

2 電子励起状態を含んだ衝突輻射モデル

山本 則正

博士 (理学)

総合研究大学院大学 数物科学研究科
核融合科学専攻

平成 13 年度 (2002)

目次

1. 序論	1
1.1 目的	1
1.2 藤本-加藤モデル	2
1.3 藤本-加藤モデルとの違い	3
2. 衝突輻射モデル	4
2.1 エネルギー準位	5
2.2 原子過程	7
2.2.1 放射遷移	7
2.2.2 放射再結合	8
2.2.3 自動電離・2電子性捕獲	9
2.2.4 電子衝突電離・再結合	9
2.2.5 電子衝突励起・脱励起	10
2.3 速度方程式	13
2.4 占有密度	14
2.5 電離成分と再結合成分	14
2.6 実効的速度係数	15
2.6.1 実効的速度係数の表式	15
2.6.2 実効的速度係数の性質	16
3. 結果	19
3.1 占有密度係数	19
3.1.1 密度依存性	19
(1) $N_{1s^2} \neq 0, N_{1s} = N_{2s} = N_{2p} = N_{3s} = N_{3p} = N_{3d} = 0$	
(2) $N_{1s} \neq 0, N_{1s^2} = N_{2s} = N_{2p} = N_{3s} = N_{3p} = N_{3d} = 0$	
(3) $N_{2s} \neq 0, N_{1s^2} = N_{1s} = N_{2p} = N_{3s} = N_{3p} = N_{3d} = 0$	
(4) $N_{2p} \neq 0, N_{1s^2} = N_{1s} = N_{2s} = N_{3s} = N_{3p} = N_{3d} = 0$	
(5) $N_{3s} \neq 0, N_{1s^2} = N_{1s} = N_{2s} = N_{2p} = N_{3p} = N_{3d} = 0$	
(6) $N_{3p} \neq 0, N_{1s^2} = N_{1s} = N_{2s} = N_{2p} = N_{3s} = N_{3d} = 0$	
(7) $N_{3d} \neq 0, N_{1s^2} = N_{1s} = N_{2s} = N_{2p} = N_{3s} = N_{3p} = 0$	
3.1.2 主量子数依存性	46
3.2 実効的速度係数	50
3.2.1 実効的速度係数の温度依存性	50
(1) 実効的再結合速度係数	
(2) 実効的電離速度係数	
(3) 実効的励起速度係数	

(4) 実効的脱励起速度係数	
3.2.2 実効的速度係数の密度依存性	59
(1) 実効的再結合速度係数	
(2) 実効的電離速度係数	
(3) 実効的励起速度係数	
(4) 実効的脱励起速度係数	
(5) 実効的 I -変化遷移速度係数	
3.2.3 藤本-加藤モデルの結果との比較	74
3.3 サテライト線強度	76
4. まとめ	84
4.1 結論	84
4.2 現在のモデルにおける問題点	85
5. 参考文献	87
6. 付録	90
A.1 2電子励起状態 $3/3I'$ から励起状態 $3I''$ への電離速度係数	
A.2 2電子励起状態 $2/2I'$ 間の衝突励起速度係数	
A.3 2電子励起状態 $3/3I'$ 間の衝突励起速度係数	
B.1 実効的な速度係数の表式	

1. 序論

1.1 目的

プラズマから放射されるスペクトル線を解析することにより、プラズマの状態や性質が理解される。その解析の方法の1つとして衝突輻射モデルは、天体、磁場閉じ込め、レーザー生成プラズマ等に対して広く用いられている。衝突輻射モデルは、エネルギー準位と原子過程を取り入れた速度方程式を構築し、それを解くことによって得られる各準位毎の占有密度からスペクトル線強度を計算するという一連のモデリングにより構築される。衝突輻射モデルは、低密度領域ではコロナモデルや捕獲カスケードモデルを表し、高密度領域で励起状態の局所熱平衡 (LTE) を再現し、また電離平衡も表わすことが出来る。特に、低・高密度極限の間の中間密度領域に対して衝突輻射モデルは、占有密度を得る為の良い近似として用いられる。水素原子、水素様イオンに対する衝突輻射モデルは、多くの研究者によって構築され用いられてきた[1-3]。また水素原子に対する衝突輻射モデルを用いて、占有密度やプラズマの電離・再結合メカニズムは、詳細に議論され、実効的電離・再結合速度係数についても議論された[4-8]。

2 電子励起状態を取り入れた衝突輻射モデルは、プラズマからのサテライト線スペクトルの解析に用いられる[9, 10]。サテライト線強度と共鳴線強度の比は、プラズマの電子温度の推定に用いられている。また 2 電子励起状態を経由した 2 電子性再結合はプラズマのイオンアバンダンスに強く影響することが知られている。2 電子励起状態を含む衝突輻射モデルから得られるサテライト線スペクトルと 2 電子性再結合速度係数は、プラズマ診断の観点から重要である。そのため 2 電子励起状態を含む衝突輻射モデルを構築することが、重要になる。しかし 2 電子励起状態を含む衝突輻射モデルは、線スペクトルの解析には用いられるが、水素原子・水素様イオンの様に詳細な議論による体系化は行われていない。

本論文の目的は、プラズマ診断の点から 2 電子励起状態を含んだ衝突輻射モデルの体系化にある。そのために 2 電子励起状態を含んだ衝突輻射モデルを構築し、2 電子励起状態の占有密度と 2 電子励起状態を経由する実効的速度係数について調べた。特に、実効的な速度係数は、非常に多数の励起状態の取り扱いを容易にする。今回構築した 2 電子励起状態を含んだ衝突輻射モデルは、高温高密度で生成される 2 電子系イオンに対するものである。また構築したモデルを用いて実効的速度係数の定式化も行い、更にサテライト線スペクトル強度の計算を行い測定値との比較も行った。

本論文は、第 1 章で本研究の背景等を説明し、第 2 章で今回構築した衝突輻射モデルについて記述し、さらにこれまでに議論されている純粋な電離プラズマと再結合プラズマにおける占有密度と実効的速度係数の性質についてまとめる。第 3 章で、構築した衝突輻射モデルから派生する励起状態に対する占有密度と実効的速度係数について議論を行い、構築した衝突輻射モデルを用いて得られるサテライト線スペクトルの測定値との比較を行っている。第 4 章で、本論文で得られた結果の纏めと、本論文を書くにあたって直面した衝突輻射モデルに包含している問題点についての議論を行った。

1.2 藤本-加藤モデル

2 電子励起状態を含んだ衝突輻射モデルとしては、藤本と加藤によるものがある[11]。また彼らによって、2 電子励起状態を経由した実効的速度係数は 2 電子励起状態を含んだ衝突輻射モデルの構築により調べられている[11]。1s - 2s 励起・脱励起と、1s - 2p 励起・脱励起に対する実効的速度係数が調べられた。1s - 2s 励起・脱励起に対して 2 電子励起状態 $2snl$ を含んだ衝突輻射モデルで、1s - 2p 励起・脱励起に対して 2 電子励起状態 $2pnl$ を含んだ衝突輻射モデルで各々調べられた。このとき、1 電子励起状態 $1snl$ への安定化遷移は、近似的に 1s 状態への遷移として扱われている。1s - 2l 励起に対して 2 電子励起状態は、図 1(a) の様に 2 電子性捕獲により占有され、電子密度の増加に伴い電子衝突励起・脱励起によって支配されるようになる。このとき、1s - 2l 励起への 2 電子励起状態を経由した間接的な過程は、2 電子性捕獲-梯子様励起・電離 $1s + e^- \rightarrow 2ln'l' \rightarrow 2ln''l'' \rightarrow \dots \rightarrow 2l + e^-$ である。梯子様励起・電離過程は、励起状態を階段状に励起する間接遷移である。藤本と加藤により、この 2 電子性捕獲-梯子様励起・電離過程による間接的な寄与が、高密度で 1s - 2l 直接励起速度係数を超えることが示された。2l - 1s 脱励起に対しては高励起状態から衝突励起・脱励起が遷移として支配的になり、2 電子励起状態が LTE に到達することで(図 1(b)参照)、間接的な寄与 $2l + e^- \rightarrow 2l'n'l'' \rightarrow 2l'n''l'' \rightarrow \dots \rightarrow 1s + e^-$ が効くようになり、高密度で直接脱励起 $2l - 1s$ を超えることが示された。また彼らは、Griem の境界準位[12]を利用して実効的な速度係数の近似式も示している。Griem の境界準位は、ある電子温度・密度での電子衝突励起と放射遷移確率が釣り合う励起状態に相当する。

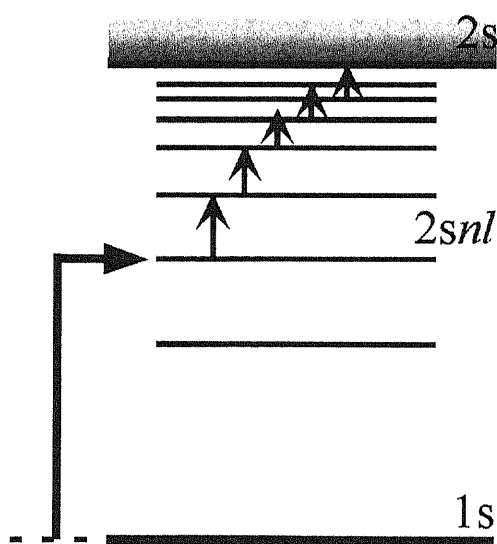


図 1(a). 1s-2s 励起に対する間接遷移の模式図。

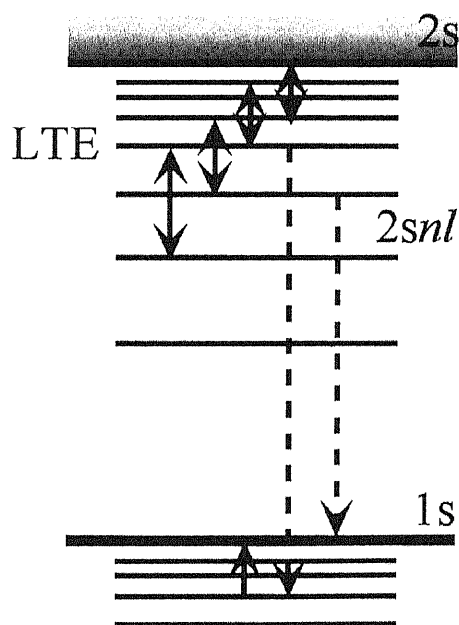


図 1(b). 2s-1s 脱励起に対する間接遷移の模式図。

1.3 藤本-加藤モデルとの違い

本論文では、1.2節で示した藤本-加藤モデルに、モデルの簡単化の為に取り入れられなかった、 $1s-2l$ 励起・脱励起に対する実効的速度係数への幾つかの遷移の寄与についても調べている。以下に、藤本-加藤モデルに対して考慮した遷移について示す(図2参照)。

- (i). 1電子励起状態と2電子励起状態間の電子衝突励起・脱励起 $1snl-2l'nl$
- (ii). 2電子励起状態間の l -変化遷移 $2snl-2pnl$
- (iii). 2電子励起状態 $3l'nl$ の寄与

特に、実効的 $1s-2l$ 励起・脱励起速度係数は、これら3種類の寄与について詳細に調べている。本論文で構築した2電子励起状態を含んだ衝突輻射モデルは、藤本-加藤モデルを、(i)~(iii)の寄与を付加することで発展させたモデルに相当するといえる。

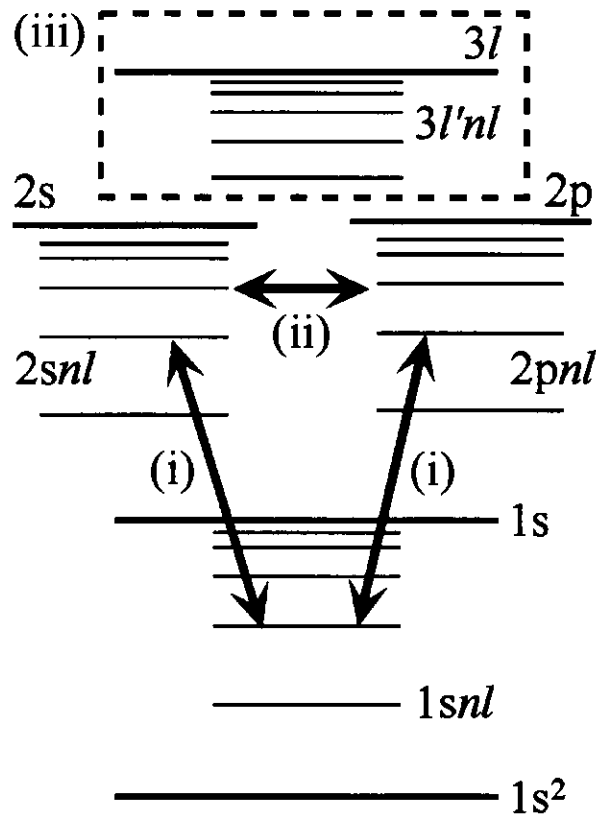


図2. 藤本-加藤モデルに考慮した遷移等の寄与を示した模式図

2. 衝突輻射モデル

水素様のイオンに対する衝突輻射 (Collisional-radiative, 以降 CR) モデルは、1.1 節で述べたように多くの研究者によって構築され、体系化が行われている。CR モデルは、例えば水素様イオンの励起状態 i に関する速度方程式を、光学的に薄いプラズマを仮定して

$$\frac{dN_i}{dt} = W_{i0}N_0 + \sum_j W_{ij}N_j + W_{if}N_f \quad (1)$$

と書き、励起状態 i の占有密度 N_i を求め、線強度を計算する為のモデルである。 W_{ij} は状態 j から i への遷移確率、 0 と f は各々基底状態と連続状態である。式(1)の速度方程式は、大きく分けて3つの解き方がある。1つは、時々刻々と変化する占有密度を求める方法である。このとき、時間に電子密度を掛けた $N_e t$ を変数とすることが多い。2つめは、全ての状態が完全に平衡状態に達しているとする方法である。これは、 $dN_0/dt = dN_i/dt = dN_f/dt = 0$ として式(1)を解くことに相当する。3つめは、基底状態と連続状態の占有密度は、時々刻々と変化するが、励起状態は、近似的に定常状態になっているとする準定常状態として占有密度を求める方法である。つまり、 $dN_0/dt \neq dN_f/dt \neq 0$ で $dN_i/dt = 0$ である。この励起状態の占有密度に対する準定常解は、一般に

$$N_i = r_i^0 N_0 + r_i^f N_f \quad (2)$$

の様な電離プラズマ成分と再結合プラズマ成分に分けられる。式(2)の第1項が電離成分、第2項が再結合成分に相当する。励起状態に対して準定常状態を仮定し速度方程式を解くと、基底状態と連続状態の速度方程式は、

$$\frac{dN_0}{dt} = \left[W_{00} + \sum_j W_{0j}r_j^0 \right] N_0 + \left[W_{0f} + \sum_j W_{0j}r_j^f \right] N_f \quad (3)$$

$$\frac{dN_f}{dt} = \left[W_{f0} + \sum_j W_{fj}r_j^0 \right] N_0 + \left[W_{ff} + \sum_j W_{fj}r_j^f \right] N_f \quad (4)$$

と解析的に書くことが出来る。式(3)の右辺第2項が実効的再結合速度、式(4)の右辺第1項が実効的電離速度に相当する。励起状態に対する準定常状態の仮定により実効的速度係数の計算を行うことが出来るようになる。

本論文では、特にこの実効的速度係数について注目し詳細に調べている。

2.1 エネルギー準位

我々のCRモデルでは、1電子励起状態 $1snl$ に関するエネルギー準位は、 $2 \leq n \leq 7$ は、1重項と3重項のスピンの状態(各々 $S = 0, 1$)と軌道角運動量の $L = 0, 1, 2, 3$ (各々 S, P, D, F に相当)を考慮した。特に $n = 2$ のエネルギー準位は、 S と L の他、さらに全角運動量 J による微細構造を考慮した。1電子励起状態 $1snl$ の $8 \leq n \leq 10$ のエネルギー準位は、スピンのみ考慮し、 L と J による平均化を行い、 $n \geq 11$ のエネルギー準位は、主量子数 n のみで区別している。低励起状態に関するエネルギー準位は、量子欠損理論に基づく項値[13]を用いて与えた。

2電子励起状態 $2snl$ と $2pnl$ に関するエネルギー準位は、1電子励起状態と同様の取り扱いを行った。但し、2電子励起状態における $n = 2$ のエネルギー準位は、等価電子の励起状態である。そのため、 $n = 2$ のエネルギー準位に対してのみCOWANコード[14]を用いて計算を行い、その計算結果を用いている。2電子励起状態 $3lnl'$ に関するエネルギー準位は、 $n = 3$ のみスピンの軌道角運動量を考慮し、 $n \geq 4$ のエネルギー準位は、主量子数 n のみで区別している。 $3 \leq n \leq 5$ のエネルギー準位は、HULLACコード[15]を用いて計算を行い、その数値を用いている。CRモデルに取り入れたエネルギー準位の模式図は、図3に示している。

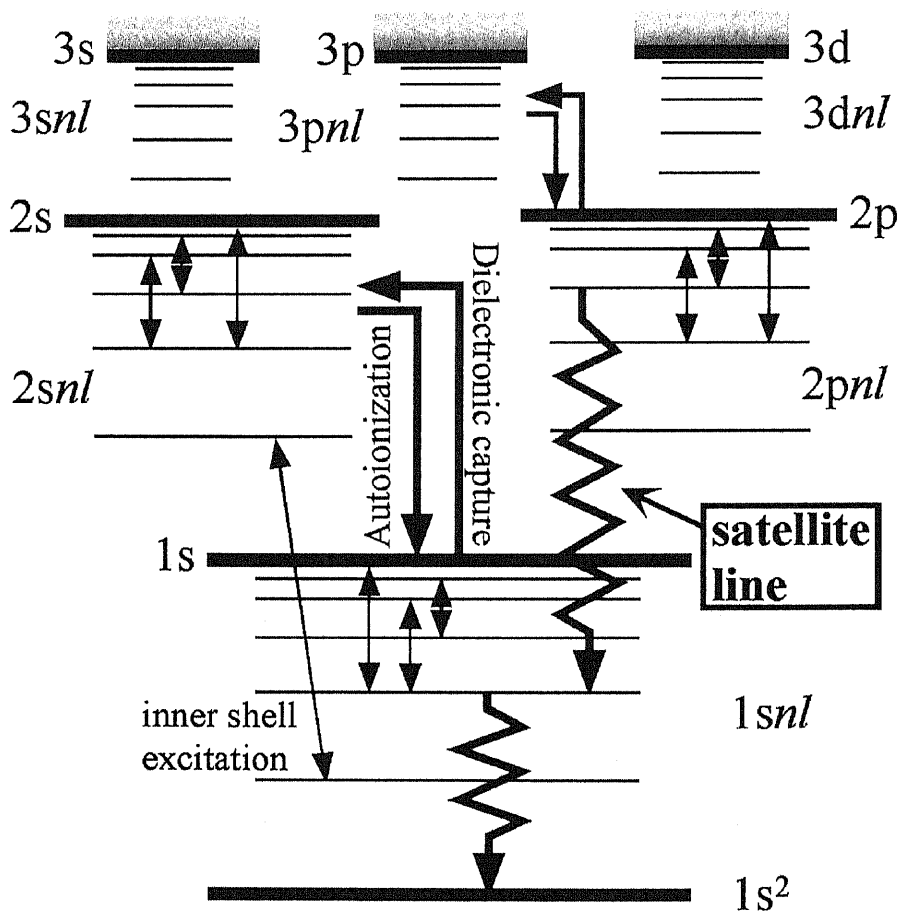


図3. CRモデルに取り入れたエネルギー準位と主要な原子過程を含んだ模式図。

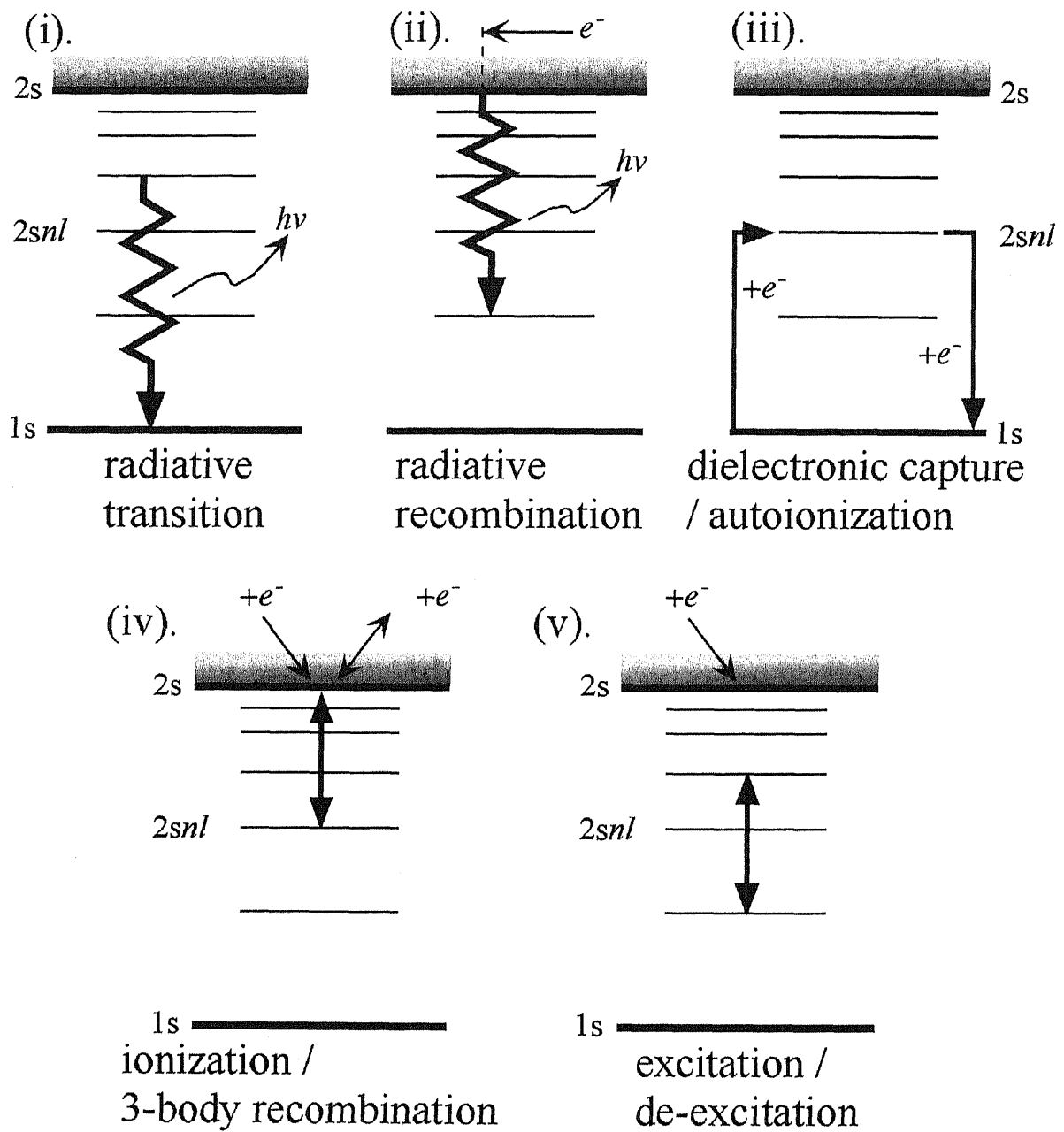


図 4. CR モデルに取り入れた原子過程の模式図。(i). 放射性遷移。(ii). 放射性再結合。(iii). 2 電子性捕獲 / 自動電離。(iv). 電子衝突電離 / 三体再結合。(v). 電子衝突励起 / 脱励起。

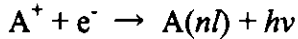
2.2 原子過程

CR モデルには、次の原子過程を取り入れている。

(i). 放射遷移



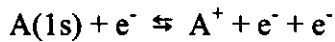
(ii). 放射再結合



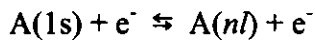
(iii). 自動電離・2 電子性捕獲



(iv). 電離・三体再結合



(v). 電子衝突励起・脱励起



特に、準定常状態である 1 電子励起状態 $1s2s\ ^1S_0$ に対しては、基底状態への遷移として 2 光子遷移[16]を取り入れている。次に原子過程による反応確率や速度係数についてももう少し詳しく説明し、実際に本論文で構築した CR モデルの中で用いた原子データについて記述する。図 4 は、各遷移の模式図である。

2.2.1 放射遷移

励起状態 i にある電子は、状態間の幅に等しいエネルギーの光を放出しエネルギー的に安定なより低い励起状態 j へ遷移する。その遷移の確率は、

$$A_{i,j}^r = \frac{2r_0}{c\hbar^2} (\Delta E)^2 \frac{g_j}{g_i} f_{j,i} \quad (5)$$

によって計算される。 r_0 は古典的な電子軌道半径、 c は光の速度、 \hbar はプランク定数、 ΔE は遷移エネルギー、 g_i はエネルギー準位 i の統計学的重率、そして $f_{j,i}$ は準位 j から i への光吸収の振動子強度である。吸収の振動子強度は、次の様な定義をもって計算される。

$$f_{j,i} = \frac{2m_e g_i}{3\hbar^2} \Delta E \left| \langle \psi_j | r | \psi_i \rangle \right|^2 \quad (6)$$

m_e は電子の質量、 ψ_i は準位 i の波動関数、そして絶対値の 2 乗の部分は、電気双極子遷移の行列要素に相当する。この振動子強度は、

$$\sum_i f_{j,i} = N \quad (7)$$

という性質を持つことが知られている。 N は、原子内の総電子数である。放射遷移確率は、次の選択規則を持つ。 $\Delta l = 0, \pm 1$ 、 $\Delta L = 0, \pm 1$ 、 $\Delta J = 0, \pm 1$ ($J = 0$ の場合の $\Delta J = 0$ は除く)、そし

て $\Delta S = 0$ のような遷移は光学的許容遷移と呼ばれ、遷移確率はこの選択規則を破るような遷移と比べて大きい。許容遷移の選択規則を破る遷移は、光学的禁制遷移と呼ばれ、特に $\Delta S \neq 0$ というスピン状態を変えるような禁制遷移確率は、非常に小さい。

CR モデルに取り入れた放射遷移確率は、1 電子励起状態 $1snl$ 間に対して水素様準位間の振動子強度を用いて

$$f = f_H - \frac{\Delta f}{Z} \quad (8)$$

の様な $1/Z$ スケーリング則を用いて計算を行った。 Z はイオンの核電荷、 f_H は水素様イオンの準位間の振動子強度[17]、 Δf は中性ヘリウムの準位間の振動子強度[18, 19]である。2 電子励起状態 $2snl$ や $2pnl$ 間の放射遷移確率も、近似的に 1 電子励起状態 $1snl$ 間の振動子強度を用いて計算を行った。2 電子励起状態 $3lnl'$ 間の放射遷移確率は、HULLAC コードを用いて計算を行った。特に、 $1snl - 1s2l'nl$ 、 $1snl - 3l'nl$ 、そして $2l'nl - 3l''nl$ 間の放射遷移は、

$$\begin{aligned} A_{1snl,2l'nl}^r &\sim A_{1s,2l'}^r, \\ A_{1snl,3l'nl}^r &\sim A_{1s,3l'}^r, \\ A_{2l'nl,3l''nl}^r &\sim A_{2l',3l''}^r \end{aligned} \quad (9)$$

と、水素様準位間の放射遷移確率[18]を用いて近似を行った。水素様準位間の遷移確率は、解析的に計算できるため、非常に高精度で得ることが出来る。また水素様イオンの準位間の放射遷移確率(表 1 参照)は、 Z^4 でスケールリングが出来る。

2.2.2 放射再結合

基底状態にあるイオン、または励起状態にあるイオンと電子の衝突で、衝突電子が標的イオンに束縛される際に光を放出する再結合は放射再結合と呼ばれる。放射再結合は光電離過程の逆過程で、放射再結合の速度係数は、次の表式で与えられる。

$$\beta_{y,i} = \int_0^\varepsilon \sigma_{i,\varepsilon}(\varepsilon) f(\varepsilon) v d\varepsilon \quad (10)$$

ここで、 $\sigma_{i,\varepsilon}$ は連続状態 ε から束縛状態 i への放射再結合断面積、 f は速度分布関数を表している。本論文で速度分布関数は、マクスウェルの速度分布関数を用いた。水素様イオンの場合、放射性再結合速度係数は、次の様に書くことが出来る。

$$\beta_{y,i} = 5.2 \times 10^{-14} \frac{Z^4}{n^3} \left(\frac{I_H}{k_B T_e} \right)^{3/2} E_i \left(\frac{\Delta E_{j,y}}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta E_{j,y}}{k_B T} \right) \quad (11)$$

ここで、 E_i は指数積分である。

水素様準位からヘリウム様準位への $1s + e^- \rightarrow 1snl + hv$ 放射性再結合は光電離断面積から導いている。 $2l' + e^- \rightarrow 2l'nl + hv$ と $3l' + e^- \rightarrow 3l'nl + hv$ 放射再結合速度係数は、 $1snl + hv \rightarrow 1s + e^-$ 光電離断面積で近似を行った。

2.2.3 自動電離・2電子性捕獲

自動電離確率は、

$$A_{q,y}^a = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \psi(E) | H' | \psi_q^0 \rangle \right|^2 \rho_y(E) \quad (12)$$

の様に書かれる。ここで、 ψ は連続状態の波動関数、 ψ_q^0 は状態 q の 0 次の波動関数、 H' は摂動項 ($H' \sim 1/r$)、そして ρ_y は連続状態 y の状態密度である。自動電離確率は、 n^{-3} でスケールリングされ、主量子数の増加に対して減少する。また自動電離は励起断面積や電離断面積に影響する。例えば、 $2snl \rightarrow 1s + e^-$ の自動電離は、 $1s - 2s$ 励起の断面積に対して特定のエネルギーでのピークを派生し、一般に速度係数を増加させることが知られている。

