

JAERI-M

8 1 5 1

DIVA(JFT-2a)装置に於ける  
軸対称ダイバータに関する実験的研究

1979年3月

山 本 新

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、お申しこしてください。

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.

DIVA (JFT-2a) 装置に於ける  
軸対称ダイバータ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

山本 新

(1979年2月5日受理)

DIVA (JFT-2a) 装置は、軸対称ダイバータをトカマク装置に導入した世界最初のトカマク装置である。本研究において、軸対称ダイバータ付きトカマク装置でのプラズマの平衡配位およびその安定性、ダイバータが不純物および閉じ込め特性 (エネルギーおよび粒子の閉じ込め特性) におよぼす効果等を調べることにより以下の結果を得た。

- i) 軸対称ダイバータを持ったトカマク・プラズマの平衡配位が全放電時間を通じて安定に存在する。
- ii) 非軸対称漏洩磁場により、セパトリックス近傍において、エルゴディック領域が存在する。
- iii) ダイバータは、不純物による輻射損失を減少させるとともに、エネルギー閉じ込め時間も増大させる。
- iv) 軸対称ダイバータは、主プラズマの輸送過程に影響を与えない。

Experimental Studies on an Axisymmetric Divertor in DIVA(JFT-2a)

Shin YAMAMOTO

Division of Thermonuclear Fusion Research,  
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received February 5, 1979)

DIVA(JFT-2a) is the first tokamak with an axisymmetric divertor in the world. Objectives of the experiments were

- i) Plasma production and confinement in a tokamak with a separatrix magnetic surface, and
- ii) divertor effects on radiation loss and plasma confinement.

The results so far are as follows:

- i) The equilibrium with a separatrix magnetic surface is stable during the discharge.
- ii) There is an ergodic region near the separatrix magnetic surface due to non-axisymmetric magnetic perturbations.
- iii) The divertor reduces radiation loss and increases energy confinement time.
- iv) The divertor does not affect the transport process in the main plasma.

Key words: DIVA(JFT-2a) Tokamak, Axisymmetric Divertor, Equilibrium, Stability, Radiation Loss, Plasma Confinement, Separatrix Magnetic Surface, Ergodic Region, Transport Process

## 目 次

内容梗概	iii
第1章 序 論	1
1.1 エネルギー問題と制御熱核融合	1
1.2 トカマク	2
1.3 不純物の核融合プラズマへの影響	11
1.4 本研究の目的と意義	16
——トカマクにおける不純物問題 およびダイバータの役割——	
文 献	23
第2章 DIVA 装置の概容および測定手段	27
2.1 序	27
2.2 装置の概容	27
2.3 測定手段	36
文 献	48
第3章 ダイバータ配位	50
3.1 序	50
3.2 ダイバータ配位の存在条件	55
3.3 ダイバータ配位の2次元測定	66
3.4 ダイバータ・フープ・コイル電流変調実験 (動的磁気リミタ実験)	72
3.5 非軸対称漏洩磁場の軸対称ダイバータへの影響	81
3.6 結 論	92
文 献	93
第4章 不純物および閉じ込め特性におよぼすダイバータ効果	95
4.1 序	95
4.2 磁気流体的性質	99
4.3 イオン温度および電子密度	106
4.4 不純物による輻射損失および電子温度	108
4.5 閉じ込め特性	115
4.6 結 論	122
文 献	124

第5章 結語.....	126
謝 辞.....	127
本研究に関する主たる論文.....	128

## Contents

Abstract .....	iii
I. Introduction .....	1
1.1 Energy needs and controlled thermonuclear fusion .....	1
1.2 Tokamaks .....	2
1.3 Impurity effects on thermonuclear plasmas .....	11
1.4 Research objectives of this work	
— Impurity problems in Tokamaks	
and divertor effects on impurities —.....	16
Reference .....	23
II. Outline of DIVA device and experimental procedure .....	27
2.1 Introduction .....	27
2.2 Outline of the device .....	27
2.3 Experimental procedure .....	36
Reference .....	48
III. Divertor configuration .....	50
3.1 Introduction .....	50
3.2 Conditions for existance of the divertor configuration ..	55
3.3 Two-dimensional measurements of the divertor	
configuration .....	66
3.4 Experiments on dynamic magnetic limiter .....	72
3.5 Effects of non-axisymmetric perturbations on	
the axisymmetric divertor .....	81
3.6 Conclusions .....	92
Reference .....	93
IV. Divertor effects on impurities and confinements .....	95
4.1 Introduction .....	95
4.2 Magneto-hydrodynamic properties .....	99
4.3 Ion temperature and electron density .....	106
4.4 Radiation loss due to impurities and electron	
temperature .....	108
4.5 Confinement properties .....	115
4.6 Conclusions .....	122
Reference .....	124

V. Summary ..... 126  
Acknowledgements ..... 127  
Publication list concerning this thesis ..... 128



## 第1章 序 論

本章においては、本研究の目的および意義について述べる。トカマクにおける不純物の問題および、その除去方法の一つとして考えられているダイバータ装置に関することからについて述べ、本研究の意義を明らかとする。また、本論文を理解する助けとするために核融合プラズマ、トカマク装置<sup>1)</sup>およびトカマク・プラズマの平衡<sup>2)</sup>と安定性<sup>3)</sup>について簡単に述べる。さらに逃走電子<sup>4)</sup>についても述べる。

### 1.1 エネルギー問題と制御熱核融合

現在のようなエネルギー消費の増加が続くかぎり遠からず、石油は消費尽されるであろうと言われて久しい。石油採掘技術の進歩により、利用可能な石油埋蔵量が増加しているとは言え、今後100年程度で石油は消費尽されてしまうだろうと考えられている。石油エネルギーの代替エネルギーの一つとして、原子力エネルギーが使用されはじめてから20余年が経過した。

現在実用化されている熱中性子炉は、ウランの同位元素U-235の熱中性子による核分裂反応によるもので、この同位元素は、天然ウランの0.7%しか利用できない。高速増殖炉は、U-235の核分裂反応によってエネルギーを発生しつつ、同時に高速中性子をU-238、Th-232にぶつけて新しい核燃料を生産増殖させていくタイプの原子炉であり、ようやく実用化の段階にある。しかし、ウラン資源が偏在していること、核分裂生成物の処理等は、現在の原子炉と同様であり、また、燃料の倍増には約20年かかる等この増殖炉の利用については多くの問題が存在している。またウラン資源の推定埋蔵量からして数世紀以上の長期にわたるエネルギー資源としては不十分であると考えられている。

これに対して、海水中の水素の0.015%（原子の数）の割合で、ほぼ無尽蔵に存在する重水素を用いる核融合炉は、もし実現されれば、ほぼ永久に人類のエネルギー問題を解決すると思われるが、水素爆弾のような爆発的核融合反応の場合を除いて、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。

核融合炉において対象となるプラズマ<sup>5)</sup>は、イオンの温度が高くイオン間に働くクーロン反発力に抗して互いに衝突し核融合反応が起こりうるようなものでなくてはならない。そして核融合反応によってプラズマから得られるエネルギーが、その効率を考慮した上で、そのプラズマを核融合反応条件に保つために必要なエネルギーより大きいことが必要である。

反応粒子の閉じ込めには、慣性閉じ込め<sup>6)</sup>および磁場閉じ込め<sup>7-10)</sup>の2種の方法がある。慣性閉じ込めは、ペレット状反応粒子に高エネルギーの電子、イオン、あるいは電磁波（レーザー）等を入射して瞬間的に高温プラズマを生成し、イオンの音速で反応粒子が広がる間に充分な核融合反応を起こすことを期待する方法である。磁場による核融合プラズマの閉じ込めに対する基礎研究は、ステラレータ<sup>8)</sup>、ヘリオトロン<sup>9)</sup>およびトカマク装置等<sup>1,10)</sup>により現在積極的に研究がなされている。

次節においては、本研究がなされた DIVA 装置が属するトカマク装置について述べる。

## 1.2 トカマク

本節において、トカマク装置、トカマク・プラズマの平衡、磁気流体的安定性および磁気面の構造について述べる。

トカマク・プラズマは、軸対称系であり、プラズマ電流により、プラズマの加熱（ジュール加熱）を行ない、また同時にそのプラズマ電流により、高温プラズマの平衡をとっている。トカマク装置におけるもっとも特徴的なことの一つは、プラズマ電流に平行に強い磁場  $B_T$ （トロイダル磁場）を加えて、電磁流体的な不安定性を押えていることである。

### 1) トカマク装置<sup>1)</sup>

トカマク装置の基本的な配位を図 1.1 に示す。トロイダル磁場を発生するトロイダル・コイル、真空容器および変流器の一次巻線が示されている。一次巻線に電流を立ち上がらせることにより、二次巻線となっているプラズマに、電流を流す。図 1.2 にトロイダル磁場  $B_T$  およびプラズマ電流により作られる磁場  $B_P$  により形成される磁力線の構造を示す。それらの磁場により合成された磁力線は、ヘリカル構造をしており、ある面上をおおいつくしている。この面を磁気面と呼ぶ。図 1.3 に磁気面を示す。

トカマク・プラズマは、プラズマ中を軸方向に流れるプラズマ電流及び、プラズマの存在それ自身によって、トーラスの半径方向（主半径方向）に膨張する傾向にある。そのためにトカマク・プラズマの平衡を保つためには、先に述べたプラズマ電流の他に、垂直磁場と呼ばれるものが必要である。図 1.4 に、プラズマ電流により作られる磁場  $B_P$  および垂直磁場  $B_V$  により合成された（この合成された磁力線をポロイダル磁場と呼ぶ）磁力線の子午面への投影を示す。通常この垂直磁場は、プラズマを囲む導体シェル（図 1.1 参照）の映像電流を利用して得られる。導体シェルは、プラズマの平衡と同時に、磁気流体的不安定性に対しても重要な役割をはたす。

### 2) トカマクの磁気面の構造<sup>2)1)</sup>

図 1.5 に、閉じ込め領域の磁気面およびトーラス座標  $(r, \theta, \phi)$  を示す。閉じ込め領域の中心において一周後に、元の位置にもどってくるような磁力線を磁気軸（magnetic axis）と呼ぶ。トーラスの磁気軸上の或る点  $O$  において磁気軸に垂直な平面  $P$  を考え、 $P$  面上の一点から出発した磁力線が主軸を一周して、再び  $P$  面上にもどって来た時、その点が磁気軸  $O$  の周りを回る角度を  $\epsilon$  とする。この角度  $\epsilon$  は出発点に依存するが、平均をとるため磁力線が主軸の周りを  $N$  回転したとき磁気軸の周りを回る角度  $\sum_{k=1}^N \epsilon_k$  を  $N$  で割り、 $N$  を無限にした極限をとる。即ち

$$\epsilon = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{k=1}^N \epsilon_k}{N} \quad (1.1)$$

を回轉變換角（rotational transform angle）と定義する。また、

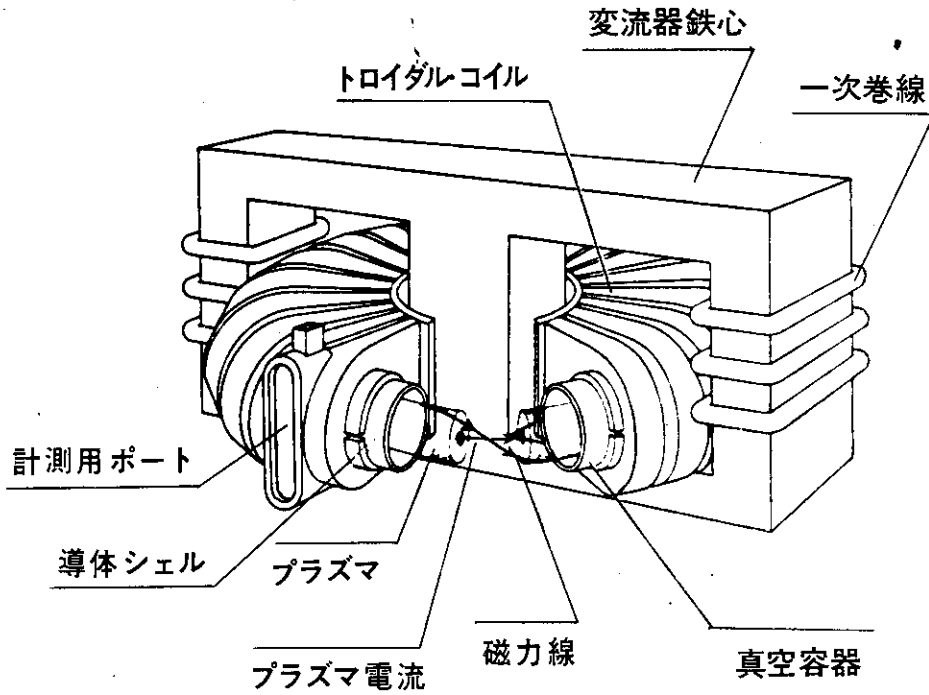


図1.1 トカマク装置の基本的配位

プラズマ部のさらに詳しい構造については図1.2および図1.16に与えられている。

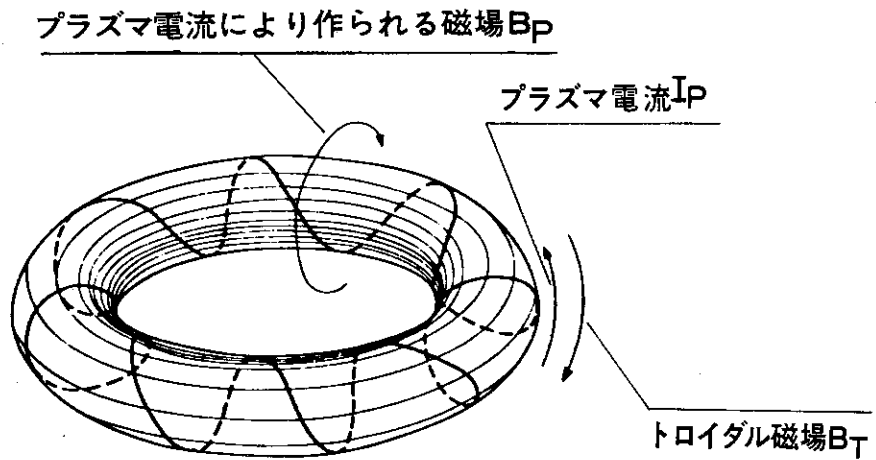


図1.2 トカマク装置における磁力線のヘリカル構造

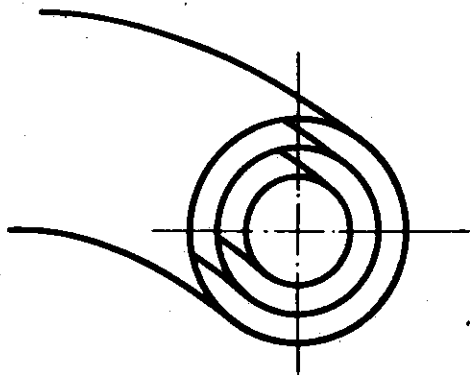


図1.3 磁気面構造

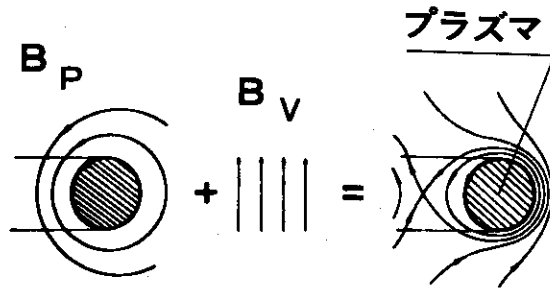


図1.4 トカマクにおける平衡磁気面配位

$B_p$  : プラズマ電流により作られる磁場

$B_v$  : 垂直磁場

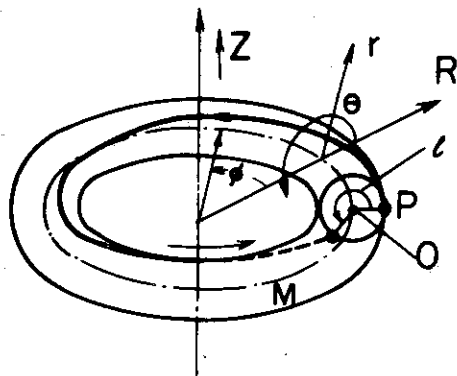


図1.5 トーラス座標 ( $r, \theta, \phi$ ) および円柱座標 ( $R, \phi, Z$ )

A : トーラス磁場の主軸

M : トーラス磁場の磁気軸

$$q \equiv 2\pi / \iota \quad (1.2)$$

を安全係数 (safety factor) と呼ぶ。安全係数すなわち、回数変換角  $\iota$  は一般にプラズマ半径  $r$  の関数である。即ち、磁力線が図1.6に示すように捩れ (シア) のあることがある。このシアは、プラズマ閉じ込めの安定化条件に重要な意味を持つ。

ある磁気面上において、磁力線が主軸の周りを  $m$  回転し、その間に磁気軸のまわりを  $n$  回転して、自分自身にもどってくるような磁気面が存在する。これを共鳴磁気面 (resonant magnetic surface) と呼ぶ。この磁気面上においては、安全係数  $q$  は、定義により

$$q = m/n \quad (1.3)$$

となる。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ねばならない。

$$q_a > 1 \quad (1.4)$$

円形トラスの場合、主軸からプラズマ中心までの距離 $R_p$ を主半径(major radius)といい、プラズマ半径の大きさ $a$ を小半径(minor radius)という。また $R_p$ と $a$ の比 $A$ をアスペクト比(aspect ratio)と呼ぶ。

$$A = R_p / a \quad (1.5)$$

アスペクト比が大きい場合には、プラズマ境界における安全係数 $q_a$ は、近似的に次のごとく表わすことができる。

$$\begin{aligned} q_a &= \frac{a}{R_p} \frac{B_T}{B_a} \\ &= \frac{2\pi a^2 B_T}{R_p \mu_0 I_P} \end{aligned} \quad (1.6)$$

ここに $I_P$ は全プラズマ電流であり、 $B_a$ は、プラズマ電流による磁場のプラズマ境界での値を表わす。式(1.4)および式(1.6)によりトロイダル磁場を一定とした場合、プラズマ中に流しうる全電流に上限が存在することがわかる。この条件は、クラスカル・シャフランフ条件(Kruskal-Shafranov limit)と呼ばれる。

プラズマ境界が非円形の場合には、プラズマのポロイダル方向の周長を $\ell$ とし、プラズマ電流による磁場のプラズマ境界での平均値を $\bar{B}_a$ とすると、それらの値と全プラズマ電流 $I_P$ とは次の関係で結ばれている。

$$\ell \bar{B}_a = \mu_0 I_P \quad (1.7)$$

式(1.7)の関係を用いることにより、プラズマ境界が非円形の場合にも、アスペクト比が大きい場合には、プラズマ境界での安全係数 $q_a$ は近似的に次のごとく表わすことができる。

$$\begin{aligned} q_a &= \frac{\ell B_T}{2\pi R_p \bar{B}_a} \\ &= \frac{\ell^2 B_T}{2\pi R_p \mu_0 I_P} \end{aligned} \quad (1.8)$$

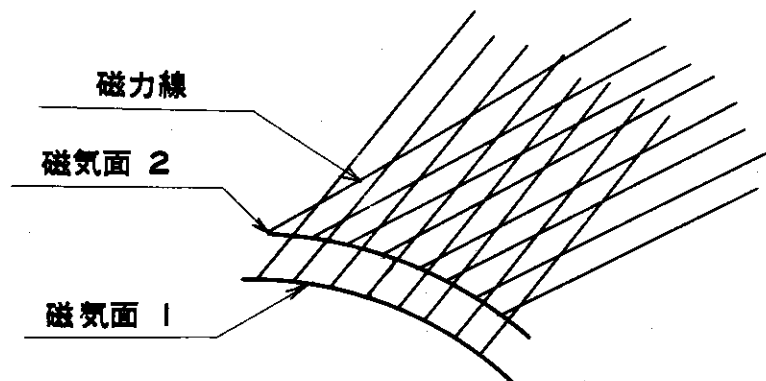


図1.6 シアーを持つ磁力線

3) トカマク・プラズマの平衡<sup>2)</sup>

ここでは、導体シェルを用いた場合のプラズマの平衡について、もう少し詳しく述べる。プラズマ柱と、導体シェルの関係を図 1.7 に示す。座標系としては図 1.5 に示したトーラス座標を

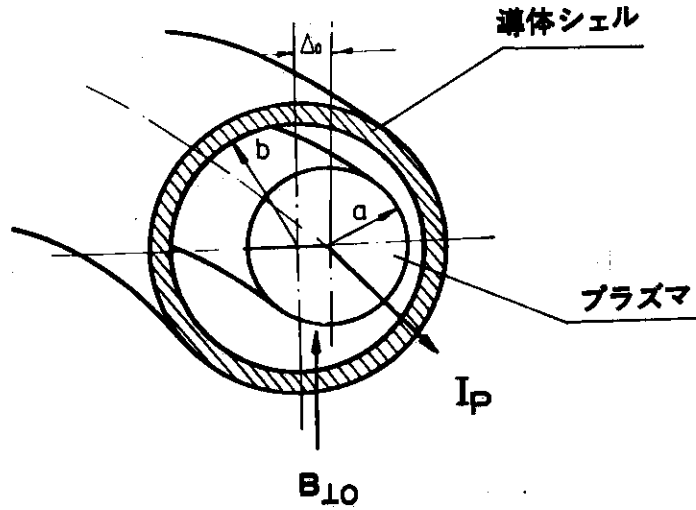


図 1.7 プラズマ柱と導体シェルの関係

- a : プラズマ小半径
- b : 導体シェルの内半径
- $\Delta_0$  : プラズマ中心のシェルの中心からのずれ
- $I_P$  : プラズマ電流
- $B_{\perp 0}$  : 導体シェルの誘起される垂直磁場

用い、導体シェルの中心を  $r = 0$  とする。導体シェルのプラズマの平衡は、シャフラノフにより定式化された。導体シェルの誘起される垂直磁場  $B_{\perp 0}$  と、プラズマ中心のシェルの中心からのずれの大きさ  $\Delta_0$  は、次式により与えられる。

$$B_{\perp 0} = -\frac{\mu_0 I_P^2}{4\pi R_P} \left( \ell_n \frac{8R_P}{a} + \Lambda - \frac{1}{2} \right) \quad (1.9)$$

$$\Delta_0 = \Delta(b) = \frac{b^2}{2R_P} \left[ \ell_n \frac{b}{a} + \left( 1 - \frac{a^2}{b^2} \right) \left( \Lambda - \frac{1}{2} \right) \right] \quad (1.10)$$

ここに  $a, b, I_P, R_P$  はそれぞれ、プラズマ半径、導体シェルの内半径、プラズマ電流およびプラズマの主半径を示す。また  $\Lambda$  は、

$$\Lambda \equiv \beta_P + \ell_i / 2 - 1 \quad (1.11)$$

である。

ここで、 $\beta_P$  はプラズマの圧力  $P$  とポロイダル磁場の圧力比

$$\beta_P = \frac{P}{B_a^2 / 2\mu_0} \quad (1.12)$$

であり、 $\ell_i$  はプラズマの内部インダクタンスであり

$$\ell_i = \frac{\int B_\theta^2 r dr d\theta}{\pi a^2 B_a^2} \quad (1.13)$$

で表わされる。

さらに外部から垂直磁場  $B_\perp$  を加えた場合のプラズマの位置の変位  $d_B$  は次の関係で与えられる。

$$d_B = \frac{4\pi b^2}{2\mu_0 I_P} B_\perp \quad (1.14)$$

全体のプラズマの変位  $d$  は、以上の2つの変位の和即ち、

$$d = d_0 + d_B \quad (1.15)$$

となる。

#### 4) プラズマの安定性<sup>3)</sup>

まずプラズマ柱が主半径方向 (R方向) および垂直方向 (Z方向) に変位する位置不安定性について考えてみる。プラズマ柱が導体シェルにより囲まれている場合には、プラズマ柱は主半径方向および垂直方向の変位に対しては、シェルに流れる映像電流により安定化される。

垂直磁場が導体シェルを用いないで、外部磁場により作られる場合、プラズマ柱が位置不安定性に対して安定であるためには、次の式で定義される減衰示標 (decay index)  $n$  が、

$$n \equiv -\frac{r}{B_\perp} \frac{\partial B_\perp}{\partial r} \quad (1.16)$$

垂直方向の変位に対しては

$$n > 0 \quad (1.17)$$

また、水平方向の変位に対しては

$$n < \frac{3}{2} \quad (1.18)$$

を満たさねばならない。

このような曲率を持った外部垂直磁場は、図 1.8 に示されるように一様磁場と、四重極磁場との組み合わせにより作ることができる。

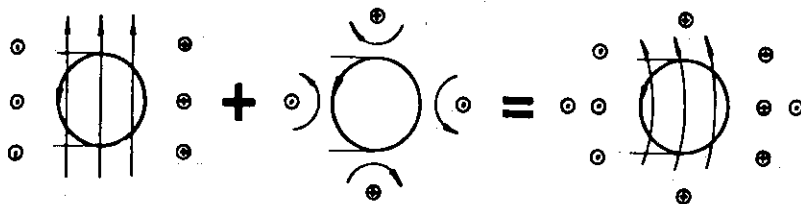


図 1.8 一様垂直磁場と四重極磁場との組み合わせ

次に、トカマクにおけるもっとも重要な磁気流体的不安定性として、ヘリカル不安定性を考える。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なされている。ヘリカル不安定性は、図 1.5 で示されたトーラス座標系において、空間的変位は次のごとく表わされる。

$$\xi(r) \exp[i(m\theta + n\phi)] \quad (1.19)$$

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

ここに  $m$  はポロイダル・モード数を、 $n$  はトロイダル・モード数を表わす。この擾乱に対しては、磁力線に沿っての擾乱が一定になるような振動が危険である。すなわち、振動の波数ベクトルを  $k$  とすると、

$$k \cdot B = \frac{B_\theta}{r} [(m + nq(r))] = 0 \quad (1.20)$$

を満たす面の空間的位置が重要となる。すなわち先のトカマク磁気面の構造の節で述べた共鳴磁気面のうち、振動ベクトルと同じ周期性を持つ磁気面、これを特異面 (singular surface) 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 1.9 は、完全導体プラズマでのキंक・モード不安定性に対する安定領域の電流密度分布依

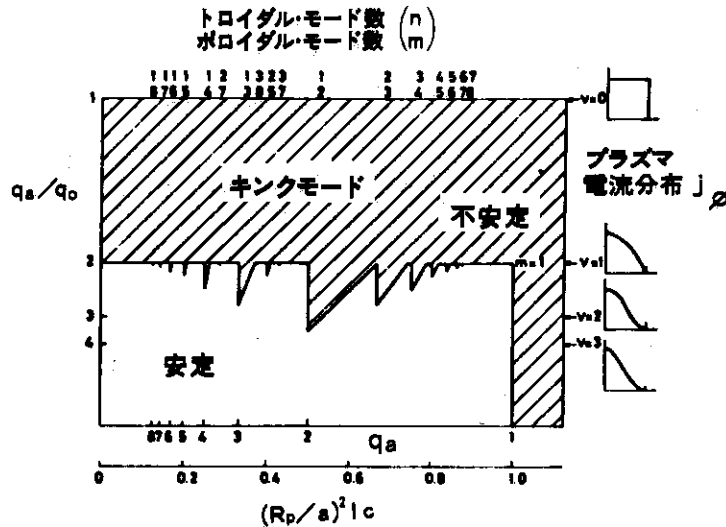


図 1.9 キंक・モードに対する不安定領域 (図中斜線の部分) のプラズマ電流密度分布  $j_\phi$  依存性を示す。

電流密度分布  $j_\phi$  を  $j_\phi = (1 - (r^2/a^2))^\nu$  という関数で与える。

(種々の  $\nu$  の値に対する  $j_\phi$  の空間分布曲線は図 1.10 に示してある。)  $\nu = 0$  は一様電流分布を示し、 $\nu$  が大きくなるほど電流が中心に集中することを意味する。

縦軸の目盛として、プラズマの表面での安全係数  $q_a$  とプラズマ中心での安全係数  $q_0$  の比  $q_a/q_0$  を用いる。横軸の目盛として、プラズマ電流  $I_p$  を  $(R_p/a)^2 I_c$  を単位として表わしたものをを用いている。  $I_c$  はトロイダル磁場を作るに必要なトロイダル・コイルに流れる全電流である。横軸はまた、プラズマ電流に逆比例するプラズマ境界での安全係数  $q_a$  により示されている。

$q_a < 1$  に対してはポロイダル・モード数  $m = 1$  のキंक・モードは不安定になる。



存性を示したものである。電流密度分布は、次の関数形で与えられている。

$$j_{\phi} = j_{\phi 0} (1 - (r^2/a^2))^{\nu} \tag{1.21}$$

$\nu$ のいろいろな値に対する  $j_{\phi}/j_{\phi 0}$  の空間分布曲線が図 1.10 に与えられている。  $\nu = 0$  は一様電流分布を示し、 $\nu$  が大きくなるほど電流が中心に集中することを意味している。図 1.9 の縦軸の目盛として、プラズマの表面での安全係数  $q_a$  と、プラズマ中心での安全係数  $q_0$  の比  $q_a/q_0$  を用い、横軸の目盛としてプラズマ電流  $I_p$  を  $(R_p/a)^2 I_c$  を単位として表わしたものをを用いている。  $I_c$  はトロイダル磁場を作るに必要なトロイダル・コイルに流れる全電流である。横軸はまた、プラズマ電流に逆比例するプラズマ境界での安全係数でも表わされている。特異面が、完全導体プラズマ中にある時は  $m > 1$  のモードに対しては、トーラス効果が安定化にきく。しかし、  $m = 1$  のモードは安定にならず、  $q(r_s) > 1$  を満たさない時には磁気軸から  $q(r_s) = 1$  を満たす面までの間  $0 \leq r \leq r_s$  において不安定が起こる。つぎに特異面が、完全導体プラズマの外にある場合には、  $m > 1$  のモードの安定性は電流分布に依存し、プラズマの電流分布が中心に集中するほどモードは安定化される。しかし、  $m = 1$  モードに対しては分布に無関係に不安定である。以上のことから、クラスカル・シャフラノフ条件すなわちプラズマの全断面において  $q(r) > 1$  が満たされることがプラズマの磁気流体的な安定のために必要であることがわかる。

次にプラズマが抵抗を持っている場合を考える。この場合には  $m \geq 1$  のすべてのモードが不安定になる。これらのモードはテアリング・モードと呼ばれている。特に、低  $m$  のテアリングが重要である。図 1.11 に、  $m = 2$  のテアリング・モードの安定領域と  $m = 2$  のキंक・モードの安定領域を示す。  $q_a > 2$  の領域において、テアリング・モードの不安定領域があらわれる。  $q_0 > 2$  に対して、テアリングの安定領域が再びあらわれるのはプラズマ中に  $q = 2$  の特異面がなくなったためである。

図 1.12 はプラズマ中に誘起される不安定モードに対応した特異面のプラズマ空間での存在領域を示す。すなわち、図に示された範囲内のどこかに特異面が存在すれば、その特異面に対応したモードが不安定となることを示している。

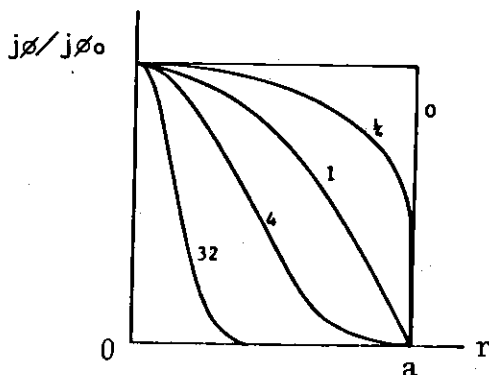


図 1.10. プラズマ電流密度分布を  $j_{\phi} = j_{\phi 0} (1 - (r^2/a^2))^{\nu}$  と与えた場合の種々の  $\nu$  に対する電流密度の空間分布曲線 (中心の電流密度  $j_{\phi 0}$  で規格化してある)

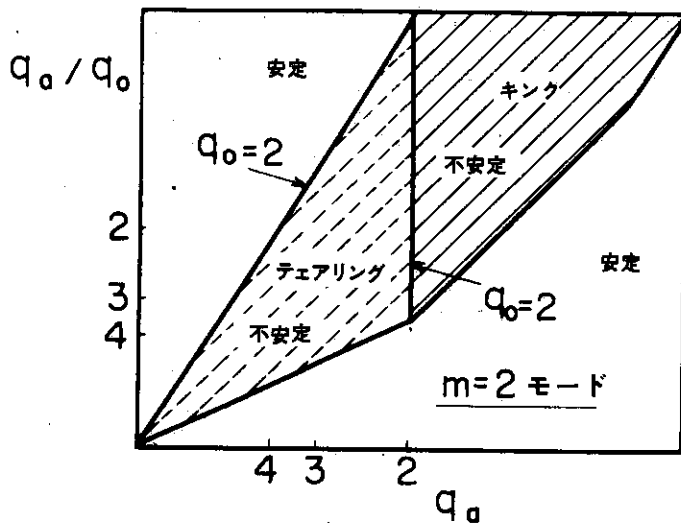


図1.11 モード数  $m=2$  のキック・モードとテアリング・モードに対する不安定領域（図中の斜線部分と破線の部分）のプラズマ電流密度  $j_{\phi} = (1 - (r^2/a^2))^{\nu}$  依存性を示す。

$q_a < 2$  の場合にはプラズマ中に  $q = 2$  の特異面がなくなるので  $q_a = 2$  を境としてテアリング・モードは安定になり、逆にキック・モードが不安定になる。

この計算の場合においては、プラズマ境界の外側は真空磁場の（プラズマが存在しない）場合であるが、プラズマ境界の外側にスクレイプ・オフ層プラズマ（図1.16参照）が存在し、そこに  $q = 2$  の特異面がある場合には、キック・モードはやはりテアリング・モードと呼ばれている。

$q_0 > 2$  において  $m=2$  テアリング・モードが安定になるのは、プラズマ中に  $q = 2$  の特異面が存在しないためである。

また、導体シェルが、プラズマの近傍に存在する時には、シェルによる安定化作用があり特にキック・モードに対する安定領域が広がる。

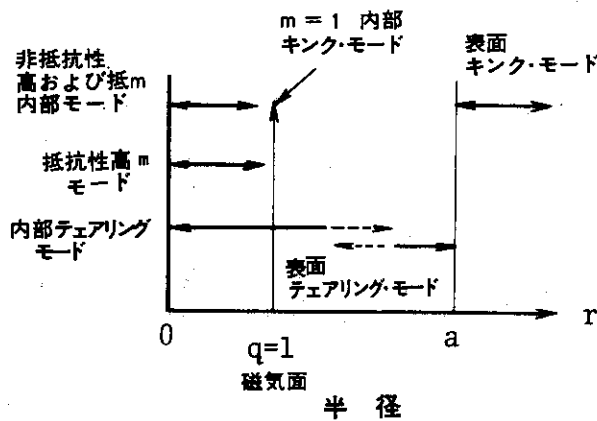


図1.12 プラズマ中に誘起されるヘリカル不安定モードに対応した特異面のプラズマ空間での存在領域。図に示された範囲内のどこかに特異面が存在すれば、その特異面に対応したモードが不安定となる。

4) 逃走電子<sup>4)</sup>

ここでは、トカマク・プラズマ中に発生する逃走電子について述べる。クーロンの衝突周波数は粒子のエネルギーの増大に従い小さくなるため、プラズマ中に電場が加わった場合、ある値以上のエネルギーを持った電子は自由に加速されることとなる。これが逃走電子と呼ばれるものである。

トカマクにおいてはプラズマ電流を流すためにトロイダル方向に電場を作るが、この電場により逃走電子が発生する。トカマクにおける逃走電子の発生およびトカマク・プラズマ中での逃走電子の振舞い等に関する理論的実験的研究が数多くなされている。特に、低密度放電（平均電子密度が $10^{12}/\text{cm}^3$  位の放電）においては、トカマク電流の大部分が逃走電子によって担われるような逃走電子放電<sup>12)</sup> (runaway discharge) が現われる。このような放電においては逃走電子のエネルギーが、トカマクでのプラズマ境界を限定しているリミタに集中し、リミタを溶かしたりまた、真空容器壁に穴をあける等の障害をきたす。最近においてはプラズマ密度の制御が進み、逃走電子放電をさけることができるようになったが、通常の安定な放電においても、逃走電子密度が低いながらも逃走電子は発生する。

逃走電子のエネルギーは、プラズマ中に発生してプラズマの外に拡散してくるまでに、電場からもらうエネルギーにより決まる。一般に数10 keV から数 MeV のエネルギーを持った逃走電子が観測されている。

ステラレータおよび、ヘリオトロン等の外部導体系の装置においては、磁気面のトレースとして外部から装置に注入した電子を用いることがよく行なわれるが、トカマクにおいてはプラズマ中に発生する低エネルギーの逃走電子を磁気面のトレースとして用いることが考えられる。このことに関しては第3章第2節において述べる。

次節においては、トカマク等の磁場閉じ込め法により生成される高温プラズマに対する、ローソンの臨界条件<sup>13)</sup> (break even condition) および、着火条件 (ignition condition) を述べる。さらに不純物の臨界条件や、着火条件への影響について述べる。

## 1.3 不純物の核融合プラズマへの影響

利用可能な核融合反応として現在考えられているものを表 1.1 に示す。D-T 反応は他の反応

表 1.1 利用可能な核融合反応

- (1)  $D + D \rightarrow T (1.01 \text{ MeV}) + p (3.03 \text{ MeV})$
- (2)  $D + D \rightarrow H_e^3 (0.82 \text{ MeV}) + n (2.45 \text{ MeV})$
- (3)  $D + T \rightarrow H_e^4 (3.52 \text{ MeV}) + n (14.06 \text{ MeV})$
- (4)  $D + H_e^3 \rightarrow H_e^4 (3.67 \text{ MeV}) + p (14.67 \text{ MeV})$
- (5)  $L_1^6 + n \rightarrow T + H_e^4 + 4.8 \text{ MeV}$
- (6)  $L_1^7 + n (+2.5 \text{ MeV}) \rightarrow T + H_e^4 + n$

ここでDとTはそれぞれ重水素、三重水素を意味する。またpとnはそれぞれ陽子および中性子を意味する。

に較べて大きな断面積を持ち、エネルギー発生量も大きい。プラズマの閉じ込めの困難さを考えると、最終的にはD-D反応をめざすとしてもまず、D-T反応が最初にとり上げられるだろう。この場合とび出してくる高速中性子を減速し、熱伝達を行ない、トリチウムの再生産を行なうブランケットには $L_1$ を用いる。

まず純粋な50%-50%のD-Tプラズマに対する着火条件について考える。

ローソン (Lawson) <sup>13)</sup> 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。即ち、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は $\eta = 1/3 \sim 1/2$ 程度の値である。これを数式化するとローソン条件は

$$P_L + P_b = \eta (P_T + P_L + P_b) \quad (1.22)$$

で表わされる。ここに $P_L$ は、熱伝導や、プラズマ粒子がプラズマから逃げ出す現象に起因する単位体積あたり単位時間に損失するエネルギーであり、 $P_b$ はプラズマ中の電子がイオンと衝突して起こる制動放射に起因する単位体積あたり単位時間に損失するエネルギーである。また $P_T$ は、核融合反応により出る単位体積あたりの出力である。

プラズマの密度を $n$ 、プラズマの温度 (イオンと電子の温度は等しいと仮定する) 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すことができる。ここでは単位系はM. K. S.を用いる。

$$P_L \equiv 3nT/\tau \quad (1.23)$$

$$P_b = 1.5 \times 10^{-38} Z^2 n^2 T^{1/2} \quad (1.24)$$

$$P_T = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle Q_T \quad (1.25)$$

ここに $\tau$ はエネルギーの閉じ込め時間を、 $Z$ はイオン電荷と電子電荷 (絶対値) との比、 $\sigma$ は反応断面積、 $v$ はDおよびTのイオン速度、 $\langle \rangle$ はその速度平均を表わす。 $Q_T$ はD-T反応における $H_e^4$ および $n$ のエネルギー17.6 MeV およびブランケット中の $L_1$ -n反応によって生じる4.8 MeVを加えた22.4 MeVである。式(1.22)は式(1.23)、(1.24)、(1.25)を用いることにより、次のごとく表わすことができる。

$$n\tau = \frac{3T}{\frac{\eta}{1-\eta} \frac{\langle \sigma v \rangle}{4} Q_T - \alpha T^{1/2}} \quad (1.26)$$

$\langle \sigma v \rangle$ は温度だけの関数であるので、式(1.26)は $n\tau-T$ ダイアグラムにより表わされる。D-T反応における $\eta = 1/3 : \eta = 1/2$ のそれぞれの場合のローソン条件を図1.13に示す。

次に着火の条件 (ignition condition) を示す。これはD-T反応で出てくる $\alpha$ 粒子 ( $H_e^{4++}$ ) 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おぎなう条件である。 $\alpha$ 粒子による単位体積当りの加熱パワー $P_\alpha$ は

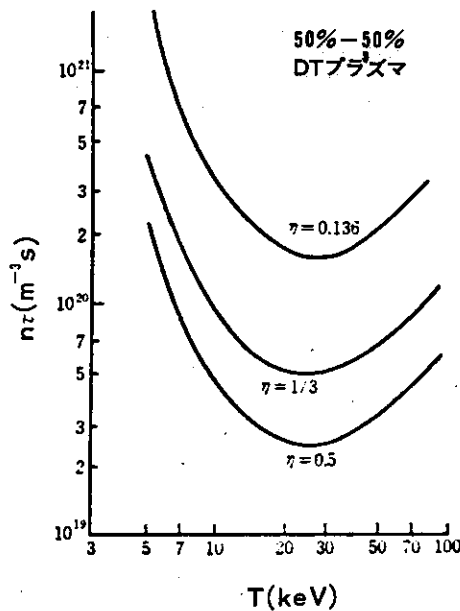


図1.13 不純物が存在しない場合の  $n\tau - T$  ダイアグラムにおけるローソン条件 ( $\eta = 1/3, 1/2$ ) および着火の条件 ( $\eta = 0.163$ )。50%-50%のD-Tプラズマに対するものを示す。

$\eta$ : エネルギーの発電効率

$n$ : プラズマ密度 (電子密度とイオン密度は等しい)

$T$ : プラズマ温度 (電子温度とイオン温度は等しい)

$\tau$ : プラズマのエネルギー閉じ込め時間

$$P_{\alpha} = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle Q_{\alpha} \quad (1.27)$$

で与えられる。ただし  $Q_{\alpha}$  は D-T 反応で飛び出す  $H_e^4$  の運動エネルギー 3.5 MeV である。これ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  $\eta = 0.136$  とした時のローソン条件と同じである。

次に D-T プラズマ中に存在する不純物のローソン条件や、着火条件におよぼす影響<sup>14,15)</sup> について述べる。不純物を含んだ D-T プラズマの着火条件は次のごとく表わすことができる。

$$\frac{3}{2\tau} [n_e T_e + \sum_i n_i T_i] + R = P_{\alpha} \quad (1.28)$$

$n_e$  はプラズマの電子密度を示し、和は水素および不純物イオンに対してとるものとする。また  $R$  は水素および不純物による輻射損失を意味する。水素イオン密度を  $n_0$  (ここでは 50%-50% の D-T プラズマを考えているので D, T の密度はそれぞれ  $n_0/2$  である) とし、一種類の不純物のみを考えると、その不純物密度を  $f n_0$  とし、電子温度  $T_e$  とイオン温度  $T_i$  が等しいとすると、着火のための条件は

$$n_e \tau = \frac{3T/2[1+(1-fZ)+f]}{\frac{\langle \sigma v \rangle}{4} Q_\alpha (1-Zf)^2 - R} \quad (1.29)$$

で表わされる。同様にローソン条件は、次のごとく表わすことができる。

$$n_e \tau = \frac{3T/2[1+(1-fZ)+f]}{\frac{\eta}{1-\eta} \frac{\langle \sigma v \rangle}{4} (1-Zf)^2 - R} \quad (1.30)$$

図1.14にタングステン(W)、モリブデン(Mo)、鉄(Fe)および酸素(O)不純物のそれぞれの不純物密度の関数として、プラズマ温度が10 keVおよび20 keVに対する着火に必要な  $n_e \tau$  が描かれている。<sup>15)</sup> 図1.15には同じくエネルギーの発電効率  $\eta = 40\%$  に対するローソン条件が示めされている。<sup>15)</sup> 図1.14に示されているように着火が可能な最大許容不純物密度は、例えば閉じ込め時間を無限大と仮定しても、10 keVのプラズマに対しては酸素の場合には5%、鉄の場合には0.2%、モリブデンの場合には0.1%、そしてタングステンの場合には0.01%である。以上のように不純物は、燃料である重水素や、三重水素の密度を減少させ、炉の出力を低下させたり、また輻射損失を増大させてエネルギー閉じ込め時間を減少させるために、極端な場合には着火が不可能となる。

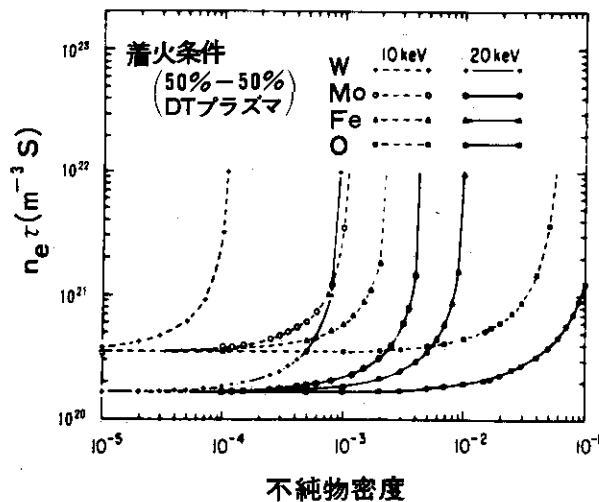


図1.14 不純物が存在する場合の  $n_e \tau - T$  ダイアグラムにおける着火条件  
 プラズマ温度が10 keVと20 keVの50%-50% D-Tプラズマに対して示す。

着火が可能な最大許容不純物密度は、例えば閉じ込め時間を無限大と仮定しても10 keVのプラズマに対しては

酸素の場合には 約5%

鉄の場合には 約0.2%

モリブデンの場合には約0.1%

そしてタングステンの場合には約0.01%である。

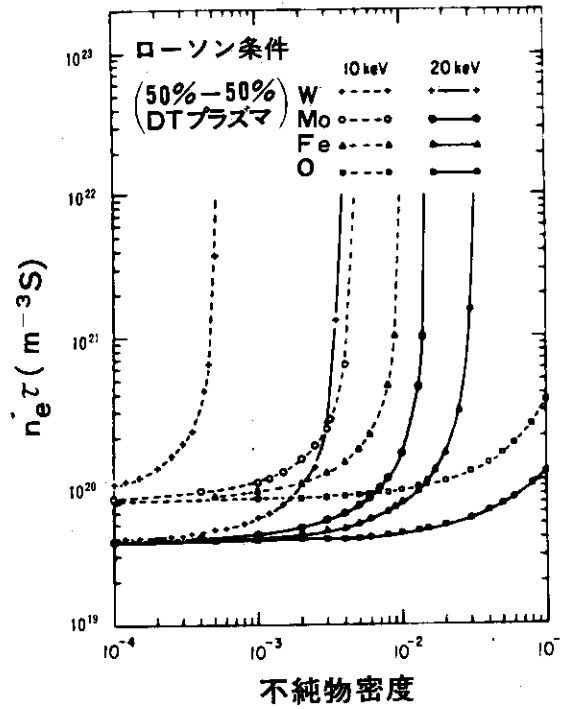


図1.15 不純物が存在する場合の  $n_e \tau - T$  ダイアグラムにおけるローソン条件 ( $\eta = 0.4$ )  
 プラズマ温度が 10 keV と 20 keV の 50% - 50% D-T プラズマに対して示す。

最後に中性粒子入射加熱におよぼす不純物の影響について述べる。<sup>16)</sup> 磁場閉じ込め装置の一つであるトカマク装置において、核融合プラズマを実現するためには、ジュール加熱のみでは不可能であり、追加熱の一つとして中性粒子入射加熱が考えられているが、プラズマの一樣加熱に必要な入射エネルギー  $E_B$  は、次の式で与えられる。

$$E_B \propto \bar{Z}^{0.7} \bar{n} a_p$$

ここに  $\bar{Z}$  は、実効的な平均イオン荷電数であり、 $\bar{n}$  は平均密度であり、また  $a_p$  はプラズマ半径である。不純物が存在する場合には、より高い入射エネルギーを必要とし、また入射粒子がプラズマ中に侵入せずにプラズマ表面で捕捉され、プラズマ表面のみを加熱してしまう可能性がある。

以上のように不純物の制御は、核融合炉の実現において重要な課題であることがわかる。次節において、トカマクにおける不純物の問題およびその除去方法の一つとして考えられているダイバータ装置に関することがらについて述べて、本研究の意義を明らかとする。

#### 1.4 本研究の目的と意義

##### — トカマクにおける不純物問題およびダイバータの役割 —

本節において主としてトカマクにおける不純物問題および、その不純物除去手段としてのダイバータ装置に関することがらについて述べることにより、本研究の目的と意義を明らかとする。

トカマク・プラズマ中での不純物イオン粒子の拡散現象が、クーロン散乱による粒子間の衝突にのみ起因するという古典拡散理論によれば、プラズマ中に侵入してきた不純物イオンは、プラズマの中央部分に集中することが理論的に予測される。<sup>17)</sup> このような現象が、実験で観測されるか調べられたが、現在までのところ不純物イオンのプラズマ中心への集中化の現象は、観測されていない。<sup>18)\*</sup>

しかしながら、現在のトカマク・プラズマにおけるエネルギー収支に関する実験結果によれば、プラズマからのエネルギー損失のうち的大部分が、不純物による輻射損失により壁に失われていることが明らかにされている。<sup>21-24)</sup> この結果は不純物に対する対策が、核融合プラズマの実現のためには不可欠であることを示している。

前節において述べたように、着火可能な最大許容不純物密度は、閉じ込め時間を無限大と仮定しても、ガス不純物（軽元素不純物）に対しては数%以下、また重金属不純物に対しては0.1~0.01%以下である。<sup>14,15)</sup> このように特に、重金属不純物に対してきびしいのは、軽元素不純物の場合においては、プラズマの中心において容易に完全電離されるために、プラズマの中心において輻射損失が少ないのに反し、重金属不純物の場合においては中心部においても、完全に電子がはぎとられないためプラズマの断面全体にわたり、大きな輻射損失をとまうことによる。

重金属不純物による輻射損失において、擬似連続光とよばれるスペクトル線の密集線\*\*が、重要な役割を担っていることがDIVA<sup>25,26)</sup>およびORMAK<sup>21)</sup>によってはじめて明らかにされた。擬似連続光による輻射損失により、プラズマ径の大きい場合にはプラズマの中心において、電子温度分布がなかくこみする、いわゆるホロー分布が存在することかORMAK<sup>21)</sup>DITE<sup>27)</sup>およびPLT<sup>24)</sup>において観測されている。特にPLTにおいては電子温度のホロー分布により、エネルギー閉じ込め時間が極端に小さくなることが確かめられている。

不純物によるプラズマ周辺部の冷却のため、温度の高いプラズマ体積（hot column）が小さく

\* 最近のプラズマ物理および制御核融合に関する第7回国際会議において、PULSATORにおける不純物の輸送に関する実験によれば<sup>19)</sup> 高密度の限界領域において、不純物イオンのプラズマ中心への集中が観測されたということである。すなわち、新古典的な輸送に従うプラズマが実現されたということであるが、同じ国際会議で発表されたPLTでの不純物のプラズマへの侵入に関する実験によれば<sup>20)</sup> 不純物の輸送は、新古典論的な輸送現象の他に、プラズマ中に存在する弱い不安定性が、輸送現象に関与していると思われる異常輸送現象を示し、プラズマ中心への不純物イオンの集中化は観測されていない。これらの実験結果は、核融合プラズマにおいては、プラズマ中に存在する弱い乱流状態は、必ずしも悪いものではないことを意味していると思われる。

\*\* 前節の図1.14, 図1.15に示された関係においては、この擬似連続光による輻射損失は考慮されている。



なるため、エネルギー閉じ込め時間が減少する。この影響は、プラズマ径が小さい程顕著である。またトカマクにおいて、ジュール加熱のみを用いた場合には、プラズマ周辺の冷却のために、中心部にますます電流が集中する可能性がある。この結果として電流分布に関連した電磁流体的な安定領域が減少することが、現在のトカマクで見られる。<sup>28)</sup>

