

J A E R I - M

85-102

トカマクプラズマと第一壁との相互作用の
制御によるプラズマ閉込め特性の改善

1985年8月

仙石 盛夫

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

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

JAERI-M reports are issued irregularly.

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

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1985

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷株

トカマクプラズマと第一壁との相互作用の制御によるプラズマ閉込め特性の改善

日本原子力研究所那珂研究所核融合研究部

仙 石 盛 夫

(1985年6月25日受理)

トカマク型核融合装置におけるプラズマと第一壁との相互作用とプラズマ閉込め特性との関連を、不純物制御及び燃料粒子制御の観点から議論した。

不純物制御に関する研究では以下の結論が得られた。

- (1) 定常なトカマク放電においては、イオンスパッタリングが主要な不純物発生原因である。
イオンスパッタリング抑制のためには境界の電子温度を低減しなければならない。
- (2) 低原子番号材である炭素をDIVA トカマクの全壁面に蒸着した結果、放射冷却の領域がプラズマ境界部に集中し、電子温度が境界で低く、周辺部で高い系が実現できる。その結果、核プラズマの実効半径が大きくなり、エネルギー閉込め特性が約2倍改善される。
- (3) 不純物制御に関するダイバータ機能の物理的モデルが得られた。このモデルを用いて、JT-60 トカマクのダイバータ効果に関する解析を行った結果、プラズマイオンによるスパッタリング及び自己スパッタリングによる不純物発生量が増加し続けないという条件からは、ダイバータプラズマの電子温度の上限は規定されなかった。この場合はダイバータ板の熱負荷及び侵食に対する対策が必要になる。
- (4) DOUBLET III トカマクの簡単なダイバータにおいて強い遠隔放射冷却を伴う高密度低温度ダイバータプラズマが磁力線に沿って測定され、強い粒子リサイクリングの領域がダイバータ板近くに局在することが示された。この様な系ではダイバータ板の熱負荷及びスパッタリングによる侵食は大幅に低減される。

粒子制御に関する研究では以下の結論が得られた。

- (1) DOUBLET III トカマクにおいて、固体重水素のペレット入射により核プラズマに直接燃料を補給することにより、エネルギー閉込め時間に対するINTOR 比例則は高密度領域まで成立した。
- (2) ペレット入射による核プラズマへの直接燃料補給の場合に特徴的に示された様に、周辺プラズマ・壁相互作用を軽減することにより特に高密度領域においてプラズマの閉込め特性が改善される。
- (3) 周辺及び境界領域への粒子補給量を低減することにより境界での粒子リサイクリング量及び電子密度が低減し、その結果境界あるいはダイバータ領域の電子温度が上昇する。そのため不純物発生量が増加して主プラズマへの不純物混入量が無視できなくなる場合は、境界領

域あるいはダイバータ板近くでの局所的な粒子あるいは不純物の制御が必要になる。

この様に、閉込め特性改善のためには不純物制御のみならず粒子制御も重要である。両者の制御により閉込め特性が改善されることが本研究において実証された。

IMPROVEMENT OF CONFINEMENT CHARACTERISTICS OF TOKAMAK PLASMA
BY CONTROLLING PLASMA-WALL INTERACTIONS

SEIIC SENGOKU

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

(Received June 25, 1985)

Relation between plasma-wall interactions and confinement characteristics of a tokamak plasma with respect to both impurity and fuel particle controls is discussed.

Following results are obtained from impurity control studies:

- (1) Ion sputtering is the dominant mechanism of impurity release in a steady state tokamak discharge. Lowering the electron temperature of boundary plasma can reduce ion sputtering.
- (2) By applying carbon coating on entire first wall of DIVA tokamak, dominant radiative region is concentrated more in boundary plasma resulting a hot peripheral plasma with cold boundary plasma. Energy confinement time of such a plasma is improved by a factor of two due to increasing of the effective radius of the core plasma by applying a carbon wall.
- (3) A physical model of divertor functions about impurity control is empirically obtained. By a computer simulation based on above model with respect to divertor functions for JT-60 tokamak, it is found that the allowable electron temperature of the divertor plasma is not restricted by a condition that the impurity release due to ion sputtering does not increase continuously. In this case, it is necessary to consider how to cope with handling heat load and erosion of a divertor plate.
- (4) Dense and cold divertor plasma accompanied with strong remote radiative cooling was diagnosed along the magnetic field line in the simple poloidal divertor of DOUBLET III tokamak. Strong

particle recycling region is found to be localized near the divertor plate. In such a system, the heat load and the erosion by ion sputtering of the divertor plate are decreased; and from particle control studies:

- (1) The INTOR scaling on energy confinement time is applicable to high density region when a core plasma is fueled directly by solid deuterium pellet injection in DOUBLET III tokamak.
- (2) As remarkably demonstrated by direct fueling with pellet injection, energy confinement characteristics can be improved at high density range by decreasing particle deposition at peripheral plasma in order to reduce plasma-wall interaction.
- (3) If the particle deposition at boundary layer is necessarily reduced, the electron temperature at the boundary or divertor region increases due to decrease of the particle recycling and the electron density there. At that situation, the enhancement of impurity release can be the serious problem and thus some kind of "localized" control of particle or impurity at the boundary or near the divertor plate should be applied.

The controls of not only impurities but also fuel particles are important as shown above. Improvement of energy confinement time is demonstrated to be possible by controlling both impurity and fuel particles.

Key words: Confinement characteristics, Plasma-wall interaction, Impurity and fuel particle control, Ion sputtering, Carbon wall, Divertor, Fueling, Recycling, Pellet injection, INTOR scaling.

目 次

| | |
|--|----|
| 1. 序 論 | 1 |
| 1.1 トカマク型核融合炉におけるエネルギー閉込め特性 | 1 |
| 1.2 プラズマ・壁相互作用 | 2 |
| 1.3 境界プラズマの特性 | 4 |
| 1.4 本研究の位置付け | 9 |
| 文献 | 10 |
| 2. DIVA 及びDOUBLET III トカマク装置の概要と計測手段 | 12 |
| 2.1 序 | 12 |
| 2.2 DIVA 装置の概要 | 12 |
| 2.3 DIVA における計測手段 | 18 |
| 2.4 DOUBLET III 装置の概要 | 24 |
| 2.5 DOUBLET III における計測手段 | 28 |
| 文献 | 30 |
| 3. 不純物発生機構 | 32 |
| 3.1 序 | 32 |
| 3.2 実験手段 | 32 |
| 3.3 壁材不純物の発生機構 | 33 |
| 3.4 結論 | 39 |
| 文献 | 41 |
| 4. 壁材の選択による不純物制御 - DIVA 炭素壁実験 | 42 |
| 4.1 序 | 42 |
| 4.2 炭素壁の特性 | 42 |
| 4.3 炭素壁でのプラズマの特性 | 48 |
| 4.4 議 論 | 51 |
| 4.5 結 論 | 52 |
| 文献 | 53 |
| 5. ダイバータによる不純物制御 | 54 |
| 5.1 序 | 54 |
| 5.2 不純物混入に関する実験 | 54 |
| 5.3 DIVA におけるダイバータ機能に関するモデル計算 | 57 |
| 5.4 大型装置 (JT-60) における不純物の振舞に関する ダイバータモデル計算 | 60 |
| 5.5 DOUBLET III における遠隔放射冷却を伴う高密度低温度 ダイバータプラズマ | 68 |

| | |
|------------------------------|-----|
| 5.6 議論 | 74 |
| 5.7 結論 | 74 |
| 文献 | 76 |
| 6. 閉込め特性とプラズマ・壁相互作用 | 78 |
| 6.1 序 | 78 |
| 6.2 良い閉込めモードの発見とプラズマ・壁相互作用 | 78 |
| 6.3 DOUBLE T IIIにおけるペレット入射実験 | 81 |
| 6.4 議論 | 94 |
| 6.5 結論 | 94 |
| 文献 | 96 |
| 7. 結語 | 98 |
| 謝辞 | 100 |
| 本研究に関する主たる発表論文リスト | 101 |

Contents

| | | |
|-----|--|----|
| 1. | Introduction | 1 |
| 1.1 | Confinement characteristics of a tokamak reactor | 1 |
| 1.2 | Plasma-wall interactions | 2 |
| 1.3 | Characteristics of boundary plasmas | 4 |
| 1.4 | Objectives of this theses | 9 |
| | References | 10 |
| 2. | Outline of DIVA and DOUBLET III tokamaks | 12 |
| 2.1 | Introduction | 12 |
| 2.2 | Outline of DIVA tokamak | 12 |
| 2.3 | Diagnostics of DIVA tokamak | 18 |
| 2.4 | Outline of DOUBLET III tokamak | 24 |
| 2.5 | Diagnostics of DOUBLET III tokamak | 28 |
| | References | 30 |
| 3. | Mechanisms of impurity release | 32 |
| 3.1 | Introduction | 32 |
| 3.2 | Experimental set-up | 32 |
| 3.3 | Mechanisms of impurity release for wall materials | 33 |
| 3.4 | Conclusions | 39 |
| | References | 41 |
| 4. | Impurity control by wall optimization—Carbon wall experiment on DIVA tokamak | 42 |
| 4.1 | Introduction | 42 |
| 4.2 | Characteristics of carbon wall | 42 |
| 4.3 | Characteristics of plasma with carbon wall | 48 |
| 4.4 | Discussion | 51 |
| 4.5 | Conclusions | 52 |
| | References | 53 |
| 5. | Impurity control by divertor | 54 |
| 5.1 | Introduction | 54 |
| 5.2 | Impurity injection experiment | 54 |
| 5.3 | Model calculation with respect to divertor functions of DIVA tokamak | 57 |
| 5.4 | Divertor model calculation concerning with impurity behaviour for a large tokamak (JT-60) | 60 |
| 5.5 | Dense and cold divertor plasma accompanied with remote radiative cooling | 68 |

| | |
|---|-----|
| 5.6 Discussion | 74 |
| 5.7 Conclusions | 74 |
| References | 76 |
| 6. Confinement characteristics and plasma-wall interactions | 78 |
| 6.1 Introduction | 78 |
| 6.2 Discovery of good confinement mode and plasma-wall interactions related to the confinement characteristics ... | 78 |
| 6.3 Pellet injection experiment on DOUBLET III tokamak | 81 |
| 6.4 Discussion | 94 |
| 6.5 Conclusions | 94 |
| References | 96 |
| 7. Summary | 98 |
| Acknowledgements | 100 |
| Publication list | 101 |

1. 序論

1.1 トカマク型核融合炉におけるエネルギー閉込め特性

核融合炉において、外部から加熱入力を注入することなく核融合反応が持続する条件、すなわち自己点火条件を実証するためには、D-T 反応の場合プラズマ電子密度 n_e とエネルギー閉込め時間 τ_E の積は $n_e \cdot \tau_E \gtrsim 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ およびイオン温度 $T_i \gtrsim 14 \text{ keV}^*$ のプラズマパラメータが実現されなければならない。¹⁾ この時要求されるエネルギー閉込め時間に対する比例則は、トカマクの場合 INTOR 比例則²⁾ :

$$\tau_E (\text{sec}) \sim 0.5 \times 10^{-18} \bar{n}_e (\text{cm}^{-3}) \cdot a_p^2 (\text{cm}^2) \quad (1-1)$$

が良く参考される。ここで \bar{n}_e は平均電子密度、 a_p はプラズマ副半径である。したがって自己点火条件の実証のためにはこの比例則が高温高密度領域まで成立することが必要条件となる。

INTORの場合に要求される電子密度は、 $a_p = 130 \text{ cm}$ であるので、(1-1) 式及び $n_e \cdot \tau_E$ 値より平均で $\bar{n}_e \gtrsim 1.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ である。この時のエネルギー閉込め時間は $\tau_E \gtrsim 1.3 \text{ s}$ である。

トカマク型核融合装置により自己点火条件の高温プラズマを得るために、プラズマ電流による加熱いわゆるジュール加熱だけでは高温プラズマの抵抗率が低いため不十分であるので、中性粒子入射加熱等の追加熱が必要である。追加熱時において前述した高密度領域まで (1-1) 式が成立するか否かは未だ実証されていない。したがってこの比例則が追加熱時の高密度プラズマにおいて成立する条件を確立することが当面の研究課題である。

前述した自己点火条件は、プラズマ中に不純物が混入していない場合に適用されるが、不純物が混入して放射損失が増大すると、 $n_e \cdot \tau_E$ 値及び T_i は更に高い値が要求される。更に不純物混入によりプラズマ中心部が冷却された場合温度分布がホロー (hollow) 型となり^{3), 4), 5)}、中間部が冷却されるとプラズマの実効半径が小さくなつて閉込め特性が劣化する⁶⁾。又、プラズマを追加熱する際、加熱された電子が不純物混入により冷却されると電子からイオンに移るエネルギーの流れが減少したり、イオンの加熱率そのものが低減したりして結果的に加熱効率が悪くなる。これらの不純物混入の影響は、混入不純物の原子番号が大きい程大きくなる。

追加熱時において、閉込め特性は不純物混入の効果を考慮した場合以上に劣化することが報告されている^{7), 8)}。この場合はプラズマと壁の境界における中性粒子数及び粒子リサイクリング量が増加したために閉込め特性が劣化したものと考えられる⁸⁾。

この様に閉込め特性が劣化した場合は、エネルギー閉込め時間は INTOR 比例則で与えられる値より大幅に短くなるので閉込め特性の改善に関する研究は重要である。閉込め特性の改善のためには、不純物制御及び粒子制御の関点から、プラズマ・壁相互作用の制御をすることが重要な課題となる。

* 本論文では、プラズマの温度 $T (\equiv K T (^{\circ}K))$ は [eV] 単位で表わし、その電圧換算 $T' (\equiv T/e)$ は [V] 単位である。1 eV は $1.602 \times 10^{-19} \text{ C} \cdot \text{V}$ である。（ K : ポルツマン定数、 $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$: 素電荷）

1.2 プラズマ・壁相互作用

磁気的に閉込められたプラズマは、磁力線を横切る拡散等によってそのまわりをとり囲む壁面と相互作用する。本節においては、プラズマ・壁相互作用の形態について議論する。

トカマク型核融合装置のプラズマの配位は大別してリミターによってプラズマ境界が規定されたりミター配位と、ダイバータを用いてセパラトリックスにより境界が規定されるダイバータ配位がある。図1.1にそれぞれの配位の場合の概念図を示す。図に示す様にリミター配位では主プラズマはリミター面に直接接触しているが、ダイバータ配位ではプラズマ電流と同方向にダイバータコイルに電流を流して得られた中性点を持つ磁気面すなわちセパラトリックス (separatrix) により主プラズマは壁と離されている。

リミターと接する磁気面あるいはセパラトックスに囲まれたプラズマを主プラズマ (main plasma) といい、その外側のプラズマをリミターあるいはダイバータスクレイプオフプラズマ又は単にスクレイプオフ (scrape-off) プラズマという。ダイバータ配位においては中性点 (null-point) を境に主プラズマ側を主プラズマ領域、ダイバータコイル側をダイバータ領域という。リミタスクレイプオフプラズマ及び主プラズマ領域のダイバータスクレイプオフプラズマを総称して境界 (boundary) プラズマと呼ぶ。ダイバータ領域のスクレイプオフプラズマをダイバータプラズマと呼ぶ。ダイバータプラズマは、主プラズマより離れた所でダイバータ板 (divertor plate) と接触している。プラズマに面する壁、リミターあるいはダイバータ板を総称して第一壁という。主プラズマを更に高温部の核 (core) プラズマと、境界プラズマと接して直接その影響を受けている周辺 (peripheral) プラズマとに分ける。周辺プラズマの幅は境界プラズマのパラメータ及び不純物による放射冷却等によって決まる。

以上の配位においてプラズマは第一壁と次の様な相互作用をする。すなわち

- (1) 壁：プラズマから放射される電磁波、高速中性粒子及び磁力線を横切って拡散したプラズマ粒子を全壁面で受ける。
- (2) リミター：周辺及び境界プラズマによって運ばれる熱及びプラズマ粒子を直接受ける。
- (3) ダイバータ板：ダイバータスクレイプオフプラズマによって運ばれる熱及びプラズマ粒子を受ける。

これらの相互作用の結果：

- (1) 热による第一壁材の溶融及び蒸発、イオンによるスパッタリングあるいは電界によるアーキング等により不純物が発生する。
 - (2) 第一壁に吸着あるいは吸蔵された燃料粒子が再びプラズマ中に供給されて粒子の再循環いわゆる粒子リサイクリングが起こり、制御されない粒子供給源となる。
- したがって不純物制御及び粒子制御のためにはプラズマ・壁相互作用の制御をしなければならない。それゆえプラズマ・壁相互作用において、壁と直接相互作用する境界プラズマの特性を調べることは、重要である。

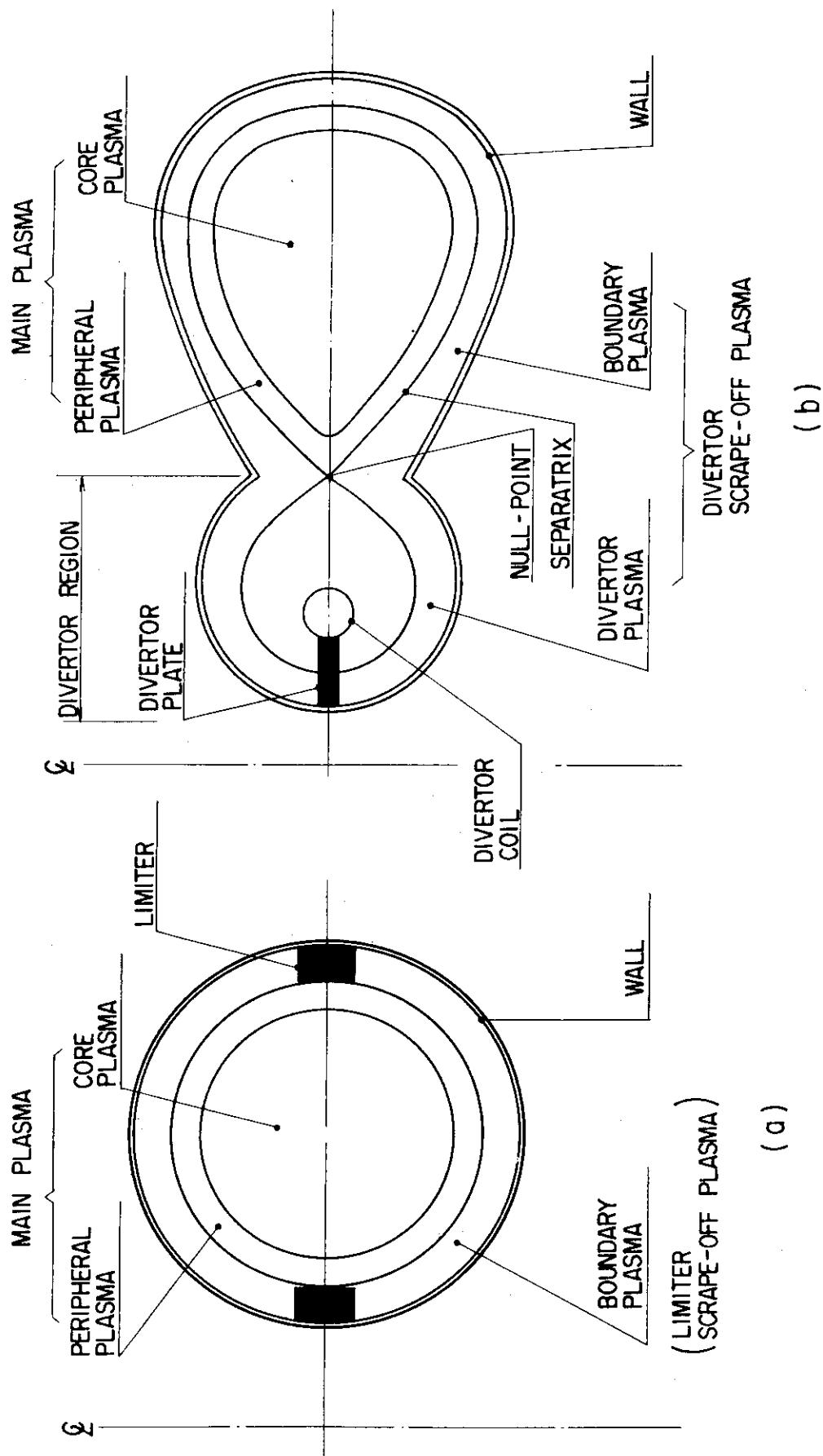


Fig. 1.1 Concept of (a) limiter and (b) divertor configurations.

1.3 境界プラズマの特性

不純物のプラズマへの混入及び混入した不純物のプラズマ中での輸送は、境界プラズマの特性に強く依存している。ここでは境界プラズマの特性に関する実験結果及びそこから導びかれる実験則について議論する。

まず境界プラズマの温度及び密度に対する実験則を、実験結果を引用しながら導く。

境界プラズマは、エネルギー及び粒子バランスを通して主プラズマと関連づけられる。^{9), 10), 11)}
プラズマ放電が定常になった時のパワーバランスは

$$P_{IN} = P_{CO} + P_R + P_{CX} \quad (1-2)$$

と表わされる (1-2) 式の左辺は全入力パワーであり、右辺の各損失パワーと釣合っている。ここで P_{CO} はプラズマ粒子が運ぶ伝導及び対流損失パワーで、主にリミターあるいはダイバータ板上に損失する。 P_R 及び P_{CX} はそれぞれ放射損失及び荷電交換損失のパワーで、プラズマに面する壁面全体に損失する。

伝導対流損失パワーはシース理論より以下の様に求めることが出来る。¹²⁾ 壁面の電位はプラズマ浮遊電位にはほぼ等しく(第3章-2)，実際のトカマク壁面にシースが形成されることが確認されている¹²⁾ので、このシースを通して運ばれる熱束密度 q は

$$q = \gamma f_p T_e \quad (1-3)$$

である。¹³⁾ ここで f_p は壁に流入するイオン束、 γ はシース電圧、二次電子放出効果及びエネルギー分布関数に対する補正が考慮されたシースにおける熱伝達係数である。すなわち：

$$\gamma = \left(\frac{2}{1 - \delta} + 2 + \alpha \right) F \quad (1-4)$$

$$\alpha = -F' \ln \frac{\xi \sqrt{m/M}}{1 - \delta} \quad (1-5)$$

である。ここに δ は壁面の二次電子放出係数、 $\alpha \cdot T_e'$ はシース電圧を与える。 m 及び M はそれ respective 電子及びイオンの質量、 ξ は電子及びイオンの飽和電流比に対する補正係数であり通常のトカマクでは 2 ~ 4 程度である。 F 及び F' は壁に接するプラズマのエネルギー分布に対する補正係数で、正常なトカマク放電では共に 1 であるが、逃走電子の多い放電では F は 10 を越える。¹²⁾ γ の最大値 γ_{max} は、二次電子放出の空間電荷制限より決まる。すなわち、最大の δ は、

$$\delta_{max} = 1 - 8.3 \sqrt{m/M} \quad (1-6)$$

$$= \begin{cases} 0.81 & (\text{水素プラズマの場合}) \\ 0.86 & (\text{重水素プラズマの場合}) \end{cases}$$

である¹³⁾ので、正常な放電での γ の値は、水素プラズマの場合 6.7 ~ 13.5、重水素プラズマの場合 7 ~ 17 となる。以上の状況は DIVAにおいて熱電対を静電プローブとして使用し、局所的

な熱束密度、イオン飽和電流 I_s 及び電子温度 T_e を同時測定して確認された¹²⁾ (図 1.2)。

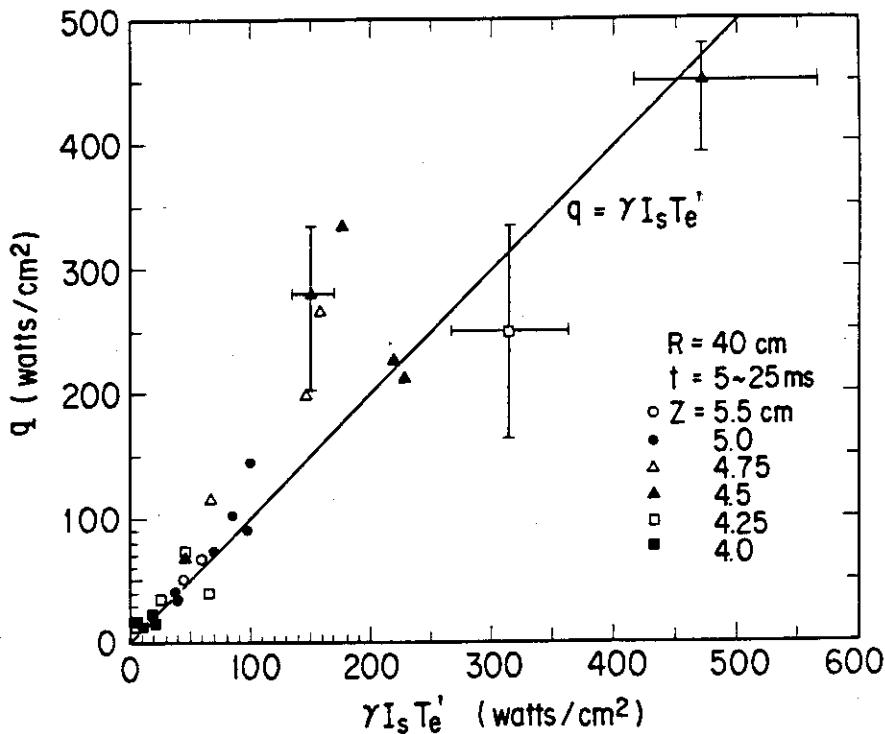


Fig. 1.2 Measured heat flux q vs. $\gamma I_s T_e'$ in electron temperature range $T_e = 5\text{--}55$ eV. γ includes the correction for the distribution function [12] ($I_s = f_p \cdot e$).

以上の結果 (1-3) 式は実際のトカマクにおいて成立することがわかったので、伝導対流損失パワーは、

$$\begin{aligned} P_{CC} &= \int q \, dS \\ &= \gamma F_p \bar{T}_b \end{aligned} \quad (1-7)$$

となる。ここで F_p はプラズマ領域より流出する総粒子数で、 $F_p \equiv N_p / \bar{\tau}_p$ である。 N_p はプラズマ領域に含まれる総粒子数、 $\bar{\tau}_p$ はプラズマの系全体を考えた粒子閉込め時間である。 \bar{T}_b は平均の境界プラズマ温度である。プラズマの系全体を考えたエネルギー閉込め時間 $\bar{\tau}_E$ を、定常時に $\bar{\tau}_E \equiv \frac{3}{2} N_p (\bar{T}_e + \bar{T}_i) / P_{IN}$ と定義すると (1-2) 式及び (1-7) 式より境界温度と主プラズマ温度の関係が導びかれる。^{9), 10), 11)} すなわち

$$\bar{T}_b = \frac{3}{\gamma} \frac{\bar{\tau}_p}{\bar{\tau}_E} \left(1 - \frac{P_R + P_{CX}}{P_{IN}} \right) \bar{T}. \quad (1-8)$$

ここで \bar{T}_e 、 \bar{T}_i はそれぞれ主プラズマの電子及びイオン平均温度、 $\bar{T} = (\bar{T}_e + \bar{T}_i) / 2$ である。

境界プラズマ温度 \bar{T}_b の広い範囲で測定された \bar{T}_b と、(1-8) 式により計算された $\gamma \bar{T}_b$ の値を図 1.3 に示す。DIVA トカマクの結果は、(1-8) 式で $\gamma = 7$ とした結果と良く一致している。

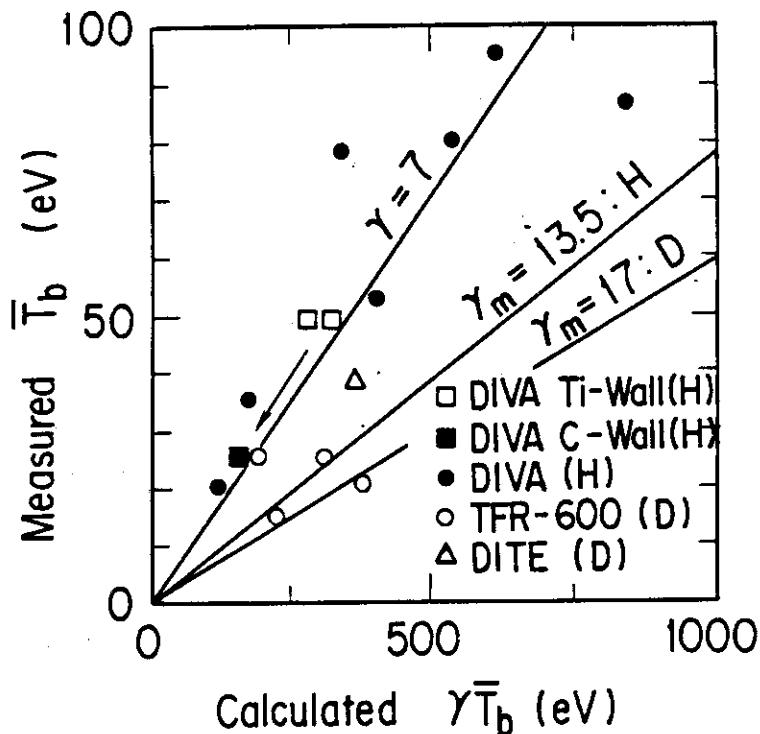


Fig. 1.3 Measured boundary temperature T_b vs. calculated γT_b from eq. (1-8) for DIVA [9] (Ti-wall and C-wall [15]), TFR-600 [16] and DITE [17]. The maximum γ is also shown for hydrogen (H) and deuterium (D) plasma.

又図中の矢印は、チタン壁から炭素壁に変えた場合で、(1-8)式の($P_R + P_{CX}$)が増加して境界が冷却されたことを示している。他のトカマク(TFR-600¹⁶⁾, DITE¹⁷⁾での実験結果も同図に示してあるが、いずれも r の変化幅の中に入っている。したがってDIVAで得られた周辺プラズマの温度に対する実験則(1-8)式は一般性があると言える。

次に境界プラズマ密度について議論する。^{9), 10)} 粒子バランスより境界プラズマの平均密度 \bar{n}_b は主プラズマの平均密度 \bar{n}_e に対して次の様に表わせる。

$$\bar{n}_b = \frac{1}{2} \frac{L}{v_f} \frac{a_p}{d} \frac{\bar{n}_e}{\tau_p} \quad (1-9)$$

ここで L は境界プラズマの磁力線に沿った長さ、 v_f は境界での磁力線に沿った粒子流速度、 d は境界プラズマの幅である。 d は磁力線を横切る粒子の拡散係数 D_\perp を用いて

$$d = \sqrt{D_\perp L / v_f} \quad (1-10)$$

と表わせる。拡散係数 D_\perp はDIVAにおいて実験的に求められ、 $D_\perp \approx D_B / 10$ であった。¹²⁾ ここで D_B はボーム拡散係数で $D_B = T_e(\text{eV}) / (16 B(\text{T})) [\text{m}^2/\text{s}]$ である。

他の重要なパラメータである磁力線に沿った流速 v_f 及び電界 E は、DIVAのダイバータ部での2次元測定により空間分布が得られた¹⁸⁾(図1.4)。 v_f はダイバータ領域ではほぼ一定で、

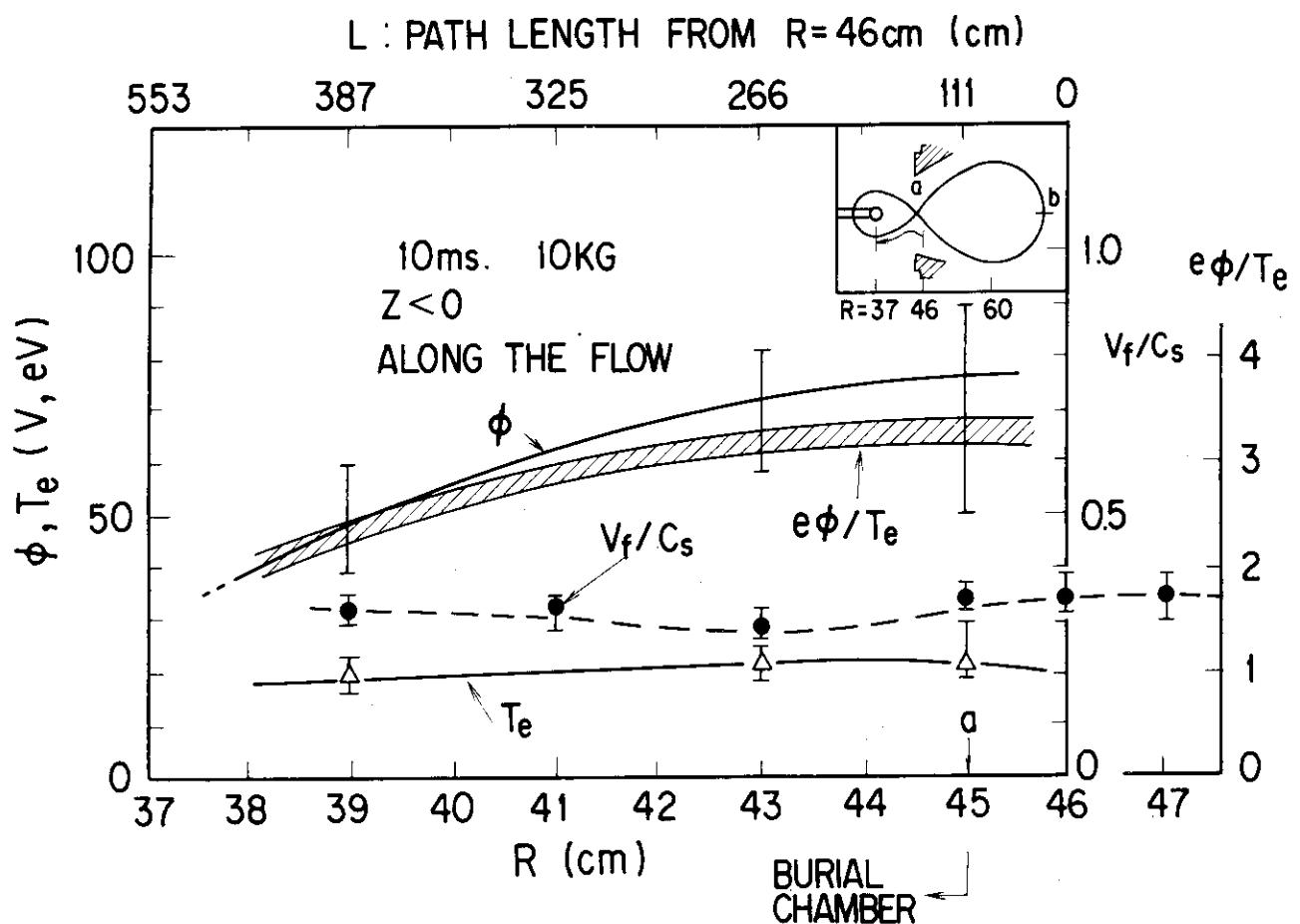


Fig. 1.4 Experimental results on electron temperature T_e , electric potential ϕ , $e\phi/T_e$, and the ratio of flow velocity v_f to sound velocity C_s along the flow at the ion side of the scrape-off plasma of DIVA [18].

0.3 C_s 程度である。 C_s はイオン音速で $C_s = \sqrt{2T_e/M}$ である。主プラズマ境界では v_f はダイバータから最も離れた点(図中の b 点)では零で、磁力線に沿ってセパラトリックス中性点(図中の a 点)での値まで増加していると考えられる。¹⁹⁾ プラズマ空間電位 ϕ の分布も同図に示す。 T_e が約 20 eV であるので、二次電子放出²⁰⁾を考慮したシース電圧は約 40 V である。したがってダイバータ板直前から中性点 a までの電位差は $\Delta\phi \approx T_e'/L$ でありシース前電界としては $E \approx T_e'/L$ 程度になる。

DIVA で得られた主要な境界プラズマパラメータと他の装置での調査結果と合わせて表 1.1 にまとめてある。

Table 1.1 Essential parameters in boundary plasma (v_f = flow velocity; γ = heat transmission rate; D_\perp = perpendicular diffusion coefficient; D_B = the Bohm diffusion coefficient; E = pre-sheath field; C_s = ion sound velocity; and L = path length along scrape-off layer)

| | DIVA [9, 12, 18] | TFR-600 [16] | DETE [17] |
|-----------|-------------------|-------------------|---------------|
| v_f | 0.3 C_s | (0.46-0.55) C_s | 0.37 C_s |
| γ | 7-20 | 7-20 | ~ 8 |
| D_\perp | ~ 0.1 D_B | (1-2) D_B | (0.5-1) D_B |
| E | $\lesssim T_e'/L$ | — | — |

1.4 本研究の位置付け

本研究はトカマク型核融合炉におけるプラズマと第一壁の相互作用の制御と、それによるプラズマの閉込め特性の改善について議論したものである。プラズマの平衡配位は電磁流体力学的に安定に得られているものとした。

第1節で述べた様に、プラズマの閉込め特性の改善のためには不純物制御及び粒子制御が重要である。第3章においてトカマクにおける不純物発生機構について実験的に明らかにし、不純物の主たる発生原因はイオン、特に高電離した不純物イオンによるスペッタリングであることが示される。これより第一壁材として低原子番号の材料を採用することにより不純物発生量が低減できることがわかる。低原子番号の不純物は、プラズマ中に混入しても不純物による放射損失パワーは高原子番号の不純物の場合に比べて特に核プラズマ中において大幅に小さい。このため DIVA トカマクにおいて、世界で初めて全面炭素壁実験を行なった。その結果不純物による放射損失は周辺及び境界領域に集中して自己周辺冷却の系が実現でき、プラズマの実効半径が大きくなつて閉込め特性が改善される。これは第4章において議論される。次に第5章においてダイバータの不純物制御に関する機能について議論する。実験結果をもとにダイバータ機能の物理的モデルをつくり、そのモデルは不純物の振舞を良く再現することが示される。ダイバータにより不純物の発生とその輸送及び第一壁への熱負荷を制御できることが示される。

次に第6章においては、粒子制御によりプラズマの閉込め特性が改善されることを示す。 DOUBLET III トカマクにおいて固体の重水素ペレットの入射により核プラズマ内部に直接燃料補給して周辺プラズマへの粒子補給を低減し、境界の粒子制御が行なわれた場合、従来のガスによる燃料補給の場合に比べて特に高密度において閉込め特性が改善されることが示される。又中性粒子入射による追加熱時でも高密度領域までエネルギー閉込め特性に対する INTOR 比例則は成立することが示される。

以上の研究により、プラズマ・壁相互作用の制御による、不純物及び粒子の制御法の確立は閉込め特性改善のために重要であることが示される。

文 献

- 1) J.D. LAWSON, Proc. Phys. Soc. (London) B70 (1957) 6.
- 2) "International Tokamak Reactor-Zero Phase", (Rep. Int. Tokamak Reactor Workshop, Vienna, 1979) IAEA, Vienna (1980).
- 3) L.A. BERRY, C.E. BUSH, J.D. CALLEN, R.J. COLCHIN, J.L. DUNLAP, et al., In Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) Vol.1, IAEA, Vienna (1977) 49.
- 4) J. HUGILL, S.J. FIELDING, R.D. GILL, M. HOBBY, G.M. McCACKEN, et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 8th Europ. Conf. Prague, 1977) 1 (1977) 39.
- 5) V. ARUNASALAM, C. BARNES, K. BOL, D. BOYD, K. BRAU, et al., in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 8th Europ. Conf. Prague, 1977) 2 (1977) 17.
- 6) DIVA Group, Nucl. Fusion 20 (1980) 271.
- 7) M. MURAKAMI, S.C. BATES, J.D. BELL, C.E. BUSH, A. CARNEVALI, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 9th Int. Conf., Baltimore, 1982) Vol.1, IAEA, Vienna (1983) 57.
- 8) M. NAGAMI, M. KASAI, A. KITSUNEZAKI, T. KOBAYASHI, S. KONOSHIMA, T. MATSUDA, N. MIYA, H. NINOMIYA, S. SENGOKU, M. SHIMADA, H. YOKOMIZO, et al., Nucl. Fusion 24 (1984) 415.
- 9) DIVA Group, Nucl. Fusion 18 (1978) 1619.
- 10) Y. SHIMOMURA and H. MAEDA, J. Nucl. Mater. 76/77 (1978) 45.
- 11) Y. SHIMOMURA, et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report, JAERI-M 7457 (1979).
- 12) H. KIMURA, H. MAEDA, N. UEDA, M. SEKI, H. KAWAMURA, S. YAMAMOTO, M. NAGAMI, K. ODAJIMA, S. SENGOKU, Y. SHIMOMURA, Nucl. Fusion 18 (1978) 1195.
- 13) G.D. HOBBS and J.A. WESSON, Culham Laboratory Report, CLM-R61 (1966).
- 14) M. NAGAMI, H. MAEDA, S. KASAI, T. YAMAUCHI, S. SENGOKU, et al., J. Nucl. Mater., 76/77 (1978) 521.
- 15) S. SENGOKU, T. MATSUDA, H. MATSUMOTO, T. ABE, H. OHTSUKA, et al., J. Nucl. Mater., 93/94 (1980) 178.
- 16) P. DESCHAMPS, private communication.
- 17) S.J. FIELDING, private communication.

- 18) S. SENGOKU and H. OHTSUKA, J. Nucl. Mater., 93/94 (1980) 75.
- 19) T. TAKIZUKA, K. TANI, M. AZUMI, K. SHIMIZU, J. Nucl. Mater.,
128/129 (1984) 104.
- 20) 萩原徳男, 新井貴, 岸田晴生, 日本原子力研究所報告書, JAERI-M 82-128 (1982).

