

②

水素原子・分子の衝突輻射モデルに もとづくトカマクプラズマの分光研究

1 9 9 4

澤田 圭 司

水素原子・分子の衝突輻射モデルにもとづくトカマクプラズマの分光研究

第 1 章	序論－本研究の目的	1-1
	参考文献	1-3
第 2 章	水素原子に対する衝突輻射モデルおよびその成立条件	
2.1.	励起準位ポピュレーションの時間発展	
	－連立速度方程式に対する準定常近似の成立条件	2-1
2.1.1.	はじめに	2-1
2.1.2.	励起準位ポピュレーションの過渡応答と過渡時間	2-4
2.1.3.	結果と考察	2-11
付録 A	高温再結合プラズマの場合	2-13
付録 B	水素様イオンのスケーリング則	2-14
	参考文献	2-17
2.2.	準位を方位量子数で分離した場合の水素原子	
	衝突輻射モデル－簡略化されたモデルの適用条件	2-18
2.2.1.	はじめに	2-18
2.2.2.	計算条件	2-19
2.2.3.	計算結果と考察	2-20
付録 A	衝突過程として電子衝突だけを考慮した場合の	
	計算結果	2-27
	参考文献	2-28
第 3 章	水素原子・分子に対する衝突輻射モデルによる	
	水素プラズマの解析	
3.1.	序論	3-1
	参考文献	3-3
3.2.	原子発光線強度測定による粒子密度決定	3-4
3.2.1.	はじめに	3-4
3.2.2.	水素原子のみが存在する場合－衝突輻射モデル	3-5
3.2.2.1.	励起断面積と電離断面積	3-5

3.2.2.2.	計算結果	3-7
3.2.3.	水素原子と水素分子が存在する場合	3-10
3.2.3.1.	分子の解離性励起断面積と衝突輻射モデル	3-10
3.2.3.2.	結果と考察	3-14
付録A	$p \geq 5$ への励起断面積のしきい値付近の値の推定	3-17
	参考文献	3-18
3.3.	水素分子の解離電離過程 - 分子の衝突輻射モデル	3-21
3.3.1.	はじめに	3-21
3.3.2.	水素分子衝突輻射モデル	3-23
3.3.2.1.	水素分子衝突輻射モデル	3-23
3.3.2.2.	分子過程データ	3-25
3.3.3.	計算結果	3-28
3.3.3.1.	実効速度係数 $P_{H_2^*}$	3-28
3.3.3.2.	実効速度係数 $P_{H_2^H}$	3-30
3.3.3.3.	その他の実効速度係数	3-32
3.3.3.4.	H α 発光線強度比と電離量との関係	3-32
3.3.4.	考察	3-33
3.3.4.1.	水素分子イオン	3-33
3.3.4.2.	基底電子状態振動準位励起	3-33
	参考文献	3-36
第4章	実験装置	
4.1.	WT-3トカマク	4-1
4.2.	分光システム	4-1
4.2.1.	集光系	4-1
4.2.2.	分光器	4-2
4.2.3.	検出器	4-2
4.2.3.1.	光電子増倍管	4-3
4.2.3.2.	マルチチャンネル検出器およびデータ 収集・制御システム	4-3
4.3.	感度校正およびデータ解析法	4-4
4.3.1.	感度校正	4-4
4.3.2.	データ解析法	4-5
	参考文献	4-8

第5章	実験結果および考察	
5.1.	実験結果	5-1
5.2.	粒子バランス	5-3
5.3.	考察	5-5
付録A	不純物イオンとの電荷交換の考察	5-7
	参考文献	5-9
第6章	結論	6-1
謝辞		
付録	本論文に関連する発表論文	

第 1 章 序論－本研究の目的

磁場閉じ込めプラズマにおいて境界プラズマは、主プラズマと真空容器壁をむすぶものであり、中型・大型のトカマクの実験において、境界プラズマの条件および物理プロセスが、プラズマ全体の性質に大きな影響を及ぼすことが確認されている。例えばプラズマ全体の粒子およびエネルギー閉じ込め時間 [1, 2]、LモードからHモードへの遷移 [3-5]、トカマクにおける密度限界 [6]、中性粒子ビーム加熱の効率 [7]、イオンサイクロトロン加熱効率 [8] などが周辺プラズマのパラメータに大きく依存する。

水素は核融合プラズマの主成分であり、水素リサイクリングは境界プラズマのパラメータ決定に大きな役割を果たす。またプラズマの粒子バランス、閉じ込めの観点から重要であるにもかかわらず、研究の対象になることが少なかった。

水素リサイクリングは定性的に次のように考えられている [9]。磁場から逃げ出したプロトンは、リミター、ダイバータ、真空容器など固体壁に突入し、一部は表面の原子層で反射され、その殆どは中性水素原子としてプラズマに戻る。反射されないプロトンは固体中で水素原子になり、固体中で保持され、拡散により一部は再び表面に現れ、そこで水素分子を形成して、プラズマ粒子の衝撃により脱離して境界プラズマに戻る。境界プラズマの水素分子および水素分子イオンが電子衝突により解離して生ずるフランク-コンドン原子は 1~5 eVのエネルギーを持つので、イオン化平均自由行程が長く、一部はコアプラズマに達しプラズマの補給を行う。しかしながら、これら境界プラズマの水素原子、水素分子の密度及び空間的な流れはこれまで測定されたことがなかった。我々の研究目標は、これらの諸量を分光学的手法により明らかにし、水素リサイクリングの理解を深めることにある。

我々は実験装置として京都大学理学部プラズマ実験棟のWT-3トカマク装置を利用した。分光的な手がかりとしては、測定可能な水素原子バルマー線 $H\alpha$ (主量子数 $3 \rightarrow 2$ の遷移)、 $H\beta$ ($4 \rightarrow 2$)、 $H\gamma$ ($5 \rightarrow 2$) の発光強度である。励起水素原子は基底状態の水素原子または水素分子の解離によって生成される。我々はこの2つの可能性を考慮し、水素原子の

励起準位ポピュレーションを衝突輻射モデルによって計算した。励起水素原子が基底状態水素原子から生成される場合と、水素分子の解離によって作られる場合でポピュレーション分布が異なることから、上記発光線強度から水素原子密度、水素分子密度、また電子密度が決定できることが分かった。次に水素原子、水素分子、電子などの粒子バランスを考える上で必要となる、水素分子から電子が作られる実効速度係数、水素原子が作られる実効速度係数などを計算した。この時、水素分子の励起状態を経由する過程による量は全く知られていないので、我々は水素分子の衝突輻射モデルを構築し計算を行った。

上記の方法をWT-3に適用し、水素原子密度、水素分子密度、電子密度を決定した。また得られたこれら密度の空間分布から、プラズマが定常状態であると仮定して、それぞれの空間的な流れや、さらには粒子閉じ込め時間を算出した。

本論文ではまず第2章において衝突輻射モデルの適用範囲を明らかにする基礎的研究について述べる。次に第3章にてバルマー線から、水素原子密度、水素分子密度、電子密度を決定する方法を述べる。また水素分子から電子、水素原子などが生成される実効速度係数について述べる。第4章ではWT-3および分光計測装置の説明をする。第5章ではWT-3に適用した結果を紹介する。

参考文献

- ¹H.P.Furth, Plasma Phys. Controll. Fusion 28, 1305 (1986).
- ²L. de Kock, JET Team, J. Nucl. Mater. 145-147, 26 (1986).
- ³F.Wagner, ASDEX Team, Phys. Rev. Lett. 49, 1408 (1982).
- ⁴M.Kaye, M.G.Bell, K.Bol, et al., J. Nucl. Mater. 121, 115 (1984).
M.Nagami, M.Kasai, A.Kitsunozaki, et al., Nucl. Fusion 24, 183 (1984).
- ⁵K.Odajima, A.Funahashi, K.Hoshino, et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986 (Proc. 11th Int. Conf. Kyoto, 1986), Vol. 1, IAEA, Vienna, 151 (1987).
- ⁶J.Neuhauser, W.Schneider, R.Wunderlich, Rep. IPP-5/8, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1985).
- ⁷F.Wagner, Nucl. Fusion 25, 525 (1985).
- ⁸K.McCormick, Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 14th Eur. Conf. Madrid, 1987), Contributed Papers, Vol. 11D, Part II, European Physical Society, 666 (1987).
- ⁹T.Kawamura, 核融合研究 63, 235 (1990).

第2章 水素原子に対する衝突輻射モデルおよびその成立条件

2.1.	励起準位ポピュレーションの時間発展 - 連立速度方程式に対する準定常近似の成立条件	2-1
2.1.1.	はじめに	2-1
2.1.2.	励起準位ポピュレーションの過渡応答と過渡時間	2-4
2.1.3.	結果と考察	2-11
付録A	高温再結合プラズマの場合	2-13
付録B	水素様イオンのスケーリング則	2-14
	参考文献	2-17
2.2.	準位を方位量子数で分離した場合の水素原子 衝突輻射モデル-簡略化されたモデルの適用条件	2-18
2.2.1.	はじめに	2-18
2.2.2.	計算条件	2-19
2.2.3.	計算結果と考察	2-20
付録A	衝突過程として電子衝突だけを考慮した場合の 計算結果	2-27
	参考文献	2-28

2.1. 励起準位ポピュレーションの時間発展 - 連立速度方程式に対する準定常近似の成立条件

摘要

水素原子の励起準位ポピュレーションの時間変化を記述する連立微分方程式を立て、階段状に変化するプラズマ条件に対して解くことによって、ポピュレーションが、時間とともに定常状態へと変化していく様子を調べた。電離プラズマの場合、グリームの境界（準位からのポピュレーション流出機構のうち、電子衝突によるものと輻射遷移によるものが大むね等しい準位。それよりも上の準位では前者が、下の準位では後者が優勢になる。）より低い準位では、過渡時間はその準位自身の緩和時間（ポピュレーション流出速度の逆数）で与えられる。またグリームの境界より高い準位では、それはグリームの境界の緩和時間で与えられる。再結合プラズマの場合、グリームの境界より高い準位の過渡時間は、その準位の緩和時間にほぼ一致するが、グリームの境界より低い準位では、グリームの境界の緩和時間になる。このように励起準位全体の過渡時間はグリームの境界の緩和時間で決まる。実効的な電離、再結合の速度係数についても考察した。

2.1.1. はじめに

プラズマからの原子・イオン発光線の分光は、プラズマ研究の強力な手段の一つである。発光スペクトルの線強度分布は原子およびイオンの対応する励起準位のポピュレーション分布を表している。この分布はプラズマ中で起こる様々な衝突、輻射過程によって決定される。

水素原子を例にとる。エネルギー準位は主量子数 p のみによって区別されるとする。ポピュレーション $n(p)$ の時間変化は速度方程式により記述される。

$$\begin{aligned} \frac{dn(p)}{dt} = & \sum_{q < p} C(q, p) n_e n(q) + \sum_{q > p} [F(q, p) n_e + A(q, p)] n(q) \\ & + [\alpha(p) n_e + \beta(p)] n_e n_e \\ & - \{ [\sum_{q < p} F(p, q) + \sum_{q > p} C(p, q) + S(p)] n_e + \sum_{q < p} A(p, q) \} n(p) \quad (1) \end{aligned}$$

ここで $C(p,q)$ 、 $F(q,p)$ は p から q への電子衝突励起と逆過程である脱励起のそれぞれの速度係数、 $A(q,p)$ は q から p への自然放出確率である。 $S(p)$ と $\alpha(p)$ は電離と三体再結合の速度係数、 $\beta(p)$ は輻射再結合の速度係数である。 n_z はプロトン密度である。ここで、電子密度 n_e 、電子温度 T_e は与えられたものとする。式(1)右辺3行目の $\{ \}$ 、すなわち $n(p)$ の係数は、準位 p の密度が失われる速度を表し、この量の逆数を準位 p の緩和時間 $\tau(p)$ とよぶ。

すべての(イオンまで含めた)エネルギー準位のポピュレーションの系は式(1)を連立させた一組の連立微分方程式で記述され、その時間発展は一様なプラズマを仮定すれば適当な初期条件のもとでのその解によって表される。それに対して、30年以上前に、式(1)に対する近似解として、準定常近似(QSS)による方法、すなわち衝突輻射モデルが提唱された[1-3]。この方法では速度方程式を適当な p で切って、励起準位 ($p \geq 2$) に対する式(1)の時間変化を無視する。すなわち

$$dn(p)/dt = 0 \quad (p=2,3,4\dots) \quad (2)$$

この結果、式(1)の連立微分方程式は、 $p \geq 2$ に対しては単なる連立方程式になる。式(2)は簡単に解けて、次のように表される。

$$n(p) = R_0(p)n_z n_e + R_1(p)n(1)n_e \quad (p=2,3,4\dots) \quad (3)$$

ここで $R_0(p)$ 、 $R_1(p)$ はプラズマ中で実際に生ずる衝突・輻射過程を反映し、 n_e と T_e の関数である。

基底状態とイオンに対する式(1)は $p \geq 2$ に対して求めた $R_0(p)$ 、 $R_1(p)$ を用いて表され、 $n(1)$ 、 n_z に比例する項をそれぞれまとめて

$$dn(1)/dt = -S_{CR}n(1)n_e + \alpha_{CR}n_z n_e \quad (4)$$

と表される。ここで S_{CR} 、 α_{CR} はそれぞれ衝突輻射電離係数、衝突輻射再結合係数と呼ばれ、 n_e と T_e の関数である。QSSは色々なプラズマからの発光線を解釈するのに広く用いられてきた。また、励起準位のポピュレーションが形成されるメカニズムの理解にも有用であった[4-8]。

文献[1]にQSSの成立条件が与えられている。

$$n(p) \ll n_e \quad \text{かつ} \quad n(p) \ll n(1) \quad (p=2,3,4\dots) \quad (5)$$

文献[1]の著者らは次のように述べている。「このようなプラズマでは、電子密度、イオン密度が変化することなしに、準定常的な励起準位ポピュレーションが、ほぼ瞬間的に達成される」。彼らは、さらに続けて、「直感的な、この状況への補足的記述は、励起準位の緩和時間が、基底状態および自由電子の緩和時間に比べて非常に短いことである」。式(5)に加えて、彼らは、次のことを要求している。「考えている励起準位の電子の寿命は、電子が、その準位の軌道を描く時間に比べて長い必要がある」。

Limbaugh と Mason はヘリウムを例にとって、励起準位ポピュレーションの過渡応答を計算することにより、QSSの正当性について議論した[9]。しかしながら、扱われたプラズマ条件が限られていること、また、ヘリウムが、準安定状態をもっていることから、彼らは一般的なQSSの成立条件を導出し得ていない。

急激に変化するプラズマ条件のために、QSSが成り立たなくなっていると思われる状況、もしくは、QSSが成り立つようになる以前の励起準位ポピュレーション分布に興味をもたれる状況、が最近になって現れてきた。例えば、プラズマに中性水素原子ビームを入射したときのように、粒子が急激な環境の変化を感じる場合、または、レーザー生成プラズマが断熱膨張によって急冷される場合などである。これらに対し、QSSが成立するかどうか判定をするためには、励起準位のポピュレーションの過渡的な時間応答を定量的に知る必要があるが、文献[1-3]では調べられていない。レーザー生成プラズマに対しては、QSSを用いずに速度方程式を解いた例がある[10-17]。それらは、短波長レーザー開発を目標

として、水素様イオン再結合プラズマの逆転分布を計算したもののだが、これらは逆転分布密度、および、増幅率を計算することを主目的としている。それらは励起準位の過渡的なポピュレーションを低いエネルギー準位について計算しているが、過渡時間を決める各準位への流入、流出メカニズムについて見通しを得ておらず、従って励起準位全体の過渡特性がどの様にして決まるかは理解されていない。

この章の目的は2つある。第一は励起準位ポピュレーションの過渡特性の一般的な理解を得ること、第二は、QSSの適用範囲を与えることである。

2.1.2. 励起準位ポピュレーションの過渡応答と過渡時間

式(3)は、 n_x 、 $n(1)$ 、 n_e 、 T_e をパラメータとして含んでいる。式(2)の近似が意味するところは、これらのパラメータのもとで、励起準位ポピュレーションの定常状態が瞬間的に達成されるということである。しかしながら実際には有限の過渡時間が存在するはずである。以下、励起準位ポピュレーションの時間変化を調べるため、典型的な条件のもとで、式(1)をQSSの仮定なしに解く。

計算に用いた原子データは文献[18、19]に与えられている。我々は、式(1)を $2 \leq p \leq 35$ について解いた。 $36 \leq p \leq 76$ については、考えるプラズマの条件に応じて、適当な近似をした。 $p = 76$ という値は、我々の計算条件、 $n_e = 10^{12} \text{cm}^{-3}$ における束縛状態の上限である。これは文献[20]のイオン球モデルによる結果から得られる。

式(3)によると、QSSを用いた場合、励起準位ポピュレーションは、2つの項の和として表される。第2項は電離プラズマ成分、また第1項は再結合プラズマ成分と呼ばれる[4]。実際のプラズマでは、ポピュレーション $n(p)$ はどちらかの成分だけで表されることが多いので、以下これらの成分を分けて別々に考察する。

A. 電離プラズマ

つぎの条件を設定した。すなわち $t < 0$ では、励起準位ポピュレーシ

ンは全てゼロ、つまり、 $n(1) = 0 \text{cm}^{-3}$ 、または、 $n_e = 0 \text{cm}^{-3}$ 、または、 $T_e = 0 \text{eV}$ 、 $t = 0$ で環境が瞬間的に、 $n(1) = 1 \text{cm}^{-3}$ 、 $n_e = 10^{12} \text{cm}^{-3}$ 、 $T_e = 10 \text{eV}$ になり、その後、一定に保たれる。この条件は文献[5]における高温電離プラズマに相当する。計算において、 $p \geq 36$ の励起準位のポピュレーションを統計重率で割ったもの($n(p)/g(p)$)は、 $p = 35$ から出発して p^{-5} に比例するとした[5、21]。この近似の正当性については後ほど議論される。

図1(a)は各励起準位の $n(p)/g(p)$ の時間変化を表す。破線は、QSSで与えられるポピュレーションである。図1(b)は、図1(a)を励起準位の主量子数を横軸として表したものである。 $t < 1 \times 10^{-9} \text{s}$ では、図1(a)に示されているすべての $n(p)$ が t に比例している。また、 $n(p)/g(p)$ は p^{-5} に比例している(図1(b))。 $t > 1 \times 10^{-9} \text{s}$ では、 $p = 2, 3, 4$ の順番にQSS値に落ち着き、 $t \sim 1 \times 10^{-7} \text{s}$ にて、 $p \geq 5$ の準位がほぼ同時にQSS値になる。ここで過渡時間 $\tau_{tr}(p)$ を、図1(a)においてポピュレーションがQSS値の63%になる時間として定義する。図2に、各準位の $\tau_{tr}(p)$ が示されている。我々は、 $\tau_{tr}(p)$ の中で、一番大きなものを応答時間 τ_{res} と定義する。これは励起準位ポピュレーションの系が定常状態に入るのに要する時間である。

図3(a)は、 $t = 1 \times 10^{-9} \text{s}$ における各準位の代表的なポピュレーション流入過程、流出過程を描いている。 $t = 0$ から $t = 1 \times 10^{-9} \text{s}$ までは、主な流入は基底状態からの電子衝突励起であり、流出は無視できる。この区間では、流入した電子が、単に蓄積されるのみでありポピュレーションは次式で表される。

$$n(p) = C(1, p)n_e t \quad (6)$$

$n(p)/g(p)$ は、 p が大きいところでは、ほぼ p^{-5} に比例する。これは、 $C(1, p)$ が、ほぼ、 p^{-5} に比例することに対応する。

図2はこの条件下での電子衝突および輻射遷移による流出速度(s^{-1})を各励起準位について示している。主な流出過程は、 $p \leq 4$ の準位では輻

射遷移、 $p \geq 5$ の準位では電子衝突遷移であるが、その主なものは、ひとつ上の準位への衝突励起である。 $p = 4 \sim 5$ の準位は、輻射遷移が主である準位と電子衝突励起が主である準位の境界であり、グリームの境界 p_0 と呼ばれる[5、6、22]。

p_0 より低い準位では、式(1)は、次のように近似できる。

$$dn(p)/dt = C(1,p)n_1n(1) - \sum_{q < p} A(p,q)n(p) \quad (7)$$

これを解くと、励起準位のポピュレーションの時間変化はつぎのようになる。

$$n(p) = [C(1,p)n_1n(1)/\sum_{q < p} A(p,q)][1 - \exp(-\sum_{q < p} A(p,q)t)] \quad (8)$$

図1(a)の1点鎖線は、式(8)を示している。これが式(1)の正確な計算結果とわずかに異なるのは、前者ではより高い準位からのカスケードが無視されているためである。これらの準位では、 $\tau_{tr}(p)$ は $[\sum_{q < p} A(p,q)]^{-1}$ によって与えられ(式(1)、図2参照)、低い準位ほど小さい値を持つ。

図1(a)または図2から、 p_0 より高い準位は、ほとんど同じ $\tau_{tr}(p)$ を持つことがわかる。時間の経過とともに励起準位ポピュレーションが徐々に大きくなり、 $t > 1 \times 10^{-9}$ sでは高い準位から順番に、主な流入過程が基底状態からの直接励起(図3(a))から、ひとつ下の準位からの励起(図3(b))へと変わる。図1(a)と図2には、流入過程にこの交代が起こる時刻が、また図1(b)にはその境界準位が示されている。準位 p の流入過程の交代は、

$$n(p-1)C(p-1,p)n_1 = n(1)C(1,p)n_1 \quad (9)$$

で表される。ここで $n(p-1)$ は式(6)で与えられるので

$$C(1,p-1)n(1)n_1 t C(p-1,p)n_1 = C(1,p)n(1)n_1 \quad (10)$$

が成り立つ。これを t について解くと

$$t = C(1,p)/[C(1,p-1)C(p-1,p)n_1] \sim [p/(p-1)]^{-3}/[C(p-1,p)n_1] \quad (11a)$$

と表される。ここで高い励起準位では $C(1,p)$ がほぼ p^{-3} に比例することを用いた。ここで $C(p,p+1)$ が p^4 に比例することに注意すると式(11a)は近似的に、

$$t \sim 1/[C(p,p+1)n_1] \quad (11b)$$

となる。さらこれらの準位では流出速度係数のうち $C(p,p+1)$ が主な寄与を占める[4]ことに注意すると $t \sim \tau_{tr}(p)$ が成り立つ(図2)。ある時刻において、この境界準位より高い準位では、梯子様励起電離の流れが形成されていて、 $n(p)/g(p)$ は p^{-6} に比例する[5]。つまり、これら準位のポピュレーションは、境界準位のポピュレーションによって決定されている。従って、図1(a)において、これらのポピュレーションは平行な線で表され、また図1(b)では、 p^{-6} に比例する。時間の増加と共に、この境界は下がってゆき、最終的に p_0 に達する(図1(a)、図2)。このため、 $p \geq p_0$ では、 $\tau_{tr}(p)$ は、ほぼ同じ値 $\tau_{tr}(p_0)$ になるのである(図2)。この $\tau_{tr}(p_0)$ は $\tau_{tr}(p)$ の最大値であり、また $\tau_{r_{\infty}}$ である。ここで初めて全励起準位のポピュレーションが定常状態に達し、QSSが成立する。

上で見たようにこの境界よりも高い準位では、 $n(p)/g(p)$ は p^{-6} に比例するが、このことは、 $p \geq 36$ の準位に対して行った近似が、 $t \geq 10^{-11}$ sにおいては正しかったことを意味する。 $t < 10^{-11}$ sでは $n(p)/g(p)$ が p^{-6} に比例する準位もあるはずで、この近似は正しくないが、電離プラズマではカスケードの寄与は小さく、この近似からくる小さな誤差は、殆ど下準位に影響しない。

図4は、 $n(1)$ が消滅する実効的な速度係数と、 n_2 が生成する実効的な

速度係数を時刻の関数として表す。これらの2つの係数の差は、励起準位のポピュレーションが全体として作られる速度係数となっている。t = 0では、実効的消滅速度係数は、励起と電離の速度係数の和 [$\sum_{p < p_0} C(1, p) + S(1)$] である。時間の増加とともに、励起準位ポピュレーションが増加し、その結果、基底状態へ戻っていく流れも増加することから、実効消滅速度係数は減少する。この減少量 ($\sim 1.3 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$) は、 $\sum_{p < p_0} C(1, p)$ ($\sim 1.4 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $p_0 \sim 4.5$) にほぼ等しい。t = 0における n_z の実効的生成速度係数は直接電離の速度係数 [$S(1)$] に等しい。時間が進むにつれて、励起準位ポピュレーションは増加し、実効的生成速度係数は増加する。この増加は梯子様励起電離によるもので、その量 ($\sim 0.9 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$) は、 $\sum_{p > p_0} C(1, p)$ ($\sim 0.9 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$) で良く近似される。これらの速度係数は、 $t > \tau_{re} \sim 4 \times 10^{-9} \text{ s}$ では S_{CR} に一致する。t = 0においては、実効的消滅速度係数と実効生成速度係数は電子密度に依存しない。t $\rightarrow \infty$ における両係数、すなわち S_{CR} はこれらの間のどこかの値をとり、その電子密度依存性は p_0 を通して現れる。低電子密度極限においては、 S_{CR} は $S(1)$ で与えられ、高電子密度極限では [$\sum_{p < p_0} C(1, p) + S(1)$] にほぼ一致する。

B. 再結合プラズマ

t < 0では、励起準位のポピュレーションは全てゼロ、つまり、 $n_z = 0 \text{ cm}^{-3}$ 、または $n_e = 0 \text{ cm}^{-3}$ 、または $T_e = \infty \text{ eV}$ 、t = 0に環境が瞬間的に、 $n_z = 1 \text{ cm}^{-3}$ 、 $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 0.1 \text{ eV}$ となり、その後一定に保たれるとした。この計算条件は文献 [7] の低温再結合プラズマに相当する。高温の場合については、付録Aに結果のみを示す。36 $\leq p \leq 76$ の励起準位のポピュレーションは時刻ゼロから出発して、最終的にサハ平衡で与えられる値に達するまでのあいだ、次のように近似される。

$$n(p) = a(p)n_e^2 n_z t \quad (12)$$

図5 (a) は、 $n(p)/g(p)$ の時間変化を表す。破線は、QSSで与えら

れるポピュレーションである。図5 (b) は図5 (a) を励起準位の主量子数を横軸にとって表したものである。図5 (b) には、サハ・ボルツマン分布が□で示されている。図6は、図5 (a) から決定された $\tau_{tr}(p)$ が示されている。また電子衝突及び輻射遷移による流出速度が $\tau(p)$ とともに示されている。

過渡的なポピュレーションの様子を調べる。図7には輻射再結合と三体再結合の速度係数が示されている。直接の再結合としては $p > 4$ の準位では三体再結合が支配的であり、 $p < 4$ では輻射再結合が支配的である。t $\leq 10^{-10} \text{ s}$ の早い時刻では、図7に示された特徴がそのまま図5 (b) にあらわれている。これは、図8 (a) に示された各準位への主なポピュレーション流入機構から理解できる。すなわち、すべての励起準位は直接再結合によってポピュレーションが流入するが、流出は未だ無視できるほど小さい。その結果としてポピュレーションは、図5 (a) のように時間に比例する。図5 (a) の一点鎖線は式 (12) を表している。 $a(p)$ が大きざっぱに p^0 に比例することに対応して、図5 (b) において $p > 4$ では $n(p)/g(p)$ は p^4 に比例し、逆転分布が形成される。

時間の増加とともに、 $p > 4$ の準位のポピュレーションはまず式 (12) から上側へ外れてきて、さらに遅い時刻にはQSS値に落ちつく。この振る舞いは高い励起準位から順番に生ずる。しかしながら、 $\tau_{tr}(p)$ は、図6に見られるように、 $\tau(p)$ より大きな値になっている。これらの事実は、以下のように説明される。励起準位のポピュレーションは、サハ・ボルツマン分布の値に近づくと、電子衝突遷移によって互いに強く結合し、より高い準位からの流入が上に述べた直接再結合による流入に加わることから、ポピュレーションは式 (12) から上にはずれてくる。他方、 $n(p)$ が、定常状態になる条件は、もしその準位が独立であれば単に $\tau(p)$ で与えられるであろうが、実際は上に述べた理由で、この条件に加えて例えば少なくとも準位 p から $p-1$ への流出が、 $p-1$ から p への流入とバランスしなくてはならない。 p より低い準位では、そのポピュレーションがサハ・ボルツマン分布から大きく外れているため、t = $\tau(p)$ ではそのバランスは未だ成立せず、 $\tau_{tr}(p)$ は $\tau(p)$ よりかなり大きな値になる。

今対象としているプラズマ条件では、 p_0 (今の例では $p_0=6$) より高い準位にパイロンの境界 p_B がある [7]。この境界よりも高い準位では、この準位からの電子衝突励起に対する速度係数は脱励起に対するそれより大きく、逆に低い準位ではこの関係は逆転する。水素原子に対しては、 p_0 は大ざっぱには $(R/3kT_e)^{1/2}$ (R はリドベルグ定数) で与えられ [7]、今の場合、 p_0 は 7 である (図 8)。 p_0 より低い準位のうち、 p_0 より高い準位では、主な流出過程は電子衝突による 1 つ下の準位への脱励起である。それゆえ電離プラズマからの類推でこれら準位の $\tau_{tr}(p)$ は $\tau_{tr}(p_0)$ で与えられるように思われるかもしれない。しかし実際は、 p_0 より低い準位のほうが大きな $\tau(p)$ を持つため、このようにはならない。

図 5 (a) において、 $p=2$ のポピュレーションの傾きが、 $t \sim 2 \times 10^{-8}$ s ($\sim \tau(2)$) あたりで、式 (12) の $\alpha(p)n_e$ を $\beta(p)$ で置き換えた直線からはずれてくること示されている。もしカスケードの影響が無ければ $\tau(2)$ で応答が終わるはずであるが、実際は、カスケードの影響が、特に大きな時間では、無視できない。 $p > 2$ のポピュレーションの増加に従って $p=2$ のポピュレーションは増加する。この様子は、 $p=3$ にも見られる。この理由で、最大の $\tau(p)$ をもつ $p_0=6$ より低い準位では、 $n(p_0)$ が QSS 値になったあとで初めて QSS 値になる (図 6)。また QSS 値では $p < p_0$ の準位に逆転分布が形成される [7]。以上のことから、再結合プラズマでも $\tau_{tr}(p_0)$ が τ_{res} を与えることが示された。

図 9 は、 n_z が消滅する実効的な速度係数と、 $n(1)$ が生成する実効的な速度係数を表している。これらの係数の差は、励起準位のポピュレーションが全体として作られる速度係数である。 $t=0$ では、 $\alpha(p)$ が p^2 に比例することから、実効的消滅速度係数は非常に大きな値になる。実効生成速度係数は $\alpha(1)n_e + \beta(1)$ に等しい。時間の増加とともに、上準位からサハ・ボルツマン平衡に入り (図 5 (a)、(b)) これらの準位からの電離量はこれらの準位への再結合量につりあう。その結果、実効的消滅速度係数は時間と共に減少する。励起準位ポピュレーションが時間とともに増加することにより、 $n(1)$ の実効的生成速度係数は増加する。この増加分 ($\sim 4 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$) は、 $\sum_{q < p_0} A(p,1)n(p)/n_z n_e$ ($p_0 \sim 6$)、または

$n(p_B)F(p_B, p_B-1)/n_z (p_B \sim 7)$ で表される。後者によると、この量は $\sim 2 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ になる (図 8 (b))。 $t \geq \tau_{res} \sim 3 \times 10^{-7}$ s では実効的生成と消滅の 2 つの速度係数は a_{CR} に一致する。

2.1.3. 結果と考察

上で見たように、電離プラズマ、再結合プラズマともに、すべての励起準位の応答が完了し、衝突・輻射電離速度係数、同再結合速度係数が確立する応答時間 τ_{res} は、グリーンムの境界準位 p_0 の過渡時間 $\tau_{tr}(p_0)$ で与えられ、さらにそれはその準位の緩和時間 $\tau(p_0)$ で与えられる。

本節では例として、電離プラズマの場合、 $T_e=10 \text{ eV}$ 、 $n_e=10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、再結合プラズマの場合、 $T_e=0.1 \text{ eV}$ 、 $n_e=10^{12} \text{ cm}^{-3}$ の条件で計算した。グリーンムの境界 p_0 は n_e に、また弱くではあるが T_e に依存する。図 10 (a) は様々なプラズマ条件の元での p_0 を表している。また図 10 (b) は、この境界の緩和時間 $\tau(p_0)$ を、様々な条件での数値計算の結果得られた応答時間 τ_{res} とともに示している。

本節の第二の目的である QSS の成立条件の提出をするために、 $n(1)$ または n_z が時間的に変化する場合を考える。 n_e と T_e は固定されているとする。このため τ_{res} は一定である。上で見たように電離プラズマ、再結合プラズマともに、応答時間を決める励起準位 p_0 のポピュレーションの時間変化は少なくとも QSS 値に近づいたときは近似的に次の式で与えられる。

$$dn(t)/dt = KN(t) - \tau_{res}^{-1}n(t) \quad (13)$$

$n(t)$ は時刻 t での励起準位ポピュレーション、 $N(t)$ は $n(1)$ または n_z のポピュレーション、 K は実効的な流入係数を表す。QSS に従えば、式 (13) の時間微分はゼロと置かれ、ポピュレーションは、

$$n(t)_{CR} = \tau_{res}KN(t) \quad (14)$$

で与えられる。

$N(t)$ が時定数 T を用いて次のように表されると仮定する。

$$N(t) = N_0 \exp(-t/T) \quad (15)$$

N_0 は初期値、 T は $N(t)$ が減少するときは正、増加するときは負とする。 t と T がともに τ_{res} より十分大きいとき、式 (13-15) は、

$$\begin{aligned} n(t)_{CR}/n(t) &= [T - \tau_{res}]/T \\ &= 1 - (\tau_{res}/T) \end{aligned} \quad (16)$$

となる。この関係式は、 (τ_{res}/T) によって、QSS による解と実際のポビュレーションとの比が表されることを示している。それゆえ QSS が成り立つ条件は、 (τ_{res}/T) が 1 より十分小さいことである。 n_0 の時間変化も式 (15) と同じように考えられる。 T_0 については、衝突速度係数が T_0 に比例しないため上のような単純な成立条件は導出できない。

QSS の成立条件としては上の条件の他に、衝突・輻射電離、再結合速度係数が確立するために、式 (5) における「かつ」にかえて「または」をもつ条件をつけ加える必要があるであろう。文献 [1] の最後の条件は QSS の成立条件というよりも励起状態自体の存在条件である [20]。

本論文では計算を中性水素原子についておこなったが、その他の水素様イオンについても、付録 B のスケーリング則を用いることにより、本論文の結果を利用できる。

付録 A 高温再結合プラズマの場合

高温の再結合プラズマは、高 z のイオンにとって重要であるが [3、8、18]、図 7 に示されているように、特に $a(p)$ 、 $\beta(p)$ の p 依存性およびその大きさが、低電子温度の場合と異なる。図 A 1 は $T_e=10\text{eV}$ の場合の、励起準位ポビュレーションの時間変化を表している。早い時刻のポビュレーション分布は、図 5 (b) と異なっている。低電子温度の時見られた、 $p < p_0$ における逆転分布は、高電子温度のとき見られない。これは $\beta(p)$ の p 依存性が異なるためである。

付録B 水素様イオンのスケーリング則

水素様イオンは核電荷 z に応じて、次のようなスケーリング則が成立する。

$$A(p, q) = z^4 A(p, q)^H \quad (B1)$$

添え字の H は中性水素原子についての量を表す。 T_e を、

$$T_e = z^2 T_e^H \quad (B2)$$

のようにスケールして中性水素に対する量に換算すると、電子衝突遷移の速度係数は近似的に次のように換算される。

$$C(p, q) = z^{-3} C(p, q)^H \quad (B3)$$

$$F(p, q) = z^{-3} F(p, q)^H \quad (B4)$$

$$S(p) = z^{-3} S(p)^H \quad (B5)$$

$$\alpha(p) = z^{-6} \alpha(p)^H \quad (B6)$$

$$\beta(p) = z \beta(p)^H \quad (B7)$$

式(1)の右辺は

$$n_e = z^7 n_e^H \quad (B8)$$

$$n_z = z^{-4} n_z^H \quad (B9)$$

のスケーリング則を使うと、各項が z^4 に比例する形になる。その結果、

$$t = z^{-4} t^H \quad (B10)$$

が導かれる。

再結合プラズマにはもう一つスケーリング則がある。再結合によるイオンの減少を記述する

$$dn_z/dt = -\alpha_{cz} n_e n_z \quad (B11)$$

から z 依存性を消すためには

$$n_z = n_z^H \quad \text{かつ} \quad t = z^{-6} t^H \quad (B12)$$

でなくてはならない。

本文中の結果は、添え字 H が省略されたものと理解される。例えば図1の t は t^H を意味している。本文の図を、例えば $z = 10$ の水素様ネオンの結果として理解するには次のようにする。

図1

(a) $T_e = 10^2 \times 10 \text{ eV}$ 、 $n_e = 10^7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、 $n(1) = 1 \text{ cm}^{-3}$ の水素様ネオン電離プラズマの励起準位ポピュレーションの時間変化。縦軸ポピュレーションは図の通りである。横軸は 10^{-4} 倍する。

(b) ポピュレーションの時間変化。(a)と同様に時刻を読み替える。

図2

$T_e = 10^2 \times 10 \text{ eV}$ 、 $n_e = 10^7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ のときの流出速度。左側縦軸の値は 10^4 倍して読む。右側縦軸の値は 10^{-4} 倍して読む。

図3

流量は 10^4 倍して読む。時刻は 10^{-4} 倍する。

図4

縦軸を 10^{-3} 倍する。横軸は 10^{-4} 倍する。

図5

式(B9)のスケーリング則を用いる。(a) $T_e = 10^2 \times 0.1 \text{ eV}$ 、 $n_e = 10^7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、 $n_z = 10^{-4} \times 1 \text{ cm}^{-3}$ の水素様ネオン再結合プラズマの励起準位ポピュレーションの時間変化。縦軸ポピュレーションは図の通りである。横軸は 10^{-4} 倍する。(b) ポピュレーションの時間変化。(a)と同様に時刻を読み

替える。

図 6

$T_e=10^2 \times 0.1\text{eV}$ 、 $n_e=10^7 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$ のときの流出速度。左側縦軸の値は 10^4 倍して読む。右側縦軸の値は 10^{-4} 倍して読む。

図 7

縦軸の値を 10 倍する。 $T_e=10^2 \times 0.1\text{eV}$ が白印、 $T_e=10^2 \times 10.0\text{eV}$ が黒印で表されている。

図 8

式 (B 9) のスケーリング則を用いる。流量は 10^4 倍して読む。時刻は 10^{-4} 倍する。

図 9

式 (B 9) のスケーリング則を用いる。縦軸の値を 10 倍する。左側縦軸の値は 10^4 倍して読む。

図 10

(a)縦軸は同じ。横軸は 10^7 倍して読む。(b)縦軸は 10^{-4} 倍する。横軸は 10^7 倍して読む。

図 A 1

図 5 と同様。電子温度は $10^2 \times 10\text{eV}$ である。

参考文献

- ¹D.R.Bates, A.E.Kingston and R.W.P.McWhirter, Proc. R. Soc. 267, 297 (1962).
- ²D.R.Bates, A.E.Kingston, Planet. Space Sci. 11, 1 (1963).
- ³R.W.P.McWhirter and A.G.Hearn, Proc. Phys. Soc. 82, 641 (1963).
- ⁴T.Fujimoto, J. Phys. Soc. Japan 47, 265 (1979).
- ⁵T.Fujimoto, J. Phys. Soc. Japan 47, 273 (1979).
- ⁶T.Fujimoto, J. Phys. Soc. Japan 49, 1561 (1980).
- ⁷T.Fujimoto, J. Phys. Soc. Japan 49, 1569 (1980).
- ⁸T.Fujimoto, J. Phys. Soc. Japan 54, 2905 (1985).
- ⁹C.C.Limbaugh and A.A.Mason, Phys. Rev. A 4, 2368 (1971).
- ¹⁰J.Peyraud and N.Peyraud, J. Appl. Phys., 43, 2993 (1972).
- ¹¹J.M.Green and W.T.Silfvast, Appl. Phys. Lett., 28 253 (1975).
- ¹²W.W.Jones and A.W.Ali, Appl. Phys. Lett., 26, 450 (1975).
- ¹³G.J.Pert, J. Phys. B 9, 3301 (1976).
- ¹⁴G.J.Tallents, J. Phys. B 10, 1769 (1977).
- ¹⁵S.Sucker and H.Fishman, J. Appl. Phys., 51, 1922 (1979).
- ¹⁶N.H.Burnett and G.D.Enright, IEEE J. Quantum Electron. 26, 1798 (1990).
- ¹⁷L.I.Gudzenko, L.A.Shelepin, and S.I.Yakovlenko, Sov. Phys. -Usp., 17, 848 (1975).
- ¹⁸T.Fujimoto and R.W.McWhirter, Phys. Rev. A 42, 6588(1990).
- ¹⁹K.Sawada, K.Eriguchi, and T.Fujimoto, J. Appl. Phys., 73, 8122 (1993).
- ²⁰I.Shimamura and T.Fujimoto, Phys. Rev. A 42, 2346 (1990).
- ²¹D.A.Benoy, J.A.M. van der Mullen, B. van der Sijde, and D.C.Schram, JQSRT 46, 195 (1991).
- ²²H.R.Griem, Plasma Spectroscopy (McGraw-Hill, New York, 1964).

図の説明

図 1

(a) $T_e=10\text{eV}$ 、 $n_e=10^{12}\text{cm}^{-3}$ 、 $n(1)=1\text{cm}^{-3}$ の水素原子電離プラズマの励起準位ポピュレーションの時間変化。ポピュレーションは統計重率で割られている。図の右側の数字は準位 p を表している。破線：QSS値。一点鎖線：式(8)。○：ポピュレーション流入のメカニズムが基底状態からの直接励起から、一つ下の準位からの励起に交代する時刻。(b) ポピュレーション分布の時間変化。●：QSS値。□：流入メカニズムが代わる準位。この準位より低い準位では、 $n(p)/g(p)$ は p^{-5} に比例し、高い準位では、 p^{-5} に比例する。

図 2

$T_e=10\text{eV}$ 、 $n_e=10^{12}\text{cm}^{-3}$ のときの流出速度。△：輻射遷移。○：電子衝突遷移の合計。図中の $\Sigma C n_e$ は $[\Sigma_{q<p} F(p,q) + \Sigma_{q>p} C(p,q) + S(p)] n_e$ を表す。電子衝突遷移のうち一番大きいのは、一つ上の準位への遷移である。□：輻射、電子衝突遷移の合計。この逆数が $\tau(p)$ である(式(1)参照)。×：図1から決定された $\tau_{tr}(p)$ 。 $\tau(p)$ と $\tau_{tr}(p)$ は右縦軸を参照のこと。+：流入のメカニズムが基底状態からの直接励起から、一つ下の準位からの励起に代わるまでの時間。

図 3

各励起準位について、一番大きなポピュレーション流入過程、流出過程がそれぞれ示されている。実線は電子衝突による遷移、破線は輻射遷移を表す。矢印に付いている数字は流量を表す。例えば1段目の値が4.44、2段目の値が3のとき、流量は、 $4.44 \times 10^3 \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ である。準位 "ION" は、連続準位と準位 $1 \leq p \leq 35$ をまとめて表している。(a) 時刻 $1 \times 10^{-9} \text{s}$ 、(b) 時刻 $5 \times 10^{-7} \text{s}$ 。

図 4

$n(1)$ の実効消滅速度係数 $[-dn(1)/dt]/n(1)n_e$ と、 n_z の実効生成速度係数 $[dn_z/dt]/n(1)n_e$ 。衝突輻射電離速度係数 S_{CR} も示されている。計算では、 $n(1)$ と n_z は一定に保たれているが、これは、失われた $n(1)$ は補充され、生成された n_z は取り除かれることに対応している。

図 5

(a) $T_e=0.1\text{eV}$ 、 $n_e=10^{12}\text{cm}^{-3}$ 、 $n_z=1\text{cm}^{-3}$ の水素原子再結合プラズマの励起準位ポピュレーションの時間変化。破線：QSS値。一点鎖線：式(12)。(b) ポピュレーション分布の時間変化。●：QSS値。□：LTEポピュレーション。

図 6

再結合プラズマの場合のポピュレーション流出速度、 $\tau(p)$ と $\tau_{tr}(p)$ 。図2の説明参照。グリームの境界は6である。パイロンの境界は6と7の間にある。これより高い励起準位において、最も大きな流出は、一つ上の準位への電子衝突励起である。 $p_a < p < p_B$ の準位では、一つ下への脱励起である。

図 7

三体再結合速度係数に $n_e=10^{12}\text{cm}^{-3}$ を掛けたものと、輻射再結合速度係数(式(1)第2行目参照)。 $T_e=0.1\text{eV}$ では、 $\alpha(p)$ は p^6 に比例し、 $\beta(p)$ は p^{-1} に比例する。 $T_e=10\text{eV}$ では、 $\alpha(p)$ は p^4 に比例し、 $\beta(p)$ は $\ln p/p^3 \sim p^{-2.5}$ に比例する。

図 8

図3と同様の図。(a) 時刻 $t=1 \times 10^{-9} \text{s}$ 、(b) 時刻 $t=1 \times 10^{-6} \text{s}$ 。

図 9

n_z の実効消滅速度係数 $[-dn_z/dt]/n_z n_e$ と、 $n(1)$ の実効生成速度係数 $[dn(1)/dt]/n_z n_e$ 。衝突輻射再結合係数 α_{CR} も示されている。

図 10

(a) $T_e=0.1\text{eV}$ と 10eV のときのグリームの境界。(b) グリームの境界の緩和時間。これはすべての励起準位ポピュレーションが応答を完了する時間に対応する。○: 図 1 と同様の計算から求めた $T_e=10\text{eV}$ の電離プラズマの τ_{reso} 。×: $T_e=0.1\text{eV}$ の再結合プラズマの τ_{reso} 。+: $T_e=10\text{eV}$ の再結合プラズマの τ_{reso}

図 A 1

図 5 (b) と同様の、励起準位ポピュレーション分布の時間変化。電子温度は 10eV であり、高温再結合プラズマである。

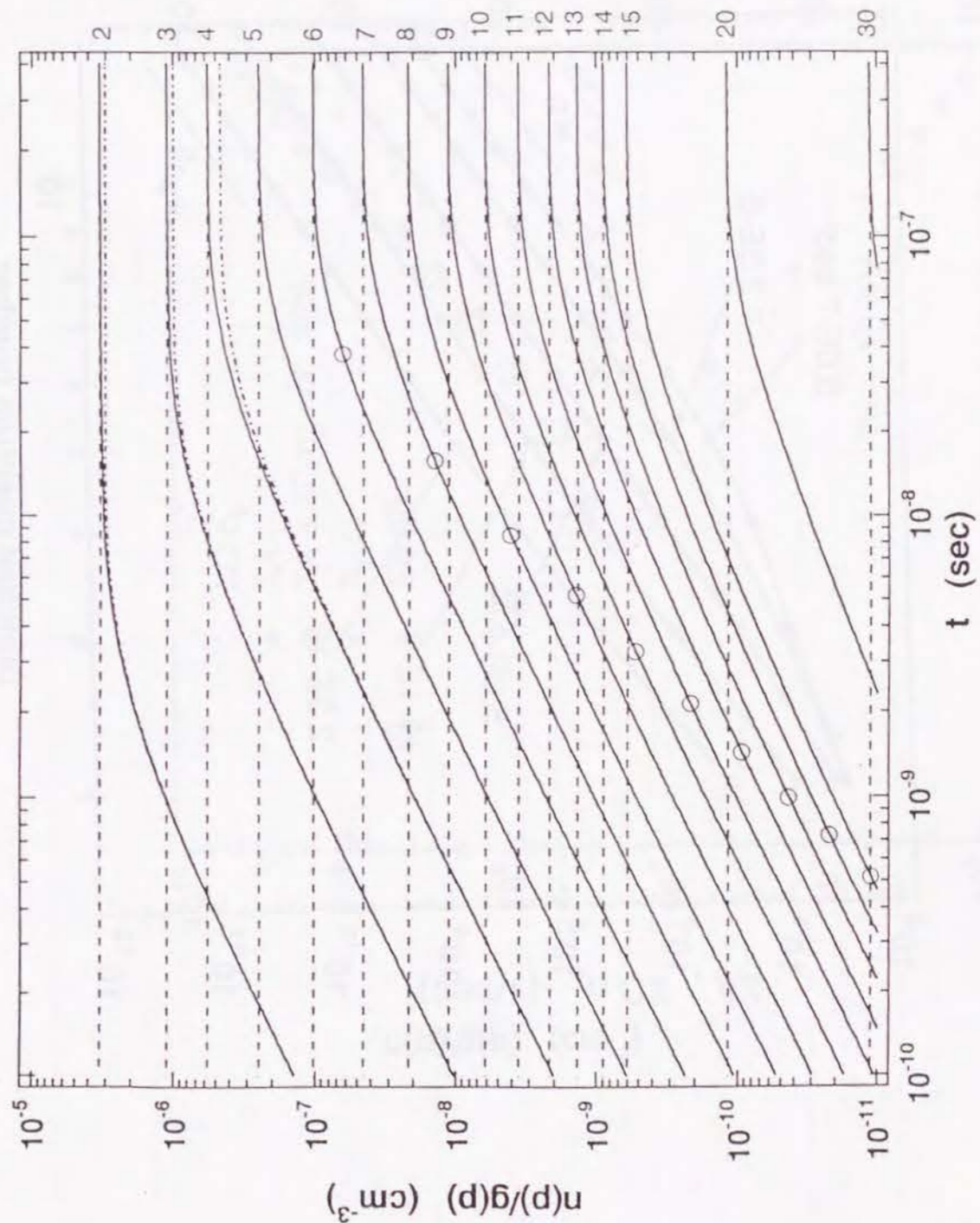
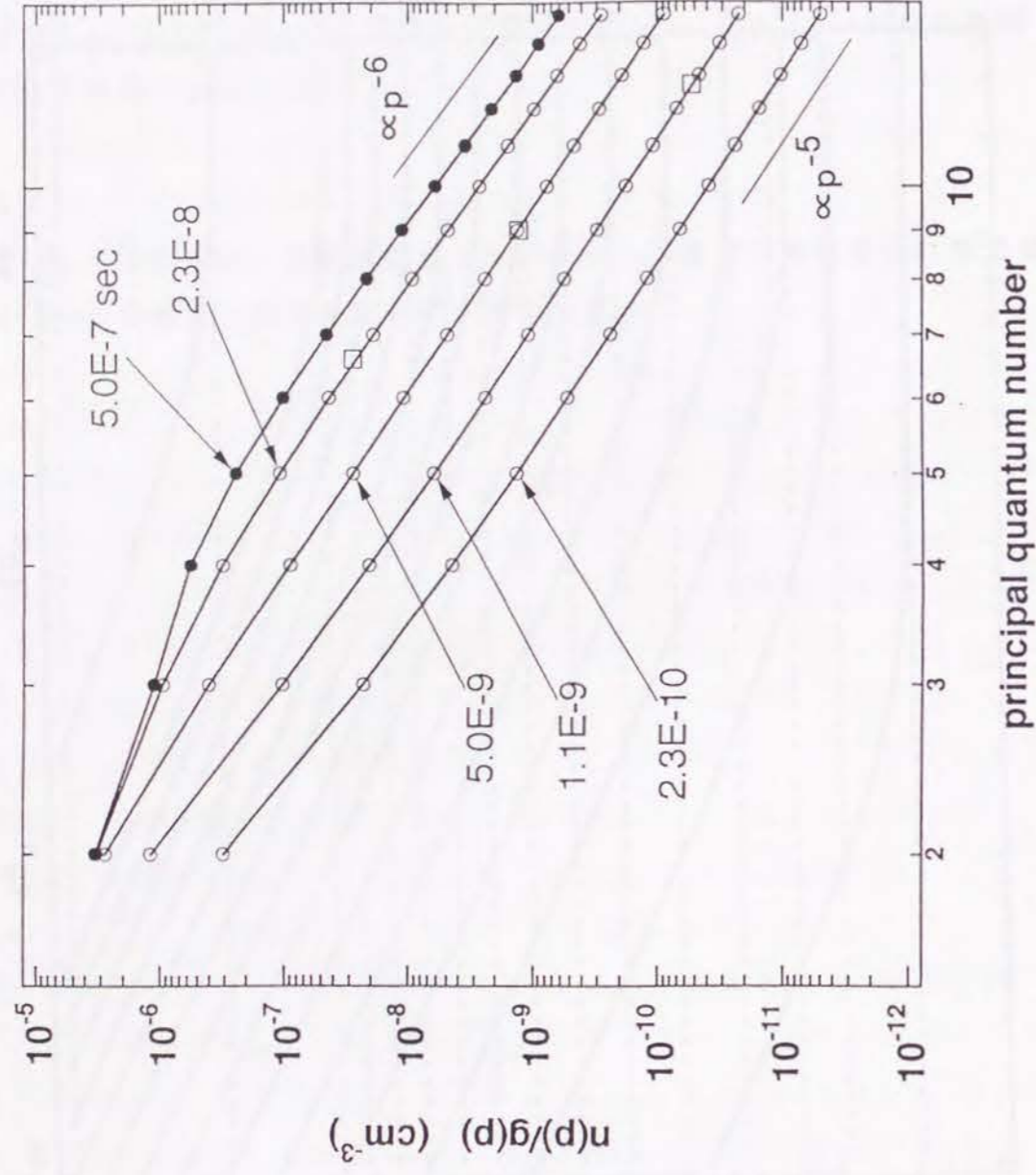
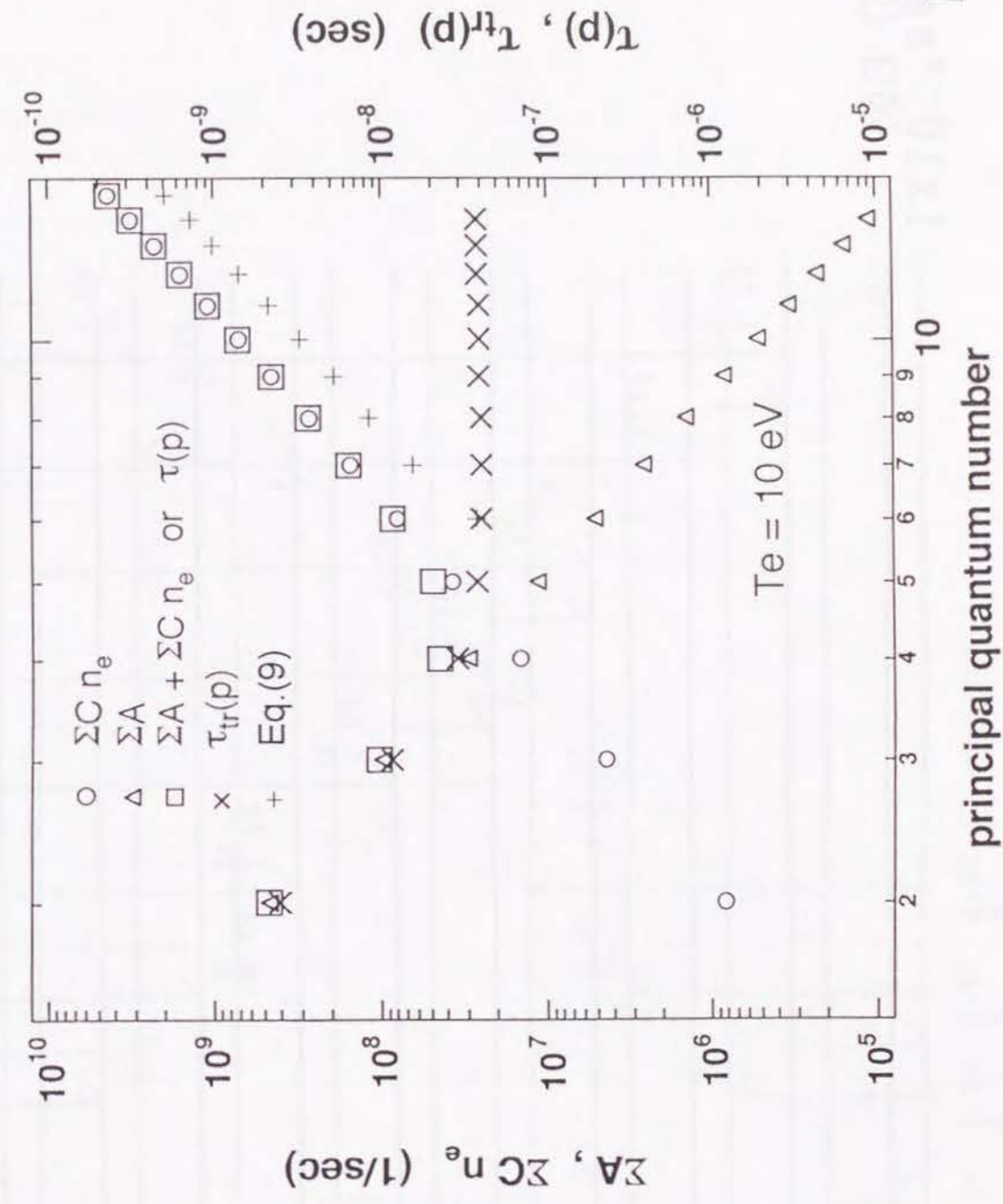


図 1 (a)



⊠ 1 (b)



⊠ 2

ION

$1 \times 10^{-9} \text{ sec}$

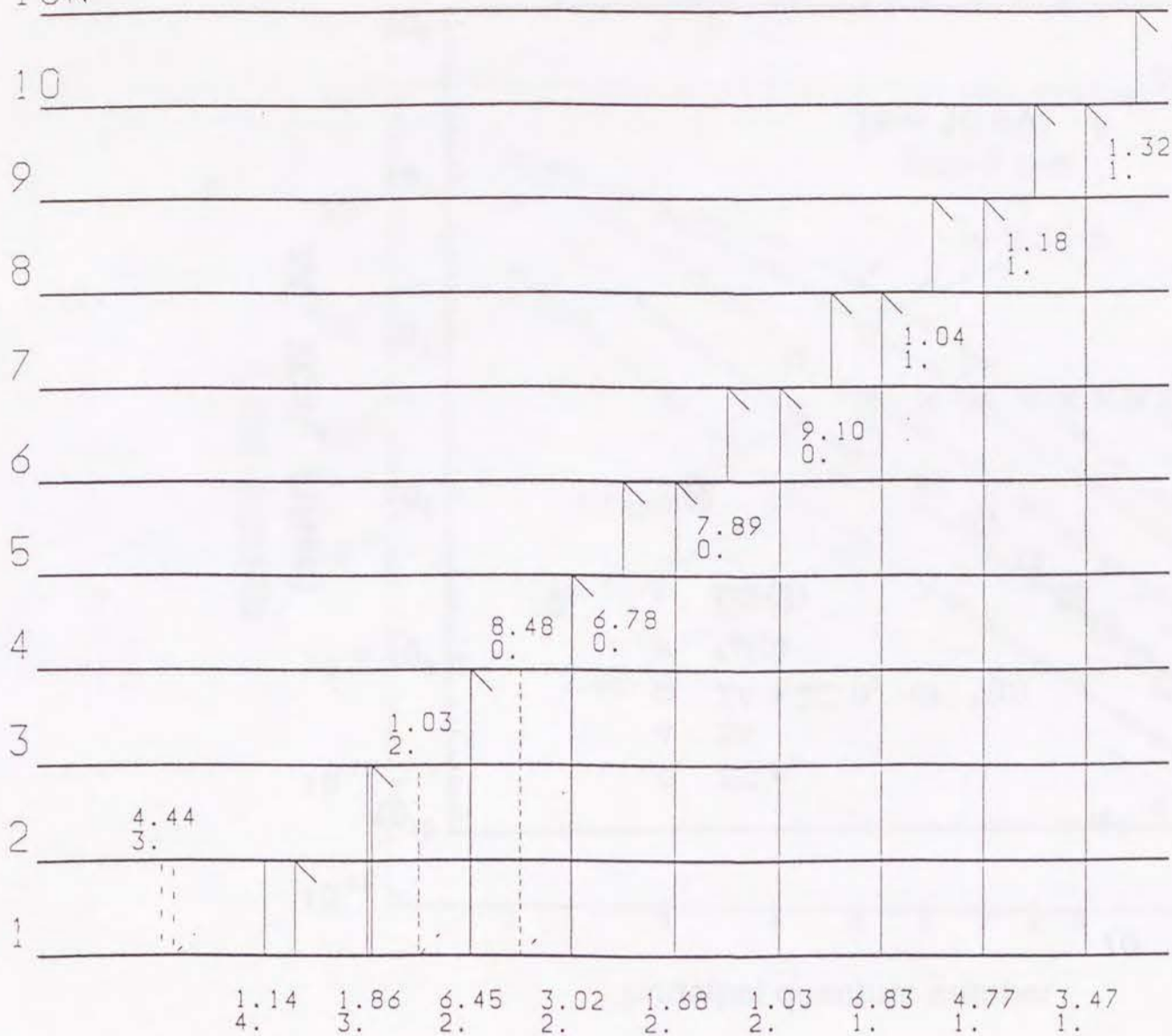


图3 (a)

ION

$5 \times 10^{-7} \text{ sec}$

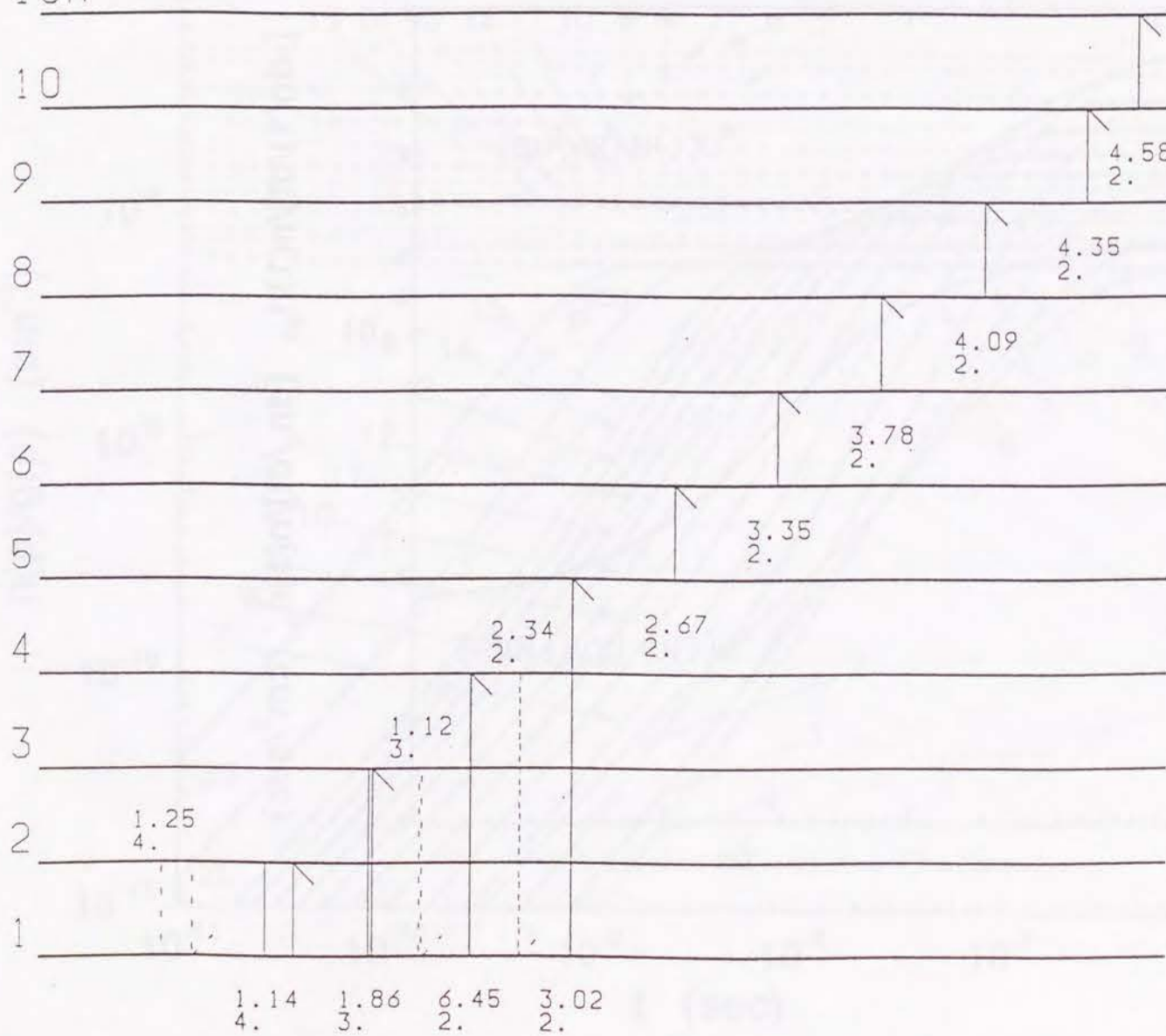


图3 (b)

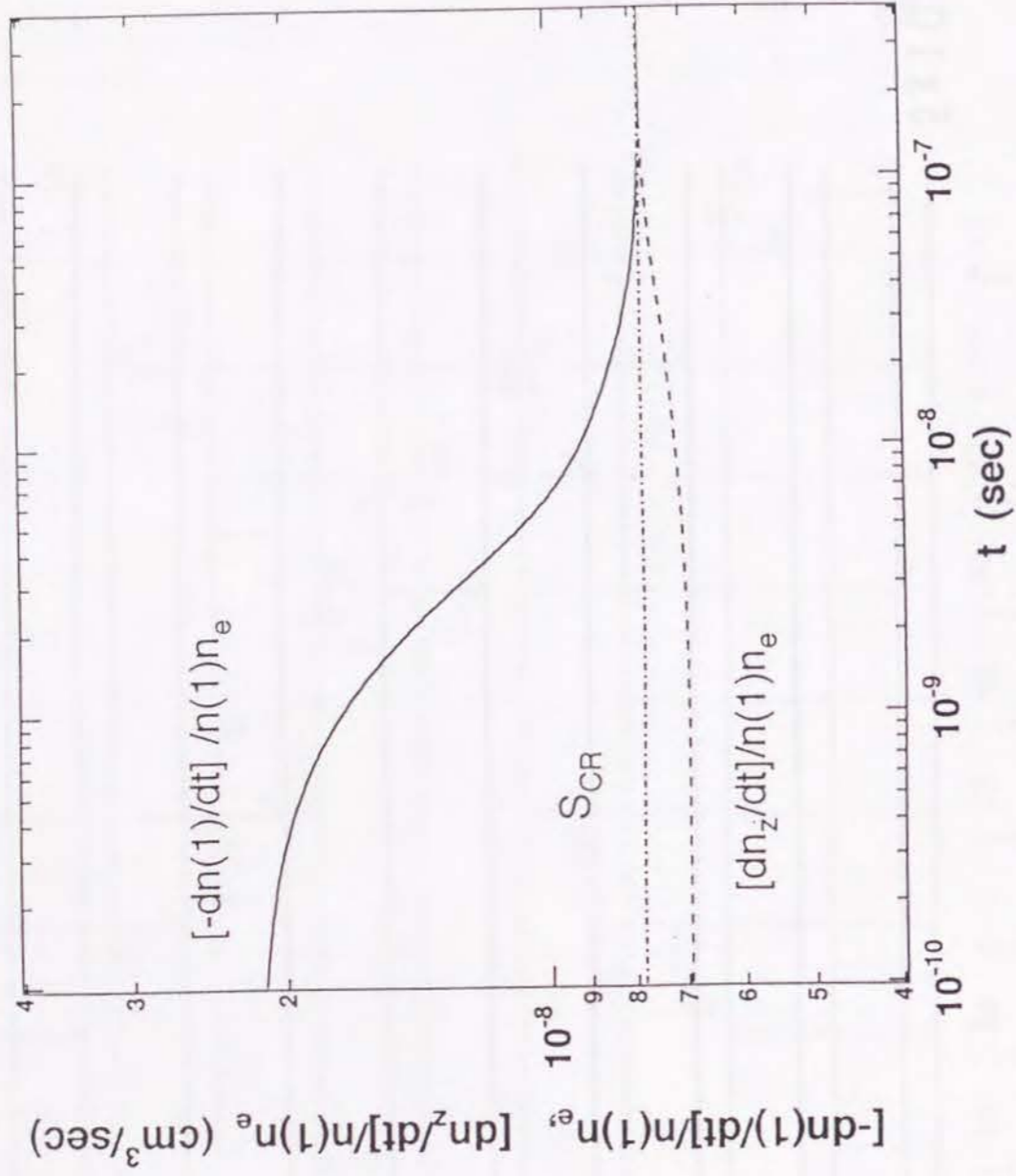


图4

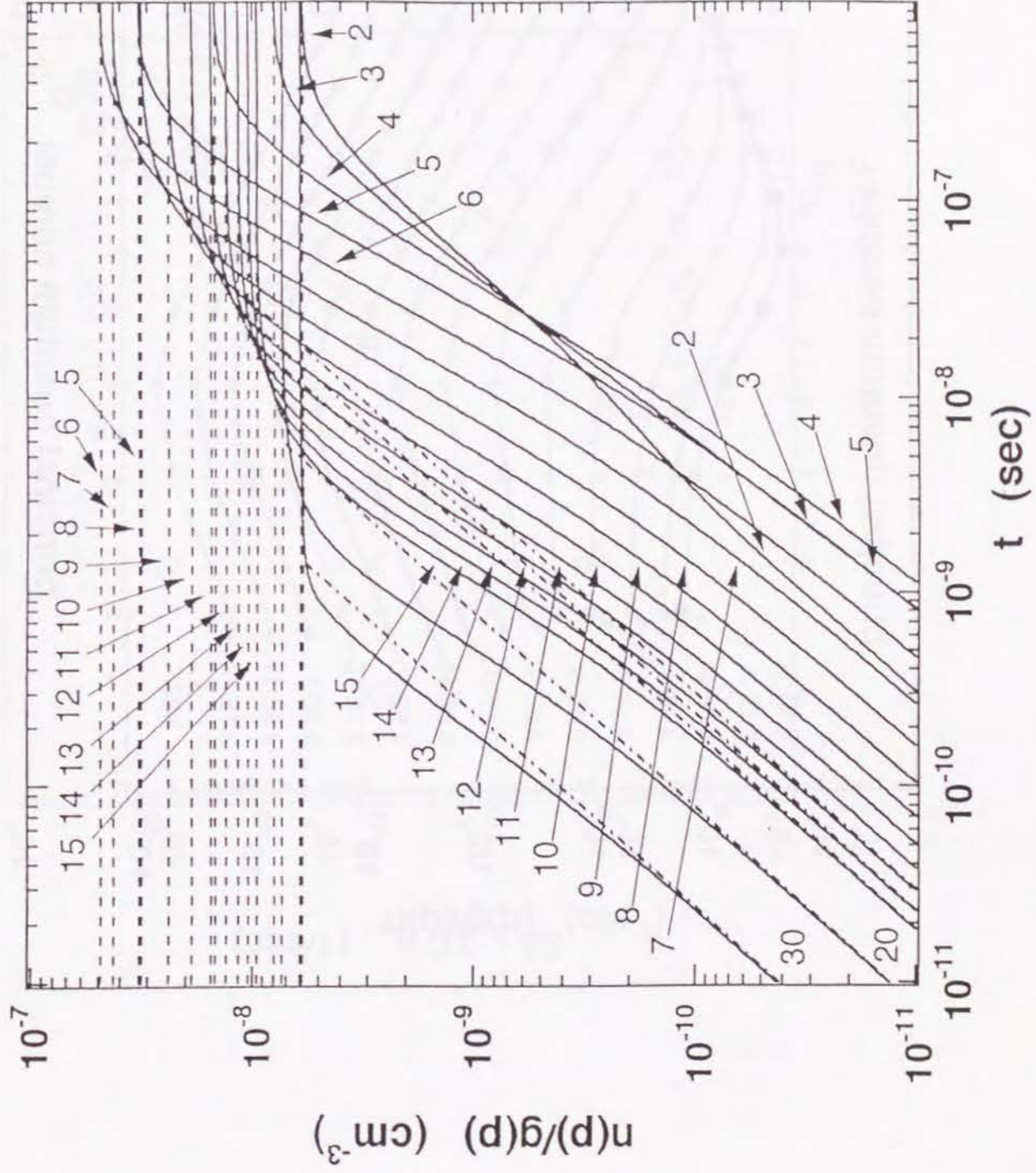


图5 (a)

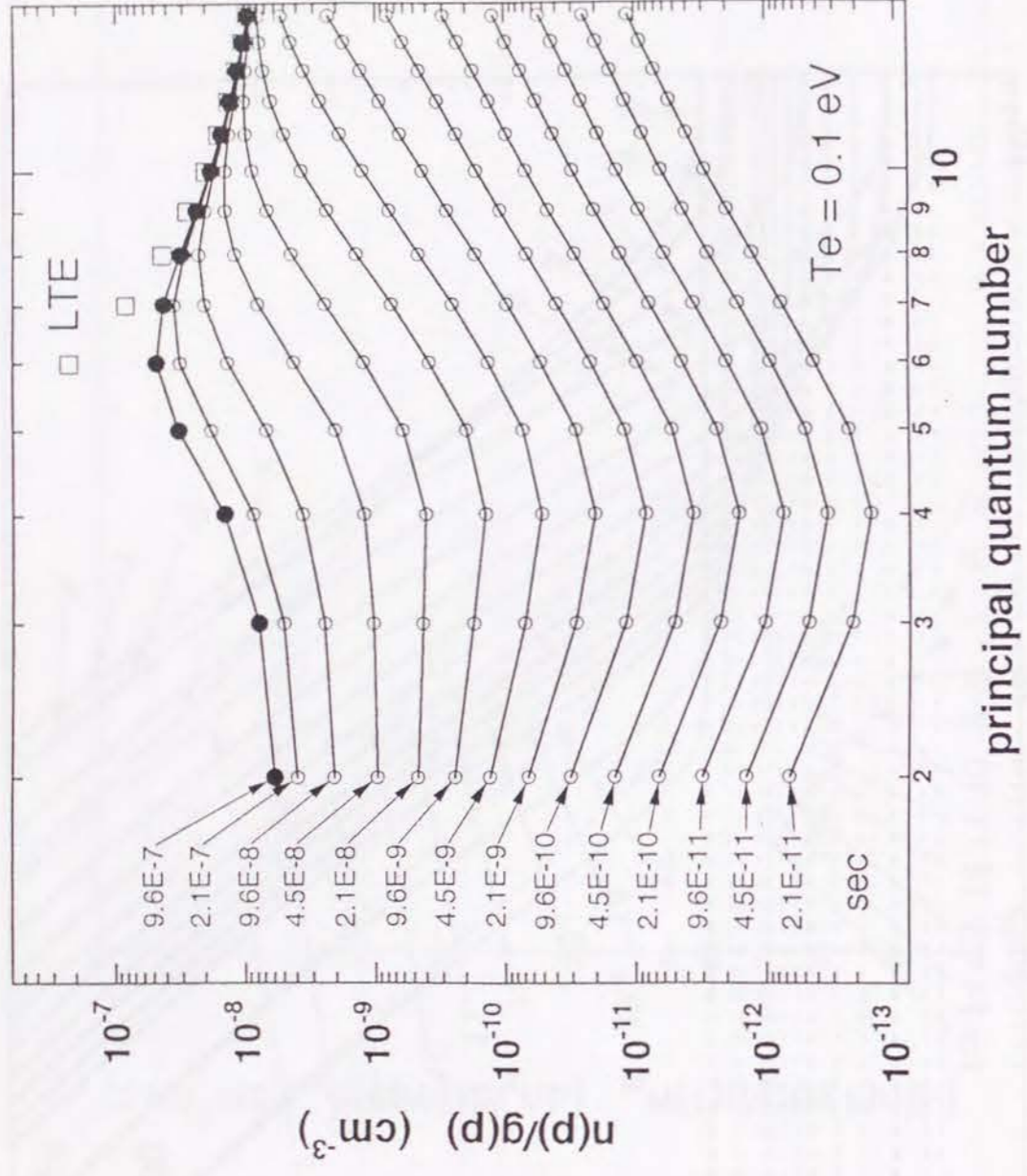


Figure 5 (b)

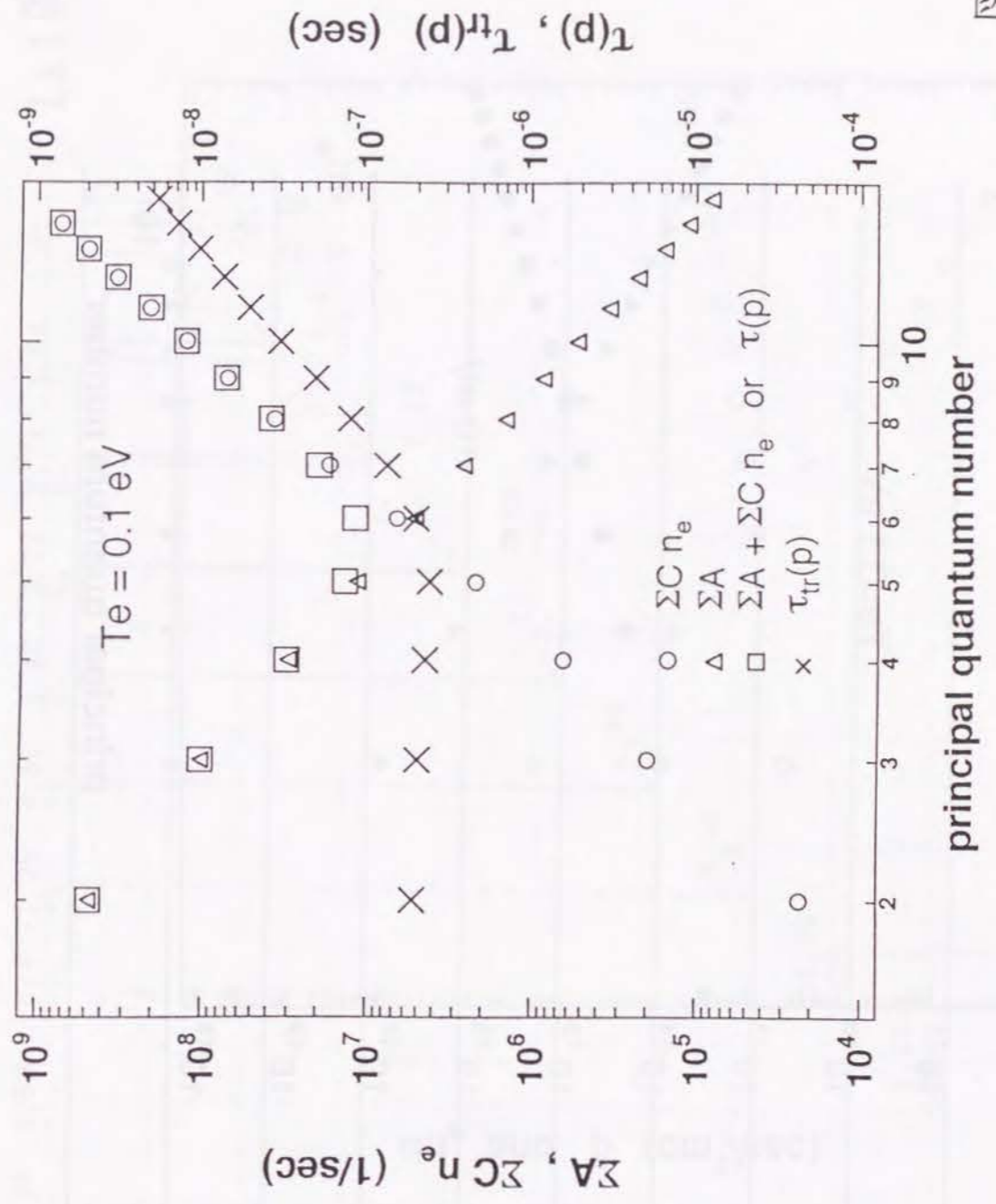


Figure 6

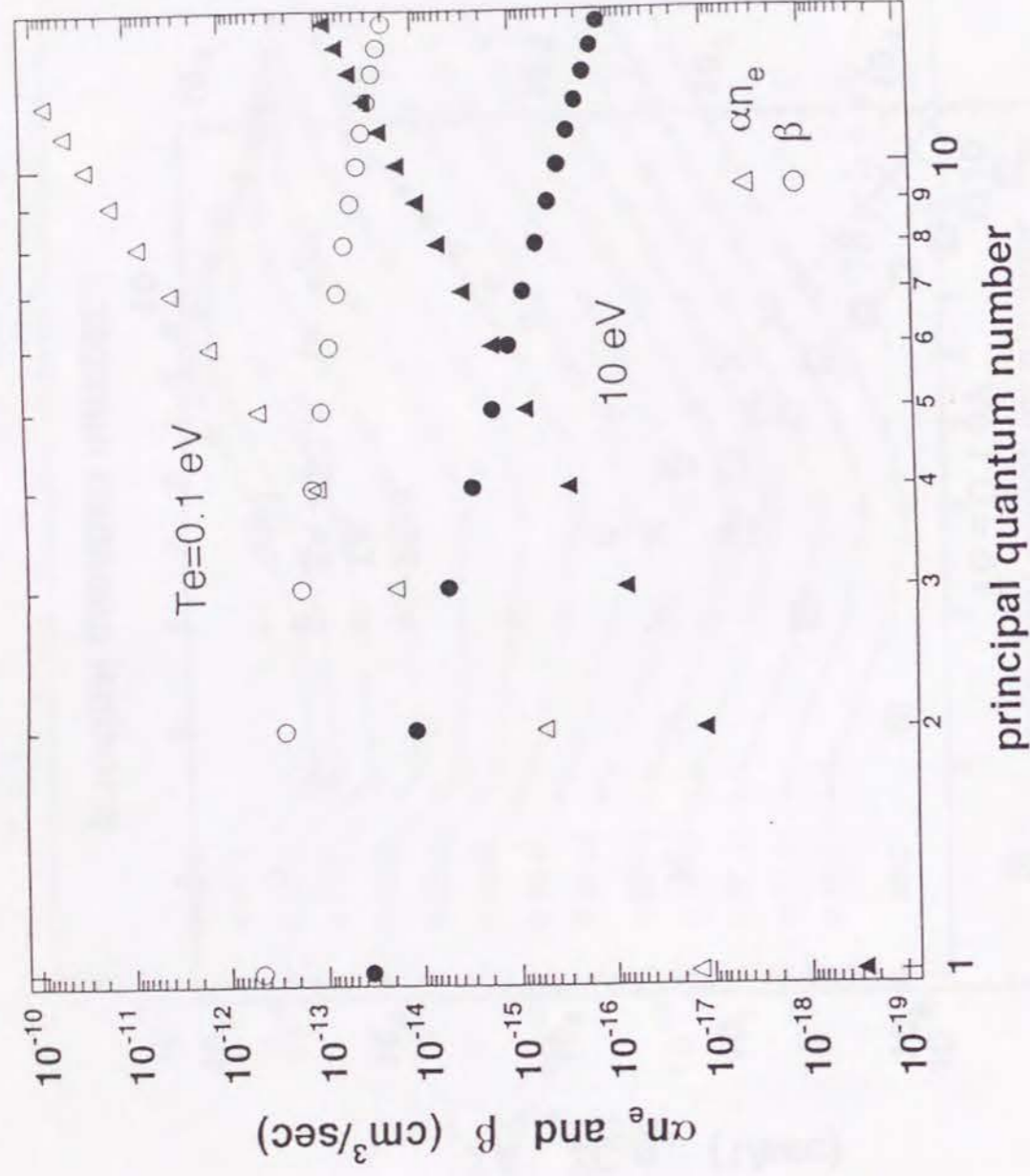


图7

$1 \times 10^{-9} \text{ sec}$

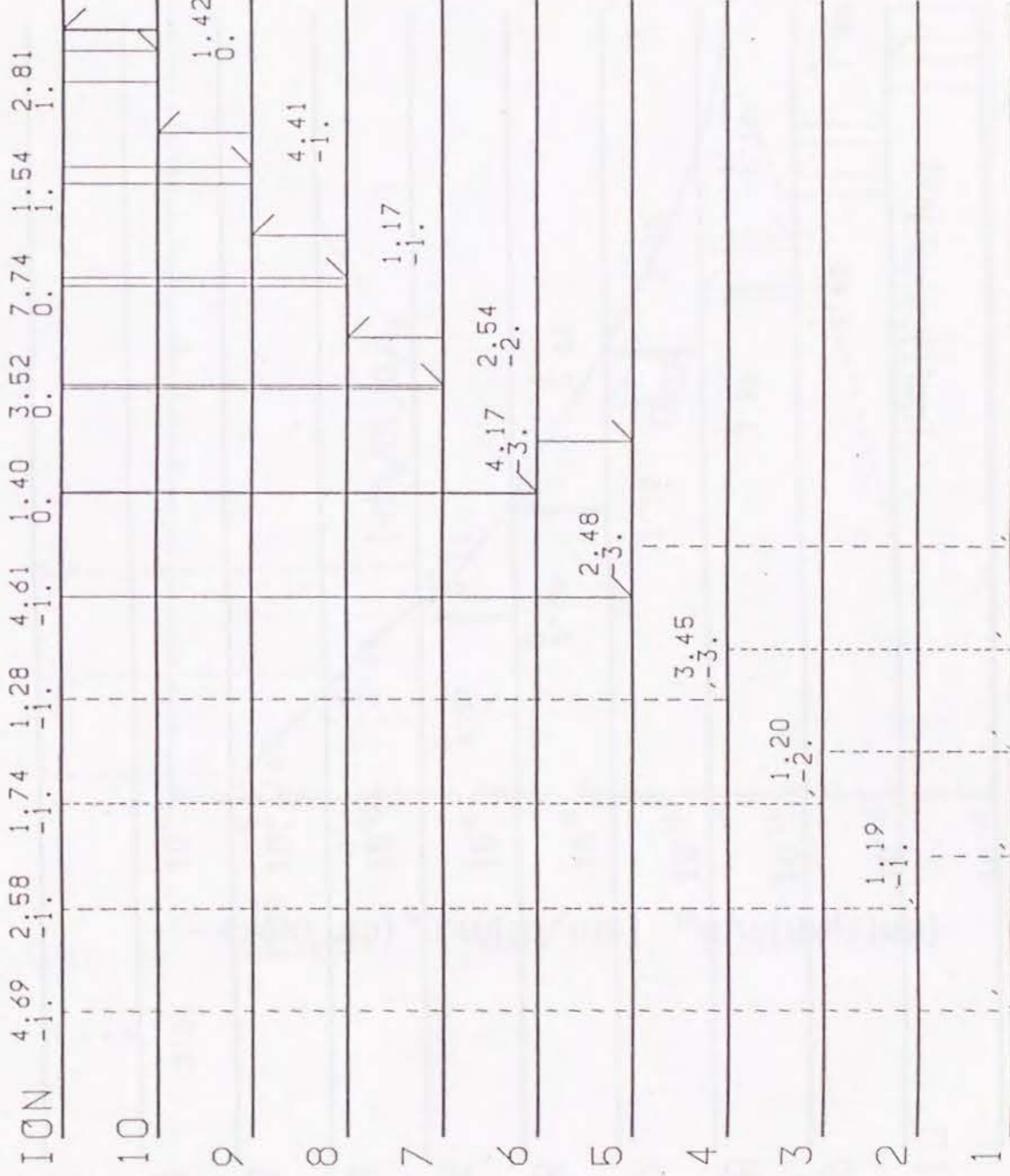


图8 (a)

$1 \times 10^{-6} \text{ sec}$

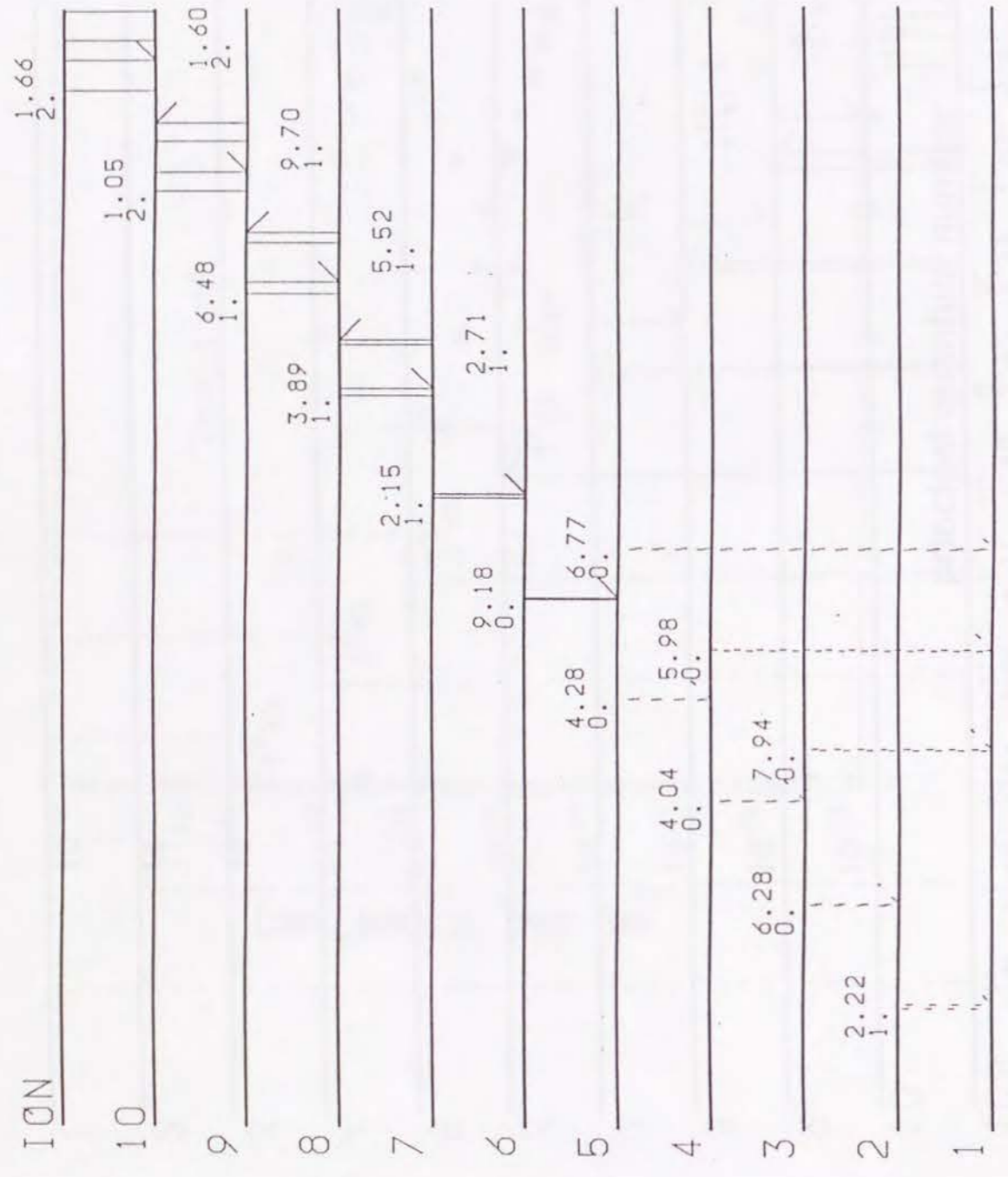


图8 (b)