一方、不純物による輻射損失は常にプラズマに悪影響をおよぼすわけではない。軽元素不純物の場合には、輻射損失は主としてプラズマの周辺においておこるので、中心部のプラズマを冷却させることなしに、境界部のプラズマのみを冷却することができる (edge cooling)。この効果により、後に述べる金属不純物の発生において重要な役割を担っているプラズマ境界の電子温度を下げ、金属不純物の発生をおさえることができる場合もある。<sup>29,30)</sup> また不純物はプラズマの抵抗を増大させ、その結果としてジュール入力を増大させる。そのため軽元素不純物が存在する場合には、プラズマの中心部においては、不純物がない場合に比較してジュール入力の増加が、プラズマ中心部からの輻射損失の増加を上まわり不純物がない場合に比較して高い電子温度が得られる場合もある。

以上述べた不純物のプラズマへの影響を表 1.2 に示す。核融合プラズマ実現のためには、不純物の除去手段を確立するとともに不純物制御手段を確立することが必要である。

トカマク・プラズマに存在する軽元素不純物 (酸素、炭素等) は、壁の吸着ガスでありまた、金属不純物 (鉄、モリブデン、タングステン、金等) は、壁材料を源としている。

最近までは、壁の吸着ガスである軽元素不純物が輻射損失において、主要な役割を担うと考えられていたが、DIVA においては清浄な壁を用いることにより、軽元素不純物の少ないプラズマを得ている。すなわち、軽元素不純物の主プラズマ中での密度を 1% または、それ以下におさえることができている。このことについては第 2 章で述べる。さらに最近では、トカマク装置におけるプラズマの条件出しにおいてテイラー洗浄<sup>31)</sup> (Taylor discharge) と呼ばれる方法により、軽元素不純物、特に酸素を有効に除去できることが明らかにされた。テイラー洗浄においては、従来トカマクにおいて行なわれて来た高温プラズマによるプラズマの条件出しではなく、低温、低電離プラズマ (例えば、周波数  $5 \text{ kHz}$ 、通電周期が  $20 \text{ ms}$  の放電を、1 秒間に 2 回の割合でくりかえし、中性ガス密度が  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、電子密度が  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  で、電子温度が  $3 \text{ eV}$  程度のプラズマを作る) を用いることにより壁に吸着した酸素を水蒸気 ( $\text{H}_2\text{O}$ ) に変換して真空容器内より排気する。従来の高温プラズマを用いる場合には、放電により出来た水蒸気がプラズマにより解離し、再び清浄な壁に吸着されるために有効に酸素を除去することができなかつた。すなわちテイラー洗浄によりチタン蒸着面や、あるいは金蒸着された特殊な壁を用いることなしに、軽元素不純物を除去できることが明らかにされた。<sup>31)</sup> すなわち、現在においては軽元素不純物の除去手段が確立されていると言ってよい。

しかし、DIVA において軽元素不純物の除去後、壁材の重金属不純物が増大してくることが、明らかにされている。<sup>25,26)</sup> 最近においては、現在世界でもっとも大きなトカマク装置である PLT において同じ結果を得ている。<sup>24)</sup> それゆえ、金属不純物の制御が必要である。金属不純物は壁材料そのものを源としているため、不純物源をなくすことはできない。したがって我々にとって重要なことは、壁材料からの重金属不純物の発生原因を明らかにし、それを軽減することで

表 1.2 不純物のプラズマへの影響

## a) 核融合プラズマに対して

項 目	内 容
燃 料	燃料である重水素，三重水素の密度を減少させ炉の出力を低下させる。
エネルギー閉じ込め時間	輻射損失を増大させ，エネルギー閉じ込め時間を減少させる。
以上の結果として着火が不可能となることがある（図 1.14 参照）	

## b) 現在のトカマク実験で観測されていること

項 目	内 容
エネルギー閉じ込め時間	輻射損失を増大させ，エネルギー閉じ込め時間を減少させる。 特に重金属不純物の場合には擬似連続光が大きな輻射損失を担う。
電 子 温 度 分 布	i) 軽元素不純物の場合にはプラズマ境界での輻射損失により，プラズマ境界を冷却して電子温度の高い領域を中心近傍だけにする。すなわち電子温度の空間分布をピーキングさせ，温度の高いプラズマ体積を小さくする。
	ii) 金属不純物の場合にはプラズマ断面全体にわたり輻射損失を増大させる。特にプラズマ中心においても完全電離されないためにプラズマ径が太い場合には，中心で電子温度が中べこみするいわゆるホロー分布となる。
磁気流体的安定性	不純物が電流分布に影響を与え，電磁流体的な安定領域をせまくする。そのため次に述べる i) ii) の現象が観測されている。
	i) 安全係数 $q$ の小さな放電ができない。 ii) 壁のきれいさに応じてその装置で到達できるプラズマ電子密度の最大値が限定される。
プラズマ抵抗	i) プラズマ中の不純物はプラズマ抵抗を増大させ，そのためにジュール入力が増大する。軽元素不純物の場合においては不純物による輻射損失の増大よりもジュール入力の増大のほうが上まわり，不純物が存在しない場合に比較して中心電子温度が高くなる場合もある。
	ii) ジュール入力の増大のために電流維持時間が減少する。
追 加 熱	中性粒子入射加熱の場合，中性粒子がプラズマ中に浸入できず表面のみを加熱する（表面加熱）。それを避けるためには，より高い中性粒子の入射エネルギーを必要とする。
境 界 冷 却	軽元素不純物の場合には，プラズマ境界での輻射損失によりプラズマ境界を冷却する。そのことにより金属不純物の発生をおさえられる可能性がある。

ある。この事情は壁材料として、低原子番号の材料 (low Z material) を用いた場合も同様である。<sup>\*</sup>

まず金属不純物の発生原因について考えてみよう。金属不純物の発生原因として、一般に次のものが考えられている。<sup>25,32-35)</sup> \*

- i) 熱の集中による壁材料の蒸発
- ii) アークによる壁材料の蒸発
- iii) 荷電粒子 (水素や、不純物イオン) による壁材料のスパッタリング
- iv) 中性粒子 (荷電交換高速中性粒子) による壁材料のスパッタリング

これらの機構のうちどれが現在のトカマクの通常の放電における金属不純物の主たる発生原因になっているのか、明らかにされていなかったが DIVA において、金属不純物の発生原因を探るための実験を行ない、通常の安定なトカマク放電の定常状態においては、荷電粒子による壁材のスパッタリングが、主要な機構であることを明らかとした。<sup>36)</sup> しかも将来の炉においても、荷電粒子によるスパッタリングが、主要なる金属不純物の発生源になると考えられている。<sup>37)</sup>

次に、金属不純物の除去の可能性について考えてみよう。図 1.16-(a) に示されているようにトカマクは通常リミタと呼ばれる金属片により、プラズマの境界を定めプラズマ電流や、高温プラズマが直接真空容器壁と相互作用をすることを防いでいる。リミタにより境界が定められているリミタ内のプラズマを主プラズマと呼ぶ。一方、リミタの影にもプラズマが存在する。これは主プラズマの境界プラズマが拡散したり、あるいは主プラズマの外にある中性粒子が電離して出来たものであり、磁力線を通じてリミタ面と接触している。このプラズマをスクレイブ・オフ層プラズマと呼ぶ。

リミタが熱の集中をうけたり、荷電粒子によるスパッタをうけることなどにより、金属不純物源になると考えられる。しかも大型のトカマク放電になればなるほどプラズマのエネルギー密度が高くなるから、ますますこの状況はきびしくなる。これを防ぐ手段としてダイバータが考えられる。ダイバータの概念は 1950 年代にスピッツァ (Spitzer) により提案された。<sup>38)</sup>

表 1.3 にダイバータ機能のまとめを示す。つぎに、通常のトカマクとダイバータ付きトカマク<sup>39,40)</sup> とを比較しながら、ダイバータの機能を考えてみる。図 1.16 にトカマクのプラズマ断面と、代表的なダイバータ付きトカマクのプラズマ断面とを示す。トカマク電流と同方向に流れる外部電

\* リミタを含む壁材料として低原子番号の材料を用いることの有効性が論じられている。低原子番号の材料の 1 つとしてチタンが考えられる。プラズマ中での低原子番号の金属不純物は、重金属不純物のように擬似連続光を放射せず、たとえプラズマ中における不純物密度が両者において等しいとしても、壁材料として低原子番号の材料を用いた場合には、プラズマからの輻射損失を大幅に減少させることができる。すなわち、リミタを含む真空容器壁へのチタン蒸着は、軽元素不純物の除去手段としてよりもむしろ、擬似連続光を放射する重金属不純物の除去手段と考えることができる。ただし、チタン蒸着面の剥離に対する心配があるが、DIVA (最近の実験において金蒸着されたシェル内面を含む全真空容器壁にチタン蒸着を行ない金不純物の擬似連続光による輻射損失の影響をなくした実験を行なった。) および JFT-2 での現在までの実験において剥離現象は観測されていない。以上の観点から、トカマクにおける中性粒子入射加熱等の追加熱を有効に行なうためには壁材料として低原子番号の材料を用いることは検討に値するものである。

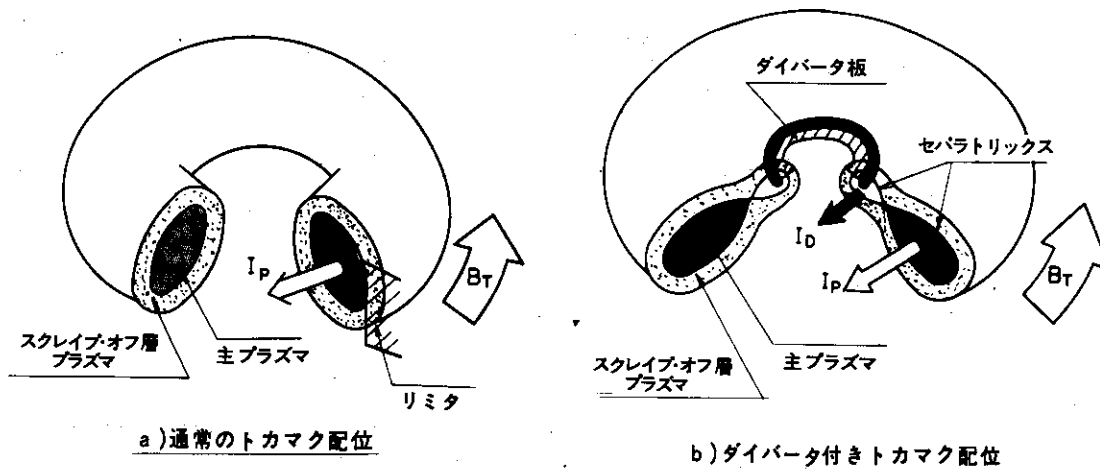


図 1.16 通常のトカマク配位およびダイバータ付きトカマク配位

$I_p$  : プラズマ電流  
 $I_D$  : ダイバータ・フープ・コイル電流  
 $B_T$  : トロイダル磁場

表 1.3 ダイバータ機能

項目	内容	(注)
磁気リミタ (不純物発生) (場所の移動)*	プラズマと壁との主たる相互作用場所をリミタからダイバータ板(中性化板)に移し、プラズマと壁との主たる相互作用場所を主プラズマから遠ざけることにより主プラズマへの不純物の流入量を少なくすることができる。	* 不純物制御が容易になる。 ハニカムの使用が可能となる。 熱の発散を行なうことができる。
遮蔽効果	第1壁から発生した不純物のスクレイプ・オフ層での電離による主プラズマへの流入の軽減とダイバータ部への排気	
排気	金属不純物排気**	スクレイプ・オフ層を通じて主プラズマ側よりダイバータ部に流出して来た不純物の排気。 ダイバータ板(中性化板)そのものが排気機能を持つ
	灰排気	$\alpha$ -粒子の排気
	燃料排気***	
		** ガス不純物(軽元素不純物)をダイバータで制御するには人為的な排気を行なうことが必要である。 *** 特殊な燃料補給方式を必要とする。

流（ダイバータ・フープ・コイル電流）により、ダイバータ付きトカマク配位が得られる。ダイバータ付きトカマクでは、プラズマ境界を金属片により限定するのではなく、磁気面により限定する（磁気リミタ）。この主プラズマの境界にあたる磁気面をセパトリックと呼んでいる。このセパトリックより外側にある磁力線は、主プラズマから分離された部屋（burial chamber）に導かれ、ダイバータ板（中性化板）とよばれる金属板とまじわっている。主プラズマから流出した粒子や熱は、この磁力線にそってダイバータ部に導かれる（このプラズマをスクレイブ・オフ層プラズマと呼ぶ）。

したがってまずダイバータは、プラズマと壁との主たる相互作用場所をリミタ面から、ダイバータ板（中性化板）に移すことにより、さきに述べた金属不純物の発生原因である、i) 熱による壁材料の蒸発、ii) アークによる壁材料の蒸発および、iii) 荷電粒子による壁材料のスパッタリング等による金属不純物の発生場所を、主プラズマより遠ざける。すなわちダイバータは、主プラズマと第1壁（主プラズマを囲む壁）との相互作用を軽減し、第1壁からの不純物の発生を軽減する。

ダイバータ部で発生した不純物の一部は、主プラズマに逆流する可能性があるがDIVAにおいて行なわれたアルミニウム原子（この金属はDIVAの真空容器壁としては用いていない）をダイバータ部のスクレイブ・オフ層プラズマに注入する実験によれば、注入されたアルミニウム原子の0.3%のみが逆流することが明らかにされ、ダイバータ部からの不純物の逆流が小さいことが定量的に明らかにされた。<sup>30)</sup>

しかも、プラズマと壁との相互作用の制御は、主プラズマの近傍におけるよりも、ダイバータ部におけるほうが容易である。またダイバータは、プラズマから流出した熱を広い面積に発散することにより、熱蒸発による不純物の発生を軽減することができる。次に、ダイバータはスクレイブ・オフ層に存在するプラズマにより、主プラズマを囲む壁（第1壁）から発生した不純物を電離し、ダイバータ部に導びき主プラズマへの流入を防ぐことができる（遮蔽効果）。<sup>41)</sup> それと同時に主プラズマ中の不純物も、スクレイブ・オフ層を通して、ダイバータ部に導びける。ダイバータ部に導びかれた金属不純物に対しては、真空壁そのものが排気作用を持つ。また、軽元素不純物はさきにも述べたように、ティラー洗浄により除去可能であるので、ダイバータにおいて軽元素排気を考える必要はない。

その他、燃料や灰である $\alpha$ 粒子の排気を考えることもある。

ダイバータ実験に関しては、ステラレータ<sup>42)</sup> およびヘリオトロン<sup>9,43,44)</sup> 等の核融合実験装置およびFM-1 スフェレータ<sup>45)</sup> 等でなされている。これらの装置の特徴は、ダイバータ配位がコイル電流により形成されていることである。これに対してダイバータ付きトカマク配位は、外部コイル電流（ダイバータ・フープ・コイル電流）のみでは、ダイバータ配位を作ることができない。プラズマ自身に流れる電流（プラズマ電流）を加えて、ダイバータ配位を作ることができる。したがって前述のものとは異なる。すなわち、まずダイバータ付きトカマク配位の平衡が存在するかが問題となる。

本論文で述べるDIVA（JFT-2a）装置はトカマク装置において、ダイバータ付きトカマク・プラズマの発生とダイバータ効果の研究をするために、世界で最初に作られた軸対称ダイバータ付きトカマク装置である。装置の設計が1972年に開始され、<sup>46)</sup> 種々の工学的試験が1972

年と1973年になされた。詳細設計および装置の組み立てが、1973年8月に始められ、1974年9月に実験に入った。<sup>46,47)</sup>

ダイバータ付きトカマク研究における研究目的を表1.4に示す。この表のうち○印をつけた内容が本論文に関連した内容である。次に、その内容について簡単に述べる。

本章第2節において紹介したように、通常のトカマクの平衡および磁気流体的安定性に関する理論的研究は数多くなされており、またそれらに関する実験的研究も数多くなされているが、DIVAの設計が開始された段階において、セパトリックス付きトカマク・プラズマの平衡および磁気流体的安定性に関する理論的、実験的研究はなく、トカマクにおけるダイバータ配位に疑問を持つ研究者もいた。その後、理論および数値計算により平衡および安定性の研究が進められたが、<sup>48-50)</sup> 不十分であり、実験的に調べる必要があった。ダイバータ付きトカマクの平衡配位に関する実験的研究は、本論文の第3章で述べる。<sup>51-53)</sup>

トカマクは、軸対称を持った装置であるが、その軸対称性を破ることなくダイバータを導入したものが軸対称ダイバータである。軸対称ダイバータの場合には、セパトリックスは一枚の面となるが、実際の装置においては非軸対称性の漏洩磁場が存在する。この漏洩磁場のセパトリックスにおよぼす影響について同じく本論文の第3章において述べる。<sup>54)</sup>

ところで、たとえ平衡が存在しても、ダイバータをトカマクに導入することにより、主プラズマの磁気流体的性質や、プラズマ中の輸送過程に悪い影響を与える可能性がある。それらに関する実験結果は、本論文の第4章に述べる。<sup>55)</sup> また、広範囲のプラズマ・パラメタにわたり調べた、ダイバータの不純物に対する効果およびエネルギーおよび粒子の閉じ込め特性に対する効果を同じく第4章に述べる。<sup>55,56)</sup>

表 1.4 ダイバータ付きトカマク装置における研究目的

項 目	内 容	本論文との 関 連
平 衡	セパトリックス付きトカマクの平衡配位	○
	非軸対称漏洩磁場の軸対称ダイバータへの影響	○
安 定 性		○
閉 じ 込 め		○
不 純 物	輻射損失	○
	不純物量	
	輸 送	
スクレイプ・オフ層	スクレイプ・オフ層の不純物および水素に対する遮蔽効果	
	スクレイプ・オフ層の性質	
ダイバータによる 排 気	不純物に対する排気	
	燃料に対する排気	
	灰 ( $\alpha$ 粒子) に対する排気	

## 文献 (第1章)

- 1) ARTSIMOVICH, L. A., Nucl. Fusion 12 (1972) 215.
- 2) MUKHOVATOV, V. S., SHAFRANOV, V. D., Nucl. Fusion 11 (1971) 605.
- 3) WESSON, J. A., Nucl. Fusion 18 (1978) 87.
- 4) DREICER, H., Phys. Rev. 115 (1959) 238.
- 5) SPITZER, L., Jr., Physics of Fully Ionized Gases, Interscience, New York 1962; 宮本健郎, 核融合のためのプラズマ物理, 岩波書店 (1976).
- 6) 山中千代衛, 宮原昭, 日本物理学会誌 30 (1975) 841.
- 7) 秋宗秀夫, 日本物理学会誌 30 (1975) 834.
- 8) SPITZER, L., Jr., Phys. Fluids 1 (1958) 253; MIYAMOTO, K., Nucl. Fusion 18 (1978) 243.
- 9) UO, K., J. Phys. Soc. Japan 16 (1961) 1380; UO, K., Plasma Phys. 13 (1971) 243; 宇尾光治, 日本物理学会誌 30 (1975) 820
- 10) FURTH, H. P., Nucl. Fusion 15 (1975) 487; 吉川允二, 日本物理学会誌 30 (1975) 810.
- 11) MOROSOV, A. I., SOLOVEV, L. S., Reviews of Plasma Physics (LEONTOVICH, M. A., Ed.) 2 Consultants Bureau, New York (1966).
- 12) VLASENKOV, V. S., LEONOV, V. M., MEREZKIN, V. G., MUKHOVATOV, V. S., Nucl. Fusion 13 (1973) 509.
- 13) LAWSON, J. D., Proc. Phys. Soc. (London) B70 (1957) 6.
- 14) MEADE, D., Nucl. Fusion 14 (1974) 289.
- 15) JENSEN, R. V., POST, D. E., GRASBERGER, W. H., TARTER, C. B., LOKKE, W. A., Nucl. Fusion 17 (1977) 1187.
- 16) POST, D. E., RUTHERFORD, P. H., FURTH, H. P., SMITH, R. R., Princeton Plasma Physics Laboratory Report MATT-1262 (1976).
- 17) BRAGINSKII, S. I., Reviews of Plasma Physics (LEONTOVICH, M. A., Ed) 1 Consultants Bureau, New York (1966).
- 18) BRETZ, N., DIMOCK, D., GREENBERGER, A., HINNOV, E., MESERVEY, E., STODIEK, W., VON GOELER, S., in Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974) 1, IAEA, Vienna, (1975) 55; EQUIPE TFR., *ibid.*, 1 127; BERRY, L. A., CALLEN, J. D., CLARKE, J. F., COLCHIN, R. J., CRUME, E. C., et al., *ibid.*, 1 101.
- 19) SESNIC, S., KLUBER, O., ENGELHARDT, W., GOTTARDI, N., LISITANO, G., et al., in Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck, 1978) CN-37-A-5.
- 20) BOL, K., ARUNASALAM, V., BITTER, M., BOYD, D., BRAU, K., et al., *ibid.*, CN-37-A-1.

- 21) BERRY, L. A., BUSH, C. E., CALLEN, J. D., COLCHIN, R. J., DUNLAP, J. L., et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1, IAEA, Vienna (1977) 49.
- 22) EQUIPE TFR, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1, IAEA, Vienna (1977) 35.
- 23) PAUL, J. W. M., AXON, K. B., BURT, J., CRAIG, A. D., ERENTS, S. K., et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 2, IAEA, Vienna (1977) 256.
- 24) ARUNASALAM, V., BARNES, C., BOL, K., BOYD, D., BRAU, K., et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 8th Europ. Conf. Prague, 1977) 2 (1977) 17.
- 25) MAEDA, H., FUJISAWA, N., SHIMOMURA, Y., FUNAHASHI, A., OHTSUKA, H., YAMAMOTO, S., et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 2, IAEA, Vienna, (1977) 289.
- 26) MAEDA, H., OHTSUKA, H., SHIMOMURA, Y., YAMAMOTO, S., NAGAMI, N., et al., in Plasma-Wall Interactions (Proc. Int. Symp. Julich, 1976) 1977, 537.
- 27) HUGILL, J., FIELDING, S. J., GILL, R. D., HOBBY, M., McCRACKEN, G. M., et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 8th Europ. Conf. Prague, 1977) 1 (1977) 39.
- 28) KONOSHIMA, S., FUJISAWA, N., MAENO, M., SUZUKI, N., YAMAMOTO, T., et al., Proc. Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Culham 1978, J. Nucl. Mater 76 & 77 (1978) 581.
- 29) SHIMOMURA, Y., Nucl. Fusion 17 (1977) 626.
- 30) NAGAMI, M., MAEDA, H., KASAI, S., YAMAUCHI, T., SENGOKU, S., et al., Proc. Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Culham 1978, J. Nucl. Mater 76 & 77 (1978) 521.
- 31) OREN, L., TAYLOR, R. J., Nucl. Fusion 17 (1977) 1143.
- 32) SHIMOMURA, Y., Nucl. Fusion 16 (1977) 1377.
- 33) CRASTON, J. L., HANCOX, R., ROBSON, A. E., KAUFMANN, S., MILES, H. T., et al., Proc. 2nd Int. Conf. Atom. Energy 32 (1958) 414.
- 34) McCRACKEN, G. M., DEARNALEY, G., FIELDING, S. J., GOODALL, D. H. J., HUGILL, J., et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 8th Europ. Conf. Prague, 1977) 1 (1977) 40.
- 35) BEHRISCH, R., KADOMTSEV, B. B., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974) 2 (1975) 229.



- 36) OHASA, K., MAEDA, H., YAMAMOTO, S., NAGAMI, M., OHTSUKA, H., et al., Nucl. Fusion 18 (1978) 872.
- 37) SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., Proc. Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Culham 1978, J. Nucl. Mater 76 & 77 (1978) 45.
- 38) SPITZER, L. Jr., Report No. NYO-993, U.S. Atomic Energy Commission, Washington, D.C. (1951) and Phys. Fluids 1 (1958) 253.
- 39) YOSHIKAWA, M., SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., KITSUNEZAKI, A., MORI, S., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 6th Europ. Conf. Moscow, 1973) 1 (1973) 173.
- 40) COLVEN, C., GIBSON, A., STOTT, P. E., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 5th Europ. Conf. Grenoble, 1972) 1 (1972) 6.
- 41) 宇尾光治, 日本物理学会論文集 (1975年10月) 10p-R-4
- 42) BISHOP, A. S., GIBSON, A., HINNOV, E., HOFMANN, F., Phys. Fluids 8 (1965) 1541.
- 43) 宇尾光治, 日本物理学会論文集 (1973年9月) 24p-F-2
- 44) MOTOJIMA, O., IYOSHI, A., UO, K., Nucl. Fusion 15 (1975) 985.
- 45) HSUAN, H., OKABAYASHI, M., EJIMA, S., Nucl. Fusion 15 (1975) 191.
- 46) YOSHIKAWA, M., TAZIMA, T., SHIMOMURA, A., KITSUNEZAKI, A., MAEDA, H., et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974) 1 (1975) 17.
- 47) SHIMOMURA, Y., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 7th Europ. Conf. Lausanne, 1975) 2 (1975) 81.
- 48) MAEDA, H., SHIMOMURA, Y., KITSUNEZAKI, A., YOSHIKAWA, M., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 5462 (1973) (in Japanese).
- 49) SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., KITSUNEZAKI, A., YOSHIKAWA, M., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 5621 (1974) (in Japanese).
- 50) KITSUNEZAKI, A., MAEDA, H., SHIMOMURA, Y., Nucl. Fusion 14 (1974) 747.
- 51) SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., OHTSUKA, H., KITSUNEZAKI, A., NAGASHIMA, T., YAMAMOTO, S., et al., Phys. Fluids 19 (1976) 1635.
- 52) SHIMOMURA, Y., OHTSUKA, H., MAEDA, H., YAMAMOTO, S., KIMURA, H., et al., Nucl. Fusion 16 (1976) 587.
- 53) YAMAMOTO, S., SENGOKU, S., UEDA, N., NAGAMI, M., KIMURA, H., et al., Bull. Am. Phys. Soc. 21 (1976) 1178.
- 54) YAMAMOTO, S., SENGOKU, S., KIMURA, H., SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., et al.,

- Nucl. Fusion 18 (1978) 205.
- 55) DIVA GROUP., Nucl. Fusion 18 (1978) 1619.
- 56) YAMAMOTO, S., MAEDA, H., SHIMOMURA, Y., ODAJIMA, K., NAGAMI, M.,  
et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 8th Europ.  
Conf. Prague, 1977) 1 (1977) 33 and its supplementary paper 2 (1977)  
234.

## 第2章 DIVA装置の概要および測定手段

### 2.1 序

この章においては、DIVA装置および主プラズマとスクレイブ・オフ層プラズマのプラズマ・パラメータの測定手段について述べる。DIVA装置は、軸対称ダイバータを備えたトカマク装置である。ダイバータを備えていない通常のトカマク装置の基本的な概念に関しては、他の論文に詳しく述べられている<sup>1,2)</sup>。それゆえ、本章においては、ダイバータ運転およびプラズマ壁相互作用という観点から装置に加えられた特徴について特に述べる。

### 2.2 装置の概要<sup>3)</sup>

装置の断面図を図2.1に示す。図2.2(a)に真空容器の断面図を示す。図2.2(b)には、トロイダル磁場を、1 Tから2 Tに増力した時に、同時に行なった真空容器内改造後の真空容器の断面図を示す。我々は、以下に述べる理由により真空容器内改造においてチタン蒸着関係の機器（チタン線、チタン線支持銅棒および附属シェル）を除去した。すなわちDIVAにおいて清浄なる第1壁（金蒸着されたシェル）を用いることにより、軽元素不純物の少ないプラズマが得られることが明らかにされたこと。さらに最近では、テイラー洗浄により特殊な壁を用いることなしに、軽元素不純物を除去できることが明らかにされたこと。および、ダイバータ部におけるプラズマと壁との主たる相互作用場所として、附属シェルおよびチタン線支持棒が考えられることを、ダイバータ部における熱流束や、荷電粒子束の測定（第3章第3節参照）により明らかにしたこと等による。

基本的な装置のパラメータを表2.1に示す。主プラズマは、垂直半径が10.5 cm、水平半径が14 cmの涙滴形断面を持ったシェル内に作られる。プラズマの主半径は約60 cmである。16個のトロイダル・コイルにより最大2 Tのトロイダル磁場を発生する。

表 2.1 DIVA装置のパラメータ

トロイダル磁場		2.0	T
垂直磁場		$1.2 \times 10^{-2}$	T
磁束容量		0.3	Vs
シェル	主半径	600	mm
	小内半径	105 × 140	mm
	厚み	20	mm
最大ダイバータ・フープ・コイル電流		60	kAT

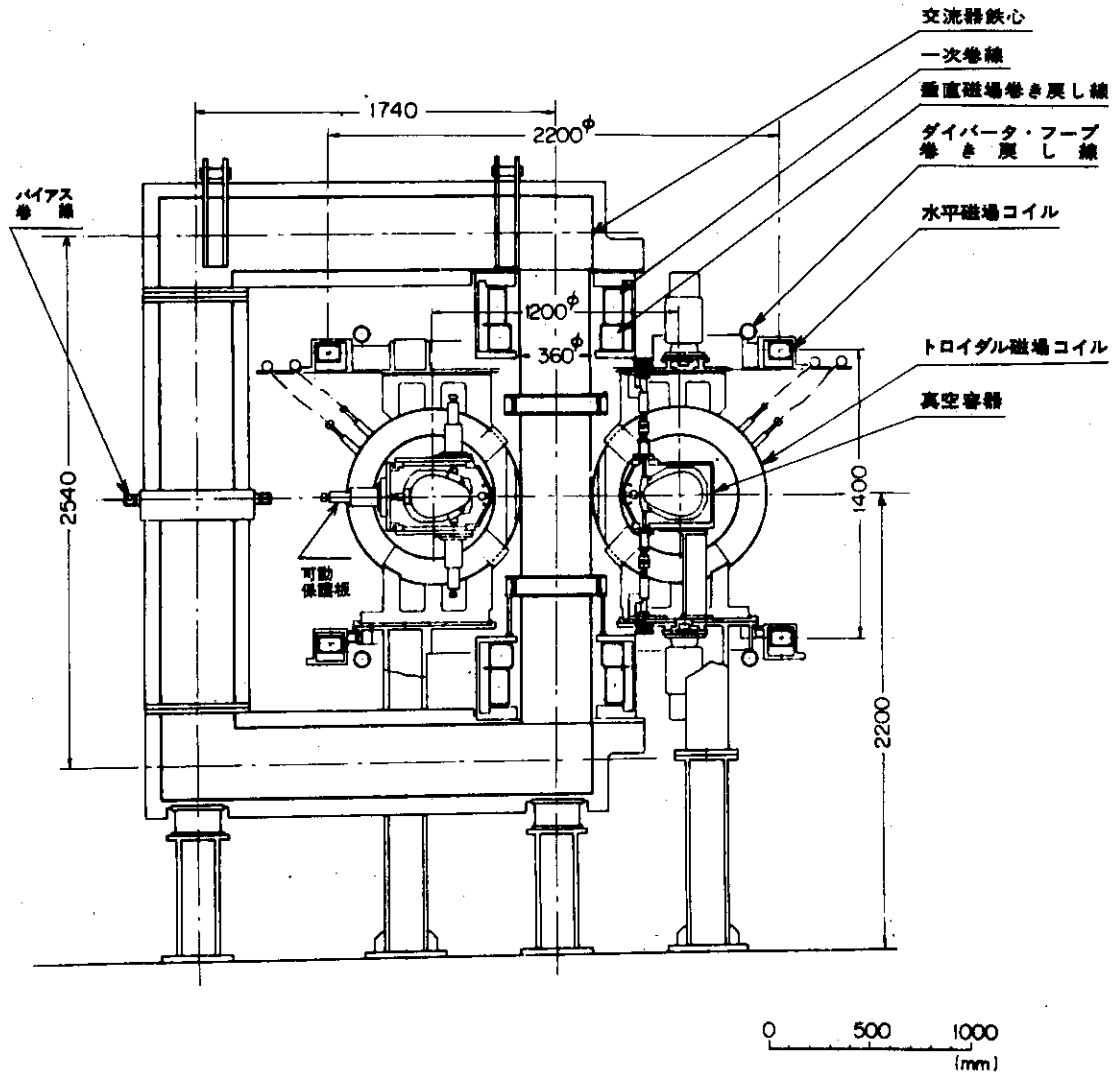
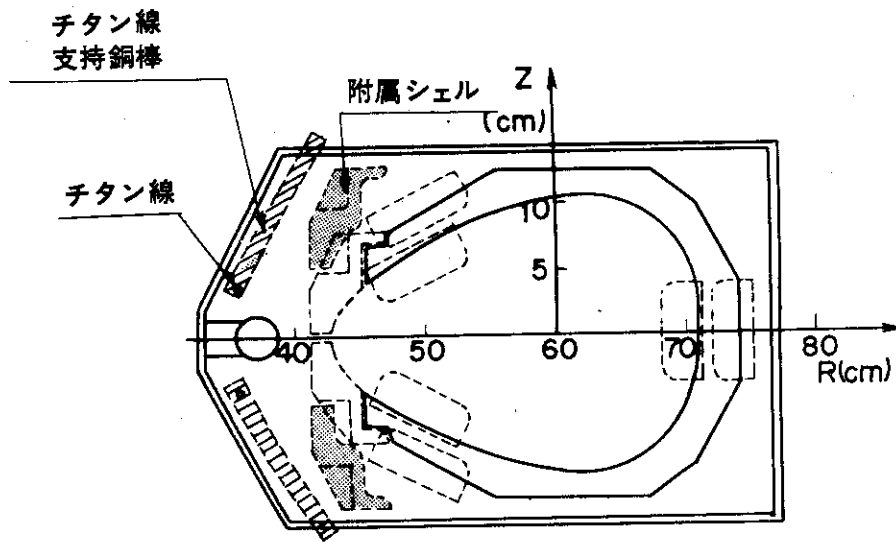
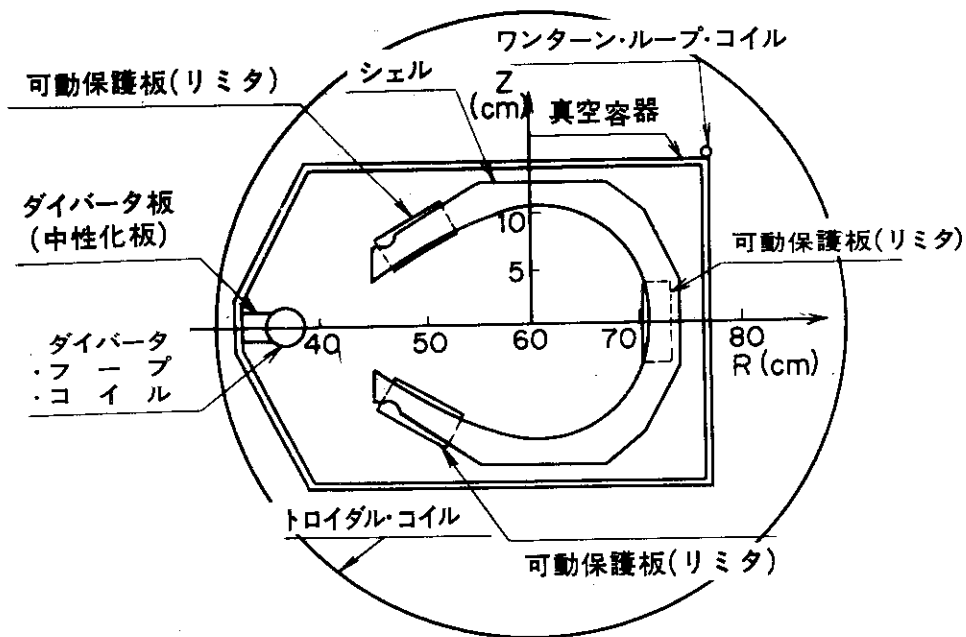


図 2.1 DIVA 装置の断面図



(a) 真空容器内改造前



(b) 真空容器内改造後

図 2.2 真空容器内の断面図 (a): 改造前, (b): 改造後  
真空容器内改造において, チタン蒸着用機器類 (チタン線, チタン線支持棒および附属シェル) を除去した。

1) シェル ( 附属シェルを含む )

シェルは、無酸素銅製のシェルで、真空容器内に設置される。プラズマに面するシェル内面は厚さ約  $20\mu\text{m}$  の金蒸着がほどこされている。最近のプラズマと壁との相互作用の研究において壁の表面観測の手段としてオージェ電子分光<sup>4)</sup>がよく用いられる。オージェ電子は特性X線とよく似た過程で放出される。ある物質からの放射されたオージェ電子のエネルギー・スペクトラムを測定すると元素分析や電子のエネルギー帯の構造がわかる。オージェ電子放射を起こすには、原子や分子の電子エネルギー準位の中で深い準位に空席を作らねばならないが、それにはX線、紫外線、イオンなどを用いることが考えられるが、電子線励起によるものがオージェ電子分光とよばれるものである。固体表面に単色の電子線を照射したとき、表面よりの電子のエネルギー分布曲線  $N(E)$  を大別すると、照射電子のエネルギー  $E_0$  近傍の反射一次電子と二次電子の2つのグループに分かれる。二次電子のグループは、数 eV に最大値をもち、エネルギーの増大につれてなだらかに減少する二次電子からなっている。この領域の  $N(E)$  分布を感度を高めて測定すると、多数のピークが観察される。これらのピークには一次電子のエネルギーを  $E_0 \rightarrow E_0 + \Delta E_0$  だけ変化すると、ピーク位置が  $\Delta E_0$  だけ移動する“エネルギー損失ピーク”と、一次電子のエネルギーに無関係にピークを変えないオージェ・ピークがある。現在のオージェ電子分光は装置の改良と微分回路  $dN(E)/dE$  の採用で成功したといってもよい。

図 2.3 - (a) および - (b) は、オージェ電子分光により金蒸着された銅シェル表面の化学組成の深さ方向の分布を、DIVA 装置の組立時および 18,000 回の放電後のそれぞれに測定した結果を示す<sup>5)</sup>。装置の組立時の銅シェル表面の表面より数百 Å の範囲に炭素、酸素等の軽元素が附着していることがわかる。特に炭素はシェル表面においては原子組成比で 80% にも達している。また、組立時に表面に存在するイオウ S は、人の汗によるものと思われる。図 2.3 - (b) に示され

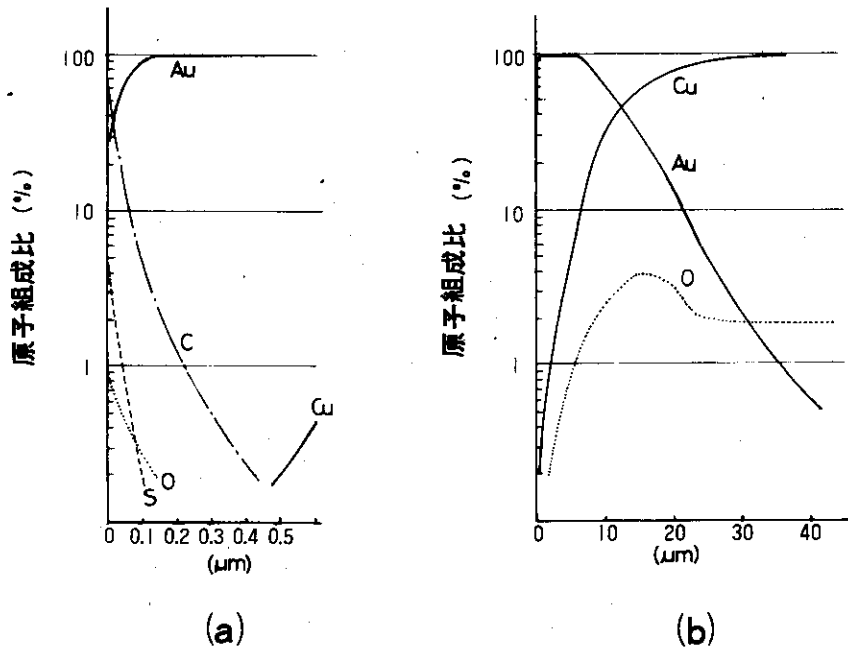


図 2.3 オージェ電子分光により測定した銅シェル表面の化学組成の深さ方向の分布  
 (a) : DIVA 装置の組立時  
 (b) : 18,000 回の放電後

ているように 18,000 回の放電後には表面から数  $\mu\text{m}$  はほぼ金で占められていることがわかる。すなわち炭素、酸素等の軽元素が除去されていることがわかる。図 2.4 は、シェル内面におかれた金の試料片の放電洗浄過程における表面の化学組成の変化を示す<sup>5)</sup>。放電洗浄が進むにつれて、炭素と酸素が金の試料片から除去されていくことがわかる。以上の結果は、金蒸着されたシェル表面に吸着する軽元素不純物が非常に少ないこと、それゆえ DIVA においては軽元素不純物に関しては清浄な壁面が得られていることを示している。

附属シェル（可動シェル）は、上下可動である。ダイバータ付きトカマクの場合には附属シェルを上下に開き“シェル開”の状態とする。また附属シェルは下記に示すチタン蒸着を行なう場合には、シェル内面の金蒸着をチタンで汚染しないためのシャッターとしても動作する。

しかし、前にも述べたように、附属シェルは最大トロイダル磁場強度を 1 T から 2 T に増力する時に除去した。

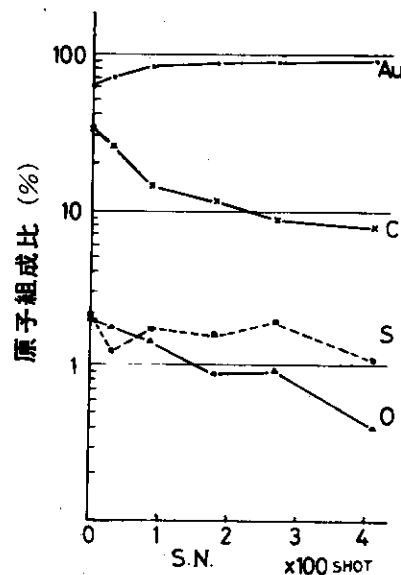


図 2.4 シェル内面におかれた金の試料片の放電洗浄過程における、表面の化学組成の変化。

## 2) 保護板（リミタ）

保護板は、図 2.2 に示されているように 3 個の金の板によりできている。ダイバータを働かせた場合、保護板が主プラズマに直接接触しない状態を実現することが可能であるが、プラズマの形成時および終了時において、シェル内面を保護するために用いる。ダイバータを働かせない場合には、通常のとカマクで用いているようにリミタとして用いる。

金の保護板が用いられるのは、金以外の金属不純物がシェルの内部に混入することをさけるためである。

高エネルギー粒子による金のスパッタリング収率は、モリブデンに比べて数倍大きく、また熱的な性質は、モリブデンに比べて劣る。このため、DIVA は小型のとカマク装置ではあるが、大型のとカマク装置におけるプラズマと壁との相互作用を模擬できると考えられる。

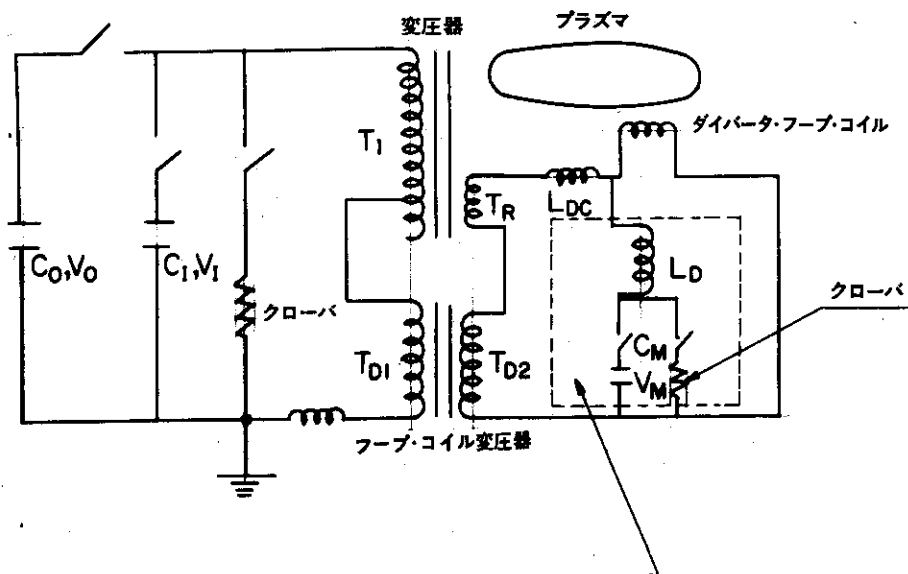
保護板は、水冷されており装置の運転中は  $300^{\circ}\text{C}$  以下に保たれている。

3) ダイバータ系

ダイバータ系は、セパトリックス付きの平衡配位を得るために、プラズマ電流に比例した電流を流すコイル（ダイバータ・フープ・コイル）、チタン板（ダイバータ板）およびチタン蒸着系から構成されている。

ダイバータ・フープ・コイルは、プラズマより中心軸に近い真空容器内部に設置される。ダイバータ・フープ・コイルは4ターンの巻線で構成されており、最大電流は60kATである。

図2.5にプラズマ電流およびダイバータ・フープ・コイル電流励起のための回路系を示す。DIVAにおいては、プラズマ電流励起用の主変流器とダイバータ・フープ・コイル電流励起用のダイバータ変流器がコンデンサ電源に直列に接続されている。



動的磁気リミタのための電源回路  
(ダイバータ・フープ・コイル電流変調用電源)

$C_0 \leq 400 \mu F$

$V_0 \leq 10 \text{ kV}$

$C_1 \leq 6000 \mu F$

$V_1 \leq 5 \text{ kV}$

$C_M \leq 300 \mu F$

$V_M \leq 10 \text{ kV}$

$T_1$  : 巻数 : 96, 72, 48

$T_{D1}$  : 巻数 : 150, 100

$T_{D2}$  : 巻数 : 18, 16, 14

$T_R$  : ダイバータ・フープ・コイルの巻戻し

$L_{DC}$  : ディカップリング用のインダクタンス

図2.5 プラズマ電流およびダイバータ・フープ・コイル電流励起のための回路系。

破線で囲まれた部分は、動的磁気リミタ実験のための電源回路を示す（第3章第4節）。

上記の結線方式の採用およびダイバータ・フープ・コイル巻き戻し線による主変流器とダイバータ・フープ・コイル回路のデカップリングにより、放電中においてプラズマ抵抗が非常に高い



場合を除いて、ダイバータ・フープ・コイル電流とプラズマ電流の比は一定に保たれる。ダイバータ・フープ・コイル電流  $I_D$  とプラズマ電流  $I_P$  との比は、0 から 2.5 の間に設定することができる。

さらに、ダイバータ・フープ・コイル電流とプラズマ電流の比を、放電中の任意の時間において、数百  $\mu\text{sec}$  以内に、増大あるいは減少させることができる。そのための電源をダイバータ・フープ・コイル電流変調電源とよぶ。この電源を用い動的磁気リミタの基礎実験<sup>6)</sup>を行なった。その実験結果については、第3章第4節に述べる。

次に、チタン蒸着源について述べる。チタン板（ダイバータ板）およびその周辺の真空容器壁（ステンレス製）は、トロイダル方向に張られたチタン合金線を加熱フラッシュすることにより新鮮なチタン面が得られる。軽元素不純物によるプラズマからの輻射損失に占める割合を調べるためにチタン蒸着を行なった。ダイバータ部の真空壁の約半分の面に、チタン蒸着を行った場合、軽元素の量は約半分に減少するが、プラズマの抵抗やプラズマからの輻射損失はあまり変化しない<sup>5)</sup>。このことは DIVA においては、軽元素が輻射損失やプラズマ抵抗において、あまり重要な役割を担っていないことを示している。これは DIVA においては清浄な第1壁（金蒸着されたシェル）を用いていることによる。それゆえ、前にも述べたように、チタン蒸着源は最大トロイダル磁場強度を 1 T から 2 T に増力する時に除去した。

最後に、ダイバータ板（中性化板）について述べる。我々は第1章序論において金属不純物に対しては、真空容器壁そのものが排気機能を持つと述べた。

ダイバータ板におかれた試料片をオージェ電子分光分析することにより、金属不純物が主プラズマからダイバータ部に磁力線に沿って導びかれることを示す。図 2.6 - (a) は DIVA の真空容器の断面図であり、ダイバータ・フープ・コイルおよびダイバータ板部の拡大図を、図 2.6 - (b) に示す。チタン板の試料片 (20mm×5.0mm) は、ダイバータ板の上に設置された。その試料片のオージェ電子分光分析結果が、図 2.6 - (c) に示されている。試料片の原子組成比をダイバータ・フープ・コイル側から真空容器壁への距離 (d : 図 2.6 - (b) 参照) の関数として図に示されている。これは、DIVA の組立時からチタン線組込み時までの間約 2 万回の放電を行った後に得られた結果である。チタン板の試料片<sup>\*</sup>の上に金がふりつもっていることがわかる。しかも金がふりつもっている領域が鋭く限られていることから、金イオンは磁力線に沿って導びかれていることは明らかである。つまり金属不純物も水素イオンと同様に（第3章図 3.16 参照）、ダイバータ部に磁力線に沿って導びかれていることがわかる。

\* チタン板の上に存在する鉄は、真空容器壁を源としている。チタン板上の鉄の分布が金の分布と異なるのは、それぞれの源の試料片に対する幾何学的位置が異なるためと考えられる。すなわち、チタン板に附着している金の源はシェル内面に蒸着されたものがプラズマによりスパッタされ、スクレイプ・オフ層プラズマにおいて電離され、磁力線に沿ってダイバータ部に流出して来たものである。それに対して鉄の源は、図 2.6 (a) および (b) で示されるように、試料片近くの真空壁であると考えられる。すなわち、真空壁近くに存在するスクレイプ・オフ層の裾にある希薄なプラズマによりスパッタされたものが、中性粒子のままチタン板上に一様に附着したり、また金が運ばれてくるスクレイプ・オフ層プラズマおよびそれよりもさらに外側に存在する希薄なプラズマにおいて電離されるため、鉄はチタン板上において金に比較してより広い範囲に分布するものと考えられる。

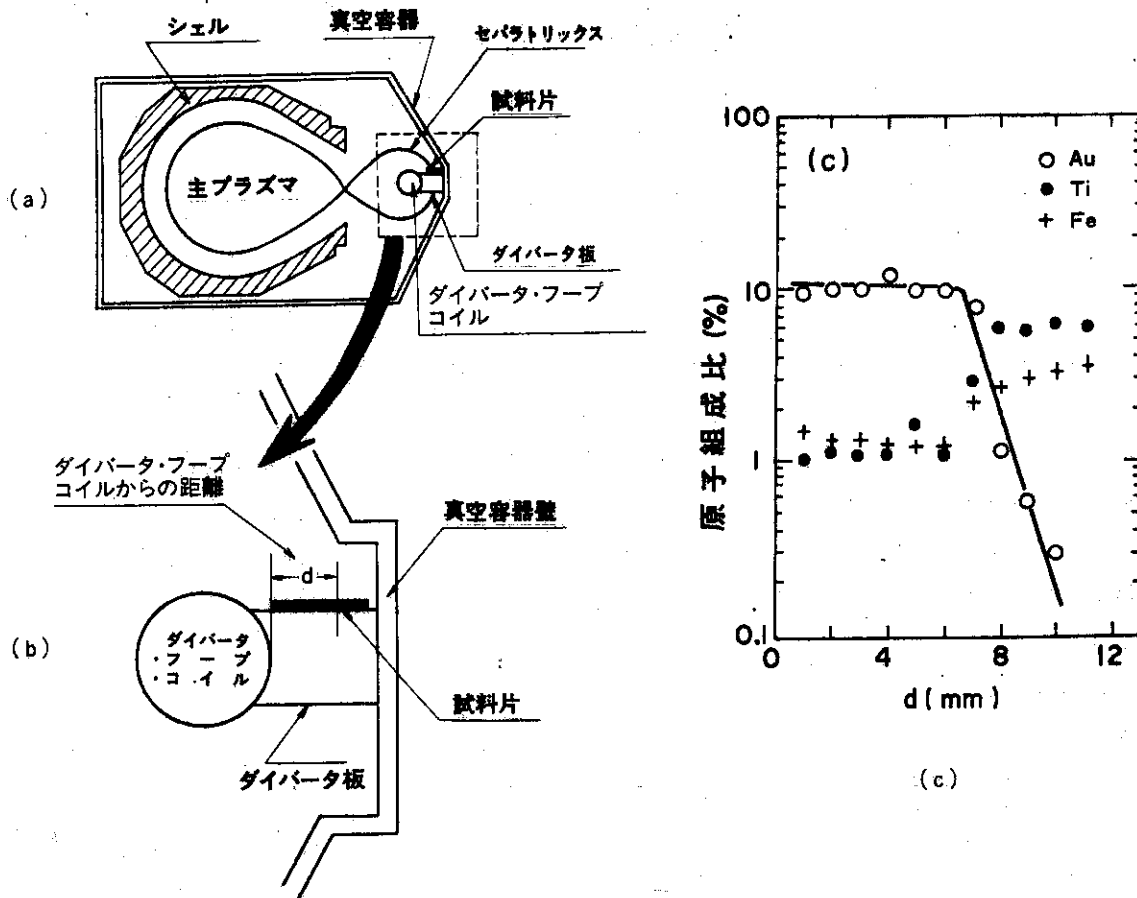


図 2.6 オージェ電子分光により測定したダイバータ板に置かれた試料片(チタン板)表面の原子組成比。約2万回の放電後のものである。  
 (a) DIVA 真空容器の断面図および試料片を置いた位置を示す。  
 (b) ダイバータ・フープ・コイルおよびダイバータ板部の拡大図。dはダイバータ・フープ・コイル側から真空容器側への距離を示す。  
 (c) 試料片表面の原子組成比をdの関数として図示したもの。