2電子性捕獲は、自動電離の逆過程である。このため2電子性捕獲は、自動電離状態である2電子励起状態の占有密度を求める際に重要になる。また、この速度係数は、前述したプラズマのイオンアバンドンスに強く影響する2電子性再結合速度係数を求める際にも重要になる。2電子性捕獲の速度係数は、

$$R_{y,q}^d = \frac{A_{q,y}^a}{Z_q^y} \quad (13)$$

の様に書かれる。ここで Z_q^y は

$$Z_j^y = \frac{g_j}{2g_y} \left(\frac{\hbar^2}{2\pi m_e k_B T_e} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{\Delta E_{j,y}}{k_B T_e} \right) \quad (14)$$

で、サハ-ボルツマン分布関数に相当する。 $\Delta E_{j,y}$ は j 状態から y 状態へのイオン化エネルギーである。

2電子励起状態 $2snl$ と $2pnl$ の自動電離確率は、Safranova によって計算された値[20]を用いた。 $n = 3, 4, 5$ の2電子励起状態 $3snl, 3pnl, 3ndl$ から $1s, 2s, 2p$ 状態への自動電離確率は、HULLAC コードを用いて計算を行った。それらの自動電離確率は、表 2 でまとめた。 $n \geq 6$ の状態からの自動電離確率は、 $n = 5$ の状態の自動電離を n^{-3} でスケールリングを行い求めた。

2.2.4 電子衝突電離・三体再結合

電子と標的イオンとの非弾性衝突により、標的電子が電離する原子過程がある。また高密度低温度のプラズマ中では、標的イオンと2つの電子の衝突による再結合過程が重要になる。前述の反応式で書いたように、電離と三体再結合は、互いに逆過程の関係にある。

電離断面積は、Born 近似法、クーロン・ボルン法、歪曲波近似法、R 行列法、そして緊密結合法等により計算される。ヘリウム様イオンの基底状態からの電離断面積は、多くの研究者によって計算が行われている。しかし励起状態からの電離断面積は、Sampson 等のデータ[21-25]以外ではあまり計算が行われていない。従って励起状態からの電離に対しては、Lotz の経験式[26, 27]を用いた。Lotz の式は、

$$\sigma_{i,y}(E) = \sum_h \zeta_h \frac{a \cdot \log(E / \Delta E_h)}{\Delta E_h E} \quad (15)$$

の様な表式で、イオン化ポテンシャル ΔE_h を用いて、断面積の計算を行うことが出来る半経験式である。ここで a は、幾つかのイオンに対して異なるパラメータが与えられているが、近似的に正しい断面積を与える値として $4.5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2(\text{eV})^2$ があり、このパラメータを用いた。 ζ_h は、原子殻 h 内の等価電子数である。この Lotz の式と実験値との比較は、文献[28, 29]にある。

電離速度係数は、

$$S_{i,y} = \int_{\Delta E}^{\infty} \sigma_{i,y}(E) f(E) v dE \quad (16)$$

と書くことが出来る。

1 電子励起状態 $1snl$ から $1s$ 状態への電離速度係数は、Lotz の式により求めた。2 電子励起状態 $2snl$ から $2s$ 状態、 $2pnl$ 状態から $2p$ への電離速度係数も 1 電子励起状態と同様に Lotz の式を用いて求めた。2 電子励起状態 $3l'nl$ から $3l'$ への電離速度係数は、 $n = 3, 4, 5$ に対しては HULLAC コードを用いて計算を行い、Lotz の式による電離速度係数との比較を付録 A.1 で行った。 $n \geq 6$ に対しては、Lotz の式を用いて計算を行った。

三体再結合係数は、電離速度係数との詳細釣り合いから

$$\alpha_{y,i} = S_{i,y} Z_i^y \quad (17)$$

と得られる。三体再結合は低温高密度のプラズマで重要になり、高励起状態ほど、速度係数は大きな値をとる。

2.2.5 電子衝突励起・脱励起

電子と標的イオンの非弾性衝突により、標的イオンの内部状態は変化する。電子衝突により標的イオンの電子状態が励起される断面積は、多くの研究者によって計算が行われている。断面積の計算方法は、Born 近似法、クーロン・ボルン法、歪曲波近似法、R 行列法、そして緊密結合法等がある。基底状態から 1 電子励起状態の $n = 2$ の電子衝突励起断面積は、多くの研究者によって計算が行われている[30–32]。

断面積は、高エネルギーで Bethe 近似によると

$$\sigma_{i,j} = \frac{4\pi a_0}{Z^4} \left(\frac{Z^2 I_H}{\Delta E} \right)^2 f_{i,j} \frac{\log(E / \Delta E)}{E / \Delta E} \quad (18)$$

と、振動子強度を用いて表される。また断面積は、

$$\Omega_{i,j}(x) = g_i \frac{\sigma_{i,j}}{\pi a_0^2} \left(\frac{E}{I_H} \right) \quad (19)$$

の様に衝突強度と呼ばれる無次元量に変換されることが多い。ここで、 I_H はリドベルグエネルギー ($\sim 13.6 \text{ eV}$) で、 x は $E / \Delta E$ である。衝突強度は、一般に

$$\Omega(x) = A \log x + B + \frac{C}{x} + \frac{D}{x^2} \quad (20)$$

または

$$\Omega(x) = A \log x + B + \frac{C}{(x+F)} + \frac{D}{(x+F)^2} \quad (21)$$

の様にフィッティングされる。A、B、C、D、そして F はフィッティングパラメータである。このフィッティング関数は、第 1 項に許容遷移に対する高エネルギーでのエネルギー依存性、第 2 項に光学的禁制遷移のエネルギー依存性、第 3 項と第 4 項にスピン変化を伴う禁制遷移のエネルギー依存性が考慮されている。水素様準位間の励起の衝突強度は、 Z^2 でスケールリングされる。

電子衝突励起速度係数は、

$$C_{i,j} = \int_{I_p}^{\infty} \sigma_{i,j}(v) f(v) v dv \quad (22)$$

の様に励起断面積を電子の速度分布で平均化することによって得られる。脱励起速度係数は、

$$C_{i,j} = C_{j,i} \frac{Z_j^y}{Z_i^y} = C_{j,i} \frac{g_j}{g_i} \exp\left(\frac{\Delta E_{i,j}}{k_B T_e}\right) \quad (23)$$

の様に励起速度係数との詳細釣り合いの関係から求められる。

1 電子励起状態間の励起速度係数は、式(8)の振動子強度を用いて経験式により計算した。2 電子励起状態 $2snl$ と $2pnl$ の $n \geq 3$ 、 $3l'nl$ の $n \geq 6$ に対する励起速度係数もまた、1 電子励起状態同じ振動子強度を用いて計算を行った。2 電子励起状態 $2l'2l$ 間の励起速度係数は、Goett 等によって計算された値を用いた[33, 34]。データの信頼性を確かめる為に、付録 A.2 で HULLAC コードによる計算値との比較を行っている。2 電子励起状態 $3l'nl$ ($n = 3, 4, 5$) の間の励起速度係数は、HULLAC コードを用いて計算を行った(付録 A.3)。 $1snl - n'l'nl$ や $2l'nl - 3l'nl$ 間の励起速度係数は、水素様準位間の励起速度係数で近似した。 $1s - 2s$ 励起や $1s - 2p$ 励起の衝突強度は、非常に高精度に Z スケールリングされており[35-37]、本論文における CR モデルでは、Callaway 等によるデータを用いた。 $nl - n'l'$ 励起 ($\Delta n \neq 0$) は Sampson 等のデータ[38, 39]があるが、今回は HULLAC コードによる計算結果を用いた。 $1s - 2l$ 励起や、 $nl - n'l'$ 励起に対する衝突強度や断面積のデータは、比較的多いが、 l -変化遷移のデータは殆ど無い。本論文における CR モデルでは、 $2snl - 2pnl$ 遷移を $2s - 2p$ 遷移の断面積で近似するが、このデータもまた HULLAC コードによる計算結果を用いた。

表 1 水素の励起状態の放射遷移確率。 $A^r_{ij}(Z) = Z^4 A^r_{ij}(Z=1)$ でスケーリングされる。

Transition	$A^r_{ij} (s^{-1})$	Transition	$A^r_{ij} (s^{-1})$	Transition	$A^r_{ij} (s^{-1})$
$2p - 1s$	6.265 (08)	$3p - 2s$	2.245 (07)	$3s - 2p$	6.313 (06)
$3p - 1s$	1.672 (08)	$4p - 2s$	9.668 (06)	$4s - 2p$	2.578 (06)
$4p - 1s$	6.818 (07)	$5p - 2s$	4.948 (06)	$5s - 2p$	1.289 (06)
$5p - 1s$	3.437 (07)			$3d - 2p$	6.465 (07)
				$4d - 2p$	2.062 (07)
				$5d - 2p$	9.425 (06)

表 2 HULLAC コードで計算を行った、水素様炭素イオンにおける 2 電子励起状態 $3l3l'$ の自動電離確率と、全放射性崩壊確率。括弧内は、乗数を表わしている。(*)付きの初期状態 $3l'4l$ と $3l'5l$ は、軌道量子数 l で平均化した励起状態を示す。

Initial state j	$A^a_{j,1s} (10^7 s^{-1})$	$A^a_{j,2s} (10^7 s^{-1})$	$A^a_{j,2p} (10^7 s^{-1})$	$\Sigma_i A^a_{j,i} (10^7 s^{-1})$
$3s2^1S$	1.916 (06)	7.243 (06)	1.330 (07)	1.720 (04)
$3s3p^3P$	6.457 (04)	5.026 (06)	1.013 (07)	2.336 (04)
$3p2^1D$	8.917 (05)	4.220 (06)	1.776 (07)	2.870 (04)
$3p2^3P$	3.411 (01)	8.551 (00)	2.303 (07)	3.853 (04)
$3s3p^1P$	6.797 (05)	1.554 (07)	4.386 (07)	2.471 (04)
$3p3d^3F$	6.201 (04)	1.064 (05)	2.405 (05)	2.843 (04)
$3p3d^1D$	2.704 (02)	2.223 (02)	9.083 (05)	2.832 (04)
$3s3d^3D$	2.974 (04)	1.601 (06)	1.557 (06)	8.096 (03)
$3p3d^3D$	2.513 (01)	1.424 (03)	1.585 (07)	2.790 (04)
$3s3d^1D$	4.713 (05)	6.009 (06)	1.146 (07)	2.153 (04)
$3p3d^3P$	8.342 (01)	9.251 (05)	3.659 (06)	2.721 (04)
$3d^2^1S$	1.789 (04)	2.094 (05)	1.052 (04)	2.322 (04)
$3d^2^3F$	1.095 (00)	3.068 (02)	1.682 (07)	1.373 (04)
$3p3d^1F$	3.238 (05)	6.712 (06)	5.226 (07)	2.618 (04)
$3d^2^1G$	3.795 (04)	1.979 (07)	8.940 (07)	1.267 (04)
$3d^2^3P$	2.798 (01)	2.532 (00)	9.028 (04)	1.863 (04)
$3d^2^1D$	1.732 (05)	1.729 (07)	3.204 (07)	1.450 (04)
$3p3d^1P$	2.777 (05)	2.673 (06)	1.355 (07)	2.495 (04)
$3p^2^1S$	2.926 (03)	1.645 (07)	5.898 (07)	1.771 (04)
$3s4l^*$	3.070 (04)	4.860 (05)	1.397 (06)	1.200 (04)
$3p4l^*$	4.597 (04)	5.304 (05)	3.017 (06)	1.345 (04)
$3d4l^*$	9.183 (03)	1.035 (06)	4.341 (06)	1.881 (04)
$3s5l^*$	3.662 (04)	3.448 (05)	2.390 (06)	2.004 (04)
$3p5l^*$	1.731 (04)	4.491 (05)	1.731 (06)	1.118 (04)
$3d5l^*$	4.549 (03)	4.652 (05)	1.951 (06)	1.160 (04)

2.3 速度方程式

光学的に薄いプラズマに対する1電子励起状態 $1snl$ に関する速度方程式は、次の様に書くことが出来る。

$$dN_i / dt = - \left\{ \sum_{j=1(i \neq j)}^{\infty} [C_{i,j} N_e + A'_{i,j}] + \sum_{q=1}^{\infty} C_{i,q} N_e + S_{i,1s} N_e \right\} N_i + \sum_{j=1(i \neq j)}^{\infty} [C_{j,i} N_e + A'_{j,i}] N_j \\ + \sum_{q=1}^{\infty} [C_{q,i} N_e + A'_{q,i}] N_q + C_{1s^2,i} N_e N_{1s^2} + [\alpha_{1s,i} N_e + \beta_{1s,i}] N_e N_{1s} \quad (24)$$

ここで、 i と j は1電子励起状態、 q は2電子励起状態、 A' は放射遷移確率、 C は電子衝突励起・脱励起速度係数、 S は電子衝突電離、 α は三体再結合係数、そして β は放射再結合速度係数である。2電子励起状態 $2l'nl$ や $3l'nl$ に関する速度方程式は、次の様に書かれる。

$$dN_p / dt = - \left\{ \sum_{q=1(p \neq q)}^{\infty} [C_{p,q} N_e + A'_{p,q}] + \sum_{j=1}^{\infty} [C_{p,j} N_e + A'_{p,j}] + \sum_y S_{p,y} N_e + \sum_y A^a_{p,y} \right\} N_p \\ + \sum_{q=1(p \neq q)}^{\infty} [C_{q,p} N_e + A'_{q,p}] N_q + \sum_{j=1}^{\infty} [C_{j,p} N_e + A'_{j,p}] N_j \\ + \sum_y R^d_{y,p} N_e N_y + \sum_y [\alpha_{y,p} N_e + \beta_{y,p}] N_e N_y \quad (25)$$

ここで、 p と q は2電子励起状態、 y はヘリウム様イオンの基底状態 $1s^2$ や水素様準位 $1s$ 、 $2l$ 、 $3l$ を示している。 A^a は自動電離確率、そして R^d は2電子性捕獲速度係数を示している。ヘリウム様イオンの基底状態 $1s^2$ に関する速度方程式は、次の様に書くことが出来る。

$$dN_{1s^2} / dt = - \left[\sum_j^{\infty} C_{1s^2,j} + S_{1s^2,1s} \right] N_e N_{1s^2} + \left[\sum_j^{\infty} C_{j,1s^2} N_e + A'_{j,1s^2} \right] N_j \\ + [\alpha_{1s,1s^2} N_e + \beta_{1s,1s^2}] N_e N_{1s} \quad (26)$$

水素様準位 x ($1s$, $2l$, $3l$) の速度方程式は、次の様に書くことが出来る。

$$dN_x / dt = - \left\{ \sum_{j=1}^{\infty} [\alpha_{x,j} N_e + \beta_{x,j}] + \sum_{q=1}^{\infty} R^d_{x,q} + \sum_y C_{x,y} \right\} N_e N_x \\ + \sum_{j=1}^{\infty} S_{j,x} N_e N_j + \sum_{q=1}^{\infty} A^a_{q,x} N_q \quad (27)$$

式(24) - (27)の速度方程式を解くことにより、各エネルギー準位の占有密度を得ることが出来る。式(1)に対して前述したように、このとき、時々刻々と変化する占有密度を求める方法と、各エネルギー準位が定常状態であると仮定して占有密度を求める方法がある。本論文では、1電子励起状態 $1snl$ 、2電子励起状態 $2l'nl$ と $3l'nl$ の2電子系の励起状態に対して定常状態を仮定し、 $1s^2$ 、 $1s$ 、 $2l$ 、 $3l$ の占有密度については時間変化するという準定常状態を仮定して、式(24)と(25)の方程式を解いた。占有密度を求める際に式(24) - (27)の速度方程式は、

次の様な表式で簡潔化を行った。

1 電子励起状態 i の速度方程式:

$$dN_i / dt = -W_{i,i}N_i + \sum_j W_{i,j}N_j + \sum_q W_{i,q}N_q + \sum_y W_{i,y}N_eN_y \quad (28)$$

2 電子励起状態 p の速度方程式:

$$dN_p / dt = -W_{p,p}N_p + \sum_q W_{p,q}N_q + \sum_j W_{p,j}N_j + \sum_y W_{p,y}N_eN_y \quad (29)$$

ヘリウム様準位の基底状態と水素様準位 x の速度方程式:

$$dN_x / dt = -W_{x,x}N_eN_x + \sum_j W_{x,j}N_j + \sum_q W_{x,q}N_q + \sum_y W_{x,y}N_eN_y \quad (30)$$

2.4 占有密度

2 電子系の励起状態の占有密度 N_i は、定常状態を仮定しない準位 y の占有密度 N_y の和として、 r_i^y を用いて次の様に書き表すこととする。

$$N_i = \sum_y r_i^y N_e N_y \quad (31)$$

ここで、 r_i^y は占有密度係数である。式(31)は、励起状態 y ($1s^2, 1s, 2l, 3l$) を独立な状態として取り扱うことを意味する。一般的に励起状態の緩和時間の方が基底状態の緩和時間に比べて短い。これにより励起状態の方がより速く定常状態に近づく為、 $dN_i / dt \ll dN_y / dt$ となる時間領域で、励起状態に対して準定常状態が近似的に成立しているといえる。

式(31)により式(24)と(25)は、次の様に書くことが出来る。

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} N_i \\ N_j \\ N_p \\ N_q \end{pmatrix} = \sum_y \left\{ \begin{pmatrix} -W_{i,i} & W_{i,j} & W_{i,p} & W_{i,q} \\ W_{j,i} & -W_{j,j} & W_{j,p} & W_{j,q} \\ W_{p,i} & W_{p,j} & -W_{p,p} & W_{p,q} \\ W_{q,i} & W_{q,j} & W_{q,p} & -W_{q,q} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_i^y \\ r_j^y \\ r_p^y \\ r_q^y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} W_{i,y} \\ W_{j,y} \\ W_{p,y} \\ W_{q,y} \end{pmatrix} \right\} N_e N_y \quad (32)$$

2 電子系の励起状態の占有密度が、定常であることから $dN / dt = 0$ となる。そして $N_y \geq 0$ であることから各 N_y に掛かっている $\{ \}$ の行列は、 0 行列になる。ここで、 N_y は任意のパラメータとして扱うことが出来る。各準位 y に対する r_i^y に関する連立方程式は、次の様になる。

$$\begin{pmatrix} -W_{i,i} & W_{i,j} & W_{i,p} & W_{i,q} \\ W_{j,i} & -W_{j,j} & W_{j,p} & W_{j,q} \\ W_{p,i} & W_{p,j} & -W_{p,p} & W_{p,q} \\ W_{q,i} & W_{q,j} & W_{q,p} & -W_{q,q} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_i^y \\ r_j^y \\ r_p^y \\ r_q^y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -W_{i,y} \\ -W_{j,y} \\ -W_{p,y} \\ -W_{q,y} \end{pmatrix} \quad (33)$$

式(33)の連立方程式を解くことにより励起状態 i の準位 y 成分に対する占有密度係数 r_i^y を得ることが出来る。

2.5 電離成分と再結合成分

これまでに構築されてきた水素原子や水素様イオンに対する CR モデル[1-8, 11]では、励起状態の占有密度は、式(2)と同じ様に

$$N_i = Z_i^c r_i^c N_e N_c + \frac{Z_i^c}{Z_{1s}^c} r_i^{1s} N_{1s} \quad (34)$$

と、連続状態からの成分と基底状態からの成分に分けて求められている。ここで式(34)の r は、占有密度係数である。前者の成分は、純粋な再結合プラズマにおける占有密度、後者の成分は、純粋な電離進行プラズマにおける占有密度に相当する。

占有密度の電離成分と再結合成分は、式(31)の占有密度係数に対しても当てはまる。例えば $y = 1s$ の場合、 r^{1s}_{1snl} は再結合成分、 r^{1s}_{2snl} , r^{1s}_{2pnl} , $r^{1s}_{3l'nl}$ は電離成分に相当するといえる。また $y = 2s$ の場合、 r^{2s}_{2snl} は再結合成分、 r^{2s}_{1snl} , r^{2s}_{2pnl} , $r^{2s}_{3l'nl}$ は電離成分に相当するといえる。この占有密度の再結合成分と電離成分は、高密度で主量子数依存性が異なる。高密度で再結合成分の占有密度は、励起状態が LTE に到達する為、サハ・ボルツマン分布関数の値になる。一方で、電離成分の占有密度は、3.1.2 節で述べるような主量子数依存性を持つ。

2.6 実効的速度係数

2.6.1 実効的速度係数の表式

式(28)と(29)の連立方程式を解くことによって得られる 2 電子系の励起状態に対する占有密度係数を式(30)の状態 x に関する速度方程式に代入すると次の様に纏めることができる。

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} N_{1s^2} \\ N_{1s} \\ N_{2s} \\ N_{2p} \\ N_{3s} \\ N_{3p} \\ N_{3d} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -X_{11} & X_{12} & X_{13} & X_{14} & X_{15} & X_{16} & X_{17} \\ X_{21} & -X_{22} & X_{23} & X_{24} & X_{25} & X_{26} & X_{27} \\ X_{31} & X_{32} & -X_{33} & X_{34} & X_{35} & X_{36} & X_{37} \\ X_{41} & X_{42} & X_{43} & -X_{44} & X_{45} & X_{46} & X_{47} \\ X_{51} & X_{52} & X_{53} & X_{54} & -X_{55} & X_{56} & X_{57} \\ X_{61} & X_{62} & X_{63} & X_{64} & X_{65} & -X_{66} & X_{67} \\ X_{71} & X_{72} & X_{73} & X_{74} & X_{75} & X_{76} & -X_{77} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_{1s^2} \\ N_{1s} \\ N_{2s} \\ N_{2p} \\ N_{3s} \\ N_{3p} \\ N_{3d} \end{pmatrix} N_e \quad (35)$$

式(35)の状態 x に関する行列の行列要素 X_{xy} が実効的速度係数に相当する。この実効的な速度係数 X_{xy} の一般的な表式は、次の様に書くことができる。

$$X_{xy} = C_{y,x}^{CR}(T_e, N_e) = \sum_i W_{x,y} r_i^y \quad (36)$$

X_{xy} は y 状態から x 状態への実効的速度係数 $C_{y,x}^{CR}$ で、電子温度と密度の関数になる。こうして定式化される実効的速度係数は、1s - 2s 励起に対して

$$X_{32} = C_{1s,2s}^{CR} = \sum_{j=1}^{\infty} S_{j,2s} r_j^{1s} N_e + \sum_{q(2l'nl)} S_{q,2s} r_q^{1s} N_e + \sum_{q(3l'nl)} A_{q,2s}^a r_q^{1s} + C_{1s,2s} \quad (37)$$

2s - 1s 脱励起に対して

$$X_{23} = C_{2s,1s}^{CR} = \sum_{j=1}^{\infty} S_{j,1s} r_j^{2s} N_e + \sum_{q(2l'nl)} A_{q,1s}^a r_q^{2s} + \sum_{q(3l'nl)} A_{q,1s}^a r_q^{2s} + C_{2s,1s} + A_{2s,1s}^r / N_e \quad (38)$$

1s - 2p 励起に対して

$$X_{42} = C_{1s,2p}^{CR} = \sum_{j=1}^{\infty} S_{j,2p} r_j^{1s} N_e + \sum_{q(2l'nl)} S_{q,2p} r_q^{1s} N_e + \sum_{q(3l'nl)} A_{q,2p}^a r_q^{1s} + C_{1s,2p} \quad (39)$$

2p - 1s 脱励起に対して

$$X_{24} = C_{2p,1s}^{CR} = \sum_{j=1}^{\infty} S_{j,1s} r_j^{2p} N_e + \sum_{q(2l'nl)} A_{q,1s}^a r_q^{2p} + \sum_{q(3l'nl)} A_{q,1s}^a r_q^{2p} + C_{2p,1s} + A_{2p,1s}^r / N_e \quad (40)$$

となる。実効的な 1s - 2s 励起・脱励起と 1s - 2p 励起・脱励起を除いて、具体的な表式は、付録 B.1 で示す。

2.6.2 実効的速度係数の性質

我々の求めた実効的速度係数は、次の 2 つの性質を持つことが考えられる。

1 つは、粒子保存則により式(35)における行列 X の列成分の和が

$$-X_{11} + X_{21} + X_{31} + X_{41} + X_{51} + X_{61} + X_{71} = 0 \quad (41)$$

の様に 0 になるということである。これは、粒子保存則 $\Sigma N_y = \text{一定}$ 、即ち $d(\Sigma N_y) / dt = 0$ から得られる。第 1 項は 1s² 状態から各状態へ実効的に遷移する全体の速度係数を表している。第 2 項から第 7 項までは、各々 1s² 状態から各状態への実効的速度係数を表している。式(35)の関係が成立するという事は、1s² から実効的に出て行くポピュレーションが保存されることを表わしており、式(36)の様に定式化された実効的速度係数が、粒子保存則を満たすことを示す。

もう 1 つは、逆過程に相当する遷移に対する実効的速度係数が、高密度で

$$C_{x,y}^{CR} Z_x = C_{y,x}^{CR} Z_y \quad (42)$$

の様な詳細釣り合いを満たすというものである。これは、直接遷移(例えば、式(37)と(38)の第 4 項)に対する速度係数は、詳細釣り合いが成立しているが、実効的速度係数の間接的な寄与もまた詳細釣り合いを満たすことが期待される。実際に本論文の CR モデルを用いて計算を行った実効的速度係数は、表 3 でまとめた。

CR モデルにより求められた実効的速度係数に対してこの 2 つ性質は、コードの信頼性を示す指標になる。本論文で構築した 2 電子励起状態を含む CR モデルの計算コードにより、上記の実効的速度係数に対する 2 つの性質を数値計算の上で確かめられた。このことは、我々の CR モデルの信頼性が確かめられたといえる。

表 3 本論文の CR モデルで計算を行った実効的速度係数の一例。電子温度は、 3.5×10^5 K、電子密度は、 $10^{15} \sim 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ の場合である。

10^{15} cm^{-3}	X_{1j}	X_{12}	X_{13}	X_{14}	X_{15}	X_{16}	X_{17}
X_{1j}	-1.981 (-14)	1.161 (-12)	4.103 (-11)	6.596 (-11)	1.122 (-14)	2.316 (-13)	7.782 (-14)
X_{2j}	1.981 (-14)	-1.161 (-12)	1.344 (-10)	1.928 (-10)	2.129 (-13)	3.119 (-12)	1.065 (-12)
X_{3j}	2.045 (-24)	1.063 (-16)	-2.393 (-09)	7.413 (-10)	9.876 (-13)	8.564 (-13)	1.410 (-12)
X_{4j}	3.766 (-24)	3.318 (-16)	2.217 (-09)	-1.002 (-09)	6.726 (-12)	3.704 (-12)	5.315 (-12)
X_{5j}	3.498 (-28)	3.292 (-20)	8.860 (-14)	2.182 (-13)	-7.938 (-12)	2.565 (-17)	3.638 (-19)
X_{6j}	1.190 (-27)	7.935 (-20)	2.039 (-13)	3.432 (-13)	7.767 (-17)	-7.911 (-12)	1.545 (-17)
X_{7j}	1.843 (-28)	3.380 (-20)	6.860 (-13)	8.545 (-13)	3.077 (-18)	2.588 (-17)	-7.868 (-12)
$\Sigma_i X_{ij}$	-3.756 (-27)	-1.876 (-25)	1.205 (-22)	-1.052 (-18)	-1.665 (-21)	1.478 (-19)	-2.810 (-21)
10^{16} cm^{-3}	X_{1j}	X_{12}	X_{13}	X_{14}	X_{15}	X_{16}	X_{17}
X_{1j}	-7.221 (-14)	1.338 (-12)	1.916 (-11)	3.249 (-11)	2.408 (-14)	3.300 (-13)	1.143 (-13)
X_{2j}	7.221 (-14)	-1.338 (-12)	1.695 (-10)	2.764 (-10)	2.601 (-12)	2.911 (-11)	1.026 (-11)
X_{3j}	3.439 (-23)	1.607 (-16)	-2.410 (-09)	7.431 (-10)	8.367 (-12)	9.092 (-12)	1.295 (-11)
X_{4j}	7.078 (-23)	3.407 (-16)	2.211 (-09)	-1.066 (-09)	6.039 (-11)	3.336 (-11)	4.858 (-11)
X_{5j}	1.567 (-26)	3.174 (-19)	8.542 (-13)	2.091 (-12)	-7.144 (-11)	1.902 (-14)	3.186 (-16)
X_{6j}	5.498 (-26)	7.870 (-19)	2.051 (-12)	3.450 (-12)	5.712 (-14)	-7.193 (-11)	1.203 (-14)
X_{7j}	8.992 (-27)	3.369 (-19)	6.725 (-12)	8.385 (-12)	1.708 (-15)	2.006 (-14)	-7.192 (-11)
$\Sigma_i X_{ij}$	3.473 (-27)	2.561 (-24)	5.571 (-23)	8.709 (-21)	-2.765 (-22)	-5.156 (-21)	5.278 (-22)
10^{17} cm^{-3}	X_{1j}	X_{12}	X_{13}	X_{14}	X_{15}	X_{16}	X_{17}
X_{1j}	-2.410 (-13)	1.448 (-12)	6.346 (-12)	1.101 (-11)	6.244 (-14)	3.338 (-13)	1.223 (-13)
X_{2j}	2.410 (-13)	-1.449 (-12)	2.517 (-10)	7.605 (-10)	4.142 (-11)	2.028 (-10)	7.190 (-11)
X_{3j}	3.332 (-22)	2.443 (-16)	-2.516 (-09)	7.322 (-10)	6.873 (-11)	8.147 (-11)	1.092 (-10)
X_{4j}	6.299 (-22)	4.568 (-16)	2.175 (-09)	-1.622 (-09)	4.618 (-10)	3.040 (-10)	4.158 (-10)
X_{5j}	5.580 (-25)	2.516 (-18)	6.847 (-12)	1.607 (-11)	-5.934 (-10)	6.580 (-12)	3.226 (-13)
X_{6j}	1.937 (-24)	6.670 (-18)	1.901 (-11)	3.170 (-11)	1.974 (-11)	-6.034 (-10)	4.993 (-12)
X_{7j}	4.409 (-25)	3.166 (-18)	5.655 (-11)	7.097 (-11)	1.620 (-12)	8.323 (-12)	-6.023 (-10)
$\Sigma_i X_{ij}$	-5.911 (-27)	-1.917 (-24)	8.834 (-24)	-1.844 (-21)	6.499 (-23)	-2.359 (-21)	1.349 (-22)
10^{18} cm^{-3}	X_{1j}	X_{12}	X_{13}	X_{14}	X_{15}	X_{16}	X_{17}
X_{1j}	-4.576 (-13)	1.755 (-12)	1.831 (-12)	3.306 (-12)	9.521 (-14)	2.212 (-13)	8.821 (-14)
X_{2j}	4.576 (-13)	-1.757 (-12)	5.543 (-10)	2.795 (-09)	2.617 (-10)	6.407 (-10)	2.021 (-10)
X_{3j}	1.160 (-21)	4.199 (-16)	-3.392 (-09)	8.177 (-10)	3.248 (-10)	3.850 (-10)	5.117 (-10)
X_{4j}	2.753 (-21)	1.401 (-15)	2.445 (-09)	-4.175 (-09)	1.904 (-09)	1.564 (-09)	2.050 (-09)
X_{5j}	5.055 (-24)	1.051 (-17)	3.127 (-11)	6.565 (-11)	-4.064 (-09)	4.265 (-10)	5.862 (-11)
X_{6j}	1.523 (-23)	2.864 (-17)	9.948 (-11)	1.603 (-10)	1.280 (-09)	-3.753 (-09)	4.419 (-10)
X_{7j}	6.899 (-24)	1.878 (-17)	2.602 (-10)	3.337 (-10)	2.932 (-10)	7.365 (-10)	-3.264 (-09)
$\Sigma_i X_{ij}$	-3.805 (-26)	-6.931 (-22)	-2.312 (-22)	-1.398 (-21)	-2.905 (-22)	-3.299 (-22)	-3.338 (-22)
10^{19} cm^{-3}	X_{1j}	X_{12}	X_{13}	X_{14}	X_{15}	X_{16}	X_{17}
X_{1j}	-6.680 (-13)	3.373 (-12)	1.061 (-12)	1.673 (-12)	1.469 (-13)	1.917 (-13)	1.148 (-13)
X_{2j}	6.680 (-13)	-3.378 (-12)	9.022 (-10)	4.607 (-09)	5.144 (-10)	9.584 (-10)	2.753 (-10)
X_{3j}	3.774 (-21)	9.021 (-16)	-1.141 (-08)	3.220 (-09)	7.262 (-10)	8.460 (-10)	1.086 (-09)
X_{4j}	1.243 (-20)	3.692 (-15)	9.659 (-09)	-9.054 (-09)	3.892 (-09)	3.533 (-09)	4.615 (-09)
X_{5j}	1.773 (-23)	2.119 (-17)	6.995 (-11)	1.325 (-10)	-3.304 (-08)	6.966 (-09)	1.401 (-09)
X_{6j}	5.089 (-23)	5.781 (-17)	2.309 (-10)	3.556 (-10)	2.090 (-08)	-2.644 (-08)	8.480 (-09)
X_{7j}	4.477 (-23)	4.924 (-17)	5.467 (-10)	7.377 (-10)	7.005 (-09)	1.413 (-08)	-1.586 (-08)
$\Sigma_i X_{ij}$	-6.684 (-27)	-1.143 (-21)	1.792 (-21)	-1.023 (-21)	-2.031 (-21)	-2.908 (-21)	-3.646 (-21)

