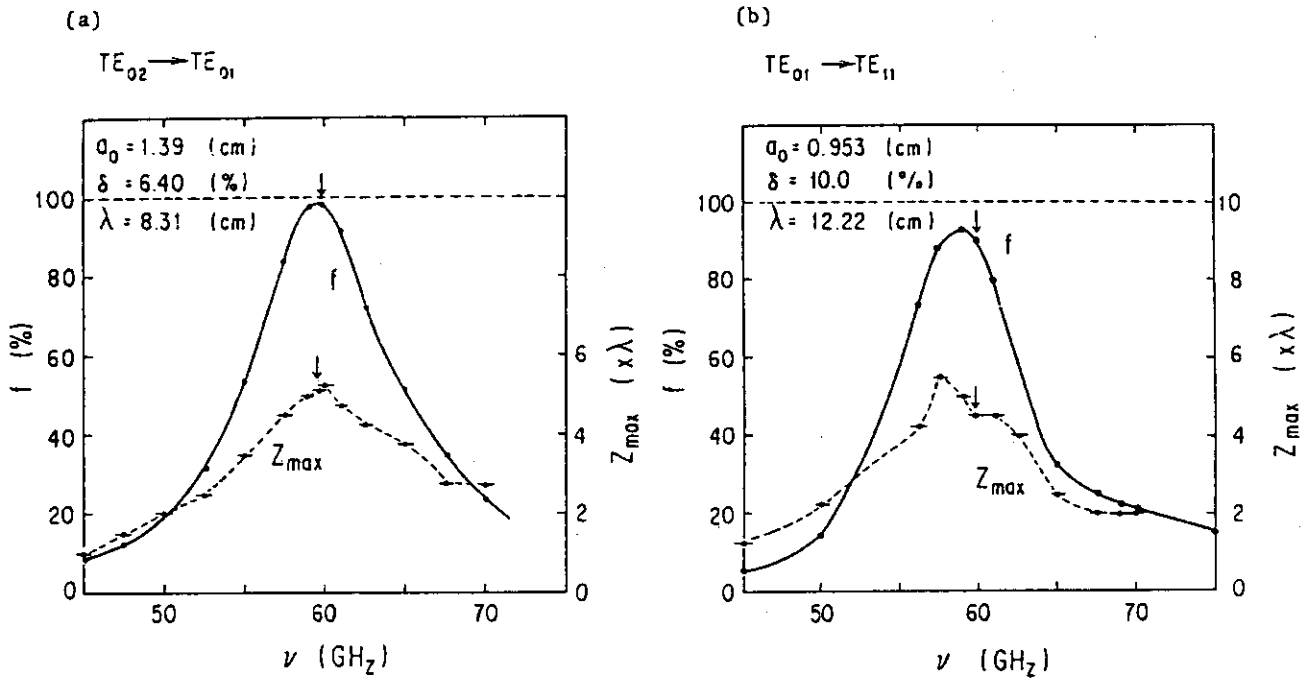
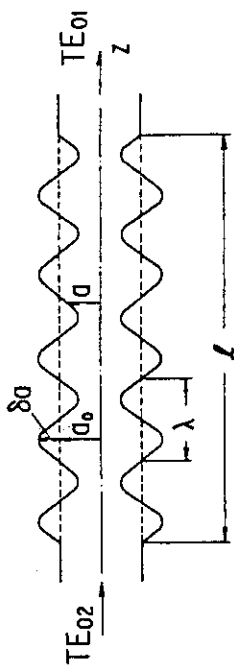


図 2.5.11 モード変換率  $f$  と最適長さ  $z_{max}$  の周波数  $\nu$  に対する依存性。

(a)  $TE_{02} \rightarrow TE_{01}$  モード変換器。(b)  $TE_{01} \rightarrow TE_{11}$  モード変換器。

(a) TE<sub>02</sub> → TE<sub>01</sub> Mode Converter



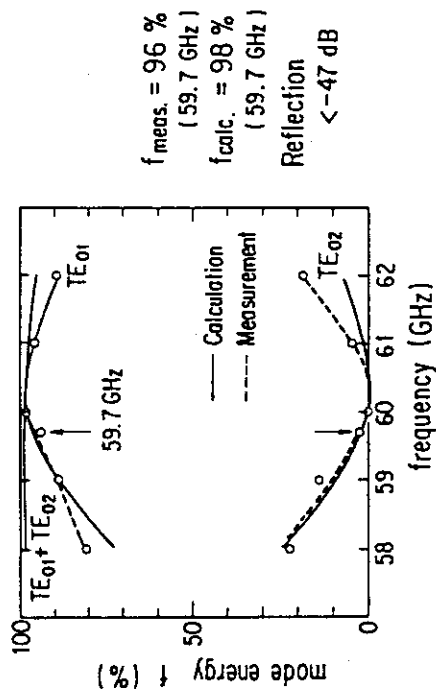
Perturbation Function :

$$a(z) = a_0 \left( 1 + \delta \sin \left( \frac{2\pi z}{\lambda} \right) \right), \quad \delta = \delta a / a_0$$

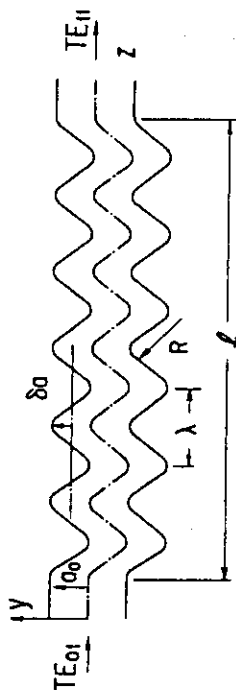
Dimension :

$$a_0 = 13.9 \text{ mm}, \quad \delta = 6.4\%, \quad \lambda = 85 \text{ mm},$$

$$l = 5\lambda, \quad \left( k = \frac{2\pi}{\lambda} \approx \left| \frac{2\pi}{\lambda_{02}} - \frac{2\pi}{\lambda_{01}} \right| \right)$$



(b) TE<sub>01</sub> → TE<sub>11</sub> Mode Converter



Perturbation Function :

$$y(z) = a_0 \left( -1/2 + \delta \cos \left( \frac{2\pi z}{\lambda} \right) \right), \quad \delta = \delta a / a_0,$$

$$R(z) = \left| \frac{(1 + y'^2)^{1.5}}{y''} \right|$$

Dimension :

$$a_0 = 9.53 \text{ mm}, \quad \delta = 8.6\%, \quad \lambda = 125 \text{ mm},$$

$$l = 6\lambda, \quad \left( k = \frac{2\pi}{\lambda} \approx \left| \frac{2\pi}{\lambda_{01}} - \frac{2\pi}{\lambda_{11}} \right| \right)$$

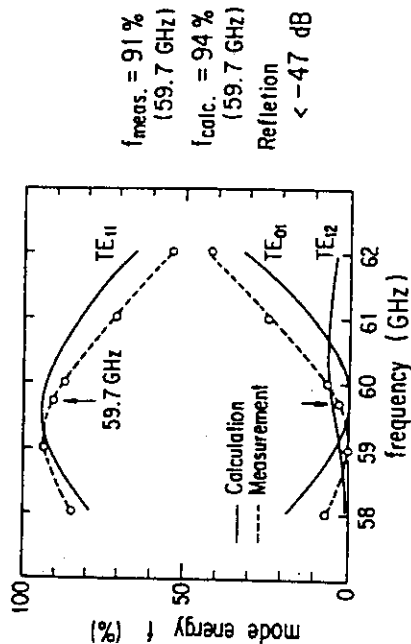


図 2.5.12 モード変換器の形状、摂動関数およびモード変換率の実測値と計算結果との

比較。(a) TE<sub>02</sub> → TE<sub>01</sub> モード変換器。(b) TE<sub>01</sub> → TE<sub>11</sub> モード変換器。



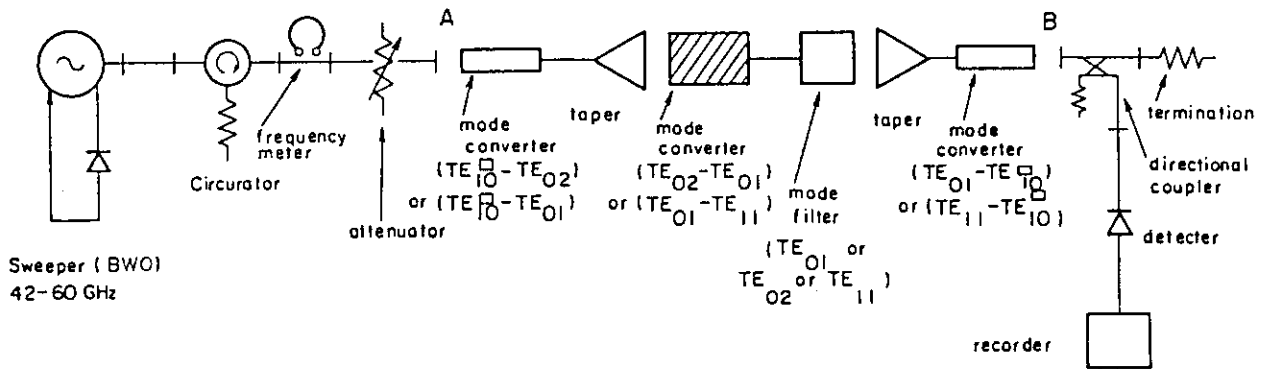
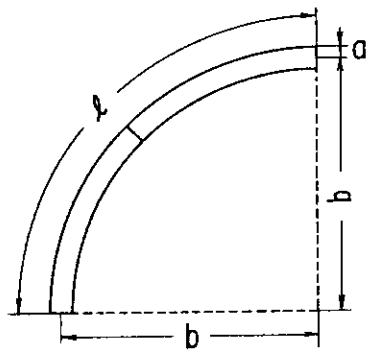


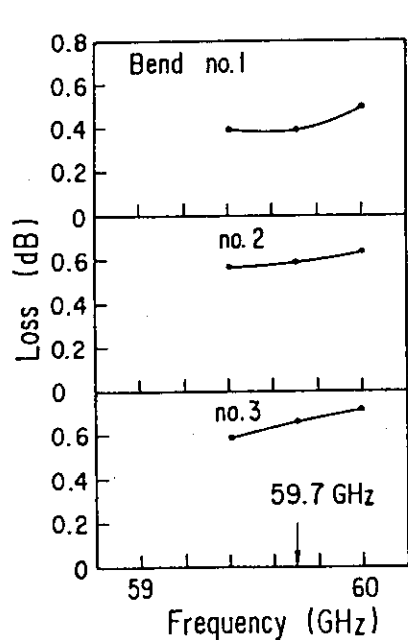
図 2.5.13 モード変換器のモード変換率と損失の測定回路。

Corrugated 90° Bend (for TE<sub>01</sub> mode)



- ① Dimension
- $a = 27.8 \text{ mm}$
  - $b = 1176 \text{ mm}$
  - $l = 2000 \text{ mm (Arc Length)}$

- ② Corrugation
- pitch  $\lambda = \lambda_0/3$
  - depth  $d = \lambda_0/8$



③ Loss

no.1	0.39 dB	(8.6%)
		(59.7 GHz)
no.2	0.59 dB	(12.7%)
		(59.7 GHz)
no.3	0.67 dB	(14.3%)
		(59.7 GHz)
<hr/>		
Total	1.65 dB	(31.6%)

図 2.5.14 90° コルゲートベンドの形状と損失。

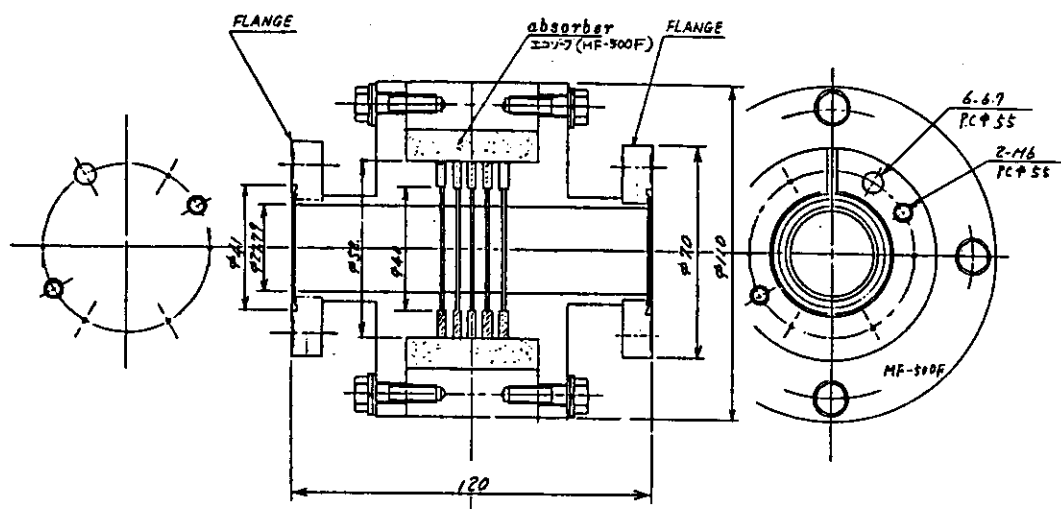
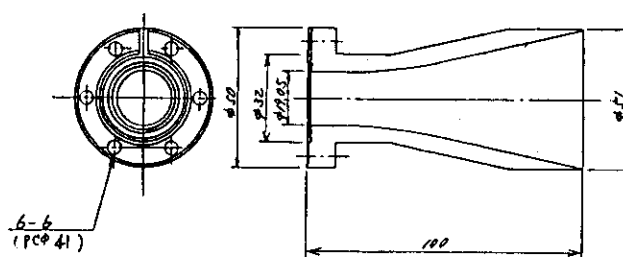


図 2.5.15 直流電圧絶縁/モードフィルタ。



Radiation Pattern  
(with  $TE_{01} \rightarrow TE_{11}$  mode converter)

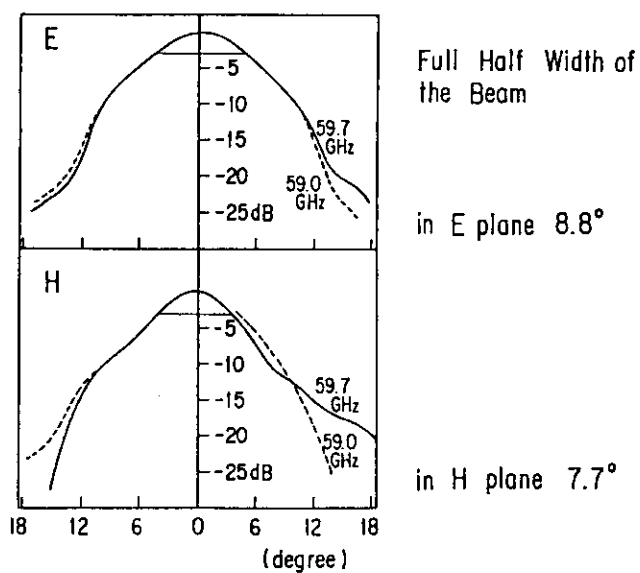


図 2.5.16 ホーンアンテナの形状と指向性。

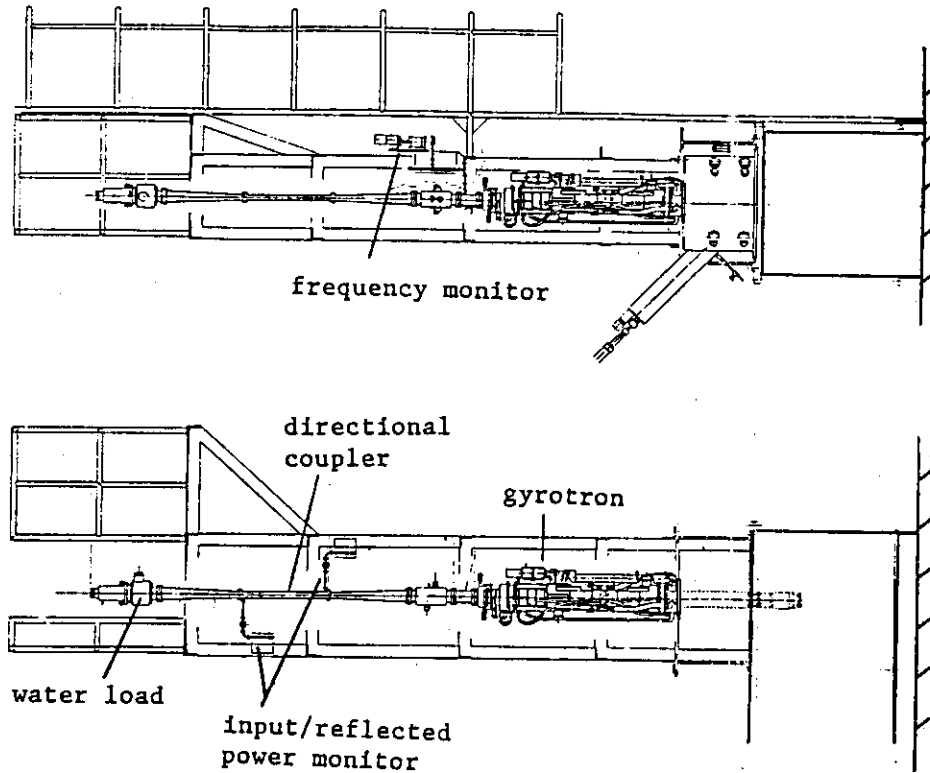
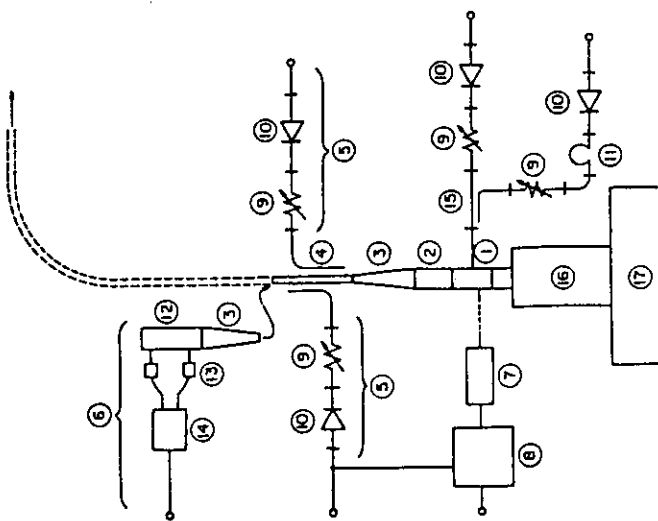


図 2.5.18 高周波モニター装置の配置。



- 1 Sampler/Arc Detector
- 2 Mode Filter
- 3 Raised Cosine Taper
- 4 TE<sub>02</sub> mode Directional Coupler
- 5 Microwave Circuits for the Power and Frequency Detection
- 6 Water Load and Equipments for the Water Temperature Measurement
- 7 Arc Detector Head
- 8 Main Chassis Assy.
- 9 Variable Attenuator
- 10 Detector
- 11 Frequency Meter
- 12 Water Load
- 13 Thermistor
- 14 Calorimeter
- 15 Coupler
- (16) Gyrotron Tank
- (17) Gyrotron Tank

図 2.5.17 高周波モニター装置の構成。

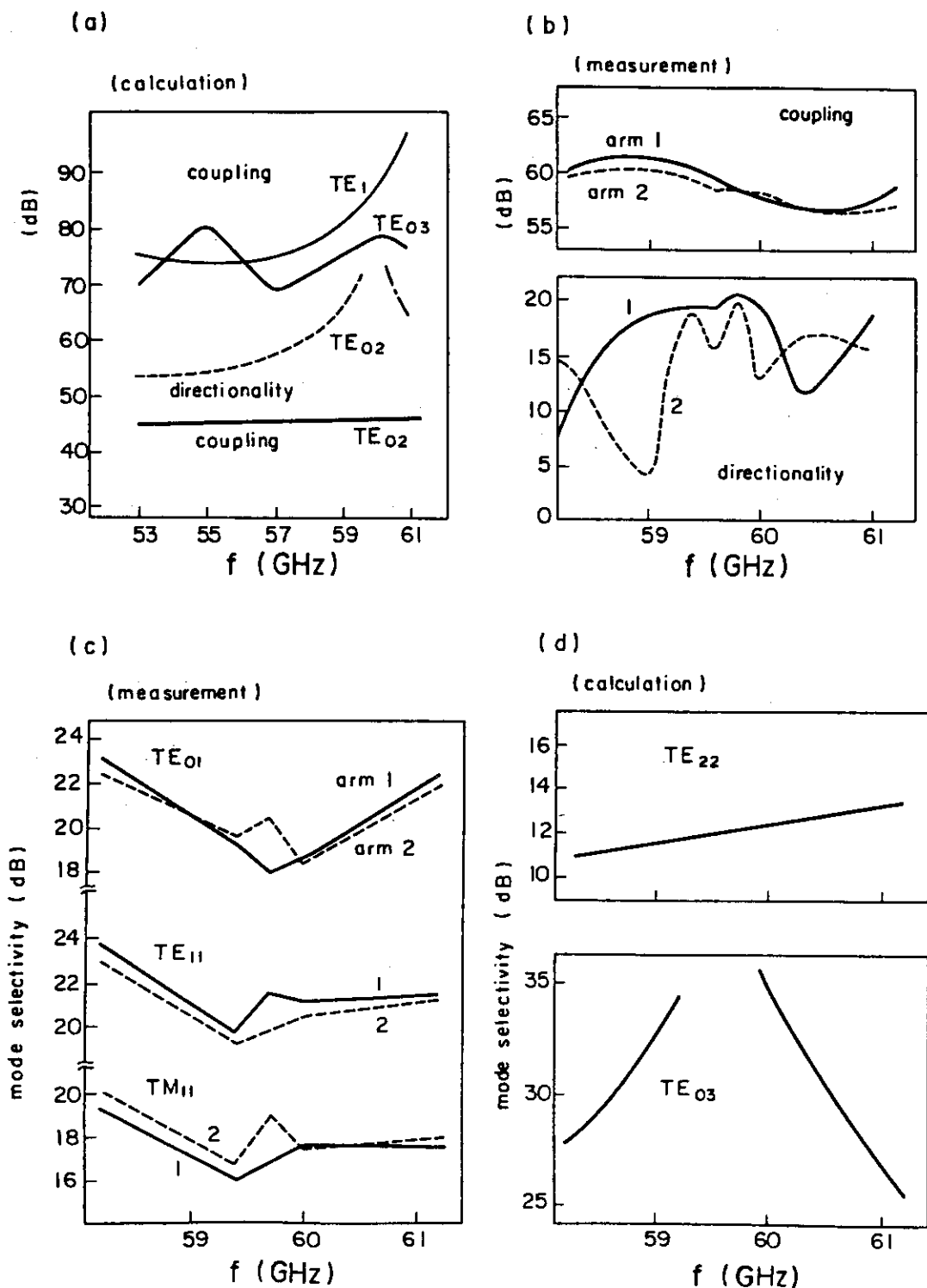


図 2.5.19  $TE_{02}$  モード方向性結合器の特性。(a)結合度と方向性の計算結果。(b)結合度と方向性の測定結果。(c) $TE_{02}$  モードに対するモード選択度の測定結果。(d) $TE_{02}$  モードに対するモード選択度の計算結果。

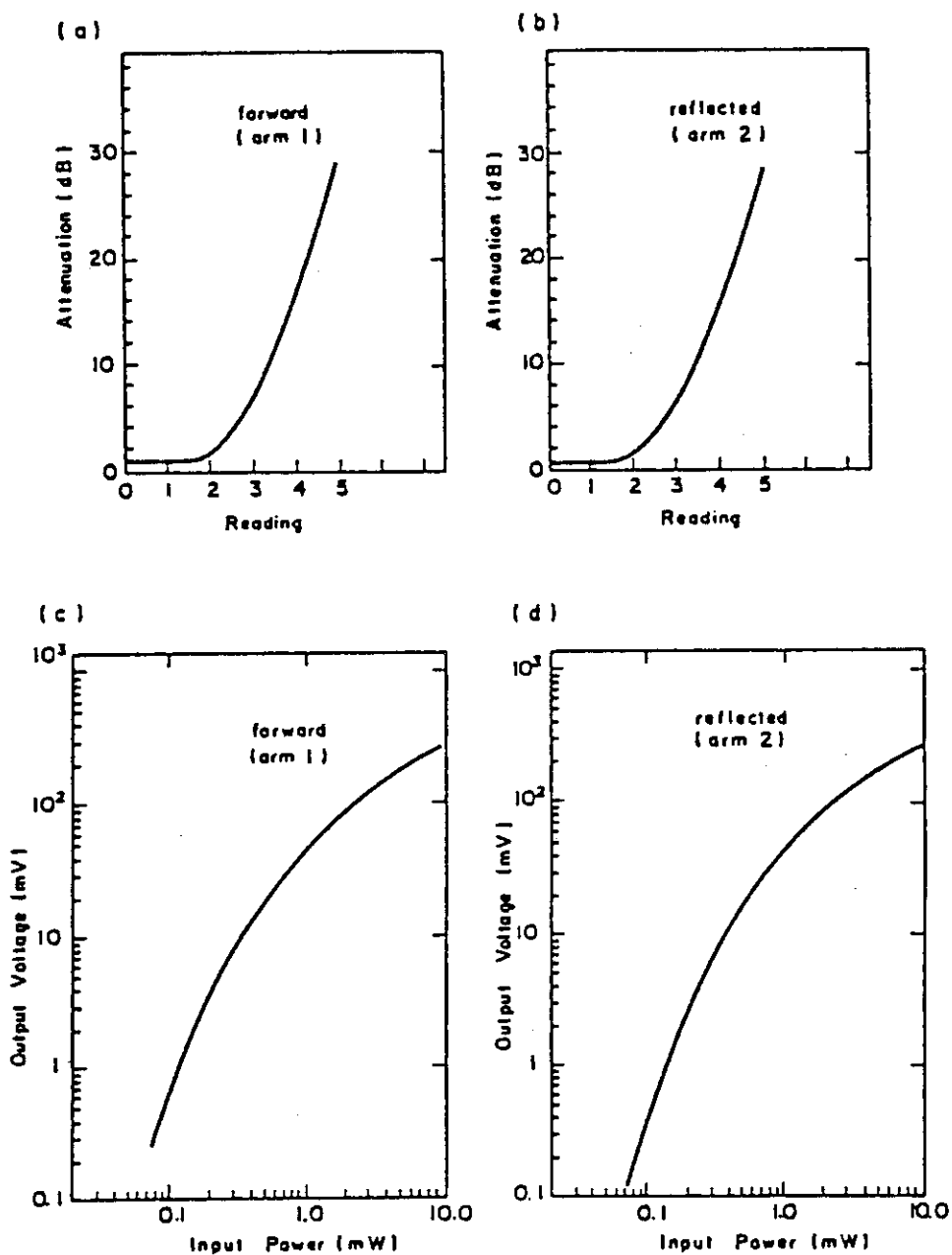
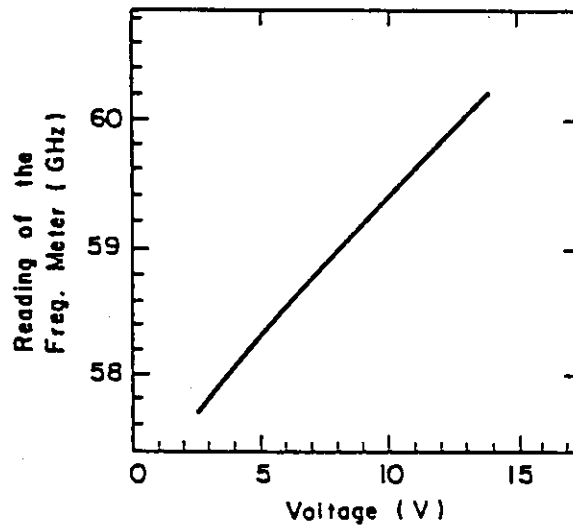


図 2.5.20 高周波パワー測定回路の特性。(a)入射パワー測定回路の減衰率。(b)反射パワー測定回路の減衰率。(c)入射パワー測定回路の入出力特性。(d)反射パワー測定回路の入出力特性。

(a)



(b)

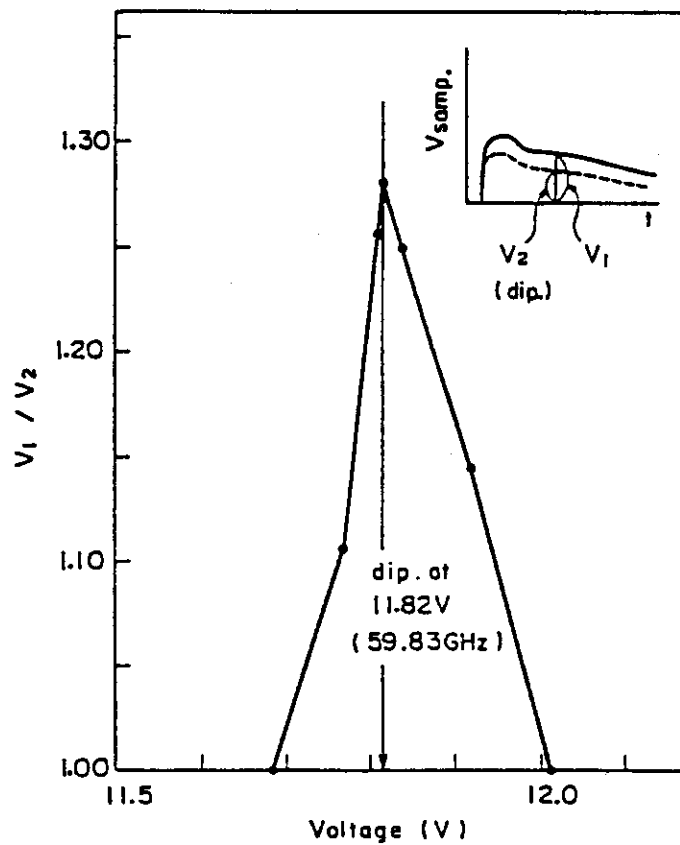


図 2.5.21 周波数測定回路の特性。(a)周波数の精度。(b)周波数の測定結果の一例。

**OSCILLATION MAP — 2% TAPER  
(PULSE OPERATION)**

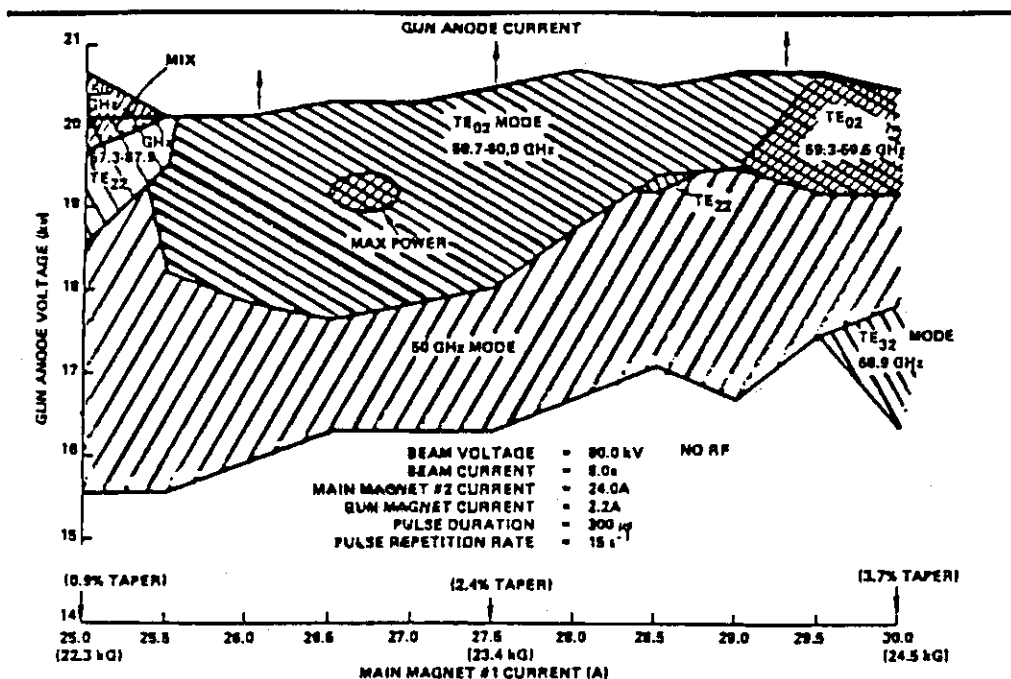


図 2.5.22 ジャイロトロンの発振モード図。(“Design and Performance of the VGE-8060 Gyrotron”, Varian Associates, Inc., (1982) より)。

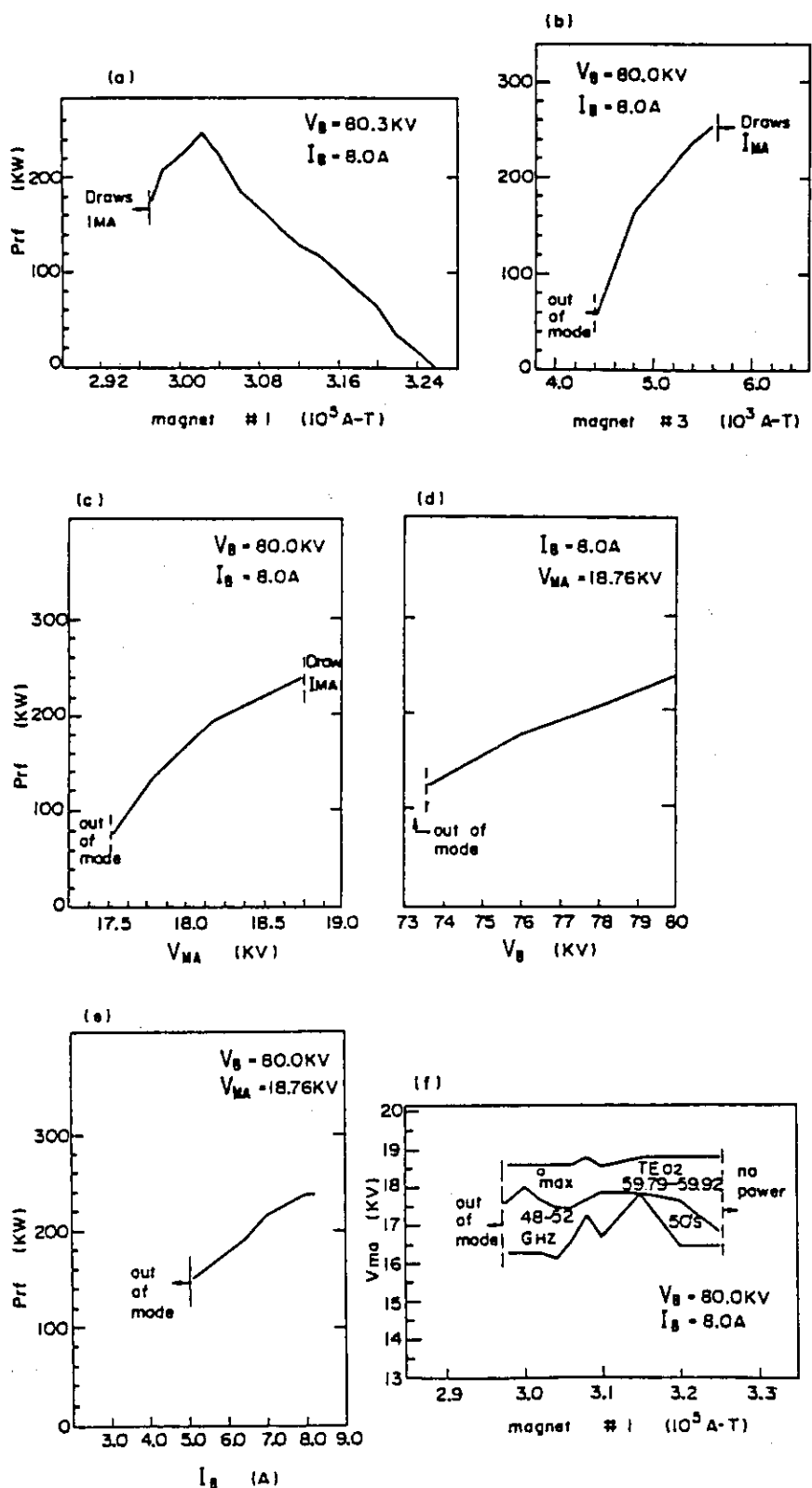


図 2.5.23 ジャイロトロンが発振特性の測定結果。出力の依存性。横軸はそれぞれ(a)コイル#1電流値, (b)コイル#3電流値, (c)電子銃陽極電圧, (d)ビーム電圧値, (e)ビーム電流値である。(f)発振モード図の測定結果。



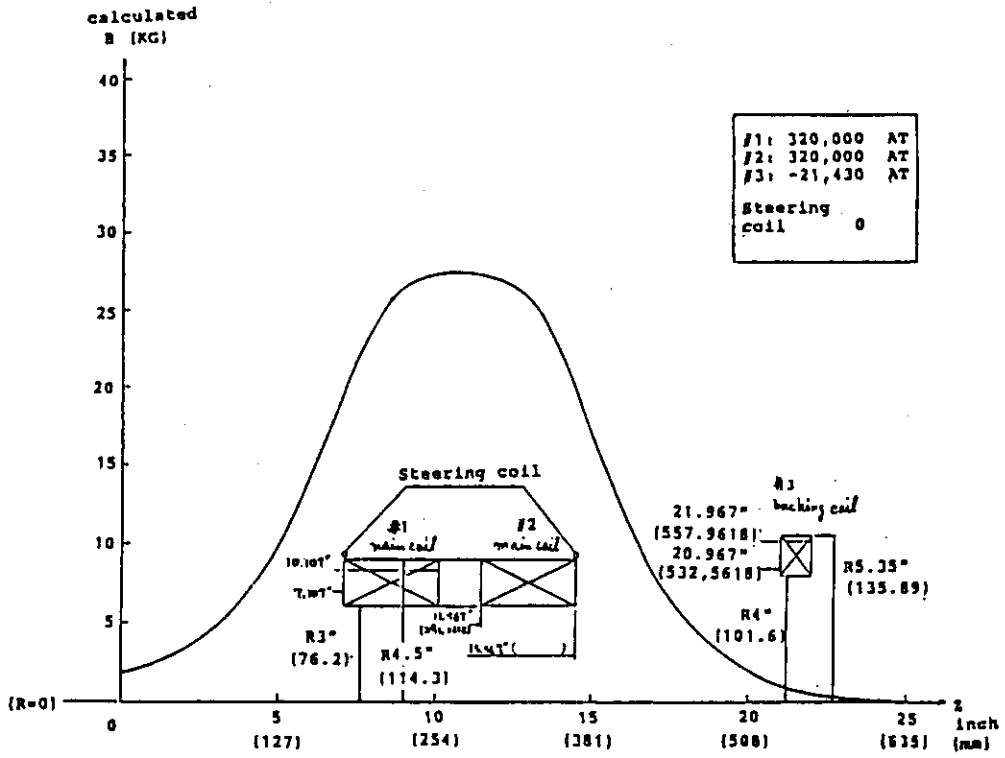


図 2.5.24 超伝導マグネットの軸方向磁場分布。

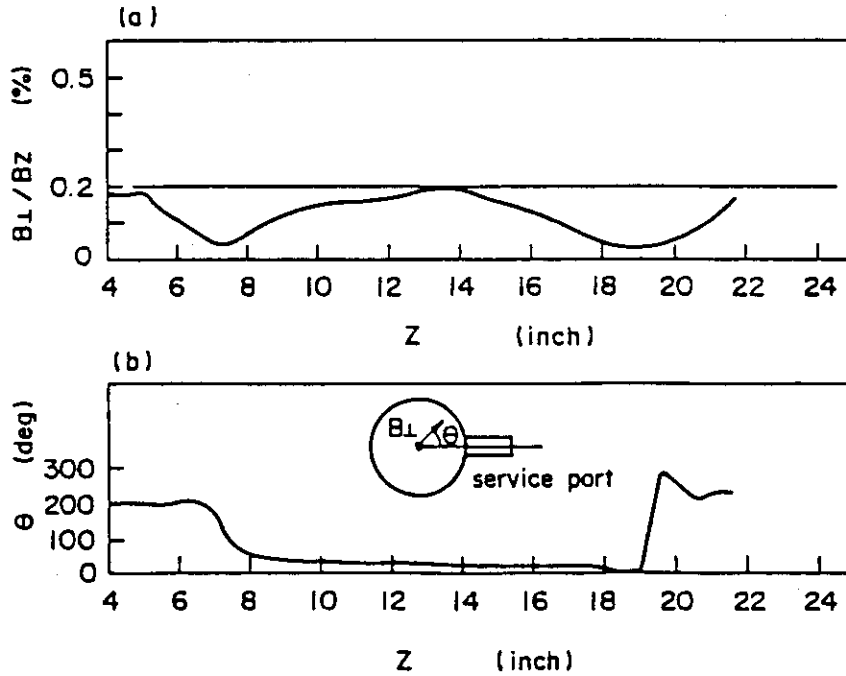


図 2.5.25 超伝導マグネットの誤差磁場の測定結果。

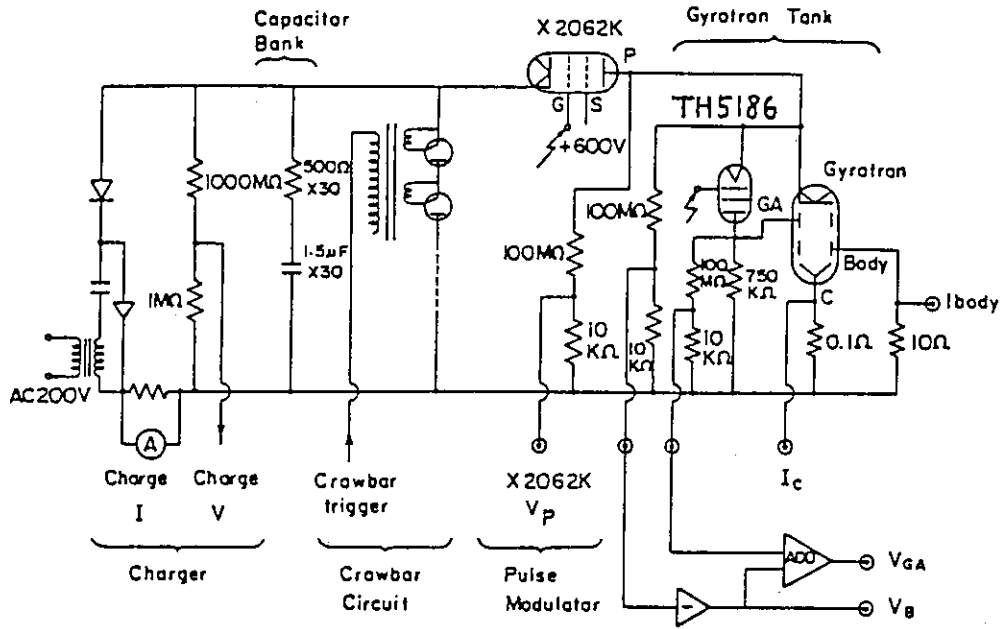


図 2.5.26 電源の回路図。

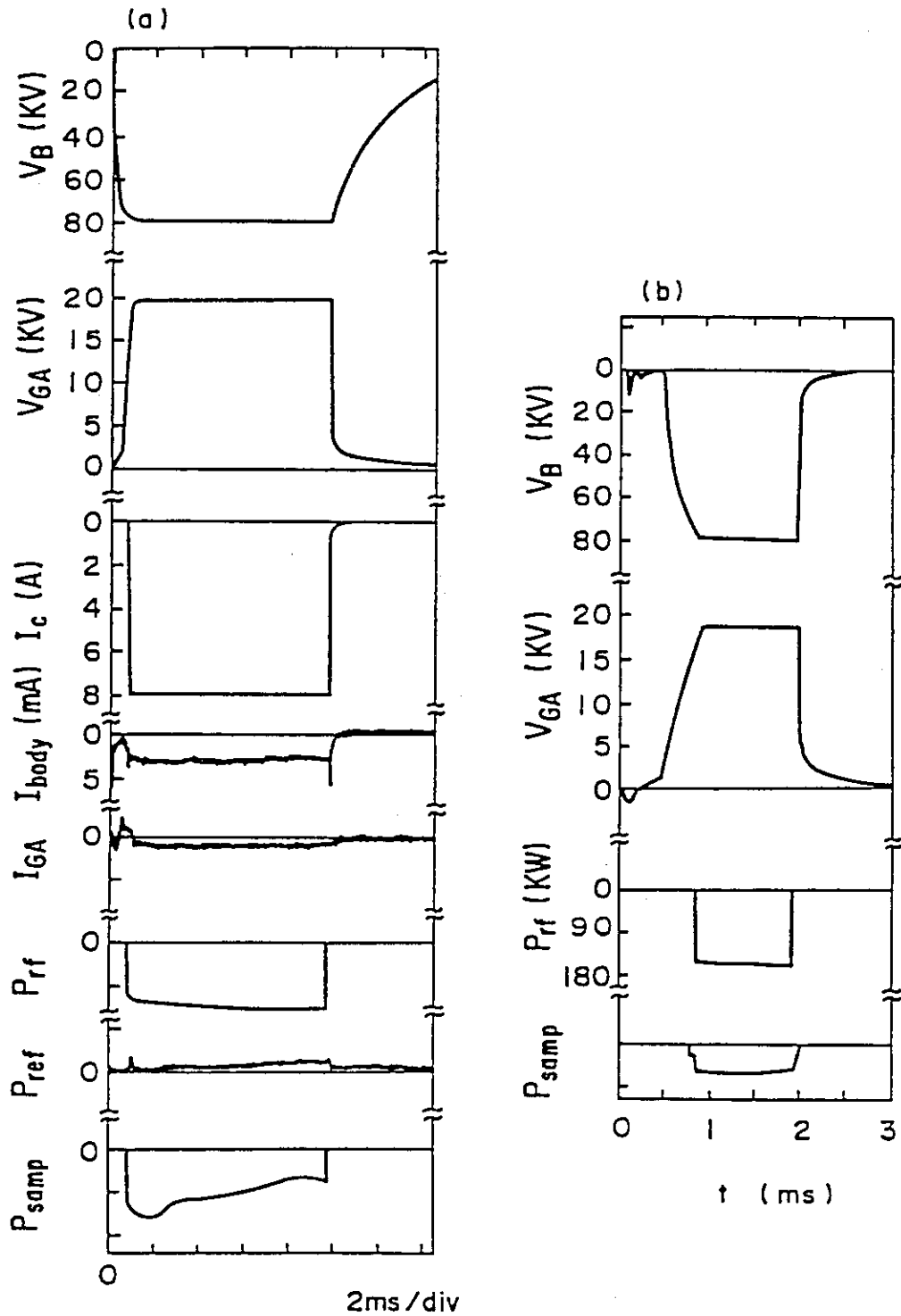


図 2.5.27 ジャイロトロン発振のモニター波形。(a) $V_B$ : ビーム電圧。  $V_{GA}$ : 電子銃陽極電圧,  $I_c$ : コレクタ電流,  $I_{body}$ : ボディ電流,  $I_{GA}$ : 電子銃陽極電流,  $P_{rf}$ : 入射パワー,  $P_{ref}$ : 反射パワー,  $P_{samp}$ : サンプラパワー。(b) $V_B$ および  $V_{GA}$  の立上がり。

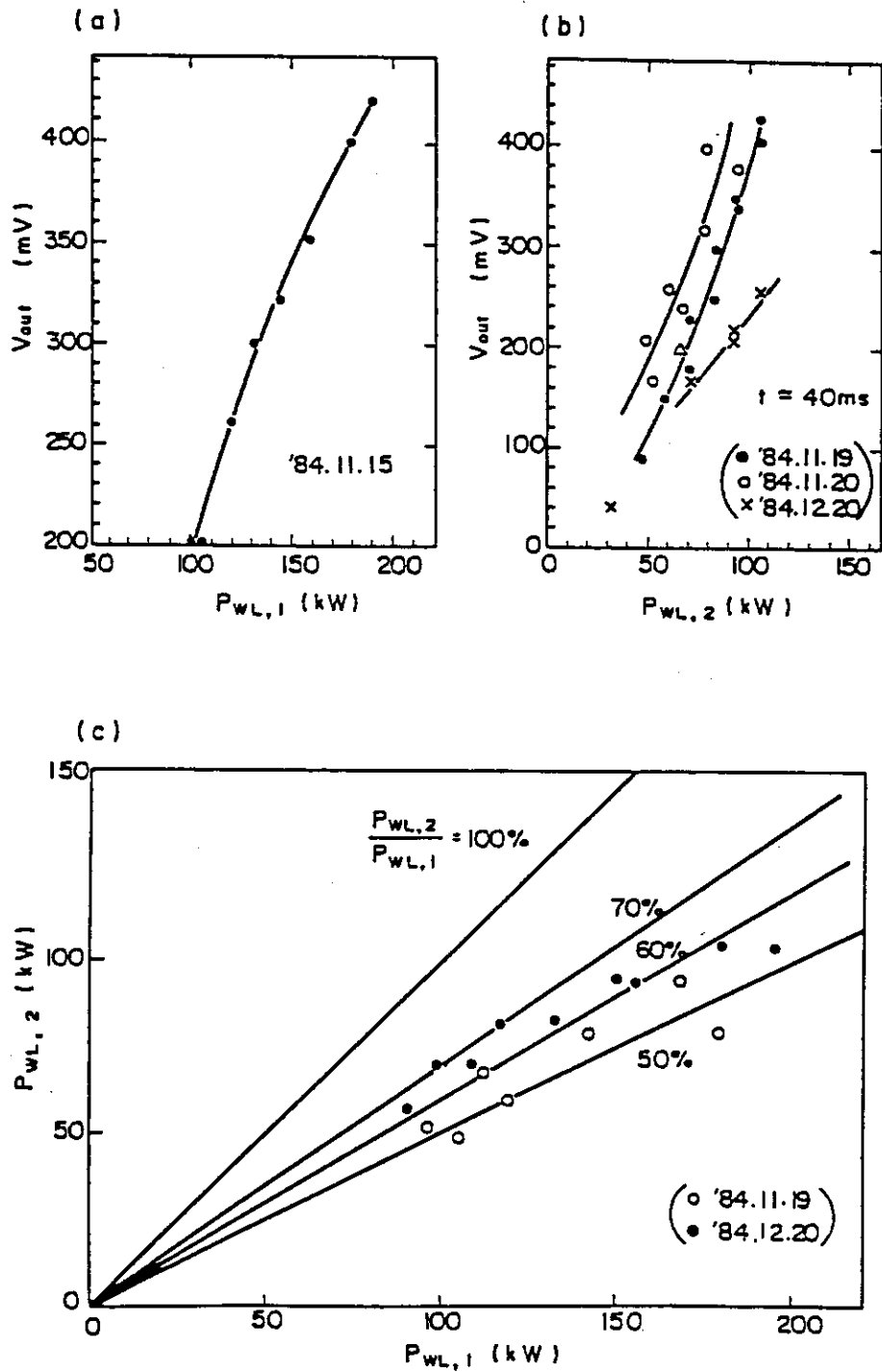


図 2.5.28 高周波パワーの水負荷による測定結果。(a)方向性結合器直上での測定による入射パワーの較正。(b)JFT-2 M 本体への入射窓での測定による入射パワーの較正。(c)両者より得られた伝送効率。

## 2.6 JFT-2M トカマクに於ける 60 GHz 2 倍高調波電子サイクロトロン加熱実験

### 2.6.1 序

前節(2.5節)で述べた 60 GHz 電子サイクロトロン加熱装置を用い、JFT-2M トカマク(高性能トカマク開発試験装置)に於いて二倍高調波( $f=2f_{ce}$ )電子サイクロトロン加熱実験を行った。本節では、その実験結果をまとめる。

ECH 実験の目的は以下のとおりである。

- ① 二倍高調波によるバルク(bulk, 電子速度分布関数の低速度部分)あるいはテイル(tail, 電子速度分布関数の高速度部分)の電子加熱を調べ、他の加熱法との比較を行ない、電子サイクロトロン加熱の特徴を明らかにすること。
- ② 電子加熱が、低域混成波(Lower Hybrid Wave)あるいはイオンサイクロトロン周波数帯の速波(Fast Wave)を用いた高周波によるプラズマ電流駆動に与える効果を調べること。
- ③ 電子温度分布ひいては電流分布の制御の可能性を調べること。更に、これらの分布制御による電磁流体(MHD)不安定性の制御、閉じ込めあるいはベータ値の向上、及び高効率閉じ込めモード(High mode, H-mode)等を調べること。
- ④ 電子バーンシュタイン波の入射及び電子バーンシュタイン波による電子加熱について調べること。
- ⑤ 電子サイクロトロン加熱によるプラズマ電流駆動について調べること。

なお、JFT-2M トカマクでの 60 GHz ECH 実験は現在も継続中である。

### 2.6.2 実験装置

#### (1) JFT-2M トカマク装置(高性能トカマク開発試験装置)

JFT-2M トカマク装置[1, 2]は、非円形断面をもつ主半径 1.31 m, プラズマの小半径  $a \times b = 0.35 \text{ m} \times 0.53 \text{ m}$ (真空容器の大きさは  $0.415 \text{ m} \times 0.595 \text{ m}$  である)のトカマク型装置である(図 2.6.1)。プラズマの体積は円形プラズマでは  $3.2 \text{ m}^3$ , 非円形 D 型プラズマでは約  $4 \text{ m}^3$  であり JFT-2 トカマクの 3~4 倍の大きさである。

最大プラズマ電流値  $I_p = 0.55 \text{ MA}$ , 最大非円形度  $\kappa = 1.7$ , 最大中心トロイダル磁場強度  $B_0 = 1.5 \text{ T}$ , 変流器磁束  $2 \text{ V} \cdot \text{s}$  のパラメタをもつ。

円形断面, D 形断面のリミタ配位の他に上下シングルヌル, ダブルヌルのオープンダイバーター配位, (Open Divertor Configuration) もとることができる。固定リミタ, 可動リミタ及びダイバーター板の材質はグラファイト(C)である。

動作ガスは、通常、重水素 ( $\text{D}_2$ ), 水素 ( $\text{H}_2$ ), ヘリウム ( $\text{He}$ ) あるいはこれらの混合ガスを用いる。

通常、ループ電圧は約 1.5 V, 放電時間は約 1.1 s である。

#### (2) 計測装置

JFT-2M トカマクの計測装置の配置を図 2.6.2 に示す。これらは、その大部分が JFT-2 トカマクからのものである。

JFT-2 では、計測データは、オシロスコープで表示し写真に撮っていたが、JFT-2 M

では、計測データの計算機処理が整備された。そのため、例えば、磁気プローブ信号の計算機処理によりプラズマの平衡量  $\Lambda + 1/2 (= \beta_p + I_i/2 - 1/2)$  や反磁性測定によるポロイダルベータ値  $\beta_p$  の各ショット毎のデータが得られるようになりデータ収集や解析の精密化、省力化が進んだ。

新たな計測器として、プラズマ密度測定用の遠赤外干渉装置 (HCN レーザー)、中性子計測、結晶分光器等が整備され、また、トムソン散乱測定装置、 $H_\alpha$  測定器、ボロメーター、PIN ダイオードアレイ、軟 X 線測定器、静電プローブ等の多チャンネル化が行なわれ、プラズマの径方向分布に関する情報量が増大した。

### 2.6.3 実験結果および議論

#### (1) 電子加熱 [3, 4]

JFT-2M のトロイダル磁場は 1.5 T 以下であるので、周波数 60 GHz に対しては、2 倍高調波の電子サイクロトロン共鳴層で加熱する。基本波の電子サイクロトロン共鳴層はプラズマ中には存在しない。(後節 3.1.1(4)を参照)。

2 倍高調波の遮断密度は 2.2 節の議論により、図 2.6.3 のように異常波に対しては、 $2.23 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、正常波に対しては、 $4.46 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  である。従って正常波の方が高い密度まで伝播できるが、2.5.2(2)で議論したように、正常波は、2 倍高調波の電子サイクロトロン共鳴層での吸収率は高々数%である。しかしながら異常波の吸収率は、図 2.5.4 に示されるように良い。例えば、線平均密度  $\bar{n}_e = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (中心密度にすると約  $n_{e0} = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) では、電子温度が 300 eV 以上あれば電子サイクロトロン共鳴層一通過当りの吸収率は 90% 以上となる。そのため実験は異常波を用いて行った。

図 2.6.4 に ECH を加えたときの主なパラメタの時間発展を示す。図の(a)が、電子サイクロトロン共鳴層がプラズマ中心にある ( $r_{\text{res}}/a = 0$ ) 場合、そして図の(b)が周辺にある ( $r_{\text{res}}/a = 0.6$ ) 場合である。このときの入射パワーは、 $P_{\text{H}} = 230 \text{ kW}$  である。いずれの場合もループ電圧の顕著な減少がみられ、顕著な電子加熱がおきている。シャフラノフの平衡の  $\Lambda + 1/2 (= \beta_p + I_i/2 - 1/2)$ 、ここに、 $\beta_p = \langle nT \rangle / \text{磁気圧}$  はポロイダルベータ値、 $I_i$  はプラズマの内部インダクタンスである) は、図(a)の中心共鳴の場合、顕著に増大するが、図(b)の周辺共鳴の場合には減少する。しかし、いずれの場合も、反磁性測定から得られる蓄積エネルギー  $W_{\text{SIA}}^{\text{PIA}}$  は増大している。従って、図(b)の周辺共鳴の場合も、 $\beta_p$  は増加していることがわかり、 $\Lambda + 1/2$  の減少は、 $I_i$  の減少 (電流分布の拡大) によるものと考えられる。中心加熱と周辺加熱とを比べると、ボロメータ測定による放射パワー  $P_{\text{rad}}$  は、周辺加熱の場合が大きい。

図 2.6.5 に、中心加熱の場合 (図の(a)) と、周辺加熱の場合 (図の(b))、電子サイクロトロン共鳴層の位置は、 $r_{\text{res}}$  として図中にしめす) の電子温度と電子密度の分布を示す。●○はレーザー散乱測定、▲△は電子サイクロトロン放射 (ECE)、■□は、軟 X 線測定による電子温度等を表わす。白ヌキ印はジュール加熱のみの場合を示す。中心加熱の場合、 $P_{\text{H}} = 80 \text{ kW}$  の入射で、中心電子温度  $T_{e0}$  が 0.5 keV から 1 keV に倍増している。周辺加熱では、電子温度分布が拡大している。このように、ECH により電子温度分布の制御が可能である。

中心電子温度の ECH パワーに対する依存性を図 2.6.6 に示す。230 kW 入射では、中心電子

温度 2.4 keV を得た。これは、現在までに JFT-2M で得られた最高温度となっている。中心電子温度の上昇は、加熱パワーにほぼ比例し、加熱率は 6 eV/kW である。

図 2.6.7 に、電子サイクロトロン共鳴層位置 ( $r_{res}$  で示す) をプラズマ断面内で動かしたときの、シャフラノフの平衡の  $\Lambda$  の ECH による増分  $\Delta\Lambda$  と平均密度の変化  $\Delta\bar{n}_e$  を示す。中心加熱の場合に  $\Lambda$  の増分は最大で 0.8 ~ 0.9 であり、 $a/2$  付近の加熱の場合に  $\Lambda$  の減少は最大となる。プラズマの両端の加熱では、 $\Lambda$  の変化は殆どなくなる。また、この場合のようにガスの供給量がほぼ一定の場合には、 $a/2$  付近の加熱で密度の顕著な減少がみられる。この減少はプラズマ密度の 30% に達する場合は観測されている。

図 2.6.8 に、反磁性測定による蓄積エネルギーの増分  $\Delta W_s^{DIA}$ 、シャフラノフの平衡の  $\Lambda$  の増分  $\Delta\Lambda$  と、それから得られるポロイダルベータ値の増加  $\Delta\beta_p$  と  $I_i$  の変化  $\Delta I_i$  の ECH の加熱位置に対する依存性を示す。 $\Delta W_s^{DIA}$  あるいは  $\Delta\beta_p$  は、中心加熱の場合が一番大きく、電子サイクロトロン共鳴層がプラズマの周辺に行くにつれて小さくなる。 $I_i$  の変化は、 $a/2$  付近の加熱の場合が一番顕著で約 0.5 に達する。すなわち、中心加熱で電流分布は少しピークし、 $a/2$  付近の加熱で電流分布は一番広くなることがわかる。図 2.6.4 (b) に示すように、 $\Lambda$  の減少は、ECH 印加のパルス幅では (100 ms まで) 飽和しない。ECH のパルス幅を伸ばせばさらに減少するものと思われる。

ジュール加熱時の  $I_i$  は、 $\Lambda$  の表式からわかるように、プラズマの密度を下げていき、 $n_e = 0$ 、すなわち  $\beta_p = 0$  での  $\Lambda$  の切片を求めることにより得られる。このようにして求めたジュール加熱時の  $I_i$  は、図 2.6.9 に示すように、1.2 ~ 1.4 である。これは、図 2.6.5 の電子温度分布から、(2.3.2) 式のスピッツァー抵抗を用いて ( $Z$  は一様と仮定) 求めた値の 1.4 と矛盾しない。

図 2.6.10 に蓄積エネルギーの変化率  $dW_s^{DIA}/dt$  から求めた、電子サイクロトロン共鳴層での ECH の付与パワーの測定値と、一通過当りの付与パワーの計算値  $P_{s0}/P$  (図 2.5.4) との比較を示す。●が ECH パルスを印加したときの  $W_s$  の立上がり、○が ECH パルスを切ったときの  $W_s$  の下がりからえられた実験値である。そして、破線が計算値である。測定値は、計算値とほぼ同様な加熱位置に対する振舞いをするが、計算値を越えない。容器壁での反射の効果はあまり効いていないようにみえる。これは JFT-2M の場合 ECH アンテナのすぐ隣のポートが大きな排気ダクトになっているためと考えられる。

図 2.6.11 (a) に、 $I_i$  一定として  $\Lambda$  から求めた中心加熱の場合の蓄積エネルギーのプラズマ密度に対する依存性を示す。ジュール加熱プラズマの蓄積エネルギー  $W_s^A$  は密度にほぼ比例する。ところが、ECH による増分  $\Delta W_s^A$  はほぼ一定である。反磁性測定による蓄積エネルギー  $W_s^{DIA}$  の密度依存性を図 2.6.11 (b) に示す。ECH による増分  $\Delta W_s^{DIA}$  は密度とともに多少上昇傾向にあるが前図と大きな相違はない。この結果から、エネルギー閉込め時間  $\tau_E$  の密度依存性は図 2.6.11 (c) のようになる。ECH 加熱中は、ループ電圧が大きく減少するので、ECH 入力とジュール加熱入力との比は、5 ~ 8 であり、殆どが ECH 加熱パワーとなっている。低密度 ( $\bar{n}_e = 0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) では、エネルギー閉込め時間は、ジュール加熱の 60 ~ 70% となるが、 $\bar{n}_e = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  では 80 ~ 100% となり、この場合は劣化はあまり大きくない。

内部インダクタンス  $I_i$  を横軸、縦軸にエネルギー閉込め時間  $\tau_E$  にとると図 2.6.12 のようになる。ECH の中心加熱の場合である。密度は 3 ケースある。同一密度では  $I_i$  大の場合に  $\tau_E$  が小さ

くなる。つまり、ピークした電流分布のときに  $\tau_E$  が小さくなる傾向がある。

(2) 高エネルギー電子との結合による ECH 電流駆動 (低域混成波により電流駆動されたトカマクプラズマの電子サイクロトロン加熱) [3, 5]

a. 序

低域混成波により電流駆動されているトカマクプラズマの電子の速度分布は高エネルギーの尾部 (high energy tail) を持つ。本節で述べる実験により、電子サイクロトロン周波数帯の波動は、条件を適当に選ぶことにより、この高エネルギーの尾部に結合することができること、また、それにより電流駆動できることを、初めて、実験的に示した。

b. 電子サイクロトロン加熱による電流駆動の利点と現状

電子サイクロトロン周波数帯の波動 (ECW) を用いた高周波による電流駆動はいくつかの利点を持つと考えられる。第一に、ECW はホーンアンテナから放射されるので、低域混成波 (LHW) あるいはイオンサイクロトロン周波数帯の高周波 (ICRFW) で問題になるプラズマとの結合の問題が無い場合、アンテナをプラズマから離すことが可能である。第二に、ECW の周波数を遮断周波数より高くとることにより、高密度のプラズマ中でも伝播可能である。第三に、ECW の電子への共鳴的結合は、電子サイクロトロン共鳴 (ECR) 条件が満たされるパラメタ空間中でのみ起きるので、結合領域を共鳴条件を適当に選ぶことにより制御することができる。第四に、ECW による理論的な電流駆動効率  $J/P_{ab}$  は、LHW による電流駆動効率の  $3/4$  であり [6]、LHW と比較して遜色が無い。第五に、ECW のパラメトリック不安定性のしきい値は、比較的高く、これにより駆動電流を維持するための高いパワー密度をプラズマ中心部まで送り込むことができる、などである。

従来、ECH によるトカマクプラズマのバルク電子の加熱により、駆動電流を得ることは、はっきりとは検証されてはいない (本論文 2.3.2 節)。この理由としては、電流駆動のためには、電子サイクロトロン共鳴層の片側で大きな波動の吸収が必要であるため、電子サイクロトロン共鳴層一通過あたりの波動の吸収率が大きな必要があるのにたいして、現実の波動の吸収率がまだ大きくないこと、あるいはバルク加熱による捕捉電子の増大の効果で電流駆動が妨げられること等の理由が考えられる。

しかしながら、高エネルギー電子を相対論的に下シフトした (relativistically down shifted) ECH 加熱を行うことによりこれらの困難が軽減されることが期待される。この場合には、電子サイクロトロン共鳴層一通過あたりの波動の吸収率が比較的小さな場合にも、真空容器壁での反射の効果により、下シフトした ECR 層での吸収の増大が期待される。さらに、高エネルギー電子に波動を結合させることにより、電流駆動効率  $J/P_{ab}$  (ここに、 $J$  は駆動電流密度、 $P_{ab}$  は、吸収パワーである) は増加することが理論的に予測されている [7, 8]。

それゆえ、LHW により維持された安定な tail に、ECW を結合させて、これらのことを実験的に検証するという課題が現出する。理論計算によると [9]、ECW は、LHW により生成された tail に良く吸収され、電流駆動効率も大きくなることが予測されている。

c. 実験方法

LHW の周波数は 750 MHz で、波動の屈折率の磁場に平行な成分  $n_{\parallel}$  のスペクトラムは四導波管で制御される [10]。各導波管間の位相差  $-90$  度において、波動のスペクトラムは、



$n_{\parallel} = 1 \sim 3$  にピークをもつ。

ECW の周波数は 60 GHz,  $n_{\parallel} = 0.17$  でトラスの低磁場側から TE<sub>11</sub> モードで入射される。

#### d. 実験結果 1 (電流立ち上げ, AVR モード)

各信号の時間発展を図 2.6.13 (a) に示す。ターゲットプラズマ生成のために最初の 100 ms 間は一次変流器回路によりトロイダル電界が印加され、その後、一次回路の電圧は零に定電圧制御 (AVR, Automatic Voltage Regulation) される。一次回路の電圧が零に制御される直前に、LHW を印加し始める。LHW の入射パワーは 70 kW, パルス幅は 400 ms である。このようにすることにより、LHW による早い電流の立ちあげ (ramp-up) を得ることができる。初期のジュール電界の印加無しでも LHW のみにより、プラズマ電流を流すことはできるが、10 kA 程度まで到達するのがやっとなり電流の安定性も良くない。

LHW による駆動電流は図のようにプラズマ電流  $I_p \sim 18$  kA で飽和する。従って、このときの駆動効率は 0.26 A/W である。この飽和の間に ECW を 100 ms 間印加すると、時間に直線的に電流が立上がる。ECW 印加中には、ループ電圧の減少があり、プラズマ密度は少し増える。このときの、中心トロイダル磁場強度  $B_0$  は、1.15 T で二倍高調波の ECR 層は、小半径  $r_{res} = 0.1$  m にあり、プラズマ柱は容器中心より少し内側に変位している。

電流の増加率 ( $d/dt$ )  $I_p$  の  $B_0$  に対する依存性を図 2.6.13 (b) に示す。 $\dot{I}_p$  は、二つのピークをもつ。 $B_0 = 1.0$  T 近辺のピークは、ECR 層が変位したプラズマ柱の中心部にある場合である。従って、これは ECH による電子のバルク加熱の効果を表していると考えられる。また、 $B_0 = 1.15 \sim 1.30$  T の第二のピークは、ECW が LHW により生成された高エネルギー tail に結合するためであると考えられる。

この二つの場合の電流駆動の機構は異なっていると考えられる。すなわち、ECW のバルク成分への結合の場合は、バルクの電子の加熱が起り電子温度が上昇して、LHW の吸収率が大きくなることによりプラズマ電流の増加が起きると考えられる。この場合は電流駆動効率は理論的には変わらない。一方、第二の場合は、ECW の LHW により生成された tail への結合による。

これらの間には、現象的な違いがある。すなわち、第一の場合には、ECH パルスの後に、増加した電流の減少が起きない。これは、バルク電子の ECH により、LHW 電流駆動の新しい飽和のレベルが設定されたため (例えば、電子温度の上昇により) と考えられる。一方、第二の場合には、ECH パルスが切れるとプラズマ電流は減少しはじめる。このことは、ECH 中のプラズマ電流の増加は ECW によることを示す。

密度の時間的振舞いも、異なる。すなわち、第一の場合には、密度の減少が大きい。一方、第二の場合には、始めは少し密度の減少が起きるがその後密度は緩やかに増える。ECW が低磁場側の捕獲電子と結合して粒子の輸送を変えている可能性がある。

#### e. 議 論

相対的な ECR 条件

$$1 - s\omega_{ce}/\omega - n_{\parallel}p_{\parallel}/(mc) = 0 \quad (s=1, 2, 3, \dots) \quad (2.6.1)$$

から ECW と結合する電子の共鳴エネルギーを求めることができる。この条件はドップラー

(Doppler) 効果から導き出すことができる。

ある粒子が  $v_{\parallel}$  の速さで走りながら角速度  $\omega$  で振動する球面波を出しているときに、その粒子の進行方向と角度  $\theta$  をなす観測者の観測する波動の振動数を考える (図 2.6.14)。波動の位相速度を  $v_{ph} = \omega / k$  とする。ここに、 $k$  は波数である。ある時刻で粒子から発した波面は、 $\Delta t$  秒後には  $v_{ph}\Delta t$  の位置にくる。この  $\Delta t$  秒間には  $\omega \cdot \Delta t / (2\pi)$  回の振動が行われ (波動が送り出され)、波源である粒子は  $v_{\parallel} \cdot \Delta t$  だけ進んでいる。従って観測者の方向には、 $v_{ph}\Delta t - v_{\parallel}\cos\theta \cdot \Delta t$  の長さに  $\omega \cdot \Delta t / (2\pi)$  個の波長が入っているの、観測者の観測する波長は

$$\lambda_{obs} = (v_{ph} - v_{\parallel}\cos\theta) / \{\omega / (2\pi)\}$$

となる。すなわち、観測者の観測する角速度  $\omega_{obs}$  は

$$\begin{aligned} \omega_{obs} &= v_{ph} / \lambda_{obs} / (2\pi) \\ &= v_{ph} \cdot \omega / (v_{ph} - v_{\parallel}\cos\theta) \end{aligned}$$

となる。逆に、媒質中を位相速度  $v_{ph}$  をもち、粒子速度と  $\theta$  の角度をもって進行する角速度  $\omega_{obs}$  の波動があるときには、粒子は  $\omega$  の角速度を感じるようになる。従って、粒子に  $\omega = s\omega_{cc}$  ( $s = 1, 2, 3, \dots$ ) の角速度を感じさせるには、

$$\begin{aligned} \omega_{obs} &= v_{ph}s\omega_{cc} / (v_{ph} - v_{\parallel}\cos\theta) \\ &= s\omega_{cc} / (1 - (v_{\parallel}/v_{ph})\cos\theta) \end{aligned}$$

の波動を伝播させればよいことになる。(2.1.27) 式の屈折率の定義と  $v_{ph}$  の表式から  $v_{ph} = c/n$  であり、また  $v_{\parallel}/c = p_{\parallel}/(mc)$  と表すと (2.6.1) 式の ECR 条件が導き出される。

ここで、 $m = m_0\gamma$ 、 $\gamma = (1 - (v^2/c^2))^{-1/2}$  を用いて電子の静止質量  $m_0$  で共鳴条件を表すと

$$\gamma - s(\omega_{cc}/\omega) - n_{\parallel}p_{\parallel}/(m_0c) = 0 \quad (2.6.2)$$

となる。ここに、 $\omega_{cc} = eB/m = eB/m_0/\gamma = \omega_{cc}/\gamma$ 、 $\omega_{cc} = eB/m_0$  である。この式と、関係式  $\gamma^2 = 1 + p^2/(m_0^2c^2)$  より共鳴条件は以下のように  $m_0$  を用いて表すことができる。

$$\sqrt{(1 + p^2/(m_0^2c^2))} - s\omega_{cc}/\omega - n_{\parallel}p_{\parallel}/(m_0c) = 0 \quad (2.6.3)$$

但し、 $p = mv = m_0\gamma v$ 、 $p_{\parallel} = mv_{\parallel} = m_0\gamma v_{\parallel}$ 、 $p^2 = p_1^2 + p_{\parallel}^2$  である。

次に、 $p_{\parallel}/(m_0c) = X$  とおいて、(2.6.3) 式を解くと

$$p_{\parallel}/(m_0c) = \frac{n_{\parallel}S(\omega_{cc}/\omega) \pm \sqrt{S^2(\omega_{cc}/\omega)^2 - (1 - n_{\parallel}^2)(1 + p_1^2/m_0^2c^2)}}{1 - n_{\parallel}^2} \quad (2.6.4)$$

と求めることができる。

$\omega_{cc}$  は磁場  $B$  の関数であるので、 $s$ 、 $n_{\parallel}$ 、 $\omega$ 、 $B$ 、 $p_1$  が与えられると ECR 条件を満たす  $p_{\parallel}$  は一意に定まる。粒子のもつ全エネルギー  $E$  は、 $E = mc^2 = m_0\gamma c^2$  であるが、 $\gamma$  を  $p$  で表すと  $E$  は、 $E = \sqrt{m_0^2c^4 + p^2c^2}$  となる。従って、粒子の運動エネルギー  $E_{kin}$  は、

$$E_{kin} = E - m_0c^2 = \sqrt{m_0^2c^4 + p^2c^2} - m_0c^2 \quad (2.6.5)$$

で表される。

$p_1 = 0$  として、 $s = 2, 3$  について以上の式から求めた共鳴エネルギーを図 2.6.13 (c) に示す。ホーンアンテナから放射されるマイクロ波ビームの広がりにより  $n_{\parallel}$  には、 $-0.26 < n_{\parallel} < -0.09$  の広がりが生じる。二倍高調波の電子サイクロトロン共鳴 (ECR) により、ECW は

$B_0=1.15\text{T}$ の時( $r_0=0.10\text{m}$ )は, 12~27keV

$B_0=1.20\text{T}$ の時( $r_0=0.16\text{m}$ )は, 20~45keV

$B_0=1.30\text{T}$ の時( $r_0=0.28\text{m}$ )は, 45~85keV

のエネルギーをもつ真空容器中心部に存在する電子と結合することがわかる。内側に変位したプラズマ中心部にある電子に対しては, その場所の  $B_1$  に応じて共鳴エネルギーはさらに大きくなる。軟 X 線のエネルギー分析によると, ECH パルスにより測定範囲上限の 80 keV までの光子数 (photon count) が, LHW のみの場合の 2~3 倍になることが観測されている (図 2.6.15)。

三倍の ECR 層による ECW と高エネルギー tail との結合は,  $B_0 < 0.9\text{T}$  の場合の  $\dot{I}_p$  がほぼ 0 であることから, 小さいと考えられる。

また, 軟 X 線の測定から, ECH の間軟 X 線の発生部は真空容器中心より内側に集中していることがみられ, 電流が内側に集中していることが示唆される。

$B_0 = 1.4\text{T}$  の場合は, バルク電子に対する ECR 層はプラズマ中に存在しないが電子サイクロトロン放射 (ECE) は増加するため高エネルギー成分との結合はあると考えられる。プラズマの密度を上げると  $\dot{I}_p$  の増加は小さくなる。これは, プラズマの密度を上げると高エネルギー成分が減少するためと考えられる。

以上の実験結果から, ECW の高エネルギー tail への結合が実証され, また, LHW により維持されたプラズマ電流を ECW で 48 kA/s の率で立ちあげることができた。また, この場合の電流路は局在していることが推定される。高エネルギーの電子により高ベータプラズマの安定化ができるという提案があり [11], 将来的に ECH はこのように目的にも使用できる可能性がある。

#### f. 実験結果 2 (プラズマ電流維持, ACR モード)

本節では, トカマクを定電流制御 (ACR, Automatic Current Regulation) した場合の LHW 電流駆動プラズマの ECH の実験結果について述べる。これは通常のトカマク運転でありプラズマ電流は一定値に設定される。

図 2.6.16 (a) に各信号の時間発展を示す。この場合  $B_0 = 1.38\text{T}$  で, バルク電子に対する ECR 層はプラズマ中に存在しない。時刻  $t = 0.3\text{sec}$  から約  $0.3\text{sec}$  の間 LHW を加えるとループ電圧は 0 になる。(2.3.9) 式からわかるように, この間, プラズマ電流 ( $I_p = 100\text{kA}$ ) はすべて LHW で駆動されている。LHW 印加中,  $t = 0.4\text{sec}$  から  $0.1\text{sec}$  間, ECH を入射している。ECH 印加によりシャフランフ (Shafranov) の  $\Lambda = \beta_p + I_i / 2 - 1$  および 90 GHz の ECE 強度の増加が起きる。また, 図 2.6.16 (b) に示されるように, 軟 X 線の光子数は 80~100 keV のエネルギー領域で 2~5 倍に増加する。ECH が切れると, これらの信号は 50~70 msec の時定数で減少する。10~40 keV のエネルギー領域では, ECH で光子数の増加は見られない。図 2.6.16 (c) よりこの場合 ( $B_0 = 1.38\text{T}$ ) の二倍 ECR 層での共鳴エネルギーは, 約 100 keV であることがわかる。以上の結果は, 再び, ECW が LHW により生成された高エネルギー tail と結合していることを示すと考えられる。

図 2.6.17 は, 中心磁場強度  $B_0$  に対する依存性を, プラズマ電流  $I_p$  が 54 kA と 110 kA の場合について調べたものである。図 2.6.17 (a) は,  $\Lambda$  の増分と時間変化率を示す。 $I_p = 110\text{kA}$

の場合には、ピークが二つはっきりしているが、それに比べると  $I_p = 54 \text{ kA}$  の場合には、 $B_0 = 1.2 \sim 1.4 \text{ T}$  に現われるピークは小さい。これは電流が小さいときには tail 成分が少ないためと考えられる。図 2.6.17 (b) は、90 GHz の ECE 強度を示す。 $B_0 = 1.07 \text{ T}$  近辺にはピークが無い。 $B_0 = 1.2 \sim 1.4 \text{ T}$  の場合に ECE 強度が増えることから、ECW が高エネルギー tail と結合していることが再び示されている。

(3) トカマクプラズマの周辺部加熱による高効率閉込めモードの生成 [12 ~ 14]

a. 序

トカマクプラズマは、追加熱を行うと、エネルギー閉込め時間がジュール加熱のみ行っている場合よりも劣化し短くなる（いわゆる L モード）。この劣化は追加熱パワーが大きくなるに従い大きくなる。しかしながら、1982 年に西独の ASDEX トカマクでダイバーター配位プラズマの NBI (Neutral Beam Injection) 加熱中に、この閉込めの劣化の小さな状態があることが発見され、H モードと名付けられた [15]。その後、様々なダイバーター付トカマク装置で、NBI 加熱により H モードが得られ、ASDEX の結果が確認された [16 ~ 20]。また、イオンサイクロトロン周波数帯の高周波 (ICRF, Ion Cyclotron Range of Frequency) 加熱によっても、この H モードが生成することがわかった [19, 22, 23, ]。さらに、JFT-2 M トカマクにおいて、ダイバーター配位のみでなく、通常のリミター配位においても H モードの生成が可能であることが示された [19, 24 - 26]。このように、H モードは、追加熱法の別によらず、また、配位の別にもよらず生成するトカマクプラズマの普遍的な現象であると理解されるようになってきた。

L モードから H モードへの遷移に際しては、水素あるいは重水素の原子より発するバルマー線 ( $H_\alpha$ ,  $D_\alpha$ ) の強度が急激に減少し、またプラズマ周辺部の電子温度が増加する [27, 28, 24, 25]。この特徴は、ダイバーター配位の H モードでも、リミター配位の H モードでも共通にみられる（本論文の第 3 章 3.3.4 節参照）[24, 25]。それでは一体、プラズマ周辺部の電子加熱によって H モードを生成することができるのかどうかという疑問が自然に浮かぶ。このような、局所的な電子加熱には、ECH が最適である。このような動機のものに、JFT-2 M トカマクで、ECH によるプラズマ周辺部の電子加熱による H モード生成実験を行った。その結果、H モードが生成されることを確認した。また、電子サイクロトロン共鳴層の位置を変え、局所加熱の位置を変えて調べたところ、プラズマ周辺部を加熱する方が、中心部を加熱する場合より H モード生成が起り易いことが見出された。この実験により、H モードは、プラズマ周辺部の電子加熱により引起されることが明らかになった。これは、プラズマ周辺部の電子温度制御により H モードを制御できることを初めて示したものである。

b. 実験方法

プラズマの配位は下シングルヌルダイバーター配位である。NBI 加熱、あるいは ICRF 加熱で追加熱されている L モードのプラズマに ECH (周波数 60 GHz, 入射パワー  $P_{\text{ec}} = 100 \sim 113 \text{ kW}$ ) を印加し、H モードへの遷移が起きるかどうかを調べた。なお、ECH は、二倍高調波の異常波による加熱である。

NBI の典型的な水素ビームエネルギーは 34 keV, 電流は 65 A であり、1 ビーム当りの最大入射パワーは約 880 kW, 入射角は磁気軸に対して  $38^\circ$  である。

ICRF 波の周波数は 16 MHz で、加熱のスキームは、2 イオンハイブリッド共鳴による加熱（重水素プラズマに水素が希少種として含まれる）である。

### c. 実験結果と議論

二倍高調波の異常波の遮断を避けるために、プラズマの線平均密度は  $\bar{n}_e < 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  以下に設定して実験を行った。ちなみに、二倍高調波の異常波の遮断密度は、2.5.2 節に示されているように  $n_c = 2.23 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  である。

トカマクの上からみたトロイダル磁場の向きは時計方向であり、プラズマ電流の向きは、反時計方向である。この配位でのイオンの磁場勾配ドリフト ( $\bar{v}_{dr} \propto \bar{B} \times \bar{\nabla} B$ ) はヌル点の方向で、この場合に H モード遷移のためのしきいパワー ( $P_c$  で表わす) は最少となり [29, 30, 24],  $P_c = 220 \sim 350 \text{ kW}$  である。約 100 kW の限られた ECH パワーで、ECH により H モード遷移が起きることをはっきりと示すことができたのは、この JFT-2M のしきいパワーが小さいことに因る。

実験でとられた二倍高調波 ECR 層の位置  $r_0$  が図 2.6.18 に示されている。ここに  $B_0$  は、中心トロイダル磁場強度であり、 $a$  はセパトロリクスの半径 (27 ~ 28 cm) である：

ケース A:  $B_0 = 1.13 \text{ T}$ ,  $r_0/a = 0.32$

ケース B:  $B_0 = 1.18 \text{ T}$ ,  $r_0/a = 0.58$

ケース C:  $B_0 = 1.23 \text{ T}$ ,  $r_0/a = 0.72$

ケース D:  $B_0 = 1.24 \text{ T}$ ,  $r_0/a = 0.87$

ケース E:  $B_0 = 1.31 \text{ T}$ ,  $r_0/a = 1.1$

電子サイクロトロン共鳴層は、ケース A とケース B ではプラズマの中心部にあり、ケース C とケース D ではプラズマの周辺部にあり、ケース E ではセパトロリクスの外側のスクレイプオフ (Scrape-off) 領域にある。

ケース D の場合の H モードのショットの時間発展を図 2.6.19 (a) に示す。ECR 層はセパトロリクスのすぐ内側にある。0.2 秒間加えられる NBI 加熱のパワーは、H モード遷移のしきい値 ( $P_c = 350 \text{ kW}$ ) より小さく  $P_{NB} = 170 \text{ kW}$  に設定されている。時刻  $t = 0.8$  秒に ECH パルスが印加されると ( $P_{EC} = 101 \text{ kW}$ , 放射パワー),  $r = -28 \text{ cm}$  ( $r/a = 1.0$ ) の場所の放射温度  $T_{e0}$  を示す周波数 90 GHz の電子サイクロトロン放射強度が増加し、 $D_\alpha$  の線強度が減少し、明らかな H モードへの遷移が起きる。これにより、ECH により L モードの状態が H モードの状態へと移行することが示された。この H モードの特徴はプラズマ密度の直線的な増加と、プラズマの蓄積エネルギーの増加である。この蓄積エネルギーは、 $W_p^?$  は反磁性測定によるもので、 $W_p^?$  は磁場フィッティングによるもの (内部インダクタンス  $l_i$  を 1.0 と仮定している) である。H モード状態は ECH パルスが切れた後も約 20 ms の間続いている。ECH によりループ電圧が減少することから、ECH により周辺電子加熱が起きていることがわかる。というのは、プラズマ柱の変位はフィードバック制御により 1 cm 以内に良く制御されているため、インダクタンスの変化分は小さいと考えられるためである。このケースの場合は、真空容器内に入射された加熱パワーの合計は、 $P_{tot} = 271 \text{ kW}$  (ECH: 101 kW, NBI: 170 kW) である。

図 2.6.19 (c) は、NBI 加熱のみの場合の L モードのショットの時間発展を示す。ここに  $P_{NB}$

は 319 kW で、図 2.6.19 (a) の場合の全パワー  $P_{tot} (=P_{EC}+P_{NB})$  よりも大きい。他の条件は両者同じである。この場合には  $D_{\alpha}$ 、線強度の減少は起こらず、放電は L モードのままである。図の (a) と (c) との比較から、H モード遷移を引起すのに、周辺加熱が有効であることがわかる。

図 2.6.19 (b) と (d) は、同図 (a) と (c) の場合の、密度に対するプラズマの蓄積エネルギー  $W_{\alpha}^s$  (但し内部インダクタンス  $l_i$  を 1.0 と仮定している) の変化を示す。H モードの間、密度が直線的に増加するにもかかわらず、蓄積エネルギー  $W_{\alpha}^s$  は、飽和する傾向がある。蓄積エネルギーは ECH 有りの場合のほうが、NBI のみの場合よりも大きい。このことは、ECH による 101 kW の周辺加熱は、H 遷移が起こるために、NBI による 149 kW の中心加熱 ( $= 319 - 170$  kW) に等しい効果を蓄積エネルギーに対して起こすことを示す。

図 2.6.20 は、ケース A からケース E の場合について、H 遷移を起すための ECH の効果の比較を示している。横軸はセパトロクス半径  $a$  で規格化した ECR 層の位置  $r_0$  であり、縦軸は NBI パワーである。リミタと真空容器壁の位置は図中に示されているとおりである。破線でしめされている  $P_c$  は、NBI のみの場合の H 遷移に必要なパワーのしきい値である。この H 遷移に必要なパワーのしきい値  $P_c$  は、JFT-2M トカマクでは、プラズマ表面の安全係数  $q_s$  が大きくなるに従い大きくなる傾向がある。従って、この場合のようにプラズマ電流一定の場合には、磁場  $B_0$  が大きくなるに従い  $P_c$  は大きくなる傾向がある。

実験手順は以下のようなものである。まず、ECH パワーは  $P_{EC} = 100 \sim 113$  kW 一定に設定される。ECH パワーは、NBI 加熱により予備的に加熱されているプラズマ中に印加される。そして NBI パワーをショット毎に変え、ECH により H モードへの遷移が起きるかどうかがチェックする。

各ショットの NBI パワーは、同図 (a) では丸印で示されている。黒丸は ECH により H 遷移が起きたことを表わし、白丸は H 遷移が起きなかったことを表わす。これによって得られた L-H 遷移のしきい値  $P_{CE}$  が、実線で示されている。ECH の効果が大きくなるに従い、斜線で示される  $P_c$  と  $P_{CE}$  の間の領域が大きくなる。このようにして得られた  $P_c - P_{CE}$  が ECR 層の位置の関数として、同図 (b) に示されている。 $P_c - P_{CE}$  は、ECH による一種の“NBI パワーの節約分”であると考えられる。この図により、この“節約分”は、ECR 層がセパトロクスのすぐ内側にあるケース D の場合に最大となっていることがわかる。この実験事実は、セパトロクスの近傍を加熱することが、それよりも内部を加熱するよりも、H 遷移に対して効果があるというを示すものである。

このケース D の場合には、ECH の効果は NBI の効果よりも大きい。すなわち、H 遷移に必要なしきい値 ( $P_{EC}+P_{NB}$ ) は、ECH による周辺加熱の場合 (ケース D とケース E) には、NBI 加熱単独の場合よりも減少する。また、ECH により、中心部を加熱する場合 (ケース A とケース B) には、逆に H 遷移に必要なしきい値は大きくなる。このことから、プラズマ中心部の加熱は、H 遷移に対しては、直接はあまり有効でないことがわかる。

ケース A からケース D の場合には、H モードの間の直線的な密度上昇のために、波動の遮断 (右回り偏波の遮断) が現われ、ECH が有効でなくなる。しかしながら、ECH パルスの間ずっと H モードは維持されている。このことから、遮断層とトカマクの真空容器壁との間

での波動の反射により周辺加熱が維持されているのではないかと推定される。

図 2.6.21 は、プラズマ中心部の加熱とそれに伴う中心部の電子温度上昇は H モード遷移を引起こさないことを示している。この場合には、ECR 層はプラズマ中心部 ( $r_0/a = 0.32$ ) に位置している。周波数 90 GHz の三倍高調波の電子サイクロトロン放射強度  $I_{ECE}$  は、電子サイクロトロン共鳴層での  $n_e T_e$  に比例する (3.3.4 節および [24])。強度  $I_{ECE}$  は NBI (534 kW) で加熱されたプラズマの ECH (103 kW) により明らかに増加している。この場合の密度は  $\bar{n}_e = (1.0 \sim 1.5) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  であり ECH パルス中に於いても ECW の遮断密度に比べて充分低い。電子サイクロトロン共鳴層での波動の吸収率は計算によると、 $n_e > 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  かつ  $T_e > 300 \text{ eV}$  の条件で 90% 以上であり充分大きい (図 2.5.4 および [3, 31])。H モードへの遷移は、ECH パルス後、ECR 層での電子温度  $T_e$  (ECR) が減少している時に起きている。この場合には、H 遷移は NBI 加熱のみでも起きている (同図に波形が破線で示されている)。このように、プラズマ中心部 ( $r_0/a = 0.32$ ) の高い電子温度は H モード遷移を引起こさない。

一方、周波数 78.4 GHz の電子サイクロトロン放射は、プラズマ周辺部 ( $r = 0.9 a$ ) の電子温度に比例するが、この放射強度は NBI 加熱のみの場合には同図中の破線に示されているように減少する。これに ECH を加えると、この周辺電子温度は増加するが、その増加分は小さい。ECH パルスの終わる頃に、周辺電子温度は高くなり、H 遷移が起きる。この場合 ECH パルスの終わりごろに周辺電子温度の上昇があるのは、信号にも現れているように鋸歯状振動が強くなっているためであると考えられる。H 遷移の開始は、図中の丸印で示されているように、ECH が有るときも (実線)、ECH が無い時も (破線)、ほぼ同じ周辺電子温度 ( $r = 0.9 a$ ) のときに起きることがわかる。

このように、H モードへの遷移は、周辺部の電子温度 ( $r = 0.9 a$ ) が、あるしきい値 (この場合は  $360 \pm 40 \text{ eV}$ ) に達すると起こるといえる。3.3.4 節に於いても同様の結果が示される [24, 25]。H 遷移には、プラズマ周辺部の高温が必要である。

加熱パワーが、H モード遷移に必要なしきい値より少し大きい場合の周辺電子温度等の時間発展を図 2.6.22 に示す。このように、加熱パワーがしきい値に近い場合に、同図(a)に示されるように H 遷移が比較的徐々におきる場合が観測された。すなわち ECH の印加により、まず  $T_{e0}$  ( $r/a = -1.0$ ) が上昇する。すると、 $D_a/H_a$  強度が徐々に減少していき、ECH の印加後ほぼ 50 ms で完全に H モードになる。すると、同図(b)に示されるように、蓄積エネルギーの増加、密度の直線の上昇という H モードに特徴的な現象が起きる。このような、L-H 遷移のマージナルな状態があることが示された。なお、プラズマの中心温度  $T_{e0}$  (軟 X 線測定による) は、H モード遷移の後に、少し上昇するが、密度の上昇にともない同図(c)に示されるように減少する。H モード時の蓄積エネルギーの増加は、プラズマ周辺部の温度・密度の増加によるものと考えられる。

図 2.6.23 に H モード遷移時の ECE 測定による周辺電子温度  $T_{e0}$  ( $r/a = -1.0$ ) の振舞いを示す。同図(a)は、時刻  $t = 0.4 \text{ s}$  から ECH を、時刻  $t = 0.7 \text{ s}$  から NBH をそれぞれ単独に加えた場合の  $T_{e0}$ 、 $D_a$ 、 $\bar{n}_e$  の振舞いを示す。ECH 単独で、 $T_{e0}$  の約 50 eV の増加がある。このとき、 $D_a$  の増加がみられ、密度  $\bar{n}_e$  は ECH により少し減少 (cramp) する。NBH 単独の場合

( $t = 0.7$  s 以降) は, ECH 単独の場合と異なり,  $T_{eb}$  の鋸歯状振動が増えるのみで,  $T_{eb}$  のベースの増加はない。これは, NBH の場合は,  $T_{eb}$  の増加は, この場合主に鋸歯状振動の崩壊時に中心部から流れてくる熱流束によるものであるためと考えられる。なお, この場合,  $T_{eb}$  の鋸歯状振動のピーク時毎に, 同図(b)の拡大図に示すように, ミニ H モードとも呼べるような短い H モード遷移が起きていることがわかる。このように, H モードは, 鋸歯状振動の高温時にトリガーされる。この NBH 単独の場合の  $T_{eb}$  のしきい値を図のように  $T_c$  で示すことができる。同図(c)は, NBI パワー 103 kW に時刻 0.8 s から ECH を加えた場合で, パワーが小さいため H 遷移には至らない L モードの場合である。 $T_{eb}$  は,  $T_c$  より低い。NBH パワーを増やすと, 同図(d)に示されるように,  $T_{eb}$  が  $T_c$  を越えてから H モード遷移がおきる。このように, ECH による H モード遷移の場合にも, プラズマ周辺部の電子温度のしきい値で H モード遷移がよく特徴付けられる。

なお, 電子サイクロトロン共鳴層の  $T_e(r_0)$  は, 60 GHz の ECE で測定している。そのため, 同図(c), (d)に示されるように, ECH の印加により直接ポンプ波の影響を受けて 60 GHz の ECE の強度はスケールオーバーする。

図 2.6.24 に ECH で H 遷移する直前のプラズマ周辺のパラメタの値の全パワーに対する依存性を示す。NBH 加熱のみの場合のパワーのしきい値を矢印  $P_0$ 。ECH を加えた場合のパワーのしきい値を矢印  $P_{CE}$  で示す。同図(a)からわかるように,  $H_\alpha$  強度は, L モードと H モード直前で違いは無く, H モード遷移後に強度が 40% 低下する。また, 同図(c)に示すように, 周辺密度 ( $r/a = 0.86$ ) についても L モードと H モード直前で明確な違いはみられない。しかし, 同図(b)に示されるように H モード遷移は, 高い周辺電子温度で特徴付けられる。

図 2.6.19 (a)に顕著に現れている ECH による H モードの間の直接的な密度の上昇から, 以下のような簡単なモデルをもちいて, H モード中の粒子閉込め時間の改善を示すことができる。これは, ECH が NBH と異なり直接的な粒子補給がないためである。点モデルの粒子バランスの式は,

$$\frac{dN_e}{dt} = -N_e/\tau_{pH} + S_{iH} \quad (2.6.6)$$

ここに,  $N_e$  は, トカマクプラズマ中の電子の総数,  $S_{iH}$  は電子の発生項,  $\tau_{pH}$  は, H モード中の粒子閉込め時間である。電子の発生項  $S_{iH}$  は, 粒子のリサイクル, ガス供給, NBH による補給などによる中性子粒子のイオン化あるいは不純物の流入による。実験的には, H モード遷移時は, 放射パワーの減少がみられるので不純物の流入による寄与は小さいとしてよいと考えられる。 $\tau_{pH}$  と  $S_{iH}$  は H モード中は一定と仮定すると, 上式の解は,

$$N_e(t) = N_{e0} \exp(-t/\tau_{pH}) + \tau_{pH} S_{iH} \{1 - \exp(-t/\tau_{pH})\} \quad (2.6.7)$$

と求められる。従って,  $\tau_{pH}$  が H モードの持続時間 (ここでは, ECH の持続時間でまわっている) よりもずっと長ければ, すなわち  $\tau_{pH} \gg t$  ならば, この解は

$$N_e(t) = N_{e0} + S_{iH} t \quad (2.6.8)$$

と近似できる。したがって, H モード中の密度は時間に比例して直線的に増加することになる。そして, その増加率は, 発生項  $S_{iH}$  である。

ECH による H モード時には, 図 2.6.23 (d)に示されているように,  $D_\alpha/H_\alpha$  の原子線強度



は、ほぼ一定である。この事実から、Hモード中はプラズマ周辺部の中性粒子の生成、励起、イオン化などの過程は、平衡状態にあると考えられる。従って、Hモード中は、 $S_{\text{H}}$ が一定という仮定は良い仮定であると考えられる。

図2.6.22(b)の $\bar{n}_e$ の傾きから、 $S_{\text{H}} = 5.6 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$  (プラズマ体積は  $2.8 \text{ m}^3$ ) であることがわかる。NBHの寄与は、ビームエネルギー 20 keV、ビームパワー 145 kW から、 $S_{\text{H, beam}} = 4.5 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$  となる。従って、NBHビームによる発生率は一割以下で、大部分が粒子のリサイクルによるものである。

図2.6.22(b)の加熱を切った時の密度の減衰から求めたLモード時の粒子閉込め時間は0.06 sである。上述のように、Hモード時の直線的な密度上昇により、Hモード中の粒子閉込め時間は、 $\tau_{\text{PH}} > t$  であると考えられるので、0.1 s以上であると考えられる。従って、ECHによるHモード中は、粒子閉込めが改善されていることが示された。

図2.6.25には、ECHによるHモードの場合、NBI加熱のみによるHモードの場合及びLモードの場合(いずれもケースD)について、加熱中の蓄積エネルギーの増分  $\Delta W_{\text{E}}^{\text{S}}$  の比較を示す。横軸は全追加加熱パワー  $P_{\text{tot}}$  ( $P_{\text{EC}} + P_{\text{NB}}$ ) を示す。計算によると、波動が一回 ECR 層を横切るときの、付与パワーは、 $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  かつ  $T_e = 100 \sim 200 \text{ eV}$  の条件で、50 ~ 70% である(図2.5.4と[3, 31])。しかしながら、プラズマ中に存在する遮断層と真空容器壁との間の反射により、ECR層での付与パワーは、これよりも大きくなると考えられる。従って、ここではアンテナからの放射パワーを、プラズマへの付与パワーと考える。