4) ガス供給系

トーラス周上の4ヶ所から、高速弁 (fast acting valve) によりパルスのようにガスを供給する。また、プラズマ発生後、放電中に附加的にガスを供給する弁 (slow acting valve) も用いられる。

5) 真空排気系

真空容器は、ダイバータ・フープ・コイル、シェル、附属シェル、チタン線等を収納する容器である。トーラス方向に2分割されており、接合部は電氣的に絶縁されている。

ポンプは、ターボ・モレキュラーポンプを用い、実効的な排気速度は400ℓ/sであり、到達真空度は $1.5-0.2 \times 10^{-7}$  Torrである。

6) 予備電離

予備電離としては、電子サイクロトロン共鳴加熱による方法と、電子流入射の方法とを併用している。

ただし、トロイダル磁場の2 Tへの増力後はj×Bガンを用いている。j×Bガンは4つの高速弁のうちの1つのガス噴射口に設えつけられている。

7) 接地系

装置の接地系について述べる。図2.7に示すように、シェル、附属シェル、保護板、真空容器およびベースは互いに電氣的に独立しており、それぞれは10 Ωの抵抗を通して接地されている。

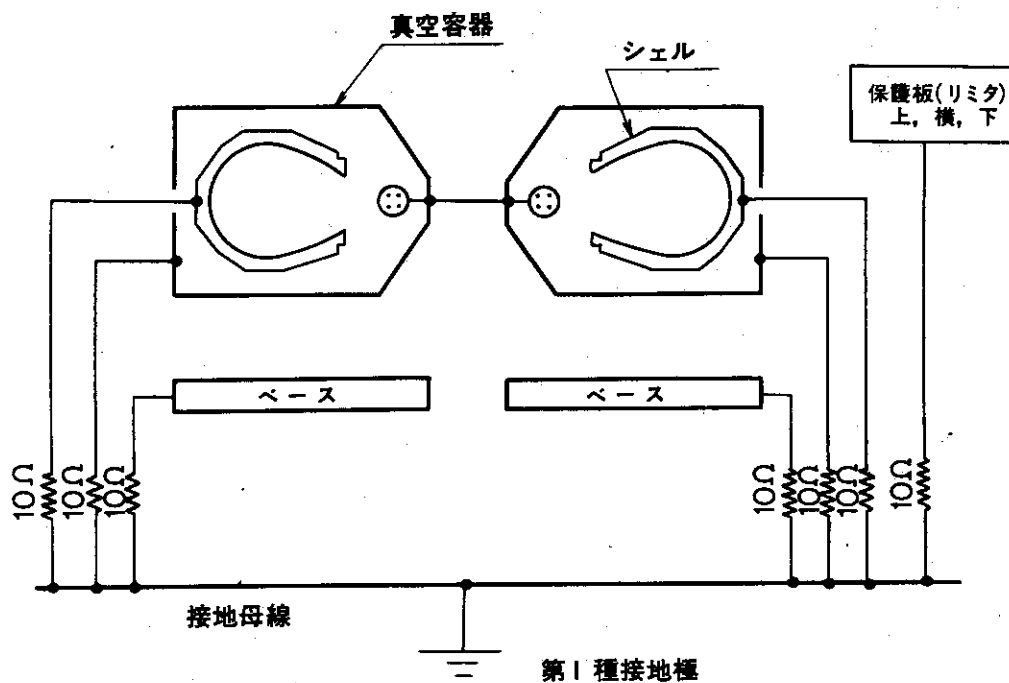


図2.7 DIVA装置の接地系

真空容器、シェルおよび保護板(リミタ)は、それぞれイオン飽和電流の測定のためのコレクタ板として用いることができる。

(測定系は図2.9に示す)。それにより平均的粒子閉じ込め時間(第4章第5節)および粒子に対するダイバータ効率を求めることができる。

## 2.3 測定手段

### 2.3.1 主プラズマ・パラメタの測定手段

この章においては、DIVA装置で用いられた主プラズマのプラズマ・パラメタの測定手段を述べる。それらの手段は、通常のトカマクにおいて一般に用いられるものであり<sup>1)</sup>、表2.2に測定器と測定量を列挙した。

表2.2 主プラズマのプラズマ・パラメタの測定手段

対象物理量	測定手段	文献
プラズマ電流 $I_p$ ループ電圧 $V_L$ ポロイダル磁場およびその振動	ロゴスキ・コイル ワンターン・ループ・コイル 磁気プローブ (シェル内面に設置された 21個のプローブ)	(8)
電子密度 $n_e$	2 mm波マイクロ波干渉計(設置場所R=60cm) 4 mm波マイクロ波干渉計 (R=45, 51, 57, 63, 69 cm)	(9)
電子温度 $T_e$	ルビー・レーザ光散乱装置	(10)
	シリコン・リチウム浮遊半導体 ( $S_i(L_i)$ )	(11)
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)	(12), (13)
	可視分光器	(14)
不純物イオン温度	局在不純物ドップラー幅測定用分光器 (回折光の7次光を用いる)	(13)
不純物の種類, 荷電数, 密度	真空紫外分光器 斜入射 ( $2000 \text{ \AA} \geq \lambda \geq 20 \text{ \AA}$ )	(15)
	直入射 ( $2000 \text{ \AA} \geq \lambda \geq 1000 \text{ \AA}$ )	(16)
	可視分光器	
輻射損失 $P_R$	焦電素子 (pyroelectric detector)	(15)
	(輻射損失および荷電交換中性粒子による) エネルギー損失の和 真空紫外分光器	(17)
硬X線スペクトラム	真性ゲルマニウム半導体 ( $G_e(I)$ )	(11)
硬X線モニタ	NaI (Tl) シンチレータ	
軟X線スペクトラム	シリコン・リチウム浮遊半導体 ( $S_i(L_i)$ )	(11)
内部モード	ピン・ダイオード	(18)
平均的粒子閉じ込め 時間 $\bar{\tau}_p$	分光学的測定	(14)
	静電的測定	(19), (20)

その他にも、シェルの外側において中性粒子密度を測定するための、高速電離真空計 (fast ionization gauge) がダイバータ部に備えつけられている<sup>7)</sup>。この高速電離真空計は、高磁場中においてプラズマ放電中の中性粒子密度の時間変化を測定できるよう設計されている。

図 2.8 に、測定器の配置および前章において述べた高速弁、保護板およびポンプ等の位置を示す。

4ヶ所のシェル・ギャップにおいて、レーザによる電子温度の空間分布測定、マイクロ波干渉計による電子密度の空間分布測定、保護板の設置、真空引口の設置をそれぞれ行なっている。また、レーザ測定を行なわない場合には、レーザ測定部において、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、垂直方向（Z方向）のみではなく、水平方向（プラズマの主半径方向、R方向）にも測定可能である。

また、真空紫外分光測定、焦電素子（pyroelectric detector）による輻射損失の測定、荷電交換中性粒子分析器によるイオン温度測定および軟X線の測定においては、マイクロ波干渉計の設置部におかれている垂直スキャン・ポートによりそれらの測定量の垂直分布を測定することが可能である。垂直スキャン・ポートは、ベローズを用いることにより真空を破ることなく、それらの測定器を垂直方向（Z方向）に±10 cm 移動することができ、プラズマの垂直方向の全断面積に渡り、それらの量が測定可能である。

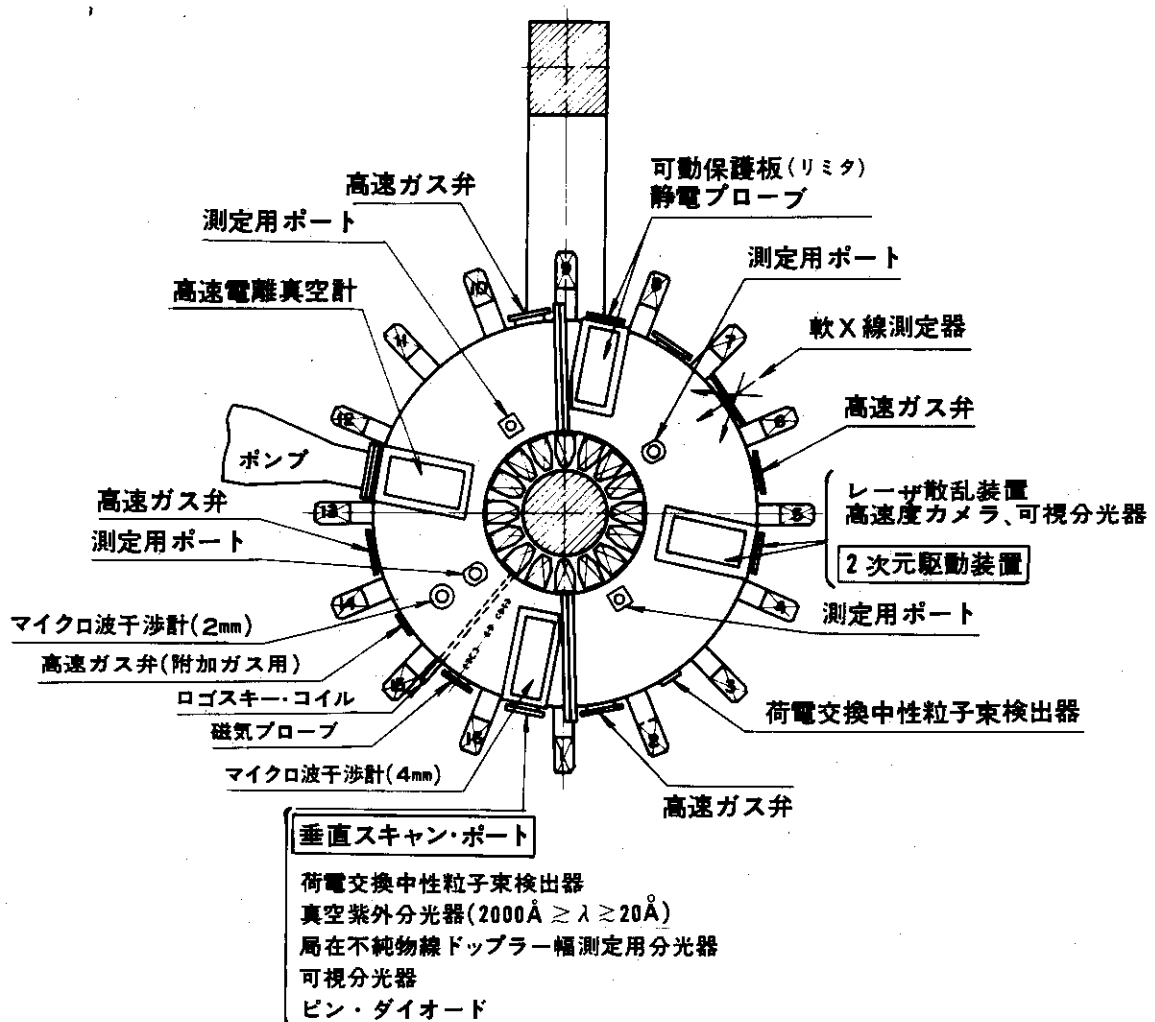


図 2.8 測定機器配置図

それらの量の分布の測定は、プラズマ内部での粒子や熱の輸送の問題を考える場合に、重要な測定となる。

### 2.3.2 スクレイプ・オフ層プラズマ・パラメタの測定手段

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はたしてきた。しかしながら、高温度そして、あるいは高密度プラズマ特に、閉じ込め特性のよいプラズマでのプローブ類の使用は、プラズマに擾乱を与える可能性があるため、適していないように思われる。

しかしながら、DIVAにおいてはダイバータを働かせた場合、主プラズマに擾乱を与えることなく、いろいろな種類のプローブをスクレイプ・オフ層プラズマのプラズマ・パラメタの測定に用いることができる。表2.3にプローブとその測定量を列挙した。それらのプローブについての詳しい記述は他の文献<sup>19, 20)</sup>にあるので、ここでは簡単な記述にとどめておく。

プローブ測定は、主として主半径方向(R方向)の $R=40\text{ cm}$ 、 $43\text{ cm}$  および $68\text{ cm}$ の各面でなされた。

さらに、後ほど述べるが、2次元駆動装置によりスクレイプ・オフ層の熱流束分布、荷電粒子束分布、磁束分布および高エネルギー電子流の軌道面をポロイダル方向に、2次元的に測定した。

ラングミュアー・プローブの単探針および複探針を用いてプラズマの電子温度 $T_{es}$ 、電子密度 $n_{es}$ 、空間電位 $V_s$ 、浮遊電位 $V_f$ 、振動、および拡散係数を測定した。

表 2.3 スクレイプ・オフ層プラズマの  
プラズマ・パラメタの測定手段

対象物理量	測定手段
電子密度 $n_{es}$	ラングミュアー探針
電子温度 $T_{es}$	ファラデー・カップ
イオン温度 $T_{is}$	
密度揺動 $\tilde{n}_{es}$	ラングミュアー複探針
浮遊電位 $V_f$	ラングミュアー探針
空間電位 $V_s$	
熱流束密度	熱電対 (時定数 5 ms) 蒸着膜プローブ (時定数 0.2 ms)
荷電粒子束	方向性プローブ シェル, 附属シェル, 保護板, 真空容器
荷電粒子束・流速	方向性プローブ
高エネルギー電子流の軌道面 (10 keV - 100 keV)	X線プローブ
準熱電子のスペクトラム (150 eV - 500 eV)	ファラデー・カップ
ポロイダル磁場	ホール素子

プラズマからの荷電粒子の損失、および荷電粒子のダイバータ効率を求めるために、シェル、附属シェル、真空容器および保護板を単探針として用いた。

特に、シェルを電極として用いる場合、放電のある時刻にパルスのな ( $20\mu\text{sec}$  程度) 負のバイアスをかけて、シェルに流入するイオン飽和電流を測定した。図 2.9 にシェルにパルスの負のバイアスをかける場合の電気回路を示す<sup>19, 20)</sup>。放電中の任意の時刻にサイリスタ SCR1 をトリガ・パルスにより点弧させるとあらかじめ充電しておいたコンデンサの電圧がシェルにかかる。 $20\mu\text{sec}$  後に同じくトリガ・パルスを送り、これを点弧させることによりコンデンサを速い時定数で放電させる。パルスの長さを  $20\mu\text{sec}$  程度に限ったのは、シェル表面からの金属不純物 (シェル表面は厚さ  $20\mu\text{m}$  程度金蒸着されている) のプラズマへの流入の増大を最小限におさえて測定によるプラズマへの擾乱を最小限にするためである。すなわち、序論でも述べたように、通常の安定なトカマク放電においては、プラズマと金属壁との接触面にできるソースにより加速された荷電粒子による壁材のスパッタリングが主要な機構であることが明らかにされており、<sup>21)</sup> シェルを負の電極とした場合、シェルに流入する荷電粒子がそのバイアスによりさらに加速され、そのためにスパッタリングによるシェル表面からの金属不純物 (金) のプラズマへの流入が増大するからである。実際、長時間シェルに負バイアを加えた場合、プラズマ中への金属不純物が増大し、プラズマ特性が変化し、極端な場合にはプラズマ放電が電磁流体的に不安定になり、放電破壊がおこることがしばしば観測される。

方向性プローブとよばれる互いに平行な 2 枚の板からなるプローブを用いることにより、真空容器を用いて測定したのと同じく、ダイバータへの荷電粒子束を測定した。主プラズマ方向に向いた平板に落ちるイオン飽和電流とダイバータ方向に向いた平板に落ちるイオン飽和電流との差から、主プラズマからダイバータ部へ流れ込む荷電粒子束の大きさを求めた。また、それらのイオン飽和電流の差を用い、変位マックスウェル分布を仮定して流れの速度を求めた。

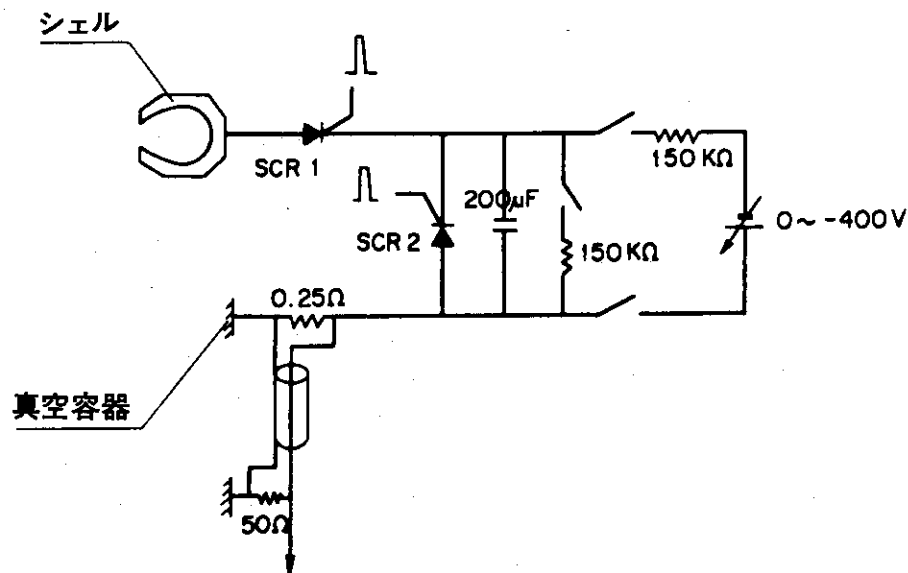


図 2.9 シェルをイオン飽和電流の測定のためのコレクタ板として用いる場合の電気回路。

熱流束密度の測定は、外径0.25 mm  $\phi$  のシース型熱電対を用いて行なった。またDIVAにおいて開発された $N_2$ 蒸着膜素子<sup>22)</sup>を用いて、熱流束密度の測定をおこなった。熱電対素子および蒸着膜素子の測定の時定数は、それぞれ5 ms および0.2 ms である。

ファラディ・カップをイオン温度の測定のために用いた。ファラディ・カップは、高エネルギー電子流の存在する場合においても、電子温度やイオン飽和電流の測定が可能である<sup>23)</sup>。

磁束密度分布は、2 mmの空間分解能を持つ3方向ホール素子により求めた。

次に、セパトトリックス付きトカマク・プラズマの平衡配位の研究において、重要な役割を担ったX線プローブについて少し詳しく述べる<sup>24)</sup>。図2.10-(a)にX線プローブの断面図を示す。図2.10-(a)のX線ターゲット部の拡大図を、図2.10-(b)に示す。X線ターゲットは直径1 mm  $\phi$  の円筒形の棒であり、直径2 mm  $\phi$  のステンレス製の棒により保持されている。X線ターゲットの対称軸はトロイダル磁場に平行に置かれる。X線ターゲットの片面は図-(b)に示されているように45°に斜めに切られており、その面が我々が測定するX線放射の源となる。すなわち、主プラズマ中に発生してスクレイプ・オフ層に流出して来た高エネルギー電子流が、その観測面に衝突し、そこから制動放射のX線を出す。ターゲット面から出たX線は、シンチレータを通り、光に変換されオプティカル・ライト・ガイドを用いて、光電子増倍管に導びけるようにしてある。図2.10-(c)および-(d)にダイバータ部 $R = 40$  cmに設置されたX線プローブおよびX線プローブを駆動するための簡易駆動具を示す。簡易駆動具はベローズを用いることにより真空を破ることなく、X線プローブを垂直方向(Z方向)に駆動できる。この駆動時においてX線ターゲット、シンチレータ、コリメータは全体として移動することができ立体角を変化することなく、X線ターゲットを $Z = 0$  cmから $Z = 6$  cmまでの任意の位置に設置できる。X線吸収膜およびシンチレータの光遮蔽の窓材として用いたアルミニウムの厚みおよびシンチレータの厚みにより、約10 keVから100 keVのエネルギー範囲のX線を100%の効率で測定することができる。

ところで、軸対称ダイバータ・トカマクは、プラズマの平衡配位がプラズマのポロイダル方向に対しては対称ではないので、スクレイプ・オフ層プラズマのプラズマ・パラメタの2次元(ポロイダル方向)測定が必要である。

図2.11に、高エネルギー電子流の軌道面の2次元測定に用いた測定の概略図を示す。X線ターゲット(a)は、2次元駆動装置<sup>24)</sup>により、スクレイプ・オフ層の任意の位置に、真空を破ることなく置くことができる。2次元駆動装置はオイル・レスの機構により、動作することができ、シェル・ギャップの1つ、レーザ測定部に設置される。X線ターゲット(a)から出たX線は8 mm厚の石英ガラス窓を通して測定される。これらの測定結果および高エネルギー電子流の振舞については第3章に与えられている。2次元駆動装置で用いるX線ターゲットをX線ターゲット(a)と呼ぶのに対応して、ダイバータ部 $R = 40$  cmに設置されたX線プローブに用いるターゲットをX線ターゲット(b)と呼ぶこととする。

X線ターゲットの他に、ホール素子、熱電対および方向性プローブを用いて、ポロイダル磁場、熱流束および荷電粒子束の2次元測定を行なった。



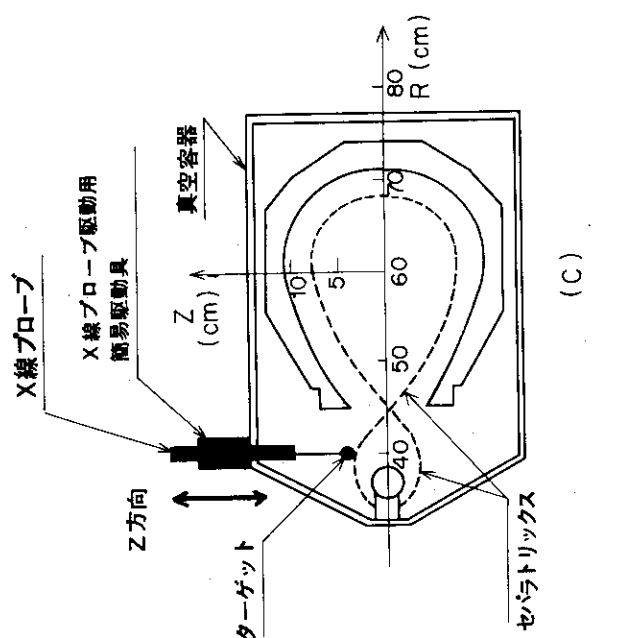
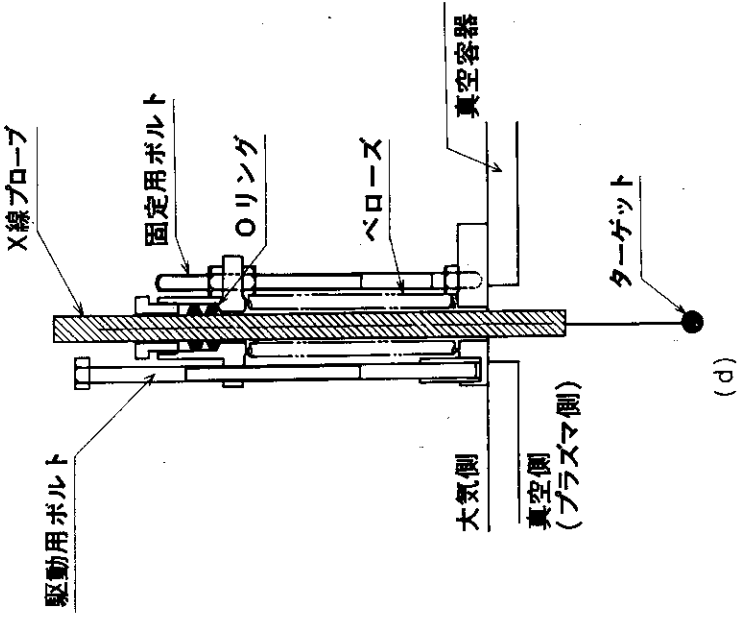
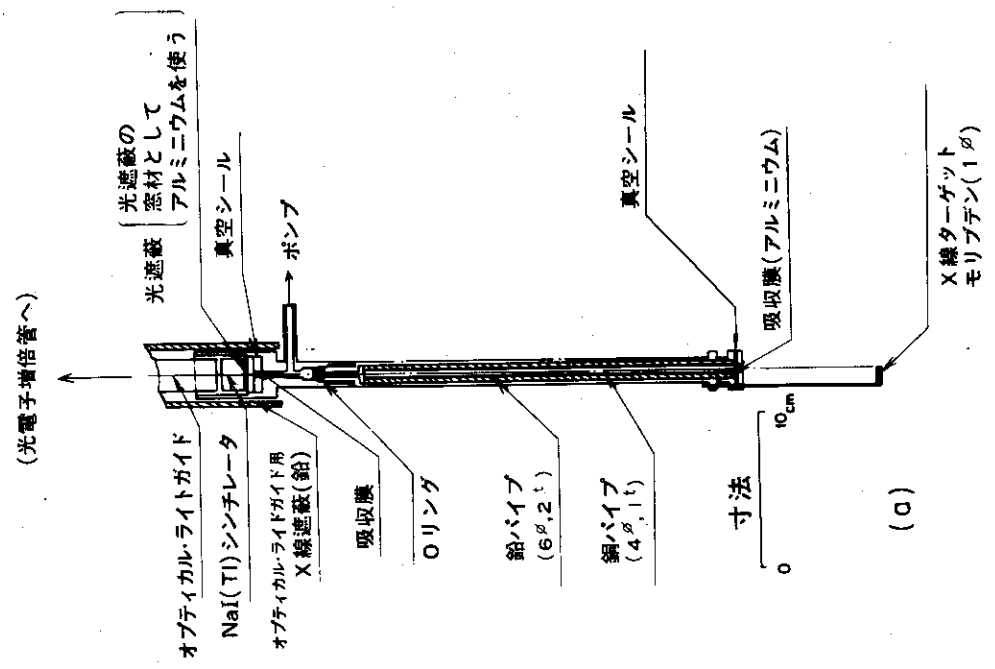
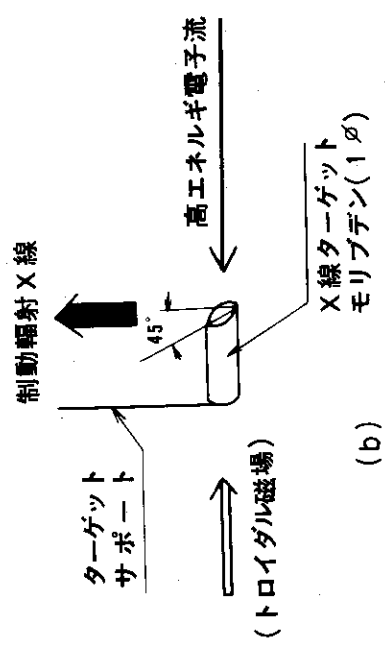


図2.10 X線プローブ  
高エネルギー電子流(10 keV-100 keV程度)の軌道面を測定する  
のに用いた。(第3章第2節図3.6)

- a) X線プローブ断面図
- b) X線ターゲット部の拡大図  
X線ターゲットは、直径1 mm φの円筒形のモリブデン製の棒であり、直径2 mm φのスチレンス棒により保持されている。  
X線ターゲットの対称軸はトロイダル磁場に平行に置かれる。  
X線ターゲットの片面は、45°に斜めに切られておりその面が高エネルギー電子流の衝突による制動放射X線の源となる。
- c) ダイバータ部 R = 40 cm に設置されたX線プローブおよびX線プローブを駆動するための簡易駆動具
- d) 簡易駆動具の断面図  
簡易駆動具は、真空を破ることなく、X線プローブを垂直方向(Z方向)に駆動できる。この駆動時においてX線ターゲット、シンチレータ、コリメータは、全体として移動することができ、立体角を変化させることなく、X線ターゲットを Z = 0 cm から Z = 6 cm までの任意の位置に設置できる。



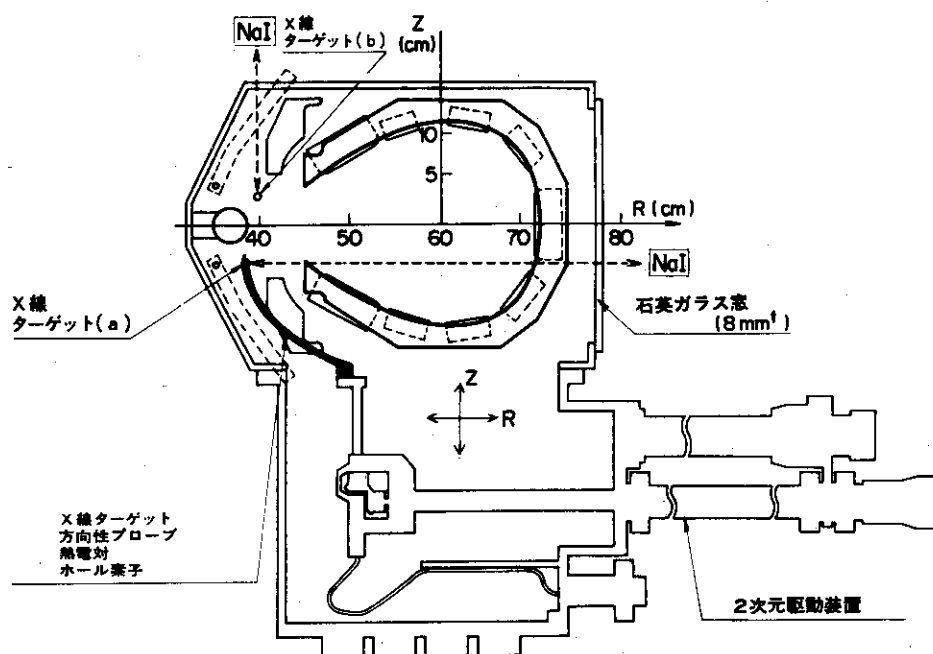


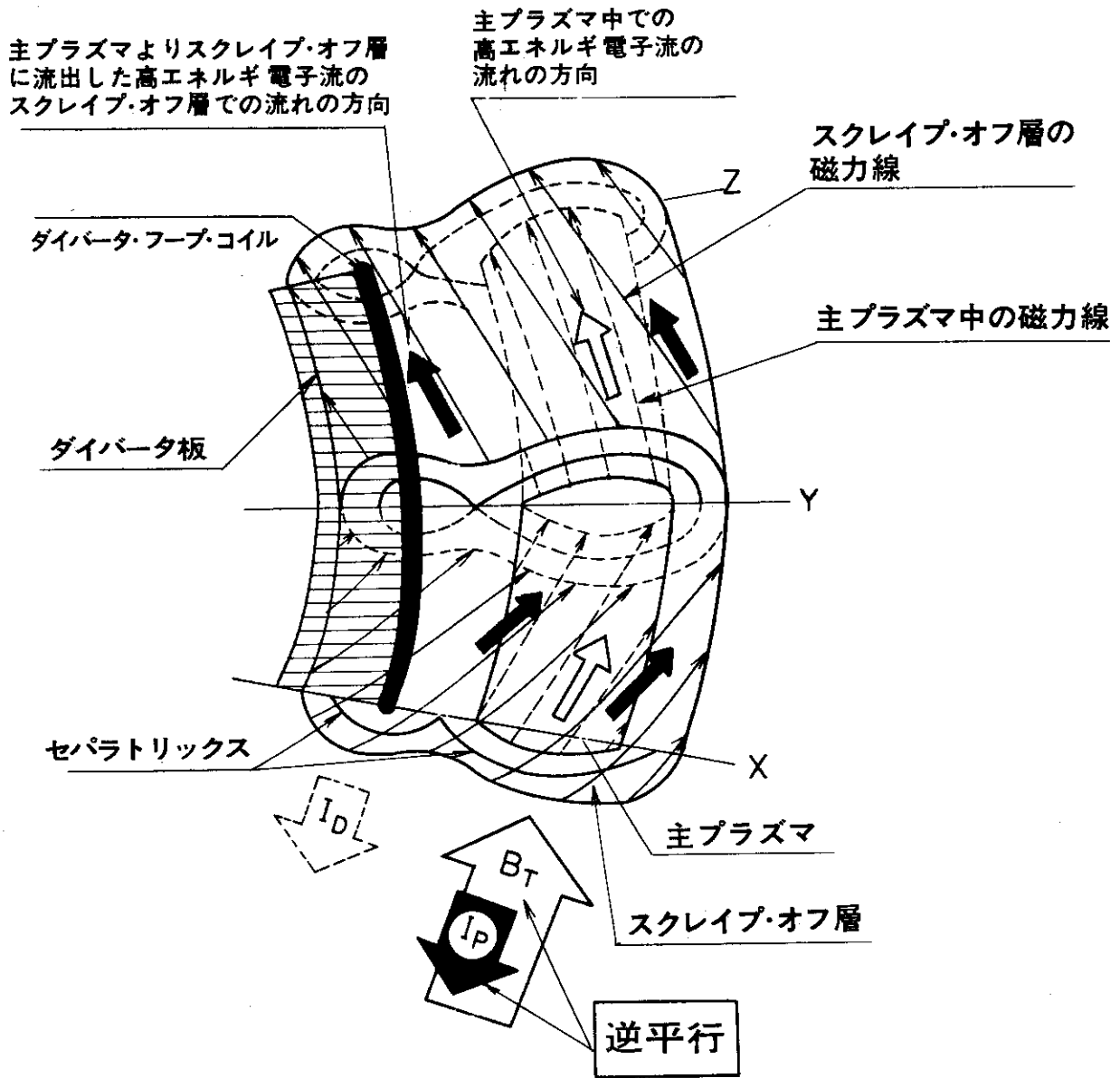
図 2.11 高エネルギー電子流の軌道面の 2 次元測定に用いた測定系の概略図 (第 3 章第 2 節, 図 3.8 参照)。

2 次元駆動装置を用いて X 線ターゲット (a) (直径 4 mm  $\phi$ ) をスクレイプ・オフ層の任意の位置に置くことができる。高エネルギー電子流が X 線ターゲットに衝突することにより出た制動輻射 X 線は, 8 mm 厚の石英ガラス窓を通し, コリメートして測定する。

図 2.10 に示した X 線プローブに設置された X 線ターゲット (b) (直径 1 mm  $\phi$ ) はダイバータ部  $R = 40$  cm において高エネルギー電子流の垂直方向 (Z 方向) の空間分布の詳しい測定のために用いる (第 3 章第 2 節, 図 3.6 参照)。

最後に, トロイダル磁場方向とプラズマ電流方向 (トロイダル電場方向) とに関連したダイバータ部での現象について述べておく。

図 2.12 に示されたようなトロイダル磁場とプラズマ電流が逆平行の場合の高エネルギー電子流の振舞いについて考えてみる。図 2.12 (a) には, ダイバータ・フープ・コイル電流により作られる磁場とポロイダル磁場 (プラズマ電流によるもの) およびトロイダル磁場との合成により形成される磁力線のうち, 主プラズマ中に形成される磁気面上の磁力線およびスクレイプ・オフ層に形成される磁気面上の磁力線を示す。トロイダル電場により主プラズマ中に発生した高エネルギー電子流は, 磁力線に沿ってプラズマ電流と逆の方向に流れるが, 主プラズマ中での高エネルギー電子流の流れの方向を白い矢印 ( $\rightarrow$ ) で示す。また, 主プラズマよりセパトトリックスを横切り, スクレイプオフ層に流出した高エネルギー電子流のスクレイプ・オフ層での流れの方向を黒い矢印 ( $\rightarrow$ ) で示す。図中においてトーラス方向の XY 切片においては, 赤道面に対して下半面の磁力線および高エネルギー電子流の流れの方向を示す。そしてトーラス方向 YZ 切片において赤道面に対して, 上半面の磁力線および高エネルギー電子流の流れの方向を示す。図 2.12 (b) において,



(a)

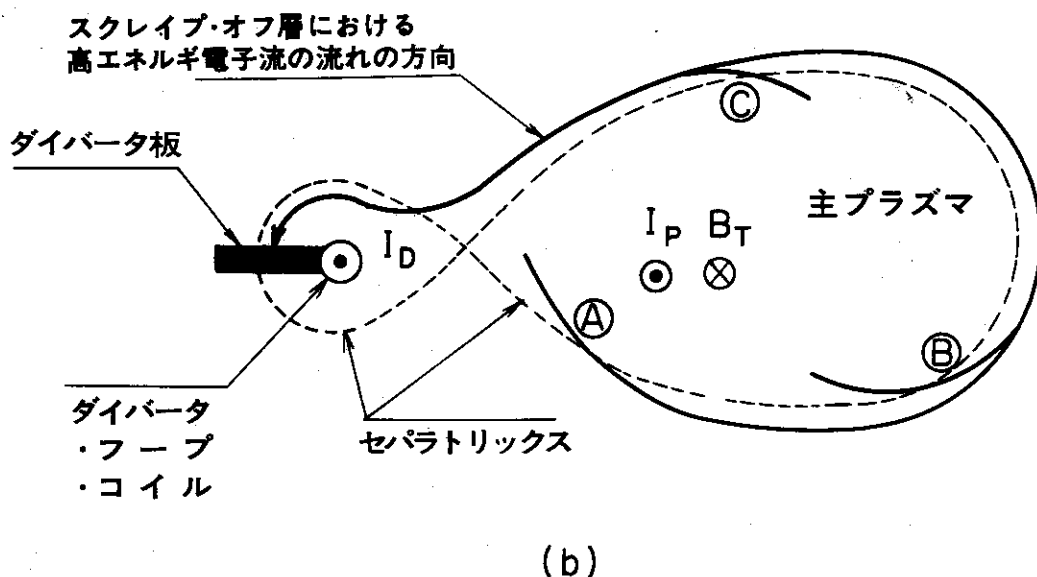


図 2.12 トロイダル磁場方向およびプラズマ電流方向（トロイダル電場方向）の関係と高エネルギー電子流の主プラズマからダイバータ部に流入する方向との関係を示す。

トロイダル磁場とプラズマ電流とが逆平行の場合。

(a) ダイバータ・フープ・コイル電流により作られる磁場と

プラズマ電流により作られる磁場およびトロイダル磁場との合成により形成される磁気面のうち、主プラズマ中に形成される磁気面上の磁力線およびスクレイブ・オフ層に形成される磁気面上の磁力線を示す。主プラズマ中での高エネルギー電子流の流れの方向を白い矢印(→)で示す。またスクレイブ・オフ層での高エネルギー電子流の流れの方向を黒い矢印(→)で示す。

図中において、トーラス方向のXY切片においては、赤道面に対して下半面の磁力線および高エネルギー電子流の流れの方向を示す。トーラス方向のYZ切片においては、赤道面に対して下半面の磁力線および高エネルギー電子流の流れの方向を示す。

(b) 主プラズマ中からセパラトリックスを横切りスクレイブ・オフ層に流出した高エネルギー電子流の流れの方向の子午面への投影を示す。

例えばセパラトリックス上の点Aを横切り赤道面に対して下半面の主プラズマ近傍のスクレイブ・オフ層に流出した高エネルギー電子流は、図(a)に示したように磁力線に沿ってダイバータ部とは逆の方向に流れて行き、赤道面に対して上半面の主プラズマ近傍のスクレイブ・オフ層を通り、ダイバータ部に流入する。ダイバータ部においては、赤道面に対して上半面に流入した高エネルギー電子流は、ダイバータ板に衝突して消滅する。

すなわち、トロイダル磁場方向とプラズマ電流との関係がここに示したような関係にある場合には、高エネルギー電子流はダイバータ部においては赤道面に対して上半面のみが存在する。

主プラズマ中からセパトリックスを横切り、スクレイプ・オフ層に流出した高エネルギー電子流の子午面への投影を示す。例えば、セパトリックス上の点④を横切り赤道面に対して下半面の主プラズマ近傍のスクレイプ・オフ層に流出した高エネルギー電子流は、図2.12-(a)に示したように磁力線に沿ってダイバータ部とは逆の方向に流れてゆき、赤道面に対して上半面の主プラズマ近傍のスクレイプ・オフ層を通りダイバータ部に流入する。ダイバータ部において、赤道面に対して上半面に流入した高エネルギー電子流は、ダイバータ板に衝突して消滅する。同様にセパトリックス上の⑥点および⑦点を横切り主プラズマよりスクレイプ・オフ層に流出した高エネルギー電子流も、赤道面に対して上半面のダイバータ部に流入し、ダイバータ板に衝突して消滅する。すなわち、トロイダル磁場方向とプラズマ電流方向との関係が図2.12に示したような関係にある場合には、高エネルギー電子流は、ダイバータ部においては赤道面に対して上半面のみ存在する。

図2.13には、トロイダル磁場方向とプラズマ電流方向とが平行の場合の高エネルギー電子流の振舞いが示されている。このような関係にある場合には、高エネルギー電子流は赤道面に対して下半面のダイバータ部に流入し、ダイバータ板に衝突して消滅する。すなわち、高エネルギー電子流は、ダイバータ部においては赤道面に対して下半面のみ存在する。

我々は、今後トロイダル電場により主プラズマからダイバータ部に電子がひきこまれる方向をダイバータ部の電子側、逆にイオンがひきこまれる方向を、イオン側と呼ぶことにする。すなわち、トロイダル磁場方向とプラズマ電流方向との関係が、図2.12に示されたような関係にある場合には、ダイバータ部における電子側は赤道面に対して上半面側であり、また図2.13に示されたような関係にある場合には、赤道面に対して下半面側が電子側となる。

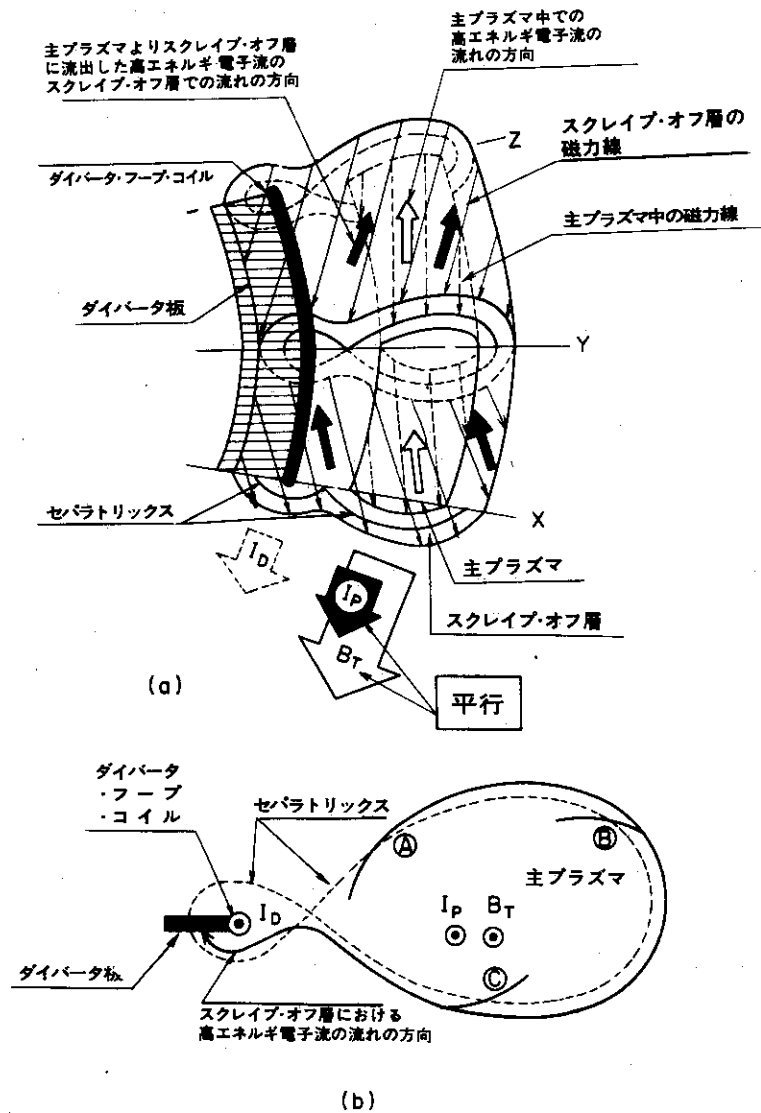


図 2.13 トロイダル磁場方向およびプラズマ電流方向（トロイダル電場方向）の関係と、高エネルギー電子流の主プラズマからダイバータ部に流入する方向との関係。

トロイダル磁場方向とプラズマ電流方向とが図に示されたような平行の場合、高エネルギー電子流は、ダイバータ部においては赤道面に対して下半面のみに存在する。

トロイダル電場により主プラズマからダイバータ部に電子がひきこまれる方向をダイバータ部の電子側、イオンがひきこまれる側をイオン側と呼ぶこととする。

トロイダル磁場方向とプラズマ電流方向が図 2.12 に示したような関係にある場合には、ダイバータ部における電子側は、赤道面に対して上半面側であり、図 2.13 に示したような関係にある場合には、ダイバータ部における電子側は赤道面に対して下半面側である。

## 文献 (第2章)

- 1) ARTSIMOVICH, L. A., Nucl. Fusion 12 (1972) 215.
- 2) GASHEV, M. A., GUSTOV, G. K., D'YACHIENKO, K. K., KOMAR, E. G., MALYSHEV, I. F., et al., Plasma Physics 7 (1965) 491.
- 3) SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., KITSUNEZAKI, A., NAGASHIMA, T., OHTSUKA, H., et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6135 (1975) (in Japanese).
- 4) 例えば. 染野檀, 安盛岩雄 編, 表面分析, 講談社 (1975)
- 5) MAEDA, H., OHTSUKA, H., SHIMOMURA, Y., YAMAMOTO, S., NAGAMI, M., et al., in Plasma-Wall Interactions (Proc. Int. Symp. Julich, 1976) 1977, 539.
- 6) SHIMOMURA, Y., OHTSUKA, H., MAEDA, H., YAMAMOTO, S., KIMURA, H., et al., Nucl. Fusion 16 (1976) 587.
- 7) NAGASHIMA, T., OHGA, T., YOKOKURA, K., OHTSUKA, H., MAEDA, H., SHIMOMURA, Y., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-memo 6230 (in Japanese), and JACQUINOT, J., et al., Rapport ELR-CEA-FC-625 (1971).
- 8) KITSUNEZAKI, A., SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., TOKUTAKE, T., NAGASHIMA, T., et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M (1975).
- 9) FUNAHASHI, A., TAKAHASHI, K., SHIMOMURA, Y., KITSUNEZAKI, A., NAGASHIMA, T., KUMAGAI, K., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6166.
- 10) MATOBA, T., FUNAHASHI, A., ANDO, K., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 5515 (1974).
- 11) KUMAGAI, K., MATOBA, T., FUNAHASHI, A., KAWAKAMI, T., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6694 (1976).
- 12) TAKEUCHI, H., FUNAHASHI, A., TAKAHASHI, K., SHIRAKATA, H., YANO, S., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6605 (1976).
- 13) SUGIE, T., TAKEUCHI, H., KASAI, S., FUNAHASHI, A., TAKAHASHI, K., KIMURA, H., J. Phys. Soc. Japan. 44 (1978) 1960.
- 14) KASAI, S., FUNAHASHI, A., SUGIE, T., AZUMI, M., TAKIZUKA, T., Japan. J. Appl. Phys. 17 (1978) 903.
- 15) SHIHO, M., ODAJIMA, K., SUGIE, T., MAEDA, H., KASAI, S., et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 7397 (1977).
- 16) SUGIE, T., SHIHO, M., KASAI, S., ODAJIMA, K., NAGAMI, M., et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 7217 (1977).

- 17) ODAJIMA, K., MAEDA, H., SHIHO, M., KIMURA, H., YAMAMOTO, S., et al., Nucl. Fusion 18 (1978) 1337.
- 18) VON GOELER, S., STODIEK, W., SAUTHOFF, N., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1201, and MAENO, K., KATAGIRI, M., SUZUKI, N., FUJISAWA, N., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 7431 (1977).
- 19) KIMURA, H., NAGAMI, M., YAMAMOTO, S., UEDA, N., OHTSUKA, H., et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6971 (1977).
- 20) KIMURA, H., OHTSUKA, H., MAEDA, H., SHIMOMURA, Y., YAMAMOTO, S., et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6861 (1977).
- 21) OHASA, K., MAEDA, H., YAMAMOTO, S., NAGAMI, M., OHTSUKA, H., et al., Nucl. Fusion 18 (1978) 872.
- 22) UEDA, N., SEKI, M., ANNO, K., KAWAMURA, H., MAEDA, H., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6723 (1976).
- 23) KIMURA, H., MAEDA, H., UEDA, N., SEKI, M., KAWAMURA, H., YAMAMOTO, S., et al., Nucl. Fusion 18 (1978) 1195.
- 24) YAMAMOTO, S., SENGOKU, S., KIMURA, H., SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., et al., Nucl. Fusion 18 (1978) 205.



