

JAERI - M
85-216

JFT-2トカマクにおけるICRF加熱

1986年1月

松本 宏

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, 1986

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

JFT-2 トカマクにおける ICRF 加熱

日本原子力研究所那珂研究所核融合研究部

松 本 宏

(1985年12月12日受理)

本論文は、日本原子力研究所で建設、運転された JFT-2 中型トカマク装置において、プラズマ追加熱法の一つである ICRF 加熱について行った研究をまとめたものである。

本研究では、まず ICRF 加熱実施上の物理的並びに技術的問題を摘出し、更にその最適化条件を探索し、ジュール加熱入力の数倍の加熱入力を ICRF 加熱で行うことにより、このプラズマ加熱法の高効率性を立証し、次のことを達成した。

- (1) アンテナ設計の最適化を計り、高周波電力のプラズマへの結合部、伝送部における耐電圧性を高める改良を行った結果、アンテナの単位面積当たりの結合パワーとしては世界最高値を達成することができた。
- (2) プラズマの加熱条件により、イオン加熱が主に起こる加熱領域と電子加熱が主である領域とを選択的に制御できることを示し、それぞれの加熱領域での加熱効率が最大となる条件を見出した。
- (3) ICRF 加熱中に密度が増大する不純物イオンの発生機構を実験的に明らかにし、さらに低原子番号の材料をリミター及びアンテナ・シールドに用い、金属不純物の低減化に成功し、電子加熱領域での電子加熱の効率を上げることができた。

次に、ICRF 加熱時のパワー・バランスを明らかにし、同じ JFT-2 装置に対して行われた他の追加熱方法との加熱特性の比較を行い、次のことを明らかにした。

- (1) ICRF イオン加熱領域ではアンテナから真空容器に入射したパワーの 60～70%、電子加熱領域においては 80～90% 以上がプラズマの中心部に注入された。
- (2) 中性粒子入射加熱 NBI、低減混成共鳴周波数域 LLH、及び電子サイクロトロン共鳴周波数域 ECH の高周波加熱による加熱と比較して非常に高いエネルギー効率の追加熱を達成することができた。

ICRF Heating Experiments in JFT-2 Tokamak

Hiroshi MATSUMOTO

Department of Thermonuclear Fusion Research,
Naka Fusion Research Establishment, JAERI

(Received December 12, 1985)

This is an experimental study of ICRF heating on JFT-2 Tokamak in Japan Atomic Energy Research Institute. In this study, we first clarified physical and engineering problems of ICRF heating of tokamak plasma. Next, we optimized the design of the ICRF heating system, and the plasma parameters for the heating. Finally, we could demonstrate a high efficiency of this additional heating method by launching RF power which is two or three times as large as an ohmic input power to a plasma. And we achieved following things.

- (1) We optimized a design of an antenna, and we improved a durability of the system for high voltage. With the result that we achieved the maximum power density on an antenna.
- (2) We demonstrated that electron heating regime and ion heating regime can be easily accessed by controlling plasma parameters. Also we found the optimum heating conditions in each heating regime.
- (3) We experimentally clarified the production mechanism of impurities during ICRF heating. We could reduce the influx of metal impurity ions to a plasma by employing low z materials for limiters and antenna shields. Consequently, we improved a heating efficiency of electrons.

Next, we studied a power balance of plasma during ICRF heating, and we could compare heating characteristics of ICRF with other additional heatings on JFT-2.

Keywords: ICRF, JFT-2, POWER BALANCE, IMPURITY CONTROL, HEATING EFFICIENCY, ANTENNA

目 次

1. 序 論	1
1.1 トカマクにおける ICRF 加熱と本研究の目的	1
1.2 ICRF 加熱の理論的背景	2
1.2.1 イオンサイクロトロン周波数帯の波の冷たいプラズマ中での性質	2
1.2.2 2成分イオン混成共鳴加熱	4
2. 実験装置の概要	9
2.1 JFT-2 トカマク	9
2.2 計測器	11
2.3 発振器	14
2.4 伝送系及び結合系	14
3. ICRF 加熱のための結合系（アンテナ）の設計法と実験による検証	16
3.1 アンテナ部	17
3.2 整合系	25
3.3 伝送部	31
4. ICRF によるプラズマ加熱実験の結果	33
4.1 プラズマ・パラメータに応じた加熱の最適化	33
4.2 不純物制御による加熱効果の改善	37
4.2.a ICRF 加熱時の不純物発生機構の考察	39
4.2.b 不純物制御の方法	48
4.2.c 不純物対策とその加熱効率改善への効果	49
5. 実験結果に対する検討・考察	52
ICRF 加熱時のパワー・バランス解析及び加熱効率の評価	52
5.1 1次元トカマクコードによるパワー・バランス解析	52
5.2 ICRF 加熱実験におけるパワー・バランス解析の結果	55
5.2.a イオン加熱領域Ⅰに対する結果	56
5.2.b イオン加熱領域Ⅱに対する結果	60
5.2.c 電子加熱領域に対する結果	60
5.3 実験結果に対する検討	66
5.4 他のプラズマ追加加熱方式との加熱効率の比較	68
5.4.a 加熱効率の実験値による比較	68
5.4.b 他の追加加熱方法との輸送特性の比較	72
5.4.b.1 ジュール加熱プラズマの輸送特性	72
5.4.b.2 中性粒子入射時のプラズマの輸送特性	72
5.4.b.3 ECH 加熱時の輸送特性	79

5.4.c 結論	81
6. 結論と今後の問題点	82
謝 辞	84
参考文献	85

Contents

1. INTRODUCTION	1
1.1 ICRF heatings in tokamaks	1
1.2 Theories of ICRF Heating	2
1.2.1 characteristics of waves in ion cyclotron range of frequencies	2
1.2.2 two ion hybrid resonance heating	4
2. EXPERIMENTAL SET UP	9
2.1 JFT-2 tokamak	9
2.2 diagnostic instruments	11
2.3 RF generators	14
2.4 transmission lines and coupling systems	14
3. DESIGN OF RF COUPLING SYSTEMS	16
3.1 antennas	17
3.2 impedance matching system	25
3.3 transmission lines	31
4. EXPERIMENTAL RESULTS OF ICRF HEATING	33
4.1 optimization of plasma parameters for the heating	33
4.2 improvement of a heating efficiency by impurity control ...	37
4.2.a study of impurity production mechanism during ICRF heating	39
4.2.b impurity control	48
4.2.c effect of impurity control for the heating	49
5. POWER BALANCE ANALYSIS OF ICRF HEATING AND EVALUATION OF HEATING EFFICIENCIES	52
5.1 power balance analysis by one dimensional tokamak code	52
5.2 results of the power balance analysis of ICRF heating	55
5.2.a ion heating regime I	56
5.2.b ion heating regime II	60
5.2.c electron heating regime	60
5.3 discussions	66
5.4 comparison of heating efficiencies with other additional heatings	68
5.4.a comparison of heating efficiencies	68
5.4.b comparison of transport properties with other heatings	72
5.4.b.1 transport properties in joule plasma	72

5.4.b.2	transport properties of NBI plasma	72
5.4.b.3	transport properties of ECH plasma	79
5.4.c	conclusions	81
6.	CONCLUSIONS	82
	ACKNOWLEDGEMENT	84
	REFERENCES	85

1. 序 論

1.1 トカマクにおけるイオン・サイクロトロン周波数帯 (ICRF) 加熱と本研究の目的

トカマク・プラズマにおいて、ローソン条件を満たし、臨界状態を達成させるためには、追加加熱が必要不可欠である。追加加熱方法としては、主に、中性粒子入射 (NBI) 加熱と、高周波 (RF) 加熱の二つがある。現在のところ、中性粒子入射加熱が最大の加熱入力を達成している。しかし核融合炉心プラズマを考えた場合、この方法は必ずしも最適な方法ではない。より高密度、高温度であり、かつプラズマの小半径の大きな炉心プラズマの中心部まで入射中性粒子を到達させるためには数百 keV のビーム・エネルギーを必要とするが、これは技術的な困難さのみならず、ビーム・エネルギーの上昇と共にイオンの中性化効率が低下するため粒子入射装置自体のエネルギー効率の著しい減少を招き、非常に不利となる。上記の欠点を補うため、負イオン源の開発が試みられているが、現時点ではその大容量化に問題がありそうである。一方、高周波加熱は古い歴史を持つが、加熱機構の物理的理解が中性粒子入射加熱に比べ、困難であったため、トカマク加熱における有用性が実験的に明かにされてきたのは、ここ数年のことである。

近年トカマクにおいて実績を上げている高周波加熱には、主に、イオン・サイクロトロン周波数帯における加熱 (ICRF)、低域混成波共鳴加熱 (LHH)、電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH) の三つがある。

このうち、ECHは、加熱過程が単純で、線形理論の範囲内で十分良く理解されており、非常に良い加熱効率で電子を加熱できることが、最近の、JFT-2⁽¹⁾、Doublet III⁽²⁾ などでの実験でも確かめられている。また、電子のエネルギー閉じ込め時間が、電子とイオン間の衝突エネルギー緩和時間より長い場合は、イオンも加熱されることが期待されている。プラズマとの結合に関しては、導波管を用いることができ、よくしぼった波を入射することができる。このため、周波数、または磁界の強さを変えることによって、プラズマ中の任意の狭い範囲内に加熱エネルギーを入力することができる。しかし、この加熱で用いられる高い周波数帯 (60~150 GHz) での高出力 RF パワー源 (例えば Gyatron) がまだ開発途上であり、これからの発展が期待されている。

LHHは所要周波数帯が GHz 前後にあり、RF パワー源としては、既に単管当たり MW 級の出力が得られるクライストロン真空管が開発されている。プラズマとの結合部となる、導波管列アンテナでの、放電破壊に対する耐電圧の問題をまだ残しているが、ほぼ技術的な問題はない。しかし、加熱の物理的機構が複雑で、まだ完全には理解されていない。また、イオン加熱の効率に関しても、実験的立証が少ない。むしろこの数年来、LHHは波のモーメントを電子に結合させ、プラズマ電流を駆動する実験に用いられるようになってきた^(3,4,5)。

一方 ICRF は、その加熱物理機構の比較的明解なこと、また、これら三つの RF 加熱方法の中では最も周波数が低く (数十~百 MHz)、大出力の発振器が容易に制作できることもあり、炉心プラズマ加熱の最有力候補として、ここ数年来注目を集めてきている。実験的にも、DIVA⁽⁶⁾

TFR⁽⁷⁾, PLT⁽⁸⁾, JFT-2⁽⁹⁾等の小型または中型トカマク装置での一連の実験において、プラズマ中心部の効率良いイオン加熱及び電子加熱が立証され、MWレベルの加熱が可能になり、上記NBIと肩を並べるところまで近づきつつある。

ICRFの他の高周波加熱と較べた特徴は次の点にある：

1. 波の伝播特性がプラズマ中心での電子密度にあまりよらないこと：このため、速波(fast wave)が伝播できる密度(通常 $2\sim 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$)以上であれば、プラズマ密度が高くて加熱が可能である。
2. 周波数帯域が低く、一般の商用放送で用いられる帯域に近く、高出力の発振管が既に開発されており、発振器などのコストが安くできること。
3. “二成分混成加熱”(後述)の場合、二つのイオンの密度比により、イオン加熱と、電子加熱の加熱モードが選択でき、プラズマ中心部の効率の良い加熱が可能であること。また、イオン・サイクロトロン2倍高調波を用いた炉心加熱の場合でも、励起する波の磁界方向の波数ベクトル k_{\parallel} を制御することにより、電子加熱とイオン加熱が選択できることが予測されること。

本研究は、日本原子力研究所で建設・運転されたJFT-2中型トカマク装置において、このICRF加熱実施上の物理的並びに技術的問題を抽出し、更にその最適化条件を探索したものであり、その目的は、ジュール加熱入力の数倍の加熱入力をICRF加熱で達成し、このプラズマ加熱の高効率性を立証することにあつた。また、その加熱時のパワーバランスを明らかにし、同じJFT-2装置に対して行われた他の追加加熱方法との加熱特性の比較を行うことも意図した。

1.2 ICRF加熱の理論的背景

1.2.1 イオン・サイクロトロン周波数帯の波の“冷たい”プラズマ中での性質

ICRF加熱は、多くの場合プラズマ中心におけるイオン・サイクロトロン共鳴周波数、またはその2倍高調波の付近の特性周波数を持つプラズマ波の励起を介して行われる。この周波数帯での波の性質は“冷たい”(電子温度 $T_e \sim 0 \text{ eV}$, イオン温度 $T_i \sim 0 \text{ eV}$)プラズマ中での伝播を仮定すると次のようになる。

冷たいプラズマ中に加えられた高周波数電界 E に対する線形応答特性は誘電テンソル K で決定され、抵抗損失を無視できる場合、磁力線方向を z 方向にとれば次のように表わされる⁽¹⁰⁾。

$$\begin{vmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iD & n^2 \cos \theta \sin \theta \\ iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{vmatrix} = 0 \quad (1)$$

ただし、

E_x, E_y, E_z : x, y, z 軸方向の電界成分

n : 屈折率 $\equiv c / (\omega / k)$

S, D, R, P はサイクロトロン周波数 $\Omega_k \equiv -qZ_k B / m_k$, プラズマ周波数

$\Pi_k \equiv \sqrt{ne^2 / (\epsilon_0 m_k)}$ を用いて次のように表わされている。但し、

q : 電子の電荷の大きさ, Z_k : k 種のイオンないし電子の電荷の価数, B : 磁界の強さ, m_k : k 種のイオンないし電子の質量, ϵ_0 : 真空の誘電率, ϵ_k : 電荷の正負, ± 1 を表す。

$$S = (1/2)(R+L), \quad D = (1/2)(R-L), \quad R = 1 - \frac{\sum_k \Pi_k^2}{\omega(\omega + \epsilon_k \Omega_k)}, \quad L = 1 - \frac{\sum_k \Pi_k^2}{\omega(\omega - \epsilon_k \Omega_k)}, \quad P = 1 - \frac{\sum_k \Pi_k^2}{\omega^2}$$

これから, 分散式は

$$A = S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta, \quad B = RL \sin^2 \theta + PS (1 + \cos^2 \theta), \quad C = PRL \text{ とすると,}$$

$$An^4 - Bn^2 + C = 0 \quad \text{---(2)となる。}$$

ここで $|\omega| \ll \Omega_e$ および, $\gamma = (\Pi_i^2 + \Pi_e^2) / \Omega_i \Omega_e \gg 1$ とすると, $R \approx \gamma \Omega_i / (\Omega_i + \omega)$, $L \approx \gamma \Omega_i / (\Omega_i - \omega)$ と近似され, また, 分散式は

$$n^4 \cos^2 \theta - n^2 \gamma \Omega_i^2 (1 + \cos^2 \theta) / (\Omega_i^2 - \omega^2) + \gamma^2 \Omega_i^2 / (\Omega_i^2 - \omega^2) = 0 \quad \text{---(3)}$$

となる。 ω が Ω_i に近づくとき, (3)式は屈折率 $n = c / (\omega / k)$ が小さいところでは

$$n^2 \approx \gamma / (1 + \cos^2 \theta) \quad \text{---(4)}$$

n が大きいところでは,

$$n^2 \cos^2 \theta \approx \gamma (1 + \cos^2 \theta) \Omega_i^2 / (\Omega_i^2 - \omega^2) \quad \text{---(5)}$$

と近似され, 2つのモードが存在する。前者は, 波の位相速度が光速より速いモードなので“速波 (fast wave)”と呼ばれ, 後者は, “遅波” (slow wave) と呼ばれる。これらの波の電界成分は円偏波成分で表わされ, 電界の回転方向は, (1)式より, $iE_x / E_y = (n^2 - S) / D$ で求めることができる。

速波の場合は $iE_x / E_y \sim 1$ であり, 右回りの円偏波になっていることがわかる。イオンは磁力線方向に対して左回りであるから, この速波でイオンを加熱することは, 一見むずかしい。一方, 遅波の場合, $iE_x / E_y \approx -(\Omega_i / \omega)(1 + k_\perp^2 / k_\parallel^2)$ で, 左回り楕円偏波であり, 効率のよいイオン加熱が期待される。ところが, “wave normal surface” (注1) を考えると, 遅波の場合, $\omega \approx \Omega_i$ の付近で

$$V_{ph} = c / N = c \sqrt{\cos^2 \theta (\Omega_i^2 - \omega^2) / (1 + \cos^2 \theta) \gamma \Omega_i^2}$$

と表わされ, 1.1(a)図のような形をしており, 磁力線に平行には進むが, 垂直方向には進めないことがわかる。

実際のトカマクプラズマにおいて, この遅波を加熱に用いるためには, 適当なアンテナを介してプラズマ周辺で励起した波をプラズマ密度勾配をさかのぼって, 中心まで伝播させなければならない。波数ベクトルの大きさは, 密度の増加と共に(5)式より明らかなように, 増大する。一方, トロイダル方向の波数ベクトルの成分は, この方向の均一性よりほとんど変化しない。よって,

(注1) 波の伝播ベクトルと同じ方向を持ち, 大きさが, その方向への波の位相速度を持つベクトルの作る軌跡, 表面をいう。つまり, ある点から広がる波の波面である。

波数ベクトルの向きは、プラズマ中心に近づくにつれ、急に磁力線に垂直方向に向き、サイクロトロン共鳴層にたどりつく前に、波の侵入は止まってしまう。これが、遅波が、トカマクプラズマの中心部まで到達できず、表面加熱になってしまう理由である。

一方、速波の wave normal surface は $V_{ph} = c \sqrt{(1 + \cos^2 \theta) / \gamma}$ であらわされ、図 1.1 (b) のような形をしており、どの方向にも進むことができる。

これらの波のプラズマ中での伝播条件は、(3)式を次のように書き直すと求まる。

$$k_x^2 c^2 = \omega^2 \{ r_0 \Omega_i / (\Omega_i - \omega) - r \} \{ r_0 \Omega_i / (\Omega_i + \omega) - r \} / (r - r_0)$$

$$r_0 \equiv k_z^2 c^2 (\Omega_i^2 - \omega^2) / (\Omega_i^2 - \omega^2)$$

前式で、

$$r_0 \Omega_i / (\Omega_i + \omega) - r = 0 \quad \text{は遅波の遮断を}$$

$$r_0 \Omega_i / (\Omega_i - \omega) - r = 0 \quad \text{は速波の遮断を表わし、}$$

実際のトカマク・プラズマ断面内における伝播領域は一般に 1.2 図のようになる。

これらのことより、トカマク・プラズマにおいて、イオンサイクロトロン周波数帯の波で中心部まで有効な加熱を行うためには、速波を用いなければならない。しかし、この速波は、 $\omega = \Omega_i$ においては、磁力線方向に進む場合は、純粹に右回りの楕円偏波となり、イオンとのエネルギー結合は期待しがたい。ところが、 $\omega = 2 \Omega_i$ では、磁力線に垂直に進む場合、左回り成分を $1/3$ ほどもち、イオン加熱が期待される。また、次に述べる、2種類のイオンが存在する場合の“二成分イオン混成共鳴加熱”においては、多数成分のイオンの影響で、少数イオンのイオンサイクロトロン基本周波数の付近で、左回りの成分が作り出され、効率の良いイオン加熱が起こることが発見され、加熱に用いられるようになってきた。

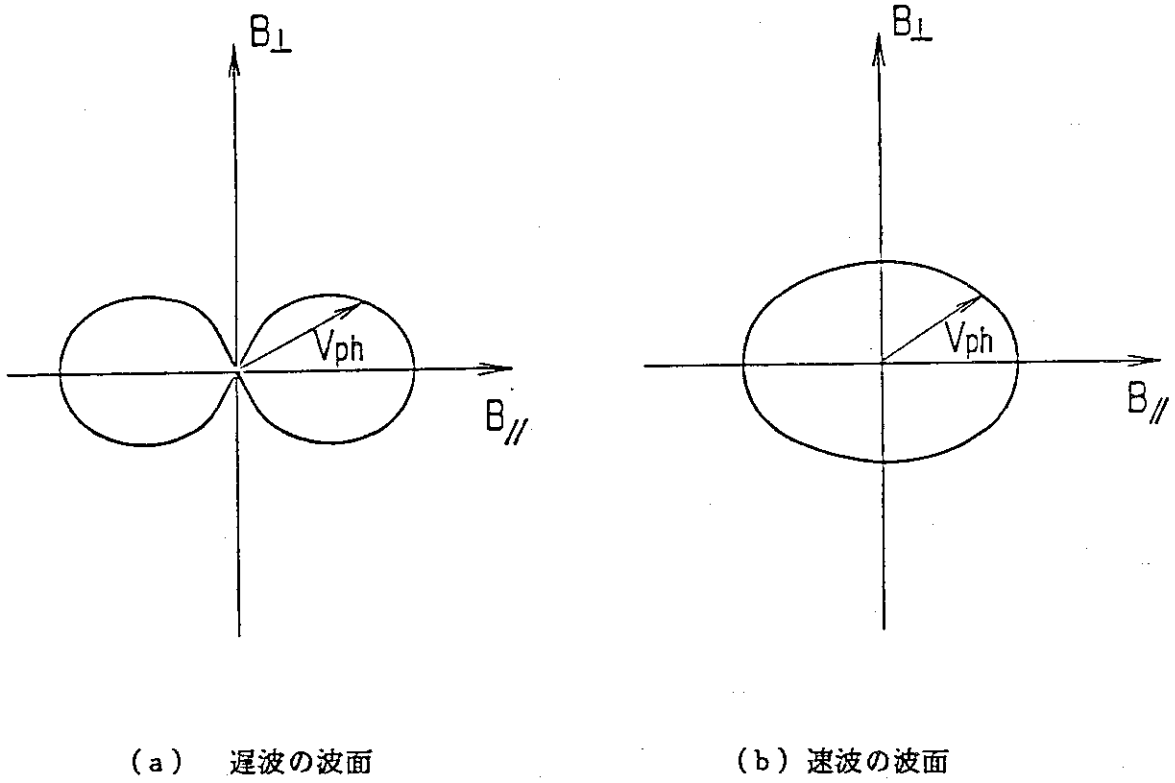
1.2.2 二成分イオン混成共鳴加熱

初期の ICRF 実験において、重水素の二倍のサイクロトロン高調波を用いて加熱をしたところ、理論の予測よりはるかに強い加熱が観測された。⁽¹¹⁾ このときの重水素プラズマには水素が不純物として混入していたことが指摘された。二種類のイオンが存在する場合、それぞれのサイクロトロン共鳴層の間に、“二種イオン混成共鳴層”が存在するが、この混成共鳴層が、波の伝播、吸収に大きな役割をはたすことが、ここに初めて明らかにされた。⁽¹²⁾

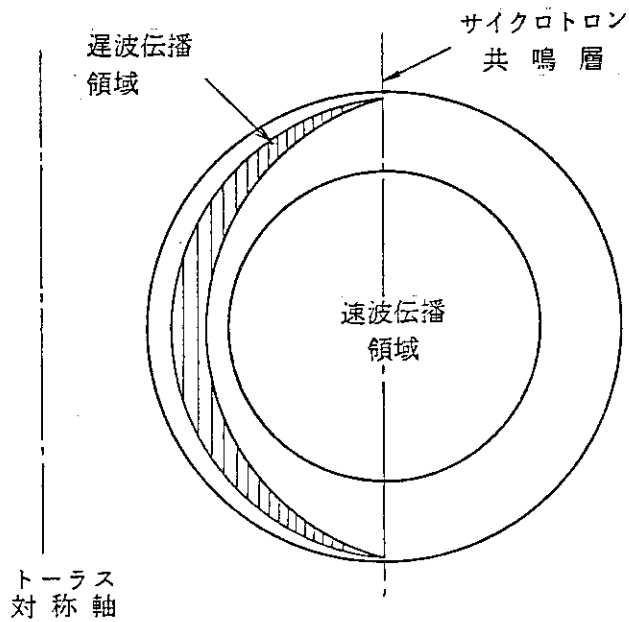
二種イオンが存在する場合の冷たいプラズマ中での分散関係は、前節(1)式中のパラメータ R, L, P において、各イオン k についての和をとれば求まる。ここでは、簡単のために、 $E_z \sim 0$ とすると、分散関係は次のようになる。

$$\{ k_{\parallel}^2 - (\omega^2 / c^2) S \} k_{\perp}^2 + \{ k_{\parallel}^2 - (\omega^2 / c^2) L \} \{ k_{\parallel}^2 - (\omega^2 / c^2) R \} = 0$$

これより、 $k_{\parallel}^2 - (\omega^2 / c^2) S = 0$ は混成共鳴層を、 $k_{\parallel}^2 - (\omega^2 / c^2) L = 0$ は混成共鳴層の近くにて遅波の遮断層を表わす。 $k_{\parallel}^2 - (\omega^2 / c^2) R = 0$ は速波の遮断層になっている。実際のトカマク・プラズマ断面中に形成されるこれらの層を 1.3 図に示す。この混成共鳴層が波の分散に与える影響を明らかにするためには、“有限ラーマー半径効果”を取り入れた、“熱いプラズ



1.1 図



1.2 図 トカマク・プラズマ断面内における波動伝播領域

マ” (warm plasma) の分散関係を用いなければならない。JFT-2装置のパラメータを用い、1次元スラブモデルでA. Fukuyamaら⁽¹³⁾により計算された分散関係を1.4図に表わす。横軸は大半径方向の位置を表わし、 $x=0$ がプラズマ中心である。水素イオンの個数と重水素イオンの個数比 n_H/n_D が10%、磁力線方向の波数 $k_{\parallel} = 12 \text{ m}^{-1}$ の場合の計算である。この波数 $k = 12 \text{ m}^{-1}$ はJFT-2装置において励起される有効なスペクトルのほぼ上限である。

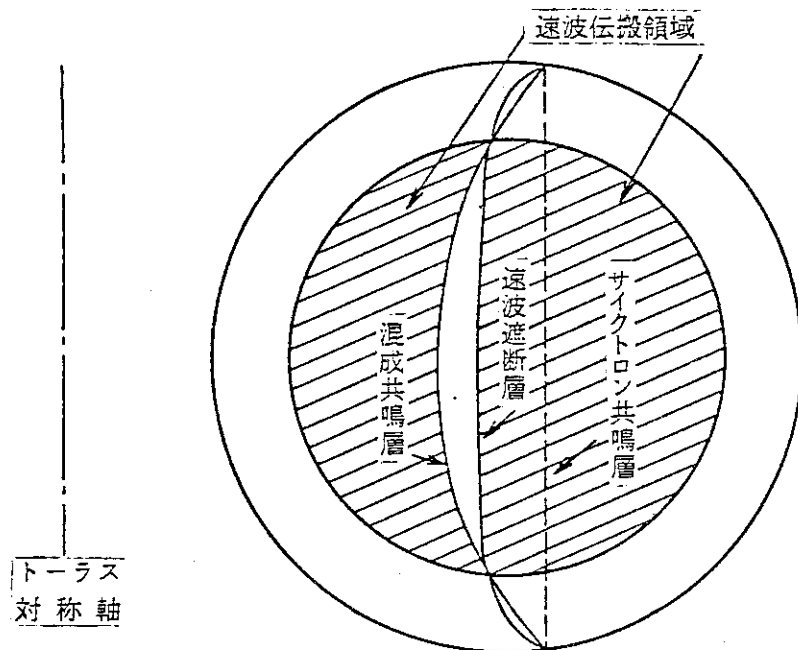
この図より、混成共鳴層の付近で、(F)で示される速波が別のモードの波と結合していることがわかる。このモードの波は、“イオン・バーンスタイン波”と呼ばれ、準静電波である。この波は、 k_{\parallel} が十分大きければ、電子にランダウ減衰で吸収される。

混成共鳴層と、速波の遮断層にはさまれた領域は“モード変換領域”と呼ばれ、ここでは速波、イオンバーンスタイン波が共存し、結合している。さらに、波の吸収を表わす波数 $k_x^2 (\approx k_{\perp}^2)$ の虚部 (図中破線で表わされる) をみると、モード変換領域で大きくなっている。これは、混成共鳴層の影響で、波の左回り偏波成分が多くなっているためである。速波が、強磁界側 (トラス中心軸側) から励起された場合、混成共鳴層に入射した波の一部は、バーンスタイン波へモード変換を受け、強磁界側に戻っていく。モード変換を受けなかった波は、速波が伝播することのできない“evanescence領域”を通過して、弱磁界側 (トラス外側) に伝わっていく。この混成共鳴層と、それに伴う遮断層の付近での、波の吸収、伝播、反射は、Budden⁽¹⁴⁾により、一般的な解析がなされている。この層の、波の透過率 (T) は、強磁界側から入射する場合も、弱磁界側から入射する場合も同じであり $T = \exp(-\pi \eta)$ で表される。但し、 $\eta = (R_0/2) (\omega_{pD}/c\beta) \{ (1 + (n_H/n_D) \beta^{-1}) \}$, R = 大半径, β = トロイダル・ベータである。

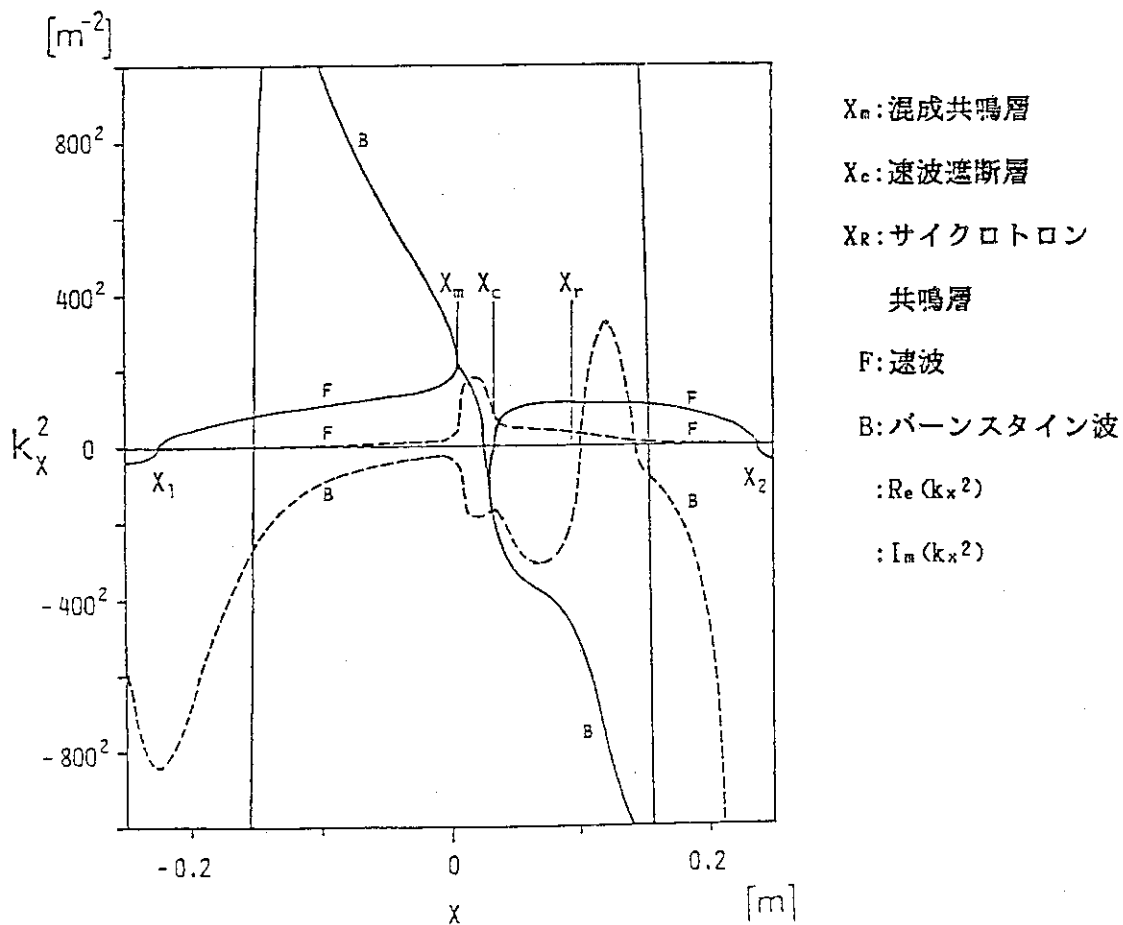
この式より、水素と重水素の密度比 n_H/n_D が大きければ、大きいほど透過する割合が減ることがわかる。このことは、 n_H/n_D が大きいとき、速波を、強磁界側から励起すれば、速波がモード変換領域でかなりの割合で、イオン・バーンスタイン波にモード変換され、強磁界側に戻っていくこと。また弱磁界側から励起すれば、遮断層で、速波のまま、ほとんど弱磁界側に反射されて戻っていくことがわかる。ただし、これは、混成共鳴層の付近での波の吸収のされかたが弱い場合である。この付近での波の吸収を考えると、波の伝播は少し複雑になる。そこで、弱磁界側励起と、強磁界側励起との場合に分けて考えることにする。

(A) 弱磁界側励起

n_H/n_D が小さく、混成共鳴層とサイクロトロン共鳴層が十分接近している場合は、弱磁界側から入射した速波は、混成共鳴層の存在のため左回りの電界の偏波成分が強められるため、サイクロトロン共鳴層の付近で、水素イオンに、かなりの波動エネルギーが吸収されることが予想される。サイクロトロン共鳴層での吸収が弱く、入射波のかなりの部分が混成共鳴層とサイクロトロン共鳴層の間にある速波遮断層において反射されると、弱磁界側に反射された波は、プラズマ周辺部での速波の遮断層で再び反射され中心部に戻って来る。この場合は、“cavity resonance” と呼ばれ、速波の周辺部と中心部の遮断層がキャビティを形成する。波は複数回の往復によって、減衰する。また、モード変換層の幅がある程度狭い為に、透過率が高い場合、または変換層での吸収が弱い場合には、強磁界側に透過した波は、速波、または、イオンバーンスタイン波のモードで、強磁界側に進む。この様子を1.5(a)図に示す。



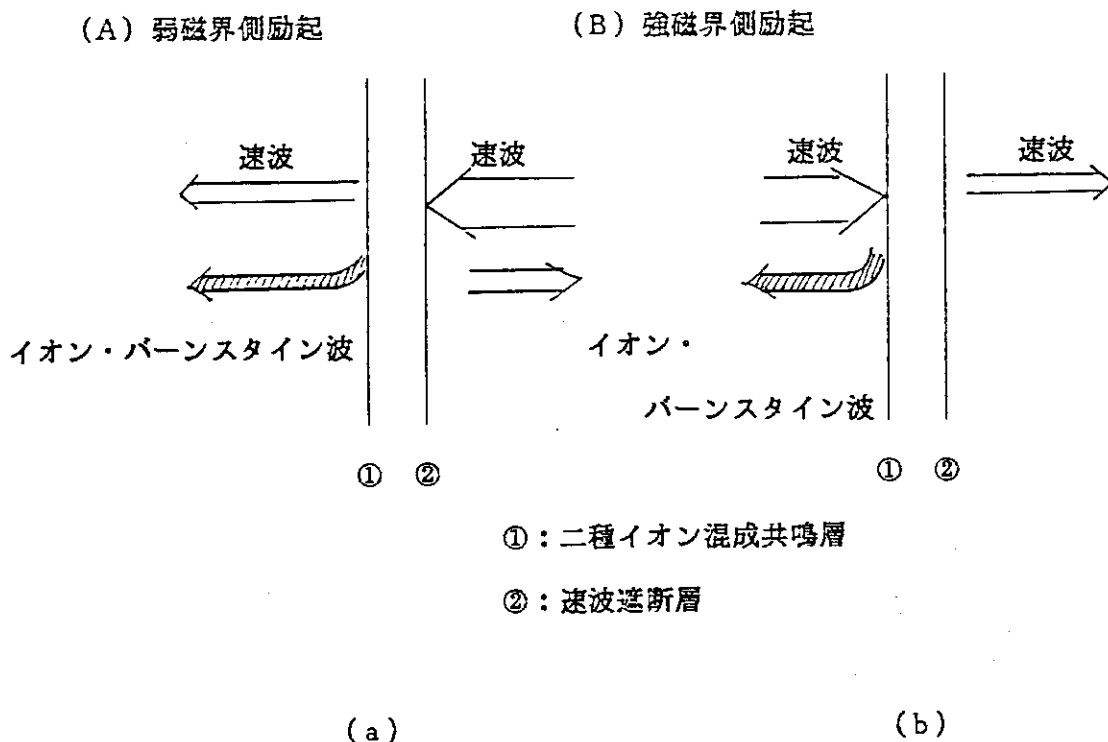
1.3 図 二成分イオン混成共鳴加熱におけるトカマクプラズマ断面中の波動伝播領域



1.4 図 二成分イオン混成共鳴加熱における波動分散関係

(B) 強磁界側励起

n_H/n_D が小さく、混成共鳴層と、サイクロトロン共鳴層があまり離れていない場合は、強磁界側から入射した速波は、ほとんど混成共鳴層を通過する。通過した波は、サイクロトロン共鳴層の近傍で、増大した左回り偏波成分により、イオンに吸収されることが予測される。一方、 n_H/n_D が大きく、モード変換層の厚みが厚いときは、強磁界側から入射した速波は、ほとんどイオン・バーンスタイン波にモード変換され、強磁界側に反射する。このとき、混成共鳴層は、サイクロトロン共鳴層より十分離れているので、波のエネルギーがサイクロトロン減衰で、イオンに吸収されることはない。そして、このモード変換されたイオンバーンスタイン波の磁界に垂直方向の波数 k_{\perp} は強磁界側に戻るにつれ増大する。 k_{\perp} が増大すると、磁力線方向への回転変換で、磁界方向の波数 k_{\parallel} も増大し、波のエネルギーが電子にランダウ減衰によって、吸収されることが予想される。1.5 (b) 図にこの過程を示す。



1.5 図 モード変換過程

2. 実験装置の概要

2.1 JFT-2 トカマク

日本原子力研究所の中型トカマク装置 JFT-2 の概要を 2.1 図に示す。JFT-2 トカマクは 1972 年に完成した円形断面トカマクであるが⁽¹⁶⁾、1979 年 1 月～8 月に真空容器の改造が行われ、真空容器の外側の導体シェルをなくし、feedback による位置制御を可能とした。また、中性粒子入射 (NBI) 装置の “co-injection” 及び “counter injection” 用の 2 つの NBI 入射ポートが取り付けられた。NBI はこれらのポートからプラズマ中心がえがく円にほぼ接するように入射され、co-injection はプラズマ電流の方向へ、counter-injection は反対方向に入射される。プラズマの小半径は最大 26 cm、大半径は 90 cm である。トロイダルコイルは 14 個のコイルによって構成されている。装置の基本的パラメータを表 2.1 に示す。

(1) 真空容器

真空容器は大半径が 90 cm、小半径は 31 cm であり、14 コの厚さ 1.2 mm の SUS304 成型ベローズと 9.6 mm の厚肉リングより構成される。真空容器には、プラズマ計測器、追加熱装置、真空排気装置などを取りつけるためのポートが 93 箇所あり、全て全金属シールを用いている。