2. DIVA及びDOUBLET III トカマク 装置の概要と計測手段

2.1 序

この章においては、 DIVA 及び DOUBLET III トカマク装置とそれぞれの実験に関連した周辺装置の概要および主プラズマ、ダイバータプラズマ、周辺プラズマの諸量の測定手段について述べる。DIVA および DOUBLET III は、共に軸対称ポロイダルダイバータを備えており、前者はダイバータ室を有しているが、後者のダイバータ部は開いた系になっている。本研究の不純物発生機構に関する実験、炭素壁及び、ダイバータによる不純物制御に関する実験は DIVA トカマクにて行い、ダイバータ実験及びペレット入射実験は DOUBLET III にて行った。したがって本章では主にそれぞれの実験に関連した点に重点を置いて議論する。

2.2 DIVA 装置の概要¹⁾

写真 2.1 は DIVA トカマクの写真である。図 2.1 に DIVA トカマクの断面図を、図 2.2 に真空容器の断面図を示す。プラズマの平衡は 16 個のトロイダルコイルによるトロイダル磁場と垂直磁場のもとで作られる。真空容器内に設けられたダイバータフープコイルの電流と、プラズマ電流を適当に選ぶことによって涙滴形断面を持つシェルの内面に沿ったダイバータ配位を作ることができる。プラズマの安定性は電気良導体の銅シェルによるシェル効果（渦電流による）によって保たれる。基本的な装置のパラメータを表 2.1 に示す。プラズマ・壁相互作用の研究における DIVA 装置の特徴は、世界で初めてのダイバータ付トカマクであることと、第一壁（シェル、リミター等）を金、チタン及び炭素の面にできたことである。

次に各部の説明を行う。

1) 真空容器

真空容器は肉厚約 8 mm のステンレス製で、その表面積は $5.5 \times 10^2 \text{ m}^2$ 、体積は約 0.5 m^3 である。

2) シェル

プラズマ形状規定と安定化を計るためのシェルは、平均肉厚約 2.5 cm の無酸素銅で、真空容器内に設置される。シェルは大周方向に 4 分割され、それぞれは電気的に絶縁されて真空容器に固定されている。プラズマに面するシェルの内面は厚さ約 $10 \mu\text{m}$ の金蒸着がほどこされている。これは金の表面は不活性で吸着ガスがつきにくいため、プラズマ中に流入する吸着ガス不純物や水素中性粒子の量を少なくすることが出来るためである。これにより軽元素不純物（酸素、炭素等）の非常に少ないプラズマが実現出来、トレース不純物の入射実験や、重元素不純物の研究が効率良く行われた。

その後シェルの内面は、重元素不純物のプラズマへの混入を防ぐために、後述するチタンボールを用いたチタン蒸着、ついでマグネットロン型高周波スパッタ法による炭素蒸着が、それぞ

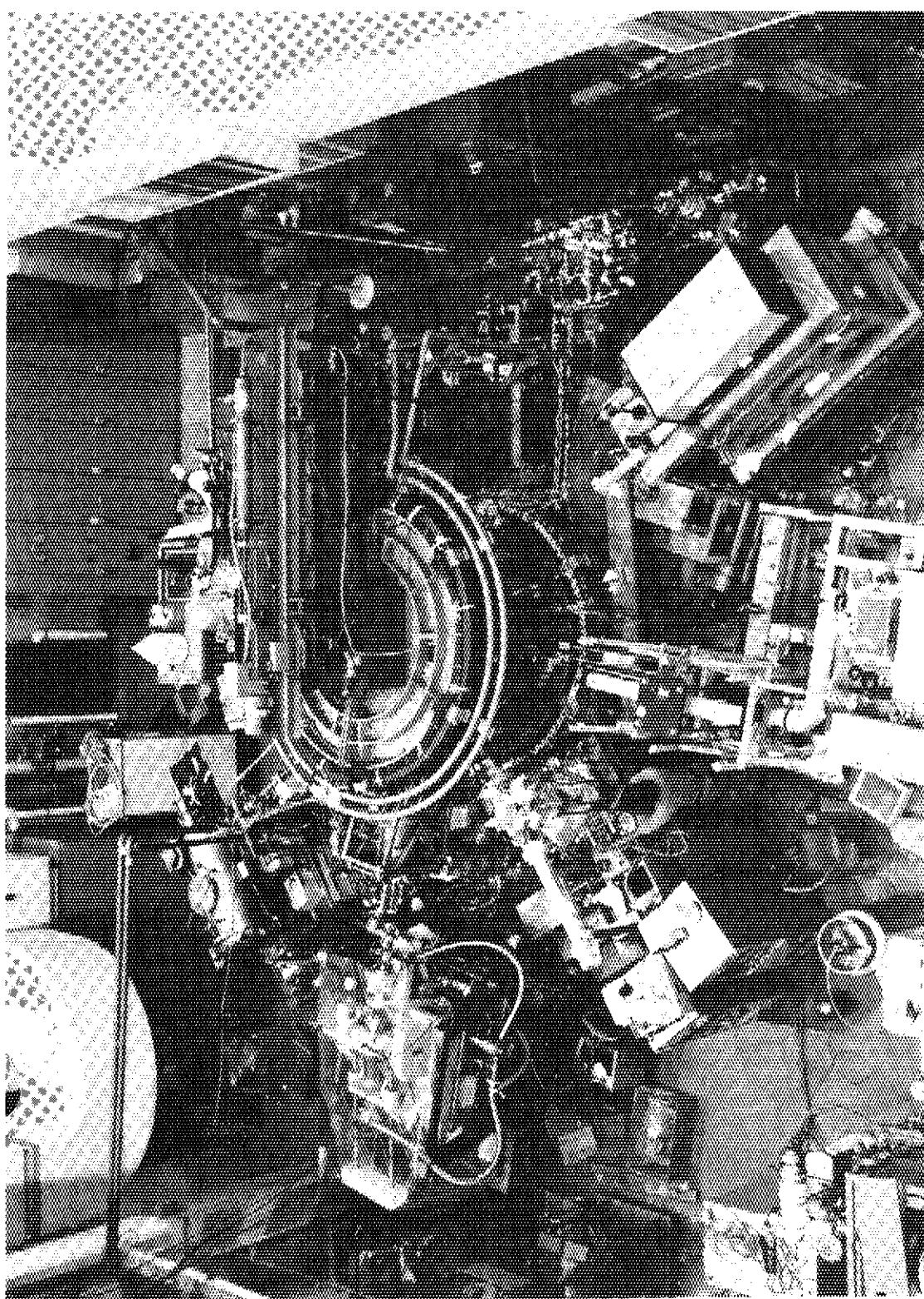


Photo 2.1 DIVA tokamak in the carbon wall experiment.

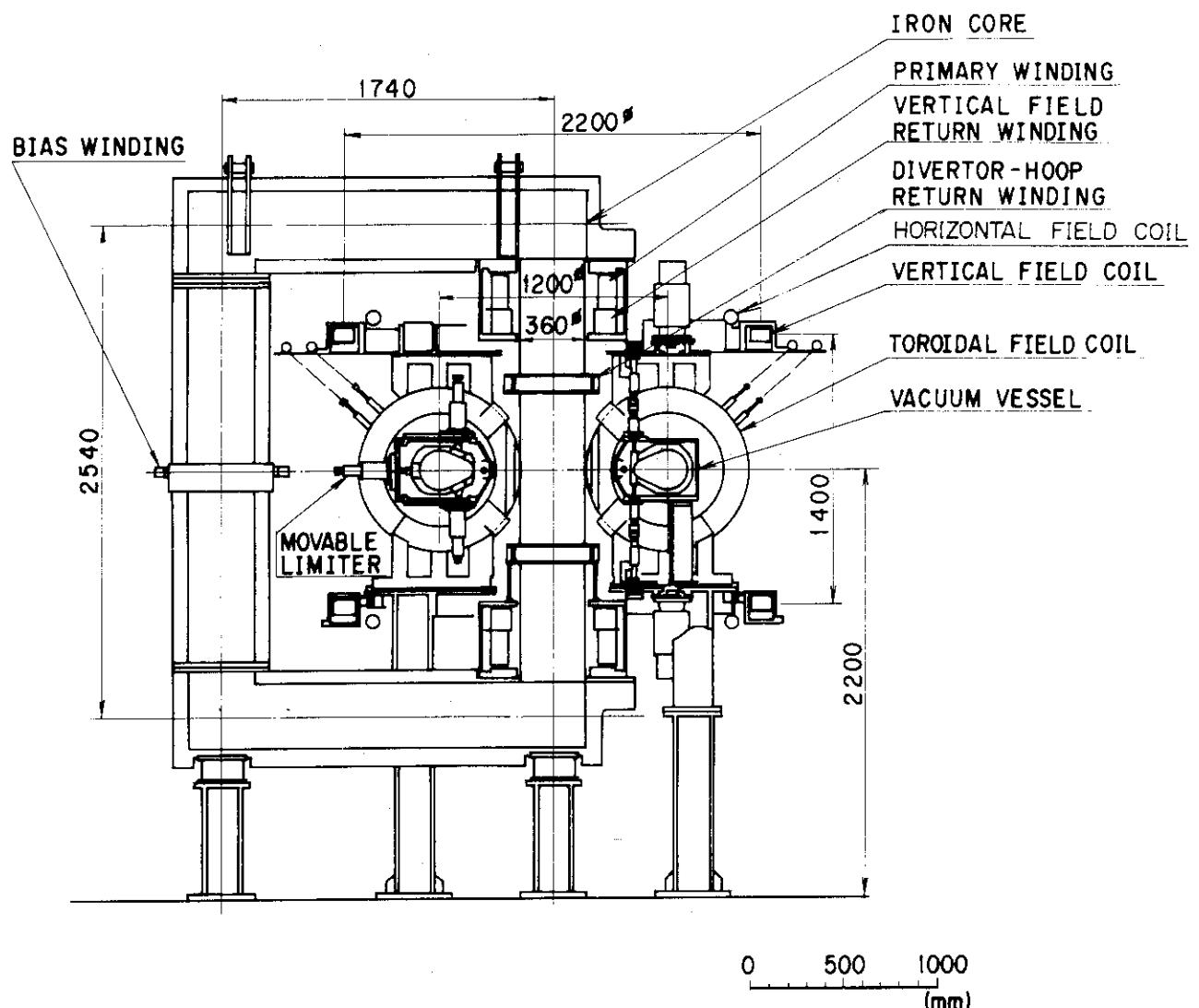


Fig. 2.1 Cross-sectional view of DIVA tokamak.

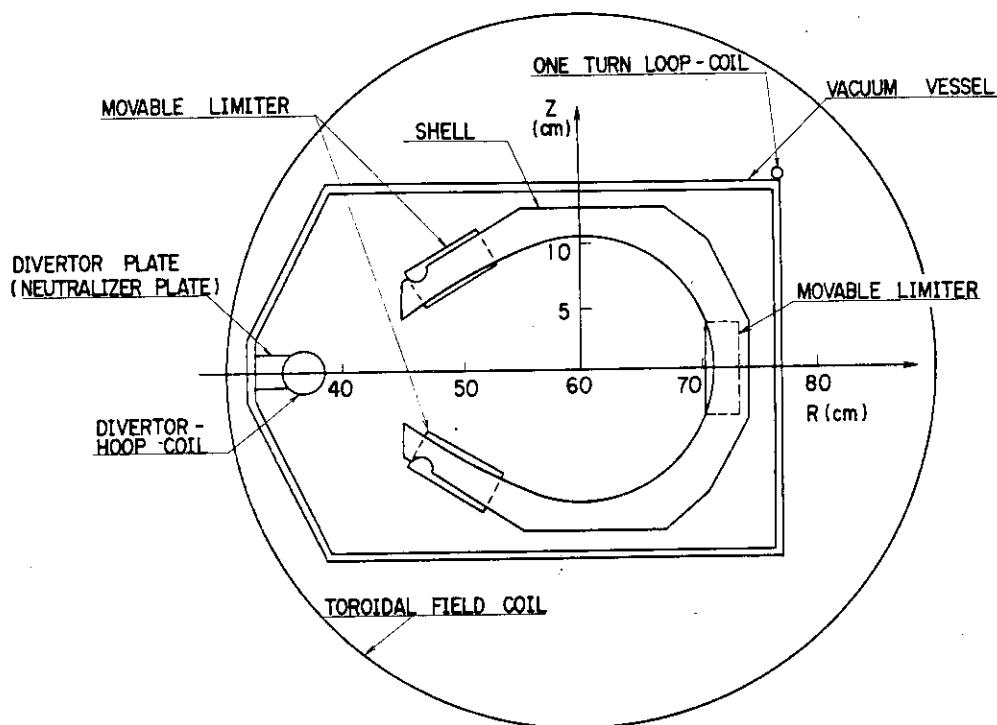


Fig. 2.2 Cross-sectional view of DIVA vacuum vessel.

Table 2.1 Basic parameters of DIVA tokamak

| | | |
|-------------------------|--------------|-----------------------|
| Toroidal magnetic field | B_T | ≤ 2 T |
| Magnetic flux | ϕ_m | ≤ 0.3 Vsec |
| Plasma current | I_p | ≤ 55 kA |
| Plasma major radius | R | 0.6 m |
| Plasma minor radius | $a \times b$ | 0.105×0.14 m |
| Noncircularity | κ | ≤ 1.33 |

れ実機内にてほどこされた。

3) リミタ

プラズマが直接シェルと相互作用しない様に小半径断面上3ヶ所に保護板としてのリミターが設置されている。各々のリミターはモリブデンの母材の上に圧着法で厚さ1mmの金をかぶせたものである。図2.2にリミターの位置を示す。炭素壁実験の時には横のリミターは炭素リミターに取り換えられ、さらにシェル内面の形に沿って炭素の保護リミターが設置された(図4.2-b)。リミターはダイバータ配位の時はプラズマが不安定な時のシェルの保護になり、リミター配位の時は、通常のリミターとしてプラズマの境界を規定する。プラズマ放電中はプラズマから受ける熱負荷による温度上昇を約300°C以下に押さえる様水冷されている。

4) ダイバータ系

ダイバータ系は、磁気中性点を持った閉じた磁気面すなわち8の字形のセパラトリックスを形成するためのダイバータフープコイル、ダイバータに導かれる不純物イオン等を中性化して処理するチタンのダイバータ中性化板(ダイバータ板)及び主プラズマ領域から分離するダイバータ室より成る。各々は図2.2に示される様配置されている。

図2.3にプラズマ電流及びダイバータフープコイル電流励起のための回路図を示す。プラズマ電流励起用の主変圧器は、ダイバータフープコイル励起用フープコイル変圧器と直列にコンデンサ電源に接続されており、上記の結線方式により放電中ダイバータフープコイル電流 I_D とプラズマ電流 I_P の比は一定に保たれる。電流比 I_D/I_P は各変圧器の巻数を選ぶことにより0から2.5の間に設定することが出来る。 $I_D/I_P \approx 0.6$ で非円形の、リミターにより境界が規定されたいわゆるリミター配位になり、 $I_D/I_P \approx 1.0$ で典型的なDIVAでのダイバータ配位になる。

ダイバータ板はチタンで出来ており、主プラズマから導びかれた不純物イオン、プラズマイオン、熱流束はここに集まり、ダイバータ室にたまる。

5) 接地系

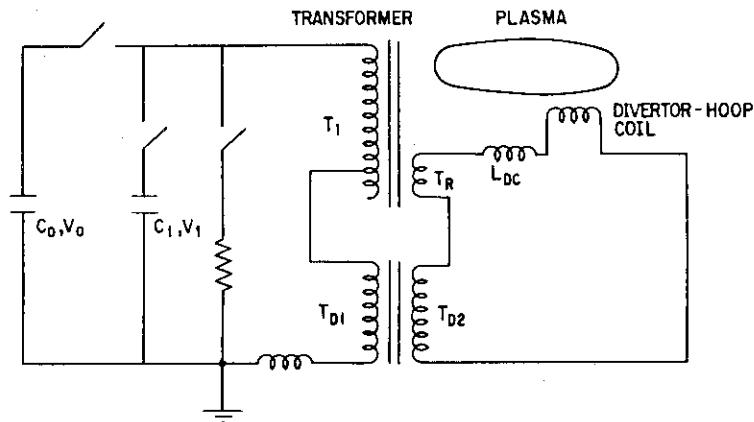
装置の接地系を図2.4に示す。真空容器、シェル、各リミター及びベースは、それぞれ電気的に絶縁されて固定されており、それらは10Ωの抵抗を通して接地されている。したがって、それぞれ抵抗のかわりに次節で述べるプローブ電源回路を接続すればイオン飽和電流の測定ができる。それによりそれぞれの部位に流れ込む粒子束が求まり、平均粒子閉込め時間及び粒子に対するダイバータ効率等を求めることができる。

6) 真空排気系

真空排気系は主排気系と真空維持のための補助排気系とから成る。主排気系にはターボモレキュラーポンプを用い、補助排気系にはスパッターアイオンポンプを用いていて、それぞれマニホールドまでの排気速度は530ℓ/s, 100ℓ/sである。真空容器までを含めた全体の実効排気速度は約400ℓ/sで、到達真空度は $0.2 \sim 1.5 \times 10^{-7}$ Torr.である。

7) ガス供給系

プラズマ放電の燃料である水素ガスは、トーラス周上の4ヶ所に設けられた高速弁により、ガスパルスの同時性及び再現性良く注入される。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も用いられる。ガスの純度は99.9%以上となる様考慮されている。



| | |
|-----------------------------------|--|
| $C_0 \leq 400 \mu F$ | $T_1 : 96, 72, 48$ TURNS |
| $V_0 \leq 10$ kV | $T_{D1} : 150, 100$ TURNS |
| $C_1 \leq 1700 \mu F, 6800 \mu F$ | $T_{D2} : 18, 16, 14$ TURNS |
| $V_1 \leq 5$ kV, 10 kV | $T_R : $ DIVERTOR - HOOP RETURN WINDING |
| $C_M \leq 300 \mu F$ | $L_{DC} : $ DECOUPLER |
| $V_M \leq 10$ kV | |

Fig. 2.3 Circuit for plasma and divertor-hoop coil.

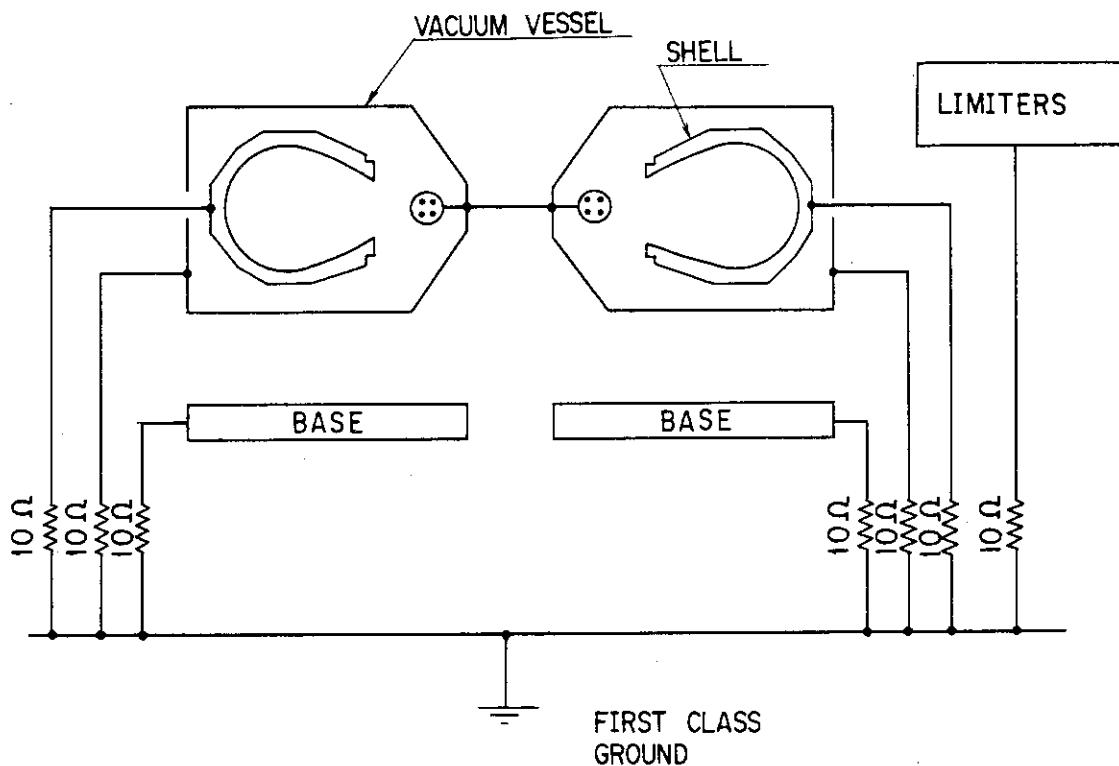


Fig. 2.4 Ground system for DIVA tokamak.

8) 予備電離

プラズマ放電の開始が容易になる様、すなわち、放電破壊電圧を下げるために、高速ガス注入直後に予備電離を行い、弱電離プラズマを生成する。DIVAにおいては予備電離は、電子サイクロトロン共鳴、電子銃を採用し、後に $J \times B$ ガンを採用した。 $J \times B$ ガンは 4 つの高速弁のうち 1 つのガス噴射口に備えられた。

9) シェル内壁蒸着装置

DIVA トカマクの特徴であるシェル内壁の実機内蒸着装置について述べる。

清浄なチタン面は蒸着時シェル内に突き出されたチタンボールを、組込まれた電熱線により加熱蒸発させることにより得られる。

炭素の蒸着は高周波マグネットロン型放電により、アルゴンプラズマにて炭素をスパッタして行った。²⁾ 装置の概要及び原理図は図 2.5, 2.6 に示す。蒸着装置はトーラス周上 2ヶ所に設置され、その時の蒸着面積は、全シェル内面積の 60~70% 以上と推定される。得られた炭素面は多少アルゴン、酸素などが吸着していたが、100 回程度の放電洗浄で 1% 以下になることが、オージェ分析により明らかにされた。本体に組み込む前の試験では蒸着速度 d は、高周波電力が約 3 kW のとき

$$d = 3.25 \times 10^3 / r (\text{cm})^{3/2} [\text{\AA}/\text{min}]$$

であった。²⁾

2.3 DIVA における計測手段

この節では DIVA 装置で用いられる計測手段のうち主に本研究に関連のある計測手段について述べる。

1) 主プラズマの計測手段

表 2.2 に DIVA の主プラズマの計測手段を示す。ループ電圧測定用のワントーンループコイルは図 2.2 に、その他の測定器の配置は図 2.7 に示す。

垂直スキャンポートは、測定視野を水平に保しながら Z 方向に駆動できるスキャンポートである。ここには荷電交換中性粒子束検出器、真空紫外分光器、ドップラー幅測定用分光器、可視分光器、サーフェイスバリアーダイオード及び焦電素子が取り付けられ、Z 方向の全断面の各パラメータの分布が得られる。

レーザー散乱用ポートには、レーザー散乱装置、2 次元駆動装置、高速度カメラの他、可視分光器が設置され、レーザ散乱測定が行われないとき、水平方向すなわち大半径 R 方向の分光的分布測定ができる。レーザ散乱装置及びマイクロ波干渉計はシェル・ギャップの位置に置かれ、それぞれ電子温度、密度の分布測定 ($R = 50, 56, 62, 68 \text{ cm}$) 及び電子密度の分布測定 ($R = 45, 51, 57, 63, 69 \text{ cm}$) ができる様になっている。

2) ダイバータ及びスクレイプオフプラズマの計測手段

ここでは境界プラズマ及びダイバータプラズマ中での粒子及び熱の輸送、あるいはプラズマと壁の相互作用を考える場合に重要なパラメータとなる諸量の測定手段について述べる。表 2.3

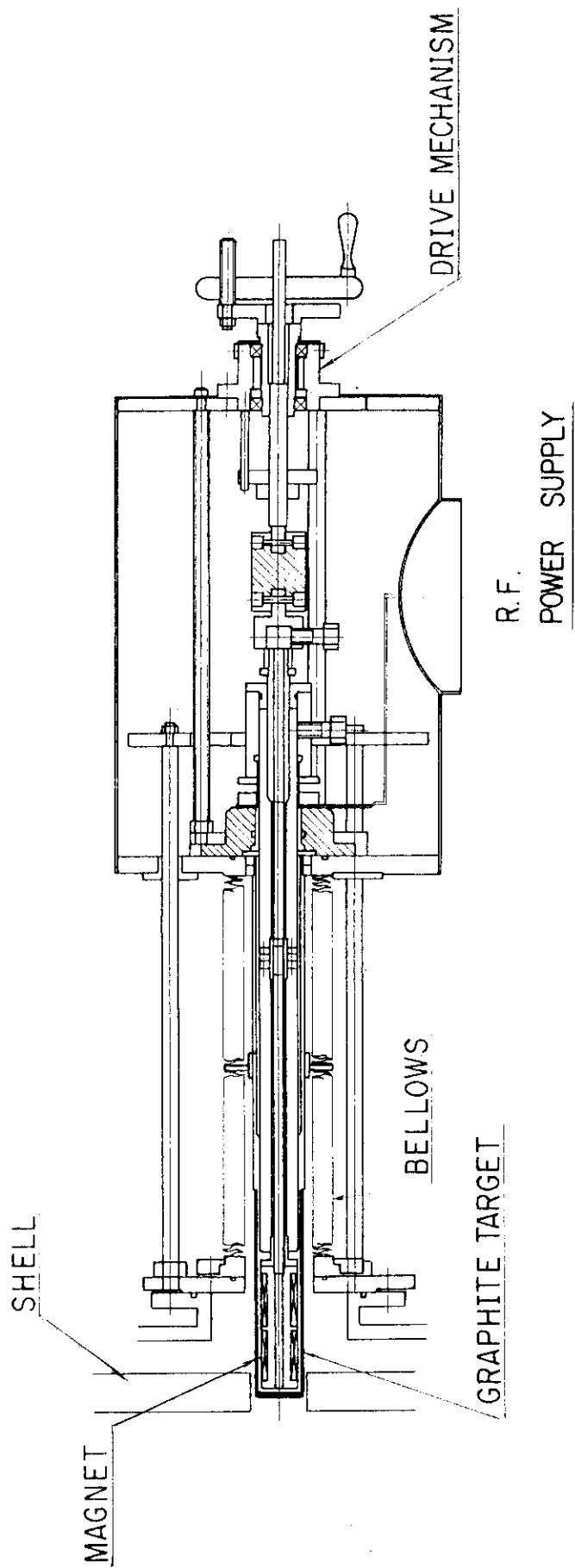


Fig. 2.5 Carbon coating apparatus.

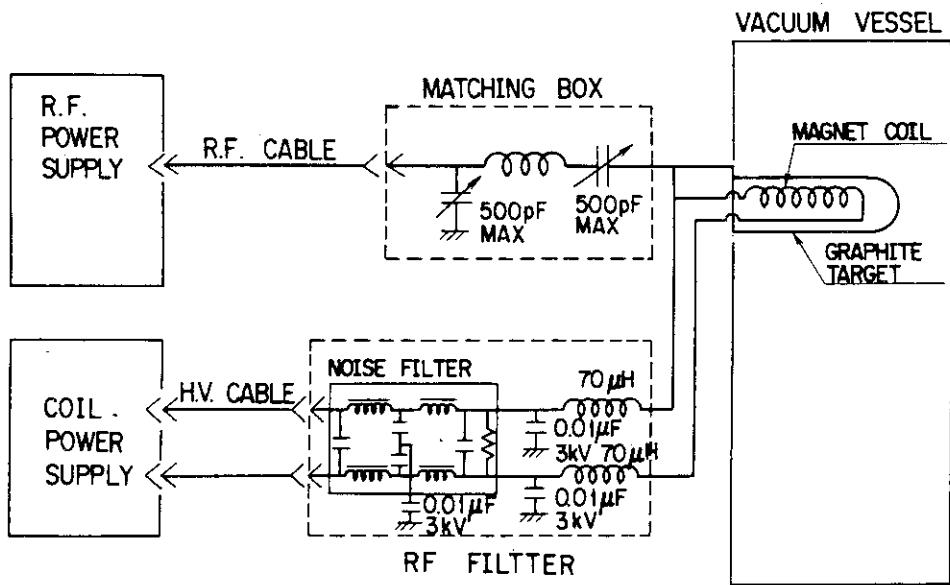


Fig. 2.6 Block diagram of carbon coating apparatus.

表 2.2 プラズマの計測手段

| プラズマパラメータ | 計測手段 |
|-------------------------------|---|
| プラズマ電流 I_p | ロゴスキーコイル ³⁾ |
| ループ電圧 V_L | ワンターンループコイル ³⁾ |
| 電子密度 n_e | ルビーレーザートムソン散乱装置 ⁴⁾ 2 mm 波マイクロ波干渉計 ⁵⁾ ($R = 60 \text{ cm}$) 4 mm 波マイクロ波干渉計 ⁵⁾ ($R = 45, 51, 57, 63, 69 \text{ cm}$) |
| 電子温度 T_e | ルビーレーザートムソン散乱装置 ⁴⁾ ($R = 50, 56, 62, 68 \text{ cm}$) シリコンリチウム半導体 ($\text{Si}(\text{Li})$) ⁶⁾ |
| イオン温度 T_i | 荷電交換中性粒子束検出器 (CX, 10 ch) ^{7), 8)} 可視分光器 ⁹⁾ |
| 不純物イオン温度 T_Z | 局在不純物ドップラー幅測定用分光器 ⁸⁾ |
| 不純物の荷電数 Z , 種類及び密度 n_Z | 真空紫外分光器 斜入射 ($2000 \text{ \AA} \gtrsim \lambda \gtrsim 20 \text{ \AA}$) ¹⁰⁾ (VUV) 直入射 ($2000 \text{ \AA} \gtrsim \lambda \gtrsim 1000 \text{ \AA}$) ¹¹⁾ 可視分光器 ⁹⁾ |
| 放射損失パワー P_R | 焦電素子 (Pyroelectric detector) (PYRO) ^{10), 12)} 斜入射真空紫外分光器 (GVUV) ¹⁰⁾ |
| 平均粒子閉込め時間 $\bar{\tau}_p$ | 可視分光器 ⁹⁾ 静電的測定 ^{13), 14)} |
| 軟 X 線 SX | シリコンリチウム半導体 ($\text{Si}(\text{Li})$) ⁶⁾ シリコンサーフェイスバリアーダイオード (SBD) ¹⁵⁾ |

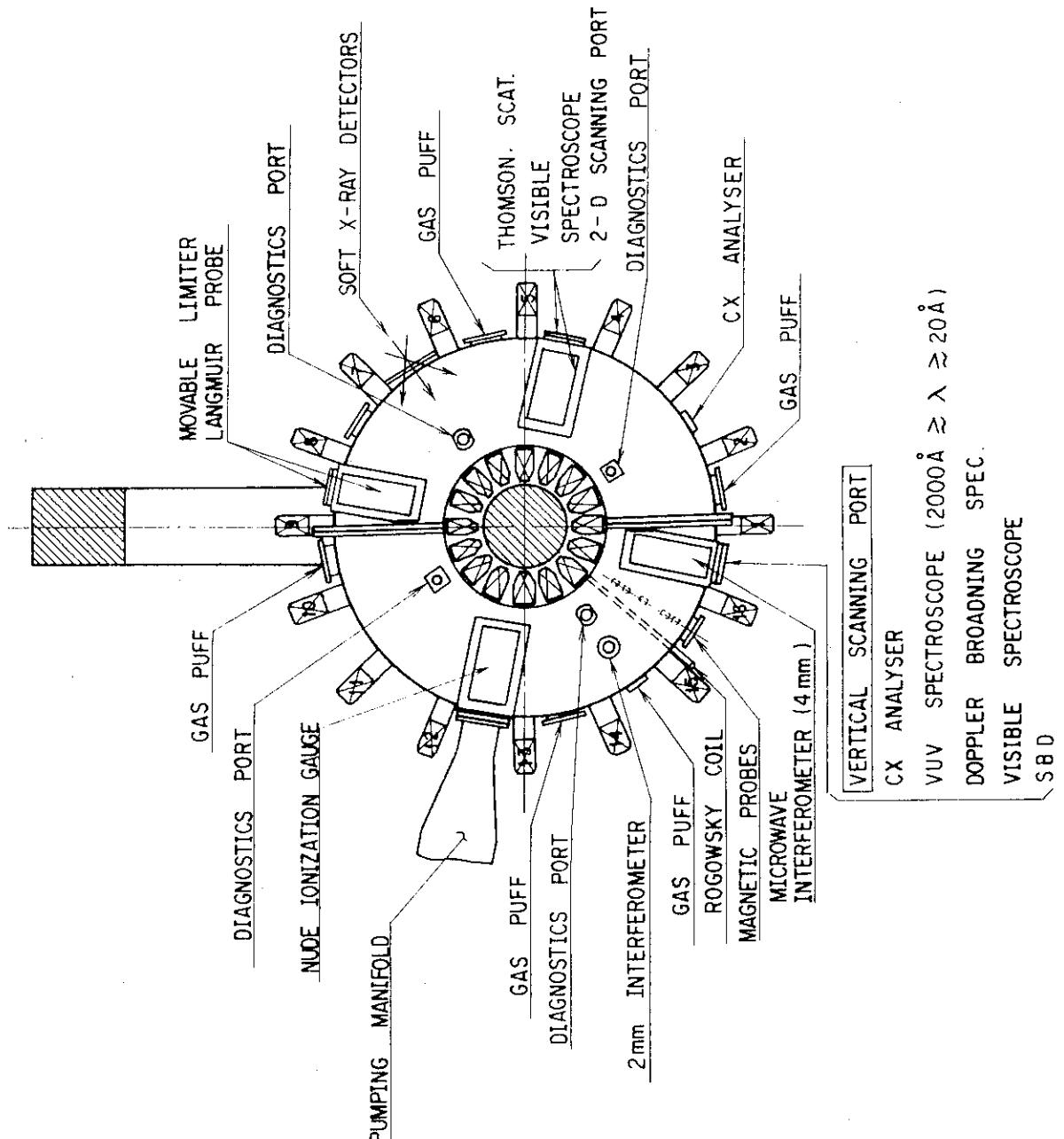


Fig. 2.7 Arrangement of the diagnostics system.

に計測手段を列挙する。プローブ類による測定が主になっているが、DIVAではダイバータを作動させた場合、主プラズマに大きな擾乱を与えることなくスクレイプオフ層及びダイバータ部での測定が可能である。ラングミュラー静電プローブ^{13), 14)}は、可動リミターポート ($R = 40, 68 \text{ cm}$) 及び計測ポート ($R = 43 \text{ cm}$) に設置され、 R 方向に固定で Z 方向に可動となっており、分布測定が出来る。又断面を2次元的に分布測定出来る2次元駆動装置¹⁶⁾には、静電プローブ、熱電対等が取付け可能で、特に主プラズマ周辺及びダイバータ部の電子密度、温度、電位、熱流束、粒子束等の分布測定が可能である。

プラズマからの荷電粒子の損失及び荷電粒子に対するダイバータ効率等を求めるために真空容器、シェル、リミタ等に負バイアス電圧を印加してそこへのイオン飽和電流を測定した。^{13), 14)} 図2.8に1個のシェルへの荷電粒子束を求めるための回路例を示す。この場合相手電極は残りの3個のシェルになる。原理は次の通りである。まず $200 \mu\text{F}$ のコンデンサーに収集イオン電流が飽和する電圧以上に ($V_f - V_p \geq 3 \times T_e'$) 充電しておき、測定時刻にサイリスタ SCR_1 を点弧してバイアス電圧を印加する。 $20 \mu\text{s}$ 後に SCR_2 を点弧して印加を終端する。このパルス幅を $20 \mu\text{s}$ と短かくしたのは、荷電粒子をシェルに長時間取込むとイオンスバッターによりシェル面不純物がプラズマ中に混入してプラズマは電磁流体的に不安定になり、放電が終端することもあるので、擾乱を極力小さくしてかつ S/N が充分とれる様選んである。

方向性プローブ¹⁴⁾とは、互いに平行な2枚の板を絶縁物をはさんで対向させたもので、それぞれの2方向から流入する粒子のプローブ特性が得られる。これを用いてダイバータでの粒子束を測定し、粒子流の上流(主プラズマ側)よりの粒子束及び下流よりの粒子束を求めた。測定回路は図2.8と同様であるが、流入する電荷量に応じてコンデンサーの容量を選んだ。得られた上流及び下流からの粒子束の差より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。

境界でのイオン温度は、エネルギー分析の出来るファラデーカップにより求めた。これによりイオン温度のみならず、イオンの速度分布関数も得られる。¹⁷⁾

熱流束密度の測定は、外径 0.25 mm^ϕ のシース型熱電対¹³⁾及びDIVAにおいて開発されたニッケル蒸着膜素子¹⁸⁾を用いて行った。それぞれの測定時定数は、 5 ms 及び 0.2 ms である。

3) 表面分析及びガス分析

真空容器内でプラズマにさらされたサンプルは、図2.7に示されたオージェ電子分光装置(AES)により、真空を破らずに途中経過を表面分析することが可能である。又実験後トカマク装置から取り出し、走査電子顕微鏡(SEM)によりサンプルの分析を行った。AES装置により得られたオージェスペクトルは、標準のスペクトル例と比較され、表面構成物質の同定及び定量がなされた。

炭素蒸着の時の蒸着膜の厚さの測定は、クリスタル膜厚計によった。これは水晶板の個有振動数が、水晶板面に物質が吸着した場合変化する原理を応用したものであり、あらかじめ較正されたデータにより炭素膜の厚さの時間的变化を知ることが出来る。

本体の中性ガス圧の測定及び残留ガス分析は、排気マニホールド部に取付けられた高速電離真空計¹⁹⁾及び四重極質量分析器により行った。

表 2.3 ダイバータ及びスクレイプオフプラズマの計測手段

| プラズマパラメータ | 計測手段 |
|--------------------------|---|
| 電子温度 T_{eb} , T_{ed} | ラングミュラー静電プローブ ^{13), 14)} |
| 電子密度 n_{eb} , n_{ed} | |
| イオン温度 T_{ib} | ファラディカップ ¹⁷⁾ |
| 密度揺動 \tilde{n}_{eb} | ラングミュラー静電プローブ ^{13), 14)} |
| 浮遊電位 V_f | |
| 空間電位 V_s | |
| 熱流束密度 I_h | 熱電対 (時定数 5 ms) ¹³⁾ 蒸着膜プローブ (時定数 0.2 ms) ¹⁸⁾ |
| イオン束 I_p | 方向性プローブ ¹⁴⁾ シェル, リミター, 真空容器等をプローブとした静電的測定 ^{13), 14)} |
| イオン流速 v_f | 方向性プローブ ¹⁴⁾ |

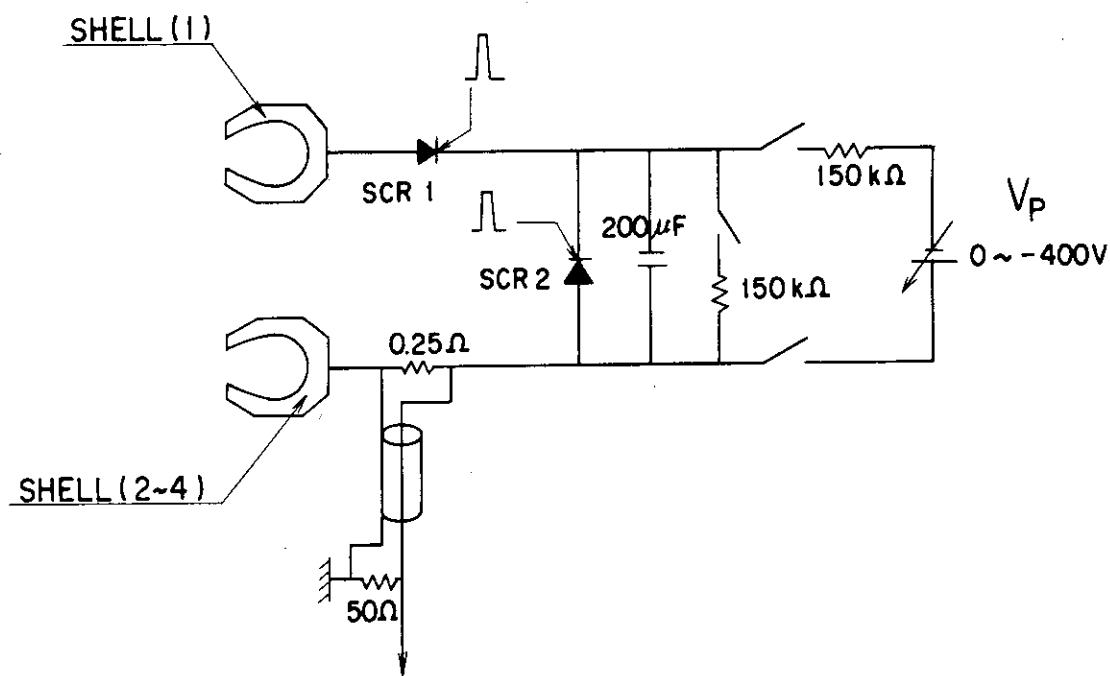


Fig. 2.8 Circuit for measurement of ion saturation current onto shell surfaces.

