

JAERI-M  
88-175

H $\alpha$  線の表皮発光近似モデルによる  
JT-60の粒子リサイクリングの研究

1988年9月

小出 真路\*・清水 勝宏・杉山 隆\*\*・西谷 健夫

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。  
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）  
あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城  
県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

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

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1988

---

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 日立高速印刷株式会社

H $\alpha$ 線の表皮発光近似モデルによる  
JT-60の粒子リサイクリングの研究

日本原子力研究所那珂研究所臨界プラズマ研究部  
小出 真路\*・清水 勝宏・杉山 隆\*\*・西谷 健夫

(1988年8月23日受理)

JT-60のH $\alpha$ 線の観測データを解析するために「表皮発光近似モデル」を新しく考案し、計測されている8つのH $\alpha$ 線の観測値を用いてジュール加熱ダイバータ放電の粒子リサイクリングについて調べた。その結果、今までの垂直ポート(Uポート)の3つの観測値を関数近似する解析で考えられていたよりもダイバータでの粒子リサイクリングが閉じ込め時間の評価に影響することが推察される。

---

那珂研究所：〒311-01 茨城県那珂郡那珂町大字向山801-1

\* 名古屋大学プラズマ研究所

\*\* (株)東芝

A Study of Particle Confinement  
in the JT-60 Tokamak using  
Skin Radiative Approximation Model

Sinji KOIDE<sup>\*</sup>, Katsuhiro SHIMIZU  
Takashi SUGIYAMA<sup>\*\*</sup> and Takeo NISHITANI

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

(Received August 23, 1988)

In order to analyse the particle behavior of hydrogen plasma from the observation data of H $\alpha$  line, 'Skin Radiative Approximation Model' has been newly proposed. The characteristics of particle confinement and recycling of ohmically heated plasma in the JT-60 tokamak are investigated by this model using H $\alpha$  data of observed eight sight lines. As a result, it is inferred that recycled particles in the divertor influence the estimation of particle confinement time in comparison with that of analysis from the function fitting method using the data of three vertical sight lines.

Keywords: Particle Confinement, H $\alpha$  line Radiation, JT-60,  
Skin Radiative Approximation Model

---

\* Nagoya University, Institute of Plasma Physics

\*\* Toshiba Corporation

## 目 次

1. はじめに .....	1
2. 解析方法 .....	1
2.1 計測方法 .....	2
2.2 粒子輸送と粒子リサイクリング .....	2
2.3 H $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」による解析方法 .....	4
3. 実験解析 .....	10
3.1 H $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」によるデータ処理 .....	10
3.2 関数近似法と表皮発光近似法の比較 .....	12
3.3 粒子リサイクリングの巨視的特性の電子密度依存性 .....	13
4. 考 察 .....	14
4.1 「表皮発光近似モデル」の妥当性 .....	14
4.2 実験解析結果の解釈 .....	16
4.3 表皮発光近似法の誤差の評価 .....	16
4.4 「表皮発光近似モデル」の問題点と今後の課題 .....	17
5. まとめ .....	19
謝 辞 .....	20
参考文献 .....	21
付 録 .....	43

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Method of Analysis .....	1
2.1 Instruments .....	2
2.2 Transport and Recycling .....	2
2.3 Method of Analysis .....	4
3. Results .....	10
3.1 Process of Analysis by SRAM .....	10
3.2 Comparison between Fuction Fitting Method and SRAM .....	12
3.3 Global Characteristics of Particle Recycling .....	13
4. Discussions .....	14
4.1 Fitness of SRAM .....	14
4.2 Interpretation of Experimental Results .....	16
4.3 Evaluation of Error .....	16
4.4 Problem of SRAM and Assignments .....	17
5. Conclusion .....	19
Acknowledgement .....	20
References .....	21
Appendix .....	43

## 1. はじめに

トカマクにおけるH $\alpha$ 線の解析はプラズマ輸送方程式の一つである微視的粒子バランス方程式のイオン生成項の評価に重要な役割をはたす。そのため、H $\alpha$ 線の解析に関する多くの研究が中型あるいは大型トカマク装置<sup>1), 2), 3), 4)</sup>でなされている。H $\alpha$ 線の解析ではその空間分布を決めることが難しく、それぞれの研究において工夫がなされている。例えば、直接観測されるH $\alpha$ 線は観測視野に沿って線積分されたものなので、H $\alpha$ 線の発光強度分布はその強度発光分布の関数形を仮定し測定点における線積分された発光強度が観測値に合うように求められている。また、H $\alpha$ 線の空間分布を測定してアーベル変換で求める方法もある。

これまで、JT-60においては3本の垂直ポート（以下Uポートと呼ぶ）のH $\alpha$ 線の観測値を関数近似してH $\alpha$ 線の空間分布をきめてきた<sup>5), 6)</sup>。しかしながら最近、ダイバータ放電においてダイバータからの粒子の逆流によりダイバータから離れたUポートのH $\alpha$ 線の観測値からだけではダイバータ付近のH $\alpha$ 線の空間分布を十分に求められないことが判明し、さらに斜めポート（以下IN<sub>2</sub>と呼ぶ）、X点を見込むポート（以下IN<sub>5</sub>ポートと呼ぶ）の計5本の観測点を増強した。いままでの関数形を用いる解析法ではそれら8本の観測値を近似することはできないので、新しくH $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル（Skin Radiative Approximation Model）」を考案し、8本の観測値から直接H $\alpha$ 線の空間分布を求める方法（Skin Radiative Approximation Method略SRAM）を開発した。

本報告書の目的はH $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」によるH $\alpha$ 線の解析方法の有効性を示すことにある。第2章でH $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」によるデータ解析方法について述べる。まず、計測方法について述べ、次にH $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」を詳述し、続いて式の導出、適用方法について述べる。第3章でH $\alpha$ 線の生データから「表皮発光近似モデル」を用いてH $\alpha$ 線発光強度の空間分布を求め従来の方式との比較を行う。次に巨視的粒子閉じ込め時間の計算手法およびその電子密度依存性について議論する。第4章では、まず中性粒子輸送コードを使い「表皮発光近似モデル」の妥当性を評価する。続いて中性粒子輸送コードで計算されたH $\alpha$ 線発光強度分布に「表皮発光近似モデル」による解析方法を適用しこの方法の有効性を確かめる。以上で述べられたH $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」の問題点を第5章でまとめ、今後の実験への適用についてふれる。

## 2. 解析方法

ここでは実験装置および粒子輸送と粒子リサイクリングについて述べる。続いて、H $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」を導入し、その適用方法を述べる。

## 1. はじめに

トカマクにおけるH $\alpha$ 線の解析はプラズマ輸送方程式の一つである微視的粒子バランス方程式のイオン生成項の評価に重要な役割をはたす。そのため、H $\alpha$ 線の解析に関する多くの研究が中型あるいは大型トカマク装置<sup>1), 2), 3), 4)</sup>でなされている。H $\alpha$ 線の解析ではその空間分布を決めることが難しく、それぞれの研究において工夫がなされている。例えば、直接観測されるH $\alpha$ 線は観測視野に沿って線積分されたものなので、H $\alpha$ 線の発光強度分布はその強度発光分布の関数形を仮定し測定点における線積分された発光強度が観測値に合うように求められている。また、H $\alpha$ 線の空間分布を測定してアーベル変換で求める方法もある。

これまで、JT-60においては3本の垂直ポート（以下Uポートと呼ぶ）のH $\alpha$ 線の観測値を関数近似してH $\alpha$ 線の空間分布をきめてきた<sup>5), 6)</sup>。しかしながら最近、ダイバータ放電においてダイバータからの粒子の逆流によりダイバータから離れたUポートのH $\alpha$ 線の観測値からだけではダイバータ付近のH $\alpha$ 線の空間分布を十分に求められないことが判明し、さらに斜めポート（以下IN<sub>2</sub>と呼ぶ）、X点を見込むポート（以下IN<sub>3</sub>ポートと呼ぶ）の計5本の観測点を増強した。いままでの関数形を用いる解析法ではそれら8本の観測値を近似することはできないので、新しくH $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル（Skin Radiative Approximation Model）」を考案し、8本の観測値から直接H $\alpha$ 線の空間分布を求める方法（Skin Radiative Approximation Method略SRAM）を開発した。

本報告書の目的はH $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」によるH $\alpha$ 線の解析方法の有効性を示すことにある。第2章でH $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」によるデータ解析方法について述べる。まず、計測方法について述べ、次にH $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」を詳述し、続いて式の導出、適用方法について述べる。第3章でH $\alpha$ 線の生データから「表皮発光近似モデル」を用いてH $\alpha$ 線発光強度の空間分布を求め従来方式との比較を行う。次に巨視的粒子閉じ込め時間の計算手法およびその電子密度依存性について議論する。第4章では、まず中性粒子輸送コードを使い「表皮発光近似モデル」の妥当性を評価する。続いて中性粒子輸送コードで計算されたH $\alpha$ 線発光強度分布に「表皮発光近似モデル」による解析方法を適用してこの方法の有効性を確かめる。以上で述べられたH $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」の問題点を第5章でまとめ、今後の実験への適用についてふれる。

## 2. 解析方法

ここでは実験装置および粒子輸送と粒子リサイクリングについて述べる。続いて、H $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」を導入し、その適用方法を述べる。



## 2.1 計測方法

本論に入る前にここで対象となる計測方法について述べる。JT-60は外側ダイバータ・コイルを持つトカマク型プラズマ発生装置である。磁場配位としてリミター配位とダイバータ配位を取ることができる。リミター配位ではプラズマが直接、主真空容器の壁に接するので壁の微妙な位置のずれなどによりプラズマの粒子リサイクリングのトロイダル方向の対称性が崩れる。そのため、ここではトロイダル対称性が保たれていると考えられるダイバータ放電についてのみ解析した。また、JT-60には全加熱出力20MWの中性粒子入射加熱装置（以後NBIという）が付けられている。NBI加熱中はトロイダル方向の対称性を保証できないので、NBI加熱中の解析はここでは避けた。

JT-60において、H $\alpha$ 線の光は透過分布の中心波長および半値幅がそれぞれ656.3nm, 10nmの干渉フィルターを通してフォト・ダイオードで計測されている<sup>8)</sup>。また、第1図に示すように、垂直ポート（以後Uポートと呼ぶ）に3本、斜めポート（以後IN<sub>2</sub>ポートと呼ぶ）に4本、X点を見込むポート（以後IN<sub>s</sub>ポートと呼ぶ）に1本の計8本の観測コードがある。

H $\alpha$ 線の発光強度分布を $\phi$  [photon $\cdot$ m<sup>-3</sup> $\cdot$ s<sup>-1</sup>]としたときの検出器からの出力電流*i* [A]は、検出器の検出断面積を*A* [m<sup>2</sup>]、検出器からプラズマを見込む立体角を $\Omega$  [Sr]、検出器の感度（単位時間当たり1個の光子が入っているときの出力電流）を $\alpha$  [A/photon]として、

$$i = \alpha A \Omega I \quad (2.1.a)$$

$$I = \frac{1}{4\pi} \int \phi \, dl \quad (2.1.b)$$

と表される。Iはコードに沿った $\phi$ の線積分であり、以後、Iを規格化された観測値と呼ぶ。各ポートにより $\alpha$ 、*A*、 $\Omega$ が異なるので観測値はこの規格化された観測値で表す。

## 2.2 粒子輸送と粒子リサイクリング

本章では、粒子輸送と粒子リサイクリングについて説明する。不純物の効果は無視する。第1図に示すようなプラズマ配位においてイオン密度*n<sub>i</sub>* [m<sup>-3</sup>]の時間変化はイオン流速の項 $\Gamma_i$  [m<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>]とイオン生成の項*s<sub>i</sub>* [m<sup>-3</sup>s<sup>-1</sup>]で表せる。また、イオン流速の項はイオン拡散係数*D<sub>i</sub>* [m<sup>2</sup>s<sup>-1</sup>]で決まる。

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla \cdot \Gamma_i + s_i \quad (2.2.a)$$

$$\Gamma_i = -D_i \nabla n_i \quad (2.2.b)$$

このイオンに関する微視的粒子保存方程式を解くには、イオン生成項*s<sub>i</sub>*を与えなくてはならない。イオン生成項*s<sub>i</sub>*は、中性粒子の密度を*n<sub>0</sub>*、電子密度を*n<sub>e</sub>*として

$$s_i = n_0 \cdot n_e \langle \sigma v \rangle_{ie} \quad (2.3.a)$$

と書かれる。第2(a)図に電子による電離反応断面積 $\langle \sigma v \rangle_{ie}$ の電子温度*T<sub>e</sub>*依存性を示す。し

かし、この量は直接測定できないので、H $\alpha$ 線発光強度 $\phi$  [photon $\cdot$ m $^{-3}$  $\cdot$ s $^{-1}$ ]

$$\phi = n_0 n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{rad}} \quad (2.3.b)$$

の線積分値により求める必要がある。ただし、 $\langle \sigma v \rangle_{\text{rad}}$ はH $\alpha$ 線放射係数である。ここで、Johnson-Hinnov<sup>9)</sup>により

$$\epsilon = \langle \sigma v \rangle_{\text{ie}} / \langle \sigma v \rangle_{\text{rad}} \quad (2.4)$$

は第2(b), (c)図に示すようにH $\alpha$ 線の発光する領域のプラズマ・パラメータ $2 \times 10^{18} \text{m}^{-3} < n_e < 1 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ ,  $50 \text{eV} < T_e < 500 \text{eV}$ では、電子密度 $n_e$ 、電子温度 $T_e$ の弱い関数になっている。H $\alpha$ 線発光強度の空間分布 $\phi$ が分かれば適当に比 $\epsilon$ を仮定することによりイオン生成項 $s_i$ を求めることができる。

$$s_i = \epsilon \phi \quad (2.5)$$

ここで、H $\alpha$ 線発光強度 $\phi$ の線積分値 $I$ から $\phi$ の空間分布を求めることが問題になる。次節で、H $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」を使い、観測値から $\phi$ を決定する方法を述べる。

また、プラズマの巨視的な粒子の振舞いを示すパラメータとして粒子閉じ込め時間 $\tau_p$ や再供給率 $R$ がよく用いられる。第(2.2.a)式の両辺を第1図に示すようなメインプラズマ全体 $V_p$  (プラズマの全表面は $S_p$ )で積分すれば、 $N_i$ を全イオン粒子数として

$$\frac{dN_i}{dt} = \int_{V_p} s_i dV_p - \int_{S_p} \Gamma_i \cdot \vec{n} dS_p$$

と書ける。これを

$$\tau_p = N_i / \int_{S_p} \Gamma_i \cdot \vec{n} dS_p \quad (2.6.a)$$

$$S_i = \int_{V_p} s_i dV_p \quad (2.6.b)$$

を用いて書けば、

$$\frac{dN_i}{dt} = S_i - \frac{N_i}{\tau_p} \quad (2.7.a)$$

となる。特に定常なときは

$$S_i = N_i / \tau_p \quad (2.7.b)$$

となる。

$\tau_p$ ,  $S_i$ は、それぞれ粒子閉じ込め時間、単位時間イオン化粒子数である。ここで、プラズマ領域として(1)メインプラズマのみ、(2)スクレープ・オフ層も含めたプラズマ全体の2通りの取り方がある。プラズマの粒子閉じ込め時間としてはメイン・プラズマのみでの値 $\tau_p^m$ を取るべきであるが、H $\alpha$ 線の観測から直接得られるのはスクレープ・オフ層も含めたプラズマ全体での値 $\tau_p^{m+s}$ に近いと考えられる。中性子輸送コードにより、 $\tau_p^m / \tau_p^{m+s}$ を計算し、 $\tau_p^m$ を評価できる。

ジュール放電では、このイオン化粒子数 $S_i$ はガス・パフによる項と粒子のリサイクリングによ

る項とに分かれる。

$$S_i = S_{\text{gas}} + S_{\text{rec}} \quad (2.8)$$

また、粒子リサイクリングの項  $S_{\text{rec}}$  は壁全体からのリサイクリングによる項  $S_{\text{wall}}$  とダイバータから逆流する粒子による項  $S_{\text{div}}$  とに分かれる。

$$S_{\text{rec}} = S_{\text{wall}} + S_{\text{div}} \quad (2.9)$$

粒子リサイクリングを特徴付ける巨視的パラメータのひとつである再供給率  $R$  は

$$R = S_{\text{rec}} / (N_i / \tau_p) \quad (2.10)$$

で定義される。

### 2.3 H $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」による解析方法

イオン生成項  $s_i$  を評価するためには、H $\alpha$  線の観測値  $I$  から H $\alpha$  線の発光強度分布  $\phi(r, \theta)$  を求めなくてはならない。従来、その分布は観測値を関数近似して求められてきた<sup>5), 6)</sup>。この方法では、適切に関数を選ばないと、実際の分布関数に適合しない場合が生じる。そこで、特定の関数形を使わずに直接に観測値から H $\alpha$  線の分布  $\phi(r, \theta)$  を推定する表皮発光近似法

(Skin Radiative Approximation Method, 略SRAM) を考案した。この手法は H $\alpha$  線の発光がプラズマ表面に局在しているとして H $\alpha$  線の分布  $\phi(r, \theta)$  を取り扱う H $\alpha$  線の「表皮発光近似モデル」に基づく。ここでは、H $\alpha$  線の「表皮発光近似モデル」の導入と実際の適用方法について述べる。

H $\alpha$  線発光は第3図のようにプラズマの表面に局在していると考えられるが、その発光している表皮の厚さ  $\Delta_r$  を次のように定義する。座標系として準トロイダル座標  $(r, \theta, \phi)$  を用いる。ただし、H $\alpha$  線の発光強度のプラズマ表面での等高面と  $r = \text{一定}$  の面がなるべく一致するように中心線  $r = 0$  を選ぶ。  $a$  は  $r = 0$  の線から H $\alpha$  線の発光する領域を囲む閉曲面までの距離とする。許される誤差を 100  $(1 - \gamma)$  パーセントとすれば

$$\frac{\int_{a-\Delta_r}^a \phi \, dr}{\int_0^a \phi \, dr} = \gamma \quad (2.11)$$

で  $\Delta_r$  を定義する。通常、10%程度の誤差に対応する、 $\gamma = 0.9$  を取る。また、H $\alpha$  線発光強度の小半径方向の積分

$$H(\theta) = \frac{1}{4\pi} \int_0^a \phi(r, \theta) \, dr \quad (2.12.a)$$

を定義する。

これを用いて、 $\phi(r, \theta)$  の表面付近での  $\theta$  方向の勾配を特徴付ける長さ  $\Lambda_\theta$  を

$$\Lambda_\theta = | (dH(\theta) / a d\theta) / H |^{-1} \quad (2.12.b)$$

で定義する。

H $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」はつぎの条件のもとで成り立つ。

- (1) H $\alpha$ 線発光はプラズマの表面に局在している。

$$\Delta_r \ll a \quad (2.13.a)$$

- (2)  $\phi(r, \theta)$ の表面付近での $\theta$ 方向の勾配は緩やかで、 $\phi$ の変数 $\theta$ に対するテーラ展開が可能である。

$$\Delta_r \ll \Lambda_\theta \quad (2.13.b)$$

次に、これらの仮定の妥当性について簡単な考察を行う。後に第4.1節で中性粒子輸送コードにより検討する。発光している表皮の厚さ $\Delta_r$ は、プラズマの内外から供給された中性粒子がイオン化されるまでの平均自由行程 $\lambda_{0ion}$ 程度であると考えられる。

$$\Delta_r \sim \lambda_{0ion} \quad (2.14)$$

$E_0$ を中性粒子の運動エネルギー、 $M_0$ をその質量とすると、

$$\lambda_{0ion} = \frac{1}{n_e \langle \sigma v \rangle_{ie}} \sqrt{\frac{E_0}{4\pi M_0}} \quad (2.15)$$

と書ける。ここで、第2(a)図がら分かるようにH $\alpha$ 線の光る領域の電子温度 $50\text{eV} < T_e < 500\text{eV}$ では、 $\langle \sigma v_e \rangle_{ie}$ が $1.6 \times 10^{-14}\text{m}^3/\text{s}$ から $2.0 \times 10^{-14}\text{m}^3/\text{s}$ の範囲にあるので、 $\langle \sigma v_e \rangle_{ie} = 1.8 \times 10^{-14}\text{m}^3/\text{s}$ とする。周辺付近の電子密度が $0.5 \times 10^{19}\text{m}^{-3} < n_{es} < 2.0 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ の範囲にあり、中性粒子のエネルギーとしてリサイクリング粒子のエネルギー $E_0 = 5.0\text{eV}$ を取れば $\lambda_{0ion}$ は $0.018\text{m}$ から $0.067\text{m}$ までの範囲にある。ここで、JT-60では $a \sim 0.9\text{m}$ なので、「表皮発光近似モデル」の前提である第(2.13.a)式が十分満たされている。

このように、壁あるいはダイバータからの中性粒子が直接発光する領域の厚さ $\Delta_r$ は(1)を満たすことが分かる。しかし、第2(a)図から分かるようにプラズマ周辺で荷電交換した中性粒子が無視できない。荷電交換した中性粒子のエネルギーとして $E_0 = 100\text{eV}$ を取れば、 $\lambda_{0ion}$ は $0.08\text{m}$ から $0.32\text{m}$ までの範囲にある。 $\lambda_{0ion}$ が $0.32\text{m}$ 以内であれば、 $\Delta_r/a \sim \lambda_{0ion}/a = 0.3$ であり、第(2.13.a)式が満たされているとみなす。そこで、「表皮発光近似モデル」の前提である第(2.13.a)式が成り立つためには周辺付近の電子密度が $0.5 \times 10^{19}\text{m}^{-3} < n_{es}$ が必要である。JT-60でのジュール加熱時の電子密度の分布は概ね

$$n_e = n_{e0} (1 - (r/a)^2)^{0.4} \quad (2.16)$$

と表せるので<sup>10)</sup>、 $n_{e0} > 1.0 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ であれば「表皮発光近似モデル」の第(2.13.a)式が成り立っていると考えられる。電子密度が $n_{e0} = 1.0 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 未満の時やプラズマ周辺のイオン温度が高いとき、この「表皮発光近似」は使えなくなるので、このため、JT-60の実験での適用は限られる。しかし、核融合トカマクの研究が進むにつれてプラズマ小半径 $a$ が大きくなり、密度も高くなると思われるので、「表皮発光近似モデル」の有効性は増すと考えられる。

プラズマ周辺での電子密度が低いために、プラズマ周辺を横切る中性粒子のイオン化の平均自由行程  $\lambda_{0ion}$  が小半径程度であるので、第二の条件は成り立つと考えられる。この条件も後に第4.1節で中性粒子輸送コードにより検討する。

規格化された観測値  $I$  の「表皮発光近似モデル」における展開について述べる。第3図に示すように  $I = I_1 + I_2$  なので、観測コードの半分までの関数  $\phi(r, \theta)$  の積分

$$I_1 = \frac{1}{4\pi} \int_0^{l_1} \phi \, dl \quad (2.17)$$

について考える。図中の円は点1でのプラズマ周辺の  $H\alpha$  線の発光強度の尾根の曲率を表す。JT-60の通常の放電ではプラズマ周辺の  $H\alpha$  線の発光は円状になっていると考えてよい。また、 $\theta_{s1}$  は点1での  $H\alpha$  線発光領域の表面と観測ポートの成す角度である。積分  $I_1$  は変数  $r$  の積分として

$$I_1 = \frac{1}{4\pi} \int_b^a dr \phi(r, \theta_1 + \theta_{s1} - \cos^{-1}(\frac{a}{r} \cos \theta_{s1})) \left\{ 1 - \left( \frac{a}{r} \cos \theta_{s1} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

と書ける(付録参照)。プラズマ表面からの深さ  $x = a - r$  を用いて書けば

$$I_1 = \frac{1}{4\pi} \int_0^{a-b} dx \phi(a-x, \theta_1 + \theta_{s1} - \cos^{-1}(\frac{a}{a-x} \cos \theta_{s1})) \times \left\{ 1 - \left( \frac{a}{a-x} \cos \theta_{s1} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

となる。また、「表皮発光近似モデル」により積分  $I_1$  は、 $1 - r$  (通常、 $1 - r = 10\%$ ) 程度の誤差で、

$$I_1 \sim \frac{1}{4\pi} \int_0^{a_r} dx \phi(a-x, \theta_1 + \theta_{s1} - \cos^{-1}(\frac{a}{a-x} \cos \theta_{s1})) \times \left\{ 1 - \left( \frac{a}{a-x} \cos \theta_{s1} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (2.20)$$