同図(a)によると、NBIによるHモードのほうが、ECH有りの場合のHモードよりも、蓄積エネルギーの増分  $\Delta W_{\text{E}}^{\text{S}}$  が大きい。これは、ECHパワーは、 $r = 0.9 a$  というプラズマ周辺部に付与されるが、この閉込めは良くないと考えられるので、蓄積エネルギーへの寄与が少ないのではないかと考えられる。同図(b)は、横軸をNBIパワー  $P_{\text{NB}}$  としてプロットし直したものである。このプロットでは付加的な(additional)エネルギー閉込め時間  $\tau_{\text{ad}} (= \Delta W_{\text{E}}^{\text{S}} / \Delta P_{\text{tot}})$  は、ECHの有る場合に、NBIによるHモードの  $\tau_{\text{ad}}$  と同等かそれ以上になる。 $\Delta W_{\text{E}}^{\text{S}}$  は  $P_{\text{NB}}$  にほぼ比例する。以上のことから、蓄積エネルギーを大きくするためには、プラズマ中心部を加熱することが重要であるように見える。

Hモードへの遷移は、図2.6.26に示されているように、ICRF加熱にECHを重畳させても得ることができる。この場合には、EBR層の位置は  $r_0/a = 0.8$  である。ECHが印加された間に明らかにHモードが生成されている。以上のように、追加加熱の種類によらずに、周辺加熱でLモードからHモードへの遷移が起きることが明らかとなった。

#### d. まとめ

NBI加熱あるいはICRF加熱により追加加熱されているLモードプラズマにECHによる周辺加熱を行うとHモードへの遷移が引き起こされた。ECR層の位置を変えてH遷移に対する効果を調べた結果、プラズマの周辺電子温度とHモード遷移に相関があることがわかった。この周辺加熱の効果は小さくはない。というのは、ECHによるNBIパワーの節約分は、印加されたECHパワーよりも大きいからである。また、H遷移のためのパワーのしきい値は、プラズマの周辺加熱により下げることができる。これらの結果は、トカマクプラズマでHモードを生成させるためには、プラズマの周辺部の加熱が重要であることを示すものである。ま

た、これらの結果はトカマクプラズマの閉込めを改善し、蓄積エネルギーを増大させるためには、プラズマ中心部の加熱とともに十分な周辺加熱が、必要であることを示すものである。

Hモードの機構についての理論はいくつか提案されている。Hinton氏の理論によると[32, 30]、プラズマ周辺部で起きる低衝突の状態への分岐(bifurcation)がHモードに寄与するとしている。大河氏の理論によると[33]、トラス外側の悪い曲率部が低衝突になると、ミラー閉込めが良くなる。これが、Hモードではないかとしている。我々は[24](3.3.4節)で、ダイバーター配位のみでなく、リミター配位に於いても、Hモードの生成には、高い周辺温度が必要であることを実験的に見出した。すなわち、リミター配位の放電においても、プラズマ中心がトラス内側に変位し、リミターと最外殻磁気面との間が充分あいているときにはH遷移が起きる。このような状態では、ECEで測られた周辺電子温度は、追加熱時のみでなく、ジュール加熱時に於いても高い。さらに、本実験に於いて、プラズマ周辺部の電子加熱によりHモードが生成されることが示された。このECHを用いた実験は、Hモードに関する上記のような理論とともに、Hモード遷移の機構は、トカマクプラズマの周辺部の物理的過程によるものであることを示した。

本節では、ECHによるプラズマ周辺部の加熱でHモードが生成することを述べた。この逆、すなわち、ICRF加熱で、プラズマ周辺を冷却するような方式の加熱をHモードプラズマに加えると、HモードからLモードへの逆の遷移がおきることがみられる。これらの結果は、プラズマ周辺部の加熱制御でHモードが制御できることを示すものである。

#### (4) 電子サイクロトロン加熱単独の周辺加熱による高効率閉込めモード [34]

プラズマ中心部に波動の遮断領域のある密度条件で、ECH単独のプラズマ周辺加熱によりHモードが生成することを見出した。Hモード遷移のための加熱パワーのしきい値は、閉込めの悪いと考えられるプラズマ周辺部の加熱にも関わらず、JFT-2Mで従来観測されてきた値の中で最低の120 kWであった。これらの実験結果から、Hモード生成には、プラズマ中心部への追加熱パワーは無くてもよく周辺の電子加熱がHモード生成に本質的であることがはっきりと示された。すなわち、プラズマ周辺の電子温度上昇がHモードと密接な関係を持つことが示された。

##### a. 序

前項で追加熱されたトカマクプラズマをECHで周辺加熱することによりHモードを生成することができることを述べた。その後、米国Doublet IIIトカマクで、ECH単独の加熱によりHモードが生成することが初めて示された[35]。これらの実験結果よりHモードは、追加熱の種類によらず生成するトカマクプラズマの一般現象であると認識されるに至った。

前項のJFT-2Mの実験では、ECHパワーは110 kWであったが、本項の実験では、最大230 kWの入射が可能であった。そのため、ECH単独周辺加熱によりHモードが生成することを見出すことができた。なお、Doublet IIIの実験は、低密度の領域( $\bar{n}_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ )で行われ、プラズマの中心部の加熱の場合にのみHモードの生成が起きている。パワーのしきい値は、700 kWでJFT-2Mよりかなり高い。本項の実験では、周辺加熱の効率を高めるためにプラズマ密度を上げ、ECR層での波動の吸収率を高めるとともに、プラズマ中心部を波動の遮断領域にして周辺加熱の効果を調べたことがポイントである。

## b. 実験結果

プラズマ配位は図 2.6.27 に示すような下シングル・ヌルのダイバーター配位である。

図 2.6.28 に示されるように、二倍高調波 ECR 層が  $0.85 a$  (ここに  $a$  はプラズマのセパトリクス半径である) にある場合に H モードが生成する。ECH 印加により  $D_e$  線強度の明らかな減少がみられる。この間密度の直線的な増加があり、バーストが現れると密度増加率は減少する。このような、バーストに伴う密度の飽和は NBH あるいは ICRFH による H モードでも一般的にみられる。この密度条件 ( $\bar{n}_e = 2.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , 遠赤外干渉測定による) ではプラズマ中心部は、 $59.8 \text{ GHz}$  の二倍高調波異常波に対しては遮断である (遮断密度は後に述べるように  $2.15 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  である)。しかし、 $0.85 a$  にある ECR 層には近接可能である。周波数  $86 \text{ GHz}$  の ECE 測定による  $0.88 a$  の所の電子温度は ECH により増加する。反磁性測定によるプラズマの蓄積エネルギーの増加は  $4.0 \text{ kJ}$  であり、L モード中の増加  $2.6 \text{ kJ}$  に比べ  $50\%$  大きい。蓄積エネルギーの大きな増加に比べ、Shafranov の平衡量  $\Lambda$  ( $\Lambda + 1/2 = \beta_p + 1/2 - 1/2$ , ここに  $\beta_p$  と  $1/2$  はそれぞれポロイダルベーター値とプラズマの内部インダクタンスである) の増加は小さい。このことから、周辺 ECH による内部インダクタンスの減少、すなわち H モード中の電流分布の拡大が推定される。

図 2.6.29 は磁気プローブ信号を示したものである。ECE 信号、 $D_e$  線信号も同時に示す。周辺加熱による H モード時には、その揺動はジュール加熱時の  $40 \sim 50\%$  にまで減少している。

これらの実験結果により、プラズマ中心部の追加熱入力無しに周辺電子加熱で H モードが生成されることがはっきりと示された。そして、H モード生成の機構は、プラズマ周辺部の電子温度の上昇に密接に関係していると考えられる。

第 3 章で述べるように、H モードの生成は周辺電子温度のしきい値で良く特徴付けられる。そしてそのしきい値は、電子密度に対して弱い依存性を持ち ( $\propto \bar{n}_e^{-1/3}$ ), またプラズマ電流値に依存する。さらに周辺部の電子温度あるいはプラズマ圧力などの勾配により良く特徴付けられる。それ故、プラズマ電流一定の固定した配位のもとでは、電子温度のしきい値は密度が増えると低くなる。すなわち、周辺電子温度を同じに保ちつつ密度をあげることができれば H モードが得られることになる。

この実験では、周辺部の平均電子密度は約  $16\%$  増加する。しかし、前項の NBH と ECH の組合わせ加熱では、周辺電子温度のしきい値の概念は良く当てはまった。そして、H 遷移にたいして密度は決定的な役割は果たしてないようにみえた。さらに、イオン・バーンシュタイン波加熱では周辺密度を大きく増加させることができたにもかかわらず H モードは生成されなかった。この場合には、周辺電子温度の減少が密度増加の効果を打消してしまったためであると解釈できる。従って、H モード生成には加熱の効果が密度増加の効果よりも重要な因子となっていると考えられる。

図 2.6.30 は、ECR 層位置が  $0.85 a$  のときの H 遷移の起きる密度領域を示す。ECH パワーのしきい値は、 $\bar{n}_e = 3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  で最低  $120 \text{ kW}$  であること、および  $\bar{n}_e = 2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  以下では ECH パワー  $230 \text{ kW}$  では H 遷移が起きないことがわかる。破線は、NBH のみの同じ条件での H 遷移のためのしきい値を表す。この破線と ECH のデータ点との比較により、電

子密度 $\bar{n}_e = 3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  付近では ECH のしきい値のほうが NBH のしきい値よりも小さいことがわかる。この密度では、ECH パワーが 112 kW の場合でも D<sub>e</sub> 強度の約 30% の減少が ECH パルスの最後の 20 ms でみられる。ECH 周辺加熱で H モードを得るには、平均密度を $\bar{n}_e = (2.5 \sim 4.0) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  に上げることが重要であることがわかる。もちろんこの密度では、プラズマ中心部は遮断である。

この図から、密度が小さいと ECH パワーのしきい値が高くなることがわかる。従って密度を上げ、周辺にある ECR 層での波動の吸収率を上げることが重要であると考えられる。

図 2.6.31 は、密度  $2.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  での ECR 層の位置 ( $r_0$ ) に対する蓄積エネルギーの増分の依存性を示す。ECR 層の位置が、 $0.7 < r_0/a < 1.0$  に在る時には、ECH パワー 220 kW で H モードが生じる。 $r_0/a < 0.5$  および  $r_0/a = 1.02$  の場合 (ECR 層はスクレイブ・オフ領域にある) には、L モードのままである。ECH の印加直前の線平均密度および電子温度分布も同時に示す。周波数 59.8 GHz で屈折率の磁場に平行な成分  $n_{\parallel} = 0.17$  をもつ二倍高調波の異常波の遮断密度は (2.2.18) 式より  $2.15 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  と求められる。従って、 $r_0/a = 0.52$  にある ECR 層は波動の遮断領域にある。しかし、 $r_0/a > 0.6 \sim 0.7$  の場合には波動の ECR 層への近接性は良いと考えられる。図には、測定された電子温度分布と  $\bar{n}_e$  を用いて計算した (図 2.5.4 参照) ECR 層での波動の一通過あたりのパワー吸収率も示す。遮断領域の無い場合、 $r_0/a < 0.7$  では、吸収率  $\eta$  は 90% よりも大きい。しかし、ECR 層がセパトリクスに近づくにつれ吸収率  $\eta$  は小さくなる。波動の遮断層と金属容器壁の間での反射の効果を考慮すると ECR 層でのパワー吸収はより大きくなると思われる。従って、遮断層の存在下では少なくとも波動は 2 回 ECR 層を通過する。しかし、アンテナのすぐ隣には、本体排気用のおおきなダクトがあるために波動の多重反射の効果はそれ以上は大きくないと考えられる。また、ECR 層がプラズマ中心部 ( $r_0/a < 1/2$ ) にある場合、蓄積エネルギーの時間微分から求めた ECR 層への付与パワーは、計算による一通過あたりの付与パワーよりも常に小さいという実験結果 (図 2.6.10) がある。図 2.6.31 の結果は、蓄積エネルギーの増加は、 $r_0/a \sim 0.85$  のときに最も大きくなることを示している。この場合には、上記のように吸収率は 1 より小さいと考えられる。従って、周辺加熱の H モード生成の効果はみかけよりも大きいものと推察される。

図 2.6.31 の場合にはジュール加熱時の蓄積エネルギーは  $9.5 \pm 1.0 \text{ kJ}$  であるのでエネルギー閉込め時間は  $41 \pm 5 \text{ ms}$  となる。ECH で 50% のパワー吸収があるとすると (一通過あたりのパワー吸収の二倍)、ECH による H モードでは、エネルギー閉込め時間はジュール加熱と比べても劣化がないことになる。もし、100% のパワー吸収があると仮定すると H モード中のエネルギー閉込め時間は 31 ms となる。なおこの場合でも  $\Delta W_p / \Delta P$  で定義される付加 (incremental) 閉込め時間は 24 ms となりこれは L モード時の 15 ms の 60% の改善を示している。

さらに、図 2.6.32 に示すように、ECH の短パルス幅 (20 ms) の印加によっても H モード遷移をひきおこすことができることを見出した。特徴的なことは、ECH を切った後も 50 ms 間バーストの無い良い H モードが持続することである。ECH を切った後も密度は増加を続け、周辺電子温度は H モードの間ずっと高温を保っている。H モードの持続時間は前項でも

述べたようにこの周辺電子温度の減衰速度と関連しているようにみえる。

以上により、電子サイクロトロン加熱による単独周辺電子加熱により H モードが生成されることが明らかになり、また H モードは周辺電子温度の増加と密接に関連していることが明らかになった。

(5) リミター配位での ECH による H モード生成

ECH による周辺電子加熱により、ダイバーター配位のみでなくリミター配位 (図 2.6.33 (a)) においても H モードを生成できることがわかった。この場合プラズマは少し外側に変位している。同図(b)のように、イオンサイクロトロン加熱 (ICRFH, 17.5 MHz, 473 kW) 加熱中のプラズマに ECH 周辺加熱 (193 kW) を行うと H モード遷移がおきる。この場合 ICRFH 単独での最大パワー 561 kW では H モードは得られなかった。ECH による H モードは 50 ms で終わるがこれは、H モード中は密度の直線的な増加があきるために ECR 層位置が遮断となって ECH の効果が無くなったためと考えられる。H モードから L モードになると、密度の減少が起きるため、図のように、再び H モード遷移が起きる。0.67 a の電子温度は ECH により増加するが、0.15 a の中心部の電子温度の増加は無い。従って、ECH は周辺部の電子温度を上げている。

以上により、周辺電子加熱によりリミター配位でも H モード生成可能であることが初めて示された。

さらに、リミター配位で ECH 周辺加熱を行った場合 ( $\bar{n}_e = 3.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) に、H モード遷移のパワーのしきい値を低下できることが明らかとなった。すなわち、ECH 無しの場合は、H モード生成に NBH と ICRFH で 760 kW 必要であったものに、100 kW の ECH 周辺加熱を加えることにより H モード生成に必要な全パワーは 660 kW に低下した。このように、ECH によるプラズマの周辺加熱でプラズマ配位にかかわらず H モードを生成できることが明らかとなった。

また、27 MHz の ICRFH (イオン・バーンシュタイン波加熱) を H モードに加えると H モードが失われることがみられる [36]。この場合には、周辺電子温度の冷却がみられる。

以上のことから、プラズマ周辺部の電子加熱は H モードをもたらし、逆にプラズマ周辺部の冷却は、H モードを破壊することがわかる。

#### 2.6.4 本節のまとめ

本節では、JFT-2M での 60 GHz 2 倍高調波電子サイクロトロン加熱実験の結果について述べた。ECH は、プラズマ中心の電子温度を上げるには非常に効果的であることが実証された。それは、230 kW の入射で、JFT-2M の最高電子温度 2.4 keV を達成したことに端的に示される。また、加熱位置の制御により、電子温度分布あるいは電流分布を制御できることも示された。これは、ECH がトカマクの分布制御手段となることを示すもので、トカマクの閉込めの最適化、高ベータ化の手段あるいはそれらの物理の解明の手段として ECH が有効であることを実証するものである。ECH によるプラズマの周辺加熱による高効率閉込めモードの生成の発見は、その良い例となっている。また、ECH は、共鳴条件を適当に選ぶことにより、高速電子を加熱できることが初めて示され、それによる電流駆動を見出した。このように、電子サイクロトロン加熱は空間

的局所加熱のみならず、速度空間的にも局所的な加熱手段となることを、はじめて実験的に示すことができた。

### 2.6.5 他のトカマク装置の電子サイクロトロン加熱実験との比較

以上述べたように、トカマクの磁場の強度の制約 ( $< 1.5 \text{ T}$ ) から、JFT-2M では  $60 \text{ GHz}$  の波動を入射し (発振  $0.4 \text{ MW}$ , 入射  $0.24 \text{ MW}$ ) 電子サイクロトロン周波数の二倍高調波による加熱・電流駆動実験を行っている。従って、加熱できるプラズマ密度は  $2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  以下に限られている。基本波による加熱には、 $2.1 \text{ T}$  以上の磁場が必要となる。

これに対し、JFT-2M より高磁場をもつトカマク、例えば米国の Doublet III ( $60 \text{ GHz}$ , 発振  $2 \text{ MW}$ , 入射  $1 \text{ MW}$ ) あるいはソビエト連邦の T-10 ( $81 \text{ GHz}$  の発振出力  $2.5 \text{ MW}$ ,  $75 \text{ GHz}$  の発振出力  $1.1 \text{ MW}$ , 全吸収パワー  $2 \text{ MW}$ ) などのトカマク装置では、基本波による加熱実験が行われている。

T-10 [37] では H モードは得られていないが、L モードでは、ECH 時のエネルギー閉込め時間は、ジュール加熱と同様に密度に比例する。しかし、ECH パワーがジュール加熱パワーより大きくなると、エネルギー閉込め時間の密度依存性は頭うちになってくる。JFT-2M の二倍高調波加熱実験の結果も図 2.6.11 (c) に示すように、密度とエネルギー閉込め時間は弱い正の相関がある。この場合、ECH パワーは、ジュール・パワーの 5 倍以上であるから、T-10 の結果と整合する。また、T-10 は、エネルギー閉込め時間はプラズマ電流の  $0.34$  乗に比例して増加するとしている [38]。これは、従来の L モードの比例則の約  $1.2$  乗に対して異なっている。

Doublet III D [39, 40] では、L モードの ECH 加熱では、従来の L モード則と同様なパラメータ依存性を示しているが、基本波加熱では閉込め時間の値としては  $1.7$  倍良い値を得ている。

さて、図 2.6.6 で示したように、ECH では高い電子温度を得ることができる。JFT-2M よりも大きなパワーを持つ T-10 では  $10 \text{ keV}$  の電子温度を、吸収パワー  $2 \text{ MW}$ , 電子密度  $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  で得ている [41]。同じく DIII D では、 $8 \text{ keV}$  の電子温度を  $1 \text{ MW}$ ,  $0.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  で得ている [39]。この場合もエネルギー閉込め時間は  $85 \text{ ms}$  と L モード則の  $2$  倍良いということである。

以上の T-10, DIII D の L モードの閉込めに関する結果は、JFT-2M の ECH 実験よりも高密度あるいは大パワーの領域についてのものであるため重要である。

JFT-2M の  $60 \text{ GHz}$  ECH 実験の他の装置と比べた場合の主な特色は、2.6.3 節で述べたように、ECH 周辺加熱による高効率閉込めモード (H モード) の生成の発見、および ECH の高速電子への結合による電流駆動の発見の二点にある。これらは JFT-2M 独自の成果である。

ECH による H モードはその後 DIII D でも確認され勢力的に研究されていることは、2.6.3 節でも述べたとおりである。また、高速電子への結合による電流駆動は、その後京都大学の WT-2 [42], WT-3 [43] でも確認されている。

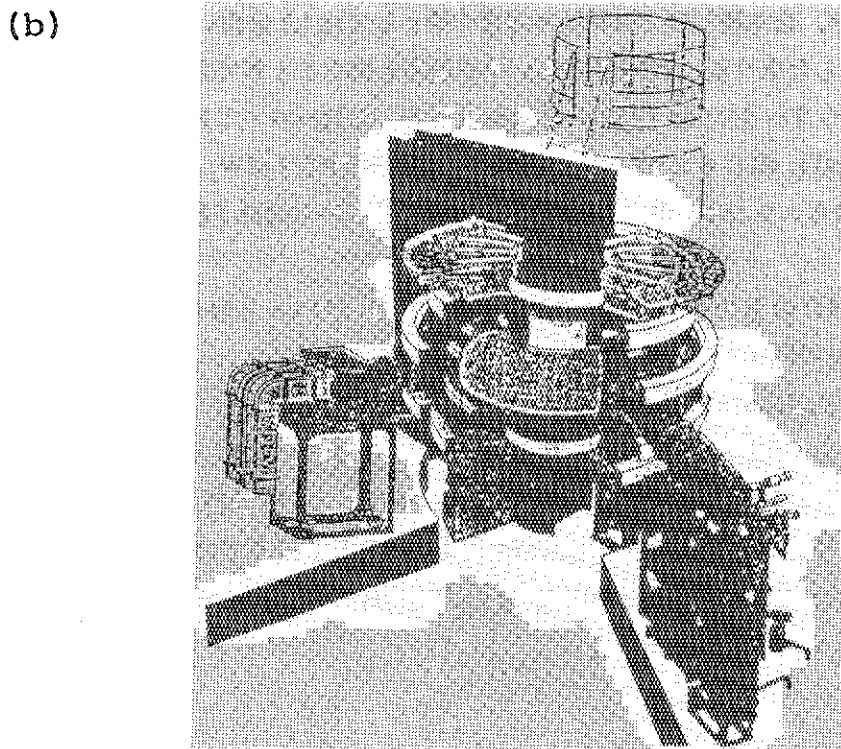
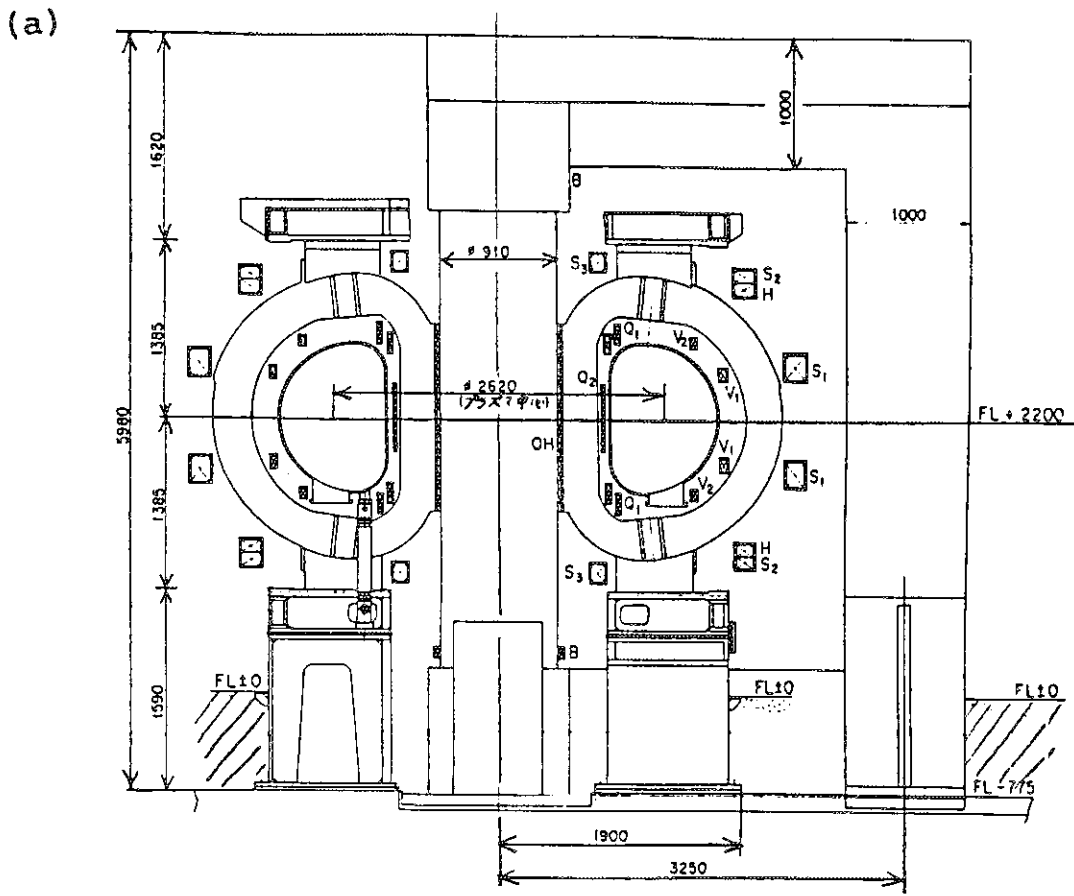


図 2.6.1 JFT-2 M トカマク。(a)半断面図 (b)鳥瞰図

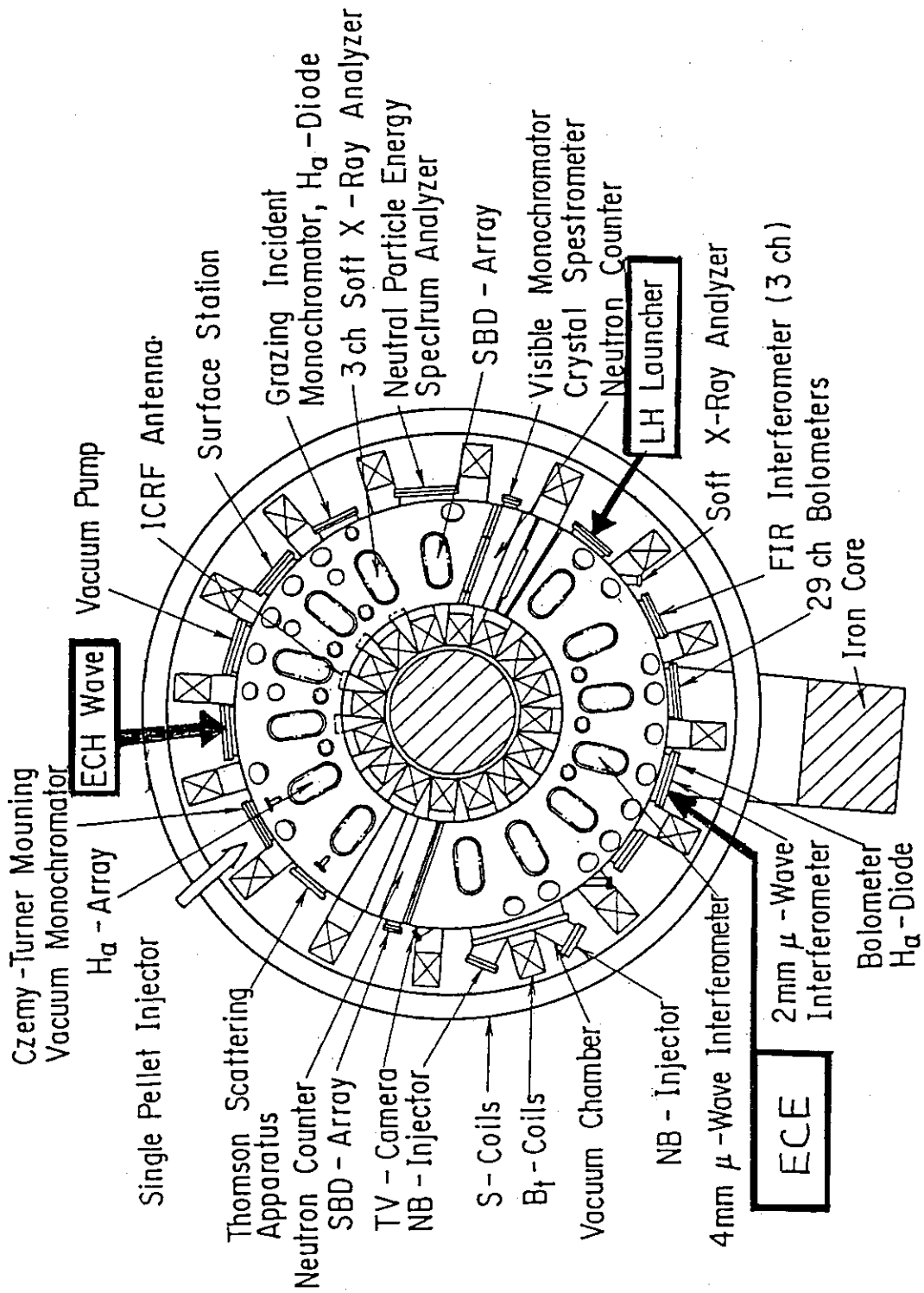


図 2.6.2 JFT-2M トカマクの平面図と計測器の配置。



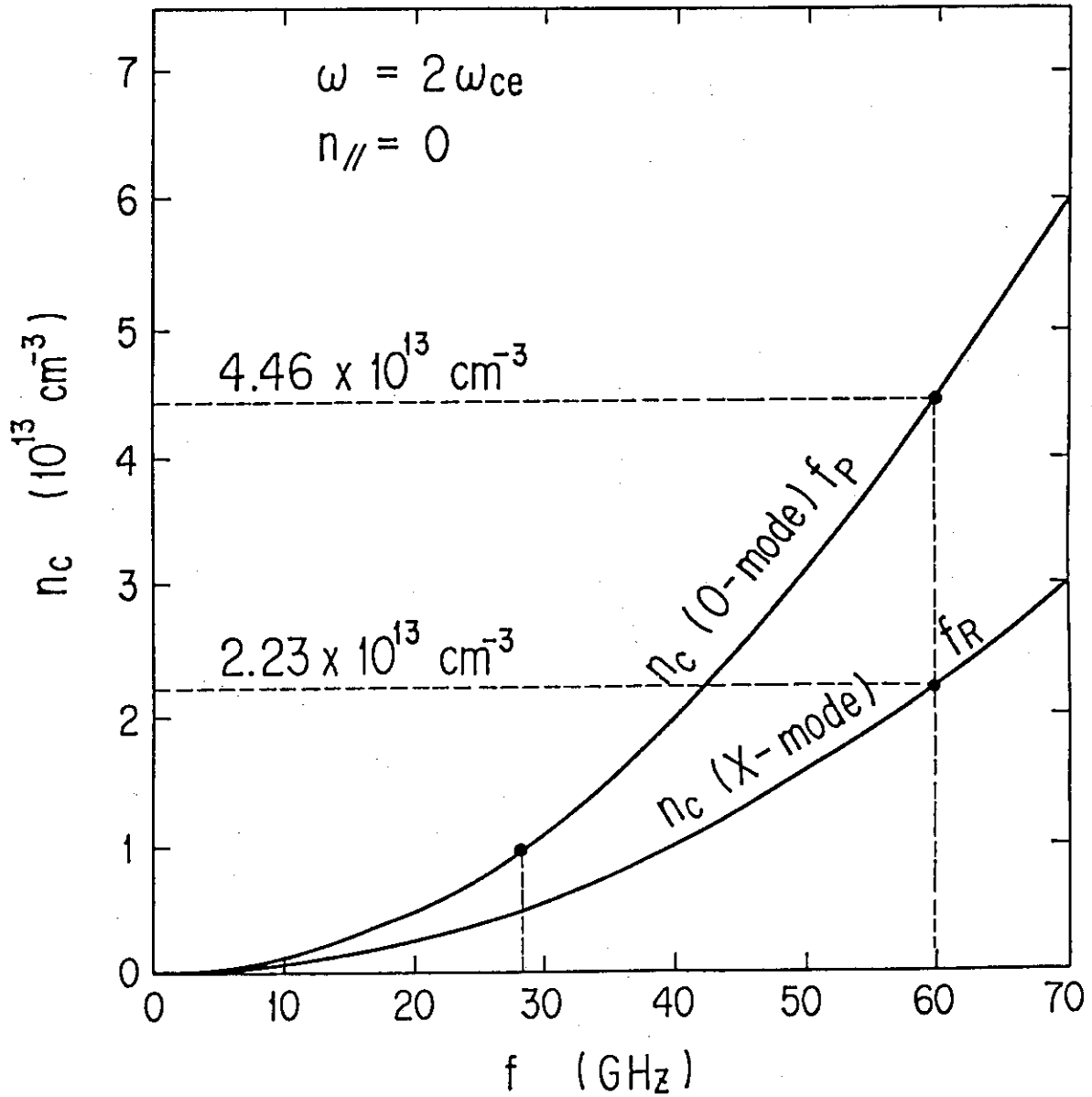
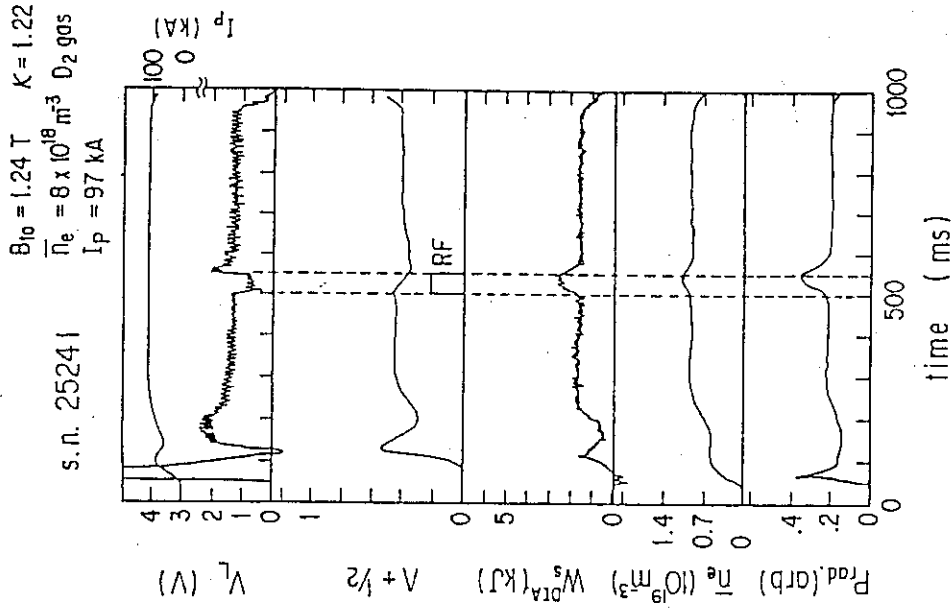


図 2.6.3 二倍高調波の遮断密度の周波数依存性。  $f_p$  はプラズマ振動数,  $f_R$  は, 右回り偏波の遮断周波数。



(b) 周辺加熱の場合 ( $r_0/a = 0.6$ ),  $B_{10} = 1.24 \text{ T}$ ,  $\bar{n}_e = 8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $I_p = 97 \text{ kA}$ ,  $\kappa = 1.22$ ,  $D_2$  ガス。

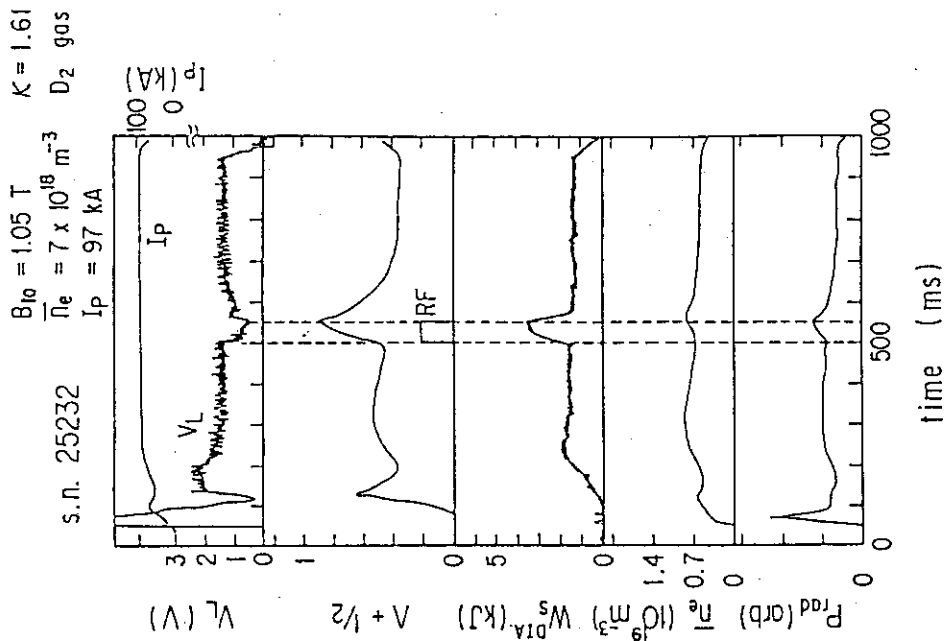


図 2.6.4 (a) 中心加熱の場合の諸量の時間発展。  $I_p$ : プラズマ電流。  $V_L$ : ループ電圧。  $\Delta$ : シェアラノフの平衡量 ( $=\beta_p + I_p/2 - 1/2$ )。  $W_S^{DIA}$ : 反磁性測定による蓄積エネルギー。  $\bar{n}_e$ : 線平均電子密度。  $P_{rad}$ : 放射パワー。  
 $B_{10} = 1.05 \text{ T}$ ,  $\bar{n}_e: 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $I_p = 97 \text{ kA}$ ,  $P_{ECH} = 230 \text{ kW}$ 。  
 非円形度  $\kappa = 1.61$ ,  $D_2$  ガス。

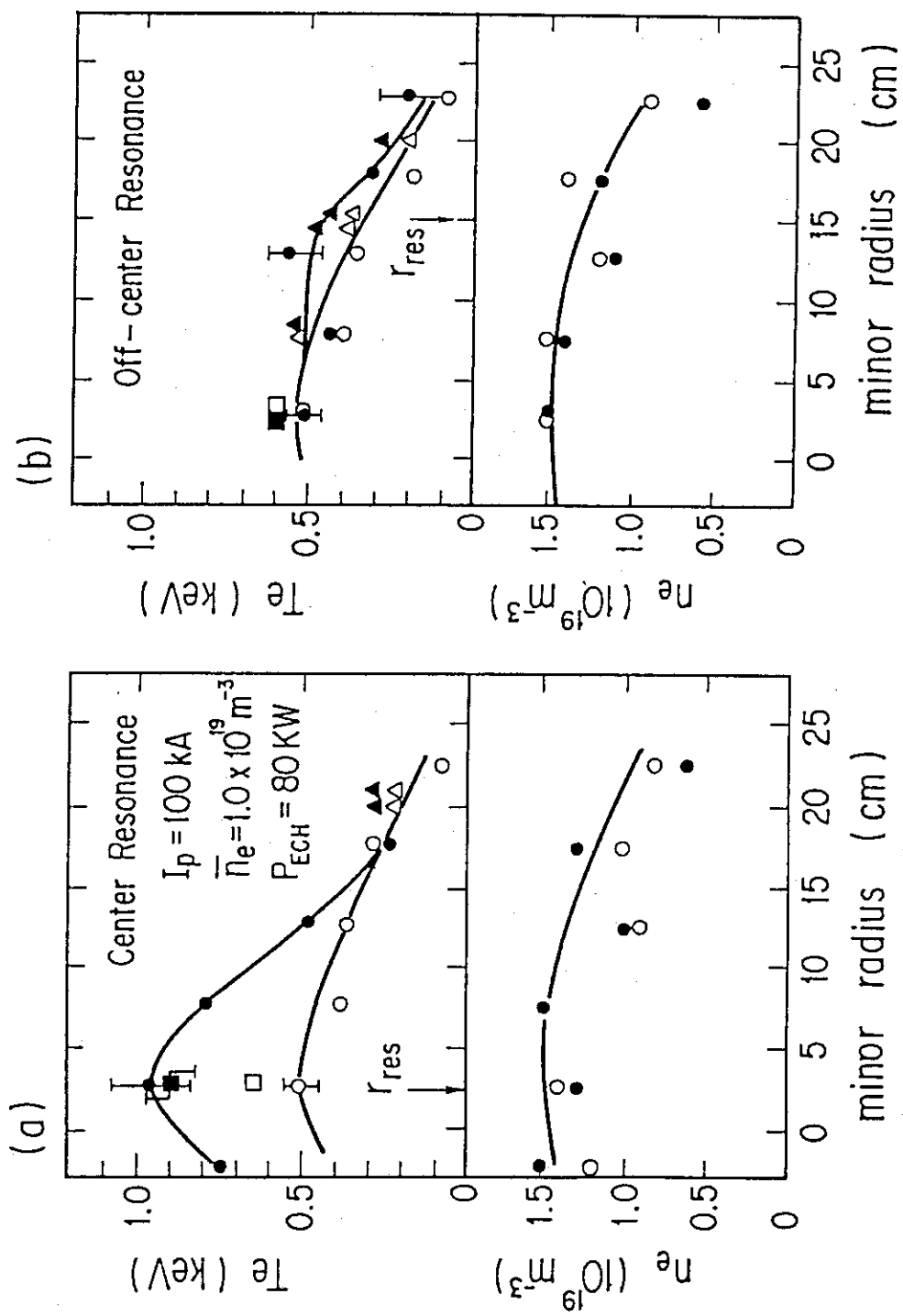


図2.6.5 電子温度・電子密度の空間分布。  $\bar{n}_e = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。  $I_p = 100 \text{ kA}$ 。  $P_{\text{ECH}} = 80 \text{ kW}$ 。  
 ●○レーザー散乱測定。▲△電子サイクロトロン放射(ECE)測定。■□軟X線測定。中央記号はECH有り。中空記号はジュール加熱のみ。(a)中心加熱の場合。(b)周辺加熱の場合 ( $r_0/a = 0.5$ )。

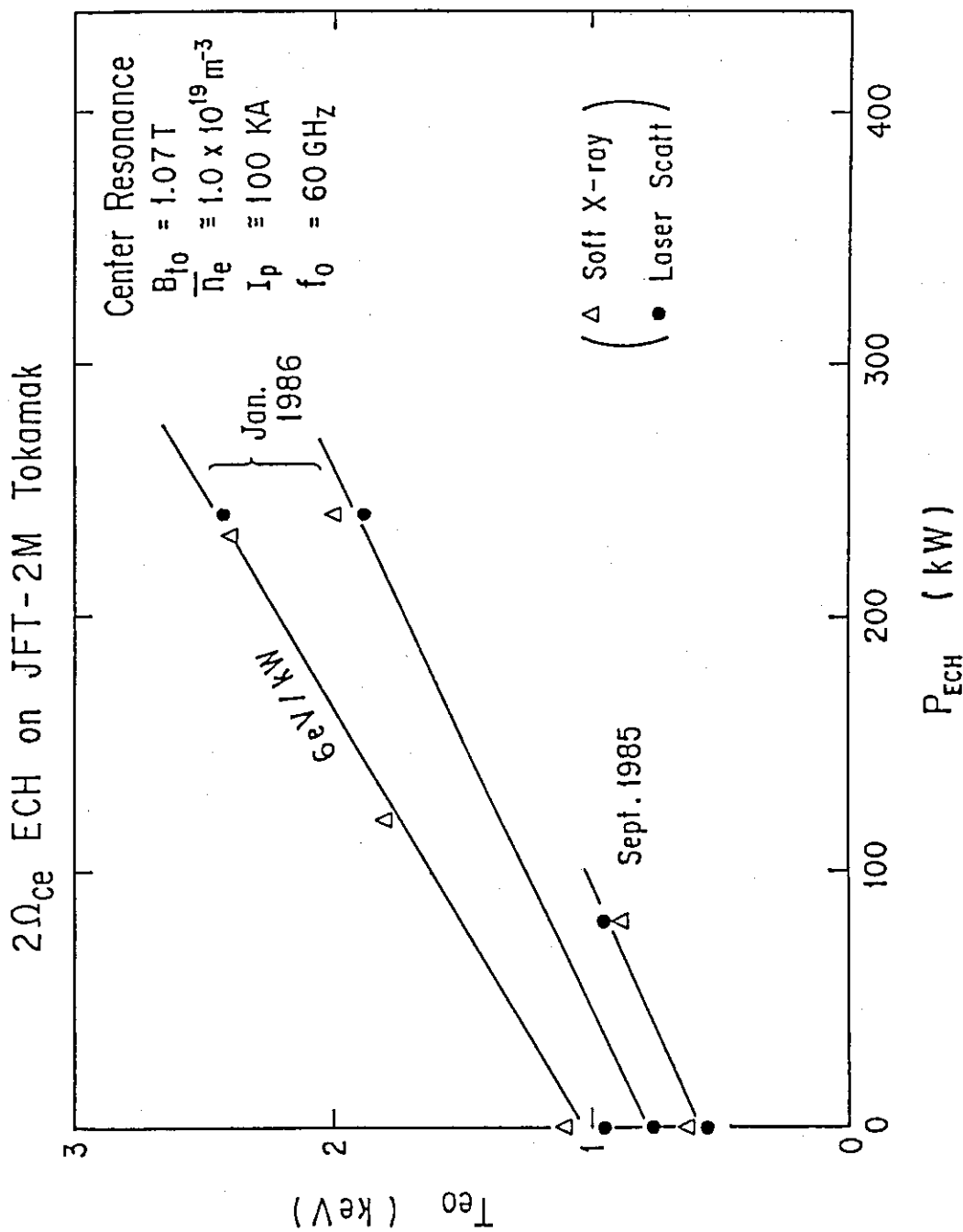


図 2.6.6 中心電子温度の加熱入力依存性。中心加熱の場合。△軟 X 線測定。●レーザー散乱測定。

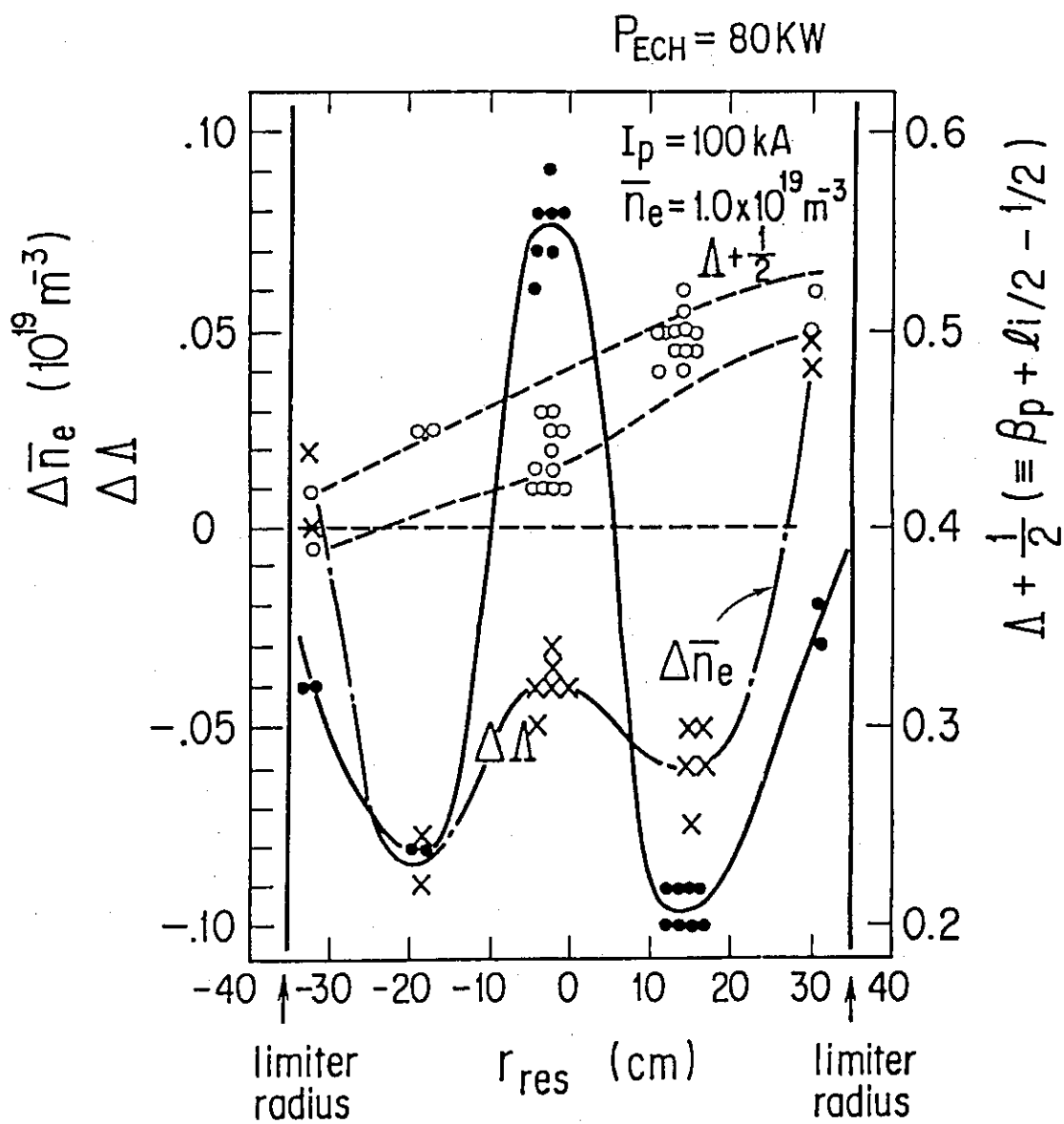


図 2.6.7 加熱位置  $r_{res}$  に対する諸量 ( $\Lambda + 1/2$ ,  $\Delta \Lambda$ ,  $\Delta \bar{n}_e$ ) の依存性。  $\bar{n}_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。  
 $I_p = 100 \text{ kA}$ ,  $P_{ECH} = 80 \text{ kW}$ 。

$I_p = 97 \text{ kA}$

$\bar{n}_e = (0.6 \sim 0.9) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$

$P_{ECH} = 238 \text{ kW}$

$D_2 \text{ gas}$

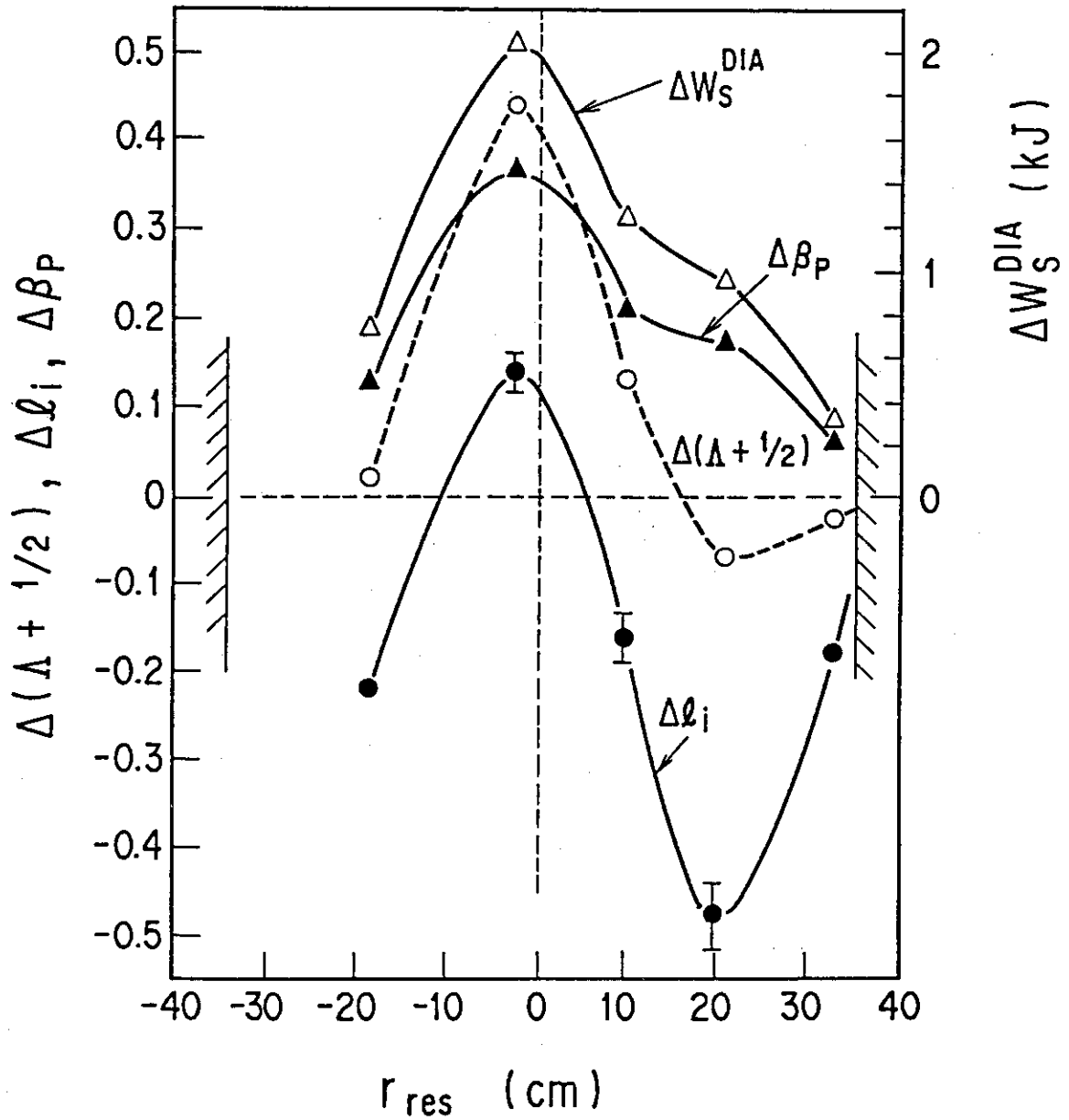


図 2.6.8 加熱位置  $r_{res}$  に対する諸量 ( $\Delta W_S^{DIA}$ ,  $\Delta \ell_i$ ,  $\Delta \beta_P$ ,  $\Delta \Lambda$ ) の依存性。

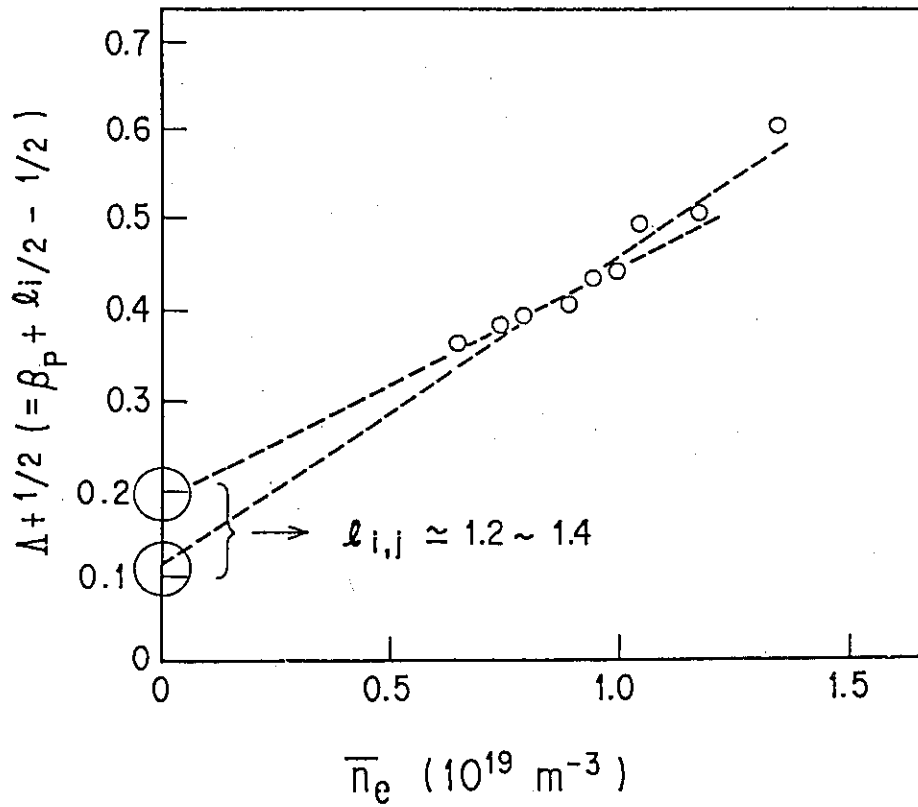


図 2.6.9 ジュール加熱時の内部インダクタンスの推定。

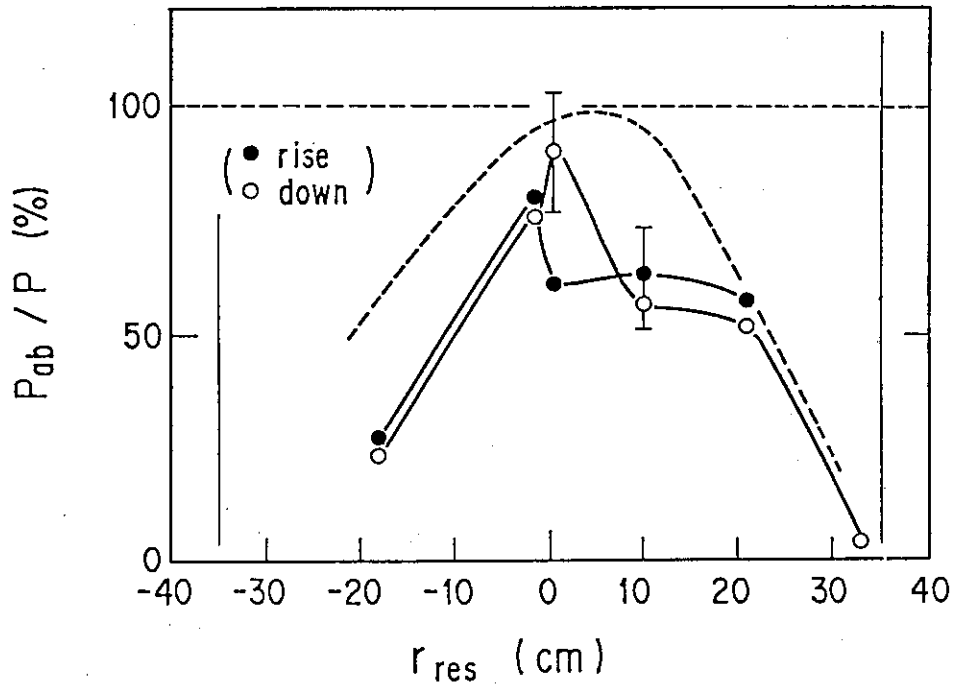


図 2.6.10 ECH 付与パワー (二倍高調波, 異常波) の測定値の加熱位置依存性。実線: 測定値。破線: 計算値。●: 蓄積エネルギーの立上がりから求めた値。○: 蓄積エネルギーの減少から求めた値。プラズマ諸量は, 図 2.6.8 と同じ。

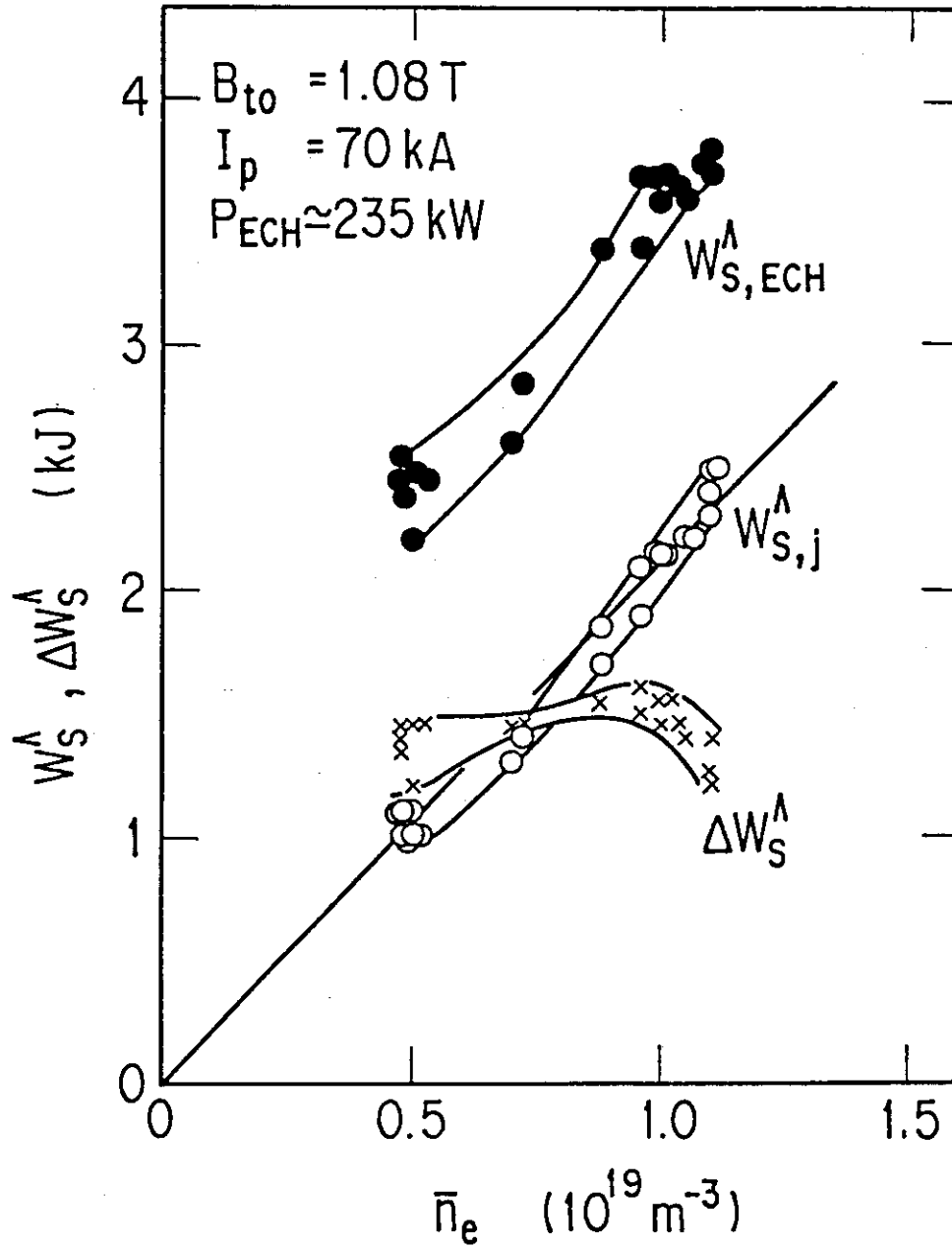


図 2.6.11 蓄積エネルギーとエネルギー閉込め時間の密度依存性。●ECH 有り。  
 ○ジュール加熱のみ。ECH はいずれも中心加熱の場合。  
 (a)磁場のフィッティングによる蓄積エネルギー  $W_s^\wedge$ 、およびその増分  $\Delta W_s^\wedge$ 。



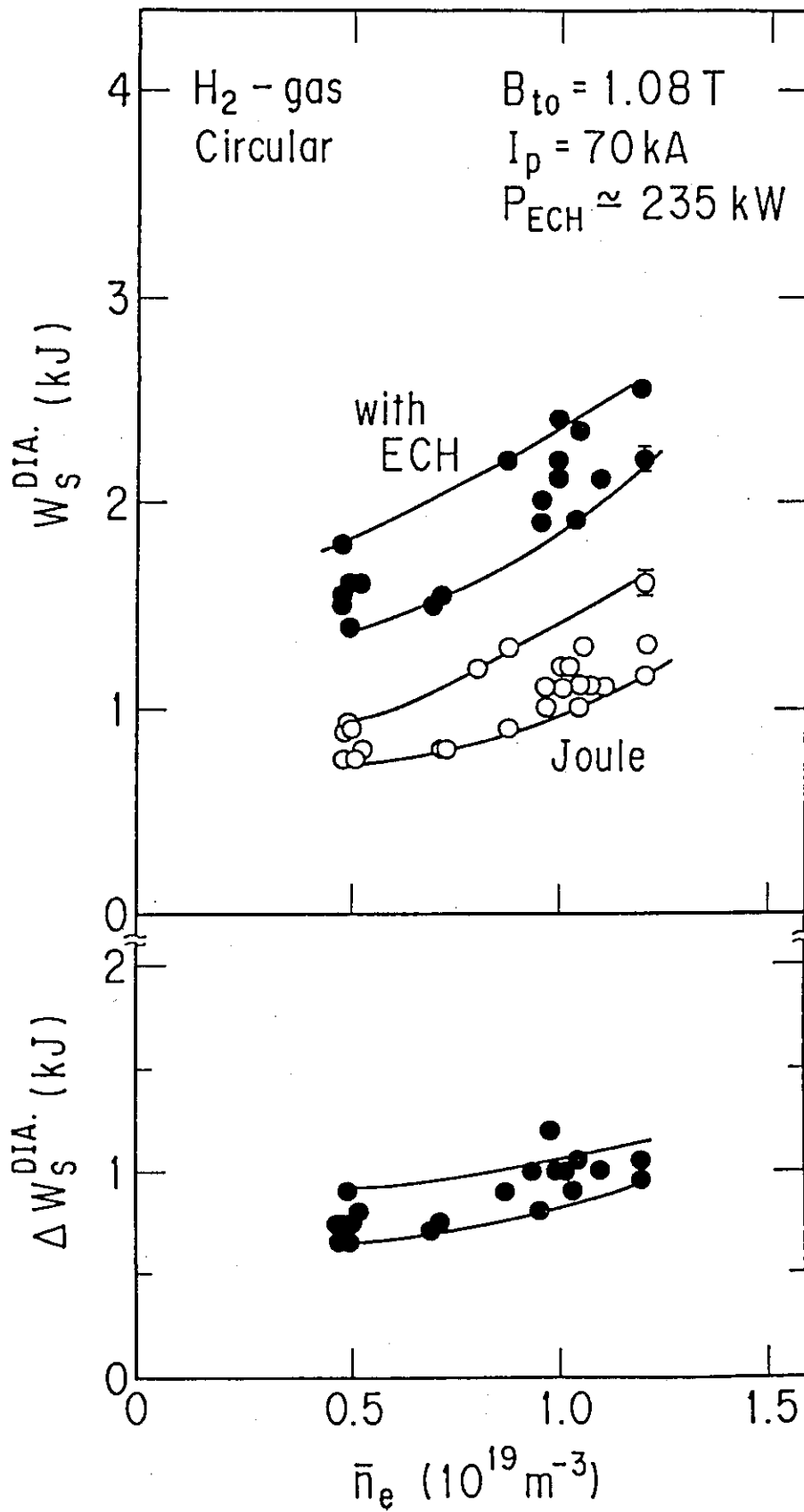


図 2.6.11 (続き)

(b)反磁性測定蓄積エネルギー  $W_s^D$ , およびその増分  $\Delta W_s^D$ .

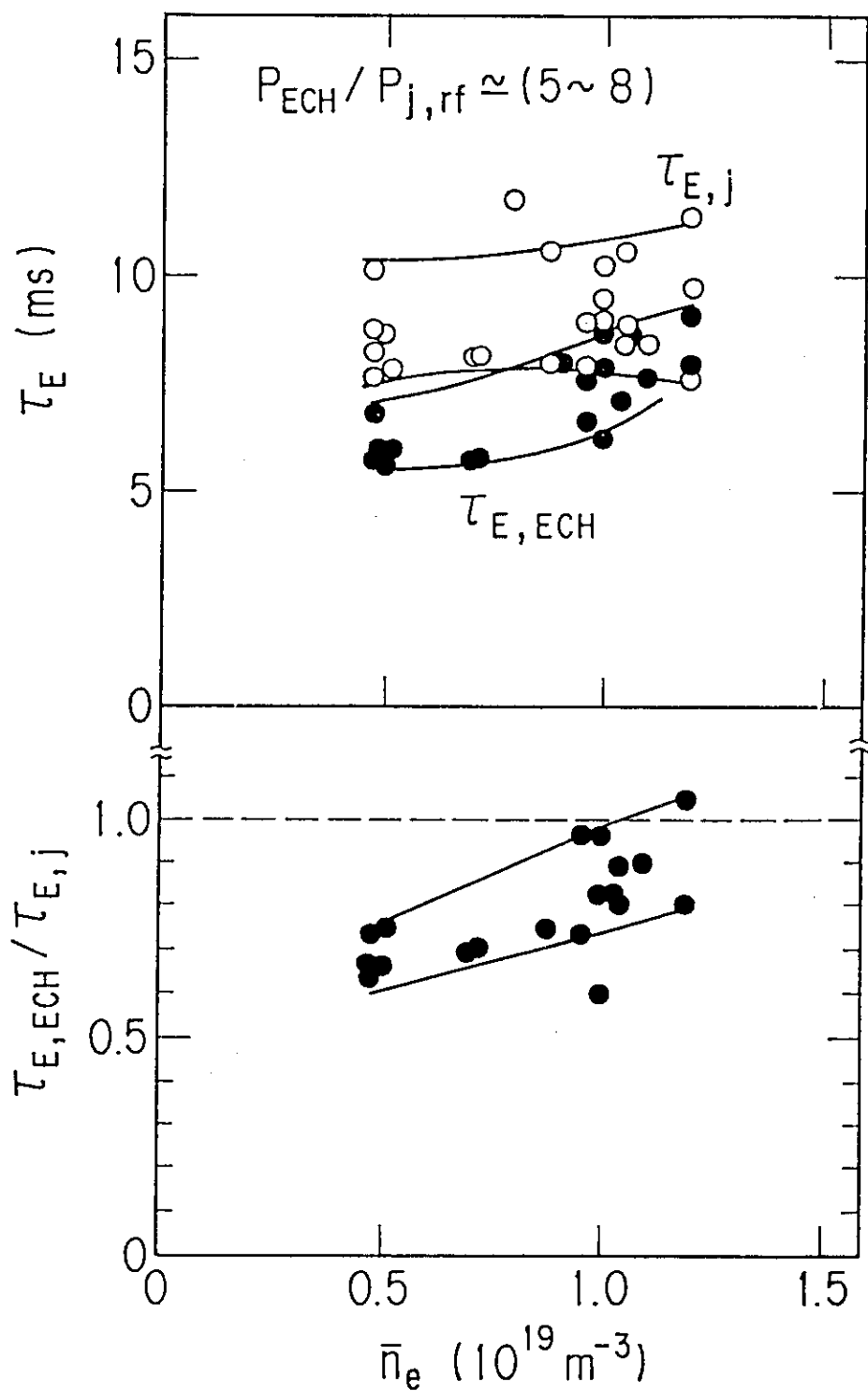


図 2.6.11 (続き)

(c) エネルギー閉込め時間  $\tau_{EC}$   $\tau_{E,ECH}$  は ECH 中、 $\tau_{E,j}$  はジュール加熱のみの値。

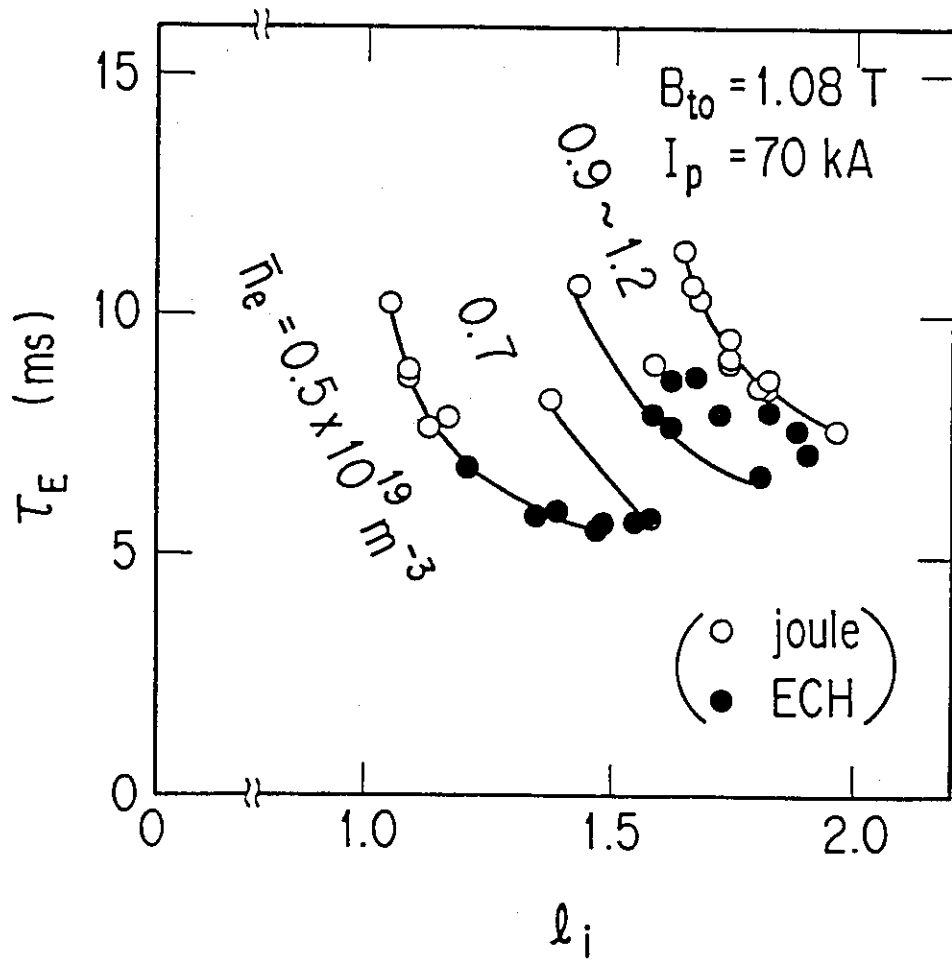


図2.6.12 プラズマのインダクタンス  $l_i$  とエネルギー閉込め時間。密度をパラメータとする。

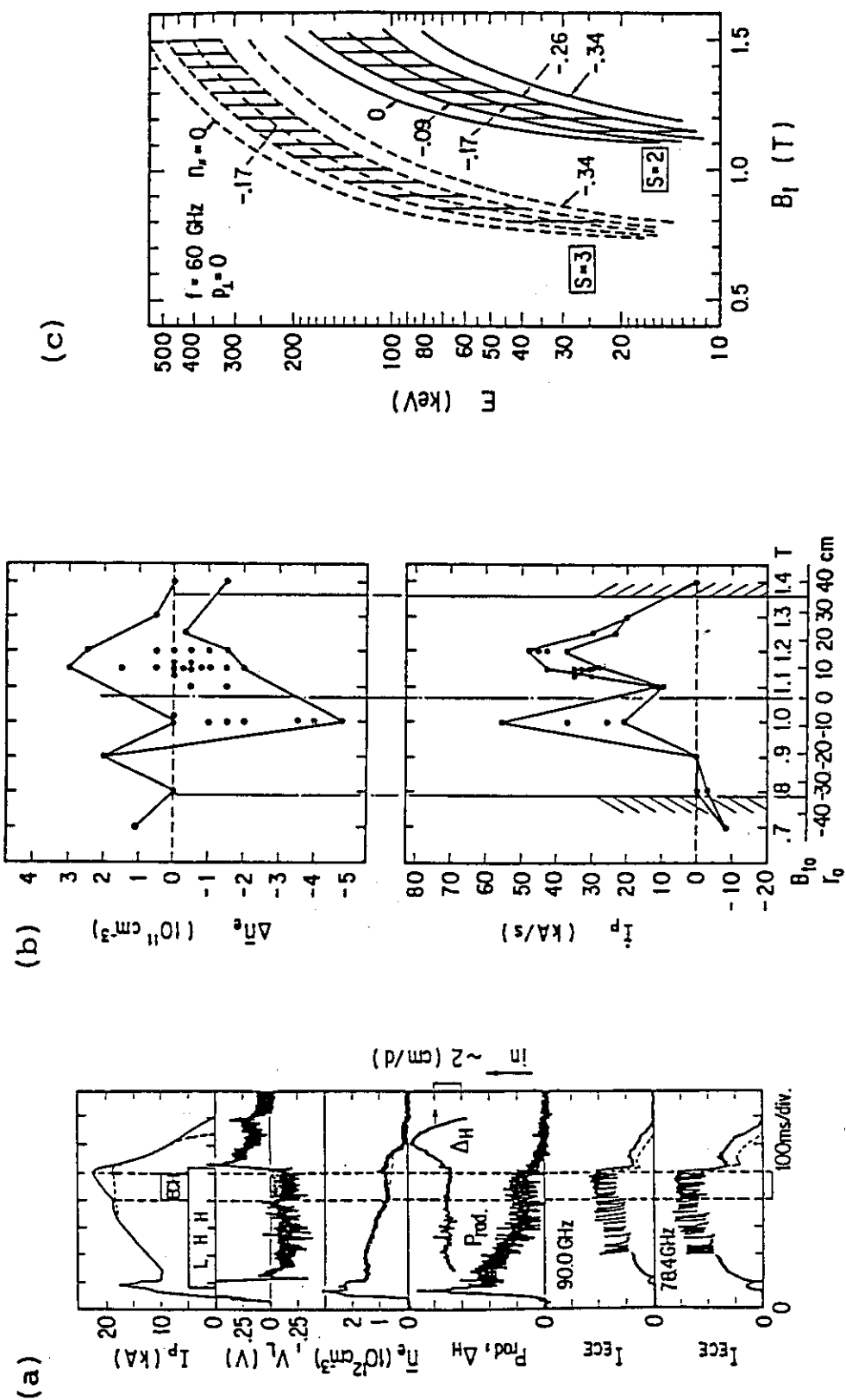


図 2.6.13 低域混成波により電流駆動されたプラズマの ECH による電流駆動。(a) プラズマ諸量の時間発展。ECH によりプラズマ電流が駆動される。破線: ECH 無し。 (b) 電子サイクロトロン共鳴層の位置に対するプラズマ電流の増加率  $I_P$  と密度変化。(c) 二倍および三倍の高調波と結合する電子の運動エネルギーの磁場強度に対する依存性。

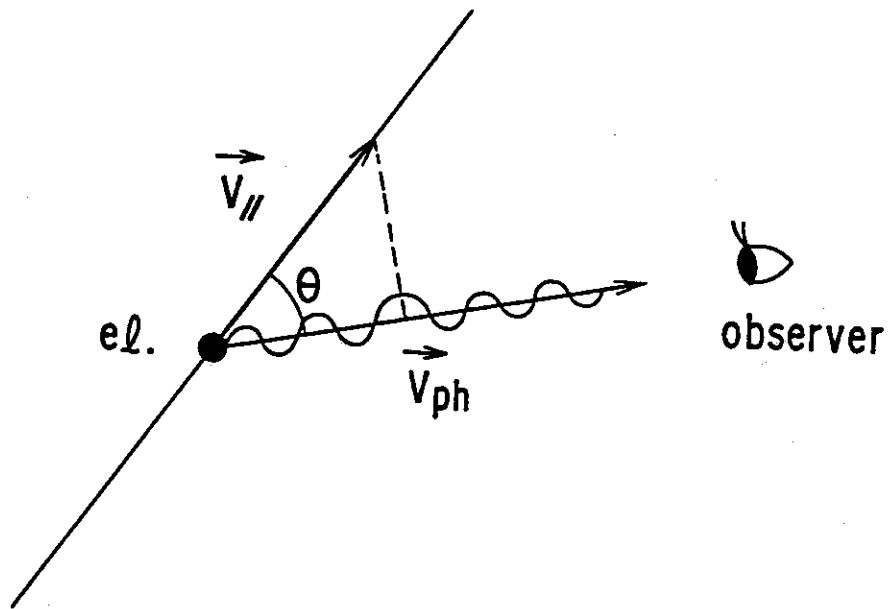


図 2.6.14 電子サイクロトロン共鳴のドップラー効果。

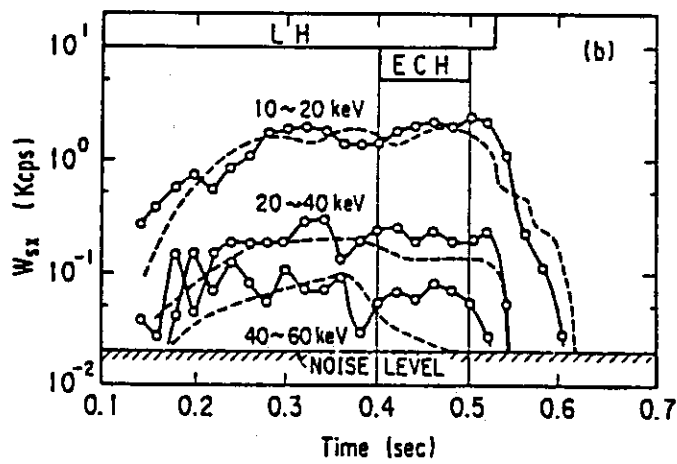


図 2.6.15 軟 X 線の各エネルギー領域ごとの計数率の時間変化。実線：ECH 有り。破線：ECH 無し。

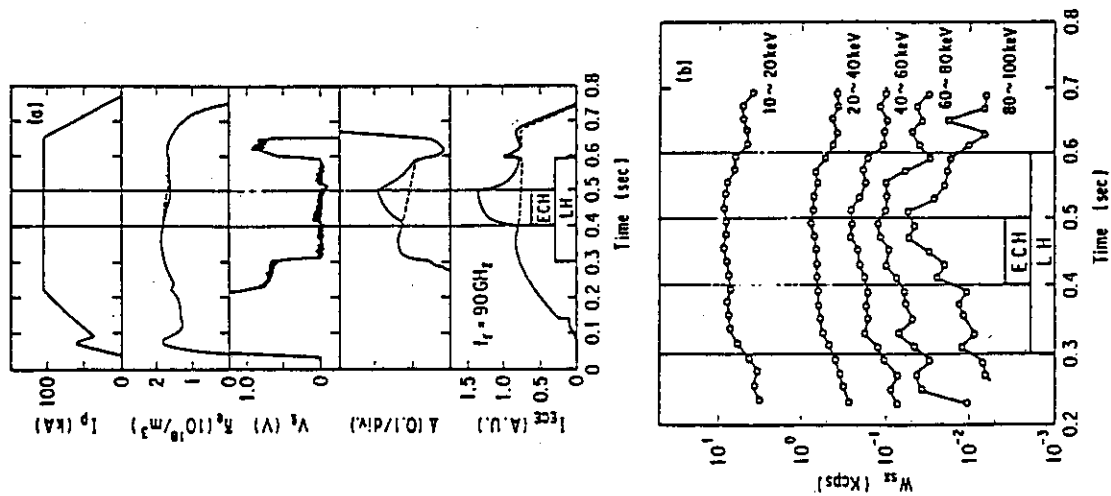


図 2.6.16 定電流運転モードでの ECH 電流駆動。(a) 諸量の時間発展。(b) 軟 X 線の各エネルギー領域ごとの計数率の時間変化。

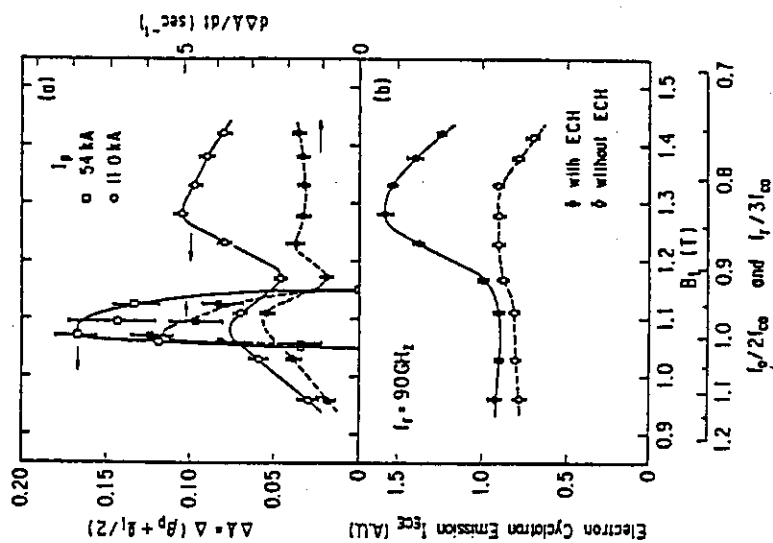


図 2.6.17 (a) 平衡の  $\Delta A$  の増分  $d\Delta A$  の電子サイクロトロン共鳴層位置に対する依存性。プラズマ電流値が 54 kA と 110 kA の場合について示す。(b) 90 GHz の電子サイクロトロン放射 (ECE) 強度の電子サイクロトロン共鳴層位置に対する依存性。  $I_p = 110 \text{ kA}$ 。

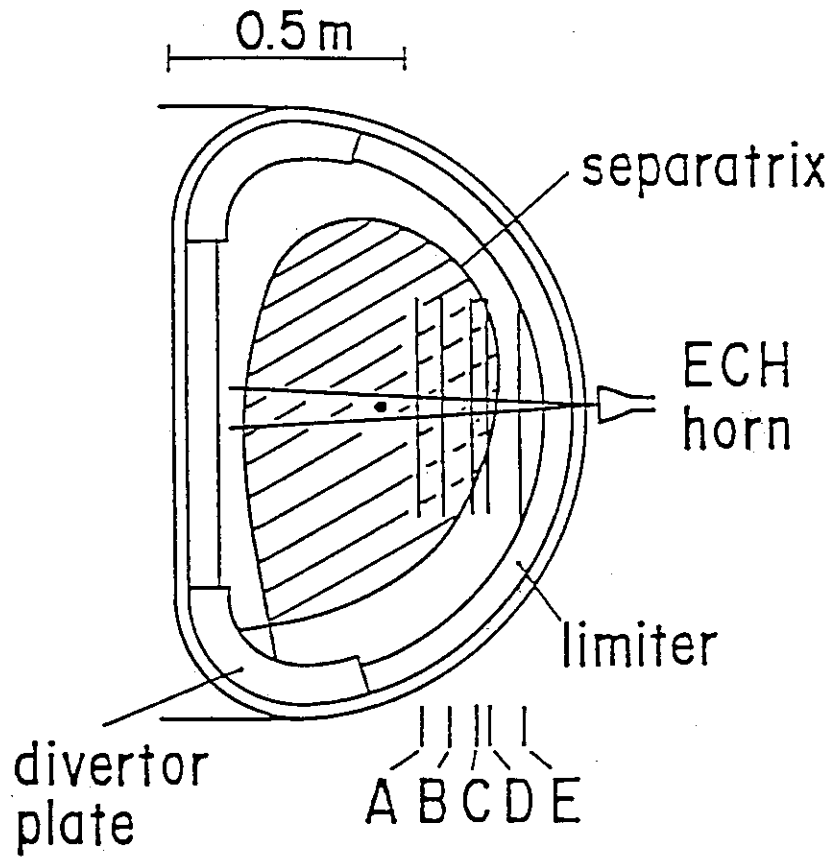


図 2.6.18 下シングルヌル・ダイバーター配位。電子サイクロロン共鳴層位置を A～E で示す。

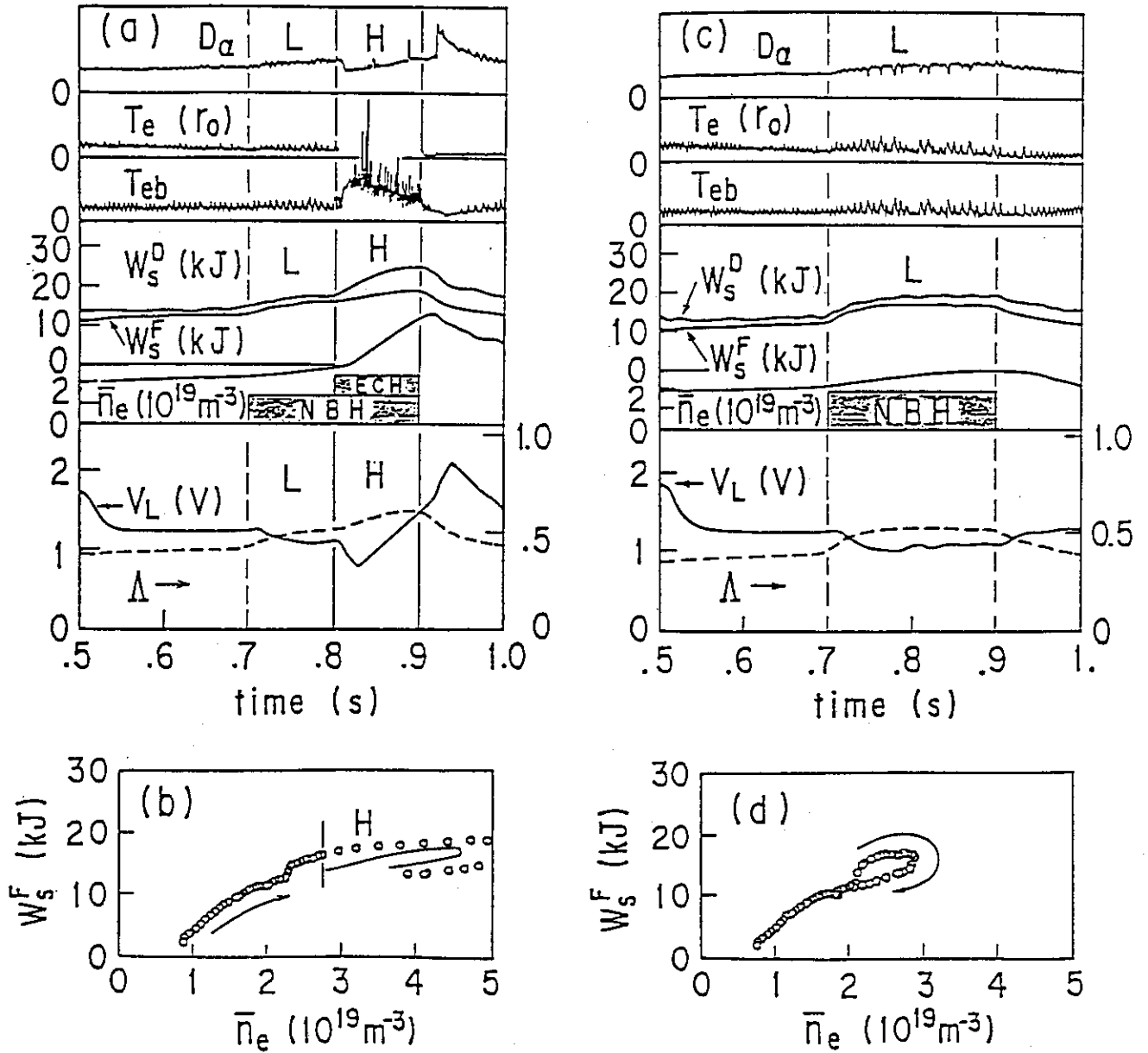


図 2.6.19 (a)ECH により生成された H モードの放電時の諸量の時間発展。(b)H モードの場合の平均密度と蓄積エネルギー。(c)L モードの放電時の諸量の時間発展。(d)L モードの場合の平均密度と蓄積エネルギー。



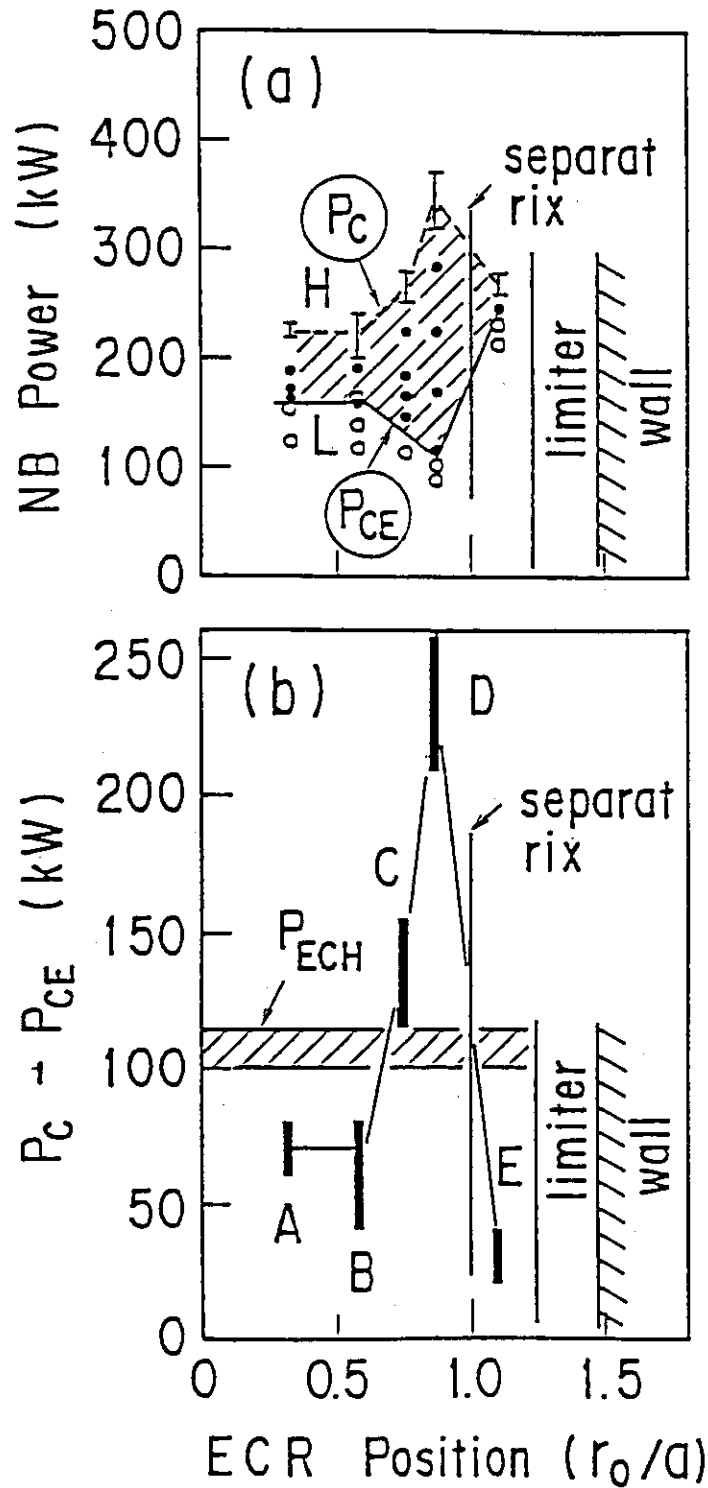


図 2.6.20 (a)電子サイクロトロン共鳴層の位置に対する H モード遷移のための NBH 加熱入力しきい値の依存性。 $P_C$ : NBH 単独の場合のしきい値。 $P_{CE}$ : ECH 有りの場合の NBH 加熱入力のしきい値。(b) $P_C - P_{CE}$  の電子サイクロトロン共鳴層の位置に対する依存性。

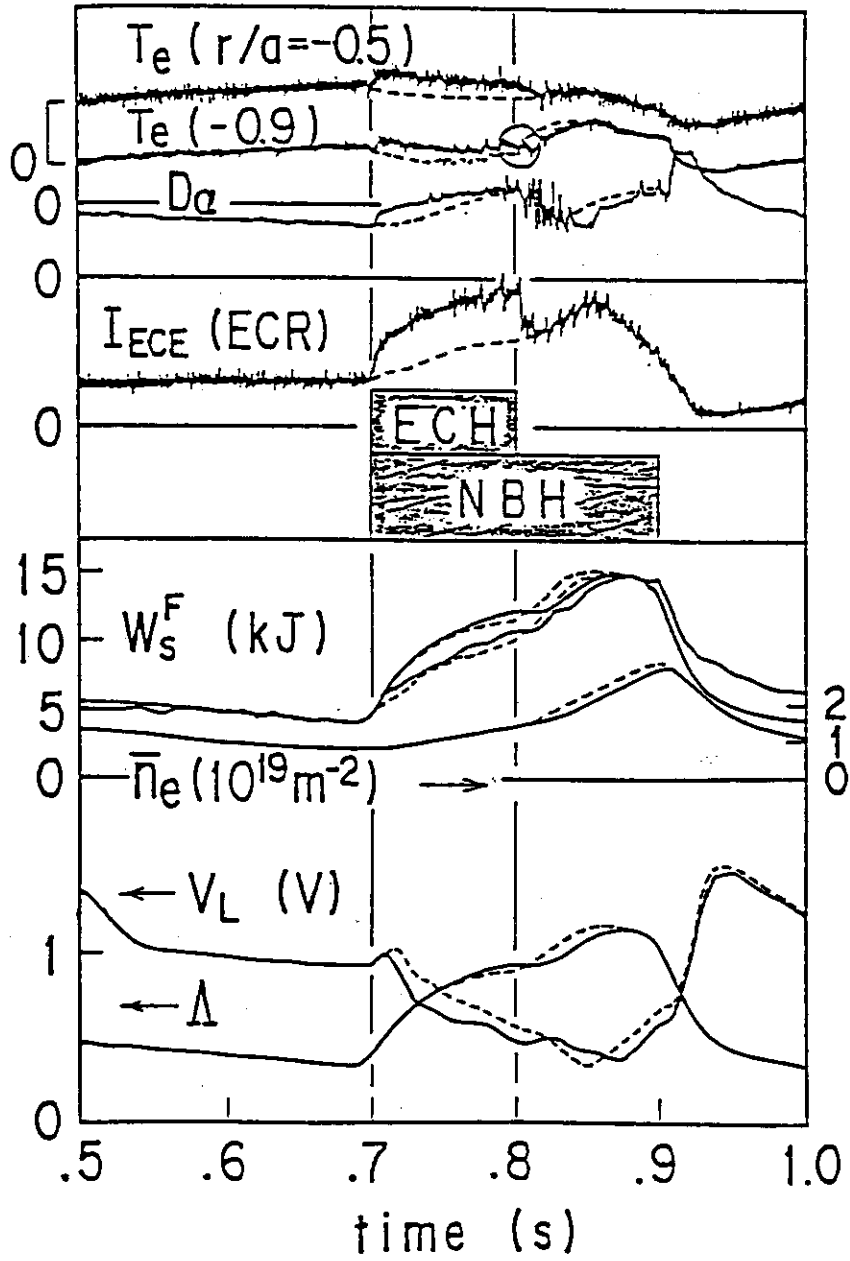


図 2.6.21 諸量の時間発展。電子サイクロトロン共鳴層位置が A ( $r_0/a = 0.32$ ) の場合。  
 $I_p = 157$  kA。  $B_0 = 1.13$  T。 実線：ECH+NBH。 破線：NBHのみ。

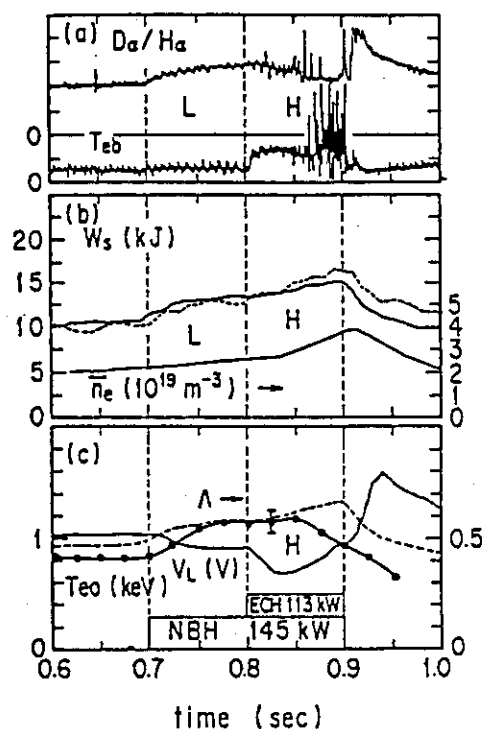


図 2.6.22 加熱パワーが H モード遷移のしきい値より少し大きい場合の諸量の時間発展。(a)  $D_\alpha/H_\alpha$  強度と周辺電子温度  $T_{eb}$  ( $r/a = 1.0$ )。 (b) 蓄積エネルギー (実線: 磁場フィッティングによる。破線: 反磁性測定による) と平均電子密度。

