

JAERI-M

9704

トカマクプラズマの不安定性に関する  
実験的研究

1981年10月

前野勝樹

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

トカマクプラズマの不安定性に関する実験的研究

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

前野 勝樹

(1981年 9月 7日 受理)

本研究で用いたJFT-2装置は、通常の円形断面トカマクである。プラズマの大半径と小半径の最大値は、それぞれ90 cmおよび25 cmである。トロイダル磁場の磁束密度とプラズマ電流との最大値は、それぞれ1.8 Wb/m<sup>2</sup> および160 kAである。本研究を遂行するにあたって、多くの必要な技術の開発および確立を行なう。

ジュール加熱によるトカマク・プラズマを高ベータ化するためプラズマ密度増大化および安全係数低減化のための放電の生成を行ない、高ベータ化する上で問題となる電磁流体力学的不安定性-特に放射損失との関連-に着目する。そして放射損失が高ベータ化における不安定性に対して重要な影響を及ぼしていることを明らかにする。不純物による放射損失を軽減するに当たって、密度増大化および安全係数低減化の放電が可能である。

プラズマ密度増大化および安全係数低減化の放電の限界を決める要因は、破壊性不安定性である。密度増大化の放電の場合には、プラズマ壁相互作用による放射損失の増大が、 $m=2$ ティアリング・モード不安定性の成長に重要な影響を及ぼし、その結果として破壊性不安定性を引き起こすことを明らかにする。安全係数低減化の放電の場合には、プラズマ表面に発生する $m=2$ キック・モード不安定性の成長によって破壊性不安定性が引き起こされることを明らかにする。この $m=2$ キック・モード不安定性を安定化させるためには、シェルによる安定化が重要である。

Experimental Study of Magnetohydrodynamic Instabilities  
in a Tokamak Plasma

Masaki MAENO

Division of Thermonuclear Fusion Research,  
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received September 7, 1981)

The JFT-2 device is a circular tokamak with a major radius of 90 cm and a shell radius of 36 cm. The maximum toroidal magnetic field and plasma current are 1.8 Wb/m<sup>2</sup> and 160 kA, respectively. Some devices are developed to measure the magnetohydrodynamic instability and the radiation loss.

Experimental study of the magnetohydrodynamic instability is made to clear the relation between the instability and the radiation loss. The periphery cooling of the main plasma by the radiation loss plays an important role to the growth of the instability. The reduction of the radiation loss power results in the increase of the plasma density and the decrease of the safety factor  $q_a$ .

Plasma disruption limits the increase of the plasma density and the decrease of the safety factor. In high density discharges, enhanced radiation loss power due to the increased plasma-wall interaction plays an important role in the growth of the instability. The  $m=2$  tearing mode seems to be the most probable cause of the disruption. In low  $q_a$  ( $q_a < 2$ ) discharges, no enhancement of the radiation loss power was observed until disruption. The plasma disrupts at  $q_a \sim 2$ . The  $m=2$  kink mode is the probable cause of the disruption. Attainable  $q_a$  is reduced with decreasing the ratio of shell radius to plasma radius. The possibility of the shell stabilization against  $m=2$  kink mode is proposed.

Key words; JFT-2 Tokamak, Magnetohydrodynamic Instability,  
Tearing Mode, Kink Mode, Radiation Loss, Plasma-wall  
Interaction, Disruptive Instability

## 目 次

記号表	VII
1. 序 論	1
1.1 エネルギー資源問題と核融合反応	1
1.2 ローソン条件と核融合炉の輪郭	2
1.3 本研究の背景	4
1.4 本研究の意義と目的	6
参考文献	9
2. JFT-2装置および測定器の概要	12
2.1 序 言	12
2.2 JFT-2装置	14
2.3 測定器	16
2.3.1 主プラズマ・パラメータの測定器	17
2.3.2 スクレイブ・オフ層プラズマ・パラメータの測定器	19
2.3.3 表面損傷の測定器	20
参考文献	21
3. MHD不安定性と実験方法	23
3.1 序 言	23
3.2 プラズマ電流定電流化装置	26
3.3 測定手段	33
3.3.1 磁気プローブ群	33
3.3.2 内部振動測定器	34
3.3.3 放射損失測定器	36
3.3.4 赤外線カメラ	39
3.4 実験方法	40
参考文献	41
4. プラズマ密度増大化および安全係数低減化のための放電に伴うMHD不安定性	43
4.1 序 言	43
4.2 プラズマ密度増大化の放電におけるMHD不安定性	44
4.3 安全係数低減化の放電におけるMHD不安定性	52
4.4 検 討	54
4.5 結 言	55
参考文献	58
5. 高ベータ化に伴う不安定性	60
5.1 序 言	60

5.2	プラズマ密度の増大化に伴う破壊性不安定性	60
5.3	安全係数の低減化に伴う破壊性不安定性	62
5.4	検 討	65
5.5	結 言	69
	参考文献	70
6.	結 論	73
	謝 辞	73
	本研究に関連する主な論文	75

## Contents

Table of symbols .....	vii
1. Introduction .....	1
1.1 Energy needs and controlled thermonuclear fusion .....	1
1.2 Lawson's criterion and fusion reactor .....	2
1.3 Present status of the fusion research .....	4
1.4 Research objectives of this work .....	6
References .....	9
2. Outline of JFT-2 apparatus and diagnostic devices ..	12
2.1 Introduction .....	12
2.2 JFT-2 apparatus .....	14
2.3 Diagnostic devices .....	16
2.3.1 Diagnostic devices of main plasma .....	17
2.3.2 Diagnostic devices of scrape-off plasma .....	19
2.3.3 Diagnostic devices of surface damage ...	20
References .....	21
3. MHD instability and experimental procedure .....	23
3.1 Introduction .....	23
3.2 Constant current operation of plasma current ..	26
3.3 Development of diagnostic device .....	33
3.3.1 Magnetic probes .....	33
3.3.2 PIN diodes array .....	34
3.3.3 Bolometers .....	36
3.3.4 Infra-red camera system .....	39
3.4 Experimental procedure .....	40
References .....	41
4. MHD instability in high density and low q discharges .....	43
4.1 Introduction .....	43
4.2 MHD instability in high density discharges ....	44
4.3 MHD instability in low q discharges .....	52
4.4 Discussion .....	54

4.5 Conclusion .....	55
References .....	58
5. Disruptive instability in high density and low q discharges .....	60
5.1 Introduction .....	60
5.2 Disruptive instability in high density discharges .....	60
5.3 Disruptive instability in low q discharges .....	62
5.4 Discussion .....	65
5.5 Conclusion .....	69
References .....	70
6. Summary .....	73
Acknowledgements .....	73
Publication list .....	75



## 記号表

記号	術語		術語
A	電流の単位	$F_{B1}$	プラズマの磁場による大半径方向に縮まる力
$\tilde{A}$	振動の振幅	$F_{B2}$	プラズマ外部の磁場による大半径方向に拡がる力
$\bar{A}$	弦方向に見込んだ振動の振幅	$F_j$	垂直磁場のプラズマ電流におよぼす力
$\tilde{A}(r)$	振動の振幅の半径依存性	$F_h$	プラズマに働くフープ力
$A$	ベクトル・ポテンシャル	$F_p$	プラズマに働くプラズマ圧力による外向きの力
$a$	プラズマ半径	$F_{\phi v}$	トロイダル方向の真空磁場による拡がる力
$a_w$	核融合炉の第一壁の小半径	H	インダクタンスの単位
B	磁束密度	HX	硬X線
$B_a$	プラズマ表面におけるポロイダル磁場の磁束密度	$I_1$	変流器の一次巻線電流
$B_v$	垂直磁場の磁束密度	$I_{10}$	$I_1$ の初期電流
$B_{vD}$	直流型垂直磁場の磁束密度	$I_2 \sim I_n$	遅延回路の各電流
$B_{vp}$	パルス型垂直磁場の磁束密度	$I_p$	プラズマ電流
$B_\theta$	ポロイダル磁場の磁束密度	J	プラズマ電流密度
$B_{\theta s}$	有理面におけるポロイダル磁場の磁束密度	$J_0$	プラズマ中心における電流密度
$\tilde{B}_\theta$	ポロイダル磁場の振動	$J(r)$	プラズマ電流密度の半径方向の分布
$\tilde{\dot{B}}_\theta$	$\tilde{B}_\theta$ の時間微分	$K_w$	壁などの状態を表わす物理量
$B_\phi$	トロイダル磁場の磁束密度	$k$	波動のベクトル
$B_{\phi v}$	トロイダル磁場の真空磁場	$k$	波数
$B$	磁場のベクトル	L	遅延回路の各コイルのインダクタンス
$B_0$	磁場の平衡量	$L_1$	変流器の一次側換算のインダクタンス
$B_{0e}$	プラズマの外部磁場の平衡量	$L_2 \sim L_n$	遅延回路の各インダクタンス
$B_{0i}$	プラズマの内部磁場の平衡量	$L_0$	プラズマを見込む弦の長さ
$B_1$	磁場の摂動量	$L_e$	プラズマの外部インダクタンス
$B_{1e}$	プラズマの外部磁場の摂動量	$L_i$	プラズマの内部インダクタンス
$B_{1i}$	プラズマの内部磁場の摂動量	$L_p$	プラズマの自己インダクタンス
C	コンデンサの静電容量	$L_t$	遅延回路の全インダクタンス
$C_1 \sim C_n$	遅延回路の各コンデンサの静電容量	$l_i$	規格化したプラズマの内部インダ
$C_t$	遅延回路の全静電容量		
c	ボロメータの金属薄膜の比熱		
d	ボロメータの金属薄膜の厚み		
eV	電子ボルトの単位		
F	静電容量の単位		

記号	術語	記号	術語
	クタンズ		動エネルギー
$M_0$ (XIII)	モリブデンの線強度	$p_0$	プラズマ圧力の平衡量
$m$	MHD振動のモード数	$p_1$	プラズマ圧力の摂動量
$n$	MHD振動のノード数	$p$	電子温度分布のべき数
$n_c$	核融合炉のプラズマ密度の上限値	$p_M$	磁場圧力
$n_e$	1 cm <sup>3</sup> 中の電子の数密度	$p$	陽子
$\bar{n}_e$	平均電子密度	$p_p$	プラズマ圧力
$\widetilde{\bar{n}}_e$	平均電子密度の振動	$Q$	電荷
$n_{eb}$	スクレイプ・オフ層の電子密度	$Q_1 \sim Q_n$	遅延回路の各コンデンサの電荷
$\widetilde{n}_{eb}$	スクレイプ・オフ層の電子密度の振動	$Q_{10} \sim Q_{n0}$	$Q_1 \sim Q_n$ の初期値
$\bar{n}_{ecr}$	平均電子密度の上限値	$q$	電子温度分布のべき数
$\bar{n}_{e \max}$	平均電子密度の最大値	$q_0$	プラズマ中心における安全係数
$n$	中性子	$q_a$	プラズマ表面における安全係数
$n_p$	プラズマの数密度	$q_{a \text{ cr}}$	$q_a$ の下限値
$\mathbf{n}$	単位ベクトル	$q(r)$	安全係数の半径方向分布
$P_b$	制動放射による単位体積あたりの損失パワ	$R$	プラズマ大半径および大半径方向の座標軸
$P_f$	核融合炉の単位体積あたりの核出力	$R_1$	遅延回路の整合抵抗
$P_{in}$	ジュール入力	$R_2 \sim R_n$	遅延回路の各コイルの抵抗
$P_L$	熱伝導および拡散現象に起因する単位体積あたりの損失パワ	$R_b$	ボロメータの抵抗
$P_R$	放射損失パワ	$R_c$	弦半径
$P_r$	放射損失パワの体積密度	$R_d$	遅延回路の抵抗
$P_r(r)$	$P_r$ の半径方向の分布	$R_p$	プラズマの抵抗
$P_Q$	単位長さあたりの核融合反応の全出力	$r$	小半径方向の座標軸
$P_T$	核融合反応による単位体積あたりの出力パワ	$r_s$	有理面の半径
$P_t$	反応エネルギー	$\mathbf{r}$	位置のベクトル
$P_w$	核融合炉の第一壁の単位面積あたりの熱負荷	$S_c$	スイッチ
$P_\alpha$	$\alpha$ 粒子による単位体積あたりの加熱パワ	$SX$	軟X線の信号
$P_\alpha^0$	D-T反応で生成される He <sup>4</sup> の運	$\widetilde{SX}$	SXの振動成分
		$\overset{\sim}{\sim}SX$	SXの内部破壊性不安定性の振動成分
		$S$	プラズマの境界面
		$T$	プラズマの温度
		$T_b$	ボロメータの温度
		$T_e$	電子温度
		$T_{e0}$	プラズマ中心における電子温度

記号	術語	記号	術語
$T(r)$	電子温度の半径方向の分布	$\theta$	ポロイダル方向の座標軸
$T_{eb}$	スクレイプ・オフ層の電子温度	$\theta_m$	ポロイダル方向に1回転したときのポロイダル磁場の振動の位相差
$T_i$	イオン温度		
Torr	真空度の単位	$\iota$	回転変換角
$t$	時刻および時間	$\iota(r)$	$\iota$ の半径方向分布
$V$	電圧の単位	$\kappa$	電流分布のべき数
$V_1$	変流器の一次巻線電圧	$\mu$	透磁率
$V_b$	スクレイプ・オフ層の空間電位	$\mu_0$	真空透磁率
$V_c$	遅延回路のコンデンサの充電電圧	$\xi$	MHD不安定性の空間変位
$V_{ip}$	イオンの速度	$\xi_a$	プラズマ表面における $\xi$
$V_L$	1ターン・ループ出力	$\xi(r)$	$\xi$ の半径方向の分布
$V_p$	プラズマ体積	$\xi$	変位
$V$	プラズマの流速	$\rho$	プラズマの密度
$V_e$	プラズマ外部の領域	$\rho_b$	ボロメータの金属薄膜の密度
$V_i$	プラズマ内部の領域	$\rho_s$	有理面におけるプラズマの密度
$W$	エネルギー積分	$\rho_0$	プラズマ質量密度の平衡量
$W_p$	プラズマ内部の領域でのエネルギー積分	$\rho_1$	プラズマ質量密度の摂動量
$W_s$	プラズマ表面でのエネルギー積分	$\sigma$	反応断面積
$W_v$	プラズマ外部の領域でのエネルギー積分	$\tau$	閉じ込め時間
Wb	磁束の単位	$\tau_e$	振動の成長時間の実験値
Wb/m <sup>2</sup>	磁束密度の単位	$\tau_f$	遅延回路の平坦時間の理論値
$w$	変流器の一次巻線の巻数	$\tau_{fe}$	遅延回路の平坦時間の実験値
$X$	X方向の座標軸	$\tau_{tk}$	キンク・モードの成長時間の理論値
$Y$	Y方向の座標軸	$\tau_{tt}$	ティアリング・モードの成長時間の理論値
$Z$	イオン電荷と電子電荷の比	$\phi$	トロイダル方向の座標軸
$Z_{eff}$	実効的な電荷	$\phi_n$	トロイダル方向に1回転したときのポロイダル磁場の振動の位相差
$\beta$	ベータ値		
$\beta_p$	ポロイダル・ベータ値		
$r$	アスペクト比		
$r_c$	比熱の比		
$\Delta_H$	プラズマの水平方向のずれ		
$\Delta_V$	プラズマの垂直方向のずれ		
$\eta$	熱エネルギーの発電効率		
$\eta_p$	プラズマの比抵抗		

# 1. 序 論

## 1.1 エネルギー資源問題と核融合反応

人類は生産と消費のために、エネルギーを利用している。文明の発展にしたがって、人類のエネルギー需要は増加の一途をたどっている。現在その消費量は、1年に約 $2 \times 10^{20}$  Jである。これは石油に換算して、1年に $5 \times 10^9$  klである。いま仮にこの勢いでエネルギーを消費したとしても、それを石油、石炭、核分裂エネルギーおよび核融合エネルギーだけでまかなうとすると、利用できる年月はそれぞれ石油数十年、石炭数百年、核分裂エネルギー300年、核融合エネルギー数百億年である。<sup>1)</sup> ただしここで核分裂エネルギーの場合には、増殖炉のことは考えていない。増殖炉が実現すれば、核分裂エネルギーを利用できる時間は数千年になる。<sup>2)</sup> しかしこの増殖炉の利用についても、ウラン資源が地球上で偏在していること（北アメリカ、アフリカ大陸）、核分裂生成物の処理等が大きな問題である。核融合エネルギーを利用できる年月は、人類にとってはほとんど無限の年月である。太陽エネルギーは核融合エネルギーであり、しかも太陽はすでに $5 \times 10^9$ 年間燃え続けていると言われている。したがって、核融合エネルギーは太陽エネルギーと同様に期待されるエネルギーであろう。

核融合反応における燃料は軽い核とくに重水素、三重水素、ヘリウム-3それにリチウム等である。重水素は極めて豊富であり、かつこの資源は地球上に偏在することなく分布している。また高放射能の核分裂生成物に悩まされることも少ないと言われている。しかしながら、この夢のようなエネルギー資源の実現はいまはまだ可能性だけの状態である。そして制御された核融合反応によるエネルギー利用の開発研究はまだ基礎的段階にある。

利用可能な核融合反応として現在考えられるものを下記に示す。<sup>3-5)</sup>

- (1)  $D + D \rightarrow T (1.01 \text{ MeV}) + p (3.03 \text{ MeV})$
- (2)  $D + D \rightarrow {}^3\text{He} (0.82 \text{ MeV}) + n (2.45 \text{ MeV})$
- (3)  $D + T \rightarrow {}^4\text{He} (3.52 \text{ MeV}) + n (14.06 \text{ MeV})$
- (4)  $D + {}^3\text{He} (3.67 \text{ MeV}) + p (14.67 \text{ MeV})$
- (5)  ${}^6\text{Li} + n \rightarrow T + {}^4\text{He} + 4.8 \text{ MeV}$
- (6)  ${}^7\text{Li} + n (+ 2.5 \text{ MeV}) \rightarrow T + {}^4\text{He} + n$

ここでDとTとはそれぞれ二重水素および三重水素であり、pとnとは陽子および中性子である。原子核の核子1個あたりの結合エネルギーは小さい核および大きな核で小さく、核子数60前後でもっとも大きい。したがってごく小さい核が融合するとき、大きなエネルギーが放出される傾向にある。

三重水素の取扱いは困難である。しかし他の反応に比べて、DT反応の特長は、その断面積が大きくかつエネルギー発生量も大きいという利点にある。<sup>5)</sup> 一方、高温高密度プラズマの閉じ込めは一般に非常に困難である。したがって最終的にはD-D反応の利用を目指すとしても、D-T反応の利用が最初にとりあげられると考えられる。<sup>6)</sup>

## 1.2 ローソン条件と核融合炉の輪郭

温度が高くなるにしたがって、物質は固体から液体、気体に変わる。さらに高温になると、かなりの数の中性粒子がイオンと電子とに電離する。このように、それぞれの電荷がほぼ等しい状態でガス状に集まっている状態をプラズマと言う。

核融合炉において対象となるプラズマは、イオン間に働くクーロン反発力に抗して互に衝突し核融合反応が起こり得るような高いイオン温度のものである。核融合炉の実現のためにはプラズマから得られるエネルギーが、そのエネルギー変換効率を考慮した上で、そのプラズマを保つために必要なエネルギーより大きいことが必要条件となる。

ローソン (Lawson) は、エネルギーの発電効率を用いて核融合炉のエネルギー収支に対して、次の条件を与えた。<sup>7)</sup> すなわち、核融合炉の条件を満たすプラズマを保つために必要なエネルギーは核融合反応を含んだプラズマから出てくる総エネルギーの $\eta$ 倍 ( $\eta < 1$ ) 以下である。普通熱エネルギーの発電効率 $\eta = 1/3 \sim 1/2$ 程度の値である。これを数式化するとローソン条件は

$$P_L + P_b = \eta (P_T + P_L + P_b) \quad (1.1)$$

で表わされる。ここに $P_L$ は熱伝導および拡散現象に起因する単位体積、単位時間あたりに損失するエネルギーであり、 $P_b$ はプラズマ中の電子とイオンとの衝突による制動放射に起因した単位体積、単位時間あたりに損失するエネルギーである。また $P_T$ は核融合反応による単位体積あたりの出力パワーである。

プラズマの密度を $n_p$ 、プラズマの温度 (イオン温度は電子温度に等しいと仮定する) を $T$ とすると、 $P_L$ 、 $P_b$ および $P_T$ はそれぞれ以下のように表わされる。

$$P_L = 3 n_p T / \tau \quad (\text{W} / \text{m}^3) \quad (1.2)$$

$$P_b = 1.5 \times 10^{-38} Z^2 n_p^2 T^{1/2} \quad (\text{W} / \text{m}^3) \quad (1.3)$$

$$P_T = \frac{n_p^2}{4} \langle \sigma V_{ip} \rangle P_t \quad (\text{W} / \text{m}^3) \quad (1.4)$$

ここに $\tau$ はエネルギーの閉じ込め時間 (sec)、 $Z$ はイオン電荷と電子電荷 (絶対値) との比、 $\sigma$ は反応断面積 ( $\text{m}^2$ )、 $V_{ip}$ はイオン速度 (m/sec)、 $\langle \rangle$ はその平均である。 $P_t$ は、D-T反応を例にとると、 ${}^4\text{He}$ および $n$ のエネルギーの和 17.58 MeV およびブランケット (blanket) 中の ${}^6\text{Li} - n$ 反応によって生ずる 4.8 MeV を加えた 22.4 MeV である。式 (1.1) は式 (1.2) (1.3) (1.4) を用いることにより、次のように表わされる。

$$n_p \tau = \frac{3 T}{\frac{\eta}{1-\eta} \frac{\langle \sigma V_{ip} \rangle}{4} P_t - \alpha T^{1/2}} \quad (1.5)$$

ここに $\alpha$ は比例係数である。 $\langle \sigma V_{ip} \rangle$ は温度だけの関数であるので、式 (1.5) は $n_p \tau - T$ ダイアグラムにより表わすことが可能である。D-T反応における $\eta = 1/3$ および $1/2$ のそれぞれの

場合のローソン条件を図 1.1 に示す。

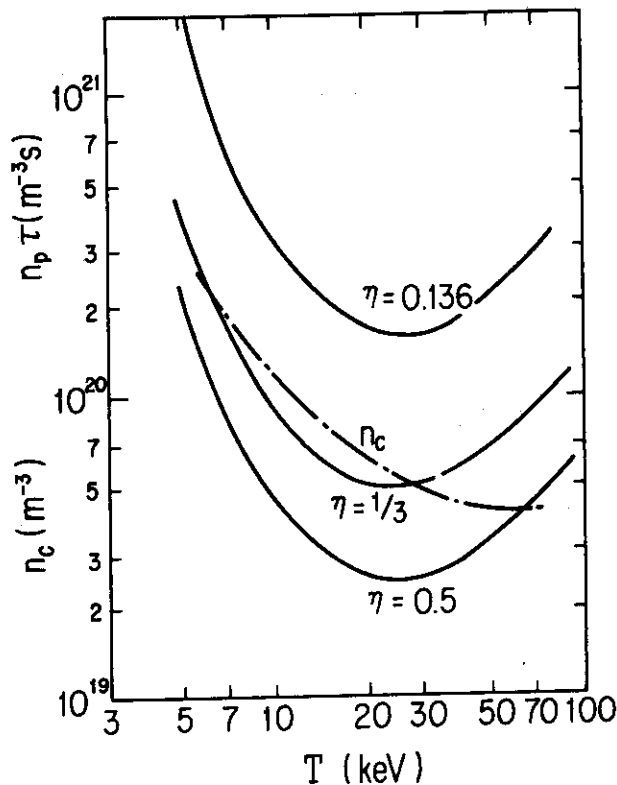


図 1.1  $n_p \tau - T$  ダイアグラムにおけるローソン条件 (熱エネルギーの発電効率  $\eta = 1/3, 1/2$ ), 着火の条件 ( $\eta = 0.136$ ) および密度の上限。ここで  $n_p$  と  $\tau$  はそれぞれプラズマの数密度およびプラズマの閉じ込め時間であり,  $T$  はプラズマの温度である。 $n_c$  の値はプラズマ半径  $a = 2$  m, 壁の半径  $a_w = 2.5$  m, 壁の負荷  $P_w = 5 \times 10^6$  W/m<sup>2</sup> の場合における密度の上限値である。

次に着火の条件を示す。これは D-T 反応で出てくる  $\alpha$  粒子が閉じ込め磁場内でプラズマ中にとどまりプラズマを加熱し, それがプラズマのエネルギー損失を補う条件である。 $\alpha$  粒子による単位体積あたりの加熱パワ  $P_\alpha$  は

$$P_\alpha = \frac{n_p^2}{4} \langle \sigma V_{ip} \rangle P_\alpha^0 \quad (\text{W/m}^3) \quad (1.6)$$

で与えられる。ただし  $P_\alpha^0$  は D-T 反応で生成される  $^4\text{He}$  の運動エネルギー 3.5 MeV である。加熱パワがプラズマのエネルギー損失に等しいとすると  $P_L + P_b = P_\alpha$  となり, これは  $\eta = 0.136$  としたときのローソン条件と同じである。

ローソン条件に達するためには, プラズマの閉じ込めや加熱に関していくつかの乗り越えなければならない問題点が残っている。しかし高温プラズマの閉じ込め実験, 加熱実験が進展したため, 将来予想される核融合炉の技術的問題が検討されている。それによると核融合炉の構造は図 1.2 に示すように, 1.真空容器の壁, 2.壁の熱冷却, 3.熱伝導用の液体 Li ブランケット (1.5

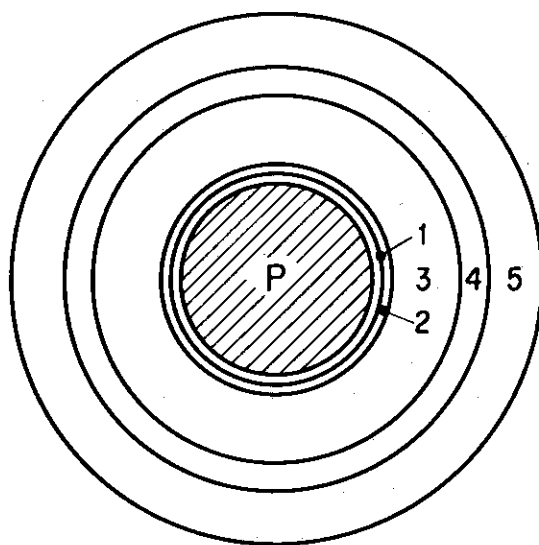


図 1.2 核融合炉の概念図。<sup>5, 8)</sup> ここで P; プラズマ, 1; 第一壁, 2; 壁の熱冷却, 3; Li ブランケット, 4; しゃへい部 (中性子および X 線), 5; 超電導コイル。

~2 m の厚さ), 4. 中性子および X 線遮へい (0.5 ~ 0.7 m の厚さ), 5. 超電導コイルおよび機械的支持から構成される。<sup>5, 8)</sup> したがって真空容器の壁からコイルの外側までの厚さは 3 ~ 4 m である。真空容器の壁はプラズマから中性子や X 線の激しい照射を受けるので, 壁の単位面積を通してとり出せる定常的な出力は約  $5 \times 10^6 \text{ W/m}^2$  が上限であるとされている。プラズマ半径を  $a$ , 壁の半径を  $a_w$  とすると, その単位面積あたりの出力  $P_w$  は

$$P_w = \frac{\pi a^2}{2\pi a_w} \frac{n_p^2}{4} \langle \sigma V_{ip} \rangle < 5 \times 10^6 \text{ W/m}^2 \quad (1.7)$$

となり, またプラズマの単位長さあたりの核融合反応の全出力  $P_Q = 2\pi a P_w = \pi a^2 n_p^2 \langle \sigma V_{ip} \rangle > P_t / 4$  となる。上式より

$$n_c = \left( \frac{a_w}{a} P_w \left( \frac{8}{P_t} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\langle \sigma V_{ip} \rangle^{\frac{1}{2}}} \quad (1.8)$$

を得る。これはプラズマの密度に対して上限を与える。 $a = 2 \text{ m}$ ,  $a_w = 2.5 \text{ m}$ ,  $P_w = 5 \times 10^6 \text{ W/m}^2$  のときの  $n_c(T)$  も図 1.1 に示されている。この場合プラズマの長さ 1 m あたりの全出力は  $P_Q < 4.7 \times 10^7 \text{ W/m}$  となる。プラズマの温度を 15 keV とすると密度に対して  $n_p < 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 。ローソン条件  $n_p \tau > 6 \times 10^{19}$  ( $n_p \sim 6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $\tau \sim 1 \text{ sec}$ ) を得る。

### 1.3 本研究の背景

核融合発電炉の将来像は, 真空容器中に高温高密度プラズマを磁場によって閉じ込めるというものである。この原理に基づいた炉の将来像はすでに 25 年も前に描かれた。そしてこの将来像を

実現するために、現在ミラ,<sup>9)</sup> ステラレータ,<sup>10,11)</sup> ヘリオトロン,<sup>12)</sup> 立体磁気軸トラス,<sup>13)</sup> トカマク,<sup>14,15)</sup> 等による閉じ込めの研究が精力的に行なわれている。

制御された熱核融合を最終目標とする高温・高密度プラズマの生成と閉じ込めの研究は、歴史的に見ると、きわめて多くの苦しかった経験の連続であった。1960年代半ばまでは数ヶ国で15年にもわたって多くの研究が行なわれていた。それにもかかわらず、磁場閉じ込めのどの方式をとってみても、核融合実用炉に必要とされるプラズマ条件まで外挿できそうな実験的証拠は得られなかったのである。それどころか、制御核融合反応によって正味の出力を取り出すことは、研究所規模の装置でさえ20世紀中にはできないであろうと考えられていた。

しかし、核融合研究の将来に対する見通しは、1960年代の末に劇的に好転した。それはモスクワのI. V. クルチャートフ原子力研究所において、トカマクと呼んだ比較的簡単なトラス型磁場閉じ込めの装置でみごとな成果をおさめていることが確認されたからである。<sup>16)</sup> このソ連のモデルT-3トカマクでは、トラス型核融合炉で必要とされる温度の1桁以内の温度が初めて達成された。

このプラズマ閉じ込めの特性はきわめて良好な結果であった。この成果により世界の核融合研究は大幅な拡充をとげた。そして新しい研究の多くはこのトカマク方式を発展させる方向へと向かったのである。

過去10年間、ソ連、米国、ヨーロッパ、日本およびその他の国々において、各種トカマク装置が製作された。表1.1にトカマク装置T-4 (ソ連)<sup>17)</sup>、ST (米国)<sup>18)</sup>、JFT-2 (日本)<sup>19)</sup>、PULSATOR (独逸)<sup>20)</sup>、TFR (仏国)<sup>21)</sup>、DITE (英国)<sup>22)</sup>、PLT (米国)<sup>23)</sup>、T-10 (ソ連)<sup>24)</sup>、PDX (米国)<sup>25)</sup> 等の装置パラメータを示す。この表から明らかなように、これら実験装置の性能を示す諸量の数値は着実な進歩をとげたのである。さらに最近のPLTでの実験結果はよりよい成果を示すものである。<sup>26)</sup>

表 1.1 各トカマク実験装置の諸元。ここで  $R$  と  $a$  はそれぞれプラズマの大半径および小半径であり、 $B_\phi$  はトロイダル磁場の磁束密度である。

	$R$ (m)	$a$ (m)	$B_\phi$ (Wb/m <sup>2</sup> )
T-4	1.0	0.17	5.0
ST	1.09	0.14	4.4
JFT-2	0.9	0.25	1.8
PULSATOR	0.73	0.11	2.7
TFR	0.98	0.2	6.0
DITE	1.17	0.26	2.7
PLT	1.3	0.45	5.0
T-10	1.5	0.375	5.0
PDX	1.3-1.5	0.4	2.5



経済的に成り立つような核融合炉を建設するために解決すべき科学的問題点は、もちろんプラズマ閉じ込めについてだけではない。しかし、核融合研究の歴史において、核融合炉を物理的意味で記述することが現在可能となったのである。

このトカマク型の核融合炉が工学的に可能であることを現実に示すには、目下建設中の新世代の大型トカマク装置が完成する1980年代の中頃を待たなければならない。このような装置はTFTR (米国),<sup>27)</sup> JET (ヨーロッパ),<sup>28)</sup> T-20 (ソ連),<sup>29)</sup> JT-60 (日本),<sup>30)</sup> 等である。さらにその次の世代の国際トカマク炉INTORを現在設計中である。<sup>31)</sup>