とできる。ここで  $r$  を固定した関数  $\phi(r, \theta)$  は変数  $\theta$  の緩やかな関数であって、微小量  $\Delta_r/a$  で展開できるという条件を使い  $\theta_s > 0$  として被積分関数を微小量  $x/a$  ( $< \Delta_r/a$ ) で展開すれば、

$$I_1 \sim \frac{1}{4\pi} \int_0^{a_r} \frac{dx}{\sin \theta_{s1}} \left[ \phi(a-x, \theta_1) + \phi(a-x, \theta_1) \frac{x}{a \tan^2 \theta_{s1}} + \frac{\partial \phi}{\partial \theta}(a-x, \theta_1) \frac{x}{a \tan \theta_{s1}} + \dots \right] \quad (2.21)$$

となる（付録参照）。第 1 次までの項を取り，簡単にすれば

$$I_1 \sim \frac{1}{\sin\theta_{s1}} \left[ H(\theta_1) + \frac{J(\theta_1)}{\tan^2\theta_{s1}} + \frac{1}{\tan\theta_{s1}} \frac{\partial J}{\partial \theta}(\theta_1) \right] \quad (2.22.a)$$

とできる。ただし，

$$J(\theta) = \frac{1}{4\pi} \int_0^a \phi(a-x, \theta) \frac{x}{a} dx \quad (2.22.b)$$

と定義する。これは，

$$J(\theta) = H(\theta) \langle x \rangle / a \quad (2.22.c)$$

と H  $\alpha$  線発光領域の厚さ

$$\langle x \rangle = \frac{\int_0^a \phi x dx}{4\pi H} \quad (2.22.d)$$

で書ける。第 (2.22.a) 式を  $\Lambda_\theta$  を用いて書き直すと

$$I_1 \sim \frac{H(\theta_1)}{\sin\theta_{s1}} \left[ 1 + \frac{1}{\tan^2\theta_{s1}} \frac{\langle x \rangle}{a} + \frac{1}{\tan\theta_{s1}} \frac{\langle x \rangle}{\Lambda_\theta} \right] \quad (2.23)$$

となる（付録参照）。よって，「表皮発光近似モデル」の成立条件(1)，(2)を正確に書けば

$$\begin{aligned} (1') & \quad \langle x \rangle / \tan^2\theta_{s1} \ll a \\ (2') & \quad \langle x \rangle / \tan\theta_{s1} \ll \Lambda_\theta \end{aligned}$$

となる。この  $\langle x \rangle$  は H  $\alpha$  線の発光の厚さを表しているので，通常は  $J(\theta)$  は  $H(\theta)$  よりも十分小さい。それゆえ，第 (2.23) 式の第 2 項，第 3 項を無視すれば

$$I_1 \sim H(\theta_1) / \sin\theta_{s1} \quad (2.24)$$

が得られる。これは，理想的な「表皮発光近似モデル」が成り立つとすれば直ちに得られる式である。

H  $\alpha$  線の発光の厚さ  $\Delta_r$  が  $a$  に対して無視できないときに第 (2.23) 式の第 2 項が問題になる。発光の厚さがプラズマ小半径程度のとき第 (2.23) 式の第 1 項と第 2 項が同程度となる。また，H  $\alpha$  線の発光強度分布  $\phi(r, \theta)$  の  $\theta$  方向の変化が大きいとき，第 (2.23) 式の第 3 項が問題になる。プラズマ周辺の H  $\alpha$  線の発光強度の等高線と観測コードが平行になるとき，第 (2.23) 式の第 1 項と第 3 項が同程度となる。

J T-60 の通常の放電で  $\langle x \rangle / a \sim 0.2 \ll 1$ ， $\Lambda_\theta / a \sim 0.4$  とすれば，U ポートと I N<sub>2</sub> のチャンネル 2 から 4 までの観測コードでは  $\theta_s > 45 \text{ deg}$  なので第 (2.23) 式の第 2 項，第 3 項は無視でき，第 (2.24) 式が成り立つ。しかし，I N<sub>2</sub> のチャンネル 1 の観測コードは  $\theta_s < 25 \text{ deg}$  なので第 (2.24) 式が成り立たない。また，I N<sub>5</sub> については  $\Lambda_\theta / a$  が小さく第 (2.23) 式

の第3項は無視できない。これについては、次の方法を用いる。中性粒子輸送コードの計算結果によれば、 $n_{e0} < 7.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ で第4図に示すように中性粒子の分布は磁力線の小さな構造には鈍感でそれをならしたかたちになる。それゆえ、ダイバータ付近を含むH $\alpha$ 線の発光強度の尾根は円形をしていると考えてよい。ただし、 $n_{e0} \sim 1.0 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ 程度の高密度になると、この近似は使えない。今回の実験の解析では、 $1.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3} < n_e < 3.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ の範囲にある放電について行った。

この近似を用いれば、I N<sub>2</sub>のチャンネル1以外のポートの観測データを「表皮発光近似モデル」の第0次項の第(2.24)式で扱うことができる。すなわち

$$I = I_1 + I_2$$

に第(2.24)式を適用して

$$I = H(\theta_1) / \sin\theta_{s1} + H(\theta_2) / \sin\theta_{s2} \quad (2.25)$$

を用いる。また、H $\alpha$ 線の発光強度の尾根が円を描くことから

$$\theta_{s1} = \theta_{s2} = \theta_s$$

なので、

$$I \sin\theta_s = H(\theta_1) + H(\theta_2) \quad (2.26)$$

となる。このように、規格化された観測値Iに各ポートに特有な値 $\sin\theta_s$ を掛けた値はH( $\theta$ )の足し算になっている。この $I \sin\theta_s$ を換算観測値と呼ぶ。このことから、逆に換算観測値 $I \sin\theta_s$ の足し算によってH( $\theta$ )の関数形を求めることができる。ただし、このとき次の対称性を仮定しなくてはならない。即ち、ジュール加熱ダイバータ放電では

- (1) プラズマおよびH $\alpha$ 線発光強度のトロイダル対称性
- (2) プラズマおよびH $\alpha$ 線発光強度の上下対称性

が成り立つとする。NBI加熱時には中性粒子ビームのシャイン・スルーにより対向面の粒子リサイクリングが促されることがあるので(1)の対称性は仮定できない。またリミター放電のときには局所的な粒子リサイクリングの可能性があるので(1)、(2)のいずれも仮定できない。それゆえ解析の対象はジュール加熱ダイバータ放電に限られる。

具体的なデータの処理は次のように行った。Uポートの各換算観測値を半分にして $\theta \sim 60 \text{deg}$  (U<sub>6</sub>)、 $\theta \sim 90 \text{deg}$  (U<sub>4</sub>)、 $\theta \sim 120 \text{deg}$  (U<sub>20</sub>)でのHを求める。ただし、角度 $\theta$ は磁場配位により変わる。IN<sub>2</sub>のチャンネル2から4とIN<sub>5</sub>の換算観測値からUポートのデータから求めた60degから120degまでの $\theta$ でのHを引くことにより、 $\theta \sim 10 \text{deg}$  (IN<sub>5</sub>)、 $\theta \sim 170 \text{deg}$  (IN<sub>2</sub>-CH2)、 $\theta \sim 190 \text{deg}$  (IN<sub>2</sub>-CH3)、 $\theta \sim 150 \text{deg}$  (IN<sub>2</sub>-CH4)の各 $\theta$ でのHが求められる。このようにして、観測値からHの値を求めることができる。この求めた値を外挿したものをH<sup>SRAM</sup>( $\theta$ )と書く。実験解析結果によれば、ダイバータ付近 $\theta \sim 0$ にH<sup>SRAM</sup>( $\theta$ )の特異点があり、そこでのH<sup>SRAM</sup>( $\theta$ )の微細な構造が大局的なパラメータの評価に影響する。ここでは、単純にIN<sub>5</sub>の見込む角度 $\theta \sim 10 \text{deg}$ 以内ではH<sup>SRAM</sup>( $\theta$ )の一定だとした。このところの微細構造の検討

が必要である。

この $H^{SRAM}(\theta)$ により次のようにして $s_i$ が求められる。通常、

$$H^{SRAM}(\theta) \neq 0$$

なので

$$f(r, \theta) = \phi(r, \theta) / H^{SRAM}(\theta)$$

を定義できる。これにより $\phi$ は

$$\phi(r, \theta) = H^{SRAM}(\theta) f(r, \theta) \quad (2.27.a)$$

と書ける。ここで、 $f$ は

$$1 = \int_0^a f dr \quad (2.27.b)$$

を満たす。 $H\alpha$ 線の発光強度の $r$ 方向のプロファイル $f(r, \theta)$ は実験から決めることは難しい。中性粒子輸送コードの計算結果から決めるのが妥当である。ここでは使わないが、この $f$ として近似的に次の関数形が考えられる。即ち、リサイクリング粒子およびそれと周辺のイオンが荷電交換した中性粒子のイオン化平均自由行程を $\lambda_r(\theta)$ 、 $\lambda_{cx}(\theta)$ を用いて

$$f = A_r ((a-r)/a) \exp(-(a-r)/\lambda_r(\theta)) + A_{cx} ((a-r)/a) \exp(-(a-r)/\lambda_{cx}(\theta)) \quad (2.28)$$

である。ここで、 $A_r$ 、 $A_{cx}$ は規格化定数である。このようにして、 $H\alpha$ 線の発光強度の空間分布が得られる。イオン生成項 $s_i$ は

$$s_i = \epsilon \phi \quad (2.5)$$

で求められる。

また、巨視的なパラメータは次のように計算できる。

$$S_i = \int s_i dV_p = \int \epsilon(r, \theta) f(r, \theta) 2\pi R r dr H^{SRAM}(\theta) 4\pi d\theta \quad (2.29)$$

「表皮発光近似モデル」の第0次項を取ると

$$S_i = 8\pi a^2 \int_0^{2\pi} d\theta R(\theta) \langle \epsilon \rangle(\theta) H^{SRAM}(\theta) \quad (2.30.a)$$

と書ける。ただし、

$$\langle \epsilon \rangle(\theta) = \int_0^a \epsilon(r, \theta) f(r, \theta) r / a dr \quad (2.30.b)$$

である。 $\langle \epsilon \rangle$ は $f(r, \theta)$ の選び方にはあまり依らない。それゆえ、粒子閉じ込め特性を表す巨視的パラメータの評価には $f$ は直接影響しない。今回の解析では、 $\langle \epsilon \rangle$ は12程度で一定だとした。このための周辺での電子密度の範囲が $1 \times 10^{18} m^{-3}$ から $1 \times 10^{19} m^{-3}$ にあるとして第2(c)図より誤差は30%程度である。第(2.7.a)式と第(2.8)式より続いて、粒子閉じ込め時間 $\tau_p^{SRAM}$ は



$$\tau_p^{SRAM} = N_e / (S_i^{SRAM} + S_{gas} - dN_e / dt) \quad (2.7.a)$$

で求められる。ここでH $\alpha$ 線はスクレープ・オフ層でも発光しているので

$$\tau_p^{SRAM} \sim \tau_p^{m+s} \quad (2.31)$$

と考えられる。

また、H $\alpha$ 線SRAM( $\theta$ )の形から $S_{wall}$ ,  $S_{div}$ を分け

$$G^{SRAM} = S_{div}^{SRAM} / S_{wall}^{SRAM} \quad (2.32)$$

を求め壁に対するダイバータからの粒子リサイクリングの寄与を評価できる。

### 3. 実験解析

第2章で述べたH $\alpha$ 線発光の「表皮発光近似モデル」をJT-60プラズマに適用して得られた主な結果をまとめる。

#### 3.1 H $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」によるデータ処理

H $\alpha$ 線の観測から「表皮発光近似モデル」に基づきH $\alpha$ 線発光強度の小半径方向の積分H $\alpha$ SRAM( $\theta$ )を求めることができる。本節の目的は生データから巨視的粒子閉じ込め特徴付ける量の評価に至る一連の処理過程を示し、その結果を議論することにある。

##### (1) TiC壁のダイバータ実験

第5(a)図はショットE3613の放電条件を示している。このときの、H $\alpha$ 線の観測波形を第5(b), (c)図に示す。時刻 $t = 5.0$  sでのH $\alpha$ SRAM( $\theta$ )を「表皮発光近似モデル」により求めれば第6図のようになる。ここで、IN $_2$ のチャンネル1のデータは条件(1')を満たさないので処理から外してある。点線は全体を10倍して壁による粒子リサイクリングの分布を示している。ここで、 $\theta = 180$ degでH $\alpha$ SRAMが大きくなっている。これはプラズマの表面が内側の壁に接近しているために、プラズマ内側でもH $\alpha$ 線がより光っていることによると思われる。しかし、このイオン生成の大きさはX点付近のイオン生成に比べて小さく、巨視的な粒子リサイクリングを表すパラメータには効いてこない。

ダイバータ付近 $\theta \sim 0$ degでH $\alpha$ SRAM( $\theta$ )に特異点があることがわかる。これは、ダイバータからの粒子リサイクリングの大きさを示すものである。

第6図に示すように、H $\alpha$ SRAM( $\theta$ )をダイバータから逆流する粒子の寄与H $\alpha$ SRAM $_{div}$ ( $\theta$ )と壁からのリサイクリング粒子の寄与H $\alpha$ SRAM $_{wall}$ ( $\theta$ )に分けることができる。そして、それぞれのH $\alpha$ SRAM $_{div}$ ( $\theta$ )とH $\alpha$ SRAM $_{wall}$ ( $\theta$ )から

$$S_{iq} = 8\pi a^2 \int_0^{2\pi} d\theta R(\theta) \langle \epsilon \rangle(\theta) H_q^{SRAM}(\theta) \quad (3.1.a)$$

q=div, wall

$$\tau_p^{SRAM} = N_e / (S_i^{SRAM} + S_{gas} - dN_e / dt) \quad (2.7.a)$$

で求められる。ここでH $\alpha$ 線はスクレep・オフ層でも発光しているので

$$\tau_p^{SRAM} \sim \tau_p^{m+s} \quad (2.31)$$

と考えられる。

また、H $\alpha$ 線SRAM( $\theta$ )の形から $S_{wall}$ ,  $S_{div}$ を分け

$$G^{SRAM} = S_{div}^{SRAM} / S_{wall}^{SRAM} \quad (2.32)$$

を求め壁に対するダイバータからの粒子リサイクリングの寄与を評価できる。

### 3. 実験解析

第2章で述べたH $\alpha$ 線発光の「表皮発光近似モデル」をJT-60プラズマに適用して得られた主な結果をまとめる。

#### 3.1 H $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」によるデータ処理

H $\alpha$ 線の観測から「表皮発光近似モデル」に基づきH $\alpha$ 線発光強度の小半径方向の積分H $\alpha$ SRAM( $\theta$ )を求めることができる。本節の目的は生データから巨視的粒子閉じ込め特徴付ける量の評価に至る一連の処理過程を示し、その結果を議論することにある。

##### (1) TiC壁のダイバータ実験

第5(a)図はショットE3613の放電条件を示している。このときの、H $\alpha$ 線の観測波形を第5(b), (c)図に示す。時刻 $t = 5.0$  sでのH $\alpha$ SRAM( $\theta$ )を「表皮発光近似モデル」により求めれば第6図のようになる。ここで、I $N_2$ のチャンネル1のデータは条件(1')を満たさないので処理から外してある。点線は全体を10倍して壁による粒子リサイクリングの分布を示している。ここで、 $\theta = 180$ degでH $\alpha$ SRAMが大きくなっている。これはプラズマの表面が内側の壁に接近しているために、プラズマ内側でもH $\alpha$ 線がより光っていることによると思われる。しかし、このイオン生成の大きさはX点付近のイオン生成に比べて小さく、巨視的な粒子リサイクリングを表すパラメータには効いてこない。

ダイバータ付近 $\theta \sim 0$ degでH $\alpha$ SRAM( $\theta$ )に特異点があることがわかる。これは、ダイバータからの粒子リサイクリングの大きさを示すものである。

第6図に示すように、H $\alpha$ SRAM( $\theta$ )をダイバータから逆流する粒子の寄与H $\alpha$ SRAM $_{div}$ ( $\theta$ )と壁からのリサイクリング粒子の寄与H $\alpha$ SRAM $_{wall}$ ( $\theta$ )に分けることができる。そして、それぞれのH $\alpha$ SRAM $_{div}$ ( $\theta$ )とH $\alpha$ SRAM $_{wall}$ ( $\theta$ )から

$$S_{iq} = 8\pi^2 \int_0^{2\pi} d\theta R(\theta) \langle \epsilon \rangle(\theta) H_q^{SRAM}(\theta) \quad (3.1.a)$$

q=div, wall

ただし、

$$\langle \epsilon \rangle (\theta) = \int_0^a \epsilon(r, \theta) f(r, \theta) r / \text{adr} \quad (3.1. b)$$

により  $S_{\text{div}}$ ,  $S_{\text{wall}}$  を求めることができる。  $S_{\text{div}}$ ,  $S_{\text{wall}}$  が求められれば全粒子供給量  $S_i^{\text{SRAM}}$ , 巨視的粒子閉じ込め時間  $\tau_p^{\text{SRAM}}$ , ダイバータの壁に対する粒子リサイクリングの大きさ  $G$ , 粒子の再供給率  $R$  が次のようにな求められる。  $N_e$  を全電子数,  $\eta$  を粒子補給係数,  $S_G$  を単位時間当りのガス・パフによる供給粒子数とすると,

$$S_i^{\text{SRAM}} = S_{\text{div}}^{\text{SRAM}} + S_{\text{wall}}^{\text{SRAM}} \quad (3.2)$$

$$\tau_p^{\text{SRAM}} = N_e / (\eta S_G + S_i^{\text{SRAM}} - dN_e / dt) \quad (3.3)$$

$$G = S_{\text{div}}^{\text{SRAM}} / S_{\text{wall}}^{\text{SRAM}} \quad (3.4)$$

$$R = S_i^{\text{SRAM}} / (N_e / \tau_p^{\text{SRAM}}) \quad (3.5)$$

で与えられる。

$IN_2$ ,  $U$ ,  $IN_5$  各ポートの  $H\alpha$  線のデータから  $H^{\text{SRAM}}_{\text{div}}(\theta)$  と  $H^{\text{SRAM}}_{\text{wall}}(\theta)$  を求め、上式により粒子リサイクリングの巨視的パラメータを計算した結果を第7図, 第8図, 第9図に示す。 $H^{\text{SRAM}}$  の値としては  $\theta \sim 90\text{deg}$  のところの20倍に達するが、幅が小さいために第8図より  $S_{\text{div}} \sim 2 S_{\text{wall}}$  であることが分かる。また、角度  $\theta$  が  $30\text{deg}$  から  $60\text{deg}$  までの  $IN_2$  ポートの観測値により求められた  $H^{\text{SRAM}}(\theta)$  に  $\theta \sim 0\text{deg}$  に向けての増加があるが、これはダイバータからの粒子リサイクリングの裾野と考えられる。

## (2) カーボン壁のダイバータ実験

カーボン壁での外側ダイバータ実験では  $U$  ポートの観測窓のカーボンの塵による透過度の減少,  $IN_5$  ポートの観測器の故障のため8つの  $H\alpha$  線のデータが全て揃っていない。そこで、壁からの粒子リサイクリングとダイバータからの粒子リサイクリングを違ったショットで議論する。

壁からの粒子リサイクリングの評価は  $IN_5$  ポート以外のデータが取れているショット E 5705 で議論する。このショットは  $U$  ポートの観測窓のカーボンの塵を払った後で透過度の減少はないことが確認されている。「表皮発光近似モデル」により  $H^{\text{SRAM}}(\theta)$  を求めたものを第10図に示す。ここで、 $\theta$  が  $40\text{deg}$  から  $60\text{deg}$  にかけて急激に減少しているが、これはダイバータでの粒子リサイクリングによる  $X$  点付近での  $H\alpha$  線発光強度の山の裾野と思われる。このことは第4.2節で中性粒子輸送コードの計算結果により検討する。角度  $\theta$  が  $60\text{deg}$  から  $180\text{deg}$  までは  $H^{\text{SRAM}}(\theta)$  がほとんど一定である。これは壁からの一様な粒子リサイクリングによるものと考えられる。このように、 $H^{\text{SRAM}}(\theta)$  はダイバータでの粒子リサイクリングの寄与と壁からの粒子リサイクリングの寄与とに分かれる。

ダイバータからの粒子リサイクリングはショット E 4650 で議論する。その  $H^{\text{SRAM}}$  の  $\theta$  依存性を第11図に示す。これは  $U$  ポートの観測窓のカーボンの塵を除去する前で  $U_4$  ポートの観測値が極端に小さくなっているため、これを無視して処理した。角度  $\theta$  が  $40\text{deg}$  から  $60\text{deg}$  にかけて急激に減少しているが、これはダイバータでの粒子リサイクリングによるダイバータ付近での  $H\alpha$  線発光強度の山の裾野と思われる。角度  $\theta$  が  $60\text{deg}$  から  $180\text{deg}$  までは壁からの一様な

粒子リサイクリングによるものと考えられる。このように  $H^{SRAM}(\theta)$  をダイバータからの逆流粒子の寄与  $H^{SRAM}_{div}(\theta)$  と壁からのリサイクリング粒子の寄与  $H^{SRAM}_{wall}(\theta)$  に分けることができる。そしてTiC壁のときと同様に  $S_{div}^{SRAM}$  と  $S_{wall}^{SRAM}$  を求め、粒子リサイクリングの巨視的パラメータを計算できる。巨視的粒子閉じ込め時間  $\tau_p^{SRAM}$ 、ダイバータの壁に対する粒子リサイクリングの大きさ  $G$ 、粒子の再供給率  $R$  の計算結果をそれぞれ第12図、第8図、第9図に示す。第7図と第12図において、TiC壁のときとカーボン壁のときの粒子閉じ込め時間  $\tau_p^{SRAM}$  がほとんど同じであるのは、主なりサイクリング粒子の供給源であるダイバータからの粒子リサイクリング  $S_{div}^{SRAM}$  が同じであるからである。第8図よりカーボン壁の  $S_{div}^{SRAM}/S_{wall}^{SRAM}$  の値はTiC壁の値の倍になっている。これは壁のカーボン化によりダイバータからの粒子リサイクリングに変化はないが、壁からの粒子リサイクリングが半減したためである。カーボン壁の  $\tau_p^{SRAM}$  値はTiC壁の値に比べて20%程度大きな値になっているが、これはX点付近での粒子リサイクリングは同じでも壁からの粒子リサイクリングが小さくなったためである。また、新しくX点付近でのイオン生成を考えにいったために、第9図に示すようにUポートの観測値を関数近似する方法で求めた再供給率  $R$  よりも「表皮発光近似モデル」で求めた値のほうが1に近くなっている。

### 3.2 関数近似法と表皮発光近似法の比較

Uポートの観測値を関数近似する前回の方法<sup>5),6)</sup>と「表皮発光近似モデル」による方法の比較をTiC壁とカーボン壁のそれぞれの場合で行う。

#### (1) TiC壁実験

Uポートの観測値を関数近似する解析と「表皮発光近似モデル」による粒子リサイクリングの解析の結果の違いは  $s_i$  のプロファイルに現れる。関数近似の方法ではダイバータ付近での粒子リサイクリングが評価されていない。各方法で求めた  $H\alpha$  線発光強度の小半径方向の積分  $H^{fit}(\theta)$ 、 $H^{SRAM}(\theta)$  として比較したのが第13図である。Uポートの観測値を関数近似する従来の解析法では、ダイバータ付近  $\theta \sim 0$  deg での  $H^{fit}(\theta)$  の発散が見られない。実際、この  $H\alpha$  線発光強度分布では第1表に示すようにUポートの  $H\alpha$  線観測値は説明できても、 $IN_2$ ポートの観測値、 $IN_5$ ポートの観測値は説明できない。これは従来法で求めた  $H\alpha$  線発光強度分布がダイバータに近づくにつれて実際よりずれていくことに起因する。そのため、この例では今回の方法で求めた粒子閉じ込め時間  $\tau_p^{SRAM}$  は従来のUポートの観測値を関数近似して求めた粒子閉じ込め時間<sup>5),6)</sup>  $\tau_p^{fit}$  の約  $1/3$  の値が得られる。しかし、これは極端に  $\tau_p^{fit}$  と  $\tau_p^{SRAM}$  に差がある例であって、TiC壁の実験では通常、近似関数が「表皮発光近似モデル」で求める形に近く、 $\tau_p^{fit}$  と  $\tau_p^{SRAM}$  にそれほど大きな違いはない。それゆえ、TiC壁実験ではUポートの観測値を関数であてはめる前回の方法と「表皮発光近似モデル」による方法で求める巨視的パラメータに大差はない。

#### (2) カーボン壁実験

カーボン壁のときは壁からの粒子リサイクリングがTiC壁のときに比べて小さいのでダイバータからの粒子リサイクリングを評価に入れる必要があるが、関数近似法ではこの点が不十分