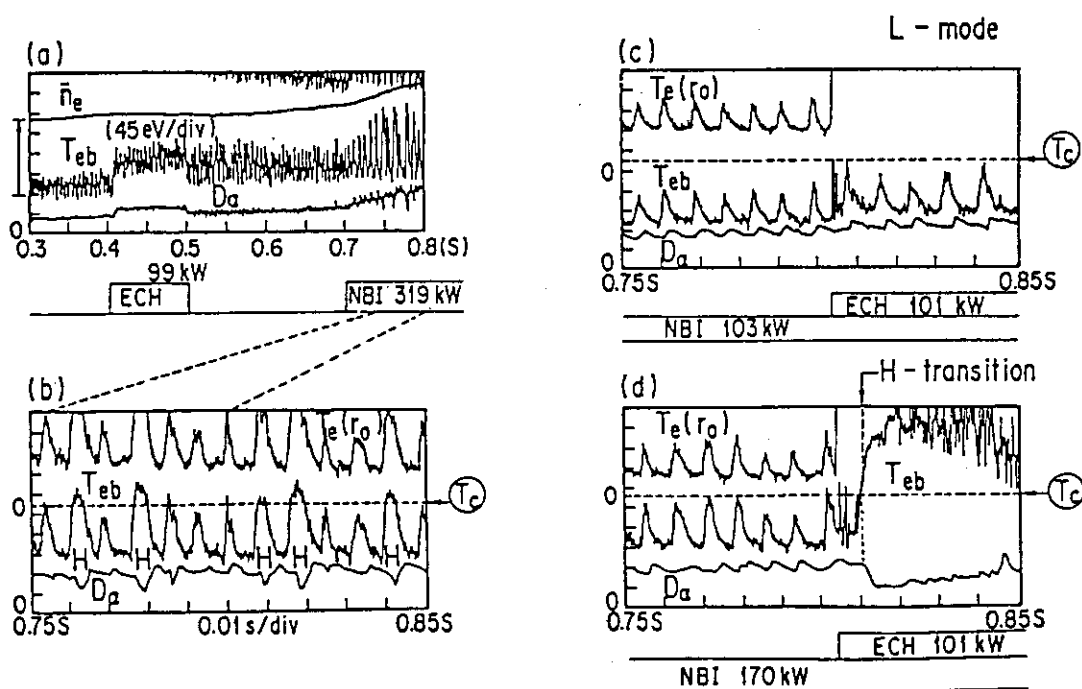


図 2.6.23 (a) ECH 単独加熱 ( $t = 0.4 \sim 0.5$  s) と NBH 単独加熱 ( $t = 0.7$  s) の場合の  $T_{eb}$ ,  $T_e(r_0)$  と  $D_\alpha$  の時間変化。(b) 0.75 s から 0.85 s の間の拡大図。  $T_c$  は H モード遷移時のしきい値。(c) L モード時の時間変化。(d) H モード時の時間変化。

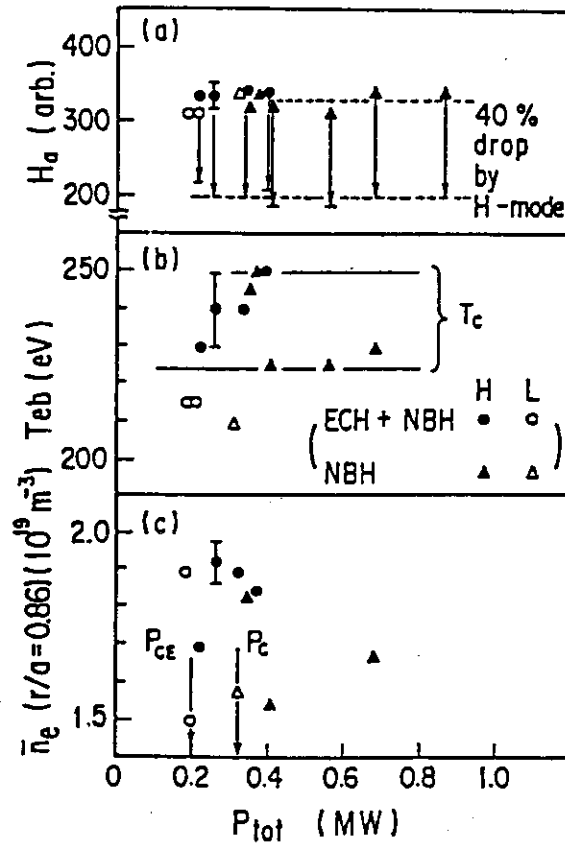


図 2.6.24 ECH による H モード遷移時のプラズマ周辺の諸量。(a) $H_\alpha$  強度。(b)周辺電子温度。(c)周辺密度。

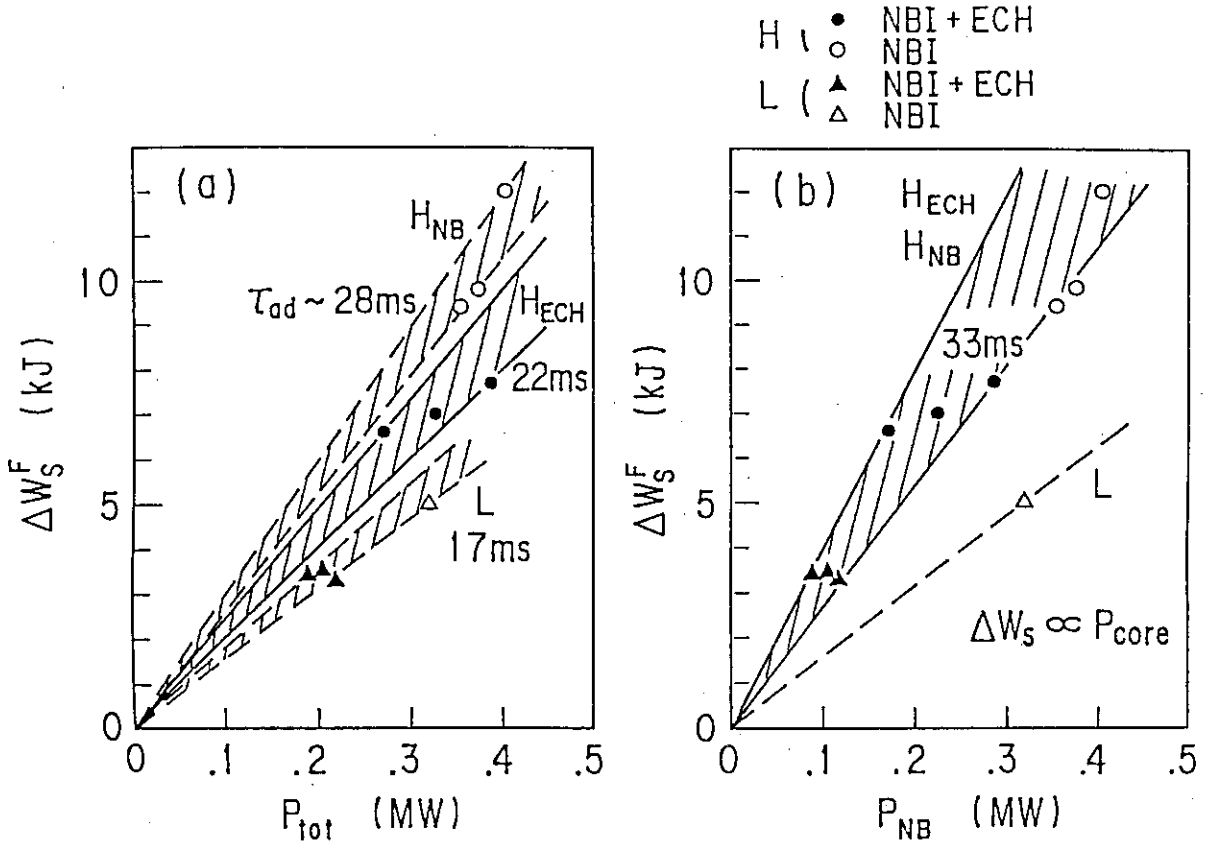


図 2.6.25 蓄積エネルギーの加熱入力依存性。(a)ECH と NBH の入力の和に対する依存性。(b)NBH 入力に対する依存性。 $H_{ECH}$  は ECH による H モード,  $H_{NB}$  は NBH による H モードを表わす。

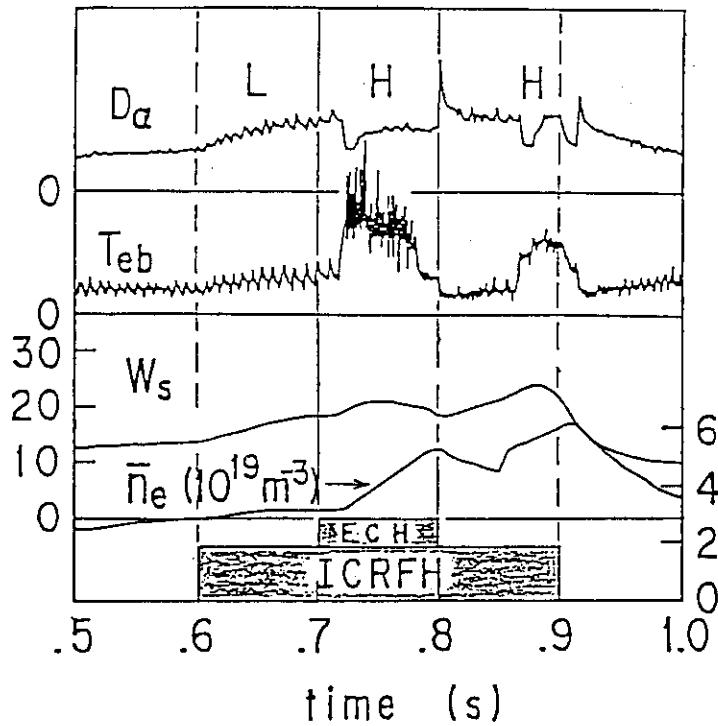


図 2.6.26 ICRF 加熱プラズマの ECH による H モード遷移時の諸量の時間発展。  $B_0 = 1.26 T$ 。  $I_p = 250 kA$ 。  $P_{ICRF} = 330 kW$ 。  $P_{ECH} = 100 kW$ 。

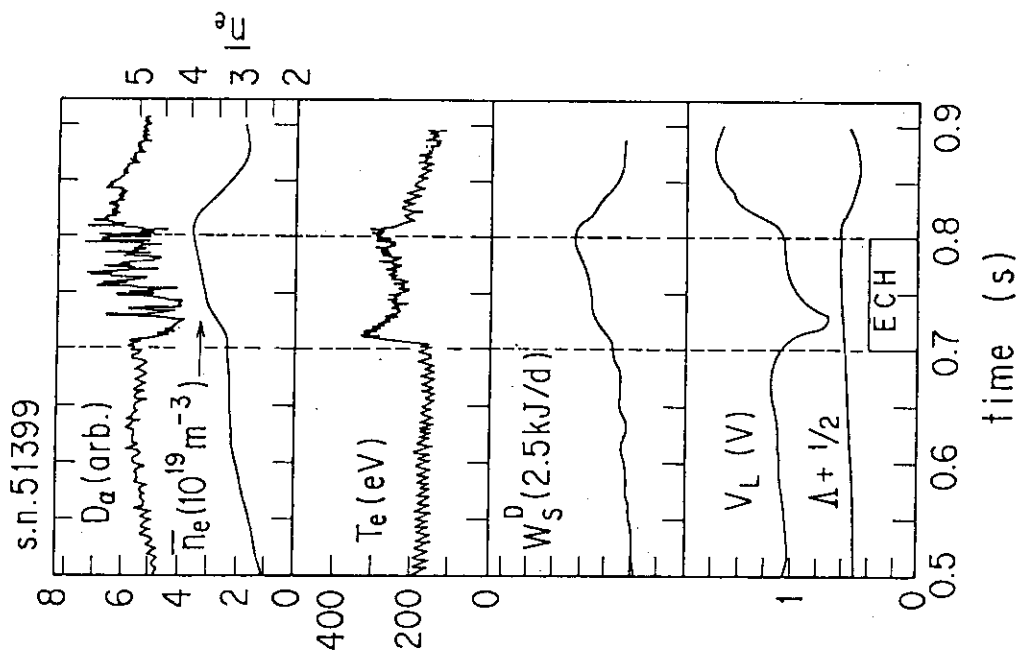


図 2.6.28 各信号の時間発展。重水素バルマール線強度  $D_{\alpha}$ 。ECE 計測による  $0.88 a$  の周辺電子温度  $T_e$  ( $0.88 a$ )。反磁性測定による蓄積エネルギー  $W_S^D$ 。ループ電圧  $V_L$ 。Shafranov ラムダ値  $\Delta$ 。

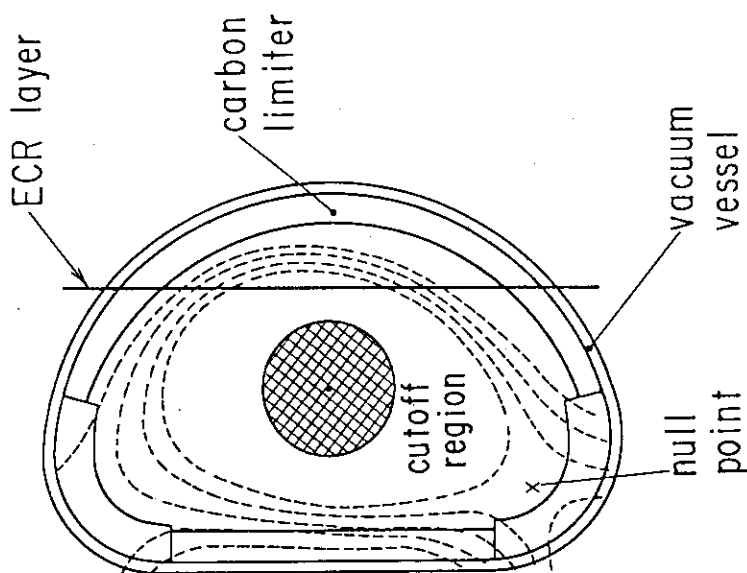


図 2.6.27 プラズマ配位。二倍高調波 ECR 層位置および遮断領域 (斜線部) も示す。  $B_{00} = 1.23 T$ 。  $I_F = 201 kA$ 。  $r_0/a = 0.85$ 。  $a = 0.266 m$ 。

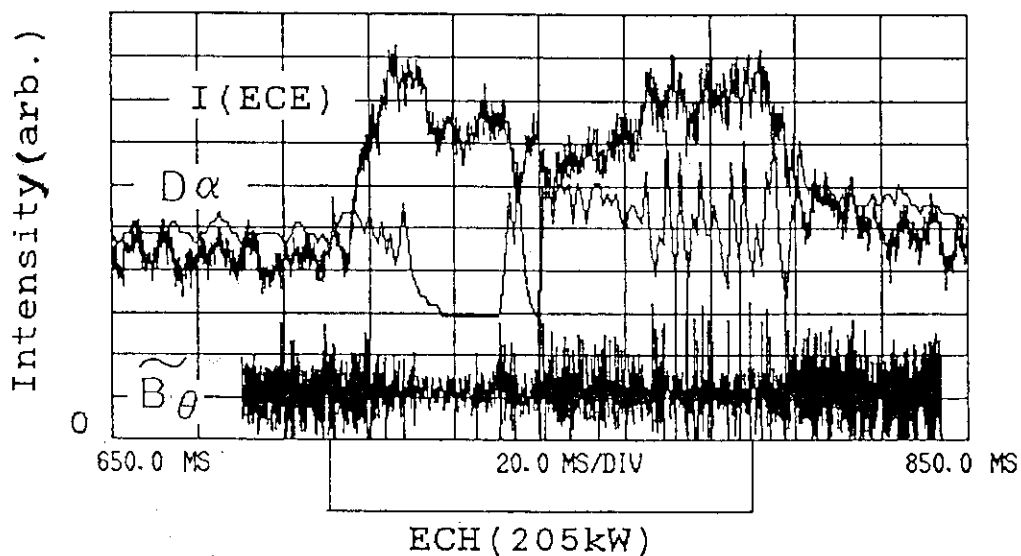


図 2.6.29 磁気プローブ信号  $\tilde{B}_\theta$

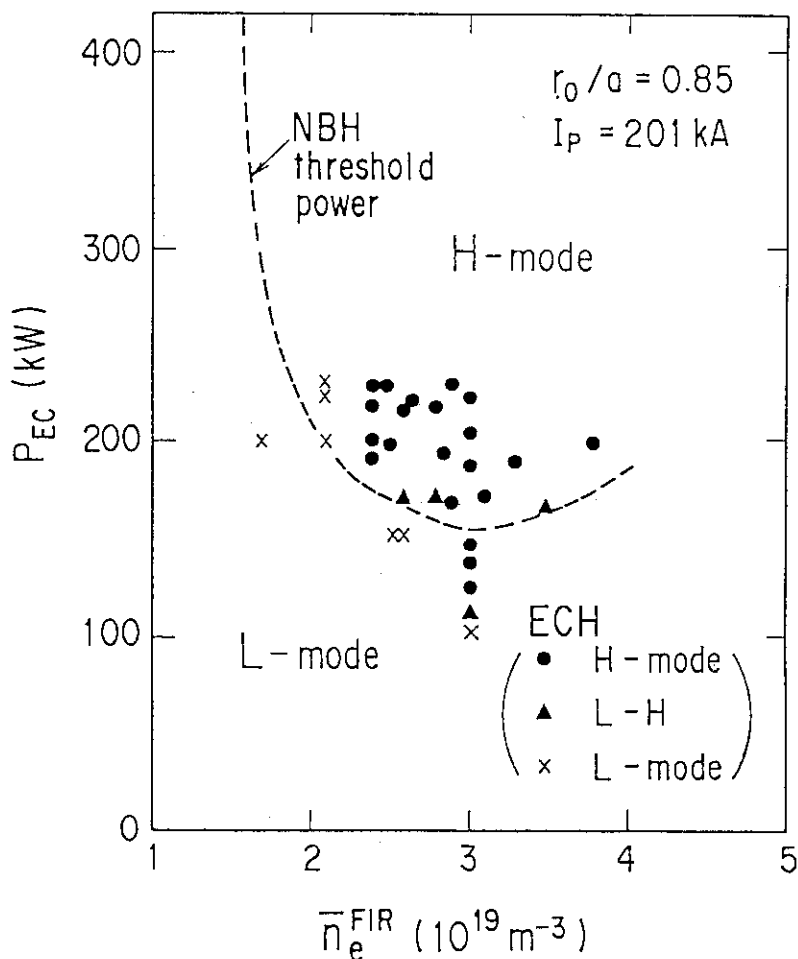


図 2.6.30 周辺電子加熱により H モードが生成する密度領域。縦軸は ECH パワーであり、三角印は H モードと L モードとの境を示す。破線は NBH による H モードのしきいパワー値である。

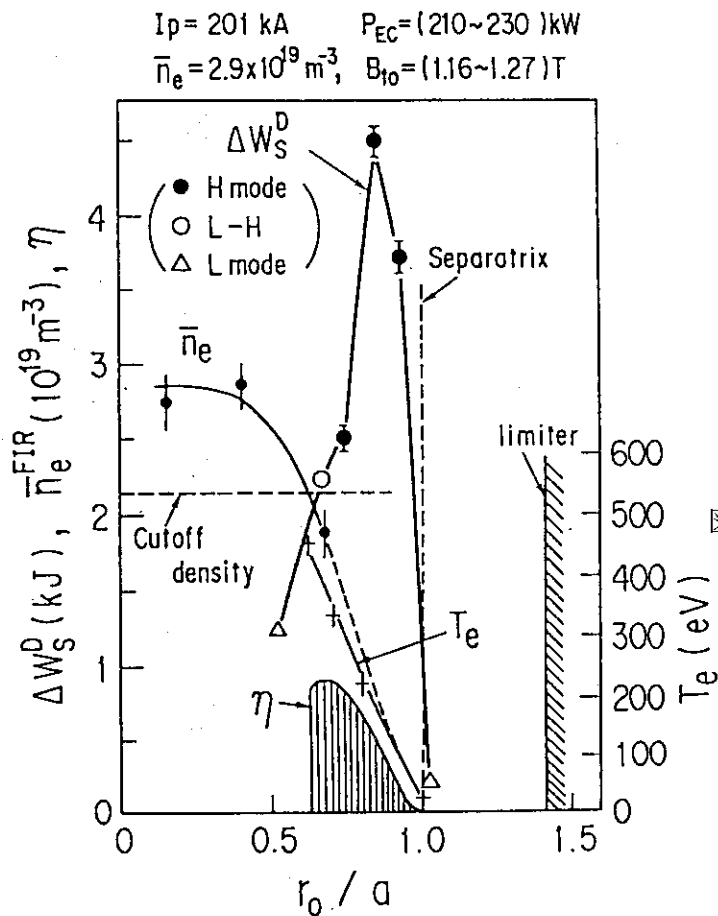


図 2.6.31 ECR 層の位置に対する蓄積エネルギーの増分の依存性。 $I_p = 201 \text{ kA}$ 。 $\bar{n}_e = 2.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。 $P_{EC} = (210 \sim 230) \text{ kW}$ 。 $B_{t0} = (1.16 \sim 1.27) \text{ T}$ 。 $\eta$  は  $T_e$  分布と  $\bar{n}_e$  の測定値から計算した ECR 層一通過当りの吸収パワーである。

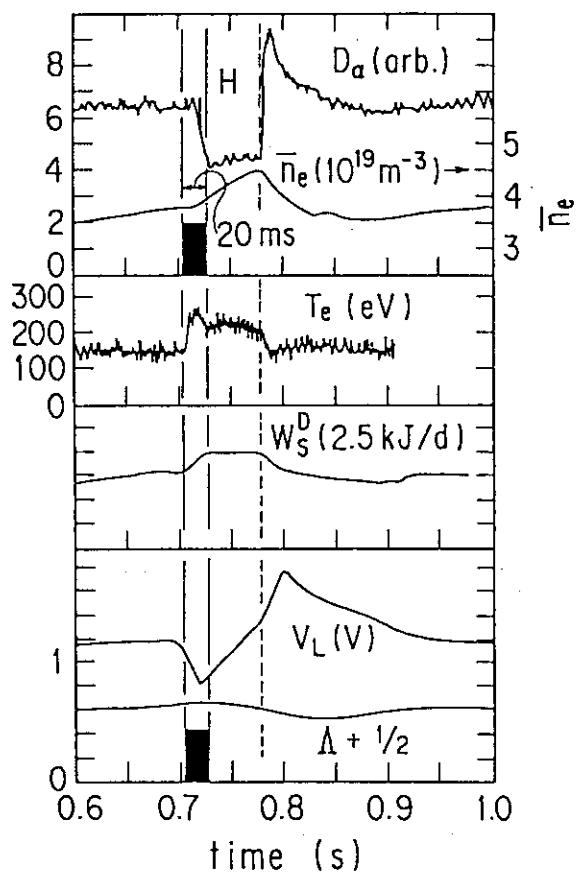


図 2.6.32 ECH の短パルス (20 ms) による H モード遷移。ECH を切った後も H モードは 50 ms 続く。 $B_{t0} = 1.23 \text{ T}$ 。 $I_p = 201 \text{ kA}$ 。



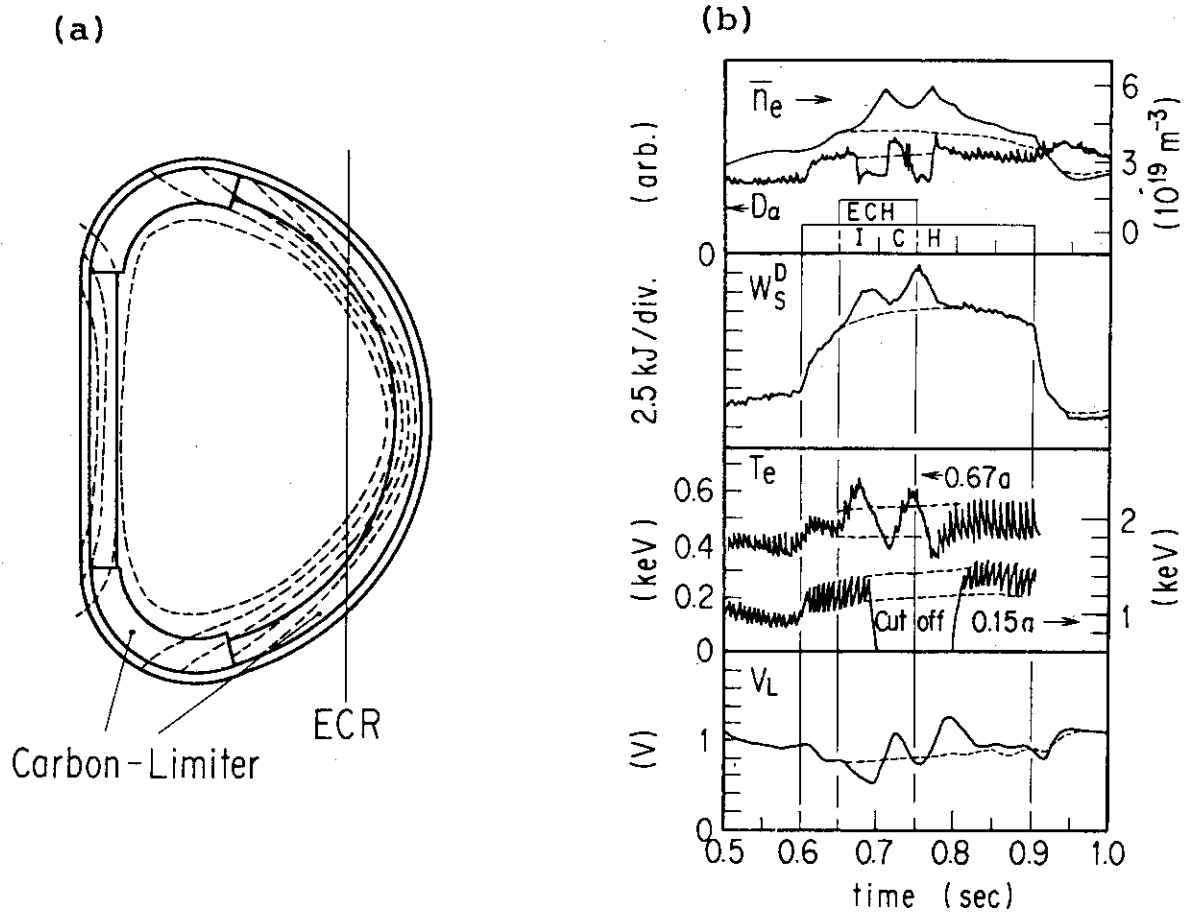


図 2.6.33 (a)リミター配位。ECR 層は  $0.71 a$  にある。  $I_p = 232 \text{ kA}$ 。  $B_0 = 1.27 \text{ T}$ 。(b)リミター H モードの時間発展。破線は ECH 無しの場合である。

## 2.7 電子サイクロトロン加熱と他の加熱法との比較

本節では、他のトカマクプラズマの加熱法、特に高周波による加熱法と比較した場合の電子サイクロトロン加熱の特徴を、この研究によって明らかになったことを含めて論じる。

まず、加熱の物理的な機構から考えると、電子サイクロトロン加熱は、トカマクプラズマ中をラーマ運動する電子のみ加熱する。もちろん、加熱された電子からプラズマイオンへは衝突によりエネルギーが伝えられるが、これはいわば二次的な効果であって、波動は、まず共鳴電子と無衝突な相互作用をしてその電子にエネルギーを与える。また、この相互作用は電子サイクロトロン共鳴層で起きるために、トカマクプラズマのようにプラズマ中の場所により磁場の強さが異なる場合には、電子サイクロトロン共鳴層の位置を変えることにより、局所的な加熱ができる。以上の二点が、最も大きな特徴であるといえる。

まず、この電子のみを局所的に加熱するという特徴を他の加熱法と比較してみよう。ジュール加熱は、トロイダル電界による電子加熱である。しかし、プラズマ表面での安全係数を変えたり、ガスパフなどで多少加熱パワーの付与分布を変えることはできるとはいえ、局所的に加熱を行うことはできない。次に、中性粒子入射 (NBI) 加熱は、イオンと電子を両方とも加熱する。ビームのエネルギーとプラズマの電子温度の関係で、イオンと電子に吸収されるパワーの比は変えることができるが、どちらか一方を選択的に加熱することはできない。また、加熱の局所性についても、ビームのエネルギーを変えたり、ビームラインを選択したりすることにより、多少は加熱場所を制御することができるが、真の局所加熱というには程遠い。ICRF 加熱は種々の加熱のスキームが有り (二イオンハイブリッド共鳴加熱、希少種加熱、高調波加熱、イオンバーンシュタイン波加熱)、原理的には、電子もイオンも加熱することができるが、電子やイオンへの付与パワーが、計算では、条件によって大きく変化する。現状では、理論と実験との加熱機構のすりあわせが行われている段階であり、電子あるいはイオンへの付与パワーの決定は難しい。低域混成波 (LHW) 加熱では、屈折率の磁場に平行な成分の制御や磁場を選ぶことにより電子加熱および原理的にはイオン加熱ができる。しかしながら、局所的な加熱は不可能でありまた波動の伝播特性は複雑である。つぎに、周波数の一番低いアルベン波加熱に対しては、まだ実験結果が少ないため決定的なことは、論ずることが出来ないが、波長が長いと局所的な加熱は行いにくいと考えられる。以上の加熱法が中型あるいは大型トカマクで一般的に用いられている加熱法であるが、これら他に、断熱圧縮加熱および乱流加熱等があるが、これらは、プラズマ全体の加熱であり、局所的加熱はできない。

以上述べたように、局所的な電子加熱を行うことができるのは ECH のみであり、加熱機構がはっきりしていること、そして加熱場所がはっきりしていることは、現在も解明されていないトカマクプラズマの閉込め、エネルギーと粒子の輸送、磁気流体 (MHD) 的性質などを研究し解明するためには、一番適した加熱法であると考えられる。

ECH を高周波加熱の一方法とみる場合には、トカマクプラズマ中での伝播特性が良いこと、および、プラズマとの結合が良いことが特徴に挙げられる。これは、ECW は波長の短い電磁波であるからである。ICRF 波や LHW のようにプラズマ周辺での波動の遮断領域が無いと、プラズマ中心部までの近接性が良い。また、ECW は非線形効果に対するパワーのしきい値が高いので、

プラズマ中心部まで波動のパワーを伝送することができる。また、ECW はホーンアンテナから真空中へ放射されるので、ICRF 加熱や LHW 加熱のようにプラズマとの結合が問題になることは無く、プラズマからの反射パワーも無視できるほど小さいため、プラズマへの結合は単純であり信頼性も高い。

また、ECH はプラズマの周辺加熱を行っても、NBI 加熱や ICRF 加熱と比べて不純物の混入が少なく、容器壁との相互作用の少ない加熱ができていますと考えられる。

さらに、本研究で示されたように、ECW は共鳴条件を選ぶことにより、高エネルギー電子と結合することができる。これにより、ECH は空間的に局所的な加熱が可能であるのみでなく、条件によっては、速度空間中のある程度局所的な加熱が可能であることがわかった。これは、将来、ECH による電流駆動、あるいは、プラズマ電流を駆動している高エネルギー電子へのエネルギー補給が ECH により可能であることを示すものである。

## 2.8 自由電子レーザーによるトカマクプラズマの電子サイクロトロン加熱

従来、ECHのためのミリ波源としてはジャイロトロン (Gyrottron) が用いられてきた。ジャイロトロンはサイクロトロン共鳴メーザー (CRM, Cyclotron Resonance Maser) の一種で、ヘリカルな中空電子ビームを持つものである [1]。現在の最大出力は単管で 200 kW、周波数は 60 GHz である。そして、さらに高い磁場中での大パワーの ECH を行うためには、さらに周波数とパワーを上げる必要がある。このため、現在、周波数 120 ~ 140 GHz、単管出力 1 MW のジャイロトロンが開発されつつある。

これに対し、一方では、ミリ波線として、自由電子レーザー (FEL, Free Electron Laser) の開発が進み、これを用いてトカマクプラズマの大パワーの ECH を行おうという動きが現れてきた。自由電子レーザーは、加速器からの電子ビームをウィグラー (Wiggler) と呼ばれる周期的な磁場中を通すことによりマイクロ波を発生させるものである [2]。この自由電子レーザーを用いる初めての、周波数 250 GHz 平均出力 2 ~ 3 MW の ECH 実験が、米国カリフォルニア大学ローレンスリバモア研究所で行われる予定であり、原研もこれに参加している [3]。

この自由電子レーザーから発振される高周波パルス (パルス幅 200 ~ 300 ns) は、ジャイロトロンからの連続的な高周波パルスと比べ次のような著しい特徴を持つ。

- ① 高周波パルスの波形が連続ではなく“楕形”で、一つの高周波パルスは極短パルスであること。この発振モードはバーストモードと呼ばれ、200 ns ごとに 50 ns 間だけ高周波の発振がある。
- ② 高周波のパワーが従来と比べて非常に大きいこと。最大瞬間パワーは 8 GW 出る予定であり、これは、60 GHz ジャイロトロン単管出力の 4 万倍に相当する。

この二つの著しい特徴は、ECH の加熱の物理的機構に基本的な新しい問題を課すことになる。すなわち、このような極短パルスの高周波に対して従来の ECH の加熱機構は働くかどうかということと、大パワーであるがゆえに、波動の電磁界が大きくなるため、どのような非線形効果が加熱に影響を及ぼすかということである。

次に、自由電子レーザーにより入射される電磁波の電界を求めてみる。一般に、波動の電界は、Poynting ベクトルの時間平均値

$$\langle \vec{N} \rangle = \langle \vec{E} \times \vec{H} \rangle \quad (2.8.1)$$

と波動のパワー P とを用いて次式から求めることができる。

$$\langle N \rangle = P/S \quad [\text{単位は } W/m^2] \quad (2.8.2)$$

ここに、S はマイクロ波ビームの断面積である。マクスウェル方程式の電磁誘導の法則  $\nabla \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$  (2.1.13) 式から平面波近似  $\exp i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)$  の近似を用いることにより、

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \vec{E} / (\omega / k) \quad (2.8.3)$$

である。また、 $\vec{E}$  と  $\vec{H}$  は  $\exp(-i\omega t)$  の時間依存性を持つ複素量であるが、それらの実部 (これが物理量) の積の時間平均は

$$\langle \vec{E} \times \vec{H} \rangle = \int_0^\infty \text{Re}(\vec{E}) \cdot \text{Re}(\vec{H}) dt / \int_0^\infty dt = (1/2) \vec{E} \times \vec{H} \quad (2.8.4)$$

となることに注意すると、結局 (2.8.2) 式は、

$$(1/2)E^2/\mu/(\omega/k)=P/S$$

すなわち,

$$E=\sqrt{2P\mu(\omega/k)/S} \quad (2.8.5)$$

と表せる。ここで、 $\mu \sim \mu_0$ ,  $\epsilon_0\mu_0 = 1/c^2$  から、 $\mu_0 = 1/(c^2\epsilon_0)$ , 屈折率  $n=c/(\omega/k)$  を用いると

$$E=\sqrt{2P/(Scn\epsilon_0)} \quad (2.8.6)$$

となる。従って、 $P=400$  [J] /  $50 \times 10^{-9}$  [s] =  $8 \times 10^9$  [W],  $S=4.0$  [cm]  $\times$   $3.7$  [cm],  $n \sim 1$ ,  $\epsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2) = 8.854 \times 10^{-12}$  [F/m] を代入すると、電界は  $E=5.1 \times 10^7$  [V/m] =  $510$  [kV/cm] となる。これに対して、JFT-2M などでの、 $200$  kW の波動は、パワーがほぼ  $4$  万分の  $1$  であるので電界は  $1/200$ , すなわち  $2.5$  kV/cm 程度である。

FEL からの電磁波の波動の電界がこのように大きくなってくると、波動の吸収には電子の捕捉による非線形効果が効いてくる [4] ことにより、パワーとともに吸収率は減少する。また、波動のパラメトリック効果の影響も出てくると予測されている [5]。

1989 年から始まる予定の ALCATOR-C での実験でこれらの点について明らかになるものと期待できる。

## 2.9 将来の熱核融合プラズマに対する電子サイクロトロン加熱の適用可能性

将来の熱核融合プラズマ (DT 反応での自己点火条件:  $\alpha$  粒子エネルギーによりプラズマが維持されるための条件) のパラメタは, 温度 10 ~ 20 keV, 密度とエネルギー閉込め時間の積 (2 ~ 3)  $\times 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{s}$  である。

磁場閉込め核融合装置 (トカマク, ステラレーター, ヘリオトロン, ミラー, ピンチ等) に於いては, 電子サイクロトロン加熱が適用可能である。特に, このような高温, 高密度のプラズマに対しては, 本論文 2.3.3 節及び 2.5.2 節に述べられているように, 電子サイクロトロン周波数帯の波動の電子サイクロトロン共鳴層での吸収率は, 異常波はもとより, 正常波でも, ほぼ 100% となるために, 電子サイクロトロン加熱は非常に有効であろうと考えられる。

この場合に注意しなければならないのは, 波動の近接性であり, 密度が高い場合には, 波動の遮断領域を避けるために, 磁場強度を強くしなければならない。例えば, 技術的に一番簡単な正常波のトラス外側からの入射を考えると, 波動の遮断はプラズマ周波数で起きる (2.2.17 式) ため,  $f_{ce} > f_p$  の条件が必要で

密度  $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  に対しては, 磁場  $B > 3.21 \text{ T}$ ,  $f > 89.8 \text{ GHz}$

密度  $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  に対しては, 磁場  $B > 6.42 \text{ T}$ ,  $f > 179.6 \text{ GHz}$

密度  $n_e = 3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  に対しては, 磁場  $B > 9.63 \text{ T}$ ,  $f > 269.4 \text{ GHz}$

が必要である。従って, ECH により高密度の熱核融合プラズマを加熱するには, 密度が高くなるに従い, 高い磁場, 高い周波数が必要になる。しかしながら, 上記の自己点火プラズマに必要なこれらのパラメタは, 充分実現可能な範囲内にあると考えられる。実際, 磁場強度に関しては, 現在の常伝導コイルを持つ大型トカマクでも, 4.5 ~ 5 T の実験が行われている。また, 小型の超伝導トカマクでは, 既に 9 ~ 10 T が得られている。ミリ波の発振源にしても, ジャイロトロンで, 現在 60 ~ 90 GHz の実験が行われている。また, 120 ~ 140 GHz, 280 GHz, 560 GHz のジャイロトロンの開発も進められている。さらに, 自由電子レーザーは, 140 GHz の発振に成功し, 現在 250 GHz のものを開発中である。このように, ECH による熱核融合プラズマの加熱は, 技術的にも, 数年後には, 可能な範囲内にあるといえる。

また, 加熱手段の簡略化という観点からみた場合, ECH は最適であると考えられる。というのは, 本章で述べられたように, ECH により, プラズマの生成 (特に, トロイダル電界を持たないステラレーター, ヘリオトロン, ミラーにとって不可欠である), プラズマの (局所) 加熱, プラズマの分布の制御 (安定化), 電流駆動のすべてが, 原理的に可能であるからである。従って, ECH は, 将来, 基幹的な加熱手段となりうると考えられる。ECH と, 他のプラズマ密度の分布制御手段 (ペレット等) により, 熱核融合プラズマの制御が行われることになるであろう。

また, ECH による局所加熱を, プラズマの熱伝導率の測定等の測定手段として用いることも可能になると考えられる。

## 2.10 本章の結論

本章の研究に於いて、電子サイクロトロン周波数帯の高周波によるトカマクプラズマの加熱について、物理的な検討を行い (2.1 節, 2.2 節), 周波数 28 GHz の実験を JFT-2 トカマク (2.3 節), 周波数 60 GHz の基本波による実験をダブレット III トカマクで行い (2.4 節), 実験結果の解析を行った。さらに、周波数 60 GHz の電子サイクロトロン加熱装置の設計, 試験を行い (2.5 節), JFT-2 M トカマクに於いて、二倍高調波による ECH 実験を行い, 実験結果の解析を行った (2.6 節)。さらに、以上の実験結果から ECH と他の加熱法との比較を行い (2.7 節), 新しい加熱手段である自由電子レーザーによる ECH について述べた (2.8 節)。最後に、以上の実験結果及び検討結果から、将来の熱核融合プラズマに対する ECH の適用可能性について論じた (2.9 節)。

以上の研究により、ECH による加熱技術を確立し、また ECH によるプラズマの局所加熱を実証することができた。また、本研究により、トカマクプラズマの周辺部の電子加熱により、高効率閉込めモードの生成が可能であること、及び ECH によりトカマクプラズマの電流を担う、高エネルギー電子にエネルギーを与えることができることを、初めて示すことができた。さらに、以上の実験結果ならびに検討結果から、将来の熱核融合プラズマの加熱手段として、ECH は非常に有効であり、物理的にも、技術的にも基幹的な加熱手段となりうるものであることを示した。

### 3. 電子サイクロトロン周波数帯の高周波によるトカマクプラズマ の診断

#### (電子サイクロトロン放射測定)

#### 3.1 トカマクプラズマからの電子サイクロトロン放射 (ECE)

電子サイクロトロン放射 (Electron Cyclotron Emission, ECE) は、プラズマ中の磁力線にまきついて螺旋運動 (ラーマ回転という) する電子からの放射 (radiation) である。トカマク装置の磁場強度 (JFT-2M では  $B_0 = 0.8 \sim 1.4$  T) では、ECE の周波数は、ミリ波 (あるいはマイクロ波) 帯となる。この ECE の強度あるいはスペクトルを測定することによりプラズマ中の局所的な電子温度、電子密度の構造などに関する情報を得ることができる。

本節ではトカマクプラズマからの電子サイクロトロン放射に関する基本的な事項についてまとめる。

##### 3.1.1 真空磁場中をラーマ回転する一個の電子から発する ECE

本節では、真空磁場中をラーマ回転する一個の電子から発する ECE の理論について簡単にまとめる。

トカマクプラズマ中の一個の自由電子は、外部磁場の磁力線に巻きついてラーマ回転する。この加速度運動のために、電子はミリ波帯の波長をもつ電磁波を放射する。これが、電子サイクロトロン放射 (ECE) である。相対論的な効果も考慮すると、放射される ECE の周波数は、磁場強度と電子の速度により決まる。

電子を、磁場  $B_0$  中を、速度  $v$  で運動する電荷  $e$  と質量  $m_e$  をもつ荷電粒子としてモデル化すると、運動方程式は、

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e(\vec{v} \times \vec{B}_0) \quad (3.1.1)$$

となる。ここに、

$$\vec{p} = m_e \vec{v} = \frac{\varepsilon}{c^2} \vec{v} \quad (\text{運動量})$$

$$\varepsilon = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} = \gamma m_0 c^2 = m_e c^2 \quad (\text{エネルギー})$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$\beta = v/c = \sqrt{\frac{v_{\parallel}^2}{c^2} + \frac{v_{\perp}^2}{c^2}} = \sqrt{\beta_{\parallel}^2 + \beta_{\perp}^2}$$

$m_0$ : 静止質量



c: 真空中の光速

である。また、//と⊥は、それぞれ、磁場  $B_0$  に平行な成分と垂直な成分を表わす。(3.1.1) 式のデカルト座標系 (x, y, z) に於ける (但し、 $\vec{z} // \vec{B}_0$  とする。図 3.1.1 参照) 解は [1],

$$\vec{v} = \hat{x} v_{\perp} \cos \omega_0 t + \hat{y} v_{\perp} \sin \omega_0 t + \hat{z} v_{\parallel} \quad (3.1.2)$$

$$\vec{\rho} = \hat{x} \frac{v_{\perp}}{\omega_0} \sin \omega_0 t - \hat{y} \frac{v_{\perp}}{\omega_0} \cos \omega_0 t + \hat{z} v_{\parallel} t$$

と書ける。但し、 $\vec{\rho}$  は位置ベクトルであり、また

$$\omega_0 = -\frac{eB_0}{m} \sqrt{1-\beta^2} = \omega_b \sqrt{1-\beta^2}$$

$\omega_b$ : 非相対論的極限での電子サイクロトロン周波数

である。(3.1.2) 式で表される粒子軌道は、ラーマ半径  $r = p_{\perp} / (eB_0)$  とピッチ角  $\tan^{-1} (\ell/r) = \tan^{-1} \frac{2\pi}{r} \frac{dz}{d\phi} = \tan^{-1} \frac{2\pi}{r} \frac{v_{\parallel}}{\omega_0}$  をもつ円形の螺旋である。ここに、 $\ell$  は螺旋のピッチ、 $\phi$  は z 軸のまわりの方位角である。

(3.1.2) 式の螺旋軌道を描いて運動する一個の電子からの放射パワーを計算するためには、電子による電磁場の表式を得てポインティング (Poynting) ベクトルを計算すれば良い。その電子による電磁場の表式を得るためには、" 遅延 (retardation) " という概念を用いなければならないのは周知の通りである [1, 2, 3, 4]。すなわち、電子の位置 (すなわち、波動の源の位置) を  $P' (t')$  で表わし、その位置ベクトルと速度を、それぞれ  $\vec{\rho} (t')$ 、 $\vec{v} (t')$  で表わす (図 3.1.2)。また、観測者 (あるいは、場の点) の位置を P で表わす。ここで、時刻  $t'$  は、 $P'$  から放射された速度 c の信号が、時刻  $t$  に P 点に届くという関係を満たすようにとられた時刻であるとする。いかえると、時刻  $t'$  に  $P'$  を発した信号は、時刻  $t$  に P に達するということである。" 遅延条件 (retardation condition) " というのは、源点  $P' (\vec{\rho}, t')$  と場点  $P (\vec{r}, t)$  との間の距離  $R (t')$  を関係付ける式

$$R (t') = c(t - t') \quad (3.1.3)$$

のことである。

真空中の点電荷のつくる場は Lienard-Wiechert のポテンシャルにより

$$\begin{aligned} \phi (\vec{r}, t) &= \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{1}{gR} \right]_{t'} \\ \vec{A} (\vec{r}, t) &= \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{\vec{v}}{gR} \right]_{t'} \end{aligned} \quad (3.1.4)$$

と表わせる。ここで、 $\phi$  はスカラーポテンシャルで、 $\vec{A}$  はベクトルポテンシャルである。さらに、

$$\begin{aligned} \vec{\beta} &= \vec{v}/c \\ g &= 1 - \hat{q} \cdot \vec{\beta} \text{ (非相対論的極限 } \beta \rightarrow 0 \text{ では、} g \rightarrow 1 \text{ である)} \\ \hat{q} &= \vec{R}/R \text{ (} P' \text{ から } P \text{ へ向かう単位ベクトル)} \end{aligned}$$

であり、 $[ ]_{t'}$  はブラケットの中の値が遅延時刻  $t'$  のものであることを表わす。(3.1.4) 式を用いると、電界  $\vec{E} (\vec{r}, t)$  と磁界  $\vec{B} (\vec{r}, t)$  は次式から求めることができる。

$$\vec{E} (\vec{r}, t) = -\vec{\nabla} \phi (\vec{r}, t) - \frac{\partial}{\partial t} \vec{A} (\vec{r}, t)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r}, t). \quad (3.1.5)$$

ここで、勾配は時刻  $t'$  ではなく、時刻  $t$  でとることに注意し、次の変換式

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial t'}{\partial t} \frac{\partial}{\partial t'} = \frac{1}{g} \quad (3.1.6)$$

$$\vec{\nabla} = \vec{\nabla}_r - \frac{\vec{q}}{gc} \frac{\partial}{\partial t'} \quad (3.1.7)$$

を用いると、場の点  $P(\vec{r}, t)$  に於ける  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  と  $\vec{B}(\vec{r}, t)$  は、以下のように求まる。

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{(1-\beta^2)(\vec{q}-\vec{\beta})}{g^3 R^2} + \frac{\vec{q} \times \{(\vec{q}-\vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}\}}{g^3 RC} \right] \\ \vec{B} &= \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{(1-\beta^2)\vec{\beta} \times \vec{q}}{g^3 R^2} + \frac{\vec{q} \times \{\vec{q} \times [(\vec{q}-\vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}]\}}{g^3 RC} \right] \\ &= \frac{1}{c} \vec{q} \times \vec{E}. \end{aligned} \quad (3.1.8)$$

ここで、 $\frac{\partial}{\partial t'} (\vec{R} \cdot \vec{v}) = \frac{\partial}{\partial t'} \{(\vec{r}-\vec{\rho}) \cdot \vec{v}\} = \vec{R} \cdot \dot{\vec{v}} - v^2$  の関係を用いた。(3.1.8) 式からわかるように、磁界  $\vec{B}$  は、電界  $\vec{E}$  と遅延半径ベクトル  $\vec{R}$  (あるいは  $\vec{q}$ ) に、垂直である。 $\vec{E}$  の第一項である  $1/R^2$  で変化する項は、運動している電荷の作る静磁場であり、加速度には依存しない。 $\vec{E}$  の第二項は、放射場を表わし、 $\dot{\vec{\beta}}$  に比例し、 $1/R$  で弱くなる。Poynting 束の計算には  $\vec{E}$  と  $\vec{B}$  の第二項のみ用いる。観測点は、電荷から遠距離にあるとし、加速の間に  $\vec{q}$  と  $\vec{R}$  は殆ど変化しないと考える。

立体角  $d\Omega$  の中を流れ、点  $P$  に於ける面積  $dS$  を通過する全エネルギーは、

$$W(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\Omega} (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot d\vec{S} dt \quad (3.1.9)$$

と表わせる (図 3.1.3)。立体角の定義  $d\Omega = dS/r^2$  により、この式は

$$W(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\Omega} (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot R^2 d\Omega \vec{q} dt \quad (3.1.10)$$

となる。今後、単位立体角内のエネルギー束を考え ( $d\Omega = 1$ )、(3.1.8) 式をこの式に代入すると、

$$W(\Omega) = \frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c} \int_{t_1}^{t_2} \left| \frac{\vec{q} \times \{(\vec{q}-\vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}\}}{g^3} \right|^2 dt \quad (3.1.11)$$

を得る。ここで、次の関係式  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ 、 $\epsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$  を用いた。変数変換  $t \rightarrow t'$  を行い、

$$dt = \frac{\partial t}{\partial t'} dt' = g dt'. \quad (3.1.12)$$

さらに、放射場に成立つ関係式  $\vec{E} \cdot \vec{q} = 0$  を用いると、

$$W(\Omega) = \frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c} \int_{t'} \frac{|\vec{q} \times \{(\vec{q}-\vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}\}|^2}{g^5} dt' \quad (3.1.13)$$

を得る。

次に放射の周波数スペクトラムを得るには、(3.1.11) 式のフーリエ (Fourier) 変換を求めればよい。すなわち、時間フーリエ変換

$$\bar{Q}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{Q}(t) e^{-i\omega t} dt$$

$$\bar{Q}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{Q}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (3.1.14)$$

を行う。デルタ関数の次式の表現

$$\delta(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} dt \quad (3.1.15)$$

を用いることにより、次の式 (Parseval の式) を得る。

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} f(t)g(t)dt \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \{f(\omega)g^*(\omega) + f^*(\omega)g(\omega)\} d\omega. \end{aligned} \quad (3.1.16)$$

ここで、アスタリクスは複素共役を表わす。この式から

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t)^2 dt = \int_0^{\infty} \frac{1}{\pi} |f(\omega)|^2 d\omega \quad (3.1.17)$$

が得られ、(3.1.11) 式は

$$\begin{aligned} W(\Omega) &= \frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c} \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\pi} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{\mathbf{q}} \times \{(\bar{\mathbf{q}} - \bar{\boldsymbol{\beta}}) \times \dot{\bar{\boldsymbol{\beta}}}\}}{g^3} e^{-i\omega t} dt \right|^2 \\ &= \int_0^{\infty} W(\omega, \Omega) d\omega \end{aligned} \quad (3.1.18)$$

となる。ここに、

$$W(\omega, \Omega) = \frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{\mathbf{q}} \times \{(\bar{\mathbf{q}} - \bar{\boldsymbol{\beta}}) \times \dot{\bar{\boldsymbol{\beta}}}\}}{g^3} e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (3.1.19)$$

であり、スペクトルエネルギー密度という。(3.1.3) 式と (3.1.12) 式を用いて変数を  $t$  から  $t'$  に変換すると、

$$W(\omega, \Omega) = \frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{\mathbf{q}} \times \{(\bar{\mathbf{q}} - \bar{\boldsymbol{\beta}}) \times \dot{\bar{\boldsymbol{\beta}}}\}}{g^2} e^{-i\omega \left(t' + \frac{R(t')}{c}\right)} dt' \right|^2$$

となり、さらに場点  $P$  は、源点  $P'$  と原点  $O$  から遠方にあるとすると

$$\begin{aligned} R(t') &= |\vec{r} - \vec{\rho}| = \sqrt{(\vec{r} - \vec{\rho})^2} = r \sqrt{1 - 2 \frac{\rho \cos \theta}{r} + \frac{\rho^2}{r^2}} \\ &\sim r \left(1 - \frac{\rho \cos \theta'}{r}\right) \quad (\text{図3.1.4を参照}) \\ &= r - \bar{\mathbf{q}} \cdot \vec{\rho}(t') \end{aligned}$$

となり、

$$W(\omega, \Omega) = \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\vec{q} \times \{(\vec{q} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}\}}{g^2} e^{-i\omega \left( t' - \frac{\vec{q} \cdot \vec{\rho}(t')}{c} \right)} dt' \right|^2$$

が得られる。ここで、 $|e^{-i\omega \frac{r}{c}}| = 1$  の関係を用いた（この項は  $t'$  に依存しない定数である）。 $\frac{1}{g^2}$   
 $[\vec{q} \times \{(\vec{q} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}\}] = \frac{d}{dt'} \left\{ \frac{\vec{q} \times (\vec{q} \times \vec{\beta})}{g} \right\}$  の関係に注意すると、 $W(\omega, \Omega)$  は次のようになる。

$$W(\omega, \Omega) = \frac{e^2 \omega^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c^3} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \vec{q} \times (\vec{q} \times \dot{\vec{v}}) e^{-i\omega \left( t' - \frac{\vec{q} \cdot \vec{\rho}(t')}{c} \right)} dt' \right|^2 \quad (3.1.20)$$

図3.1.5のように、伝播ベクトルが、xz平面上にあるようにx軸をとると、

$$\vec{q} = \vec{x} \sin\theta + \vec{z} \cos\theta \quad (3.1.21)$$

となる。すると、(3.1.20) 式の指数の項は、(3.1.2) 式を用いて

$$\begin{aligned} e^{-i\omega \left( t' - \frac{\vec{q} \cdot \vec{\rho}(t')}{c} \right)} &= e^{it'(-1 + \beta_r \cos\theta)} e^{i \left( \frac{\omega}{\omega_0} \beta_{\perp} \sin\theta \right) \sin\omega_0 t'} \\ &= e^{it'(-1 + \beta_r \cos\theta)} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im\omega_0 t'} J_m(p) \end{aligned} \quad (3.1.22)$$

となる。ここに、 $p = \frac{\omega}{\omega_0} \beta_{\perp} \sin\theta$  であり、次のベッセル関数の関係式を用いた。

$$e^{i p \sin\omega_0 t'} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im\omega_0 t'} J_m(p). \quad (3.1.23)$$

(3.1.20) 式の積分は、以下の三つの積分を用いて計算できる。

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(p \sin\omega_0 t' + \omega t' (\beta_r \cos\theta - 1))} dt' \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(p) 2\pi \delta(\omega_1). \end{aligned} \quad (3.1.24a)$$

ここに、 $\omega_1 = m\omega_0 + \omega (\beta_r \cos\theta - 1)$  であり、(3.1.23) 式と (3.1.15) 式を用いた。

$$\begin{aligned} I_2 &= \int_{-\infty}^{\infty} \sin\omega_0 t' e^{i(p \sin\omega_0 t' - \omega t' (\beta_r \cos\theta - 1))} dt' \\ &= -2\pi i \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{dJ_m(p)}{dp} \delta(\omega_1). \end{aligned} \quad (3.1.24b)$$

これは、(3.1.24 a) 式を、 $p$  で微分することにより得られる。

$$\begin{aligned} I_3 &= \int_{-\infty}^{\infty} \cos\omega_0 t' e^{i(p \sin\omega_0 t' - \omega t' (\beta_r \cos\theta - 1))} dt' \\ &= -\frac{(\beta_r \cos\theta - 1)}{\beta_{\perp} \sin\theta} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(p) 2\pi \delta(\omega_1). \end{aligned} \quad (3.1.24c)$$

これは、変数変換  $s = p \sin\omega_0 t' + \omega t' (\beta_r \cos\theta - 1)$  の微分  $ds = p\omega_0 \left( \cos\omega_0 t' + \frac{(\beta_r \cos\theta - 1)}{p\omega_0} \right) dt'$  を用いて得られる。 $s$  についての積分は0になる。

(3.1.20) 式のベクトル三重積は、

$$\begin{aligned} \vec{\hat{q}} \times \vec{\hat{q}} \times \vec{v} &= -\vec{\hat{x}}(v_{\perp} \cos^2 \theta \cos \omega_0 t' - v_{\parallel} \sin \theta \cos \theta \\ &- \vec{\hat{y}} v_{\perp} \sin \omega_0 t' \\ &+ \vec{\hat{z}}(v_{\perp} \cos \theta \sin \theta \cos \omega_0 t' - v_{\parallel} \sin^2 \theta) \end{aligned} \quad (3.1.24d)$$

となる。

放射パワーは、W を次式の放射時間 [1]

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega_1 t'} dt' = 2\pi \delta(\omega_1) \quad (3.1.25)$$

で割ることにより得られる。その結果得られる放射パワー自発放射の係数と呼び、 $\eta_{\omega}$  で表わす。

$$\begin{aligned} \eta_{\omega}(\omega, v, \theta) &= \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c} \sum_{m=1}^{\infty} \left| \begin{array}{l} -\vec{\hat{x}} \frac{\cos \theta}{\sin \theta} (\cos \theta - \beta_{\parallel}) J_m(p) \\ -\vec{\hat{y}} i \beta_{\perp} \frac{dJ_m(p)}{dp} \\ \vec{\hat{z}} (\cos \theta - \beta_{\parallel}) J_m(p) \end{array} \right| \delta(\omega_1) \\ &= \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c} \left[ \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{\cos \theta - \beta_{\parallel}}{\sin \theta} \right)^2 J_m^2(p) + \beta_{\perp}^2 J'_m(p)^2 \right] \times \delta(\omega_1) \end{aligned} \quad (3.1.26)$$

ここに、

$$p = \frac{\omega}{\omega_0} \beta_{\perp} \sin \theta, \quad \omega_1 \equiv m\omega_0 - \omega(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta),$$

$$J'_m(p) \equiv \frac{dJ_m(p)}{dp}$$

である。

ある m 倍高調波への全放射パワー  $\eta_m^T$  は、(3.1.26) 式を  $\omega$  と  $d\Omega$  について積分することにより次のように得られる。

$$\eta_m^T = \frac{e^2 \omega_0^2}{2\pi \epsilon_0 c} \frac{1 - \beta_0^2}{\beta_0} [m \beta_0^2 J'_{2m}(2m\beta_0) - m^2 (1 - \beta_0^2) \times \int_0^{\beta_0} J_{2m}(2mt) dt] \quad (3.1.27)$$

ここに、 $\beta_0 \equiv \beta_{\perp} / \sqrt{1 - \beta_{\parallel}^2}$  である。全パワー  $\eta^T$  は、(3.1.27) 式をすべての m について積分することにより得られる。

$$\eta^T = \frac{e^2 \omega_0^2}{6\pi \epsilon_0 c} \left[ (1 - \beta_{\parallel}^2) \left( \frac{\epsilon}{m_0 c^2} \right)^2 - 1 \right]. \quad (3.1.28)$$

非相対論的電子 ( $m\beta \ll 1$ ) に対しては、ベッセル関数は、微少なパラメタについて漸近展開できて、 $\beta_{\parallel} = 0$  に対しては

$$\eta_m^T = \frac{e^2 \omega_0^2}{2\pi \epsilon_0 c} \frac{(m+1)m^{2m-1}}{(2m+1)!} \beta^{2m} \quad (3.1.29)$$

と表わすことができる。スペクトラムは、離散的になる (図 3.1.6)。線強度は、 $\eta_{m+1}^T/\eta_m^T \sim (v/c)^2$  で急激に小さくなる。 $\beta < 1$ ,  $m = 1$  に対する微分放射強度は、

$$\eta_\omega(\theta) = \frac{e^2 \omega^2}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3} v_1^2 (1 + \cos^2 \theta) \delta[\omega_b - \omega(1 - \beta_\parallel \cos \theta)] \quad (3.1.30)$$

となる。磁力線に沿う方向 ( $\theta = 0$ ) に対しては、磁力線に垂直方向 ( $\theta = \pi/2$ ) の二倍の強度の放射がある。 $\theta = 0$  に対しては、波動は円偏波しており、 $\theta = \pi/2$  に対しては、波動は直線偏波している。その間の角度では、波動は楕円偏波である。

(3.1.26) 式から放射強度は、二つの部分から成ることがわかる。一つは、波動の電界が  $\bar{B}_0$  に平行な部分

$$\eta_\omega^{(0)}(\pi/2) = \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c} \sum_{m=1}^{\infty} \beta_\parallel^2 J_m^2(m\beta_\parallel) \delta(m\omega_0 - \omega) \quad (3.1.31a)$$

であり、もう一つは、波動の電界が磁場  $\bar{B}$  に垂直な部分

$$\eta_\omega^{(x)}(\pi/2) = \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c} \sum_{m=1}^{\infty} \beta_\perp^2 J_m^2(m\beta_\perp) \delta(m\omega_0 - \omega) \quad (3.1.31b)$$

である。これらの二つのモードは、それぞれ正常波 (ordinary wave) 及び異常波 (extraordinary wave) と呼ばれる。(3.1.31 a) 式からわかるように、もし  $v_\parallel = 0$  なら、正常波の放射強度は零である。

### 3.1.2 ECE の線スペクトル幅の広がり機構 [1]

ここまでにおいては、一つの電子が無限の時間無限に長い波列を放射するという周期的運動を考えてきたが、この場合は、スペクトル線は (3.1.30) 式で表されるような線スペクトルであった。しかしながら、以下にまとめるような、スペクトル線の幅を広げる機構がある。

#### (1) 放射による拡大

これは、電子が放射を行うことにより、自身の持つエネルギーを消費するために生ずる。周波数幅は、 $\sim 1/\tau$  で表される。ここに、 $\tau$  は、エネルギーが初期に持つエネルギーの  $1/e$  に減少するに要する時間である。(3.1.28) 式を時間積分することにより、

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{3\pi\epsilon_0 m_0 c^3}{e^2 \omega_b^2} \ln \left( \frac{\epsilon(0) - m_0 c^2 + 5.44 m_0 c^2}{\epsilon(0) + m_0 c^2} \right) \\ &= 2.58/B_0 [\text{T}] \text{sec. (但し } \beta < 1) \end{aligned} \quad (3.1.32)$$

を得る。ここに、 $\beta_\parallel = 0$  とした。例えば、 $B_0 = 1.0 \text{ T}$  に対して  $\tau = 2.58 \text{ sec}$  であり、広がり、 $0.4 \text{ Hz}$  である。この機構は一番小さな線幅を与える。

#### (2) 衝突による拡大

放射を行っている電荷がプラズマ中の他の粒子と衝突することにより、衝突周波数  $\nu$  程度の線幅の広がりがある。低衝突周波数  $\nu \ll \omega$  に対しては (3.1.30) 式のデルタ関数を次のローレンツ型関数 (Lorentzian function) で置換えればよい [5]。

$$\frac{1}{\pi} \frac{\nu(v)}{\{\omega_b - (1 - \beta_\parallel \cos \theta)^2 + \nu^2(v)\}} \quad (3.1.33)$$

$\nu < \omega$  が満たされない場合には制動放射の寄与も大きくなって来る。

(3) ドップラー広がり

電子の乱雑な (random) 運動は、ドップラー広がりを線幅に与える。放射係数  $j_\omega$  は、

$$j_\omega = \int \eta_\omega(\vec{p}) f(\vec{p}) d\vec{p} \quad (3.1.34)$$

で与えられる。ここに、 $\eta_\omega$  は (3.1.30) 式の放射率であり、 $f(\vec{p})$  は運動量分布関数である。マクスウェル分布に対しては

$$j_\omega = \frac{\omega_0^2 \omega^2}{16\pi^2 \sqrt{\pi} c^3} (mv_0^2) (1 + \cos^2\theta) \frac{1}{\Delta} e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Delta^2}} \quad (3.1.35)$$

となる。ここに、

$$v_0 = \sqrt{\frac{\kappa T}{m}}$$

$$\Delta = \sqrt{2} \frac{v_0}{c} \omega \cos\theta$$

である。このように、線幅の形は、幅  $\Delta$  をもつガウス型になる。

(4) 相対論的効果による広がり

電子のエネルギーが大きくなるに従い、相対論的効果により、電子の質量は大きくなる。そのため、電子サイクロトロン周波数 (3.1.2) 式は小さくなる。すなわち、一様な磁場中でも、電子サイクロトロン周波数は、電子のエネルギーにより異なる。この効果による線幅は  $\omega (v_0/c)^2$  の程度である。

(5) 放射の自己吸収

プラズマの光学的厚さが 1 に近く大きな場合には、放射の強度は、黒体放射強度に近づく。このようなプラズマ中に於いては、放射強度は黒体放射強度を越えることができずに、放射エネルギーはより広い周波数範囲に広がる。

(6) プラズマの分散の効果による広がり

密度の高いプラズマ中  $\omega < \omega_p$  では、分散効果が線幅に影響を与える。低密度に於いては、吸収幅の形は対称なローレンツ型である。しかし、 $\omega_p/\omega$  が増大すると、吸収幅の形は非対称になってくる。

放射係数は

$$j_\omega = n_r^2 \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} \kappa T \alpha_\omega \quad (3.1.36)$$

となる。ここに、

$n_r$ : ray の屈折率 (定義は次節 (3.1.67) 式参照)

$\alpha_\omega = -2 \text{Im}(\mathbf{k})$  (吸収係数)

$\mathbf{k}$ : 波数ベクトル

である。

(7) 磁場の不均一性による広がり

電子サイクロトロン周波数は、磁場強度の関数であるので、磁場強度の不均一性は  $\Delta\omega_0$  程度

の広がりを与える。

### 3.1.3 ECE に対する多粒子の効果——吸収, キルヒホッフの法則——

前節では, 真空中の一個の放射する ECE について記述された。本節では, ECE に対する多粒子の効果について述べる。すなわち, 他の粒子との相互による吸収の効果である。この効果のために, ECE の強度や周波数スペクトルは, 真空中の一個の電子から放射されるものから異なってくる。プラズマの分散の効果は, 多粒子による効果と考えられるが本節では省く。まず, 吸収媒質中のエネルギーの輸送の考察から始める。

#### (1) エネルギー保存則

観測される放射は, 個々の放射体からの放射の和であるから, 観測点での ECE の電磁場の振幅と位相はランダムな揺動をしている。従って, ECE を記述するには, エネルギー密度やエネルギー束などの, 統計的に平均された量を用いるのが適している。一般的には, 放射エネルギー密度は,  $\vec{E} \cdot \vec{E}$  や  $\vec{H} \cdot \vec{H}$  の二次の汎関数であり, エネルギー束は  $\vec{E} \cdot \vec{H}$  の二次の汎関数である。これらの関数の時間平均が問題となる。

二つの時間の任意関数  $V(t)$ ,  $W(t)$  の時間平均は

$$\langle V(t)W^*(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} V(t)W^*(t) dt \quad (3.1.37)$$

で定義される。ここで, これらの関数は,  $-\frac{T}{2} \leq t \leq \frac{T}{2}$  の外側の領域では,  $V(t) = W(t) = 0$  となっていると仮定する。すると, (3.1.37) 式は

$$\langle V(t)W^*(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V(\omega)W^*(\omega)}{2\pi} d\omega \quad (3.1.38)$$

とフーリエ変換される。ここで, (3.1.15) 式の関係を用いた。量  $G(\omega)$  は,

$$G(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{V(\omega)W^*(\omega)}{2\pi T} \quad (3.1.39)$$

$$\langle V(t)W^*(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) d\omega$$

で表わされ, 相互スペクトルパワー密度 (cross spectral power density) と呼ばれる。さらに, 全系は, 時間変化しないとする。すなわち, 平均値は, 時間の原点の取り方によらないとする。このことは, 以下に定義される相関関数  $R(\tau)$  は時間の間隔  $\tau$  のみの関数であることを意味する。

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} V(t)W^*(t-\tau) dt \quad (3.1.40)$$

この式のフーリエ変換により, 相関関数  $R(\tau)$  はスペクトルパワー密度  $G(\omega)$  のフーリエ変換であるというウィナーヒンチン (Wiener-Khinchine) の定理を得る:

$$R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega$$

$$G(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (3.1.41)$$



もし、正の周波数スペクトラムを

$$G_0(\omega) = \begin{cases} 2G(\omega) & \omega \geq 0 \\ 0 & \omega < 0 \end{cases} \quad (3.1.42)$$

で定義すれば、実の信号 (関数) に対して

$$R(\tau) = \int_0^\infty G_0(\omega) \cos \omega \tau \, d\omega$$

$$G_0(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty R(\tau) \cos \omega \tau \, d\tau \quad (3.1.43)$$

となる。従って、ポインティングベクトルに対するスペクトル束密度  $\vec{F}(\omega)$  J/rad./m<sup>2</sup> は

$$\vec{F}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\vec{E}(\omega) \times \vec{H}(\omega)}{\pi T} \quad (3.1.44)$$

となる。このスペクトル束密度を用いるとエネルギー保存則は

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F}(\omega) = \langle \vec{J} \cdot \vec{E} \rangle_\omega \quad (3.1.45)$$

と書ける。ここに、 $\langle \vec{J} \cdot \vec{E} \rangle_\omega$  は、 $\vec{J}(t) \cdot \vec{E}(t)$  のスペクトル密度であり、吸収過程と放射過程を含むものである。次節では、 $\vec{F}(\omega)$  よりも便利な変数を導入する。

(2) 幾何光学近似と放射の特性強度 (specific intensity)

以下の仮定

- \* その媒質の光学的性質は、場所とともにゆっくり変化し、その変化の特性的長さは媒質中の放射の波長よりもずっと長い

が成立つ時には、放射は、放射 (ray) の束となって輸送されると考えられる。この近似を幾何光学近似という。以後、この近似が成立っていると仮定する。すると、スペクトル束密度  $F(\omega)$  のかわりに、放射の特性強度 (specific intensity) という新しい変数を定義することができる。

まず、 $da$  を、その外向き法線が、単位ベクトル  $\vec{p}$  (図 3.1.7) の方向を向く微小面積であるとする。放射源の各要素は  $da$  に ray の管を送り、それらの中心の ray は、立体角  $d\Omega$  の錐をなす。微分束の強度  $d\vec{F}_\omega \cdot \vec{p}$  は、 $d\Omega$  に比例するので

$$dF_\omega = I_\omega(\vec{s}) d\Omega$$

と表わせる。ここに、 $I_\omega$  は、放射の特性強度 (specific intensity of radiation) と呼ばれる比例係数である。すると

$$d\vec{F}_\omega \cdot \vec{p} = dF_\omega \cos \xi = I_\omega(\vec{s}) \cos \xi \, d\Omega \quad (3.1.46)$$

と書き表わせる。立体角  $d\Omega$  内の、面積  $da$  を通過する周波数スペクトル幅  $d\omega$  をもつ放射の平均パワー  $dP_\omega = dF_\omega / dt$  は

$$dP_\omega(\vec{s}) = I_\omega(\vec{s}) \cos \xi \, d\Omega \, d\omega \, da \quad (3.1.47)$$

となる。このように、放射の特性強度  $I_\omega(\vec{s})$  は、J/s/m<sup>2</sup>/sterad/rad の単位をもつ。全放射束は、

$$F_\omega = \int_{0 \leq \xi \leq \pi} I_\omega(\vec{s}) \cos \xi \, d\Omega \quad (3.1.48)$$

となる。極座標 (図 3.1.8) の場合には、 $d\Omega = dS/r^2 = \sin \xi \, d\xi \, d\phi$  となり、

$$F_{\omega} = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} L_{\omega}(\xi, \phi) \sin \xi \cos \xi \, d\xi d\phi \quad (3.1.49)$$

と表わせる。等方的な放射場に対しては、 $L_{\omega}(s) = L_{\omega} = \text{const.}$  となり  $F_{\omega}$  は 0 になるが、一方向への放射束は  $\pi L_{\omega}$  となる。

(3) 輸送方程式

本節では、放射の輸送方程式について述べる。まず、図 3.1.9 のような媒質中の無限小の体積要素を考える。強度  $L_{\omega}$ 、立体角  $d\Omega_1$  の放射束が一方の面から法線ベクトル  $\vec{p}$  に対して角度  $\xi_1$  で入射しているとする。また、この体積から出て行く強度  $L_{\omega} + dL_{\omega}$  の放射は、立体角  $d\Omega_2$  を持つとする。放射束のエネルギー保存則は、

$$(L_{\omega} + dL_{\omega}) da \cos \xi_2 d\Omega_2 d\omega - L_{\omega} da \cos \xi_1 d\Omega_1 d\omega = j_{\omega} da ds \cos \xi_2 d\Omega_2 d\omega - \alpha_{\omega} L_{\omega} da \times ds \cos \xi_1 d\omega d\omega \quad (3.1.50)$$

となる。ここに、 $j_{\omega}$  は放射係数、 $\alpha_{\omega}$  は吸収係数である。放射係数  $j_{\omega}$  は以下のように定義される。すなわち、体積  $da \cdot ds$  の体積要素から立体角  $d\Omega$  の方向に周波数  $(\omega, \omega + d\omega)$  で時間  $dt$  の間に放射されるエネルギーは、

$$j_{\omega} da ds d\Omega d\omega dt$$

となる。

次に、屈折率 (ray refractive index)  $n_r$  の概念について述べる。

相空間 (phase space) 中の体積要素  $d^3r d^3k$  内の光子の数は、

$$dN_p = f_p(\vec{r}, \vec{k}, t) d^3r d^3k \quad (3.1.51)$$

で表される。ここに、 $f_p$  は相空間中の光子の分布関数である。時間  $\delta t$  後の光子数は

$$dN'_p = f_p(\vec{r}', \vec{k}', t + \delta t) d^3r' d^3k' \quad (3.1.52)$$

となる。時刻  $t$  の体積要素  $d^3r d^3k$  と時刻  $t + \delta t$  の体積要素  $d^3r' d^3k'$  とは、運動方程式により以下の関係を持つ (図 3.1.10)。

$$\begin{aligned} r'_i &= r_i + \frac{dr_i}{dt} dt = r_i + \frac{\partial H}{\partial p_i} dt \\ p'_i &= p_i + \frac{dp_i}{dt} dt = p_i - \frac{\partial H}{\partial r_i} dt \end{aligned} \quad (3.1.53)$$

ここに、 $p_i = \hbar k_i$  で、 $H$  はハミルトニアンである。上式にはハミルトン方程式が用いられている。体積要素の変換は、

$$d^3r' d^3p' = \left| \frac{\partial(\vec{r}', \vec{p}')}{\partial(\vec{r}, \vec{p})} \right| d^3r d^3p \quad (3.1.54)$$

で表される。(3.1.49) 式から (3.1.50) 式のヤコビアンを計算すると

$$\begin{vmatrix} 1 + \frac{\partial^2 H}{\partial r \partial p} dt & \frac{\partial^2 H}{\partial p^2} dt \\ -\frac{\partial^2 H}{\partial r^2} dt & 1 - \frac{\partial^2 H}{\partial p \partial r} dt \end{vmatrix} \approx 1 + \left( \frac{\partial^2 H}{\partial r \partial p} - \frac{\partial^2 H}{\partial p \partial r} \right) dt = 1 \quad (3.1.55)$$

となる。それ故、

$$d^3r' d^3p' = d^3r d^3p \quad (3.1.56)$$

となる。また、配置空間中の体積要素は

$$d^3r = da \cos\zeta v_g \quad (3.1.57)$$

である。ここに、 $v_g$  は群速度 (group velocity) である。

ここで、球座標  $(k, \theta, \phi)$  からデカルト座標  $(k_x, k_y, k_z)$  に座標変換を行う。すなわち、

$$d^3k = \frac{\partial(k_x, k_y, k_z)}{\partial(\omega, \theta, \phi)} d\theta d\phi d\omega \quad (3.1.58)$$

と変換される。分散関係式

$$\begin{aligned} \omega &= \omega(k, \theta, \phi) \\ k &= k(\omega, \theta, \phi) \end{aligned} \quad (3.1.59)$$

と、座標系間の関係 (図 3.1.11)

$$\begin{aligned} k_x &= k \sin\theta \sin\phi \\ k_y &= k \sin\theta \cos\phi \\ k_z &= k \cos\theta \end{aligned} \quad (3.1.60)$$

を用いると、(3.1.58) 式中のヤコビアンは

$$\frac{\partial(k_x, k_y, k_z)}{\partial(\omega, \theta, \phi)} = k^2 \left| \frac{\partial k}{\partial \omega} \right| \sin\theta \quad (3.1.61)$$

と計算される。すると (3.1.58) 式は、

$$d^3k = k^2 \left| \left( \frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_\theta \right| d\Omega_k d\omega \quad (3.1.62)$$

となる。ここに、 $d\Omega_k = \sin\theta d\theta d\phi$  は、 $\bar{k}$  方向の立体角である。これら (3.1.57) 式と (3.1.62) 式とを (3.1.56) 式に代入すると

$$\left| k^2 \left( \frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_\theta v_g da \cos\zeta d\Omega_k d\omega \right| = \text{一定} \quad (3.1.63)$$

となる。波数  $k$  と屈折率  $n$  の関係  $k = (\omega/c) n$  を用い、 $n_r$  (ray refractive index) を

$$n_r^2 = \left| \frac{v_g n^2}{c} \frac{d\Omega_k}{d\Omega} \left( \frac{\partial(\omega n)}{\partial \omega} \right)_\theta \right| \quad (3.1.64)$$

で定義すると、(3.1.63) 式は

$$n_r^2 da \cos\zeta d\Omega = \text{一定} \quad (3.1.65)$$

となる。群速度  $v_g$  と  $d\Omega$  の表式 [1]

$$\begin{aligned} v_g &= \left| \left( \frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_\theta \right|^{-1} \sqrt{1 + \left( \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial \theta} \right)_\omega^2} \\ d\Omega &= - \frac{\Omega_k}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{k \cos\theta + \left( \frac{\partial k}{\partial \theta} \right)_\omega \sin\theta}{\sqrt{k^2 + \left( \frac{\partial k}{\partial \theta} \right)_\omega^2}} \right) \end{aligned} \quad (3.1.66)$$

を (3.1.63) 式に代入すると、 $n_r$  が

$$n_r^2 = \left| n^2 \sin\theta \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \theta}\right)_\omega^2}}{\frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\cos\theta + \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \theta}\right)_\omega \sin\theta}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \theta}\right)_\omega^2}} \right)} \right| \quad (3.1.67)$$

と求まる。(3.1.64) 式から

$$n_1^2 da \cos\xi_1 d\Omega_1 = n_2^2 da \cos\xi_2 d\Omega_2 \quad (3.1.68)$$

となり、これを (3.1.50) 式に代入すると輸送方程式は

$$n_r^2 \frac{d}{ds} \left( \frac{I_\omega}{n_r^2} \right) = j_\omega - \alpha_\omega I_\omega \quad (3.1.69)$$

となる。ここで、次式で定義される源関数 (source function)  $S_\omega$  と光学厚さ (optical thickness)  $\tau$

$$S_\omega = \frac{1}{n_r^2} \frac{j_\omega}{\alpha_\omega} \quad (3.1.70)$$

$$d\tau = -\alpha_\omega ds$$

を導入すると (3.1.69) 式は

$$\frac{d}{d\tau} \left( \frac{I_\omega}{n_r^2} \right) = \frac{I_\omega}{n_r^2} - S_\omega \quad (3.1.71)$$

と書き表わせる。これらのパラメタ  $I_\omega$ ,  $n_r$ ,  $S_\omega$  は、すべて  $s$  の関数であるので、光学厚さ  $\tau(s)$  の関数とも考えられるわけである。(3.1.71) 式は、線形微分方程式で、解は、

$$\frac{I_\omega(\tau(s))}{n_r^2(\tau(s))} e^{-\tau(s)} = \frac{I_\omega(\tau(s_0))}{n_r^2(\tau(s_0))} e^{-\tau(s_0)} - \int_{\tau(s_0)}^{\tau(s)} S_\omega e^{-\tau} d\tau \quad (3.1.72)$$

となる。ここに  $\tau(s_0)$  は、図 3.1.12 に示されるような座標  $s_0$  をもつ点での光学厚さである。

(3.1.72) 式は、図の  $s_{in}$  と  $s_{out}$  とを用いると

$$\frac{I_\omega(\tau(s_{out}))}{n_r^2(\tau(s_{out}))} e^{-\tau(s_{out})} = \frac{I_\omega(\tau(s_{in}))}{n_r^2(\tau(s_{in}))} e^{-\tau(s_{in})} - \int_{\tau(s_{in})}^{\tau(s_{out})} S_\omega e^{-\tau} d\tau \quad (3.1.73)$$

となる。すると、 $s_{out}$  から出てくる放射は、

$$I_\omega(\tau(s_{out})) = I_\omega(\tau(s_{in})) e^{-\tau(s_{in})} + \int_{\tau(s_{out})}^{\tau(s_{in})} S_\omega e^{-\tau} d\tau \quad (3.1.74)$$

放射点  $P_{out}$  の光学厚さを零とすると、(3.1.70) 式から、光学厚さ  $\tau$  は、

$$\tau = - \int_{s_{in}}^s \alpha_\omega ds \quad (3.1.75)$$

となる。それ故、

$$\tau(s_{out}) = 0$$

$$\tau(s_{in}) = \int_{s_{in}}^{s_{out}} \alpha_\omega ds \quad (3.1.76)$$

となる。すると、結局 (3.1.72) 式は、

$$I_{\omega}(\tau(s_{out})) = I_{\omega}(\tau(s_{in}))e^{-\tau(s_{in})} + \int_0^{\tau(s_{in})} S_{\omega} e^{-\tau} d\tau \quad (3.1.77)$$

と書き表わせる。これからわかるように、出射点  $P_{out}$  での放射の特性強度は、二項の和である。一つは、入射強度がプラズマ中の吸収のために、 $e^{-\tau(s_{in})}$  にだけ減衰したものであり、もう一つは、プラズマ中での放射の寄与である。

次節では、源関数  $S_{\omega}$  の形が求められる。

(4) キルヒホッフ (Kirchhoff) の法則と源関数  $S_{\omega}$  の形  
放射係数  $j_{\omega}$  は、

$$j_{\omega} = \int \eta_{\omega}(\vec{p}') f(\vec{p}') d^3 p' \quad (3.1.78)$$

で与えられる。ここに、 $\eta_{\omega}(\vec{p}', \vec{r}, \vec{s})$  は、 $\vec{p}'$  と  $\vec{p}' + d\vec{p}'$  の間の運動量をもつ一つの電子から、 $d\omega$ 、単位立体角当りに自発放射されるエネルギーの放射率である。吸収係数  $\alpha_{\omega}$  は、

$$\alpha_{\omega} = \int \eta_{\omega A}(\vec{p}) f(\vec{p}) d^3 p - \int \eta_{\omega S}(\vec{p}') f(\vec{p}') d^3 p' \quad (3.1.79)$$

で与えられる。ここに、 $\eta_{\omega A}$  は単位体積当りの全吸収率が

$$\eta_{\omega A}(\vec{p}, \vec{r}, \vec{s}) I_{\omega}(\vec{r}, \vec{s}) f(\vec{p}, \vec{r}) d^3 p$$

で表されるような放射の単位強度あたりの吸収率である。(3.1.79) 式の  $\eta_{\omega S}(\vec{p}', \vec{r}', \vec{s}')$  は、運動量  $\vec{p}'$  をもつ一つの電子により、単位立体角あたり、単位周波数幅当り、単位強度当りの誘導放射の率である。

これらの率  $\eta_{\omega}$ ,  $\eta_{\omega A}$ ,  $\eta_{\omega S}$  の間には、関係がある。電子は互いに独立に放射していると思なせるほど稀薄であるとする。つまり、これらの率は電子の運動量と位置の関数であるが、互いの位置や速度の分布には依存しないとする。さらに、プラズマは熱力学的平衡状態にあると仮定する。すると放射強度  $I_{\omega}$  は、黒体放射強度  $B(\omega, T)$  に等しくなる。

$$I_{\omega} = B(\omega, T) = n^2 B_0(\omega, T) \\ B_0(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{8\pi^3 c^2} \frac{1}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} \approx \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} \kappa T \quad (3.1.80)$$

ここに、 $\kappa$  はボルツマン定数で、 $T$  は温度である。平衡状態に於いては、各状態間の対  $\vec{p}$  と  $\vec{p}'$  に対して  $\vec{p}' \rightarrow \vec{p}$  への放射の遷移の率は、 $\vec{p} \rightarrow \vec{p}'$  への吸収の遷移の率と丁度釣合う (詳細釣合いの原理, principle of detailed balance)。すると、

$$\eta_{\omega}(\vec{p}') f(\vec{p}') d^3 p' = \eta_{\omega A}(\vec{p}) I_{\omega} f(\vec{p}) d^3 p - \eta_{\omega S}(\vec{p}') I_{\omega} f(\vec{p}') d^3 p' \quad (3.1.81)$$

である。熱力学的平衡に於いては、電子は最も乱雑な状態にあり、次のようなマクスウェル分布となる。

$$f(v) = N \left( \frac{m}{2\pi\kappa T} \right)^{3/2} e^{-\frac{e}{\kappa T}} \propto e^{-\frac{e}{\kappa T}} \quad (\text{非相対論的}) \\ f(p) = N \frac{1}{4\pi\kappa T m_0^3 c K_2 \left( \frac{m_0 c^2}{\kappa T} \right)} e^{-\frac{e}{\kappa T}} \propto e^{-\frac{e}{\kappa T}} \quad (\text{相対論的}) \quad (3.1.82)$$

$K_2$ : 二次の変形ハンケル (Hankel) 関数

これを用いると (3.1.81) 式の釣合いの式は、

$$\eta_{\omega}(\vec{p}') e^{-\frac{\varepsilon'}{\kappa T}} d^3 p' = B(\omega, T) \{ \eta_{\omega A}(\vec{p}) e^{-\frac{\varepsilon}{\kappa T}} d^3 p - \eta_{\omega S}(\vec{p}') e^{-\frac{\varepsilon'}{\kappa T}} d^3 p' \} \quad (3.1.83)$$

と書直せる。(3.1.80) 式の  $B(\omega, T)$  と次のエネルギー-保存式

$$\varepsilon' - \varepsilon = \hbar\omega \quad (3.1.84)$$

を代入することにより、次式を得る。

$$n_r^2 \frac{\hbar\omega^3}{8\pi^3 c^2} \frac{1}{e^{\hbar\omega/\kappa T} - 1} = \frac{\eta_{\omega}(\vec{p}')/\eta_{\omega S}(\vec{p}')}{\eta_{\omega A}(\vec{p})d^3 p/\eta_{\omega S}(\vec{p}')d^3 p' e^{\hbar\omega/\kappa T} - 1} \quad (3.1.85)$$

この式がすべての周波数  $\omega$  に対して成立つという条件から、以下の  $\eta_{\omega}$ ,  $\eta_{\omega S}$ ,  $\eta_{\omega A}$  の間の関係式が求まる。

$$\begin{aligned} \eta_{\omega}(\vec{p}') &= n_r^2 \frac{\hbar\omega^3}{8\pi^3 c^2} \eta_{\omega S}(\vec{p}') \\ \eta_{\omega A}(\vec{p}') d^3 p &= \eta_{\omega S}(\vec{p}') d^3 p' \end{aligned} \quad (3.1.86)$$

これら、(3.1.78), (3.1.79), (3.1.86) 式から源関数  $S_{\omega}$  の表式が以下のように求まる。

$$\begin{aligned} S_{\omega} &= \frac{j_{\omega}}{n_r^2 \alpha_{\omega}} = \frac{\int \eta_{\omega}(\vec{p}') f(\vec{p}') d^3 p'}{n_r^2 (\int \eta_{\omega A}(\vec{p}) f(\vec{p}) d^3 p - \int \eta_{\omega S}(\vec{p}') f(\vec{p}') d^3 p')} \\ &= \frac{\frac{\hbar\omega^3}{8\pi^3 c^2} \int \eta_{\omega}(\vec{p}') f(\vec{p}') d^3 p'}{\int \eta_{\omega}(\vec{p}') f(\vec{p}) d^3 p' - \int \eta_{\omega}(\vec{p}') \bar{f}(\vec{p}') d^3 p'} \\ &= \frac{\hbar\omega^3}{8\pi^3 c^2} \frac{\int \eta_{\omega}(\vec{p}') f(\vec{p}') d^3 p'}{\int \eta_{\omega}(\vec{p}') (f(\vec{p}) - \bar{f}(\vec{p}')) d^3 p'} \end{aligned} \quad (3.1.87)$$

これが、非一様、非熱化プラズマにたいするキルヒホッフの法則である。電子の分布関数がマクスウェル分布である場合には、源関数は真空中の黒体輻射強度  $B_0(\omega, T)$

$$S_{\omega} = \frac{j_{\omega}}{n_r^2 \alpha_{\omega}} = B_0(\omega, T) = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} \kappa T_r \quad (3.1.88)$$

$T_r$ : 放射温度

媒質中で  $T_r$  が一定の場合には (3.1.77) 式と (3.1.88) 式から

$$L_{\omega} = L_{\omega}(s_{in}) e^{-\tau(s_{in})} + \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} \kappa T_r (1 - e^{-\tau(s_{in})}) \quad (3.1.89)$$

となる。この式からわかるように、光学厚さが  $\tau$  が 1 より大きいとき ( $\tau \gg 1$ , 光学的に厚い) ときには、放射の強度  $L_{\omega}$  は源関数  $S_{\omega}$  を反映し、 $L_{\omega}$  は、放射温度に比例する。その反対に、 $\tau$  が 1 より小さいとき ( $\tau \ll 1$ , 光学的に薄い) には放射の自己吸収は無視できるほど小さく、放射は ray の経路の各体積からの個々の寄与からなる。

### 3.1.4 ECE によるトカマクプラズマの電子温度の局所的測定

電子は電子サイクロトロン共鳴 (ECR) 条件

$$\omega_1 = m\omega_0 - \omega(1 - \beta_{\parallel} \cos\theta) \quad (3.1.26)$$

を満たすような放射を行う。非相対論的な場合  $\beta_{\parallel} \sim 0$  には、電子は高調波の電子サイクロトロン

周波数の ECE を放射する。

$$f = mf_{ce} = \frac{m}{2\pi} \frac{eB}{m_e} = 2.80 \times 10^{10} mB \quad (\text{Hz})$$

$$m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.1.90)$$

従って、ある周波数  $f$  の ECE を放射する電子の位置は、磁場  $B(r, t)$  により決まる。

トカマクプラズマ中 (図 2.1.1) では、局所的な磁場強度は

$$B(r) = \sqrt{B_t^2(r) + B_p^2(r)} = B_t(r) \sqrt{1 + B_p^2(r)/B_t^2(r)} \quad (3.1.91)$$

と表わせる。ここに  $B_t(r)$  は、トロイダル磁場で以下のように表わされる。

$$B_t(r) = \frac{B_0 R_0}{R_0 + r} \quad (3.1.92)$$

$R_0$ : 主半径

$B_0$ :  $R_0$  でのトロイダル磁場

$r$ : 小半径

また、 $B_p(r)$  は、トロイダルプラズマ電流によるポロイダル磁場である。通常のトカマクの運転では、安全係数  $q(r)$  はプラズマ中では 1 よりも大である: すなわち

$$q(r) = \frac{r B_t(r)}{R B_p(r)} > 1 \quad (3.1.93)$$

$$\therefore \frac{B_p(r)}{B_t(r)} < \frac{r}{R} \leq \frac{a}{R} \quad (3.1.94)$$

である。例えば、JFT-2 の場合には、 $R = 0.9 \text{ m}$ ,  $a = 0.25 \text{ m}$  であるので

$$\left( \frac{B_p}{B_t} \right)^2 < (25/90)^2 = 0.077$$

である。プラズマ中心部では、 $B(r) \sim B_t(r)$  が成立つ。(3.1.92) 式を (3.1.90) 式に代入することにより、ECE を放射する電子の位置は

$$r_0 = R_0 \left( m \frac{28.0 \times 10^9}{f} B_0 - 1 \right) \quad (3.1.95)$$

で表わされる。このように、トカマクプラズマにおいては、ある周波数をもつ ECE の源の位置は、トカマクの磁場強度の  $1/R$  に依存した変化のために、局在する。そして、一度周波数が固定されると、電子分布関数がマクスウェル分布であるという仮定のもとでは ECE の源の位置は、高調波の次数  $m$  と中心のトロイダル磁場強度  $B$  で決定される。(3.1.95) 式で表わされる  $r_0$  を色々な周波数と次数  $m$  について、JFT-2 と JFT-2 M の場合について表わしたのが図 3.1.13 である。 $B$  を  $0.5 \text{ kG}$  変えると、二倍高調波については、観測点は約  $5 \text{ cm}$  ずれる。磁場  $B$  を変えることにより小半径方向のスキャンができる。また、実験データの解析に当たっては、高調波の重なりには注意しなくてはならない。

プラズマが光学的に厚い場合 ( $\tau \gg 1$ ) には、(3.1.89) 式からわかるように、ECE の強度は電子温度の目安となる。それ故、プラズマの外部に置かれたホーンアンテナにより、トカマクプラズマ内部の局所的な電子温度の測定が可能である。

電子温度が有限 ( $T_e \neq 0$ ) の場合には、ドップラー (Doppler) 効果と、相対論的效果により

ECE の周波数には広がりがある。そのため、ある周波数の ECE の放射位置は、有限の幅  $\Delta R$  をもつ。マクスウェル分布に対する周波数広がり  $\Delta f$  は [6],

$$\Delta f_{\text{Dop.}} \sim \sqrt{2\pi} m f_{ce} \sqrt{\frac{\kappa T_e}{m_e c^2}} \cos\theta \quad \cos\theta > \sqrt{m \frac{\kappa T_e}{m_e c^2}} \quad (3.1.96)$$

$$\Delta f_{\text{rel.}} \sim \sqrt{2\pi} m m f_{ce} \frac{\kappa T_e}{m_e c^2} \quad \cos\theta < \sqrt{m \frac{\kappa T_e}{m_e c^2}} \quad (3.1.97)$$

である。ここに、 $\theta$  は磁場ベクトル  $B$  と放射の波数ベクトル  $k$  とのなす角である。 $\Delta f$  の目安として  $\kappa T_e = 1 \text{ keV}$ ,  $\theta > 80^\circ$  (すなわち、ほぼ垂直な測定) の場合は、(3.1.96) 式と (3.1.97) 式から ( $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ ),

$$\Delta f_{\text{Dop.}} / m f_{ce} < \sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{1(\text{keV})}{511(\text{keV})}} \cos 80^\circ = 0.02 \quad (3.1.98)$$

$$\Delta f_{\text{rel.}} / m \sqrt{m} f_{ce} \sim \sqrt{2\pi} \frac{1(\text{keV})}{511(\text{keV})} \sim 0.005 \quad (3.1.99)$$

となり、2% 程度の広がりとなる。また、(3.1.95) 式から

$$\Delta R = -\frac{\Delta f}{f} R \quad (3.1.100)$$

となる。JFT-2 トカマクの場合には、 $R = 0.9 \text{ m}$ ,  $m = 2$ ,  $|\Delta R|_{\text{Dop.}} < 1.8 \text{ cm}$ ,  $|\Delta R|_{\text{rel.}} < 0.4 \text{ cm}$  である。それ故、これらの機構により、 $\Delta R$  にして  $1.8 \text{ cm}$  程度の広がりがある。ラジオメータの周波数帯域幅の割合は  $\Delta f / f < \frac{0.15(\text{GHz})}{45.8(\text{GHz})} = 0.003$  であるので、上記の機構よりも小さい。

放射場所の縦方向の広がり、図 3.1.14 に示されるようなホーンアンテナの指向性によっても生じる。その広がり、ホーンアンテナの指向性によって生じる円錐と  $B = \text{一定}$  の面の交わりで決まる。ホーンの指向性が  $8^\circ$  の場合には、プラズマ中心での広がり半径は、 $r_h = b_h \tan \theta_h = 31 \text{ cm} \times \tan 8^\circ = 4.4 \text{ cm}$  となる。これは、上記の ECR 層の幅よりも大きい。このように、ECR 層がプラズマ中心にある場合には、ホーンでうかる放射は、半径  $4.4 \text{ cm}$  厚さ  $1.8 \text{ cm}$  の円板から発するものであると考えられる。

高エネルギー電子尾部がある場合には、電子分布関数がマクスウェル分布である場合よりも放射場所の広がり大きくなる。これについては、後節で述べる。

### 3.1.5 トカマクプラズマの光学厚さ

本節では、磁場中のプラズマの光学厚さの表式が示される。光学厚さ  $\tau$  の表式を得るには、吸収係数  $\alpha$  の表式がわからなければならない ((3.1.79) 式参照)。吸収係数  $\alpha$  は、基本的には、エネルギー保存則 ((3.1.45) 式, (3.1.50)) で定義される。パワー束密度 (power flux density)  $S$  ( $\text{W}/\text{m}^2$ ) を用いると [7], エネルギー保存則は

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{S} = -\alpha |\vec{S}| \quad (3.1.101)$$

と表わせる。ここに、

$$\vec{S} = \langle \vec{E} \times \vec{H} \rangle = \int F(\omega) d\omega \quad (3.1.102)$$



である。これから、吸収係数  $\alpha$  は、

$$\alpha = \text{Re} \left( -\frac{\vec{P} \cdot \vec{S}}{|\vec{S}|} \right) \quad (3.1.103)$$

さらに、

$$\vec{P} \cdot \vec{S} = i2\vec{k} \cdot \vec{S} \quad (3.1.104)$$

であるので、

$$\alpha = -2\vec{k} \cdot \frac{\vec{S}}{|\vec{S}|} \quad (3.1.105)$$

を得る。ここに、 $\vec{k}$  は、波数ベクトル  $\vec{k} = \vec{k}' + i\vec{k}''$  の虚部である。

パコモフ (Pakhomov) 等は [8], マクスウェル方程式から直接に異常波と正常波の電磁場を計算し吸収係数を計算した。得られた吸収係数は、

$$\begin{aligned} \alpha_j(\omega_m) &= 2\kappa_{mj} \quad (j=0, x) \\ &= 2\kappa_{j'} \cos\chi \\ &= 2\frac{\omega}{c} \sigma_m \frac{Q_1}{Q_2} \cos\chi \end{aligned} \quad (3.1.106)$$

である。ここに、

$$\sigma_m = \frac{\sqrt{\pi} m^{2m-2} n^{2m-2} \beta^{2m-3} \omega_{pe}^2}{2^{m+3/2} m! |n_{\parallel}| \omega_{ce}^2}$$

$$Z_m = \frac{\omega - m\omega_{ce}}{\sqrt{2}k_{\parallel}v_T} = \frac{v_{\parallel}}{\sqrt{2}v_T}$$

$$n_{\parallel} = n \cos\theta = (c/\omega)k_{\parallel}$$

$$n_{\perp} = n \sin\theta = (c/\omega)k_{\perp}$$

$$\cos\chi = \frac{n_{\parallel} \cos\theta + \frac{dn_{\parallel}}{d\theta} \sin\theta}{\sqrt{n_{\parallel}^2 + (dn_{\parallel}/d\theta)^2}}$$

$$Q_1 = \varepsilon_3 \left( 2n_{\parallel}^2 + n_{\perp}^2 - 2\varepsilon_1 - 2\varepsilon_2 \frac{m}{|m|} \right) - n_{\parallel}^2 n_{\perp}^2 - n_{\perp}^4 - 2n_{\perp}^2 \left( \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \frac{m}{|m|} \right)$$

$$Q_2 = 2\varepsilon_1 n_{\parallel}^3 + n_{\parallel} \{ n_{\perp}^2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_3) - 2\varepsilon_2 \varepsilon_3 \}$$

