

JAERI-M

5431

トカマクプラズマの電離割合

1973年10月

藤沢 登・船橋 昭昌・河西 敏・菅原 亨*

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

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

トカマクプラズマの電離割合

日本原子力研究所東海研究所核融合研究室

藤沢 登・船橋昭昌・河西 敏

菅原 亨*

(1973年10月2日受理)

このレポートはトカマク型高温プラズマの荷電粒子閉込め時間を測定するにあたり、プラズマ中での電離割合を算出するために必要な計算をまとめたものである。

トカマクプラズマに衝突放射モデルを適用することにより、水素原子の各励起準位における密度を求め、電離割合、単位時間当りの H_{α} 、 H_{β} 線の光量子数等を計算し、この計算結果を従来ソ連、アメリカのグループによってなされてきた結果と比較検討した。このレポートは今後、JFT-2プラズマの荷電粒子閉込め時間を測定するうえで有用な資料となるものである。

* 外来研究員：東芝

Ionization Rates in Tokamak Plasmas

Noboru FUJISAWA, Akimasa FUNAHASHI,
Satoshi KASAI and Tohru SUGAWARA*

Thermonuclear Fusion Laboratory, Tokai, JAERI

(Received October 2, 1973)

The ionization rates of tokamak plasmas are numerically calculated, in measuring the particle confinement time in plasmas.

The population of excited levels for hydrogen atoms, ionization rates and photon numbers of H_{α} and H_{β} lines are obtained by applying a collisional-radiative model to the tokamak plasmas. These results are compared with those by calculation in U.S.S.R and U.S.A. The report may provide useful data in measuring the particle confinement time of JFT-2.

* Tokyo Shibaura Electric Co., Ltd.

目 次

1. 序	1
2. 衝突放射モデル	1
3. 電離割合	5
4. 結 果	6
4. 1. 一光量子当りの電離割合	6
4. 2. 電離割合および水素原子密度の決定	6
4. 3. 光量子分布等の計算例	7
5. 検 討	8
5. 1. 局所的熱平衡	8
5. 2. 水素原子の各準位の寿命	8
6. 結	9

1 序

磁場中での高温プラズマのエネルギーバランスを論じるとき、荷電粒子の閉込め時間 (τ_n) の評価はエネルギー閉込め時間の算出に重大な影響を及ぼす。

トカマクプラズマではリミターや真空容器壁から入射する中性原子の電子との衝突による電離(I)と荷電粒子の拡散とがほぼ釣り合った準定常状態を形成し、⁽¹⁾ 荷電粒子の閉込め時間は

$$\tau_n = \frac{\bar{n}_e}{I - \frac{d\bar{n}_e}{dt}} \approx \frac{\bar{n}_e}{I} \quad (1)$$

で与えられる。ここで \bar{n}_e は電子密度の平均値である。したがって中性原子の電離割合の正確な評価がトカマクプラズマの荷電粒子閉込め時間の正しい算出につながる。

トカマクプラズマの荷電粒子閉込め時間の測定結果についてソ連とアメリカのトカマク型装置 T-3 及び ST とでは 1970 年頃かなりの違いがみられたが、⁽²⁾ その後この原因は電離割合の算出にあることが主に ST グループによって指摘されてきた。⁽³⁾ そこで JFT-2 の荷電粒子閉込め時間を測定することにも関連して、トカマクプラズマに衝突放射モデルを適用し、電離割合を算出するために必要な計算を行なった。本報告はこの計算をまとめたものである。

第 2 章では衝突放射モデルについて、第 3 章では測定量である $H\alpha$ 、 $H\beta$ 線の光量子数と電離割合についての関係を述べた。第 4 章では計算結果をソ連及びアメリカの研究者による結果と比較すると同時に、JFT-2 で予想される光量子数の推定を行なった。また第 5 章では上記の計算をするに当り必要となった仮定の妥当性について検討した。

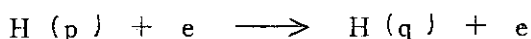
なお、JFT-2 の荷電粒子閉込め時間を測定するに当り、JFT-2 実験グループ（藤沢菅原）とプラズマ計測グループ（船橋、河西）とで荷電粒子閉込め時間算出作業グループを作り、算出に必要な検討、計算、分光器の較正、測定等の作業を遂行することとした。この報告はこれら作業の一部をまとめたものである。

2 衝突放射モデル

プラズマ中における中性原子の各励起準位の密度は種々のプラズマモデルを仮定することによって理論的に予想される。⁽⁴⁾ 例えば低温高密度プラズマでは局所的熱平衡モデルが使用でき、逆に高温低密度プラズマではコロナモデルが仮定できる。現状でのトカマクプラズマにおけるパラメータの領域は上記の両極限の中間に位置するため、励起、電離、再結合等の全ての準位間の遷移を考慮した衝突放射モデル⁽⁵⁾を使用しなければならない。

衝突放射モデルで考慮する素過程を以下に述べる。ただし、ここでは水素プラズマを考える。また以下の式において通常用いられるように、p もしくは q 及び c はそれぞれ問題としている水素原子が p もしくは q 準位に、及び電離された状態にあることを意味している。

(i) 衝突励起



1 序

磁場中での高温プラズマのエネルギーバランスを論じるとき、荷電粒子の閉込め時間 (τ_n) の評価はエネルギー閉込め時間の算出に重大な影響を及ぼす。

トカマクプラズマではリミターや真空容器壁から入射する中性原子の電子との衝突による電離(I)と荷電粒子の拡散とがほぼ釣り合った準定常状態を形成し、⁽¹⁾ 荷電粒子の閉込め時間は

$$\tau_n = \frac{\bar{n}_e}{I - \frac{d\bar{n}_e}{dt}} \approx \frac{\bar{n}_e}{I} \quad (1)$$

で与えられる。ここで \bar{n}_e は電子密度の平均値である。したがって中性原子の電離割合の正確な評価がトカマクプラズマの荷電粒子閉込め時間の正しい算出につながる。

トカマクプラズマの荷電粒子閉込め時間の測定結果についてソ連とアメリカのトカマク型装置 T-3 及び ST とでは 1970 年頃かなりの違いがみられたが、⁽²⁾ その後この原因は電離割合の算出にあることが主に ST グループによって指適されてきた。⁽³⁾ そこで JFT-2 の荷電粒子閉込め時間を測定することにも関連して、トカマクプラズマに衝突放射モデルを適用し、電離割合を算出するために必要な計算を行なった。本報告はこの計算をまとめたものである。

第 2 章では衝突放射モデルについて、第 3 章では測定量である $H\alpha$, $H\beta$ 線の光量子数と電離割合についての関係を述べた。第 4 章では計算結果をソ連及びアメリカの研究者による結果と比較すると同時に、JFT-2 で予想される光量子数の推定を行なった。また第 5 章では上記の計算をするに当り必要となった仮定の妥当性について検討した。

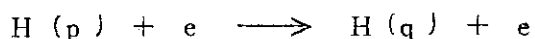
なお、JFT-2 の荷電粒子閉込め時間を測定するに当り、JFT-2 実験グループ (藤沢菅原) とプラズマ計測グループ (船橋, 河西) とで荷電粒子閉込め時間算出作業グループを作り、算出に必要な検討, 計算, 分光器の較正, 測定等の作業を遂行することとした。この報告はこれら作業の一部をまとめたものである。

2 衝突放射モデル

プラズマ中における中性原子の各励起準位の密度は種々のプラズマモデルを仮定することによって理論的に予想される。⁽⁴⁾ 例えば低温高密度プラズマでは局所的熱平衡モデルが使用でき、逆に高温低密度プラズマではコロナモデルが仮定できる。現状でのトカマクプラズマにおけるパラメータの領域は上記の両極限の中間に位置するため、励起、電離、再結合等の全ての準位間の遷移を考慮した衝突放射モデル⁽⁵⁾ を使用しなければならない。