### 第3章 ダイバータ配位

#### 3.1 序

高温プラズマのトロイダル系での閉じ込めの研究において、まずはじめに取り組まねばならない問題は平衡に関する問題である。それと同時に電磁流体的な安定性もダイバータ磁場配位を選ぶ重要な規準となる。

通常の標準的なトカマクにおいてプラズマ平衡を得るための基本的な概念は、詳しく議論されて来たし、<sup>1,2)</sup> また実験的にも調べられて来た。しかしながら DIVA 装置の設計が開始された段階においては、セパトリックスに囲まれたトカマク・プラズマの平衡に関する研究は極めて少なかった。その後、外部導体中に流れる電流の作る磁場中で、表皮電流モデルのプラズマ柱の平衡配位の存在が解析的にはじめて示された<sup>3)</sup>。つづいて、外部導体電流によって非円形断面プラズマの平衡を得る場合のプラズマ電流分布による平衡配位への影響が数値計算的に調べられたが、<sup>4)</sup> 実験的には、研究が進められていなかった。そこで、物理的にも技術的にも最も単純なダイバータ配位が DIVA 装置において採用された。

DIVA においては、セパトリックス付きトカマクの平衡配位は、シェルおよびプラズマ電流に比例して流れるダイバータ・フープ・コイル電流により得られる。磁気流体的安定性は、シェルにより与えられている。

シェルによってかこまれたセパトリックス付きトカマク配位が、数値解析的に調べられた<sup>5)</sup>。

この数値解析の方法は、Marder と Weitzner <sup>6)</sup> および Suzuki <sup>7)</sup> により提示された3段階反復法を ADI 法 (Alternate Direction Implicit Method) を用いることにより DIVA の平衡配位を求めるために Kitsunezaki <sup>5)</sup> により開発されたものである。本コードは、

- (1) 真空領域とプラズマ領域を一括して解ける。
- (2) プラズマ中の電流分布は方程式が線形となる場合 (放物形) はもちろん、非線形となる場合 (一様電流分布, 指数形電流分布) も扱える。
- (3) 切れ目のあるシェル (例えば, DIVA の場合) も扱える。
- (4) シェル上の磁場分布がメッシュの少ない割には精度よく求められる。
- (5) 直流的, パルスを区別して外部導体電流による磁場が入れられる。

などの多くの利点を備えており、トロイダル・プラズマの計算に広く応用することができる。ただし、有限の位置に仮想シェル (第2のシェル) を置いて、計算領域を囲まねばならない。

軸対称トロイダル・プラズマの平衡磁場分布は、磁場の流れ関数  $\Psi$  ( $2\pi\Psi$  が磁束を表わす) を用いて、円柱座標 ( $R, \phi, Z$ ) において、次の方程式で記述される。

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} + f(R, \Psi) = 0 \quad (3.1)$$

ただし、 $f(R, \Psi) = -\mu_0 R j_T$

$$\text{ここで } j_T = -R \frac{dP}{d\psi} - \frac{1}{R} I \frac{dI}{d\psi}$$

$$I = RB_T$$

$B_T$  : トロイダル磁場

$P(\psi)$ ,  $I(\psi)$ を決めると方程式(3.1)の形が決まり, これを与えられた境界条件の下で解くことにより, 磁場分布が求められる。

例えば, 図3.1の破線にそっての計算は, 3つの線分AB, BC, CDに分けることにより行なわれる。おのおのの線分の両端において $\psi$ の境界値が与えられる。図3.2にDIVAにおいて計算された放物線電流分布( $j_\phi = \text{const} \times R \times \psi$ )の場合のセパトリックス付きトカマクの平衡配位の一例を示す。ダイバータ・フープ・コイル電流 $I_D$ とプラズマ電流 $I_p$ との比 $I_D/I_p$ を1.33とし, ポロイダル・ベータ比( $\beta_p = (\text{プラズマ圧力}) / (\text{プラズマ電流による磁気圧})$ )を0.1と仮定している。この場合には, プラズマの境界において,  $\psi$ を零とおいている。仮想シェルは, 第3.1図のような取扱いをせず, メッシュによってギザギザに与える。

本章では, ダイバータ配位についての議論を行なう。まず, 主プラズマ中に発生してセパトリックスを横切りスクレイプ・オフ層に流出して来た逃走電子である高エネルギー電子流のスクレイプ・オフ層での軌道面を2次的に明らかとする<sup>8)</sup>。動的磁気リミタ(ダイバータ・フープ・コイル電流変調)の手段を用いて, セパトリックス付きトカマク配位のDIVAにおける存在条件を調べる<sup>9)</sup>。それにより $I_D/I_p \geq 0.7$ の場合において, シェル内面にセパトリックスが存在し, ダイバータ部へ主プラズマからの荷電粒子束の流入が存在すること, すなわち, ダイバータ付きトカマク配位の研究が可能であることを明らかとする。一方,  $I_D/I_p > 2.0$ の場合には, 主プラズマが, ダイバータ・フープ・コイル電流によりダイバータ部に引きこまれる位置不安定性が起こることを明らかとする。すなわち,  $2.0 \geq I_D/I_p \geq 0.7$ の範囲においてセパトリックス付きトカマクの平衡配位が安定に存在することを明らかとする。また, ダイバータを働かせた場合と, 働かさない場合のプラズマの巨視的な振舞を, 高速度写真により調べる<sup>10)</sup>。

セパトリックス付きトカマク配位についての理解をさらに深めるために熱流束, 荷電粒子束およびポロイダル磁場分布を2次的に明らかとする。これにより, セパトリックス上でポロイダル磁場が零となる点(零点, null point)近傍において電流の集中が存在しないことを明らかとする<sup>11)</sup>。

続いて, 動的磁気リミタの基礎研究を行なう<sup>9)</sup>。将来の大型トカマク・プラズマにおいては, プラズマの形成時において, 表皮電流効果が重要になると考えられている<sup>12)</sup>。その表皮電流効果を軽減するために, 動的磁気リミタを用い放電中にプラズマ径を変化させることが考えられている。また, 主プラズマからダイバータ部に流出した熱流束を, ダイバータ部のある特定の場所に集中させるのをさけるため, 放電中にセパトリックスを移動させることが考えられている。我々は動的磁気リミタの基礎研究を行ない, 放電中にダイバータ部でのセパトリックスおよび主プラズマのプラズマ径を安定に変化させることができることを示す。

最後にさらにくわしくダイバータ配位について述べる。

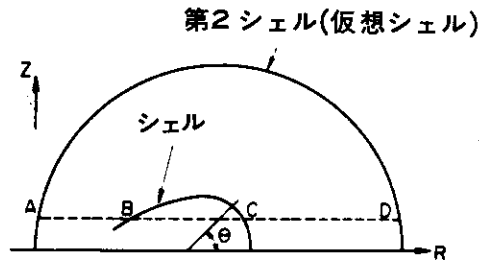


図 3.1 開いたシェルを用いた場合 (DIVA の場合) における平衡磁場分布の数値計算の取扱い。  
破線に沿っての流れ関数  $\psi$  の計算は、3つの線分 AB, BC, CD のおのおのの線分の境界において、流れ関数  $\psi$  の境界値を与えることによりなされる。

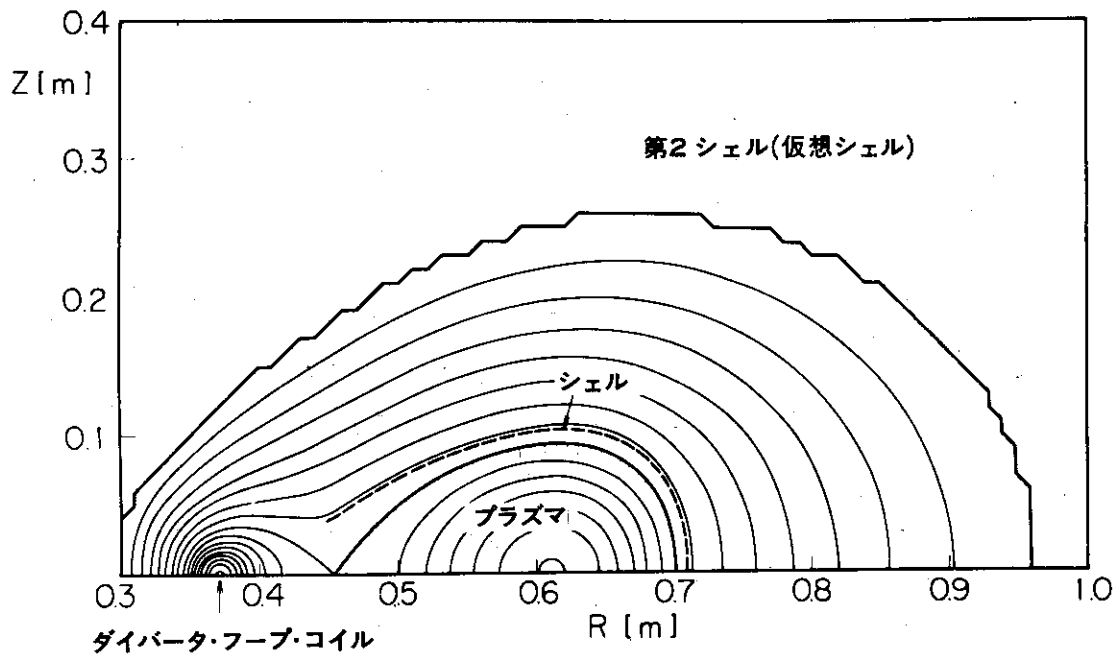


図 3.2 シェルによって囲まれたセパトロックス付きトカマク配位の数値計算例。  
 $I_D/I_P = 1.33$ ,  $\beta_P = 0.1$  および放物線電流分布 ( $j_\phi = \text{const} \times R \times \psi$ ) に対するもの。  
 $I_D$ : ダイバータ・フープ・コイル電流  
 $I_P$ : プラズマ電流  
 $\beta_P$ : ポロイダル・ベータ ( $\beta_P = (\text{プラズマ圧力}) / (\text{プラズマ電流による磁気圧})$ )

トカマク・プラズマは軸対称系であり、第1章序で述べたように閉じ込め領域の磁気面は層構造を成している。しかしながら、現実の装置においては、トロイダル・コイル等の設定誤差等による漏洩磁場が存在してそれらの磁気面の構造に影響を与える。漏洩磁場が軸対称であるかぎり層構造をなす磁気面の構造に変化を与えないが、非軸対称磁場成分が存在する場合には、磁気面に影響を与えて磁気面の破壊をひきおこすことがある。特にもっとも重要な外部漏洩磁場は、その摂動の周期が磁気面上の磁力線の周期と共鳴するものである。すなわち、外部漏洩磁場の摂動の周期およびその摂動の高調波の周期と共鳴する共鳴磁気面上およびその近傍に影響があらわれ、磁気面の破壊をひきおこす。しかしながら、シアーが存在するためにその摂動の影響は、共鳴磁気面の周辺に限定され、いわゆる磁気島を形成する。図3.3に共鳴磁気面上およびその近傍にあらわれる磁気島を示す。磁気島は、閉じた別個の磁気面と考えてよい。磁気島の幅は、外部漏洩磁場の摂動の大きさ、その摂動の周期と共鳴する共鳴磁気面近傍のシアーおよび回転変換角に依存する<sup>13)</sup>。

ところで、軸対称ダイバータ付きトカマクにおいては、セパトリックスの零点においては、回転変換角が零となっている。すなわち、安全係数 $q$ はセパトリックス上においては無限大となる。図3.4に通常のトカマクにおける安全係数 $q$ の空間分布( $r$ 方向分布)と、軸対称ダイバータ付きトカマクにおける安全係数 $q$ の空間分布を示す。通常のトカマクにおいては、プラズマの境界においては、安全係数 $q$ は有限な値 $q_a$ となるが、軸対称ダイバータ付きトカマクにおいては、セパトリックス近傍において安全係数 $q$ は無限大となる。すなわち、セパトリックス近傍においては、外部漏洩磁場の摂動の周期およびその高調波周期と共鳴する共鳴磁気面が無限に存在することになる。セパトリックス近傍に近づくに従い、異なった共鳴磁気面に発生する磁気島が互いにかさなりあうことにより(これを磁気面のoverlappingと呼ぶ)セパトリックス近傍にエルゴディック領域が出現することが、理論的に論じられている<sup>14-17)</sup>。このエルゴディック領域においては、一本の磁力線に沿って動いていくと空間の三次元領域(容積)を稠密に訪れることができる。

軸対称ダイバータのセパトリックスは、厚みのない一枚の磁気面により構成されるが、非軸対称磁場により軸対称ダイバータのセパトリックス近傍にエルゴディック領域が存在することを、スクレイプ・オフ層に存在する150eV - 300eV程度の逃走電子<sup>18)</sup>(本論文においてはこの逃走電子を準熱電子と呼ぶ)の主プラズマ中での発生およびセパトリックスを横切り、スクレイプ・オフ層に損失する機構との関連において述べる<sup>8)</sup>。すなわち、セパトリックス近傍においてエルゴディック領域が存在するために、セパトリックス近傍においては安全係数 $q$ は、有限な値となっている。また、エルゴディック領域の存在は、スクレイプ・オフ層の高エネルギー電子流の軌道面に影響を与えることおよびダイバータ板への熱流束密度を軽減できる可能性のあることを示す<sup>8)</sup>。

最後に本章の構成について述べる。

第2節において、DIVAにおけるダイバータ配位の存在条件をのべる。第3節において、ダイバータ配位の2次元測定について述べる。第4節において、動的磁気リミタの基礎実験について述べる。第5節において、非軸対称漏洩磁場の軸対称ダイバータへの影響について述べる。第6節において結論を述べる。

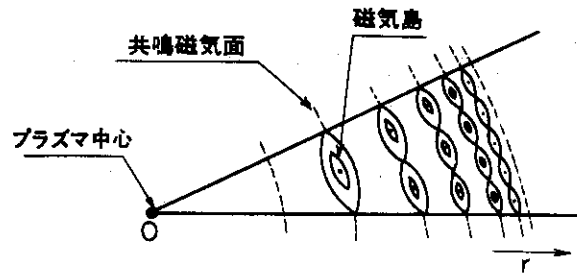


図 3.3 共鳴磁気面上およびその近傍にあらわれる磁気島。  
外部漏洩磁場の摂動の周期およびその摂動の高調波の周期と共鳴する共鳴磁気面上およびその近傍に磁気島があらわれる。

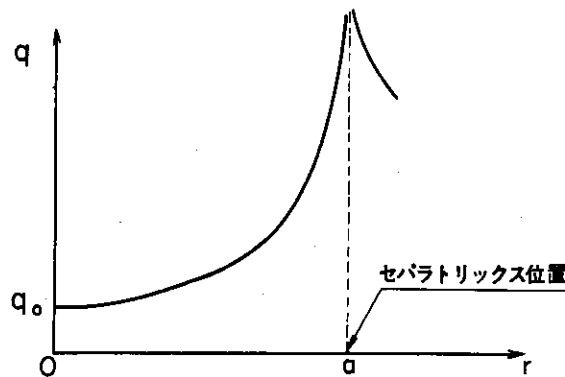
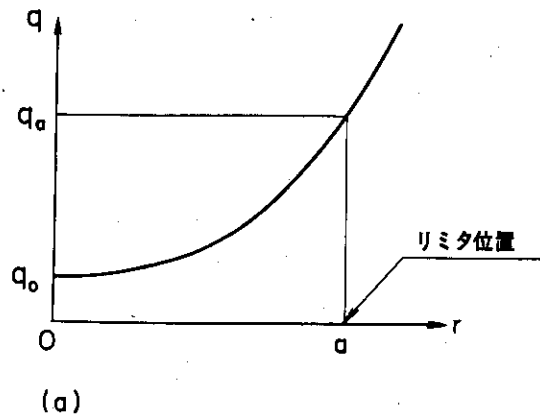


図 3.4 通常のコトカマク配位における安全係数  $q$  の空間分布および軸対称ダイバータ付きコトカマクにおける安全係数  $q$  の空間分布。

$q_0$  : プラズマ中心での安全係数

$q_a$  : プラズマ境界での安全係数。

通常のコトカマクでは、プラズマの境界においては、安全係数  $q$  は有限な値  $q_a$  となるが、軸対称ダイバータ付きコトカマクでは、セパトリックス近傍においては、安全係数  $q$  は無限大となる。

しかし、非軸対称漏洩磁場が存在する場合、軸対称ダイバータ付きコトカマクのセパトリックス近傍において、エルゴディック領域が出現するためにセパトリックス近傍においても安全係数  $q$  は、有限な値となる。(第 3 章第 5 節参照)。

### 3.2 ダイバータ配位の存在条件<sup>8, 10, 11)</sup>

通常のトカマクにおける高エネルギー電子流あるいは逃走電子の発生の機構や、振舞いについての詳しい研究がある<sup>19-21)</sup>。この章においては、ある条件においてDIVAの主プラズマ中に発生するエネルギー的には、10 keVから100 keV程度の高エネルギー電子流の軌道面の測定により、DIVAにおけるセパトトリックス付きトカマク配位の存在を明らかにする。また、プラズマ放電中にダイバータ・フープ・コイル電流を変化させるといふ、いわゆる、動的磁気リミタの手段を用いてDIVAにおけるダイバータ付きトカマク配位の存在条件を明らかとする。

実験は、以下の条件で行なった。附属シェルは、開の状態として、保護板はシェル内面から5 mmだけシェル内に出した。トロイダル磁場は1 Tに設定した。垂直磁場は用いず、プラズマが水平面に正しく位置するように水平磁場を調整した。チタン蒸着は行わなかった。 $1.5 \times 10^{18}$ 個の水素原子を、放電直前に4つの高速弁を用いてシェル内に注入した。さらに放電中に1秒間に $3.5 \times 10^{19}$ 個の割合で、水素原子を注入した。

図3.5に、プラズマ電流 $I_p$ 、ループ電圧 $V_L$ 、全電子数 $N_e$ および硬X線HXを含む主プラズマ・パラメタの時間変化を示す。時刻10 msにおけるプラズマ電流は約14 kA、トムソン散乱測定によるプラズマ中心近く、 $R=62$  cm、 $Z=-1$  cmにおける電子温度は約250 eVである。荷電交換中性粒子測定によるイオン温度は約85 eVである。

高エネルギー電子流の測定は、前章で述べたX線プローブ(図2.10および図2.11)により測定した。高エネルギー電子流は、プラズマの密度の低い放電後半にあらわれる。

図3.6は、1 mm $\phi$ のターゲットを用いて、ダイバータ・フープ・コイル近傍 $R=40$  cmにおいて測定した高エネルギー電子によるターゲットからの制動放射の空間的、時間的变化である。高エネルギー電子は、プラズマ密度が落ちはじめる放電後半から出始める。しかし、21 ms以降は、バック・グラウンドの硬X線のためにコリメートすることが不可能となる。高エネルギー電子流は、 $R=40$  cmにおいては $Z=+4.0$  cm近傍に分布していることがわかる。このことは、セパトトリックスがこの放電条件においては、 $R=40$  cm、 $Z=+4.0$  cm近傍に存在することを示唆している。

この問題に関して、以下において少し詳しく述べる。

案内中心近似を用いて、高エネルギー電子流の軌道面を数値計算する。この計算においてはトロイダル電場は考慮しない。

高エネルギー電子流の等価的な電子温度は、プラズマ中からの軟X線のスペクトラムを測定することにより求まる。その等価的な電子温度は時間的に増加するが、時間20 msにおいては約20 keVである。それゆえ、最大100 keV程度の高エネルギー電子流の軌道面を考えれば充分である。

DIVAの磁気面の基本的な側面を表わすために、2本の円環電流を主プラズマの中心( $R_p=61$  cm)およびダイバータ・フープ・コイルの位置( $R_D=37$  cm)にそれぞれ置いた。

また、シェルの内面に磁気面を一致させるために、補正コイルとして主半径方向 $R=110$  cm、垂直方向 $Z=\pm 70$  cmの位置にそれぞれ円環電流を置いた。このモデルは、DIVAにおける平衡配位のセパトトリックス近傍の磁気面をよく記述している<sup>5)</sup>。トロイダル磁場を記述するのに円柱座標( $R, \phi, Z$ )を用いる。

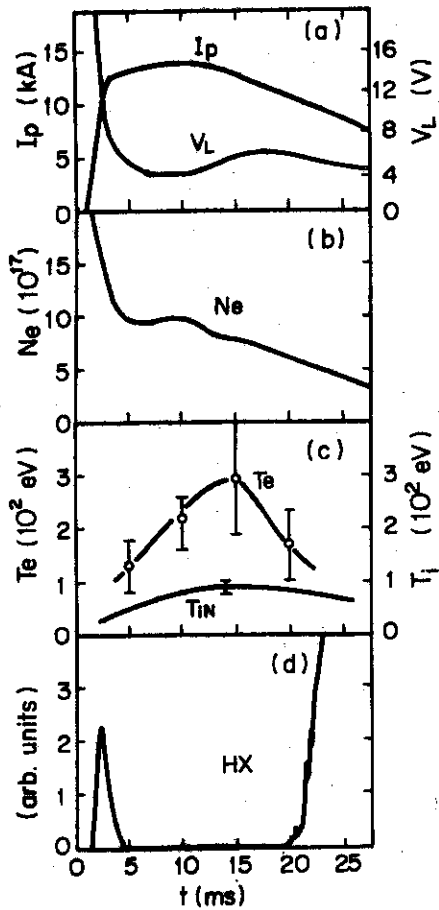


図 3.5 プラズマ・パラメタの時間変化

(a): プラズマ電流  $I_p$  およびループ電圧  $V_L$

(b): 全電子密度  $N_e$

(c):  $R = 6.2 \text{ cm}$ ,  $Z = -1 \text{ cm}$  での電子温度  $T_e$  および中性粒子束分析器により測定したイオン温度  $T_{iN}$

放電条件:  $B_T = 1 \text{ T}$ ,  $I_D / I_p = 1.2$  (最大プラズマ電流  $14 \text{ kA}$ ), 附加ガスあり ( $3.5 \times 10^{19}$  水素原子/秒)

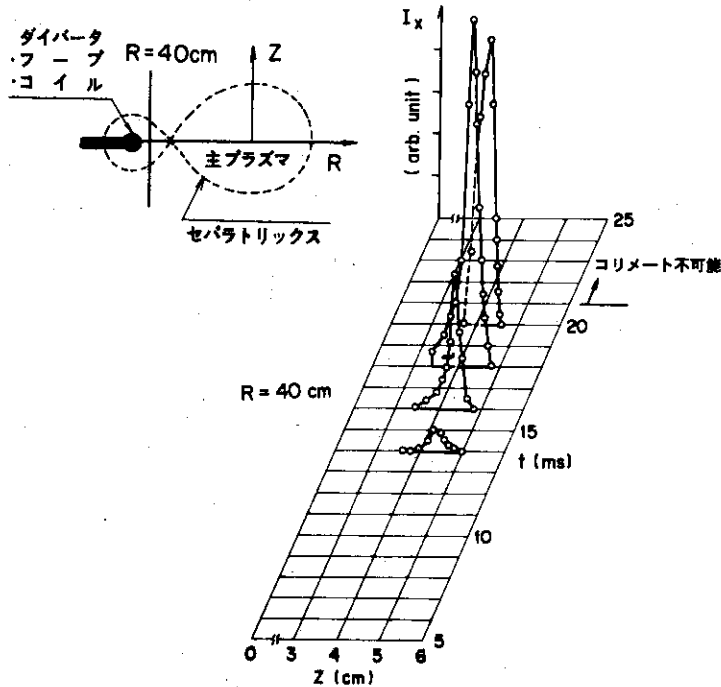


図 3.6 高エネルギー電子流の空間分布および時間変化。

直径  $1 \text{ mm}$  のターゲット (図 2.10 参照) を用いてダイバータ部  $R = 40 \text{ cm}$  において測定した。放電条件は図 3.5 と同じ。

図 3.7 は、DIVA における高エネルギー電子の軌道面の数値結果を、子午面に投影したものである。実線は 100 keV のエネルギーの高エネルギー電子の軌道面を、一点破線は 10 keV の高エネルギー電子流の軌道面をそれぞれ表わす。点線は、セパトロリックスを示す。

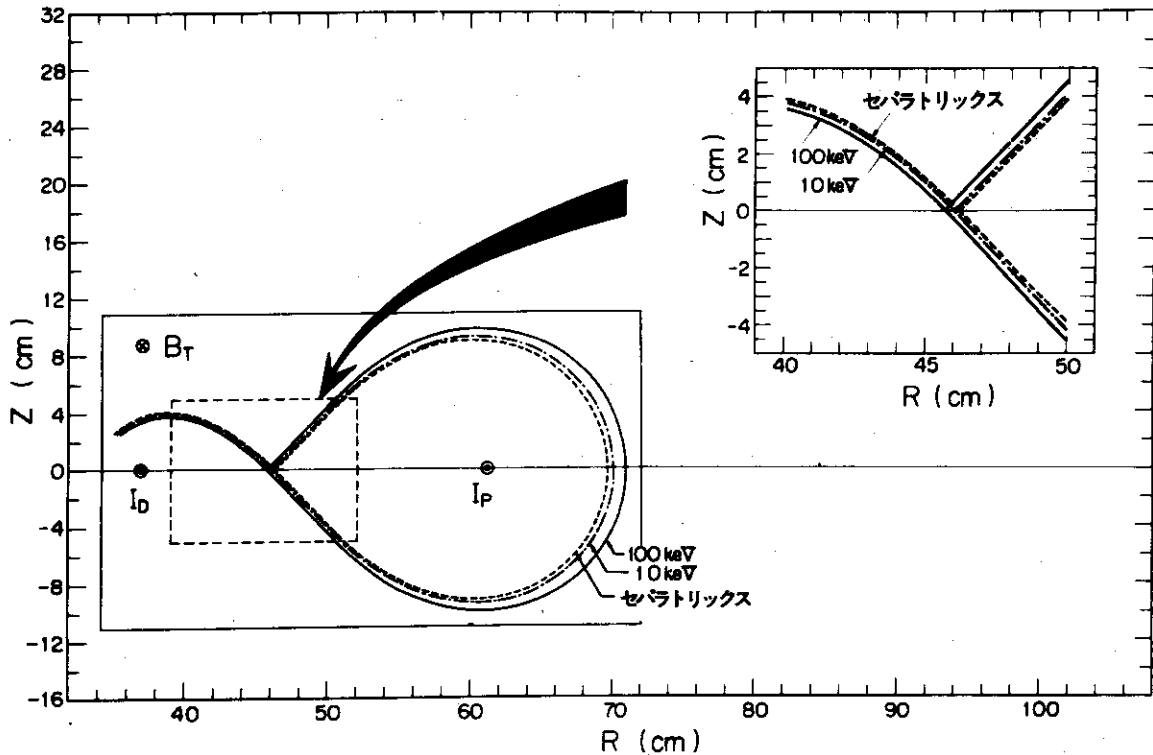


図 3.7 子午面に投影した高エネルギー電子の軌道面。  
 実線 (—): 100 keV の電子  
 破線 (— · —): 10 keV の電子  
 点線 (---): はセパトロリックスの位置を示す。

右側の赤道面上の  $R = 71.02$  cm から出発した 100 keV の高エネルギー電子は、主プラズマに閉じ込められているが  $R = 71.03$  cm から出発した電子は、ダイバータ部へ失なわれる。この数値結果は、100 keV の電子が主プラズマに閉じ込められるか、ダイバータ部に失なわれるかの境界軌道面は、 $R = 71.02$  cm と  $R = 71.03$  cm の間に存在することを示している。表 3.1 は、右側の赤道面上の 100 keV および 10 keV の高エネルギー電子の境界軌道面およびセパトロリックスの位置を示す。

表 3.1 境界軌道面およびセパトロリックスの赤道面上の位置

エネルギー	領域
100 keV	$R = (71.02 \sim 71.03)$ cm
10 keV	$R = (70.05 \sim 70.06)$ cm
セパトロリックス	$R = (69.66 \sim 69.67)$ cm



これらの数値結果より 10 keV の高エネルギー電子の軌道面は、セパトトリックスに非常に近い位置にあり、また 100 keV の高エネルギー電子と 10 keV の高エネルギー電子の軌道面の差は最大約 10 mm であるが、ダイバータ部においては 3 mm 程度である。以上の計算結果により、10 keV から 100 keV 程度の高エネルギー電子流の軌道面の測定により、セパトトリックス付きトカマク配位の存在を明らかにすることができると思われる。

図 3.8 は、4 mm  $\phi$  の X 線ターゲットを用いて測定した時刻 20 ms での 10 keV - 100 keV 程度の高エネルギー電子の軌道面である。この測定は、前章第 3 節で述べた 2 次元駆動装置によりターゲットを駆動して求めた。シェル内に存在する黒点は、主半径方向 (R 方向) の各々の面において、ターゲットを垂直方向に駆動した時に、最初に信号が受かる位置を示している。高エネルギー電子流は、主プラズマ中に発生しセパトトリックスを横切り、ダイバータ部に流出し、ダイバータ板にあたり消滅する、それゆえ、ダイバータ部においては赤道面に対して片側のみ存在す

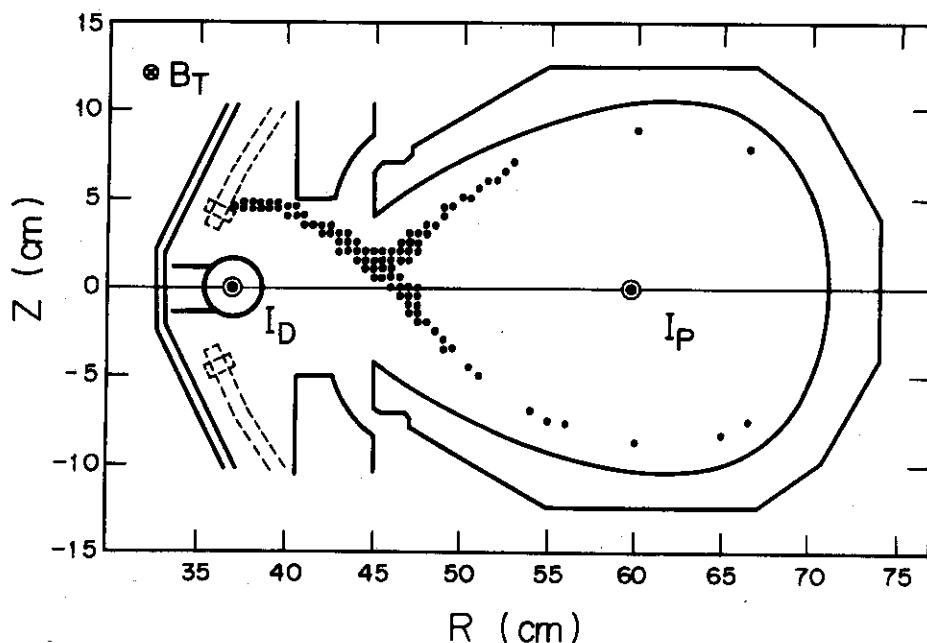


図 3.8 時刻 20 ms における高エネルギー電子流 (10 keV から 100 keV 程度) の軌道面の 2 次元測定結果。

放電条件は図 3.5 と同じ。

4 mm  $\phi$  の X 線ターゲットを 2 次元駆動装置 (図 2.11 参照) により駆動して求めた。シェル内に存在する黒点は、主半径方向 (R 方向) の各々の面においてターゲットを垂直方向に駆動した時に最初に信号が受かる位置を示す。

前章において述べたように (第 2 章第 3.2 節, 図 2.12 参照), トロイダル磁場方向とプラズマ電流方向とが図に示したような関係にある場合には、主プラズマからダイバータ部に流入する高エネルギー電子流は、ダイバータ部においては赤道面に対して上半面に流入し、ダイバータ板にあたり消滅する。それゆえ、ダイバータ部においては、高エネルギー電子流は赤道面に対して上半面 ( $Z > 0$ ) においてのみ存在する。

る。すなわち、前章第3節で述べたようにトロイダル磁場方向と、トロイダル電場方向（プラズマ電流方向）とが、図3.8のような関係にある場合には、高エネルギー電子流は、ダイバータ部においては赤道面に対して上半面 ( $Z > 0$ ) においてのみ存在する。

図3.8は、DIVAにおいてセパトリックス付きのトカマク配位が存在することを明らかに示している。

次に、動的磁気リミタの手段を用いて、ダイバータ・フープ・コイル電流  $I_D$  とプラズマ電流  $I_P$  の比  $I_D / I_P$  の関数として求めた、ダイバータ部 ( $R = 40 \text{ cm}$ ) でのセパトリックスの位置を示す。動的磁気リミタを用いた場合のプラズマの振舞については、本章の第4節において述べる。

図3.9-(a)は、 $I_D / I_P$  をある特定の値に定めた場合のダイバータ部  $R = 40 \text{ cm}$  の上半面 ( $Z > 0$ ) において測定した高エネルギー電子によるX線ターゲットからの制御輻射の空間分布 ( $Z$  方向分布) およびラングミュアー探針の測定によるイオン飽和電流の空間分布 ( $Z$  方向分布) を示す。また同時に、それら制動輻射の空間分布およびイオン飽和電流の空間分布のピーク値を示すそれぞれの  $Z$  座標上の位置より推定されるセパトリックスの  $R = 40 \text{ cm}$  における  $Z$  座標上の位置を示す。

図3.9-(b)は、 $I_D / I_P$  の比をいろいろに変化させた場合の  $R = 40 \text{ cm}$  の上半面 ( $Z > 0$ ) において測定したX線ターゲットからの制動輻射の空間分布のピーク値を示す  $Z$  座標上の位置と  $I_D / I_P$  との関係を示したものであり、また同時にイオン飽和電流の空間分布のピーク値を示す  $Z$  座標上の位置と  $I_D / I_P$  との関係を示したものである。セパトリックスの位置は  $I_D / I_P$  を0.7から1.5に変えた場合  $Z = 3 \text{ cm}$  から  $5 \text{ cm}$  に変化する。 $I_D / I_P$  を1.5から1.8に変化させても、 $Z \geq 5 \text{ cm}$  においたX線ターゲットからは、制動輻射は観測されない。また、イオン飽和電流のピーク値は移動しない。これは、附属シェルのエッジ (図2.2) が、 $R = 42 \text{ cm}$ 、 $Z = +4.75 \text{ cm}$  にあることに対応している。

逆に、 $I_D / I_P$  を0.6から0に変化させたとしても、 $Z > 3 \text{ cm}$  においたX線ターゲットからの制動輻射は観測されないし、 $Z < 3 \text{ cm}$  でのイオン飽和電流は、非常に小さい。これらの結果は、 $0.6 > I_D / I_P > 0$  の範囲においては、セパトリックスはシェル内より消えたために、プラズマがシェル内面あるいは保護板にあたり、ダイバータ側に流出して来ないことを示している。

以上の結果を総合すると  $I_D / I_P$  の値の範囲に応じてセパトリックスは、図3.10に示されるようにDIVAにおいて形成されているものと思われる。すなわち  $0.6 > I_D / I_P > 0$  の範囲においては、セパトリックスはシェル内より消えている。  $1.8 > I_D / I_P > 0.6$  の範囲内において、ダイバータ付きトカマク配位が形成されているが、  $1.8 > I_D / I_P > 1.5$  の範囲においては、セパトリックスが附属シェルと交叉している。

ダイバータ部  $R = 40 \text{ cm}$  において測定したイオン飽和電流の空間分布のピーク値は、放電の定常状態において、 $I_D = 0$  の場合には  $I_D / I_P = 0.9$  の  $10^3$  分の1、また、 $I_D / I_P = 0.4$  の場合には、 $I_D / I_P = 0.9$  の  $10^2$  分の1である。

つづいて  $I_D / I_P > 2.0$  の場合のプラズマの振舞について述べる。 $I_D / I_P > 2.0$  の場合には、主プラズマは、ダイバータ・フープ・コイル電流により、ダイバータ部に引きこまれる位置不安定性を起す。我々は、第1章序においてシェルにかこまれたプラズマは、シェルの映像電流により垂直方向および水平方向の変位に対しては、安定であることを述べた。しかしDIVAにおい

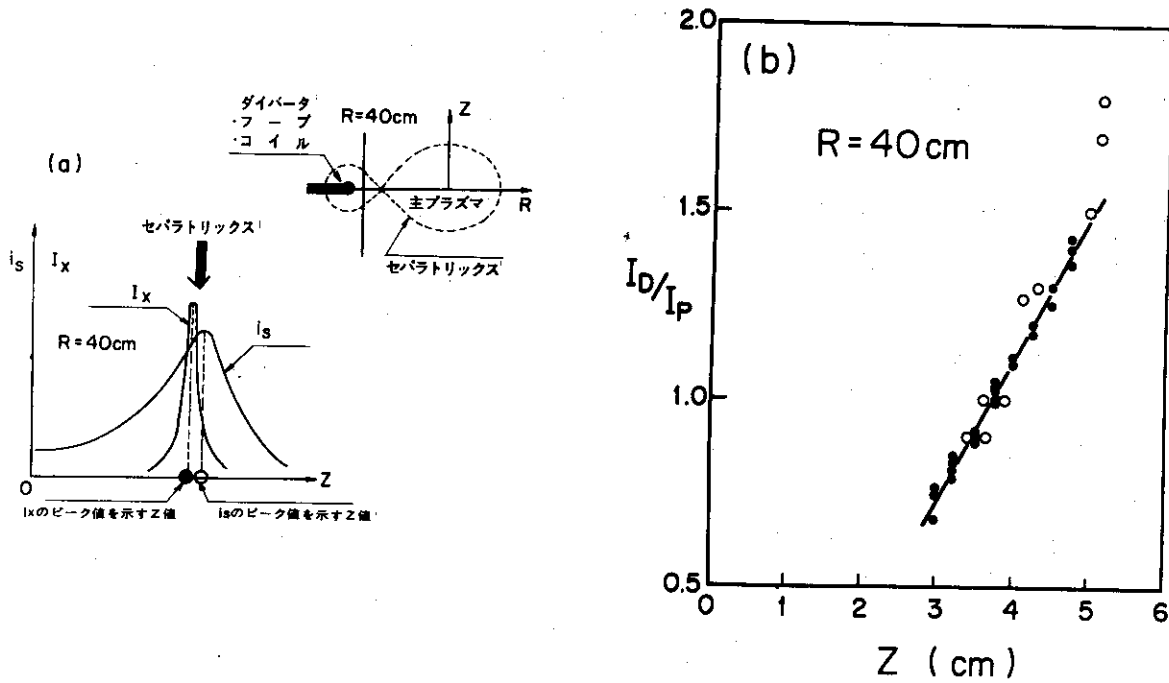


図 3.9 ダイバータ部  $R=40\text{cm}$  でのセパトトリックスの位置 ( $Z$ ) の  $I_D/I_P$  依存性

(a)  $I_D/I_P$  をある特定の値に定めた場合のダイバータ部  $R=40\text{cm}$  の上半面 ( $Z > 0$ ) において測定した高エネルギー電子による X 線ターゲットからの制動輻射強度  $I_x$  の空間分布および ラングミュアー探針の測定によるイオン飽和電流  $i_s$  の空間分布を示す。また同時にそれらの制動輻射の空間分布およびイオン飽和電流の空間分布のピーク値を示すそれぞれの  $Z$  座標上の位置より推定されるセパトトリックスの  $R=40\text{cm}$  における  $Z$  座標上の位置を示す。

(b) ダイバータ部  $R=40\text{cm}$  でのセパトトリックス位置の  $I_D/I_P$  依存性。

○印：ラングミュアー探針により求めたイオン飽和電流の空間分布のピーク値を示す  $Z$  座標上の位置と  $I_D/I_P$  との関係を示す。

●印：高エネルギー電子流による X 線ターゲットからの制動輻射の空間分布のピーク値を示す  $Z$  座標上の位置と  $I_D/I_P$  との関係を示す。

—：以上の 2 つの分布のピーク値を示す  $Z$  座標上の位置から推定される  $R=40\text{cm}$  でのセパトトリックスの位置の  $I_D/I_P$  依存性。

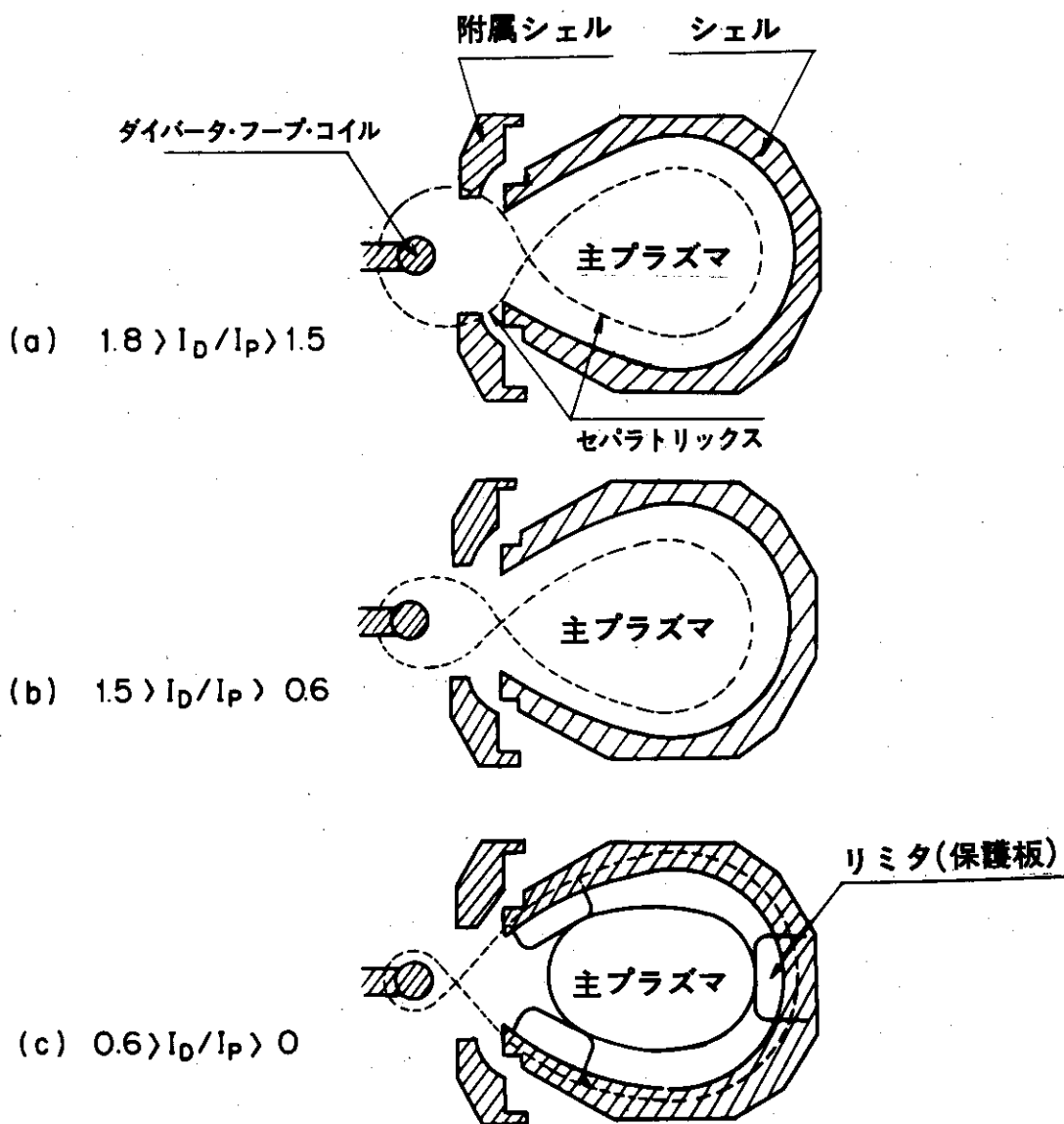


図3.10 DIVA におけるダイバータ付きトカマク配位の存在条件。

(a) (b) に示したように  $1.8 > I_D/I_P > 0.6$  の範囲においてはダイバータ付きトカマク配位が形成されているが、(a) の場合すなわち  $1.8 > I_D/I_P > 1.5$  の範囲においてはセパトトリックスは附属シェルと交叉しており、主プラズマからダイバータ部への粒子束および熱流束は附属シェルによりさえぎられている。

(c) に示したように、 $0.6 > I_D/I_P > 0$  の範囲においては、セパトトリックスはシェル内面から消えているかあるいは、リミタと交叉しており、ダイバータ付きトカマク配位は形成されない。

ては、ダイバータを働かせた場合、附属シェルを開の状態にするため、ダイバータ側にシェルの開口部が出来る。そのため、ダイバータを働かせた場合、主プラズマの水平方向の変位のうち、ダイバータ側に向う変位に対しては、ダイバータ・フープ・コイル電流とプラズマ電流との比を大きくすればするほど不安定になる。すなわち、何らかの擾乱が主プラズマに加わり、主プラズマがダイバータ側に変位した場合、主プラズマをダイバータ側にひきこもうとするダイバータ・フープ・コイル電流による垂直磁場がますます大きくなる。一方、主プラズマを外側に押しもどそうとするシェルの映像電流による垂直磁場は、ダイバータ部にシェルの開口部があるために、開口部のない完全なシェルに比較して小さいし、また  $I_D / I_P$  の比を大きくするほど主プラズマ径は小さくなり、シェルの映像電流による垂直磁場の効果は、ますます小さくなる。以上の結果、 $I_D / I_P > 2.0$  の場合には、主プラズマは、ダイバータ・フープ・コイル電流により、ダイバータ部に引きこまれる位置不安定性を起こすものと考えられる。これを防ぐ方法としては、シェルの映像電流により作られる垂直磁場の他に、外部垂直磁場を用いて、プラズマが、ダイバータ側に引きこまれるのを防ぐ方法が考えられる。定常垂直磁場を用いた場合、プラズマ放電の初期においては、プラズマ電流が小さいために水平方向にプラズマの大きな変位をもたらす（第1章式(1.14)参照）。

これをさけるためには、パルス垂直磁場を用いて、放電初期の定常垂直磁場を打ち消し、ある値以下にすることが必要である。シェルを用いて、プラズマの平衡と安定性をとっているトカマクにおいては垂直磁場のシェルへのしみこみ時間を考慮して、パルス垂直磁場は、シェルの内側に設置されるが、DIVA においては、構造上シェルの内側にパルス垂直磁場を設置することが困難である。それゆえ、DIVA においては、プラズマの定常状態においてかけられる外部定常垂直磁場の大きさは、初期プラズマの生成が可能かどうかで限定される。すなわち、 $I_D / I_P \leq 2.0$  の近傍においては、その外部定常垂直磁場により、主プラズマのダイバータ部への引きこみを防ぐことができるが、 $I_D / I_P > 2.0$  の場合においては、プラズマの定常状態において主プラズマがダイバータ部に引きこまれないほどの大きな外部定常垂直磁場を加えると、プラズマは放電しなくなり、また外部定常垂直磁場の大きさがある値以下の場合には、プラズマが放電してもすぐにダイバータ部にひきこまれてしまう。それゆえ、DIVA においては  $I_D / I_P > 2.0$  に対しては、ダイバータ付きトカマク配位を得ることができない。

最後に、ダイバータ・フープ・コイル電流を流さない通常の標準的なトカマク配位とダイバータ・フープ・コイル電流を流したセパトリティクス付きトカマク・プラズマ配位との巨視的な空間的および時間的振舞を、高速度写真をとることにより調べた結果を示す。高速度写真の撮影は、図 3.11 に示すようにシェル・ギャップおよび真空容器の下側にある水晶ガラス窓を通りぬけてくるプラズマからの光を、鏡を用いて高速度写真用カメラに導くことにより行なった。撮影の範囲は、主プラズマ部およびダイバータ部の1部である。1分間に約9000コマの割合で撮影した。図 3.12 は、ダイバータ・フープ・コイル電流を流した場合（この放電においては  $I_D / I_P = 0.9$ ）のプラズマの高速度写真である。1コマの写真に写されたプラズマのシェルとの位置関係は、写真の右下に示されている。1コマの写真の左側がダイバータ部およびシェルの開口部にあたり、右側が外側の保護板（リミタ）の位置にあたる。写真の左上がプラズマの放電開始であり、プラズマの巨視的な空間的振舞いの時間変化は、1msにつき約2コマの割合で、上から下へ、また左か

ら右へと示されており、右下の写真が、プラズマの放電の終了を示す。放電終了直前を除いて主プラズマはシェルを中心に存在する。そして放電終了時においては、ダイバータ・フープ・コイル電流により、ダイバータ部に引き込まれて消滅する。図3.13は、通常のとカマク配位の場合のプラズマの巨視的な空間的振舞いの時間変化を示す。放電後半においては、主プラズマは外側（主半径の大きい側）に移動する。これは時間とともにプラズマ径が小さくなり、シェルによる影像電流による垂直磁場の効果が弱くなったために外側に移動することによる。この外側への変位を防ぐ1つの方法として、外部垂直磁場を用いる方法があるが、前にも述べたようにDIVAにはパルス垂直磁場がないために、プラズマの定常状態においてプラズマを内側に変位させる垂直磁場をかけることができない。すなわち、パルス垂直磁場を用いず外部定常垂直磁場を用いた場合には、プラズマは放電初期においてダイバータ部にひきこまれるので、DIVAにおいて通常のとカマク配位を得る場合には、垂直磁場を用いない。

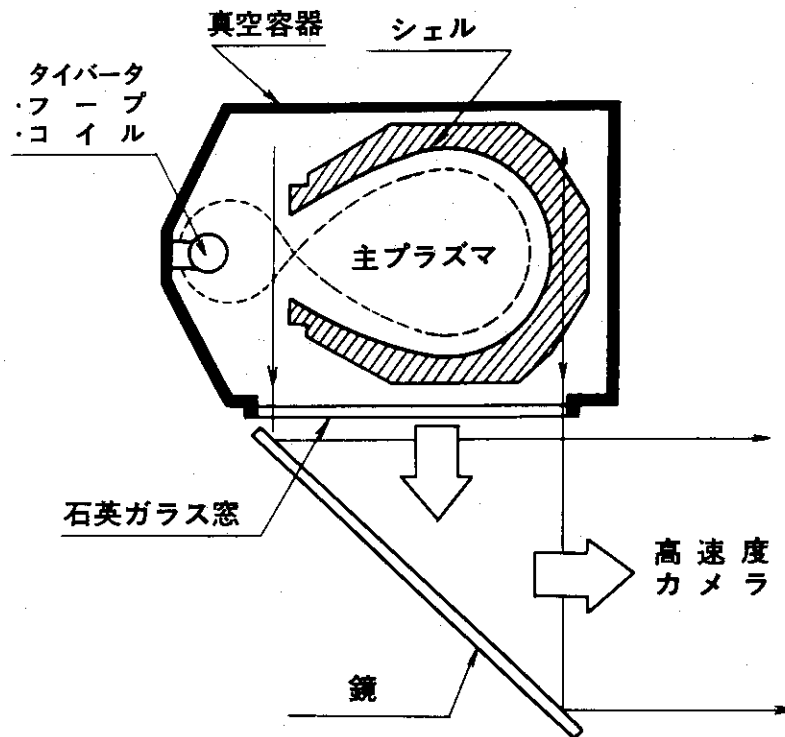


図3.11 プラズマの巨視的振舞いを高速度写真撮影するための配置図。  
シェル・ギャップおよび真空容器の下側にある石英ガラス窓を通りぬけてくるプラズマ光を鏡を用いて高速度写真用カメラに導くことにより行なった。

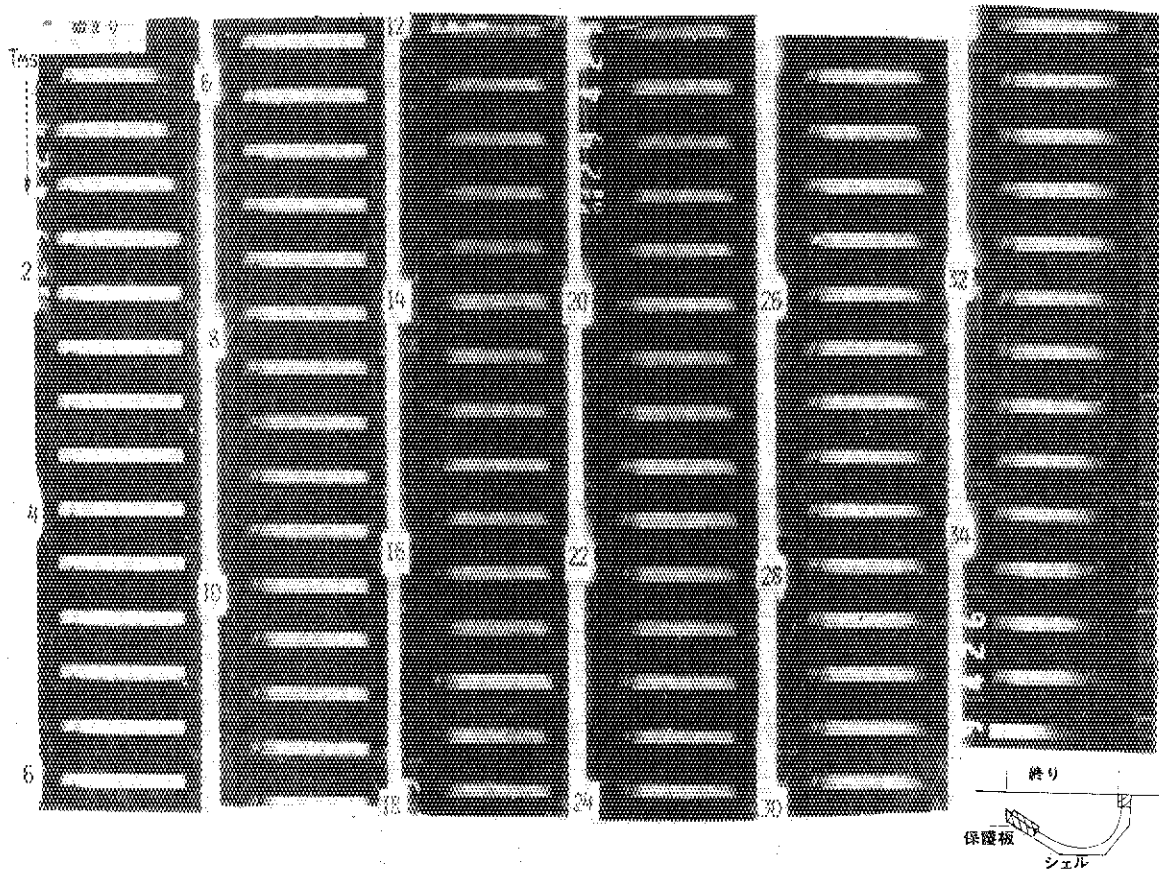


図 3.12 ダイバータあり ( $I_D/I_P = 0.9$ ) の場合の高速度写真

1こまの写真に写されたプラズマのシェルとの位置関係は、写真の右下に示されている。1こまの写真の左側がダイバータ部およびシェルの開口部にあたり、右側が外側の保護板（リミタ）の位置にあたる。写真の左上がプラズマの放電開始であり、プラズマの巨視的な空間的振舞いの時間変化は1msにつき約2こまの割合で上から下へまた左から右へと示されており、右下の写真がプラズマの放電の終了を示す。放電終了直後を除いて主プラズマはシェルの中心に存在する。そして放電終了時においては、ダイバータ・フープ・コイル電流によりダイバータ部にひきこまれて消滅する。