(2) リミター

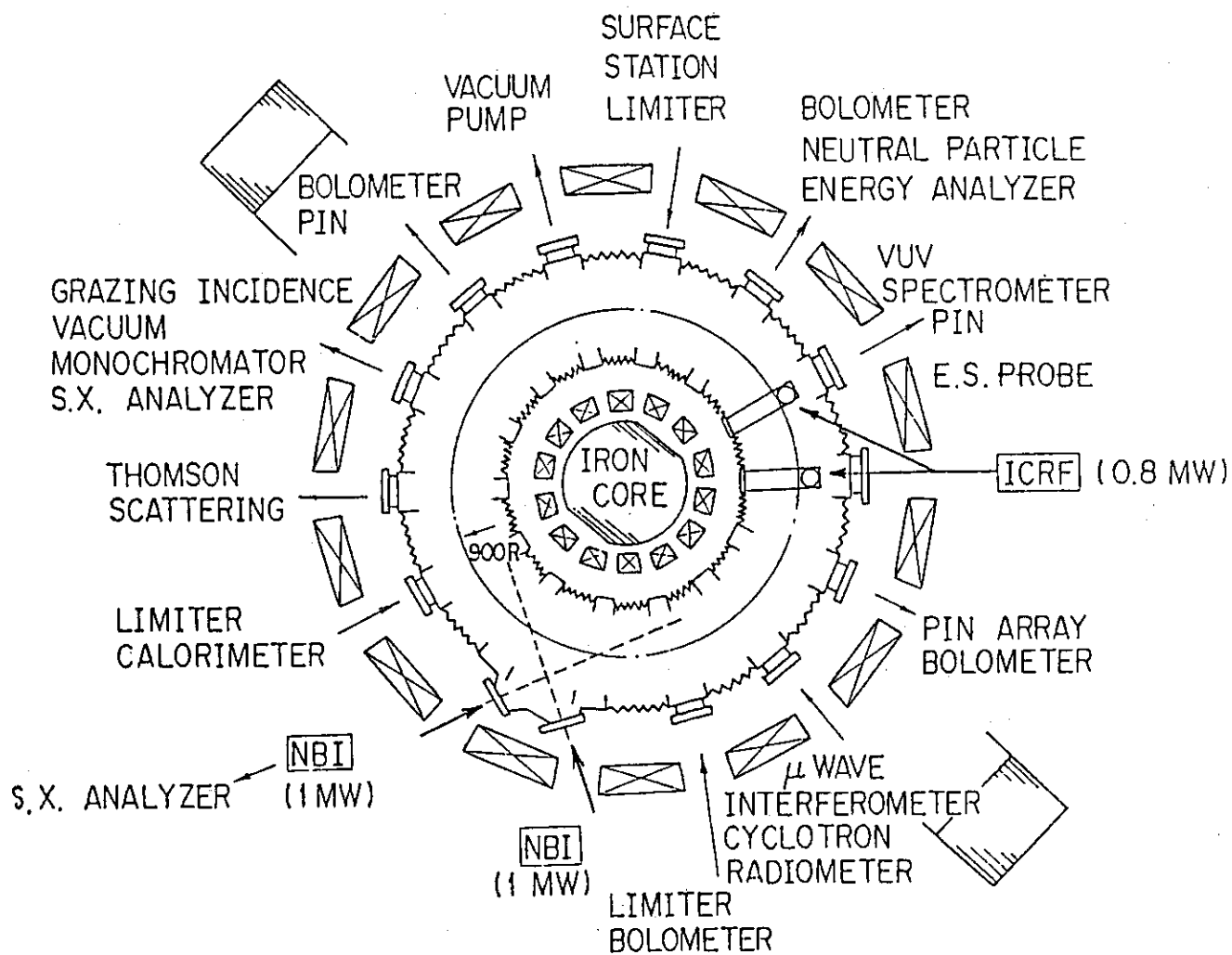
真空容器内には、プラズマ半径を規定するリミター類が設置されている。トロイダル方向に一周する SUS304 製固定リミターはプラズマ径 26 cm を規定するが、このリミターは主に真空容器壁を、プラズマが巨視的不安定性によって平衡を破壊されるプラズマ・ディスラプション時に保護する目的である。実際のプラズマ径は、可動レール・リミターによって決められる。レール・リミターはモリブデン、SUS304、カーボン、の三種類の材質のものが用意された。

(3) 排気系

主真空排気系はクライオトラップとターボ分子ポンプの直列結合で構成され、1000 ℓ /S 以上の排気速度を持つ。その他、一種の真空排気系の補助として、真空容器面のチタン (Ti) ゲッター装置がある。これは、Ti-Ball をプラズマ・ショット間にフラッシュするものと、14 MHz の高周波で Ti をスパッタさせてゲッター作用を持たせる RF スパッタ装置とからなる。到達真空度としては最高 3×10^{-9} Torr が得られている。

(4) コイル系

コイル系は、トロイダル磁界を発生させるトロイダル・コイルが 14 個、トーラス容器に鎖交して等間隔に配置されている。トロイダル磁界はトロイダル軸上で最大 1.55 T である。トーラス対称軸を通る鉄心には 1 次巻線、バイアス巻線、巻戻し線等が巻かれている。プラズマ電流は最大 160 kA、通電時間は 200 ms である。その他、トロイダル方向に巻かれた垂直磁界コイル、水平磁界コイルなどがある。



2.1 図 JFT-2 トカマクの概要

表 2.1 JFT-2 の装置パラメーター

トロイダル磁界 (中心軸上) (T)	1.55
垂直磁界 (T)	2.3×10^{-2}
真空容器 大半径 (cm)	90
真空容器 小半径 (cm)	31
プラズマ電流 (kA)	160

2.2 計測器

JFT-2 トカマクのプラズマ特性を調べるため、多種類の計測器が用意されている。一回の放電期間中に各種プラズマ・パラメータの時間変化、空間変化を同時に計測できるのが理想であるが、実際は、放電の良好な再現性を仮定して、数回の放電を繰り返して計測するものが多い。そのため、1つの測定量に対し、複数の測定法を用いてクロス・チェックを行い、データの信頼性を高めている。JFT-2 の計測機器群を、表 2.2 に示す。

(1) 電子温度の測定

電子温度は、ルビー・レーザー光散乱装置、軟 X 線スペクトロメーター、2 倍高調波サイクロトロン放射測定、の 3 つの方法で計測される。

このうち、ルビー・レーザー光散乱装置では、プラズマからの散乱を空間分解測定をすることにより、一放電で、空間的電子温度分布が測定できる。また同時に、電子密度の空間的分布を測ることができる⁽¹⁷⁾。ただし、レーザーが単パルスであるため、一放電につき、時間的に一点での計測しかできない。また、1 ショットだけの測定では、信頼性が低いので、5~10 ショットの測定で平均をとるようにしている。

これに対し、他の 2 つの方法では、空間的には一点であるが、時間的変化が計測できる。軟 X 線スペクトロメーターでは主にプラズマ中心の電子温度を測定できるが、計数率が低いことから十分な精度を得るため放電を約 10 ショット繰り返して測定する必要がある⁽¹⁸⁾。

2 倍高調波電子サイクロトロン放射測定では、1 回の放電で、時間的に連続した電子温度の変化が計測できる。しかし、サイクロトロン放射の周波数は $f = eB / (2\pi m_e)$ であるから、磁界の強さにより、温度を計測できる空間的位置が決まってしまう。JFT-2 では、周波数 56 GHz, 70 GHz, 90 GHz, の受信機があり、 $B_T = 1.2$ T のとき、プラズマ中心から水平面上の距離で強磁界側を負、弱磁界側を正の方向とすると、 $r = 17.7, -3.9, -23$ cm の位置での電子温度が計測される。ところが、この電子サイクロトロン波には、遮断周波数を与える上限電子密度があり、これ以上の密度のプラズマ中は、伝播できない。この密度は $n_e (m^{-3}) = \epsilon_0 B / (4\pi m_e)$ で与えられ、実際の大部分の加熱実験においては、閉じ込め特性の良い高密度領域で放電が行われるので計測に活用できない。

(ϵ_0 : 真空中の誘電率, B : 磁界の強さ, m_e : 電子の質量)

(2) イオン温度の測定

JFT-2におけるイオン温度の計測には、中性粒子と高速イオンの荷電交換 (charge-exchange) を用いた荷電交換粒子分析装置 (C. X. Analyzer) による中性粒子計測、分光器による不純物スペクトル線のドップラー幅の計測などがある。この実験では、水素及び重水素のエネルギー分布を区別して測定できる荷電交換粒子分析装置が用いられたが、このことはICRF加熱実験において、加熱特性を明かにする上で、非常に大切である。JFT-2では、E//B型の分析器を用い⁽¹⁹⁾、水素原子と重水素原子の高い分離度を実現している。

不純物スペクトル線ドップラー幅の計測は、主に直入射分光器を用いている⁽²⁰⁾。それぞれの不純物の電離状態により、空間的分布が異なるので、分布を測定してから、ドップラー幅を測る。中心部では主に、金属不純物 (例えば Fe, Ti) より、周辺部は軽元素系不純物 (例えば O, C) の低電離度のスペクトル線のドップラー幅よりそれぞれのイオン温度が求まる。

(3) その他

電子密度はルビー・レーザー光散乱装置の他に、2 mm波、及び4 mm波のマイクロ波干渉計によって、プラズマ中心を通る、線平均電子密度が測定される⁽²¹⁾。

プラズマ中の不純物原子の種類、量については、斜入射域分光計⁽²²⁾、金属イオン・モニター分光器、直入射分光器⁽²³⁾、小型可視単色計などで、分光的に測定される。

放射損失は、ボロメーターによって測定される⁽²⁴⁾。ボロメーターには、1個のボロメーターで垂直方向にスキャンして、数ショットで放射損失の空間分布を測るものと、1ショットで空間分布を測ることを目的としたボロメーター・アレイがある。

プラズマのMHD不安定性を調べるものとしては、Surface Barrier Diode Arrayによる軟X線計測がある⁽²⁵⁾。

その他の計測としては、静電プローブ、ファラデーカップによる周辺プラズマの計測、熱流束プローブ、赤外線カメラによるリミターなどへの熱流束計測がある⁽²⁶⁾。また電氣的に絶縁されたリミターにバイアスをかけて、静電プローブとして用いた、リミターへの粒子束計測もある⁽²⁷⁾。

表 2.2 JFT-2 計測器

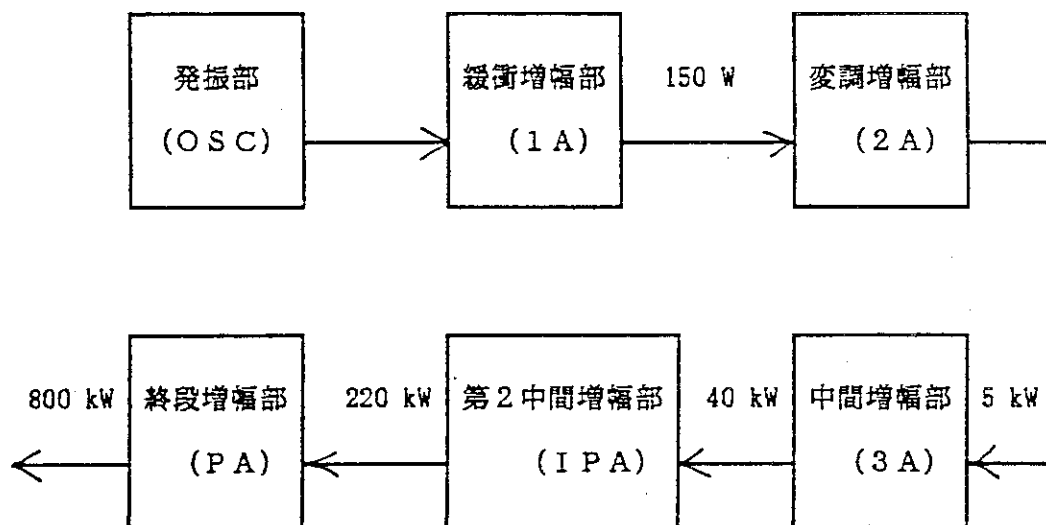
測定量	計測器	文献
プラズマ電圧	1ターン・ループ・コイル	
プラズマ電流	ロゴスキー・コイル	
ポロイダル磁界	磁気プローブ	
A + 1/2	磁気プローブ	
電子密度	2mm及び4mmマイクロ波干渉計	21
	レーザー・トムソン散乱装置	17
電子温度	レーザー・トムソン散乱装置	17
	軟X線パルス波高分析装置	18
	電子サイクロトロン放射測定器	
イオン温度	荷電交換中性粒子エネルギー分析器	19
	分光器	20
不純物イオン温度	局在不純物ドップラー幅測定用分光器	
不純物イオンの同定	斜入射分光器 (20 Å ~ 600 Å)	22
	直入射分光器 (1200 Å ~ 12000 Å)	23
	可視分光器 (200 Å ~ 14000 Å)	
放射損失	蒸着膜ボロメーター	24
MHD振動	シリコン・サーフェイス・バリアー型半導体検出器	25
その他(熱流束計) (粒子束計)	赤外線カメラ	26
	リミター・プローブ	27

2.3 発振器

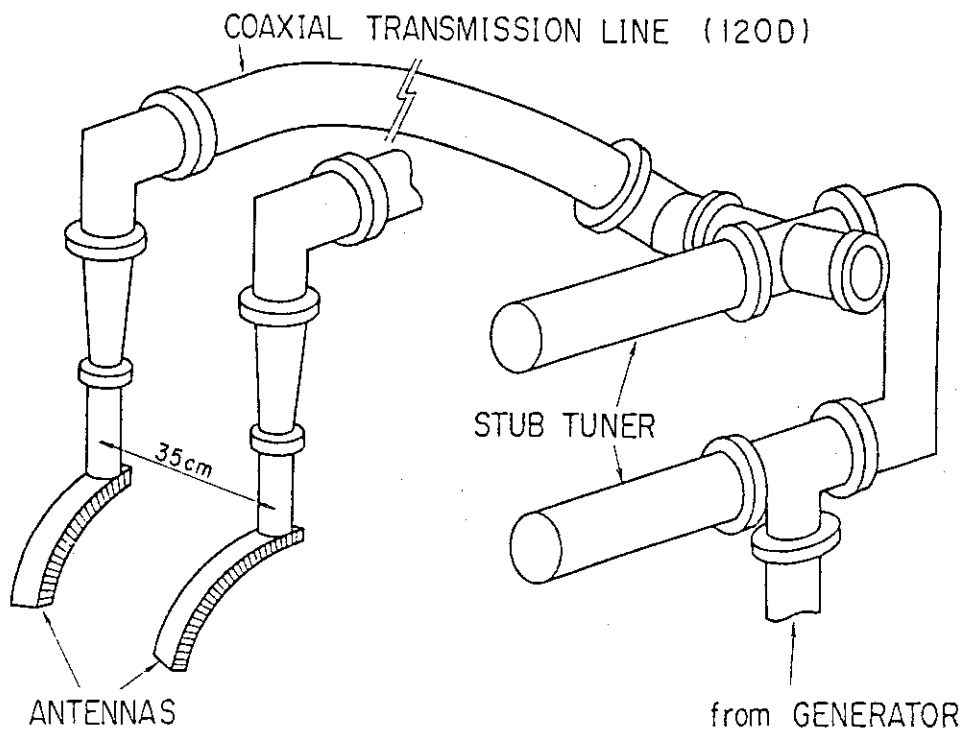
JFT-2のICRF発振器は、発振部(OSC)、緩衝増幅部(1A)、披変調増幅部(2A)、第1中間増幅部(3A)、第2中間増幅部(IPA)、終段増幅部(PA)の各部より構成されており、2.2図に、ブロックダイアグラムを示す。1Aは半導体広域増幅器であり、発振器のスイープジェネレーターからの入力を150W程度に増幅する。2Aは強制空冷4極管(NEC-5F23A)を使用したカソード接地形増幅回路で、グリッド回路でパルス変調を行っている。3Aは、水冷4極管(EIMAC-4CW25000A)を使用したカソード接地増幅回路であり、2A出力を最大40kW程度に増幅する。IPAは水冷4極管(EIMAC-4CW50000E)を用いた、第1グリッド接地増幅回路であり、3A出力を最大220kW程度に増幅する。最終段PAは、水冷3極管(THOMSON-TH-116)をもちい、カソード接地増幅回路にて、IPAからの入力を、最大出力1MWまで増幅する。周波数帯域は18~22MHzで、最大出力での発振パルス幅は最長で50msである。

2.4 伝送系及び結合系

JFT-2におけるICRF実験装置の伝送系、及び、結合系の概略図を2.3図に示す。発振器より静電結合で取り出された出力をWX-120D同軸導波管(特性インピーダンス=50Ω)で、スタブ整合器まで伝送する。JFT-2本体と発振器の接地を直流的に切り離すために、スタブ整合器と発振器の間に、DCブレークを設けてある。2本の可動スタブ整合器より、アンテナ負荷側と、発振器側のインピーダンス整合がとられる。整合器より、JFT-2トーラス容器の上までは、フレキシブル同軸導波管で伝送するが、この区間では、ガスを封入して耐電圧を高めてある。トーラス容器の上からアンテナ導入端子までは、WX-120D同軸導波管から77Dに直径をしばるレデューサーがつないでいる。これは、トーラス容器の上には架台やトロイダルコイルがあり、120Dを通すことができないためである。真空容器内のアンテナは全金属製1/4周のループアンテナであり、強磁界側に設置されている。アンテナ及びスタブ整合器の詳細は3.1節において述べる。



2.2 図 ICRF発振器ブロック・ダイアグラム

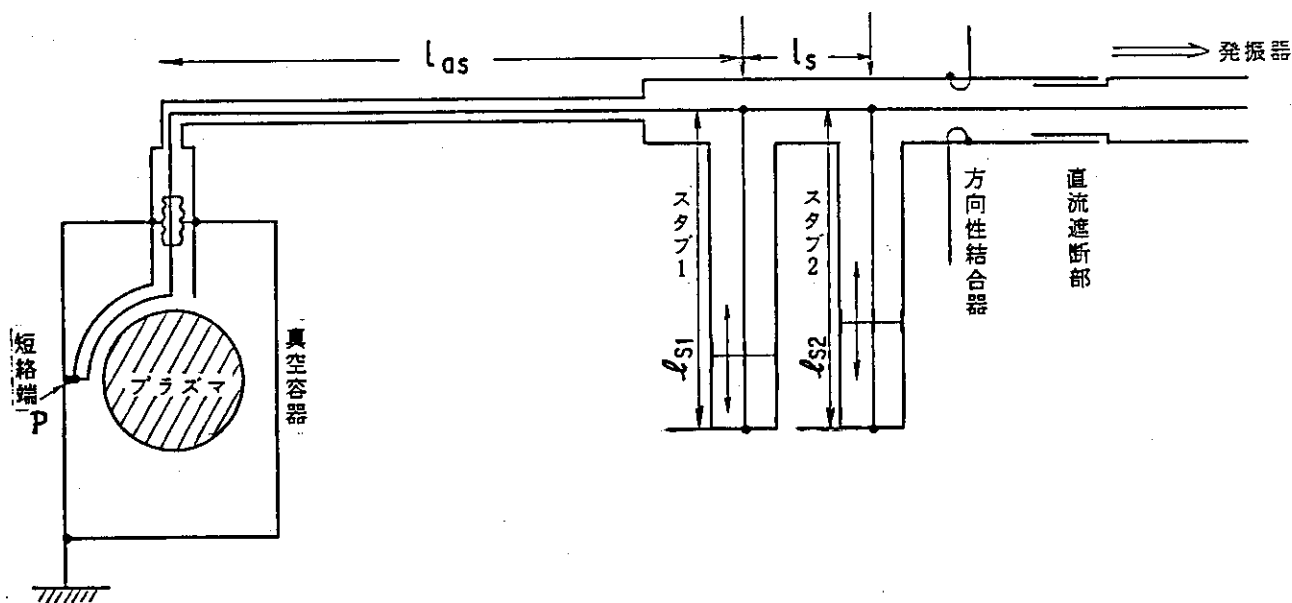


2.3 図 伝送系, 結合系の概略図

3. ICRF加熱のための結合系（アンテナ） の設計法と実験による検証

ICRFによる加熱をトカマクにおける主加熱として用いるためには、加熱条件の最適化、また装置の技術的最適化を行い加熱効率の最大化を計り、かつ信頼度を高めなくてはならない。装置の技術的最適化を計るうえで、最も重要なのが、高周波電力とプラズマとの結合系である。これまでのICRF実験に於けるもっとも大きな技術的障害は、高電力をアンテナからプラズマに結合させる点にあり、増幅器から取り出した高周波電力を負荷であるプラズマに有効に注入するための、結合系の改良が試みられた。高い結合効率、結合系のコンパクト化などを実現する際、問題になるのは、アンテナの負荷抵抗が数オームと低いため、アンテナ、導入端子、伝送線などで、高電圧が発生することである。たとえば、プラズマに1 MWの高周波電力を結合させるためには、アンテナに流れる高周波電流は900 A近くになり、結合線中での最大電圧は52 kVにも達する。結合系の最適化は、ループアンテナのプラズマによる負荷抵抗を上げ、結合線中で発生する電圧をできるだけ低く抑えたとともに、耐電圧性をいかに高めるかが焦点となっている。

このような問題意識の下に、より大きな高周波電力をより効率良くプラズマに注入できるような結合系を設計しなければならない。この章では結合系として、アンテナ部、整合部、伝送部に分けて設計法とその実験による検証について述べる。3.1図には、JFT-2で用いたアンテナ、整合回路、伝送系の構成図を示す。アンテナは、負荷抵抗分が非常に低く、アンテナ端が短絡に近い状態になっているので、アンテナスタブ間の伝送系には定在波が立つ。これを固有インピーダンス 50Ω の伝送系にスタブ整合器を用いて結合している。



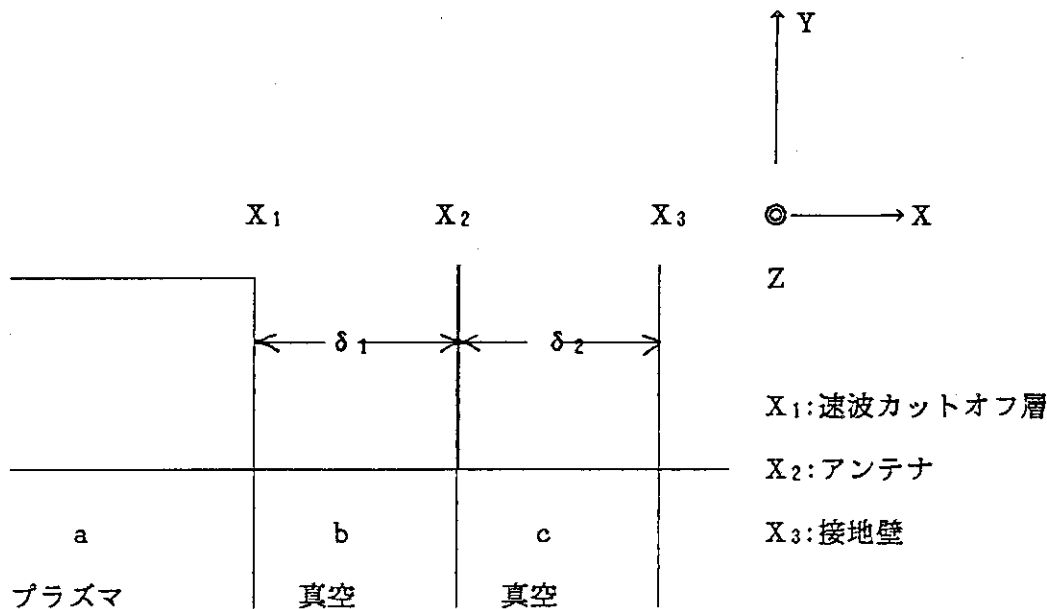
3.1図 負荷、整合回路の構成概念図

3.1 アンテナ部

(I) アンテナ負荷の計算

アンテナ部の最適化のためには、アンテナの負荷を計算により予測できる必要がある。アンテナの負荷としては、抵抗分が大きく、インダクタンス分が小さいものが望まれる。つまり、抵抗分が大きいと一定の高周波電力をプラズマと結合させる場合、より少ない高周波電流ですむ。また、インダクタンス分が小さいと、一定の電流に対してアンテナ端で発生する電圧が低くなる。これらの点で、アンテナの設計の最適化のために、アンテナ負荷の計算を、参考文献⁽²⁸⁾によって行った。以下に、そのモデルと計算結果について述べる。

計算は一次元スラブモデルを用いており、3.2図にそのモデルを示す。また、波のプラズマ中での減衰が十分大きく、無限空間への波の励起であるという仮定を設ける。モデルは、現実のプラズマと比べかなり単純化されているが、フランスの中型トカマク TFR、及び日本原子力研究所の小型非円形断面トカマク DIVA の実験値をかなり良く説明している。



3.2図 アンテナの負荷計算モデル図及び座標系

3.2図において、均一プラズマが $X < X_1$ の半空間 a を占め、 X_1 と X_2 の間 b は真空で、プラズマと電流層を分離している。 $X = X_2$ に $J_y = J_0 \exp[i(kz - \omega t)]$ の電流層がある。また、 X_2 と X_3 の間に含まれる空間 c も同様に真空であり、電流層を、導電性の金属壁 X_3 から分離している。 X_1 と X_2 の距離を δ_1 、 X_2 と X_3 の距離を δ_2 とする。真空中の波数 $k < \omega/c$ であるとする。a, b, c の各空間での電界 E_y は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 E_y^a &= A \exp[ik_x x] \\
 E_y^b &= B e^{kx} + C e^{-kx} \\
 E_y^c &= D e^{kx} + F e^{-kx}
 \end{aligned}$$

境界条件は

$$E_y^c(X_3) = 0 \quad ; \quad E_y^b(X_2) = E_y^c(X_2)$$

$$E_y^a(X_1) = E_y^b(X_1)$$

$$d/dx (E_y^b(X) - E_y^c(X))_{x=X_2} = 4\pi i \omega j / c^2$$

ただし、 k_x はプラズマ中の波のX方向での波数である。

アンテナは幅を持ち $-(\ell/2) < z < (\ell/2)$ に均一電流が流れている。 k_x はプラズマの分散関係より均一密度の場合について求める。また実際のプラズマに適用する場合は、 X_1 を速波のカットオフ層にとり、カットオフ層とアンテナの間は真空とみなす。カットオフ層の位置はプラズマ中心からリミターまでプラズマ密度が放射線状分布を持つことを仮定して求める。

最終的な計算結果は次式で与えられる。

$$\langle E_y(X_2) \rangle = 1 \int_{-\infty}^{\infty} (R_k + iX_k) dk$$

ここで

$$R_k = (\omega/c^2) \{ \sin(k\ell/2) / (k\ell/2) \}^2 r k_x (\alpha_+ \beta_- - \alpha_- \beta_+) / \{ (k\beta_+)^2 + (k_x \beta_-)^2 \} \quad \dots (1)$$

$$X_k = (\omega/c^2) \{ \sin(k\ell/2) / (k\ell/2) \}^2 r k \{ \alpha_+ \beta_- + (k_x/k)^2 \alpha_- \beta_+ \} / \{ (k\beta_+)^2 + (k_x \beta_-)^2 \} \quad \dots (2)$$

$$\alpha_{\pm} = \begin{cases} 2 \cosh k \delta_1 \\ 2 \sinh k \delta_1 \end{cases} \quad \beta_{\pm} = \begin{cases} 2 \cosh k \delta_3 \\ 2 \sinh k \delta_3 \end{cases} \quad r = 2 \cosh k \delta_2$$

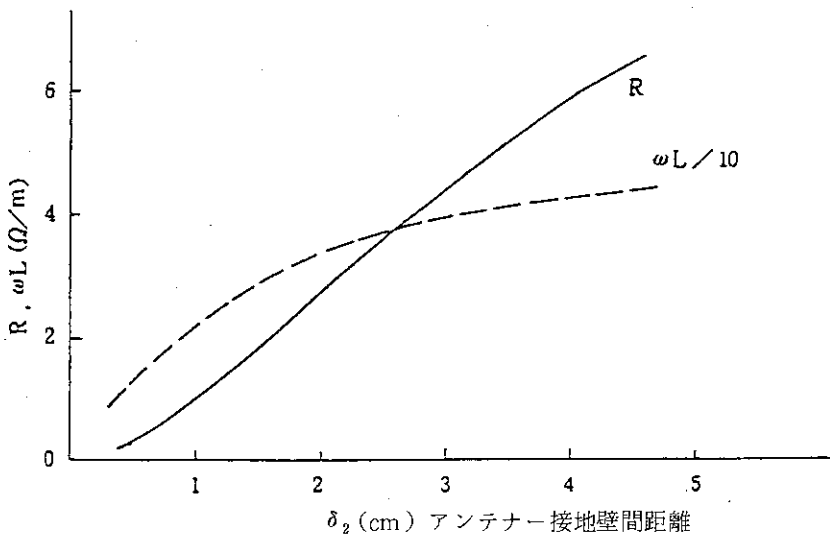
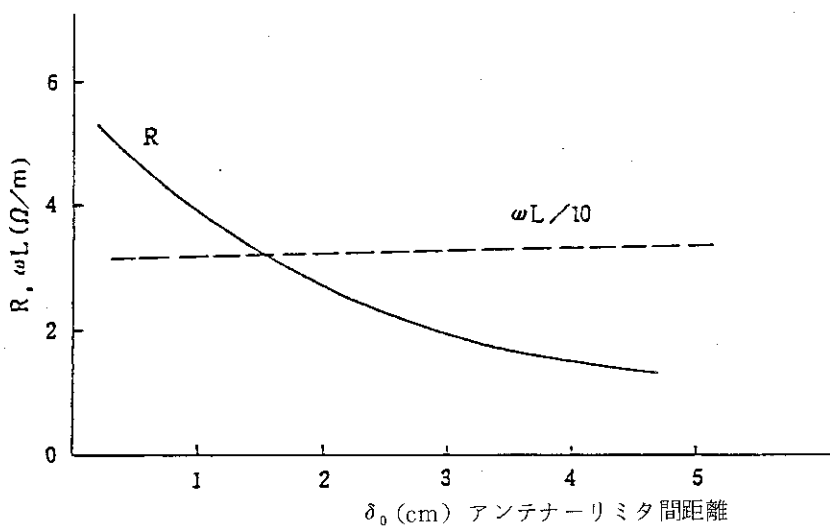
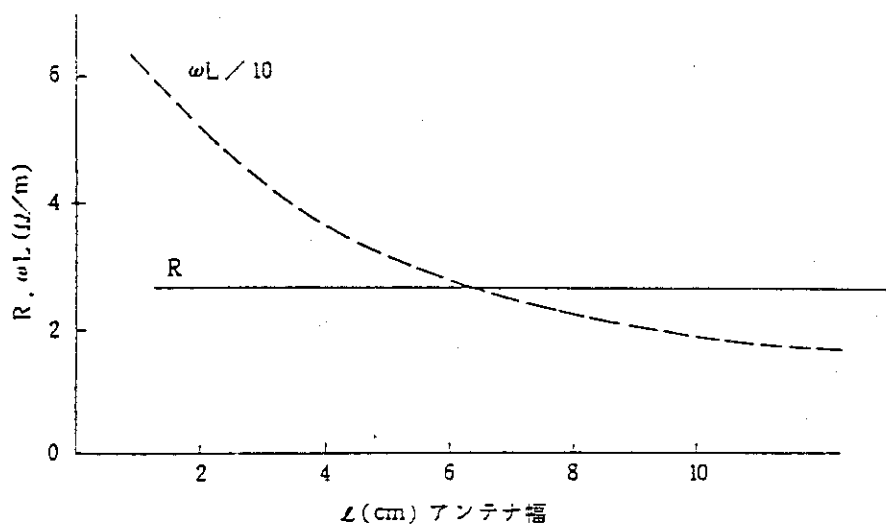
ただし δ_1 はカットオフ層とアンテナ、 δ_2 はアンテナと接地壁、また δ_3 はカットオフ層と接地壁の距離である。この結果より、アンテナ単位長さ当たりの負荷抵抗 R 、及びインダクタンス ωL は

$$R = \int_{-\infty}^{\infty} R_k dk \quad \dots (3) \quad \omega L = \int_{-\infty}^{\infty} X_k dk \quad \dots (4)$$

(II) JFT-2 のアンテナに対する数値計算

トカマク真空容器の大きさが与えられると、その内側に設置されるアンテナの幾何学的形状、寸法は制約を受ける。アンテナ設計の上で、その制限内で、最適化できるパラメータとしては、アンテナの幅、導体壁とアンテナの距離、プラズマとアンテナの距離などがある。これらのパラメータを変えた場合の、アンテナの抵抗分及び、インダクタンス分の変化を求めた数値計算の結果を 3.3 図に示す。縦軸は前述(3)、(4)式で表わされるアンテナのZ方向単位長さ当たりの負荷抵抗、及びインダクタンスを表わす (Ω/m)。横軸は上から、アンテナ幅 ℓ (m)、アンテナ・リミター間距離 δ_0 (cm) $\approx \delta_1$ 、アンテナ・接地壁間距離 δ_2 (cm) である。負荷抵抗は実線で、インダクタンスは破線で示してある。ICRF のアンテナとしては、抵抗分は大きく、インダクタンス分が小さいことが望ましい。3.3 図より

- 1) アンテナの幅 (ℓ) は大きく ($\omega L \rightarrow$ 小)
- 2) アンテナ・リミター間距離 (δ_0) を小さく ($R \rightarrow$ 大)
- 3) アンテナ・接地壁間距離 (δ_2) は、ある程度大きく

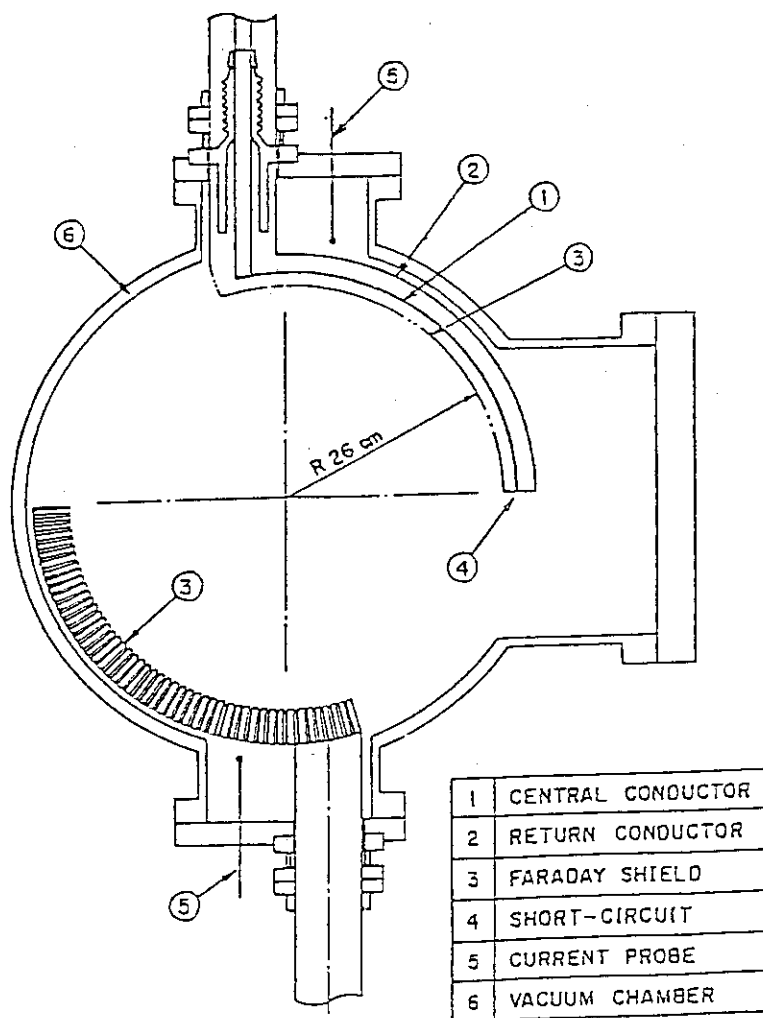


3.3 ☒

負荷のパラメータサーベイ
 計算の基本パラメータ $\ell = 4.6 \text{ cm}$, $\delta_0 = 2 \text{ cm}$
 $\delta_2 = 2 \text{ cm}$, $f = 20 \text{ MHz}$, $n_0 = 7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
 プラズマ半径 25 cm。

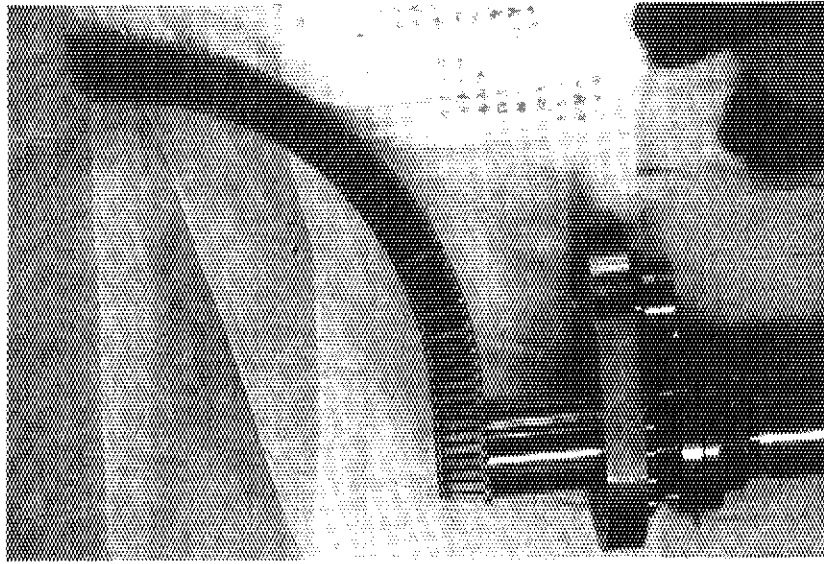
すれば良いことがわかる。1)に関しては、あまり幅を広げると、ポートから真空容器の中に入れられなくなるので、制限がある。また2)は、あまりアンテナをプラズマ・エッジに近づけると、プラズマによるアンテナの損傷が問題になる。3)はやはり大きすぎるとアンテナ面とプラズマ中心の距離が短くなり、プラズマ径を細くしなくてはならなくなる。

以上の点を考慮し、アンテナの形状、寸法が決定され、設計が行われた。アンテナの形状、構造を3.4図に示す。また制作されたアンテナの写真を3.5に示す。

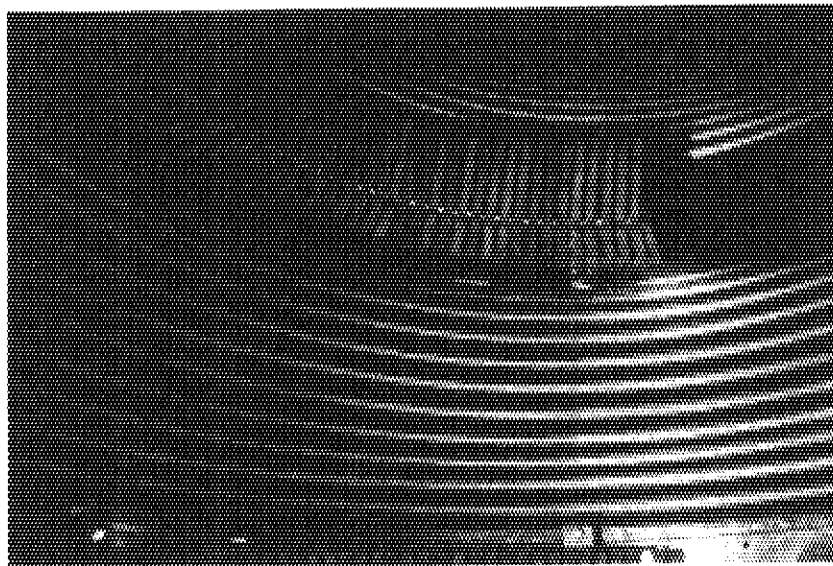


3.4図 アンテナの構造図

このアンテナの実抵抗分 R 、インダクタンス分 X の計算例がプラズマ密度をパラメータとして3.6図に示される。縦軸はそれぞれ(1)、(2)式で表わされる量であり、横軸は波数 k である。アンテナの抵抗分、インダクタンス分はこれらの量を波数 k で $-\infty$ から $+\infty$ まで積分した量であるから、この図の曲線と横軸、縦軸で囲まれた面積の2倍がそれぞれ抵抗分、インダクタンス分になる。図はプラズマの中心密度 n_0 をパラメータに取り、それぞれの値の時の k スペクトルを表わしている。 $n_0 = 7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ とするとアンテナの抵抗分は $2.7 \Omega/\text{m}$ 、インダクタンス分 $\omega L = 32 \Omega/\text{m}$ 程度となる。容量分は関係式 $c(\text{光速}) = 1/LC$ より求められ、アン