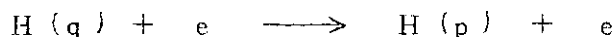
衝突放射モデルで考慮する素過程を以下に述べる。ただし、ここでは水素プラズマを考える。また以下の式において通常用いられるように、p もしくは q 及び c はそれぞれ問題としている水素原子が p もしくは q 準位に、及び電離された状態にあることを意味している。

(i) 衝突励起



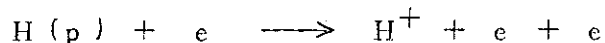
衝突励起係数を $K(p, q)$ [$\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$] とする。

(ii) 衝突逆励起



衝突逆励起係数を $K(q, p)$ [$\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$] とする。

(iii) 衝突電離



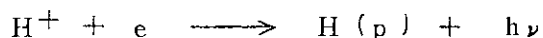
衝突電離係数を $K(p, c)$ [$\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$] とする。

(iv) 衝突再結合



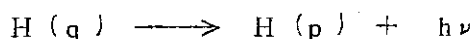
衝突再結合係数を $K(c, p)$ [$\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$] とする。

(v) 放射再結合



放射再結合係数を $\beta(p)$ [$\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$] とする。

(vi) 自然放射



自然放射確率を $A(q, p)$ [sec^{-1}] とする。

なお対象とするプラズマは光学的に薄いと仮定し、強制放射と光子の吸収の両素過程は無視する。また電子はマックスウェル速度分布であると仮定する。

上述の諸素過程を考慮すると、 p 準位にある水素原子密度 $n(p)$ は次式を解くことによって与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{dn(p)}{dt} = & -n(p) [n(c)K(p, c) + n(c) \sum_{q \neq p} K(p, q) + \sum_{q < p} A(p, q)] \\ & + n(c) \sum_{q \neq p} n(q) K(q, p) + \sum_{q > p} n(q) A(q, p) \\ & + n(c)n(H^+) [K(c, p) + \beta(p)] \end{aligned} \quad (2)$$

上式で $n(c)$, $n(H^+)$ は電子密度、水素イオン密度である。

(2)式は $n(p)$ について無限次元の一次連立微分方程式となるため解くことができない。そこで、次のような2つの仮定を導入する。

(a) $p = n_0$ 以上の準位はすべて局所的熱平衡状態にあると仮定することにより(1)式を $(n_0 - 1)$ 次元の一次連立微分方程式とする。したがって、 $p \geq n_0$ 準位の水素原子密度は

$$n_E(p) = n(c)n(H^+) p^2 \left\{ \frac{h^2}{2\pi m k T_e} \right\}^{\frac{3}{2}} \exp \frac{E_p}{k T_e} \quad (3)$$

で与えられる。ここで E_p は p 準位の電離エネルギーである。また、 m , k および h は通常用いられるように電子の質量、ボルツマン定数およびプランク定数であり、 T_e は電子温度である。

(b) さらに, $p \geq 2$ の準位について

$$\frac{dn(p)}{dt} = 0 \quad (4)$$

と仮定する。

以上 (a), (b) の仮定については第 5 章で検討する。

上記の仮定 (a), (b) を考慮すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{dn(1)}{dt} = & -n(1) \left[n(c) K(1, c) + n(c) \left\{ \sum_{q=2}^{n_0-1} K(1, q) + \sum_{q \geq n_0} K(1, q) \right\} \right] \\ & + n(c) \left\{ \sum_{q=2}^{n_0-1} n(q) K(q, 1) + \sum_{q \geq n_0} n_E(q) n(q, 1) \right\} \\ & + \sum_{q=2}^{n_0-1} n(q) A(q, 1) + \sum_{q \geq n_0} n_E(q) A(q, 1) \\ & + n(c) n(H^+) [K(c, 1) + \beta(1)] \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} 0 = & -n(p) \left[n(c) K(p, c) + n(c) \left\{ \sum_{q \neq p}^{n_0-1} K(p, q) + \sum_{q \geq n_0} K(p, q) \right\} \right] \\ & + \sum_{q < p} A(p, q) + n(c) \left\{ \sum_{q \neq p}^{n_0-1} n(q) K(q, p) + \sum_{q \geq n_0} n_E(q) K(q, p) \right\} \\ & + \sum_{q > p}^{n_0-1} n(q) A(q, p) + \sum_{q \geq n_0} n_E(q) A(q, p) \\ & + n(c) n(H^+) [K(c, p) + \beta(p)] \end{aligned} \quad (6)$$

($2 \leq p \leq n_0 - 1$)

ここで衝突電離係数とその逆過程である衝突再結合についてはあたかも電離準位が $p = n_0$ まで下ったかのように考え、次式の $K(p, \sigma)$, $K(\sigma, p)$ を定義する。

$$K(p, \sigma) \equiv K(p, c) + \sum_{q \geq n_0} K(p, q) \quad (7)$$

$$K(\sigma, p) \equiv K(c, p) + \sum_{q \geq n_0} \frac{n_E(q)}{n(H^+)} K(q, p) \quad (8)$$

また放射再結合係数についても同様に

$$\beta'(p) \equiv \beta(p) + \sum_{q \geq n_0} \frac{n_E(q)}{n(c)n(H^+)} A(q,p) \quad (9)$$

と定義する。

(5) 及び (6) 式を解くためには $n(1)$ の初期値が必要であるが、実際にはリミターあるいは真空容壁とプラズマ柱との相互作用に基づく水素原子の流入を考慮しなければならず、この $n(1)$ 量の厳密な意味での決定は不可能である。そこで $n(1)$ も $n(H^+)$ と同様に既知パラメータとして $n(p)$ ($p \geq 2$) について (6) 式に従って解く。したがって解く方程式は次のような一次連立方程式となる。

$$\begin{aligned} n(p) [n(c)K(p,\sigma) + n(c) \sum_{q \neq p}^{n_0-1} K(p,q) + \sum_{q < p} A(p,q)] \\ - n(c) \sum_{q \neq p}^{n_0-1} n(q)K(q,p) - \sum_{q > p}^{n_0-1} n(q)A(q,p) \\ = n(c)n(H^+) [K(\sigma,p) + \beta'(p)] \quad (10) \\ (2 \leq p \leq n_0 - 1) \end{aligned}$$

なお $n(1)$ については、与えた $n(1)$ 値が定常値となるために、水素原子 $n(1)$ の流入束 Φ を考えなければならない。

$$\begin{aligned} \Phi = n(1)n(c) [K(1,\sigma) + \sum_{q=2}^{n_0-1} K(1,q)] \\ - n(c) \sum_{q=2}^{n_0-1} n(q)K(q,1) - \sum_{q=2}^{n_0-1} n(q)A(q,1)] \\ = n(c)n(H^+) [K(\sigma,1) + \beta(q,1)] \quad (11) \end{aligned}$$

最後に励起係数、電離係数などの係数については文献 (6) に水素ガスについて詳細にまとめられており、これを使用する。

3 電 離 割 合

前述した衝突放射モデルを適用したトカマクプラズマの電離割合 I は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{d}{dt} n(c) \\
 &= \sum_{p \geq 1} n(c) n(p) K(p, c) - \sum_{p \leq 1} n(c) n(H^+) K(c, p) \\
 &\quad - \sum_{p \leq 1} n(c) n(H^+) \beta(p) \tag{12}
 \end{aligned}$$

$p \geq n_0$ での局所的熱平衡と詳細平衡

$$n_E(p) K(p, c) = n(H^+) K(c, p) \tag{13}$$

と考慮すると

$$\begin{aligned}
 I &= \sum_{p=1}^{n_0-1} n(c) [n(p) K(p, c) - n(H^+) K(c, p) \\
 &\quad - n(H^+) \beta(p)] - n(c) n(H^+) \sum_{p \geq n_0} \beta(p) \tag{14}
 \end{aligned}$$