なお、核融合炉の技術的問題、最適設計等の研究は炉心プラズマの研究と相まって進められている。<sup>32), 33)</sup>

#### 1.4 本研究の意義と目的

プラズマのベータ値 $\beta$ は一般にプラズマ圧力 $p_p$ と磁場圧力 $p_M$ との比であり、

$$\beta = \frac{p_p}{p_M} \quad (1.9)$$

と表わされる。ここで $p_M$ は、磁束密度を $B$ 、 $\mu_0$ を真空透磁率とすれば、

$$p_M = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (1.10)$$

である。一方 $p_p$ は、プラズマの密度を $n_p$ 、温度を $T$ とすれば

$$p_p = n_p k T \quad (1.11)$$

である。 $\beta$ は磁場によるプラズマ閉じ込めの効率そのものを表わす量である。

前述のように、トカマクプラズマの生成と閉じ込めの研究が最近急激に進歩した。そして炉心プラズマの実現もそう遠くないと定量的に予想されるようになった。<sup>34)</sup> 今後装置が大きくなるにしたがい、プラズマ閉じ込め効率そのものを表わすベータ値 $\beta$ はより一層重要な意味をもつのである。

よく知られているように、核融合炉の単位体積あたりの核出力 $P_f$ は

$$P_f \propto \beta^2 B^4 \quad (1.12)$$

で与えられる。ここに $B$ は磁束密度である。もし炉壁の負荷と、 $n_p \tau$  ( $n_p$ : プラズマ密度、 $\tau$ : 閉じ込め時間) が許される範囲ならば、 $\beta$ の増大は核出力の増加あるいは装置の小型化にそのまま結びつく極めて重要な研究課題である。

トカマクにおいては一般にトロイダル磁場はプラズマ電流 $I_p$ のつくるポロイダル磁場より十分大きいから、 $\beta$ は

$$\beta = \beta_p \frac{1}{q^2} \frac{1}{r^2} \quad (1.13)$$

と表わされる。上式の  $r$  はアスペクト比と呼ばれ

$$r = \frac{R}{a} \quad (1.14)$$

と表わされる。ここに  $a$ ,  $R$  はそれぞれプラズマ小半径および大半径である。式 (1.13) の  $\beta_p$  はベータ・ポロイダルと呼ばれ、プラズマ圧力と  $I_p$  のつくる磁場圧力との比であり、

$$\beta_p = \frac{p_p}{B_a^2 / 2 \mu_0} \quad (1.15)$$

と表わされる。ここに  $B_a$  は、プラズマ表面におけるポロイダル磁場の磁束密度である。式 (1.13) の  $q_a$  はプラズマ表面における安全係数であり、次のように表わされる。

$$q_a = \frac{a}{R} \frac{B_\phi}{B_a} \quad (1.16)$$

ここに、 $B_\phi$  はトロイダル磁場の磁束密度である。プラズマ表面における安全係数  $q_a$  は装置とプラズマ・パラメータを結びつける物理量である。一般に  $q_a$  を低減化にしたがって、プラズマは不安定になる傾向にある。

式 (1.13) から明らかなように、 $\beta$  を増大させるためには  $\beta_p$  の増大、 $q_a$  および  $r$  の低減等が必要である。ここに  $r$  は装置固有の値であるから、ジュール加熱プラズマの  $\beta$  を与えられた装置を用いて実験的に増大させるためには、 $\beta_p$  の増大および  $q_a$  の低減化が必要である。しかしながら、 $\beta_p$  の増大、 $q_a$  の低減の詳細な試みおよびそれらの限界を決める要因を明らかにすること等は、文献35)を除いてあまり行なわれていないように思われる。

JFT-2装置は、日本で最初に作られた本格的円形トカマク装置である。モデル実験、計算、調査、種々の工学的試験を1969、70年に行なった。詳細設計および装置の製作を1970年に開始し、1972年4月に完成し直ちに実験を開始した。表1.2は本装置を用いた研究の目的を示したものである。この表の中で○印をつけた内容が本論文に関連した内容である。

JFT-2装置においては、 $q_a \approx 4$  のとき電子温度  $T_e \approx 1$  keV、平均電子密度  $\bar{n}_e \approx 10^{13}$  cm<sup>-3</sup> の安定なプラズマを得ることが可能である。本研究では式 (1.13) の  $\beta_p$  と  $q_a$  に着目し、ジュール・プラズマに関して密度増大化および安全係数低減化の放電を行なった。そしてその際問題になる電磁流体力学的不安定性（以下MHD不安定性と呼ぶ）についての研究を主に行なった。すなわち、本研究の目的は

- (1) 密度の増大化および安全係数の低減化の可能性を探ること
- (2) 密度の増大化および安全係数の低減化の限界を決める要因を明らかにすること

にある。

本研究によって明らかにした点は以下のとおりである。すなわち、放射損失によるプラズマ周辺の冷却がモード数の低い方への移行に悪い影響を及ぼすことを明らかにした。放射損失の低減は、密度の増大および安全係数の低減のために重要である。放射損失を少なくにしたがって、破壊性不安定性の直前に発生するMHD不安定性はティアリング・モードからキンク・モードに

表 1.2 JFT-2を用いた研究の目的。○印は本論文に関連した内容である。

項 目	内 容	本論文との 関 連
安 定 性	MHD不安定性	○
閉 じ 込 め	スケーリング法則	
不 純 物	放射損失 不純物量 輸 送	○
スクレイプ・オフ層	スクレイプ・オフ層 の性質	
プラズマ・壁相 相互作用	アーキング スパッタリング 熱溶解	
附 加 加 熱	中性粒子入射加熱 電子共鳴加熱 イオン共鳴加熱 低域混合共鳴加熱	

移行することを明らかにした。このキンク・モードの安定化のためには、シェルによる安定化が重要である。

以下、2章では実験装置と通常用いられている測定器とについて述べる。3章では本研究の遂行上必要な技術の開発および確立について述べる。4章では密度増大化および安全係数低減化のための放電におけるMHD不安定性と放射損失との関連について述べる。5章ではそれらの限界における破壊性不安定性の直前の機構を明らかにする。6章では本研究で得られた結論についてまとめる。

本文中では原則としてMKS単位を用いたが、慣用的によく使用される単位、たとえばTorr, cmも用いた。また、プラズマの不安定性の議論の中では、一般的に使用されているCGS単位を用いた。

## 参考文献

- 1) 竹内 均：日本物理学会誌 **36** (1981) 13.
- 2) 三木良平：高速増殖炉 (日刊工業新聞社, 東京, 1972).
- 3) S. Glasstone and R.H. Lovberg : *Controlled Thermonuclear Reactions* (D. Van Nostrand, Princeton, 1960).
- 4) A. Simon : *An Introduction to Thermonuclear Research* (permagon Press, London, 1959).
- 5) 宮本健郎：核融合のためのプラズマ物理 (岩波書店, 東京, 1976).
- 6) 核融合炉調査研究専門委員会：核融合研究の進歩と動力炉開発への展望 (日本原子力学会, 東京, 1976).
- 7) J.D. Lawson : *Proc. Phys. Soc.* B70 (1957) 6.
- 8) 武田進訳：核融合工学入門 (啓文堂, 東京, 1980).
- 9) S. Miyoshi, K. Yashu, T. Kawabe, K. Ishii, A. Itakura, H. Ishizuka and S. Hagiwara : *Proc. 7th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978* (IAEA, Vienna, 1979) vol.II , p.437.
- 10) L. Spitzer Jr. : *Phys. Fluids* 1 (1958) 253.
- 11) K. Miyamoto : *Nucl. Fusion* 18 (1978) 243.
- 12) 宇尾光治：日本物理学会誌 **30** (1975) 820.
- 13) S. Nagao : *Proc. Int. Symp. Stellarators with Three Dimensional Magnetic Axis, Sendai, Aug. 1979*, p.310.
- 14) L.A. Artsimovich : *Nucl. Fusion* 12 (1972) 215.
- 15) H.P. Furth : *Nucl. Fusion* 15 (1975) 487.
- 16) M.J. Forrest, N.J. Peacock, D.C. Robinson, V.V. Sannikov and P.D. Wilcock : *Culham Laboratory Report CLM-R107* (1970).
- 17) L.A. Artsimovich, V.A. Vershkov, A.V. Glukhov, E.P. Gorbunov, V.S. Zaveryaev, S.E. Lysenko, S.V. Mirnov, I.V. Semenov and V.S. Strelkov : *Proc. 4th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, 1971* (IAEA, Vienna, 1971) vol.I, p.443.
- 18) D. Dimock, D. Eckhartt, H. Eubank, E. Hinno, L.C. Johnson, E. Meservey, E. Tolnas and D.J. Grove : *Proc. 4th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, 1971* (IAEA, Vienna, 1971) vol.I, p.451.
- 19) 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.
- 20) O. Kluber, S. Corti, J. Gernhardt, F. Karger, G. Lisitano, D. Meisel and S. Sesnic : *Proc. 5th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo, 1974* (IAEA, Vienna, 1975) vol.I, p.179.
- 21) Equipe TFR : *Proc. 5th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo, 1974* (IAEA, Vienna, 1975) vol.I, p.127.
- 22) K.B. Axon, G.A. Baxter, J. Burt, W.H.M. Clark, G.M. McCracken, S.J. Fielding, R.D. Gill, D.H.J. Goodall, M. Hobby, J. Hugill, J.W.M. Paul, B.A. Powell, R. Prentice, G.W. Reid, P.E. Stott, D.D.R. Summers and A.J. Wootton : *Proc. 7th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978* (IAEA, Vienna, 1979) vol.I, p.51.
- 23) D. Grove, V. Arunasalam, K. Bol, D. Boyd, N. Brentz, M. Brusati, S. Cohen, D. Dimock, F. Dylla, D. Eames, H. Eubank, B. Frankel, J. Girard, R. Hawryluck, E. Hinnov, R. Horton, J. Hosea, H. Hsuan, D. Ignai, F. Jobs, D. Johnson, E. Mazzucato, E. Meservey, N. Sauthoff, J. Schivell, G. Schmidt, R. Smith, F. Stauffer, W. Stodick, J. Strachan, S. Suckewer, S. von Goeler and K. Young : *Proc. 6th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgarden, 1976* (IAEA, Vienna, 1977) vol.I, p.21.
- 24) A.B. Berlizov, G.A. Bobrovsky, A.A. Baydasarv, N.L. Vasin, A.N. Vertiporokh, V.P. Vinogradov, N.D. Vinogradova, N.M. Gegechkory, E.P. Gorbunov, Yu. N. Dnestrovskij, V.S. Zaveryaev, A.B. Izvozchikov, S. Yu. Luk'Yanov, S.E. Lysenko, Yu. S. Maksimov, G.E. Notkin, M.P. Petrov, G.N. Popkov, K.A. Razumova, V.S. Strelkov and D.A. Shchgllov : *Proc. 6th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgarden, 1976* (IAEA, Vienna, 1977) vol.I, p.3.
- 25) D. Meade, V. Arunasalam, C. Barnes, M. Bell, K. Bol, M. Bitter, R. Budny, J. Cecchi, S. Cohen, C. Daughney, S. Davis, D. Dimock, F. Dylla, P. Efthimion, H. Dubank, R. Fonck, R. Goldstone, B. Grek, R. Hawryluk, E. Hinnov, H. Hsuan, M. Irie, R. Jacobsen, D. Johnson, L. Johnson, H. Kugel, H. Maeda, D. Mansfield, R. McCann, D. McCune, K. McGuire, D. Mikkelson, S. Milora, D. Manos, D. Mueller,

- M. Okabayashi, K. Owens, M. Reusch, K. Sato, N. Sauthoff, G. Schmidt, J. Schmidt, E. Silver, J. Sinnis, J. Strachan, S. Suckewer, H. Takahashi and F. Tenney : *Proc. 8th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Brussels, 1980* (IAEA, Vienna, to be published) IAEA-CN-28/X-1.
- 26) H. Eubank, R.J. Goldstone, V. Arunasalam, M. Bitter, K. Bol, D. Boyd, N. Bretz, J.P. Bussac, S. Cohen, P. Colestock, S. Davis, D. Dimock, H. Dylla, P. Efthimion, L. Grisham, R.J. Hawryluk, K.W. Hill, E. Hinnov, J. Hosea, H. Hsuan, D. Johnson, G. Martin, S. Medley, E. Merservey, N. Sauthoff, G. Schilling, J. Schivell, G. Schmidt, F. Stanffer, L. Stewart, W. Stodick, R. Stooksberry, J. Strachan, S. Suckewer, H. Takahashi, G. Tait, M. Ulrickson, S. von Goeler and M. Yamada : *Proc. 7th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978* (IAEA, Vienna, 1979) vol.I, p.167.
- 27) P.J. Reardon : *Proc. 7th Symp. Engineering Problems of Fusion Research, Hyatt Regency, 1977* (IEEE, New York, 1977) vol.I, p.13.
- 28) P.H. Rebut : *Proc. 10th Symp. Fusion Technology, Padova, 1978* (Pergamon Press, Oxford, 1979) p.1035.
- 29) E.I. Kuznetsov and V.S. Strelkov : *Proc. 7th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Lausanne, 1975* (Centre de Recherches en Physique des Plasmas, 1975) vol.II, p.119.
- 30) T. Hiraoka, S. Mori and K. Yamamoto : *Proc. 9th Symp. Fusion Technology, Garmish-Partenkirchen (FRG), 1976* (Pergamon Press, Oxford, 1976) p.1.
- 31) IAEA : *International Tokamak Reactor* (IAEA, Vienna, 1980).
- 32) IAEA : *Proc. 7th Symp. Engineering Problems of Fusion Research, Hyatt Regency, 1977* (IEEE, New York, 1977) vol.I, II.
- 33) C.E.C. : *Proc. 10th Symp. Fusion Technology, Padova, 1978* (Pergamon Press, Oxford, 1979) vol.I, II.
- 34) 市川芳彦, 金田康正, 大江 建, 百田 弘 : 日本物理学会誌 **34** (1979) 996.
- 35) 船戸康幸 : 博士論文, 東北大学, 仙台 (1978).

## 2. JFT-2 装置および測定器の概要

### 2.1 序言<sup>1,2)</sup>

トカマク (Tokamak) の名称は、電流 (tok) とマグネット (magnet) からつけられたものである。トカマクの原理は図 2.1 に示すように、強いトロイダル磁場  $B_\theta$  とその磁場に沿って流したプラズマ電流  $I_p$  のつくる磁場とによって回転変換をつくることにある。<sup>3)</sup> ただしこの場合、トロイダル磁場  $B_\theta$  および  $I_p$  のつくる磁場  $B_\theta$  だけでは平衡は得られずさらに垂直磁場  $B_v$  が必要である。

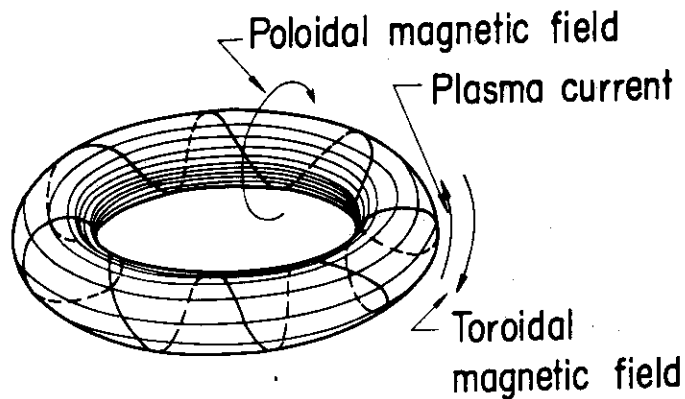


図 2.1 トカマクにおける磁力線の構造

トカマクに関する平衡はシャフランノフ (Shafranov) によって定式化された。<sup>4)</sup> ここでは平衡のために必要な  $B_v$  の値を直感的な方法で導く。プラズマの小半径と大半径とをそれぞれ  $a$  および  $R$  とする。閉じ込め磁場は主としてトロイダル磁場であるとし、 $B_\theta$  はそれに比べて小さいとする。プラズマに働く力は、 $I_p$  によって環を大きくしようとする力  $F_h$  とプラズマ圧力によって同様に環を大きくしようとする力  $F_p$  とである。プラズマ電流環が拡がろうとするフープ力 (hoop force) は

$$F_h = \frac{\partial}{\partial R} \frac{L_p I_p^2}{2} \quad (2.1)$$

で与えられる。ただし  $L_p$  はプラズマ電流環の自己インダクタンスで

$$L_p = \mu_0 R \left( \ln \frac{8R}{a} + \frac{\ell_i}{2} - 2 \right) \quad (2.2)$$

である。ここに  $\ell_i$  は規格化された内部インダクタンスである。したがって、式 (2.1) より

$$F_h = \frac{\mu_0 I_p^2}{2} \left( \ln \frac{8R}{a} + \frac{\ell_i}{2} - 1 \right) \quad (2.3)$$

が得られる。一方プラズマの圧力によって環が拡がる力  $F_p$  は

$$\left. \begin{aligned} F_p \delta R &= \langle p_p \rangle \delta V_p = \bar{p}_p = 2 \pi \delta R \pi a^2 \\ F_p &= 2 \pi^2 a^2 \langle p_p \rangle \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

で与えられる。ここで  $V_p$  はプラズマ体積である。

プラズマ中の磁場によるトーラス方向の張力によって拡がる力  $F_{B1}$  (負の符号となって縮まる力) は

$$F_{B1} = - \frac{\langle B_\phi^2 \rangle}{2 \mu_0} 2 \pi^2 a^2 \quad (2.5)$$

であり、またプラズマ外部の磁場の圧力による拡がる力  $F_{B2}$  は

$$F_{B2} = \frac{B_{\phi v}^2}{2 \mu_0} 2 \pi^2 a^2 \quad (2.6)$$

である。ここに  $B_{\phi v}$  は  $\phi$  方向の真空磁場である。

垂直磁場のプラズマ電流におよぼす力  $F_j$  は

$$F_j = I_p B_v 2 \pi R \quad (2.7)$$

である。したがってこれら  $F_h$ 、 $F_{B1}$  および  $F_{B2}$  の力が  $F_j$  とつり合う平衡条件は

$$\begin{aligned} \frac{\mu_0 I_p^2}{2} \left( \ln \frac{8R}{a} - \frac{\ell_i}{2} - 1 \right) + 2 \pi^2 a^2 \langle p_p \rangle + \frac{B_{\phi v}^2}{2 \mu_0} - \frac{\langle B_\phi^2 \rangle}{2 \mu_0} \\ + 2 \pi R I_p B_v = 0 \end{aligned} \quad (2.8)$$

すなわち

$$B_v = \frac{-\mu_0 I_p}{4 \pi R} \left( \ln \frac{8R}{a} + \frac{\ell_i}{2} - 1 + \beta_p - \frac{1}{2} \right) \quad (2.9)$$

を得る。

以上のようにしてプラズマの平衡を得ることが可能であるが、この平衡は安定な平衡でない。そのためプラズマをおおうようにして、金属の環 (導体シェル (conducting shell)) を置いて安定を確保する。このようにすることによって、外側に移動したプラズマはシェルとプラズマとの間に押しつけられた磁場によって押し返されて元の位置にもどされることになる。これがトカマクの原理である。



JFT-2装置はこの原理に基づいたものである。以下2節では本装置の概要について述べ、3節では通常用いられている測定器について概説する。

## 2.2 JFT-2装置

図2.2は本研究において用いたJFT-2装置の略図である。JFT-2装置に対する設計方針の一つは、アスペクト比 $r = R/a$ を可能な限り小さくしたことにある。本装置の $r$ は3.6である。

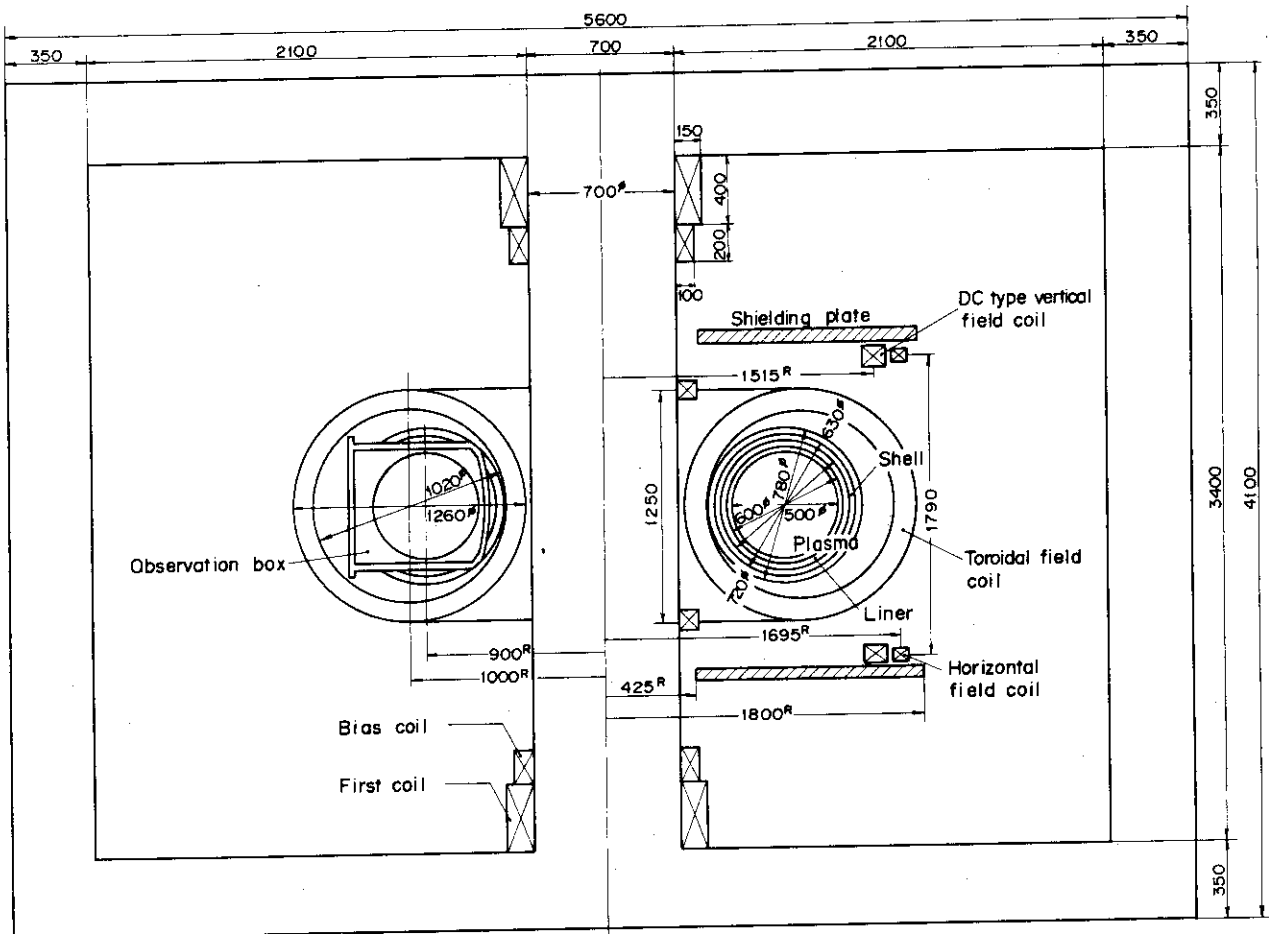


図2.2 JFT-2装置の断面図

装置の基本的パラメータは表2.1に示すとおりである。<sup>5)</sup> プラズマの小半径の最大値と大半径とは、それぞれ25 cmおよび90 cmである。トロイダル・コイルは16個のコイルによって構成されており、その最大磁束密度は $1.8 \text{ Wb/m}^2$ である。

### 1) シェル

シェルは厚さ3 cmのアルミ製である。その小内径 $r$ と大半径 $R$ とは、それぞれ36 cm および90 cmである。シェルはトロイダルおよびポロイダル方向に、それぞれ4分割および2分割されている。シェルを分割した理由は、プラズマに加わる印加電圧および垂直磁場の電磁しゃへいを避けるためである。

表 2.1 JFT-2 装置パラメータ

トロイダル磁場		1.8 Wb / m <sup>2</sup>
垂直磁場		$2.3 \times 10^{-2}$ Wb / m <sup>2</sup>
鉄心の磁束		1 Wb
シェル	大半径	90 cm
	小内半径	36 cm
	厚み	3 cm
ライナ	大半径	90 cm
	小半径	29 cm
	厚み	1.2 mm

## 2) ライナ (liner)

真空容器はステンレス・ベローズ (stainless stell bellows) 製である。この薄いベローズの形状はドーナツ状であり、これは通常ライナと呼ばれる。ライナの半径と大半径とは、それぞれ 29 cm および 90 cm であり、その厚さは 1.2 mm である。その厚さは、誘起電圧が十分プラズマに加わるように決められた。

## 3) リミタ (limiter)

プラズマとライナとの相互作用を少なくするために、ライナの中には M. 製の保護板を設けた。これをリミタと呼ぶ。リミタの種類は二種類である。一つは半径 25 cm、厚さ 10mm のアパーチャ型 (aperture type) 固定リミタであり、他はレール型 (rail type) 可動リミタである。これらのリミタを用いることによって、プラズマ半径  $a$  を 15, 20, 25 cm と 5 cm おきに選ぶことが可能である。

## 4) 真空排気系

ライナ内を高真空に排気するためのポンプは、ターボ分子ポンプ (turbo molecular pump) である。その背圧側の排気ポンプは油回転ポンプである。実効的な排気速度は約 1,000 l / sec であり、到達真空度は  $2 \times 10^{-8}$  Torr である。

## 5) 表面洗浄系

ライナ内壁の洗浄には、三種類の方法を用いている。第一はベーキング (baking) である。この方法は図 2.2 に示した一次巻線に、変圧器を用いて 50 Hz を印加し、その誘導電流をライナに流すことによって、ライナを 100 ~ 200 °C に加熱する方法である。このベーキングはライナ内壁を長時間空気にさらした場合に行なう。ベーキングを 3 ~ 7 日間行なうことによって、主に水を除去する。第二は TDC (Taylor type discharge cleaning) である。<sup>6)</sup> これはくり返しの早く (1 秒間に 1 回の割合)、時間の短い (~ 10 msec) 放電を長時間行なうことによって、ライナ内壁に付着した酸素を水の形にして除去する方法である。ライナ内壁を長時間空気にさらした場合、これを 2 ~ 3 日間行なう。第三はライナ内壁への Ti 蒸着である。<sup>7)</sup> これはライナ内壁をきれいな金属面でおおうことによって、軽元素 (主に O, C, N) の不純物を少なくするための方法である。真空中における軽元素の不純物量を調べるために、質量分析器<sup>8)</sup>を用いた。

## 6) ガス供給系

ライナ内への作動ガスの供給量を制御するために、高速動作弁を用いた。現在、電磁弁、<sup>9)</sup> 磁歪弁、<sup>10)</sup> 電歪弁、<sup>11)</sup> 等の高速弁が開発されている。これらの高速弁の中で、JFT-2においては取り扱いの簡単な電歪弁が用いられている。作動ガスは水素であり、その供給量の測定器には高速電離真空計を用いた。

## 7) 予備電離

放電の再現性を良くし、かつ電離したときの1ターン・ループ電圧(one-turn loop voltage)を低くするために、予備電離を行なった。予備電離には電子共鳴加熱、高周波予備電離、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガン(gun)、<sup>12)</sup> 電子流入射等が一般に用いられているが、ここでは簡便のため電子流入射を用いた。電子流入射は、熱電子放出による電子を $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ でライナ内に入射させるものである。

## 8) トロイダル・コイル

トロイダル・コイルの平均小半径と大半径とは、それぞれ60 cmおよび100 cmである。コイルの冷却効果を良くするため、通水用の穴あき導体を用いられている。コイルの巻数は672ターン(turns)であり、その抵抗値とインダクタンスとは、それぞれ0.1  $\Omega$ および0.1 Hである。トロイダルコイルの電源はフライ・ホイール(fly wheel)付きの直流電動発電機である。コイルの印加電圧と電流との最大値は、それぞれ1.47 kVおよび12.1 kAであり、その通電時間は約3秒である。

## 9) 変流器一次巻線系

プラズマを発生させるための変流器の一次コイルは図2.2に示したとおりである。その巻数は180、116および52回である。鉄心を効率よく用いるため、バイアス・コイル(bias coil)によって鉄心の逆励磁を行なった。鉄心の有効磁束は約1 Wbである。一次巻線の電源は、図2.3に示すとおりである。この図に示した高電圧コンデンサ・バンクと第一コンデンサ・バンクとはプラズマ電流を立ち上げるためのものであり、第二コンデンサ・バンクはプラズマ電流維持とプラズマのジュール加熱とを行なうためのものである。コンデンサ・バンクの放電のためのスイッチは、イグナイトロンである。

## 10) 垂直磁場系

垂直磁場 $B_v$ はパルス型垂直磁場(pulse type vertical field)  $B_{vp}$ と直流型垂直磁場 $B_{vd}$ との重畳によって作りだされる。パルス型垂直磁場コイルはシェルの内側に設けられており、それはイグナイトロンを通してコンデンサ・バンクに接続されている。直流型垂直磁場コイルは図2.2に示すとおりであり、それは直流電動発電機に接続されている。パルス型および直流型垂直磁場の磁束密度は、それぞれ最大 $2.3 \times 10^{-2}$  Wb/m<sup>2</sup> および $1.9 \times 10^{-2}$  Wb/m<sup>2</sup>である。プラズマ電流の立ち上がり時に、前者は後者を打ち消すように印加される。

## 2.3 測定器

ここではJFT-2装置において通常用いられている測定器について概説する。

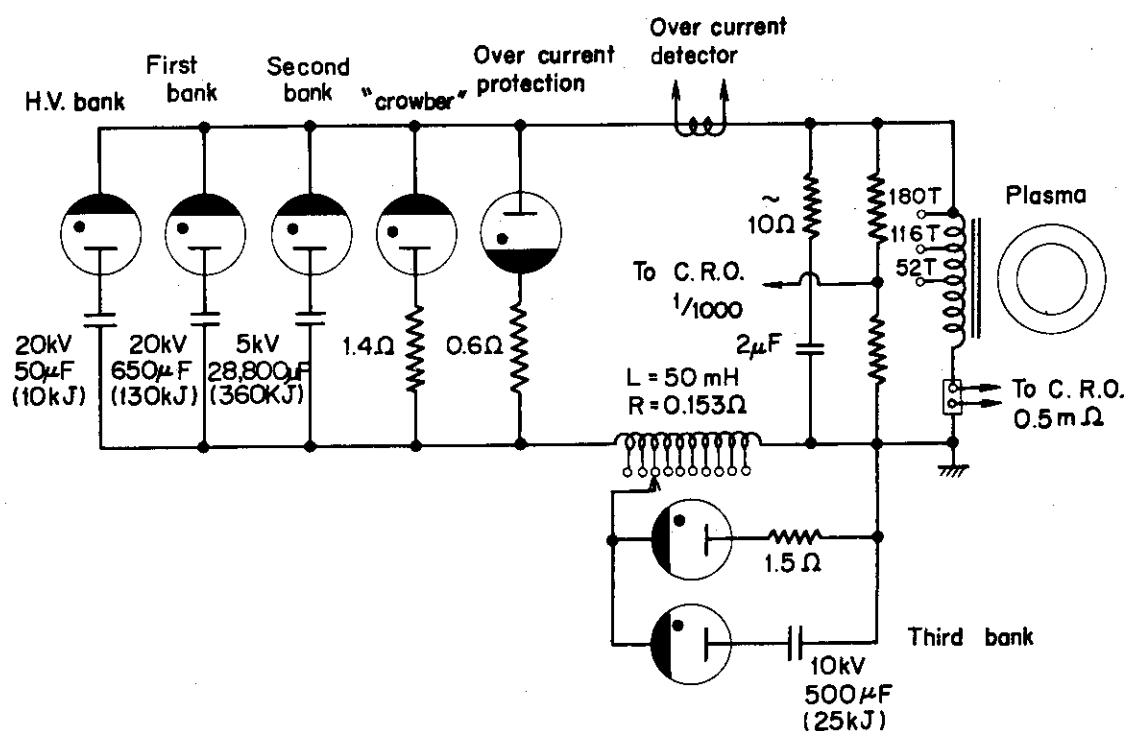


図 2.3 変流器一次巻線電源回路。ここで H.V. bank は電離用高電圧コンデンサ・バンクである。

### 2.3.1 主プラズマ・パラメータの測定器

本節では電子温度約 1 keV, 電子密度 $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  の主プラズマ・パラメータを対象とした測定器について述べる。表 2.2 は測定量とそのための測定器とを示したものである。