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2/\omega^2}{1 - \omega_{ce}^2/\omega^2}$$

$$\varepsilon_2 = i \frac{(\omega_{pe}^2/\omega^2) \sqrt{\omega_{ce}^2/\omega^2}}{1 - \omega_{ce}^2/\omega^2}$$

$$\varepsilon_3 = \varepsilon_1 + \frac{\omega_{ce}^2 \omega_{pe}^2/\omega^4}{1 - \omega_{ce}^2/\omega^2}$$

である。

低密度プラズマ  $\omega_{pe}^2/\omega^2 \ll 1$  に対しては、

$$\alpha_j = \frac{\sqrt{\pi} (m\beta \sin\theta)^{2m-2} m \omega_{pe}^2}{2^{m-1/2} m! |\cos\theta| \beta c \omega_{ce}} e^{-Z_m} \frac{1}{2g(\theta)} \{ (1 + \cos^2\theta) \sqrt{g(\theta)} \}$$

$$\mp 4\cos^2\theta \mp \sqrt{\omega_{ce}^2/\omega^2 \sin^4\theta} \quad (3.1.107)$$

$$g(\theta) = \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} \sin^2\theta + 4\cos^2\theta$$

となる。さらに、これは次の形にまとめられる [6]。

$$\alpha_m^{(0,x)}(\omega, \theta) = \alpha_m(\theta) \phi_m(\omega, \theta) \eta_m^{(0,x)}(\theta)$$

$$\alpha_m(\theta) = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{c} \frac{m^{2m-1}}{(m-1)!} \left( \frac{\kappa T_e}{2m_e c^2} \right)^{m-1} (\sin\theta)^{2m-1} (1 + \cos^2\theta)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi_m(\omega, \theta) d\omega = 1 \quad (3.1.108)$$

$$\eta_m^{(0,x)}(\theta) = \frac{1}{2} \mp \frac{\frac{\sin^4\theta}{4m} + \cos^2\theta}{\sqrt{\frac{\sin^2\theta}{4m^2} + \cos^2\theta(1 + \cos^2\theta)}}$$

キルヒホッフの法則 ((3.1.88) 式) から、放射係数は

$$j_{(\omega, \theta)}^{(0,x)} = \frac{\omega^2 \kappa T_e}{8\pi^3 c^2} \alpha_m^{(0,x)} \quad (3.1.109)$$

と書ける。すると、放射の輸送方程式 (3.1.71) は

$$\frac{dI_m^{(0)}(\omega, s)}{ds} = \alpha_m^{(0)}(\omega, \theta(s), s) \left( \frac{\omega^2 \kappa T_e(s)}{8\pi^3 c^2} - I_m^{(0)}(\omega, s) \right) \quad (3.1.110)$$

となり、解は、

$$I_m^{(0)}(\omega, \bar{s}) = \frac{\omega^2 \kappa T_e(\bar{s})}{8\pi^3 c^2} (1 - e^{-\tau_m(\bar{s})}) \quad (3.1.111)$$

となる。ここに、光学厚さは次式で与えられる。

$$\tau_m^{(0)}(\bar{s}) = \frac{\alpha_m(\theta(\bar{s}), \bar{s}) \eta_m^{(0)}(\theta(\bar{s}), T_e(\bar{s}))}{\left| \frac{d}{ds} (m\omega_{ce})_{\bar{s}} \right|} \equiv \tau_m(\bar{s}) \eta_m^{(0)}(\theta(\bar{s}), T_e(\bar{s})) \quad (3.1.112)$$

但し、

$$\begin{aligned} \tau_m(\bar{s}) &= \frac{\pi}{2} \frac{\omega_{pe}^2(\bar{s})}{\omega_{ce}(\bar{s})c} \frac{m^{2m-2}}{(m-1)!} \left( \frac{\kappa T_e(\bar{s})}{2m_e c^2} \right)^{m-1} \\ &\times \left| \frac{B(r_0)}{\left( \frac{dB}{ds} \right)_{\bar{s}}} \right| (\sin\theta(\bar{s}))^{2m-2} (1 + \cos^2\theta(\bar{s})) \end{aligned} \quad (3.1.113)$$

であり、 $\bar{s}$ は共鳴条件  $m\omega_{ce}(\bar{s}) = \omega$  をみたすような座標である。このように光学厚さ  $\tau_m$  は、電子温度  $T_e$ 、電子密度  $n_e$ 、伝播方向、磁場強度及び ray の道筋に沿っての磁場強度勾配の関数である。

垂直伝播においては、トカマク磁場の勾配は (3.1.92) 式を  $r$  で微分することにより得られる。

$$\left| \left( \frac{dB(r_0)}{dr} \right)_{r_0} \right| = \frac{B(R_0)R_0}{(R_0+r_0)^2} = \frac{B(r_0)}{R_0+r_0} \quad (3.1.114)$$

すると二倍高調波の光学厚さ  $\tau_2$  と三倍高調波の光学厚さ  $\tau_3$  は

$$\tau_2(r_0) = \pi \frac{\omega_{pe}^2(r_0)}{\omega_{ce}(r_0)c} \frac{\kappa T_e(r_0)}{m_e c^2} (R_0+r_0) \quad (3.1.115)$$

$$\tau_3(r_0) = \frac{81}{16} \pi \frac{\omega_{pe}^2(r_0)}{\omega_{ce}(r_0)c} \left( \frac{\kappa T_e(r_0)}{m_e c^2} \right)^2 (R_0+r_0) \quad (3.1.116)$$

となる。一例として、 $\tau_2$  と  $\tau_3$  のパラメタ依存性を図 3.1.15 に示す。これからわかるように、通常のトカマクプラズマパラメタでは ( $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} < n_e < 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $0.5 \text{ keV} < T_e < 2 \text{ keV}$ ), 低密度のプラズマ周辺部を除いて二倍高調波は光学的に厚く  $\tau_2 > 2$ , 三倍高調波は、光学的に薄い  $\tau_3 < 1$ 。

黒体輻射強度  $P_B$  で規格化された ECE の放射パワー  $P$  は、(3.1.111) 式から

$$P/P_B = 1 - e^{-\tau_m} \quad (3.1.117)$$

となる。図 3.1.16 に、光学厚さ  $\tau_m$  の関数として  $P/P_B$  を示す。プラズマが光学的に厚いとき、すなわち  $e^{-\tau_m} \ll 1$  のとき、測定された ECE 強度は黒体輻射強度に等しくなり、局所的な電子温度に比例する。

$$P \propto T_e \quad (3.1.118)$$

光学的に薄いプラズマ  $\tau_m \ll 1$  に対しては、

$$P = P_B \cdot \tau_m \begin{cases} n_e T_e^2 & m=2 \\ n_e T_e^3 & m=3 \end{cases} \quad (3.1.119)$$

となる。

### 3.1.6 トカマクプラズマからの ECE の放射強度とラジオメーターに必要な感度

黒体輻射強度はプランク (Planck) の公式

$$B_0(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{8\pi^3 c^2} \frac{1}{e^{\hbar \omega / \kappa T} - 1} \quad (\text{W sterad.}^{-1} \text{m}^{-2} (\text{rad./s})^{-1}) \quad (3.1.120)$$

で表わされる。長波長近似、すなわち  $\frac{\hbar \omega}{\kappa T} \ll 1$  では、(3.1.120) 式は、(3.1.80) 式で表わされるように

$$B_0(\omega, T) = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} \kappa T$$

となる。この関係は、黒体輻射のレーリー-ジーンズ (Rayleigh-Jeans) の法則と呼ばれる。

次に、放射の強度を計算する。周波数幅  $d\omega$  内にあり、面積  $da$  を通過し、立体角  $d\Omega$  をもつ放射パワーは、(3.1.47) 式で表わされるように

$$dP_\omega = B_0(\omega, T) \cos \xi \, d\omega \, da \, d\Omega \quad (3.1.47)$$

となる。ここに、 $\xi$  は面積の法線ベクトルと ray の方向となす角 (図 3.1.8) である。放射をうけるホーンアンテナにより張られる立体角  $d\Omega$  は

$$d\Omega = \pi r^2 / b^2 \quad (3.1.121)$$

である。ここに、 $b$  は ECR 層とホーンアンテナとの距離であり、 $\pi r^2$  はホーンアンテナの実効面積である。 $d\omega$  は、ラジオメーターの周波数帯域幅  $\Delta f$  で決まる。

$$d\omega = 2\pi \Delta f \quad (3.1.122)$$

すると、ホーンアンテナへのパワーは

$$dP_{\omega} = 2\pi B_0(\omega, T) \cos\xi \, da \, \Delta f \frac{r^2}{b^2} \quad (3.1.123)$$

となる。例えば、 $\omega = 2\pi \times 70 \times 10^9$  Hz,  $T_e = 100$  eV では、 $B_0 = 1.4 \times 10^{-13}$  (W sterad $^{-1}$ m $^{-2}$  (rad/s) $^{-1}$ ) である。磁場に垂直方向の検出では、 $\xi = \pi/2$ ,  $\Delta f = 150 \times 10^6$  Hz,  $da = \pi \times (0.02)^2$ ,  $r/b = \tan\zeta$ ,  $\zeta = 8^\circ$  なので

$$dP_{\omega} = 1.0 \times 10^{-5} \text{ mW}$$

となる。このパワーは dBm 単位 (0 dBm = 1 mW) では -50 dBm となる。ホーンアンテナとラジオメーターの間の導波管の損失等を考慮すると、ラジオメーターの検出感度は -60 dBm 程度が必要である。

### 3.1.7 ECE による電子温度測定の特徴

ECE による電子温度測定の特徴は、局所的な電子温度の時間変化  $T_e(r, t)$  が測定できるということである。レーザーのトムソン (Thomson) 散乱による電子温度の測定は時間的に離散的である。しかしながら、ECE による測定は連続的であるので、プラズマ放電の一ショットのすべての振舞いが得られる。従って ECE は電子温度の鋸歯状振動 (sawtooth oscillation) や緩和振動 (relaxation oscillation) などの時間的な振動を測定するのに適している。

また、ECE 強度は電子分布関数の高エネルギー成分の個数に敏感である。そのため、しばしば電子分布関数の高エネルギー成分の増大を起こす高周波によるプラズマ加熱などの実験において、ECE は、パラメータサーベイ等で重要な役割を演ずる。このような場合には、ECE からバルク電子温度を得ることはできないが、レーザー散乱測定から得ることができない電子分布関数の変化に関する情報や、波動のプラズマとの相互作用に関する情報を得ることができる。

### 3.1.8 ラジオメーターによる ECE 測定の特徴——他の ECE 測定法との比較——

ECE 測定法としては、本研究で用いたラジオメーターによる方法 (次節以降を参照) の他に、回折格子による分光法、Fourier 分光法、Fabry-Perot 干渉法などがあり、それぞれ特徴を持つ。

回折格子による分光法は、回折格子によりプラズマからのマイクロ波を周波数スペクトル分解する。測定したい波長に対する回折角の所に検出器をおいて ECE 強度を得る。検出感度は、検出器の性能に依存するため、普通、液体窒素などで冷却して用いる低雑音素子が用いられる。ECE の周波数スペクトルを得るためには、多数の素子と何種類かの回折格子を用いる必要がある。この方法の時間分解能は検出器の時定数で決まる。

Fourier 分光法では、走査鏡を用いてインターフェログラムを得、それを Fourier 変換することにより ECE の放射スペクトルが得られる。この方法では ECE の周波数スペクトルを得ることができる。しかし、時間分解能は、ミラーの走査時間で制限され (10 ms 程度)、また、Fourier 変換を行う計算機が必要となるため実時間処理はできない。

Fabry-Perot 干渉法では、干渉計の面間隔を一定にして電子温度を得る場合と、面間隔を時間的に変化させて電子温度分布を得る場合がある。高次の高調波を除くためのバンド・パス・フィルタが必要である。分布を得るためには、スキャン時間（10 ms 程度）がかかる。

これらに比較すると、ヘテロダイン式ラジオメーターによる方法は、ECE の周波数スペクトラムを得るには、不向きであるが、比較的簡便に優れた検出感度および時間分解能を得られることが利点である。また、半導体の素子を用いることにより信頼性高く、保守に比較的手間をかけずに維持できることも、プラズマのモニターとして考えるときは利点であろう。

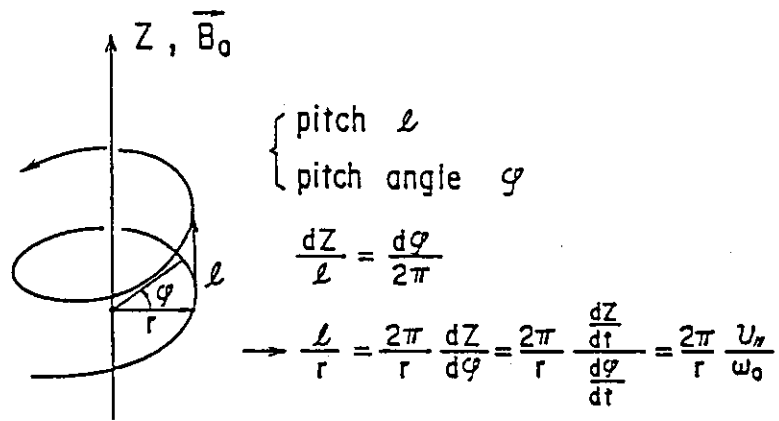


図 3.1.1 電子の磁場中の軌道を表わす変数。

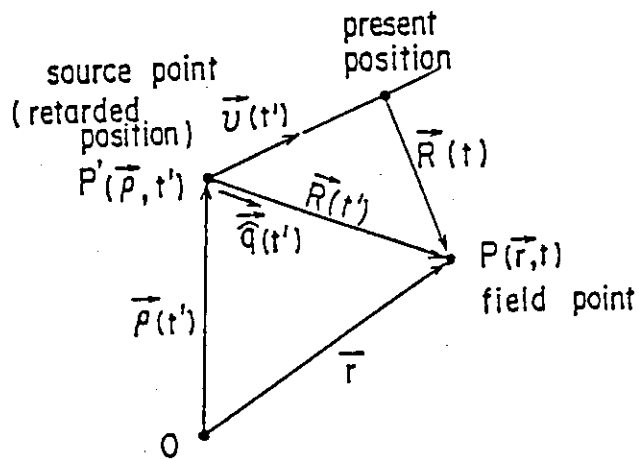


図 3.1.2 遅延条件の説明図。

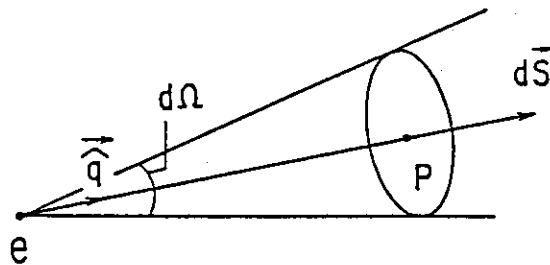


図 3.1.3 立体角。

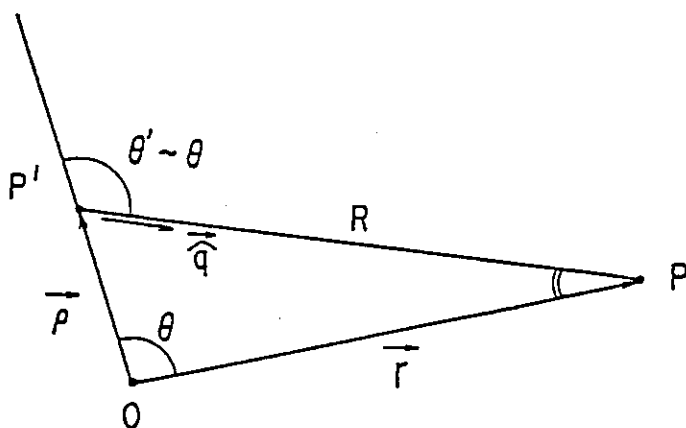


図 3.1.4 源点と場点の距離。

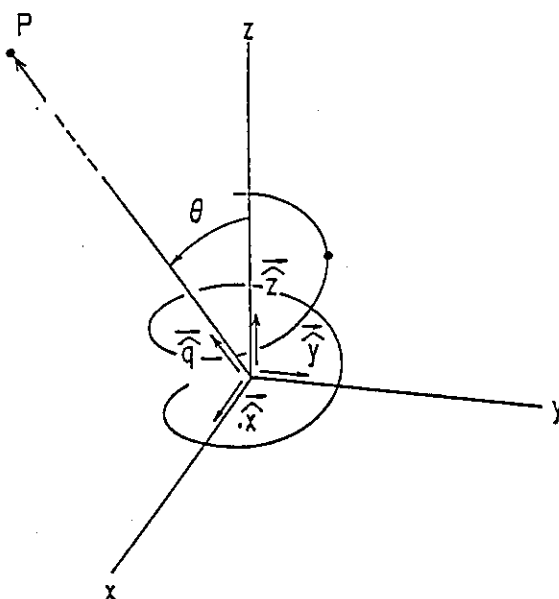


図 3.1.5 伝播ベクトルは  $xz$  平面内にある。

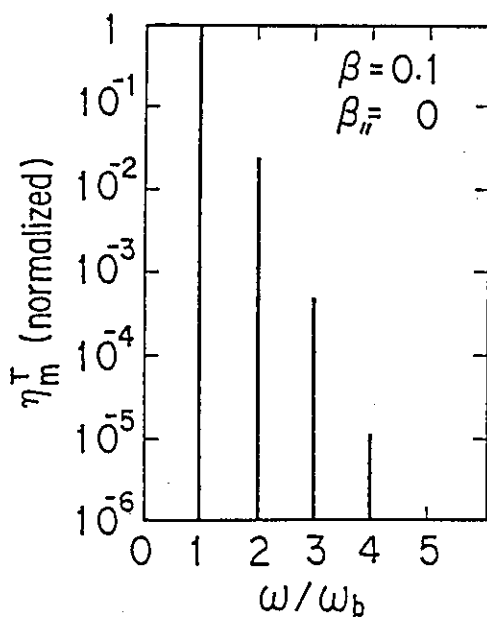


図 3.1.6  $m$  倍高調波の放射パワー (文献 [1] による)。

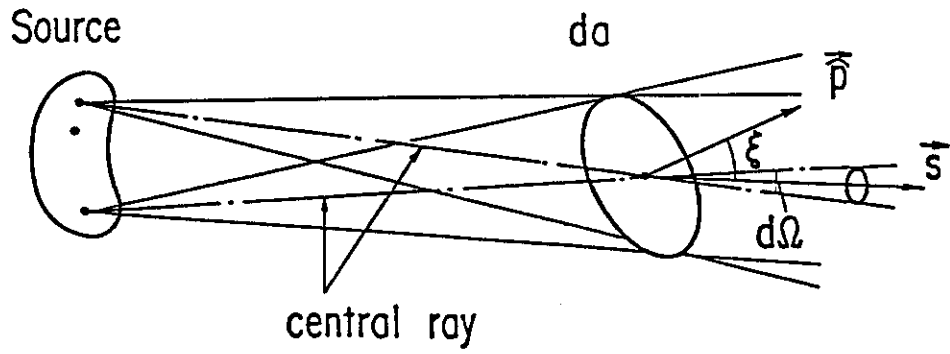


図 3.1.7 源と微小面積との位置関係。

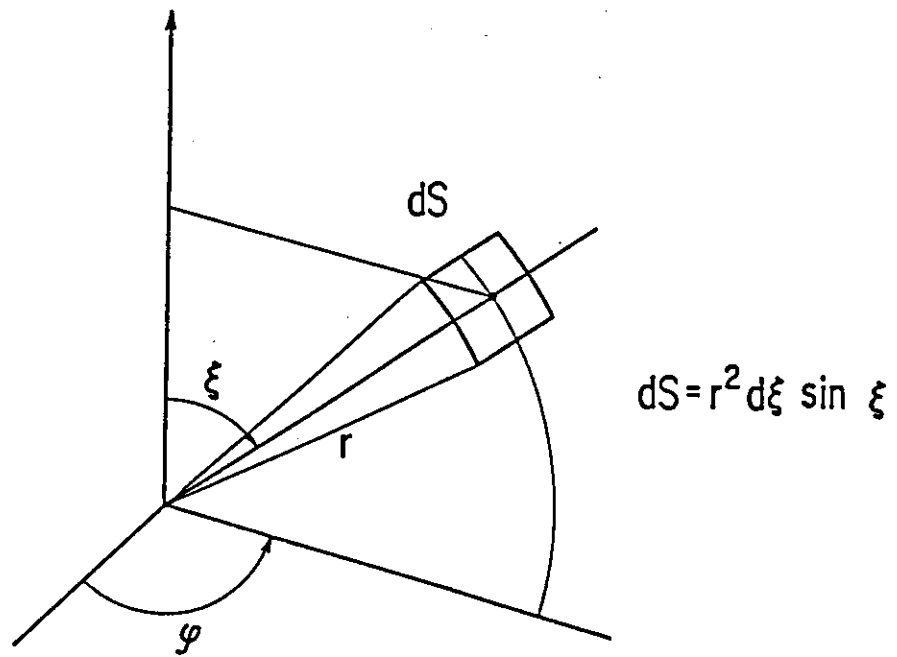


図 3.1.8 極座標系。



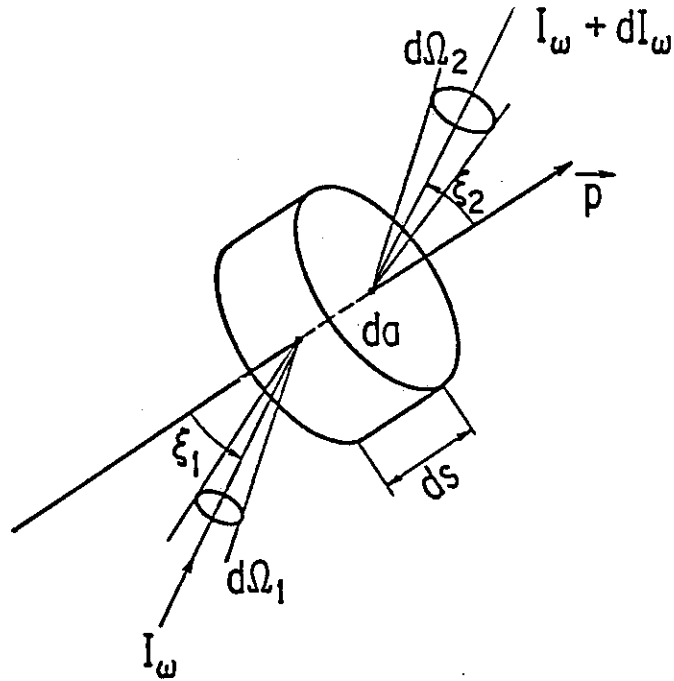


図 3.1.9 微小体積要素。

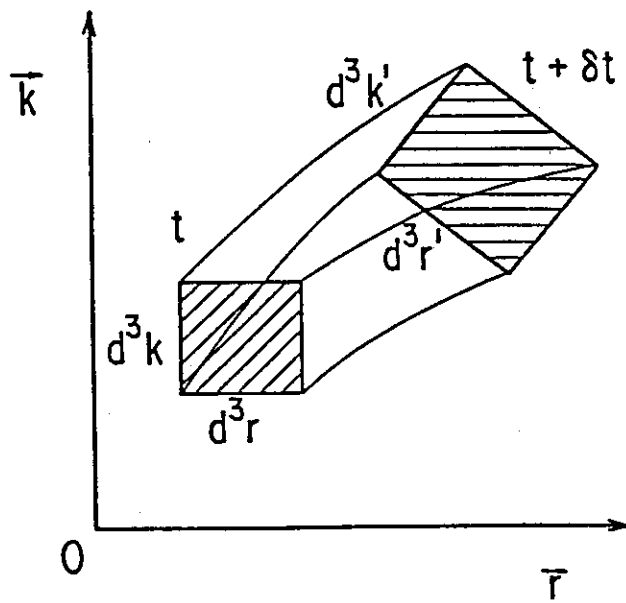


図 3.1.10 相空間中の体積要素の移動。

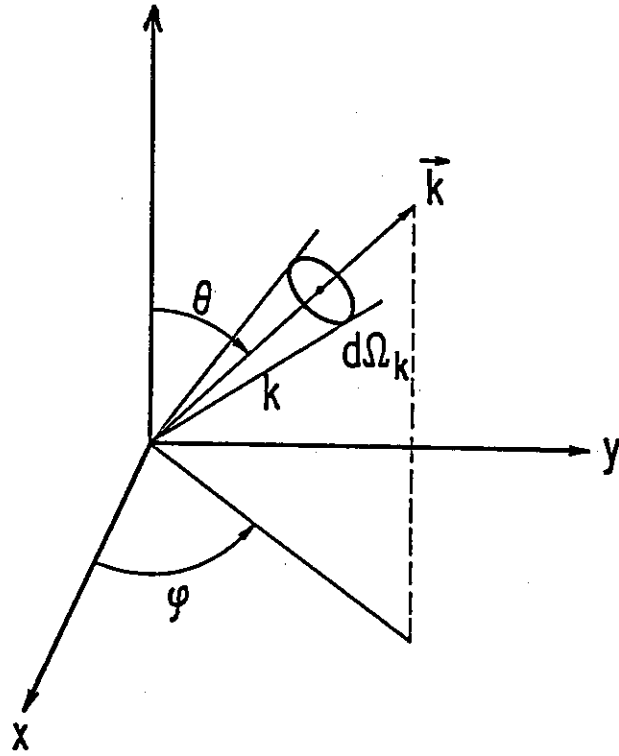


図 3.1.11  $\vec{k}$  の座標系。

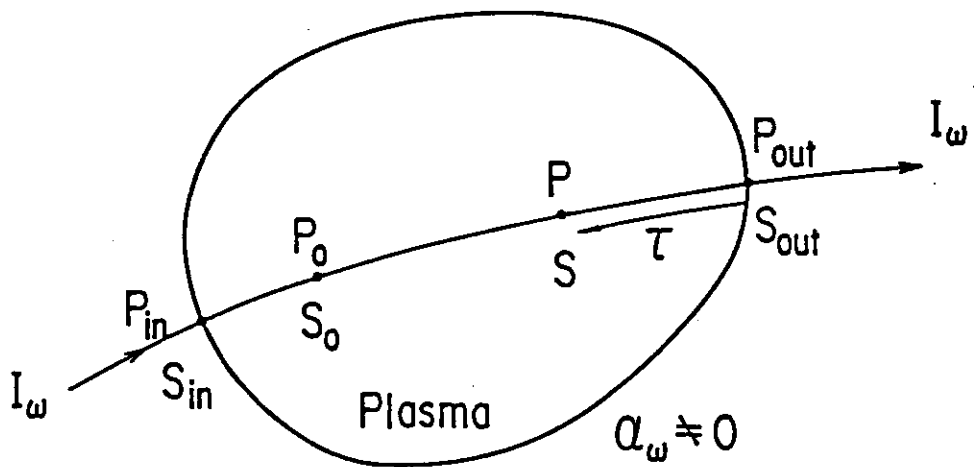


図 3.1.12  $I_\omega$  の経路。

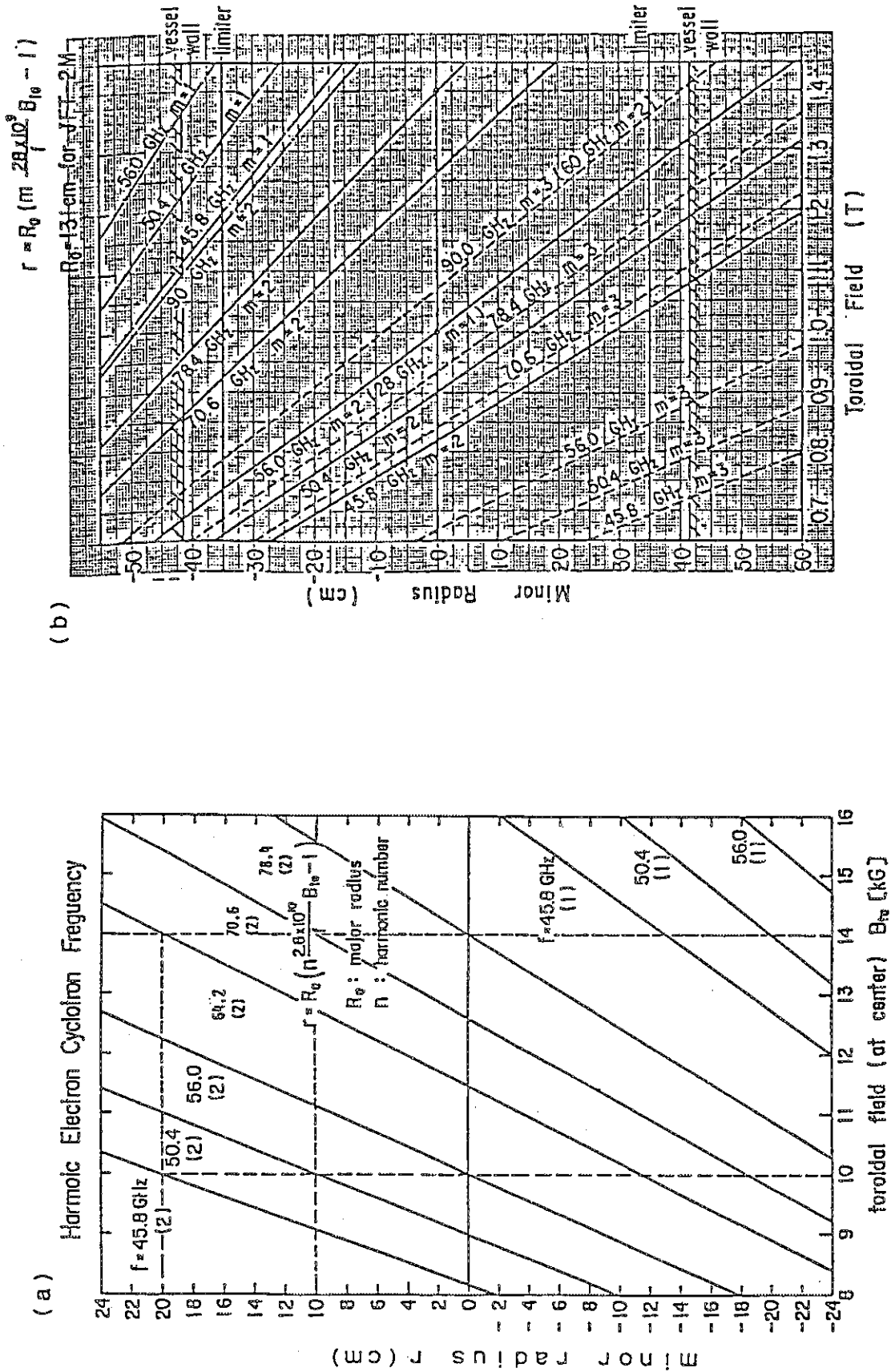


図3.1.13 2倍および3倍の高調波の電子サイクロトロン共鳴層の位置。

(a)JFT-2 トカマク。(b)JFT-2M トカマク。2倍高調波を実線、3倍高調波を

破線で示す。

Position of Observation and Dispersion

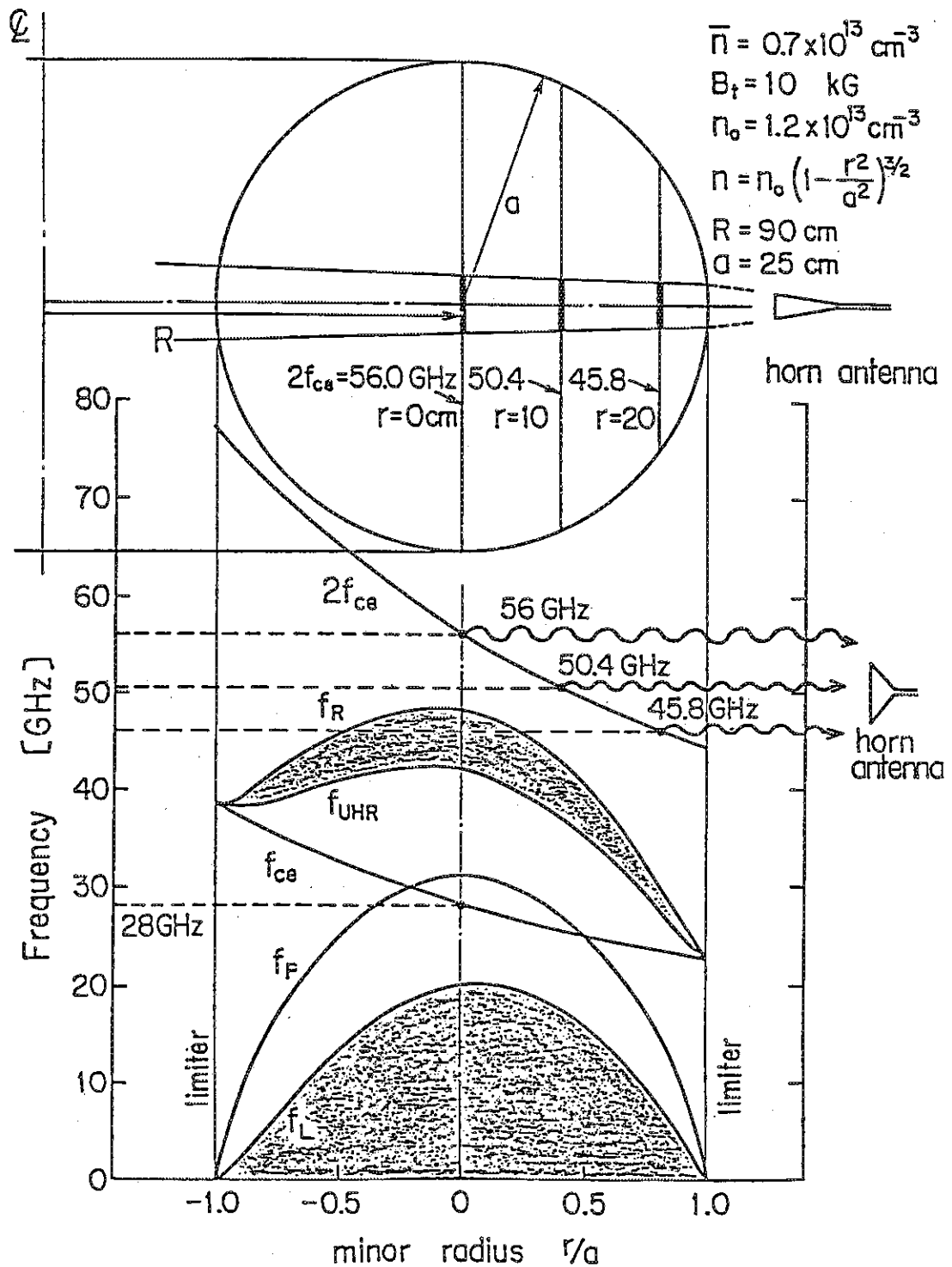


図 3.1.14 (a)ECE の測定領域の広がり と各場所での共鳴・遮断周波数。

### Cutoff Frequency

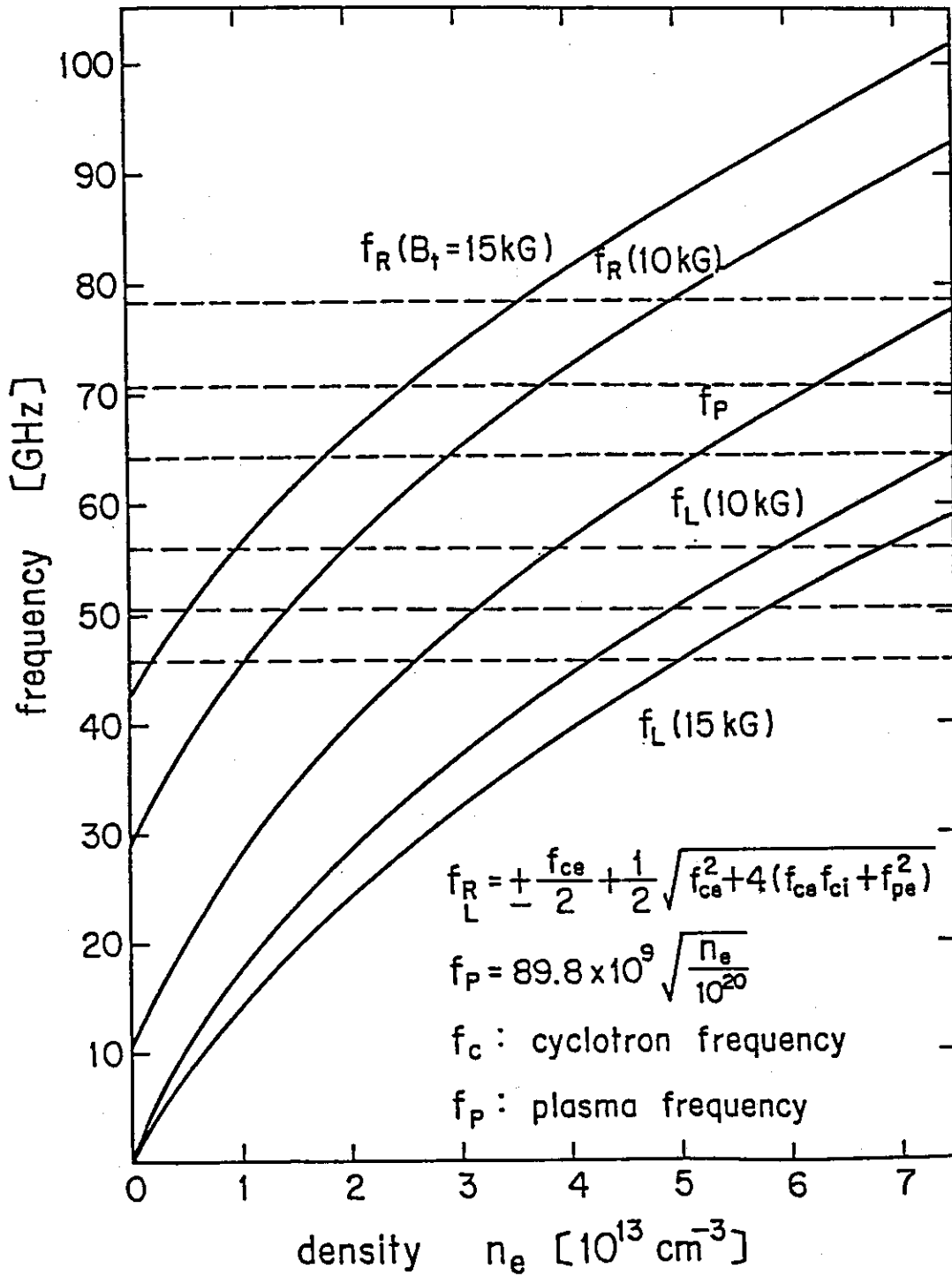


図 3.1.14 (b)各種の遮断周波数の密度依存性。

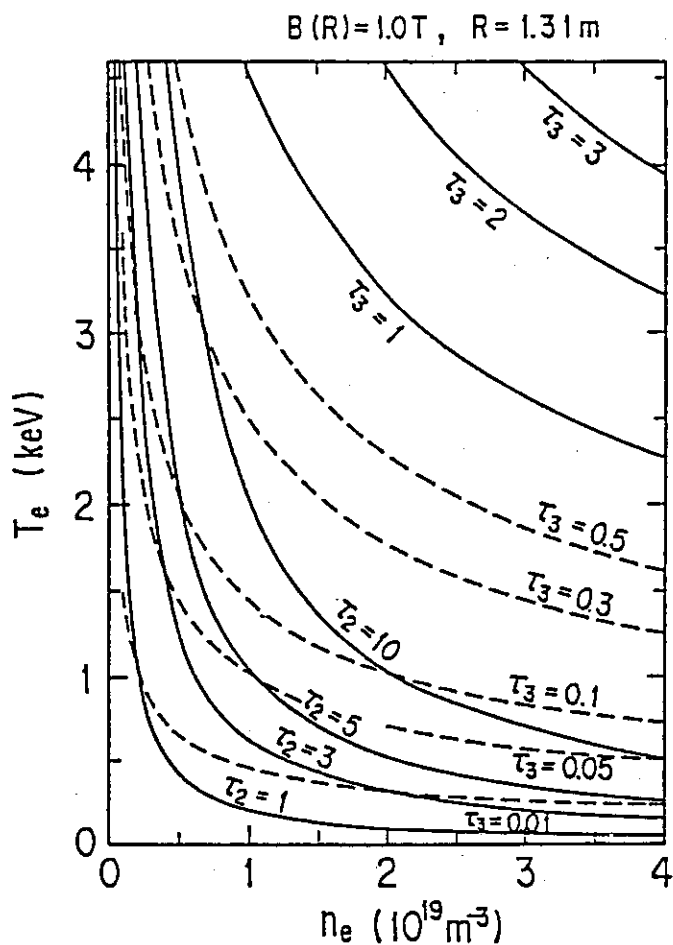


図3.1.15 2倍および3倍高調波の光学厚さの温度・密度に対する依存性。

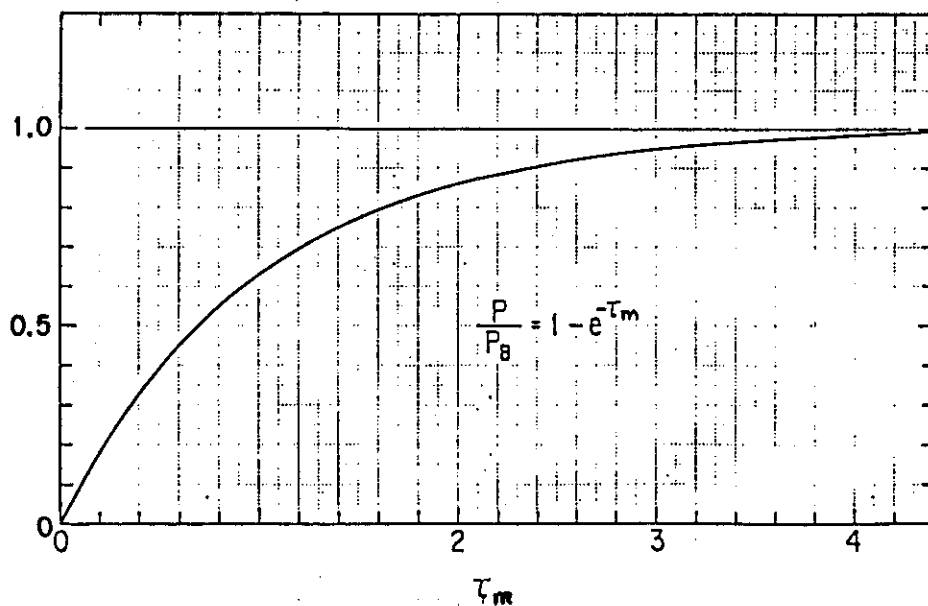


図3.1.16  $1 - \exp(-\tau)$  の関数形。

## 3.2 電子サイクロトロン放射測定器（ラジオメーター）の製作と試験結果

### 3.2.1 ラジオメーターによる高周波パワー測定の実理

ラジオメーターは、ある周波数帯域幅  $\Delta f$  内の周波数をもつマイクロ波のパワーを測定する装置である。その原理は、AM ラジオと同じである。

すなわち、入射波（トカマクプラズマからの ECE）は、局所発振器からの波とミキサー（混合器）で混合され、中間周波（IF 波）とよばれるビート波が生成される。ある周波数帯域幅  $\Delta f$  内の IF 波が増幅され、最後に検波器により検波される。このような方法をテヘロンダイン検波という。

入射波（ECE）と局所発振器からの参照波とは、ミキサーで混合される。ミキサー電流  $i$  は、マイクロ波電界  $e$  と以下のような関係がある。

$$i = ae + be^2 \quad (3.2.1)$$

ここに、 $a$  と  $b$  は定数である。入射波の電界を  $e_s \sin \omega_s t$ 、局所発振器からの参照波の電界を  $e_r \sin(\omega_r t + \theta_r)$  とすると、ミキサーへの入射波は

$$e = e_s \sin \omega_s t + e_r \sin(\omega_r t + \theta_r) \quad (3.2.2)$$

となる。(3.2.2) 式を (3.2.1) 式に代入することにより、 $i$  は

$$i = be_s e_r \cos[(\omega_s - \omega_r)t - \theta_r] - be_s e_r \cos[(\omega_s + \omega_r)t + \theta_r] - b/2 e_s^2 \cos 2\omega_s t - b/2 e_r^2 \cos(2\omega_r t + 2\theta_r) + ae_s \sin \omega_s t + ae_r \sin(\omega_r t + \theta_r) + b/2(e_s^2 + e_r^2) \quad (3.2.3)$$

となる。

このように、混合された波は周波数  $\omega_s - \omega_r$ 、 $\omega_s + \omega_r$ 、 $2\omega_s$ 、 $2\omega_r$ 、 $\omega_s$ 、 $\omega_r$  の成分をもつ。これらの成分の中で、低周波成分  $\omega_s - \omega_r$  ( $\ll \omega_s$ ,  $\omega_r$ ) が、ミキサー中の共振回路で取出される。この中間周波（IF wave）は、増幅器により増幅され、周波数帯域はバンドパスフィルタで制限される。その後、中間周波は検波器に送られる。検波器は、ミキサーと同様な特性

$$i' = a'e + b'e^2 \quad (3.2.4)$$

をもつ。中間周波の波形

$$e = be_s e_r \cos[(\omega_s - \omega_r)t - \theta_r] \quad (3.2.5)$$

を (3.2.4) 式に代入することにより

$$i' = \frac{1}{2} b' b^2 e_s^2 e_r^2 + a' b e_s e_r \cos[(\omega_s - \omega_r)t - \theta_r] + \frac{1}{2} b' b^2 e_s^2 e_r^2 \cos[2(\omega_s - \omega_r)t - 2\theta_r] \quad (3.2.6)$$

を得る。交流成分を除くことにより、局所発振器からの参照波パワーは一定であることを考慮した場合 ( $e_r^2 = \text{const.}$ )、(3.2.6) 式の第一項からわかるように、入射波のパワーに比例する ( $\propto e_s^2$ ) 出力を得ることができる。

このように、局所発振器の周波数の回りのある帯域幅の波動のパワーを得ることができる。

### 3.2.2 ラジオメーターシステムの構成

ラジオメーターシステムの局所発振周波数は  $f = 70.6 \text{ GHz}$ 、 $78.4 \text{ GHz}$ 、 $90.0 \text{ GHz}$  (E バンド) と  $45.8 \text{ GHz}$ 、 $50.4 \text{ GHz}$ 、 $56.0 \text{ GHz}$  (U バンド) である。これらの周波数の選択は、JFT-2 トカマクの磁場を考慮して行われた。すなわち、 $78.4 \text{ GHz}$  と  $70.6 \text{ GHz}$  は、JFT-2 の中心トロイダル磁

場が 1.40 T の場合に、それぞれ小半径  $r = 0$  cm, 10 cm のところの二倍高調波電子サイクロトロン周波数に相当する。一方、56.0 GHz, 50.4 GHz, 45.8 GHz は、 $B_0 = 1.0$  T の場合の  $r = 0$  cm, 10 cm, 20 cm のところの、二倍高調波電子サイクロトロン周波数に相当する。90.0 GHz は、60 GHz の二倍高調波電子サイクロトロン共鳴層のある場所からの三倍高調波 ECE の情報を得るために選択された。これは、90 GHz の三倍高調波 ECE の出る場所と 60 GHz の二倍高調波 ECE の出る場所が同じためである。

高調波電子サイクロトロン共鳴層の位置は、図 3.1.13 に示されているように、磁場により変わる。

ラジオメーターシステムは、図 3.2.1 (a), (b) に示されるように、三つの部分から成る。アンテナ部は、受信ホーン、真空窓、及びテーパー、円から矩形への変換導波管、ツイスト導波管、バンド、ラジオメーターシステムへマイクロ波を伝送するオーバーサイズ導波管などの導波管類から構成される。三種類の受信アンテナが用いられている。コニカルホーンアンテナ (図 3.2.2 (a)) と直線矩形ホーンアンテナ (同(b)) はトーラスの低磁場側 (外側) の赤道面に設置されている。また、トーラスの高磁場側 (内側) の赤道面上には、ホーンリフレクターアンテナ (同(c)) を設置している。外側ホーンアンテナと内側ホーンの切替えは、回転導波管スイッチにより行う。電界面 (E 面) 内と磁場界 (H 面) 内の両方に開口するホーンの利得 (gain) は

$$G = \frac{\pi}{32} \frac{G_m \lambda}{b} \frac{G_e \lambda}{a} \quad (3.2.7)$$

で与えられる [1]。ここに、 $G_m$  と  $G_e$  は、図 3.2.3 (a), (b) に示される利得因子である。コニカルホーンの利得  $G$  は、図 3.2.3 (c) に示されている。ここに、 $\lambda$  は自由空間の波長 ( $\lambda = c/f$ ) である。放射の受信強度がホーンを中心軸上の半分になる角度 (半半値幅) を  $\theta_{3dB}$  であらわすと、 $\theta_{3dB}$  と  $G$  との間には以下の関係がある。

$$\theta_{3dB} \sim \sqrt{\frac{3 \times 10^4}{G}} \quad (\text{deg.}) \quad (3.2.8)$$

一般的には、開口面アンテナの利得は、

$$G = 4\pi \frac{S}{\lambda^2} \eta \quad (3.2.9)$$

$S$ : 開口面の面積,  $\eta$ : 効率

と表わされる。ホーンリフレクターアンテナの効率  $\eta$  は、図 3.2.3 (d) に示すような開口角  $\Psi$  の関数である。今の場合、 $\Psi = 30^\circ$  で  $\eta = -1.0$  dB (0.79) である。

各ホーンアンテナの利得  $G$  と指向性  $\theta_{3dB}$  は、表 3.2.1 に与えられている。

コニカルホーンを用いると、異常波 (電場の偏波面が磁場と直交  $\vec{E} \perp \vec{B}$ ) で放出される ECE と正常波 ( $\vec{E} \parallel \vec{B}$ ) で放出される ECE を区別して測ることができる。それには、ホーンの円形導波管と矩形導波管を結ぶ円-矩形変換導波管を  $90^\circ$  回転すれば良い。

真空窓の材質は、熔融石英である。電圧定在波比 (VSWR) は、図 3.2.4 に示すように 1.2 (99.2% 透過) から 1.4 (97.2% 透過) である。

アンテナとラジオメーターの間は、高周波の損失を低減するために、オーバーサイズの導波管 WRJ-320 (7.112 mm  $\times$  3.556 mm) と WRJ-10 (22.9 mm  $\times$  10.2 mm) を用いている。この



導波管の全長は約 10 m である。このオーバーサイズの導波管はラジオメーターの直前でテーパを用いることにより、基本サイズの導波管に変換されている。

ラジオメーター部は、高周波部とビデオ電源部から構成されている (図 3.2.1)。高周波部は、カプラ、ガン発振器、アイソレーター、ミキサー、プリアンプ等から構成されている。ビデオ電源部は、ガン発振器やプリアンプの電源、減衰器 (0 - 60 dB, 10 dB ステップ)、バンドパスフィルタ、IF アンプ、検波器、ビデオアンプ、及び積分器 (時定数 0.01 ms - 10 ms) 等から構成されている。各主要構成部品の特性を E バンドのラジオメーターについて表 3.2.2 に示す。

### 3.2.3 ラジオメーターシステムの性能および特性

#### (1) 最少検出可能強度と出力の直線性

本節では、ラジオメーターシステムの最少検出可能パワーと出力の直線性についての測定結果について述べる。

測定回路を図 3.2.5 に示す。マイクロ波源はクライストロン (Klystron) 掃引発振器である。ラジオメーターの高周波部へのマイクロ波入力は、パワー計で測定する。中間周波出力の周波数は周波数計で測定される。ビデオ電源部からの出力電圧は、デジタル電圧計で測定される。

掃引発振器からの入力に対するラジオメーターの出力電圧の測定結果が、図 3.2.6 (a)~(l) に示されている。雑音電圧の二倍で定義される最大検出感度 (最少検出パワー) は、同図(a), (e), (i)に示されているように、すべてのチャンネルについて -60 dBm ( $10^{-6}$  mW, 0 dBm = 1 mW) から -66 dBm ( $10^{-6.6}$  mW) の間である。この最少検出パワーは、3.1.6 節で計算された ECE 強度の -50 dBm の 10 分の 1 以下である。

同図より、-55 dBm から -20 dBm の範囲の入力に対して、入出力間の直線性は良好であることがわかる。

#### (2) 中間周波帯域幅

中間周波の帯域幅  $\Delta f$  は、ビデオ電源部のバンドパスフィルタで設定される (図 3.2.1 (b))。ビデオ電源部は、一チャンネルのものと三チャンネルのもの二種類がある。同一パワーの中間周波の周波数に対するビデオ出力の依存性を図 3.2.7 (a)~(f) に示す。(a)~(c) は、中心周波数  $f_0 = 150$  MHz, 帯域幅  $\Delta f = 150$  MHz の一チャンネルのもの特性であり、(d)~(f) は、 $f_0 = 250$  MHz,  $\Delta f = 300$  MHz の三チャンネルのもの特性である。平坦度は、0.5 dB 以内である。

(3.1.100) 式によると、中間周波の帯域幅  $\Delta f = 1$  GHz は、主半径にして  $\Delta R = 0.9 \sim 0.8$  cm の広がりを与える。この程度の広がり、トカマクプラズマの電子温度の局所的な測定には差支えない程度である。

#### (3) 時間応答性

プリアンプの時間応答は 2 ns (500 MHz) である。ビデオ出力の時間応答は積分器の時定数 0.01 ~ 10 ms で決まる。

表3.2.1 使用アンテナのゲインと指向性。

(a) conical horn antenna ( $d=40\text{mm}, L=161\text{mm}$ )

f (GHz)	$\lambda$ (mm)	$d/\lambda$	$L/\lambda$	G (dB)	$\theta_{3\text{dB}}$ (deg.)
70.6	4.25	9.41	37.9		
78.4	3.83	10.4	42.0		
90.0	3.33	12.0	48.3		
-----					
		10	40	28	<u>+6.9</u>

(b) linear rectangular horn antenna

( $a=65.7\text{mm}, b=48.5\text{mm}, L_m=L_e=L=178.2\text{mm}$ )

f (GHz)	$\lambda$ (mm)	$a/\lambda$	$b/\lambda$	$L/\lambda$	G (dB)	$\theta_{3\text{dB}}$
56.0	5.36	12.3	9.05	33.2		
50.4	5.95	11.0	8.15	29.9		
45.8	6.55	10.0	7.40	27.2		
-----						
		10	8	30	27	<u>+7.9</u>

(c) horn reflector antenna

(open angle  $\Psi=30^\circ$ , diameter  $D=40\text{mm}$ )

f (GHz)	$\lambda$ (mm)	G	G (dB)	$\theta_{3\text{dB}}$ (deg.)
70.6	4.25	879	29	<u>+6.0</u>
78.4	3.83	1082	30	<u>+5.4</u>
90.0	3.33	1432	32	<u>+4.7</u>

表 3.2.2 ラジオメーターに用いた立体回路素子の諸元。

## (a) high frequency section of the 3 channel 70GHz radiometer

set

local frequency; 78.4GHz, 70.6GHz, 90.0GHz

power sensitivity; -61 - -70dBm (with the VIDEO section)

IF frequency; 5 - 250MHz

local oscillators;

type	mechanically tuned Gunn oscillator (TRG E9400)
------	---

power	20 - 50mW
-------	-----------

frequency stability	-5MHz/°c
---------------------	----------

power stability	-0.05dB/°c
-----------------	------------

operating voltage	4±1.5V DC
-------------------	-----------

operating current	1.0±0.2A
-------------------	----------

Mixer;

type	single-ended broad band mixer (Hughes 47355H-1100)
------	---

frequency band	60 - 90GHz
----------------	------------

maximum CW power	100mW
------------------	-------

VSWR	2:1
------	-----

Isolator;

type	(TRG E112)
------	------------

Pre-amplifier;

type	(ALPHA ALN4118)
------	-----------------

frequency range	5 - 500MHz
-----------------	------------

noise figure	less than 2dB
--------------	---------------

gain	29dB
------	------

表 3.2.2 (続き)

## (b) VIDEO section (1 channel)

frequency band width; 150MHz (175MHz+75MHz)

Time constant of integration; 0.01, 0.1, 1.0, 5, 10ms

attenuation; 0 - 60dB(10dB step)

band pass filter; 175MHz+75MHz (-3dB point)

IF amplifier;

gain	55dB
------	------

noise figure	3.0dB
--------------	-------

detector; quadrature detector

voltage; AC100V+10V(50Hz)

## (c) VIDEO section (3 channel)

frequency band width; 300MHz (250+150MHz)

time constant of integration; 0.01, 0.1, 1.0, 5, 10ms

attenuation; 0 - 60dB(10dB step)

band pass filter; 250MHz+150MHz(0dB point)

voltage; AC100V+10V(50Hz)

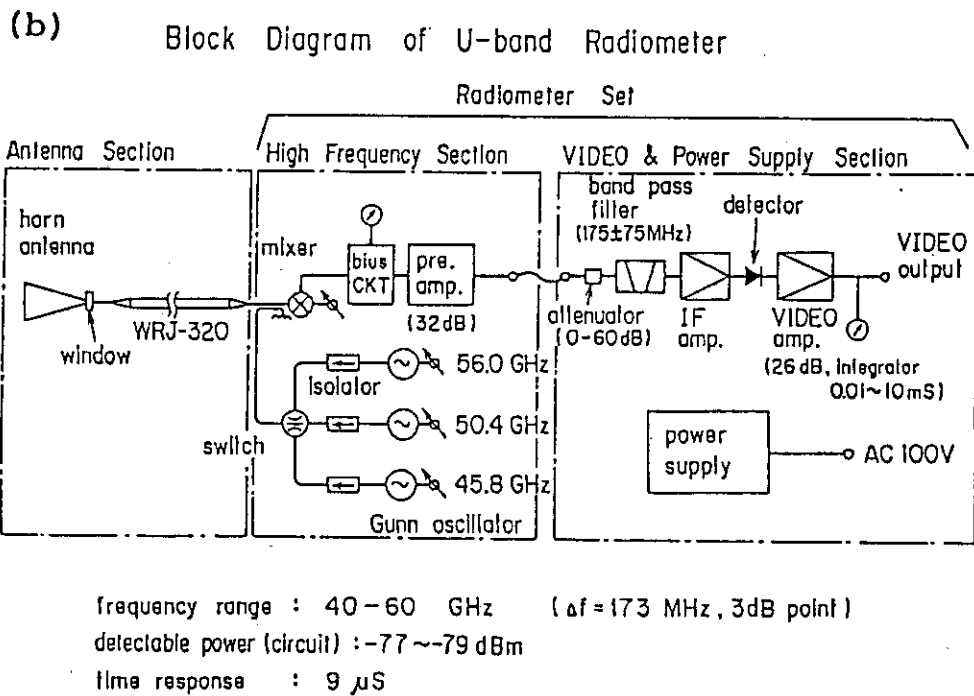
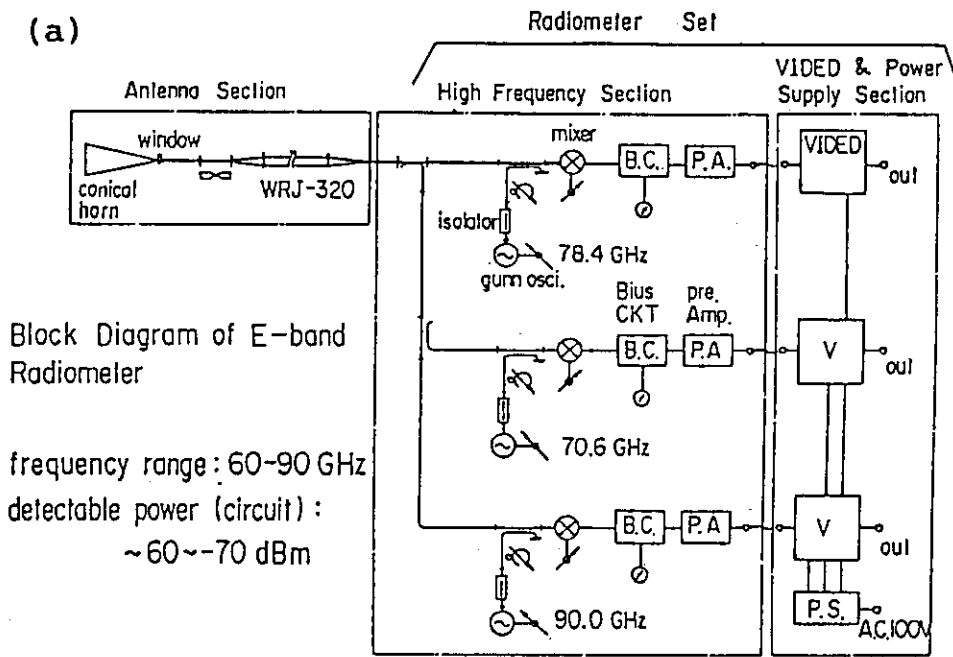
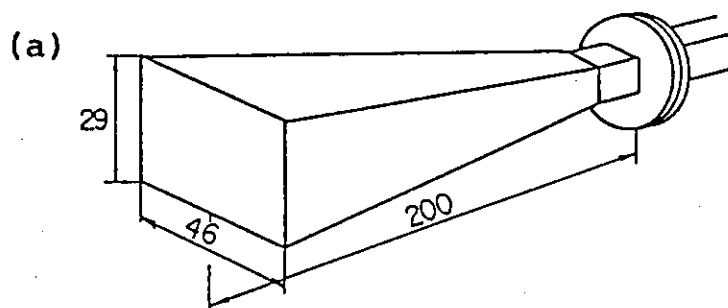
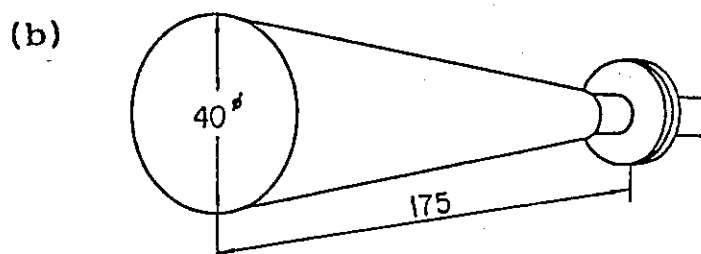


図 3.2.1 ラジオメーターの構成。(a)E バンドラジオメーター。(b)U バンドラジオメーター。

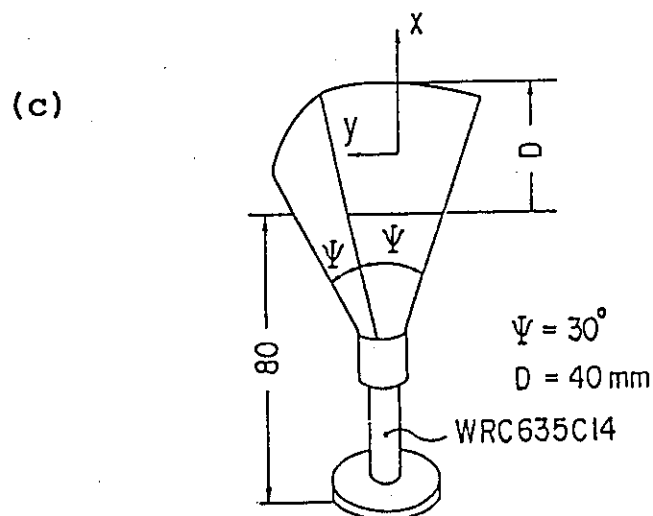
Geometry of the Receiving Horn Antenna



Rectangular Horn Antenna



Conical Horn Antenna



Horn Reflector Antenna

図 3.2.2 使用している 3 種のホーンアンテナの外形。(a)矩形ホーン。(b)円形ホーン。  
 (c) ホーンリフレクタ。

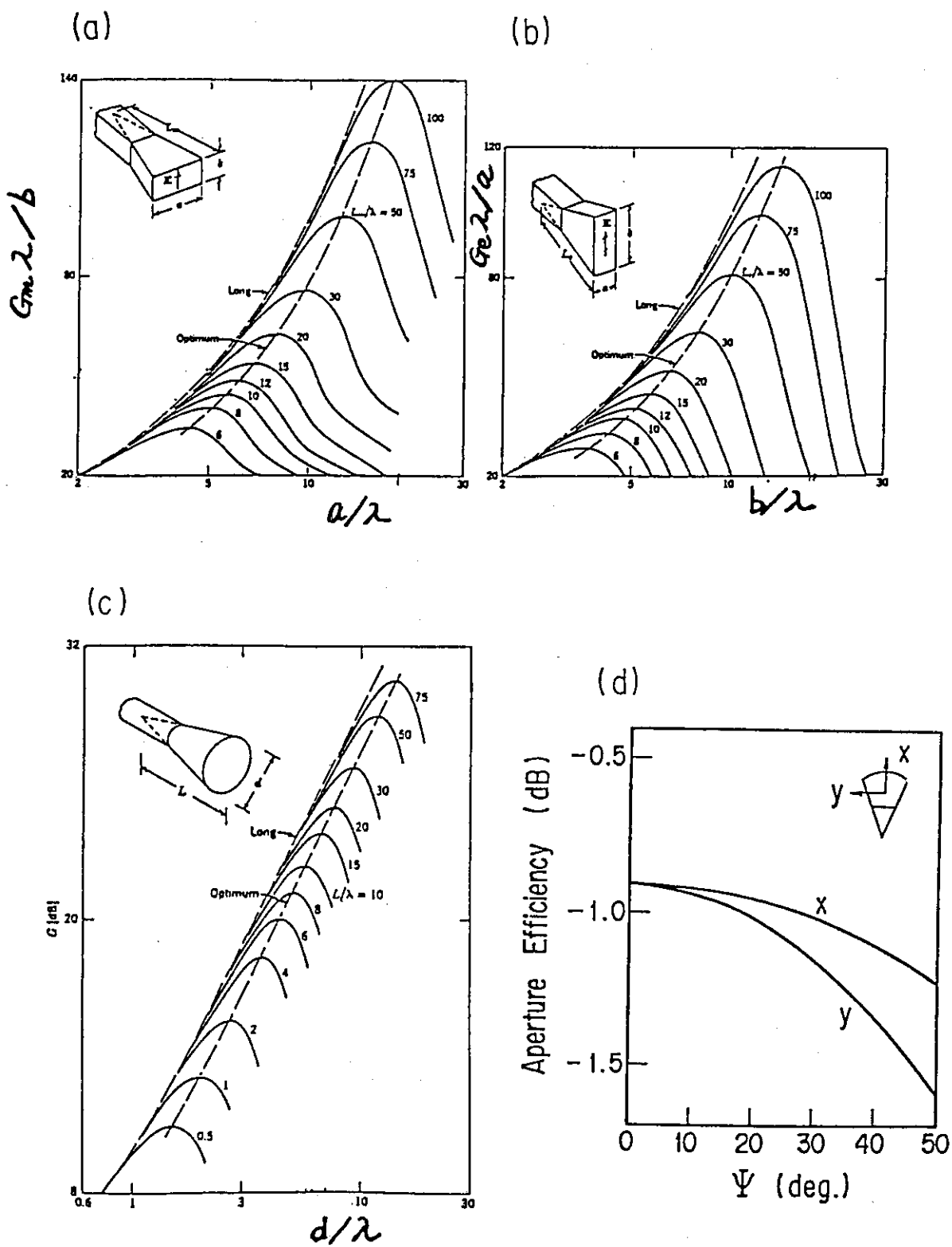


図 3.2.3 各種アンテナのゲイン。(a, b) 矩形ホーン。(c)円形ホーン。(d)ホーンリフレクタ。(文献 [1] による)

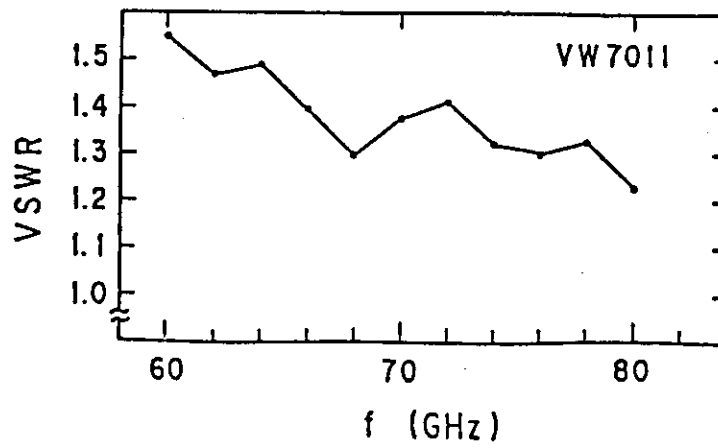
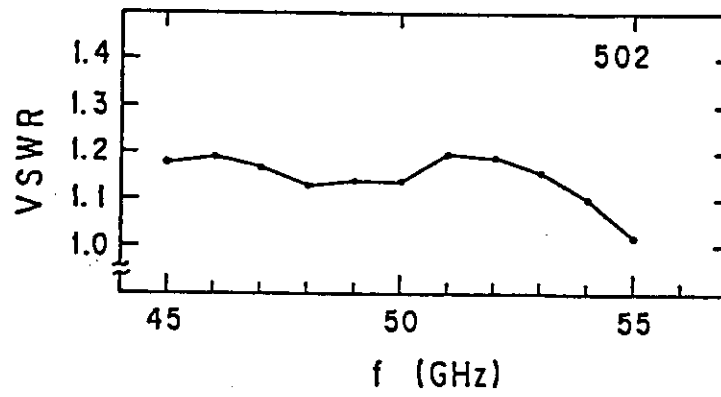


図 3.2.4 真空窓の特性。

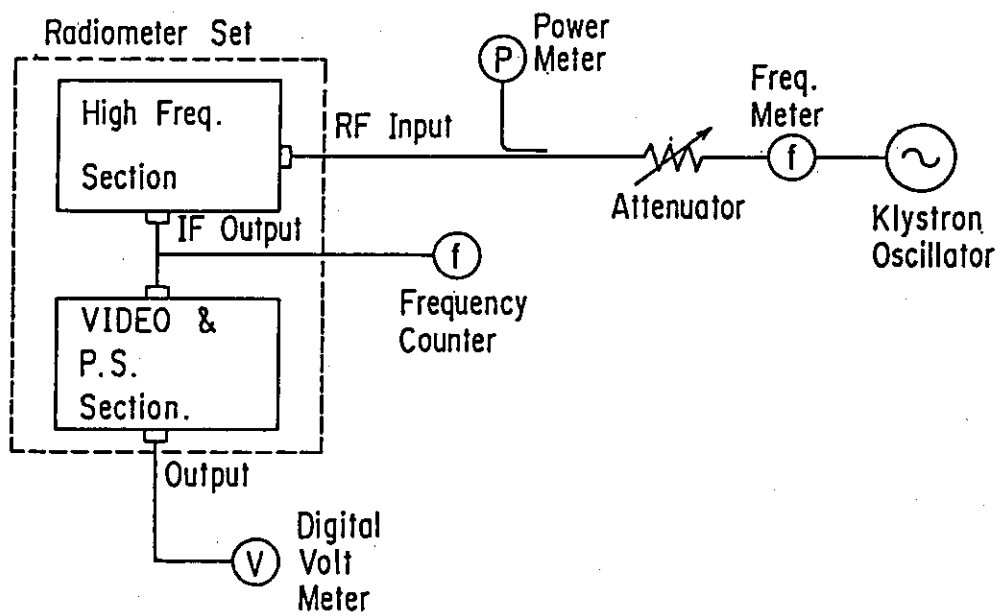


図 3.2.5 特性測定回路。



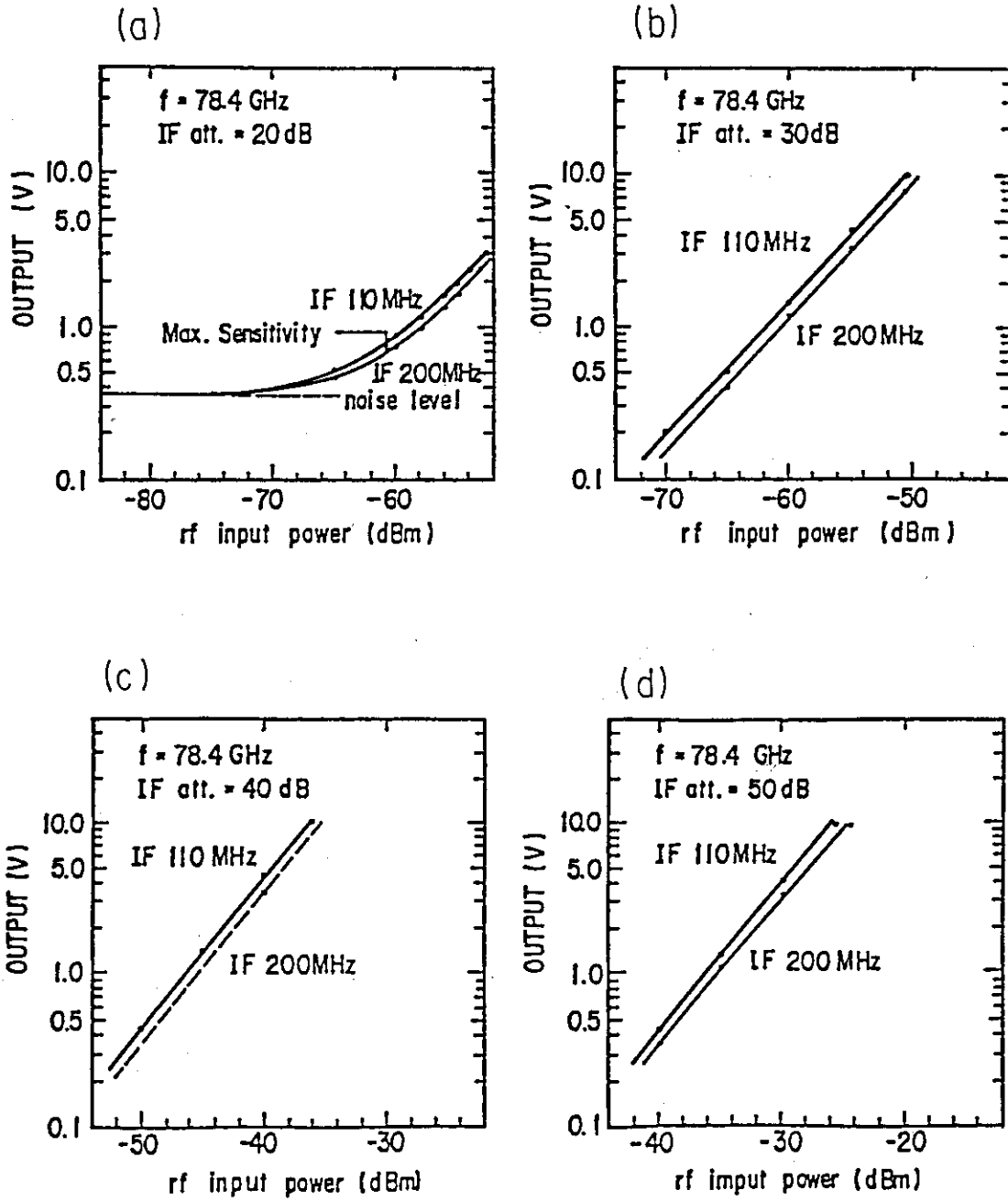
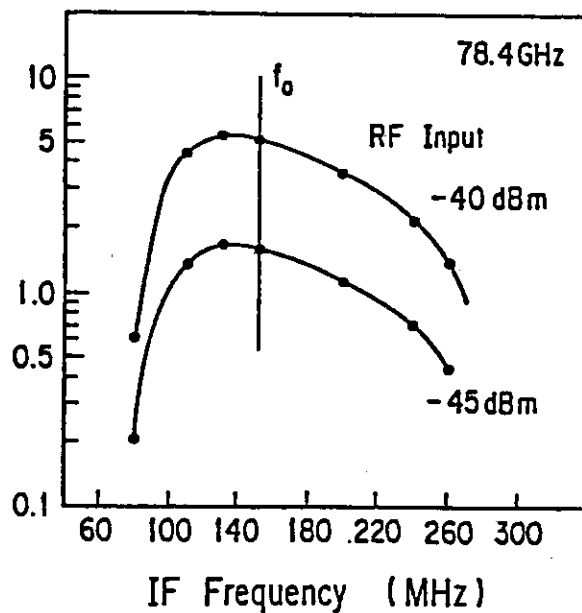


図 3.2.6 最少検出可能強度と出力の直線性。78.4 GHz のチャンネル。

(a)



(b)

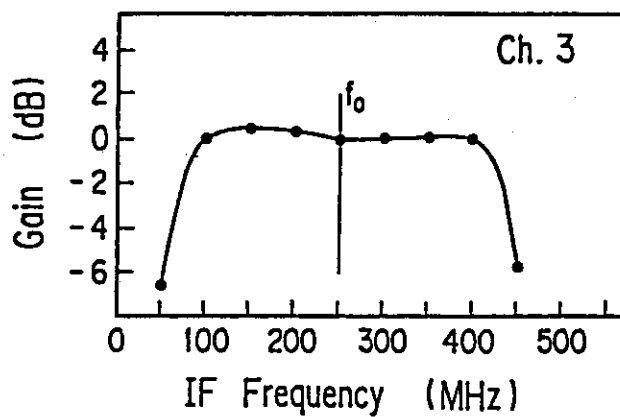


図3.2.7 各チャンネルの中間周波帯域幅。

### 3.3 トカマクプラズマからの電子サイクロトロン放射 (ECE) の測定結果と議論

本節では、JFT-2 及び JFT-2 M トカマク装置でのトカマクプラズマからのラジオメータを用いた電子サイクロトロン放射 (ECE) の測定結果についてまとめる。

#### 3.3.1 電子温度の相対較正

プラズマが光学的に厚い場合には、(3.1.118) 式で表されるように、ECE の放射強度は、放射場所のプラズマの電子温度に比例する。ECE の振舞いと、他の電子温度計測による電子温度の振舞いを比例したのが、図 3.3.1 である。JFT-2 M の円形プラズマの中心電子温度の時間発展を ECE 測定 (●印)、軟 X 線のエネルギー分析 (○印) およびルビーレーザー散乱測定 (△印) について示す。この場合の ECE の周波数は、70.6 GHz で遮断密度 ( $3.09 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , 2 倍高調波の異常波の  $f_r$  の遮断) 以下の密度においては、軟 X 線、レーザー散乱の測定結果と良く一致している。

図 3.3.2 に、これら 3 種の方法により得られた電子温度分布の比較を示す。この場合、ECE の分布を得るために、トロイダル磁場を約 10% 変化させている。これに伴いプラズマ表面の安全係数  $q_s$  は、3.2 ~ 3.5 の値をとる。この程度の磁場変化では、電子温度分布は殆ど変化しない。図のように、3 者の測定結果は、誤差内で一致する。

以上のように、JFT-2 および JFT-2 M の通常の放電で、ECE が電子温度に比例することが確認された。ECE 強度の電子温度への焼直しは、軟 X 線あるいはレーザー散乱により得られた電子温度で較正 (相対較正) を行っている。

図 3.3.3 に、ジュール加熱プラズマ (JFT-2) からの ECE 強度のプラズマ密度に対する依存性を示す。プラズマの密度を下げた放電では、ECE 強度は、密度の高い放電の場合と比べて 10 ~ 50 倍に著しく増大する。プラズマの密度を下げると、粒子間の衝突が少なくなり、トロイダル電界による高速電子の数が増え、ついには逃走電子がたくさん生成されるようになる。このような高速電子の放射により ECE 強度がふえる。このような、高速電子のたくさん存在するマクスウェル速度分布からずれた放射を非熱化放射 (non-thermal emission) という。すなわち、このような場合には、低速のマクスウェル分布をもつ大部分の電子の温度 (バルク温度、熱化した電子の電子温度) は、強度が小さく ECE から測定できない。

このような低密度放電 (図 3.3.4) では、大強度の ECE は、放電時間の間増加し続け、図 3.3.1 のバルク電子からの ECE 強度の振舞いとは非常に異なっている。この放電では、硬 X 線の強度も非常に増えている。このような低密度放電では、放射強度の分布 (図 3.3.5) もバルク電子温度分布 (図 3.3.2) とは全く異なっている。このように、電子分布関数がマクスウェル分布からずれ、高速の尾部 (tail) が有る場合には、その尾部の影響を強くうける。この場合には、バルク電子温度は知ることができないが、プラズマ電流駆動実験の場合などのように、高速電子の振舞いを知りたい場合には、ECE は有力な測定手段となる。

#### 3.3.2 ジュール加熱プラズマの電子温度

本節では、ECE による測定されたジュール加熱時の JFT-2 M トカマクプラズマの電子温度

の密度・プラズマ電流値に対する依存性についてまとめる。

図 3.3.6 (a) のようなシングル・ヌル・ダイバーター配位での、プラズマ密度に対する ECE 強度 (電子温度) の依存性を同図(b)~(d)に示す。同図(b)は、 $r/a = 0.36$  ( $q_s = 3.23$ ) の場所の電子温度の密度依存性である。電子温度は、平均密度 $\bar{n}_e$ の  $1/3$  乗に反比例する。すなわち

$$T_e(r/a=0.36) \propto \bar{n}_e^{-1/3}$$

$$(1 \times 10^{19} \text{m}^{-3} \leq \bar{n}_e \leq 2 \times 17^{19} \text{m}^{-3})$$

同図(c)は、より密度の高い場合で、

$$T_e(0.39) \propto \bar{n}_e^{-1/3 \sim -1/2}$$

$$(2 \times 10^{19} \text{m}^{-3} \leq \bar{n}_e \leq 3 \times 10^{19} \text{m}^{-3})$$

という依存性である。プラズマのより周辺部  $r/a = 0.88 \sim 0.96$  では、電子温度の密度上昇につれての低下は、より急となる (同図(d))。すなわち、

$$T_e(0.88 \sim 0.96) \propto \bar{n}_e^{-1/2 \sim -1}$$

$$(1 \times 10^{19} \text{m}^{-3} \leq \bar{n}_e \leq 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3})$$

ところが、プラズマ半径の中ほど  $r/a = 0.45 \sim 0.65$  では、密度とともに電子温度が上昇するのがみられる (同図(e), (f))。すなわち、

$$T_e(0.45 \sim 0.65) \propto \bar{n}_e$$

$$(1 \times 10^{19} \text{m}^{-3} \leq \bar{n}_e \leq 2 \times 10^{19} \text{m}^{-3})$$

以上電子温度の密度依存性をまとめると、プラズマ中心部の電子温度は、密度とともに緩やかに減少していき ( $-1/3$  乗)、プラズマの中ほどの電子温度は、密度とともに $\bar{n}_e = 2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  までは、密度に比例して上昇していく。プラズマ周辺部では中心部より早く密度とともに減少する。

いずれにしても、プラズマの内部では至る所、電子温度の減少の密度に対する指数は、 $-1$  乗よりも大きい。このために、プラズマの電子の蓄積エネルギーは、この密度領域では、密度を増やすにつれ増加している。

電子温度のプラズマ電流値に対する依存性を図 3.3.7 に示す。同図(a)は、プラズマ中心電子の振舞いである。図のように、この電流領域 ( $180 \text{ kA} \leq I_p \leq 270 \text{ kA}$ ,  $2.8 \leq q_s \leq 3.8$ ) では中心電子温度は、プラズマ電流値に依存せずほぼ一定である。ところが、同図(b)に示されるように、プラズマ周辺部の電子温度は、 $I_p$  とともに増加する。このことは、電子温度分布は、 $I_p$  を増やすにつれ広くなることを示している。

### 3.3.3 鋸歯状振動 (Sawtooth Oscillation) の測定

ECE による電子温度測定は、時間に連続的かつ時間分解良く ( $10 \mu\text{s}$ ) 電子温度を測定できるので、鋸歯状振動 (Sawtooth Oscillation) の測定に適している。鋸歯状振動の測定は、軟 X 線測定によっても行われるが、その場合密度、不純物量に影響される。しかし、ECE は純粋に電子温度の摂動を測定できることに利点がある。

図 3.3.8 に一放電の ECE 信号波形を示す。同図(a)は、位置  $r/a = 0.25$  の電子温度を表わす。この場所は鋸歯状振動の波形から有理面 ( $q = 1$  面) の内側であることがわかる。同図(b)は、位置  $r/a = 0.71$  の電子温度を表わし、鋸歯状振動の波形から有理面 ( $q = 1$  面) の外側の電子温度で

あることがわかる。

同図(a), (b)の拡大図を同図(c), (d)に示す。サンプリング時間は、0.2 msである。このように、ECE 測定により、電子温度の鋸歯状振動の波形を詳しく調べることができる。

磁場を細かく変えて、2倍高調波電子サイクロトロン共鳴層の位置をスキャンすることにより、 $q=1$ の有理面の位置を精度良く同定することができる(図3.3.9)。 $q=1$ 面の位置は、鋸歯状振動の消える位置である。

図3.3.10に、鋸歯状振動による電子温度の摂動の大きさとその割合の径分布を示す。 $q=1$ 面内では、電子温度の摂動は12~15%であるが、 $q=1$ 面のすぐ外側では、熱が掃き出された時に、その割合は20%以上になる。このように、 $q=1$ 面の位置は±1 cm以内の精度で同定することができる。

図3.3.11(a)に、ECEによる電子温度径分布の時間発展を示す。放電初期は、電子温度分布は非常に広いが、だんだんピークしてくる。そして鋸歯状振動の現れる $t=0.2$ s以降は、同図(b)に示されるように、中心部の電子温度分布は少し平坦化する。また、電子温度の分布形は、安常状態では、ほぼ $T_e(r)=T_{e0}(1-r^2/a^2)^2$ で表わされる。

鋸歯状振動の周期(図3.3.8(c)の $\Delta t$ )は、図3.3.12に示されるように密度の増大とともに長くなる。図3.3.12(a)は、下シングル・ヌル・ダイバーター配位の場合、同図(b)は、D形リミター配位の場合である。鋸歯状振動の周期は、密度にほぼ比例して増加することがわかる。水素プラズマと重水素プラズマとでは周期に差は見られない。また、周期は、プラズマ崩壊(disruption)の密度に近づくと、飽和する。あるいは少し減少するのがみられる。

鋸歯状振動は、ポロイダル・モード数が1のティアリングモードによりおきると考えられている。鋸歯状振動の崩壊のモデルには、次の2種類がある[1]:一つは、 $q=1$ 面内で完全な磁力線の組替えがおきることによるというモデル[2, 3]で、もう一つは、磁気島の生長により、径方向の輸送が増加[4, 5]というモデルである。いずれのモデルでも、鋸歯状振動の崩壊は、磁気島の大きさがある大きさになるとおきる。これらのモデルにより、鋸歯状振動の周期に対する次のような比例則が導ける[6, 3]。

$$\Delta t \propto \sqrt{\tau_H \tau_R} = \frac{r_s \sqrt{n_e \sqrt{T_e} R}}{V_L} \propto \sqrt{n_e \sqrt{T_e}} \quad (3.3.1)$$

ここに、

$$\tau_H = \frac{n_e T_e}{\eta j^2}: \text{加熱時間}$$

$$\tau_R = \frac{\mu_0 r_s^2}{\eta}: \text{磁場の拡散時間}$$

$r_s$ :  $q=1$ 面の半径

$\eta$ : プラズマの低抗率

である。前節の結果によると、電子温度の密度に対する比例則は、プラズマ中心部から $q=1$ 面( $r/a \sim 0.4$ )のあたりで、

$$T_e \propto n^{-\frac{1}{3}-1} \quad (0 \leq r/a \leq 0.6)$$

である。すると、(3.3.1)の比例則は、

$$\Delta t \propto n^{\frac{1}{3}-1}$$

となって、密度とともに増加することになり、測定結果の傾向と一致する。

### 3.3.4 Hモード時の周辺電子温度の測定 [7~9]

#### (1) 序

トカマクプラズマの追加熱を行なうとそのエネルギー閉じ込め時間は、ジュール加熱時に比べ劣化する。この状態を“Lモード”と称している。しかし、西ドイツのASDEXトカマクで、ダイバーター配位に於いては追加熱時でもエネルギー閉じ込めの良い状態があることが見出された[10~12]。そして、このHモード時には、プラズマ周辺部の電子温度が増加し、セパトリティクス近傍に“ペDESTアル”と呼ばれる径方向の電子温度勾配の大きな所が形成されていることが見出された。Hモードに関する理論によると、このように良い閉じ込めは、プラズマ周辺部の高温部に起因するのではないかとされているが([13~18])、その物理機構については未だ解明されていない。

Hモード遷移に際しては、プラズマ周辺部からの重水素(D)あるいは水素(H)原子から放射されるバルマー- $\alpha$ 線強度が急激に減少するという著しい特徴を示す。JFT-2Mトカマクでは、ダイバーター配位のみならずリミター配位に於いてもこのような $D_{\alpha}/H_{\alpha}$ 線の強度の減少がみられた[19]。このような遷移時の周辺電子温度の振舞いをECEの測定により調べた。

#### (2) Hモード時およびLモード時のプラズマ周辺からのECEの時間的振舞い

Hモードへの遷移は追加熱パワーが、ある閾値を越えたときに起こるという特徴を持つ。図3.3.13に追加熱パワー(この場合の中性粒子入射(NBI)加熱)が、その閾値よりも少し大きいという場合のプラズマのパラメタの時間的振舞いを示す。このような場合には、図のように追加熱の前半はLモード、NBIにより密度の上がる後半はHモードとなる。この場合、H遷移は $t=790$ msで起きる。Lモード時はプラズマ周辺部(小半径 $r=23$ cm,  $r/a=0.7$ )の二倍高調波ECEの強度 $I_{ECE}$ には振幅の大きな鋸歯状振動が現れているが、H遷移に伴い鋸歯状振動の振幅が小さくなる。また、H遷移は鋸歯状振動の山、すなわち安全係数 $q < 1$ の有理面内のプラズマが内部崩壊(internal disruption)を起こし、内部の熱エネルギーが熱パルスとなってプラズマ周辺部まで伝播してきた時に起きている。この熱パルスの伝播に要する時間はECEによる測定の結果通常2ms程度である。このように内部崩壊による熱パルスがH遷移の引き金となっている。この熱パルスにより閉じ込めの良いHモードになると周辺部の高い電子温度が維持されることにより周辺部の抵抗が小さくなりプラズマ電流分布が変化しプラズマ中心部の電流密度が減少し内部崩壊が抑制され、それにより上記のように鋸歯状振動が小さくなるということが考えられる。後で述べるように実際に電子温度分布は広く(broad)なっている。

H遷移に伴い図に示されるように $D_{\alpha}$ 線の強度は急激に減少し、Hモードの間中この減少が維持されている。Hモードが終了するときには $D_{\alpha}$ 線強度はバースト的に急増する。H遷移に際しては、時間的にはECEの増大が $D_{\alpha}$ 線強度の減少より1~2ms早く現れる。Hモード中は、線平均プラズマ密度が直線的に増加する。また、H遷移によりループは更に減少する。これは、周辺電子温度の増加によるものと考えられる。

反磁性測定によるプラズマの蓄積エネルギー  $W_s^{DIA}$  は、H 遷移により 20% 程度 L モードより増加する。

H モードの間は、ループ電圧の減少でジュール入力が増加するため全入力は 6% 程度減少する。それ故、エネルギー閉じ込め時間は H 遷移により増加する。NBI による追加熱中のエネルギー閉じ込め時間は L モードでは 18 ms であるが、H モードでは 23 ms に増加する。これは、割合にして、28% の増加である。H モードでは、密度の増加のため、L モードより高い密度になっている。しかし、これは、単に H モードは L モードの密度を上げた状態とは異なっている。というのは、JFT-2M では、このくらいの密度領域 ( $\bar{n}_e > 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) では、L モードでは、エネルギー閉じ込め時間は密度によらず、ほぼ一定となっているという実験事実があるからである。この密度領域では、ジュール加熱プラズマのエネルギー閉じ込め時間も、密度によらず一定 (38 ms) となっている。

プラズマ平衡のパラメタ  $\Lambda + 1/2$  ( $=\beta_p + I_p/2 - 1/2$ ) も、H モード中は増加する。ここに、 $\beta_p$  はポロイダルベータ値、そして  $I_p = (4\pi/\mu) \times (\text{プラズマ単位長さあたりの内部自己インダクタンス})$  である。放射パワーは、H 遷移初期には、L モード時より減少するが、その後、直線的に増加し始める。D<sub>a</sub> 信号に、H モードの途中で現れているバーストにより、蓄積エネルギー  $W_s^{DIA}$  と  $\Lambda + 1/2$  は、少し減少する。このバーストは、“周辺部に局在するモード (Edge Localized Mode)” と呼ばれているものである。

H モードは、NBI が切れた後も、ほぼ 20 ms の間続いている。そして、ECE 強度に見られるように、周辺温度が H 遷移初期より下がっても、なお、H モードの状態が続いている。

### (3) ECE による H モード中の電子温度分布

トロイダル磁場強度  $B_0$  を変え、電子サイクロトロン共鳴層の位置を変化させて得られた電子温度分布を、図 3.3.14 に示す。ECE の周波数は 78.4 GHz であり、 $B_0$  は、1.06 T から 1.37 T まで変化させた。しかし、この間、セパトロリクス位置は、一定に保った。すなわち、セパトロリクス内側の大半径  $R = 1.03 \text{ m}$  ( $r = -0.28 \text{ m}$ )、セパトロリクス外側の大半径  $R = 1.54 \text{ m}$  ( $r = 0.23 \text{ m}$ ) と一定である。プラズマ電流は  $I_p = 220 \text{ kA}$  一定である。前図の  $B_0 = 1.15 \text{ T}$  の場合、プラズマ表面の安全係数  $q_s$  は 2.5 である。

ジュールプラズマの電子温度は、図中の黒丸で示されている。黒丸をつきぬける棒は、鋸歯状振動の振幅を示している。安全係数  $q = 1$  の特異面の位置は、鋸歯状振動の波形の反転するところで、 $r = 0.13 \text{ m}$  ( $r/a = 0.4$ ) の所にあることがわかる。ここでは、プラズマ半径  $a$  は、ECE 強度がほぼ零になる所として定義しており、 $a = 0.32 \text{ m}$  である。かなり高温のプラズマが、セパトロリクスより約 3 cm 外側まで存在している。

L モードに於いては、電子温度の鋸歯状振動の振幅が、大きく成長する。この鋸歯状振動のピーク値、すなわちピーク温度は NBI パワーが大きくなるとともに増大し、ある値に達すると H 遷移が起きる。H 遷移が起きるときの、ピーク温度の分布が、図 3.3.14 に破線で示されている。最大電子温度は、H 遷移後 20 - 30 ms に達成され、その時の分布が図中に実線で示されている。この最大温度の達成後は、電子温度は徐々に減少する。この間、プラズマ密度は、直線的に増大し続けている。

小半径  $r = -28 \text{ cm}$  近辺のセパトロリクスのあたり ( $0.85 \leq r/a \leq 0.95$ ) に、電子温度の勾

配の急な領域が形成されていることが見られる。レーザー散乱測定によると、セパトリクス近辺の局所的なプラズマ密度は、 $n_e = 2.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である。電子温度勾配の急な領域のすぐ内側 ( $0.65 \leq r/a \leq 0.85$ ) には、ジュール加熱時よりも勾配の緩い領域が存在している。このように、JFT-2Mのダイバーター配位に於けるHモードに於いては、電子温度の“ペDESTAL (台)”が形成されていることが確認された。

ジュール加熱時の電子温度分布形は、 $T_e(r) = T_e(0) (1 - r^2/a^2)$  で良く近似できる。Hモード時の、プラズマ中心部 ( $0.0 \leq r/a \leq 0.6$ ) の分布形もこの式で近似される。このように、Hモードは、Lモードと比べて、ペDESTALをもつ広い電子温度分布で特徴付けられる。

#### (4) H遷移時の電子温度のしきい値

H遷移には、追加熱入力にしきい値があり、この値以上の追加熱入力に対してH遷移が起きる。図3.3.15には、NBI追加熱パワーと、それに対する  $r = -23.5 \text{ cm}$  の局所的な電子温度 (鋸歯状振動のピーク値) が、いろいろの配位について示されている。ここでは、4種類のシングルヌルーダイバーター配位が比較されている。すなわち、ヌルー点が、プラズマの上方にある、上シングルヌルーダイバーター配位、及びヌルー点が、プラズマの下方にある、下シングルヌルーダイバーター配位で、各々トロイダル磁場の向きが、反時計方向 (CCW) と時計方向 (CW) の場合である。トロイダル磁場の向きを変えたのは、イオンの磁場勾配ドリフト (gradient B drift) の向きを上下に変えるためである。

NBIパワーは、200 kWの低パワーから800 kWの大パワーまで、ショットごとに、かえてゆき、 $T_e(-23.5 \text{ cm})$  を測定した。H遷移の瞬間の電子温度を黒塗りの記号で表わし、H遷移せずLモードの場合は、中空の記号で表わしている。プラズマ電流、及び、磁場は、各々  $I_p = 220 \text{ kA}$ ,  $B_0 = 1.15 \text{ T}$  に固定され、セパトリクスの位置 (精度5 mm以内)、平均密度 ( $2.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) も4種の場合について同じである。

パワーのしきい値は、図に矢印で示されているように、4通りの配位で200 kWから750 kWまで、大きな違いがある。各ケースについて、パワーのしきい値に対応して、 $T_e(-23.5 \text{ cm})$  にもしきい値があることがわかる。各ケースの電子温度のしきい値は、破線の矢印で示されている。H遷移のためのパワーのしきい値が大きな場合には、電子温度のしきい値も大きくなっているが、その違いは小さい。

結局、 $r/a = 0.75$  付近の電子温度のしきい値は、500 ~ 600 eVであるが、プラズマの配位により微妙な差があることがわかる。

ケースAとケースCでとられた配位では、イオン磁場勾配ドリフトはヌルー点方向であり、ケースBとケースDでは、イオン磁場勾配ドリフトはヌルー点と逆方向である。ここに、イオン磁場勾配ドリフトの速度は、 $\vec{v}_{dr} \propto \vec{B} \times \nabla B$  である。図からわかるように、イオン磁場勾配ドリフトがヌルー点方向を向いているケース (A, C) がその逆のケース (B, D) よりH遷移に必要なしきいパワーが小さい。このことは、すでにWagner, Hinton等 [12, 14] により指摘されている通りである。しかし、JFT-2Mの場合には、上シングルヌルー配位の場合のほうが下シングルヌルー配位と比べてしきいパワーが小さい。

ECE測定により  $r/a = 0.75$  付近の電子温度としきいパワーとは対応する。すなわち、しきいパワーが大きいほど、しきい電子温度は大きくなる。しかしながら、しきいパワーが200 kW



から 750 kW まで大きく変化しても、しきい電子温度の変化は 500 eV から 600 eV であり、その差は僅かである。

図 3.3.16 (a)~(c)は、可動リミターの挿入実験の結果を示したものである。可動リミターのヘッドはカーボン製である。可動リミターはトラス外側から挿入され、リミターのヘッドとセパトトリクスとの距離が  $\Delta R$  で示されている。この距離  $\Delta R$  が小さくなるに従ってベースのジュールプラズマの電子温度  $T_e$  ( $-23.5$  cm) は低下していくが、H 遷移時のしきい値は、ほぼ一定である。すなわち、ベースの周辺電子温度が低い場合には、H 遷移を起こすには、大きな加熱パワーが必要である。