と変形される。ただし最後の項は無視できる。〔注〕

一方、測定量である $H\alpha$ 、 $H\beta$ 線の単位時間当りの光量子数 \dot{N}_α 、 \dot{N}_β は次式で与えられる。

$$\dot{N}_\alpha = n(3) A(3, 2) \tag{15}$$

$$\dot{N}_\beta = n(4) A(4, 2) \tag{16}$$

したがって $H\alpha$ 、 $H\beta$ 線の光量子 1 個当りの電離割合 ζ は

$$\zeta_{\alpha, \beta} = \frac{I}{N_{\alpha, \beta}} \tag{17}$$

となる。

〔注〕

$$n_0 \geq 20 \text{ とすれば}$$

$$\sum_{p=1}^{n_0-1} \beta(p) \gg \sum_{p \geq n_0} \beta(p)$$

が成り立つ。参考のために $\beta(p)$ 値を第 a 図に示す。

4 結 果

4.1. 一光子当りの電離割合 (ζ_{α}, β)

荷電粒子閉込め時間の値についてソ連の TM-3⁽⁷⁾ とアメリカの ST⁽⁸⁾ とで当初かなりの違いがあったことについては序で触れた。これは電離割合を算出するときの係数となる ζ_{α}, β の値の差によるものであることが Dimock らによって指摘され⁽³⁾, その後再計算の結果, ソ連のグループ自ら彼等の計算ミスであることを最近認めたとされる⁽⁸⁾。そこでここでは従来なされてきた計算結果をチェックするために, ζ_{α}, β 値の比較をし, ここ数年間主としてアメリカのグループが主張してきた指摘が正しいか否かを確かめることにする。

$n(1), n(c), n(H^+)$ をパラメータとして, 電子温度に対する $\zeta_{\alpha}, \zeta_{\beta}$ の値をそれぞれ第1図, 第2図に示す。また文献^{(3), (8), (9)}の結果と著者らの結果とを比較するために ζ_{α} 値を第3図に示した。

第1図(a), (b), (c), 第2図(a), (b), (c)は $n(1), n(c), n(H^+)$ をパラメータとし $\zeta_{\alpha}, \zeta_{\beta}$ 値を示したものであるが, $n(1), n(c), n(H^+)$ を固定して, 電子温度を下げていくとある温度以下で ζ 値が負になる。これは温度の高い領域では電離が支配的なプラズマであったものが, ある温度以下の低温領域で再結合の支配的なプラズマとなることを示している。また, $n(c), n(H^+), T_e$ を固定し, $n(1)$ の値を変えると水素原子の低密度領域では再結合の支配的なプラズマであったものが, 水素原子密度を増すと電離的なプラズマとなり, さらにある水素原子密度以上では ζ の値は一定となる。またこれらの図から現在注目しているトカマクプラズマの密度, 温度範囲, つまり $n(c) \lesssim 10^{18} \text{ cm}^{-3}, T_e \gtrsim 100 \text{ eV}$ では $\zeta_{\alpha}, \zeta_{\beta}$ の値は $n(1)$ の値にほとんど依存していないことがわかる。なお ζ_{α} に関しては $n(c) = 10^{18} \text{ cm}^{-3}, T_e = (100 \sim 1000) \text{ eV}$ で $\zeta_{\alpha} = (15 \sim 12)$ および $\zeta_{\beta} = (140 \sim 90)$ となっている。

第3図は ζ_{α} についてソ連, アメリカのグループによる計算結果と著者らのものとを比較したものである。文献^{(3), (8), (9)}では $n(1)$ の値について何ら触れていない。そこで第1図の $n(1)$ について高密度領域の ζ 値を比較対象とした。著者らの計算結果はつい最近のデータである文献⁽⁹⁾の結果と温度の広い範囲で良く合っている。また他の結果との大きな差異はみられないことがわかる。この図で同じアメリカのグループによる結果である文献⁽³⁾と⁽⁹⁾との差が何によるものであるかは明らかでない。

なおここで注意すべきことは著者らの計算ならびに文献^{(3), (8), (9)}の結果はいずれも, ソ連のグループによる過去のデータ⁽¹⁰⁾とは著しく異なっていることである。例えば文献⁽¹⁰⁾によれば, $n(c) = 10^{18}, T_e = (100 \sim 1000) \text{ eV}$ で $\zeta_{\alpha} = (4 \sim 3)$ および $\zeta_{\beta} = (35 \sim 25)$ である。

4.2. 電離割合及び水素原子密度の決定

レーザー散乱およびマイクロ波干渉測定等によりプラズマの電子温度, 密度の空間的分布が決定されたとする。そこで前述した(10)式を解くことにより, ある密度, 温度に対する光子数 \dot{N}_{α} (or \dot{N}_{β}) と電離割合 I 及び基底状態にある水素原子密度 $n(1)$ との関係を求めることが可

能である。第4図は電子密度 $n(c) = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度 $T_e = 700 \text{ eV}$ に対する \dot{N}_α 対 I 及び $n(1)$ の関係を示したものである。この図及び可視分光器による H_α 線の絶対測定によって決定された \dot{N}_α の実測値とから、 I 及び $n(1)$ が決定される訳である。したがって、電子密度と温度の分布に対応した第4図と類似なグラフを完成しておけば、 I 及び $n(1)$ の分布の算出が可能となる。

なおこの図で I と $n(1)$ とが平行な直線になることは前節で述べたある $n(1)$ の値以上で I の値がほとんど一定となることと関連している。また $n(1)$ の低密度領域すなわち低光量子数領域（第4図では $\dot{N}_\alpha < 10^{10} (\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1})$ ）では再結合の効果がきき始め I は急激に小さくなる。したがって、光量子数の測定値がこの領域に入ると、 I の決定は不可能になるが、幸いにして現在までのトカマクプラズマの実測値は $\dot{N}_\alpha \approx 10^{13} \text{ cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$ 付近あるいはそれ以上であるため I の決定は可能であろう。この光量子数 \dot{N}_α の値については次節で触れる。

4.3. 光量子数分布等の計算例

JFT-2プラズマの密度分布についてはいくつかの測定値があるが、電子温度については平均量としての情報しか得られていない。⁽¹¹⁾ また H_α 、 H_β の光量子数絶対測定は現在計画中である。しかしながら、水素原子密度については電荷交換による高速水素原子のエネルギー分布測定からプラズマの中心部での水素原子密度の推定値が得られている。⁽¹²⁾ そこでこの節では電子温度分布と水素原子密度分布を適当に仮定することにより、JFT-2プラズマの光量子数分布 $\dot{N}_\alpha(r)$ 、電離割合分布 $I(r)$ 等の計算結果を述べ、今後の測定の参考にする。

電子温度分布を放物線型と仮定し、平均値を測定値と合せる。電子密度分布は測定値である四乗分布とする。基底状態にある水素原子密度分布についてはソ連での測定結果⁽¹³⁾を参考にし、第5図のように仮定する。またプラズマ中心部での絶対値は上述したように電荷交換による高速水素原子の測定結果からの推定値を用いる。なお水素イオンについては密度分布とその絶対値は電子密度と一致するものとする。

上記のような温度、密度の分布をもつJFT-2プラズマに衝突放射モデルを適用した結果を第5図、第6図に示す。第5図は H_α 線の単位時間当りの光量子数 \dot{N}_α 及びその分布を示したものであるが、従来のトカマク型装置のデータ⁽¹³⁾を参照することにより \dot{N}_α とその分布は妥当なものであることがわかる。また前節で述べたように第5図に示した程度の $n(1)$ 値であれば、 I の決定には不都合を生じない。

第6図はシェル状の体積内に電離によって単位時間当りに生じる電子の個数 \dot{N}_I を示したものである。

$$\dot{N}_I = I \cdot 2\pi R \cdot 2\pi r dr \quad (dr = 1) \quad (18)$$

R はプラズマの大半径を表わす。また (14) 式から明らかなように \dot{N}_I は

$$\dot{N}_I = \dot{N}_{CI} - \dot{N}_{CR} - \dot{N}_{RR} \quad (19)$$

と分けることができる。ここで \dot{N}_{CI} 、 \dot{N}_{CR} 、 \dot{N}_{RR} はそれぞれ衝突電離、衝突再結合、放射再結合によりシェル状の体積内に発生ないしは消滅する電子の個数であり、第6図にそれらの