である。そのため、第12図にあるように今回の方法で求めた  $\tau_p^{SRAM}$  は従来法で求めた粒子閉じ込め時間  $\tau_p^{fit}$  の約  $1/5$  の値が得られる。この値はTiC壁の時に比べて20%程度大きな値になっているが、これはX点付近での粒子リサイクリングは同じでも壁からの粒子リサイクリングが小さくなったためである。カーボン壁のダイバータ実験では、 $\tau_p^{SRAM}$  は100msとなり、他のトカマク装置での実験<sup>(11), (12), (13), (14)</sup> と比べて妥当な結果を与えている。

### 3.3 粒子リサイクリングの巨視的特性の電子密度依存性

第3.1節で「表皮発光近似モデル」に基づくH $\alpha$ 線のデータ処理について詳しく述べた。つぎにその結果得られた粒子リサイクリングの巨視的特性の電子密度依存性についてTiC壁のときとカーボン壁のときに分けて述べる。

#### (1) TiCダイバータ実験

第14図に各ポートのH $\alpha$ 線の観測値の一般的な傾向を示す。ここで、U<sub>23</sub>のデータは原点のずれがあると思われるので省いた。各ポートのH $\alpha$ 線の観測値Iの密度依存性は  $0.8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  から  $1.7 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  の範囲で、全ポートについて

$$I \propto n_e l^{1.5} \quad (3.6)$$

である。各ショットについて第3.1節のように  $H^{SRAM}(\theta)$  を求め、 $H^{SRAM}_{div}(\theta)$  と  $H^{SRAM}_{wall}(\theta)$  に分け、そしてそれぞれの  $S_{div}^{SRAM}$  と  $S_{wall}^{SRAM}$  を計算する。 $S_{div}^{SRAM}$  と  $S_{wall}^{SRAM}$  により粒子リサイクリングの巨視的パラメータを計算できる。第7図に粒子閉じ込め時間  $\tau_p^{SRAM}$  の密度依存性を示す。第(3.6)式からも推察されるように

$$\tau_p^{SRAM} \propto n_e l^{-0.5} \quad (3.7)$$

である。このとき、Uポートの観測値を関数近似する方法により求めたH $\alpha$ 線発光強度分布は「表皮発光近似モデル」により求められたものに近いので、粒子閉じ込め時間  $\tau_p^{fit}$  と  $\tau_p^{SRAM}$  は同程度であり、第7図より

$$\tau_p^{SRAM} = 0.6 \tau_p^{fit} \quad (3.8)$$

であることが分かる。また、密度依存性にも変わりはない。

ダイバータの壁に対する粒子リサイクリングの大きさ  $G = S_{div}^{SRAM} / S_{wall}^{SRAM}$  は第8図から2付近に一定していることが分かる。 $S_{div}^{SRAM} \sim 2 S_{wall}^{SRAM}$  から粒子リサイクリングの評価にはダイバータからの寄与を考えなくてはならないことが分かる。Uポートの観測値からだけでは壁からの寄与しか直接には評価できないが、TiC壁実験の関数近似による解析では関数形を中性粒子輸送コードを参考にして選んだのでダイバータからの寄与を考えたH $\alpha$ 線の発光強度分布に近くなっている。

粒子の再供給率Rを第9図に示す。今回の方法で求めたRが従来法で求めたRよりも大きいのはダイバータからの粒子リサイクリングへの寄与の評価がより大きくなったためである。両方法で求めたRの密度依存性は同一である。

## (2) カーボン壁のダイバータ実験

第15図に各ポートのH $\alpha$ 線の観測値の一般的な傾向を示す。各ポートのH $\alpha$ 線の観測値Iの密度依存性は $1.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ から $2.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ の範囲で、全ポートについてTiC壁のときと同じく第(3.6)式に従う。

各ショットについて第3.1節のように $H^{\text{SRAM}}(\theta)$ を求め、 $H^{\text{SRAM}}_{\text{div}}(\theta)$ と $H^{\text{SRAM}}_{\text{wall}}$ に分け、そしてそれぞれの $S_{\text{div}}^{\text{SRAM}}$ と $S_{\text{wall}}^{\text{SRAM}}$ を計算する。 $S_{\text{div}}^{\text{SRAM}}$ と $S_{\text{wall}}^{\text{SRAM}}$ で粒子リサイクリングの巨視的パラメータを計算できる。第12図に粒子閉じ込め時間 $\tau_p^{\text{SRAM}}$ の密度依存性を示す。第(3.6)式から推察されるように電子密度依存性は第(3.7)式に従う。

このとき、Uポートの観測値を関数近似する方法により求めたH $\alpha$ 線発光強度分布は「表皮発光近似モデル」により求めた分布に比べX点付近で小さいので、粒子閉じ込め時間 $\tau_p^{\text{fit}}$ と $\tau_p^{\text{SRAM}}$ に大きな差がでてくる。第12図より

$$\tau_p^{\text{SRAM}} = 0.2 \tau_p^{\text{fit}} \quad (3.9)$$

であることが分かる。

ダイバータの壁に対する粒子リサイクリングの大きさ $G = S_{\text{div}}^{\text{SRAM}} / S_{\text{wall}}^{\text{SRAM}}$ は第8図から3.5とする。 $S_{\text{div}}^{\text{SRAM}} \sim 3.5 S_{\text{wall}}^{\text{SRAM}}$ から粒子リサイクリングの評価にはダイバータからの寄与を考えなくてはならないことが分かる。Uポートの観測値からだけでは壁からの寄与しか直接には評価できず、カーボン壁の実験では関数近似する方法によりダイバータからの寄与が評価できないので「表皮発光近似モデル」による解析が必要となる。粒子の再供給率Rの電子密度依存性を第9図に示す。

TiC壁のときは従来法で求めた粒子閉じ込め時間、粒子再供給率と「表皮発光近似モデル」で求めた値は40%程度以内で一致する。しかし、カーボン壁の実験では値に大きな違いがある。これは、今回の解析では前回の解析では考慮されていなかったX点付近のイオン生成を評価するのに必要な $IN_2$ 、 $IN_5$ ポートのデータを解析したことによる。

## 4. 考 察

ここでは、H $\alpha$ 線発光の「表皮発光近似モデル」の妥当性を中性粒子輸送コードを用いて検討する。次いで、解析結果の中性粒子輸送コードによる解釈を述べる。「表皮発光近似モデル」による解析法の誤差を評価する。最後に、「表皮発光近似モデル」の問題点と今後の適用について述べる。

### 4.1 「表皮発光近似モデル」の妥当性

#### (1) 「表皮発光近似モデル」の仮定の妥当性の検討

中性粒子輸送コードは粒子リサイクリングの分布から、中性粒子の電離、荷電交換、壁との相互作用の効果を考慮してモンテカルロ法により中性粒子の分布を計算するコードである<sup>7)</sup>。

## (2) カーボン壁のダイバータ実験

第15図に各ポートのH $\alpha$ 線の観測値の一般的な傾向を示す。各ポートのH $\alpha$ 線の観測値Iの密度依存性は $1.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ から $2.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ の範囲で、全ポートについてTiC壁のときと同じく第(3.6)式に従う。

各ショットについて第3.1節のように $H^{\text{SRAM}}(\theta)$ を求め、 $H^{\text{SRAM}}_{\text{div}}(\theta)$ と $H^{\text{SRAM}}_{\text{wall}}$ に分け、そしてそれぞれの $S_{\text{div}}^{\text{SRAM}}$ と $S_{\text{wall}}^{\text{SRAM}}$ を計算する。 $S_{\text{div}}^{\text{SRAM}}$ と $S_{\text{wall}}^{\text{SRAM}}$ で粒子リサイクリングの巨視的パラメータを計算できる。第12図に粒子閉じ込め時間 $\tau_p^{\text{SRAM}}$ の密度依存性を示す。第(3.6)式から推察されるように電子密度依存性は第(3.7)式に従う。

このとき、Uポートの観測値を関数近似する方法により求めたH $\alpha$ 線発光強度分布は「表皮発光近似モデル」により求めた分布に比べX点付近で小さいので、粒子閉じ込め時間 $\tau_p^{\text{fit}}$ と $\tau_p^{\text{SRAM}}$ に大きな差がでてくる。第12図より

$$\tau_p^{\text{SRAM}} = 0.2 \tau_p^{\text{fit}} \quad (3.9)$$

であることが分かる。

ダイバータの壁に対する粒子リサイクリングの大きさ $G = S_{\text{div}}^{\text{SRAM}} / S_{\text{wall}}^{\text{SRAM}}$ は第8図から3.5とする。 $S_{\text{div}}^{\text{SRAM}} \sim 3.5 S_{\text{wall}}^{\text{SRAM}}$ から粒子リサイクリングの評価にはダイバータからの寄与を考えなくてはならないことが分かる。Uポートの観測値からだけでは壁からの寄与しか直接には評価できず、カーボン壁の実験では関数近似する方法によりダイバータからの寄与が評価できないので「表皮発光近似モデル」による解析が必要となる。粒子の再供給率Rの電子密度依存性を第9図に示す。

TiC壁のときは従来法で求めた粒子閉じ込め時間、粒子再供給率と「表皮発光近似モデル」で求めた値は40%程度以内で一致する。しかし、カーボン壁の実験では値に大きな違いがある。これは、今回の解析では前回の解析では考慮されていなかったX点付近のイオン生成を評価するのに必要な $IN_2$ 、 $IN_5$ ポートのデータを解析したことによる。

## 4. 考 察

ここでは、H $\alpha$ 線発光の「表皮発光近似モデル」の妥当性を中性粒子輸送コードを用いて検討する。次いで、解析結果の中性粒子輸送コードによる解釈を述べる。「表皮発光近似モデル」による解析法の誤差を評価する。最後に、「表皮発光近似モデル」の問題点と今後の適用について述べる。

### 4.1 「表皮発光近似モデル」の妥当性

#### (1) 「表皮発光近似モデル」の仮定の妥当性の検討

中性粒子輸送コードは粒子リサイクリングの分布から、中性粒子の電離、荷電交換、壁との相互作用の効果を考慮してモンテカルロ法により中性粒子の分布を計算するコードである<sup>7)</sup>。

中性粒子の分布が求められればH $\alpha$ 線発光強度分布が求められる。 $n_{e0}=1.0\times 10^{20}\text{m}^{-3}$ のときの壁からの一様な粒子リサイクリングを仮定したときのH $\alpha$ 線発光強度の等高線を第16(a)図に示す。ダイバータ付近を除きH $\alpha$ 線発光強度はポロイダル方向 $\theta$ に対し対称であることが分かる。 $\theta=90\text{deg}$ での小半径方向の断面を取ると第17(a)図のようなプロファイルが見られる。 $r\sim a=0.9\text{m}$ 付近で急峻なピークがあるが、これは粒子リサイクリングの粒子が直接発光したものである。その急峻なピークに続くなだらかな分布はリサイクリング粒子とプラズマ粒子が荷電交換して生じた高速中性粒子が発光したものである。

いずれにしても、「表皮発光近似モデル」の第一仮定

$$\Delta_r \ll a \quad (4.1)$$

は満たされていると考えられる。

ダイバータ・スロートからの粒子リサイクリングを仮定したときのH $\alpha$ 線発光強度の等高線を第16(b)図に示す。このとき、ダイバータ付近に大きなイオン生成が見られる。ここで $\theta=30\text{deg}$ での小半径方向の断面を取ると第17(b)図のような壁からの一様な粒子リサイクリングを仮定したときと同じプロファイルが見られる。また、 $\theta=90\text{deg}$ での小半径方向の断面を取ると第17(c)図のようななだらかなプロファイルが見られる。これは、ダイバータからの中性粒子は直接 $\theta=90\text{deg}$ にはとどかないので、H $\alpha$ 線の発光は高速中性粒子のみによるからである。このように「表皮発光近似モデル」の第一の仮定第(4.1)式が成り立たないことがある。しかし、実際には壁からの粒子リサイクリングがあるためこのような極端なことは起こらない。それゆえ $n_{e0}>1.0\times 10^{20}\text{m}^{-3}$ のときは「表皮発光近似モデル」の第一の仮定である第(4.1)式が成り立っていると考えてよい。

中性粒子輸送コードで計算されたH $\alpha$ 線発光強度の小半径方向の積分 $H^{\text{sim}}(\theta)$ を第18図に示す。第18図(a)は壁からの一様な粒子リサイクリングを仮定したときの $H^{\text{sim}}(\theta)$ を示し、第18図(b)はダイバータ・スロートからの粒子リサイクリングを仮定したときの $H^{\text{sim}}(\theta)$ である。壁からの一様な粒子リサイクリングの場合、「表皮発光近似モデル」の第二の仮定

$$\Delta_r \ll \Lambda_\theta \quad (4.2.a)$$

ただし

$$\Lambda_\theta = aH^{\text{sim}}(\theta)|dH^{\text{sim}}(\theta)/d\theta|^{-1} \quad (4.2.b)$$

が成り立つことは $1/\Lambda_\theta\sim 0$ なので明かである。

ダイバータ・スロートからの粒子リサイクリングの場合も

$$\Lambda_\theta\sim 0.4\text{m}$$

となり「表皮発光近似モデル」の第二の仮定が成り立っていると考えてよい。このように中性粒子輸送コードの計算結果は「表皮発光近似モデル」の仮定の妥当性を支持している。

(2) 「表皮発光近似モデル」の解析法の中性粒子輸送コードの計算結果への試験的適用

ここで、中性粒子輸送コードの計算により得られたH $\alpha$ 線発光強度を各観測コードに相当する線に沿って積分し、これを「表皮発光近似モデル」により処理して $H^{\text{SRAM}}(\theta)$ を求め、直接積



分して得られる  $H^{\text{sim}}(\theta)$  と比較する。正しい  $H^{\text{SRAM}}(\theta)$  が求められれば、小半径方向の  $H\alpha$  線発光強度のプロファイル  $f(r, \theta)$  を適当に仮定すれば、「表皮発光近似モデル」により元の  $H\alpha$  線発光強度分布  $\phi(r, \theta)$  に戻することができる。実験に即した第4図に示す分布を上述のように各観測コードに相当する線に沿って積分し、これを「表皮発光近似モデル」による手法を用いて  $H^{\text{SRAM}}(\theta)$  を求めたものを第18(c)図に示す。中性粒子輸送コードの計算結果を直接積分して得られる  $H^{\text{sim}}(\theta)$  を実線で示している。このように  $H^{\text{SRAM}}(\theta)$  と  $H^{\text{sim}}(\theta)$  とはよい一致をみる。ただし、 $U_6$ ポートの観測の処理値が大きくでている。これは  $U_6$ ポートの観測コードがダイバータの前を通っているためである。また、 $\theta$  が  $90\text{deg}$  から  $180\text{deg}$  までのところで  $H^{\text{SRAM}}(\theta)$  が  $H^{\text{sim}}(\theta)$  よりも小さくなっているが、これは  $U_6$ ポートの観測の処理値を大きく見積ったためである。このような  $H^{\text{SRAM}}(\theta)$  と  $H^{\text{sim}}(\theta)$  のずれはダイバータでの粒子リサイクリングのみを考えると第18図(b)のように最も大きくなる。壁からの粒子リサイクリングのみときは第18図(a)のようにずれはない。このように、「表皮発光近似モデル」による解析方法に妥当性があることが分かる。また、第(2.29)式の第1式を直接積分して求めた粒子閉じ込め時間  $\tau_p^{\text{sim}}$  と「表皮発光近似モデル」に基づきもとめた  $H^{\text{SRAM}}(\theta)$  から第(2.30.a)式で求めた  $\tau_p^{\text{SRAM}}$  との比較を第2表に示す。壁からの粒子リサイクリングを伴う通常の放電では「表皮発光近似モデル」は有効であることが分かる。

#### 4.2 実験解析結果の解釈

カーボン壁での実験ショット E 4650 の「表皮発光近似モデル」の解析結果の中性粒子輸送コードでの再現について述べる。第19図の白抜きの点はショット E 4650 の  $H^{\text{SRAM}}(\theta)$  の値を表す。中性粒子輸送コードでダイバータ・スロートから飛ばす中性粒子の個数と壁から飛ばす中性粒子の個数の比を10対1にとると、第19図の実線のようなプロファイルを得る。この第19図から  $H^{\text{SRAM}}(\theta)$  は第3.1節で述べたようにポロイダル角度  $\theta$  が  $0\text{deg}$  から  $60\text{deg}$  までのダイバータの粒子リサイクリングによると寄与と一様な壁からの粒子リサイクリングによる寄与とに分かれると考えられる。第19図で  $\theta$  が  $60\text{deg}$  から  $180\text{deg}$  にかけての  $H^{\text{SRAM}}(\theta)$  は増加しているが、これが「表皮発光近似モデル」による処理の誤差によるものか、壁からの局所的な粒子リサイクリングによるものかは分からない。いずれにしても第19図に示すような  $IN_2$ 、 $IN_5$ 、 $U$  各ポートの観測値を中性粒子輸送コードで説明することができる。

#### 4.3 表皮発光近似の誤差の評価

$H\alpha$  線の「表皮発光近似モデル」により求めた  $S_i^{\text{SRAM}}$  の評価の誤差および、粒子閉じ込め時間  $\tau_p^{\text{SRAM}}$  の誤差を評価する。誤差の原因として考えられるものを挙げる。

(1) 規格化された  $H\alpha$  線の観測値そのものの誤差

これは  $H\alpha$  線観測系の問題点からくるもので次のものが考えられる。

①  $H\alpha$  線フィルターの劣化

これは TiC 壁の実験で問題にはならなかったが、カーボン壁の実験では問題になる。こ

のことににより、カーボン壁の実験で使えるショットが限られてくる。

② Uポートの内壁の反射による迷光

③  $IN_2$ ,  $IN_5$ ポートの対向面によるH $\alpha$ 線の反射による迷光

ここでは、②および③の効果はないものとして処理している。詳しい調査より、②および③の効果の補正および誤差の評価を行うことが望まれる。

(1) H $\alpha$ 線の「表皮発光近似モデル」で

$$\Delta \ll a$$

$$\Delta \ll \Lambda_\theta$$

とするために起こる誤差。

この誤差を評価する。第(2.23)式

$$I_1 = \frac{H(\theta_1)}{\sin\theta_{s1}} \left[ 1 + \frac{1}{\tan^2\theta_{s1}} \frac{\langle x \rangle}{a} + \frac{1}{\tan\theta_{s1}} \frac{\langle x \rangle}{\Lambda_\theta} \right] \quad (2.23)$$

より、誤差は上式の第2項、第3項で見積ることができる。 $IN_2$ の第1チャンネル、 $IN_5$ の観測コード以外では $\theta_{s1} > 45\text{deg}$ で $\tan\theta_{s1} > 1$ なので誤差を大きく見積って $\tan\theta_{s1} = 1$ とする。中性粒子輸送コードの計算結果第17図より $\langle x \rangle \sim 10\text{cm}$ 、また実験を説明する中性粒子輸送コードの計算結果第19図より $\Lambda_\theta \sim 50\text{cm}$ とすると

$$\langle x \rangle / a \sim 0.1$$

$$\langle x \rangle / \Lambda_\theta \sim 0.2$$

なので誤差は第2項と第3項を合わせて30%程度と見積られる。

(3) H $\alpha$ 線の発光強度分布のダイバータ付近の円形からのずれによる誤差。

JT-60の通常の放電では第4図に見られるようにこれは十分に満たされる。

(4) ダイバータ付近のH $\alpha$ 線の発光強度分布の微細構造の評価の誤差。

この誤差は中性粒子輸送コードの計算結果による検討が望まれる。

(5)  $\langle \epsilon \rangle(\theta)$ の取り方の誤差

$\langle \epsilon \rangle$ はプラズマ周辺での密度と $f(r, \theta)$ により決まる。この誤差はH $\alpha$ 線の光るプラズマの周辺の密度を $2 \times 10^{18}\text{m}^{-3}$ から $1 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ とすると、第2(c)図より30%程度の誤差が考えられる。

結局、 $S_1^{\text{SRAM}}$ の評価には、(2)と(5)からは60%程度の誤差が伴うことになる。

#### 4.4 「表皮発光近似モデル」の問題点と今後の課題

以上述べてきた「表皮発光近似モデル」の長所と短所、問題点をまとめておく。まず長所から述べる。

(1) H $\alpha$ 線の観測値から直接、H $\alpha$ 線発光強度の小半径方向の線積分 $H^{\text{SRAM}}(\theta)$ を求めることができる。

このことにより中性粒子輸送コードの計算結果とは独立にH $\alpha$ 線発光強度の分布や粒子リサイクリングに関する巨視的なパラメータが計算できた。

(2) 物理的に意味の不明瞭な関数形を仮定することなく粒子リサイクリングに関する巨視的なパラメータを求めることができる。

中性粒子輸送コードは粒子リサイクリングの分布までは決められないので、実験の裏付けなしに中性粒子輸送コードの計算結果のみから関数形を決めることには無理がある。

(3) 計算処理量が少ないのでその処理計算を計算機を使わないでもでき、各H $\alpha$ 線のデータ相互の関係が把握できる。

このことにより、各ポートのデータを関連付けて見ることができる。例えば、IN<sub>2</sub>ポートの観測値が大きくなり、U<sub>6</sub>ポートの観測値に変化がなければ、トーラスの外側ではなく内側でH $\alpha$ 線の発光強度が増加したと見ることができる。

このような長所を持ってはいるが次のような短所、問題点がある。

(1) X点付近のH $\alpha$ 線発光強度の微細構造を決めることはできない。

このことはX点付近に非常に大きなイオン生成があるので粒子リサイクリングの巨視的パラメータの計算に影響することが考えられる。今回の実験では観測コードが少なく、これを実験的に決定することはできない。中性粒子輸送コードの計算結果により検討をすることが望まれる。

(2) 中性粒子輸送コードの計算結果によれば低密度放電には適用できない。

このことにより解析できるショットに制限がでてくる。しかし、核融合トカマクの研究が進むにつれて装置の大型化、高密度化が予想されるので「表皮発光近似モデル」の適用に適した状況になるものと思われる。

(3) H $\alpha$ 線発光強度にトロイダル対称性と上下対称性を仮定しなくてはならない。

ショットによっては「表皮発光近似モデル」では理解できないH $\alpha$ 線のデータがあるが、これはこの対称性の破れにより生じていると考えられる。

(4) メイン・プラズマとスクレイプ・オフ・プラズマを分けて処理できない。

これにより得られた結果が不明瞭なものとなる。しかし、中性粒子輸送コードの計算結果によれば小半径方向のH $\alpha$ 線発光強度の積分へのスクレイプ・オフ・プラズマからの寄与は10%程度であるので、60%程度の誤差を伴う現在の議論では問題にする必要はない。

(5) 多くの仮定のもとに観測データの加減乗除をおこなうので誤差が60%程度と大きくなる。

この誤差は大きな誤差であるが、粒子リサイクリングの評価には常にこの程度の誤差が伴う。

(6) NBI加熱中ではトロイダル対称性が必ずしも保証されないので、適用が限られる。

しかし、核融合炉研究としてはNBI加熱プラズマに興味もたれるので、この解析は今後の研究課題として残されている。

ここで、次回以降の下側ダイバータ実験での「表皮発光近似モデル」の適用について触れる。結論から述べれば、粒子リサイクリングの左右対称性が仮定できないと予想されるので、なんらかの実験に即した特別な仮定を設けない限り下側IN<sub>2</sub>、IN<sub>5</sub>、Uポートの観測データからだけでは「表皮発光近似モデル」を使うことはできない。しかし、上側IN<sub>2</sub>ポートのH $\alpha$ 線観測器を新しく設置すれば、次に述べる方法で「表皮発光近似モデル」を使った解析ができる。

上側  $IN_2$ , 下側  $IN_2$ , Uポートの観測コードが第20図に示すようにプラズマ表面に内接するような三角形をつくるとする。それぞれの規格化された観測値を  $I_1, I_2, I_3$  とし, またプラズマ表面に沿った円周の中心から各プラズマ表面に向かっての積分値をそれぞれ  $H_1, H_2, H_3$  とする。「表皮発光近似モデル」の第0次の項をとれば

$$I = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{pmatrix} \quad (4.3.a)$$

$$H = \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{pmatrix} \quad (4.3.b)$$

$$A = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{\sin\theta_{s12}} & \frac{1}{\sin\theta_{s13}} \\ \frac{1}{\sin\theta_{s21}} & 0 & \frac{1}{\sin\theta_{s23}} \\ \frac{1}{\sin\theta_{s31}} & \frac{1}{\sin\theta_{s32}} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.3.c)$$

を用いて,

$$I = AH \quad (4.3.d)$$

と書ける。よって観測により  $I$  を求めれば  $H = A^{-1} I$  を決定できる。しかし, 実際には観測コードのつくる三角形の頂点とプラズマ周辺にはずれがあるのでデータ処理上のなんらかの工夫が必要である。