2.4 DOUBLET III 装置の概要²⁰⁾

図2.9にDOUBLET IIIトカマクの鳥瞰図を示す。真空容器は上下にのびたダブルート型をしており、DIVAと異なりシェルを持たない。しかしながら成形用コイルが真空容器の外側に近接して一周に巻かれているため、このコイルの存在がある程度シェル効果を生み出す。本研究では主プラズマはダブルートの上部に作られ、下部容器はもっぱら開放系のダイバータ部として使われた。プラズマ電流励起用の空心一次巻線は、プラズマとの結合度を高めるために成形用コイル群とトロイダルコイルの間に真空容器をとりまく形で巻かれている。

プラズマの平衡は24個のトロイダルコイルによる磁場と成形用コイル群による磁場のもとに作られる。

本研究に適用された典型的なプラズマ平衡配位と、成形用コイル群の配置を図2.10に示す。図の(a)はリミター配位、(b)及び(c)はダイバータ配位である。プラズマの位置及びプラズマ電流値は、あらかじめ時系列でプログラムされた値に計算器により帰還制御される。

基本的な装置のパラメータを表2.4に示す。

Table 2.4 Basic parameters of DOUBLET III tokamak

| | | |
|-------------------------|--------------|---|
| Toroidal magnetic field | B_T | $\leq 2.4 \text{ T}$ |
| Magnetic flux | ϕ_m | $\leq 5.0 \text{ Vsec}$ |
| Plasma current | I_p | $\leq 1 \text{ MA}$ |
| Plasma major radius | R | 1.43 m |
| Plasma minor radius | $a \times b$ | $0.43 \times 0.65 \text{ m}$ (typical value) |
| Noncircularity | κ | ≤ 1.7 |

次に各部の説明を行う。

1) 真空容器、真空排気系及びガス供給系

真空容器は1.5 cm厚のインコネル製で、二重構造になっていて相間空冷可能である。真空容器の内表面積は 80 m^2 、容積は 25 m^3 である。排気ポンプは分子ターボポンプを使用し、その有効排気速度は 2700 l/s 以上である。ガス供給系は上下2系統あり(図2.12)それぞれ独立にプリプログラム可能である。

2) リミタ及びダイバータ板

リミターはトーラス周上に1個ある主リミター(図2.12)と真空容器内壁に張られた保護リミターより成る。主リミターは炭素材の上に炭化チタンを蒸着したものである。保護リミターは半円筒形のインコネル製で、ダイバータ部ではこれがダイバータ板となる。

3) 中性粒子入射加熱装置²¹⁾

中性粒子入射装置は図2.12に示す様にトーラス周上 90° , 210° , 330° の位置に3系統ある。それぞれの系統は2台づつのイオン源からなり、ビームパワーはイオン源1台当たり平均1.2 MW

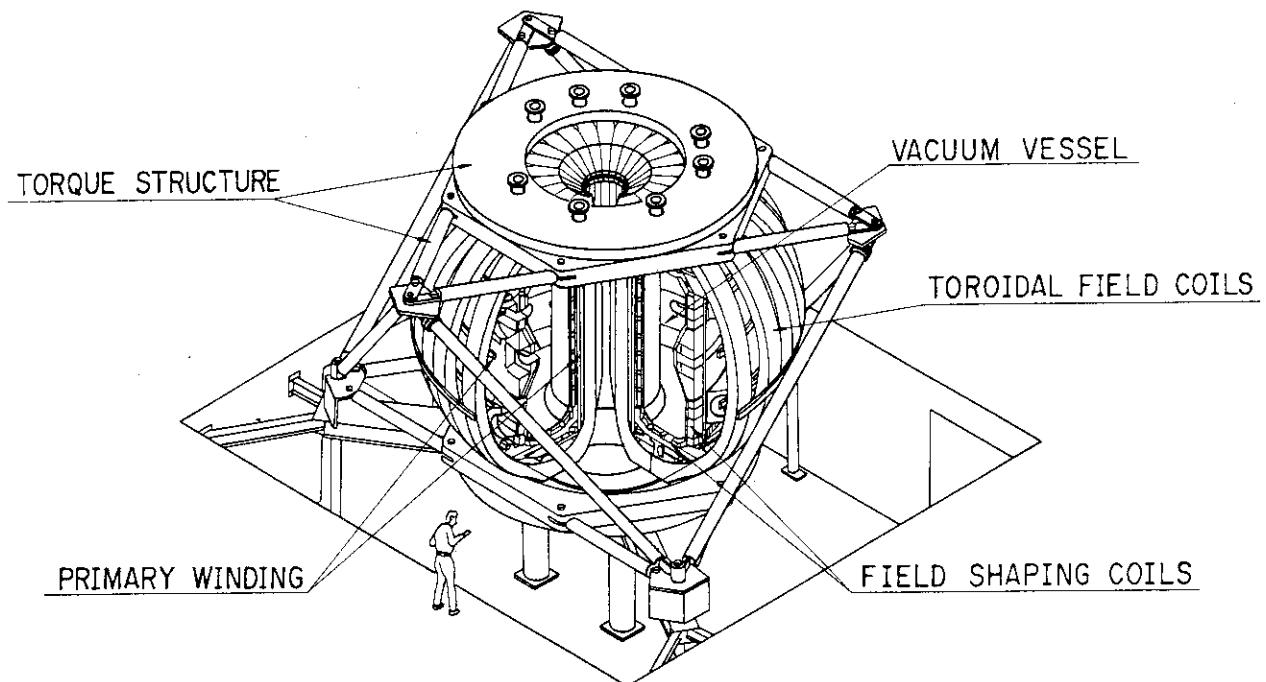


Fig. 2.9 Bird-eye view of DOUBLEI III tokamak.

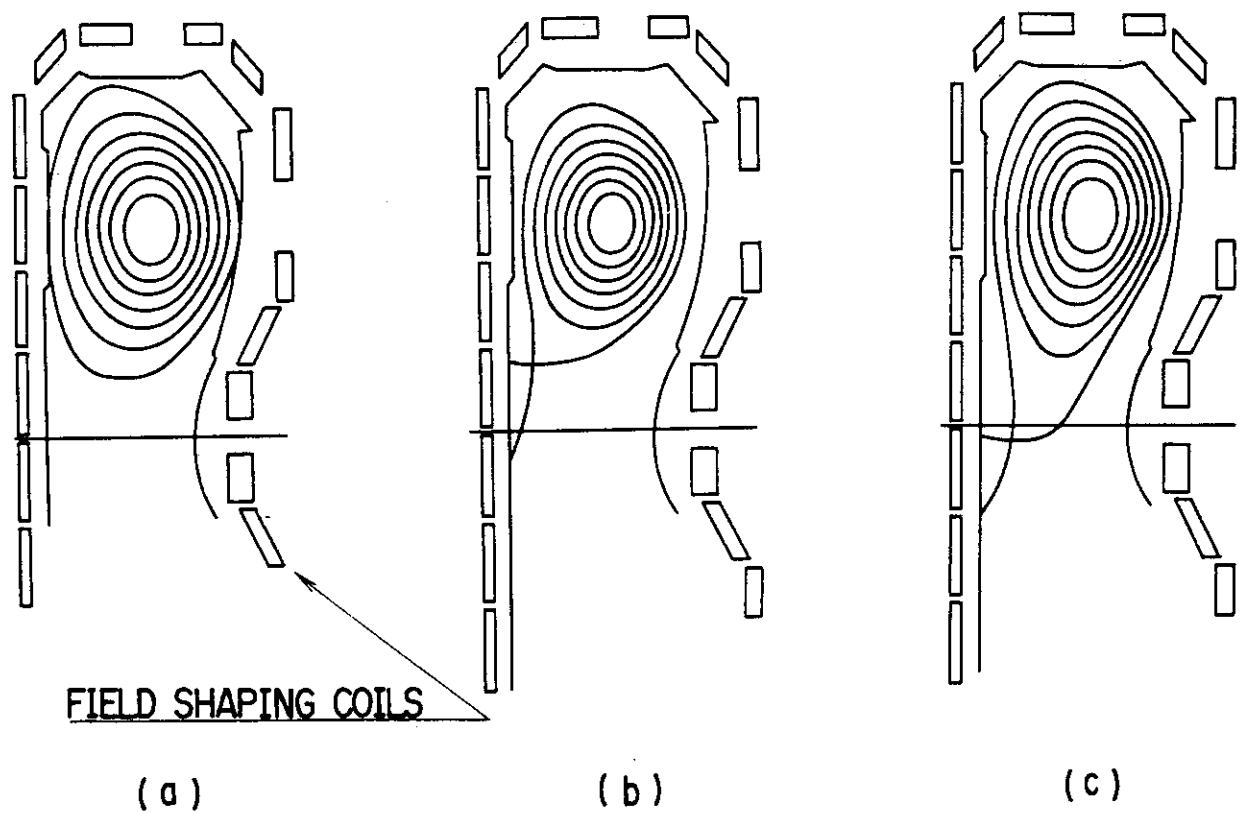


Fig. 2.10 Three typical equilibrium configurations: limiter (a), divertor (b) and (c) configurations. Field shaping coils are also shown.

である。ビーム加速電圧は73kV、ビーム粒子は水素である。

4) ペレット入射装置²³⁾

図2.11に本研究で使用した遠心加速型ペレット入射装置をDOUBLET IIIに取付けた様子を示す。ペレットは、球等価直径1.3mmの重水素の氷で、高速回転している加速フープの図の①に打ち込まれ、②～③の軌跡に沿って加速されてDOUBLET IIIの磁気軸に垂直に打ち込まれる。ペレット速度は、本研究では800m/sに固定した。ペレットは繰り返し時間最低25msで、最大30sの間継続的に入射可能である。ペレット1個当たりの粒子数は 6.7×10^{19} 個であり、DOUBLET IIIのプラズマに入射した場合の体積平均電子密度増加 $\Delta \langle n_e \rangle \approx 10^{13} / \text{cm}^3$ に相当する。ペレット入射のタイミングと中性粒子入射のタイミングは、互いに同期して制御可能である。

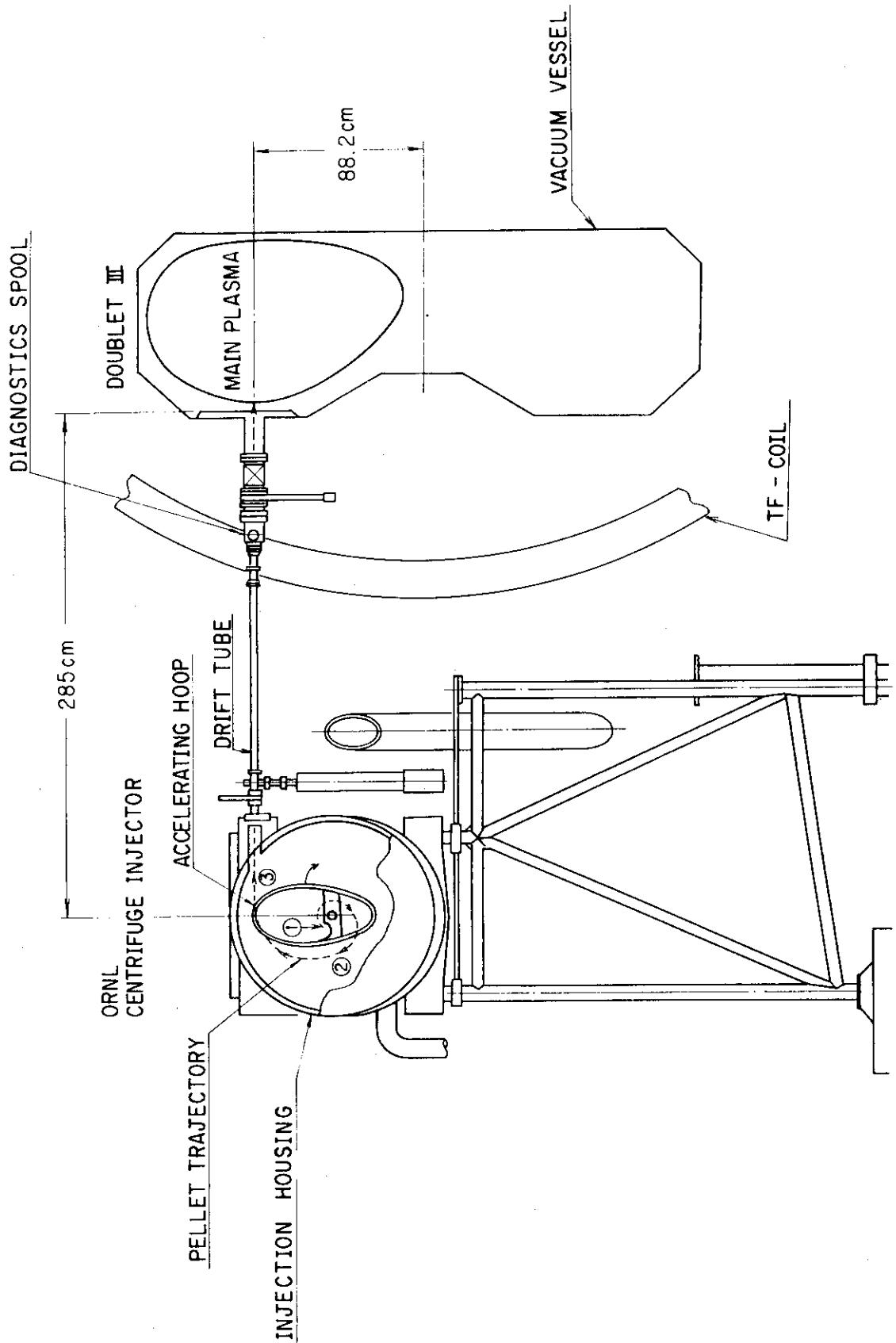


Fig. 2.11 ORNL centrifuge pellet injector and cross-sectional view of DOUBLET III tokamak. Pellets are accelerated along the trajectory ② (dotted line).

2.5 DOUBLET III における計測手段

DOUBLET III における計測手段を、特に本研究に関連のあるものを中心にして表 2.5 に示す。各計測装置の配置を他の周辺装置と共に図 2.12 に示す。

表 2.5 DOUBLET III における計測手段

| 物 理 量 | 計 測 手 段 |
|--|---|
| プラズマ電流 I_p | ロゴスキーコイル |
| ループ電圧 V_L | ワンターンループコイル |
| プラズマ蓄積エネルギー W_p | 反磁性コイル, 電子密度温度分布 |
| 電子密度 n_e | 2 mm μ 波干渉計 CO ₂ レーザ干渉計 (接線方向 4 ch 及び垂直方向) 可視制動放射測定器 (分布) ルビーレーザ散乱装置 (分布) |
| 電子温度 T_e | ルビーレーザ散乱装置 (分布) 電子サイクロトロン放射測定器 (分布) マイケルソン干渉計 (分布) 軟X線エネルギー分析器 |
| イオン温度 T_i | 荷電交換中性粒子束検出器 ドップラー幅測定用分光器 |
| 不純物, D _{α} 等 (**印はペレット侵入分布 の測定にも使用) | 真空紫外分光器 (15~650 Å) 可視分光器 フィルター付フォトダイオード * (OI, O II, C III, D _{α} ** 等) フィルター付プラズマテレビ ** |
| パワー収支 | ボロメータ * (21ch 分布) 赤外線カメラ * (主リミター, ダイバータ板) 熱電対 * (主リミター, 保護リミター, ダイバータ板) |
| ダイバータ部電子密度 n_{ed} 電子温度 T_{ed} イオン束 F_p | 固定ラングミュアープローブ群 (表面積 平均 0.8 mm ²) 可動ラングミュアープローブ ($Z = 0$) |
| 中性ガス圧 P_0 | 電離真空計 *, 四重極質量分析器 * 容量性マノメータ |
| 電磁流体的測定 | PIN ダイオード (分布) |

註: *印はダイバータ部の測定にも適要可能

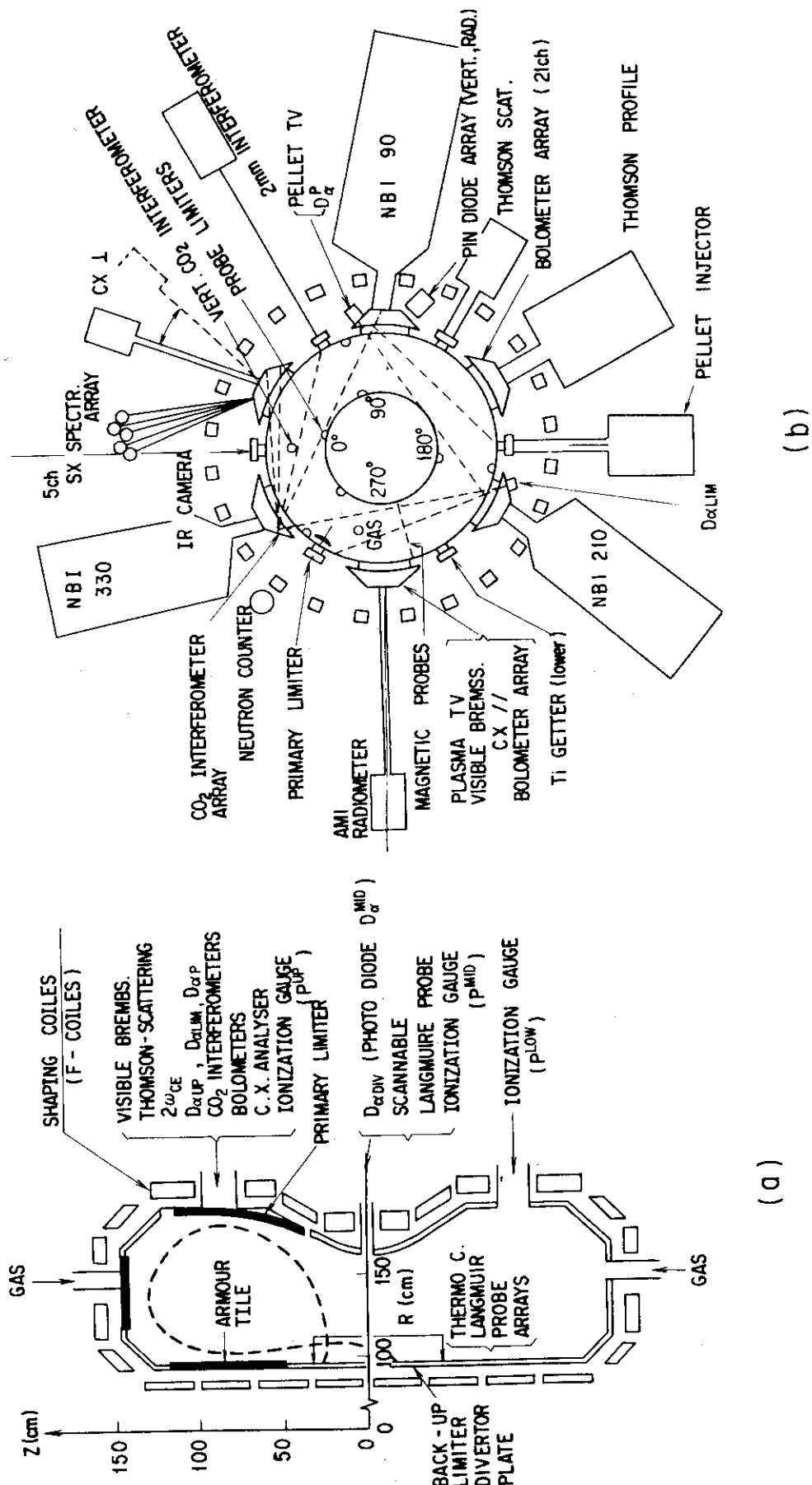


Fig. 2.12 (a) Cross-sectional view of DOUBLET III. Arrangement of diagnostics and limiters is shown; (b) top view of DOUBLET III.

文 献

- 1) 下村安夫, 前田彦祐, 狐崎晶雄, 永見正幸, 大塚英男他, 日本原子力研究所報告書, JAERI-M 6135 (1975).
- 2) 砂押秀則, 平塚一, 安納勝人, 柴田孝俊, 横山堅二, 日本原子力研究所報告書, 未公開資料 (1980).
- 3) A. KITSUNEZAKI, Y. SHIMOMURA, H. MAEDA, T. TOKUTAKE, T. NAGASHIMA, et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6102 (1975).
- 4) T. MATOBA, A. FUNAHASHI and K. ANDO, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 5515 (1974).
- 5) A. FUNAHASHI, K. TAKAHASHI, Y. SHIMOMURA, A. KITSUNEZAKI, T. NAGASHIMA, K. KUMAGAI, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6166 (1975).
- 6) K. KUMAGAI, T. MATOBA, A. FUNAHASHI, T. KAWAKAMI, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6694 (1976).
- 7) H. TAKEUCHI, A. FUNAHASHI, K. TAKAHASHI, H. SHIRAKATA, S. YANO, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6605 (1976).
- 8) T. SUGIE, H. TAKEUCHI, S. KASAI, A. FUNAHASHI, K. TAKAHASHI, H. KIMURA, J. Phys. Soc. Japan. 44 (1978) 1960.
- 9) S. KASAI, A. FUNAHASHI, T. SUGIE, M. AZUMI, T. TAKIZUKA, Japan J. Appl. Phys. 17 (1978) 903.
- 10) M. SHIHO, K. ODAJIMA, T. SUGIE, H. MAEDA, S. KASAI, et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 7397 (1977).
- 11) T. SUGIE, M. SHIHO, S. KASAI, K. ODAJIMA, M. NAGAMI, et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 7217 (1977).
- 12) K. ODAJIMA, H. MAEDA, M. SHIHO, H. KIMURA, S. YAMAMOTO, et al., Nucl. Fusion 18 (1978) 1337.
- 13) H. KIMURA, M. NAGAMI, S. YAMAMOTO, N. UEDA, H. OHTSUKA, et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6971 (1977).
- 14) H. KIMURA, H. OHTSUKA, H. MAEDA, Y. SHIMOMURA, S. YAMAMOTO, et al., Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 6861 (1977).
- 15) S. VON GOELER, W. STODIEK and N. SAUTHOFF, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1201, and K. MAENO, M. KATAGIRI, N. SUZUKI, N. FUJISAWA, Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 7431 (1977).
- 16) S. YAMAMOTO, S. SENGOKU, H. KIMURA, Y. SHIMOMURA, H. MAEDA, et al., Nucl. Fusion 18 (1978) 205.

- 17) H. KIMURA, H. MAEDA, N. UEDA, M. SEKI, H. KAWAMURA, S. YAMAMOTO,
et al., Nucl. Fusion 18 (1978) 1195.
- 18) N. UEDA, M. SEKI, K. ANNO, H. KAWAMURA, H. MAEDA, Japan Atomic
Energy Research Institute Report JAERI-M 6723 (1976).
- 19) 永島孝, 大賀徳道, 横倉賢治, 大塚英男, 前田彦祐, 下村安夫, 日本原子力研究所報告書,
未公開資料 (1975).
- 20) R.W. CALLIS, "Doublet III Baseline Design Description", GA Tech-
nologies Inc. Rept. GA-A13996 (1976).
- 21) A. COLLERAINE, C. ARMENTROUT, T. BANDURRAGA, J. BEAL, F. BLAU.,
in Heating in Toroidal Plasmas (Proc. 3rd Joint Varenna - Grenoble
Int. Symp. Grenoble, 1982) Vol.1 (1982) 49.
- 22) C.A. FOSTER, J. Vac. Sci. Technol. A1 (1983) 952.

3. 不純物発生機構^{1), 2), 3)}

3.1 序

不純物制御を考えるにあたり、まず不純物の発生源を明らかにし、プラズマと壁の相互作用による不純物の発生機構を実験的に明らかにする。不純物の発生源としては壁面に吸着した酸素、炭素及びそれらの化合物等と、リミターやダイバータ板、容器の壁等の壁材そのものの不純物とに分けられる。このうち、壁面に吸着したガス不純物はチタン蒸着⁴⁾や放電洗浄⁵⁾により容易に軽減出来るので、第3章では主に壁材不純物の発生について述べる。壁材不純物の発生機構には、①単極アーク放電、②プラズマイオンあるいは不純物イオンによるスパッタリング、③高速中性粒子によるスパッタリング、④熱による溶融および蒸発、⑤高速粒子によるブリスタリング等が考えられる。ここでは中型までのトカマクで良く観測される機構①、②、④について検討し、特に機構②はDIVAにおいて他の不純物発生機構に比べて主要な発生原因であることが明らかにされたので特に詳しく議論する。次節で述べる、サンプルにバイアス電圧を印加する実験手段は、時間分解能があるためにプラズマ放電のどの時間帯にいかなる発生機構が主であるか明らかにできることが特徴である。

3.2 実験手段

不純物発生機構を解明するための実験方法について述べる。図3.1にトカマク中のサンプルの位置及び測定回路を示す。種々のサンプルを、主プラズマに直接影響を与えない様にダイバー

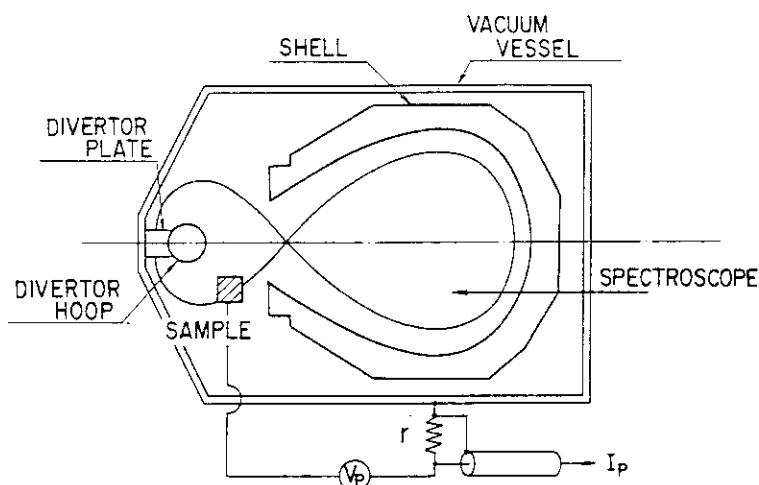


Fig. 3.1 Experimental arrangement of the experiments for impurity release mechanisms. Several kind of materials are inserted in the divertor region and biased negatively with respect to divertor plate. Released impurities are monitored with a spectroscope. Particle flux onto the sample surface is also measured.

タ部に挿入し、バイアス電圧を印加した。負あるいは正バイアスの時、それぞれイオンあるいは電子は

$$\left. \begin{array}{l} E_i = e \bar{Z}_i (V_S - V_P) \\ E_e = e (V_P - V_S) \end{array} \right\} \quad (3-1)$$

なるエネルギーにて加速される。ここで e は素電荷、 \bar{Z}_i はイオンの平均電荷数、 V_S はプラズマ空間電位で、

$$V_S = V_f + \alpha T_e' \quad (3-2)$$

である。 $(3-2)$ 式の第二項はシース電圧で、 α は水素プラズマの場合 $1 \sim 2.5$ である。⁶⁾ ($(1-5)$ 式参照)。 V_P はサンプルと第一壁の間の電位差(サンプルへのバイアス印加電圧)、 V_f はプラズマ浮遊電位であり、本実験の場合ほぼ壁と同電位であった。したがって $V_P \gtrsim \alpha T_e'$ で電子の、 $V_P \lesssim \alpha T_e'$ ではイオンのそれぞれ飽和電流に達している。本実験では $\alpha T_e'$ ($\approx V_S$) は約 $160V$ である。バイアス電圧を印加した時サンプルに流れ込む電流及びその時の不純物発生量を測定して発生機構の同定及び発生条件を検討した。又化学的スペッタリングの測定においては、サンプルを内蔵のヒータで 700°C まで加熱した。不純物発生量は、個々の不純物の低電離の放射強度を分光的に測定することにより評価できる。例えば A II (2 倍イオン) や C II (1 倍イオン)、Au I (中性) 等の線放射は、不純物がプラズマ中での輸送を経る前に観測されるのでこれら線放射強度は不純物発生量に比例していると考えられる。分光器の視野はサンプルを見込んでいる。

以上のバイアス電圧印加法の他に、プラズマにさらされたサンプルを取り出し、走査電子顕微鏡により表面観察を行い、不純物発生機構の同定を行った。

サンプルを入れたダイバータプラズマの各パラメータは：電子温度 $T_e = 50 \sim 60\text{eV}$ 、イオン温度 $T_i = 60 \sim 80\text{eV}$ 、電子密度 $n_e = 2 \sim 5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ である。代表的な主プラズマのパラメータは、中心電子温度 $T_e(0) = 350 \sim 400\text{eV}$ 、中心電子密度 $n_e(0) = 2.5 \sim 3.5 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ であり、トロイダル磁場 $B_T = 1.2\text{T}$ 、プラズマ電流 $I_P = 45 \sim 50\text{kA}$ である。本章においてはシェル壁面は、炭素材の不純物発生に関する実験ではチタン蒸着面、それ以外の場合は金蒸着面である。

3.3 壁材不純物の発生機構

本節では、壁材のサンプルとしてアルミニウム材及び炭素材を用いた場合の不純物発生機構について述べる。重元素(金属)不純物源の例として、アルミニウム材を使用したのは、DIVA 装置の真空容器内では使われていないので他の不純物源と区別出来るためである。軽元素不純物源としてのサンプルには、各種の炭素材を用いた。すなわち理想的な炭素面としては熱分解黒鉛を、粉末状の炭素面の例としては実機外であらかじめ高周波スペッタリング法によりステンレスの上に蒸着された面を、実機内蒸着面の例としては DIVA トカマクにおけるメタン(CH_4)放電による蒸着面をそれぞれ使用した。それぞれの蒸着条件及び得られた蒸着面の分析結果は第 4 章にお

いて述べられている。

又金シェル面のスパッタリング特性についても述べる。

1) 重元素不純物^{1), 2)}

アルミニウムサンプルに正あるいは負バイアス電圧を印加した時の、サンプルに流れ込む電子あるいはイオン飽和電流と、その時の Al III の線放射強度 (3602 Å) の時間変化を図 3.2 に示す。印加時刻はプラズマが定常になった $t = 9 \text{ ms}$ で、パルス幅は主プラズマに影響を与えない様約 2 ms とした。図 3.2-a) 及び b) は共に負バイアスの場合で、サンプルにはイオン束が流れ込む。b) は実験開始初期の場合である。図 3.2-c) はサンプルに正バイアスを印加した場合で、イオンははね返され、電子束が流れ込む。この場合電子飽和電流はイオンのそれの 5 ~ 10 倍にも及び、熱流束は増大する。Al III の線放射強度はバイアス印加時抑制されるが、印加後約 2 ms で大きく増大している。

図 3.2 と同じ条件で、各放電毎にバイアス電圧を変化させた場合のサンプルに流入する正味の電流 I_s と、サンプルの電位が浮遊電位の時を基準にした Al III の線放射強度の変化分 ΔI_{Al} を図 3.3 に示す。

サンプルが浮遊電位の時 (3-1), (3-2) 式よりイオンは $\alpha T_e'$ なるシース電位により加速されサンプル表面をスパッタする。この時の不純物レベルは図 3-2 のバイアス電圧印加前のレベルである。図 3.2-c) 及び図 3.3 でわかる様に、 $V_p > V_s$ としてイオン束がサンプルに来ない様にするとアルミニウムの不純物レベルが抑制されることから、壁面が浮遊電位の時の不純物発生はイオンスパッタリングによるものであると考えられる。又図 3.2-a) にみられる様に、バイアス電圧印加後 200 μs 以内に Al III の線放射強度が増加しているが、これは電離あるいは励起の特性時間程度である。このことからもこの時の不純物増加は熱的な過程によるものでなく、原子過程すなわちイオンスパッタリングによるものと言える。図 3.3 に示す様に、負バイアス電圧を浮遊電位よりさらに下げてゆくとイオン電流は飽和したまま変化しないが、エネルギー増加のため不純物レベルは増加する、いわゆるイオンによるスパッタリング特性が得られる。図 3.4 に図 3.2-a) の場合のアルミニウム不純物発生量 (Al III) 及び同様の方法で得られた金不純物発生量 (AuI, 2676 Å) のサンプル対プラズマ間の電位差に対する依存性を示す。電位差が約 400V を境に特性が大きく変わっていることがわかる。この違いは種々のイオンによるスパッタリングの合成によると考えられる。図 3.5 に水素、金及びネオンのイオンによる金表面のスパッタリング収率の $E_i / e \bar{Z}$ すなわちサンプルとプラズマ空間電位の間の電位差に対する依存性を示す⁷⁾ (\bar{Z} は金の場合 10 を、ネオンの場合 3 を仮定した)。DIVA トカマクにおける軽元素不純物として酸素が考えられるが、酸素に対する金のスパッタ収率のデータが無かったため原子番号の近いネオンのデータを採用した。金あるいは酸素の量や、分光測定の際の放射強度の相対比等が不明であるが、絶対値を実験結果に合わせると、そのスパッタリングの特性曲線と不純物発生量のエネルギー依存性は非常に良く合致する。不純物イオンによるスパッタリングの場合イオンのエネルギーは水素イオンによる場合の \bar{Z} 倍になるので、電位差が 400 V 以下のときは不純物イオンによるスパッタリングが主になっていると解釈出来る。又チタン蒸着により酸素不純物の量を半分に軽減した場合でも、400 V 以下の時の金不純物発生の特性は不变であったので、スパッターしている不純物イオンは金である、すなわち自

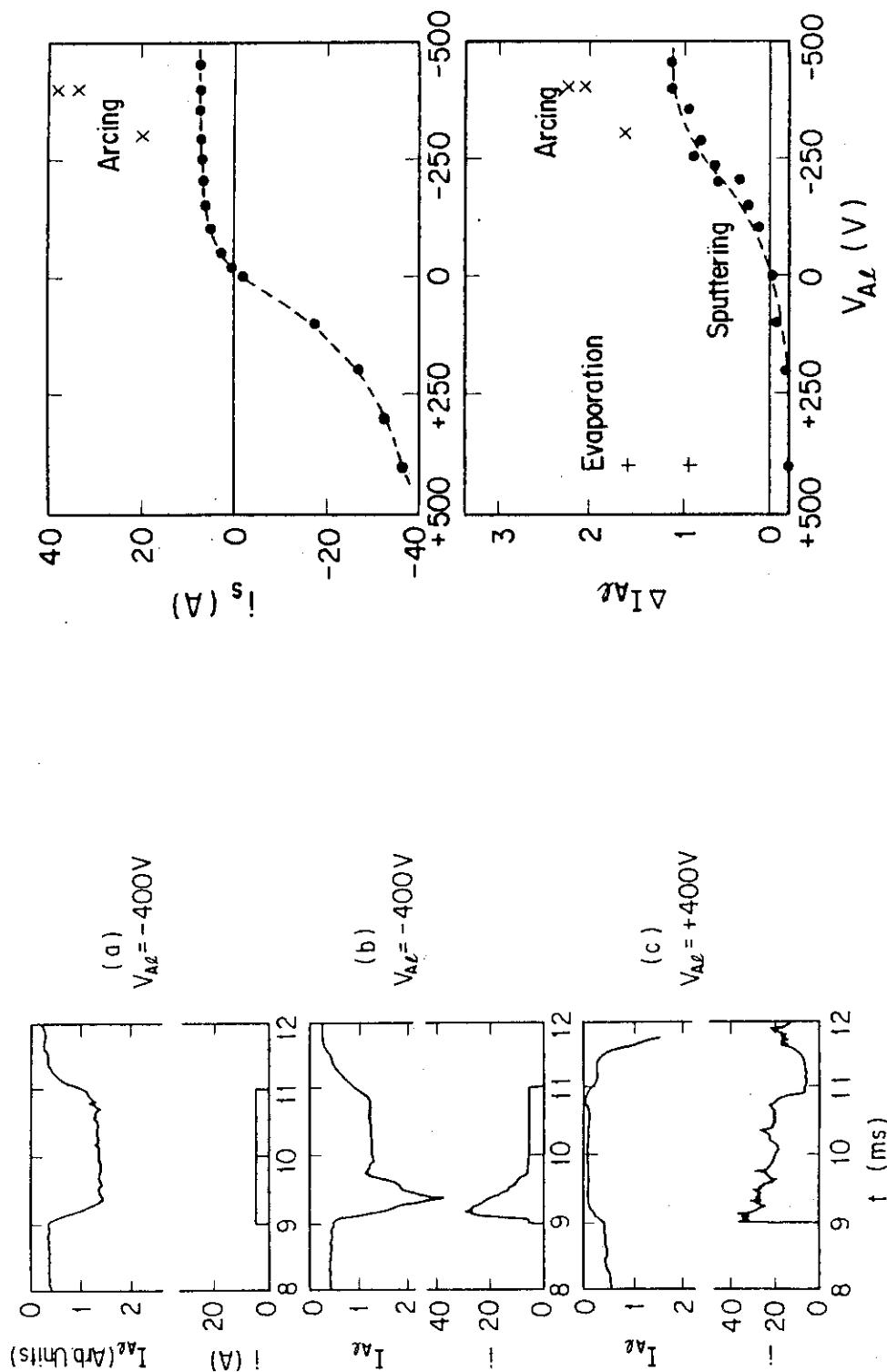


Fig. 3.2 Typical time evolutions of Al III line radiation intensity (3602 Å) and the probe current. The target is biased from 9 ms to 11 ms. The applied voltage of the pulse is shown.
 (a) Ion sputtering; (b) arcing; (c) evaporation.

Fig. 3.3 Probe current and Al III line radiation intensity versus voltage applied to Al target. The experimental results are classed clearly into three types. Full circles correspond to type (a) in Fig. 3.2 (ion sputtering), crosses to type (b) in Fig. 3.2 (arc), and "+" points correspond to type (c) in Fig. 3.2 (evaporation).

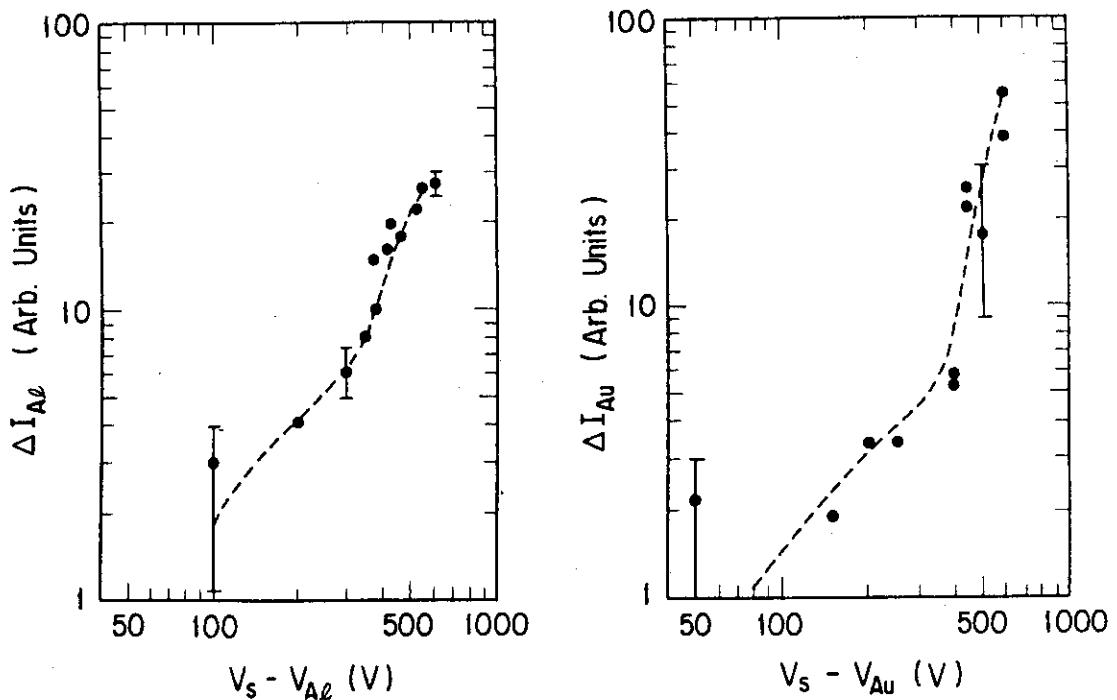


Fig. 3.4 Dependence of Al III and Au I line radiation intensities in case (a) of Fig. 3.2 on the voltage applied to the Al target or the gold-plated shell. $V_s - V_{Al}$ is the potential gap between the plasma space potential and the Al target, and $V_s - V_{Au}$ designates the potential gap between the plasma space potential and the gold-plated shell.

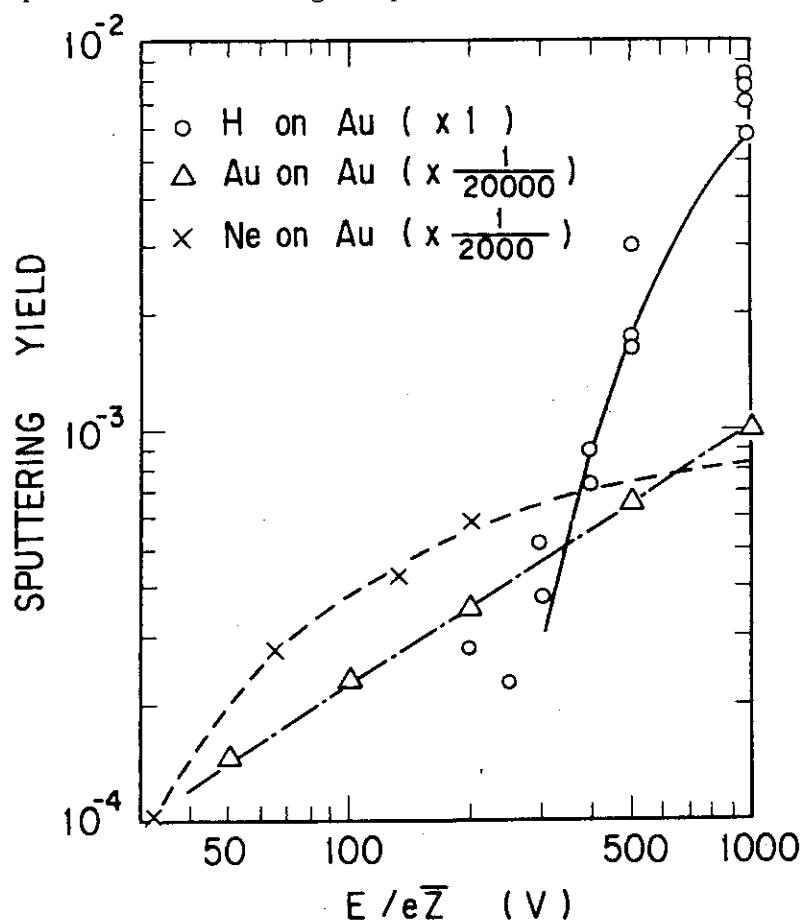


Fig. 3.5 Sputtering yields (ions/ion) of H^+ , Au and Ne on Au taken from reference 7.