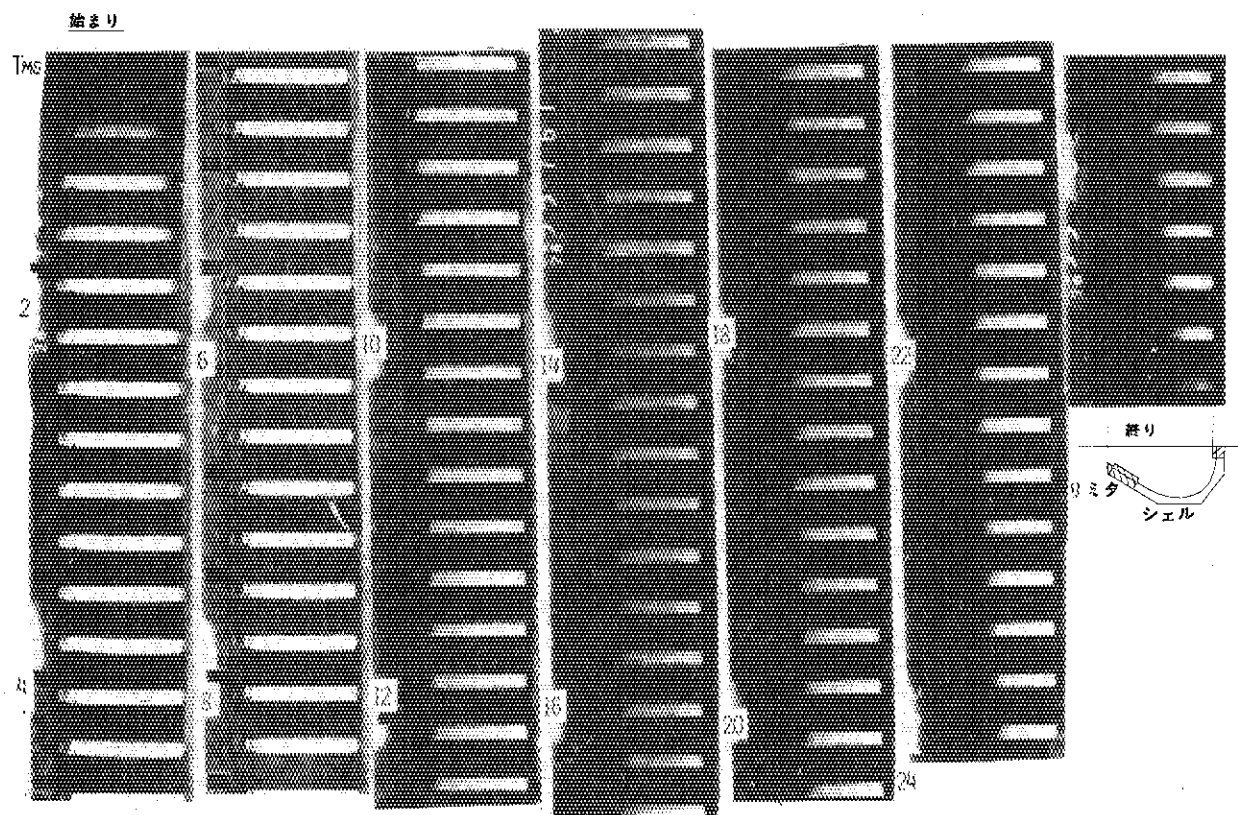


図 3.13 ダイバータなし ( $I_D = 0$ ) の場合の高速度写真  
 通常のトカマク配位の場合のプラズマの巨視的な空間的振舞いの時間変化を示す。  
 放電後半において、主プラズマは外側（主半径方向の大きい側）に移動する。  
 これは時間とともにプラズマ径が小さくなり、シェルによる映像電流による垂直磁場の効果が弱くなったために外側に移動することによる。



### 3.3 ダイバータ配位の2次元測定<sup>11)</sup>

前節において、我々は $2.0 \geq I_D / I_P \geq 0.7$ の場合にDIVAにおいて、ダイバータ付きトカマク配位が存在することを示した。また、高速度写真を用いて、主プラズマが全放電時間を通じて、安定にシェルの中心に存在することを明らかにした。

この節においては、DIVAにおけるダイバータ配位についての、さらに深い理解を得るためにスクレイプオフ層でのプラズマ・パラメタの2次元分布測定を行った結果について述べる。前節においては、X線ターゲットを用いて高エネルギー電子流の2次元測定を行なったが、ここではホール素子、熱電対および方向性プローブを用いて行なった。ポロイダル磁場分布、熱流束分布および荷電粒子束の2次元分布に関する測定結果について述べる。放電条件は前節において、高エネルギー電子流の軌道面の2次元測定を行なった条件と同じである。

図3.14は、スクレイプ・オフ層でのポロイダル磁場の時刻がそれぞれ10ms および20msでの分布を示す。

セパトリックスの零点（ポロイダル磁場が零となる点）が $R = 4.6\text{cm}$ 、 $Z = 0\text{cm}$  近傍に存在することがわかる。この結果は、高エネルギー電子流の軌道面（図3.8）から類推される位置とよく一致している。銅シェルの電気伝導度は、無限大ではなく有限の値を持っている。DIVAにおいては、シェルはプラズマ全体を一樣にかこんでいるのではなく、ダイバータ方向に開口部を持っている。それゆえ、開口部のシェル・エッジ近傍は、シェルの他の部分に比較してポロイダル磁場のしみこみ時間は早いと考えられる。実際、図3.14で示したようにポロイダル磁場が、シェル・エッジ近傍においてシェルにしみこんでおり、シェル・エッジ近傍はポロイダル磁場の境界としてはきいていないことがわかる。

図3.15は、方向性プローブ（横1.4mm×高さ2mm）の測定による時刻10msでの荷電粒子束のスクレイプ・オフ層での空間分布を示す。黒丸は、主プラズマに面したプローブ面による測定（ここでは上流と呼ぶ）によるイオン飽和電流の空間分布を示す。白丸はダイバータ板に面したプローブ面による測定（ここでは下流と呼ぶ）によるものである。×印は、電子温度分布をあらわす。上流と下流の差を図3.16に示す。上流と下流との差が主プラズマからダイバータ部への真の荷電粒子の流れと考えられる。図中の点線はダイバータ部における高エネルギー電子流の軌道の2次元測定（図3.8）や、次に述べる熱流束のスクレイプ・オフ層での2次元分布測定（図3.17）により推定されるセパトリックスの位置である。セパトリックスに沿ってその外側に主プラズマからダイバータ部への真の荷電粒子の流れがあることがわかる。我々は、変位マックスウェル分布を仮定して、上流と下流との差からスクレイプ・オフ層での荷電粒子束の流速を求めた。その値は $1/3C_s$ 程度である<sup>22)</sup>。ここに $C_s$ はイオン音波流速を表わす。この値はFM-1スフェレータによる低温プラズマを用いたダイバータ実験<sup>23)</sup>において求められた流速と矛盾しない値である。またイオン飽和電流の空間分布は、イオン側（ $Z < 0$ ）および電子側（ $Z > 0$ ）に対してほぼ対称な分布をしていることがわかっている<sup>24)</sup>。イオン飽和電流の測定において強い振動が測定されている。その振動は、セパトリックスの外側および内側の密度勾配が存在している所に局在している。プラズマ密度を $n$ 、プラズマ密度の振動の大きさを $\tilde{n}$ とした場合、プラズマ密度振動の相対比 $\tilde{n}/n$ はセパトリックスの外側においては10~20%であり、

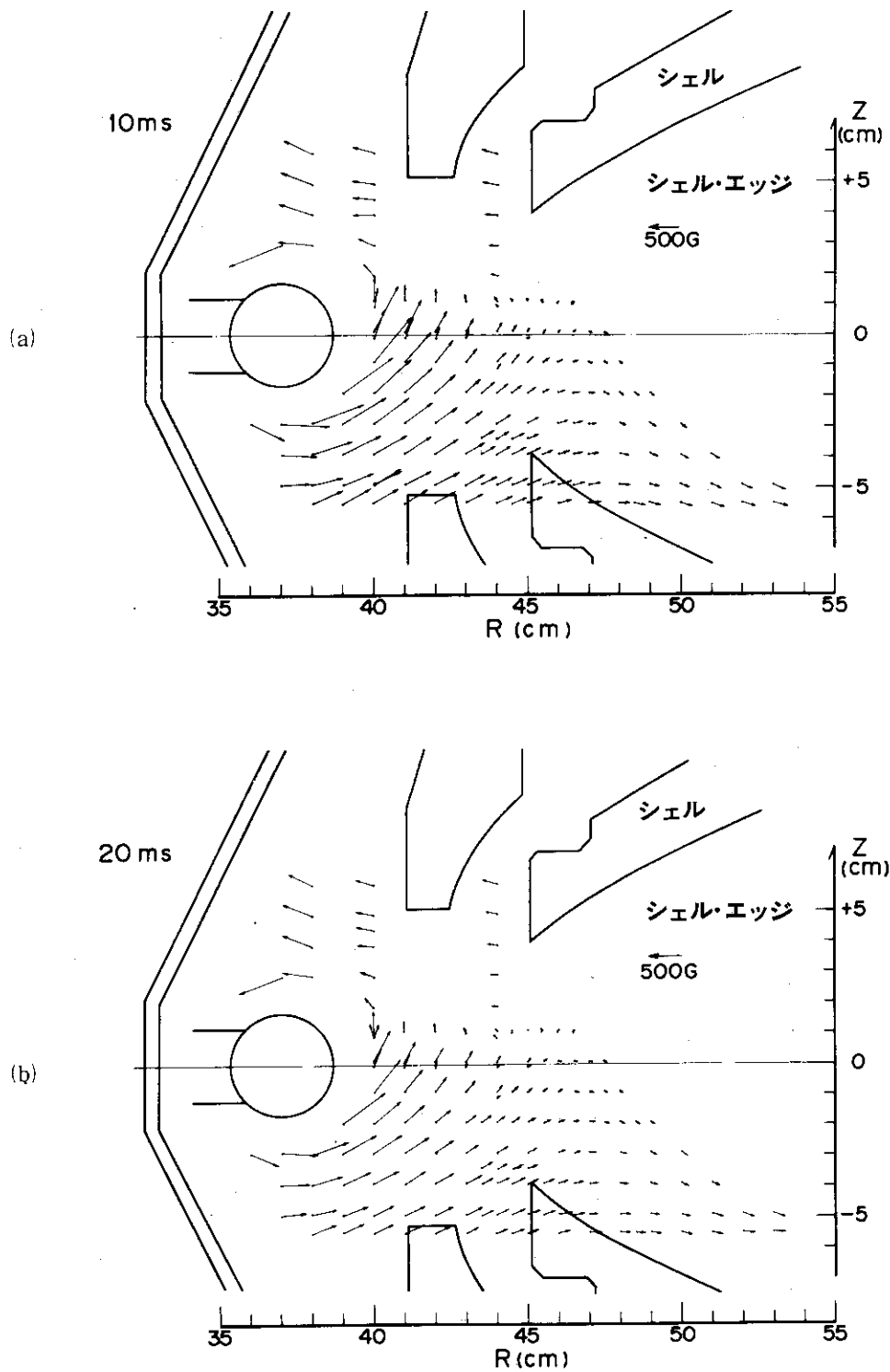


図3.14 スクレイプ・オフ層でのポロイダル磁場分布

(a) : 時刻, 10 ms

(b) : 時刻, 20 ms

放電条件は図3.5 とほぼ同じ

ただし附加ガスは  $(9 \times 10^{19}$  水素原子/秒) である。

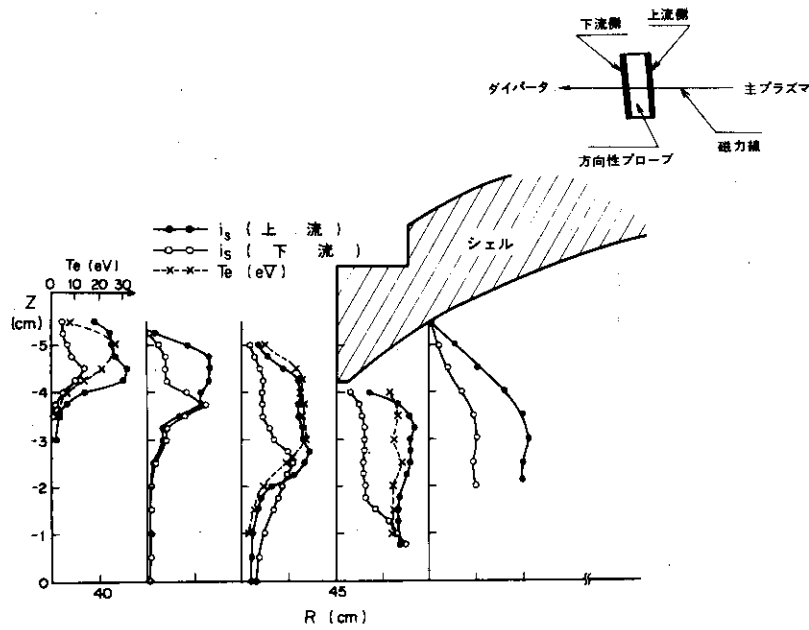


図 3.15 方向性プローブの測定によるスクレイプ・オフ層での荷電粒子束の空間分布および電子温度分布  
 ●：主プラズマに面したプローブ面によるイオン飽和電流の測定（上流側）  
 ○：ダイバータ板に面したプローブ面によるイオン飽和電流の測定（下流側）  
 ×：電子温度分布  
 放電条件は図 3.14 と同じ。

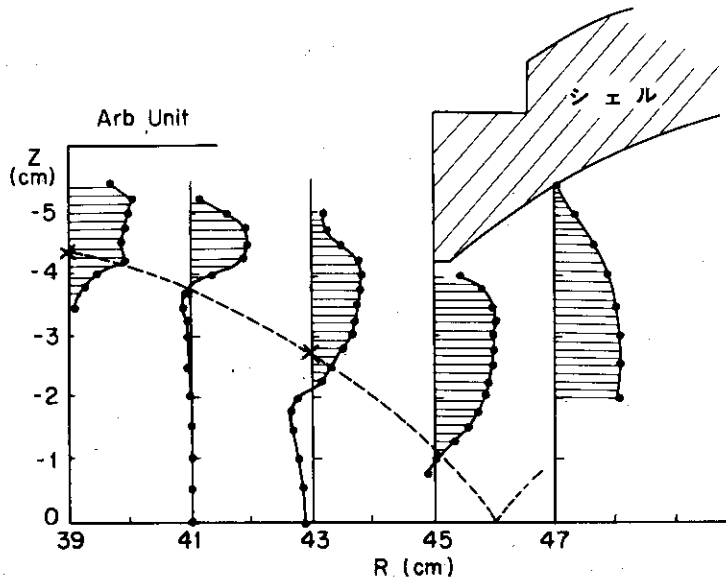


図 3.16 主プラズマからダイバータ部への荷電粒子束の真の流れ。図 3.15 の上流と下流の差を示した。セパトトリックスに沿ってその外側に主プラズマからダイバータ部への真の荷電粒子の流れがあることがわかる。破線はセパトトリックスの位置を示す。セパトトリックスの位置は、ダイバータ部における高エネルギー電子流の軌道の 2次元測定（図 3.8）や、熱流束のスクレイプ・オフ層での 2次元分布測定（図 3.17）により推定されたものである。

セパトリックスの内側では数%であり、主としてセパトリックスの外側の密度勾配のところ  
にイオン飽和電流の振動が観測されている<sup>25)</sup>。現在までのところ、その振動の同定は、まだ行な  
われていないが、スクレイプ・オフ層での磁場を横切る荷電粒子の拡散に関連しているものと思  
われる。

セパトリックスの零点においては、シアーがほとんど存在しないため、シアーによる磁気流  
体的不安定性に対する安定化効果がきかず、零点近傍での電流の集中あるいは、大きなプラズマ  
密度の振動が存在する可能性がある。トロイダル磁場がない場合のセパトリックスの零点近傍  
における磁気流体的不安定性に関する理論的研究は<sup>26)</sup>なされているが、トロイダル磁場が存在  
する場合の理論については見い出せない。図 3.14 に示したポロイダル磁場の 2 次元分布の測定  
によれば、セパトリックスの零点近傍において、電流の集中が観測されない。これは、トロイ  
ダル磁場が存在するため、零点近傍においては電子に対するトロイダル・ドリフトが大きく、電  
流の集中がさげられていると考えられる。また、セパトリックスの零点近傍において、特に大  
きな密度の振動も存在しない。これは図 3.15 で示したように零点近傍においては、イオン飽和  
電流分布および電子温度分布が空間的にほぼ一様になっていることと関連しているものと思わ  
れる。

図 3.17 は、時刻 7.5 ms、12.5 ms および 17.5 ms でのスクレイプ・オフ層における熱流束  
分布を示す。熱流束分布は、時定数 5 ms の熱電対を用いて、行なった。例えば、時間 7.5 ms の  
熱流束分布というのは時間 5 ms から 10 ms の間の平均値を示す。

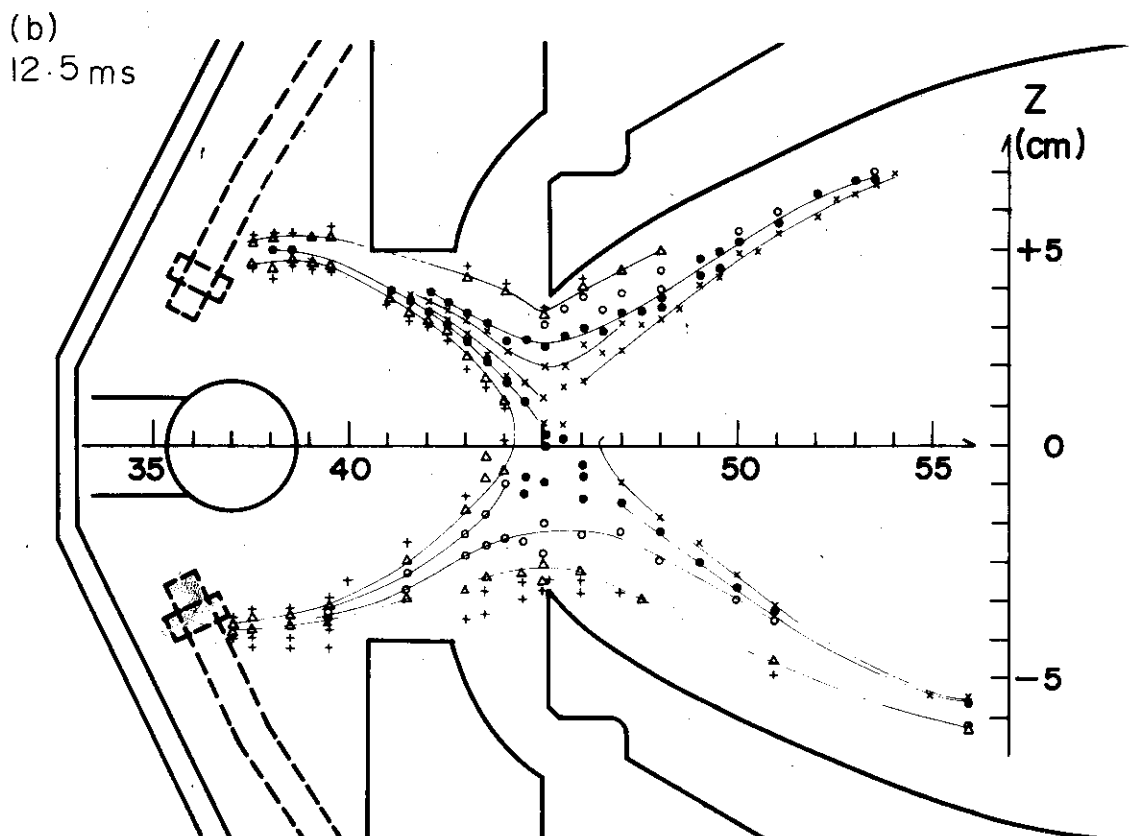
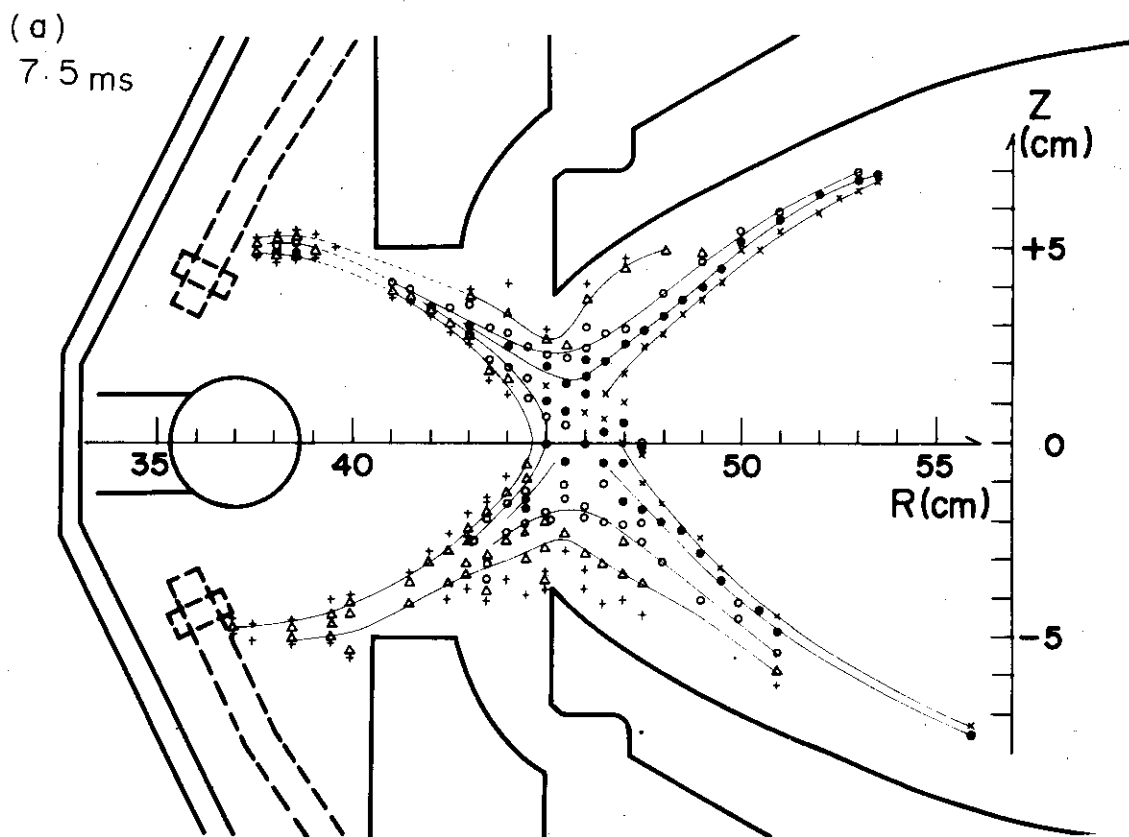
この実験結果は、熱流束も、荷電粒子束と同じく主プラズマからダイバータ部へよく導びかれ  
ていることを示している。放電時間の後半において、ダイバータ部の電子側 ( $Z > 0$ ) の熱流束  
密度が、イオン側 ( $Z < 0$ ) に比べて大きくなる非対称の分布となるのは、前節で述べた高エネ  
ルギ電子流および第 5 節で述べる準熱電子による<sup>18, 24)</sup>。特に通常の安定な放電においては準熱  
電子がスクレイプ・オフ層での熱流束密度に大きな役割を担う<sup>18)</sup>。

最後に、プラズマ壁相互作用という観点からプラズマ・パラメタのスクレイプ・オフ層におけ  
る 2 次元分布測定により明らかになったことを述べる。

主プラズマからダイバータ部に流入した熱流束および高エネルギー電子は、ダイバータ板に交叉  
するのではなく図 3.18 に示したチタン線のささえの銅棒と交叉している。チタン線のささえの  
銅棒は、ダイバータ部において赤道面に対して上半面に 8 本、下半面に 8 本ずつトロイダル方向  
に等間隔に存在する。チタン線のささえの銅棒の直径を  $d$  cm、その銅棒の存在する場所でのポ  
ロイダル磁場の R 方向成分を  $B_R$  とし、トロイダル磁場を  $B_T$  とすると、その銅棒によるトロイ  
ダル方向の影は次により表わされる。

$$8d \frac{B_T}{B_R}$$

図 3.14 に示された  $R = 37$  cm におけるホール素子によるポロイダル磁場の実測値を用いると、  
 $B_T/B_R$  は約 30 となる。銅棒の直径は約 1 cm であるので、それらの銅棒によるトロイダル方  
向の影は約 240 cm であり、 $R = 37$  cm におけるトロイダル方向の周長 232 cm よりも長くなる。  
すなわち、磁場の回転変換角を考慮した場合、すべての熱流束、荷電粒子束および高エネルギー電



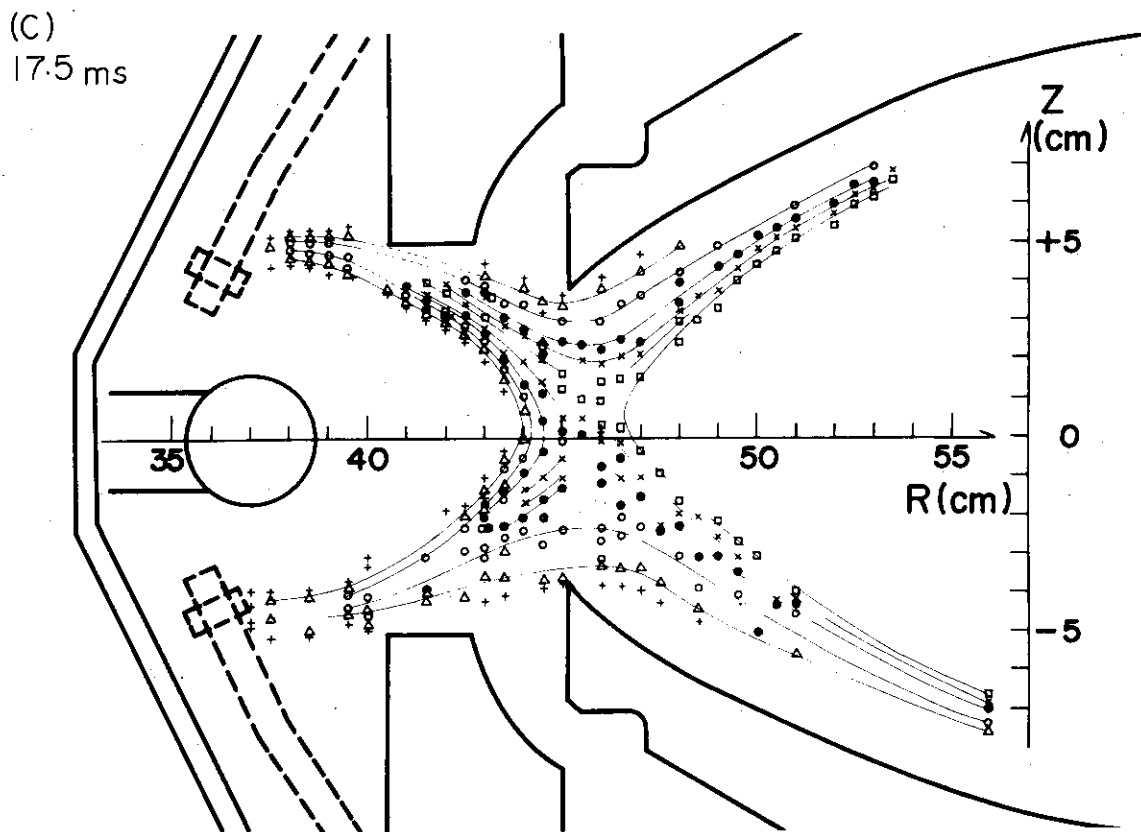


図 3.17 スクレイプ・オフ層での熱流束分布

(a) : 7.5 ms (b) : 12.5 ms (c) : 17.5 ms

記号 (+), (Δ), (○), (●), (×) および (□) はそれぞれ熱流束密度が 200, 280, 400, 600, 800 および 1200 Watts/cm<sup>2</sup> の位置を表わす。放電条件は図 3.5 と同じである。

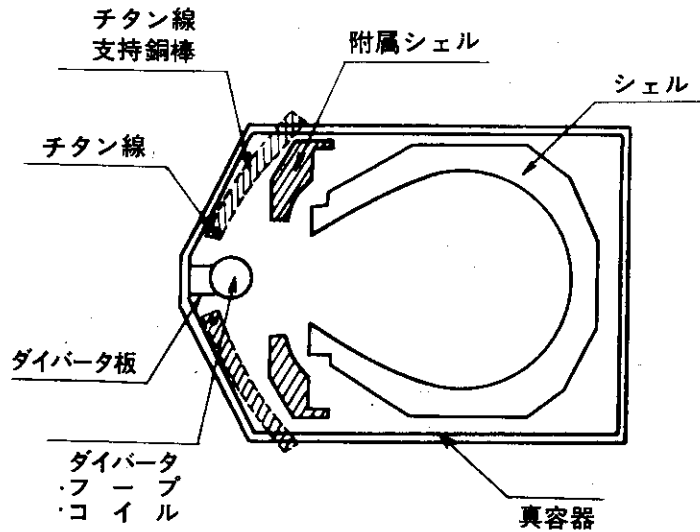


図 3.18 真空容器内の断面図

子流がそれらの銅棒によりダイバータ板への流入が遮断されていることがわかる。

主プラズマから、ダイバータ部へ流入する熱流束  $\Gamma_H$  は次の式から求めることができる。

$$\Gamma_H = 2\pi R \int_{-6}^6 q_H \frac{B_R}{B_T} dZ$$

$R$  はプローブの  $R$  方向の座標であり、 $q_H$  は、サーモカップルにより測定した垂直座標  $Z$  における熱流束密度であり  $B_R/B_T$  はホール素子により測定したポロイダル磁場の  $R$  方向成分と、トロイダル磁場の比の垂直座標  $Z$  における値である。それらのポロイダル磁場および熱流束密度のダイバータ部における 2次元分布は、それぞれ図 3.14 と図 3.17 に示した。放電時刻 17.5 ms において  $R = 43$  cm において、ダイバータに流入する熱流束は約 10 kW であり、 $R = 40$  cm において、ダイバータ部に流入する熱流束は約 7 kW である。すなわち、約 30% の熱流束が  $R = 40$  cm と  $R = 43$  cm との間で失われている。直接的な測定はしていないが、これは、たぶん熱流束の一部が図 3.18 に示す附属シェルにより遮断されたためと考えられる。

### 3.4 ダイバータ・フープ・コイル電流変調実験<sup>9)</sup> (動的磁気リミタ実験)

我々は、DIVA においてセパトリックス付きトカマク配位が安定に存在することを示した。本節においては、プラズマ放電中にダイバータ・フープ・コイル電流を増大したり減少したりする、いわゆるダイバータ・フープ・コイル電流変調実験(動的磁気リミタ)について述べる。

我々は、ダイバータ・フープ・コイル電流変調が、主プラズマ中の熱輸送(あるいは粒子輸送)に与える影響や、プラズマ電流分布への影響等を調べる前に、まずセパトリックス付き磁場の平衡配位を安定に変化させることができるか、あるいはどの程度の速さでその平衡配位を変化させることができるかを研究する。

まず、実験条件について述べる。実験条件は、放電中の附加的なガス注入を用いなかったこと以外は、第2節において述べた放電条件にはほぼ等しい。ダイバータ・フープ・コイル電流  $I_D$  とプラズマ電流  $I_P$  の比、 $I_D / I_P$  は0から2.5の間で変化させた。ダイバータ・フープ・コイル電流変調の立上がりあるいは立下げ時間は0.2 ms から1 ms である。

図3.19は、典型的な放電波形を示す。点線は、ダイバータ・フープ・コイル電流  $I_D$  とプラズマ電流  $I_P$  との比を、時刻5 ms において増大させた場合に対応する。一方実線は比  $I_D / I_P$  を一定に保った場合に対応する。

比  $I_D / I_P$  を0.4 ms 以内に0.9から1.8に増大させた場合(図3.19-(a))、 $I_P$  は約20%減少する(図3.19-(b))。プラズマ電流  $I_P$  の減少について考えてみる。第2章においてプラズマ電流およびダイバータ・フープ・コイル電流励起のための回路系を示した(図2.5参照)。 $I_D / I_P = 0.9$  の場合においては、プラズマ電流励起用の主変流器の1次巻線数  $T_1$  は48ターン、ダイバータ・フープ・コイル電流励起用の変流器の1次巻線数  $T_{D1}$  は150ターンおよび2次巻線数は14ターンである。図3.20にダイバータ・フープ・コイル電流変調電源側から見た等価回路を示す。ダイバータ・フープ・コイルのインダクタンス  $L_{DH}$  は、約  $40 \mu\text{H}$ 、ダイバータ・フープ・コイル電流電源の残留インダクタンスは約  $70 \mu\text{H}$  である。また、等価回路に換算したプラズマのインダクタンス  $L_P$  は上に述べたそれぞれの変流器の巻線数を考慮して、次式により与えられる。

$$L_P = L_{P0} \times \left( \frac{14}{150} \right)^2 \times 48^2 \approx 30 \mu\text{H}$$

ここに、 $L_{P0}$  は等価回路に換算する前のプラズマのインダクタンスであり、約  $1.5 \mu\text{H}$  である。また、等価回路に換算したプラズマ電流励起用電源の残留インダクタンスは次式で与えられる。

$$L_1 = L_{10} \times \left( \frac{14}{150} \right)^2 \approx 10 \mu\text{H}$$

ここに  $L_{10}$  は等価回路に換算する前のインダクタンスであり、約1 mH である。ダイバータ・フープ・コイル電流変調電源と、プラズマ電流励起用電源とのディカップリングのインダクタンス  $L_{DC}$  の大きさは  $100 \mu\text{H}$  である。いま、ダイバータ・フープ・コイル電流に流れる電流が  $\Delta I_D$  だけ変化したとすると、等価回路においてプラズマ側に流れる電流  $\Delta I_{P1}$  は、ダイバータ・フープ・コイルが4ターンであることを考慮すれば次式で表わされる。

$$\Delta I_{P1} = \frac{40}{100+70+10+30+40} \frac{\Delta I_D}{4}$$

これを、実際のプラズマ電流の変化  $\Delta I_P$  で表わすと、

$$\begin{aligned} \Delta I_P &= \frac{14}{150} \times 48 \times \frac{40}{250} \frac{\Delta I_D}{4} \\ &= 0.18 \Delta I_D \end{aligned} \quad (3.2)$$

となる。



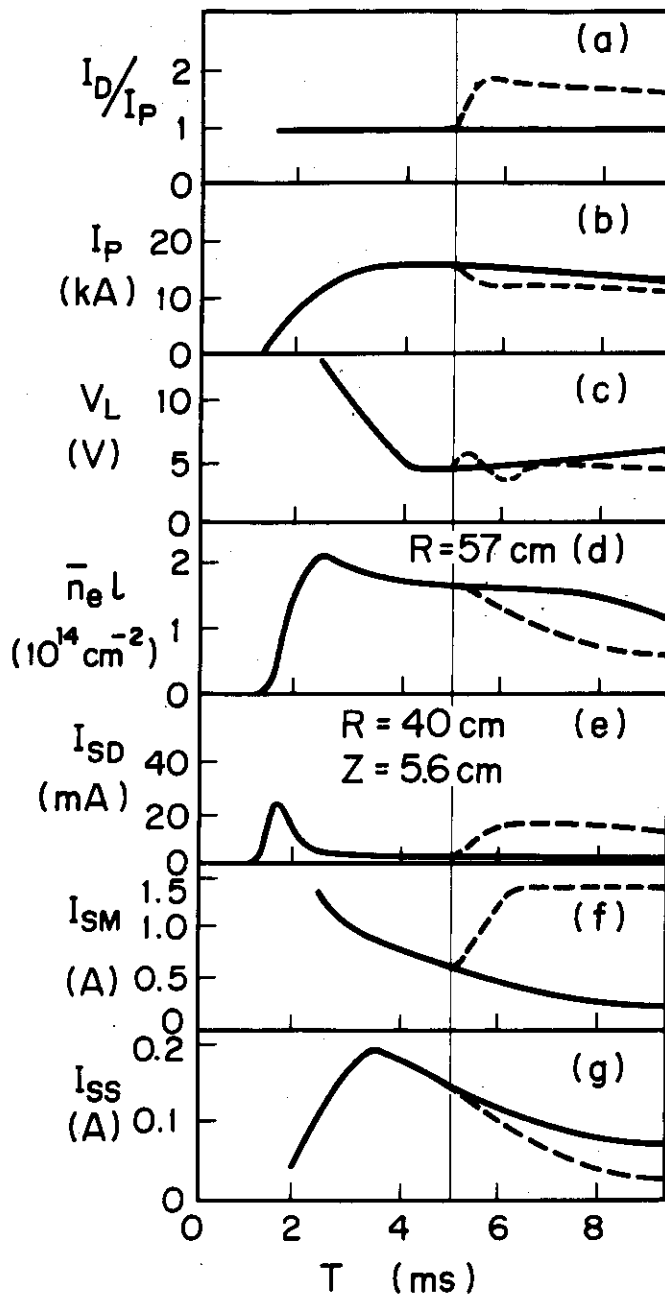


図 3.19 プラズマ・パラメタの時間変化

- (a) : プラズマ電流  $I_P$  に対するダイバータ・フープ・コイル電流  $I_D$  の比
  - (b) : プラズマ電流  $I_P$
  - (c) : ループ電圧  $V_L$
  - (d) : 線電子密度  $\bar{n}_e l$
  - (e) : ダイバータ領域でのイオン飽和電流  $I_{SD}$
  - (f) : 附属シェルに流入するイオン飽和電流  $I_{SM}$
  - (g) : シェル内面と同一面に置かれたプローブに流入するイオン飽和流  $I_{SS}$
- 実線は  $I_D/I_P$  の値が一定の場合を  
 点線は  $I_D/I_P$  の値を時刻 5 ms において増大させた場合を示す。

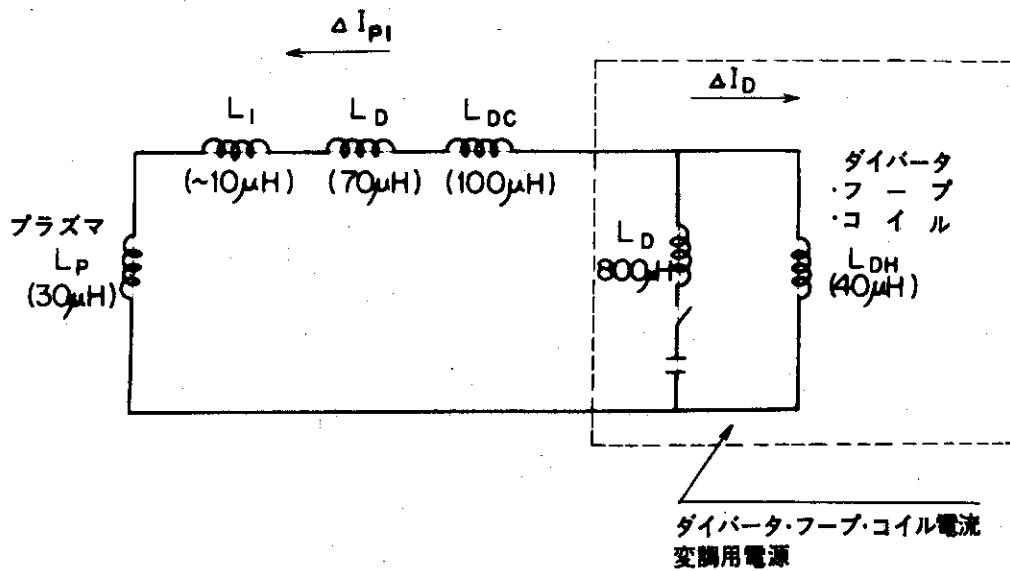


図 3.20 ダイバータ・フープ・コイル電流変調電源側からみた等価回路

プラズマ電流およびダイバータ・フープ・コイル電流励起のための回路系は図 2.5 に示してある。

この実験においては

$T_1$  : 48 ターン (プラズマ電流励起用変圧器の 1 次巻線数)

$T_{D1}$  : 150 ターン (ダイバータ・フープ・コイル電流励起用変圧器の 1 次巻線数)

$T_{D2}$  : 14 ターン (ダイバータ・フープ・コイル電流励起用変圧器の 2 次巻線数) またダイバータ・フープ・コイルの巻線数は 4 ターンである。

$L_{DH}$  : ダイバータ・フープ・コイルのインダクタンス

$L_D$  : ダイバータ・フープ・コイル電流電源の残留インダクタンス

$L_P$  : 等価回路に換算したプラズマのインダクタンス

$L_1$  : 等価回路に換算したプラズマ電流励起用電源の残留インダクタンス

$L_{DC}$  : ダイバータ・フープ・コイル電流励起用電源とプラズマ電流励起用電源とのデカップリングのためのインダクタンス

$\Delta I_D$  : ダイバータ・フープ・コイル電流変調をした場合にダイバータ・フープ・コイルに流れる電流の変化分

$\Delta I_{p1}$  : ダイバータ・フープ・コイル電流変調をした場合に等価回路のプラズマ側に流れる電流の変化分

ダイバータ・フープ・コイル電流  $I_D$  の初期値を  $I_{D0}$  とし、その変化分を  $\Delta I_D$  また、プラズマ電流  $I_P$  の初期値を  $I_{P0}$  とし、その変化分を  $\Delta I_P$  とすると、 $I_D/I_P$  を 0.9 から 1.8 に変化した場合、次式で表わされる。

$$I_{D0}/I_{P0} = 0.9 \quad (3.3)$$

$$(I_{D0} + \Delta I_D)/(I_{P0} + \Delta I_P) = 1.8 \quad (3.4)$$

式(3.2)と式(3.3)より式(3.4)を用いて  $\Delta I_P/I_P$  は次のように表わすことができる。

$$\Delta I_P/I_P \approx 0.24$$

すなわち、プラズマ電流の減少は、プラズマ電流励起用回路と、ダイバータ・フープ・コイル電流変調回路との結合が完全に遮断されていないために起こると考えられる。プラズマ電流を減少させるその他の原因として、 $I_D/I_P$  を大きくすることによりプラズマ径が小さくなり、プラズマ境界附近の電流がスクレイブ・オフされることが考えられる。しかし、プラズマ電流減少の大部分は、上に述べた回路に原因するものと思われる。

$R = 57 \text{ cm}$  において、マイクロ波干渉計で測定した線電子密度  $\bar{n}_e l$  は、 $I_D/I_P$  の増大後 0.7 ms 後から落ちはじめ図 3.19-(d)で示すように、減少し続ける。

ダイバータ部での、ラングミュアー探針によるイオン飽和電流  $I_{SD}$  (図 3.19-(e))および、附属シェルへのイオン飽和電流  $I_{SM}$  (図 3.19-(f))は、 $I_D/I_P$  の増加後、0.2 ms 以内に増大しはじめ、1 ms 後には、定常状態に達する。シェル内面に設置された磁気プローブによるポロイダル磁場の振動の測定によれば、その振動は 1 ms 後には定常状態に達する。

シェルの内面においてその内面と一致するように置かれた面積、数  $\text{cm}^2$  のラングミュアー探針によるイオン飽和電流  $I_{SS}$  (図 3.19-(g))の測定によれば、イオン飽和電流は減少する。また、シェル内面におかれた保護板へのイオン飽和電流も、同様に減少する。

主プラズマの線電子密度の空間分布 ( $\bar{n}_e l$ ・空間分布)および、ダイバータ部  $R = 40 \text{ cm}$  において測定したイオン飽和電流の空間分布 ( $I_{SD}$ ・空間分布)を、図 3.21-(a)および-(b)に示す。 $I_D/I_P$  の増大後、 $\bar{n}_e l$ ・空間分布は収縮し、時間 9 ms においてはその半幅は、 $I_D/I_P$  を一定に保った時のものに比べてその 60%となる。また全電子数は、 $I_D/I_P$  が増大しはじめた最初の 2 ms 以内に 30%減少する。

$I_{SD}$  空間分布のピーク値の位置は、 $I_D/I_P$  の増加後、 $Z = 3.5 \text{ cm}$  から  $Z = 5 \text{ cm}$  に移動する。

このダイバータ・フープ・コイル電流変調の主プラズマ中での熱輸送や、粒子輸送に与える影響についての詳しい研究はなされていないが、プラズマ線密度およびポロイダル磁場の振動は、電流変調中も増大しない。このことは、ダイバータ・フープ・コイル電流変調中も主プラズマ中での粒子輸送がそれほど増大していないことを示唆するものであり、また、主プラズマ中での磁気流体的な不安定性も増大しないことを示唆している。

以上の実験結果は、ダイバータ・フープ・コイル電流  $I_D$  とプラズマ電流  $I_P$  の比  $I_D/I_P$  を 0.9 から 1.8 に増大させることにより、主プラズマ境界のセパトリックスを収縮させ、ダイバータ部のセパトリックスを膨張させ、磁気流体的な位置不安定性を起こすことなく、セパトリックス付きトカマク配位を新しい平衡配位に持っていきけることを示している。

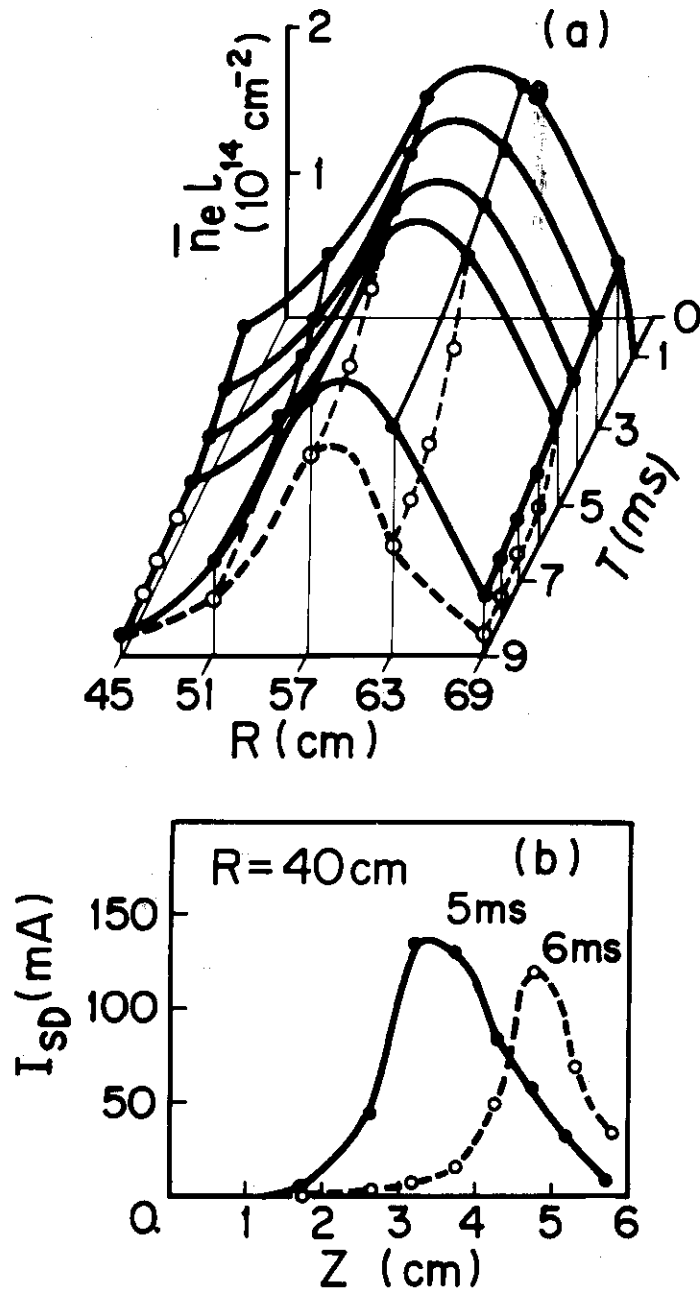


図 3.21 主プラズマの線電子密度  $\bar{n}_e L$  およびダイバータ部でのイオン飽和電流  $I_{SD}$  の空間分布およびそれらの時間変化  
 実線は  $I_D/I_P$  が一定の場合  
 点線は時刻 5 ms において  $I_D/I_P$  を増大させた場合に対応している。

図3.22は $I_D/I_P$ の比を0.9から1.8に増大した場合および $I_D/I_P$ の比を0.9から2.0以上に増大した場合の電流・電圧のオシログラフである。電流波形は、ダイバータ・フープ・コイル電流 $I_D$ とプラズマ電流 $I_P$ の和を示す。 $I_D/I_P$ の比を0.9から1.8に増大した場合には、放電は継続しているが、 $I_D/I_P$ を0.9から2.0以上に増大した場合には、オシログラフの矢印で示した時刻において、主プラズマは、ダイバータ・フープ・コイル電流によりダイバータ部にひきこまれる位置不安定性を起し、放電は切れる。DIVAにおいて、 $I_D/I_P > 2.0$ の場合には、セパトリックス付きトカマク配位が位置不安定性を起す原因については、本章第2節においてすでに述べた。

$I_D/I_P$ を減少させる場合には、セパトリックスがシェル内面から外へ出てしまうことが予想される。

高エネルギー電子流の軌道面を、ダイバータ部 $R = 40$  cmにおいて測定した。図3.23は、放電発火後15 msにおいて $I_D/I_P$ を減少させた場合の $Z = 4$  cm, 3.25 cm, および3 cmに置かれたX線ターゲットからの制動輻射強度 $I_X$ の時間変化を示す。

$I_D/I_P$ を一定に保った場合には(この場合には $I_D/I_P \approx 1.1$ である)、 $I_X$ ・空間分布のピーク値の位置は $Z = 4$  cmに存り、 $I_X$ は14 ms以後、単調に増大する。図3.23に示したように放電後15 msにおいて $I_D/I_P$ を減少させた場合、 $Z = 4$  cmに置かれたX線ターゲットからの制動輻射は $I_D/I_P$ の減少を開始した0.2 ms後の時刻15.2 msにおいて観測されなくなる。これは、セパトリックスの位置が $Z = 4$  cmから $Z$ の小さい位置に移動し、それにともない高エネルギー電子流の軌道面が移動したためと考えられる。事実 $I_D/I_P$ の減少を開始した0.3 ms後においては、 $Z = 3.25$  cmにおかれたX線ターゲットから制動輻射が観測され、0.4 ms後においては、 $Z = 3$  cmにおかれたX線ターゲットから制動輻射が観測される。

図3.24は $I_D/I_P$ の減少後、いろいろな位置に置かれたX線ターゲットからの制動輻射がはじめて観測された時間と、 $I_D/I_P$ との関係を、数種類の $I_D/I_P$ の時間変化に対して示したものである。 $I_D/I_P$ の時間的変化が異なっても、ある特定の位置に置かれたターゲットからの制動輻射がはじめて観測される時の $I_D/I_P$ はほぼ一定である。このことは、セパトリックスがダイバータ部においては、 $I_D/I_P$ の変化に従って、安定に動いていることを示している。 $Z < 3$  cmに置かれたターゲットからのX線は、 $I_D/I_P$ を零に持っていても観測されない。そして、ターゲットからのX線が観測できる $I_D/I_P$ の最小の値は0.7である。このことは、高エネルギー電子流が、シェルの壁にあたるかあるいは保護板に衝突して、ダイバータ部に流出できないことを意味している。また附属シェルへのイオン飽和電流 $I_{SD}$ は、 $I_D/I_P$ が零に減少した場合には $1/10$ 以下に落ちる。これらの結果は、 $I_D/I_P$ が0.7より小さくなった場合には、セパトリックスが、シェル内面から外に出てしまいプラズマがダイバータ部へ流出しなくなったことを意味している。

我々は、すでに本章第2節図3.9においてダイバータ・フープ・コイル電流変調の手段を用いて、ダイバータ・フープ・コイル電流 $I_D$ とプラズマ電流 $I_P$ の比の関数として求めたダイバータ部( $R = 40$  cm)でのセパトリックスの位置を示した。その図においては、ダイバータ・フープ・コイル電流変調の手段を用いて求めた結果と、 $I_D/I_P$ の比が一定の場合の結果とを同時にのせた。そして、両者の間には、差異を見出すことが出来なかった。このことは、 $R = 40$  cm

においては、セパトリックスが測定の誤差以内においては、 $I_D/I_P$  の値に従って動いていることを意味している。また、密度変化、ポロイダル磁場変化およびシェルへのイオン飽和電流の時間変化のおくれが、 $I_D/I_P$  を増大させた場合に観測された。このおくれ時間は約 1 ms でありこの値は主プラズマの閉じ込め時間程度である。

以上のように、我々はダイバータ・フープ・コイル電流変調実験により、位置不安定性を起こすことなくセパトリックスを安定に移動することができることを示したが、ダイバータ・フープ・コイル電流変調による主プラズマ中での粒子輸送および熱輸送に対する影響については残された問題である。

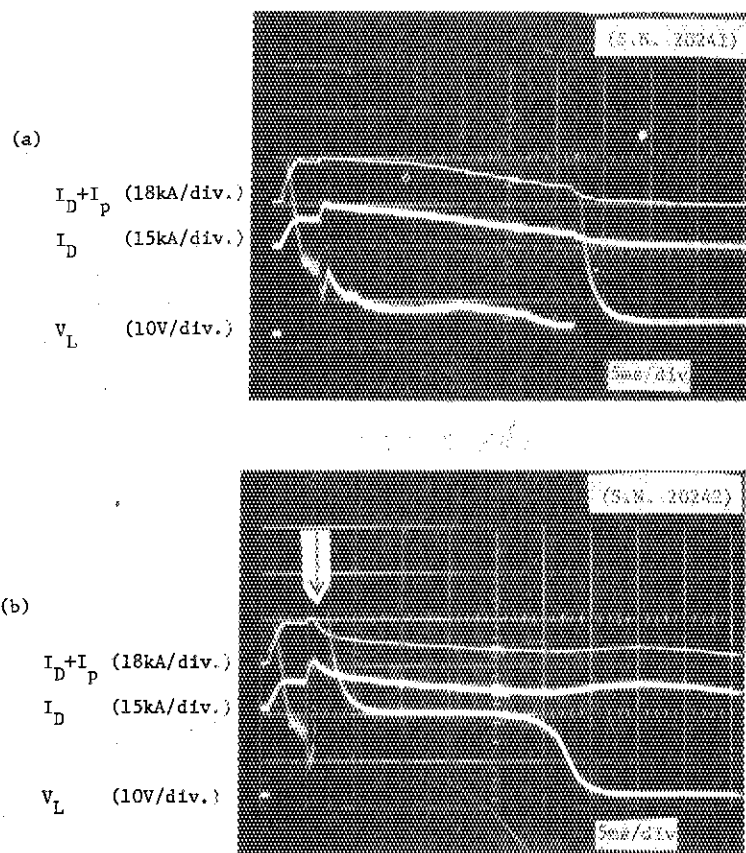


図 3.22 ダイバータ・フープ・コイル電流変調実験時の放電波形

$I_D$  : ダイバータ・フープ・コイル電流

$I_P$  : プラズマ電流

$V_L$  : ループ電圧

(a) 放電開始後、時刻 5 ms において  $I_D/I_P$  の比を 0.9 より 1.8 に増大した場合。放電は継続している。

(b) 放電開始後時刻 5 ms において  $I_D/I_P$  の比を 0.9 より 2.0 以上に増大した場合。オシログラフの矢印で示した時刻において主プラズマは、ダイバータ・フープ・コイル電流によりダイバータ部に引きこまれる位置不安定性を起こし、放電は切れる。