分布を示した。図から明らかなように、上述のような温度、密度の分布をもつ JFT-2 プラズマでは衝突電離が支配的であり、再結合はほとんど無視できる。また \dot{N}_I をプラズマ全体積で積分すると $1.38 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1}$ となり、これと (1) 式とから $\tau_n = 5.4 \text{ msec}$ が得られる。

JFT-2 プラズマの測定結果から明らかなように⁽¹⁾ トカマクプラズマの電子密度分布は放電の中期で準定常状態となる。したがって上で示した電離によって生じる電子と水素イオンとの対は拡散によってプラズマから取去られる。この荷電粒子の流れから拡散係数を推定することも可能である。

また基底状態にある水素原子密度も準定常状態であるとすれば、上記の電離によって単位時間に生じた粒子数 $1.38 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1}$ を補給しなければならない。トカマクではリミターないしは真空容器壁からの流入水素原子束で補われる。

5 検 討

5.1. 局所的熱平衡 ($p \geq n_0$)

水素原子の各励起準位の密度を算出するにあたり、 $p \geq n_0$ の単位はすべて局所的熱平衡が成立していると仮定した。この節ではこの仮定の妥当性について検討する。

この仮定については n_0 の値を十分大きく取れば問題はないが、実際の計算では n_0 を 100 程度以内に押えることが必要である。そこで水素原子の各励起準位の密度が n_0 にどの程度依存するかを検討する。

第7図(a)、(b)、(c) はそれぞれ $T_e = 5, 50, 500 \text{ eV}$ の3ケースについて n_0 の値を変化させ、 $n(p)/n_E(p)$ をプロットしたものである。第7図(a)では電子温度が低く、衝突の支配的なプラズマとなるため、 $n_0 \geq 20$ で十分局所的熱平衡の仮定が満される。しかし電子温度が上昇するにしたがって第7図(b)、(c)に示すように、局所的熱平衡の仮定が成立しにくくなる。そこで問題になるのは、前述した $I, \dot{N}_{\alpha, \beta}$ が n_0 にどの程度依存するかである。第7図(c)のケースについて I, \dot{N}_{β} と n_0 の関係を第8図に示した。この図は I, \dot{N}_{β} が n_0 にほとんど依存しないことを示している。 \dot{N}_{β} は (16) 式で示したように $n(4)$ の値で決まり、 \dot{N}_{β} が n_0 に依存しないことは $n(4)$ が n_0 の値に依存しないことを示しており、これは第7図からも明らかである。また I と n_0 との依存性がないことは I が水素原子の励起準位の低い部分で決まることを意味するものと考えてよい。著者らの計算では n_0 の標準値として $n_0 = 50$ を用いた。(第1図～第6図)

5.2. 水素原子の各準位の寿命

水素原子の各準位の密度を算出するとき $dn(p)/dt = 0$ ($p \geq 2$) と仮定した。この節ではこの仮定について論じる。

上記の仮定が成立するためには各準位の水素原子密度の変化する特徴的な時間がプラズマを特徴づけるパラメータである温度、密度の変化する時間と比較し、十分短かければ上記の仮定は妥当であると考えてよい。そこである励起準位へ再結合、励起、自然放射等によって他の準

分布を示した。図から明らかなように、上述のような温度、密度の分布をもつ JFT-2 プラズマでは衝突電離が支配的であり、再結合はほとんど無視できる。また \dot{N}_I をプラズマ全体積で積分すると $1.38 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1}$ となり、これと (1) 式とから $\tau_n = 5.4 \text{ msec}$ が得られる。

JFT-2 プラズマの測定結果から明らかなように⁽¹¹⁾ トカマクプラズマの電子密度分布は放電の中期で準定常状態となる。したがって上で示した電離によって生じる電子と水素イオンとの対は拡散によってプラズマから取去られる。この荷電粒子の流れから拡散係数を推定することも可能である。

また基底状態にある水素原子密度も準定常状態であるとすれば、上記の電離によって単位時間に生じた粒子数 $1.38 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1}$ を補給しなければならない。トカマクではリミターないしは真空容器壁からの流入水素原子束で補なわれる。

5 検 討

5.1. 局所的熱平衡 ($p \geq n_0$)

水素原子の各励起準位の密度を算出するにあたり、 $p \geq n_0$ の準位はすべて局所的熱平衡が成立していると仮定した。この節ではこの仮定の妥当性について検討する。

この仮定については n_0 の値を十分大きく取れば問題はないが、実際の計算では n_0 を 100 程度以内に押えることが必要である。そこで水素原子の各励起準位の密度が n_0 にどの程度依存するかを検討する。

第7図(a),(b),(c) はそれぞれ $T_e = 5, 50, 500 \text{ eV}$ の3ケースについて n_0 の値を変化させ、 $n(p)/n_E(p)$ をプロットしたものである。第7図(a)では電子温度が低く、衝突の支配的なプラズマとなるため、 $n_0 \geq 20$ で十分局所的熱平衡の仮定が満される。しかし電子温度が上昇するにしたがって第7図(b),(c)に示すように、局所的熱平衡の仮定が成立しにくくなる。そこで問題になるのは、前述した $I, \dot{N}_{\alpha, \beta}$ が n_0 にどの程度依存するかである。第7図(c)のケースについて I, \dot{N}_{β} と n_0 の関係を第8図に示した。この図は I, \dot{N}_{β} が n_0 にほとんど依存しないことを示している。 \dot{N}_{β} は (16) 式で示したように $n(4)$ の値で決まり、 \dot{N}_{β} が n_0 に依存しないことは $n(4)$ が n_0 の値に依存しないことを示しており、これは第7図からも明らかである。また I と n_0 との依存性がないことは I が水素原子の励起準位の低い部分で決まることを意味するものと考えてよい。著者らの計算では n_0 の標準値として $n_0 = 50$ を用いた。(第1図～第6図)

5.2. 水素原子の各準位の寿命

水素原子の各準位の密度を算出するとき $dn(p)/dt = 0$ ($p \geq 2$) と仮定した。この節ではこの仮定について論じる。

上記の仮定が成立するためには各準位の水素原子密度の変化する特徴的な時間がプラズマを特徴づけるパラメータである温度、密度の変化する時間と比較し、十分短かければ上記の仮定は妥当であると考えてよい。そこである励起準位へ再結合、励起、自然放射等によって他の準

位から入ってくる粒子を零とし，他の準位へ出る素過程だけを考えた場合，この準位の水素原子密度の減少する特徴的な時間が上に述べたようなある準位の寿命と考えてよいであろう。

(2) 式で入力項を零とすれば

$$\frac{dn(p)}{dt} = -n(p) \left[n(c) K(p, c) + n(c) \sum_{q \approx p} K(p, q) + \sum_{q < p} A(p, q) \right] \quad (20)$$

となる。この微分方程式の解は

$$n(p) = n_0(p) \exp \left(- \frac{t}{\tau_p} \right) \quad (21)$$

で与えられ， p 準位の水素原子密度の寿命 τ_p は次式で与えられる。

$$\tau_p^{-1} = n(c) K(p, c) + n(c) \sum_{q \approx p} K(p, q) + \sum_{q < p} A(p, q) \quad (22)$$

τ_p はプラズマの電子温度，密度の関数となっている。

τ_p の電子温度に対する関係を第9図に示す。この図から明らかなようにトカマクプラズマの温度，密度の変化する特徴的な時間 (≥ 1 msec) に較べ τ_p ($p \geq 2$) は十分小さく，上記の仮定は常に成立していると考えてよい。

6 結 語

- 1) JFT-2 プラズマの荷電粒子閉込め時間を測定することに関連して，トカマクプラズマに衝突放射モデルを適用し，電離割合を算出するために必要な計算を行なった。
- 2) 1 光量子当りの電離割合はここ数年間アメリカのグループが主張してきた値と温度の広い範囲で良く合うことが示された。
- 3) またソ連の研究者による過去のデータとは著しく異なることが示された。(最近，ソ連のグループはアメリカの主張を認めたように思われる。)
- 4) 可視分光器による $H\alpha$ ， $H\beta$ 線の絶対測定によって決定される光量子数の空間分布から電離割合および水素原子密度の空間分布の決定が可能である。
- 5) 現在までに得られている JFT-2 プラズマの実測値と過去のトカマクの結果からの推定値を用いて JFT-2 プラズマの電離割合を試算した。