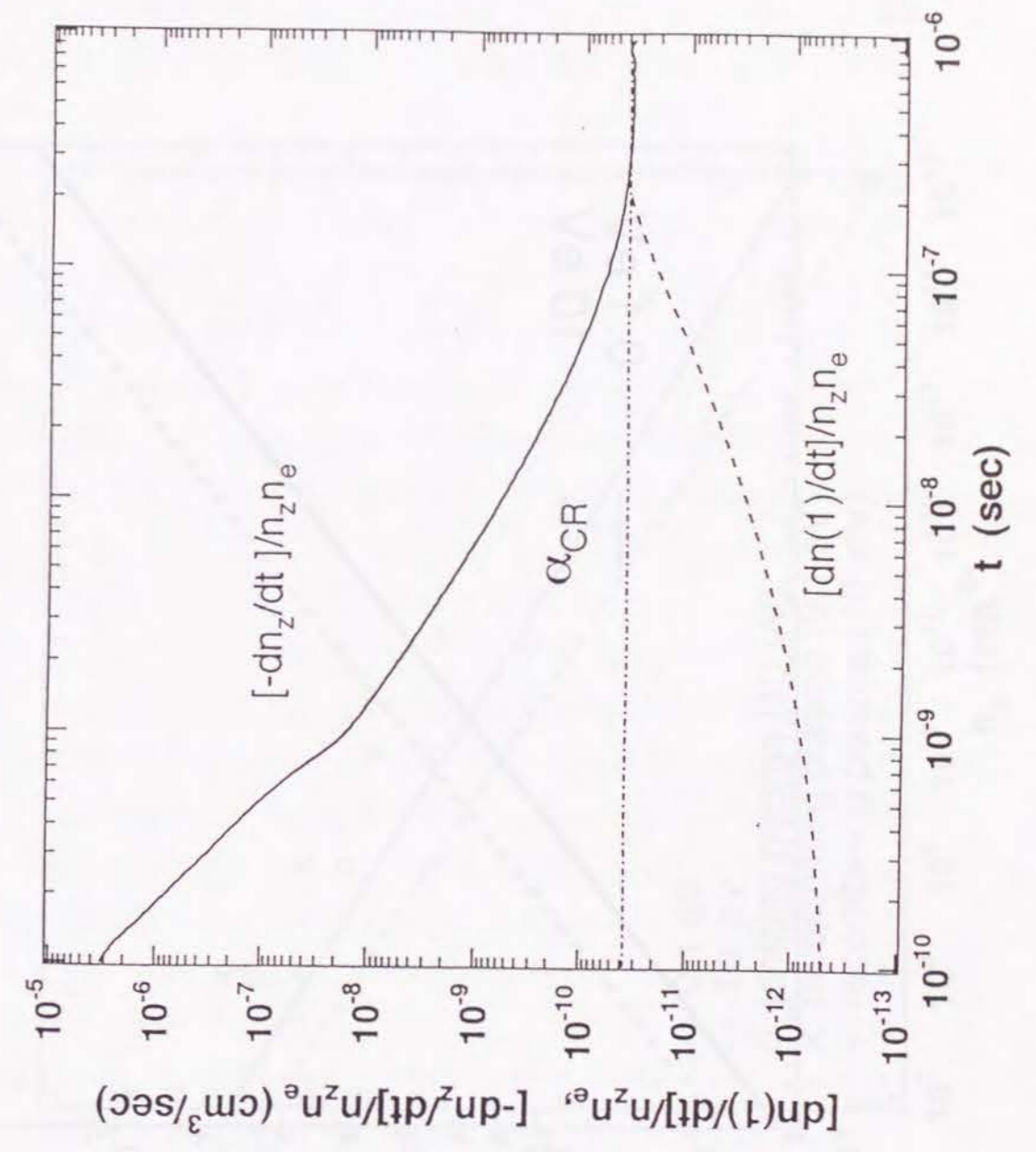
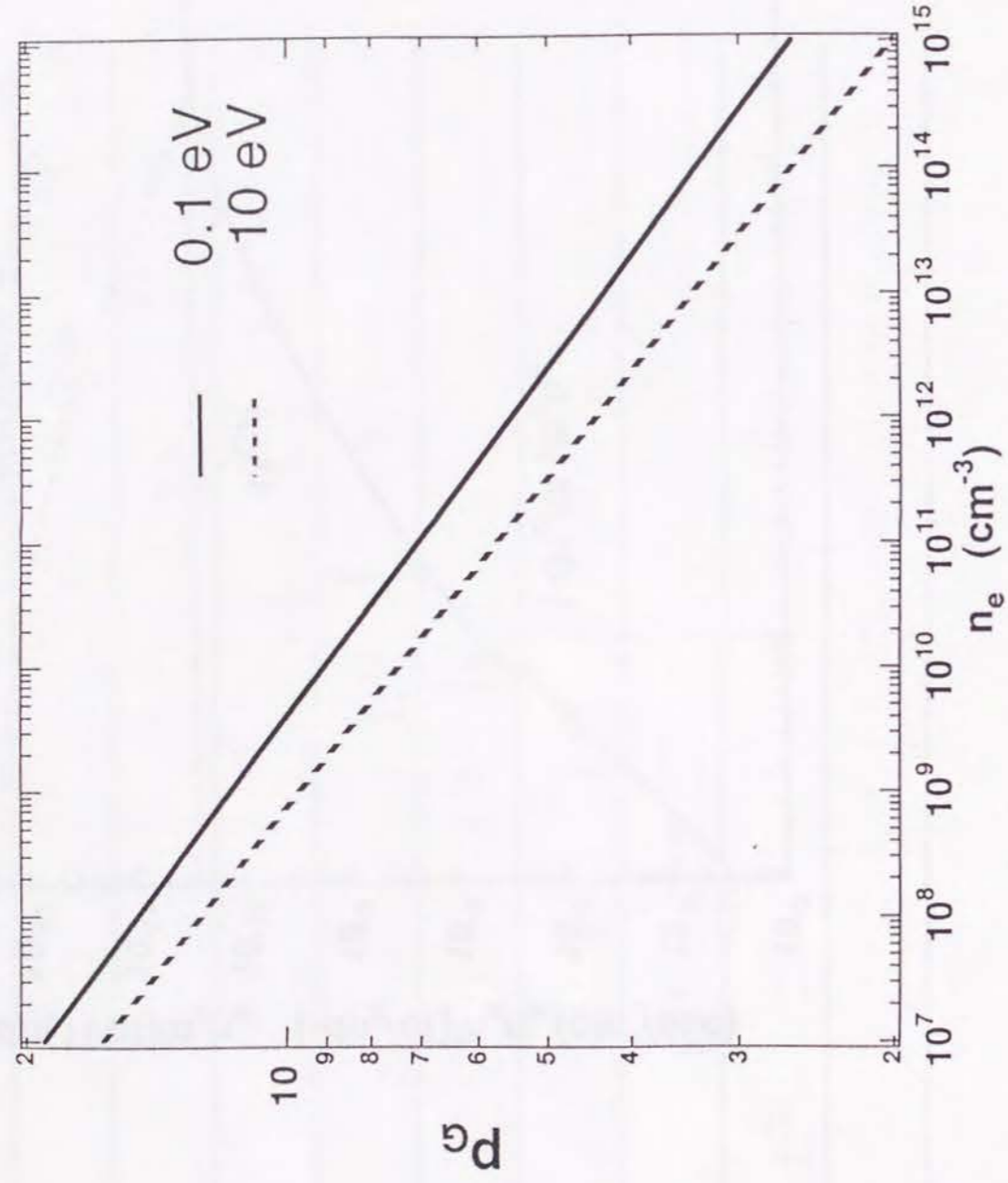
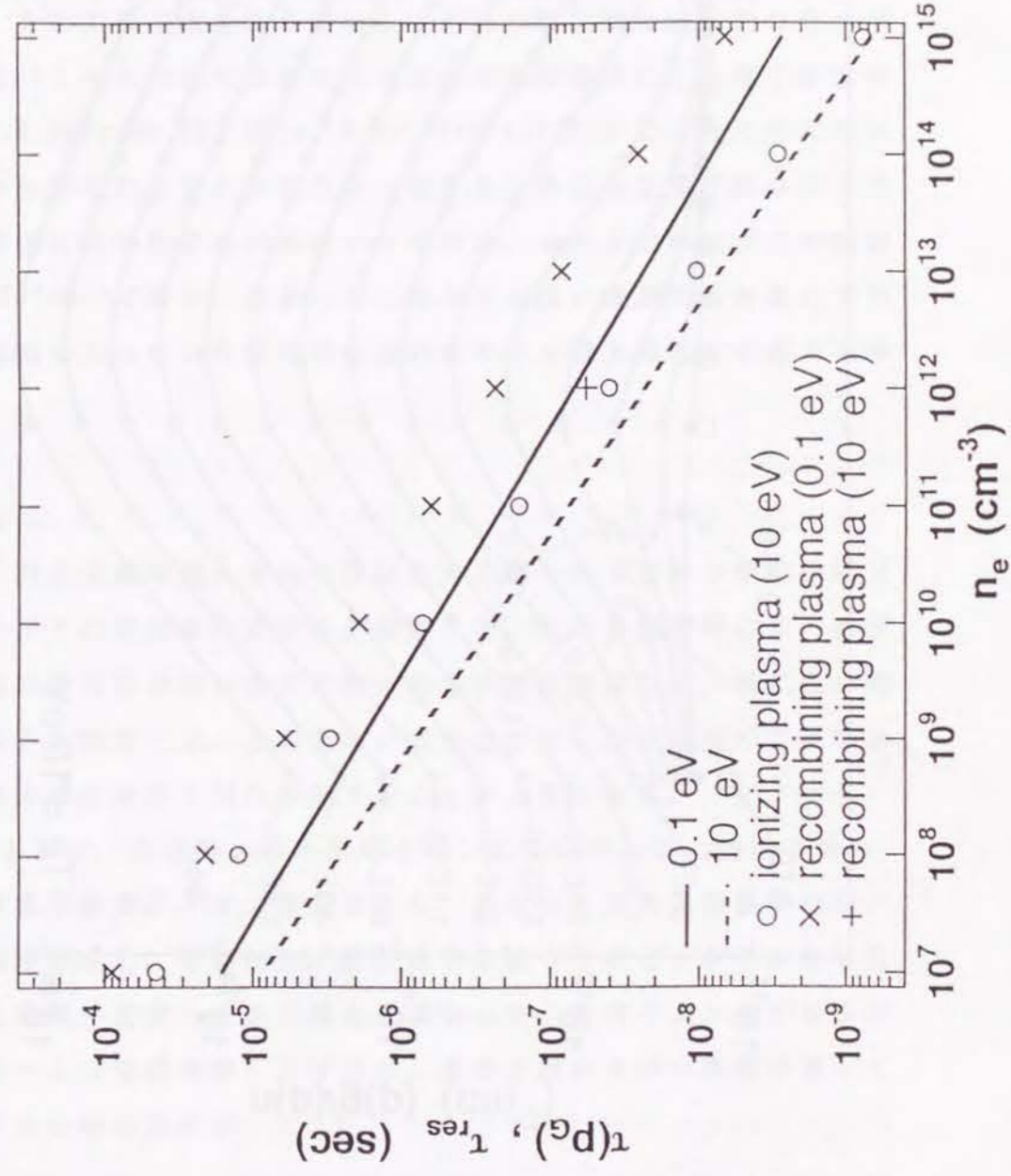


图9



10 (a)



10 (b)

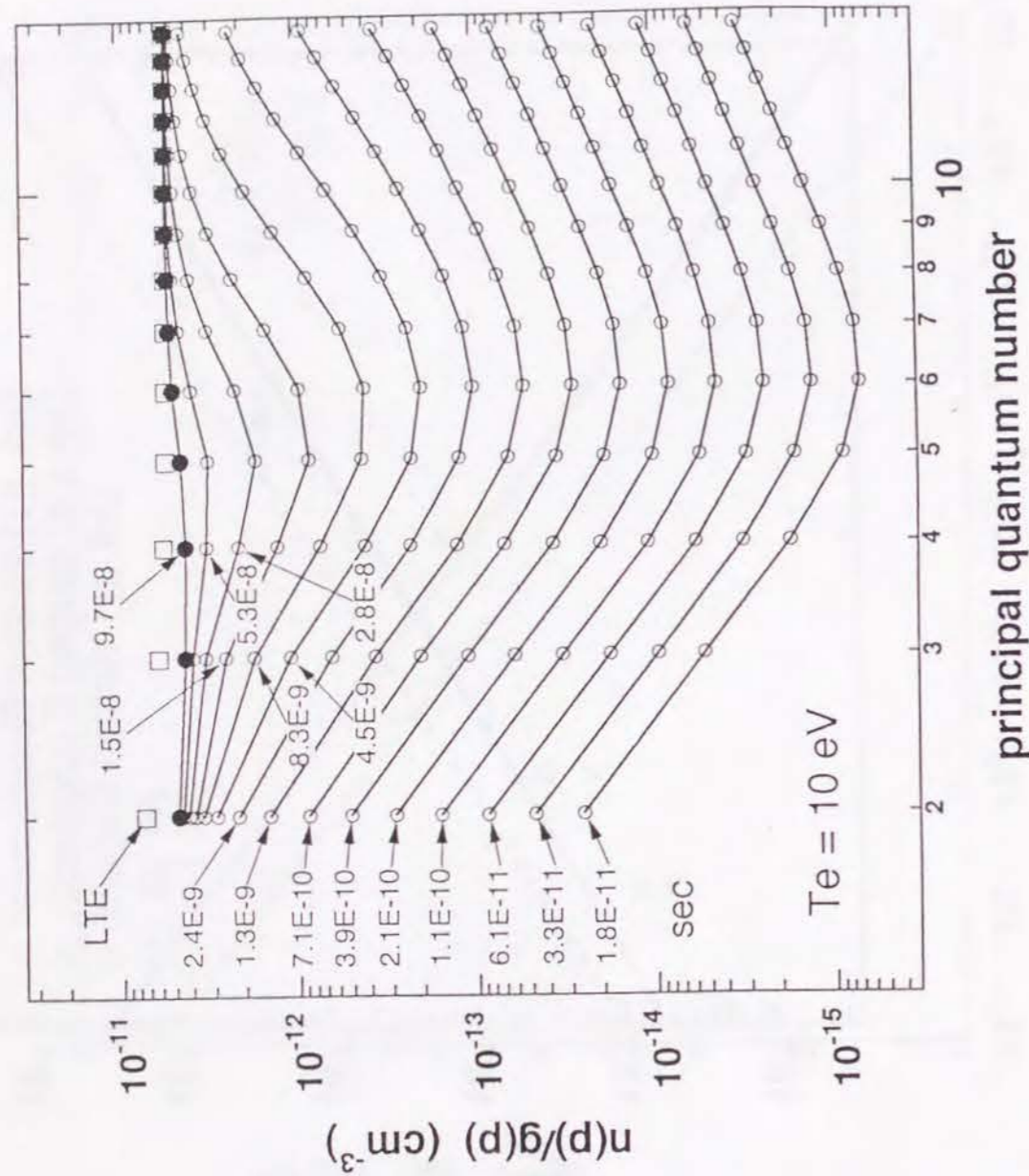


図 A1

2.2. 準位を方位量子数で分離した場合の水素原子衝突輻射モデル—簡略化されたモデルの適用条件

摘要

水素原子に対して励起準位を異なる方位量子数 l によって分離した衝突輻射モデルを構築し、それを電離プラズマの条件の元で解いた。個々の準位についてそれへのポピュレーションの流入、それから流出の機構を明らかにした。ある主量子数を持ち異なる l を持つ準位間に統計的な分布が実現するのは、 $l = 2$ の準位の主な流出過程が衝突遷移になる電子密度領域であり、D.H.Sampson (J. Phys. B 10, 749 (1977)) によって与えられた判定条件から得られる値とおおむね一致する。準位を主量子数 p のみで区別する簡略化されたモデルが適用できるのは、 $p = 2$ の準位がこの領域に入る $n_e > 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ である。ただし、これよりも低い密度でも対象とする準位がこの領域に入っていれば簡略化されたモデルは大略正しい答えを与える。

2.2.1. はじめに

前節では、同じ主量子数 n を持ち異なる方位量子数 l を持つ準位のポピュレーションがその統計重率に従うと仮定した。しかし歴史的には、必ずしもこの仮定の妥当性がはっきりと確かめられた訳ではない。特に低い電子密度、プロトン密度では、この仮定が成り立たないのは当然のことであり、この仮定の成立条件を明らかにすることが必要である。

Sampson [1] は、核電荷 z の水素様イオンについて、この問題を扱っている。彼は電子衝突、イオン衝突により、異なった全角運動量準位間に十分頻繁に遷移が生じ、その結果、統計重率に従ったポピュレーション分布が実現される電子密度 n_e の下限を見積もった。衝突イオンをプロトンとし、また $z = 1$ (中性水素) とすると、主量子数 n を持つ準位に対してそれが実現するための条件は

$$n_e \geq 5.2 \times 10^{14} T^{1/4} n^{-8} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (1)$$

で与えられる。ここで T は eV で計られる。図 1 は、主量子数 p のみで準位を分けた衝突輻射モデル（簡略化された衝突輻射モデルと呼ぶことにする）による、電離プラズマの模式的な「相」図である [2]。この図上に式 (1) による n_0 の下限ないし p の下限を示す。なお "GRIEM" の境界は § 2.1. 図 10 の $T_e=10\text{eV}$ の場合を転載している。

本節の目的は以下の通りである。水素原子について異なる l を持つ準位を分離して扱う衝突輻射モデルを構築し、それを広い n_0 の範囲で解くことによって、個々の準位についてそれへのポピュレーションの流入、それからの流出の機構を調べることにし、さらに異なった l の準位間の統計的な分布がどのように実現するかを調べて、簡略化されたモデルの適用範囲を明らかにすることである。

2.2.2. 計算条件

主量子数 n が 1 から 10 までの準位について l で分解し、合計 55 個の準位を考慮した。以下この l で指定される準位を簡単のために l 準位と呼ぶことにする。また実際のトカマクプラズマにおいて興味がある電離プラズマを対象とした。電子衝突による l 準位間の励起断面積は、基底準位 $1s$ から $n=2, 3$ の各 l 準位への励起断面積を除いてほとんど知られていない。その他の l 準位間の励起断面積で唯一存在するものは、藤間・橋本によるボルン近似の計算である [3]。我々は、電子衝突励起断面積について、彼らの計算結果を利用した。例として、電子衝突による基底準位から $n=2, 3$ の各 l 準位への電子衝突励起断面積を図 2 ($n=2$)、図 3 ($n=3$) に示す。これらの図には Callaway 等による緊密結合法を用いた計算結果 [4] も比較のため示されている。ボルン近似による結果はエネルギーの低い領域では Callaway 等による結果と 2~3 倍の違いがあるが、しきい値の 10 倍以上の高エネルギー域では両者は一致する。電子衝突による電離断面積も文献 [3] の結果を用いた。自然放出確率は、文献 [3] によって与えられた一般振動子強度から計算した。プロトン衝突励起断面積は、同じ主量子数間の $l \rightarrow l \pm 1$ の遷移については電子衝突励

起断面積と比べて無視できない。この遷移の断面積についても文献 [3] の結果を利用し、 $n=8$ 以下の同じ主量子数間の $l \rightarrow l \pm 1$ の遷移についてモデルに取り入れた。例として図 4 に、 $3s$ から $3p$ への電子衝突断面積およびプロトン衝突断面積を示す。以下、基底状態密度 1cm^{-3} 、電子温度 10eV の計算結果を示す。電子密度とプロトン密度は等しいとした。またプロトン温度も電子温度に等しいとした。モデルに用いた速度係数、自然放出確率をまとめて表 1 に示す。

2.2.3. 計算結果と考察

図 5 は、同じ n を持つ各 l 準位のポピュレーションが電子密度の増加とともに変化し、最終的に統計重率に従っていく様子を示している。縦軸は、ポピュレーションを統計重率で割ったもので、各 l 準位について示した曲線が一致する点が、統計重率にしたがう電子密度である。図 1 に、 l 準位ポピュレーションが 10% 以内で統計重率に従うようになる電子密度を \circ で示す。

図 6 は電子密度の増加とともに各 l 準位へのポピュレーション流入、流出過程が変化していく様子を示している。この図では、ある l 準位への様々な流入過程のうち一番大きなもの、同様にそこからの様々な流出過程のうち一番大きなものが示されている。実線は電子衝突またはプロトン衝突遷移である。異なった n を持つ準位間の遷移は電子衝突が支配的であり、同じ n を持ち l が ± 1 だけ異なる l 準位間の遷移はプロトン衝突が支配的である (図 4)。

図 5 (a) に見られるように、 $n_0 < 10^{11}\text{cm}^{-3}$ では、 $2s$ ポピュレーションには電子密度依存性がなく、 $2p$ ポピュレーションは電子密度に比例する (以後この状況を、" $2p$ の傾きが 1 である " という表現をする)。図 6 (a) に見られるように、 $2s$ への主な流入は、 $1s$ からの電子衝突励起、流出は $2p$ へのプロトン衝突遷移である。これらの大きさはともに電子 (プロトン) 密度に比例することから、 $2s$ ポピュレーションの電子密度依存性が見られない。 $2p$ は、 $1s$ からの電子衝突励起と $1s$ への輻射がほぼ釣り合い、電子密度に比例してポピュレーションは増加する (コ

ロナ平衡)。電子密度が 10^{12}cm^{-3} を越えたあたりで 2s と 2p のポピュレーションは統計重率に従うようになる。この電子密度では、図 6 (h) に見られるように、2p の主な流入、流出は、低電子密度の場合と変わらず、ポピュレーションは電子密度と共に増加する。一方、2s への主な流入は、2p のポピュレーションが増加することにより、2p からのプロトン衝突遷移に変化する。2s から 2p への遷移が 2s からの流出のほとんどすべてなので、2p から 2s への流れと 2s から 2p への流れが釣り合う。この結果これらの準位のポピュレーションは統計重率に従う。

次に $n=3$ 準位を考える。電子密度が 10^9cm^{-3} より低い領域では、3s、3p、3d とともに、主な流入は 1s からの電子衝突励起、流出は輻射遷移である。電子密度が 10^9cm^{-3} を越えるあたりで、3s からの主な流出は、3p へのプロトン衝突励起になり (図 6 (e)、(f))、流入、流出ともに電子 (プロトン) 密度に比例することから、3s の傾きが小さくなる。電子密度が 10^{10}cm^{-3} を越えると、3p のポピュレーションが増加することにより、3s への主な流入は、3p からのプロトン衝突遷移になり (図 6 (f)、(g))、再び傾きが増加する (図 5 (b))。 10^{11}cm^{-3} より大きい電子密度領域では 3s への流入量と殆ど等しい量が 3p に流出するので 3s と 3p のポピュレーションは統計重率に従う (図 6 (h))。低電子密度領域では、それぞれのポピュレーションは大ざっぱに、

$$n(3s) = C(1s, 3s)n(1s)n_e / \sum_{n_1} A(3s, n_1) \quad (2)$$

$$n(3p) = C(1s, 3p)n(1s)n_e / \sum_{n_1} A(3p, n_1) \quad (3)$$

と表される。 $n(1s)$ 、 $C(1s, 3s)$ 、 $A(3s, n_1)$ はそれぞれ、1s のポピュレーション、1s から 3s への衝突励起速度係数、3s から n_1 準位への自然放出確率を表す。ここで

$$n(3s) \sim 7n(3p) \quad (4)$$

であることより (図 5 (b))、

$$C(1s, 3s) / \sum_{n_1} A(3s, n_1) \sim 7C(1s, 3p) / \sum_{n_1} A(3p, n_1) \quad (5)$$

である。上の最初の交代が起こる電子密度を n_e^I と表せば

$$n_e^I = \sum_{n_1} A(3s, n_1) / C(3s, 3p) \quad (6)$$

図 7 にこの境界の電子密度の値 ($2 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$) が示されている。第 2 の交代が生ずる電子密度を n_e^{II} と表す。そのときは

$$C(1s, 3s)n(1s)n_e = C(3p, 3s)n(3p)n_e \quad (7)$$

が成立する。式 (3) を用いて

$$\begin{aligned} n_e^{II} &= C(1s, 3s) \sum_{n_1} A(3p, n_1) / C(1s, 3p) C(3p, 3s) \\ &= 3 [C(1s, 3s) \sum_{n_1} A(3p, n_1) / C(1s, 3p) \sum_{n_1} A(3s, n_1)] n_e^I \end{aligned} \quad (8)$$

ここで $C(3p, 3s) = C(3s, 3p)/3$ と式 (6) を用いた。式 (5) より

$$n_e^{II} \sim 21n_e^I \quad (9)$$

を得る。

電子密度が 10^{10}cm^{-3} を越えると、3d への主な流入は 1s からの電子衝突から 3p からのプロトン衝突に代わるため (図 6 (f)、(g))、3d のポピュレーションの傾きが増加する (図 5 (b))。同じく、3d からの主な流出は 2p への輻射遷移から 3p へのプロトン衝突に代わり (図 6 (f)、(g))、この量が 3p から 3d への流入とほぼ釣り合うことから、3p と 3d のポピュレーションは統計重率に従うようになる

(図5 (b)) この場合も上と同様にして第1、第2の交代がそれぞれ n_e^{II} 、 n_e^{IV} で生ずるとして

$$n_e^{\text{IV}} = \sum_{n_1} A(3d, n_1) / C(3d, 3p) \quad (10)$$

$$\sim 5n_e^{\text{II}} \quad (11)$$

を示すことができる。結局、式(10)が3s、3p、3dのポピュレーションが統計重率に従うようになる境界の電子密度を与える。図7に n_e^{IV} が示されている。電子密度 n_e^{IV} に近づくと、3sと3dのポピュレーションは、1sからの一番大きい流入量を持つ3p(図6(a)参照)から作られるため、3pに寄り添うように統計重率に従うようになっていく。 $n \geq 4$ についても、 n sポピュレーションが n pポピュレーションと統計重率に従うようになるメカニズムは、 $n=3$ の場合と同じである。図7には n_e^{I} に対応する境界の電子密度が示されており、図5(c)、(d)における n sの振る舞いと符合する。p、d、f、g…ポピュレーションの流れを詳細にみると、…g、fポピュレーションは比較的低い電子密度でdポピュレーションと熱平衡関係と近づき、1準位全体が統計重率に従ったポピュレーションを持つようになるのはdポピュレーションがpポピュレーションに近づくことによることが分かる。具体的にはdからの流出のうち、輻射遷移が $d \rightarrow p$ の衝突遷移に代わる電子密度、すなわち n_e^{IV} に対応する密度が境界となる。主量子数 n を持つ d 準位から下準位への自然放出確率の和は次式で近似できる[5]。

$$A_{\text{sum}} = 1.85 \times 10^9 n^{-3} \quad (1/s) \quad (12)$$

また d 準位からのプロトン衝突による $d \rightarrow p$ 遷移の速度係数は

$$C(d, p) = 1.49 \times 10^{-9} n^{4.5} T^{-0.5} \quad (\text{cm}^3/\text{s}) \quad (13)$$

で表される。 T はプロトン温度であり eV で与えられる。 T 依存性は図4に見られるようにプロトン衝突断面積が高エネルギー領域でエネルギーに反比例すること、および実効的な衝突速度がほぼ温度の平方根に比例することから導かれる。1準位ポピュレーションが統計重率に従うための境界の電子密度は式(12)、(13)から

$$n_e = 1.24 \times 10^{14} T^{0.5} n^{-7.5} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (14)$$

と近似できる。図1および図7に、式(14)が $T_e = 10 \text{eV}$ に対して描かれている。この電子密度では、大ざっぱに言えば、1sから n p準位に流入したポピュレーションがその他の1準位に割り振られる。例えば図6(a)によれば、 $1s \rightarrow 4p$ への流れが $n=1 \rightarrow 4$ の励起全体の76%を占めており、図6(f) ($n_e = 10^{10} \text{cm}^{-3}$) にその様子が描かれている(図5(c)も参照)。

$n \geq 4$ の準位で特徴的なことは、一番大きな1を持つ準位の振舞いである。例として $n=4$ を考えると(図5(c))、 $4f$ は、 10^7cm^{-3} 付近でポピュレーションが急に増加しはじめる。この変化は、この準位への主な流入過程が、1sからの電子衝突励起から、 $5g$ からの輻射遷移に変わったことに対応している(図6(d))。 10^{10}cm^{-3} 付近で $4f$ への主な流入は $4d$ からのプロトン衝突遷移に変わり、主な流出も $4d$ へのプロトン衝突に変わる。この結果 $4d$ と $4f$ がほぼ統計重率に従うようになる。

同じ n を持つ1準位の各ポピュレーションが統計重率に従う電子密度領域、すなわち式(14)で与えられる境界よりも高密度領域、において、それらポピュレーションの振る舞いを考える。図8は各1準位のポピュレーションを統計重率で割った値の電子密度依存性のうち、図5よりも高電子密度領域の部分を示す。 $n=2$ 準位を除いて、ポピュレーションの電子密度依存性は3つの部分に分けられる。例として $n=3$ 準位をみると、 10^{13}cm^{-3} より低い電子密度ではポピュレーションは電子密度に比例し、 10^{18}cm^{-3} よりも高い電子密度ではポピュレーションは電子密度に依存しない。また中間の電子密度領域では、低電子密度領域よりも緩やかな傾きに

なっている。これらの理由については簡略化されたモデルを用いた定量的な議論がすでに文献 [6] においてなされている。図 9 は、各 1 準位への異なった n を持つ準位からのポピュレーション流入過程のうち一番大きな流入、また、異なった n への一番大きな流出を表しているが、ここでは図 9 を用いて図 8 を直感的に理解することを試みる。例として $n = 3$ 準位を考える。図 9 (a) に見られるように、 10^{13}cm^{-3} より低い電子密度では、各 1 準位の主な流入は 1 s からの電子衝突励起、流出は輻射遷移である。この結果ポピュレーションは全体として電子密度に比例する (図 8)。 10^{13}cm^{-3} から 10^{16}cm^{-3} までの電子密度では (図 9 (b))、 $n = 3$ 準位全体への主な流入は 1 s から 3 p、2 p から 3 d への電子衝突遷移である。流出は上準位への電子衝突遷移である。もし主な流入過程が 1 s からの電子衝突遷移だけであればポピュレーションは電子密度に依存しないはずである。また主な流入過程が 2 p 準位からの電子衝突遷移だけであれば、この電子密度では 2 p 準位のポピュレーションが電子密度に比例することから $n = 3$ 準位のポピュレーションも電子密度に比例するはずである。ところが実際には二つの流入過程が同程度の大きさを持つことから、 $n = 3$ 準位のポピュレーションの傾きは低電子密度領域よりも緩やかになる。電子密度が 10^{16}cm^{-3} を越えると、 $n = 2$ 準位からの主な流出過程が輻射遷移から電子衝突遷移に変わるため $n = 2$ 準位のポピュレーションの電子密度依存性がなくなり、その結果 $n = 3$ 準位のポピュレーションの電子密度依存性もなくなる。なお高電子密度領域で、各 n のポピュレーションバランスの中で一番主要な過程は、一番大きな l をもつ準位を通じた流れである (図 9 (d))。これは逆 yrast 励起とも呼ぶことができる。

トカマクプラズマにおける電子密度の領域 $n_e > 10^{11} \text{cm}^{-3}$ においては、バルマー発光線の上準位 $n \geq 3$ 準位に対しては図 1 が示すように各 1 準位ポピュレーションは統計重率に従う。 $n_e = 10^{11} \text{cm}^{-3}$ とき 2 s と 2 p 準位のポピュレーションは未だ統計重率に従っていないが、2 s または 2 p から $n \geq 3$ の準位への励起は、これら上準位のポピュレーションに殆ど影響を及ぼさない。例えば 1 s から 3 p への流量は $2.1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ であるが、2 s から 3 p への流量は $1.6 \times 10^{17} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ である。よって $n_e >$

10^{11}cm^{-3} においては、 $n \geq 3$ の準位については準位を主量子数で区別した簡略化されたモデルが成立する。

低電子密度極限においては 2 s を除いて各 1 準位ともコロナ平衡にあり、さらに上準位からのカスケード効果を見れば簡単な取り扱いが可能である。この電子密度を図 1 中に □ で示す。この低電子密度極限が成立しなくなる電子密度は、主量子数 4 以上の準位では、最大の l を持つ準位 (n 、 $l = n - 1$ 準位) がそこからはずれる点であり、これは前にも述べたように ($n + 1$ 、 $l = n + 1$) 準位からのカスケードが効くようになる点である。

Sampson [1] は準位を微細構造も考慮した $j = 1 \pm 1/2$ で区別し、同じ主量子数を持つ全ての準位において、輻射遷移流出量よりも衝突遷移流出量の方が大きくなるという条件で式 (1) を導出している。しかしこの場合も、我々が l で準位を区別したモデルによりポピュレーション生成メカニズムを詳細に調べた結果から、“全ての準位”で輻射遷移流出量よりも衝突遷移流出量の方が大きくなる必要はないと予想される。彼の得た電子密度は我々の値とよく合っているが、これは偶然の一致と言わざるを得ない。

以上の計算では衝突過程として電子衝突、プロトン衝突を考慮したが、電子衝突だけを考えた場合の結果を付録 A に示す。図 1 中の + はこの場合の、同じ n を持つ各 1 準位が統計重率に従う電子密度を示している。

ここでは参考として、衝突過程として電子衝突だけを考慮した場合の計算結果を紹介する。図A1は各l準位ポピュレーションが、電子密度の増加と共に、統計重率に従っていくようになる様子を示している。電子密度依存性は、プロトン衝突のある場合とかなり異なっている。しかし各l準位が統計重率に従う電子密度は、プロトン衝突を考慮した本文の場合と同じく、d準位からp準位へのプロトン遷移による流出量が、dからの輻射遷移による流出量を上回る電子密度で決まる。

- ¹D.H.Sampson, J. Phys. B 10, 749 (1977).
- ²T.Fujimoto, J. Phys. Soc. Japan 49, 1569 (1980).
- ³K.Fujima, S.Hashimoto, (private communication).
- ⁴J.Callaway, K.Unnikrishnan, J. Phys. B 26, L419 (1993).
- ⁵K.Owidvar, Phys. Rev. A 26, 3053 (1982).
- ⁶T.Fujimoto, J. Phys. Soc. Japan 47, 273 (1979).

図 6

各準位についてのポピュレーション流入、流出過程のうちそれぞれ一番大きなもの。実線は電子衝突またはプロトン衝突遷移である。図中矢印についている数字は、流量を表しているが、1段目の数字をa、2段目の数字をbとすると、流量は、 $ax10^b(\text{cm}^{-3}\text{sec}^{-1})$ である。(a) $n_e=10^5\text{cm}^{-3}$ 、(b) $n_e=10^6\text{cm}^{-3}$ 、(c) $n_e=10^7\text{cm}^{-3}$ 、(d) $n_e=10^8\text{cm}^{-3}$ 、(e) $n_e=10^9\text{cm}^{-3}$ 、(f) $n_e=10^{10}\text{cm}^{-3}$ 、(g) $n_e=10^{11}\text{cm}^{-3}$ 、(h) $n_e=10^{12}\text{cm}^{-3}$ 、(i) $n_e=10^{13}\text{cm}^{-3}$ 、(j) $n_e=10^{14}\text{cm}^{-3}$ 、(k) $n_e=10^{18}\text{cm}^{-3}$ 。

図 7

n_e^1 に対応する境界の電子密度 (\square) および式 (14) (実線)。参考のため、各1準位について、輻射遷移による流出量よりもプロトン衝突遷移による流出量の方が大きくなる電子(プロトン)密度も示されている。

図 8

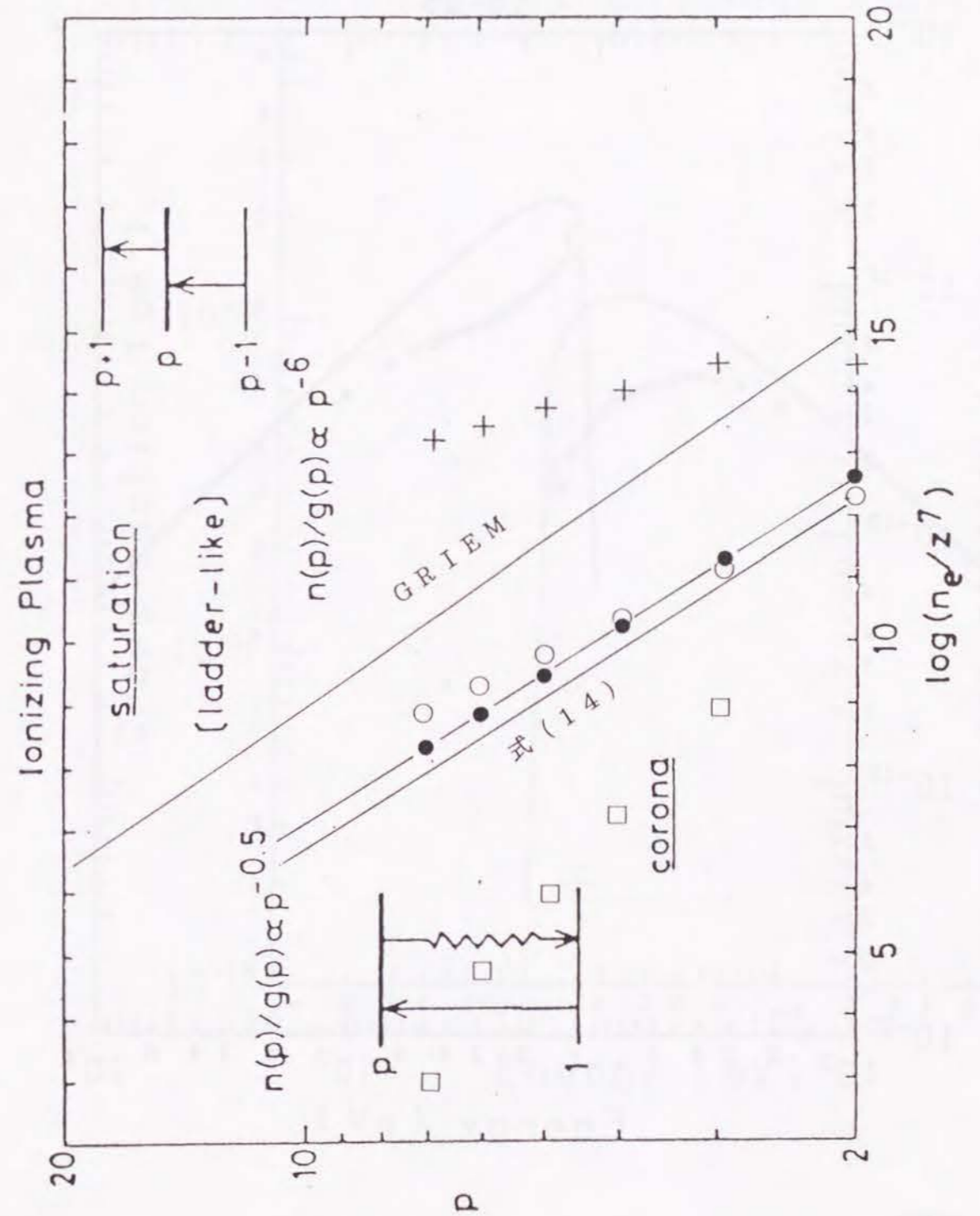
図 5 におけるよりも高電子密度領域でのポピュレーションの電子密度依存性。縦軸は各1準位のポピュレーションを統計重率で割った値。

図 9

各1準位への異なった p を持つ準位からの一番大きなポピュレーション流入量、また、異なった p への一番大きな流出量。図中の値は図 6 に同じ。(a) $n_e=10^{12}\text{cm}^{-3}$ 、(b) $n_e=10^{14}\text{cm}^{-3}$ 、(c) $n_e=10^{18}\text{cm}^{-3}$ 、(d) $n_e=10^{18}\text{cm}^{-3}$ 。

図 A 1

衝突過程として電子衝突のみを考えた計算結果。図 5 に対応している。縦軸はポピュレーションを統計重率で割ったもので、各1準位について示した曲線が一致する点が、統計重率にしたがう電子密度を表す。(a) $p=2$ 、(b) $p=3$ 、(c) $p=4$ 、(d) $p=6$ 。



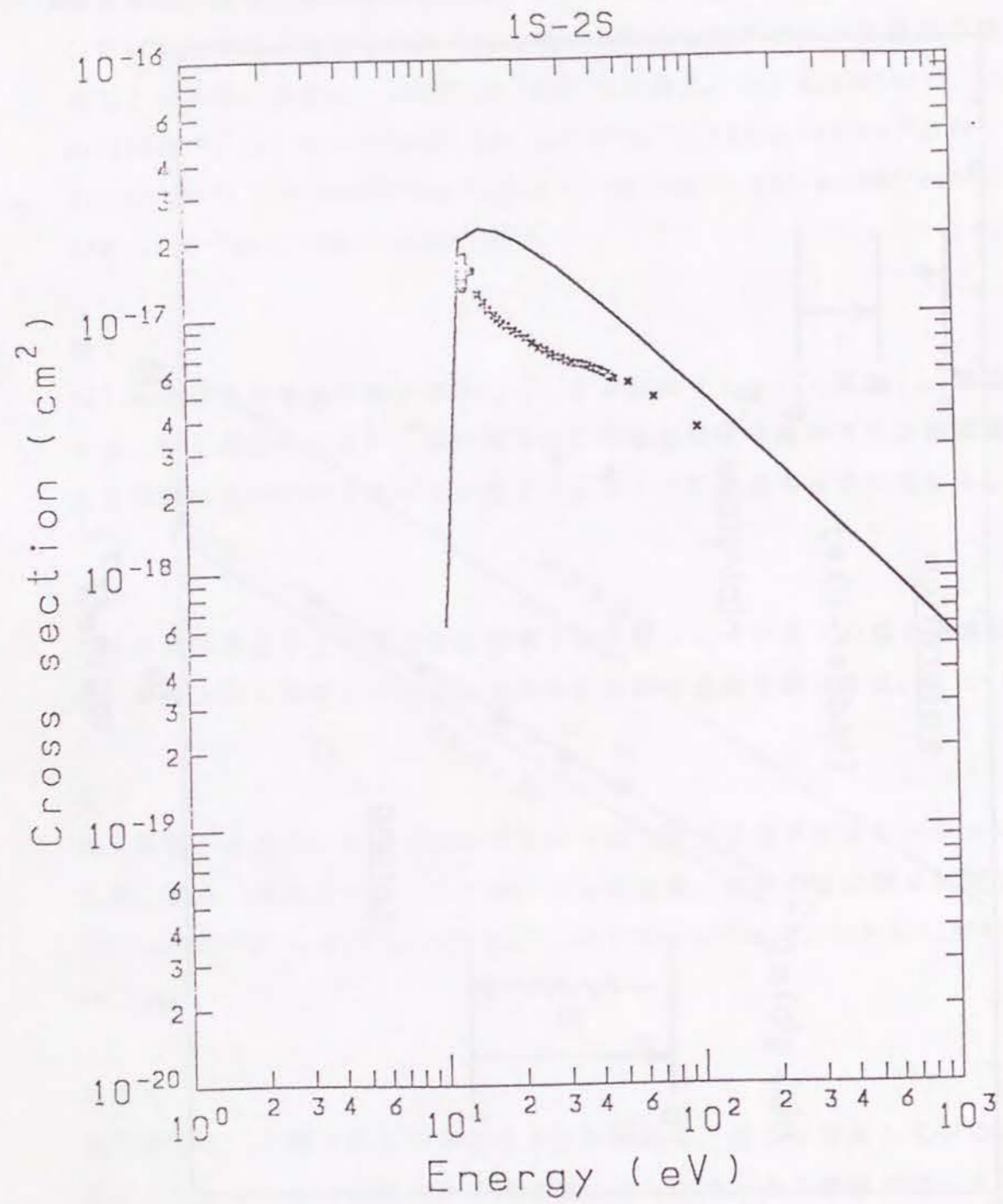


图2 (a)

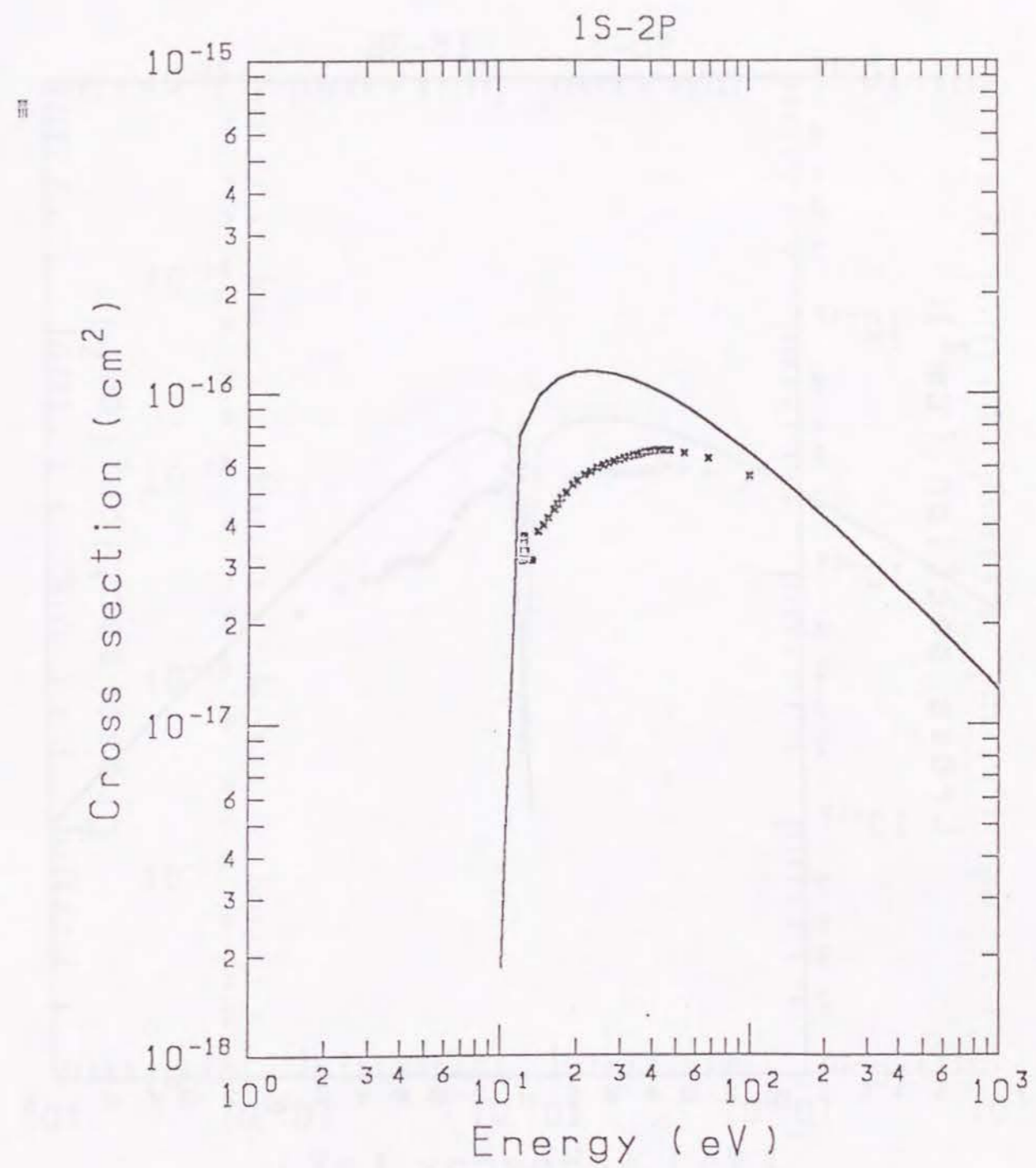
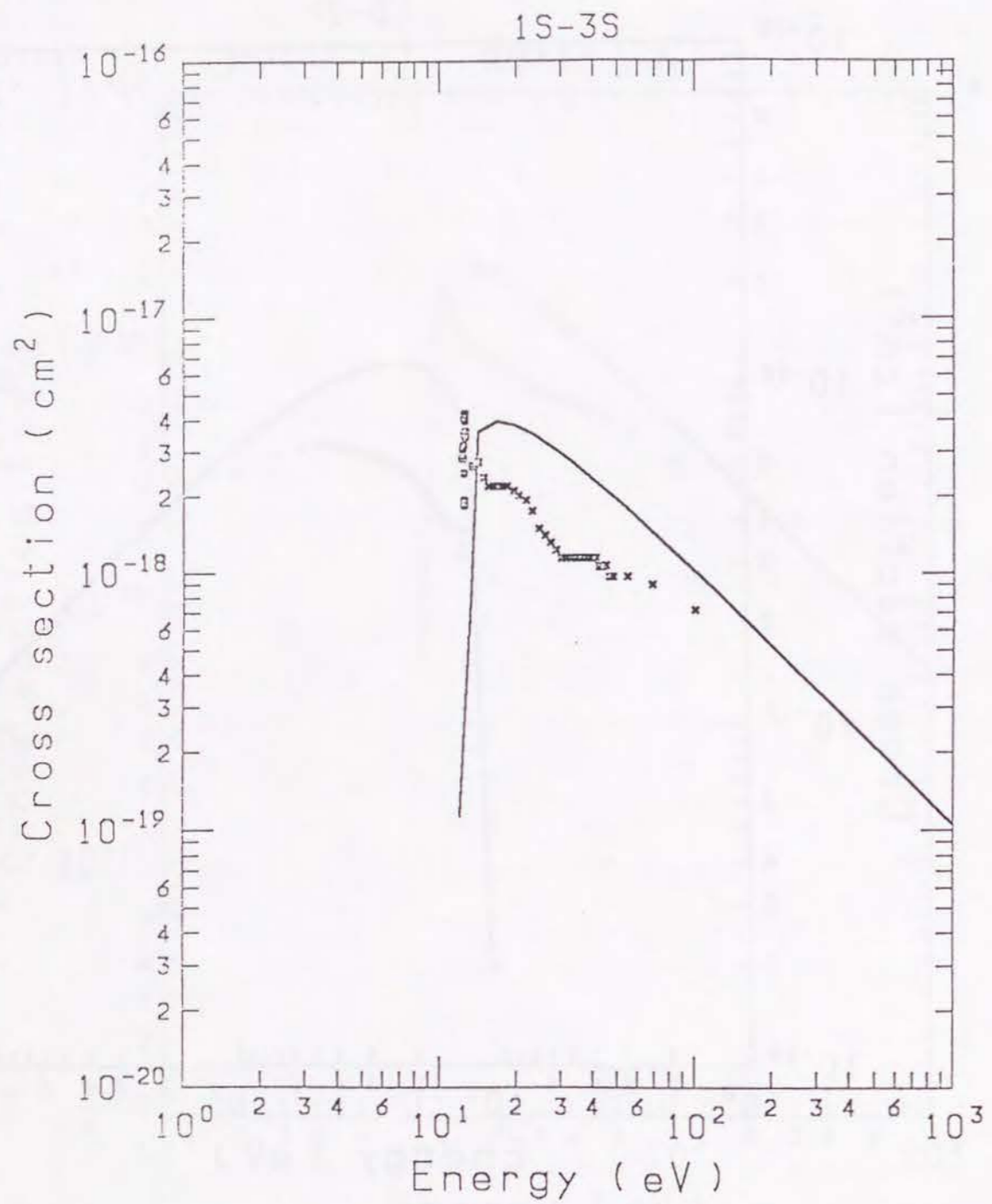
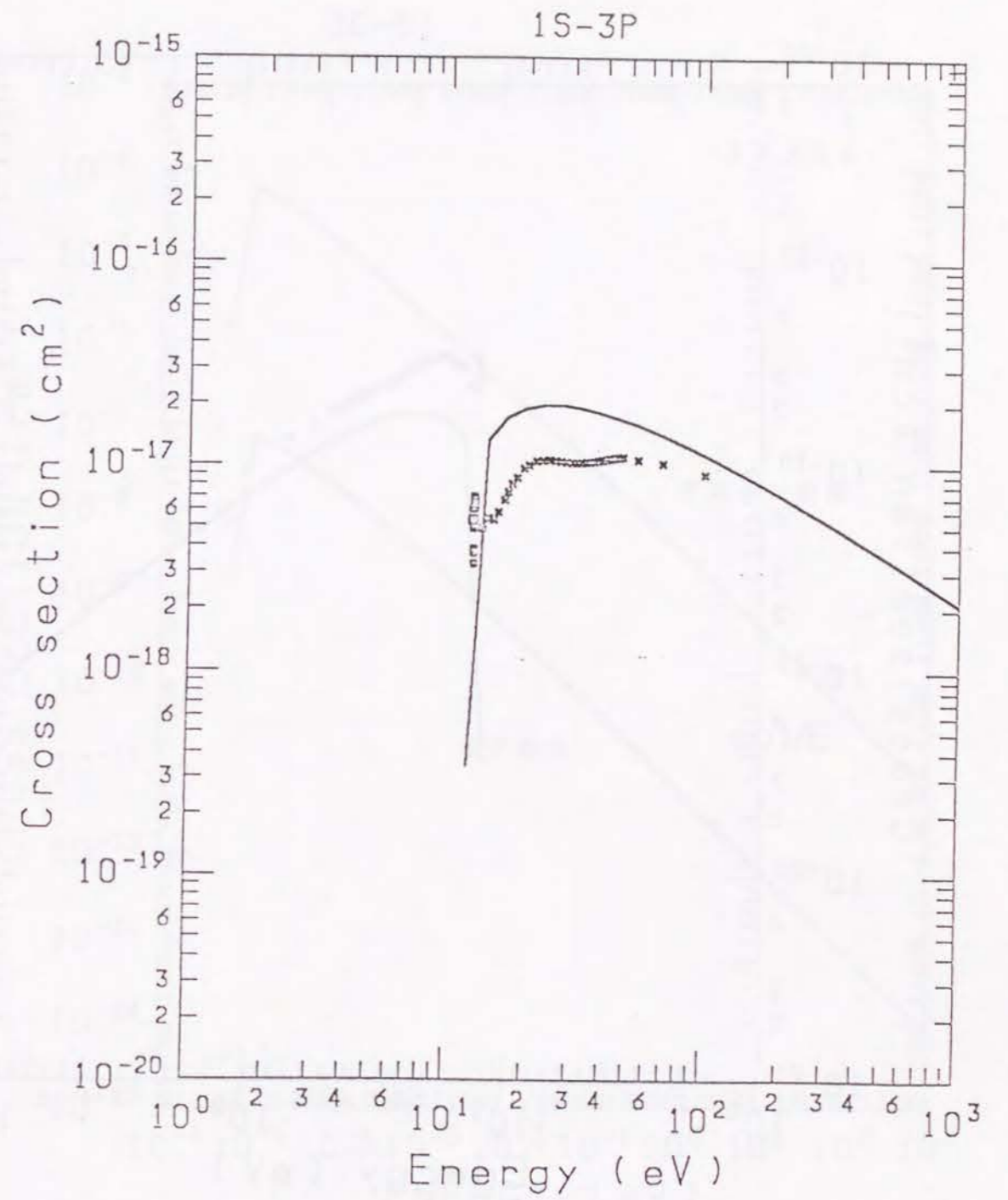


图2 (b)



⊠3 (a)



⊠3 (b)

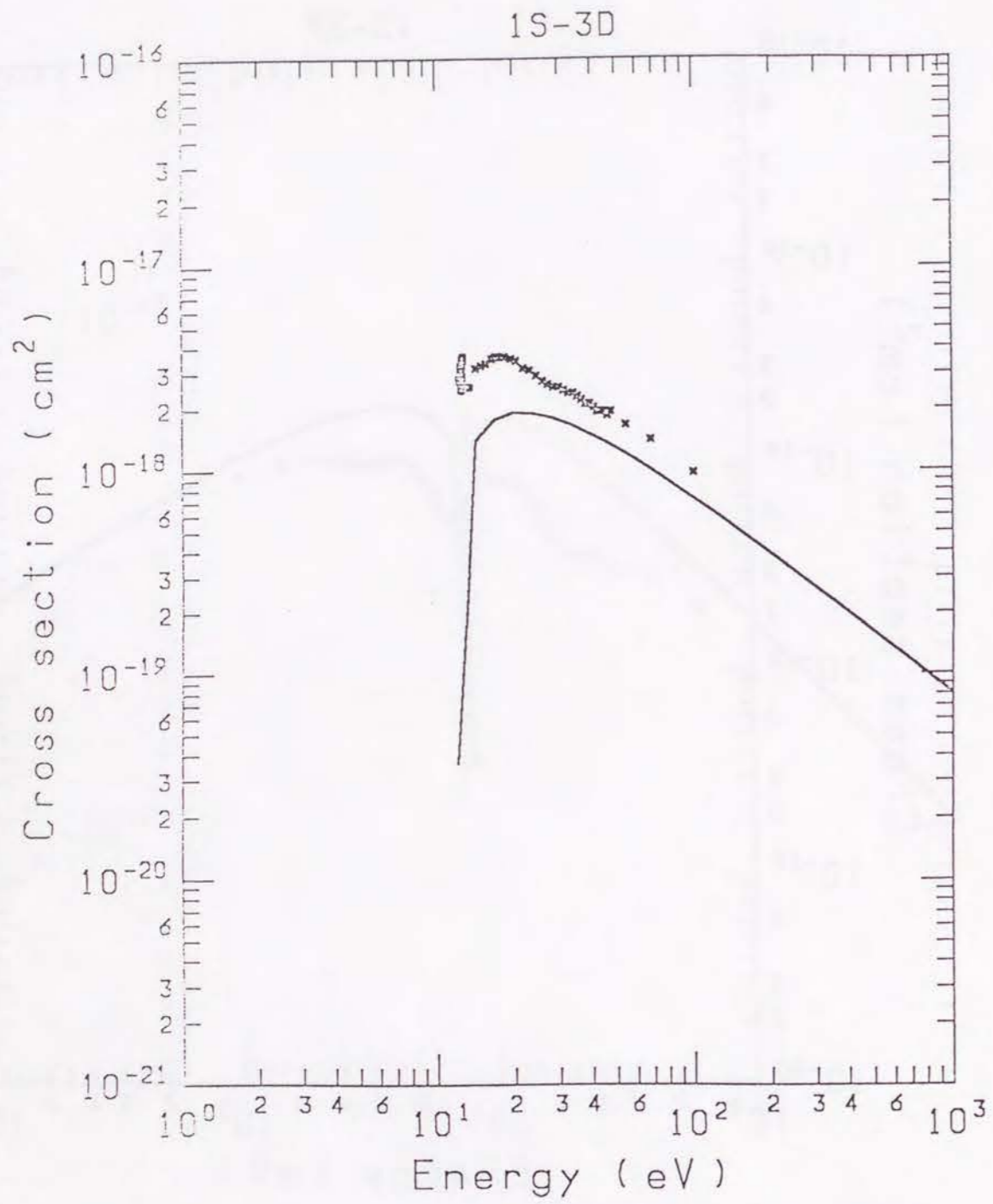


図3 (c)

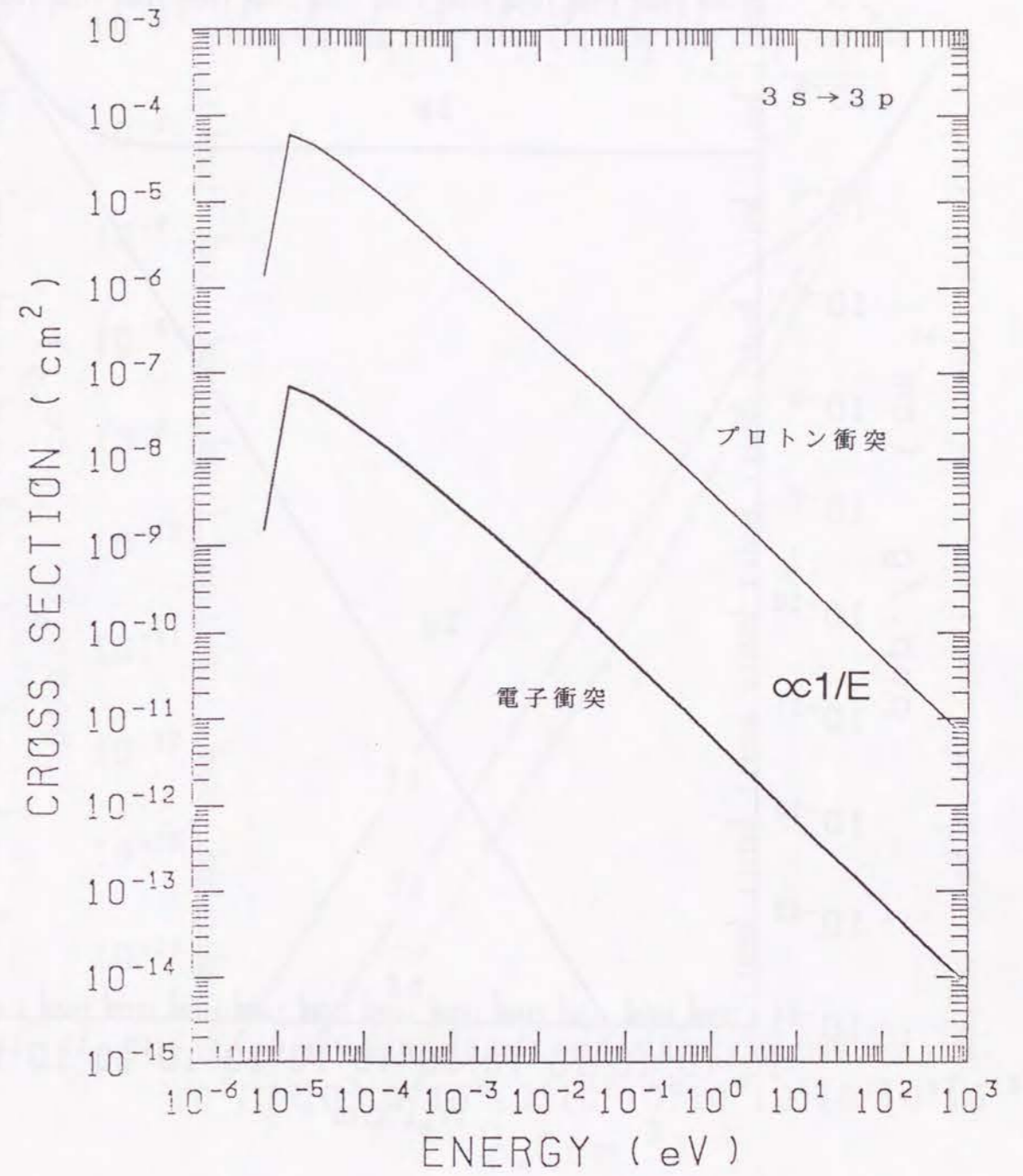


図4

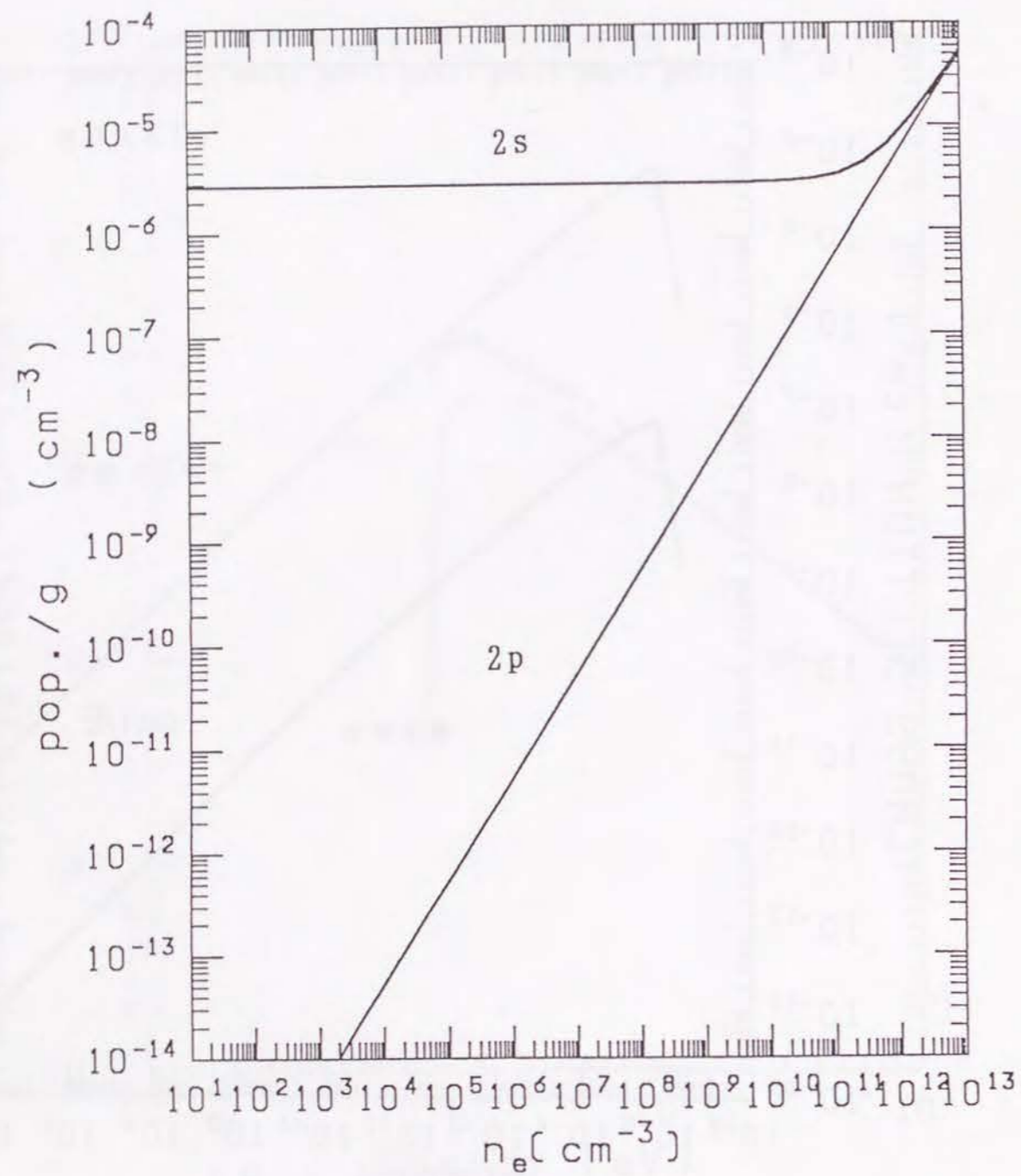


图5 (a)

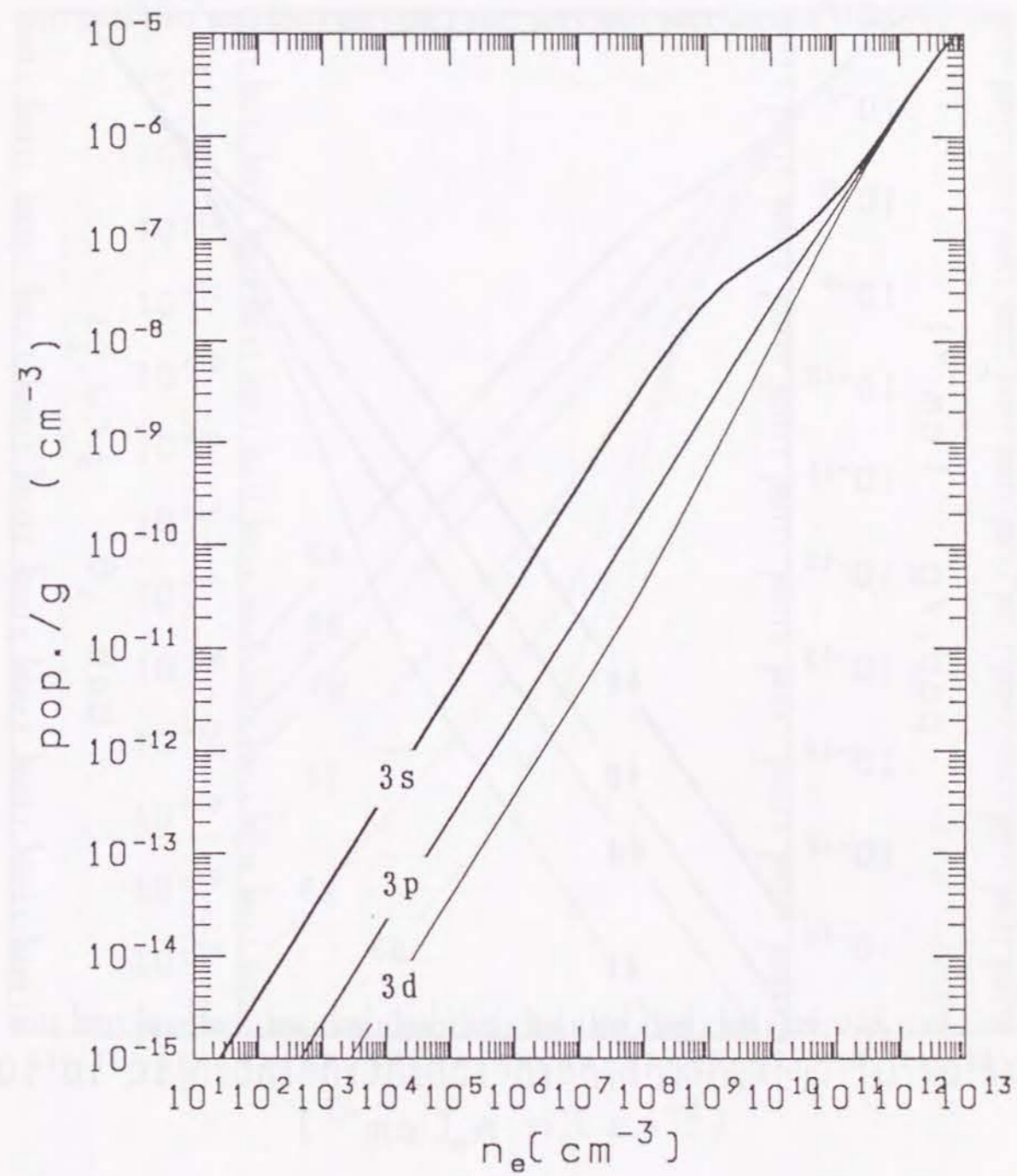


图5 (b)

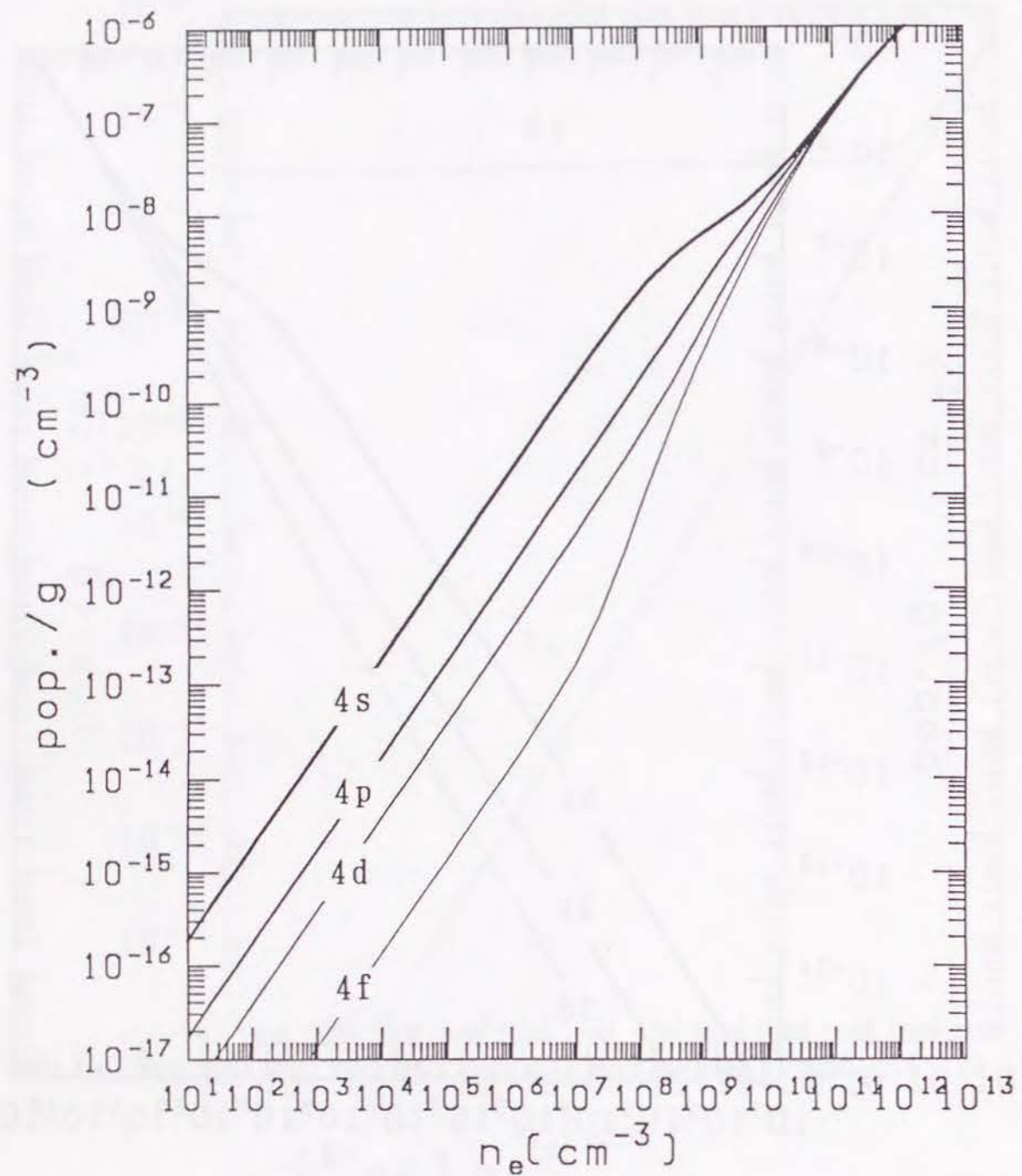


图5 (c)

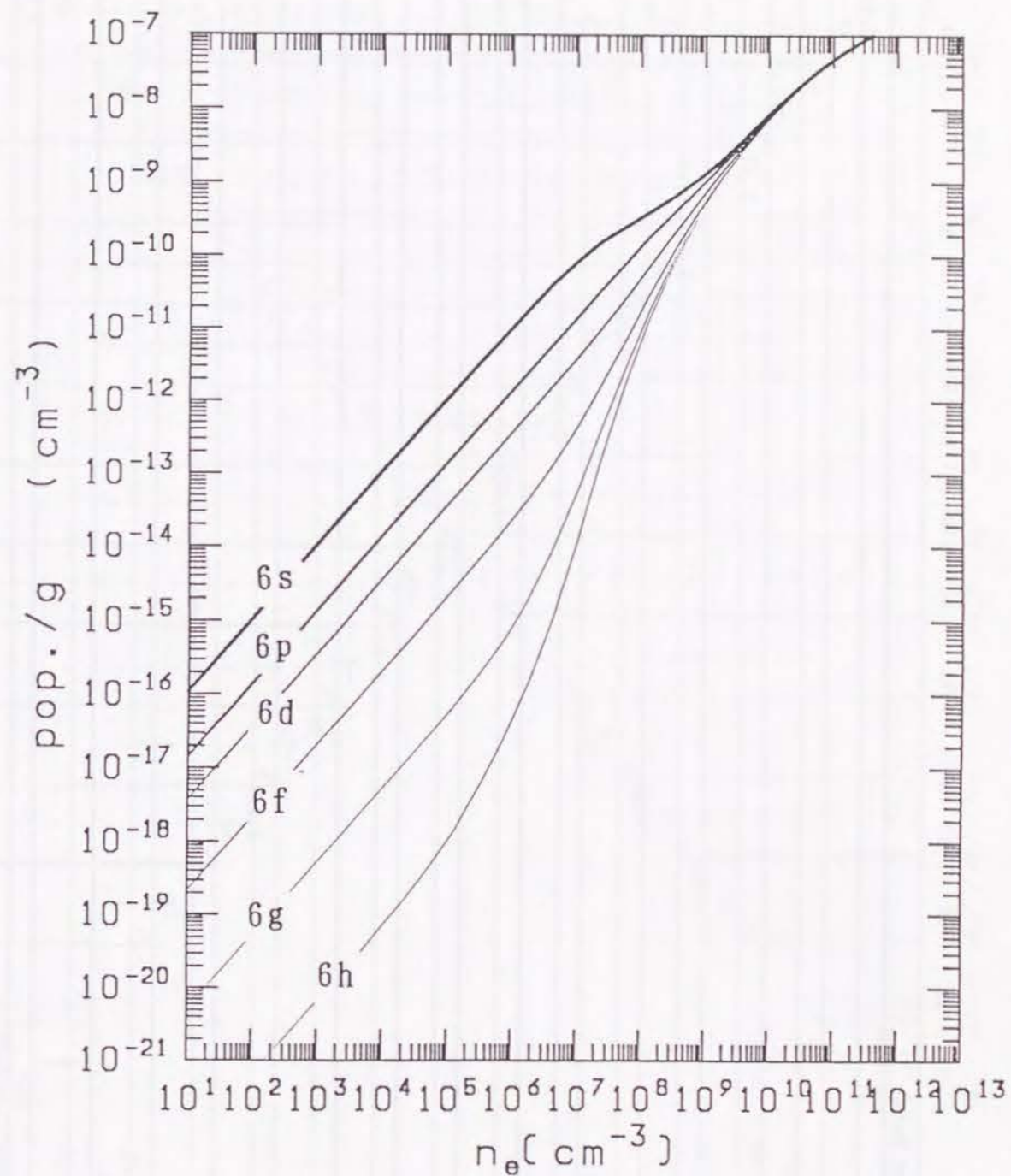
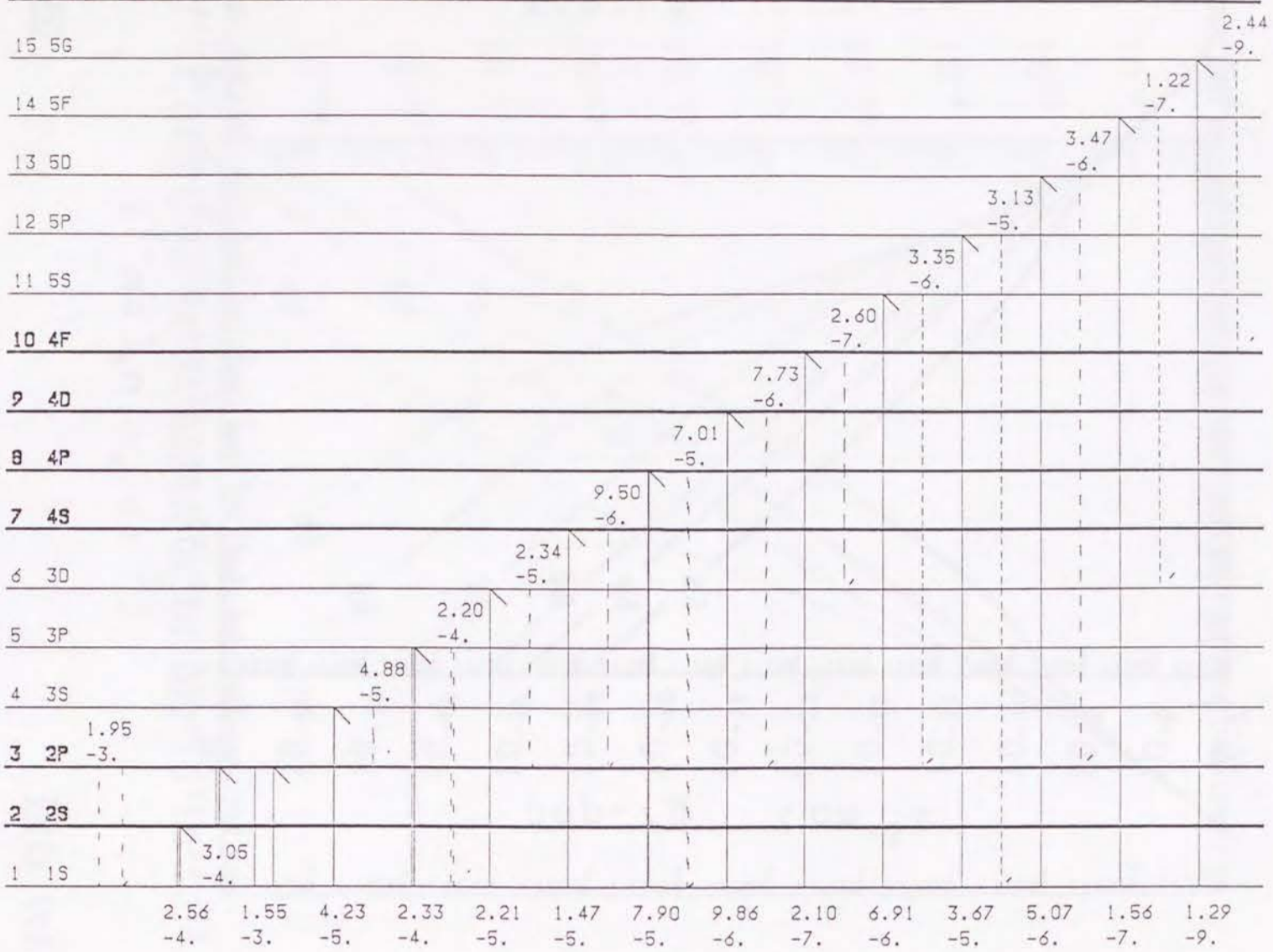


图5 (d)

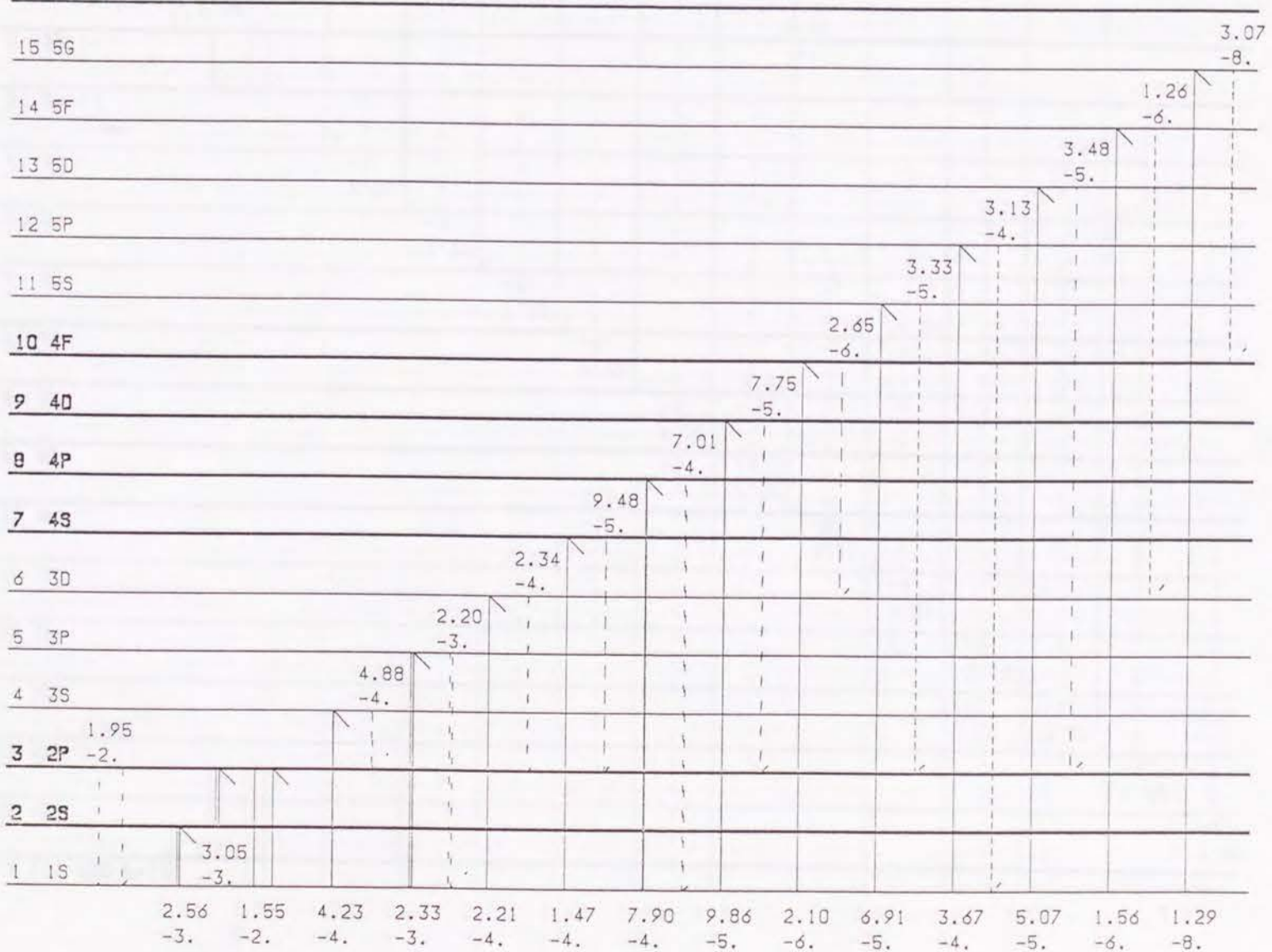
16 ION AND P>16



$1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$

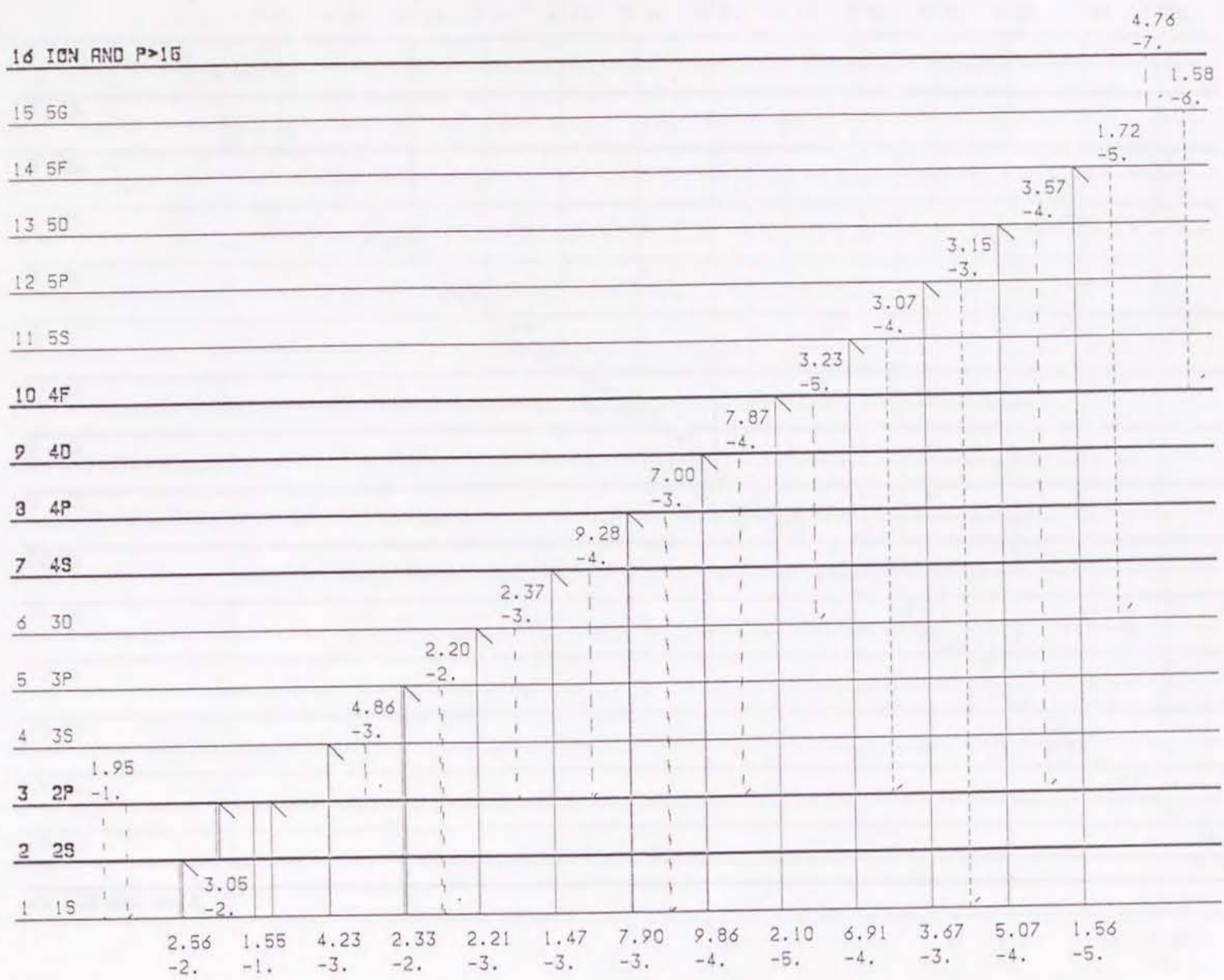
图6 (a)

16 ION AND P>16



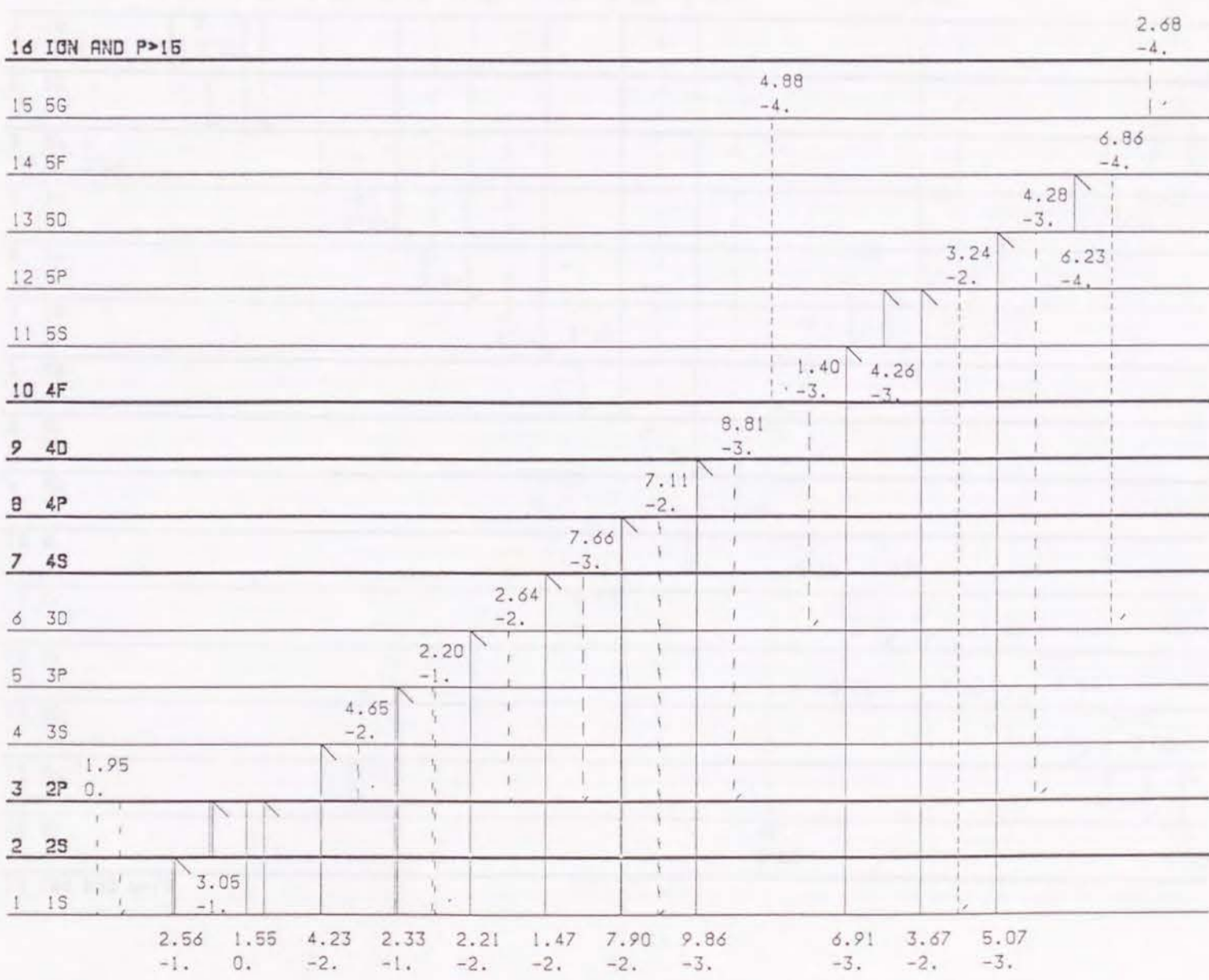
$1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$

图6 (b)