この三角形を成す観測コードを用いる方法により「表皮発光近似モデル」を小半径  $a$  が1メートル程度以上の他の大型トーラス装置 JET ( $a=1.25 \sim 2.1$  m), TFTR ( $a=0.85$  m) に適用できる。

## 5. ま と め

JT-60の  $H\alpha$  線の解析のために「表皮発光近似モデル」を新しく考案し, その有効性を示した。このモデルは JT-60, JET, TFTR のように小半径が1メートル程度以上の大型トーラス装置で用いることができる。

「表皮発光近似モデル」を用いて, いままで垂直ポート (以下Uポートと呼ぶ) の観測値を関数近似する解析で考えられていなかったダイバータでの粒子リサイクリングのプラズマへの影響を評価した。TiC壁実験とカーボン壁実験で, ダイバータでの粒子リサイクリングによるイオンの全供給量は同程度である。TiC壁実験ではダイバータでの粒子リサイクリングと壁での粒子リサイクリングの大きさは2:1である。カーボン化にともない壁からの供給がTiC壁の場合と比べて2分の1になったので, カーボン壁実験で, よりダイバータの粒子リサイクリングの評価が重要になる。ダイバータでの粒子リサイクリングの評価によって巨視的粒子閉じ

上側  $IN_2$ , 下側  $IN_2$ , Uポートの観測コードが第20図に示すようにプラズマ表面に内接するような三角形をつくるとする。それぞれの規格化された観測値を  $I_1, I_2, I_3$  とし, またプラズマ表面に沿った円周の中心から各プラズマ表面に向かっての積分値をそれぞれ  $H_1, H_2, H_3$  とする。「表皮発光近似モデル」の第0次の項をとれば

$$I = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{pmatrix} \quad (4.3.a)$$

$$H = \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{pmatrix} \quad (4.3.b)$$

$$A = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{\sin\theta_{s12}} & \frac{1}{\sin\theta_{s13}} \\ \frac{1}{\sin\theta_{s21}} & 0 & \frac{1}{\sin\theta_{s23}} \\ \frac{1}{\sin\theta_{s31}} & \frac{1}{\sin\theta_{s32}} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.3.c)$$

を用いて,

$$I = AH \quad (4.3.d)$$

と書ける。よって観測により  $I$  を求めれば  $H = A^{-1} I$  を決定できる。しかし, 実際には観測コードのつくる三角形の頂点とプラズマ周辺にはずれがあるのでデータ処理上のなんらかの工夫が必要である。

この三角形を成す観測コードを用いる方法により「表皮発光近似モデル」を小半径  $a$  が1メートル程度以上の他の大型トーラス装置 JET ( $a=1.25 \sim 2.1$  m), TFTR ( $a=0.85$  m) に適用できる。

## 5. ま と め

JT-60の  $H\alpha$  線の解析のために「表皮発光近似モデル」を新しく考案し, その有効性を示した。このモデルは JT-60, JET, TFTR のように小半径が1メートル程度以上の大型トーラス装置で用いることができる。

「表皮発光近似モデル」を用いて, いままで垂直ポート (以下Uポートと呼ぶ) の観測値を関数近似する解析で考えられていなかったダイバータでの粒子リサイクリングのプラズマへの影響を評価した。TiC壁実験とカーボン壁実験で, ダイバータでの粒子リサイクリングによるイオンの全供給量は同程度である。TiC壁実験ではダイバータでの粒子リサイクリングと壁での粒子リサイクリングの大きさは2:1である。カーボン化にともない壁からの供給がTiC壁の場合と比べて2分の1になったので, カーボン壁実験で, よりダイバータの粒子リサイクリングの評価が重要になる。ダイバータでの粒子リサイクリングの評価によって巨視的粒子閉じ

込め時間は従来の方法で求めた値に比べてTiC壁実験では約0.6倍となり、カーボン壁実験では0.2倍程度になる。本方法で求めた粒子閉じ込め時間はTiC壁、カーボン壁を問わず約100msとなり他の大型装置で得られている値<sup>11), 12), 13), 14)</sup>と同程度である。一方、H $\alpha$ 線の観測値は全ての観測コードで電子密度のほぼ1.5乗に比例するので、粒子閉じ込め時間はTiC壁でもカーボン壁のいずれの実験でも電子密度の0.5乗に反比例するという従来と同じ電子密度依存性を得る。

下側ダイバータ実験ではH $\alpha$ 線発光強度のポロイダル断面分布の左右対称が仮定できないと考えられるので、ここでの方法は使えない。しかし、新たに上側IN<sub>2</sub>ポートにH $\alpha$ 線の検出器を設置すれば「表皮発光近似モデル」によるデータ処理が可能である。

また、「表皮発光近似モデル」は中性粒子の電離平均自由行程とプラズマの小半径の比 $\lambda_{ion}/a$ が小さくなるほど良い近似になるので、核融合トカマクの研究が進み、高密度化、装置の大型化が進むにつれて良いモデルになると予想される。

## 謝 辞

本研究を遂行するにあたり、有益な議論と助言を頂いた、臨界プラズマ計測室の鈴木康夫前室長、船橋昭昌室長、竹内浩氏、永島圭介氏、西野信博氏、石田真一氏、佐藤正泰氏、吉田英俊氏に深く感謝致します。原誠氏にはH $\alpha$ 線計測装置の指導をして頂き感謝します。また、臨界プラズマ第一実験室の辻俊二氏には前回の粒子リサイクリングの解析に使われたデータを提供して頂き、さらに有益な助言を頂き感謝します。最後に、御指導、御鞭達を賜りました吉川允二那珂研究所長、田村早苗臨界プラズマ研究部長に厚く謝意を表します。

本報告書は著者（小出真路）が日本原子力研究所の特別研究生としての期間（昭和62年度）の研究をまとめたものである。

込め時間は従来の方法で求めた値に比べてTiC壁実験では約0.6倍となり、カーボン壁実験では0.2倍程度になる。本方法で求めた粒子閉じ込め時間はTiC壁、カーボン壁を問わず約100msとなり他の大型装置で得られている値<sup>11), 12), 13), 14)</sup>と同程度である。一方、H $\alpha$ 線の観測値は全ての観測コードで電子密度のほぼ1.5乗に比例するので、粒子閉じ込め時間はTiC壁でもカーボン壁のいずれの実験でも電子密度の0.5乗に反比例するという従来と同じ電子密度依存性を得る。

下側ダイバータ実験ではH $\alpha$ 線発光強度のポロイダル断面分布の左右対称が仮定できないと考えられるので、ここでの方法は使えない。しかし、新たに上側IN<sub>2</sub>ポートにH $\alpha$ 線の検出器を設置すれば「表皮発光近似モデル」によるデータ処理が可能である。

また、「表皮発光近似モデル」は中性粒子の電離平均自由行程とプラズマの小半径の比 $\lambda_{ion}/a$ が小さくなるほど良い近似になるので、核融合トカマクの研究が進み、高密度化、装置の大型化が進むにつれて良いモデルになると予想される。

## 謝 辞

本研究を遂行するにあたり、有益な議論と助言を頂いた、臨界プラズマ計測室の鈴木康夫前室長、船橋昭昌室長、竹内浩氏、永島圭介氏、西野信博氏、石田真一氏、佐藤正泰氏、吉田英俊氏に深く感謝致します。原誠氏にはH $\alpha$ 線計測装置の指導をして頂き感謝します。また、臨界プラズマ第一実験室の辻俊二氏には前回の粒子リサイクリングの解析に使われたデータを提供して頂き、さらに有益な助言を頂き感謝します。最後に、御指導、御鞭達を賜りました吉川允二那珂研究所長、田村早苗臨界プラズマ研究部長に厚く謝意を表します。

本報告書は著者（小出真路）が日本原子力研究所の特別研究生としての期間（昭和62年度）の研究をまとめたものである。

## 参 考 文 献

- 1) E.S.Marmar, J. Nucl. Mater. ;76&77 (1978) 59
- 2) H.M.Mayer, F.Wagner, et.al.; J. Nucl. Mater. 111 &112 (1982) 204
- 3) H.F.Dylla, et. al.; J. Nucl. Mater. 111 &112 (1982) 211
- 4) A.Tanga, et. al.; JET-P (84) 09
- 5) K.Yamada et al.; JAERI-M 86-057 (1986)
- 6) K.Yamada et al.; Nucl Fusion 27 (1987) 1203
- 7) 清水勝宏, 安積正史 ; JAERI-M 87-028
- 8) 西谷健夫, 永島圭介, 杉山隆, 小出真路, 竹内浩; 核融合研究 vol 59 (1988) 243
- 9) L.C.Johnson, E.Hinnov; J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 13 (1973) 33
- 10) JT-60チーム; JAERI-M 87-009 (1987) 61 & 243
- 11) W.L.Rowan, et. al.; Nucl. Fusion 27 (1987) 1105
- 12) M.Shimada, et. al.; J. Nucl. Mater 145-147 (1987) 544
- 13) J.G.Cordey, et. al.; IAEA-CN-44/A-III-3
- 14) S.A.Cohen, et. al.; Plasma Phys. and Controlled Fusion 29 (1987) 1205



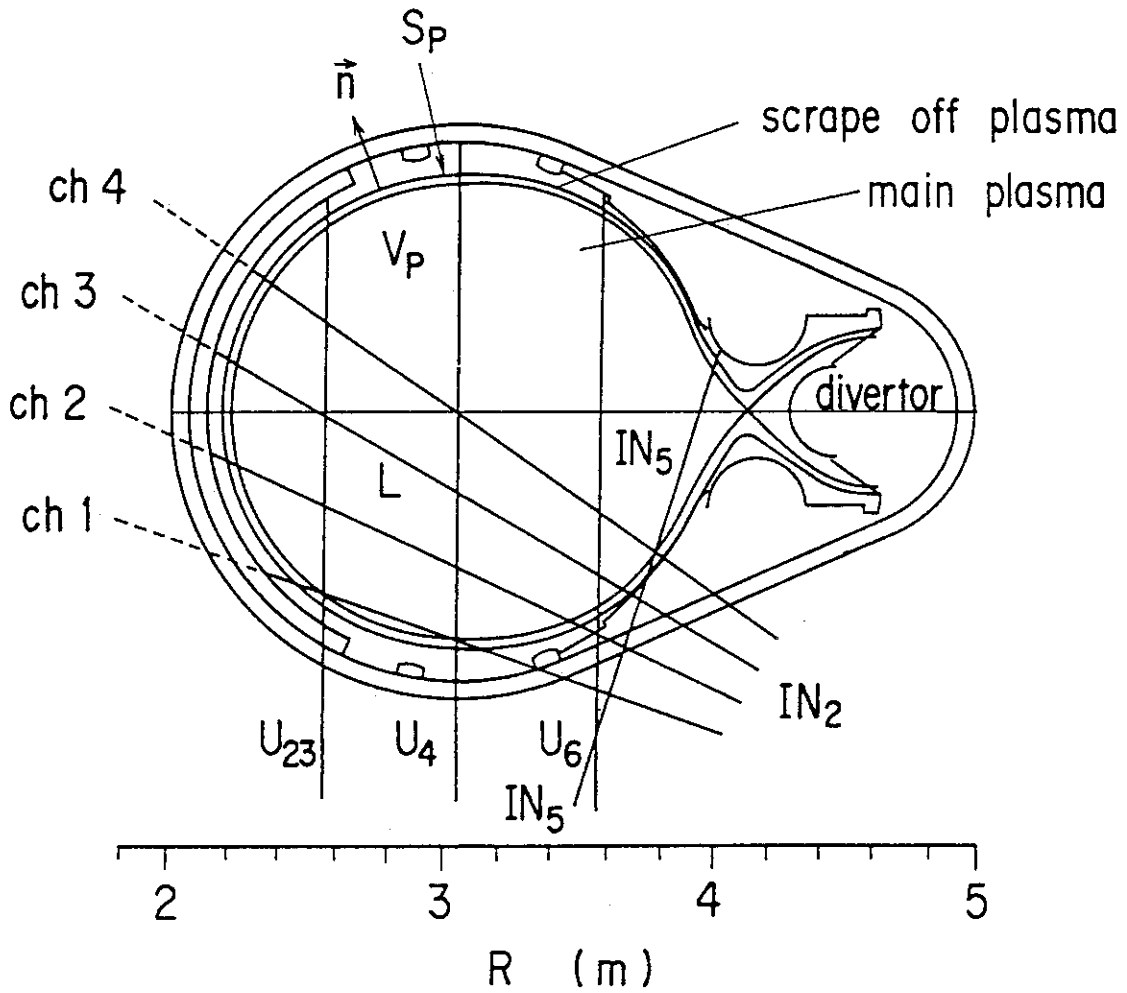
第1表 TiC壁の実験ショットE3613の放電開始5.0s後でのUポートの3つの観測値を関数近似して求めたH $\alpha$ 線の発光強度の分布を観測コードに沿って積分した値と実際の観測値との比較。U<sub>23</sub>, U<sub>4</sub>, U<sub>6</sub> で積分値と実際の観測値は合っているがIN<sub>2</sub>, IN<sub>5</sub>では異なっている。

	U <sub>23</sub>	U <sub>4</sub>	U <sub>6</sub>	IN <sub>2</sub> ch1	IN <sub>2</sub> ch2	IN <sub>2</sub> ch3	IN <sub>2</sub> ch4	IN <sub>5</sub>
観測値 I	5.3	6.4	8.5	6.5	10.0	11.5	11.4	126.0
$\int_L \phi^{int} dl$	5.90	6.51	9.50	11.9	7.77	6.06	5.96	8.06

単位 ;  $\frac{10^{17} \text{ph}}{\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}}$

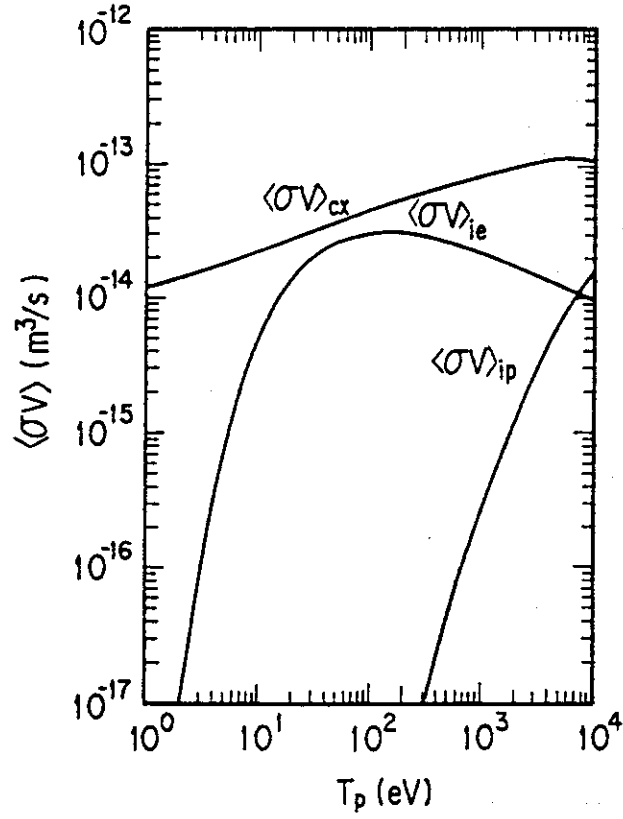
第2表 中性子輸送コードの計算結果の粒子閉じ込め時間  $\tau_p^{sim}$  とその計算結果の仮想的な観測値から「表皮発光近似モデル」により求めた粒子閉じ込め時間  $\tau_p^{SRAM}$  の比較。実際のH $\alpha$ 線の発光強度に近い壁から飛ばす中性粒子の個数とダイバータ・スロートから飛ばす中性粒子の個数の比が1:10とした中性粒子輸送コードの計算結果のとき  $\tau_p^{sim}$  と  $\tau_p^{SRAM}$  はよい一致を示す。しかし、ダイバータ・スロートから飛ばす中性粒子のみのときは、 $\tau_p^{sim}$  と  $\tau_p^{SRAM}$  に違いがある。これは、X点付近での微細構造が大きく影響していると思われる。

Div/Wall	0	10	$\infty$
$\tau_p^{sim}$	108ms	47ms	37.8ms
$\tau_p^{SRAM}$	123ms	40ms	67.2ms

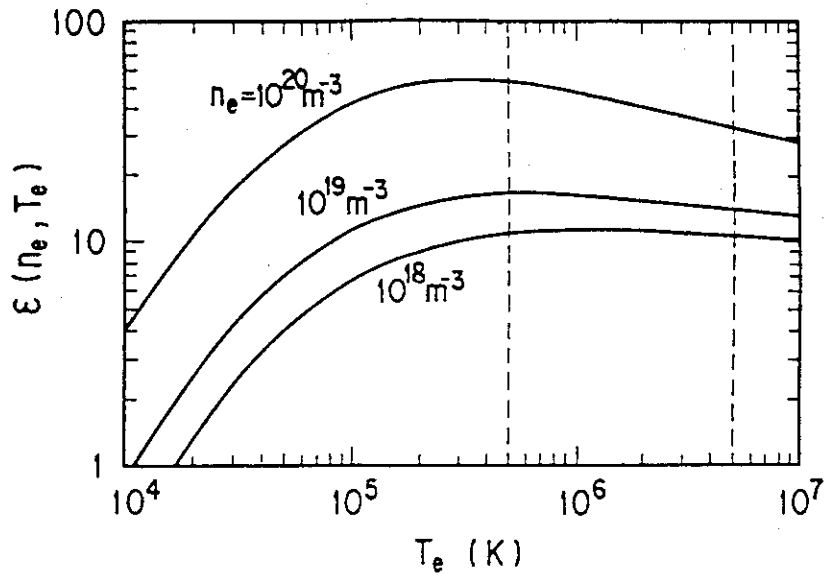


第1図 ダイバータ放電での磁場配位とH $\alpha$ 線計測器の視野

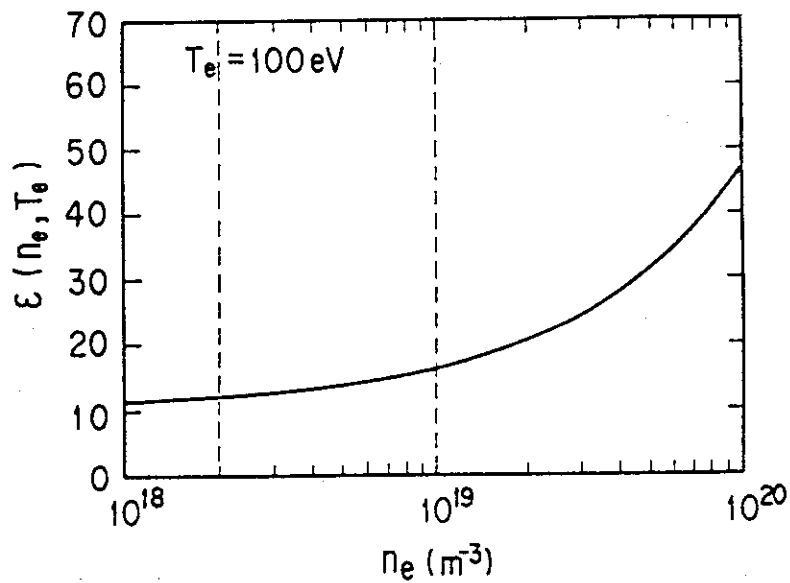
H $\alpha$ 線観測装置はU<sub>23</sub>, U<sub>4</sub>, U<sub>6</sub>, IN<sub>2</sub>, IN<sub>5</sub>ポートに取り付けられている。プラズマの体積をV<sub>p</sub>, 表面積をS<sub>p</sub>で表わす。プラズマ表面に垂直な単位ベクトルを $\vec{n}$ とする。



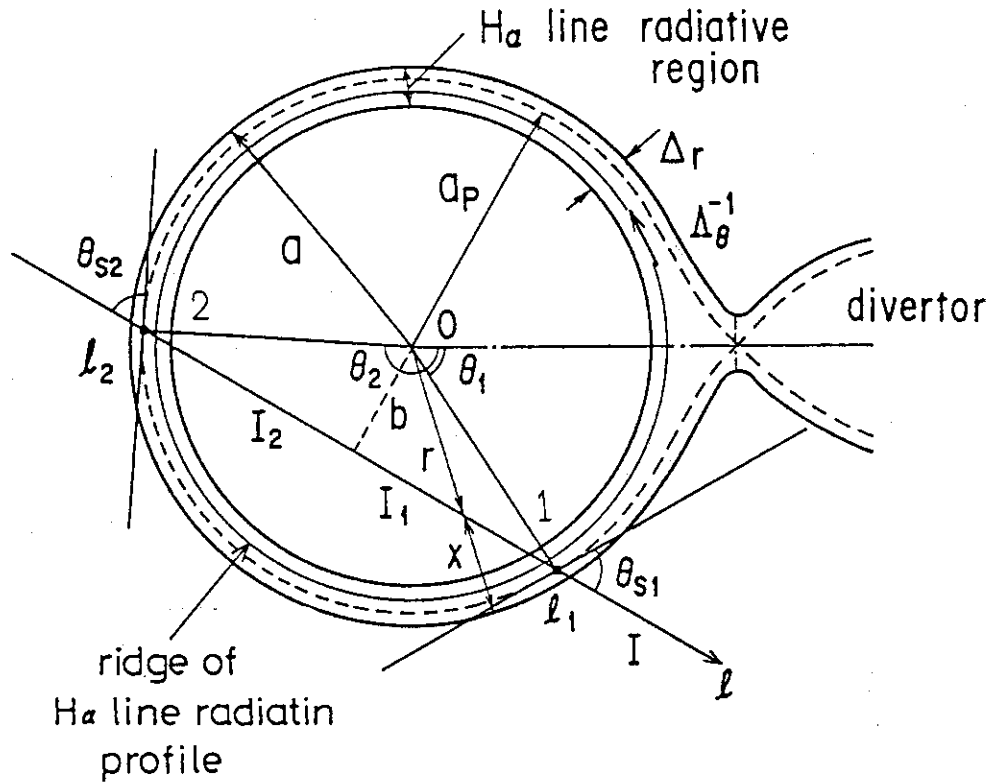
第2(a)図 荷電交換の反応断面積  $\langle \sigma v \rangle_{cx}$  と電子、イオンによる電離の反応断面積  $\langle \sigma v \rangle_{ie}$ 、 $\langle \sigma v \rangle_{ip}$ 。中性粒子のエネルギーは  $E_0 = 1 \text{ eV}$  とした。



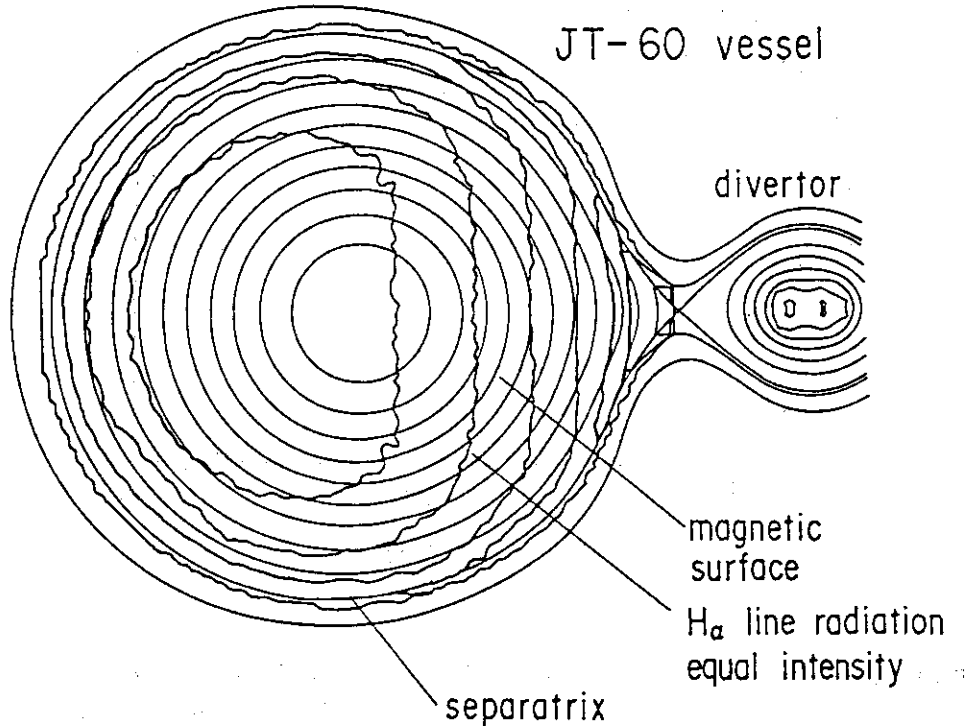
第2(b)図 H $\alpha$ 線光子の放出数1コあたりの水素原子の電離数 $\epsilon$ の電子温度依存性。H $\alpha$ 線の主に発光する領域の電子温度の範囲(点線で挟まれた範囲)では $\epsilon$ は一定と見なすことができる。