これらの測定器以外に、高速電離真空計が観測ボックスに備えつけられている。この高速電離真空計は、高磁場中においてプラズマ周囲の中性粒子密度の時間変化を測定できるように設計されている。<sup>27)</sup>

図 2.4 は各種測定器の位置および前節で述べたリミタ、ポンプ等の位置を示したものである。

b 1 ボックスにおいては、レーザ光散乱による電子温度の測定を行なっている。電子温度の測定を行わない場合、石英のガラス窓を通してプラズマから放出される可視光の測定が可能である。

b 2 ボックスにおいてはガス供給、リミタおよび Ti ボールの設置等を行なっている。

b 3 ボックスにおいては真空紫外分光測定、焦電素子による放射損失の測定、荷電交換中性粒子分析器によるイオン温度測定等を行なっている。これらの測定量は垂直方向に位置を移動しての測定が可能である。

b 4 ボックスにおいては、軟 X 線による電子温度の測定、ボロメータによる放射損失の測定、4 mm マイクロ波による電子密度の測定およびレールリミタの設置等を行なっている。

これらの量の分布測定は、プラズマ内部での荷電粒子の拡散、熱の輸送の問題を考える場合に、重要な測定である。

表 2.2 主プラズマ・パラメータの測定器

対象物理量	測定器	文献
プラズマ電圧 $V_L$ プラズマ電流 $I_p$ プラズマのずれ $\Delta$ ポロイダル磁場 $B_\theta$ およびその振動 $\tilde{B}_\theta$	1ターン・ループ・コイル ロゴスキ・コイル 磁気プローブ	13)
電子密度 $\bar{n}_e$ およびその振動 $\tilde{n}_e$	} 2 mm および 4 mm マイクロ波干渉計	14) 15)
電子温度 $T_e$	トムソン散乱装置 Si (Li) 浮遊半導体	16) 17)
イオン温度 $T_i$	荷電交換中性粒子束検出器 (10チャンネル) 可視分光計	18, 19) 20)
不純物イオン温度	局在不純物ドップラ幅測定用分光計	19)
不純物の種類、 荷電数および 密度	真空紫外分光器斜入射 ( $2000 \text{ \AA} \geq \lambda \geq 20 \text{ \AA}$ ) 直入射 ( $2000 \text{ \AA} \geq \lambda \geq 1000 \text{ \AA}$ ) 可視分光計	21) 22)
放射損失 $P_R$	蒸着膜ボロメータ 焦電素子	23, 24) 25)
硬X線モニタ	Na I (Tl) シンチレータ	
内部振動 $SX$	シリコン・サーフェス・バリア型半導体群	26)

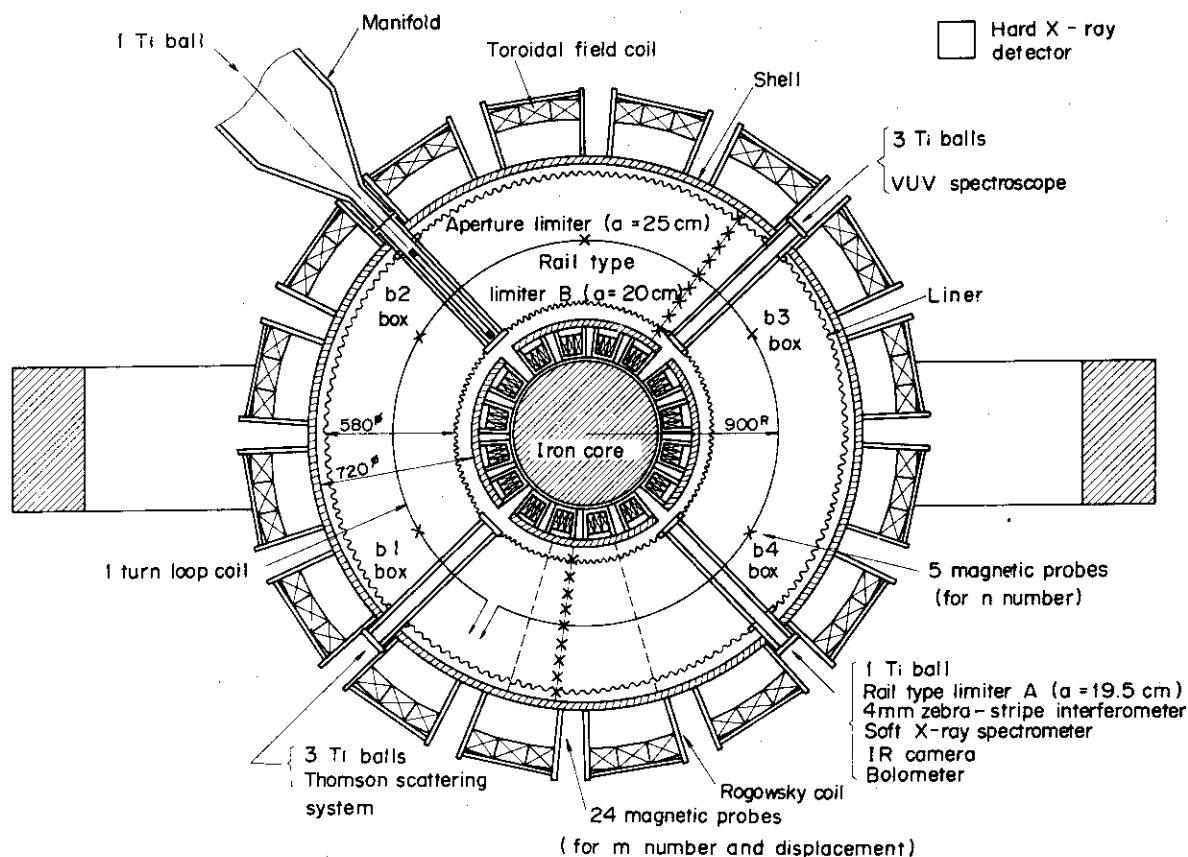


図 2.4 測定器等配置図

2.3.2 スクレイブ・オフ層プラズマ・パラメータの測定器

ここではスクレイブ・オフ層のプラズマを対象とした測定器について述べる。表 2.3 は測定量とそのための測定器を示したものである。

表 2.3 スクレイブ・オフ層のプラズマ・パラメータの測定器

対象物理量	測定器	文献
電子密度 $n_{eb}$	ダブル・プローブ	28, 29)
およびその振動 $\tilde{n}_{eb}$		
電子温度 $T_{eb}$		
浮遊電位		
空間電位 $V_b$		
荷電粒子束	赤外線カメラ	30)
熱流束密度		

プローブ測定は、それらのプローブ類の多様さ、簡便さ、あるいは小型で空間的測定が容易である等の理由により、プラズマ実験において大きな役割を果たしてきた。プローブを高・高密度プラズマに挿入することは困難であるが、スクレイブ・オフ層プラズマのプラズマ・パラメー

タの測定にはプローブを用いることが可能である。JFT-2においては、ダブルプローブを用いてスクレイブ・オフ層の電子温度  $T_{eb}$ ，電子密度  $n_{eb}$ ，空間電位  $V_b$ ，振動および拡散係数等の測定を行なっている。

リミタの表面温度を測定するための測定器は、赤外線カメラである。赤外線カメラの応答時間は約  $600 \mu\text{sec}$  であり、その分解能はリミタ表面上で約  $3 \text{mm}^2$  である。

### 2.3.3 表面損傷の測定器

ライナ内壁はプラズマによって損傷を受ける。表 2.4 は測定量とそのための測定器を示したものである。ライナ損傷には主に二つの機構が考えられている。一つはスパッタリング (sputtering) であり、他はアーキング (arcing) である。それらのこん跡を観察するために、SEM<sup>37)</sup> を用いた。アークの同定は、こん跡の観察とアーク電流の時間測定とによって可能である。

表 2.4 壁損傷を対象とした測定器

対象物理量		測定器	
スパッタリングこん跡		SEM	31, 32)
アーキング	こん跡	SEM	33-37)
	光	光ダイオード	
	電流	抵抗	

## 参考文献

- 1) L.A. Artsimovich : Nucl. Fusion 12 (1972) 215.
- 2) H.P. Furth : Nucl. Fusion 15 (1975) 487.
- 3) A.I. Morosov and L.S. Solovov : *Reviews of Plasma Physics*, ed. M.A. Leontovich (Consultant Bureau, New York, 1966) vol.II, p.17.
- 4) V.D. Shafranov : *Reviews of Plasma Physics*, ed. M.A. Leontovich (Consultant Bureau, New York, 1966) vol.II, p.124.
- 5) S. Itoh, M. Ohta, N. Fujisawa, T. Takeda, M. Maeno, A. Funahashi, K. Inoue, S. Kunieda, S. Matsuda, T. Tazima, N. Suzuki, T. Ohga, T. Matobe, S. Kasai, T. Sugawara, K. Toi and S. Mori : *Proc. 5th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Grenoble, 1972* (Euratom-CEA, 1972) vol.I, p.3 and vol.II, p.231.
- 6) L. Oren and R.J. Taylor : Nucl. Fusion 17 (1977) 1143.
- 7) P.E. Stott, C.C. Daughney and R.A. Ellis : Nucl. Fusion 15 (1975) 431.
- 8) G. Ritter : *Max-Planck-Institut Für Plasmaphysik Report IPP 9/27* (1979).
- 9) 国枝俊介 : 核融合研究 11 (1963) 263.
- 10) 前野勝樹, 後藤幸弘, 杉田慶一郎, 長尾重夫 : 電気学会誌 88 (1968) 1507.
- 11) Veeco : *Precision Leak Valve PV-10* (Veeco, New York, 1980) p.1.
- 12) 核融合グループ : 日本原子力研究所研究報告書 JAERI 1077 (1965)
- 13) 前野勝樹, 的場 徹, 藤沢 登, 伊藤智之 : 日本原子力研究所研究報告書 JAERI - M5204 (1973).
- 14) 船橋昭昌, 伊藤智之 : 日本原子力研究所研究報告書 JAERI - M 4530 (1971).
- 15) K. Odajima, M. Wakatani, M. Maeno and N. Fujisawa : *Phys. Fluids* 21 (1978) 846.
- 16) 的場 徹, 船橋昭昌, 安藤剛三 : 日本原子力研究所研究報告書 JAERI - M 5515 (1974).
- 17) 熊谷勝昭, 的場 徹, 船橋昭昌, 河上知秀 : 日本原子力研究所研究報告書 JAERI - M6694 (1976).
- 18) H. Takeuchi, A. Funahashi, K. Takahashi, K. Shirakata and S. Yano : *Jpn. J. Appl. Phys.* 16 (1977) 139.
- 19) T. Sugie, H. Takeuchi, S. Kasai, A. Funahashi, A. Takahashi and H. Kimura : *J. Phys. Soc. Jpn.* 44 (1978) 1960.
- 20) S. Kasai, A. Funahashi, T. Sugie, M. Azumi and T. Takizuka : *Jpn. J. Appl. Phys.* 17 (1978) 903.
- 21) M. Shiho, S. Konoshima, A. Funahashi, S. Kasai, T. Sugie, N. Suzuki, M. Shimada and N. Fujisawa : Nucl. Fusion 18 (1978) 1705.



- 22) 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).
- 23) H. Kawamura, M. Seki and M. Maeno : J. Nucl. Sci. & Technol. 16 (1979) 847.
- 24) M. Maeno and M. Katagiri : Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 1431.
- 25) 佐藤 忠, 平山俊雄, 前野勝樹, 藤沢 登: 日本原子力研究所研究報告書 JAERI -M6577 (1976).
- 26) 前野勝樹, 片桐正樹, 鈴木紀男, 藤沢 登: 日本原子力研究所研究報告書 JAERI -M7431 (1977).
- 27) 前野勝樹, 佐藤 忠, 平山俊雄, 鈴木紀男, 藤沢 登: 日本原子力研究所研究報告書 JAERI -M 6712 (1976).
- 28) Y. Gomay, N. Fujisawa, M. Maeno, N. Suzuki, K. Uehara, T. Yamamoto and S. Konoshima : Nucl. Fusion 18 (1978) 1705.
- 29) K. Uehara, Y. Gomay, T. Yamamoto, N. Suzuki, M. Maeno, T. Hirayama, S. Konoshima and N. Fujisawa : Plasma Phys. 21 (1979) 89.
- 30) M. Maeno, H. Kawamura, Y. Gomay, N. Fujisawa, N. Suzuki, S. Konoshima, T. Yamamoto, T. Hirayama, M. Shimada and K. Uehara : Jpn. J. Appl. Phys. 18 (1979) 1549.
- 31) K. Ohasa, H. Maeda, S. Yamamoto, M. Nagami, H. Ohtsuka, S. Kasai, K. Odajima, H. Kimura, S. Sengoku and Y. Shimomura : Nucl. Fusion 18 (1978) 872.
- 32) N. Suzuki, N. Fujisawa, S. Konoshima, M. Maeno, M. Shimada, T. Yamamoto, S. Kasai and K. Uehara : *Proc. 9th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford, 1979* (Culham Laboratory, 1979) p.90.
- 33) Y. Gomay, N. Fujisawa and M. Maeno : J. Nucl. Mater, 85&86 (1976) 967.
- 34) H. Ohtsuka, N. Ogiwara and M. Maeno : J. Nucl. Mater 93&94 (1980) 161.
- 35) M. Maeno, H. Ohtsuka, S. Yamamoto, N. Ogiwara, T. Yamamoto, N. Suzuki and N. Fujisawa : J. Phys. Soc. Jpn. 48 (1980) 2177.
- 36) M. Maeno, H. Ohtsuka, S. Yamamoto, N. Ogiwara, T. Yamamoto, N. Suzuki and N. Fujisawa : Nucl. Fusion 20 (1980) 1415.
- 37) H. Kukral : *Max-Planck-Institut Für Plasmaphysik Report IPP 9/28* (1979).

### 3. MHD不安定性と実験方法

#### 3.1 序言

もしプラズマが安定であり、かつ閉じ込め時間が新古典のバナナ理論で決まるとすれば、適当な大きさの磁場および装置の規模で充分ローソン条件を満足することが可能である（例えば  $B_\phi = 5 \text{ W/m}^2$ ,  $a = 1 \text{ m}$ ,  $R = 5 \text{ m}$ ,  $T = 20 \text{ keV}$ ）。<sup>1)</sup> しかしプラズマ中にMHD不安定性の発生があり、閉じ込め時間が新古典理論より短いことはよく知られていることである。このように磁場中におけるプラズマの不安定性の安定化は、制御熱核融合の研究において中心的課題である。そしてこの不安定性について多くの理論的および実験的研究が行なわれてきた。

理論解析から予想されるMHD不安定性を概説する前に、トカマク配位における磁気面の構造について述べる。図3.1は閉じ込め領域の磁気面を示したものである。トーラスの中心にあって、

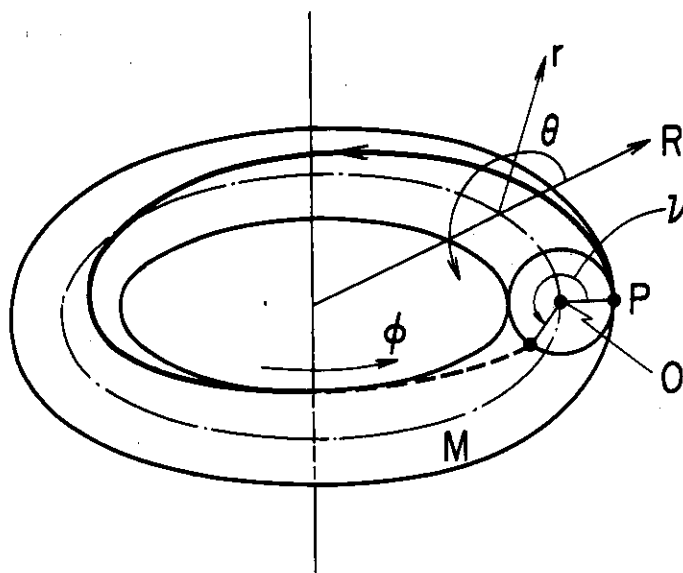


図3.1 トーラス座標系  $(r, \theta, \phi)$ 。ここで  $l$  はある点  $O$  に直角な平面  $P$  での回転変換角である。  $M$  は磁気軸である。

一周後に元の位置にもどってくるような磁力線を磁気軸という。トーラスの磁気軸上の或る点  $O$  に直角な平面  $P$  を考える。  $P$  面上の一点から出発した磁力線が主軸を一周して再び  $P$  面上にもどってきたとき、その点が磁気軸  $O$  の周りを回る角度を  $l(r)$  とする。この角度  $l(r)$  は出発点に依存するため、磁力線が主軸の周りを  $N$  回転したとき、磁気軸  $O$  の周りを回る角度  $\sum_{i=1}^N l_i(r)$  を  $N$  で割り、  $N$  を無限大にした極限、すなわち

$$l(r) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{i=1}^N l_i(r)}{N} \quad (3.1)$$

を回轉變換角と定義する。<sup>2)</sup> そして

$$q(r) = \frac{2\pi}{l(r)} \quad (3.2)$$

を安全係数と呼ぶ。プラズマ境界における安全係数  $q_a$  は

$$q_a = \frac{a}{R} \frac{B_\phi}{B_a} \quad (3.3)$$

と表わされる。

ある磁気面上において、磁力線が磁気軸のまわりを  $m$  回転し、その間に主軸のまわりを  $n$  回転して、自分自身にもどってくるような磁気面を共鳴磁気面と呼ぶ。この磁気面においては、安全係数  $q(r)$  は、定義により

$$q(r) = m/n \quad (3.4)$$

である。プラズマ境界における安全係数  $q_a$  は、磁気流体的な安定性を得るためには、必ず次の条件を満たさなければならない。

$$q_a > 1 \quad (3.5)$$

次にトカマクにおけるもっとも重要なMHD不安定性として、ヘリカル不安定性を考察する。ヘリカル不安定性の解析は、主として円柱プラズマに対して行なわれている。<sup>3)</sup> ヘリカル不安定性は図3.1に示したトーラス座標系において空間変位  $\xi$  はフーリエ展開して

$$\xi(r) \exp [i(m\theta + n\phi)] \quad (3.6)$$

$$m = 1, 2, 3, \dots, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

のように表わされる。ここに  $m$ ,  $n$  はそれぞれポロイダル・モード (poloidal mode) 数およびトロイダル・ノード (toroidal node) 数である。ヘリカル不安定性においては、磁力線に沿って一つのモードの擾乱が一定になるような場合、それが危険である。すなわち波動ベクトルを  $\mathbf{k}$  とすると

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = \frac{B_\theta}{r} [m + n q(r)] = 0 \quad (3.7)$$

を満たす面の空間的位置が重要である。すなわち共鳴磁気面のうち摂動ベクトルと同じ周期性を持つ磁気面、これを特異面と呼ぶが、この特異面がプラズマ中のどこに位置しているかが重要である。

図3.2は完全導体プラズマでのキンク・モード (kink mode) 不安定性に対して、ポテンシャル・エネルギーの  $n q_a$  依存性を示したものである。<sup>4)</sup> ここで電流分布  $j(r)$  は次の形で与えられている。

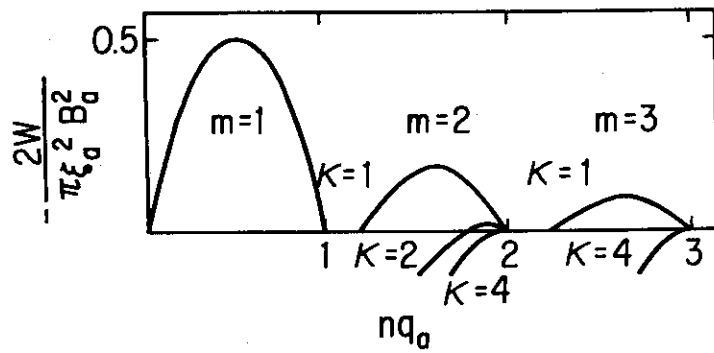


図 3.2 半径  $r$  方向の電流分布  $j(r) = j_0 \exp(-\kappa^2 r^2/a^2)$  に対して求めた不安定性の成長率の  $nq_a$  依存性<sup>4)</sup>。ここに  $j_0$  と  $a$  は、それぞれプラズマ中心における電流密度およびプラズマ半径である。電流分布が急しゅん化するにしたがって、成長率は小さくなることを示す。

$$j(r) = j_0 \exp\left(-\frac{\kappa^2 r^2}{a^2}\right) \tag{3.8}$$

この図には  $\kappa$  のいろいろな値に対して、ポテンシャル・エネルギーの  $nq_a$  依存性が示されている。 $\kappa = 0$  は一様分布を示し、 $\kappa$  が大きくなるにしたがって、電流はプラズマ中心に集中することを示している。この図から電流分布が急しゅん化するにしたがって、より高モードの擾乱がより安定化される傾向にあることが明らかである。しかし  $m = 1$  モードは分布に無関係に不安定である。

図 3.3 はパラボラ分布をもつ電流分布に対して、 $b/a$  をパラメータにしたポテンシャル・エネルギーの  $nq_a$  依存性を示したものである。この図から明らかなように、 $b/a$  を小さくするにしたがって、シェルによる安定化効果の増加することが明らかである。

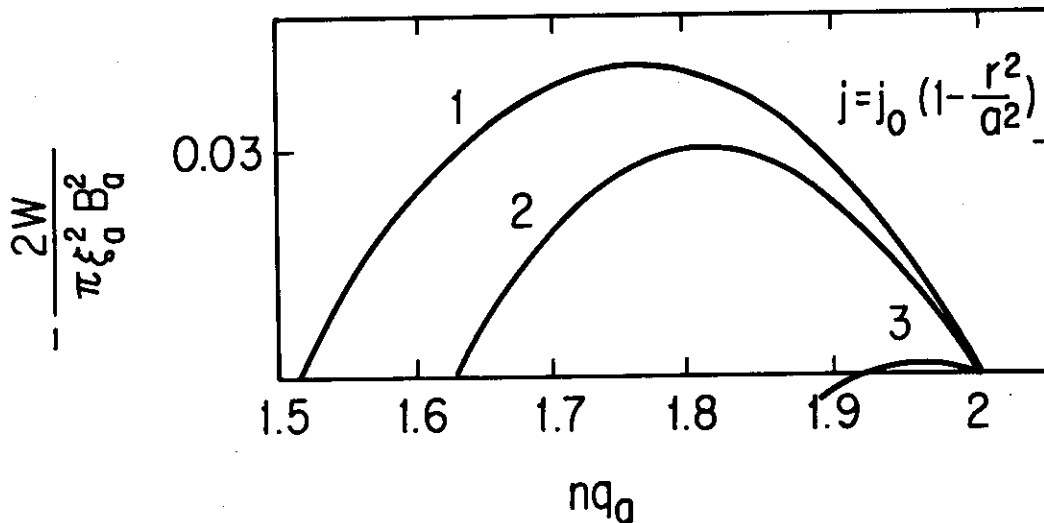


図 3.3  $m = 2$  キンク・モードの成長率の  $nq_a$  依存性。ここで 1;  $b/a = 2$ , 2;  $b/a = 1.4$  および 3;  $b/a = 1.1$  ( $b$ : シェル半径,  $a$ : プラズマ半径)。 $b/a$  を小さくするにしたがって、シェルによる安定化効果の大きくなることを示す。

次にプラズマの抵抗性を考慮しなければならない場合の不安定性について述べる。この場合には  $m \geq 1$  のすべてのモードが不安定になる。これらはティアリング・モード (tearing mode) 不安定性と呼ばれている。<sup>5-7)</sup> プラズマ中に発生するティアリング・モードのうちで、特に低モードのそれが重要である。図 3.4 は  $m=2$  ティアリング・モードの安定領域と  $m=2$  キンク・モードとの安定領域を示したものである。<sup>3)</sup> ここで  $q_a > 2$  の領域において、ティアリング・モードの不安定領域が現われる。 $q_a < 2$  に対してティアリング・モードの安定領域が再び現れるのは、プラズマ中に  $q(r) = 2$  の特異面がなくなったためである。

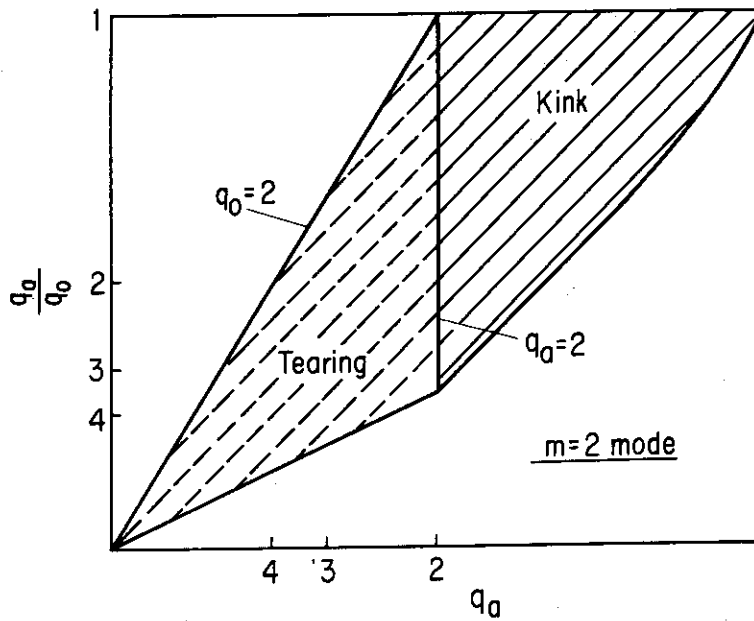


図 3.4 モード数  $m=2$  のキンク・モードとティアリング・モードに対する不安定領域 (しゃせん部) のプラズマ電流密度分布依存性。<sup>3)</sup> ここで  $q_0$  はプラズマ中心における安全係数である。

トカマクにおけるMHD不安定性および破壊性不安定性については、多くの研究が行なわれてきた。しかしプラズマ密度増大化および安全係数低減化のための放電におけるMHD不安定性のモード数の変遷および破壊性不安定性の機構等は良く分っていない。本研究の目的はMHD不安定性および破壊性不安定性と放射損失との関連を明らかにすることにある。そのためプラズマ電流をできるだけ長時間一定にするための技術の確立、MHD不安定性および放射損失を測定するための測定手段の確立等を最初に行なった。以下2節ではプラズマ電流の定電流化装置、3節では本研究に必要な測定手段について述べ、4節では本研究における実験方法を述べる。

### 3.2 プラズマ電流定電流化装置

プラズマ密度増大化の放電において、実験結果の解析を容易にしかつ精度を上げるためには、放電の定電流化が必要である。この放電の定電流化は、他の装置においても行なわれている。<sup>9, 10)</sup>

そこでは真空管、トランジスタ、SCR等の能動素子が用いられている。しかし、それらの能動素子を用いた場合、信頼性が低いこと、測定器—特に磁気プローブへの電磁誘導が大きいこと等が大きな問題である。そのため第二コンデンサ・バンク（図2.3参照）への遅延回路の適用によって、放電を定電流化することを考察する。通常の遅延回路は等しいインダクタンスと静電容量との縦続接続によって形成されるが、本遅延回路の特徴は一次巻線と、それより十分小さいインダクタンスをもつソレノイド・コイル群とによってそれを形成したことにある。

分布定数回路を図3.5に示すようにインダクタンスとコンデンサとで近似した遅延回路とし、

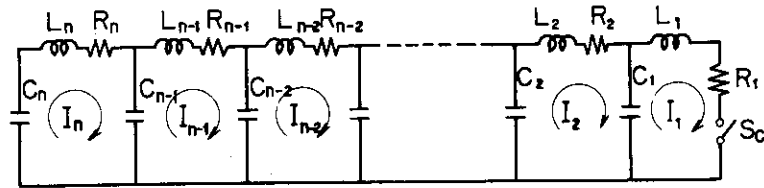


図3.5 遅延回路の等価回路。ここで $L_1$ と $L_2 \sim n$ それぞれ一次側換算の一次巻線のインダクタンスおよびソレノイドコイル群のインダクタンスであり、 $R_2 \sim n$ はソレノイド・コイル群の抵抗である。 $C_1 \sim n$ は遅延回路の静電容量である。

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= C_2 = \dots = C_n = C \\ L_1 &= L_2 = \dots = L_n = L \\ R_1 &= \sqrt{\frac{L}{C}} \end{aligned} \right\} \quad (3.9)$$

とすれば、 $L_1$ に流れる電流 $I_1$ は、コイルの抵抗 $R_2 \sim R_n$ が無視できれば

$$I_1 = \frac{V_c}{2R_1} \quad (3.10)$$

であり、そのパルス幅 $\tau_f$ は

$$\tau_f = 2 \sqrt{L_1 C_1} \quad (3.11)$$

である。ここで $V_c$ はコンデンサの充電電圧であり、 $L_1$ と $C_1$ とはそれぞれ全インダクタンスおよび全静電容量である。

以下、このような遅延回路の特性を $I_p$ の定電流に適用可能であるか否かを検討する。すなわち図3.5に示したように $L_1$ をプラズマを含めた一次巻線のインダクタンスであるとする。そして図2.3に示した公称値28.8 mFの第二コンデンサ・バンクにソレノイド群を挿入することによって、 $I_p$ の定電流化の可能性を議論する。

図3.5に示す回路において始めにスイッチ $S_c$ を開いて $C_1 \sim C_n$ を充電しておき、 $t = 0$ なる時刻に $S_c$ を閉じた場合の電流を考える。微分方程式は

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{C_1} \int (I_1 - I_2) dt + L_1 \frac{dI_1}{dt} + R_1 I_1 = 0 \\
 & \frac{1}{C_2} \int (I_2 - I_3) dt + L_2 \frac{dI_2}{dt} + \frac{1}{C_1} \int (I_1 - I_2) dt + R_2 I_2 \\
 & \qquad \qquad \qquad = 0 \\
 & \qquad \qquad \qquad \vdots \\
 & \frac{1}{C_{n-1}} \int (I_{n-1} - I_n) dt + L_{n-1} \frac{dI_{n-1}}{dt} + \frac{1}{C_{n-2}} \int (I_{n-1} - I_{n-2}) dt \\
 & \qquad \qquad \qquad + R_{n-1} I_{n-1} = 0 \\
 & \frac{1}{C_n} \int I_n dt + L_n \frac{dI_n}{dt} + \frac{1}{C_{n-1}} \int (I_n - I_{n-1}) dt + R_n I_n = 0
 \end{aligned}
 \tag{3.12}$$

であり、

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{dQ_1}{dt}, \quad I_2 - I_1 = -\frac{dQ_2}{dt}, \quad \dots, \quad I_n - I_{n-1} = -\frac{dQ_n}{dt} \\
 C_1 &= C_2 = \dots = C_{n-1} = C_n = C \\
 L_2 &= L_3 = \dots = L_{n-1} = L_n = L \\
 R_2 &= R_3 = \dots = R_{n-1} = R_n = R_d
 \end{aligned}
 \tag{3.13}$$

とおくと、式 (3.12) は次のように変形される。

$$\begin{aligned}
 L_1 \frac{d^2 Q_1}{dt^2} + \frac{1}{C} (Q_1 - Q_2) + R_1 \frac{dQ_1}{dt} &= 0 \\
 L \frac{d^2}{dt^2} (Q_1 + Q_2) + \frac{1}{C} (Q_2 - Q_3) + R_d \frac{d}{dt} (Q_1 - Q_2) &= 0 \\
 &\vdots
 \end{aligned}
 \tag{3.14}$$

$$\left. \begin{aligned}
 &L \frac{d^2}{dt^2} (Q_1 + Q_2 + \dots + Q_{n-1}) + \frac{1}{C} (Q_{n-1} - Q_n) + R_d \frac{d}{dt} \\
 &\qquad\qquad\qquad (Q_1 + Q_2 + \dots + Q_{n-1}) = 0 \\
 &L \frac{d^2}{dt^2} (Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n) + \frac{1}{C_{n-1}} Q_1 + R_d \frac{d}{dt} \\
 &\qquad\qquad\qquad (Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n) = 0
 \end{aligned} \right\} \quad (3.14)$$