謝 辞

このレポートをまとめるにあたりご討論いただいた JFT-2 実験グループ，プラズマ計測グループの皆様に感謝いたします。

終始，御指導下さいました森茂室長に厚く御礼申し上げます。

位から入ってくる粒子を零とし、他の準位へ出る素過程だけを考えた場合、この準位の水素原子密度の減少する特徴的な時間が上に述べたようなある準位の寿命と考えてよいであろう。

(2) 式で入力項を零とすれば

$$\frac{dn(p)}{dt} = -n(p) \left[n(c) K(p, c) + n(c) \sum_{q \neq p} K(p, q) + \sum_{q < p} A(p, q) \right] \quad (20)$$

となる。この微分方程式の解は

$$n(p) = n_0(p) \exp \left(- \frac{t}{\tau_p} \right) \quad (21)$$

で与えられ、 p 準位の水素原子密度の寿命 τ_p は次式で与えられる。

$$\tau_p^{-1} = n(c) K(p, c) + n(c) \sum_{q \neq p} K(p, q) + \sum_{q < p} A(p, q) \quad (22)$$

τ_p はプラズマの電子温度、密度の関数となっている。

τ_p の電子温度に対する関係を第9図に示す。この図から明らかなようにトカマクプラズマの温度、密度の変化する特徴的な時間 (≥ 1 msec) に較べ τ_p ($p \geq 2$) は十分小さく、上記の仮定は常に成立していると考えてよい。

6 結 語

- 1) JFT-2 プラズマの荷電粒子閉込め時間を測定することに関連して、トカマクプラズマに衝突放射モデルを適用し、電離割合を算出するために必要な計算を行なった。
- 2) 1 光量子当りの電離割合はここ数年間アメリカのグループが主張してきた値と温度の広い範囲で良く合うことが示された。
- 3) またソ連の研究者による過去のデータとは著しく異なることが示された。(最近、ソ連のグループはアメリカの主張を認めたように思われる。)
- 4) 可視分光器による $H\alpha$, $H\beta$ 線の絶対測定によって決定される光量子数の空間分布から電離割合および水素原子密度の空間分布の決定が可能である。
- 5) 現在までに得られている JFT-2 プラズマの実測値と過去のトカマクの結果からの推定値を用いて JFT-2 プラズマの電離割合を試算した。

謝 辞

このレポートをまとめるにあたりご討論いただいた JFT-2 実験グループ、プラズマ計測グループの皆様に感謝いたします。

終始、御指導下さいました森茂室長に厚く御礼申し上げます。

文 献

- 1) 例えは
 - a) L. A. Artsimovich : Nuclear Fusion 12 (1972) 215
 - b) D. L. Dimock et al : Nuclear Fusion 13 (1973) 271
- 2) 例えは

河西, 船橋, 伊藤 : JAERI-memo 4596 (September 1971)
- 3) D. L. Dimock et al : in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 4th Int. Conf. Madison) 1, IAEA, Vienna (1971) 451.
- 4) 例えは
 - a) 宮本 : 応用物理 35 (1966) 772.
 - b) 森 : 分光研究 20 (1971) 1, 20 (1971) 51.
- 5) 例えは
 - a) D. R. Bates et al : Proc. Roy. soc. (London) A 267 (1962) 297.
 - b) R. W. P. McWhirter and A. G. Hearn : Proc Phys. Soc. 82 (1963) 641.
- 6) L. C. Johnson : Astrophys. J. 174 (1972) 227.
- 7) L. A. Artsimovich et al : The 3rd International Conference on Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Fusion Research (Novosibirsk, USSR, 1968), CN-24/B-1, Nuclear Fusion Special Supplement (1969) 17.
- 8) V. A. Abramov et al : Atomnaya Energiya 33 (1972) 845.
- 9) J. C. Johnson and E. Hinnov : MATT-909 (1972)
- 10) V. A. Abramov et al : Soviet Atomic Energy 26 (1969) 599.
- 11) S. Itoh et al : the 3rd International Symposium on Toroidal Plasma Confinement (March 1973) B-4.
- 12) S. Yano et al : JAERI-M 5276 (May 1973)
- 13) 例えは
 - a) E. I. Kuznetsov : MATT-TRANS-80 (1969)
 - b) N. D. Vinogradova et al. : in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc 4th Int Conf. Madison) IAEA, Vienna (1971)