$10 (20) \text{ cm}^{-3}$	X_{1j}	X_{12}	X_{13}	X_{14}	X_{15}	X_{16}	X_{17}
X_{1j}	-1.158 (-12)	8.898 (-12)	1.116 (-12)	1.374 (-12)	2.084 (-13)	2.256 (-13)	2.086 (-13)
X_{2j}	1.158 (-12)	-8.909 (-12)	1.252 (-09)	5.286 (-09)	7.053 (-10)	1.154 (-09)	4.009 (-10)
X_{3j}	2.361 (-20)	2.361 (-15)	-9.034 (-08)	2.920 (-08)	1.382 (-09)	1.665 (-09)	1.845 (-09)
X_{4j}	7.985 (-20)	9.033 (-15)	8.760 (-08)	-3.687 (-08)	6.780 (-09)	6.713 (-09)	9.677 (-09)
X_{5j}	1.478 (-22)	4.204 (-17)	1.295 (-10)	2.219 (-10)	-3.178 (-07)	7.541 (-08)	1.654 (-08)
X_{6j}	4.483 (-22)	1.186 (-16)	4.561 (-10)	6.468 (-10)	2.262 (-07)	-2.440 (-07)	9.542 (-08)
X_{7j}	7.388 (-22)	1.175 (-16)	9.004 (-10)	1.516 (-09)	8.270 (-08)	1.590 (-07)	-1.239 (-07)
$\Sigma_i X_{ij}$	1.118 (-27)	4.545 (-22)	-4.658 (-20)	1.504 (-20)	-1.342 (-20)	-4.479 (-20)	-2.361 (-20)
$10 (21) \text{ cm}^{-3}$	X_{1j}	X_{12}	X_{13}	X_{14}	X_{15}	X_{16}	X_{17}
X_{1j}	-1.434 (-12)	2.308 (-11)	1.317 (-12)	1.379 (-12)	2.448 (-13)	2.555 (-13)	2.636 (-13)
X_{2j}	1.434 (-12)	-2.312 (-11)	2.495 (-09)	6.846 (-09)	1.172 (-09)	1.621 (-09)	7.310 (-10)
X_{3j}	9.105 (-20)	8.686 (-15)	-8.781 (-07)	2.905 (-07)	4.620 (-09)	6.356 (-09)	5.422 (-09)
X_{4j}	2.807 (-19)	3.256 (-14)	8.715 (-07)	-3.057 (-07)	1.958 (-08)	2.226 (-08)	4.231 (-08)
X_{5j}	1.096 (-21)	1.865 (-16)	3.635 (-10)	5.257 (-10)	-3.163 (-06)	7.622 (-07)	1.700 (-07)
X_{6j}	3.367 (-21)	5.422 (-16)	1.569 (-09)	1.775 (-09)	2.287 (-06)	-2.412 (-06)	9.716 (-07)
X_{7j}	6.059 (-21)	5.103 (-16)	2.210 (-09)	6.012 (-09)	8.505 (-07)	1.620 (-06)	-1.190 (-06)
$\Sigma_i X_{ij}$	-3.179 (-26)	-2.289 (-19)	-6.744 (-19)	-3.073 (-19)	-2.465 (-19)	-4.400 (-19)	-2.562 (-20)
$10 (22) \text{ cm}^{-3}$	X_{1j}	X_{12}	X_{13}	X_{14}	X_{15}	X_{16}	X_{17}
X_{1j}	-1.475 (-12)	1.405 (-10)	8.768 (-12)	8.242 (-12)	1.318 (-12)	1.367 (-12)	1.457 (-12)
X_{2j}	1.475 (-12)	-1.408 (-10)	1.143 (-08)	1.860 (-08)	4.222 (-09)	4.623 (-09)	2.342 (-09)
X_{3j}	1.918 (-19)	5.417 (-14)	-8.754 (-06)	2.906 (-06)	3.178 (-08)	4.793 (-08)	3.563 (-08)
X_{4j}	5.466 (-19)	2.128 (-13)	8.718 (-06)	-2.982 (-06)	1.201 (-07)	1.497 (-07)	3.395 (-07)
X_{5j}	2.652 (-21)	1.407 (-15)	2.078 (-09)	2.481 (-09)	-3.161 (-05)	7.634 (-06)	1.708 (-06)
X_{6j}	8.150 (-21)	4.091 (-15)	1.078 (-08)	9.750 (-09)	2.290 (-05)	-2.408 (-05)	9.745 (-06)
X_{7j}	1.478 (-20)	3.185 (-15)	1.183 (-08)	4.500 (-08)	8.548 (-06)	1.625 (-05)	-1.183 (-05)
$\Sigma_i X_{ij}$	5.374 (-26)	2.870 (-18)	-2.225 (-18)	1.894 (-18)	-1.843 (-18)	-3.151 (-18)	-1.626 (-19)
$10 (23) \text{ cm}^{-3}$	X_{1j}	X_{12}	X_{13}	X_{14}	X_{15}	X_{16}	X_{17}
X_{1j}	-1.480 (-12)	1.311 (-09)	1.116 (-10)	1.030 (-10)	1.767 (-11)	1.832 (-11)	1.968 (-11)
X_{2j}	1.480 (-12)	-1.313 (-09)	9.402 (-08)	1.298 (-07)	3.265 (-08)	3.251 (-08)	1.617 (-08)
X_{3j}	3.295 (-19)	4.720 (-13)	-8.751 (-05)	2.906 (-05)	2.991 (-07)	4.592 (-07)	3.332 (-07)
X_{4j}	9.196 (-19)	1.913 (-12)	8.719 (-05)	-2.973 (-05)	1.104 (-06)	1.403 (-06)	3.289 (-06)
X_{5j}	4.486 (-21)	1.296 (-14)	1.870 (-08)	2.121 (-08)	-3.160 (-04)	7.636 (-05)	1.710 (-05)
X_{6j}	1.379 (-20)	3.756 (-14)	1.013 (-07)	8.697 (-08)	2.291 (-04)	-2.408 (-04)	9.749 (-05)
X_{7j}	2.509 (-20)	2.626 (-14)	1.052 (-07)	4.304 (-07)	8.554 (-05)	1.625 (-04)	-1.182 (-04)
$\Sigma_i X_{ij}$	-1.594 (-25)	-8.793 (-17)	-1.194 (-17)	-2.084 (-17)	1.401 (-17)	-5.394 (-18)	-1.278 (-17)
$10 (24) \text{ cm}^{-3}$	X_{1j}	X_{12}	X_{13}	X_{14}	X_{15}	X_{16}	X_{17}
X_{1j}	-1.480 (-12)	1.301 (-08)	1.268 (-09)	1.170 (-09)	2.075 (-10)	2.153 (-10)	2.315 (-10)
X_{2j}	1.480 (-12)	-1.304 (-08)	8.988 (-07)	1.223 (-06)	3.125 (-07)	3.067 (-07)	1.495 (-07)
X_{3j}	4.037 (-19)	4.533 (-12)	-8.751 (-04)	2.906 (-04)	2.972 (-06)	4.572 (-06)	3.309 (-06)
X_{4j}	1.123 (-18)	1.860 (-11)	8.719 (-04)	-2.972 (-04)	1.094 (-05)	1.393 (-05)	3.279 (-05)
X_{5j}	5.444 (-21)	1.269 (-13)	1.849 (-07)	2.084 (-07)	-3.160 (-03)	7.636 (-04)	1.710 (-04)
X_{6j}	1.673 (-20)	3.675 (-13)	1.007 (-06)	8.589 (-07)	2.291 (-03)	-2.408 (-03)	9.749 (-04)
X_{7j}	3.048 (-20)	2.484 (-13)	1.038 (-06)	4.284 (-06)	8.554 (-04)	1.625 (-03)	-1.182 (-03)
$\Sigma_i X_{ij}$	6.905 (-27)	-2.573 (-17)	-8.343 (-17)	-3.979 (-17)	-3.139 (-16)	-4.656 (-16)	-1.151 (-16)

3. 結果.

3.1 占有密度係数

3.1.1 密度依存性

ここでは、式(24)と(25)の 2 電子系イオンの励起状態に対して、準定常状態を仮定して求められるその励起状態の占有密度係数を表わす。例として、 $T_e = 3.5 \times 10^5$ K に対するヘリウム様炭素 ($Z = 6$) イオンの占有密度係数の密度依存性について示す。

$$(1) N_{1s^2} \neq 0, N_{1s} = N_{2s} = N_{2p} = N_{3s} = N_{3p} = N_{3d} = 0$$

図 5(a) - (f)は、ヘリウム様イオンの基底状態 $1s^2$ にのみポピュレーションがある場合の占有密度係数の電子密度依存性を示している。図 5(a)は、1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数を示している。1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度は、ヘリウム様準位の基底状態 $1s^2$ からの衝突励起によって生成される。低密度極限での 1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数は、励起状態 i の速度方程式が近似的に

$$dN_i / dt \sim -A'_{i,1s^2} N_i + C_{1s^2,i} N_e N_{1s^2} = 0 \quad (43)$$

の様に書けることで、式(31)で与えられている占有密度係数 $r_i^{1s^2}$ に対して

$$r_i^{1s^2} \sim C_{1s^2,i} / A'_{i,1s^2} \propto const. \quad (44)$$

が成立する。この値は、コロナ平衡の場合の占有密度係数と等しいものである。密度増加に従って高励起状態から衝突励起・脱励起の確率が、放射遷移確率より大きくなり、衝突過程により占有密度係数は、増加または減少する。ここで $n = 2$ の励起状態は、準定常状態である $1s2s^1S$ と $1s2s^3S$ の占有密度が非常に大きいため、比較的low密度でも衝突励起 ($1s2s^1S_0 \rightarrow 1s2p^1P_1, 1s2s^3S_1 \rightarrow 1s2p^3P$) が効き、 $1s2p^1P_1$ と $1s2p^3P$ の占有密度が増加する。この密度効果を用いて、 $1s2p^3S_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$ と $1s2p^3P \rightarrow 1s^2^1S_0$ のスペクトル強度比から、プラズマの電子密度の推定が行われている[40]。更に密度が増加すると、全ての 1 電子励起状態 $1snl$ において $N_e \geq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ で衝突励起・脱励起が支配的になり、再結合のない電離進行プラズマでは、

$$C_{i,i+1} N_e N_i \sim C_{i-1,i} N_e N_{i-1} \quad (45)$$

のような関係が成立するようになる。この様な高密度プラズマで、占有密度は電子密度依存性がなくなり、占有密度係数は N_e^{-1} に比例する。

図 5(b), (c), (d), (e), (f)は、各々 2 電子励起状態 $2snl, 2pnl, 3snl, 3pnl, 3dnl$ の占有密度係数を示している。低密度での 2 電子励起状態 $2lnl'$ の占有密度係数は、2 電子励起状態への占有密度を増加する過程が少なくとも 2 段階の衝突励起 $1s^2 \rightarrow i \rightarrow p$ であり、占有密度を減少する過程が自動電離と放射遷移であるため、近似的に

$$r_p^{1s^2} \sim \frac{C_{i,p} N_e}{(A'_{p,i} + A_{p,1s}^a) N_e N_{1s^2}} \frac{N_i}{(A'_{p,i} + A_{p,1s}^a) A'_{i,1s^2}} \propto N_e \quad (46)$$

の様になり N_e に比例する。高密度では、2 電子励起状態間で衝突励起・脱励起が支配的になる為、占有密度係数は、 N_e^{-1} に比例する。2 電子励起状態 $2l2l'$ の占有密度は、1 電子励起状態の準定常状態 $1s2s$ からの衝突励起の影響により、他の励起状態のそれに比べて非常に大きくなる。2 電子励起状態 $2s^2\ ^1S_0$ は、 $N_e \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ で $1s2s\ ^1S_0$ からの衝突励起により、占有密度の電子密度依存性が変わると考えられる。

$$(2) \ N_{1s} \neq 0, \ N_{1s^2} = N_{2s} = N_{2p} = N_{3s} = N_{3p} = N_{3d} = 0$$

図 6(a) – (f) は、水素様イオンの基底状態 $1s$ にのみポピュレーションがある場合の占有密度係数の電子密度依存性を示している。図 6(a) は、1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数を表わす。1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度は、水素様準位の基底状態 $1s$ からの再結合過程によって生成される。低密度での 1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数は、速度方程式が近似的に

$$\beta_{y,i} N_e N_y \sim \sum_j A'_{i,j} N_j \quad (47)$$

と書くことが出来ることから、

$$r_i^y \sim \frac{\beta_{y,i}}{\sum_j A'_{i,j}} \quad (48)$$

となる。この値は、捕獲カスケードモデルによる値と一致する。捕獲カスケードモデルは、再結合後、放射遷移のみによって記述するモデルで、低電子密度極限の純粋な再結合プラズマを記述することが出来る。 $T_e \geq 10^6 \text{ K}$ の温度領域では、再結合過程として 2 電子性再結合が効いてくる為、式(48)の分子に $\beta^d_{y,i}$ を加えたものになる。 $\beta^d_{y,i}$ は、2 電子性再結合速度係数である。電子密度の増加に従い、1 電子励起状態は、電子衝突励起・脱励起によって高励起状態から LTE に到達する。 $N_e \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ですべての 1 電子励起状態は LTE に到達していることがわかる。このときの占有密度係数は、

$$r_i^{1s} \sim Z_i^{1s} \quad (49)$$

となる。

図 6(b)、(c)、(d)、(e)、(f) は、 $1s$ による各々 2 電子励起状態 $2snl$ 、 $2pnl$ 、 $3snl$ 、 $3pnl$ 、 $3dnl$ の占有密度係数を示している。低密度で 2 電子励起状態の占有密度係数は、2 電子性捕獲と放射遷移と自動電離の釣り合いにより、近似的に

$$R^d_{y,p} N_e N_y \sim (\sum A^r_{p,q} + A^a_{p,y}) N_p \quad (50)$$

と速度方程式を書くことが出来ることから、

$$r_p^y \sim \frac{R^d_{y,p}}{\sum A^r_{p,q} + A^a_{p,y}} \quad (51)$$

と近似的に書くことが出来る。このとき、占有密度係数の電子密度依存性はない。特に、2 電

子励起状態 $2snl$ の占有密度係数は、 $A^a \gg A^r$ であるため、式(13)の関係から $r_p^y \sim (Z_p^y)^{-1}$ となる。そのため、 $E_i \sim 0$ に近づく高励起状態の占有密度は、ある一定値に近づくと考えられる。密度の増加に従って、占有密度係数は、2 電子励起状態間の衝突励起・脱励起が影響し始める為、高励起状態から減少し、式(45)で示されるような密度依存性に従うようになる。ここで、幾つかの 2 電子励起状態に対する占有密度係数は、 $\Delta n = 0$ 、 $\Delta l = \pm 1$ の遷移によって増加している。励起状態 $2p^2 \ ^3P$ の占有密度係数は、 $2s2p \ ^3P \rightarrow 2p^2 \ ^3P$ 励起により $N_e \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ から 10^{20} cm^{-3} までの密度増加に対して 10 倍以上増加する。また励起状態 $2l5d$ では $2p5d \ ^1D \rightarrow 2s5d \ ^1L$ と $2p5d \ ^3D \rightarrow 2s5d \ ^3L$ の脱励起、励起状態 $2l7f$ では $2s7f \ ^1F \rightarrow 2p7f \ ^1L$ と $2s7f \ ^3F \rightarrow 2p7f \ ^3L$ の励起により、占有密度係数に対する密度効果が現れている。高密度極限で、2 電子励起状態の占有密度係数は、LTE に到達している 1 電子励起状態からの電子衝突励起 $1snl \rightarrow 2l'nl$ と $1snl \rightarrow 3l'nl$ により、高励起状態から再度密度依存性をなくす。この密度効果については、次節の占有密度の主量子数依存性で示す。

(3) $N_{2s} \neq 0$, $N_{1s^2} = N_{1s} = N_{2p} = N_{3s} = N_{3p} = N_{3d} = 0$

図 7(a)–(f)は、水素様励起状態 $2s$ にのみポピュレーションがある場合の占有密度係数の電子密度依存性を示している。図 7(a)は、1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数を表わす。低密度で、1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度は、主に $2s + e^- \rightarrow 3pnl \rightarrow 1snl$ という 2 電子励起状態 $3pnl$ を経由して生成される。 $N_e > 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ で、全ての 1 電子励起状態の占有密度係数は、LTE に到達した 2 電子励起状態 $2snl$ からの脱励起によって密度依存性がなくなる。

図 7(b), (c)は、各々 2 電子励起状態 $2snl$, $2pnl$ の占有密度係数を示している。2 電子励起状態 $2snl$ と $2pnl$ の占有密度は、水素様準位の励起状態 $2s$ からの再結合過程によって生成され、再結合過程として、 $T_e \geq 2 \times 10^5 \text{ K}$ では各々 2 電子性再結合 $2s + e^- \rightarrow 3pnl \rightarrow 2snl$ と $2s + e^- \rightarrow 3snl$ (または $3dnl$) $\rightarrow 2pnl$ が支配的である (図 13(b)と 15(a))。低密度での占有密度係数は、式(48)の分母に自動電離確率 ($A^a \propto n^{-3}$) を加えたものになる。そのため、1 電子励起状態 $1snl$ と 2 電子励起状態 $2snl$ を比較して、低励起状態の占有密度係数に対して 2 電子励起状態の方が、非常に小さくなる。密度増加に従って、2 電子励起状態 $2snl$ は、高励起状態から LTE に近づく。 $n = 11, 17$ の励起状態は、 $N_e \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ で LTE に到達し、 $2s5d \ ^1,3D$ と $2s7f \ ^1,3F$ は各々 $N_e \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ と $N_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ で LTE に達する。しかしながら、 $n = 2$ の励起状態は、高密度極限 ($N_e \sim 10^{24} \text{ cm}^{-3}$) でも LTE に到達していない。2 電子励起状態 $2pnl$ の占有密度係数は、低密度で 2 電子励起状態 $2snl$ の占有密度係数と比べて 1 ~ 2 オーダー程度小さくなる。これは、 $2s$ 状態からの再結合 $2s \rightarrow 2pnl$ がないことと、放射遷移 $2pnl \rightarrow 1snl$ の遷移確率が大きい ($A^r_{2pnl,1snl} \sim A^r_{2p,1s} = 6.265 \times 10^8 Z^4 \text{ s}^{-1}$) ためである。また 2 電子励起状態 $2pnl$ は、 $2s + e^- \rightarrow 2snl \rightarrow 2pnl \rightarrow 2p + e^-$ の流れがある為、高密度極限でも LTE に到達せず、占有密度は、式(45)に従う。

図 7(d), (e), (f)は、各々 2 電子励起状態 $3snl$, $3pnl$, $3dnl$ の占有密度係数を示している。低密度でこれらの励起状態は、電子捕獲により生成され、占有密度係数は、近似的に式(51)の値と一致する。密度の増加に従って、高励起状態から衝突励起・脱励起が支配的に

なる。 $N_e \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ で2電子励起状態 $2snl$ からの励起が効き始め、占有密度係数の密度依存性はなくなる。これは、図 6(d) – (f)と同じ傾向である。但し、図 6(d) – (f)では、 $3l'nl$ 状態への電子捕獲 $1s + e^- \rightarrow 3l'nl$ の捕獲確率が、 $2s + e^- \rightarrow 3l'nl$ の捕獲確率と比べて非常に小さい為(表 2 参照)、占有密度の絶対値は、 $10^6 \sim 10^7$ 程度小さくなる。

(4) $N_{2p} \neq 0, N_{1s^2} = N_{1s} = N_{2s} = N_{3s} = N_{3p} = N_{3d} = 0$

図 8(a) – (f)は、水素様イオンの励起状態 $2p$ にのみポピュレーションがある場合の占有密度係数の電子密度依存性を示している。図 8(a)は、1電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数を表わす。低密度で、1電子励起状態 $1snl$ の占有密度は、主に $2p + e^- \rightarrow 3pnl \rightarrow 1snl$ という2電子励起状態 $3pnl$ を経由して生成される。 $N_e > 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ で、全ての1電子励起状態の占有密度係数は、LTEに到達した2電子励起状態 $2pnl$ からの脱励起によって密度依存性がなくなる。

図 8(b), (c)は、各々2電子励起状態 $2snl, 2pnl$ の占有密度係数を示している。2電子励起状態 $2snl$ と $2pnl$ の占有密度は、水素様準位の励起状態 $2p$ からの再結合過程によって生成され、 $T_e \geq 2 \times 10^5 \text{ K}$ では各々2電子性再結合 $2p + e^- \rightarrow 3pnl \rightarrow 2snl$ と $2p \rightarrow 3snl$ (または $3dnl$) $\rightarrow 2pnl$ が支配的である(図 13(c)と 15(b))。低密度での占有密度係数は、式(48)の分母に自動電離確率を加えたものになる。そのため、1電子励起状態と2電子励起状態を比較して、2電子励起状態に対してエネルギー的に低い励起状態の占有密度係数の方が、非常に小さくなる。密度増加に従って、2電子励起状態 $2pnl$ は、高励起状態からLTEに近づく。 $n = 11, 17$ の励起状態は、 $N_e \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ でLTEに到達し、 $2p5d \ ^1D$ と $2p7f \ ^1F$ は、各々 $N_e \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ と $N_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ でLTEに到達する。しかしながら、 $n = 2$ の励起状態は、高密度極限でもLTEに到達していない。低密度で2電子励起状態 $2pnl$ 占有密度係数は、放射遷移 $2pnl \rightarrow 1snl$ により、2電子励起状態 $2snl$ の占有密度と比べて1~2オーダー程度小さくなる。また2電子励起状態 $2snl$ は、高密度極限でもLTEに到達せず、占有密度は式(45)に従う。

図 8(d), (e), (f)は、各々2電子励起状態 $3snl, 3pnl, 3dnl$ の占有密度係数を示している。低密度でこれらの占有密度係数は、近似的に式(51)の値と一致する。密度の増加に従って、高励起状態から衝突励起・脱励起が支配的になる。 $N_e \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ で2電子励起状態 $2pnl$ からの励起が効き、占有密度係数の密度依存性はなくなる。これは、図 7(d) – (f)と同じ傾向である。

(5) $N_{3s} \neq 0, N_{1s^2} = N_{1s} = N_{2s} = N_{2p} = N_{3p} = N_{3d} = 0$

図 9(a) – (f)は、水素様イオンの励起状態 $3s$ にのみポピュレーションがある場合の占有密度係数の電子密度依存性を示している。図 9(a)は、1電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数を示している。1電子励起状態 $1snl$ の占有密度は、主に $3s + e^- \rightarrow 3snl \rightarrow 2pnl \rightarrow 1snl$ という2電子励起状態 $3snl$ と $2pnl$ を経由して生成される。全ての1電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数は、 $N_e > 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ で、LTEに到達した2電子励起状態 $3snl$ からの衝突脱励起によって密度依存性がなくなる。

図 9(b)、(c)は、各々2 電子励起状態 $2snl$ 、 $2pnl$ の占有密度係数を示している。2 電子励起状態 $2snl$ と $2pnl$ の占有密度は、主に各々 $3s + e^- \rightarrow 3snl \rightarrow 3pn'l' \rightarrow 2sn'l'$ と $3s + e^- \rightarrow 3snl \rightarrow 2pnl$ という 2 電子励起状態を経由して生成される。密度の増加に従って、占有密度係数は、LTE に到達した 2 電子励起状態 $3snl$ からの衝突脱励起によって、密度依存性がなくなる。

図 9(d)、(e)、(f)は、各々2 電子励起状態 $3snl$ 、 $3pnl$ 、 $3dnl$ の占有密度係数を示している。低密度で、2 電子励起状態 $3snl$ の占有密度係数は、式(48)の様な捕獲カスケードモデルによる値と一致する。2 電子励起状態 $3pnl$ と $3dnl$ の占有密度は、各々 $3s + e^- \rightarrow 3snl \rightarrow 3pnl$ と $3s + e^- \rightarrow 3snl \rightarrow 3dnl$ という 2 電子励起状態 $3snl$ を経由した、2 段階の遷移によって生成される為、 $3snl$ のそれと比較して非常に小さい。しかし、電子密度の増加に伴い $3snl - 3pnl$ や $3snl - 3dnl$ の l -変化の遷移より、高密度では、2 電子励起状態 $3snl$ 、 $3pnl$ 、 $3dnl$ の占有密度係数は、同程度になる。また 2 電子励起状態 $3snl$ は、 $N_e \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で全ての励起状態が LTE に到達している。

(6) $N_{3p} \neq 0$, $N_{1s^2} = N_{1s} = N_{2s} = N_{2p} = N_{3s} = N_{3d} = 0$

図 10(a) - (f)は、水素様イオンの励起状態 $3p$ にのみポピュレーションがある場合の占有密度係数の電子密度依存性を示している。図 10(a)は 1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数を示している。1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度は、主に $3p + e^- \rightarrow 3pnl \rightarrow 1snl$ という 2 電子励起状態 $3pnl$ を経由して生成される。全ての 1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数は、 $N_e > 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ で、LTE に到達した 2 電子励起状態 $3pnl$ からの衝突脱励起によって密度依存性がなくなる。これは、図 9(a)と同じ傾向である。

図 10(b)、(c)は、各々2 電子励起状態 $2snl$ 、 $2pnl$ の占有密度係数を示している。2 電子励起状態 $2snl$ と $2pnl$ は、主に各々 $3p + e^- \rightarrow 3pnl \rightarrow 2snl$ と $3p + e^- \rightarrow 3pnl \rightarrow 3snl$ (または $3dnl$) $\rightarrow 2pnl$ という 2 電子励起状態を経由して生成される。密度の増加に従って、占有密度係数は、LTE に到達した 2 電子励起状態 $3pnl$ からの衝突脱励起によって密度依存性がなくなる。これは、図 9(b)、(c)と同じ傾向である。

図 10(d)、(e)、(f)は、各々2 電子励起状態 $3snl$ 、 $3pnl$ 、 $3dnl$ の占有密度係数を示している。低密度で、2 電子励起状態 $3pnl$ の占有密度係数は、式(48)の様な捕獲カスケードモデルによる値と一致する。2 電子励起状態 $3snl$ と $3dnl$ の占有密度は、各々 $3p + e^- \rightarrow 3pnl \rightarrow 3snl$ と $3p + e^- \rightarrow 3pnl \rightarrow 3dnl$ という 2 電子励起状態 $3pnl$ を経由した、2 段階の遷移によって生成される為、 $3pnl$ のそれと比較して非常に小さい。しかし、電子密度の増加に伴い $3snl - 3pnl$ や $3pnl - 3dnl$ 間の l -変化の遷移より、高密度では、2 電子励起状態 $3snl$ 、 $3pnl$ 、 $3dnl$ の占有密度係数は、同程度になる。また 2 電子励起状態 $3pnl$ は、 $N_e \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で全ての励起状態が LTE に達している。