S<sub>c</sub>を閉じたとき、第一コンデンサ・バンクによる初期電流 I<sub>1,0</sub> が L<sub>1</sub> に流れているから、初期値は t = 0 で

$$\left. \begin{aligned}
 &Q_{1,0} = Q_{2,0} = \dots = Q_{n-1,0} = Q_{n,0} \\
 &\frac{d}{dt} Q_{2,0} = \frac{d}{dt} Q_{3,0} = \dots = \frac{d}{dt} Q_{n-1,0} = \frac{d}{dt} Q_{n,0} \\
 &\frac{d}{dt} Q_{1,0} = I_{1,0}
 \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

である。

以上のことから、I<sub>1</sub> は式 (3.14) の微分方程式を式 (3.15) の初期条件で解き

$$I_1 = - \frac{d Q_1}{d t} \quad (3.16)$$

から求めることができる。

式 (3.14) をプラス変換して I<sub>1</sub> を求めることは困難であるため、以下の考察は数値計算に基づくものである。なお、充電電圧 V<sub>c</sub> を 1 として規格化し、かつ遅延回路の全静電容量 C<sub>1</sub> を 28 mF とした。

遅延回路の段数を多くするにしたがって、I<sub>1</sub> は矩形波に近い波形となる。<sup>8)</sup> ここではその段数を 10 段とする。実際のその製作においては、L が小さくなるにしたがい、かつ R<sub>d</sub> が大きくなるにしたがって、製作は容易になる。そのため L が L<sub>1</sub> に比較して小さい場合、L と R<sub>d</sub> をパラメータにした I<sub>1</sub> の時間変化を調べた。一次巻線の巻数 w によって L<sub>1</sub> は変化するが、w が 52 回の場合、L<sub>1</sub> は約 21 mH である。式 (3.14) における L<sub>1</sub> を 21 mH とおき、L をパラメータにした I<sub>1</sub> の時間変化の計算結果を図 3.6 に示す。同図 (a) は R<sub>1</sub> を整合させた場合、(b) は R<sub>1</sub> = 0 とおいた場合の I<sub>1</sub> の時間変化である。この図から I<sub>1</sub> の定電流化が可能であること、L を大きくするにしたがって電流の平坦部が長くなること等が明らかである。

実際に製作した遅延回路の段数は 10 段である。本遅延回路の初段は一次巻線であるから、ソレノイド・コイルを 9 個用意した。公称値 28.8 mF の第二コンデンサ・バンクは、10 分割されている。



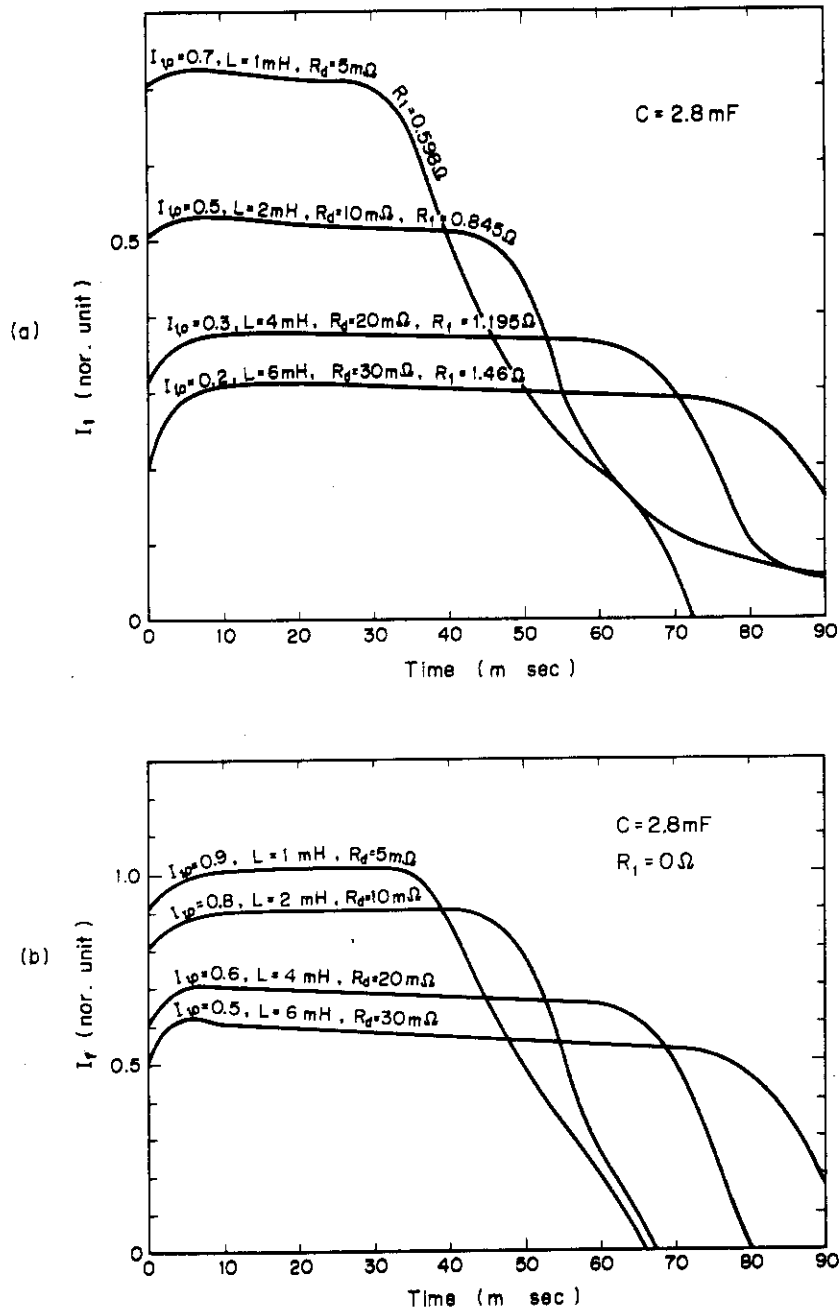


図 3.6 遅延回路のインダクタンス  $L$  をパラメータにした一次電流  $I_1$  の時間変化 (計算値)。(a) 整合抵抗  $R_1 \approx 0$  および (b)  $R_1 = 0$ 。 $L$  を大きくするにしたがって、平坦部の維持時間は長くなることを示す。

その 1 分割あたりの静電容量の測定値は 2.98 mF (平均値) である。 $L$  および  $C$  のバラツキはそれぞれ 2.2% および 4% 以下である。

本遅延回路を JFT-2 装置に用いるに先立ち、ライナを 200℃ で 7 日間ベーキングし、放電洗浄を 3,000 回行った。ライナ内壁が十分きれいになった時点で、本遅延回路を JFT-2 に用いた。

JFT-2装置の一次巻線の巻数 $w$ は、52回、116回および180回である。それらの巻数における1次側換算のインダクタンスはそれぞれ約21 mH、100 mHおよび250 mHである。本遅延回路の特徴は、 $L_1 > L_2 \sim L_n$ にしたことにある。そのため $L_1$ に対する $I_p$ の波形を調べた。図3.7(a)(b)(c)は $w = 52, 116, 180$ 回における一次電圧 $V_1$ 、一次電流 $I_1$ 、1ターン・ループ電圧 $V_L$ およびプラズマ電流 $I_p$ のオシログラム写真を示したものである。ここで $L$ は3.91 mHである。この図から $I_p$ 平坦部の維持時間の実験値 $\tau_{fe}$ は $L_1$ に依存しないこと、 $L_1$ が大きくなるにしたがって $I_1$ の立ち下がりが緩慢となること等が明らかである。

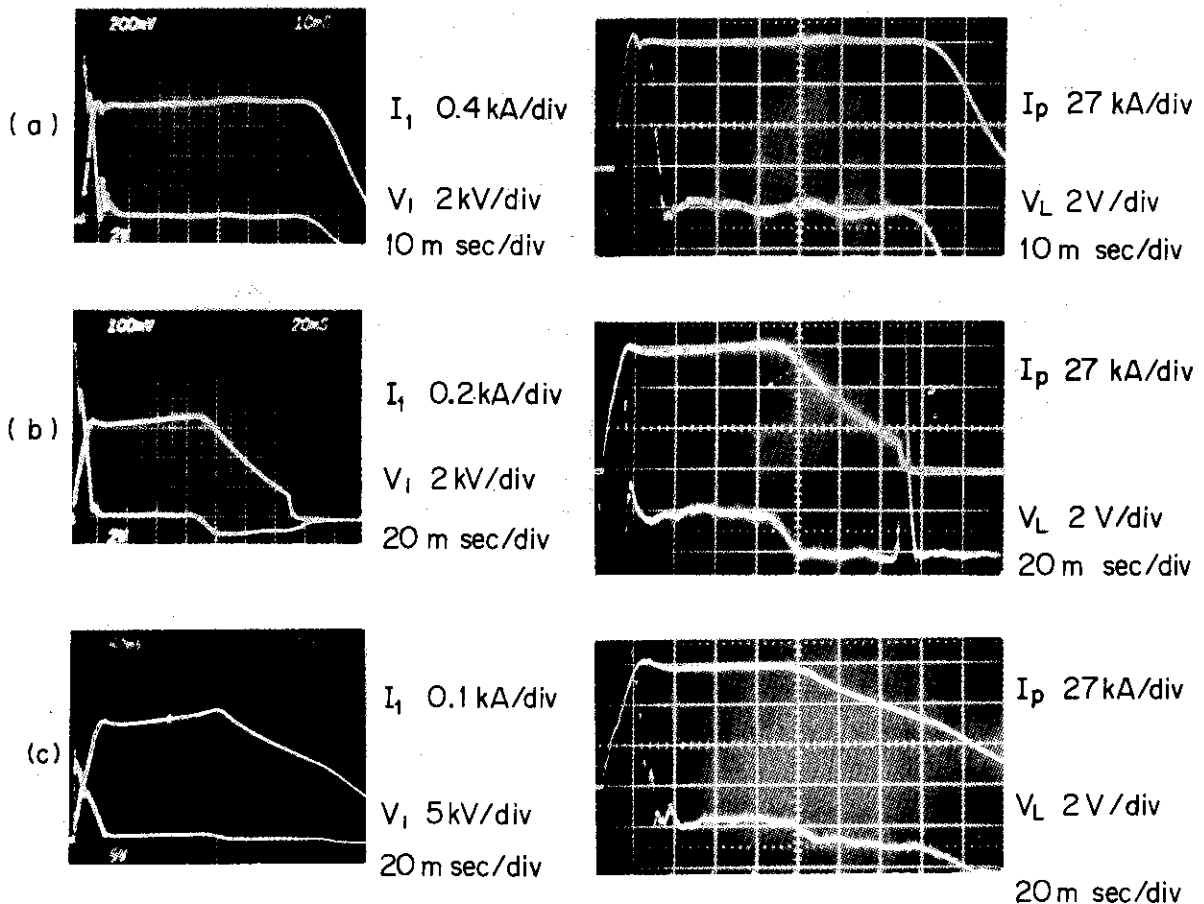


図3.7 一次巻線 $w$ をパラメータにした一次電圧 $V_1$ 一次電流 $I_1$ 、1ターン・ループ電圧 $V_2$ およびプラズマ電流 $I_p$ の時間変化。(a).  $w = 52$ (回), (b).  $w = 116$ (回)および(c).  $w = 180$ 回。電流の平坦部の維持時間は $w$ に依存しないこと、 $w$ が大きくなるにしたがって電流の立ち下がりの緩慢となること等を示す。

図3.8(a), (b), (c)は $L$ を0.917 mH、2.28 mHおよび3.91 mHにした場合における $V_1$ 、 $I_1$ 、 $V_L$ および $I_p$ のオシログラム写真である。この図から $L$ を大きくするにしたがって $\tau_{fe}$ が長くなること、 $\tau_{fe}$ は図3.6に示した計算によって求めた平坦部の維持時間にほぼ等しいこと等が明らかである。

以上の実験結果をまとめると表3.1のとおりである。この表における $\tau_f$ は $L$ と $C$ との測定値

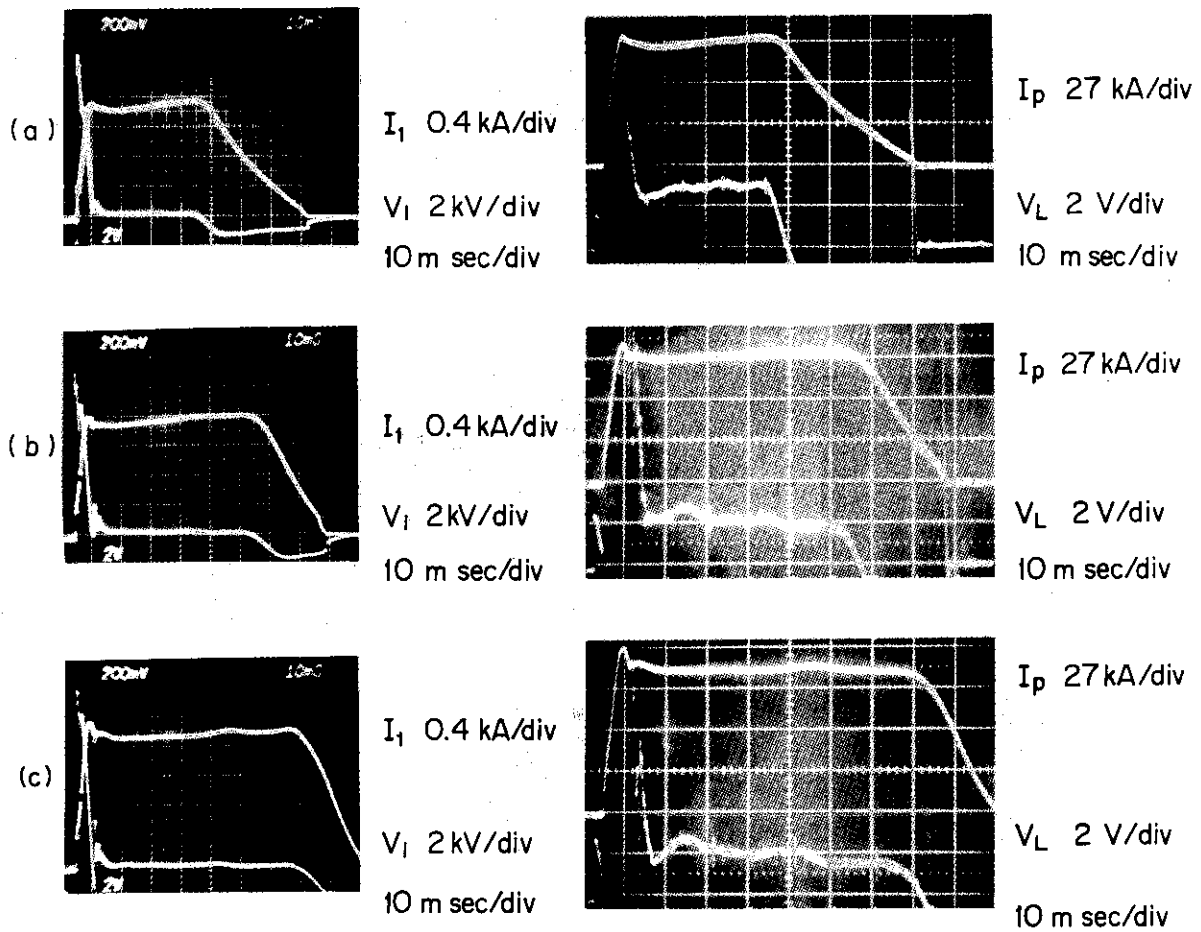


図 3.8 遅延回路のインダクタンス  $L$  をパラメータにした一次電圧  $V_1$  , 一次電流  $I_1$  , 1ターン・ループ電圧  $V_2$  およびプラズマ電流  $I_p$  の時間変化。(a).  $L = 0.917$  (mH) , (b).  $L = 2.28$  (mH) および (c).  $L = 3.91$  (mH) 。  $L$  を大きくするにしたがって、電流の平坦部の維持時間は長くなることを示す。

を式 (3.11) に代入して求めた値である。この表から  $\tau_{fe} \cong \tau_f$  であることが明らかである。以上のことから本回路のような変形した遅延回路においても定電流が得られること、その平坦部の維持時間は通常の遅延回路のそれとほぼ等しいこと等が明らかである。

本定電流回路には能動素子は一切用いられていないため、本装置の長所はきわめて信頼性の高いこと、磁気プローブへの誘導の少ないこと等である。

表 3.1 変流器一次巻線  $w$  および遅延回路のインダクタンス ( $L_2 \sim L_n$ ) に対する電流の平坦部の維持時間  $\tau_f$  および  $\tau_{fe}$ 。ここで  $\tau_f$  と  $\tau_{fe}$  は、それぞれフラット・トップの維持時間の計算値および実験値である。実験値は、計算値にほぼ等しいことを示す。

$L_{2 \sim n}$	$W$ $L_1$	52 Turns	116 Turns	180 Turns
		$\sim 21$ mH	$\sim 100$ mH	$\sim 250$ mH
0.917 mH	$\tau_f$	33.1 msec		
	$\tau_{fe}$	$\sim 40$ m sec		
2.28 mH	$\tau_f$	52.1 m sec		
	$\tau_{fe}$	$\sim 57$ m sec		
3.91 mH	$\tau_f$	68.3 msec		
	$\tau_{fe}$	$\sim 72$ m sec	$\sim 72$ msec	$\sim 72$ m sec

### 3.3 測定手段

本研究の遂行のために、いくつかの測定技術を確立した。すなわち、MHD不安定性を同定するために必要な磁気プローブ群や内部振動測定器の測定技術の確立、放射損失を測定するための蒸着ボロメータの開発、プラズマ壁相互作用を調べるために必要な赤外線カメラの導入等である。本節ではこれらの測定器について述べる。

#### 3.3.1 磁気プローブ群<sup>11)</sup>

1節で述べた特異面はプラズマ内部のどこかに存在するため、プラズマ表面近くの特異面にはそれと同じ周期性を持つMHD不安定性が発生するはずである。この不安定性の特徴はプラズマ外部にポロイダル磁場の振動  $\tilde{B}_\theta$  を伴うことにある<sup>12)</sup> したがってプラズマ外部における  $\tilde{B}_\theta$  の相関測定を行なうことによって、不安定性の同定が可能である。

ポロイダル磁場の振動  $\tilde{B}_\theta$  を測定するための磁気プローブ群は、シェル内側に設けられた。その位置はシェル中心から半径 32.8 cm である。それは  $\theta$ ,  $\phi$  方向に等間隔に設けられており、その個数は  $\theta$  方向に 24 個、 $\phi$  方向に 6 個である。磁気プローブの巻数は 1,000 回であり、その平均半径と巻幅とは、それぞれ 1.3 cm および 1.2 cm である。そのインダクタンスと抵抗とはそれぞれ 8.5 mH および 95  $\Omega$  であり、周波数特性は 20 kHz まで平坦である。

隣り合う磁気プローブ出力の  $\tilde{B}_\theta$  の位相差は、図 3.1 に示した  $\theta$  の一次に比例しないため<sup>13)</sup>  $\theta$  方向に一周したときの  $\tilde{B}_\theta$  の位相差よりモード数  $m$  を求めた。 $\theta$  方向に一周したときの  $\tilde{B}_\theta$  の

位相差を  $\theta_m$  とすれば、モード数は

$$m = \frac{\theta_m}{2\pi} \quad (3.17)$$

である。

一方、 $\phi$  方向に一周したときの  $\tilde{B}_\theta$  の位相差を  $\phi_n$  とすればノード数  $n$  も同様に

$$n = \frac{\phi_n}{2\pi} \quad (3.18)$$

より求められる。

### 3.3.2 内部振動測定器<sup>13)</sup>

プラズマ中心近くにおいても特異面が存在するため、それと同じ周期性を持つMHD不安定性がそこに発生するはずである。この不安定性の特徴はプラズマ中心から放射される軟X線SXに、その振動 $\tilde{S}X$ を伴うことにある<sup>14)</sup>。したがってプラズマ中心から放射される $\tilde{S}X$ の相関測定を行なうことによって、不安定性の同定が可能である。

内部振動を測定するために用いた素子はシリコン・サーフェスバリア型半導体検出器（以下SSDと略す）である。SSDに空間分解能を持つように製作した測定器の構造を図3.9に示す。

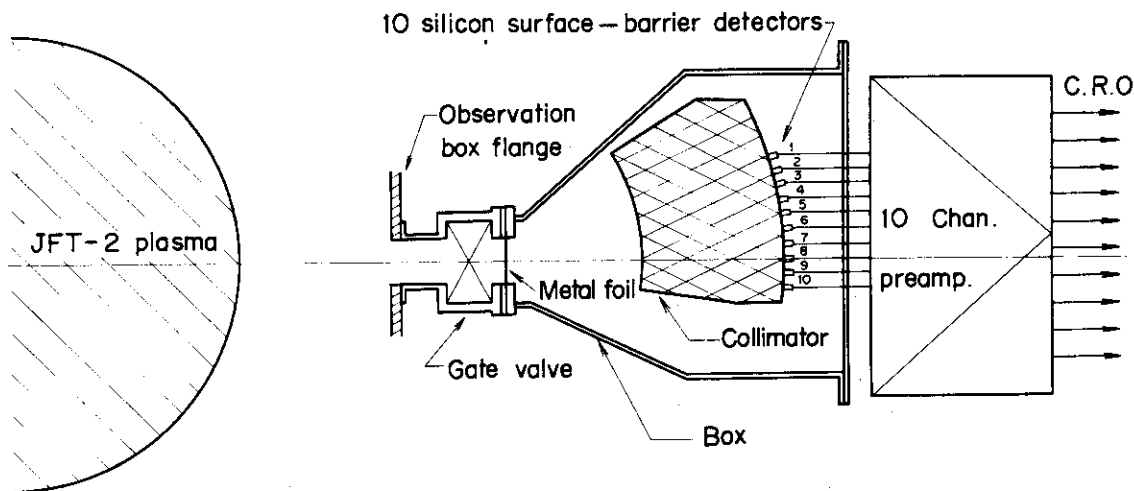


図3.9 JFT-2 に設けた内部振動測定器の断面図。

プラズマ中での空間分解能は  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  である。測定範囲は弦半径  $R_c$  (SSDのプラズマを見込む弦にプラズマ中心から引いた垂線の長さ(図3.10(a)参照))で  $+2 \text{ cm}$  から  $-16 \text{ cm}$  (プラズマ中心から上側が+)であり、その間隔は  $2 \text{ cm}$  おきである。可視光、UV光およびVUV光等をしゅ光するために金属薄膜を用いた。その金属薄膜は、膜の両側の急激な圧力差に耐えられるように透過率90%の金属メッシュで固定されている。

次にSSD出力の  $R_c$  依存性からモードの同定を行なうことを考察する。図3.10(a)に示した座

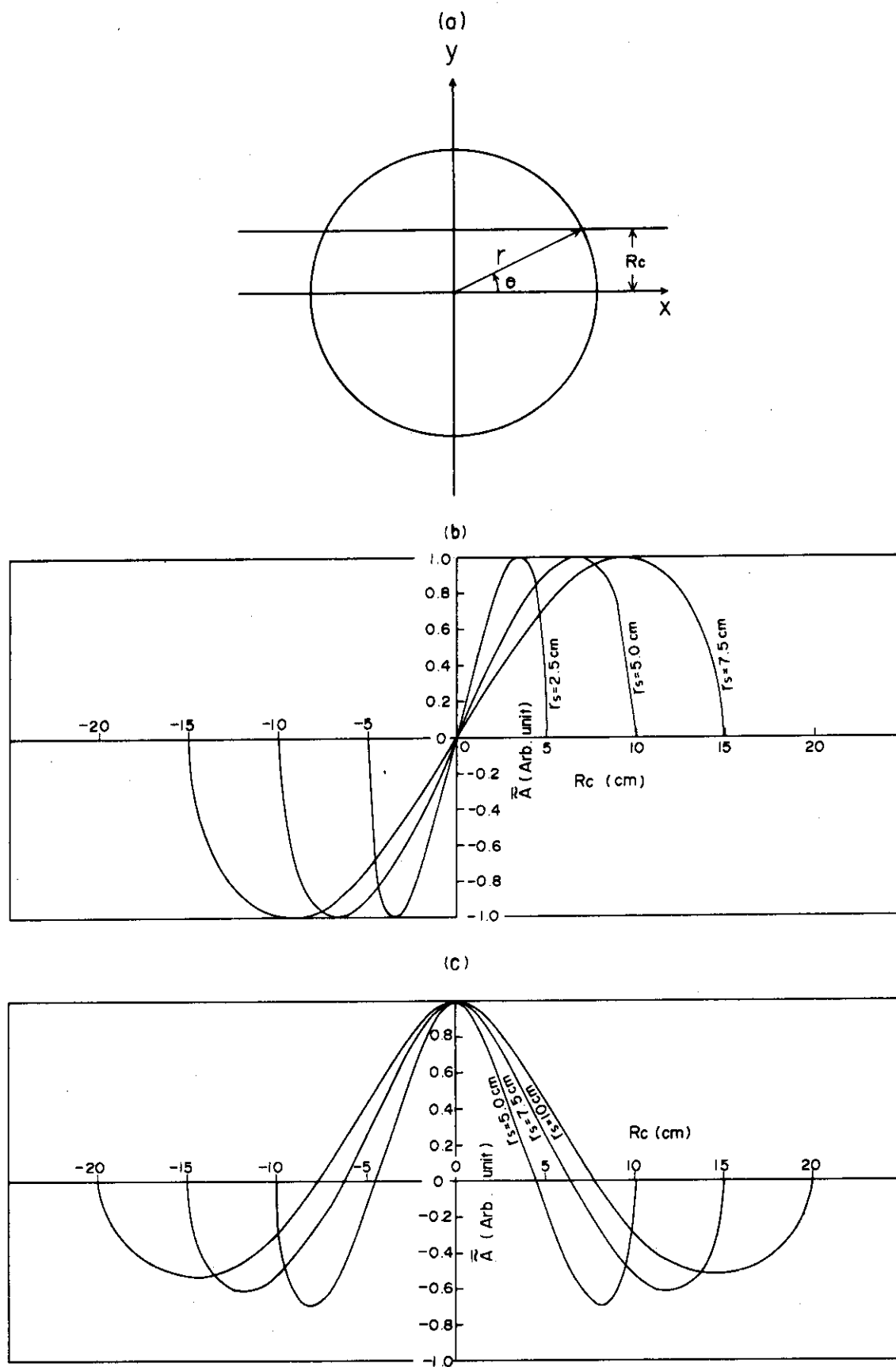


図 3.10 座標系(a).  $m = 1$  に対する弦方向に見込んだ振動の振幅  $\tilde{A}$  の弦半径  $R_c$  依存性(b)および同じく  $m = 2$  に対する  $\tilde{A}$  の  $R_c$  依存性(c). ここで  $r_s$  は特異面の半径を表わす。

標において、 $\widetilde{S}X$  の振幅を

$$\widetilde{A} = A(r) \cos(\omega t + m\theta) dX \quad (3.19)$$

とおくと、プラズマ断面にわたって見込んだ振動  $\widetilde{A}$  は次のように書くことができる。

$$\widetilde{A} = \int_{-L_c}^{L_c} \widetilde{A}(r) \sin m\theta dX \quad (3.20)$$

ここで  $\widetilde{A}(r)$ 、 $m$  を与えることによって  $\widetilde{A}$  を求める。直角座標に変換すれば

$$X = r \cos \theta \quad (3.21)$$

$$Y = r \sin \theta = R_c \quad (3.22)$$

である。式 (3.22) より

$$dY = dr \sin \theta + r \cos \theta d\theta = 0$$

$$dr = - \frac{R_c \cos \theta d\theta}{\sin^2 \theta} \quad (3.23)$$

式 (3.21) より

$$dX = dr \cos \theta - r \sin \theta d\theta = - \frac{R_c}{\sin^2 \theta} d\theta$$

したがって、式 (3.20) は

$$\widetilde{A} = -2R_c \int_{\theta_0}^{\pi/2} \widetilde{A}(r) \sin m\theta \frac{1}{\sin^2 \theta} d\theta \quad (3.24)$$

となる。ここでプラズマ半径を  $a$  とすれば  $\theta_0 = \sin^{-1} R_c/a$  である。

式 (3.24) を解析的に解くことは困難であるため、 $\widetilde{A}$  の  $R_c$  依存性を数値的に求めた。図 3.10(b), (c) は、それぞれ  $m=1$  および  $m=2$  に対する  $\widetilde{A}$  の  $R_c$  依存性を示したものである。ここに振幅の  $r$  依存性を  $\widetilde{A}(r) = \sin \pi r/r_s$  ( $r_s$ : 特異面の半径) と仮定した。この図から  $m$  が偶数ならば  $\widetilde{A}$  は偶関数であり、 $m$  が奇数ならば  $\widetilde{A}$  は奇関数であることが明らかである。 $m \geq 3$  の振動の同定は  $S/N$  比が小さいため困難である。

### 3.3.3 放射損失測定器<sup>15-17)</sup>

プラズマ中の不純物により、プラズマからエネルギーが放射される。この放射損失の量とその半径方向の分布との変化は、電子温度の分布を変えるはずである。その結果電流分布が変化すると考えられる。

放射損失の量とその分布とを測定するため、二種類のボロメータを用いた。一つは焦電素子であり、他方は蒸着膜ボロメータである。以下この二つのボロメータについて述べる。

強誘電体の自発分極は温度により変化する(焦電効果)ため、その変化分を外部回路に流れる電流として取り出すことにより、強誘電体素子の温度変化すなわち強誘電体素子の吸収した熱エ

エネルギーの変化分を測定することが可能である。図 3. 11 は放射損失線強度の弦半径方向の分布を測定するためのものである。この線強度の弦半径分布をアーベル (Abel) 変換することによって、放射損失密度を求めることが可能である。焦電素子の空間分解能と応答時間とは、それぞれ 2cm および 200  $\mu$ sec である。

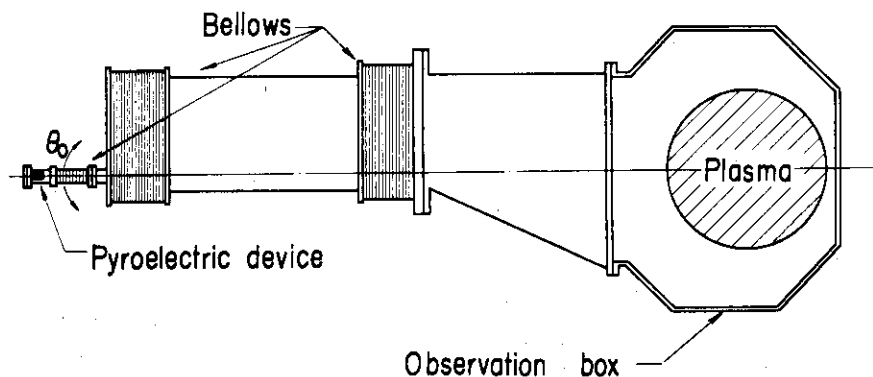


図 3. 11 放射損失の線強度分布を測定するための装置の概略図。  
 $\theta_0$  を変えることによって、空間分布の測定を行なう。

次に蒸着膜を用いたボロメータについて述べる。このボロメータの原理は電気抵抗の変化からボロメータの吸収した熱エネルギーの変化分を測定するものである。この原理に基づいたボロメータはいくつか製作されているが、<sup>18-20)</sup> それらの欠点は応答時間のおそいこと、熱容量のよく分らないこと等である。この欠点を解決するため、ステンレス膜に抵抗体を蒸着したボロメータを開発した。図 3. 12 は蒸着膜ボロメータの概略を示したものである。プラズマからの放射損失パワを熱変換させるための金属膜は直径 2.8 cm、厚さ 50  $\mu$ m のステンレス板である。この金属板に SiO を真空中で蒸着し、その上に抵抗体のニッケル膜を蒸着した。ここで SiO は、ニッケル膜をステンレス板から絶縁させるためのものである。ステンレス板の温度変化すなわち放射損失パワは、ニッケル薄膜の抵抗上昇から求めることが可能である。

ニッケルを蒸着後、常温から 200  $^{\circ}$ C まで数回加熱・冷却をくり返し、ボロメータのエイジング (aging) を行なった。ボロメータに対するそのような熱サイクルの負荷は安定な温度—抵抗値の関係を得るために必要である。図 3. 13 は蒸着膜ボロメータの較正值である。この図から加熱・冷却の両過程において、温度に対するニッケル抵抗値の再現性の良いことが明らかである。