$1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$

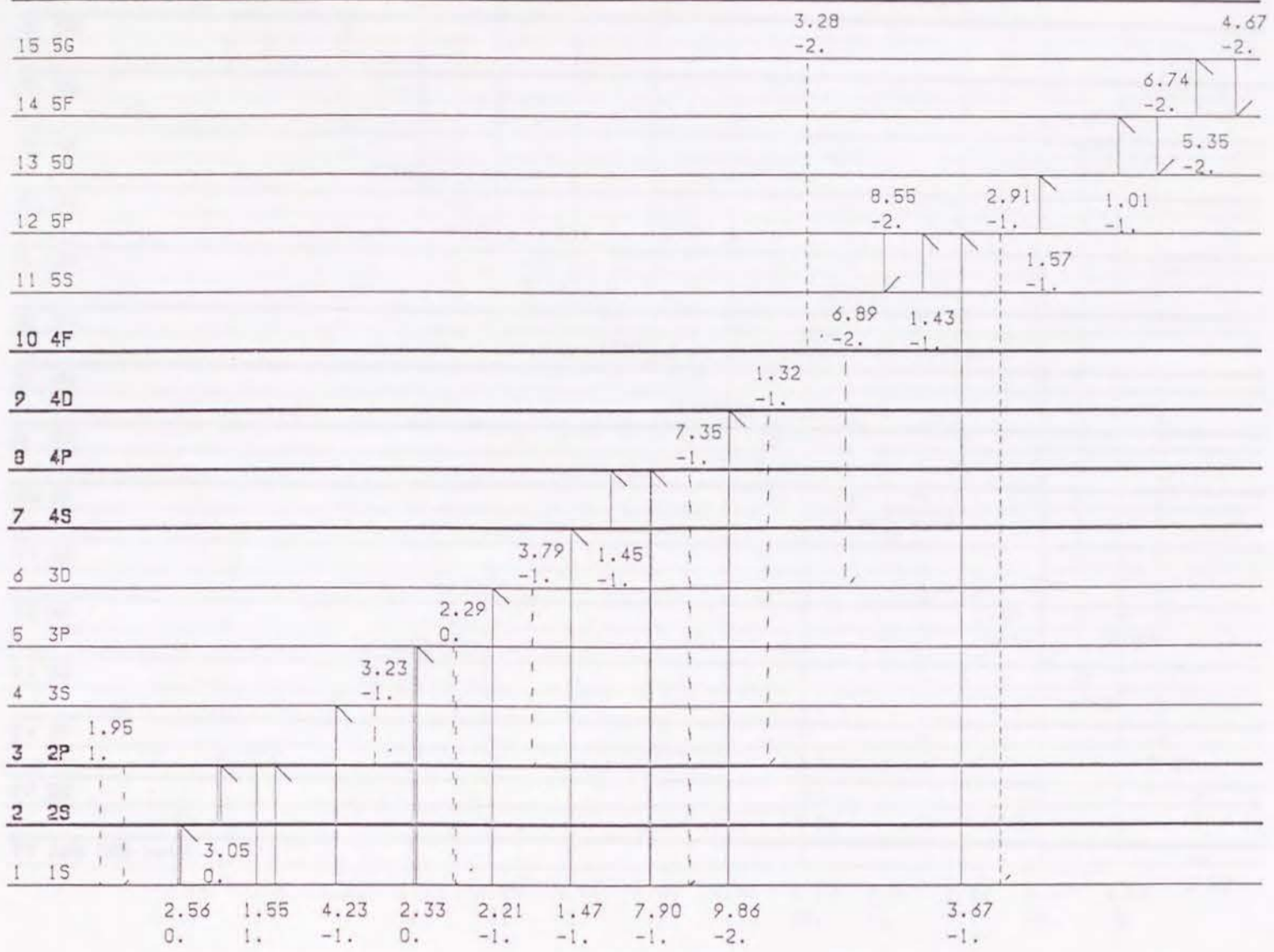
图6 (c)



$1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$

图6 (d)

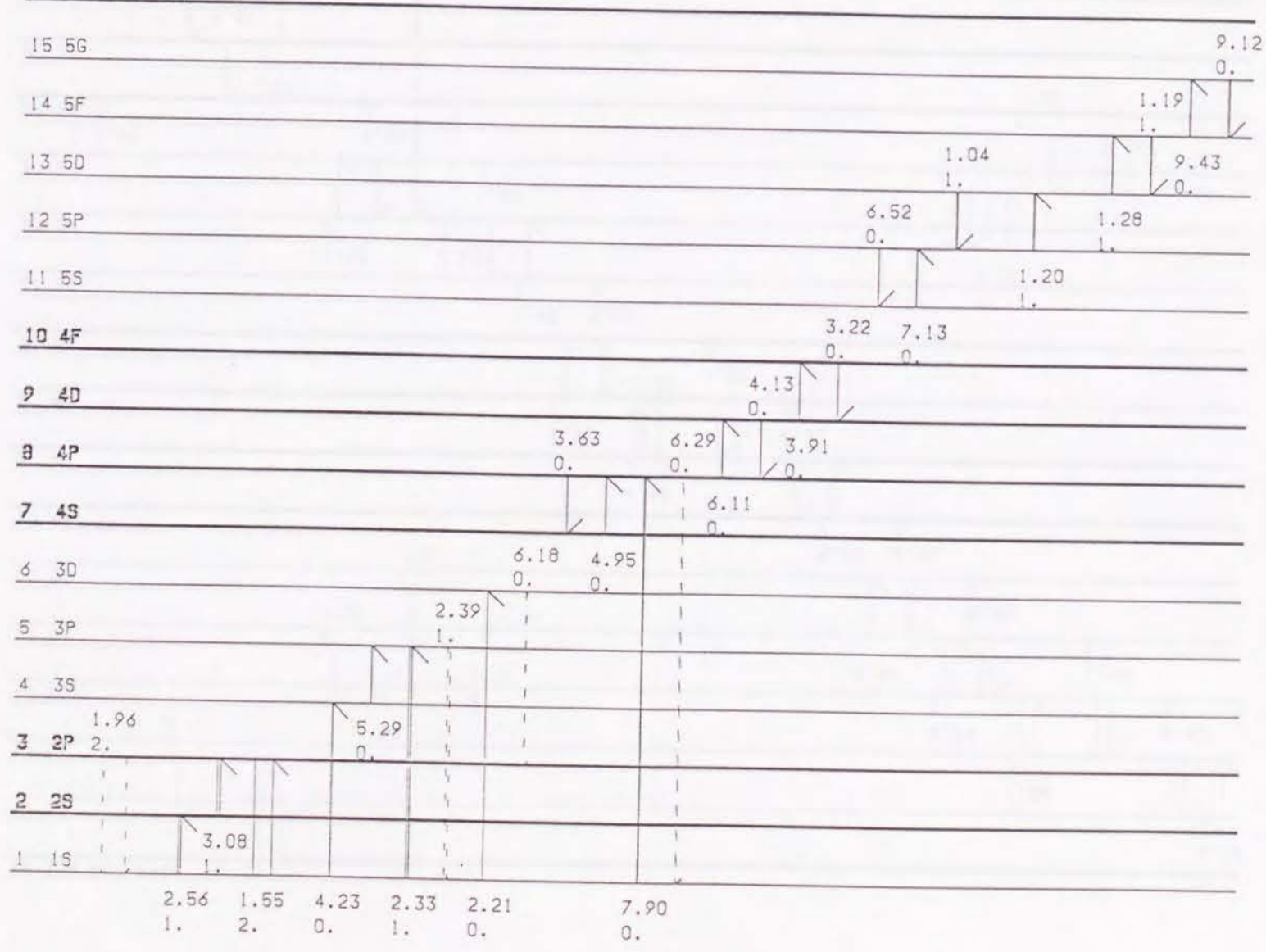
16 ION AND P>15



$1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$

⊗6 (e)

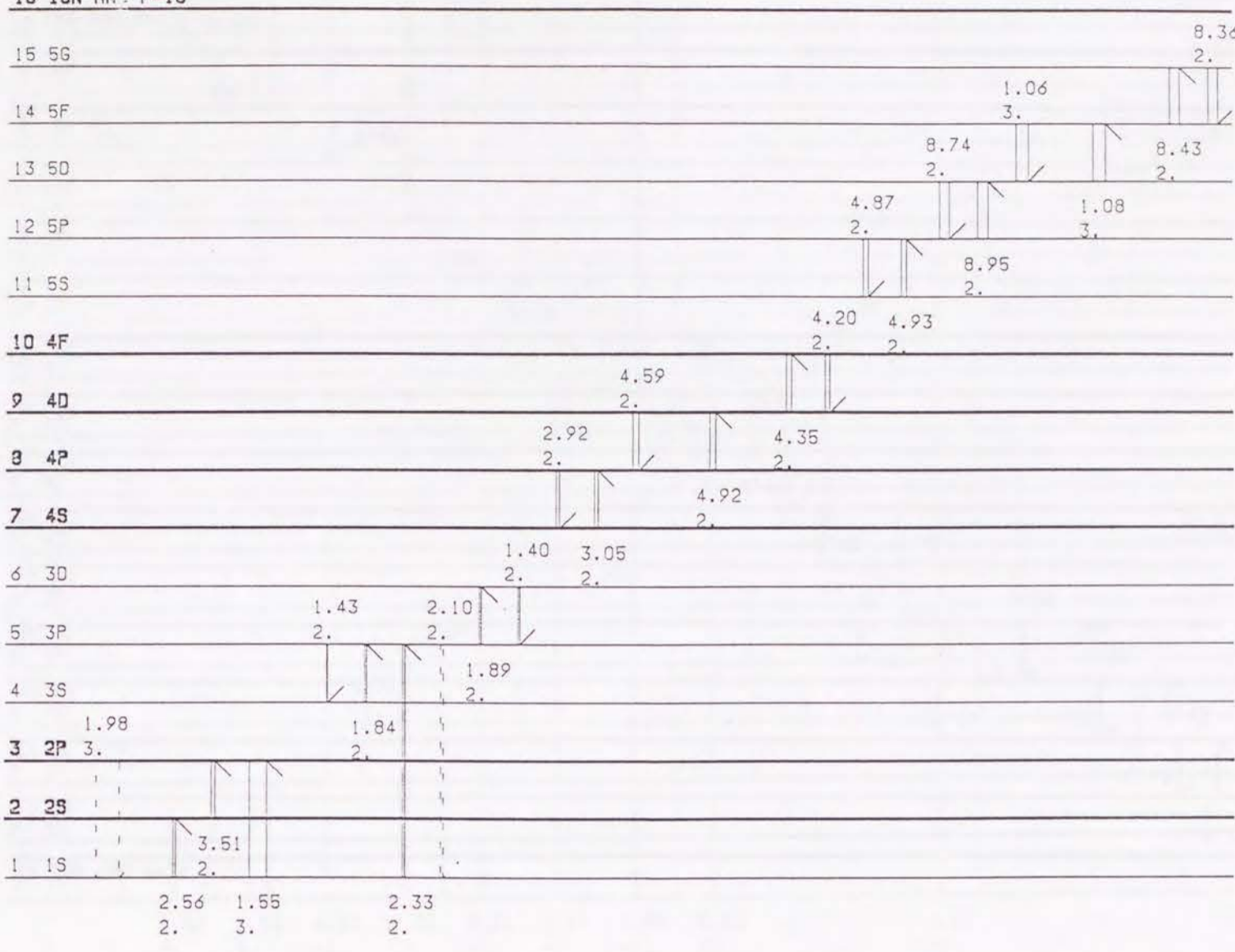
16 ION AND P>15



$1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

⊗6 (f)

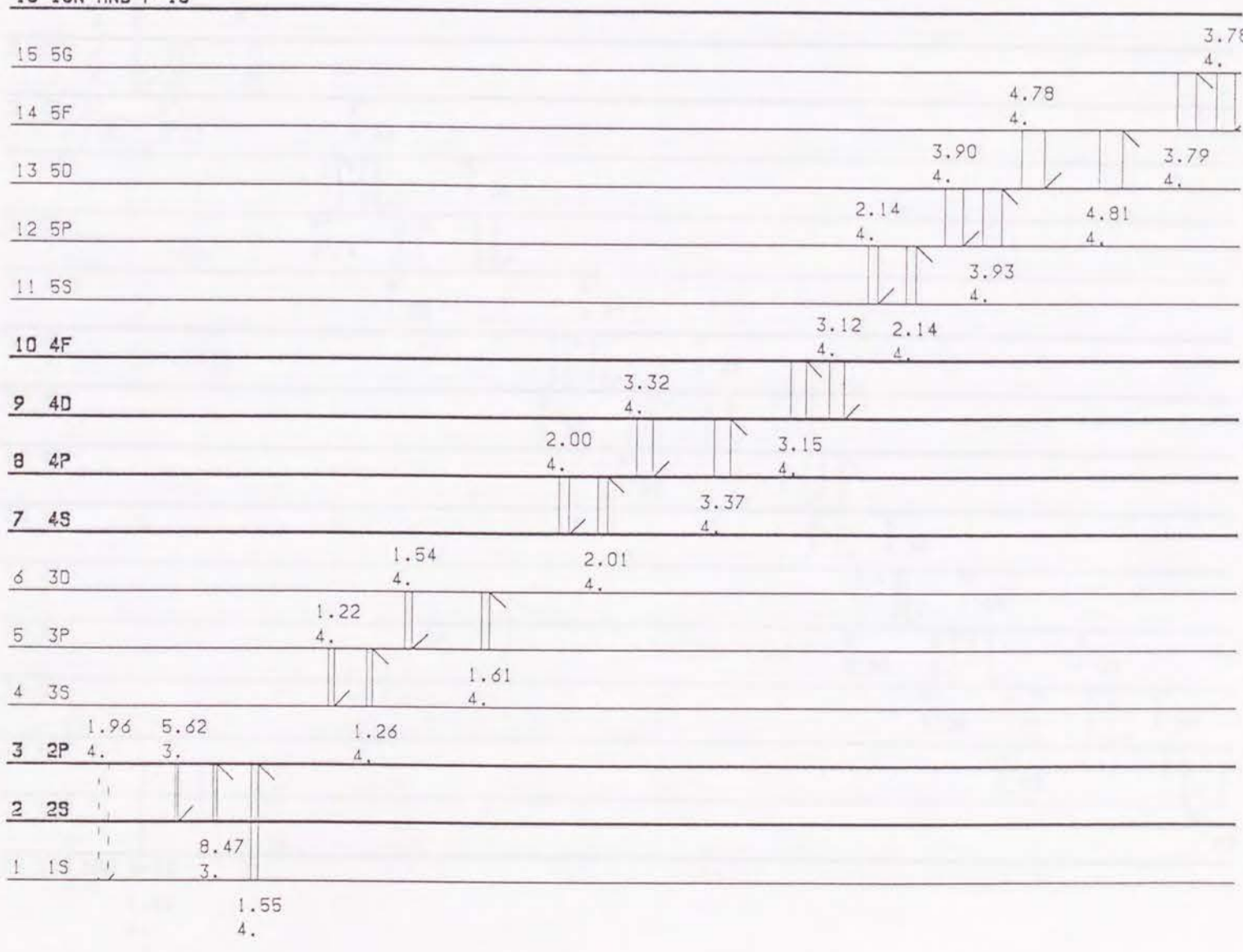
16 ION AND P>16



$1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$

图6 (g)

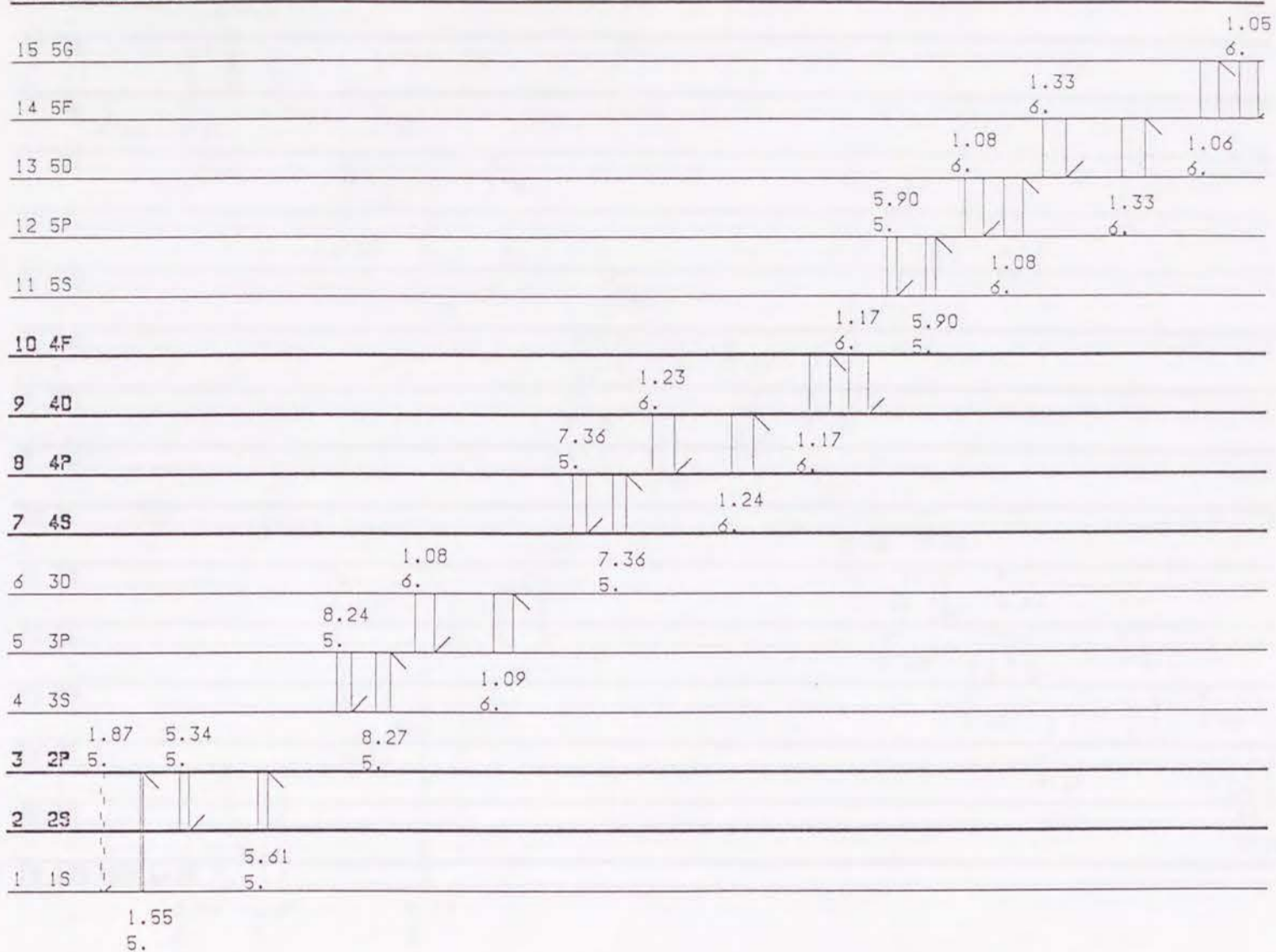
16 ION AND P>16



$1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

图6 (h)

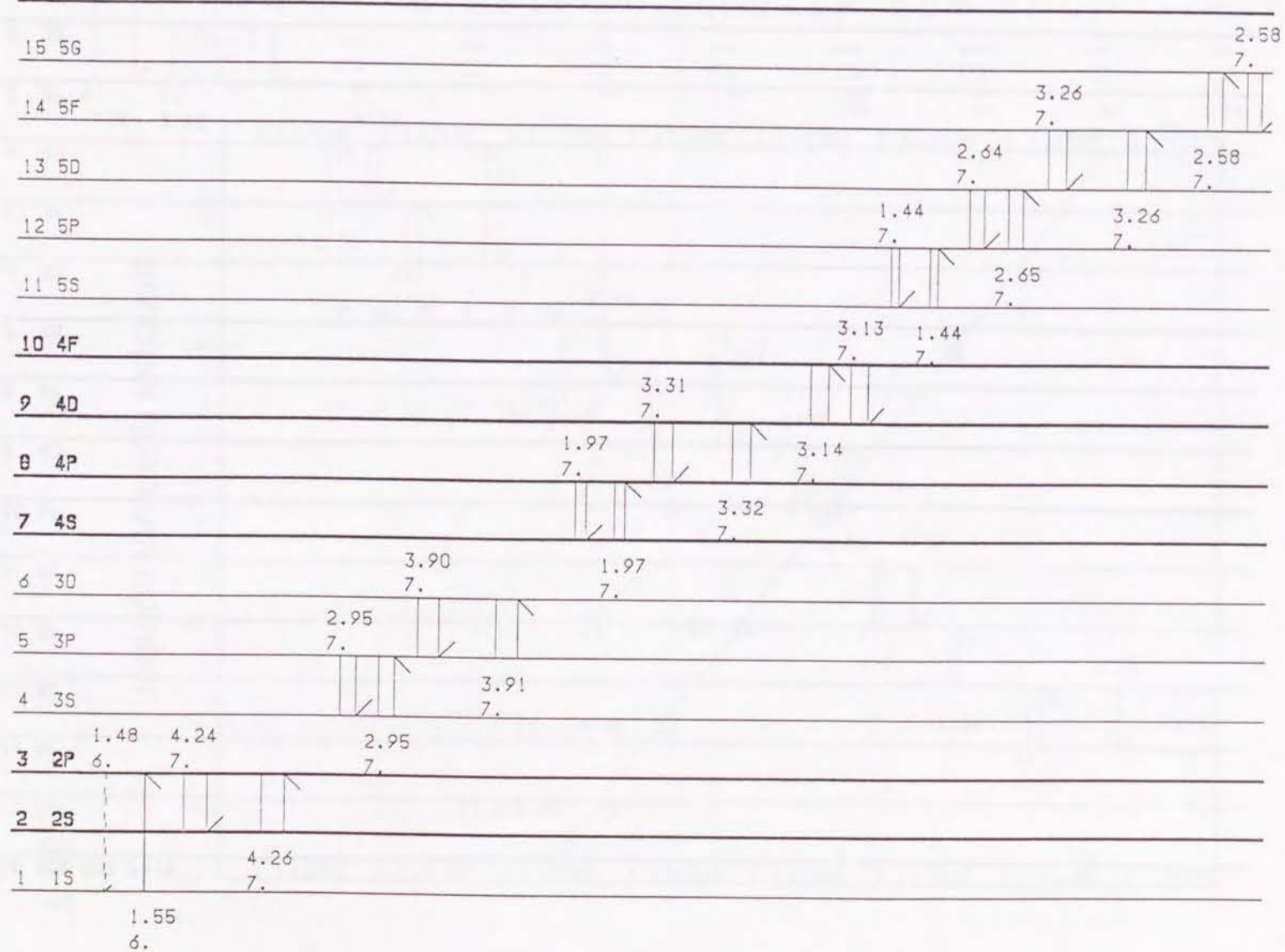
16 ION AND P>15



$1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

图6 (i)

16 ION AND P>15



$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

图6 (j)

16 ION AND P>15

$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

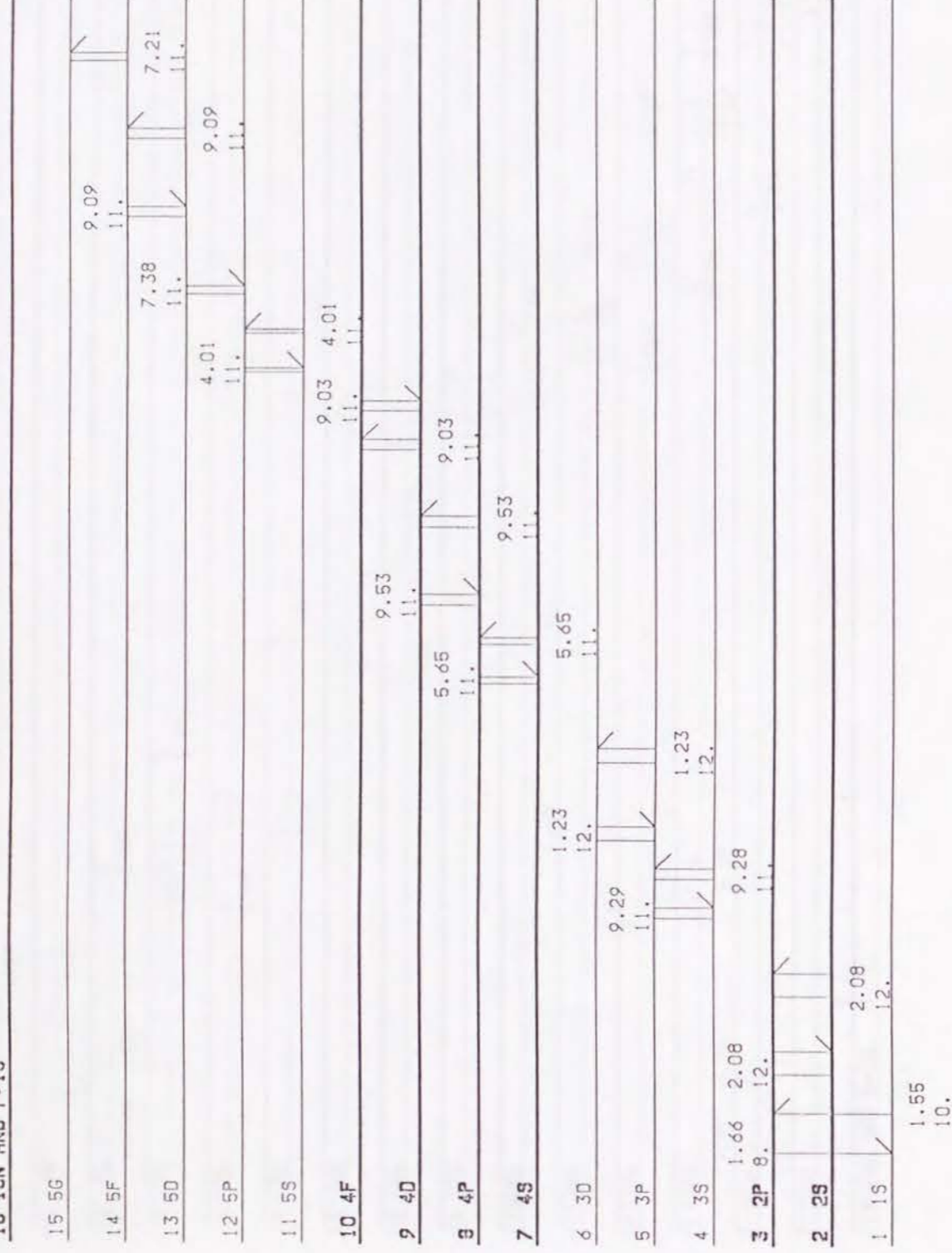


图6 (k)

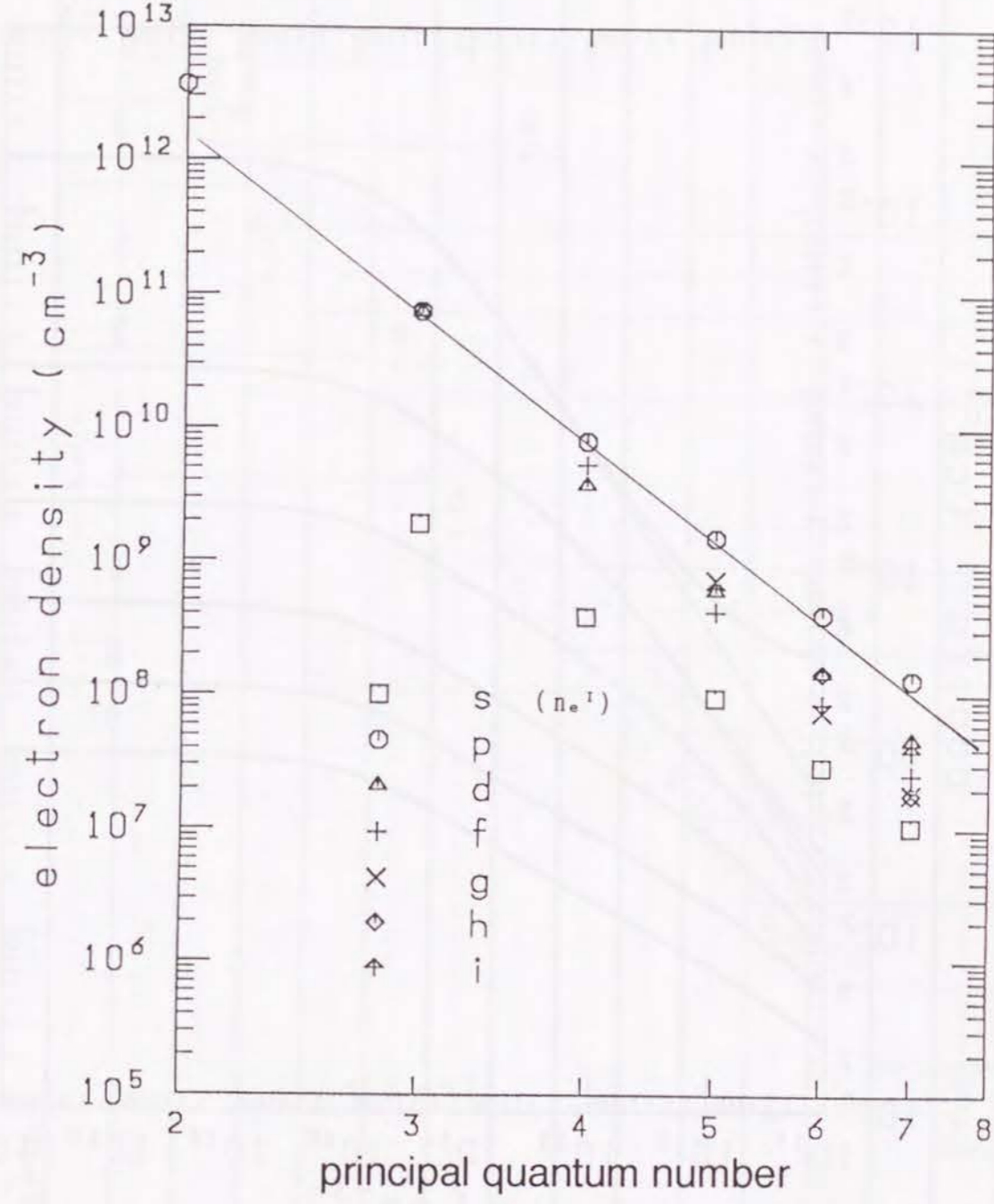
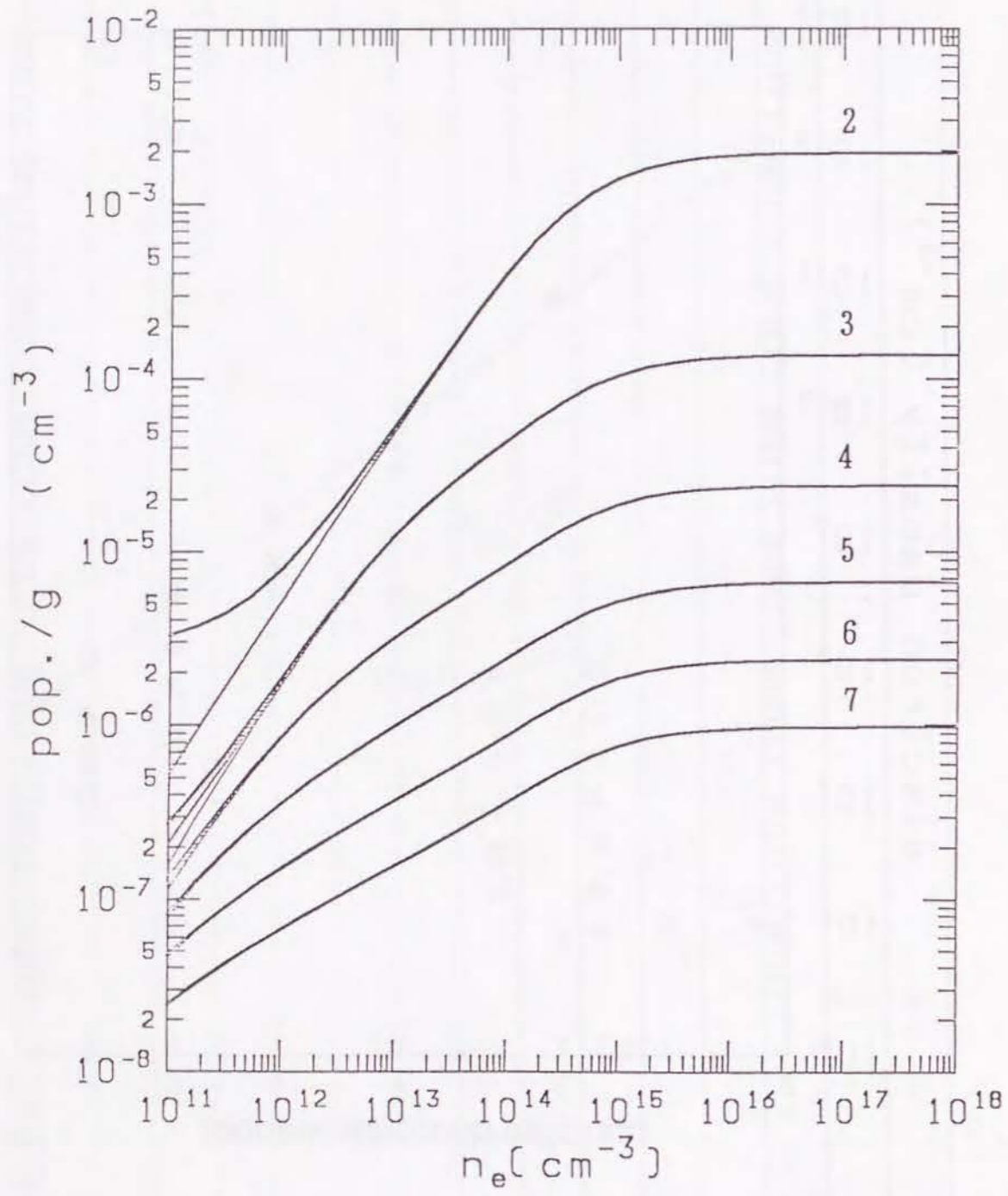
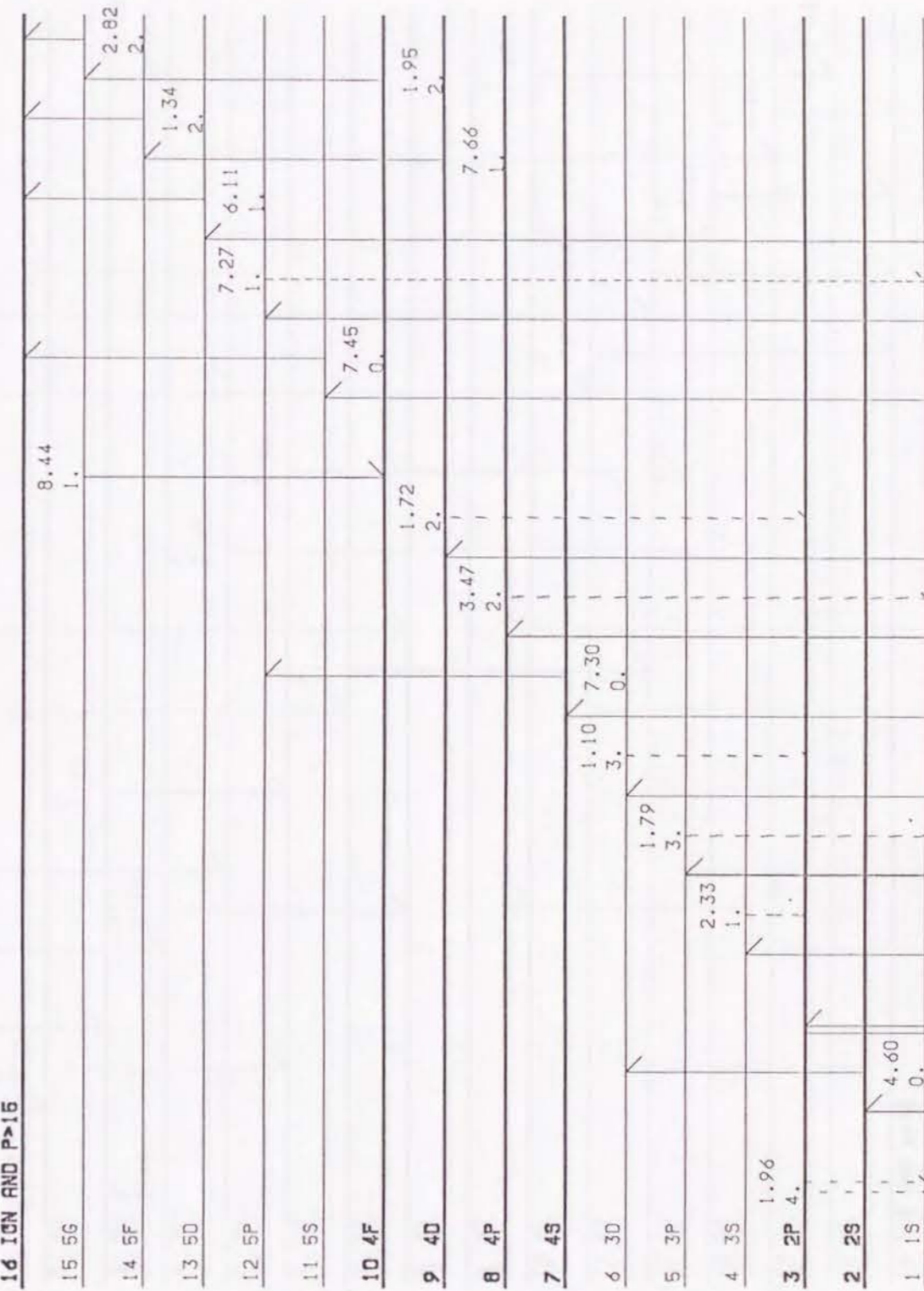


图7



☒ 8

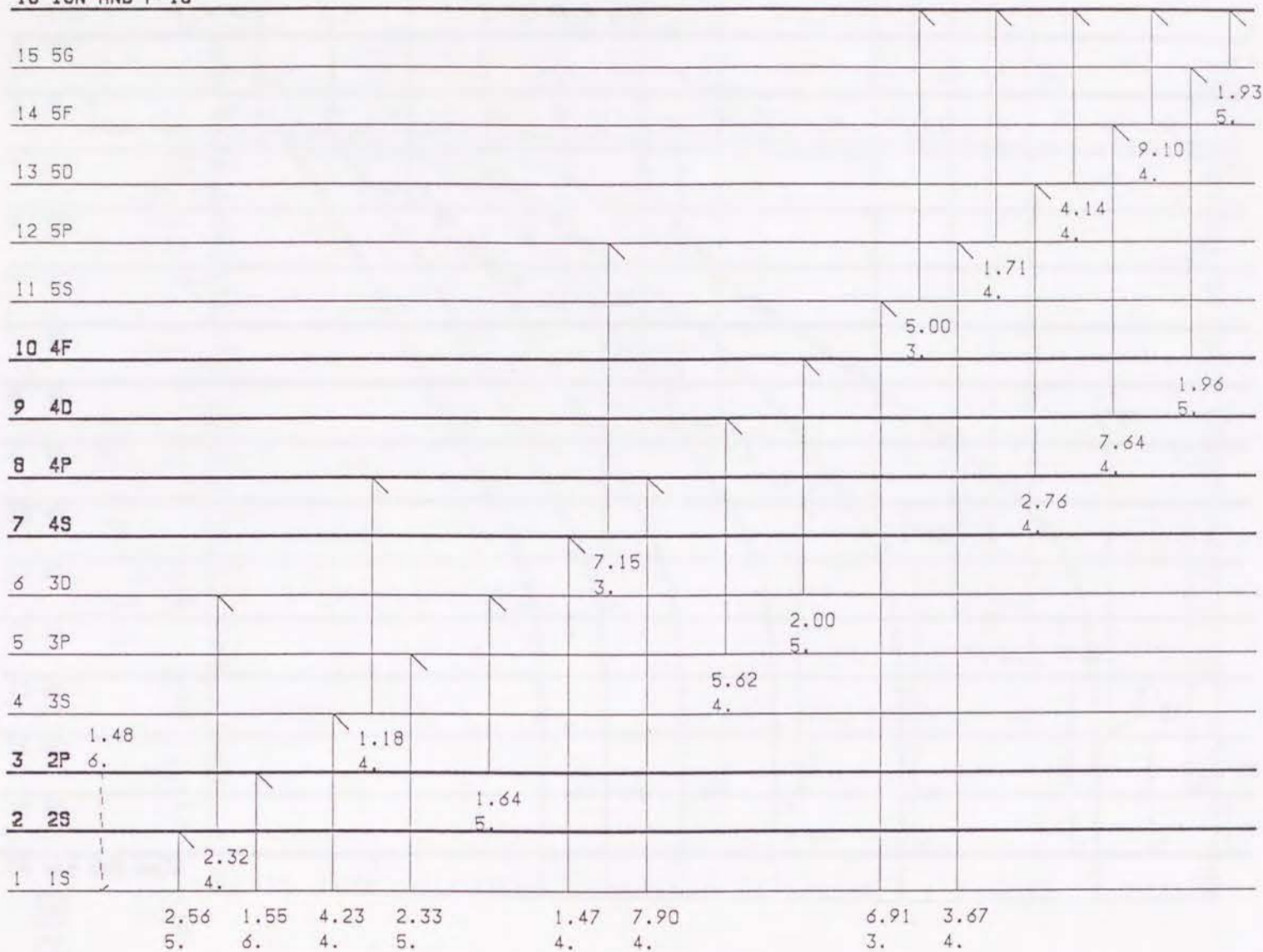
16 ION AND P>16



$1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

☒ 9 (a)

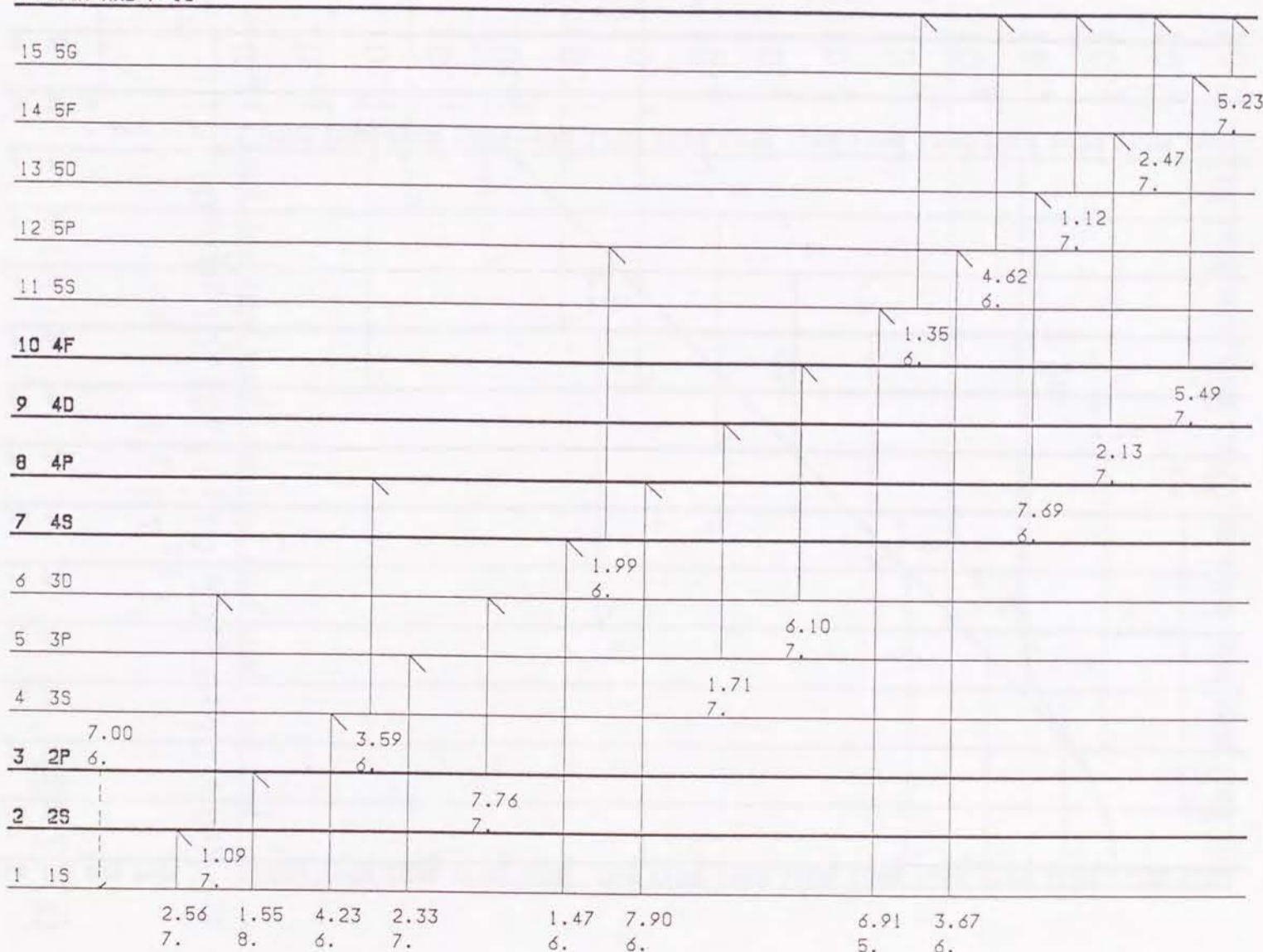
16 ION AND P>15



$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

☒9 (b)

16 ION AND P>15



$1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

☒9 (c)

16 ION AND P>16

$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

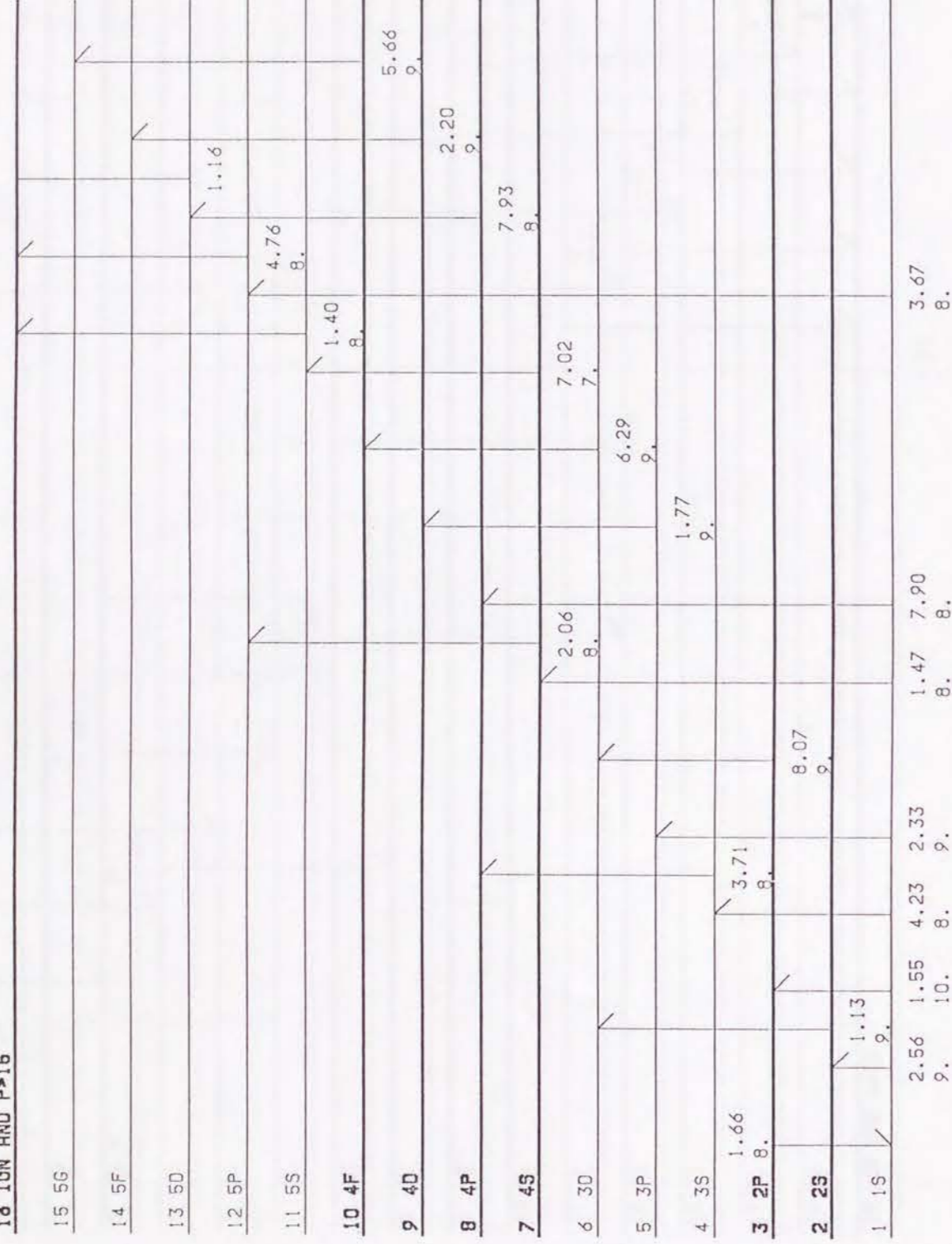
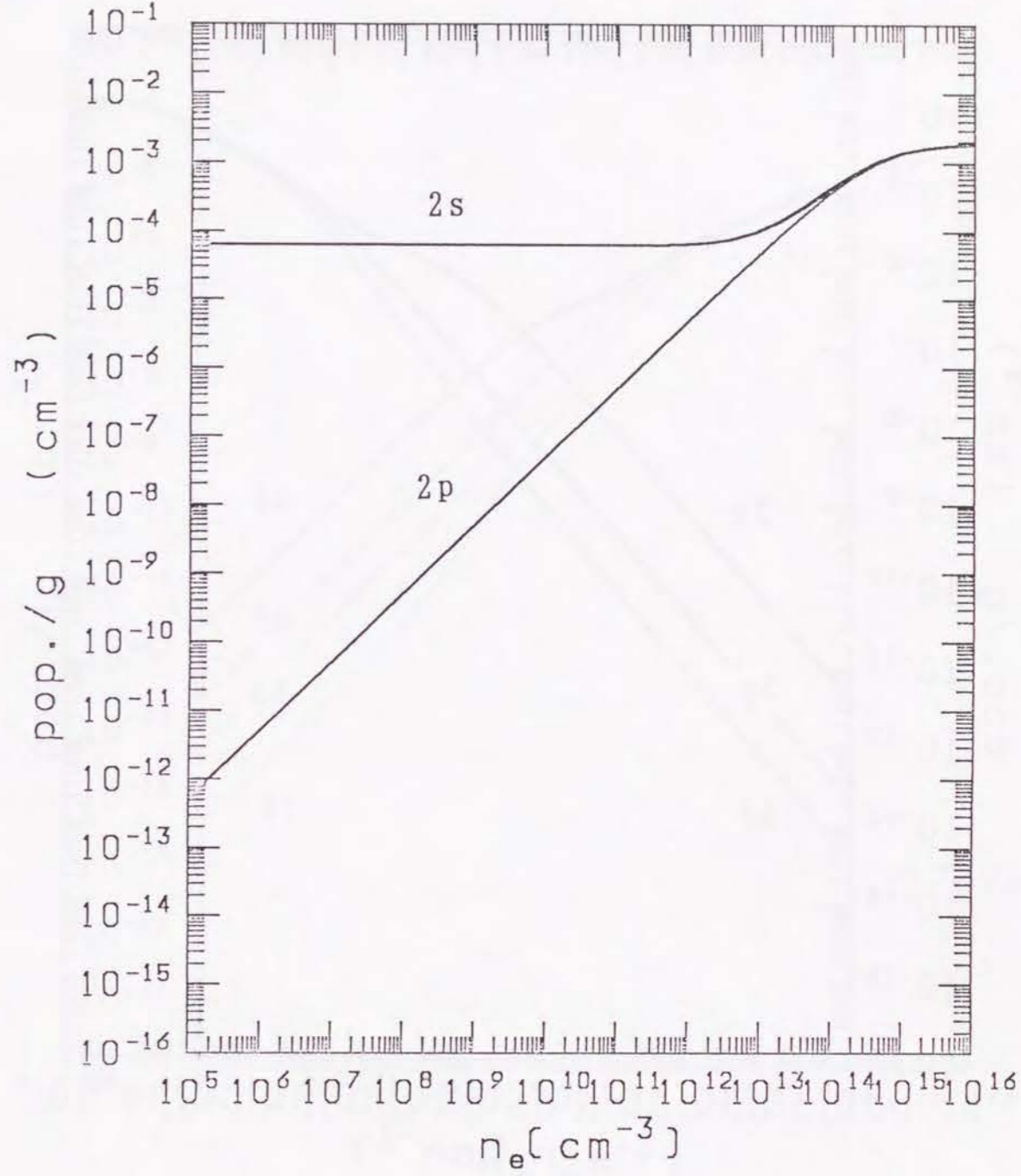
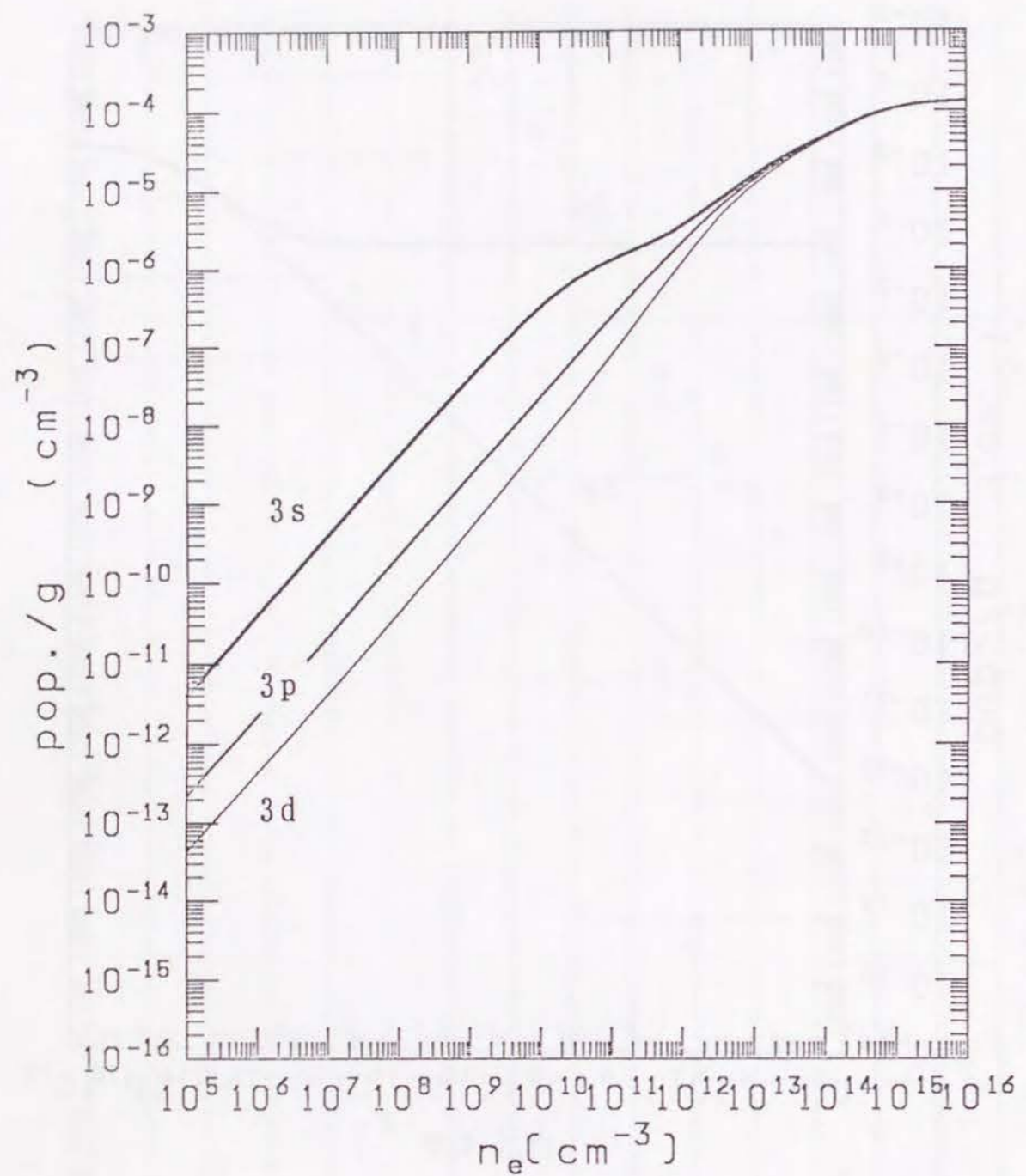


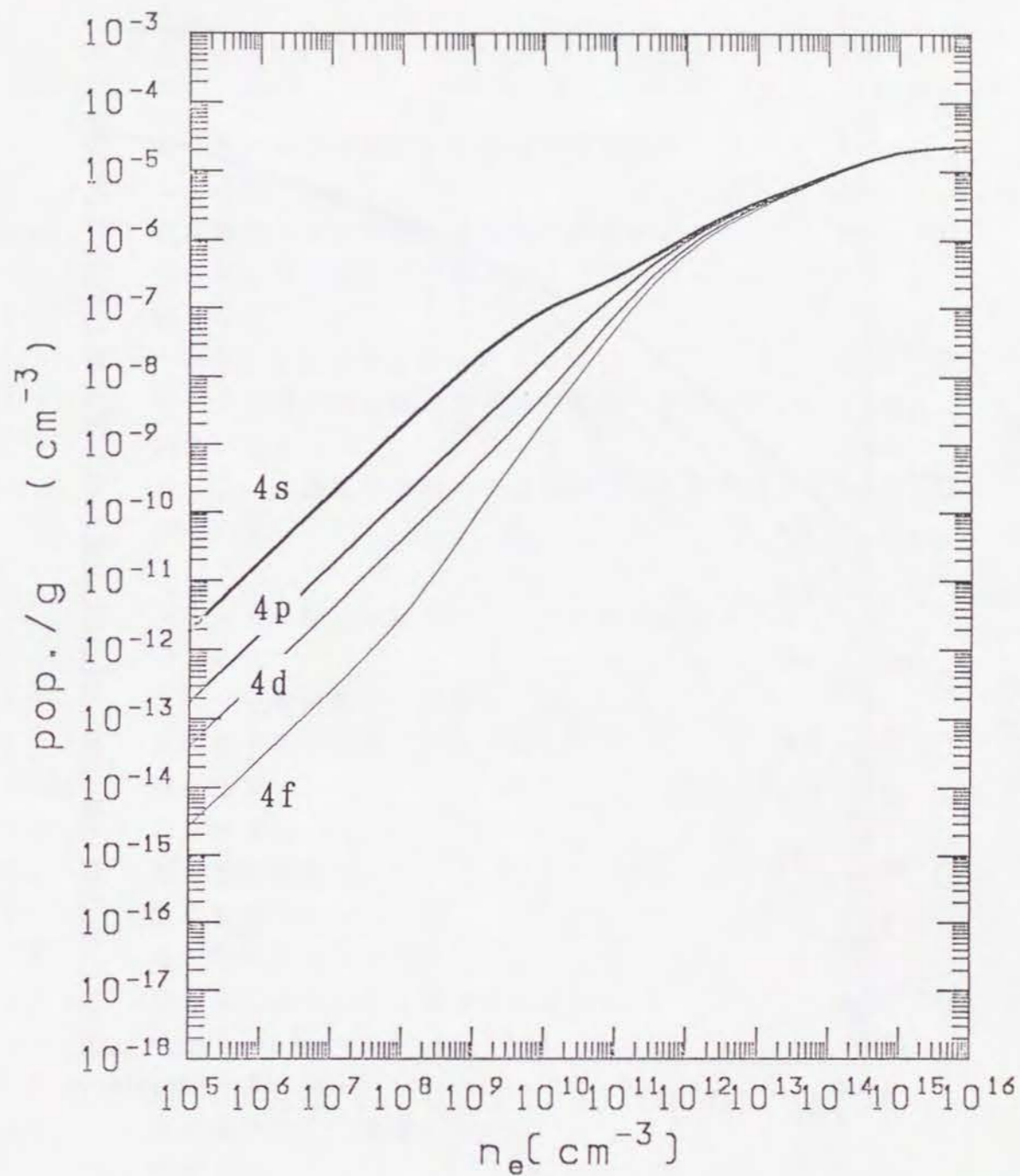
图9 (d)



图A1 (a)

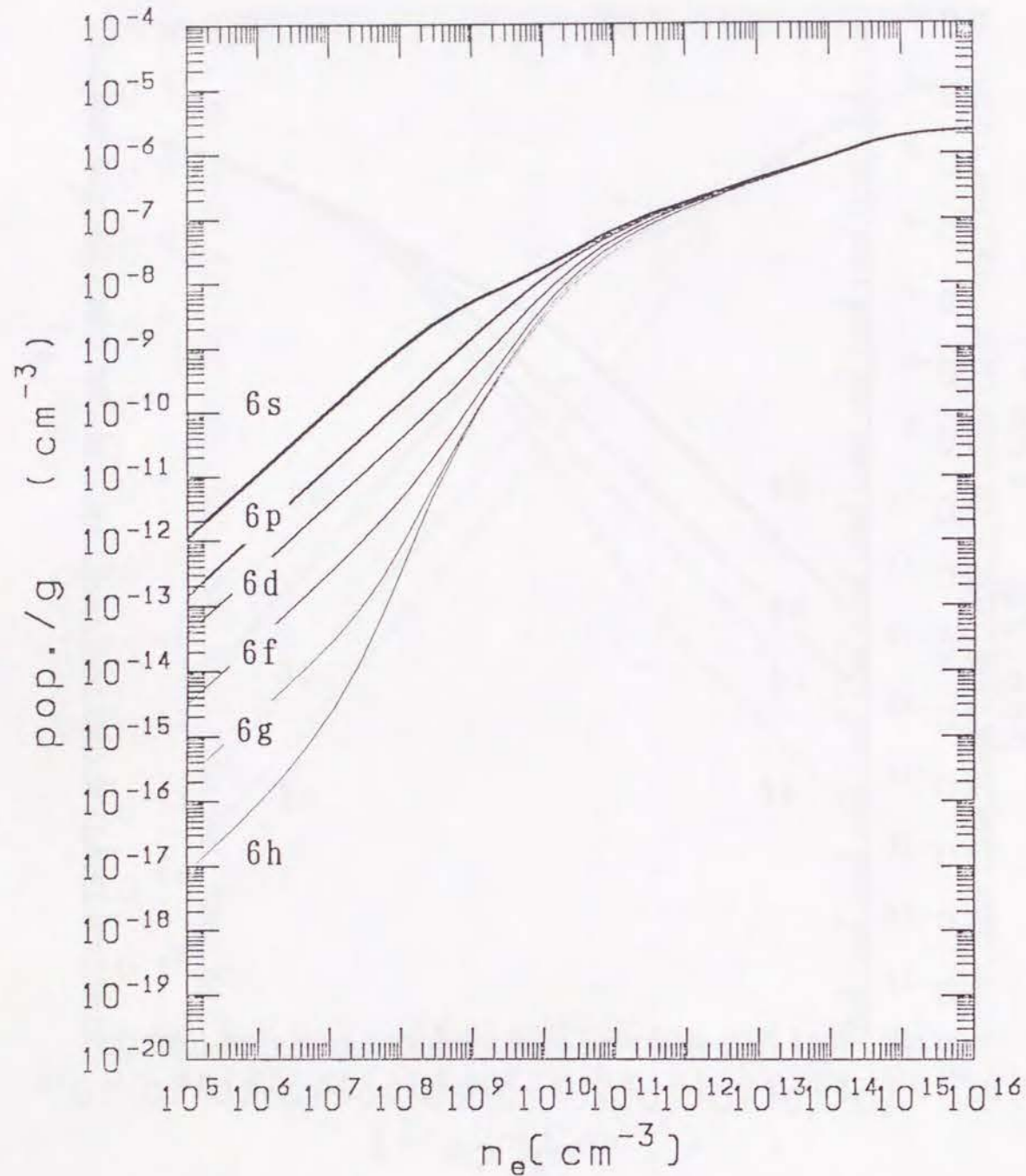


⊠A1 (b)



⊠A1 (c)

第3章 水素原子・分子に対する 衝突輻射モデルによる 水素プラズマの解析



図A1 (d)

3.1.	序論	3-1
	参考文献	3-3
3.2.	原子発光線強度測定による粒子密度決定	3-4
3.2.1.	はじめに	3-4
3.2.2.	水素原子のみが存在する場合 - 衝突輻射モデル	3-5
3.2.2.1.	励起断面積と電離断面積	3-5
3.2.2.2.	計算結果	3-7
3.2.3.	水素原子と水素分子が存在する場合	3-10
3.2.3.1.	分子の解離性励起断面積と衝突輻射モデル	3-10
3.2.3.2.	結果と考察	3-14
付録A	$p \geq 5$ への励起断面積のしきい値付近の値の推定	3-17
	参考文献	3-18
3.3.	水素分子の解離電離過程 - 分子の衝突輻射モデル	3-21
3.3.1.	はじめに	3-21
3.3.2.	水素分子衝突輻射モデル	3-23
3.3.2.1.	水素分子衝突輻射モデル	3-23
3.3.2.2.	分子過程データ	3-25
3.3.3.	計算結果	3-28
3.3.3.1.	実効速度係数 $P_{\text{H}_2^e}$	3-28
3.3.3.2.	実効速度係数 $P_{\text{H}_2^{\text{H}}}$	3-30
3.3.3.3.	その他の実効速度係数	3-32
3.3.3.4.	$\text{H}\alpha$ 発光線強度比と電離量との関係	3-32
3.3.4.	考察	3-33
3.3.4.1.	水素分子イオン	3-33
3.3.4.2.	基底電子状態振動準位励起	3-33
	参考文献	3-36

3.1. 序論

従来からトカマクの粒子閉じ込め時間が水素原子H α 発光線強度の測定により算出されてきた[1]。その原理は以下のとおりである。電子密度、電子温度が与えられると、水素原子系に対するモデルにより励起原子ポピュレーション、すなわちH α 発光線強度測定値から基底状態原子の密度が逆算される。一方、同じモデルから単位時間当たり電離によりこの基底状態原子が失われる量が計算される。さらにこの損失量がトカマクの内側に向かう水素原子の流れによって補われるとしてこの流量を算出する。プラズマが定常状態であることからこの量に等しいプロトンが外向きに流れるとして最終的に粒子閉じ込め時間が決定される。上記モデルとしては従来コロナモデルが用いられてきたが、最近になって励起準位間の励起の重要性が認識されるようになり、衝突輻射モデルが用いられるようになってきた[1]。

数年前に著者等は水素原子に対する衝突輻射モデルによって、主量子数2~5の励起準位のポピュレーション分布を調べ、それがトカマクプラズマが持つ電子密度の領域では電子密度に大きく依存することを見いだした[2]。これはH α 、H β 、H γ 発光線強度比から電子密度を決定できることを意味する。彼らはこの方法をWT-3トカマクに適用し、プラズマの中心部ではこの新たな診断法が有効であるが、周辺部では特にH γ 発光線強度がモデルから予想される値と比べて小さい値になることを見いだした。WT-3の真空容器壁から水素分子が放出されたと仮定し、その分子が電子衝突により解離して生成された励起水素原子を考慮すると上記の発光線強度が合理的に解釈できることから、彼らはモデルを拡張し、この過程を取り入れた。その結果、H α 、 β 、 γ 発光線強度から電子密度、水素原子密度、水素分子密度を決定することが可能となった[4]。それによればスクレイブオフ層の外側では中性水素の90%が分子であった[5]。

水素分子が存在するとすれば、従来から行われている中性種として水素原子のみの存在を仮定したH α 発光線による診断法は誤った結果に導く。また同時にプラズマ全体の粒子バランスを理解するためにはプラズマ中に

おける水素分子の解離、電離、それにより生成される電子、水素原子、水素分子イオン、プロトンを、これらの空間的輸送と組み合わせて考える必要がある。基底状態水素分子からこれらが直接的に生成される速度係数については既に知られているが、有限密度のプラズマ中で重要になるであろう励起状態を経由する過程も含めた実効的速度係数は全く知られていない。

前章では衝突輻射モデルの成立条件を詳しく調べた。後に第5章に示すようにW T-3 トカマクでは、プラズマ周辺部では電子密度は最も低く、 10^{11}cm^{-3} 程度である。この条件下では $p \geq 3$ の準位で異なる方位量子数で表される準位のポピュレーションが統計重率に従い、簡略化されたモデルが成立する。プラズマ周辺部では電子温度は30 eV程度である。水素原子・分子温度が電子温度と同じであると仮定し、この温度で決まる速度で粒子がトカマク中心に進むと考える。このとき § 2.1.式(11)中の T は約 10^{-9}s となる。また電子密度 10^{11}cm^{-3} では $p_0 \sim 6$ 、従って τ_{res} は約 10^{-7}s である (§ 2.1.図10(b))。以上から $|\tau_{res}/T| \sim 0.1$ が得られる。上の見積もりは安全側に行っており、第5章で対象とするプラズマでは準定常近似が成立している。従って本章では簡略化された衝突輻射モデルを用いる。

§ 3.2.では上で述べた水素原子発光線強度測定による粒子密度決定について述べるが、まず § 3.2.1.では水素原子に対する衝突輻射モデルについて詳しく述べ、 § 3.2.2.ではそれに分子の解離性励起過程の寄与を加えた結果について述べる。 § 3.3.では分子の系に対する衝突輻射モデルを構築し、分子、原子、プロトン等の間の「反応速度」について述べる。

参考文献

- ¹S.A.Cohen, in Physics of Plasma Wall Interaction in Controlled Fusion (Plenum, New York, 1986), p773.
- ²T.Fujimoto, S.Miyachi, K.Sawada, Nucl. Fusion 28, 1255 (1988).
- ³M.Yamawaki, K.Yamaguchi, 核融合研究 22, 45 (1990).
- ⁴T.Fujimoto, K.Sawada, T.Takahata, J. Appl. Phys. 66, 2315 (1989).
- ⁵T.Fujimoto, K.Sawada, K.Takahata, K.Eriguchi, H.Suemitsu, K.Ishii, R.Okasaka, H.Tanaka, T.Maekawa, Y.Terumichi, S.Tanaka, Nucl. Fusion 29, 1519 (1989).

3.2. 原子発光線強度測定による粒子密度決定

摘要

プラズマ中に存在する中性水素が原子のみである電離プラズマについて、簡略化された衝突輻射モデルを用いて励起準位ポピュレーション、バルマー線発光強度比を広い電子密度領域で計算した。現在最も信頼できると思われる励起断面積、電離断面積を採用した。バルマー線発光強度比は、 $10^{11} < n_e < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ の領域では電子密度に強く依存し、10 eV以上の電子温度では温度に殆ど依存しない。実効的な電離速度係数、実効的なエネルギー損失速度係数を計算した。プラズマ中に中性水素分子も存在する場合は励起水素原子は水素分子の電子衝突励起解離によっても生成される。この生成過程の断面積を過去に行われた発光断面積の実験結果から推定し、この過程をモデルに取り入れた。中性種として水素原子と分子が存在するプラズマに対してH α 、H β 、H γ 発光線強度と電子密度、水素原子密度、分子密度の関係を得た。

3.2.1. はじめに

プラズマ中でのイオンの再結合過程としては輻射再結合と電離の逆過程である三体再結合があることは古くから知られていたが、前者から予想される再結合の速度係数の値が実験値と1桁以上も違うのが謎であった。1960年代初めに励起準位を経由する再結合過程の重要性が認識されるようになり、1962年の「衝突輻射モデル」[1-3]によってその取り扱いが完成された。以後この方法では正しい実効的な再結合速度係数を与えるのみならず、実効的な電離係数、さらには励起準位ポピュレーションも与えることが認識され、水素原子のほか、ヘリウム、アルゴン等にも適用された。さらには励起準位ポピュレーションが形成されるメカニズムの詳細な研究[4-8]も行われ、それまで個別に提出されていたいくつかの概念がより広い枠組みの中で統一的に理解されるようになった。最近になってトカマクプラズマの分光研究においてもこの方法が有用であることが認識されるようになりこれに基づいた解析が行われるようになった。

「衝突輻射モデル」それ自体は単純明解なものであるがその成立条件については定性的な議論を越えるものはなく、現実のプラズマに適用できる定量的な定式化は存在しなかった。本論文の第2章は水素様原子、イオンを例に取り、普通に行われている簡略化された衝突輻射モデルの成立条件を明らかにしたものである。

衝突輻射モデルによって現実のプラズマを把握する試みを行うに当たって次の問題は、その計算結果がどの程度に正しい答えを与えるかという点である。これは我々がモデルの中に採用する電子衝突断面積（励起、電離に対する）と輻射遷移確率の値にかかっている。水素様原子、イオンに対しては後者は輻射再結合の断面積も含めて正確に分かっている。前者については古くはボルン近似によるものが用いられてきたが、最近ではより洗練された近似法によるものが報告されるようになってきた。

本節では次章に述べるトカマクプラズマからの水素原子発光線の分光研究を行うために、可能な限り定量的に正確な答えを与える衝突輻射モデルを構成することを目的とする。そのために§3.2.2.では水素原子の系について電子衝突励起断面積について概観し、§3.2.3.では水素分子からの電子衝突解離性励起断面積について概観する。それらの値を用いた衝突輻射モデルの結果を与える。

3.2.2. 水素原子のみが存在する場合 - 衝突輻射モデル

3.2.2.1. 励起断面積と電離断面積

図1は、電子衝突による $p = 1 \rightarrow 2$ の励起断面積についての過去に行われた計算結果と、我々が衝突輻射モデルの中で用いた値が示されている。Pathak 等の計算 [9] は、共鳴から生じる複雑な構造を除いて過去の計算 [10, 11]、実験 [12-14] とよく合っている。Callaway 等の計算 [15, 16] はそれに比べ少し小さな値を与える。我々は、Johnson の半経験式 [17] を後で述べるように少し修正して用いた。それらも示されている。このとき共鳴による構造は無視したが、トカマクプラズマにおける程度の高い電子温度では、速度係数に換算するとそれは大きな誤差にはならない。

$p = 1$ から、 $p = 3, 4, 5$ への励起断面積は、Pathak 等 [14] と Callaway 等 [16] により計算された断面積をのぞいてほとんど知られていない。図2は $p = 1 \rightarrow 3$ の断面積を示している。Pathak 等と Callaway 等の計算は共鳴による構造を除いてよく一致している。我々が用いた断面積も示されている。図3は $p = 1 \rightarrow 5$ の断面積を示している。Pathak 等による計算は、Johnson の半経験式よりも、しきい値付近で1桁程大きな値を与える。彼等は、 $p = 1$ から5までの15個の状態 ($1s, 2s, 2p, \dots, 5f, 5g$) を考慮したRマトリックス法による計算を行っているが、そこでは $p \geq 6$ の離散準位と連続準位を無視している。従って高い準位、例えば $p = 5$ については正しい値が得られていないと判断せざるを得ない。

$p = 1$ から $p = 5$ への励起断面積の正しい値が得られていないこと、および、 $p = 1$ から $p \geq 6$ の準位への励起断面積が全く知られていないことから、我々は $p = 1 \rightarrow p \geq 5$ の励起断面積のしきい値付近の値を、確立している電離断面積のしきい値付近の値 [18] から推定した（付録Aにその詳細を示す）。これは高い励起準位への励起過程は電離過程に連続につながる筈であるという考察に基づいている。

基底準位からの励起断面積は、Johnson の半経験式 [17] に2つのパラメータを加え、それらを調節することにより、実験、計算に適合させた。この式は、 p から q への励起については、次式で表される。

$$\sigma_{p,q} = 2p^2/xU_{p,q} [1+s_{p,q} \exp(-r_{p,q}U_{p,q})] \cdot [A_{p,q}(\ln U_{p,q} + 1/2U_{p,q}) + (B_{p,q} - A_{p,q} \ln 2p^2/x)(1-1/U_{p,q})] \pi a_0^2 \quad (1)$$

ここで $U_{p,q}$ は、しきい値エネルギー単位で表した入射電子エネルギー。 x はリドベルグ単位で表した準位のエネルギー差。 $A_{p,q}, B_{p,q}$ は、ボルン近似によるパラメータ、 a_0 はボーア半径である。しきい値付近の断面積の値に合うように、パラメータ $s_{p,q}, r_{p,q}$ を調整した。結果が表1に示されている。元の半経験式では、 $s_{p,q}$ は -1 である。図4は電子速

度分布にマクスウェル分布を仮定して計算した速度係数を示す。

励起準位間の断面積については、 $p = 2$ からの励起については、Johnsonの半経験式が、Pathak等の計算[9]や実験によく合うことから、これを用いた。 $p \geq 11$ からの励起についてのデータは、Pathak等の低い励起準位間の計算、リドベルグ準位についての計算[19、20]、高い準位に対するレーザー誘起蛍光法[21]、などがあるが、本モデルでは、これらに比較的良好に合うVriens & Smeetsの半経験式[22]を採用した。 $3 \leq p \leq 10$ からの励起断面積についてはJohnsonの半経験式の値とVriens & Smeetsの半経験式の値を内挿した。

電離断面積についても、文献[18]の実験結果に合うように、Johnsonの半経験式をわずかに変更した式(1)を計算に用いた(表1)。

3.2.2.2. 計算結果

第2章で述べたように主量子数 p を持つ励起準位のポピュレーション $n(p)$ は次式で表される。

$$n(p) = R_0(p)n_z n_e + R_1(p)n(1)n_e \quad (2)$$

$R_0(p)$ 、 $R_1(p)$ はポピュレーション係数と呼ばれる。 n_z 、 n_e はそれぞれプロトン密度、電子密度である。我々は、主量子数35まで考慮した衝突輻射モデルを構成し、種々のプラズマ条件の元で、 $R_0(p)$ 、 $R_1(p)$ を計算した。トカマクのような電離プラズマでは第1項は無視できる[1、2]。図5は電子温度10 eV、 $n(1)=1.0\text{cm}^{-3}$ に対する第2項の値を統計重率で割ったものを示している。図6はこの条件の元での、各励起準位の主なポピュレーション流入、流出過程を示している。電子衝突遷移は、実線で示されている。また輻射遷移は破線で示されている。図6(a)は $n_e = 10^9\text{cm}^{-3}$ における流れを示し、それは実質的には低電子密度の極限に対応する。すべての励起準位について、ポピュレーション流入、流出のバランスにコロナ平衡が成立している。つまり、主な流入は基底準位からの直接励起、主な流出は低い準位への輻射遷移である。この場合は、 $n(p)/g(p)$

は、ほぼ $p^{-0.5}$ に比例する[2](図5)。このような状況をコロナ相と呼ぶことにする[5]。電子密度が増大すると共に、図5に示すように、高い励起準位から、そのポピュレーションを統計重率で割った値 $n(p)/g(p)$ は $p^{-0.5}$ に比例しなくなる。例えば $n_e = 10^{12}\text{cm}^{-3}$ では、 $p \geq 5$ 準位の $n(p)/g(p)$ のは p^{-6} に比例するようになる。図6(b)が示すように、これらの準位では、主な流入は1つ下の準位からの電子衝突励起、流出は1つ上の準位への電子衝突励起である。この上向きの流れを梯子様励起電離機構と呼び[5]、この状況を梯子様励起電離相と呼ぶ。 $n(p)/g(p)$ が p^{-6} に比例する分布を持つという事実は、図6(b)、(c)が示すように、“流量”が殆ど p に依存せず、また $C(p, p+1)$ が近似的に p^{-4} に比例することから説明される。コロナ相と梯子様励起電離相の境界となる準位はグリームの境界と呼ばれ[2、23]、§2.1.図10(a)にその電子密度依存性が示されている(図5)。高電子密度の極限では、図6(c)に示されるように、すべての励起準位が、梯子様励起電離相にある。

コロナ相と梯子様励起電離相とでは、グリームの境界によってポピュレーション分布が大きく異なるため、ポピュレーション分布の測定、すなわち発光線強度比の測定によって電子密度の情報が得られる。トカマクプラズマの条件、 $10^{11} \leq n_e \leq 10^{14}\text{cm}^{-3}$ ではグリームの境界は $p_c = 6 \sim 2$ に存在する。それゆえバルマー線発光強度比を測定することによりそのプラズマの電子密度を決定できる可能性がある。

$H\alpha$ 発光線強度で規格化した $H\beta$ 、 $H\gamma$ 線発光強度を電子密度の関数として図7に示す。 $H\beta$ と $H\alpha$ の強度比を例として説明する。すでに述べたように、コロナ相では、 $n(p)/g(p)$ は、ほぼ $p^{-0.5}$ に比例する一定値をとるため、 $p=4$ と $p=3$ とが、ともにコロナ相にある低電子密度領域では、発光線強度比は大きな値をとり電子密度に依存しない(ただし $n_e = 10^{10}\text{cm}^{-3}$ では、§2.2.に述べたように、異なった角運動量子数1準位のポピュレーションは統計重率に従わない。§2.2.の1準位を区別したモデルを用いると、この図における値よりも30%程度大きな値になる)。電子密度が増加し、 $n_e \sim 10^{12}\text{cm}^{-3}$ で $p=4$ が梯子様励起電離相に入ると、 $H\beta$

発光線強度は下がって強度比は減少する。 $n_e \sim 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ で $p = 3$ も梯子様励起電離相に入ると、 $n(p)/g(p)$ は、 p^{-6} に比例し、発光線強度比は小さく電子密度に依存しなくなる。 $H\gamma$ と $H\alpha$ の発光線強度比についても $p_0 = 5$ となる電子密度が $n_e \sim 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ であることを除くと同様である。図7に示された電子温度領域では、発光線強度比の電子温度依存性は小さい。

一方、測定されたバルマー線発光強度から発光線上準位のポピュレーションが与えられる。上で決定された電子密度を用いると、式(2)から $n(1)$ を決定できる。この目的のために図8に $R_1(3)$ 、 $R_1(4)$ 、 $R_1(5)$ を電子密度の関数として示す。

図9は実効的な電離速度係数 P_H^* を示す。この量の定義は次の通りである。

$$P_H^* = \sum_{p \geq 1} n(p)S(p)n_e/n(1)n_e \quad (3)$$

ここで、 $p \geq 2$ の $n(p)$ は式(2)右辺第2項で表される。 $P_H^*n(1)n_e$ は単位体積あたり単位時間に水素原子から電子(プロトン)が生成される量を表す。 P_H^* は従来からの衝突輻射モデルでは衝突輻射電離速度係数 S_{CR} と呼ばれる。プラズマ電子は原子系との相互作用のためにそのエネルギーを失う。次式によってエネルギー損失速度係数を定義する。

$$\sum_{p \geq 1} \sum_{q > p} [n(p)C(p,q) - n(q)F(q,p)]n_e E(p,q)/n(1)n_e + \sum_{p \geq 1} n(p)S(p)n_e E(p)/n(1)n_e \quad (4)$$

である。ここで $C(p,q)$ は準位 p から q への電子衝突励起速度係数、 $F(q,p)$ は準位 q から p への電子衝突脱励起速度係数、 $E(p,q)$ は準位 p と q のエネルギー差、 $E(p)$ は準位 p の電離エネルギーである。図10に実効的な電子のエネルギー損失の速度係数を表す。また図10には輻射によるエネルギー損失速度係数も示されている。この量は次式で表される。

$$\sum_{p \geq 1} \sum_{q > p} n(q)A(q,p)E(p,q)/n(1)n_e \quad (5)$$

本節では今まで電離プラズマを対象としてきたが、参考のため再結合プラズマに対する実効的な再結合速度係数、

$$\sum_{p \geq 1} [\alpha(p)n_e n_e^2 + \beta(p)n_e n_e - n(p)S(p)n_e]/n_e n_e \quad (6)$$

を図11に示す。

3.2.3. 水素原子と水素分子が存在する場合

水素プラズマ、とくにトカマクのプラズマ周辺部では、中性水素として原子のほかに水素分子が存在する可能性がある。この場合、励起水素原子は水素分子の電子衝突による解離性励起の過程でも生成されるので、励起準位のポピュレーションは水素原子だけが存在するときとは異なってくる。

3.2.3.1. 分子の解離性励起断面積と衝突輻射モデル

我々が対象とするプラズマは電子密度、プロトン密度が十分高く、§3.1.で既に述べたように、異なった l 準位ポピュレーションはその統計重率に従う。一方、水素分子が電子衝突によって励起解離して励起原子が作られ、それから発するライマン線、バルマー線の発光断面積を測定した実験においては、異なった方位量子数 l を持つ準位のポピュレーションは統計重率に従わない。主量子数 p のみで準位を区別する簡略化された衝突輻射モデルにこの励起過程を取り入れるためには、各々の l 準位原子が生成される生成断面積を発光断面積から推定し、それらを足し合わせて準位 p の生成断面積を決定する必要がある。

発光断面積として過去に実験的に測定されているのは、分子が電子衝突によって発する $L\alpha$ 、 β 、 $H\alpha$ 、 β 、 γ 、 δ 線の発光断面積である[25]。方位量子数 l の違う状態への生成比は主量子数 2、3、4 についてわずかに知られているだけである。

主量子数が 2 のときは、 $L\alpha$ の発光断面積と $2s$ の生成断面積が測定さ

れている [26, 27]。文献 [28, 29] にも、 $L\alpha$ 線の発光断面積が与えられている。文献 [29, 30] に、文献 [26-28] の実験装置の検出器感度を補正すべきであると報告があり、また文献 [31] に文献 [30] の検出器感度を補正すべきと提案されている。これらに基づき、文献 [26, 27] の値を $0.8 \times 0.69 \times 0.89$ 倍し、また文献 [27] の値を 0.69×0.89 倍した。また文献 [30] の値を 0.89 倍した。こうして得られた断面積が図 12 に示されている。我々は、 $p = 2$ への生成断面積として $2s$ の生成断面積と $L\alpha$ 線の発光断面積 [26, 27] を加えた。主量子数 3 の励起原子生成については、 $H\alpha$ 線の発光断面積が測定されている [26, 32-38]。また、 $L\beta$ 線の発光断面積が、 100 eV で測定されている [39]。我々はここでも $L\beta$ 線の発光断面積を 0.69×0.89 倍した。これら発光断面積は図 13 に小さな印と + で示されている。異なった l を持つ準位間の生成比は、 $p = 3$ の準位についてしきい値付近では、準位交叉法を用いて測定されている [40]。この比は、 $3s:3p:3d$ の間で $6:54:41$ である。トカマクプラズマでは、主にそれよりも高エネルギー領域が重要であるが、残念ながらそこでは生成比は測定されていない。後でみるようにこの 2 つのエネルギー領域で励起機構自体が異なることから、高いエネルギー領域での生成比はしきい値付近の値と異なると予想される。これを以下のようにして推定した。エネルギー 100 eV における $L\beta$ 線発光断面積から、 $3p$ の生成断面積を求め、これから $3p \rightarrow 2s$ の発光断面積を算出した。この発光断面積を $H\alpha$ 線発光断面積から引き去り、 $3s$ と $3d$ の生成断面積の合計を求めた。これで 100 eV における $p = 3$ の生成断面積が決定された。さらに $3p \rightarrow 2s$, $3s \rightarrow 2p$, $3d \rightarrow 2p$ の発光断面積比にエネルギー依存性がないと仮定して [39]、生成比から得られる値 1.74 を $H\alpha$ 線発光断面積に乘じ、生成断面積とした。結果は図 13 に大きな印によって示されている。

主量子数が 4 については、 1 準位の生成比が測定されている。九州大学の小川らのグループは、電子線によるパルス励起後の $H\beta$ の発光強度の減衰曲線から、 $4s$, $4p$, $4d$ 状態の寿命が違う事に基づいてそれぞれの減衰曲線を分離し、 $4s$, $4p$, $4d$ の発光断面積比を決定した [41]。

生成断面積比は発光断面積比から容易に換算できる。 100 eV では、この比は、 $(0.66 \pm 0.13):(2.26 \pm 1.60):(1.65 \pm 0.26)$ である。また、エネルギー依存性はほとんどないと報告されている。 $4p$ の寿命が短いことから、この準位の生成断面積の不確定性は非常に大きい。我々はこれらから各 1 準位の生成断面積を合計した生成断面積を決めるため次の様な近似をした。1) $l \geq 3$ の生成断面積はゼロである。その理由は、発光断面積の絶対値と衝突速度より、衝突系の電子が持つ角運動量は 1 以下であると見積もられること、また分子の回転角運動量は電子の角運動量には変換し難いと思われるからである。2) $p \geq 3$ の準位において、 s , p , d の生成比が同じである。この 2 つの仮定のもとに、主量子数 3 について得られている、 $3s + 3d$ の生成比を、主量子数 4 の不確定性の比較的小さい s と d の生成比で割り振り、 s , p , d の生成比を $16:44:40$ とした。この比を用いて、 $H\beta$ 発光断面積 [26, 32-38] を 2.71 倍した値を、 $p = 4$ の生成断面積とした。得られた生成断面積を図 14 に大きな印で示す。

$p \geq 5$ の準位についても、上の 2 つの仮定を適用した。 $p = 5, 6$ の生成断面積は、 $H\gamma$, $H\delta$ 線の発光断面積をそれぞれ、 3.10 倍、 3.21 倍した。例として、 $p = 5$ の生成断面積を図 15 に示す。

我々は、発光断面積について、カスケードの補正を行わなかった。文献 [26] によると、大きなカスケードの影響が見られるのは、 $L\alpha$ だけであり、その大きさは 50 eV で 10% 、 1000 eV で 5% 程度である。カスケードを無視したのは、この値が実験誤差の範囲内であることからである (図 12)。

発光断面積測定において、電子衝突による励起は非等方的であることから、発光線は偏光している可能性がある (文献 [42] の図 3, 7 を参照)。しかしながら、バルマー線の偏光は小さいことが、文献 [26] に報告されている。一方、ライマン線についての報告はない。このような現状から、励起原子のアラインメントの効果を無視した。しかしながらこの効果を考慮する必要があるのかもしれない。

我々は、しきい値付近の値を除き、すべての励起準位に対し次の式を用いた。この式は文献 [26] のベーテ・ボルン近似の式の拡張である。

$$\sigma = 4\pi a_0^2 RK[1-s \cdot \exp(-rE)](\ln E+C)/E \quad (7)$$

ここで E は eV で表したエネルギー値、 R は 13.6、 K 、 s 、 r 、 C はフィッティングパラメータである。 K は文献 [26、27、37] の M^2 から得られる。 C は $p \leq 5$ について、文献 [27、37] から得られる。我々は s 、 r を調整して、上の推定した生成断面積に式 (7) をフィットした。表 2 はこうして決定されたパラメータである。 p の増加に伴う C の急速な増加は、生成断面積のエネルギー依存性の違いに由来する。

$p = 3, 4, 5$ の生成断面積は、しきい値付近に構造を持っている。この構造は、水素分子が解離し励起原子が作られるエネルギー限界より高い束縛状態へ一旦励起された後、解離する過程に対応する。我々はしきい値から 28 eV まで、この構造を一定値で近似した。その値は、 $p = 3, 4, 5$ の実験値から次式のように推定した。

$$\sigma_{const} = 7.61 \times 10^{-4} \pi a_0^2 p^{-9} \quad (p \geq 3) \quad (8)$$

しきい値エネルギーは文献 [32] と [35] の議論から推定した。

$$E_{th} = R[1-(p+1)^{-2}] + 4.476 \quad (\text{eV}) \quad (9)$$

式 (6-9) によりフィッティングを施した例を図 13、図 14 に示す。

$p \geq 7$ の生成断面積は、実験データがないため推定できない。そこで我々は、 $p \leq 6$ の断面積を上準位に外挿した。表 2 にそれらを示す。なお、これらの外挿された断面積の不確かさは、以下で扱う $p = 3, 4, 5$ のポピュレーションの計算結果にほとんど影響しない。

生成断面積から、いくつかの電子温度で計算された速度係数を、図 4 に示す。この速度係数の主量子数依存性は水素原子の基底準位からの励起速度係数の依存性と異なる。大まかに言って、前者は p^{-9} に比例し、後者は p^{-3} に比例する。さらに励起原子生成の能率は分子からの方が原子からに

比べて 1桁から2桁小さい。

§ 3.2.1. で作成した原子に対する衝突輻射モデルにおいて、基底原子からの励起 $C(1,p)$ を分子からの解離性励起の速度係数で置き換えた。

3.2.3.2. 結果と考察

図 7 は、水素分子から励起原子が生成される場合のバルマー線発光強度比を、電子密度の関数として示したものである ("H₂") と記された曲線)。またこの図にはプラズマ中の水素原子と水素分子の存在比をいくつか変えた場合の線強度比が示されている。低電子密度では、線強度比は水素分子から励起原子が生成される場合は、水素原子の場合と異なっている。これは図 4 に見られるように、分子の解離性励起速度係数と、原子の励起速度係数の p 依存性が異なるためである。高電子密度の極限では、どちらの場合も、 $p \geq 3$ のすべての準位が梯子様励起電離相になるため、発光線強度比はほとんど同じになる。言い換えると、最初の励起が基底状態水素原子からの励起であっても、水素分子解離性励起であっても、ポピュレーションは p^{-9} に比例するためである。

実際のプラズマにおいて、水素原子と水素分子が同時に存在する場合に、それらの密度をバルマー線強度から決定できることを以下述べる。衝突輻射モデルでは、水素分子からも励起原子が作られる場合、励起準位 p のポピュレーションは式 (2) に代わって次のように与えられる。

$$n(p) = R_0(p)n_e n_0 + R_1(p)n(1)n_0 + R_2(p)n_{H_2} n_0 \quad (10)$$

ここで $R_2(p)$ は $R_0(p)$ 、 $R_1(p)$ とともにポピュレーション係数と呼ばれ、第 3 項は水素分子の存在により新たに追加された項である。 n_e 、 $n(1)$ 、 n_{H_2} はプロトン密度、水素原子密度、水素分子密度である。以下 $n(1)$ を n_H と書くことにする。トカマクプラズマ中の水素原子のような電離プラズマでは、式 (10) の第 1 項の寄与は無視できる。図 8 は、 $R_1(p)$ と $R_2(p)$ を $p = 3, 4, 5$ について示している。 $H\alpha$ 、 $H\beta$ 、 $H\gamma$ の発光線強度比は次のように表される。

$$I(H_p)/I(H_\alpha) = A_{p, 2h\nu_p, 2n(p)}/A_{3, 2h\nu_3, 2n(3)} \quad (11)$$

ここで p は 4 ($H\beta$) または 5 ($H\gamma$) である。ポピュレーションの比は式 (10) から、

$$n(p)/n(3) = (R_1(p)n_H + R_2(p)n_{H_2})/(R_1(3)n_H + R_2(3)n_{H_2}) \quad (12)$$

となる。測定された $H\beta/H\alpha$ の発光線強度比から、 $n_e-(n_{H_2}/n_H)$ 平面に曲線を描く。次に、測定された $H\gamma/H\alpha$ の発光線強度比から、同平面に曲線を描く。これらの曲線の交点が、 n_e 及び (n_{H_2}/n_H) を与える。水素原子の基底状態密度及び水素分子密度の絶対値は、図 8 を用いることによって、発光線の絶対強度から得られる。

他の手段により、 n_e が得られる場合は、以下の方法も可能である。図 7 は、色々な (n_{H_2}/n_H) での発光線強度比を示しているが、実験で得られた $H\beta/H\alpha$ または $H\gamma/H\alpha$ の発光線強度比から、直接に (n_{H_2}/n_H) を決定することができる。

我々は、水素分子の振動励起状態および束縛励起状態からは、励起水素原子が作られないと仮定した。この仮定の正当性については 3.3. で議論する。

我々はまた、水素分子イオンの解離性励起を無視している。この過程を取り入れるためには [43]、式 (10) にもう 1 つ新しい項 $R_3(p)n_{H_2+n_e}$ を追加しなくてはならない。しかしながらこの過程の断面積は $p=2$ 生成について以外は全く知られていない。非常に大ざっぱな考察によればこの断面積の p 依存性は、水素分子の解離性励起よりも、水素原子基底状態からの励起に近いと思われる。もしそうであれば $R_3(p)$ は $R_1(p)$ とほぼ比例する。もし、 $R_3(p) = \alpha R_1(p)$ と書けば、上の方法は、 n_H を $n_H + \alpha n_{H_2+n_e}$ に置き換えればそのまま成り立つ。 $n_{H_2+n_e}/n_H$ は今の方法では決定できない。

すでに見たように、生成速度係数を見積もるときにいくつかの近似を行

った。本節で計算された発光線強度の不確定性はこの近似およびモデルに用いた速度係数による。今後モデルのなかで用いた水素原子、分子過程の基礎的データの精度の更なる向上が望まれる。

付録A $p \geq 5$ への励起断面積のしきい値付近の値の推定

文献 [44, 45] において、衝突による励起、電離過程が、拡張された Wannier 古典理論に基づいて論じられている。そこでは理論的に得られた励起断面積と電離断面積の関係が報告されている。本研究では以下のように電離断面積から励起断面積を推定した。実験から得られた電離断面積 [18] に上記文献の電離断面積理論式をフィットし、報告されている電離断面積と励起断面積の関係式を用いてリドベルグ状態への励起断面積を決定した (図 A 1)。しきい値エネルギーより僅かに大きいエネルギーでの励起断面積はこの理論では得られていないが、比較的大きなエネルギー域での値の 2 倍程度であることが示唆されている [44, 45]。太い点線で示された断面積の部分は計算 [44, 45] から得られた値より 20% 程度小さな値になっている。実線は式 (1) によりフィッティングを施した結果である。フィッティングパラメータの値は表 1 に示されている。

文献 [44, 45] の電離断面積と励起断面積の関係は次のように近似できる。電離しきい値付近のエネルギー領域に注目する。励起断面積のしきい値エネルギー付近の値を一定値 ($\sigma_{i,p} = \sigma_0 = \kappa p^{-3}$) と仮定する。また電離のしきい値エネルギー付近の値は線形関数 ($\sigma_{i,0n} = \alpha(E-R)$) で近似できる。ここで励起と電離の関係から、断面積が高励起状態から電離へと滑らかにつながっていると仮定する。より詳しくは、 $-\Delta E < E < 0$ (ΔE は小さな値) に励起される量は、連続準位の、 $0 < E < \Delta E$ がつくられる量と等しいと仮定する。これらから、次の関係式が引き出される。

$$\alpha = \sigma_0 / (2R/p^3)$$

図 A 1 には $\alpha(E-R)$ で与えられる電離断面積と $\sigma_0 p^3$ が一点鎖線で示されている。この近似により得た値は、文献 [44, 45] から直接得た値と 20 - 30% 以内で良く一致する。

参考文献

- ¹D.R.Bates, A.E.Kingston, R.W.P.McWhirter, Proc. R. Soc. 267, 297 (1962).
- ²D.R.Bates, A.E.Kingston, Planet. Space Sci. 11, 1 (1963).
- ³R.W.P.McWhirter, A.G.Hearn, Proc. Phys. Soc. 82, 641 (1963).
- ⁴T.Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn. 47, 265 (1979).
- ⁵T.Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn. 47, 273 (1979).
- ⁶T.Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn. 49, 1561 (1980).
- ⁷T.Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn. 49, 1569 (1980).
- ⁸T.Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn. 54, 2905 (1985).
- ⁹K.M.Aggarwal, K.A.Berrington, P.G.Burke, A.E.Kingston, and A.Pathak, J. Phys. B 24, 1385 (1991).
- ¹⁰P.G.Burke, A.J.Taylor, S.Ormonde, Proc. Phys.Soc. 92, 345 (1967).
- ¹¹J.Hata, L.A.Morgan, M.R.C.McDowell, J. Phys. B 13, 4453, L347 (1980).
- ¹²W.L.Fite, R.T.Brackmann, Phys. Rev. 112, 1151 (1958); W.L.Fite, R.F.Stebbins, R.T.Brackmann, Phys. Rev. 116, 356 (1959).
- ¹³J.W.McGowan, J.F.Williams, E.K.Curley, Phys. Rev. 180, 132 (1969).
- ¹⁴H.Koschmieder, V.Raible, H.Kleinpoppen, Abstracts of Papers, 3rd Int. Conf. Atom. Phys., 137 (1972).
- ¹⁵J.Callaway, Phys. Rev. A 37, 3692 (1988).
- ¹⁶J.Callaway, K.Unnikrishnan, J. Phys. B 26, L347 (1980).
- ¹⁷L.C.Johnson, Astrophys. J. 174, 227 (1972).
- ¹⁸J.W.McGowan, E.M.Clarke, Phys. Rev. 167, 43 (1968).
- ¹⁹C.S.Gee, I.C.Percival, J.G.Lodge, D.Richards, Mon. Not. R. Astron. Soc. 175, 209 (1976).
- ²⁰P.Mansbach, J.Keck, Phys. Rev. 181, 275 (1969).
- ²¹F.Devos, J.Boulmer, J.F.Delpech, J. Phys. (Paris) 40, 215 (1979).