(7) $N_{3d} \neq 0$, $N_{1s^2} = N_{1s} = N_{2s} = N_{2p} = N_{3s} = N_{3p} = 0$

図 11(a) - (f)は、水素様イオンの励起状態 $3d$ にのみポピュレーションがある場合の占有密度係数の電子密度依存性を示している。図 11(a)は 1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係

数を示している。1 電子励起状態 $1snl$ は、主に $3d + e^- \rightarrow 3dnl \rightarrow 2pnl \rightarrow 1snl$ という 2 電子励起状態 $3dnl$ と $2pnl$ を経由して生成される。全ての 1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数は、 $N_e > 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ で、LTE に到達した 2 電子励起状態 $3dnl$ からの衝突脱励起によって密度依存性がなくなる。これは、図 9(a) と同じ傾向である。

図 11(b)、(c) は、各々 2 電子励起状態 $2snl$ 、 $2pnl$ の占有密度係数を示している。2 電子励起状態 $2snl$ と $2pnl$ は、主に各々 $3d + e^- \rightarrow 3dnl \rightarrow 3pn'l' \rightarrow 2snl$ と $3d + e^- \rightarrow 3dnl \rightarrow 2pnl$ という 2 電子励起状態を経由して生成される。密度の増加に従って、占有密度係数は、LTE に到達した 2 電子励起状態 $3dnl$ からの衝突脱励起によって密度依存性がなくなる。これは、図 9(b)、(c) と同じ傾向である。

図 11(d)、(e)、(f) は、各々 2 電子励起状態 $3snl$ 、 $3pnl$ 、 $3dnl$ の占有密度係数を示している。低密度で、2 電子励起状態 $3dnl$ の占有密度係数は、式(48) の様な捕獲カスケードモデルによる値と一致する。2 電子励起状態 $3snl$ と $3pnl$ は、各々 $3d + e^- \rightarrow 3dnl \rightarrow 3snl$ と $3d + e^- \rightarrow 3dnl \rightarrow 3pnl$ という 2 電子励起状態 $3dnl$ を経由した、2 段階の遷移によって生成される為、 $3dnl$ のそれと比較して非常に小さい。しかし、電子密度の増加に伴い $3snl - 3dnl$ や $3pnl - 3dnl$ 間の l -変化の遷移より、高密度では、2 電子励起状態 $3snl$ 、 $3pnl$ 、 $3dnl$ の占有密度係数は、同程度になる。また 2 電子励起状態 $3dnl$ は、 $N_e \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で全ての励起状態が LTE に到達している。

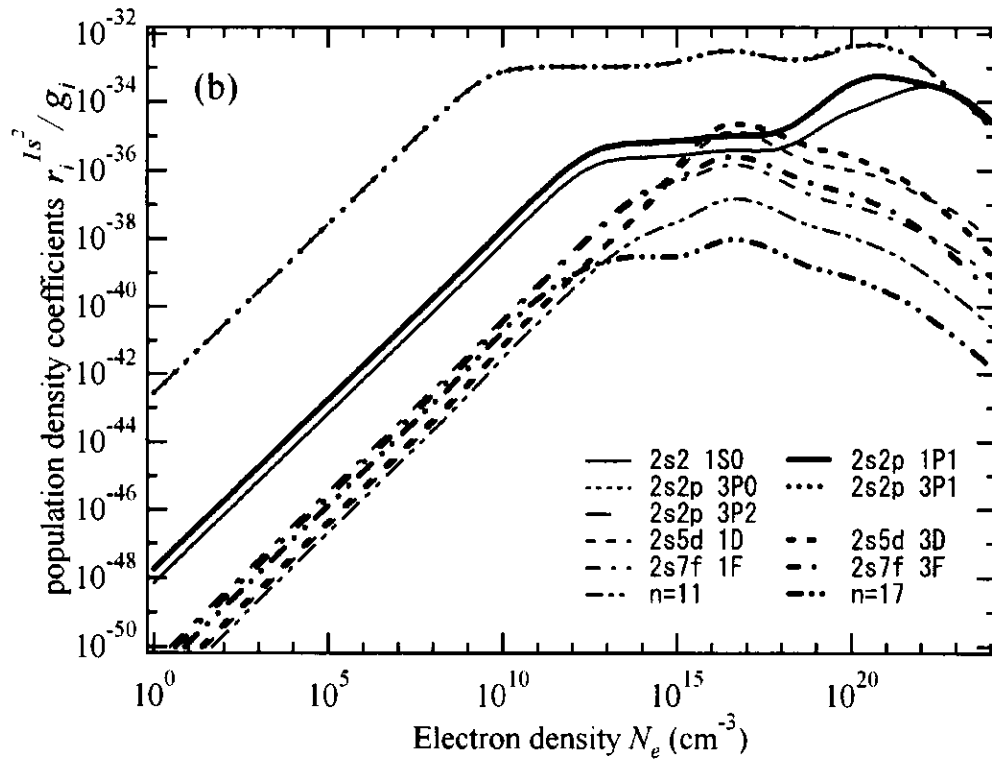
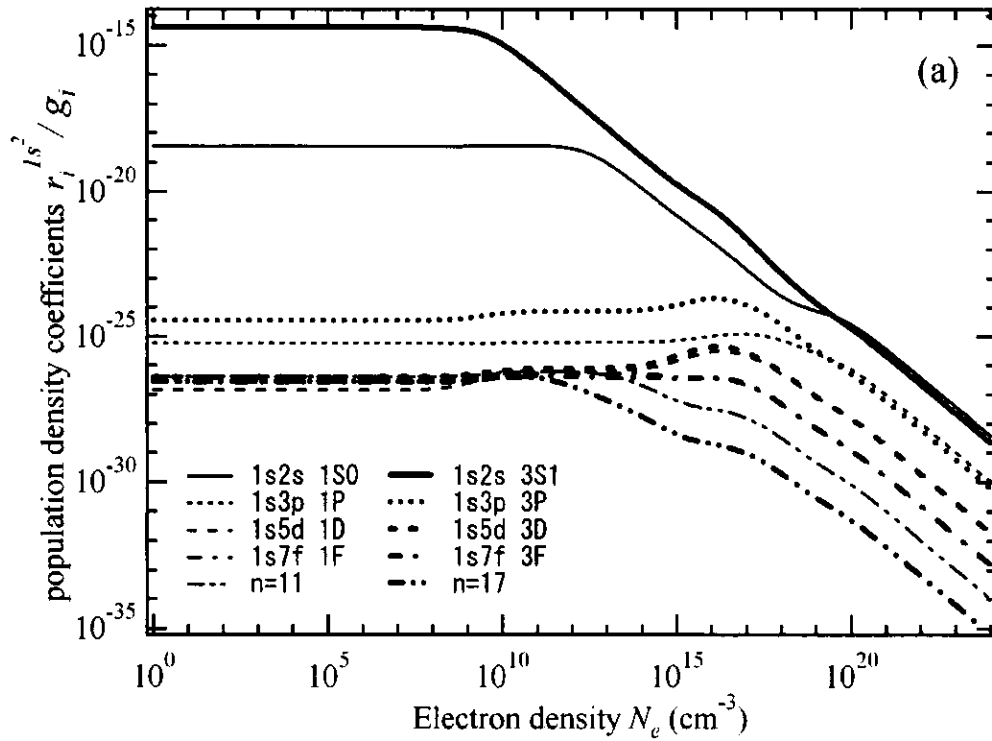


図 5(a). $N_{1s^2} \neq 0$ で且つ $N_y = 0$ の場合における 1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数。(b). 2 電子励起状態 $2snl$ の占有密度係数。

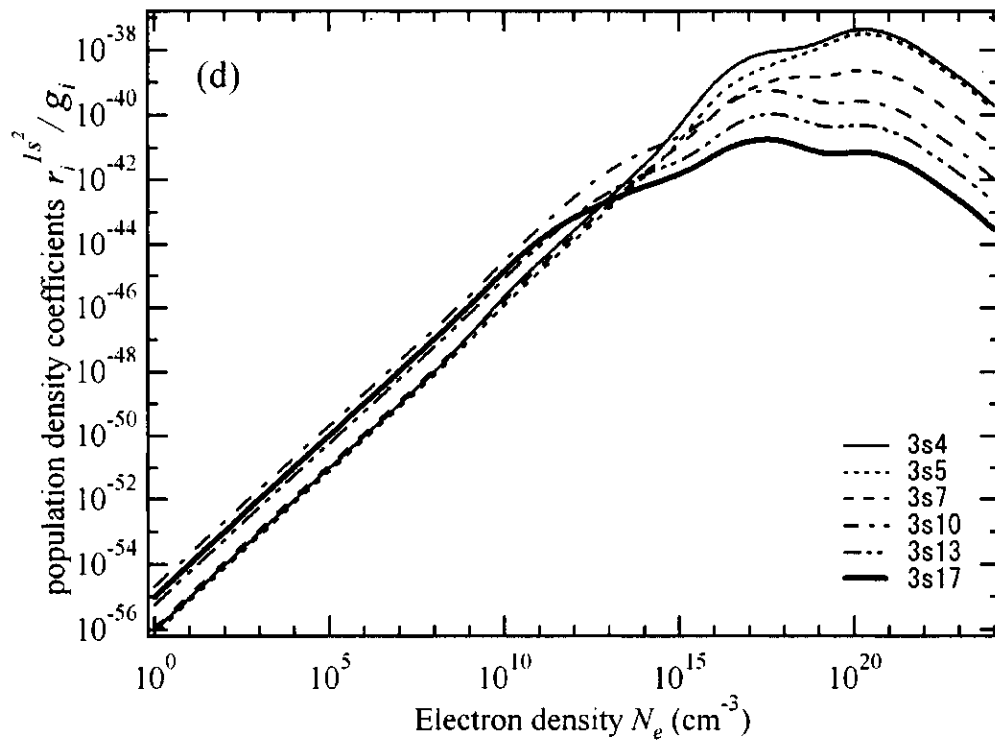
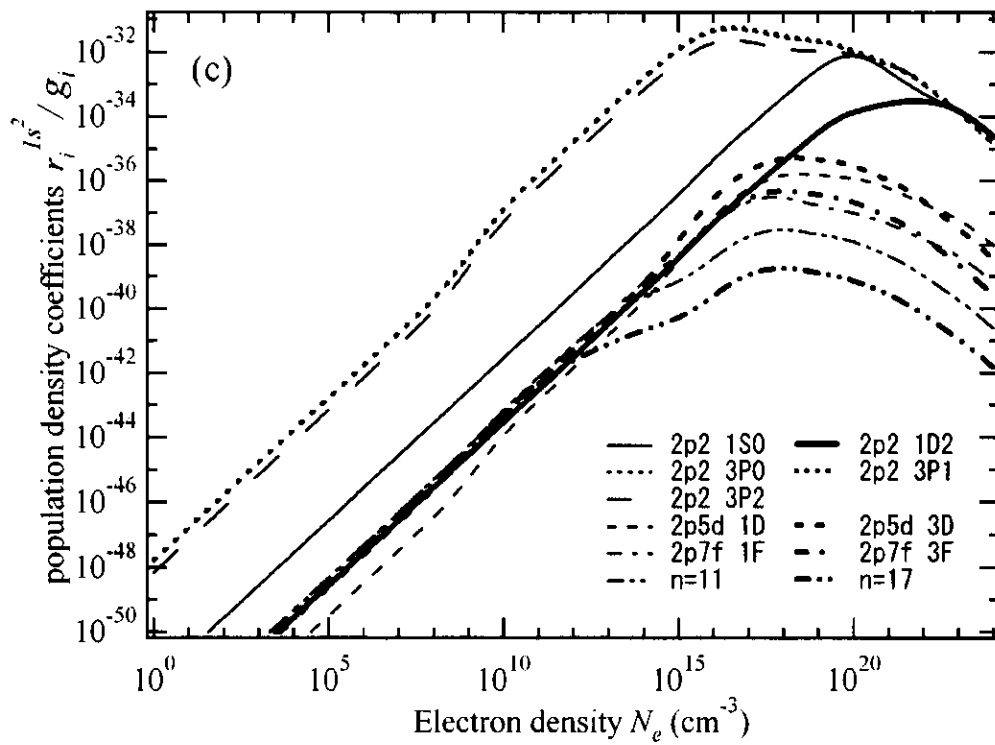


図 5(c) 2 電子励起状態 $2pnl$ の占有密度係数。(d) 2 電子励起状態 $3snl$ の占有密度係数。

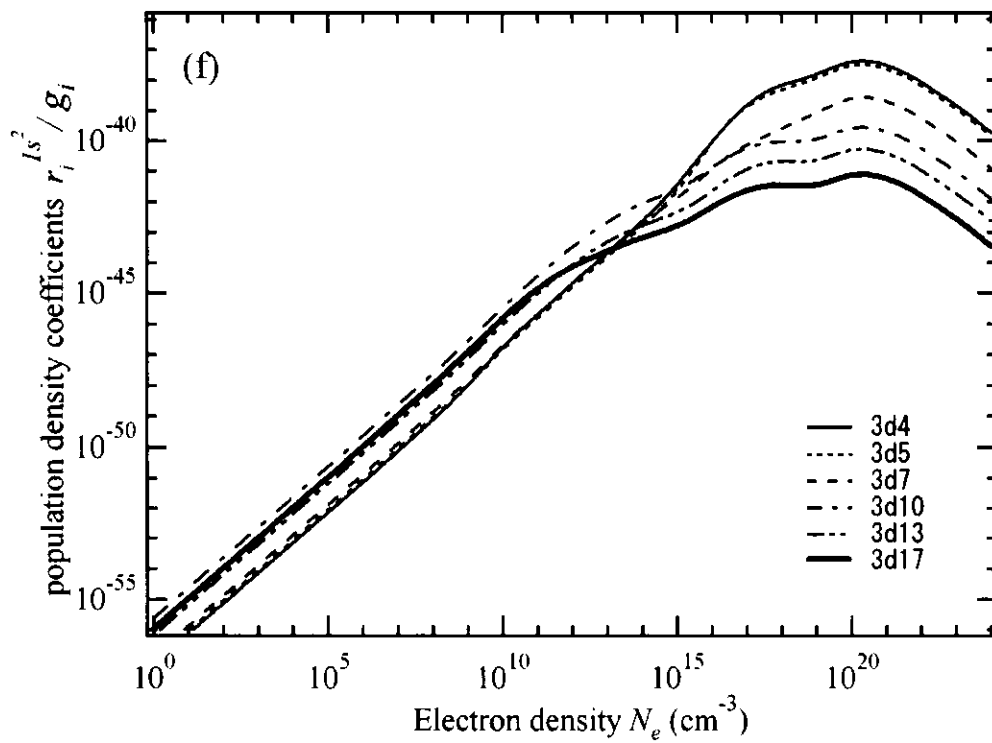
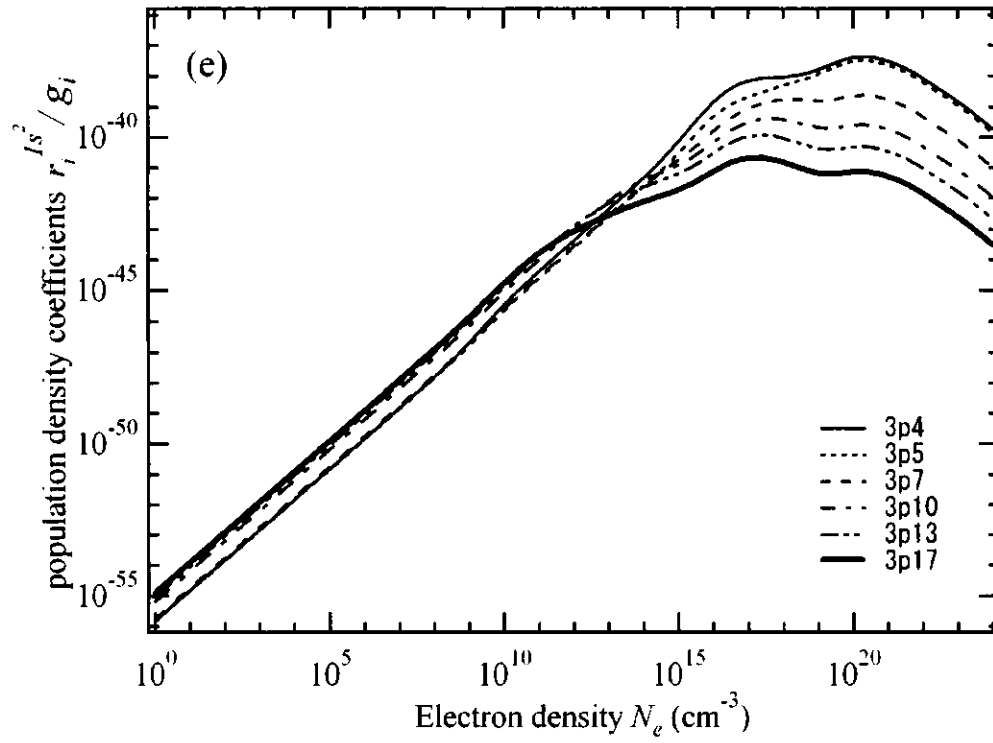


図 5 (e) 2 電子励起状態 $3pnl$ の占有密度係数。(f) 2 電子励起状態 $3dnl$ の占有密度係数。

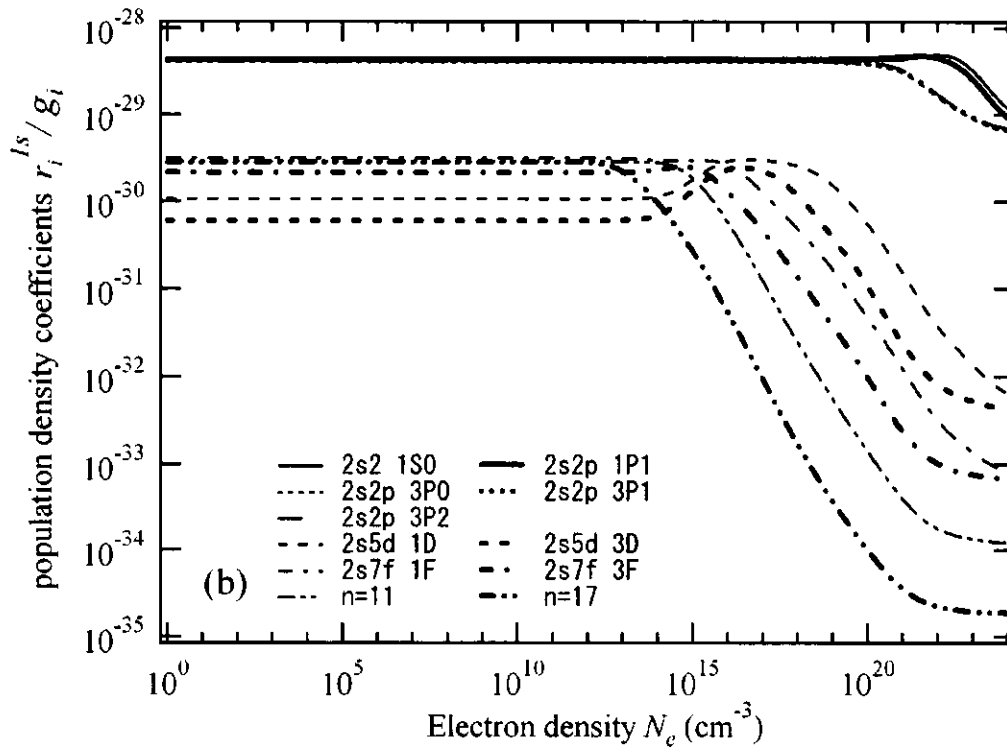
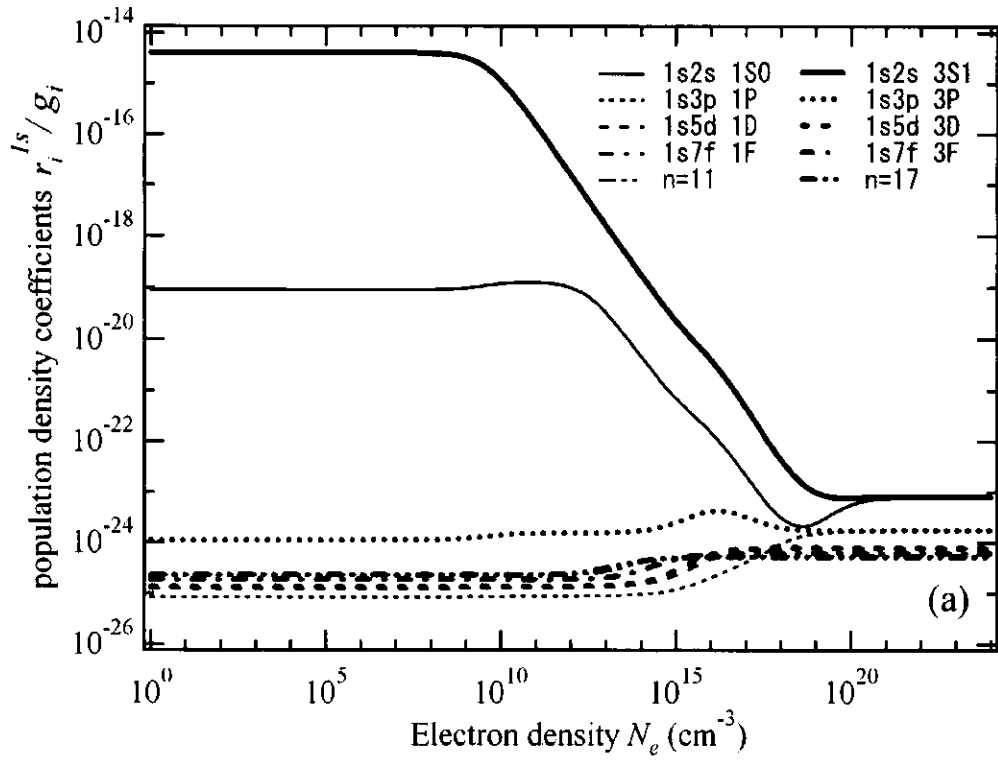


図 6(a). $N_{1s} \neq 0$ で且つ $N_y = 0$ の場合における 1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数。 (b). 2 電子励起状態 $2snl$ の占有密度係数。

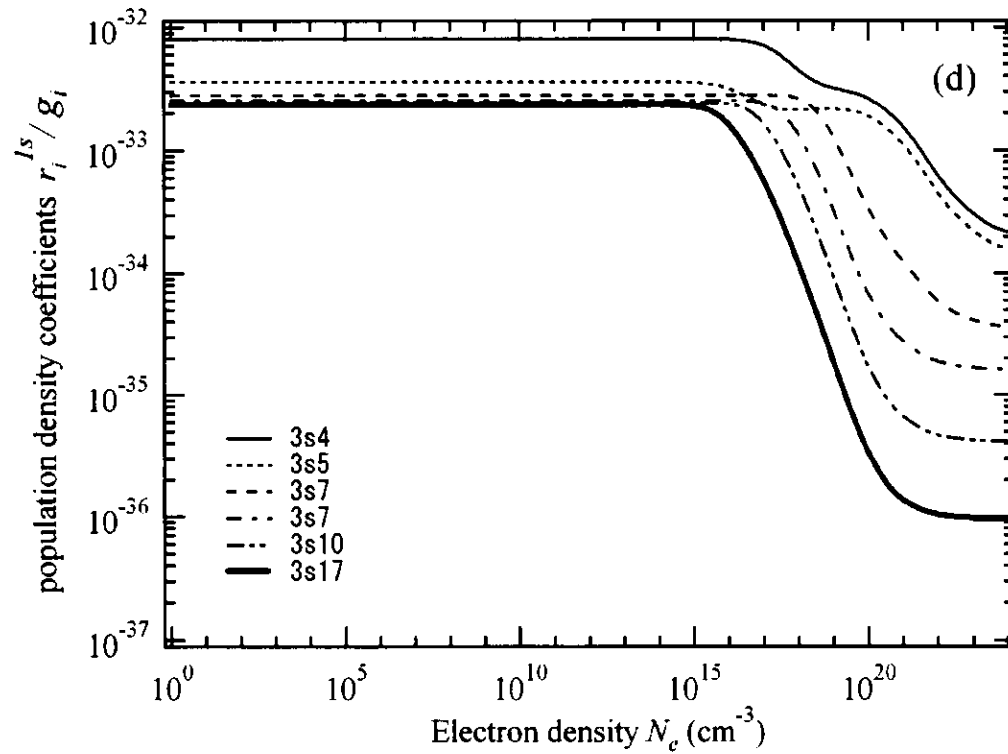
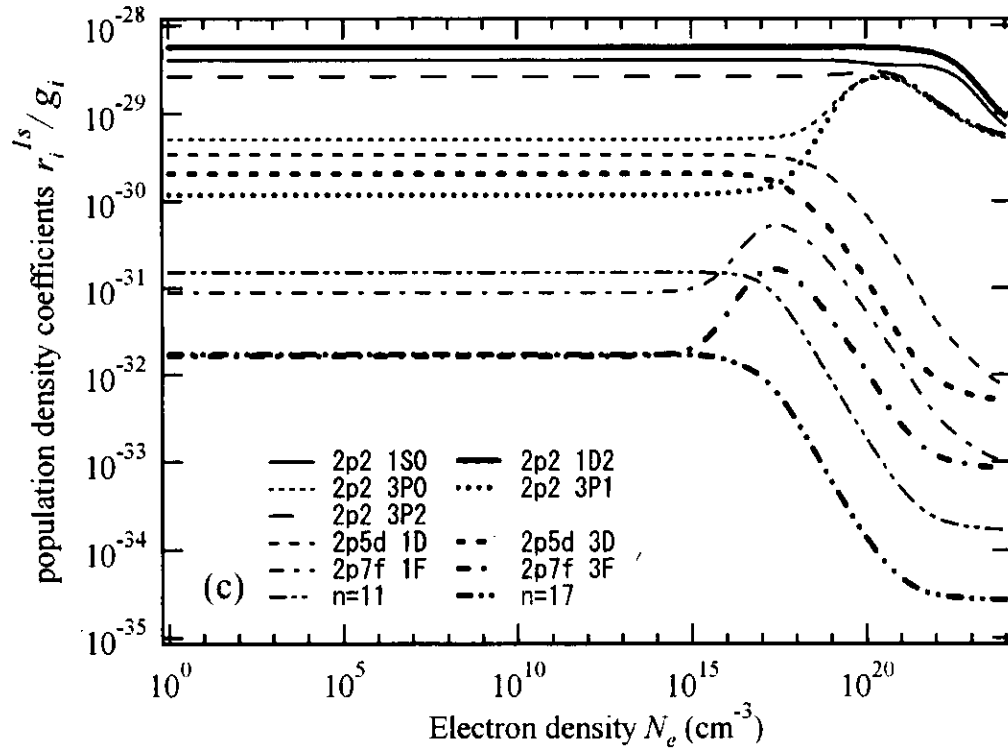


図 6(c) 2 電子励起状態 $2pnl$ の占有密度係数。(d) 2 電子励起状態 $3snl$ の占有密度係数。

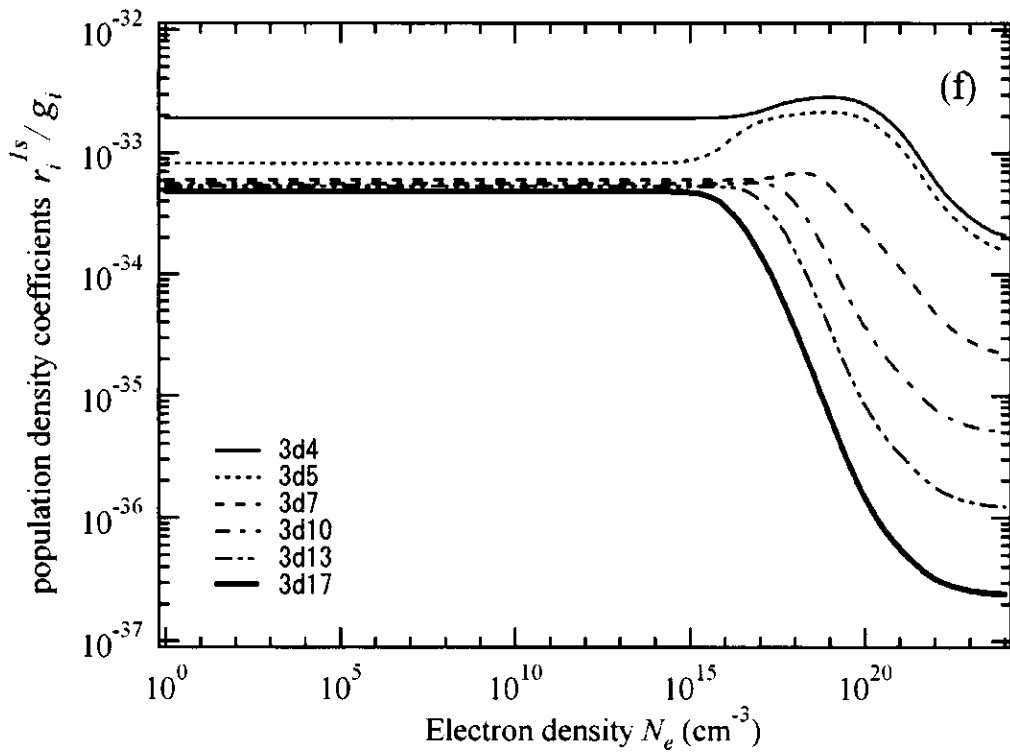
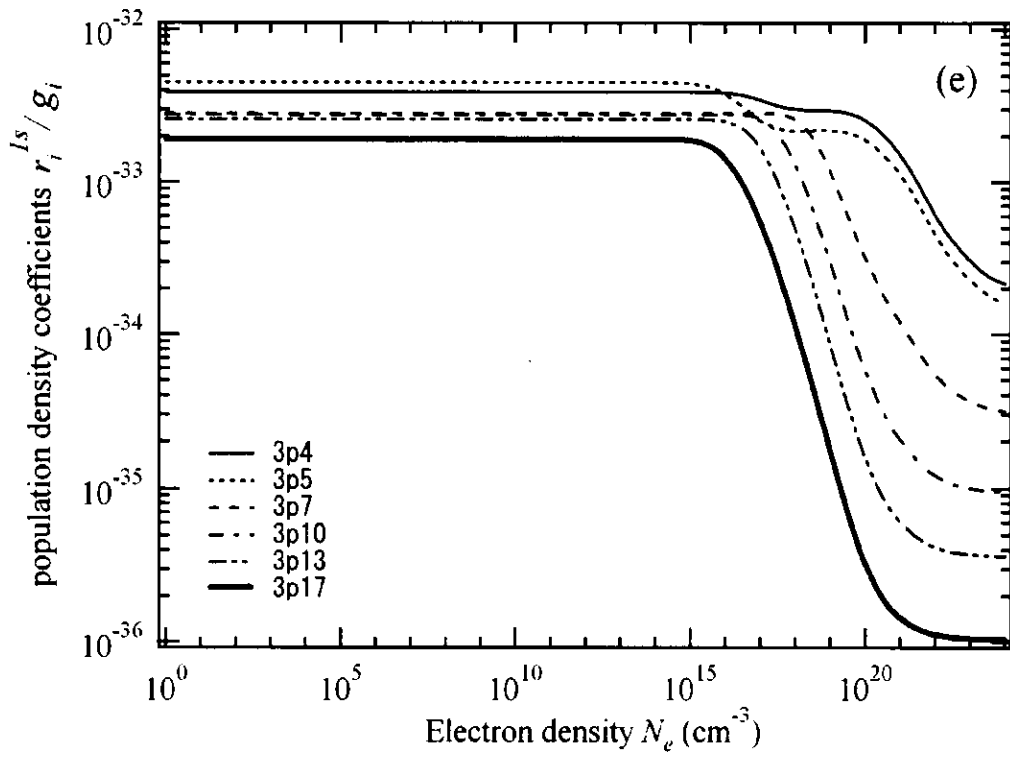