己スパッタリングであるということが言える。図 3.6 に、約 1 万回放電にさらされた金の保護リミタ表面の走査電子顕微鏡写真を示す。イオン束の多い所にさらされた面に、 $1 \mu\text{m}$ 程度の円錐体が形成されているのが良くわかる。

次にアーク放電による不純物発生について述べる。図 3.2-b) はサンプルをプラズマ中に挿入した実験初期によく観測される現象で、負バイアス電圧印加時のみ現われる。図 3.3 の × 印がこれに対応していて、この時特に大きなイオン電流がサンプルに流れ込んでいる。この現象は実験が進んでサンプル表面がきれいになってくると定常なプラズマ放電中では見られなくなることから、良く表面処理された理想的な表面ではアークは発生しにくいと結論される。

図 3.2-c) は、イオンによるスパッタリングが起きない場合で、電子束による熱入力が大きい場合である。図 3.3 の + 印がこれに相当する。この時、バイアス電圧印加中は不純物発生量が抑えられているが、印加後約 2 ms から不純物発生量が大きく増加していく。熱による蒸発の特性時間が 1 ~ 2 ms であることを考えると、この不純物発生量の増加は蒸発によるものと同定される。

2) 炭素不純物³⁾

ここでは軽元素材である炭素材の場合の不純物発生機構について述べる。炭素材は耐熱性が良く、スパッタリング収率もそれ程大きくなないので、低原子番号の壁材として候補にあげられていたが、表面温度が高くなってくると(500 °C 位) 化学的反応により炭化水素系特にメタンの発生すなわち化学スパッタリングが問題になってくる。⁸⁾ ここでは化学スパッタリングについても実験結果を報告する。

図 3.7 にアルミニウムの場合と同様の方法で得られた、C II 線放射強度の変化分 ΔI_{CII} (C II : 2837 Å), サンプルに流入するイオン電流及びワンターンループ電圧の時間変化を示す。バイアス印加電圧は全て -400 V である。図 3.7-(a) は熱分解黒鉛, -(b) は実機外で蒸着された粉末状炭素面, -(c) 及び -(d) はメタン放電により生成された炭素面の場合である。それぞれの場合の C II 線放射強度はいずれも炭素不純物の電離特性時間 $\approx 100 \mu\text{s}$ 程度で増加しているので、これらの放射強度は不純物発生量に比例していると考えられる。粉末状炭素面の場合(b)には頻繁にアークの発生が見られる。アークの発生頻度は、プラズマの放電が定常になった段階でも約 17 % であった。(a) 及び(c) の炭素面では、定常放電時はアークの発生は観測されなかつたが、図 3.7-(d) に見られる様にプラズマ放電が不安定な時は観測された。これら的情况は前述した金属不純物の場合と非常に良く類似している。図 3.8 に C II 線放射強度のバイアス電圧印加時の増加分 ΔI_{CII} の、サンプルとプラズマ空間電位の間の電位差に対する依存性を示す。得られた特性曲線は、水素イオンに対する炭素面のスパッタリング収率⁹⁾ に規格化して図に示されているが、両者のエネルギー依存性は良く一致していることから、この電位差の範囲ではイオンによるスパッタリングが主たる不純物発生源と考えられる。注目されるべきことは、サンプルとプラズマ空間電位との電位差が 1200 V 程度になってもアークが発生していないことである。これは浮遊電位に置かれた壁材を考えると、境界プラズマの電子温度が水素の場合 400 eV 程度でも定常時にはアークが発生しないことに相当する。

次に、トカマクに組み込む前に約 400 °C で真空中にて脱ガスの前処理をし、さらに実機内にて 750 °C まで加熱して脱ガス処理をした熱分解黒鉛をサンプルに内蔵された電熱線にて加



SPUTTERING CONES (Gold Limiter)

 $\leftarrow 1 \mu \rightarrow$

Fig. 3.6 The scanning electron micrograph picture of a gold protection plate surface. The cone like formation due to the ion sputtering are observed. The protection plate was desposed to the plasma about 10000 discharges.

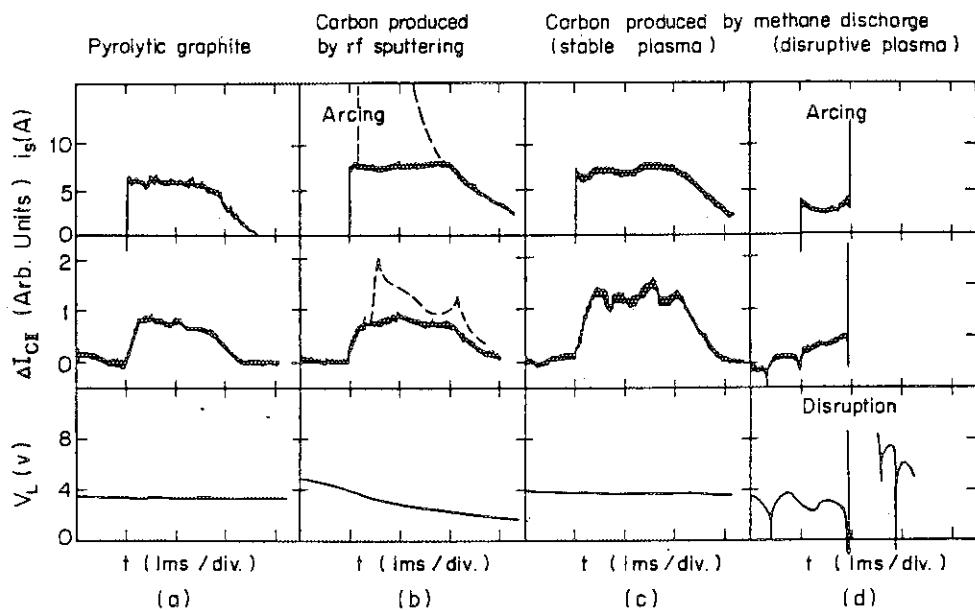


Fig. 3.7 Typical wave forms of ion saturation currents i_s of a target limiter, increment of CII line intensity $\Delta I_{C\text{II}}$, and loop voltage V_L . (a) Pyrolytic graphite. (b) Carbon surface produced by rf sputtering (pulverized surface); arcing is observed. (c) Carbon surface produced by methane discharges. (d) Carbon surface produced by methane discharges in a disruptive phase of discharge; arcing is observed.

熱し、各表面温度での不純物発生量を調べた。図3.9に不純物発生量の表面温度依存性を示す。サンプルには-460 Vのバイアス電圧を印加し、イオン束を取り込んでいる。サンプル表面温度が室温から150°Cまでの不純物発生量は数回の加熱サイクル後も不变であり、この量は化学反応の関与しないいわゆる物理的スパッタリングを主たる発生機構とする不純物発生によるものと考えられる。表面温度を増加してゆくと、不純物発生量は増大し、350°C近くで最大になる。表面温度が100~350°Cの間では、加熱及び冷却を何度繰り返しても同じ履歴を示すが、ひとたび400°Cを越えると不純物発生量は減少し、その後の加熱サイクルでは室温での発生量すなわち物理的スパッタリングのレベル以上には増加しなくなる。同じサンプルの面上の、実験中加熱はされていたがまだイオン束照射を受けていない面で同様の実験を行っても図3.9と同じ履歴を示すことから、この様な化学的スパッタリングの抑制には400°C以上の表面温度でイオン束を照射することが必要条件であることがわかる。本実験でのサンプルへのイオン束¹⁰⁾は $6.3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。同様な結果はその後原子状水素による実験でも得られている。

3.4 結論

以上の実験結果より、トカマクではプラズマ放電が定常なときは不純物発生機構としてはイオンによるスパッタリングが主であることが明らかにされた。これは金属不純物及び軽元素不純物の場合共に言えるが、特に壁材の原子番号が大きい場合は、自己スパッタリング収率及びエネルギー共に大きくなるので自己スパッタリングが重要になってくる。

表面の粗い材料を用いた場合や放電が不安定な時にはアーク放電が発生するが、良く表面処理された面ではプラズマ放電が安定なときにはアーク放電は発生しにくい。特に炭素面の場合、プラズマとの電位差が1200 V程度になっても定常時にはアークの発生が見られなかったのは重要なことである。

次に炭素材の場合の化学スパッタリングは、適当な前処理のあと加熱しながらイオン束を照射することにより抑制され、不純物の全発生量は物理的スパッタリングのレベルまで抑制されることが明らかにされた。

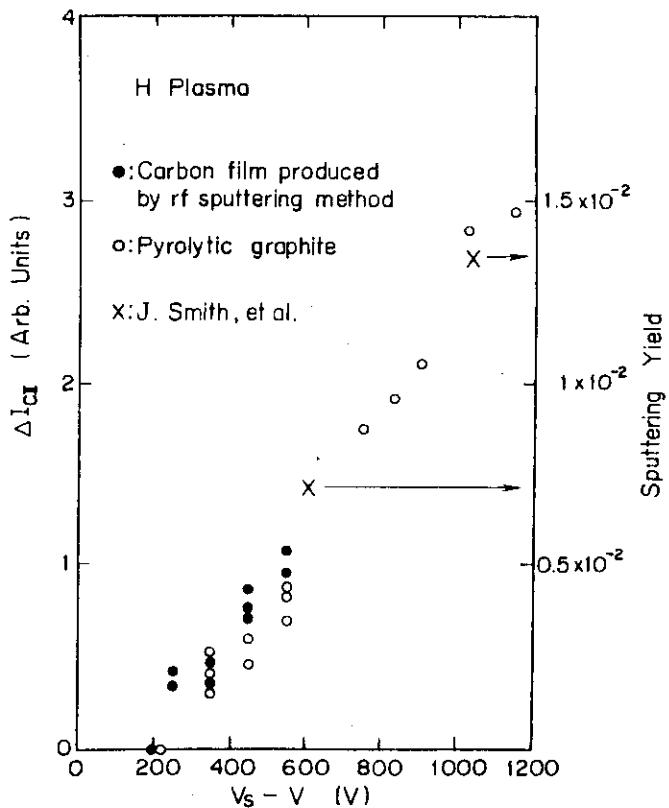


Fig. 3.8 ΔI_{CII} vs. $V_S - V$, where ΔI_{CII} is an increment of the CII line intensity, V_S is the space potential, and V is the bias voltage.

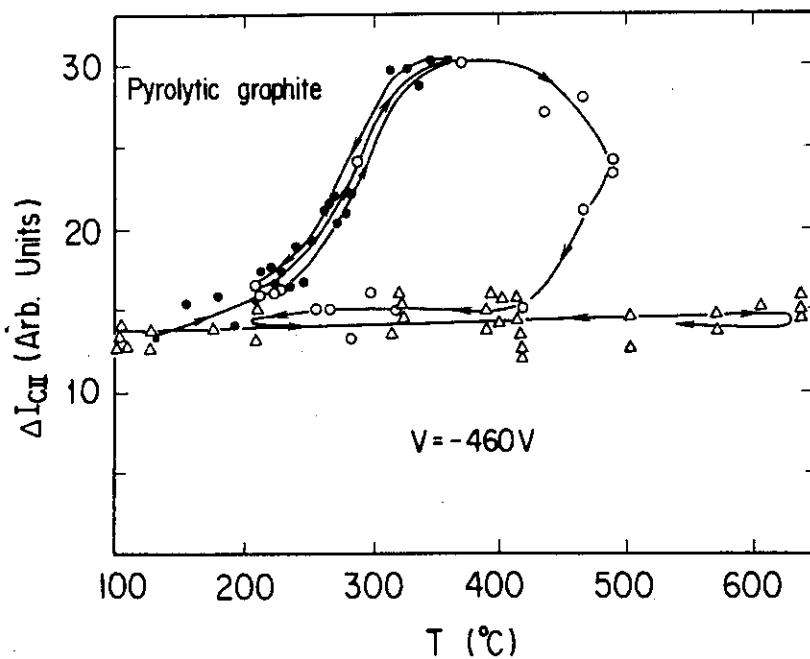


Fig. 3.9 ΔI_{CII} vs. T . Suppression of chemical reaction is observed after one heat cycle. Arrows show the heat history.

文 献

- 1) K. OHASA, H. MAEDA, S. YAMAMOTO, M. NAGAMI, H. OHTSUKA, et al., Nucl. Fusion 18 (1978) 872.
- 2) K. OHASA, H. MAEDA, S. YAMAMOTO, M. NAGAMI, H. OHTSUKA, et al., J. Nucl. Mat. 46 (1979) 1635.
- 3) S. SENGOKU, T. MATSUDA, H. MATSUMOTO, T. ABE, H. OHTSUKA, et al., J. Nucl. Mat. 93/94 (1980) 178.
- 4) P.E. STOTT, C.C. DAUGHNEY and R.A. ELLIS, Nucl. Fusion 15 (1975) 431.
- 5) L. OREN and R. TAYLOR, Nucl. Fusion 16 (1977) 1143.
- 6) G.D. HOBBS and J.A. WESSON, Culham Laboratory Rep. CLM-R61 (1966).
- 7) $H^+ \rightarrow Au$
H.L. BAY, J. ROTH and J. BOHDANSKY, J. Appl. Phys. 48 (1977) 4722.
 $Ne \rightarrow Au$
N. LAEGREID and G.K. WEHNER, J. Appl. Phys. 32 (1961) 365.
D. ROSENBERG and G.K. WEHNER, J. Appl. Phys. 33 (1962) 1842.
 $Au \rightarrow Au$
W.H. HAYWARD and A.R. WOLTER, J. Appl. Phys. 40 (1969) 2911.
O. ALMÉN and G. BRUCE, Nucl. Instr. & Meth. 11 (1961) 279.
- 8) V.A. SIMONOV, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Int. Conf., Salzburg, 1961) Vol.1, IAEA, Vienna (1962) 325.
- 9) J.N. SMITH, Jr., J. Nucl. Mat. 67 (1977) 234.
- 10) T. ABE, K. OBARA and Y. MURAKAMI, J. Nucl. Mat. 91 (1980) 223.

4. 壁材の選択による不純物制御—DIVA炭素壁実験^{1),2)}

4.1 序

プラズマ中に混入する不純物の原子番号が低い程主プラズマメータの劣化が少ないとことは第1章で述べた。低原子番号の壁材を用いることにより主プラズマに与える不純物の影響を少なくすることができる。低原子番号材である炭素材の不純物発生に関する検討は第3章でなされ、アーク放電の発生及び化学的スパッタリングは問題無いことが示された。不純物の発生原因として最も重要である自己スパッタリングの収率は、炭素の場合モリブデン等の高原子番号材に比べて小さく^{1),3~5)}したがって壁の侵食が小さいので、炭素材は第一壁材として適当である。

第3章において第一壁の表面が清浄かつ滑らかでない場合アーク放電が容易に引き起されることが明らかにされた。清浄な表面を得るための、最も確実な方法は金属材の蒸着すでに応用されている実機内蒸着法^{6~8)}である。したがって本研究では炭素の実機内蒸着法を確立し、炭素蒸着によって得られた壁面及び炭素壁でのプラズマ諸特性の検討を行った。これらの結果はチタンの実機内蒸着の場合と比較検討された。

4.2 炭素壁の特性

第3章において種々の素素材の不純物発生に関する検討を行った。走査電子顕微鏡による各々の表面写真を図4.1に示す。図の(a)は熱分解黒鉛、(b)は実機外で高周波スパッタリングにより得られたサンプル、(c)はメタンガスのトカマク放電により得られた炭素面である。このうち(b)の面は粉末状であり、アーク放電が頻繁に起こったため、第一壁材としては不適当であったが、(a)及び(c)の炭素表面の場合プラズマ放電が安定な時は良好な結果が得られた。そこで本節においては、実機内蒸着の方法としてメタン放電による方法及び高周波スパッタリングによる方法の両者を試みた。

メタン放電では、第一壁に流入する炭素のイオンは、シース電圧のため約100 eV のエネルギーで加速されている。蒸着時のこの様な状況は、イオンインプランティングの方法と同様である。一回の放電で得られる炭素膜の厚さは、プラズマ電流 $I_p = 20 \text{ kA}$ 、放電時間 20 ms 及びメタンガス圧力約 $1 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ にて数 Å であった。オージェ電子分光による蒸着面の分析では、約100回のメタンによる放電後でも約15%の酸素不純物が観測され、これはその後の100回の水素プラズマ放電でも減少しなかった。

実機内での高周波スパッタリング法により得られた蒸着膜は、実機外での蒸着とほぼ同じ条件で行ったにもかかわらず、実機外での蒸着（炭素膜（b））に比べて、むしろ熱分解黒鉛（a）に近い良好なものであった（図4.1-(d)）。これは実機の内壁で、通常のプラズマ放電においてプラズマ粒子が流入していなかった面では、蒸着面が剥離して良好な面が得られなかつたことを考え合わせると、プラズマによる蒸着基板の洗浄あるいは表面処理が有効な因子になったた

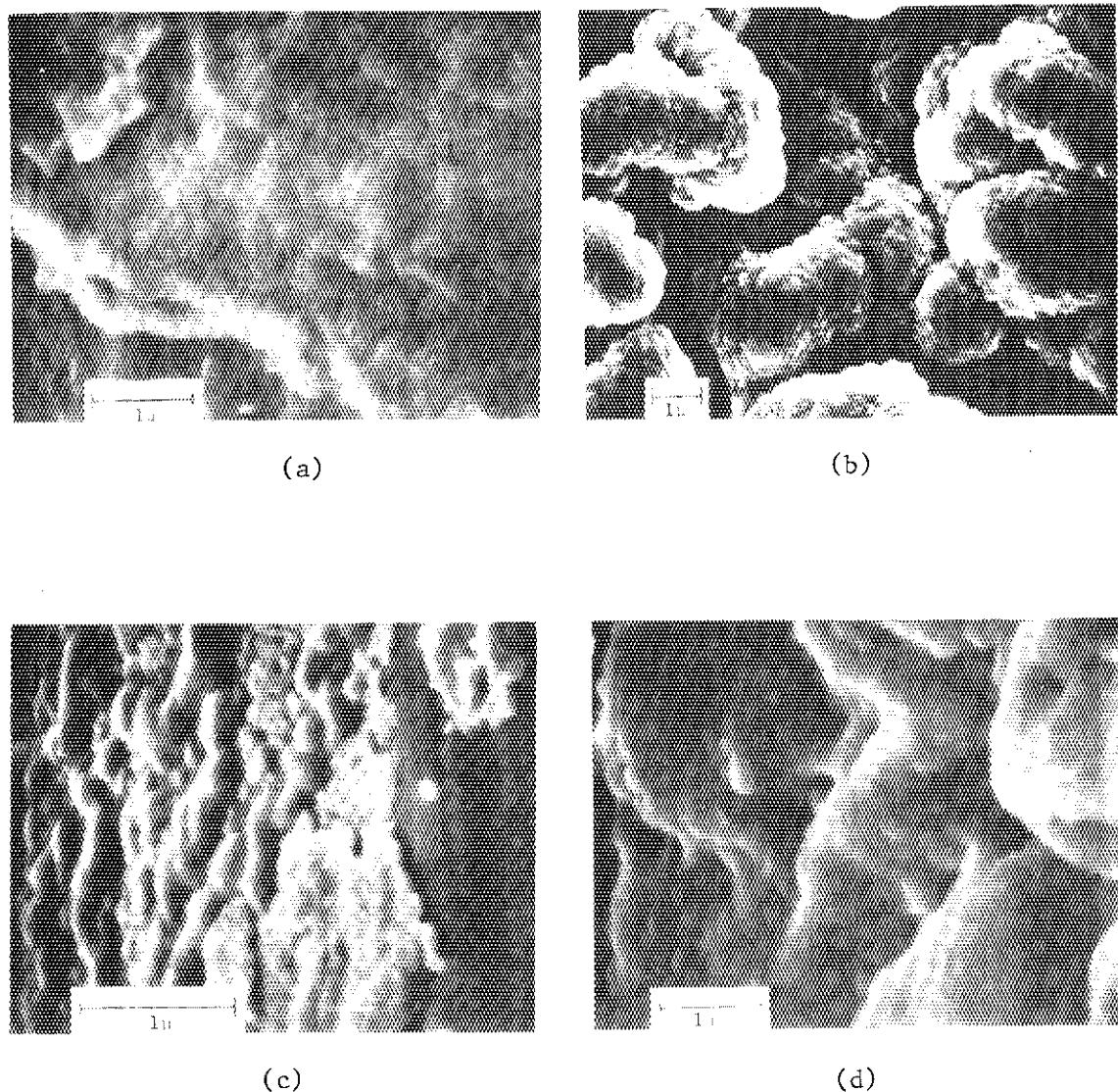


Fig. 4.1 Scanning electron microscopic (SEM) picture of (a) a pyrolytic graphite surface; (b) a precoated carbon surface (pulverized surface); and carbon surfaces produced by methane discharges (c) and by RF sputtering (d) in situ.

めと考えられる。

以上の検討より、本研究では高周波スパッタリング蒸着法を採用することにした。以下この方法による炭素蒸着の手段及び得られた蒸着膜の特性について議論する。

図4.2-(a)に炭素蒸着装置及び計測器の配置を示す。同(b)の断面図に炭素リミター及び保護リミターの配置を示す。蒸着装置はトーラス上2個所にあり、その炭素ターゲットは蒸着時以外はシェルの外側に引き出される。蒸着されるシェル面はチタン蒸着されている。

真空容器にアルゴンガスを $P_{Ar} = 7 \times 10^{-4}$ Torr. になる様供給し、高周波電力3kWにて120分蒸着した。予備試験の時の蒸着速度を用いると、蒸着された炭素の膜厚は、最も離れた所で300 \AA 、オージェ分析用サンプルの所で1900 \AA 、蒸着装置の所のシェル面で1.2 μm となる。蒸着用炭素ターゲットを見込まない部分もあるが、蒸着面積は全シェル面積の約70%以上であった。DIVAのプラズマパラメータでは炭素中での水素の確率的な射影飛程は $20 \sim 30 \text{\AA}$ ⁹⁾であるので、得られた炭素膜厚は充分である。

図4.3に炭素蒸着面(1)及び比較のためのチタン蒸着面(2)のオージェ電子分光スペクトルと表面組成比の放電洗浄中の時間変化を示す。炭素蒸着直後の表面にはスパッターアイオンとして使用したアルゴンが10%程吸蔵されている(図4.3-(1)-a)が、それ以外の不純物は0.2%以下であった。このアルゴンは50回程度の放電洗浄により1%以下となり、さらに放電回数を重ねることにより0.1%以下となって非常に純粋な炭素面が得られた。又150回の放電洗浄後真空もれが起きてても、窒素はほとんど吸蔵せず1~2%の酸素が吸蔵されるのみであるが、 10^{-8} Torr.程度の真空中に放置しただけでも酸素は0.5%以下になり、その後の放電洗浄で問題のない値まで減少した。得られた清浄な炭素面は、500回以上の通常の水素プラズマ放電後も汚染されなかった。

一方チタン蒸着面は、 10^{-7} Torr. の高真空中での蒸着にもかかわらず、図4.3-(2)-a)に示す様に、蒸着直後でも酸素50%，窒素4.1%が含まれている。又80回の放電洗浄後では炭素及び窒素不純物が増加して全不純物の表面組成比は70%にも及ぶことが明らかにされ、チタン蒸着面には軽元素不純物が吸蔵され易いことがわかった。

次に炭素蒸着後の放電洗浄中のアルゴン及びメタンの分圧の時間変化を図4.4に示す。メタンは炭素蒸着膜表面に弱い結合で付着している炭素と作動ガスである水素の化合で発生する。この様な、表面の炭素は90回程度の放電洗浄により効率的に除去出来ている。すなわちメタン分圧は最初の数回の放電で上昇し、80回の放電後炭素の供給が少なくなるため分圧は減少している。又アルゴンの分圧も50回の放電洗浄で減少していく、前述のオージェ分析の結果と合わせ考えると、吸蔵されたアルゴンは比較的簡単に放出されることがわかった。

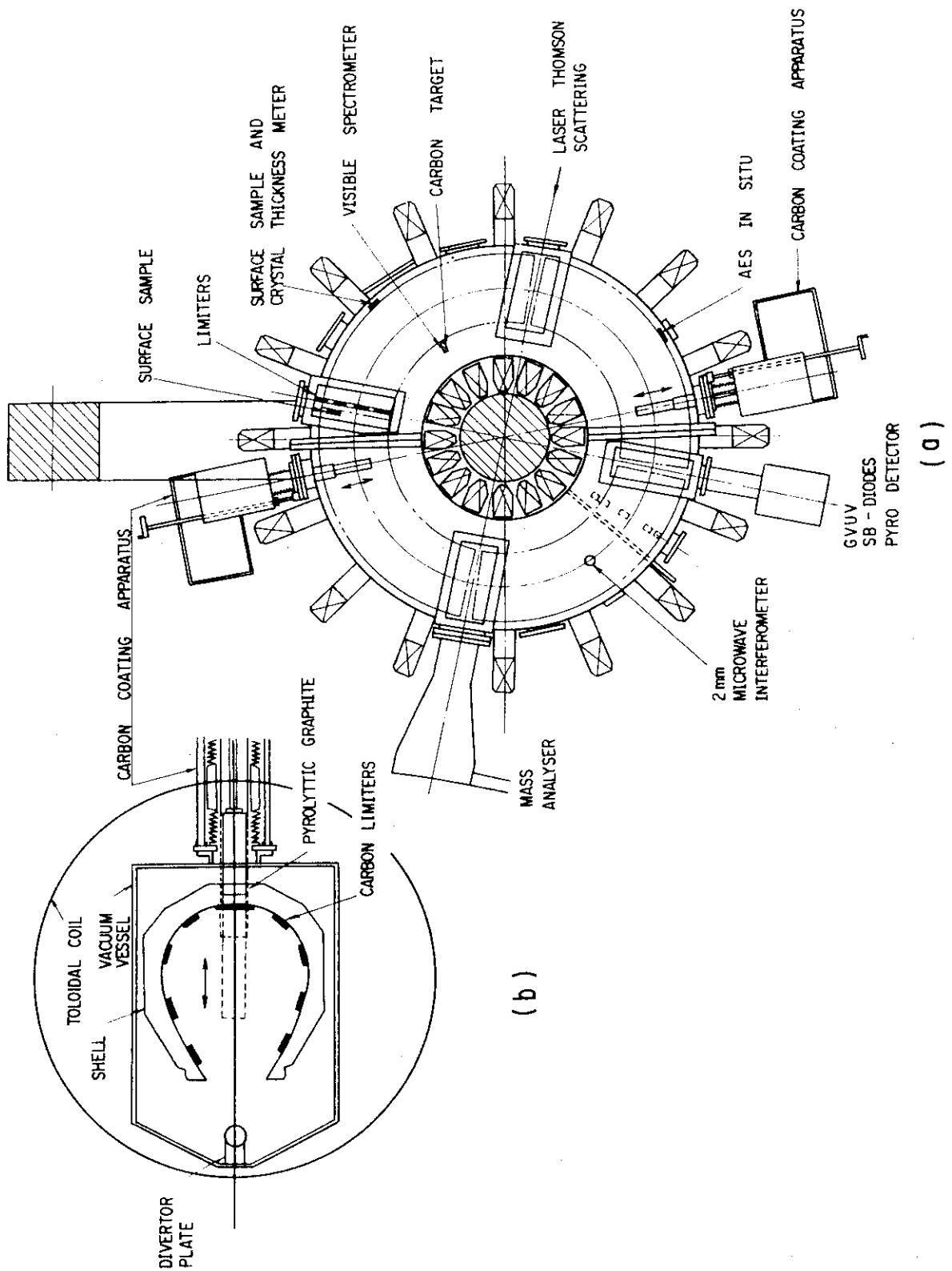


Fig. 4.2 Arrangements of (a) diagnostics, carbon coating apparatus, surface samples and (b) carbon limiters.

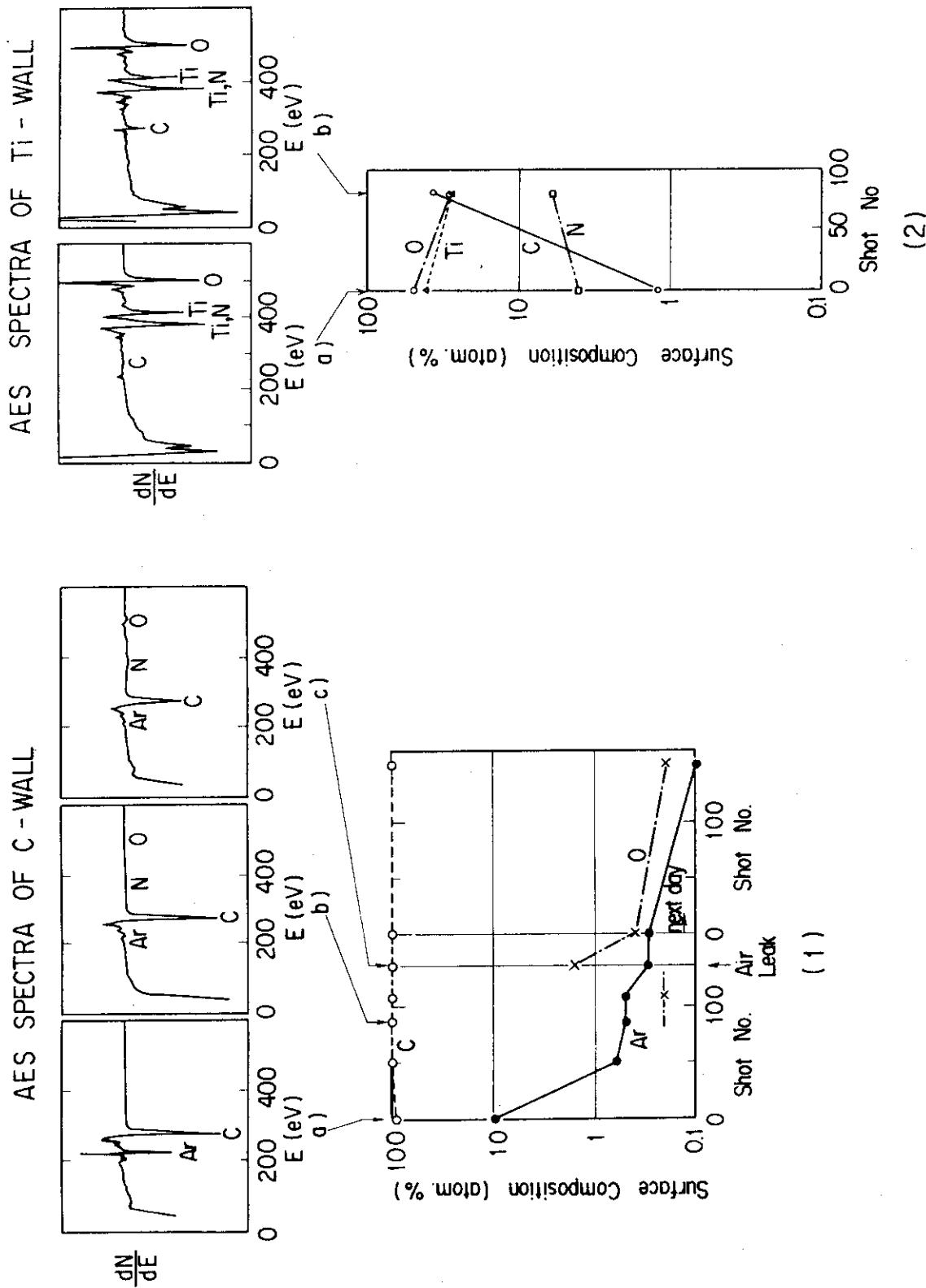


Fig. 4.3 Time history of surface compositions of coated carbon(1) and titanium(2) walls.
The AES spectra are also shown.

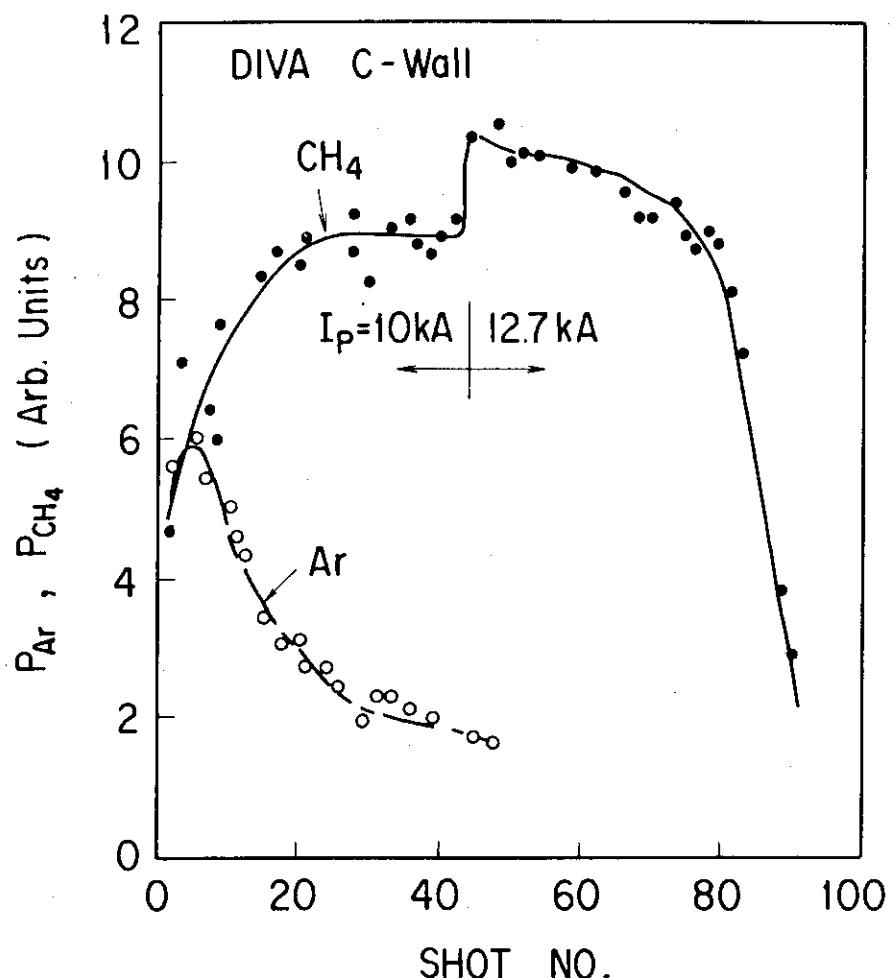


Fig. 4.4 Time history of partial pressures for methane ($M/e = 15$) and argon ($M/e = 40$) during discharge cleaning after entire carbon coating.

4.3 炭素壁でのプラズマの特性

高周波スパッタリング蒸着によって得られた炭素壁と熱分解黒鉛の保護リミターを用いて、ダイバータ配位にて低安全系数のプラズマ放電を実現し、その特性が調べられた。DIVAにおいて金蒸着されたシェルでの放電では、最外殻安全系数 q_a が 2 度程の低安全系数放電は実現できなかつたがチタンを蒸着することにより実現できた。これは重元素不純物による放射冷却が少なくてプラズマ高温部の径を太くすることが出来たためである。したがって炭素壁にて低安全系数のプラズマが実現出来れば、重元素不純物が軽減され電磁流体力学的に安定な放電が得られることになり、炭素壁の有為性を示すことが出来る。

炭素壁にて得られた低安全系数 ($q_a = 2$) のプラズマの電子温度 (T_e)、電子密度 (n_e) 及び放射・荷電交換損失 ($P_R + P_{CX}$) の空間分布を放電条件と共に図 4.5-(a) に示す。比較のためチタン壁の場合の同様な分布を同図 (b) に示す。第一壁をチタンから炭素に変えた結

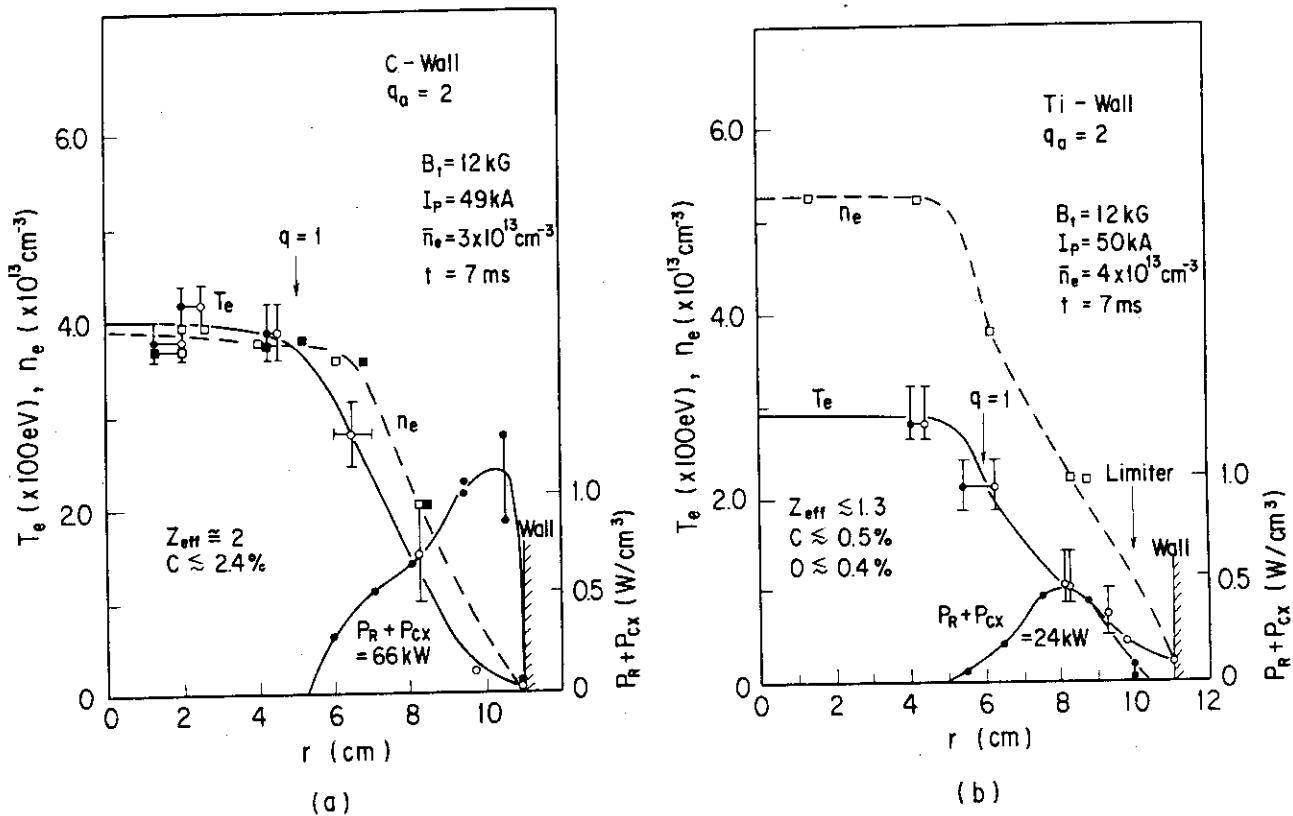


Fig. 4.5 Spatial distributions of electron temperature (T_e), density (n_e) and radiation and charge exchange loss power ($P_R + P_{CX}$) for (a) carbon and (b) titanium walls.

果プラズマの実効電荷数 Z_{eff} は 1.3 から 2.0 に増加した。これより平均的な炭素不純物のプラズマ中への混入量は、総電子数の 2.4 % と試算される。この値は、ダイバータの炭素不純物に対する遮蔽効率は 80 %¹⁰⁾ であるのでこの値を使用し、水素イオンによるスパッタリングを考え試算した値とほぼ等しい。チタン壁の場合酸素不純物が主たる放射損失の原因になっていたのに

対して、炭素壁の場合炭素不純物がこれをになっている。そのため放射損失はチタン壁の場合に比べてより周辺に集中分布してその値も約3倍に増加し、その結果境界プラズマ領域の電子温度が低くかつプラズマ高温部半径の大きい安全系数 $q_a = 2$ の放電が実現出来た。さらに金、チタン等の金属不純物の混入量は $1/3 \sim 1/4$ に減少した。

表4.1に炭素壁及びチタン壁での放電のパワー収支を示す。炭素壁の場合電子密度はチタン壁の場合の75%であるにもかかわらず、放射・荷電交換損失は大幅に増加している。この増加は境界部に集中して周辺冷却に寄与し、その結果壁面、リミター及びダイバータ板への熱負荷が大幅に減少している。これはいわゆる自己周辺冷却¹¹⁾の概念を実現したことになる。

Table 4.1 Comparison of power balance for divertor discharges with C-wall and Ti-wall. P_Ω is the Joule heating power; \dot{W}_P the temporal derivative of plasma stored energy; $P_R + P_{CX}$ the radiation and charge exchange loss power obtained by bolometric measurements; $P_{COND.CONV.}$ the conduction and convection loss power onto wall, divertor plate and limiters.

| | P_Ω | \dot{W}_P | $P_R + P_{CX}$ | $P_{COND.CONV.}$ |
|---------|------------|-------------|----------------|------------------|
| C-wall | 100% | 20% | 38% | 40% |
| Ti-wall | 100% | 20% | 10 ~ 20% | 60 ~ 70% |

安全系数 $q = 1$ の有理面（磁気面）内ではプラズマ中の熱伝導率が大きいため電子温度分布はほぼ一様となるので、 $q = 1$ の有理面の半径の大きさは高温プラズマ柱の太さを表わす指標になる。エネルギー閉込め時間は高温プラズマ柱の半值半径 a_{half} の自乗に比例する¹²⁾ためこの高温プラズマ柱半径は大きい程良い。図4.6に示す様に炭素壁での放電でもチタン壁の場合の $q = 1$ 有理面の半径の比例則と同様の結果が得られた。

以上の結果、図4.7に示されている様に炭素壁でのエネルギー閉込め時間 τ_E は、「改善されたALCATOR-比例則⁵⁾」よりさらに $1.8 \sim 2.0$ 倍まで改善された。これは、図4.8に示した様にDIVAの比例則である¹²⁾

$$\tau_E = 1.7 \times 10^{-15} \sqrt{q_a} \cdot \bar{n}_e \cdot a_{half}^2 \text{ (ms)}$$

; $\bar{n}_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}, a_{half}^2 \text{ (cm}^2\text{)}$

に従っていることから、前述した自己周辺冷却がより境界部に集中して $q = 1$ 有理面より外側でさらに温度分布が広くなったためと結論できる。ここで τ_E は次式により算出した。

$$\tau_E = \frac{W}{P_\Omega - dW/dt} \quad (4-1)$$

ここに W はプラズマの蓄積エネルギーであり、 P_Ω はジュール加熱の入力パワーである。

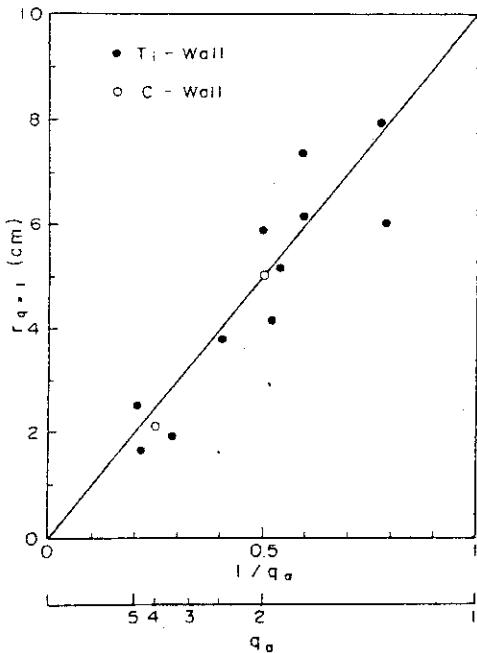


Fig. 4.6 Dependence of the radius of $q=1$ rational surface ($r_{q=1}$) on the safety factor of outermost magnetic surface (q_a). The data for titanium wall are from Ref. [12].