- ²²L.Vriens, A.H.M.Smeets, Phys. Rev. A 22, 940 (1980).
- ²³H.Griem, Phys. Rev. 131 1170 (1963); Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, New York (1964).
- ²⁴K.Fujima, S.Hashimoto, (private communication).
- ²⁵H.Tawara, Y.Itikawa, Y.Itoh, T.Kato, H.Nishimura, S.Ohtani, H.Takagi, K.Takayanagi, and M.Yoshino, Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Report No.IPPJ-AM-46, 1986; H.Tawara, Y.Itikawa, H.Nishimura, and M.Yoshino, Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Report No.IPPJ-AM-55, 1987.
- ²⁶D.A.Vroom and F.J.de Heer, J. Chem. Phys. 50, 580 (1969).
- ²⁷G.R.Mohlmann, K.H.Shima, and F.J.de Heer, Chem. Phys. 28, 331 (1978).
- ²⁸G.H.Dunn, R.Geballe, and D.Pretzer, Phys. Rev. 128, 2200 (1962).
- ²⁹M.J.Mumma and E.C.Zipf, J. Chem. Phys. 55, 1661 (1971).
- ³⁰D.E.Shemansky, J.M.Ajello, and D.T.Hall, Astrophys. J. 296, 765 (1985).
- ³¹J.M.Ajello, D.E.Shemansky, B.Franklin, J.Watkins, S.Srivastava, G.K.James, W.T.Simms, C.W.Hord, W.Pryor, W.McClintock, V.Argabright, and D.Hall, Appl. Opt. 27, 890 (1988).
- ³²E.R.Williams, J.V.Martinez, and G.H.Dunn, Bull. Am. Phys. Soc. 12, 233 (1967).
- ³³L.D.Weaver and R.H.Hughes, J. Chem. Phys. 52, 2299 (1970).
- ³⁴R.S.Freund, J.A.Schiovone, and D.F.Brader, J. Chem. Phys. 64, 1122 (1976).
- ³⁵G.A.Khayarallah, Phys. Rev. A 13, 1989 (1976).
- ³⁶C.Karolis and E.Harting, J.Phys. B 11, 357 (1976).
- ³⁷G.R.Mohlmann, F.J. de Heer, and J.Los, Chem. Phys. 25, 103 (1977).
- ³⁸J.M.Kurepa, M.D.Tasic, and Z.L.Petrovic (private communication).
- ³⁹J.M.Ajello, D.Shemansky, T.L.Kwok, and Y.L.Yung, Phys. Rev. A

- 29, 636 (1984).
- ⁴⁰L.Julien, M. Glass-Maujean, and J.P.Descoubes, J. Phys. B 6, L196 (1973).
- ⁴¹T.Ogawa, M.Taniguchi, and K.Nakashima, Proceedings of the Fifteenth International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Brighton, United Kingdom, 1987, edited by J.Geddes et al., Abstracts of Contributed Papers (ICPEAC, Brighton, United Kingdom, 1987), p.339.
- ⁴²T.Fujimoto, C.Goto, Y.Uetani, and K.Fukuda, Jpn. J. Appl. Phys. 24, 875 (1985).
- ⁴³D.H.McNeill, Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Report No. PPPL-2546, 1988.
- ⁴⁴F.H.Read, J. Phys. B 17, 3965 (1984).
- ⁴⁵P.Hammond, F.H.Read, S.Cvejanovic, C.C.King, J. Phys. B 18, L141 (1985).

表 1

我々が採用した、式 (1) 中のパラメーターの値。

q	$S_{1,q}$	$r_{1,q}$
2	-0.95	0.34
3	-0.95	0.40
4	-0.95	0.42
5	-0.95	0.432
6	-0.94	0.437
7	-0.93	0.441
8	-0.92	0.443
9	-0.91	0.444
≥ 10	-0.90	0.445
ion	-0.59	0.45

表 2 我々が採用した、式 (7) 中のパラメーターの値。"do."は、"上と同じ値"を表す。パラメーター r はすべての p について 0.017 である。

p	K	s	C
2	0.090	1.235	-1.20
3	7.08×10^{-3}	1.347	1.93
4	7.39×10^{-4}	1.462	13.2
5	1.27×10^{-4}	1.512	28.0
$8 \leq p \leq 6$	$11.7p^{-6.96}$	$1.539 + 2.9 \times 10^{-3}(p-6)$	$66.4 \ln(0.3p)$
$12 \leq p \leq 9$	do.	1.542	do.
$p \geq 13$	do.	$1.541 + 1.7 \times 10^{-3}(p-13)$	do.

図の説明

図 1

$p = 1 \rightarrow 2$ の電子衝突励起断面積。×：文献 [9]、△：文献 [15]、○：文献 [16]。文献 [9、15、16] の値は 2 s、2 p への励起断面積の値を加えたものである。細実線：文献 [17]、太実線：我々の用いた値。破線はボルン近似による計算結果である [24]。

図 2

$1 \rightarrow 3$ の電子衝突励起断面積。記号は図 1 と同じである。

図 3

$1 \rightarrow 5$ の電子衝突励起断面積。×：文献 [9] (5 s、5 p、5 d、5 f への励起断面積の値を加えている)、細実線：文献 [17]、太実線：我々が用いた値。破線はボルン近似による計算結果である [24]。

図 4

黒印は基底状態水素原子からの励起断面積から計算された速度係数の主量子数依存性。●：電子温度 10 eV、▲：30 eV、■：100 eV。白印は基底状態水素分子から励起原子が作られる速度係数の主量子数依存性。○：電子温度 10 eV、□：30 eV、△：100 eV。

図 5

電子温度 10 eV、 $n(1)=1.0\text{cm}^{-3}$ の場合のポピュレーション分布。縦軸は式 (1) の第 2 項の値を統計重率で割った値。横軸は主量子数。一点鎖線はグリームの境界。矢印は異なった角運動量量子数で表される準位のポピュレーションが統計重率に従う主量子数の下限 (§ 2.2 参照)。

図 6

各励起準位へのポピュレーション流入、流出のうち一番大きなもの。基底

状態密度は 1cm^{-3} 、電子温度は 10 eV である。実線は電子衝突遷移、破線は輻射遷移である。図中の数字は流量を表しており、1 段目の数字を a、2 段目の数字を b とすると流量は $a \times 10^b \text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$ である。(a) 電子密度 $1 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ 、(b) 電子密度 $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ 、(c) 電子密度 $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 。

図 7

バルマー線発光強度比の電子密度依存性。"H" と示されている一番上の線が、水素原子だけ存在する場合である。励起水素原子が水素分子だけから生成される場合は、"H₂" で示されている。細線は、 $n_{\text{H}_2}/n_{\text{H}}=100, 10, 1$ の場合である。(a) 電子温度 10 eV、(b) 30 eV、(c) 100 eV。

図 8

ポピュレーション係数の電子密度依存性。上の太線は $R_1(p)$ である。また下の細線は $R_2(p)$ である。(a) $p=3$ 、(b) $p=4$ 、(c) $p=5$ 。

図 9

実効的な電離速度係数 P_{H^*} 。

図 10

実効的な電子のエネルギー損失の速度係数 (実線) および輻射によるエネルギー損失の速度係数 (破線)。

図 11

再結合プラズマに対する実効的な再結合速度係数。

図 12

L α 線発光断面積 (小さい印で表される上の 2 つ) と 2 s の生成断面積 (小さい印の下の 2 つ)。生成断面積は大きな印で表されている。実線は我々の用いた値。○：文献 [26]、△：文献 [28]、+：文献 [27]。

図 1 3

H α 線発光断面積 (小さな印)。 Δ : 文献 [26]、 \diamond : 文献 [32]、 \bullet : 文献 [33]、 \blacklozenge : 文献 [34]、 \square : 文献 [35]、 \times : 文献 [36]、 \circ : 文献 [37]、 \blacktriangle : 文献 [38]。+ : L β の100 eVでの発光断面積 (文献 [31])。大きな印は $p = 3$ の生成断面積である。実線は我々の用いた値。

図 1 4

H β 線発光断面積 (小さな印)。 Δ : 文献 [26]、 \diamond : 文献 [32]、 \bullet : 文献 [33]、 \blacklozenge : 文献 [34]、 \square : 文献 [35]、 \times : 文献 [36]、 \circ : 文献 [37]、 \blacktriangle : 文献 [38]。大きな印は $p = 4$ の生成断面積である。実線は我々の用いた値。

図 1 5

H γ 線発光断面積 (小さな印)。 \circ : 文献 [37]、 Δ : 文献 [26]、+ : 文献 [35]、 \diamond : 文献 [32]、 \square : 文献 [34]、 \bullet : 文献 [38]。大きな印は $p = 5$ の生成断面積である。実線は我々の用いた値。

図 A 1

電子衝突による、基底状態からの励起断面積と電離断面積の電離しきいエネルギー付近の値。励起断面積は p^3 倍されている。 \circ : 文献 [18] の実験値。—— — : 文献 [44、45] から決定した励起断面積と電離断面積をフィットした値。—— : 式 (1) を文献 [44、45] から決定した値にフィットした値。” $p = 6$ ” と印された矢印は基底状態から $p = 6$ への励起しきいエネルギーであり、その左に記された \circ 印は文献 [14] による基底状態から $p = 5$ への励起断面積である。

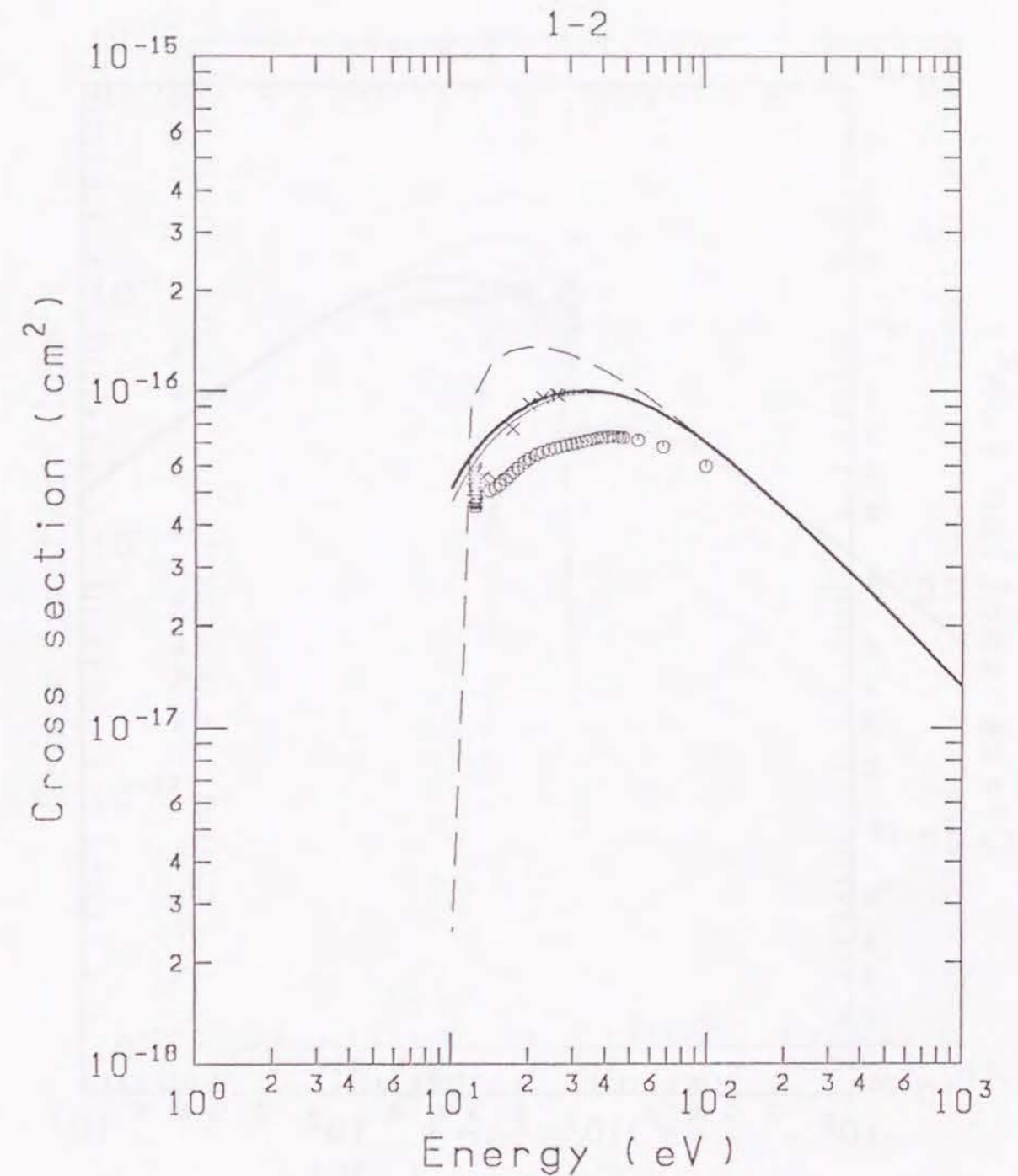


図 1

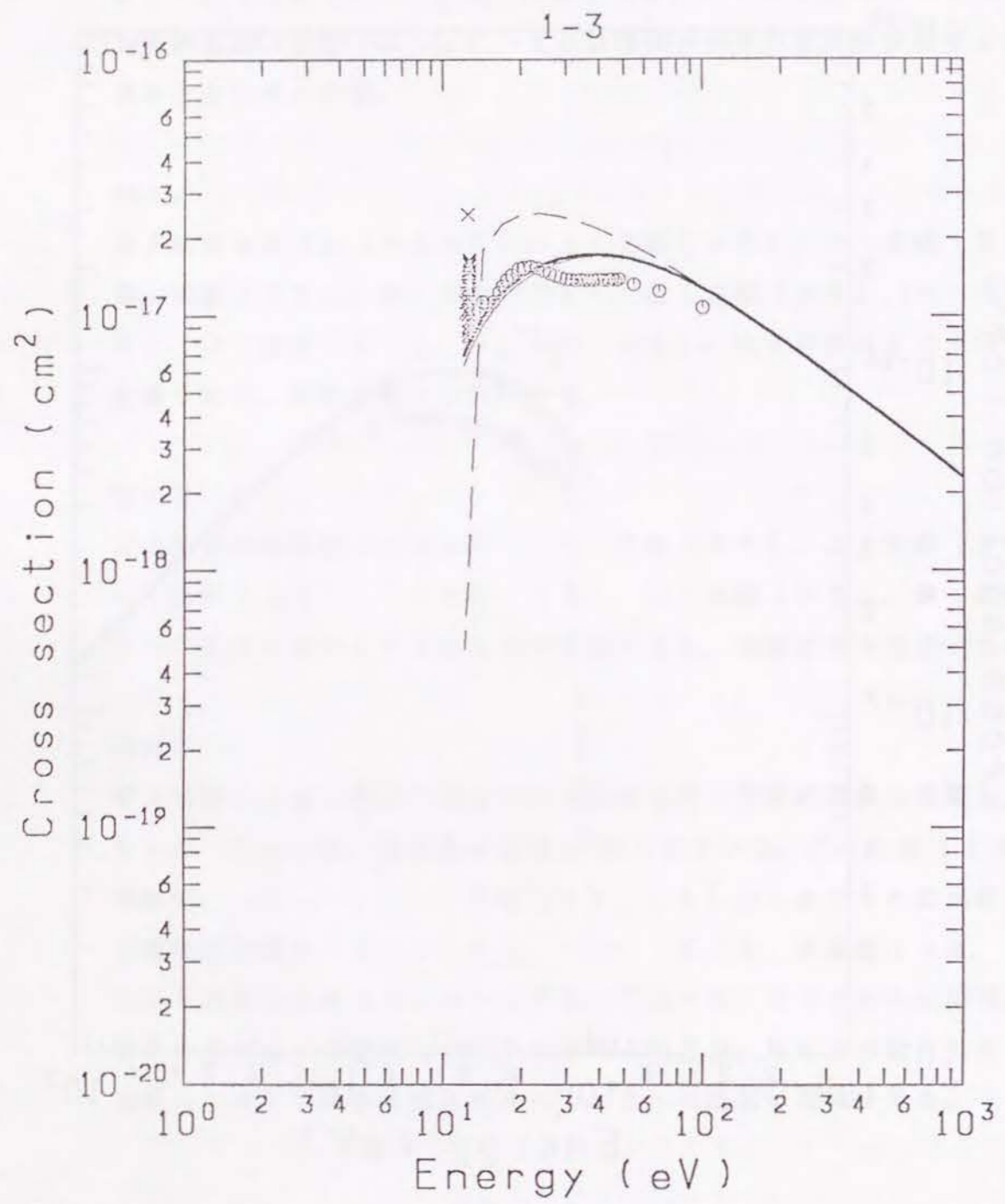


图2

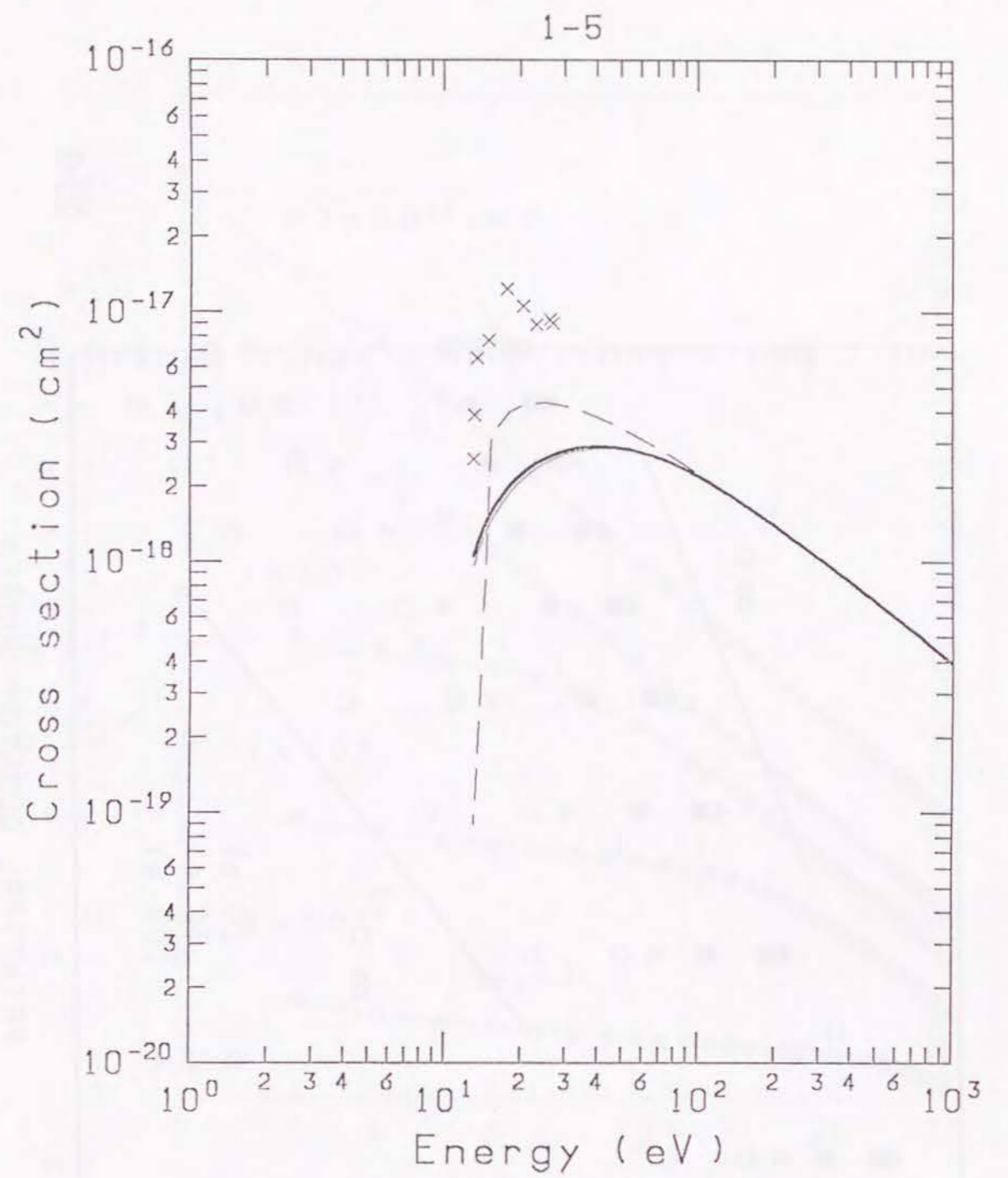


图3

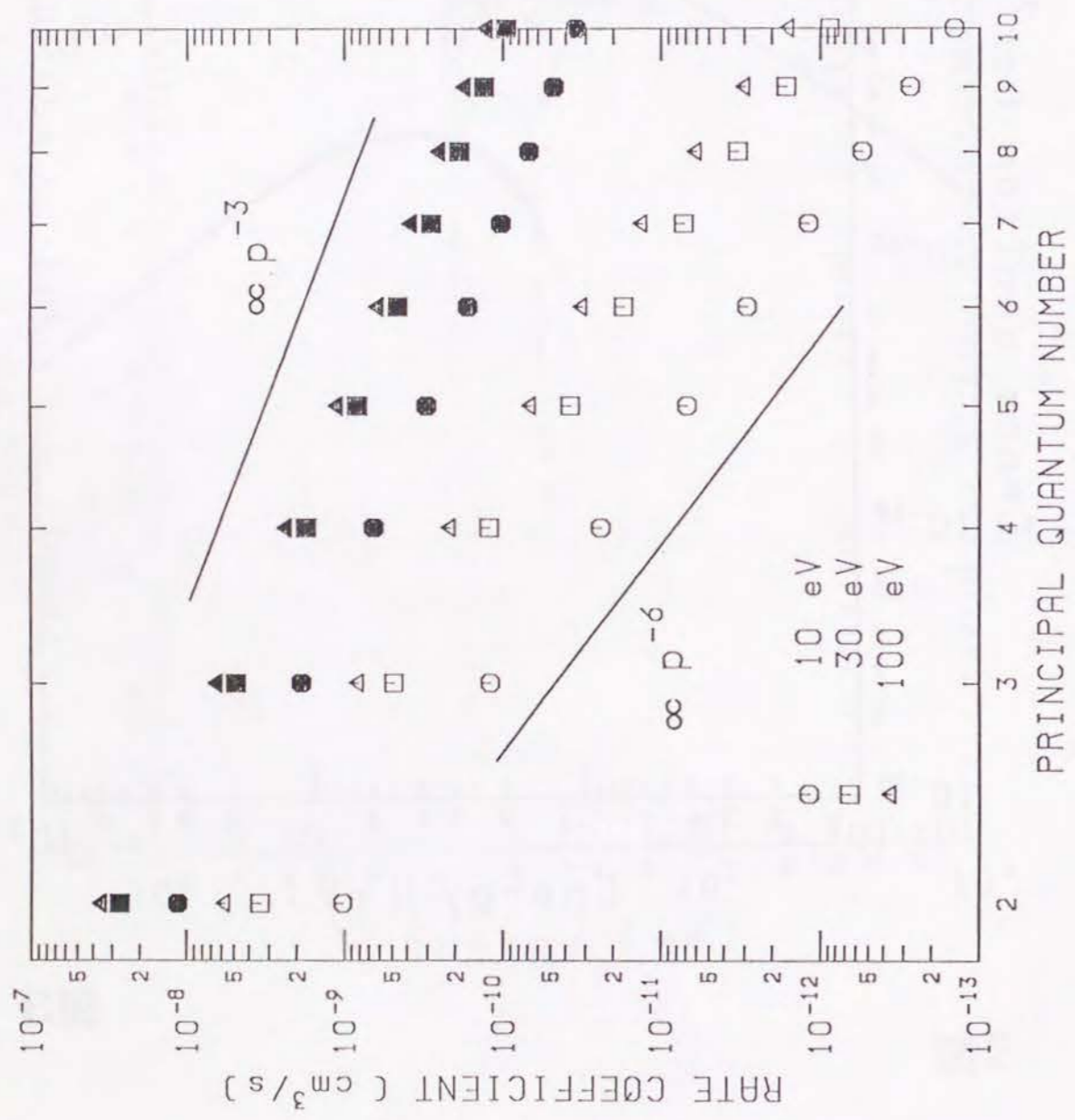


图4

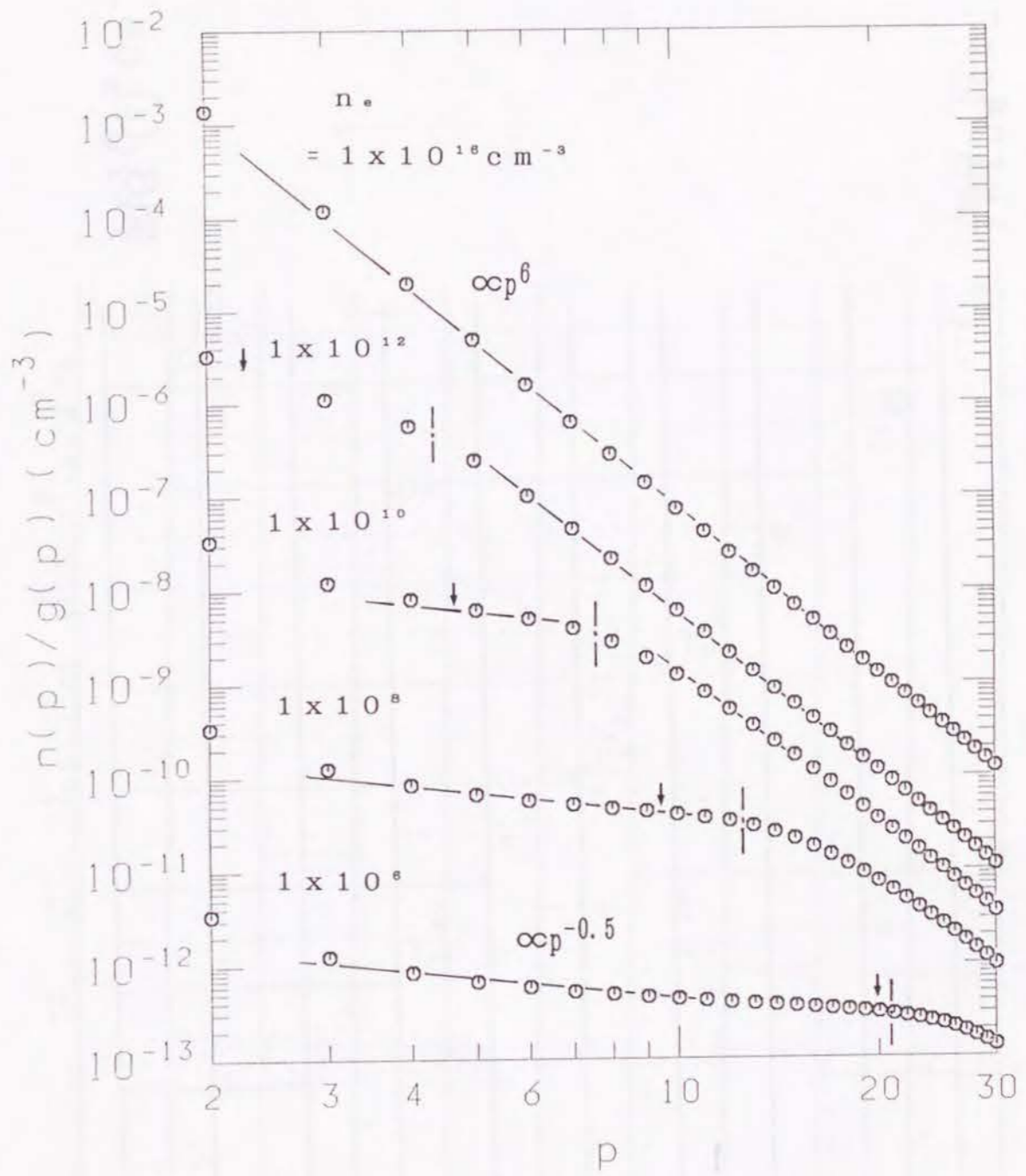


图5

ICN

$1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$

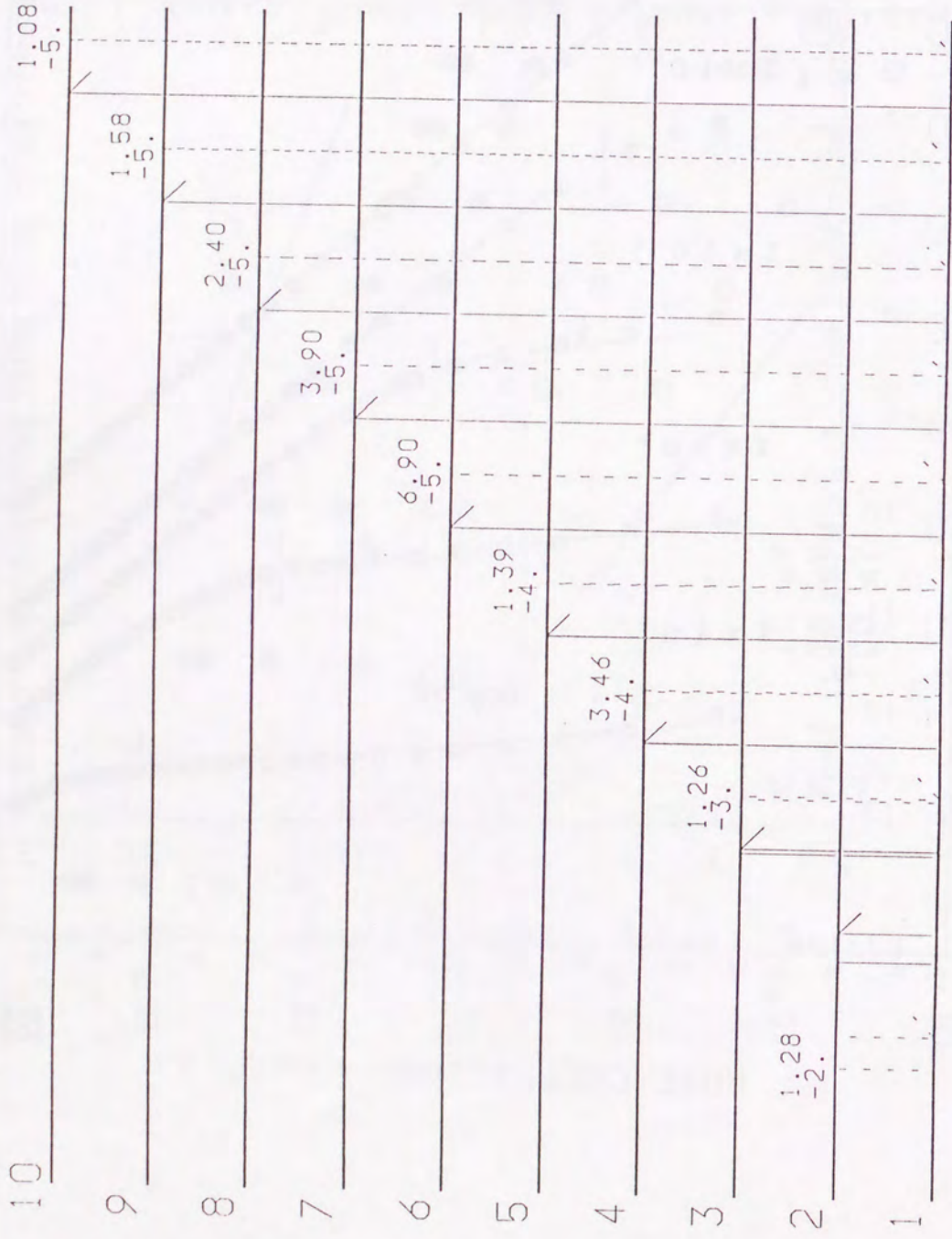


图6 (a)

ICN

$1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

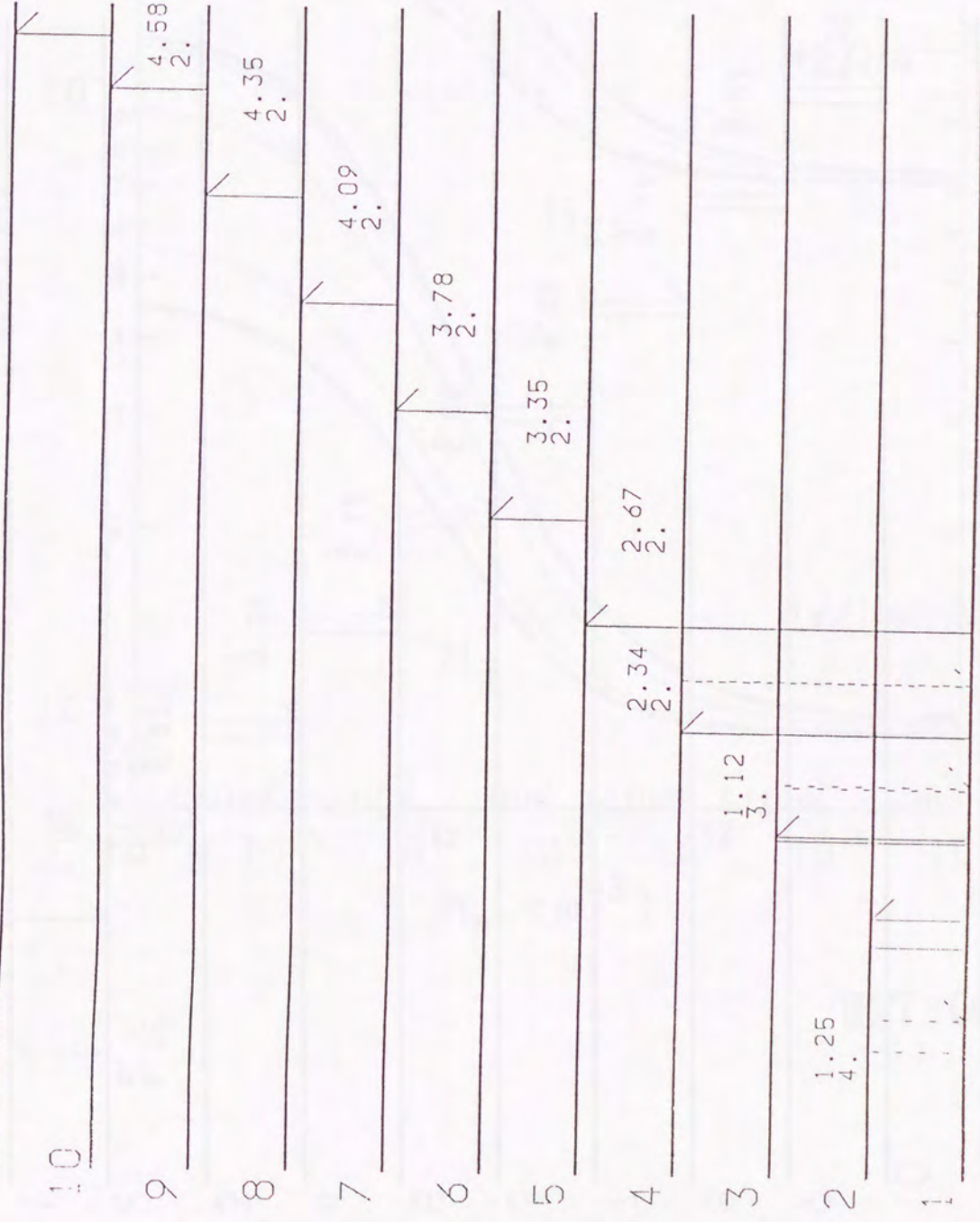


图6 (b)

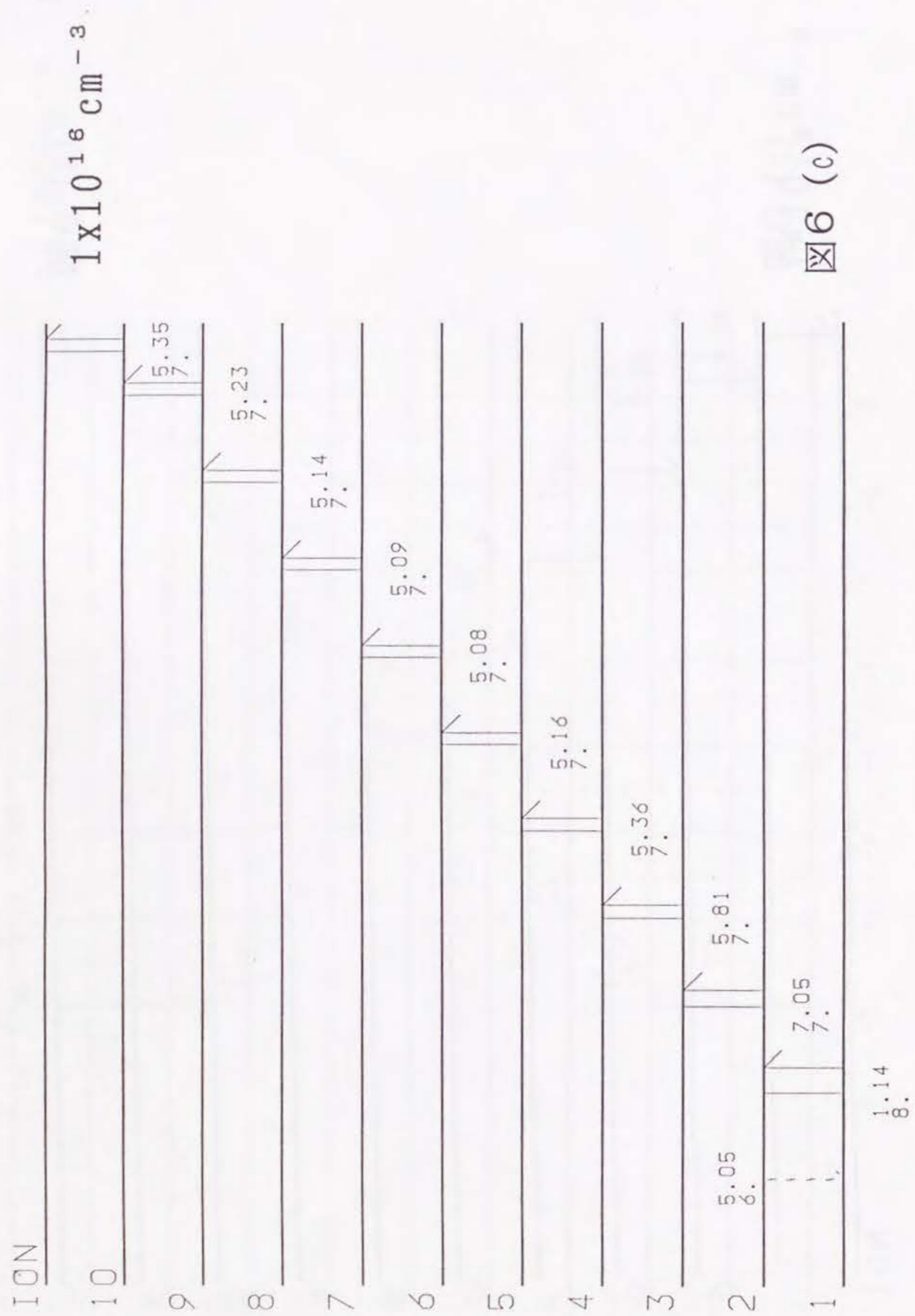


图6 (c)

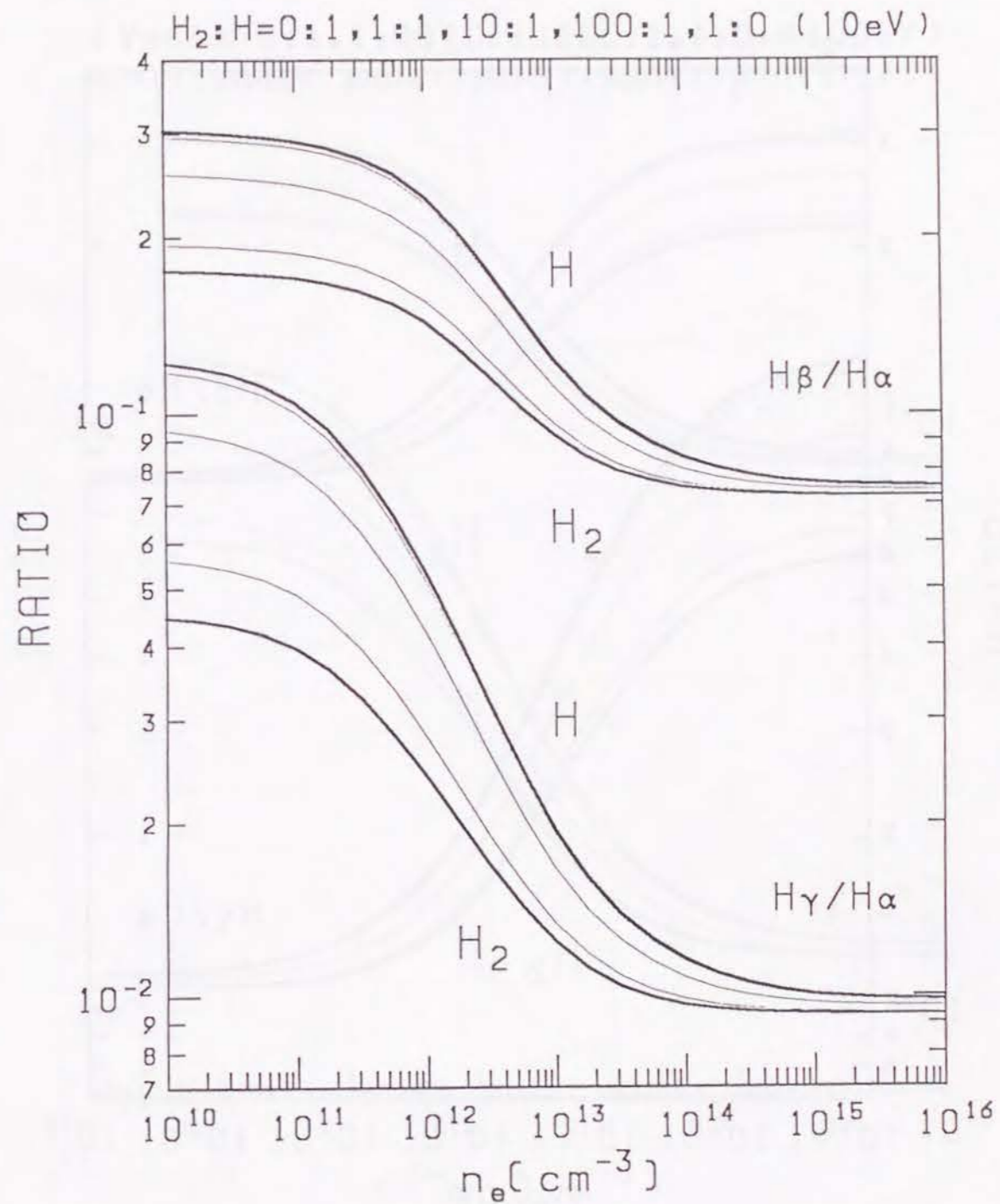


图7 (a)

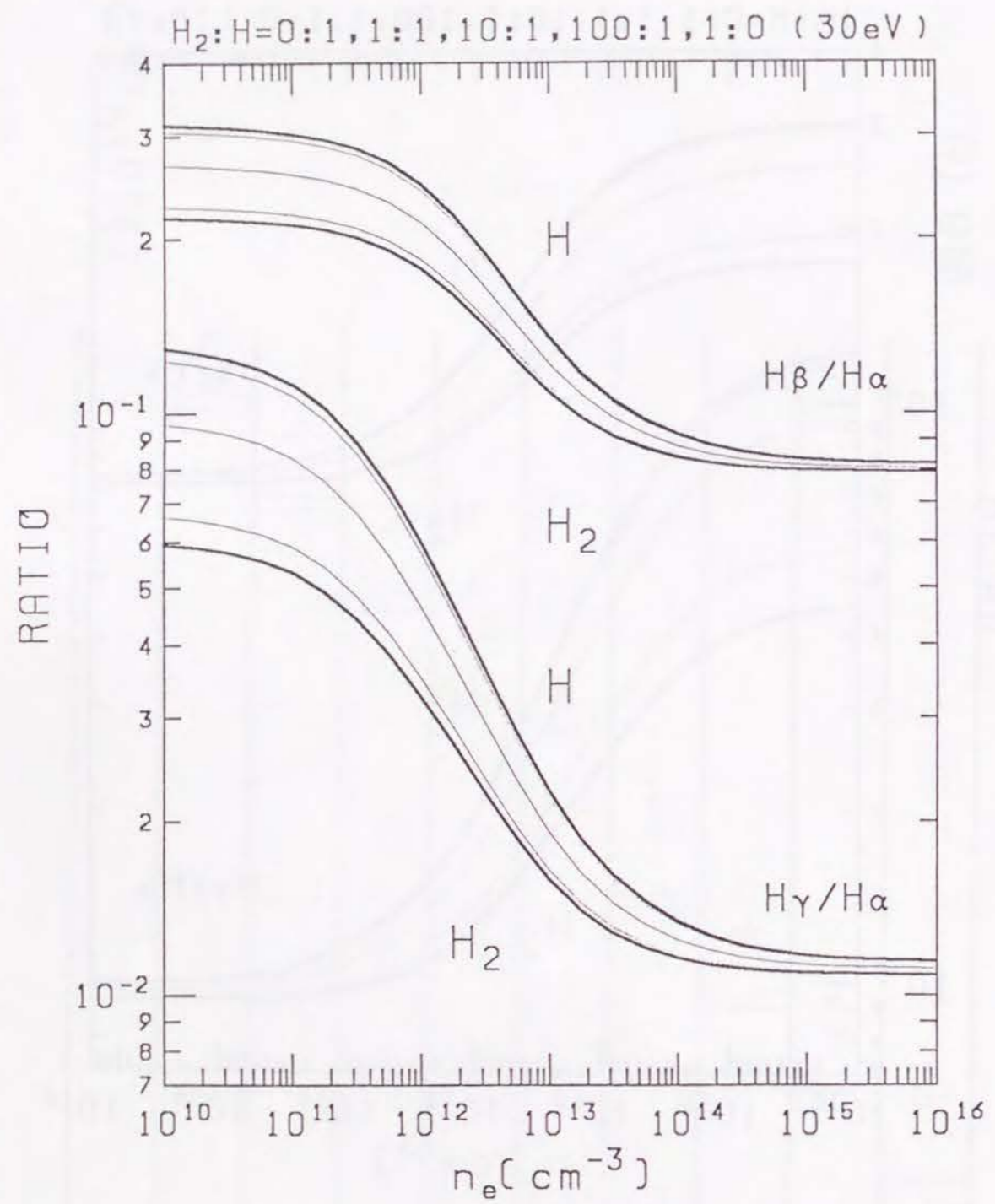


图7 (b)

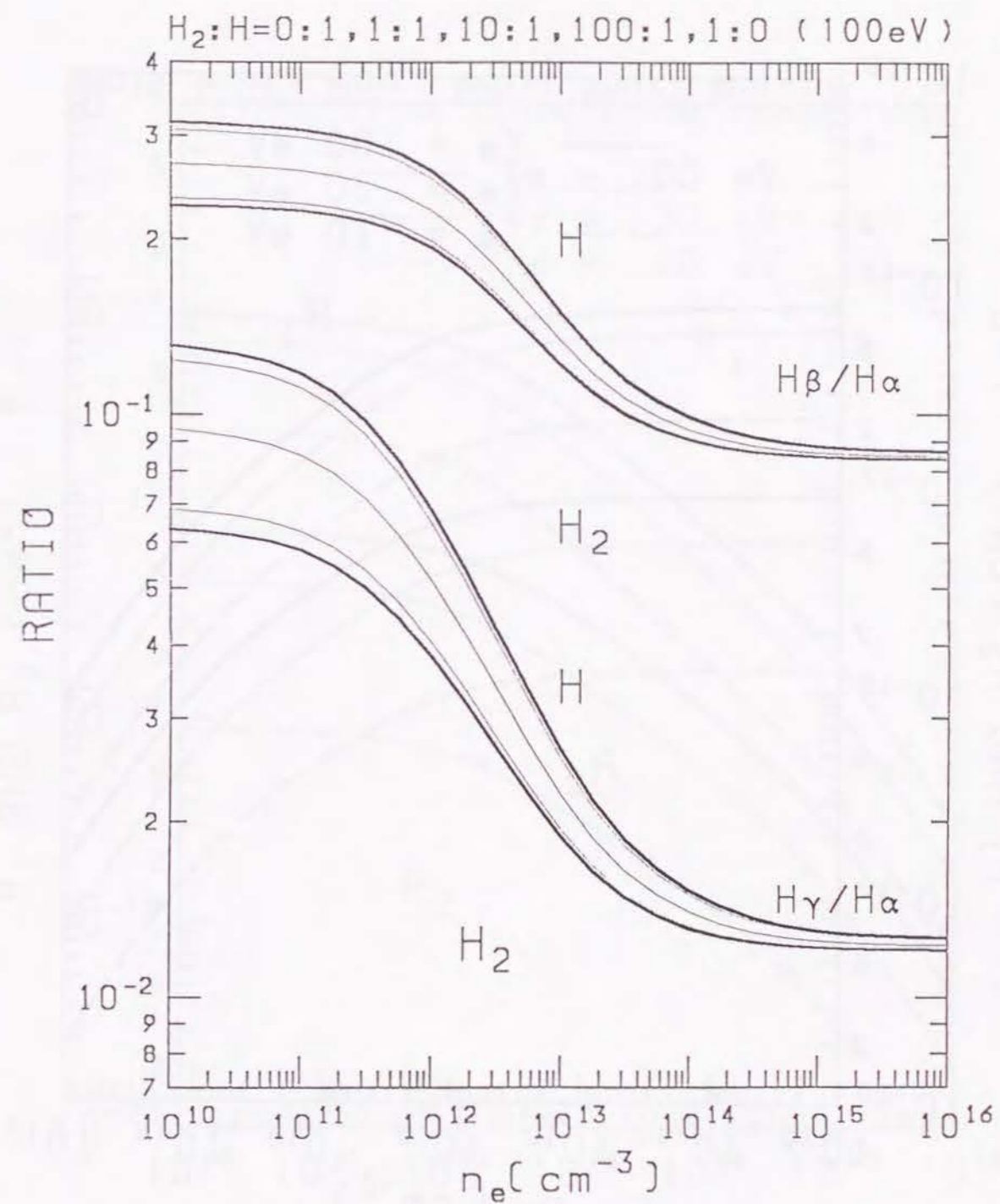


图7 (c)

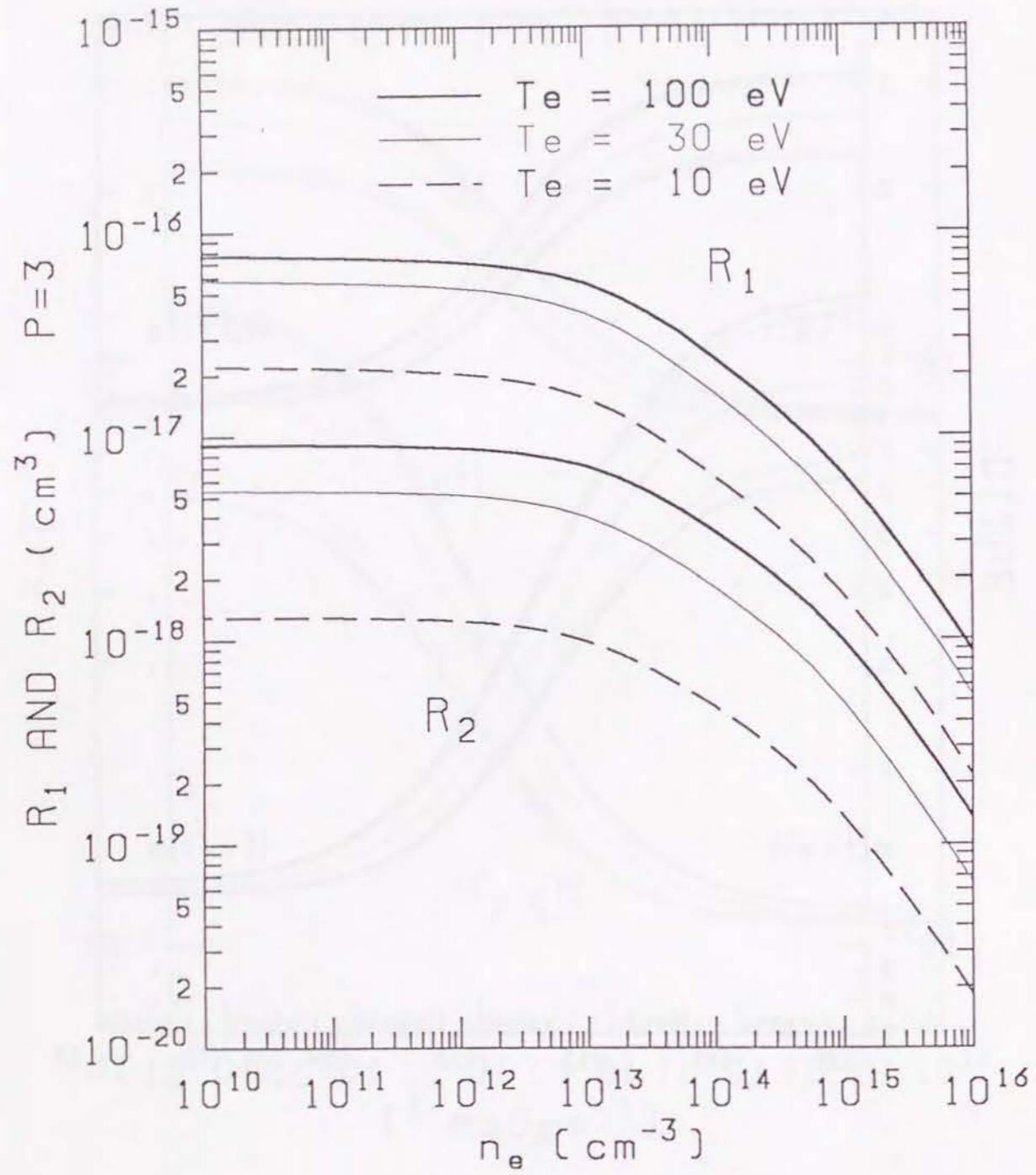


图8 (a)

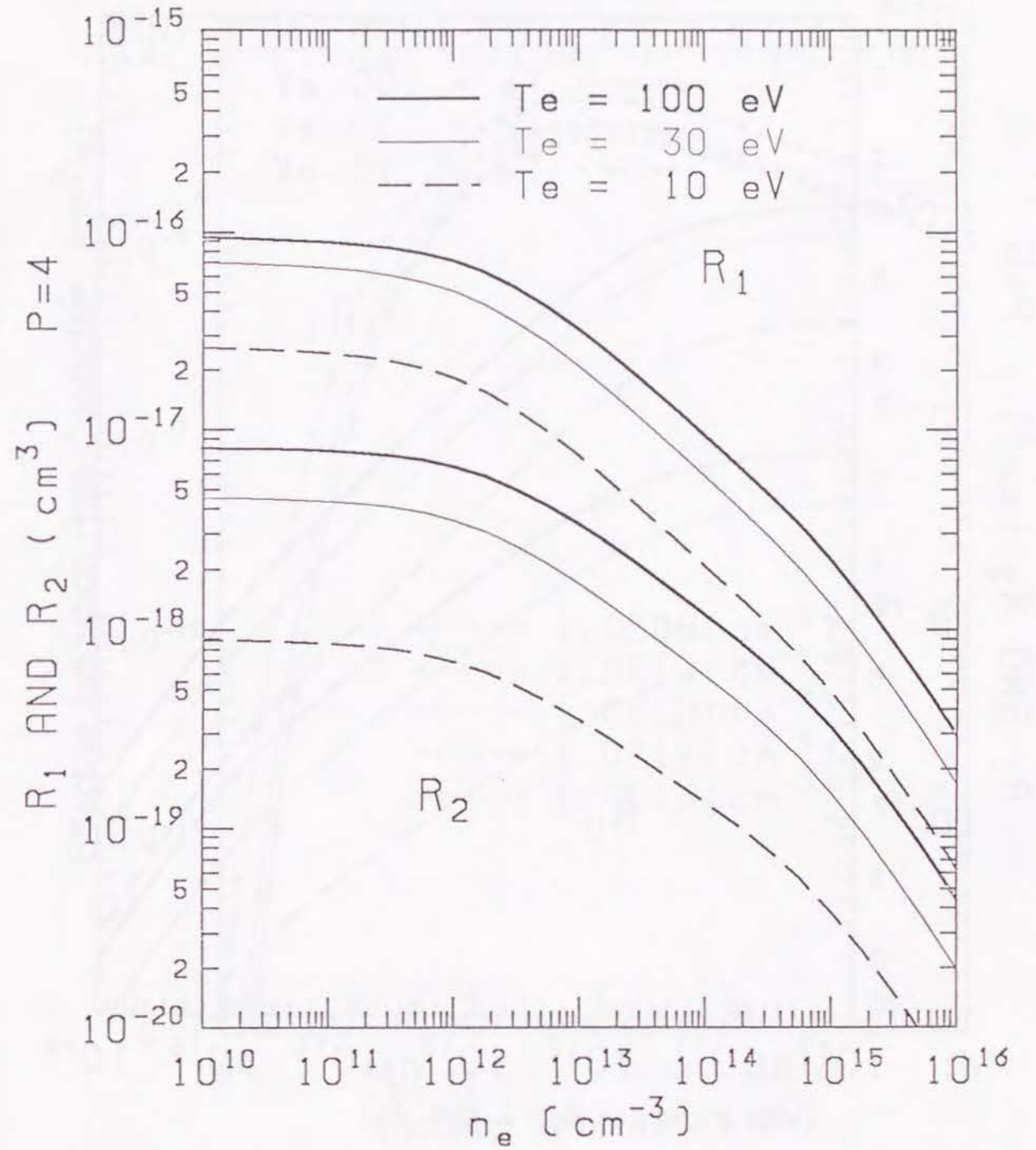
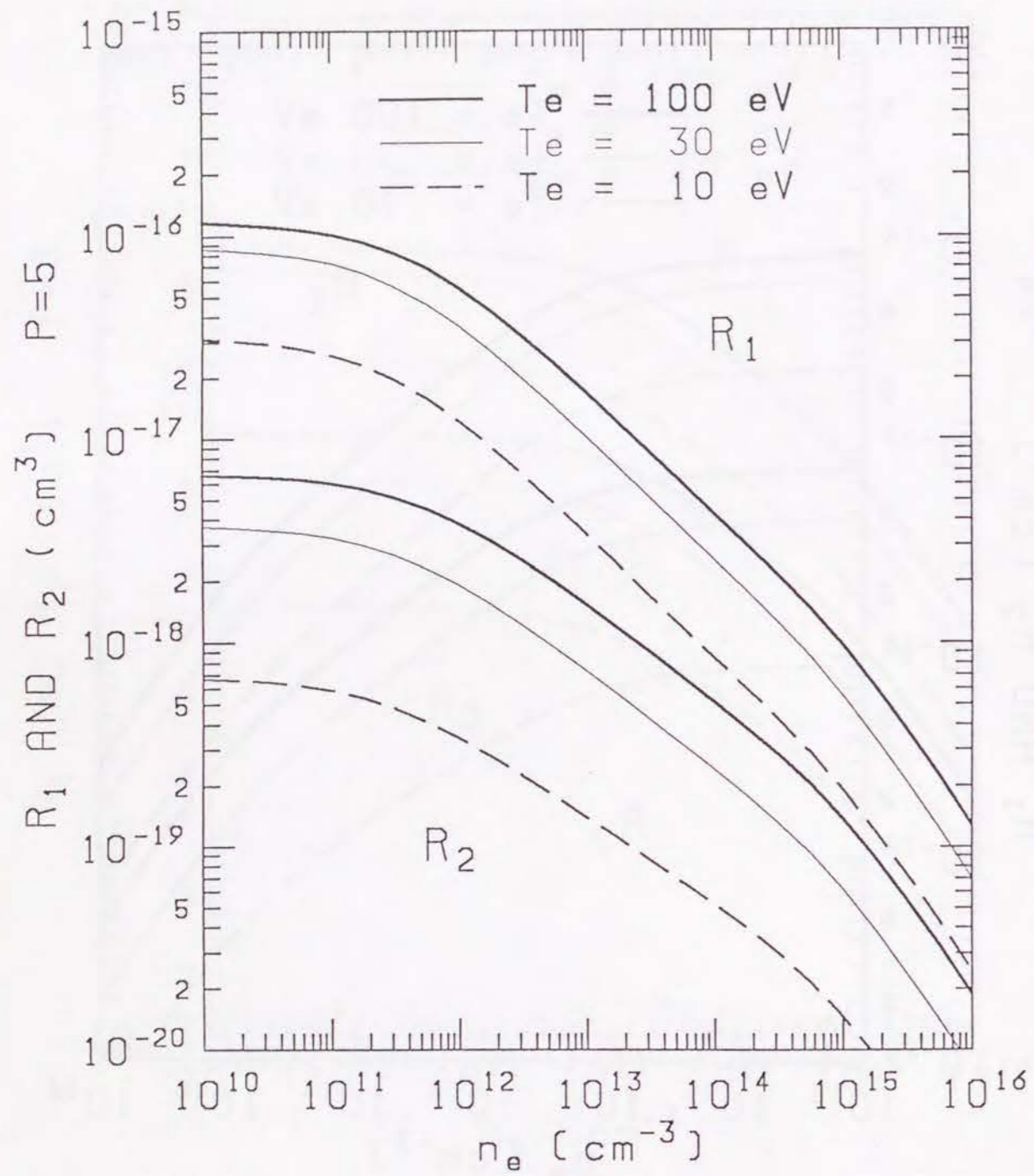
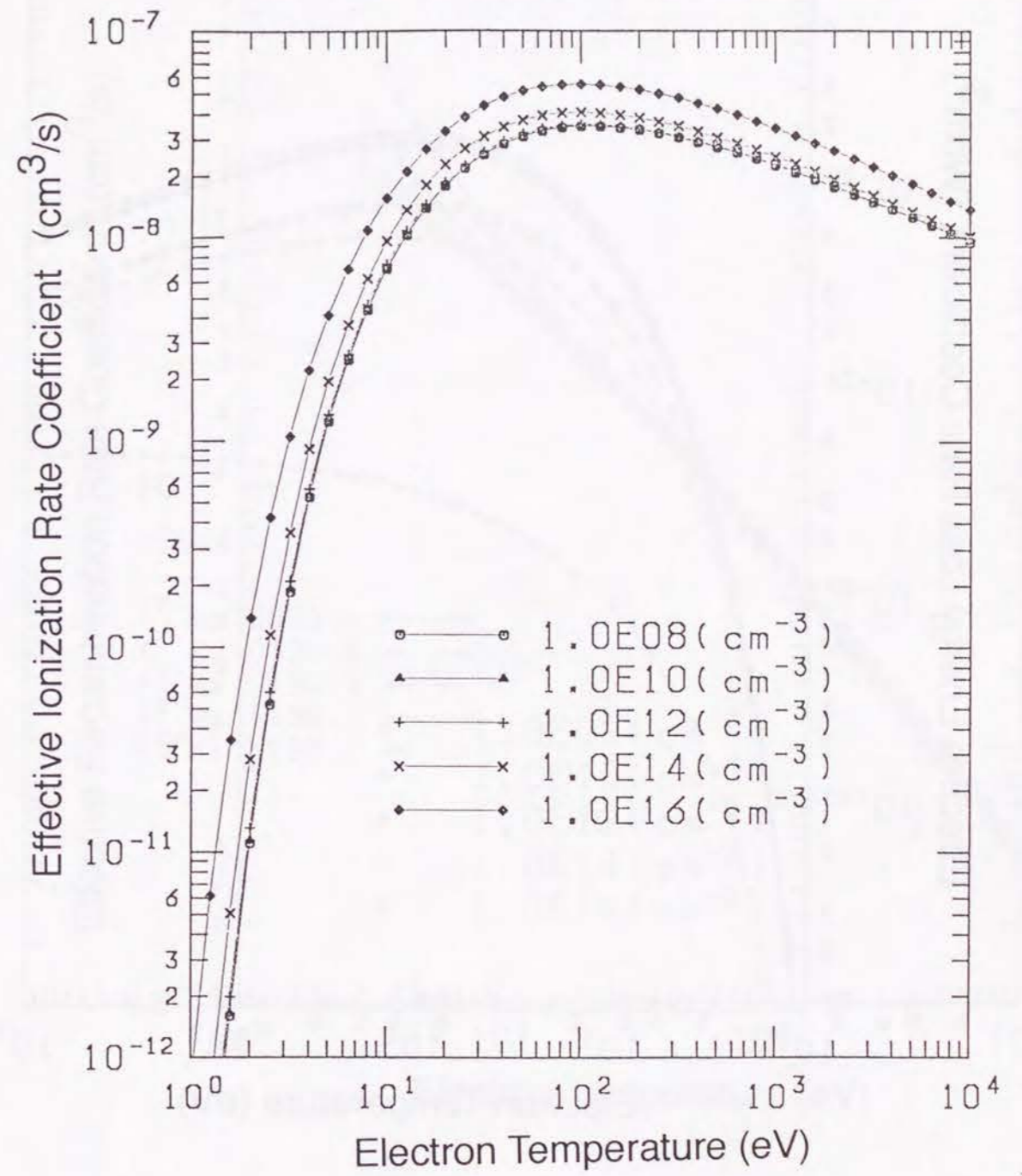


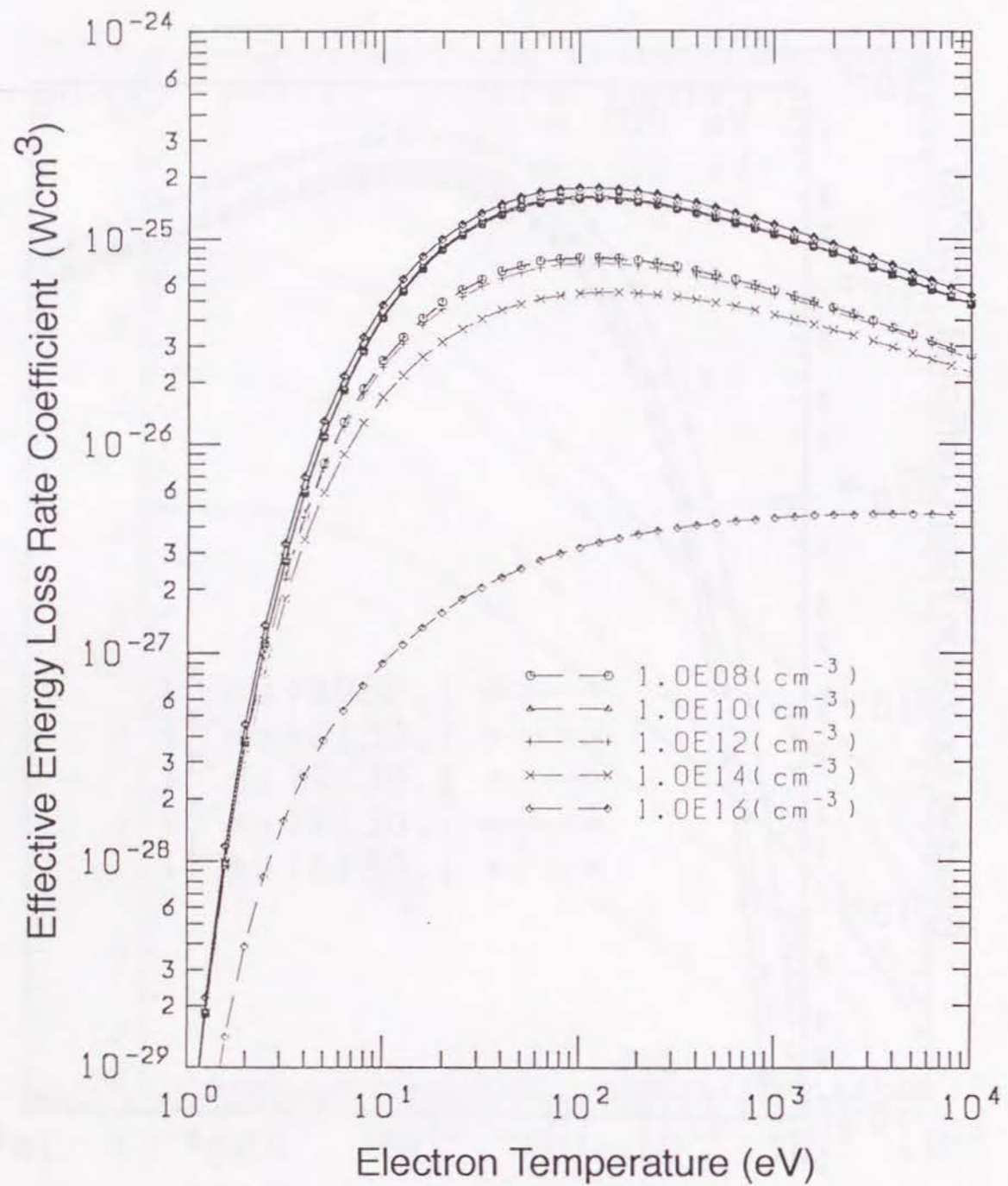
图8 (b)



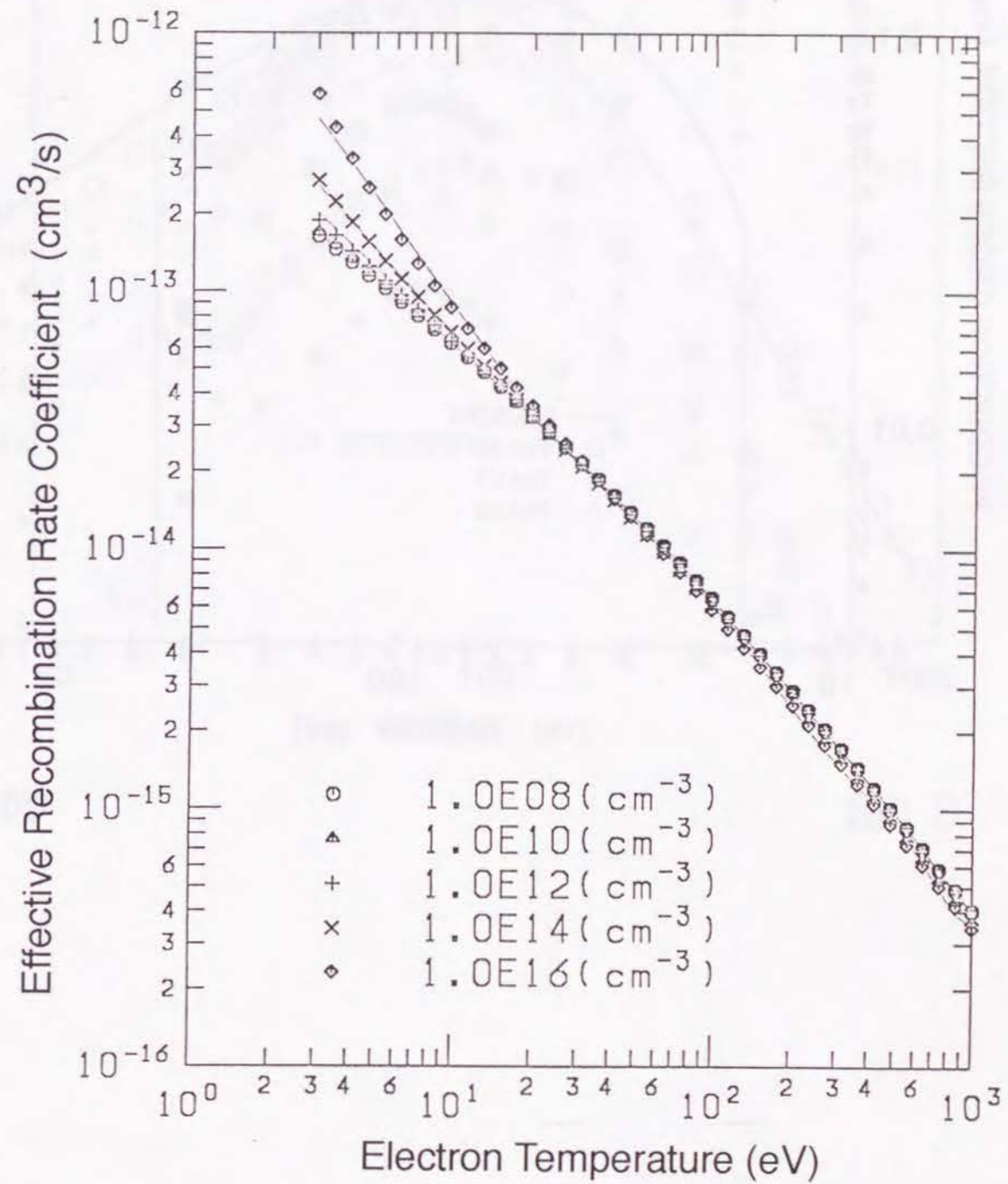
⊗8 (c)



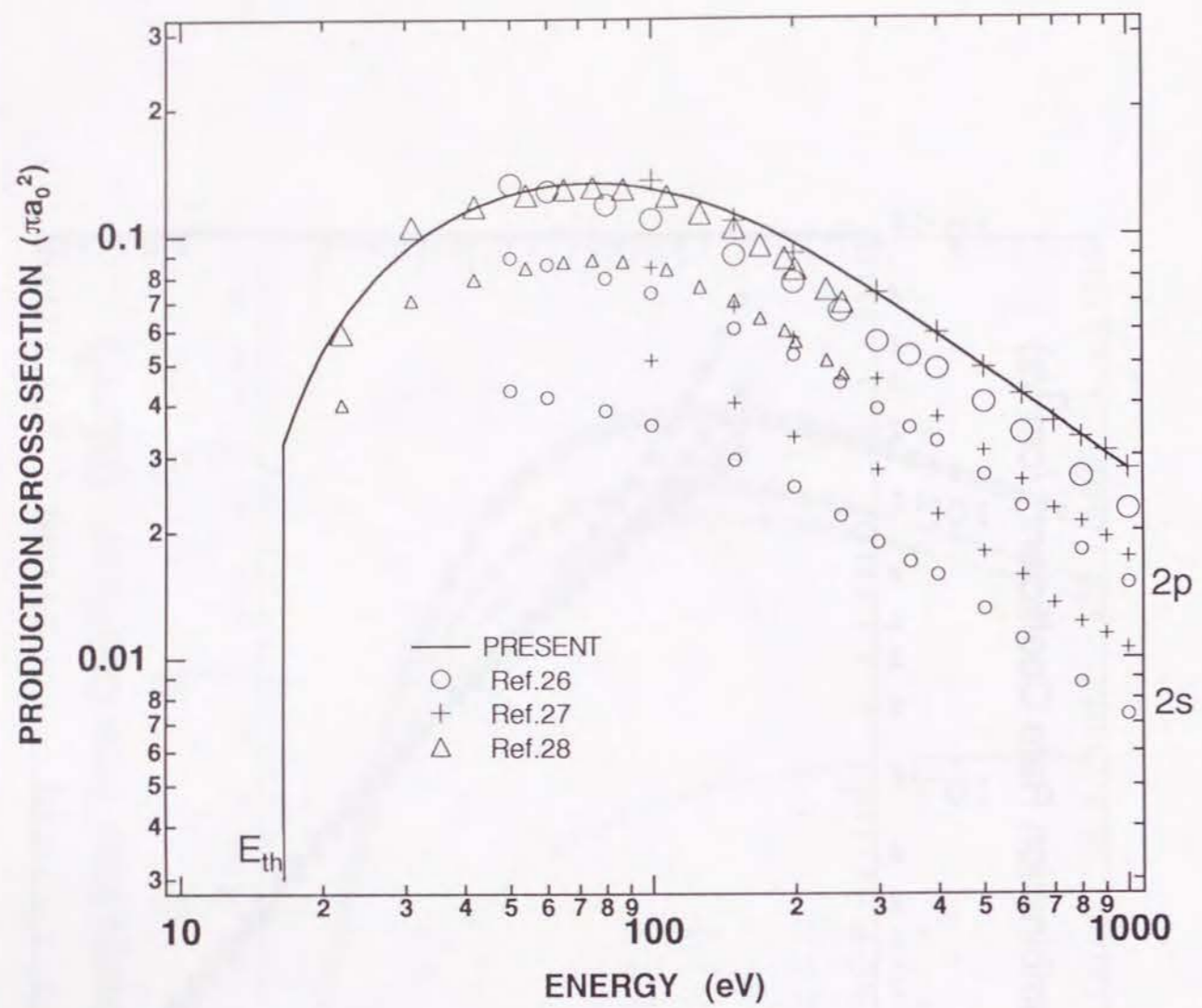
⊗9



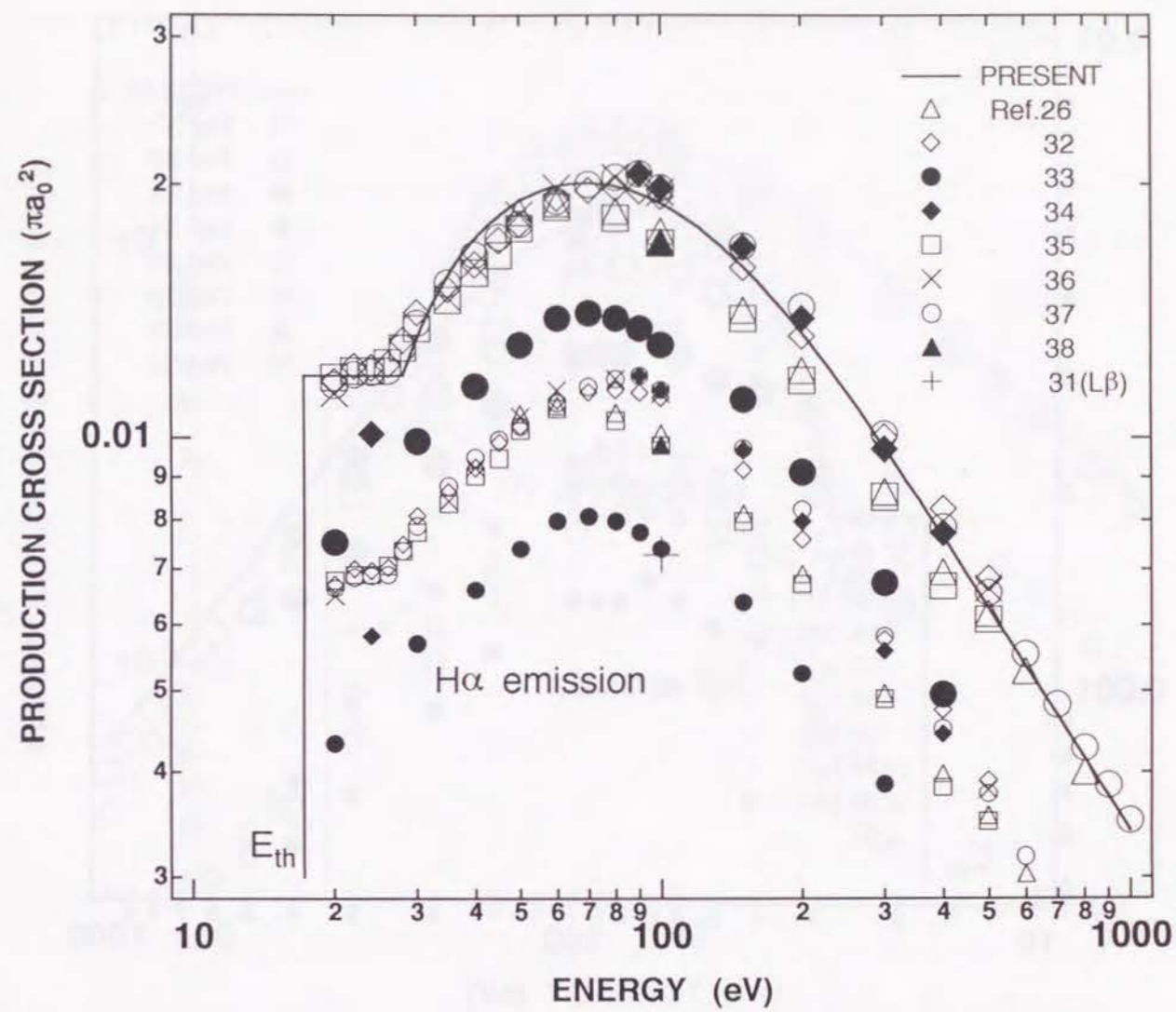
⊠ 10



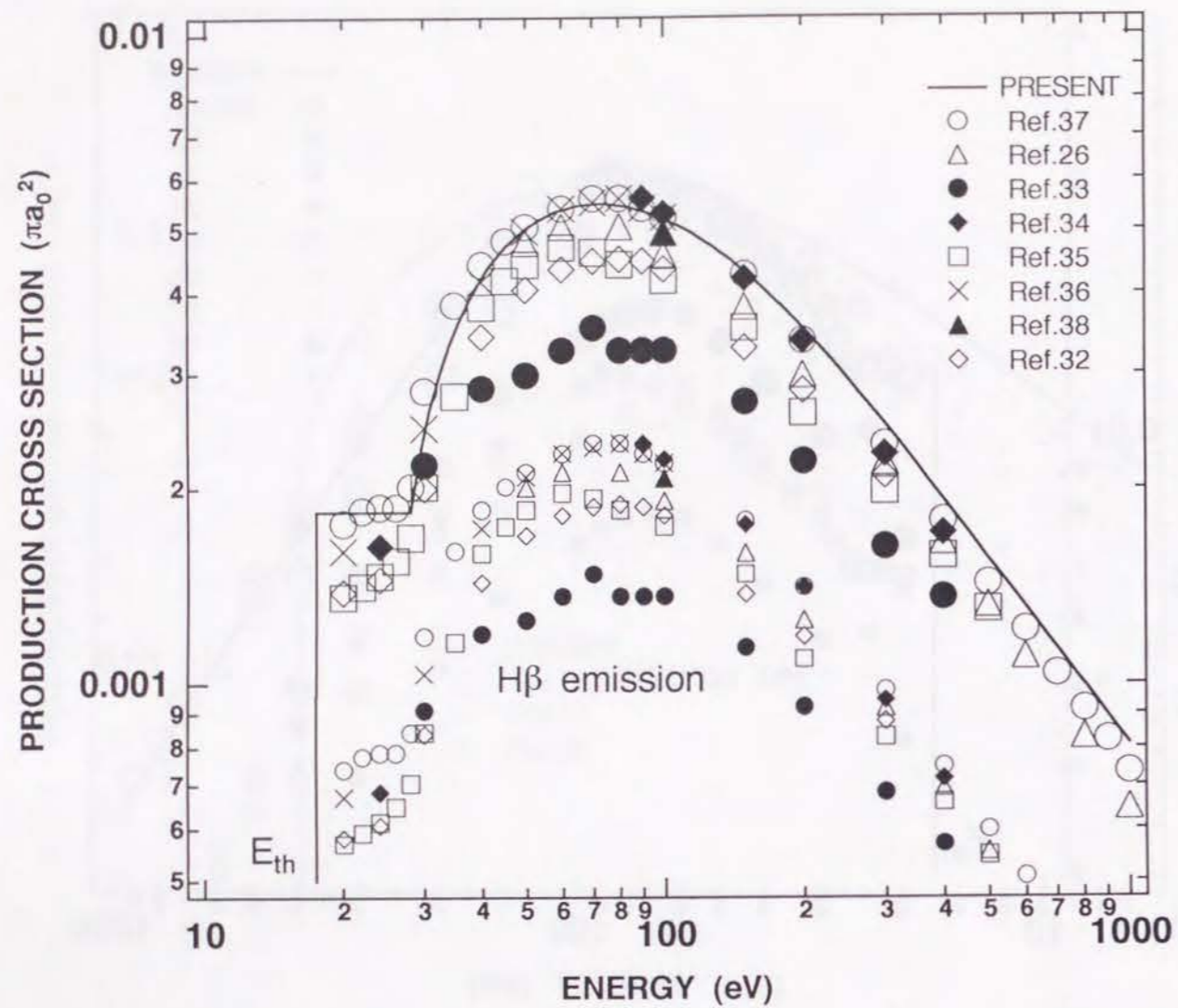
⊠ 11



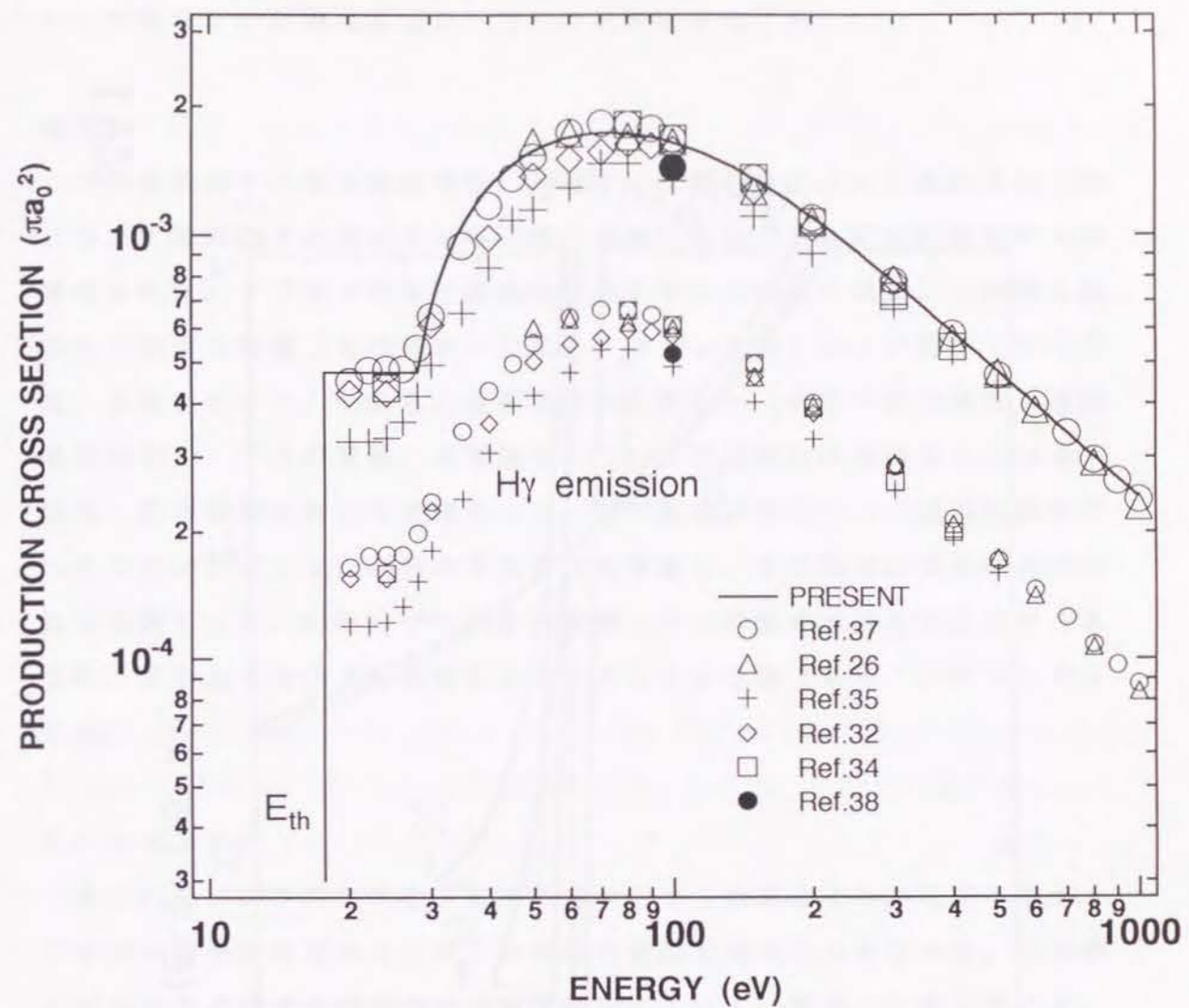
⊠ 1 2



⊠ 1 3



⊠ 14



⊠ 15

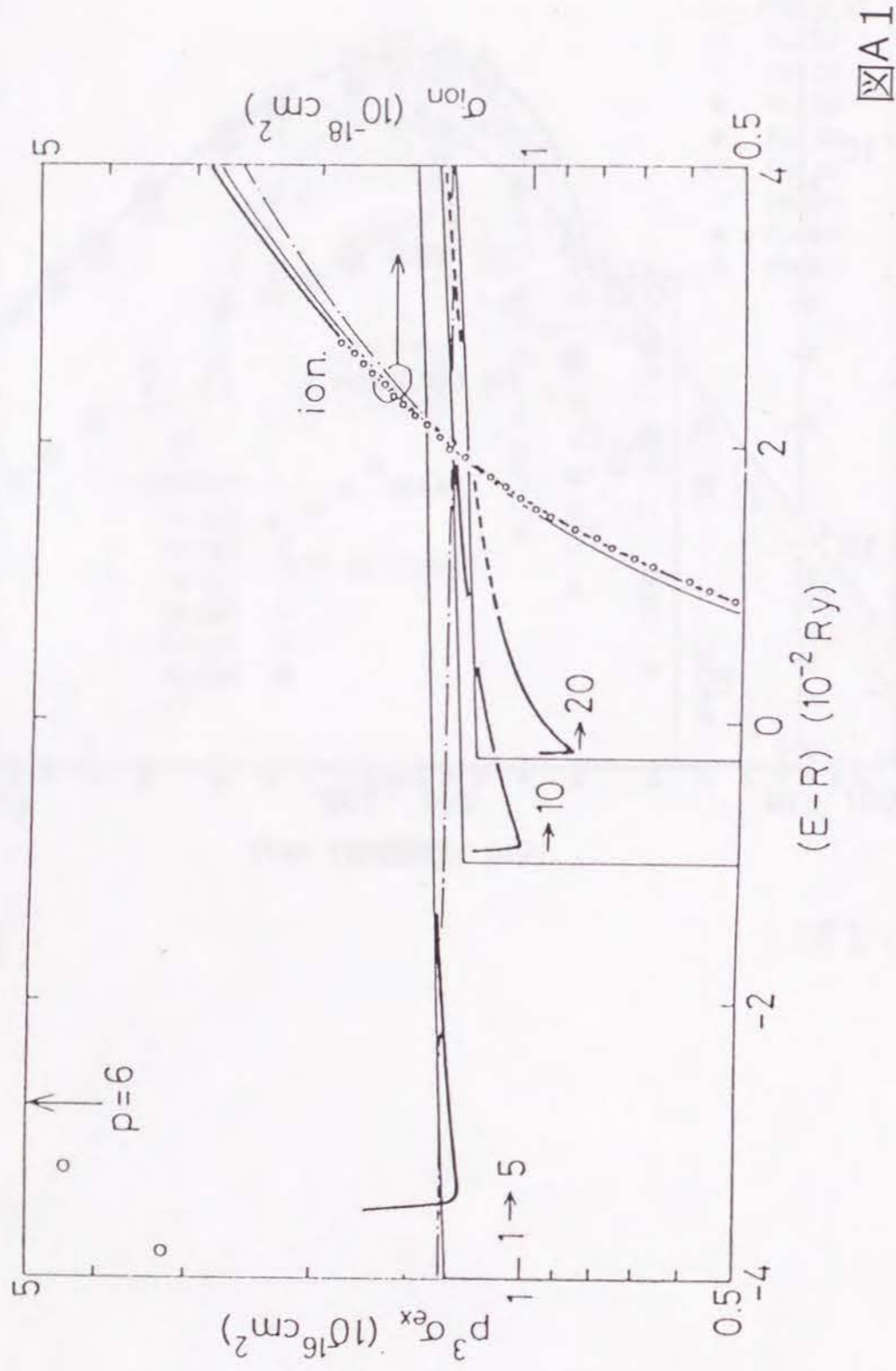


図1

3.3. 水素分子の解離電離過程 - 分子の衝突輻射モデル

摘要

中性水素分子の電子基底状態、安定励起状態と分子イオン基底状態の系について単純化されたエネルギー準位構造にもとづいた衝突輻射モデルが構成された。プラズマの中で基底状態分子から出発して励起分子状態を経由して生ずる電離（分子イオン生成とプロトン生成）および解離（原子生成）過程について、それらの速度係数を計算した。それら間接過程に直接過程を加え、分子の電離、解離過程について実効的な速度係数を広い電子温度、密度領域に対して見積もった。電子基底状態について振動励起状態へもポピュレーションが分布する場合を考慮し、その場合の実効的速度係数を見積もった。水素分子の実効的電離とH α 線発光の速度係数比が計算され、原子から出発する場合のその大よそ10倍であることが見いだされた。