ボロメータのステンレス板の厚さはニッケル膜より十分厚いため、ボロメータの応答時間はステンレス板の温度伝導時間にほぼ等しい値である。応答時間の実測値は約 1 m sec である。一方熱の冷却時定数は約 4 sec であるから、これは測定時間より十分長い時間である。そのためボロメータは断熱である。そのような場合、放射損失パワ  $R_R$  は簡単な熱伝導方程式

$$P_R \propto \rho_b c d dT_b / dt \quad (3.25)$$

より求めることが可能である。ここで  $\rho_b$  と  $c$  はそれぞれステンレス板の密度および比熱であり、 $d$  はその厚さである。なおプラズマから放射される電磁波の波長は短いため、ステンレス表面における熱化係数は 1 である。<sup>21)</sup>



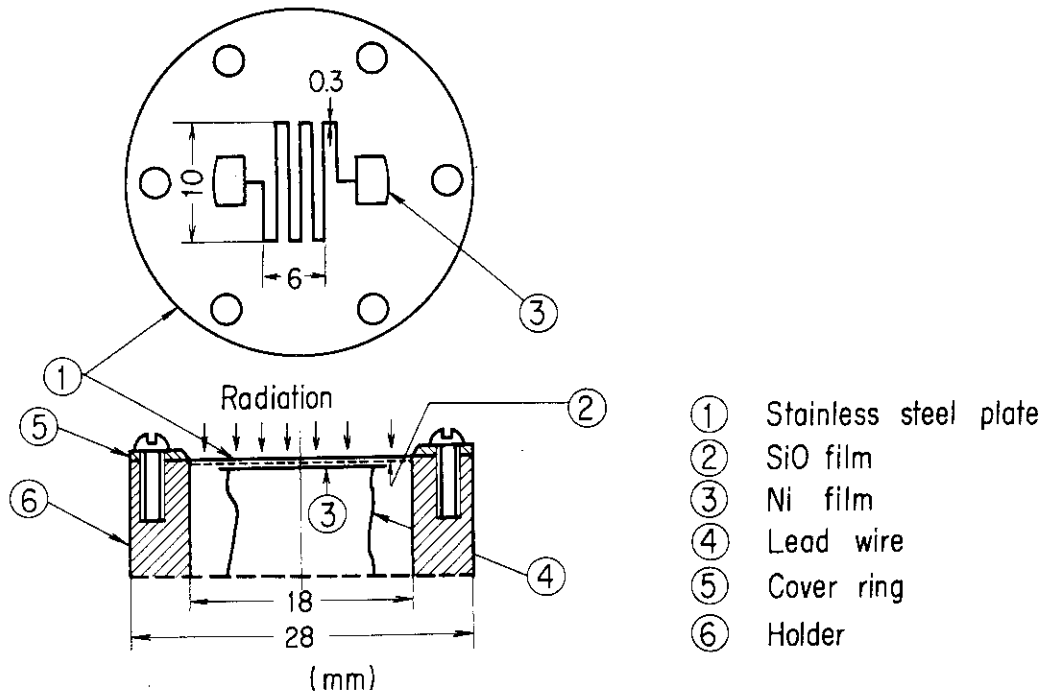


図 3.12 蒸着膜ボロメータの構造。放射損失をステンレス板で熱化させ、ステンレス板の温度上昇を Ni 蒸着膜の抵抗変化から測定することにより、放射損失パワを求める。

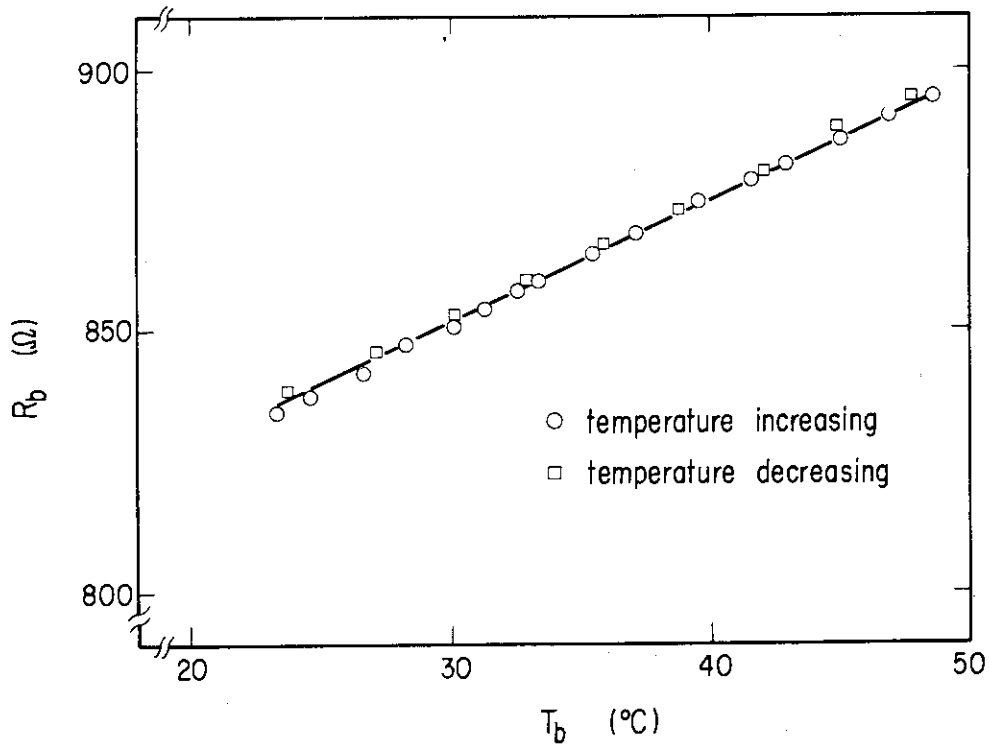


図 3.13 ボロメータの温度  $T_b$  に対するニッケル蒸着膜の抵抗値  $R_b$  依存性。温度に対する抵抗値の再現性の良いことを示す。

図 3.14 は測定のためのブロック図を示したものである。式 (3.25) の  $dT_b/dt$  を精度よく測定するために、ボロメータ出力の微分を電氣的に行なった。

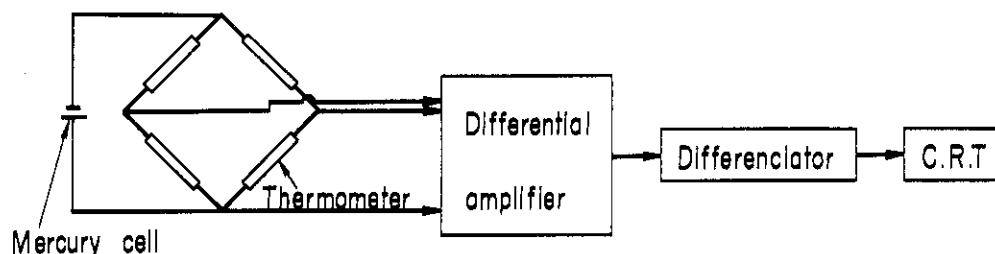


図 3.14 蒸着膜ボロメータによる放射損失測定回路図。

ボロメータ出力を微分し、放射損失パワを求める。

### 3.3.4 赤外線カメラ<sup>22)</sup>

プラズマと壁との相互作用を調べるために、赤外線カメラを用いてリミタの表面温度を測定した。この赤外線カメラは、対象物から放射される赤外線強度の測定からその表面温度を求めるためのものである。赤外線カメラは工学や医学面で広く用いられている。そのため、それを JFT-2 に導入し、測定技術を確立した。図 3.15 は赤外線カメラを適用した実験装置の断面を示したものである。測定窓には赤外線に対して透過率の良いサファイアを用いた。図に示した X 方向におけるリミタの表面温度の分布は  $\theta_0$  を変えることによって求めた。赤外線カメラの較正方法は、リミタに設けたサーモカップル (thermocouple) によるものである。

赤外線カメラの応答時間とリミタ表面上での空間分解能とは、それぞれ  $625 \mu\text{sec}$  および  $3 \text{mm}^2$  である。この応答時間は、従来用いられているサーモカップルのそれより約 1 桁以上短い値である。

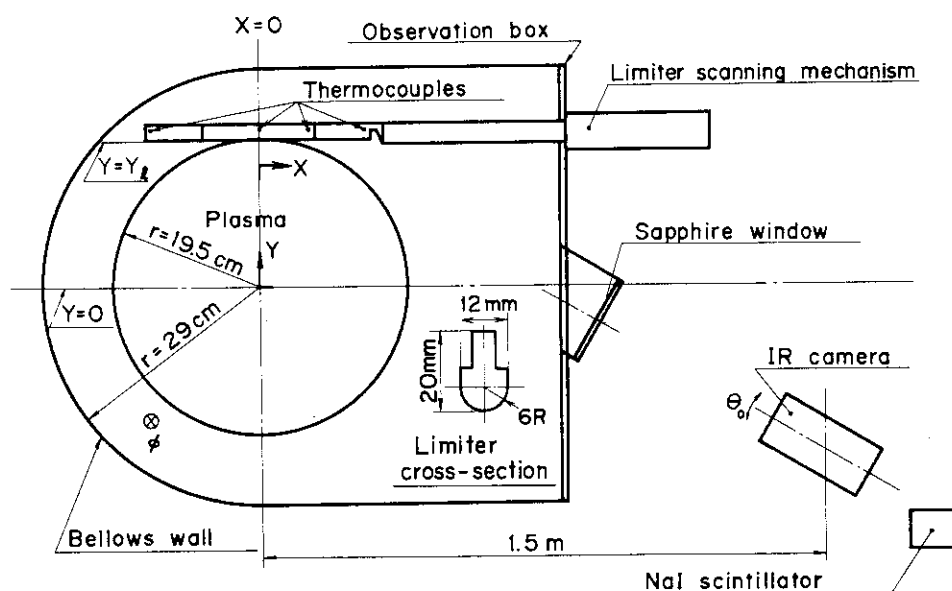


図 3.15 リミタの表面温度を測定するための装置の概略図。

リミタ表面から放射される赤外線強度を赤外線カメラを用いて測定することから、リミタ表面温度を求める。

### 3.4 実験方法

本実験においては、長時間のベーキングおよび放電洗浄、さらに必要に応じてTi 蒸着等を行なうことによって、ライナ内壁の洗浄を十分に行なった。しかる後、プラズマを生成した。

図 3.16 は放電のタイム・シーケンス (time sequence) を示したものである。最初に直流型垂直磁場コイルとトロイダルコイルに通電する。トロイダルコイル通電開始 2.82 sec 後、作動ガスを流入し、2.853 sec 後パルス型垂直磁場コイルに通電する。パルス型垂直磁場の最大の時点で、高電圧コンデンサ・バンクを放電することによって作動ガスの電離とプラズマ電流の立ち上げを行なう。続いて第一コンデンサ・バンクの放電によって電流をより立ち上げ、さらに第二コンデンサ・バンクの放電によってプラズマ電流の保持とジュール加熱とを行なう。そしてプラズマ生成後のプラズマ柱のシェル中心からのずれを、シェル内側に設けた上下、内外の対になった磁気プローブの出力から求め、<sup>23)</sup> 次の放電においてプラズマ柱のずれがシェル中心から 2 cm 以内になるように垂直磁場を調節した。

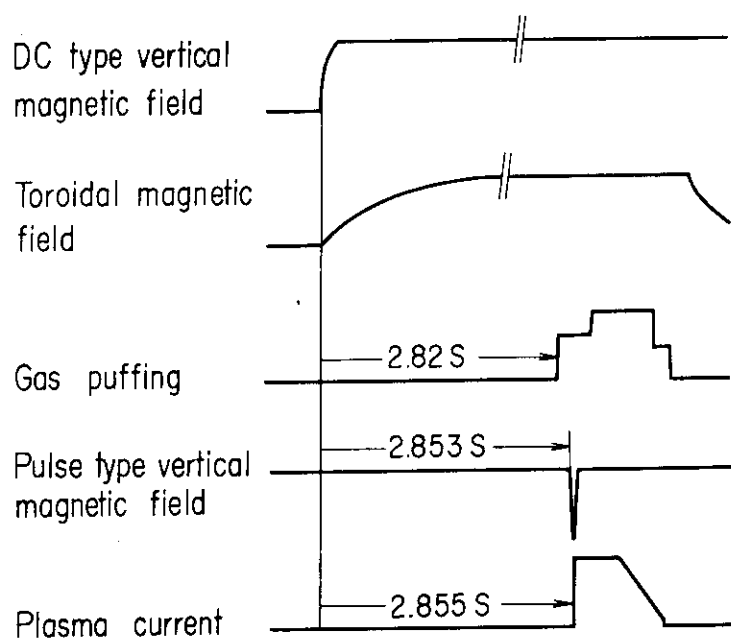


図 3.16 放電のタイム・シーケンス

本研究における放電様式は次の二種類である。すなわち、それは

- 1) プラズマ電流を時間的に一定に保ち、ガス注入量を変えることによって密度を増減させた放電
- 2) プラズマ電流を大きくすることによって、安全係数を低減させた放電

である。

実際の測定においては可能な限り同時測定を行ない、かつ再現性のよいプラズマの生成を行なった。

## 参考文献

- 1) 宮本健郎：核融合のためのプラズマ物理（岩波書店，東京，1976）p. 202.
- 2) A.I. Morosov and L.S. Solovév : *Reviews of Plasma Physics*, ed. M.A. Leontovich (Consultant Bureau, New York, 1966) vol. II, p.17.
- 3) J.A. Wesson : *Nucl. Fusion* 18 (1978) 87.
- 4) V.D. Shafranov : *Zh. Tekh. Fiz.* 40 (1970) 241.  
translation : *Sov. Phys.-Tech. Phys.* 15 (1970) 175.
- 5) H.P. Furth, P.H. Rutherford and H. Selberg : *Phys. Fluids* 16 (1973) 1054.
- 6) M.N. Rosenbluth : *Phys. Fluids* 16 (1973) 1894.
- 7) P.H. Rutherford : *Phys. Fluids* 16 (1973) 1903.
- 8) 前野勝樹, 松崎 誼, 藤沢 登：日本原子力研究所研究報告書 JAERI-M 6762 (1976).
- 9) N.M. Turitzin and H.M. Chandler Jr. : *Princeton Plasma Physics Laboratory Report Matt-837* (1971).
- 10) R.W. Callis, H.J. Varga and J.C. Wesley : *Proc. 6th Smp. Engineering Problems of Fusion Research, San Diego, 1975* (IEEE, New York, 1977) p.458.
- 11) 前野勝樹, 的場 徹, 藤沢 登, 伊藤智之：日本原子力研究所研究報告書 JAERI-M 5204 (1973).
- 12) S.V. Mirnov : *Princeton Plasma Physics Laboratory Report Matt-trans 87* (1969).
- 13) 前野勝樹, 片桐正樹, 鈴木紀男, 藤沢 登：日本原子力研究所研究報告書 JAERI-M 7431 (1977).
- 14) S. von Goeler, W. Stodick and N. Sauthoff : *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974) 1201.
- 15) 佐藤 忠, 平山俊雄, 前野勝樹, 藤沢 登：日本原子力研究所研究報告書 JAERI-M 6577 (1976).
- 16) H. Kawamura, M. Seki and M. Maeno : *J. Nucl. Sci. & Technol.* 16 (1979) 847.
- 17) M. Maeno and M. Katagiri : *Jpn. J. Appl. Phys.* 19 (1980) 1431.
- 18) L.L. Gorelik : *Zh. Tekh. Fiz.* 34 (1964) 496.  
translation : *Sov. Phys.-Tech. Phys.* 9 (1964) 386.
- 19) L.L. Gorelik and V.V. Sinitsyn : *Zh. Tekh. Fiz.* 34 (1964) 505.  
translation : *Sov. Phys.-Tech. Phys.* 9 (1964) 393.
- 20) H. Hsuan, K. Bol and R.A. Ellis : *Nucl. Fusion* 15 (1975) 657.
- 21) G.B. Sabin : *Phys. Rev.* 55 (1939) 1064.
- 22) M. Maeno, H. Kawamura, Y. Gomay, N. Fujisawa, N. Suzuki, S. Konoshima,

- T. Yamamoto, T. Hirayama, M. Shimada and K. Uehara : Jpn. J. Appl. Phys. 18 (1979) 1549.
- 23) S.V. Mirnov : At. Energ. 17 (1964) 209.  
translation : Sov. At. Energ. 17 (1964) 929.

## 4. プラズマ密度増大化および安全係数低減化のための放電に伴うMHD不安定性

### 4.1 序 言

プラズマ密度の増大化は、1.4節で述べたように、重要な課題の一つである。そのためいろいろなトカマク装置において、密度の増大化の試みが行なわれた。<sup>1-6)</sup> この密度の増大化は、ガス入射によって通常行なわれている。その結果、密度の制御がかなり広範囲にわたって可能であることが明らかにされた。さらに制御されたガス入射によって、重要なプラズマ・パラメータを改良することが可能である。すなわちそれは $\beta_p$ の上昇、閉じ込め時間 $\tau$ の増大、実効的電荷 $Z_{\text{eff}}$ の軽減等である。<sup>2,4,7)</sup> しかし到達しうるプラズマ密度 $\bar{n}_{\text{ecr}}$ を決める要因は、5章で述べるような破壊性不安定性である。そしてトカマクにおいて得られる $\bar{n}_{\text{ecr}}$ と装置パラメータとの間には、次に示す関係式の成り立つことが経験的に明らかにされた。<sup>8)</sup>

$$\bar{n}_{\text{ecr}} = K_w \frac{B_\phi}{R} \quad (4.1)$$

ここで $B_\phi$ と $R$ とはそれぞれトロイダル磁場およびプラズマの大半径であり、 $K_w$ はライナ内壁の状態などによって決まる比例係数である。密度増大化の放電における低周波振動の問題は、破壊性不安定性に関連して重要である。

安全係数の低減化も重要な課題の一つであるため、いろいろなトカマク装置においてその試みが行なわれた。<sup>9-13)</sup> この放電においても、その限界を決める要因は、破壊性不安定性である。この場合においても低周波振動が破壊性不安定性に関連して重要である。

しかしながら、密度増大化および安全係数低減化の放電における詳細な検討は行なわれていないようである。

本章の目的の第一は、プラズマ密度の増大および減少の位相における低周波振動のモード数の変化を明らかにすることにある。すなわち、密度の増大減少時の電流分布を検討し、さらに放射損失と低周波振動との関連を論ずることにある。目的の第二は、安全係数の低減化と放射損失の軽減化との関連を調べることにある。

本章では密度増大化および安全係数低減化の放電における振動の低モードへの移行には、放射損失によるプラズマ周囲の冷却が重要な役割を果たしていることを明らかにした。さらに放射損失を軽減化するにしたがって、プラズマ密度増大化および安全係数低減化の放電が可能であることを明らかにした。そして放射損失を軽減化するにしたがって、MHD不安定性はティアリング・モードからキンク・モードに変わること、このキンク・モードの安定にはシェルによる安定化が重要であること等を明らかにした。

以下、2節では密度の増大減少の位相におけるモード数の変化と放射損失との関係について述べる。3節では放射損失を軽減させるにしたがって、安全係数の低減化が可能であることを述べる。4節では検討結果について述べ、5節では本章で得られた結論についてまとめる。

## 4.2 プラズマ密度増大化の放電における MHD 不安定性

ベータ・ポロイダル値  $\beta_p$  を上昇させるためにプラズマ密度を増大させる場合、振動のより低いモード数への移行が重要な問題である。本実験においてはプラズマ密度の増大化を目的として、プレ・プログラムした高速動作弁を用いて作動ガスを注入および中断をすることによって、プラズマ密度増大化および減少化の放電を行なった。そしてプラズマ密度の増大・減少の位相におけるモード数の遷移と放射損失との関連を明らかにした。

表 4.1 は実験条件をまとめて示したものである。トロイダル磁場  $B_\phi = 1.2 \text{ Wb/m}^2$ 、プラズマ電流  $I_p = 107 \text{ kA}$  および  $B_\phi = 1.8 \text{ Wb/m}^2$ 、 $I_p = 160 \text{ kA}$  の二つの場合について実験を行なった。プラズマ表面における安全係数  $q_a$  はすべて 4 である。放電中  $q_a$  を一定にするため、プラズマ電流を一定にして実験を行なった。ケース A, B の平均電子密度  $\bar{n}_e$  の最大値  $\bar{n}_{e \max}$  は比較的低い値 ( $\sim 1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) であり、ケース C, D の  $\bar{n}_{e \max}$  は破壊性不安定性の発生する電子密度  $\bar{n}_{\text{ecr}}$  ( $4.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) にほぼ等しい値である。

表 4.1 各ケースにおける実験条件。プラズマ表面における安全係数  $q_a$  は各ケースともほぼ 4 である。

	Case A	Case B	Case C	Case D
Toroidal field $B_\phi$ (k G)	12	18	18	18
Plasma current $I_p$ (k A)	107	160	160	160
Maximum mean line of sight density ( $\text{cm}^{-3}$ )	$1.65 \times 10^{13}$	$1.4 \times 10^{13}$	$4 \times 10^{13}$	$4.2 \times 10^{13}$

最初に代表的なプラズマパラメータについて、測定結果を上記の実験条件によって 4 種類に分類して述べる。図 4.1 はそれらの代表的な放電特性のオシログラム写真を示したものである。ここで  $\tilde{B}_\theta$  はポロイダル磁場の振動  $\tilde{B}_\theta$  の微分波形、 $I_p$  はプラズマ電流、 $V_L$  は 1 ターン・ループ電圧、HX は硬 X 線による NaI シンチレータ出力である。ケース A と B とにおいては  $I_p$ 、 $B_\phi$  は異なる値であり、 $\bar{n}_{e \max}$  がほぼ等しい値である。4 ケースとも  $V_L$  は約 2 V である。ケース A, B の放電後半において硬 X 線の多くなる原因は、低い電子密度 ( $\sim 4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) のためである。図 4.2 (a)(b)(c) はケース A, B, C における  $\bar{n}_e$  と、軟 X 線スペクトロメータを用いて測定したプラズマ中心の電子温度  $T_{e0}$  との時間変化を示したものである。図 4.2 (d) はケース D における  $\bar{n}_e$  の時間変化を示したものである。この図から  $\bar{n}_e = (0.6 \sim 4) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  の範囲で、プラズマ中心の電子温度  $T_{e0}$  は  $\bar{n}_e$  に強く依存しないことが明らかである。図に示した矢印は高速動作弁によるガス入射を中断した時刻である。図 4.3 は各ケースにおけるポロイダル磁場の振動  $\tilde{B}_\theta$  および SSD 出力、SX の時間変化を示したものである。ここで  $R_0$  はプラズマを見込む弦半径 (SSD のプラズマを見込む弦にプラズマ中心から引いた垂線の長さ) である。図 4.2 (a)(b)、図 4.3 (a)(b) からガス注入による  $\bar{n}_e$  の増加の位相において SSD 出力にその振動  $\tilde{S}X$  が現われていないこと、ガス注入を中断した  $\bar{n}_e$  の減少の位相で  $\tilde{S}X$  が発生していることが明らかである。図 4.3 (c) からケース C においては、 $\bar{n}_{\text{ecr}}$  に近い領域で  $\tilde{S}X$  が発生していること、そして図

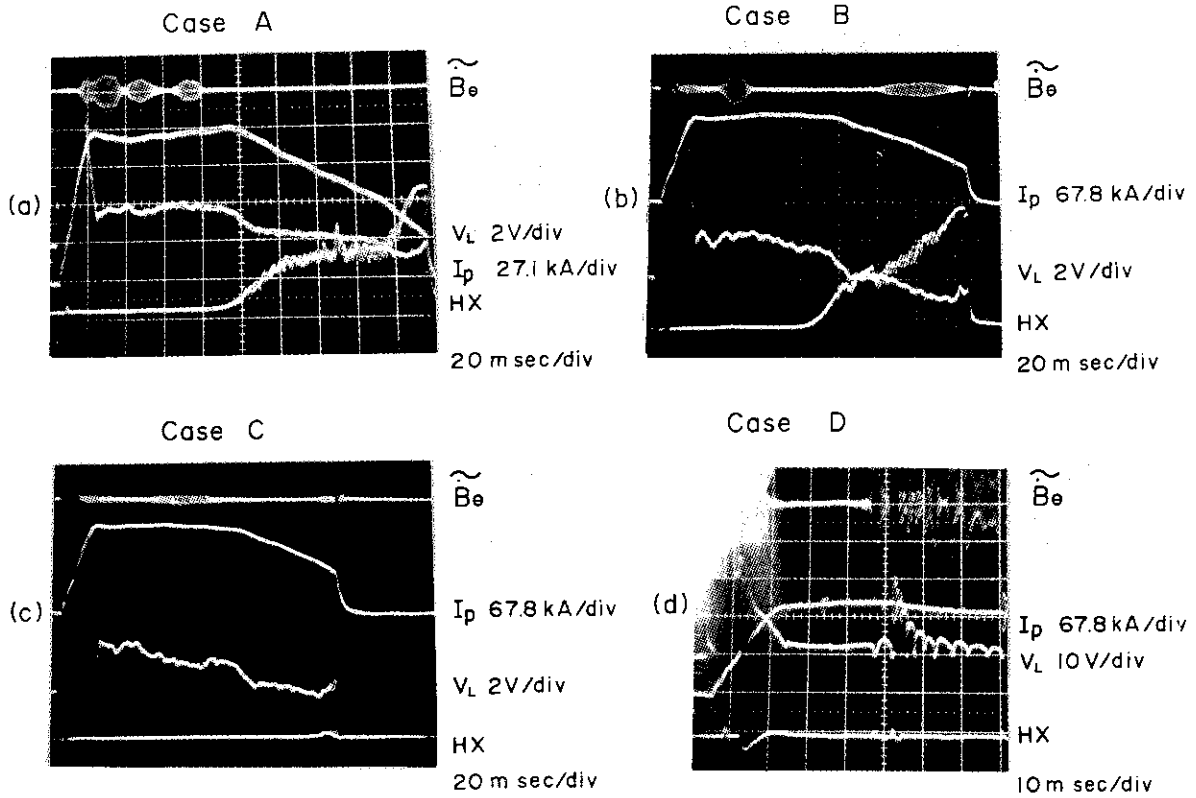


図 4.1 各ケースにおける代表的放電特性。ここで、 $\tilde{B}_\theta$  はポロイダル磁場の振動、 $V_L$  は 1 ターン・ループ電圧、 $I_p$  はプラズマ電流、 $HX$  はリミタから放射される硬 X 線である。

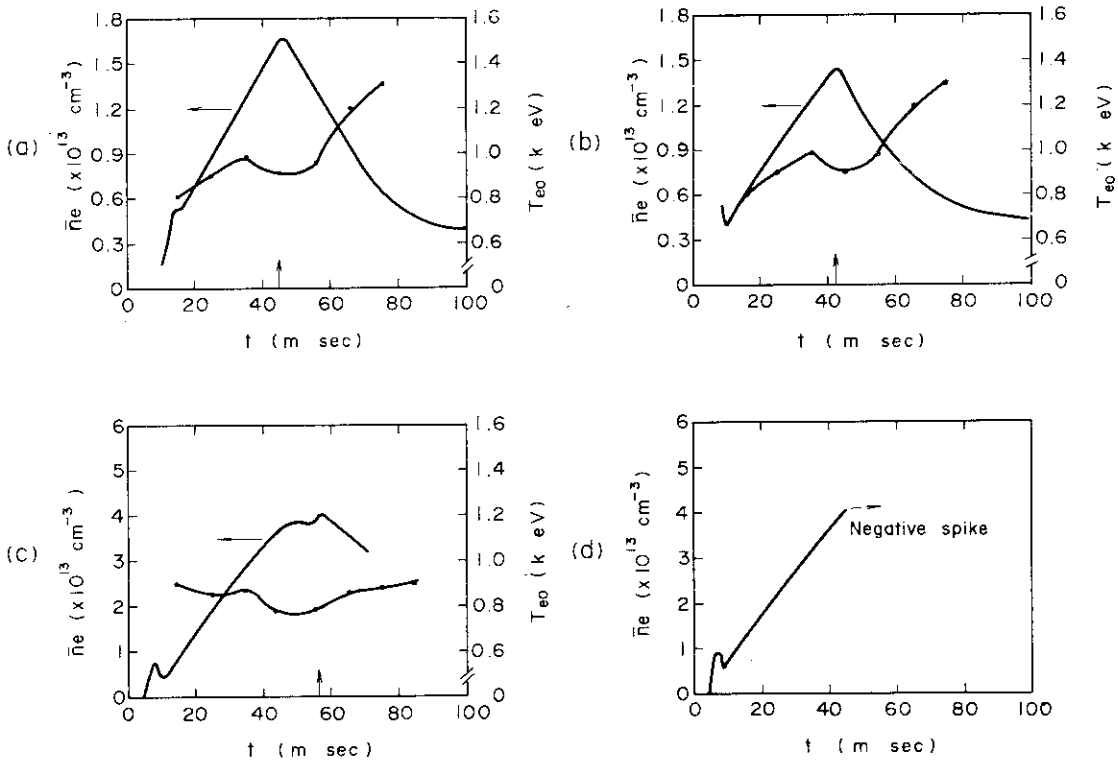


図 4.2 各ケースにおける平均電子密度  $\bar{n}_e$  およびプラズマ中心の電子温度  $T_{e0}$  の時間変化。矢印は作動ガスの入射を停止した時刻を示す。



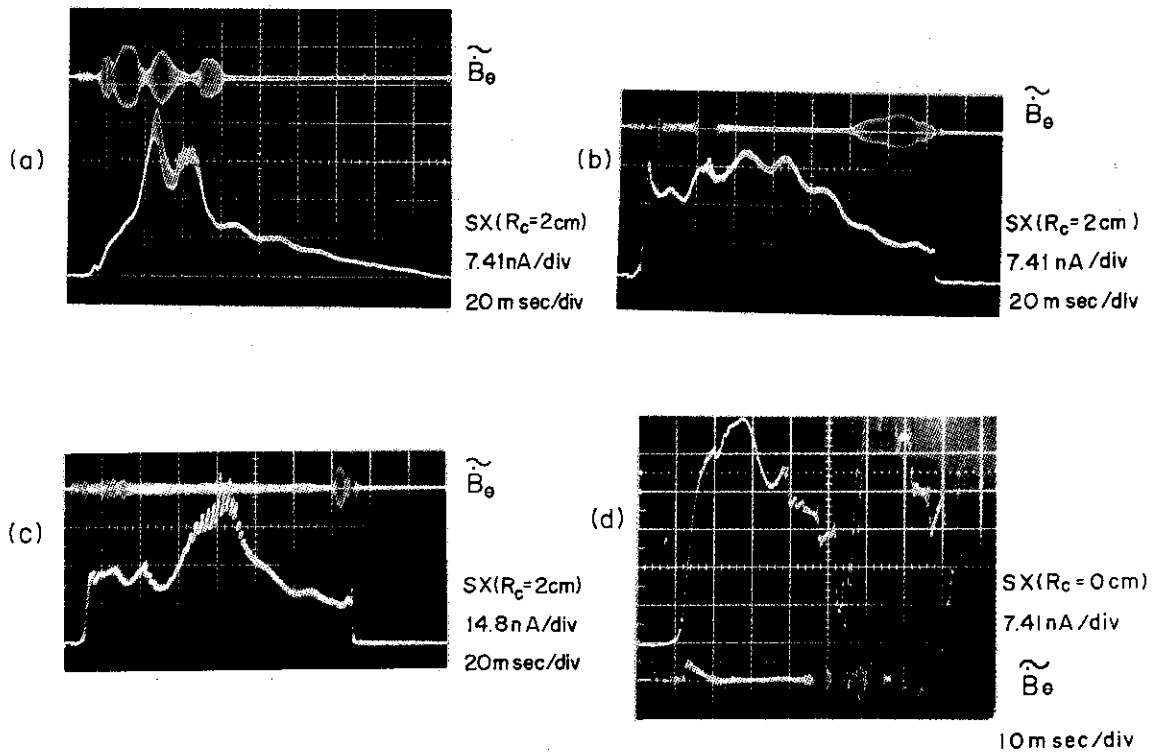


図 4.3 各ケースにおける振動の時間変化。ここで、 $\tilde{B}_\theta$  はポロイダル磁場の振動、 $SX$  はプラズマから放射される軟 X 線による信号である。