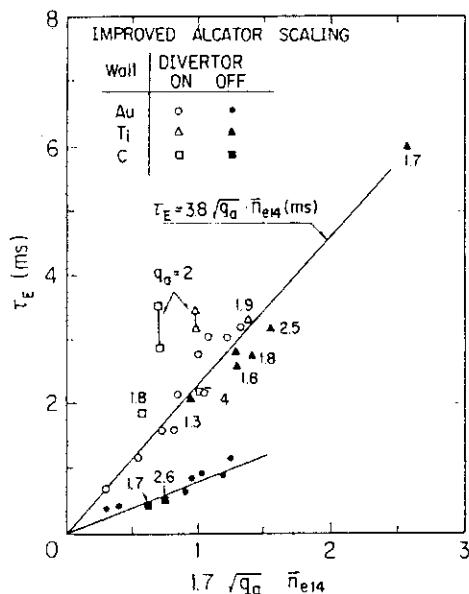


Fig. 4.7 τ_E vs. $1.7\sqrt{q_a} \bar{n}_{e14}$, where \bar{n}_{e14} is the line-averaged density in 10^{14} cm^{-3} and τ_E is in ms. Au wall (○, ●), Ti wall (△, ▲) and C wall (□, ■) are investigated with divertor (○, △, □) and without divertor (●, ▲, ■). The data for the symbols ○, ● and ▲ are from Ref. [12].

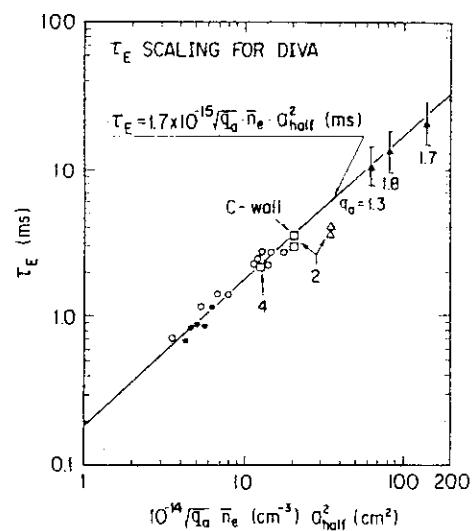


Fig. 4.8 Energy confinement time versus $q_a^{1/2} \bar{n}_e a_{half}^2$ where a_{half} is the half-radius of the electron temperature profile. Symbols correspond to the cases shown in Fig. 4.7. The data for the symbols ○, ● and ▲ are from Ref. [12].

4.4 議論

清浄な炭素壁面を得るために、実機内蒸着法としてメタン放電による方法及び高周波スパッタリングによる方法が試験された。

メタン放電による蒸着は容易であるが、酸素不純物が吸収されやすく、又除去しにくかった。酸素不純物の源としては使用したメタンガスに混入したもの、あるいは放電前に壁に吸着していたもの等が考えられる。前者に対しては純度の高いメタンガスを使用し、後者に対してはメタン放電前に充分な放電洗浄を行い、吸着ガスを取り除くことにより酸素不純物の吸収は軽減されるであろう。

高周波スパッタリング法による蒸着では、良く放電洗浄された面には不純物の少ない純粋な炭素面が得られた。この面には酸素及び窒素等の不純物は吸収しにくく、又容易に除去されるので、不純物の吸収しやすいチタン壁に比較して寿命は10倍以上長い。チタン面のオージェ電子分光による観測では、不純物は放電を重ねるに従い増加してゆく(図4.3-(2))。又チタンと炭素の水素イオンによるスパッタリング収率は同程度である。これらの事より蒸着膜の寿命は、侵食による膜厚の変化より不純物吸収量の増加により決定されると言える。

炭素膜厚が約 $1\text{ }\mu\text{m}$ 以上の所では膜の剥離が観察された。剥離を避けるためには均一な蒸着法を採用しなければならない。その一つの方法として蒸着装置の適正な配置がある。炭素中での1keV以下の水素イオンの飛程⁹⁾より考えて、最も膜厚の薄い所で膜厚は約200Å以上あれば良い。炭素の蒸着速度は距離の $3/2$ 乗に逆比例しているので最大の蒸着装置間距離Lは、 a_p をプラズマ半径とすると、

$$L = \left(\frac{10000}{200}\right)^{2/3} \cdot a_p \sim 14 a_p \quad (4-2)$$

となる。DIVAの場合 90° 毎に蒸着装置を配置すれば良い。

次に炭素蒸着面の保守について議論する。蒸着面の保守のためには、膜が侵食されてくるとその上に追蒸着をする必要がある。その場合の過度の蒸着に対しては、スパッタリング収率が高く、また吸収されても除去しやすい酸素による放電洗浄が適当であろう。追蒸着と酸素による放電洗浄で蒸着膜は常に清浄を保つことができる。又表面に弱く結合している炭素についてはメタンの形で排気することができ、本実験では排気系への悪影響は無かった。

炭素壁にて低安全系数のプラズマ放電が得られ、炭素不純物の混入はプラズマ特性に悪影響を及ぼさなかった。むしろ、炭素不純物による自己周辺冷却により炭素壁はプラズマに対して良い結果を与えた。この様な自己周辺冷却は高温プラズマになるとますます顕著になり壁への熱負荷は軽減されるであろう。ここでは軽元素材として炭素を用いた方が、同様な効果は他の軽元素材、例えば炭化チタン等でも期待される。第3章で明らかにされた様に炭素材の化学的スパッタリングは抑制出来ること、および前述の自己周辺冷却効果をふまえると、炭素材は高温のプラズマ放電においても使用できると思われる。少なくともリミターやダイバータ板以外の、広い面積を占める壁に蒸着膜を使用することは有意義である。

4.5 結論

第一壁を炭素蒸着し、炭素壁にて低安全系数のプラズマが安定に生成された。本実験の結論をまとめると以下の通りである。

- (1) メタン放電により容易に炭素壁が生成できた。すなわち、清浄な炭素面の再蒸着が簡単にでき、膜の保守に役立つ。
- (2) 高周波スパッタリング法により、実機内にて清浄で純粋な、充分な厚さの炭素壁が得られた。
- (3) 得られた炭素面には不純物が吸収しにくく、吸収しても 50 回程度の放電洗浄により無視できる量まで低減することができた。洗浄された面は 500 回以上の水素プラズマ放電後も純粋な炭素の面が維持されていて、チタン壁に比べ 10 倍以上の寿命であった。
- (4) 炭素壁を使用することにより放射損失は炭素不純物による放射が主となり、放射損失パワーが増大してリミター、ダイバータ板等の第一壁への局所的な熱負荷が軽減できた。放射損失パワーは内壁面全体に平均して放射されるためパワー密度は低く、増大しても問題無い。
- (5) さらに炭素不純物による放射損失のパワーの分布は金属不純物あるいは酸素によるものよりさらにプラズマ周辺部の壁近くに集中し、自己周辺冷却の系が実現できた。
- (6) 強い自己周辺冷却のためプラズマ柱が太くなり、その結果エネルギー閉込め時間が 1.8 ~ 2 倍改善され、低安全系数 ($q_a \geq 1.8$) のプラズマが実現された。

適切な蒸着膜の厚さを維持するために、例えば酸素プラズマ放電等スパッタリング収率の大きい元素により、厚すぎる膜の除去をする方法を確立する必要があろう。又均一な膜厚を得るためには蒸着装置はトカマク真空容器内に適当に配置されるべきである。

炭素不純物による自己周辺冷却の効果はプラズマが高温になる程より顕著になるので、炭素壁の受けた熱を適切に処理すれば炭素壁は将来の炉壁として有望である。

文 献

- 1) S. SENGOKU, T. MATSUDA, H. MATSUMOTO, T. ABE, H. OHTSUKA, et al.,
J. Nucl. Mater. 93/94 (1980) 178.
- 2) 砂押秀則, 平塚一, 安納勝人, 柴田孝俊, 横山堅二, 「DIVA 第一壁におけるカーボン
コーティング」, 未公開資料 (1980).
- 3) P. SIGMUND, Phys. Review 184 (1969) 383.
- 4) K. OHASA, et al., Nucl. Fusion 18 (1978) 272.
- 5) H. MAEDA, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion
Research (Proc. 7th Int. Conf., Innsbruck, 1978) Vol.1, IAEA,
Vienna (1979) 377.
- 6) DIVA Group, Japan Atomic Energy Research Institute Rept. JAERI-M
8205 (1979).
- 7) T. TAZIMA, J. Nucl. Mater. 76/77 (1978) 594.
- 8) T. MATSUDA, et al., ibid. p.608.
- 9) 曽根和穂, 「真空壁表面層における低エネルギー(0.1~20 keV)軽イオンの飛程および
ストラグリングの計算」, 日本原子力研究所報告書 JAERI-M 6293 (1975).
- 10) M. NAGAMI, H. MAEDA, M. SHIHO, T. SUGIE, Y. SHIMOMURA, et al.,
Nucl. Fusion 18 (1978) 1217.
- 11) M. NAGAMI, Japan Atomic Energy Research Institute Rept.
JAERI-M 7432 (1977).
- 12) DIVA Group, Nucl. Fusion 20 (1980) 271.

5. ダイバータによる不純物制御

5.1 序

DIVAトカマクにてダイバータの不純物制御に関する機能の研究がなされた^{1)~7)}。重要なダイバータの機能は①ダイバータにより主プラズマ周辺のプラズマと壁の相互作用を少なくする^{1), 2)}、②主プラズマ周辺から混入する不純物に対する遮蔽効果^{3), 4), 5)}及び③ダイバータ部からの不純物の逆流の抑制効果⁴⁾である。

各機能に対する詳しい研究は、それぞれの文献に述べられているので、本章では各機能に関する実験結果を紹介し、それらをモデル化して計算機シミュレーションを行いダイバータによる不純物制御に対する機能を議論する⁸⁾。さらにこのモデルを大型トカマク（JT-60）に適用して⁸⁾不純物発生の観点より周辺プラズマの条件を議論する。

次いで、以上の検討よりダイバータプラズマに要請される低温度ダイバータプラズマがDOUBLET IIIにて実現出来ている⁹⁾ので、その詳しいプラズマパラメータの測定を行って¹⁰⁾将来の大型装置への展望を議論する。

5.2 不純物混入に関する実験⁴⁾

まずDIVAにおける不純物混入実験について述べる。トレース不純物としてアルミニウム、メタン等の分子をプラズマ中に入射し、その電離過程、輸送等を調べた。

図5.1に実験の配置を示す。アルミニウムはコード1あるいはコード2より入射され、メタンは横ポートから入射された。プラズマ中の不純物量は分光器1及び2により測定された。

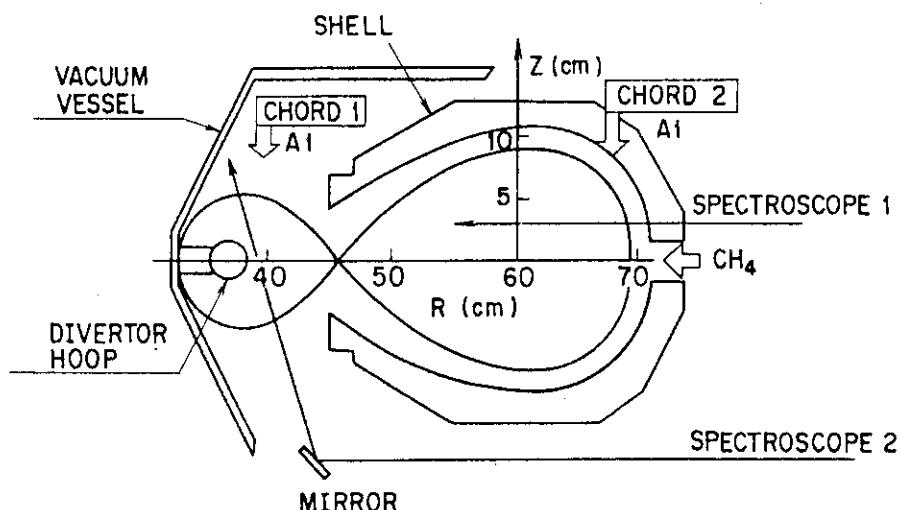


Fig. 5.1 Cross-sectional view of DIVA tokamak and experimental arrangement showing the position of methane and aluminum injection, and sight-paths of monochromators.

まず境界プラズマでの磁力線に沿った炭素不純物イオンの運動を調べる。ダイバータ領域から最も離れた場所にメタンガスを入射し、ダイバーテ部にて1価から4価までの炭素イオンの量及び温度を測定した。各電離価数のイオンによる線放射強度 (I_{CII} ~ I_{CV}) の時間変化を図5.2に示す。入射されたメタンガスは周辺プラズマ中で直ぐ解離し、電離しながら磁力線に沿った粒子流に流されてダイバータ領域に運ばれる。図から明らかな様に不純物の各線放射強度は、メタン入射時刻より (300 ± 100) μ s 遅れて立ち上がっている。これは粒子流速を $0.3 C_s$ とした時の不純物の到達時間 (約 190 μ s) と矛盾しない。測定点での炭素イオンの平均電荷は約 3、エネルギーは3価のイオンが 40 eV、4価のイオンが 80 eV であった。

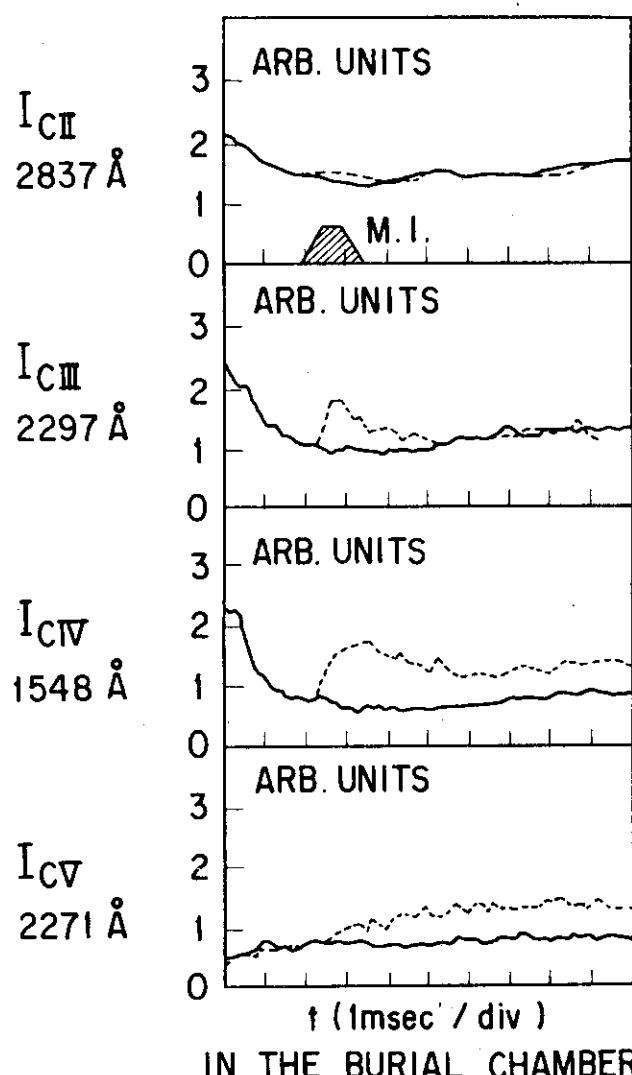
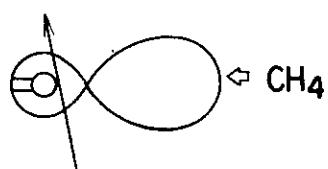


Fig. 5.2

Time development of the increase of line intensity from ionization states of carbon ions in the burial chamber with the methane injection (M.I.) for diverted discharge. —, without injection; - - -, with injection [4].



ダイバータ領域からの不純物の逆流を調べるためにダイバータ領域（コード 1）及び主プラズマ領域（コード 2）よりアルミニウム不純物を入射した。図 5.3 にそれぞれの場所から入射した場合のアルミニウムイオンの主プラズマ中における線放射強度 ($A\ell XI : 550 \text{ \AA}$) の時間変化を示す。主プラズマ領域に不純物入射した場合は主プラズマ中に混入するアルミニウム不純物は大幅に増加し、プラズマ放電が維持されなくなって放電は不安定になる。この時の主プラズマ中への不純物混入量は入射した量の約 5 % であった。これに対し、ダイバータ領域に入射した場合は主プラズマにほとんど影響を与えない。この場合入射不純物の僅か 0.5 % 以下が主プラズマ中に混入した。

以上の結果から、アルミニウム不純物に対するダイバータの遮蔽効率は 95 %、又この遮蔽効率のもとで混入した量が 0.5 % とすると、ダイバータの逆流抑制効率は 90 % 以上であるといえる。

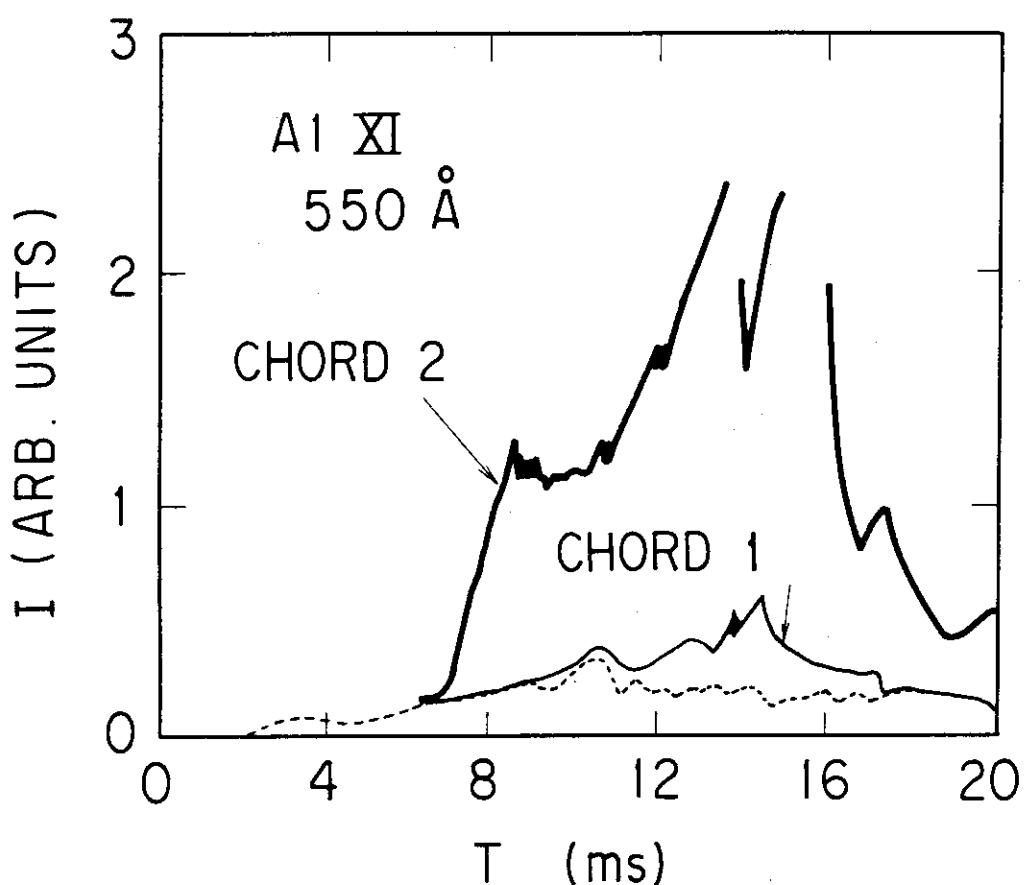


Fig. 5.3 Demonstration of the back flow of the aluminum ions from the burial chamber into the main plasma; solid lines indicate with the injections along the chords 1 and 2 indicated in Fig. 5.1, dotted line indicates the background level of the AlXI 550 Å line emission [4].

5.3 DIVAに於けるダイバータ機能に関するモデル計算⁸⁾

前節で得られた境界プラズマ中の不純物の振舞い及びダイバータ機能に関する実験結果を更に詳しく理解するために、モンテカルロ法を用いた計算機シミュレーションコードを開発した¹¹⁾。ここではシミュレーションコードの説明を行い、それを用いて不純物輸送及びダイバータ機能に関するモデル計算を行って実験結果と比較し、モデルの妥当性を議論する。

1) 系のモデル

ダイバータ及びリミター配位の模式図を図 5.4-a) に示す。セパラトリックスあるいはリミターによって規定される磁気面の外側のプラズマ領域をダイバータあるいはリミタースクレイプオフ層（あるいは単にスクレイプオフ層）という。スクレイプオフ層には磁力線に沿ってダイバータ板あるいはリミターに向かう電界E及び粒子流（流速v_f）が存在する。この様な系を同図 b) の様なシートモデルにして考える。磁力線に沿った方向にZ座標、プラズマ径方向にX座標をとる。主プラズマ領域のスクレイプオフ層のプラズマを境界プラズマといい、そのZ方向の長さをL₁とする。ダイバータ領域のプラズマをダイバータプラズマといい、そのZ方向の長さをL₂とする。リミター配位のときL₂を零とした。図中Bの領域はダイバータ室である。スクレイプオフ層の厚さをd、プラズマ半径をaとした。

2) プラズマ及び不純物の運動に対するモデル

プラズマのパラメータは、実験結果を基に次の様に仮定した。電子温度及び密度の径方向分布は図 5.5 に示した分布を用いた。プラズマ半径aは10 cm、スクレイオフ層の厚さdは1 cmである。スクレイオフ層でのプラズマパラメータはX方向に一様とした。トロイダル磁場B_Tは2 Tである。スクレイオフ層での主要なパラメータは以下の通りである。

$$\begin{aligned} v_f &= 0.3 C_s \\ E &= 0.5 T_{eb} / (1/2 L_1 + L_2) \\ D_\perp &= 0.1 D_B \\ T_{eb} &= 30 \text{ eV} \\ n_{eb} &= 5 \times 10^{12} / \text{cm}^3 \\ L_1 &= 10 \text{ m} \\ L_2 &= 5 \text{ m} \end{aligned}$$

プラズマ中に射された不純物粒子は、以下の過程を経て壁、ダイバータ板あるいはダイバータ室に至るまでその運動が計算される。スクレイオフ層に混入した不純物粒子は

(1) 電離あるいは荷電交換するまで自由運動する。

イオンは、Z方向の粒子流の中で、

(2) Z方向の電場による加速、

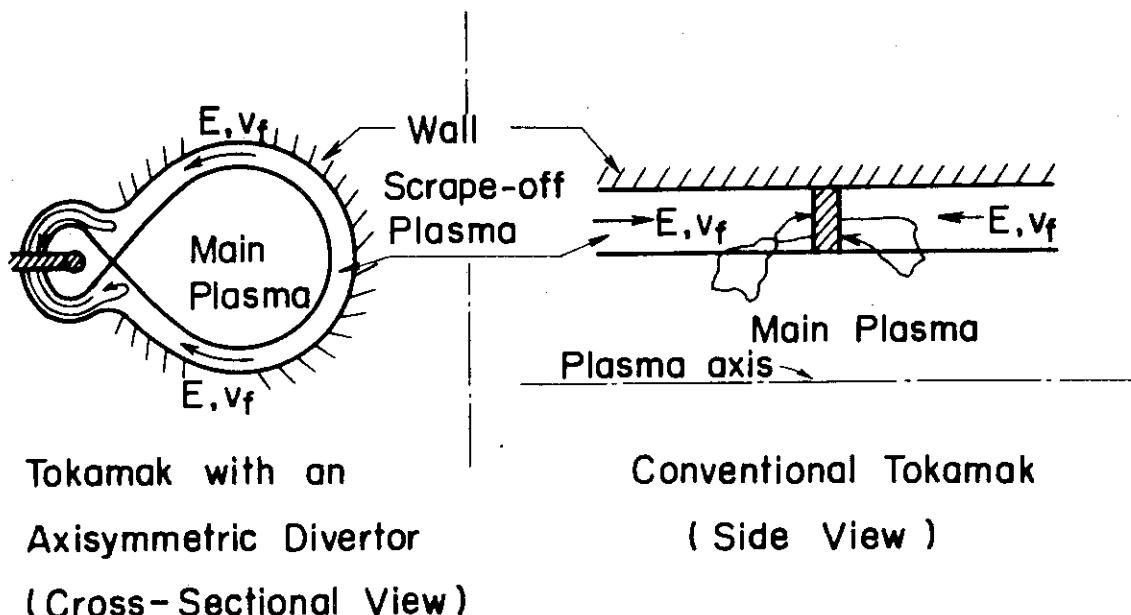
(3) クーロン散乱、

(4) X方向への拡散、

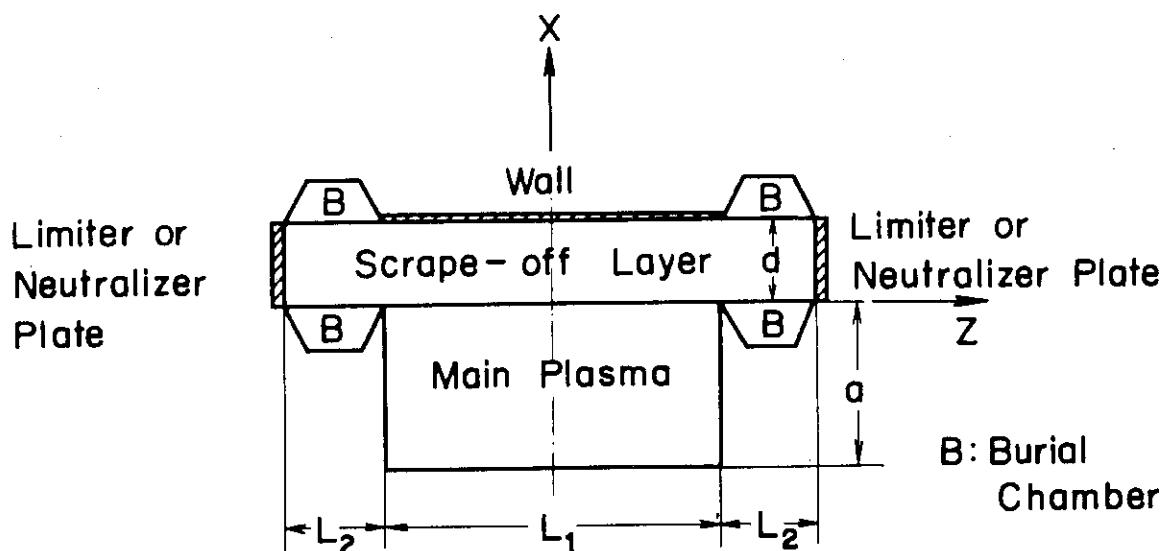
(5) 電離および

(6) 荷電交換

する。不純物の電離係数は文献〔12, 13〕によった。



a



b

Fig. 5.4 a) Plasma configurations with and without divertor. b) Sheet model of tokamak plasma. The ordinate is taken to be in the direction of the sheet thickness, and the abscissa in the direction of the magnetic field lines. The thickness of the scrape-off plasma is denoted by d and that of the main plasma by a . The length along the field line of the scrape-off plasma is $L = L_1 + 2L_2$ and that of the main plasma is L_1 .

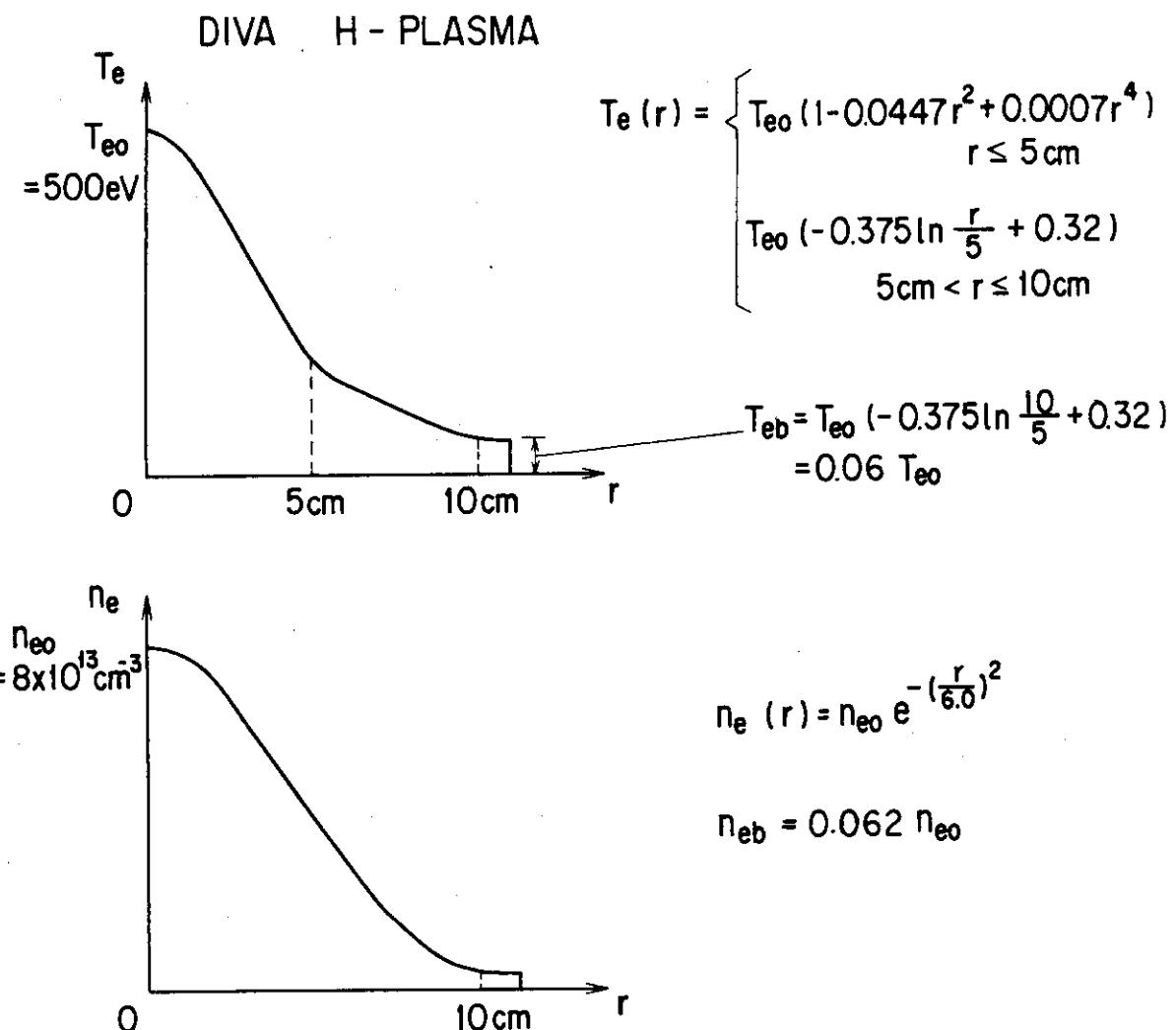


Fig. 5.5 Radial profiles of electron temperature and density for DIVA.

3) 計算結果

まずダイバータ効果により遮蔽され、磁力線に沿ってダイバータ部に導びかれる炭素不純物の振舞についてシミュレーション計算を行った。これに対応する前節での実験結果(図5.2)と合わせて図5.6に計算結果を示す。磁力線に沿った座標S(図ではポロイダル断面上に射影してある)上での各電離価数の不純物イオンの分布も示す。測定点での平均の電荷Z及び3価、4価イオンの温度は実験結果と計算結果で良く一致している。さらに各電離価数の線放射時間変化の計算結果は、不純物イオンの相対量、到達時間及び増加の時定数共、実験結果を良く再現している。

次にダイバータ部での不純物の逆流に関するシミュレーション計算を行った。ダイバータ領域に入射されたアルミニウム原子は電離しながらダイバータ板の方に押し流される(図5.7)。主プラズマ中に混入したアルミニウムイオンは、入射量の僅か0.2%であった。これは実験で得られた主プラズマ中への混入量0.5%以下の値と非常に良く一致している。

以上の様に、DIVAトカマクで得られた周辺プラズマ及び不純物輸送のモデルは実験結果を良く再現することから、モデルの妥当性が示された。

5.4 大型装置(JT-60)に於ける不純物の振舞に関するダイバータモデル計算^{8), 14)}

前節において、不純物の振舞に関する計算コードは実験結果を良く再現することが示された。本節ではこのコードに不純物発生の過程を組入れ、JT-60トカマクでのモデル計算を行って境界プラズマの条件を議論する。

不純物発生のモデルとしては壁材のモリブデンが、水素イオンによるスパッタリング及び自己スパッタリングされる場合を考える。自己スパッタリングは、第3章で述べられた様に金属不純物は多価に電離される(電荷: Z_1)ためシース電圧により高エネルギーに加速されるので、そのスパッタリング収率は極めて大きく、主要な発生原因になると考えられる。式(3-1)及び式(3-2)より、壁がプラズマ浮遊電位にあるときイオンは

$$E_I = \alpha Z_I T_{eb} + T_1 \quad (I: \text{不純物イオン}) \quad (5-1)$$

のエネルギーでスパッターすることになる。実際、境界プラズマの温度が低い場合でも自己スパッタリングによる不純物発生が主な発生源であることが第3章で示された。他のトカマクにおいても同様な結果が得られている^{15), 16)}。

この様にスパッタリング収量は、多価イオンの場合特に境界プラズマの電子温度に強く依存する。このため、スパッタリングによる不純物が増殖しない条件から境界プラズマ電子温度の上限が与えられる。

ここではJT-60トカマクをモデル化した系において、リミタあるいはダイバータ中性化板からスパッタされた不純物粒子の振舞いを、モンテカルロ法により追跡する計算機シミュレーションを行い、境界プラズマの電子温度の上限を求めた。

その結果、モリブデンをリミタ材として使用した場合大型装置で主プラズマの温度が高い($T_e \sim 7 \text{ keV}$)場合でも一般的には境界プラズマの電子温度は約100eV程度に低く保たなければならぬことがわかった。しかしダイバータがある場合には比較的高温の境界プラズマが許容されることが示された。

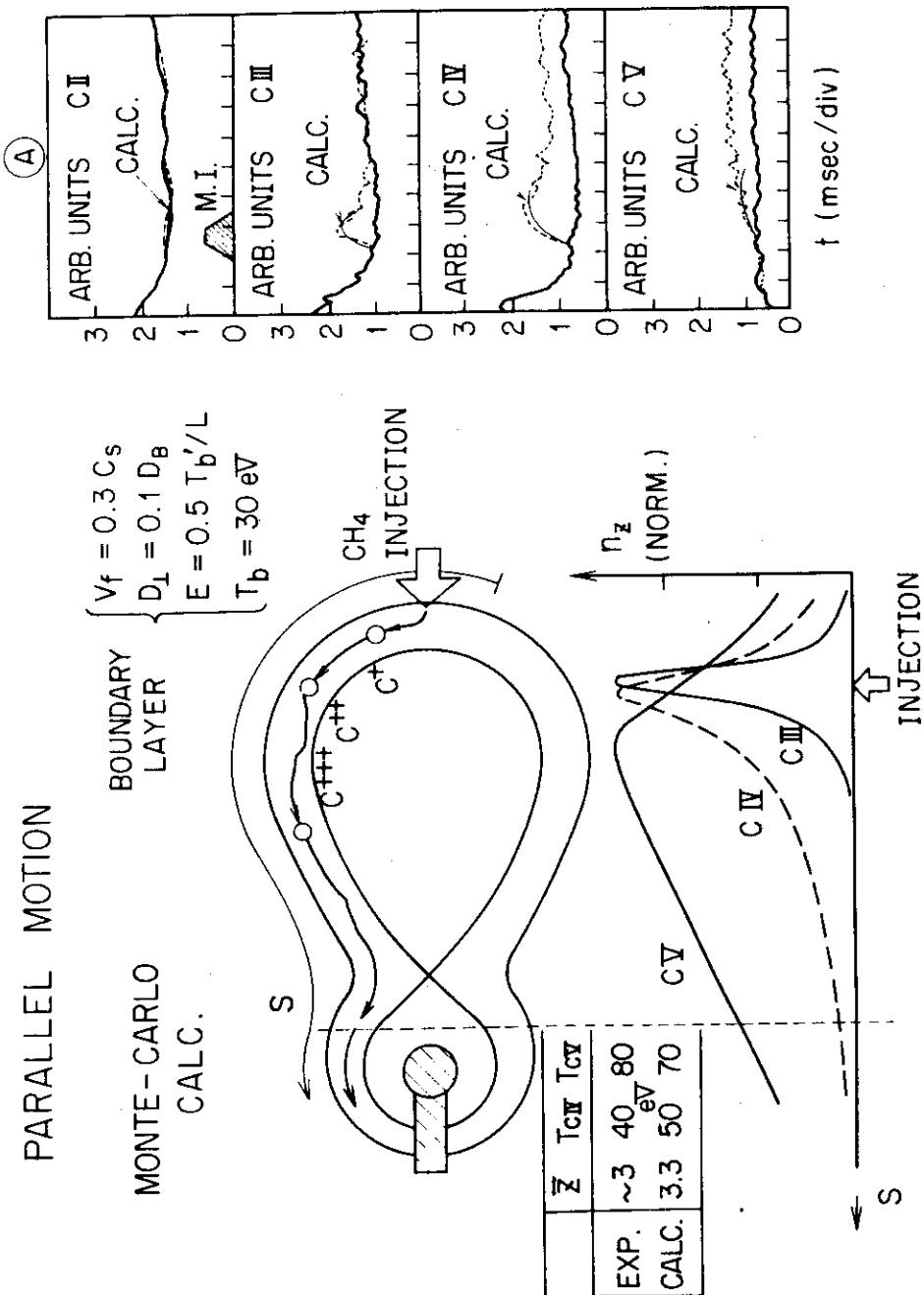


Fig. 5.6 Result of Monte-Carlo calculation of CH_4 injection experiment. Temporal behaviour \bar{Z} , average charge state, Z , and average energies of carbon ions, T_{CIV} and T_{CV} , are shown [8]. These are in good agreement with the experiment.

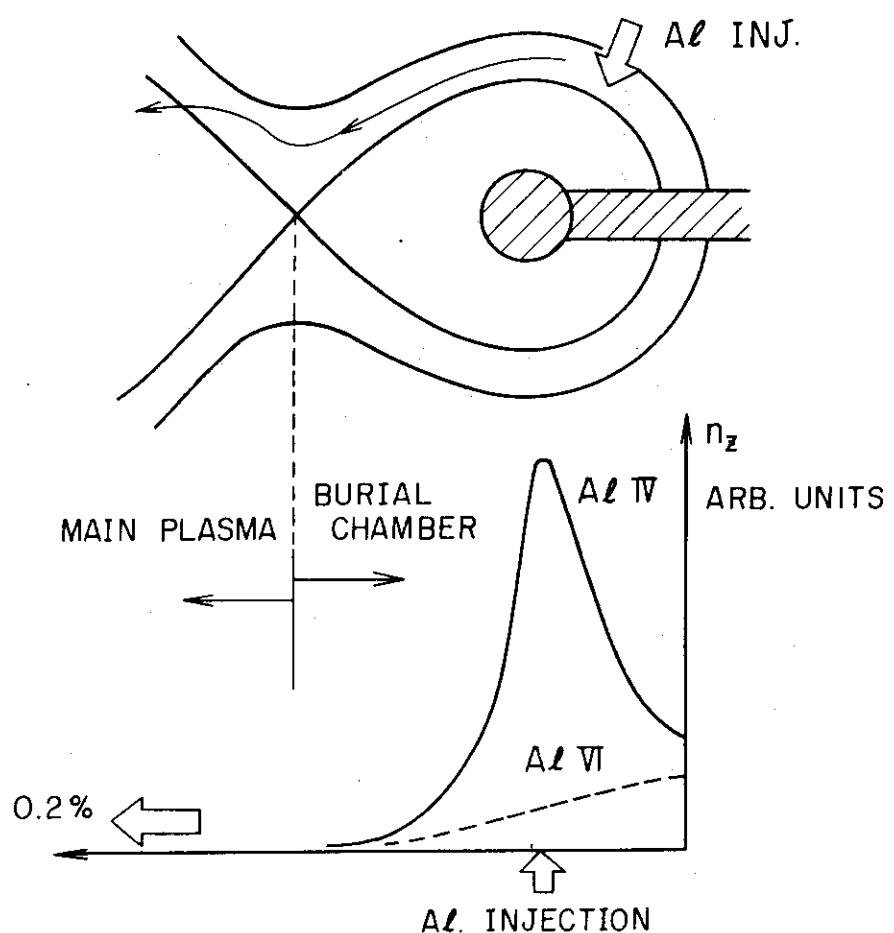


Fig. 5.7 Results of the simulation for impurity back flow from the divertor. The background plasma is shown in fig. 5.6.