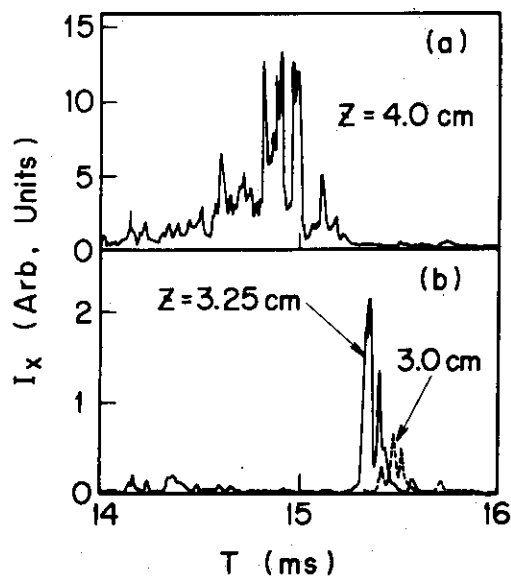


図 3.23 時刻 15 ms において  $I_D/I_P$  を減少させた場合の  $Z = 4$  cm, 3.25 cm および 3 cm に置かれた X 線ターゲットからの制動輻射強度  $I_X$  の時間変化

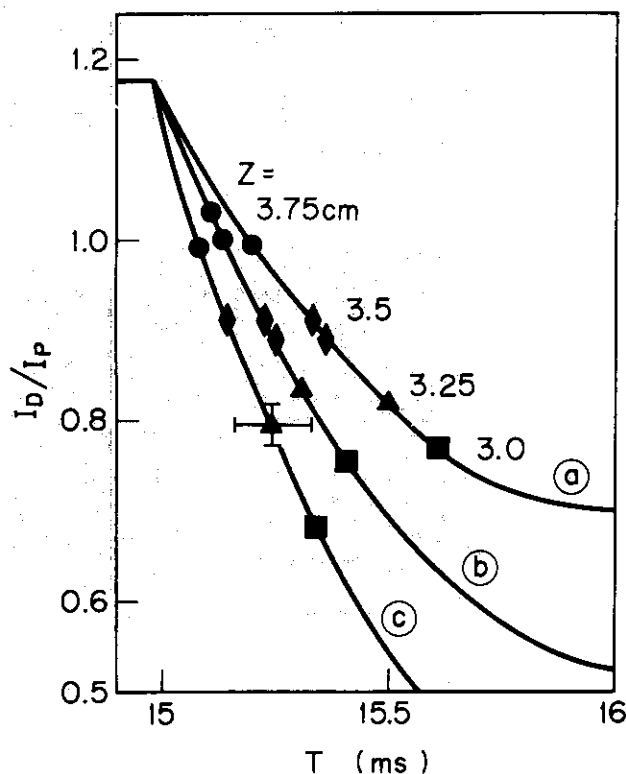


図 3.24 数種類の  $I_D/I_P$  の時間変化といろいろな位置に置かれた X 線ターゲットからの制御輻射がはじめて観測される時刻との関係。

実線は  $I_D/I_P$  の時間変化を示す。

$Z = 3.75$  cm, 3.5 cm, 3.25 cm および 3.0 cm に置かれたターゲットからのそれぞれの制動輻射に関連したものを印 (●), (◆), (▲) および (■) により示す。

### 3.5 非軸対称磁場の軸対称ダイバータへの影響<sup>8)</sup>

この節においては、非軸対称磁場の軸対称ダイバータのセパトトリックスへの影響について述べる。一般に軸対称ダイバータのセパトトリックスは、厚みのない一枚の磁気面により構成されている。しかしながら、現実の装置においては、トロイダル・コイルの設定誤差等に起因する非軸対称な漏洩磁場が存在する。この非軸対称磁場により、軸対称ダイバータのセパトトリックス近傍にエルゴディック領域が存在することを、スクレイプ・オフ層に存在する150-300 eV程度の準熱電子 (epithermal electron) の発生および、損失の機構との関連において述べる。また、セパトトリックス近傍に存在するエルゴディック領域が、高エネルギー電子流 (10 keV - 100 keV) の軌道に与える影響について述べる。スクレイプ・オフ層に存在する準熱電子および高エネルギー電子流は、主プラズマ中に発生した逃走電子がセパトトリックスを横切り、スクレイプ・オフ層に流出して来たものであり、スクレイプ・オフ層に存在するスクレイプ・オフ層プラズマの電子温度よりも高いエネルギーを持っており、そのため、本論文においてはスクレイプ・オフ層に存在する逃走電子を超熱電子 (superthermal electron) と名づける。

トカマク・プラズマ中に発生する逃走電子の発生原因については、第1章序において述べた。

トカマクにおけるいろいろな種類の逃走電子領域が逃走電子の存在、それらのエネルギーおよび閉じ込め特性に応じて、実験的に調べられて来ている。そして、主として3つの領域すなわち、弱い、継続的な、そして強い逃走電子領域として分類されている<sup>19-21)</sup>。弱い逃走電子領域は、通常の安定なトカマク放電において存在し非常に低い逃走電子密度により特徴づけられる。

本節における超熱電子は、弱い逃走電子の領域において研究された。超熱電子のうち高エネルギー電子流 (10 keV - 100 keV) はすでに述べたようにX線プローブにより調べた。また準熱電子 (150 eV - 300 eV) のエネルギー・スペクトラムおよび粒子束は、ファラディ・カップにより測定した。ダイバータを働かせた場合には、スクレイプ・オフ層においてはX線プローブおよびファラディ・カップは主プラズマを乱すことなく超熱電子を研究するのに用いることができる。

超熱電子は、磁場擾乱の探針として有効な手段を提供する。超熱電子は、主プラズマの閉じ込め特性やスクレイプ・オフ層に影響を与える。特にスクレイプ・オフ層に存在する準熱電子はダイバータ部での熱流束密度に大きな影響を与える。これらの準熱電子は、放電中を通じて主プラズマ中に生成されセパトトリックスを横切り、スクレイプ・オフ層に失われる。その準熱電子の発生とセパトトリックスを横切って損失する機構のモデルを提案した。そのモデルは、非軸対称磁場によるセパトトリックス近傍の磁気面の破壊に関連しており、ダイバータ部でのスクレイプ・オフ層での準熱電子の量を説明することができる。

プラズマの放電条件は、本章第2節で述べたものと同じである。そして、その時の典型的なプラズマ・パラメータの時間変化は、図3.5.にすでに示した。

図3.25は、ダイバータ部  $R = 40$  cm においてファラディ・カップにより測定した準熱電子の粒子束の垂直方向の空間分布およびその時間変化を示す。白丸は150 eV以上のエネルギーの粒子束を、そして黒丸は300 eV以上のエネルギーの粒子束を示す。150 eVから300 eVまでのエネルギー範囲の準熱電子は、全放電時間を通じてスクレイプ・オフ層に観測されている。準熱電子によるダイバー部に流入する全電流は、時刻10 msにおいて約1 Aである。一方、イオン飽和電流は約20 Aである。



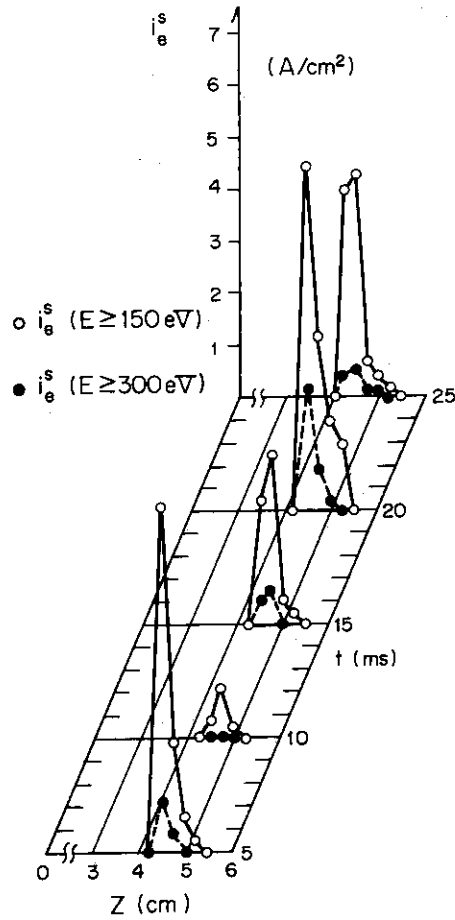


図 3.25  
準熱電子 (epithermal electron) の粒子束  
の垂直方向の空間分布 および時間変化  
○印：150 eV 以上のエネルギーの粒子束  
●印：300 eV 以上のエネルギーの粒子束  
放電条件は図 3.5 と同じ。

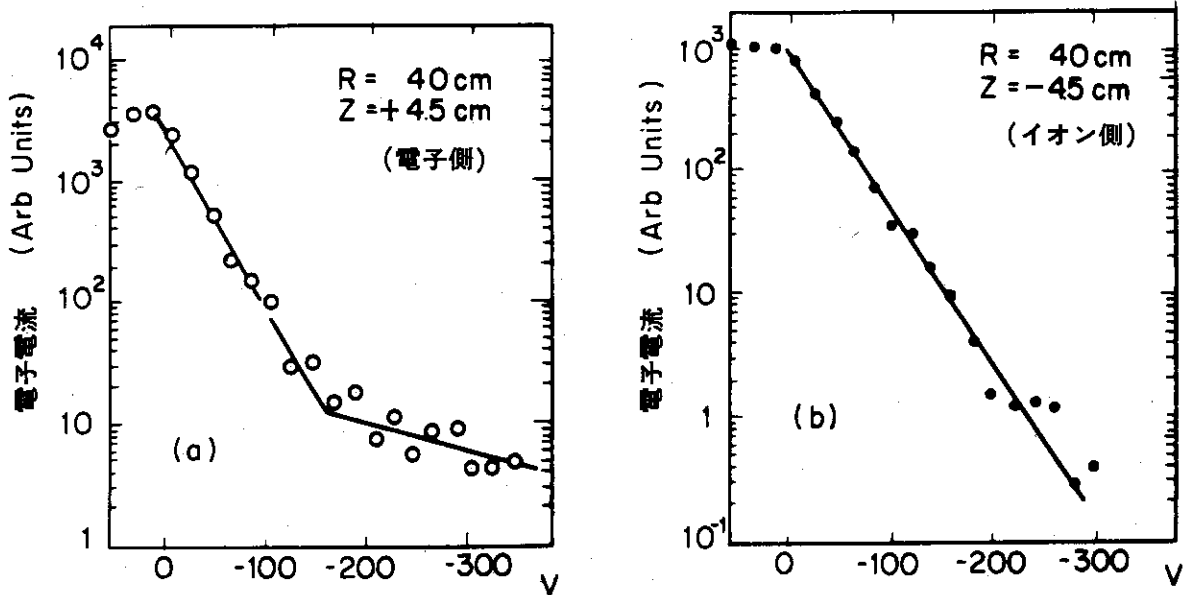


図 3.26 準熱電子のエネルギー・スペクトラム (時刻 10 ms) フェラディ・カップの  
測定による。横軸は、リターディング電圧を示す。

(a) 電子側

(b) イオン側。イオン側にも準熱電子 (150 eV - 300 eV) が存在する  
が、電子側に比べて数は非常に少なくまた、エネルギーも低い。

ダイバータ部の  $R=40\text{ cm}$ での電子側 ( $Z=+4.5\text{ cm}$ )およびイオン側 ( $Z=-4.5\text{ cm}$ )における準熱電子のスペクトラムを図3.26に示す<sup>18, 27)</sup>。準熱電子は、赤道面に対して電子側 ( $Z>0$ )のみでなくイオン側 ( $Z<0$ )にも存在する。しかしながら、イオン側には準熱電子は非常に少なくまたエネルギーも低い。

ここで、主プラズマからダイバータ部への接続距離について考えてみる。図3.27に示すように主プラズマ近傍のスクレイブ・オフ層での平均的な安全係数を  $q_P$  とすると、主プラズマのまわりの磁力線の長さ  $L_P$  は安全係数の定義により  $L_P = 2\pi R_P q_P$  となる。ここに  $R_P$  は主プラズマの主半径である。またダイバータ部でのスクレイブ・オフ層での平均的な安全係数を  $q_D$  とすると、ダイバータ・フープ・コイルのまわりの磁力線の長さ  $L_D$  は  $L_D = 2\pi R_D q_D$  となる。ここに  $R_D$  は、ダイバータ・フープ・コイルの位置である。それゆえ、主プラズマのスクレイブ・オフ層からダイバータ板までの平均的な接続距離  $L$  は次のように表わすことができる。

$$L = \pi (R_P q_P + R_D q_D) \quad (3.5)$$

セパトリックス付きトカマクにおいては、主プラズマの断面は非円形である。軸対称セパトリックス上においては、安全係数  $q$  は無限大であるが、セパトリックスに近いスクレイブ・オフ層での平均的な安全係数  $q$  は、セパトリックスの周長と同じ長さを持った非円形トカマクの

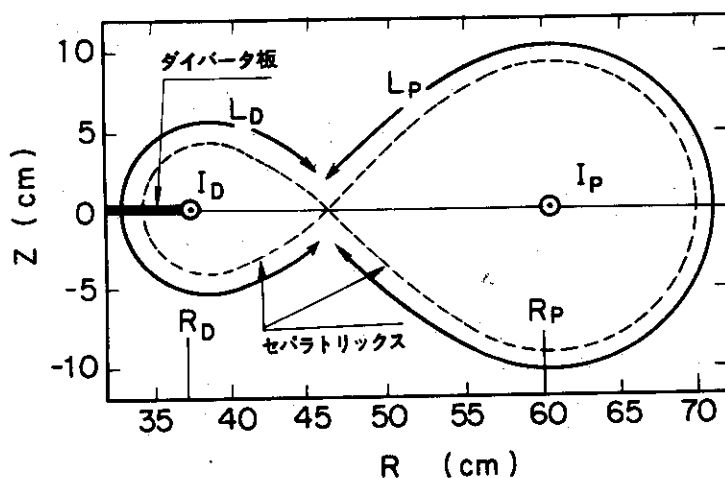


図3.27 主プラズマ近傍のスクレイブ・オフ層からダイバータ板までの平均的な接続距離  $L$  :

$$L = \pi (R_P q_P + R_D q_D)$$

$R_P$  : 主プラズマのプラズマ中心位置

$R_D$  : ダイバータ・フープ・コイルの中心位置

$q_P$  : 主プラズマ近傍のスクレイブ・オフ層での平均的な安全係数

$q_D$  : ダイバータ部でのスクレイブ・オフ層での平均的な安全係数

$L_P$  : 主プラズマまわりの平均的な磁力線の長さ ( $L_P = 2\pi R_P q_P$ )

$L_D$  : ダイバータ・フープ・コイルまわりの平均的な磁力線の長さ ( $L_D = 2\pi R_D q_D$ )

プラズマ境界での安全係数で表わすことができると考える。非円形トカマクにおけるプラズマ境界での安全係数  $q$  は次式により与えられる (第1章序式 (1.8) 参照)。

$$q = \frac{\ell^2 B_T}{2\pi R_p \mu_0 I_p} \quad (3.6)$$

高エネルギー電子流の軌道面 (図 3.8) より求めた主プラズマの周長  $\ell_p$  は、 $\ell_p = 0.65 \text{ m}$  となる。この結果とプラズマ電流  $I_p = 14 \text{ kA}$ 、主プラズマの中心  $R_p = 0.6 \text{ m}$  でのトロイダル磁場  $B_T = 1 \text{ T}$  を式 (3.6) に代入することにより主プラズマ中でのスクレイプ・オフ層でのセパトリックス近傍での平均的な安全係数  $q_p$  は

$$q_p \sim 6.4 \quad (3.7)$$

となる。

同様にダイバータ部でのセパトリックスの周長  $\ell_D = 0.36 \text{ m}$ 、ダイバータ・フープ・コイル電流  $I_D = 1.2 \times I_p = 16.8 \text{ kA}$ 、およびダイバータ・フープ・コイルの位置  $R_D = 0.37 \text{ m}$  でのトロイダル磁場  $B_T = 1.62 \text{ T}$  を式 (3.6) に代入することにより、ダイバータ部でのスクレイプ・オフ層でのセパトリックス近傍での平均的な安全係数  $q_D$  は

$$q_D \sim 2.6 \quad (3.8)$$

となる。式 (3.7) と式 (3.8) を式 (3.5) に代入することにより、主プラズマのスクレイプ・オフ層からダイバータ板までの平均的な接続距離  $L$  は、約  $15 \text{ m}$  となる。これは、DIVA のスクレイプ・オフ層における準熱電子の平均自由行程数百  $\text{m}$  に比較して非常に短い。それゆえ、主プラズマからスクレイプ・オフ層に流出した準熱電子は、スクレイプ・オフ層プラズマと衝突することなくスクレイプ・オフ層を通りぬけて、ダイバータ板 (図 2.2) に到達しそれと衝突して消滅する。それゆえ、スクレイプ・オフ層での準熱電子のエネルギー・スペクトラムは、主プラズマ中でのエネルギー・スペクトラムを保存していると考えられる。図 3.26 で示されたように、イオン側 ( $Z < 0$ ) に存在する準熱電子が非常に少ないことは、主プラズマ中では準熱電子と主プラズマとの衝突は存在するが、準熱電子の運動方向が磁場に対して直角に曲げられる時間<sup>28)</sup> (回折時間, deflection time) が、主プラズマ中での準熱電子の閉じ込め時間よりも長いことを意味している。また、準熱電子が図 3.25 に示したように全放電時間を通じてスクレイプ・オフ層で観測されるのは、図 3.28 で示されるように準熱電子が、主プラズマの境界の厚さ  $d$  の領域においてトロイダル電場の加速により、放電を通じて連続的に生成されセパトリックスを横切り、スクレイプ・オフ層に流出してくることを意味している。

我々は、レベデフ (Lebedev) により得られた逃走電子の生成率<sup>29)</sup> およびスクレイプ・オフ層での準熱電子の全電流  $I$  を測定することにより得られる主プラズマ中に発生した準熱電子のセパトリックスを横切りスクレイプ・オフ層に流出する準熱電子の主プラズマからの損失率を用いることにより磁場を横切る準熱電子の速度を推定することができる。

レベデフにより得られた逃走電子生成率  $S$ <sup>29)</sup> を次に示す。(単位は c.g.s. e.s.u 単位である)

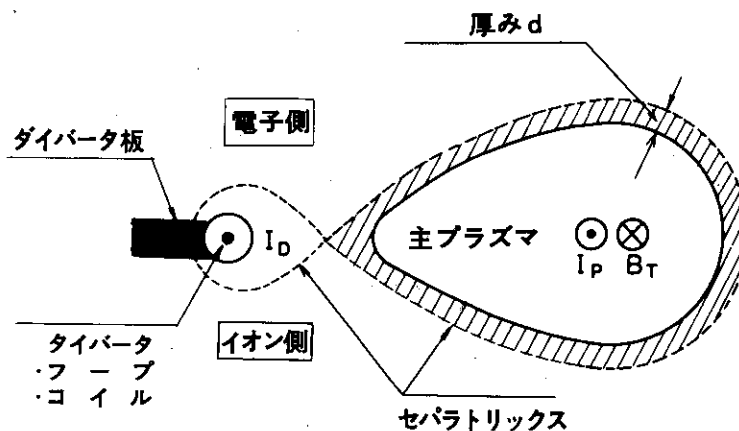


図 3.28 準熱電子の主プラズマ中での発生領域。  
 準熱電子は主プラズマの境界の厚さ  $d$  の領域 (図中斜線部分) においてトロイダル電場の加速により、放電中を通じて連続的に生成されスクレイプ・オフ層に流出してくる。  
 ダイバータ部における電子側、イオン側という概念は第 2 章第 3.2 節に述べられている。(図 2.12 および図 2.13 参照)

$$S = 2^{1/3} \pi^{-1/2} N \nu \alpha^{-1/2} \exp(-1/2 \alpha^2 - 2/\alpha - 1/2) \quad (3.9)$$

- ここに  $\alpha^2 = ET/2\pi e^3 N A$
- $N$  = 電子密度 (イオン密度と等しい)
- $T$  = 電子温度
- $\nu = 4\pi e^4 N A / \sqrt{mT^3}$   
 = 熱速度に対する電子と電子の衝突周波数
- $A$  = クーロン対数

そして  $E$  = 電場  
 である。

主プラズマ中での準熱電子の発生と、その準熱電子のセパトリックスを横切り、スクレイプ・オフ層に流出する損失とが釣りあった定常状態においては、スクレイプ・オフ層におけるそれらの電子の全電流  $I$  は次式により与えられる。(図 3.28 参照)

$$I \approx S \cdot d \cdot e \cdot 2\pi R_p \cdot 2\pi a \quad (3.10)$$

ここに  $S, d, e, R_p, a$  は、それぞれ逃走電子生成率、それらの電子が生成される領域の幅、粒子の荷数、プラズマの主半径および小半径を表わす。

DIVA においては、時間 10 ms においては ループ電圧  $V_L$  は 4 V である。DIVA の主半径  $R_p = 60$  cm であるので、電場の大きさは  $1.06 \times 10^{-2} \text{ V} \cdot \text{cm}^{-2}$  となる。この値および実験的に得られた主プラズマのセパトリックス近傍の電子温度  $T_e = 40$  eV および電子密度  $N = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  を式 (3.10) に代入することにより主プラズマの境界近傍での逃走電子生成率は次のよ

うに得られる。

$$S \sim 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (3.11)$$

上に得られた式およびDIVAにおける他のデータすなわち、スクレイプ・オフ層での準熱電子の時刻10msにおける全電流  $I = 1 \text{ A}$  (図3.25参照)、 $e \sim 1.6 \times 10^{-19} \text{ Coulomb}$ 、 $R = 60 \text{ cm}$ および $a = 10 \text{ cm}$ を式(3.10)に代入することにより次の式が得られる。

$$d \sim 3 \times 10^{-1} \text{ cm} \quad (3.12)$$

これらの電子が図3.28の斜線で示された厚さ $d$ の領域においてトロイダル電場により自由に加速されセパトリックスを横切り、スクレイプ・オフ層に流出した時の平均エネルギーが200eVとなるためには、ループ電圧が4Vであるからトロイダル方向に約50回転する必要がある。またその平均エネルギーになるに必要な時間 $t$ は、

$$t \sim 30 \times 10^{-6} \text{ s} \quad (3.13)$$

である。式(3.12)および式(3.13)を用いることにより、準熱電子が、図3.28の斜線で示された厚さ $d$ の領域を横切る拡散係数が得られる。その係数は約 $3 \times 10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ である。この結果は、ダイバータ部 $R = 40 \text{ cm}$ の近傍において異った主半径( $R$ 方向)におけるイオン飽和電流の垂直方向の空間分布より求めた荷電粒子の拡散係数 $1 \times 10^3 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ <sup>22, 24)</sup>よりも大きい。ここで、荷電粒子の拡散係数の測定原理<sup>30)</sup>をのべる。

図3.29に示されたようにダイバータ部での主半径方向の異なる2つの面において、ラングミュア・プローブにより測定されたスクレイプ・オフ層プラズマの密度分布を比較することにより、ダイバータ部での荷電粒子の拡散係数を求めた。上流側(主プラズマに近い側)の密度分布 $n_1(Z)$ を下流側(ダイバータ板に近い側)の密度分布 $n_2(Z)$ の源と考えた場合、荷電粒子の1次元拡散を仮定することにより $n_2(Z)$ を $n_1(Z)$ により次のごとくあらわすことができる。

$$n_2(Z, t) = \int G(Z, t, Z', t_0) n_1(Z', t_0) dZ' \quad (3.14)$$

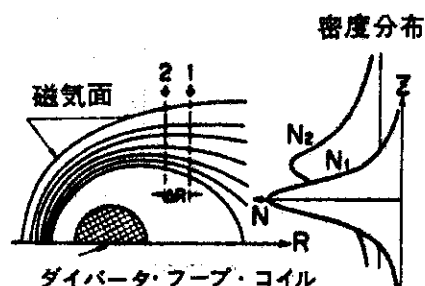


図3.29 スクレイプ・オフ層における荷電粒子の磁場を横切る拡散係数 $D$ を求めるための測定原理図。スクレイプ・オフ層において主半径方向の異なる2つの面で、ラングミュア・探針により測定した密度分布を比較することにより行なった。

ここに

$$G(Z, t, Z', t_0) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D(t-t_0)}} \exp\left\{-\frac{(Z-Z')^2}{4D(t-t_0)}\right\} \quad (3.15)$$

である。

式(3.15)における時間差 $t-t_0$ は $\Delta R B_T / v_f B_R$ により表わすことができる。 $\Delta R$ は、プローブの主半径方向での測定場所の差であり、 $v_f$ は荷電粒子のスクレイプ・オフ層での流速である。また $B_T$ および $B_R$ はトロイダル磁場およびポロイダル磁場のR方向の成分である。

以上述べたように、準熱電子が図3.28の斜線で示された厚さdの領域を横切る拡散係数が、荷電粒子の拡散係数より大きいことは準熱電子の拡散機構がクローン散乱によるのではなく、他の機構であることを示している。

それを説明するために、それらの電子のエルゴディック領域における磁場に沿っての自由運動というモデルを考えてみる。本章序で述べたように、理論によれば軸対称ダイバータのセパトリックスは厚みのない一枚の磁気面により構成されるが、非軸対称磁場により軸対称ダイバータのセパトリックス近傍に、エルゴディック領域が出現する<sup>14-17)</sup>。150eV-300eV程度のエネルギーを持った準熱電子の軌道面は、磁気面にはほぼ一致している。それゆえ、非軸対称磁場による軸対称ダイバータのセパトリックスの擾乱が、準熱電子に対する観測された主プラズマからの大きな損失率を説明できる可能性がある。

DIVAの磁気配位への非軸対称な漏洩磁場の影響を明らかにするために、非軸対称磁場の影響により軸対称セパトリックスの近傍に出現するエルゴディック領域の幅およびそれらの磁力線がダイバータ部に流出するまでのトロイダル方向の回転数を数値計算する。

非軸対称の漏洩磁場が存在しない場合のDIVAにおける軸対称磁場配位を表わすための数値計算モデルについては、本章第2節においてすでに述べた。

図3.30に、軸対称磁場配位の数値計算結果を示す。プラズマ電流環のまわりに共鳴磁気面が示されている。セパトリックスの位置は、ダイバータ・フープ・コイル電流 $I_D$ とプラズマ電流 $I_P$ の比により決められる。

この節においては、我々は次の関係で記述される非軸対称漏洩磁場を考える。

$$\begin{aligned} \tilde{B}_R &= -\alpha \sin(N\phi) \\ \tilde{B}_Z &= \frac{\alpha Z}{R} \sin(N\phi) \end{aligned}$$

ここに、 $\alpha$ は擾乱の大きさを、 $N$ は擾乱のトロイダル方向のモード数を表わす。上の関数は $\text{div } B = 0$ を満足すると同時に、子午面に対すトロイダル磁場コイルの設定誤差に起因する擾乱を模擬している。4次のルンゲ・クッタ・ジル法により擾乱を含んだ磁場方程式

$$\frac{dR}{B_R^{(0)} + \tilde{B}_R} = \frac{d\phi}{B_\phi} = \frac{dZ}{B_Z^{(0)} + \tilde{B}_Z}$$

を数値解析した。

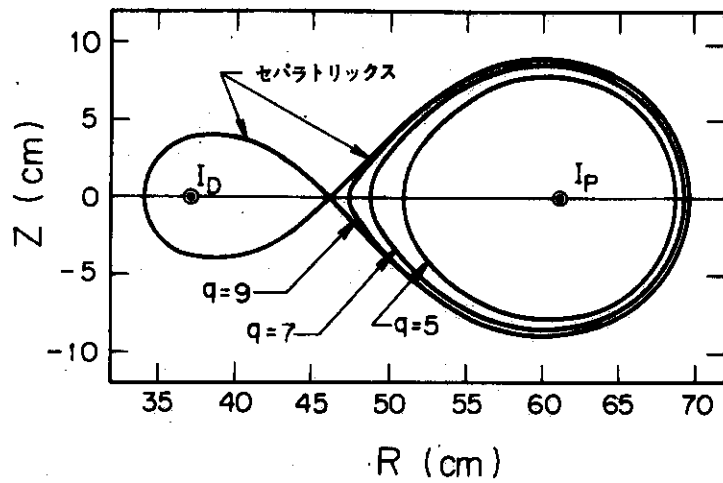


図3.30 軸対称磁場配位。

DIVAにおける軸対称磁場配位を表わすためにプラズマの位置  $R=R_P$  ( $R_P = 61\text{cm}$ ) およびダイバータ・フープ・コイルの位置  $R=R_D$  ( $R_D = 37\text{cm}$ ) にそれぞれ電流環をおいた。同じくシェル内面に磁気面を一致させるための補正コイルを主半径方向  $R = 110\text{cm}$  垂直方向  $Z = \pm 70\text{cm}$  の位置に置いた。

$I_P = -13.3\text{kA}$ ,  $I_D = -16\text{kA}$  および  $I_S = +8\text{kA}$  の場合には、セパトリティクスの零点 (null point) の位置は、赤道面上において  $R = 46.19\text{cm}$  と  $R = 46.20\text{cm}$  との間に存在する。

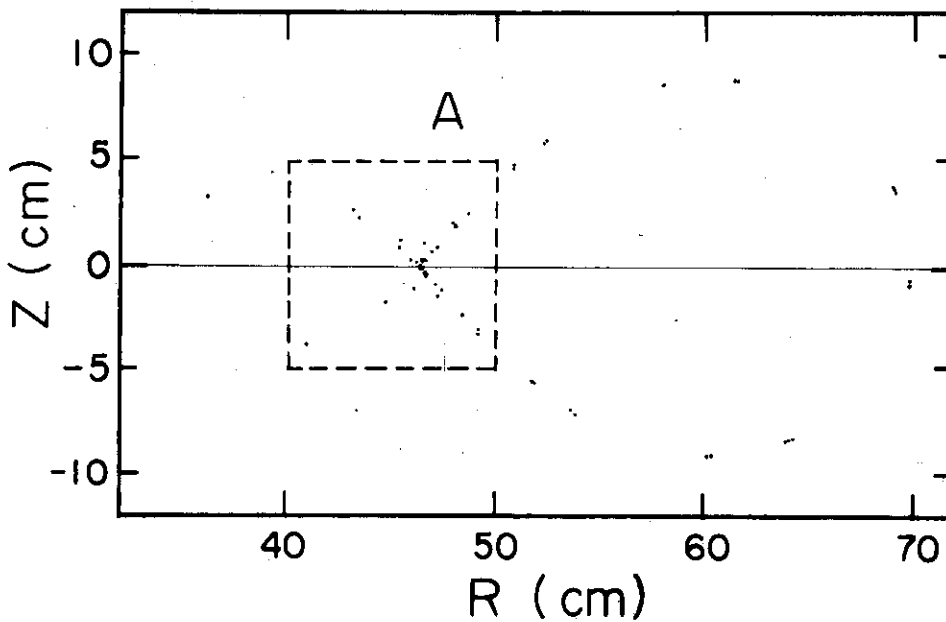


図3.31 非軸対称漏洩磁場の強度  $\alpha$  が  $10^{-3}\text{T}$  (ただしトロイダル磁場強度は  $1\text{T}$ ) およびトロイダル方向のモード数  $N$  が  $1$  の場合のセパトリティクス近傍での磁力線の振舞を示す。

この図における点は、初期値が  $R_0 = 46.46\text{cm}$ ,  $Z_0 = 0\text{cm}$  および  $\phi_0 = 0$  の磁力線がトロイダル方向に一回転するごとに  $\phi_0 = 0$  面と交叉する点を表わす。

数値誤差をチェックするために、磁力線は最終点から出発点 ( $R_0, \phi_0, Z_0$ ) に向い、同じルンゲ・クッタ・ジル法でたどられた。数値計算誤差は  $10^{-9}$  以下である。

数値計算は、DIVA のパラメタ範囲においてなされた。図 3.30 は、軸対称磁場配位の典型的な共鳴磁気面を示す。セパトリックスの零点の位置は、赤道面の  $R = 46.18 \text{ cm}$  および  $R = 46.19 \text{ cm}$  の間に存在する。

図 3.31 は  $\alpha = 10^{-3} \text{ T}$  および  $N = 1$  の場合のセパトリックス近傍での磁力線の振舞を示す。磁場方程式は、プラズマ電流方向と逆向きに、トロイダル方向に測って 70 回転、数値的に解かれた。その方向は、トロイダル電場により電子が加速される方向と一致する。この図における点は、初期値が  $R_0 = 46.46 \text{ cm}$ 、 $Z_0 = 0 \text{ cm}$  および  $\phi_0 = 0$  の磁力線が、トロイダル方向に一回転するごとに  $\phi_0 = 0$  面と交叉する点を表わす。この磁力線は、トロイダル方向に 52 回転したのち閉じ込め領域からダイバータ部へ流出する。図 3.31 の領域 A を拡大して図 3.32 に示す。実線

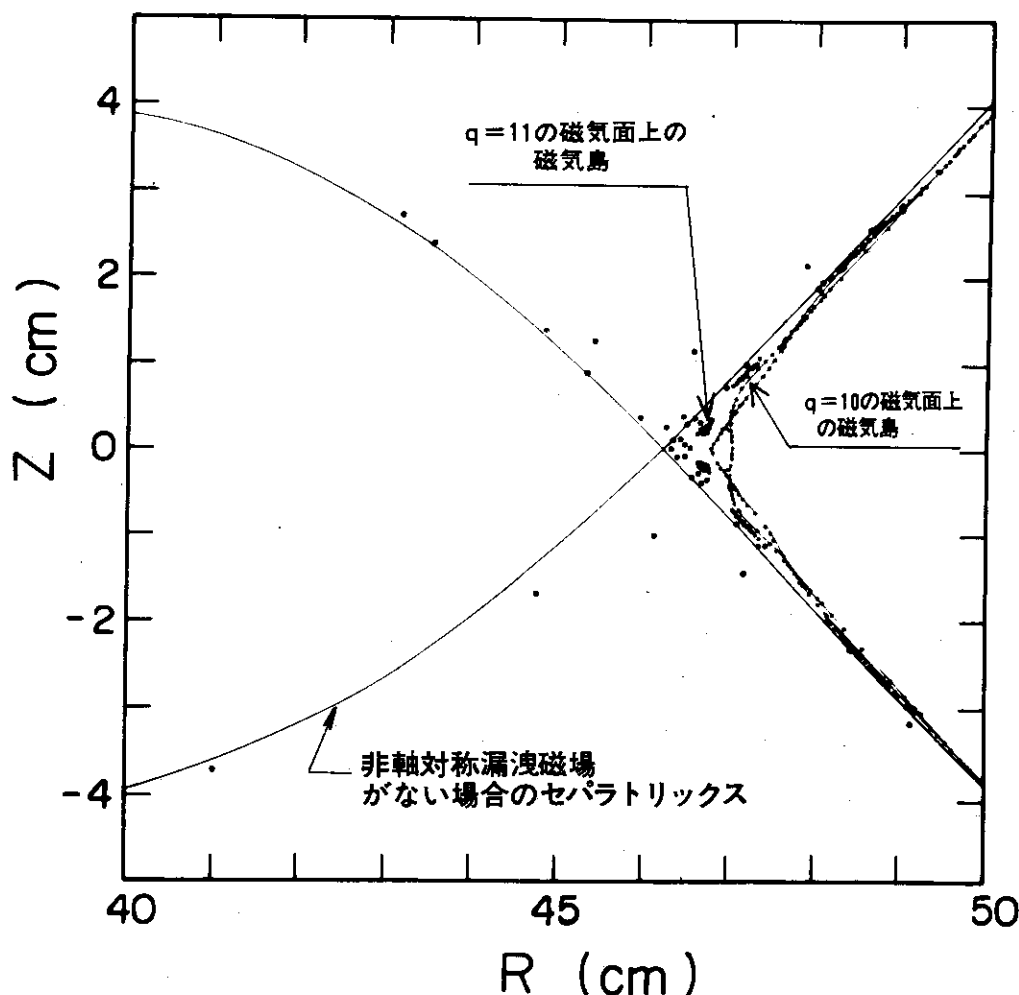


図 3.32 図 3.31 の領域 A を拡大したもの。

この図において非軸対称漏洩磁場による擾乱がない場合の安全係数  $q=10$  の共鳴磁気面上に磁気島を、また同じく安全係数  $q=11$  の共鳴磁気面上に小さな磁気島を見つけることができる。

実線は、非対称漏洩磁場がない場合のセパトリックスの位置を示す。



は擾乱がない場合のものとセパトリックスの位置を示す。我々は、この図において、もとの擾乱のない場合の安全係数  $q = 10$  の共鳴磁気面上に磁気島を、また同じく安全係数  $q = 11$  の共鳴磁気面上においては小さな磁気島を見つけることができる。表 3.2 は閉じ込め領域からダイバータ部に流出するまでの磁力線のトロイダル方向の回転数を示す。おのおのの磁力線は、エルゴディック領域での赤道面から出発している。

表 3.2 トロイダル方向の回転数

初期値 $Z_0 = 0 \text{ cm} \cdot \phi_0 = 0$	ダイバータ部に流出 するまでの回転数
$R_0 = 46.38 \text{ cm}$	~ 40
$R_0 = 46.46 \text{ cm}$	~ 52
$R_0 = 46.50 \text{ cm}$	~ 26
$R_0 = 46.55 \text{ cm}$	~ 26
$R_0 = 46.62 \text{ cm}$	~ 64

以上の数値計算結果は、 $\alpha = 10^{-3} \text{ T}$  および  $N = 1$  の場合には、閉じ込め領域からダイバータ部に磁力線が流出するまでの平均トロイダル回転数が 50 回であるエルゴディック領域が数 mm セパトリックス近傍に存在することを示している。

このエルゴディック領域において発生した準熱電子は、主プラズマ中において主プラズマとほとんど衝突することなく、エルゴディック領域に存在する磁場に沿ってトロイダル方向に運動する。その準熱電子はトロイダル方向に 1 回転するごとにループ電圧 に等しい 4 eV のエネルギーをもらい、トロイダル方向に平均的に約 50 回転して 200 eV 程度のエネルギーを持ってスクレイプ・オフ層に流出する。

エルゴディック領域において発生する準熱電子の発生率が、レベデフにより得られた逃走電子生成率  $S$  に DIVA の主プラズマ境界における実験的に得られた電子温度および電子密度を代入した値  $S \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  に等しく、またこれらの準熱電子の発生率と主プラズマのエルゴディック領域からスクレイプ・オフ層に流出する損失率とが等しい定常状態においては、スクレイプ・オフ層に存在するそれらの準熱電子の電流量は、1 A 程度となり、実験的に得られた値を説明することができる。

以上により  $\alpha = 10^{-3} \text{ T}$  の漏洩磁場が、準熱電子の主プラズマからセパトリックスを横切り、スクレイプ・オフ層に流出する機構およびスクレイプ・オフ層でのそれらの電子の量を説明することができる。

$\alpha = 10^{-3} \text{ T}$  および  $N = 1$  の条件は、トロイダル・コイルが子午面に対して 0.1 度傾むいたことに対応している。

最後に、非軸対称漏洩磁場の本章第 2 節で述べた高エネルギー電子流の軌道面への影響およびスクレイプ・オフ層での熱流束密度への影響について考えてみる。図 3.32 は、非軸対称漏洩磁場により、もとのセパトリックス近傍の磁場が広がりを持つことを示している。図 3.33 は、高

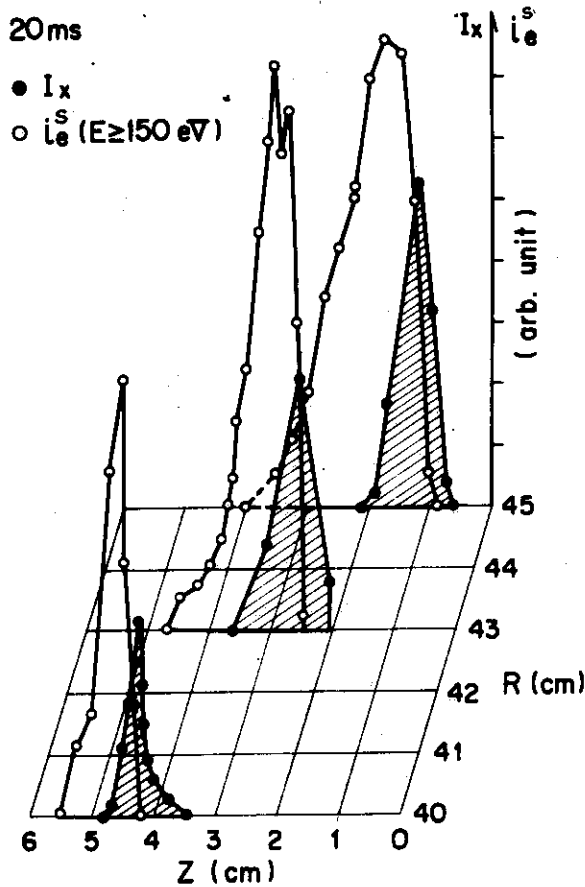


図 3.33

時刻 20 ms における高エネルギー電子流および準熱電子のダイバータ部での垂直方向 (Z 方向) の空間分布。

●印: 高エネルギー電子流による X 線ターゲットからの制動輻射強度

○印: 150 eV 以上の準熱電子の粒子束

エネルギー電子流による X 線ターゲットからの制動輻射強度および準熱電子の粒子束の  $R = 40, 43, 45$  cm の 3 面での時間 20 ms での垂直方向の空間分布を示す。  $R = 45$  cm はセパトリックスの零点の近傍に位置しているが、主プラズマの外側である。この図により、準熱電子ばかりでなく高エネルギー電子もダイバータ部において、垂直方向にそって広く分布していることがわかる。

高エネルギー電子の垂直方向の空間分布の半値幅は、約 10 mm である。我々は本章第 2 節において 10 keV から 100 keV 程度の高エネルギー電子流の軌道面を数値解析した。それによれば、10 keV から 100 keV 程度の高エネルギー電子流のダイバータ部における軌道面の差は約 3 mm 程度であった (図 3.7)。このことは、高エネルギー電子のエネルギーのちがいにより軌道面の空間的な広がりを説明することができないことを示している。

高エネルギー電子流の軌道面のダイバータ領域での広がりを説明する他の可能なものとしては、セパトリックスの零点の移動があるが、観測によればそれは 3 mm 以下であり、  $R = 40$  cm において、高エネルギー電子流の軌道面に 1.5 mm 以下の広がりしかもたらさない。それゆえ、セパトリックスの零点の移動により、高エネルギー電子流の軌道面の広がりを説明できない。

以上の結果は、非軸対称漏洩磁場が高エネルギー電子流の軌道面を広げていると考えられる。ところで、高エネルギー電子流や、準熱電子は、スクレイプ・オフ層での熱流束密度において重要な役割を担っている。非軸対称漏洩磁場は、セパトリックス近傍の磁気面を広げることによりダイバータ板 (中性化板) への熱流束密度を軽減することができる可能性がある。

### 3.6 結論

我々は、DIVAにおけるセパトリックス付きトカマク配位を実験的に調べることにより、以下の結論を得た。

- 1) セパトリックス付きトカマク・プラズマの平衡配位が、全放電時間を通じて安定に存在する。

ダイバータ付きトカマク・プラズマの平衡配位は、以下の条件において存在する。

$$2.0 \geq I_D / I_P \geq 0.7$$

ここに  $I_D$  はダイバータ・フープ・コイル電流、また  $I_P$  はプラズマ電流をあらわす。

- 2) セパトリックスの零点近傍において、電流の集中は観測されない。
- 3) 動的磁気リミタ（ダイバータ・フープ・コイル電流変調）の基礎実験を行なった。

セパトリックスを放電中に位置不安定性を起こすことなく、安定に変化させることができる。しかしながら、動的磁気リミタの主プラズマ中での粒子輸送、熱輸送にあたる影響についての研究は残された問題である。

- 4) 非軸対称漏洩磁場により、セパトリックス近傍にエルゴディック領域が存在する。

○ 軸対称ダイバータのセパトリックスは、一枚の磁気面によりできており、セパトリックス上において、ポロイダル磁場が零となる点（零点）が存在する。すなわち、セパトリックス近傍において、安全係数  $q$  は無限大となるが、非軸対称漏洩磁場によりセパトリックス近傍にエルゴディック領域が存在し、エルゴディック領域の内側が主プラズマのもっとも外側の磁気面となるため、軸対称ダイバータにおいて非軸対称漏洩磁場が存在する場合には、セパトリックス近傍においては、安全係数は有限な値にとどまる。

○ スクレイブ・オフ層に存在する準熱電子（150 eV—300 eV 程度）は、主プラズマのセパトリックス近傍のエルゴディック領域においてトロイダル電場の加速により発生した逃走電子が磁力線に沿ってスクレイブ・オフ層に流出して来たものである。

- 5) セパトリックス近傍でのエルゴディック領域の存在により、高エネルギー電子流（10 keV—100 keV 程度）の軌道面が影響をうける。また、スクレイブ・オフ層での熱流束密度を軽減させることができる可能性がある。

## 文献 (第3章)

- 1) MUKHOVATOV, V. S., SHAFRANOV, V. D., Nucl. Fusion 11 (1971) 605.
- 2) GREENE, J. M., JOHNSON, J. L., WEIMER, K. E., Phys. Fluids 14 (1971) 617.
- 3) MAEDA, H., SHIMOMURA, Y., KITSUNEZAKI, A., YOSHIKAWA, M., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 5462 (1973) (in Japanese).
- 4) SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., KITSUNEZAKI, A., YOSHIKAWA, M., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 5621 (1974) (in Japanese).
- 5) KITSUNEZAKI, A., MAEDA, H., SHIMOMURA, Y., Nucl. Fusion 14 (1974) 747.
- 6) MARDER, B., WEITZER, H., Plasma Phys. 12 (1970) 435.
- 7) SUZUKI, Y., Nucl. Fusion 14 (1974) 345.
- 8) YAMAMOTO, S., SENGOKU, S., KIMURA, H., SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., et al., Nucl. Fusion 18 (1978) 205.
- 9) SHIMOMURA, Y., OHTSUKA, H., MAEDA, H., YAMAMOTO, S., KIMURA, H., et al., Nucl. Fusion 16 (1976) 587.
- 10) SHIMOMURA, Y., NAGASHIMA, T., KITSUNEZAKI, A., MAEDA, H., OHTSUKA, H., et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6102 (1975).
- 11) YAMAMOTO, S., SENGOKU, S., UEDA, N., NAGAMI, M., KIMURA, H., et al., Bull. Am. Phys. Soc. 21 (1976) 1178 .
- 12) HAGENOW, K. V., LACKNER, K., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 7th Europ. Conf. Lausanne, 1975) 1 (1975) 19.
- 13) MATSUDA, S., YOSHIKAWA, M., Japan J. Appl. Phys. 14 (1975) 87.
- 14) GIBSON, A., Phys. Fluids 10 (1967) 1553.
- 15) FILONENKO, N. N., SAGDEEV, R. Z., ZASLAVSKY, G. M., Nucl. Fusion 7 (1967) 253.
- 16) FREIS, R. P., HARTOMAN, C. W., HAMZEH, F. M., LICHTENGERG, A. J., Nucl. Fusion 13 (1973) 533.
- 17) TOMITA, Y., SEKI, S., MOMOTA, H., J. Phys. Soc. Japan 42 (1977) 687.
- 18) KIMURA, H., MAEDA, H., UEDA, N., SEKI, M., KAWAMURA, H., YAMAMOTO, S., et al., Nucl. Fusion 18 (1978) 1195.
- 19) VLASENKOV, V. S., LEONOV, V. M., MEREZHKIN, V. G., MUCHOVATOV, V. S., Nucl. Fusion 13 (1973) 509.
- 20) VON GOELER, S., STODIEK, W., SAUTHOFF, N., SELBERG, H., 3rd Int. Symp.

Toroidal Plasma Confinement (Garching, 1973) paper B-25.

- 21) SPONG, D. A., CLARKE, J. F., ROME, J. A., KAMMASH, T., Nucl. Fusion 14 (1974) 397.
- 22) KIMURA, H., NAGAMI, M., YAMAMOTO, S., UEDA, N., OHTSUKA, H., et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6971 (1977)
- 23) HSUAN, H., OKABAYASHI, M., EJIMA, S., Nucl. Fusion 15 (1975) 191.
- 24) SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., OHTSUKA, H., KITSUNEZAKI, A., NAGASHIMA, T., YAMAMOTO, S., et al., Phys. Fluids 19 (1976) 1635.
- 25) MAEDA, H., FUJISAWA, N., SHIMOMURA, Y., FUNAHASHI, A., OHTSUKA, H., YAMAMOTO, S., et al., in Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 2, IAEA, Vienna, (1977) 289.
- 26) SYROVAT-SKII, S. I., Sov. Phys. JETP 23 (1966) 754.
- 27) KIMURA, H., OHTSUKA, H., MAEDA, H., SHIMOMURA, Y., YAMAMOTO, S., et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6861 (1977).
- 28) TRUBNIKOV, B. A., Reviews of Plasma Physics (LEONTOVICH, M. A., Ed.) 1 Consultant Bureau, New York (1966).
- 29) LEBEDEV, A. N., JETP 48 (1965) 1393 [Soviet Phys. JETP 21 (1965) 931].
- 30) OHTSUKA, H., KIMURA, H., SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., YAMAMOTO, S., et al., Plasma Physics 20 (1978) 749.