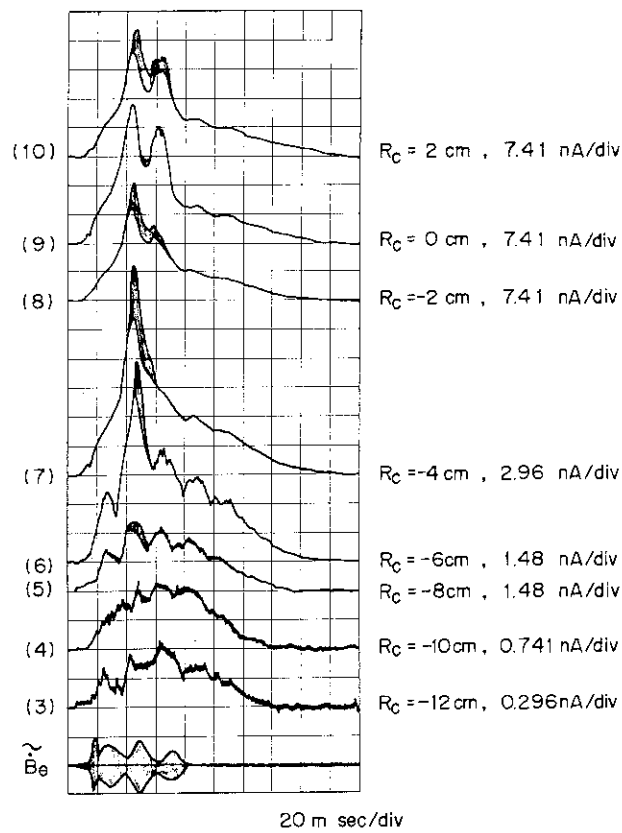


図 4.4 プラズマから放射される軟 X 線の信号  $SX$  の弦半径  $R_c$  依存性。図の下端に示した  $\tilde{B}_\theta$  はポロイダル磁場の振動である。

4.1(d), 図4.2(d)から水素ガスの注入による $\bar{n}_e$ 増加の限界点で破壊性不安定性の発生すること等が明らかである。

次に振動を詳しく調べる。図4.4はケースAにおけるSSD出力の時間変化のオシログラム写真を示したものである。No.10からNo.3までの波形は、異なる弦半径 $R_c$ に対して示したものである。同図の下部はトロイダル磁場の振動 $\tilde{B}_\theta$ を示したものである。この図から $R_c = 2 \sim 8$  cmにわたって、 $t = 42 \sim 62$  msec で内部振動の発生していることが明らかである。図4.5(a)(b)は磁気プローブおよびSSDを用いて測定した、トロイダル磁場の振動 $\tilde{B}_\theta$ の位相差の $\theta$ 方向分布および軟X線の振動 $\tilde{S}X$ の $R_c$ 依存性を示したものである。測定時刻は20~60 msecであり、その時間間隔は10 msecである。 $t = 20, 30$  および  $40$  msecにおける $\tilde{B}_\theta$ の位相変化から求めたモード数 $m$ は4および2である。一方、同時刻における $\tilde{S}X$ の $R_c$ 依存性から求めた $m$ は2である(3.3節および文献5)参照)。 $t = 50, 60$  msecにおいて、 $\tilde{B}_\theta$ より求めた $m$ は2である。同時刻において $\tilde{S}X$ から求めた $m$ は1であり、それらの発生している半径 $r$ は2~3 cmである(3.3節および文献5)参照)。ここでトロイダル方向のモード数 $n$ はすべて1である。これらのことから作動ガスの注入による密度増大化の位相において $m = 1$ の振動は発生しないこと、作動ガスの入射を中断した密度減少化の位相において $m = 1$ の振動の成長することが明らかである。磁気プローブおよびSSDから求めたモード数 $m$ が異なることは、以前の実験で得られた結果<sup>15)</sup>と同様に、プラズマ内に異なった振動が混在していることを示すものである。なお、 $m = 2, m = 1$ の異なるモード間の $\tilde{B}_\theta$ と $\tilde{S}X$ とにおける周波数は同一である(図4.6)。

以上述べた現象は、実験条件を変えても同じ傾向にある。図4.7はケースBにおける $\tilde{S}X$ の $R_c$ 依存性を示したものである。 $\bar{n}_e$ の増加する位相における $t = 40$  msecの $m$ は2であり、 $\bar{n}_e$ の減少過程における $t = 44 \sim 50$  msecのそれは1である。この時 $\tilde{B}_\theta$ より求めた $m$ は2である。 $t > 50$  msecでは内部破壊性不安定性<sup>16)</sup>の発生していることが図4.3から明らかである。

ガス入射量をさらに多くしたケースCにおいては、 $t = 40 \sim 100$  msecで内部破壊性不安定性の発生していることが図4.8から明らかである。このとき電子密度の最大値 $\bar{n}_{e, \max}$ は到達できる密度の限界 $\bar{n}_{e, \text{cr}}$ にはほぼ等しい値である。 $t > 45$  msecにおいては、小さな内部破壊性不安定性の発生していることが図4.3から明らかである。ガス入射中断後の $t > 60$  msecにおいては、内部破壊性不安定性の振巾は大きくなることが明らかである。図4.9は $t = 80$  msecにおける内部破壊性不安定性の拡大したオシログラム写真を示したものである。この図からプラズマ中心と外側との振動の位相差は $180^\circ$ であることが明らかである。ここで振巾の0に相当する半径が、 $q(r) = 1$ になる半径に等しい値である。<sup>16)</sup>この内部破壊性不安定性は、トロイダル方向に同相( $n = 0$ )である。なお、これらの時刻において $\tilde{B}_\theta$ から求めた $m$ は2である。

ガス入射量をさらに多くすることによって電子密度をより増加させた場合においては、密度の限界点 $\bar{n}_{e, \text{cr}}$ で破壊性不安定性の発生することが図4.2(d)から明らかである。この破壊性不安定性の発生する約2 msec前において、 $\tilde{S}X$ と $\tilde{B}_\theta$ は共に大きくなることが図4.3(d)から明らかである。このときSSDおよび磁気プローブ出力の相関測定から求めたモード数は、 $m = 2$ および $m = 1$ である。

以上、プラズマ中へのガス入射およびその中断による $\bar{n}_e$ の増加、減少の過程における振動のモード数について、 $\bar{n}_e$ の減少の過程で低モードに遷移することを明らかにした。そして密度を

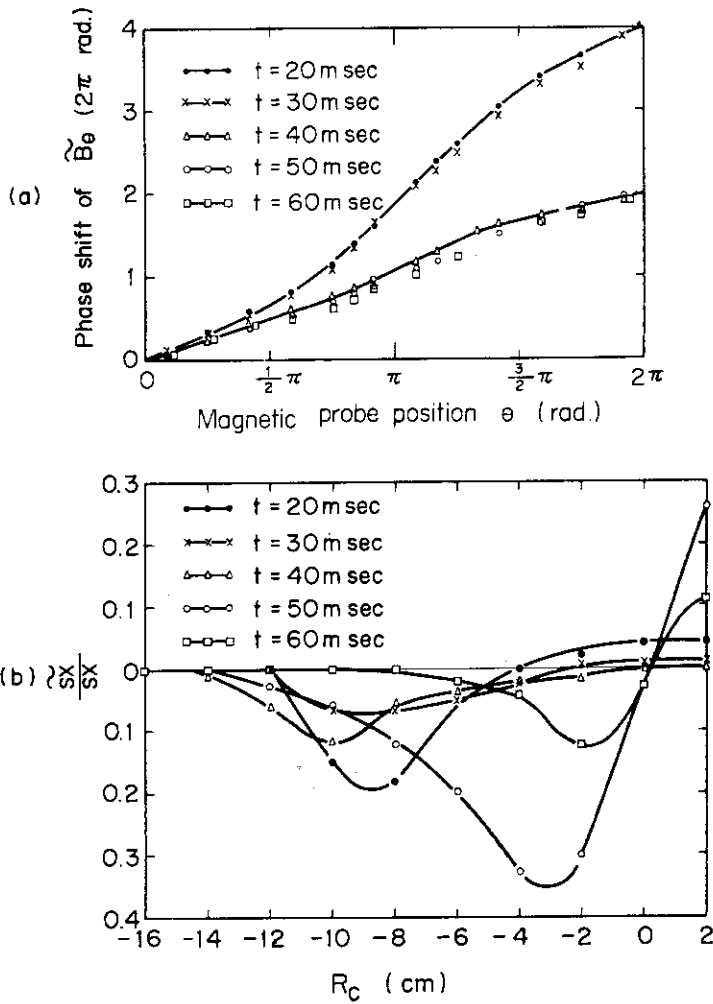


図 4.5 ポロイダル磁場の振動  $\tilde{B}_\theta$  における位相の位置  $\theta$  依存性(a)。隣り合う磁気プローブの  $\tilde{B}_\theta$  の位相差をポロイダル方向の磁気プローブの位置  $\theta$  に対してプロットしたもの。および軟 X 線の振動成分  $\tilde{SX}$  の弦半径  $R_c$  依存性(b)。

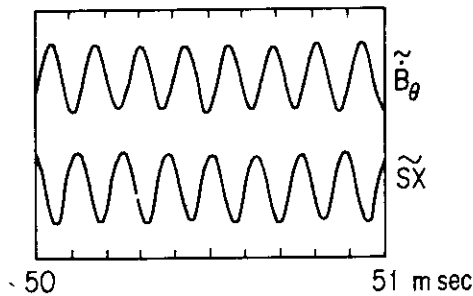


図 4.6 Case A におけるポロイダル磁場の振動  $\tilde{B}_\theta$  およびプラズマからの軟 X 線の振動  $\tilde{SX}$  の拡大図。掃引時間は  $100 \mu\text{sec}/\text{div}$  である。 $\tilde{B}_\theta$  および  $\tilde{SX}$  の相関測定から求めたモード数は、それぞれ  $m = 2$  および  $m = 1$  である。 $\tilde{B}_\theta$  と  $\tilde{SX}$  との位相差は固定している。この位相関係は異なる放電に対しても同一である。

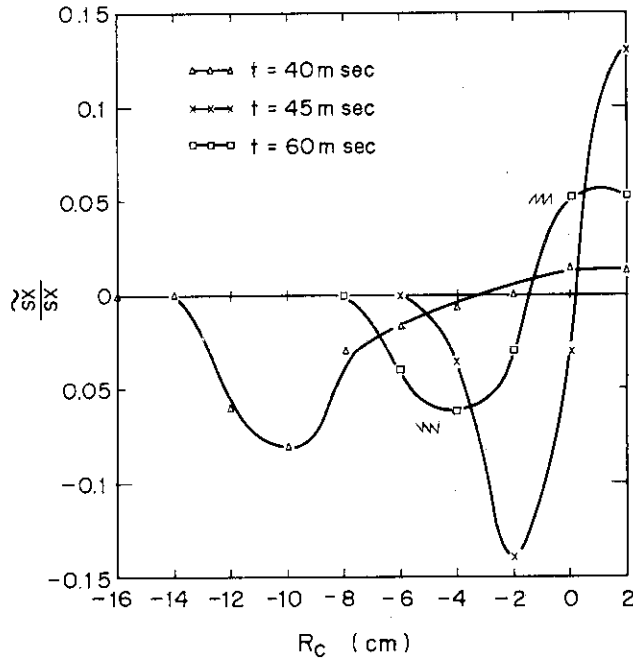


図 4.7 Case B に対する時刻  $t = 40, 45, 60$  m sec における軟 X 線振動成分の弦半径  $R_c$  依存性。 $t = 60$  m sec における曲線に示した鋸歯状波は、内部破壊性不安定による軟 X 線の振動を示す。

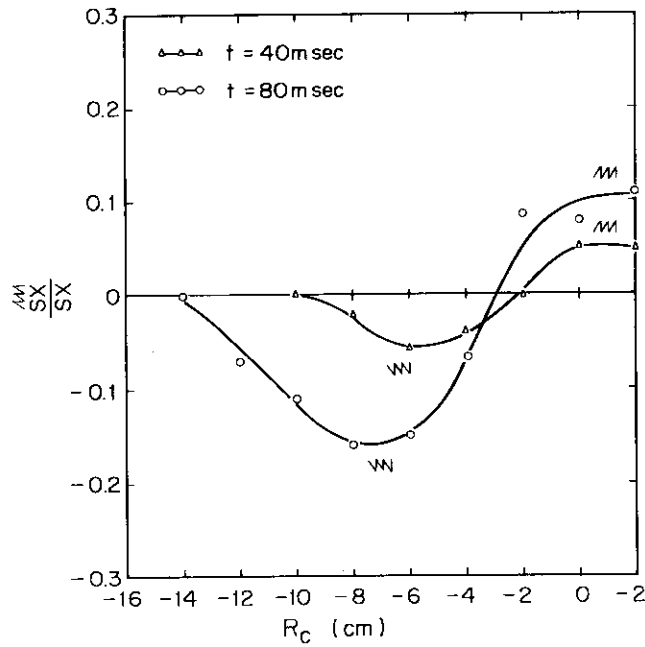


図 4.8 Case C の時刻  $t = 40$  m sec および  $80$  m sec における  $\widetilde{SX}/SX$  の弦半径  $R_c$  依存性。ここに  $SX$  は軟 X 線の信号であり、 $\widetilde{SX}$  は内部破壊性不安定の発生に伴う  $SX$  の振動成分（鋸歯状波）である。

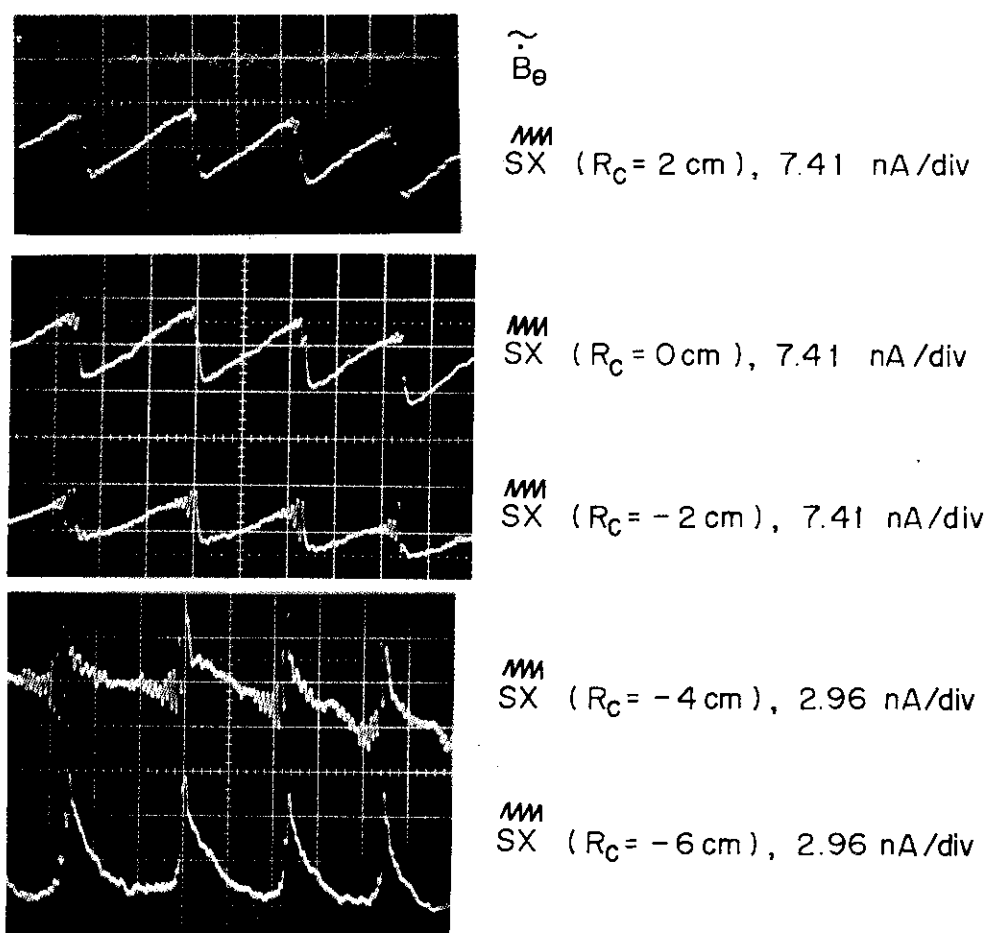


図 4.9 Case C の時刻  $t = 80 \text{ m sec}$  における、内部破壊性不安定性の発生に伴う軟 X 線の振動成分  $\overset{MM}{SX}$  (鋸歯状波) の拡大図 ( $R_C$ ; 弦半径)。鋸歯状波に重畳している振動のモード数、ノード数は、それぞれ  $m = 1$  および  $n = 1$  である。上端の  $\tilde{B}_\theta$  はポロイダル磁場の振動を示す。

増加させるにしたがって、振動のモード数は同様に低モードに移ることを示した。

次に放射損失の測定結果について述べる。図 4.10 はケース A におけるジュール入力パワ  $P_{in}$  と放射損失パワ  $P_R$  との時間変化を示したものである。入力パワ  $P_{in}$  は 200 ~ 260 kW である。放射損失  $P_R$  は  $\bar{n}_e$  の増大にしたがって増加し、 $\bar{n}_e$  の最大の時刻  $t = 42 \text{ msec}$  でそれは約 80 kW である。中性ガス入射の中断後 ( $t > 42 \text{ msec}$ )、 $P_R$  は増加し、その最大値は  $t = 62 \text{ msec}$  で約 120 kW である。このとき、 $P_R$  は  $P_{in}$  の約 50% である。

放射損失の線密度分布のアーベル変換から、放射損失密度  $P_r$  の半径方向の分布  $P_r(r)$  を求めることが可能である。図 4.11 はこの方法によって求めた  $P_r(r)$  を示したものである。この図から大部分の放射損失はプラズマ周辺 ( $0.4 < r/a < 1$ ) に集中していることが明らかである。

以上、モード数  $m$  の低い方への移行が放射損失の増加とその分布に関連していることを明らかにした。

このようにジュール入力に対して、放射損失が 25% 以上であるような放射損失の多い、かつ放射損失の大部分がプラズマ周辺に集中しているような放電においては、図 4.5 から明らかなよう

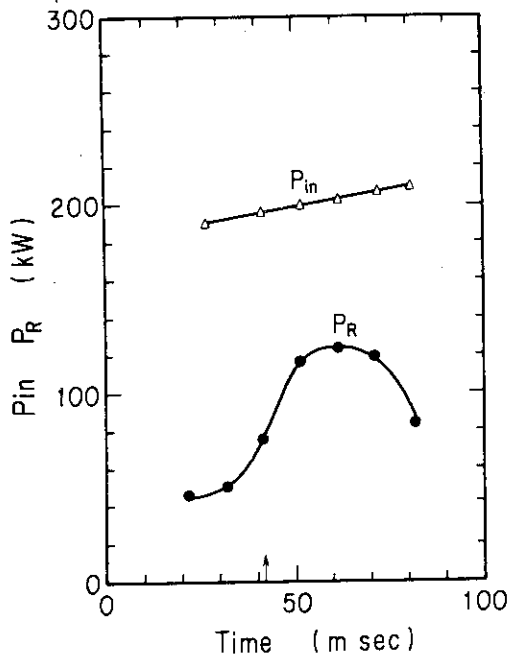


図 4.10 Case Aにおけるジュール入力 $P_{in}$ および放射損失 $P_R$ の時間変化。 $P_R$ はガス入射停止後増加する。矢印は作動ガスの入射を停止した時刻を示す。

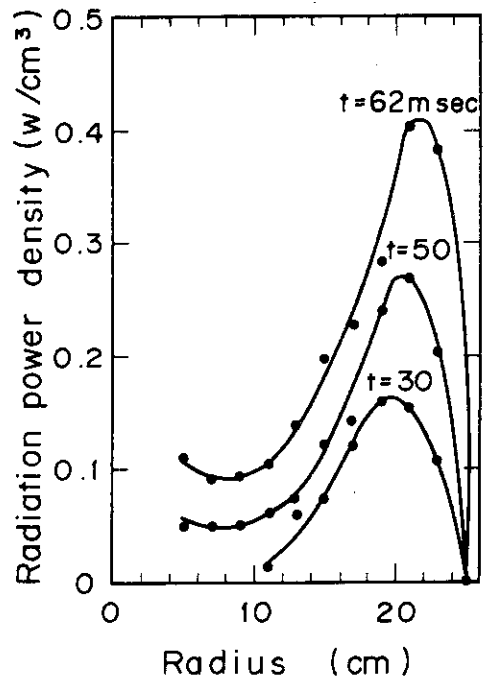


図 4.11 放射損失の線強度をアーベル変換することから求めた放射損失密度の半径  $r$  依存性。放射損失はプラズマ周囲に集中していることを示す。

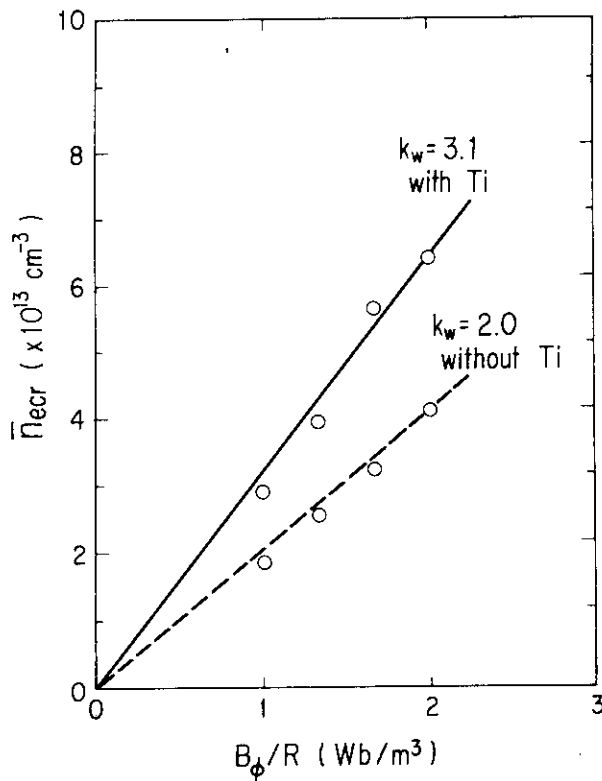


図 4.12 得られる密度の上限値 $\bar{n}_{crr}$ の $B_\phi/R$ 依存性。 $K_w$ は表面の状態を表わす比例係数。 $T_i$ を壁に蒸着することによって、壁からプラズマへの不純物の量を少なくすることが可能である。不純物による放射損失を軽減することによって、密度の増大化が可能であることを示す。

に、 $n q_a$  は  $m$  より大きい値である。このような場合、 $\widetilde{B}_\theta$  から求めた振動はプラズマ内部で発生していることが明らかである。

図 4.12 は限界密度  $\bar{n}_{\text{ecr}}$  の  $B_\phi / R$  依存性を示したものである。両者の比例定数  $K_w$  はライナ内壁の状態などを表わす物理量である。図に示した実線は、 $T_i$  蒸着を行なった場合における  $\bar{n}_{\text{ecr}}$  の  $B_\phi / R$  依存性を示したものである。この図から明らかなように、壁をきれいにすることで密度の増大化が可能である。

以上のことから、低いモード数への移行は放射損失に深く関連していること、放射損失の多い放電においては振動はプラズマ内部に発生していること、放射損失を軽減するにしがって密度の増大化が可能であること等が明らかである。

#### 4.3 安全係数低減化の放電における MHD 不安定性<sup>17)</sup>

プラズマ表面における安全係数  $q_a$  は、 $I_p$  を用いて書き表わせれば、

$$q_a = \frac{2 \pi a^2}{R} \frac{B_\phi}{\mu_0 I_p} \quad (4.2)$$

である。上式から明らかなように  $q_a$  の低減化を行なうためには、 $a$  と  $B_\phi$  との減少および  $I_p$  の増大が必要である。本実験においては  $I_p$  に着目した実験を行なった。なぜなら、 $I_p$  を時間的に増加させることは容易であるからである。

安全係数の低減化を行なうために、単に  $I_p$  を増大させても破壊性不安定性の発生によって、 $q_a$  の低減化は困難である。それを困難にしている二つの要因を以下に述べる。その一つは  $I_p$  の増大にしたがって、プラズマの水平方向のシェル中心からのずれ  $\Delta_H$  が大きくなることである。よく知られているように  $\Delta_H$  は

$$\Delta_H = \frac{b^2}{2R} \left\{ \ln \frac{b}{a} + \left( \beta_p + \frac{l_i}{2} - \frac{1}{2} \right) \left( 1 - \frac{a^2}{b^2} \right) \right\} + b^2 \frac{2 \pi B_v}{\mu_0 I_p} \quad (4.3)$$

と書き表わされる。<sup>18)</sup> ここに  $l_i$  は規格化した内部インダクタンスである。上式から位置制御を持たない系において（すなわち放電中  $B_v = \text{一定}$ ）は、 $I_p$  を増加するにしたがってプラズマは外側にずれることが明らかである。そしてプラズマと壁との強い相互作用による破壊性不安定性の発生のために、 $q_a$  の低減化が困難である。JFT-2 においては位置制御の系をもたないため、ルール・リミタを用いてプラズマ半径の小さい領域で  $q_a$  の低減化の実験を行なった。このようにすることによって、許容される  $\Delta_H$  は大きくすることが可能である。

安全係数の低減化を困難にしている他の原因は、不純物による放射損失である。ライナ内壁を一度大気にさらした後においては、ベーキング、放電洗浄等によって壁をきれいにしない限り安定な放電を得ることは困難である。このことから放射損失が破壊性不安定性に関連していることが明白である。そのため  $T_i$  蒸着量の比率を変えることによって不純物量の制御を行なった。そして到達する  $q_a$  の最小値  $q_{a,cr}$  の  $P_R$  依存性を調べた。なお、 $T_i$  蒸着を行なう前に、約 48 時間のベーキング（200 °C）と約  $2.5 \times 10^4$  回の TDC 放電とを行なった。図 4.13 は  $q_{a,cr}$  の  $P_R / P_{in}$  依存性を示したものである。ここに  $P_R$  は破壊性不安定性の発生直前における放射損失であり、 $P_{in}$  はその時のジュール入力である。この図から明らかなように放射損失を軽減するにしたがって、より低い  $q_{a,cr}$  を得ることが可能である（図 4.13(A) の領域）。そして放射損失を

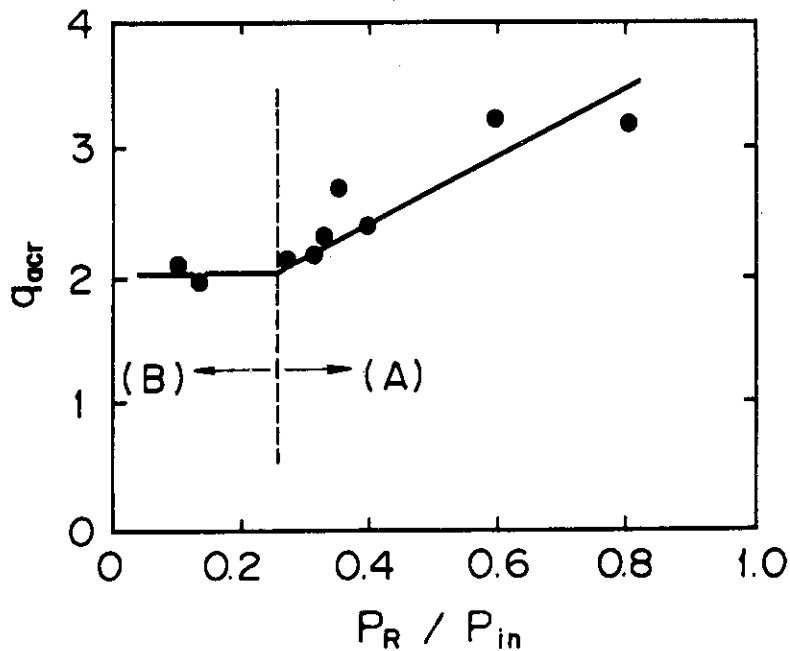


図 4.13 プラズマ表面における安全係数  $q_a$  の下限値  $q_{acr}$  の  $P_R$  と  $P_{in}$  依存性。ここで  $P_R$  と  $P_{in}$  とは、それぞれ破壊性不安定性の発生直前の放射損失およびジュール入力である。放射損失を軽減化することによって、安全係数の低減化が可能である（領域 A）。領域 B では  $q_a$  は  $P_R$  に依存しない。この領域ではキング・モード不安定性によって、 $q_a$  の低減化の限界が決められる。

ジュール入力の 10～20% までに軽減することによって、 $q_{acr} \approx 2$  の放電を得ることが可能である（図 4.13 (B) の領域）。この場合においては、 $q_{acr}$  は放射損失に依存しないことが図から明らかである。

図 4.14 はこのようにして得られた代表的放電波形の一例である。実験条件はトロイダル磁場  $B_\phi = 12$  kG, 平均電子密度  $\bar{n}_e = (1 \sim 2) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  である。プラズマ電流の波形は直線的に上昇する波形であり、その上昇率は  $1.2 \times 10^6 \text{ A/sec}$  である。プラズマ電流が 140 kA に到達したとき、破壊性不安定性が発生していることが図から明らかである。このとき、プラズマ表面における安全係数の最小値  $q_{acr}$  は 1.9 である。放射損失はジュール入力の 10～20% である。この場合、破壊性不安定性の発生直前で放射損失の増大は観測されなかった。代表的なモード数  $m$  の変化は図の上部に示したとおりである。プラズマ電流  $I_p$  が増大するにしたがって、モード数は低くなることが明らかである。ここで特徴的なことは、 $t = 40 \sim 58 \text{ msec}$  および  $t = 72 \sim 82 \text{ msec}$  に発生している振動のモード数とその時刻における  $q_a$  より大きいことにある。すなわち  $m$  は  $n q_a$  より大きい値である。このことからジュール入力に対する放射損失が約 10% であるような放射損失の少ない放電においては、振動はプラズマ表面に発生していることが明らかである。

以上、放射損失を軽減するにしたがってより低い  $q_a$  を得ることが可能であること、放射損失の少ない放電においては振動がプラズマ表面に発生しやすいこと等を明らかにした。



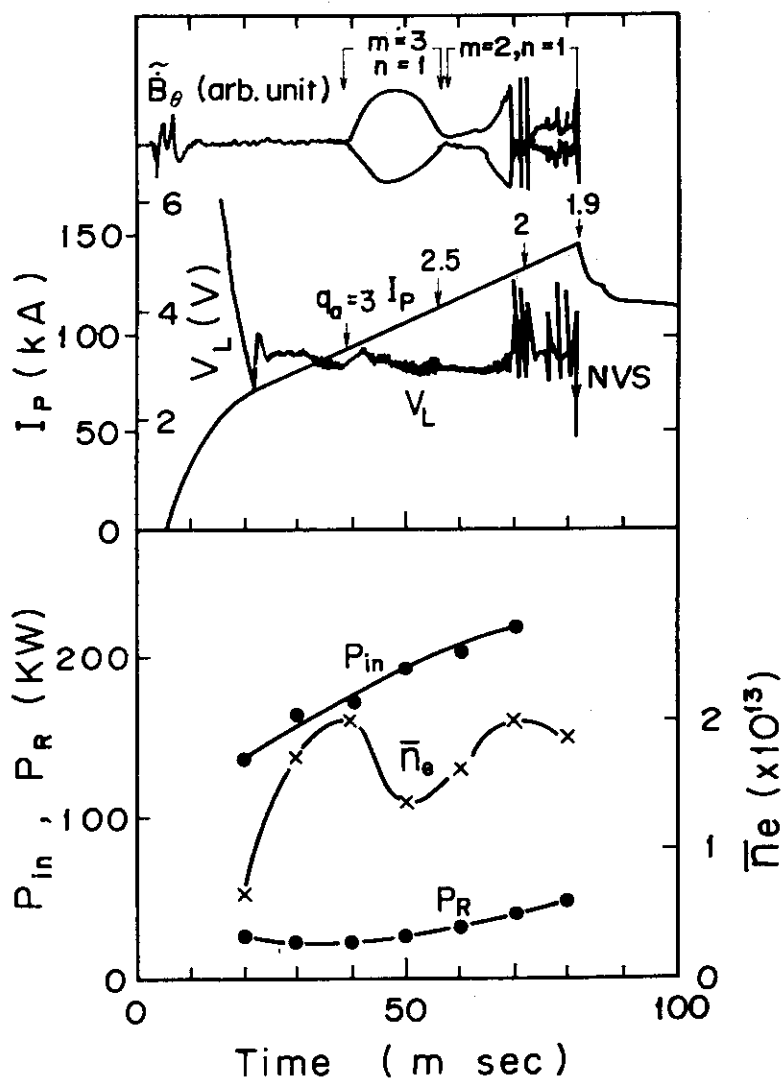


図 4.14 安全係数低減化の放電における代表的放電特性。ここで  $\tilde{B}_\theta$  はポロイダル磁場の振動,  $I_p$  はプラズマ電流,  $V_L$  は1ターン・ループ電圧,  $P_{in}$  はジュール入力,  $\bar{n}_e$  は平均電子密度,  $P_R$  は放射損失である。