1) 計算モデル

不純物イオンの輸送に関するモデルは前節で述べた通りである。主プラズマの電子温度及び密度の径方向分布を図 5.8 に示す。中心の電子温度 T_{e0} 及び電子密度 n_{e0} の値は固定した。イオン密度 n_i は n_e に等しいとし、高密度であるのでイオン温度 T_i は T_e に等しいと仮定した。スクレイペオフ層での主要なパラメータは次の通りである。

$$\begin{aligned} v_f &= \begin{cases} 0.3 C_s & (Z = \pm (1/2 L_1 + L_2)) \\ 0 & (Z = 0) \end{cases}, \quad \bar{v}_f = 1/2 v_f \\ E &= 0.5 T_{eb} / (1/2 L_1 + L_2) \\ d_\perp &= \sqrt{\tau_{\perp} D_\perp} \\ \tau_{\perp} &= (1/2 L_1 + L_2) / \bar{v}_f \\ D_1 &= 0.5 D_R \\ n_{eb} &= \frac{1}{2} \frac{a}{d} \frac{\tau_{\perp}}{\tau_m} \bar{n}_e \quad (\tau_m : \text{主プラズマの粒子閉込め時間}) \end{aligned}$$

ダイバータ配位の時 $L_2 = 5 \text{ m}$ 、リミター配位のとき $L_2 = 0.001 \text{ m}$ とした。計算は境界電子温度 T_{eb} をパラメータとして行い、上記の各物理量は T_{eb} に対してその都度計算した。主プラズマのプラズマパラメータ及びリミター配位で $T_{eb} = 50 \text{ eV}$ の時のスクレイペオフ層での各物理量の値を表 5.1 に示す。

不純物の発生過程は次の様に扱った。不純物の運動を計算し、不純物がリミターあるいはリミター板に到達するとそこでスパッターして壁材の不純物が発生する。スパッタリング収率 S_0 の関数形は SIGMUND¹⁷⁾ によったが、その絶対値はモリブデン材の場合実験値^{18), 19)} より大きいので 0.5 倍して使用した。スパッターされた不純物のエネルギー分布は U_0 に最大値を持つ

$$S(E) = \frac{S_0}{U_0^2} E \exp(-\frac{E}{U_0}) \quad (5-2)$$

とした。¹⁴⁾ ここで U_0 はモリブデンの昇華エネルギーである。又角度分布は

$$S(\theta, \varphi) = \frac{S_0}{4\pi} \cos \theta \quad (5-3)$$

とした²⁰⁾。 θ は垂線からの角度で $0 \sim \frac{\pi}{2}$ 、 φ はそのまわりの角度で $0 \sim 2\pi$ の範囲である。
(5-2) 及び (5-3) 式はそれぞれエネルギー及び角度領域での積分値が S_0 になる様規格化してある。

スパッターする不純物はシース電圧で加速されるため壁面に垂直に入射するとし、そのエネルギーは (5-1) 式で与えられたとした。シース電圧を与える α は、 $T_{eb} > 100 \text{ eV}$ では約 1.0、 $T_{eb} \sim 50 \text{ eV}$ では約 2.0 となる(水素プラズマ及びモリブデン材の場合の (1-5) 式より)。

2) 計算結果

与えられたプラズマパラメータのもとに、ダイバータ配位及びリミター配位にてモリブデン不純物粒子の運動及び自己スパッタリングによる不純物発生過程を計算した。不純物発生の第

JT - 60 H - PLASMA

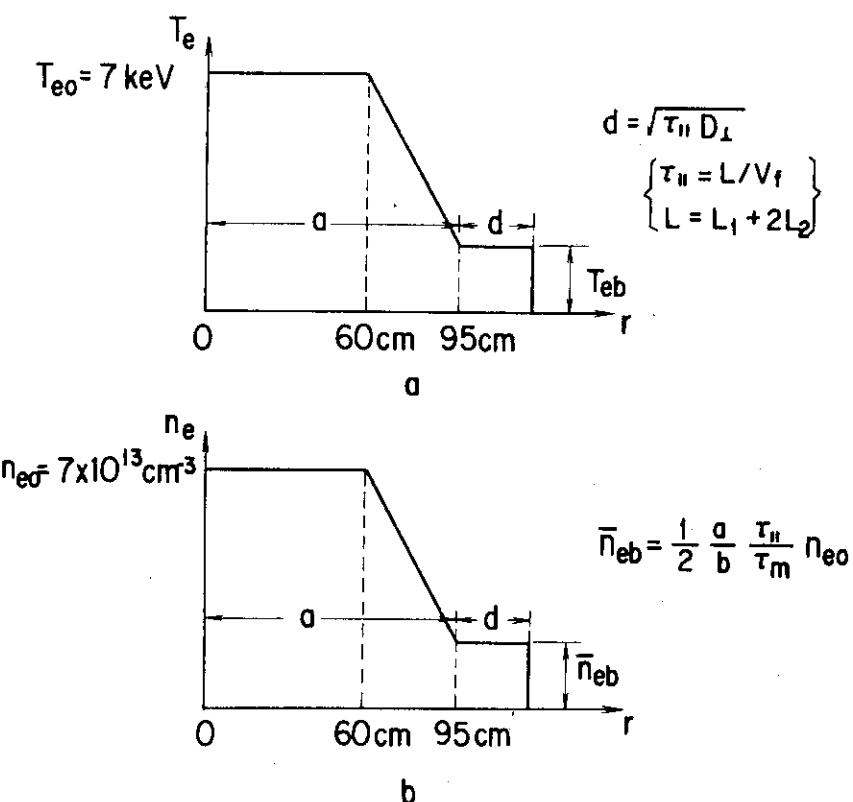


Fig. 5.8 Assumed profiles of a) electron temperature and b) electron density. The electron temperature, T_{e0} , and the electron density, n_{e0} , of the main plasma, and the electron temperature of the scrape-off plasma, T_{eb} , are given parameters. Both thickness, d , and electron density, \bar{n}_{eb} , of the scrape-off plasma are calculated from these parameters.

Table 5.1 PLASMA PARAMETERS

Main plasma

| | | |
|-------------------------------|-----------------------------------|------------------------------------|
| Major radius | R | 3 m |
| Minor radius | a | 0.95 m |
| Length of the Plasma sheet | L _i | 30 m |
| Toroidal magnetic field | B _T | 5 T |
| Plasma density | n _{e0} = n _{i0} | $7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ |
| Plasma temperature | T _{e0} = T _{i0} | 7 keV |
| Effective charge | Z _{eff} | 2.25 |

Scrape-off plasma assuming T_{eb} = 50 eV without a divertor

| | | |
|-------------------------------------|---------------------|---|
| Average plasma density | \overline{n}_{eb} | $3.19 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ |
| Thickness of scrape-off layer | d | 2.1 cm |
| Flow velocity | v _f | $2.13 \times 10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| Perpendicular diffusion constant | D _⊥ | $3.13 \times 10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ |
| Pre-sheath field | E | $1.67 \times 10^{-2} \text{ volt} \cdot \text{cm}^{-1}$ |

零世代は壁より不純物粒子を入射し、モンテカルロ法の計算のために、発生不純物粒子数が 10^4 個を越えるまで初期不純物を入射した。不純物粒子が、リミター配位の時はリミター面に、ダイバータ配位の時はダイバータ板に到達するとそこでスパッタリングによりモリブデン不純物を発生する。

第一世代からは前世代にリミターあるいはダイバータ板がスパッターされて発生したモリブデン粒子を不純物発生源（粒子数 N_1 ）とした。その世代の不純物発生数 N_S と N_1 の比 $\beta = N_S/N_1$ を不純物増殖率とし、境界温度 T_{eb} を変えて β の T_{eb} 依存性を調べた。扱った粒子数が充分多いため、各温度での β の値は第一世代あるいは第二世代で平衡に達した。

水素イオンのスパッターを含む不純物発生は、次式により評価された。

$$\beta (\text{Mo}, \text{H}) = \left\{ 1 + \frac{1}{f} \frac{S_0 (\text{H})}{S_0 (\text{Mo})} \right\} \beta (\text{Mo}) \quad (5-4)$$

ここで f は壁面近くの不純物イオン数 N_{Mo} と水素イオン数 N_H の比 ($f \equiv N_{Mo}/N_H$) であり、 $S_0 (\text{H})$ 及び $S_0 (\text{Mo})$ はモリブデン材の水素及びモリブデンイオンに対するスパッタリング収率である。ここでは f は0.1%とした。

図5.9に境界温度 T_{eb} を400eVまで変化させた場合の計算結果を示す。

リミター配位の場合、壁面近くでのモリブデン不純物の平均電荷 \bar{Z}_1 は境界温度上昇と共に単調増加する。これに対してダイバータ配位の場合は①相互作用する壁面（ダイバータ板）が主プラズマより遠く離されるため主プラズマ領域の高温部を通過する不純物イオンの量が減少する、②同じ理由で、発生した不純物は粒子流及びシース前電界により比較的短い時間にダイバータ部に押し戻される等の理由により電離はあまり進まない。②の効果は境界温度が上昇すると v_f , D_\perp 及び E が増加し、 n_{eb} が減少するため更に強調される。そのためダイバータ配位での \bar{Z}_1 は最大値約4程度で飽和する（図5.9-(a)）。その結果(5-1)式より明らかにダイバータは不純物イオンのスパッターするエネルギー(\bar{E}_1)を低下させることになる（同図(b)）。更にダイバータの作用により不純物粒子の一部はダイバータ室に排気され、高温になる程ダイバータ板に到達する不純物粒子の数は減少する。スパッター粒子のエネルギーと粒子数が減少するため、ダイバータ配位での不純物増殖率 β はリミター配位でのそれより小さく、かつ常に0.5以下であった（同図(c)）。図中の $N_1(t + \Delta t)$ はスパッター粒子数 N_S で、 Δt は不純物粒子の再循環特性時間である。

リミター配位の場合境界温度 T_{eb} が170eVより高くなると β が1を越えて不純物は増加し続けるが、その場合放射冷却も増加するので、結局境界温度は $\beta = 1$ の近くの100～170eVの間に平衡値をとると考えられる。（1-8）式より計算された境界温度、放射及び荷電交換損失パワーの入力パワーに対する割合を図5.11-(d)に示す。 r はこの場合 $T_{eb} > 50$ eV以上では約13である。この図から明らかな様に、境界温度を、主プラズマ温度より大幅に低い100～170eVに保つためには、入力パワーの80～90%も放射及び荷電交換損失しなければならないことがわかる。高原子番号のモリブデン不純物による放射損失によって系は平衡になつてゐるので、この場合主プラズマの中心部まで放射冷却される。

これに対してダイバータ配位の場合、境界温度が400eVになっても、イオンスパッタリング

MONTE-CARLO CALCULATION

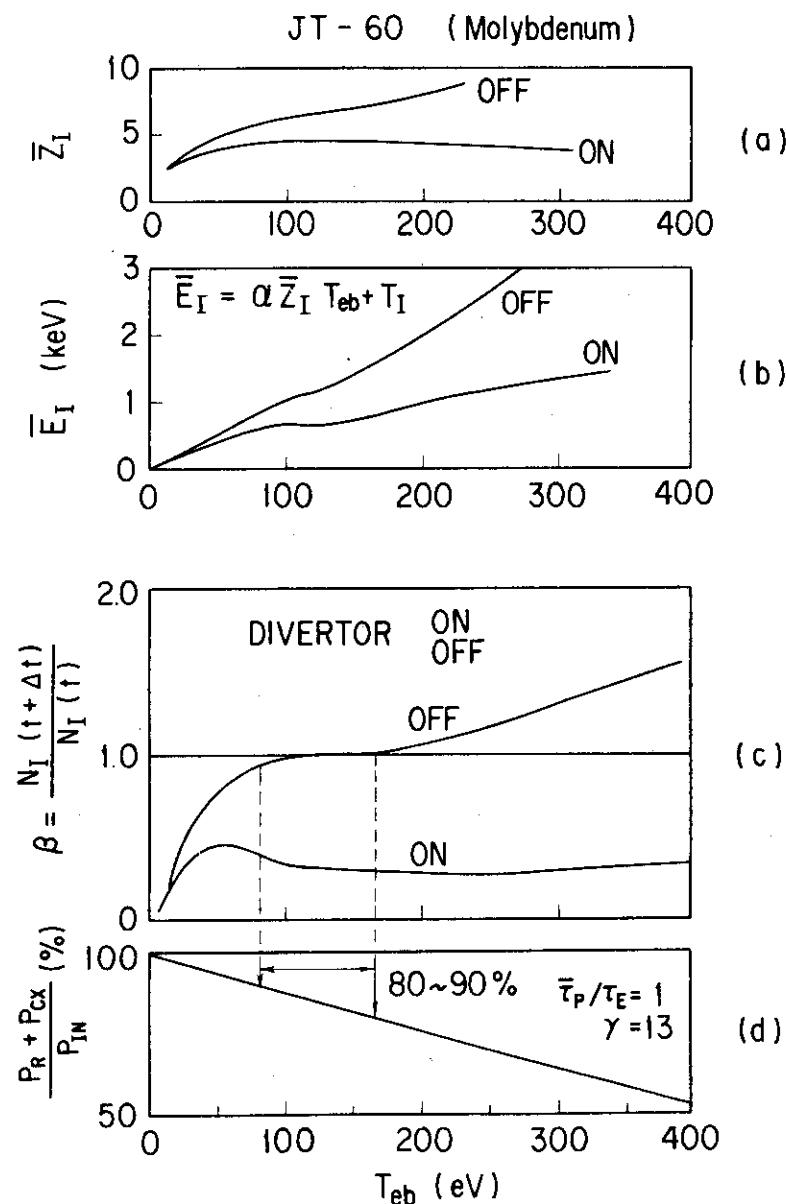


Fig. 5.9 Results of the simulation for molybdenum impurity recycling in JT-60: (a) average charge states, \bar{Z}_I ; (b) average sputtering energies, \bar{E}_I ; (c) impurity growth rate, $N_I(t+\Delta t)/N_I(t)$; and (d) the ratio of radiation and charge-exchange loss powers to input power, as functions of the electron temperature in the boundary plasma, T_{eb} [8].

による不純物の増殖は見られなかった。すなわちイオンスパッタリングによる不純物が増加しないという条件からは、境界プラズマ温度の上限は限定されなかった。

しかしながら、境界温度が大幅に高くなると、ダイバータ板への熱負荷が大きくなる。この場合はイオンスパッタリングも含めて、溶融及び蒸発等によるダイバータ板の侵食及び損耗が問題になってくる。

以上の結論より、リミター配位はもちろん、ダイバータ配位においても、主プラズマに影響を与えない方法、例えば第4章で述べた低原子番号不純物による“局所的”な周辺冷却あるいは次節で述べるダイバータ部での“局所的”な遠隔放射冷却等の方法による境界温度の低減が要求される。

5.5 DOUBLET IIIにおける遠隔放射冷却を伴う高密度低温度ダイバータプラズマ¹⁰⁾

DOUBLET IIIにおいて遠隔放射冷却を伴う高密度低温度ダイバータプラズマが観察された^{9), 21), 22)}。その後ASDEXにおいても同様の系が観測された^{23), 24), 25), 26)}。この様な系は、

- (1) ダイバータ領域での強い密度上昇のため局所的な遠隔放射冷却が起り、前節でダイバータプラズマにも要求された低温度のプラズマが実現出来、ダイバータ板への熱負荷が軽減される。ひいては不純物発生量が低減できる²²⁾。
- (2) ダイバータ部に粒子が圧縮されるので、粒子排気が容易になる²¹⁾。
- (3) 強い放射冷却のためダイバータ板近くの電子温度が極めて低くなり、スパッタリングによるダイバータ板の侵食が問題無くなる¹⁰⁾。

等の利点がある。本研究ではダイバータ板に静電プローブ群を並べ、ダイバータ板直前に可動静電プローブを設置してダイバータ板近くのプラズマパラメータ分布を測定し、定量的に高密度低温度の系を確認して、ダイバータ板直前の密度及び温度の急激な勾配が存在することを明らかにする。また簡単な流体モデルでこの系を再現出来ることを示す。

静電プローブ群、熱電対等の配置は図2.12-(a)に示す。本実験における主なプラズマパラメータは、プラズマ電流 $I_p = 290 \text{ kA}$, トロイダル磁場 $B_T = 2.0 \text{ T}$, 中性粒子入射(以後NBIと言う)の正味の加熱パワー $P_{NB} = 1.2 \text{ MW}$, ジュール加熱入力パワー $P_Q = 0.3 \text{ MW}$, 中心の電子温度 $T_{e0} = 0.7 \sim 1.2 \text{ keV}$, 線平均電子密度 $\bar{n}_e = (1.0 \sim 3.4) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ である。ダイバータ放電の平衡配位は図2.10-(b)を採用した。

1) 高密度低温度ダイバータプラズマの測定

静電プローブ群によるダイバータ板上での電子温度 T_{ed} 電子密度 n_{ed} の分布を図5.10に示す。Zが正の ψ_s 及び負の ψ_s はそれぞれ図2.12-(a)の上側及び下側のダイバータセパラトリックスの位置を示す。又 ψ_L はリミター面で規定される磁気面の位置を示す。電子密度分布はセパラトリックスの外側に最大値を持っている。この最大値は主プラズマ密度 \bar{n}_e を $1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (L), $2.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (M), $3.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (H) と変化させた時非線形的に増加している(図5.11)。ダイバータ板上での密度 n_{ed} は \bar{n}_e のほぼ3乗に比例して増加し、 $\bar{n}_e = 3.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のとき $n_{ed} = 2.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ に達する。電子密度 T_{ed} は \bar{n}_e の上昇に伴ない、急激に低くなっている、 $\bar{n}_e = 3.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のとき約4 eVであった。これは上下ダイバータ共ほぼ同様であった。

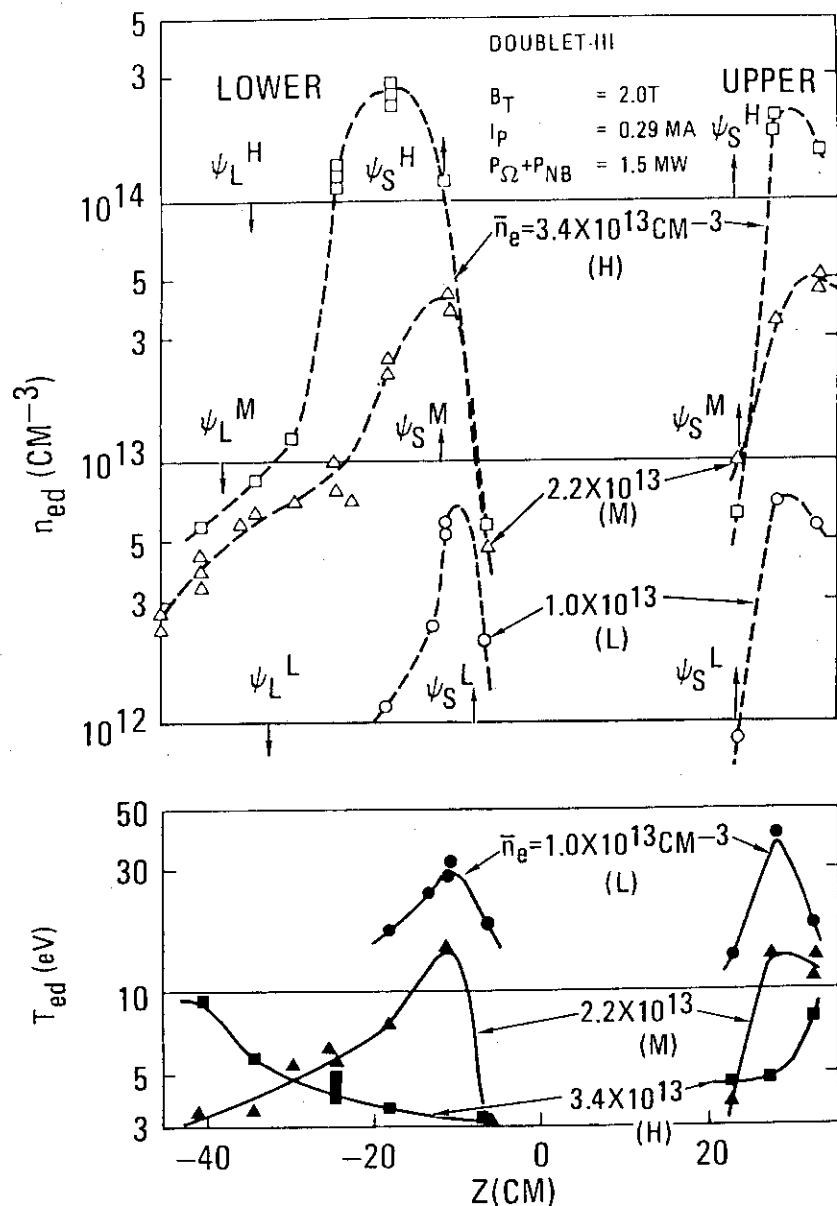


Fig. 5.10 Measured electron density, n_{ed} , and temperature, T_{ed} , profiles on the divertor plate for average electron densities of the main plasma: $\bar{n}_e = 1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (L), $2.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (M) and $3.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (H), at $t = 700 \text{ ms}$. 'UPPER' and 'LOWER' in this figure correspond to the upper and lower separatrix. The separatrix flux surface and the limiter-scraped flux surface at the divertor plate (ψ_S and ψ_L) are also shown. The letters L, M and H refer to the density region.

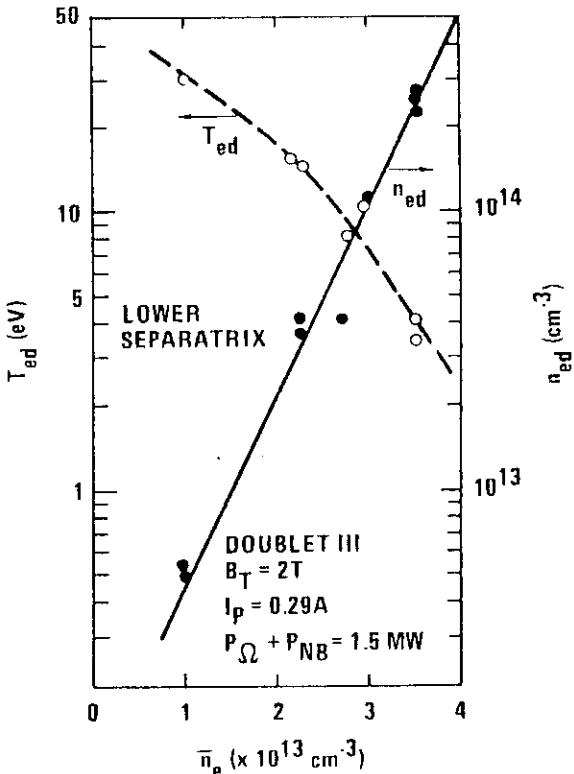


Fig. 5.11 Electron density, n_{ed} (—●—), and temperature, T_{ed} (—○—), at the peaks of the density profile on the divertor plate as a function of the average electron density of the main plasma \bar{n}_e ($t = 700 \text{ ms}$).

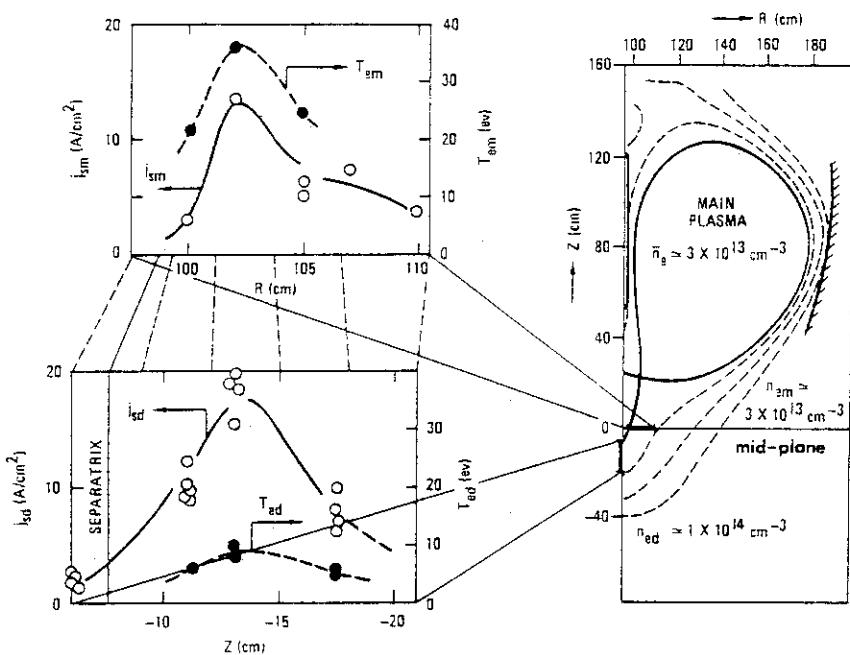


Fig. 5.12 Horizontal profile of the electron temperature, T_{em} , and ion saturation current, j_{sm} , across the lower divertor channel (mid-plane: $Z = 0\text{cm}$) and corresponding vertical profiles of T_{ed} and j_{sd} on the divertor plate at $t = 800 \text{ ms}$. The connection of the field lines between both profiles is shown by broken lines.

図 5.12 にダイバータ部で磁力線に沿った線上の 2 点の分布、すなわちダイバータ板上の Z 方向の電子温度 T_{ed} 分布及びイオン飽和電流 j_{sd} 分布と、Z = 0 での R 方向の電子温度 T_{em} 分布及びイオン飽和電流 j_{sm} 分布を示す。主プラズマの平均電子密度が $\bar{n}_e = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のとき、Z = 0 での電子密度 $n_{em} = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、ダイバータ板上で $n_{ed} = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ になっている。この 2 点間の距離はポロイダル断面上で僅か 13 cm 程度であるので、密度の勾配は $5.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}/\text{cm}$ と非常に大きい。又電子温度もこの 2 点間で $T_{em} = 36 \text{ eV}$ から $T_{ed} = 8 \text{ eV}$ まで急激に低下していることがわかる。上側ダイバータでは 10 cm 以下で同様な系が実現されている。

2) 遠隔放射冷却及びパワー収支

主プラズマの電子密度 \bar{n}_e を増加してゆくと、ダイバータ部に局所的な強い放射損失が観測された（図 5.13）。主プラズマ領域での放射及び荷電交換損失パワー $P_{r,cx}$ は種々のプラズマパラメータでの実験で赤道面近くの図の太い点線に対して上下対称であることが確認されている。したがってダイバータ領域での放射及び荷電交換損失パワー $P_{rr,cx}$ は、図の影の部分からの寄与を差し引いて求めた。同図から明らかな様に強い放射及び荷電交換損失は、ダイバータ板近くで局所的に起こっている。

次にこの系のパワー収支を議論する。伝導及び対流損失パワー P_{CC} は、静電プローブの測定結果から（1-3）式によって求めた値を全面積で積分し、 $P_{CC} = 0.5 \text{ MW}$ を得た。これは壁面に設置された熱電対群による熱的測定と矛盾しなかった。主プラズマ領域（図 5.13 の影の領域）での放射及び荷電交換損失パワー $P_{r,cx}$ は約 0.45 MW であり、この内周辺および境界プラズマの損失するパワーは 0.3 MW、セパラトリックス内の核プラズマの損失するパワーは 0.15 MW であった。ダイバータ部での $P_{rr,cx}$ は 0.45 MW であった。全入力パワー P_{IN} は 1.5 MW であるので次のパワー収支が成立する。

$$P_{IN} \sim P_{r,cx} + P_{rr,cx} + P_{CC}$$

3) 一次元流体モデルとの比較

高密度低温度ダイバータプラズマの物理的機構を研究するため、簡単な一次元流体方程式を解く計算コード²⁷⁾による計算を行った。この流体コードは、ダイバータ部で①磁力線に沿ってエネルギー、粒子、運動量の連続の式、②2 次元の中性粒子輸送コードを解く。エネルギー損失項には重水素及び電子密度の 1% の酸素による放射冷却の項も含めた。磁力線に沿ってセパラトリックス中性点よりダイバータ板までの電子密度 n_e 、電子温度 T_e 、粒子束 Γ 及びマッハ数 v_f/C_s の各分布を図 5.14 に示す。ダイバータ板直前で粒子束が急激に増加し、電子密度が $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 程度まで上昇して実験結果（図のエラーバー）と良く一致している。電子温度の勾配も実験結果を良く再現している。ここで $L = 20$ （図 5.12 の Z = 0 の点に対応している）での粒子束の実験値 Γ^{EXP} は $v_f = (0.3 \sim 0.6) C_s$ を仮定し、 $L = 40$ （ダイバータ板）での Γ^{EXP} は $v_f = C_s$ を仮定した。

ここで得られた高密度低温度ダイバータプラズマの系では、ダイバータ板近くで電子温度が非常に低くなるため、イオンスパッタリングによるダイバータ板の侵食がほとんど無視できる。チタン、鉄、ニッケル及び炭素等のスパッタリングエネルギーの閾値は、SCHERZER 等¹⁸⁾によると数十 eV 以下である。

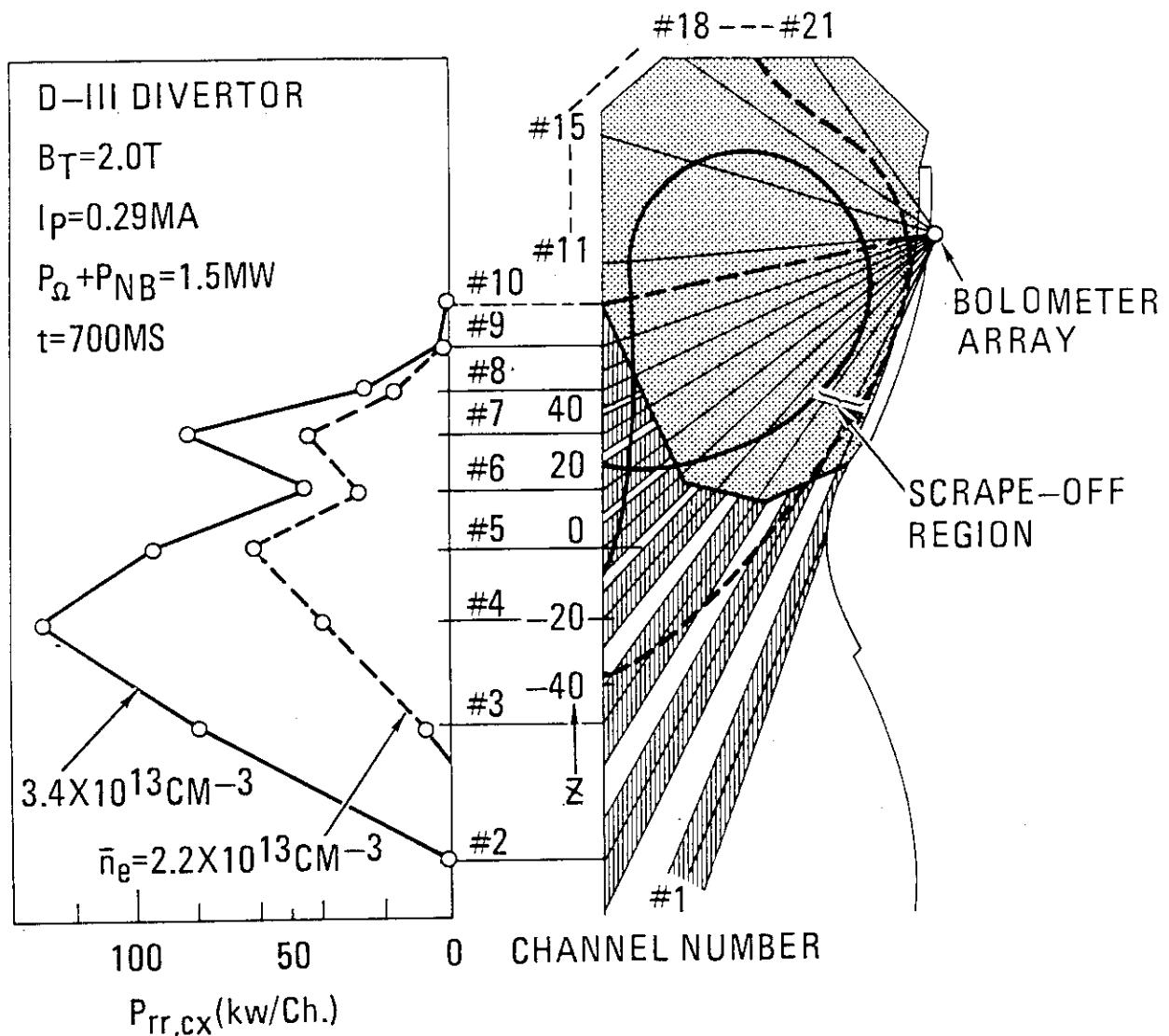


Fig. 5.13 Profiles of remote radiative and charge-exchange loss power, $P_{rr,cx}$, in the divertor region ($P_{rr,cx} \approx 0.45$ MW for $\bar{n}_e = 3.4 \times 10^{13} CM^{-3}$ (—○—) and $P_{rr,cx} \approx 0.2$ MW for $\bar{n}_e = 2.2 \times 10^{13} CM^{-3}$ (---○---) at $t = 700$ ms). The radiative power flux was measured by the bolometer channels looking through both the main plasma region (shadowed area) and the divertor plasma (hatched area). The contribution of the main plasma region was subtracted by using the channels looking at the upper plasma. Good up-down symmetry with respect to the straight dotted line is observed in non-diverted and low- n_e discharges in which the remote radiative cooling power is small.

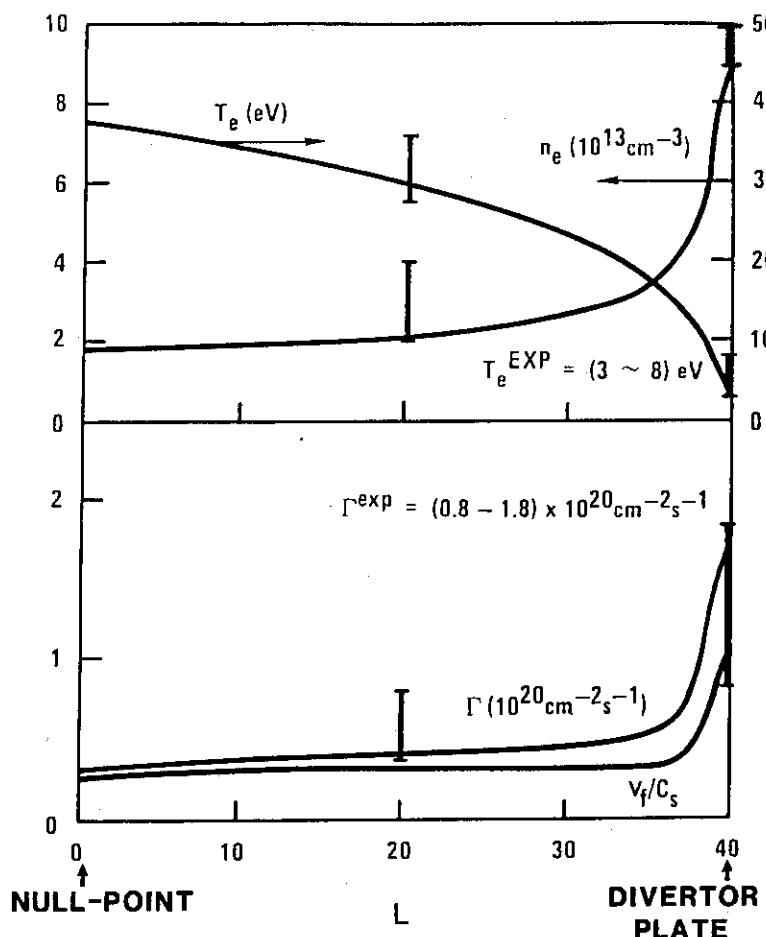


Fig. 5.14 Model calculations of the electron temperature, density, particle flux density and Mach number along the field line. L is the co-ordinate along the field line. Experimental values of T_e , n_e and Γ are shown with error bars.

ダイバータ板近くで低温度にてプラズマ粒子の圧縮が観測されたが、これは以下の原因によると考えられる。すなわち

- (1) 開いたダイバータ室からの十分な粒子補給がある²⁸⁾。本研究により、ダイバータ板直前 ($Z = 0$) でも電子温度は 36 eV、ダイバータプラズマの半値幅は約 9 cm であり、このとき電離の特性距離は約 2 cm であるので中性粒子は充分電離できることがわかった。
- (2) ダイバータ板近くでの強い粒子リサイクリングがある²⁹⁾。ダイバータ板近くの 2 点間で、 $\bar{n}_e = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のとき、粒子束は約 $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 増加している。等価的なリサイクリング率は約 2 である。
- (3) 強い遠隔放射冷却がある²²⁾。全放射及び荷電交換損失パワーの 30 % に当る $P_{\text{rr, cx}} = 0.45 \text{ MW}$ がダイバータ板近くで局所的に損失されている。その結果ダイバータ板近くの電子温度は急激に低下している。磁力線に沿ってプラズマ圧力はほぼ一定である²⁷⁾ので電子温度の大幅な低下は、密度の上昇を引き起す。

以上の研究の重要な結論は次の通りである。

- (1) 主プラズマから離れた所で局所的に放射及び荷電交換損失パワーが増大している。このため主プラズマに悪影響を与えない強い放射冷却が可能になった。ダイバータ領域に流入するパワーのうち約半分は放射及び荷電交換損失が荷ない、ダイバータ板への熱負荷は残りの半分まで低減できた。その結果ダイバータ板上の電子温度は低下し、壁材の侵食及び主プラズマ中への不純物混入量共に低減できた。
- (2) 遠隔放射冷却及びプラズマ粒子の圧縮は 10 ~ 16 cm の非常に短い距離で実現された。短くて簡単な開放型ポロイダルダイバータでもこの系が実現できた事実は、将来の大型トカマクでのダイバータの設計に対して明るい見通しを与える。
- (3) 高密度低温度ダイバータプラズマは、簡単な一次元流体モデルで物理的解釈ができた。

5.6 議論

本章ではまず実験で得られた境界プラズマの諸特性より不純物混入及び輸送に関するモデルを作り、シミュレーション計算を行った結果、不純物の振舞に対する実験結果を良く再現出来た。これはモデルの妥当性を示す。このモデルでは不純物及びプラズマイオンの径方向の拡散は異常拡散を考えたが、磁力線に沿った電子密度分布の拡がりだけでなく境界領域における電子密度の揺動からもこれが同定されている¹⁾。主プラズマ領域での不純物の輸送も異常拡散を考慮しないと説明出来ない⁴⁾ことから主プラズマ及び境界プラズマ共に粒子の輸送には異常拡散が関与していると言える。

大型トカマクの JT-60 における不純物の挙動に関するモデル計算では、ダイバータが無い場合境界温度は主プラズマ温度より大幅に低く保たなければならないことがわかった。主プラズマに悪影響を及ぼさずに局所的に放射冷却するためには低原子番号材を壁材として採用し、境界プラズマの能動的な制御をする等の方法でプラズマ壁相互作用を低減させなくてはならない。ダイバータ配位においては、ダイバータ機能により不純物発生及び混入が低減されるが、ダイバータ板への熱負荷はダイバータ板の損耗が問題にならない程度に低減させなければならない。

ダイバータ板への熱負荷の低減に対しては、主プラズマから離れた所での局所的な遠隔放射冷却が有効である。DOUBLE ET III における高密度低温度ダイバータプラズマの測定によれば簡単な短いポロイダルダイバータでもこの系が実現できた。将来の大型トカマクでもこの様な高密度低温度ダイバータプラズマが実現できればイオンスパッタリングによるダイバータ板の侵食は問題無いであろう。更にこの系はダイバータ部に粒子が圧縮されるため、粒子排気が容易になる。

5.7 結論

本章において以下の結果が得られた。

- (1) 境界プラズマ及び不純物混入に関する物理的モデルが得られた。このモデルは実際のプラズマ特性及び不純物混入の過程を良く表現できた。
- (2) 不純物制御に関するダイバータ機能及び不純物発生に対して境界プラズマの特性は重要な割合を占めることがわかった。

- (3) 大型トカマクの JT-60 における不純物発生及びその振舞に関するダイバータモデル計算によると、ダイバータプラズマが高温になっても、ダイバータ機能により壁材不純物の発生及び混入を低減できることが明らかにされた。ダイバータプラズマが高温になると、ダイバータ板への熱負荷が問題になる。
- (4) ダイバータ板への熱負荷は NBI 加熱時でも DOUBLET III で測定された高密度低温度ダイバータプラズマの実現により低減できる。

文 献

- 1) H. MAEDA, N. FUJISAWA, Y. SHIMOMURA, A. FUNAHASHI, H. OHTSUKA, et al., in *Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res.*, (Proc. Int. Conf., Berchtesgaden, 1976) Vol.2, IAEA, Vienna (1977) 289.
- 2) H. MAEDA, H. OHTSUKA, Y. SHIMOMURA, S. YAMAMOTO, M. NAGAMI, et al., in *Plasma Wall Interaction* (Proc. Int. Symp., Jülich, 1976) Pergamon Press (1977) 537.
- 3) M. NAGAMI, H. MAEDA, M. SHIHO, T. SUGIE, Y. SHIMOMURA, et al., *Nucl. Fusion* 18 (1978) 1217.
- 4) M. NAGAMI, H. MAEDA, S. KASAI, T. YAMAUCHI, S. SENGOKU, et al., *J. Nucl. Mater.*, 76/77 (1978) 521.
- 5) M. NAGAMI, Y. SHIMOMURA, H. MAEDA, S. KASAI, et al., *Nucl. Fusion* 18 (1978) 1347.
- 6) H. MAEDA, S. SENGOKU, K. KIMURA, H. OHTSUKA, K. OHASA, et al., in *Plasma Phys. and Cont. Nucl. Fusion Res.* (Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck, 1978) Vol.1, IAEA, Vienna (1979) 377.
- 7) DIVA Group, *Nucl. Fusion* 18 (1978) 1619.
- 8) S. SENGOKU and H. OHTSUKA, *J. Nucl. Mater.*, 93/94 (1980) 75.
- 9) M. NAGAMI, N. FUJISAWA, K. IOKI, A. KITSUNEZAKI, S. KONOSHIMA, et al., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Proc. 8th Int. Conf. Brussels, 1980) Vol.2, IAEA, Vienna (1981) 367.
- 10) S. SENGOKU, M. SHIMADA, N. MIYA, M. KASAI, H. AIKAWA, et al., *Nucl. Fusion* 24 (1984) 415.
- 11) 仙石盛夫, 安積正史, 松本泰夫, 前田彦祐, 下村安夫, 日本原子力研究所報告書, JAERI-M 7918 (1978)
- 12) W. LOTZ, *Z. Phys.* (1968) 241.
- 13) E. HINNOV, Princeton Univ. Plasma Phys. Lab. Report, MATT-777 (1970).
- 14) S. SENGOKU, M. AZUMI, Y. MATSUMOTO, H. MAEDA, Y. SHIMOMURA, *Nucl. Fusion* 19 (1979) 1327.
- 15) L. OREN, R.J. TAYLOR and F. SCHWIRZKE, *J. Nucl. Mater.*, 76/77 (1978) 412.
- 16) S.A. COHEN, H.F. DYLLA and S.M. ROSSNAGEL, et al., *J. Nucl. Mater.*, 76/77 (1978) 459.
- 17) P. SIGMUND, *Phys. Review* 184 (1969) 383.