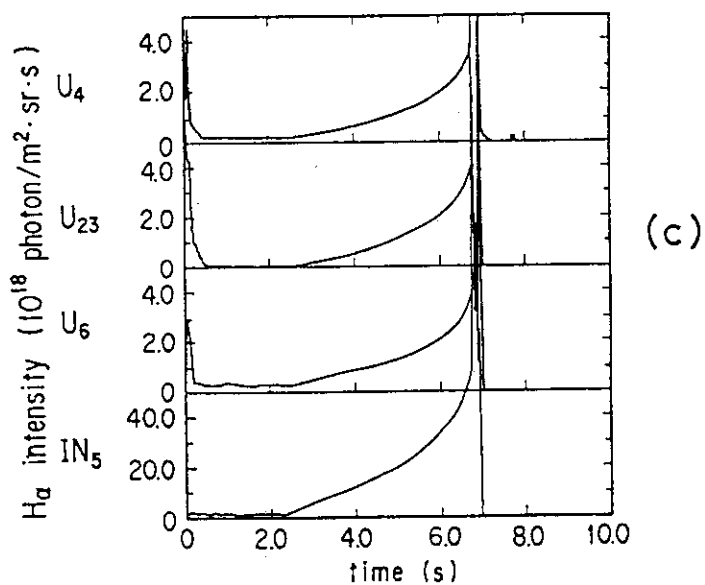
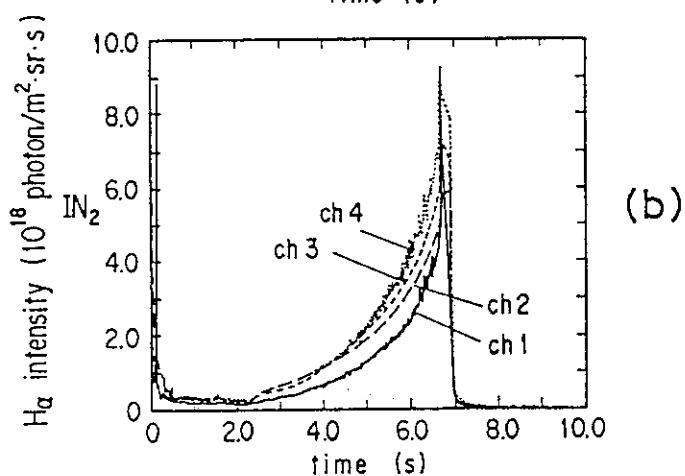
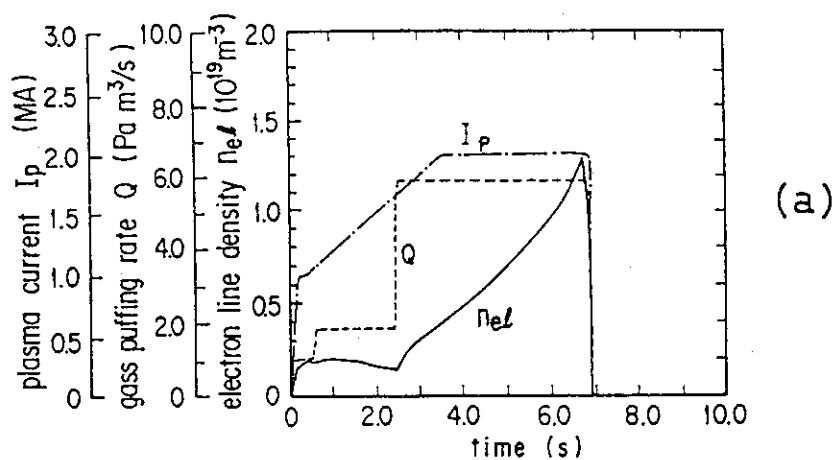
第2(c)図 H $\alpha$ 線光子の放出数1コあたりの水素原子の電離数 $\epsilon$ の電子密度依存性。H $\alpha$ 線の主に発光する領域の電子密度の範囲(点線で挟まれた範囲)では $\epsilon$ は30%以下の誤差で一定と見なすことができる。



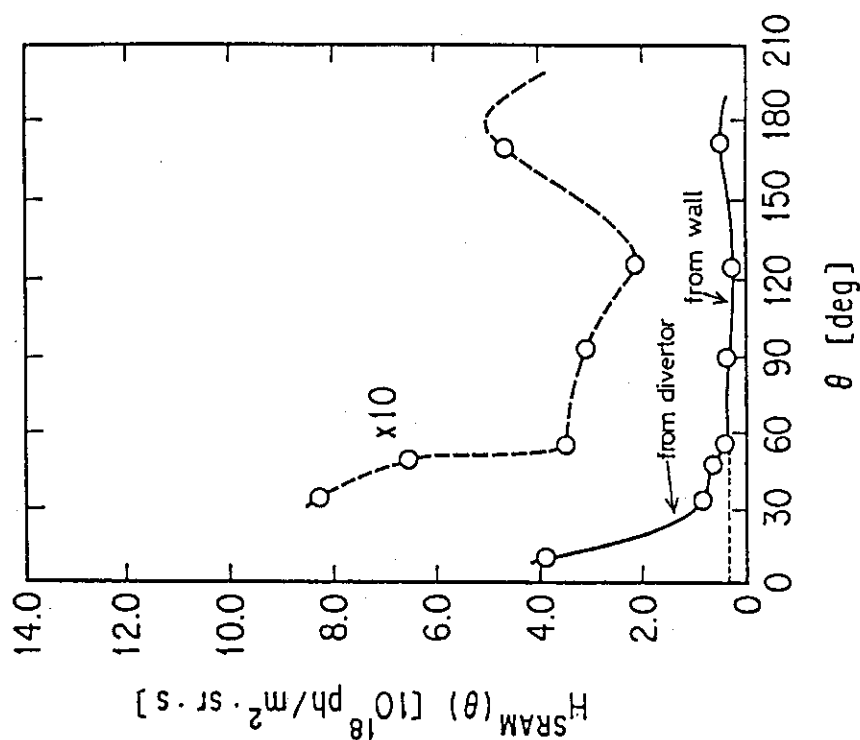
第3図 ダイバータ放電でのH $\alpha$ 線の表皮発光の模式図。 $\Delta_r$ は発光の表皮の厚さを表す。 $\Delta_\theta$ は発光強度の角度 $\theta$ 方向の勾配である。1は観測コードに沿った座標であり、 $I$ はその観測コードの規格化された観測値である。 $\theta_s$ はH $\alpha$ 線発光の表面と観測コードの成す角度である。 $a_p$ はセパトロリクス面で囲まれているプラズマの半径であり、 $a$ はH $\alpha$ 線発光領域全体を囲む領域の半径である。



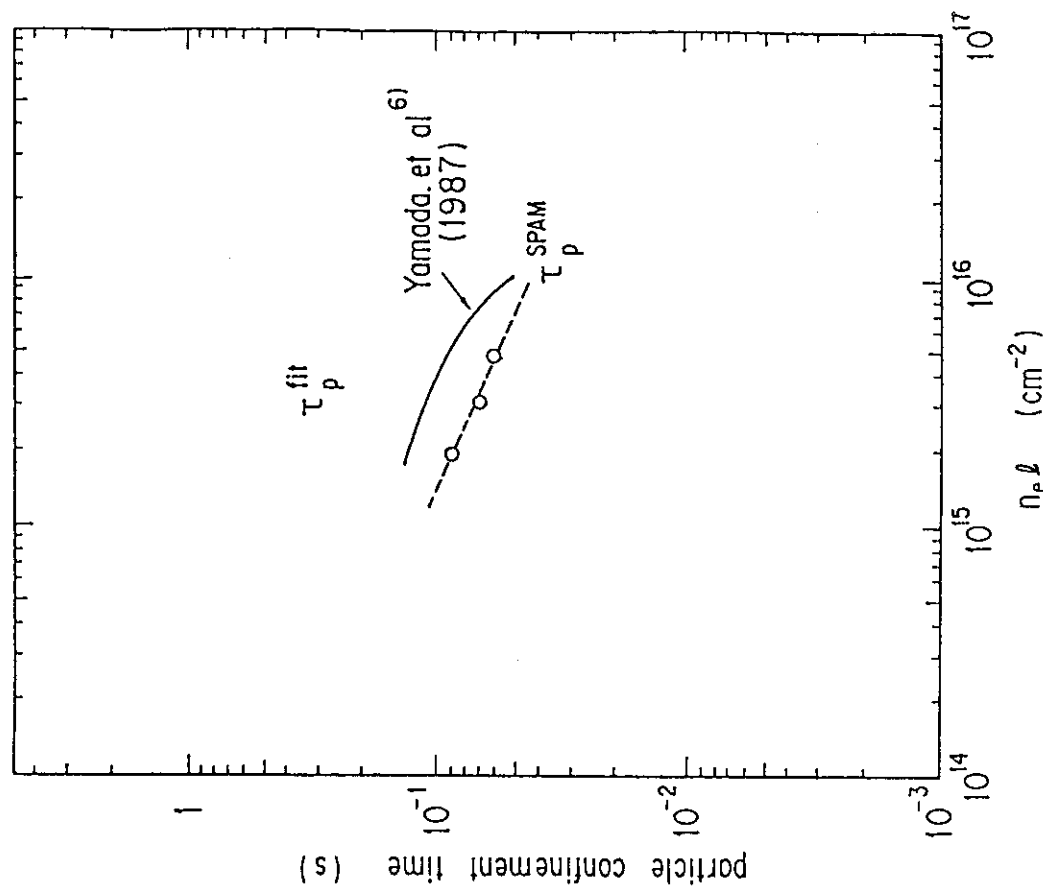
第4図 中性粒子輸送コードから求められたダイバータ放電でのH $\alpha$ 線の発光強度分布。各等高線は桁を表す。



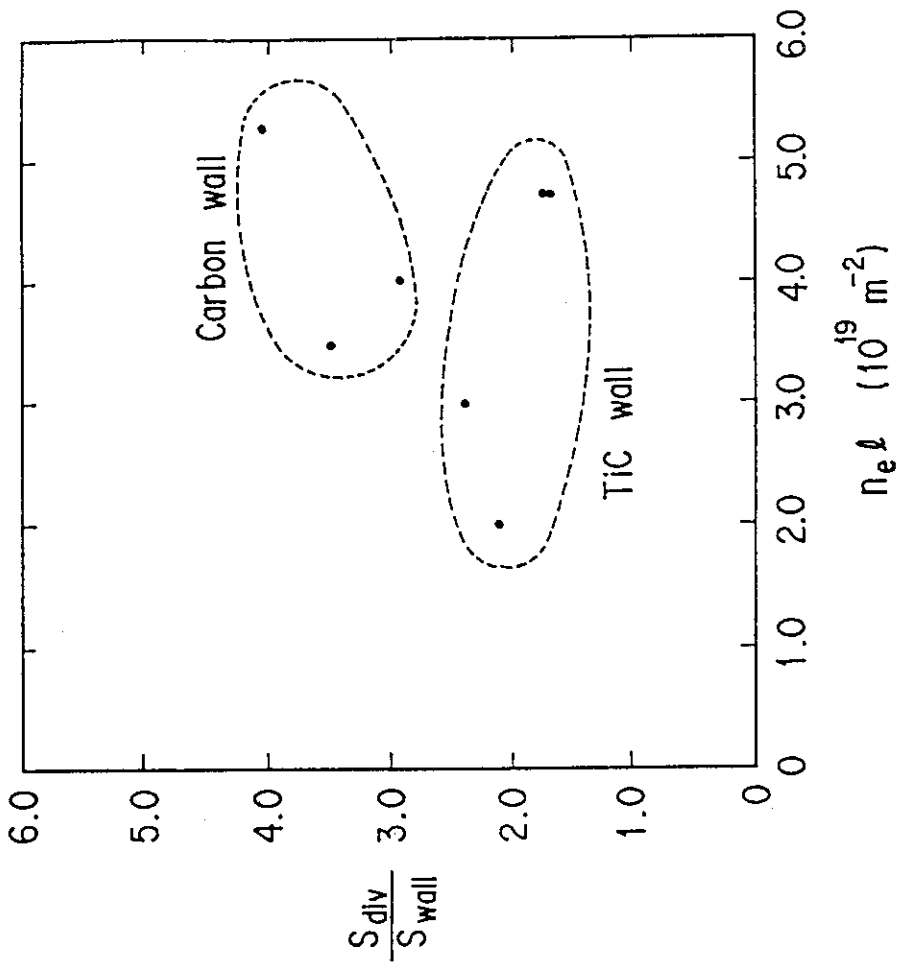
第5図 TiC壁の実験ショットE3613の放電条件の例。  
 (a) 電子線密度  $n_e l$ , ガス供給量  $Q$ , プラズマ電流  $I_p$ 。  
 (b) IN<sub>2</sub>とIN<sub>5</sub>ポートのチャンネル1から4までのH $\alpha$ 線の規格化された観測値。  
 (c) UおよびIN<sub>5</sub>ポートのH $\alpha$ 線の規格化された観測値。



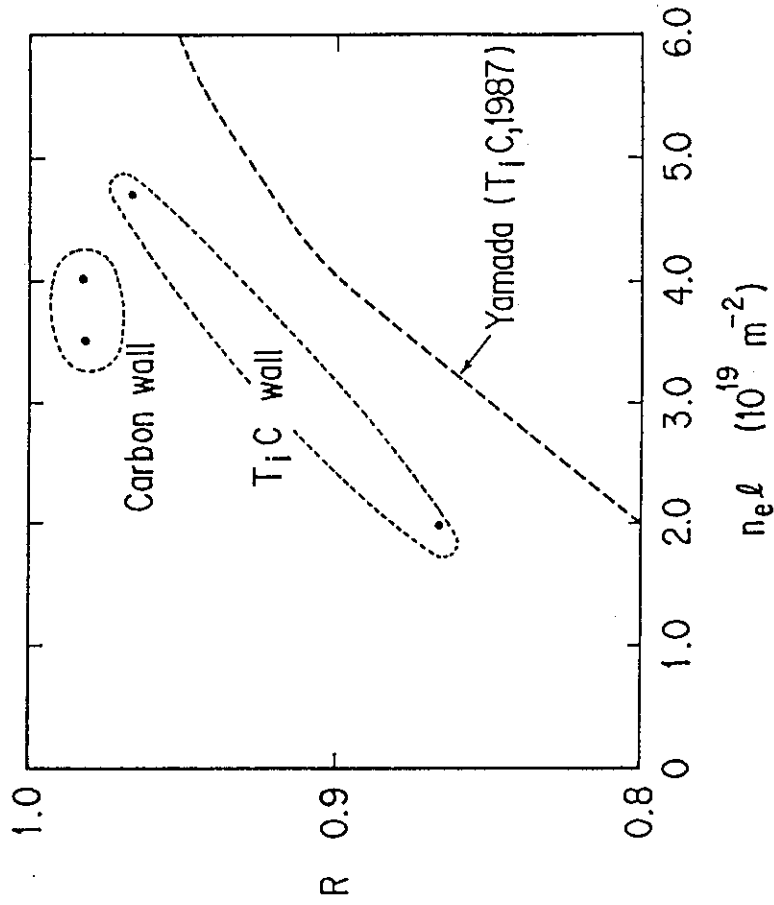
第6図 TiC壁の実験ショットE3613の放電開始5.0s後の「表皮発光近似モデル」により求めたH $\alpha$ 線の発光強度の径方向積分H $_{SRAM}(\theta)$ の $\theta$ 依存性。



第7図 TiC壁の実験において「表皮発光近似モデル」によりU, IN $_2$ , IN $_3$ ポートのH $\alpha$ 線観測値から求めた粒子閉じ込め時間 $\tau_p$ とUポートのH $\alpha$ 線観測値を関数近似して求めた粒子閉じ込め時間 $\tau_p^{fit}$ の比較。TiC壁の実験においては $\tau_p$ の値と $\tau_p^{fit}$ の値にはそれほど大きな差異はない。

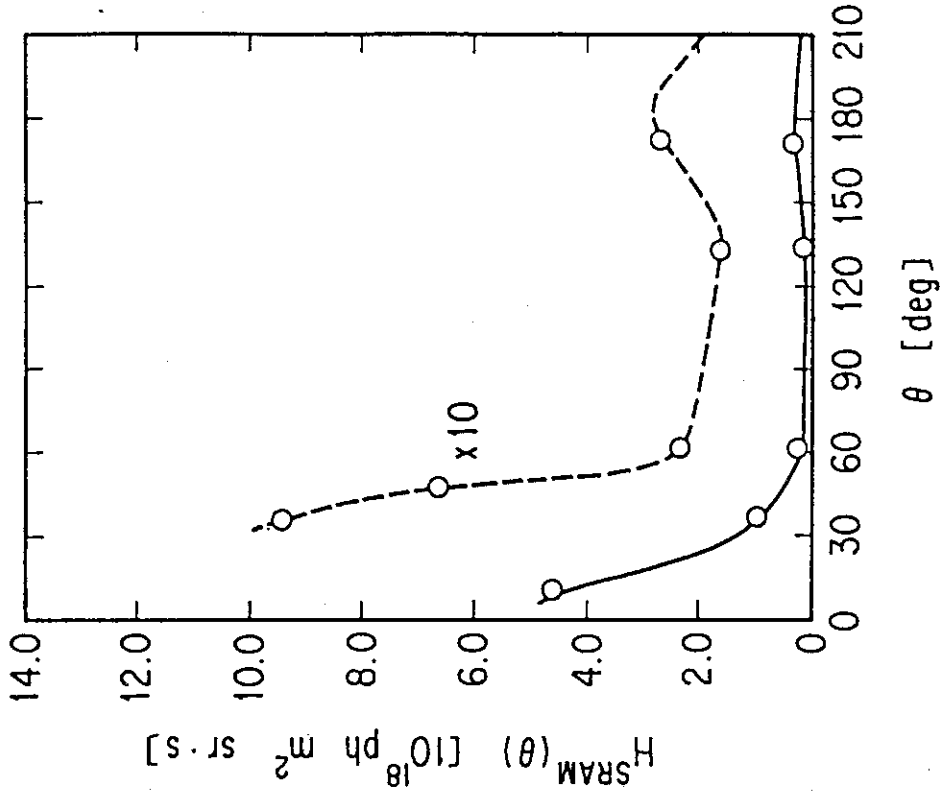


第8図 TiC壁とカーボン壁の実験における壁に対するダイバータの粒子リサイクリングの比  $S_{div}/S_{wall}$  の電子密度依存性



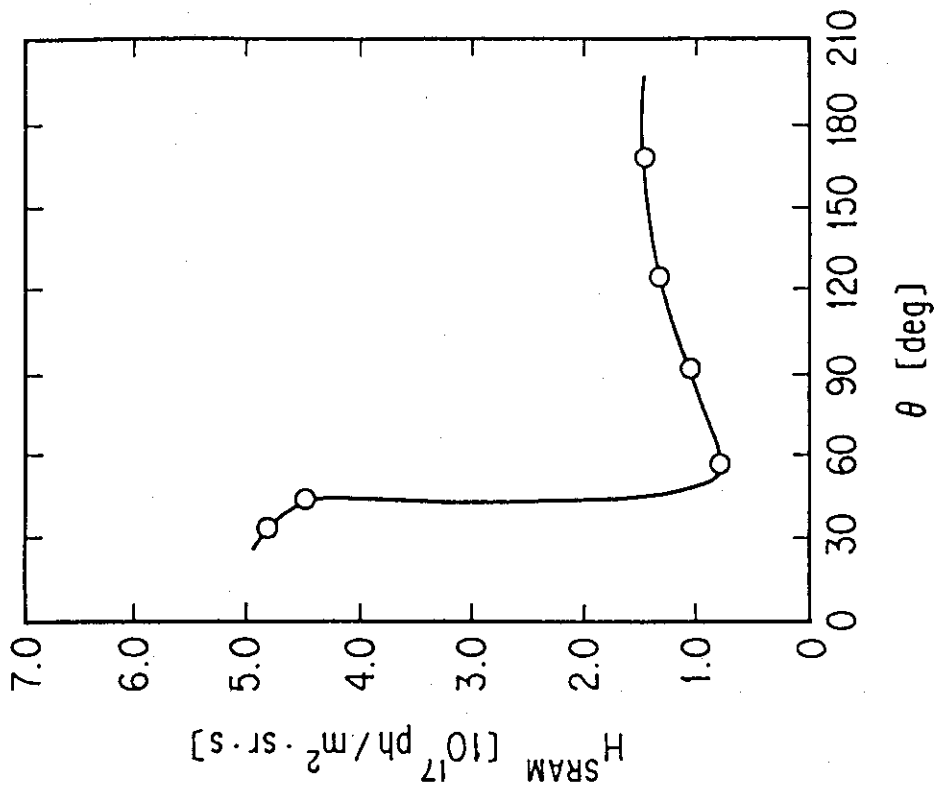
第9図 TiC壁とカーボン壁の実験, それぞれの粒子再供給率  $R$  の電子密度依存性。





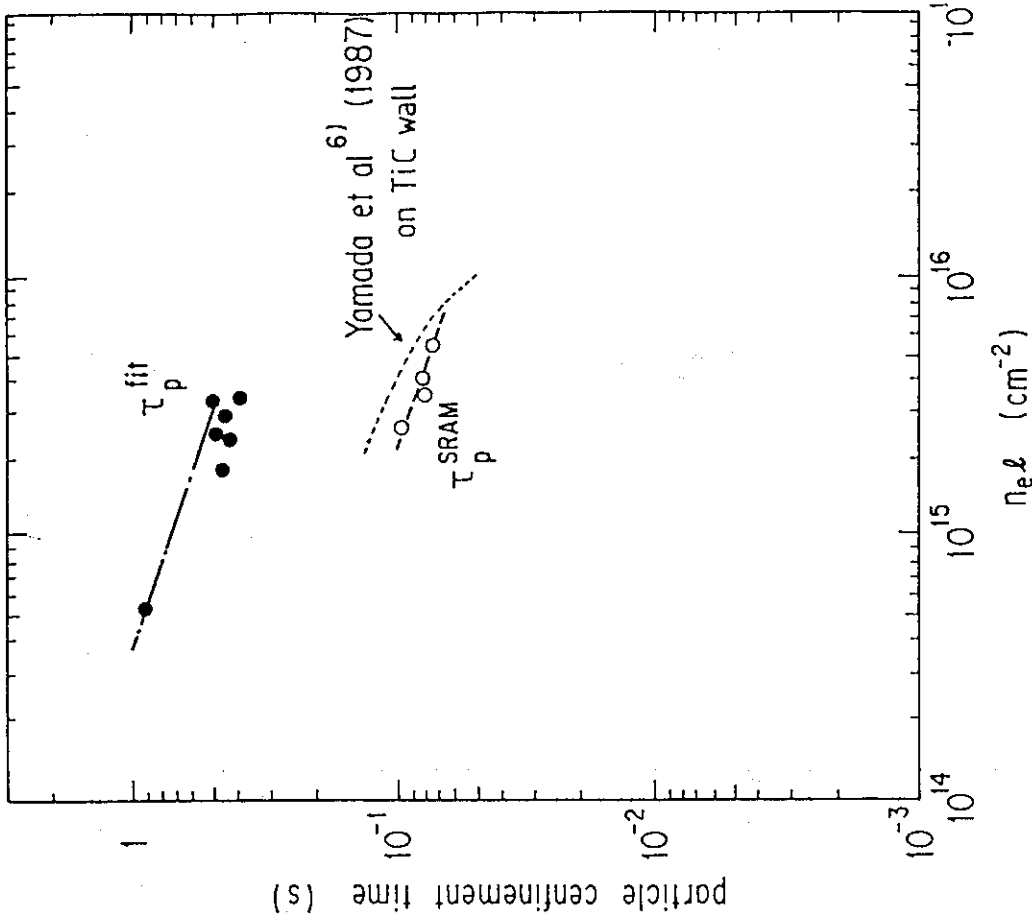
第11図

カーボン壁の実験ショットE4650の放電開始5.6s後での「表皮発光近似モデル」により求めたH $\alpha$ 線の発光強度の径方向積分  $H_{SRAM}^{18}(\theta)$  の  $\theta$  依存性。U $_4$ ポートの観測窓にカーボンの塵が堆積したため、信号の減少があり、このデータは除いて処理してある。