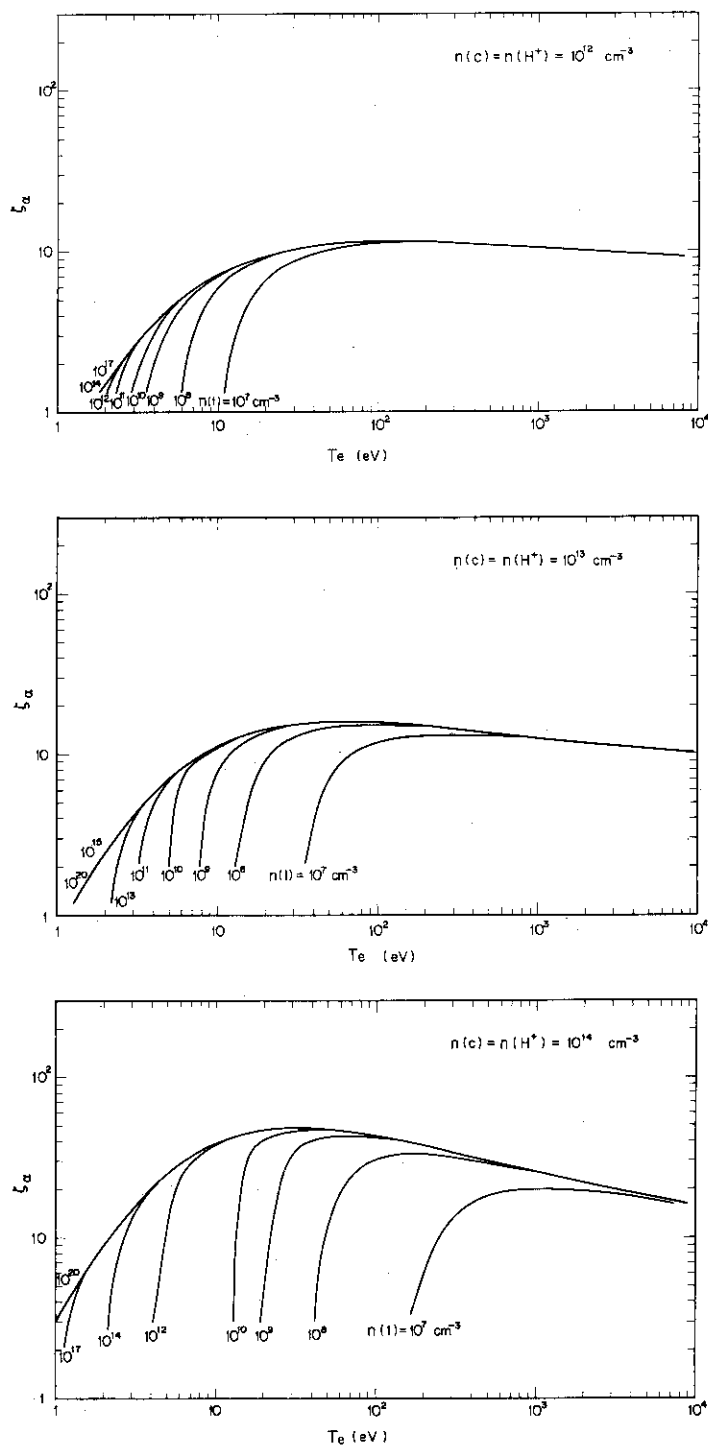


Fig. 1 H_{α} 線の1光子当りの電離割合と電子温度の関係。

$n(1)$ は水素原子の基底準位の密度

(a) $n(c) = n(H^+) = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 。

(b) $n(c) = n(H^+) = 1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。

(c) $n(c) = n(H^+) = 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 。

$n(c)$, $n(H^+)$ は電子密度, 水素イオン密度。

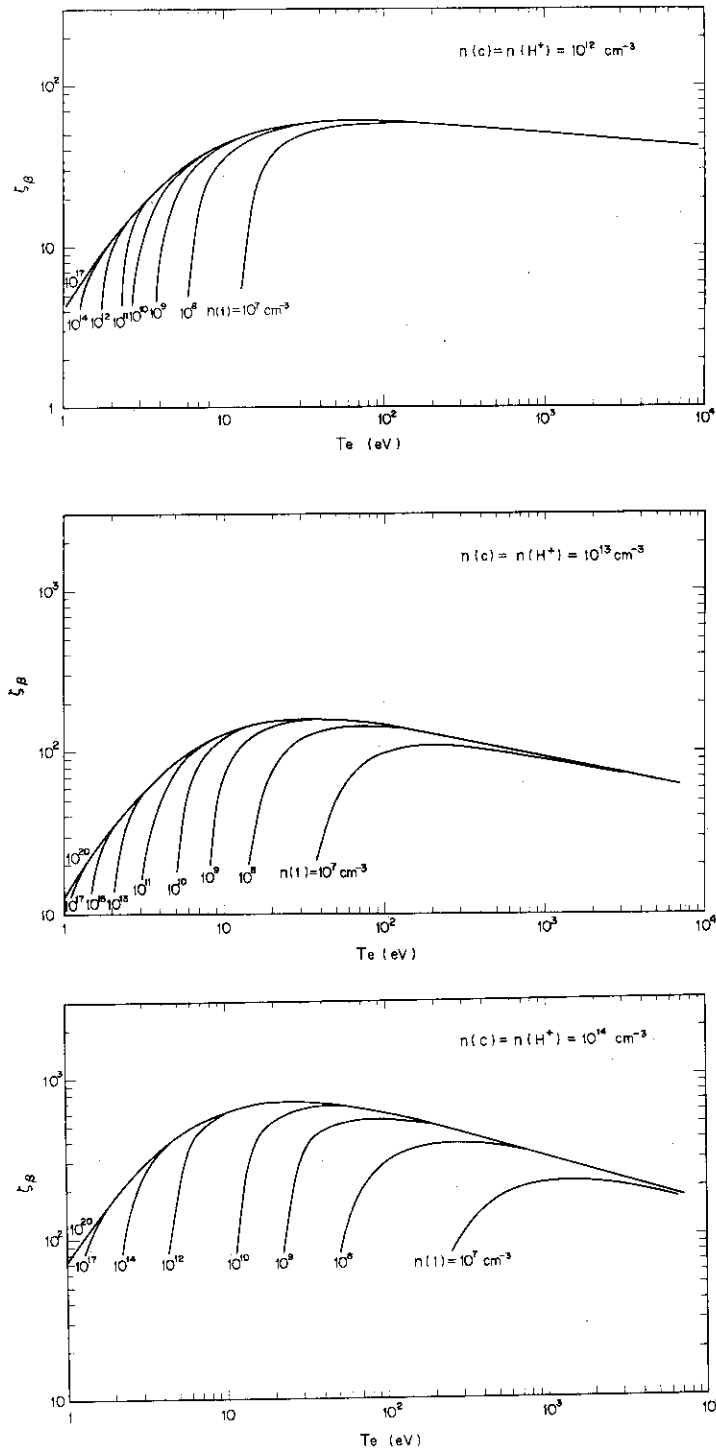


Fig. 2 H_{β} 線の 1 光子当りの電離割合と電子温度の関係。

(a) $n(c) = n(H^+) = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 。

(b) $n(c) = n(H^+) = 1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。

(c) $n(c) = n(H^+) = 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 。

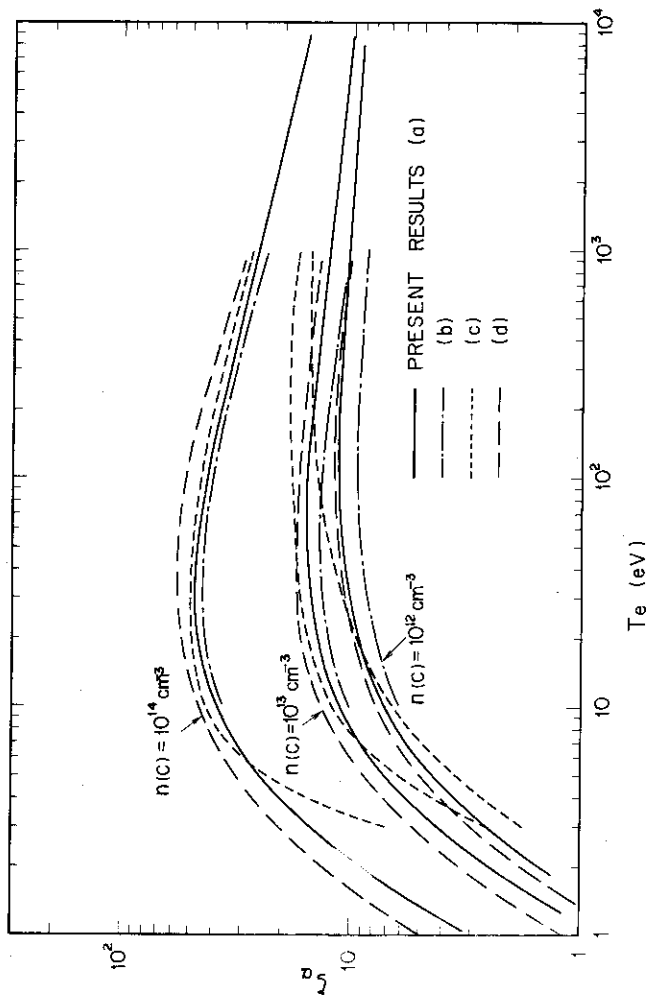
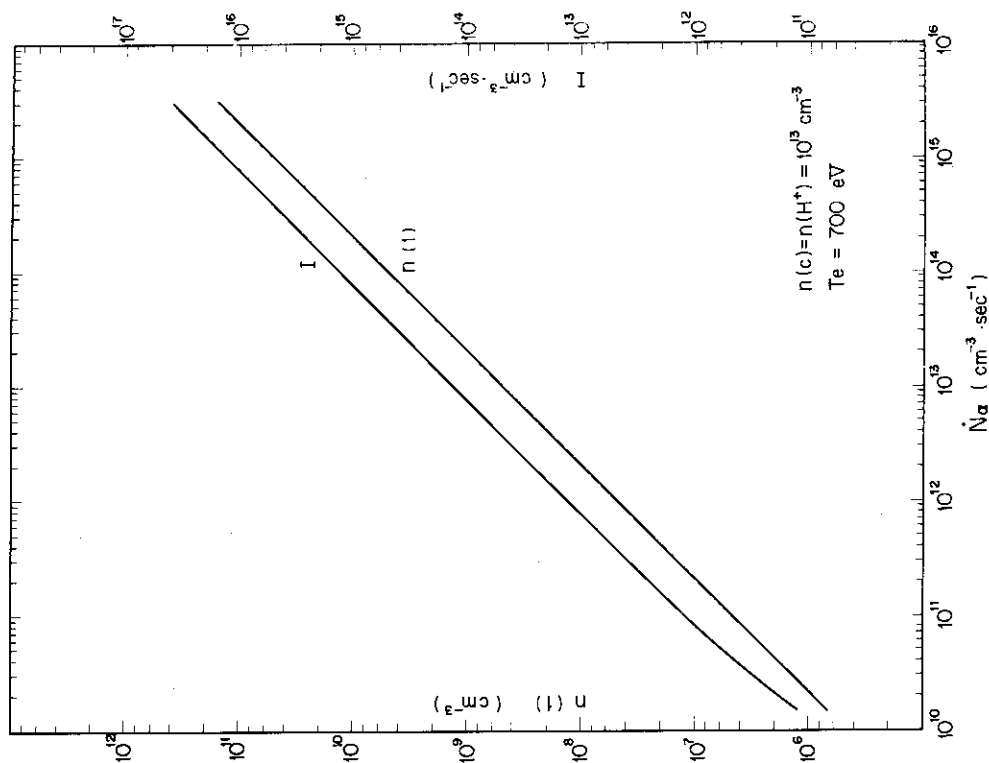