3.3.1. はじめに

§3.2.ではプラズマ中に水素原子だけでなく水素分子も存在する場合、バルマー線発光強度からこれらの密度を決定できることを述べた。その場合は水素分子はプラズマの中で電子衝突によって、電子、水素分子イオン、プロトン、水素原子を作る。これら粒子の”粒子バランス”は次のように表される。

$$dn_H/dt = P_{H_2}^H n_{H_2} n_e + P_{H_2+}^H n_{H_2+} n_e - D_{Hn} n_H n_e + \Gamma_H^{in} - \Gamma_H^{out} \quad (1)$$

$$dn_{H_2}/dt = -D_{H_2} n_{H_2} n_e + \Gamma_{H_2}^{in} - \Gamma_{H_2}^{out} \quad (2)$$

$$dn_{H_2+}/dt = P_{H_2}^{H_2+} n_{H_2} n_e - D_{H_2+} n_{H_2+} n_e + \Gamma_{H_2+}^{in} - \Gamma_{H_2+}^{out} \quad (3)$$

$$dn_{H+}/dt = P_H^{H+} n_H n_e + P_{H_2}^{H+} n_{H_2} n_e + P_{H_2+}^{H+} n_{H_2+} n_e + \Gamma_{H+}^{in} - \Gamma_{H+}^{out} \quad (4)$$

$$dn_e/dt = P_H^e n_H n_e + \underline{P_{H_2^e} n_{H_2} n_e} + P_{H_2^+} n_{H_2} n_e + \Gamma_e^{in} - \Gamma_e^{out} \quad (5)$$

ここで n_H 、 n_{H_2} 、 $n_{H_2^+}$ 、 n_e 、 n_i はそれぞれ水素原子密度、水素分子密度、水素分子イオン密度、電子密度、プロトン密度である。 $P_{H_2^H}$ は水素分子から水素原子が作られる実効速度係数である。その他の P も同様である。 D_{H_2} は水素分子が失われる実効速度係数である。その他の D も同様である。 $\Gamma_{H_2}^{in}$ 、 $\Gamma_{H_2}^{out}$ はプラズマ中のある単位体積に流れ込む水素分子の流量と、流れ出す同流量である。その他の Γ も同様である。ここでトカマク中の水素は電離プラズマであるので再結合過程は省いた。トカマクプラズマの水素リサイクリングを全体として把握するためには、これら連立方程式の解を得る必要があるが、本章ではこれら「反応」の速度係数を求める。本章で与える実効速度係数は式中にアンダーラインを施している。なお D_H 、 P_H^i 、 P_H^e は既に § 3.2. で与えられている。

水素分子から電子、水素分子イオン、水素原子が生成される過程には水素分子の基底状態からの直接過程と励起状態を経由する過程がある(図1)。水素分子基底状態からの直接過程については既に断面積が知られているが、励起状態を経由した過程については全く調べられていない。この量を見積もるためには水素分子励起準位ポピュレーションを知る必要がある。我々は水素分子の系に対する衝突輻射モデルを構築して実効速度係数を計算する。§ 3.3.2. でモデルおよび用いた断面積について述べる。計算結果は § 3.3.3. にて示す。既に § 3.1. で述べたように、従来からプラズマ中の中性水素がすべて原子であると仮定し、 $H\alpha$ 発光線強度から粒子閉じ込め時間を算出することが行われている[1]。しかし水素分子が存在する場合、これから作られた励起水素原子からも $H\alpha$ が放射される。我々は $H\alpha$ 発光線強度と水素分子電離量の比についても計算を行う。

本節では、水素分子イオンから他の粒子が作られる実効速度係数、および水素分子イオンが失われる実効速度係数は与えない。この理由はこの断面積についての我々の知識が余りに乏しいためであるが詳しくは § 3.3.4. で述べる。

3.3.2. 水素分子衝突輻射モデル

3.3.2.1. 水素分子衝突輻射モデル

図2は水素分子および水素分子イオンのエネルギー準位図である(文献[2]より抜粋)。安定な水素分子のエネルギー準位は、電子状態、振動および回転準位によって指定される。我々の目的は安定な励起準位を経由しての実効的な解離および電離の速度係数を知ることであり、個々の振動、回転準位のポピュレーションを知ることではない。そこで本節の水素分子衝突放射モデルでは電子状態だけを区別して扱い、遷移の始状態の振動、回転の準位を基底状態と仮定した(ただし、実験ではその仮定はあいまいである)。励起振動準位を考慮に入れた場合に計算結果がどのように変化するかを考察した結果は § 3.3.5. で述べる。図3は我々の用いた簡易化されたエネルギー準位図である。 n は融合原子の主量子数に相当する。 $n=2$ の準位は、 $B^1\Sigma_u^+$ 、 $C^1\Pi_u$ 、 $E^1\Sigma_g^+$ 、 $a^3\Sigma_g^+$ 、 $c^3\Pi_u$ 、 $b^3\Sigma_u^+$ の6つの状態に区別される。 $n \geq 3$ の準位は一重項状態、三重項状態のみを区別し、角運動量およびその核間軸方向成分が異なる準位を1つの準位として扱った。計算には $n=28$ まで考慮した。

$n=2$ 、 3 準位のエネルギー値は文献[3-5]に与えられている。 $n \geq 5$ の準位の値は、

$$W_n = I_{H_2} - R_H/n^2 \quad (6)$$

とした。 W_n は準位 n のエネルギー値、 I_{H_2} は水素分子の電離エネルギー(15.42 eV)、 R_H は水素原子の電離エネルギー(13.6 eV)である。

与えられたプラズマの環境下(電子密度 n_e 、電子温度 T_e)のもとでの水素分子の励起準位のポピュレーションを考える。 p を準位を区別する数とする(n とは異なる)。励起準位 p のポピュレーションの時間変化は次の式で表される。

$$\begin{aligned} & dn_{H_2}(p)/dt \\ &= \sum_{q < p} C_{H_2}(q, p) n_e n_{H_2}(q) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\{[\sum_{q < p} F_{H_2}(p, q) + \sum_{q > p} C_{H_2}(p, q) + S_{H_2}(p)]n_e + \sum_{q < p} A_{H_2}(p, q)\}n_{H_2}(p) \\
& + \sum_{q > p} [F_{H_2}(p, q)n_e + A_{H_2}(q, p)]n_{H_2}(q) \\
& + [a_{H_2}(p)n_e + \beta_{H_2}(p)]n_{H_2}^+n_e \quad (p=1, 2, 3, \dots) \quad (7)
\end{aligned}$$

ここで“ $q < p$ ”は準位 q は準位 p よりもエネルギー的に低いことを意味し、 $C_{H_2}(p, q)$ 、 $F_{H_2}(q, p)$ は準位 p から q への電子衝突励起と脱励起の速度係数である。また $A_{H_2}(p, q)$ は p から q への自然放出確率である。 $S_{H_2}(p)$ は電離速度係数である。 $a_{H_2}(p)$ は3体再結合の速度係数である。 $\beta_{H_2}(p)$ は輻射再結合速度係数である。これら分子過程のデータはあまり豊富ではないが、我々は、知られていないもので必要なものは水素原子のデータなどから推測した。その詳細については §3.3.2.2. に示す。

水素分子は $b^3\Sigma_u^+$ などの解離準位をもっている。式(7)においてはこれらの準位への流出は考慮されている。例えば $b^3\Sigma_u^+$ に流出した場合はすべて解離するとした。また $b^3\Sigma_u^+$ 以外の準位に流出した場合はすべて電離するとした。この理由は後で 3.3.2.2. の電離断面積の説明のところで述べる。

準定常近似の方法によると式(7)は $p=1$ を基底準位 $X^1\Sigma_g^+$ として $p \geq 2$ に対して次のように置くことができる。

$$dn_{H_2}(p)/dt = 0 \quad (p=2, 3, 4, \dots) \quad (8)$$

このように連立微分方程式(7)は $p \geq 2$ に対して単なる連立方程式(8)になる。式(8)の連立方程式は $n_{H_2}(1)$ (基底準位ポピュレーション)、 $n_{H_2}^+$ 、 n_e 、 T_e をパラメーターとして含んでいる。式(8)は容易に解くことができ、次のように2つの項の和として表される。

$$n_{H_2}(p) = R_0^{H_2}(p)n_{H_2}^+n_e + R_1^{H_2}(p)n_{H_2}(1)n_e \quad (p=2, 3, 4, \dots) \quad (9)$$

$R_0^{H_2}(p)$ 、 $R_1^{H_2}(p)$ をポピュレーション係数と呼ぶ。これらは n_e 、 T_e の関数である。

3.3.2.2. 分子過程データ

A. 遷移確率

モデルに用いた水素分子準位間の遷移確率を表1にまとめて示す(文献[6-9])。それらの値は、上準位の振動準位を基底準位として、下準位のいろいろな振動準位への遷移について合計したものである。表1以外の値は、水素原子の場合の計算式による値を水素分子準位の統計重率を考慮して補正したものをを用いた。この近似は、水素分子の高励起準位電子状態が水素原子のもので近似できることから正当化される。

B. 電子衝突による励起、脱励起断面積

B.1. 基底準位からの励起

基底準位 $X^1\Sigma_g^+$ から一重項 $B^1\Sigma_u^+$ 、 $C^1\Pi_u$ 、 $E^1\Sigma_g^+$ 、および三重項 $a^3\Sigma_g^+$ 、 $c^3\Pi_u$ 、 $b^3\Sigma_u^+$ への励起については、多くの実験、計算がなされている(文献[3, 4, 10-29]、表2)。表2に示されている計算による値は、始状態の振動準位を基底状態として、終状態の振動準位について合計したものである。図4はこれらの励起の断面積を示しているが、文献[18, 30]にしたがって、実験に使用した検出器の絶対感度が補正されたことから、文献[20, 21, 25]の断面積を0.62倍している

我々は断面積を文献[3]の式を用いてフィッティングした。

$$\sigma = q_0 A / W^2 (W/E)^{\Omega} \phi$$

$$\begin{aligned}
\phi &= [1 - (W/E)]^{\nu} && \text{一重項} \\
&1 - (W/E)^{\gamma} && \text{三重項}
\end{aligned} \quad (10)$$

q_0 は $6.514 \times 10^{-14} \text{ cm}^2 \text{ eV}^2$ 、 W は基底状態から各準位への励起エネルギー(eV)、 E は衝突エネルギー(eV)、 A 、 Ω 、 ν 、 γ はフィッティングパラメータ

である。フィッティングの結果は図4に示されている。またフィッティングパラメータは表3に示されている。基底状態から $n = 3$ への励起については、文献[3]の式を1.5倍した。これは $n \geq 4$ の高い準位への断面積に滑らかにつながるようにするためである。

$n \geq 4$ については実験、計算ともになされていないので、文献[31]にしたがって以下のように推定した。励起断面積のしきい値エネルギー付近の値を一定値 ($\sigma_{i,n} = \sigma_0 = \kappa n^{-3}$) と仮定した。電離のしきい値エネルギー付近の値は線形関数 ($\sigma_{i,n} = \alpha(E-R)$) で近似できる。ここで断面積が高励起状態への励起から電離へと滑らかにつながっていると仮定し、次の関係式が成り立つとした。

$$\alpha = \sigma_0 / (2R/n^3) \quad (11)$$

この関係式はおのおのの振動準位で成立つが、それらの電離断面積の傾きは図5(文献[32]、図1より抜粋)に与えられている。ただし文献[33]によると、励起分子の振動のエネルギー準位が水素分子イオンの基底状態エネルギーを越えている場合すみやかに自動電離する。我々は自動電離しない振動準位についての断面積を合計した。このようにして水素分子の励起しきい値エネルギーの断面積の絶対値が決まったが、全エネルギー領域での相対値は対応する水素原子励起断面積[34]の相対値と等しいとした。水素原子断面積に乗じた値を表4に示す。なお一重項、三重項への割り振りは、 $n = 3$ の一重項と三重項の速度係数の比が、

$$\text{一重項/三重項} = 0.25 \times T_e^{1.45} \quad T_e(\text{eV}) \quad (12)$$

と表されるので、この比で割り振った。なお自動電離するとした振動準位についてその断面積を加え合わせると、文献[32]に与えられている自動電離断面積の値とほぼ一致する。

B.2. 励起準位間の励起

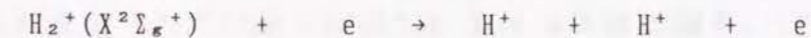
励起準位間の励起断面積はほとんど知られていないので、我々はヘリウムイオン、水素原子に対する電子衝突断面積からそれらの値を推定した。一重項 $B^1\Sigma_u^+$ 、 $C^1\Pi_u$ 、 $E^1\Sigma_g^+$ 、および三重項 $b^3\Sigma_u^+$ 、 $c^3\Pi_u$ 、 $a^3\Sigma_g^+$ 準位は、それぞれヘリウムイオンの、 $p_{1/2}$ 、 $p_{3/2}$ 、 $s_{1/2}$ に相当すると仮定し、文献[35]に与えられている、これらの準位間の遷移に対する速度係数を z スケーリングして用いた。その他の準位間については、水素原子に対する計算式を用いた。

励起準位間においては一重項、三重項間の遷移はないとした。また、脱励起速度係数は、詳細釣合の原理によって、励起速度係数から決定した。

C. 電子衝突による電離

基底準位からの電離断面積は文献[32、36、37]に与えられている。

励起準位からの電離には(基底準位からのものもそうであるが)直接電離して分子イオン(振動励起状態も含む)が作られる過程と、いったん不安定な解離準位に励起され、解離する途中に自動電離する過程がある。しかし両方ともその断面積は全く知られていない。我々は前者の電離断面積は水素原子の場合に等しいと仮定し、水素原子に対する半経験式[34]を用いた。後者については、解離準位に励起することは、水素分子の内核電子の励起に相当すると考え、その断面積は次の過程のものに等しいと近似した。



この断面積は文献[38、39]に示されている。§3.2.で示した水素分子から励起原子が生成される過程は、高エネルギー域では水素分子基底状態からこの解離準位に励起され、その後自動電離せずに解離する過程である。水素分子基底状態から解離準位に励起する断面積を水素原子基底状態からの励起断面積と等しいと仮定して、水素分子から励起原子が生成される断面積と比較すると、自動電離しない割合は10分の1から100分の

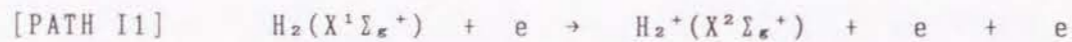
1 程度であると見積もられる。(§ 3.2. 図 4 参照)。よって解離準位に励起された後はすべて自動電離して分子イオンになると近似した。この近似は文献 [40、41] に与えられた自動電離確率の値とも矛盾しない。

3.3.3. 計算結果

3.3.3.1. 実効速度係数 $P_{H_2^*}$

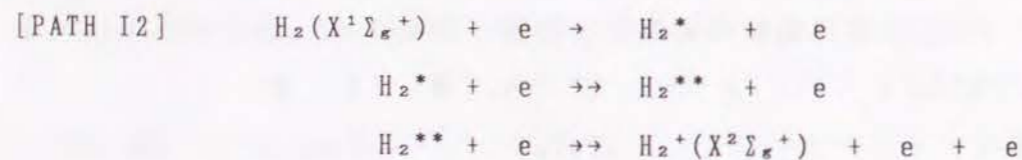
図 6 は、水素分子に電子が衝突することによって電子が生成される実効速度係数 $P_{H_2^*}$ を電子温度の関数として示している。この速度係数に寄与する過程には重要なものが 4 つある。図 7 にそれらの内訳が電子密度の関数として示されている。

1 番目は、電子衝突による直接電離である。



この断面積はよく知られている [36 - 37]。プラズマ周辺のように、 $n_e \leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ では、主な電離過程は [PATH I1] である。[PATH I1] は当然ではあるが電子密度に依存しない。

2 番目は、基底状態水素分子から出発し、一旦安定な電子励起状態水素分子 H_2^* が生成され、引き続き衝突・輻射過程を経た後 (H_2^{**})、最後に電離する過程である。



ここで 2 重矢印は、引き続き何度か遷移がおこることを示している (梯子様電離励起) [42]。[PATH I2] の寄与を既に述べた水素分子に対する衝突輻射モデルにより計算した。この速度係数は、

$$\sum_{p \geq 2} S_{H_2}(p) R_1^{H_2}(p) n_e \quad (13)$$

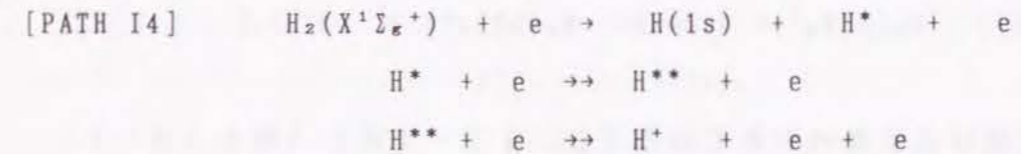
で与えられる。” $p \geq 2$ ” はすべての励起状態を表す。[PATH I2] からの寄与が n_e とともに増加するのは、水素分子の励起状態の状況が、コロナ相から梯子様励起電離相に変わるためである。

3 番目は、水素分子イオンの解離準位を経由する解離電離過程である。



この断面積は文献 [36、37、43] に与えられている。また速度係数は文献 [10] に与えられている。[PATH I3] は電子密度に依存しない。

4 番目は水素分子励起解離により生成された水素原子励起状態 H^{**} を經由する過程である。

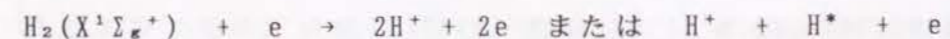


この寄与は、

$$\sum_{p \geq 2} S(p) R_2(p) n_e \quad (14)$$

で与えられる。ここで $S(p)$ は水素原子の電離速度係数、 $R_2(p)$ は § 3.2. で既に求められているポピュレーション係数である。[PATH I4] が n_e とともに増加するのは水素原子の励起状態の状況が、コロナ相から梯子励起電離相に変わるためである。

初めに述べたように [PATH I1] ~ [PATH I4] は電子生成の主要な過程であり、それ以外にも例えば



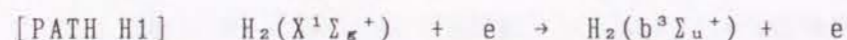
のような過程も存在する。しかしながら[PATH I3]に対する実験値にはこれらの過程からの寄与も含まれており、従って我々の計算結果にも含まれていることになる。

図7には比較のために水素原子の実効電離係数 P_H^e も示されている。

3.3.3.2. 実効速度係数 $P_{H_2^H}$

図8は、水素分子に電子が衝突することによって水素原子が生成される実効速度係数 $P_{H_2^H}$ を電子温度の関数として示している。この速度係数に寄与する過程には、重要なものが5つある。図9にそれらの内訳を電子密度の関数として示す。

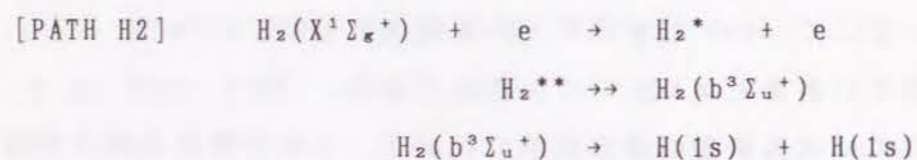
1番目は水素分子の基底状態から直接、解離準位 $b^3\Sigma_u^+$ に励起するものである。



この断面積はよく調べられている [3, 11-18] (図4(d))。

[PATH H1]は当然ではあるが電子密度に依存しない。

2番目は、基底状態の水素分子が電子衝突により安定な励起状態 H_2^* に励起して、さらに励起、脱励起を繰り返したのち (H_2^{**})、 $b^3\Sigma_u^+$ に至る過程である。

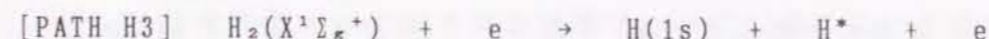


ここで2重矢印は電子衝突および輻射過程を表す。この過程の実効的速度係数を水素分子衝突輻射モデルにより計算した。[PATH H2]の速度係数は、

$$\Sigma_{p=2} [A_{H_2}(p, b^3\Sigma_u^+) + F_{H_2}(p, b^3\Sigma_u^+) n_e] R_1^{H_2}(p) \quad (15)$$

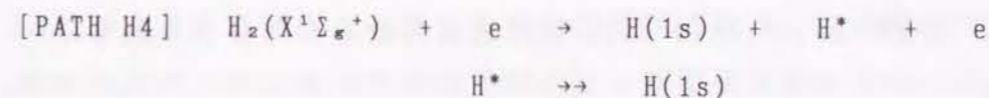
で与えられる。[PATH H2]は電子密度の増加とともに減少する。これは水素分子の励起状態の状況が電子密度の増加とともに、上準位から、コロナ相から梯子様励起電離相に変わるため、その結果として $b^3\Sigma_u^+$ への輻射遷移が減るためである。

3番目は励起水素原子 (H^*) の生成を伴う解離による過程である。



この断面積については、§3.2.で既に詳述した。[PATH H3]は電子密度に依存しない。

4番目は[PATH H3]で生成された励起水素原子がさらに励起、脱励起を繰り返し基底水素原子が生成される過程である。

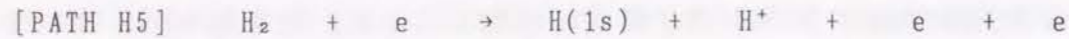


[PATH H4]の寄与は次の式で与えられる。

$$\Sigma_{p=2} (A(p, 1) + F(p, 1) n_e) R_2(p) \quad (16)$$

ここで $A(p, 1)$ および $F(p, 1)$ は、水素原子の $p \rightarrow 1$ 遷移の自然放出確率と電子衝突脱励起速度係数である。 $R_2(p)$ は前節で現れたポピュレーション係数である (§ 3.2. 図 8)。 [PATH H3] は [PATH H4] とは、 $n_e \leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ においてほぼ一致する。これは生成された励起状態水素原子が、電離することなしに、最終的に基底状態に輻射遷移するからである (コロナ相)。またこの過程による寄与は電子密度の増加とともに減少する。これは水素原子の励起状態の状況が電子密度の増加とともに、上準位からコロナ相から梯子様励起電離相に変わるため、その結果として基底状態への輻射遷移が減るためである。また [PATH H4] と [PATH I4] の和は [PATH I3] に一致する。

5番目は水素分子イオンの解離準位を経由する、解離電離過程である。



この断面積は[PATH I3]と同じものである。[PATH H5]は電子密度に依存しない。

図9(c)に見られるように、とくに低電子密度ではこれら5種類の寄与が同程度になるのが注目される。

3.3.3.3. その他の実効速度係数

図10は、 $P_{\text{H}_2^{\text{H}^{2+}}}$ を示している。これは[PATH I1]と[PATH I2]の実効速度係数の和である。図11は、 $P_{\text{H}_2^{\text{H}^+}}$ を示している。 $P_{\text{H}_2^{\text{H}^+}}$ は[PATH I3]と[PATH I4]の実効速度係数の和である。また D_{H_2} の値は図12に示されている。 D_{H_2} は[PATH I1]、[PATH I2]、[PATH I3]、[PATH H1]、[PATH H2]、[PATH H3]、[PATH H5]の実効速度係数の和で与えられる。

3.3.3.4. H α 発光線強度と電離量との関係

図13には次の値が示されている。

$$P_{\text{H}_2} \approx n_{\text{H}_2} n_e / A(3,2) R_2(3) n_{\text{H}_2} n_e \quad (17)$$

ここで $A(3,2)$ は水素原子 $3 \rightarrow 2$ 遷移の自然放出確率である。この図は、水素原子に対する同様の値

$$P_{\text{H}} \approx n_{\text{H}} n_e / A(3,2) R_1(3) n_{\text{H}} n_e \quad (18)$$

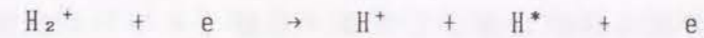
も示されている。水素原子、水素分子を比較すると分子の方が10倍以上も大きい。これは主に、水素原子励起と水素分子解離励起の速度係数の差から生じている(§3.2.図4参照)。

図14は実効的な電子エネルギー損失の速度係数および輻射によるエネルギー損失の速度係数を示している(§3.2.図10と同様)。

3.3.4. 考察

3.3.4.1. 水素分子イオン

この章では水素分子イオンから水素原子が生成される過程について扱わなかった。簡単な見積もりによると、プラズマ周辺部においては、水素分子数の10%程度の分子イオンが存在するものと思われる。水素分子イオンから励起水素原子が生成される過程については次のものがある。



前者の断面積は過去にわずかに研究がなされているが[10]、後者についてはほとんど調べられていないのが現状である。この理由で本章では水素分子イオンから他の生成物が作られる断面積を扱わなかった。今後この断面積についての研究が深まることが強く望まれる。

3.3.4.2. 基底電子状態振動準位励起

本章で述べた水素分子衝突輻射モデルは基底電子状態の振動準位を基底状態と仮定している。ただし実験においては必ずしもそうではない。我々はこの仮定の妥当性を確かめるために、電子基底準位の励起振動準位も考慮した場合に、上記の結果がどのように変化するかを考察した。

文献[44]によると電子基底状態の振動準位の励起には次の2つの過程がある。



低い電子エネルギー ($E < 12 \text{ eV}$) では (a) の過程が支配的であり

[45]、また高い電子エネルギー ($E > 12 \text{ eV}$) では (b) の過程が支配的である [46]。我々は (a) と (b) の場合をわけて振動準位のポピュレーション分布を考える。

(1) 低エネルギーの場合 ($E < 12 \text{ eV}$)

振動準位間のポピュレーション分布は振動準位間の励起、脱励起 (式 (a))、振動連続状態への励起、 $b^3\Sigma_u^+$ への解離励起により決まり、励起電子状態への励起は、このようにして決定された振動準位ポピュレーションを用いて計算できる。このような低エネルギー領域では、振動励起準位からの励起のうち、 $b^3\Sigma_u^+$ への励起を除く励起電子状態への励起断面積は小さい [47]。我々は14の励起振動準位を考慮した衝突輻射モデルを構築した。(a) の過程の断面積としては、文献 [45] に振動準位 0-5 間の励起、脱励起の速度係数が電子エネルギー 6 eV、8 eV の場合について計算されている。我々はこれを 0-14 まで外挿した。他のエネルギーでの断面積は、文献 [45] 中に与えられている 0-1 の断面積のエネルギー依存性と同じとした。また振動準位連続状態への励起断面積は知られていないので、0-1 の励起断面積をこの断面積とした。 $b^3\Sigma_u^+$ への励起速度係数は文献 [48] に与えられている。図 15 は電子温度 5 eV での振動準位ポピュレーションを示している。 $v=0$ のポピュレーションに比べ励起振動準位のポピュレーションは十分小さく、これらからの励起電子状態への励起は $v=0$ からの励起に対して無視できる。図 9 (a) に電子温度 5 eV での、励起振動準位から水素原子が作られる実効速度係数が矢印で示されている。

(2) 高エネルギーの場合 ($E > 12 \text{ eV}$)

振動準位の励起は (b) の過程が支配的になる。振動励起準位からの $b^3\Sigma_u^+$ への励起断面積は文献 [49] に与えられている。 $v \neq 0$ からの断面積は $v=0$ からの断面積と比べてほとんど大きさは変わらない。 $B^1\Sigma_u^+$ 、 $C^1\Pi_u$ への励起断面積は文献 [50、51] に与えられている。これらの断面積は $v \neq 0$ について平均すると $v=0$ の場合の断面積のおよそ 2 倍程度である。振動準位からの直接電離 ([PATH I1] に相当) の断面積は文献 [52、53] に、また振動準位からの解離電離 ([PATH I3] に相当) の

断面積は文献 [54] に与えられている。これらは平均すると $v=0$ の断面積の 10 倍程度である。また $B^1\Sigma_u^+$ 、 $C^1\Pi_u$ から $X^1\Sigma_g^+$ の各振動準位への自然放出確率は文献 [36] に与えられている。 $v=0$ への遷移確率と、 $v \neq 0$ への遷移確率を合計した値を比べると、後者のほうが 1 桁から 2 桁大きい。励起振動準位を考えた場合に上記の計算結果がどう変わるか見積もるために、我々は既に述べた振動準位 $v=0$ だけを考慮したモデルに $v \neq 0$ の準位を代表する仮想的な 1 つの準位を追加したモデルを作った。上で述べた過程による $v \neq 0$ 準位に対する流入、流出の速度係数はこれらの準位に対するものの平均値を用いた。 $v \neq 0$ と $n \geq 3$ の準位間の励起断面積、自然放出遷移確率については知られていない。そこで我々は、既に述べた $v \neq 0$ と $n=2$ の各準位間の励起断面積、自然放出遷移確率の値から次のように推定した。 $v \neq 0$ から一重項状態への励起断面積は $v=0$ からの値を 2 倍し、三重項状態への励起断面積は $v=0$ からの値と同じとした。 $v \neq 0$ からの電離断面積は $v=0$ の値を 10 倍した。一重項状態から $v \neq 0$ への自然放出確率は $v=0$ への値を 100 倍した。図 16 は $v=0$ のポピュレーションと $v \neq 0$ のポピュレーションの比である。 $P_{H_2^0}$ 、 $P_{H_2^H}$ の計算結果を電子温度 20 eV について図 17 に示す。水素原子の実効生成速度係数には殆ど変化がないが、電子の実効生成速度係数は低電子密度で 2 倍近く増加する。

参考文献

- ¹S.A.Cohen, in Phys of Plasma Wall Interactions in Controlled Fusion (Plenum, New York, 1986), p773.
- ²T.E.Sharp, Atomic Data 2, 119 (1971).
- ³W.T.Miles et al., J. Appl. Phys. 43, 678 (1972).
- ⁴S.Chung and C.C.Lin, Phys. Rev. A 17, 1874 (1978).
- ⁵S.E.Branchett et al., J. Phys. B 23, 4625 (1990).
- ⁶A.C.Allison, A.Dalgarno, Atomic Data 1, 289 (1970).
- ⁷A.Dalgarno, T.L.Stephens, Astrophys. J. 160, L107 (1970).
- ⁸M.Glass-Maujean, Atomic data and Nuclear data Tables 30, 273 (1984).
- ⁹R.E.Imhof and F.H.Read, J. Phys. B 4, 1063 (1971).
- ¹⁰R.K.Janev, W.D.Langer, K.Evans, D.E.Post, Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasma, Cross Sections and Reaction Rate Coefficients, Springer-Verlag, Berlin (1987).
- ¹¹H.Nishimura and A.Danjo, J. Phys. Soc. Japan 55, 3031 (1986).
- ¹²A.W.Fliflet and V.Mckoy, Phys. Rev. A 21, 1863 (1980).
- ¹³S.Chung and C.C.Lin, Phys. Rev. A 12, 1340 (1975).
- ¹⁴M.A.P.Lima et al., Phys. Rev. A 38, 4527 (1988).
- ¹⁵K.L.Baluja et al., J. Phys. B 18, L851 (1985).
- ¹⁶B.I.Schneider and L.A.Collins, Phys. Rev. A 33, 2982 (1986).
- ¹⁷T.N.Rescigno and B.I.Schneider, J. Phys. B 21, L691 (1988).
- ¹⁸D.E.Shemansky, J.M. Ajello, T.Hall, Astrophys. J. 296, 765 (1985).
- ¹⁹S.K.Srivastava and S.Jensen, J. Phys. B 10, 3341 (1977).
- ²⁰J.M.Ajello et al., Phys. Rev. A 25, 2485 (1982).
- ²¹D.E.Shemansky and Ajello, J. Geophys. Res. 88, 459 (1983).
- ²²J.M.Ajello et al., Phys. Rev. A 29, 636 (1984).
- ²³M.A.Khakoo and S.Trajmar, Phys. Rev. A 34, 146 (1986).
- ²⁴F.J.de Heer and J.D.Carriere, J. Chem. Phys. 55, 3829 (1971).

- ²⁵E.J.Stone and E.C.Zipf, J. Chem. Phys. 56, 4646 (1972).
- ²⁶G.P.Arrighini et al., Chem. Phys. 52, 133 (1980).
- ²⁷Mu-Tao et al., Phys. Rev. A 26, 3240 (1982).
- ²⁸M.J.Redmon et al., Phys. Rev. A 32, 3354 (1985).
- ²⁹T.N.Rescigno et al., Phys. Rev. A 13, 216 (1976).
- ³⁰J.M.Ajello et al., Astrophys. J. 371, 422 (1991).
- ³¹T.Fujimoto and R.W.P.McWhirter, Phys. Rev. A 42, 6588 (1990).
- ³²J.W.McGowan, R.A.Fineman, E.M.Clarke, H.P.Hanson, Phys. Rev. 167, 52 (1968).
- ³³R.S.Berry, J. Chem. Phys. 45, 1228 (1966).
- ³⁴L.C.Johnson, Astrophys. J. 174, 227 (1972).
- ³⁵B.Zygelman and A.Dalgarno, Phys. Rev. A 35, 4085 (1987).
- ³⁶B.Adamcyk, A.J.H.Boerboom, B.L.Sachram, J.K.Istemaker, J. Chem. Phys. 44, 4640 (1966).
- ³⁷A.Crowe, J.W.McConkey, J. Phys. B 6, 2088 (1973).
- ³⁸B.Peart, K.T.Dolder, J. Phys. B 4, 1496(1971).
- ³⁹B.Peart, K.T.Dolder, J. Phys. B 5, 860 (1972).
- ⁴⁰C.J.Latimer, A.D.Irvine, M.A.McDonald, O.G.Savage, J. Phys. B 25, L211 (1992).
- ⁴¹C.J.Latimer, K.F.Dunn, N.Kouchi, M.A.McDonald, V.Srigengan, J.Geddes, J. Phys. B 26, L595 (1993).
- ⁴²T.Fujimoto, J. Phys. Soc. Japan 47, 265, 273 (1979).
- ⁴³D.Rapp, P.Englander-Golden, J. Chem. Phys. 43, 1464 (1965).
- ⁴⁴C.Gorse, M.Capitelli, Chem. Phys. 93, 1 (1985).
- ⁴⁵J.M.Bardsley, J.M.Wadehra, Phys. Rev. A20, 1398 (1979).
- ⁴⁶J.R.Hiskes, J.Appl. Phys. 51, 4592 (1980).
- ⁴⁷H.Tawara, Y.Itikawa, H.Nishimura, M.Yoshino, Journal of Physical and Chemical Reference Data 19, 617 (1990).
- ⁴⁸R.Celiberto, M.Cacciatore, M.Capitelli, C.Gorse, Chem. Phys. 133, 355 (1989).

- ⁴⁹T.N.Rescigno, B.I.Schneider, J. Phys. B 21, L691 (1988).
⁵⁰R.Celiberto, T.N.Rescigno, Phys. Rev. A 47, 1939 (1993).
⁵¹J.R.Hiskes, J. Appl. Phys. 70, 3410 (1991).
⁵²M.Cacciatore, M.Capitelli, Chem. Phys. 55, 67 (1981).
⁵³M.Cacciatore, M.Capitelli, C.Gorse, J. Phys. D13, 575 (1980).
⁵⁴R.Celiberto, M.Capitelli, M.Cacciatore, Chem. Phys. 140, 209 (1990).
⁵⁵V.H.Dibeler, R.M.Reese, M.Krauss, J. Chem. Phys. 42, 2045 (1965).

表1 自然放出確率と参考文献

Transition	A coefficient (sec ⁻¹)	Ref.
B ¹ Σ _u ⁺ → X ¹ Σ _g ⁺	1.87 x 10 ⁹	6,7
C ¹ Π _u → X ¹ Σ _g ⁺	1.18 x 10 ⁹	6,7
E ¹ Σ _g ⁺ → B ¹ Σ _u ⁺	6.70 x 10 ⁶	8
a ³ Σ _g ⁺ → b ³ Σ _u ⁺	9.10 x 10 ⁷	9

表2 X¹Σ_g⁺からの励起断面積の参考文献

State	Rev.	Exp.	Theory
B ¹ Σ _u ⁺	3	19,20,21,22,23	4,12,26,27,28
C ¹ Π _u	3	20,21,22,23,24,25	26,27
E ¹ Σ _g ⁺	3		
a ³ Σ _g ⁺	3	23	13,14,29
b ³ Σ _u ⁺	3	11	12,13,14,15,16,17,18
c ³ Π _u	3	23	13,14

表3 式(10)中のフィッティングパラメータの値

	A	Ω	ν	γ
$B^1\Sigma_u^+$	0.173	0.623	1.30	
$C^1\Pi_u$	0.285	0.623	2.27	
$b^3\Sigma_u^+$	1.073	2.765		0.757
$c^3\Pi_u$	0.240	3.0		3.0

表4 自動電離しない励起振動準位と水素原子断面積 [34] に乗ずる値

n	4	5	6	7	≥8
V	0-3	0-2	0-1	0-1	0
factor	0.909	0.665	0.390	0.390	0.140

図の説明

図1

プラズマ周辺部の水素の”化学変化”。電子衝突により水素分子から、電子、水素分子イオン、プロトン、水素原子が作られる過程および水素原子からプロトンが作られる過程を示している。*印は、水素分子、水素原子、水素分子イオンの励起状態を表している。なお図中、”attractive”と書かれた列は水素分子および水素分子イオンの安定な励起準位を表している。”repulsive”と書かれた列は不安定な解離準位を表している。

図2

水素分子および水素分子イオンのエネルギー準位図(文献[2]より抜粋)。

図3

我々の用いた簡易化されたエネルギー準位図。nは融合原子の主量子数に相当する。n=2の準位は、 $B^1\Sigma_u^+$ 、 $C^1\Pi_u$ 、 $E^1\Sigma_g^+$ 、 $a^3\Sigma_g^+$ 、 $c^3\Pi_u$ 、 $b^3\Sigma_u^+$ を区別して扱った。n≥3の準位は一重項状態、三重項状態を区別した。

図4

基底準位 $X^1\Sigma_g^+$ から一重項 $B^1\Sigma_u^+$ 、 $C^1\Pi_u$ 、および三重項 $a^3\Sigma_g^+$ 、 $b^3\Sigma_u^+$ 、 $c^3\Pi_u$ へ励起断面積。(a) $B^1\Sigma_u^+$ 、(b) $C^1\Pi_u$ 、(c) $a^3\Sigma_g^+$ 、(d) $b^3\Sigma_u^+$ 、(e) $c^3\Pi_u$ 。

図5

文献[32]の図1を抜粋。電離断面積のしきい値エネルギー付近の値(文献[32]による実験値:○の付いた実線)。文献[55]による光電離効率の値(△の付いた実線)も示されている。下部の実線は直接電離断面積をフランクコンドン因子から計算した値である。この値の絶対値は、電離しきい値エネルギーより3eV高いエネルギー部分で計算値を実験値に規格化することにより決定している。この実線と○の付いた実線との差

が自動電離断面積に対応する。

図 6

$P_{H_2^*}$ の電子温度依存性。

図 7

$P_{H_2^*}$ に対する 4 つの過程の内訳。線の意味は図中に示している。(a) 電子温度 5 eV、(b) 20 eV、(c) 100 eV。

図 8

$P_{H_2^H}$ の電子温度依存性。

図 9

$P_{H_2^H}$ に対する 5 つの過程の内訳。線の意味は図中に示している。(a) 電子温度 5 eV (矢印は励起振動準位を経由する過程)、(b) 20 eV、(c) 100 eV。

図 10

$P_{H_2^{H^{2+}}}$ の電子温度依存性。

図 11

$P_{H_2^{H^+}}$ の電子温度依存性。

図 12

D_{H_2} の電子温度依存性。

図 13

$H\alpha$ 発光線強度と電離量との関係。励起水素原子が水素分子から作られる場合 ($P_{H_2^*} n_{H_2} n_e / A(3,2) R_2(3) n_{H_2} n_e$) および水素原子基底状態から作られる場合 ($P_H^* n_H n_e / A(3,2) R_1(3) n_H n_e$) が記されている。

図 14

実効的な電子エネルギー損失の速度係数 (実線) および輻射によるエネルギー損失の速度係数 (破線)。

図 15

電子温度 5 eV での振動準位ポピュレーション分布。

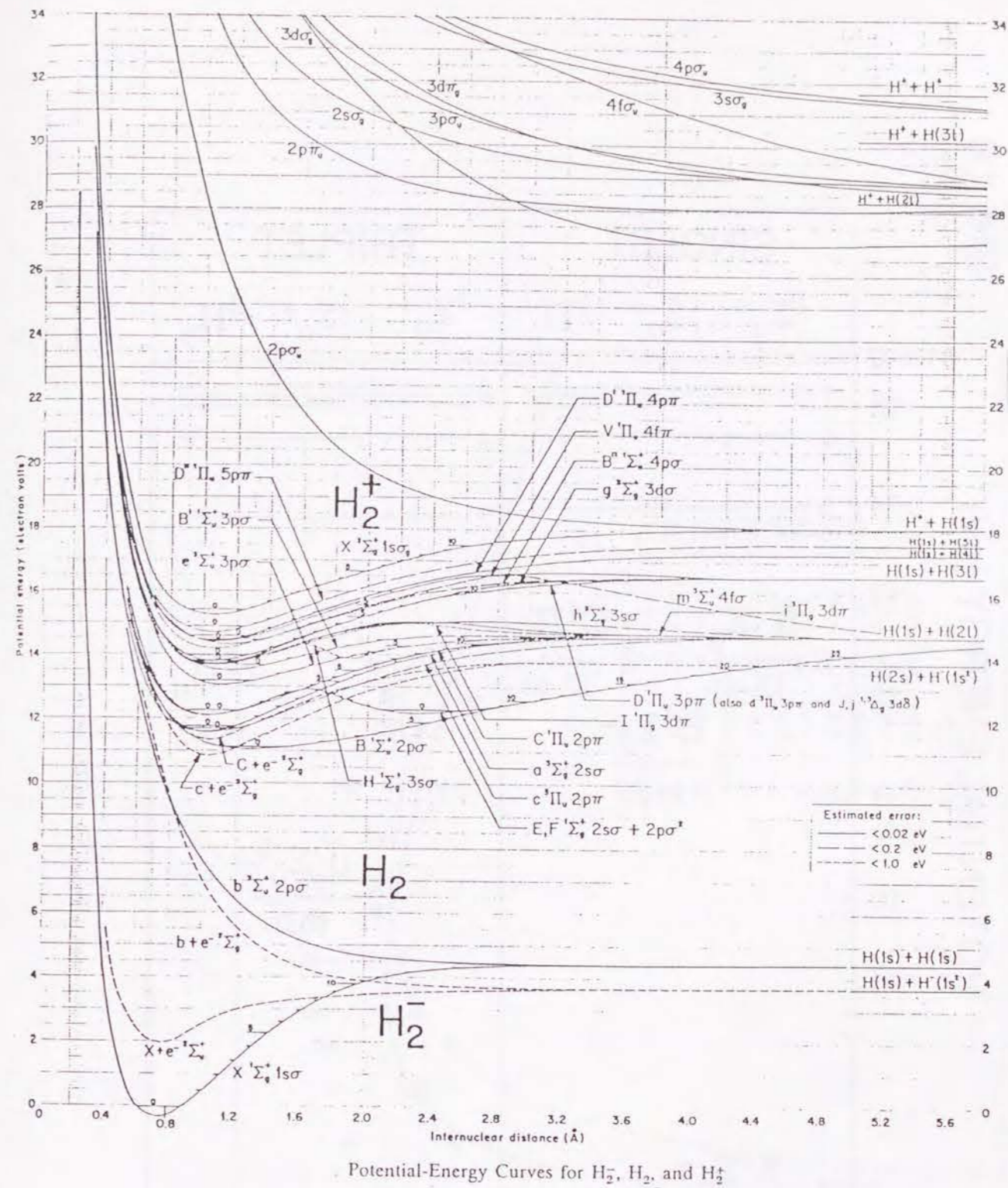
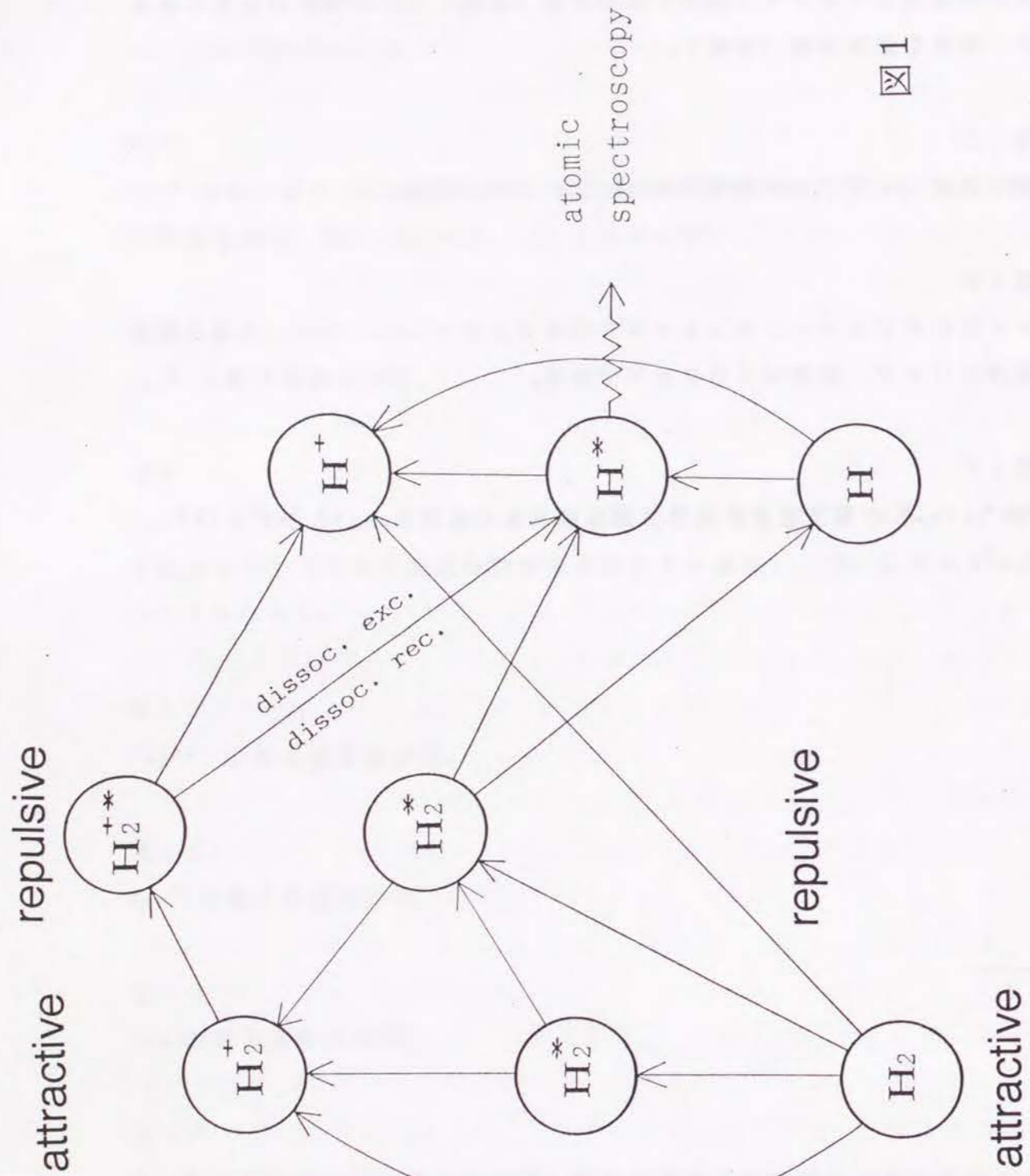
図 16

$v=0$ のポピュレーションと $v \neq 0$ のポピュレーションの比。実線は電子温度 20 eV、破線は 100 eV である。

図 17

$P_{H_2^*}$ 、 $P_{H_2^H}$ の電子密度依存性 (電子温度 20 eV)。(a) $P_{H_2^*}$ 、(b) $P_{H_2^H}$ 。





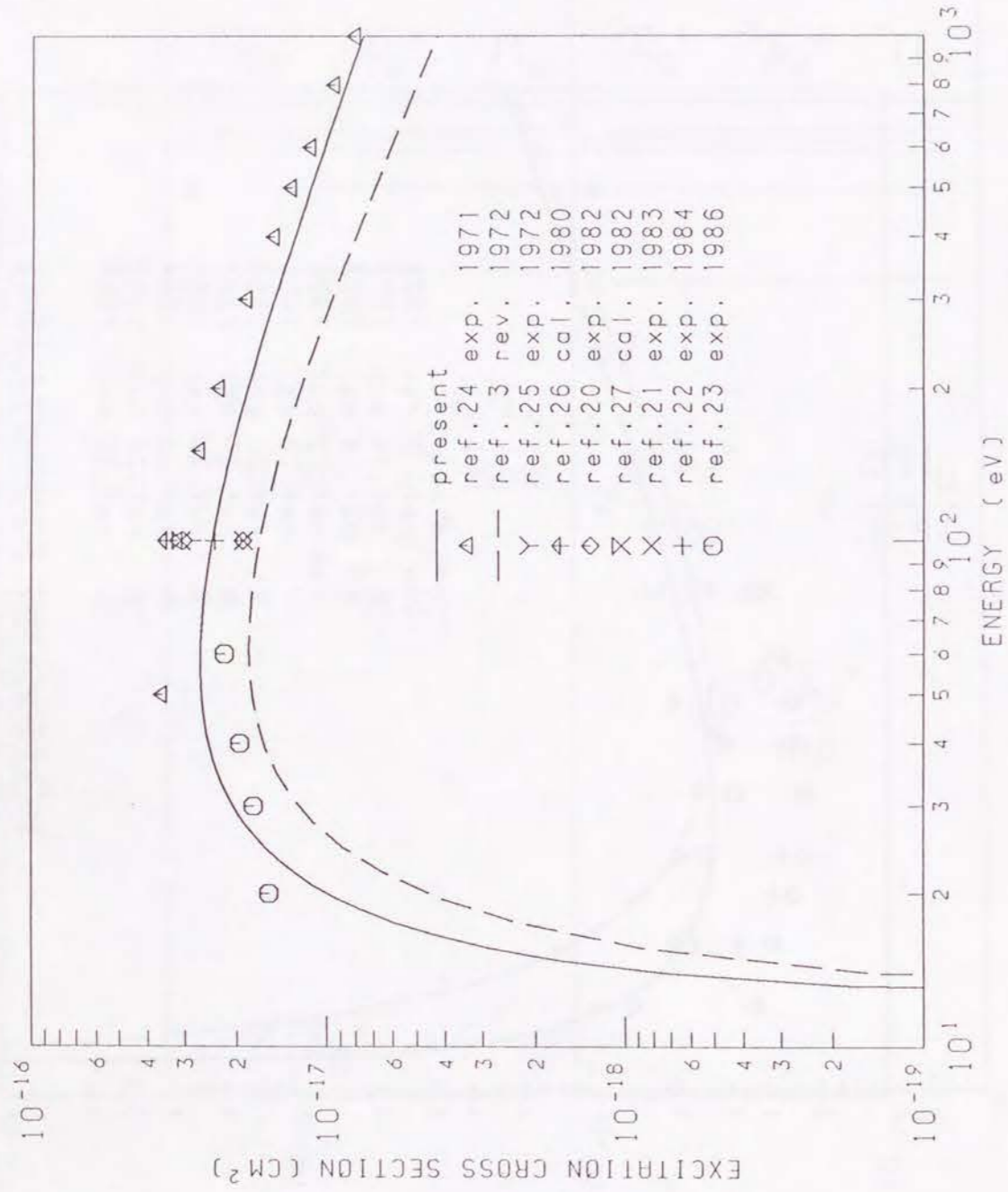


图 4 (b)

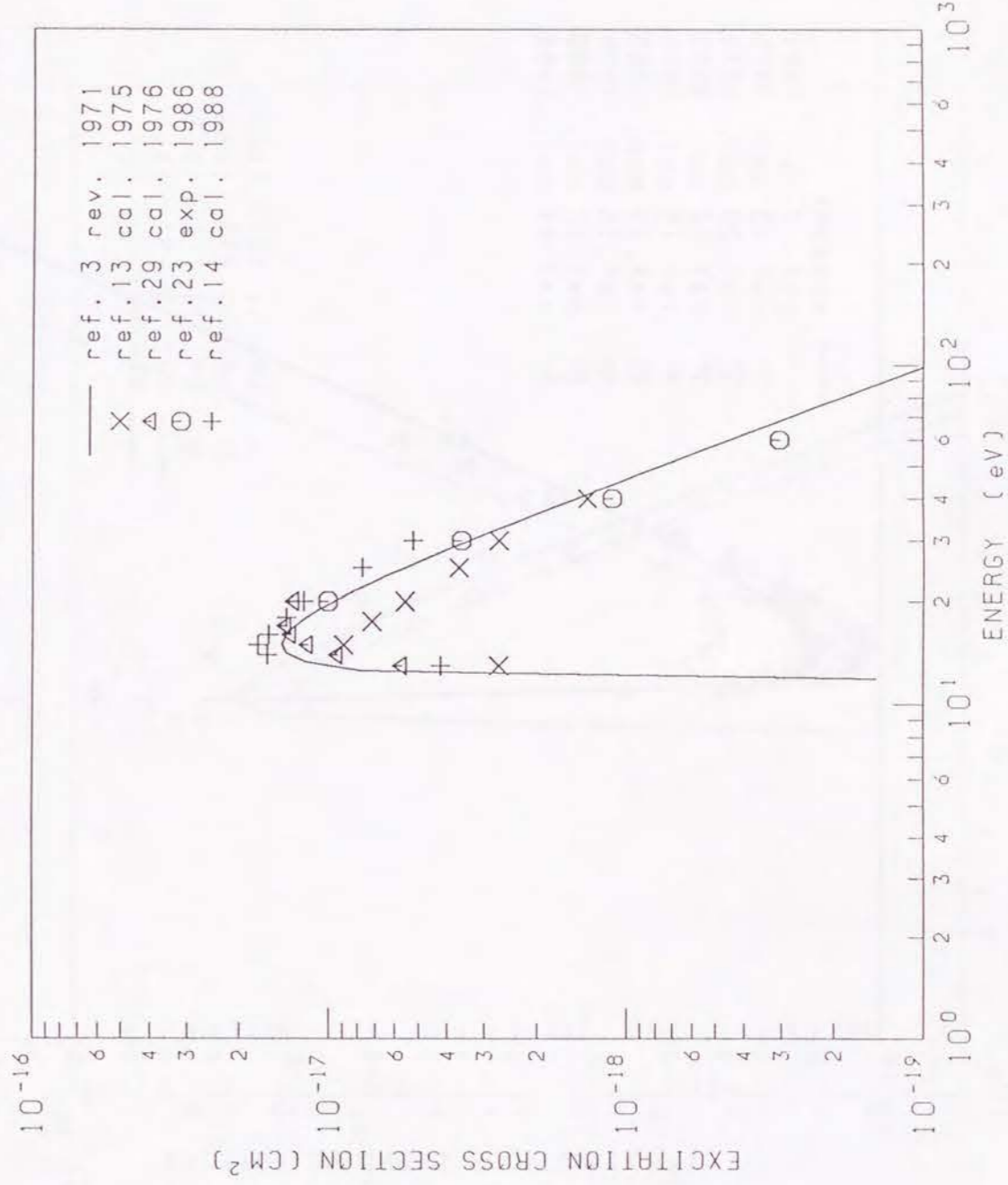


图 4 (c)

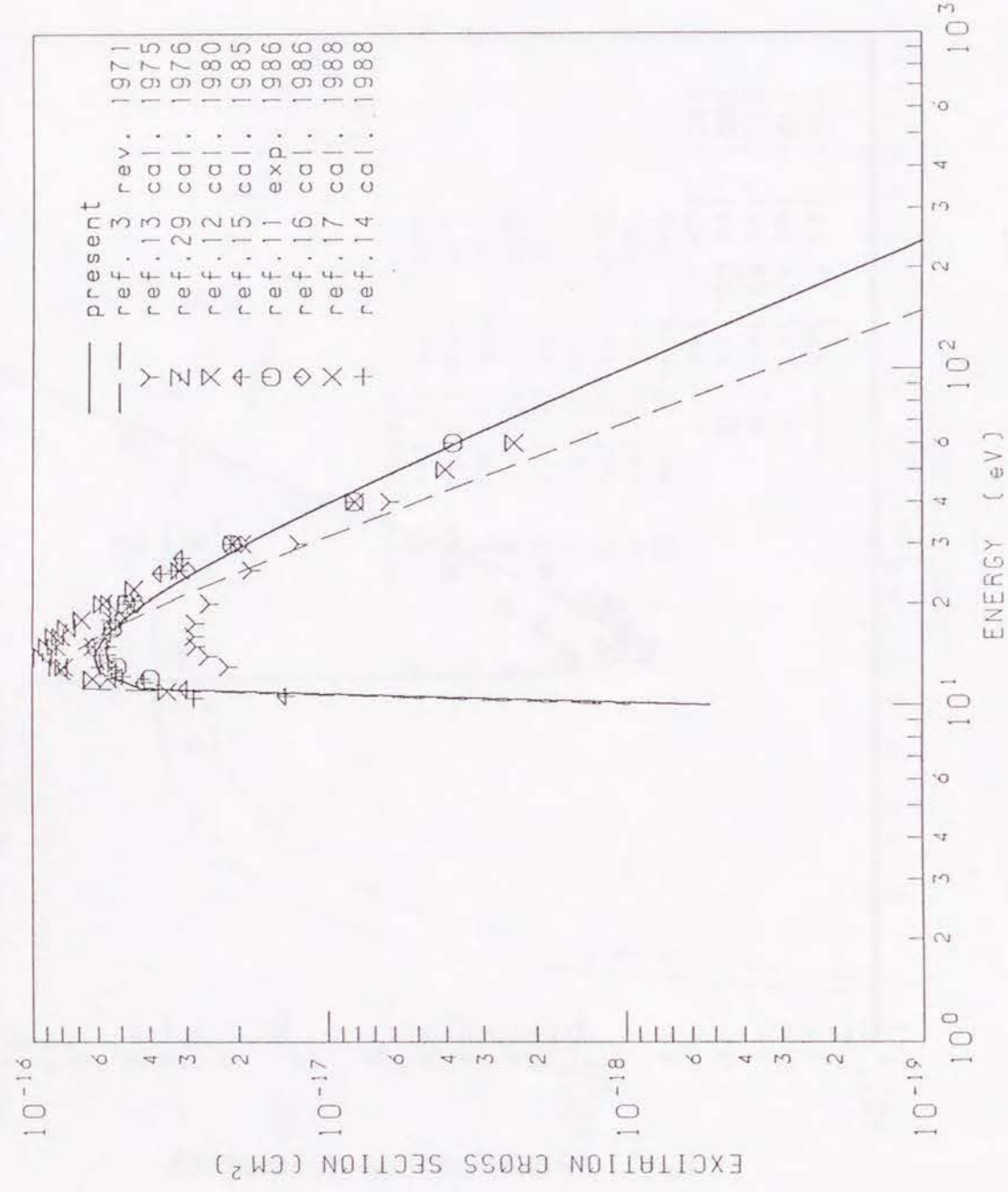


图4 (d)

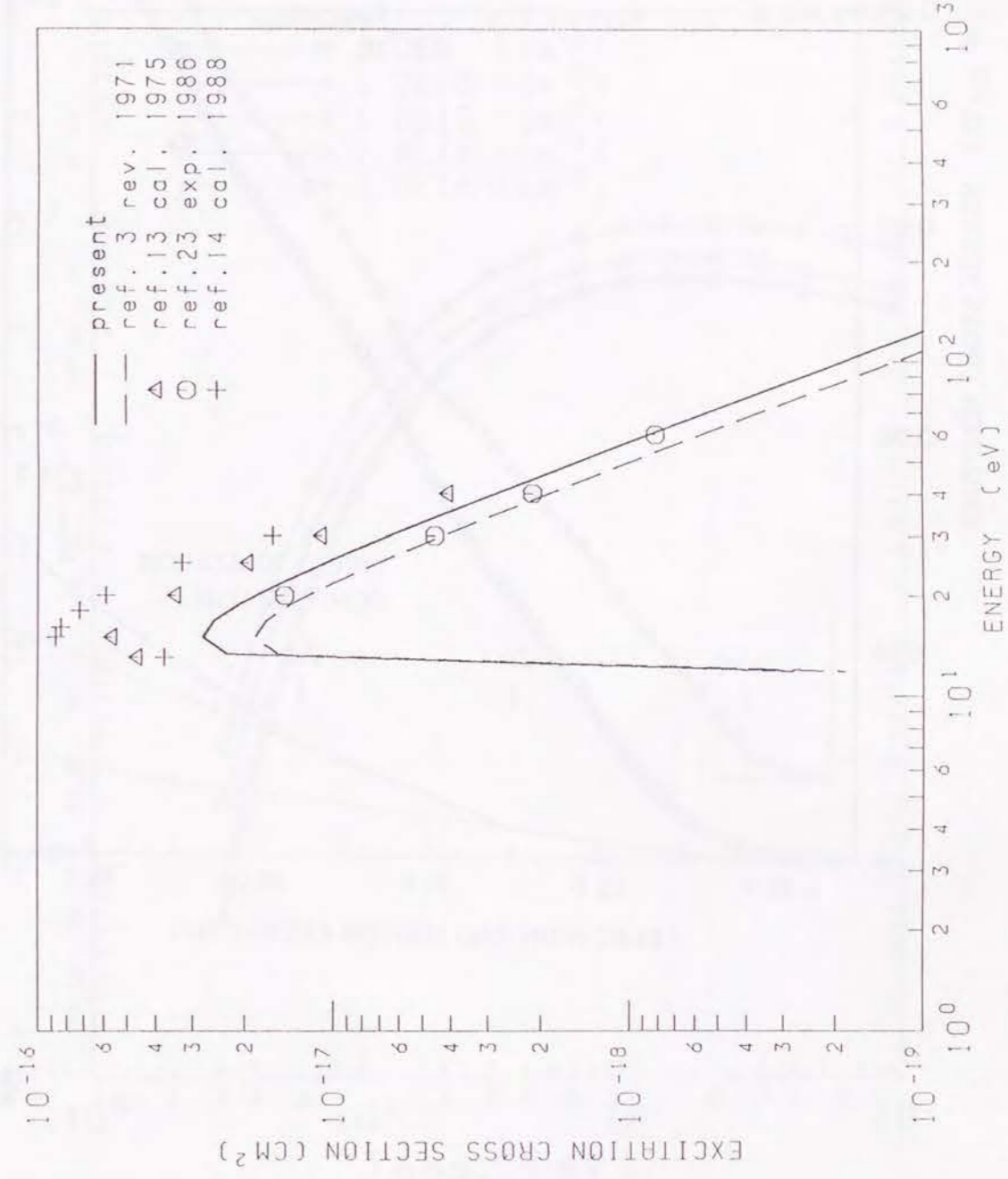
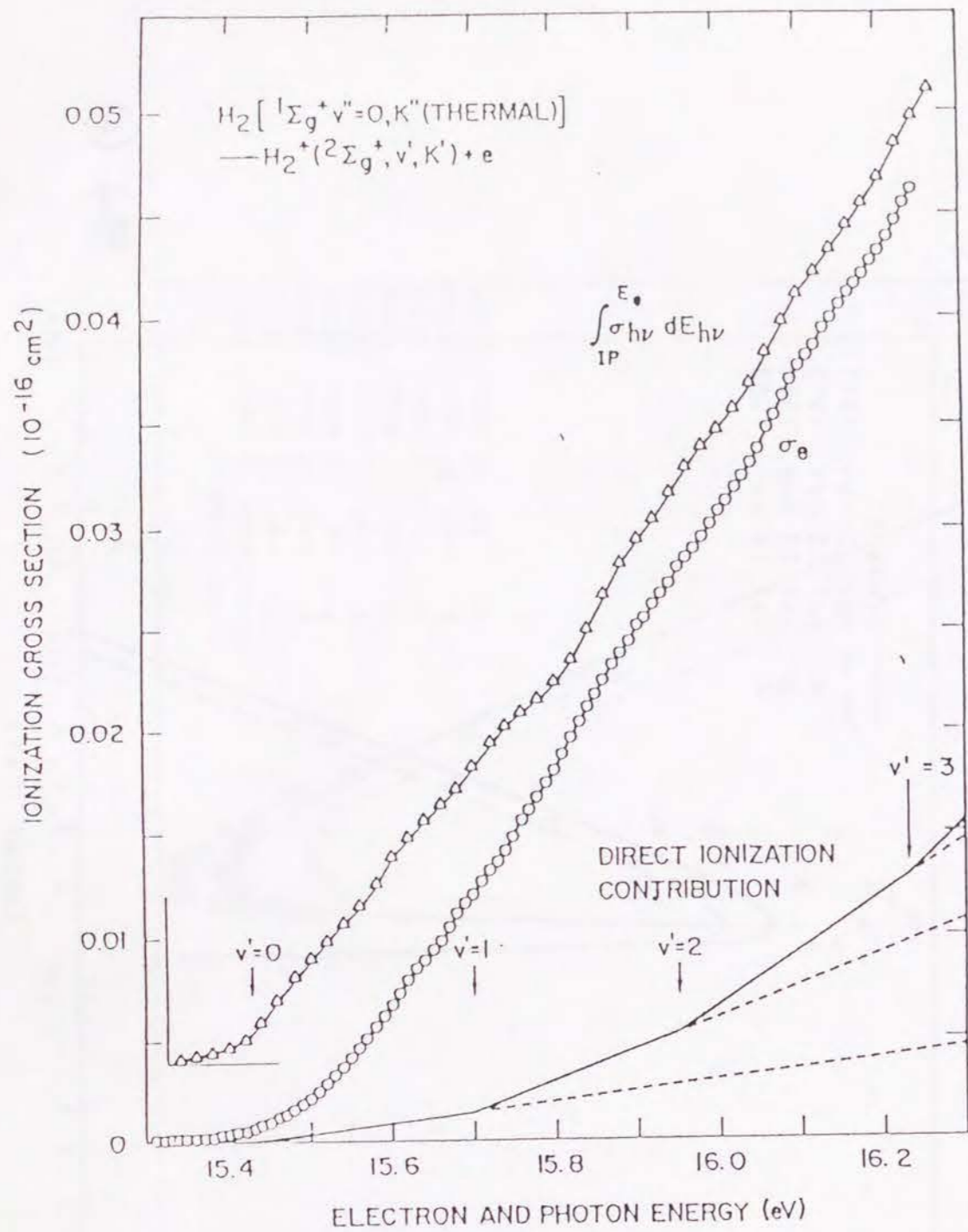
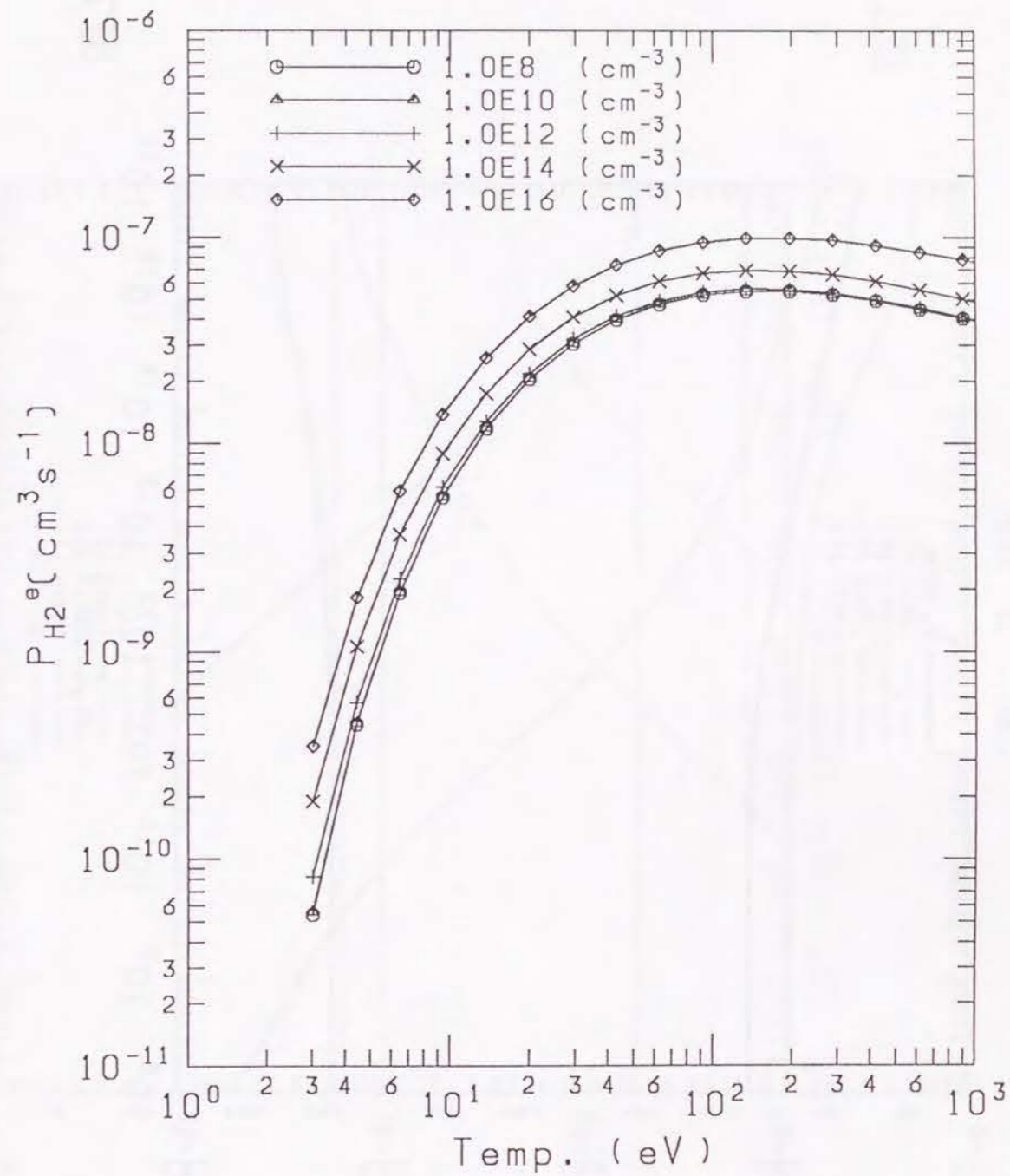


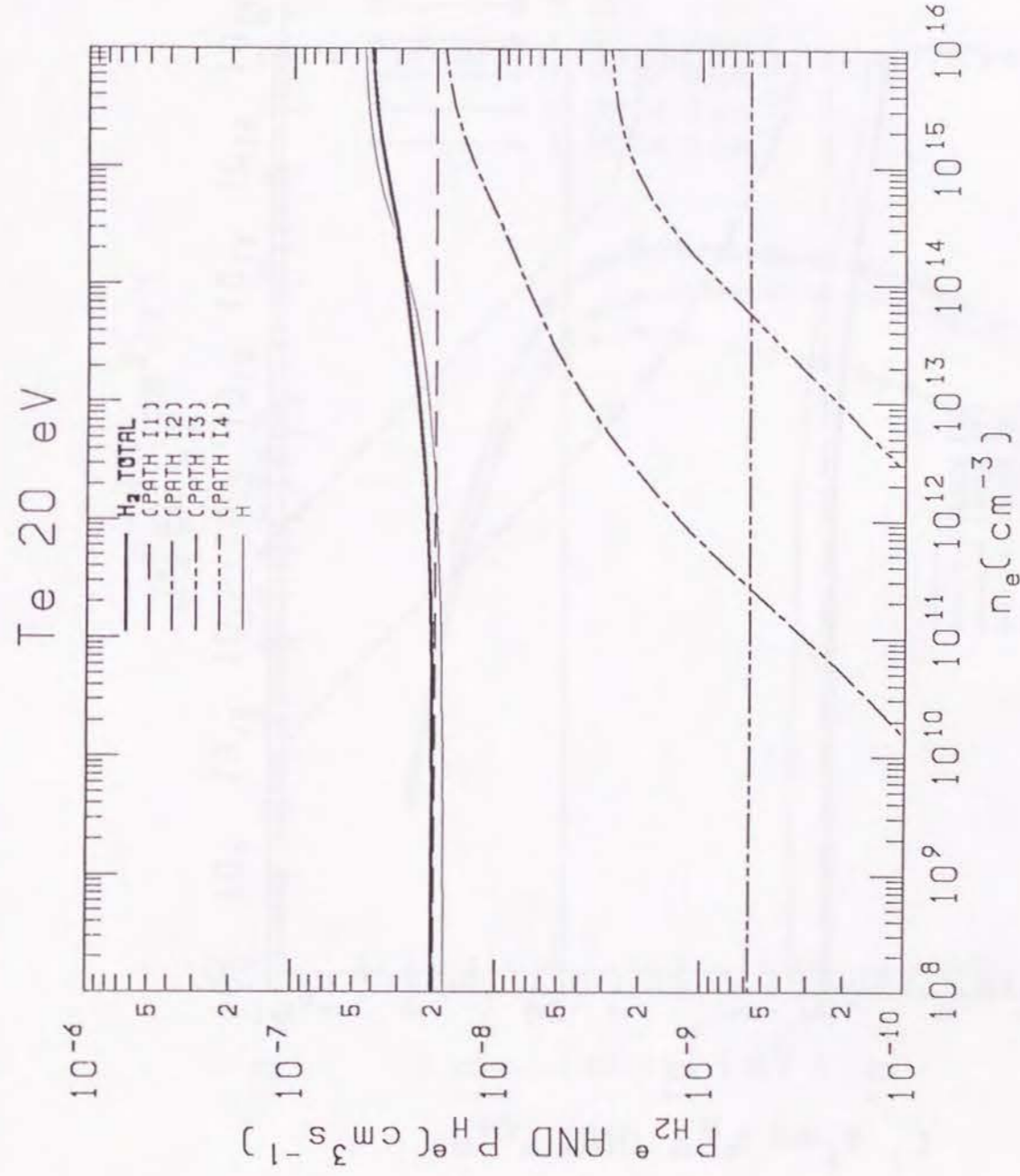
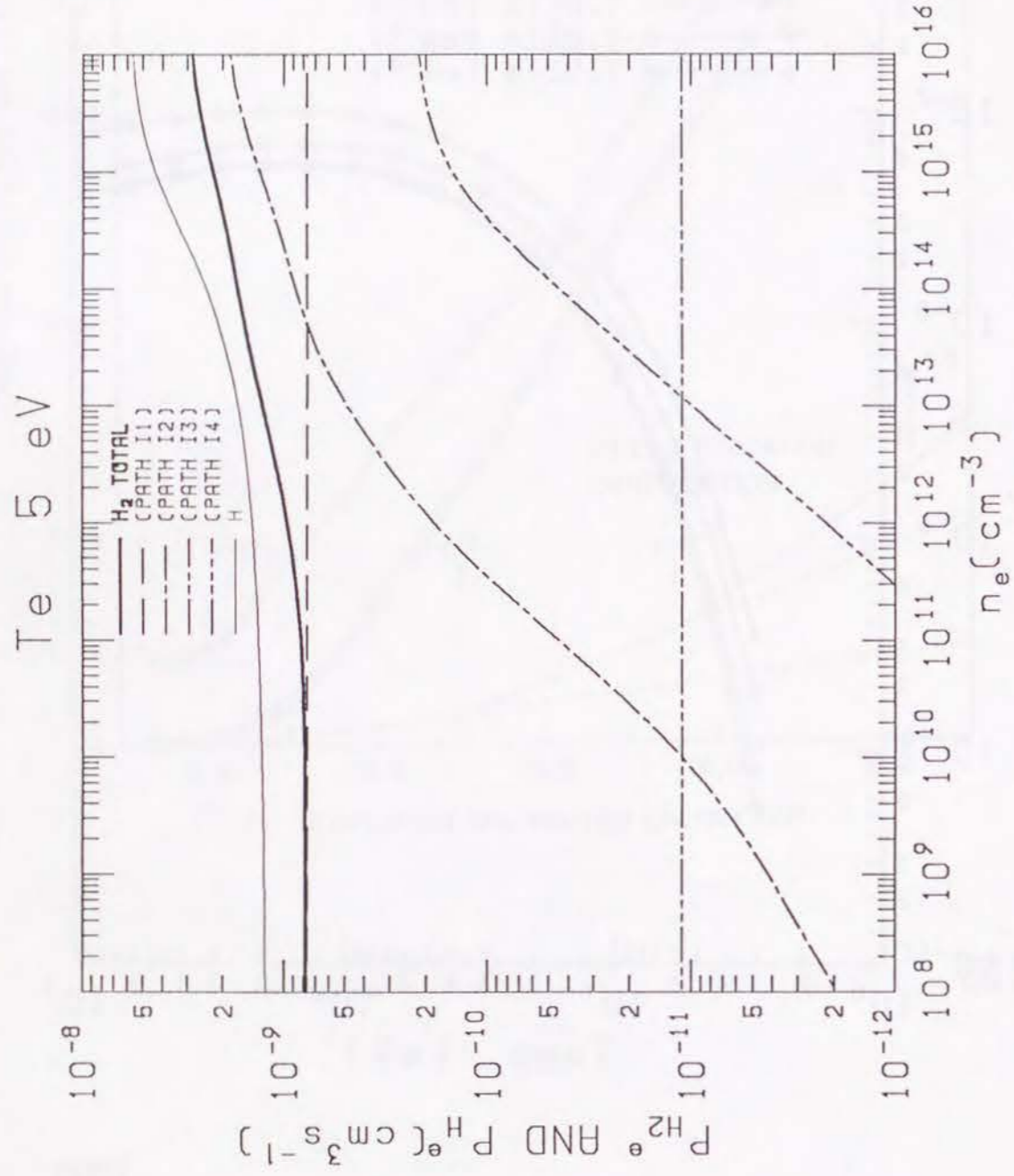
图4 (e)



⊗ 5



⊗ 6



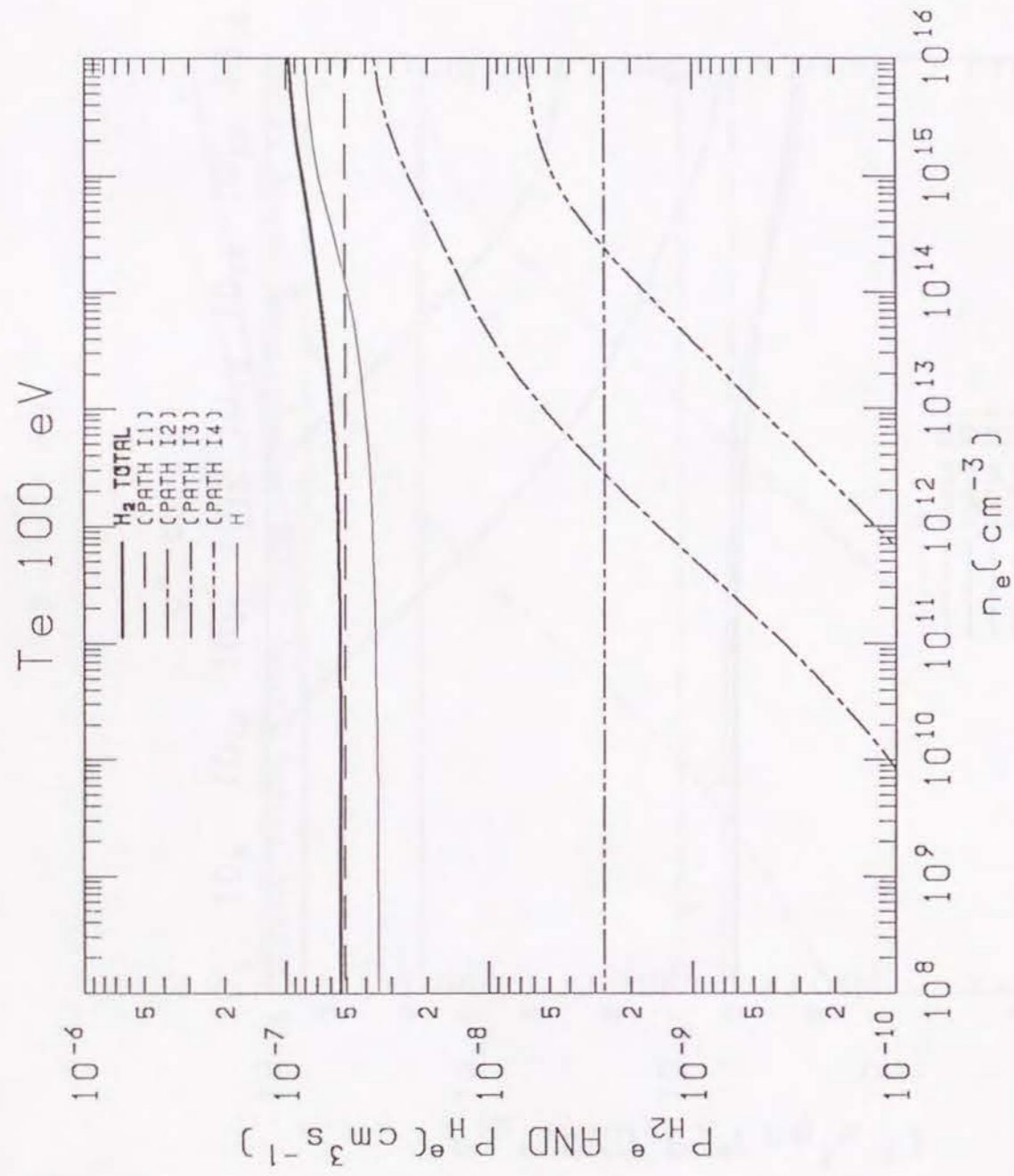


图7 (c)