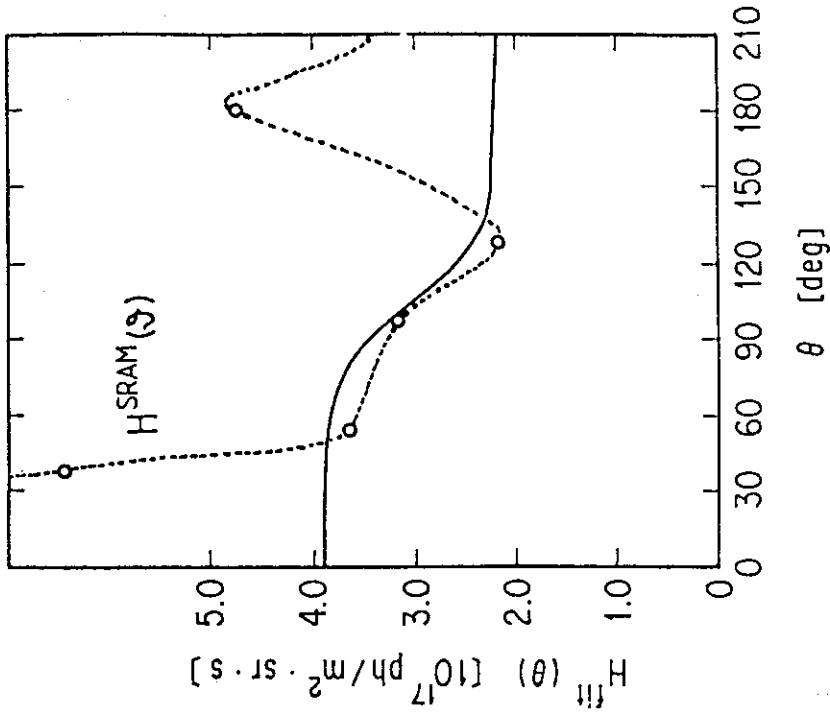


第10図

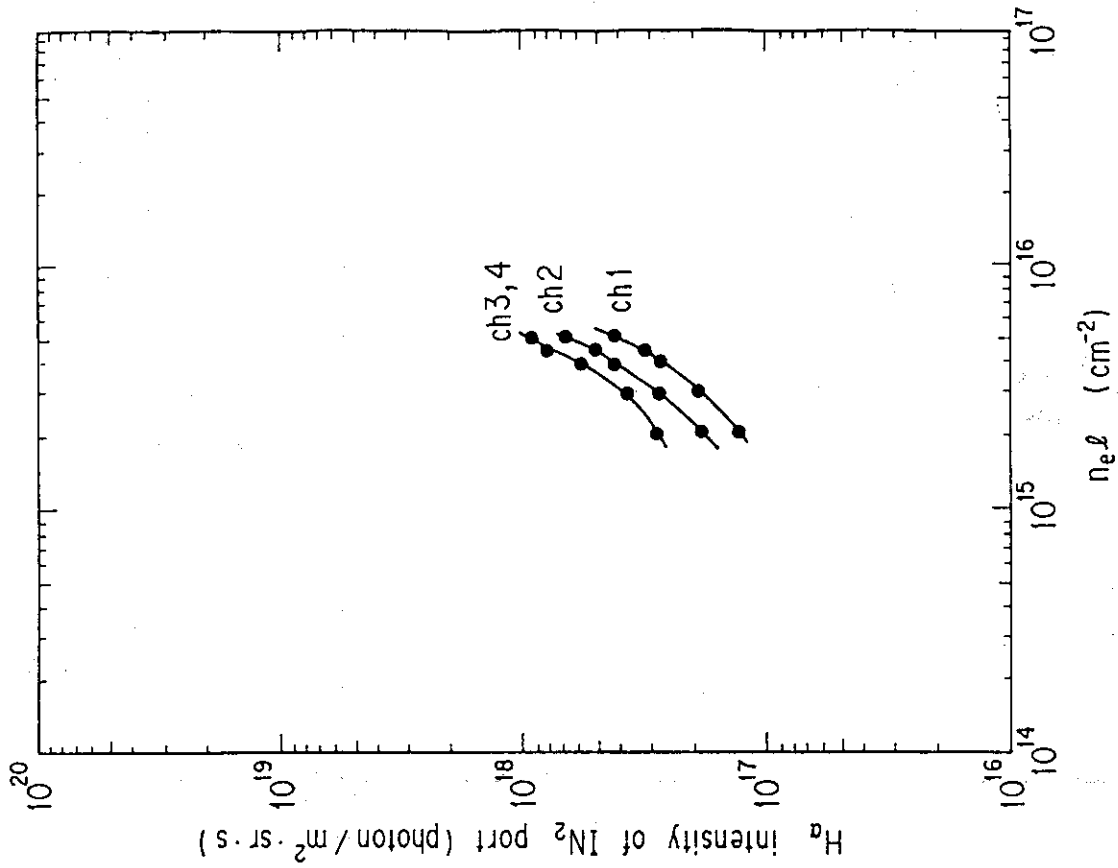
カーボン壁の実験ショットE5705の放電開始5.0s後での「表皮発光近似モデル」により求めたH $\alpha$ 線の発光強度の径方向積分  $H_{SRAM}^{17}(\theta)$  の  $\theta$  依存性。I $N_5$ ポートのデータがないのでX点付近の  $H_{SRAM}^{17}(\theta)$  が評価できない。



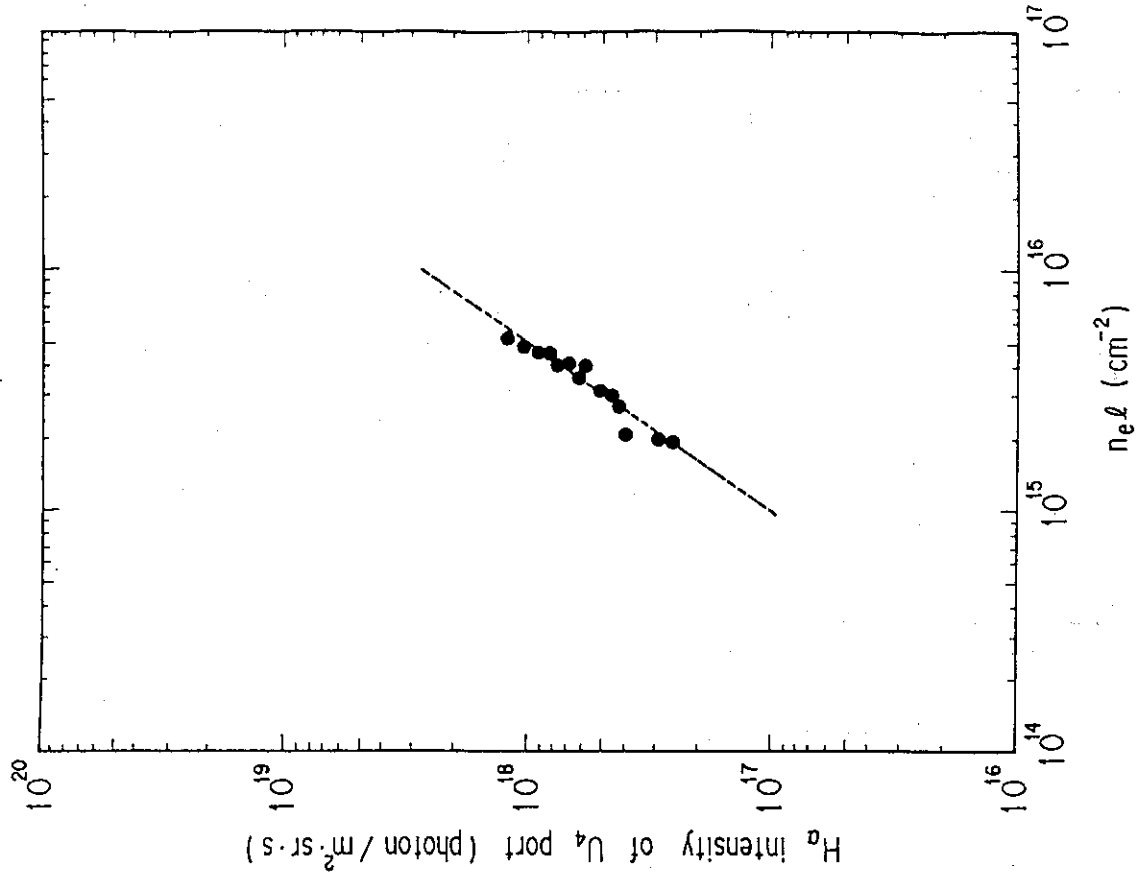
第12図 カーボン壁の実験において「表皮発光近似モデル」によりU, IN<sub>2</sub>, IN<sub>5</sub>ポートのH $\alpha$ 線観測値から求めた粒子閉じ込め時間 $\tau_p^{SRAM}$ の比較。カーボン壁の実験においては $\tau_p^{SRAM}$ の値と $\tau_p^{fit}$ の値は大きく異なる。



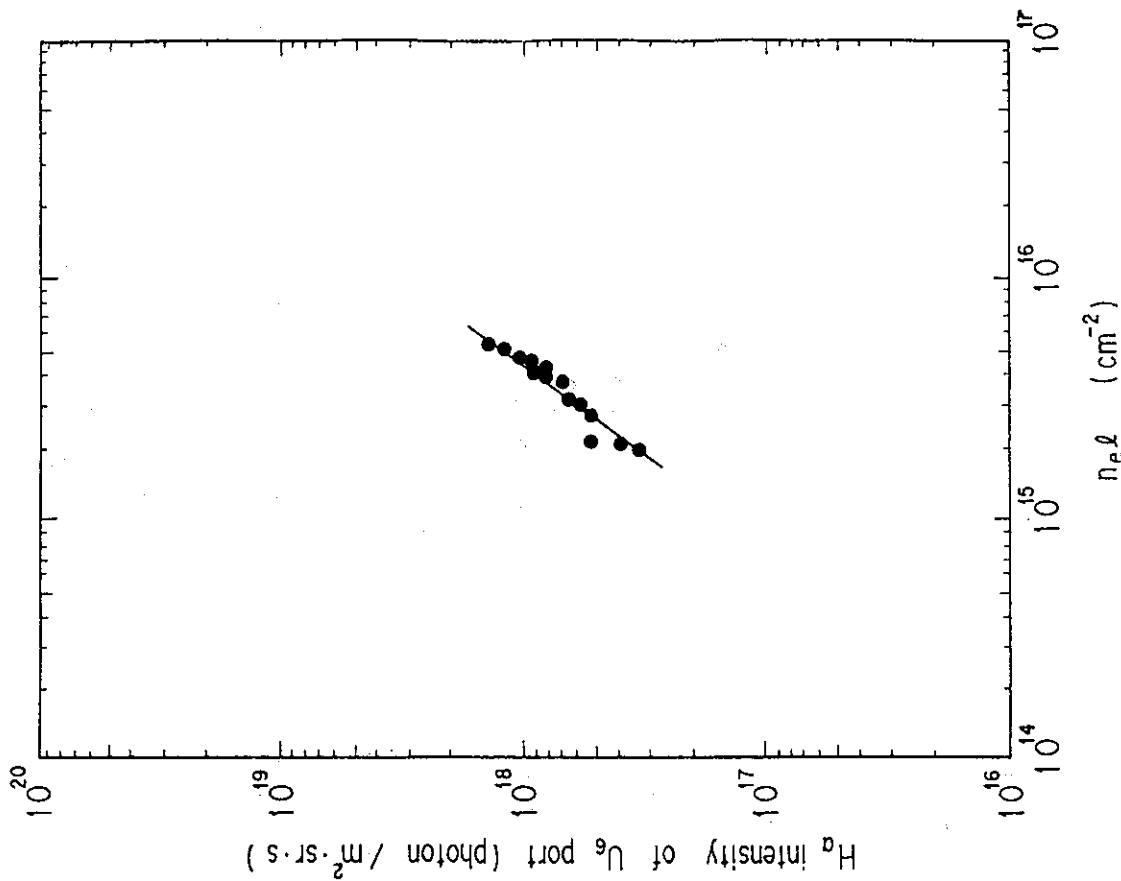
第13図 TiC壁の実験ショットE3613の放電開始4.0s後のUポートの3つの観測値を関数近似したときのH $\alpha$ 線の発光強度の径方向積分 $H^{fit}(\theta)$ と $H^{SRAM}(\theta)$ の比較。X点 $\theta \sim 0$ 付近で大きな違いが見られる。



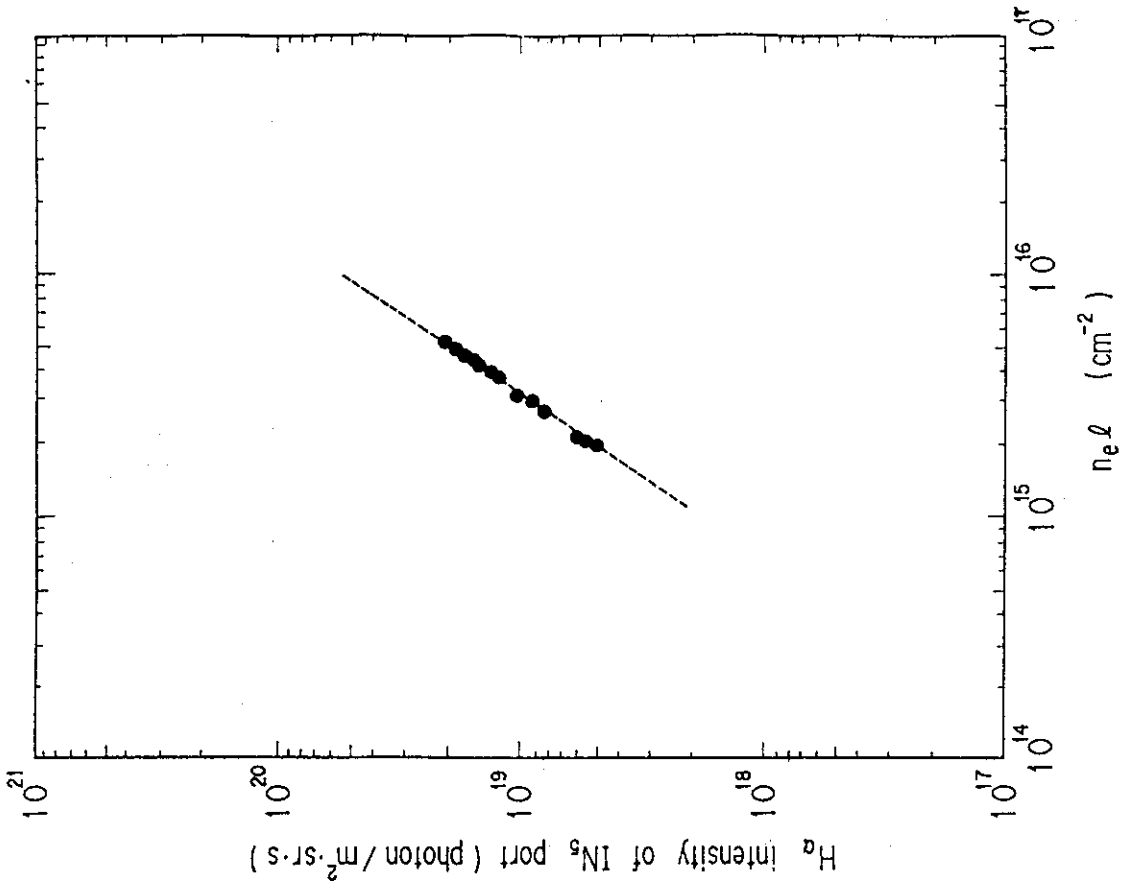
第14(a)図 TiC壁の実験ショットE3358でのIN $_2$ ポートのチャンネル1から4までの規格化された観測値の電子線密度 $n_e$ 依存性。



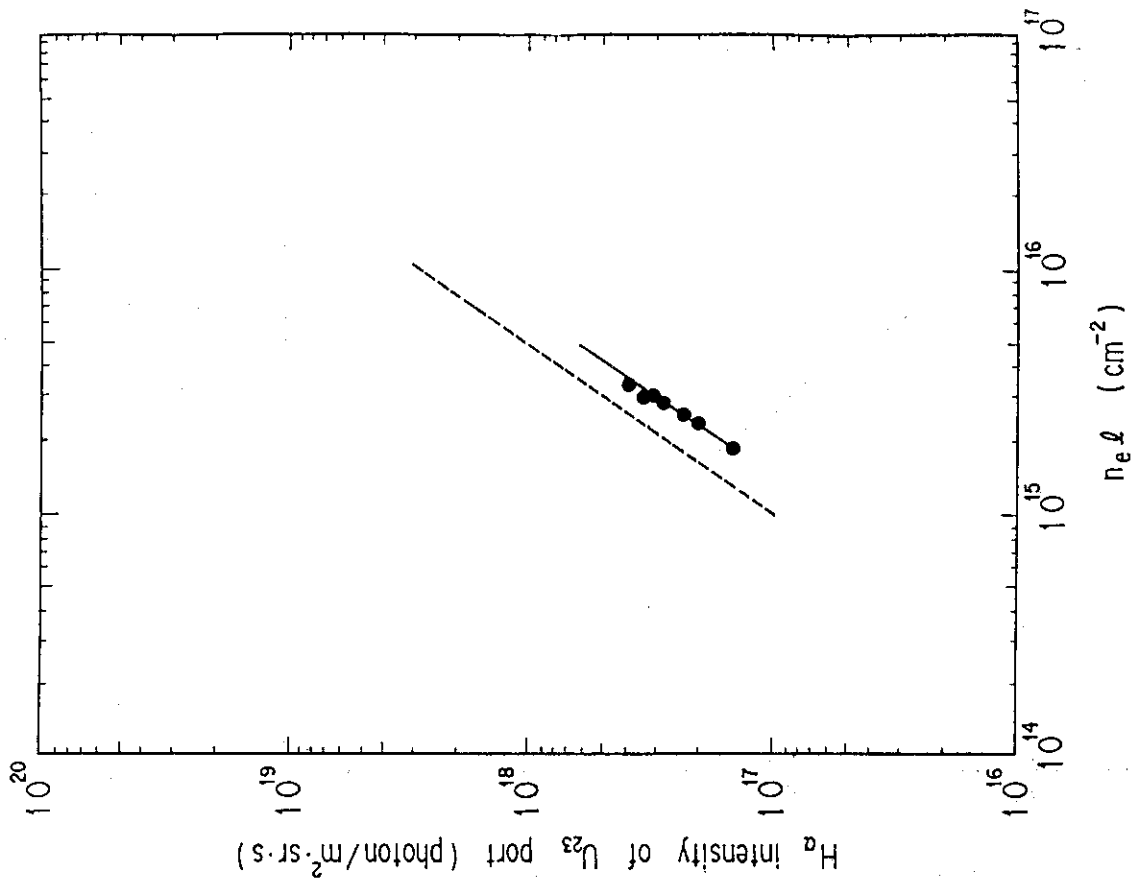
第14(b)図 TiC壁の実験ショットE3358でのU $_4$ ポートの規格化された観測値の電子線密度 $n_e$ 依存性。



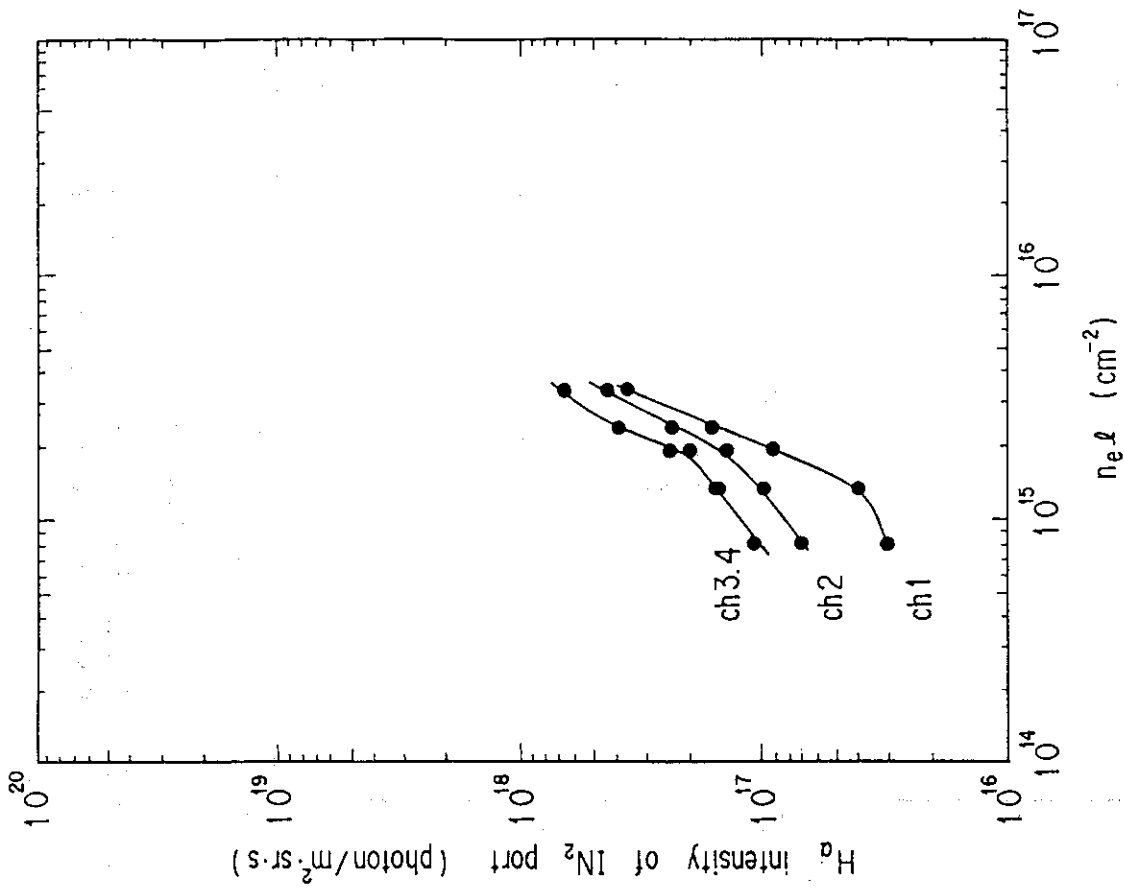
第14(c)図 TiC壁の実験ショットE3358での  $U_6$  ポートの規格化された観測値の電子線密度  $n_e l$  依存性。



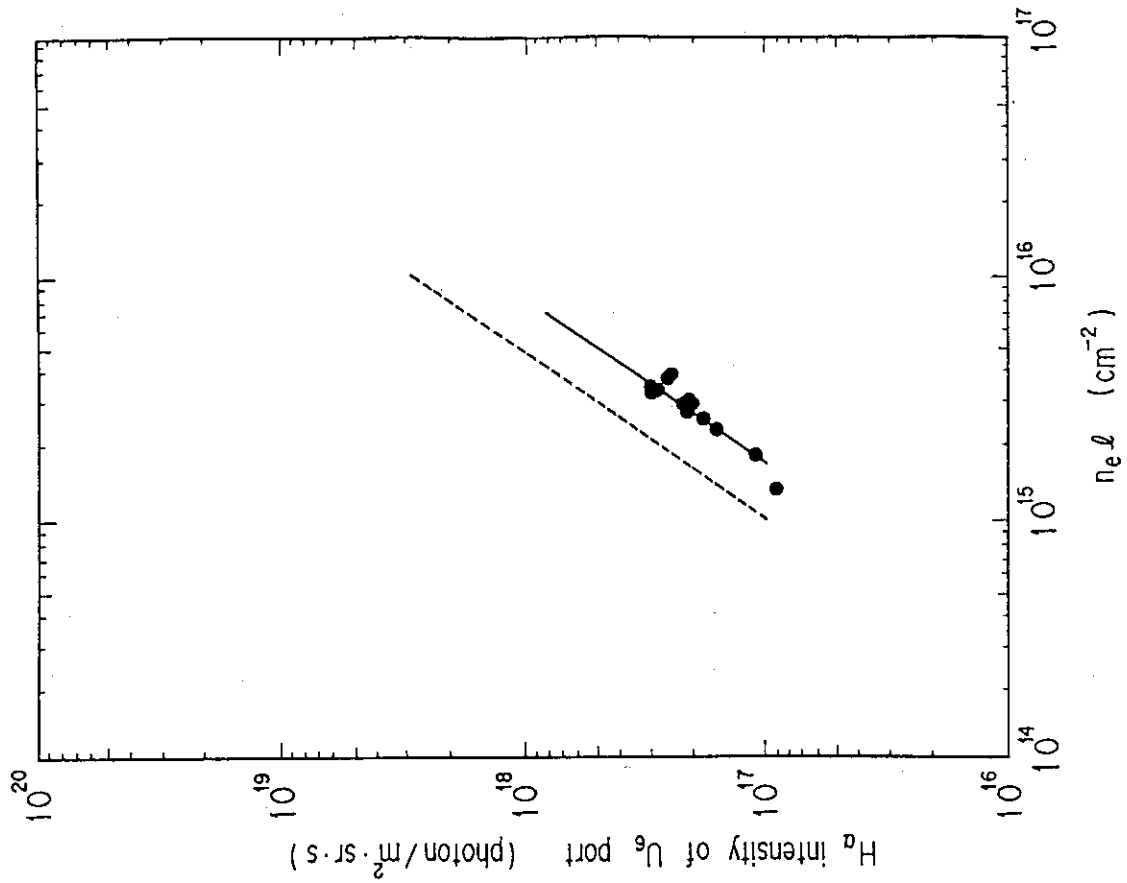
第14(d)図 TiC壁の実験ショットE3358での  $IN_5$  ポートの規格化された観測値の電子線密度  $n_e l$  依存性。