Fig. 3 H_{α} 線の 1 光子当りの電離割合について、著者等の結果とソ連、アメリカのグループによる結果との比較。

- (a) 第 1 図(b)。
- (b) 参考文献(3)。
- (c) 参考文献(8)。
- (d) 参考文献(9)。

Fig. 4 単位時間当りの H_{α} 線の光子数に対する基底準位の水素原子密度及び電離割合の依存性。

$$n(c) = n(H^+) = 1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}, T_e = 700 \text{ eV}$$

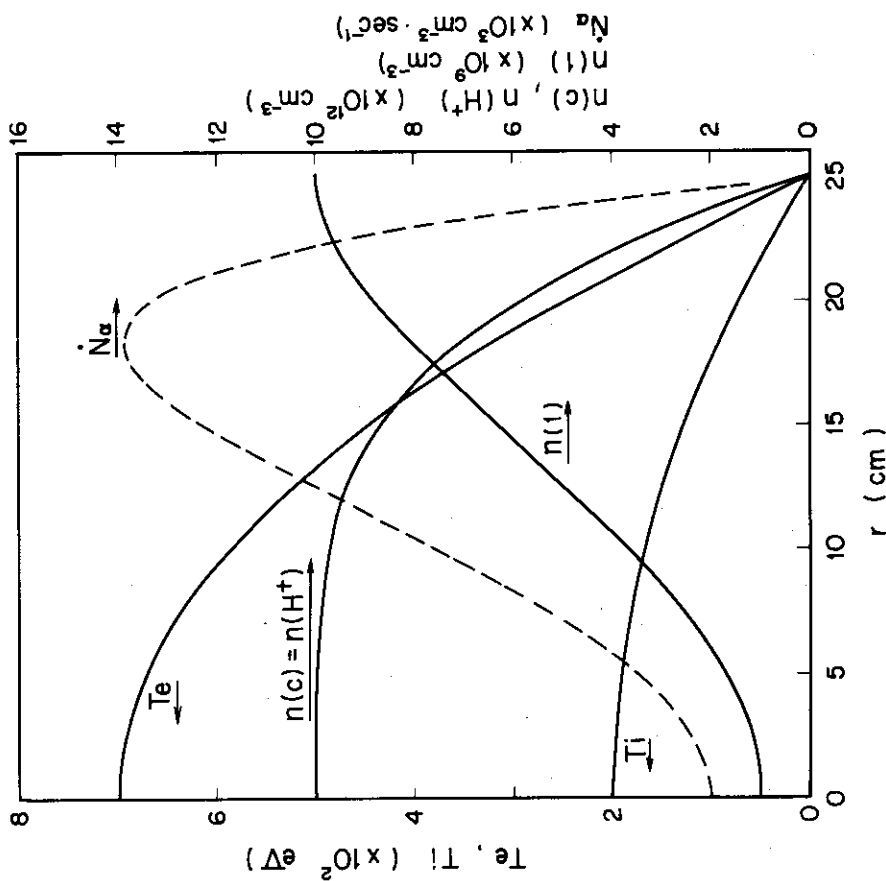


Fig. 5

JFT-2 プラズマの単位時間当りの H_{α} 線の光子数分布の予想値。
 $T_e(r) = 700 [1 - (r/a)^2]$ eV, $T_i(r) = 200 [1 - (r/a)^2]$ eV, $n(c) =$
 $n(H^+) = 1.0 \times 10^{18} [1 - (r/a)^4]$ cm^{-3} , $n(i) = 1.0 \times 10^9 [\{ (r/a)^2 - 1 \}^2$
 $- 10 (r/a)^2 \{ (r/a)^2 - 2 \}]$

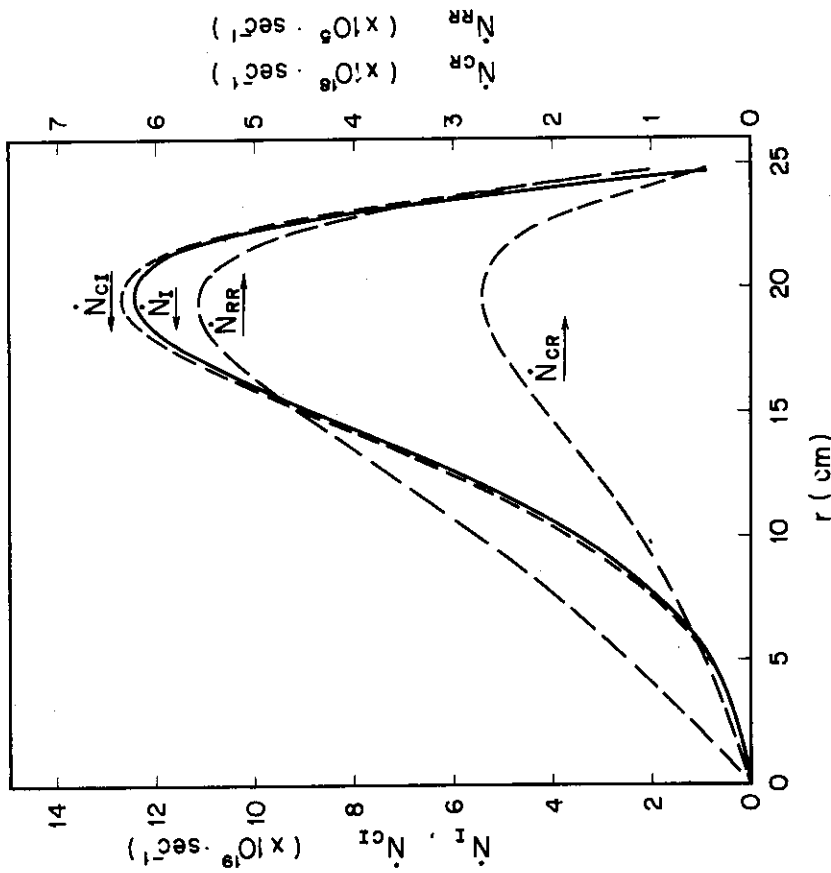
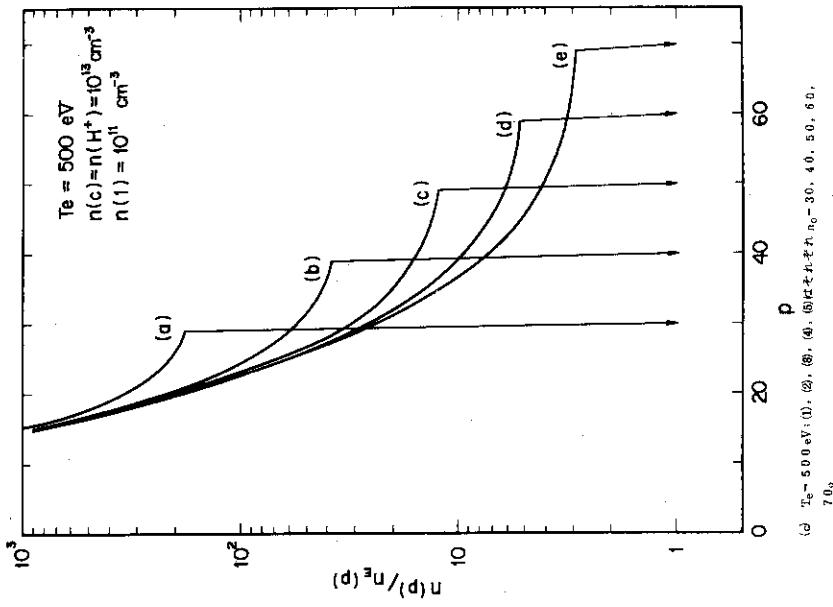
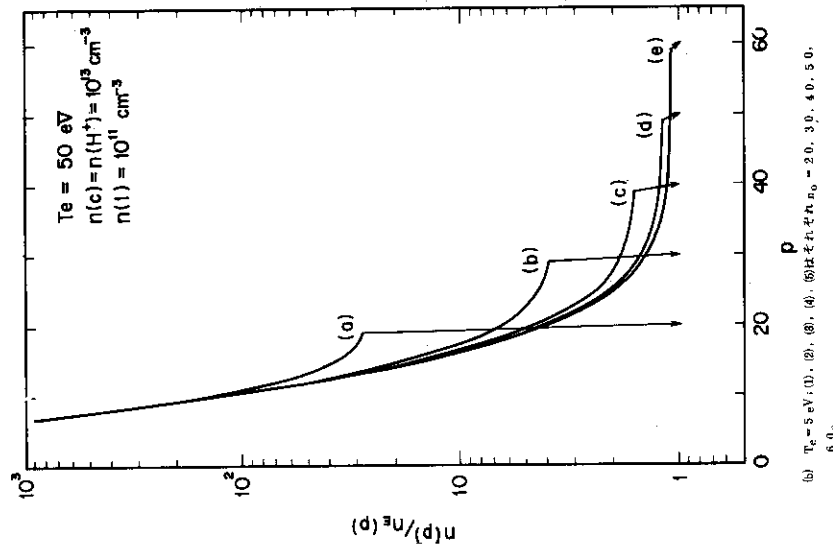