## 第4章 不純物および閉じ込め特性におよぼすダイバータ効果

### 4.1 序

この章においては、ダイバータの不純物および閉じ込め特性におよぼす効果について述べる。まず、ダイバータを働かせた場合と働かせていない場合のプラズマの配位について述べる。図4.1にダイバータを働かせた場合、および働かさない場合のプラズマ配位の概念図を示す。

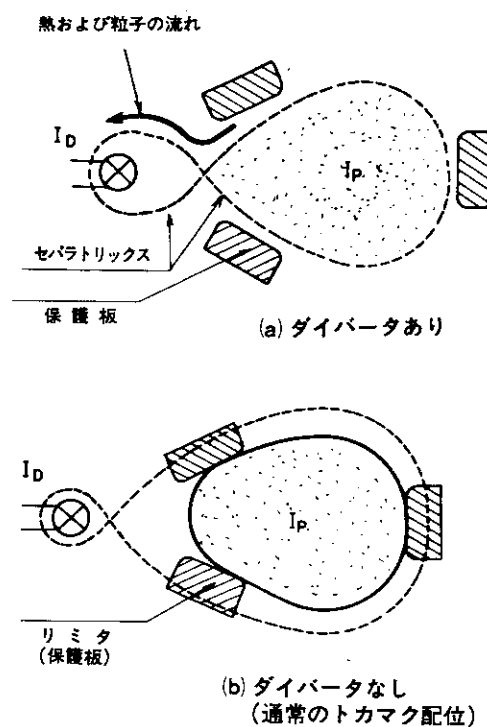


図4.1 DIVAにおけるダイバータ付きトカマク配位（ダイバータあり）と通常のカマク配位（ダイバータなし）の概念図。通常のカマク配位においては  $I_D/I_p = 0.46$  と設定し、保護板によりプラズマ境界を決めた。すなわち保護板をリミタとして用いた。両者の場合において有効プラズマ半径を  $9\text{ cm}$  に設定した。

第3章においてDIVAにおいては  $I_D/I_p \geq 0.7$  において、ダイバータ配位が存在することを示した。ここに  $I_D$  はダイバータ・フープ・コイル電流を  $I_p$  はプラズマ電流をあらわす。ダイバータを働かさない配位は、 $I_D/I_p = 0.46$  と設定することにより得られた。また、この場合には保護板（第2章第2節参照）を、リミタとして用いた。そして、ダイバータを働かせた場合および働かさない場合の両方においてプラズマ半径を  $9\text{ cm}$  に設定した。DIVAにおいて、トロイダル磁場強度を

1 T から 2 T に増加することにより、以下に述べるような広範囲のプラズマ・パラメタにわたり、ダイバータの不純物および閉じ込め特性におよぼす効果を調べる事が可能となった。

軸対称ダイバータ付きトカマクのセパトロックス上においては、安全係数  $q$  は、非軸対称漏洩磁場が存在しなければ無限大であるが、実際の装置においては非軸対称漏洩磁場の存在により有限な値になっていることを前章において述べた。また、ダイバータ付きトカマクの断面は非円形である。我々は、ダイバータを働かせた場合における主プラズマ境界における安全係数  $q_a$  を、非円形断面を持った同じ大きさの通常のトカマク境界における安全係数により次のように定義した。(第1章序論式(1.8)参照)

$$q_a = \frac{\ell^2 B_T}{2\pi R_p \mu_0 I_p}$$

ここに  $\ell$  はプラズマ周長であり、 $R_p$  は主プラズマ半径、 $B_T$  はトロイダル磁場および  $I_p$  はプラズマ電流を示す。

トロイダル磁場  $B_T$ 、プラズマ電流  $I_p$  をそれぞれ次の範囲で変化させた。

$$B_T = 0.8 \sim 2 \text{ T},$$

$$I_p = 8 \sim 53 \text{ K A}$$

またその時の安全係数  $q_a$  の範囲は、

$$q_a = 2.6 \sim 5.9 \text{ である。}$$

その時得られた主プラズマのプラズマ・パラメタである中心電子温度  $T_{eo}$ 、中心イオン温度  $T_{io}$  および、中心電子密度の範囲は以下のごとくである。

$$T_{eo} = 200 \sim 700 \text{ eV}$$

$$T_{io} = 60 \sim 500 \text{ eV}$$

$$n_{eo} = (1.5 \sim 8.0) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}.$$

またスクレイブ・オフ層プラズマのプラズマ・パラメタである電子温度  $T_{es}$ 、イオン温度  $T_{is}$  および電子密度  $n_{es}$  は以下のごとくである。

$$T_{es} = 20 \sim 100 \text{ eV}$$

$$T_{is} = 20 \sim 60 \text{ eV}$$

$$n_{es} = (1.5 \sim 5.0) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}.$$

我々は以下に述べる理由により、トロイダル磁場強度を 1 T から 2 T に増力した時に、ダイバータ部でのチタン蒸着関係の機器を除去した。

第2章において述べたように、DIVAにおいて金蒸着されたシェル内面を用いることにより、軽元素不純物のプラズマ中での密度を1%以下に減少させることができた。また、第1章序において述べたように、トカマク・プラズマにおける条件出し (conditioning) の技術の進歩により、テイラー洗浄<sup>1)</sup>を用いることにより特殊な壁を用いることなしに軽元素不純物が軽減できることが明らかとされ、軽元素不純物に対してはダイバータによる制御が重要ではなくなってきた。一方、前章第3節において、ダイバータ部でのプラズマと壁との主たる相互作用場所は、附属シ

ェルおよびチタン線支持銅棒であることをたしかめた。また、附属シェルからの不純物による輻射損失の主プラズマからの輻射損失に占める割合の大きいことも明らかとした。<sup>2)</sup> このような理由によりチタン蒸着関係の機器であるチタン線、チタン線支持銅棒および附属シェルを除去した。

図4.2は、真空容器内改造前（上半面）および改造後（下半面）のダイバータ部における、荷電粒子束の2次元分布を示す。改造後は荷電粒子はダイバータ部に導びかれて、ダイバータ板（中性化板）およびその近傍の真空容器壁と相互作用していることがわかる。また第1章序論において述べたように、ダイバータ部のスクレイブ・オフ層プラズマにアルミニウム原子を注入するという、ダイバータ部から主プラズマへの不純物の逆流に関する定量的な実験によれば、注入されたアルミニウム原子の0.3%のみが逆流すること、および逆流の割合はダイバータ部での不純物の発生場所から主プラズマへの磁力線の距離に依存することが、最近DIVAにより明らかにされた。<sup>3)</sup>

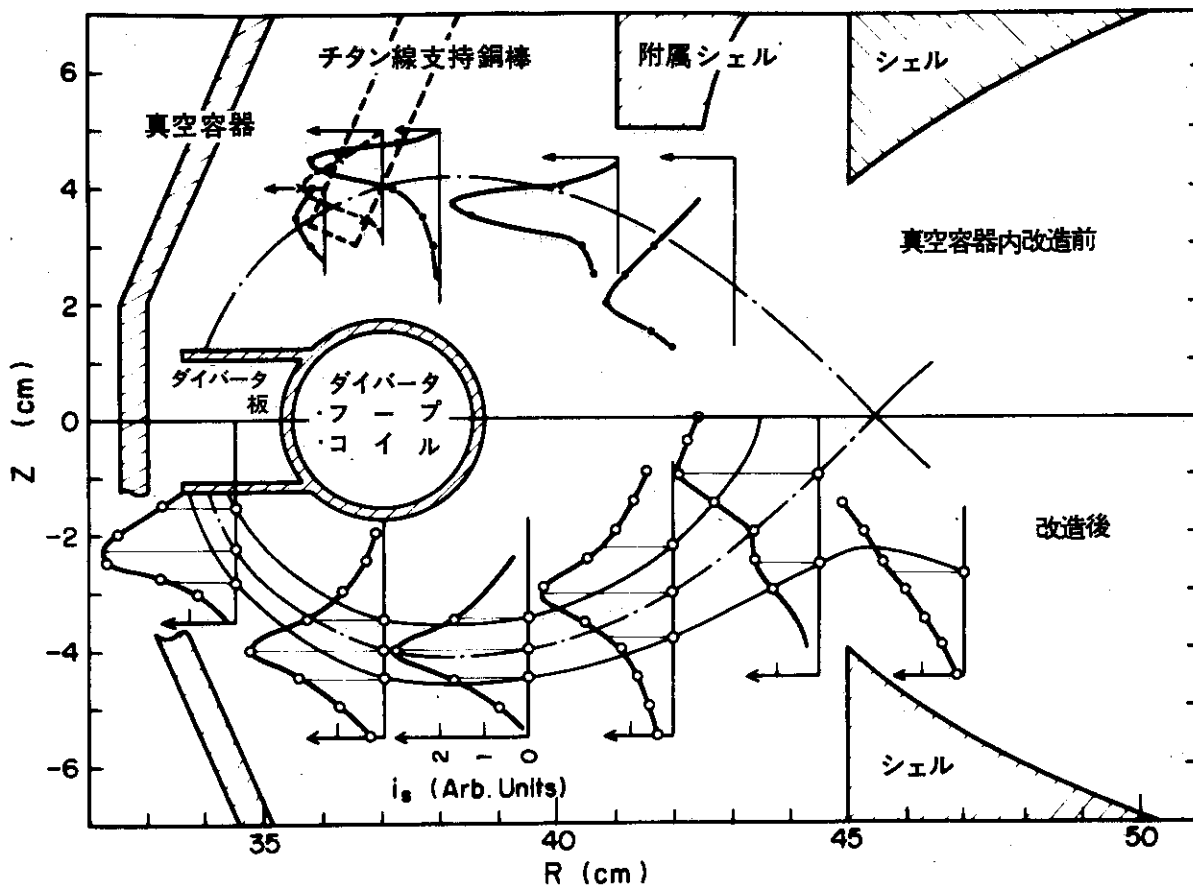


図4.2 真空容器内改造前（赤道面に対して上半面）および改造後（下半面）におけるスクレイブ・オフ層での荷電粒子束の空間分布（図3.15、図3.16参照）。真空容器内改造において、ダイバータ部でのチタン蒸着関係の機器（チタン線、チタン線支持銅棒および附属シェル）を除去した。改造後は、荷電粒子はダイバータ部に導びかれダイバータ板（中性化板）およびその近傍の真空容器壁と相互作用していることがわかる。



以上のことを考慮すれば、真空容器内改造後のほうが、改造前に比べてダイバータ部で発生した不純物の逆流という問題に関しては、より改善されていると思われる。すなわち、真空容器内改造により、ダイバータ部におけるプラズマと壁との相互作用場所を附属シェルおよびチタン線支持棒から、主プラズマからより遠くはなれたダイバータ板および真空容器壁に移動させたこと。言い換えれば、不純物発生場所を主プラズマからより遠い場所に持っていくことにより、ダイバータ部で発生した不純物の逆流をより少なくした。また、第2章において述べたように、ダイバータ部に流入した熱流束および、荷電粒子はチタン線支持棒によりダイバータ板への流入が遮断されており、チタン線支持棒がポロイダル・リミタの役割をしていたが、改造後はダイバータ板および真空容器壁に熱流束、荷電粒子束が一樣に流入するため、熱の集中に起因する不純物の発生が、緩和されたと考えられる。

次に本章の内容について述べる。

まず、セパトリック付きトカマク・プラズマの磁気流体的性質と、通常のトカマクの磁気流体的性質との比較を行なうため、通常のトカマクにおいて観測されている負スパイク (negative spike) 時に、ポロイダル磁場にあらわれる  $m=2$  プリカーサ振動<sup>4,5)</sup> および、通常のトカマクにおいてよく調べられている鋸歯状波振動 (sawtooth oscillation) について調べる。セパトリック付きトカマク・プラズマにおいても通常のトカマクと同様、ループ電圧に負スパイクが発生する直前において  $m=2$  プリカーサ振動が観測されること、また、電子温度の空間分布は、主プラズマの中心部において発生する鋸歯状波振動により規定されることを示す。

トカマクにおいて最も基本的な量であり、比例則の確立しているイオン温度およびプラズマ電子密度について調べ、ダイバータを働かせた場合においても、プラズマの中心のイオン温度は Artsimovich のスケーリング則<sup>7)</sup> に従うこと、最大線平均密度は Murakami のスケーリング則<sup>8)</sup> に従うことを示す。

DIVAにおいては、シェルおよび真空容器へのイオン飽和電流を測定することにより、静電的手段を用いて平均的な粒子閉じ込め時間を測定することができる。広範囲のプラズマ・パラメータにわたり、それらを測定することによりダイバータを働かせた場合および働かさな場合におけるそれらの平均的な粒子閉じ込め時間に対する比例則を得た。両者には顕著な差違が見い出せないことを示す。<sup>9)</sup>

続いて不純物による輻射損失に対するダイバータ効果を調べ、ダイバータによる輻射損失の軽減を実証する。またダイバータを働かせた場合および働かさな場合の両者において、エネルギー閉じ込め時間に対する比例則を得た。両者においてエネルギー閉じ込め時間は、ALCATORで求められたエネルギー閉じ込め時間に対する比例則<sup>10)</sup> に一致することを示す。またダイバータは、エネルギーの閉じ込め時間をも改善することを示す。<sup>9)</sup>

最後に、そのダイバータによるエネルギー閉じ込め時間の改善の原因を明らかとするために、ダイバータを働かせた場合と、働かさな場合のそれぞれの場合の主プラズマ中での熱拡散係数を実験的に求め、ダイバータの主プラズマへの熱輸送過程への影響がないことを示す。<sup>11)</sup> 以上の結果によりダイバータは、不純物による主プラズマからの輻射損失を減少させ、電子温度の空間分布をプラズマ中心のみが高温であるいわゆるピーキングした空間分布ではなく、プラズマ径方向に電子温度の高い温度領域がひろがった、より広い空間分布いわゆるブロードな空間分布とする

ことにより、その結果としてエネルギー閉じ込め時間を改善できることを示す。

最後に、この章の構成について述べる。第2節においてセパトリックス付きトカマク配位の電磁流体的性質について述べる。第3節において、イオン温度および電子密度について述べる。第4節において、ダイバータの不純物に対する効果について述べる。第5節において、ダイバータの閉じ込め特性におよぼす効果について述べる。第6節に結論を述べる。

## 4.2 磁気流体的性質

第1章序論において、通常のとカマク配位におけるとカマク・プラズマの磁気流体的性質について述べた。本節においては、セパトリックス付きとカマクの磁気流体的性質についての実験結果について述べる。

ポロイダル磁場の振動は、シェル内面に設置された21個のプロープを用いて測定した。また主プラズマ中の内部モードの測定は、主プラズマ中から放出される軟X線をピン・ダイオードを用いて測定した。

通常のとカマクにおいて、ループ電圧に負スパイクが観測されるようなプラズマ条件において、その負スパイクがあらわれる直前に、ポロイダル・モード数  $m=2$  のプリカーサ振動が、ポロイダル磁場に観測されることがよく知られている。<sup>4,5,12)</sup>

我々は、ダイバータを働かせた場合において、負スパイクが観測される条件でポロイダル磁場の振動を測定した。

図4.3は、ダイバータを働かせた場合における、負スパイクが観測される放電条件でのポロイ

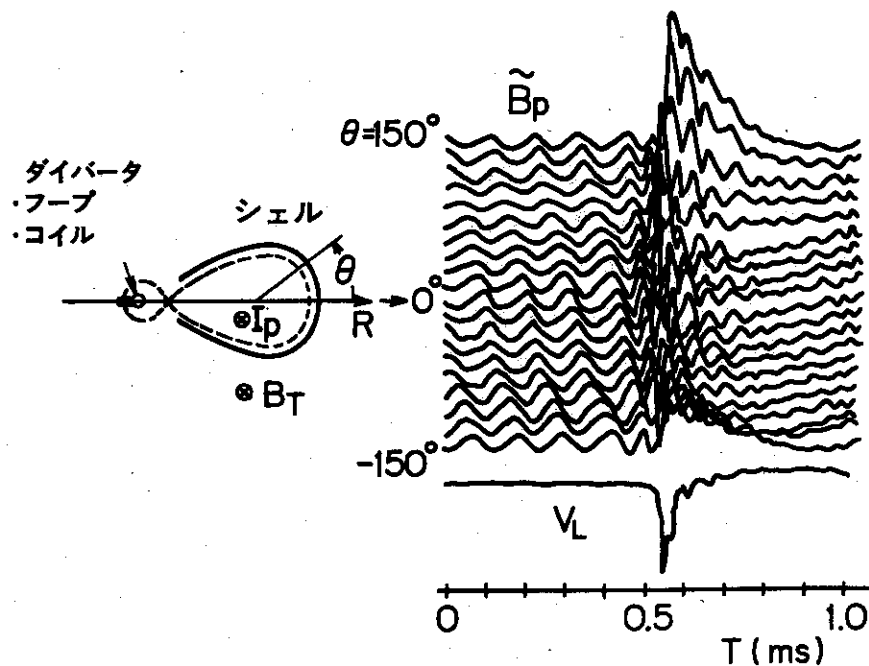


図4.3 ループ電圧  $V_L$  に負スパイク (negative spike) が現われる直前に観測されるポロイダル磁場の  $m=2$  プリカーサ振動。  
シェル内面に設置した21個の磁気プロープにより測定した。

ダル磁場の振動を示す。通常のトカマクと同じように、ループ電圧に負スパイクがあらわれる直前において  $m=2$  ブリカーサ振動があらわれることがわかる。この実験は、トロイダル磁場増力前のトロイダル磁場 1 T における実験であり、この時には安全係数 (safety factor)  $q_a$  が、3.5 以下において負スパイクが発生した。しかしながら、トロイダル磁場を 2 T に増力後のトロイダル磁場 2 T の実験では、 $q_a$  が 2.6 以上においては負スパイクが観測されない。残念ながら、鉄心の容量により  $q_a \lesssim 2.6$  の実験ができなかったが、このように  $q_a$  が小さな値をとることができるようになったのは、トロイダル磁場を増力することにより、ダイバータによる熱除去効率が増し、主プラズマと壁との相互作用が減少し、プラズマへの不純物の流入が減少したためと考えられる。このことに関しては、本節の最後においてもう少し詳しく述べる。

次に、セパトリックス付きトカマクの主プラズマ中に観測される内部モードと、電子温度の空間分布との関連について述べる。通常のとカマクでは、ある適した実験条件において磁気軸近傍に磁気流体的不安定性が存在することが観測されている。<sup>6,12-15)</sup> たえば ST においてなされた軟 X 線の測定において鋸歯状波振動が観測されている。この振動は、内部破壊不安定性 (internal disruptive instability) によることが、フォン・ゲラー (S. von Goeler) により明らかにされた。<sup>6)</sup> そしてこの内部破壊不安定性は、プラズマ全体としての閉じ込めは破壊しないが、磁気軸近傍での熱輸送係数を増大させ、電子温度の中心での平坦化をもたらす。

図 4.4 に DIVA において行なわれたピン・ダイオード (silicon surface-barrier detector) による軟 X 線の測定系、軟 X 線信号の時間変化のオシログラフおよび水平コードにおいて測定した軟 X 線信号の空間分布を示す。ピン・ダイオードを垂直方向 (Z 方向) に駆動して軟 X 線の測定を行なった。ピン・ダイオードの光遮蔽として  $1.5 \mu\text{m}$  のアルミニウム箔を用いた。これらの測定系における軟 X 線のエネルギーの測定範囲は、0.3 keV から 10 keV である。空間分解能は約 1 cm である。図 4.4-(b) は垂直方向の異った 2 点で、水平コードにおいて測定した軟 X 線信号強度の時間変化のオシログラフである。2 つの信号に現われる鋸歯状波振動の振舞いが逆転していることがわかる。図 4.4-(c) は、DIVA においてダイバータを働かせた場合における水平方向のコードで測定した軟 X 線信号強度  $A$  および鋸歯状波振動成分の強度  $\hat{A}$  の空間分布を示す。鋸歯状波振動成分の強度の空間分布は、節を持っておりその節を境にして鋸歯状波振動の振舞いが逆転する。この節は安全係数  $q$  が 1 において起こることが明らかにされている。<sup>6)</sup>

鋸歯状波振動が起こる原因は、次のように説明されている。<sup>16)</sup> 図 4.5 は鋸歯状波振動が起こる原因を説明するための模式図である。ピン・ダイオードにより測定した軟 X 線信号の時間的な振舞いと、それぞれの時間に対応する電子温度の空間分布および、安全係数  $q$  の空間分布を示す。ジュール加熱の特徴として温度の高い中心部に電流が集中する傾向がある。時刻  $t_2$  から  $t_4$  においてはジュール加熱により温度が上昇し、そのため抵抗が減少しますます電流が集中することになる。この段階が鋸歯状波振動のゆっくりした立ち上げ段階に対応している。プラズマ中心において電流が集中することによりプラズマ中心での安全係数  $q(0)$  が 1 を切るようになる。プラズマ中心部での安全係数  $q(0)$  の 1 よりの変化分を次式により定義する。

$$\Delta q \equiv 1 - q(0) \quad (4.1)$$

$\Delta q$  が増大すると、安全係数  $q = 1$  を満たす特異面の位置、半径  $r_s$  においてポロイダル・モード数  $m=1$ 、トロイダル・モード数  $n=1$  のテェアリング・モードが成長しはじめる。ピン・ダイ

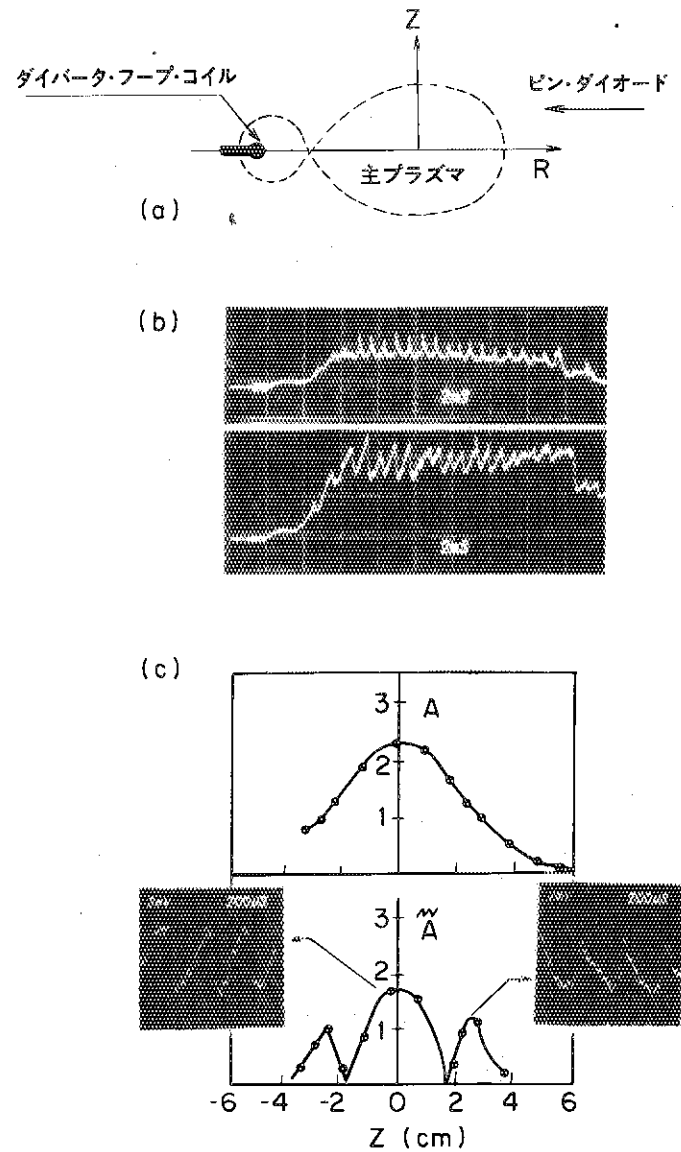


図 4.4 ピン・ダイオードを用いた軟 X 線の測定系およびその信号

(a) ピン・ダイオードを垂直方向 (Z 方向) に駆動して各水平コードにおいて軟 X 線信号を測定した。ピン・ダイオードの光遮蔽として  $1.5 \mu\text{m}$  のアルミニウム箔を用いた。

これらの測定系における軟 X 線のエネルギーの測定範囲は  $0.3 \text{ keV}$  から  $10 \text{ keV}$  である。

(b) 垂直方向 (Z 方向) の異った 2 点で、水平コードにおいて測定した軟 X 線強度の時間変化のオシログラフ。2 つの信号に現われる鋸歯状波振動 (sawtooth oscillation) の振舞いが逆転していることがわかる。

(c) DIVA においてダイバータを働かせた場合における水平方向のコードで測定した軟 X 線信号強度  $A$  および鋸歯状波振動成分の強度  $\tilde{A}$  の空間分布。

鋸歯状波振動成分の強度の空間分布は節を持っており、その節を境として鋸歯状波振動の振舞いが逆転する。

この節は安全係数  $q$  が 1 において起こる。

オードによる鋸歯状波振動の信号の上に乗ってくる高周波成分が、この $m=1, n=1$ テェアリング・モードである。図4.5-(b)に示すようにテェアリング・モードにより $q=1$ 磁気面上に磁気島があらわれる。ディアマグ効果により修正をうけた $m=1, n=1$ テェアリング・モードが非線形的に成長するに従い、その $q=1$ 磁気面上の磁気島の大きさは、半径 $r_s$ 程度になり $q=1$ 磁気面内部の磁気面を破壊し、エルゴディック領域を作り出す。そのために $q=1$ 磁気面内部での熱輸送係数が増大して、その磁気面内部のエネルギーを急激に外部に放出する。この段階が鋸歯状波振動の破壊段階に相当する。逆に $q=1$ 磁気面の外部においては急激にエネルギーが増大し、軟X線信号に急激なる立ち上げの鋸歯状波振動が観測される。これが周期的に繰り返えられるのが鋸歯状波振動である。しかもこの破壊はトーラス方向にわたり、同一時刻に起こるので $m=0, n=0$ モードのような振舞いをする。カドムチェフ (Kadomtsev) によれば鋸歯状波振動の破壊段階においては、プラズマの中心 $r=0$ から $r_0 = \sqrt{2} r_s$ の範囲までエルゴディック領域になるとされている。<sup>17,18)</sup>ここに $r_s$ はさきに述べた安全係数 $q=1$ を満たす特異面の位置である。

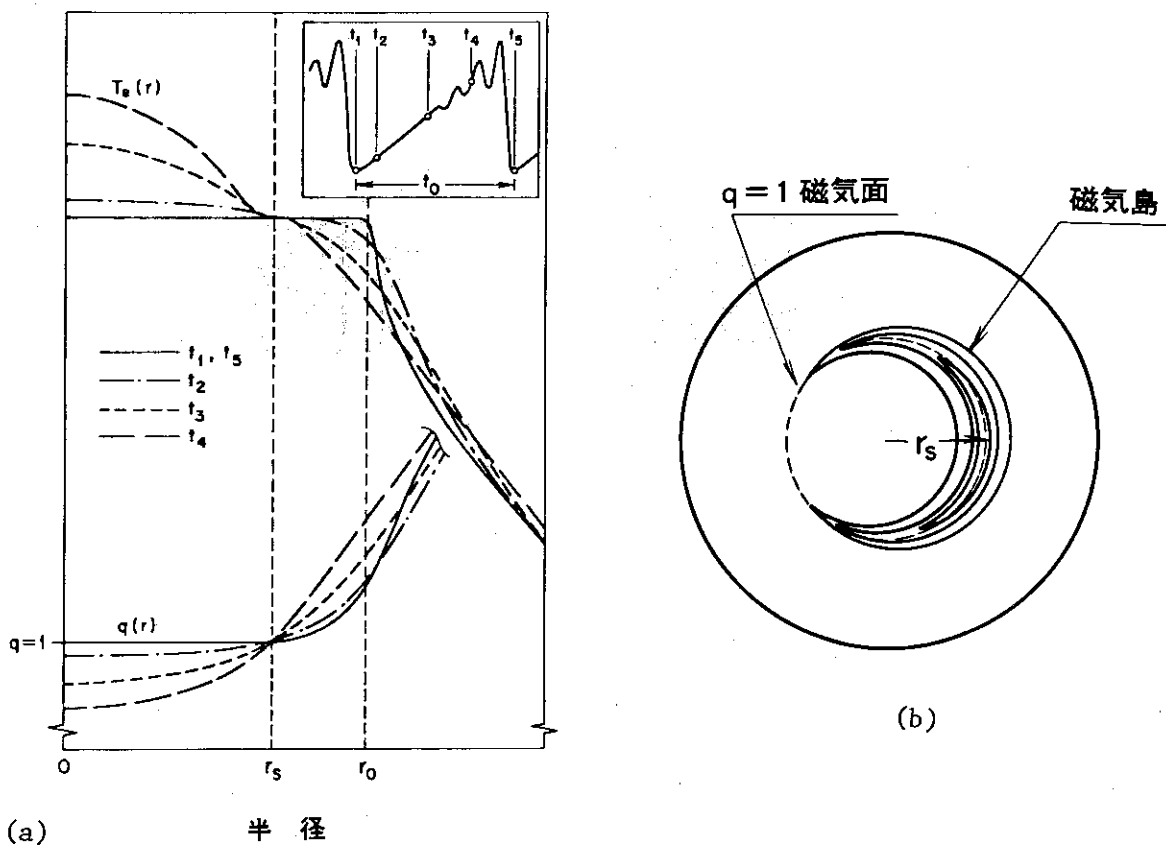


図 4.5 鋸歯状波振動が起こる原因を説明するための模式図

(a) ピン・ダイオードにより測定した軟X線信号の鋸歯状波振動の時間的な振舞いとそれぞれの時間に対応する電子温度の空間分布および安全係数 $q$ の空間分布を示す。

(b)  $q=1$ 磁気面上に $m=1, n=1$ テェアリング・モードにより成長した磁気島を示す。

図4.6はダイバータを働かせた場合の3つの異った条件における電子温度の空間分布を示す。図中で $q = 1$ と示してあるのは、鋸歯状波振動の測定から求めた $q = 1$ 磁気面の場所を示す。また同じく鋸歯状波振動強度 $\tilde{A}$ の軟X線強度 $A$ の比 $\tilde{A}/A$ を示してある。図4.7において図4.6に示した $q = 1$ 磁気面の位置の電流に対する依存性および $\tilde{A}/A$ の同じく電流に対する依存性をあらためて示す。プラズマ電流が増大するに従い、安全係数 $q = 1$ を満たす特異面の位置 $r_s$ が増大することがわかる。また $\tilde{A}/A$ もプラズマ電流の増大にともない増大することがわかる。

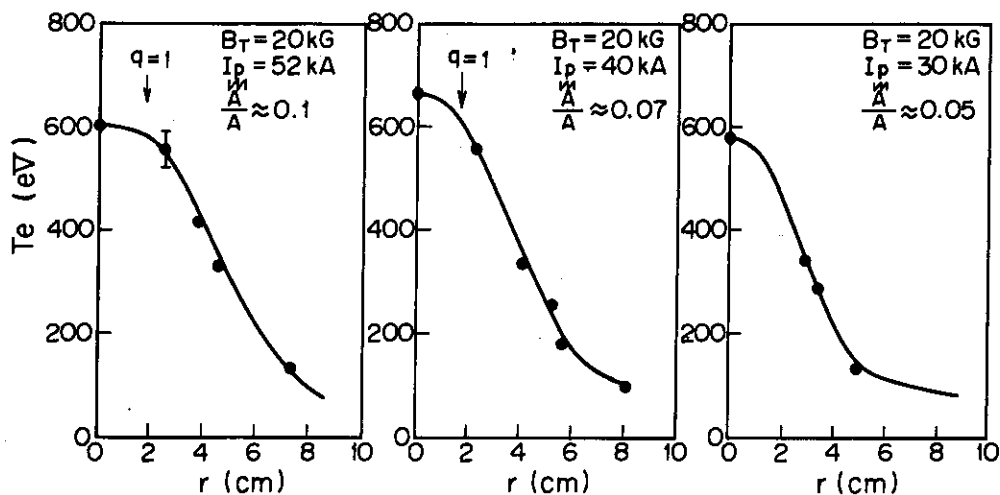


図4.6 ダイバータを働かせた場合の3つの異ったプラズマ電流 $I_p$ に対する電子温度の空間分布。

図中に示した $q = 1$ は、鋸歯状波振動の測定より求めた安全係数 $q = 1$ 面の小半径方向( $r$ 方向)の位置を意味する。また軟X線強度 $A$ に対する鋸歯状波振動の振幅 $\tilde{A}$ の比、 $\tilde{A}/A$ も各図に示す。それらの値の電流依存性をあらためて図4.7に示す。

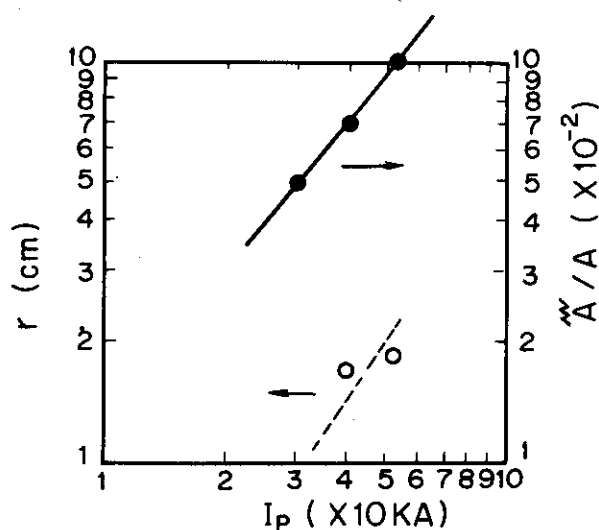


図4.7 軟X線信号強度 $A$ に対する鋸歯状波振動の振幅 $\tilde{A}$ の比、 $\tilde{A}/A$ のプラズマ電流 $I_p$ 依存性および安全係数 $q = 1$ 面の小半径方向( $r$ 方向)の位置のプラズマ電流 $I_p$ 依存性。図4.6の図中に示したものをあらためて示した。

プラズマ電流が増大するに従い安全係数  $q$  を満たす特異面の半径  $r_s$  が増大するため、鋸歯状波振動の破壊段階において、エルゴディック領域になる領域が増大することになる。その結果、電子温度の空間分布が電流の増大に従い、より平坦になりプラズマ電流 52 kA における中心電子温度のほうが、プラズマ電流 40 kA の場合の中心電子温度よりも低くなる。すなわち、鋸歯状波振動が図 4.6 に示したように、電子温度の空間分布に影響を与える。

図 4.8 はプラズマ電流に対するプラズマ中心での電子温度の依存性を示す。高電流領域において、鋸歯状波振動により中心電子温度が飽和している。以上のようにセパトリックス付きトカマクにおいても通常のトカマクと同様に、鋸歯状波振動が存在すること、そしてこの鋸歯状波振動により、高電流領域において中心電子温度が飽和すること、および鋸歯状波振動が電子温度の空間分布に影響を与えて、より平坦にすることがわかる。

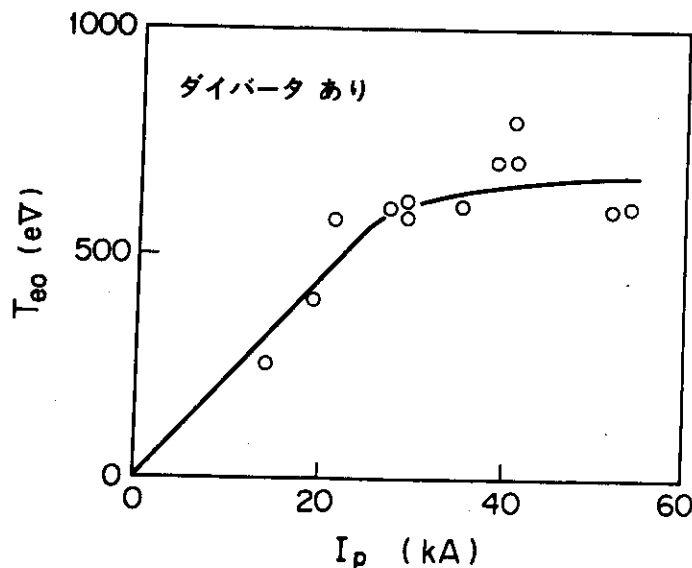


図 4.8 ダイバータを動かさせた場合のプラズマ電流に対するプラズマの中心電子温度の依存性

最後に、本節のはじめに述べた、トロイダル磁場 2 T に増力後、ダイバータ付きトカマク・プラズマにおいて安全係数  $q_a = 2.6$  という小さな値を実現できるようになった理由を考えてみる。ダイバータを動かさせた場合においても、負スパイクがあらわれる直前において、ポロイダル・モード数  $m=2$  のプリカーサ振動があらわれることを実験的に示した。このポロイダル・モード数  $m=2$  のプリカーサ振動は、 $m=2$  のテアリング・モードにより、安全係数  $q=2$  の磁気面上に発生した磁気島のプラズマ中での回転によるものである。このテアリング・モードの成長率は、その  $q=2$  の磁気面近傍での電子温度の傾きに依存している。<sup>19)</sup> 図 4.9-(a) に示すように  $q=2$  の磁気面近傍に温度勾配があると、テアリング・モードが成長し、それにともない磁気島も成長する。磁気島の成長とともに磁気島内部においては、実効的に磁力線に直角の方向の熱拡散係数が増大して、図 4.9-(b) に示すような  $q=2$  の磁気面近傍に、電子温度のプラト領域ができ  $m=2$  のテアリング・モードの成長が飽和する。しかしながら外部から何らかのエネルギー源があり、この  $q=2$  磁気面での電子温度勾配が保たれると、テアリング・モードは飽和す

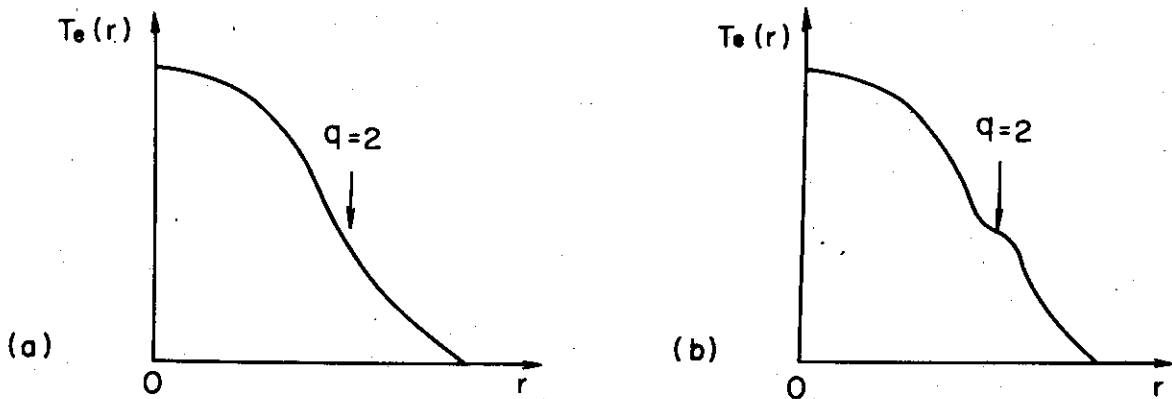


図 4.9 安全係数  $q = 2$  磁気面近傍の電子温度の空間分布  $T_e(r)$  と  $m = 2$  テュアリ  
リング・モードの成長との関係。

図中の  $q = 2$  の矢印は  $q = 2$  磁気面の存在する位置を示す。

ることなく成長する。通常のトカマクにおいては、プラズマ中に流入する不純物が、このテュアリリングモードの成長を助けていると考えられる。すなわち、第 1 章序論において述べたように不純物、特に軽元素不純物はプラズマ境界を冷却し、中心に電流を集中させると同時に、中心部でのプラズマ抵抗を増大し、ジュール入力も増大させる。また電流の集中は、中心部での安全係数  $q(0)$  を 1 以下にし、そのために安全係数  $q = 1$  面上に  $m = 1$ ,  $n = 1$  のテュアリリング・モードが成長し、 $q = 1$  磁気面上に磁気島を形成する。この  $q = 1$  磁気面上の磁気島と  $q = 2$  磁気面上の磁気島とが  $q = 1.5$  磁気面上に  $m = 3$ ,  $n = 2$  のテュアリリング・モードにより成長した磁気島を媒介して結合することにより、プラズマ中にエルゴディック領域が出現し、磁場に直角の熱輸送係数が増大して、プラズマ中での電子温度分布および電流分布が平坦になると考えられる。このプラズマ中での内部インダクタンスの減少の時に電圧に負スパイクが観測されることが考えられている。ところで負スパイクが電流の遮断 (current disruption) にまで発展することがある。これは  $q = 1$  磁気面上の磁気島と  $q = 2$  磁気面上の磁気島が結合する直前において、 $q = 2$  磁気面上の磁気島がリミタに接触するほどプラズマ断面において大きく成長しており、それらの磁気島の結合により、リミタや真空壁に流出した熱流束や、荷電粒子束が原因で壁面より不純物が放出され、ますますプラズマ中心に電流が集中することになり、磁気流体的な位置不安定性を起し、プラズマが消滅するためと考えられる。すなわち負スパイクおよび電流ディスラプションにおいて不純物が重要な役割をはたしていると考えられる。このことはトロイダル磁場 2 T において、 $q_a$  が 2.6 という小さな値が得られたのは、トロイダル磁場を増力することにより、熱および粒子に対するダイバータ効率が上昇し、主プラズマと壁との相互作用が減少し、プラズマへの不純物の流入が減少したためと考えられる。トロイダル磁場 2 T 増力後の、熱および粒子に対するダイバータ効率およびダイバータの不純物におよぼす効果については、本章第 4 節に述べる。



### 4.3 イオン温度および電子密度

我々はすでに第1節序において、トロイダル磁場増力後は、広範囲のプラズマ・パラメタにわたり、ダイバータの不純物および閉じ込め特性におよぼす効果を研究することができるようになったことを述べ、そして主プラズマのプラズマ・パラメタおよび、スクレイブ・オフ層プラズマのプラズマ・パラメタを示した。

この節においては、特にイオン温度および電子密度に関する実験結果について、ダイバータを働かせた場合と働かさない場合について述べる。

まずイオン温度について述べる。イオン温度は荷電交換中性粒子分析器を用いて測定した。同時にプラズマの電子密度もマイクロ波干渉計を用いて測定した。我々は、これらの結果をイオン温度に関する Artsimovich のスケーリング則<sup>7)</sup>を用いて整理した。Artsimovich のスケーリング則は、次のように表わすことができる。

$$T_{i0} = 6 \times 10^{-7} (I_p B_T R_0^2 \bar{n}_{e0})^{1/3} \quad (4.2)$$

ここに  $T_{i0}$ 、 $I_p$ 、 $B_T$ 、 $R_0$  および  $\bar{n}_{e0}$  は、それぞれ中心イオン温度 [eV]、プラズマ電流 [A]、トロイダル磁場強度 [G]、主トロイダル半径 [cm] および線平均電子密度 [cm<sup>-3</sup>] を示す。

彼はこの結果をトカマクにおけるイオン系の加熱の主たる機構は、イオンと電子とのクーロン

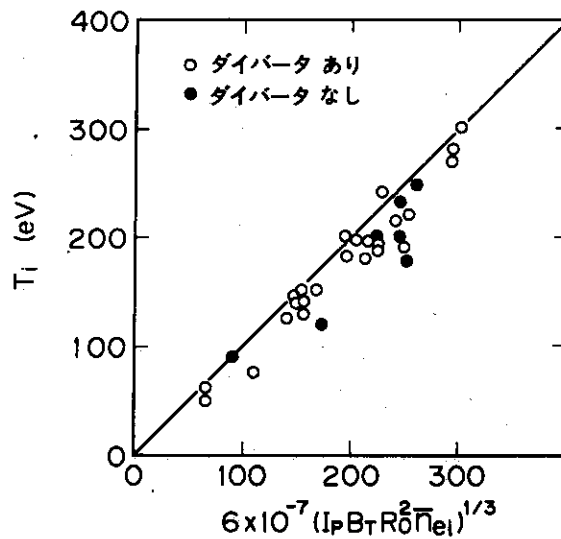


図 4.10 プラズマの中心イオン温度

横軸に中心イオン温度に対するアルチモヴィッチ (Artsimovich) のスケールを用いた。

○：ダイバータを働かせた場合

●：ダイバータを働かさない場合

$I_p$ ：プラズマ電流 [A]

$B_T$ ：トロイダル磁場 [G]

$R_0$ ：主トロイダル半径 [cm]

$\bar{n}_{e0}$ ：線平均電子密度 [cm<sup>-3</sup>]

衝突によるものであり、またイオン系からのエネルギーの損失は主として、プラマ領域での古典的な機構により支配されている熱輸送によるものとして導き出した。

図4.10に中心イオン温度の変化を示す。横軸に Artsimovich のスケールをとる。白丸がダイバータを働かせた場合を、黒丸が働かさない場合をそれぞれ示す。

ダイバータを働かせた場合および働かせていない場合の両方において、中心のイオン温度は300 eVまで上に述べたスケーリング則に従う。これらの結果はトカマクにダイバータを導入しても、イオン系のエネルギー収支に悪い影響を与えないことを示している。

次に電子密度について述べる。

最近ジュール加熱のみを用いたトカマクの研究において、プラズマの閉じ込め（特にエネルギー閉じ込め時間）が、プラズマの電子密度の増大とともにいちじるしく改善されることがわかって来た。<sup>10)</sup> それゆえ、高密度領域においてトカマク実験を行なうことが、非常に興味を持たれている。

Murakami はいろいろの研究所でのトカマク装置において得られた結果を用いて、到達可能な最大線平均電子密度に対するスケーリング則を得た。<sup>8)</sup> そのスケーリング則は次のように表わすことができる。

$$\bar{n}_{e\ell} \propto B_T / R_0 \quad (4.3)$$

ここに  $\bar{n}_{e\ell}$ ,  $B_T$  および  $R_0$  は、到達可能な最大線平均電子密度、トロイダル磁場強度および主トロイダル半径である。

トロイダル磁場強度  $B_T$  と主半径  $R_0$  の比  $B_T / R_0$  は、プラズマ中心部での電流密度  $j(0)$  およびプラズマ中心部での安全係数  $q(0)$  を用いて次のように表わすことができる。

$$B_T / R_0 \propto j(0) \cdot q(0) \quad (4.4)$$

それゆえ、到達可能な最大線平均電子密度はもしも  $q(0) = 1$  ならば、プラズマ中心での電流密度に比例することがわかる。

図4.11は Murakami に従い、ダイバータを働かせた場合および、働かさない場合のいろい

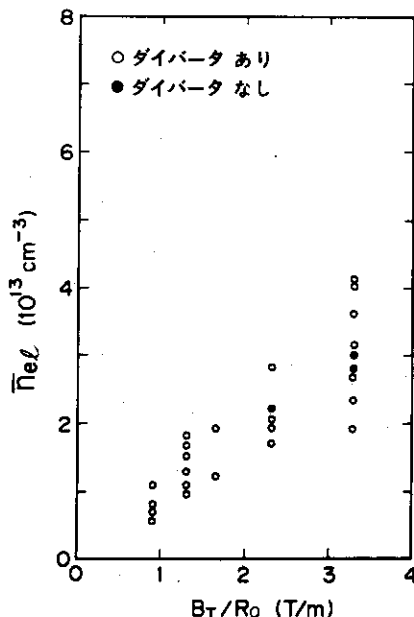


図4.11  
 プラズマの最大線平均電子密度  
 横軸に最大線平均電子密度に対する  
 Murakami のスケールを用いた。  
 ○：ダイバータを働かせた場合  
 ●：ダイバータを働かさない場合

るな条件において得られた線平均電子密度を、主半径  $R_0$  に対するトロイダル磁場強度  $B_T$  の比  $B_T/R_0$  として整理したものである。

これらの結果は、DIVAにおいて得られる最大線平均電子密度が、Murakami のスケーリング則に大体において一致していることを示している。

#### 4.4 不純物による輻射損失および電子温度<sup>9,11)</sup>

ダイバータの不純物におよぼす効果を調べるためにダイバータを働かせた場合および、ダイバータを働かさない通常のトカマク配位の場合の主プラズマ・パラメタおよび、不純物の振舞を両者の場合において比較した。

図4.12は、ダイバータを働かせた場合(右図)およびダイバータを働かさない場合(左図)におけるプラズマ・パラメタの時間変化を示す。両者の放電において、トロイダル磁場  $B_T$ 、プラズマ電流  $I_p$  およびプラズマ半径  $a_p$  は同じ値とした。またプラズマの電子密度  $n_e$  は、4つの高速弁を用いてプラズマへの中性粒子の注入量を制御することにより、ほぼ等しい値とした。最大電子温度およびイオン温度は、ダイバータを働かせた場合には700 eVおよび270 eVである。またダイバータを働かさない場合には、それらの値は540 eVおよび240 eVである。

焦電素子(pyroelectric detector)による輻射損失および、荷電交換中性粒子束によるエネルギー損失の和を  $P_{py}$  により示す。擬似連続光による175 Åでの輻射強度を(175 Å)により示す。またOV(629.73 Å)のスペクトル線強度を  $P_{ov}$  により示す。以上の焦電素子による輻射損失による測定、斜入射分光器による擬似連続光および酸素スペクトル線の測定は、Z=0の水平コードにおいて行なった。荷電交換中性粒子束によるエネルギー損失そのものは、荷電交換中性粒子検出器および、円柱プラズマに対するモンテ・カルロ法を用いた計算により行なった。<sup>20)</sup> その計算結果によれば、荷電交換中性粒子束によるエネルギー損失はあまり大きな部分を占めていない。ダイバータを働かせることにより、輻射損失、175 Åでの擬似連続光の輻射強度およびOV(629.73 Å)のスペクトル線強度とをダイバータを働かさない、通常のトカマクの場合に比較して1/2ないし1/3に減少させることができる。

図4.13は、同じ実験条件でのOV(629.73 Å)、OVI(21.6 Å)および100 Åにおける擬似連続光の輻射強度および、焦電素子の測定による輻射損失  $P_{py}$  の空間分布を示す。実線がダイバータを働かせた場合であり、点線がダイバータを働かさない場合に対応する。また図4.14においてそれぞれの場合の電子温度および電子密度の空間分布を示す。図4.13によりダイバータを働かせることにより、プラズマの断面にわたり、輻射損失を軽減させることができることがわかる。また酸素不純物の主プラズマへの流入束をあらわすOV(629.73 Å)のスペクトル強度は、ダイバータを働かせた場合約1/3に減少している。以上の結果により、ダイバータは、金属不純物および、軽元素不純物による輻射損失を軽減することができることがわかる。また不純物の流入束、少なくとも酸素不純物の主プラズマへの流入束を軽減させることができることがわかる。

ダイバータを働かせることにより、主プラズマからの不純物による輻射損失を軽減することができたのは

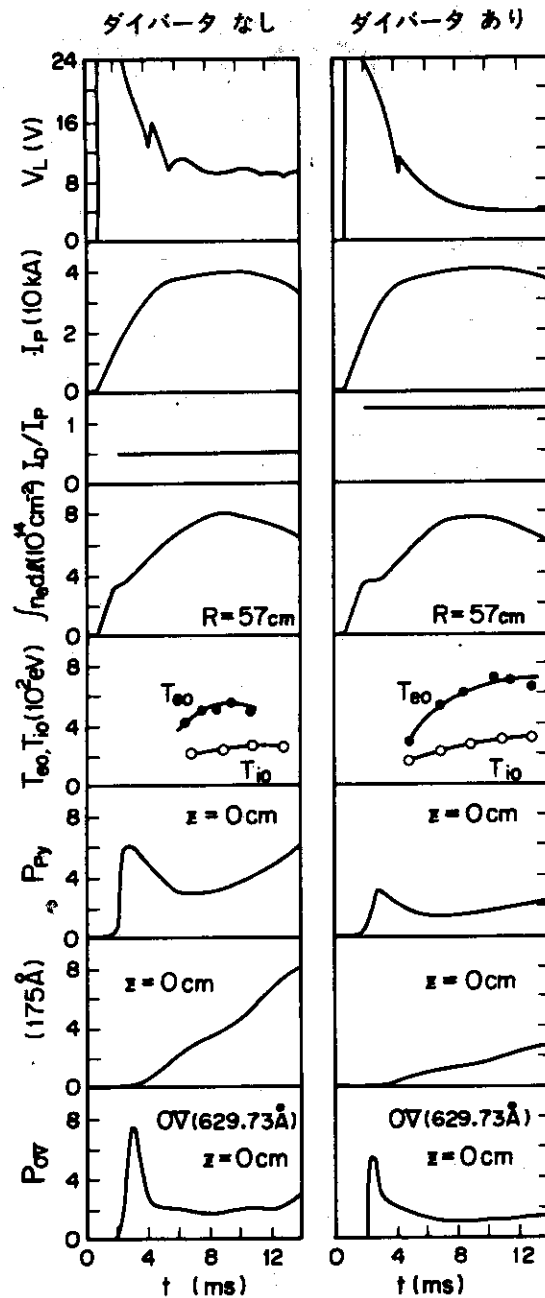


図 4.12 ダイバータを働かせた場合 (右図) およびダイバータを働かさない場合 (左図) のプラズマ・パラメタの時間変化。

両者の放電においてトロイダル磁場強度  $B_T$ 、プラズマ電流  $I_p$  およびプラズマ半径  $a_p$  は同じ値とした。

$B_T = 2T$ ,  $I_p = 40kA$  および  $a_p = 9cm$

$V_L$ : ループ電圧,  $I_p$ : プラズマ電流

$I_D/I_p$ : プラズマ電流に対するダイバータ・フープ・コイル電流の比。

$\int n_e d\ell$ : 線電子密度,  $T_{e0}$ : 中心電子温度,  $T_{i0}$ : 中心イオン温度

$P_{py}$ : 荷電交換中性粒子によるエネルギー損失と輻射損失の和

(175Å): 175 Å における擬似連続光による輻射強度

$P_{OV}$ : 酸素OV (629.73 Å) のスペクトル線強度

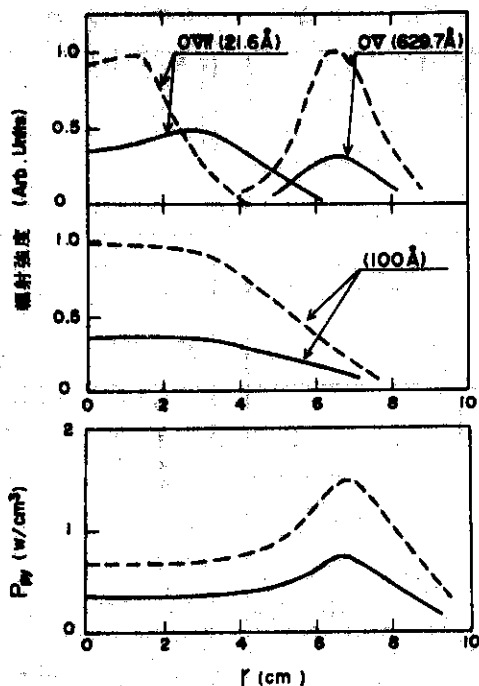


図 4.13 ダイバータを働かせた場合 (実線 —) およびダイバータを働かさな  
ない場合 (点線 ·····) における時刻 9 ms での酸素 OV (629.73 Å) お  
よび OVI (21.6 Å) のスペクトル線強度, 100 Å における擬似連続光の  
輻射強度および荷電交換中性粒子によるエネルギー損失と輻射損失との和  
 $P_{py}$  の空間分布。  
放電条件は図 4.12 と同じ。