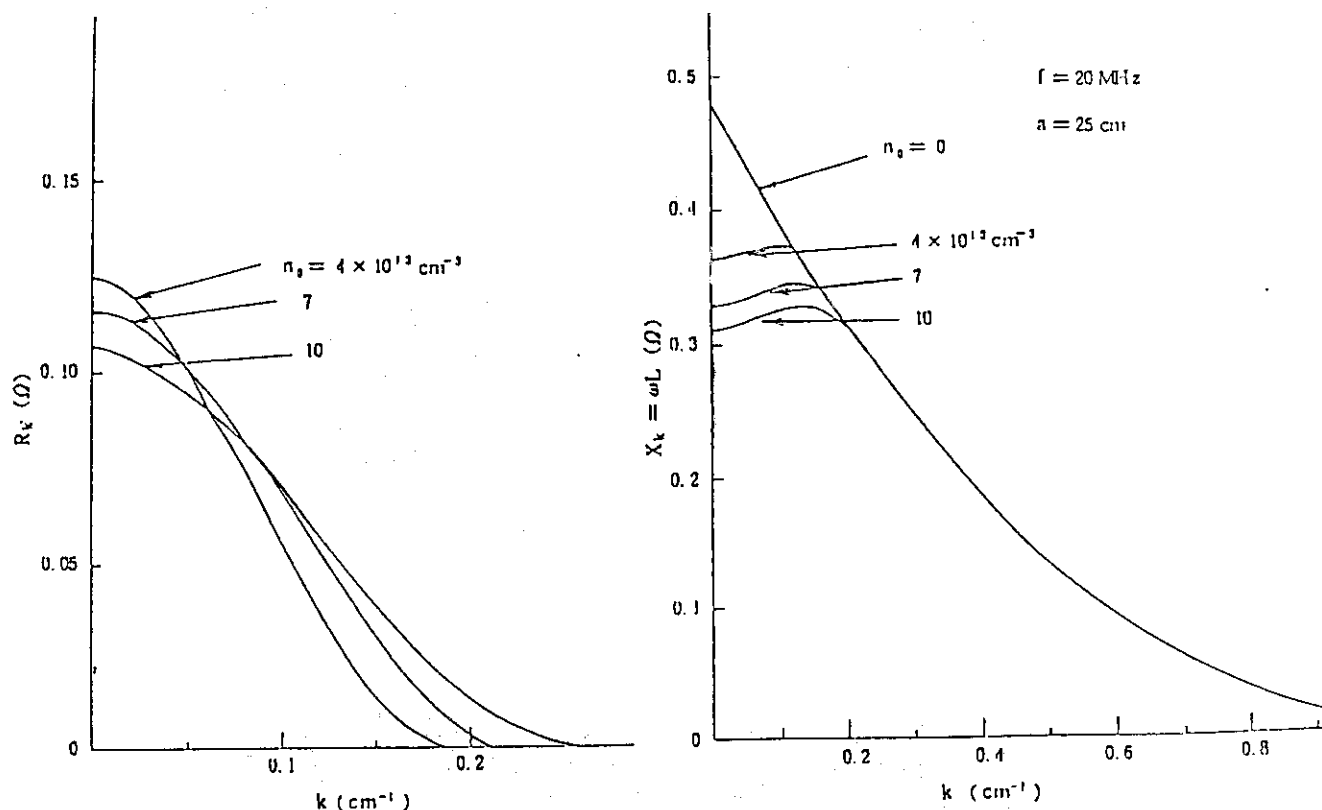
(a) アンテナ, 真空導入端子



(b) 真空容器内に設置されたアンテナ

3.5 図 アンテナの写真

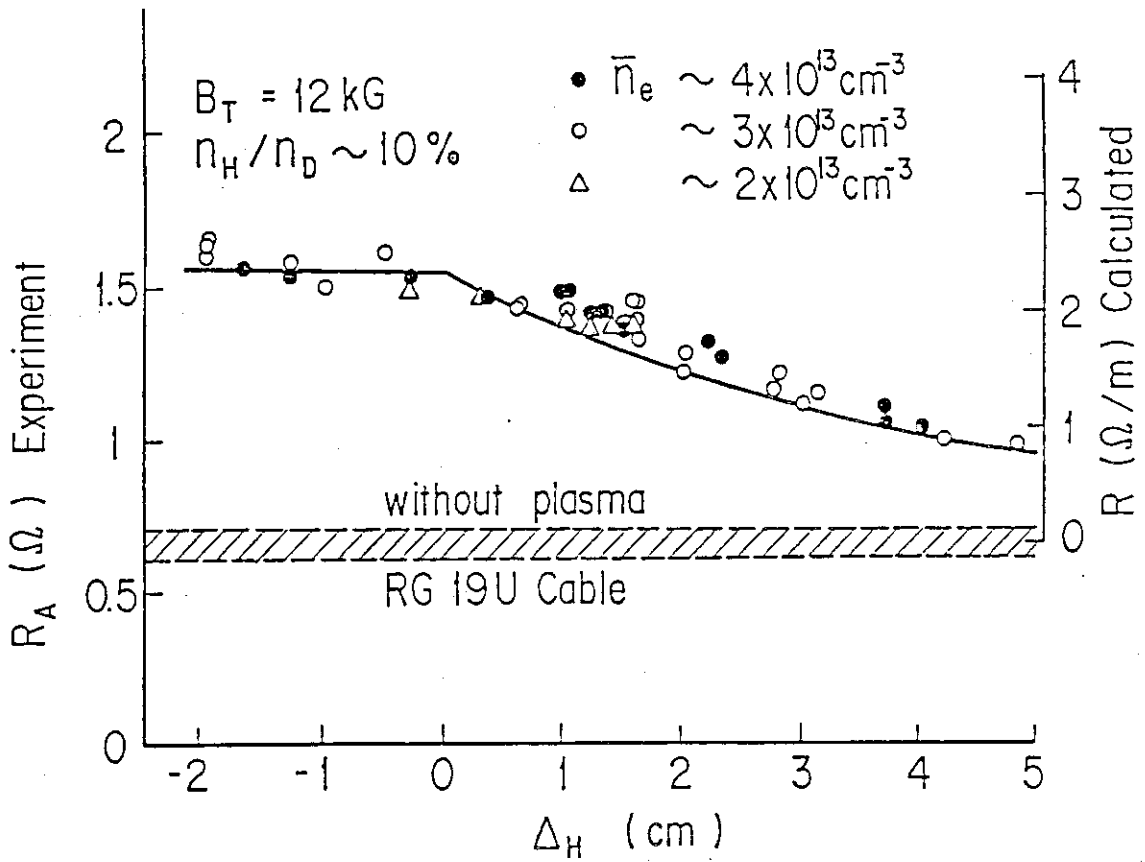
テナの特性インピーダンス $Z_0 (= L/C)$ は 76Ω 程度となる。



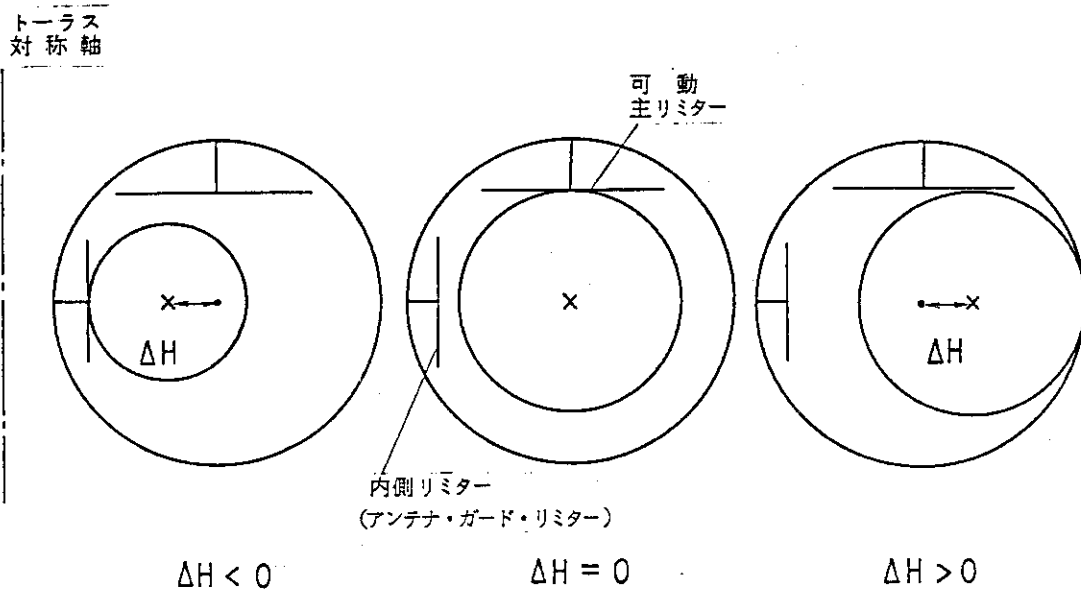
3.6 図 アンテナの抵抗分，インダクタンス分

(Ⅲ) アンテナ負荷の実験値

このようにして設計されたアンテナの，実際に得られた負荷抵抗の例を 3.7 図に示す。ただし負荷抵抗は，実験において次のように定義され測定される。スタブ整合器より先のアンテナ側へ伝送される電力を P とする。スタブからアンテナ側の伝送系における最大電流を I_A とすると， $P = (1/2) R_p I_A^2$ で負荷抵抗 R を定義する。実際に用いられる測定法には 2 通りあり，一方は抵抗の絶対値を，他方は相対的抵抗値を与える。相対値は一巻の磁気コイルをアンテナの背後におき，アンテナ電流を測定して求められる。この方法ではコイルが，アンテナ中に立つ電流の定在波の腹の位置に必ずしもなく，また絶対値をコイルの寸法位置から計算で求めるにも誤差が大きすぎてしまうので I_A が求まらない。そこで，このコイルにより測定された電流 I_m を最大電流 I_A に比例する量とし，その比例係数を次にのべる絶対値の測定より定めた。絶対値は，スタブでの整合が良くとれており，反射が無視できるとき 2 本のスタブ長より計算で求められる。この方法で求めた抵抗の絶対値にコイルによる電流測定から定める抵抗値が等しくなるように $I_A = k I_m$ なる k を求めた。通常はこのコイルによるアンテナ電流の計測より負荷抵抗が測定された。横軸は，プラズマ中心と真空容器中心との水平方向のずれ ΔH を表わす (3.8 図参照)。負の方向は，トーラスの内側の方向であるが，アンテナが強磁界側にあるので，アンテナ-プラズマ間の距離が短くなる方向である。プラズマが内側にシフトしていくと，あるところより内側では，プラズマ径が内側の固定リミターで規定され，アンテナ



3.7 図 プラズマの水平方向位置 ΔH (cm)とアンテナ負荷抵抗の R (Ω)関係。
 $\bullet \circ \Delta$ は実測値。実線は理論計算値。



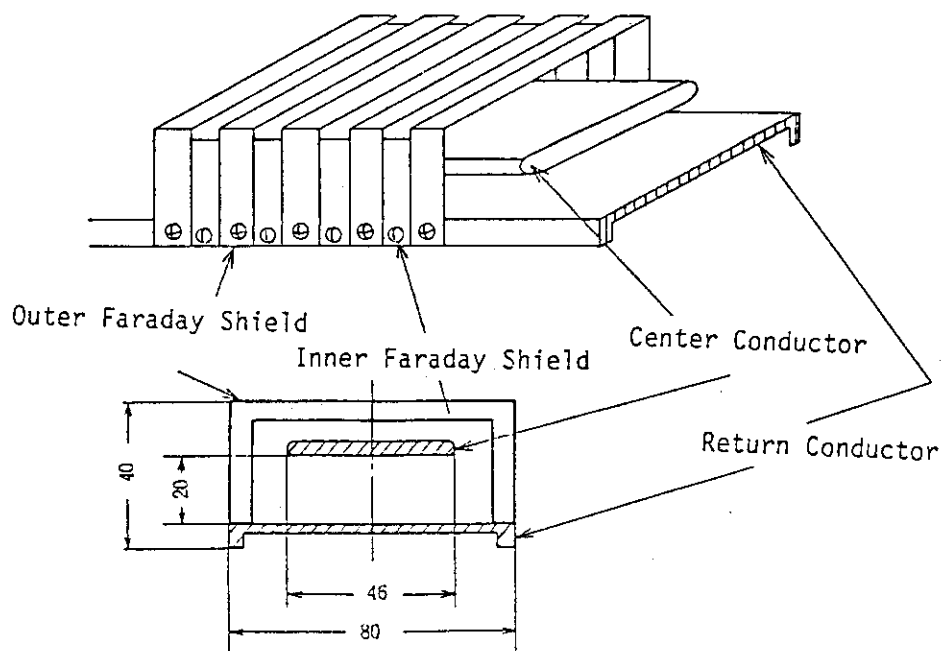
3.8 図 プラズマの水平方向の位置とリミターの関係。
 ΔH プラズマ中心と真空容器断面の中心間の距離

リミター間の距離は変わらないが、プラズマ半径が減少していく。一方、外側へのシフトでは、アンテナリミター間の距離が増加する。左側の縦軸はオーム/mの単位である。実線は、これらのことを考慮し、前述のAdamのモデルを用いて計算したものである。右側計算値の縦軸は Ω/m の単位であり、実測値のプラズマなしの真空中での抵抗値（アンテナ結合系での回路損失による）が0となるように、また、計算値の曲線が測定点にフィットするように縦軸の縮尺比を調節してあわせたものである。縮尺比は約0.42であるが実際のアンテナ長が0.48 mであるので、計算値と実験値は良くあっている。

(IV) ファラデーシールドの改良

速波は、ポロイダル方向に電流を流し、生じる高周波磁界(B)により励起される。その時生じるトロイダル方向の電界 E_z は、アンテナ近傍の周辺プラズマを加速したり、表面を伝播する波を励起する。従って、アンテナと中心プラズマとの結合を良くし、加熱効率を良くするためには、この E_z 成分を静電遮蔽する必要がある。これは、ファラデー・シールドと呼ばれる静電遮蔽板をアンテナのまわりに取り付けることによって行われる。JFT-2用ICRFアンテナのファラデー・シールドの構造を3.9図に示す。

ポロイダル方向に切れ目が入っているのは、B成分も遮蔽してしまわないためである。また、シールドが二重になっているのは、プラズマがシールド内に侵入して、アンテナ内導体とファラデーシールドの間で、絶縁破壊などを起こさないようにするためである。



3.9図 ファラデー・シールドの構造

このファラデー・シールドの効果は、JFT2-a (DIVA)装置において実験的に確かめられた。DIVAでは、ファラデー・シールドを付けた場合と、付けない場合で、加熱実験が行われた。その結果、ファラデー・シールドを付けた方が、付けない場合に比べ、プラズマによ

る負荷抵抗分は 4Ω から 2Ω に減少したが、加熱効率 η は、 $3.5 (eV/kW \cdot 10^{13} cm^{-3})$ から $8 (eV/kW \cdot 10^{13} cm^{-3})$ へ上昇した。ただしこの場合の加熱効率 η は、加熱による中心電子、イオン温度の上昇分をそれぞれ ΔT_e , ΔT_i (eV) とし、加熱入力を P (kW), 中心の電子密度を n_e ($\times 10^{13} cm^{-3}$) としたとき $\eta = n_e (\Delta T_e + \Delta T_i) / P (eV/kW \cdot 10^{13} cm^{-3})$ で表わされるものである。また、ファラデーシールドがない場合、周辺プラズマの電子温度が上昇し、アンテナと周辺プラズマの静電的結合が起きたものと思われる。

3.2 整合部

整合回路 (3.1 図参照) は、発振器から特性インピーダンス 50Ω の同軸管で運ばれてくる高周波電力を、数 Ω のアンテナ部にインピーダンス整合させ、アンテナからの反射をへらし、効率良く給電するためのものであり、二本の並列可動スタブを用いる。この回路の設計条件として、(1)全体の回路損失を少なくする、(2)回路内の各部分に高電圧が発生しないようにする、(3)なるべくコンパクトにする、などがある。

ここで (イ) スタブ 1, スタブ 2 間の距離, (ロ) (アンテナ) - (スタブ 1) 間の距離を可変パラメータとして、必要なスタブ 1, スタブ 2 の長さ, 整合回路から負荷側での回路損失, 各部分の発生電圧を通常の分布定数の回路理論を用い、計算で求めた。

(I) 計算方法

- 1) 受電端の電圧 V_r , 電流 I_r が与えられている場合、受電端から任意の距離 x だけ離れた点の電圧, 電流は回路理論から次式で求められる。

$$\begin{aligned} V &= V_r \cosh rx + Z I_r \sinh rx \\ I &= I_r \cosh rx + (V_r/Z_0) \sinh rx \end{aligned}$$

伝播定数 r , 特性インピーダンス Z_0 は抵抗分, 漏洩コンダクタンスを含み、複素数のまま計算する。アンテナの接地端 (3.1 図の点 P) で $I = 1$, $V = 0$ を与え、給電側へ向けて各部の V , I を決定していく。

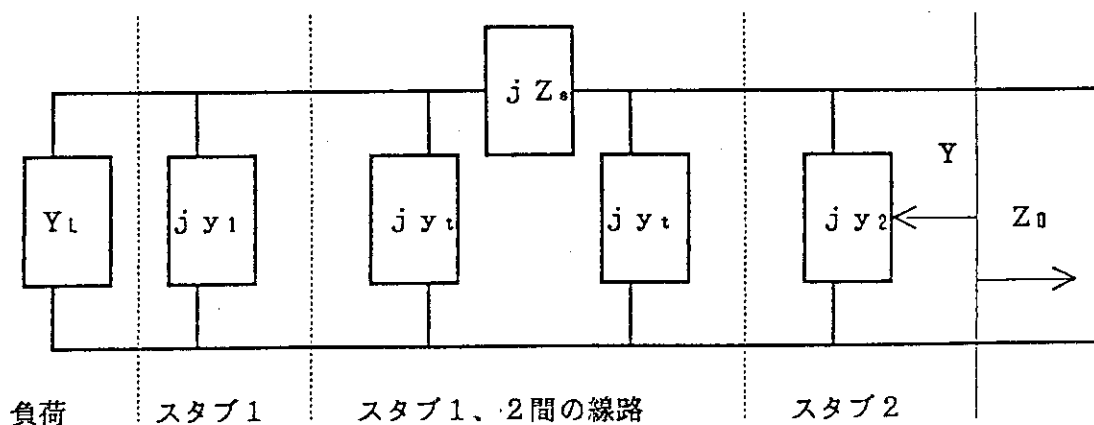
- 2) アンテナ端, スタブ接地点等, ケーブル変換等の不連続点ではその点での V , I を求め、給電側の次の計算に対する受電端の V , I として計算する。
- 3) スタブの長さを決定するための計算は、線路の損失がないものとして計算する。この場合スタブ部での回路損失が大きくなると、スタブ 2 より給電側で電圧定在波比 (VSWR) が大きくなる。

スタブ長は以下の手順で求められる。

スタブ設置位置から負荷側を見たアドミッタンスを

$$Y_L = I/V = G_L + jB_L$$

とする。等価回路は 3.10 図のように書け、整合条件はスタブ 2 の位置から負荷側を見たアドミッタンスを Y として、 $Y = 1/Z_0$ である。



3.10 図 整合部の等価回路

$$Y = 1 / \{ 1 / (Y_L + j Y_1) + j Z_s \} + j Y_2$$

ただし $Y_1 = y_1 + y_t$, $Y_2 = y_2 + y_t$

$$y_1 = 1 / (\tan 2\pi \ell_{s1}) , \quad y_2 = 1 / (\tan 2\pi \ell_{s2})$$

$$y_t = \tan \pi \ell_s , \quad Z_s = \sin 2\pi \ell_s$$

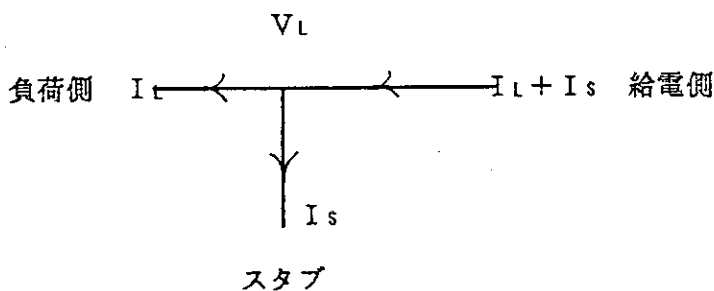
で表わされ、整合条件の実部、虚部をそれぞれ等しく置くことにより、次の2式が得られる。

$$Y_1 = (1 / Z_s) \{ 1 \pm ((1 - Z_s^2 G_L) / G_L)^{1/2} G_L \} - B_L$$

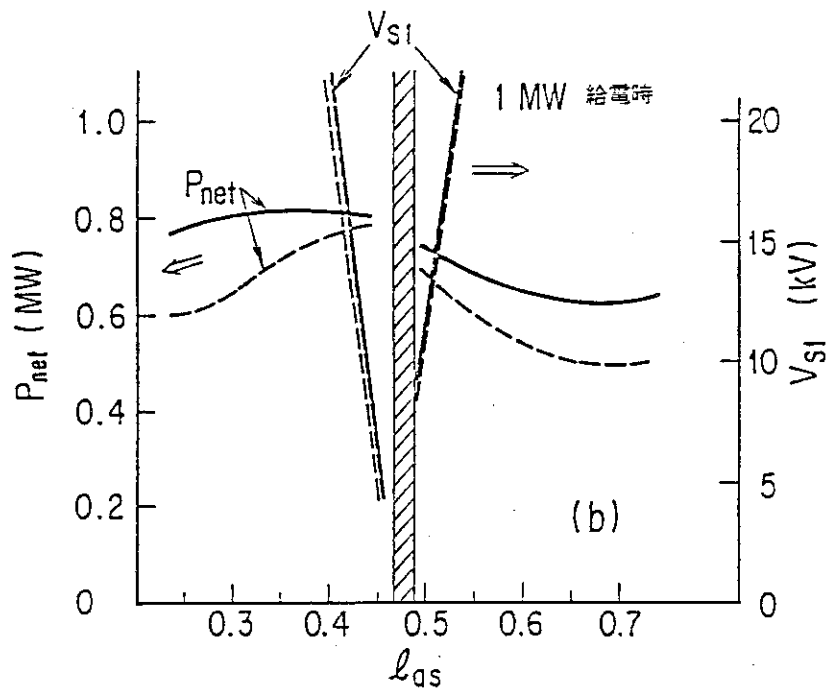
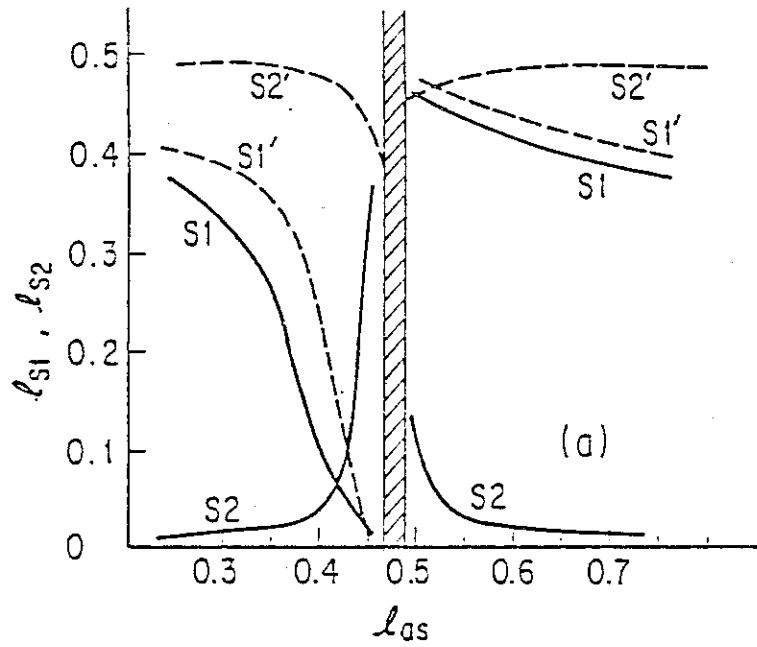
$$Y_2 = (1 / Z_s) \{ 1 \pm ((1 - Z_s^2 G_L) / G_L)^{1/2} \}$$

ここでインピーダンスは、伝送系の特性インピーダンス $Z_0 = 1$ に規格化してある。また、 ℓ_{s1} 、 ℓ_{s2} 、 ℓ_s はそれぞれ、波長で規格化したスタブ1、2、及びスタブ間の長さである。この2式より、アンテナでの負荷 $Y_L = G_L + j B_L$ がわかれば、 Y_1 、 Y_2 が定まり、スタブ1、2の整合長が求まる。逆に、実際の実験においてアンテナ負荷と伝送系の整合が取れるスタブ1、2の位置をさがすことができれば、これらの位置よりアンテナ負荷を求めることが可能である。この場合は、整合条件の式を G_L 、 B_L について解けばよい。

4) スタブの部分は3.11図のように、電圧を一定として、電流は負荷及びスタブに流れる電流の和とする。



3.11 図



アンテナスタブ1間の距離 l_{as} を変化させた場合の(a)整合スタブ長, 及び(b)アンテナでの吸収電力 P_{net} , スタブ1点での電圧。実線と点線は整合条件の二つの解に相当する。

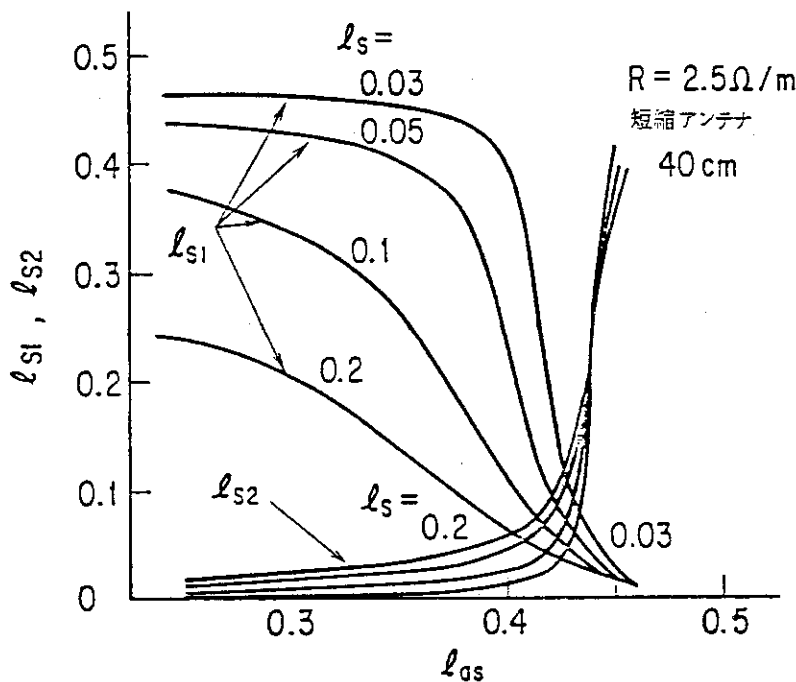
3.12 図

- 5) 伝送電力は各点において $P = \text{Re} \{ VI \}^*$ で求める。このように得られた電力はその点から負荷側で消費される電力になる。
- 6) 計算はすべて、特性インピーダンス、及び波長で規格化して行う。

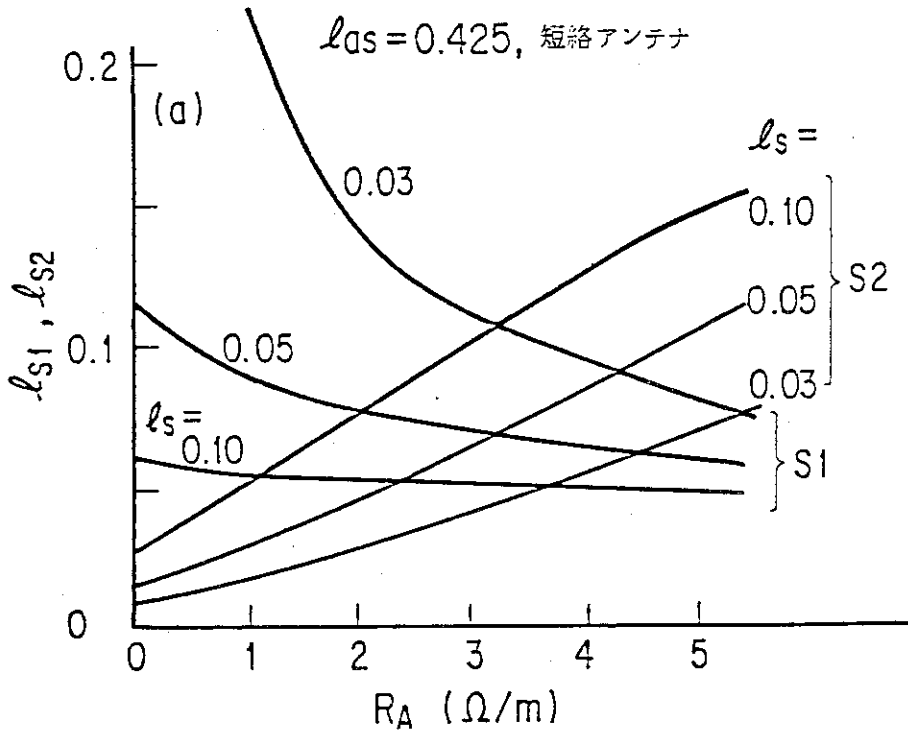
(II) 計算結果

3. 12 図にスタブ 1, 2 間の長さ l_s , 及びアンテナ負荷を与えたときにアンテナとスタブ間の長さ l_{as} に対し整合に必要なスタブ長 l_{s1} , l_{s2} , また 1 MW 入力の際のプラズマに吸収される高周波電力 P_{net} , 及びスタブ 1 での電圧 V_{s1} の l_{as} に対する変化が示してある。スタブ 1, 2 間の長さ l_s は 0.1 (波長で規格化して) をとっている。前節 3) の 2 つの解 (± に対応) はそれぞれ実線と点線で表わしている。斜線部は整合不可能の領域で前小節 3) の整合条件で $(1 - Z^2 G_L) / G_L < 0$ となる領域で負荷側を見たインピーダンスが 0 に近くなる領域、つまり線路の直列共振点付近である。スタブ 2 での電圧は整合のとれている 50 Ω 同軸ケーブルでの電圧と等しくなり 1 MW 給電で 7.1 kV (実効値) である。この図よりスタブ 1 での電圧 V_{s1} が 20 kV 以下となるのは $l_{as} = 0.4 \sim 0.55$ の間である。斜線部より l_{as} の短い側ではスタブ長 l_{s1} , l_{s2} が共に短くなる。そこに注目して、スタブ間の長さ l_s をパラメータとし、 $l_s = 0.03, 0.05, 0.1, 0.2$ のときのアンテナ、スタブ間の距離 l_{as} に対するスタブ 1, 2 の整合長を表わしたのが 3. 13 図である。この図から $l_{as} = 0.425 \pm 0.005$ の付近においてスタブ長が l_{s1} , l_{s2} とも、0.1 波長程度に短くなっており、 l_s には大きく依存していない。 P_{net} もこの近傍ではほぼ最大値をとり、約 800 kW である。

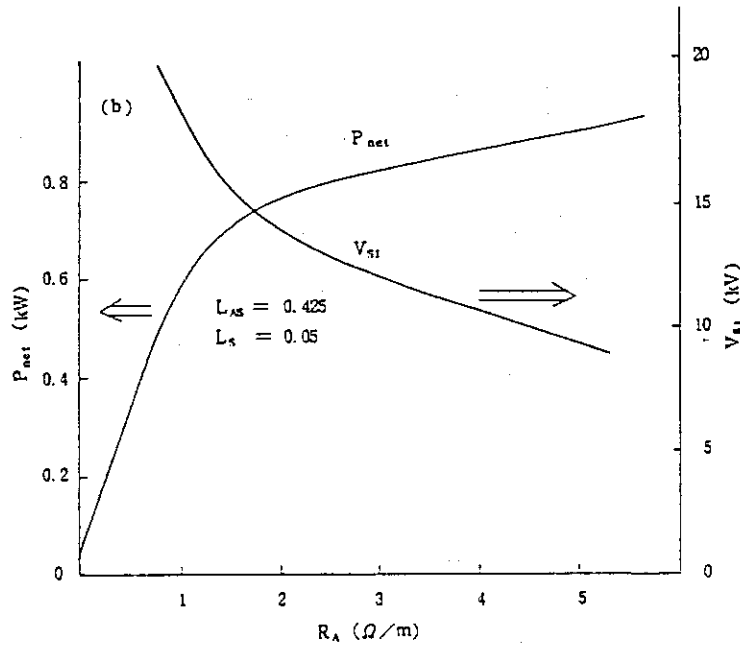
従って、 $l_{as} = 0.425$, $l_s = 0.05 \sim 0.1$ に選ぶと整合回路はスタブ長 0.1 程度 (20 MHz で 1.5 m) で短く押さえることができると思われる。また、アンテナへの高給電効率、スタブでの電圧を低くおさえるなどの他の設計条件を満たすことがわかる。しかし、スタブの設置点が共振点付近であるため、 l_{as} のわずかな変化に対して整合条件が大幅に変動するため、スタ



3. 13 図 スタブ間の距離をパラメータにした場合のアンテナ-スタブ間距離とスタブ長の関係



3.14 図 スタブ間距離 l_s をパラメーターとしたときのアンテナ
 負荷抵抗 R に対するスタブ整合長



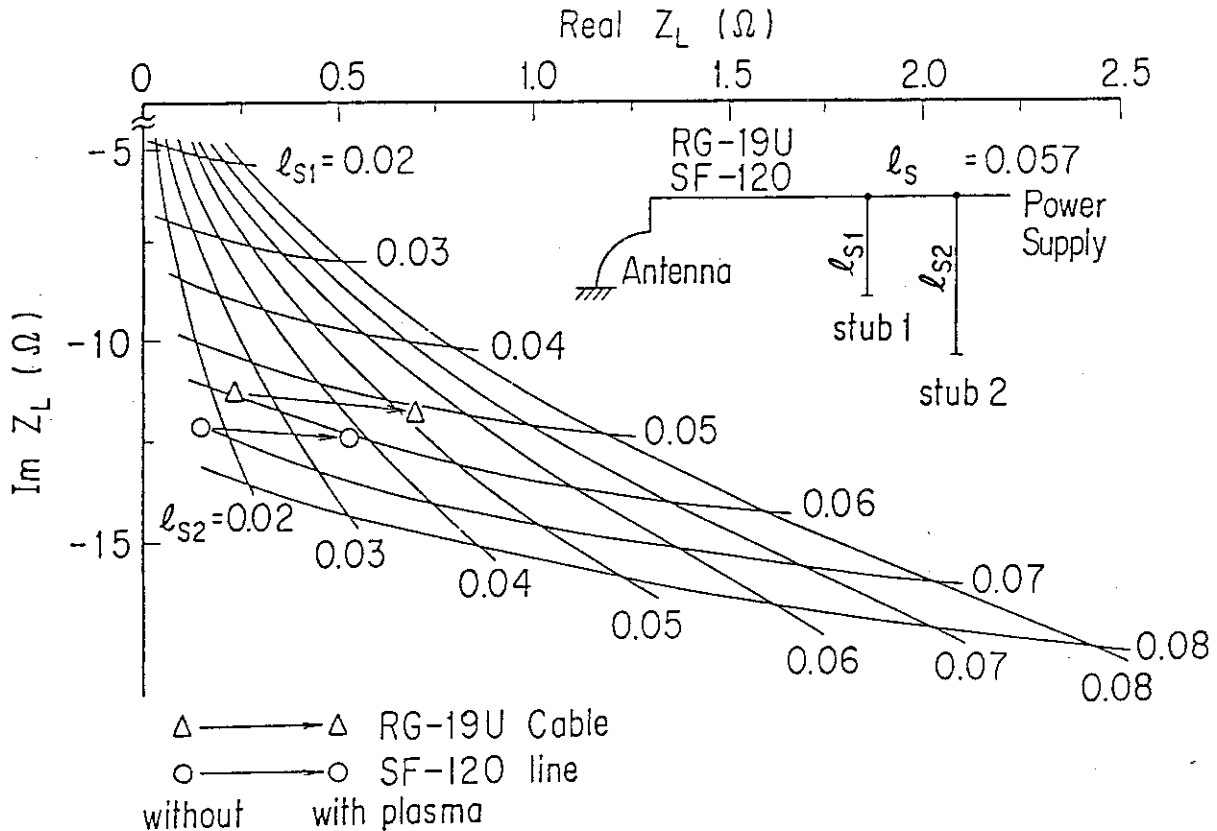
3.15 図 アンテナ負荷抵抗 R に対するアンテナ放射パワー P_{net} ,
 スタブ1での電圧 V_{s1}

ブ1の設置点を正確に決めなければならない。プラズマがある場合とない場合のインダクタンス分の変化は3・6図から10%程度で、 l_{ss} に与える影響は小さい。従ってプラズマのない状態で設定すればほとんど動かす必要はない。

一方、抵抗分はプラズマの密度分布、または周辺の密度等により大きく変化する。また調整はプラズマがない状態で行うので抵抗分はほとんど0の状態から初期の設計値の2倍程度を、スタブの可変長の範囲内でカバーできることが望ましい。負荷の抵抗分を変化させた場合、整合に必要なスタブ長 l_{s1} 、 l_{s2} 、をスタブ間距離 l_s をパラメータとして示したものが3・14図である。 $l_s = 0.05$ のとき、 l_{s1} 、 l_{s2} はほぼ0.1程度の可変長で抵抗分0~5Ω/mの間をカバーできる。3・15図は $l_{as} = 0.425$ 、 $l_s = 0.05$ の場合、アンテナ負荷抵抗Rを変化させたときの、アンテナから放射される電力 P_{net} とスタブ1での電圧 V_{s1} (いずれも1MW給電時)を示したものである。実際に $R > 1.5 \Omega/m$ であれば、スタブでの耐電圧が $V < 15 \text{ kV}$ 程度であるので、 $P_{net} \geq 750 \text{ kW}$ が可能である。

(Ⅲ) 実験

以上述べた手順で設計された整合系を実験で用いた場合の、スタブで整合の取り得る負荷インピーダンスの範囲を3.16図に示す。また、測定されたプラズマがない状態からある状態へのアンテナ負荷抵抗の変化のようすが、この図の複素インピーダンス平面上に○または△印の移動として示されている。スタブによる整合の取れる範囲内に、負荷抵抗の変化がうまく収まっていることがわかる。△はアンテナスタブ間にRG-19U同軸ケーブルを用いた場合の変化、○はSF-120同軸導波管を用いたときの変化を示している。