#### 4.4 検 討

密度が増加するにしたがって振動のモード数が低くなること、密度の増大化の途中で中性ガスの入射を中断すれば振動のモード数は低いモードに移行すること等を2節において明らかにした。ここではこれらの現象について、電流分布の面からの議論を最初に行なう。プラズマの電子温度分布  $T_e(r)$  を図 4.15(a) に示すような関数

$$\left. \begin{aligned} T_e(r) &= \left(1 - \left(\frac{r}{25}\right)^2\right)^p \\ T_e(r) &= \left(1 - \left(\frac{r}{25}\right)^4\right)^q \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

であるとする。ここに、 $p, q$  は定数である。電流分布  $J(r)$  を

$$J(r) \propto T_e(r)^{\frac{3}{2}} \quad (4.5)$$

と仮定すると、<sup>19)</sup>安全係数の  $r$  分布  $q(r)$  を求めることが可能である。図 4.15(b) は、その方法で求めた  $q(r)$  分布を示したものである。ここでプラズマ表面における安全係数を 1 に規格化した。この図から単調減少の電流分布を考える限りでは、低モードの振動への移行は電流分布のより急しゅん化に起因することが明らかである。なぜならば  $q(r) = m$  の半径に、モード数  $m$  の振動が成長するからである (ティアリング・モード不安定性<sup>20-22)</sup>)。

次に、電流分布の急しゅん化の原因を考察する。図 4.16 は放射損失の密度依存性の一例を示したものである。この図から密度を増加させるにしたがって、放射損失の増大することが明らかである。電子密度をその限界まで増加させた位相において、放射損失の線密度分布から求めた  $P_r(r)$  はプラズマ周辺で大きいことが明白であった。一方密度を減少させた位相においても、放射損失の増大することは図 4.10 に示したとおりである。このとき Mo (X III) 強度の増加が、図 4.17 から明らかである。同位相におけるスクレイプ・オフ層の電子温度  $T_{eh}$  は増加することが、図 4.17 から明らかである。このためスパッタリングによる金属不純物のプラズマ中への流入が増大すると考えられる。この場合においても  $P_r(r)$  は周辺で大きいことが、図 4.11 から明らかである。いずれにしても低モードへの移行には、放射損失によるプラズマ周辺の冷却が重要な役割を果たしていることが明らかである。このプラズマ周囲の冷却によって電流分布が急しゅん化し、その結果振動のモード数が低モードに移行すると考えられる。

次に安全係数の低減化について考察する。図 4.15(b) から明らかなように、安全係数  $q_a$  が低減化するにしたがって  $q(r)$  が 2 になる半径  $r_s$  は大きくなることが明らかである。したがってその位置における電流の勾配が大きくなると考えられる。放射損失を軽減することによって電流分布を平坦化すれば、同じプラズマ電流値に対して  $q(r)$  が 2 になる半径  $r_s$  は小さくなることは明白である。したがって  $q_a$  の低減化が可能であると考えられる。このようにして、放射損失を軽減化するにしたがって、安全係数の低減化が可能である。

ジュール入力に対する放射損失の割合が少ない放電においては、 $m > n q_a$  の振動の発生しやすいことを 3 節で述べた。このような放電における振動はプラズマ表面に発生しており、この不安定性はキンク・モードであることが図 3.2 から明らかである。

この不安定性はプラズマ表面に発生するから、シェルの安定化効果が予想される。<sup>23)</sup> 実際  $b/a$  を小さくするにしたがって、 $m = 3$ 、 $n = 1$  の  $\tilde{B}_0/B_0$  は小さくなる傾向にあった。キンク・モード不安定性を抑えるためには、シェルによる安定化が重要である。

#### 4.5 結 言

プラズマ密度増大化および安全係数低減化のための放電における実験から、次のことを明らかにした。

- (1) プラズマ密度を増大化および安全係数を低減化させるにしたがって、振動のモード数は低い方へ移行することを明らかにした。この際放射損失によるプラズマ周辺の冷却が、モード数の低い方への移行に重要な役割を果たしていることを明らかにした。
- (2) 放射損失を軽減化するにしたがって、密度の増大化および安全係数の低減化が可能であるこ

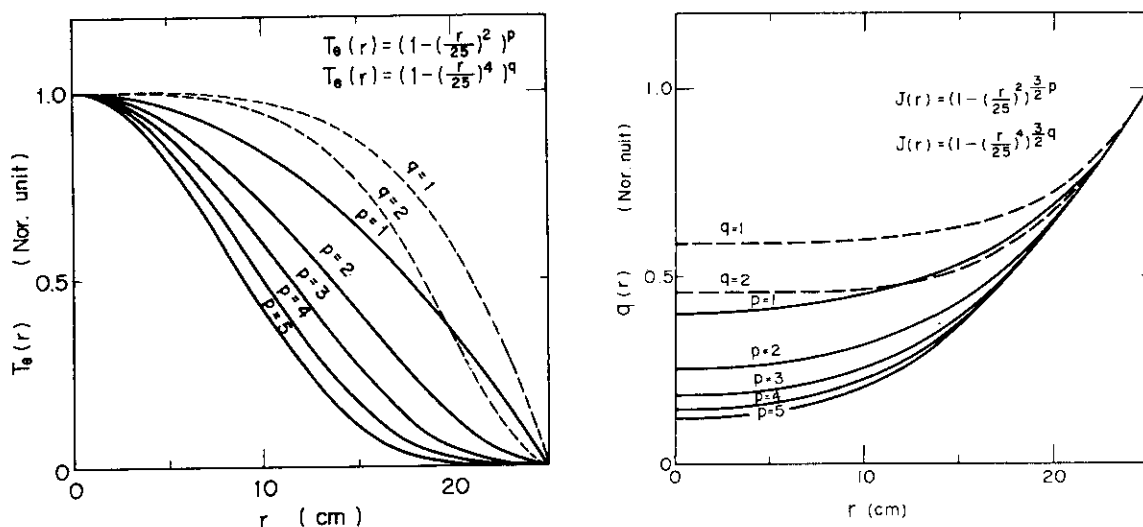


図 4.15 関数を仮定して求めた電子温度  $T_e$  の半径依存性(a) および安全係数の半径依存性(b)。プラズマ中心の電子温度、プラズマ半径およびプラズマ表面における安全係数は 1 として規格化した。

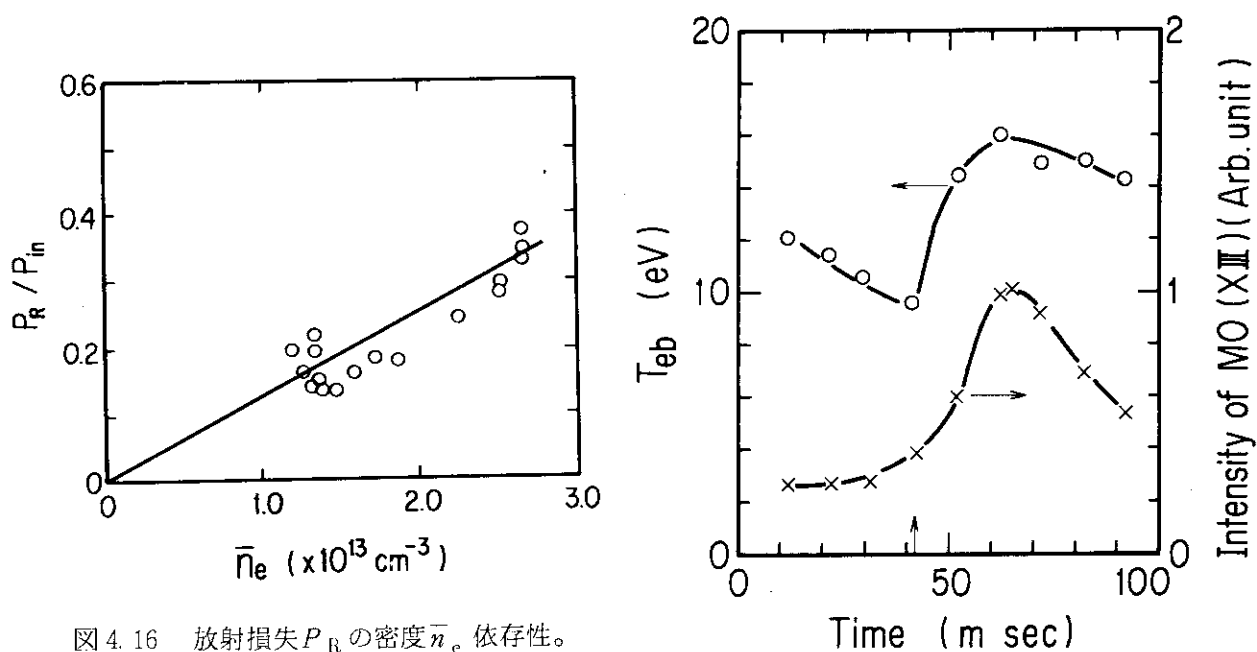


図 4.16 放射損失  $P_R$  の密度  $\bar{n}_e$  依存性。密度を増加するにしたがって  $P_R$  は増加することを示す。

図 4.17 プラズマから放射される Mo (XIII) の線強度とスクレイプ・オフ層の電子温度  $T_{eb}$  の時間変化。矢印は作動ガスの入射を停止した時刻を示す。

とを明らかにした。放射損失をジュール入力の10～20%にまで軽減することによって、プラズマ表面の安全係数をほぼ2まで低減させることが可能であることを明らかにした。

(3) 放射損失を軽減化するにしたがって、不安定性はティアリング・モードからキンク・モードに変遷する。このキンク・モードを安定させるためには、シェルによる安定化が重要である。

## 参考文献

- 1) B. Cannici, W. Engelhardt, J. Gernhardt, E. Glock, F. Karger, O. Klüber, G. Lisitano, D. Meisel, P. Morandi and S. Sesnic : *Proc. 7th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Lausanne, 1975* (Centre de Recherches en Physique des Plasma, 1975) vol.I, p.136.
- 2) O. Klüber, W. Engelhardt, B. Cannici, J. Gernhardt, E. Glock, F. Karger, G. Lisitano, D. Meisel, P. Morandi, S. Sesnic, J. Stadlbauer and F. Wagner : *Nucl. Fusion* 15 (1975) 1194.
- 3) S. Sesnic : *Max-Planck-Institut Für Plasmaphysik Report IPP III/22* (1976).
- 4) G.L. Boxman, B. Coppi, L.C.J.M. de Kock, B.J.H. Meddens, A.A.M. Oomens, L. Th. M. Ornstein, D.S. Pappas, R.R. Parker, L. Pieroni, S.E. Segre, F.C. Schüller and R.J. Tayler : *Proc. 7th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Lausanne, 1975* (Centre de Recherches en Physique des Plasma, 1975) vol.II, p.14.
- 5) 前野勝樹, 片桐正樹, 鈴木紀男, 藤沢 登 : 日本原子力研究所研究報告 JAERI-M 7431 (1977).
- 6) Pulsator Group : *Max-Planck-Institut Für Plasmaphysik Report IPP III/21* (1976).
- 7) S. Konoshima, N. Fujisawa, M. Maeno, N. Suzuki, T. Yamamoto, Y. Gomay, T. Hirayama, M. Shimada, K. Uehara, A. Funahashi, T. Matoba, T. Kawakami, T. Takahashi, T. Shoji, K. Kumagai, S. Kasai, H. Takeuchi, T. Yamauchi, T. Sugie, M. Shiho and A. Nagashima : *J. Nucl. Mater.* 76&77 (1978) 581.
- 8) M. Murakami, J.D. Callen and L.A. Berry : *Nucl. Fusion* 16 (1976) 347.
- 9) DIVA Group : *Nucl. Fusion* 20 (1980) 271.
- 10) V.S. Vlasenkov, V.M. Leonov, V.G. Merezhniv and V.S. Mukhovatov : *Proc. 3rd Int. Symp. Toroidal Plasma Confinement, Garching, 1973* (Max-Planck-Institute Für Plasmaphysik, 1973).
- 11) F. Karger, K. Lackner, G. Fussmann, B. Cannici, W. Engelhardt, J. Gernhardt, E. Glock, D.E. Groening, O. Klüber, G. Lisitano, H.M. Mayer, D. Meisel, P. Morandi, S. Sesnic, F. Wagner and H.P. Zehrfeld : *Proc. 6th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgarden, 1976* (IAEA, Vienna, 1977) vol.I, p.267.
- 12) Equipe TFR : *Nucl. Fusion* 17 (1977) 1283.
- 13) S.V. Mirnov and I.B. Semenov : *Proc. 6th Int. Conf. Plasma Physics*

- and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgarden, 1976 (IAEA, Vienna, 1977) vol.I, p.291.*
- 14) M. Maeno, N. Suzuki, T. Yamamoto and N. Fujisawa : Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 1509.
  - 15) K. Odajima, M. Wakatani, M. Maeno and N. Fujisawa : Phys. Fluids 21 (1978) 846.
  - 16) S. von Goeler, W. Stodiek and N. Sauthoff : Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1201.
  - 17) M. Maeno, N. Suzuki, S. Konoshima, T. Yamamoto, M. Shimada and N. Fujisawa : *Proc. IAEA Symp. Current Disruption in Toroidal Device, Garching, 1979 (Max-Planck-Institut Für Plasmaphysik, 1979) B-6.*
  - 18) V.D. Shafranov : Plasma Phys. 5 (1963) 251.
  - 19) L. Spitzer Jr. : *Physics of Fully Ionized Gases* (Interscience, New York, 1962) p.136.
  - 20) H.P. Furth, P.H. Rutherford and H. Selberg : Phys. Fluids 16 (1973) 1054.
  - 21) M.N. Resenbluth : Phys. Fluids 16 (1973) 1894.
  - 22) P.H. Rutherford : Phys. Fluids 16 (1973) 1903.
  - 23) V.D. Shafranov : Zh. Tekh. Fiz. 40 (1970) 241.  
translation : Sov. Phys.-Tech. Phys. 15 (1970) 175.

## 5. 高ベータ化に伴う不安定性

### 5.1 序 言

プラズマ密度増大化および安全係数低減化の限界を決める要因は破壊性不安定性である。この破壊性不安定性はその名の示す通りプラズマの破壊を伴う現象である。それはネガティブ・スパイク (negative spike) とも呼ばれる現象である。このネガティブ・スパイクの呼名は、100 V のオーダ (パルス巾: 約 100  $\mu$ sec) の電圧が 1 ターン・ループ電圧に現われるためである。この誘起電圧の不都合は、時として外部回路の絶縁破壊を伴うことにある。これらの理由により、破壊性不安定性についての多くの研究が行なわれた。

トカマク・プラズマの安定性に関する実験結果がドルゴフ・サベレフ (Dolgov-Savelev) らによって報告された。<sup>1)</sup>そこではクルスカル・シャフラノフ (Kruskal-Shafranov) の条件、 $q_a > 1$  が満足されるとき、安定な放電が得られることが主張された。その後破壊性不安定性がグルブノフ、アルツィモビッチ (Gorbunov, Artsimovich) らによって最初に確認された。<sup>2, 3)</sup>そして破壊性不安定性の発生中あるいは発生後の現象について、研究が行なわれた。<sup>4-8)</sup>その後破壊性不安定性の前駆振動が着目されるようになった。<sup>9-20)</sup>さらにプラズマ内での磁気島のオーバラップ (overlap) によって、破壊性不安定性が発生するという説明が行なわれるようになった。<sup>9, 20)</sup>しかしながら、振動の成長の機構はよく分っていない。

本章においては、プラズマ密度増大化の放電の限界における  $m=2$  ティアリング・モードの成長に対して、プラズマ・壁の相互作用および放射損失によるプラズマ周辺の冷却が重要な役割を果たしていることを明らかにした。その限界における破壊性不安定性の発生は、放射損失を軽減することによって押えることが可能である。同様に放射損失をジュール入力 of 10 ~ 20 % までに軽減することによって、 $q_a \approx 2$  の放電を得ることが可能である。 $q_a < 2$  の放電においては、 $m=2$  キンク・モード不安定性によって破壊性不安定性が引き起こされることを明らかにした。この  $m=2$  キンク・モードの安定化のためには、プラズマ半径  $a$  に対するシェル半径  $b$  の割合を小さくすること、すなわちシェルによる安定化が重要である。

以下 2 および 3 節では、密度増大化および安全係数低減化の放電の限界における破壊不安定性の前駆振動の実験結果を述べ、4 節では実験結果の検討を行なう。そして 5 節では本章で得られた結論について述べる。

### 5.2 プラズマ密度の増大化に伴う破壊性不安定性<sup>21)</sup>

プラズマ密度増大化の放電において、その高密度放電の限界を決める要因は破壊性不安定性である。測定範囲内ではポロイダル磁場の振動成分  $\tilde{B}_\theta$  がポロイダル磁場  $B_\theta$  の約 5 % にまで成長した時点で、破壊性不安定性の発生することが確かめられた。振動の成長し始めから破壊性不安定性の発生までの時間は約 2 msec である。この振動の成長の位相において、放射損失、リミタへの熱流束等が上昇することが明らかにされた。

プラズマ密度増大化の放電において、破壊性不安定性を伴う代表的放電特性を図 5.1(d) および

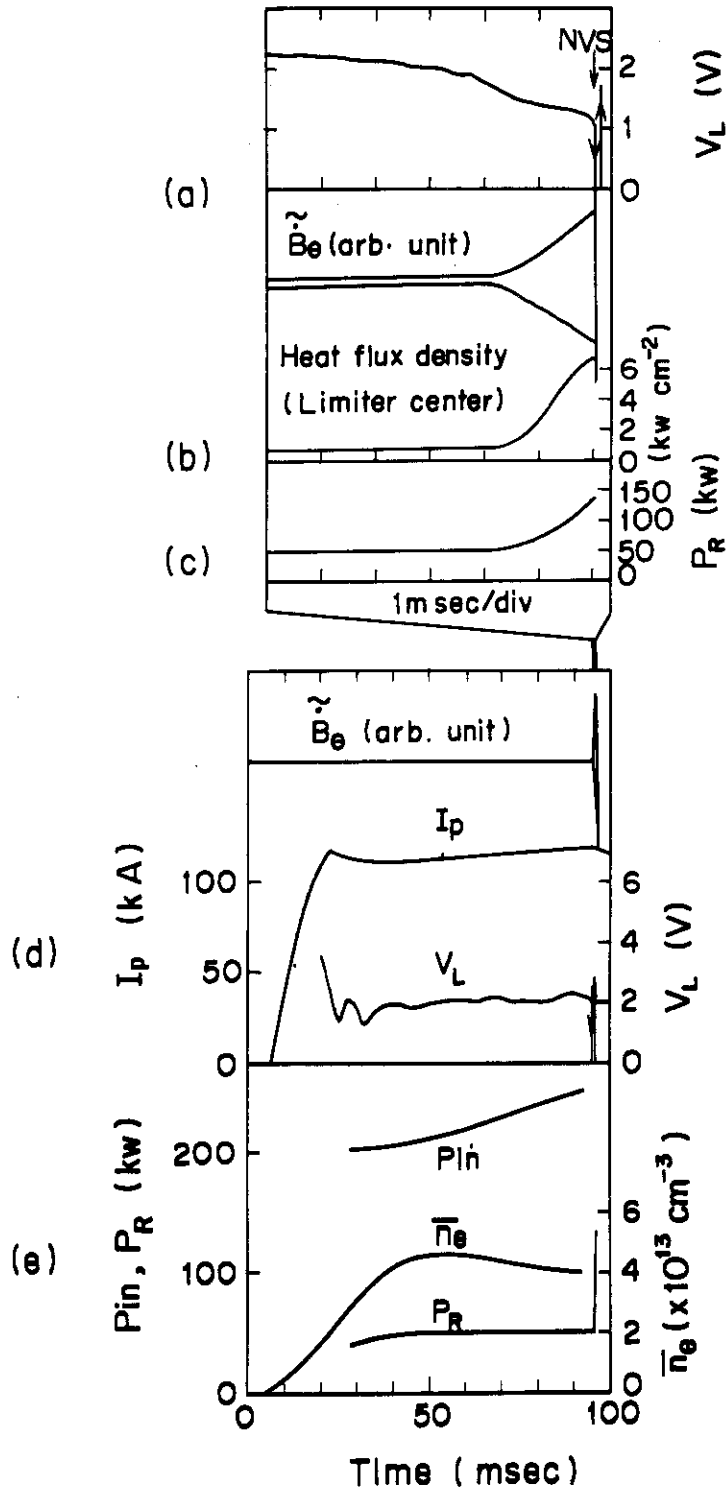


図 5.1 プラズマ密度増大化の放電における代表的放電特性(d), (e)。ここで  $\tilde{B}_\theta$  はポロイダル磁場の振動,  $I_p$  はプラズマ電流,  $V_L$  は1ターン・ループ電圧,  $P_{in}$  はジュール入力,  $\bar{n}_e$  は平均電子密度,  $P_R$  は放射損失である。破壊性不安定性の発生時刻は  $t = 96$  msec である。図の上部は破壊性不安定性に至るまでの放電諸量の拡大図を示したものである。図に示した曲線は上から1ターン・ループ電圧  $V_L$  およびポロイダル磁場の振動  $\tilde{B}_\theta$  (a), リミタへの熱流束(b), および放射損失  $P_R$  (c)の時間変化である。リミタへの熱流束および  $P_R$  は,  $\tilde{B}_\theta$  の成長の位相で増大する。



(e)に示す。トロイダル磁場 $B_\theta$ およびプラズマ電流 $I_p$ は、それぞれ16 kGおよび110 kAである。プラズマ表面における安全係数 $q_a$ は3.3である。1ターン・ループ電圧 $V_L$ と最大電子密度 $\bar{n}_{e, \max}$ とは、それぞれ2.2 Vおよび $4.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ であり、中心電子温度 $T_e$ は約600 eVである。対になった磁気プローブを用いて求めた水平および垂直方向のプラズマのずれ $\Delta_H$ ,  $\Delta_V$ は、それぞれ2 cmおよび5 mmであった。破壊性不安定性の発生した時刻は、 $t = 96 \text{ msec}$ である。

図5.1の(a), (b)および(c)は振動の成長し始めた時刻から、破壊性不安定性に至るまでのプラズマ・パラメータの時間変化を拡大して示したものである。図5.1(a)から $\tilde{B}_\theta$ は、破壊性不安定性の発生する約2 msec前で成長し始めることが明らかである。破壊性不安定性の発生した時刻での $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ の値は約0.05である。破壊性不安定性の発生する直前において、磁気プローブ出力より求めたモードとノード数とはそれぞれ $m = 2$ および $n = 1$ であり、SSD出力より求めたそれらは $m = n = 1$ である。そしてそれらの振動の周波数は同一であり、それらの位相差は固定していることを確かめた。図5.1(b), (c)から放射損失およびリミタへの熱流束も、その位相で増加していることが明らかである。

赤外線カメラを用いて測定したリミタの表面温度上昇から求めた、リミタへの熱流束のX方向の分布を図5.2(a)に示す。実線で示した曲線は、破壊性不安定性の発生直前における熱流束密度のX方向分布である。点線のそれは定常状態( $t = 80 \text{ msec}$ )における熱流束密度のX分布である。図から $X = 0$ における熱流束密度は、振動によって約13倍増大されたことが明らかである。

放射損失密度のr方向分布 $P_r(r)$ は、放射損失の線密度のアーベル変換から求めることが可能である。図5.2(b)は、この方法で求めた放射損失のr分布 $P_r(r)$ を示したものである。実線で示した曲線は破壊性不安定性の発生直前における放射損失密度のr分布であり、点線のそれは定常状態( $t = 80 \text{ msec}$ )における放射損失密度のr分布である。この図からプラズマ周囲( $0.7 < r/a < 1.0$ )を冷却している放射損失は、振動の成長によって約2.5倍増大されたことが明らかである。密度増大化の放電においては、破壊性不安定性の発生直前における増大された放射損失パワは、多くの場合ジュール入力パワの60~80%である。

### 5.3 安全係数の低減に伴う破壊性不安定性<sup>21)</sup>

放射損失を軽減するにしたがって、プラズマ表面の安全係数 $q_a$ の低減化が可能である。そして放射損失パワ $P_R$ をジュール入力パワ $P_{in}$ の10~20%にまで軽減することによって、 $q_a \approx 2$ の放電を得ることが可能である。図5.3(d)および(e)はこのようにして得られた代表的放電特性の一例を示したものである。実験条件は $B_\theta = 12 \text{ kG}$ ,  $\bar{n}_e = (1 \sim 2) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ である。破壊性不安定性の発生した時刻におけるプラズマ電流値は140 kAである。プラズマ表面における安全係数は1.9である。

図5.3(a), (b)および(c)は、破壊性不安定性に至るまでの前兆の拡大図を示したものである。ここで $V_L$ は1ターン・ループ電圧、 $\tilde{B}_\theta$ はトロイダル磁場の振動、SXはSSD出力、 $P_R$ は放射損失である。 $q_a < 2$ 放電における特徴は、密度増大化の放電に比べて、振動の成長の早いことにある。すなわち、 $\tilde{B}_\theta$ の破壊性不安定性までに成長する時間は約50  $\mu\text{sec}$ である。ここに破壊性不安定性の直前における $\tilde{B}_\theta/B_\theta$ は0.05~0.08である。図5.3(b)から振動の成長の結果と

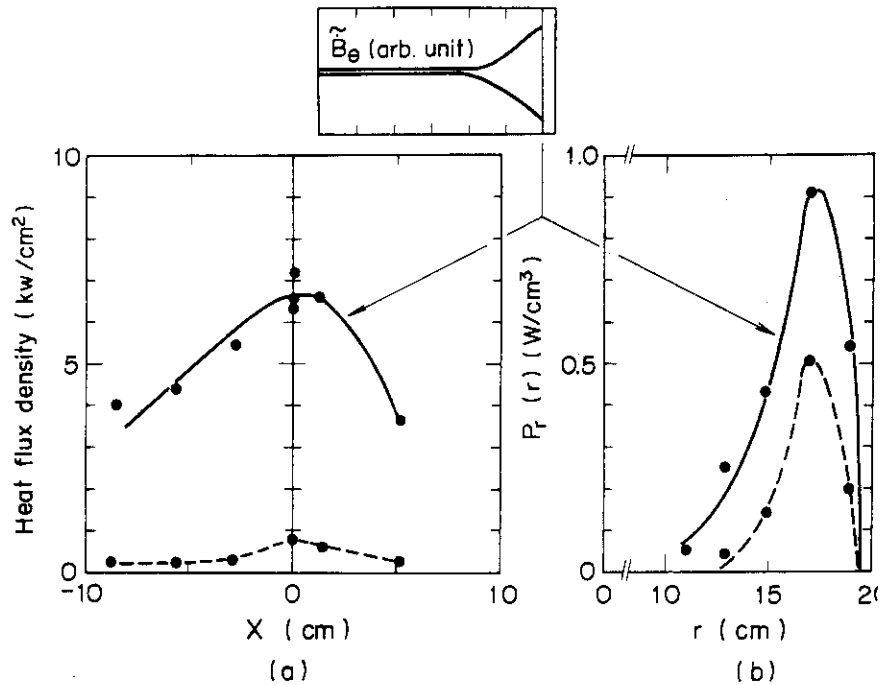


図 5.2 リミタへの熱流束の  $X$  方向の分布 (a)。実線と点線とで示した曲線は、それぞれ破壊性不安定性直前および  $t = 80$  m sec (定常状態) における分布である。(b) は放射損失密度の半径方向の分布  $P_r(r)$  である。実線と点線とで示した曲線は、同様に、それぞれ破壊性不安定性直前および  $t = 80$  m sec (定常状態) における分布である。

して、破壊性不安定性の発生することが明らかである。真空容器の時定数は約  $200 \mu\text{sec}$  であるから、振動は  $50 \mu\text{sec}$  以下で成長しているはずである。図に示した  $\tilde{B}_\theta$  の立ち上がりから求めた振動の成長時間 (時定数)  $\tau_e$  は約  $10 \mu\text{sec}$  以下である。この成長時間は、密度増大の放電における値の  $1/10$  以下の値である。磁気プローブ出力の位相測定から求めたモードおよびノード数は、それぞれ  $m = 2$ ,  $n = 1$  である。

焦電素子を用いた放射損失測定によると、破壊性不安定性の発生直前において、 $P_R$  は増大しないことが図 5.3 (c) から明らかである。焦電素子の応答時間は 3.3 節で述べたように  $200 \mu\text{sec}$  であり、これは振動の成長時間  $\tau_e$  より長い値である。放射損失の時間変化をより詳細に測定するため、 $1 \mu\text{sec}$  の応答時間の V V V 分光計を用いて不純物の線強度を測定した。この測定においても、線強度は破壊性不安定性の直前で増大しないことが明らかであった。これらのことから  $q_a < 2$  の放電の場合、振動の成長による破壊性不安定性は放射損失に依存しないことが明らかである。

シェルによる振動の安定化効果を調べるため、異なったプラズマ半径のもとで安全係数低減化のための放電の実験を行なった。図 5.4 は、プラズマ表面の安全係数  $q_a$  の  $b/a$  依存性を示したものである。ここで  $a$ ,  $b$  は、それぞれプラズマおよびシェルの小半径である。 $b/a$  が  $1.8$  ( $a = 20$  cm) および  $2.4$  ( $a = 15$  cm) のとき、得られる  $q_a$  の最小値  $q_{a,cr}$  はそれぞれ  $1.7$  および  $1.9$  である。プラズマ半径  $a$  が  $20$  cm より大きい場合、 $q_a$  の低減化は非常に困難であった。なぜなら JFT-2 装置においては  $B_v$  の負帰還制御を持たないので、4.3 節で述べたようにプラズ

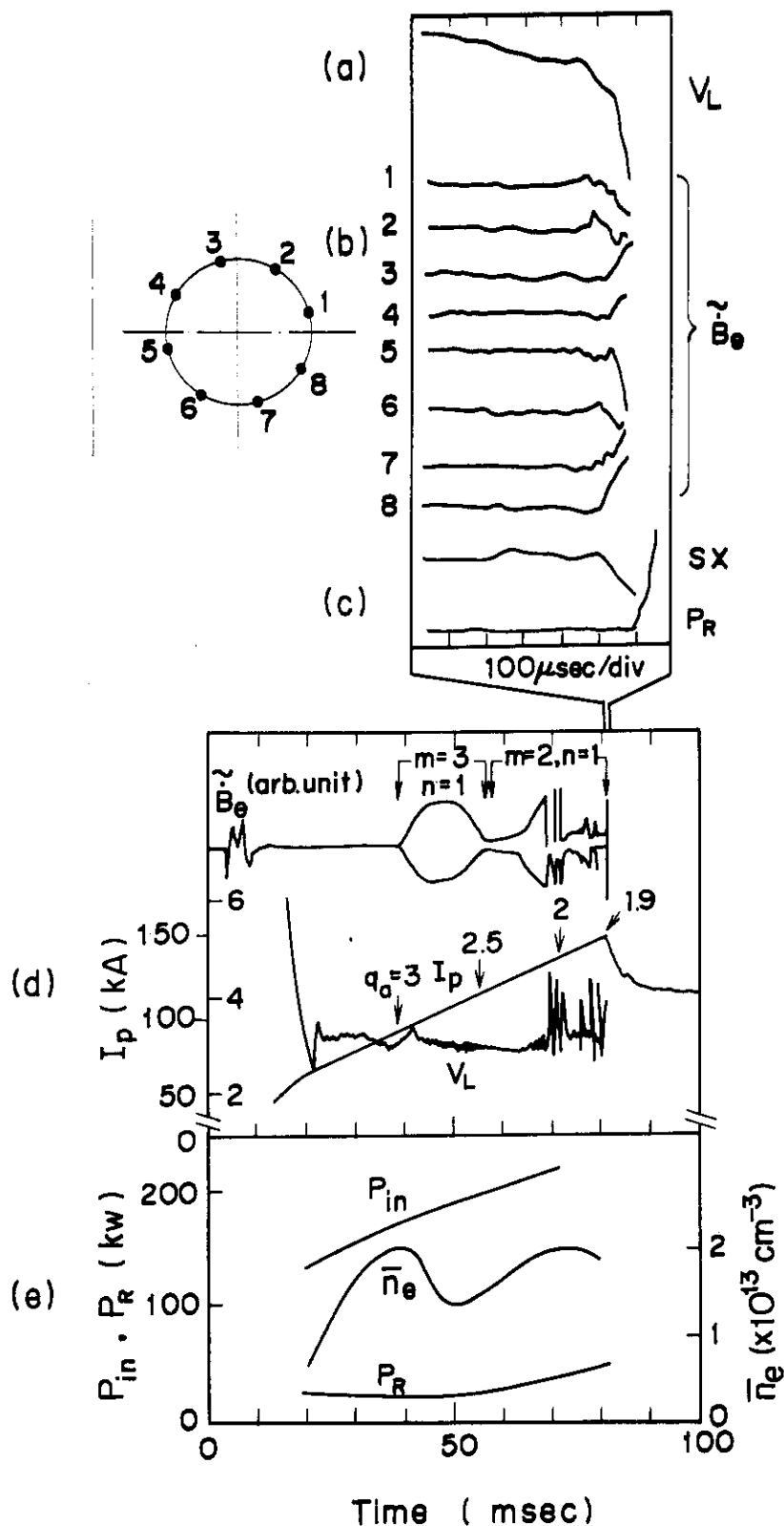


図 5.3 安全係数低減化の放電における代表的放電特性(d), (e)。ここで  $\tilde{B}_\theta$  はポロイダル磁場の振動,  $I_p$  はプラズマ電流,  $V_L$  は1ターン・ループ電圧,  $P_{in}$  はジュール入力,  $\bar{n}_e$  は平均電子密度,  $P_R$  は放射損失である。図の上部は破壊性不安定性に至るまでの放電諸量の拡大図を示したものである。図に示した曲線は上から1ターン・ループ電圧(a), ポロイダル磁場の振動  $\tilde{B}_\theta$  (b), プラズマからの軟 X線 SX および放射損失  $P_R$  (c) である。1~8 までの数字は磁気プローブの位置を示したものである。