図 6 (e) 2 電子励起状態 $3pnl$ の占有密度係数。(f) 2 電子励起状態 $3dnl$ の占有密度係数。

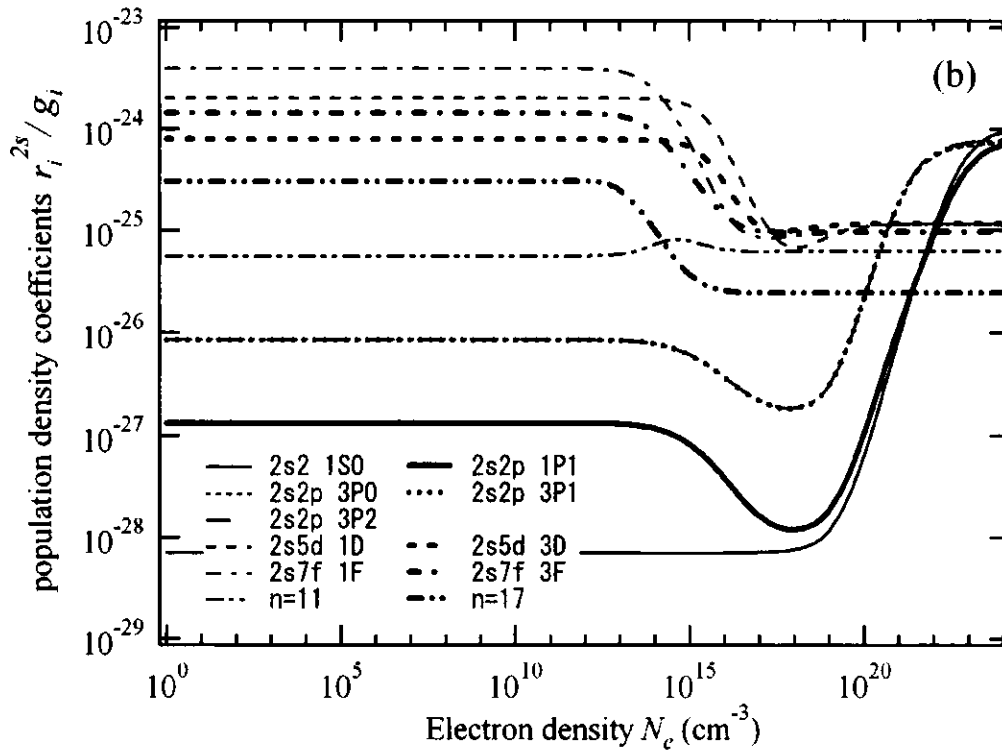
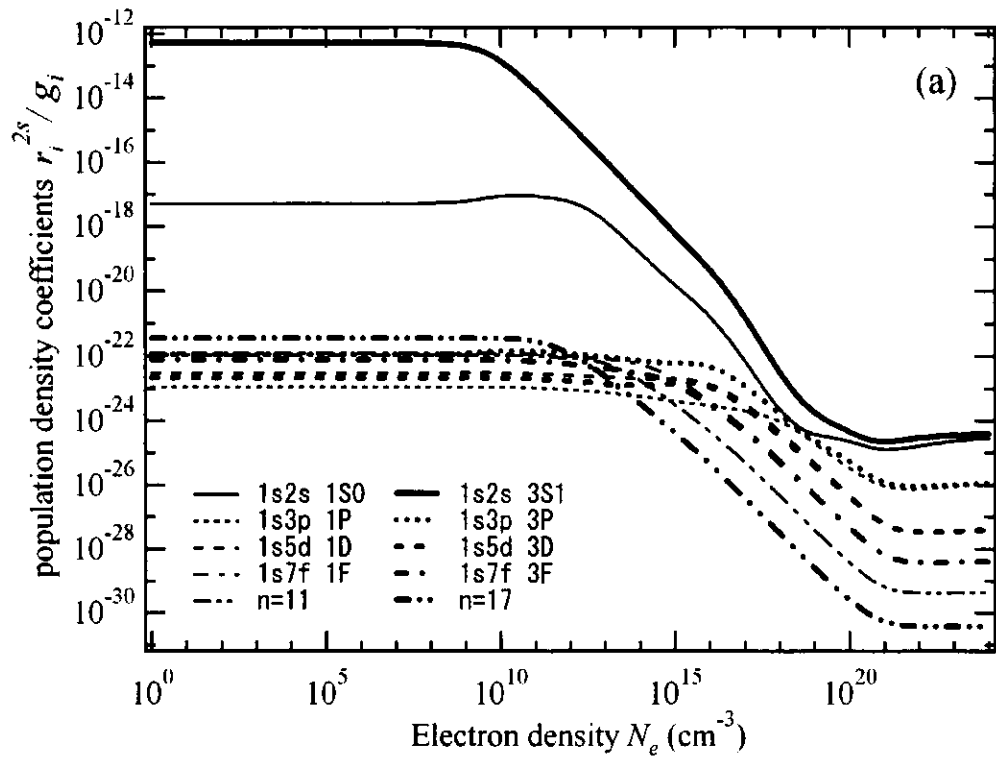


図 7(a). $N_{2s} \neq 0$ で且つ $N_y = 0$ の場合における 1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数。 (b). 2 電子励起状態 $2snl$ の占有密度係数。

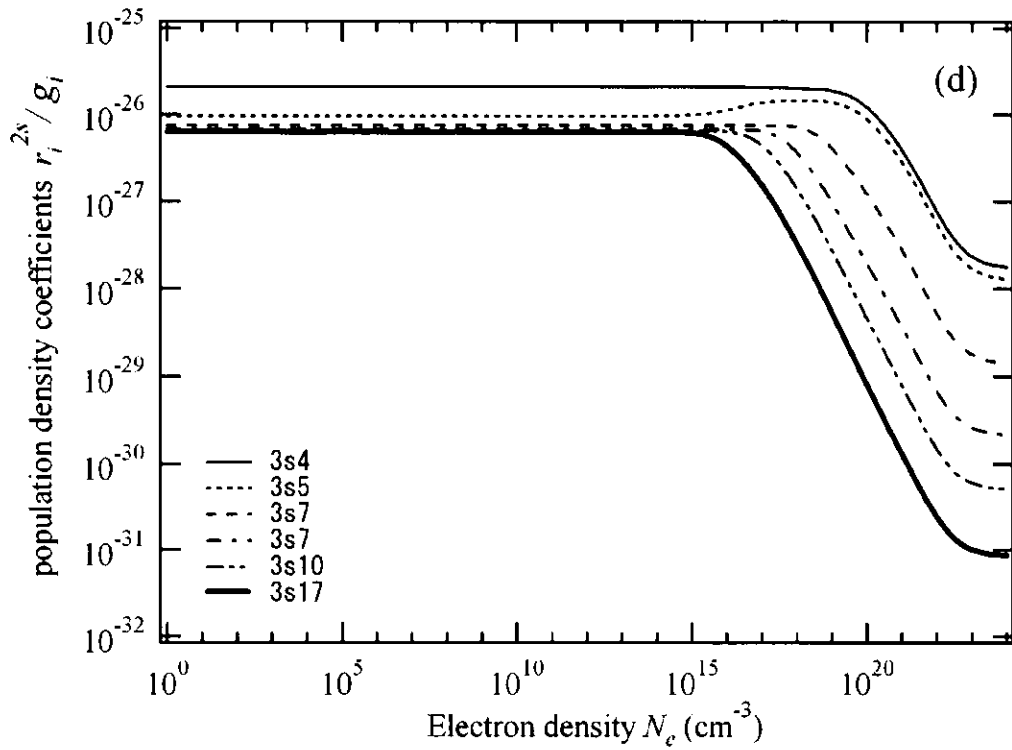
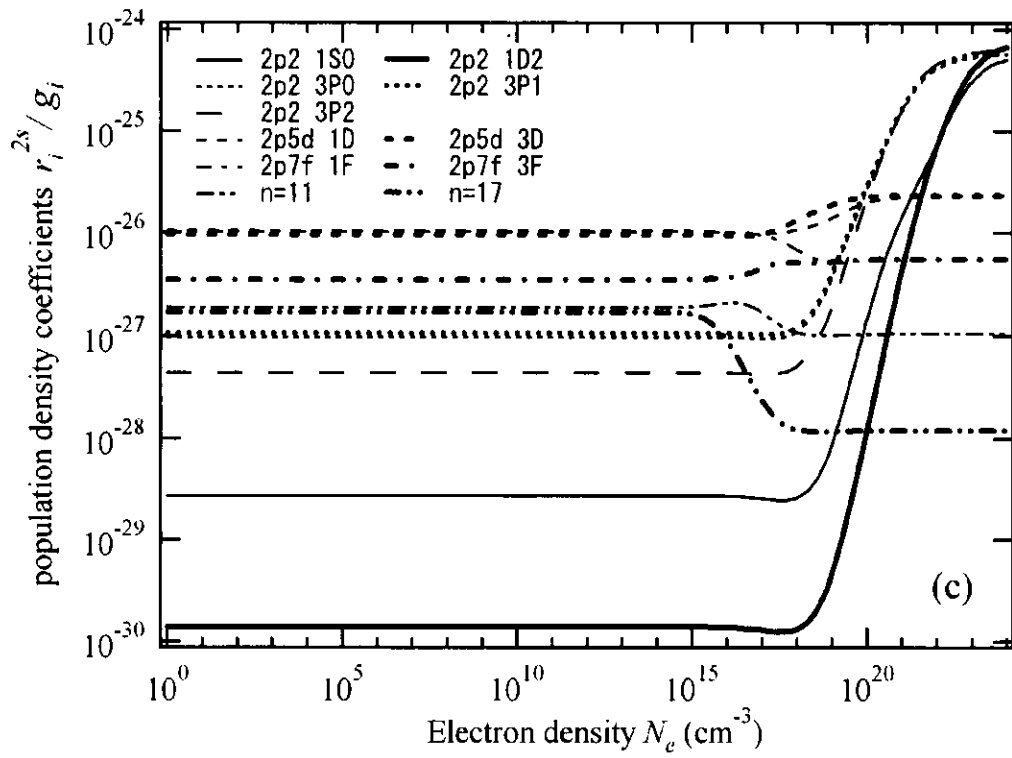


図 7(c) 2 電子励起状態 $2pnl$ の占有密度係数。(d) 2 電子励起状態 $3snl$ の占有密度係数。

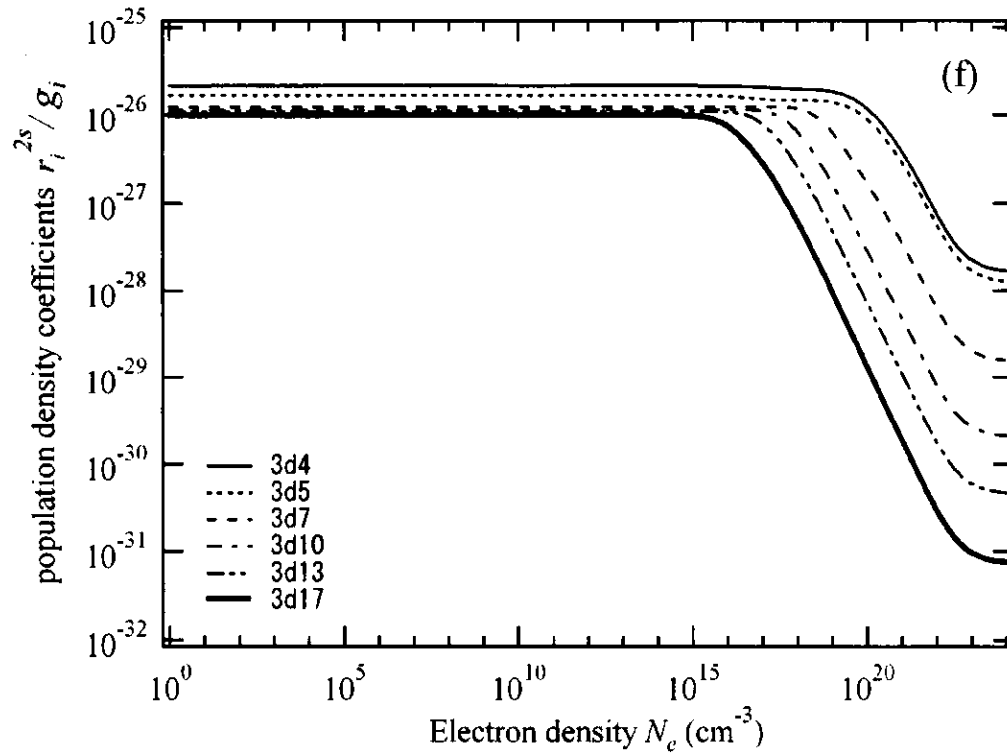
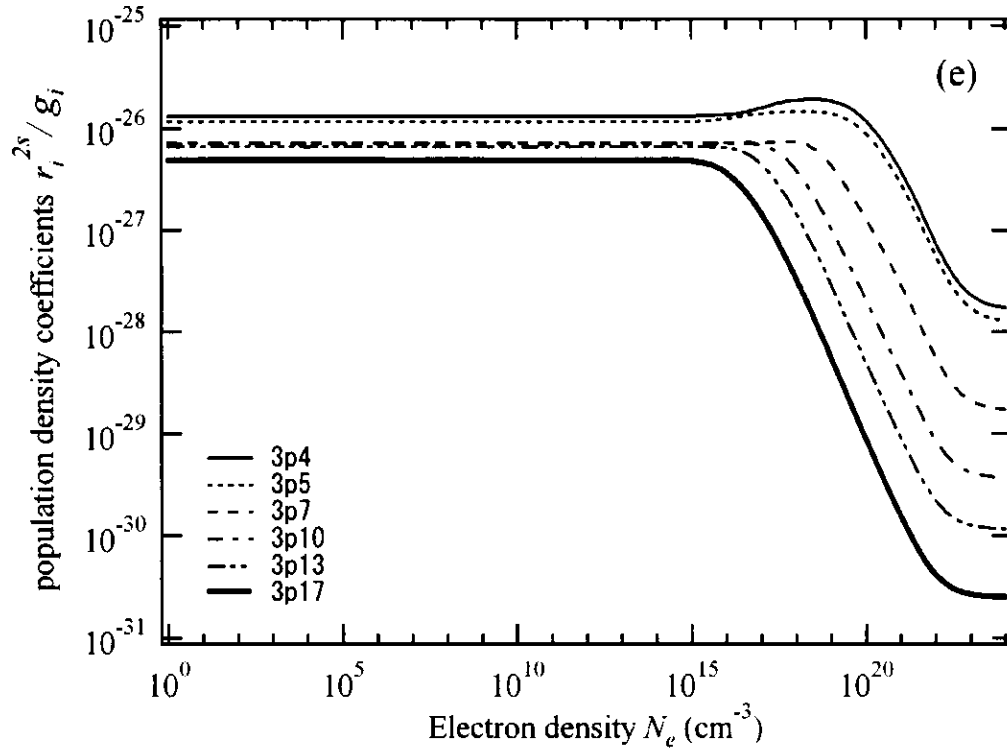


図 7 (e) 2 電子励起状態 $3pnl$ の占有密度係数。(f) 2 電子励起状態 $3dnl$ の占有密度係数。

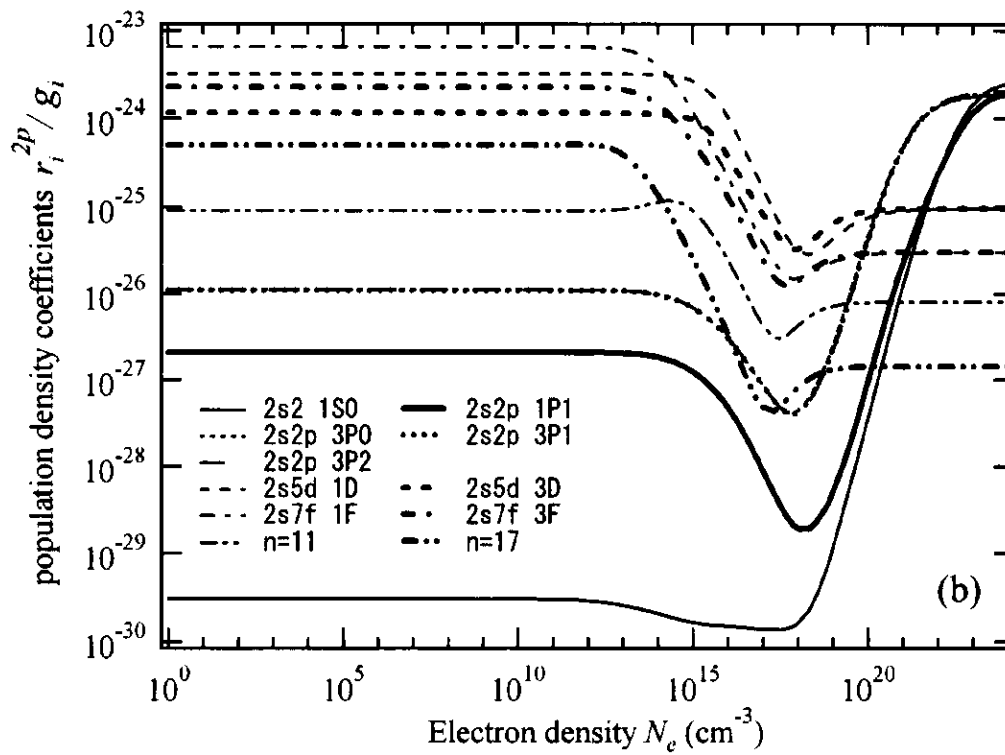
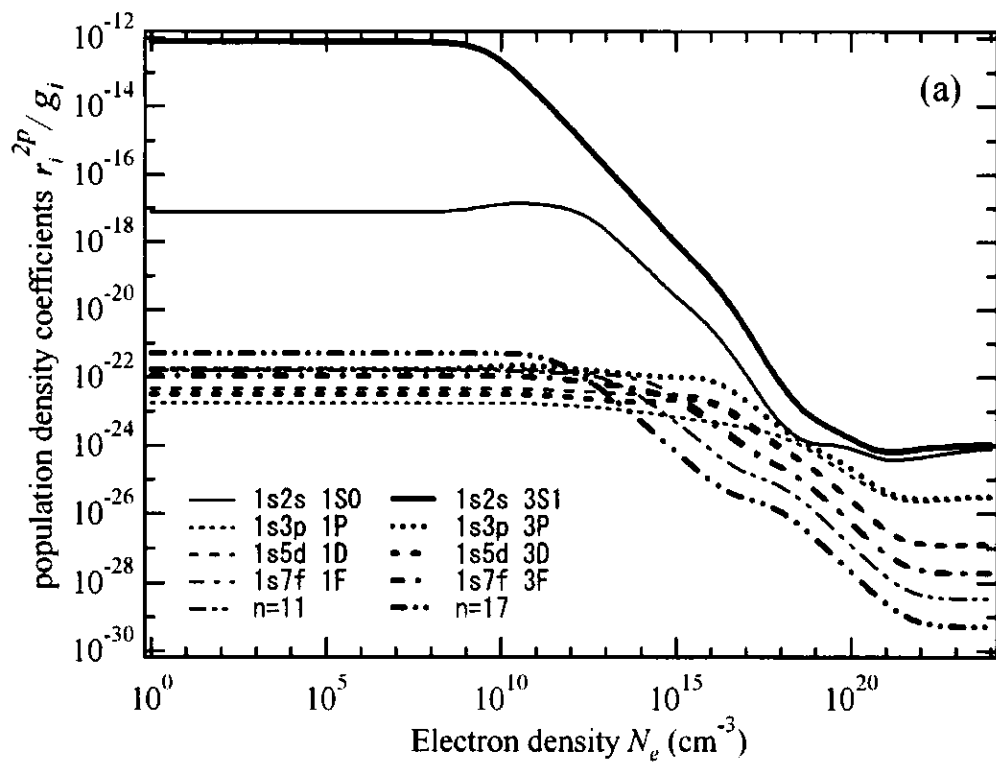


図8(a). $N_{2p} \neq 0$ で且つ $N_y = 0$ の場合における1電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数。(b). 2電子励起状態 $2snl$ の占有密度係数。

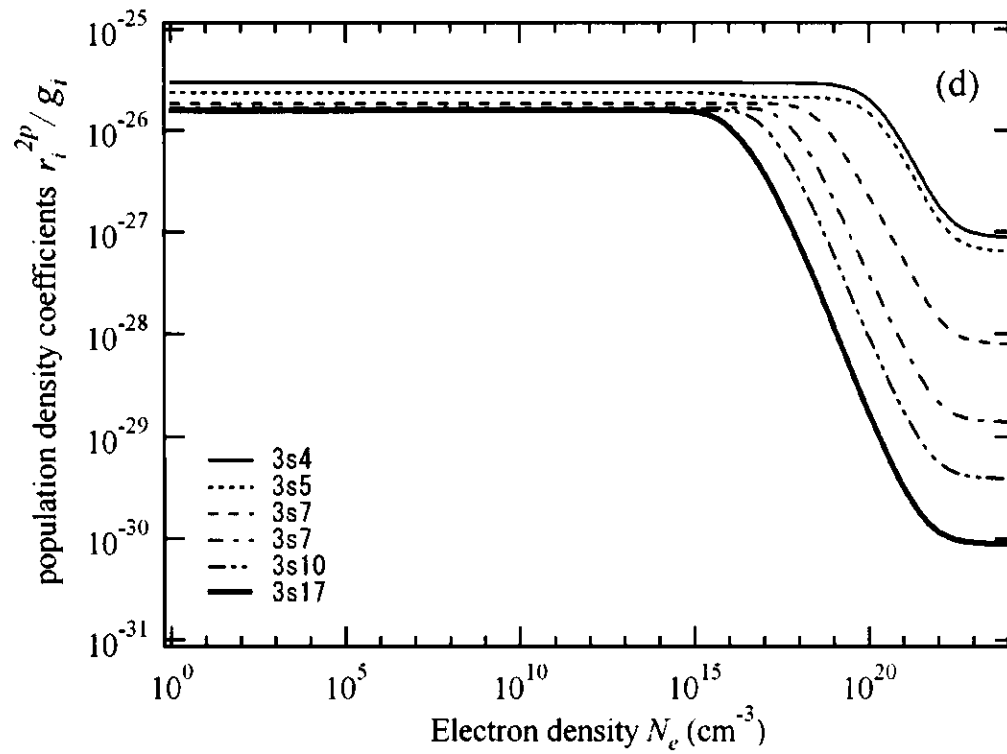
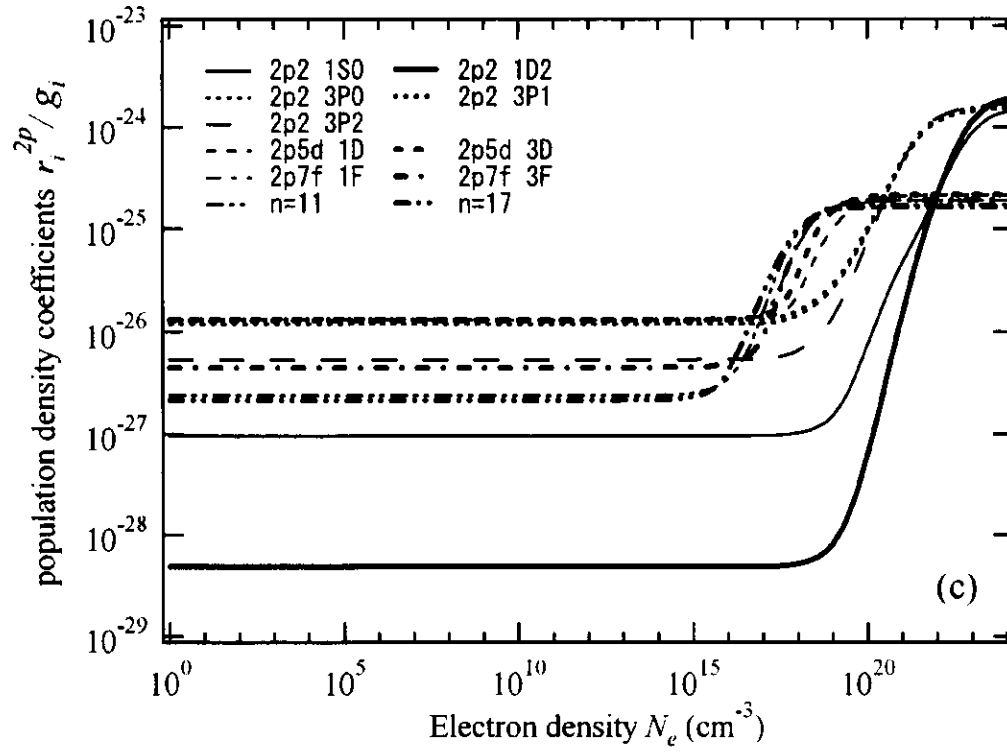


図 8(c) 2 電子励起状態 $2pnl$ の占有密度係数。(d) 2 電子励起状態 $3snl$ の占有密度係数。

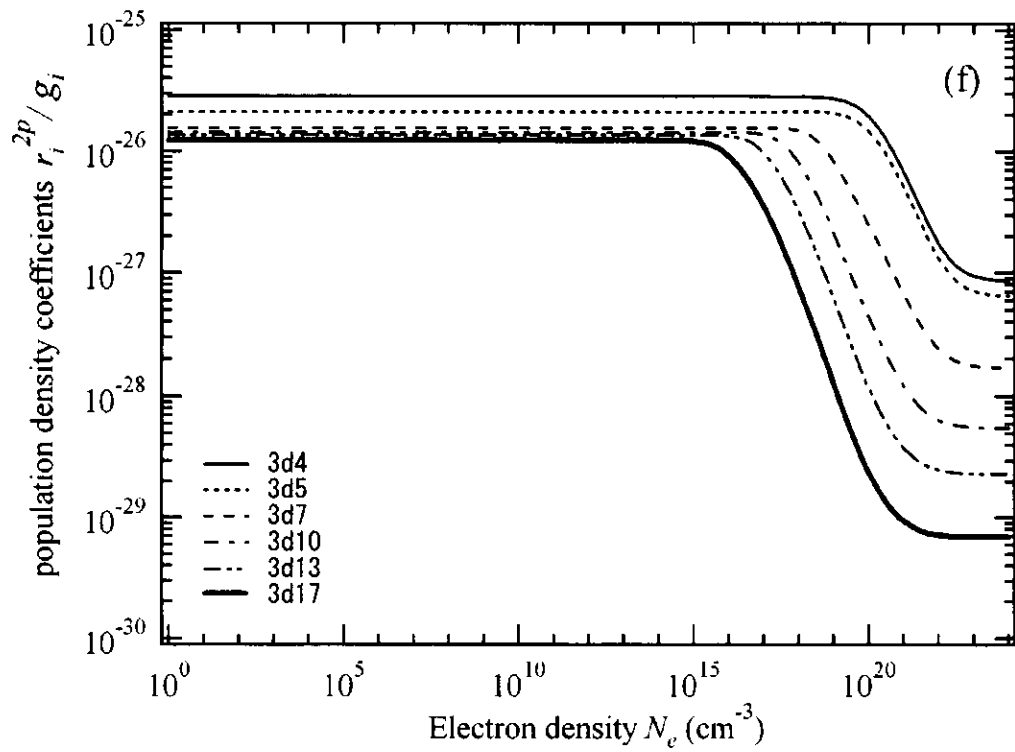
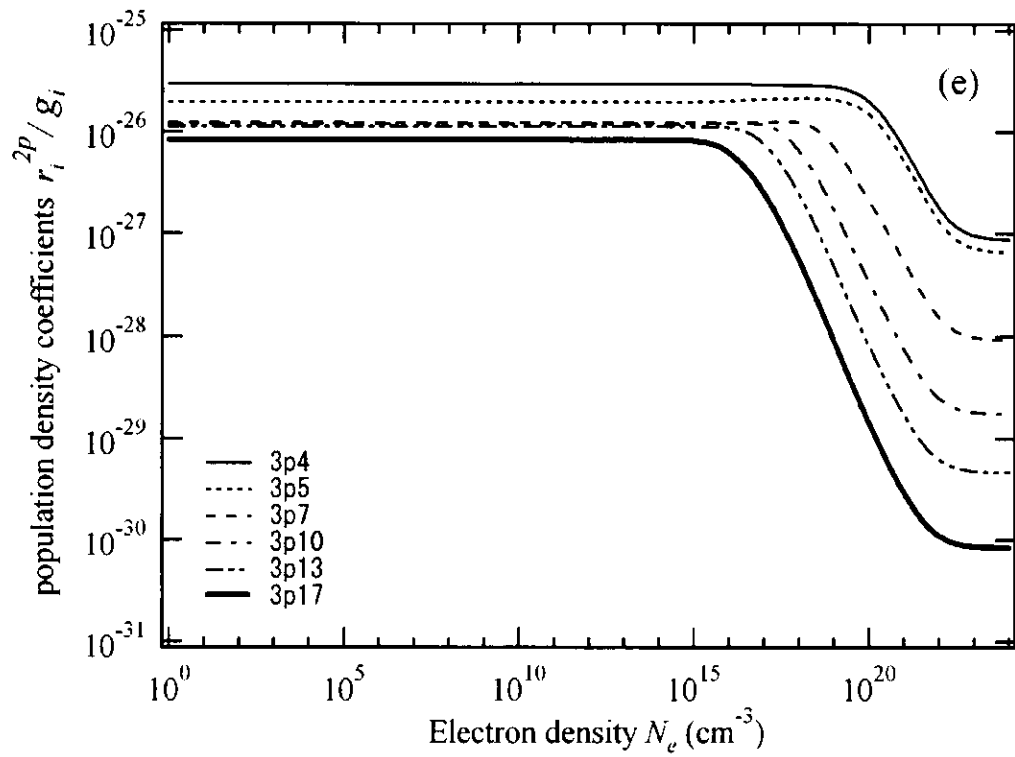