3.16図 スタブで整合の取り得る負荷インピーダンスの範囲

3.3 伝送部

—アンテナ及び給電線中での電圧—

ICRF実験においては、アンテナ近傍での絶縁破壊、耐電圧性などが問題になるが、アンテナ及び給電線中に発生する電圧についての概略の計算を行い、発生電圧の目安を得ると共に、これまでの実験結果をもとに、どのくらいの電圧に耐えるかの目安を得る必要がある。絶縁破壊のデータは経験的なものが多く、特に高周波のそれはほとんどデータもない状態である。真空中で、高周波特有の現象として、加速された電子が陽極に達した時、高周波電界の向きが逆転し、たたき出された2次電子が逆方向へ加速され、これが繰り返されるマルチパクタリング (multi-pactoring) と呼ばれるものが考えられるが、今考えている系では周波数が低く、電界が高く、その領域からはるかにはずれている。終端短絡の場合アンテナ端で発生する電圧 V_B (実効値) は、 Z_A をアンテナの特性インピーダンス、 I_A をアンテナ入力端での高周波電流、 ℓ_A をアンテナ長 (ポロイダル方向の) として、

$$V_B = Z_A I_A \sin \theta_A \quad (\text{ただし, } \theta_A = \omega \ell_A / c)$$

一方、プラズマに吸収される高周波電力 P_{net} は

$$P_{\text{net}} = I_A^2 \cdot R_A \ell_A$$

従って、 θ_A が小さい場合、近似的に

$$V_B \approx Z_A (\omega / c) \cdot \sqrt{(P_{\text{net}} \cdot \ell_A / R_A)}$$

上式はアンテナ端で発生する電圧を下げるためには、アンテナの特性インピーダンス Z_A を下げる、つまり、なるべくインダクタンス分を小さくする。または抵抗分を大きくするという先に述べた結果を示している。もう一つ重要な結論はアンテナ長を短くすると、アンテナ入力端での電圧が下がるということである。しかし、アンテナ長を短くすると、アンテナへの抵抗分は小さくなり、一定電力を結合させるために必要な高周波電力が大きくなり大きな定在波が発生し、給電線で高電圧が発生すると同時に、給電線、整合回路での回路損失が増大する。

JFT-2ではポロイダル方向に1/4周のアンテナを採用して、アンテナ長0.4 m、 $P_{\text{net}}=1$ MW、 $f=20$ MHz、 $Z_A=75 \Omega$ 、 $R_A=2.7 \Omega/\text{M}$ とすると、 $V_B=12.3$ kV (実効値) 程度となる。

このとき、給電線中で発生する最大電圧 V は

$$V_M = I_A (Z_0^2 \cos^2 \theta_A + Z_A^2 \sin^2 \theta_A)^{1/2}$$

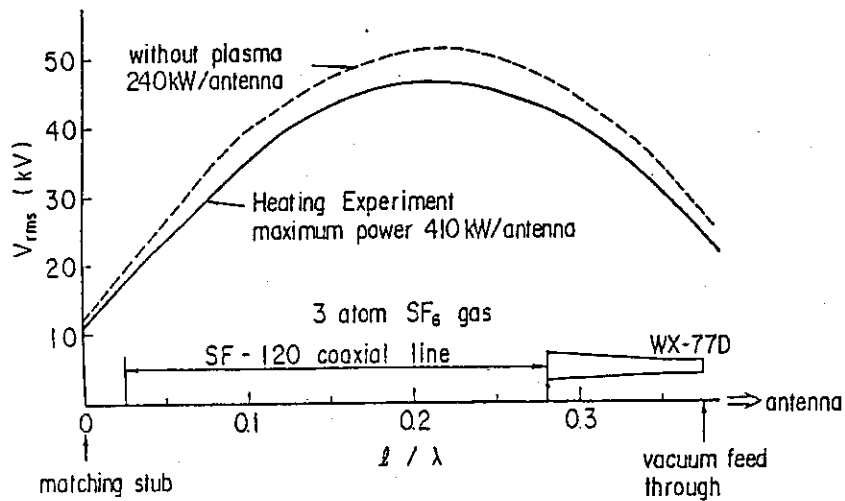
で与えられ、実効値で約50 kVの高電圧が発生することが予想される。

半周アンテナの場合はアンテナ長は2倍となるので $V_B=17.1$ kV、 $V_M=37$ kVとなりアンテナ端の電圧は増大するが、給電線中での電圧は減少する。

また、アンテナの給電端と反対側に約1/2の給電線と同じものを接続することにより、アンテナ中心を仮想接地にして、 V_B を約1/2に減少させることも可能である。あるいは、2本の

アンテナを並列につなぐことによって、アンテナ、給電線での発生電圧をそれぞれ $1/\sqrt{2}$ に減少させることも考えられる。

実際の JFT-2 の実験では、アンテナスタブ間は、フレキシブル同軸導波管 (SF-120 (4-7/8")) を 2 本使い、2 つのアンテナを並列につないだ。さらに、この同軸導波管には、3 気圧の SF-6 ガスを充填し、耐電圧性を高めた。このシステムで 800 kW の RF パワーをプラズマに結合させたときの給電線中に生ずる定在波の電圧 (実験値) を、実測した電流値から計算して求めたものを 3.17 図に示す。このとき、1 本のアンテナ表面積は 0.022 m^2 であるから、アンテナにおけるパワー密度としては 18.6 MW/m^2 となり、世界最高値に達している。



3.17 図 アンテナスタブ間に起きる定在波の実効電圧

4. ICRFによるプラズマ加熱実験の結果

4.1 プラズマ・パラメータに応じた加熱の最適化

ICRF 加熱の高効率化を計るうえで、プラズマパラメータに応じた加熱条件の最適化を行わなければならない。2成分イオン混成加熱においては、水素と重水素の密度比である n_H/n_D が加熱メカニズムを決める重要なパラメータである。またトロイダル磁界の強さ (B_T) も、1.2で概説したようにサイクロトロン共鳴層のプラズマ中での位置を決める重要なパラメータである。JFT-2トカマク実験では、まず加熱特性を見るため n_H/n_D を10%と30%に固定して、それぞれの密度比において B_T を変化させ、共鳴層の位置を変えることを試みた。4.1図はこのときのトロイダル磁界の強さに対する加熱による電子、イオン温度の増分 ΔT を表わしたものである。縦軸は温度の増分を粒子1個当たりの加熱パワー (P_{net}/\bar{n}_e) で割り、規格化している。

$n_H/n_D = 10\%$ のとき、加熱によるイオン温度の増分は、 $B_T = 12 \text{ kG}$ で鋭いピークを持つ。このとき混成共鳴層とサイクロトロン共鳴層はプラズマ中心部にある。このように鋭いピークを持つことから、イオンのRFパワー吸収の空間領域はかなり狭いものと思われる。

$n_H/n_D = 30\%$ で B_T を変化させたときは、 $n_H/n_D = 10\%$ の場合にくらべ強い電子加熱が観測された。その結果を4.2図に示す。4.2図も4.1図と同じように縦軸は温度の増分を粒子1個当たりの加熱パワーで規格化している。電子とイオンの加熱が $B_T = 15 \text{ kG}$ のとき最も強く起こることがわかる。計算による予測によれば $B_T = 15 \text{ kG}$ のとき、混成共鳴層はプラズマ中心から弱磁界側に7cm離れたところ、またサイクロトロン共鳴層は弱磁界側のプラズマの縁の近くにある。あきらかに加熱メカニズムは、 $n_H/n_D = 10\%$ のときと、 $n_H/n_D = 30\%$ のときでは異なっている。

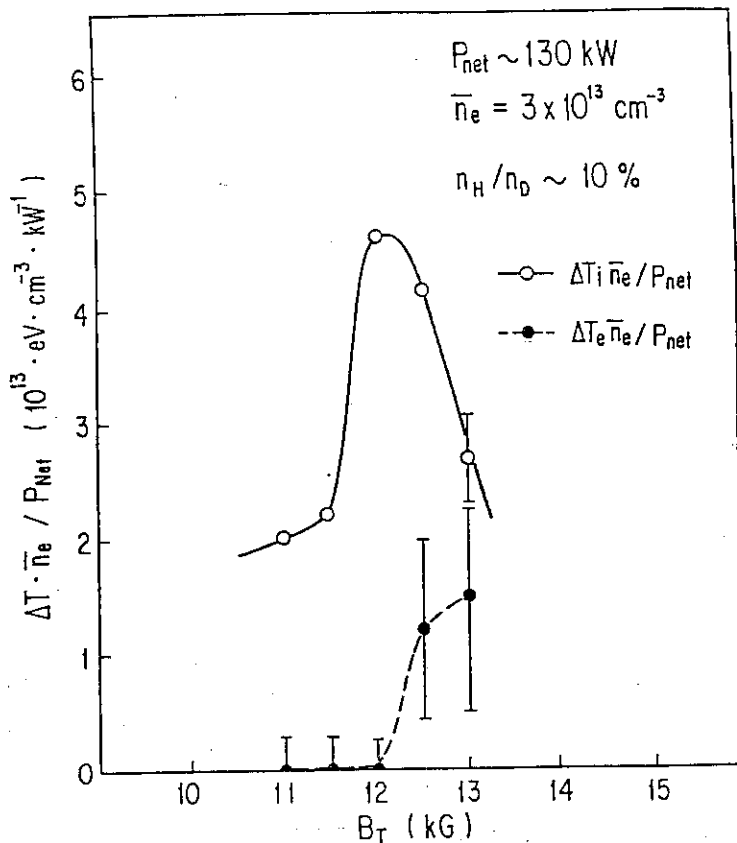
トカマクにおいて2成分イオン・プラズマ中では、1.2.2でのべたように、モード変換層とそれに伴う遮断層が、それぞれのイオンのサイクロトロン共鳴層の間に形成される。強磁界側から励起された速波の一部は、変換層でイオン・バーンスタイン波にモード変換される。残りの速波は変換層を透過していく。モード変換層と遮断層ではさまれたモード変換領域の幅は、 n_H/n_D の値の増加と共に厚くなる。

n_H/n_D が小さく、磁界に平行な波数ベクトル、 $k_{||}$ が0のとき、single path でモード変換を起こす割合のモード変換率 Γ は次式で与えられる^[15]。

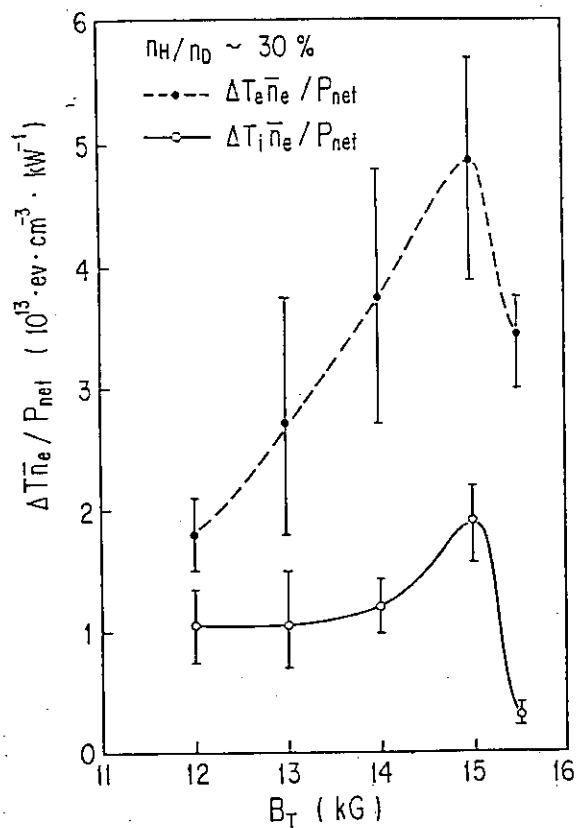
$$\Gamma = |1 - \exp(-\pi\eta)|, \quad \text{但し,} \quad \eta = R\omega_p\beta\{1 + (n_H/n_D)\beta^{-1}\}/2c,$$

R : 主半径, β : トロイダル・ベータ値, ω_p : 重水素プラズマ周波数

この式からも、 n_H/n_D 値の増大に伴って、変換率 Γ が增大することがわかる。 $n_H/n_D = 30\%$ のときは、イオン・バーンスタイン波へのモード変換がほぼ完全に起こる。また、このとき変換層はサイクロトロン共鳴層から十分離れているので、電子のランダウ減衰が波の主な減衰機構になる。

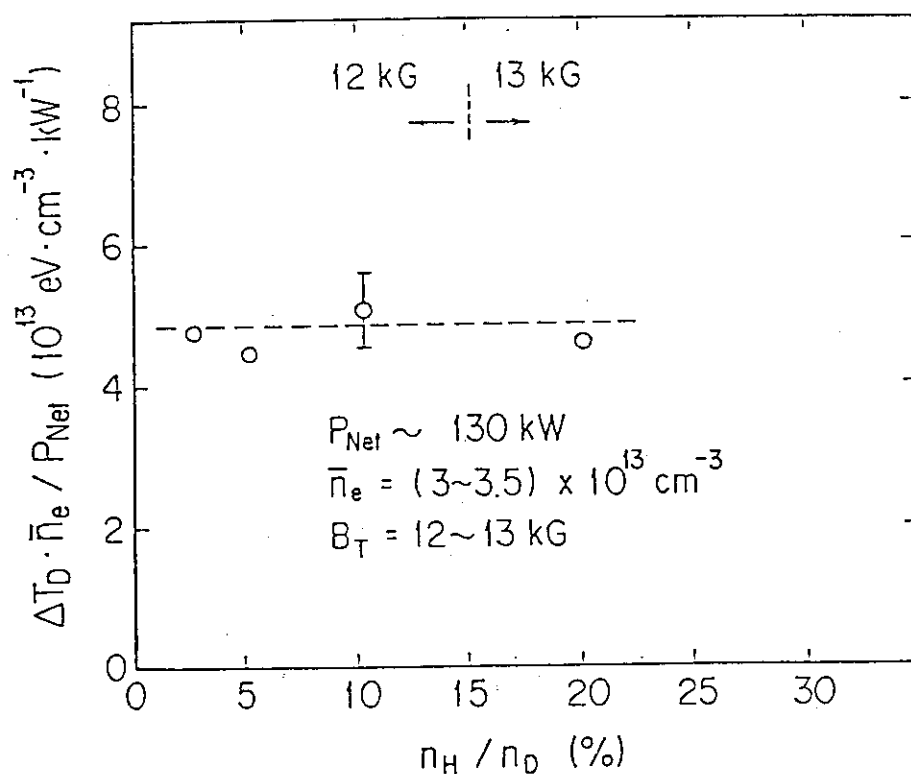


4.1 図 トロイダル磁界の強さ B_T に対する電子、イオンの加熱効率
水素、重水素イオン密度比 (n_H/n_D) = 10%



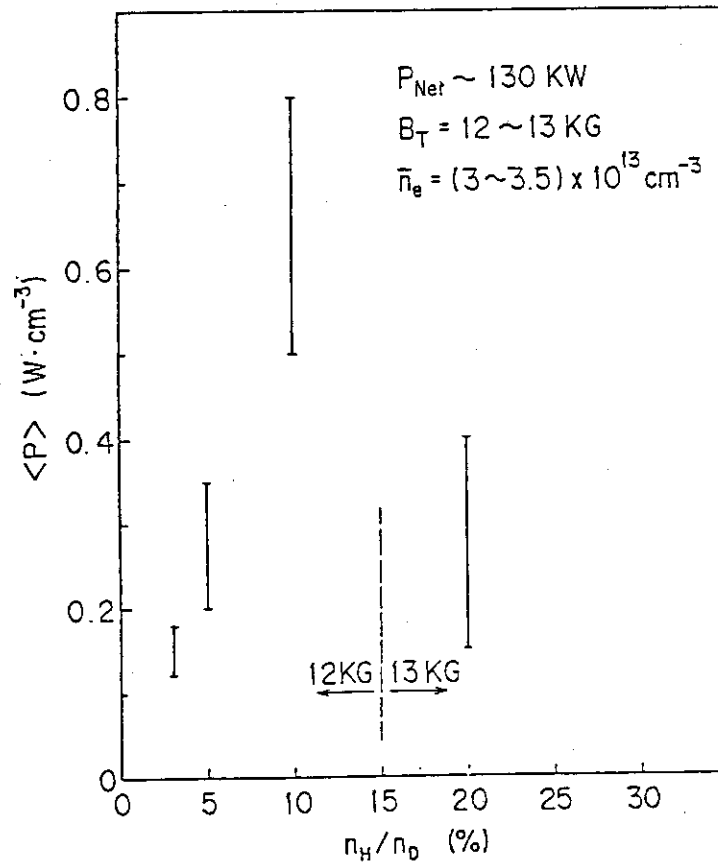
4.2 図 トロイダル磁界の強さ B_T に対するイオン、電子の加熱効率
水素、重水素イオン密度比 (n_H/n_D) = 30%

$n_H/n_D = 10\%$ のときは、変換領域は幅が狭く、サイクロトロン共鳴層と変換層の距離は近くなる。このときでも、理論的計算によれば、まだ変換効率が-highい、実験ではイオン加熱が主に起こっている。この理論と実験の差はあまり良く理解されていない。実験的にイオン加熱の起こる条件は、変換層とサイクロトロン共鳴層が近く、それらがプラズマの中心付近にあることである。イオン加熱は、この条件を満たすかぎり、比較的広い n_H/n_D の範囲で、($n_H/n_D = 2 \sim 20\%$) 明確に観測される。“多数成分”である重水素の加熱効率は、この領域でほぼ一定であることが4.3図に示される。横軸は n_H/n_D 値(%)を表わし、縦軸は、粒子1個当たりの加熱パワーで規格化した重水素イオンの温度の増分を表わす。しかし、この領域内においても加熱機構が、 n_H/n_D と共に変化することが次のことよりわかる。



4.3図 水素、重水素イオン密度比 (n_H/n_D) を変化させたときの重水素の加熱効率

このイオン加熱領域においては、水素の荷電交換粒子エネルギー・スペクトラムには、非マックスウェル分布の成分が高エネルギー部に見られる。この水素イオンの高エネルギー成分を維持するのに必要な水素への加熱パワー密度は、エネルギー・スペクトラムの速度空間内における等方向性を仮定すれば、Fokker-Planck の式から推定できる^[29]。この結果を、4.4 図に(n_H/n_D)の関数として示す。縦軸は、単位体積当たりの水素に吸収された加熱パワーであり、横軸は n_H/n_D 値(%)である。この高エネルギー水素イオンへ注入された RF パワーは次に多数成分イオンである重水素イオンにクーロン衝突を介して移行する。中心での重水素の温度を維持するのに必要な加熱密度は、約 $1.2 \sim 1.4 \text{ W/cm}^3$ である。よって、 $n_H/n_D = 10\%$ のとき、多数成分重水素イオンの加熱パワーのおよそ半分は、高エネルギー・非マックスウェル分布の水素イオンから受ける。一方、 $n_H/n_D = 2 \sim 4\%$ のときは、重水素イオンはほとんど RF 波動電界から直接エネルギーを受け取るものと思われる。



4.4 図 水素、重水素イオン密度比に対する、水素への RF 加熱パワー密度

よってイオン加熱領域も n_H/n_D の大きさによって、重水素の 2 倍高調波・多数イオン加熱領域と、水素の基本波・少数イオン加熱に分類できる。

以上の ICRF 加熱の実験結果を総合すると加熱領域として、実験条件から有効な加熱領域が次のように分類される。

(1) イオン加熱領域

$n_H/n_D \leq 10\%$, $B_T = 12 \sim 12.5 \text{ kG}$ で、モード変換層とサイクロトロン共鳴層がプラズ

マ中心付近にある場合。

- (a) 重水素イオンに対するイオン・サイクロトロン 2 倍高調波加熱が有効な条件

$$n_H/n_D = 2 \sim 4 \%$$

- (b) 水素イオンに対する基本波加熱が有効な条件

$$n_H/n_D = 10 \%$$

- (2) 電子加熱領域

$n_H/n_D = 30 \%$, $B_T = 15 \text{ kG}$ で, モード変換領域がプラズマ中心から弱磁界へ 7 cm ほど離れ, サイクロトロン共鳴層が弱磁界側のプラズマの外縁にあるとき。

4.2 不純物制御による加熱効果の改善

ICRF 加熱時にプラズマ中への不純物イオンの混入が大きく増加する現象が DIVA^[30], JFT-2^[31] その他の装置^[32, 33]でも共通に観測された。この不純物発生を抑制することが, ICRF 加熱効率の改善に, 非常に重要な問題となっている。不純物の増加がもたらす結果として;

- (1) 不純物イオンからの放射損失が増加することにより, RF により注入されたパワーが有効にプラズマ加熱に寄与しない,
- (2) 不純物の増加がはなはだしいときは, プラズマ周辺が放射損失により冷やされ, プラズマ電流の小半径方向の電流分布の半値幅が狭くなる。その結果プラズマの巨視的不安定性が引き起こされ, プラズマ崩壊 (plasma disruption) に致る,
- (3) 実効プラズマ・イオン価数 Z_{eff} が高くなるためイオンの熱伝導係数が大きくなり, イオンの加熱効率が悪化する,

などがある。

ICRF が核融合実用炉において, 主要な追加加熱方式となるためには, この加熱時における不純物発生の原因をあきらかにし, これを制御できることが不可欠の条件となる。

プラズマ中に混入する不純物は軽元素系不純物と金属系不純物に分けることができる。不純物問題を考えるとき, その発生機構も別々に考える必要がある。そこで, 軽元素系不純物及び金属系不純物がプラズマ中に混入する素過程をまず次にまとめる。

軽元素系の不純物イオンはトカマク真空容器壁, リミターに化学吸着, 物理吸着されていた軽元素ガスが次にあげるいくつかの機構により, プラズマ中へ放出され生成されるものと考えられている。これらの機構としては(1)容器壁, リミター表面の温度上昇による熱解離, および(2)イオン, 電子, 光子の壁, リミターへの衝突によるものが挙げられる。このうち(1)はトカマク放電の時間幅 (1 s 以下) 及び壁, リミター表面の温度変化を考えると除外される^[34]。(2)に関してはイオン, 中性粒子の衝突による不純物の生成率が, 電子, 光子の衝突によるものより 1~2 桁高いので, イオン, 中性粒子の壁への衝突を主な発生過程と考えればよい。

金属不純物のプラズマ中への混入機構としては, 真空容器内金属材料の(1)スパッタリング, (2)放電 (アーキング) および(3)蒸発, など 3 つのものが主に考えられる。

(1)のスパッタリングは次のような過程で起こる。比較的エネルギーの高いイオン, 中性粒子が固体表面に衝突し, 格子を形成する原子にエネルギーを伝達する。このエネルギーが格子の結合

エネルギーより大きいとき、この原子は格子をはなれ自由になる。このとき衝突するイオンの質量が格子原子より小さければ小さいほど、衝突によるエネルギーの伝達は小さくなる。よって、水素イオンや重水素イオンによるスパッタリング生成率は低い。また、格子の結合エネルギーも数 eV 以上であり、これ以下のエネルギーではスパッタリングが起きない。スパッタリング生成率も入射エネルギーが 1 ~ 10 keV まではほぼエネルギーに比例して高くなる。よって、電価数の高い軽元素系イオンなどが、シースポテンシャル (~ 3 Te (V); Te ≡ シースにおける電子温度 (eV), 10 ~ 100 V) で加熱されると 1 keV 近くのエネルギーでスパッタすることになり、スパッタリングの生成率が非常に高くなる。

(2) のアーキングは単極放電が具体的な放電過程として考えられる。これは金属表面に形成されるシースがある点で破壊され、負の電圧障壁がなくなり、その点へ電子流が集中するために起こるものである。

(3) の蒸発はリミターや真空容器壁の一部に熱流束が集中するとき、表面温度が高くなり、金属が蒸発するものである。

ジュール加熱時のプラズマにおいては、この中で(1)のスパッタリングが金属不純物生成の主な機構であることが最近までの実験で確かめられている^[35,36]。また(3)の蒸発は ICRF 加熱において、特にリミターなどへの熱流束が他の NBI などの追加熱に比べて大きく増加することは考えられず、除外される。

最近のトカマク実験においては、放電洗浄等の真空容器壁の洗浄技術が進歩し、比較的低エネルギーで壁に吸着された軽元素ガスによる不純物混入は問題にならなくなってきている。また、プラズマ中心における不純物イオンからの放射損失を考えると、軽元素不純物イオンより、金属不純物イオンからの寄与の方が大きい。よって、以下 ICRF 加熱中の金属不純物増加の原因を考察し、対策を考える。また、このことは、ICRF 加熱中イオン・スパッタを促進させる原因機構を明らかにしていくことにもなる。ただし、ジュール加熱時のプラズマにおいては、放電開始区間を除いてはあまり大きな役割を果たさない(2)のアーキングが、RF 加熱中、主要な不純物放出機構となる可能性は否定できない。しかし、ここでは一応考察の対象から除外する。

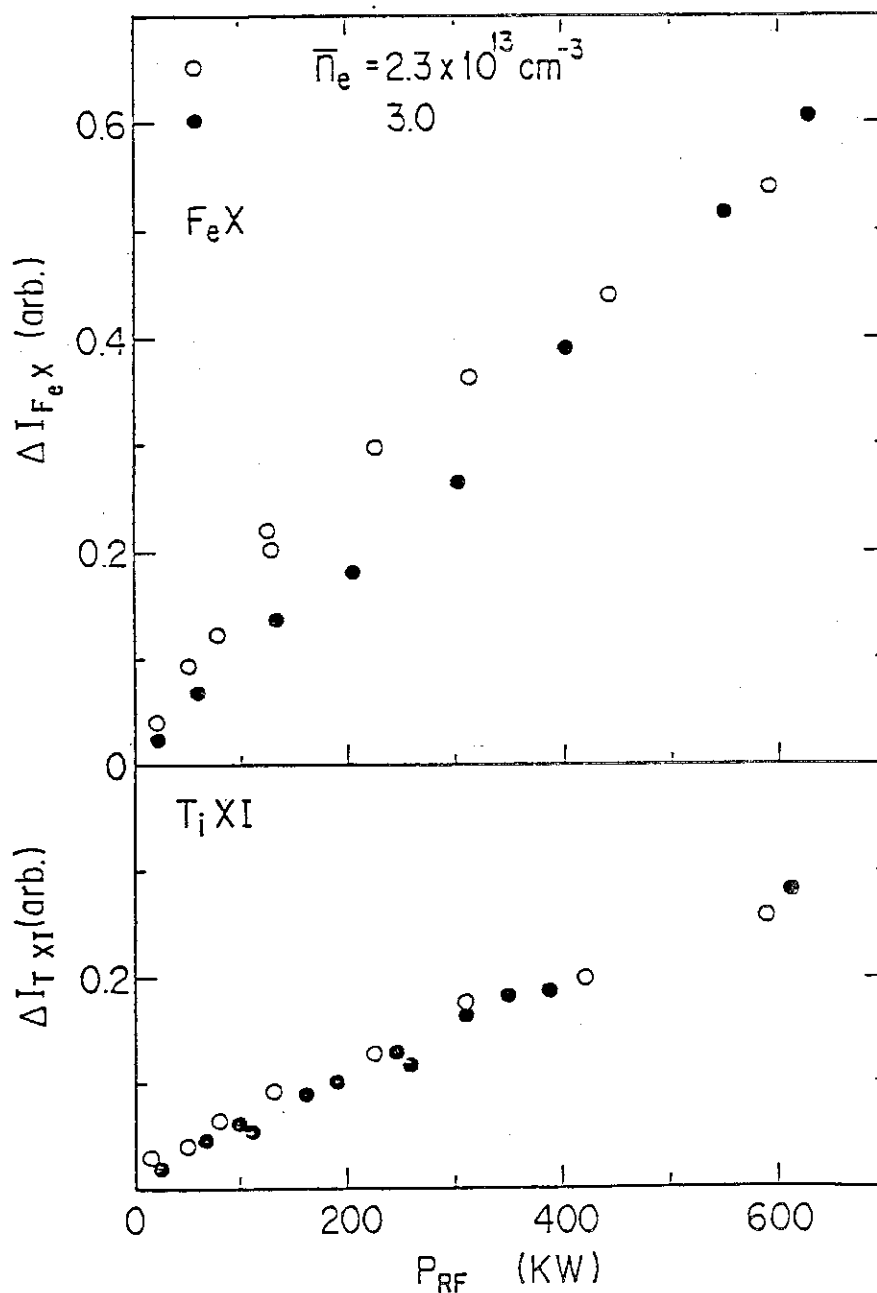
ここでさらに、ICRF 加熱中にイオンスパッタを促進させる物理機構としては次の 3 つが考えられる。

- 1) プラズマ中で RF 電界によりトロイダル磁界の方向に垂直に加速された高エネルギー・イオンが、軌道損失 (orbit loss) または不整磁界による損失 (ripple loss) などにより閉じ込め領域よりとび出して来て、真空容器壁などをたたき、不純物を発生させる。
- 2) 周辺プラズマ中において、イオンがなんらかの物理的機構により加速され、真空容器壁に衝突してスパッタを起こす。この加速機構としては、たとえばアンテナ周辺におけるアンテナのつくる近傍電界による加速、または、プラズマ周辺を伝播する遅波による加速などが考えられる。
- 3) 加熱中に周辺プラズマの電子温度が上がり、その結果、真空容器壁表面近傍におけるシース・ポテンシャル (sheath potential) が深くなり、このシースで加速された不純物イオンがイオン・スパッタで壁から不純物をプラズマ中にたたき出す。

JFT-2 の実験結果より、以上の不純物発生機構の可能性について、以下に考察する。

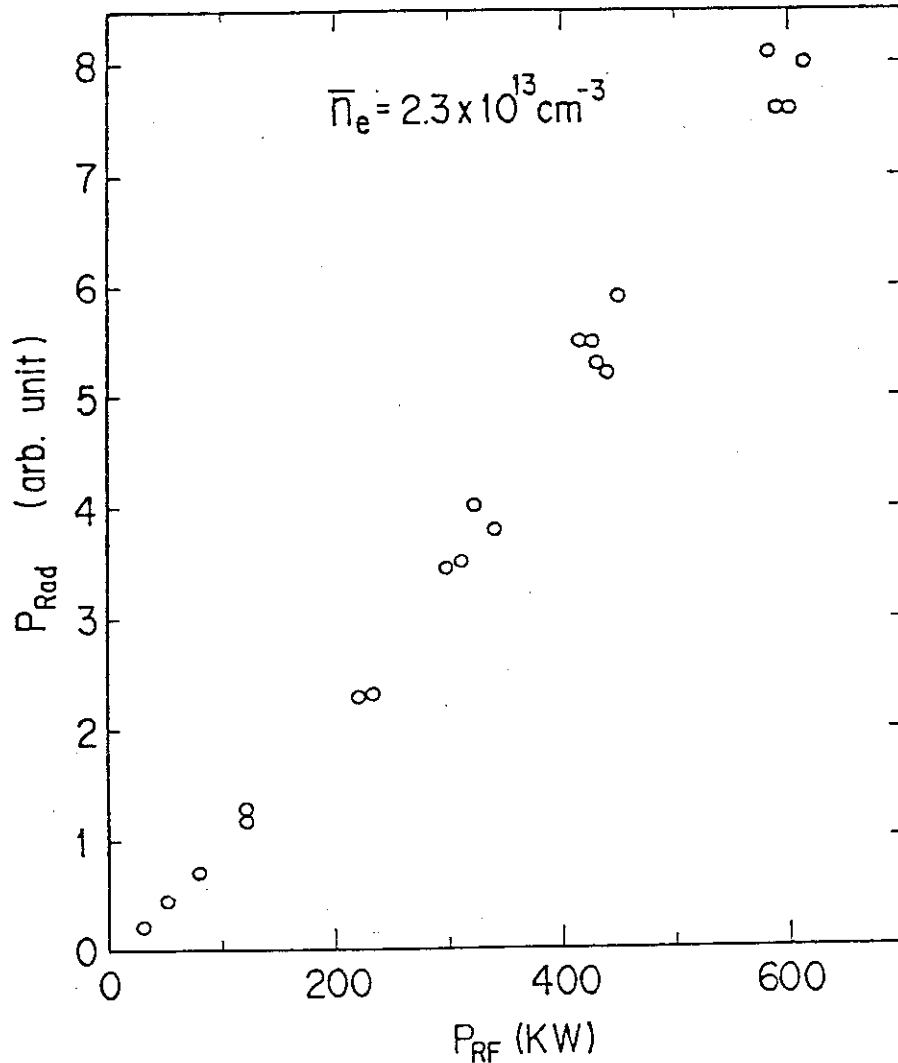
4.2.a ICRF 加熱時の不純物発生機構の考察

4.5図は横軸に注入RF加熱パワーをとり、縦軸に分光器により測定された不純物イオンの線スペクトル強度、Fe X, Ti XI の加熱による変化分(増加分)を示す。一般に不純物イオンのある荷電状態に対する線輻射強度はその荷電状態(価電数)のイオンの存在個数に比例する。これらの存在量の増加は、電子温度分布が大幅に変化しないという仮定及び、不純物粒子の輸送が加熱により変化しないという仮定のもとには、不純物イオンのプラズマへの混入量の増加を反映しているものといえる。4.5図中、白丸が電子密度 $\bar{n}_e = 2.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 黒丸が $\bar{n}_e = 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のときのデータである。



4.5図 RF加熱パワーに対するFe X, Ti XI 分光測定強度の加熱による増分

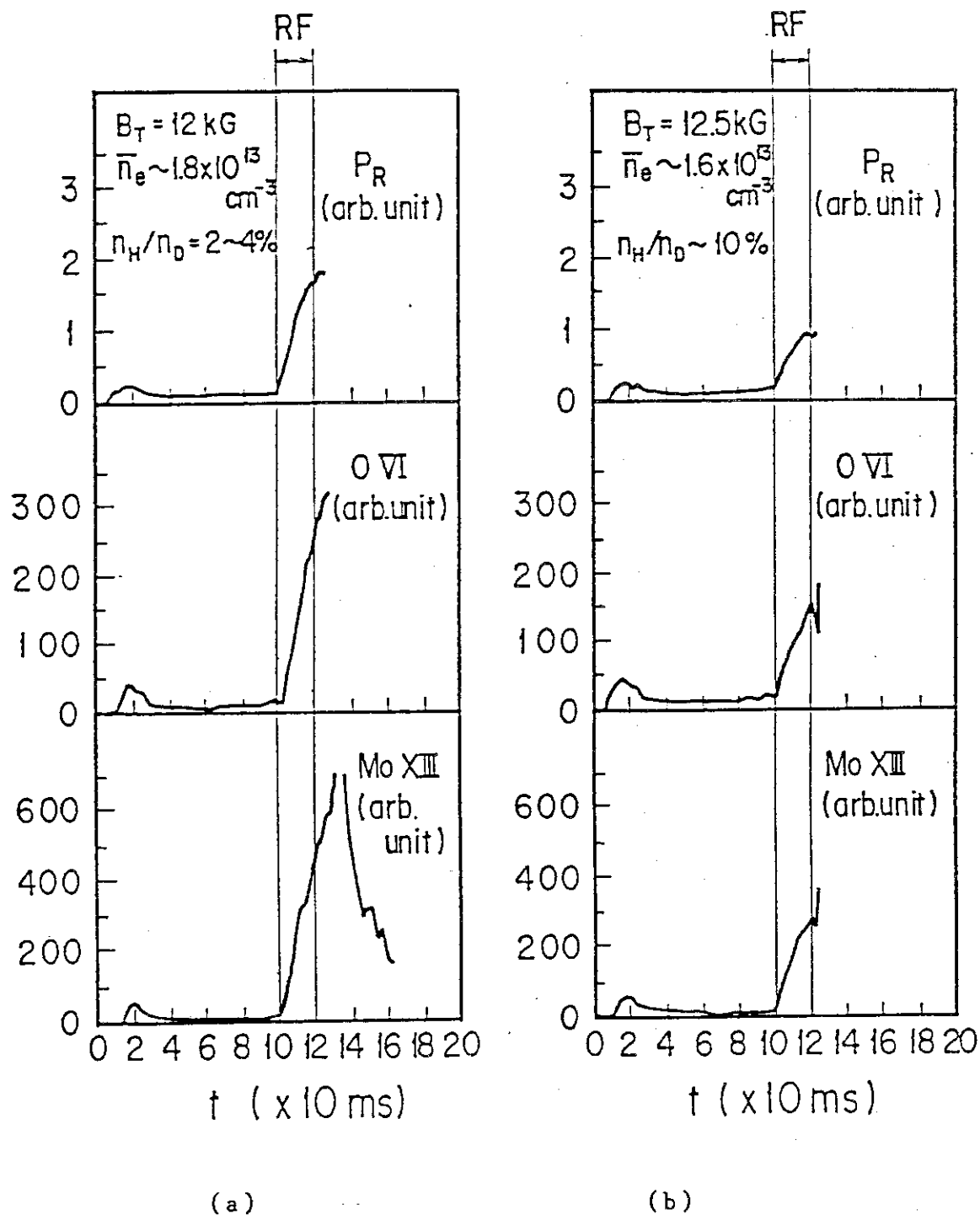
この図から、一定のプラズマパラメーターのもとでは、不純物の増加量が電子密度にはあまりよらず、加熱入力パワーに比例することがわかる。以後、加熱入力パワーの異なるデータを比較するときは、パワーで規格化してから比較することにする。また、放射損失の加熱による増分も、ほぼ加熱入力に比例することが、4.6図からいえる。この図は縦軸にボロメーターで測定された全放射損失熱量の加熱による増加分を示し、横軸はRF加熱パワーをとっている。なお、この4.5図、4.6図のデータはJFT-2M装置で測定されたものであり、JFT-2装置でも同じ傾向が観測されていた。