図 3.3.16 (b)は、電子温度の鋸歯状振動のピーク値 (丸印) と鋸歯状振動のボトム値 (三角印) パワーに対する依存性を示したものである。可動リミターの各位置 ( $\Delta R = 7, 5, 4, 3$  cm) において、H 遷移時のピーク温度は、L モード時のピーク温度を直線的に外挿したものになっていることがわかる。周辺電子温度のピーク値の上昇  $\Delta T_e$  (0.8 a) は、どの可動リミターの位置に対しても、加熱パワーに対して、 $0.2$  eV/kW の加熱率で増大している。このことは、鋸歯状振動のピーク値 (丸印) には、H 遷移に伴う遷移現象はみられないということである。それに対して、鋸歯状振動のボトム値 (三角印) は、H 遷移に伴って、急激に飛上る。周辺電子温度の鋸歯状振動は、ベースの周辺温度に、プラズマ中心部から内部崩壊 (internal disruption) による熱パルスによる擾乱が重なったものと考え、上記のことは、H 遷移により、ベースの周辺電子温度に状態の遷移が起きることを意味している。また、鋸歯状振動のピーク値にしきい値があることは、鋸歯状振動のピークにより H 遷移がトリガーされることを示唆し、さらにこのことは、ベースの周辺電子温度の加熱率が小さいことを考え合せると、鋸歯状振動の無いもしくは小さい放電の場合には、H 遷移を起こす必要なしきいパワーは大きくなることが予測される。事実、鋸歯状振動の小さい、安全係数  $q$  の大きな放電では、 $q$  値の小さい放電よりも H 遷移を起こすに必要なしきいパワーが大きくなることを見出されている。

図 3.3.16 (c)は、周辺電子温度のしきい値  $T_e$  およびジュール加熱時のベース周辺電子温度  $T_{e1}$  と、H 遷移を起こすに必要なパワー  $P_e$  の関係を示したものである。 $T_e - T_{e1}$  は  $P_e$  にほぼ比例していることがわかる。このことから、しきいパワーは、周辺電子温度  $T_e$  を、あるしきい値  $T_e$  まであげるに必要なパワーであるとみることができる。

以上のように、可動リミターの位置によるしきいパワーの違いは、ジュール加熱時の周辺電子温度  $T_{e1}$  の違い、および、一定のしきい温度  $T_e$  によるとみることができる。

さて、中性子粒子入射 (NBI) 加熱でも、イオンサイクロトロン周波数帯の高周波 (ICRF) 加熱でも、H 遷移のためのしきいパワー  $P_e$  は、プラズマ密度により変化する。 $P_e$  は、密度が大きくなるに従い小さくなる。そして、プラズマ密度が小さくなると  $P_e$  は、大きくなり、ある密度以下では手持ちの加熱パワーでは、H 遷移しなくなる。

図 3.3.17 に、NBI 加熱と ICRF 加熱の H モードショットの周辺電子温度  $T_e$  (0.8 a) の時間変化を示す。H 遷移時の周辺電子温度は、NBI 加熱による場合も (A)、ICRF 加熱による場合 (A') も殆ど同じである。また、H モードの終わる時の周辺電子温度 (B, B') も殆ど同じである。このように、しきい電子温度  $T_e$  は、密度が同じであれば、加熱法 (NBI, ICRF) あるいは加熱パワーによらず一定であるように見える。

しかし、しきい電子温度  $T_e$  は、図 3.3.17(c) に示すように、プラズマ密度が大きくなるとともに、減少する。 $T_e$  と周辺密度には図に示されるような直線的な関係がある。この密度領域では、しきいパワーは、プラズマ密度とともに減少している。密度としきい温度との関係は、ほぼ  $n_e T_e^3 = \text{一定}$  となっている。

H モード中は、周辺電子温度は、H モードに特徴的な密度の上昇とともに減少する。プラズマ密度のあがる H モードの後半においては、周辺電子温度は、H 遷移時の温度あるいは L モード時の温度より低いというケースとある。しかし、この時でも密度とプラズマの蓄積エネルギーは、L モードより高いレベルを維持している。このことは、H モード中の蓄積エネルギーの増加は主に密度によっていることを示していると考えられる。このように H モードにおいて、プラズマ密度が大きく増大する理由は明らかではないが、この密度の直線的な増加は、H 遷移によって、プラズマ粒子閉込めが著しく良くなるということを示唆している (2.6 節 C 参照)。

さて、これまでは、リミター挿入実験時の周辺電子温度の振舞いについて述べてきたが、軟 X 線の測定によるプラズマ中心の電子温度  $T_e(0)$  は、可動リミターの位置によらずほぼ一定である。追加熱前のジュールプラズマの中心電子温度は、 $T_e(0) = (0.82 \sim 0.85) \pm 0.05$  keV で、H モード時はリミター位置によらず  $T_e(0) = (1.03 \sim 1.09) \pm 0.05$  keV である。このことから、電子温度の分布形はリミター位置により  $T_e(0) / T_e(-23.5\text{cm}) = 2.5 \sim 1.8$  までジュール時には変化する。H 遷移時には、この比は 2.0 である。このように H 遷移時には、高い周辺電子温度とひろい電子温度分布が特徴となっており、これらの条件が H 遷移には必要であると考えられる。

#### (5) ECE 信号と $D_e$ 信号の時間変化の比較

H 遷移時のプラズマ断面内のいろいろな小半径からの ECE 強度と  $D_e / H_e$  強度の時間的振舞いを図 3.3.18 に示す。周辺部の ( $r = -23 \sim -29$  cm) の ECE 信号は H 遷移により急に増え、 $D_e$  強度は減少する。時間的にみると、ECE の増加が  $D_e$  の減少よりも 1~2 ms 早い。小半径  $r = -10$  cm からの ECE は H 遷移により強度の増加はない。しかし、鋸歯状振動はなくなる。このことは、H 遷移により、 $r = -13$  cm 付近に存在した安全係数  $q = 1$  の有理面が H 遷移によりプラズマ中心部へ移動することを示唆している。このことから、H 遷移により電流分布が広がることが推定される。というのは、プラズマ電流値は H 遷移の有り無しに関わらず一定であるからである。

これらの測定結果により、H 遷移は  $D_e$  信号より早く、ECE 信号に最初に現われることがわかった。また、H 遷移の現象はプラズマの周辺部に始まり、遷移による電流分布の広がり  $q = 1$  面をプラズマ中心部に押しやり、鋸歯状振動を弱める。

#### (6) リミター配位の放電に於ける H 遷移時の ECE 信号の振舞い

JFT-2M トカマクでは、ダイバーター配位のプラズマのみでなく、リミター配位においても、H モードが得られている。この“リミター H モード”の典型的なショットを図 3.3.19 に示す。この D 形リミター放電では、プラズマは内側 (高磁場側) のカーボン製の固定リミターにより規定されている。すなわちプラズマは内寄せで点火している。プラズマは、4.5 cm 内側に変位しているため、プラズマ半径は  $a = 30.5$  cm (通常は  $a = 35$  cm) と小さくなっている。

周波数 90 GHz の二倍高調波 ECE は、内側の最外殻磁気面から 4.5 cm 内側 ( $r = 26$  cm) から発する。この  $I_{ECE} (r = 26 \text{ cm})$  は、H 遷移時に  $D_a$  信号が減少するより前に増加し、H モード終了時には L モードのレベルまで落ちてくる。密度の増加が小さい為か、H 遷移と H モード終了は、ほぼ同じ ECE 強度で起きている。

この図では、H モード時の信号 (実線) と L モード時の信号 (破線) とが比較されている。リミター H モードでもダイバーター H モードと同じく、 $D_a$  信号の減少と密度  $n$  の直線的な増加が特徴である。H モード中はループ電圧が L モード時よりも更に減少し、H モード終了後に増加する。このショットの場合、H モードで蓄積エネルギーは、約 15% 増加する。

以上のように、リミター H モードとダイバーター H モードとは、非常に似ている。両者とも高い周辺電子温度を持つ。このように、H モードは、ダイバーター放電のみで現われる現象ではなくリミター放電でも現われる、もっと一般的な現象である。しかしながら、H 遷移に移なしきいパワーは、配位により異なり、リミター配位の方が大きな追加熱パワーが必要である。

リミター H モード時の、プラズマの内側周辺部の ECE 強度分布を図 3.3.20 に示す。ジュールプラズマの分布を白ヌキの記号で表わし、H 遷移時の分布を黒丸で表わしている。図に現われているように、リミターの影になる位置に、ECE 強度の増加が見られる。これは、プラズマ中心部から放射される三倍高調波の ECE の影響が現われたためである。これは、このピーク的位置の ECE 信号に現れている鋸歯状振動の波形が  $q = 1$  面内の波形であることからわかる。このリミターの影になる位置は三倍高調波の ECE に対して  $B_0 = 0.95 \text{ T} \sim 1.05 \text{ T}$  の場合に相当し、このとき三倍高調波の電子サイクロトロン共鳴層はプラズマ中心付近 ( $r = 0 \sim 10 \text{ cm}$ ) にある。

この図では、電子温度のペDESTAL ははっきりとは見えないが、三倍高調波の寄与を引くことにより、リミター H モードでも、電子温度のペDESTAL が形成されていることがわかる [8]。

#### (7) 三倍高調波 ECE の振舞い

低磁通側に設置したホーンアンテナにより、プラズマからの ECE の三倍高調波 (周波数 90 GHz) を測定した。後節で述べるように、この実験のプラズマ条件 (電子温度, 電子密度) では、光学的に薄い。従って、ECE の三倍高調波の強度は  $n_e T_e^2$  に比例する。言葉を替えて言えば、圧力と電子温度の二乗の積に比例することになる。それ故、ECE の三倍高調波の強度は電子温度に強く依存する。

H モードから放射される三倍高調波強度と L モードから放射される三倍高調波強度を図 3.3.21 で比較している。実線が H モードで破線が L モードである。この二ショットは、いずれも上シングルヌルダイバーター配位の放電で、同じ磁場強度 (1.23 T), 同じプラズマ電流値 (220 kA), さらに同じ NBI のパワー (800 kW) であるが、プラズマの密度が異なっている。L モードの放電は密度が低く ( $\bar{n}_e = 1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ), H モードの放電は密度が高い ( $\bar{n}_e = 2.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ )。低密度の L モードは高い周辺電子温度 ( $r = 19 \text{ cm}$ ) をもち、追加熱中は大きな鋸歯状振動がみられる。高い密度の放電では周辺電子温度は低いにもかかわらず H 遷移が起きる。H 遷移直前の電子温度は、低密度の L モードの場合の約 75% である。

H 遷移の瞬間に、三倍高調波強度は急激に増大する。しかし、最大値を達した後は H モード

の終局まで、強度は減少し続ける。一方、この間、電子密度は、直線的に増大し続ける。そして、Hモードの終局では、周辺電子温度は、NBIを加える前よりも、むしろ低くなっている。しかし、Hモードは続いている。

これらの二点、すなわち、低密度放電においては周辺電子温度が高いにもかかわらずH遷移が起きないということと、周辺電子温度が低くなってもHモードが継続しているということは、周辺電子温度のしきい値は密度依存性をもつことを示している。すなわち低密度放電ではしきい値が高い。

#### (8) バースト付Hモードとバースト無しHモードからのECEの比較

Hモードには二種類ある。すなわち、D<sub>0</sub>信号にバーストの無いHモードとバーストの有るHモードである。この二種類のHモードの展型的な波形を図3.3.22に示す。実線がバースト付Hモードの場合で、破線がバースト無しHモードの場合である。

通常、バーストは、H遷移から少し時間をおいて現われる。Hモード中にバーストが現われるとプラズマ密度の増大が止まり、周辺電子温度が少し下がること、特徴的にみられる。

バーストは、繰返し現われる。すなわち、バーストが現われると周辺電子温度が低下し、バーストは止まる。すると、周辺電子温度が上がり始め、再びバーストが現われる。ボロメーターによる放射パワー(損失)は、バースト無しHモードにくらべて、バースト付Hモードのほうが小さい。

#### (9) 周辺電子温度のしきい値のプラズマパラメタに対する依存性

Hモード遷移時の周辺電子温度のしきい値 $T_e$ は、Hモードの開始あるいは終了の時の周辺電子温度である。このしきい値 $T_e$ の密度およびプラズマ電流値に対する依存性を図3.3.23(a)~(c)にまとめる。密度依存性を、上シングル・ヌル・ダイバーター配位(同図(a))とD形リミター配位(同図(b))について示す。いずれの場合も、しきい値 $T_e$ は、密度の $1/3$ 乗に反比例して減少することがわかる。すなわち、 $T_e \propto n_e^{-1/3}$ である。この場合、ジュール加熱プラズマの周辺電子温度の密度に対する依存性も同様である： $T_j \propto n_e^{-1/3}$ 。

プラズマ電流値に対する依存性を同図(c)に示す。電子温度のしきい値は、プラズマ電流値とともに増大する。ここでは、横軸をプラズマ表面の安全係数にとっている。ジュール加熱時の周辺電子温度 $T_j$ もプラズマ電流値とともに増大する。温度差 $\Delta T = T_e - T_j$ は、NBHのパワーのしきい値 $P_c$ と相関がある。すなわち、 $\Delta T$ が大きいときは、 $P_c$ も大きい。これは、3.3.4(6)の可動リミター挿入実験の結果と同様である。

以上のように、周辺電子温度のHモード遷移にたいするしきい値は、プラズマ密度に弱い依存性を持ち、プラズマ電流値にはかなり依存する。この依存性があるということは、周辺電子温度はHモード遷移の特徴づけとして良い物理量であるものの、これのみでは、究極的なHモード遷移の決定条件にはなっていないことを示すものと考えられる。

#### (10) Hモード時のプラズマ周辺の電子温度勾配の測定

上シングル・ヌル・ダイバーター配位におけるプラズマ周辺(セパトリクス近傍)の各位置の電子温度の時間発展とプラズマ諸量を図3.3.24(a), (b)に示す。この放電の場合、Hモードへの遷移は、NBH開始後約20ms後( $t=t_1$ )におきている。セパトリクスとの距離はcm単位で図中に示されている。ECE信号Aは、セパトリクスのすぐ内側1.6cm( $r/a=0.95$ ,  $a=$

29.7 cm) のものであり、ECE 信号 B は同じく内側 1.0 cm からのものである。ECE 信号 C はセパトトリクスの外側 0.7 cm ( $r/a=1.02$ ) からのものである。これらの A, B, C の位置は、同図(c)に示されているとうりである。

H モードは、 $t=t_1$  から  $t=t_2$  まで続いている。しかしながら、この間に  $D_\alpha$  信号の第 2 の減少があることがわかる。これは、“第 2 の H モード遷移” すなわち “H モードから H モードへの遷移” であると考えられる。この第 2 の H モード遷移の間は、同図(a)に示すように、プラズマの蓄積エネルギー  $W_p$  の増加がみられる。この第 2 の H モード遷移の間は、位置 A と位置 B の ECE 信号の振舞いは異なる。すなわち、ECE 信号 A は、この第 2 の H モード遷移の間に増加するが、ECE 信号 B は、この第 2 の H モード遷移の間に減少する。このように第 2 の H モード遷移に伴い、セパトトリクスのすぐ内側の電子温度は、減少する。しかしながら、さらにプラズマの内部においては (信号 A) 電子温度は増加していることがわかる。従って、周辺電子温度勾配は第 2 の H モード遷移で増加する。

プラズマ周辺部の電子温度勾配の時間発展を、図 3.3.24 (c), (d)に示す。H モード間は、セパトトリクス近傍の電子温度勾配は、ジュール加熱時 ( $t=t_0$ ) と比べ大きくなっている。L モード時の周辺電子温度の時間発展、その勾配、およびその分布を図 3.3.25 に示す。同図(a)に示されるように、L モード時は  $D_\alpha$  強度は NBH 加熱中に増加し、プラズマ周辺の電子温度の増加は小さく、鋸歯状振動の波形が大きくなるのみである。その勾配は、H モード時よりも小さい。また、同図(b)に示されるように、プラズマ周辺部には、電子温度のベデスタルも存在しない。

H モード中で、電子温度が一番高くなる時刻 (図 3.3.24 の  $t=t_2$ ) には、電子温度勾配が一番きつくなる (図 3.3.24 (b))。この値は、L-H 遷移時よりも大きい。第 2 遷移の間 ( $t=t_2$ , 同図(b)の破線) は、勾配はきつくなる。これは、セパトトリクスすぐ内側の電子温度が前述のように減少することによる (斜線で表わす)。

以上より、H モードは、セパトトリクス内部の高い電子温度およびセパトトリクス近傍の大きな電子温度勾配で良く特徴づけられることがわかった。ただし、セパトトリクスのすぐ内側の電子温度は、第 2 の H 遷移で減少する。しかし、この場合もより内部の電子温度の上昇がみられ、大きな電子温度勾配は保たれている。

前項(9)で述べたように、電子温度のしきい値はプラズマ電流に依存する。図 3.3.26 は、一ショットの間にプラズマ電流を直線的に変化させて、周辺電子温度勾配を測定した結果である。同図(a)は、プラズマ電流を 190 kA ( $q_s=3.65$ ) から 270 kA ( $q_s=2.70$ ) に変化させた場合であり、同図(b)は、プラズマ電流を 190 kA から 270 kA に変化させた場合である。いずれの場合も、L-H 遷移および H-L 遷移の電子温度のしきい値は、電流値の小さいほうが低い。これは、前項(9)の結果と同じである。ここでは、電子温度勾配は、電子温度のベデスタルの肩の部分の ECE 信号  $I_A$  とベデスタルの裾の部分の ECE 信号  $I_C$  との差から、 $\partial I/\partial r=(I_A-I_C)/\Delta$  で定義する。ここに、 $\Delta$  は A と C の位置の距離でベデスタルの幅 ( $\sim 3$  cm) にほぼ等しい。

同図(a)の電流増大の場合には、H モード中、 $I_A$  は高い値を維持し続けるが、 $I_C$  は H 遷移の後に増加してくる。このため、電子温度勾配は、H モード中に減少していき、H 遷移とほぼ同じ勾配 (約 60 eV/cm) で L モードに遷移する。同図(b)の電流減少の場合にも、L-H 遷移、H-L 遷移のときの勾配はほぼ同じである。

以上のように、電流減少の場合には、電子温度のしきい値は低いが、電子温度勾配は、Hモード中は電流の大きな場合と同じ程度大きいことがわかる。このように、電流値によらず、周辺電子温度勾配があるしきい値を越えるとHモード遷移がおきるようにみえる。

また、図3.3.26(a)では、 $D_e$ 信号にELM (Edge Localized Mode) によるバーストが現われている。このバーストは、ECE信号のうち  $I_c$  に顕著に現われていることから、ELMは正に、プラズマの端でおきていることがわかる。さらに、同図(a)の場合も(b)の場合も、 $I_A$ の波形と蓄積エネルギー  $W_p^s$ の波形は良く似ている。周辺部の電子温度とプラズマ全体の蓄積エネルギーに相関がある可能性がある。

#### (1) セパトリクスとペDESTALの位置関係

図3.3.24(c)のように、測定によると、セパトリクスは、電子温度勾配のきつい領域(ペDESTAL)の中間にある。ECE測定用のホーンリフレクタ・アンテナは、JFT-2Mの高磁場側(内側)の壁面にあり、指向性は全半値幅  $4.7^\circ$  であり非常に良い。そして、プラズマ周辺部の2倍高調波電子サイクロトロン共鳴層の幅は約  $0.5\text{ cm}$  であるので、ECEにより、 $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ の大きさの領域の局所的な電子温度の測定を行っている。また、この測定では、プラズマ配位は非円形縦長であるので、プラズマ周辺部の磁気面は縦長であるため、縦方向の  $1\text{ cm}$ の広がり、ほぼ同一磁気面にあり同一電子温度をもつと考えられる。従ってECEにより、 $1\text{ cm}$ 以内の場所の精度をもって、電子温度の径分布が得られている。測定位置は、(3.1.95)式

$$r_0 = R_0 \left( n \frac{28 \times 10^9}{f} B_0 - 1 \right) \quad (3.1.95)$$

で与えられる。局部発振器の中心周波数  $f$ の精度は  $0.05\text{ GHz}$  以下である。従って、 $f$ に対する割合は  $0.05\%$  程度で、測定位置の広がりになると  $\Delta R \sim 0.6\text{ mm}$  となる。よって、測定位置  $r_0$ の不確定さは、 $R_0$ と  $B_0$ の誤差によりきまる。 $B_0$ は、トロイダルコイル電流から求められる。この実験では、 $B_0$ の範囲は、 $1.18 \sim 1.35\text{ T}$ であるが、磁場の精度は、 $1\%$ 程度であるので、測定位置の絶対値の精度は  $1\%$  ( $1\text{ cm}$ )程度はある。この程度の誤差は、JFT-2Mでは避けられない。その一方で、図3.3.24(c)にみられるように、ペDESTALの幅は  $3\text{ cm}$ 以下である。それ故、トロイダル磁場のこの程度の不確定さは、無視できない。(1ショットの間のトロイダル磁場の変化は、 $0.5\%$ 以下である)。

次に、 $r_0$ に対するポロイダル磁場の効果を評価する。トカマクプラズマは、通常の運転では、 $q(r) > 1$ であり、プラズマ周辺部では、 $q(r) > 2$ である。すなわち

$$q(r) = \frac{r B_t(r)}{R B_p(r)} > 2.$$

この条件は、

$$\frac{B_p(r)}{B_t(r)} < \frac{r}{2R} \leq \frac{a}{2R}$$

となる。JFT-2Mでは、 $\left(\frac{B_p(r)}{B_t(r)}\right)^2 < 0.018$ であるので、 $\sqrt{1 + \left(\frac{B_p}{B_t}\right)^2} = 1.01$ である。従って、ポロイダル磁場の効果は、2倍高調波電子サイクロトロン共鳴層の位置を  $1\text{ cm}$ 、 $R$ の大きい方向にシフトさせる。一方、セパトリクスの位置は、磁気プローブ信号をもとに、計算によって算出される。位置の精度は、 $5\text{ mm}$ 程度である。

従って、セパトリクスとペDESTALの位置関係について、セパトリクスは本当にペDESTALの中ほどにあるのかどうかということについては決定することが難しい。というのは、ペDESTALの幅3 cmに対して、測定精度は上述のように1 cm程度あるからである。

ASDEX トカマクに於いても、電子温度勾配の急な領域は、ペDESTALの中ほどにある[20]。

## (2) ペDESTALでのECEの光学的厚さと遮断密度に関する考察

JFT-2M トカマクのプラズマ中心部では、ECEの二倍高調波の光学厚さは大きい。すなわち、 $\tau_2 \gg 1$ 。ところが、プラズマ周辺部の $\tau_2$ は、小さいと考えられる。このような、光学的に薄いプラズマからの放射に対しては、ECEの金属壁での反射効果が大きな影響をおよぼす。

ECEのn倍高調波の光学厚さ $\tau_n$ が、大変薄い場合( $\tau_n \ll 1$ )には、(3.1.119)式に示されるように、ECE強度は、 $n_e T_e^2$ に比例する。結局、ECE強度 $I_n$ は、 $\tau_n$ が厚い場合には、電子温度 $T_e$ に比例し、薄い場合には、 $n_e T_e^2$ に比例する。光学厚さが、その中間の値をとる場合(灰色ふく射)には、光学厚さに応じて、放射強度は、 $T_e$ から $n_e T_e^2$ までの値を表わす。

ECEの壁での反射率 $\eta$ は、二倍高調波と三倍高調波の強度比から得ることができる。n倍高調波のECE強度 $I_n'$ は、

$$I_n' = \frac{I_n}{1 - \eta e^{-\tau_n}}, \quad (3.3.2)$$

ここに、 $\tau_n$ はn倍高調波の光学的厚さ、 $I_n$ は、壁での反射率が0の場合(無反射)のECE強度である。 $I_n$ は、

$$I_n = \frac{\omega^2 k_B T_e(R)}{8\pi^3 c^2} (1 - e^{-\tau_n}) \quad (3.3.3)$$

で表される。 $k_B$ はBoltzmann定数である。

光学的に厚い二倍高調波と、光学的に薄い三倍高調波に対しては、その強度比は同じ周波数では、(3.3.2)式および(3.3.3)式から、

$$\frac{I_2'(R)}{I_3'(R)} = \frac{(1-\eta) + \eta\tau_3}{\tau_3} \quad (3.3.4)$$

となる。すると、反射率 $\eta$ は、

$$\eta = \frac{1 - \tau_3(I_2'(R)/I_3'(R))}{1 - \tau_3} \quad (3.3.5)$$

となる。ここに、 $I_2'$ と $I_3'$ は、同じ場所(同じ主半径R)の測定値である。

異常波の $\tau_n$ は、文献[21]、[22]より、次式のように求められる。

$$\begin{aligned} \tau_2 &= \pi \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce} c} \frac{k_B T_e}{m_e c^2} R \langle A_2 \rangle \\ \tau_3 &= \frac{81}{16} \pi \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce} c} \left( \frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right)^2 R \langle A_3 \rangle \end{aligned} \quad (3.3.6)$$

$$\langle A_n \rangle = n_{\perp}^{(2n-3)} \left( 1 + \frac{(\omega_{pe}/\omega_{ce})^2}{n(n^2 - 1 - (\omega_{pe}/\omega_{ce})^2)} \right)^2$$

ここに、 $\omega_{pe}$ は電子プラズマ周波数であり、Rは次式の電子サイクロトロン共鳴条件をみたす主

半径である。

$$n\omega_{ce}(R) = \omega, \quad (3.3.7)$$

項  $\langle A_n \rangle$  は、分散効果と偏波の効果を表わす。この項無しでは、波動の遮断の効果は入らない。また、 $n_1'$  は次式で表される磁場に垂直方向の屈折率の実部である。

$$n_1' = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 \frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ce}^2}}. \quad (3.3.8)$$

以上の式から、JFT-2Mのパラメタを使って求めた  $f = 90$  GHz に対する光学厚さを図 3.3.27 に示す。ECE の光学厚さ  $\tau_n$  は、密度および電子温度が高くなるほど大きくなる。JFT-2M プラズマのダイバーター配位におけるセパトロクス近辺の密度は、レーザー散乱測定や HCN レーザーの干渉測定によると、ジュールプラズマで  $n_e = (1 \sim 2) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  である。H モードにより、密度は、この 1.5 ~ 3 倍にふえる。従って、図より、電子温度が 100 eV よりも高ければ、二倍高調波の光学厚さ  $\tau_2$  は 1 より大きくなり、H モードの間は、2 より大きくなる。従って、異常波の二倍高調波は、プラズマ周辺部でも、略電子温度に比例すると考えられる。

実験では、トロイダル磁場強度をショット毎に変え、ECE の二倍高調波と三倍高調波の強度  $I_2'$ ,  $I_3'$  を測定した (図 3.3.28)。同図(b)は、比  $I_2'/I_3'$  を示す。三倍高調波の光学厚さは、測定された電子温度の値と密度を用いて (3.3.7) 式から計算すると、同図(c)のようになる。これらの値から (3.3.6) 式を用いて計算された壁での反射率  $\eta$  は、同図(d)のようになる。H モード中の値は、 $\eta = 0.88$  である。

西独 ASDEX トカマクの測定によると、ペDESTAL 部には、電子温度勾配だけでなく電子密度の勾配も存在する。このような場合には、ECE の光学厚さを推定するには、壁での反射率を考慮することが不可欠となる。ここでは、温度密度の勾配も考慮して 3 種類のモデルをたてて ECE 強度の分布と、電子温度分布を比較する (図 3.3.29)。モデル 1 (同図(a)) は、密度のペDESTAL と一定の電子温度をもつ場合である。モデル 2 (同図(b)) は、電子温度のペDESTAL と一定の密度をもつ場合である。モデル 3 (同図(c)) は、電子温度・密度の両方にペDESTAL がある場合である。

各場合で、領域 I は、 $T_e = 300$  eV,  $n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  という、H モード時の典型的値をもつ。領域 II は、傾きのある領域である。領域 III は、スクレイプ・オフ (scrape off) 領域で、ここでは、電子温度・密度は領域 I の 1/10 としている。ダイバーター板での電子温度の測定値は、30 eV, 密度は  $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  であることを考慮すると、上の条件は、小さめの値であると考えられ、光学厚さとしては、実際よりも薄くなるきつい条件である。

モデル 1 で計算された強度  $I_2'$  は、実測された ECE 強度分布と異なる。モデル 2 で計算された強度  $I_2'$  は、電子温度分布と良い一致を示す。密度のペDESTAL ももつモデル 3 では、ECE 強度の勾配は、電子温度勾配よりも多少きつくなることがわかる。しかし、この場合でも、領域 II と I の境界付近では、 $I_2'$  は、電子温度に近い。

次に ECE の遮断密度について考察する。異常波の ECE の遮断密度は 2.2 節で述べたように、右回りの円偏波の遮断密度であり、 $n = 2, 3$  に対しては、

$$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = \frac{1}{2}(1 - n^2) \quad (n=2)$$



$$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = \frac{2}{3}(1-n_e^2) \quad (n=3)$$

で表される。磁場と垂直方向の視線による測定では、屈折率  $n_e = 0$  で、ECE 測定器の局部発振周波数  $f = 70.6 \text{ GHz}$ ,  $78.4 \text{ GHz}$ ,  $90.0 \text{ GHz}$  に対する遮断密度を表 3.3.1 に示す。

ECE の放射領域が遮断になると、放射強度は図 3.3.18 に示されているように急激に小さくなる。H モードの間には、密度が直線的に増加するために、ECE の遮断が起きる。

### (13) ベデスタル領域での電子熱拡散係数

本節では、測定された電子温度勾配から、ベデスタル部での、電子熱拡散係数を推定する。この実験では、電子熱拡散係数の導出に必要なすべてのデータが得られているわけではないので、電子熱拡散係数の導出にあたっては、いくつかの仮定をせざるを得ない。従って、本節の結論は、これらの仮定の範囲内で正しいことに留意する必要がある。

局所的な熱拡散係数  $\chi_e$  は、

$$q_e = -n_e \chi_e \nabla T_e \quad (3.3.9)$$

で定義される。ここに、 $q_e$  は単位面積あたりの熱流束 (単位は、 $\text{W}/\text{m}^2$ ) である。ここでは、半径方向の熱流束のみ考慮する。すなわち、等温度面 (磁気面) に沿う熱流束 [23] は、小さいとする。さらに、次の仮定を置く。

(a) プラズマの内部からプラズマ表面への熱流束は、ポロイダル角およびトロイダル角方向に一樣である。従って、プラズマ表面での熱流束はどこでも等しい。

(b) 半径方向エネルギー流束  $q$  は、

$$q = (P_J + fP_{NB} - P_R) / S \quad (3.3.10)$$

で表される。ここに、

$P_J$ : ジュール加熱入力 (W)

$P_{NB}$ : NBH 加熱入力 (W)

$P_R$ : 全放射損失パワー (W)

$f$ : 電子の損失チャンネルで失われる NBH パワーの割合

$S$ : トカマクプラズマの表面積 (実験では、 $S = 18 \text{ m}^2$ )

すべての、ジュール入力は、電子の損失で失われるとする。これは、 $\chi_e$  にとって、大きめな値をもたらす。また、加熱入力は、すべてベデスタル部の内側に入り、放射によるパワー損失もベデスタル部の内側でおきるとする。これらの仮定はそれぞれ、 $\chi_e$  にとって、大きめな値と小さめな値をもたらす。

(c) 半径方向のエネルギー流束  $q$  は、熱流束  $q_e$  と、粒子の流束  $q_{pe}$  との和である。

$$q = q_e + q_{pe} \quad (3.3.11)$$

そして、電子の粒子流束は、次式で与えられるとする [23]。

$$q_{pe} = -T_e \chi_e \nabla n_e \quad (3.3.12)$$

ここで、簡単のために半径方向電界等による粒子流束 [24] は考慮しない、というのは、JFT-2M では、この電界あるいは磁気島の幅等は測定できないためである。

これらの仮定により、 $\chi_e$  の表式は、

$$\chi_e = -(P_J + fP_{NB} - P_R) / S / (n_e \nabla T_e + T_e \nabla n_e) \quad (3.3.13)$$

となる。さらに、次の仮定を設ける。

(d) 急勾配の領域の幅（ペDESTALの幅）は、電子温度のペDESTALについても密度のペDESTALについても同じとする。すなわち、

$$n_e \nabla T_e = T_e \nabla n_e \quad (3.3.14)$$

つまり、

$$\nabla p_e = 2n_e \nabla T_e \quad (3.3.15)$$

とする。

以上の仮定の結果、結局、電子熱拡散係数  $\chi_e$  の表式は、

$$\chi_e = -(P_J + fP_{NB} - P_R) / (2Sn_e \nabla T_e) \quad (3.3.16)$$

となる。図 3.3.26 (a) の場合に、上式を用いて得られたペDESTAL部の電子熱拡散係数  $\chi_{e, ped}$  の時間変化を図 3.3.30 (a) に示す。ここに、密度はペDESTAL部の中程の値（線平均密度の半分）である。H モード中は、 $\chi_{e, ped}$  は、ジュール加熱中と同程度まで改善される。L モード中の  $\chi_e$  は同図(b)に示すように、悪くなっている。

以上のように、上述の仮定のもとに、H モード中のプラズマ周辺部の電子熱拡散係数の改善が示される。

この評価では、電子の粒子流束は、 $\chi_e$  を用い、(3.3.12) 式の形に置いた。最近の準線形理論あるいはドリフト波乱流理論などの輸送理論 [24] では、イオンの温度、密度ならびにそれらの傾きが電子の粒子流束に影響を与える。しかし、これらの理論が実際のトカマクプラズマ中の輸送を説明できるかどうかは、現在もおお研究である。これらの理論を検証するためには、トカマク中のイオンや電子の実際の流束、半径方向電界、イオンの温度密度とその勾配などを測定し、それらの理論との比較が必要であるがこの点に関しては、この実験の範囲を越えるため、今後の問題である。

ペDESTALの上流側の電子温度勾配は、勾配の急な領域の約 1/3 である。熱流束の連続性により、

$$\begin{aligned} \chi_{e, up} / \chi_{e, ped} &= (n_{e, ped} / n_{e, up}) (\nabla T_{e, ped} / \nabla T_{e, up}) \\ &= 1.5 - 3 \end{aligned} \quad (3.3.17)$$

となり、ペDESTALの勾配の急な領域では、その内部（上流側）よりも、電子熱拡散係数が 1.5 倍～3 倍改善されていることがわかる。

このことから、H モード中は、プラズマ周辺部の熱拡散係数が小さくなり、改善されていることがわかる。

#### (4) H 遷移の条件に関する議論と H モード理論との比較

H 遷移時の特徴は、急激な周辺電子温度の上昇である。遷移の時間スケールは、略 1 ms である。そして、H モードは、広い電子温度分布で特徴づけられる。これらの特徴は、ダイバーター配位の H モードにおいても、また、リミター配位の H モードにおいても共通である ((3)節および(6)節参照)。

ダイバーター配位の H モードにおいては、電子温度のペDESTALは、セパトリス周辺に形成され、リミター配位の H モードにおいてはリミター近傍にできる。

また、H 遷移時の電子温度のしきい値には、弱い密度依存性がある ((4)節および(9)節)。

以上の特徴から、H遷移の起きるためには、高い周辺電子温度をもつ広い電子温度分布が必要条件ではないかと考えられる。これは、H遷移が内部崩壊時に起きる、すなわち、鋸歯状振動による熱パルスによりひきおこされることからわかる。内部崩壊時には電流分布も広がっていることが、内部崩壊の理論から推測される。

電流分布の広いことのH遷移に対する重要性を示すもう一つの実験事実がある。それは、H遷移に必要な加熱パワーのしきい値が、トロイダル磁場が小さく、プラズマ電流が大きい場合に、小さくて済むということである。すなわち、広い電流分布をもつ低q放電のほうが、H遷移し易いということであり、この実験事実も高い周辺電子温度をもつ広い電子温度（電流）分布が重要な条件であることを支持する。

H遷移でどれだけ電子温度分布が広がるかを示すために、図3.3.31に、中心電子温度  $T_e(0)$  と周辺電子温度  $T_e(r=0.8a)$  との比の時間変化を、上シングルヌルダイバーター配位について示す。Hモードの間は、 $T_e(0)$  も  $T_e(0.8a)$  も密度が上がるに従い減少していく。Lモードの間は、 $T_e(0.8a)/T_e(0)$  は、略1/4であるが、Hモードの間は、略1/3と約33%増加し分布は広がる。ジュール時においては、この比は、略1/3.6である。

この  $T_e(0.8a)/T_e(0) > 1/3$  という条件は、H遷移が起きるためには、高い中心温度  $T_e(0)$  に対しては、高い周辺温度が必要であるということを示す。Hモードで良い閉込めを得るためには、プラズマ周辺部の閉込めを良くすることが重要であると考えられる。なお、 $T_e(0.8a)/T_e(0) > 1/3$  の条件は、電流分布の比に直すと  $j(0.8a)/j(0) > 1/5$  となる。ただし、ここでは、 $T_e$  に比例する Spitzer 抵抗とプラズマ中一様な電荷数を仮定している。

JFT-2M トカマクでは、最少の加熱パワーのしきい値は、約200 kWであり他のトカマクのしきい値と比べて非常に小さい。例えば、JFT-2Mと略同じプラズマの大きさをもつ西独のASDEX トカマクの最少の加熱パワーのしきい値は、略1500 kWである。これは何故であろうか。JFT-2Mは、磁場が小さいために、中心電子温度は低い。そのため、結果的に、周辺温度の高い広い温度分布が実現し易いのではないかと考えられる。

それでは、この周辺温度の高い広い温度分布は、何故、閉込めのよいHモードをもたらすのであろうか？

この問は、トカマクプラズマの閉込めの機構を問うことと等しく、これは、現在まさに研究中の問題であるといえる。

Hモードの物理的機構に関しては、いくつかの理論や計算が提案されている。Hinton [13] は、セパトリクスを横切る新古典論的なイオンの輸送過程を調べ、衝突が少ない場合には、閉込めに分岐 (bifurcation) が起こり、これがHモードではないかと考えている。しかし、これについては、低密度の放電でHモードが起きにくいということを説明できない。JFT-2M トカマクでは、低密度放電 ( $\bar{n}_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) では、加熱パワー880 kWまでの範囲ではH遷移は観測されていない。低密度放電では、プラズマ周辺部の電子温度は高く衝突数 (collisionality) は少ないはずである。むしろ、密度の高い放電で、H遷移がみられる。さらに、JFT-2Mでは、リミター配位においても、H遷移がみられる。ダイバーター配位とことなり、プラズマはリミターを切る磁気面で規定されていて、セパトリクスはもたない。Hintonの理論でリミターHモードを説明できるかどうかは検討を要する。

Hinton の理論によると、周辺部の分岐には、電子熱流束にしきい値が存在する [13]。プラズマ境界の電子熱流束は、イオンの新古典論的な熱流束の影響を受ける [14]。衝突領域の電子熱流束は、 $T_e^{1/2}$  に比例する。一方、イオン熱流束は  $n_i T_i^2$  に比例する。ある電子熱流束のしきい値で分岐が起きる。もし、イオン熱流束が電子熱流束のしきい値  $q_e^*$  に影響を与えないとすれば、 $q_e^*$  は、 $T_e$  により決められるであろう。そして、それ故、 $q_e^*$  は密度によらず  $T_e$  のみで決り、従って温度のしきい値  $T_e$  も密度によらないことになる。(4)節で述べた、H 遷移時には  $n_e T_e^2$  が一定であるという条件は、弱い密度依存性をもっている。従って、このことは、イオン熱流束が電子の熱流束のしきい値  $q_e^*$  に影響を与えているということを示すものと考えられる。

Ohyabu 等は、広い電流分布は、 $q=2$  の有理面近傍のテアリングモードを安定化するとし、トカマクの電流分布は、このテアリングモードに大きく影響されるとしている [16]。

Lee 等は、プラズマ周辺部の勾配の急な分布は、テアリング、キンク、バルーニング等の様々な MHD 不安定性を安定化することを示している [17]。プローブ測定によると、JFT-2M では、H モード中に  $m=2$  のモードが確かに抑制されている。

Ohkawa は、捕捉粒子の役割の重要性を主張している [15]。捕捉粒子によりセパトロクス上に静電的なポテンシャルが形成され、それによりプラズマ周辺部の高い温度が維持されるとしている。この理論はトカマクプラズマの悪い曲率部でのミラー的閉込めの重要性を示すものである。

実験と理論との対比という面から考えると、H モードの理論は、H 遷移の時間スケールが速い ( $\sim 1$  ms) という実験事実と、H モードはダイバーターセパトロクスの無いリミター配位でも起きるという実験事実、さらに低密度では H 遷移がおこりにくいということを説明できるものでなくてはならない。

今までの H モード理論は、大きく二つのグループに分けられると考えられる (図 3.3.32)。ひとつは、新古典拡散理論に基づくもので、上記 [13~15] および最近の [25] などが挙げられる。もう一つは、MHD 安定性の理論に基づくもので、[16~18] および [26] などである。これらの理論では、H モードというのは、バイファクションによりおきた粒子の流束の小さい状態、あるいは、MHD 不安定性の抑制された状態である。もちろん、実際はこれらが同時に起きている可能性もある。

さらに、H モードの実験と理論とを比較してみる。

イオンの磁場勾配ドリフトの方向にたいする、加熱パワーのしきい値の依存性 [12, 7] は、Hinton の理論によって定性的に説明できる [14]。この理論は主に、プラズマ周辺部の閉じない磁力線に捕捉された粒子の輸送に関するものである。従ってこの理論は、ダイバーター配位の H モードのみでなく、プラズマ内づけのリミター配位時の H モードにも適用できる可能性がある。JFT-2M の実験では、図 3.3.16 [7, 8] に示したように、水平可動リミターを挿入していくと、プラズマ周辺部の電子温度は減少していき、H 遷移のための加熱入力のしきい値は、大きくなりおきな加熱入力が必要になる。そして、セパトロクスと可動リミターの先の間の距離が、2~3 cm まで近付くと、加熱入力 1.5 MW 以内では H モード遷移は起こらなくなる。この距離は、捕捉イオンのラーマ半径と同程度である。このように、JFT-2M の実験から、プラズマが外側リミターに接触すると、H モード生成が起きないが、プラズマを内側およ

び上下のリミターに接触させても H モード生成が起きる（加熱入力のしきい値は変わる）ことがわかった。このことは、Hinton, Ohkawa 等の新古典理論、あるいは、Bishop [18] の MHD モードに対する安定性の理論によっても定性的に説明できる。

さらに、JFT-2M では、ヌル点の位置に対する加熱入力のしきい値の依存性が調べられた。ヌル点が外側に有る場合には、加熱入力 1 MW の範囲では、H モード遷移が起きなかった。なお、ヌル点が内側にある場合のしきい値の最少値は 0.2 MW である。

これらの、リミター H モードおよびダイバーター H モードに関する JFT-2M の実験により、H モード生成には、プラズマ外側の悪い曲率部の過程が寄与していることを示している。

Ohkawa 等のポテンシャル形成の理論を確認するためには、セパトロックスの電子温度測定が重要である。この理論によると、閉じない磁力線上に電子温度勾配ができ、セパトロックスの中程の電子温度はかなり高くなる。我々の測定では、図 3.3.24 (c) に示すようにセパトロックス上の電子温度は、約 100 eV あり、ダイバーター板近傍の温度 30 eV よりかなり高い。従って温度勾配がついている可能性がある。しかしながら(1)節で述べたように、セパトロックスとの相対位置に対する精度の問題はある。

最近では、Ito 等のプラズマ周辺部での半径方向電界による新古典拡散の H モード理論がある [25]。この理論では、H モードへの分岐 (bifurcation) は、半径方向電界、温度、密度およびその勾配によって決まる。プラズマ周辺部の高温、急な勾配が H モードへの分岐をもたらす。確かに、実験でもそうなっている。さらに、JFT-2M で、H モード中にプラズマのポロイダル方向の回転が反転する現象がみられた。この結果は、半径方向電界の反転で説明できるため、この理論を定性的に支持するものとなっていると考えられる。しかしながら、この理論の実験的検証のためには、粒子の流束などの測定が必要であると考えられる。

Bishop [18] や Hahm 等 [26] は、H モード時のプラズマ周辺部の急な圧力勾配に着目し、セパトロックス近傍のシアの効果を調べた。

Bishop の理想バルーニング (ballooning) モードや抵抗性交換モードに対する平衡の安定性解析によると、プラズマ端に電流が流れると、第一安定化領域と第二安定化領域とが、融合することにより、これらの MHD モード無しの急な圧力勾配をもつ状態が維持される。これが H モードであるとしている。この理論では、安定領域は図 3.3.33 の  $\Lambda - \alpha$  図で示される。ここに、

$$\Lambda = \frac{\mu_0 r_0 V_L}{2\pi X_0 B_{p0} \eta} \sim T_e^{3/2} / I_p \sim \frac{\text{周辺電流密度}}{\text{全電流}}$$

$$\alpha = - \frac{(\partial p_e / \partial r) r_0}{B_{p0}^2 / 2\mu_0} \sim \frac{\text{圧力勾配}}{\text{磁気圧}} \quad (3.3.18)$$

$\mu_0$ : 真空中の透磁率 ( $4\pi \times 10^{-7}$  H/m)

$r_0$ : ヌル点と反対側の P 点の小半径 (図 3.3.33 (a)) (m)

$V_L$ : ループ電圧 (V)

$X_0$ : 図 3.3.33 (a) 中の点 O の主半径 (m)

$B_{p0}$ : 点 P でのポロイダル磁場 (T)

$\eta$ : プラズマの抵抗率 ((2.3.2) 式) ( $\Omega \cdot m$ )

$$\eta = 5.23 \times 10^{-5} Z \ln \lambda T_e^{-3/2} \quad (\text{eV})$$

$$\ln \lambda = 7 + 2.3 \log \left( T_e^{3/2} (\text{eV}) / \sqrt{\frac{n_e (\text{m}^{-3})}{10^{20}}} \right)$$

Z: 実効電荷数

$p_e$ : 電子の圧力 (N/m<sup>2</sup>)

である。同図(b)の  $\Lambda - \alpha$  図は、実験結果とこの理論の整合性のあることを示す。図中には、JFT-2M の L モードショットの軌跡と、H モードショットの軌跡を示す。L モードショットの軌跡は、 $\Lambda < \Lambda_0$ ,  $\alpha < \alpha_0$  の領域にあり、H モードショットの軌跡は  $\Lambda > \Lambda_0$ ,  $\alpha > \alpha_0$  の領域にある。

さらに、Bishop の理論では、しきい値  $\Lambda_0 \sim T_e^{3/2}/I_p$  より大きな  $\Lambda$  の値で H モード遷移がおきる。それ故、プラズマ電流  $I_p$  の大きなきときは、電子温度のしきい値  $T_e$  は大きくなる。これは、(9)節の実験結果と一致する。また、この理論によると、H モードは、圧力勾配があるしきい値  $\alpha_0$  を越えると起きる。このことは(10)節の電子温度勾配の測定結果との整合性がある。

以上のように、この理論は、高い周辺電子温度とその勾配が H モードを良く特徴づけるという実験結果と良く一致している。 $\Lambda - \alpha$  図については、多少の不一致がある。すなわち測定された  $\alpha$  の値は、計算の二倍程度となる。ECE による電子温度勾配の測定は、(12)節に述べたように、勾配がきつめになること、ペDESTAL の幅は、電子温度についても密度についても同じであるという仮定をしている等から測定上の誤差もあるものと考えられる。

しかしながら、この理論でリミター配位の H モードが説明できるかどうかは問題である。リミター配位では、プラズマ周辺部のシアは、大きくないからである。また、L モード中の輸送は、確かにこれらの MHD モードにより制限されているという、実験的な裏付けも必要である。

Hahn 等 [26] は、セパトリクス近傍の大きなシアにより抵抗性乱流を安定化し、乱流拡散過程の実効的なステップ幅が減ることにより、セパトリクス近傍の熱あるいは粒子の閉込めが改善されることを示した。この理論によると、理想バルーニング不安定の安定化により、次式の粒子拡散係数の減少がおきる。

$$D_n \sim T_e^{-5/6} \frac{q^2}{S^2} L_T^{-4/3} \quad (3.3.19)$$

ここに、 $\hat{S}$  は、グローバル・シア、 $L_T$  は温度勾配の特徴長さである。この式からわかるように、周辺電子温度の増加で粒子拡散係数は小さくなり、シアの大きな場合には、大きな温度勾配が保てる。図 3.3.26 に示されるように、周辺電子温度とプラズマの蓄積エネルギーの振舞いが似ているという実験結果は、この理論と整合する。すなわち、大きな蓄積エネルギーは、周辺電子温度の高いときに得られている。この理論によると、閉込めの改善は、大きな密度勾配をもたらし、反磁性周波数  $\omega_* \sim T/L_n$  を増加させ、高次のモード数をもつバルーニングモードが安定化される。

しかし、この理論でシアの効果は大きくないとおもわれるリミター H モードが説明出来るかどうかは未知である。

以上のように、本節では、JFT-2M の H モードの測定結果と理論の比較を行った。その結果、これらの理論は、実験結果とかなり整合しているが、どれが正しいかについては、現時点では確定するにいたっていない。

最後に、もし、図 3.3.32 に示されるように、トカマクの閉込めが、プラズマ周辺部の条件で決まっているとすれば、プラズマ周辺部の制御により、小さなプラズマで長いエネルギー閉込め時間を得られる可能性があるということを指摘したい。

#### (15) 本項の結論

ECE の二倍高調波と三倍高調波の強度の測定により、H モード中の周辺電子温度の時間的振舞いと分布について調べることができた。その結果、リミター配位の H モード様の現象時の周辺電子温度の振舞いは、ダイバーター H モードの振舞いと似ていることを見出し、両者は同じ現象であることを示した。

以下に H モード時の周辺電子温度の振舞いの特徴をまとめる。

- ① H 遷移時には、周辺電子温度の増加があり、H 遷移の時間スケールは～1 ms である。
- ② H 遷移は、プラズマの鋸歯状振動により生ずる熱パルスによりひきおこされる。
- ③ H モードでは、プラズマ周辺部に勾配のきつい部分（ペDESTAL）が形成される。
- ④ H モード中は、電子温度分布および電流分布は広がる。
- ⑤ H 遷移には、高い周辺電子温度をもつ広い電子温度分布が必要である。
- ⑥ H 遷移による周辺電子温度の変化は、D<sub>α</sub> 線強度の変化よりも早い。
- ⑦ H モード中は、L モードにくらべて、鋸歯状振動は小さくなる。
- ⑧ 電子温度のしきい値は、プラズマ密度に対して弱い依存性を持ち、密度が大きくなると小さくなる。また、プラズマ電流が大きくなるとしきい値はあがる。
- ⑨ 同じ配位においては、周辺電子温度が高い場合は、H 遷移に必要な加熱パワーは小さくなる。
- ⑩ H モードは、プラズマ周辺部のきつい電子温度勾配（60 eV/cm 以上）で特徴づけられる。

その他、

- ① JFT-2M の ECE の反射率は 60～90% あること。
- ② 第二の H モード遷移があり、そのときには、電子温度勾配が更にきつくなること。
- ③ ペDESTAL の幅は 2.5～3.0 cm であること。

などを、見出だした。また、実験結果と H モードの理論との比較を行い、一致する点、今後明らかにしなくてはならない点について議論した。

### 3.3.5 高速電子からの ECE

#### (1) 二成分マクスウェル分布をもつ電子からの ECE の計算

低密度放電では、3.3.1 節で述べたように、高速電子の存在により電子分布関数はマクスウェル分布からずれる。この場合の ECE を解析するために、本節では、電子分布関数が二成分マクスウェル分布の場合、すなわち高速電子の分布関数がマクスウェル分布で表わされる場合の二倍高調波異常波の ECE の放射強度について計算する。

スラブ形状のプラズマを仮定とすると、 $x=a$  にある面積要素  $d\sigma$  から、周波数要素  $d\omega$ 、立体角  $d\Omega$  内に放射される ECE 強度は (3.1.75)、(3.1.77) 式からわかるように、

$$\frac{dP}{d\omega d\Omega d\sigma} = \int_{-a}^a \beta_{\perp} e^{-\int_x^a 2\text{Im}(k_z) dx} dx \quad (3.3.20)$$

で表わされる [27]。ここに、 $\beta_{\perp}$  は、局所的な放射係数、 $\text{Im}(k_{\perp})$  は、磁場に垂直方向の波数の虚部である。吸収係数は、 $2 \text{Im}(k_{\perp})$  で表わされる。

局所的な放射係数  $\beta_{\perp}$  と波数  $k_{\perp}$  は、(3.1.78), (3.1.79) に示されるように電子分布関数  $f(\mathbf{p})$  の関数である。ここに、電子の運動量  $\mathbf{p}$  は (3.1.1) 式で表わされるように、 $\mathbf{p} = m_0 \gamma \mathbf{v}$ ,  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} = \sqrt{1 + p^2/m_0^2 c^2}$  である。電子分布関数は、二成分マクスウェル分布としたので、

$$f(\mathbf{p}) = f_b(\mathbf{p}) + \eta f_h(\mathbf{p}) \quad (3.3.21)$$

ここに、添字  $b$  は、バルク電子分布関数を表わし、 $h$  は、高速電子分布関数を表わす。 $\eta$  は、高速電子の割合である。各分布関数は、

$$f_k(\mathbf{p}) = \frac{(\mu_k/2\pi)^{3/2}}{m_0^3 c^3} \exp\left(-\frac{\mu_k(p_{\perp}/m_0 c)^2}{2} - \frac{\mu_k(p_{\parallel}/m_0 c - u_k)^2}{2}\right) \quad (3.3.22)$$

とドリフト・マクスウェル分布で表わされる。ここに、 $k = b, h$ ,  $u_k = p_k/m_0 c = v_k/c$ ,  $\mu_k = m_0 c^2/T_{ek} \gg 1$ , であり、 $v_k$  は、電子のドリフト速度である。簡単のために、温度は等方 ( $T_{e\parallel} = T_{e\perp} = T_e$ ) とした。 $f(\mathbf{p})$  の形を図 3.3.34 に示す。

垂直伝播に対して ( $\theta = \pi/2$ ,  $n_{\parallel} = 0$ ) は、 $\omega = 2\omega_{ce}$  での分散関係式は、

$$(\phi_{xx}/\varepsilon_{xx})n_1^4 + n_1^2(1 - 2\phi_{xx}(\varepsilon_{xx} - i\varepsilon_{xy})/\varepsilon_{xx}) - n_2^2 = 0 \quad (3.3.23)$$

と表わされる。ここに、

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2/\omega^2}{1 - \omega_{ce}^2/\omega^2} \\ \varepsilon_{xy} &= i\left(\frac{\omega_{ce}}{\omega}\right) \frac{\omega_{pe}^2/\omega^2}{1 - \omega_{ce}^2/\omega^2} \\ \phi_{xx} &= \frac{\omega_{pe}^2/\omega^2}{16m_0^2 c^2} \left(\frac{\omega^2}{\omega_{ce}^2}\right) \sum_{+,-} \int d\bar{\mathbf{p}} \frac{p_{\perp}^2 Lf}{\gamma \pm 2\omega_{ce}/\omega} \\ L &= \left(1 - \frac{n_{\parallel} v_{\parallel}}{c}\right) \left(\frac{d}{dp_{\perp}}\right) + \left(\frac{n_{\parallel} v_{\perp}}{c}\right) \left(\frac{d}{dp_{\parallel}}\right) \end{aligned}$$

である。 $\varepsilon_{ij}$  は、誘電率テンソル成分で、 $n_x$  は異常波の屈折率である。 $\text{Im}(\phi_{xx})$  は、 $\text{Im}(k_{\perp})$  と  $\beta_{\perp}$  の計算に重要である。(3.3.22) 式の分布に対しては、 $\text{Im}(\phi_{xx})$  は、

$$\text{Im}(\phi_{xx}) = \text{Im}(\phi_{b,xx}) + \eta \text{Im}(\phi_{h,xx}) \quad (3.3.24)$$

となる [28]。ここに、

$$\begin{aligned} \text{Im}(\phi_{b,xx}) &= \left(\frac{\sqrt{2\pi}\mu_b}{15}\right) \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega\omega_{ce}}\right) \mu_b^2 \left(\frac{4\omega_{ce}^2}{\omega^2} - 1\right)^{5/2} e^{-\frac{\mu_b(4\omega_{ce}^2/\omega^2 - 1)}{2}} \\ \text{Im}(\phi_{h,xx}) &= \left(\frac{\pi}{u_h^{5/2}}\right) \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega\omega_{ce}}\right) \left(\frac{4\omega_{ce}^2}{\omega^2} - 1\right)^{3/4} \\ &\quad \exp\left(-\frac{\mu_h(4\omega_{ce}^2/\omega^2 - 1 + u_h^2)}{2}\right) I_{5/2}(\xi) \end{aligned} \quad (3.3.25)$$

$$\xi = \mu_b u_h \sqrt{4\omega_{ce}^2/\omega^2 - 1}$$



である。ここに、 $I_{5/2}$  は変形ベッセル関数  $I_{5/2}(\xi) = \sqrt{\frac{2}{\pi\xi}} \left[ \left(1 + \frac{3}{\xi^2}\right) \sinh\xi - \frac{3}{\xi} \cosh\xi \right]$

である。 $\text{Im}(k_{\perp})$  は、(3.3.23) から、

$$\text{Im}(k_{\perp}) = \frac{k_x}{2} \left( \frac{6 - \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2}{6 - 2\omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2} \right)^2 \text{Im}(\phi_{xx}) \quad (3.3.26)$$

と求まる。放射係数  $\beta_{\perp}$  は、

$$\beta_{\perp} = \frac{(2\pi\omega)^2}{c^3} n_x^{-1} \left( \frac{6 - \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2}{6 - 2\omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2} \right)^2 G_{xx}$$

$$G_{xx} = \frac{\omega n_x^2}{(2\pi)^5} \{ T_{eb} \text{Im}(\phi_{b,xx}) + \eta T_{eh} \text{Im}(\phi_{h,xx}) \} \quad (3.3.27)$$

で与えられる。放射温度は

$$T_r = \frac{T_{eb} \text{Im}(\phi_{b,xx}) + \eta T_{eh} \text{Im}(\phi_{h,xx})}{\text{Im}(\phi_{b,xx}) + \eta \text{Im}(\phi_{h,xx})} \quad (3.3.28)$$

で定義した。結局、黒体よく射強度で規格化した放射強度は、

$$P_{\perp}/P_B = \frac{\frac{dP}{d\omega d\Omega d\sigma}}{\omega^2 T_{eb}(x)/(8\pi^3 c^2)}$$

$$= \frac{\int_{-a}^a \beta_{\perp} \exp\left\{-\int_x^a 2\text{Im}(k_{\perp}) dx\right\}}{\{\omega^2/(8\pi^3 c^2)\} T_{eb}}$$

$$= \int_{-a}^a 2\text{Im}(k_{\perp}) \frac{T_r}{T_{eb}} \exp\left\{-\int_x^a 2\text{Im}(k_{\perp}) dx\right\} \quad (3.3.29)$$

となる。プラズマ中の電子温度、電子密度の空間分布としては、以下の形にとる (図 3.3.35)。

$$T_{eb}(r) = T_{eb}(0) (1 - r^2/a^2)^2,$$

$$T_{eh}(r) = T_{eh}(0) (1 - r^2/a^2)^2,$$

$$n_e(r) = n_e(0) (1 - r^2/a^2), \quad (3.3.30)$$

$$u_d(r) = (V_d(0)/c) (1 - r^2/a^2).$$

$\text{Im}(k_{\perp})$  の計算結果を図 3.3.36 (a) に示す。この場合、プラズマパラメータは、JFT-2 トカマクの放電の典型的値にとる。すなわち： $T_{eb}(0) = 600$  eV,  $T_{eh}(0) = 10$  keV,  $n_e(0) = 1.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  ( $\bar{n}_e = 9 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ),  $a = 0.25$  m,  $R = 0.90$  m,  $v_d(0) = 10^6$  m/s,  $B_0 = 0.9$  T,  $f = 50.4$  GHz. 高速電子が、無い場合 ( $\eta = 0$ ) と 10% 含まれる場合 ( $\eta = 0.1$ ) が示されている。高速電子が無い場合 ( $\eta = 0$ ) には、50.4 GHz の放射は、プラズマ中心 ( $r = 0$ ) からの二倍高調波となり ( $B_0 = 0.9$  T では  $2f_{ce}(0) = 50.4$  GHz となる), 電子サイクロトロン共鳴層の厚さは、図のように、約 1 cm となる。高速電子のある場合には、トカマクの高磁場側に、もう一つの放射領域が現われる。これは、高速電子の相対論的質量増加による。すなわち、高磁場側に存在する高速電子が放射に寄与する。

より低密度の放電パラメータでの  $\text{Im}(k_{\perp})$  と  $P_{\perp}/P_B$  の計算結果を同図(b)に示す。プラズマの低磁場側で受信される放射強度  $P_{\perp}/P_B$  は、 $T_{eh}(0) = 10$  keV,  $\eta = 0.1$  の場合には、バルク

電子からの放射強度の2.5倍となる。高磁場側の受信では、高速電子の効果が、より強く現われ、バルク電子からの放射強度の約11倍となる。これは、低磁場側での受信では、高速電子からの放射は、バルク電子に吸収される為であると考えられる。

高速電子無しでは、 $P_{\perp}/P_{\parallel} = 0.84 \sim 0.85$ で、低磁場側、高磁場側のどちらで測定しても同じ放射強度が得られることがわかる。

このように、低密度低温度の放電では、高速電子の放射の影響が特に高磁場側での受信に対して大きい。

図3.3.37(a)は、100 keVの高速電子を1%含む場合である。バルク電子(速度 $\sim 0$ )に対する電子サイクロトロン共鳴層は、低磁場側 $r = 20$  cmに存在する。しかし、高速電子からの放射は、 $r = 14 \sim 18$  cmの領域から出ることがわかる。放射強度 $P_{\perp}/P_{\parallel}$ は、バルク電子からの放射の10倍以上になる。

同図(b)は、(3.3.30)式の分布をもつプラズマの光学厚さ $\tau$ と規格化されたECE強度の径分布を示す。 $\tau > 1$ の領域は、 $r = -12.5$  cmから $r = 17$  cmまでである。金属壁での反射があると、光学厚さ $\tau$ は、大きくなり(3.3.4(2)節参照)、放射強度は黒体ふく射強度 $P_{\parallel}$ に近づく。

図3.3.38(a)は、種々の磁場強度での $\text{Im}(k_{\perp})$ の空間分布の計算結果を示す。10 keVの高速電子が1%含まれる場合である。同図(b)は100 keVの場合である。この図より、100 keVの高速電子がある場合には、バルク電子に対する電子サイクロトロン共鳴層が $r = 15$  cmの位置にあっても、高速電子からの放射は、プラズマ中心部から来ることがわかる。バルク電子に対する電子サイクロトロン共鳴層がプラズマ中心部にある場合には、高速電子からの放射は、内側(高磁場側)の周辺より出ることがわかる。同図(c)は、10 keVの高速電子のある場合、(同図(a))の $\text{Im}(k_{\perp})$ の分布の、バルク電子によるピークと高速電子によるピークとの距離を、バルク電子の電子サイクロトロン共鳴層の位置に対する依存性を示したものである。この関係は、相対論的質量増加に依存するために、当然 $T_{\text{th}}$ とその分布に依存する。 $T_{\text{th}}(0) = 100$  keVの高速電子がある場合には、この間隔 $\Delta r$ は、同図(b)からわかるように10~20 cmになる。

図3.3.39は、 $T_{\text{th}}(0) = 100$  keVの高速電子が1%含まれている場合と、高速電子の無い場合のECEの分布の計算結果である。高速電子の無い場合には、 $-5$  cm $\leq r \leq 10$  cmからの放射は、黒体ふく射強度に近い強度をもつ( $P_{\perp}/P_{\parallel} > 0.75$ )。しかし、プラズマ周辺からの放射は、光学厚さが薄いために弱い。高速電子のある場合には、バルクの電子サイクロトロン共鳴層がプラズマの低磁場側にあるときに放射強度は大きくなる。これは、バルクの電子サイクロトロン共鳴層がプラズマの低磁場側にあるときに、プラズマ中心部に存在する高速電子からの放射強度への寄与があるからである。このように、高速電子がある場合には、ECEの強度分布は、非対称になる。この現象は、2.3.2節に述べたJFT-2の28 GHz ECE実験でみられたECE分布(図2.3.10)に実際に現われている。

また、100 keVの高速電子の存在により、ECE強度は、位置により高速電子の無い場合の10~100倍になることがわかる。

同図では、ECEの高磁場側での受信強度と低磁場側での受信強度を比較している。高磁場側での受信強度のほうが、プラズマ中のバルク電子サイクロトロン共鳴層すべての位置で、大きい。二倍高調波電子サイクロトロン共鳴層がプラズマ中心にある場合には、高磁場側での受信

強度は、低磁場側での受信強度の約5倍になる。

光学厚さ $\tau$ は、高速電子の数の割合にほぼ比例して大きくなる。図3.3.40(a)のような、10 keVの高速電子が含まれる場合について、割合 $\eta$ をかえて、 $\tau$ を計算すると、同図(b)のようになる。光学厚さ $\tau$ は、2.6 ( $\eta = 0\%$ ) から5.4 ( $\eta = 10\%$ ) まで、ほぼ直線的に増加することがわかる。

図3.3.41(a)に $\eta$ を $10^{-3}$ から10まで変えたときの、 $P_{\perp}/P_B$ の依存性を示す。高磁場側(内側)の受信の場合は、放射強度が大きく、 $\eta$ が10%以上で飽和する。すなわち、光学厚さが厚くなり、 $P_{\perp}$ は、電子温度 $T_e = T_{eb} + \eta T_{eh}$ の黒体をふく射強度となる。同図(b)は、 $r = 0$  cm ( $r/a = 0$ ) と $r = 10$  cm ( $r/a = 0.4$ ) にバルクの電子サイクロトロン共鳴層がある場合の、高速電子の温度 $T_{eh} = 10$  keV と100 keVの場合のECE強度の $\eta$ 依存性を示す。実線は、低磁場側での測定の場合の強度を表わし、破線は、高磁場側での測定の場合である。 $T_{eb} = 600$  eV,  $\bar{n}_e = 4 \times 10^{18}$  m $^{-3}$ では、高磁場側での測定結果は、低磁場側での測定結果の三倍の強度をもつことになる。

ECE強度は、 $\eta$ と $T_{eh}$ が大きいくほど強くなる。つまり、バルクプラズマのパラメータ(電子温度、密度、磁場)が決まれば、高速電子のECE強度への寄与は、これらのパラメータに依存するのみとなる。このことから、 $\eta$ と $T_{eh}$ のどちらかが、知れば、他の一方は、ECE強度の増加から求めることができる。

図3.3.42(a)は、ECE強度の増加の割合 $\Delta I/I$ の計算結果を示す。ここに、 $I$ は、バルクプラズマからの放射強度である。パラメータ $\eta$ は、0.001から1まで、 $T_{eh}$ は、1 keVから400 keVまで変化させている。計算では、まず $\eta$ を固定し、 $T_{eh}$ を400 keVまで振り、つぎに $\eta$ をかえて、また同様に $T_{eh}$ を振るといようにサーベイした。

図からわかるように、 $\Delta I$ は、 $T_{eh}$ を大きくすると増えるが、 $T_{eh}$ のある値以上では、減少する。これは、相対論的効果により、電子のエネルギーが増えると質量がふえ、電子サイクロトロン周波数が小さくなることによる(電子サイクロトロン周波数の下シフト(down shift)という)。すなわち、高速電子からのある周波数の放射領域は、 $T_{eh}$ が上がるにつれてどんどん高磁場側に移動する。その結果、 $T_{eh}$ が増えていくと、最終的には放射領域はプラズマの外に出てしまうことになる。このために、 $T_{eh}$ のある値以上では、ECE強度は、減少しはじめると考えられる。

この図を用いれば、電子の高速成分の数の割合 $\eta$ を知ることにより、高速成分の温度 $T_{eh}$ を知ることができる。ただし、ここでは、 $T_{eh}$ の空間分布は、式(3.3.30)を用い、 $\eta$ は一様であると仮定していることを留意されたい。

より低密度の場合の計算結果を同図(b)に示す。曲線は、同図(a)の場合よりも上にシフトし、 $\Delta I$ は、二倍程度になっている。

## (2) 低密度放電での高速電子(逃走電子)が、ECEに与える影響

図3.3.3に示されているように、低密度放電においては、ECE強度は非常に大きくなる。本節では、ECEに対する高速電子の影響について考察する。前節に述べたように、簡単な二成分マクスウェル分布モデルを適用して放射強度を求めるためには、高速電子の割合と高速電子の等価電子温度を知らなければならない。

熱電子の逃走する臨界電界 $E_c$ は、

$$E_c = e \ln \lambda / \lambda_D^2 \quad (3.3.31)$$

で表される [29, 30]。ここに、 $\ln \Lambda$  は (3.3.18) 式のクーロン対数、 $\lambda_D$  は、デバイ半径 ( $\lambda_D^2 = T_e / (4 \pi n_e e^2)$ ) である。実用的な単位では、

$$E_c = 4 \times 10^{-2} \left( \frac{n_e}{10^{23}} \right) \left( \frac{10^3}{kT_e} \right) \left( \frac{\ln \Lambda}{15} \right) (\text{V/cm, cm, eV}) \quad (3.3.32)$$

と表わせる。衝突時間内  $\nu_e^{-1}$  に逃走する電子の数の割合  $\gamma$  は

$$\gamma = 0.35 (E/E_c)^{-3/8} \exp \{ - [\sqrt{2(E/E_c)} + (E/E_c)/4] \} \quad (3.3.33)$$

となる [31]。逃走電子の損失と生成が均衡する定常状態においては、数の釣合いの式は、

$$\frac{\Delta n_e}{\tau_{Eh}} = n_e \gamma \nu_e \quad (3.3.34)$$

となる。ここに、 $\tau_{Eh}$  は逃走電子の平均寿命である。書き替えると、逃走電子の割合は、

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = \tau_{Eh} \gamma \nu_e \quad (3.3.35)$$

となる。

図 3.3.43 は、密度  $\bar{n}_e = 4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  での  $E/E_c$ 、 $\Delta n_e/n_e$  の計算結果である。高速電子の損失が、磁力線の確率過程的变化 (stochastic wandering) によるものとする、拡散は速度に比例するので、寿命  $\tau_{Eh}$  を

$$\tau_{Eh} = \tau_E \frac{v_{th,e}}{v} = \tau_E \sqrt{\frac{T_c}{T_{eh}}} \quad (3.3.36)$$

とおいてみる。

JFT-2 トカマクでは、エネルギー閉込め時間  $\tau_E$  は、10 ms 以下であり、また  $T_c/T_{eh} \sim 0.01$  とすると、 $\tau_{Eh}$  は 1 ms 以下となる。すると、高速電子の割合  $\Delta n_e/n_e$  は、同図に示すように 0.3 ~ 0.5% となる。

領域  $v \gg v_c$  ( $= \sqrt{E_0/E} v_e$ , 臨界速度) では、逃走電子の定常分布関数は、Fokker-Planck 方程式を解くことにより

$$f_R = 2 \Delta n_e \frac{E}{E_c} \left[ \pi^{3/2} v_e^2 v_0 \ln \left( \frac{E}{E_c} \frac{v_e^2}{v_e^2} \right) \right]^{-1} \times \exp \left[ - \left\{ \frac{E_c}{E} \ln \left( \frac{E}{E_c} \frac{v_e^2}{v_e^2} \right) \right\}^{-1} \frac{v_e^2}{v_e^2} + \frac{v_e^2}{v_0^2} \right] \quad (3.3.37)$$

となる [29]。ここに、 $v_e = \sqrt{2T_e/m}$ 、 $v_0 = \sqrt{E v_0 \tau_0 / E_0} \cdot v_L$  (遮断速度、図 3.3.44 参照) である。また、損失項として、 $-v_e f / (v_L \tau_0)$  としている。ただし、 $\tau_0$  は、 $v \gg v_L$  の速度の電子の損失率である。この式から、逃走電子の実効的な、磁場に垂直方向の電子温度は、

$$T_{eh \perp} = \frac{E_c}{E} \ln \left( \frac{E}{E_c} \frac{v_e^2}{v_e^2} \right) T_{eh} \quad (3.3.38)$$

である。電子の運動エネルギーの磁場に垂直な成分が、(3.1.31 b) 式に示されるように、二倍高調波の異常波の ECE に関係するので、 $T_{eh \perp}$  が重要である。ここで、 $T_{eh \perp} = 100 \text{ keV}$ 、 $T_{eh} = 0.6 \text{ keV}$  という JFT-2 に特徴的な値をとると、 $v_e^2/v_0^2 \sim 170$  となる。また、 $n_e = 4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、ループ電圧  $V_L = 0.5 \text{ ボルト}$  とすると、 $E_c = 2.7 \text{ V/m}$ 、 $E = 0.5 \text{ V} / (2\pi \times 0.9 \text{ m}) = 8.8 \times 10^{-2} \text{ V/m}$

となる。すると、上式から、 $T_{\text{ch}\perp} = 32 \text{ keV}$  が得られる。従って、ECE 強度は、 $32 \text{ (keV)} / 0.6 \text{ (keV)} \sim 50$  倍となり、 $T_{\text{ch}\perp} / T_{\text{ch}\parallel} = 0.32$  となる。このように、逃走電子は、 $T_{\text{ch}\parallel}$  のみならず  $T_{\text{ch}\perp}$  も大きな値をもち、異常波の ECE 強度を 10 ~ 100 倍に増大させることがわかる。

実験結果は、低密度放電の場合 ( $\bar{n}_e = 4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ) の ECE 強度  $I_L$  と、より高密度放電の場合 ( $\bar{n}_e > 8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ) の強度  $I_H$  との比は、図 3.3.3 に示すように、周波数 50.4 GHz ( $r = 0 \text{ cm}$ ) に対しては、 $I_L / I_H \sim 8$ 、周波数 45.8 GHz ( $r = 10 \text{ cm}$ ) に対しては、 $I_L / I_H \sim 40$  である。

以上のように、低密度放電での ECE 強度の増加は、逃走電子の分布関数を考慮することにより理解できる。

### (3) 低域混成波による電子加熱時と電流駆動時の ECE 測定結果

本節では、低域混成波による電子加熱実験と電流駆動実験時の ECE 測定結果について述べる。低域混成波は、高速電子を加速するので、ECE は高速電子の影響を受ける。

#### a. 実験装置

高周波の周波数は、 $f = 750 \text{ MHz}$  で、プラズマ中心の低域混成周波数  $f_{\text{LH}} (= f_{\text{pi}} / \sqrt{1 + f_{\text{pe}}^2 / f_{\text{ce}}^2})$ 、 $f_{\text{pi}}$ : イオンプラズマ周波数に、 $f_{\text{ce}}$ : 電子サイクロトロン周波数) の約 1.5 倍である。実験条件では、プラズマ中に低域混成共鳴層も波動の転回点も存在しない。高周波出力は最大 250 kW が、40 ms 間プラズマに印加された。ジュール加熱入力は、75 kW から最大 170 kW である。高周波のプラズマへの結合系としては、位相制御四導波管が用いられている [32, 33]。一つの矩形導波管の断面は、290 mm × 14 mm で、波動の電界は、トロイダル磁場の方向である。位相差  $\Delta\phi$  は、 $-90^\circ$ 、 $0^\circ$ 、 $90^\circ$ 、 $180^\circ$  と変えて実験を行った。負号は、波動の位相速度が、電子のドリフト方向と逆である場合に対応する。これらの位相差に対応する磁場に平行方向の屈折率は、それぞれ  $n_{\parallel} = -5$ 、 $1$ 、 $5$ 、 $12$  である。波動のパワー・スペクトラムは、図 3.3.45 に示すとうりである。これらの、位相速度をもつ波動に結合する電子のエネルギーは以下のように計算できる。すなわち、電子のエネルギーは、静止エネルギーと運動エネルギーの和であるから

$$E = E_{\text{rest}} + E_{\text{kinetic}} = mc^2 \quad (3.3.39)$$

となる。ここに、 $m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ 、 $m_0 c^2 = 511 \text{ keV}$  である。すると

$$v/c = \frac{\sqrt{E_{\text{kinetic}}^2 + 1022E_{\text{kinetic}}}}{E_{\text{kinetic}} + 511} \quad (3.3.40)$$

となる。磁場に平行屈折率成分  $n_{\parallel}$  は

$$n_{\parallel} = c/v_{\text{ph}} \quad (3.3.41)$$

なので、共鳴電子の条件  $v = v_{\text{ph}}$  により、電子の共鳴エネルギーと波動の位相速度の関係を図 3.3.46 のように求められる。この図から、電子ランダウ減衰で上記  $n_{\parallel}$  をもつ波動と結合する電子エネルギーは、それぞれ  $E = 10 \text{ keV}$ 、 $\infty \text{ keV}$ 、 $10 \text{ keV}$ 、 $1.7 \text{ keV}$  となることがわかる。

実験でのプラズマの諸量は、トロイダル磁場  $B_0 = 0.9 \sim 1.1 \text{ T}$ 、中心電子温度  $T_e(0) = 500 \sim 800 \text{ eV}$ 、中心イオン温度  $T_i(0) = 200 \sim 250 \text{ eV}$ 、線平均電子密度  $\bar{n}_e = (3.5 \sim 15) \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、プラズマ電流  $I_p = 75 \sim 100 \text{ kA}$ 、ループ電圧  $V_L = 1.0 \sim 1.7 \text{ V}$  であり、実効電荷数は  $Z_{\text{eff}} = 2 \sim 4$  と推定される。

#### b. 低域混成波による電子加熱実験時の ECE 測定

電子加熱実験は、位相差  $\Delta\phi = 180^\circ$ 、 $\bar{n}_e > 6.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の条件で行われた。

放電の時間発展を図 3.3.47 に示す。高周波の印加により、ECE 強度の増加、ループ電圧の減少 ( $-0.25 \text{ V}$ ) がある。硬 X 線の増加はみられない。

図 3.3.48 に、LHW 印加による、ECE 強度の増加の密度依存性を示す。増加率を大きな丸印で示す。この場合、高周波パワーは、 $P_{\text{H}} = 160 \text{ kW}$  である。ECE 強度の増加率は、 $\bar{n}_e = (6.5 \sim 7.5) \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  にピークをもち、密度が高くなるに従い減少していく。低密度領域 ( $\bar{n}_e = 4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ) では、高周波の印加で、ECE 強度は減少する。すなわち、増加率  $\Delta I/I$  は、負となる。

ECE 強度の増加率の高周波パワー依存性を図 3.3.49 に示す。黒丸は、時刻  $t = 60 \text{ ms}$  の高周波印加直前の ECE 強度、大きな白丸は、ECE 強度の増加率を示す。高周波パワーが  $180 \text{ kW}$  までは、増加率は、ほぼパワーに比例する。

ECE 放射強度の空間分布を図 3.3.50 に示す。これらの分布は、トロイダル磁場を  $0.90 \text{ T}$ 、 $0.95 \text{ T}$ 、 $1.0 \text{ T}$  にかえて得られた。同図(a)は、 $\Delta\phi = 180^\circ$  の場合で、レーザー散乱と軟 X 線測定により得られた中心電子温度をそれぞれ丸印と三角印で示す。周辺にいくほど ECE 強度の増加の割合は大きくなる。同図(b)に、位相速度の大きな  $\Delta\phi = 0^\circ$  の場合を示す。この場合には、共鳴する電子の速度が大きくなるために、ECE 強度の増分は  $\Delta\phi = 180^\circ$  の場合よりも大きい。

位相差  $\Delta\phi$  に対する ECE 強度の依存性を図 3.3.51 に示す。黒丸は高周波印加前の ECE 強度である。波動の位相速度が一番速い  $\Delta\phi = 0^\circ$  の場合が強度の増加率最大となっている。

#### c. JFT-2 トカマクでの低域混成波による電流駆動時の ECE 測定結果

この実験は、位相差  $\Delta\phi = 90^\circ$ 、 $\bar{n}_e \leq 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の条件で行われた。図 3.3.52 (a)~(d)に、位相差を変えた ( $\Delta\phi = 0^\circ, 90^\circ, -90^\circ, 180^\circ$ ) 場合の諸量の時間発展を示す。ECE 強度は、非熱化成分からの寄与が大きく、熱化成分からの強度より 10 倍以上大きい。高周波パルスの印加 ( $t = 60 \sim 100 \text{ ms}$ ) により、ECE 放射強度は、減少する。この場合の軟 X 線測定による光子の分布は図 3.3.53 に示すように、高周波印加中は、高エネルギー成分が減少している。このため ECE 強度が減少するものと考えられる。このように、波動の印加により、逃走電子の生成は、むしろ抑制されることがわかる。

ループ電圧の減少は、 $\Delta\phi = 0^\circ, 90^\circ$  の場合に大きく、 $\Delta\phi = -90^\circ, 180^\circ$  の場合にはほとんどみられない。この減少は、電流駆動によるものと考えられる (2.3.2 (3)節参照)。硬 X 線強度は高周波印加により増加する。

#### d. JFT-2 M トカマクでの低域混成波による電流駆動時の ECE 測定結果

運転モードは、2.6.3 (2)節で述べた定電流モード (ACR モード) および定電圧モード (AVR モード) で行われた。定電流モードでは、電流駆動の効果はループ電圧の減少として現れ、定電圧モードでは、プラズマ電流の増加がおきる。

図 3.3.54 (a)~(c)に、ACR モード運転での、プラズマ諸量の時間発展の密度依存性を示す。同図(a)は、低密度  $\bar{n}_e = (1.0 \sim 1.5) \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の場合であり、ECE 強度は、低域混成波の印加により、減少する。この場合には、高周波の印加前にすでに高速電子が存在し、ECE 放射は、非熱化放射となっていて、強度は非常に大きい。軟 X 線測定によると、高周波印加によ

り、図 3.3.3 と同じく高エネルギーの光子の個数が減少している。ループ電圧の減少と波動の電界が逃走電子の生成を抑制していると考えられる。同図(b)は、 $\bar{n}_e = 4.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の場合であり、高周波の印加により、ECE 強度は増加する。この場合、高周波の印加前は、熱化放射であり高速電子の存在はない。高周波印加による ECE 強度の増加は、高速電子の生成を示す。高周波印加中の ECE 強度に現れる大きなスパイクは、電子温度分布の非等方性に基づく緩和振動である(次節参照)。同図(c)の  $\bar{n}_e = (8 \sim 9) \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の場合には、あまり顕著なループ電圧の低下はなく、ECE の増加も小さくなる。

プラズマ電流を変えた場合の ECE 強度の密度依存性を図 3.3.55 (a)~(c) に示す。周波数  $f = 70.6 \text{ GHz}$  の放射は、小半径  $r < -11.5 \text{ cm}$  の領域から放射され、 $f = 78.4 \text{ GHz}$  の放射は、 $r < -23.5 \text{ cm}$  の領域から放射される。このように、 $f = 78.4 \text{ GHz}$  の放射はプラズマ周辺部から放射され、 $f = 70.6 \text{ GHz}$  の放射は、それよりプラズマの内部から放射される。

同図(a)の低電流 ( $I_p = 50 \text{ kA}$ ) の場合には、同図(b), (c)の電流の大きい場合(それぞれ  $I_p = 100 \text{ kA}$ ,  $150 \text{ kA}$ ) に比べて、密度の低下に伴う ECE 強度の増加の割合  $\Delta I_e / I_{e0}$  が小さいことがわかる。同図(b), (c)の  $I_p$  の大きい場合には、低密度領域に密度の低下に伴いベースの放射強度が急激に増加する領域があることがわかる。これは、 $I_p = 100 \text{ kA}$  の場合、 $\bar{n}_e = (3 \sim 4) \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  で起き、 $I_p = 150 \text{ kA}$  の場合  $\bar{n}_e = (4 \sim 5) \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  でおきている。このため、ECE の高周波の有り無しの強度比  $I_e / I_{e0}$  は、 $\bar{n}_e \sim 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  のあたりにピークをもつ。高密度、高電流になるほど  $L_e$  (78.4 GHz) が大きくなることから、波動と電子の相互作用は、周辺部でおきることがわかる。

図 3.3.56 (a)~(c) に ECE 強度の電流依存性を示す。いずれの密度でも ECE 強度は電流値とともに指数関数的に増加することがわかる。勾配  $dI_e / dI_p$  は、密度が増えると減少する。また、低域混成波による増分  $I_e - I_{e0}$  も密度とともに減少する。

ECE 強度の高周波パワーに対する依存性を図 3.3.57 (a), (b) に示す。同図(a)の  $\bar{n}_e = 4.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の場合は、70 kW 以上で ECE 強度の飽和がおきる。同図(b)のより低密度  $\bar{n}_e = 2.25 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の場合には、5kW 程度で飽和する。ループ電圧の減少から求めた電流駆動量も同様な振舞いを示し、ECE 測定と対応する。

AVR モード運転時の諸量の時間発展を図 3.3.58 に示す。低域混成波は、0.45 s の間印加されている。高周波の印加中は、プラズマ電流は増加し、ループ電圧は零になる。ECE 強度は、高周波印加直前に増加し、かなりの高速電子が生成される場合である。高周波の印加により、ECE 強度は減少する(実線)。印加中の後半には、ECE 強度は一定値になる。

$L_e$  と  $I_p$  の増分の高周波パワー依存性を図 3.3.59 に示す。35 kW 以上で飽和がみられる。

図 3.3.60 に、ECE の強度分布を示す。ジュール時の分布は比較的平坦である。高周波の印加時は、低磁場側で放射強度の増加がみられる。これは、3.3.5 (1)節で述べたような、高速電子の寄与によるものと考えられる。

ECE 強度の位相差  $\Delta\phi$  に対する依存性を図 3.3.61 に示す。放射強度は、 $\Delta\phi$  が小さくなる程、すなわち波動の位相速度が大きくなるほど大きくなる。

#### e. ECE 増分に関する議論

電子加熱実験時の ECE 強度の増分  $\Delta I$  は、逃走電子の無い場合には、バルク電子の寄与

と、低域混成波により生成された電子の速度分布のプラトー部の寄与の和であると考えられる。このプラトー部にある電子の個数  $\Delta n$  は、以下のように見積もることができる。すなわち、マクスウェル分布関数は、

$$f(v_x, v_y, v_z) = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}} \quad (3.3.42)$$

であるので、単位体積中の数密度は、

$$n = \iiint_{-\infty}^{\infty} n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2} \frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{kT}} dv_x dv_y dv_z \quad (3.3.43)$$

となる。準線形プラトーは、 $v_{z1} \leq v_z \leq v_{z2}$  の領域にあるとすれば、この領域内の粒子数は、

$$\Delta n = n \int_{v_{z1}}^{v_{z2}} f_{zp}(v_z) dv_z \int_{-\infty}^{\infty} \frac{m}{2\pi kT} e^{-\frac{m}{2} \frac{v_x^2 + v_y^2}{kT}} dv_x dv_y \quad (3.3.44)$$

である。ここに、 $f_{zp}(v_z)$  は、 $v_z$  の分布関数である。 $f_{zp}(v_z)$  は、 $v_{z1} \leq v_z \leq v_{z2}$  では、殆ど一定で、かつ  $\int_{-\infty}^{\infty} f_{zp}(v_z) dv_z = 1$  である。簡単のために、

$$\int_{v_{z1}}^{v_{z2}} f_{zp}(v_z) dv_z \sim \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{m}{2} \frac{v_{z1}^2}{kT}} (v_{z2} - v_{z1}) \quad (3.3.45)$$

と近似すると、

$$\Delta n/n = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{m}{2} \frac{v_{z1}^2}{kT}} (v_{z2} - v_{z1}) \quad (3.3.46)$$

となる。さらに、電子の熱速度を  $kT = (1/2) m v_{th}^2$ 、 $w_a = v_{za}/v_{th}$  を定義すると、この割合は、

$$\Delta n/n = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-w_1^2} (w_2 - w_1) \quad (3.3.47)$$

$$w_a = \sqrt{\frac{E_a}{T_e}}$$

となる。 $\Delta\phi = 180^\circ$  の場合には、図 3.3.45 に示すように、 $n_{\parallel}$  スペクトラムは、 $n_{\parallel} \sim 12$  にピークをもち、1.7 keV の運動エネルギーをもつ電子と共鳴する。図 3.3.50 (a) に示すように、中心電子温度は 0.65 keV であるので、 $w_1 = 1.6$  となる。図 3.3.53 に示すように、軟 X 線測定によると、 $v_{z2} \sim 20$  keV、すなわち、 $w_2 \sim 5.5$  である。これらの値を (3.3.47) 式に代入すると  $\Delta n/n$  は、0.17 となる。プラトーの  $T_{e\parallel}$  を 15 ~ 20 keV とすると、(3.3.32) と (3.3.38) を用いて、 $T_{e\perp} = 3 \sim 6$  keV と計算される。すると、図 3.3.42 (a) を用いると  $\eta = 0.17$ 、 $T_{e\perp} = 3 \sim 6$  keV に対しては、 $\Delta I/I \sim (0.4 \sim 0.5)$  となる。従って、準線形プラトーからの放射強度は、 $\Delta T_{\infty} = 650 \text{ eV} \times (0.4 \sim 0.5) = 260 \sim 330 \text{ eV}$  分に相当することになり、電子温度の上昇分に対して無視できない。図 3.3.50 (a) では、ECE の増分から 500 eV の電子温度上昇があるようにみえる。しかしながら、以上に述べたように、このうちの 260 ~ 330 eV 分はプラトー部分からの放射の寄与である可能性があると考えられる。

#### (4) 緩和振動 (relaxation oscillation) の測定

緩和振動 (relaxation oscillation) は、電子分布関数が強く非等方的になると起き、電子分布関数を等方に保とうとする。この不安定性は、強い非等方性に起因する  $n = -1$  の電子サイ



クロトロン共鳴での不安定要因が、 $n=0$ のランダウ減衰や $n=1$ の電子サイクロトロン減衰よりも強い場合に起こる [34, 35]。

この現象は、逃走電子放電、あるいは、低域混成波による電流駆動中にしばしば見られる（例えば図 3.3.54 (b)）。緩和振動は、高速電子の磁場に平行な運動量が瞬時に垂直方向の運動量に変換するので、ECE 信号に鋭いスパイクとなって現れる。低密度放電では、すでにジュール加熱時から小さな振動がみられる。

電流駆動時の緩和振動の周期  $\Delta t_r$  を、低域混成波のパワーに対して示すと、図 3.3.62 のようになる。緩和振動は、パワーの大きい領域 ( $P_{LH} > 90 \text{ kW}$ ) とパワーの小さい領域 ( $P_{LH} < 20 \text{ kW}$ ) に頻繁に現れ、この中間の領域 (30 ~ 60 kW) では、現れない。これは、パワーの大きい領域では、パワーにつれて電子分布関数の変形が大きくなるために緩和振動が頻繁におこるためと考えられる。一方、パワーの小さい領域では、パワーとともに、図のようにループ電圧の減少が起きるために、高周波の印加前にすでに存在する高速電子が加速されにくくなるためであると考えられる。

### 3.3.6 高効率閉込めモード中の熱パルス測定 [36]

#### (1) 序

JFT-2M トカマクにおいて、リミター H モード中に ECE 信号に現れる熱パルスを測定した。鋸歯状振動の反転位置の測定から、H モード中は、 $q=1$  の有理面は、少し縮小し、それに伴って、鋸歯状振動の周期は減少する。プラズマ中心部の電子熱伝導係数は、H モード遷移により変わらない。測定された熱パルスの伝播速度は、リミター H モード中には、L モード中より遅くなることが見出だされた。このため、熱パルスの伝播速度から得られる電子熱伝導係数は、この H モード中に減少していることが示される。

1982 年に西独 ASDEX のダイバーター配位で発見された [10] 中性粒子入射加熱中でもエネルギー閉込めの良い H モードの解明は、それ以後、トカマクプラズマの閉込め研究の中心的課題となっている。

我が JFT-2M トカマクにおいては、ダイバーター配位のみでなく、リミター配位においても H モードが起きることが初めて見出だされた [19, 7, 8]。このリミター配位の H モードは、プラズマ柱の変位による閉込め時間の差異を調べている途中で偶然に発見されたものである。すなわち、リミター配位の H モードは、プラズマ柱が内側（高磁場側）にある固定リミターで限られる場合（図 3.3.63）に現れた。

トカマクプラズマの内部崩壊 (internal disruption) により生成されプラズマ中心部から周辺部に伝播する熱パルスの拡散的性質については、Callen 等 [37] および Soler 等 [38] により既に指摘されている。しかしながら、熱パルスの伝播モデルから得られた電子熱拡散係数  $\chi_e$  は、彼等の ORMAK トカマクでの実験では、パワー収支から得られた値よりも 2.5 ~ 15 倍大きい。一方、Bell 等の報告 [39] によると、これらの 2 種の方法で得られた電子熱拡散係数  $\chi_e$ 、すなわち熱パルスの伝播モデルから得られた値  $\chi_e^{sp}$  とパワー収支から得られた値  $\chi_e^{pb}$  はだいたい一致している。

これらの測定では、熱パルスは、軟 X 線信号により測定されている。TFTR においては、 $\chi_e^{sp}$

は  $\chi^p$  の 2 ~ 10 倍となっている [40]。

本節では、JFT-2M プラズマの熱パルス測定、特に H モード中の熱パルスの伝播の測定結果についてまとめる。本測定は、ECE により行われているため、従来の軟 X 線による測定では、実効電荷や密度変化の効果を考慮する必要があるのに対して、電子温度の摂動を直接調べることができるという利点をもつ。

## (2) 実験結果

とられた配位は、図 3.3.63 に示すようなプラズマ内付けのリミター配位である。

図 3.3.64 に典型的な放電の諸量の時間発展を示す。中性粒子加熱 (NBH) は、時刻  $t = 0.7$  s から  $t = 0.9$  s まで印加され、H モードは、 $t = 0.75$  s から始まる第 2 ビームの入射後直ぐ (10 ms 後) 生成する。

プラズマ周辺部 ( $r/a = -0.86$ ,  $a$  はプラズマ小半径) から発する二倍高調波 ECE 強度を  $I_2$  で表わす。ここに、負号は、位置がトラスの高磁場側にあることを示す。ECE 強度  $I_2$  は、電子温度にほぼ比例し、H モードの間は L モード間よりもプラズマ周辺部の電子温度は高い (300 ~ 500 eV)。図に示されているように、プラズマ周辺部の高い電子温度と電子密度の直線的な増加は H モードの特色である [7, 8]。周辺局在モード (ELM) 無しの明らかな H モードが生成し、密度が直線的に増加しているにもかかわらず、蓄積エネルギーの増加は飽和し次いで減少しはじめる。プラズマ中心からの三倍高調波 ECE 信号の強度  $I_3(0)$  が減少することから、H モード中には、密度の増加のために中心電子温度が減少していることがわかる。ポロメタにより測定された不純物からの放射  $P_R$  は、大きく増える。

三倍高調波の光学厚さは、この  $T_e \sim 1$  keV,  $n_e < 6.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (90.0 GHz の異常波の ECE の遮断密度) というプラズマ条件では、0.1 程度である [3.1.5 節]。このように、光学厚さが薄い場合には、三倍高調波強度  $I_3(0)$  は、 $n_e T_e^3$  に比例する ((3.1.119) 式)。

測定された鋸歯状振動波形を図 3.3.65 (a)~(c) に示す。時間軸の目盛りは、2 ms/div. に拡大されている。データのサンプル時間は 0.2 ms である。各図の上の信号は、プラズマ中心 ( $r/a = -0.0$ ) からの強度  $I_3$ 、下の信号はプラズマ周辺からの ( $r/a = -0.86$ ) からの強度  $I_2$  の波形である。鋸歯状振動の周期を  $\Delta t$ 、熱パルスの伝播の時間遅れを  $t_d$  で示す。同図(a)のジュール加熱時の時間遅れ  $t_d$  と同図(c)の H モード時の時間遅れは、同図(b)の L モード時の時間遅れよりも大きいことがわかる。

図に示すように、ジュール加熱時の電子温度の摂動波形 ( $I_2$  波形) と H モード時の電子温度の摂動波形は、Soler 等 [38] の求めた次式で表わせる電子温度の摂動波形

$$(t_d/t^3) \exp(-3t_d/t) \quad (3.3.48)$$

により良く表わすことができる。しかし、L モードの場合の波形 (同図(b)の実線) は上式の波形 (破線で示す) と異なっている。電子温度の最大値 (ピーク値) の後の減少率が測定値は小さくなっている。

遅れ時間  $t_d$  の時間発展を図 3.3.64 (b) に示す。遅れ時間  $t_d$  は、ジュール加熱時には、1.5 ms であるが、NBH 中の L モード時には、0.7 ms になる。しかし、H モード時には、再び 1.5 ms になっている。この事実と、安全係数  $q = 1$  の有理面の位置の変化が小さい [7] ため熱パルスの伝播距離はいずれの場合も殆ど変わらないことから、この H モード中には、熱パルスの伝播速

度が小さくなることわかる。この距離については、後に表 3.3.2 で示す。

図 3.3.66 は、前図と同じプラズマ条件での遅れ時間  $t_d$  と鋸歯状振動の周期  $\Delta t$  プラズマ密度依存性の測定結果である。ジュール加熱時の遅れ時間  $t_d$  は、密度が大きくなると長くなる。また、L モードの間は、 $t_d$  は、同じ密度のジュール加熱時の  $1/3 \sim 1/4$  になっている。リミター H モード時には、 $t_d$  は L モード時の二倍程度まで遅くなる (図 3.3.66 (a))。また、鋸歯状振動の周期は、L モード時には長くなり、H モード時にはジュール加熱時より短くなる (同図(b))。

遅れ時間  $t_d$  と電子熱拡散係数の平均値  $\bar{\chi}_e$  には次の関係がある [41, 42]。

$$\bar{\chi}_e = (r^2 - r_s^2) / 8t_d \quad (3.3.49)$$

ここに、 $r_s$  は有理面 ( $q=1$ ) の半径である。

実験では、ECE 測定周波数が 3 チャンネルあることを利用し、磁場強度を少し変化させて ( $B_0 = 0.96 \sim 1.00$  T)、鋸歯状振動波形の反転位置から有理面 ( $q=1$ ) の半径を求めた。この磁場変化により、 $f = 90.0$  GHz の三倍高調波電子サイクロトロン共鳴層は  $r = -9$  cm から  $r = -14$  cm まで変化し、 $f = 78.4$  GHz の二倍高調波電子サイクロトロン共鳴層は  $r = 2$  cm から  $r = 9.1$  cm まで変化する。この方法により有理面の位置  $r_{s,in}$  (内側) および  $r_{s,out}$  (外側) を  $\pm 1$  cm 以内の精度で求めることができる。NBH 中の測定結果を図 3.3.67 に示す。同図(a)には、(NBH 加熱時の) 有理面の少し内部の位置での ECE 鋸歯状振動の時間変化を示す。H モード遷移により、鋸歯状振動波形の反転が起きるのがみられる。内側の有理面半径  $r_{s,in}$  は、L モード中にはジュール加熱時と変わらないが、H モード中には  $-14$  cm から  $-10$  cm に縮小する (同図(b))。同時に、外側の有理面半径  $r_{s,out}$  は、L モード中に  $7$  cm から  $9$  cm に拡大するが、H モード中には  $9$  cm から  $8$  cm に少し縮小する (同図(c))。従って、有理面半径  $r_s = (1/2) \cdot (r_{s,out} - r_{s,in})$  は、L モード時に少し ( $1$  cm) 大きくなり、H モード時に  $2.5$  cm 小さくなることわかる (同図(d)および表 3.3.2)。プラズマ表面の安全係数は一定でプラズマ電流値も一定であることから、有理面の縮小は電流分布の拡大を表わすものと考えられる。