図 8 (e) 2 電子励起状態 $3pnl$ の占有密度係数。(f) 2 電子励起状態 $3dnl$ の占有密度係数。

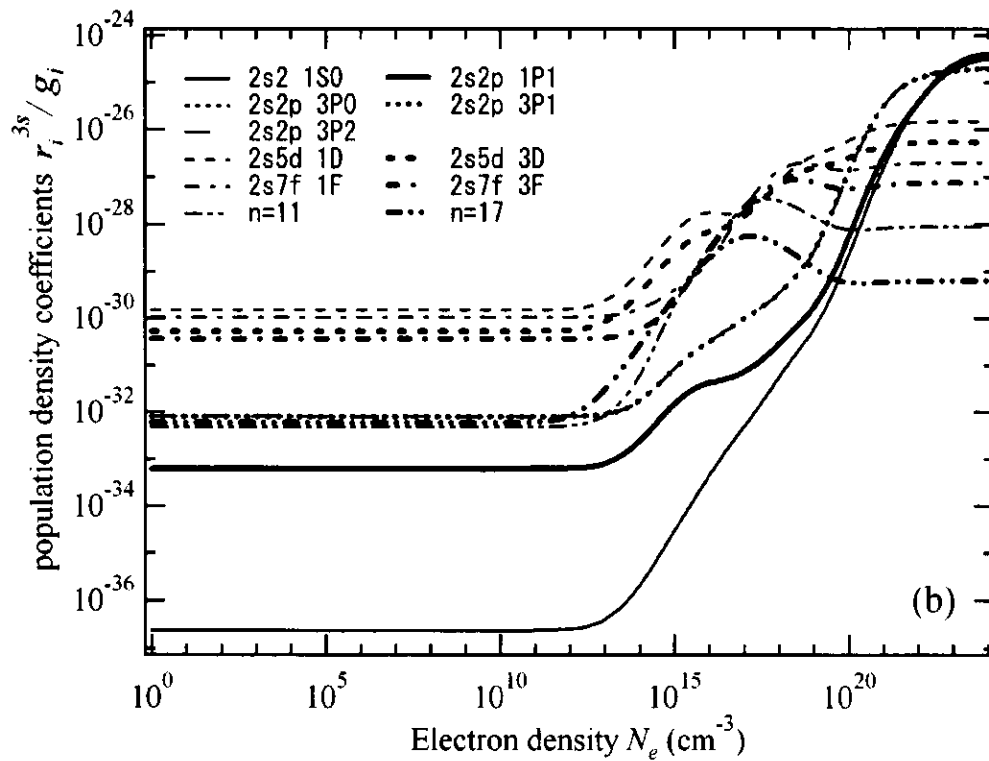
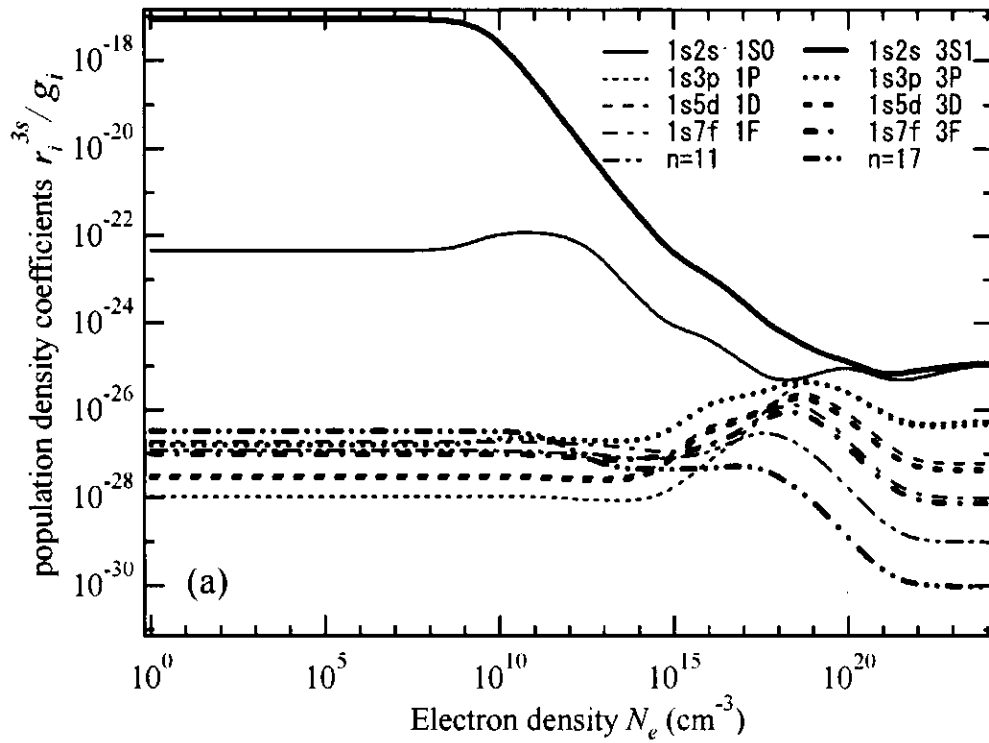


図9(a). $N_{3s} \neq 0$ で且つ $N_y = 0$ の場合における1電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数。(b). 2電子励起状態 $2snl$ の占有密度係数。

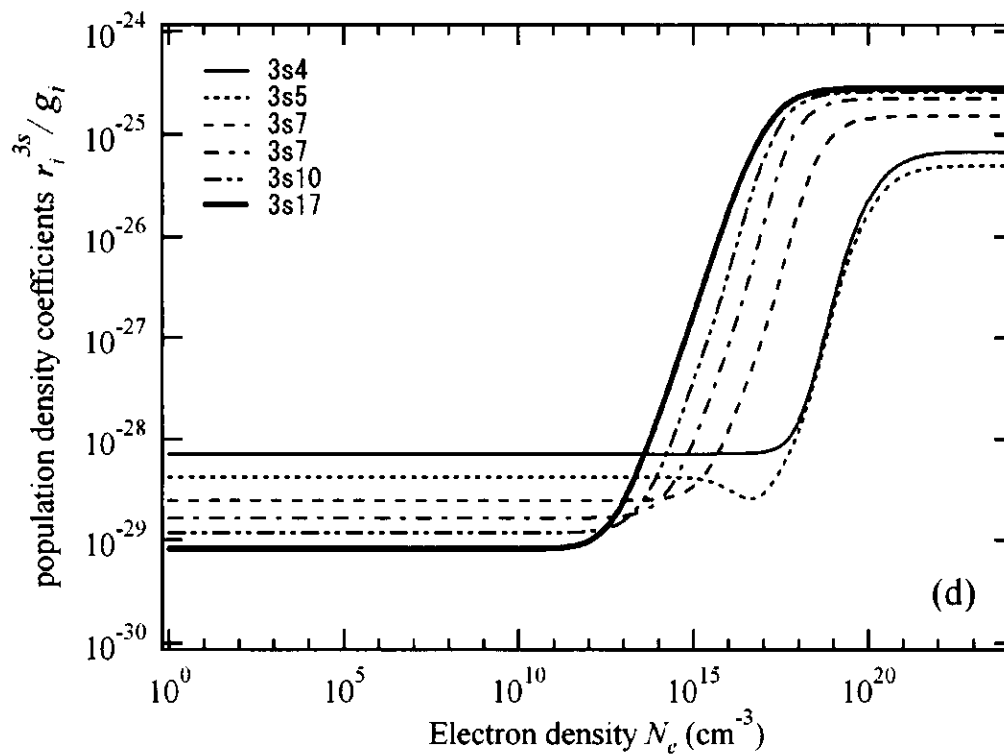
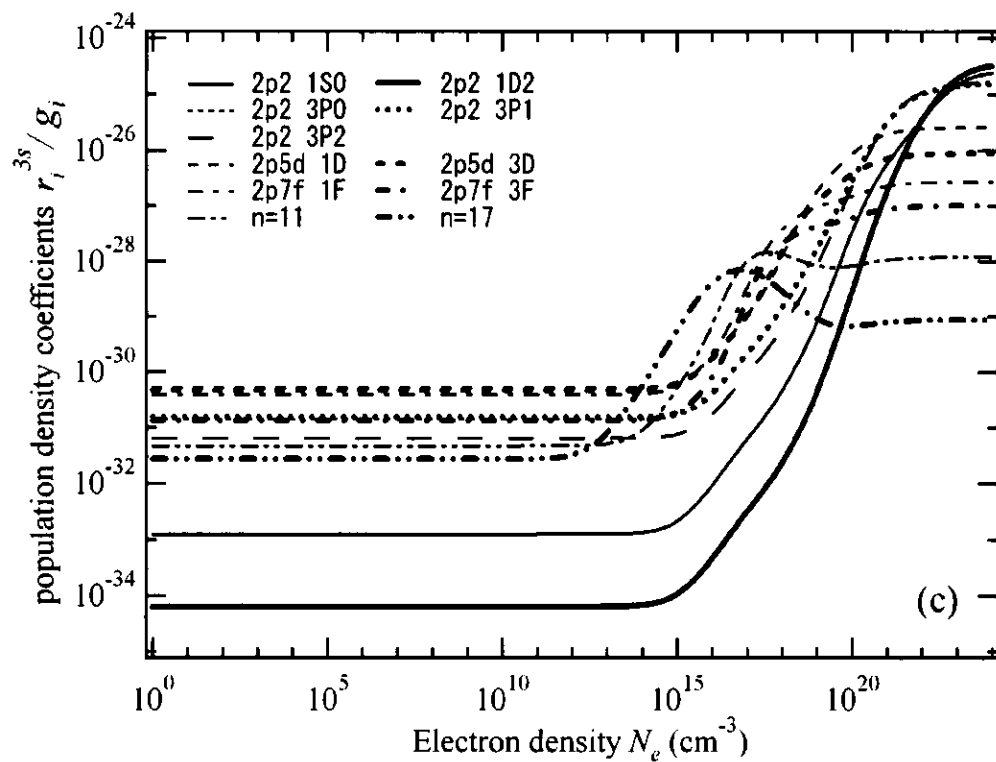


図 9(c) 2 電子励起状態 $2pnl$ の占有密度係数。(d) 2 電子励起状態 $3snl$ の占有密度係数。

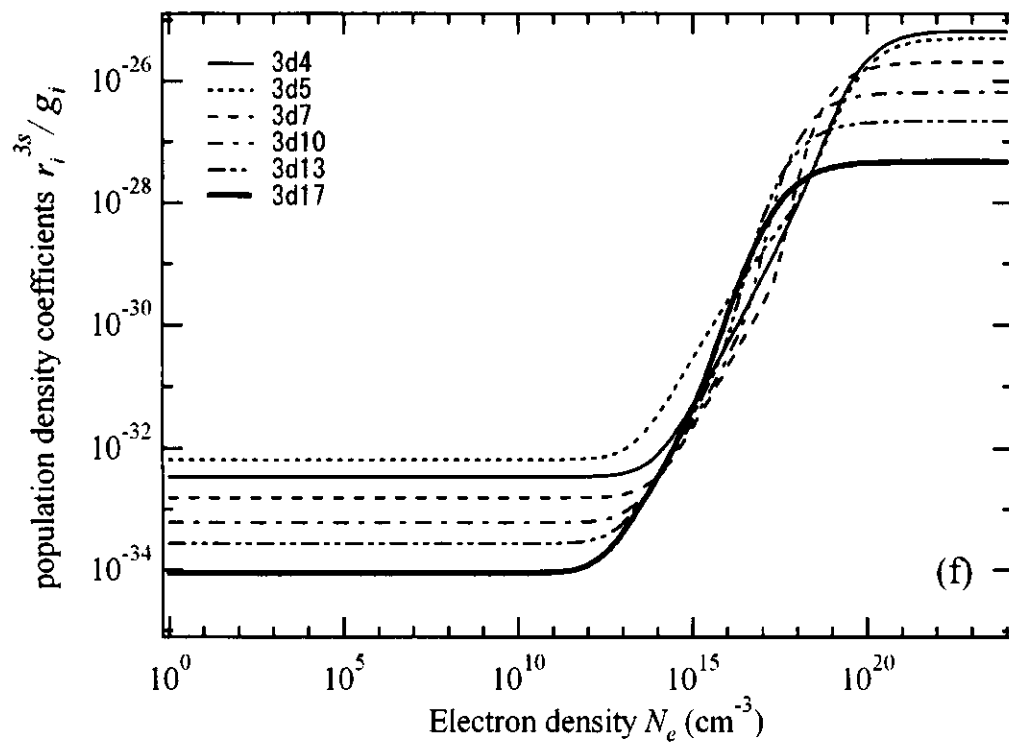
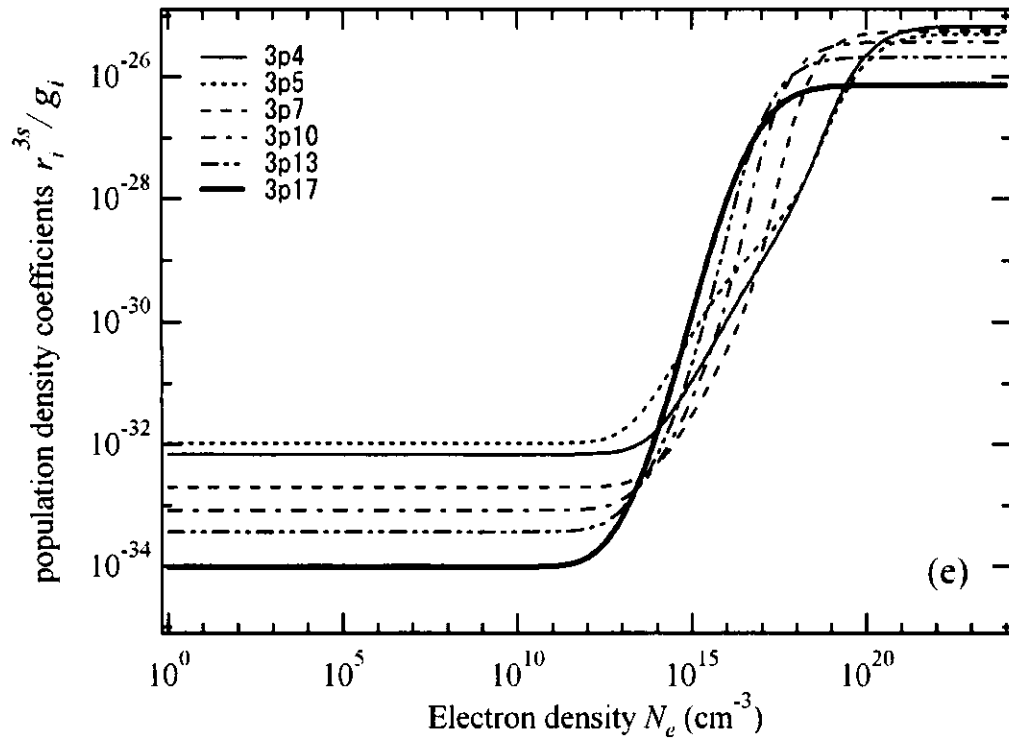


図 9(e) 2 電子励起状態 $3pnl$ の占有密度係数。(f) 2 電子励起状態 $3dnl$ の占有密度係数。

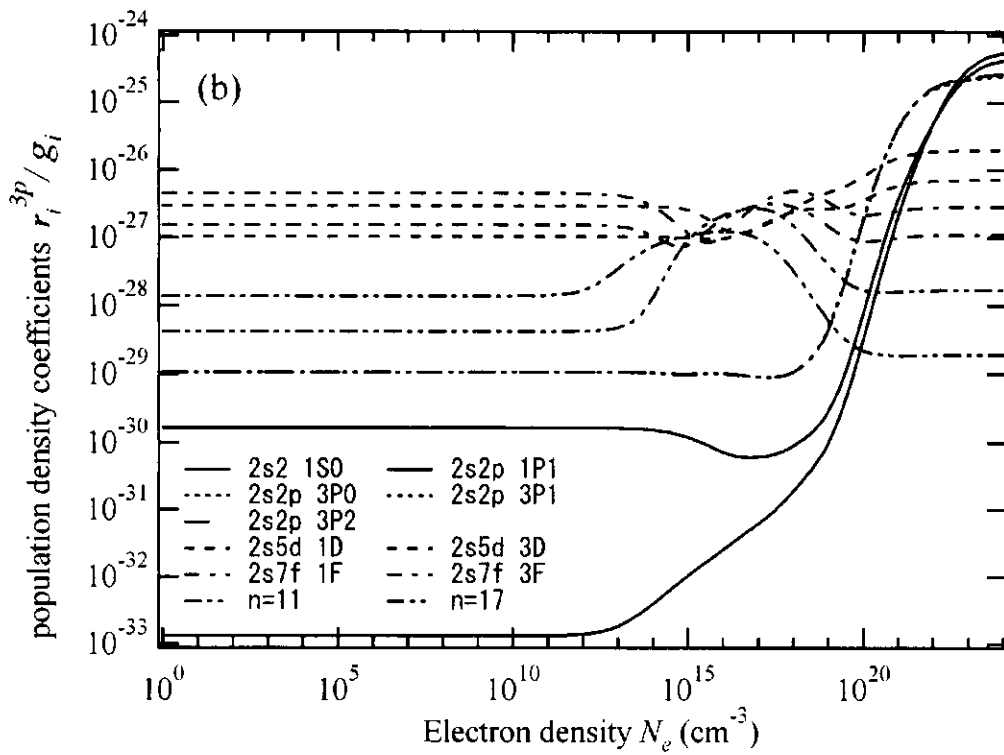
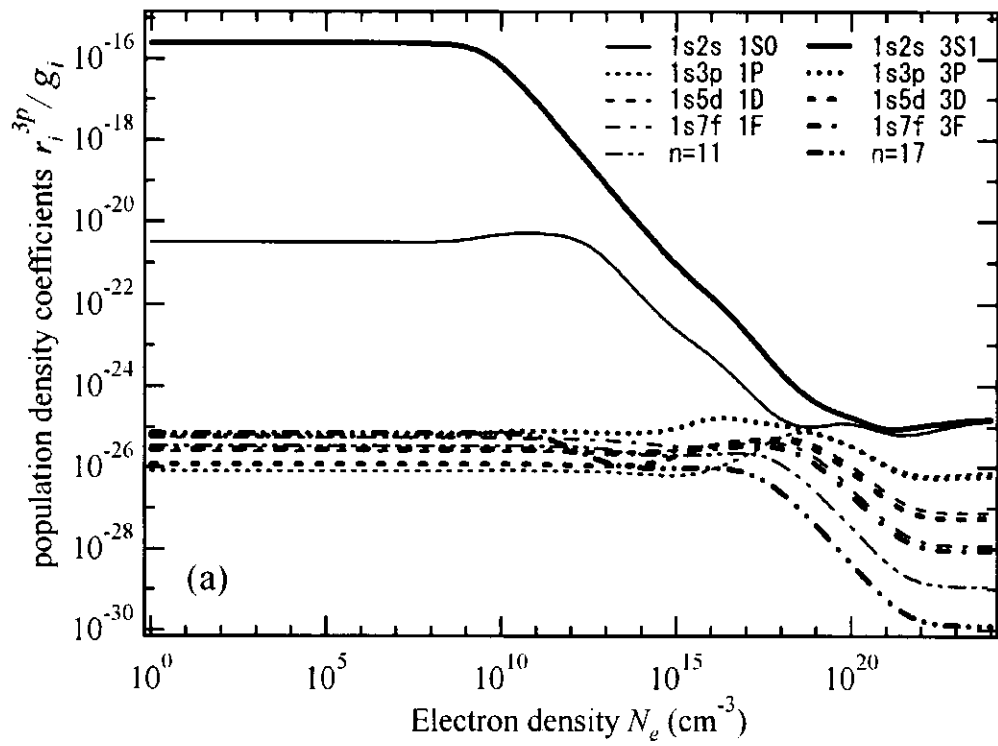


図 10(a). $N_{3p} \neq 0$ で且つ $N_y = 0$ の場合における 1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数。(b). 2 電子励起状態 $2snl$ の占有密度係数。

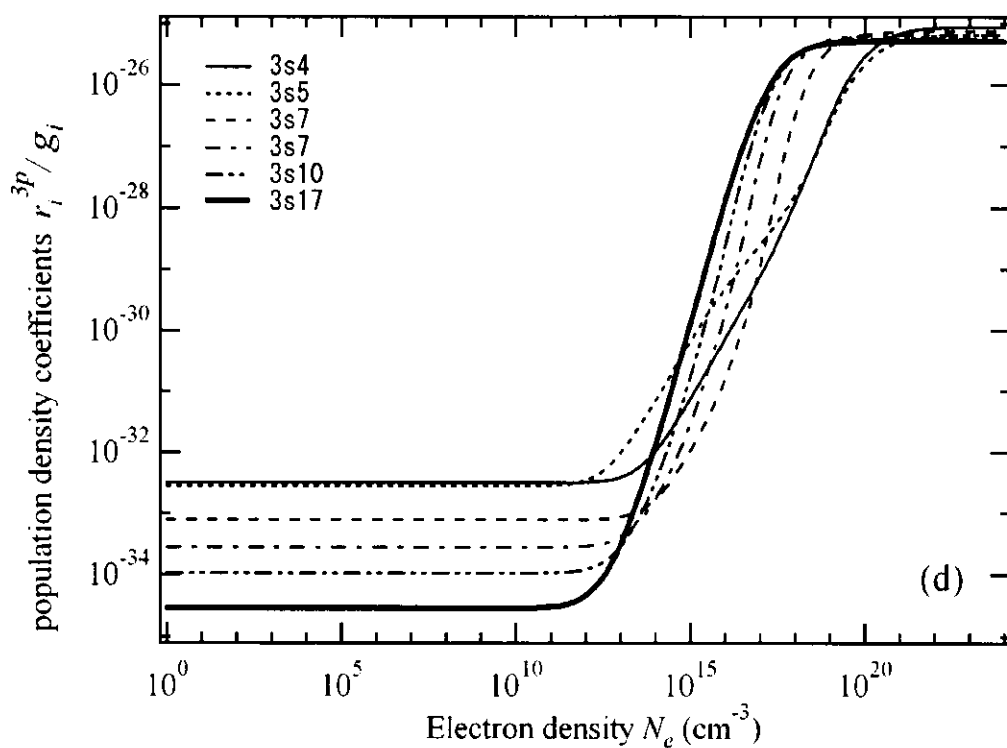
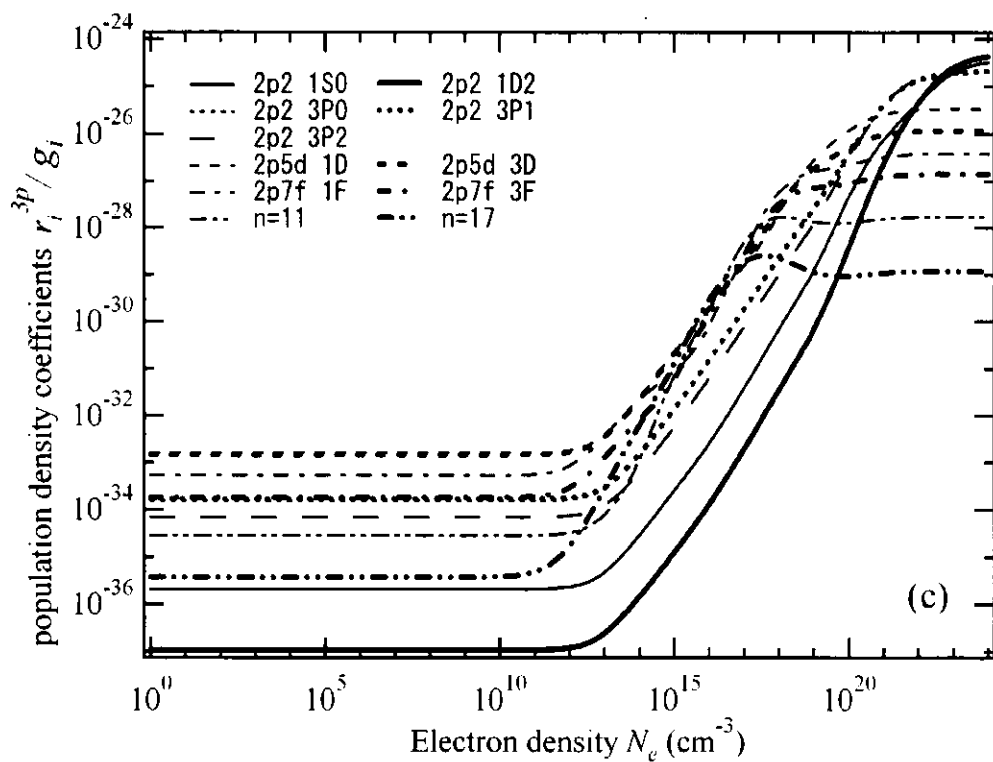


図 10(c) 2 電子励起状態 $2pnl$ の占有密度係数。(d) 2 電子励起状態 $3snl$ の占有密度係数。

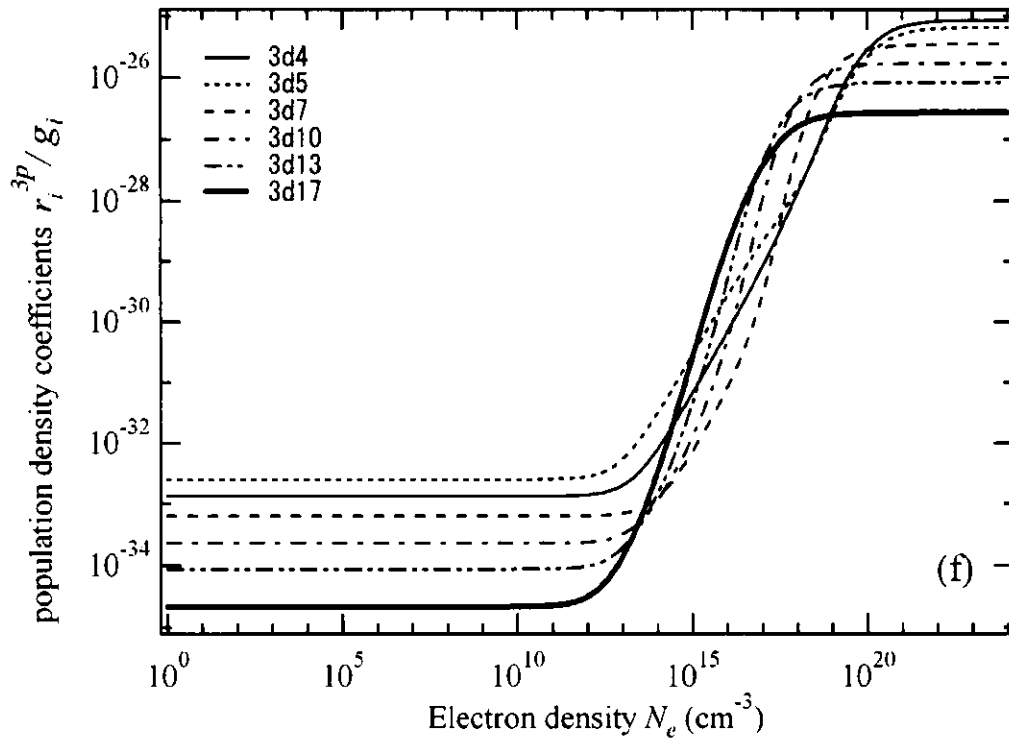
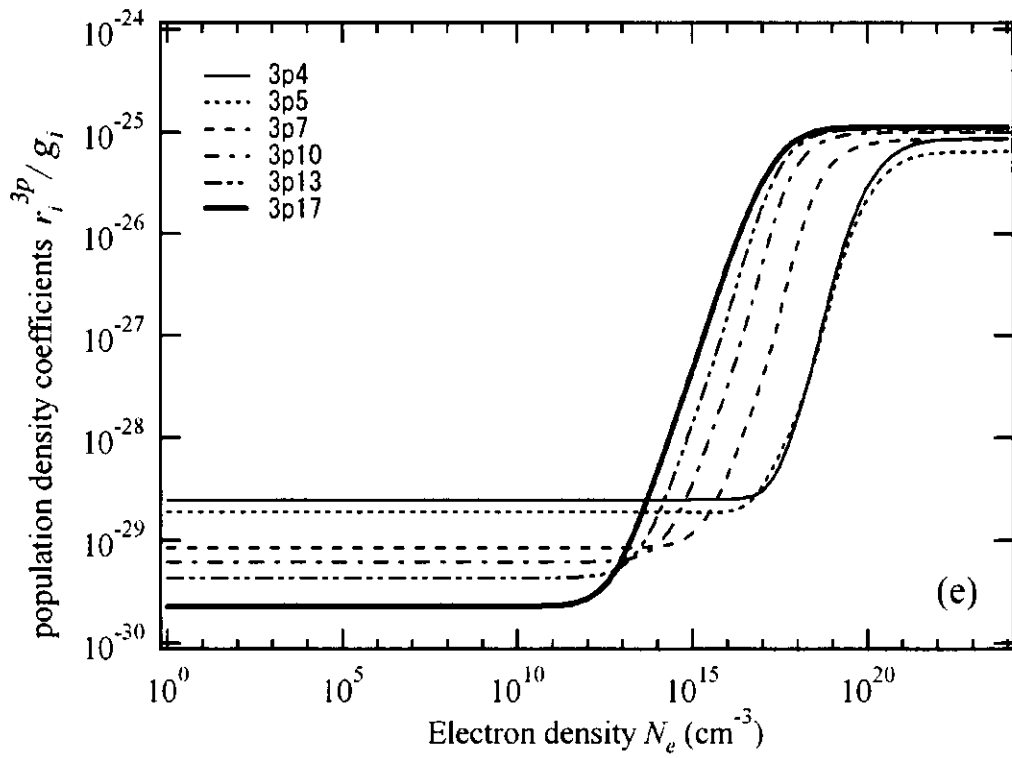