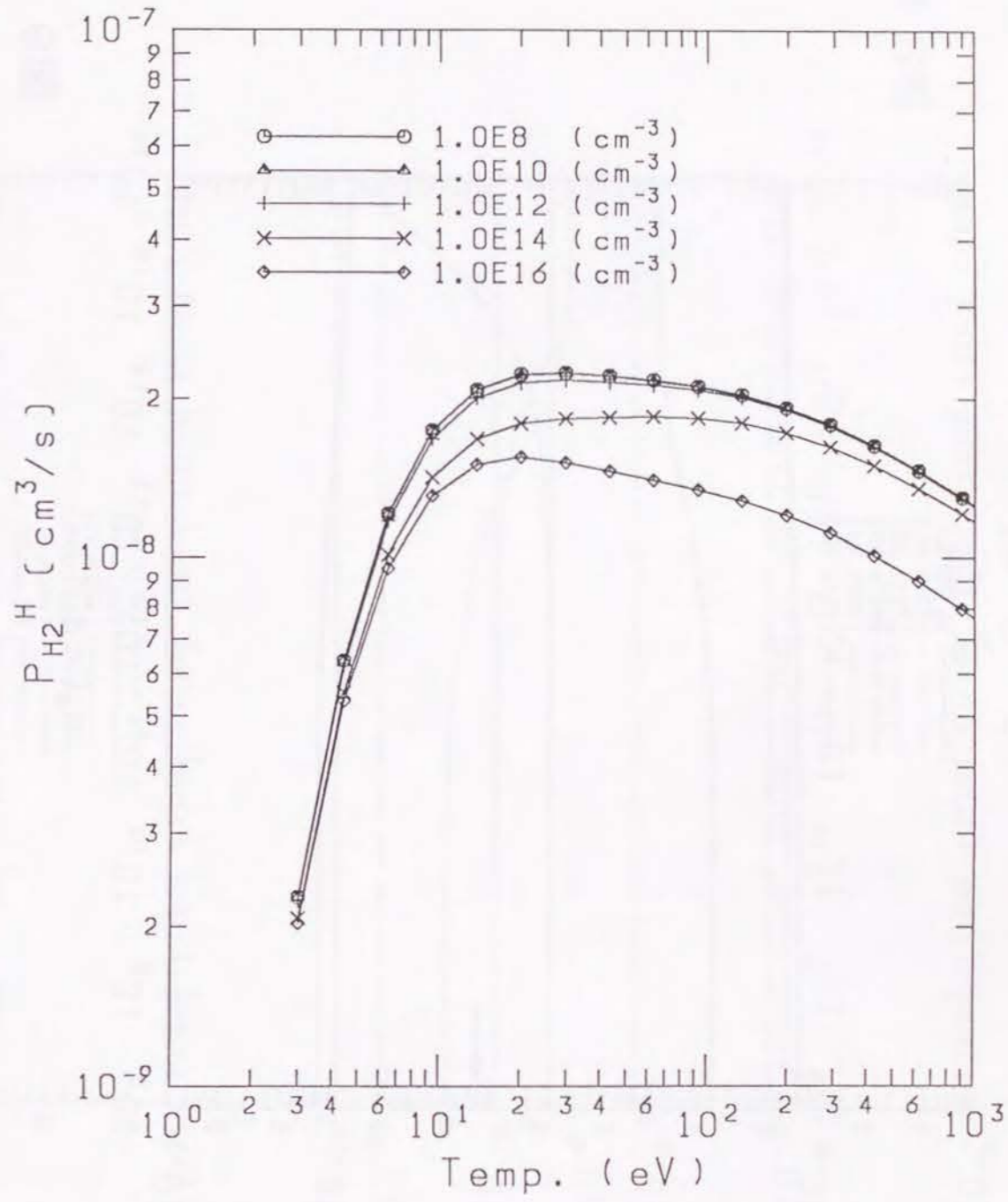


图8

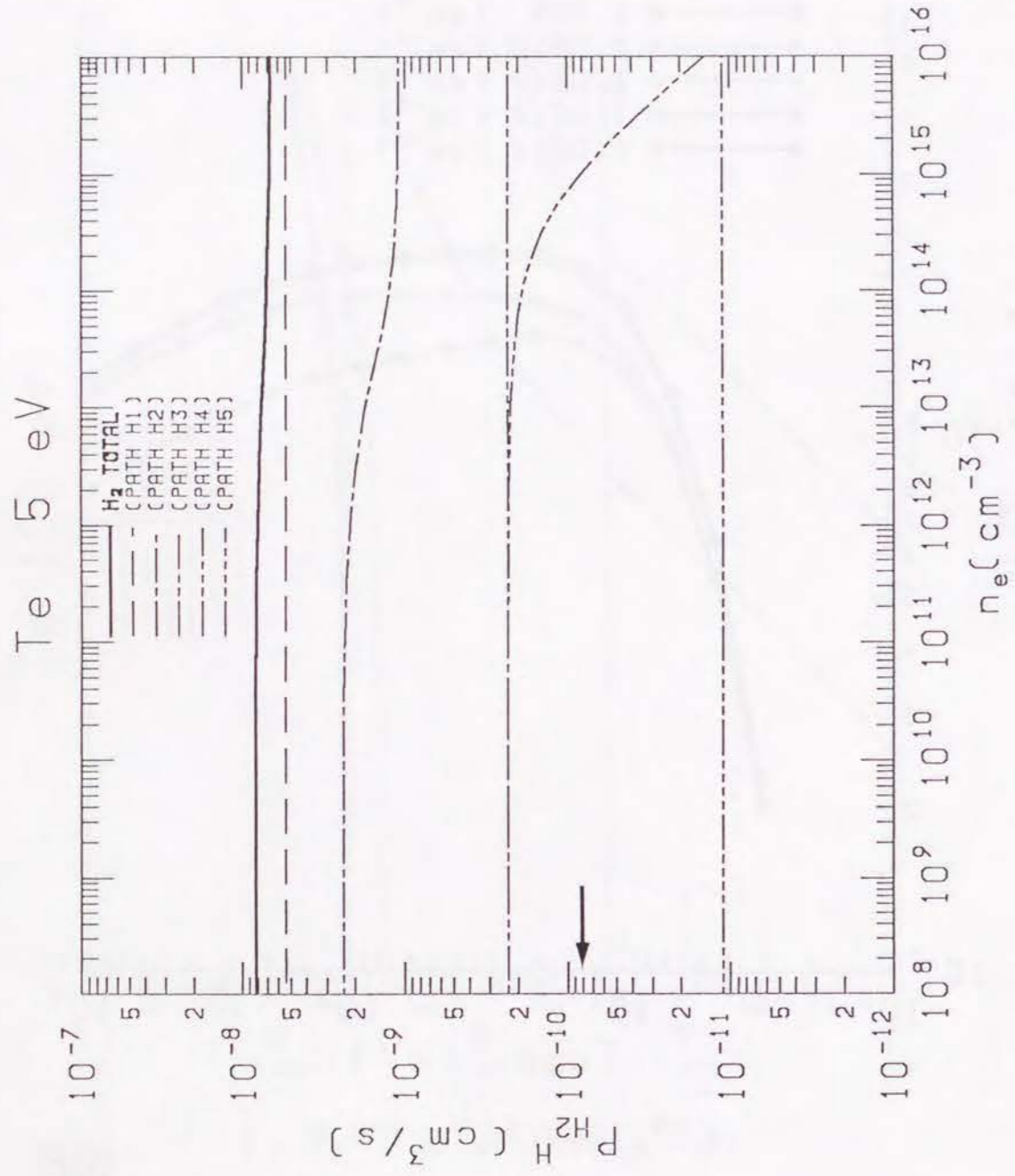


图9 (a)

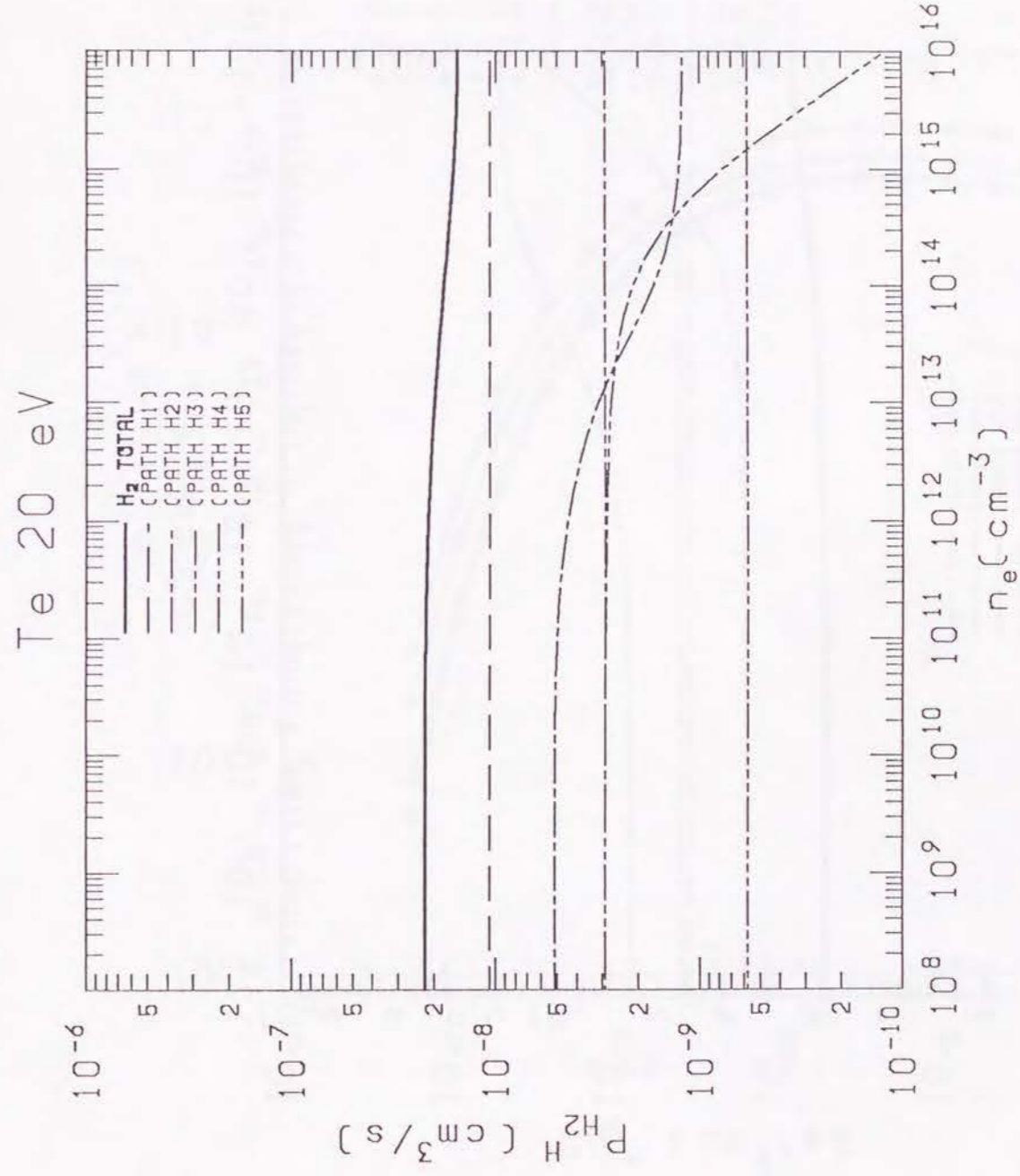


图9 (b)

Te 100 eV

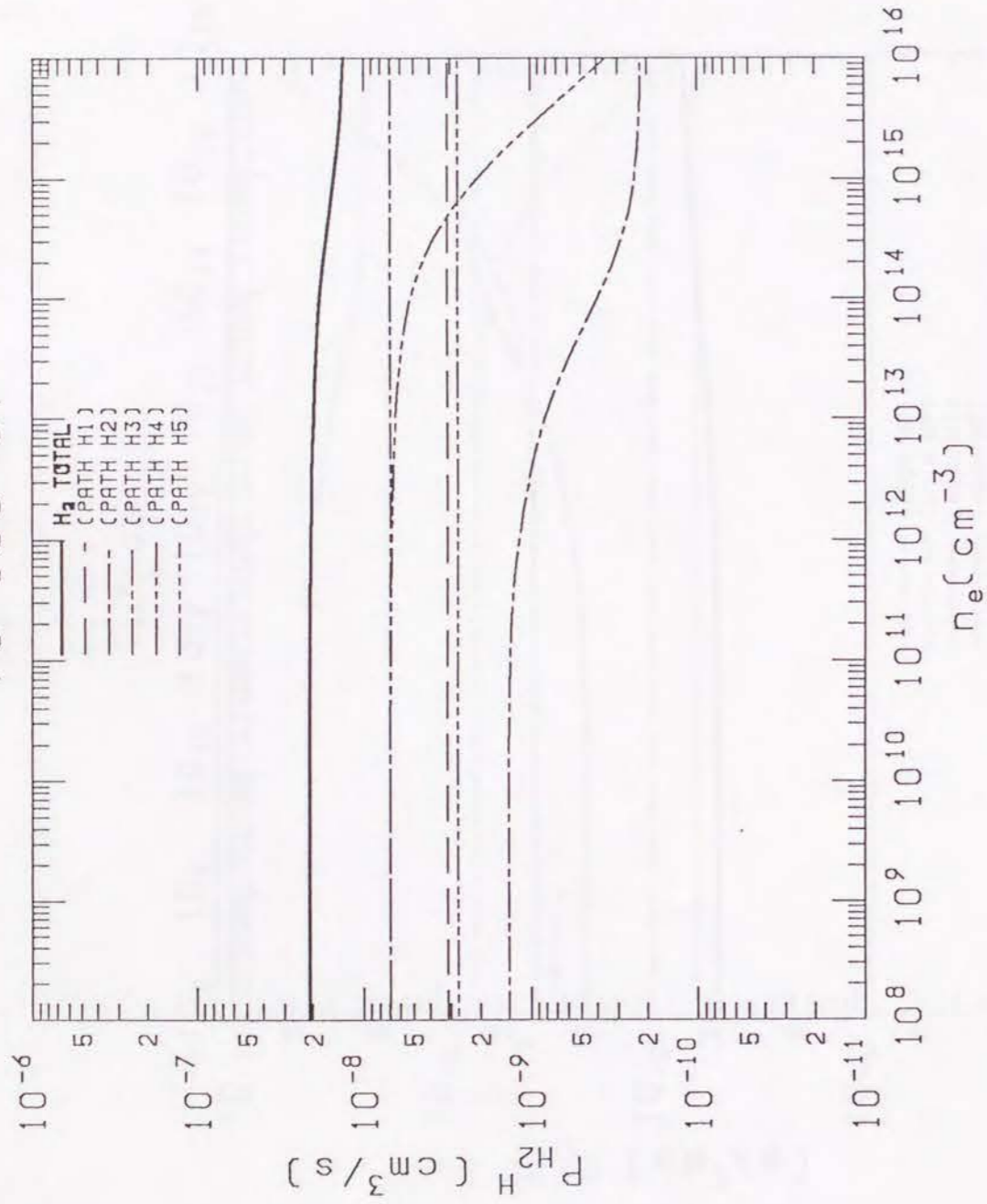


图9 (c)

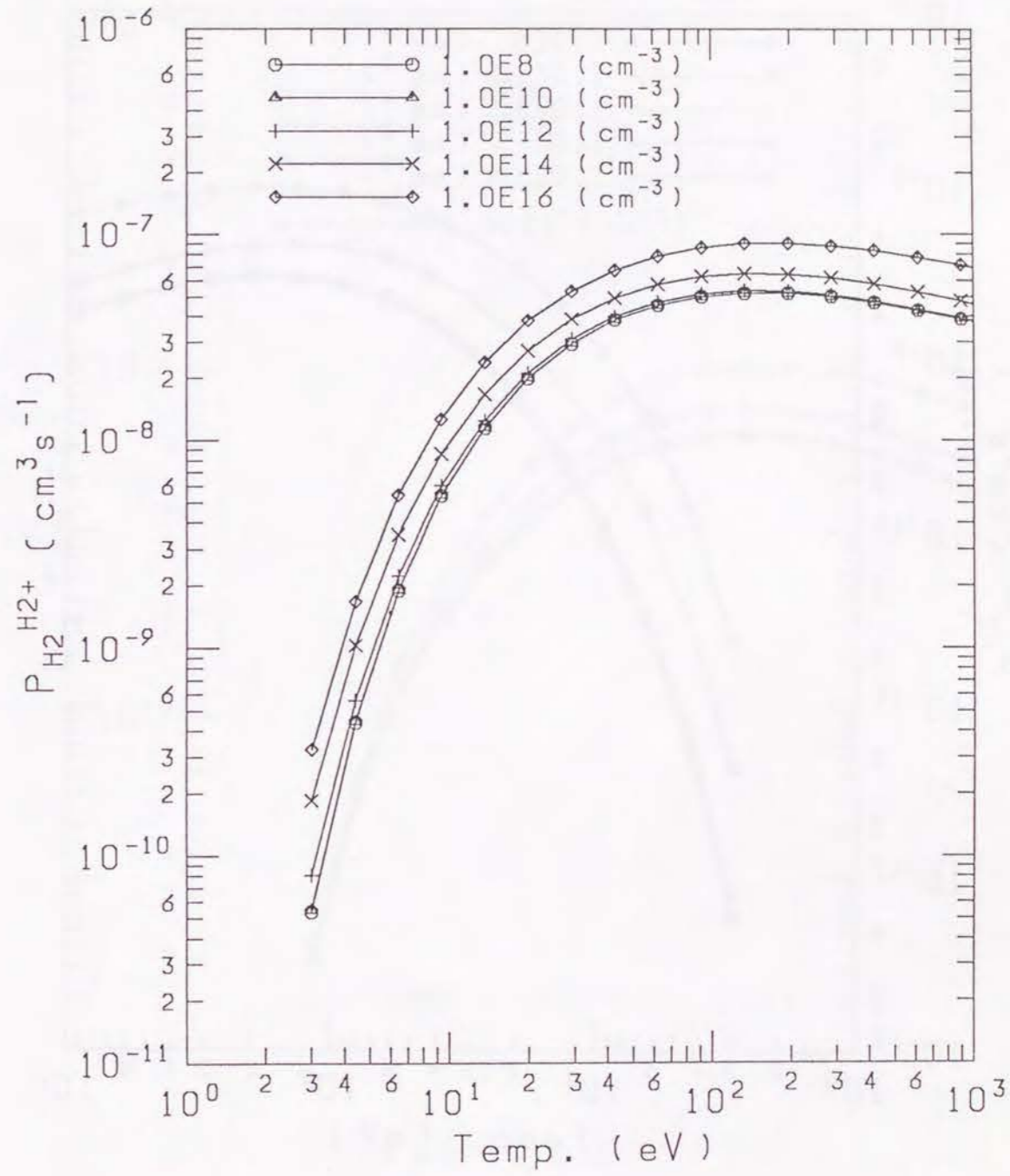


图10

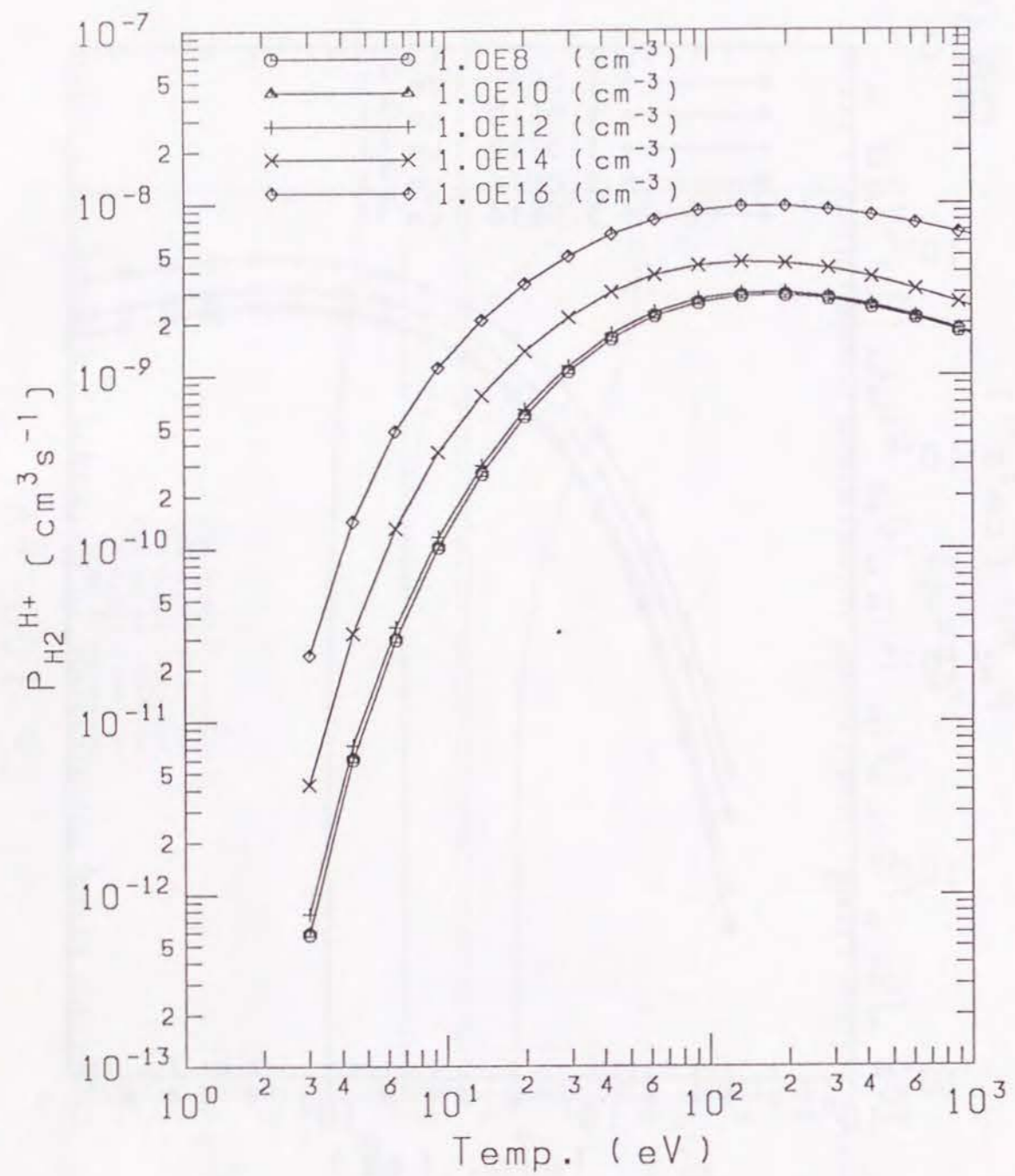


图 11

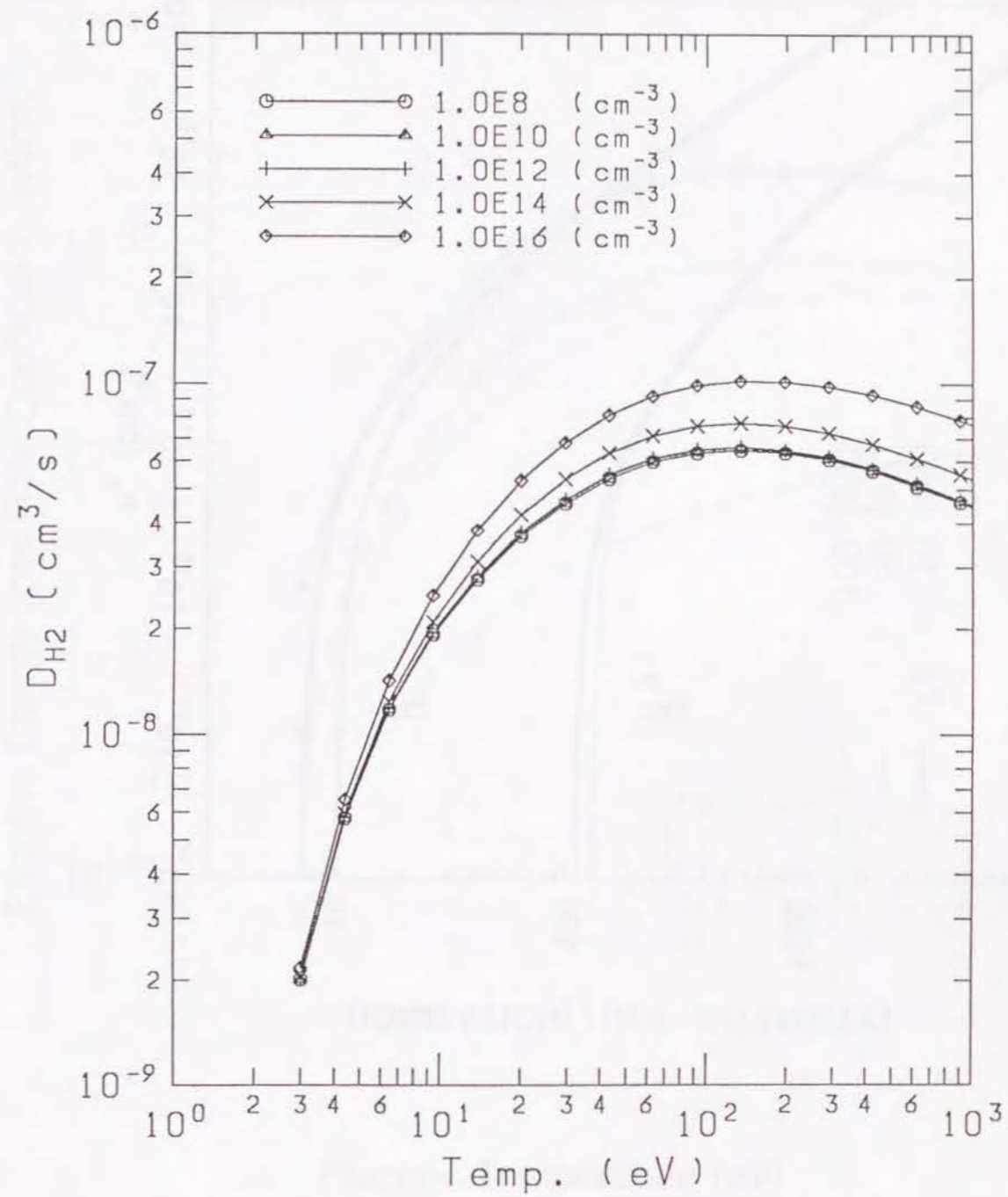


图 12

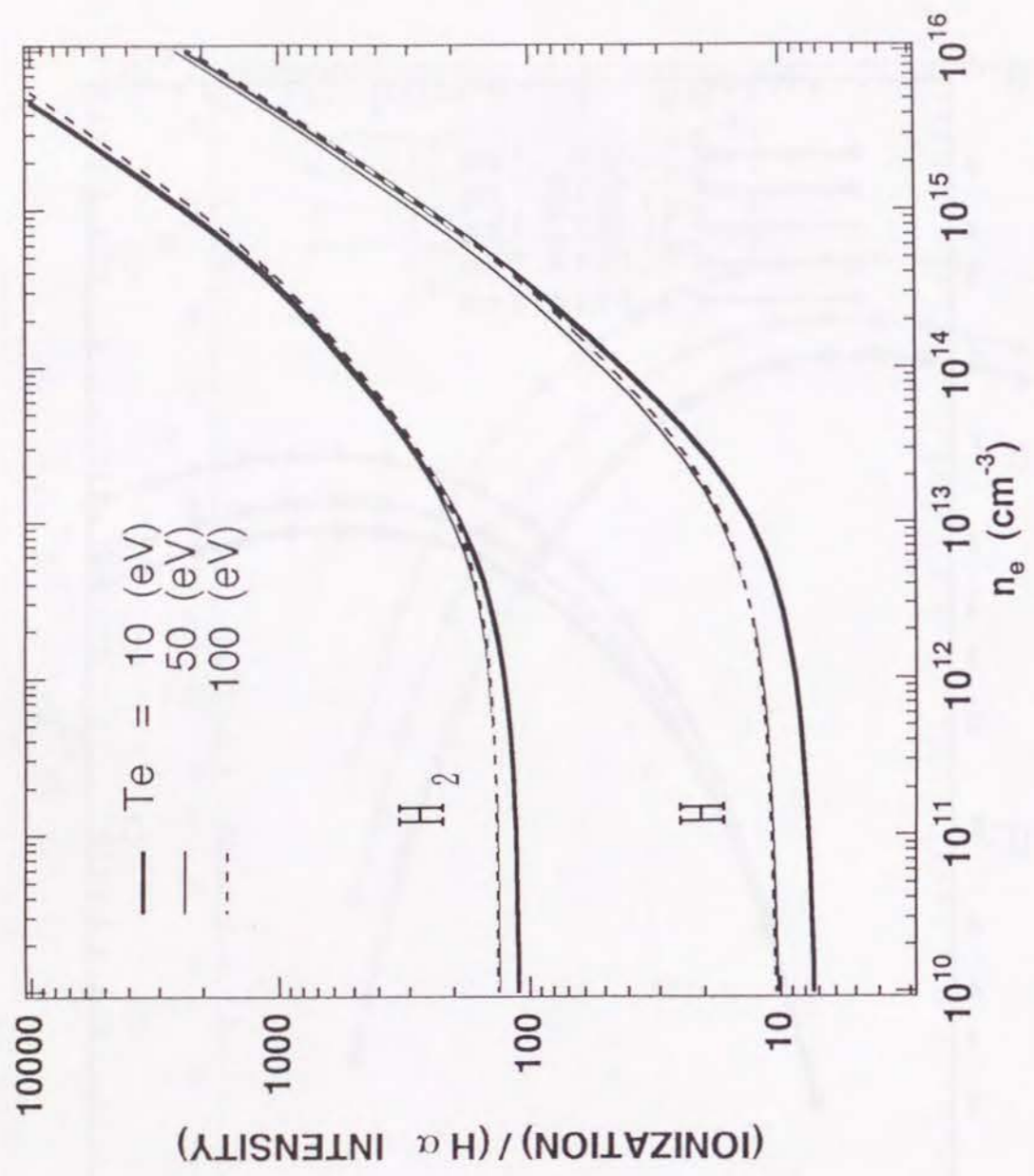


图13

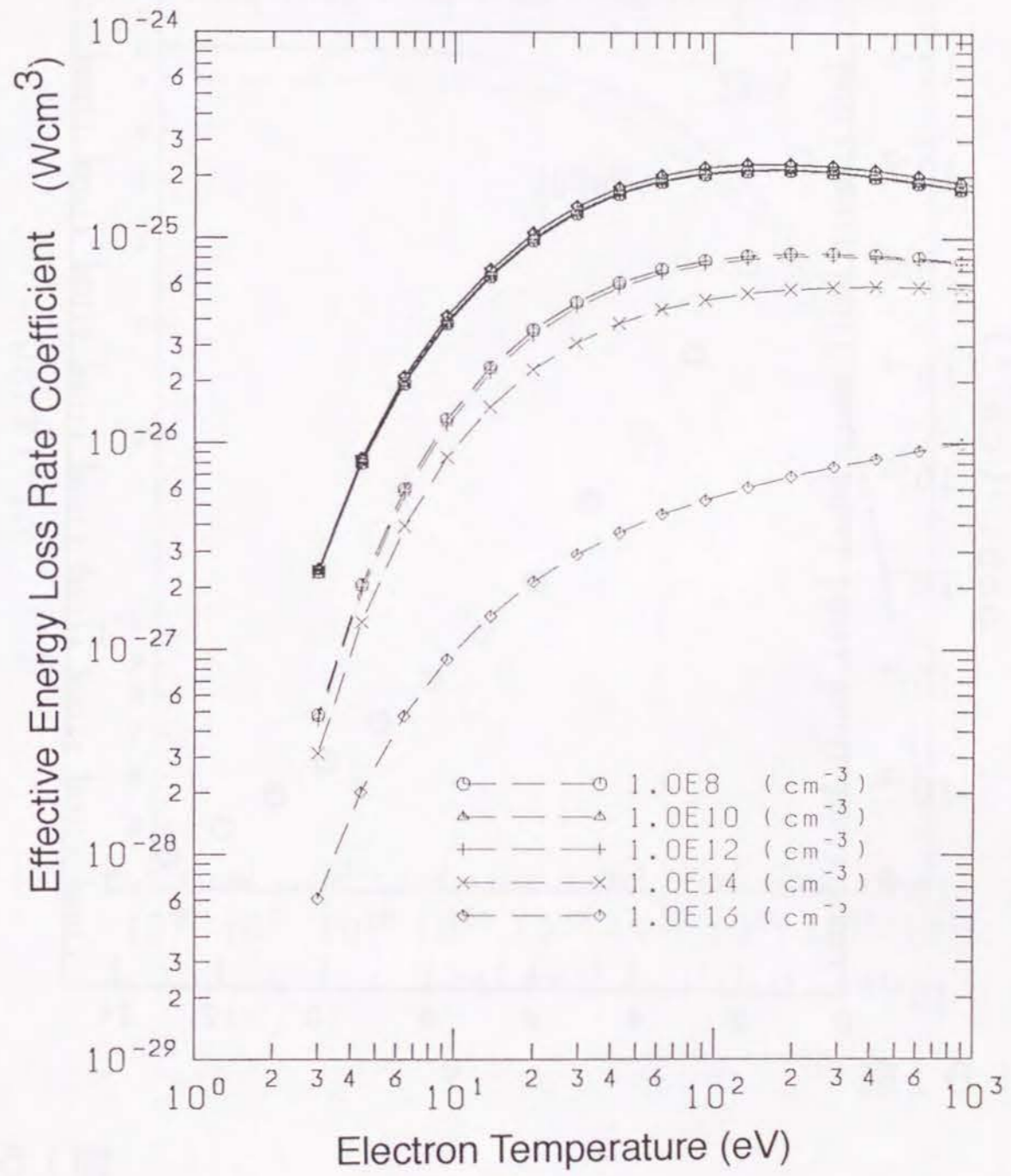


图14

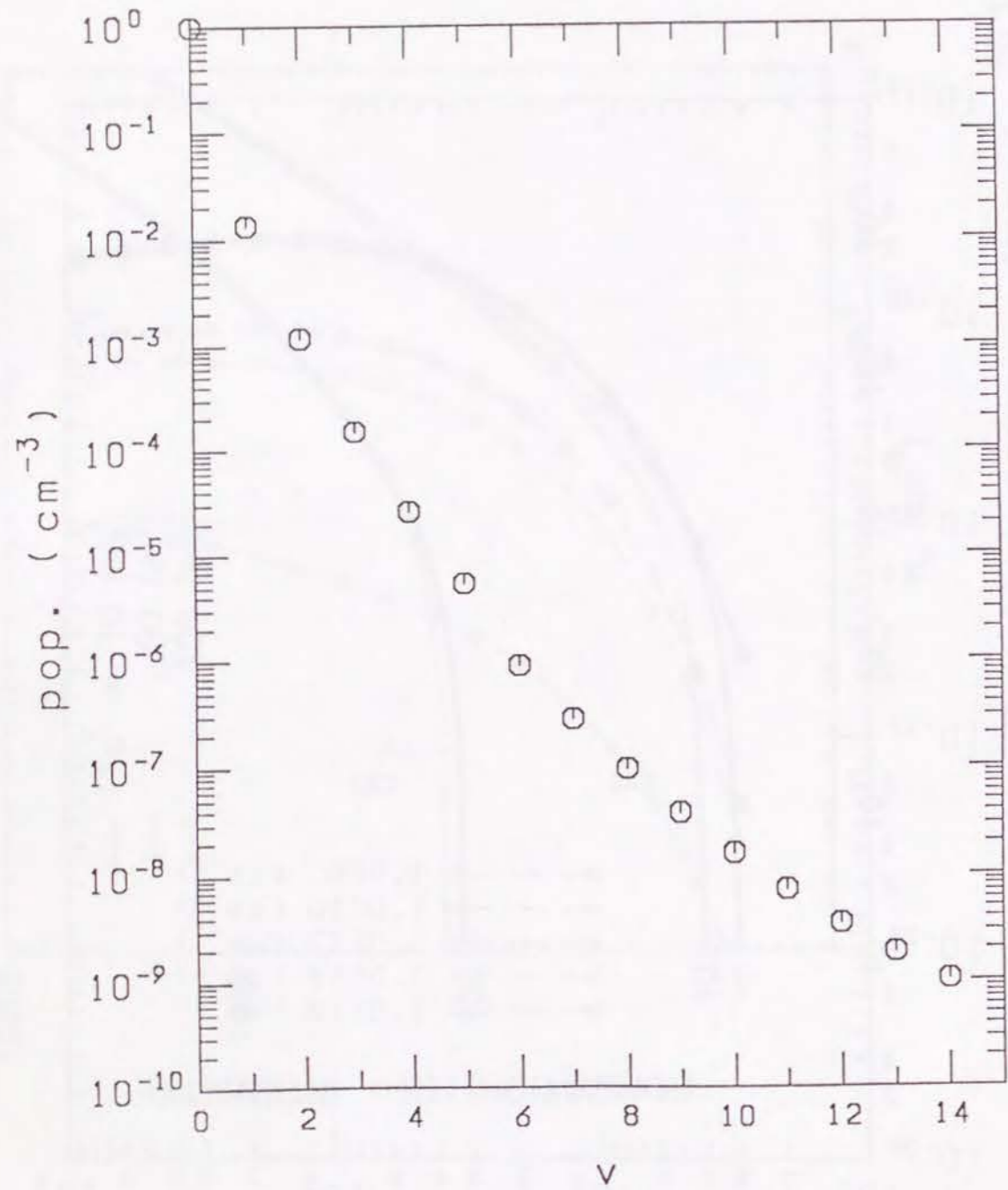


图 15

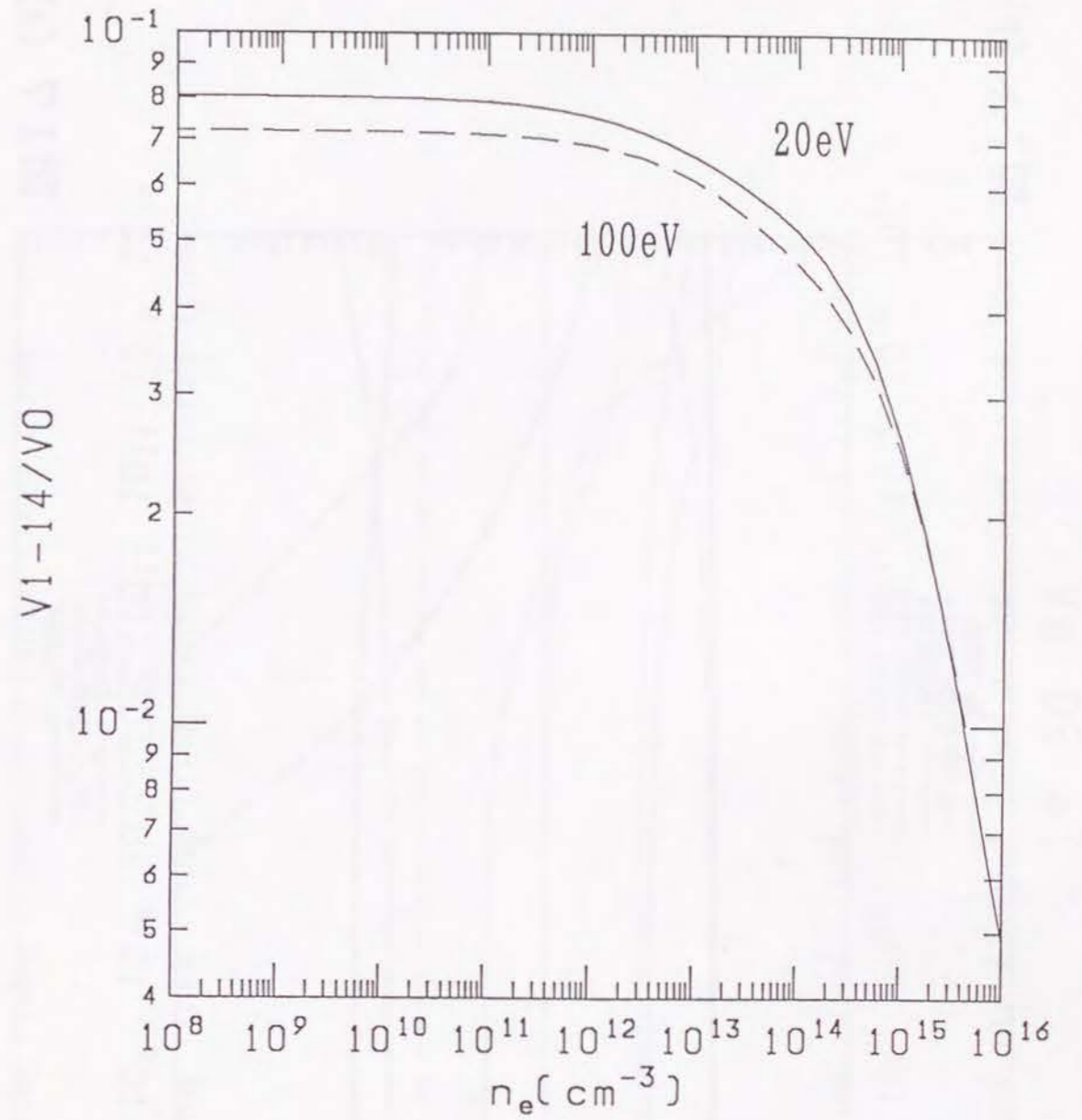
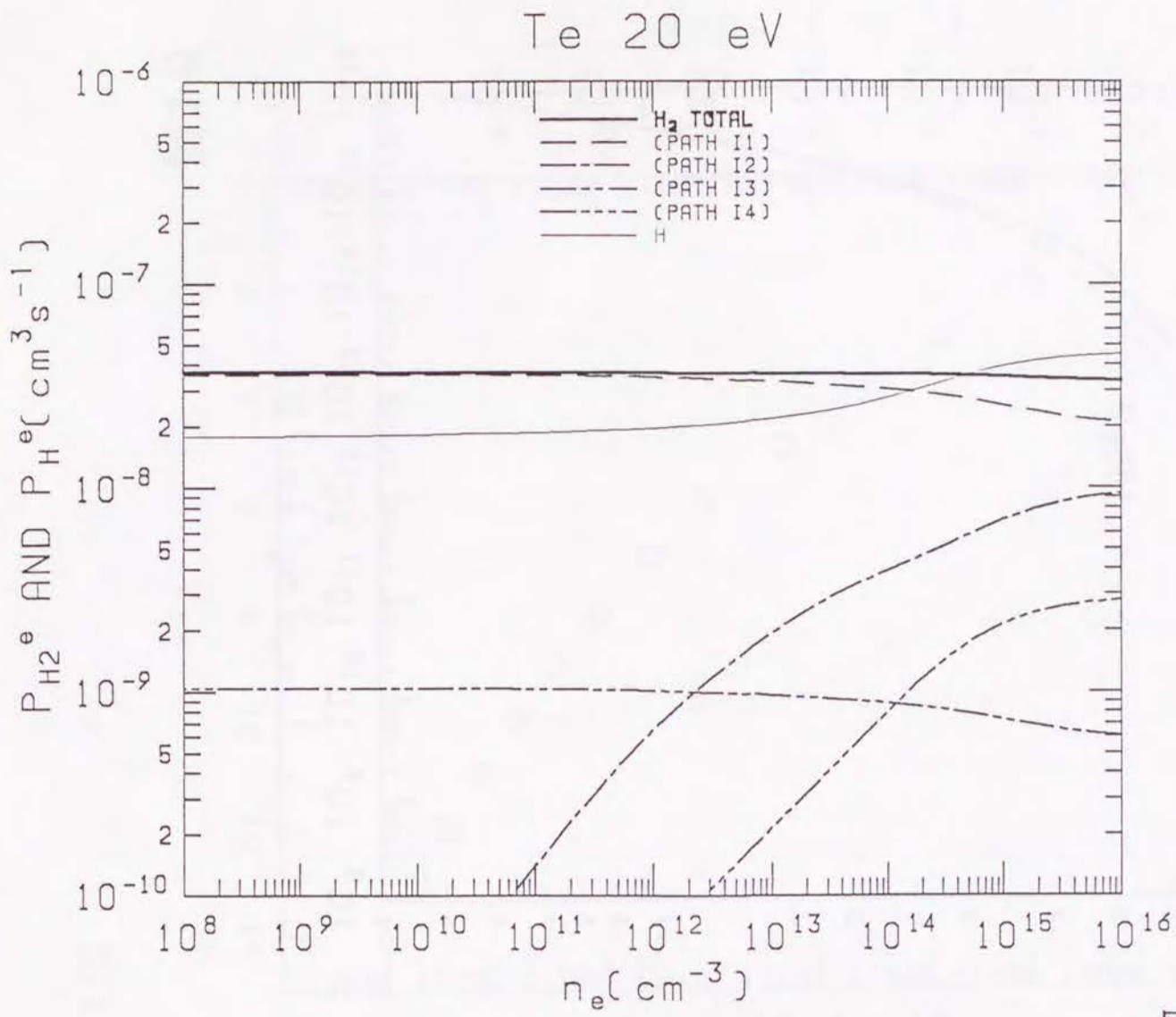
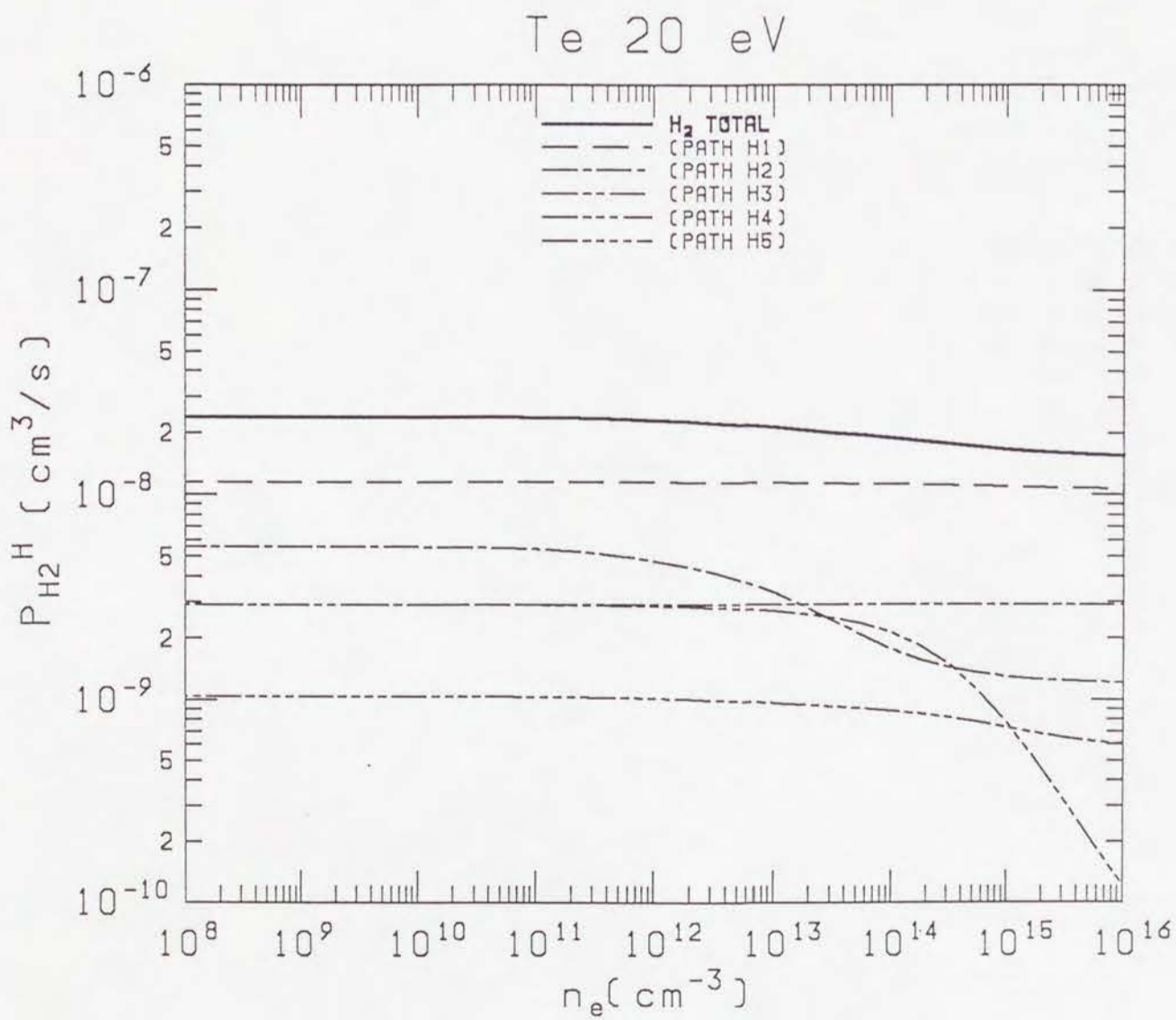


图 16



⊠17 (a)



⊠17 (b)

第 4 章 実験装置

4.1.	WT-3 トカマク	4-1
4.2.	分光システム	4-1
4.2.1.	集光系	4-1
4.2.2.	分光器	4-2
4.2.3.	検出器	4-2
4.2.3.1.	光電子増倍管	4-3
4.2.3.2.	マルチチャンネル検出器およびデータ 収集・制御システム	4-3
4.3.	感度校正およびデータ解析法	4-4
4.3.1.	感度校正	4-4
4.3.2.	データ解析法	4-5
	参考文献	4-8

4.1. WT-3 トカマク

WT-3 トカマクは波動加熱、電流駆動の研究を特徴とする装置である。WT-3 の基本的な概要を表 1 に示す。主半径 R は 65cm、固定リミターによる小半径 r は 20.6cm、真空容器半径は 24.7cm である。可動リミターにより r は 15.5cm~20.6cm の範囲で設定できる。典型的なジュール放電では、トロイダル磁場 1.4T、プラズマ電流 60kA、ループ電圧 4V 程度である。WT-3 トカマクの概観を図 1 に示す。分光計測装置をのぞく主な計測装置としてはトムソン散乱計測装置（電子温度、電子密度）、ダブル静電プローブ（電子温度、電子密度）、電子サイクロトロン運動放射線計測装置（電子温度）、シアンレーザ干渉計（電子密度）、軟 X 線の空間分布計測装置、中性水素のエネルギー分析装置（イオン温度）などがある。

4.2. 分光システム

4.2.1. 集光系

図 2 は集光系の概略図である。図 3 はそのうちトカマク容器内を中心に描いた図である。図 3 に示すように Z 軸を定義する。光軸は水平方向に対して下向きに約 10 度傾いている。真空容器内部には、真空壁からの光の反射を防ぐためにナイフエッジ反射防止板が設けられている。リミター中心から反射防止板表面までの長さは 21.5cm である。集光系のミラーシステムのうち 2 枚（可動ミラー部）は、プラズマからの発光線の空間分布が測定できるように、 $Z=0\sim 24\text{cm}$ の範囲で動かすことができる。集光系ミラーは全部で 5 枚使われており、そのうち 2 枚は焦点距離 100cm の凹面鏡である。

トカマク真空容器の分光用窓は、厚さ 1.5cm の熔融石英（スーブラジル）である。この窓の透過率を図 4 に示す。プラズマによる窓の汚染を防ぐために、窓の内側に分光測定時のみ開けられるシャッターが備え付けられている。

4.2.2.分光器

分光器は可視紫外用の日本分光製 CT-100 型で、焦点距離は 100 cm である(図5)。グレーティングは、3600本/mm、300本/mm の2種類を備えている。それぞれのグレーティングの逆分散の波長依存性は

$$a(\sin\theta - \sin\phi) = m\lambda \quad m=1$$
$$d\theta/d\lambda = m/(\lambda \cos\theta) \quad (1)$$

によって計算した(表2)。 ϕ および θ はグレーティングに対する入射角と反射角である。この計算結果はCV (227.091, 227.792, 227.725nm)、OV (278.101, 278.699, 278.985nm) の発光線から実験的に求めた逆分散の値と一致した。なおグレーティング 3600本/mm のカバーする波長上限は 456.7nm である。

分光器内部のミラー(図5右上の凹面鏡)の前に着脱可能なマスクが備えられており、グレーティング有効面積を 10.2cm×10.2cm または 6.0cm×6.0cm とすることができる。

スリット幅は、入口、出口ともに、0.0mm ~ 5.0mm にすることができる。また入口スリットにはV字型絞がついていて、高さを 0.0mm ~ 20.0mm にできる。入口スリット幅と出力信号のリニアリティは§4.2.3.1.で述べる。

4.2.3.検出器

検出器としては、光電子増倍管およびマルチチャンネル検出器を備えている。光電子増倍管は、浜松ホトニクス製 R376 である。電源は同社製 HTV C752-01、出力信号アンプは光電子増倍管ホルダー内に組み込まれている(同社製 DH-AP 型)。マルチチャンネル検出器は、512チャンネルのシリコンフォトダイオードアレイよりなる(Tracor Northan Inc. TN-6130)。有効チャンネル数は 509チャンネル、受光面積は 12.8mm×2.5mm である。

マルチチャンネル検出器は、ある波長範囲を一度に測定できるもので、これを使用することにより、スペクトルの形状が1回の放電で測定できるという利点を持つ。図6は、入口スリット 100 μ m、グレーティング3600本/mm の条件の元で、水銀ランプ発光線(435.8nm)を測定して得られたマルチチャンネル検出器出力である。半値幅 5.5チャンネルのガウシアン関数で近似できる。高時間分解能を必要とする測定には光電子増倍管を用いる。その選択は図5中の測光用切換鏡の回転によっておこなわれる。我々の実験では主にマルチチャンネル検出器を用いる。なお感度校正については次節で述べる。

4.2.3.1.光電子増倍管

図7はタングステンランプを分光器集光系の焦点上に設置した場合の光電子増倍管出力である。横軸は分光器入り口スリット幅である(高圧電源電圧 650 V、アンプ電圧 12 V、出口スリット幅 500 μ m、入口スリット高さ 10 mm、波長 400 nm)。入口スリット幅 700 μ m まで、光電子増倍管出力は入口スリット幅に比例する。したがって入口スリット幅 700 μ m まで、分光器に入射する光強度は入口スリット幅に比例することが保証される。また光電子増倍管出力約 10 V まで、光電子増倍管に入射する光強度に対して出力が比例することが保証される。なお光を入射しないときのダークノイズは 22 mV である。

4.2.3.2.マルチチャンネル検出器およびデータ収集・制御システム

図8にマルチチャンネル検出器のデータ収集・制御をおこなうシステムを示す(SK-296 関商事)。データ取り込みのタイミングについて述べる(図9)。まずトカマク本体からの同期信号を受け取ると、それまでフォトダイオードに蓄積されていた電荷を掃引するためにデータ転送が行われる。転送にかかる時間は 512チャンネルで、2.56msec である。その後(EXPOSURE TIME + 転送時間)を1サイクルとして繰り返す。DELAY TIME の間、マルチチャンネル検出器にかかるパルスアンプ出力電圧をオフ、PULSE WIDTH の間はオンとして、電圧オンの間のデータを収集する。

図8に示されている PULSE WIDTH 等時間設定、および波長設定、グレーティング交換、ミラーの上下移動など分光器システム制御は、PC-9801 によって行われる。ソフトウェアは MDS (関商事) を利用した。分光器の制御信号は PC-9801 の GP-IB インターフェースからヒューレットパッカード社の HP-IB EXTENDER 37203AR に送られ光信号に変換された後、分光器に送られる。ここで再び電気信号に戻されたのち、分光器コントローラ SMD-201、SMD-501 に送られる。

図10は、同期信号を与えた後 EXPOSURE TIME 10 msec (PULSE WIDTH 7.4 msec) を 10 BLOCK 繰り返し、定常タングステンランプ光を測定した結果である。縦軸は1チャンネルあたりの出力である。この図から安定な出力を得るまでに 3 BLOCK 要することが分かる。

図11は図10の 8 BLOCK における光強度と出力の関係である。横軸は分光器入射光の相対値を表す。横軸値が1の点は、入口スリット 100 μm における出力である。1以下の点は入口スリット前にフィルターを挿入することにより測定した (フィルター透過率は図12に示す)。1より大きい点は入口スリット幅を変化させた。横軸の値はフィルター透過率、および入口スリット幅から決定した。

4.3. 感度校正およびデータ解析法

4.3.1. 感度校正

用いた標準光源は絶対放射強度が検定されたタングステンランプと重水素ランプである。タングステンランプは、300nm~700nm、重水素ランプは 200nm~400nm の感度校正に用いた。まず光源を集光系の焦点に設置した。このときタングステンランプは入口スリットの高さ方向をすべて覆うような像を結ぶ。この高さをV字型絞りで 20mm に制限した。光電子増倍管受光面の高さはこの入口スリットの高さで決まる。一方、マルチチャンネル検出器受光面 (高さ 2.5mm) はすべて光で覆われる。重水素ランプは入口スリット上に、明るい (放射強度の与えられている部分) 1mmx1mm の像を結ぶが、マルチチャンネル検出器受光面上の像の高さは 1mm になる。こ

の高さは検出器の高さより小さい。したがって、重水素ランプで調べられた相対感度校正値を、タングステンランプで調べられた絶対感度校正値に、両者の波長の重なる部分で規格化した。図13に結果を示す。この結果はトカマク窓の透過率 (図4) の値も考慮されている。

図13 (a-d) の縦軸は、感度校正時、

標準光源の放射強度	I	(W/ster \cdot nm \cdot mm ²)、
1 channel 当りの出力	C'	、
PULSE WIDTH	T'	(sec)、
1 channel 当りの波長	$\Delta\lambda$	(nm)、
実効光源面積	S'	(mm ²)、
実効立体角	Ω'	(ster) 、

であったとして、

$$R \equiv C' / (I \cdot \Delta\lambda \cdot S' \cdot T')$$

である。

図13 (e) の縦軸は光電子増倍管の出力を C_{PM} (mV) として、

$$R \equiv C_{PM} / (I \cdot \Delta\lambda \cdot S')$$

である。なお光源面積 S' は、マルチチャンネル検出器の場合は、入口スリット高さが 2.5mm より小さいときは入口スリット面積になる。2.5mm より大きいときは入口スリット幅 x 2.5mm になる。光電子増倍管の場合は入口スリット面積である。

4.3.2. データ解析法

図13を用いて、分光実験で得られたマルチチャンネル検出器出力からプラズマ発光源放射強度を算出する方法について述べる。光電子増倍管の場合は以下 $T' = T$ とすればよい。

分光実験時、	1 channel 当りの出力	C 、
	PULSE WIDTH	T (sec)、

1 channel 当りの波長 $\Delta\lambda$ (nm)、
 実効光源面積 S (mm²)、
 実効立体角 Ω (ster)、

であるとする。1チャンネルの受けるエネルギーは、

$$C/(C'/I \cdot \Delta\lambda \cdot S' \cdot \Omega' \cdot T')$$

ワット (W) になおすと

$$\begin{aligned} & C/(C'/I \cdot \Delta\lambda \cdot S' \cdot \Omega' \cdot T')/T \\ & = C \cdot \Omega' / (R \cdot T) \end{aligned} \quad (2)$$

となる。

発光源であるプラズマは空間的な広がりを持つ。以下、測定された光強度 (式 (2)) と発光源強度との関係を考える。図 14 のように x 軸を定義する。図 14 の A の面積は

$$4\pi x^2 (\Omega/4\pi) = x^2 \cdot \Omega \quad (3)$$

である。プラズマの単位体積当りの発光量を $\varepsilon(x)$ (W/cm³) とすると、 $A \cdot \Delta x$ の体積から発せられた光が検出器に到達するのは、

$$\varepsilon(x) \cdot \Delta x \cdot x^2 \cdot \Omega \cdot (S/4\pi x^2) = S \cdot (\Omega/4\pi) \cdot \varepsilon(x) \cdot \Delta x \quad (W) \quad (4)$$

である。これを $-x_0$ から x_0 まで積分した値、

$$\int S \cdot (\Omega/4\pi) \cdot \varepsilon(x) \cdot \Delta x \quad (5)$$

と式 (2) を等しいと置くと、

$$C \cdot \Omega' / (R \cdot T) = \int S \cdot (\Omega/4\pi) \cdot \varepsilon(x) \cdot \Delta x \quad (6)$$

が得られる。

式 (6) 左辺の Z 方向の空間分布が分かっているとき、発光源が同心円状に分布しているとする、アーベル変換 [1] により局所的な発光強度を知ることができる。

$$I(Z) = C \cdot \Omega' / (R \cdot T) / (S \cdot \Omega/4\pi) \quad (7)$$

と置くと、

$$\varepsilon(r) = -1/\pi \int (dI(Z)/dZ) / (Z^2 - r^2) dZ \quad (8)$$

となる。式 (8) の積分下限は r、また上限はプラズマ端半径である。

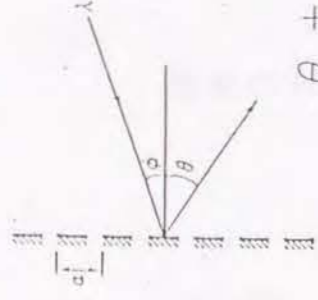
参考文献

¹宮本健郎, 核融合のためのプラズマ物理, 岩波書店(1976).

表 1 W T - III の概要

プラズマ・パラメータ			
プラズマの主半径 R	60~65 cm		
プラズマの副半径 a	17~22 cm		
アスペクト比 R/a	3.5~3.0		
トロイダル磁場 B_T	1.75 T		
プラズマ電流 I_p	150 kA		
プラズマ密度 n_e	$(0.5\sim 8) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$		
電子温度 T_e	700 eV		
イオン温度 T_i	300 eV		
エネルギー閉じ込め時間 τ_E	3 ms		
電流持続時間	0.1 s		
運転間隔	3 min		
ベースガス圧力	$5 \times 10^{-8} \text{ Torr}$		
磁場コイル			
トロイダル磁場コイルの個数	16		
同主半径/内半径	70/34.5 cm		
垂直磁場 B_z	0.08 T(max)		
フィードバックコイルの磁場	$\pm 0.01 \text{ T(max)}$		
ジュール加熱コイルの磁束変化量	0.4 V·s		
磁場コイル用コンデンサ電源			
トロイダル磁場コイル	3.9+1.23 MJ		
垂直磁場コイル	0.16+0.253 MJ		
フィードバックコイル	$\pm 1.1 \text{ kA}, \pm 144 \text{ V}(0.5 \text{ s})$		
ジュール加熱コイル	0.06+0.349 MJ		
高周波発振装置			
方式	ECH	LHH	ICH
定格			
周波数	56 GHz	1.8~2 GHz	12~30 MHz
高周波電力	200 kW	350 kW	500 kW
パルス幅	100 ms	100 ms	100 ms
ランチャー	放物面 アンテナ	4導波管 ランチャー2式	1/4周アンテナ 8式

表2 P M · O M A 逆分散



グレーティング

3600 / m m

$$\theta + \phi = 16.5^\circ$$

波長 (nm)	θ	P.M. Å/mm	DMA Å/channel	410.00	56.500	1.538	0.038
200.00	29.600	2.423	0.061	410.00	56.500	1.538	0.038
210.00	30.800	2.393	0.060	420.00	58.100	1.472	0.037
220.00	31.900	2.365	0.059	430.00	59.800	1.401	0.035
230.00	33.000	2.337	0.058	440.00	61.500	1.329	0.033
240.00	34.200	2.304	0.058	450.00	63.200	1.256	0.031
250.00	35.300	2.274	0.057	460.00	65.100	1.173	0.029
260.00	36.500	2.240	0.056	470.00	67.000	1.089	0.027
270.00	37.700	2.204	0.055	480.00	69.100	0.994	0.025
280.00	38.900	2.168	0.054	490.00	71.300	0.893	0.022
290.00	40.100	2.131	0.053	500.00	73.700	0.782	0.020
300.00	41.400	2.090	0.052	510.00	76.400	0.655	0.016
310.00	42.600	2.051	0.051	520.00	79.300	0.517	0.013
320.00	43.900	2.008	0.050	530.00	82.900	0.344	0.009
330.00	45.200	1.963	0.049	540.00	87.500	0.122	0.003
340.00	46.500	1.918	0.048				
350.00	47.800	1.872	0.047				
360.00	49.200	1.821	0.046				
370.00	50.600	1.768	0.044				
380.00	52.000	1.715	0.043				
390.00	53.500	1.657	0.041				
400.00	55.000	1.598	0.040				

グレーティング

3000 / m m

波長 (nm)	θ	P.M. Å/mm	DMA Å/channel	490.00	12.600	32.628	0.816
200.00	10.000	32.926	0.823	490.00	12.600	32.628	0.816
210.00	10.100	32.916	0.823	500.00	12.600	32.628	0.816
220.00	10.200	32.905	0.823	510.00	12.700	32.616	0.815
230.00	10.300	32.895	0.822	520.00	12.800	32.603	0.815
240.00	10.400	32.884	0.822	530.00	12.900	32.590	0.815
250.00	10.500	32.874	0.822	540.00	13.000	32.577	0.814
260.00	10.600	32.863	0.822	550.00	13.100	32.564	0.814
270.00	10.600	32.863	0.822	560.00	13.200	32.550	0.814
280.00	10.700	32.852	0.821	570.00	13.300	32.537	0.813
290.00	10.800	32.841	0.821	580.00	13.300	32.537	0.813
300.00	10.900	32.830	0.821	590.00	13.400	32.523	0.813
310.00	11.000	32.819	0.821	600.00	13.500	32.510	0.813
320.00	11.100	32.808	0.820	610.00	13.600	32.496	0.812
330.00	11.200	32.797	0.820	620.00	13.700	32.482	0.812
340.00	11.300	32.786	0.820	630.00	13.800	32.469	0.812
350.00	11.300	32.786	0.820	640.00	13.800	32.469	0.812
360.00	11.400	32.774	0.819	650.00	13.900	32.455	0.811
370.00	11.500	32.762	0.819	660.00	14.000	32.441	0.811
380.00	11.600	32.751	0.819	670.00	14.000	32.441	0.811
390.00	11.700	32.739	0.818	680.00	14.100	32.426	0.811
400.00	11.800	32.727	0.818	690.00	14.200	32.412	0.810
410.00	11.900	32.715	0.818	700.00	14.300	32.398	0.810
420.00	11.900	32.715	0.818	710.00	14.400	32.385	0.810
430.00	12.000	32.703	0.818	720.00	14.500	32.369	0.809
440.00	12.100	32.691	0.817	730.00	14.600	32.354	0.809
450.00	12.200	32.679	0.817	740.00	14.700	32.339	0.808
460.00	12.300	32.666	0.817	750.00	14.700	32.339	0.808
470.00	12.400	32.654	0.816	760.00	14.800	32.324	0.808
480.00	12.500	32.641	0.816	770.00	14.900	32.309	0.808
				780.00	15.000	32.294	0.807
				790.00	15.100	32.279	0.807
					15.200	32.264	0.807

図の説明

図1

WT-3 トカマクの概観。

図2

集光系の概略図。

図3

集光系うちトカマク容器内を中心に描いた図。ナイフエッジ反射防止板は網模様で示されている。

図4

トカマク窓透過率。D₂ は重水素ランプを光源として測定した値。Wはタングステンランプを光源として値。

図5

分光器（可視紫外用日本分光製 CT-100 型）。

図6

水銀ランプにて測定されたスペクトル。半値幅 5.5 チャンネルのガウシアン関数で近似できる。

図7

高圧電源電圧 650 V、アンプ電圧 12 V、出口スリット幅 500 μm、入口スリット高さ 10 mm、波長 400 nm の場合の入口スリット幅に対する光電子増倍管出力である。光源はタングステンランプである。

図8

マルチチャンネル検出器のデータ収集・制御をおこなうシステムの図。

図9

データ取り込みのタイミング説明図。

図10

(a) 同期信号を与えた後 EXPOSURE TIME 10 msec(PULSE WIDTH 7.4msec) を 10 BLOCK 繰り返し、タングステンランプ光強度を測定した結果(×印)。縦軸は1チャンネルあたりの出力である。いくつかの線はフィルターを入口スリット前に入れるか、または入口スリット幅をいくつか変えた場合。(b)は(a)の拡大図。

図11

(a) 図10の 8 BLOCK における光強度と出力の関係である。横軸は分光器入射光の相対値を表す。横軸値が1の点は、入口スリット 100 μm における出力である。1以下の点は入口スリット前にフィルターを挿入することにより測定した(フィルター透過率は図11に示す)。1より大きい点は入口スリット幅を変化させることによって測定した値。(b)は(a)の拡大図。

図12

図10(図11)で用いたフィルターの透過率。

図13

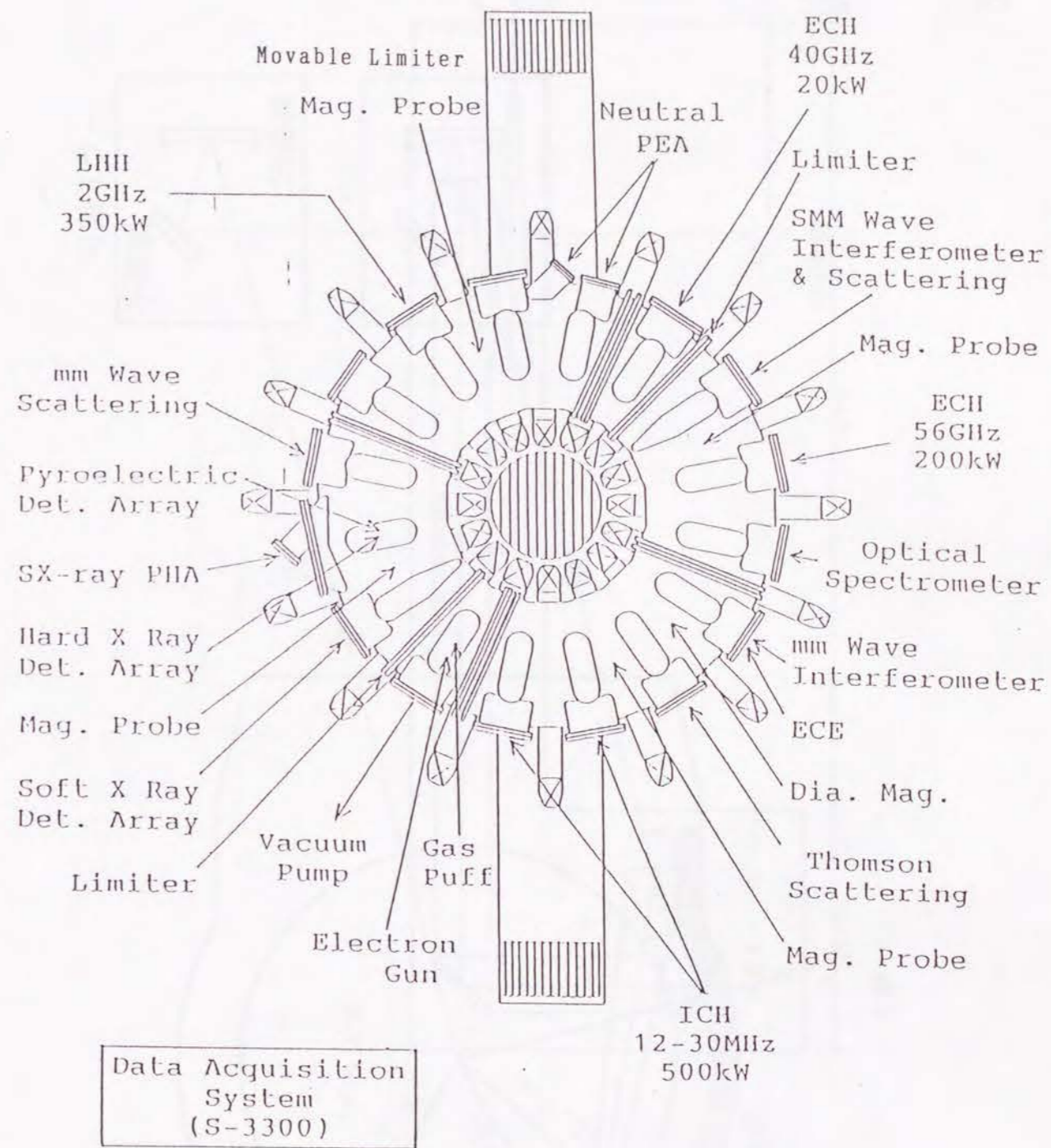
感度校正の結果。この結果はトカマク窓の透過率(図4)の値も考慮されている。詳しくは本文参照。(a) マルチチャンネル検出器マスク入グレーティング 3600本/mm、(b) マルチチャンネル検出器マスク無グレーティング 3600本/mm、(c) マルチチャンネル検出器マスク入グレーティング 300本/mm、(d) マルチチャンネル検出器マスク無グレーティング 300本/mm、(e) 光電子増倍管。△は重水素ランプによる校正結果。○はタングステンランプによる校正結果。短波長側でタングステンランプによる値が増加し

ているのは、迷光となっている長波長領域の光強度に比べて、短波長領域の光源強度が弱いためである。

図14

式(2)の説明用の図。

WT-III Toroidal Device



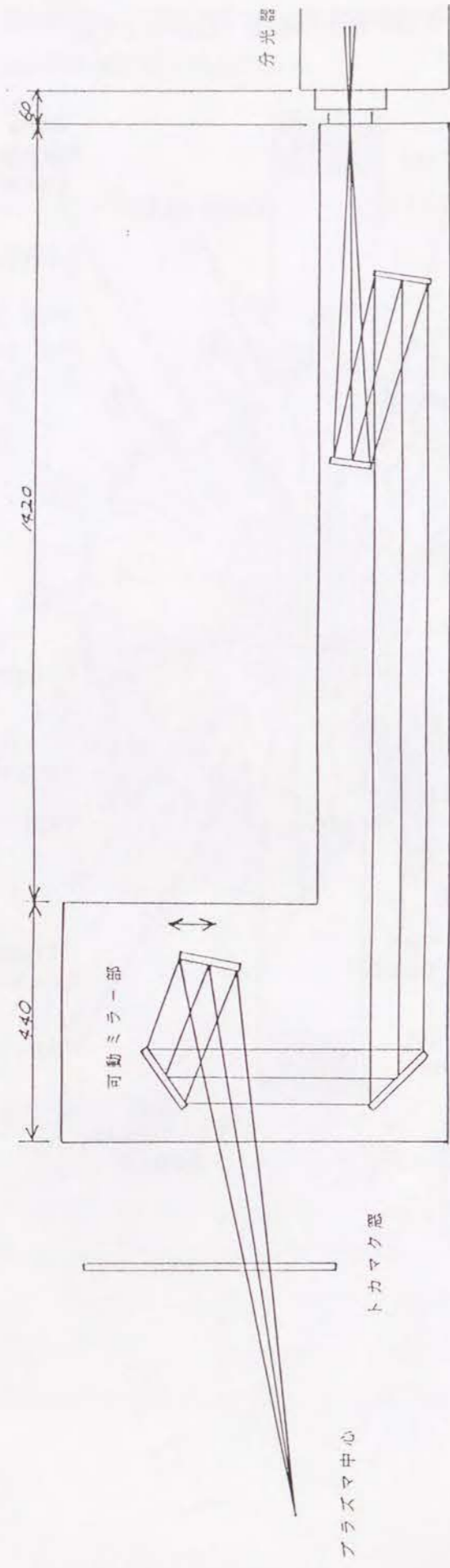


図2

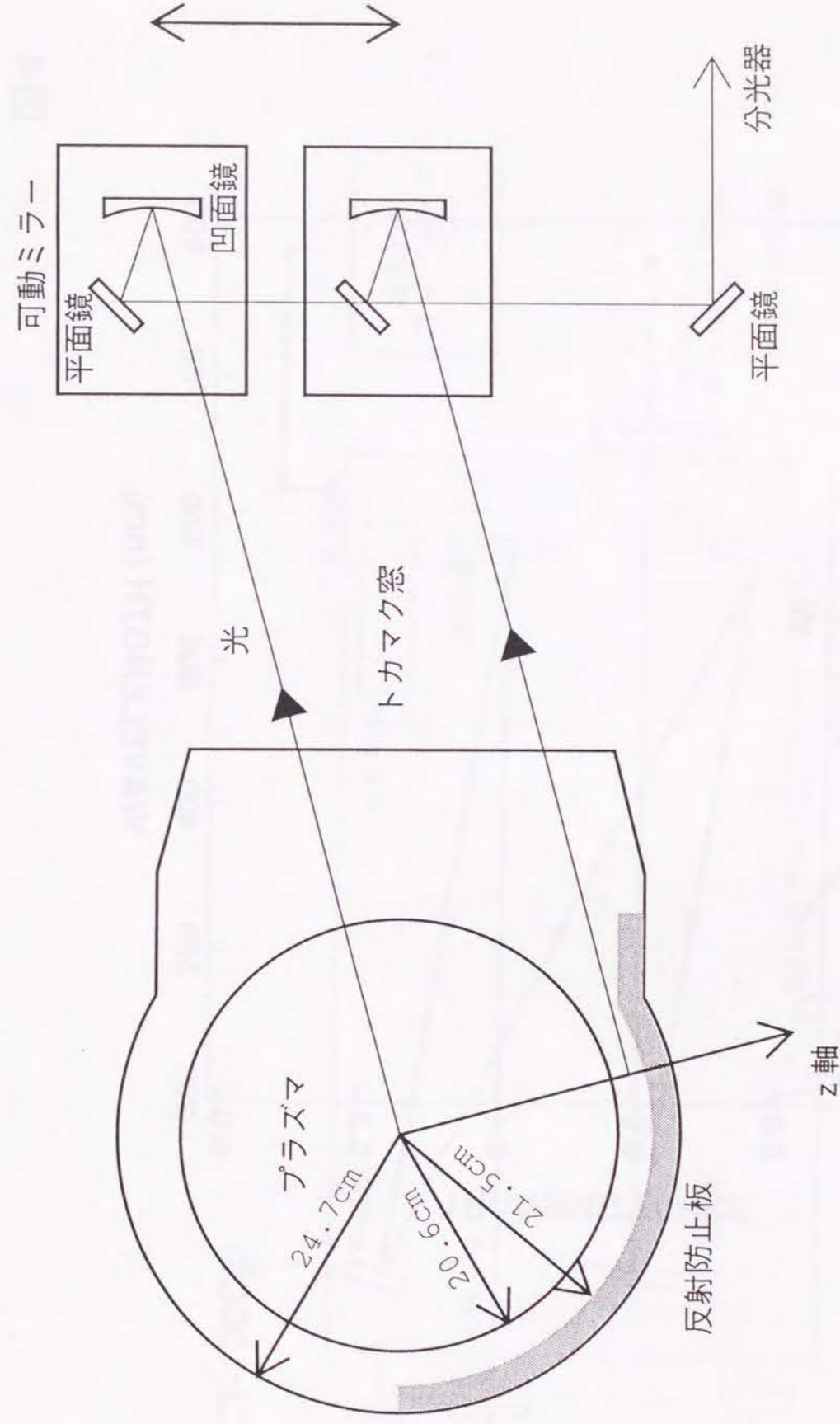


図3

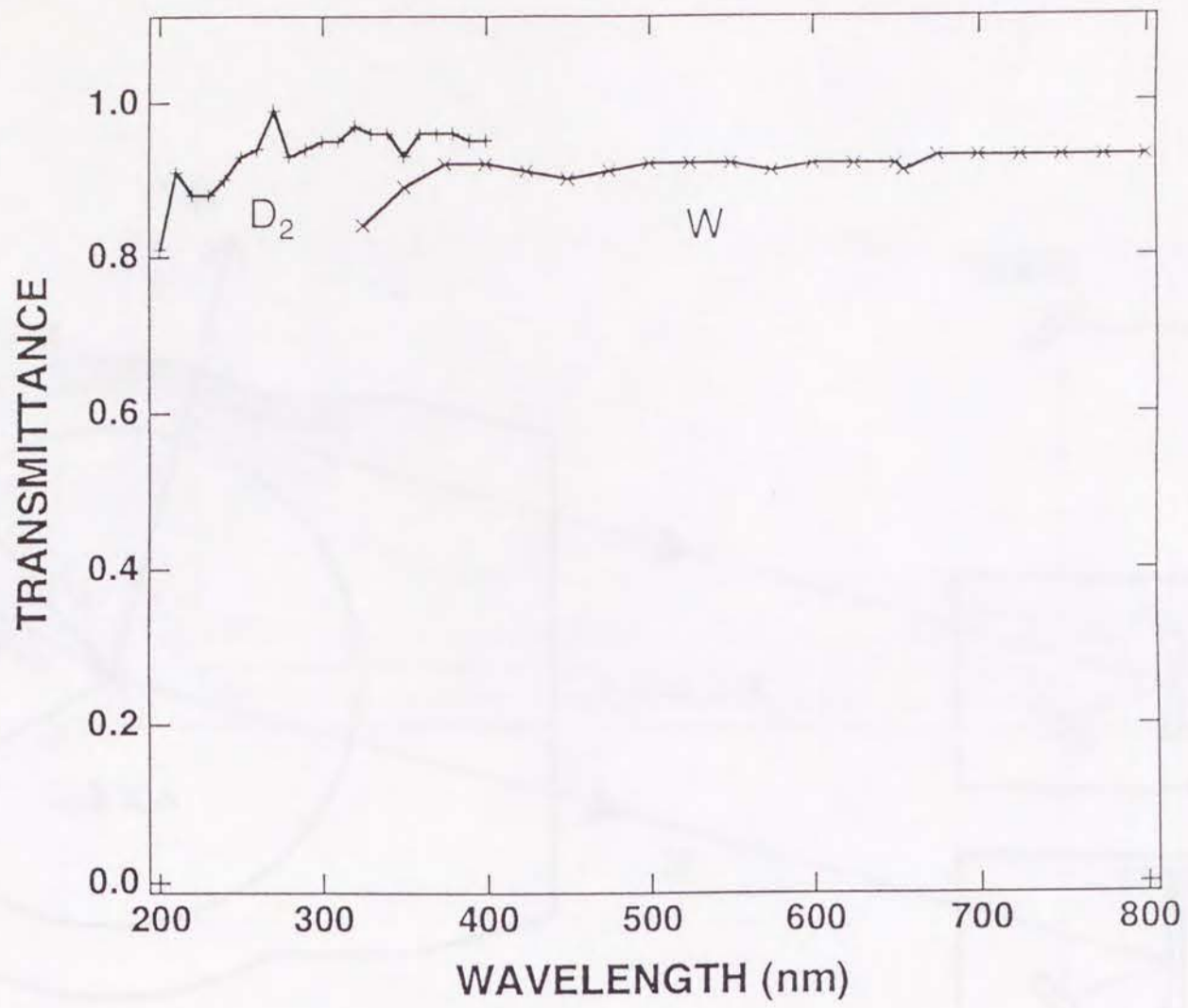


図4

● CT-100C型

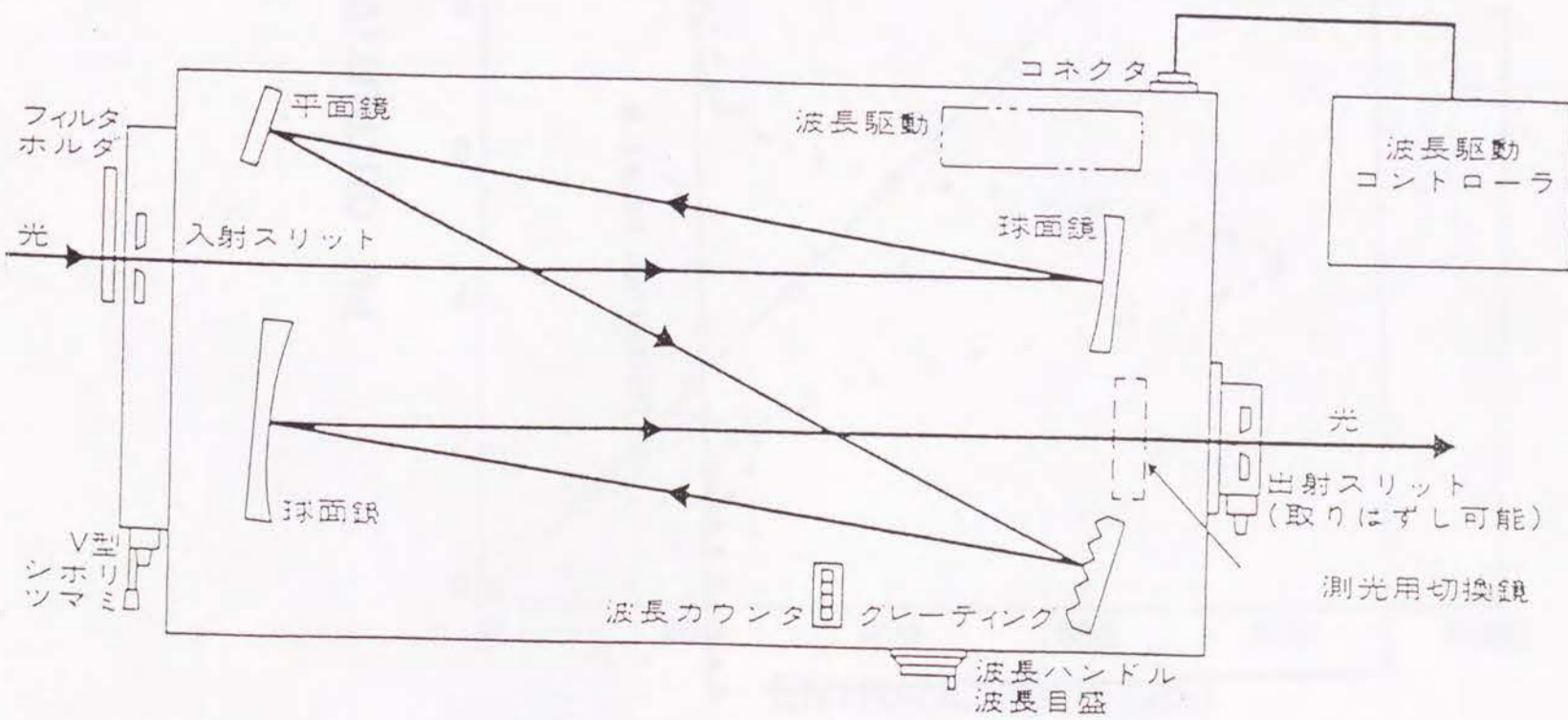
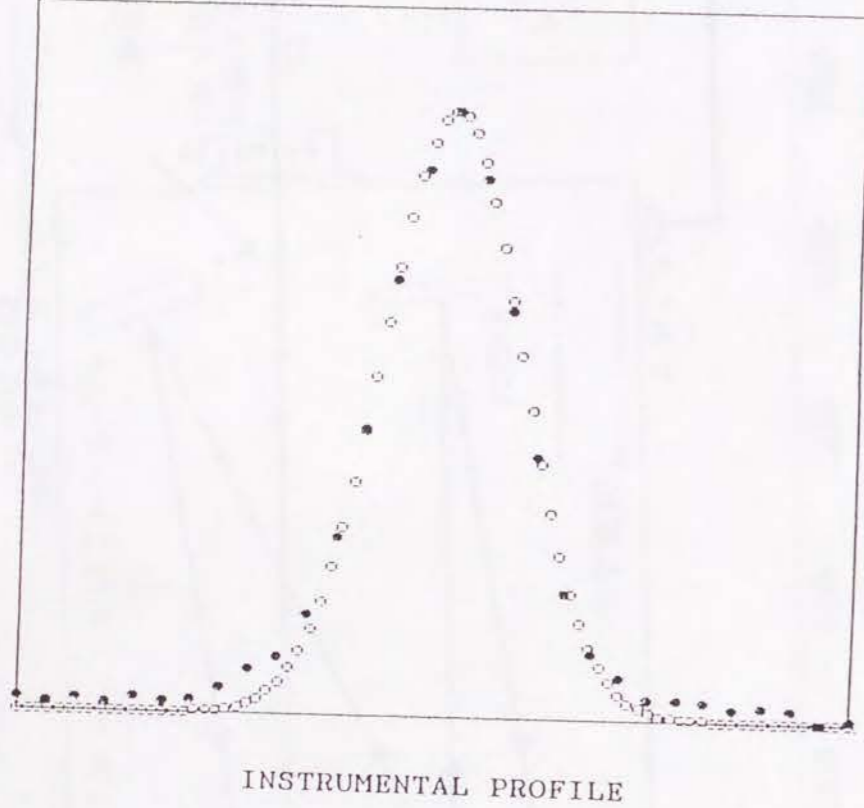