- 18) B.M.U. SCHERZER, R. BEHRISCH and J. ROTH, Plasma Wall Interaction (Proc. Int. Symposium, Jülich, 1976) Pergamon Press Oxford (1977) 353.
- 19) C.F. BARNET, et al. Oak Ridge National Lab. Report, ORNL-5207 (1977) D.1.30.
- 20) M. KAMINSKY, "Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces", Springer-Verlag (1965) Berlin, p.169.
- 21) M. SHIMADA, M. NAGAMI, K. IOKI, S. IZUMI, M. MAENO, et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 796.
- 22) M. SHIMADA, M. NAGAMI, K. IOKI, S. IZUMI, M. MAENO, et al., Nucl. Fusion 22 (1982) 643.
- 23) ASDEX TEAM, present by M. KEILHACKER, in Divertor and Impurity Control (Proc. IAEA Tech. Comm. Mtg. Garching, 1981) (1981) 23.
- 24) M. KEILHACKER, G. BECKER, K. BEHRINGER, D. CAMPBELL, A. EBERHAGEN, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 9th Int. Conf. Baltimore, 1982) Vol.3, IAEA, Vienna (1983) 183,
- 25) E.R. MÜLLER, K. BEHRINGER and H. NIEDERMEYER, Nucl. Fusion 22 (1982) 1651.
- 26) Y. SHIMOMURA, M. KEILHACKER, K. LACKNER, H. MURMANN, Nucl. Fusion 23 (1983) 869.
- 27) M. SHIMADA and the JAERI team, "Modelling of dense and cold divertor plasmas in D-III", Energy Removal Particle Control in Toroidal Fusion Devices (Proc. Symp. Princeton, 1983), J. Nucl. Mater. 121 (1984) 184.
- 28) M. SHIMADA, M. NAGAMI, K. IOKI, S. IZUMI, M. MAENO, et al., J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 362.
- 29) M. PETRAVIC, D. POST, D. HEIFETZ, J. SCHMIDT, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 326.

6. 閉込め特性とプラズマ・壁相互作用

6.1 序

第5章までは不純物制御の観点からプラズマ・壁相互作用を議論してきた。本章においては、プラズマ・壁相互作用による結果がプラズマ閉込め特性に及ぼす影響を議論し、エネルギー閉込め特性の改善のためには周辺プラズマパラメータ特に中性粒子、電子密度及び温度の制御が重要であることを指摘する。

トカマクによる核融合炉を実現するためには中性粒子入射加熱（NBI 加熱）等の追加熱が必要である。従来リミター配位にて NBI 加熱を行うと、高密度において閉込め特性が劣化することが示されていた^{1), 4)}。これに対し、ダイバータ配位の放電においては、プラズマの位置制御及び周辺からの燃料補給を最適化することにより NBI 加熱時に良い閉込め特性のプラズマが得られた（ASDEX²⁾ 及び PDX³⁾ の H-モード、DOUBLET III の^{4), 5)} 高性能閉込めモード）又リミター配位においても、不純物を僅か入射することにより閉込め特性の良い Z-モード⁶⁾が得られている。

これらの閉込め特性の良い放電は共通して境界の粒子リサイクリングが少ない系になっている。

本章ではまず良い閉込め特性を持つ DOUBLET III の実験結果を一例として紹介し、ダイバータ配位にて境界の粒子リサイクリングを低減した時にエネルギー閉込め特性が改善されることを示す⁴⁾。次いで固体水素ペレットによる燃料補給を行って境界及び周辺の粒子制御の結果リミター配位でプラズマの閉込め特性が改善されることを示す^{7), 8)}。

6.2 良い閉込めモードの発見とプラズマ・壁相互作用⁴⁾

ここでは DOUBLET III におけるダイバータ配位の高性能閉込めモードの放電を紹介し、周辺プラズマと閉込め特性の関連について議論する。

本実験での主なプラズマパラメータは次の通りである。プラズマ電流 $I_p = 330 \text{ kA}$ 、トロイダル磁場 $B_T = 1.7 \text{ T}$ 、NBI パワー $P_{NB} = 2 \text{ MW}$ 、中心の電子温度 $T_{e0} = 0.8 \sim 1.5 \text{ keV}$ 、主プラズマの線平均電子密度 $\bar{n}_e = (4.0 \sim 4.9) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ である。プラズマ平衡配位は図 2.11-(c) のダイバータ配位である。

実験は η_e をほぼ一定に保ちながら周辺からのガス補給量を変化させ、閉込め特性と境界での粒子リサイクリング量との相関を調べた。図 6.1 にガス補給量を増加させた場合の \bar{n}_e 、ポロイダル β 値の変化分 $\Delta \beta_p$ 、中心電子温度及び周辺の電子温度の依存性を示す。 β_p はプラズマ蓄積エネルギーとポロイダル磁場エネルギーとの比で、その変化分 $\Delta \beta_p$ は NBI 加熱による蓄積エネルギーの増加に対応する。プラズマは時間的に定常状態であるので、エネルギー閉込め時間 τ_E は、

$$\tau_E = \frac{W}{P_{IN}} \propto \beta_p$$

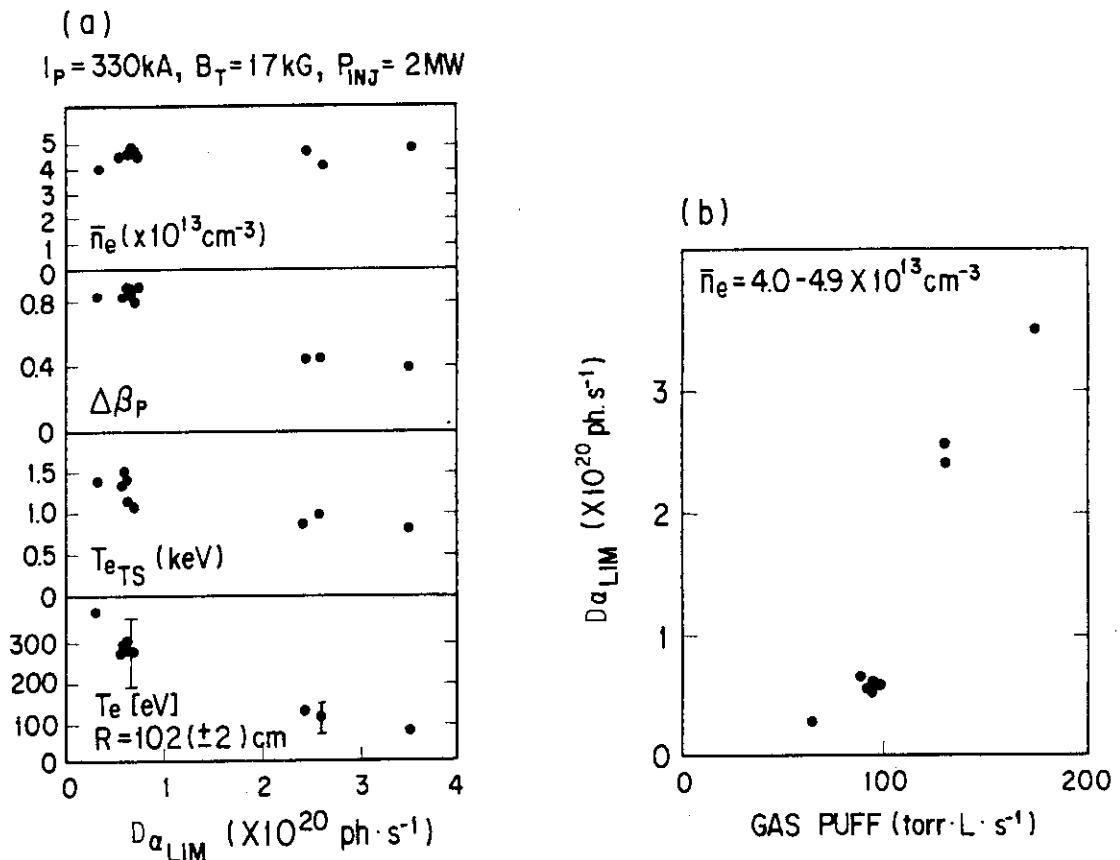


Fig. 6.1 (a) $\Delta\beta_p$, T_{eTS} , and electron temperature near the main separatrix magnetic surface versus $D_{\alpha LIM}$ for discharges with similar \bar{n}_e [$(4-4.9) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$]. Only the intensity of the cold-gas puff was changed during the beam injection for these discharges; (b) $D_{\alpha LIM}$ versus gas puff intensity. [4]

となり β_p に比例する。境界の粒子リサイクリング量はリミター面近傍の重水素バルマ- α 線強度 $D_{\alpha LIM}$ より評価した。これは同図 (b) に示す様にガス補給量に対して非線形的に増加する。

図 6.1 で明らかなように、境界の粒子リサイクリングが増加すると $\Delta\beta_p$ はほぼ半分まで減少する。同時に中心の電子温度も約半分になり、エネルギー閉込め時間の劣化がみられる。この時セパラトリックス近くの周辺電子温度は 400 eV 程度から 100 eV 位まで大幅に低下している。これは \bar{n}_e が一定にもかかわらず、ガス補給量を増加したために周辺の中性粒子数が増加し、その結果冷却されたものと考えられる。更に周辺電子密度の中心密度に対する比 $\bar{n}_e(0)/n_e(0)$ は、境界粒子リサイクリングの少ない場合の 2~3 倍に上昇している。NBI 加熱時に閉込め特性が劣化するリミター配位の放電の場合その比は更に増大し、径方向密度分布はより広い分布になる(図 6.2)。

境界の粒子リサイクリングは、ガス補給量を一定に保っても主プラズマの境界であるセパラトリックス面とリミター面あるいは壁面との距離が約 2 cm 以下になると増加する。この場合も閉込め特性は劣化する。

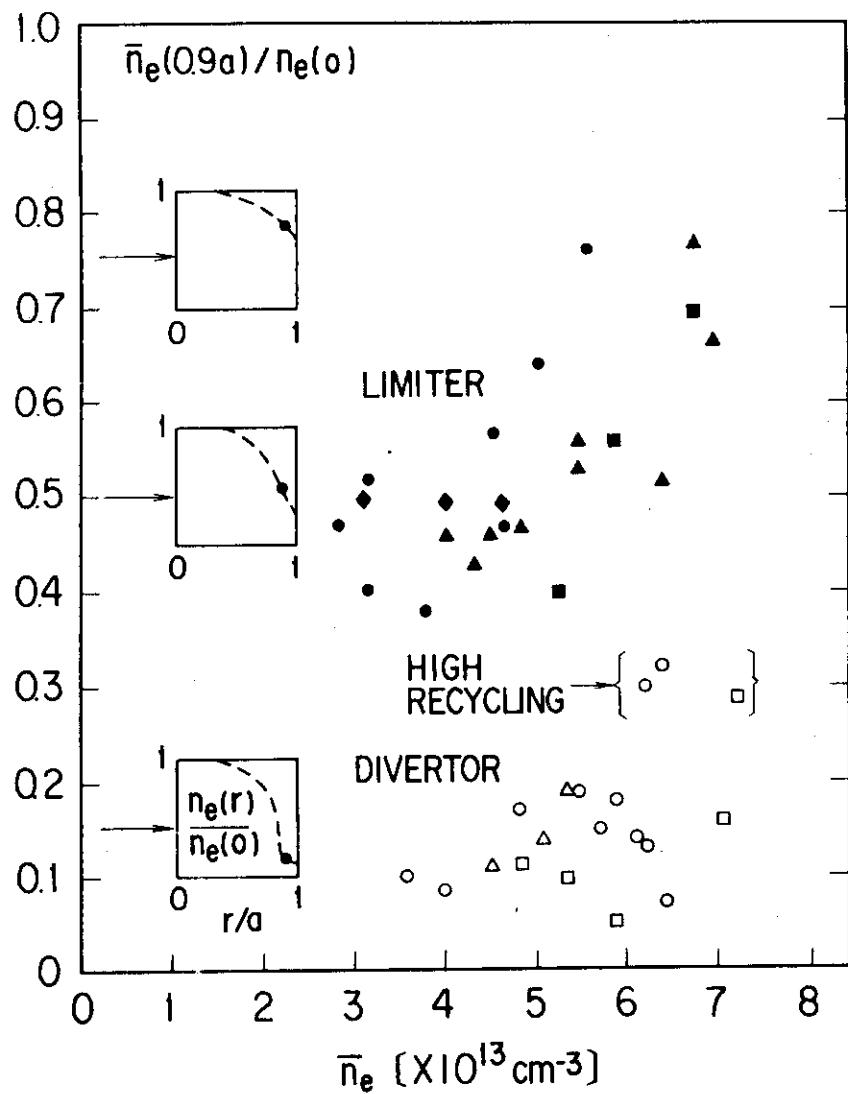


Fig. 6.2 Ratio of $\bar{n}_e(0.9a)$ to $\bar{n}_e(0)$ versus \bar{n}_e for low-recycling, high-recycling divertor discharges (open symbols) and limiter discharges (black symbols). a is the horizontal minor radius of the limiter discharges. $0.9a$ corresponds to the radius at the separatrix magnetic surface for the divertor discharge. Different symbols are used for different I_p , which are the same as in Fig. 6.3. [4]

境界の粒子リサイクリングが少ないダイバータ配位の放電 (LR-DIVERTOR) とリミター配位の放電の閉込め特性の比較を図 6.3 に示す。図の縦軸は反磁性信号より得られた NBI 加熱パワー 1 MW 当りのプラズマ蓄積エネルギーの増加分で、その上昇は τ_E の上昇に対応している。境界粒子リサイクリングの少いダイバータ配位の放電では主プラズマの平均電子密度 \bar{n}_e の上昇とともにエネルギー閉込め特性は改善されるが、リミター配位の放電の場合高密度において τ_E は劣化し、 \bar{n}_e の上昇に対してその値は飽和している。境界の粒子リサイクリングの多いダイバータ配位の放電においても同様に閉込め特性は劣化した。

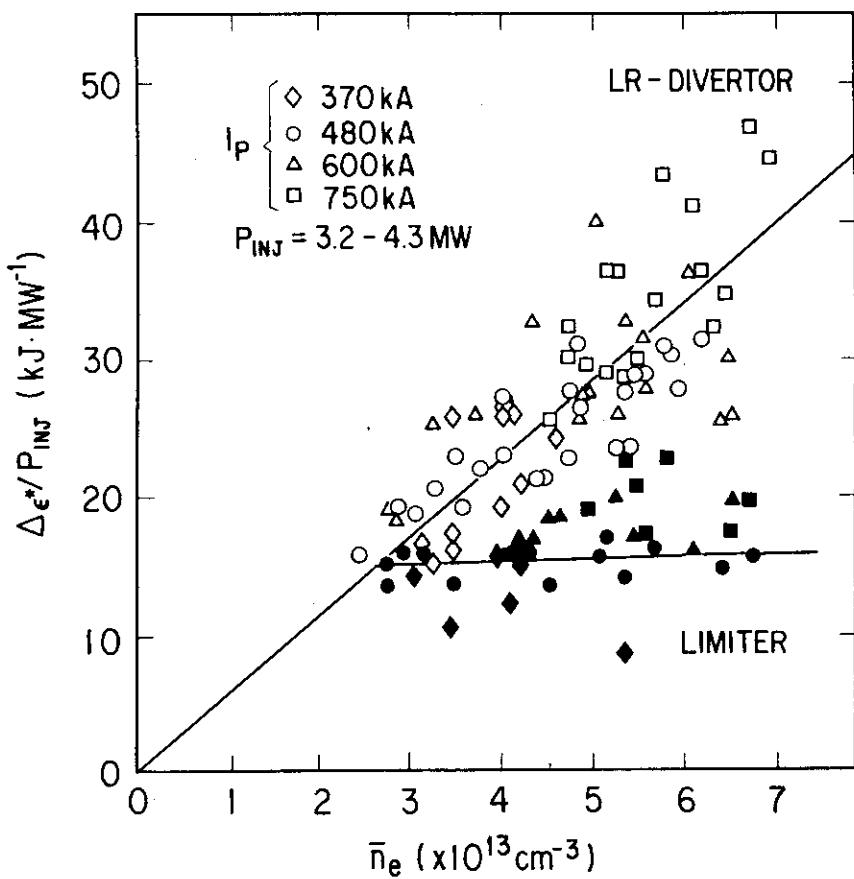


Fig. 6.3 $\Delta\epsilon^*/P_{INJ}$ versus \bar{n}_e for LR-divertor and limiter discharges. [4]

以上の実験結果より、高性能閉込めモードはダイバータを使用して周辺プラズマと壁の相互作用を弱くし、境界での粒子リサイクリング量を少なく保つことにより実現できると言える。

6.3 DOUBLET IIIにおけるペレット入射実験^{7), 8)}

米国オークリッジ国立研究所で開発、試作された遠心加速型ペレット入射装置を、DOUBLET IIIに導入し、重水素固体ペレットによるドカマクへの初めての継続的燃料補給の実験を行った。

ペレット入射による燃料補給法は、直接核プラズマ内部に粒子を供給するため、従来のガスを用いたプラズマ周辺からの燃料補給法と比較して補給効率が高く、ほぼ 100%である⁷⁾。放電に悪影響を与えずに固体をプラズマ中に入射することができれば、この補給法は新しい燃料補給法として有効である。

一方、ペレット入射によって閉込め特性の良いプラズマ中心部に多くの粒子が補給されれば、全体としてプラズマの閉込め特性が改善され、かつ追加熱のパワーが中心部で多く吸収されて加熱効率が改善されることが期待できる。又リミター配位の放電でも、高い補給率で核プラズマに直接粒子を補給することにより、前述したダイバータ配位での高性能閉込めモードに見られる境界粒子リサイクリングの少ない系が実現できれば、閉込め特性の改善が期待できる。実際ジュール加熱時においては ORMAK⁹⁾、ISX-A 及び -B^{10), 11), 12)}、PDX^{13), 14)}、ASDEX¹⁵⁾、

ALCATOR-C^{16), 17)} 等において効率的ペレット入射実験が行われ、閉込め特性の改善が報告されている。

本節においては、従来 NBI 加熱時に閉込め特性の劣化が観測されていたリミター配位の放電に効率良くペレットを入射し、境界の粒子リサイクリングの少ない系を実現して大幅にエネルギー閉込め特性が改善されることを示す。又、ダイバータ配位の放電においてもガス補給の場合より高密度の高性能閉込めモードが得られることを示す。次に一次元トカマクコードにペレット昇華コード¹⁸⁾を組み込んでペレットによる粒子補給に関する計算コードを作り、実験結果を解析する。

1) 実験条件

ペレット入射の標的プラズマのパラメータは次のとおりである：プラズマ電流 $I_p = 620 \text{ KA}$ 、トロイダル磁場 $B_T = 2.6 \text{ T}$ 、プラズマ非円形度 $\kappa = 1.5$ 、線平均電子密度 $\bar{n}_e \sim 3.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、中心の電子温度 $T_{e0} = 1.1 \text{ keV}$ 、イオン温度 $T_{i0} = 0.6 \text{ keV}$ である。リミター配位は図 2.10-(a)、ダイバータ配位は同図(c)の平衡配位を採用した。ペレット入射装置は図 2.11 に示す。ペレット入射繰り返し時間は 32 ms あるいは 38 ms でありこれに対応する等価粒子補給率はそれぞれ 32 あるいは 38 Torr. ℓ/s である。

まず固体重水素ペレットを速度 800 m/s で 32 ms 毎にリミター配位の重水素プラズマ中に入射し、NBI 加熱を行って、ガス補給による放電と比較した。次にプラズマ中のペレットの昇華が NBI による高速イオンによって促進されるので、これを抑制するために 38 ms 毎のペレット入射直前に NBI を休止することにより更に効率の良い燃料補給法を開発した。最後にダイバータ配位のプラズマにペレット入射を行った。

2) NBI 連続入射の場合のペレット入射による閉込め特性の改善（リミター配位）

ペレット入射による燃料補給でプラズマ電子密度を $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 程度まで上昇させて NBI 加熱を行った。ペレット入射開始直後ガス補給量を約 50 Torr. ℓ/s から 11 Torr. ℓ/s まで減少させ、ペレットによる燃料補給が主たる粒子補給になる様にした。この放電と比較すべきガス補給による放電の場合は、対応する時刻に 85 Torr. ℓ/s までガス補給量を増加して電子密度を $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 程度まで上昇させた。

主な放電諸量を図 6.4 に示す。図の中で実線はペレット、点線はガスによる燃料補給の場合である。ペレットは NBI 加熱前に 3 個、加熱中に 11 個入射され、 $\bar{n}_e \sim 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ まで密度上昇が得られた（同図-b）。ペレット入射毎に階段状に上昇する密度変化は、入射したペレット粒子数の 90~100 % がプラズマになると仮定した場合の計算結果と良く一致する。加熱後半ペレット入射毎の密度增加は少なくなっているが、これは後で述べる様に NBI による高速イオンのためペレットによる粒子補給が、周辺に集中したためである。

ペレットによる燃料補給の場合の 2.4 MW NBI 加熱時におけるプラズマ蓄積エネルギーの大枠な上昇（図 6.4-d）は、閉込め特性が改善されたことを示している。この時の核融合反応による中性子発生率は、ガス補給の場合の約 10 倍である 10^{12} 個/s まで上昇した（同図-e）。D-D 反応による単位体積当りの中性子発生率 I_n^{DD} は、

$$I_n^{DD} = 5.83 \times 10^{-15} \cdot \frac{n_i^2}{T_i^{3/2}} \cdot \exp\left(-\frac{18.76}{T_i^{1/2}}\right) [\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}] \quad (6-1)$$

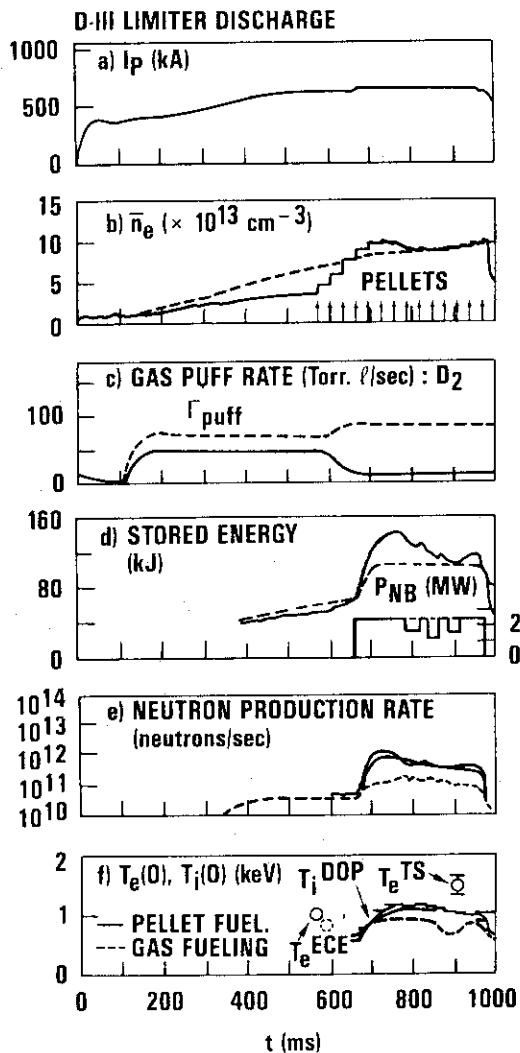


Fig. 6.4 Temporal evolutions of typical parameters for both gas fueled (dotted lines) and pellet fueled (solid lines) discharges: a) plasma current; b) line-averaged electron density obtained by CO₂ laser interferometer and the pellet injection timing (arrows); c) pre-programmed gas puff rate; d) plasma stored energy and neutral beam injection power; e) neutron production rate; f) central electron and ion temperature, T_e and T_i, obtained by electron cyclotron emission (ECE), Thomson scattering (TS) and multiple Doppler-shift measurements with emphasis on charge excited line of intrinsic O VIII (DOP).

である^{19), 20)}。ここで T_i は keV 単位のイオン温度で、図 6.4-f) より $t = 720 \text{ ms}$ において約 1 keV である。核プラズマの中心の半径 3 cm の領域を高温・高密度領域と仮定すると、(6-1) 式よりイオン密度 n_i は $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ となり、次に述べる電子密度分布測定と矛盾しない。

図 6.5 は、プラズマからの可視領域の制動放射を多チャンネル検出器により測定し、平方根をとってアーベル逆変換した量 ($I_B \propto n_e \cdot Z_{\text{eff}}^{1/2} \cdot T_e^{-1/4}$) で、ほぼ電子密度の径方向分布の時間変化を表わす。ペレット入射による燃料補給が効率的に行われている様子が良くわかる。ペレット番号 (P 1, P 2 …) に対応した矢印はプラズマ中へのペレットの侵入位置を

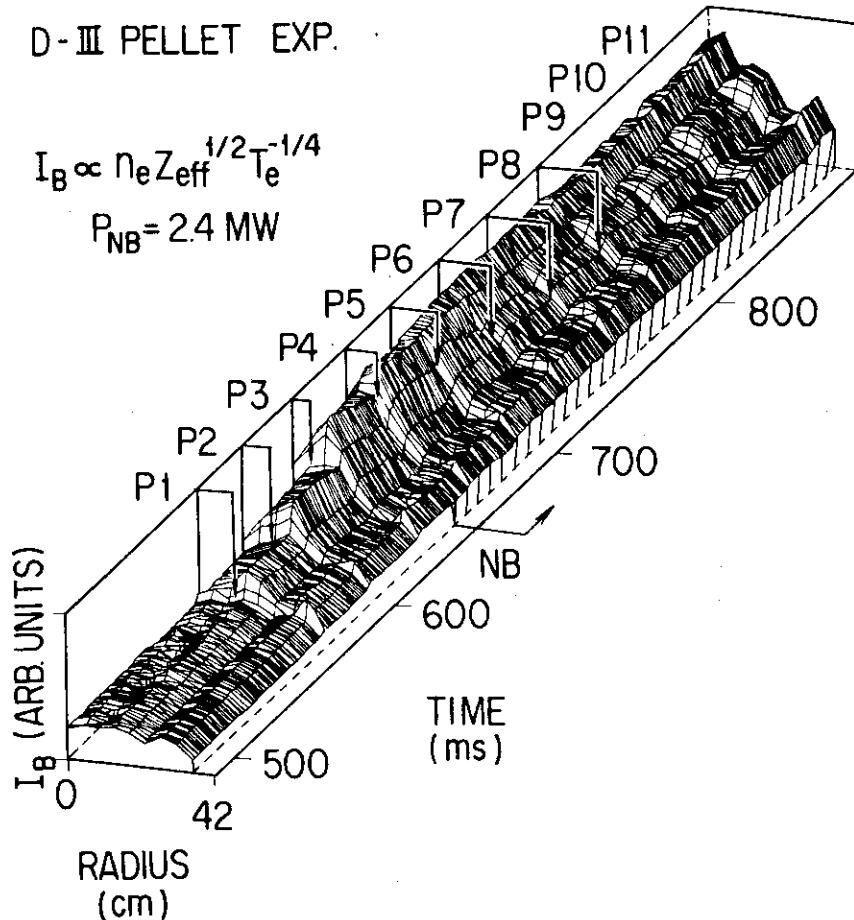


Fig. 6.5 Temporal and spatial evolution of Abel inverted square root of Bremsstrahlung emission as a relative density profile evolution ($I_B \propto n_e Z_{\text{eff}}^{1/2} T_e^{-1/4}$) for the pellet fueled discharge in Fig. 6.4. Signals are filtered by 500 Hz low-pass filter and sliced in every 1 ms. The pellet penetration for pellet numbers 1-8 (P1-P8) are shown by arrows. The neutral beam injection period is shown by the hatched area.

表わす。プラズマ周辺からこの位置まではペレットによる直接燃料補給、この位置からさらに内部へは拡散による燃料補給になっている。NBI 加熱開始（図中 NB の矢印で示す）前はペレットは中心近くまで侵入し、密度分布はペレット入射前の広い分布 ($n_e(r) = n_{e0} \cdot \{1 - (\frac{r}{a})^4\}$ の形) から、 $n_e(r) \sim n_{e0} \cdot \{1 - \frac{r}{a}\}$ の形の、中心に集中した分布になっている。NBI 加熱時にはペレットの侵入距離 X_p は時間と共に短くなり、密度分布が広くなっている。t = 720 ms 以後は周辺の密度及び粒子リサイクリング (D_α^{LIM} の測定による) が増加する。それと共に、図 6.4-d) から明らかな様にプラズマ蓄積エネルギーの上昇率が小さくなり、閉込め特性の劣化が示唆されている。

ペレットがプラズマ中で昇華する時バルマー系列の D_α 線を放射する。ペレット番号 P 3 から P 7 までの D_α 線強度の時間変化を図 6.6 に示す。これは粒子補給分布を与える。ペレット

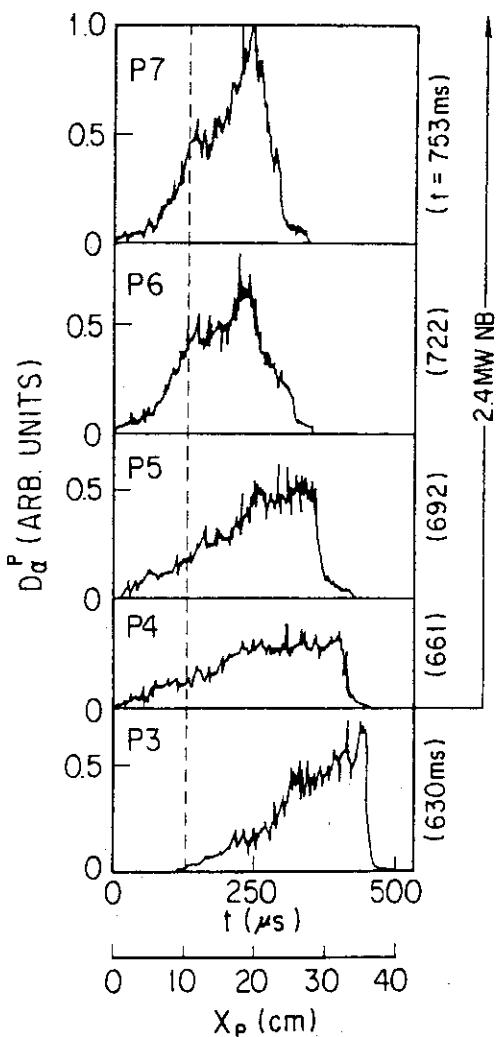


Fig. 6.6 D_α signals coming from pellets (P3-P7) to a 90° filtered photodiode (D_α^P) as the pellet ablation profiles. Penetration measured from the limiter surface, X_p , is deduced from the measured pellet velocity (800 m/s). Neutral beam injection starts from $t = 657$ ms.

の速度が与えられると、ペレットがリミター面を通過してから D_α 線を放射する時間はペレットのプラズマ中の侵入距離 X_p に対応する。図中にこの対応する距離も示してある。NBI加熱前はペレットは周辺での昇華が少なく、プラズマ内部まで侵入している(P3)。NBI加熱が開始されると、ペレット侵入位置は時間と共に外側に移行し、同時に周辺での昇華が多くなってペレット番号P6が入射されたt=722 msから閉込め特性の劣化が始まる。

同様な現象はNBIのパワー(P_{NB})を増加した場合にもみられる。図6.7に示す様に、 P_{NB} が2.4 MWの時ガス補給の場合に比べて境界の粒子リサイクリング(D_α^{LIM} により測定)及び境界の中性ガス圧(P^{UP})の少ない系が実現出来、反磁性測定により得られたエネルギー閉込め時間 τ_E^* は1.7倍に改善された(この放電をP-モードと呼ぶことにする)。これより更にNBIのパワーを増加すると、ペレット侵入距離(図中の×印)が短くなると共にエネルギー閉込め時間は、ガス補給の場合の値まで短くなる。この時リミター附近の粒子リサイクリング(D_α^{LIM})及び中性ガス圧(P^{UP})も上昇している。

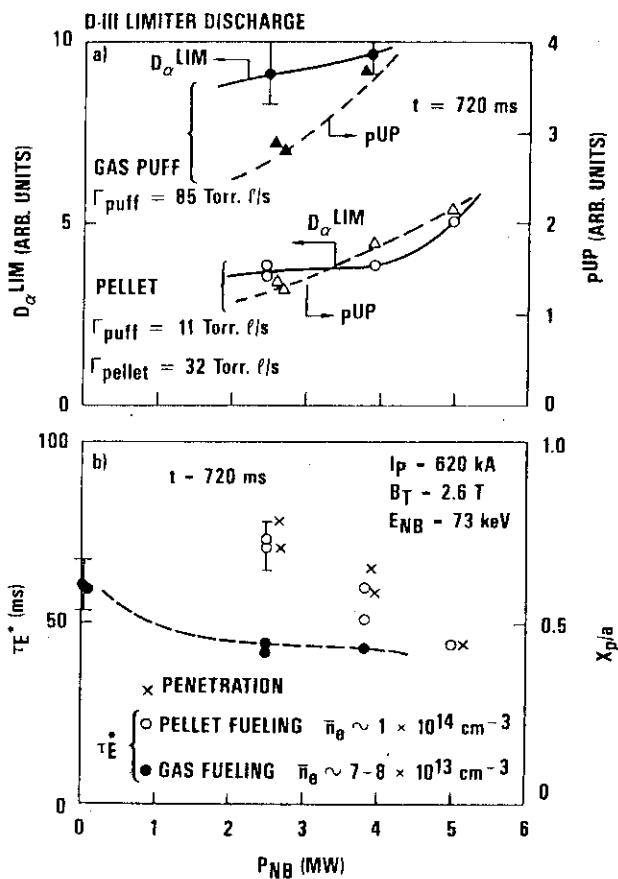


Fig. 6.7 Neutral beam power dependences of
a) D_α signals at limiter surface (D_α^{LIM}) as the peripheral re-cycling level and neutral pressure at the upper chamber (P^{UP}); b) global energy confinement time obtained by diamagnetic measurement and pellet penetration measured from the limiter surface and normalized by the minor radius, X_p/a , (x). All data are taken at $t = 720 \text{ ms}$.

ここまで実験で明らかになったことは：

- (1) ペレットが充分核プラズマ内部まで侵入した場合には閉込め特性が大幅に改善される。
- (2) NBI 加熱開始後、ペレットの昇華がプラズマ周辺部で促進され、境界での粒子リサイクリングが増加するに従い閉込め特性が劣化する。

等である。これらの結果を踏まえ、ペレット入射毎にNBIを停止して周辺でのペレット昇華を抑制することを試みた。

3) NBI 断続入射による周辺粒子補給の抑制（リミター配位）

NBIのパルス幅を20ms、繰返し時間をペレット入射のそれと同じ38msに保ちながら、NBI停止からペレット入射までの遅延時間 Δt を変化させてペレットの侵入距離及び昇華の空間分布と、エネルギー閉込め時間との相関関係を調べた。

図6.8にNBI連続入射の場合と断続入射の場合のエネルギー閉込め時間の時間変化を示す。連続入射の場合の放電は図6.4と同様の放電である。この場合6番目のペレットから、境界の粒子リサイクリングが増加したため、 τ_E^* は劣化して図中斜線で示したガス補給の場合の値と同程度になる（同図-a）。これに対して同図-b）に示した様にNBI断続入射の場合、遅延時間 Δt がプラズマ周辺部での高速イオンの減速時間より長くなると閉込め特性は改善され、かつ τ_E^* の比較的長い値が持続するモードが得られた。これはペレットの昇華分布は高速イオンの分布に強く依存する¹⁸⁾ためである。プラズマ周辺部で発生する高速イオンのエネルギースペクトルの時間変化の測定によると高速イオンの減速時間は5ms以下であった。

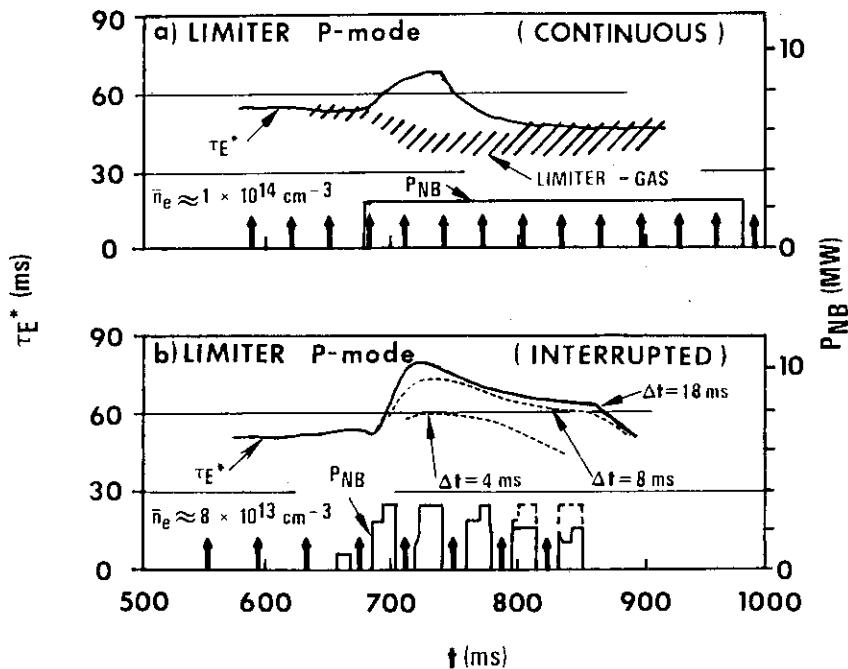


Fig. 6.8 Comparison of temporal deviation of average energy confinement time for a) continuous beam case and b) interrupted beam case for $\Delta t=4, 8$ and 18 ms for discharges in Fig. 6.9. Pellet injection timings are shown by arrows except for $\Delta t=4$ and 18 ms.