図 3.3.68 にジュールプラズマの鋸歯状振動の振幅  $\Delta I_2$  とその割合  $\Delta I_2 / I_2$  の半径方向の分布を示す。鋸歯状振動の振幅  $\Delta I_2$  は、有理面のすぐ外側で大きい。プラズマ周辺部では、振幅の割合  $\Delta I_2 / I_2$  は外に行くほど大きくなっている。これは、同図に示されるように、鋸歯状振動の振幅  $\Delta I_2$  がプラズマ周辺部ではあまり減少していないためである。

### (3) 議 論

(3.3.49) 式に、測定値をいれて計算すると表 3.3.3 に示すように  $\chi$  が求まる。H モード中の  $\bar{\chi}_e^{hp}$  は  $6.6$  m<sup>2</sup>/s であり、ジュール加熱中とかわらないことわかる。L モード中には、 $\bar{\chi}_e^{hp}$  はこの 2 倍の値をもつ。

次に、電子熱拡散係数  $\chi_e$  とエネルギー閉込め時間  $\tau_{Ee}$  との関係を考察する。熱流束  $\bar{q}$  は  $\chi_e$  の定義から

$$\bar{q} = -n_e \chi_e \nabla T_e \quad (3.3.50)$$

で与えられる。プラズマエネルギーが熱伝導で損失される場合には、エネルギー保存則は

$$\int (\partial W_e(r, t) / \partial t) dV = - \int q_n(r, t) d\sigma \quad (3.3.51)$$

と書ける。ここに、 $W_e(r, t)$  は電子のエネルギー密度、 $dV$  は体積要素、 $q_n$  は熱流束の法線成分、 $d\sigma$  は面素を表わす。微分形では、上式は

$$\partial W_e(r, t) / \partial t = -\nabla \cdot \bar{q}(r, t) \quad (3.3.52)$$

となる。関係:  $W_e(r, t) = (3/2) n_e(r, t) \cdot T_e(r, t)$  と (3.3.50) 式の熱流束を (3.3.52) に代入すると、次の電子温度の方程式を得る。

$$\nabla^2 T_e(r) + T_e(r) / \{(3/2) \chi_e \tau_{Ee}\} = 0 \quad (3.3.53)$$

ここに、 $n_e \chi_e$  は場所によらぬ定数であるという仮定と  $T_e(r, t) = T_e(r) \cdot \exp(-t/\tau_{Ee})$  という関数形を仮定した。円筒プラズマで電子温度が円筒対称性をもち、 $T_e(a) = 0$  という境界条件をもつ場合には、この方程式は次の特解をもつ。

$$T_e(r, t) = T_e(0) J_0(r\sqrt{(2/3)\chi_e\tau_{Ee}}) \times \exp(-t/\tau_{Ee}) \quad (3.3.54)$$

ここに、

$$\chi_e = (3/2)a^2 / (2.40)^2 / \tau_{Ee} = a^2 / (3.84\tau_{Ee}) \quad (3.3.55)$$

であり、 $J_0$  は 0 次の Bessel 関数、2.40 はその最初の零点である。このように  $\chi_e$  はプラズマ半径の 2 乗に比例し、エネルギー閉込め時間に反比例する。すなわち、電子温度分布が熱伝導で決まる場合には、上式の関係が成立つ。

より実際的には、入力パワー  $P_e$  および種々の放射によるパワー損失  $P_R$  も考慮しなければならない。すると、パワーの釣合いの方程式の微分形は

$$\partial W_e(r, t) / \partial t = P_e(r, t) - P_R(r, t) - W_e(r, t) / \tau_{Ee}(r, t) \quad (3.3.56)$$

と書ける。エネルギー流束が熱流束のみからなる場合は、ある磁気面上での平均的熱流束  $Q$  は、定常状態 ( $\dot{W}_e = 0$ ) では

$$Q(r) = \int \{P_e(r) - P_R(r)\} dV / S \quad (3.3.57)$$

と表わせる。ここに、 $S$  は磁気面の面積である。上の 3 式 (3.3.50), (3.3.56), (3.3.57) で  $q = Q$  と置き、 $P_e - P_R$  を消去することにより

$$\chi_e(r, t) = \frac{\int_0^r \{W_e(r, t) / \tau_{Ee}(r, t)\} dV}{n_e(-\nabla T_e) S} \quad (3.3.58)$$

が得られる。この式に示されるように、 $\chi_e(r)$  は、プラズマの蓄積エネルギー密度、すなわち電子温度と密度の分布に依存する。

例えば、次式

$$\begin{aligned} T_e(r) &= T_e(0) \cdot (1 - r^2/a^2)^{\alpha_T} \\ n_e(r) &= n_e(0) \cdot (1 - r^2/a^2)^{\alpha_n} \end{aligned} \quad (3.3.59)$$

のような放物分布をもつ円形プラズマの場合には

$$\begin{aligned} \int_0^r W_e(r, t) dV &= \frac{3\pi^2 R a^2 n_e(0) T_e(0)}{\alpha_T + \alpha_n + 1} \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{\alpha_T + \alpha_n + 1} \right\} \\ -\nabla T_e = \partial T_e(r) / \partial r &= \frac{2}{a^2} T_e(0) \alpha_T \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{\alpha_T - 1} \end{aligned} \quad (3.3.60)$$

$$n_e(0) / \bar{n}_e = \frac{a}{\int_0^a \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{\alpha_n} dr} = \frac{2\Gamma\left(\alpha_n + \frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)\Gamma(\alpha_n + 1)}$$

などとなる。ここに、 $\Gamma$  はガンマ関数、 $R$  はトカマクプラズマの主半径である。すると、平均の電子熱拡散係数 $\bar{\chi}_e$  は、 $r=a$  と置き、 $-\nabla T_e = T_e(0)/a$  と置くことにより

$$\bar{\chi}_e = \frac{6\pi^2 R a^2}{(\alpha_T + \alpha_n + 1) \tau_{Ee} S} \frac{\Gamma\left(\alpha_n + \frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) \Gamma(\alpha_n + 1)} \quad (3.3.61)$$

と表わされる。

$\alpha_T = \alpha_n = 1$  とし、 $S = 2\pi a \cdot 2\pi R$  であるから

$$\bar{\chi}_e = \frac{3}{8} \frac{a^2}{\tau_{Ee}} \approx \frac{a^2}{2.67 \tau_{Ee}} \quad (3.3.62)$$

となる。このように、円形プラズマの放物分布の場合には (3.3.55) の $\bar{\chi}_e$  よりも少し大きくなる。

電子温度・密度の放物分布をもつ楕円磁気面の場合、すなわち

$$\begin{aligned} T_e(x, y) &= T_e(0, 0) \left\{ 1 - \left( \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} \right) \right\}^{\alpha_T} \\ n_e(x, y) &= n_e(0, 0) \left\{ 1 - \left( \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} \right) \right\}^{\alpha_n} \end{aligned} \quad (3.3.63)$$

には、エネルギー密度の体積積分は次の  $(x, y)$  から  $(f, \theta)$  への変数変換:  $x = af \cos\theta$ ,  $y = bf \sin\theta$  ( $0 \leq f \leq 1$ ), を用いることにより

$$\int W_e(r, t) dV = -3\pi^2 R a b n_e(0) T_e(0) \frac{(1-x)^{\alpha_T - \alpha_n + 1}}{\alpha_T + \alpha_n + 1} \quad (3.3.64)$$

となる。また、 $-\nabla T_e$  と  $n_e(0)/\bar{n}_e$  は (3.3.60) と同じとする。それは、ここでは水平面内に沿った熱流束を考えているためである。

平均の熱拡散係数 $\bar{\chi}_e$  ( $f=1$ ) は、

$$\bar{\chi}_e = \frac{3\pi a^2 b}{(\alpha_T + \alpha_n + 1) \tau_{Ee} \ell} \frac{\Gamma\left(\alpha_n + \frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) \Gamma(\alpha_n + 1)} \quad (3.3.65)$$

と書ける。ここに、 $\ell$  は、 $\ell = 4b \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - e^2 \cos^2 \theta} d\theta = 4b \cdot E(e^2)$ ,  $b \geq a$ , と表わせる楕円の周

長である。ここに、 $E(e^2)$  は完全楕円積分で  $e$  は離心率である。非円形度  $\kappa = b/a = 1.4$ ,  $e^2 = \frac{\kappa^2 - 1}{\kappa^2} = 0.49$  の場合には、 $E = 1.37$  である。 $\alpha_T = \alpha_n = 1$  に対しては、平均の電子熱拡散係数 $\bar{\chi}_e$  は、 $\bar{\chi}_e = a^2 / (2.3 \tau_{Ee})$  となる。

JFT-2M トカマクの H モード中の電子温度と電子密度の典型的な分布では、図 3.3.69 に示されるように、分布の指数は  $\alpha_T = 2 \sim 3$ ,  $\alpha_n = 0.5 \sim 1$  である。従って

$$\bar{\chi}_e = \frac{a^2}{(2.7 \sim 4.4) \tau_{Ee}} \quad (\kappa = 1.4) \quad (3.3.66)$$

と計算される。

以上をまとめると、 $\bar{\chi}_e$  と  $\tau_{Ee}$  との関係は

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Bessel関数形 } T_e \text{ 分布の場合: } \bar{\chi}_e = \frac{a^2}{3.8\tau_{Ee}} \end{array} \right. \quad (3.3.55)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{放物形 } T_e, n_e \text{ 分布の場合: } \bar{\chi}_e = \frac{a^2}{(2.7 \sim 4.4)\tau_{Ee}} \end{array} \right. \quad (3.3.66)$$

となる。

表 3.3.3 中に得られた電子エネルギー閉込め時間を  $\tau_{Ee}^c$  で示す。また、次式で定義される全体の閉込め時間  $\tau_E^c$  と付加閉込め時間 (additional confinement time)  $\tau_{ad}$

$$\tau_E^c = W_s / P_{tot} \quad (3.3.67)$$

$$\tau_{ad} = \Delta W_s / \Delta P_{tot} \quad (3.3.68)$$

も同表中に示されている。ここに、 $W_s$  はプラズマの蓄積エネルギー、 $P_{tot}$  は全パワー (ジュール加熱パワー + NBH パワー)、 $\Delta W_s$  と  $\Delta P_{tot}$  は NBH 中の増分である。これらの  $\tau_E^c$ 、 $\tau_{ad}$  は、 $W_s$ 、 $\Delta W_s$ 、 $P_{tot}$ 、 $\Delta P_{tot}$  などの測定値から得られる良く定義された値である。

表 3.3.3 から、熱パルスの伝播から求めた電子エネルギー閉込め時間  $\tau_{Ee}^c$  は、全体閉込め時間  $\tau_E^c$  とかなり異なることがわかる。JET トカマクでは、 $\tau_{Ee}^c$  は付加閉込め時間  $\tau_{ad}$  に近いと報告している [41, 42] が、表に示されるように、JFT-2M では、 $\tau_{Ee}^c$  は  $\tau_{ad}$  よりもさらに小さくなっている。

鋸歯状振動の周期  $\Delta t$  は、ジュール加熱時は 8 ms であるが、L モード時には 15 ms に増加する。しかしながら、H モード時には図 3.3.64 (b) に示されるように、周期  $\Delta t$  は 11 ms まで減少する。鋸歯状振動の周期  $\Delta t$  とプラズマ中心部の電子熱拡散係数  $\chi_e(0)$  との間には次の関係がある [44, 45, 38]。

$$\chi_e(0) = \frac{r_s^2}{12\Delta t} \quad (\text{Denstrovsky, Sillen}), \quad (3.3.69)$$

$$\chi_e(0) = \frac{3r_s^2}{8\Delta t} \quad (\text{Soler}). \quad (3.3.70)$$

この関係式により、鋸歯状振動の周期  $\Delta t$  の減少は、プラズマ中心部の  $\chi_e(0)$  の増加を意味することがわかる。しかしながら、表 3.3.3 に示されるように、実際は、H モード中に、有理面の半径の縮小が起きるため、H モード中の  $\chi_e(0)$  は鋸歯状振動の周期  $\Delta t$  の減少のために L モード時と殆ど変わっていない。この事実は、H モード遷移によりプラズマの周辺部の電子熱拡散係数が改善 (減少) していることを示すと考えられる。

最後に、熱の伝導と対流による損失から定義されるエネルギー閉込め時間  $\tau_{EC}$  について議論する。この  $\tau_{EC}$  はパワー釣合いの式から次式で定義される。

$$\frac{dW_s}{dt} = P_J + P_{NB} - \frac{W_s}{\tau_{EC}} - P_R \quad (3.3.71)$$

蓄積エネルギーの定常時 ( $dW_s/dt = 0$ ) は、時刻  $t = 0.77 \sim 0.80$  s に起きる。この時には、 $\tau_{EC}$  は

$$\tau_{EC} = \frac{W_s}{P_J + P_{NB} - P_R} \quad (3.3.72)$$

となる。

放射パワー  $P_R$  は図 3.3.64 (b) および表 3.3.3 に示されているように、H モード時には、全入射パワーの 69% に達する。同表によると、熱の伝導と対流による損失から定義されるエネルギー閉込め時間  $\tau_{EC}$  は、リミター H モード中に大きくなるのがわかる。これは、特に H モード後半に顕著にみられる。

熱パルスの伝播から求めた電子エネルギー閉込め時間  $\tau_{ad}$  は、パワーの釣合いから求めた  $\tau_{EC}$  や  $\tau_{ad}$  よりも約 10 倍小さいことがわかる。

また、リミター H モード中のプラズマの蓄積エネルギーは、放射の増大によりかなり制限されている。従って、さらにプラズマの蓄積エネルギーを増やすためには、言替れば、より長いエネルギー閉込め時間を得るためには、放射パワーを減少させることが重要な課題となるものと考えられる。

#### (4) 本項の結論

パワーの釣合いから求めた熱の伝導と対流による損失から定義されるエネルギー閉込め時間  $\tau_{EC}$  は、リミター H モード中に増加する。ECE により、 $q=1$  の有理面の位置と鋸歯状振動の周期を測定した結果、プラズマ中心部の電子熱拡散係数は L モードと変わらないことが示された。これらの結果より、H モード時の電子熱拡散係数の改善はプラズマ周辺部で起きていることが推定される。

また、熱パルスの速度は、リミター H モード中には減少することが初めて見出された。しかしながら、熱パルスの速度から求めた電子熱拡散係数は、パワー収支から求めた値の約 10 倍大きい値を示した。

H モード時には、プラズマの周辺部に粒子・エネルギー輸送の障壁が形成される (3.3.4 節参照)。従って、プラズマ周辺の閉込めが重要であると考えられる。このプラズマ周辺部での熱パルスの伝播を詳しく調べることは、今後パワー収支によるエネルギー閉込め時間と熱パルスによるエネルギー閉込め時間の不一致を究明する上で重要な課題であろうと考えられる。

表 3.3.1 ECE の遮断密度。

$m\omega_{ce} \backslash f$	70.6 GHz	78.4 GHz	90.0 GHz
$2\omega_{ce}$	$3.09 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$3.81 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$5.02 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
$3\omega_{ce}$	$4.12 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$5.08 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$6.70 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$

表 3.3.2 有理面 (q=1) の位置。

	$r_s/a$	ratio
OH	0.40	1.0
L mode	0.44	1.1
H mode	0.34	0.85

表 3.3.3 ジュール加熱時, Lモード時, Hモード時の諸量の比較。

	r(m)	$r_s$ (m)	$t_d$ (ms)	$\bar{\chi}_e^{**}$ ( $\text{m}^2/\text{s}$ )	$\tau_{EE}^{hp**}$ (ms)	$\Delta t$ (ms)	$\chi_e(0)^{***}$ ( $\text{m}^2/\text{s}$ )
OH	0.31	0.12 ~0.14	1.5±0.2	6.6±1.0	3.3-5.4	8	0.18-0.79
L mode	0.31	0.12 ~0.14	0.7±0.2	14.1±4	1.5-2.5	15	0.09-0.42
H mode	0.31	0.10 ~0.12	1.6±0.3	6.6±1.4	3.3-5.4	11	0.09-0.41

	$W_S$ (kJ)	$P_{tot}$ (kW)	$\tau_E^G$ (ms)	$\tau_{ad}$ (ms)	$P_{rad}$ (kW)	$P_{rad}/P_{tot}$	$\tau_{Ec}$ (ms)
OH	15	370	41	—	160	0.43	71
L mode	26	370+560	28	20	300	0.32	41
H mode	34	170+1100	27	21	max.880 700	0.69	60

\*) eq. (3.3-49)    \*\*) eq. (3.3-66)    \*\*\*) eq. (3.3-69)-eq. (3.3-70)



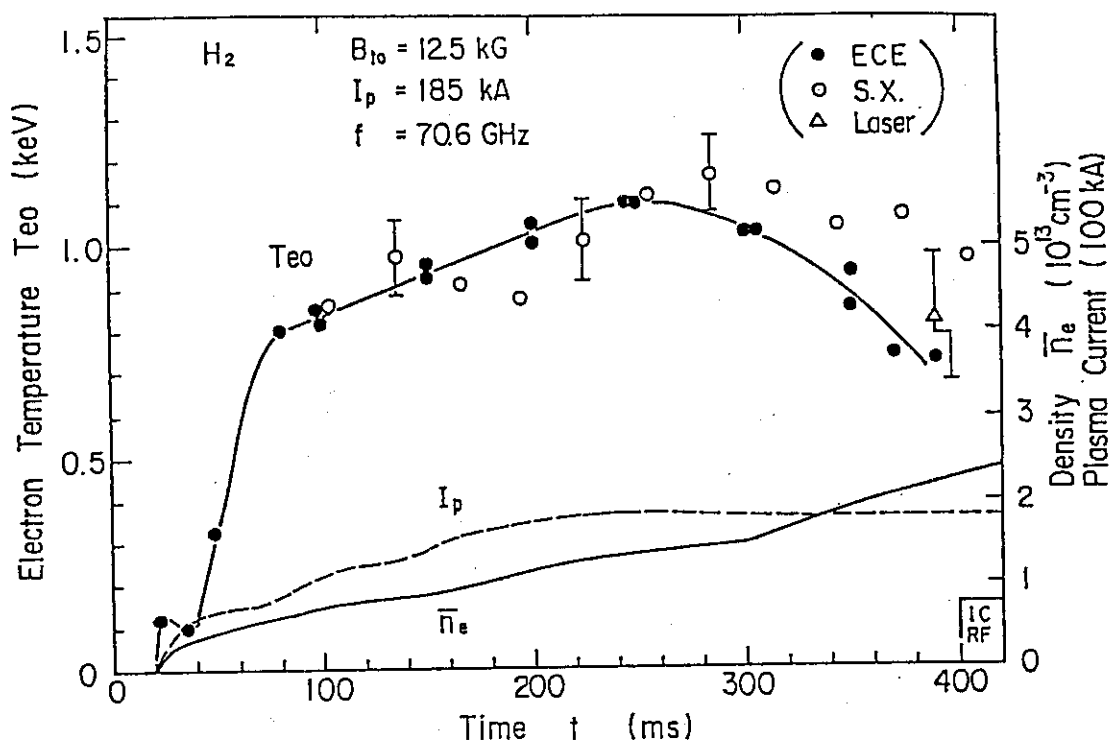


図 3.3.1 電子温度の時間発展。●ECE 測定。○軟 X 線測定。△レーザー散乱測定。プラズマ電流  $I_p$ 、線平均電子密度  $\bar{n}_e$  の時間発展も示す。

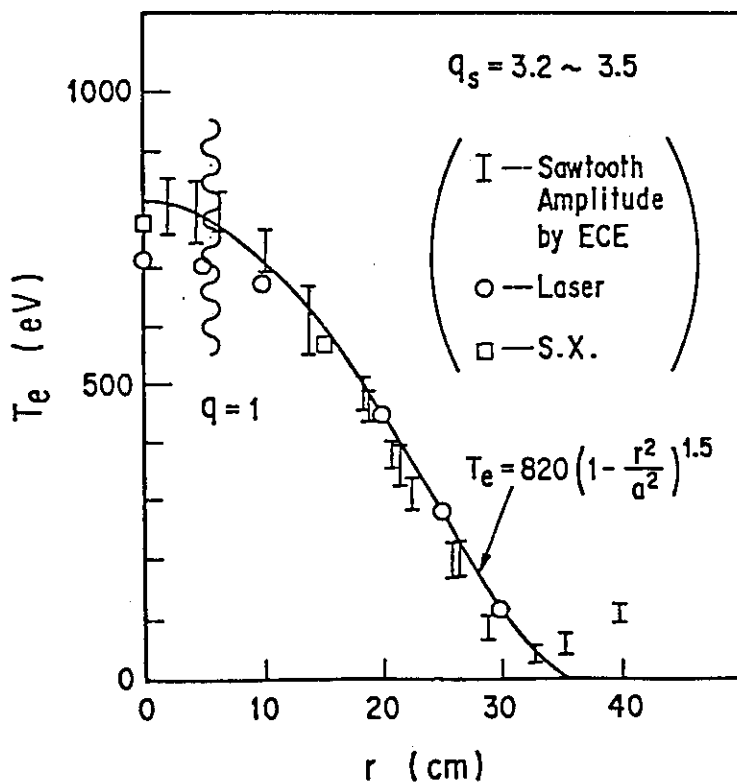


図 3.3.2 ジュール加熱プラズマの電子温度分布。

$B_t = 10 \text{ kG}$   
 $\bar{n}_e = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

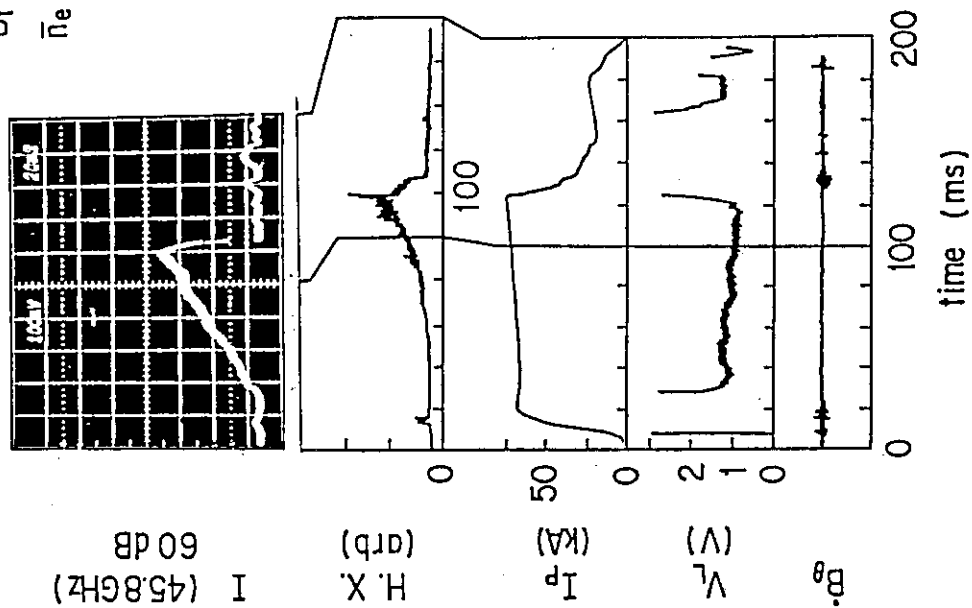


図 3.3.4 低密度放電の ECE 等の諸量の時間発展。H.X. は硬 X 線強度,  $V_L$  はルーブ電圧,  $B_0$  は、ポロイダル磁場の時間微分を表わす。

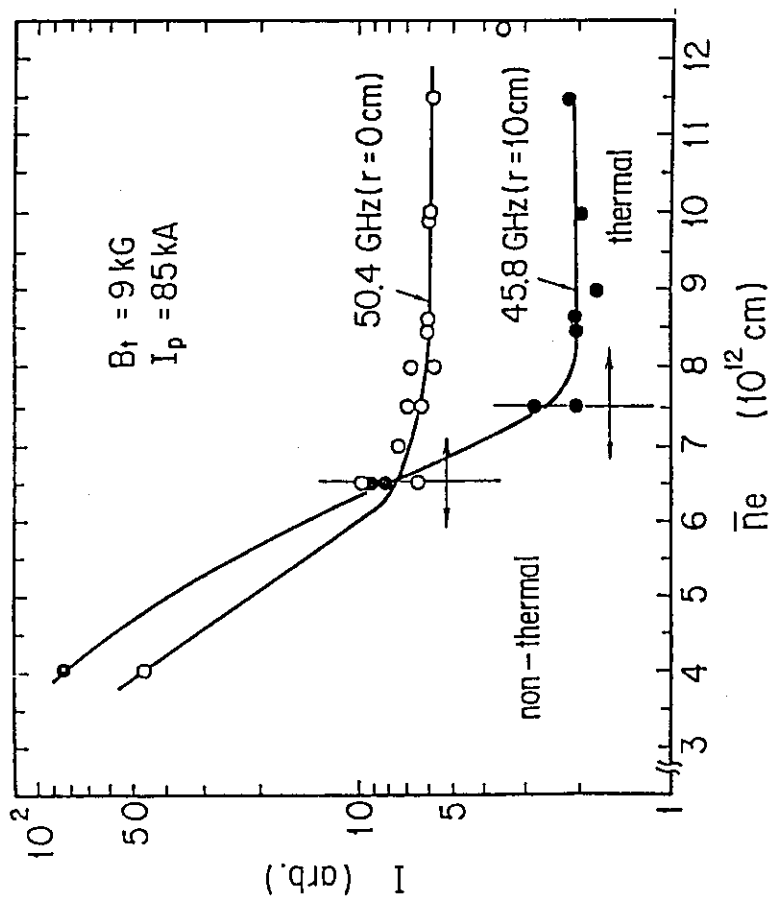


図 3.3.3 ECE 強度の密度依存性。

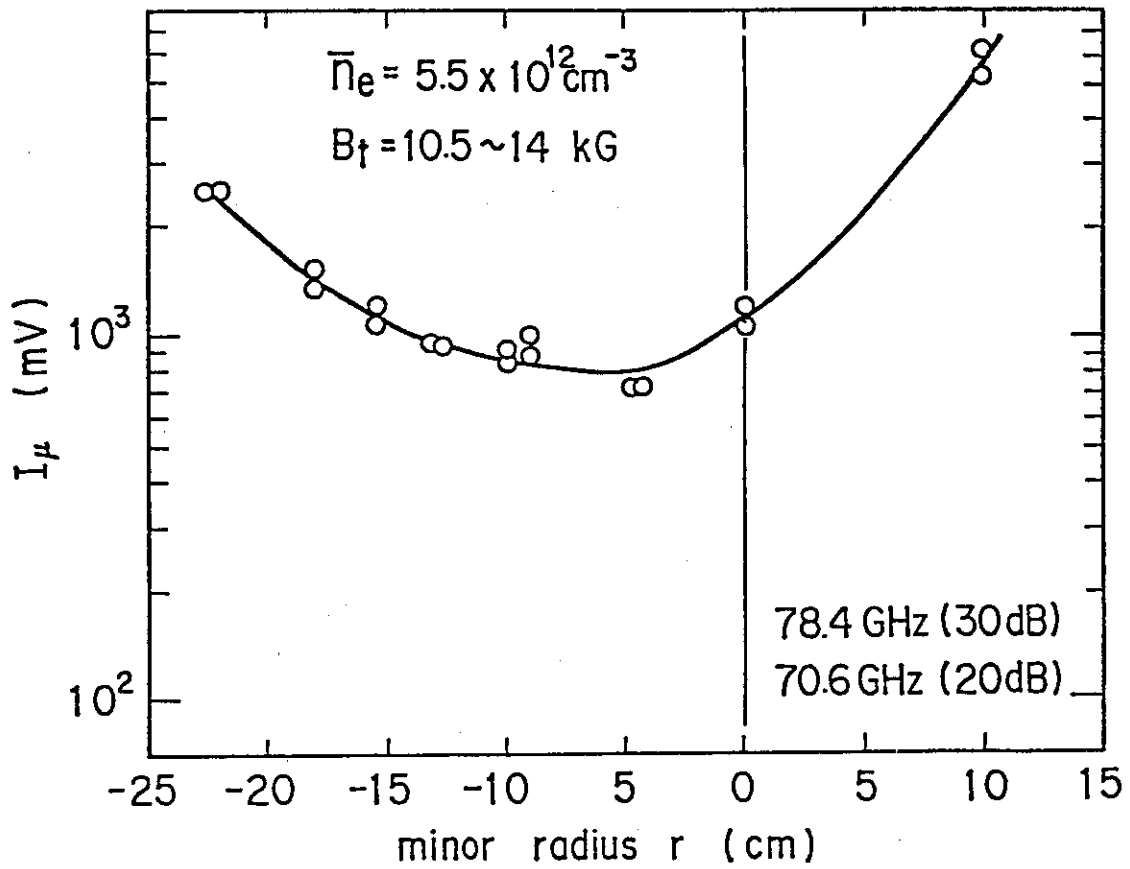


図 3.3.5 低密度放電からの ECE 分布。横軸は、バルク電子の二倍高調波電子サイクロトロン共鳴層の位置を示す。

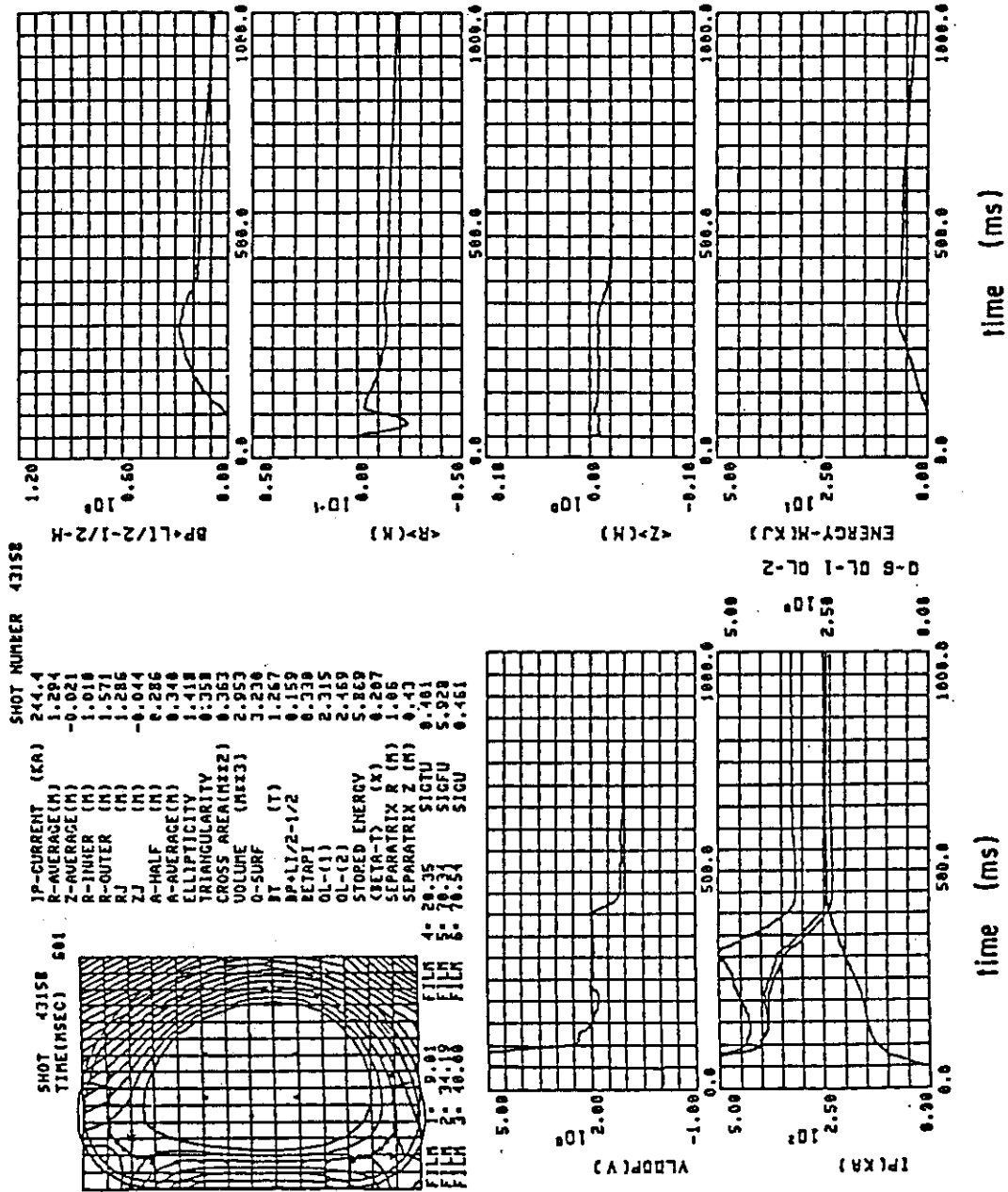


図 3.3.6 (a)IFT-2M トカマクの上シングル・ヌル・ダイバーター配位。〈R〉は水平変位。〈Z〉は垂直変位を表わす。(b)~(f)は、ECE 強度の密度依存性を示す。

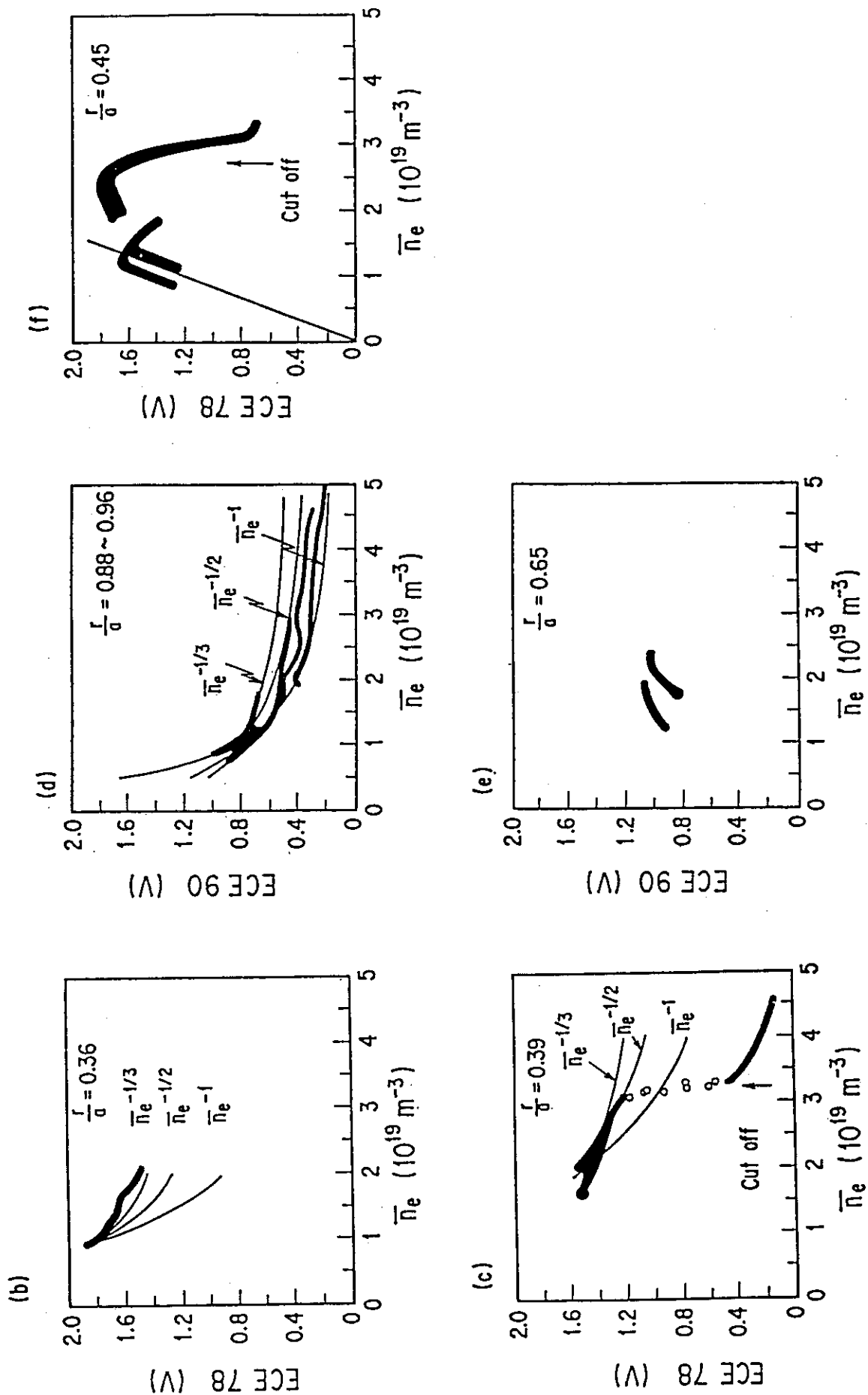


図 3.3.6 (続き)

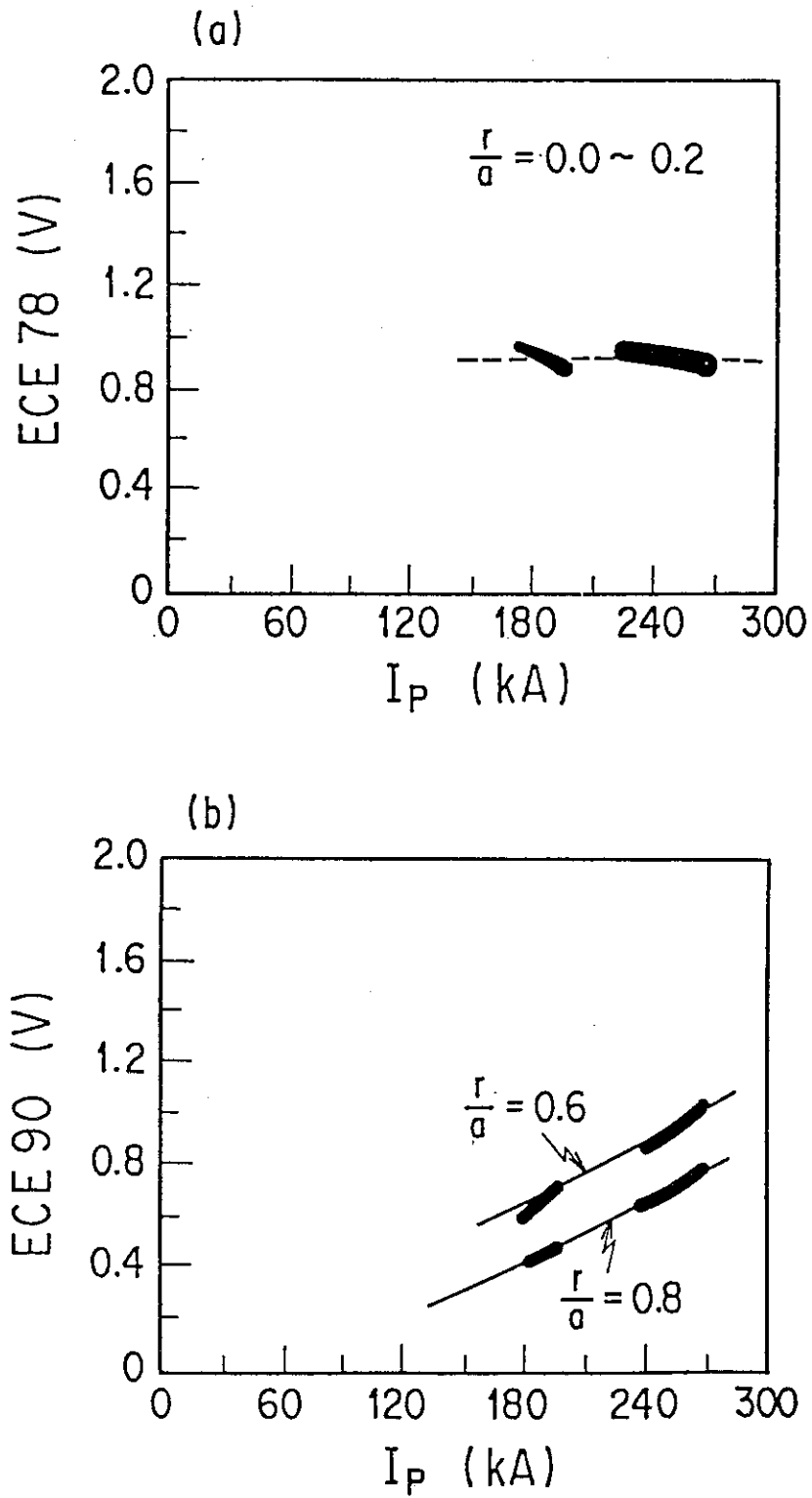


図 3.3.7 ECE 強度のプラズマ電流  $I_P$  に対する依存性。(a)位置  $r/a = 0.0 \sim 0.2$  の電子温度。(b)位置  $r/a = 0.6, 0.8$  の電子温度。

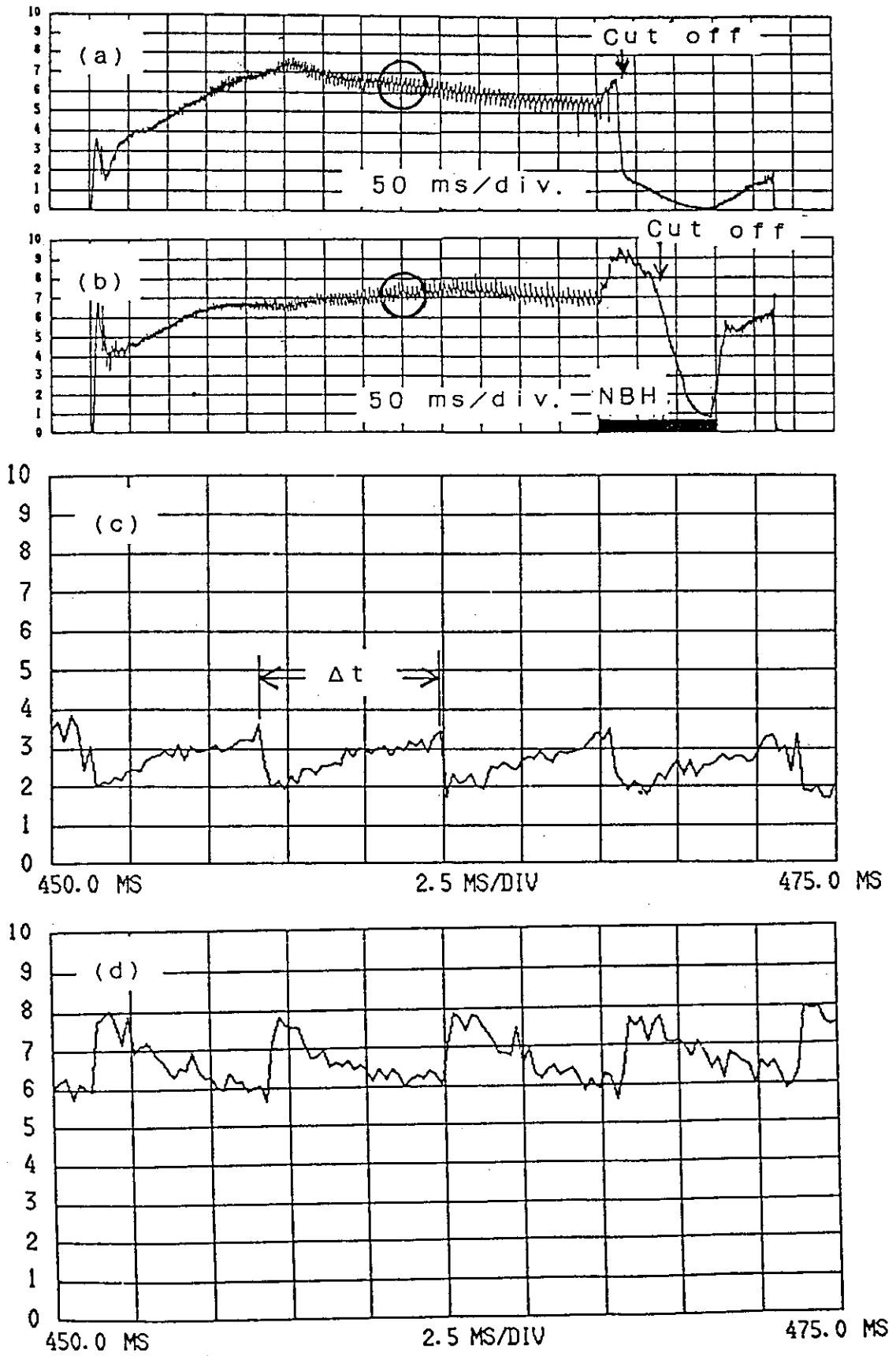


図 3.3.8 一放電の ECE 信号波形。(a)  $r/a = 0.25$ 。(b)  $r/a = 0.71$ 。(c) および (d) は (a), (b) の拡大図である。

Sawtooth Oscillation

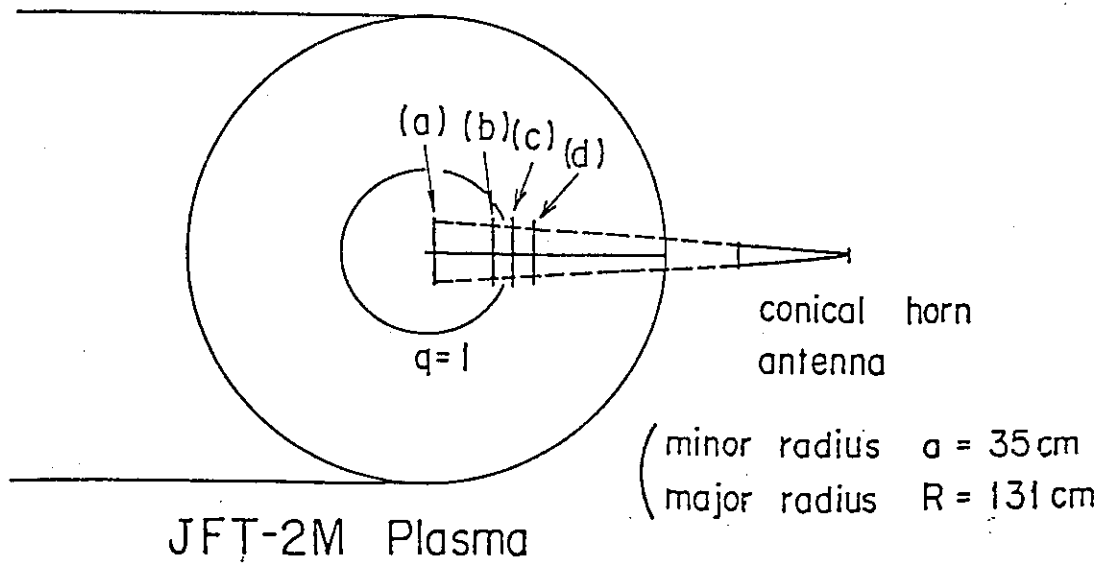
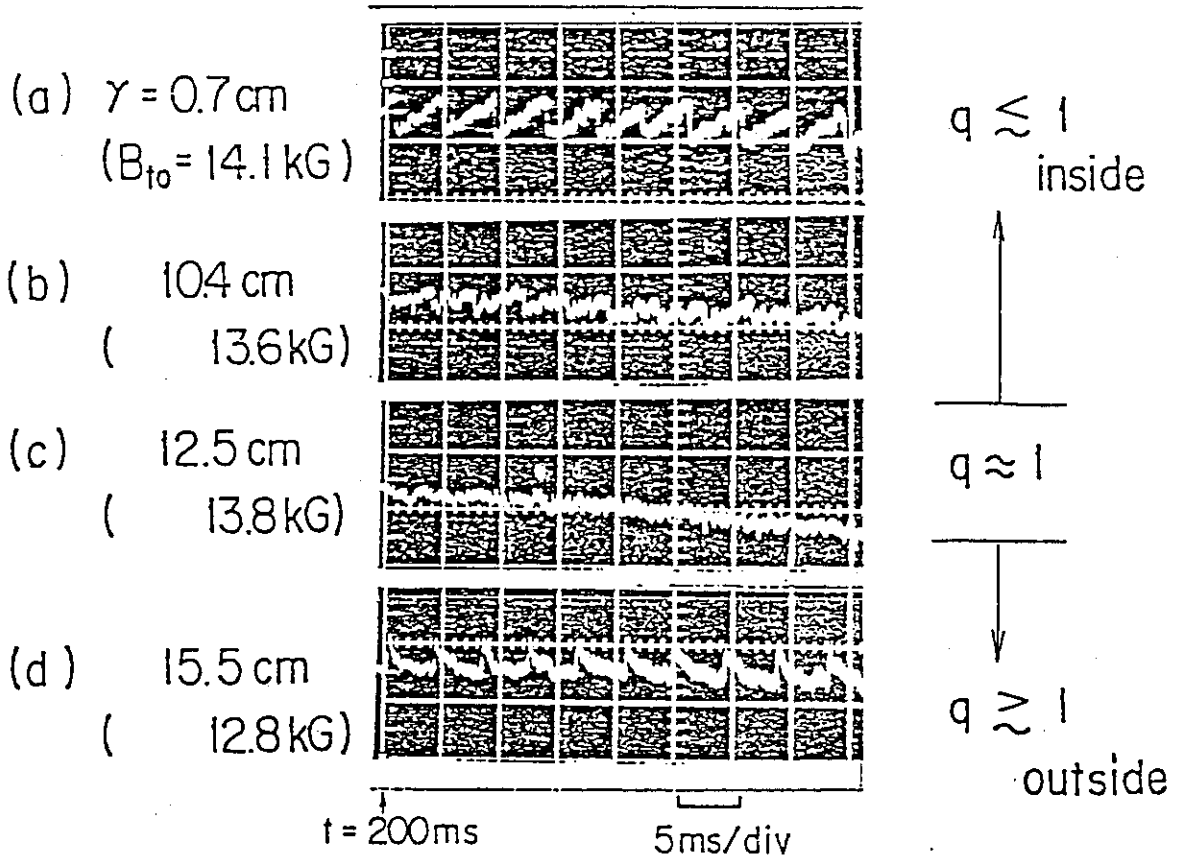


図 3.3.9  $q=1$  の有理面内外の ECE 信号波形。



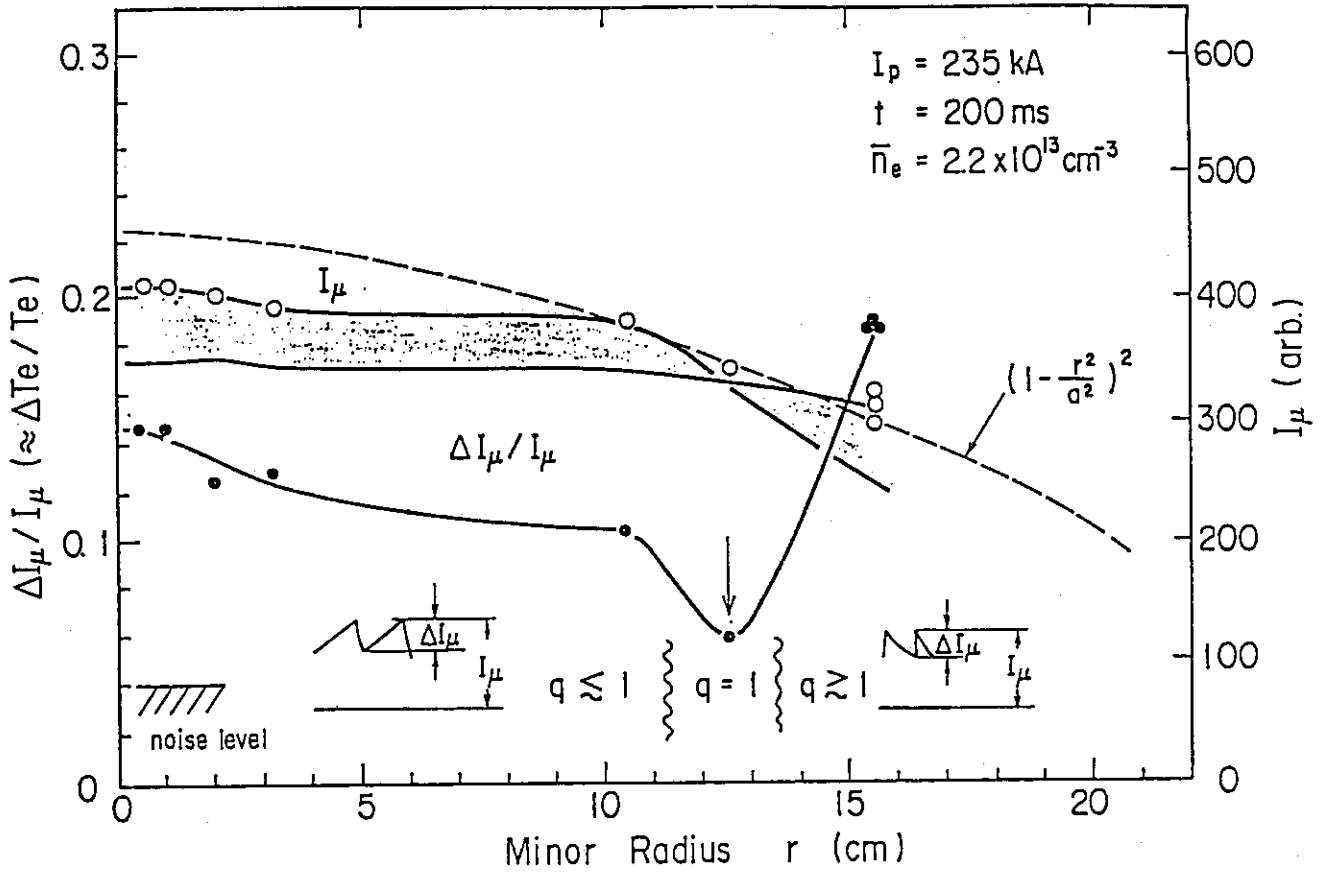


図 3.3.10 鋸歯状振動による電子温度の摂動の大きさとその割合の径分布。

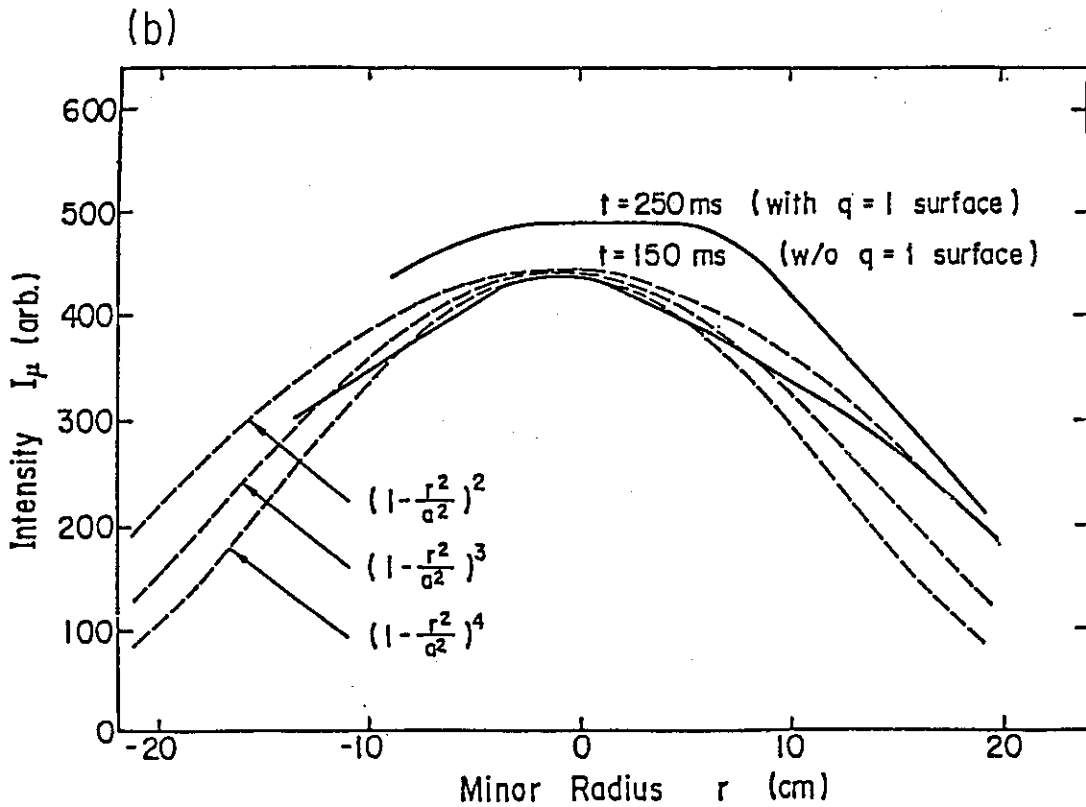
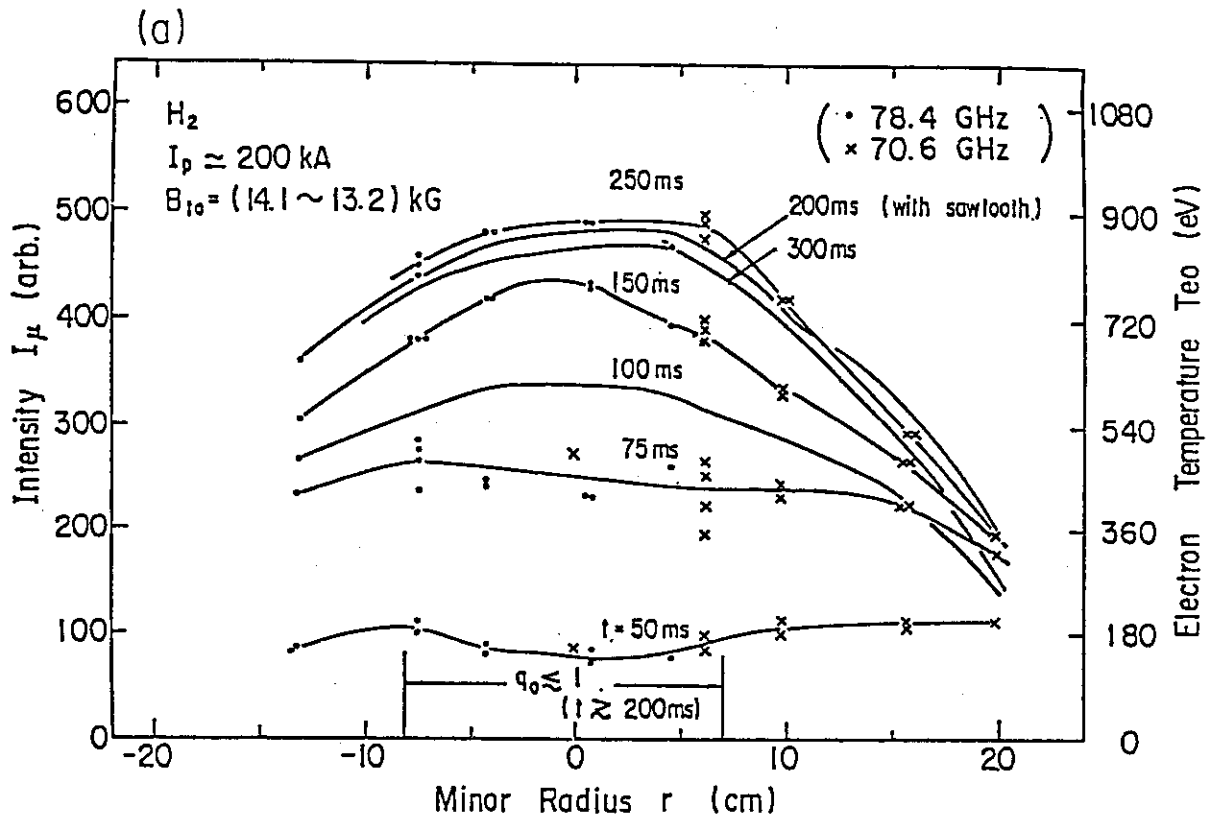


図 3.3.11 ECE 測定による電子温度分布の時間発展。(a)時間発展。(b)放物型分布と比較。

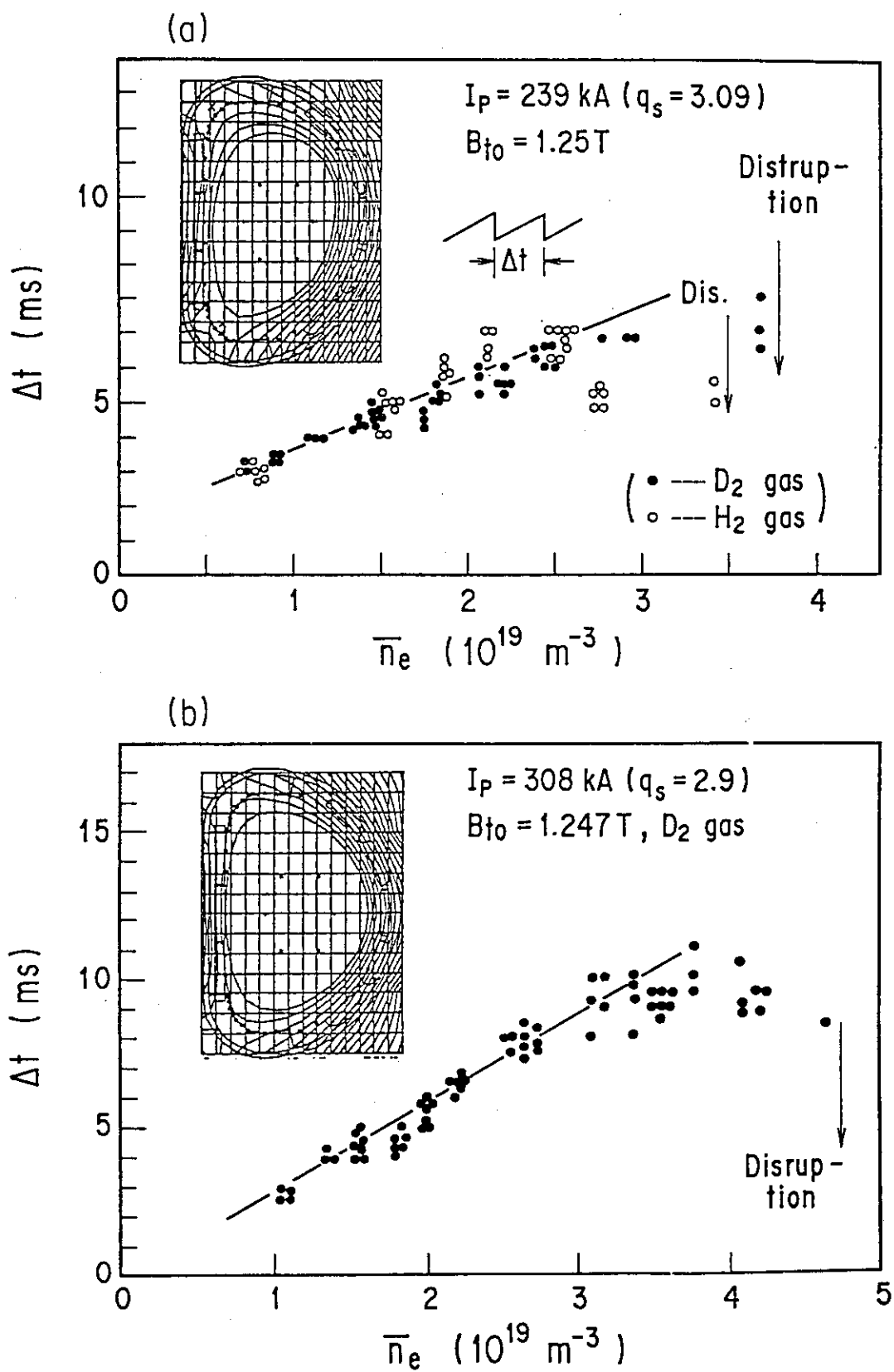


図 3.3.12 鋸歯状振動の周期の密度依存性。(a)ダイバーター配位。(b)リミター配位。

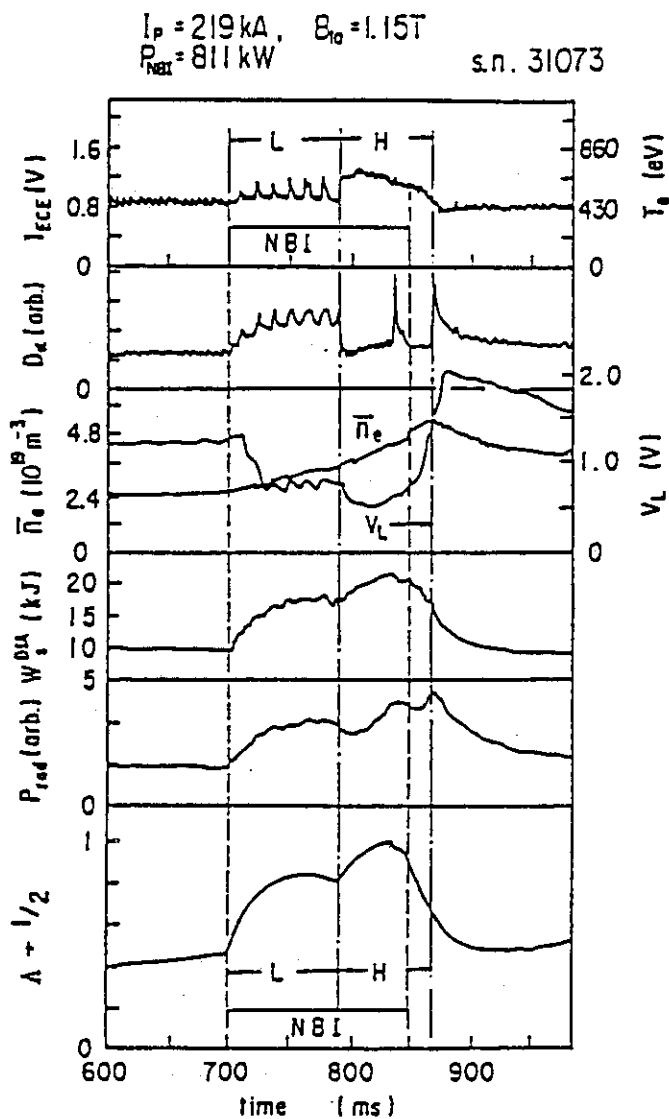


図 3.3.13 加熱入力が H モード生成に必要なしきい値より少し大きい場合の諸量の時間発展。  $I_{\text{ECE}}$  は  $r/a = 0.7$  の ECE 強度,  $D_\alpha$  は重水素バルマー線強度,  $W_s^{\text{DIA}}$  は反磁性測定によるプラズマの蓄積エネルギー,  $P_{\text{rad}}$  はボロメータによる放射パワー,  $A$  は、シャフラノフの平衡の量である。

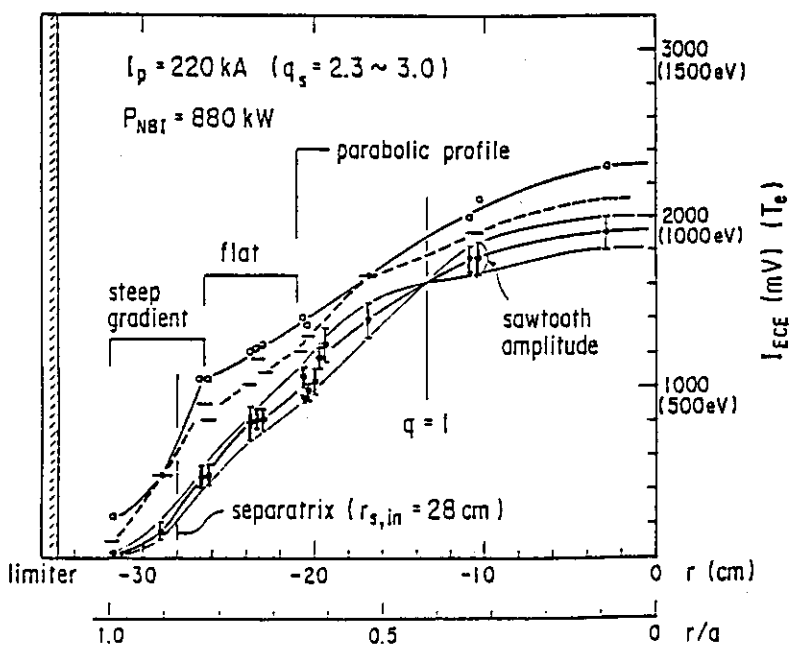


図 3.3.14 Hモード時の電子温度分布。

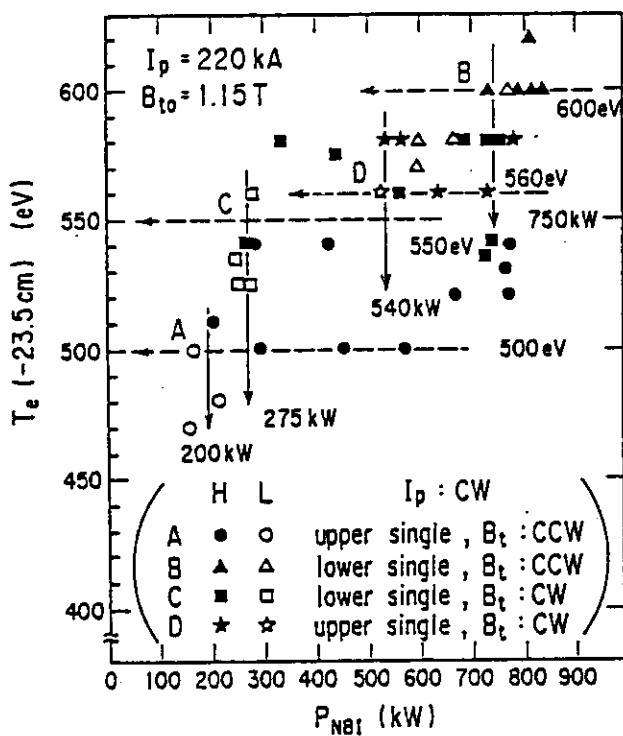


図 3.3.15 上および下シングル・ヌル・ダイバーター配位での周辺電子温度の H 遷移時のしきい値。トロイダル磁場の方向を変えて、イオンのドリフト方向による依存性も調べた。

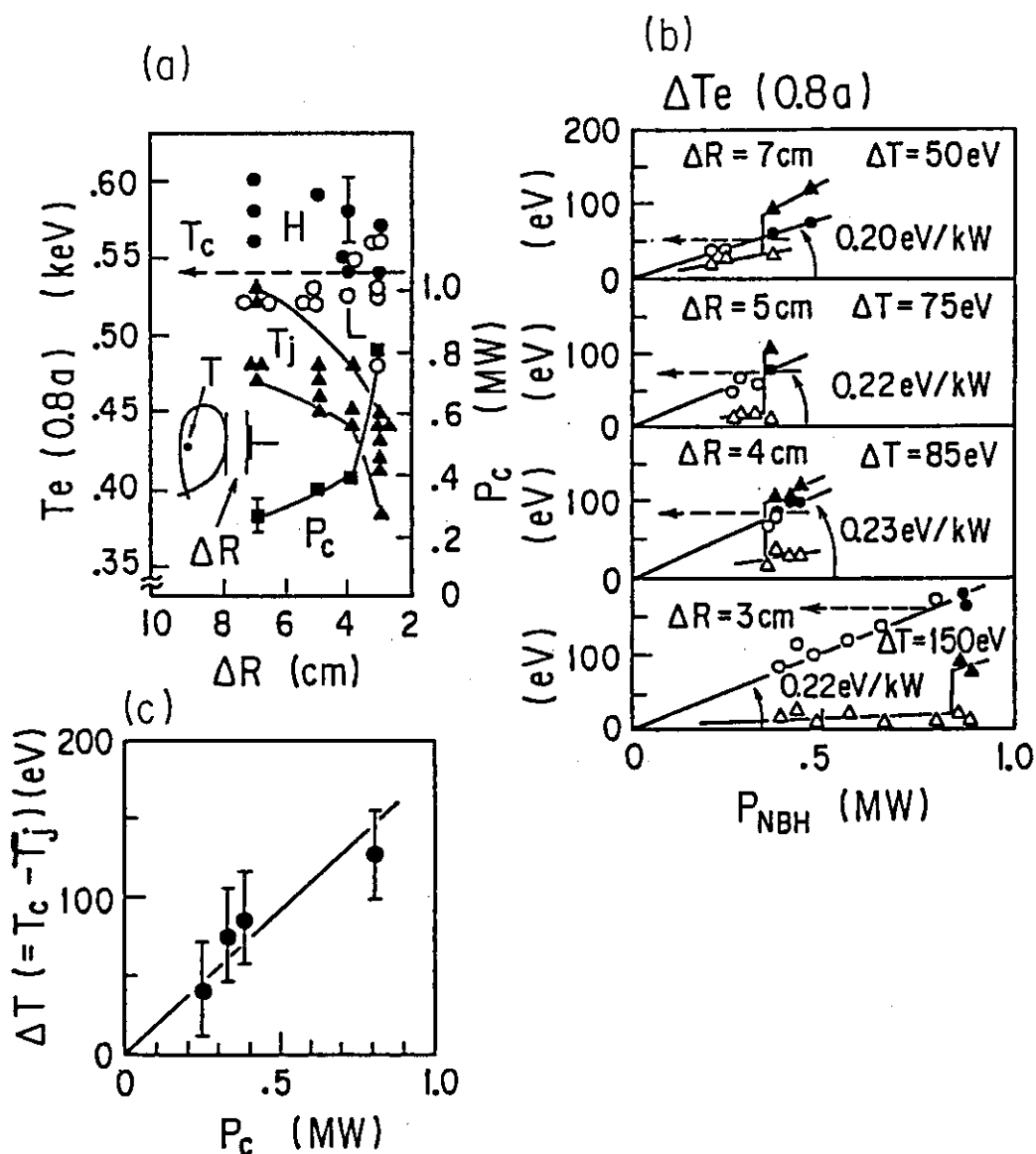


図 3.3.16 可動リミター挿入実験時の周辺電子温度のしきい値。(a)セパトリクスと可動リミターとの距離  $\Delta R$  に対する  $r/a = 0.8$  の場所の電子温度。  $T_j$  (▲印) はジュール加熱時の電子温度,  $T_c$  は電子温度のしきい値,  $P_c$  は追加熱のパワーのしきい値を表わす。 ● は H モード遷移したショットの電子温度, ○ は L モードのままのショットの電子温度である。(b)中性粒子入射加熱入力に対する  $r/a = 0.8$  の場所の電子温度上昇  $\Delta T_e (0.8a)$  の依存性。  $\Delta R$  が 3 cm ~ 7 cm の各場合について示す。(c)  $T_c - T_j$  と  $P_c$  との関係。

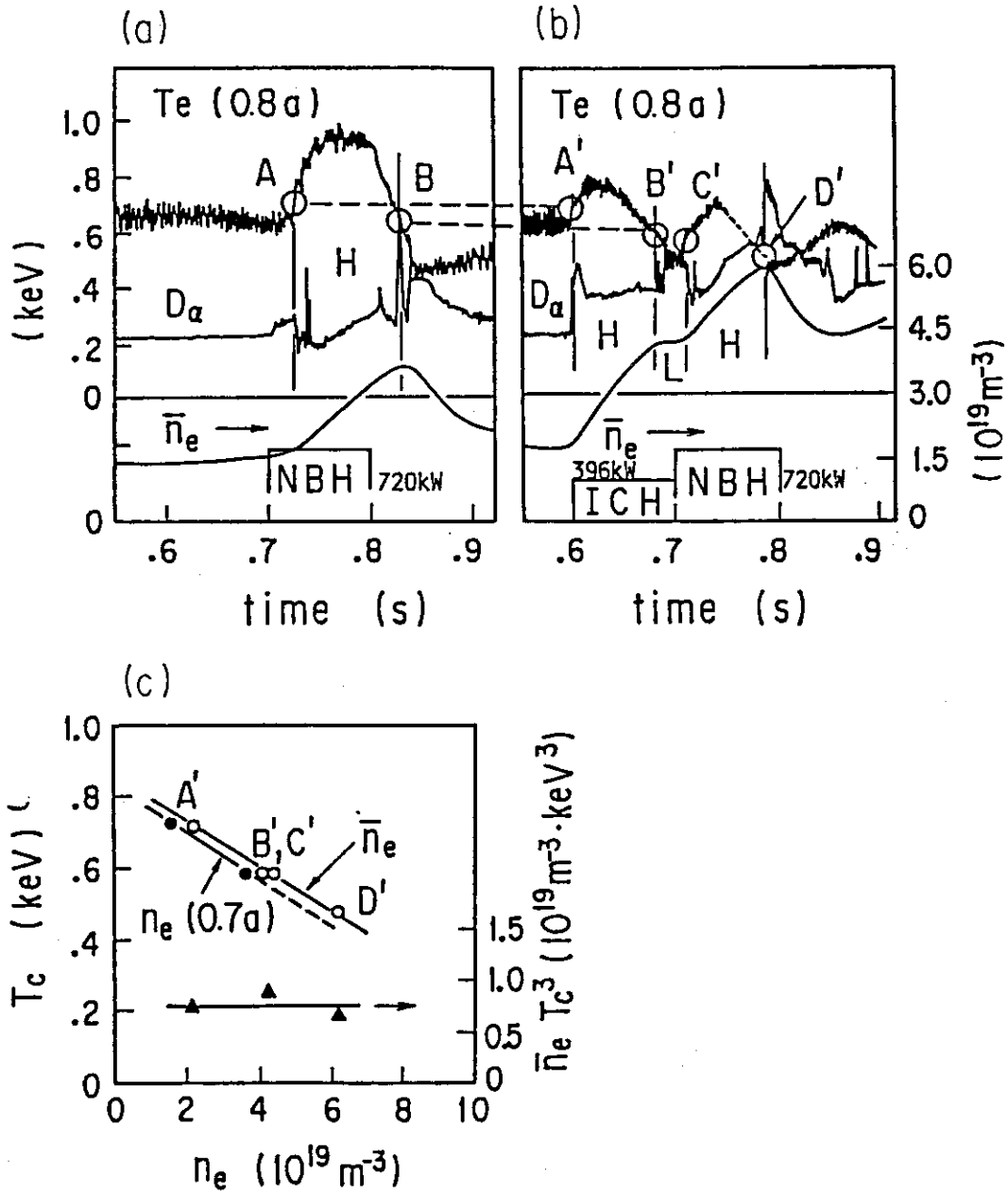


図 3.3.17 (a)中性粒子入射加熱時の周辺電子温度  $T_e$  (0.8 a) の時間発展と電子温度のしきい値。(b)イオンサイクロトロン加熱時の周辺電子温度  $T_e$  (0.8 a) の時間発展と電子温度のしきい値。(c)電子温度のしきい値  $T_e$  の密度依存性。

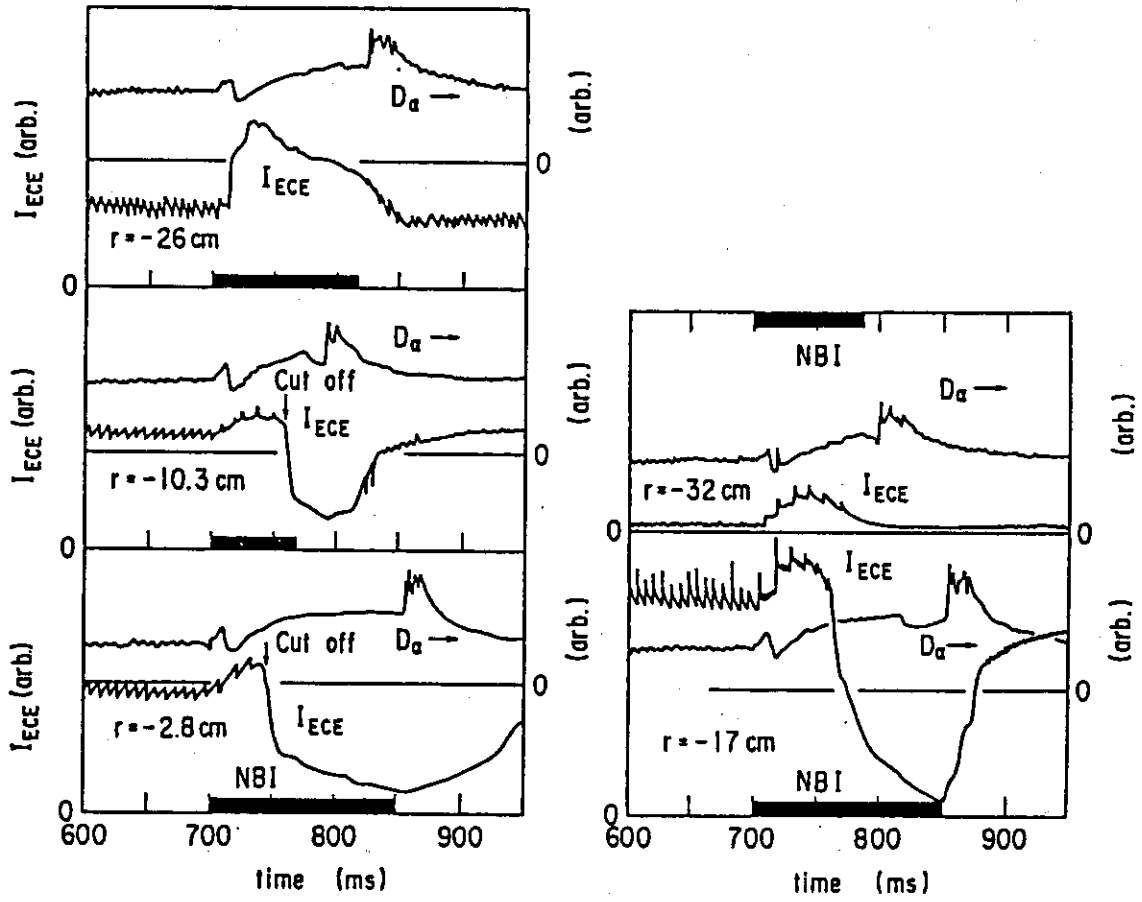


図 3.3.18 プラズマの各半径での、Hモード時のECE強度の振舞い。



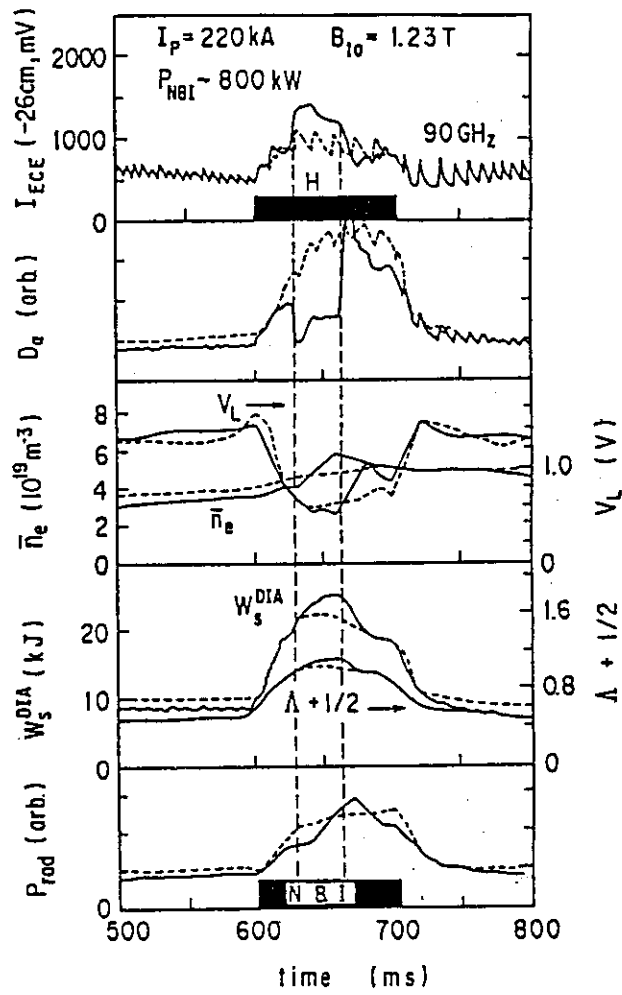


図 3.3.19 リミター H モード時 (実線) のプラズマ諸量の時間発展。破線は L モードにとどまる場合である。

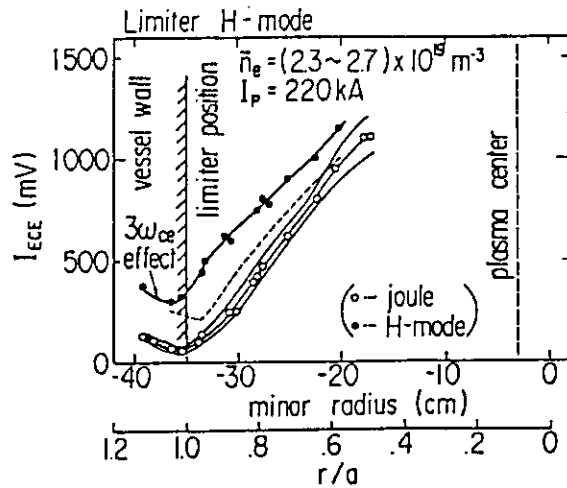


図 3.3.20 リミター H モード時の周辺電子温度分布。

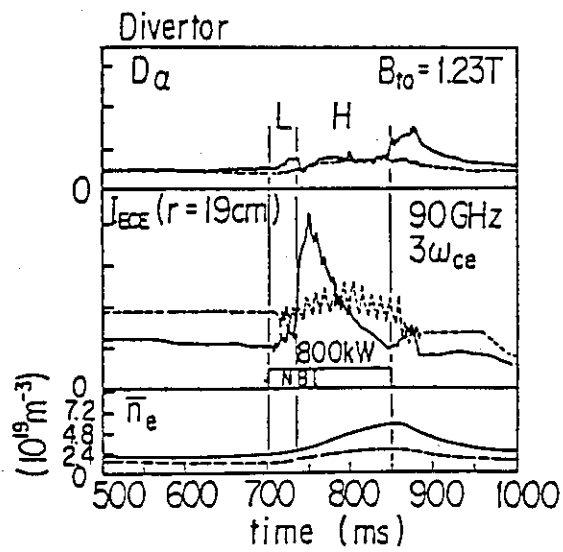


図 3.3.21 Hモード時の三倍高調波の振舞い。

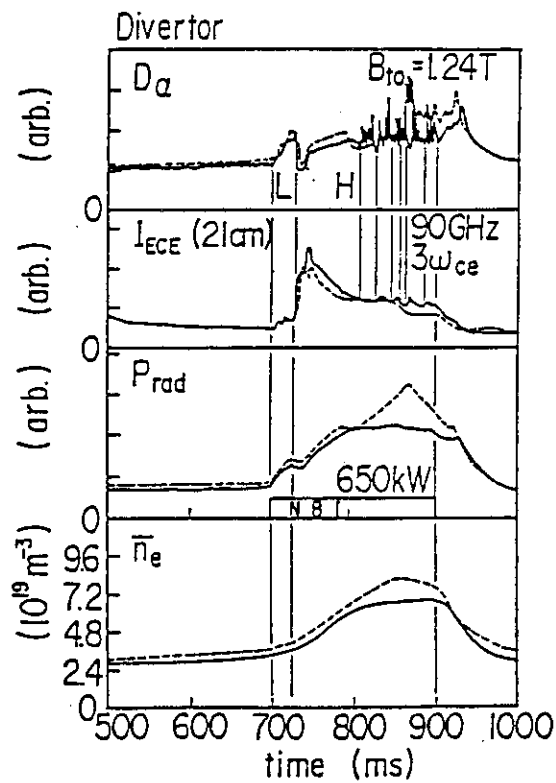


図 3.3.22 ELM (Edge Localized Mode) のある場合 (実線) と無い場合 (破線) の諸量の時間発展。

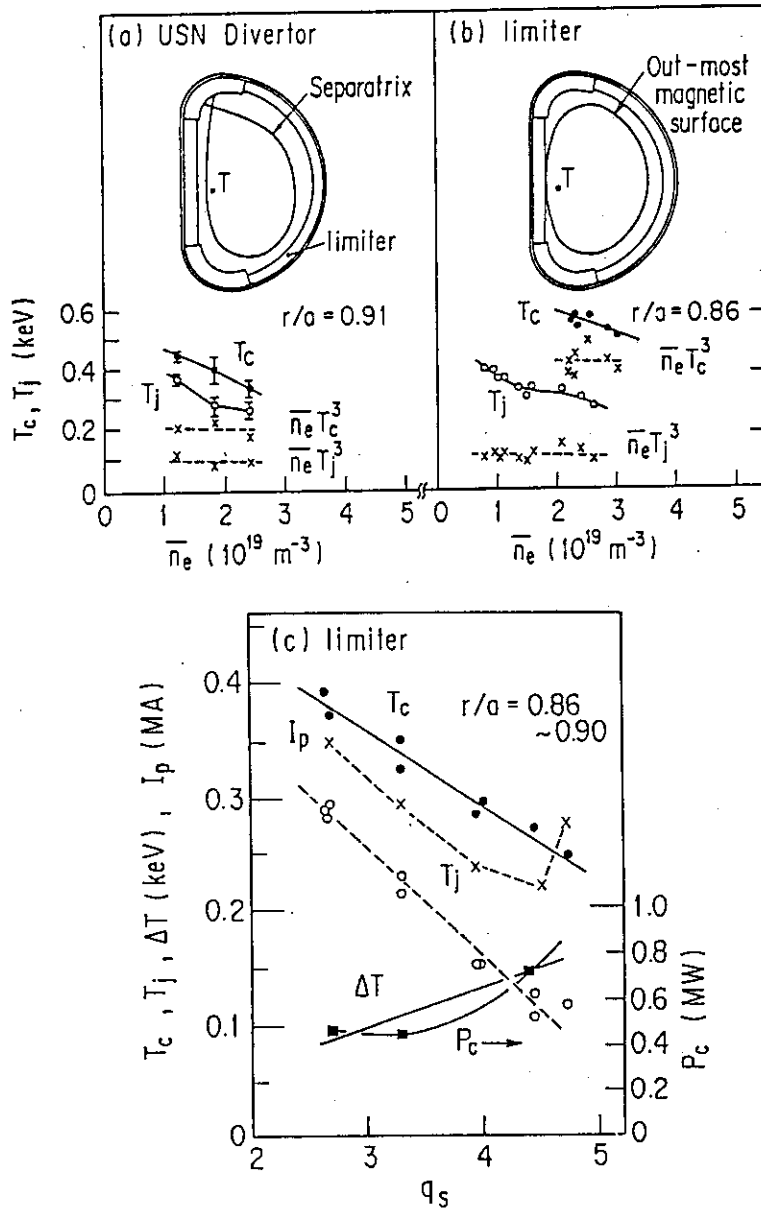


図 3.3.23 ECE により測定されたプラズマ周辺電子温度。ジュール加熱中の電子温度を  $T_j$ 、H 遷移のための周辺電子温度のしきい値を  $T_c$  で示す。 $\bar{n}_e T_c^3$  と  $\bar{n}_e T_j^3$  の値を  $\times$  印で示す。

(a)上シングルヌルダイバーター配位。  $r/a = 0.91$ 。  $I_p = 243 \text{ kA}$ 。  $q_s = 2.69$ 。  $\kappa = 1.48$ 。  $\delta = 0.38$ 。  $B_0 = 1.12 \text{ T}$ 。  $a = 26.7 \text{ cm}$ 。  $V = 2.71 \text{ m}^3$ 。  $P_{NB} = 750 \text{ kW}$ 。

(b)D 型リミタ配位。  $r/a = 0.86$ 。  $I_p = 270 \text{ kA}$ 。  $q_s = 3.15$ 。  $\kappa = 1.35$ 。  $\delta = 0.26$ 。  $B_0 = 1.24 \text{ T}$ 。  $a = 31.6 \text{ cm}$ 。  $V = 3.35 \text{ m}^3$ 。  $P_{NB} = 1.78 \text{ MW}$ 。

(c)  $T_c$  (●)。  $T_j$  (○) および  $P_c$  (■) の  $q_s$  (あるいは、  $I_p$ ) 依存性。  $I_p$  は  $\times$  印で示す。  $\Delta T = T_c - T_j$ 。  $\Delta T$  が大のとき  $P_c$  も大となる。

$r/a = 0.86 \sim 0.90$ 。  $\bar{n}_e = 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。  $I_p = 235 \sim 350 \text{ kA}$ 。  $B_0 = 1.23 \text{ T}$ 。  $\kappa = 1.31 \sim 1.49$ 。  $\delta = 0.38 \sim 0.77$ 。  $V = 3.35 \sim 3.50 \text{ m}^3$ 。  $a = 31.4 \sim 32.7 \text{ cm}$ 。 セパトロリクスの内側と外側の主半径はそれぞれ  $R_{in} = 96 \sim 97 \text{ cm}$ 、及び  $R_{out} = 160 \sim 161 \text{ cm}$  である。

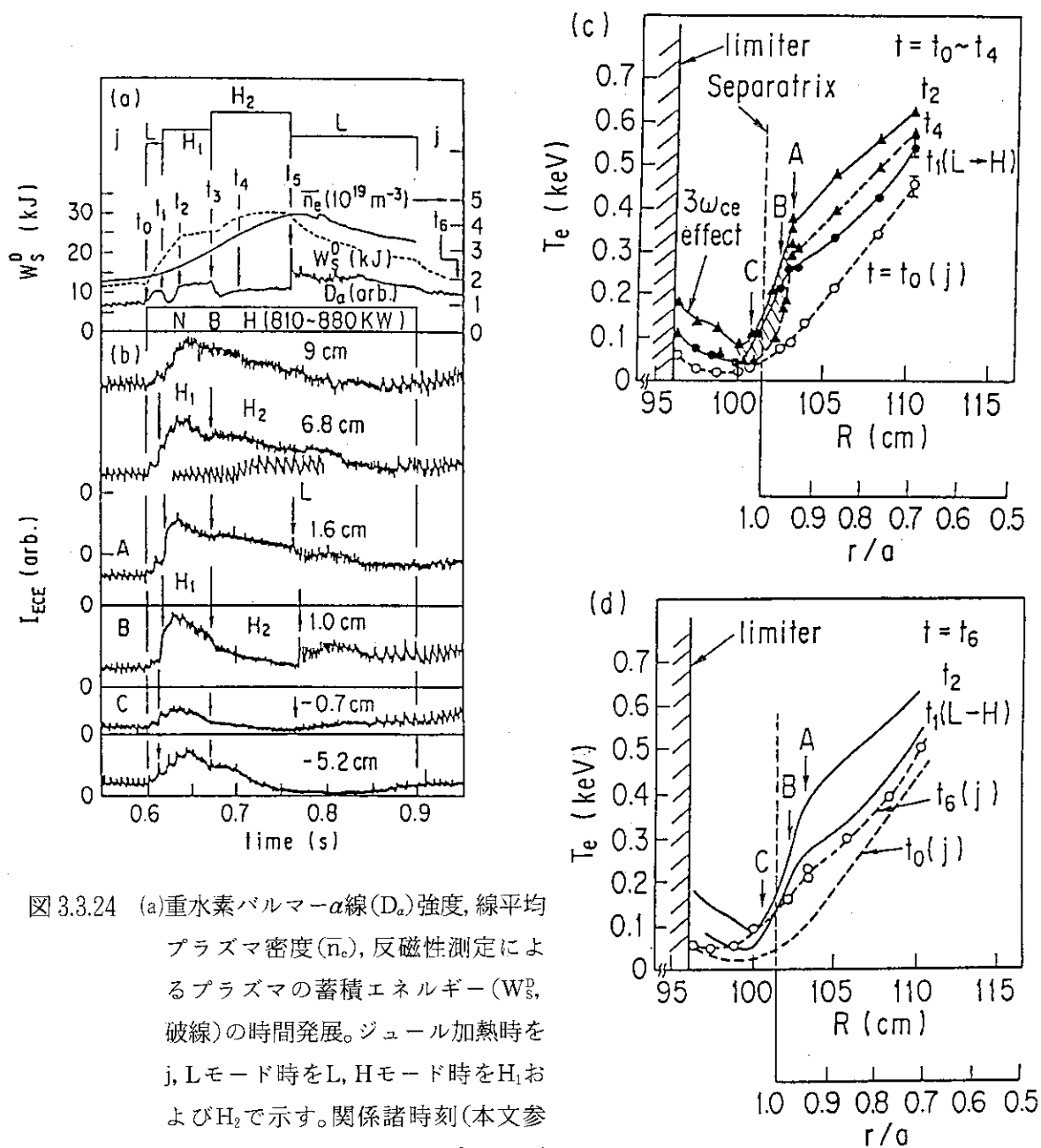


図 3.3.24 (a)重水素バルマー- $\alpha$ 線( $D_\alpha$ )強度, 線平均プラズマ密度( $\bar{n}_e$ ), 反磁性測定によるプラズマの蓄積エネルギー( $W_S^0$ , 破線)の時間発展。ジュール加熱時をj, Lモード時をL, Hモード時をH<sub>1</sub>およびH<sub>2</sub>で示す。関係諸時刻(本文参照)を $t_0 \sim t_6$ で示す。D<sub>2</sub>ガス。上シングルヌル(USN)ダイバーター配位。

プラズマ電流 $I_p = 235 \text{ kA}$ 。非円形度 $\kappa = 1.31$ 。三角形度 $\delta = 0.46$ 。プラズマ表面安全係数 $q_s = 3.25 \sim 3.75$ 。中心トロイダル磁場強度 $B_0 = 1.18 \sim 1.35 \text{ T}$ 。プラズマ体積 $V = 2.75 \text{ m}^3$ 。イオンの磁場勾配ドリフトの方向は、ヌル点の方向である。中性粒子入射加熱パワー $P_{NB} = 810 \sim 880 \text{ kW}$ 。

(b)プラズマ周辺部からのECE信号 $I_{ECE}$ (周波数90GHz)の時間発展。セパラクトリクスからの距離は、それぞれ9.0cm, 6.8cm, 1.6cm(信号A), 1.0cm(信号B), -0.7cm(信号C, 負号はセパラクトリクスの外側を表わす), -5.2cmである。

(c)時刻 $t_0 \sim t_4$ のプラズマ周辺部の電子温度分布。

(d)NBH後のジュール加熱時( $t = t_6$ )のプラズマ周辺部の電子温度分布。

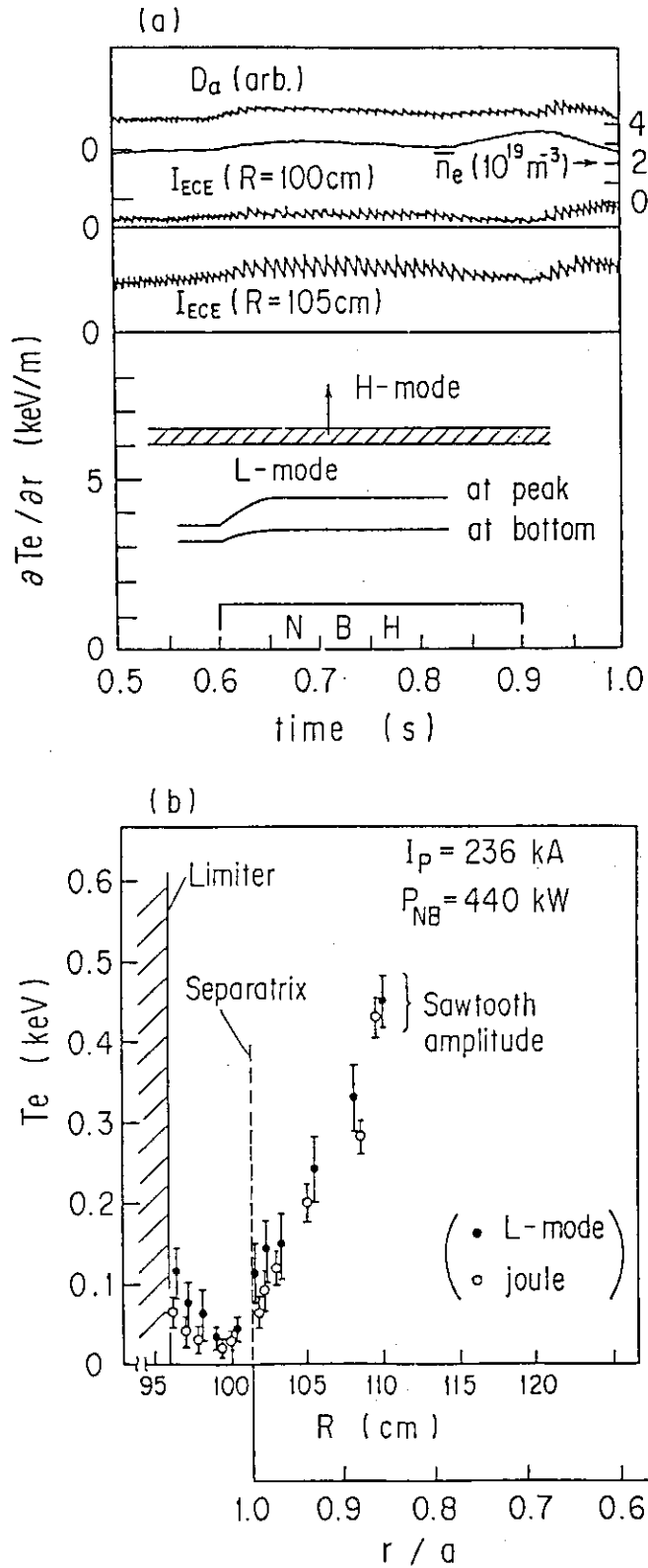


図 3.3.25 (a)Lモード時の  $D_\alpha$ ,  $\bar{n}_e$ ,  $I_{ECE}$  およびペダスタルでの電子温度勾配  $\partial T_e / \partial r$  の時間発展。USN 配位。  $I_p = 236 \text{ kA}$ 。  $q_s = 3.3 \sim 3.5$ 。  $P_{NB} = 440 \text{ kW}$ 。  $a = 29.6 \text{ cm}$ 。  $\kappa = 1.34$ 。  $\delta = 0.45$ 。  $V = 2.93 \text{ m}^3$ 。