図 10(e) 2 電子励起状態 $3pnl$ の占有密度係数。(f) 2 電子励起状態 $3dnl$ の占有密度係数。

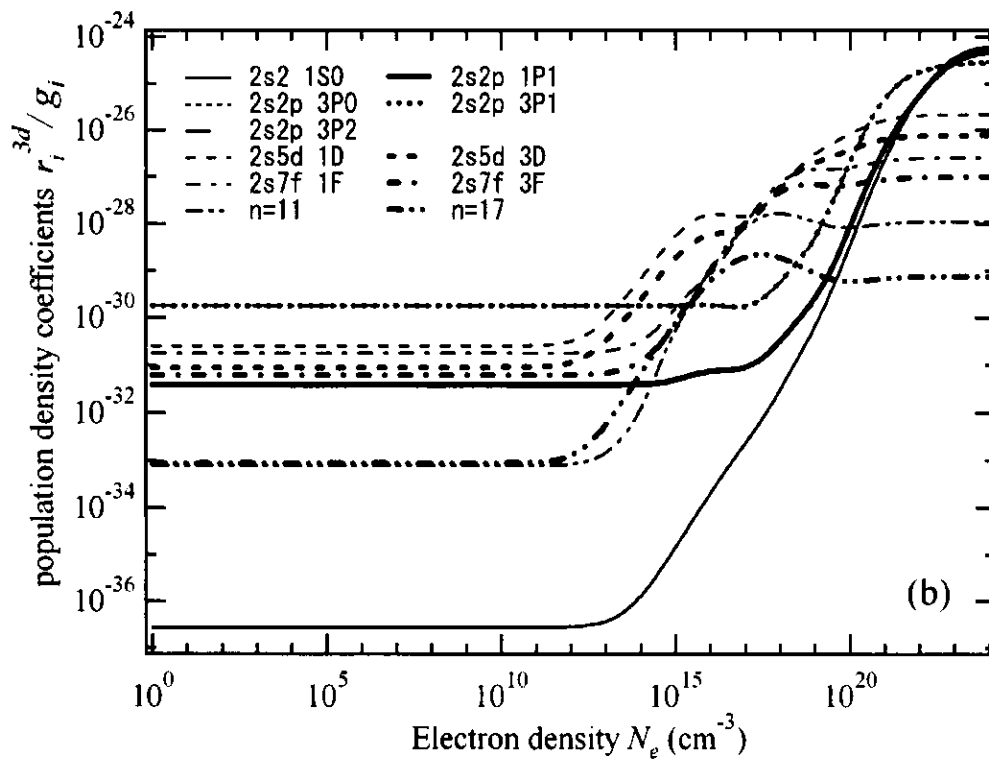
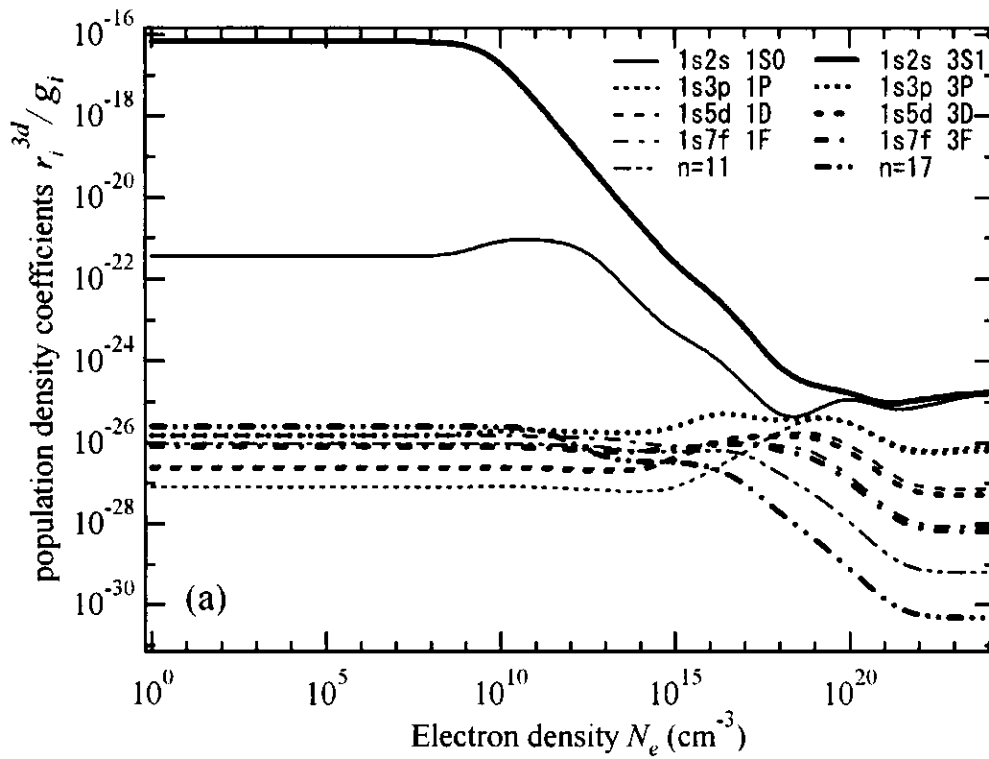


図 11(a). $N_{3d} \neq 0$ で且つ $N_y = 0$ の場合における 1 電子励起状態 $1snl$ の占有密度係数。(b). 2 電子励起状態 $2snl$ の占有密度係数。

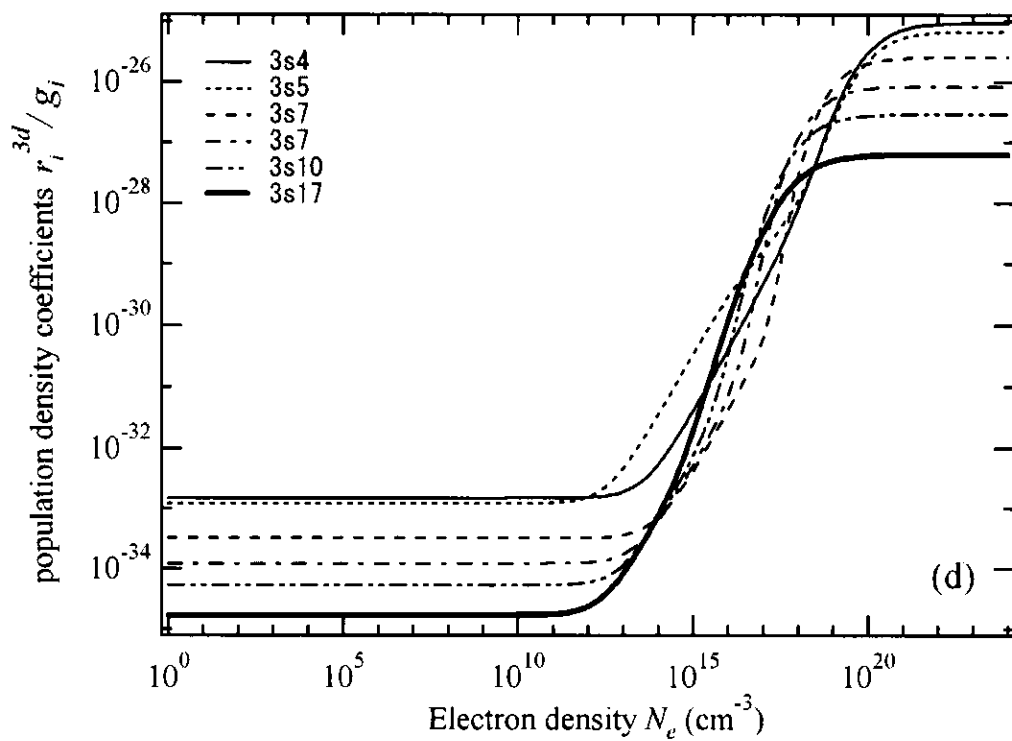
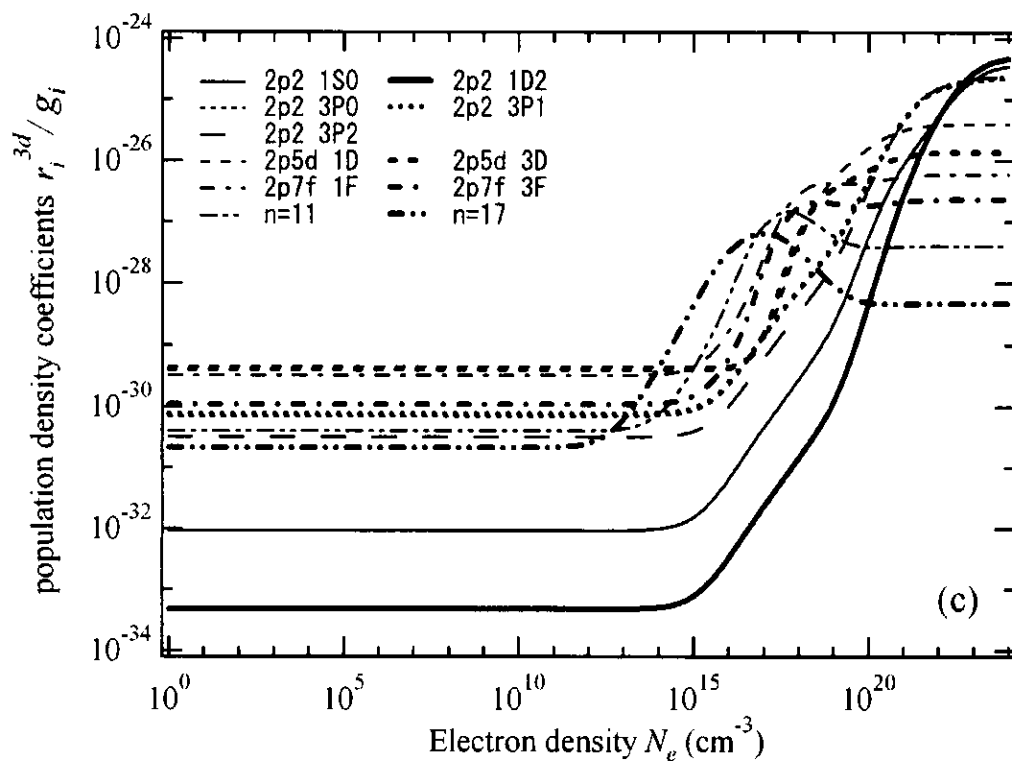


図 11(c) 2 電子励起状態 $2pnl$ の占有密度係数。(d) 2 電子励起状態 $3snl$ の占有密度係数。

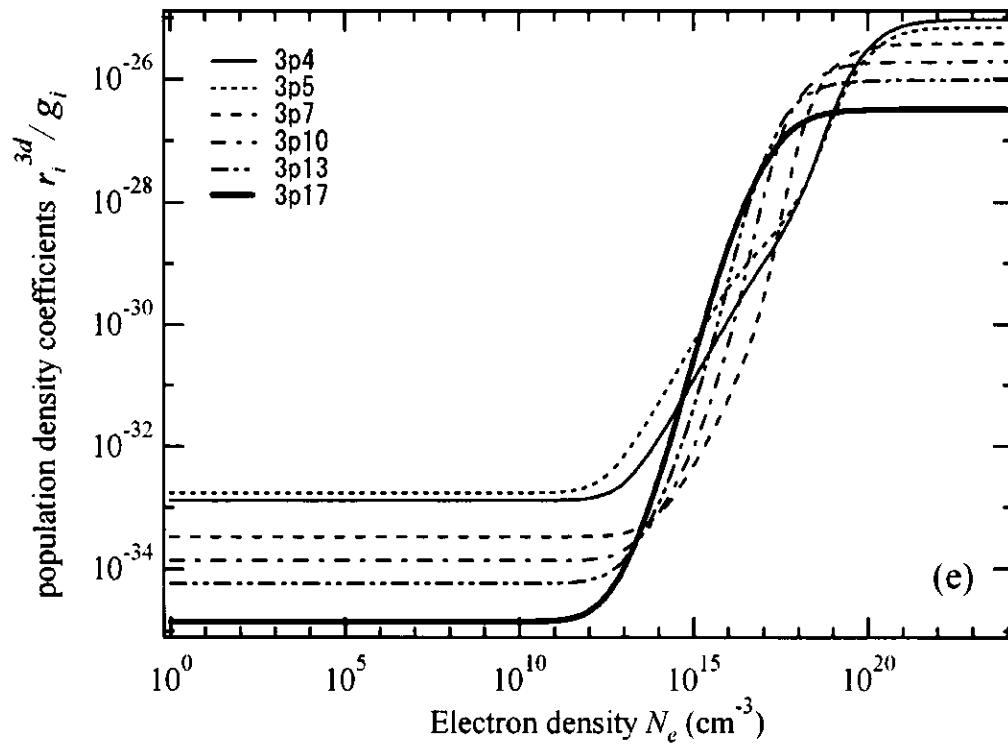
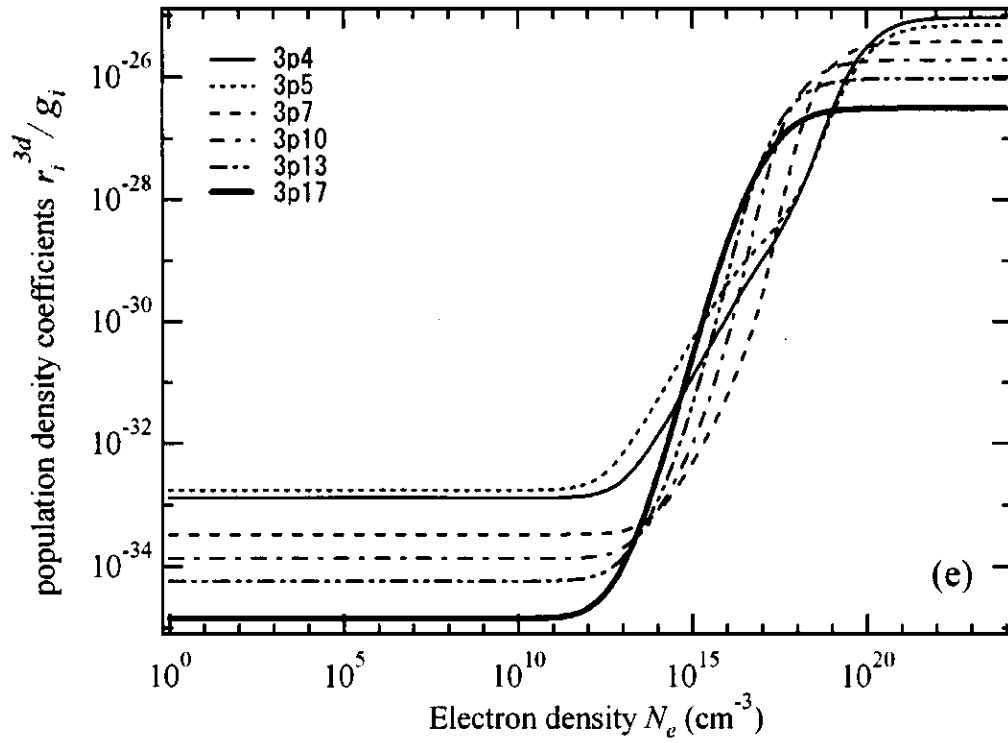


図 11(e) 2 電子励起状態 $3pnl$ の占有密度係数。(f) 2 電子励起状態 $3dnl$ の占有密度係数。

3.1.2 主量子数依存性

占有密度の主量子数 n に対する依存性をこの節では調べる。水素様イオンの1電子励起状態の占有密度に対する主量子数依存性については、藤本によって詳しく調べられている[5]。電離進行プラズマの場合、低密度ではコロナモデルで表わせ、高密度では n^{-6} の依存性が示されている。先ず、2電子系の1電子励起状態 $1snl$ の占有密度をみる。 $N_{1s2} \neq 0$ の場合と同じく電離進行プラズマとなる。図 12(a)で示されているように、 $1snl$ の占有密度は、低密度で $n^{-0.5}$ となり、高密度では n^{-6} となり、水素様イオンの場合[5]と一致する。

次に2電子励起状態 $2l'nl$ の占有密度についてみる。 $2l'nl$ の占有密度は、1状態に電子が衝突し2電子性捕獲により、 $2l'nl$ が生成される場合（電離進行プラズマ）と $2l$ 状態に電子が再結合する場合（再結合プラズマ）がある。

再結合プラズマでの励起状態 $2l'nl$ の占有密度は、前節で説明したように低密度の場合、捕獲カスケードモデルで近似的に記述される。高密度の場合、励起状態が LTE に到達する為、占有密度は、式(14)のサハ・ボルツマン分布関数で記述される。電離進行プラズマでの励起状態 $2l'nl$ の占有密度は、前節より低密度の場合、コロナモデルで近似的に記述される。高密度の場合、隣接した励起状態との衝突過程によって支配される。ここでは、特に高密度プラズマにおける2電子励起状態の占有密度の主量子数依存性について記述する。

電離進行プラズマにおける高励起状態の2電子励起状態 $q(2l'nl)$ に対する速度方程式は、式(25)から高密度の場合に

$$\left[C_{q,q-1} + C_{q,q+1} + C_{q,i} \right] N_e N_q \sim C_{q-1,q} N_e N_{q-1} + C_{q+1,q} N_e N_{q+1} + C_{i,q} N_e N_i \quad (52)$$

の様に書くことが出来る。ここで、 i は1電子励起状態を表わしており、 $C_{i,q}$ は1電子励起状態から2電子励起状態への電子衝突励起の速度係数を表わしている。式(52)は、左辺の $C_{q,q+1} > C_{q,q-1}$ ($Z=6$, $T_e=3.5 \times 10^5$ K, $n=13$ でファクター2程度、励起の方が大きい)と右辺の $C_{q-1,q} N_{q-1} > C_{q+1,q} N_{q+1}$ という関係から、更に

$$C_{q,q+1} N_e N_q \sim C_{q-1,q} N_e N_{q-1} + C_{i,q} N_e N_i \quad (53)$$

と書くことが出来る。高密度における高励起状態 q に対する占有密度は、式(53)から

$$N_q \sim \frac{C_{q-1,q}}{C_{q,q+1}} N_{q-1} + \frac{C_{i,q}}{C_{q,q+1}} N_i \quad (54)$$

と書くことが出来る。ここで高励起状態、高温プラズマにおいて、式(54)内の速度係数は、 $C_{q-1,q} \propto (n-1)^7 / n^3$ 、 $C_{q,q+1} \propto n^7 / (n+1)^3$ の様な n 依存性を持っており[5]、一方 $C_{i,q}$ は $C_{1s,2l}$ であるため主量子数 n に依存しない。式(54)の第一項は、各速度係数の n 依存性を用いると

$$N_q \propto n^{-4} \text{ or } \frac{N_q}{g_q} \propto n^{-6} \quad (55)$$

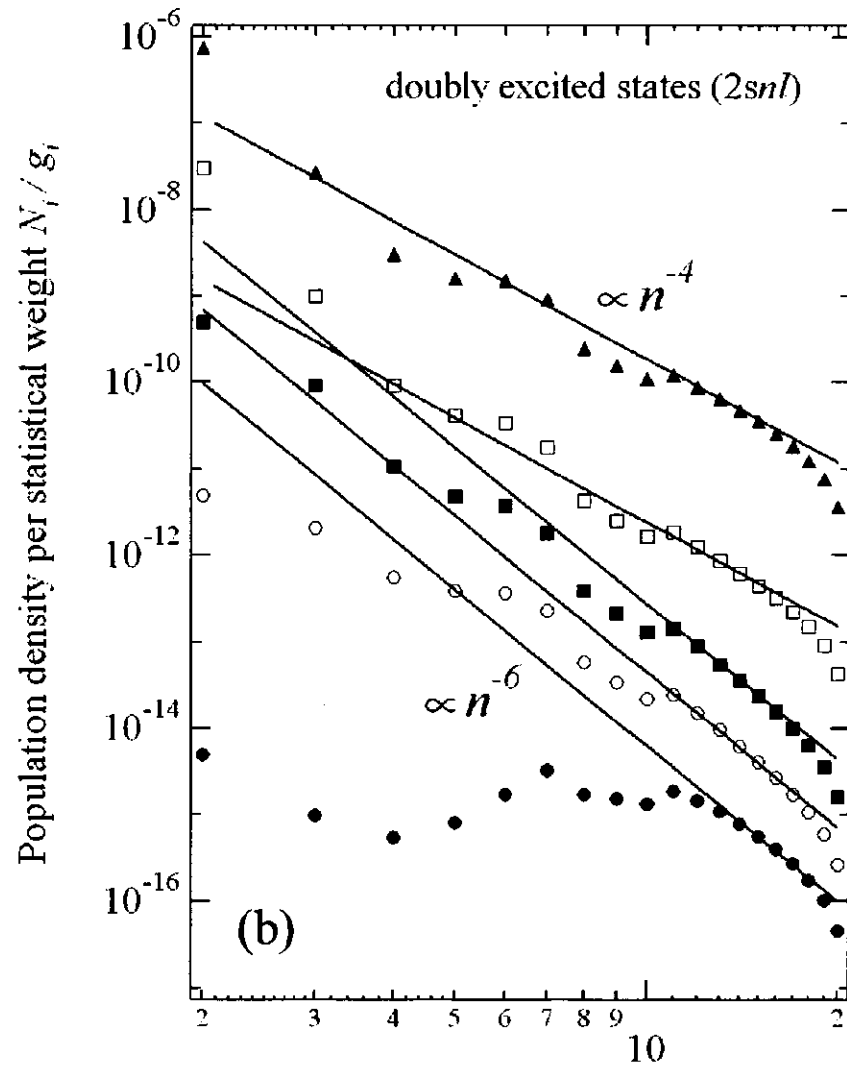
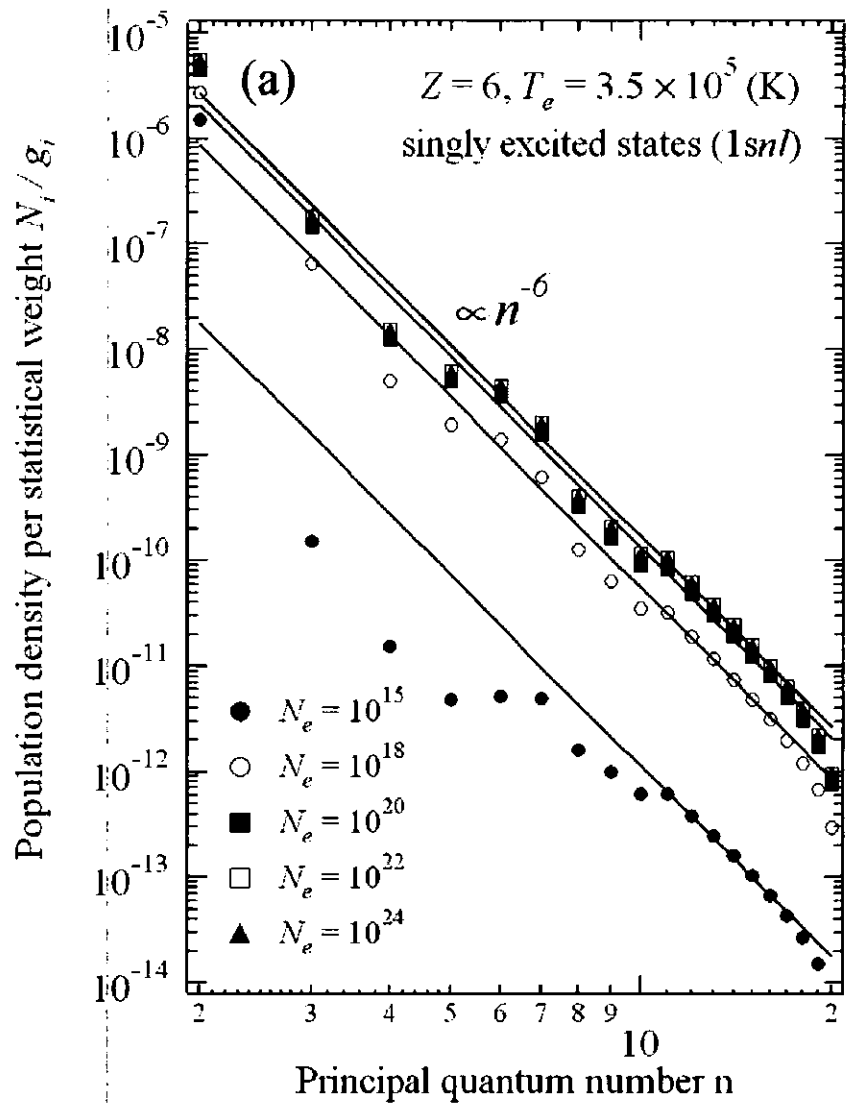
の関係が得られる。この結果は、1電子励起状態 $1snl$ の高密度領域での依存性が $N_q / g_q \propto n^{-6}$ と一致する[5]。式(55)の第二項は、各速度係数の n 依存性を用い、 N_i に対して LTE に到

達した励起状態の占有密度(サハ・ボルツマン分布関数)を仮定すると、 $N_i \propto n^{-2}$ となり、

$$N_q \propto n^{-2} \text{ or } \frac{N_q}{g_q} \propto n^{-4} \quad (56)$$

という関係が得られる。2電子励起状態 $2snl$ と $2pnl$ の占有密度に対する n 依存性は $1s + e^- \rightarrow 1snl \rightarrow 2l'nl \rightarrow 2l' + e^-$ により n^{-4} となる。ここでは、 $1snl \rightarrow 2l'nl$ が重要な役割を果たす。

図 12(b)は、電離進行プラズマ ($N_{1s} = 1$, 他の $N_y = 0$) における2電子励起状態 $2snl$ に対する単位統計学的重率当たりの占有密度の n 依存性を示している。低密度の場合、占有密度は、1電子励起状態と同様に $n^{-0.5}$ に比例し、密度増加に伴い n^{-6} に比例するようになる。しかし、 $N_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ 辺りで主量子数の n 依存性が、 n^{-6} から式(56)で示されるように n^{-4} に変わっていることが分かる。図 12(c)は、電離プラズマ ($N_{1s} = 1$, 他の $N_y = 0$) における2電子励起状態 $2pnl$ に対する単位統計学的重率当たりの占有密度の n 依存性を示している。低密度の場合、占有密度係数が捕獲カスケードモデルによるものと一致するが、2電子励起状態 $2pnl$ の占有密度は、放射遷移 $2pnl \rightarrow 1snl$ が非常に強い為、 $n^{-0.5}$ に比例せず、 n^{-5} に比例する。2電子励起状態 $2snl$ と同様に、密度増加に伴い式(55)で示されるように高励起状態から n^{-6} に比例し、 $N_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ 辺りから式(56)で示されるように n^{-4} に比例するようになる。高密度における、この2電子励起状態に対する占有密度の n^{-4} に比例するという n 依存性は、2電子励起状態 $2snl$ の場合と同様に、LTE に達した1電子励起状態からの電子衝突励起によると考えられる。また同時に、高密度での式(56)で示されるような占有密度は、式(54)の第2項の N_i が、 $N_i \propto N_e$ でもあるため、 $N_q / g_q \propto N_e$ となる。この占有密度の密度依存性が、前節 3.1.1 の(2)~(7)で述べた高密度での $r_q^y / g_q \propto \text{一定値}$ を導くものである。