プラズマ中のペレット侵入距離及びエネルギー閉込め時間の Δt 依存性を図 6.9 に示す。時間 $t = 700 \text{ ms}$ から 800 ms の間に射されたペレットの侵入距離 X_p をプラズマ半径で規格化して示してある。エネルギー閉込め時間は、この時間帯での最大値及び最小値が示されている。遅延時間 Δt の変化幅の範囲で、ペレット侵入距離は大きく改善されないにもかかわらずエネルギー閉込め特性の大幅な改善が観測された。この時の時間平均されたビームパワーは 1.6 MW である。これは図 6.10 に示したペレット昇華の空間分布より明らかな様に、NBI を断続入射することにより、NBI パワーが大きいにもかかわらず、特に周辺プラズマで高速イオンの数を減少させることができ、したがって NBI 連続入射の場合（同図-a）と比較して境界から 10 cm までの周辺プラズマにおけるペレット昇華を大幅に少なくできたことに起因すると解釈できる（同図-b）。この時の電子密度は、可視域制動放射の分布測定によると、NBI 断続入射の場合は中心部で高く、周辺部で低い分布になっている。

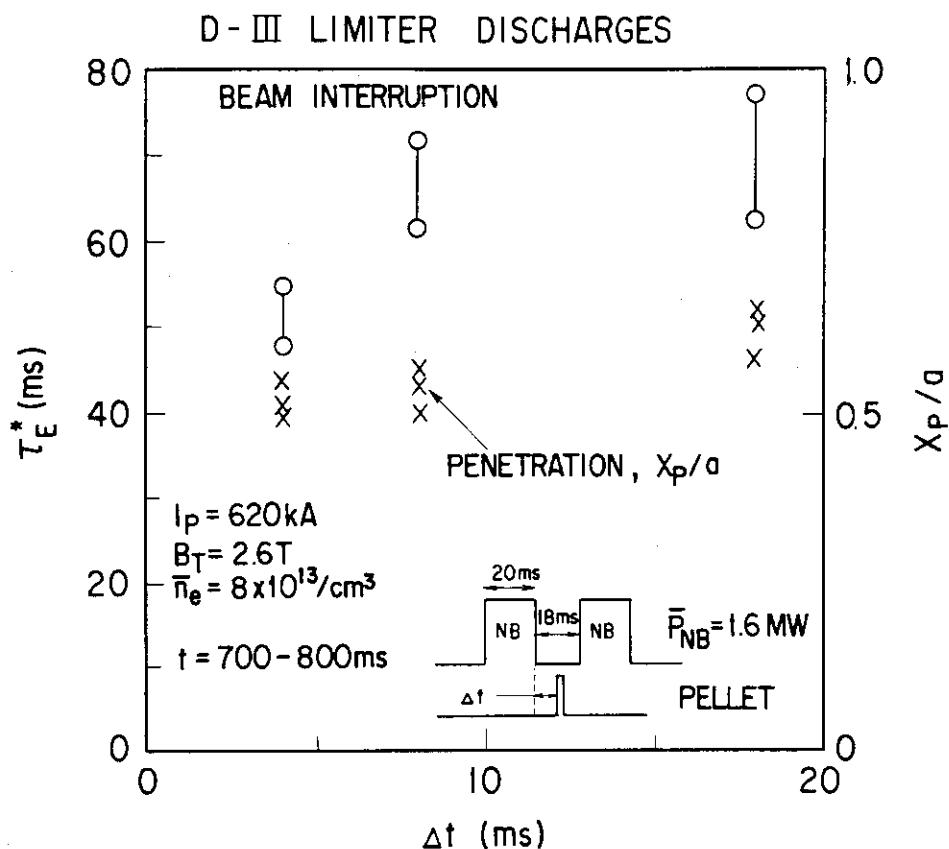


Fig. 6.9 Improvement of energy confinement time by beam interruption in limiter discharges. The global energy confinement time is obtained by smoothing the stored energy signal over several pellets from the diamagnetic measurement, W : $\tau_E^* = W / (P_{abs} - dW/dt)$ where P_{abs} is total absorbed power. Open circles correspond to the maximum and minimum values of τ_E^* and \times corresponds to pellet penetration for $t = 700$ to 800 ms . The beam duty ratio is 53% with 20 ms of duration. Δt is the delay time from the beam turn-off.

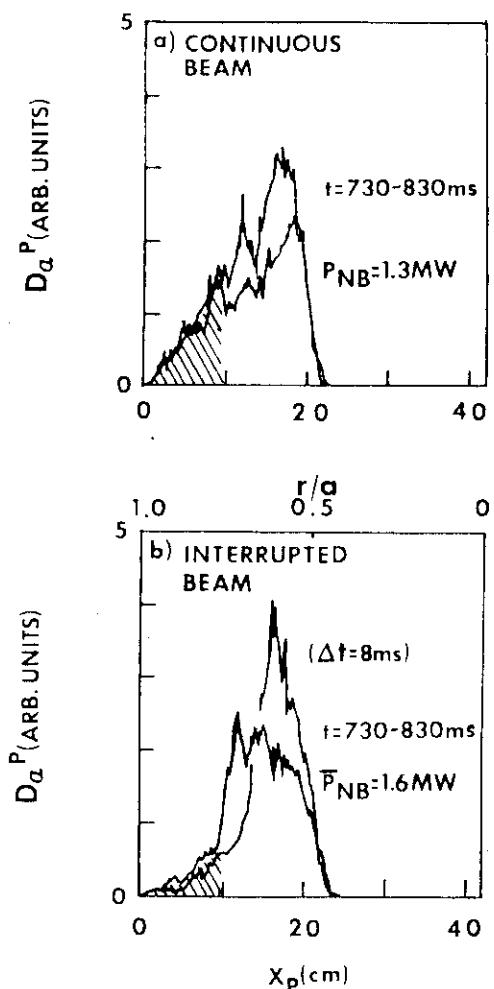


Fig. 6.10 D_{α} signals coming from pellets to 90° filtered photodiode (D_{α}^P) as the pellet ablation profiles: a) for continuous 1.3 MW beam heating and b) for interrupted beam heating (averaged beam power of 1.6 MW), in Fig. 6.8 ($\Delta t=8$ ms). Penetration is measured from the limiter surface, X_p , deduced from measured pellet velocity (800 m/s). Those pellets are injected between $t=730$ ms and 830 ms in both cases.

4) ダイバータ配位のプラズマへのペレット入射

ガス補給の場合のダイバータ配位の放電では、第5章で述べた様に高密度においてダイバータ部で強い粒子リサイクリングが起きる。これと同時に図6.11-a)示す様にリミター附近の粒子リサイクリング (D_{α}^{LIM}) 及び中性ガス圧 (P^{UP})も密度上昇に対して非線形的に上昇し、ジュール加熱時のエネルギー閉込め時間は60 ms程度で飽和している(同図-b))。これに対してペレットにより燃料補給した場合、同図-a)に示す様にガス補給の場合に比べて境界及びダイバータ部での粒子リサイクリング及び中性ガス圧の少ない系が実現でき、同時にエネルギー閉込め時間は60 msから120 msまで密度上昇と共に上昇した(同図-b))。 τ_E^* の

\bar{n}_e 依存性は同図に示した様に一次元トカマクコードによるシミュレーション結果と良く一致している。

NBI 加熱時においても、ペレットが核プラズマ内部まで侵入した場合、ガス補給の場合以上の高密度にて高性能閉込めモードが得られた。

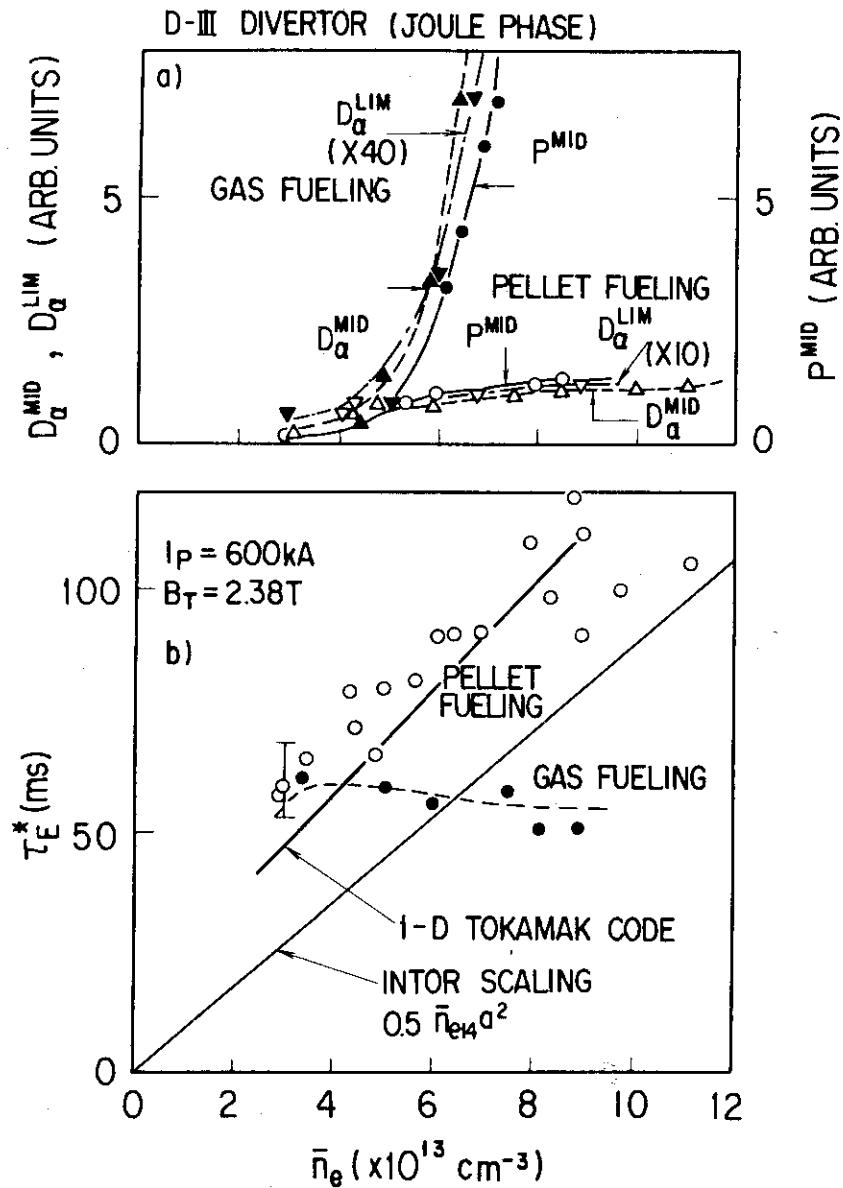


Fig. 6.11 Comparison of a) particle recycling at the limiter and divertor region as inferred from D_{α}^{LIM} and D_{α}^{MID} and the neutral pressure at the divertor region and b) the energy confinement time between gas and pellet fueled discharges as functions of \bar{n}_e . Open symbols denote pellet fueled discharges; and solid symbols, gas fueled discharges.

5) 議論

ガス補給の場合のダイバータ高性能閉込めモードでは、高密度のプラズマを得るためにガス補給量を増加させると境界での粒子リサイクリングが増加して閉込め特性が劣化した。このため密度領域は DOUBLET IIIにおいてプラズマ電流が約 600 kA の時 $\bar{n}_e \lesssim 7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ であった。ペレットによる燃料補給の場合、境界の中性ガス圧及び粒子リサイクリングが少ない状態で図 6.12 に示す様に密度領域は $\bar{n}_e \gtrsim 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ まで拡張された。又リミター配位の放電でもダイバータ高性能閉込めモードと同程度の閉込め特性が得られた。

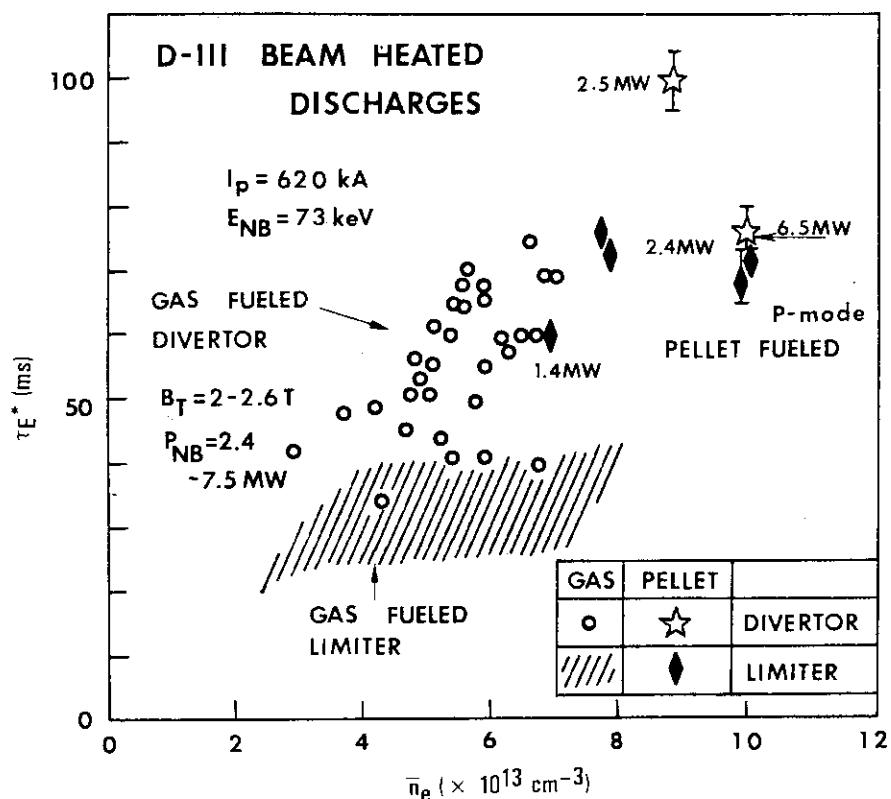


Fig. 6.12 Comparison of \bar{n}_e , τ_E^* plot between pellet and gas fueled discharges for both limiter and divertor configurations with continuous beams. The upper envelope of open circles corresponds to D-III H-mode discharges. For gas fueled discharges, τ_E^* is calculated when $dW/dt = 0$.

ペレットが充分核プラズマ内部まで侵入した場合、密度分布の広がる特性時間が非常に長くなること及び境界粒子リサイクリング量が減少することから、エネルギー閉込め特性のみならず粒子閉込め特性も改善されていると考えられる。

ジュール加熱時のペレット入射による閉込め特性改善はイオンの熱伝導係数の改善に起因する¹⁷⁾という解析結果が報告されている。しかしながら、ペレット入射前後で粒子及び熱の輸送形態が不变であるとして一次元トカマクコードにより解析した結果でも図 6.11-b) に示した様にエネルギー閉込め特性は密度の上昇と共に改善された。以上の解析と、前述した閉込め

特性が改善されるか否かは周辺への粒子補給の量に強く依存するという実験結果とを考え合わせると、周辺への粒子の供給を少なくし、閉込め特性の良い核プラズマ中心部に主に粒子の補給をしてその密度を上昇したために閉込め特性が改善されたと考えることができる。核プラズマ密度の増加に対し周辺プラズマ密度の上昇が大きい場合は、系外への粒子束が増加して全体の粒子閉込め特性も劣化した。

一次元トカマクコードを用いた解析によると、核プラズマ中心部の密度上昇により図6.13に示した様に NBI 入射パワー P_{NBI} に対する全吸収パワー P_B の比は約 10 % 増大しかつパワー吸収の分布は中心で増大し周辺で約 10 % 減少することにより加熱効率が改善されている。すなわちペレットによる燃料補給の場合（同図(a)）プラズマ半径 a の 75 % までの核プラズマには入射パワーの 77 % が吸収され、ガス補給の場合（同図(b)）はその値は 63 % であった。図中の p_{Bi} 及び p_{Be} はそれぞれビームからイオンあるいは電子に吸収されたパワー密度であり、 P_B は $r/a > 0.75$ の周辺部のイオン及び電子に吸収されたパワーである。全吸収パワーに対する P_B の百分率を図に示してある。実際の放電でもペレットにより燃料補給を行った場合この解析結果と同様に NBI 加熱の加熱効率が改善されていると考えられる。

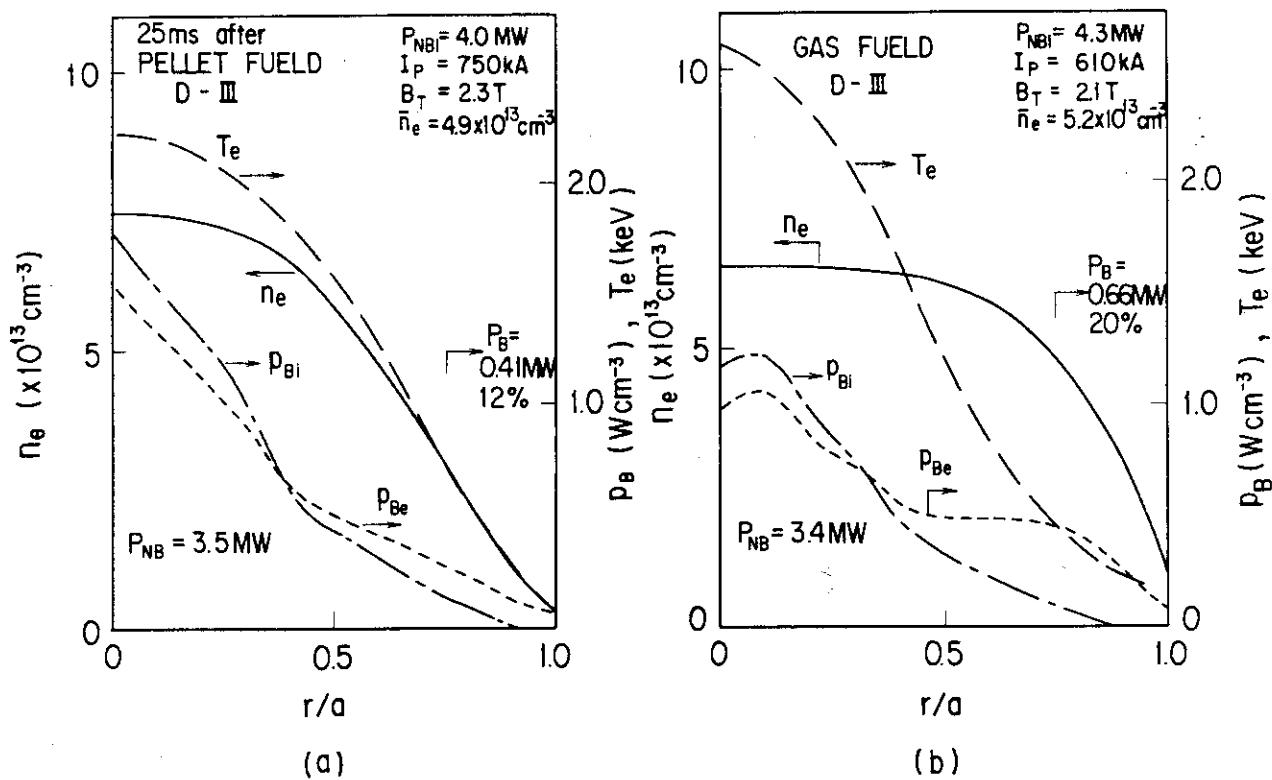


Fig. 6.13 Comparison of beam power deposition profile between (a) pellet-fueled and (b) gas-fueled discharges of comparable discharge parameters. In a gas-fueled discharge, the beam power deposits more in the periphery ($r/a > 0.75$).

以上の議論より、ペレット入射による燃料補給の場合閉込め特性及び加熱効率共に改善され、同じ入射加熱パワーに対してプラズマ蓄積エネルギーは大幅に増大したと言える。

次にガス及びペレットによる燃料補給効率を比較する。図 6.4 の放電でガスの場合 85 Torr. ℓ/s 、ペレットの場合 32 Torr. ℓ/s 及びガスによる補助的な補給率 11 Torr. ℓ/s の燃料補給率で両者共同程度の電子密度が得られたとする。ガスの場合の、粒子閉込め特性、粒子に対する遮蔽効果及び粒子リサイクリング等を含んだ、見掛けの燃料補給効率 η_G は、ペレット入射の場合の値 η_P を 1 とすると、両者の場合の実効的燃料補給率は等しいとして

$$85 \cdot \eta_G = 11 \cdot \eta_G + 32 \quad [\text{Torr. } \ell/\text{sec}]$$

より $\eta_G = 0.43$ となる。実際はペレット入射の場合ジュール加熱時において密度は更に上昇しているので η_G はこの値より更に小さい。この様にガスによる燃料補給の場合 η_G が非常に小さいので境界の中性ガス圧が大幅に高くなり、そこで粒子リサイクリングが増加する。

ペレット入射による燃料補給効率はほぼ 100% と高いことが示された。重水素及びトリチウムによる核融合反応を目指した装置の場合、環境に影響をおよぼすトリチウムの扱うべき総量は必要最少限にしなければならない。本研究結果は TFTR トカマクで予定されているトリチウムのペレット入射実験²¹⁾に対して明るい見通しを与えた²²⁾。

ペレット入射により壁と相互作用しない所、すなわち核プラズマ中心部に純粋で多量の粒子を直接補給することにより、プラズマ中心部のプラズマ粒子数に対する不純物粒子数の割合が非常に少なくなると考えられる。

ペレットによる燃料補給の場合、図 6.11-a) に示した様に高密度領域においてダイバータ領域における粒子のリサイクリング量がガスによる燃料補給の場合と比較して非常に少ない。このことよりダイバータ領域において、第 5 章第 5 節で述べた強い放射冷却を伴なう高密度低温度プラズマは生成されていないと考えられる。

6) 結 論

DOUBLET III におけるペレット入射実験によって以下の結論が得られた。

- (1) トカマクプラズマへの主たる燃料補給を継続的な重水素ペレット入射によって行った。
燃料補給効率はほぼ 100% であった。
- (2) ペレットによる核プラズマへの直接的燃料補給によって周辺プラズマへの粒子補給量及び境界粒子リサイクリング量が少ない系が実現できた。エネルギー閉込め特性の改善は、この粒子補給分布及び境界での粒子リサイクリングの量に強く依存することが示された。
- (3) ペレット入射によって効率的に燃料補給されたリミター配位の放電では NBI 加熱時のエネルギー閉込め特性の劣化は見られず、 τ_E^* はガスによる燃料補給された場合の 1.7 ~ 2 倍改善された。これを P・モードと呼ぶ。
- (4) ペレット入射毎に NBI を停止することにより周辺での粒子補給を更に抑制でき、その結果持続性のある P・モードが得られた。
- (5) ペレットによる燃料補給で電子密度及びエネルギー閉込め時間のパラメータ領域が拡張された。

現在稼動中あるいは将来の大型トカマクにおいては、所定のプラズマ蓄積エネルギーが得られるか否かは NBI 加熱に強く依存しているので、本研究で得られたペレット入射によるエ

ルギー閉込め特性の改善は特にダイバータが無い場合のトカマク装置における閉込め特性の大変な改善に明るい見通しを与えた。しかしながら、大型トカマクでの高加熱密度の追加熱時における高温プラズマへのペレット侵入距離の改善のためには更に大型のペレットの生成及び高速化に関する開発が必要であろう。

6.4 議論

高性能閉込めモードでは、周辺プラズマの電子密度及び境界の粒子リサイクリング量を低くし、プラズマ・壁相互作用を弱くすることが必要であることが示された。ペレット入射により核プラズマに直接燃料補給することにより高密度領域においても同様に周辺プラズマ電子密度及び境界の粒子リサイクリング量の少ない系が、リミター及びダイバータ配位及びジュール及びNBI 加熱時に実現でき、閉込め特性が改善された。種々の配位（リミター及びダイバータ配位）、加熱法（ジュール及びNBI 加熱）及び燃料補給法（ガス及びペレットによる補給）における実験結果を合わせ考えると、閉込め特性の改善のためにはプラズマと壁の相互作用を弱くし、周辺プラズマの電子密度及び境界での粒子リサイクリング量を低減することが必要であるという条件は、本研究により得られた結果から一般性があると考えられる。

この様な系においては境界の粒子制御が重要である。ダイバータ配位におけるガス補給の場合の高性能閉込めモードでは、与えられた放電条件において高密度プラズマを生成するために強力なガス補給をすると閉込め特性が劣化するので、ある電子密度を得るためにガス補給量は最少限に制御しなければならなかった（図6.1）。しかしながらこのガス補給量を少なくするとダイバータ領域及び境界領域の電子密度が下がってダイバータの不純物に対する遮蔽効果が低減し、電子温度が上昇して不純物発生量が増加するため主プラズマへの不純物混入量が増加する²³⁾。このため高性能閉込めモードを維持するためには、何らかの方法で境界の粒子制御をしない限りガス補給量の制御範囲は狭い領域に限定される。

ペレット入射による燃料補給の場合は、第3節で議論したとおり高密度低温度ダイバータプラズマは実現できないと考えられるので、不純物混入が問題になる場合は主プラズマの閉込め特性に悪影響を及ぼさない方法で局所的なダイバータプラズマの制御が必要とされるであろう。

6.5 結論

本章においてトカマクプラズマの閉込め特性と境界での粒子リサイクリング及び粒子補給の形態を介したプラズマ・壁相互作用との関連性が議論され、以下の結論が得られた。

- (1) ガスにより燃料補給されたダイバータ配位での良い閉込め特性の放電は、セパラトリックス面の位置制御により壁とプラズマ境界を遠ざけ、ガス補給量を低い値に保って⁴⁾主プラズマ・壁相互作用を弱くすることにより得られる。
- (2) 燃料補給効率の高いペレット入射により、核プラズマ内部に直接燃料補給をして境界の粒子リサイクリング、周辺プラズマの電子密度及び周辺への粒子補給量の少ない系が実現できた。その結果高密度領域において、従来 NBI 加熱時に閉込め特性の劣化が観測されていた

リミター配位の放電においても閉込め特性が改善された。

- (3) ペレット入射により燃料補給された放電での閉込め特性が改善されたのは、核プラズマ内部への効率的粒子補給により閉込めの良い中心部のプラズマ密度が上昇し、周辺プラズマ密度上昇を抑制できたためである。
- (4) 種々の配位、加熱手段及び燃料補給法での閉込め特性改善は周辺プラズマの電子密度、境界粒子リサイクリング量及び中性ガス圧の抑制に強く依存しているということの一般性が実証された。
- (5) この様な低境界粒子リサイクリングの系では、境界プラズマあるいはダイバータプラズマの電子温度が高くなる。そのためプラズマ中の不純物混入が問題になる場合は、主プラズマの閉込め特性に悪影響を及ぼさない様な、境界あるいはダイバータ領域での局所的な粒子制御が必要である。

境界あるいはダイバータ領域での局所的な粒子制御の方法としてはポンプリミター^{24~26)}や局所的な燃料または不純物入射あるいはそれ等の複合が考えられるがこれ等は今後の研究課題である。

文 献

- 1) M. MURAKAMI, S.C. BATES, J.D. BELL, C.E. BUSH, A. CARNEVALI, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 9th Int. Conf., Baltimore, 1982) Vol.1, IAEA, Vienna (1983) 57.
- 2) F. WAGNER, G. BECKER, K. BEHRINGER, D. CAMPBELL, A. EBERHAGEN, et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1408.
- 3) S.M. KAYE, M.G. BELL, K. BOL, D. BOYD, K. BRAU, et al. J. Nucl. Mater. 121 (1984) 115.
- 4) M. NAGAMI, M. KASAI, A. KITSUNEZAKI, T. KOBAYASHI, S. KONOSHIMA, T. MATSUDA, N. MIYA, H. NINOMIYA, S. SENGOKU, M. SHIMADA, H. YOKOMIZO, et al., Nucl. Fusion 24 (1984) 415.
- 5) N. OHYABU, K.H. BURRELL, J. DEBOO, S. EJIMA, H. GROEBNER, et al., "A Regime of Improved Energy Confinement in Beam Heated Expanded-Boundary Discharges in Doublet III", GA Technologies Inc. Rep. GA-A17108 (1984).
- 6) M. MURAKAMI, P.H. EDMONDS, G.A. HALLOCK, R.C. ISLER, E.A. LAZARUS, et al., in Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res. (Proc. 10th Int. Conf., London, 1984) Vol.1, IAEA, Vienna (1985) 87.
- 7) S. SENGOKU, M. ABE, K. HOSHINO, K. ITOH, A. KAMEARI, et al., in Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res. (Proc. of 10th Inter. Conf., London, 1984) Vol.1, IAEA, Vienna (1985) 405.
- 8) S. SENGOKU, M. NAGAMI, M. ABE, K. HOSHINO, A. KAMEARI, et al., Nucl. Fusion, (1985) in press.
- 9) C.A. FOSTER, R.J. COLCHIN, S.L. MILORA, K. KIM, R.J. TURNBULL, Nucl. Fusion 17 (1977) 1067.
- 10) S.L. MILORA, C.A. FOSTER, P.H. EDMONDS, G.L. SCHMIDT, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 97.
- 11) S.L. MILORA, C.A. FOSTER, C.E. THOMAS, C.E. BUSH, et al., Nucl. Fusion 20 (1980) 1491.
- 12) D.D. SCHURESKO, S.L. MILORA, W.A. HOULBERG, et al., Bull. Am. Phys. Soc. 28 (1983) 1255.
- 13) S.L. MILORA, G.L. SCHMIDT, W.A. HOULBERG, et al., Nucl. Fusion 22 (1982) 1263.
- 14) R.J. FONCK, M. BELL, K. BOL, et al., "Particle Fueling and Impurity Control in PDX", J. Nucl. Mater. in press.

- 15) K. BUCHL, G. VLASES, et al., Bull. Am. Phys. Soc. 26 (1981) 888.
- 16) M. GREENWALD, D. GWINN, S.L. MILORA, et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 352.
- 17) M. GREENWALD, D. GWINN, S.L. MILORA, J. PARKER, R. PARKER, et al., in Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res. (Proc. 10th Int. Conf., London, 1984) IAEA, Vienna, paper IAEA-CN-44/A-I-3.
- 18) S.L. MILORA, "New Algorithm for Computing the Ablation of Hydrogenic Pellets in Hot Plasmas", Oak Ridge National Laboratory Rep. ORNL/TM-8616 (1983).
- 19) C. GOURDON, D. MARTY, E.K. MASCHKE, J.P. DUMONT, in Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research (in Proc. Int. Conf., Novosibirsk, 1968) Vol.1, IAEA, Vienna (1969) 847.
- 20) E.K. MASCHKE, Fontenay aux Roses Rep. EUR. CEA-FC-508 (1969).
- 21) C.E. SINGER, D.B. HEIFETZ and D.E. POST, J. Vac. Sci. Technol. A1(2) (1983) 964.
- 22) S.I. ITOH, K. ITHO and S. SENGOKU, "Multiple-Shell Pellet for Plasma Fueling", Japan Atomic Energy Research Inst. Rept. unpublished (1984).
- 23) M. SHIMADA, M. WASHIZU, S. SENGOKU, N. SUZUKI, M. NAGAMI, et al., J. Nucl. Mater. 128/129 (1984) 340.
- 24) W. BIEGER, K.H. DIPPEL, G. FUCHS, G.H. WOLF, Symposium on Plasma-Wall-Interactions, JÜLICH 1976.
- 25) J.F. SCHIVELL, Princeton Plasma Physics Lab. Rept., PPPL-1342, JUNE 1977.
- 26) V.A. VERSHKOV and S.V. MIRNOV, Princeton Plasma Physics Lab. Rept., PPPL Matt-Trans-113 (1973).

7. 結 語

本研究において、トカマク型核融合装置におけるプラズマ・壁相互作用とプラズマの閉込め特性との関連を、不純物制御及び粒子制御の観点から議論した。

不純物制御に関する研究では次の結論が得られた。

- (1) 定常なトカマク放電においてはイオンスパッタリング特に不純物イオンによる自己スパッタリングが主要な不純物発生機構である。イオンスパッタリングの抑制のためには境界の電子温度を低減しなければならない。
- (2) 全壁面に炭素を蒸着した結果、放射冷却の領域がプラズマ境界部に集中し、電子温度が境界で低く周辺部で高い系が実現できる。これは自己境界冷却の実証である。その結果核プラズマの実効半径が大きくなり、低安全係数にてエネルギー閉込め特性が約2倍改善される。
- (3) 不純物制御に関するダイバータ機能の物理的モデルが得られた。このモデルはダイバータ機能に関する実験結果すなわち不純物の遮蔽及び逆流の低減や、不純物粒子の挙動をよく再現する。このモデルを用いてJT-60トカマクのダイバータ効果に関する解析を行った結果、プラズマイオンによるスパッタリング及び自己スパッタリングによる不純物発生量が増加し続けるという条件からは、ダイバータプラズマの電子温度の上限は規定されなかった。この場合はダイバータ板の熱負荷及び侵食に対する対策が必要になる。
- (4) 簡単な軸対称ダイバータにおいて強い遠隔放射冷却を伴う高密度低温度ダイバータプラズマが磁力線に沿って測定され、強い粒子リサイクリングの領域がダイバータ板近くに局在することが示された。この様な系ではダイバータ板の熱負荷及びスパッタリングによる侵食は大幅に低減される。

粒子制御に関する研究では以下の結論が得られた。

- (1) DOUBLE T IIIトカマクにおいて、固体重水素のペレット入射により核プラズマに直接燃料を補給することにより、エネルギー閉込め時間に対するINTOR比例則は高密度領域まで成立した。
- (2) ペレット入射による核プラズマへの直接燃料補給の場合に特徴的に示された様に、周辺プラズマ領域への粒子補給量を低減し、プラズマ・壁相互作用を軽減することにより特に高密度領域においてプラズマの閉込め特性が改善される。
- (3) 周辺及び境界領域への粒子補給量を低減することにより境界での粒子リサイクリング量及び電子密度が低減し、その結果境界あるいはダイバータ領域の電子温度が上昇する。そのため不純物発生量が増加して主プラズマへの不純物混入量が無視できなくなる場合は境界領域あるいはダイバータ板近くでの局所的な粒子あるいは不純物の制御が必要になる。

以上得られた、プラズマ・壁相互作用に対する考え方の系統図を図7.1にまとめた。閉込め特性の改善のためには不純物制御のみならず粒子制御も重要である。両者の制御により閉込め特性が改善されることが本研究において実証された。

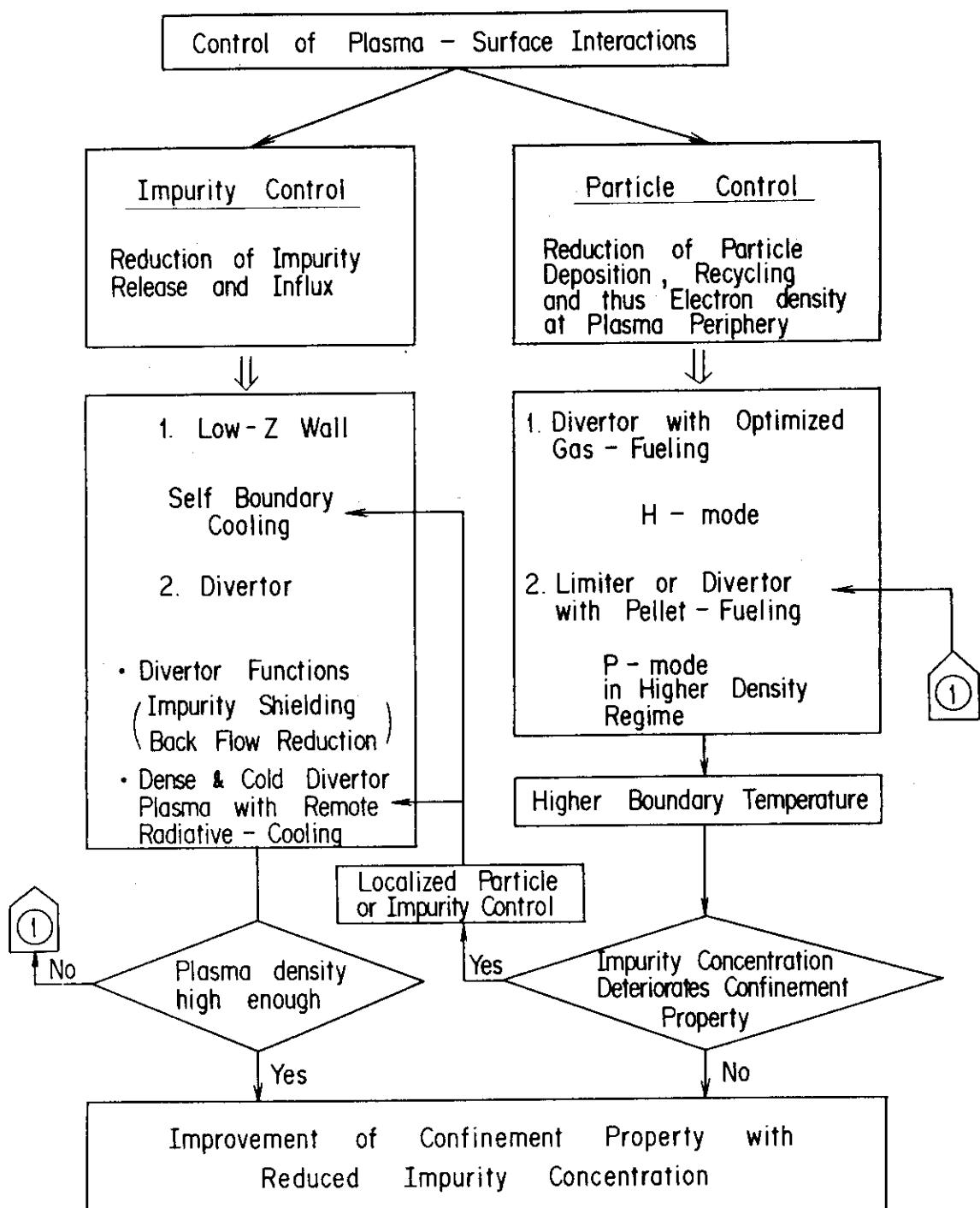


Fig. 7.1 Control flow-chart of plasma-surface interaction.

謝 辞

本研究は日本原子力研究所における DIVA トカマク装置、及び日本原子力研究所と米国エネルギー省との締結による協力研究として、カリフォルニア州にある GA Technologies 社の DOUBLET III トカマク装置を用いて行なわれたものである。

本研究の遂行にあたり、終始著者を暖かく見守り、勇気づけて下さいました日本原子力研究所森茂理事、同核融合研究部小幡行雄前部長（現在技術情報部）、同田中正俊部長、同プラズマ実験研究室田中裕二前室長（現在企画室）の各氏に対して心から感謝いたします。

また著者に DOUBLET III による研究の機会を与えて下さり、暖かく見守って下さいました臨界プラズマ研究部吉川允二部長及び GA Technologies 社大河千弘副社長に心から感謝いたします。

DIVA トカマクにおける実験遂行にあたり、著者をはじめ当時の DIVA グループを育てあげてこられた下村安夫、前田彦祐各主任研究員（現在臨界プラズマ研究部）の御指導を賜わりました。ここに深く感謝の意を表します。また、当時の DIVA グループ山本新、小田島和男、永見正幸の各副主任研究員及び木村晴行、大麻和美、松田俊明、松本宏の各研究員には熱心な討論と助言及び多大なる援助をしていただきましたことを感謝いたします。炭素壁実験においては、炭素蒸着装置を提供して下さり、かつ熱心な討論と援助をしていただいた阿部哲也、大塚英男各副主任研究員をはじめ炉心工学研究室の人達に感謝いたします。さらに船橋昭昌主任研究員（現在プラズマ実験研究室室長）を始めとする計測グループ及び装置・技術管理室国枝俊介前室長（現在 JT-60 試験部）を始めとする装置・技術管理室の人達の御援助に心から感謝いたします。

また DOUBLET III トカマクにおける実験遂行にあたり、臨界プラズマ研究部狐崎晶雄主任研究員、同木島滋、永見正幸各副主任研究員、同嶋田道也研究員をはじめ DOUBLET III 原研チームの人達には熱心な討論と助言をしていただきましたことを感謝いたします。また、R. W. Callis, J. Baur, C. L. Kahn の各氏をはじめ GA チームの人達には装置の運転、計測等における著者の要求に対して心良く援助をしていただきましたことを感謝いたします。さらに本研究で用いたペレット入射装置を開発し、DOUBLET III トカマクでの実験で協力をしていただいた米国オーケリッヂ国立研究所の C. A. Foster 氏及び討論と助言をいただいた同研究所の S. L. Milora, S. E. Attenberger の各氏に対して心から感謝いたします。

最後に、懇切なる御指導と御鞭撻を賜わりました名古屋大学プラズマ研究所宮原昭教授、同学工学部結晶材料工学科伊藤憲昭教授、同学工学部原子核工学科加藤敏郎教授、同学プラズマ研究所赤石憲也助教授及び同学工学部結晶材料工学科森田健治助教授の各氏に対し、心から感謝の意を表します。

本研究に関する主たる発表論文リスト

第1章

- 1) S. SENGOKU, H. OHTSUKA, "Experimental Results on Boundary Plasmas, Resulting Surface Interactions and Extrapolation to Large Fusion Devices", J. Nucl. Mater. 93/94 (1980) 75.
- 2) DIVA Group, presented by S. SENGOKU, "The DIVA Experiments (2)", Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 8971 (1980), (Proc. US/Japan Workshop on Divertors, First Wall Materials and Impurity Control, Tokai, 1980).

第3章

- 3) K. OHASA, H. MAEDA, S. YAMAMOTO, M. NAGAMI, S. SENGOKU, et al., "Ion Sputtering, Evaporation and Arcing in DIVA", Nucl. Fusion 18 (1978) 872.
- 4) S. SENGOKU, T. MATSUDA, H. MATSUMOTO, H. OHTSUKA, T. ARAI, et al., "Characteristics of Carbon-Limiter Surface and Suppression of its Chemical Sputtering", Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 8465 (1979).

第4章

- 5) S. SENGOKU, T. MATSUDA, H. MATSUMOTO, T. ABE, H. OHTSUKA, et al., "Carbon Wall Experiment in DIVA", J. Nucl. Mater. 93/94 (1980) 178.

第5章

- 6) S. SENGOKU, M. NAGAMI, H. MAEDA, S. KASAI, et al., "Divertor Experiment for Impurity Control in DIVA", J. Phys. Soc. Jpn. 45 (1978) 1386.
- 7) 仙石盛夫, 安積正史, 松本泰夫, 前田彦祐, 下村安夫, "セルフ・スペッタリングを考慮した場合の境界プラズマ条件", 日本原子力研究所報告書 JAERI-M 7918 (1978)。
- 8) S. SENGOKU, M. AZUMI, Y. MATSUMOTO, H. MAEDA Y. SHIMOMURA, "Metal Impurity Recycling and Condition for Scrape-Off Plasma in a Large Tokamak", Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-memo 8131 (1979).
- 9) S. SENGOKU, M. AZUMI, Y. MATSUMOTO, H. MAEDA, Y. SHIMOMURA, "Effects of Metal Impurity Recycling in the Scrape-Off Plasma of a Large Tokamak", Nucl. Fusion 19 (1979) 1327.
- 10) S. SENGOKU, M. SHIMADA, N. MIYA, M. KASAI, H. AIKAWA, et al., "Observation of Very Dense and Cold Divertor Plasma in Beam Heated Doublet III Tokamak with Single-Null Poloidal Divertor", GA Technologies Inc. Report GA-Al6957 (1983).