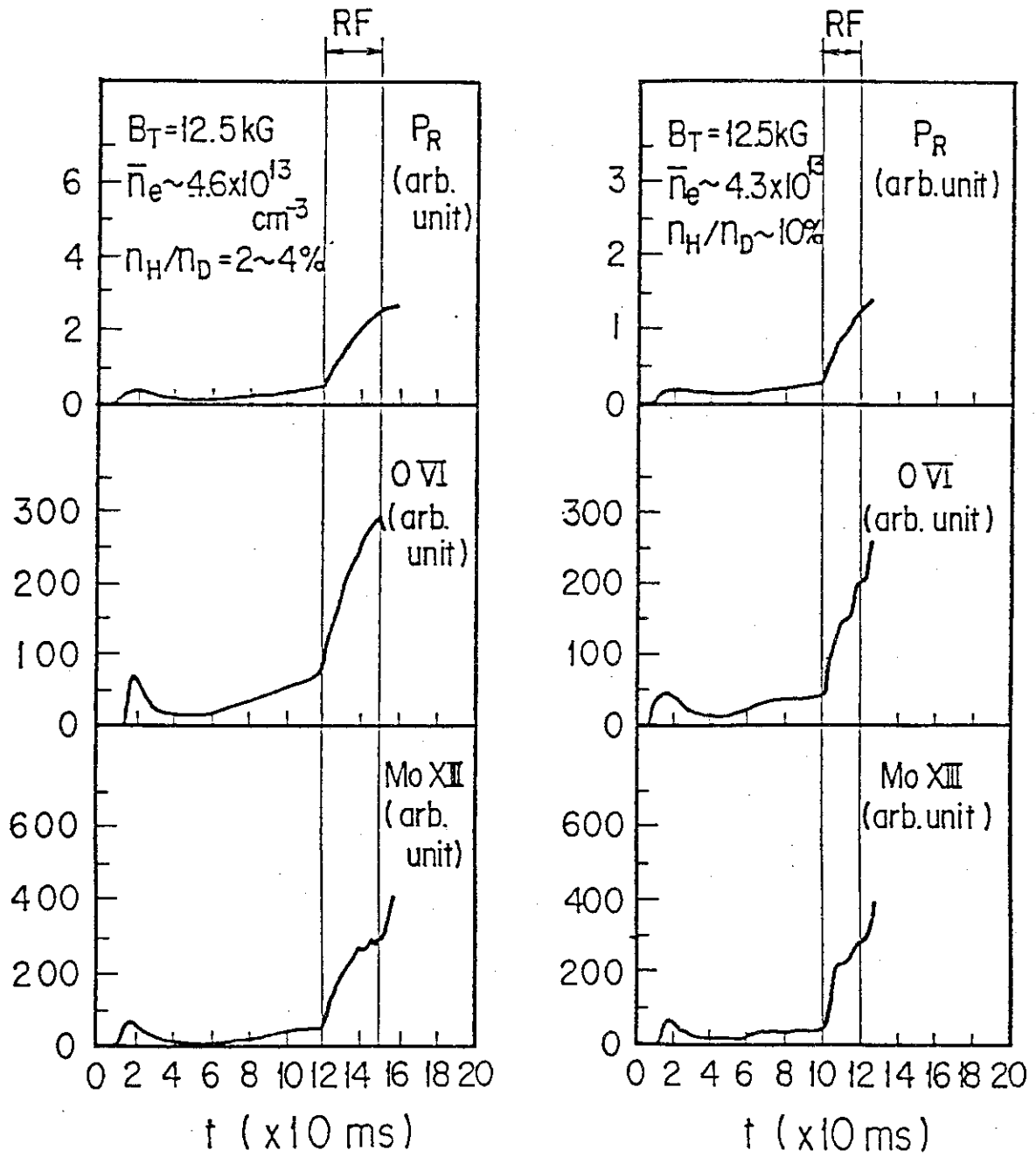
4.6図 RF加熱パワーに対する放射損失の加熱による増分

まず不純物発生機構として、4.2節初頭に列挙した3つの可能性について実験的に調べた結果を次に述べる。

前述1)に挙げたプラズマ中心部から壁へ洩れてくる高エネルギー水素イオン、重水素イオン粒子束は、プラズマ中のイオンを磁界に垂直方向の高周波電界で加速する以上、ある程度避けられないものである。この粒子束がどの程度不純物生成に影響をおよぼしているかを調べるため、異なる加熱領域での同じ加熱入力パワーに対する不純物発生量を較べてみた。加熱領域が異なれ



4.7 図 全放射損失熱量, O V, Mo X III 分光測定強度の RF 加熱時の時間変化 (低電子密度時) (a) 水素, 重水素イオン密度比 (n_H/n_D) = 2 ~ 4 % (b) (n_H/n_D) = 10 %



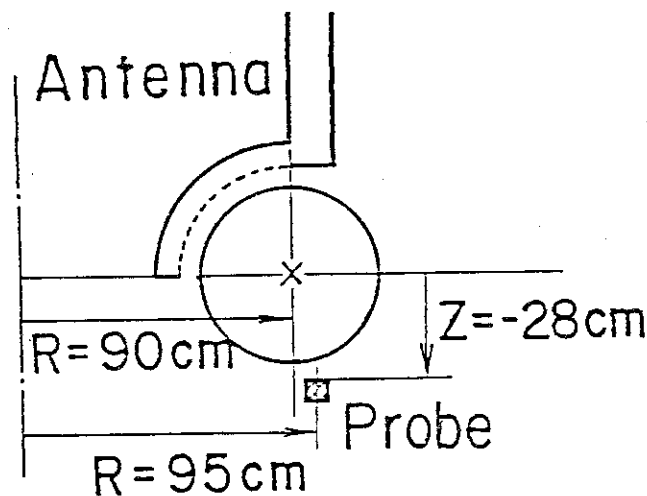
(a)

(b)

4.8 図 全放射損失熱量, O V, Mo X III 分光測定強度の RF 加熱時の時間変化 (高電子密度時) (a) 水素, 重水素イオン密度比 (n_H/n_D) = 2 ~ 4% (b) (n_H/n_D) = 10%

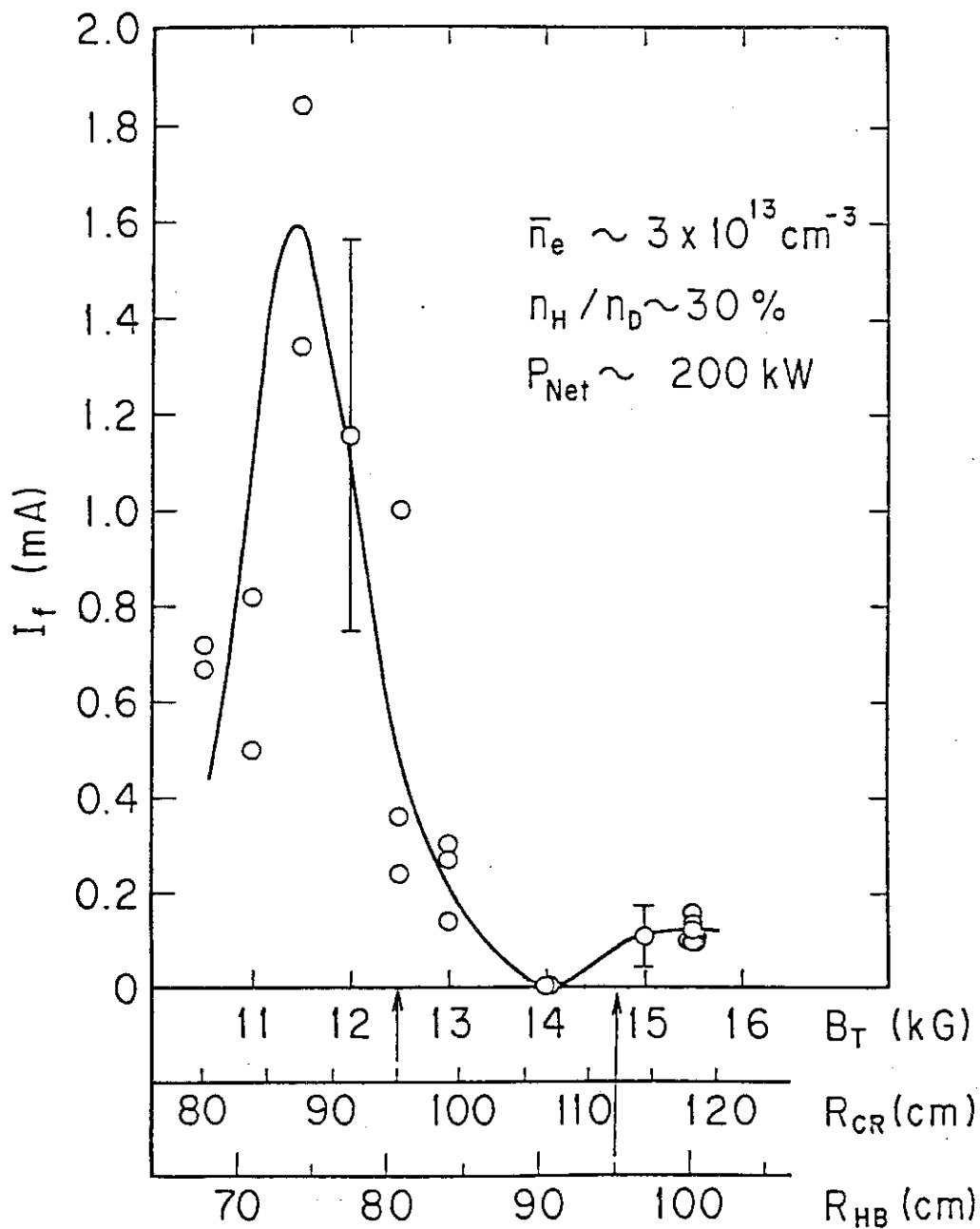
ば、中心で生成される高エネルギー非マックスウェル成分の粒子の量も異なってくる。4.7図(a)は $(n_H/n_D) = 2 \sim 4\%$ の第2高調波加熱領域、同(b)は $(n_H/n_D) = 10\%$ の少数粒子加熱領域における不純物、及び放射損失の変化を示している。上から順に、全放射損失熱量(P_R)、酸素、モリブデンの線放射O IV, Mo X IIIの分光測定強度の時間変化を示している。また(a), (b)ともに線平均電子密度 $\bar{n}_e = 1.6 \sim 1.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ であり、低電子密度である。この(a), (b)を比較すると、(a)のほうがあきらかに、不純物及び放射損失の増加のしかたが大きい。プラズマ中心からの荷電交換粒子エネルギー・スペクトラムを見ると、(a)のとき、水素は顕著な非マックスウェル分布の高エネルギー成分を持つが、(b)のときは、それが少ない。この2つの領域での同じ比較を、高い電子密度の場合に行ったのが4.8図(a), (b)である。線平均電子密度は $\bar{n}_e = 4.3 \sim 4.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である。この場合も、低い電子密度のときと同じ傾向が見られるが、高電子密度と、低電子密度を較べると、低電子密度のときの方が、それぞれの加熱領域で不純物発生量が多く、また2つの領域間の差が大きいことがわかる。これは、電子密度が高いほど、中心から直接逃げて来る高エネルギーの荷電交換粒子の割合が減ることによるものと推定される。つまり、電子密度が大きくなれば、この機構による不純物発生割合は減ることが期待される。

次に2)の周辺プラズマ中のイオンの加熱現象を調べるため、イオン・プローブ^[37]を用い、リミターより外縁の周辺プラズマ中の高速イオン束を測定した。プローブは4.9図に示されるように真空容器の中心から5 cm外側、大半径方向95 cmの位置で真空容器低部ポートより挿入された。プローブ先端は垂直方向に位置を移動できる。



4.9図 イオン・プローブの位置

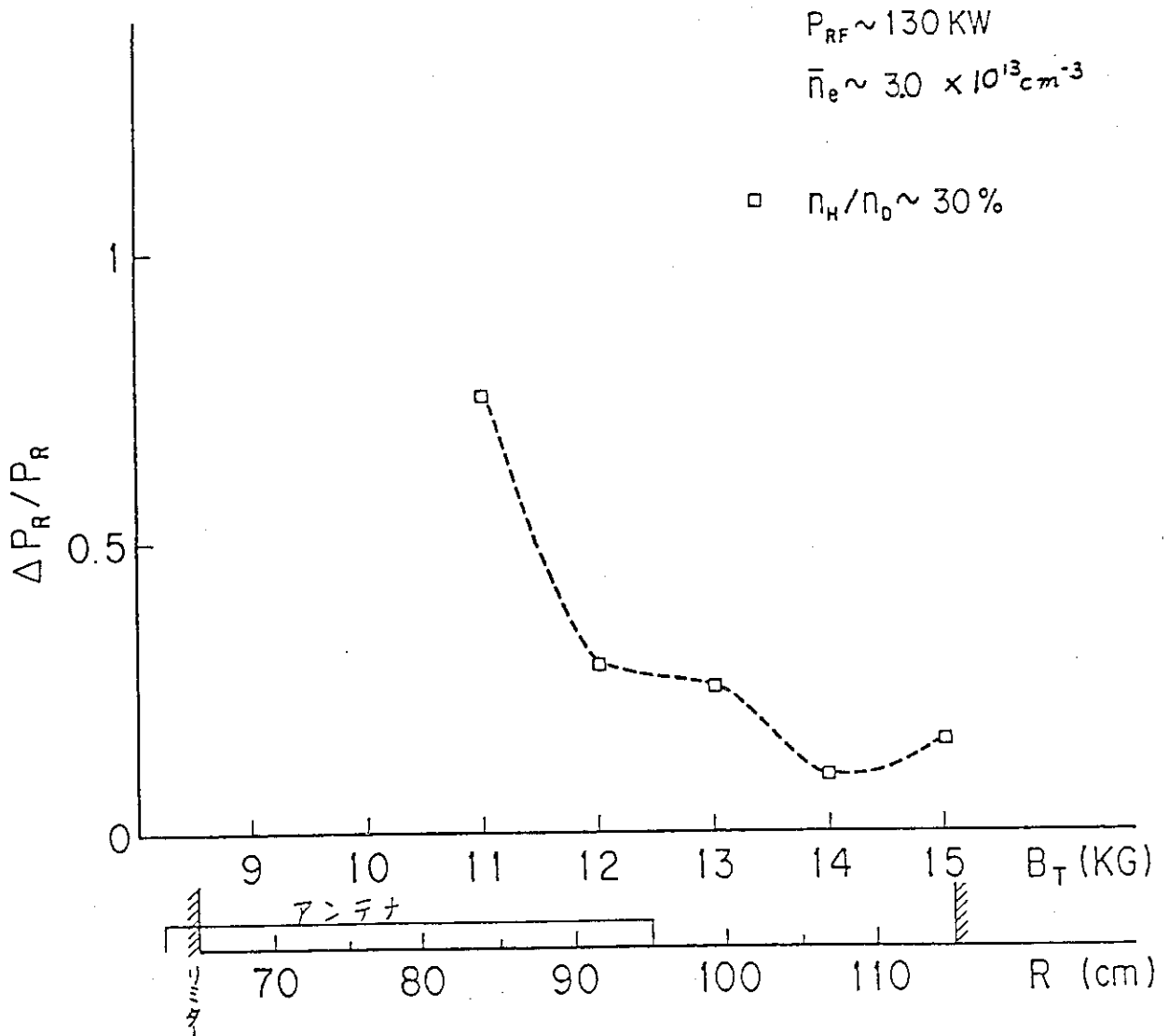
また、プローブ・グリッドには1 kVのバイアス電圧を加え、1 keV以上のイオン束を捕集するようになっている。測定は水素、重水素密度比 $(n_H/n_D) = 30\%$ のモード変換領域で行われた。この領域では、強磁界側から励起された速波はイオン・サイクロトロン共鳴層へ達するまえに、2種イオン混成共鳴層と速波遮断層が形成するモード変換層において、ほとんど遅波へモード変換される。そしてこのモード変換された波は強磁界側へ反射され、電子に吸収される。よってプラズマ中心ではイオン・サイクロトロン共鳴により生成される高速イオンが少ない加熱領域である。このことは、荷電交換中性粒子エネルギー分析器で測定したイオンのエネルギー・スペクト



4.10 図 RF加熱時のトロイダル磁界の変化に対するプラズマ外周部における
高エネルギー・イオン束の変化

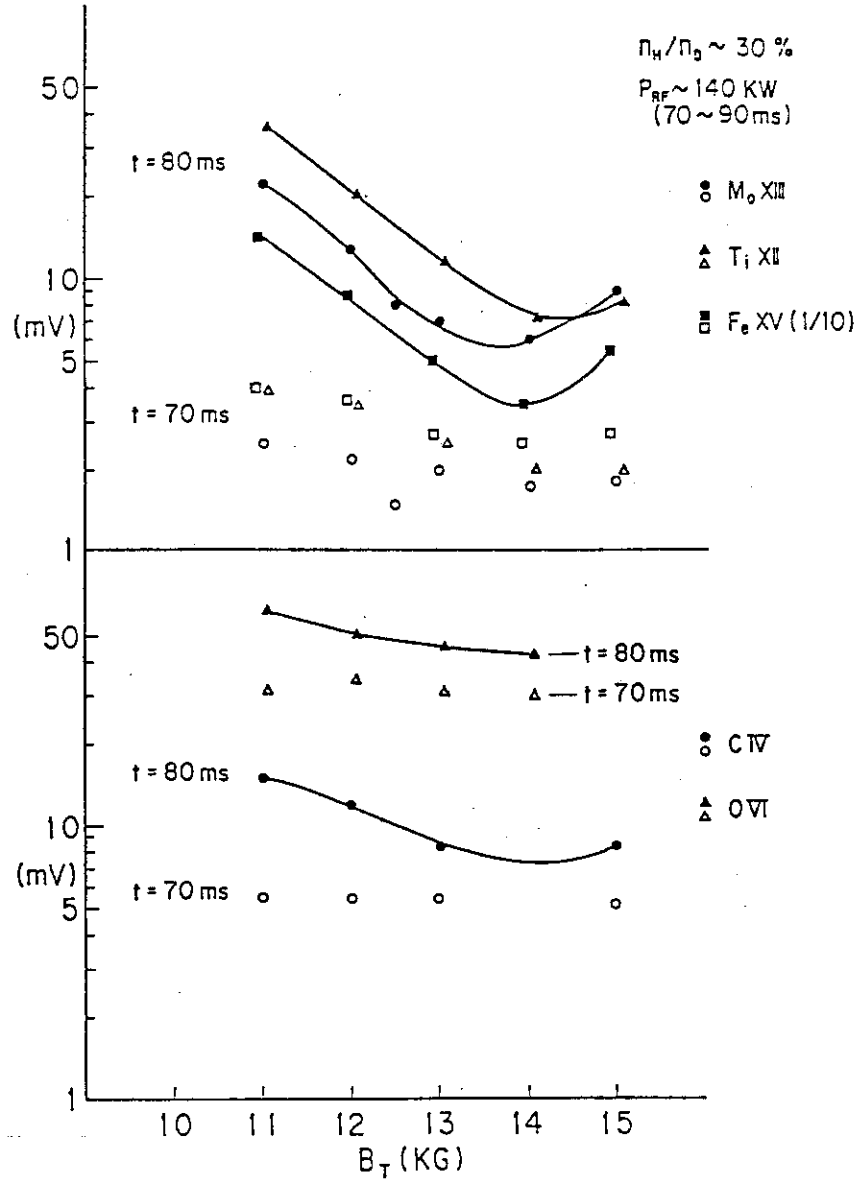
ラムに非マックスウェル成分が見られないことから確かめられている。

サイクロトロン共鳴層及び2種イオン混成共鳴層の大半径方向の位置を変化させるため、トロイダル磁界の強さを換え、イオン束を計測した。この測定結果を4.10図に示す。横軸にはトロイダル磁界 B_T の強さと、それに対応するサイクロトロン共鳴層の位置 (R_{CR}) 2種イオン混成共鳴層の位置 (R_{HB}) がそれぞれ示してある。縦軸はイオン・プローブの電流でプローブへのイオン粒子束に比例する量である。イオン粒子束は $B_T = 11.5 \text{ kG}$ のとき最大値をとり $B_T = 14 \text{ kG}$ のときほとんど0になる。またトロイダル磁界に対する加熱時の放射損失熱量の増加分の依存性を表わしたのが4.11図である。横軸にトロイダル磁界の強さをとり、縦軸に加熱による放射損失熱量の増分を加熱直前の放射損失熱量で割った増加の割合が示してある。



4.11 図 トロイダル磁界の強さに対する、加熱による放射損失熱量の増加の割合

また 4.12 図には、これらのときの分光測定で求めた代表的金属、軽元素不純物イオンの各線輻射強度を示してある。縦軸は線輻射強度で対数目盛を用いている。横軸はトロイダル磁界の強さである。白抜ききの記号が加熱前の値で黒で塗りつぶした記号は加熱中の値である。



4.12 図 トロイダル磁界の強さに対する代表的金属、軽元素不純物イオンの線スペクトル分光測定強度 (RF 加熱前, 後)

これらの図から、イオンプローブで計測された局所的な高速イオン束の量と、プラズマ中の全体的な量である放射損失熱量、また同一磁気面上では均一に分布しているものと思われる金属不純物イオンからの線輻射量が非常に良い相関を示している。 $B_T = 14$ kG で最小値をとるところなども一致している。ただし、イオン束は $B_T = 11.5$ kG で最大値をとり、 $B_T = 11$ kG では減

少しているが、これが他の全体的な量の変化の傾向と一致していない。

ポロイダル方向の位置を固定したプローブで測ったイオン束と、全体的な測定量の変化が良い相関を示していることから、この高速イオン束がポロイダル方向にあまり局在していないことが推定される。またプローブを垂直方向に移動してイオン束を測った結果、プラズマ中心からの距離 $|z|$ が 27~29 cm のときピークを持つことが確かめられた。リミター位置が中心から 25 cm のところにあり、真空容器壁は 31 cm のところにある。このことから高速イオン束はさらにリミターと真空容器壁の中間の小半径方向の位置に局在していることも結論される。放射損失熱量や金属不純物が $B_T = 11$ kG で最大値をとるのに、プローブでのイオン束が減少しているのは、この測定が垂直方向の位置を固定して行われたのに対し、この方向の局在位置が $B_T = 11$ kG のとき変化した可能性も不一致の一つの理由として考え得る。

以上のことから、周辺プラズマ中に局在する高速イオンが ICRF 加熱中の金属不純物生成、したがって放射損失熱量の増加の一つの主要な要因であることが結論される。また、軽元素系不純物量の変化と放射損失熱量の変化はあまり強い相関がないことも結論される。

最後に、3) のシース・ポテンシャルでの加速による不純物生成の可能性を調べてみる。4.13 図は先に述べた、 $(n_H/n_D) = 30\%$ 、モード変換領域で B_T を変化させたときの周辺電子温度の測定結果である。横軸がトロイダル磁界の強さであり、縦軸はプラズマ中心から 28 cm のところで測られた周辺プラズマ電子温度である。また加熱による周辺電子温度の増分を加熱直前の温度で割った増加の割合を三角点で示してある。この図と先にあげた図を較べれば周辺電子温度の上昇と不純物量および放射損失量の増加との間に全く相関がないことが結論される。よって周辺プラズマが加熱され、周辺での電子温度が上昇し、これにともなう真空容器壁表面近傍におけるシース・ポテンシャル増大がイオン・スパッタを促進するという可能性は、少なくともこの実験においては否定される。

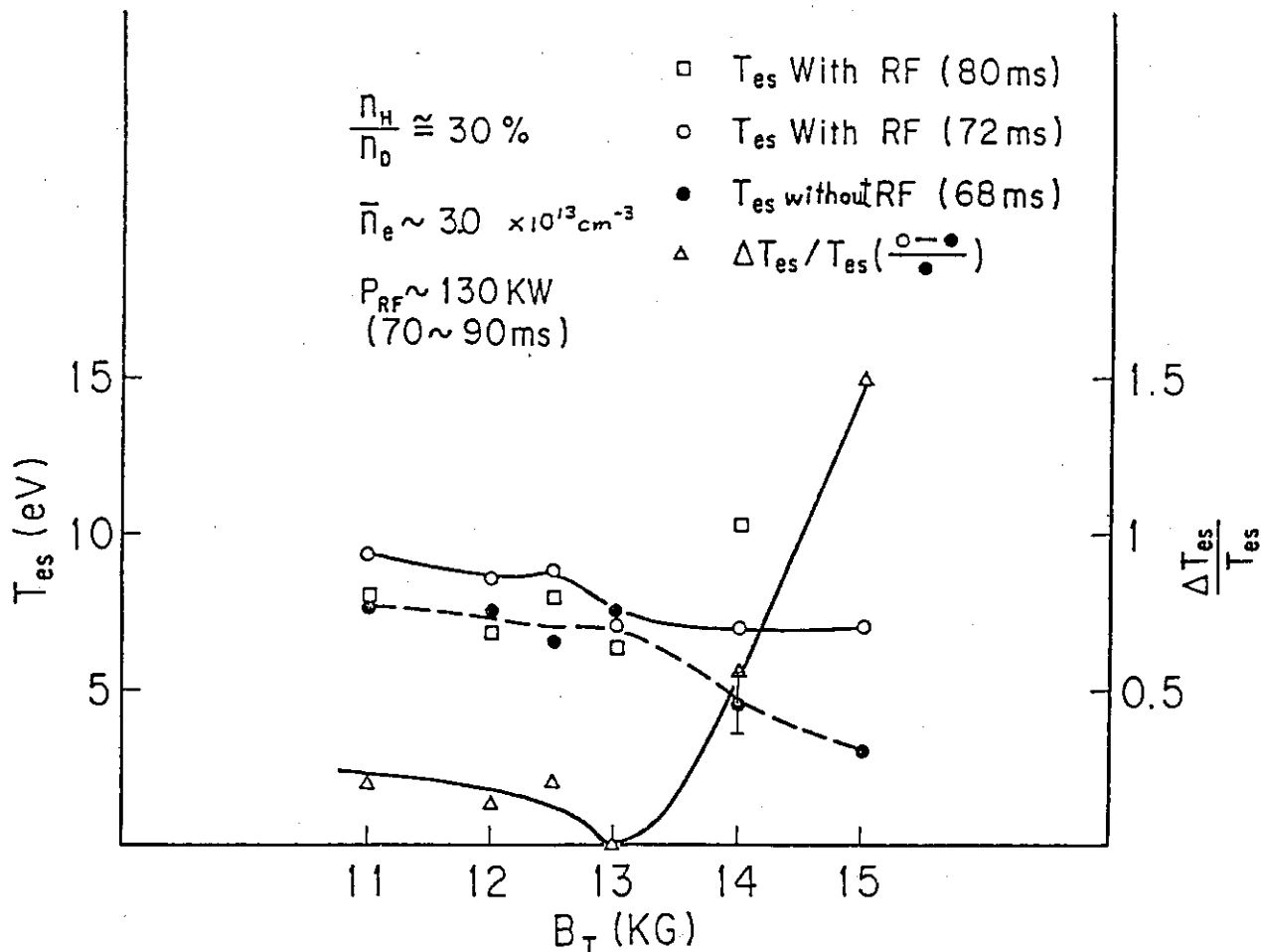
以上の実験結果の考察より ICRF 加熱中にイオン・スパッタを促進している機構として、

(A) プラズマ中心で加熱により生成された高速イオンが軌道損失、リップル・ロス (註) などの粒子損失機構によって外へ飛び出してくる。また荷電交換過程によって中性粒子となって、外へ出て来る。

(B) なんらかの波動現象により、周辺プラズマ中のイオンが直接加熱され、高速イオンが周辺で生成される。

などが主要なものであることが推論される。

(註) トロイダル磁界コイル間に生じる不整磁界により、磁界に垂直方向の速度成分が大きいプラズマ・イオンの閉じ込め損失が大きくなる。



4.13 図 トロイダル磁界の強さに対する周辺プラズマ電子温度

□ ; RF 加熱開始 10 ms 後の周辺電子温度 T_{es} (eV), ○ ; 加熱開始 2 ms 後の T_{es}
 ● ; RF 加熱直前の T_{es} , △ ; 加熱による T_{es} の増分 / 加熱前の T_{es}

4.2b 不純物制御の方法

これらの不純物発生機構に対する不純物制御の具体的方法としては次の事が考えられる。

(A) に対しては、プラズマ電流を増加することにより上記の高エネルギー水素イオン及び重水素イオンの軌道損失を低減し、高速イオンの閉じ込め特性を改善することが有効である。トカマク装置における最大プラズマ電流は与えられたトロイダル磁界の強さに対する安全係数 q_a の値できまる。プラズマ電流を増加させると q_a は小さくなり JFT-2 では $q_a = 2$ 以下での安定な放電は困難である。また、JFT-2 の最大トロイダル磁界の強さは 15.2 kG であり、このとき $q_a = 2$ となるのはプラズマ電流 $I_p = 260 \text{ kA}$ である。ところが現在の電源容量から決まるプラズマ電流の最大値は $I_p = 160 \text{ kA}$ であり、あまり改善は望めない。中心部からの高エネルギーイオンの損失を減らすためには、むしろプラズマ電子密度を高くすることが有効である。一定の加熱パワーに対しては、生成される非マックスウェル成分の高エネルギーイオンの数も減少する。また、電子密度が高いほど、中心部から高エネルギーで出て来る荷電交換中性粒子もプラズマ中で再び

再電離し、閉じ込められる確率が高くなり、外へ出て来る高速荷電交換中性粒子の数も減少する。よってこの機構による不純物生成の抑制のためには可能なかぎり大きいプラズマ電流、高い電子密度で加熱を行えば良いことが結論される。一方、(B)の周辺におけるイオンの直接加速に対しては、まだ具体的にどのような物理機構により生じるのか良くは理解されていない。トロイダル磁界方向に電界を持つ遅波がプラズマ密度のうすい周辺領域を伝播してこれが周辺イオンを加速する可能性と、アンテナのリアクタンスによって生じるアンテナ近傍の電界による加速の可能性などが考えられるがいずれもまだ推測の域を出ない。

リミターと真空容器壁の間に高速イオンが局在しているとすると、高速イオンはリミター及びリミターと真空容器壁の間にある突起物に衝突し、イオンスパッターを起こす可能性が高いと考えられる。ICRF アンテナは特に、周辺プラズマ中における突起物を形成している。よって、周辺プラズマ中のイオン加速の物理的機構を調べ、その直接的制御を行うのも一つの方法であるが、むしろイオンにスパッターされる金属表面を低原子番号材料で覆い（いわゆる低Z化）、プラズマ中心部への有害な金属不純物の混入を減らすことも現実的に有効な不純物制御の方法である。また、アンテナで励起された速波の伝播を幾何光学を用いたRay Tracing法^[38]により解析すると、アンテナ上部から励起された波はプラズマ中心部には到達せず、周辺部のみで吸収されることが示される。よって、アンテナ上部から波が励起されないように、アンテナ上部をシールドする方法も不純物生成の低減に有効であるものと思われる。

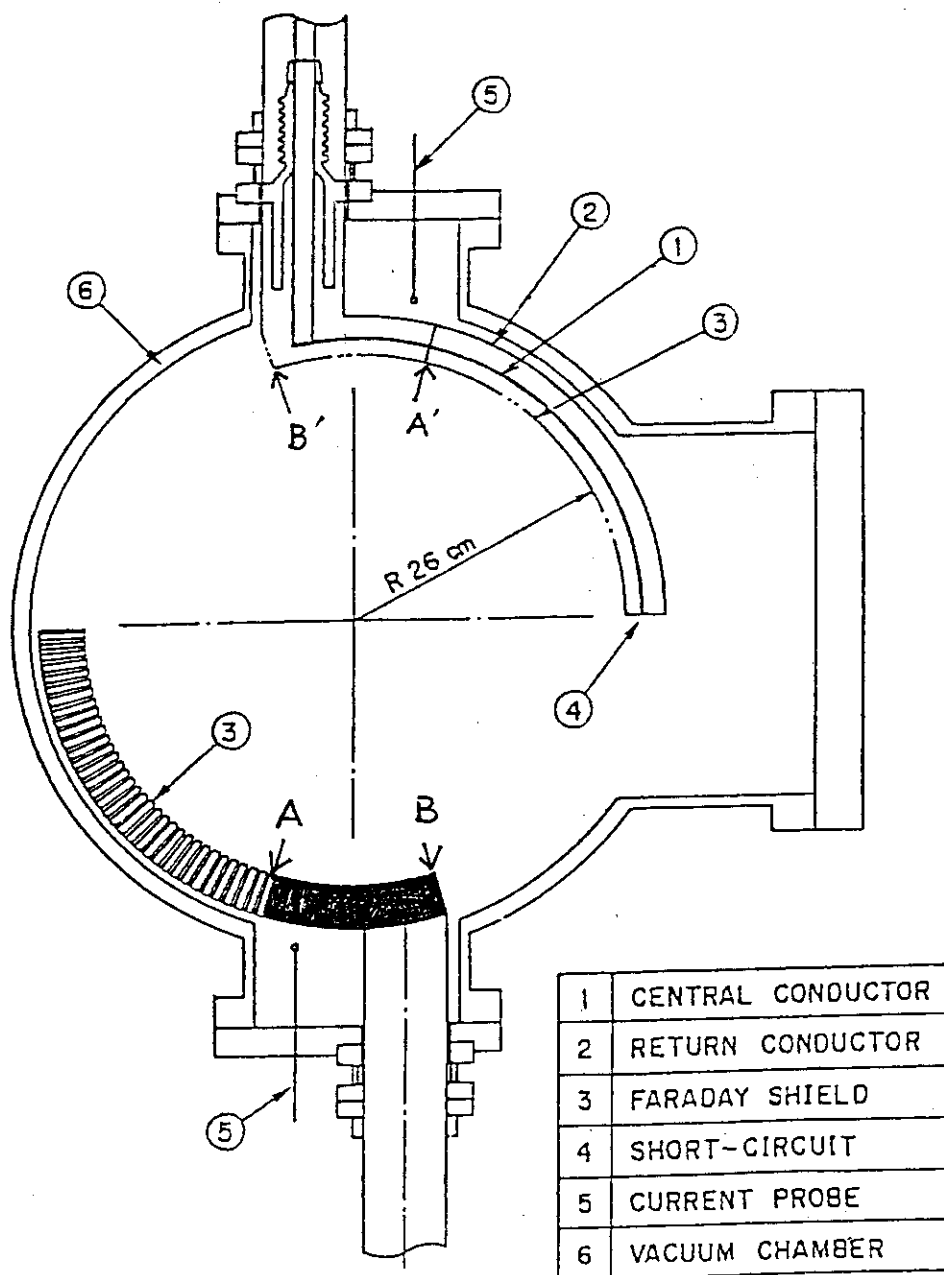
4.2.c 不純物対策とその加熱効率改善への効果

JFT-2では、これらの不純物制御のため、次のような改良を試みた。

- 1) 4.14 図中A-Bで示すアンテナの導入端子側の部分をシールドカバーで覆い、波がこの部分からは励起されないようにした。つまり、プラズマ周辺へ伝播し、パワーがそこで吸収されるような波が励起されるのを防ぐこと。
- 2) ファラデーシールドは二重構造になっており、外側のシールドはモリブデンで作られている。これにチタンカーバイド(TiC)のコーティングを行い、ファラデーシールドの材料の低原子番号化を計ったこと。
- 3) 可動リミターの材料を高原子番号の鉄(SUS 304)からカーボンに変更したこと。

以上のような対策をほどこした結果、次のような改善をはかることができた。

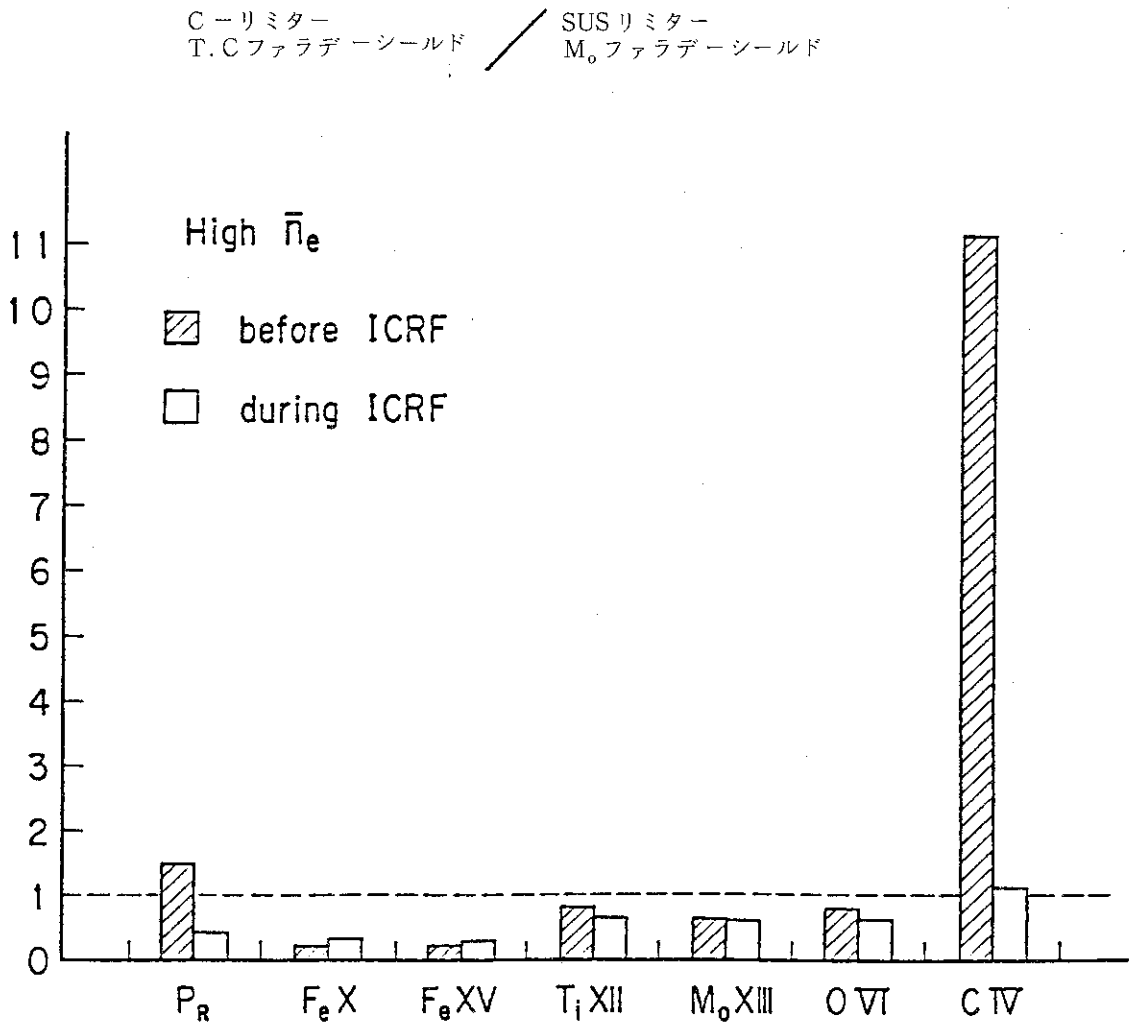
プラズマへの直接の影響としてFe, Ti, Moなどの金属不純物のICRF加熱期間中におけるプラズマへの混入が大幅に抑えられた。この結果を4.15図に示す。斜線部がジュール加熱時に起きる不純物量(線輻射分光測定強度)及び放射損失熱量の("低Z化"後の新値/前の旧値)の比を表わす。白抜き棒グラフはICRF加熱期間中における不純物量、放射損失熱量の(新値/旧値)の比を表わす。新値、旧値とも(n_H/n_D) = 2~4%, 同じ電子密度の条件で比較している。また不純物量は任意スケールであり、加熱パワーで規格化してある。線平均電子密度は $\bar{n}_e = 4.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である。このグラフからジュール加熱時、ICRF加熱時ともに、Feの"低Z化"による減少が顕著であり、Ti, Moも60~70%程度に減少している。一方、軽元素不純物ではOが"低Z化"により減少しているのに対し、Cはジュール加熱時において"低Z化"により約11倍、大幅に増加している。しかしICRF加熱中では15%増に止っている。加熱効率に大



4.14 図 アンテナの改良。図中A-B間をカバーで完全に電界遮蔽した。

きな影響を与える放射損失熱量に関してはジュール加熱時において“低Z化”により50%増加している。ところがICRF加熱中では45%に減少しており，“低Z化”がICRF加熱中のパワーバランスの改善に効果が大であることが明らかにされた。

また，“低Z化”により電子加熱の効率が約2倍に改善された。（詳細は5章2節(C)に述べられる。）



4.15 図 不純物イオン，放射損失量への“低Z化”の効果
 縦軸：各測定量の“低Z化”後の値と，前の値の比
 斜線部：RF加熱中の測定量の比，白抜き部；加熱直前の比

5. 実験結果に対する検討・考察

ICRF加熱のパワー・バランス解析及び加熱効率の評価

ICRF 加熱の有用性を評価し、今後のより大型装置に対する ICRF 加熱の適用を計るために、現在の ICRF 実験におけるパワー・バランスについて分析しておく必要がある。また、この分析より、ICRF によるプラズマへのパワー注入の空間分布を求めておくことは、ICRF 加熱機構のくわしい理解、理論的考察の改善のために大切なことである。しかし、ICRF 加熱時のパワー・バランスの考察には、次の2点において困難さがある：