(b)Lモード時の電子温度分布。

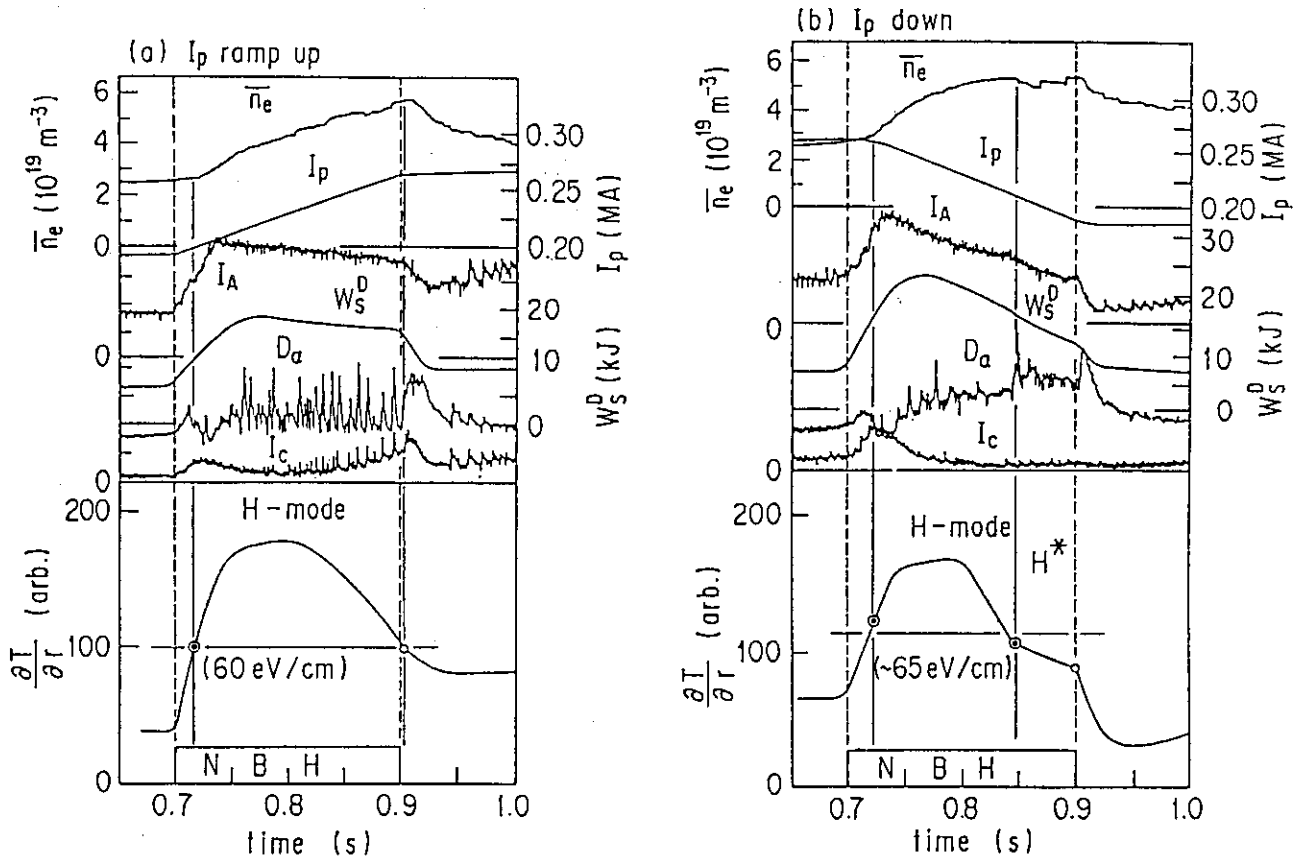


図 3.3.26  $\bar{n}_e$ ,  $I_p$ , ECE 強度 ( $I_A$ ,  $I_c$ ),  $D_\alpha$ ,  $W_S^D$  およびプラズマ周辺部の電子温度勾配  $\partial T/\partial r$  の時間発展。 $\partial T/\partial r = (I_A - I_c) / \Delta$  である。ここに  $\Delta$  は、図 3.3.24 (c)(d) に示される測定点 A と C との距離である。

(a) プラズマ電流の立ちあげ ( $I_p = 190 \text{ kA} \rightarrow 270 \text{ kA}$ ) の場合。 $\kappa = 1.42$ 。  $\delta = 0.32$ 。  $a = 27.5 \text{ cm}$ 。  $q_s = 3.6 \sim 2.7$ 。  $V = 2.70 \text{ m}^3$ 。  $P_{NB} = 905 \text{ kW}$ 。

(b) プラズマ電流の減少 ( $I_p = 265 \text{ kA} \rightarrow 185 \text{ kA}$ ) の場合。 $\kappa = 1.45$ 。  $\delta = 0.31$ 。  $a = 27.3 \text{ cm}$ 。  $q_s = 2.4 \sim 3.6$ 。  $V = 2.73 \text{ m}^3$ 。  $P_{NB} = 915 \text{ kW}$ 。 いずれも、USN 配位の場合である。

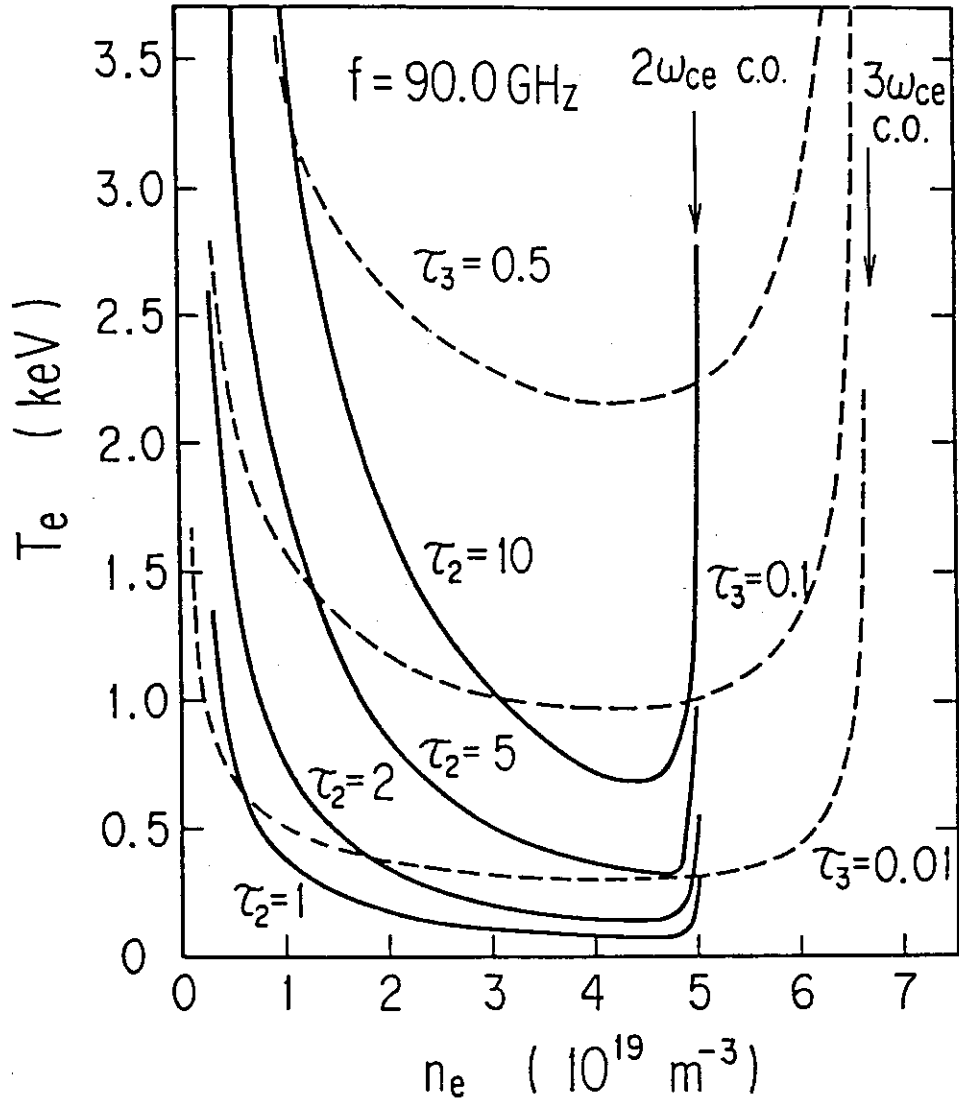


図 3.3.27 磁場に垂直方向の検出の場合の 90.0 GHz ECE の光学厚さ  $\tau_m$  の等高線図。  $m$  が 2 と 3 の場合。  $\tau_2$  の等高線を実線、  $\tau_3$  の等高線を破線で示す。二倍高調波の遮断密度は、  $5.02 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、三倍高調波の遮断密度は、  $6.70 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  である。

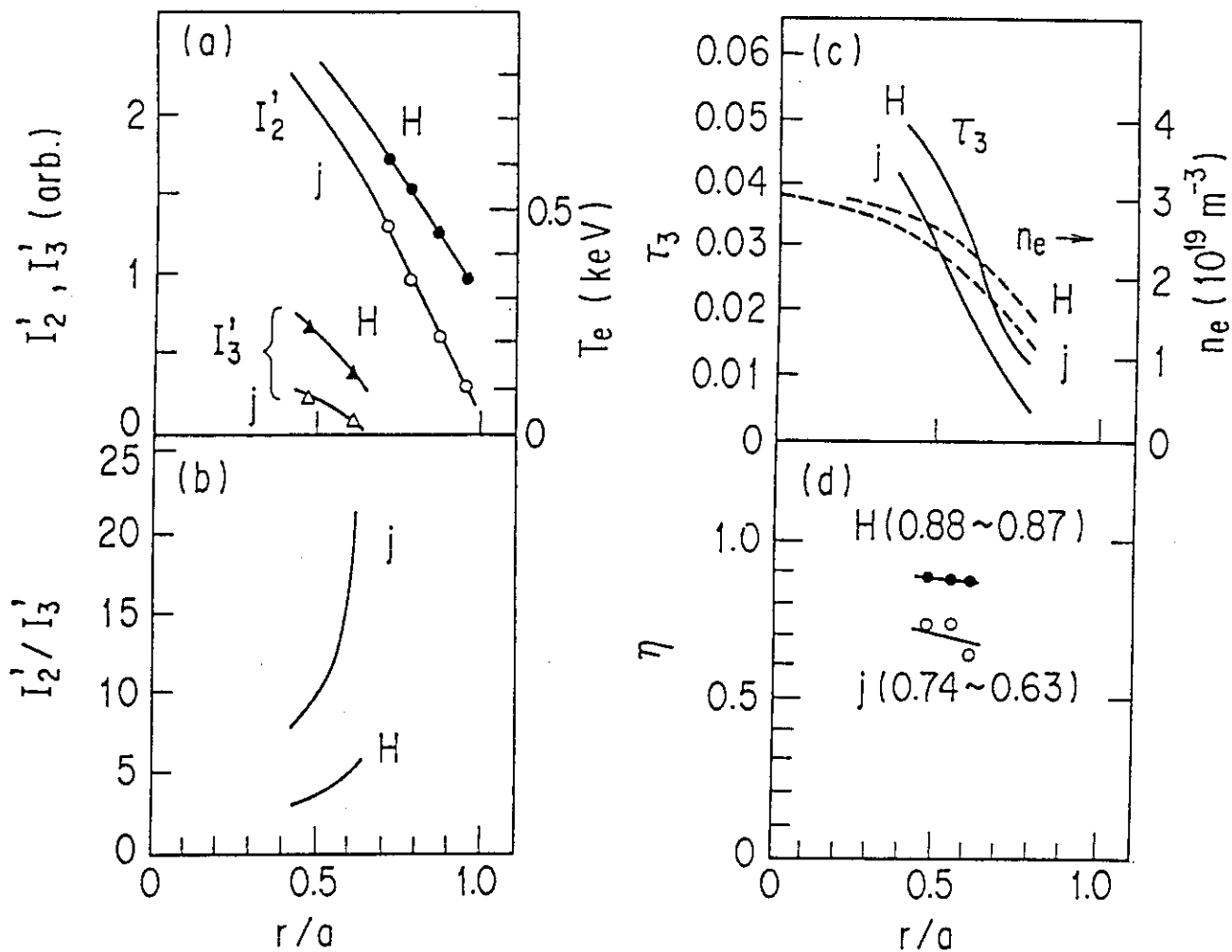


図 3.3.28 (a)二倍高調波  $I_2'$  と三倍高調波  $I_3'$  の強度の径分布の測定結果。USN 配位。  $I_p = 242 \text{ kA}$ 。  $\kappa = 1.39$ 。  $\delta = 0.41$ 。  $a = 28.6 \text{ cm}$ 。  $B_0 = 1.18 \sim 1.35 \text{ T}$ 。  $V = 2.86 \text{ m}^3$ 。ジュール加熱時の  $I_2'$  (j で示す) を白丸, H モード時の  $I_2'$  (H で示す) を黒丸で表わす。  
 (b)ジュール加熱時と H モード時の  $I_2'$  と  $I_3'$  との比。  
 (c)レーザー散乱測定から得られた密度分布 (破線) と図の(a)に示す ECE 測定から得られた電子温度分布を用いて (3.3.6) 式で計算した三倍高調波の光学厚さ  $\tau_3$  (実線)。  
 (d) (3.3.5) 式から得られた壁での実効的な反射率  $\eta$ 。



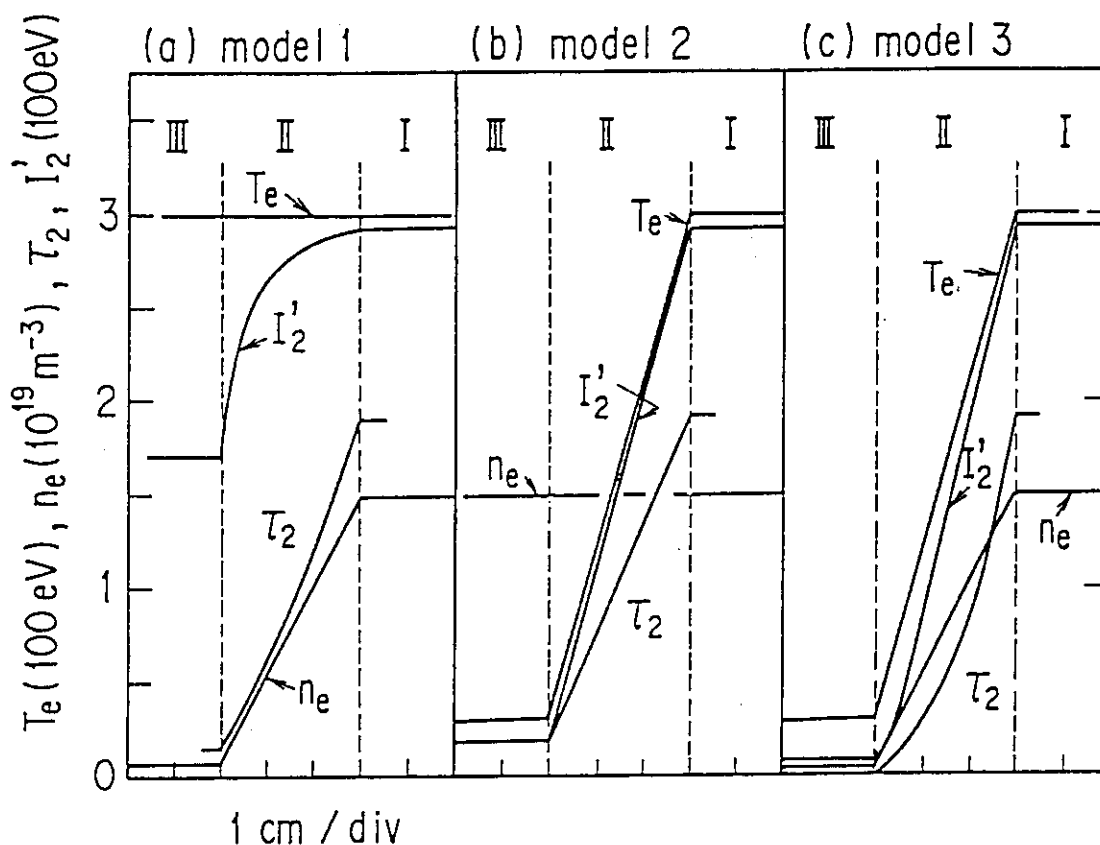


図 3.3.29 実効的な反射率  $\eta$  を 0.88 とした時の二倍高調波 ECE 強度の分布と光学厚さの分布の計算結果。

- (a)  $T_e(r) = \text{一定} = 300 \text{ eV}$ 。  $n_e(r) = (0.15 \sim 1.5) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (直線的に変化) の場合。(モデル 1)
- (b)  $T_e(r) = (30 \sim 300 \text{ eV})$ 。  $n_e(r) = \text{一定} = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の場合 (モデル 2)
- (c)  $T_e(r) = (30 \sim 300 \text{ eV})$ 。  $n_e(r) = (0.15 \sim 1.5) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の場合 (モデル 3)

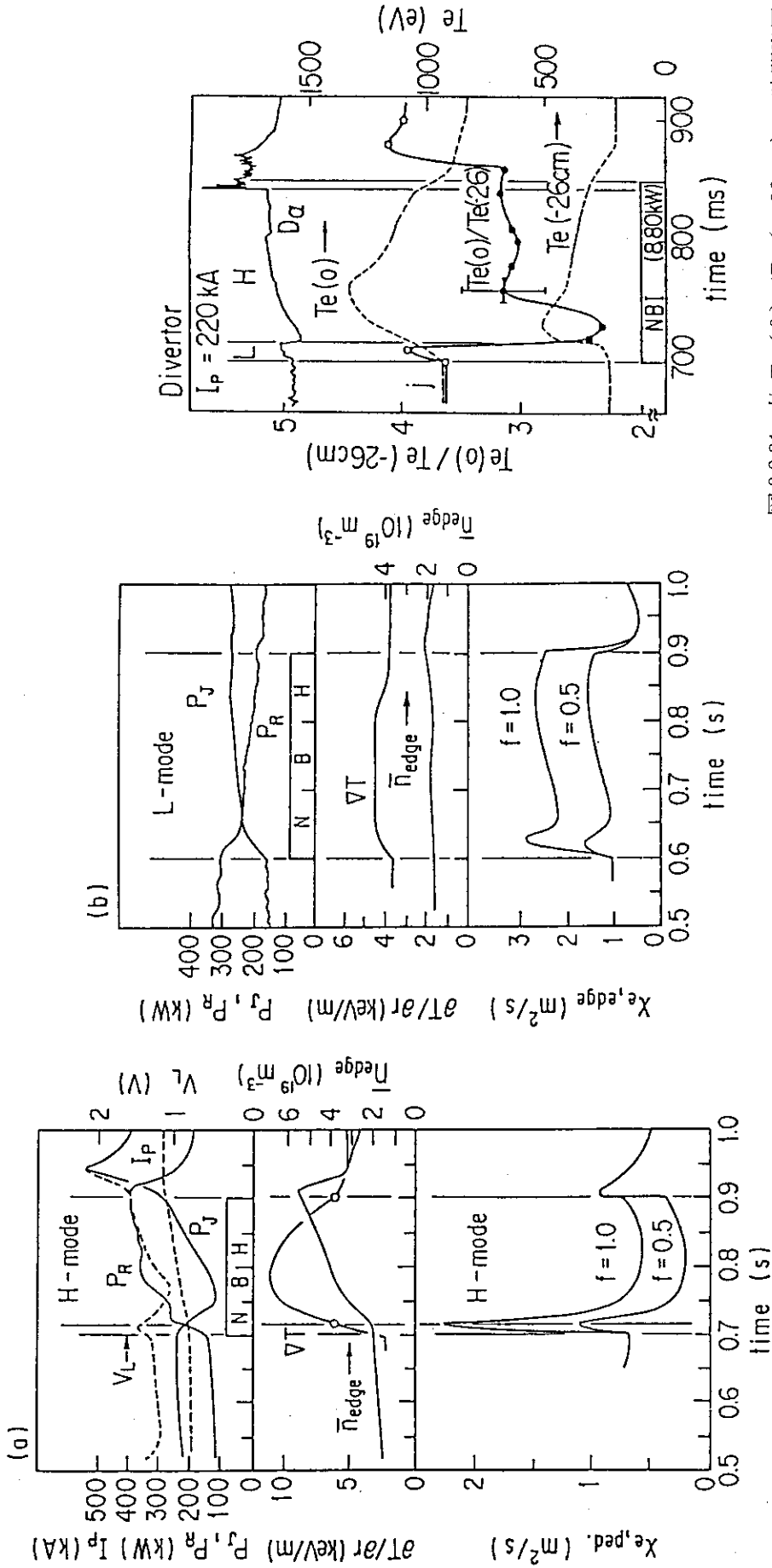


図 3.3.30  $X_{e,ped}$  の時間発展。

(a)Hモード。プラズマパラメータは図 3.3.26(a)と同じ。f は、NBH パワーのうち電子に付与されるものの割合である。  
 (b)Lモード。プラズマパラメータは図 3.3.25 と同じ。

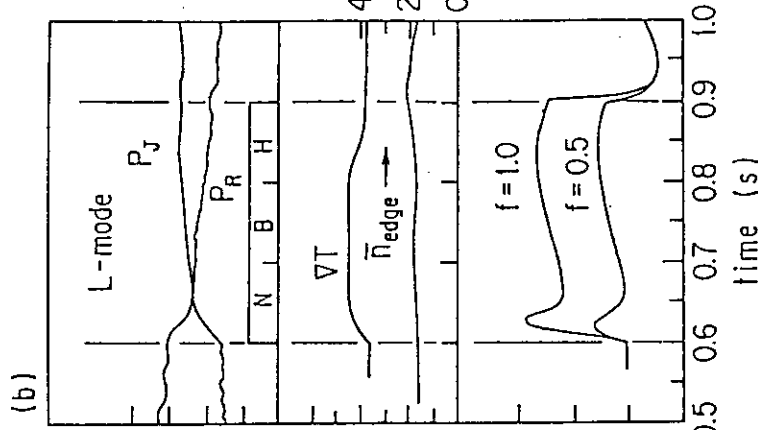
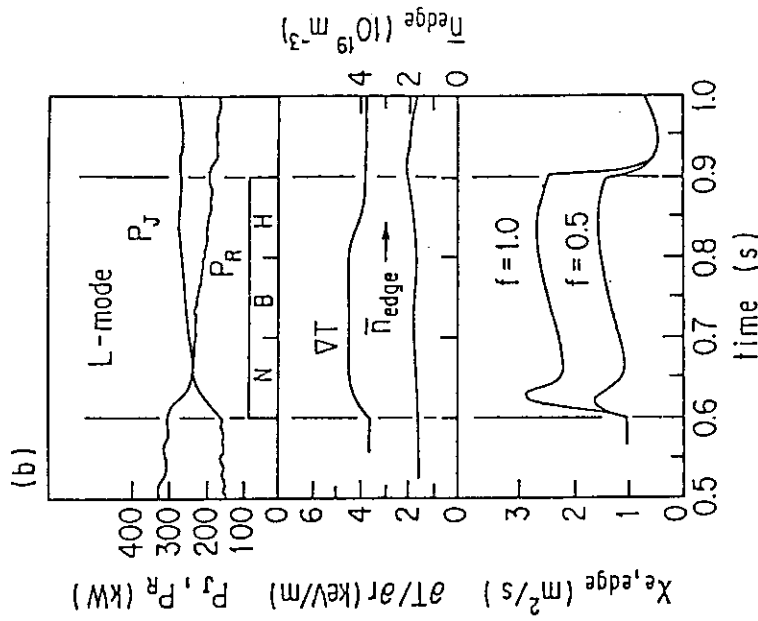
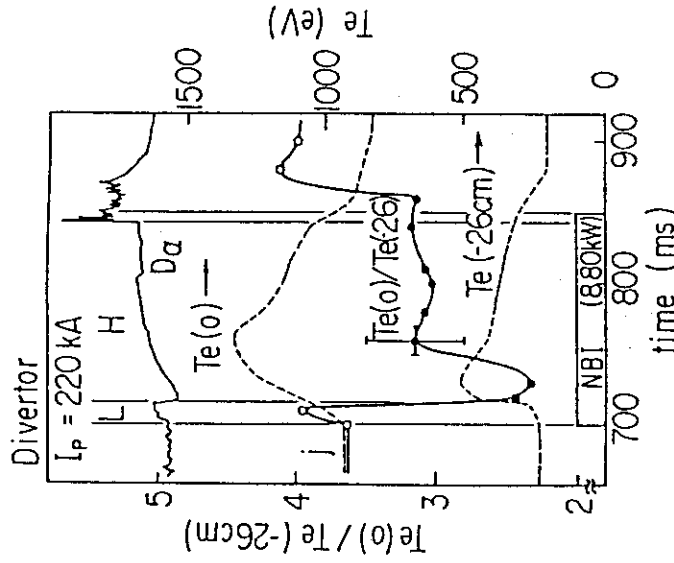


図 3.3.31 比  $T_e(0)/T_e(-26\text{cm})$  の時間発展。



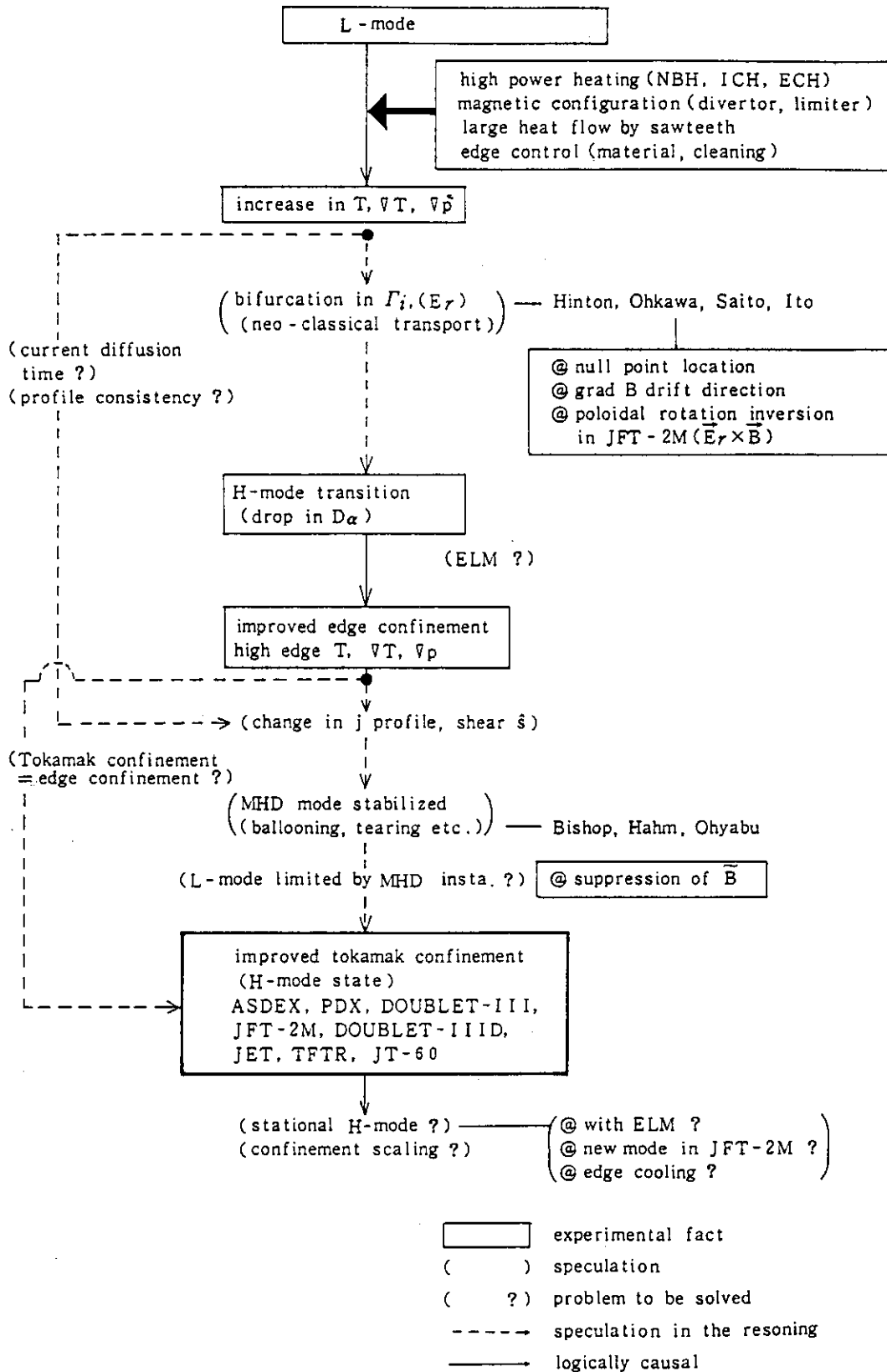


図 3.3.32 Hモードの生成機構。

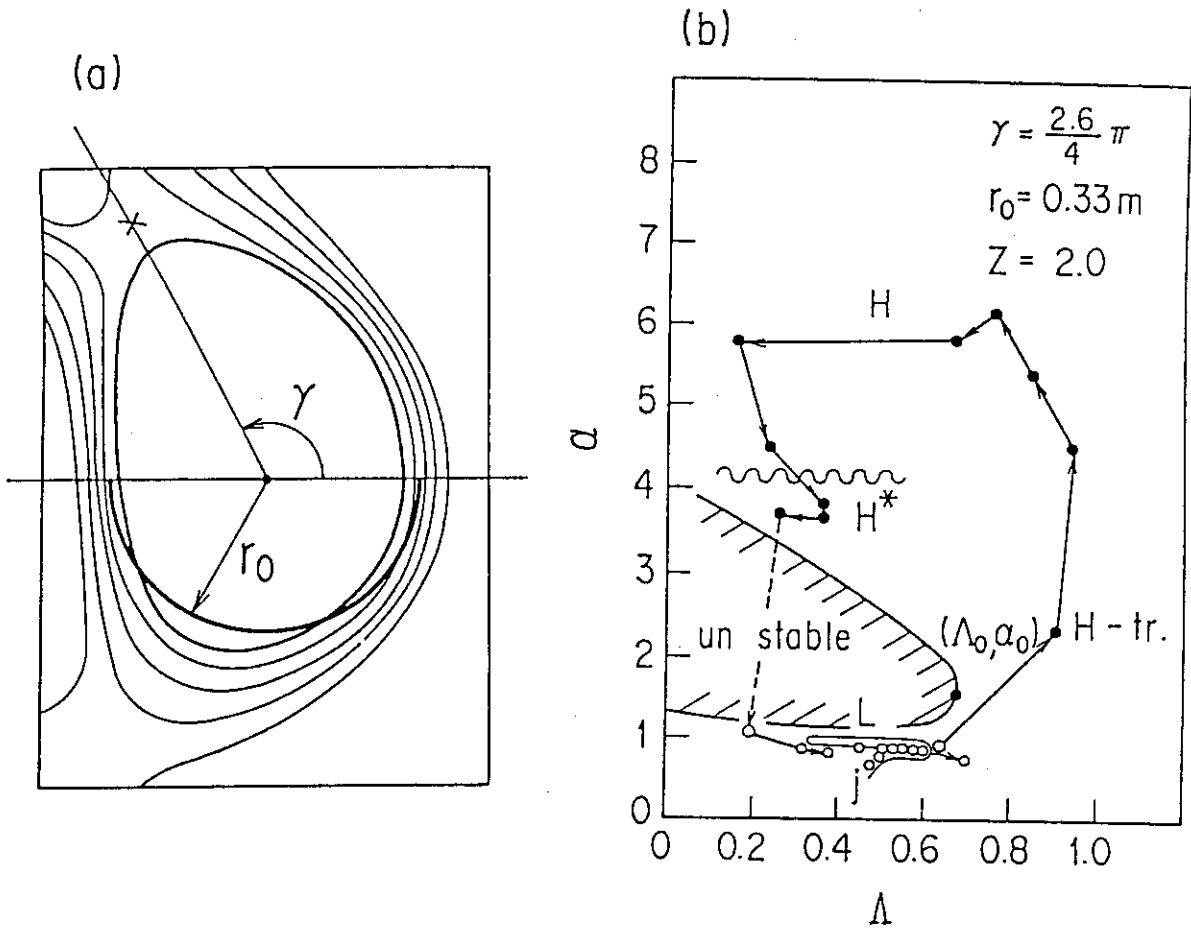


図 3.3.33 (a)USN ダイバーター配位。(b)HモードとLモードの $\Lambda$ - $\alpha$ 図。それぞれのプラズマパラメータは、図 3.3.30 と同じである。

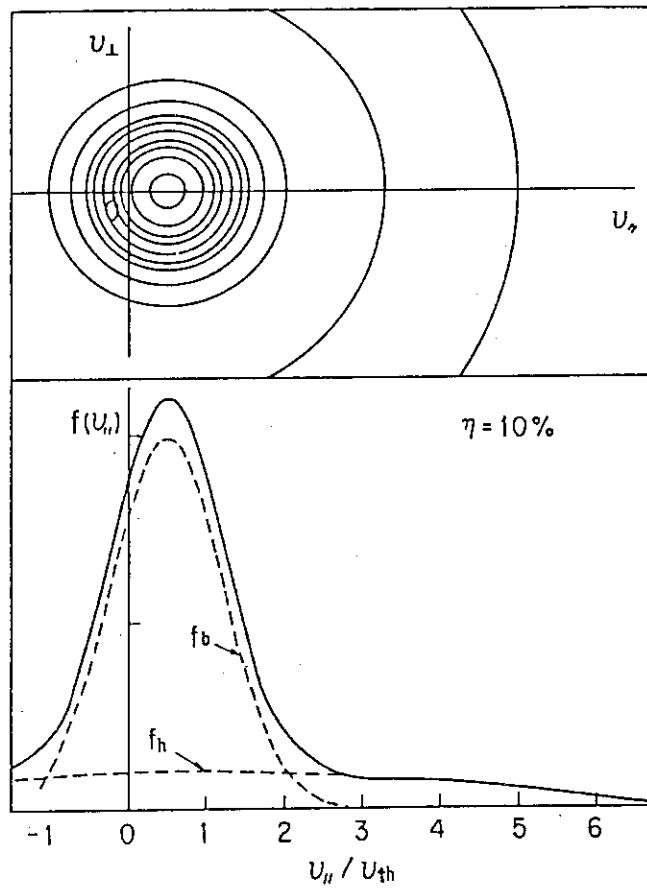


図 3.3.34 電子の速度分布関数。 $v_{th}$  は電子熱速度である。

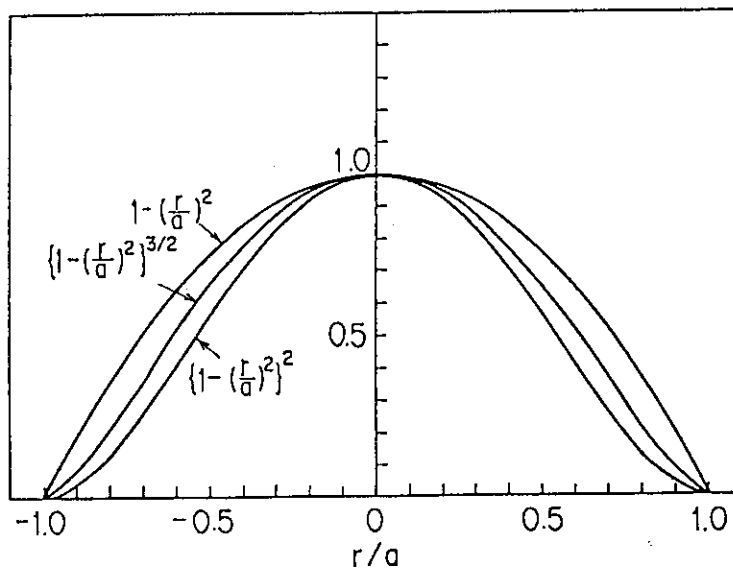


図 3.3.35 プラズマパラメタの空間分布形。

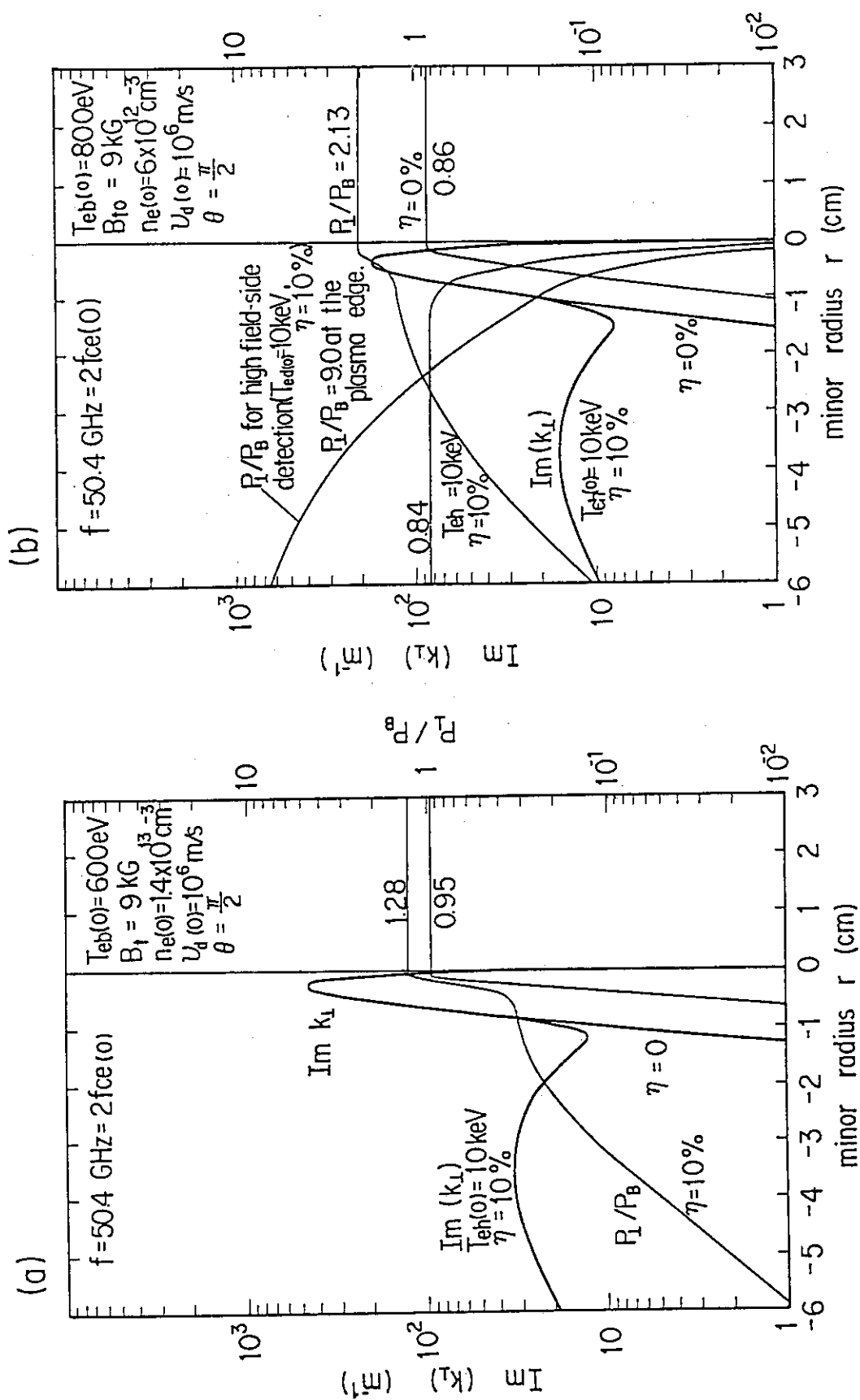


図 3.3.36 波数の磁場に垂直な成分の虚部  $\text{Im}(k_{\perp})$  と黒体放射強度  $P_B$  で規格化された ECE 放射強度  $P_{\perp}/P_B$  (a)  $n_e(0) = 1.4 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ , (b)  $n_e(0) = 0.6 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ .

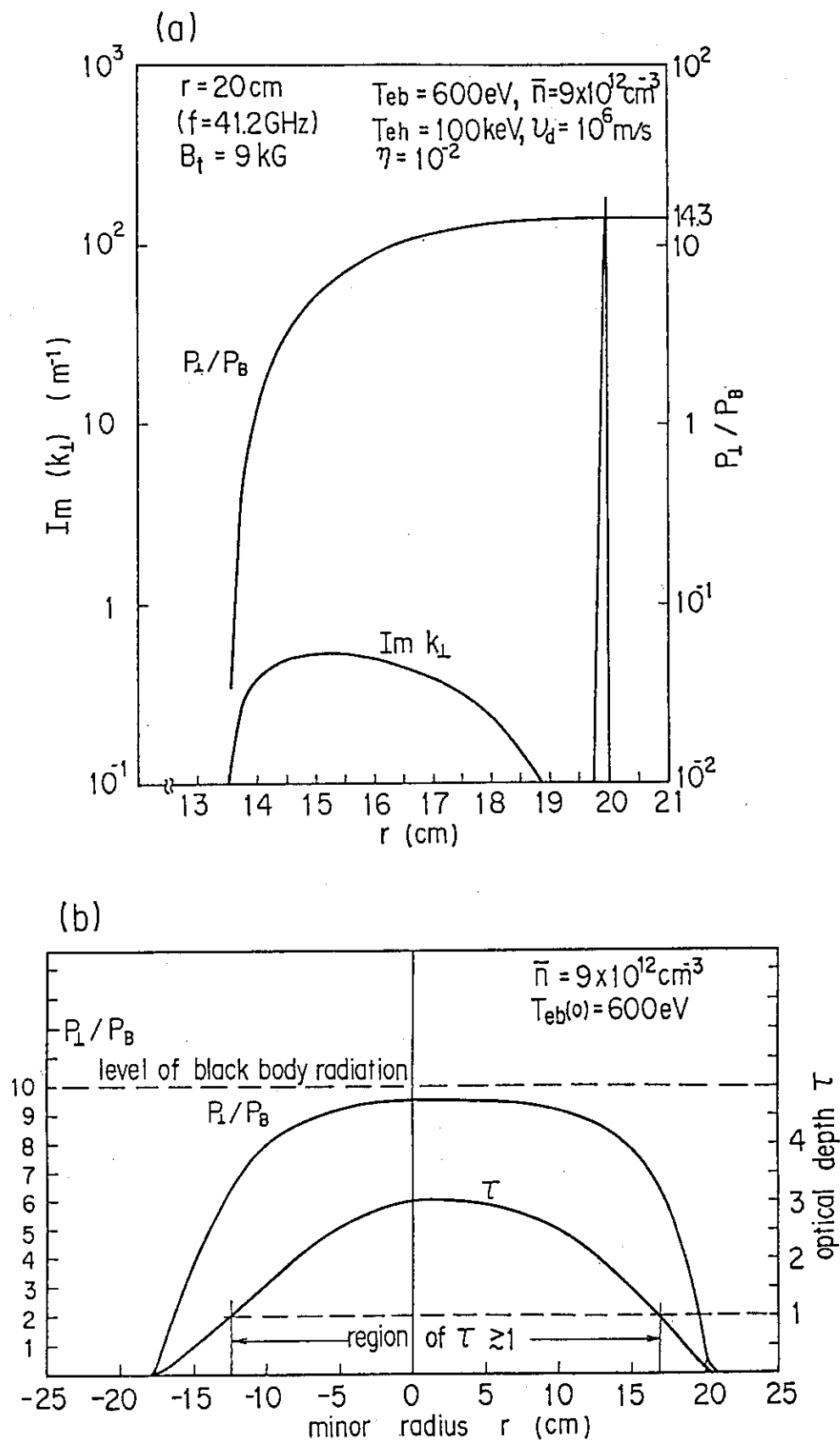


図 3.3.37 波数の磁場に垂直な成分の虚部  $Im(k_{\perp})$  と黒体放射強度  $P_B$  で規格化された ECE 放射強度  $P_{\perp}/P_B$ 。(a)高速成分温度  $T_{eh} = 100 \text{ keV}$  の場合。(b)高速成分の無い場合の放射強度  $P_{\perp}/P_B$  と光学厚さ  $\tau$ 。

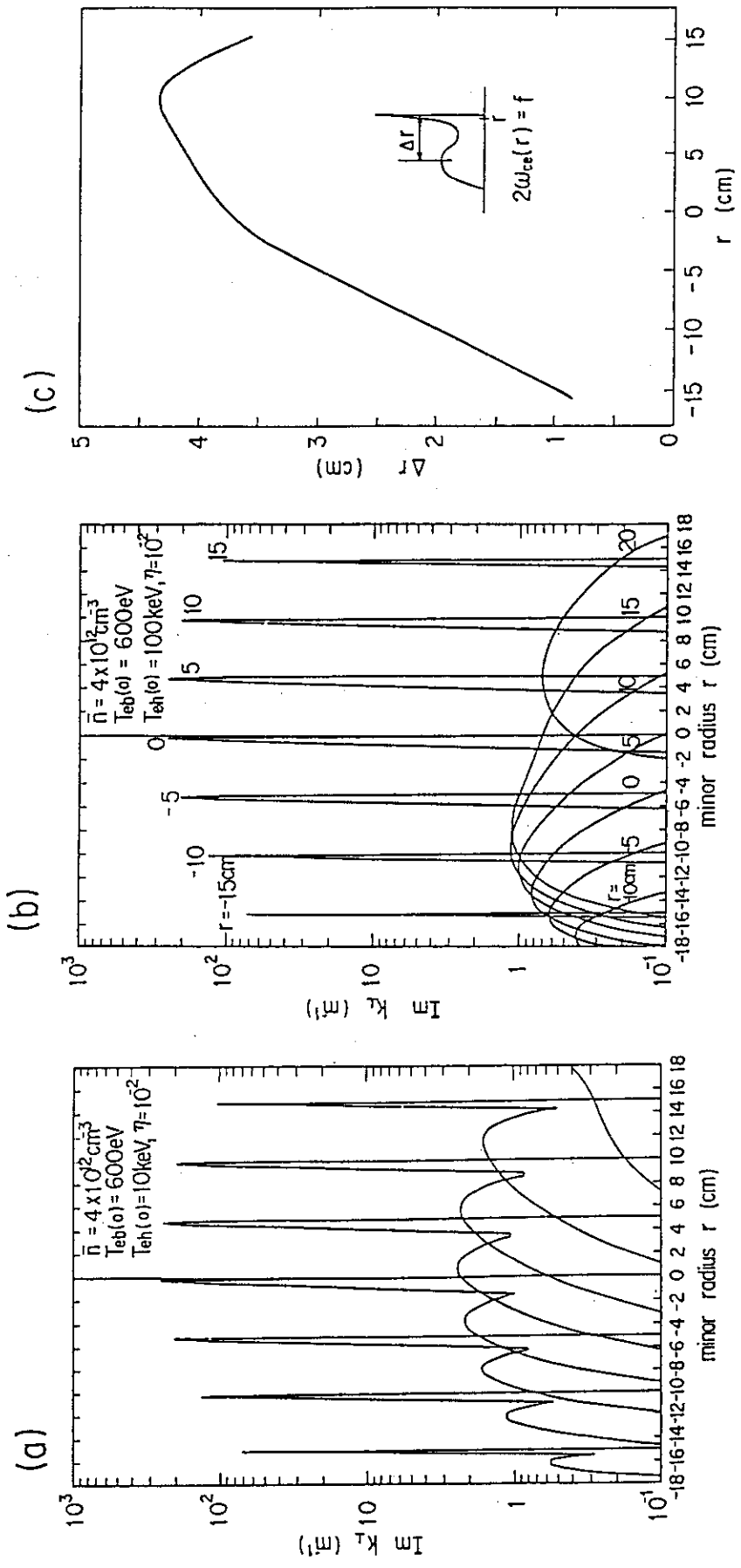


図 3.3.38 波数の磁場に垂直な成分の虚部  $\text{Im}(k_{\perp})$  の計算結果。  
 (a)  $T_{\text{oh}}(0) = 10 \text{ keV}$ , (b)  $T_{\text{oh}}(0) = 100 \text{ keV}$ , (c) 高速成分からと低速成分からの放射場所のピーク間距離。  $T_{\text{eh}}(0) = 10 \text{ keV}$  の場合。



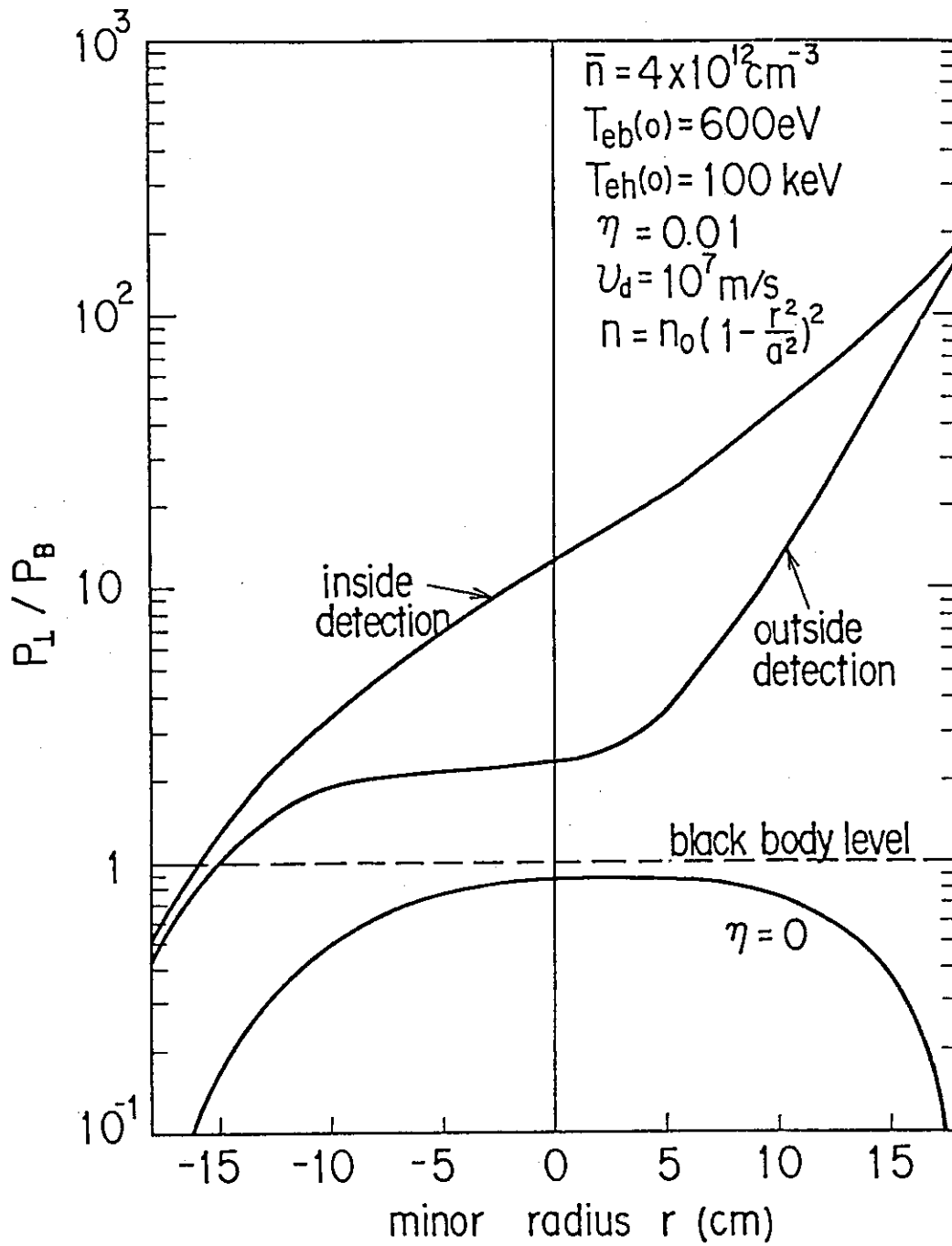


図 3.3.39 ECE の放射強度分布（黒体放射強度で規格化）の計算結果。高磁場側からの測定の場合と低磁場側からの測定の場合を示す。

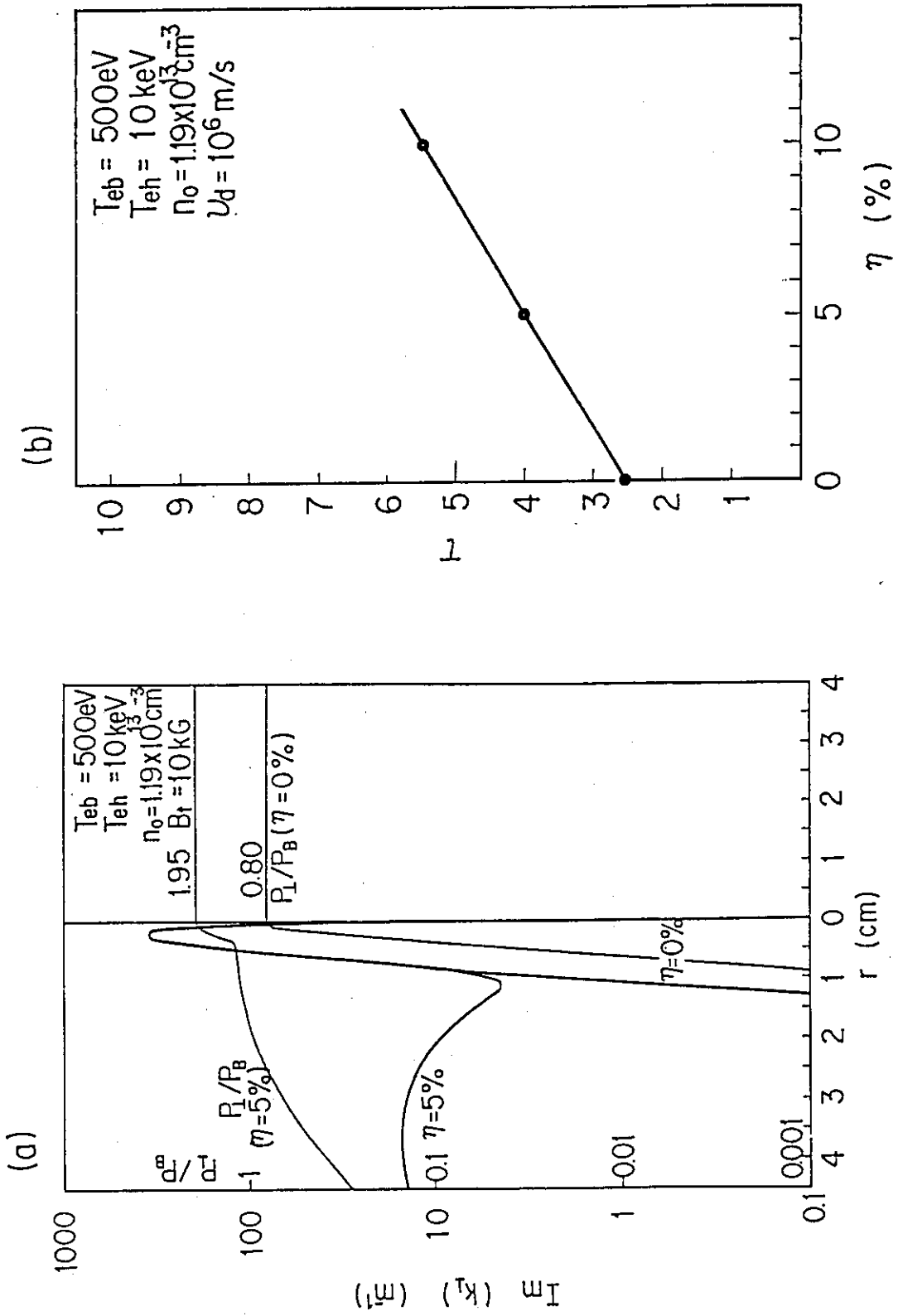


図 3.3.40 (a)  $\Gamma_m$  ( $k_{\perp}$ ) の計算結果。(b) 光学厚さ  $\tau$  の  $\eta$  依存性。

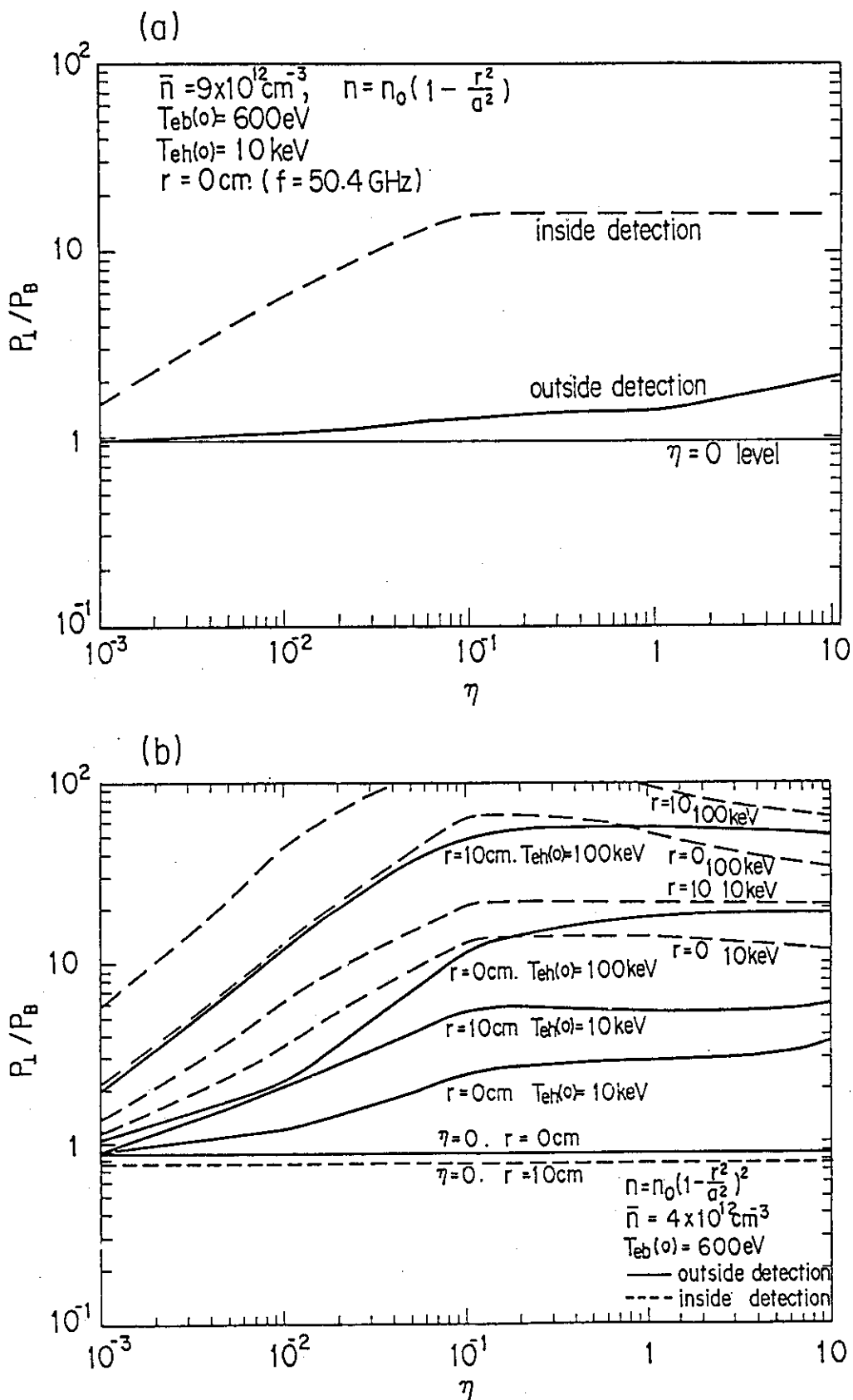


図 3.3.41  $P_{\perp}/P_B$  の  $\eta$  依存性。(a)  $\bar{n}_e = 9 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の場合。(b)  $\bar{n}_e = 4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の場合。

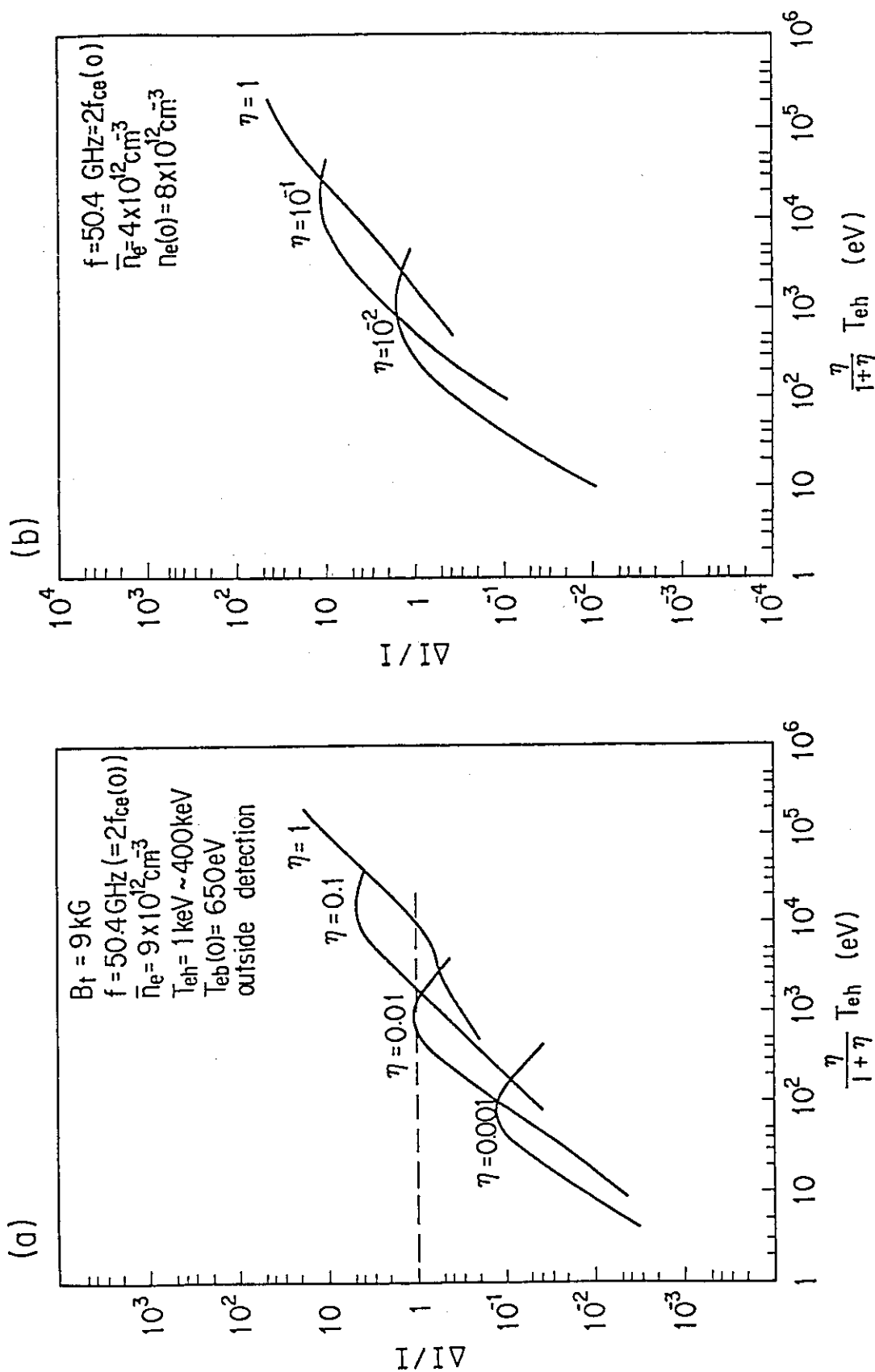


図 3.3.42 高速成分からの放射強度  $\Delta I$  の低速成分からの放射強度  $I$  に対する比。(a)  $\bar{n}_e = 9 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$  の場合。(b)  $\bar{n}_e = 4 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$  の場合。

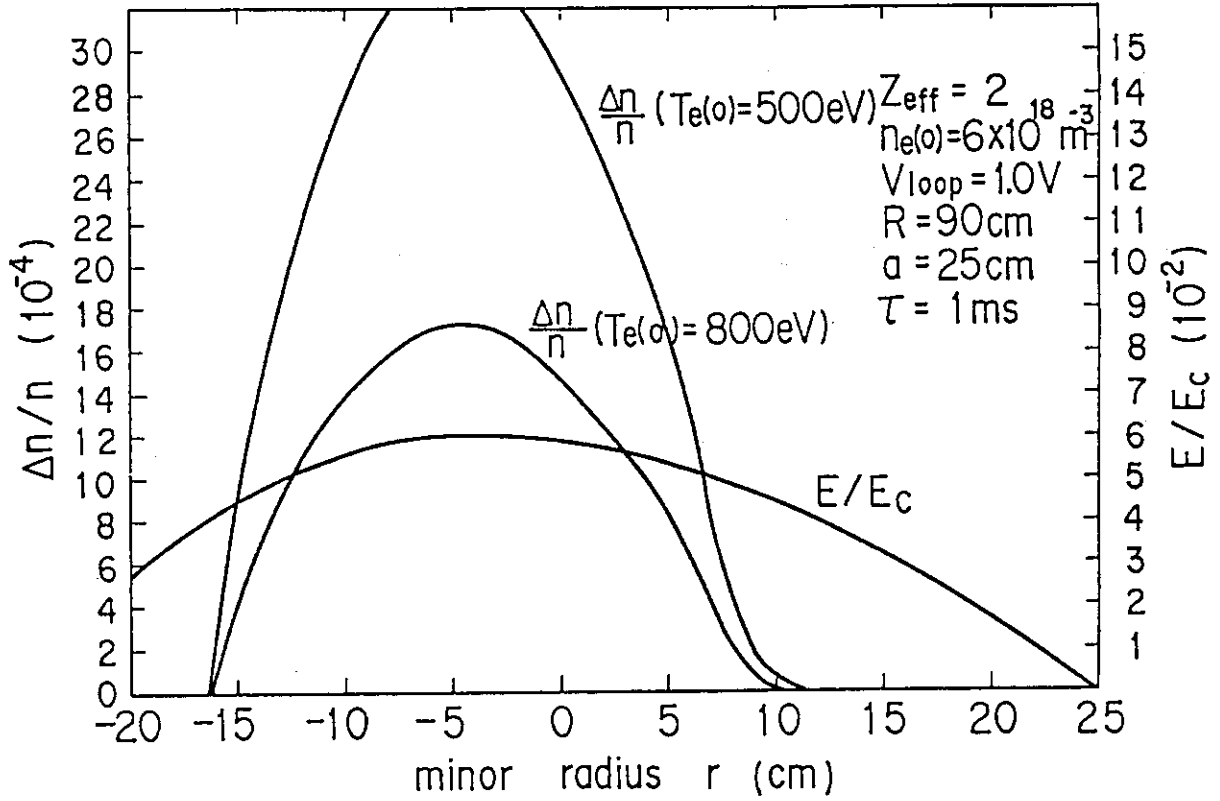


図 3.3.43 臨界電界で規格化した電界強度と逃走電子の個数の割合の空間分布。

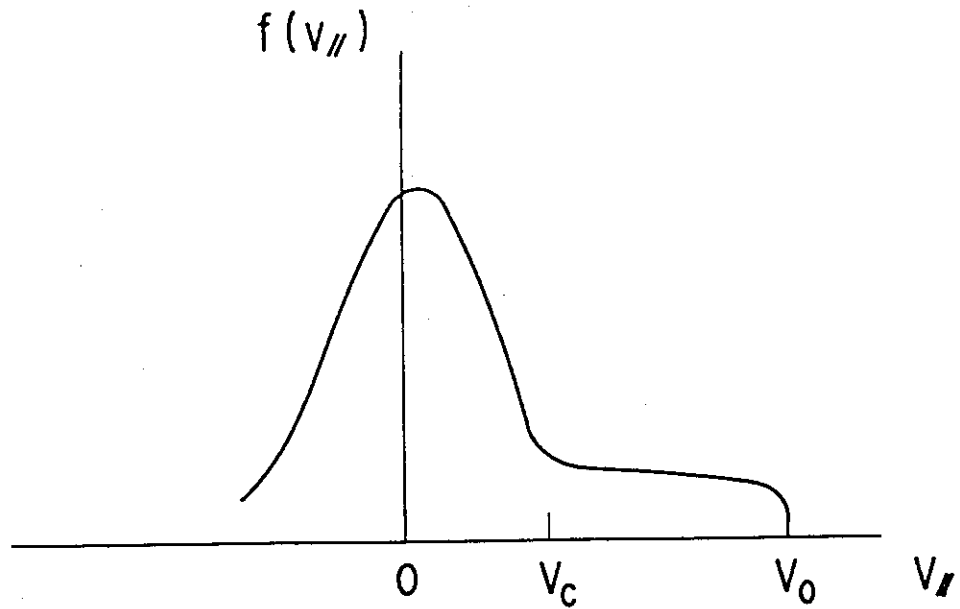


図 3.3.44 遮断速度  $V_0$  と臨界速度  $V_c$ 。

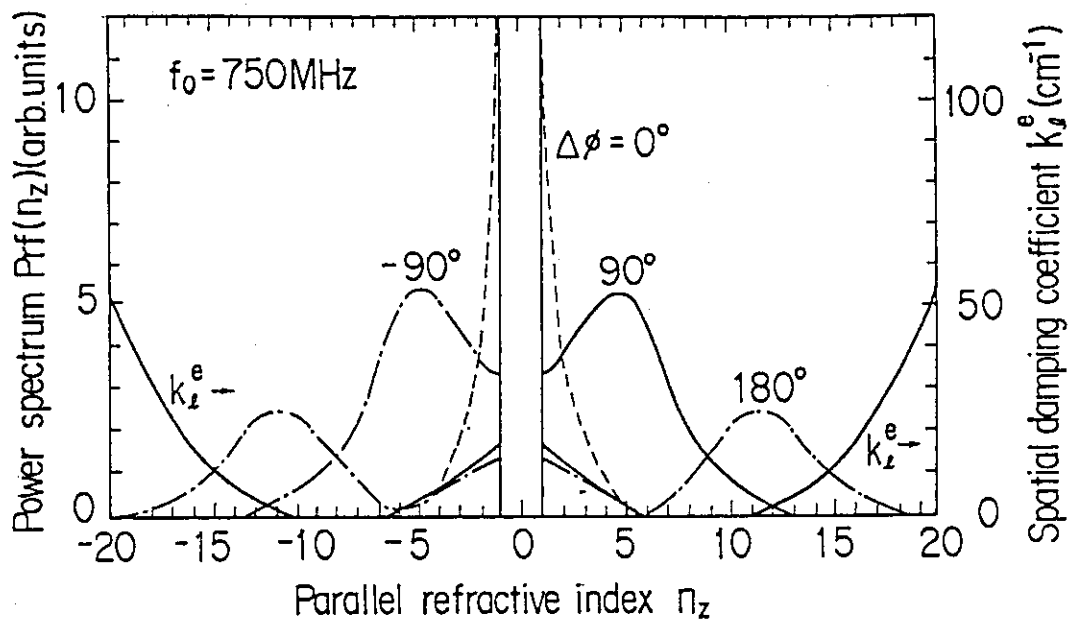


図 3.3.45 低域混成波の結合系のパワースペクトラム。

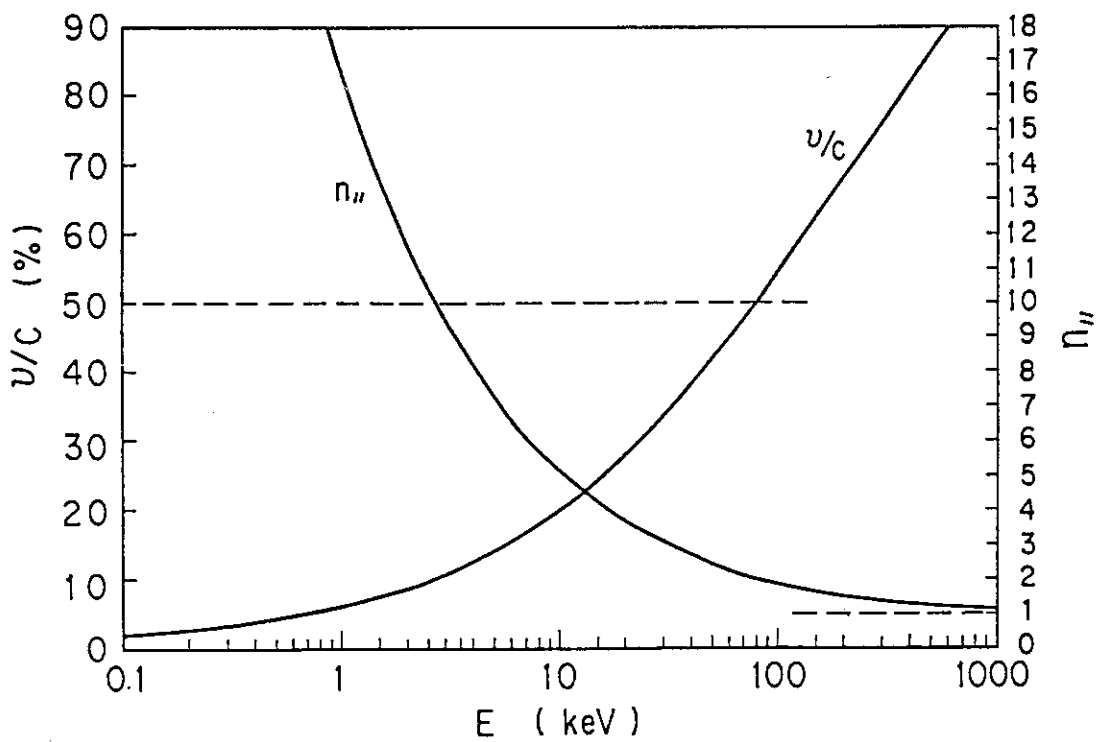


図 3.3.46 波動の位相速度と共鳴電子のエネルギー。

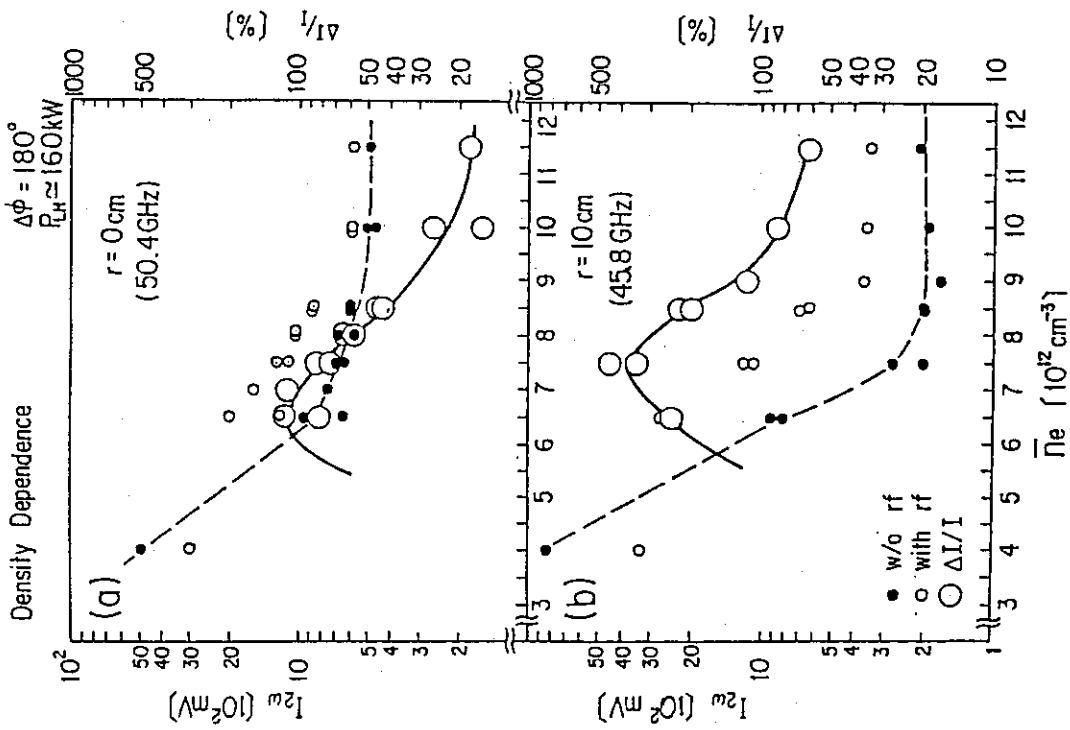


図 3.3.48 ECE 強度とその増加率のプラズマ密度依存性。破線は、ジュール加熱時の強度、実線は、低域混成波入射による ECE 強度の増加率を表わす。  
 (a) 50.4 GHz ( $r=0 \text{ cm}$ ) (b) 45.8 GHz ( $r=10 \text{ cm}$ )

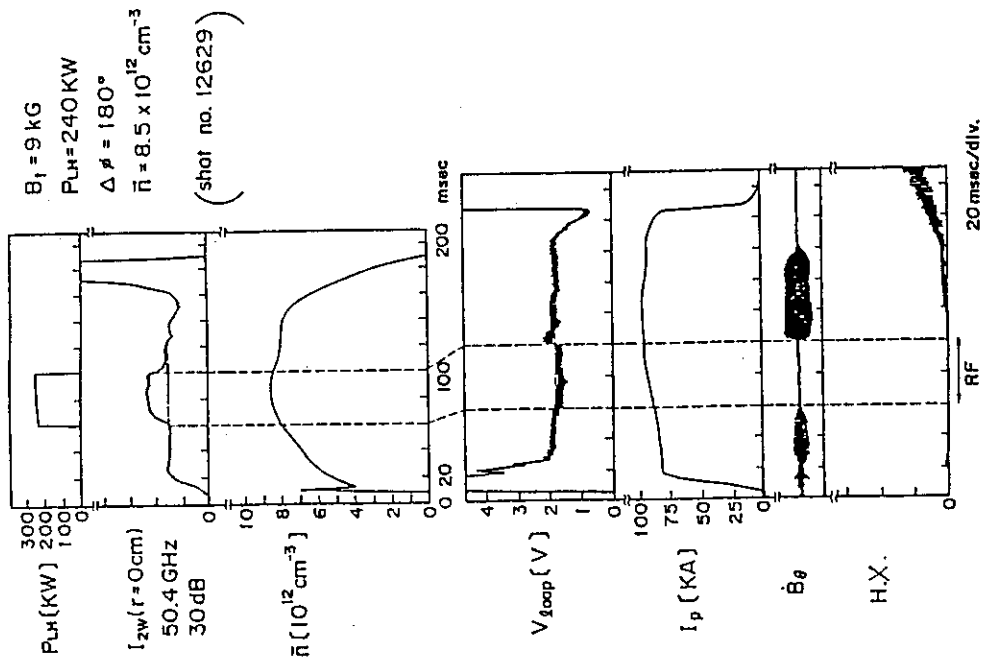


図 3.3.47 低域混成波による電子加熱実験時の放電の時間発展。

Power Dependence

$\Delta\phi = 180^\circ$

$B_t = 9 \text{ kG}$

$\bar{n} \approx 9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

$f = 50.4 \text{ GHz (} r = 0 \text{ cm)}$

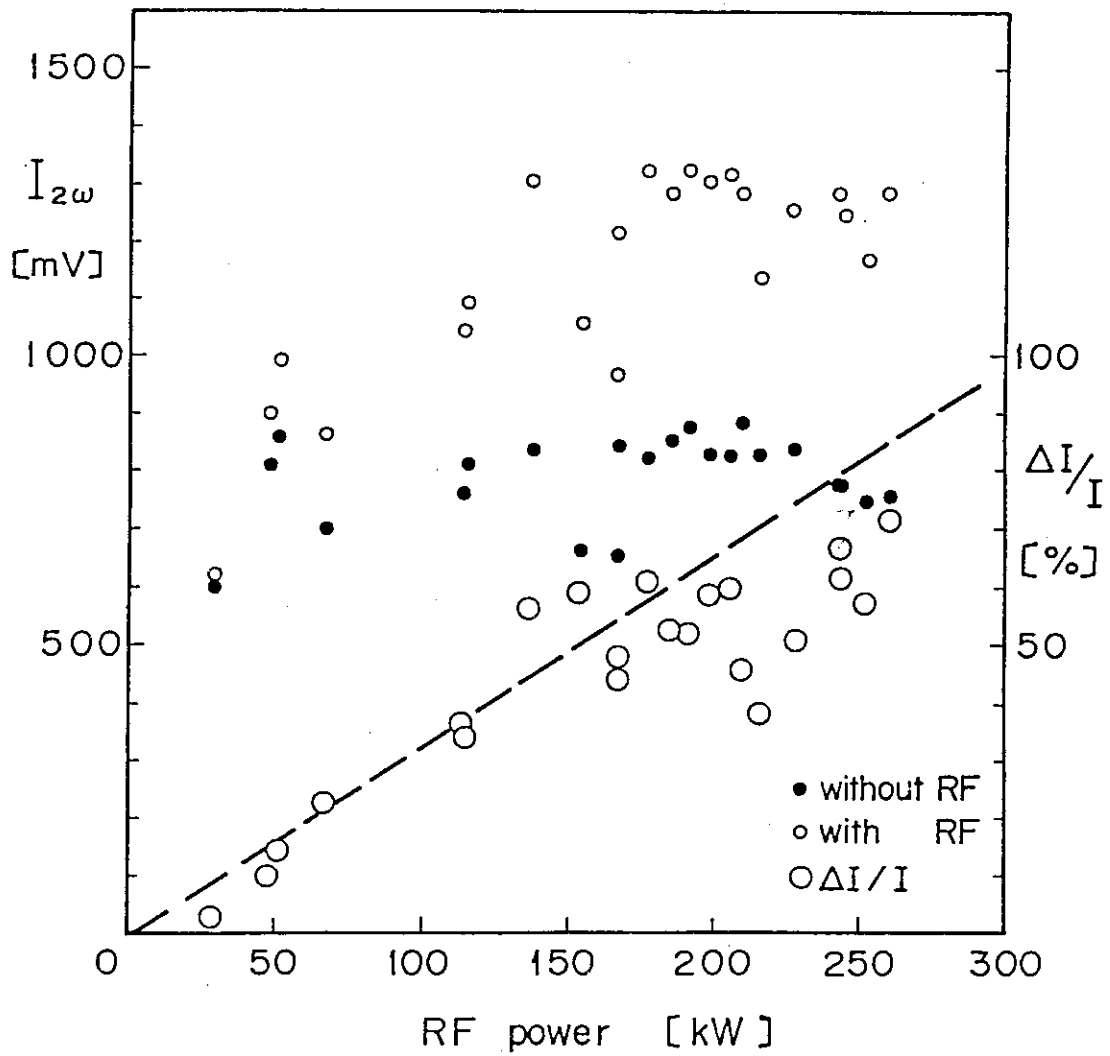


図 3.3.49 ECE 強度とその増加率の低域混成波入射パワー依存性。



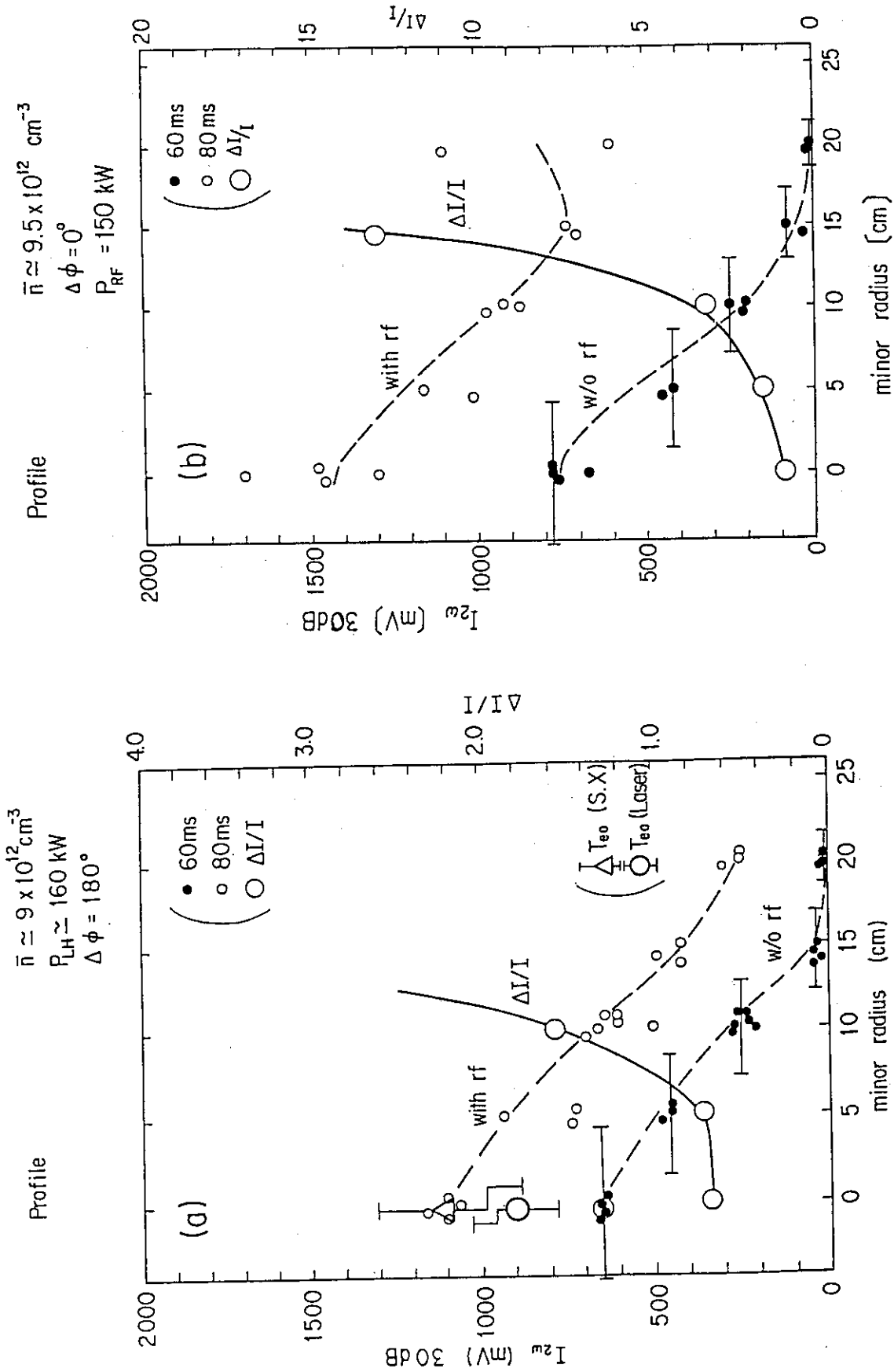


図 3.3.50 ECE 強度とその増加率の空間分布。(a) $\Delta\phi = 180^\circ$ の場合 (b) $\Delta\phi = 0^\circ$ の場合

$\Delta\phi$  dependence

$P_{LH} \approx 165 \text{ kW}$

$\bar{n} \approx 9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

$f = 50.4 \text{ GHz (} r=0 \text{ cm)}$

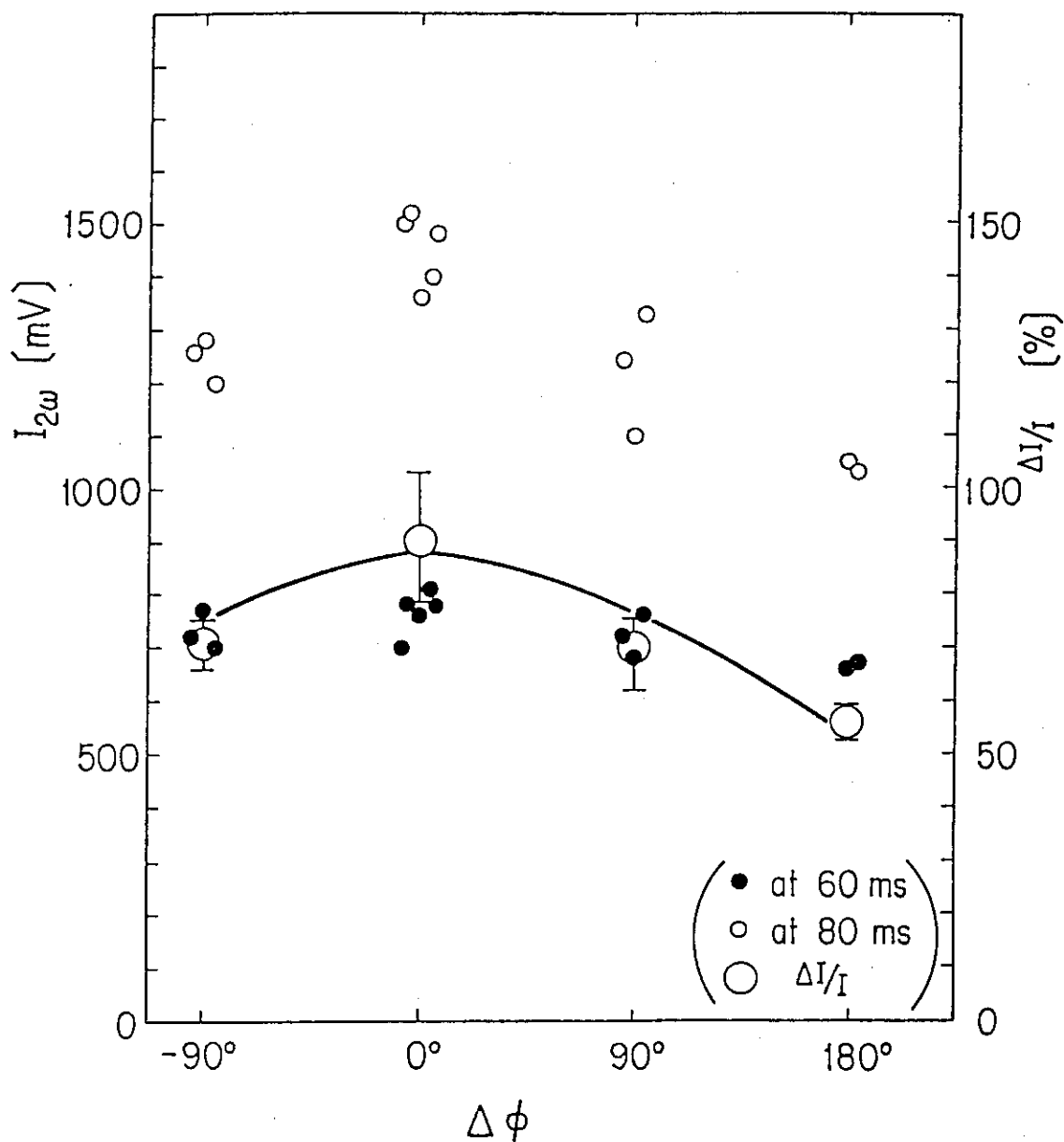


図 3.3.51 ECE 強度とその増加率の  $\Delta\phi$  依存性。

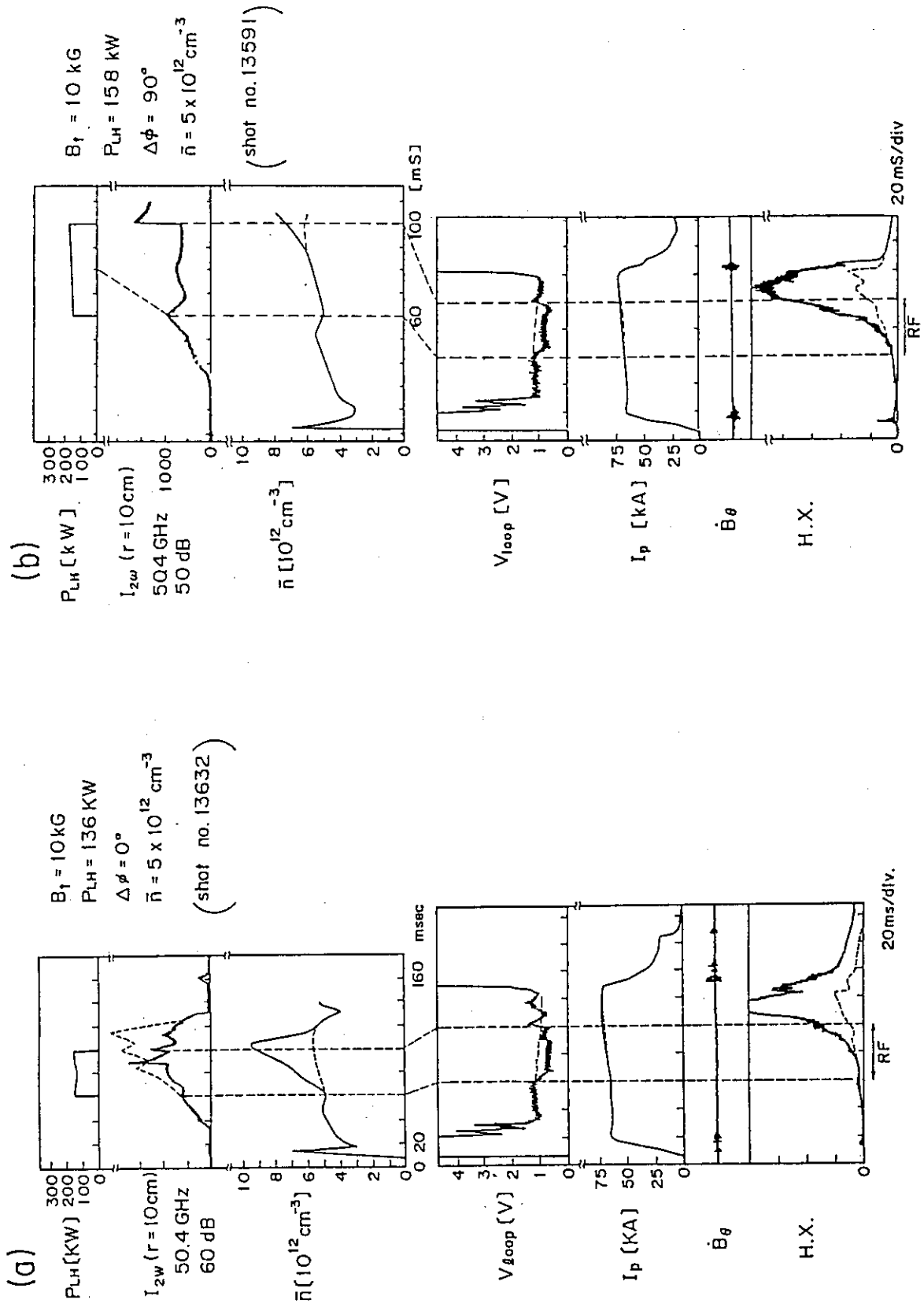


図 3.3.52 時間発展。(a)  $\Delta\phi = 0^\circ$ , (b)  $\Delta\phi = 90^\circ$ .

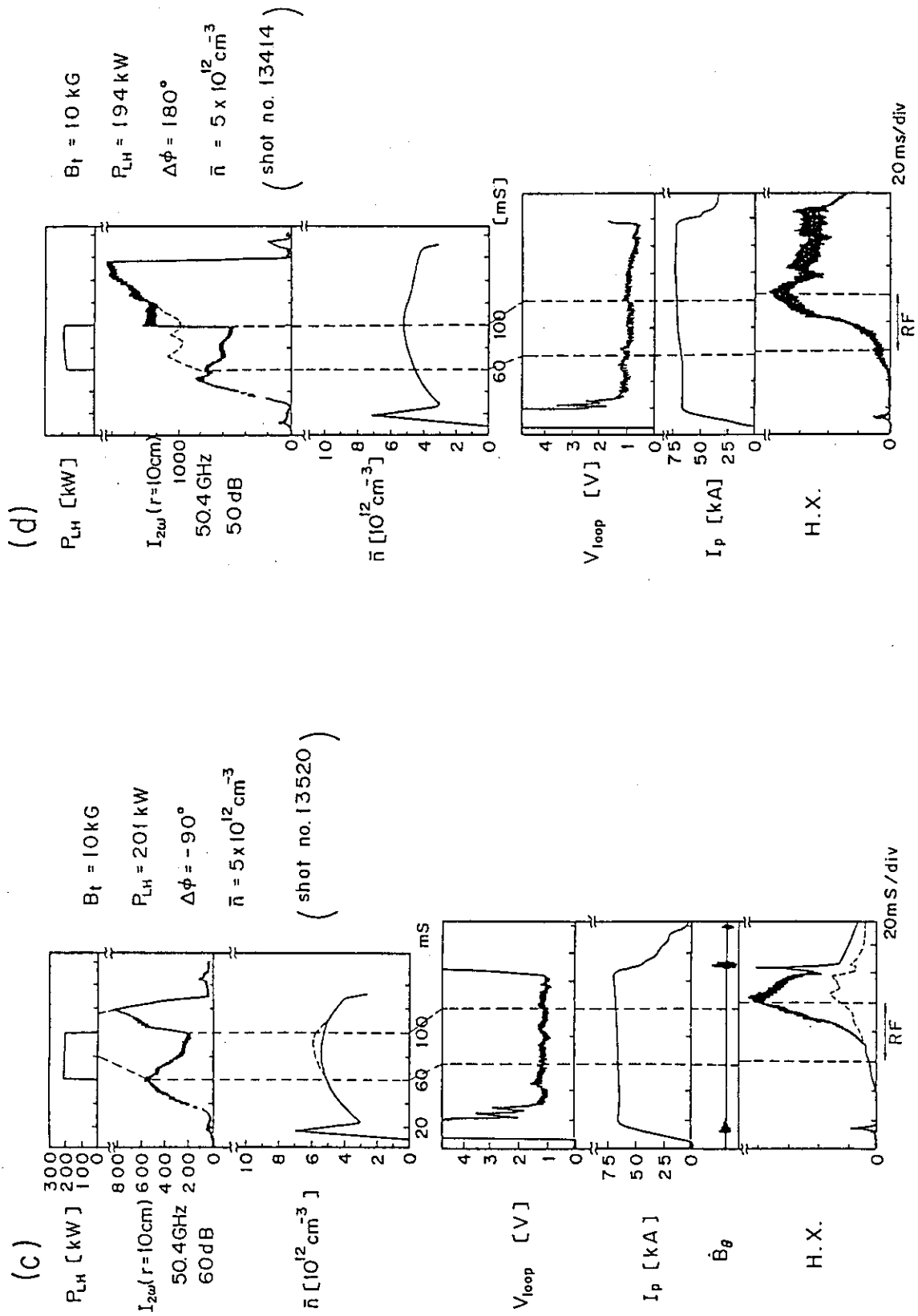


図 3.3.52 (c)  $\Delta\phi = -90^\circ$ , (d)  $\Delta\phi = 180^\circ$ .