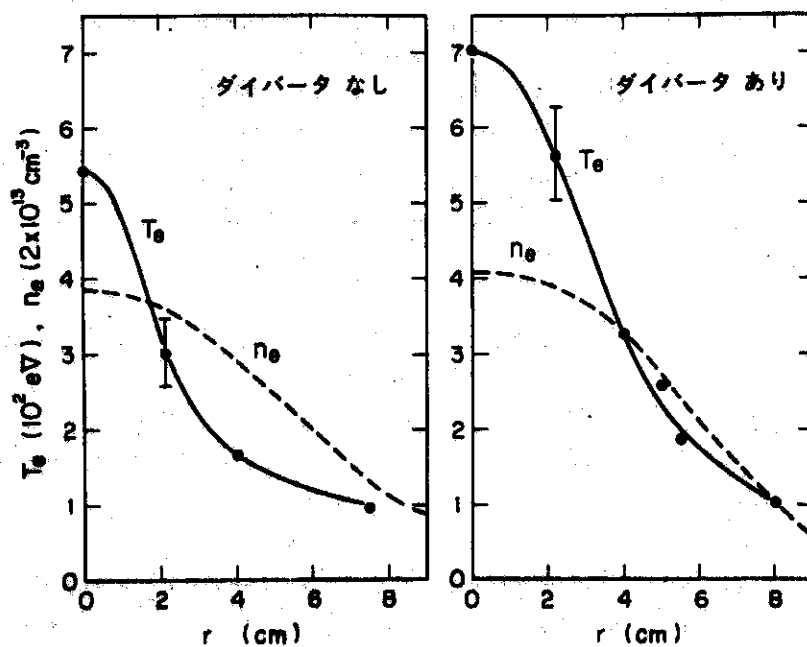


図 4.14 ダイバータを働かせた場合 (右図) およびダイバータを働かさな  
い場合 (左図) における電子温度および電子密度の空間分布。  
放電条件は図 4.12 と同じ。

- i) プラズマと壁との相互作用が減少したこと。
- ii) 壁からの不純物の流入に対して遮蔽効果が存在すること。
- iii) 本章の第1節序において述べたように、DIVAの現在のダイバータ付きプラズマ配位においては、ダイバータ板（中性化板）から発生した金属不純物の主プラズマへの逆流が小さいこと。

以上の理由によると考えられる。

プラズマと壁との相互作用に関連した重要なプラズマ・パラメータを表4.1に示す。ダイバータを働かせた場合、シェルすなわち第1壁への荷電粒子束は1/2に減少する。熱電対により測定されたダイバータ部への熱流束は、全ジュール入力の約55%であり、第1壁への伝導および対流による熱流束は、ダイバータを働かせることにより1/8に減少する。すなわち第1壁への荷電粒子束および熱流束が、ダイバータを働かせることにより軽減することが、第1壁からの不純物の発生をやわらげたと考えられる。

表4.1 ダイバータを働かせた場合および働かさない場合におけるプラズマと壁との相互作用に関連したプラズマ・パラメータ

ダイバータ	荷電粒子束 ( $10^{18} \text{ ms}^{-1}$ )		熱流束 (kW)			
			伝導および対流		輻射	荷電交換
	ダイバータ	リミタ および壁	ダイバータ	リミタ および壁		
なし	0	2.1	0	200	102	10
あり	0.5	1.0	7.5	2.5	30	10

ダイバータを働かせた場合のスクレイブ・オフ層プラズマによる不純物流入束に対する遮蔽効果は、放電中にメタンガスを注入することにより調べられた。この実験結果については、他の文献に詳しく述べられている<sup>3)</sup>ので、ここではその概容を述べる。図4.15に実験結果を示す。DIVAの放電開始より5~6 msec後に、 $6.3 \times 10^{17}$ 個のメタン分子( $\text{CH}_4$ )を1.5 msecの間パルス的に注入する。メタンガスの注入は図に示されているように、ダイバータ部からもっとも遠い地点において、高速弁を用いてシェル内に注入される。ダイバータ部および主プラズマのそれぞれにおいて、炭素のスペクトル線C II, C III, C IV, およびCVの強度を測定する。図の左図にダイバータ部でのそれぞれのスペクトル線の時間変化を示す。実線がメタンガスの注入がない場合であり、点線がメタン・ガスを注入した場合である。同じく図の右図において、主プラズマ部でのそれぞれのスペクトル線の時間変化を示す。ダイバータ部においては、C IIのスペクトル線強度の増大は認められない。しかしながら、C-IVスペクトル線強度の顕著の増大が観測される。以上の実験結果は、注入された炭素不純物がダイバータ部へC IV附近の荷数で流入していることを示している。またこの実験において、ダイバータを働かせた場合には、注入された原子のうち8-9%が主プラズマに流入するが、ダイバータを働かさない場合においても15-20%の炭素のみが、主プラズマに流入することが絶対分光測定することにより明らかにされた。す

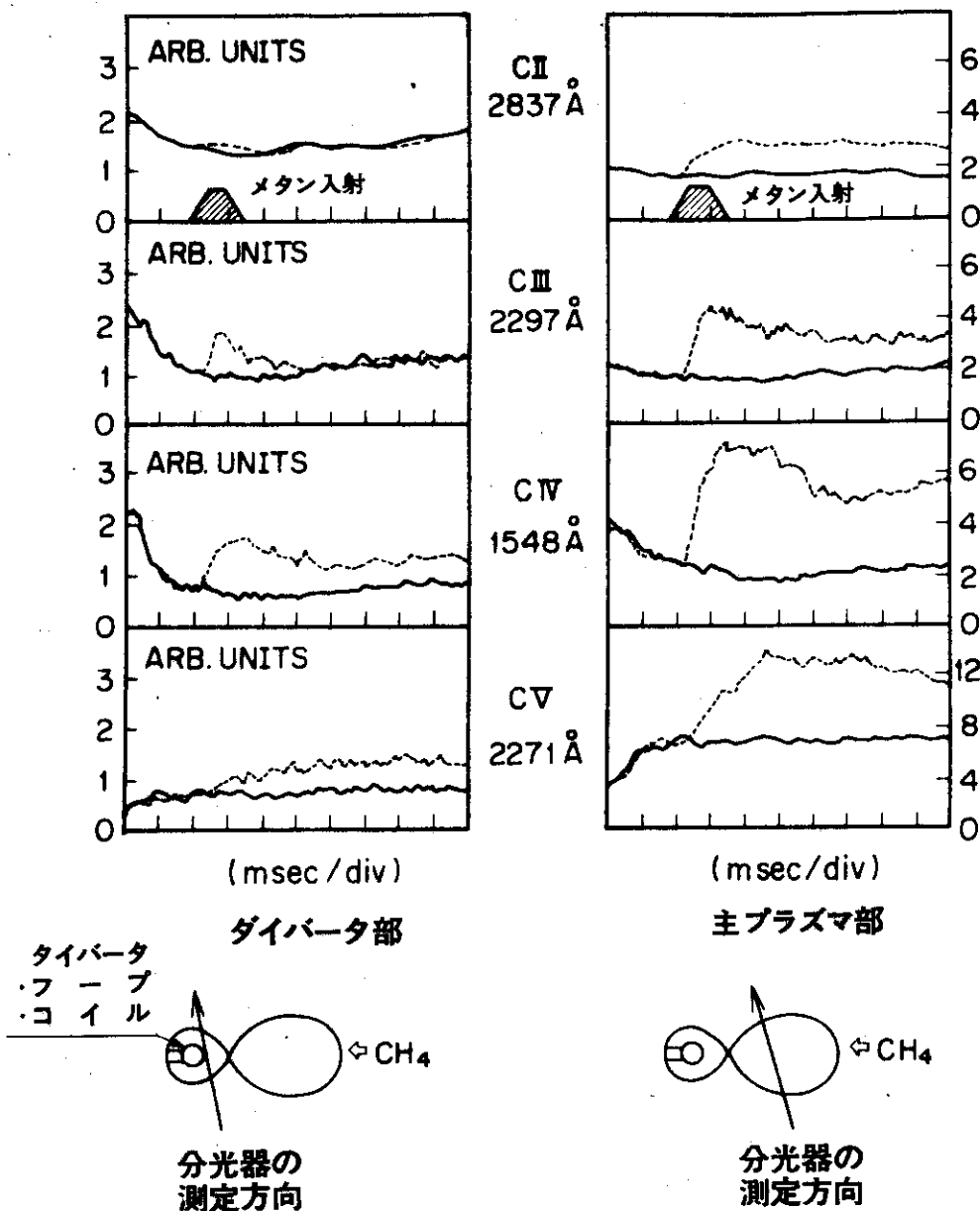


図 4.15 ダイバータを働かせた場合のスクレイブ・オフ層プラズマによる不純物流入束に対する遮蔽効果の実験。

——— メタン入射なし  
 ..... メタン入射あり

放電中にダイバータ部からもっとも遠い地点において高速弁を用いてパルス的にメタン・ガスを注入して行なった。

ダイバータ部および主プラズマ部において矢印に沿って炭素のスペクトル線 C II, C III, C IV, C V の強度を測定した。

実験結果は、注入された炭素不純物がダイバータ部へ C V 付近の荷電数で流入していることを示している。詳しい実験結果は文献 [ 3 ] に述べられている。

なわちダイバータを働かさない場合においても、スクレイブ・オフ層プラズマにより、不純物流入束に対する遮蔽効果が存在するが、以上のようにダイバータは不純物を主プラズマ側から、ダイバータに導くことにより、主プラズマ中での炭素不純物量をダイバータを働かさない場合に比較して半分にできる。

図 4.13 に示した全輻射損失、酸素による輻射損失および擬似連続光による輻射損失の空間分布によれば、酸素不純物による輻射損失が、擬似連続光による輻射損失と同程度であることがわかる。この結果は、第 1 章序論で述べた、DIVA においては軽元素不純物による輻射損失は、金属による輻射損失（擬似連続光による輻射損失）に比較して、重要な役割を担っていないという結論と異なる。しかしながら、ここにおいてなされた 20 kG ダイバータ実験は、トロイダル磁場増力工事および、真空容器内改造のために真空容器内を数ヶ月大気にさらした後なされたもので、実験再開後数ヶ月以内のデータである。それゆえ、まだ軽元素不純物の影響が無視できない状態である。

ここで擬似連続光について、少しつけ加えておく。以前の 1 T のダイバータ実験においては、擬似連続光は波長範囲  $120 \text{ \AA} - 250 \text{ \AA}$  においてのみ観測されたが<sup>9,21)</sup> トロイダル磁場の 2 T への増力後は、波長範囲  $45 \text{ \AA} - 250 \text{ \AA}$  において観測されている。<sup>22)</sup> これはトロイダル磁場の増力後、電子温度が 250 eV から数百 eV に増大したことに対応している。また擬似連続光は、金によると考えられている。なぜなら、金をプラズマ中に注入した場合に擬似連続光が増大すること、および擬似連続光強度と金のスペクトル線 Au-I ( $2675.9 \text{ \AA}$ ) および Au-II ( $1800.6 \text{ \AA}$ ) の強度とはよい相関があることによる。

次に、プラズマ電流  $I_P$  およびトロイダル磁場  $B_T$  を広範囲に変化させ、すなわち

$$I_P = 8 \sim 53 \text{ kA}$$

$$B_T = 0.8 \sim 2 \text{ T}$$

の範囲においてなされた全輻射損失に関する実験結果について述べる。

焦電素子で求めた信号、すなわち輻射損失と、荷電交換中性粒子によるエネルギー損失の和から、計算により求めた荷電交換中性粒子によるエネルギー損失を差し引いて、プラズマからの不純物による輻射損失を求めた。ただしすでに述べたように、プラズマからの輻射損失において、荷電交換中性粒子によるエネルギー損失は、あまり大きな割合はしめていない。

実験結果を図 4.16 に示す。ダイバータを働かさない通常のトカマク配位（図中の黒丸）の場合には、輻射損失はプラズマ電流に比例して増大する。一方、ダイバータを働かせた場合には、ダイバータを働かさない場合に比較して  $1/2$  ないし  $1/4$  に減少することができる。しかも、プラズマ電流の増大に従い、ゆっくりと増大してゆく。

以上により、ダイバータを働かせることにより輻射損失を効果的に減少させることができることがわかる。

図 4.17 は、ダイバータを働かせた場合と、働かさない場合の電流に対するジュール入力  $P_{in}$  の依存を示す。ダイバータを働かせた場合には、ダイバータを働かさない場合に比較して、同じプラズマ電流の場合には、ジュール入力が増加していることがわかる。図 4.18 には、ダイバータを働かせた場合および働かさない場合における輻射損失  $P_R$  のジュール入力  $P_{in}$  に対する依存をあらためて示す（図 4.16, 図 4.17 参照）。図 4.16 に示したように、輻射損失はダイバータ



を働かせることにより、効果的に減少させることができるが、ジュール入力に対する輻射損失の割合は、それほど変化しないことがわかる。これは図4.17に示したようにダイバータを働かせた場合にはダイバータを働かさない場合に比較してジュール入力が増加するためである。

ダイバータを働かさない場合と、働かせた場合における輻射損失  $P_R$  のジュール入力  $P_{in}$  にしめる割合はそれぞれ以下のごとくである。

$$P_R/P_{in} = 0.3 \sim 0.4 \text{ (ダイバータ・なし)}$$

$$P_R/P_{in} = 0.15 \sim 0.5 \text{ (ダイバータ・あり)}$$

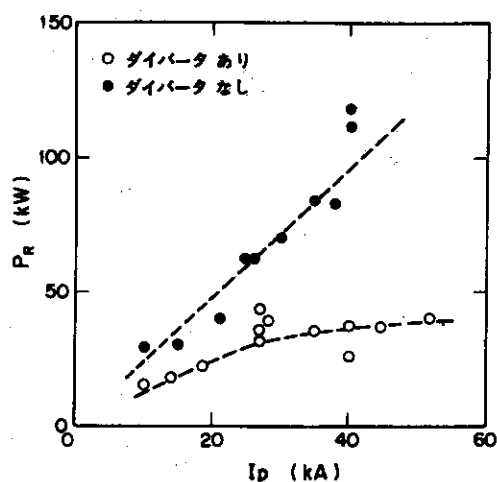


図4.16 ダイバータを働かせた場合（白丸○）およびダイバータを働かさない場合（黒丸●）における全輻射損失  $P_R$  の電流に対する依存性。

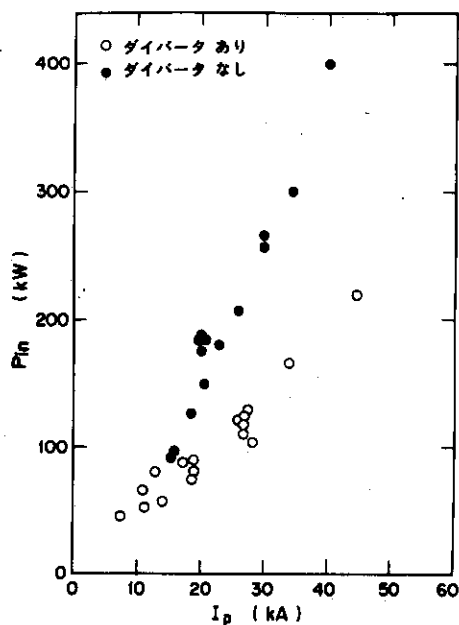


図4.17 ダイバータを働かせた場合（白丸○）およびダイバータを働かさない場合（黒丸●）におけるジュール入力  $P_{in}$  の電流依存性。

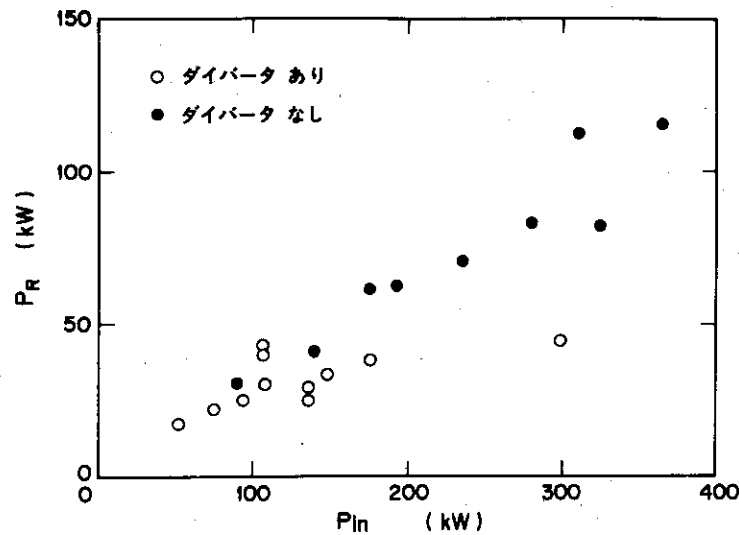


図 4.18 ダイバータを働かせた場合 (白丸○) およびダイバータを働かさない場合 (黒丸●) における輻射損失  $P_R$  のジュール入力  $P_{in}$  依存性。

#### 4.5 閉じ込め特性<sup>9)</sup>

ダイバータのトカマク装置への導入の有効性は、プラズマのエネルギー収支 (energy balance) および粒子数のつりあい (particle balance) とを解析することにより明らかにされねばならない。<sup>7)</sup>

我々は、粒子およびエネルギーの閉じ込め特性におよぼすダイバータ効果を調べるために、広範囲のプラズマ・パラメタにわたり、ダイバータを働かせた場合および働かさない場合の粒子およびエネルギー閉じ込め時間を調べ、それらに対する比例則を得た。ダイバータは、不純物による輻射損失を軽減させることができることを前節において示したが、本節においてダイバータは、エネルギー閉じ込め時間を増大することができることを示す。また、なぜダイバータがエネルギー閉じ込め時間を増大させることができたかを明らかにする。

まず、粒子の閉じ込め時間について述べる。

##### 1) 平均的粒子閉じ込め時間 (average particle confinement time)

一般にプラズマにおける粒子数のつりあいの解析は、エネルギー収支の解析よりも困難である。プラズマ・ループの単位長さあたりの電子数を  $n_e$  とし、単位長さ単位時間あたりイオン化により増える電子の数を  $I_n$  とすると、電子の粒子閉じ込め時間  $\tau_p$  を用いて、粒子のつりあいの式は

$$\frac{dn_e}{dt} = I_n - \frac{n_e}{\tau_p} \quad (4.5)$$

と表わすことができる。 $I_n$  の値は  $H_\alpha$  線の強度の測定および、プラズマの電子密度および電子温度の測定から求めることができる。<sup>23)</sup> しかしながら、通常のトカマクにおいては粒子のリサイクリング (recycling) は、トーラス方向に一様ではない。それゆえ、リミタの近傍をふくめた

トラス方向の  $H_{\alpha}$  線の強度の空間分布の測定をせねばならない。<sup>23)</sup> それに加えてプラズマ周辺の  $H_{\alpha}$  の線強度とプラズマ・パラメタの精度のよい測定を必要とする。しかし、それらに不確定さが存在するため、測定された粒子閉じ込め時間の値の大きさに、不確定性がのこる。以上の理由により、通常のトカマクにおいては、粒子閉じ込め時間に対する実験値は、エネルギー閉じ込め時間に対するものよりも信頼性に欠ける。<sup>24)</sup>

一方、DIVA においては上に述べた分光学的方法以外に、静電的な方法により、粒子の閉じ込め時間を求めることができる。第2章第3節において、すでに述べたように DIVA におけるシールドおよび保護板をそれらに流入するイオン飽和電流を測定するコレクタ板として用いることができる。またダイバータを動かさせた場合には真空容器を、イオン飽和電流を測定するコレクタ板として用いることができる。

我々は、静電的測定により平均的な粒子閉じ込め時間  $\bar{\tau}_p$  を、次の関係により求めることができる。

$$N_e / \bar{\tau}_p = I_s / e \quad (4.6)$$

ここに  $N_e$ 、 $I_s$  および  $e$  は、マイクロ波干渉計により測定した全電子数、おのおの容器壁で測定した全イオン飽和電流および粒子の荷電数である。これらの関係は、スクレイブ・オフ層において、荷電粒子の再結合が無視できる場合には正しい。現在の DIVA のスクレイブ・オフ層プラズマのプラズマ・パラメタにおいては、荷電粒子の再結合は無視できる。

図 4.19 は、ダイバータを動かさせた場合およびダイバータを動かさない場合に測定した平均的な粒子閉じ込め時間を、エネルギーの閉じ込め時間に対するアルカトール (ALCATOR) のスケールリング則<sup>10)</sup>と比較したものである。

ALCATOR グループは、エネルギー閉じ込め時間  $\tau_E$  に対する経験則として次の関係を導き出した。

$$\tau_E [\text{ms}] = 2.1 \times 10^{-2} \sqrt{q_a} \bar{n}_{14} a_p^2 \quad (4.7)$$

ここに  $\bar{n}_{14}$  は [ $10^{14}/\text{cm}^3$ ] を単位として測った平均電子密度であり、 $q_a$  はプラズマ境界での安全係数であり、そして  $a_p$  は [ $\text{cm}$ ] を単位として測ったプラズマ径である。本章第1節序において述べたように、ダイバータを動かさせた場合および動かさない両者の場合において、プラズマ半径を 9 cm に設定したので、ALCATOR スケールとしては次に示す関係を用いた。

$$\tau_E (\text{ms}) = 1.7 \sqrt{q_a} \bar{n}_{14} \quad (4.8)$$

ALCATOR スケールリング則については本節の最後において考察する。

図 4.19 において白丸は、ダイバータを動かさせた場合を示し、黒丸はダイバータを動かさない場合を示す。ダイバータを動かさせた場合と、動かさない場合における粒子の閉じ込め特性には顕著な差異が見い出せない。すなわちダイバータは、主プラズマ中での粒子の輸送過程に影響を与えないことを示唆している。

平均的な粒子の閉じ込め時間のスケールリングは、両者の場合において、エネルギー閉じ込め時間に対する ALCATOR のスケールリングにほぼ一致しており、ダイバータを動かさない場合には  $\bar{\tau}_p (\text{ms}) = 2.0 \sqrt{q_a} \bar{n}_{14}$  であり、ダイバータを動かさせた場合には  $\bar{\tau}_p (\text{ms}) = 3.0 \sqrt{q_a} \bar{n}_{14}$  である。ダイバータを動かさせた場合には、平均的な粒子の閉じ込め時間は、ダイバータを動かさない場合に比較して 1.5 倍増大する。

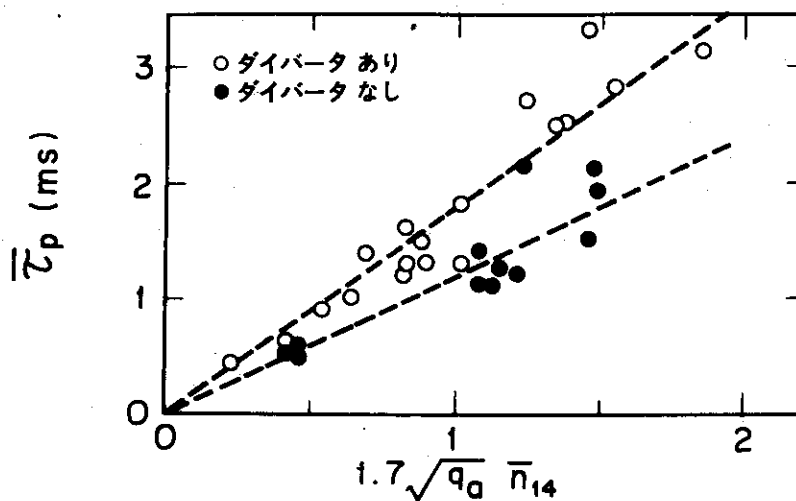


図 4.19 平均的粒子閉じ込め時間  $\bar{\tau}_p$ 。

横軸にアルカトール (ALCATOR) で求められたエネルギー閉じ込め時間に対するスケール (ALCATOR スケーリング) を用いる。

エネルギーの閉じ込め時間に対する ALCATOR スケーリングは

$$\tau_E (\text{ms}) = 2.1 \times 10^{-2} \bar{n}_{14} \sqrt{q_a} a_p^2 \text{ と表わされる。}$$

ここに  $\bar{n}_{14}$  は  $[10^{14}/\text{cm}^3]$  を単位として測った平均電子密度であり、 $q_a$  はプラズマ境界での安全係数、 $a_p$  は  $[\text{cm}]$  を単位として測ったプラズマ径である。

図 4.1 で述べたようにダイバータを働かせた場合およびダイバータを働かさない場合の両者においてプラズマ径を 9 cm に設定した。それゆえアルカトール・スケールとしては

$$\tau_E (\text{ms}) = 1.7 \sqrt{q_a} \bar{n}_{14}$$

となる。

○：ダイバータを働かせた場合

●：ダイバータを働かさない場合

次に、エネルギー閉じ込め時間について述べる。

ii) エネルギー閉じ込め時間 (energy confinement time)

エネルギー収支の式から定義される、エネルギー閉じ込め時間  $\tau_E$  を考える。即ち、プラズマ中の全熱エネルギーを  $W$ 、ジュール加熱によるプラズマ中への単位時間あたりに入る全エネルギーを  $Q$  とすると

$$\frac{dW}{dt} = Q - \frac{W}{\tau_E} \tag{4.9}$$

で定義される  $\tau_E$  が、エネルギー閉じ込め時間である。この式は定常状態においては、 $W$  の時間変化は小さいので

$$W/\tau_E = Q = I_P \cdot V_L \tag{4.10}$$

と書き換えることができる。ここに  $I_p$  および  $V_L$  はそれぞれプラズマ電流およびループ電圧である。

プラズマ中の全熱エネルギーを知るためには、電子密度、電子温度および、イオン温度の空間分布を知ることが必要である。電子密度および電子温度の空間分布の測定は、前節の図 4.14 で示したように、マイクロ波干渉計およびレーザ散乱装置をそれぞれ用いて行なった。イオン温度の空間分布に関しては、荷電交換中性粒子検出器および、高分解分光単色計による不純物イオン・スペクトル線のドップラー広がりから求めた。

ダイバータを働かさない場合および働かせた場合の広範囲のプラズマ・パラメタにわたり調べた、エネルギー閉じ込め時間をエネルギー閉じ込め時間に対する ALCATOR のスケーリングと比較した。それらの結果を図 4.20 に示す。白丸がダイバータを働かせた場合であり、黒丸がダイバータを働かさない場合にそれぞれ対応する。

ダイバータを働かせた場合および、働かさない場合の両方の場合において、エネルギー閉じ込め時間は ALCATOR スケーリング則に従っていることがわかる。すなわち、ダイバータを働かさない場合には  $\tau_E (\text{ms}) = 1.5 \sqrt{q_a} \bar{n}_{14}$  であり、ダイバータを働かせた場合には  $\tau_E (\text{ms}) = 4.0 \sqrt{q_a} \bar{n}_{14}$  である。すなわちダイバータを働かせることにより、エネルギー閉じ込め時間をダイバータを働かさない場合に比較して、広範囲のプラズマ・パラメタにわたり 2.5 倍増大させることができることがわかる。

以下において、なぜダイバータを働かせることによりエネルギー閉じ込め時間を増大させることが

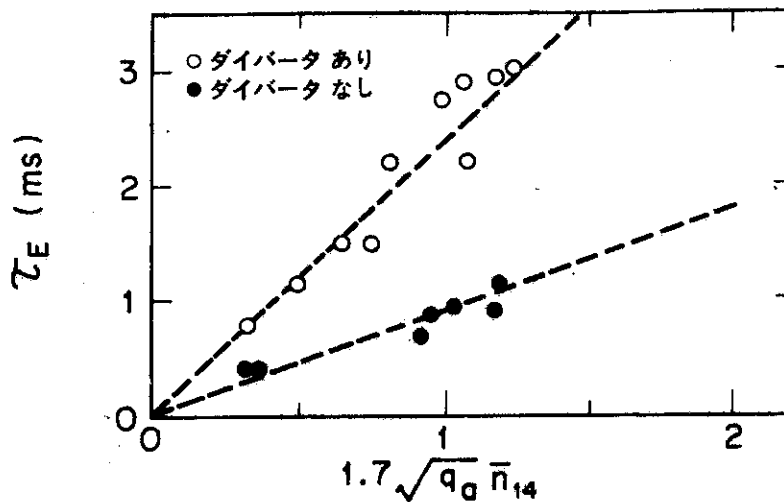


図 4.20 エネルギー閉じ込め時間  $\tau_E$   
 横軸に ALCATOR で求められたエネルギー閉じ込め時間に対するスケール (ALCATOR スケーリング) を用いる。  
 ○: ダイバータを働かせた場合  
 ●: ダイバータを働かさない場合  
 $q_a$ : プラズマ境界での安全係数  
 $\bar{n}_{14} \equiv \bar{n} / [10^{14} / \text{cm}^3]$   
 ここに  $\bar{n}_0$  は平均電子密度

できたかを考える。

まず、ダイバータがプラズマ中の熱や粒子の輸送過程に影響を与えるかを考えてみる。我々は、ダイバータを働かせた場合と働かさない場合の、主プラズマでの熱拡散係数を実験的に求めて比較した。

本章節2節で示したように、セパトリックス付きトカマク・プラズマは、通常のトカマク・プラズマと同様に電子温度の空間分布は、内部モードである鋸歯状波振動により大きく影響をうける。我々は、その鋸歯状波振動の熱拡散係数への影響を消去するために、両者において鋸歯状波振動の小さい放電を選び、ダイバータを働かせた場合と働かさない場合における、主プラズマ中の熱拡散係数を求めた。その値は、ダイバータを働かさない場合には  $4 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$  でありダイバータを働かせた場合には  $3 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$  である。両者の場合において、熱拡散係数には顕著な差異が見い出せない。このことはダイバータを働かせた場合および働かさない場合でも前節の図4.14に示したように、同じ電子密度の空間分布を作り出すことができること、および粒子の閉じ込め時間に対しては、あまりダイバータ効果が見い出せないことと矛盾しない。

すなわち、ダイバータは主プラズマ中の輸送過程に影響を与えるのではなく、プラズマからの不純物による輻射損失を軽減することにより、エネルギー閉じ込め時間を増大させたと思われる。

前節で述べたように、ダイバータを働かせることにより不純物による輻射損失を、ダイバータを働かさない場合に比較して  $1/2$  ないし  $1/4$  に軽減できる。しかしながら同じく前節において指摘したように、両者の場合において定常状態においては全ジュール入力に対して、全輻射損失の占める割合は少ない。すなわちダイバータを働かさない場合にはそれらの値は  $30-40\%$  であり、ダイバータを働かせた場合には  $15-30\%$  である。このことはダイバータを働かせた場合に、エネルギー閉じ込め時間が  $2.5$  倍改善されたのは、輻射損失の絶対量の減少が直接エネルギー閉じ込め時間を改善したことを意味しない。以下に述べるように輻射損失の減少が、電子温度の空間分布を変えることにより、エネルギー閉じ込め時間が改善された。すなわちトカマク・プラズマのプラズマ境界においてはジュール入力は少なく、境界からの輻射損失とほぼ等しい値となっている。それゆえ輻射損失の減少は、前節図4.14で示したように電子温度の空間分布を、プラズマ中心のみが高温であるいわゆるピーキングした分布ではなく、プラズマの径方向に電子温度の高い温度領域がひろがったより広い空間分布いわゆるブロードな分布とする。そのことを図4.21にあらためて示す。図4.21においては、ダイバータを働かせた場合および働かさない場合における図4.14で示した電子温度の空間分布を、中心電子温度で規格化したものを示す。図中の  $a_1^D$  は、ダイバータを働かせた場合のエネルギー閉じ込め時間を決めている主プラズマの熱いプラズマ体積 (hot column) の有効半径を示し、同じく  $a_1^N$  はダイバータを働かさない場合における有効半径を示す。

以上により、ダイバータは主プラズマからの輻射損失を減少させ、エネルギー閉じ込め時間を決めている主プラズマの熱いプラズマ体積の有効半径を大きくすることにより、エネルギー閉じ込め時間を改善することがわかる。

最後に、粒子およびエネルギーのスケーリング則について考えてみる。我々はダイバータを働かせた場合および、ダイバータを働かさない場合における粒子の閉じ込め時間およびエネルギーの閉じ込め時間を、ALCATOR グループにより経験的に得られたエネルギー閉じ込め時間に対するス

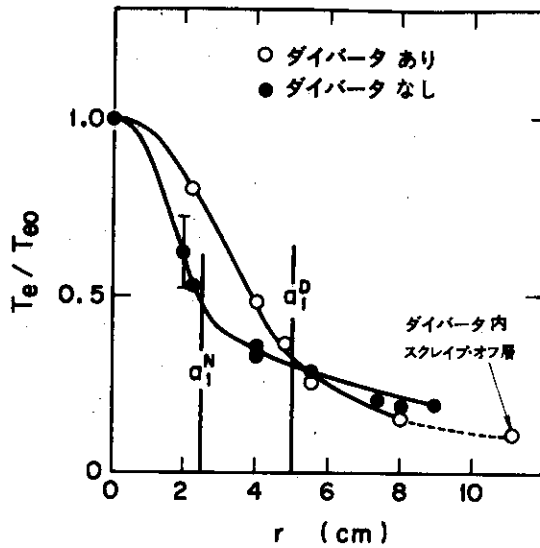


図 4.21 図 4.14 に示したダイバータを働かせた場合、および働かさない場合における電子温度の空間分布を中心電子温度  $T_{e0}$  で規格化したもの。

$a_1^D$  : ダイバータを働かせた場合のエネルギー閉じ込め時間を決めている主プラズマの熱いプラズマ体積 (hot column) の有効半径。

$a_1^N$  : ダイバータを働かさない場合の有効半径。

ケーリング則と比較し、ダイバータを働かせた場合においても、働かさない場合においても粒子およびエネルギー閉じ込め時間は、広範囲のプラズマ・パラメタにわたり ALCATOR のケーリング則に従うことを示した。

ALCATOR のケーリング則は、通常のトカマク配位において得られたケーリングであり、ダイバータを働かせた場合もそのケーリングに従うということは、ダイバータが主プラズマ中の熱の輸送過程や、粒子の拡散過程に影響を与えないことを意味している。

次に ALCATOR のケーリングの係数について考えてみる。我々は、ダイバータを働かすことにより ALCATOR ケーリングの係数を増大させることができることを示した。そして、その理由として、ダイバータは主プラズマ中の輸送過程に影響を与えることによって係数を増大させるのではなく、輻射損失を減少させることによりエネルギー閉じ込め時間を決めている主プラズマ体積の有効半径を大きくすることによって係数を増大させることができることが原因であるとした。実際、最近 DIVA においておこなわれた金蒸着されたシェル内面にチタン蒸着を行ない、金の擬似連続光による輻射損失の影響をなくした実験においては、<sup>25)</sup>ダイバータを働かせることなく、本章で述べたダイバータを働かせた場合（金蒸着されたシェルを用いている）に得られた ALCATOR ケーリングの係数と同じ係数を得ている。また同じく最近において、JFT-2 においてはチタン蒸着法により、プラズマへの軽元素不純物（特に酸素）不純物の流入を軽減することにより<sup>26)</sup> また ISX-A においては、チタン蒸着法と同時にステンレスのリミタを用いることにより、タングステン・リミタを用いた場合のタングステンの擬似連続光による輻射損失の影響をなくすることにより<sup>27)</sup> エネルギー閉じ込め時間が増大することが明らかにされている。すなわち我々は DIVA において初めて ALCATOR ケーリングにおける輻射損失の役割を実験的に明らかとした。

以下に述べる理由により、現在までのところ ALCATOR スケーリングに対する理論的裏付けはないと考えられる。

トカマク・プラズマのエネルギー・バランスを考えた場合、ジュール入力を支配する電気抵抗およびエネルギー等分配時間は、古典的あるいは新古典論に従う。エネルギー損失過程としては、輻射損失、電子の熱伝導による損失、イオンの熱伝導による損失、イオンおよび電子の拡散による損失、およびイオンの荷電交換による損失が考えられる。イオンの荷電交換による損失は通常全エネルギー損失の10%以下であり、あまり大きくない。現在のトカマク実験では、イオンの熱伝導係数が古典論に従うことが明らかにされている。実際イオンの熱伝導係数が、古典論に従うことにより導き出された Artsimovich のイオン温度のスケーリング則に、ダイバータを働かせた場合もダイバータを働かさない場合の両者において従うことを示し、ダイバータがイオンの熱輸送の過程に影響を与えないことを本章第3節に示した。

一方、電子の熱伝導係数および粒子の拡散係数は非古典的である。すなわち電子の熱伝導係数および粒子の拡散係数は、古典的なそれらの係数より数10倍から100倍程度大きい。<sup>28)</sup> すなわち、もしもプラズマが古典論あるいは、新古典論に従うとすれば電子の熱伝導係数は、イオンのそれに比べて質量比の1/2乗すなわち1/43も小さいが、実験事実においては電子の熱伝導流がイオンの熱伝導流より数倍程度大きい。電子の熱伝導係数の異常性が大きい原因として、電流駆動ドリフト不安定性 (current driven drift instability)、磁気面の乱れ、対流セルなどが有力であるが確定的でない。ALCATOR スケーリングにおいて、電子の輸送過程が主要な役割を担うと仮定して、熱拡散係数

$$\chi_e \propto 1 / (n \sqrt{q})$$

を電流駆動ドリフト不安定性 (current driven drift instability) により説明しようとする試み<sup>29, 30)</sup>があるが現在までのところ確定的ではない。



## 4.6 結論

我々は、DIVAにおいてダイバータ付きトカマク配位および、ダイバータを働かさない通常のトカマク配位での両者において、広範囲の放電条件において両者の主プラズマのプラズマ・パラメータおよび、不純物による主プラズマからの輻射損失を調べることにより以下の結論を得た。

- 1) セパトトリックス付きトカマク配位においてもループ電圧に負スパイクがあらわれる放電条件において、負スパイクの直前に  $m=2$  ブリカーサ振動が、ポロイダル磁場において観測される。

電子温度の空間分布は、内部モードである鋸歯状波振動 (saw tooth oscillation) により影響をうける。

- 2) ダイバータを働かさない場合には、プラズマ境界での安全係数  $q_a$  が 3.5 以上において安定な放電を得たが、一方ダイバータを働かせた場合  $q_a \geq 2.6$  において安定な放電を得ることができた。ただし、ダイバータを働かせた場合のプラズマ境界での安全係数  $q_a$  は、同じ大きさの円型のトカマクの  $q_a$  に対応させた値である。
- 3) ダイバータを働かせた場合においても、通常のトカマクと同様にプラズマの中心イオン温度は Artsimovich のスケーリングに従う。また到達可能な最大線平均電子密度は、Mura-kami のスケーリングに従う。
- 4) ダイバータは、プラズマと壁との相互作用を軽減させ、第1壁からの不純物の発生を減少させる。またダイバータは、第1壁から発生した不純物 (軽元素不純物および金属不純物) に対して遮蔽効果を持っている。しかも DIVA での真空容器改造後のダイバータ付きトカマク配位においては、ダイバータ板 (中性化板) から発生した金属不純物の主プラズマ中への逆流は小さい。

以上の結果として、ダイバータは不純物による輻射損失を、ダイバータを働かさない場合に比較して  $1/2$  ないし  $1/4$  に軽減することができる。この効果は、高電流放電においてとくに大きい。

- 5) 粒子の閉じ込め時間に対するスケーリング則を得た。

ダイバータを働かせた場合の平均的粒子閉じ込め時間  $\bar{\tau}_p$

$$\bar{\tau}_p \text{ (ms)} = 3.0 \sqrt{q_a} \bar{n}_{14}$$

ダイバータを働かさない場合

$$\bar{\tau}_p \text{ (ms)} = 2.0 \sqrt{q_a} \bar{n}_{14}$$

ここに  $q_a$  は、プラズマ境界での安全係数であり、 $\bar{n}_{14}$  は  $[10^{14}/\text{cm}^3]$  を単位として測った平均電子密度である。粒子閉じ込め時間は、ダイバータによりほとんど影響をうけない。

- 6) エネルギー閉じ込め時間に対するスケーリングは、ダイバータを働かせた場合および働かさなない場合において ALCATOR で得られたエネルギー閉じ込め時間に対するスケーリング則 ( $\tau_E \propto \sqrt{q_a} \bar{n}_{14}$ ) に従う。

ダイバータを働かせた場合

$$\tau_E \text{ (ms)} = 4.0 \sqrt{q_a} \bar{n}_{14}$$

ダイバータを働かさない場合

$$\tau_E \text{ (ms)} = 1.5 \sqrt{q_a} \bar{n}_{14}$$

7) ダイバータ効果に関して最も重要な結論を得た。

- ダイバータを用いることにより不純物による輻射損失を減少させ、電子温度の空間分布をプラズマの径方向に電子温度の高い温度領域がひろがった分布とすることができる。その結果として、ダイバータはプラズマの閉じ込め特性を改善して、エネルギー閉じ込め時間をダイバータを用いない場合に比較して、広範囲のプラズマ・パラメタにわたり2.5倍増大させることができる。
- 軸対称ダイバータは、主プラズマの輸送過程に影響を与えない。

## 文献 (第4章)

- 1) OREN, L., TAYLOR, R., Nucl. Fusion 16 (1977) 1143.
- 2) YAMAMOTO, S., MAEDA, H., SHIMOMURA, Y., ODAJIMA, K., NAGAMI, M., et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 8th Europ. Conf. Prague, 1977) 1 (1977) 33.
- 3) NAGAMI, M., MAEDA, H., KASAI, S., YAMAUCHI, T., SENGOKU, S., et al., Proc. Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Culham 1978, J. Nucl. Mater 76 & 77 (1978) 521.
- 4) MIRNOV, S. V., SEMENOV, I. B., in Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1 (1977) 291.
- 5) KAGER, F., WOBIG, H., CORTI, S., GERNHART, J., KLUBER, O., et al., in Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974) 1 (1975) 207.
- 6) VON GOELER, S., STODIEK, W., SAUTHOFF, N., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1201.
- 7) ARTSIMOVICH, L. A., Nucl. Fusion 12 (1972) 215.
- 8) MURAKAMI, M., CALLEN, J. D., BERRY, L. A., Nucl. Fusion 16 (1976) 347.
- 9) YAMAMOTO, S., MAEDA, H., SHIMOMURA, Y., ODAJIMA, K., NAGAMI, M., et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 8th Europ. Conf. Prague, 1977) 2 (1977) 234.
- 10) APGAR, E., COPPI, B., GONDHALEKAR, A., HELAVA, H., KOMM, D., et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1, IAEA, Vienna (1977) 247.
- 11) DIVA GROUP, Nucl. Fusion 18 (1978) 1619.
- 12) EQUIPE TFR, Nucl. Fusion 17 (1977) 1983.
- 13) BERLIZOV, B. A., BOBROVSKIJ, G. A., BAGDASAROV, A. A., VASIN, N. L., VERTIPOROKH, A. N., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1, IAEA, Vienna (1977) 3.
- 14) BERRY, L. A., BUSH, C. E., CALLEN, J. D., COLCHIN, R. J., DUNLAP, J. L., et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1, IAEA, Vienna (1977) 49.
- 15) MAENO, M., KATAGIRI, M., SUZUKI, N., FUJISAWA, N., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 7431 (1977).
- 16) JAHNS, G. L., SOLER, M., WADDELL, B. V., CALLEN, J. D., HICKS., Nucl. Fusion 18 (1978) 609.

- 17) WADDELL, B. V., ROSENBLUTH, M. N., MONTICELLO, D. A., WHITE, R. B., Nucl. Fusion 16 (1976) 528.
- 18) KADOMTSEV, B. B., Fiz. Plasmy [Sov. J. Plasma Phys.] 1 (1975) 710.
- 19) CARRERAS, B., WADDELL, B. V., HICKS, H. R., ORNL/TM-6403.
- 20) AZUMI, Private communication.
- 21) MAEDA, H., OHTSUKA, H., SHIMOMURA, Y., YAMAMOTO, S., NAGAMI, M., et al., in Plasma Wall Interaction (Proc. Int. Symp. Julich, 1976) 1977, 537.
- 22) DIVA GROUP, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 7610 (1978).
- 23) KASAI, S., FUNAHASHI, A., SUGIE, T., AZUMI, M., TAKIZUKA, T., Japan J. Appl. Phys. 17 (1978) 903.
- 24) DIMOCK, D., ECKHARTT, D., EUBANK, H., HINNOV, E., JOHNSON, L. C., et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) 1 IAEA, Vienna (1971) 451.
- 25) DIVA GROUP, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck, 1978) CN-T-3-1.
- 26) KONOSHIMA, S., FUJISAWA, N., MAENO, M., SUZUKI, N., YAMAMOTO, T., et al., Proc. Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Culham 1978, J. Nucl. Mater 76 & 77 (1978) 581.
- 27) MURAKAMI, M., BURRELL, K. H., JERNIGAN, T., AMANO, T., BATES, S. C., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck, 1978) CN-37-N-4.
- 28) EQUIPE TFR, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1 (1977) 35.
- 29) BASU, B., COPPI, B., MOLVIG, K., PEGORARO, F., *ibid.*, 2 455.
- 30) INOUE, S., ITOH, K., NISHIKAWA, K., YOSHIKAWA, S., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck, 1978) CN-37/W-3.

## 第5章 結 語

DIVA (JFT-2a) 装置は、軸対称ダイバータをトカマク装置に導入した世界最初のトカマク装置であり、明らかにされねばならない多くの問題があった。

本研究において、軸対称ダイバータ付きトカマク装置でのプラズマの平衡配位およびその安定性、ダイバータが不純物および閉じ込め特性（エネルギーおよび粒子の閉じ込め特性）におよぼす効果等を調べることにより以下に述べることを明らかにした。

- i) 軸対称ダイバータを持ったトカマク・プラズマの平衡配位が、全放電時間を通じて安定に存在する。
- ii) 非軸対称漏洩磁場によりセパトリックス近傍において、エルゴディック領域が存在する。
- iii) ダイバータは不純物による輻射損失を減少させるとともに、エネルギー閉じ込め時間をも増大させる。
- iv) 軸対称ダイバータは、主プラズマの輸送過程に影響を与えない。

我々はこの論文での研究を通してトカマク装置での軸対称ダイバータによる不純物制御機能の有効性を明らかとした。

## 謝 辞

本研究は、日本原子力研究所核融合研究部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、終始御懇切なる御指導と御鞭撻を賜りました京都大学ヘリオトロン核融合研究センター宇尾光治教授に対し、心から感謝の意を表わします。

本研究で述べた軸対称ダイバータ付きトカマク装置 DIVA (JFT-2a) は、1972年日本原子力研究所において、核融合研究開発推進センター森茂センター長の指導のもとに JT-60 第一開発室吉川允二室長およびプラズマ実験研究室 DIVA グループ下村安夫研究員とにより設計が開始されたものであり、著者は1975年4月以来実験グループに参加している。本研究の遂行にあたり終始著者を暖かく見守り、勇気づけてくださいました森茂センター長に心から深く感謝いたします。また、熱心なる討論と御教示を賜りました核融合研究部小幡行雄部長、JT-60 開発室吉川允二室長、理論解析研究室田中正俊室長並びに、プラズマ実験研究室田中祐二室長の各氏に対して、心から感謝いたします。

そして、実験の遂行にあたり絶大なる指導力を発揮され、今日の DIVA グループを育てあげて来られた下村安夫研究員に感謝いたします。また、プラズマに対する深い洞察力により、実験の遂行において不可欠の存在でありました前田彦祐研究員に感謝いたします。

また、DIVA グループの仙石盛夫研究員および現在炉心工学研究室におられる大塚英男研究員の各氏には、実際の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ことを感謝いたします。

また、その他の DIVA グループの人達 (小田島和男、永見正幸、木村晴行、大麻和美の各研究員)、船橋昭昌副主任研究員を始めとする計測グループの人達、徳竹利国氏および安納勝人氏をはじめとする装置技術管理室の人達にも心から感謝いたします。

また、著者の京都大学時代における恩師であり、本論文の作成においてのみならず、大学時代より著者を叱咤激励され、研究活動において勇気づけてくださいました京都大学工学部西原宏教授に御礼申し上げます。同じく京都大学ヘリオトロン核融合研究センター飯吉厚夫教授、秋宗秀夫教授並びに京都大学工学部電気工学第2教室上之園親佐教授の各教授には本論文の作成において熱心なる討論と御教示を賜りました。心から感謝の意を表わします。

また著者が、トカマクにおける核融合研究に参加をする動機を与えてくださいました、大阪大学工学部超高温理工学研究施設天野恒雄助教授、岸本浩助手 (現在 JT-60 第1開発室副主任研究員) 京都大学工学部深尾正之助手並びに名古屋大学プラズマ研究所岡本正雄助教授の各氏に対して感謝をいたします。

最後に著者をはじめ多くの核融合研究従事者を育て上げて来られました大阪大学工学部超高温理工学研究施設伊藤博教授に対し、心から深く感謝の意を表わします。

## 本研究に関する主たる論文

### 第1章

- 1) DIVA Group., "Recent Results in the DIVA Experiment", Japan Atomic Research Institute Report JAERI-M 7610 (1978).

### 第2章

- 1) SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., OHTSUKA, H., KITSUNEZAKI, A., NAGASHIMA, T., YAMAMOTO, S., KIMURA, H., NAGAMI, M., UEDA, N., FUNAHASHI, A., MATOBA, T., KASAI, S., TAKEUCHI, H., TAKAHASHI, K., KUMAGAI, K., TOKUTAKE, T., ANNO, K., ARAI, T., "Plasma Behavior with a separatrix magnetic surface in JFT-2a (DIVA) Tokamak", Phys. Fluids 19 (1976) 1635.
- 2) MAEDA, H., OHTSUKA, H., SHIMOMURA, Y., YAMAMOTO, S., NAGAMI, M., KIMURA, H., UEDA, N., ODAJIMA, K., SENGOKU, S., FUNAHASHI, A., MATOBA, T., KASAI, S., SUGIE, T., SHIHO, M., TAKEUCHI, H., TAKAHASHI, K., KAWAKAMI, K., SHOJI, T., YAMAUCHI, T., TOKUTAKE, T., ANNO, K., ARAI, T., HIRATSUKA, H., SHIBATA, T., TANAKA, M., KUNIEDA, S., "Plasma Wall Interaction in DIVA", in Plasma-Wall Interactions (Proc. Int. Symp. Julich, 1976) Pergamon Press (1977), 537.

### 第3章

- 1) MAEDA, H., FUJISAWA, N., SHIMOMURA, Y., FUNAHASHI, A., OHTSUKA, H., YAMAMOTO, S., NAGAMI, M., ODAJIMA, K., KIMURA, H., UEDA, N., SENGOKU, S., MAENO, M., KONOSHIMA, S., SUZUKI, N., HIRAYAMA, T., SHIMADA, M., YAMAMOTO, T., KAWAKAMI, T., TAKAHASHI, K., MATOBA, T., SHOJI, T., KUMAGAI, K., KASAI, S., TAKEUCHI, H., YAMAUCHI, T., SUGIE, T., SHIHO, M., TANAKA, M., TOKUTAKE, T., ANNO, K., ARAI, T., HIRATSUKA, H., SHIBATA, N., TOYOSHIMA, N., SHINA, T., ISAKA, M., MATSUZAKI, Y., TANI, T., KODAMA, K., YOKOKURA, K., SUNAOSHI, H., KAZAWA, M., HASEGAWA, K., KUNIEDA, S., "DIVA Divertor and JFT-2 Confinement Experiments", in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 2, IAEA, Vienna (1977) 289.
- 2) SHIMOMURA, Y., OHTSUKA, H., MAEDA, H., YAMAMOTO, S., KIMURA, H., NAGAMI, M., UEDA, N., "Experimental Study on the Dynamic Magnetic Limiter in DIVA", Nucl. Fusion 16 (1976) 587.

- 3) YAMAMOTO, S., SENGOKU, S., UEDA, N., NAGAMI, M., KIMURA, H., ODAJIMA, K., OHTSUKA, H., MAEDA, H., SHIMOMURA, Y., "Two-Dimensional Measurement of Divertor Configuration", Bull. Am. Phys. Soc. 21 (1976) 1187.
- 4) YAMAMOTO, S., SENGOKU, S., KIMURA, H., SHIMOMURA, Y., MAEDA, H., OHTSUKA, H., ODAJIMA, K., NAGAMI, M., UEDA, N., "Behavior of Super-thermal Electrons in the Scrape-Off Layer of DIVA", Nucl. Fusion 18 (1978) 205.

## 第4章

- 1) YAMAMOTO, S., MAEDA, H., SHIMOMURA, Y., ODAJIMA, K., NAGAMI, M., SENGOKU, S., OHTSUKA, H., UEDA, N., FUNAHASHI, A., MATOBA, T., TAKEUCHI, H., TAKAHASHI, K., KASAI, S., SUGIE, T., SHIHO, M., KAWAKAMI, T., KUMAGAI, K., YAMAUCHI, T., SHOJI, T., TOKUTAKE, T., ANNO, K., ARAI, T., SHIBATA, T., HIRATSUKA, H., TANAKA, M., TANAKA, Y., KUNIEDA, S., "Reduction of Power Loss Due to Heavy Impurities in DIVA", in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 8th Europ. Conf. Prague, 1977) 1 (1977) 33 and Its supplementary paper 2 (1977) 234.
- 2) DIVA Group., "Divertor Experiment in DIVA", Nucl. Fusion 18 (1978) 1617.