1. 加熱時のエネルギー及び粒子輸送特性が明らかでない。
2. イオンが非マックスウェル成分を持ち、高エネルギー・イオンの閉じ込め特性及びパワー・バランスの評価がむずかしい。

よって、本論文では、非マックスウェル成分のエネルギー及びその損失を無視することにより、バルク・イオンのパワー・バランスだけをとり扱うことにする。また、バルク・イオンへの注入パワーのうち、RF 電界と直接結合するものと、高エネルギー非マックスウェル成分から衝突緩和を介して注入されるものの比を、定量的に評価しなければならない。

ICRF 加熱の有用性の評価としては、他の追加熱法との、加熱効率の比較がある。幸運なことに、JFT-2 トカマクでは ICRF 加熱の他に、中性粒子入射加熱 (NBI)、電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH)、及び低域混成共鳴加熱 (LHR) が、行われており、加熱効率の比較が同じ装置で可能である。

5.1 1次元トカマク・コードによるパワー・バランスの解析

5.1.a 基本式

RF 加熱パワーのプラズマへの注入空間分布は、加熱時の輸送特性が明らかであれば、実験的な温度分布、密度分布、放射損失分布などの測定より求め得る。イオンと電子の局所的なエネルギー・バランスは次のように書ける：

$$\begin{aligned} (3/2) \partial/\partial t (n_e k T_e) + \nabla \cdot (5/2) (n_e k T_e V_e) - V_e \cdot \nabla (n_e k T_e) + \nabla \cdot Q_e \\ = W_{OH} + W_{RF-e} - W_{i-e} - W_{ion} - W_{rad} \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (3/2) \partial/\partial t (n_i k T_i) + \nabla \cdot (5/2) (n_i k T_i V_i) - V_i \cdot \nabla (n_i k T_i) + \nabla \cdot Q_i \\ = W_{j-e} + W_{RF-i} - W_{cx} \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

上式中で V_i, V_e はプラズマ小半径方向のイオンと電子の流速、 $W_{OH}, W_{i-e}, W_{ion}, W_{rad}, W_{cx}$ はそれぞれオーム加熱入力、イオン-電子間クーロン衝突緩和項、電離に必要なイオン化損失、放射損失、荷電交換過程によるイオン流失に伴うエネルギー損失である。 Q_i, Q_e は粒子の流束とは独立の熱の流束をあらわす。普通この熱流束は、温度勾配に関係した量として、次のようにならわされる：

$$Q_i = -n_i \chi_i \nabla T_i, \quad Q_e = -n_e \chi_e \nabla T_e$$

これらの流束は熱伝導損失と呼ばれる。荷電交換粒子損失 W_{cx} 、イオン化損失 W_{ion} は、 W_{cx}

$= (3/2)n_i n_o \langle \sigma v \rangle_{cx} (T_i - T_o)$, $W_{ion} = n_e n_o \langle \sigma v \rangle_I E_H$ と表される。ここで $\langle \sigma v \rangle_{cx}$ は荷電交換率, $\langle \sigma v \rangle_I$ は電離反応率, E_H はイオン化ポテンシャル(電離エネルギー)である。また, W_{RF-i} , W_{RF-e} はそれぞれRFからイオン及び電子へのパワー注入項である。

もし W_{RF-i} , W_{RF-e} 以外の他の全ての項がわかっているならば, 必要なRF注入パワーは, (1)式及び, (2)式のパワーバランスの式から直接求まる。この解析を, “空間分布解析コード”で行う。一方, RF注入パワーが与えられれば, “1次元トカマク・シミュレーション・コード”を用いて, (1), (2)式を解き, 温度分布などを求めることができる。

5.1.b JFT-2トカマクのジュール加熱時における輸送特性

JFT-2トカマクのジュール加熱プラズマの輸送特性は良く理解されており, 線平均電子密度 $\bar{n}_e = (0.7 \sim 6) \times 10^{19} / m^3$, $B_T = 0.9 \sim 1.55 T$, $I_p = 70 \sim 160 kA$ の比較的広いプラズマ・パラメータ領域で, 次の様な輸送係数が得られている。電子熱輸送係数 $n_e \chi_e = (1.7 \sim 2.5) \times 10^{19} (m^{-1} s^{-1})$, イオン熱輸送係数 $\chi_i = (1 \sim 1.5) \chi_{neo}$ (χ_{neo} は新古典論^[39]によるイオン熱伝導度), そして粒子輸送係数 $n_e D = (0.8 \sim 1.0) \times 10^{19} (m^{-1} s^{-1})$ である。ここで用いる1次元トカマク・コードには, 鋸歯状振動(註)を模擬するモジュールが含まれている。鋸歯状振動は $m = 1$ MHD不安定性の成長率がある臨界値をこえたとき, 電子温度と電流のプラズマ断面内の空間分布を磁気的な有理面 $q = 1$ 面の外側のある半径の所まで平坦化することによって模擬している。これらの平坦化半径と臨界成長率値は実験で観測される鋸歯状振動の周期が再現できるように選ばれる。

5.1.c トカマクRF加熱時の輸送特性

中性粒子入射加熱時に比べ, RF加熱時のプラズマ輸送特性は未だ十分には理解されていない。中性粒子入射ビームのバルク・プラズマ中での減速過程は古典的な物理過程であり, パワー注入の空間分布は計算により十分信頼できるものが求められる。ところがRF加熱の物理的過程はまだ完全には理解されておらず, 理論計算により信頼性の高いパワー注入の空間分布は求めることができず, これがRF加熱時の輸送特性の解析を困難にしている。そこでRF加熱の理論計算の改善や, 精密化を計るためにも, ここではむしろ逆に, ジュール・プラズマの輸送特性が, RF加熱中でも変わらないという仮定を用い, ICRF加熱プラズマの実測結果を解析することにより, パワー注入分布を求めることを試みた。解析結果より, この輸送特性の仮定の妥当性がある程度判断され得る。例えば, もし, 実際にICRF加熱中にエネルギー閉じ込めが悪化し, 電子またはイオンの熱輸送係数が増大しているとする, ジュール加熱時の小さい輸送係数を用いて実験結果を解析して求めた全RF加熱注入パワーは, 実際に注入されたRF加熱パワーの下限値の評価になる。上限値はアンテナからプラズマに結合したRFパワーで与えられる。もし, この下限値と, 上限値の差が少ない場合には, このジュール加熱時の輸送係数をRF加熱時に用いた仮定が妥当であることになる。

(註) プラズマ中心での安全係数が1より小さくなると, MHD不安定が生じ, 電子温度, 密度の積に対応する, 軟X線信号などに鋸歯状の振動が観測される。このとき, $q = 1$ 有理面近傍において, 大きな電子の熱輸送が起きていることが観測されている。

5.1.d 実験結果からのパワー・バランスの解析法

実験結果からパワー・バランスを推定するのに、以下の解析を行った：

まず初めに、実測データより電子、イオン温度の空間分布を求め、この空間分布から“空間分布解析コード”を用いて局所的なパワーバランスを解き、RFパワーの注入空間分布を求める。しかし、このコードで求められた結果は、なめらかでなく、また解析結果の精度もあまり高くない。それは、このコードがプラズマの時間的変化によらない、定常状態を仮定しての解析であり、一方実際には加熱中のプラズマは完全には定常状態にないためである。また、他の一因として空間的に計算メッシュをあまり細かくとれないこともある。

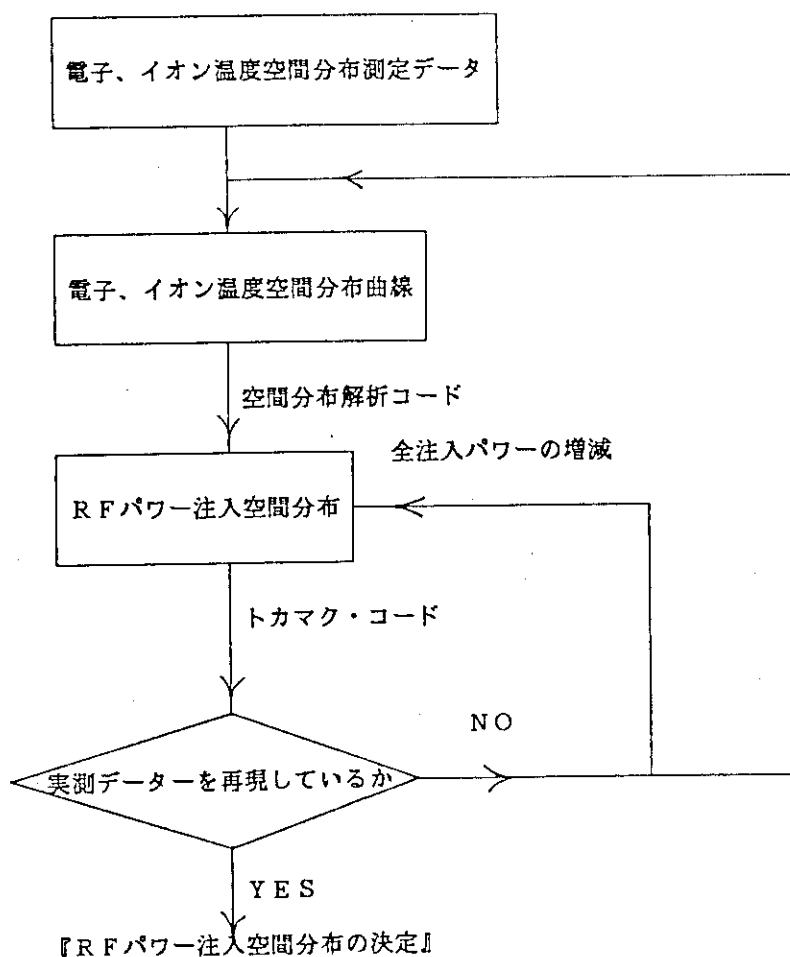
このような解析から得られたパワー注入空間分布を、人為的に平滑化し、次に、この分布を“1次元トカマク・コード”に与えて、実験で得られた温度分布をデータの誤差範囲で再現できるかを試験する。“トカマク・コード”では、電子密度、不純物によるプラズマ粒子の等価原子番号(Z_{eff})、プラズマ電流、RF入射パワーの時間的変化を正しく取り入れている。もし再現できないときは、計算機解析の結果をみながら、プラズマへの全注入パワーを増減させた上でRFパワー注入空間分布を、もう1度トカマク・コードでチェックする。もし、この方法で再現できないときは、また最初の“空間分布解析”のところに戻り、やり直す。これは、電子温度、イオン温度の実測データはそれぞれ誤差範囲を持っており、温度の空間分布が一意的に決まらないからである。そこで、別の電子、イオン温度空間分布を測定データより決め直し、これをもとに、“空間分布解析コード”による解析から始め直す。以上の過程を繰り返すことにより、実験結果を実験誤差の範囲内で再現できるいくつかのRFパワー注入空間分布を見つけることができた。この過程を5.1図に示す。

この解析では、荷電交換による中性粒子損失は、“中性粒子輸送コード”^[40]より求まる中性粒子密度分布から、計算される。一方、プラズマ粒子束 Γ は、粒子拡散係数 D を仮定し、 $\Gamma = -D \nabla n_e(r)$; ($n_e(r) \equiv$ 電子密度分布)より求めている。または、中性粒子密度空間分布を $n_e(r)$ 、プラズマ・イオンに対する電離反応率を $\langle \sigma v \rangle_I$ とすると、 $\Gamma = \nabla \cdot (n_e n_o \langle \sigma v \rangle_I)$ からも求まる。トカマク・コードにおいては、粒子数保存の式は解かず、レーザー散乱測定より求められた電子密度分布の実測値をコードに与えた。

実際問題としては、この空間分布解析は、中心から小半径の2/3程度以内の領域でしか有効でない。それより外側での計測データは、解析に用い得るほどの測定精度を持たない。

そこで、ここでの解析では、小半径の2/3より外側で吸収(注入)された、加熱パワーは無視することとし、本論文では、全RF吸収(注入)パワーとは、この中心から小半径の2/3の領域内に吸収された全パワーを意味する。これより外側に加えられたパワーは、プラズマに結合しなかったとみなす。

なお、この1次元トカマク・コードによる解析では、イオンは重水素しか扱われていない。それは、“多数”成分の重水素と、電子への注入パワー分布のみに、まず注目しているからである。イオン加熱の場合、RF加熱パワーのかなりの割合が、初め“少数”成分の水素イオンに吸収され、高エネルギーの水素イオンが生成される。この高エネルギー水素イオンはバルク・プラズマ中の重水素イオン、水素イオン、または電子に、エネルギーを与えながら減速する。その過程で、高エネルギーの水素イオンの一部は荷電交換や軌道損失などで失われていく。本論文では、



5.1 図 実験測定データから、RF パワー注入空間分布を
求める解析法のフロー・チャート

この高エネルギー水素イオンの損失も、プラズマとは結合しなかったパワーとして無視し、最終的に、重水素イオンに吸収された、全エネルギーを求める。

5.2 ICRF 加熱実験におけるパワー・バランス解析の結果

前節 5.1 で述べた、解析方法を用いて、JFT-2 に対して行われた ICRF 加熱実験の結果を解析し、加熱時のパワー・バランス特性を明らかにし、また加熱パワーの注入空間分布を決定する。解析は、3.2 節で分類した次の 3 つの実験領域に対して行った。

(1) イオン加熱領域 I

重水素イオンのサイクロトロン共鳴周波数の 2 倍高調波によって主に加熱される領域：

$$(n_H/n_D) = 2 \sim 4 \%, B_T = 1.25 \text{ T}$$

(2) イオン加熱領域 II

主に水素イオンがイオンサイクロトロン基本周波数で加熱される領域：

$$(n_H/n_D) = 10 \%, B_T = 1.2 \text{ T}$$

(3) 電子加熱領域

波のモード変換により、電子が主に加熱される領域：

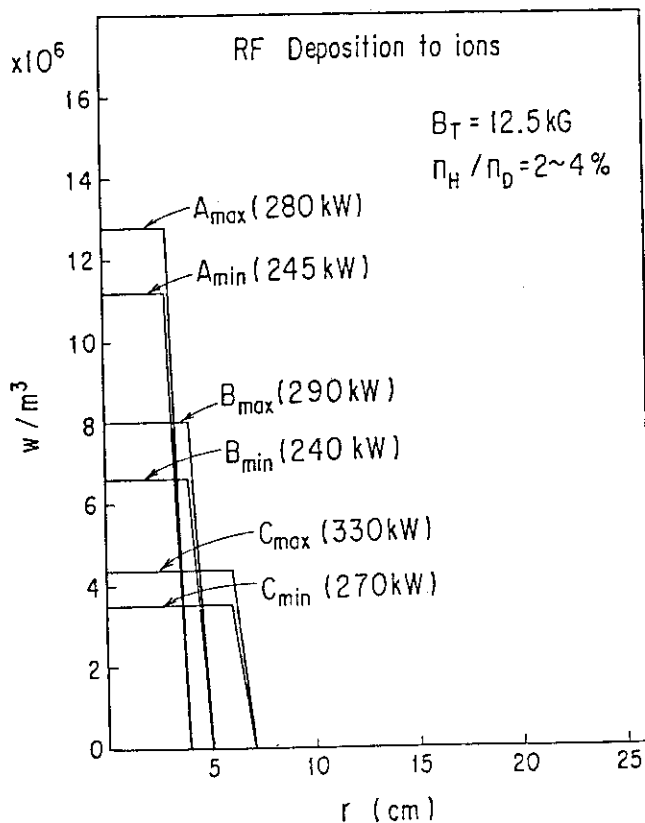
$$(n_H/n_D) = 30\%, B_T = 1.5 T$$

5.2.a イオン加熱領域 I に対する結果

この領域では、放電中のガス補給（ガス・パフリングによる）は重水素のみであるが、真空容器壁や、リミターなどに吸着していた水素がプラズマ中に混入し、（水素/重水素）の密度比は2~4%になる。

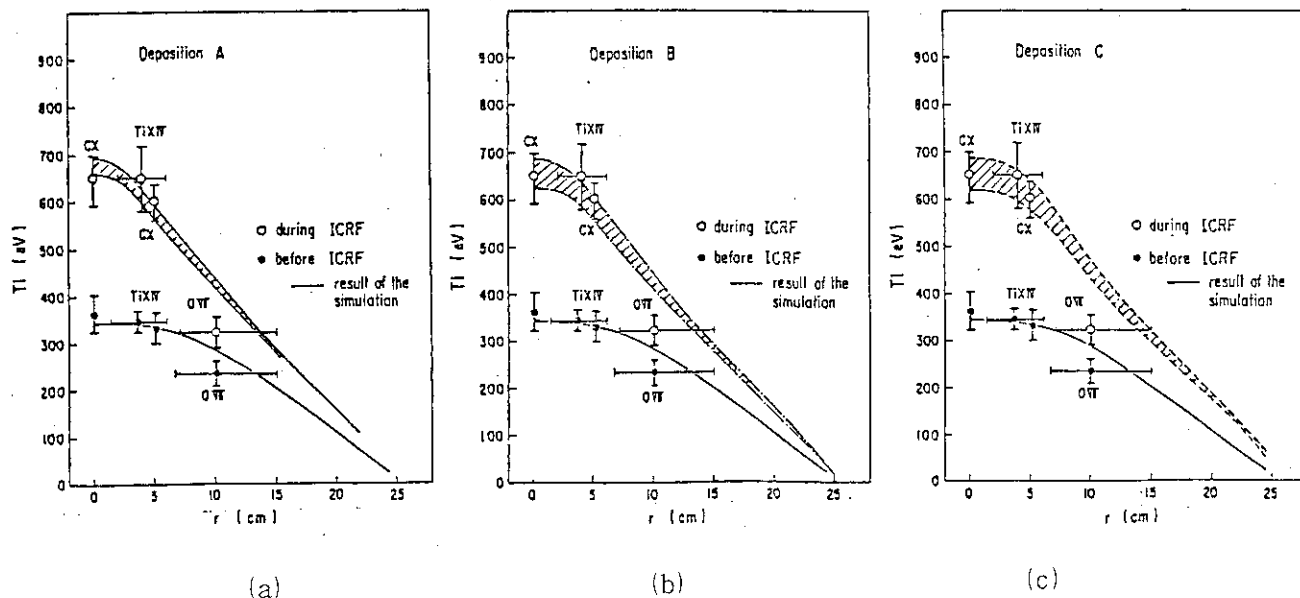
実験は、 $\bar{n}_e = 5 \times 10^{19} m^{-3}$ の比較的高い電子密度領域で行われ、実効注入全RFパワー、 $P_{net} = 500 kW$ を加えることにより、イオン温度は350 eVより680 eVに、また、電子温度は500 eVより700 eVに上昇した。このときのRFパワーの注入空間分布を“空間分布解析コード”と、“1次元トカマク・コード”より求めた。

測定された温度の空間分布データはそれぞれ測定誤差のエラー・バーを持っており、このエラー・バーの範囲内で引き得る分布曲線は、エラーバーだけの幅をもって描いてある。従って、これらの分布曲線を計算機解析で再現させるパワー注入空間分布も一意的には決まらない。この実験条件に対して、解析により求められた、代表的な3種類のイオンへのパワー注入空間分布を5.2図に示す。たとえば、DEPOSITION Aでは中心から半径3 cmのフラットなパワー注入分布を仮定している。また、それぞれについて全注入パワーの最大値（max.）、最小値（min.）が図中に示されている。



5.2図 イオン加熱領域 I におけるイオンへのパワー注入分布

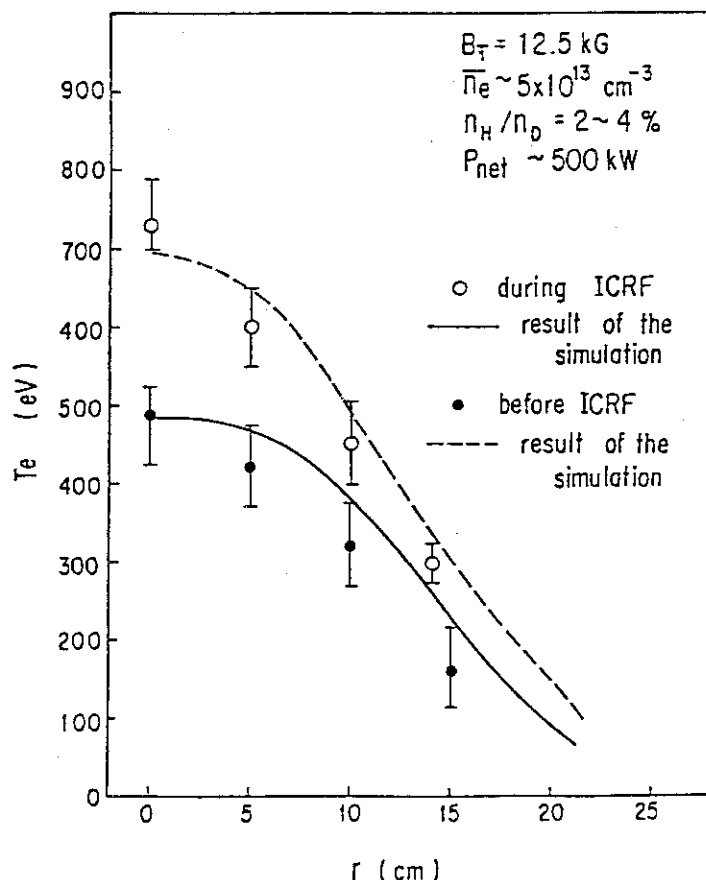
この図のDEPOSITION Aを用いて、計算機解析で再現したイオン温度の空間分布を5.3図(a)に、同じく“B”の結果を(b)に、また、“C”の結果を、(c)に示してある。図中、CXで示される測定値は、荷電交換中性粒子エネルギー分析器で測定されたものであり、Ti X IV, O VII はそれぞれチタン、酸素の分光線スペクトラムのドップラー幅より測定したものである。それぞれの分布曲線の斜線で示される幅の上限と下限が、仮定した注入パワー分布に対する注入パワー量の最大値と最小値を与えている。



5.3図 イオン加熱領域 I におけるイオン温度空間分布の計測データ及び、(a) DEPOSITION “A”, (b) “B”, (c) “C” を用いたときの計算機シミュレーションの結果。

前記“C”の分布を仮定すると、全注入パワーは最大330 kW、最小270 kWとなる。また、前記“A”の分布は最も中心に鋭いピークを持つ場合に対応し、その場合の計算機解析により出された空間分布曲線は $r = 10$ cmの測定点の最も近くを通る。しかしこの点は、O VIIの線スペクトル幅より分光的に求められたものであるが、この測定においては、空間分解能が悪く、分布の決定には有効でない。

また、サイクロトロン共鳴層が垂直方向の平面として存在することを考えると、このような集中した狭いパワー注入分布は非現実的と思われる。電子へのRFパワー注入はほぼ無視できる程度で、5.4図に示す電子の温度空間分布は、イオンからのクーロン衝突緩和によって説明できる。

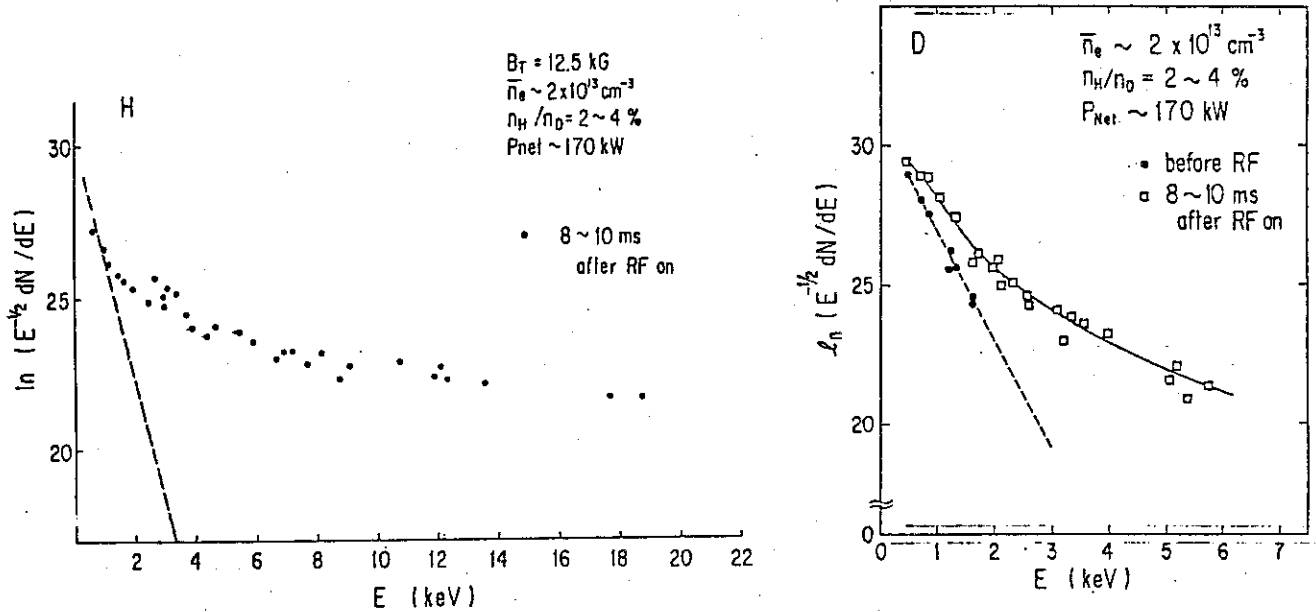


5.4 図 イオン加熱領域 I における電子温度の空間分布測定データ及び
計算機シミュレーションの結果

このときの、アンテナからプラズマに結合された RF パワーは 470 kW である。よって RF 加熱入力の 60 から 70 % がプラズマの中心から $1/3$ の内側で吸収されたことになる。

重水素イオンへのパワー注入の過程をより詳しく調べるために、低い電子密度 $\bar{n}_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ で行われた実験に対する電荷交換中性粒子エネルギー・スペクトラムを解析した、これは、電子密度が高いときは、中心から出て来る荷電交換中性粒子がプラズマ周辺部で再び再電離する確率が高くなり、計測したエネルギー・スペクトラムがプラズマ中心でのエネルギー・スペクトラムを正確に表わさなくなるからである。このときの加熱パワーは $P_{\text{net}} = 170 \text{ kW}$ であり、重水素、水素両イオンのエネルギー・スペクトラムを同時に質量分離型荷電交換中性粒子エネルギー分析器 (mass-sensitive charge-exchange neutral-energy analyser) で計測した。ここでは、分析装置の測定精度が重要な問題になる。この測定では、水素と重水素の質量分離度は 500 以上あり、重水素チャンネルへの水素原子の混入はほとんど無視できる。またこのエネルギー分析器は、中心水平面内で、大半径方向よりトロイダル方向に 10 度程傾けて取り付けである。このため、約 8 度ある JFT-2 の「リップル・ロス・コーン」から逃げてくる粒子を避けて、中心からの粒子の情報を得ることができる。このときの重水素、水素両イオンのエネルギー・スペクトラムを 5.5 図に示す。この図より、明かに、重水素のエネルギー・スペクトル中には高エネルギー

ギーの尾部が存在している。そしてこのことは、RF パワーが直接重水素イオンに吸収されていることを示唆している。水素イオンのエネルギー・スペクトルはジュール加熱段階ではカウント数が少ないため測定困難であった。そのかわり、“多数成分”である重水素イオンのスペクトルの傾斜が破線で図中に示してある。



5.5 図 イオン加熱領域 I における低電子密度時の(a)水素, (b)重水素イオンエネルギー・スペクトル

重水素イオンのエネルギー・スペクトルに現われている高エネルギーの尾部は重水素イオンへのRFパワーの直接注入により生じているだけでなく、“少数”成分である水素イオンのより顕著な高エネルギー成分からのクーロン衝突緩和により強調されている可能性がある。そこで、これらのエネルギー・スペクトルの2次元Fokker-Planck解析を行い、重水素イオンの高エネルギー尾部を維持するのに必要なパワー密度、および水素イオンの高エネルギー尾部から重水素イオンの同じく高エネルギー尾部にクーロン衝突を介して受け渡されるパワーを評価した。その結果、水素イオンから重水素イオンに衝突緩和で受け渡されるパワーは、中心で最大 0.1 Wcm^{-3} であり、一方、重水素イオンの尾部を維持するのに必要なパワーは $0.3 - 0.5 \text{ Wcm}^{-3}$ であることが明らかになった。また、重水素イオンのエネルギー・バランスを次のように計算により推定した。即ち、(重水素イオンへのRFパワーの注入) + (水素イオンから重水素イオンへの衝突緩和による注入) + (電子から重水素イオンへの衝突緩和による注入) = $0.39 - 0.64 \text{ Wcm}^{-3}$ とし、前節で仮定した輸送係数を用いて、重水素イオンの損失パワーを計算すると、(イオンの伝導損失) + (イオンの対流損失) + (中心での放射損失) = 0.55 Wcm^{-3} となり、許される誤差の範囲内で、入力パワーと損失パワーはよく一致している。

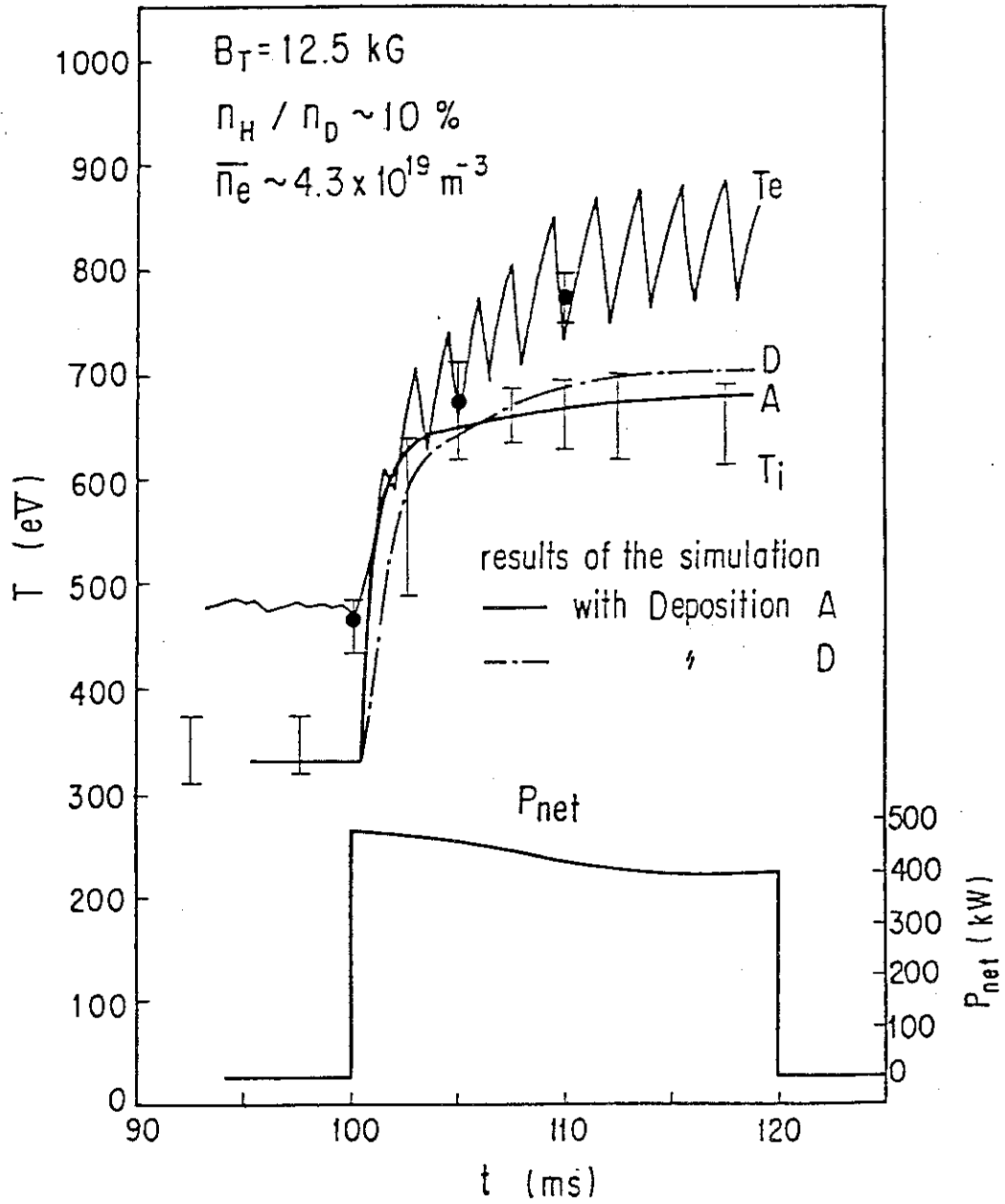
5.2.b イオン加熱領域Ⅱに対する結果

5.6 図は、 $(n_H/n_D) = 10\%$ 、 $B_T = 1.2 \sim 1.25 \text{ T}$ 、 $\bar{n}_e = 4.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、 $P_{\text{net}} = 450 \text{ kW}$ のときの、プラズマ中心における電子温度、イオン温度の時間変化を示したものである。黒丸はレーザー散乱で測定した電子温度を示し、荷電交換中性粒子エネルギー分析器で測定したイオン温度はエラーバーのみで示してある。この領域での実験では、諸般の事情から精密な温度空間分布測定は実施できなかった。中心以外では、 $r = 9 \text{ cm}$ の空間位置でのイオン温度だけが測定されており、“空間分布解析コード”を用いて、RF パワーの注入分布を予想することが不可能であった。そのため、任意に注入領域の幅を仮定したパワー注入空間分布を用い、“1次元トカマク・コード”により計算機シミュレーションを行い、温度の時間変化及び、温度空間分布を求め、可能なかぎり測定データと比較することにより、仮定したパワー注入空間分布の妥当性を試験した。その際、中心温度がその実測値のエラー・バーの上限と下限を通るような全 RF 注入パワーを、計算機シミュレーションを反復することにより求めた。仮定した RF 注入パワー分布は 4 種類あり、5.7 図に A ~ D で示す通りである。〔それぞれ全注入パワーの最大 (max.) と最小値 (min.) を示す。〕そのとき“トカマク・コード”を用いて計算機シミュレーションで得られた、イオン温度空間分布を 5.8 図に示す。図中の計測データのうち、中心温度は荷電交換中性粒子エネルギー分析器、 $r = 9 \text{ cm}$ の温度は酸素イオン、O VII 線スペクトルのドップラー幅の測定より求めた。

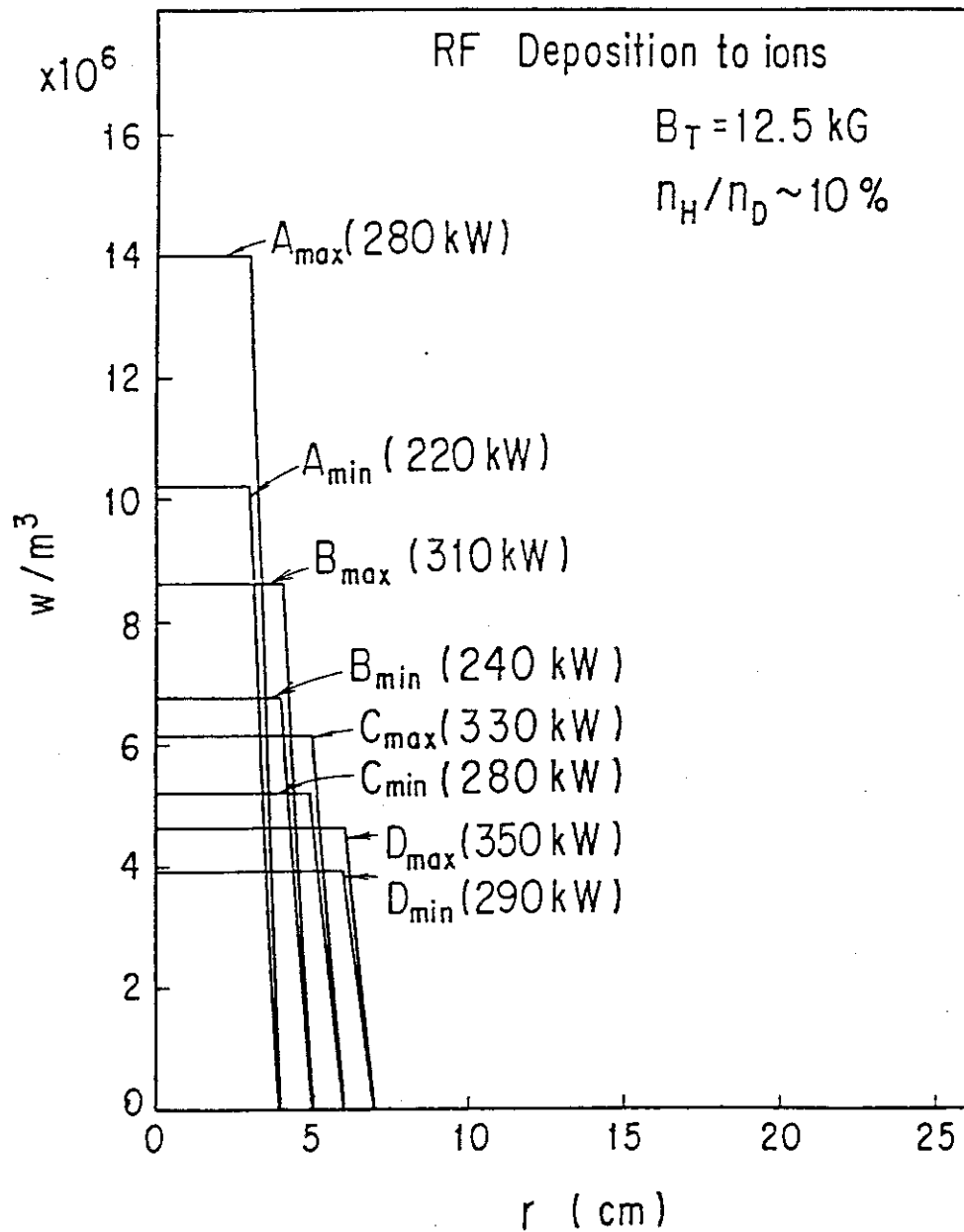
計算機シミュレーションより得られたイオン及び電子温度の時間的変化を 5.6 図中に実線及び一点破線で示す。“A”の注入分布仮定がイオン、電子温度の時間的変化と、その空間分布の両者を、最も良く再現している。イオンへの全注入パワーは、このとき、220 ~ 280 kW である。また、電子温度のふるまいを説明するためには、中心付近で 20 ~ 40 kW の電子への RF 注入パワーが必要である。5.6 図の電子温度の時間的変化は、電子への RF 注入パワー 30 kW の場合である。アンテナから放射された RF パワー 450 kW に対し、プラズマの小半径の 2/3 以内に注入されたパワーが 240 ~ 320 kW であるから、この領域での RF パワーの中心プラズマへの結合効率は、60 ~ 70 % である。