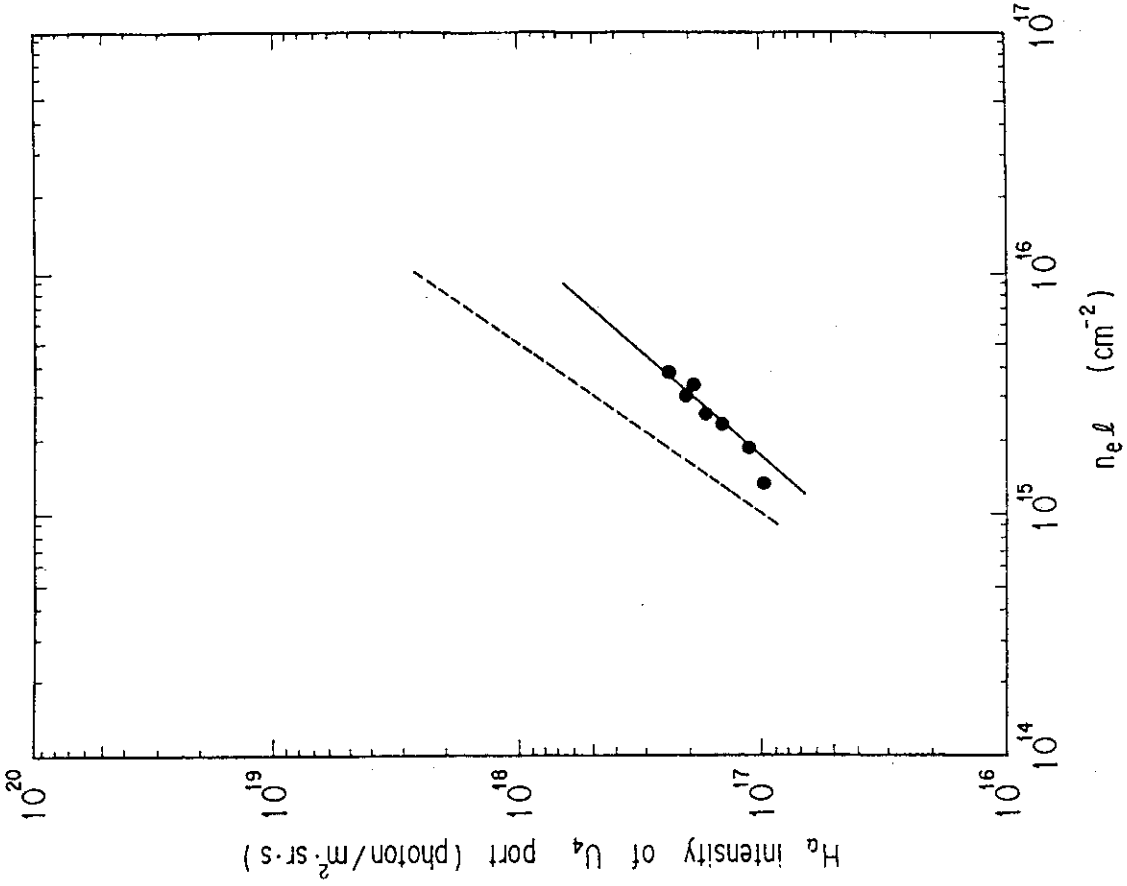
第15(b)図 カarbon壁の実験ショットE5703でのU<sub>23</sub>ポートの規格化された観測値の電子線密度  $n_e l$  依存性。



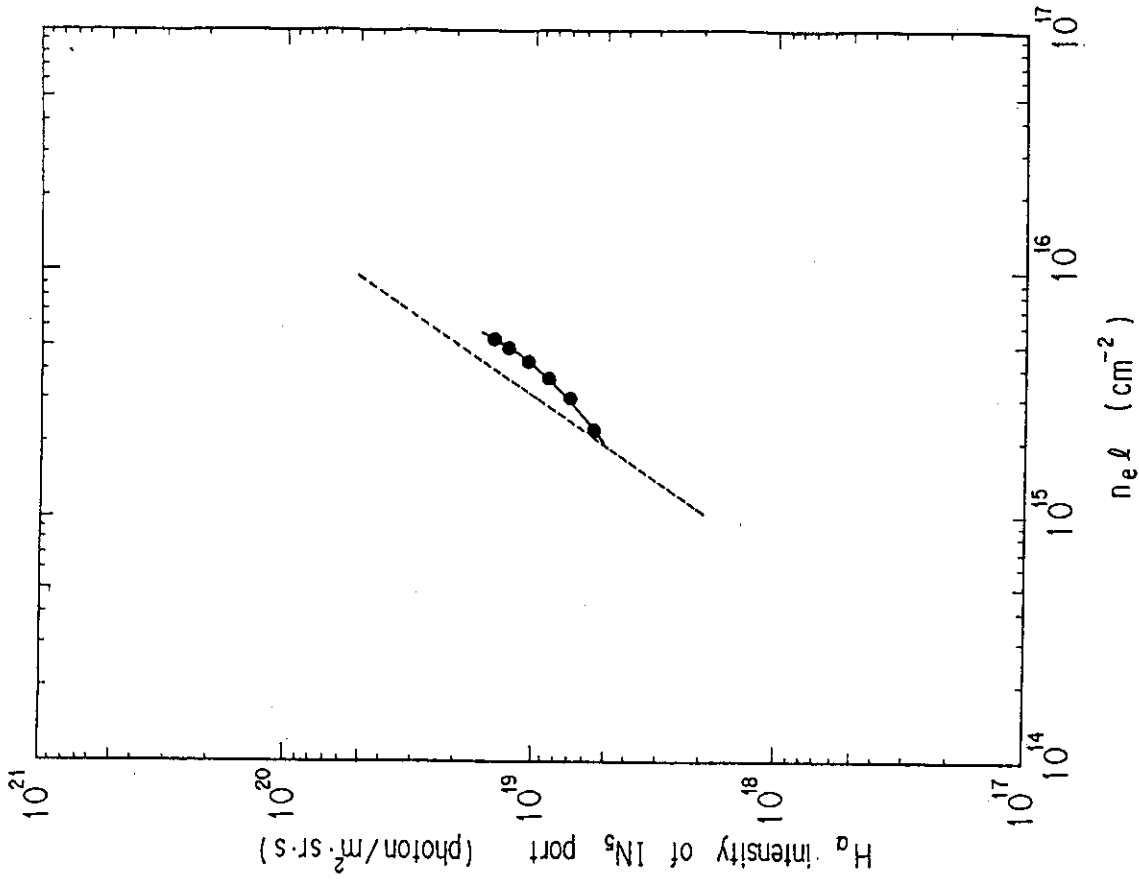
第15(a)図 カarbon壁の実験ショットE5703でのIN<sub>2</sub>ポートのチャンネル1から4までの規格化された観測値の電子線密度  $n_e l$  依存性。



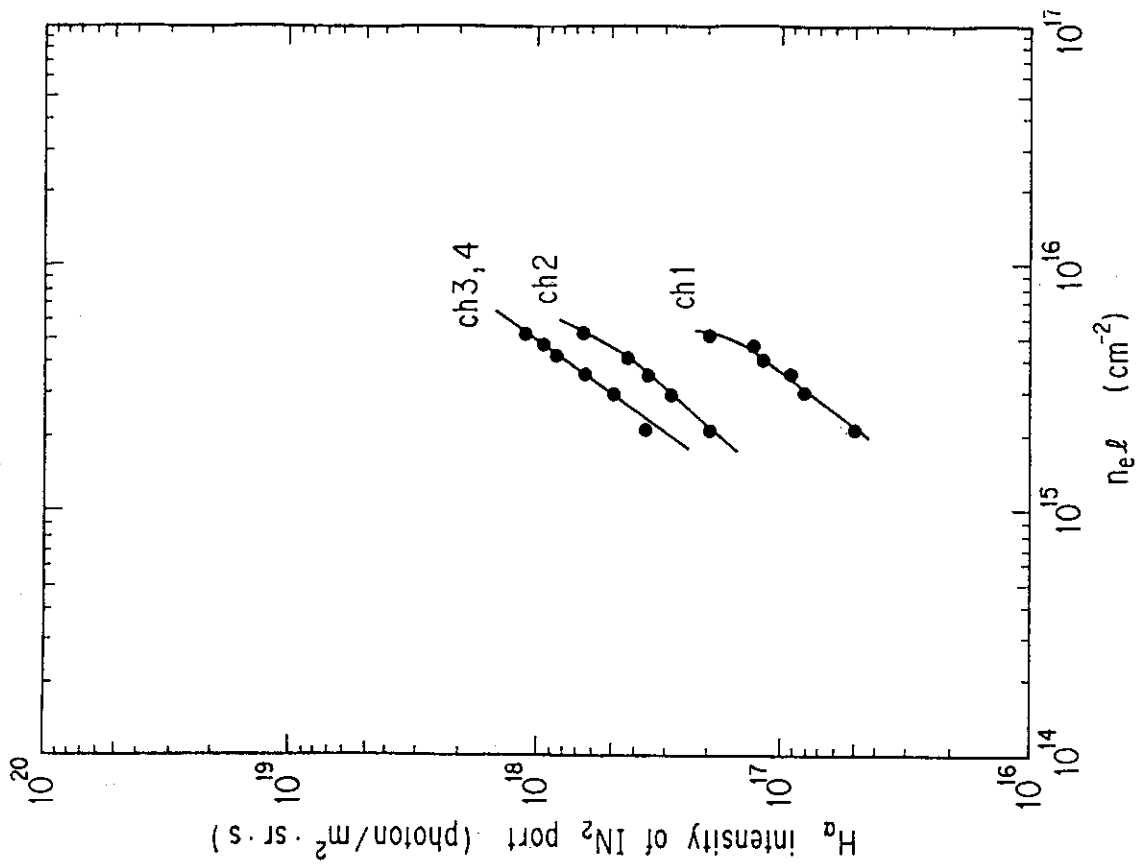
第15(c)図 カarbon壁の実験ショットE5703でのU<sub>6</sub>ポートの規格化された観測値の電子線密度  $n_e l$  依存性。



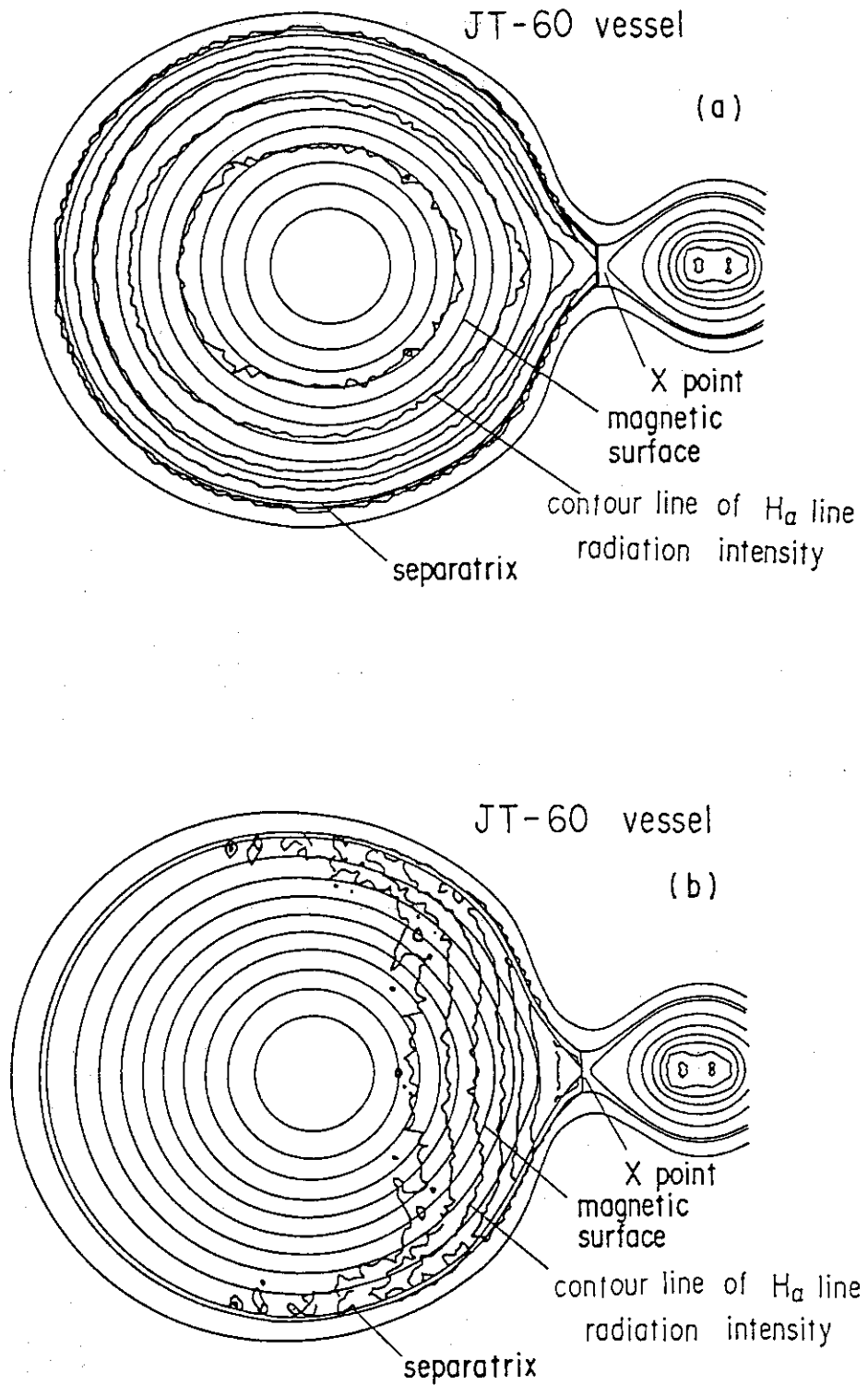
第15(d)図 カarbon壁の実験ショットE5703でのU<sub>4</sub>ポートの規格化された観測値の電子線密度  $n_e l$  依存性。



第15(f)図 カーボン壁の実験ショット E 4650 での IN<sub>5</sub>ポートの規格化された観測値の電子線密度  $n_e$  に依存性。ここで、 $n_e I^{1.5}$  則からのずれがあるが、ここではそのずれは無視して議論している。

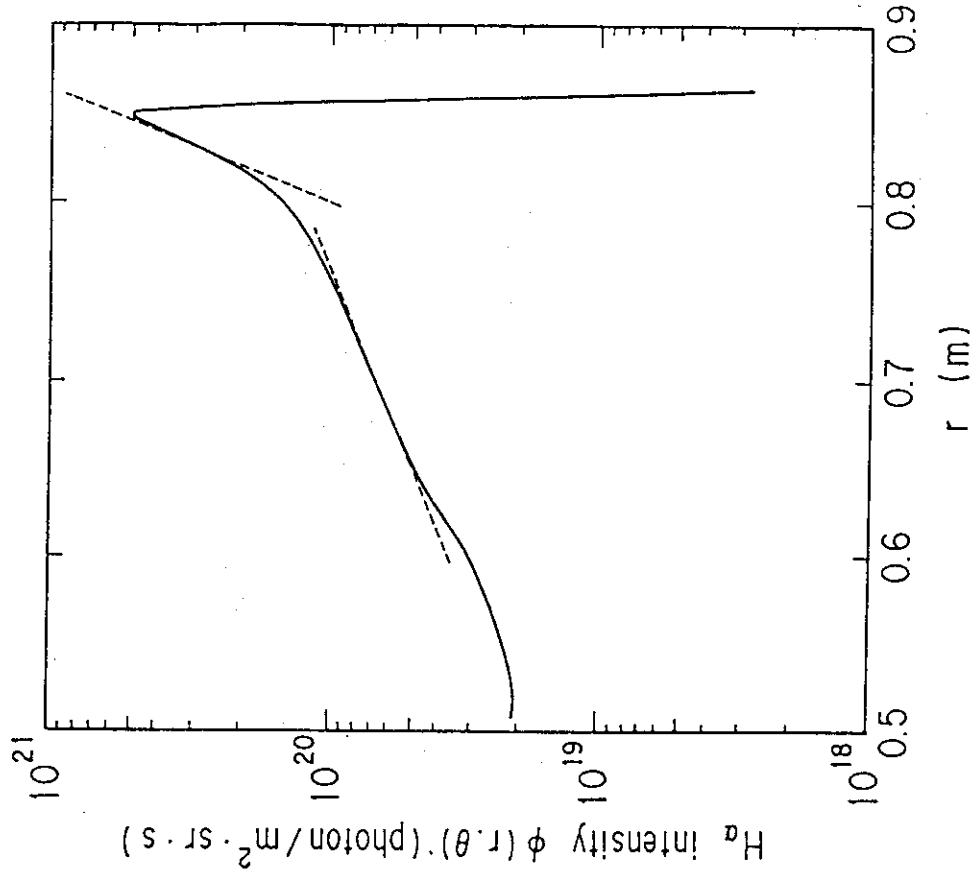


第15(e)図 カーボン壁の実験ショット E 4650 での IN<sub>2</sub>ポートのチャンネル 1 から 4 までの規格化された観測値の電子線密度  $n_e$  に依存性。

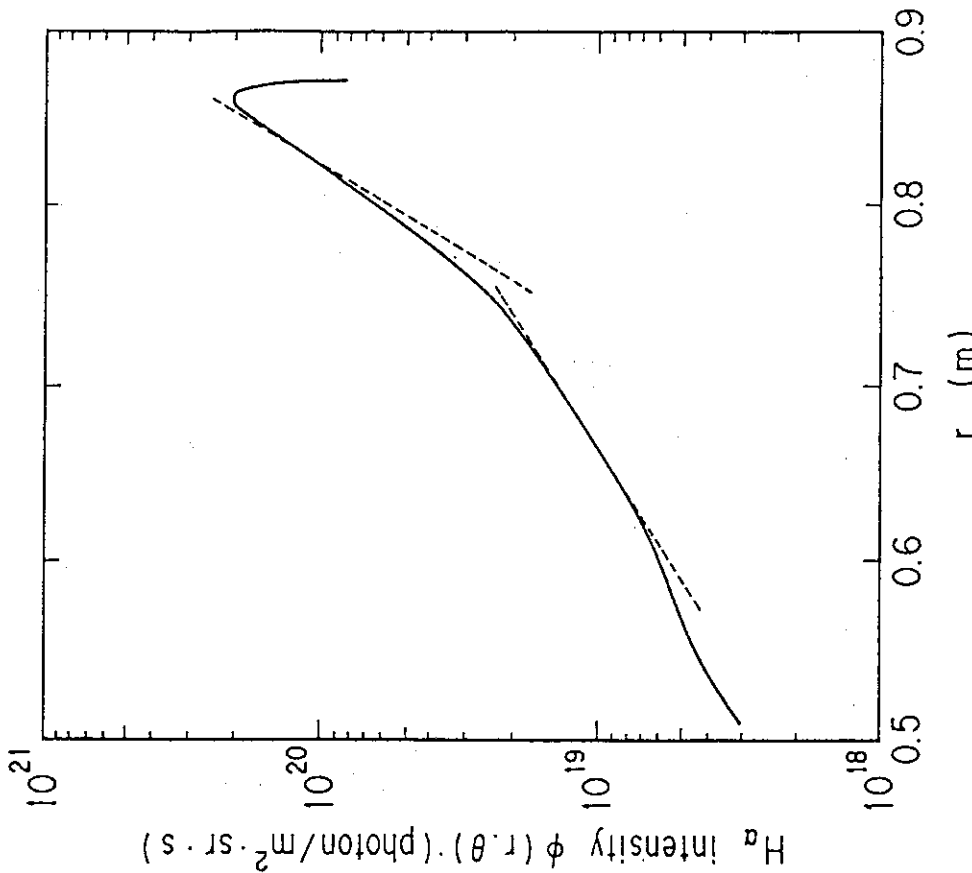


第16図 中性粒子輸送コードにより求めたH $\alpha$ 線発光強度分布。  
 (a) 壁からの一様な粒子リサイクリングを仮定した場合。  
 (b) ダイバータ・スロートからの粒子リサイクリングを仮定した場合。



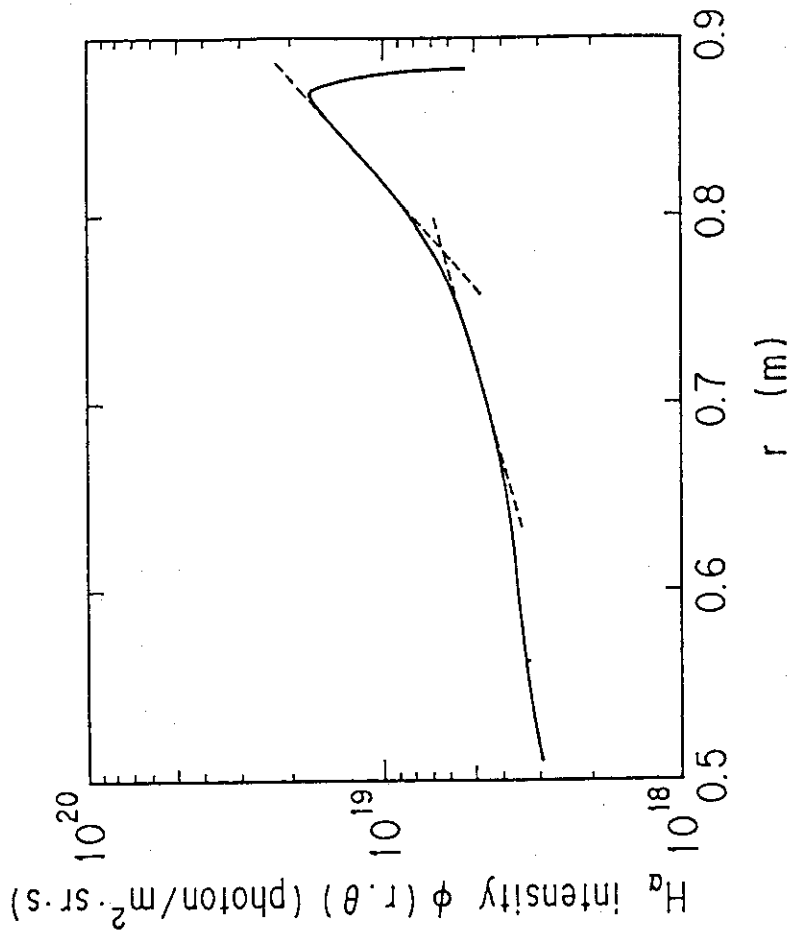


(b) ダイバータ・スロートからの粒子リサイクリングを仮定したときの  $\theta = 30 \text{ deg}$  での分布。  
 中性粒子のエネルギー  $E_0 = 5.0 \text{ eV}$ ,  
 プラズマ周辺付近のイオンおよび電子温度  $T_{es} = T_{is} = 100 \text{ eV}$ ,  
 プラズマ周辺付近の電子密度  $n_{es} = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  
 プラズマ中心でのイオンおよび電子温度  $T_{e0} = T_{i0} = 2 \text{ keV}$ ,  
 プラズマ中心での電子密度  $n_{e0} = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  とした。