$B_{t0} = 1.0\text{T}$   
 $I_p = 70\text{kA}$   
 $P_{LH} = 150\text{kW}$

$\bar{n}_e = 5 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$   
 $\Delta\phi = 90^\circ$   
 $\text{rf} : 60 - 100\text{ms}$

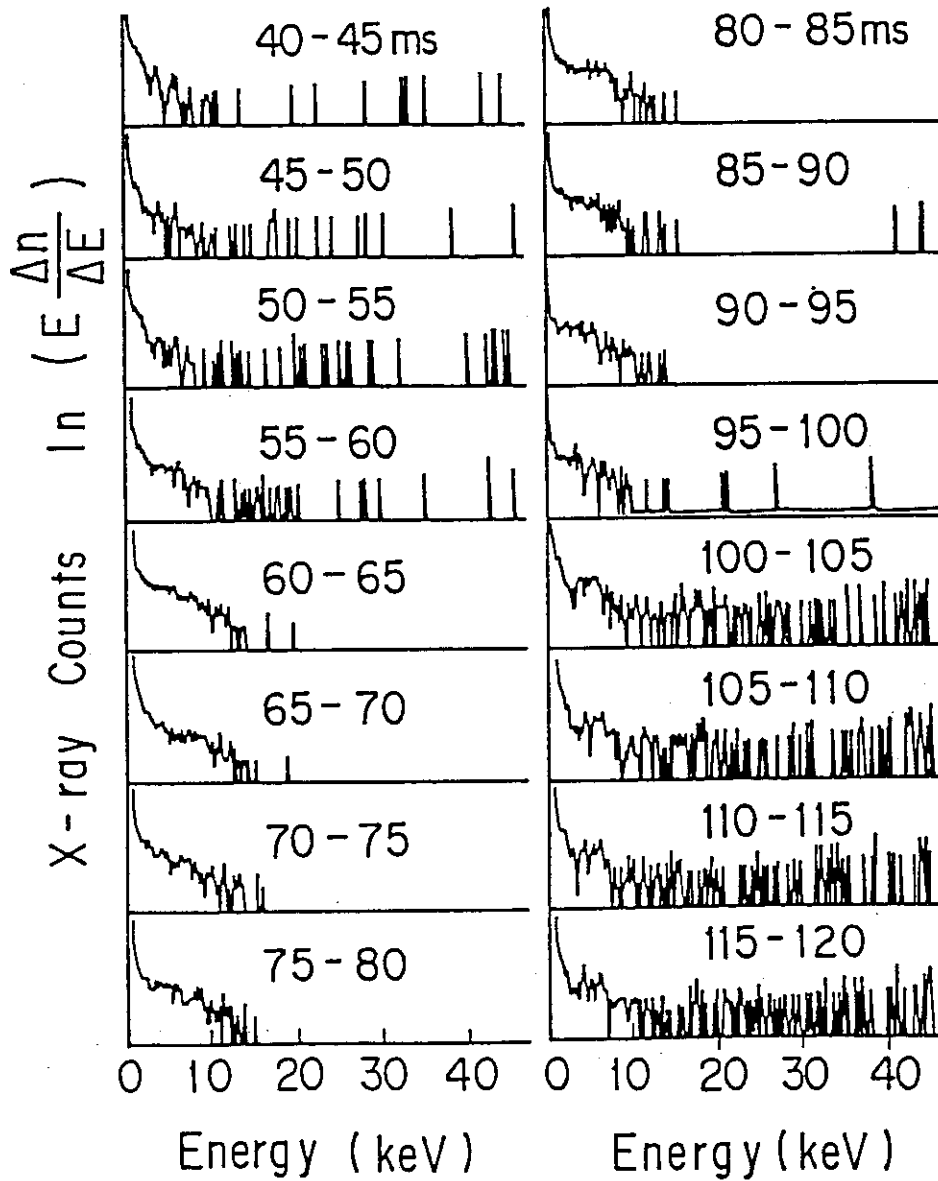


図 3.3.53 軟 X 線信号のエネルギー分布の時間変化。  $B_0 = 10\text{kG}$ 。  $I_p = 70\text{kA}$ 。  $P_{LH} = 150\text{kW}$ 。

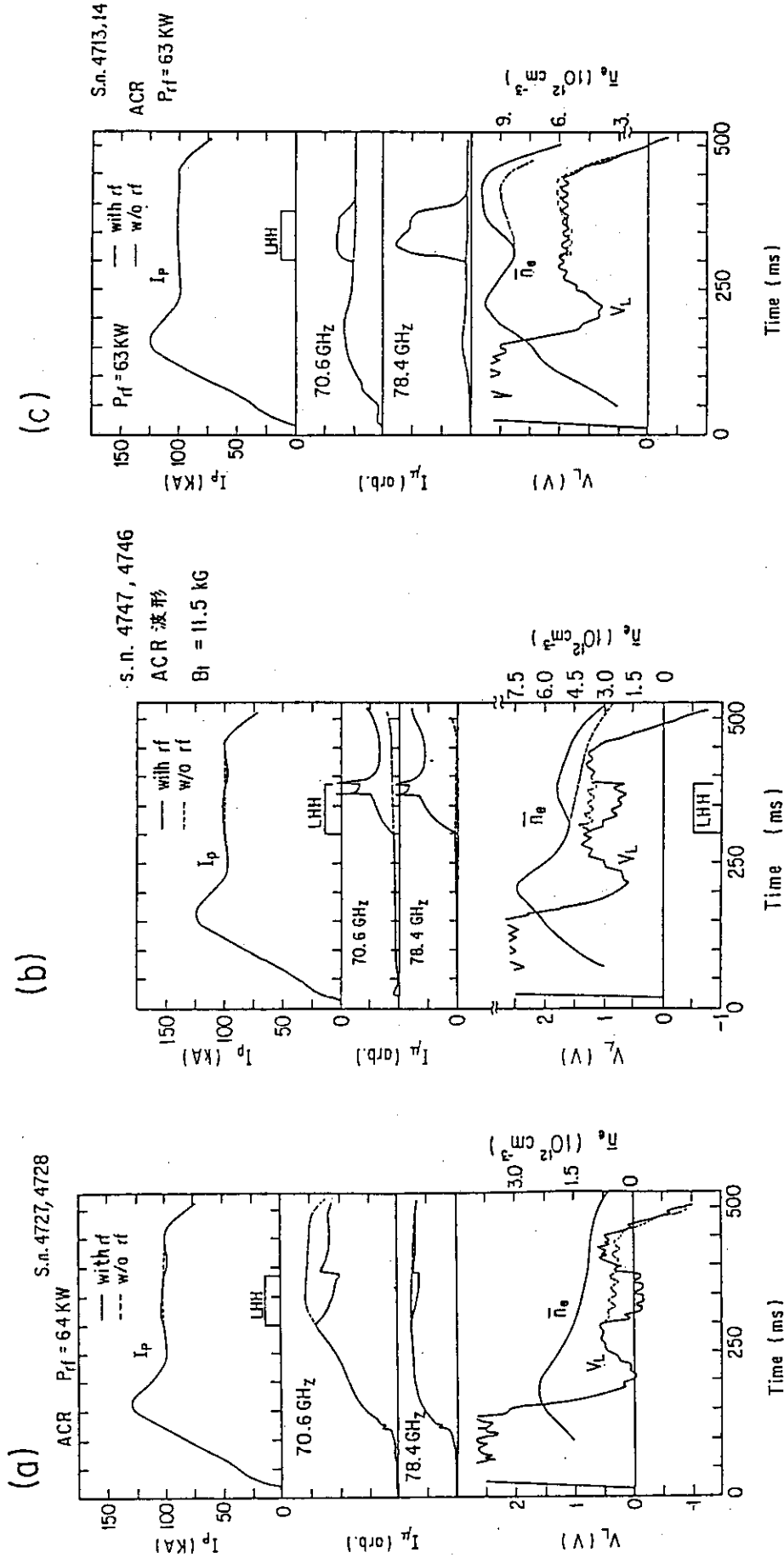


図 3.3.54 プラズマ諸量の時間発展。ACR モード運転。

(a) 低密度  $\bar{n}_e = (1.0 \sim 1.5) \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の場合。

(b)  $\bar{n}_e = 4.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の場合。

(c)  $\bar{n}_e = (8 \sim 9) \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  の場合。

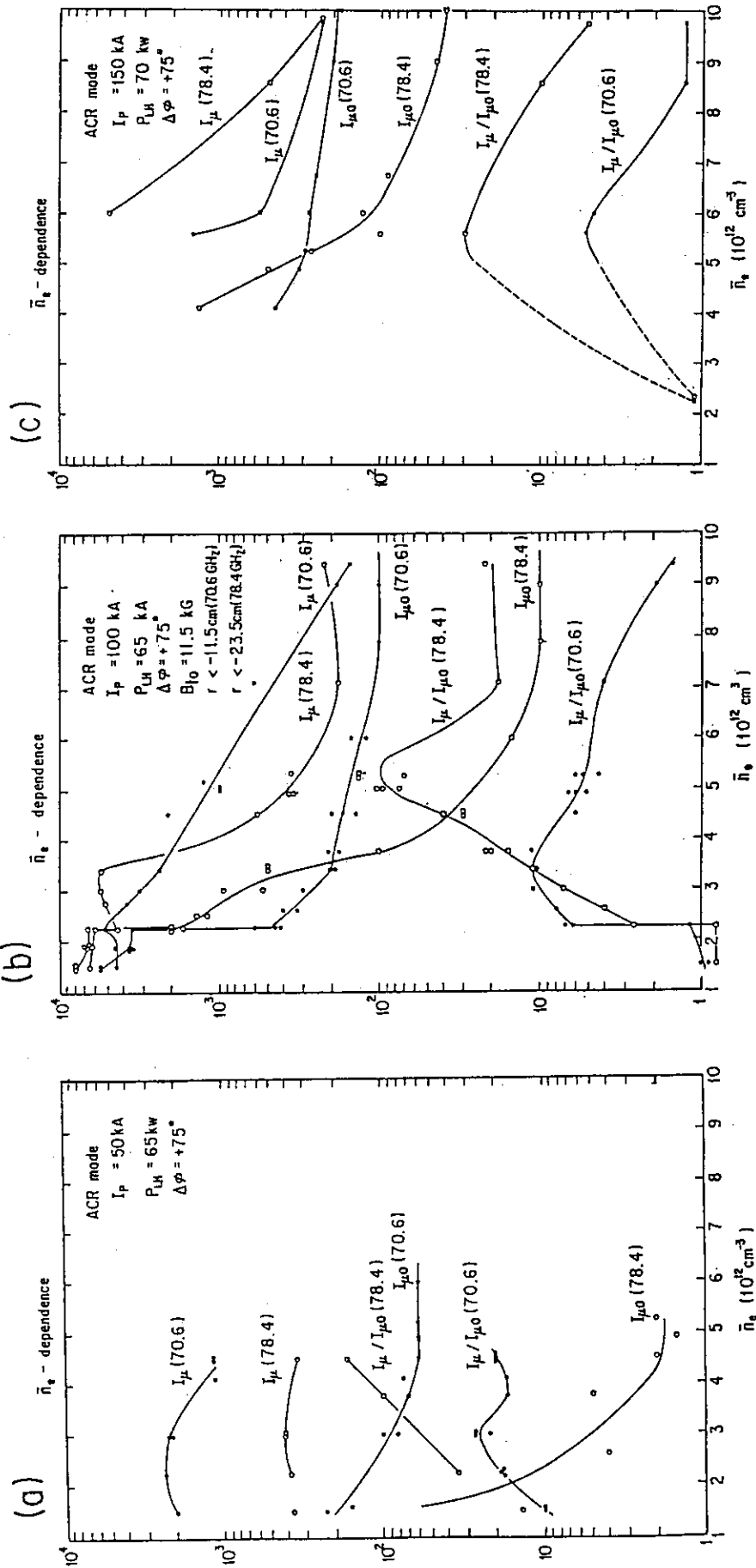


図 3.3.55 種々のプラズマ電流値に対する ECE 強度の密度依存性。

(a)  $I_p = 50$  kA, (b)  $I_p = 100$  kA, (c)  $I_p = 150$  kA。

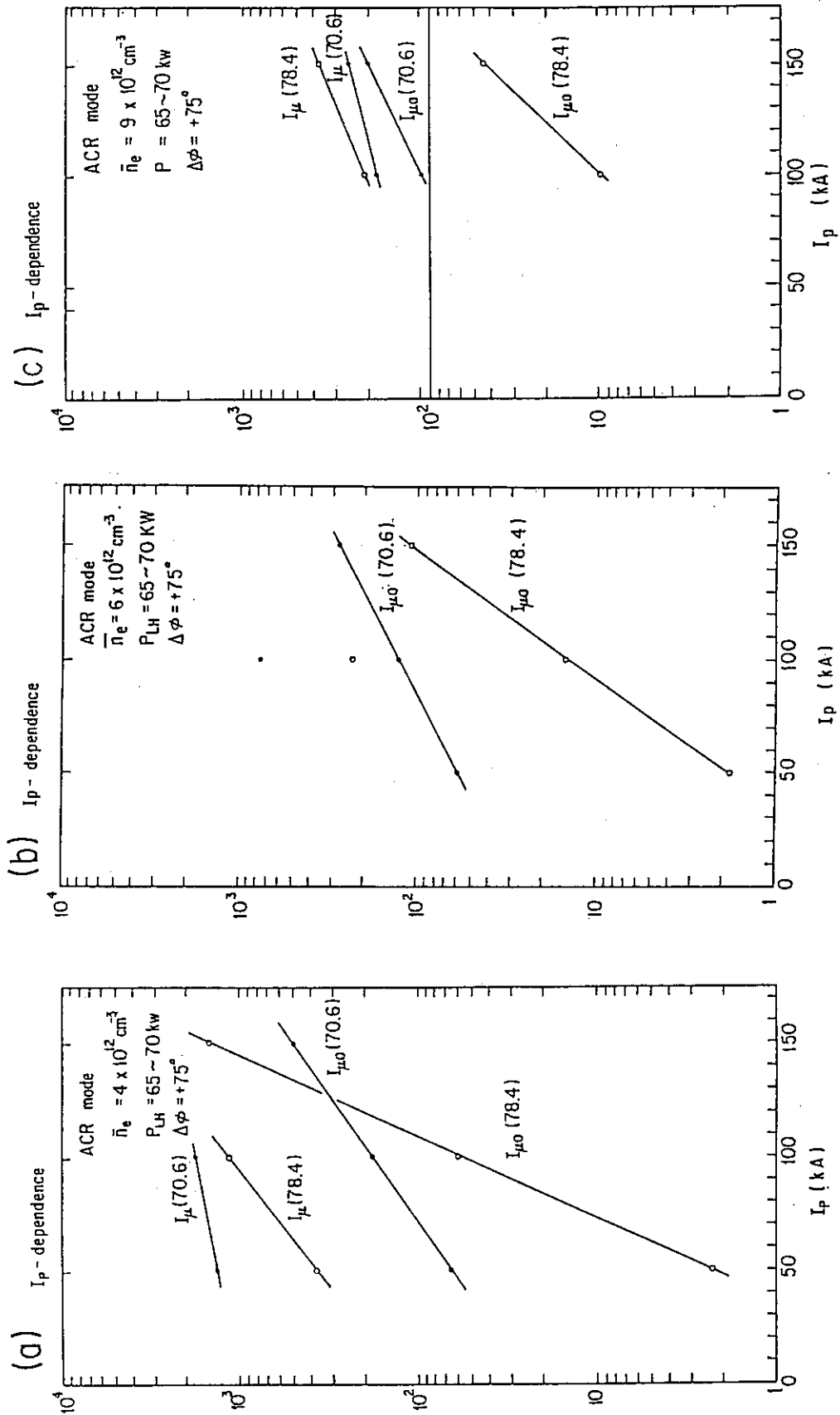


図 3.3.56 種々のプラズマ密度に対する ECE 強度の電流値依存性。  
 (a)  $\bar{n}_e = 4 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ , (b)  $\bar{n}_e = 6 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ , (c)  $\bar{n}_e = 9 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ 。



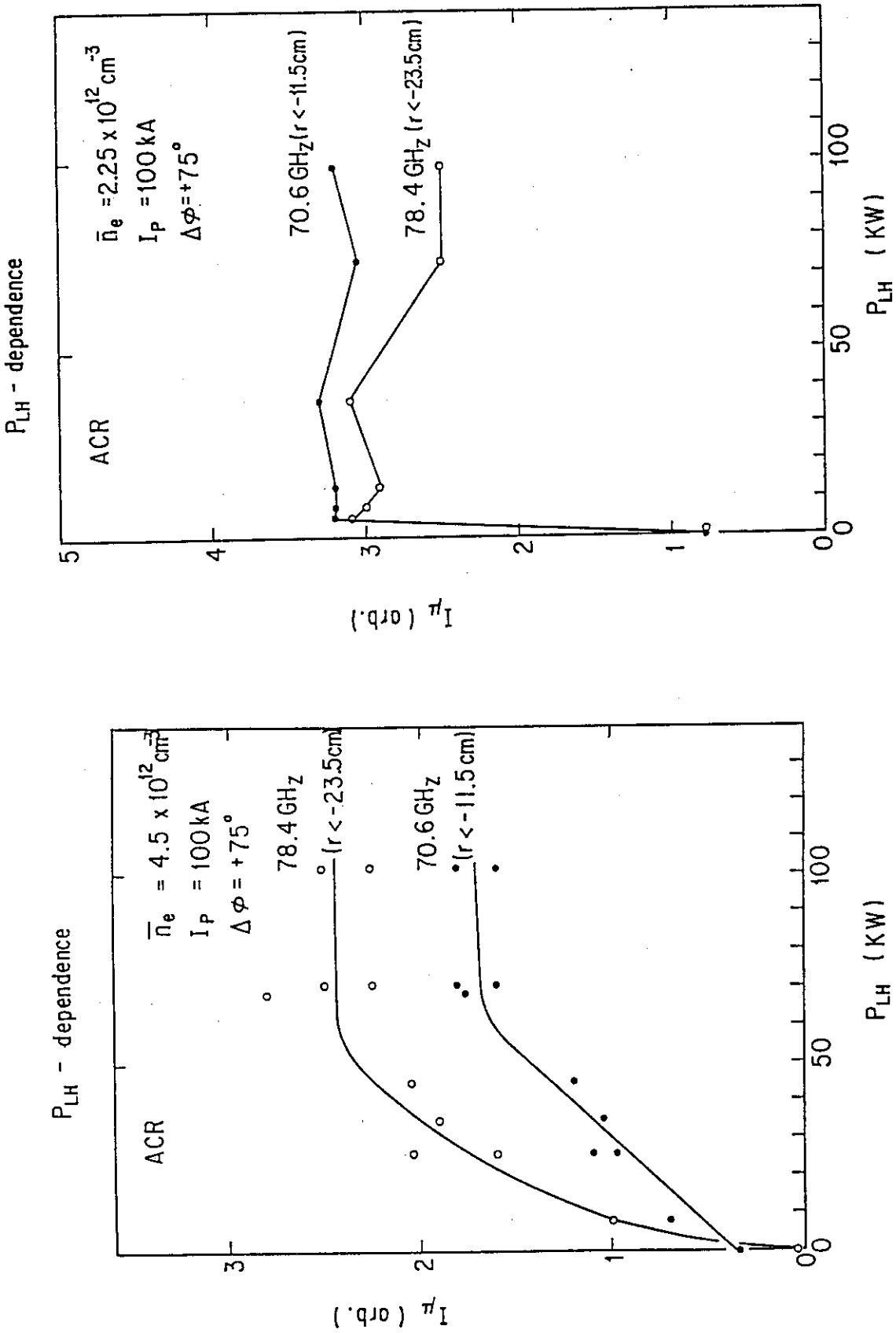


図 3.3.57 低域混成波パワーに対する ECE 強度依存性。

(a)  $\bar{n}_e = 4.5 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ , (b)  $\bar{n}_e = 2.3 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ 。

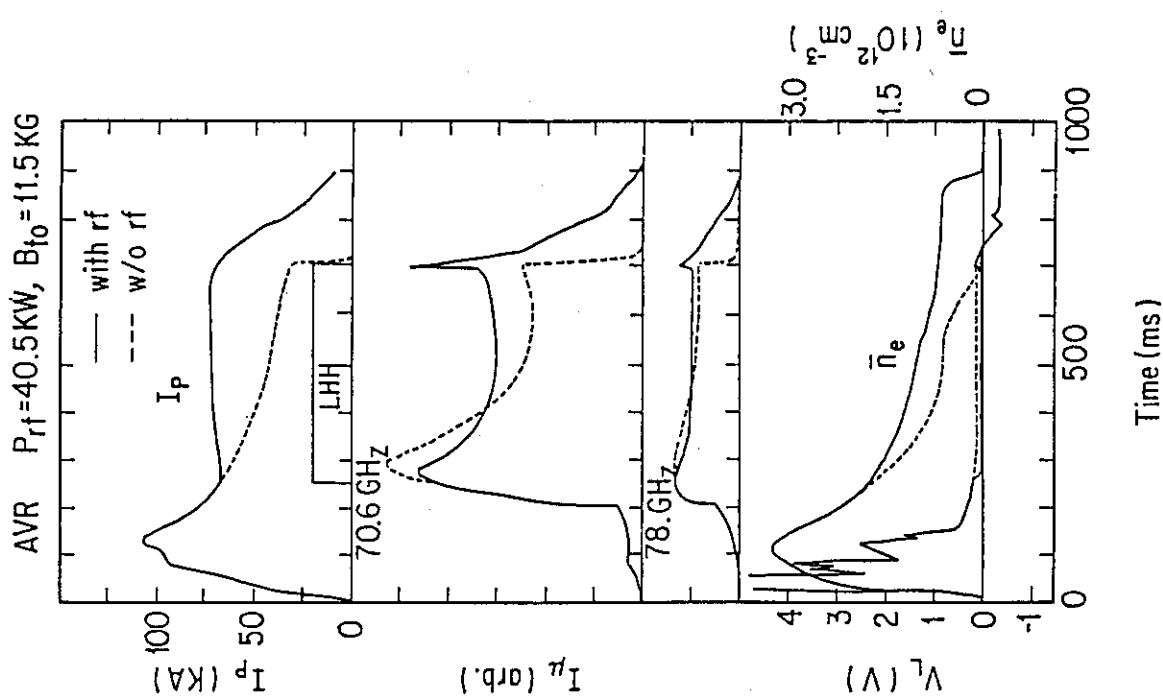


図 3.3.58 低域混成波による電流駆動時の諸量の時間発展。

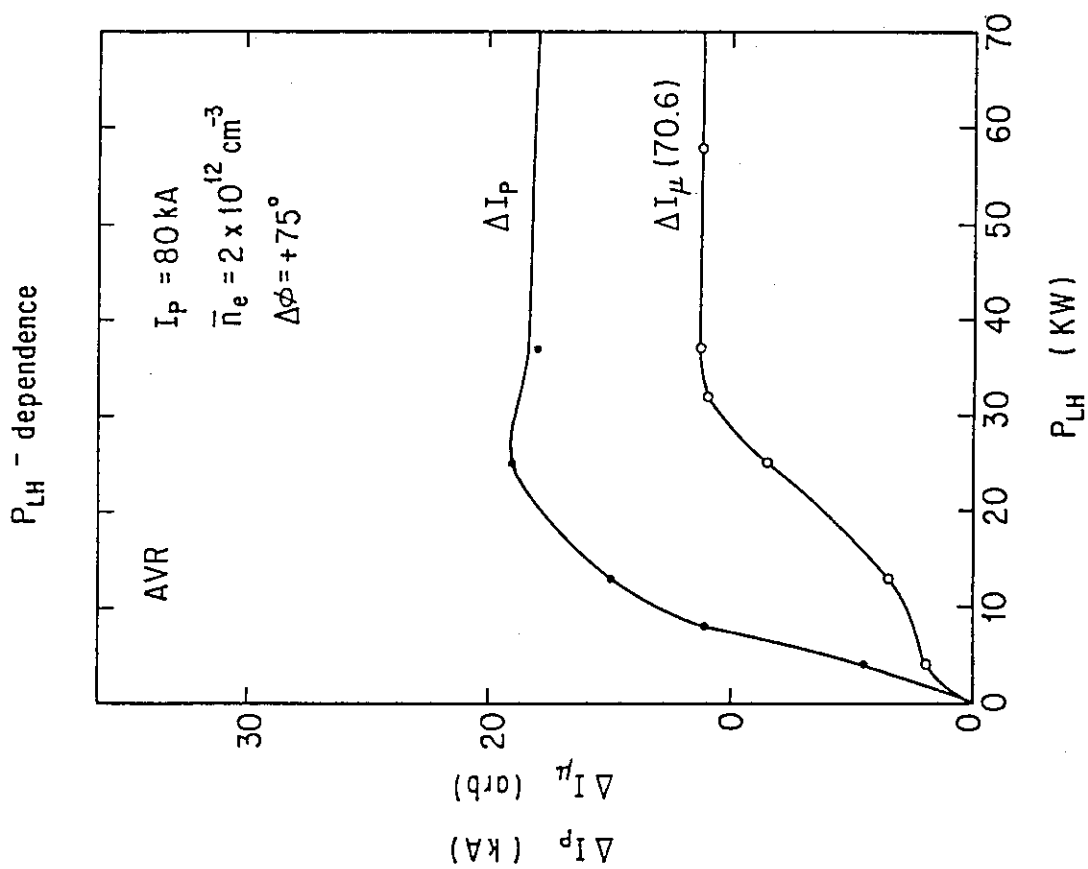


図 3.3.59 電流の増加と ECE 強度の増加の低域混成波入射パワー依存性。

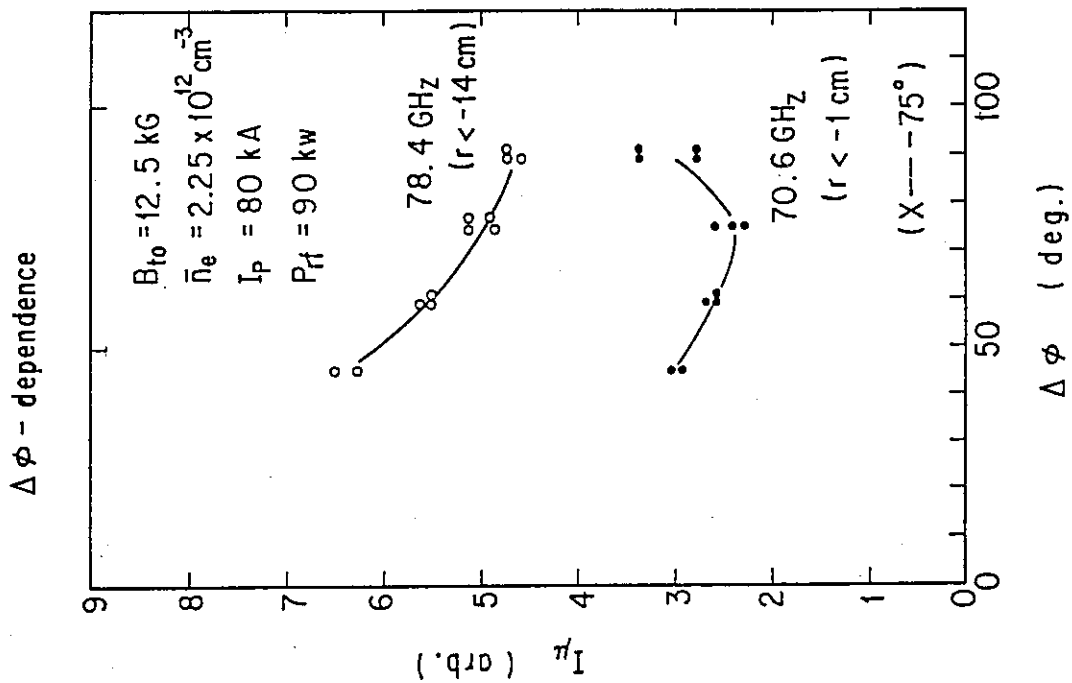


図 3.3.61 ECE 強度  $\Delta\phi$  依存性。

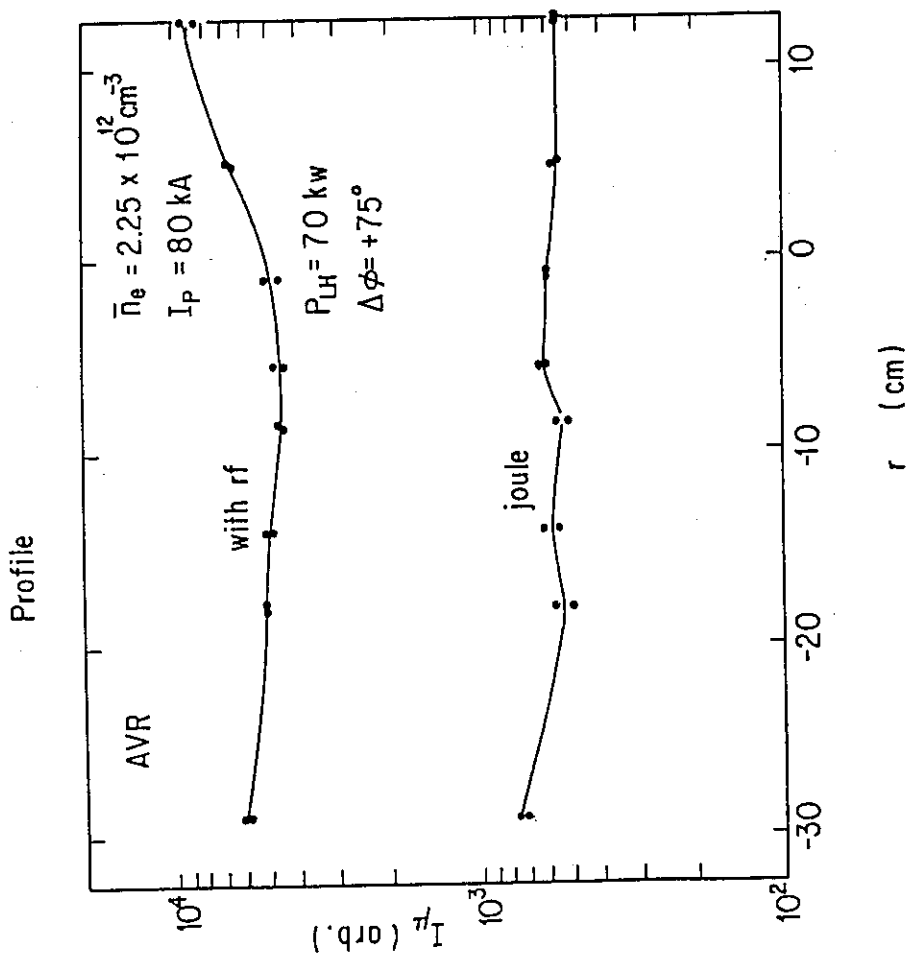


図 3.3.60 ECE 強度の分布。

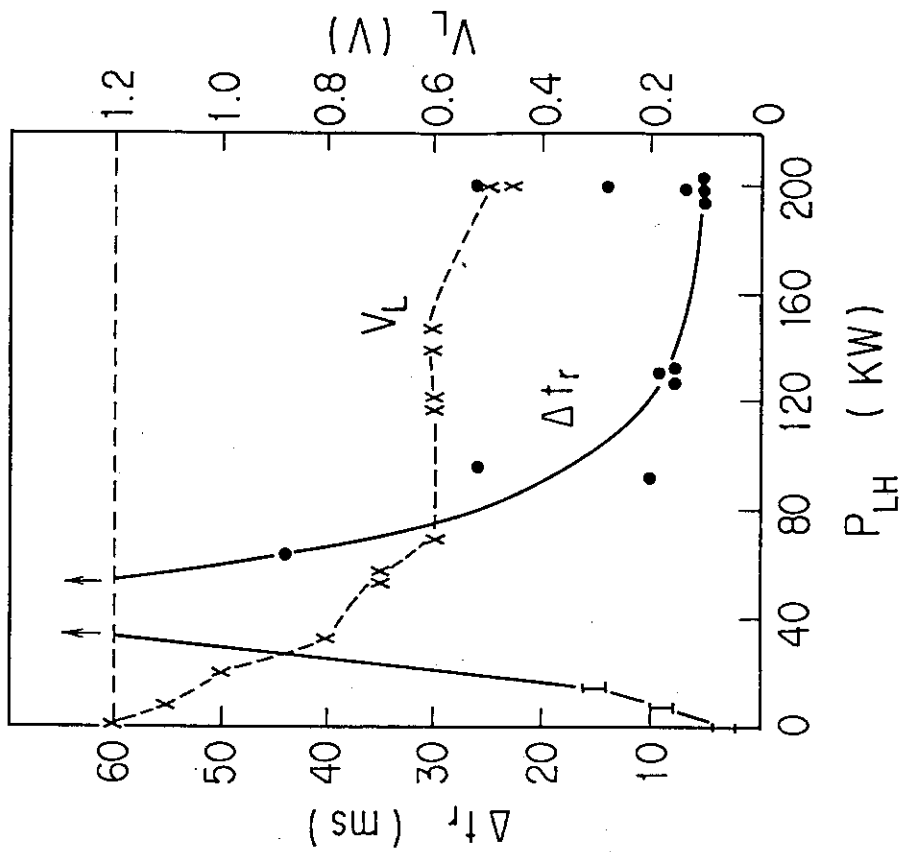


図 3.3.62 緩和振動周期  $\Delta t_r$  とルーブ電圧  $V_L$  の低域混成波入射パワー依存性。

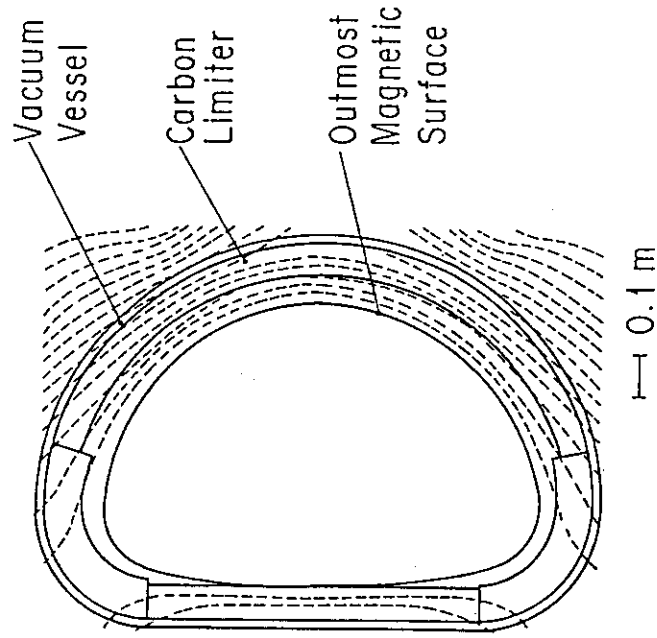


図 3.3.63 JFT-2M トカマクのリミター配位。  $R = 1.31$  m。  
 $a \times b = 0.35$  m  $\times$  0.53 m。  $I_p = 288$  kA。  $B_0 = 1.07$  T。  
 $\kappa = 1.43$ 。  $\delta = 0.58$ 。  $q_a = 3.55$ 。 固定リミタの高さは  
 65 mm。 D 型プラズマは内側の固定リミタの高さは  
 される。 プラズマ体積は 3.65 m<sup>3</sup>。 重水素ガス。

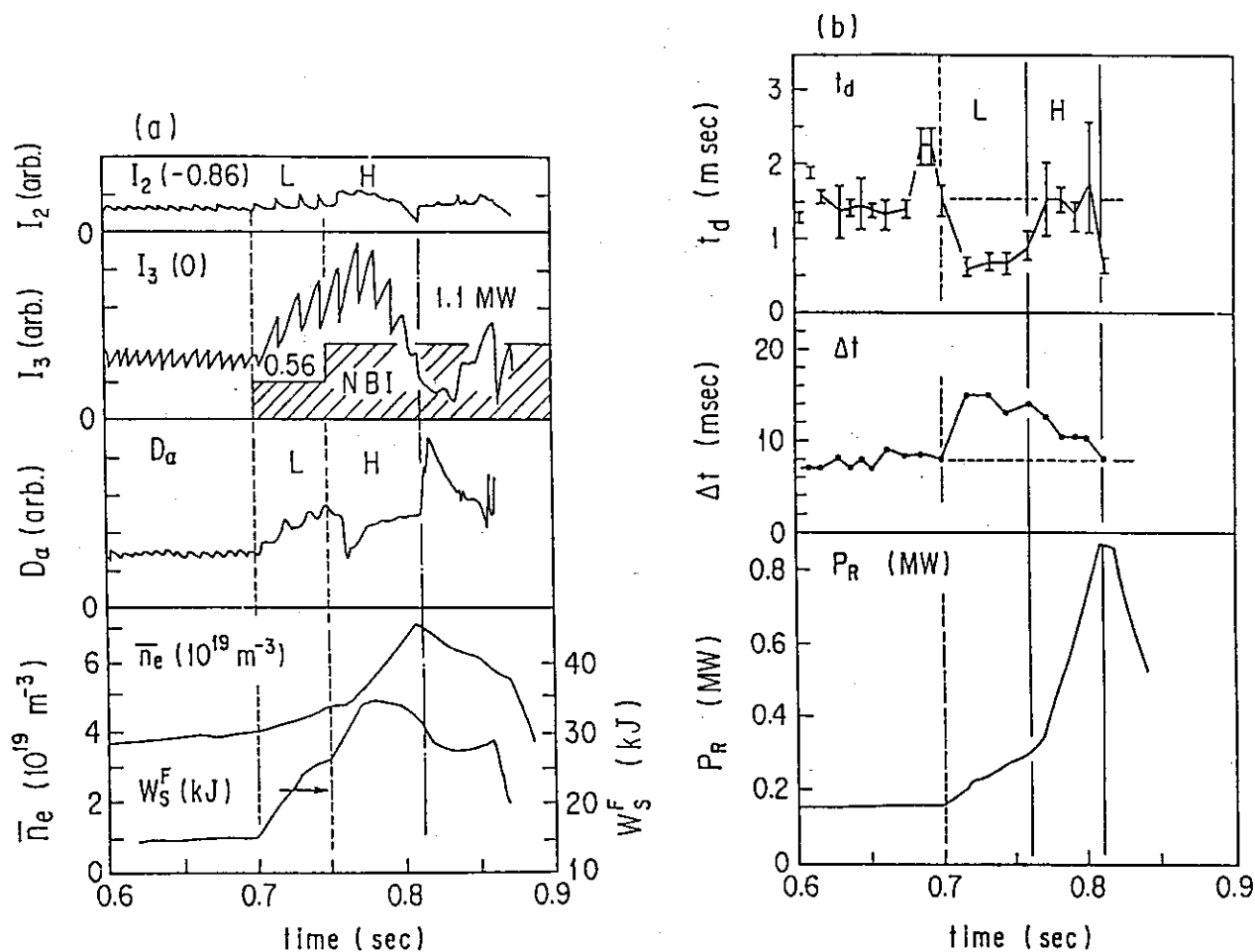


図 3.3.64 リミター配位の放電の時間発展。H モードは、時刻 0.77 s から 0.81 s の間に起きている。前図と同じ配位である。(a)  $I_2$ : 二倍高調波 ECE 強度。  $I_3$ : 三倍高調波 ECE 強度。  $W_S^F$ : 磁場のフィッティングによるプラズマ蓄積エネルギー。(b)  $t_d$ : 熱パルスピークの遅れ時間。  $\Delta t$ : 鋸歯状振動の周期。  $P_R$ : ポロメタ測定による放射パワー。  $P_{NB} = 0.56$  MW ( $t = 0.70 \sim 0.75$  s)  $1.1$  MW ( $t = 0.75 \sim 0.90$  s)。

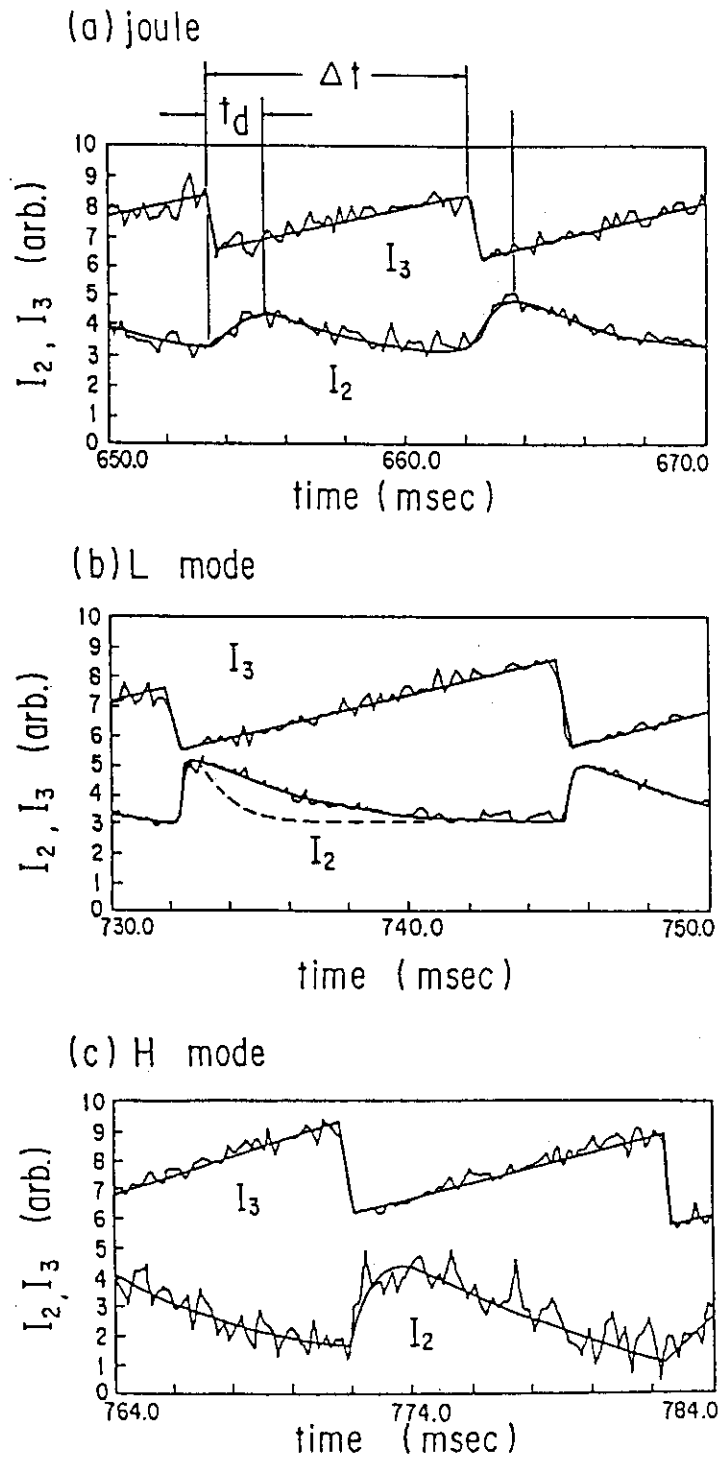


図 3.3.65 鋸歯状振動の波形。(a)ジュール加熱時。(b)Lモード時。(c)リミター配位Hモード時。サンプル時間は0.2msである。

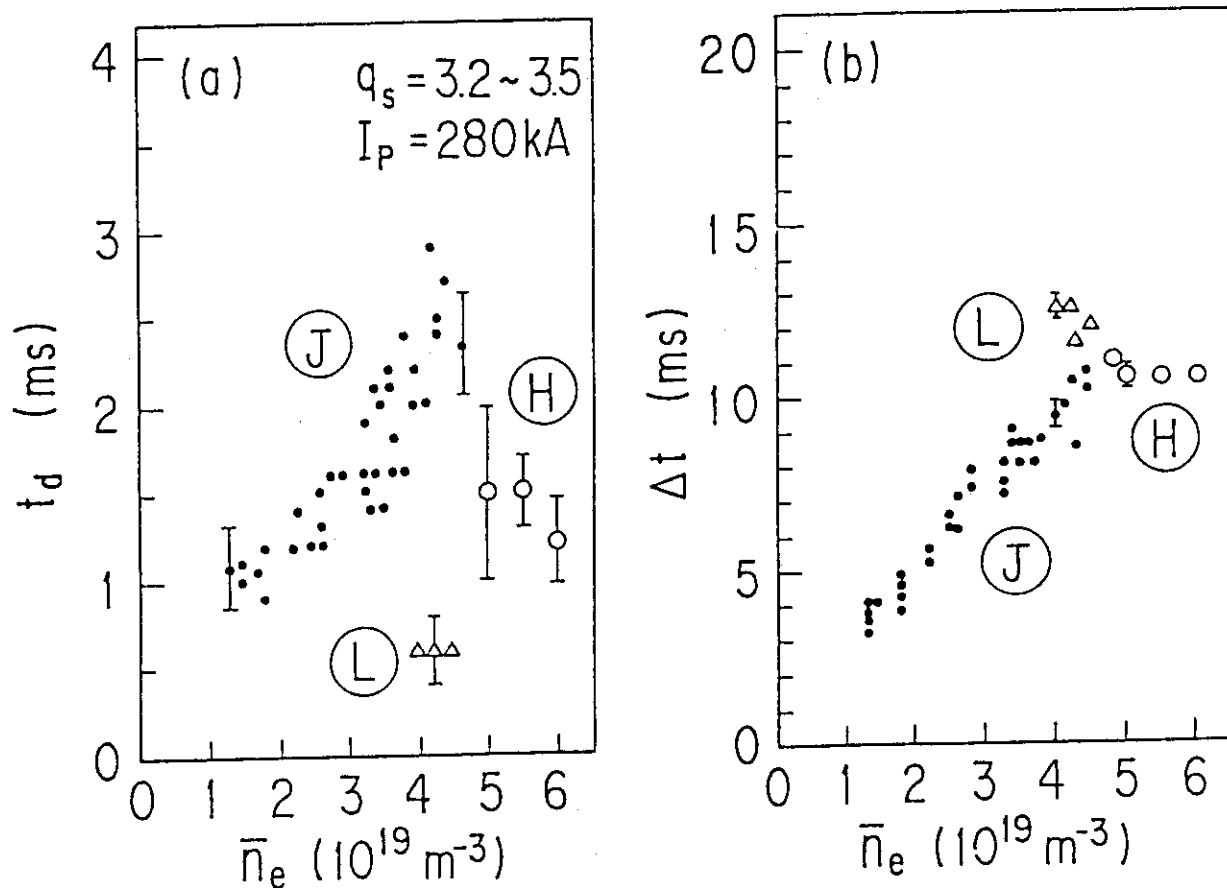


図 3.3.66 熱パルスの遅れ時間  $t_d$  と鋸歯状振動の周期  $\Delta t$  の密度依存性。  $B_0 = 1.07 \text{ T}$ 。  $q_s = 3.2 \sim 3.5$ 。  $I_p = 280 \text{ kA}$ 。  $\kappa = 1.35 \sim 1.37$ 。 J はジュール加熱時, L は L モード時, H は H モード時を表わす。

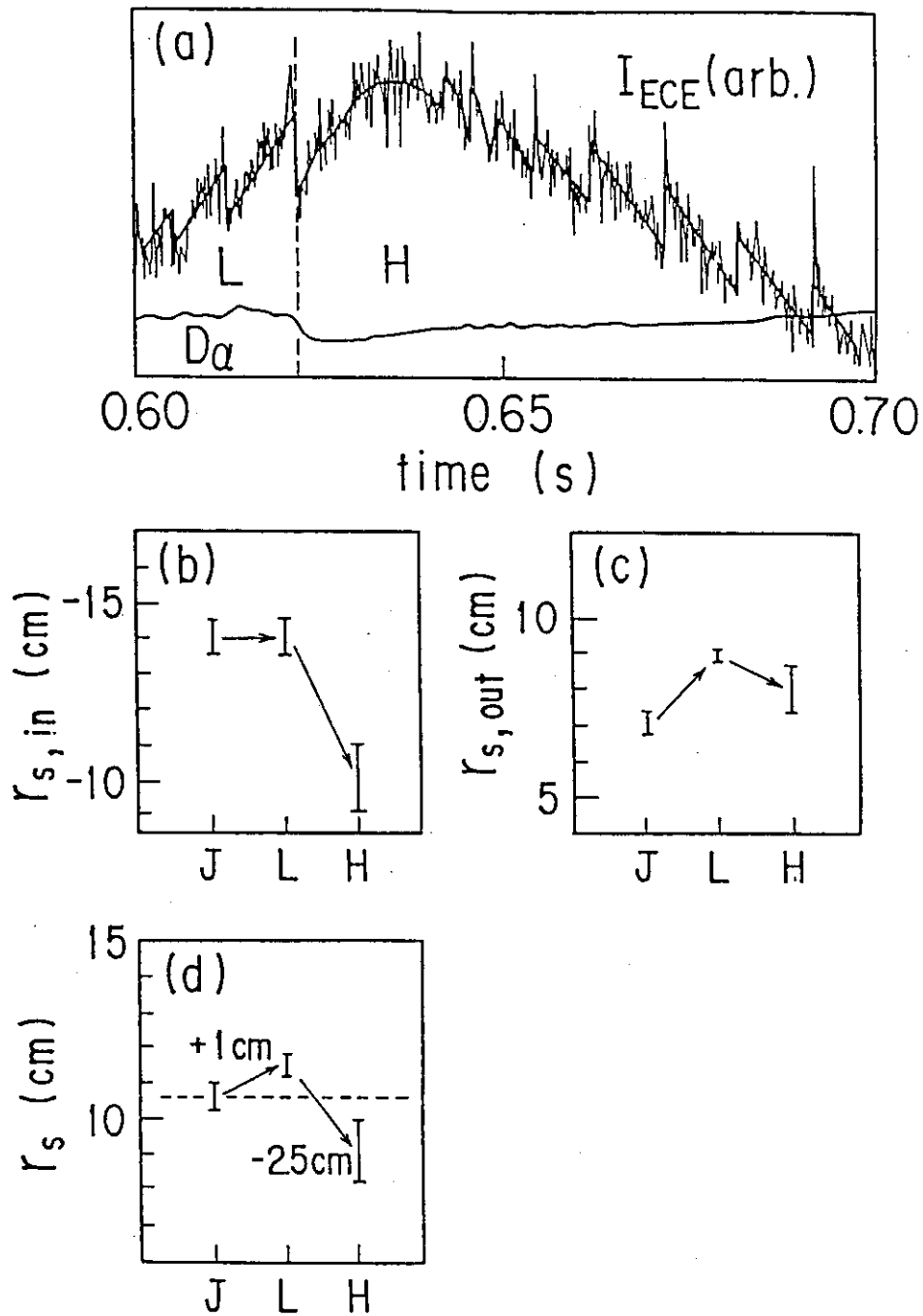


図 3.3.67 鋸歯状振動波形のリミター H モード中の反転と有理面の位置。(a)  $q=1$  有理面の直ぐ内側 ( $r/a=-0.42$ ) からの ECE 信号は  $q=1$  面の縮小により反転する。有理面の内側小半径  $r_{s,in}$ , 外側小半径  $r_{s,out}$ , 平均半径  $r_s$  をそれぞれ図の (b), (c), (d) に示す。J はジュール加熱時, L は L モード時, H は H モード時を表わす。



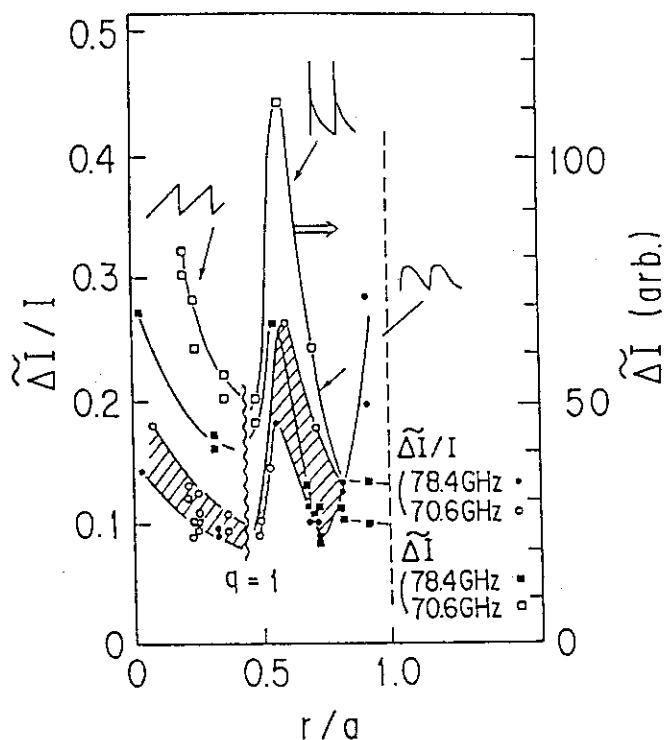


図 3.3.68 ECE 信号に現れた鋸歯状振動の振幅  $\Delta I$  とその全強度に対する割合  $\Delta I/I$  の半径分布。  $B_0 = 1.06 \sim 1.29$  T。  $q_s = 2.75 \sim 3.30$ 。  $I_p = 219$  kA。鋸歯状振動の振幅は、  $q = 1$  面のすぐ外側で非常に大きくなる。鋸歯状振動の振幅の全強度に対する割合は、プラズマ周辺部で大きくなる。

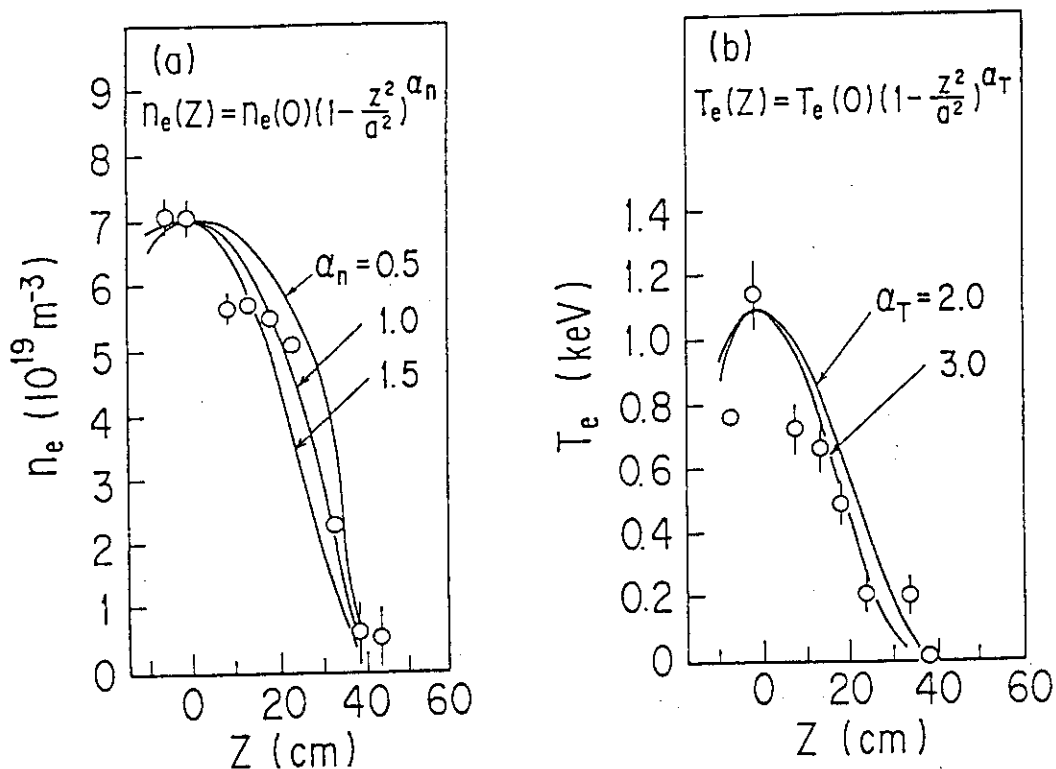


図 3.3.69 H モード中の電子温度分布と電子密度分布のレーザー散乱による測定結果。  
  $I_p = 270$  kA。  $q_s = 2.6$ 。  $\kappa = 1.47$ 。

### 3.4 本章の結論

本章の研究において、トカマクプラズマからの電子サイクロトロン周波数帯の電磁波の放射（電子サイクロトロン放射）について、その物理的性質についてまとめ、その測定に必要な光学厚さ、放射強度などの検討を行い（3.1節）、多チャンネル測定器（ラジオメータ）の製作を行った（3.2節）。この測定器を用い、JFT-2装置およびJFT-2M装置で、トカマクプラズマからの電子サイクロトロン放射の測定を行った（3.3節）。その結果、プラズマの電子温度の空間分布の時間に連続な測定を行うことができた。その結果、ジュール加熱プラズマの電子温度の振舞い、鋸歯状振動、有理面の位置などについて調べることができた。とくに、高効率閉込めモード時の周辺電子温度の振舞いを詳しく調べその特徴付けを行い、また、JFT-2Mリミター配位で発見された新しい閉込めの良いモードも、高効率閉込めモードに他ならないことを同定できた。その結果、高効率閉込めモードの生成には、プラズマ周辺部の高い温度およびその勾配が必要であることを示した。また、この成果から、第2章2.6(3)の電子サイクロトロン加熱による高効率閉込めモード生成制御の着想を得ることができた。

さらに3.3節では、高速電子からの電子サイクロトロン放射について、二成分マクスウェル分布を仮定したモデルで計算を行い、その基本的特徴について明らかにした。そして、低密度のトカマクプラズマからの放射、および、低域混成波による電流駆動時のプラズマからの放射の測定を行い、高速電子からの電子サイクロトロン放射の振舞いについて明らかにした。この成果が、低域混成波による高速電子に電子サイクロトロン波を結合させるという2.6.3(2)節の成果に繋がった。

また、3.3.6節では、電子サイクロトロン放射に現れた鋸歯状振動に伴う熱パルスの測定から、JFT-2Mで発見されたリミター配位の高効率閉込めモード時の熱パルスの伝播の測定を行い、高効率閉込めモード時には、伝播速度が遅くなっていることを初めて見出し、熱伝導係数の改善を直接示すことができた。

以上の研究により、電子サイクロトロン周波数帯の高周波によるトカマクプラズマの測定・診断技術を確立し、また、トカマクプラズマの測定を行い、プラズマの性質を明らかにでき、この方法は、将来のトカマクプラズマ診断に基本的な重要性を持つことを明らかにできた。

## 4. 結 語

本論文は、電子サイクロトロン周波数帯の高周波によるトカマクプラズマの加熱と診断の実験研究についてまとめ、同時に、その将来にわたる有効性ならびに重要性を示すものである。

第2章には、トカマクプラズマの電子サイクロトロン加熱についてまとめた。JFT-2装置では、周波数 28 GHz・200 kW の基本波を正常波、および異常波およびそれらの混合波として入射し、それまで明らかでなかった電子サイクロトロン加熱の基本特性について明らかにした (2.3 節)。この実験は、その当時 (1980 年) に初めて開発された発振管 (ジャイロトロン) を用いることができたため可能となった。この実験は、ジャイロトロンの本家であるソビエト連邦を除けば、ISX-B とともに、本格的なトカマクプラズマの電子サイクロトロン加熱の始まりであった。この実験では、理論の予測どおりに、異常波の斜め伝播が最大の中心加熱をもたらした。また、異常波の高ハイブリッド共鳴層での静電波 (電子バーンシュタイン波) へのモード変換を考慮することにより、電子温度のプラズマ諸量に対する依存性は説明できることをプラズマの分散関係式を用いた数値計算で示した。この実験の成功により、国内外の電子サイクロトロン加熱関連の研究が加速され、米国においては、後のダブレットⅢトカマクの電子サイクロトロン加熱実験につながった。ダブレットⅢでは、60 GHz 基本波の電子サイクロトロン加熱がおこなわれ、筆者も原研チームの電子サイクロトロン加熱担当としてその実験に参加した (1982 年および 1984 年) (2.4 節)。この実験では、周波数が高くなった結果、理論どおりに JFT-2 よりも高い密度での加熱に成功した。

以上の JFT-2 およびダブレットⅢの経験をもとに、JFT-2 M 用の 60 GHz・200 kW の電子サイクロトロン加熱装置の設計・製作を行った (1985 年, 2.5 節)。このような高周波・大出力のマイクロ波発振装置の製作は、原研およびメーカーにとって初めての経験であったため、とくに立体回路系に関しては詳細な検討を行う必要があった。そのため、プラズマ内を伝播する電磁波モードの偏波と入射する波の偏波を適合させるためのモード変換器の最適化等の解析を初めて行い、解析どおりの良い特性を得て、マイクロ波の伝送系を完成させた。その後、段階的な増力を行い、現在では (1988 年)、400 kW・100 ms の発振が可能である。来年は 500 ms への長パルス化を行う。ジャイロトロンとしては、すでに連続発振可能なものを発注済みである。

さて、この装置は、異常波、正常波のいずれのモードの入射も可能であり、その方式は、国際協力トカマク炉 (INTOR) の設計検討にも取入れられ、プラズマ加熱の教科書にも引用されるなど、その後の電子サイクロトロン加熱装置の標準となりつつある。

この装置を用いた、JFT-2 M での電子サイクロトロン加熱実験の主な成果としては、まず、低域混成波による電流駆動と電子サイクロトロン加熱の組み合わせ実験を行い、電子サイクロトロン加熱によりプラズマ電流を駆動することに成功した。駆動電流のトロイダル磁場依存性は、高速電子が相対論的な電子サイクロトロン共鳴で波動と相互作用していることを示した。これは、高エネルギー電子を、電子サイクロトロン共鳴により選択的に加熱することにより、クーロン衝突による緩和を少なくし、かつ電子の速度分布関数を非対称にすることによって、電流駆動を改善

することができるという理論を世界で初めて実証したものである。バルク電子に対する電子サイクロトロン共鳴層がプラズマの外にあるという条件でも高速電子を加熱することができる。この成果は、電子サイクロトロン加熱は、電子サイクロトロン共鳴層位置による空間的に局所的な加熱のみならず、共鳴条件を選ぶことにより、速度空間的にも局所的な加熱手段となりうることを初めて示したものである。また、このスキームによる電子サイクロトロン波による電流駆動は、捕捉電子を作りにくいという特長をもつと考えられるため、将来の高温プラズマにおけるプラズマ中心部での電流駆動に主流となりうる方法であると考えられる。

また、空間的に局所的な加熱ができるということを端的に示す結果として、プラズマ中心部の加熱により、JFT-2Mでの電子温度の最高記録である2800万度を得ることができたことが挙げられる。

1982年に西独ASDEXトカマクのダイバーター配位で中性粒子加熱時に、加熱入力のしきい値以上で、エネルギー閉込め時間が二倍程度突然良くなる放電の遷移、すなわち高効率閉込めモード(Hモード)が見出だされ、その説明は以後トカマク閉込め研究の中心的課題となっている。JFT-2Mで電子サイクロトロン加熱の特徴である空間的な加熱の局所性を利用してプラズマ周辺部の電子加熱を行ったところ、電子サイクロトロン加熱で世界で初めて高効率閉込めモードの生成に成功した(1986年)。この実験解析の結果、高効率閉込めモードは、プラズマ中心部で起きる機構ではなく、周辺部に関連する機構であること、周辺部の電子加熱によって高効率閉込めモードが生成されることが初めて明確に示された。また、周辺部を局所的に加熱することにより少ない加熱入力で効率良く高効率閉込めモードが生成されることを明らかにした。これらの成果は、将来高効率閉込めモードの生成制御に電子サイクロトロン加熱が重要な役割を果たし得ることを示すものであるとともに、プラズマ周辺部の加熱制御で高効率閉込めモードが制御しうることを初めて明確に示したものである。

第3章には、電子サイクロトロン放射によるプラズマ診断についてまとめた。電子サイクロトロン放射は、プラズマ中の電子が磁場に巻きついて軌道が曲げられることによりおきる電磁波の放射である。プラズマの電子温度密度が十分に大きくなると、電子サイクロトロン放射は、黒体ふく射となり、放射強度は電子温度に比例する(3.1節)。このため、プラズマ電子温度計測に利用できる。このため、電子サイクロトロン放射測定器の設計製作を行い(1981年, 3.2節)、トカマクプラズマからの電子サイクロトロン放射を測定した。JFT-2では、とくに、低域混成波による電流駆動プラズマの高エネルギー電子からの放射を調べ、波動と電子の結合の、波動の位相速度やプラズマ諸量に対する依存性を明らかにすることができた(1983年)。

電子サイクロトロン放射による電子温度計測が、時間に連続であるという利点を用い、JFT-2Mでは、とくに、高効率閉込めモード時の周辺電子温度およびその勾配の振舞いを多チャンネル分布計測で詳細に計測した。その結果、高効率閉込めモードは、内部崩壊によるプラズマ周辺部の高温時に引き起こされることを確認し、さらに高効率閉込めモードの生成にとって、種々のプラズマ配位および加熱法の如何にかかわらず周辺電子温度を上げることが本質的であることを明らかにした。これらの結果は、高効率閉込めモードに対する理論、すなわち、周辺温度の上昇によるプラズマ閉込めの分岐(バイファケーション)、あるいはシア(磁力線のねじれの度合い)の増大によるプラズマ周辺部の磁気流体不安定性の抑制という理論を支持するものである。また、

JFT-2Mのリミター配位で発見された新しい閉込めの良い現象では、プラズマ周辺部の電子温度の振舞いが、ダイバーター配位の高効率閉込めモード時と同様であることを見出だし、この新しい現象は、高効率閉込めモードそのもの（リミターHモード）であるとの同定を行った（1986年）。

さらに高効率閉込めモード中の熱パルスの伝播を電子サイクロトロン放射量の空間的・時間的变化を同時に追跡することで測定し、高効率閉込めモード中には、熱パルスの伝播速度が遅くなっていることを初めて見出した（1987年）。この事実は、高効率閉込めモードでプラズマの熱伝導係数が改善されていることを示す唯一の直接的検証となっている。以上のように、電子サイクロトロン放射測定により、高効率閉込めモード現象の特徴、閉込め改善について明らかにすることができた。

以上のように、本研究において、電子サイクロトロン周波数帯の波動を用いたトカマクプラズマの加熱と診断は、核融合研究に不可欠の手段であることが明らかにされた。今後その重要性はますます高まるものと考えられる。本研究などの成果により、現在、電子サイクロトロン加熱は、さらに高い周波数が必要とされる段階に至り、周波数110～140 GHz、単管出力0.5 MWのもの開発が国内外で進められている。また、本論文2.8節で紹介したように、自由電子レーザーを用いた周波数140～250 GHzの電子サイクロトロン加熱実験も1989年から開始される予定である。このように、トカマクプラズマの電子サイクロトロン加熱の研究は、さらに新しい段階に入ろうとしている。また、これに伴い、電子サイクロトロン放射測定の周波数も高くなりつつあり、今後200～300 GHz帯のマイクロ波技術の活用が必要になってくるものと考えられる。

## 謝 辞

本研究をまとめるにあたり、御指導と御鞭撻を賜りました東京大学時代からの恩師東京大学工学部原子力工学科井上信幸教授に深い感謝の意を表します。また、大学時代に核融合研究の御指導を頂きました指導教授であられた内田岱二郎名古屋大学プラズマ研究所所長にも心から御礼申し上げます。

本研究は、その殆どが日本原子力研究所核融合研究部プラズマ実験研究室に於いて行なわれたものです。著者にこの研究の道を開いてくださり、御指導頂きました日本原子力研究所の田中裕二氏、また、この間御鞭撻を頂きました日本原子力研究所の磯康彦、小幡行雄、田中正俊、吉川允二、田村早苗、船橋昭昌及び前田彦祐の諸氏に対し心から感謝の意を表します。

また、終始御指導御協力を頂きました山本巧氏をはじめ、プラズマ実験研究室の諸氏の御協力無しには、この研究の遂行は出来るものではありませんでした。これらの方々に対し心より感謝致します。さらに、装置技術管理室の諸氏の方々の多大の御援助に対して心より御礼申し上げます。

最後に、この論文をまとめるにあたり、家庭的な面で終始支えてくれた妻京子に心から感謝します。

## 文 献

## 第2章

## [2.1 節]

- [1] L.A. アルツィモビチ, “プラズマ閉込めとトカマク” 東京図書 (1972).
- [2] L. Spitzer, Jr., “Physics of Fully Ionized Gases”, Interscience, New York (1962).
- [3] 宮本建郎, “核融合のためのプラズマ物理” 岩波書店 (1976).
- [4] M.S. Chu, R.W. Harvey, P.A. Politzer and T. Yamagishi, Nucl. Fusion 25 (1985) 835.
- [5] T.H. Stix, “The theory of Plasma Waves”, McGraw-Hill Book Co., (1962) Chapter 1 & 9.
- [6] G. Bekefi, “Radiation Processes in Plasmas”, John Wiley and Sons, Inc. (1966).
- [7] O. Eldride, Phys. Fluids 15 (1972) 676.
- [8] S.P. Kuo and B.R. Cheo, Phys. Fluids 24 (1981) 784.
- [9] V.V. Alikeev, G.A. Bobrovskii, M.M. Ofitserov, V.I. Poznyak and K.A. Razumova, JETP Lett. 15 (1972) 27.
- [10] V.V. Alikeev, G.A. Bobrovskij, V.I. Poznyak, K.A. Razumova and Yu.A. Sokolov, Fifth Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo (1974) paper CN33/A9-4.
- [11] V.V. Alikeev, G.A. Bobrovskii, V.I. Poznyak, K.A. Razumova, V.V. Zannikov et al., Sov. J. Plasma Phys. 2 (1976) 212.
- [12] V.E. Golant, M.M. Larionov, L.S. Levin, L.P. Pakhomov, K.A. Podushnikove et al., Sixth European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow, vol.1 p.587 (1973).
- [13] D.G. Bulyginsky, V.E. Golant, M.M. Larionov, L.S. Levin, N.V. Shustova et al., Proc. Second Joint Grenoble-Varenna International Symposium, Italy (1980) 187.
- [14] R.M. Gilgenbach, M.E. Read, K.E. Hackett, R. Lucey, B. Hui et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 647.

## [2.2 節]

- [1] K. Hoshino, T. Yamamoto, A. Funahashi, N. Suzuki, T. Matoba et al., J. Phys. Soc. Jpn. 54 (1985) 2503.
- [2] K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, T. Shibata and T. Shibuya, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 85-169 (1985).

[ 3 ] E. Ott, B. Hui and K.R. Chu, Phys. Fluids 23 (1980) 1031.

[2.3 節]

- [ 1 ] K. Hoshino, T. Yamamoto, A. Funahashi, N. Suzuki, T. Matoba et al., J. Phys. Soc. Jpn. 54 (1985) 2503.
- [ 2 ] K. Hoshino, T. Yamamoto, A. Funahashi, N. Suzuki, T. Yamauchi et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-memo 57-195 (1982).
- [ 3 ] R.J. LaHaye, C.P. Moeller, A. Funahashi, T. Yamamoto, K. Hoshino et al., Nucl. Fusion 21 (1981) 1425.
- [ 4 ] C.P. Moeller, V.S. Chan, R.J. LaHaye, R. Prater, T. Yamamoto et al., Phys. Fluids 25 (1982) 1211.
- [ 5 ] R. Prater and C.P. Moeller, Proc. of Third Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. on Heating Toroidal Plasmas (1982) 635.
- [ 6 ] N. Suzuki, T. Imai, N. Fujisawa, M. Maeno, T. Yamamoto et al., Proc. 8th Int. Conf. of Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Brussels, vol.2 (1980) 525.
- [ 7 ] Y. Shimomura, N. Suzuki, S. Yamamoto, M. Maeno, K. Ohasa et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 9065 (1980).
- [ 8 ] I. Fidone, G. Granata, R. Mayer, E. Jornada, R. Schneider et al., Phys. Fluids 23 (1980) 1336.
- [ 9 ] B. Hui, E. Ott, P. Bonoli and P. Guzder, Nucl. Fusion 21 (1981) 339.
- [10] S. Tanaka, T. Cho, M. Nakamura, S. Nakao, T. Kubo et al., Proc. 3rd Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. on Heating Toroidal Plasmas (1982) 733.
- [11] T. Yamamoto, T. Imai, M. Shimada, N. Suzuki, M. Maeno et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 716.
- [12] O. Eldridge, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL/TM-7503 (1980).
- [13] V. Chan, S. Chiu, J. Hsu and S. Wong, Nucl. Fusion 22 (1982) 787.
- [14] K. Ohkubo, S. Takamura, K. Kawahata, T. Tetsuka, K. Matsuura et al., Nucl. Fusion 22 (1982) 203.
- [15] V. Alikae, Yu. Arsentiev, A. Bagdasarov, E. Berezovskij, A. Borshegovskij et al., in 10th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1984) paper IAEA-CN-44/F-I-1.
- [16] S. Hirshman, R. Hawrylak and B. Birge, Nucl. Fusion 17 (1977) 611.
- [17] A. Mense, Univ. of Wisconsin Report FDM71 (1973).
- [18] W. Smyth, "Static and Dynamic Electricity", McGraw-Hill Book Co., Inc. (1950) Chapter 8.
- [19] T.H. Stix, "The Theory of Plasma Waves", McGraw-Hill Book Co., (1962).
- [20] B. McVey, Ph.D Thesis, Univ. of Wisconsin Report PLP755 (1978), Nucl. Fusion 19



(1979) 461.

- [21] S. Weinberg, Phys. Rev. 126 (1962) 1899.
- [22] I.B. Bernstein, Phys. Fluids 18 (1975) 320.
- [23] T.H. Stix, Phys. Rev. Lett. 15 (1965) 878.
- [24] J. Preinhaelter and V. Kopecky, J. Plasma Phys. 10 (1973) 1.
- [25] M. Bornatici, F. Engelmann, C. Mardi and V. Petrillo, Plasma Phys. 23 (1981) 229.

#### [2.4 節]

- [1] R. Prater, C.P. Moeller, S.H. Lin and Doublet III Physics Group and K. Hoshino and JAERI Physics Group, Proc. Fifth Topical Conf. on Radio Frequency Plasma Heating, Wisconsin (1983) 41.
- [2] General Atomic Company Report GA-A 16816 UC20 (1982).
- [3] C.P. Moeller, R. Prater and S.H. Lin, Proc. Fifth Topical Conf. on Radio Frequency Plasma Heating, Wisconsin (1983) 45.

#### [2.5 節]

- [1] K. Hoshino, H. Kawashima, K. Hata and T. Yamamoto, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 83-148 (1983).
- [2] K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, T. Shibata and T. Shibuya, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 85-169 (1985).
- [3] M. Sugihara, T. Okazaki, H. Kimura, T. Imai, K. Hoshino et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 85-076 (1985).
- [4] 高村秀一, “プラズマ加熱基礎論” 名古屋大学出版会 (1986) 第10章.
- [5] S. Chandrasekhar, “Radiative Transfer”, Dover Publications Inc., (1960) Chap.1.
- [6] M. Bornatici, O. Barbieri and F. Engelmann, Nucl. Fusion 23 (1983) 1153.
- [7] C.P. Moeller, General Atomics Report GA-A16690 (1982).
- [8] R. Prater and C.P. Moeller ibid. GA-A16816, UC20 (1982).
- [9] 小口文一, “マイクロ波ミリ波回路”, 丸善 (1964).
- [10] C.P. Moeller, Int. J. Electronics 53 (1982) 587.
- [11] S.A. Schelkunoff, Bell System Technical J. 31 (1952) 784.
- [12] S.P. Morgan, ibid. 36 (1957) 1209.
- [13] H.G. Unger, ibid. 37 (1958) 899.

#### [2.6 節]

- [1] 荘司, 小田島, 森, 鈴木, 星野 他, Japan Atomic Energy Research Institute Report

- JAERI-M 83-194 (1983).
- [2] T. Shoji, A. Funahashi, K. Hoshino, S. Kasai, T. Kawakami et al., Proc. 11th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Aachen, 1983, Vol.7D part 1, p.55.
  - [3] K. Hoshino, T. Yamamoto, N. Suzuki, Y. Uesugi, H. Kawashima et al., Proc. 12th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Budapest, 1985, Vol.9F part 2, p.184.
  - [4] K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, Y. Uesugi, S. Kasai et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 86-076 (1986).
  - [5] T. Yamamoto, K. Hoshino, H. Kawashima, Y. Uesugi, M. Mori et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 2220.
  - [6] N.J. Fisch and A.H. Boozer, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 720.
  - [7] N.J. Fisch, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 873.
  - [8] O.C. Eldridge, Oak Ridge National Lab. Report ORNL/TM7503 (1980).
  - [9] I. Fidone, G. Giruzzi, G. Granata and R.L. Meyer, Phys. Fluids 27 (1984) 2468.
  - [10] Y. Uesugi, K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, S. Kasai et al., Nucl. Fusion 25 (1985) 1623.
  - [11] J.Y. Hsu, C.S. Liu, R. Prater and S.H. Lin, General Atomic Report GA-A17731 (1984).
  - [12] K. Hoshino, T. Yamamoto, N. Suzuki, H. Kawashima, S. Kasai, et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 87-096 (1987).
  - [13] K. Hoshino, T. Yamamoto, N. Suzuki, H. Kawashima, S. Kasai, et al., Nucl. Fusion 28 (1988) 301.
  - [14] K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, S. Kasai, T. Matsuda, et al., Phys. Lett. A 130 (1988) 26.
  - [15] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1408.
  - [16] S. Kaye, M. Bell, K. Boll, et al., Proc. 11th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Aachen, 1983, Vol.7D, part 1, p.19.
  - [17] M. Nagami, M. Kasai, A. Kitsunozaki, et al., Nucl. Fusion 24 (1984) 183.
  - [18] K. Odajima, A. Funahashi, K. Hoshino, S. Kasai, T. Kawakami, et al., Proc. 11th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Kyoto, 1986, Vol.1, p. 151.
  - [19] S. Sengoku and the JFT-2M Team, J. Nucl. Mater. 145/147 (1987) 556.
  - [20] A. Tanga, D. Bartlett, K. Behringer, et al., Proc. 11th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Kyoto, 1986, Vol.1, p.65.
  - [21] M. Keilhacker, G.von Gierke, E. Müller, et al., Plasma Phys. Controlled Fusion 28 (1986) 29.
  - [22] K. Steinmetz, J. Noterdaeme, F. Wagner, et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 124.
  - [23] H. Matsumoto, T. Ogawa, H. Tamai, K. Odajima, M. Hasegawa, et al., Nucl. Fusion 27

- (1987) 1181.
- [24] K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, T. Yamauchi, Y. Uesugi, et al., J. Phys. Soc. Jpn. **56** (1987) 1750.
- [25] K. Hoshino, K. Odajima, T. Yamamoto, N. Suzuki, H. Kawashima, et al., Phys. Lett. A **124** (1987) 299.
- [26] S. Sengoku, A. Funahashi, M. Hasegawa, K. Hoshino, S. Kasai, et al., Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 450.
- [27] F. Wagner, M. Keilhacker and the ASDEX and NI Teams, J. Nucl. Mater. **121** (1984) 103.
- [28] H. Murmann and M. Huang, Plasma Phys. Controlled Fusion **27** (1985) 103.
- [29] F. Wagner, R. Bartiromo, G. Becker, et al., Nucl. Fusion **25** (1985) 1490.
- [30] F.L. Hinton, Nucl. Fusion **25** (1985) 1457.
- [31] K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, T. Shibata and T. Shibuya, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 85-169 (1985).
- [32] F.L. Hinton, M.S. Chu, R.R. Dominguez et al., Proc. 10th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, London, 1984, Vol.2, p.3.
- [33] T. Ohkawa, M. Chu, F. Hinton et al., Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 2101.
- [34] K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 89-038 (1989).
- [35] J. Lohr, B. Stallard, R. Prater et al., Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2630.
- [36] H. Tamai, T. Ogawa, H. Matsumoto et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 89-036 (1989).
- [37] V. Alikae, A. Bagdasarov, N. Vasin et al., Sov. J. Plasma Phys. **13** (1987) 1.
- [38] V. Strelkov, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988 (Proc. 12th Int. Conf. Nice 1988), E-1-1.
- [39] R. Prater, N. Brooks, K. Burrell et al., *ibid* E-1-2.
- [40] B. Stallard, D. Content, R. Groebner et al., General Atomics Report GA-A 19349 (1989).
- [41] V. Alikae, A. Bagdasarov, E. Berezovskii et al., Plasma Phys. and Cont. Fusion **29** (1987) 1285.
- [40] A. Ando, K. Ogura, H. Tanaka et al., Nucl. Fusion **26** (1986) 107.
- [43] H. Tanaka, A. Ando, K. Ogura et al., Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2220.

## [2.8 節]

- [1] A.A. Andronov, V.A. Flyagin, A.V. Gaponov, A.L. Gol'denberg, M.I. Petelin, et al., Infrared Phys. **18** (1978) 358.
- [2] "The Free-Electron Laser Program", Energy and Technology Review, Lawrence

Livermore National Laboratory, December (1986).

- [3] 大麻, 小川, 星野, 岸本, 志甫, 前田, "MTX 加熱実験計画", 日本物理学会年会予稿集 p. 116 (1988).
- [4] W. Nevins, T. Rognlien and B. Cohen, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 60.
- [5] K. Thomassen ed., Lawrence Livermore National Laboratory Report LLL-PROP-00202 (1986) "Free Electron Laser Experiment in Alcator C".

### 第3章

#### [3.1 節]

- [1] G. Bekefi, "Radiation Processes in Plasmas", John Wiley and Sons Inc., New York (1966).
- [2] W.K.H. Panofsky and M. Phillips, "Classical Electricity and Magnetism", 2nd Ed., Addison-Wesley Publishing Co. (1962) Chap. 20.
- [3] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, "The Classical Theory of Fields", Addison-Wesley Reading Mass. (1951).
- [4] J.D. Jackson, "Classical Electrodynamics", John Wiley and Sons, New York (1962).
- [5] L. Oster, Phys. Rev. 119 (1960) 1444.
- [6] F. Engelmann and M. Curatoro, Nucl. Fusion 13 (1973) 497.
- [7] M. Bornatici, R. Cano, O. Barbieri and F. Engelmann, Nucl. Fusion 23 (1983) 1153.
- [8] V. Pakhomov, V. Aleksin and K. Stepanov, Sov. Phys. Tech. Phys. 6 (1962) 856.

#### [3.2 節]

- [1] M.A. Heald and C.B. Wharton, "Plasma Diagnostics with Microwaves", John Wiley and Sons Inc., New York (1965) Chap. 9.

#### [3.3 節]

- [1] W.J. Goedheer and E. Westerhof, Nucl. Fusion 28 (1988) 565.
- [2] B.B. Kadomtzev, Sov. J. Plasma Phys. 1 (1975) 389.
- [3] G.L. Jahns, M. Soler, B.V. Waddel, J.D. Callen and H.R. Hicks, Nucl. Fusion 18 (1978) 609.
- [4] M.A. Dubois and A. Samain, Nucl. Fusion 20 (1980) 1101.
- [5] C. Mercier, Sov. J. Plasma Phys. 9 (1983) 82.
- [6] D.J. Ward, Joint European Torus Report JET-P (87) 51 (1987).

- [ 7 ] K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, T. Yamauchi, Y. Uesugi, et al., J. Phys. Soc. Jpn. 56 (1987) 1750.
- [ 8 ] K. Hoshino, K. Odajima, T. Yamamoto, N. Suzuki, H. Kawashima, et al., Phys. Lett. A 124 (1987) 299.
- [ 9 ] K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, T. Yamauchi, T. Shoji, et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-memo 63-290 (1988).
- [10] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1408.
- [11] F. Wagner, G. Fussmann, T. Grave, M. Keilhacker, M. Kornherr, et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1453.
- [12] F. Wagner, R. Bartiromo, G. Becker, H. Bosch, A. Eberhagen, et al., Nucl. Fusion 25 (1985) 1490.
- [13] F. Hinton, M. Chu, R. Dominguez, R. Harvey and L. Lao, Proc. 10th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, London, 1984, Vol.2, p.3.
- [14] F. Hinton, Nucl. Fusion 25 (1985) 1457.
- [15] T. Ohkawa, M. Chu, F. Hinton, C. Liu and Y. Lee, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2101.
- [16] N. Ohyabu and J. Lee, Nucl. Fusion 26 (1986) 593.
- [17] J. Lee and M. Chu, Nucl. Fusion 24 (1984) 1360.
- [18] C. Bishop, Nucl. Fusion 26 (1986) 1063.
- [19] K. Odajima, A. Funahashi, K. Hoshino, S. Kasai, T. Kawakami, et al., Proc. 11th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Kyoto, 1986, Vol.1, p. 151.
- [20] H. Murmann and M. Huang, Plasma Physics and Controlled Fusion 27 (1985) 103.
- [21] M. Bornatici, R. Cano, O. De Barbieri and F. Engelmann, Nucl. Fusion 23 (1983) 1153.
- [22] K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, T. Shibata and T. Shibuya, Japan Atomic Energy Institute Report JAERI-M 85-169 (1985).
- [23] S. Braginskii, "Reviews of Plasma Physics", Ed. by M. Leontovich, Consultants Bureau, New York, Vol.1 (1965) p.205.
- [24] J.D. Callen, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1540.
- [25] S. Ito and K. Ito, Phys. Rev. Lett. 22 (1988) 2276.
- [26] T. Hahm and P. Diamond, Phys. Fluids 30 (1987) 133.
- [27] I. Fidone, G. Granata and R.L. Meyer, Plasma Phys. 22 (1980) 261.
- [28] I. Fidone, G. Granata, R.L. Meyer, E.H. Jornada, R.S. Schneider, et al., Phys. Fluids 23 (1980) 1336.
- [29] C.S. Liu and Y. Mok, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 162.
- [30] H. Knoepfel and D.A. Spong, Nucl. Fusion 19 (1979) 785.
- [31] R.M. Kulsrud, Y.C. Sun, N.K. Winsor and H.A. Fallon, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 690.
- [32] T. Nagashima and N. Fujisawa, Proc. of the Toroidal Plasma Heating, Grenoble,

- France, 1979, Vol.2, p.281.
- [33] T. Fujii et al., Proc. of the Seventh Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, Austria, 1978, IAEA-CN-37-A-4-2.
  - [34] B.B. Parail and O.P. Pogutse, Sov. J. Plasma Phys. 2 (1976) 125.
  - [35] D.A. Boyd, F.J. Stauffer and A.W. Trievelpiece, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 98.
  - [36] K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Tamai, T. Matsuda, M. Mori and N. Suzuki, JAERI-memo 63-318 (1988).
  - [37] J.D. Callen and G.L. Jahns, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 491.
  - [38] M. Soler and J.D. Callen, Nucl. Fusion 19 (1979) 703.
  - [39] J.D. Bell, J.L. Dunlap, V.K. Pare, J.D. Callen, H.C. Howe, E.A. Lazarus, M. Murakami, C. E. Thomas, Nucl. Fusion 24 (1984) 997.
  - [40] E.D. Fredrickson, J.D. Callen, K. McGure, J.D. Bell, R.J. Colchin, P.C. Efthimion, K.W. Hill, R. Izzo, D.R. Mikkelsen, D.A. Monticello, V. Pare, G. Taylor, M. Zarnstorff, Nucl. Fusion 26 (1986) 849.
  - [41] B.J.D. Tubbing and N.J. Cardozo, Joing European Torus Repoprt JET-R (87) 01 (1987).
  - [42] B.J.D. Tubbing, N.J. Cardozo, and M.J. van der Wiel, ibid. JET-P(87) 12 (1987).
  - [43] T. Yamauchi and JFT-2M Group, Jpn. J. Appl. Phys. 27 (1988) L924.
  - [44] Yu.N. Dnestrovskij, S.E. Lysenco, V.V. Parail, G.V. Pereverzev, D.P. Kostomarov, Proceedings of the Eighth Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Brussels, vol.1, 745 (1981).
  - [45] R.M.J. Sillen, H.W. Piekaar, T. Oyevaar, E.P. Gorbunov, A.A. Bagdasarov, N.L. Vasin, Nucl. Fusion 26 (1986) 303.

## 付録1 本研究で得られた主な成果

## A. 工学・技術に関する成果

- (1) 周波数 60 GHz 発振出力 400 kW の高周波加熱装置の設計・製作・試験を行いトカマクプラズマへの高周波大電力ミリ波の入射技術を確立した。
- (2) ヘテロダイン方式電子サイクロトロン放射多チャンネル測定器の設計・製作・試験を行い、トカマクプラズマからの放射を  $10\mu\text{s}$  の時間分解能で多チャンネル計測する技術を確立した。

## B. 核融合炉心工学・プラズマ物理学に関する成果

- (1) 電子サイクロトロン周波数の純粋な異常波および正常波の基本波の入射によるトカマクプラズマの高効率電子加熱を実証した。
- (2) 上ハイブリッド共鳴層で電磁波からモード変換により生ずる静電波による加熱の発見および解析を行った。
- (3) 二倍高調波の入射により
  - \*トカマクプラズマの高効率電子加熱の実証と加熱特性の解明,
  - \*波動と高速電子との結合による電流駆動の発見,
  - \*プラズマ周辺部の電子加熱による高効率閉込めモードの生成制御の発見,
 などの成果を得た。
- (4) 電子サイクロトロン放射によるトカマクプラズマ診断により
  - \*トカマクプラズマの電子温度の時刻・密度・電流値に対する依存性の計測  
——不可欠の電子温度モニターであることの実証
  - \*高効率閉込めモードはトカマクプラズマ周辺部の高温、急な温度勾配で良く特徴づけられることの発見——MHD 不安定性の安定化あるいは輸送の分岐などの高効率閉込めモードの理論に対する実験的裏付けを提供,
  - \*リミター配位の高効率閉込めモードの同定,
  - \*鋸歯状振動, 安全係数  $q=1$  有理面の位置の計測——高効率閉込めモード時の電流分布の拡大の発見,
  - \*高速電子(低域混成波による電流駆動時, 逃走電子)からの電子サイクロトロン放射の計測, モデルによる放射強度の解析——高速電子成分の存在の良いモニターとなることの実証,
  - \*プラズマ中心部からの熱パルスの伝播速度の計測——高効率閉込めモード時の電子熱伝導係数の改善の実証,
 などの成果を得た。

## 付録2 本研究に関する発表論文

JFT-2 トカマクの 28 GHz 実験 (2.3 節) に関して

- (1) R.J. LaHaye, C.P. Moeller, A. Funahashi, T. Yamamoto, K. Hoshino, N. Suzuki, S.M. Wolfe, P.C. Efthimion, H. Toyama and T. Roh, Nucl. Fusion 21, 1425 (1981), "Electron Cyclotron Resonant Heating with an Ordinary Mode Antenna in the JFT-2 Tokamak".
- (2) K. Hoshino, T. Yamamoto, A. Funahashi, N. Suzuki, T. Yamauchi, et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-memo 57-195 (1982), "Electron Cyclotron Heating in the JFT-2 Tokamak".
- (3) C.P. Moeller, V.S. Chan, R.J. LaHaye, R. Prater, T. Yamamoto, A. Funahashi, K. Hoshino and T. Yamauchi, Phys. Fluids 25, 1211 (1982), "Electron Cyclotron Heating Experiments on the JFT-2 Tokamak using an Inside Launch Antenna".
- (4) K. Hoshino, T. Yamamoto, A. Funahashi, N. Suzuki, T. Matoba, T. Yamauchi, H. Matsumoto, T. Kawakami, H. Kimura, S. Konoshima, M. Maeno, T. Matsuda, Y. Matsuzaki, K. Odajima, K. Ohasa, S. Sengoku, T. Shoji, T. Sugie, S. Yamamoto, Y. Tanaka, C.P. Moeller, R.J. LaHaye and R. Prater, J. Phys. Soc. Jpn. 54, 2503 (1985), "Electron Cyclotron Heating and Pre-Ionization in the JFT-2 Tokamak".

Doublet III トカマクの 60 GHz 実験 (2.4 節) に関して

- (5) R. Prater, C.P. Moeller, S.H. Lin and Doublet III Physics Group and K. Hoshino and JAERI Physics Group, in Proceedings of the Fifth Topical Conference on Radio Frequency Plasma Heating, paper A-E.3 (1983), "Preliminary Electron Cyclotron Heating Results on Doublet III Using an Outside Launch".

60 GHz 電子サイクロトロン加熱装置 (2.5 節) に関して

- (6) K. Hoshino, H. Kawashima, K. Hata and T. Yamamoto, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 83-148 (1983), "A Design of a Mode Converter for Electron Cyclotron Heating by the Method of Normal Mode Expansion".
- (7) K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, T. Shibata and T. Shibuya, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 85-169 (1985), "Design Concepts and Performance Tests of the 60GHz Electron Cyclotron Heating (ECH) System for the JFT-2M Tokamak".

JFT-2M トカマクの 60 GHz 実験 (2.6 節) に関して

- (8) K. Hoshino, T. Yamamoto, N. Suzuki, Y. Uesugi, H. Kawashima, T. Matoba, S. Kasai, T. Kawakami, M. Maeno, T. Matsuda, H. Matsumoto, Y. Miura, M. Mori, K. Odajima, H.



- Ogawa, T. Ogawa, H. Ohtsuka, S. Sengoku, T. Shoji, H. Tamai, T. Yamauchi, S. Yamamoto, I. Ochiai, M. Hasegawa, K. Ohta, S. Takada, I. Yanagisawa, A. Funahashi and Y. Tanaka, in *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 12th Europ. Conf. Budapest, 1985)*, Vol.9F, Part 2, European Physical Society, 184 (1985), "RF Current- Drive (LHH +ECH) and Electron Cyclotron Heating Experiments on JFT-2M Tokamak".
- (9) K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, Y. Uesugi, S. Kasai, T. Kawakami, T. Matoba, T. Matsuda, H. Matsumoto, Y. Miura, M. Mori, K. Odajima, H. Ogawa, T. Ogawa, H. Ohtsuka, S. Sengoku, T. Shoji, N. Suzuki, H. Tamai, T. Yamauchi, M. Hasegawa, S. Takada and A. Funahashi, *Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 86-076 (1986)*, "Study of the Second Harmonic Electron Cyclotron Heating in JFT-2M Tokamak".
- (10) T. Yamamoto, K. Hoshino, H. Kawashima, Y. Uesugi, M. Mori, N. Suzuki, K. Ohta, T. Matoba, S. Kasai, T. Kawakami, H. Maeda, M. Maeno, T. Matsuda, H. Matsumoto, Y. Miura, I. Ochiai, K. Odajima, H. Ogawa, T. Ogawa, H. Ohtsuka, S. Sengoku, T. Shoji, H. Tamai, Y. Tanaka, S. Yamamoto, T. Yamauchi and I. Yanagisawa, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2220 (1987), "Selective Electron-Cyclotron Heating at Down-Shifted Frequency in the Lower-Hybrid-Current-Driven Plasma on the JFT-2M Tokamak".
- (11) K. Hoshino, T. Yamamoto, N. Suzuki, H. Kawashima, S. Kasai, T. Kawakami, H. Maeda, T. Matoba, T. Matsuda, H. Matsumoto, Y. Miura, M. Mori, K. Odajima, H. Ogawa, T. Ogawa, K. Ohasa, S. Sengoku, T. Shoji, H. Tamai, T. Yamauchi, Y. Uesugi and A. Funahashi, *Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 87-096 (1987)*, "Observation of H-mode by Electron Cyclotron Heating of JFT-2M Tokamak Preheated by a Neutral Beam".
- (12) K. Hoshino, T. Yamamoto, N. Suzuki, H. Kawashima, S. Kasai, T. Kawakami, H. Maeda, T. Matoba, T. Matsuda, H. Matsumoto, Y. Miura, M. Mori, K. Odajima, H. Ogawa, T. Ogawa, K. Ohasa, S. Sengoku, T. Shoji, H. Tamai, Y. Uesugi, T. Yamauchi and A. Funahashi, *Nucl. Fusion* **28**, 301 (1988), "Transition from the L-Mode to the H-Mode by Electron Cyclotron Heating of a Tokamak Edge Plasma".
- (13) K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, S. Kasai, T. Matsuda, Y. Miura, M. Mori, H. Ogawa, N. Suzuki, Y. Uesugi and T. Yamauchi, *Phys. Lett.* **A130** (1988) 26. "Behaviour of the Peripheral Electron Temperature at the H-Mode Transition Induced by the Peripheral Electron Cyclotron Heating of a Tokamak Plasma".
- (14) K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, N. Suzuki, Y. Uesugi, H. Aikawa, S. Kasai, T. Kawakami, T. Matsuda, Y. Miura, M. Mori, K. Odajima, H. Ogawa, T. Ogawa, H. Ohtsuka, T. Shoji, H. Tamai, T. Yamauchi, T. Kondo, I. Nakazawa, C.R. Neufeld and H. Maeda, *Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 89-038 (1989)*, "Observation of H-mode by Edge Heating Solely by Electron Cyclotron Heating in a Divertor Configuration of JFT-2M Tokamak".

電子サイクロトロン放射測定 (3.3 節) に関して

- (15) Y. Uesugi, K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, S. Kasai, T. Kawakami, M. Maeno, T. Matoba, T. Matsuda, H. Matsumoto, Y. Miura, M. Mori, K. Odajima, H. Ogawa, T. Ogawa, K. Ota, H. Ohtsuka, S. Sengoku, T. Shoji, N. Suzuki, H. Tamai, S. Yamamoto, T. Yamauchi and I. Yanagisawa, Nucl. Fusion **25**, 1623 (1985), "Control of Plasma Current during Lower Hybrid Current Drive in the JFT-2M Tokamak".
- (16) K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, T. Yamauchi, Y. Uesugi, S. Kasai, T. Kawakami, H. Maeda, T. Matoba, T. Matsuda, H. Matsumoto, Y. Miura, M. Mori, K. Odajima, H. Ogawa, T. Ogawa, H. Ohtsuka, S. Sengoku, T. Shoji, N. Suzuki, H. Tamai, M. Hasegawa, and A. Funahashi, J. Phys. Soc. Jpn. **56**, 1750 (1987), "Measurement of Peripheral Electron Temperature by Electron Cyclotron Emission during the H-mode Transition in JFT-2M Tokamak".
- (17) K. Hoshino, K. Odajima, T. Yamamoto, N. Suzuki, H. Kawashima, T. Yamauchi, Y. Uesugi, S. Kasai, T. Kawakami, H. Maeda, T. Matoba, T. Matsuda, H. Matsumoto, Y. Miura, M. Mori, H. Ogawa, T. Ogawa, H. Ohtsuka, S. Sengoku, T. Shoji, H. Tamai, M. Hasegawa and A. Funahashi, Phys. Lett. A **124**, 199 (1987), "Behaviour of the Peripheral Electron Temperature at the H-Transition Observed on the JFT-2M Tokamak".
- (18) K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Kawashima, T. Yamauchi, T. Shoji, N. Suzuki and Y. Uesugi, J. Phys. Soc. Jpn. **58**, 1248 (1989), "Edge Pedestal during the H-mode of a Tokamak Plasma Measured by the Electron Cyclotron Emission".
- (19) K. Hoshino, T. Yamamoto, H. Tamai, T. Matsuda, M. Mori and N. Suzuki, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-memo 63-318 (1988), "Decrease of the Heat Pulse Velocity in the Limiter H-mode of a Tokamak Plasma".