図5



INSTRUMENTAL PROFILE

图 6

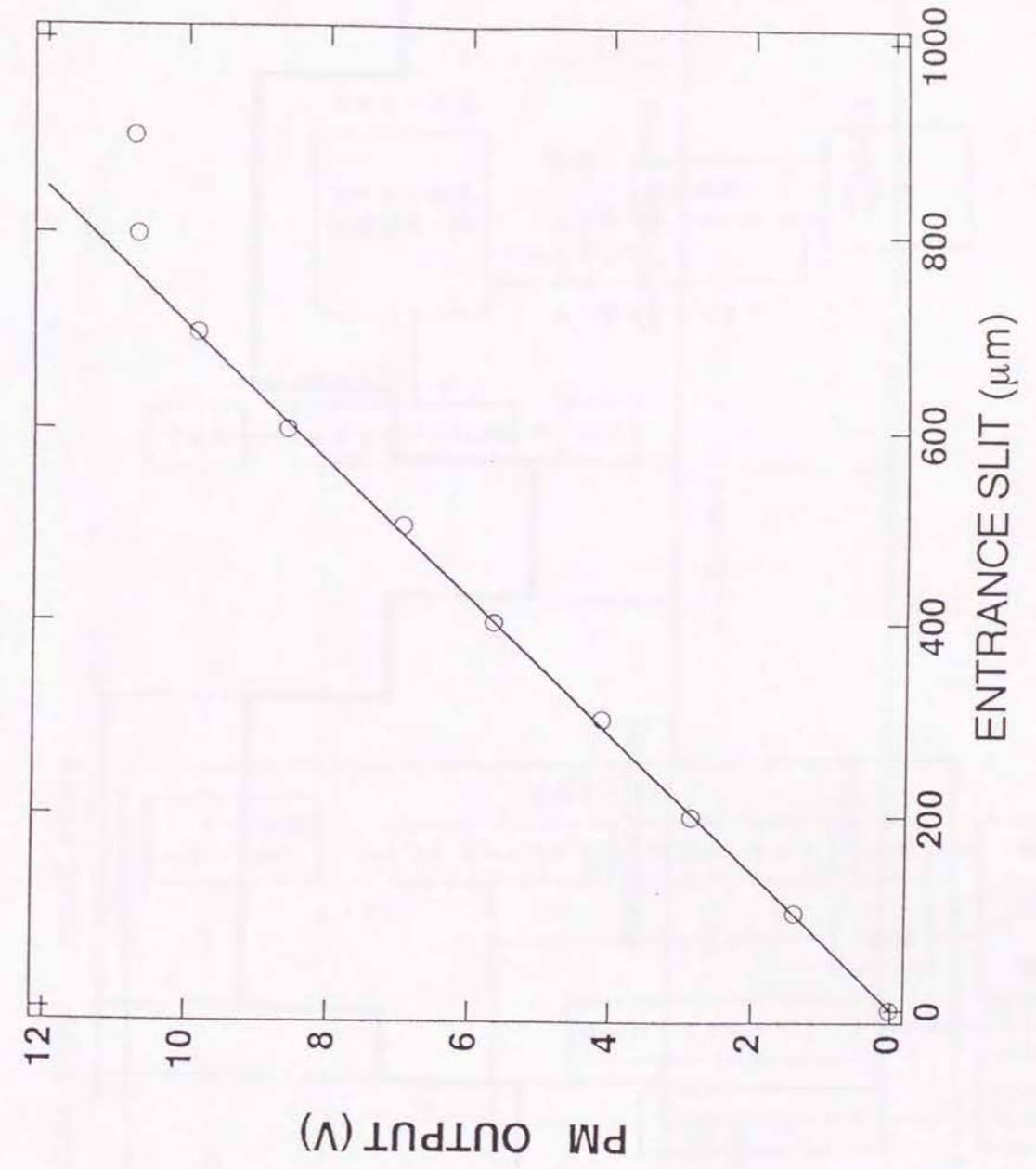


图 7

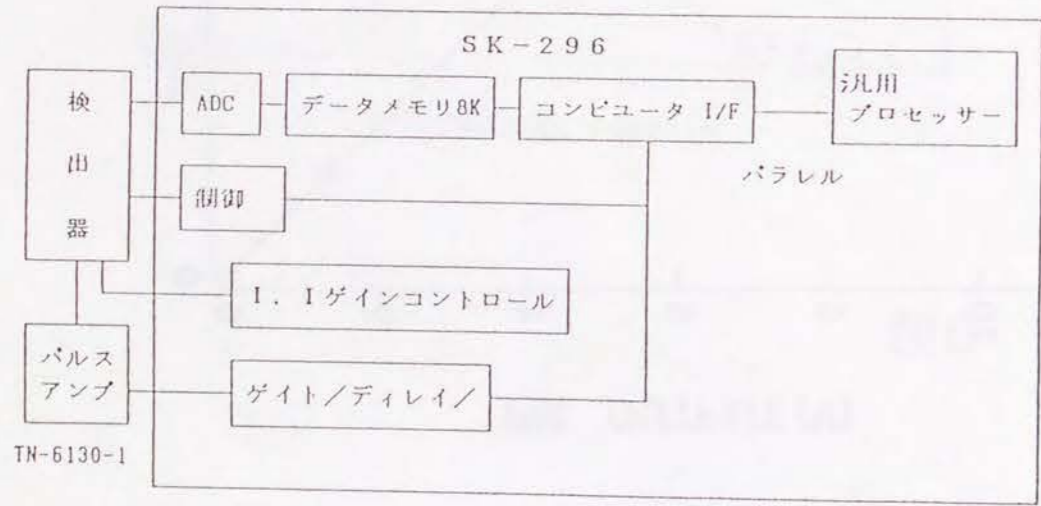
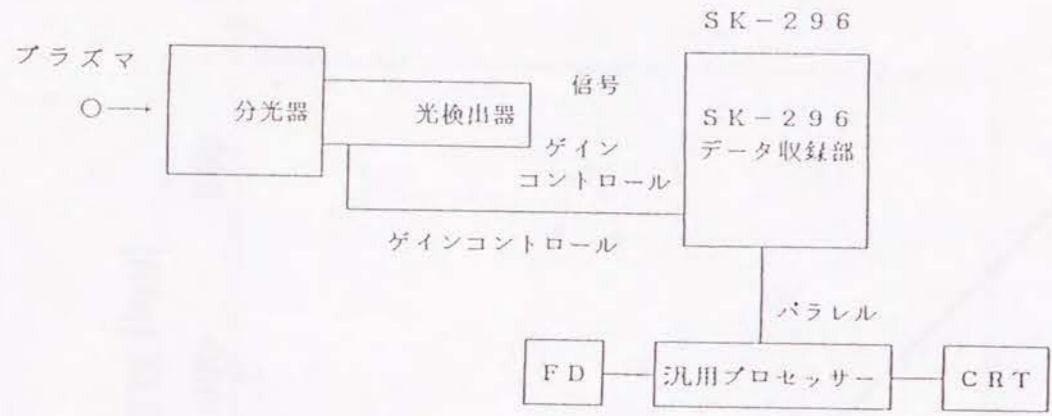
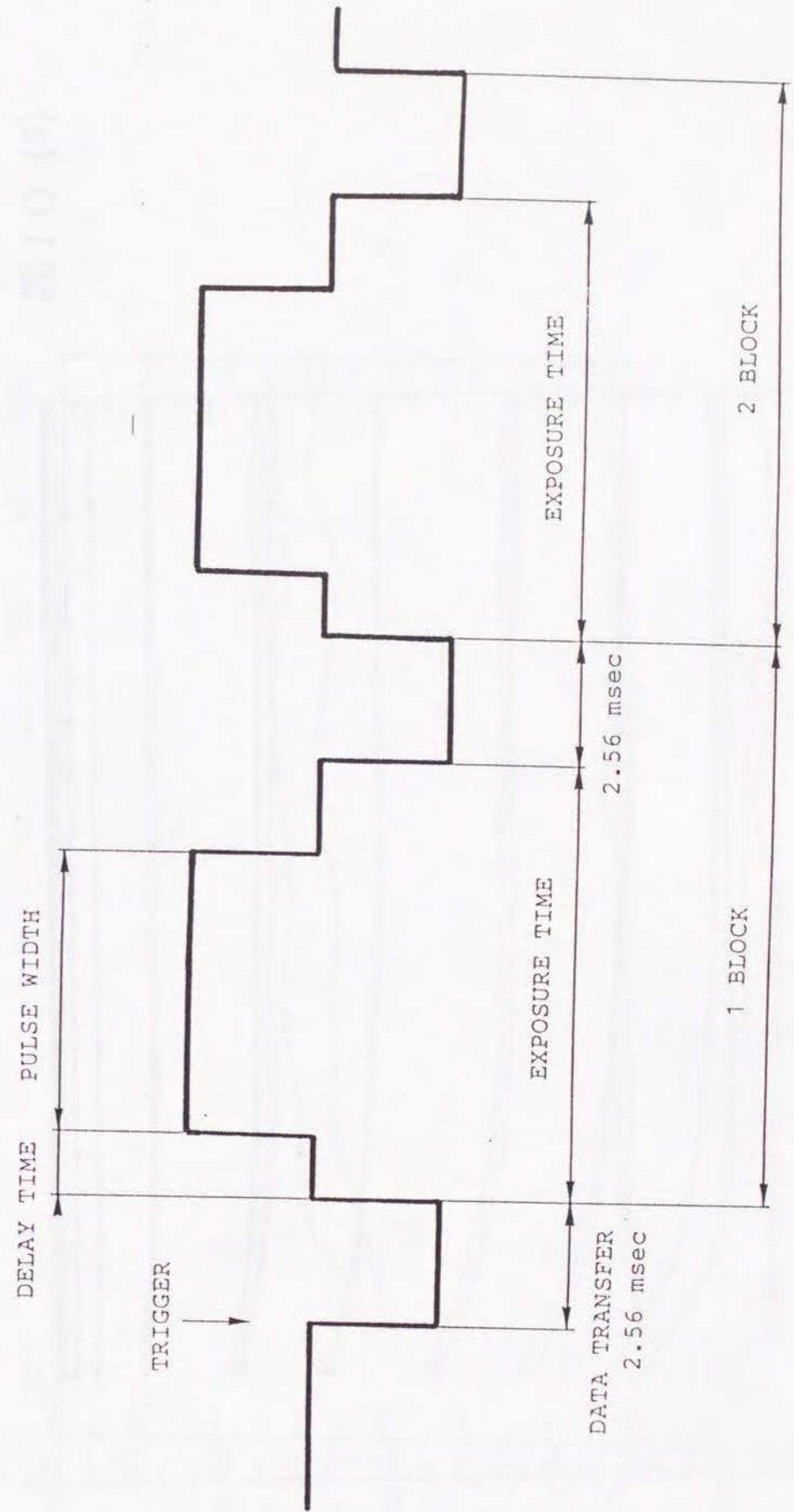
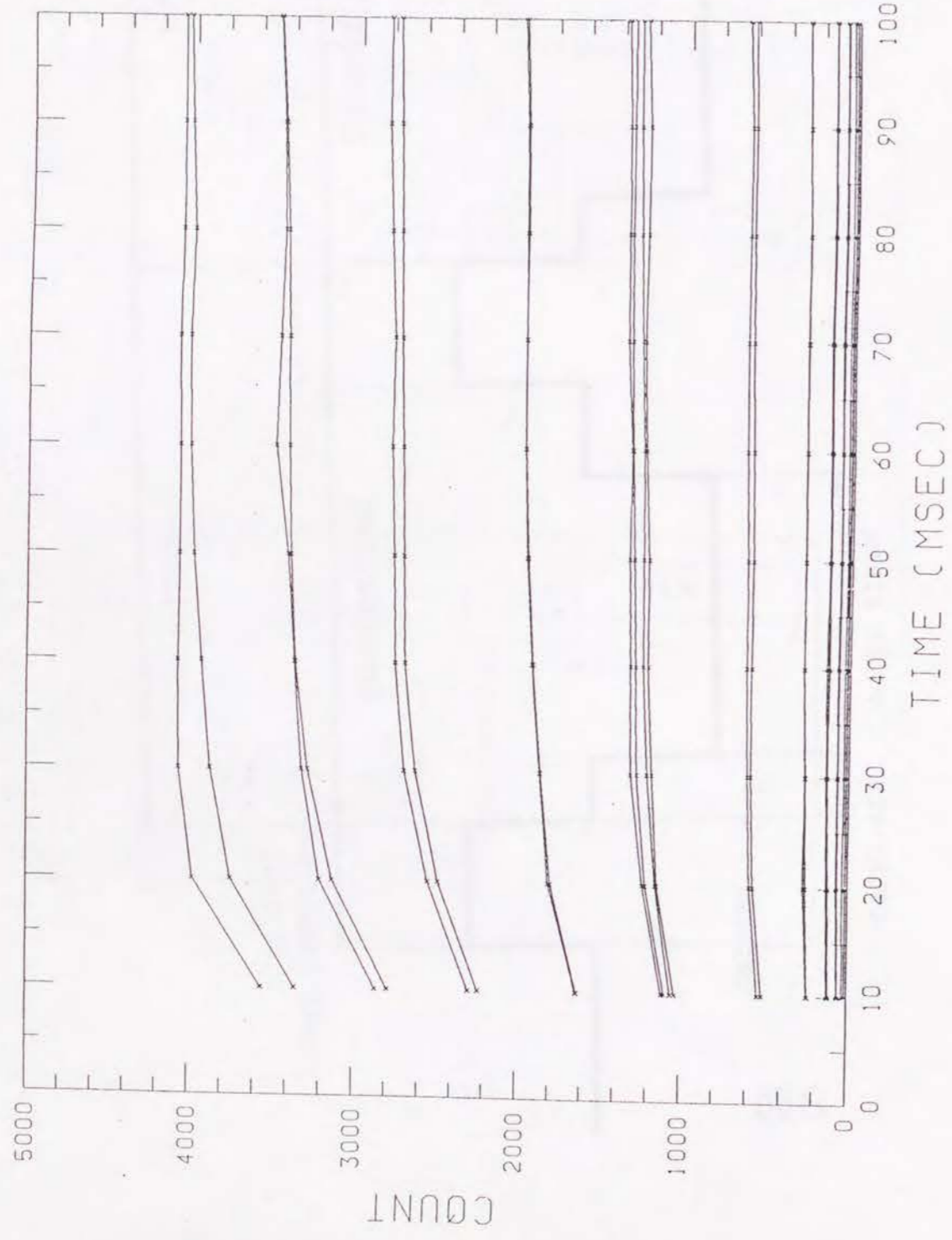
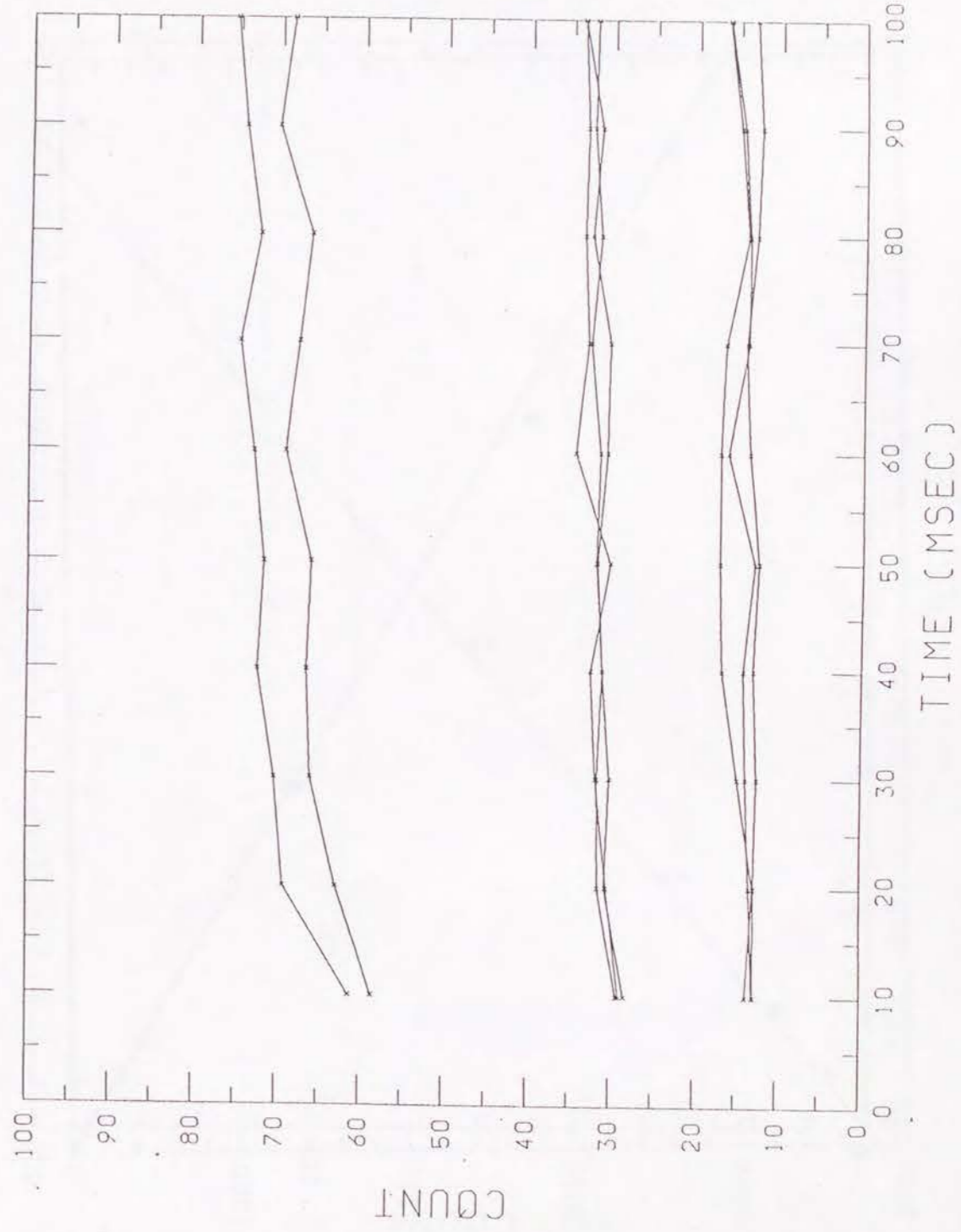


図8

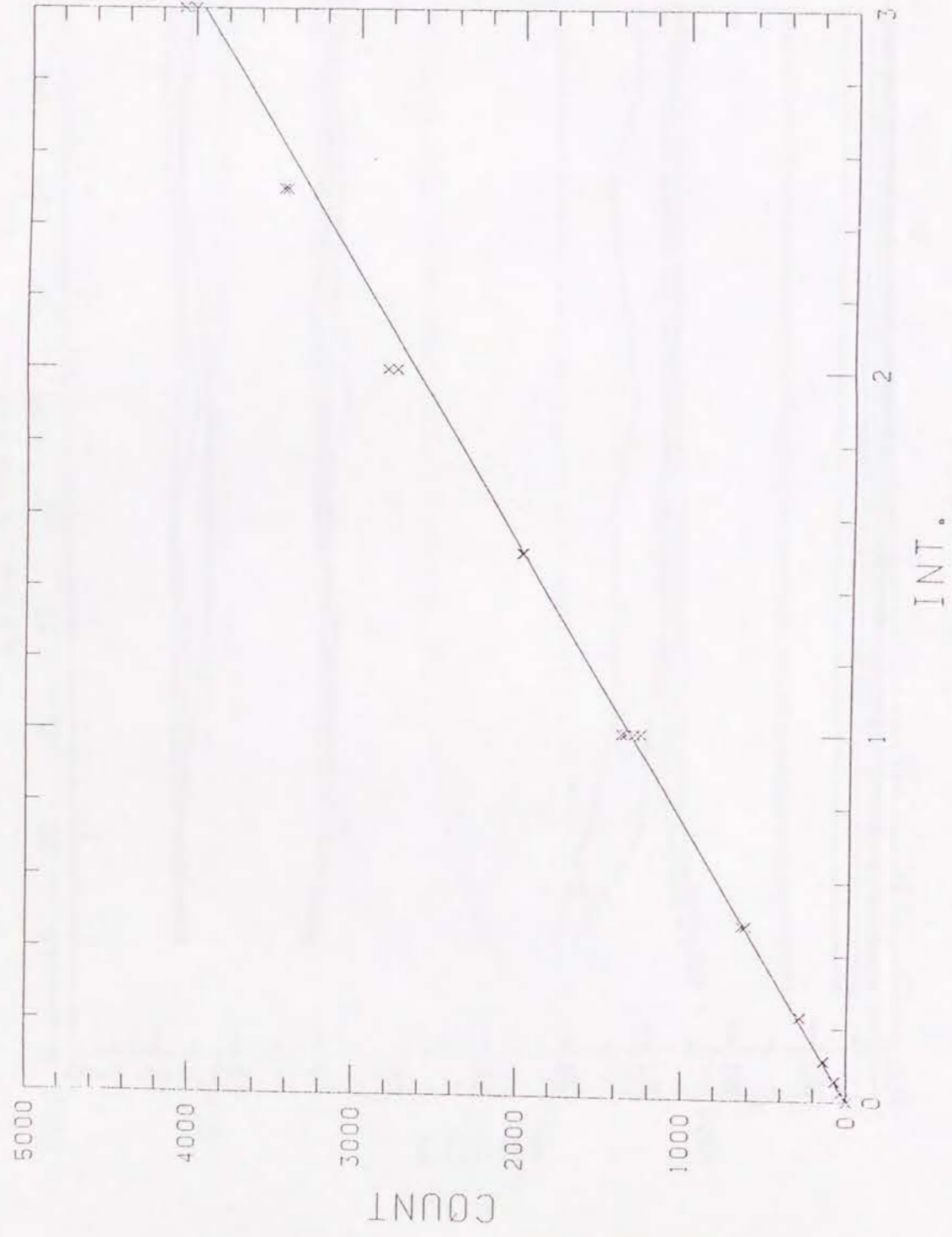




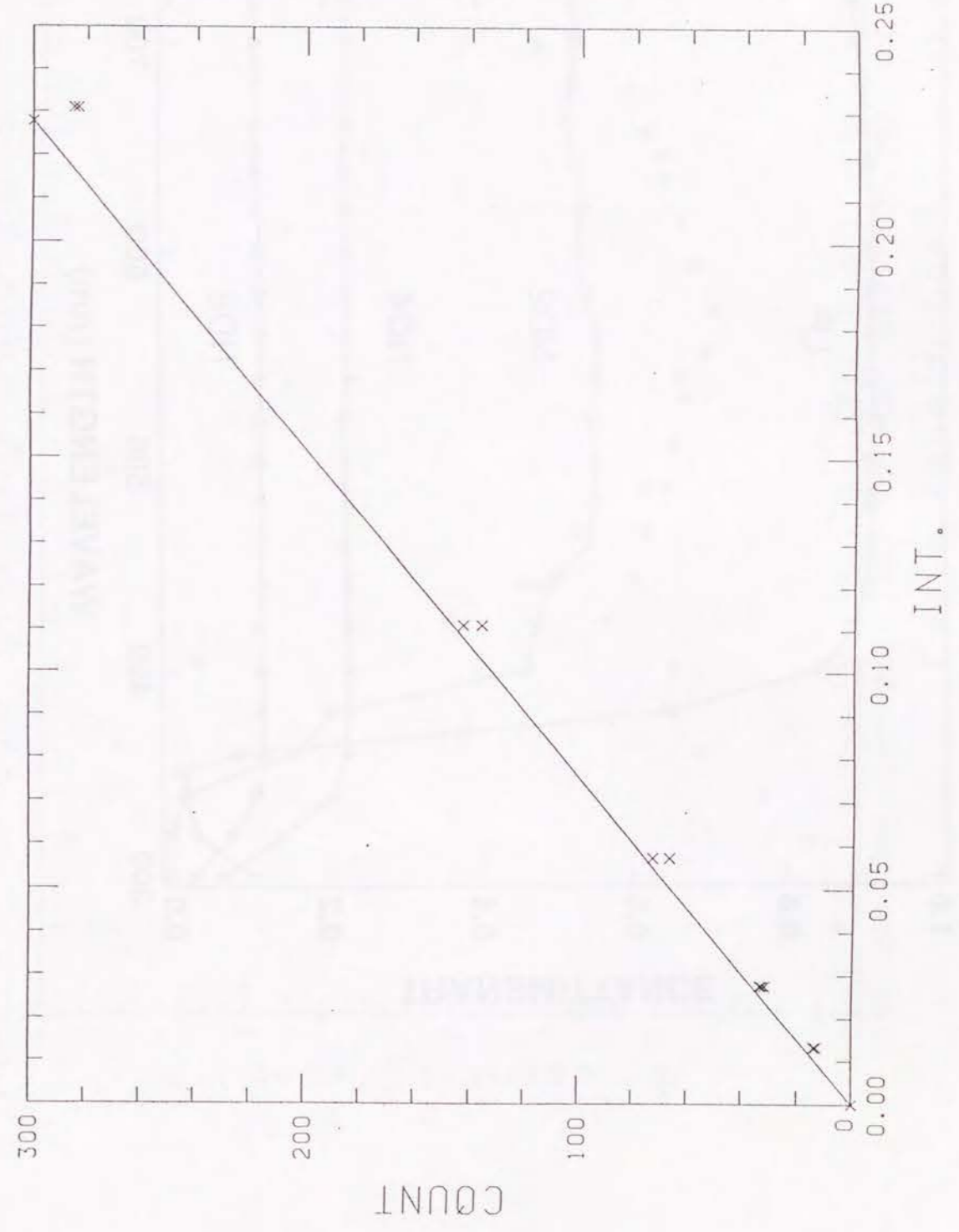
☒ 10 (a)



☒ 10 (b)



111 (a)



111 (b)

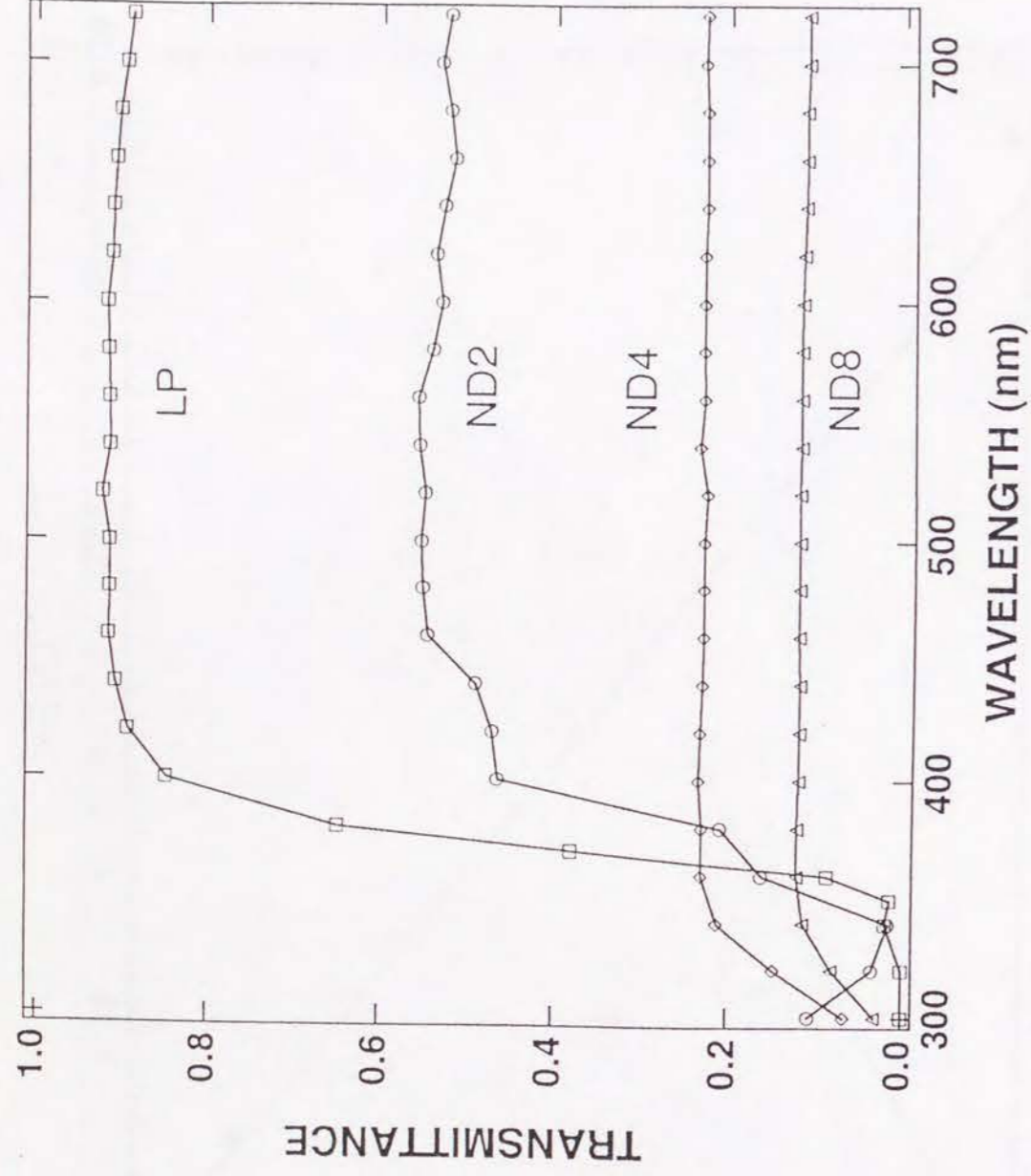


图 12

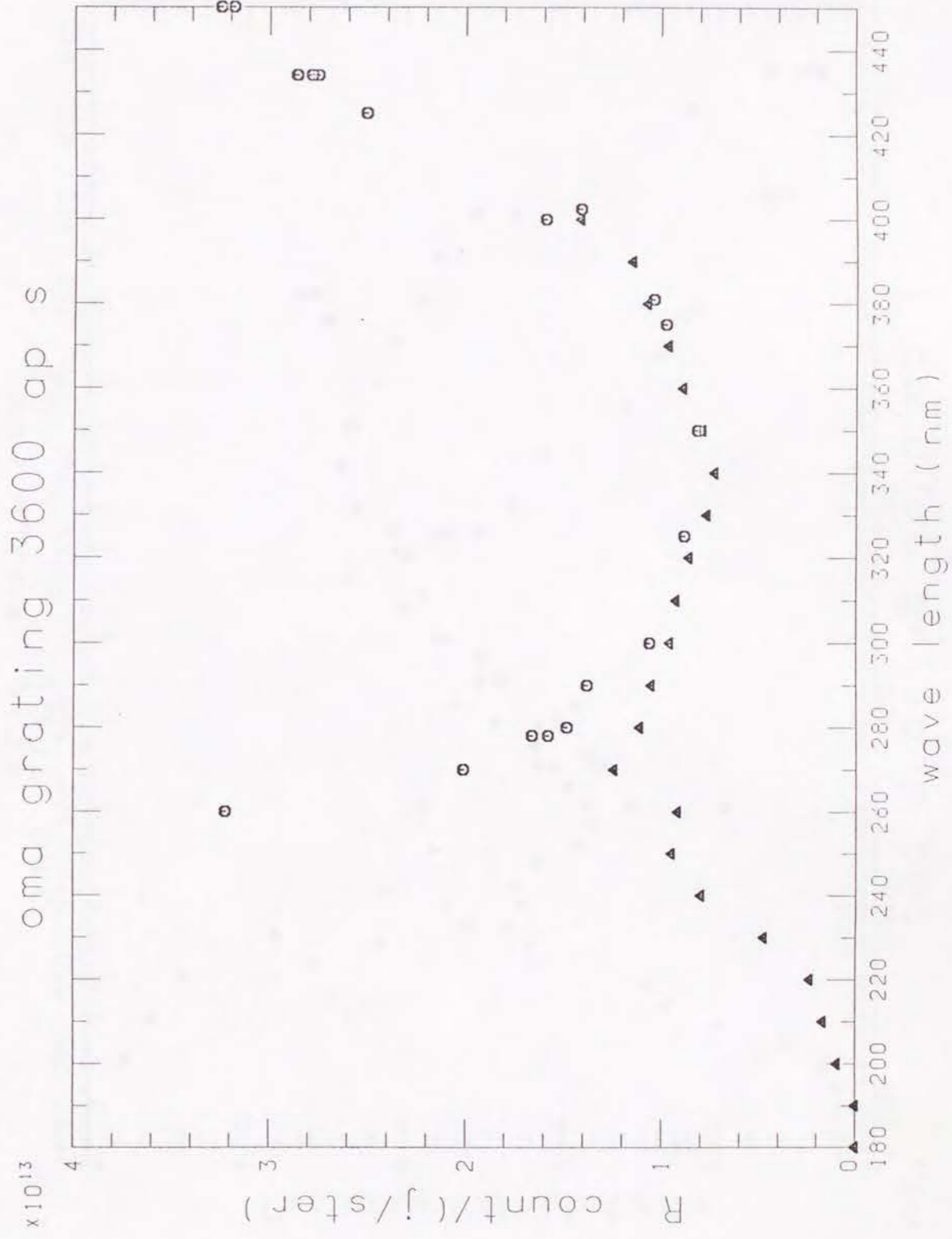
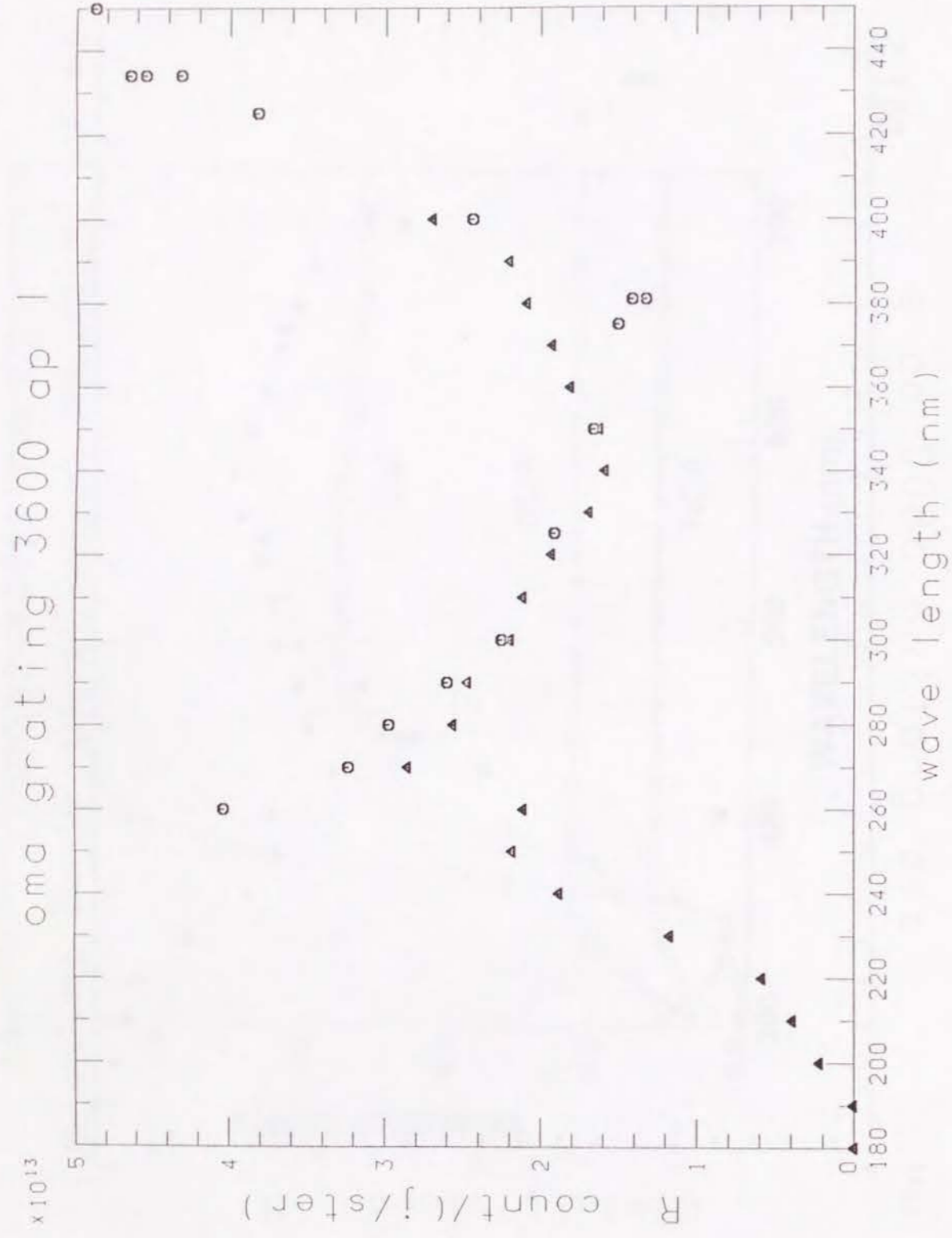
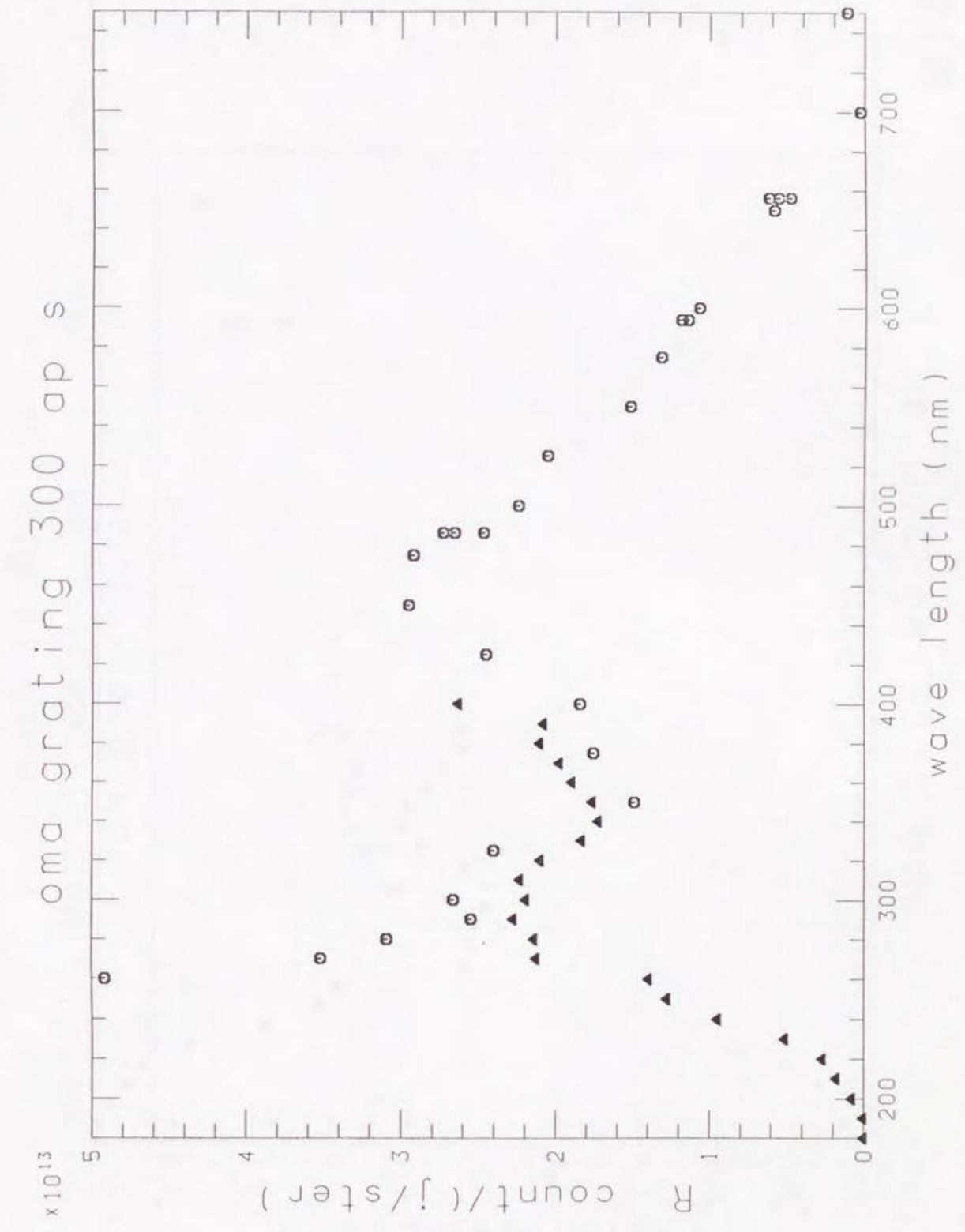


图 13 (a)



13 (b)



13 (c)

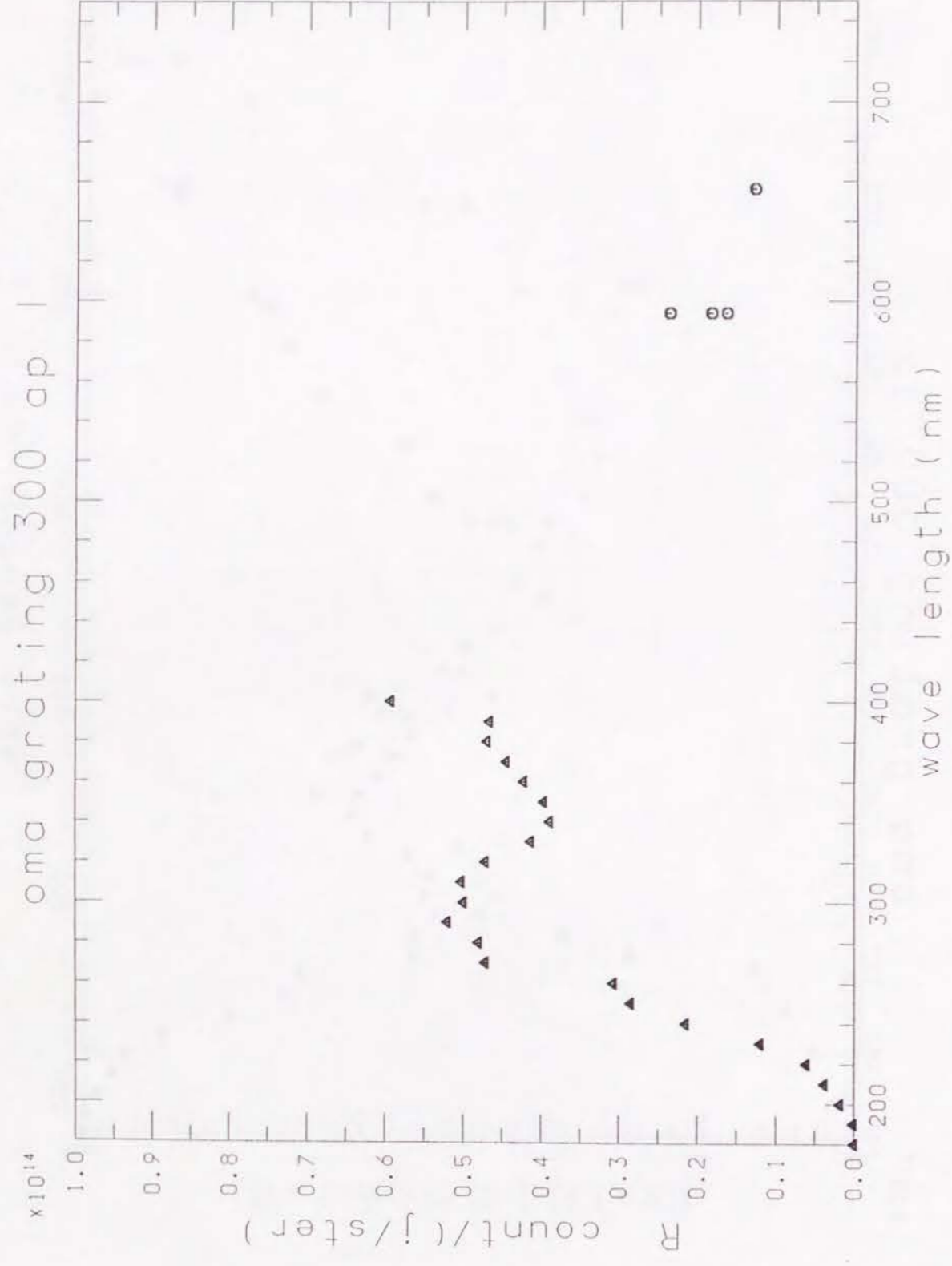


图13 (d)

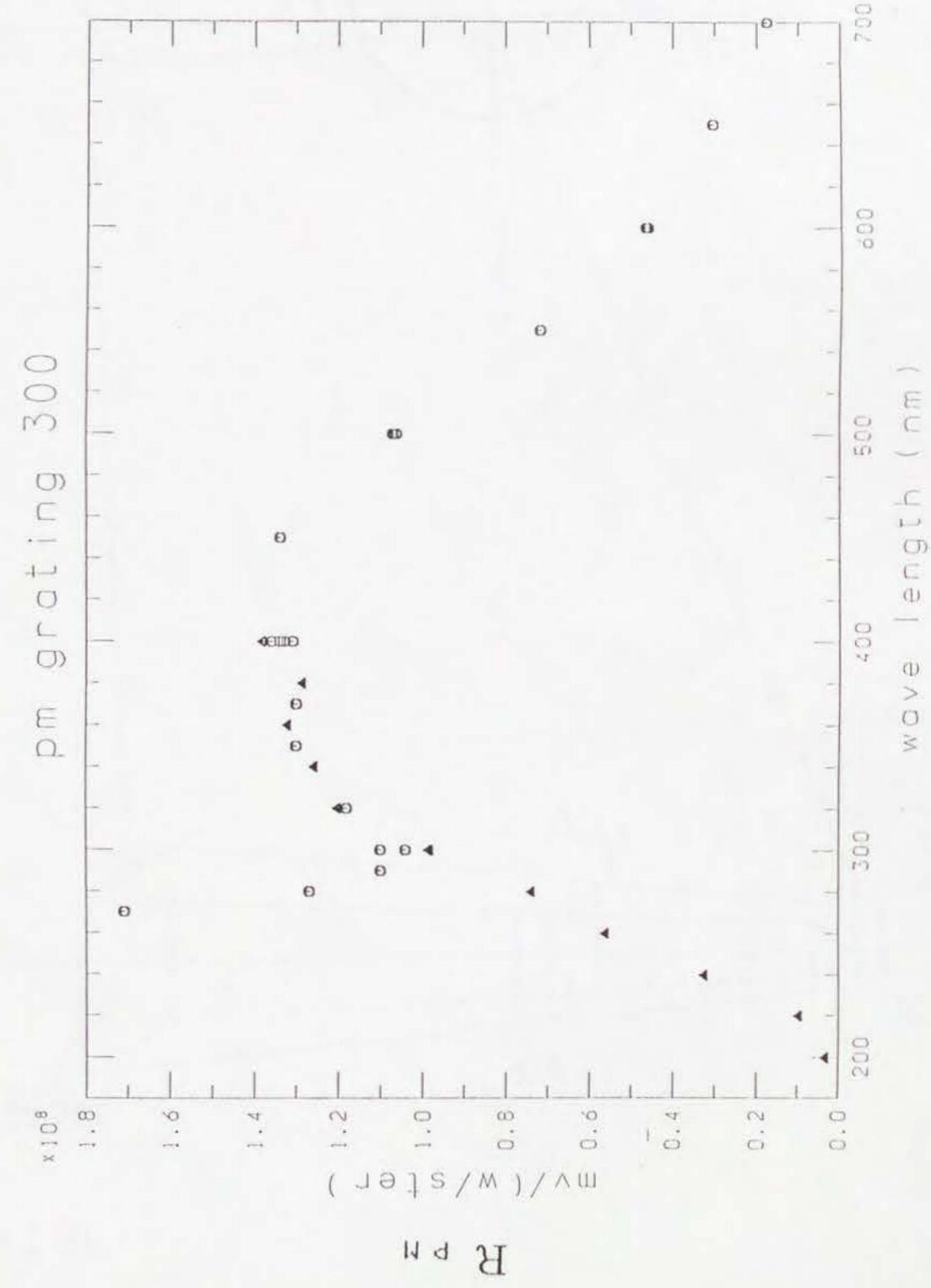


图13 (e)

第 5 章 実験結果および考察

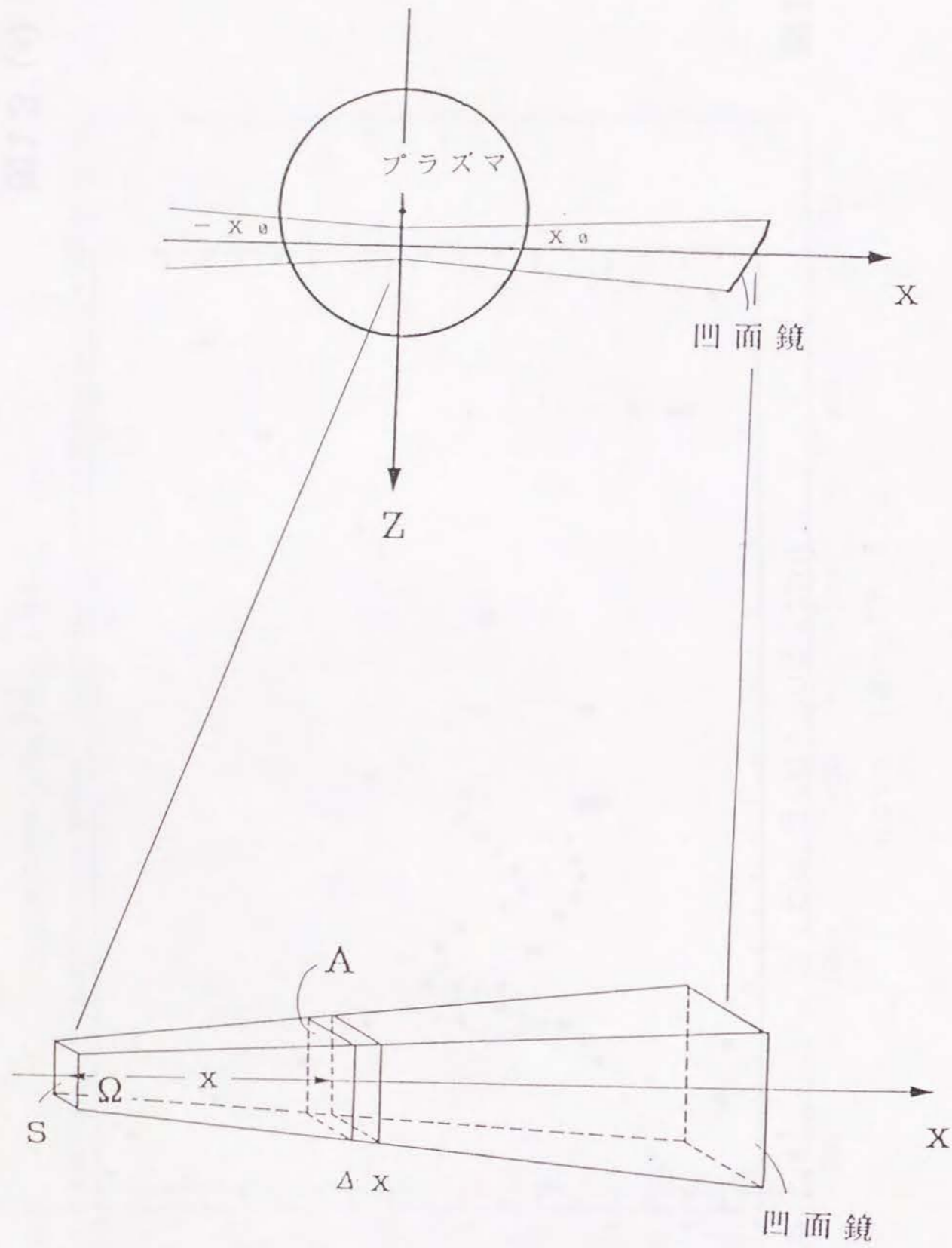


図 14

第 5 章	実験結果および考察	
5.1.	実験結果	5-1
5.2.	粒子バランス	5-3
5.3.	考察	5-5
付録 A	不純物イオンとの電荷交換の考察	5-7
	参考文献	5-9

摘要

WT-3 トカマクのジュール加熱モード放電に対して、水素原子バルマー線 $H\alpha$ 、 $H\beta$ 、 $H\gamma$ の強度を測定し、その空間分布を求めた。第3章の方法を用いて電子密度、水素原子密度、分子密度の空間分布を決定し、さらに定常プラズマを仮定して、それらの粒子の空間的な流れや閉じ込め時間を算出した。

5.1. 実験結果

対象としたプラズマは再現性のよいジュール加熱によるプラズマである。図1にプラズマ電流を示す。定常な放電領域 ($t=80\text{msec}$) においてトロイダル磁場、プラズマ電流、ループ電圧は、それぞれ 1.58T 、 68kA 、 1.6V である。可動リミターにより小半径を $r=15.5\text{cm}$ に設定した。図2はトムソン散乱計測により得られた電子温度の空間分布、また図3はHCNレーザ干渉計により得られた電子密度視線積分値の空間分布を示す。中心電子温度、電子密度はそれぞれ 500eV 、 $1.4 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ である。

$H\alpha$ 、 $H\beta$ 、 $H\gamma$ の測定にはマルチチャンネル検出器を用いた。分光器の設定条件は表1に示す。プラズマ電流励起後約 80msec の安定した放電領域において PULSE WIDTH 17.4msec で光を測定した。光の局所的な強度を知るため、1回の放電ごとにミラーを 1cm ずつ動かし、 $Z=0\sim 24\text{cm}$ の範囲をスキャンした (Z 軸の定義は第4章図3参照)。図4は $Z=0$ での $H\alpha$ 、 $H\beta$ 、 $H\gamma$ のスペクトルを示している。図5はこれらの発光線強度 (マルチチャンネル検出器出力) の空間分布である。実線は7次式でフィッティングしたものである。 $H\alpha$ 、 $H\beta$ 、 $H\gamma$ の検出器出力は同程度である。 $H\gamma$ のデータのばらつきは $H\alpha$ 、 $H\beta$ に比べて大きい。第4章図12を用いると、検出器に入射した光子数は $H\alpha$ の方が $H\gamma$ より4倍程度大きい値が得られる。よって光子数のばらつきは2倍程度 $H\gamma$ の方が大きいことが予想される。しかし図5では $H\alpha$ 、 $H\gamma$ のばらつきに2倍以上の差が見られる。これはプラズマ周辺部の電子密度領域 ($n_e = 10^{11}\sim 5 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$) では放電ごとの電子密度のばらつきに $H\gamma$ が一番敏感であるためと

考えられる (§ 3.2. 図 8 参照)。また $H\alpha$ のデータのばらつきが小さいことは放電ごとの中性水素密度のばらつきが小さいことを示唆している。図 6 はプラズマ発光の分布が同心円状である仮定して、アーベル変換により径方向の分布を算出したものである。プラズマ光の分布が同心円状であるとする仮定は HCN 干渉計により測定した電子密度線積分値が容器中心から左右にほぼ対照的に分布していること、また磁気プローブ計測により得られたプラズマ電流中心が容器中心と一致し、また最外殻磁気面が同心円分布をしていることから妥当であると考え (図 7) [1-3]。図 8 は $H\beta/H\alpha$ 、 $H\gamma/H\alpha$ の発光線強度比を示している。

図 9 はこれらの発光線強度比から § 3.2.3. の方法により決定した、電子密度、中性水素原子密度、水素分子密度を示している。電子温度は中心部ではトムソン散乱によって測定された値を用い、周辺部ではプローブによって測定された値を用いた。なお解析にあたってはプロトン衝突も考慮した。必要になるプロトン温度の空間分布は、C V (227.09 nm)、C III (229.70 nm)、O V (278.10 nm)、O IV (338.56 nm)、O III (375.99 nm)、O II (441.49 nm) のドップラー広がりから求めたイオン温度に等しいとした [4]。ただし異なる主量子数間のプロトン衝突断面積は電子衝突断面積より 2 桁以上小さいのでプロトン衝突の有無は結果にほとんど影響しない。なお、水素原子と不純物イオンの電荷移行過程は水素原子励起状態ポピュレーションに影響を殆ど及ぼさない。これについては付録 A に述べる。

図 9 の実線は HCN レーザ干渉計による測定 (図 3) から得られた電子密度であり、外挿値である。真空容器半径 (~20cm) および電子密度 (平均密度 $7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) がほぼ WT-3 トカマクと等しいヘリオトロン E 装置において、水素原子密度が 2 光子励起レーザ蛍光法によって測定されている [5-8]。それによるとプラズマ周辺部における水素原子密度は約 10^{10} cm^{-3} と報告されている [6]。この値は我々の得た値にほぼ等しい。なお彼等が中性粒子輸送コード (DEGAS computer code [9]) を用いて計算した周辺部の水素分子密度は 10^{10} cm^{-3} である [6]。

これまでプラズマが電離プラズマであることを前提として解析をしてきた (§ 3.2. 参照)。ここでこれを確認しておく。図 10 は、図 6 の発光線

強度から決定した主量子数 3、4、5 のポピュレーションに対する再結合プラズマ成分の割合を示している。再結合プラズマ成分は、§ 3.2. 式 (2) の右辺第 1 項により与えられる。電子密度は図 9 の我々が決定した値を用いた。図 10 は主量子数 3、4、5 のポピュレーションに対する再結合プラズマ成分の割合が無視できることを表している。

5.2. 粒子バランス

電子密度、中性水素原子密度、水素分子密度の空間分布が得られたので、§ 3.3. で得られた実効生成速度係数、消滅速度係数の計算結果を利用すると、これらの粒子バランスを知ることができる。図 11 は水素原子、水素分子から作られる電子生成量の空間分布である。図 12 は水素分子から作られる水素原子量の空間分布である。また図 13 は水素分子が失われる量の空間分布である。

我々が光を観測した時間領域ではプラズマは定常状態であるので、§ 3.3. 式 (1-2) の左辺の時間微分をゼロと置き、右辺の輸送項を除く項による生成、消滅の差が輸送項により補われるとすると、トロイダル方向の一様性の仮定から、空間的な流量を簡単に算出することができる。この仮定については後で議論する。図 14 は水素分子が失われた量が内向きの空間的な流れによって補われるとして求めた水素分子の流量である。内向きの流れを正としてある。

プラズマ壁から放出された水素分子は初速度 0.1eV 程度であると言われている [10]。水素分子とプラズマ中のプロトンとの運動量移行断面積 [11] から、プラズマ周辺部の電子密度を $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ として平均自由行程を計算すると約 100cm の値が得られる。一方、§ 3.3. ですでに計算されている水素分子が失われる実効速度係数の値を用いると、分子が失われる平均自由行程は約 8 cm になる。以上の計算から、水素分子は解離または電離されるまでは壁から直進するという描像が得られる。分子が失われる平均自由行程の約 8 cm という値は図 14 の分子の減衰長ともほぼ一致する。なおトロイダル方向の一様性の仮定は、強い水素分子源とな

るリミターまたは水素ガス供給弁の存在する位置では成り立たない。しかし光測定領域はこれらから約 150cm 離れている。上記計算により、水素分子は強い分子源から直接光観測領域に運ばれてくるとは考えられないことから、図 9 の水素分子は測定位置付近の真空容器壁から放出されたものと考えてよい。トロイダル方向の一様性の仮定は以上によって正当化される。

図 15 は水素原子が電離によって失われた量と水素原子が水素分子から作られた量の差がその空間的な流れによって補われるとして計算した水素原子の流量である。水素原子の流量は $r=18\text{cm}$ でゼロになる。文献 [10] によると水素分子から生成された水素原子は 1~5 eV のエネルギーを持つ。水素原子とプラズマ中のプロトンとの運動量移行断面積を、水素分子とプロトンとの運動量移行断面積 [11] と同程度と考えると、水素原子エネルギーが水素分子エネルギーより大きな値を持つことから、水素原子の平均自由行程は水素分子の値 (100cm) より大きな値になると考えられる。水素分子の場合と同様に、水素原子は電離されるまで直進する。水素原子が生成されるのは主に $r=18\text{cm}$ であり (図 12)。ここで生成された原子は等方的に飛び出した後、電離されるまで直進することが予想され、 $r=18\text{cm}$ で流量がゼロになることは妥当である。

図 15 によると、図 9 の水素原子の空間分布から拡散によって予想される方向には粒子が流れない。水素原子の輸送は拡散現象ではないことが示唆される。これは上の平均自由行程の考察からも納得できる。従来、 $H\alpha$ 発光線強度から水素原子密度分布を決定し、水素原子の電離と空間的な流れが釣り合うとして得られた流量から、水素原子拡散係数が算出されている [12]。しかし現象自体が拡散ではないことから、これは無意味なことと考える。

水素分子、水素原子の空間的な流量を、図 9 に示されているこれらの密度で割ると、容器中心方向の平均的な速度が得られる。図 16 に水素分子の平均速度、図 17 に水素原子の平均速度がそれぞれ示されている。図 16 において、水素分子の平均速度は内側ほど増加している。これは水素分子は真空容器壁から広い角度で放出された後、容器中心方向に速度成分を

持つものだけが内側に進むので、内側の粒子の速度方向は容器中心方向に偏っているためと定性的には考えられる。

図 14、15 から $r=19.5\text{cm}$ での水素原子と水素分子の空間的な流れによって補給されるプロトンの総数は、プラズマのトロイダル方向 1 cm 幅について、

$$\Gamma_p = (4 \times 10^{15} \times 2(\text{H}_2) - 1 \times 10^{15}(\text{H})) \times 19.5 \times 2 \times 3.14 = 8.6 \times 10^{17} \text{ (cm}^{-1}\text{s}^{-1}\text{)}$$

となる。定常状態では同じ数のプロトンがプラズマから逃げ出す。一方、プラズマ中のプロトンは真空容器のトロイダル方向幅 1 cm 当たり $7.2 \times 10^{15} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ 存在する。これらの値の比から粒子閉じ込め時間 8.4 msec が得られる。

5.3. 考察

従来のように、プラズマ中の中性種として水素原子だけが存在するという仮定のもとに、 $H\alpha$ 発光線強度のみから、粒子閉じ込め時間を算出することを試み、分子を考慮した場合と比較する。図 6 (a) の $H\alpha$ 発光線強度から主量子数 3 のポピュレーション $n(3)$ を決定して、水素原子密度の空間分布を § 3.2. 式 (2) を用いて算出した値を図 18 に示す。このとき電子密度は図 9 に示されている我々が決定した値を用いた。図 19 は水素原子が電離により失われる量を示している。失われた水素原子がその空間的な流れによって補われ、定常的なプラズマが実現しているとして得られた水素原子の流れを図 20 に示す。 $r=19.5\text{cm}$ での水素原子の空間的な流れによって補給されるプロトンの総数は、プラズマのトロイダル方向 1 cm 幅について、

$$\Gamma_p = 1.7 \times 10^{15}(\text{H}) \times 19.5 \times 2 \times 3.14 = 2.1 \times 10^{17} \text{ (cm}^{-1}\text{s}^{-1}\text{)}$$

となる。プロトンは真空容器のトロイダル方向幅 1 cm 当たり 7.2×10^{15}

(cm^{-1}) 存在するので、これらの値の比から粒子閉じ込め時間 34.3msec が得られる。この値は水素分子まで考慮して得られた我々の値の4倍程度大きな値である。様々な装置および様々な放電において、水素分子の存在を考慮せずに粒子閉じ込め時間が算出されている(得られた値は 1~100 msecである)。しかしこの場合、正しい値が得られているとは考えにくい。

本研究による分光学的な方法で、プラズマ周辺部の電子密度、水素原子密度、水素分子密度、および、その空間的な流れまで決定することができた。既に述べたように、得られたそれらの量は定性的には妥当なものと考えられる。ただし定量的には、まだ十分満足なものではないと考えている。理由としては、§3.2.で述べたように、現在のところ水素分子イオンの存在を無視していること、また水素原子の基底状態からの励起断面積の低エネルギー領域についての不確かさが存在することなどが挙げられる。特に基底状態から主量子数5への励起断面積の不確かさは結果に直接影響する。我々の用いた断面積の値は現時点で最善の選択であると考え、今後断面積の信頼性がより向上することが望まれる。

WT-3トカマクにおいては、水素分子の発光線は検出されなかった。ただし、本章で得られた水素分子密度から、§3.3.で述べた水素分子衝突輻射モデルを用いて分子発光線強度を推定すると、検出器出力はバックグラウンドノイズの半分程度になることから、これは当然のこととして理解される。

付録A 不純物イオンとの電荷交換の考察

トカマクプラズマ中には水素だけでなく、不純物イオンが含まれる。主なものは、酸素、炭素である。これらのイオンと中性水素原子の衝突には、中性水素原子からイオンに電子が移行する電荷移動過程が存在する。前節の計算結果ではこの過程が考慮されていないが、この節では電荷移動過程が水素原子励起準位ポピュレーションに影響を与えないことを確認する。

多価イオンと基底状態水素原子との衝突において、多価イオンが電子を捕獲する断面積が文献[13]に与えられている。これによるとトカマクのイオン温度では、

$$\sigma \sim 1 \times 10^{-15} q \quad (\text{cm}^2) \quad (\text{A } 1)$$

が成り立つ。ここで σ 電荷移動断面積、 q はイオンの電荷である。励起水素原子から電子が奪い取られる断面積は殆ど知られていないが、文献[14]に簡単な古典的モデルによる考察から、その主量子数依存性は主量子数の2乗に比例することが示されている。以下の計算にはそれを仮定した。

酸素、炭素イオンの空間分布は以下のようにして調べた。まずOV($3^2\text{S}-3^2\text{P}$, 381.135nm)、CW($3^2\text{S}-3^2\text{P}$, 580.1nm)、CV($2^3\text{S}-2^3\text{P}$, 227.4nm)の発光線強度の空間分布を測定した。つぎに衝突輻射モデル[15、16]を用い、これらのイオンの基底状態密度を算出した。次にMISTコード[17]を用い、実験で得られた以外の電離段階のイオン密度を決定した。MISTコード中のパラメータ D 、 c_v を調節して、実験で得られた基底状態密度とMISTによる計算結果が一致するようにした。 D の値は約 2.0×10^4 ($\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$)である。粒子源は可動リミターとした。得られた酸素イオン、炭素イオンの空間分布を図A1に示す。

図A2は電荷移動過程を考慮して水素原子密度、水素分子密度、電子密度を決定した結果である。電荷移動過程は殆ど結果に影響しないことが分かる。実際、電荷移動過程によって電子が奪われる速度は、主量子数5以

下の準位では、基底準位への自然放出確率の100分の1以下しかない。

参考文献

- ¹T.Maekawa, M.Nakamura, T.Komatsu, T.Kishino, Y.Kishigami, K.Makino, T.Maehara, T.Minami, K.Hanada, M.Iida, Y.Terumichi, S.Tanaka, Nucl. Fusion 32, 1755 (1992).
- ²V.D.Shafranov, Plasma Physics, 13, 757 (1970).
- ³D.W.Swain, G.H.Neilson, Nucl. Fusion 22, 1015 (1982).
- ⁴S.Miyachi, J. Q. Spectrosc. Radiat. Transfer 42, 355 (1989).
- ⁵K.Uchino, T.Koga, K.Muraoka, M.Maeda, M.Akazaki, S.Sudo, O.Motojima, F.Sano, M.Sato, T.Mutoh, H.Zushi, Y.Takeiri, A.Iiyoshi, K.Uo, J. Phys. Soc. Japan 57, 909 (1988).
- ⁶K.Muraoka, K.Uchino, M.Maeda, T.Kajiwara, K.Matsuo, T.Okada, C.Honda, Y.Suehiro, N.Yano, K.Takeda, H.Hagiwara, M.Akazaki, S.Sudo, K.Kondo, H.Matsuura, T.Mizuuchi, F.Sano, M.Sato, H.Zushi, T.Obiki, J. Nucl. Mater. 176 & 177, 231 (1990).
- ⁷T.Kajiwara, T.Shinakawa, K.Muraoka, T.Okada, M.Maeda, 九州大学電離気体実験施設報告 第1号, 35 (1991).
- ⁸T.Kajiwara, T.Shinkawa, K.Uchino, M.Masuda, T.Okada, M.Maeda, S.Sudo, T.Obiki, Rev. Sci. Instrum. 62, 2345 (1991).
- ⁹D.Heifetz, D.Post, M.Petravic, J.Weisheit, G.Bateman, J. Comput. Phys. 46, 309 (1982).
- ¹⁰T.Kawamura, 核融合研究 63, 235 (1990).
- ¹¹A.V.Phelps, J. Phys. Chem. Ref. Data 19, 653 (1990).
- ¹²K.Utino, H.Takenaga, T.Nakao, K.Muraoka, M.Maeda, CHS group, 九州大学電離気体実験施設報告 第3号, 67 (1993).
- ¹³R.K.Janev, P.Hvelplund, Comm. At. Mol. Phys. 9, 75 (1981).
- ¹⁴S.Otani, 核融合研究 65, 48 (1991).
- ¹⁵T.Kawachi, T.Fujimoto, Phys. Rev. A, (in press).
- ¹⁶T.Kawachi, T.Fujimoto, G.Csanak, Phys. Rev. A, (in press).
- ¹⁷R.A.Hulse, Nucl. Technol./Fusion 3, 259 (1983).

^{1a}K.Utino, H.Takenaga, T.Nakao, K.Muraoka, M.Maeda, CHS group,
九州大学電離気体実験施設報告 第3号, 67 (1993).

表1 分光器設定条件

	H α	H β	H γ
入口スリット幅	20 μ m	20 μ m	200 μ m
クレーティング*	300本/mm	300本/mm	3600本/mm
マスク	102 \times 102mm ²	102 \times 102mm ²	102 \times 102mm ²
PULSE WIDTH	17.4 msec	17.4msec	17.4msec

図の説明

図 1

プラズマ電流の時間変化。定常な放電領域 ($t=80\text{msec}$) においてトロイダル磁場、プラズマ電流、ループ電圧は、それぞれ 1.58T 、 68kA 、 1.6V である。

図 2

トムソン散乱計測およびダブル静電プローブにより得られた電子温度の空間分布。横軸は大半径。

図 3

H C N レーザ干渉計により得られた電子密度の空間分布。

図 4

$H\alpha$ 、 $H\beta$ 、 $H\gamma$ のマルチチャンネル検出器出力。 $Z=0$ での (a) $H\alpha$ 、(b) $H\beta$ 、(c) $H\gamma$ のスペクトル。

図 5

$H\alpha$ 、 $H\beta$ 、 $H\gamma$ 発光線強度 (マルチチャンネル検出器出力) の空間分布。(a) $H\alpha$ 、(b) $H\beta$ 、(c) $H\gamma$ 。

図 6

$H\alpha$ 、 $H\beta$ 、 $H\gamma$ の径方向の分布。(a) $H\alpha$ 、(b) $H\beta$ 、(c) $H\gamma$ 。

図 7

磁気プローブ計測により得られたプラズマ電流中心および最外殻磁気面。

図 8

$H\beta/H\alpha$ 、 $H\gamma/H\alpha$ の発光線強度比。

(a) $H\beta/H\alpha$ 、(b) $H\gamma/H\alpha$

図 9

§ 3.2.3.の方法により決定した、電子密度、中性水素原子密度、水素分子密度。実線は H C N レーザ干渉計による測定から得られた電子密度の分布。

図 10

図 6 の発光線強度から決定した主量子数 3、4、5 のポピュレーションに対する再結合プラズマ成分の割合。再結合プラズマ成分は、§ 3.2.式 (2) の右辺第 1 項により与えられる。電子密度は図 9 の我々が決定した値を用いた。

図 11

水素原子、水素分子から単位時間単位体積当たりに作られる電子量の空間分布。細実線は水素分子から作られる量、また破線は水素原子から作られる量である。これらの合計が太実線で示されている。

図 12

水素分子から単位時間単位体積当たりに作られる水素原子量の空間分布。

図 13

単位時間単位体積当たりに水素分子が失われる量の空間分布である。

図 14

水素分子が失われた量が空間的な流れによって補われるとして求めた水素分子の空間的な流量 (内側へ向かう流れを正とする)。

図 15

水素原子が電離によって失われた量と水素原子が水素分子から作られた量

の差がその空間的な流れによって補われるとして計算した水素原子の空間的な流量（内側へ向かう流れを正とする）。

図 16

水素分子の平均速度。

図 17

水素原子の平均速度。

図 18

図 6 (a) の $H\alpha$ 発光線強度から主量子数 3 のポピュレーション $n(3)$ を決定して、プラズマ中の中性種として水素原子だけが存在するという仮定のもとに、水素原子密度の空間分布を § 3.2. 式 (2) を用いて算出した値。電子密度は図 9 に示されている我々が決定した値を用いた。

図 19

水素原子が電離により失われる量（プラズマ中の中性種として水素原子だけが存在すると仮定）。

図 20

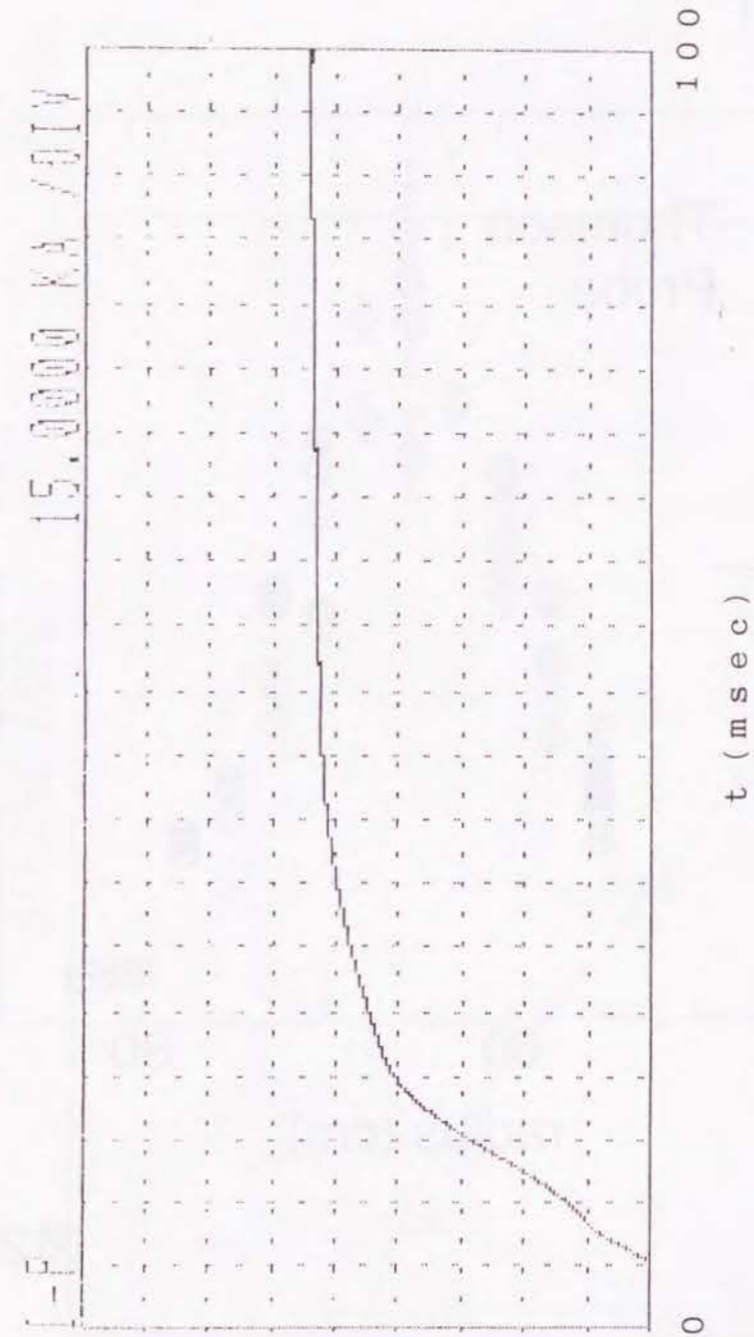
失われた水素原子がその空間的な流れによって補われ、定常的なプラズマが実現しているとして得られた水素原子の流れ（プラズマ中の中性種として水素原子だけが存在すると仮定）。

図 A 1

(a) 酸素イオンの空間分布、(b) 炭素イオンの空間分布。

図 A 2

電荷移動過程を考慮して水素原子密度、水素分子密度、電子密度を決定した結果。



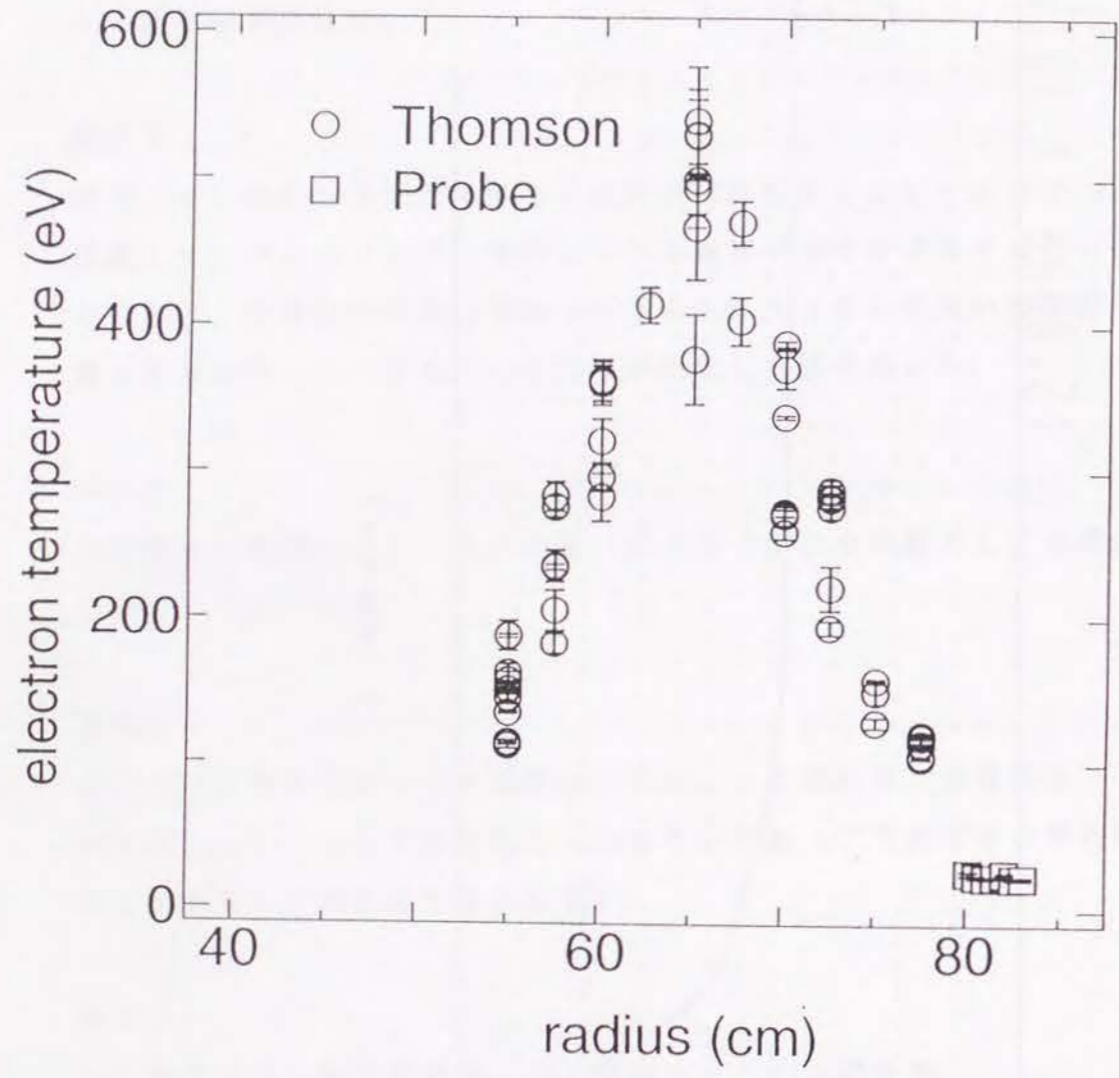


Figure 2

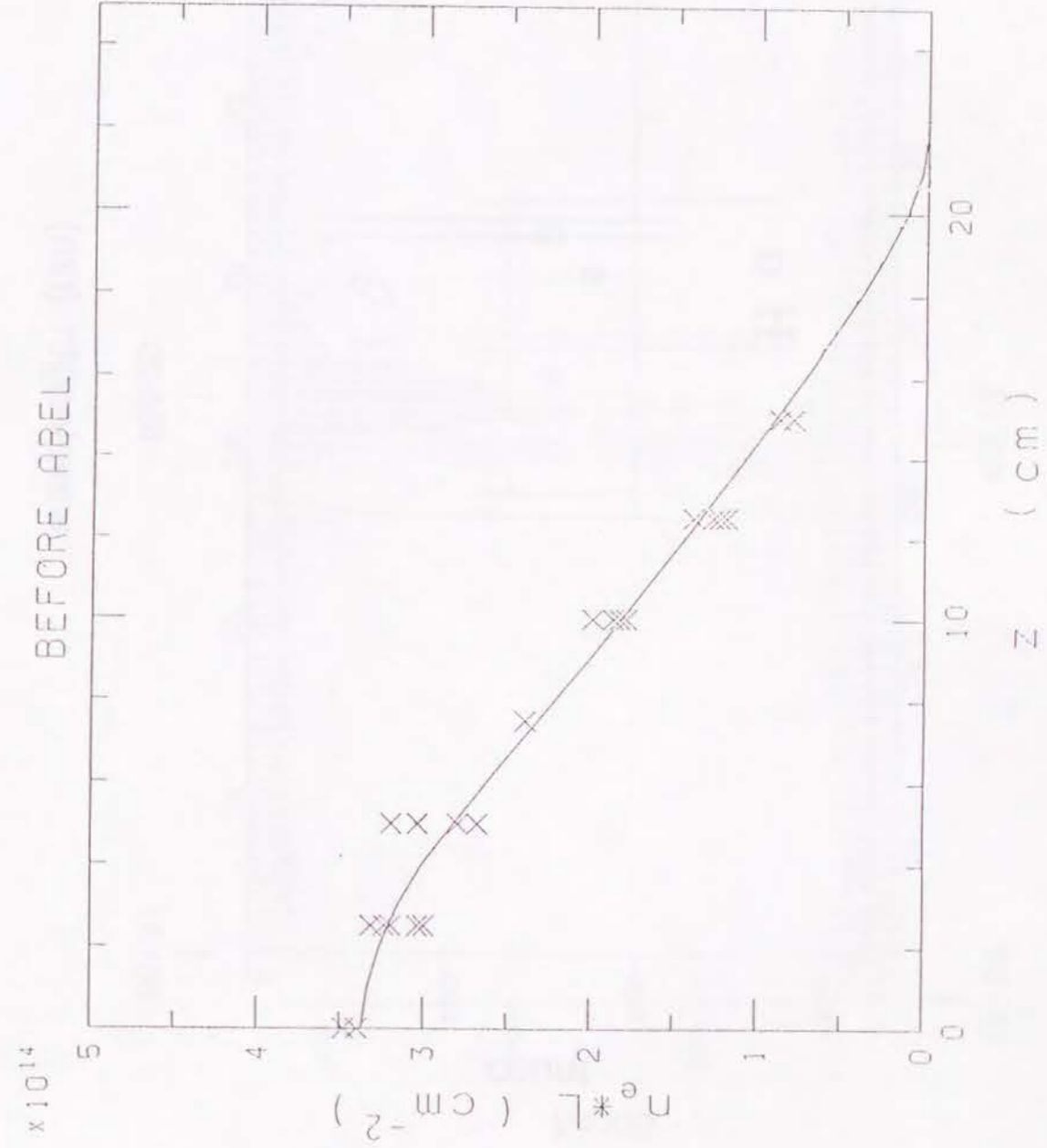


Figure 3

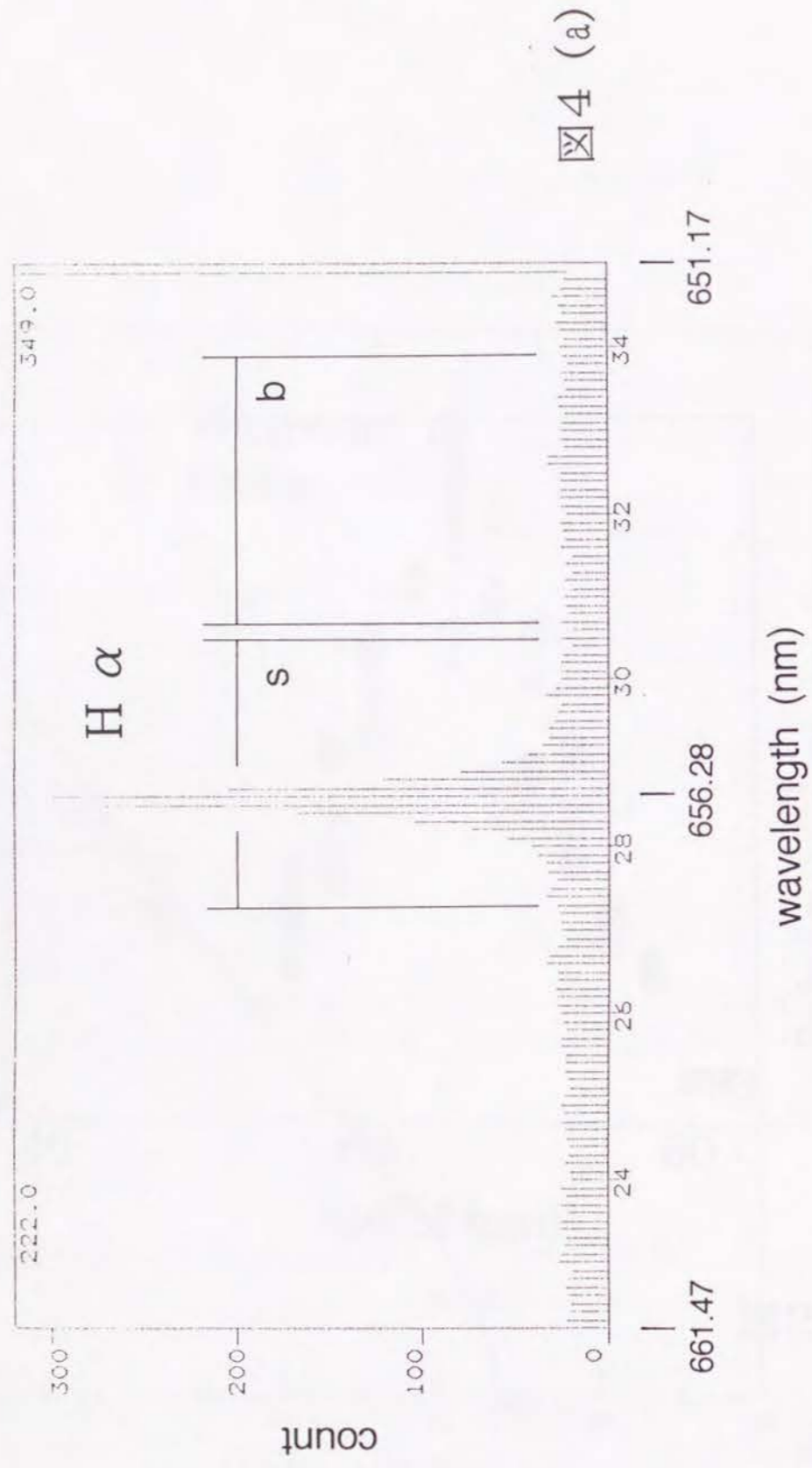


图 4 (a)

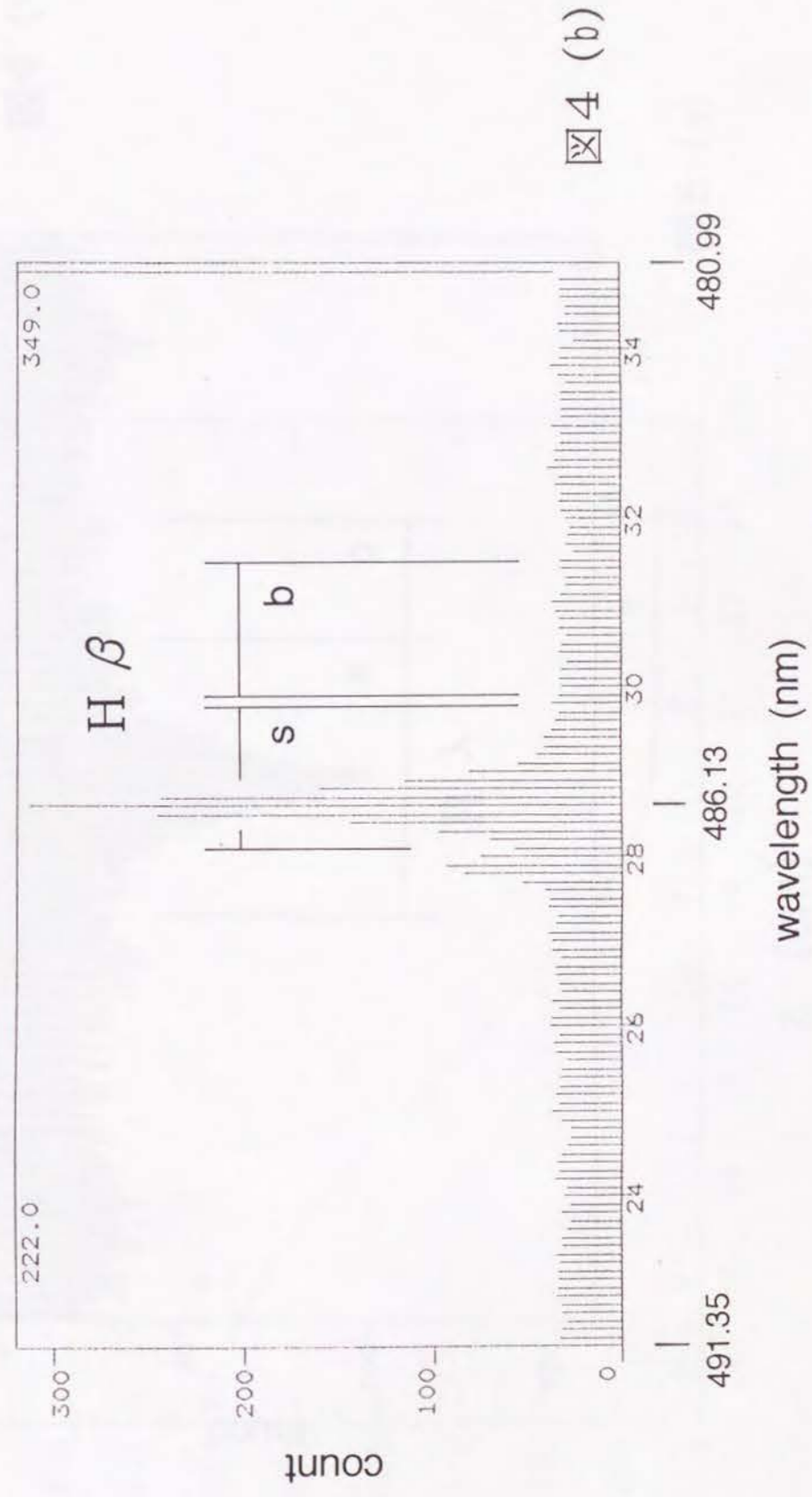


图 4 (b)

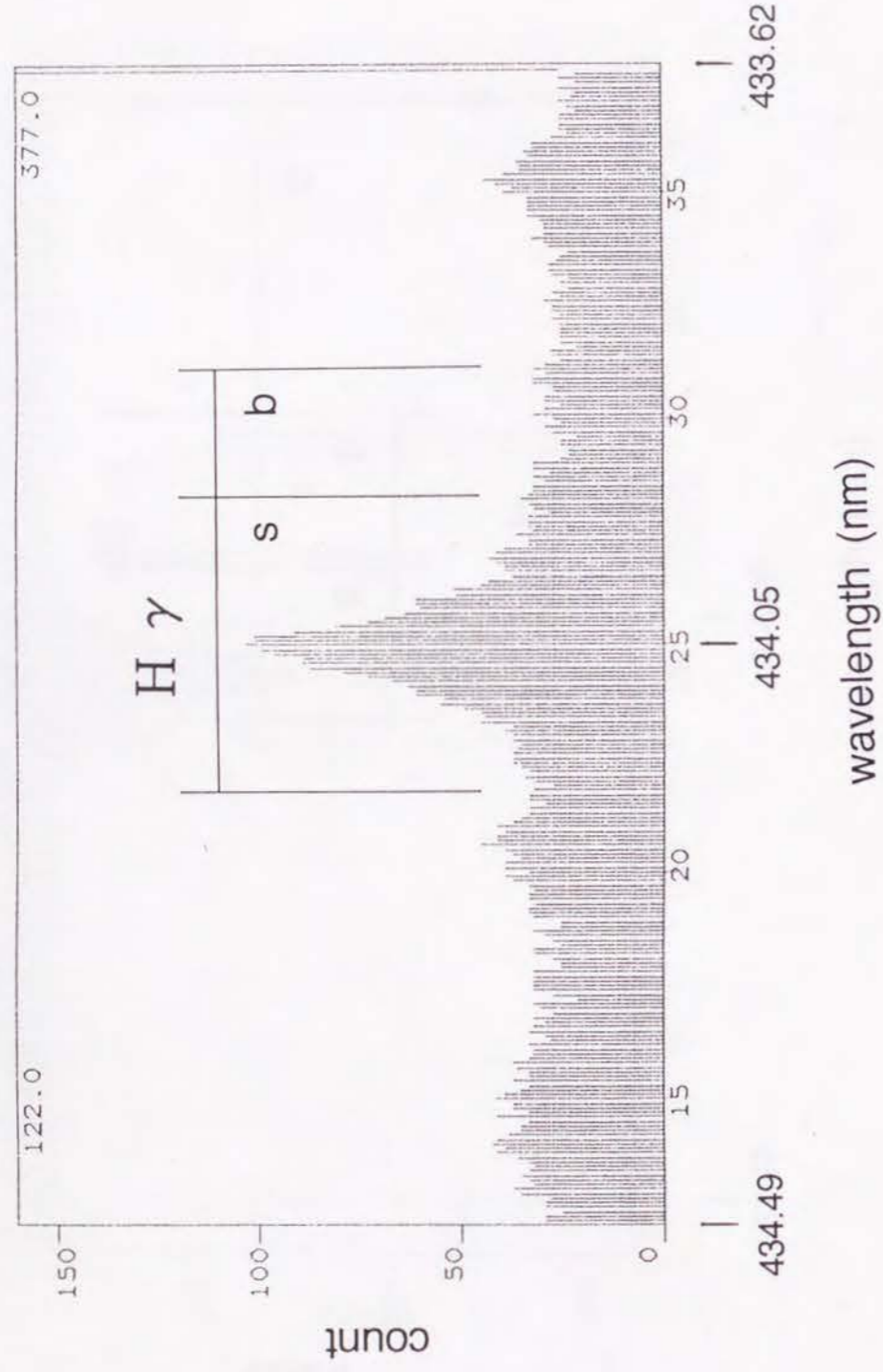


图4 (c)

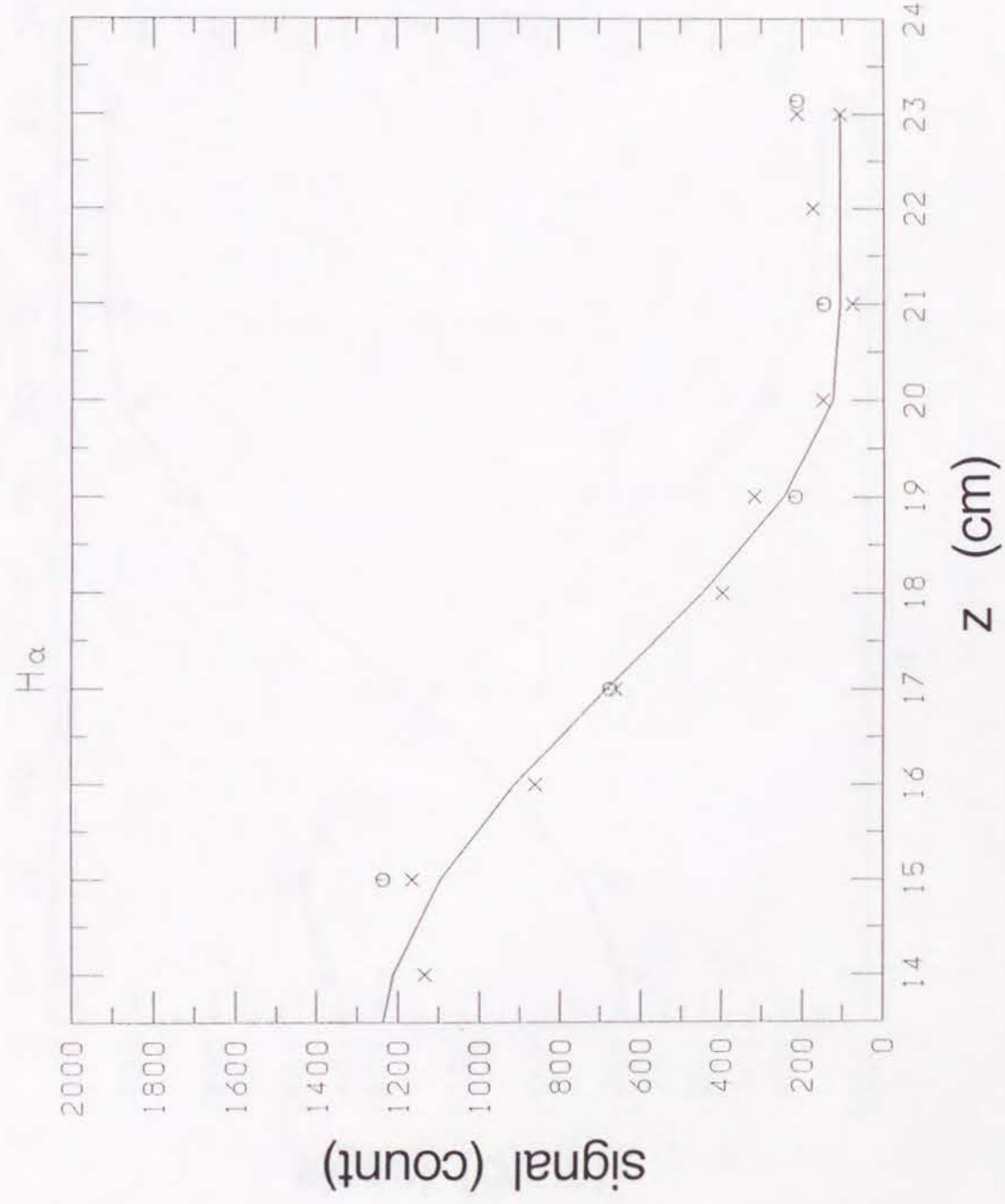


图5 (a)