マトリミタとの相互作用によりプラズマが破壊されるためである。図 5.4 に示した三角印は DIVA のデータの<sup>22)</sup>一つである。 $b/a$  が 1.2 のとき、 $q_{a,cr}$  は 1.3 である。この図から  $b/a$  を小さくするにしたがって、到達する  $q_a$  は小さくなる傾向にあることが明らかである。

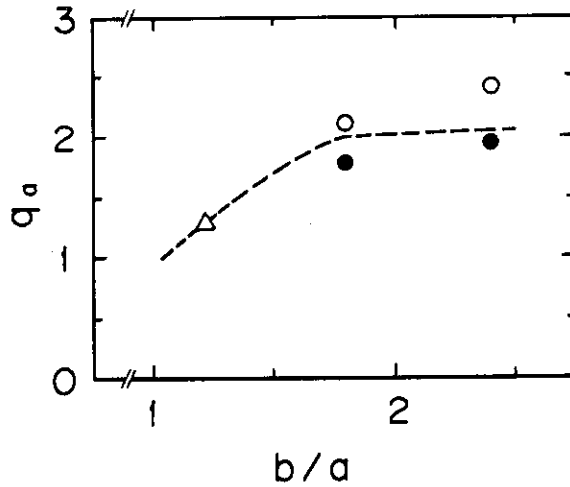


図 5.4 プラズマ表面における安全係数  $q_a$  の  $b/a$  の依存性。ここで  $b$  と  $a$  とは、それぞれシェル半径およびプラズマ半径である。図中の黒丸印は得られた  $q_a$  の下限値であり、白丸は安定なプラズマの  $q_a$  の値である。三角印は DIVA で得られたデータの<sup>22)</sup>一つである。

#### 5.4 検 討

3 および 4 節において、プラズマ密度増大化および安全係数低減化の放電の限界点近くで  $m=2$ ,  $n=1$  の振動が成長すること、その成長によって破壊性不安定性が引き起こされることを明らかにした。本節では、両方の放電に起こる振動の成長の原因について検討を行なう。

最初に安全係数低減化の放電の限界 (図 4.13 に示した(B)の領域) における破壊性不安定性について考察する。プラズマ表面における安全係数  $q_a$  が 1.7~1.9 のとき、 $q(r)=2$  になる半径  $r_s$  は  $r_s = 20.5 \sim 21.7$  である。この場合プラズマ小半径は 20 cm であるから、 $q(r)=2$  の半径  $r_s$  はプラズマ半径より大きい値である。このとき観測されるモード間には  $n q_a / m < 1$  の関係が成立するから、振動はキンク・モードであろう。以下キンク・モード不安定性の理論的成長時間  $\tau_{ik}$  を考察する。

質量密度、圧力、流速、磁場の平衡量および 1 次の摂動量をそれぞれ  $\rho_0, p_0, V_0, B_0$  および  $\rho_1, p_1, V_1 = V, B_1$  とすると、摂動項について線形化された電磁流体力学の方程式は、

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla(\rho_0 V) = 0, \tag{5.1}$$

$$\rho_0 \frac{\partial V}{\partial t} + \nabla p_1 = \frac{1}{4\pi} J_0 \times B_1 + \frac{1}{4\pi} J_1 \times B_0, \tag{5.2}$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + (V \cdot \nabla) p_0 + r_c p_0 \nabla V = 0, \tag{5.3}$$

$$\frac{\partial B_1}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0) \quad (5.4)$$

である。<sup>23)</sup>ここに  $\gamma_c$  は比熱の比である。プラズマが平衡なときの位置  $\mathbf{r}_0$  からの位置を  $\xi(\mathbf{r}_0, t)$  とすると、

$$\begin{aligned} \xi(\mathbf{r}_0, t) &= \mathbf{r} - \mathbf{r}_0 \\ \mathbf{V} &= \frac{d\xi}{dt} \approx \frac{\partial \xi}{\partial t} \end{aligned}$$

である。式 (5.1), (5.4) を (5.2) に代入すると、

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= \nabla \cdot (\xi \cdot \nabla p_0 + \gamma_c p_0 \nabla \xi) + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}_0) \times \mathbf{B}_1 \\ &\quad + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_0, \end{aligned} \quad (5.5)$$

のような  $\xi$  に関する線形化された運動方程式が得られる。

境界条件は以下のとおりである。すなわち、プラズマと真空磁場が境界を接しているとき、全圧力は連続であるから、

$$\begin{aligned} -\gamma_c p_0 \nabla \xi + \frac{\mathbf{B}_{1i} (\mathbf{B}_{1i} + (\xi \cdot \nabla) \mathbf{B}_{0i})}{4\pi} \\ = \frac{\mathbf{B}_{0i} \cdot (\mathbf{B}_{1e} + (\xi \cdot \nabla) \mathbf{B}_{0e})}{4\pi} \end{aligned} \quad (5.6)$$

ここで添字  $i$  および  $e$  はそれぞれプラズマ内部および外部の意味である。さらに電場は接線方向に境界面で連続であるから、 $\mathbf{n}_0$ ,  $\mathbf{A}$  をそれぞれ法線方向の単位ベクトルおよびベクトル・ポテンシャルとすれば、プラズマ表面では、

$$\mathbf{n}_0 \times \mathbf{A} = -\xi_n \mathbf{B}_{0e}, \quad (5.7)$$

そして理想導体の壁においては、

$$\mathbf{n} \times \mathbf{A} = 0 \quad (5.8)$$

である。

ここでポテンシャル・エネルギー積分  $W$ <sup>23)</sup> を導入すれば、 $W$  はプラズマ内部の領域  $V_i$ , プラズマ境界面  $S$ , プラズマ外部の真空領域  $V_e$  での積分項  $W_p$ ,  $W_s$ ,  $W_v$  の和で表わされる。すなわち、

$$W = W_p + W_s + W_v \quad (5.9)$$

であり、

$$\begin{aligned} W_p &= \frac{1}{2} \int_{V_i} (\gamma_c p_0 (\nabla \xi)^2 + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \xi \times \mathbf{B}_0)^2 + (\nabla \xi) \cdot (\xi \cdot \nabla p_0) \\ &\quad - \frac{1}{4\pi} (\xi \times (\nabla \times \mathbf{B}_0)) \cdot \nabla \times (\xi \times \mathbf{B}_0)) d\mathbf{r} \end{aligned} \quad (5.10)$$

$$W_s = \frac{1}{2} \int_S \xi_n^2 \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{B_{0e}^2}{8\pi} + \frac{B_{0i}^2}{8\pi} - p_0 \right) dS \quad (5.11)$$

$$W_v = \frac{1}{2} \int V_e \frac{B_1^2}{4\pi} d r \quad (5.12)$$

で与えられる。

トカマク配位においては、 $r < a$ の領域にプラズマがあり、 $a < r < b$ は真空領域であり、 $r = b$ に理想導体があるとす。  $ka \ll 1$ ,  $kb \ll 1$  ( $k$ : 波数) とすると、式 (5.9) は、

$$W = \frac{1}{8} B_a^2 \xi_r^2(a) \left( \left(1 - \frac{n q_a}{m}\right)^2 (1 + m \lambda) - 2 \left(1 - \frac{n q_a}{m}\right) \right) + \frac{1}{8} \int \left( f \left( \frac{d \xi_r}{d r} \right)^2 + g \xi_r^2 \right) d r \quad (5.13)$$

となる。ここに、

$$\lambda = \frac{1 + (a/b)^{2m}}{1 - (a/b)^{2m}}$$

$$f = \frac{r (k B_\phi + (m/r) B_\theta)^2}{k^2 + (m/r)^2}$$

$$g = \frac{2 k^2}{k^2 + (m/r)^2} \frac{d p_0}{d r} + \frac{r}{4 \pi} \left( k B_\phi + \frac{B_\theta}{r} \right)^2 \frac{k^2 + (m/r)^2 - (1/r)^2}{k^2 + (m/r)^2} + \frac{1}{4 \pi} \frac{2 k^2 / r (k^2 B_\phi^2 - (m/r)^2 B_\theta^2)}{(k^2 + (m/r)^2)^2}$$

である。式 (5.13) において右辺第二項は第一項にくらべてあまり小さくなく無視できるから、<sup>24)</sup> キンク・モードの理論的成長時間  $\tau_{ik}$  は、

$$\tau_{ik} = \left\{ \frac{B_a^2}{4 \pi \rho a^2} \left[ 2 (m - n q_a) - \frac{2}{1 - (a/b)^{2m}} (m - n q_a) \right] \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (5.14)$$

と求められる。<sup>25)</sup>

上式に得られた実験値  $B_a = 1.4 \times 10^3$  (G),  $\rho = 3.3 \times 10^{-11}$  (g/cm<sup>3</sup>),  $a = 20$  (cm),  $b = 36$  (cm),  $m = 2$ ,  $n = 1$ ,  $q_a = 1.9$  を代入すると、 $\tau_{ik} = 1 \mu\text{sec}$  と得られる。一方振動の成長時間の実験値は  $10 \mu\text{sec}$  以下であるから、実験値は理論値のオーダーに等しい値である。このことから、安全係数低減化の放電の限界における破壊性不安定性は、 $m = 2$  キンク・モードの成長によってもたらされると考えられる。

シェル小半径  $b$  のプラズマ小半径  $a$  に対する比  $b/a$  を小さくするにしたがって、理論的に求めた  $m = 2$  キンク・モードの成長率は小さくなる。<sup>25)</sup>  $q_a < 2$  の安定なプラズマを実験的に得るためには、プラズマのシェル中心からのずれを小さくすること、 $b/a$  を小さくすること等が重要である。

次にプラズマ密度増大化の放電の限界における破壊性不安定性について考察する。この放電において観測される振動のモード間には  $n q_a / m > 1$  の関係が成立するから、振動はティアリング・モードであろう。この場合抵抗の有限性をオームの式 (5.4) に導入すれば、ティアリング・モード不安定性の理論的成長時間  $\tau_{it}$  は

$$\tau_{it} = \left\{ 0.5 \left( \frac{\eta_p}{4\pi r_s^2} \right)^{3/5} \left( \frac{m^2 B_{\theta s}^2}{\pi \rho_s r_s^2} \right)^{1/5} \Delta^{4/5} \right\}^{-1} \quad (5.15)$$

26, 27) で与えられる。ただし、

$$\Delta = \frac{2m(nq_a - m + 1 - \frac{a^{2m}}{b^{2m}})}{(1 - \frac{r^{2m}}{b^{2m}})(n - nq_a - 1 + \frac{a^{2m}}{r^{2m}})}$$

である。ここに  $\eta_p$  はプラズマの比抵抗、 $B_{\theta s}$  は  $r_s$  におけるポロイダル磁場、 $\rho_s$  は  $r_s$  における質量密度である。上式に実験値  $\eta_p \approx 3 \times 10^4$  (emu),  $r_s \sim 15$  (cm),  $B_{\theta s} \sim 1 \times 10^3$  (G),  $\rho_s \approx 3 \times 10^{-11}$  (g),  $m=2$ ,  $n=1$ ,  $q_a=3.3$  を代入すると、 $\tau_{it} \sim 0.1$  msec と得られる。一方振動の成長時間の実験値は約 1 msec であり、この値は理論値のオーダーに等しい値である。

プラズマ密度増大化の放電の限界点で  $m=2$ ,  $n=1$  の振動が成長すること、その成長の位相で放射損失およびリミタへの熱流束が増大することを 2 節で述べた。この位相で軽元素（主に O, C, N）不純物および重元素（主に真空容器の金属材料）不純物の増大も観測された。これらの現象は次のような機構で起こると考えられる。すなわち振動の成長は、半径方向への粒子の拡散と熱伝導を増大させるであろう。<sup>28-30)</sup> それゆえリミタへの熱流束が増大すると考えられる。したがってプラズマ・壁相互作用が増大し、その結果としてプラズマ中に不純物が導入されると考えられる。増大された放射損失によってプラズマ周辺がより冷却され、その結果プラズマ電流はより急しゅん化するであろう。したがって振動の振幅は、より増大すると思われる。この帰還の過程によって振動が成長し、その成長の結果として破壊性不安定性が引き起こされると考えられる。高密度化放電においては、観測されるモード数はプラズマ表面における安全係数  $q_a$  より小さい値である。このような場合、 $m=2$  の振動はプラズマ中の  $q(r)=2$  の半径  $r_s$  近傍で起こると考えられる。密度の増大化放電においては、 $m=2$  ティアリング・モード不安定性の成長によって、破壊性不安定性が引き起こされると考えられる。

上に述べたモデルの正当性を二つの方法によって確かめた。一つはライナ内壁への  $T_i$  蒸着であり、他の一つは不純物入射である。まず  $T_i$  蒸着について述べる。実験条件が同一である限りにおいては、 $T_i$  蒸着を行なうことによって破壊性不安定性を抑えることが可能である。この  $T_i$  蒸着は上に述べた帰還の過程の鎖を切る、あるいは細くする役目を果たすと考えられる。実際  $T_i$  蒸着によって、放射損失は減少すること、電子温度分布はより平坦になること、かつ振動の振幅は減少すること等が明らかとなった。<sup>26)</sup> したがって  $T_i$  蒸着を行なうことによって、密度の増大化が可能である。次に不純物入射について述べる。不純物として用いたガスはネオンである。安定なプラズマ中にネオンを注入すれば、放射損失—これはプラズマ周辺 ( $0.7 < r/a < 1$ ) を冷却するが—が入力エネルギーの 60~80% に増大することが明らかであった。放射損失の増大と共に振動の振幅が増大し、ついには破壊性不安定性の発生することが確認された。破壊性不安定性の発生直前における  $\tilde{B}_\theta / B_\theta$  は、同様に約 5% であった。

以上のことから、放射損失によるプラズマ周辺の冷却が、振動の成長の過程において重要な役割を果たしていることが明らかである。したがってライナ内壁をきれいにすることによる放射損

失の軽減は、破壊性不安定性を押える上で重要である。このようにして、不純物を軽減することによって、密度の増大化放電が可能である。

## 5.5 結 言

プラズマ密度増大化の放電においては、増大されたプラズマ・壁相互作用による放射損失—これはプラズマ周辺を主に冷却する—が $m=2$ ティアリング・モード不安定性の成長に重要な役割を果たしていることを明らかにした。そして $m=2$ ティアリング・モードの成長の結果として、破壊性不安定性の起こることを確認した。放射損失を軽減するにしたがって、密度の増大化が可能である。

放射損失を軽減するにしたがって、安全係数の低減化が同様に可能であることを明らかにした。そして放射損失をジュール入力 of 10～20%までに軽減することによって、プラズマ表面における安全係数を2まで低減化することが可能である。しかし、2以下の安全係数の領域では、破壊性不安定性はいつも発生することを確かめた。この領域では、放射損失は破壊性不安定性の発生に影響を与えないことを明らかにした。そして $m=2$ キック・モード不安定性が安定なプラズマの生成を困難にしていることを明らかにした。安定なプラズマを得るためには、プラズマのシェルの中心からのずれを小さくすること、プラズマ半径を大きくすること等が、すなわちシェルによるプラズマの安定化が重要である。



## 参考文献

- 1) G.G. Dolgov-Savelev, V.S. Mukhovatov, V.S. Strelkov, M.N. Shepelev and N.A. Yavlinkii : J. Exptl. Theoret. Phys. 38 (1960) 394.  
translation: Sov. Phys.-JETP 11 (1960) 287.
- 2) E.P. Gorbunov and K.A. Razumova : At. Energ. 15 (1963) 363.  
translation: Sov. At. Energ. 15 (1963) 1105.
- 3) L.A. Artsimovich, S.V. Mirnov and V.S. Strelkov : At. Energ. 17 (1964) 170. translation: Sov. At. Energ. 17 (1964) 886.
- 4) S.V. Mirnov : Nucl. Fusion 9 (1969) 57.
- 5) S.V. Mirnov and I.B. Semenov : At. Energ. 30 (1971) 20.  
translation : Sov. At. Energ. 30 (1971) 22.
- 6) J.C. Hosea, C. Bobeldijk and D.J. Grobe : *Proc. 4th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, 1971* (IAEA, Vienna, 1971) vol.II , p.425.
- 7) K. Bol, J.L. Cecchi, C.C. Daughney, R.A. Ellis, Jr., H. Eubank, H.P. Furth, R.A. Jacobsen, L.C. Johnson, E. Mazzucato and W. Stodiek : *Proc. 6th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow, 1973* (Kurchatov Institute of Atomic Energy, 1973) vol.I, p.18.
- 8) R.A. Jacobsen : Plasma Phys. 17 (1975) 547.
- 9) F. Karger, K. Lackner, G. Fussmann, B. Cannici, W. Engelhardt, J. Gernhardt, E. Glock, D.E. Groening, O. Kluber, G. Lisitano, H.M. Mayer, D. Meisel, P. Morandi, S. Sesnic, F. Wagner and H.P. Zehrfeld : *Proc. 6th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgarden, 1976*, (IAEA, Vienna, 1977) vol.I, p.267.
- 10) S.V. Mirnov and I.B. Semenov : *Proc. 6th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgarden, 1976* (IAEA, Vienna, 1977) vol.I, p.291.
- 11) Equipe TFR : *Proc. 6th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgarden, 1976* (IAEA, Vienna, 1977) vol.I, p.279.
- 12) K. Bol, V. Awnasalam, M. Bitter, D. Boyd, K. Brau, N. Bretz, J. Bussac, S. Cohen, P. Colestock, S. Davis, D. Dimock, F. Dylla, D. Eames, P. Efthimion, H. Eubank, R.J. Goldstone, R.J. Hawryluk, K.W. Hill, E. Hinnov, J. Hosea, H. Hsuan, F. Jobses, D. Johnson, E. Mazzucato, S. Medley, E. Merservey, N. Sauthoff, G. Schmidt, F. Stauffer, W. Stodiek, J. Strachan, S. Suckewer, G. Tait,

- M. Ulrickson and S. von, Goeler : *Proc. 7th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978* (IAEA, Vienna, 1979) vol.I, p.11.
- 13) W. Engelhardt, O. Klüber, D. Meisel, H. Murmann, S. Sesnic, G. Fussmann, E. Glock, N. Gottardi, F. Karger, G. Lisitano, H.M. Mayer and F. Wagner : *Proc. 7th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978* (IAEA, Vienna, 1979) vol.I, p.11.
- 14) V.V. Arsenin, L.I. Artemenkov, N.V. Ivanov, A.M. Kakurin, L.I. Molotkov, A.N. Chudnovskij, N.N. Shvindt, Yu, V. Gvozdokov and M. Yu. Cherkashin : *Proc. 7th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978* (IAEA, Vienna, 1979) vol.I, p.233.
- 15) J. Fujita, S. Itoh, K. Kadota, K. Kawahata, Y. Kawasumi, T. Kuroda, K. Matsuoka, K. Matsuura, A. Miyahara, K. Miyamoto, N. Noda, K. Ohkubo, K. Sakurai, K. Sato, M. Sato, S. Tanahashi, Y. Terashima and K. Toi : *Proc. 7th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978* (IAEA, Vienna, 1979) vol.I, p.247.
- 16) J. Fujita, M. Fujiwara, Y. Hamada, S. Itoh, K. Kadota, K. Kawahara, T. Kuroda, K. Matsuoka, K. Matsuura, A. Miyahara, K. Miyamoto, K. Ohkubo, S. Tanahashi, Y. Terashima and K. Toi : *Proc. 6th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgarden, 1976* (IAEA, Vienna, 1977) vol.II, p.95.
- 17) K. Odajima, M. Nagami, S. Yamamoto, H. Ohasa, S. Sengoku, H. Kimura, T. Yamauchi, K. Kumagai, A. Funahashi, H. Maeda and Y. Shimomura : *Proc. IAEA Symp. Current Disruption in Toroidal Device, Garching, 1979* (Max-Planck-Institut Für Plasmaphysik, 1979) B-5.
- 18) M. Maeno, N. Suzuki, S. Konoshima, T. Yamamoto, M. Shimada and N. Fujisawa : *Proc. IAEA Symp. Current Disruption in Toroidal Device, Garching, 1979* (Max-Planck-Institut Für Plasmaphysik, 1979) B-6.
- 19) K. Toi, S. Itoh, K. Kadota, K. Kawahata, N. Noda, K. Sakurai, K. Sato, S. Tanahashi and S. Yasue : *Proc. IAEA Symp. Current Disruption in Toroidal Divices, Garching, 1979* (Max-Plank-Institut Für Plasmaphysik, 1979) B-8.
- 20) Equipe TFR : *Nucl. Fusion* 17 (1977) 1283.
- 21) M. Maeno, N. Suzuki, S. Konoshima, T. Yamamoto, M. Shimada and

- N. Fujisawa : J. Phys. Soc. Jpn. 48 (1980) 273.
- 22) H. Maeda, S. Sengoku, K. Kimura, H. Ohtsuka, K. Ohasa, M. Nagami, K. Odajima, S. Yamamoto, M. Azumi, S. Kasai, T. Sugie, K. Takahashi, K. Kumagai, T. Shoji, T. Yamauchi, H. Takeuchi, T. Kawakami, A. Nagashima, A. Funahashi, K. Anno, T. Shibata, T. Arai, H. Hiraoka, H. Sunaoshi, K. Yokoyama and Y. Shimomura : *Proc. 7th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978* (IAEA, Vienna, 1979) vol.I, p.377.
- 23) B.B. Kadomtsev : *Reviews of Plasma Physics*, ed. M.A. Leontovick (Consultant Bureau, New York, 1966) vol.II , p.155.
- 24) 宮本健郎 : 核融合のためのプラズマ物理 (岩波書店, 東京, 1976) p.202.
- 25) V.D. Shafranov : Zh. Tekh. Fiz. 40 (1970) 241.
- 26) P.H. Rutherford, H.P. Furth and M.N. Rosenbluth : *Proc. 4th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, 1970* (IAEA, Vienna, 1971) vol.II , p.553.
- 27) H.P. Furth, P.H. Rutherford and H. Selberg : 16 (1973) 1054.
- 28) M. Wakatani : Nucl. Fusion 15 (1975) 957.
- 29) T. Ohkawa : Phys. Lett. 38A (1972) 21.
- 30) M. Wakatani : J. Phys. Soc. Jpn. 44 (1978) 1350.

## 6. 結 論

本研究の結論は以下のとおりである。

- (1) 本研究の遂行において必要欠くことのできない技術の開発および確立を行なった。
  - (i) プラズマ電流の定電流化の確立
  - (ii) 磁気プローブ群の測定技術の確立
  - (iii) 内部振動測定器の測定技術の確立
  - (iv) ボロメータの開発
  - (v) 赤外線カメラの測定技術の確立
- (2) プラズマ密度増大化および安全係数低減化の放電において、放射損失によるプラズマ周辺の冷却がモード数の低い方への移行に重要な影響を及ぼすことを明らかにした。放射損失の軽減によって、プラズマ密度の最大値および安全係数の最小値を、それぞれ従来値の3倍以上および約1/2に改良することを可能とした。
- (3) プラズマ壁相互作用による不純物が、プラズマ密度増大化の放電における不安定性の成長に重要な役割を果たしていることを明らかにした。すなわち  $m=2$  ティアリング・モード不安定性の成長の要因はプラズマと真空容器内壁との帰還作用であること、その結果として破壊性不安定性の起こることを明らかにした。
- (4) プラズマ表面における安全係数が2以下である場合においては、 $m=2$  キンク・モード不安定性が破壊性不安定性を引き起こすことを明らかにした。 $m=2$  キンク・モード不安定性を安定化させるためには、シェルによる安定化が重要である。

## 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なされたものである。

本論文の作成過程において、終始御懇切な御指導と御鞭撻を賜りました東北大学長尾重夫教授、梶山一典教授、平川直弘教授、岩手大学杉田慶一郎教授、東北大学渡辺博茂助教授、後藤幸弘助教授の各氏に対し、心から感謝の意を表わします。

本研究においては JFT-2 装置を用いた。JFT-2 装置は日本原子力研究所において 1969 年に設計が開始され、1972 年に実験が始められた。著者は 1970 年 4 月以来 JFT-2 グループに参加した。その間約 10 年終始著者を暖かく見守り勇気づけて下さいまし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磯康彦センタ長、核融合研究部における小幡行雄部長、同田中正俊次長、同田中裕二プラズマ実験室長の各氏に対し、心から感謝します。

実験の遂行にあたり多大の御教示と御援助をいただきました藤沢登副主任研究員（現大型トカマク開発部 JT-60 計画室）、鈴木紀男研究員、木島滋研究員、山本巧研究員、平山俊雄研究員

## 6. 結 論

本研究の結論は以下のとおりである。

- (1) 本研究の遂行において必要欠くことのできない技術の開発および確立を行なった。
  - (i) プラズマ電流の定電流化の確立
  - (ii) 磁気プローブ群の測定技術の確立
  - (iii) 内部振動測定器の測定技術の確立
  - (iv) ボロメータの開発
  - (v) 赤外線カメラの測定技術の確立
- (2) プラズマ密度増大化および安全係数低減化の放電において、放射損失によるプラズマ周辺の冷却がモード数の低い方への移行に重要な影響を及ぼすことを明らかにした。放射損失の軽減によって、プラズマ密度の最大値および安全係数の最小値を、それぞれ従来値の3倍以上および約1/2に改良することを可能とした。
- (3) プラズマ壁相互作用による不純物が、プラズマ密度増大化の放電における不安定性の成長に重要な役割を果たしていることを明らかにした。すなわち  $m=2$  ティアリング・モード不安定性の成長の要因はプラズマと真空容器内壁との帰還作用であること、その結果として破壊性不安定性の起こることを明らかにした。
- (4) プラズマ表面における安全係数が2以下である場合においては、 $m=2$  キンク・モード不安定性が破壊性不安定性を引き起こすことを明らかにした。 $m=2$  キンク・モード不安定性を安定化させるためには、シェルによる安定化が重要である。

## 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なされたものである。

本論文の作成過程において、終始御懇切な御指導と御鞭撻を賜りました東北大学長尾重夫教授、梶山一典教授、平川直弘教授、岩手大学杉田慶一郎教授、東北大学渡辺博茂助教授、後藤幸弘助教授の各氏に対し、心から感謝の意を表わします。

本研究においては JFT-2 装置を用いた。JFT-2 装置は日本原子力研究所において 1969 年に設計が開始され、1972 年に実験が始められた。著者は 1970 年 4 月以来 JFT-2 グループに参加した。その間約 10 年終始著者を暖かく見守り勇気づけて下さいまし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磯康彦センタ長、核融合研究部における小幡行雄部長、同田中正俊次長、同田中裕二プラズマ実験室長の各氏に対し、心から感謝します。

実験の遂行にあたり多大の御教示と御援助をいただきました藤沢登副主任研究員（現大型トカマク開発部 JT-60 計画室）、鈴木紀男研究員、木島滋研究員、山本巧研究員、平山俊雄研究員

(現大型トカマク開発部 JT-60 計画室), 上原和也研究員(現核融合研究部加熱工学第二研究室), 嶋田道也研究員(在米国 General Atomic Company)の各氏に心から感謝いたします。

さらに船橋昭昌副主任研究員, 河西敏研究員, 杉江達夫研究員を始めとする計測グループの人達, 装置・技術管理室国枝俊介室長, 鈴木喜八郎室長代理, 豊島昇係長(現大型トカマク開発部 JT-60 第一開発室), 松崎誼係長を始めとする装置・技術管理室の人達に心から感謝いたします。

最後に本論文の 3, 4 章において多くの議論, 御教示をいただいた下村安夫副主任研究員(現大型トカマク開発部 JT-60 計画室), 山本新研究員に感謝いたします。

## 本研究に関連する主な論文

## 1, 2章

- 1) 前野勝樹, 後藤幸弘, 杉田慶一郎, 長尾重夫: 磁わい振動子を使用したプラズマ発生用高速動作弁, 電気学会雑誌 **88** (1968) 1507.
- 2) 前野勝樹, 佐藤 忠, 平山俊雄, 鈴木紀男, 藤沢 登: JFT-2 プラズマ周囲の中性分子密度測定用高速電離真空計, 日本原子力研究所研究報告書 JAERI - M 6712 (1976).
- 3) M. Maeno, H. Ohtsuka, S. Yamamoto, N. Ogiwara, T. Yamamoto, N. Suzuki and N. Fujisawa: *On the Origin of Arcing in a Tokamak*, J. Phy. Soc. Jpn. 48 (1980) 2177.
- 4) M. Maeno, H. Ohtsuka, S. Yamamoto, N. Ogiwara, T. Yamamoto, N. Suzuki and N. Fujisawa: *Mechanism of Unipolar Arcs in Tokamaks*, Nucl. Fusion 20 (1980) 1415.

## 3章

- 1) 前野勝樹, 松崎 誼, 藤沢 登: JFT-2 プラズマ電流定電流化装置, 日本原子力研究所研究報告書 JAERI - M 6762 (1976).
- 2) 前野勝樹, 的場 徹, 藤沢 登, 伊藤智之: JFT-2 プラズマ監視装置 (プラズマによる電磁場測定器) 日本原子力研究所研究報告書 JAERI - M 5204 (1973).
- 3) 前野勝樹, 片桐正樹, 鈴木紀男, 藤沢 登: 高電子密度化における JFT-2 プラズマの低周波振動, 日本原子力研究所研究報告書 JAERI - M 7431 (1977).
- 4) M. Maeno, H. Kawamura, Y. Gomay, N. Fujisawa, N. Suzuki, S. Konoshima, T. Yamamoto, T. Hirayama, M. Shimada and K. Uehara: *Measurement of Surface Temperature of a Limiter and a Study on Plasma Confinement Characteristics*, Jpn. J. Appl. Phys. 18 (1979) 1549.
- 5) M. Maeno and M. Katagiri: *An Application of a Germanium Film Bolometer to Radiation loss Measurement in JFT-2 Tokamak*, Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 1431.

## 4章

- 1) M. Maeno, N. Suzuki, T. Yamamoto and N. Fujisawa: *Metal Impurity Reduction by Working Gas Injection in a Tokamak*, Jpn. J. App. Phy. 19 (1980) 1509.
- 2) M. Maeno, N. Suzuki, S. Konoshima, T. Yamamoto, M. Shimada and N. Fujisawa: *Experimental Study on Limit of the Safety Factor in JFT-2 Tokamak*, Proc. IAEA Symp. Current Disruption in Toroidal Device, Garching, 1979 (Max-Planck-Institut Für Plasmaphysik, 1979) B-6.

5 章

- 1) M. Maeno, N. Suzuki, S. Konoshima, T. Yamamoto, M. Shimada and N. Fujisawa : *Experimental Study on Limit of the Safety Factor in JFT-2 Tokamak*, J. Phys. Soc. Jpn. 48 (1980) 273.