5.2.c 電子加熱領域に対する結果

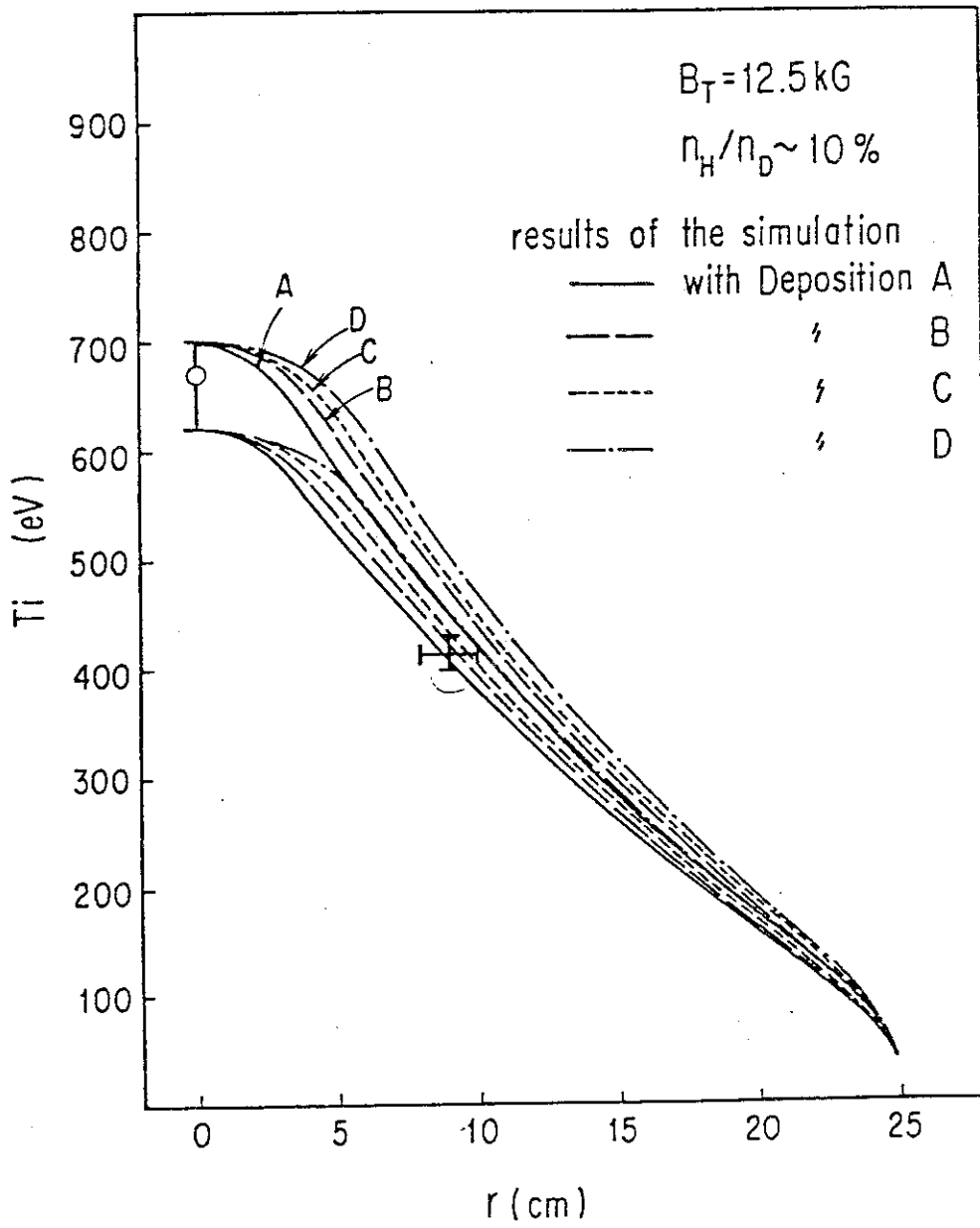
電子加熱領域における実験を、 $(n_H/n_D) = 30\%$ 、 $B_T = 15 \text{ kG}$ の条件で行った。5.9 及び、5.10 図に、電子密度 $\bar{n}_e = 4.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、RF 加熱パワー $P_{\text{net}} = 360 \text{ kW}$ のときの、加熱期間中における、それぞれイオン及び電子温度の空間分布を示す。電子温度はレーザー・トムソン散乱、イオン温度は荷電交換中性粒子エネルギー分析器による測定である。RF パワー注入空間分布を求めるために、まず“空間分布解析コード”を用いた。電子加熱の場合、この空間分布解析は、 $q=1$ の有理面の内側で、電子温度分布がプラズマ内部に起こる鋸歯状振動の影響を受けるので、正確な結果が得られないことも起こる。よって、電子温度分布は鋸歯状振動の“山”の時点で計測し、振動の影響を最小限に留めるように配慮した。これを元にして RF パワー注入空間分布を、“空間分布解析コード”及び、“1次元トカマク・コード”を用いて計算した。得られた 2 種類 (A, B) の RF パワー注入空間分布を 5.11 図に示し、これらを用いて計算機シミュレーションより得られる温度空間分布曲線を 5.10 図中に示す。実線は RF 加熱前の分布であり、破線は“A”を用いたときの上限、下限を示す。同じように、一点破線は“B”を用いたときの上限、下限を示す。



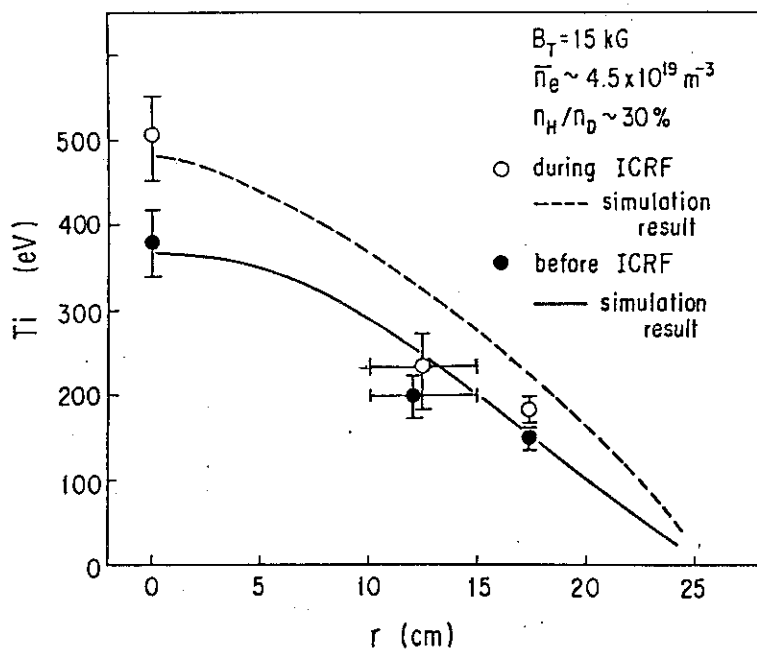
5.6 図 イオン加熱領域Ⅱにおけるプラズマ中心電子温度・イオン温度の時間変化実線，一点破線は計算機シミュレーションの結果



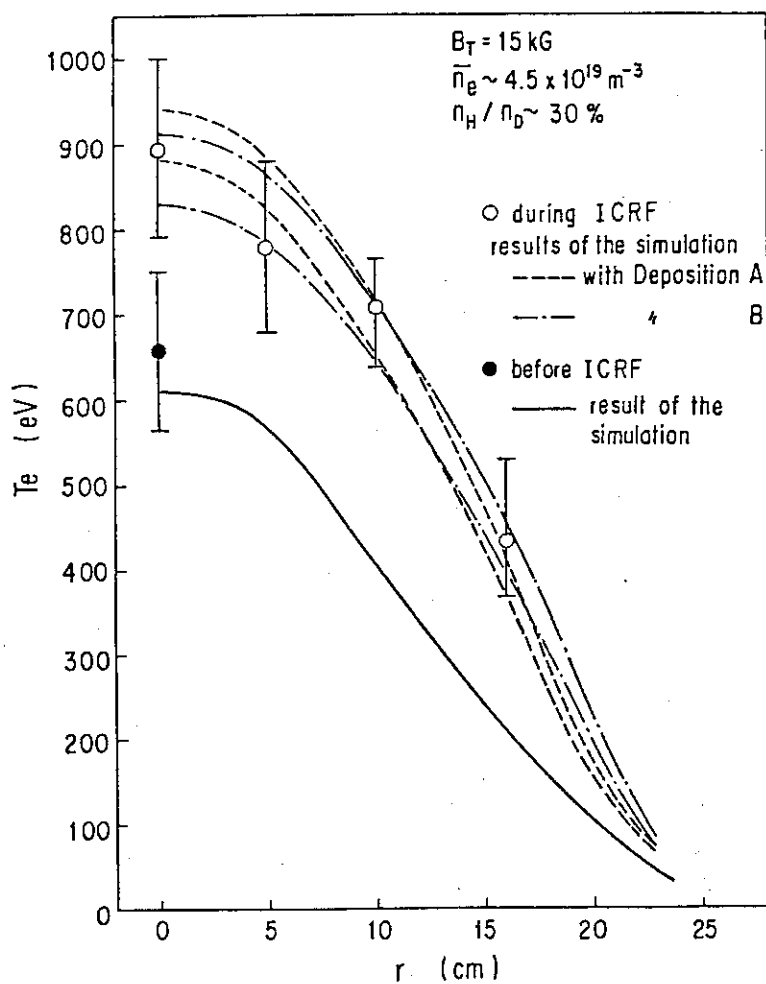
5.7図 イオン加熱領域ⅡにおけるイオンへのRF注入パワー空間分布



5.8 図 イオン加熱領域Ⅱのイオン温度空間分布；計測値と計算機による模擬結果



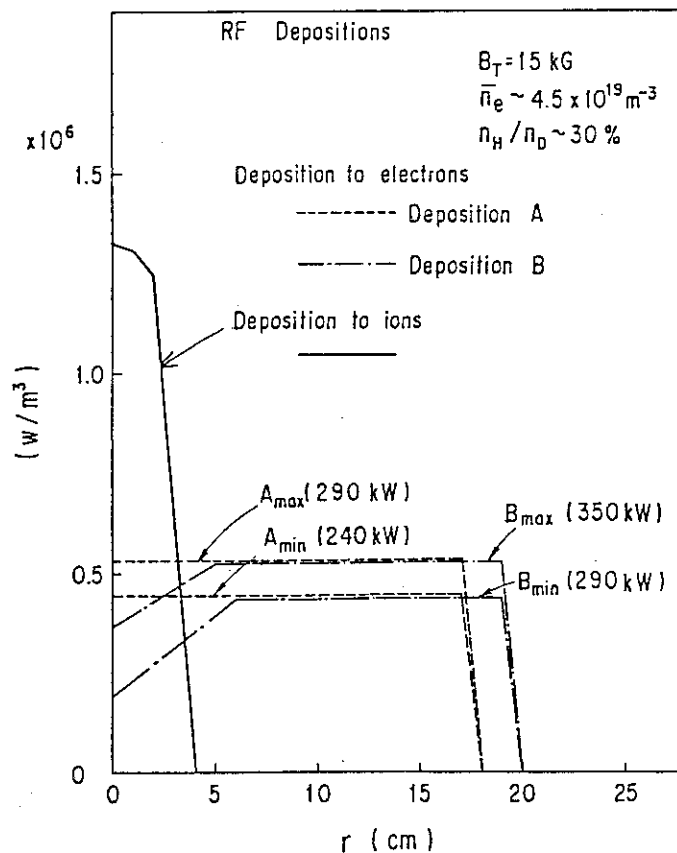
5.9 図 電子加熱領域におけるイオン温度の空間分布



5.10 図 電子加熱領域における電子温度空間分布

5.11 図中の“ A ”の場合やや鋭い電子温度分布となり，“ B ”はより幅広い分布となる。全 RF 注入パワーを図中に示してあるが、もし“ A ”をとると、電子の全注入パワーは 240 ~ 290 kW であり，“ B ”の場合には、290 ~ 350 kW となる。

このときアンテナからプラズマに放射された RF パワーは 330 kW であるから、全注入パワーは、これより大きくはなり得ない。測定されたプラズマ中心でのイオン温度を“トカマク・コード”による計算機解析で再現するためには、少なくともプラズマ中心部で 30 ~ 40 kW のイオンへの RF 注入パワーを必要とする。5.11 図中に示されるようなイオンへの RF パワー注入分布を仮定し，“トカマク・コード”を用いた計算機シミュレーションより求めたイオン温度の空間分布を 5.9 図に示す。この加熱領域では、プラズマ中心にイオン・サイクロトロン共鳴層が存在せず、水素イオンや、重水素イオンが直接、中心で RF により加熱されることは、ほとんどありえないはずである。ところが、中心付近ではイオン加熱が実際に観測される。ほぼ同じような実験条件で行われた初期の実験においては、この中心におけるイオン加熱がより強くみられた。初期の実験では、モリブデン製のファラデー・シールド及び、SUS のリミターが用いられ、このときの金属不純物の混入量は、後の実験に比べ、約 5 ~ 7 倍多かった。イオン温度は 360 eV から、700 eV へ、電子温度は 750 eV から 1000 eV に上昇した。5.11 図と同じ電子、イオンへの RF パワー注入空間分布を仮定すると、イオンへ 170 - 200 kW、電子へ 200 - 250 kW のパワー注入が 1次元トカマクコードより推定される。金属不純物量の差からなぜこのような差が生じるかは、まだ良く理解されていない。



5.11 図 電子加熱領域における RF 注入パワー空間分布

5.3 実験結果に対する検討

(a) 電子加熱領域における加熱効率

前節での解析では、ジュール加熱プラズマの輸送特性が、ICRF加熱中のプラズマでも変わらないという仮定のもとに、ジュール加熱プラズマの輸送係数を用いた。その結果、プラズマに吸収されるパワーとアンテナから放射されたパワーの比で定義される“加熱効率”として、80-90%が電子加熱領域で得られた。このことは、電子の熱輸送特性が、ICRF加熱中に、ジュール加熱時に比べて特に劣化はしていないことを示唆している。もしも、アンテナから放射されたパワーがプラズマ中心部に完全に吸収され、輸送特性が劣化していないならば、解析より求められる加熱効率は100%近くになるはずである。

一方、実際のプラズマの輸送特性が加熱中に劣化しているとすれば、劣化していない輸送特性を仮定した解析により求められる加熱効率は100%より低くなる。劣化が甚だしければ、解析結果の加熱効率は更に低下する。

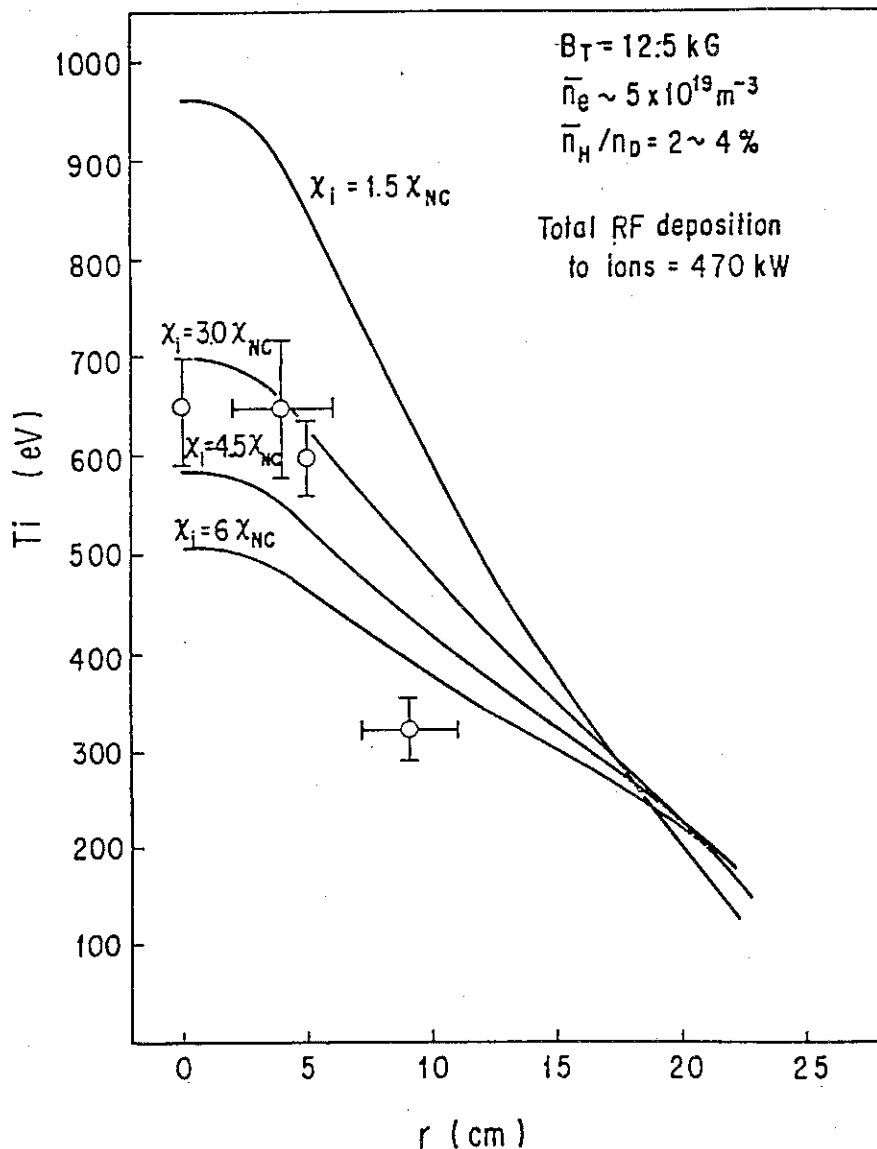
たとえば、輸送特性がRF加熱中に劣化していないとしても100%の加熱効率がこの解析より得られるのは、もともと現実的ではない。本解析はプラズマ中心から小半径方向の2/3までの空間領域を対象としており、この外側に吸収されたパワーは無視していること、RFパワーのこの外側の領域への結合はある程度さけられないこと、また高エネルギー非マックスウェル分布の水素イオンの損失を完全に無視していること等を考慮すれば、電子加熱時の加熱効率が、80-90%であるということから、ICRF加熱時の電子熱輸送特性はあまり劣化していないことが推察されよう。しかし、このことは、約400kW(平均注入パワー密度 $\sim 360 \text{ kW/m}^3$)までの加熱入力に対する結論であり、MWレベルの加熱入力に対してどうなるかは、次段階の実験的研究を待たねばならない。

(b) イオン加熱領域での加熱効率

イオン加熱領域での加熱効率は、解析の結果60-70%であった。この領域での電子へのRF加熱パワーは小さいので、この加熱効率の値からは、加熱中のイオンの熱伝導率が增大しているか、または、イオン加熱での加熱効率が、電子加熱に比べ、実際に低いかのどちらかであることが結論される。

そこで、イオン加熱領域Iの実験の計算機シミュレーションを“1次元トカマク・コード”でイオンの熱伝導率を故意に増大させて行ってみた。5.2図中のRF注入パワー空間分布“B”を用い、全RF注入パワーを470kWとした。この470kWはアンテナからトラス内に入射されたパワーである。そのシミュレーションの結果を5.12図に示す。中心部でのイオン温度の実測値と計算結果を一致させるためには、イオンの熱伝導率をオーム加熱時の値の2-3倍にふやさねばならない。このことは、見方を変えると、もし実際にイオンの熱伝導率が2-3倍に増大しているとする、イオンに注入しているRFパワーは240-290kWでなく、470kWであることになる。また、このイオンの熱伝導率を増大させた計算機シミュレーションより得られたイオンの温度分布は幅広く、 $r = 9 \text{ cm}$ の地点での温度とは35-60%のずれがある。そこで、イオンの熱伝導率が加熱中に増大しているよりは、イオン加熱領域での加熱効率が悪いと考えた方がより自然と思われる。イオン加熱領域においては、RF電界の加速により高エ

エネルギー・イオンが生成され、エネルギー・バランスの上でも重要な意味を持つ。ところが、JFT-2のプラズマ電流は最高で160 kAであり、イオン加熱時に発生する高エネルギー・イオンを閉じ込めるには十分でない。この解析では、閉じ込められなかった高エネルギー・イオンのエネルギー損失を無視しているため、解析より得られた加熱効率が低いのはむしろ当然である。



5.12 図 イオン熱伝導率を増大させて行なった計算機シミュレーションから得られたイオン温度空間分布

5.4 他のプラズマ追加熱方式との加熱効率の比較

ICRF加熱の特性を明らかにし、評価するためには、他のプラズマ追加熱方法との優劣の比較が必要である。JFT-2装置においては、幸いICRF加熱のみならず、電子サイクロトロン(ECH)、中性粒子入射加熱(NBI)、低域混成共鳴加熱(LH)加熱実験がそれぞれ行われ、加熱特性の比較が同一装置において可能である。

一般に追加熱における加熱効率を考える場合、2つの評価基準が問題となる。その第一は、加熱パワーがエネルギー閉じ込めの良いプラズマの中心部にどれだけ効率良く伝達されるかであり、第二は、加熱により、プラズマのエネルギー閉じ込め特性を悪化させないかである。つまり、加熱効率が悪い場合、

(1) エネルギー閉じ込め特性は悪化させないが、加熱パワーが中心に効率良く伝達されていない、

(2) 加熱パワーは中心部に効率良く伝達されているが、一方閉じ込め特性を悪化させているために、注入パワーがプラズマ加熱に有効に働いていない、

という2つの場合が考えられる。

最近のトカマクにおけるNBI加熱実験において、加熱中のエネルギー閉じ込め特性が悪くなる“Lモード”^[45, 46, 47]、悪化しない“Hモード”^[48, 49]が観測され、追加熱がエネルギー閉じ込めにおよぼす影響が問題になっている。NBI加熱の場合、パワー注入空間分布は計算機コードなどにより比較的正確に求まるので、加熱期間内におけるプラズマの輸送特性を比較的正確に解析することが可能である。一方、RF加熱では、加熱の物理機構がNBI加熱の場合より複雑であり、パワー注入空間分布が既存の計算機コードからは正確には求まらない。従って、RF加熱が加熱特性を悪化させるか、否かは、一般にまだ十分に理解されていない。換言すれば、NBI加熱実験においてみられる“Lモード”の輸送現象は、高密度の加熱パワーに起因するのか、或いはNBI加熱に特有の現象なのかは、未だ判明していない。しかし、JFT-2におけるICRF実験においては、前節5.3に述べたように、ジュール加熱入力約2倍以上の400kWの加熱入力に対し、エネルギー閉じ込め時間の劣化は見られないことが、初めて明らかにされた。一方、JFT-2におけるNBI加熱においては、同程度の加熱入力において既に閉じ込めが悪化することが以下に示される。

本節では、まず、各追加熱方式の見掛け上の加熱効率の比較を行う。次に、この見掛け上の加熱効率が、輸送現象の影響を強く受けていないかをみるため、加熱期間内における輸送特性の比較を試みる。

5.4.a 加熱効率の実験値による比較

異なるプラズマ加熱法間の加熱効率を比較する場合、その“加熱効率”の定義自体が問題となる。ここでは、比較のため、見掛け上の加熱効率を次のように定義する：

$$\epsilon = \bar{n}_e(\Delta T_e(0) + \Delta T_i(0)) / P_{\text{net}} \dots\dots\dots (5.1)$$

ここで、 $\bar{n}_e(\times 10^{13} \text{cm}^{-3})$ はマイクロ波干渉計測法で直接観測される線平均電子密度、 $\Delta T_e(0)$ (eV)、 $\Delta T_i(0)$ (eV) はそれぞれ、加熱によるプラズマ中心部の電子およびイオン温度の増分、

P_{net} (kW) はトラス真空容器内に“入射”される注入パワーである。この定義では加熱されたプラズマの温度分布が考慮されていないので、加熱効率として、あまり正確な定義ではない。より正確な定義としては、 $\eta = \Delta W_p / P_{net}$ が望ましい。ここで、 ΔW_p は加熱によるプラズマ・エネルギーの増分である。この ΔW_p の直接の計測法としては、反磁性信号の測定、磁気プローブによる $l_i/2 + \beta_p$ ($l_i = 4\pi L/\mu$; $L \equiv$ プラズマの自己インダクタンス, $\mu \equiv$ 真空の透磁率) の測定などの磁氣的測定法がある。

しかし、JFT-2装置の実験においては、これらの磁気測定が、標準的な計測法としては未だ確立されていなかった。また、 $T_e(r)$, $T_i(r)$, $n_e(r)$ などの空間分布データより ΔW_p を求めることも可能ではあるが、これらのデータは全ての実験においては得られていない。そこで、本論文ではまず、(5.1)式の中心温度による加熱効率 ϵ の定義を用いて、各追加加熱方法の加熱効率を相対的に比較する。

表 5.1 に、JFT-2 において行われた各追加実験条件の概略値を示す。

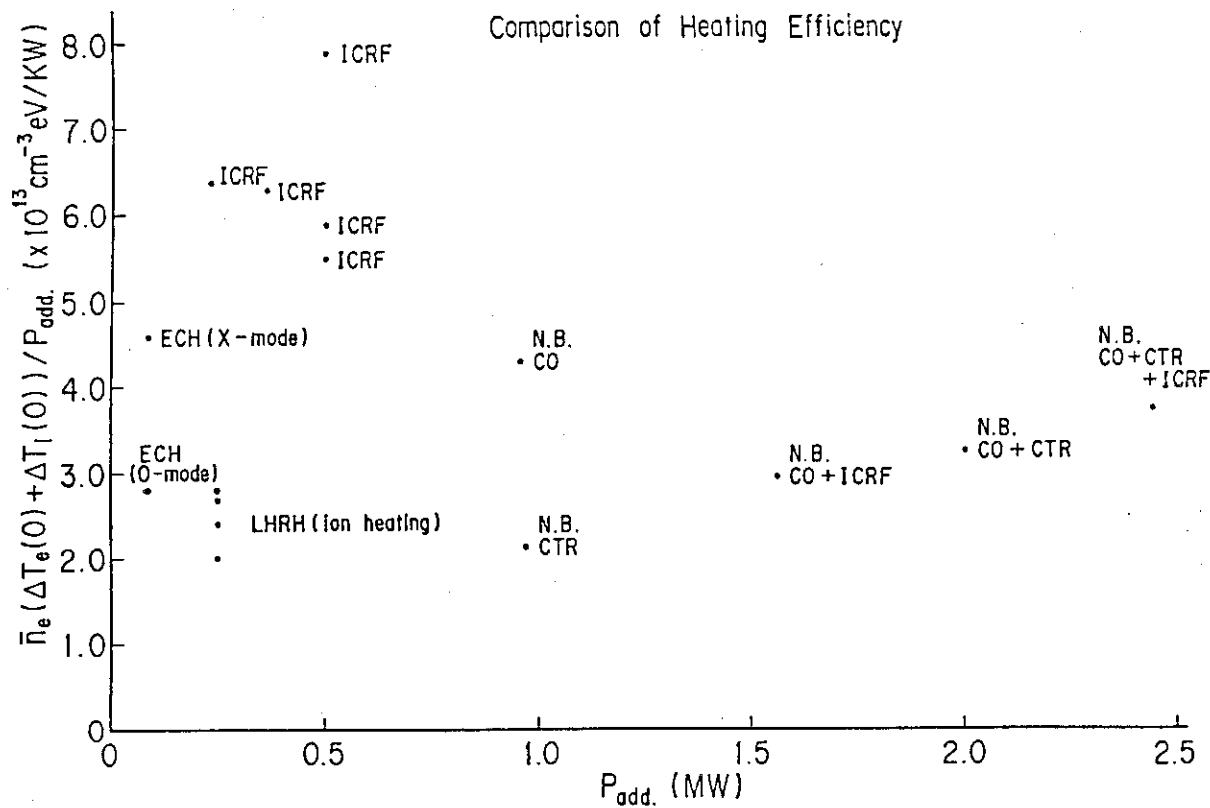
これらの追加加熱実験における加熱効率 ϵ を比較したものが 5.13 図である。横軸はトラス容器内に入射された追加加熱パワー (MW), 縦軸が (5.1) 式に定義した加熱効率の値 $\epsilon = \bar{n}_e (\Delta T_e(0) + \Delta T_i(0)) / P$ である。この図より、ICRF が最も加熱効率が高いことがわかる。また、NBI は ICRF の約半分の加熱効率であるが、ICRF と NBI を組み合わせた場合は、NBI の加熱効率で全体の効率が決まっているように見える。これは、追加加熱のパワーが大きくなると加熱効率が下がるか、または、NBI を入射することによって、プラズマのエネルギー閉じ込めが悪化しているかのどちらかであると推定される。

ICRF と NBI は主に線平均電子密度が $\bar{n}_e = (4 \sim 6) \times 10^{19} / \text{m}^3$ のかなり高い領域で行われ、ECH と LHR は $\bar{n}_e = (0.7 \sim 1.5) \times 10^{19} / \text{m}^3$ と低密度領域で行われている。一般に、トカマク・プラズマの輸送係数は、粒子拡散係数 $D \propto 1/n_e$, 電子熱伝導係数 $\chi_e \propto 1/n_e$ で良く記述されるが、低電子密度領域ではエネルギー閉じ込めが悪い。ECH が ICRF の $1/4 \sim 1/5$ の電子密度領域で実験が行われたことを考えると ECH (extra ordinary mode) の加熱効率もかなり良いことがわかる。次頁では、NBI 加熱および ECH 加熱時の輸送解析を行い、各方式間の加熱効率の総合的評価を行う。

表 5.1

加熱方法	装置の 加熱出力	真空容器 への入力	プラズマ・パラメー ター	文献
NBI				(41)
a) co-injection	2.4 MW	1 MW	$\bar{n}_e = 2 \sim 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ $B_T = 0.6 \sim 1.55 \text{T}$	
b) counter inj.	2.4 MW	1 MW		
LHRH	520 kW	400 kW	$\bar{n}_e = 1 \sim 3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ $B_T = 1.55 \text{T}$	(41)
ECH				(1)
a) ordinary mode	200 kW	105 kW	$\bar{n}_e = 0.5 \sim 1.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ $B_T = 0.67 \sim 1.2 \text{T}$	(42)
b) ext. ord. mode		85 kW		(43)
ICRF	800 kW	600 kW	$\bar{n}_e = 1.5 \sim 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ $B_T = 0.9 \sim 1.5 \text{T}$	(9) , (31) (44)

- * 1) NBIの入射方向がプラズマ電流と同一方向
- * 2) NBIの入射方向がプラズマ電流と逆方向
- * 3) 正常波 (直線偏波され、磁力線方向に平行な電界成分を持つ電磁波モード)
- * 4) 異常波 (直線偏波され、磁力線方向に垂直な電界成分を持つ電磁波モード)



N. B. COは Co-injection NBI、 NB CTR は Counter Injection NBI

N. B. CO+CTR は上記2つの組合わせ

5.13 図 JFT-2 における各追加加熱実験の加熱効率の比較

5.4.b 他の追加熱方法との輸送特性の比較

前項では、ICRF加熱と他の追加熱法との“見掛け上”の加熱効率を比較した。この“見掛け上”の加熱効率を決定しているものは加熱パワーの注入空間分布の形と、加熱中のプラズマのエネルギー及び粒子の輸送特性である。各追加熱方法の効率を比較する場合、輸送特性の観点から次の2つのことが問題となる：

- (1) 追加熱の方法によっては、追加熱をすることによってプラズマの輸送特性をジュール加熱時に比べ変化させる可能性があること。
- (2) 追加熱中に輸送特性が変化していない場合でも、プラズマの輸送特性は電子密度、及びイオンの実効電荷数 Z_{eff} に大きく依存するので、これらのパラメーターが大きく異なる追加熱実験を比較する場合、これらのプラズマの輸送特性の相異を考慮に入れる必要があること。

加熱効率が良い追加熱法とは、加熱により輸送、閉じ込め特性を悪化させず、また、プラズマ中心部に加熱パワーが効率良く吸収されるような加熱法である。この節ではまず輸送特性の比較の基準となるジュール加熱時のプラズマ輸送特性を示し、次にNBI加熱時の輸送特性を解析する。この結果と先に4.2節で述べたICRF加熱時の輸送特性とを比較する。最後に、ECH加熱実験とICRF加熱実験の結果を、電子密度領域のちがいによる輸送特性の差を考慮に入れて比較する。

5.4.b.1 ジュール加熱プラズマの輸送特性

JFT-2装置のジュール加熱プラズマは、以下のような輸送係数値を用いると、“1次元トカマク・コード”により、 $B_T = 0.9 \sim 1.55 \text{ T}$, $I_p = 70 \sim 160 \text{ kA}$, $\bar{n}_e = (0.7 \sim 6) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の広いプラズマパラメーター領域にわたって模擬することができる。

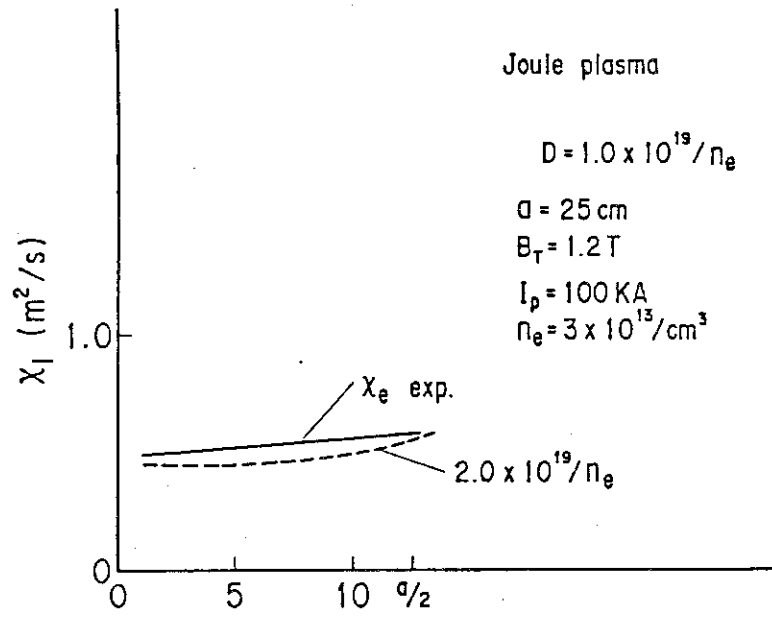
- (1) 電子熱伝導係数： $\chi_e = (1.7 \sim 2.5) \times 10^{19} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$
- (2) イオンの熱伝導係数： $\chi_i = (1 \sim 1.5) \chi_{\text{neo}}$
- (3) 粒子の輸送係数： $D = (0.8 \sim 1.0) \times 10^{19} / n_e (\text{m}^{-3})$

ただし、粒子の輸送係数は、粒子の閉じ込め時間が、エネルギー閉じ込め時間と等しくなるように選んである。この仮定は、JFT-2での粒子束の測定よりほぼ正しいことが明らかにされている。

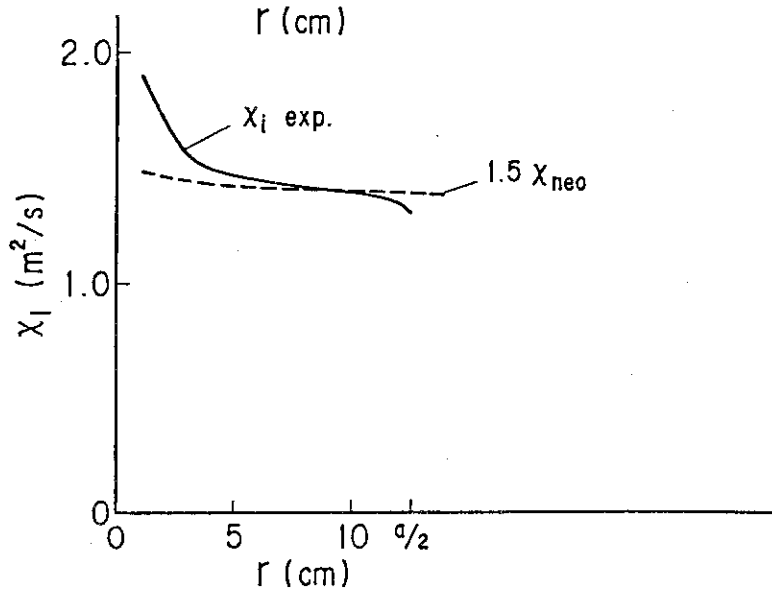
実際に、ジュール加熱プラズマの密度、温度の空間分布データを“空間分布解析コード”を用いて解析すると、局所的な輸送係数が求まる。5.14図は、ジュール加熱プラズマの電子、及びイオンのプラズマ中心での熱伝導係数を求めたものである。これらの結果を見ても、上記のジュール加熱プラズマに対する輸送係数の値が、ほぼあてはまっていることがわかる。

5.4.b.2 中性粒子入射(NBI)時のプラズマの輸送特性

1 MWの中性粒子ビームを真空容器に入射した時の、プラズマへのパワー注入分布を計算コードで求めたものを5.15図(a),(b)に示す。JFT-2の中性粒子入射装置は、プラズマ電流と同じ方向にはほぼ接線方向に入射する“Co-injector”と、逆方向に入射する“Counter-injector”の2つからなっている。図(a)はCo-injection時の注入分布を示し、図(b)はCounter-injection時の注入分布を示す。これら2つの場合の結果は非常に異なることがわかる。Counter-injectionの場合の全注入パワーはCo-injectionのその約70%である。また、Counter-injectionの場合の注入分布はCo-injectionの場合のそれに比べ、分布の幅が遙かに広い。



(a)



(b)

5.14 図 ジュール加熱プラズマの(a)電子及び(b)イオンの局所的熱伝導係数

(a) Co-injection の場合

1 MW の中性粒子ビームを Co-injection で入射したときの、電子温度、イオン温度分布を 5.16 図(a),(b) に示す。この分布を“空間分布解析コード”で解析し、求めた電子およびイオン熱伝導係数を 5.17 図に示す。中心部におけるイオンの熱伝導係数は χ_{neo} の約 1.5 倍程度であり、オーム加熱時の値とあまり大差がない。しかし電子の熱伝導係数は、オーム加熱時の 2 ~ 4 倍に増大している。この解析においては、粒子保存は考慮しておらず、粒子拡散係数はあらかじめ与えられている。ただし、NBI 加熱中の粒子束の測定より粒子閉じ込め時間が加熱中に約 1/3 減少していることより、粒子拡散係数を増加させ、 $D = 1.2 \times 10^{19} / n_e \text{ (m}^{-3}\text{)}$ としている。

この解析結果から、電子の熱輸送損失が増大していることは明かであるが、熱対流損失の増加の割合を測定結果より定めるのが困難なため、増大している熱輸送損失は、すべて熱伝導損失に勘定されている。そのため、熱輸送損失の増大が熱伝導係数の増加で現われている。イオン、電子熱伝導係数が共に、熱対流損失が全熱輸送損失に占める割合の大きくなる小半径方向位置 $r = a/2$ (a : プラズマ小半径) の外側で大きく増大しているのはこのことによるものと思われる。また、熱放射損失については、測定値の誤差範囲で上限の値をとっている。