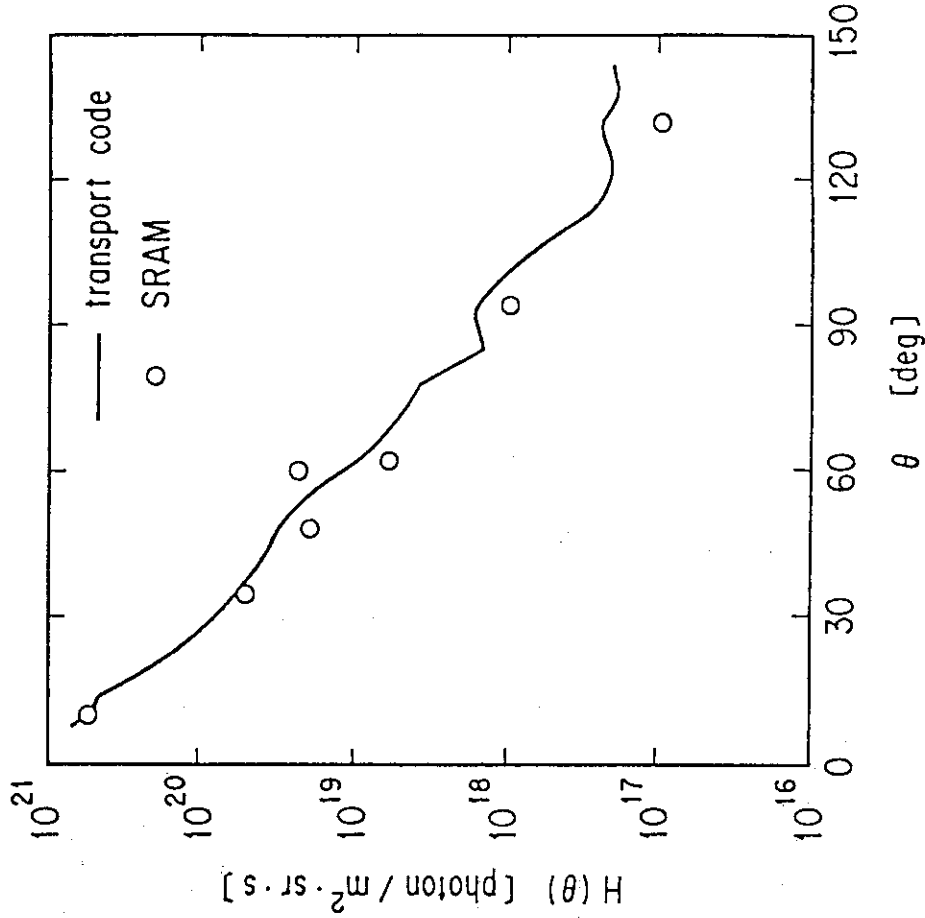
(a) 壁からの一様な粒子リサイクリングを仮定したときの  $\theta = 90 \text{ deg}$  での分布。  
 中性粒子のエネルギー  $E_0 = 5.0 \text{ eV}$ ,  
 プラズマ周辺付近のイオンおよび電子温度  $T_{es} = T_{is} = 100 \text{ eV}$ ,  
 プラズマ周辺付近の電子密度  $n_{es} = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  
 プラズマ中心でのイオンおよび電子温度  $T_{e0} = T_{i0} = 2 \text{ keV}$ ,  
 プラズマ中心での電子密度  $n_{e0} = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  とした。

第17図 中性粒子輸送コードにより求めたH $\alpha$ 線発光強度の小半径方向の分布。

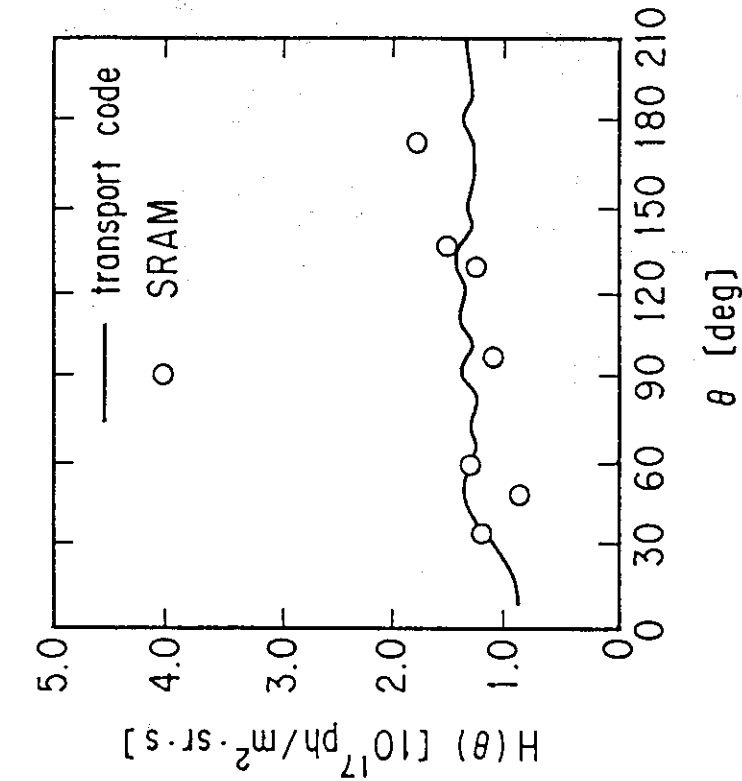


(c) ダイバーター・スロートからの粒子リサイクリングを仮定したときの  $\theta = 90 \text{ deg}$  での分布。  
 中性粒子のエネルギー  $E_0 = 5.0 \text{ eV}$ ,  
 プラズマ周辺付近のイオンおよび電子温度  $T_{is} = T_{es} = 100 \text{ eV}$ ,  
 プラズマ周辺付近の電子密度  $n_{es} = 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  
 プラズマ中心でのイオンおよび電子温度  $T_{i0} = T_{e0} = 2 \text{ keV}$ ,  
 プラズマ中心での電子密度  $n_{e0} = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  とした。

第17図 (続き)



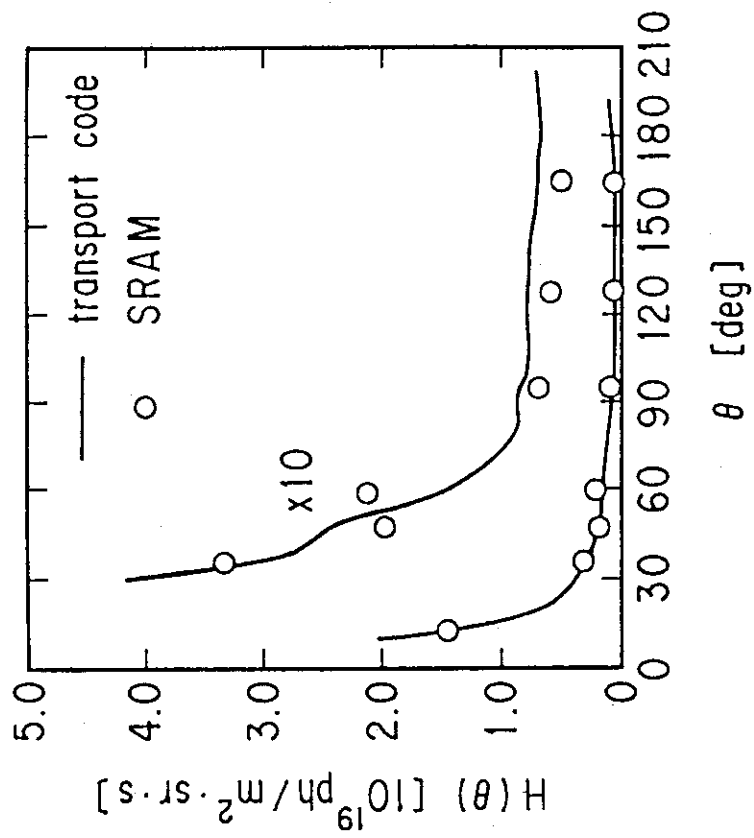
(a) 壁からの一様な粒子リサイクリングを仮定した場合。



(b) ダイバータ・スロートからの粒子リサイクリングを仮定した場合。

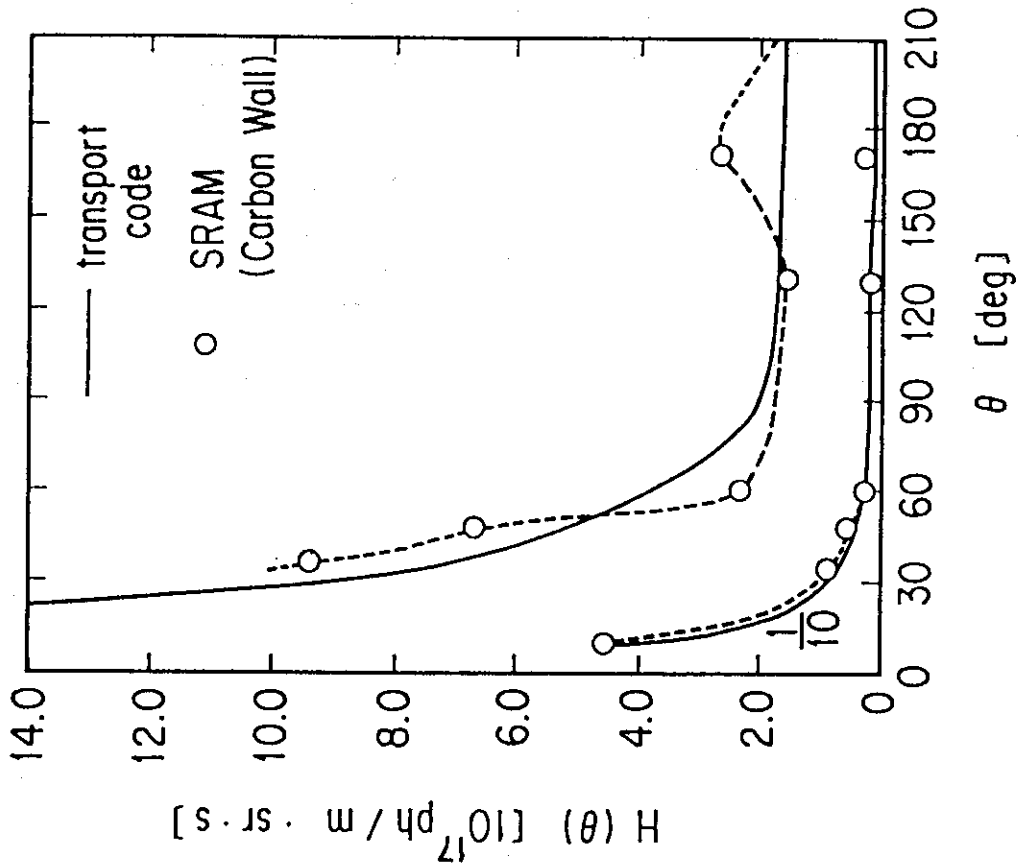
第18図

「表皮発光近似モデル」による解析法の有効性の試験。中性粒子輸送コードで計算されたH $\alpha$ 線の発光強度をU, IN<sub>2</sub>, IN<sub>5</sub>ポートの観測コードに対応する線で積分しこの積分値を仮想的に観測値に見立てて「表皮発光近似モデル」による方法を適用しH $\alpha$ 線の発光強度の小半径方向の積分H<sup>SRAM</sup>( $\theta$ )の $\theta$ 依存性を求め、H $\alpha$ 線の発光強度を直接積分して得られる値H<sup>sim</sup>( $\theta$ )と比較する。

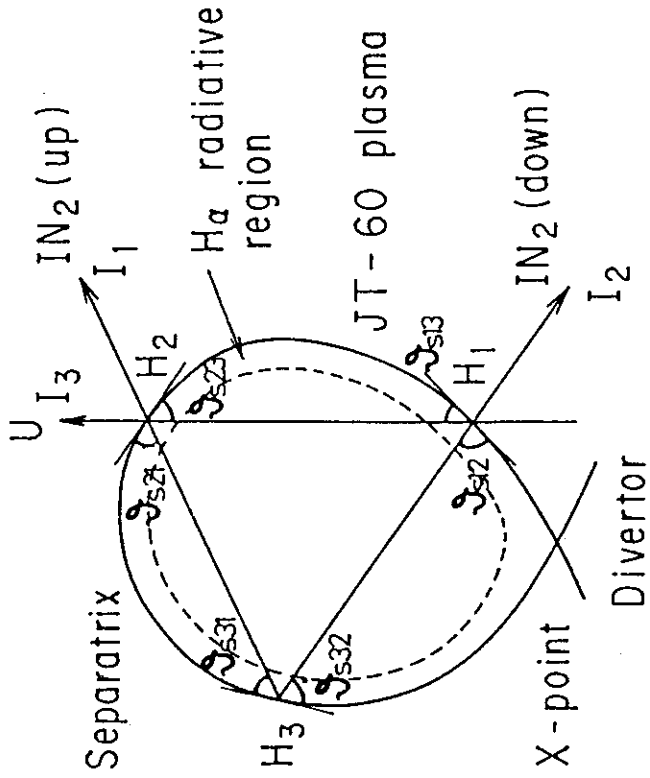


(c) 実際の実験に合わせて壁からの一様な粒子リサイクリングおよびダイバータ・スロートからの粒子リサイクリング両方を仮定した場合。

第18図 (続き)



第19図 「表皮発光近似モデル」による解析結果の中性粒子輸送コードによる解釈。これはカーボン壁実験ショットE4650に合わせて計算したもので、よい一致をみる。



第20図 下側ダイバータ実験での「表皮発光近似モデル」による方法の適用。上側IN<sub>2</sub>ポートの設置が必要である。

## 付 録

H $\alpha$ 線の規格化観測値の正確な表式(2.18)とその表皮発光近似モデルによる展開式(2.23)の詳しい導出を示す。

規格化観測値 I は H $\alpha$ 線の発光強度  $\phi(r, \theta)$  を観測コードに沿って積分したものである。

$$I = I_1 + I_2 \quad (\text{A. 1. a})$$

$$I_1 = \frac{1}{4\pi} \int_0^L \phi \, dl \quad (\text{A. 1. b})$$

$$I_2 = \frac{1}{4\pi} \int_{-L}^0 \phi \, dl \quad (\text{A. 1. c})$$

表皮発光近似モデルにおいては  $\phi(r, \theta)$  は  $r$  に対してはデルタ関数的な振舞いをするが、 $\theta$  に対しては緩やかな関数と考える。そこで、規格化観測値を  $\phi(r, \theta(r))$  の積分で表せば、展開は  $\phi$  の  $\theta$  変数の展開だけで済む。

まず、 $\theta(r) = \theta_s + \varepsilon(r)$  として  $\varepsilon$  を求める。

付図 1 から分かるように

$$\frac{r}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_s\right)} = \frac{a}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_s - \varepsilon\right)} \quad (\text{A. 2})$$

が成り立つ。ここで、 $a \cos \theta_s < r$  のとき

$$\varepsilon = \theta_s - \cos^{-1}\left(\frac{a}{r} \cos \theta_s\right) \quad (\text{A. 3})$$

となる。

$I_1$  の積分表式を求める。付図 1 から観測コードに沿っての変位  $dl$  にともなう小半径方向の変位  $dr$  は

$$dl \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_s + \varepsilon\right) = dr$$

$$\frac{dr}{dl} = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_s + \varepsilon\right) = \sin(\theta_s - \varepsilon) = \sqrt{1 - \cos^2(\theta_s - \varepsilon)}$$

$$= \sqrt{1 - \left(\frac{a}{r} \cos \theta_s\right)^2} \quad (\text{A. 4})$$

と書ける。よって、

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{1}{4\pi} \int_0^L \phi \, dl = \frac{1}{4\pi} \int_b^a \phi(r, \theta_1 + \epsilon) \frac{dl}{dr} \, dr \\
 &= \frac{1}{4\pi} \int_b^a \phi(r, \theta_1 + \theta_s - \cos^{-1}(\frac{a}{r} \cos \theta_s)) \\
 &\quad \times \frac{dr}{\sqrt{1 - (\frac{a}{r} \cos \theta_s)^2}}
 \end{aligned} \tag{A. 5}$$

を得る。表皮発光近似モデルにより

$$\begin{aligned}
 I_1 &\cong \frac{1}{4\pi} \int_{a-\Delta_r}^a \phi(r, \theta_1 + \theta_s - \cos^{-1}(\frac{a}{r} \cos \theta_s)) \\
 &\quad \times \frac{dr}{\sqrt{1 - (\frac{a}{r} \cos \theta_s)^2}}
 \end{aligned} \tag{2. 18}$$

とできる。ここで、 $\Delta_r$ は本文中第(2.11)式に定義されている。  
変数  $x = a - r$  を用いて

$$\begin{aligned}
 I_1 &\cong \frac{1}{4\pi} \int_0^{\Delta_r} \phi(a-x, \theta_1 + \theta_s - \cos^{-1}(\frac{a}{a-x} \cos \theta_s)) \\
 &\quad \times \frac{dx}{\sqrt{1 - (\frac{a}{a-x} \cos \theta_s)^2}}
 \end{aligned} \tag{A. 6}$$

と書ける。

次に、 $I_1$ を  $\xi = x/a < \Delta_r/a \ll 1$  で展開する。ここで

$$\begin{aligned}
 I_1 &\cong \frac{1}{4\pi} \int_0^{\Delta_r} \phi(a-x, \theta_1 + \theta_s - \cos^{-1}(\frac{\cos \theta_s}{1-\xi})) \\
 &\quad \times \frac{dx}{\sqrt{1 - (\frac{\cos \theta_s}{1-\xi})^2}}
 \end{aligned} \tag{A. 7}$$

と書き直しておく。

$$\begin{aligned} \sqrt{1 - \left(\frac{\cos \theta_s}{1 - \xi}\right)^2} &= \sqrt{\sin^2 \theta_s - 2 \cos^2 \theta_s \cdot \xi - 2 \cos^2 \theta_s \cdot \xi^2 - \dots} \\ &\cong \sin \theta_s \left(1 - \frac{\xi}{\tan^2 \theta_s}\right) \end{aligned} \quad (\text{A. 8})$$

により

$$\begin{aligned} \cos^{-1} \left(\frac{\cos \theta_s}{1 - \xi}\right) &= \sin^{-1} \left(\sqrt{1 - \left(\frac{\cos \theta_s}{1 - \xi}\right)^2}\right) \\ &\cong \sin^{-1} \left(\sin \theta_s - \frac{\sin \theta_s}{\tan^2 \theta_s} \xi\right) \\ &\cong \sin^{-1}(\sin \theta_s) - \frac{1}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_s}} \frac{\sin \theta_s}{\tan^2 \theta_s} \xi \\ &= \theta_s - \frac{\xi}{\tan \theta_s} \end{aligned} \quad (\text{A. 9})$$

となる。よって、

$$\theta_1 + \theta_s - \cos^{-1} \left(\frac{\cos \theta_s}{1 - \xi}\right) \cong \theta_1 + \frac{\xi}{\tan \theta_s} \quad (\text{A. 10})$$

と書ける。被積分関数の微係数の項は

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\cos \theta_s}{1 - \xi}\right)^2}} &\cong \frac{1}{\sin \theta_s \left(1 - \frac{\xi}{\tan^2 \theta_s}\right)} \\ &\cong \frac{1}{\sin \theta_s} \left(1 + \frac{\xi}{\tan^2 \theta_s}\right) \end{aligned} \quad (\text{A. 11})$$

となる。よって

$$\begin{aligned} I_1 &\cong \frac{1}{4\pi} \int_0^{2r} \phi \left(a - x, \theta_1 + \frac{\xi}{\tan \theta_s}\right) \left[1 + \frac{\xi}{\tan^2 \theta_s}\right] \frac{dx}{\sin \theta_s} \\ &\cong \frac{1}{4\pi} \int_0^{2r} \frac{dx}{\sin \theta_s} \left[\phi(a - x, \theta_1) + \frac{\partial \phi}{\partial \theta}(a - x, \theta_1) \frac{\xi}{\tan \theta_s}\right] \left[1 + \frac{\xi}{\tan^2 \theta_s}\right] \\ &\cong \frac{1}{4\pi} \int_0^{2r} \frac{dx}{\sin \theta_s} \left[\phi(a - x, \theta_1) + \phi(a - x, \theta_1) \frac{\xi}{\tan^2 \theta_s} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\partial \phi}{\partial \theta}(a - x, \theta_1) \frac{\xi}{\tan \theta_s}\right] \\ &= \frac{1}{\sin \theta_s} \left[H(\theta_1) + \frac{J(\theta_1)}{\tan^2 \theta_s} + \frac{1}{\tan \theta_s} \frac{\partial J}{\partial \theta}(\theta_1)\right] \quad (2.22. a) \end{aligned}$$



を得る。

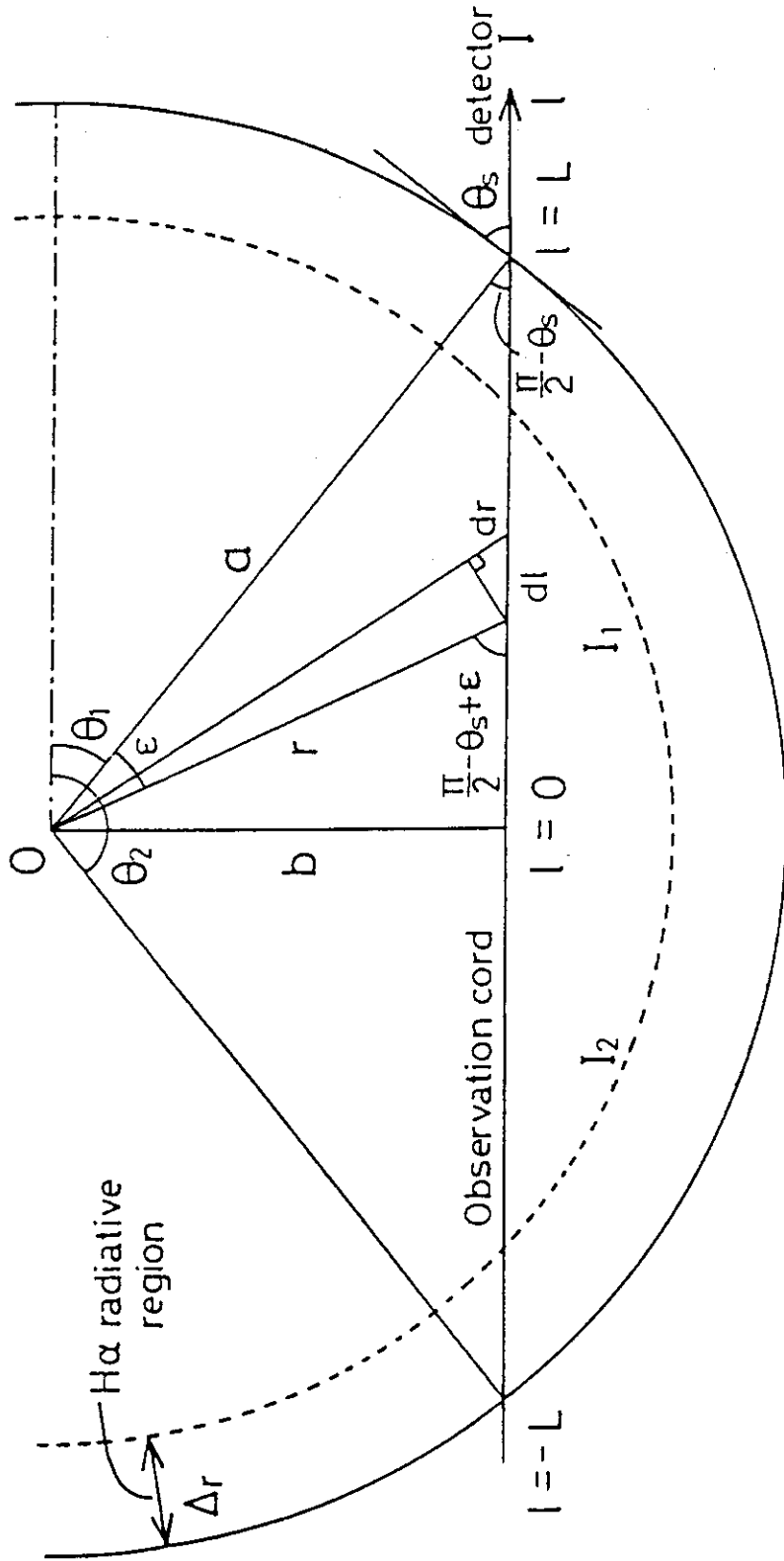
また、 $J(\theta_1) = \langle x \rangle(\theta_1) H(\theta_1) / a$  なので

$$I_1 \cong \frac{H(\theta_1)}{\sin \theta_s} \left[ 1 + \frac{\langle x \rangle}{a \tan^2 \theta_s} + \frac{1}{\tan \theta_s} \frac{\langle x \rangle}{a} \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial \theta} + \frac{1}{\tan \theta_s} \frac{1}{a} \frac{\partial \langle x \rangle}{\partial \theta} \right]_{\theta=\theta_1} \quad (\text{A. 12})$$

通常、 $(d\langle x \rangle / d\theta) / \langle x \rangle \ll (dH / d\theta) / H$  なので

$$I_1 \cong \frac{H(\theta_1)}{\sin \theta_s} \left[ 1 + \frac{\langle x \rangle(\theta_1)}{a \tan^2 \theta_s} + \frac{1}{\tan \theta_s} \frac{\langle x \rangle(\theta_1)}{\Lambda_\theta(\theta_1)} \right] \quad (2. 23)$$

を得る。



付図1 表皮発光近似モデルにおける表式第(2.23)式の導出。1は観測視線に沿った座標である。観測視線にある点の小半径 $r$ とポロイダル方向の角度 $\theta_1 + \epsilon$ で表す。