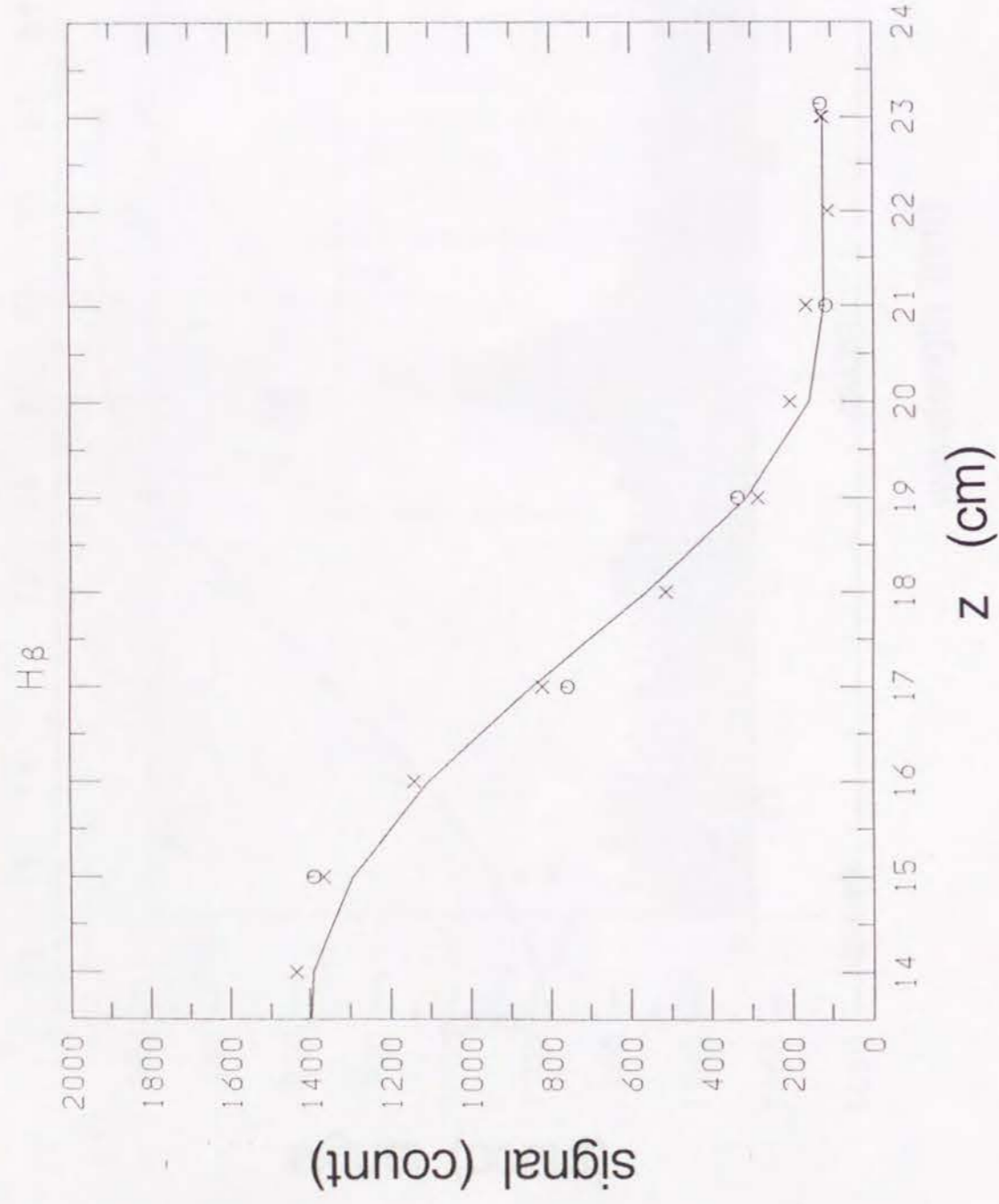


Figure 5 (b)

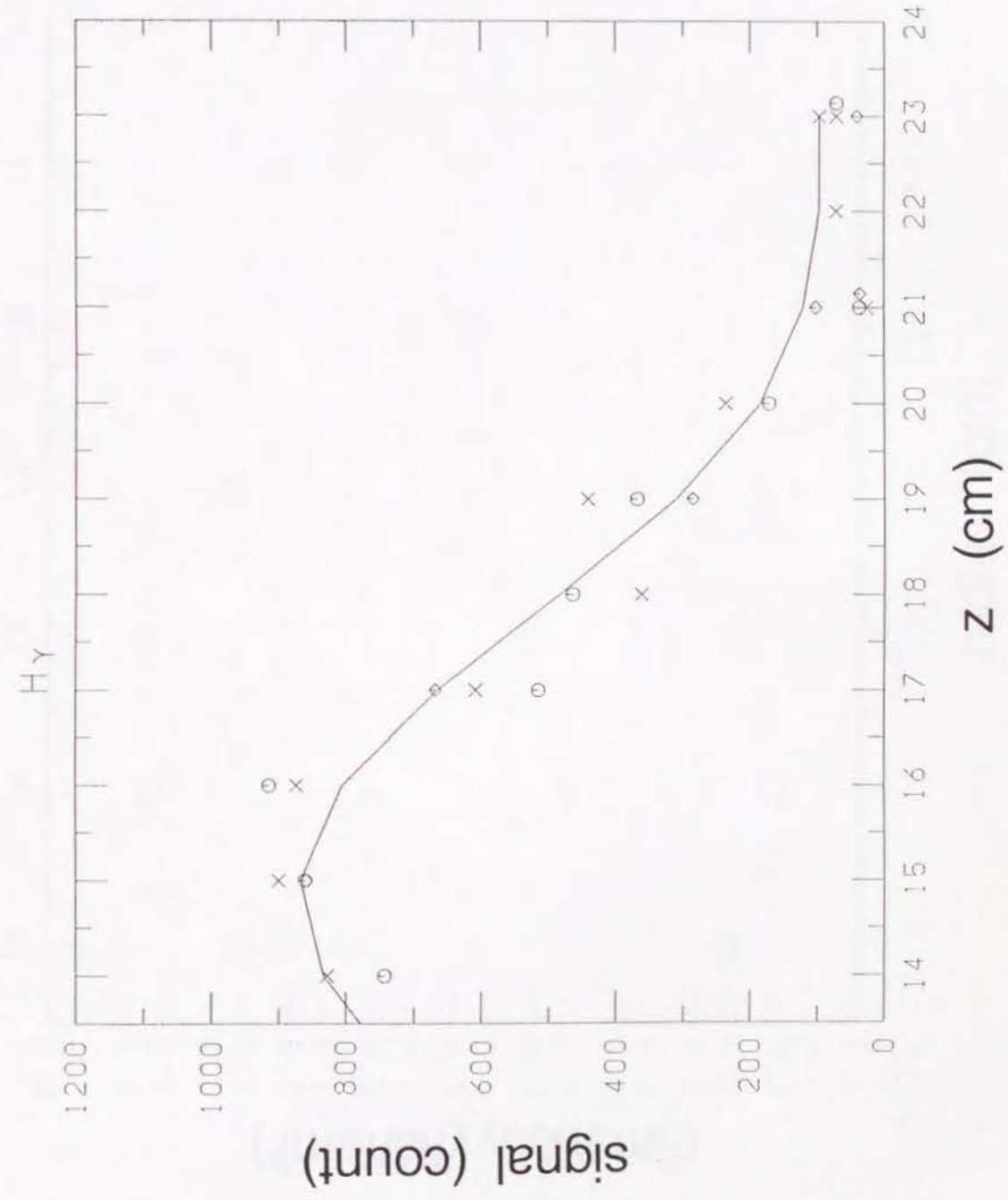


Figure 5 (c)

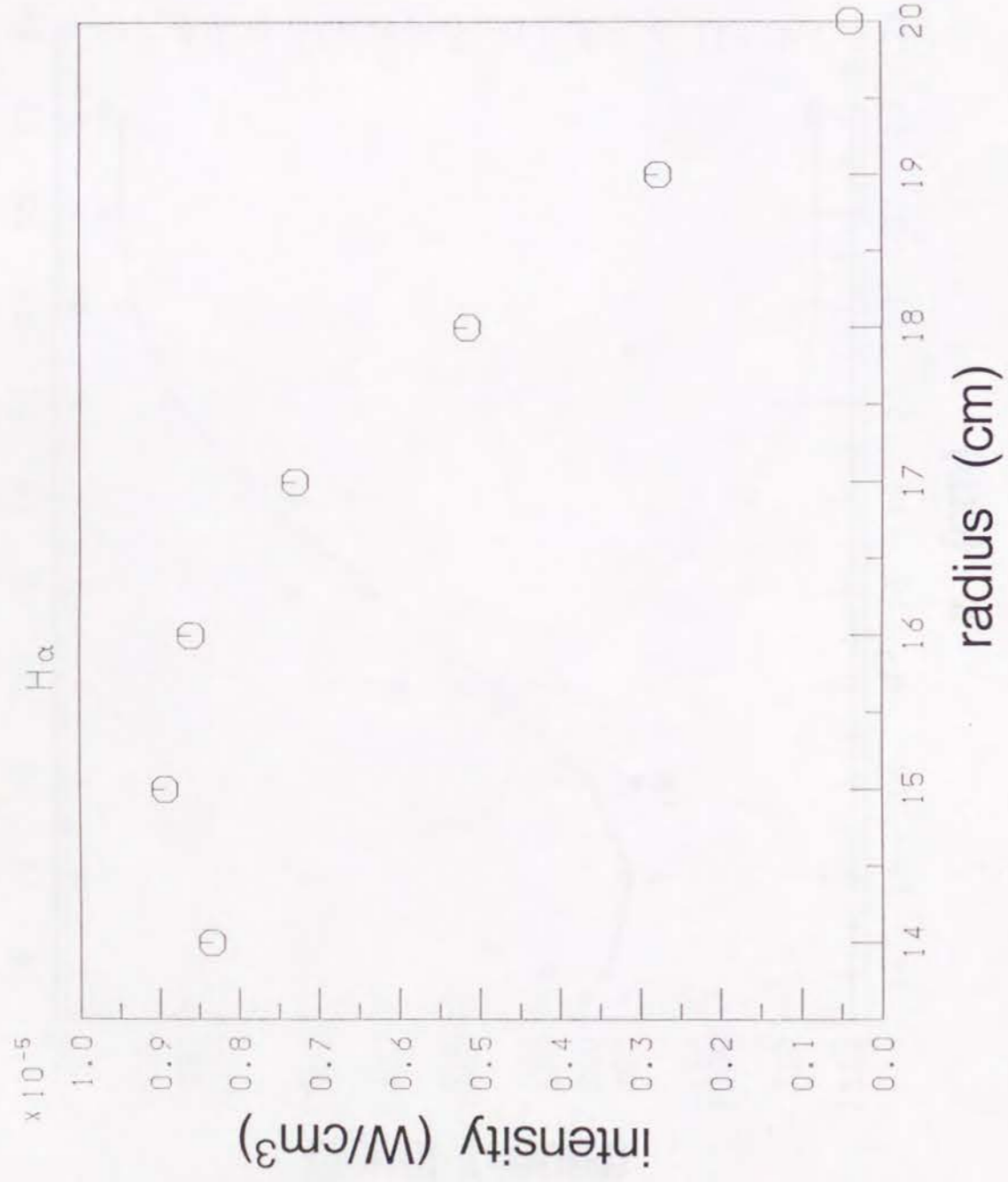


Fig 6 (a)

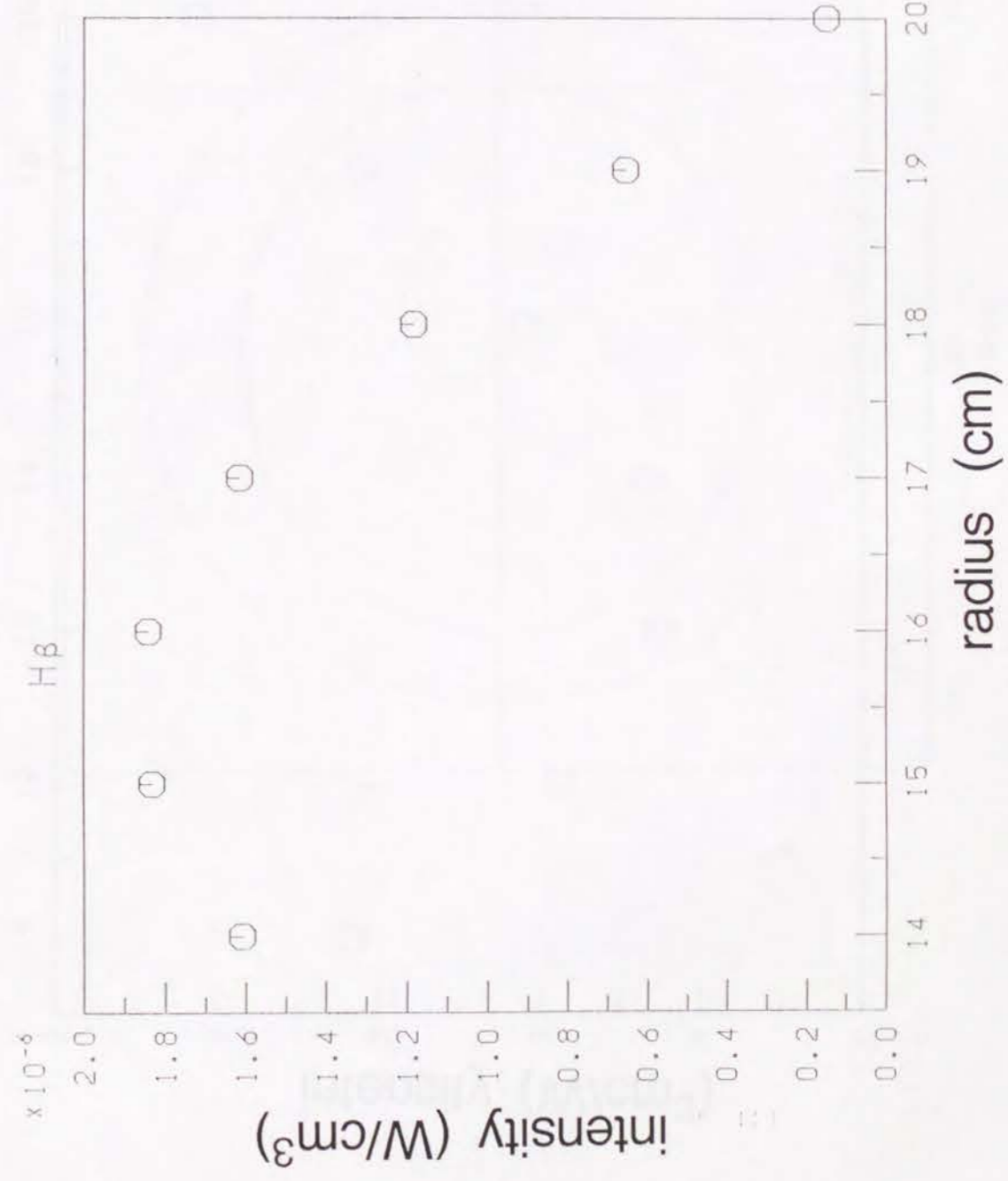
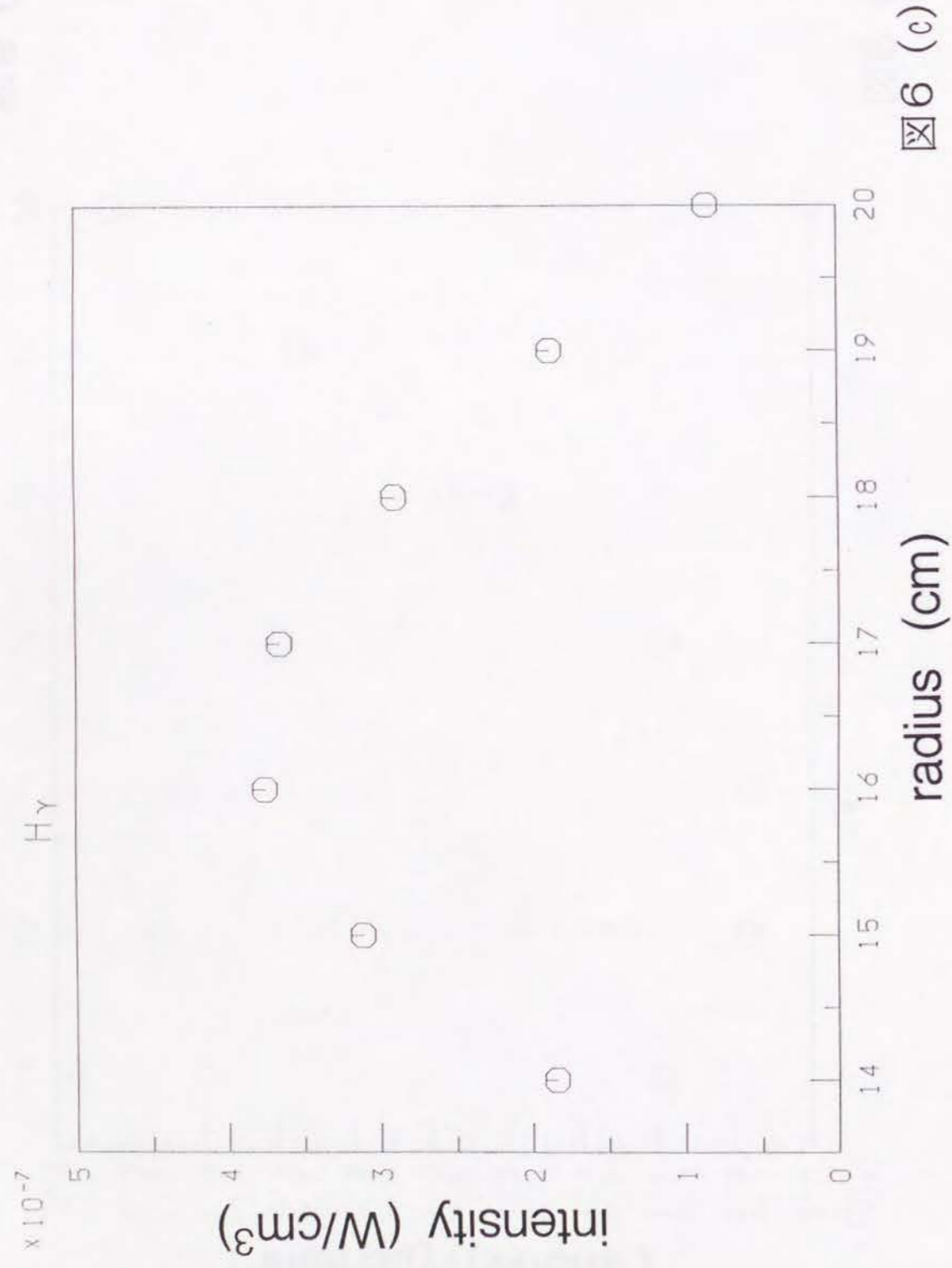
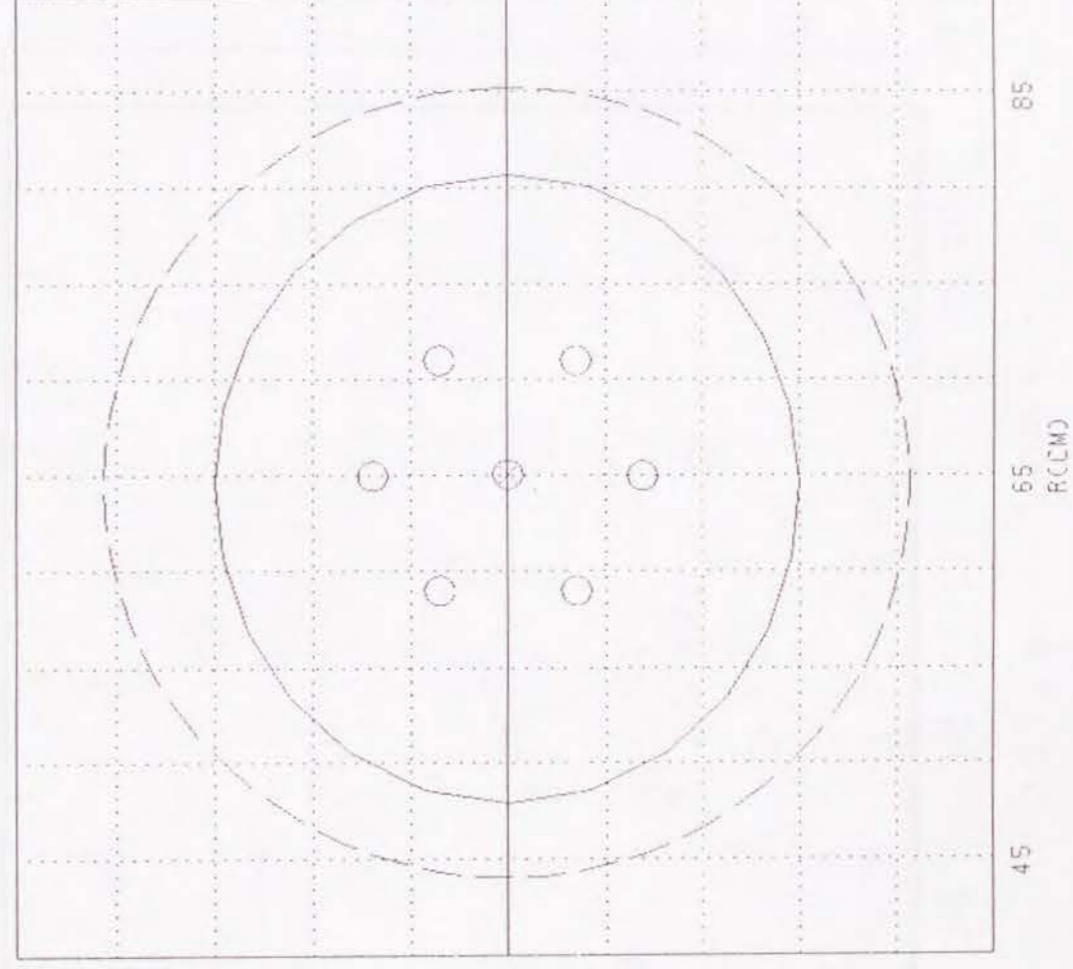


Fig 6 (b)



OUTER-MOST FLUX SURFACE BY FILAMENT CURRENT



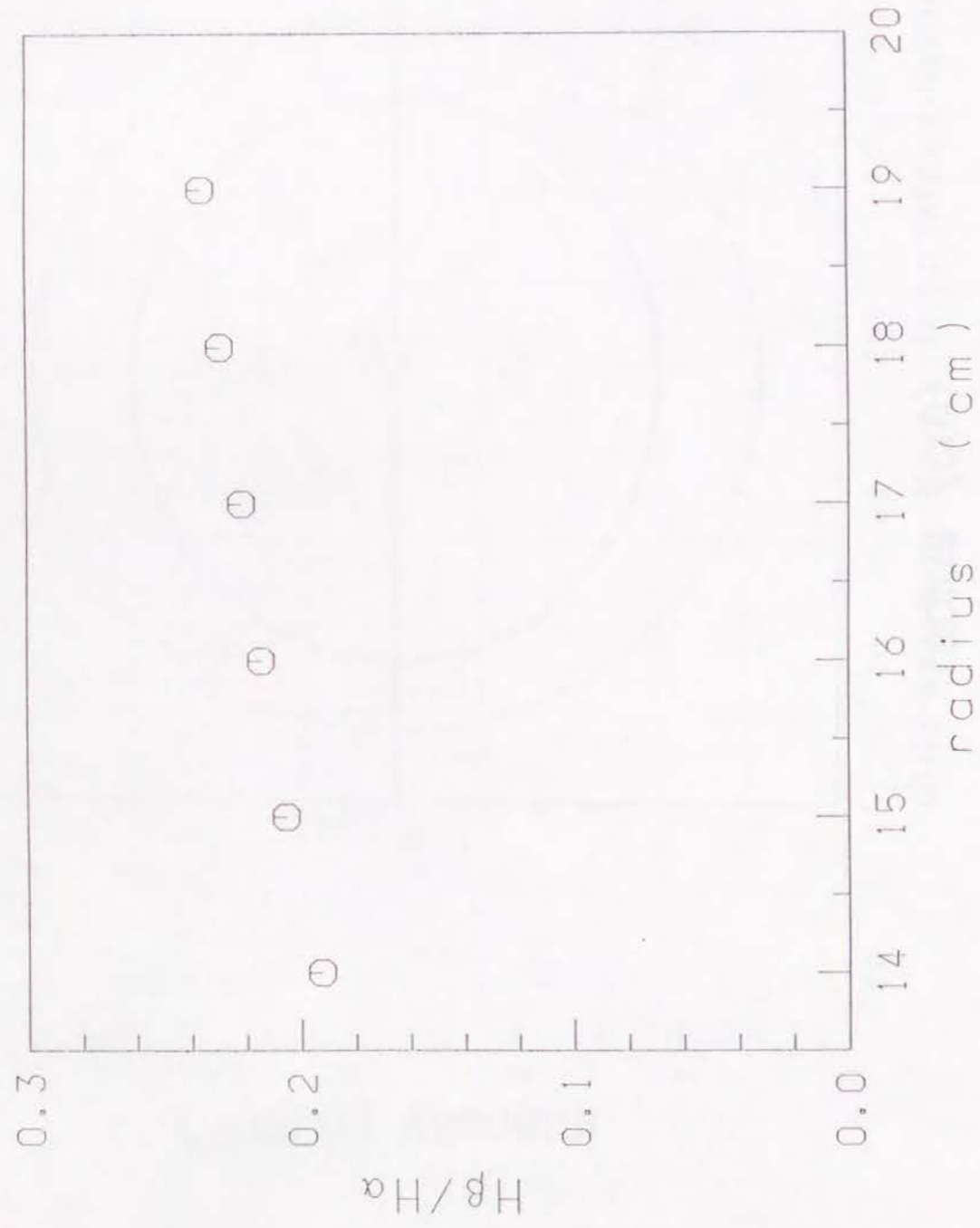


图 8 (a)

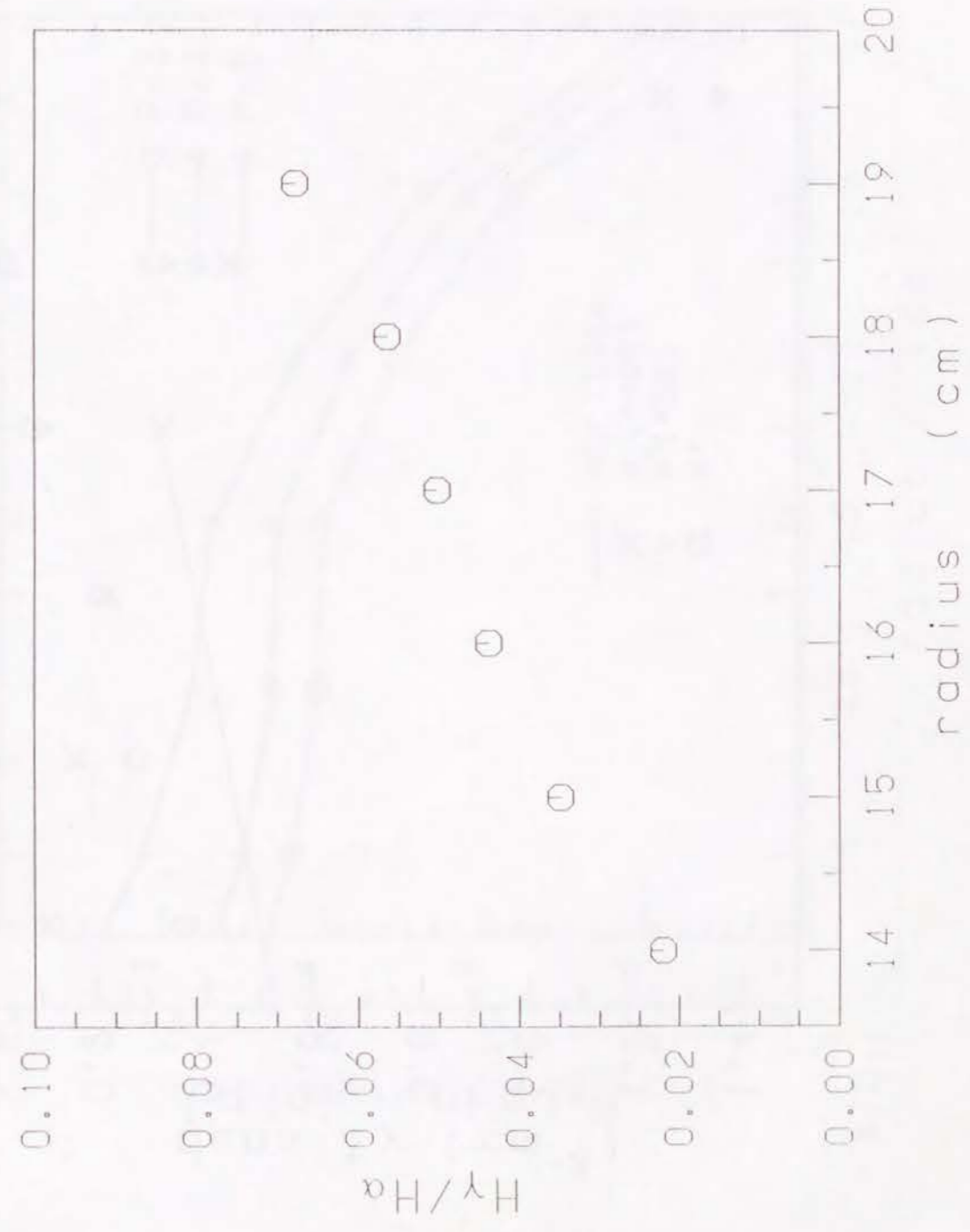


图 8 (b)

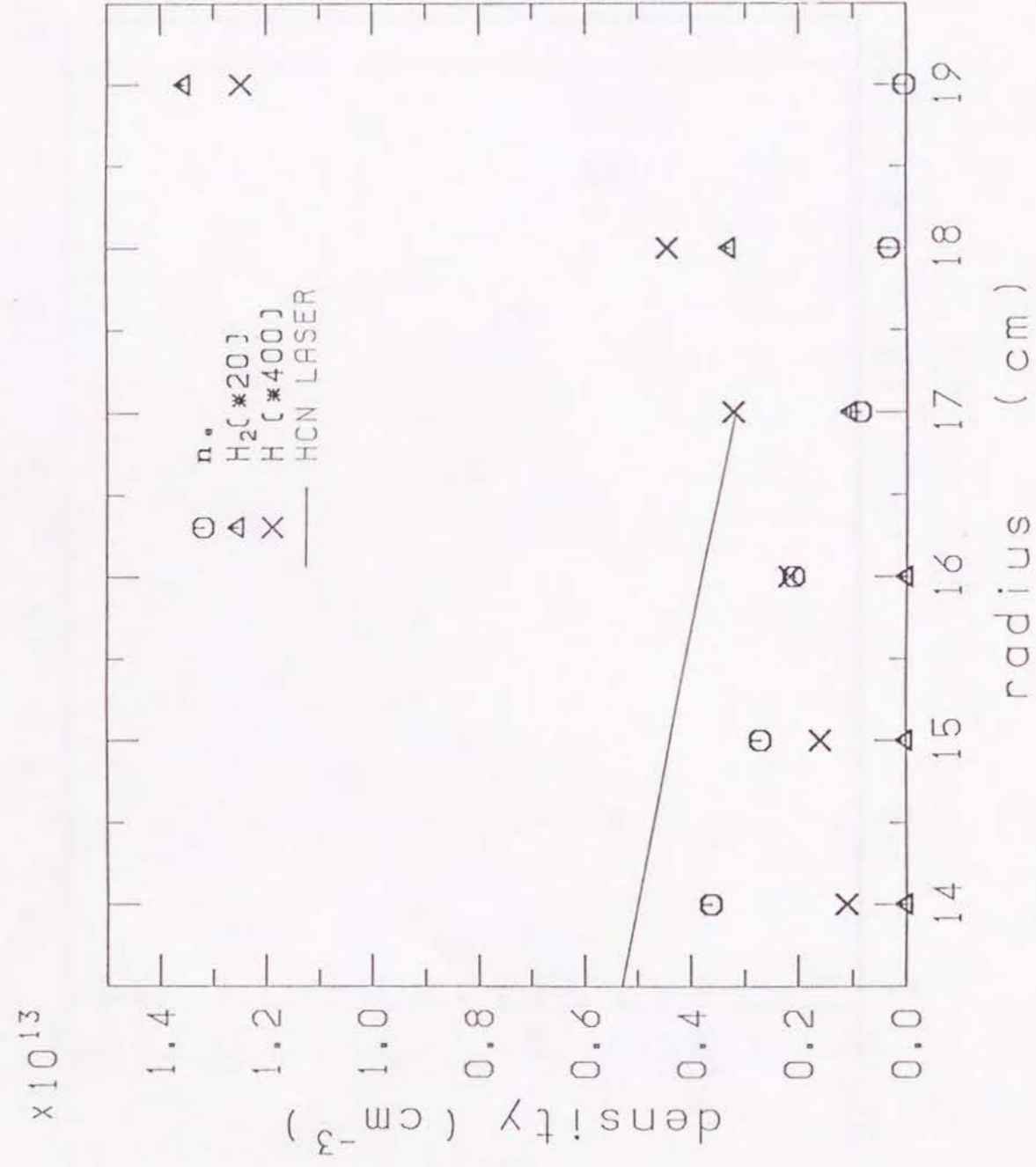


图9

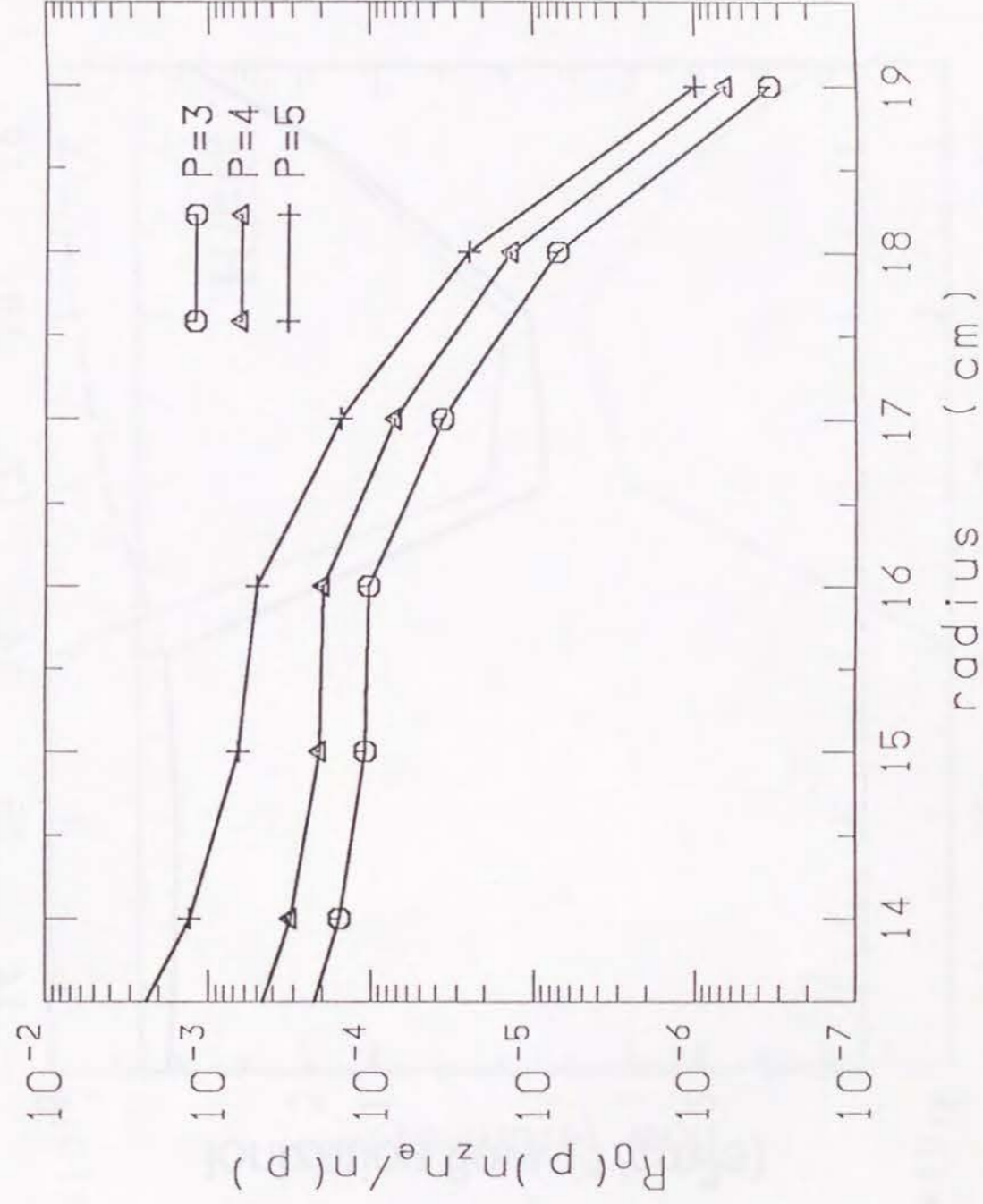


图10

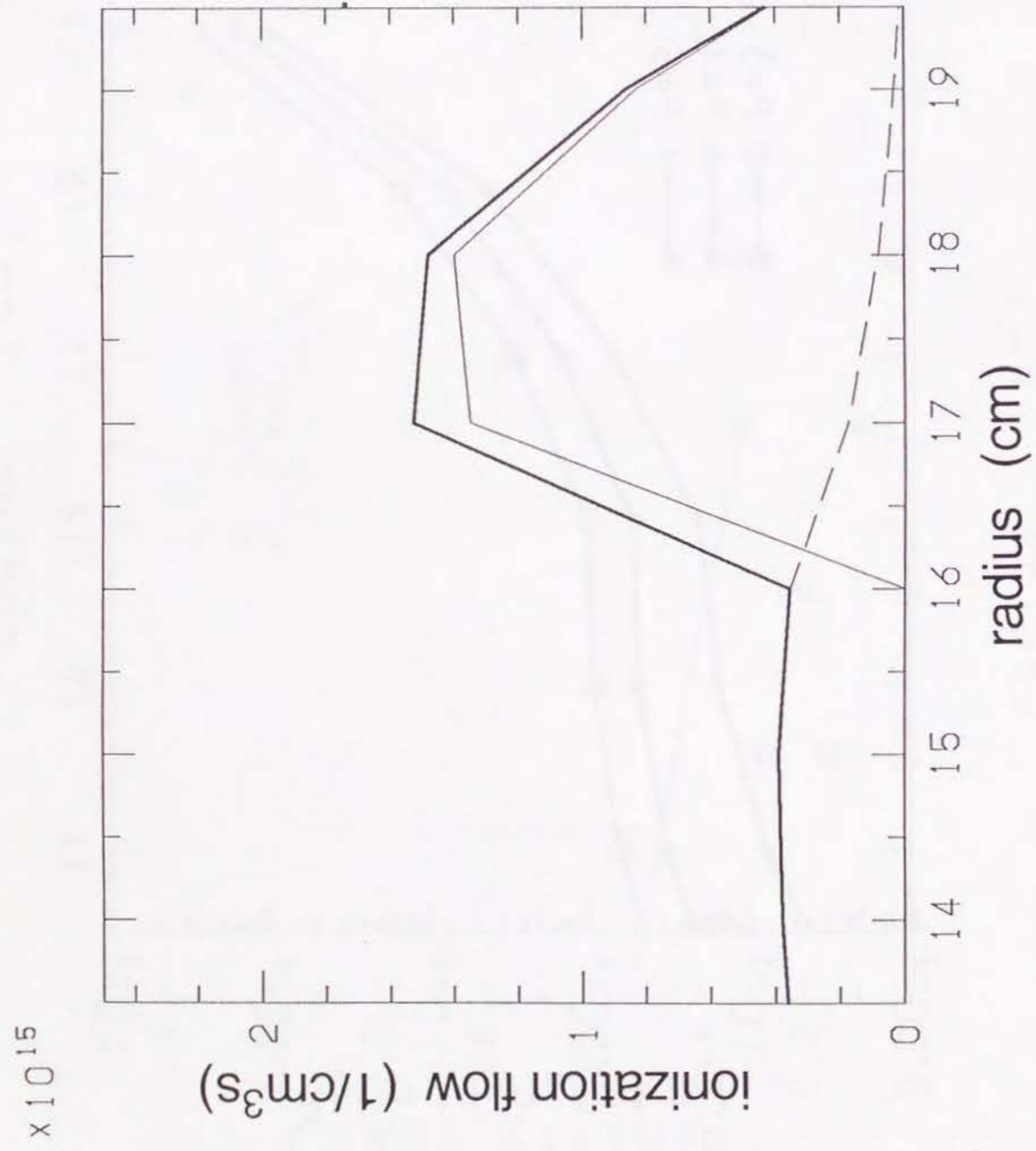


图 111

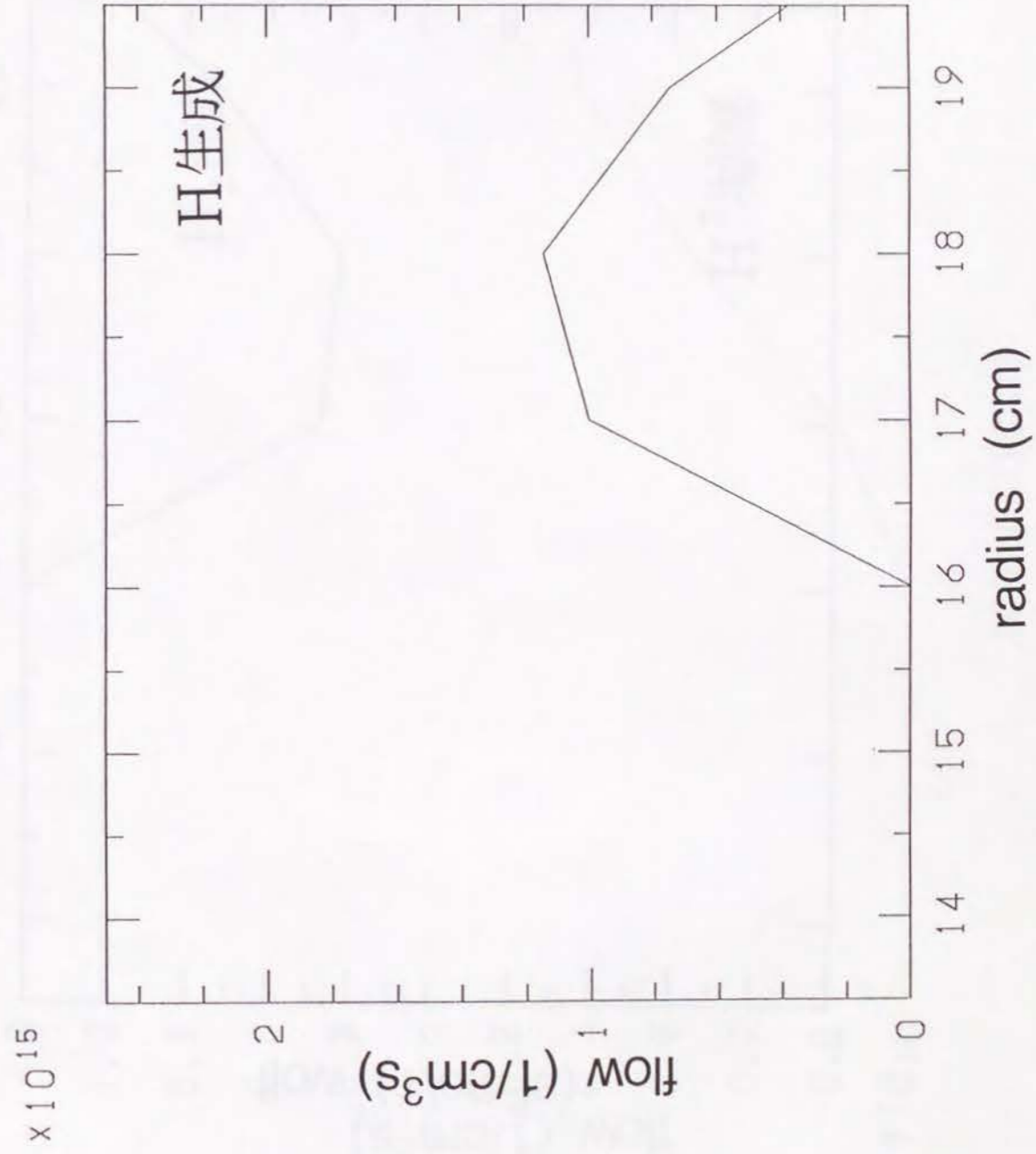


图 112

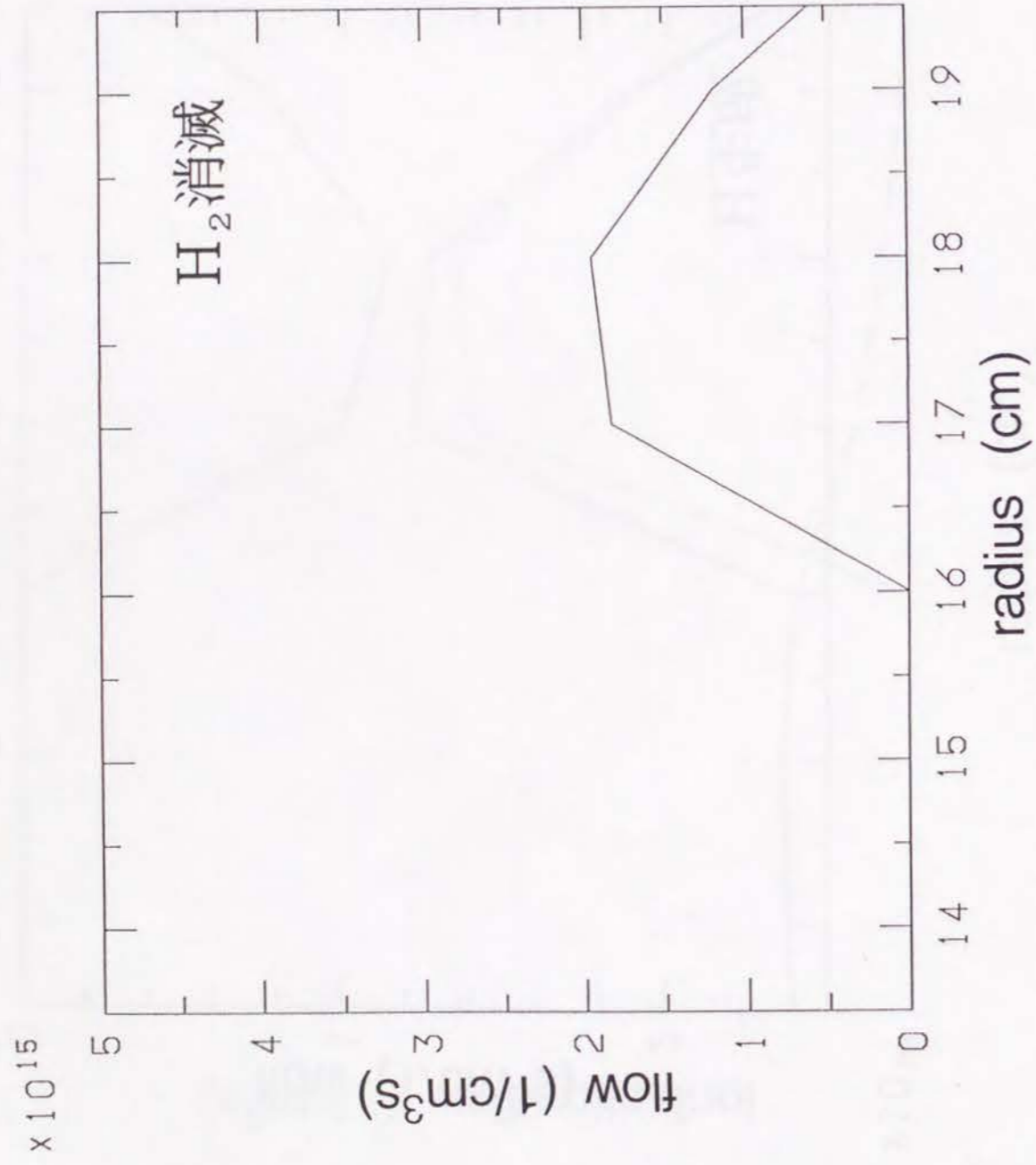


図13

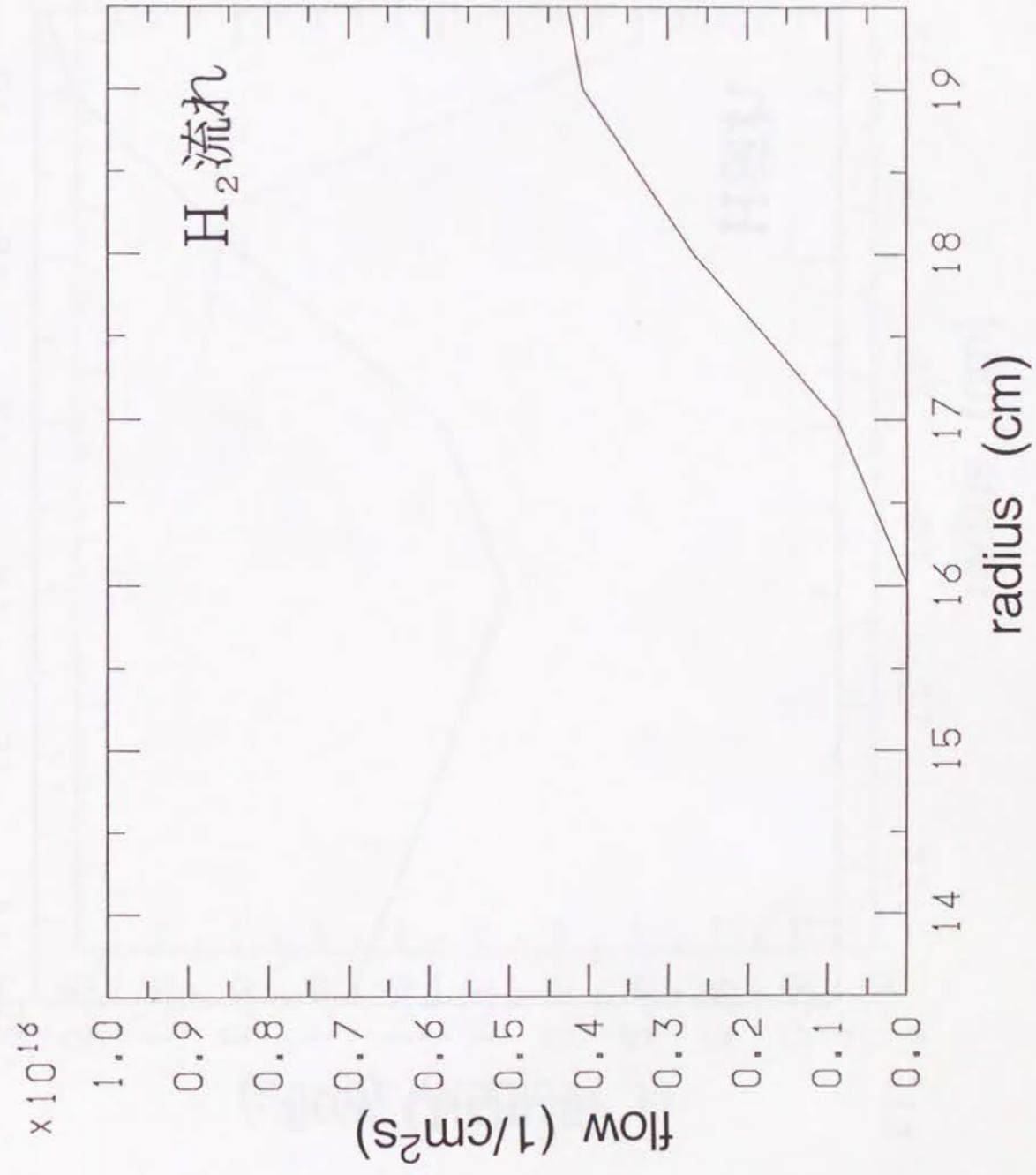


図14

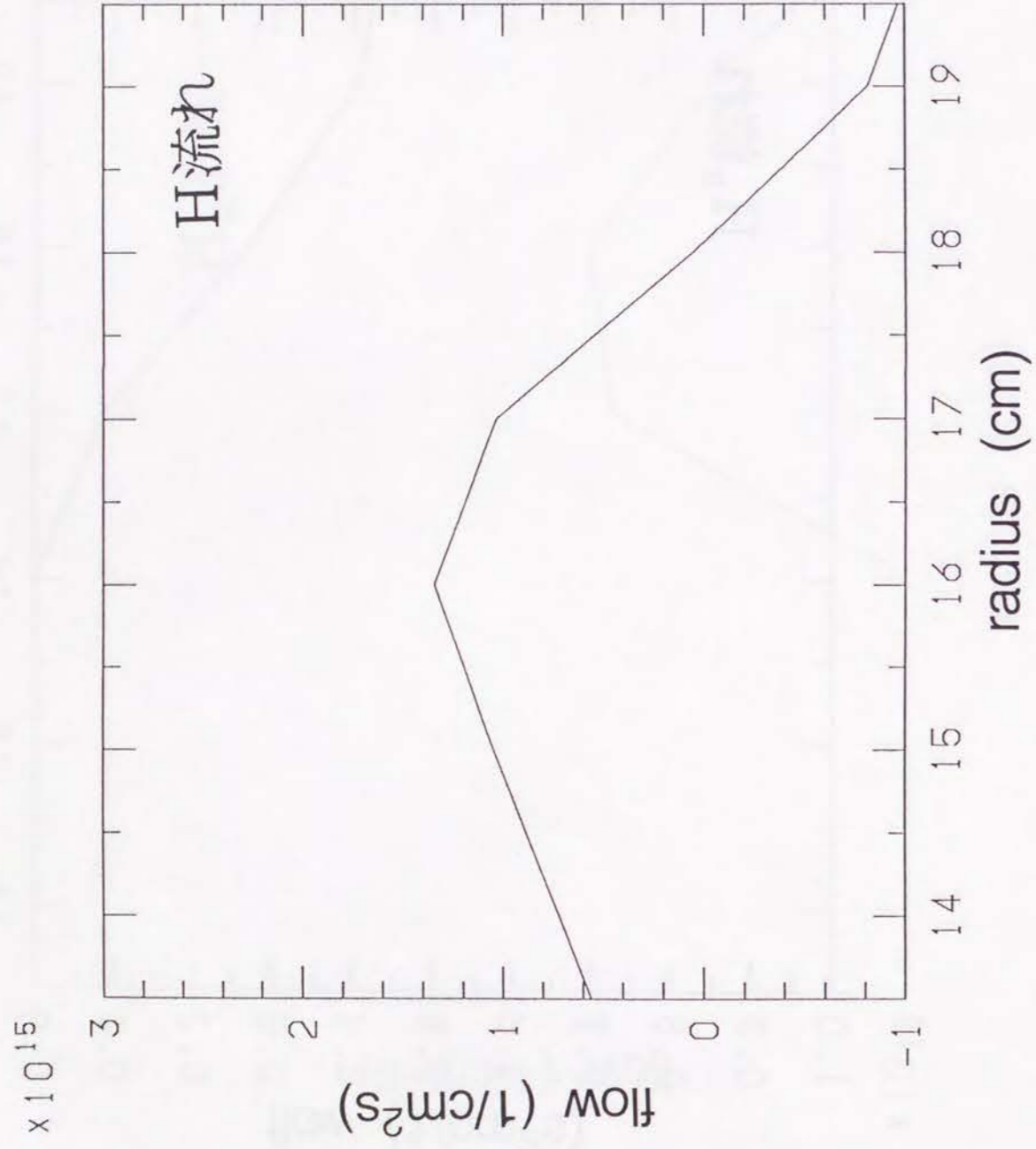


図15

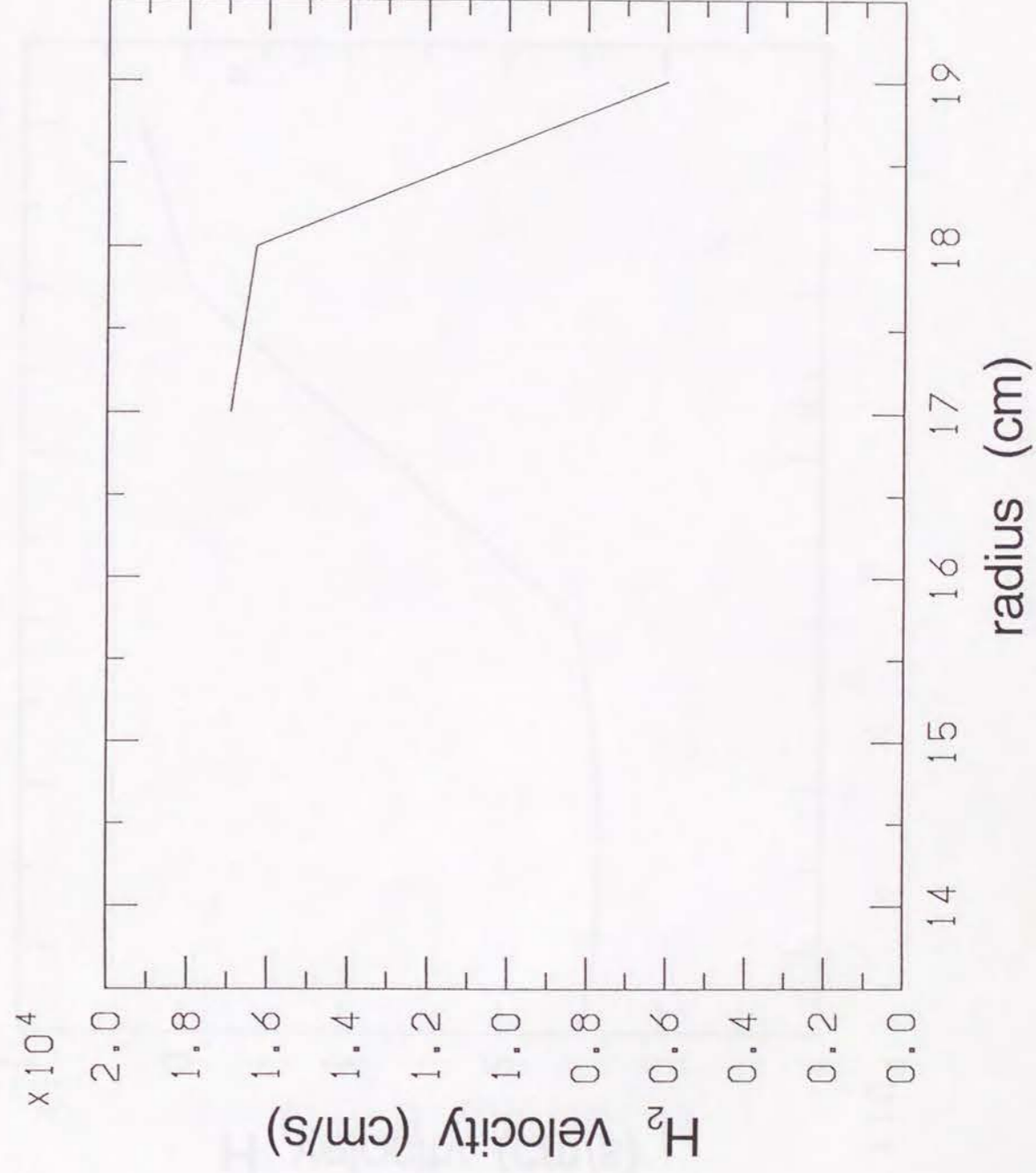


図16

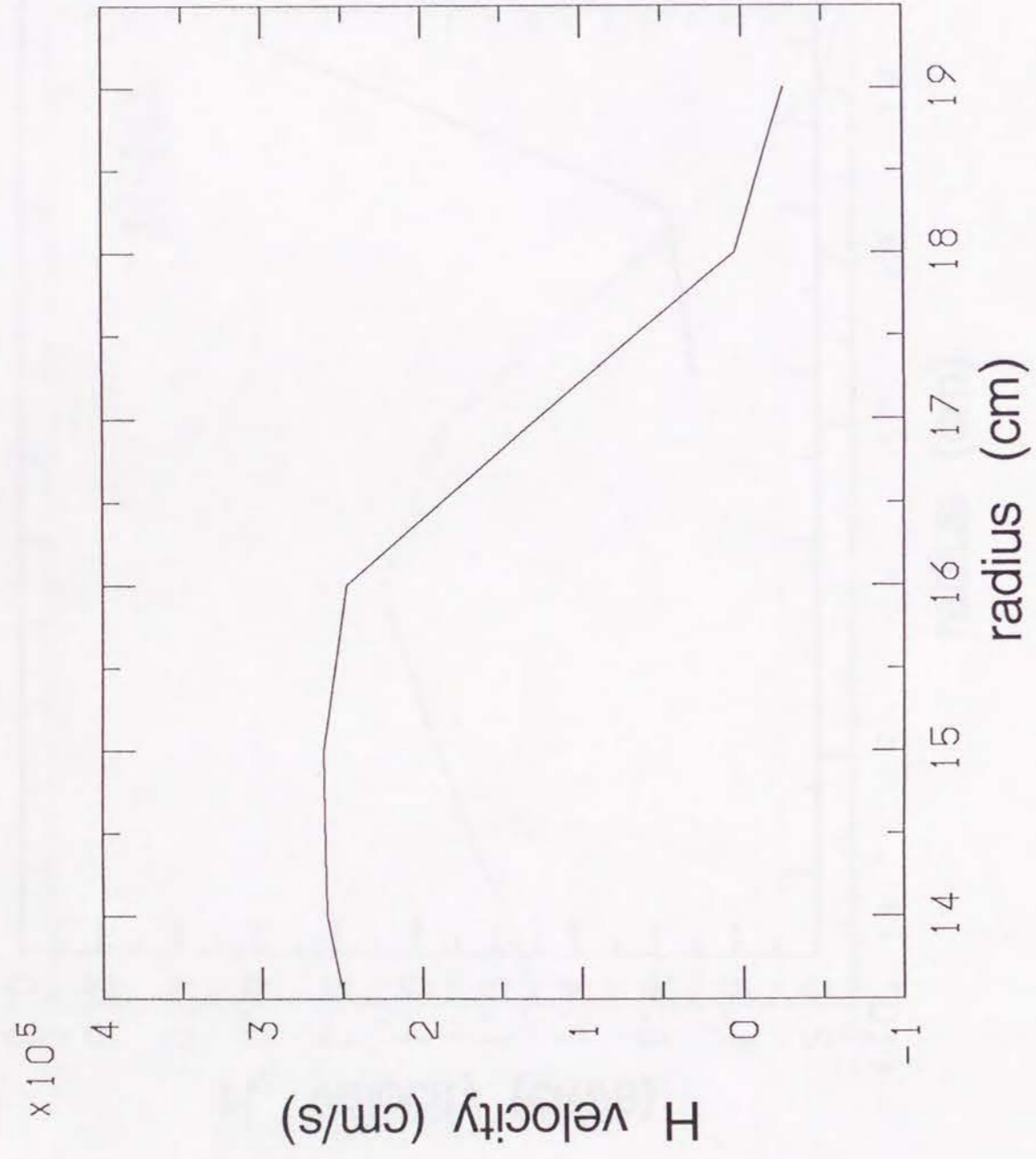


图17

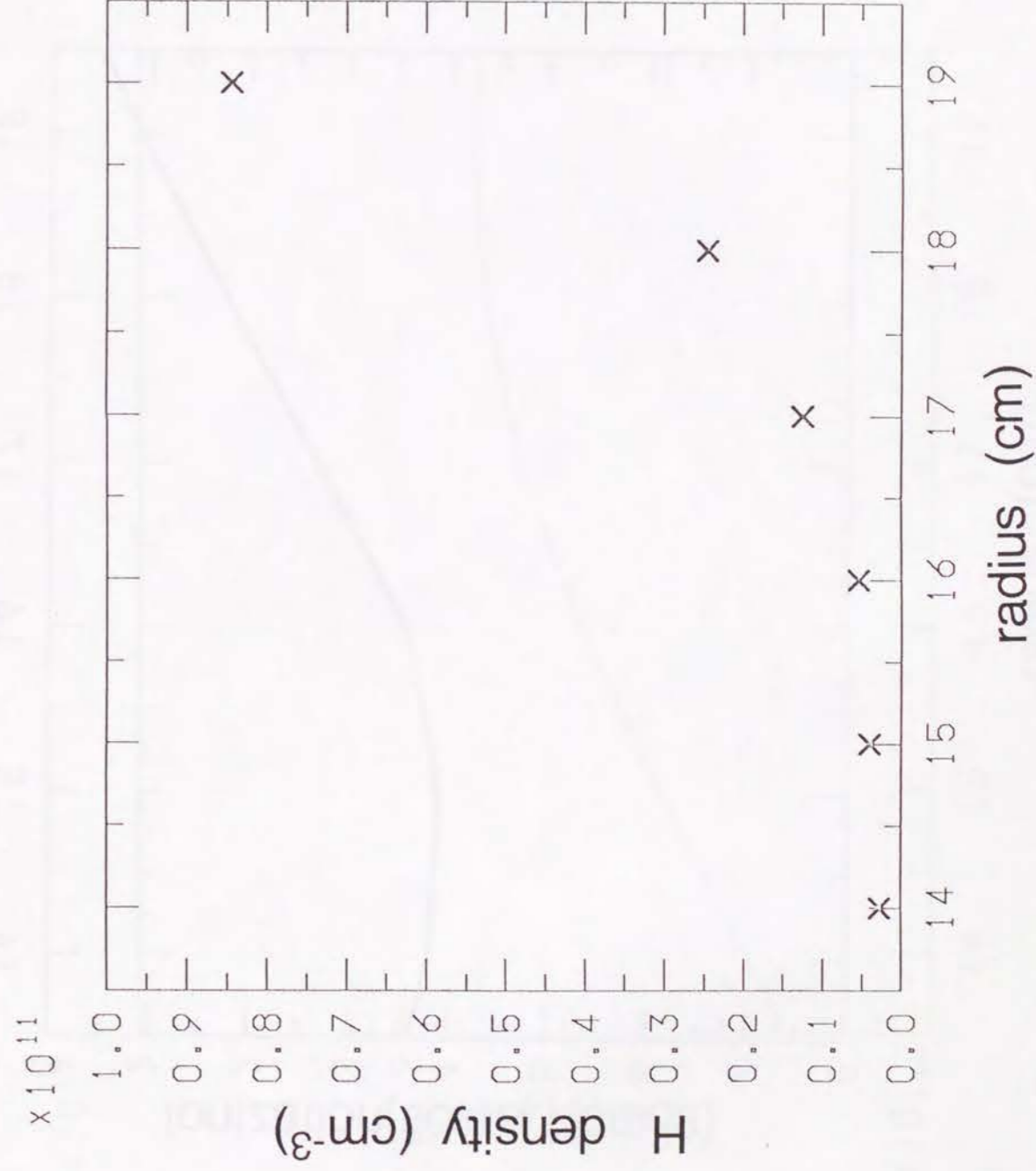


图18

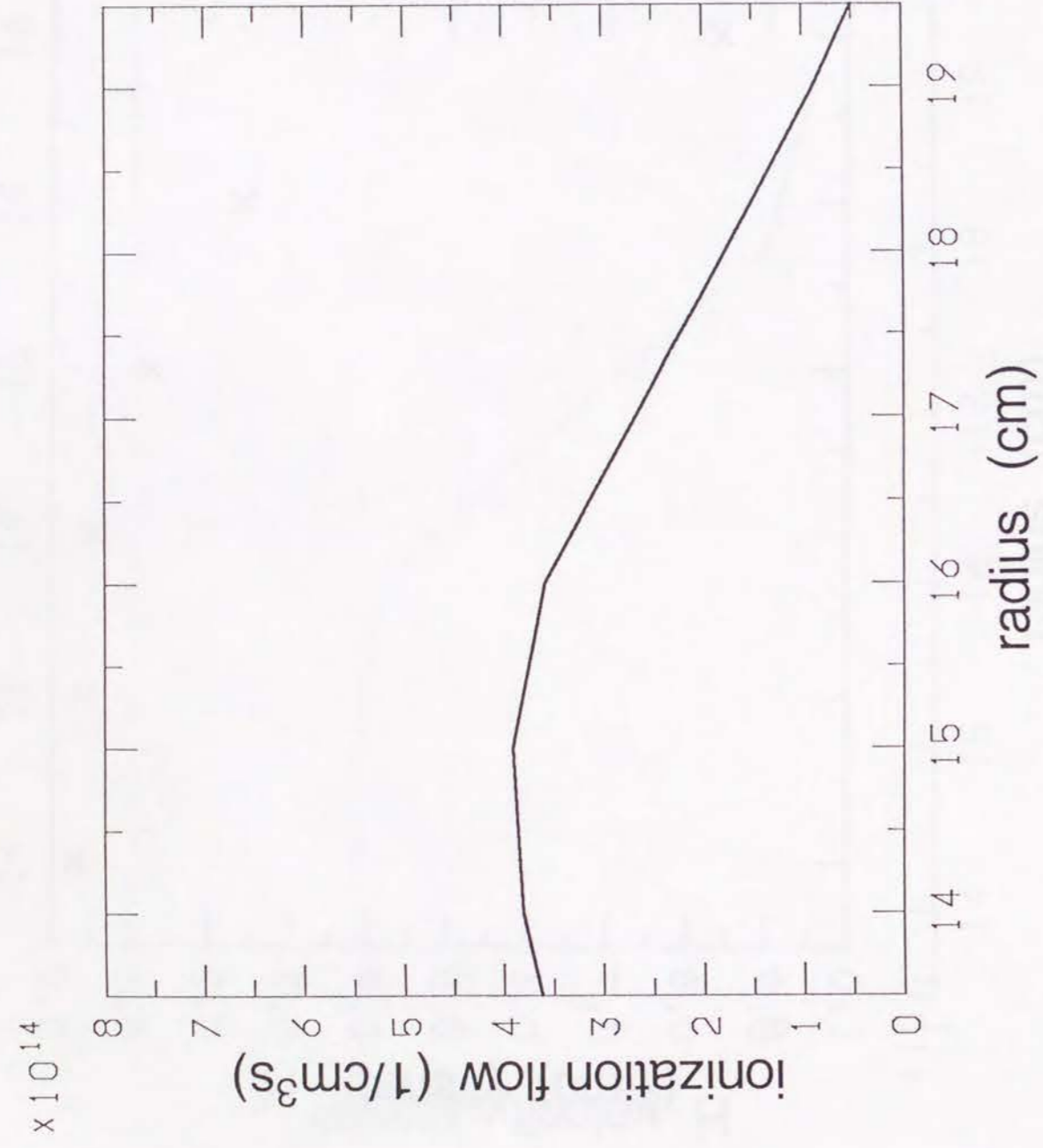


图19

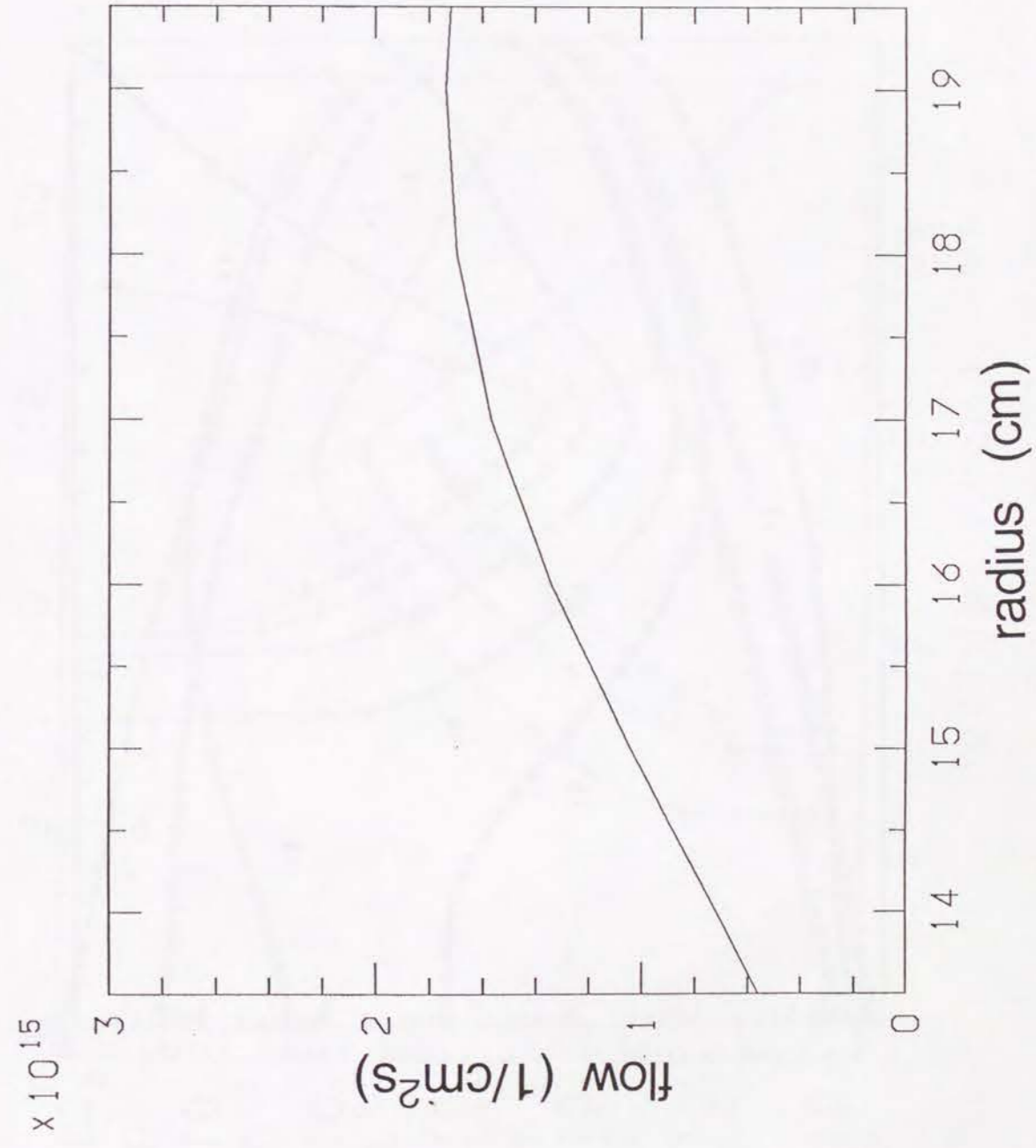
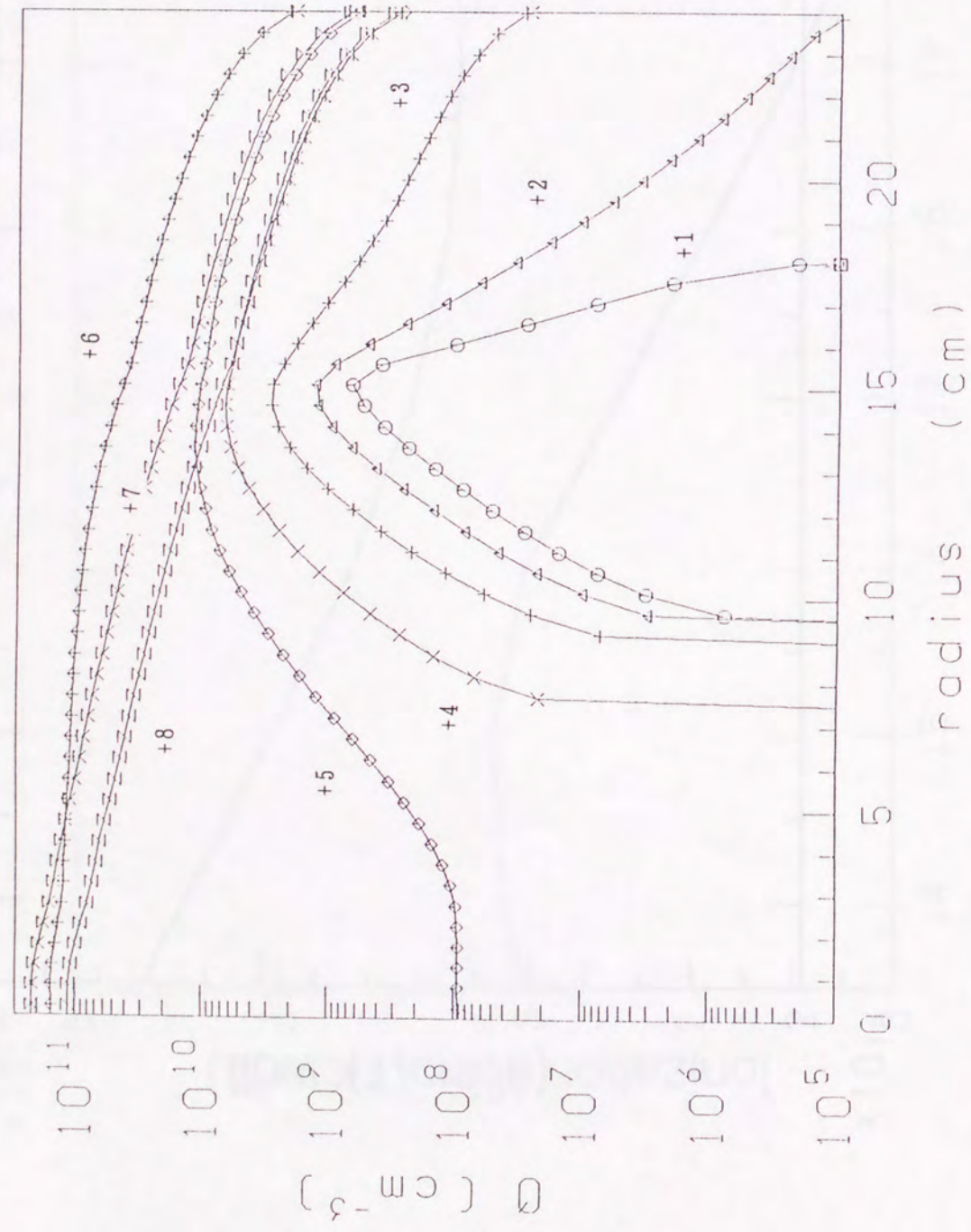
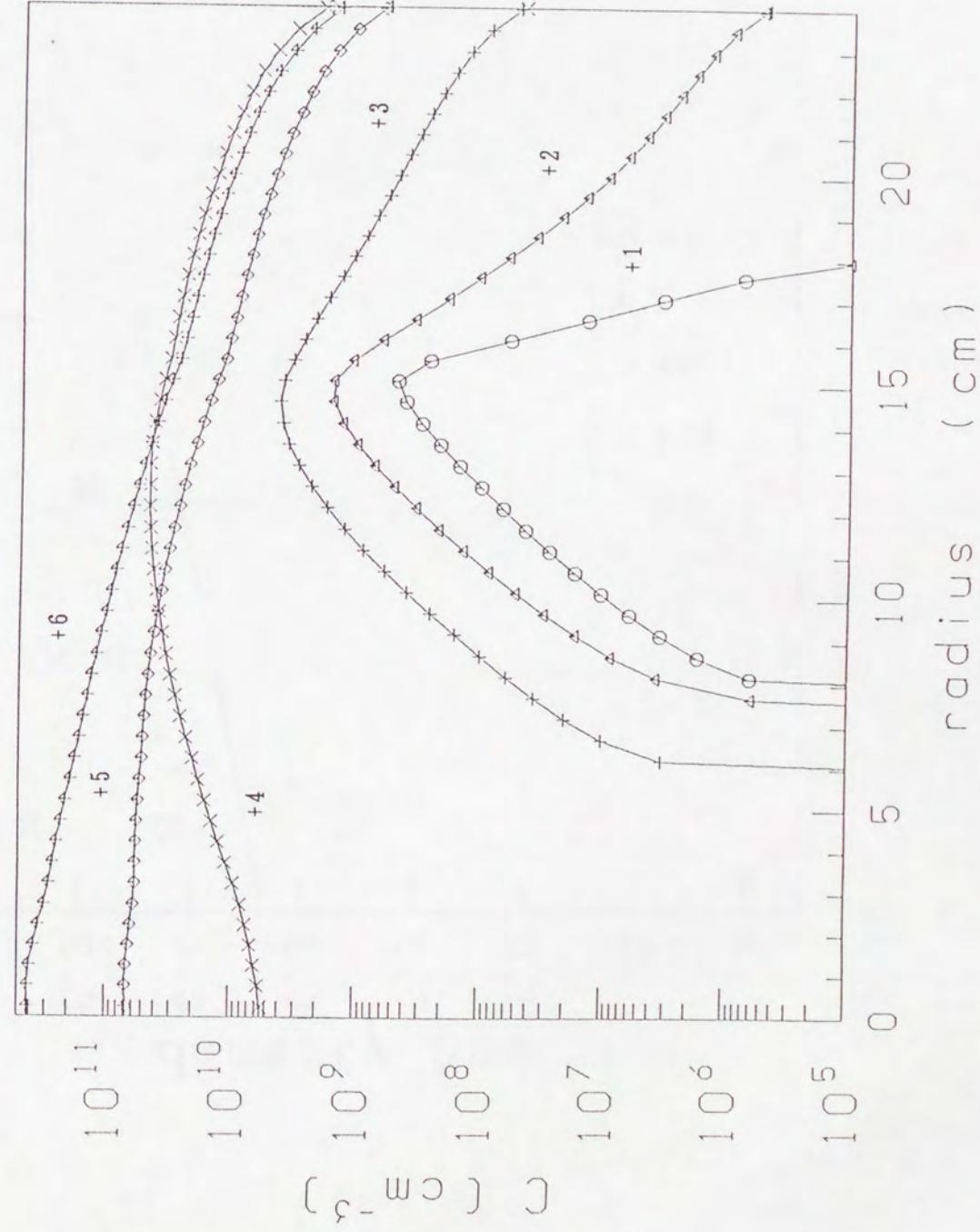


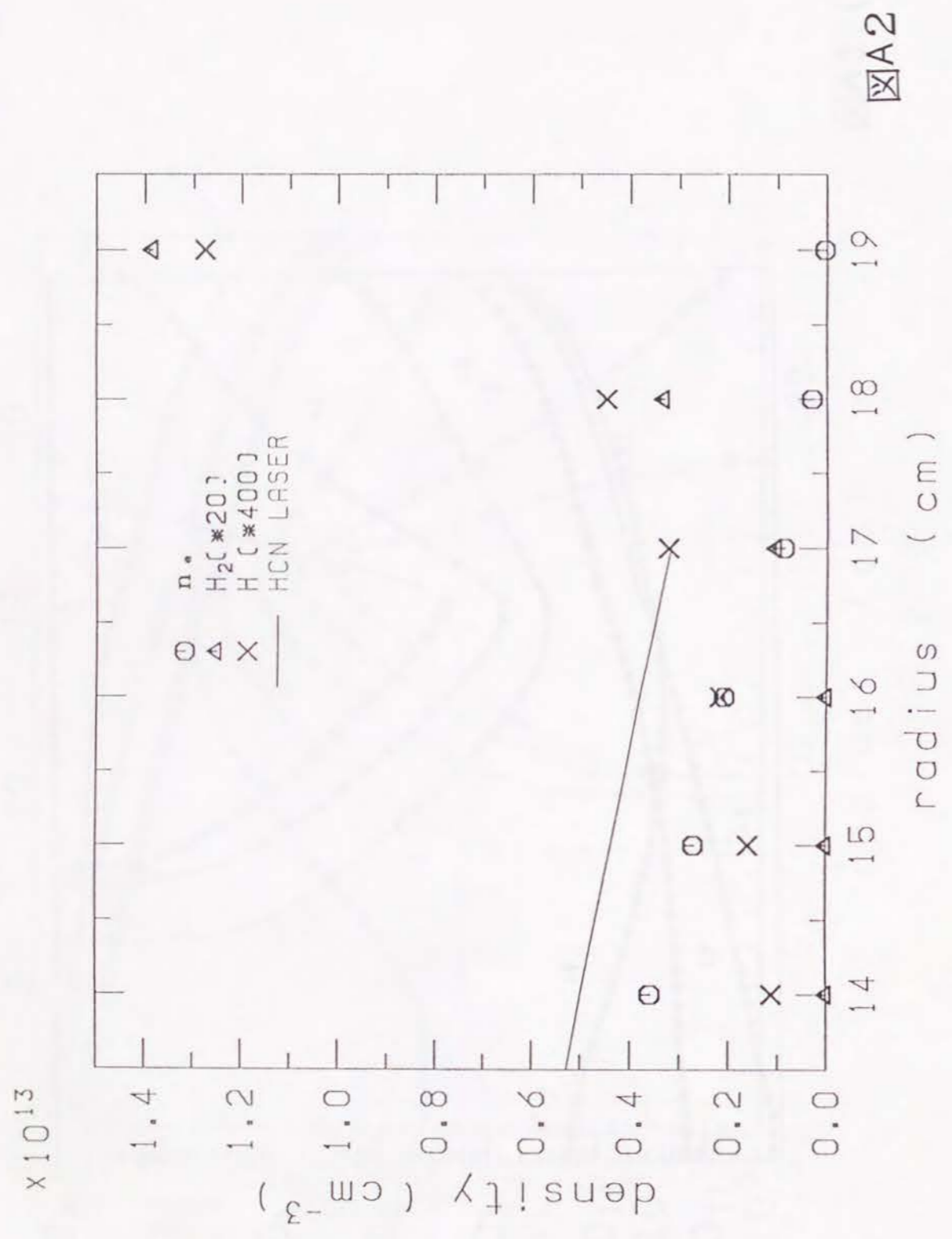
图20



⊠A1 (a)



⊠A1 (b)



图A2

序論にも述べたように、磁場閉じ込めプラズマにおいて境界プラズマは、主プラズマと真空容器壁をむすぶものであり、境界プラズマの条件および物理プロセスがプラズマ全体の性質に大きな影響を及ぼす。核融合プラズマの主成分である水素のリサイクリングは境界プラズマのパラメータ決定に大きな役割を果たし、プラズマの粒子バランス、閉じ込めの観点からも重要である。それにもかかわらず、壁から放出される中性水素は分子であるということが言われながらも、プラズマ中の水素分子密度さえ実験的に決定された例がなく、 $H\alpha$ 発光強度から粒子閉じ込め時間を算出するにも水素分子を無視するということが行われてきた。我々は本研究において、水素リサイクリングについて関与するプロトン、電子、水素原子、水素分子の密度およびこれらの粒子バランスを実験的に決定する新しい分光学的手法を提案し、また実際にWT-3トカマクプラズマに適用したところ、この方法が有効であることが確認できた。以下本研究の成果を論文の順に概説する。

第2章：本研究では、測定された水素原子バルマー線 $H\alpha$ 、 $H\beta$ 、 $H\gamma$ 発光強度の解析に水素原子および水素分子の衝突輻射モデルを用いた。衝突輻射モデル自体は新しいものではないが、そこで用いられている準定常近似については成立条件が曖昧なままであった。§2.1.ではこの成立条件について考察した。我々は水素原子の励起準位ポピュレーションの時間変化を記述する連立微分方程式を立て、階段状に変化するプラズマ条件に対して解くことによって、ポピュレーションが、時間とともに定常状態へと変化していく様子を調べた。その結果、励起準位全体の過渡時間はグリーンムの境界の緩和時間で決まることが明らかになった。電離プラズマの場合、グリーンムの境界より低い準位では、過渡時間はその準位自身の緩和時間で与えられ、グリーンムの境界より高い準位では、それはグリーンムの境界の緩和時間で与えられる。再結合プラズマの場合、グリーンムの境界より高い準位の過渡時間は、その準位の緩和時間にほぼ一致するが、グリーンムの境界より低い準位では、グリーンムの境界の緩和時間になる。実効的な電離、再結合の速度係数についても考察した。§2.2.では、準位を主量子数で区別する簡略化された衝突輻射モデルの成立条件を調べた。ここでは水素原子

に対して励起準位を異なる方位量子数 l によって分離した衝突輻射モデルを構築し、それを電離プラズマの条件の元で解いた。個々の準位についてそれへのポピュレーションの流入、それからの流出の機構を調べた結果、ある同じ主量子数を持ち異なる l を持つ準位間に統計的な分布が実現するのは、 d 準位からの主な流出が $d \rightarrow p$ の衝突遷移である電子密度領域であることが明らかになった。全ての主量子数についてこれが成立するのは主量子数 2 の準位がこの領域に入る $n_e > 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ である。ただし、これよりも低い密度でも対象とする準位がこの領域に入っていれば簡略化されたモデルは大略正しい答えを与えることが示された。

第 3 章：§ 3.2. ではまずプラズマ中に存在する中性水素が原子のみである電離プラズマについて、簡略化された衝突輻射モデルを用いて励起準位ポピュレーション、バルマー線発光強度比を広い電子密度領域で計算した。この際、現在最も信頼できると思われる励起断面積、電離断面積を採用した。バルマー線発光強度比は、 $10^{11} < n_e < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ の領域では電子密度に強く依存し、 10 eV 以上の電子温度では温度に殆ど依存しないことが示された。次にプラズマ中に水素原子だけでなく分子も存在する場合について考察した。このとき励起水素原子は水素分子の電子衝突励起解離によっても生成される。この生成過程の断面積を過去に行われた発光断面積の実験結果から推定して先のモデルに取り入れた。このモデルによる計算の結果、水素原子と分子が存在するプラズマから発せられる $H\alpha$ 、 $H\beta$ 、 $H\gamma$ 発光線強度から電子密度、水素原子密度、分子密度が決定できることが示された。§ 3.3. では中性水素分子の電子基底状態、安定励起状態と分子イオン基底状態の系について単純化されたエネルギー準位構造にもとづいた衝突輻射モデルが構成し、プラズマの中で基底状態分子から出発して励起分子状態を経由して生ずる電離（分子イオン生成とプロトン生成）および解離（原子生成）過程について、それらの実効的な速度係数を広い電子温度、密度領域に対して計算した。また水素分子の実効的電離と $H\alpha$ 線発光の速度係数比が計算され、原子から出発する場合のその大よそ 10 倍であることが見いだされた。電子基底状態について振動励起状態へもポピュレーションが分布する場合についても考察し、その場合の実効的な速度係数を見

積もった。

第 4 章：WT-3 トカマクにおける分光計測について記した。

第 5 章：§ 3.2. で述べた計測法を WT-3 に適用したところ電子密度、水素原子密度、水素分子密度について常識的な値が得られた。また § 3.3. の実効速度係数を用いて、水素原子が電離により失われる量、水素分子から生成される量、水素分子が解離または電離により失われる量などを算出した。さらにこれら粒子の空間的な流量を決定し、粒子閉じ込め時間を算出した。得られた値は水素分子を考慮しない従来の方法により得られる値の 4 分の 1 程度の値であった。

以上が本研究の成果である。本研究の方法により、境界プラズマの水素リサイクリングについて、密度、粒子バランスなどの情報が得られるようになった。これにより水素リサイクリングと主プラズマの関係についての研究がさらに発展することを期待する。我々はこの方法をより定量的に信頼できる診断法にしたいと考えている。そのためにはモデルに用いた断面積の信頼性が向上されること、現時点での断面積の不備からモデルで考慮しなかった水素分子イオン（プラズマ中に水素分子の 10% 程度存在すると考えられる）の電離、解離過程の断面積について研究がなされる必要がある。

謝辞
付録

本論文に関連する発表論文

謝辞

本研究をまとめるにあたり、終始御懇篤で熱心な御指導を賜りました、京都大学工学部物理工学科、藤本孝教授に厚く御礼申し上げます。また貴重な助言をいただきました、末満俊英講師、石井慶之助教授、岡阪令助手に感謝の意を表します。実験において御協力頂きました京都大学理学部プラズマ実験棟の理学部の皆様方にも厚く御礼申し上げます。著者の研究チームの先輩である宮地忍氏、後輩である高畑清人君、江利口浩二君、河内哲哉君、本間善実君、唄田秀雄君（反射防止板製作御苦労様）、後藤基志君にも心から感謝いたします。

本論文に関連する発表論文

- (1) T. FUJIMOTO, S. MIYACHI, K.SAWADA
"NEW DENSITY DIAGNOSTIC METHOD BASED ON EMISSION LINE INTENSITY RATIO OF NEUTRAL HYDROGEN IN AN IONIZING PHASE PLASMA"
NUCLEA FUSION 28, 1255 (1988).
- (2)S. MIYACHI, K. SAWADA, K.TAKAHATA, H. SUEMITSU, T. FUJIOTO,
R. OKASAKA, K. ISHII
"RADIAL DISTRIBUTION OF ION TEMPERATURE IN A WT-III TOKAMAK PLASMA, AS DETERMINED FROM ABEL INVERSION OF IMPURITY LINE PROFILES"
J. QUANT. SPECTROSC. RADIAT. TRANSFER 42, 355 (1989).
- (3)T. FUJIMOTO, K. SAWADA, K.TAKAHATA
"RATIO OF BALMER LINE INTENSITIES RESULTING FROM DISSOCIATIVE EXCITATION OF MOLECULAR HYDROGEN IN AN IONIZING PLASMA"
J. APPL. PHYS. 66, 2315 (1989).
- (4)T. FUJIMOTO, K. SAWADA, K. TAKAHATA, K.ERIGUCHI, H. SUEMITSU,
K. ISHII, R. OKASAKA, H. TANAKA, T. MAEKAWA, Y. TERUMICHI,
S. TANAKA
"SPECTROSCOPIC DETERMINATION OF HYDROGEN AND ELECTRON DENSITIES IN PLASMA IN THE IONIZING PHASE: APPLICATION TO WT-III"
NUCLEA FUSION 29, 1519 (1989).
- (5)K. SAWADA, K. ERIGUCHI, T. FUJIMOTO
"HYDROGEN-ATOM SPECTROSCOPY OF THE IONIZING PLASMA CONTAINING MOLECULAR HYDROGEN: LINE INTENSITIES AND IONIZATION RATE"
J. APPL. PHYS. 73, 8122 (1993).

(6) K. SAWADA, T. FUJIMOTO

*TEMPORAL RELAXATION OF EXCITED - LEVEL POPULATIONS OF ATOMS
AND IONS IN A PLASMA: VALIDITY RANGE OF THE QUASI - STEADY -
STATE SOLUTION OF COUPLED RATE EQUATIONS*
PHYS. REV. E, (TO BE PUBLISHED).