Fig. 6

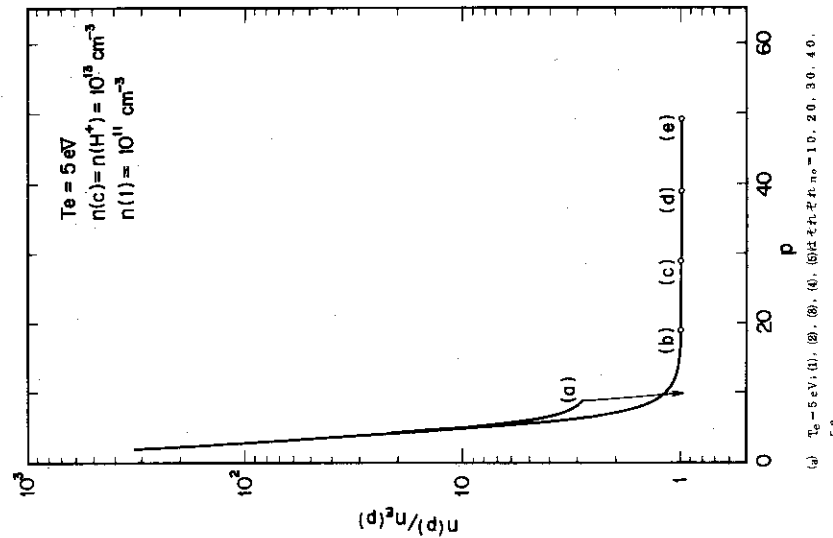
第5図の温度, 密度のもとで, 単位厚さのシエル状の体積内に単位時間
 に生じる電子の個数 (\dot{N}_i) , \dot{N}_{CI} , \dot{N}_{CR} , \dot{N}_{RR} はそれぞれ衝突電離, 衝突再
 結合, 放射再結合により発生あるいは消滅する電子の個数。



(a) $T_e = 500 \text{ eV}$; (b), (c), (d), (e) はそれぞれ $n_0 = 30, 40, 50, 60, 70$.



(b) $T_e = 50 \text{ eV}$; (c), (d), (e) はそれぞれ $n_0 = 20, 30, 40, 50, 60$.



(c) $T_e = 5 \text{ eV}$; (d), (e) はそれぞれ $n_0 = 10, 20, 30, 40, 50$.

Fig. 7 局所的熱平衡を仮定する励起準位 (n_0) をパラメータとしたときの $n(p)/n_e(p)$ と p との関係。 $n(c) = n(H^+) = 1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $n(I) = 1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 。

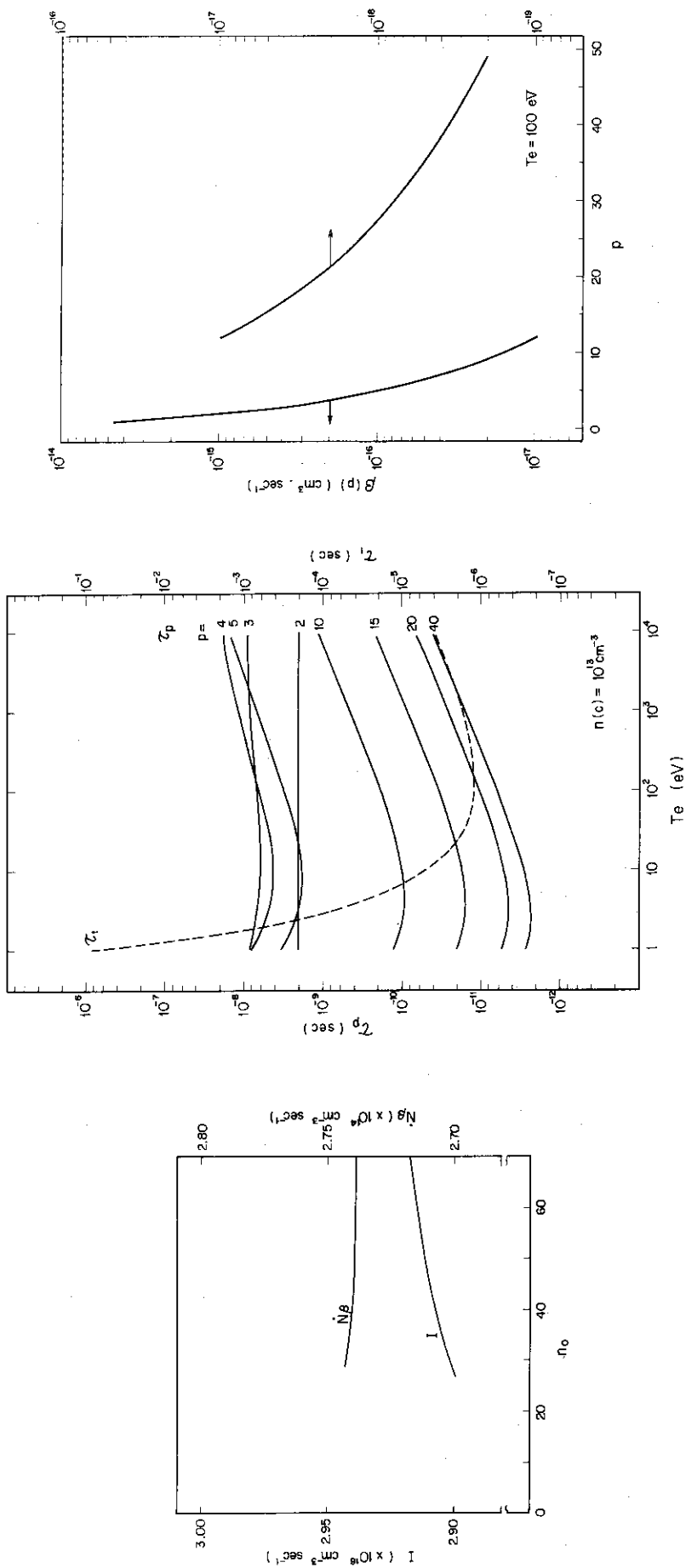


Fig. 8

第7図(d)の場合の n_0 に対する電離割合あるいは単位時間当りの H_{β} 線の光子数の変化。

Fig. 9

励起単位にある水素原子の閉込時間と電子励起再結合係数の励起単位に対する依存性。 $T_e = 100 \text{ eV}$ 温度の関係。 $n(c) = 1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。

第a図 放射再結合係数の励起単位に対する依存性。 $T_e = 100 \text{ eV}$