(b) Counter-injection の場合

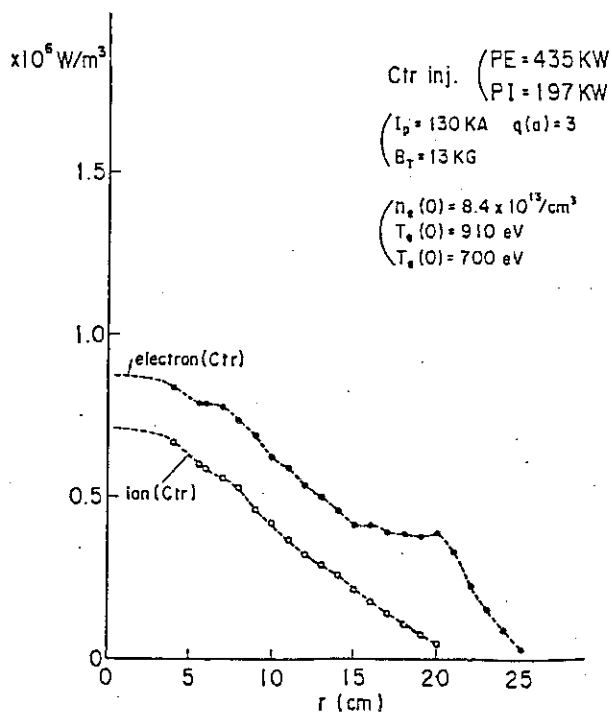
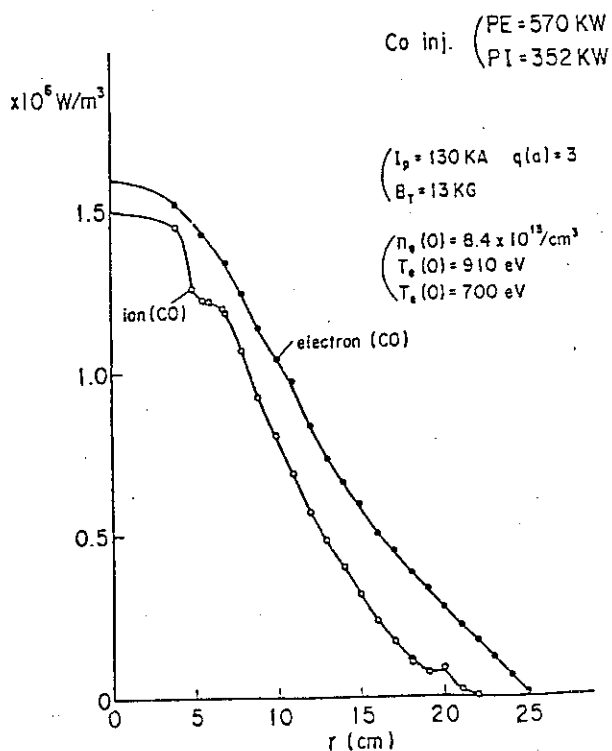
1 MW Counter-injection 時の電子及びイオン温度の空間分布を 5.18 図に示す。これらの分布を解析した結果を 5.19 図に示す。イオンの熱伝導係数はやはり、 $1.5 \times \chi_{neo}$ でオーム加熱時のプラズマの値である。電子の熱伝導係数は大きく増大している。この Counter-injection の場合、電子温度分布は中心部で非常に平坦になっており、電子の熱輸送が単純に熱伝導係数で説明できないことが予想される。

この NBI 加熱時の輸送解析より、加熱時のイオンの熱輸送現象はジュール加熱プラズマとあまり変わっていないが、電子の熱輸送がなんらかの原因により増大して、エネルギー閉じ込めを悪くしていることが結論される。

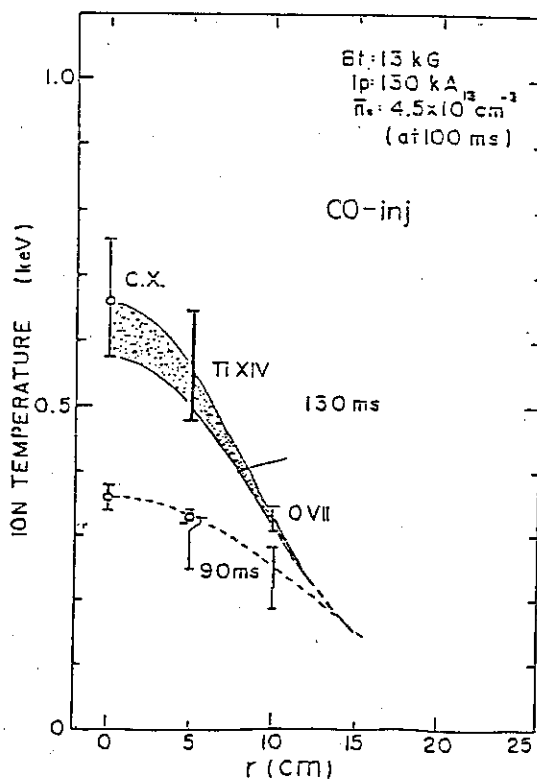
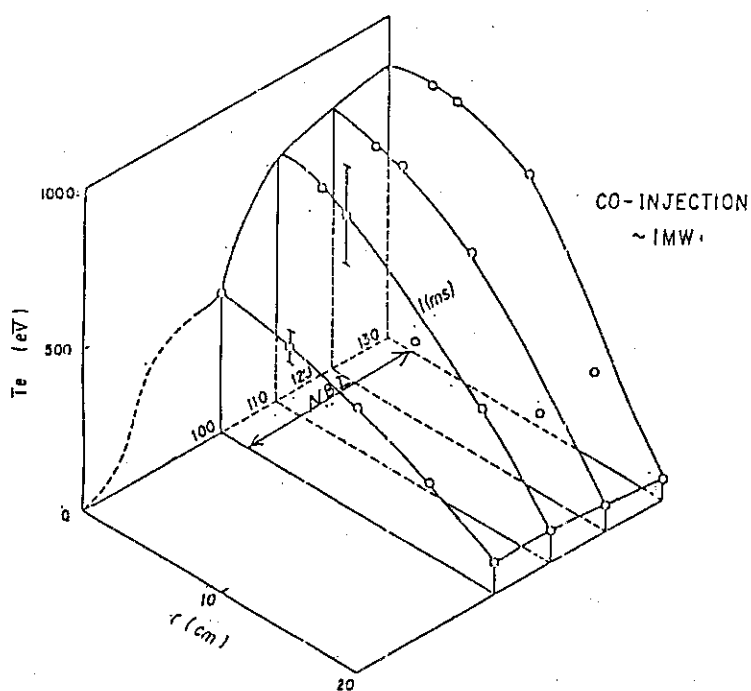
なお、この解析では、1 MW の加熱入力での実験結果を対象としたが、エネルギー閉じ込め時間の悪化は、400 ~ 500 kW 程度の入力レベルのところからすでに始まっている。一方、ICRF 電子加熱領域での電子の熱輸送は少なくとも 400 kW までのレベルでは増大していないことが 4.2 節で明らかにされている。このことから、NBI 加熱時の電子熱輸送の増大は、単に高い加熱入力だけに起因するものではないことがわかる。

Power Deposition Profiles NBI 1MW injection

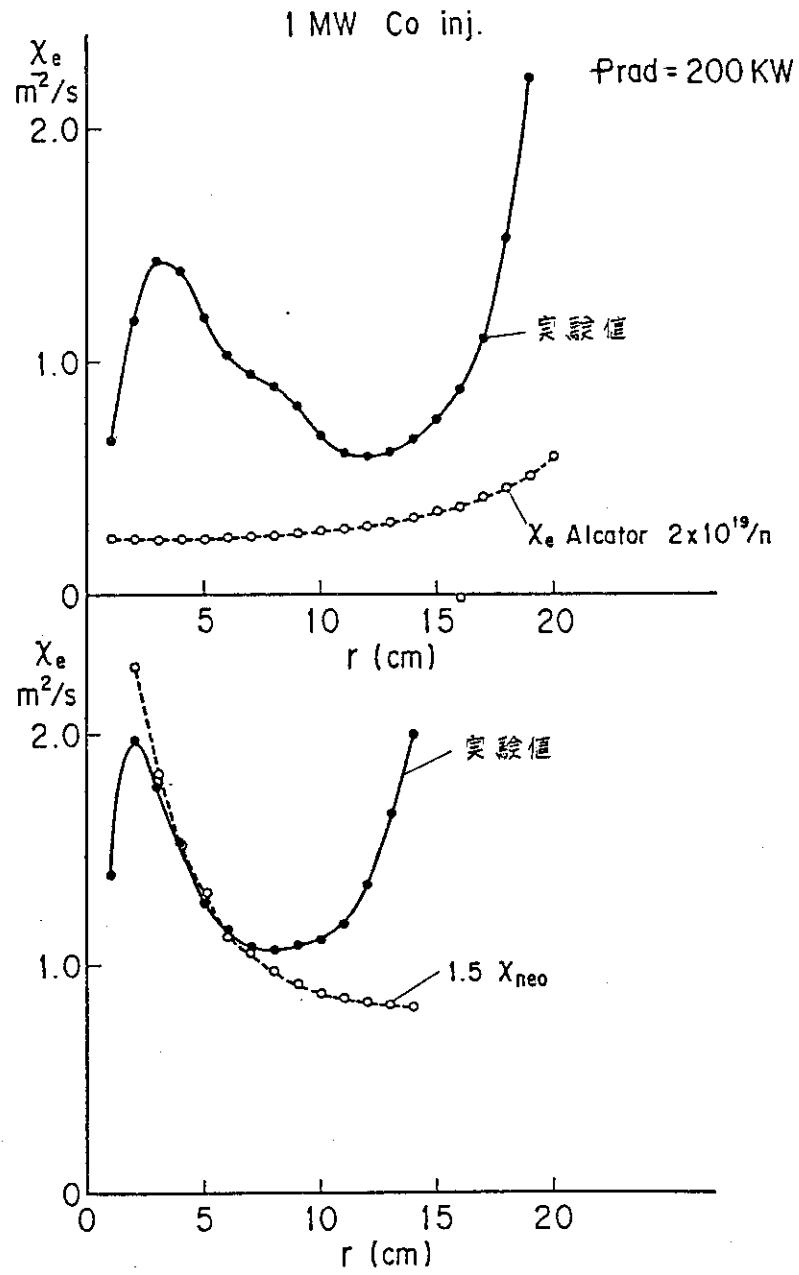
Power Deposition Profiles NBI 1MW injection



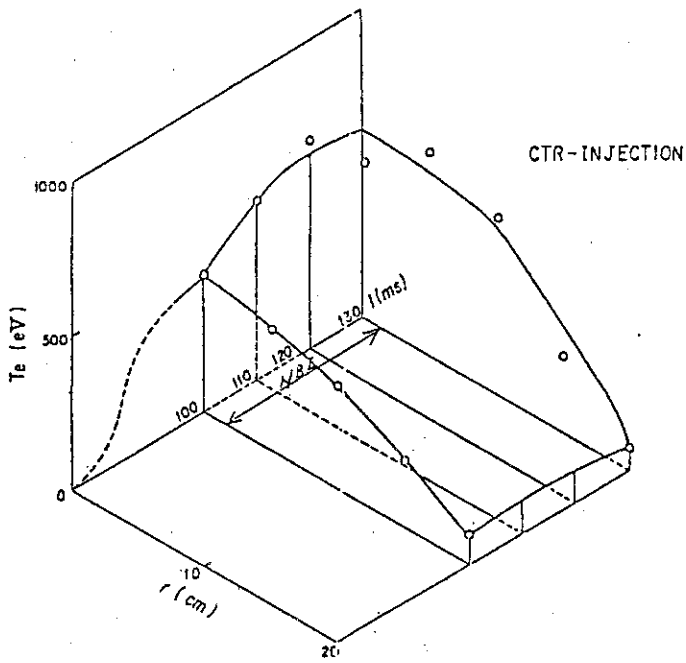
5. 15 図 NBIによるプラズマへのパワー注入分布
(a) Co-injection, (b) Counter-injection



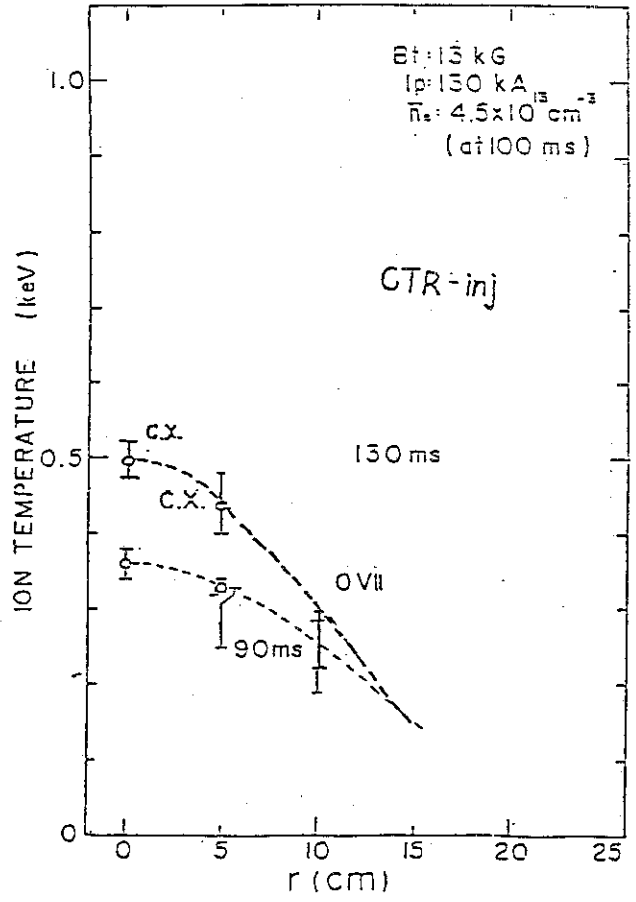
5. 16 図 NBI (Co-injection) 加熱時の(a)電子温度, (b)イオン温度空間分布



5.17 図 パワー・バランスより求めた NBI (Co-injection) 加熱時の局所的電子、イオン熱伝導係数



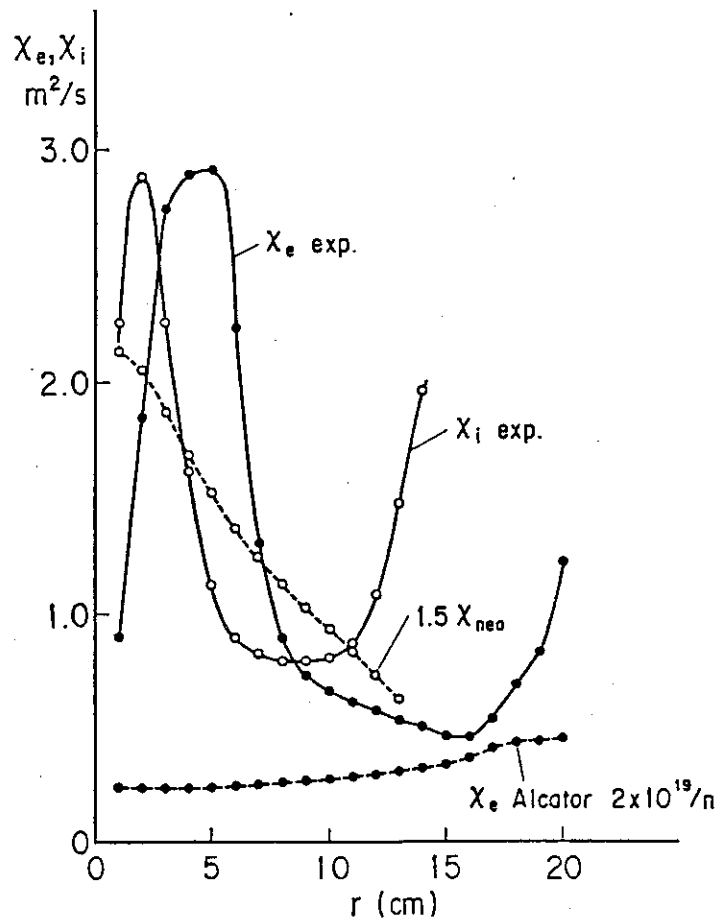
(a)



(b)

5.18 図 NBI (Counter-injection) 加熱時の(a) 電子温度及び (b) イオン温度の空間分布

1 MW Counter inj.

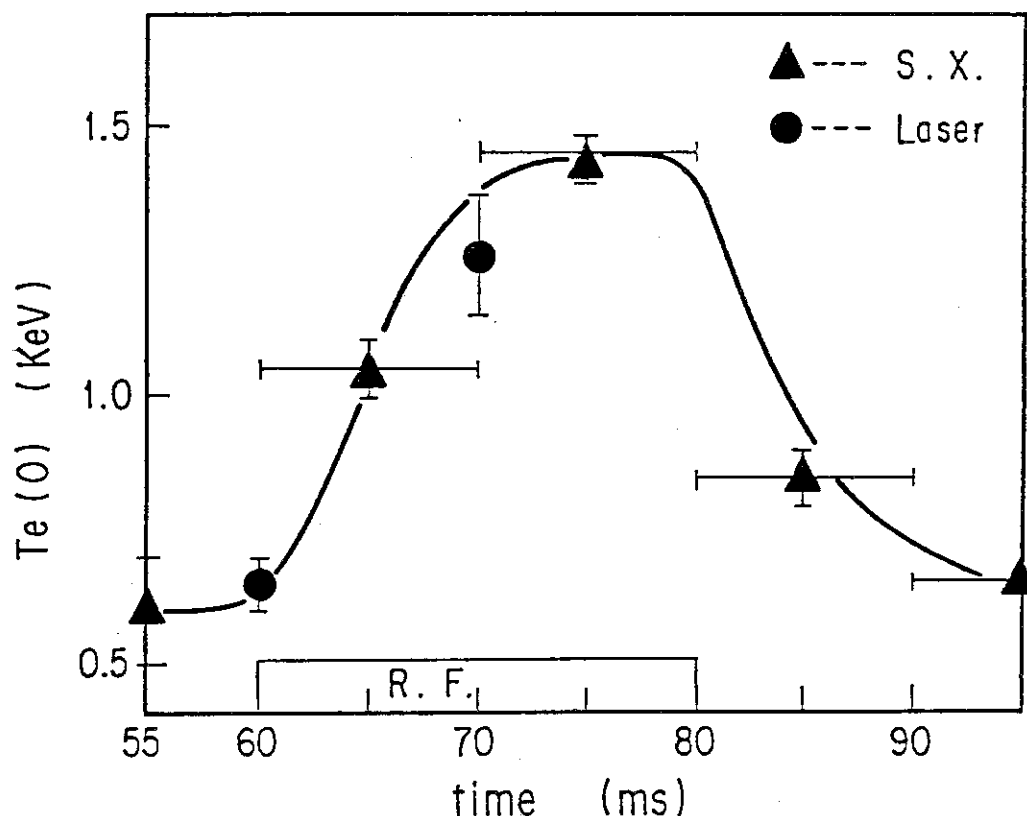


5. 19 図 パワー・バランスから求めた NBI 加熱時 (Counter-injection) のイオン及び電子の熱伝導係数

5.4.b.3 ECH加熱時の輸送解析

最適な加熱条件の下でのECH加熱時の温度空間分布測定は行われなかった。よって、ここでは、プラズマ中心温度の時間変化より、ECH加熱時の熱輸送特性の推定を行った。

5.20図に、最も加熱効率の良かった、異常波モードによる加熱の例を示す。線平均電子密度 $\bar{n}_e = 7 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$ 、トロイダル磁界の強さ $B_T = 0.93 \text{T}$ であり、アンテナから入射されたRFパワーは85kWであった。

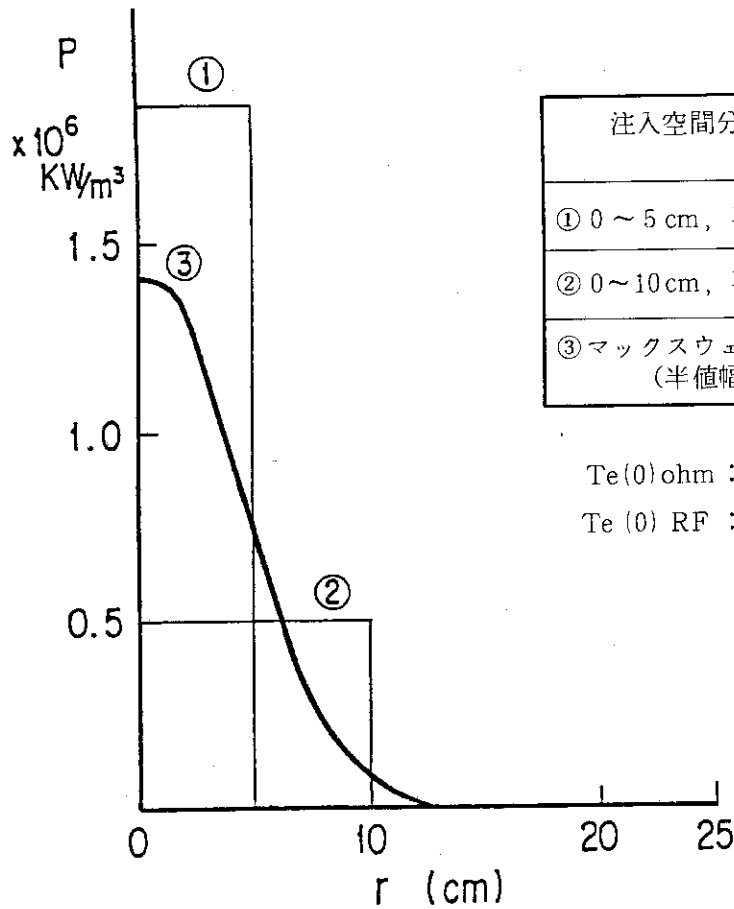


5.20 図 ECH加熱による電子温度の時間変化

▲：軟X線波高分析による測定、●：レーザー・トムソン散乱による測定

このとき、ジュール加熱プラズマと同じプラズマ熱輸送特性を仮定し、さらに、アンテナから入射されたRFパワーの100%がプラズマに吸収されたと仮定する。RFパワー注入分布として5.21図に示す三種類のものを用い、“1次限トカマク・コード”により、計算機シミュレーションを行った。その結果を5.2表に示す。

5.2 表



注入空間分布	シミュレーションの結果	
	Te(0) ohm	Te(0) RF
① 0 ~ 5 cm, 平坦分布	570 eV	1840 eV
② 0 ~ 10 cm, 平坦分布	570 eV	1260 eV
③ マックスウェル分布 (半値幅 5 cm)	570 eV	1330 eV

Te(0) ohm : 加熱直前の中心電子温度

Te(0) RF : 加熱開始 20 ms 後の中心電子温度

5.21 図 計算機シミュレーションに用いた
加熱注入パワー空間分布

この計算機シミュレーションの結果から、0 ~ 7, 8 cm の平坦な注入空間分布、または、半値幅が 5 cm より小さいマックスウェル分布などを仮定すれば、ジュール加熱・プラズマと加熱特性はあまり変わりがないと結論される。もし、他の加熱実験と同じような幅の広い注入分布を仮定すれば、ジュール加熱プラズマより、輸送特性が改善され、エネルギー閉じ込めが良くなっていないかならならないことになる。ECH加熱の場合、放射される電磁波は、細いビーム状でプラズマを伝播するので、中心に集中した、効率の良い RF パワー注入を仮定することは妥当であると思われる。

ECH の前節に述べた見掛け上の加熱効率は、ICRF のその 60 ~ 70 % と低かったが、プラズマの輸送特性を解析してみると、これは、電子密度が低いため、閉じ込め特性の悪化によるためのものであると結論される。

5.4.c 結論

ICRF加熱と他の追加熱方式との加熱効率の比較を行った結果、以下に述べる結論を得られた：

- (1) ICRF加熱は、プラズマ中に効率の良い加熱パワーの注入を行うことが可能であり、1MWまでの入力レベルではNBI加熱の約2倍の加熱効率を得られ、しかも加熱時にプラズマのエネルギー閉じ込め特性を特に悪化させる傾向は見られない。
- (2) NBI加熱はプラズマのエネルギー閉じ込め特性を加熱により悪化させるため、加熱効率がICRF、ECHより低い。
- (3) ECHは中心に集中した非常に効率の良いパワー注入が可能であるが、加熱できるプラズマ電子密度に上限があり、JFT-2における実験では、 $\bar{n}_e = 1.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 以下でのみ効率の良い加熱が可能であった。

LHHは、加熱時の輸送特性の検討は行わなかったが、ECH加熱実験より閉じ込め特性の良い高い電子密度領域で加熱を行っているにもかかわらず、ECHより低い加熱効率が5章4節(a)で明らかにされている。このことは、LHHにおいて、プラズマのエネルギー閉じ込め特性が悪化しているか、または、プラズマ中心へのパワー注入の効率がECHなどに比べ悪いことを意味する。

6. 結論と今後の問題点

本論文は、日本原子力研究所の中型トカマク装置 JFT-2 におけるプラズマ追加熱の一つであるイオン・サイクロトロン共鳴周波数領域の高周波 (ICRF) 加熱の実験結果を述べ、計算機解析により理論との比較を行ったものである。得られた主な結論を以下に列挙する：

- (1) 高周波電源とプラズマとの間の結合系に関しては、アンテナのインダクタンスを小さくし、かつ、実効抵抗を大きくとれるよう設計の最適化を計った。また真空導入端子部の耐電圧性を高め、整合器は、コンパクトでかつ整合範囲が広く取れるような設計を工夫した。伝送部でも耐電圧性を高める改良を行い、これらの結果として、アンテナの単位面積当たりの結合パワーとしては世界最高値 ($\sim 18.6 \text{ MW/m}^2$) を達成できた。
- (2) 加熱されるべきプラズマ・パラメーターに応じて混成共鳴層と、サイクロトロン共鳴層の位置、モード変換層の厚さを適当に選ぶことにより、イオン加熱が主に起こる加熱領域と電子加熱が主である領域とを選択的に制御出来ることを示し、それぞれの加熱領域での加熱効率が最大となる条件を見出した。
- (3) ICRF 加熱中に増大する不純物イオン密度、特に被加熱プラズマの中心部での電子温度を低下させる金属不純物を制御するため、低原子番号の材料 (C 等) をリミター及びアンテナ・シールドに採用し、金属不純物の低減化に成功した。その結果、特に電子加熱領域での電子加熱の効率を上げることができた。
- (4) ジュール加熱プラズマに比べ、ICRF 加熱プラズマ中の熱輸送特性が変化しないという仮定の元に、実験結果を計算機解析することにより、ICRF による加熱注入パワーの空間分布を明らかにした。また、上記仮定が妥当であることを解析結果の検討より確認した。
- (5) 加熱条件の最適化を計った結果、他の方法 (中性子入射加熱 NBI, 低域混成共鳴周波数域 LLH および電子サイクロトロン共鳴周波数域 ECH の高周波加熱) による追加熱と比較して、非常に高いエネルギー効率の追加熱を達成することができた。(入力 1 MW 以下のレベルでは NBI 加熱の約 2 倍)。イオン加熱領域ではアンテナから真空容器に入射したパワーの 60 ~ 70 %, 電子加熱領域においては、80 ~ 90 % 以上がプラズマの中心部に注入している。また中性粒子入射加熱 (NBI) と比べ、遥かにプラズマ中心に集中した加熱エネルギーをプラズマに与えることが可能であることが判明した。なお、NBI において観測されている電子熱伝導によるエネルギー損失の増大現象も ICRF 加熱においては、少なくとも $450 (\text{kW/m}^3)$ の加熱入力密度までは、現われないことを初めて示した。

今後に残された問題点としては以下のことが挙げられる：

- (a) 本研究における実験は強磁界側励起に限られている。しかし、最終的に、核融合炉心プラズマの加熱を考えると、プラズマ装置との結合の容易さから見て、弱磁界側励起が望ましい。今後の課題として、弱磁界側励起の場合どこまで加熱の効率を高め得るかを調べること。
- (b) 将来の炉心プラズマ加熱を考えると、“少数成分イオン”、“多数成分イオン”の密度比の設定が不要なイオン・サイクロトロン 2 倍高調波での加熱が魅力的である。2 種イオン混

成共鳴層を用いた基本波加熱に較べ、波長が半分の長さになり、短くコンパクトなアンテナでも十分高い放射抵抗を得ることも可能になる。この2倍の高調波による実験は重水素プラズマで行えば、現在の発振周波数で可能な筈であるが、真空容器壁に吸着している水素イオンが混入し、二種イオン混成共鳴加熱になってしまう。このため、発振器を改造し、発振周波数を二倍にし、水素プラズマを用いた純粹の2倍高調波加熱の実験を行うこと。

- (c) 今後さらに高い加熱入力密度での実験を行い、加熱効率、またはエネルギー閉じ込め特性が悪化しないかを調べること。
- (d) ICRF加熱時の不純物増加の発生原因を一層明らかにし、その発生メカニズムを抑制すること。

謝 辞

本研究は、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、JFT-2装置を用いてなされたものであり、この間研究を終始見守り、勇気づけて頂いた日本原子力研究所森茂理事、核融合研究開発推進センター磯康彦センター長（現東海研究所副所長）、核融合研究部における小幡行雄部長（現技術情報部部長）、同田中正俊次長（現部長）、同田中裕二プラズマ実験室長（現核融合計画室室長）、船橋昭昌主任研究員（現プラズマ実験研究室室長）の各氏に対し、心から感謝の意を表したい。

また、下村安夫主任研究員（現JT-60計画室）、小田島和男副主任研究員、木村晴行研究員、並びに多数のプラズマ実験研究室各位からは、実験の遂行にあたり、多大の御教示と御援助をいただいた。

さらに、装置技術管理室国枝俊介室長、鈴木喜八郎室長代理（現室長）、松崎誼係長を始めとする、装置技術管理室の方々からは、JFT-2装置の運転、保守に関して多大の援助を得た。これらの方々にも衷心より御礼申し上げたい。

最後に、本論文をまとめるにあたり、終始御指導と御鞭達を賜わった、東京大学工学部電気工学科関口忠教授に深い感謝の意を表する。

参 考 文 献

- [1] R.J. La Haye, C.P. Moeller, A. Funahashi, T. Yamamoto, K. Hoshino, N. Suzuki, S.M. Wolfe, P.C. Efthimion, H. Toyama, and T. Roh, Nuclear Fusion 21, 1425 (1981).
- [2] R. Prater, S. Ejima, S.H. Lin, C. Moeller, J.Y. Hsu, K. Matsuda, and R. Stockdale, in 4th International Symposium on Heating in Toroidal Plasmas, Rome, March 1984.
- [3] T. Yamamoto, T. Imai, M. Shimada, N. Suzuki, M. Maeno, S. Konoshima, T. Fujii, K. Uehara, T. Nagashima, A. Funahashi, and N. Fujisawa, Phys. Rev. Lett. 45, 716 (1980).
- [4] M. Nakamura, T. Cho, S. Kubo, T. Shimozuma, H. Kawai, K. Yamazaki, T. Maekawa, Y. Terumichi, Y. Hamada, and S. Tanaka, Phys. Rev. Lett. 47, 26 (1981) 1902.
- [5] S. Bernabei, C. Daughney, P. Efthimion, W. Hooke, J. Hosea, F. Jobs, A. Martin, E. Mazzucato, E. Meservey, R. Moatley, J. Stevens, S. Von Goeler, and R. Wilson, Phys. Rev. Lett. 49, 1255 (1982).
- [6] K. Odajima, H. Kimura, S. Iizuka, T. Sugie, K. Takahashi, H. Takeuchi, M. Azumi, T. Hirayama, T. Yamauchi, K. Kumagai, S. Sengoku, H. Matsumoto, T. Matsuda, S. Yamamoto, K. Ohasa, and Y. Shimomura, Nuclear Fusion, 20 (1980) 1330.
- [7] Equipe TFR, in Heating in Toroidal Plasmas (Proc. 3rd Joint Varenna-Grenoble Int. Symposium, Grenoble, 1982) Vol.1, 225.
- [8] J. Hosea, N. Bretz, A. Cavallo, P. Colestock, C. Daughney, S. Davis, S. Simock, P. Efthimion, H. Eubank, J. Hovey, D. Hwang, C. Karney, D. McNeill, D. Mikkelsen, D. Mueller, D. Post, K. Sato, G. Schtting, S. Medley, C. Singer, A. Silverman, J. Strachan, S. Suckewer, H. Thompson, H. Toyama, and J. Wilson, in Heating in Toroidal Plasmas (Proc. 3rd Joint Varenna-Grenoble Int. Symposium, Grenoble, 1982) Vol.1, 213.
- [9] H. Kimura, H. Matsumoto, K. Odajima, S. Konoshima, N. Suzuki, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 9th Int. Conf. Maryland, 1982) IAEA-CN-41/J-2.
- [10] T.H. Stix, the Theory of Plasma Waves, McGraw-Hill, New York, 1962.
- [11] TFR Group, 6th International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) IAEA-CN-35/G-10.

- [12] J. Jacquinet, B.D. McVey, and J.E. Scharer, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 88.
- [13] A. Fukuyama, S. Nishiyama, K. Itoh, S.I. Itoh, Nuclear Fusion 23 (1983) 1005.
- [14] K.G. Budden, Radio Waves in Ionosphere, Cambridge University, Cambridge, 1961.
- [15] D.G. Swanson, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 316.
- [16] N. Fujisawa, A. Funahashi, S. Kunieda, M. Maeno, N. Suzuki, T. Matoba, S. Kasai, S. Itoh, T. Takeda, K. Toi, T. Sugawara, T. Kawakami, N. Toyoshima, T. Ohga, T. Arai, K. Yokokura, T. Tani, T. Shiina, M. Ohta, S. Matsuda, S. Yano, H. Shirakata, M. Yoshikawa, and S. Mori, Proc. 5th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo, 1974 (IAEA, Vienna, 1975) Vol. I, p.3.
- [17] T. Yamauchi, K. Sano, H. Kawashima, K. Kumagai, and T. Matoba, Japanese Journal of Applied Physics, Vol.21, No.2, Feb. (1982) 347.
- [18] 熊谷勝昭, 的場徹, 船橋昭昌, 河上知秀, 日本原子力研究所報告書 JAERI-M 6694 (1976).
- [19] H. Takeuchi, T. Matsuda, Y. Miura, M. Shiho, H. Maeda, K. Hashimoto, and K. Hayashi, Japanese Journal of Applied Physics Vol.22 No.11 (1983) 1709.
- [20] T. Sugie, H. Takeuchi, S. Kawai, A. Funahashi, A. Takahashi, and H. Kimura, Journal of Physical Society of Japan 44 (1978) 1960.
- [21] 船橋昭昌, 伊藤智之, 日本原子力研究所報告書, JAERI-M 4530 (1971)
- [22] M. Shiho, S. Konoshima, A. Funahashi, S. Kasai, T. Sugie, N. Suzuki, M. Shimada and N. Fujisawa, Nuclear Fusion 18 (1978) 1705.
- [23] 杉江達夫, 志甫諒, 河西敏, 小田島和男, 永見正幸, 前田彦祐, 下村安夫, 日本原子力研究所研究報告書 JAERI-M 7217 (1977).
- [24] M. Maeno and M. Katagiri, Japan Journal of Applied Physics 19 (1980) 1431.
- [25] S. Yamamoto, M. Maeno, N. Suzuki, M. Azumi, S. Tokuda, M. Katagiri, S. Sengoku, T. Yamauchi, K. Kumagai, H. Takeuchi, T. Sugie, T. Sugie, T. Kawakami, K. Ohasa, T. Matsuda, H. Kimura, H. Matsumoto, K. Odajima, K. Hoshino, T. Yamamoto, S. Konoshima, G. Kurita, T. Amano, M. Okamoto, K. Shimizu, and Y. Shimomura, Nuclear Fusion Vol.21, No.8 (1981) 993.
- [26] M. Maeno, H. Kawamura, Y. Gomei, N. Fujisawa, N. Suzuki, S. Konoshima, T. Yamamoto, T. Hirayama, K. Shimada, and K. Uehara,

- Japanese Journal of Applied Physics 18 (1979) 1549.
- [27] H. Matsumoto, H. Kimura, S. Sengoku, N. Suzuki, K. Ohasa, and S. Yamamoto, Nuclear Fusion Vol.22, No.6 (1982) 840.
- [28] J. Adam EUR-CEA-FC-1004 (1979) Fontenay-aux-Roses.
- [29] T. Stix Nuclear Fusion 15 (1975) 737.
- [30] DIVA Group, Proc. of Inter. Conf. on Plasma Physics (Nagoya, 1980) II, 205.
- [31] JFT-2 Group, Heating in Toroidal Plasmas (Proc. 3rd Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. Grenoble, 1982) Vol.3 (1982) 1191.
- [32] EQUIPE TFR Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 9th Int. Conf. Baltimore, 1982) Vol.3, IAEA, Vienna (1983) 219.
- [33] S. Suckewer, E. Hinov, D. Hwang, J. Sohivell, G. Schmidt, et al., Nuclear Fusion 21 (1981) 981.
- [34] G.M. McCracken, P.E. Stott Nuclear Fusion Vol.19, No.7 (1979) 889.
- [35] K. Ohasa, S. Sengoku, H. Maeda, H. Ohtsuka, S. Yamamoto, S. Kawai, M. Nagami, K. Odajima, H. Kimura, and Y. Shimomura, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M7935 (1978).
- [36] J. Roth Journal of Nuclear Materials 103 & 104 (1981) 291.
- [37] H. Kimura, K. Odajima, T. Sugie, and H. Maeda, Japanese Journal of Applied Physics Vol.18, No.12 (1979) 2275.
- [38] B.D. McVey, Nuclear Fusion 19 (1979) 461.
- [39] F.L. Hinton, R.D. Hazeltine, Review of Modern Physics 48, No.2, Part I (April 1976).
- [40] M.H. Hughes and D.E. Post, Journal of Computational Physics 28 (1978) 43.
- [41] N. Suzuki, T. Imai, N. Fujisawa, M. Maeno, T. Yamamoto, T. Fujii, K. Uehara, S. Iizuka, H. Yoshida, T. Nagashima, H. Takeuchi, T. Sugie, S. Kasai, K. Kumagai, T. Shoji, T. Kawakami, T. Yamauchi, A. Funahashi, H. Ohtsuka, S. Konoshima, M. Shimada, T. Hirayama, Y. Matsuzaki, T. Shiina, T. Tani, K. Yokokura, K. Anno, T. Shibata, H. Sunaoshi, M. Katagiri, S. Yamamoto, K. Ohasa, K. Odajima, T. Matsuda, H. Kimura, H. Matsumoto, S. Sengoku, K. Hoshino, M. Azumi, T. Amano, M. Okamoto, S. Matsuda, Y. Arakawa, M. Akiba, and Y. Shimomura, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1980 (Proc. 8th Int. Conf. Brussel, 1980) Vol.II IAEA, Vienna (1980) 525.

- [42] C.P. Moeller, V.S. Chan, R.J. LaHaye, R. Prater, T. Yamamoto, A. Funahashi, K. Hoshino, and T. Yamauchi, *Physics of Fluids* 25 (7), July (1982) 1211.
- [43] 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, *Journal of the Physical Society of Japan* Vol.54, No.7, July (1985) 2507.
- [44] H. Matsumoto, H. Kimura, K. Odajima, K. Hosino, S. Kasai, T. Kawakami, H. Kawashima, S. Konoshima, M. Maeno, T. Matoba, T. Matsuda, Y. Miura, H. Nakamura, M. Mori, K. Ohasa, H. Ogawa, T. Ogawa, S. Sengoku, T. Shoji, T. Sugie, N. Suzuki, H. Takeuchi, Y. Uesugi, T. Yamauchi, S. Yamamoto, T. Yamamoto, *Nuclear Fusion*, Vol.24 No.3 (1984) 283.
- [45] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, et al., *Confinement and β_p Studies in Neutral Injection Heated ASDEX Plasmas*, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Report IRR-III/86 (March 1983).
- [46] S.M. Kaye, R.J. Goldston, M. Bell, K. Bol, M. Bitter, et al., *Nuclear Fusion* 24 (1984) 1303.
- [47] R.J. Goldston, S.M. Kaye, S. Davis, M. Bell, K. Bol, et al., in *Heating in Toroidal Plasmas (Proc. 3rd Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. Grenoble, 1982)*, Vol.2, Commission of the European Communities, Brussels (1982) 783.
- [48] M. Keilhacker, G. Becker, A. Bernhardt, M. Eberhagen, E. Sheer, et al., *Plasma Physics and Controlled Fusion* 26 (Spec. Issue: Proc. 11th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Aachen, 1983) (1984) 49.
- [49] A. Kitsunezaki, M. Abe, T. Hirayama, K. Hoshino, A. Kameari, et al., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984)*, Vol.1, IAEA, Vienna (1985) 57.