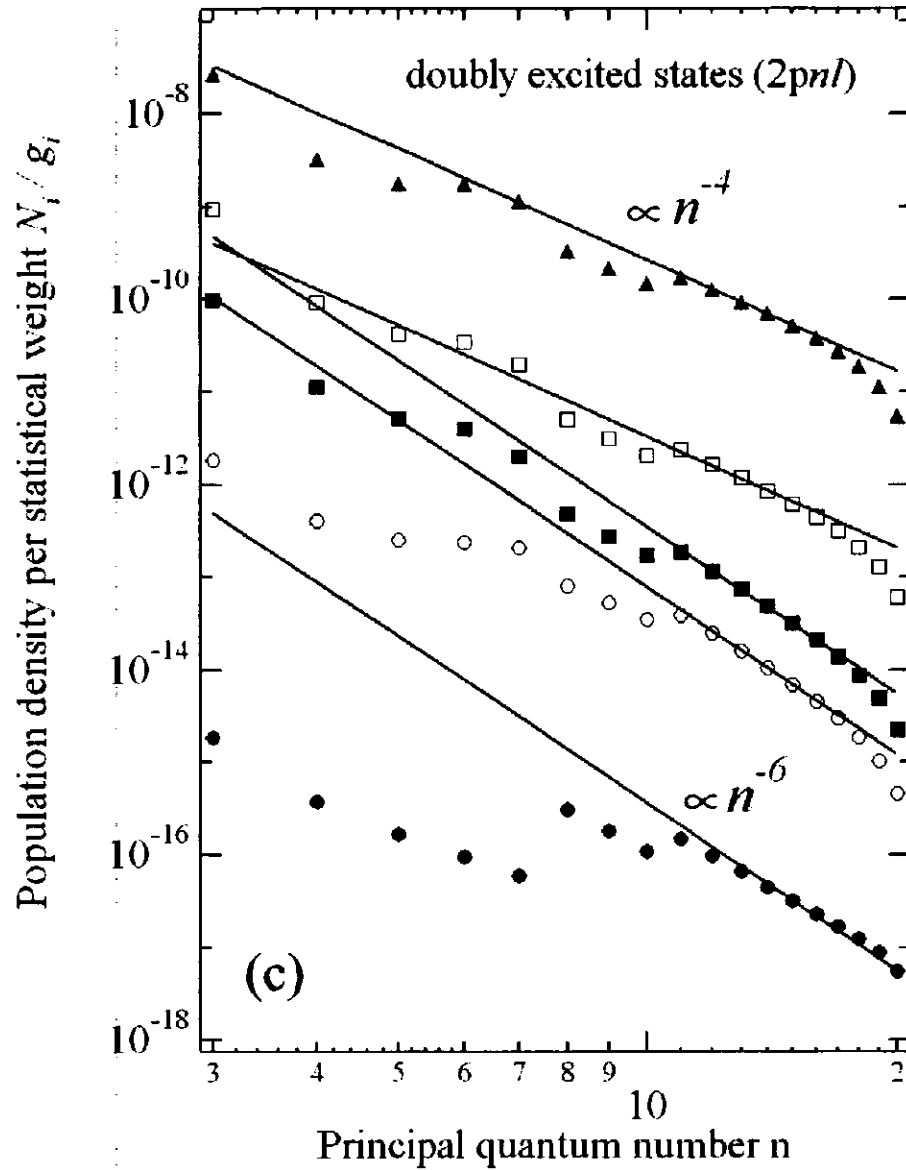


図12(a) $T_e = 3.5 \times 10^5$ Kにおける炭素様イオンの1電子励起状態 $1snl$ に対する占有密度の主量子数依存性。(b) 2電子励起状態 $2snl$ 、(c) 2電子励起状態 $2pnl$ 。

3.2 実効的速度係数

実効的速度係数はある状態からある状態への遷移確率を表わすもので、プラズマ中のイオン比やスペクトル線強度を表わすために重要な量である。実効的速度係数は直接遷移以外の励起状態を経由する間接遷移を含むものである。本論文では $1s^2$, $1s$, $2s$, $2p$, $3s$, $3p$ と $3d$ の状態を独立に扱い、これらの状態間の実効的速度係数を温度及び密度の関数として求めた。ある状態 i からある状態 j への実効的速度係数は式(35)および(36)での X_{ji} として求められる。本論文では炭素イオンについて直接遷移による速度係数と間接遷移による実効的速度係数に分けて調べ、実効的速度係数には間接的な効果のみが考慮してある。

図5 ~ 12 に示してある電離進行プラズマに対する励起状態の占有密度に対しては、3.1.2 節で述べたように、上限 ($n = 20$) 近傍の励起状態の占有密度を正当に取り扱う為、上限の励起状態 ($n = 20$) よりも更に上への高励起状態へ励起する過程を取り入れているが、本論文の実効的速度係数は、 $n = 20$ より上への励起過程を取り入れていないモデルで得られた占有密度を用いて求めたものである。

特に記述しない場合、本論文で示している実効的速度係数は、直接遷移速度係数を含まない。

3.2.1 実効的速度係数の温度依存性

(1) 実効的再結合速度係数

低密度極限プラズマの場合、実効的再結合速度係数は、各励起状態への和として表される。低温度領域では放射再結合過程が主となり、中高温度領域では 2 電子性再結合過程が重要となる。特に、2 電子性再結合速度係数は、2 電子性捕獲の速度係数が、ある温度領域でピークを持つため、再結合速度係数もある電子温度でピークを持つ。例えば、 $1s$ 状態から $1s^2$ 状態への実効的再結合に対して、 $1s + e^- \rightarrow 2pnl$ の二電子性捕獲速度係数は、 $\Delta E_{1s,2pnl}$ に相当する電子温度でピークを持つ。 $1s$ から $2pnl$ を経て $1snl$ へ再結合する二電子性再結合速度係数は、 $1s$ から $2pnl$ への二電子性捕獲係数を R^d 、 $2pnl$ からの自動電離係数を A^d 、 $2pnl$ から $1snl$ への放射遷移確率を A^r とすれば、 $R^d A^r / (A^d + A^r)$ で表される。

$1s + e^- \rightarrow 3pnl \rightarrow 1snl \rightarrow 1s^2$ による再結合過程もあるが、 $1s$ から 2 電子励起状態 $3pnl$ への二電子性捕獲係数が、 $1s$ 状態から 2 電子励起状態 $2pnl$ へのそれと比べて非常に小さい為、 $3pnl$ を経由した 2 電子性再結合は、 $1s - 1s^2$ への再結合に対しては、高温度で寄与するが $2pnl$ を経由するものと比べると小さく殆ど寄与しない。 $1s - 1s^2$ 再結合への 2 電子性再結合の寄与のうち、2 電子励起状態 $3l'nl$ を経由した 2 電子性再結合の寄与は、 $T_e = 2 \times 10^6$ K で全体の 2.4%程度のものである。

図 13 は、炭素イオンの水素様基底状態 $1s$ 及び水素様励起状態 $2l$ と $3l$ からヘリウム様基底状態 $1s^2$ への実効的再結合速度係数の温度依存性を、 $N_e = 10^{10}, 10^{15}, 10^{18}, 10^{20}, 10^{22}, 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ の電子密度に対して示している。図 13(a)は、 $1s$ から $1s^2$ への実効的再結合速度係数を示している。 $1s - 1s^2$ 再結合に対する温度依存性は、前述したように低密度極限では $1s$ 状態から 1 電子励起状態 $j (1snl)$ への放射再結合速度係数 $\beta_{1s,j}$ の和と、 $1s$ 状態から 2 電子励起状態 $2l'nl$ や $3l'nl$ を経由した 2 電子性再結合速度係数 $\beta_{1s,j}^d$ の和によって

表わされる。図の低密度での温度依存性からわかるように 5×10^5 K 以下の低温度領域では主に放射再結合過程

$$C_{1s,1s^2}^{CR} \sim \sum_j \beta_{1s,j} \quad (57)$$

となり、そして 5×10^5 K 以上の温度領域では二電子性再結合過程

$$C_{1s,1s^2}^{CR} \sim \sum_q \beta_{1s,q}^d \quad (58)$$

が主要となる。低密度での $T_e = 2 \sim 4 \times 10^6$ K でのピークは、前述したように 2 電子励起状態を経由した 2 電子性再結合によるものである。図 13(a)より低温度では励起状態からの放射再結合の寄与が直接基底状態へ再結合する場合の約 3 倍程度であることがわかる。高温度になると二電子性再結合が主要となるため直接再結合するものより 2 桁近く励起状態からの寄与があることがわかる。序論でも述べたように、低密度では 2 電子性再結合による寄与が、プラズマのイオン密度比に大きく影響する。

電子密度の増加に従って $1s - 1s^2$ 再結合に対する実効的速度係数は、励起状態からの励起・電離により、低密度領域でみられる 2 電子性再結合によるピークがなくなり、実効的再結合速度係数は密度の増加とともに減少する。さらに電子密度が高くなると、電子衝突により高励起状態での占有密度が LTE に近づくため、実効的再結合速度係数は増加する。高密度では温度依存性は温度の増加とともに急激に減少するようになる。

図 13(b)と(c)は、各々 $2s - 1s^2$ と $2p - 1s^2$ 再結合に対する実効的速度係数を示している。図で示した温度領域では、低密度での温度依存性から $2l'' + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 1snl \rightarrow 1s^2$ による 2 電子性再結合による寄与が主と考えられる。これは、準位間エネルギー $\Delta E_{2l,3l'nl}$ が、 $\sim 8 \times 10^5$ K で、2 電子性再結合の寄与によるピークが低温度側にある為である。 $2l$ から $1s^2$ への実効的再結合速度係数は、 $T_e = 5 \sim 8 \times 10^5$ K でピークを持ち、 $1s - 1s^2$ への実効的速度係数と比較すると 2 桁近く大きいことがわかる。

図 13(d)、(e)と(f)は、各々 $3s - 1s^2$ 、 $3p - 1s^2$ と $3d - 1s^2$ 再結合に対する実効的速度係数を示している。本論文で構築した CR モデルに 2 電子励起状態 $4l'nl$ を取り入れていない為、実効的 $3l - 1s^2$ 再結合速度係数は、 $1s - 1s^2$ や $2l - 1s^2$ 再結合の場合と比較して、2 電子性再結合による寄与が考慮されていない。低密度で $3s - 1s^2$ 、 $3p - 1s^2$ と $3d - 1s^2$ に対する実効的再結合は、各々 $3s + e^- \rightarrow 3snl \rightarrow 2pnl \rightarrow 1snl \rightarrow 1s^2$ 、 $3p + e^- \rightarrow 3pnl \rightarrow 1snl \rightarrow 1s^2$ と $3d + e^- \rightarrow 3dnl \rightarrow 2pnl \rightarrow 1snl \rightarrow 1s^2$ という励起状態を経由する。即ち、 $3s$ 状態と $3d$ 状態から $1s^2$ 状態への再結合では、2 電子励起状態を少なくとも 2 段階経由する必要があるが、 $3p$ 状態からの再結合は 1 段階経由すれば良い。そのため、 $3p - 1s^2$ に対する実効的再結合速度係数は、 $3s - 1s^2$ と $3d - 1s^2$ に対するそれに比べて 20 ~ 30 倍大きくなっている。二電子性再結合を考慮すると、それらの実効的速度係数は、更に大きくなると予測することが出来る。

低密度領域では、水素様イオン基底状態 $1s$ からヘリウム様イオン基底状態 $1s^2$ への実効的再結合速度係数と比較して、水素様イオン励起状態 $2l$ からヘリウム様イオン基底状態 $1s^2$ への実効的再結合速度係数の方が大きい。特に低温度領域では、 $1s$ 状態からの再結合に

比べて2p状態からの再結合は、2電子性再結合の寄与により、 $\sim 10^2$ 程度大きい。これは、2電子励起状態を再結合過程へ取り入れると再結合の速度が低密度プラズマで非常に速くなることを示している。高密度では $1s-1s^2$ に対する実効的速度係数が、 $2l-1s^2$ に対するものよりも2桁程度大きい。高密度では $1snl \rightarrow 1s + e^-$ 電離が効くため、 $2l + e^- \rightarrow 2l'nl \rightarrow 1snl$ の後、 $1s$ 状態への電離が強くなる。このため $1s-1s^2$ 再結合の方が、 $2l-1s^2$ 再結合よりも速度係数が2桁程度大きくなる。

(2) 実効的電離速度係数

図14(a)は、炭素イオンの $1s^2-1s$ 電離に対する実効的速度係数の温度依存性を示している。低密度での間接的な寄与による実効的電離速度係数の温度依存性は、温度増加にしたがって低温度領域から増加し、 $T_e = 2 \sim 4 \times 10^6$ Kでピークを持ち、緩やかに減少する。しかしながら密度増加に伴い、実効的電離速度係数は、 $T_e > 10^7$ Kでほぼ一定値をとる。間接的な寄与による実効的電離速度係数は、 $N_e = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ で $T_e \sim 4 \times 10^5$ Kのとき、 $N_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ で $T_e \sim 2 \times 10^6$ Kのとき直接電離速度係数を超える。間接的な寄与による実効的電離速度係数は、低温度領域で重要になる。

(3) 実効的励起速度係数

図14(b)と(c)は炭素イオンの各々励起過程 $1s-2s$ と $1s-2p$ の実効的速度係数の温度依存性を示している。低密度での間接的な寄与による実効的速度係数の温度依存性は、電離の実効的速度係数と同じように、温度増加にしたがって低温度領域から増加し、 $T_e = 2 \sim 4 \times 10^6$ Kでピークを持ち、緩やかに減少している。実効的励起速度係数は、 $1s-2s$ と $1s-2p$ に対して共に、 $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ で $T_e \sim 8 \times 10^5$ Kのとき、 $N_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ で $T_e \sim 6 \times 10^6$ Kのとき直接励起速度係数を超える。間接的な寄与による実効的励起速度係数は、低温度領域で重要である。実効的電離速度係数と比較すると高温領域でも密度効果による速度係数の増加が大きい。これは $1s + e^- \rightarrow 2l'nl + e^- \rightarrow 2l'nl \rightarrow \dots \rightarrow 2l + e^-$ による二電子性捕獲梯子様励起・電離によるものである[11]。

(4) 実効的脱励起速度係数

図15(a)と(b)は、各々炭素イオンの $2s-1s$ と $2p-1s$ 脱励起に対する実効的速度係数を示している。 $2l-1s$ に対する実効的脱励起速度係数の温度依存性は、 $1s-1s^2$ や $2l-1s^2$ にたいする実効的再結合速度係数の温度依存性とよく似ている。なぜならば、脱励起の場合は $2l'nl$ の占有密度が、再結合の場合は $1snl$ の占有密度がLTEとして同じように寄与しているからである。 $2l-1s$ 脱励起と再結合との異なる点は、 $2l-1s$ 直接脱励起速度係数の温度依存性が緩やかで、高温領域で非常に大きいことである。図より間接的な寄与による $2s-1s$ 実効的脱励起速度係数は、 $N_e = 10^{15} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ で $T_e = 2 \sim 3 \times 10^6$ K以下、 $N_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ で $T_e \sim 8 \times 10^6$ K以下のとき、直接脱励起速度係数より大きくなる事が分かる。

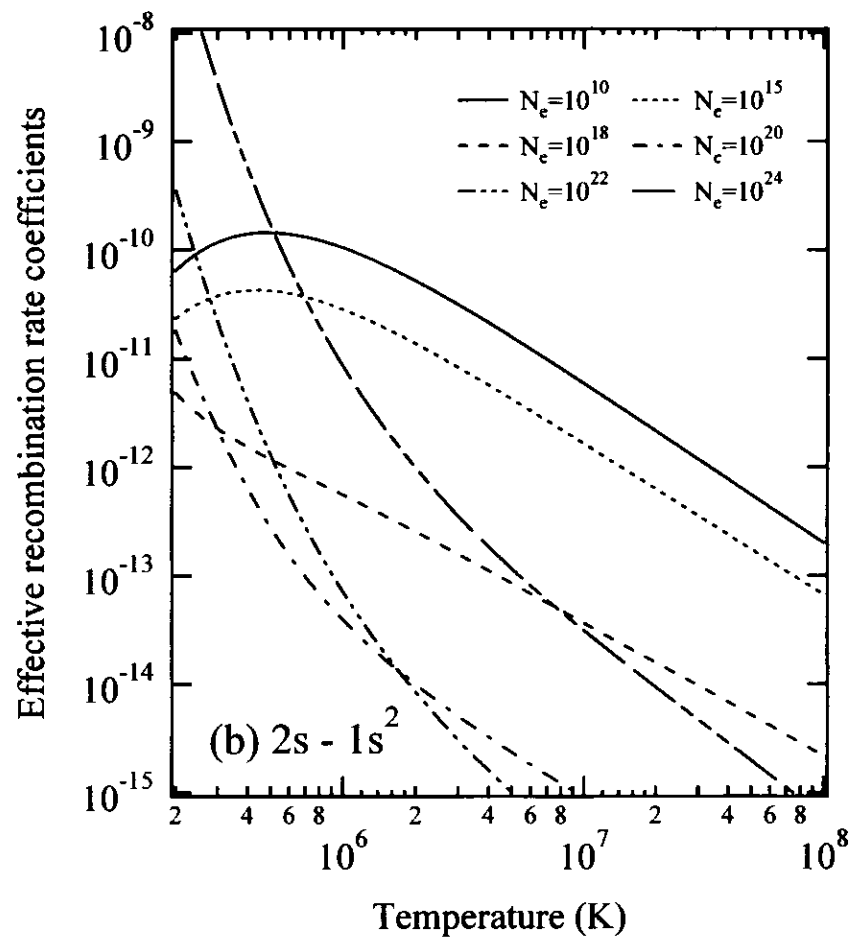
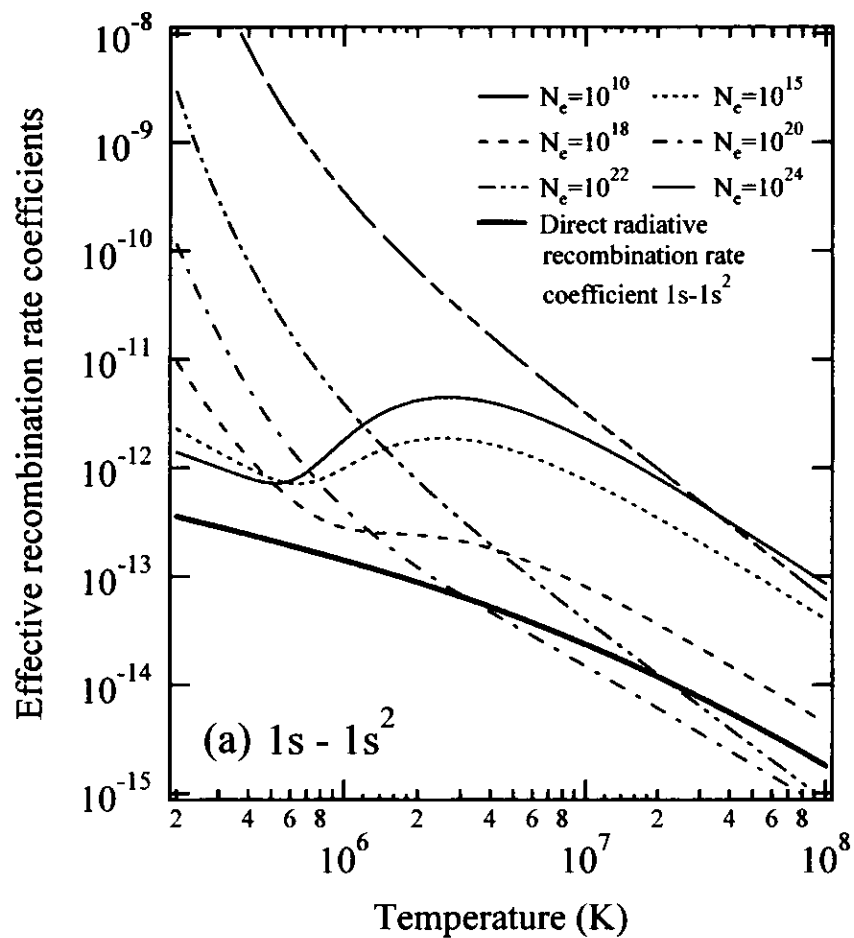


図 13. 炭素イオンの実効的な再結合速度係数。(a). $1s-1s^2$ 再結合に対する実効的な速度係数。細線は各電子密度における速度係数。太線は、 $1s$ 状態から $1s^2$ 状態への直接再結合速度係数を示している。(b). $2s-1s^2$ 再結合に対する実効的な速度係数。細線は各電子密度における速度係数を示している。

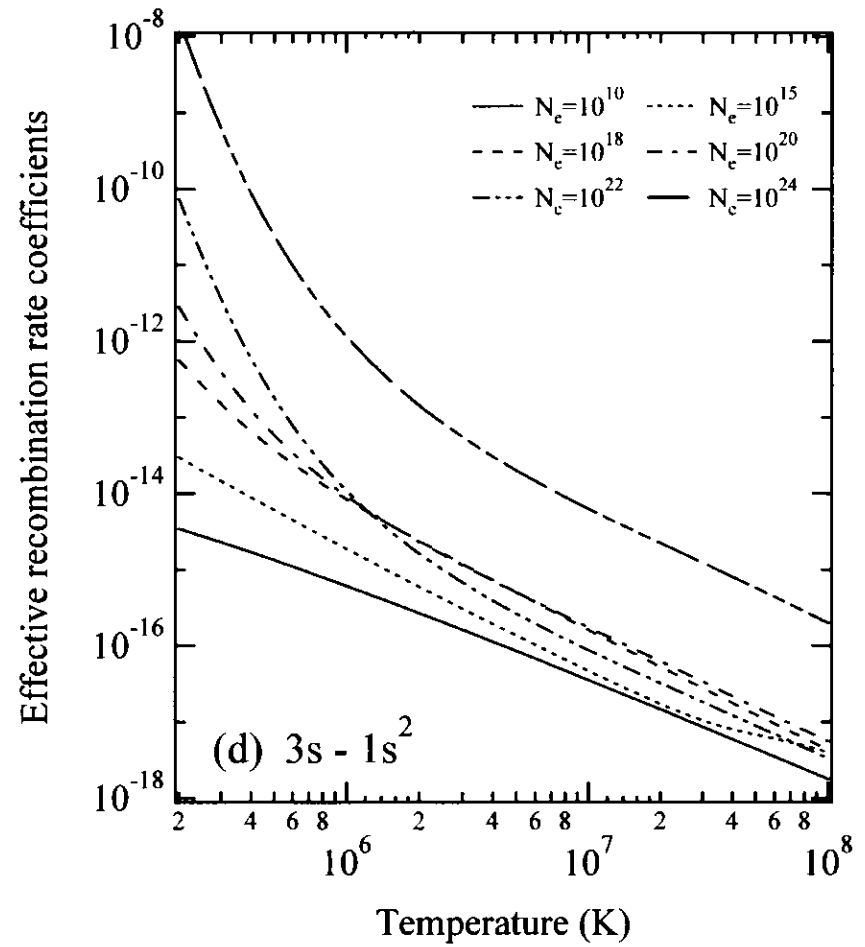
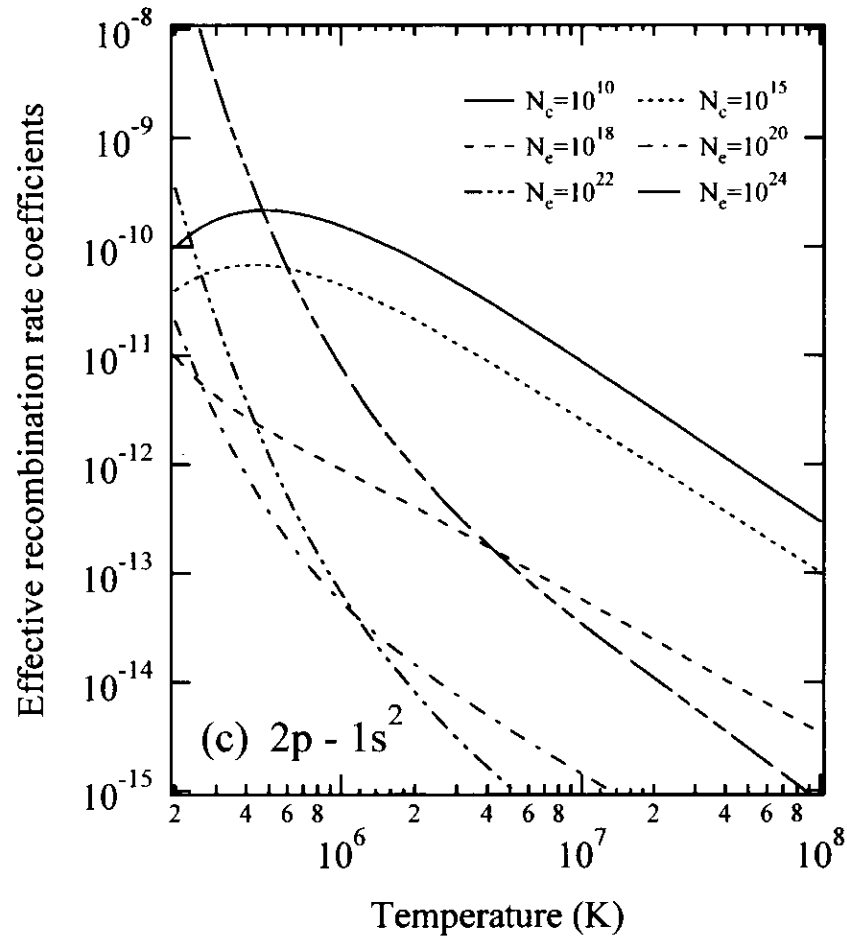


図 13. 炭素イオンの実効的な再結合速度係数。(c). $2p-1s^2$ 再結合に対する実効的な速度係数。細線は各電子密度における速度係数を示している。(d). $3s-1s^2$ 再結合に対する実効的な速度係数。細線は各電子密度における速度係数を示している。

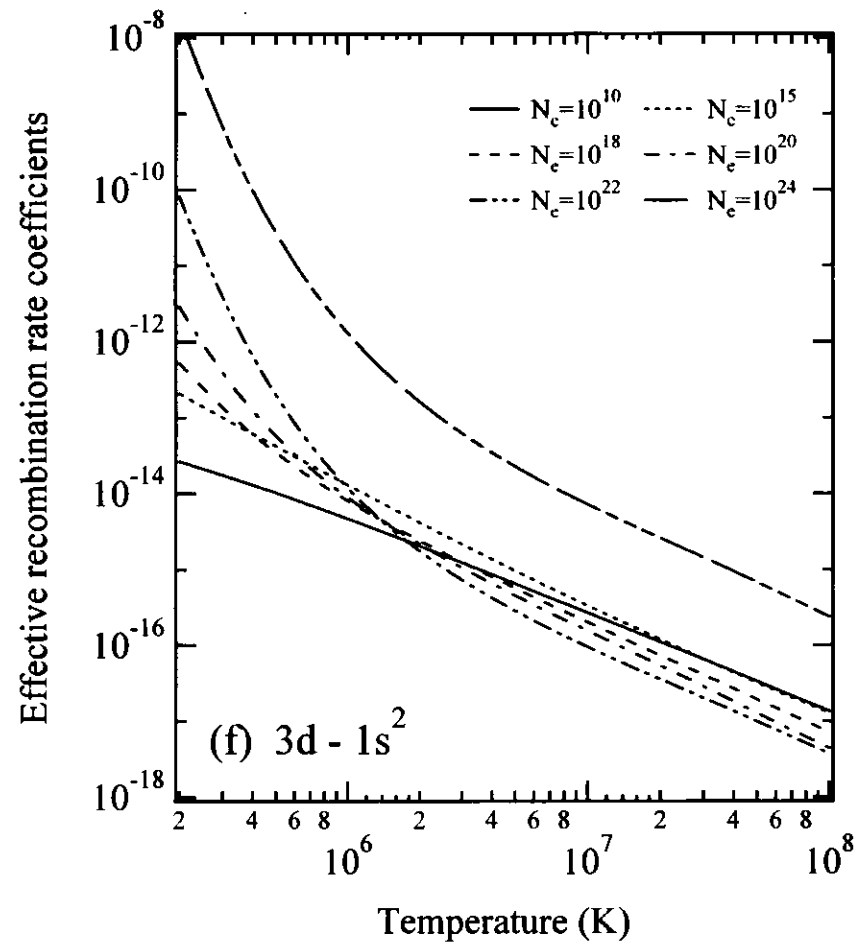
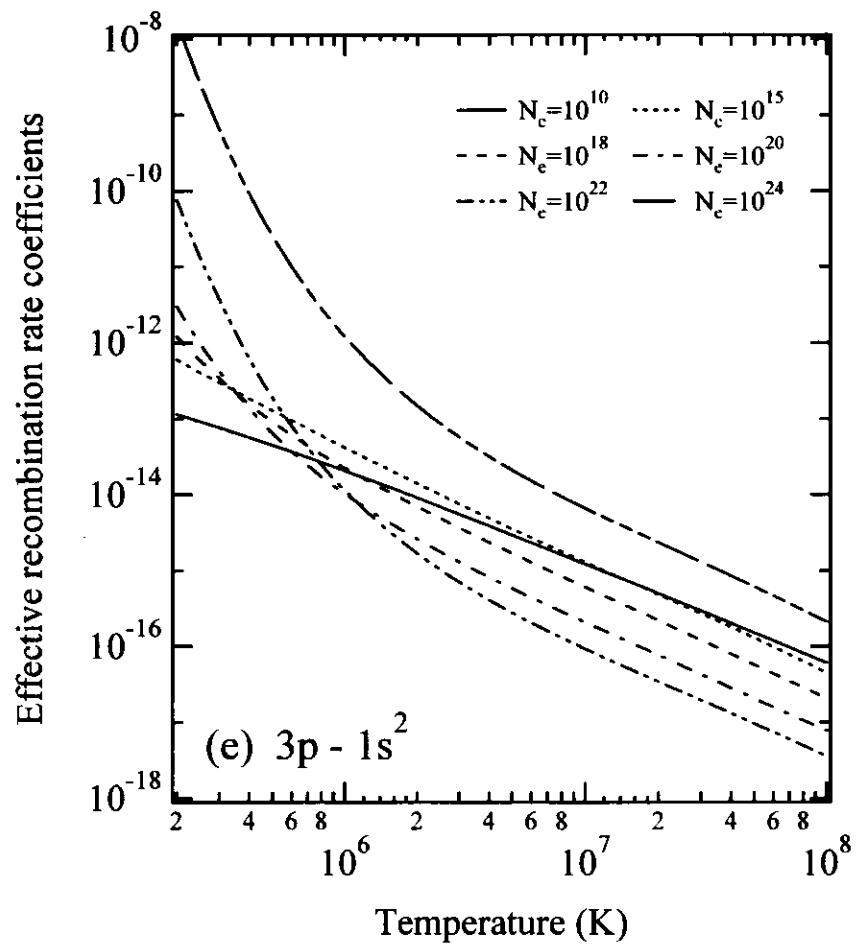


図 13. 炭素イオンの実効的な再結合速度係数。(e). $3p-1s^2$ 再結合に対する実効的な速度係数。細線は各電子密度における速度係数を示している。(f). $3d-1s^2$ 再結合に対する実効的な速度係数。細線は各電子密度における速度係数を示している。

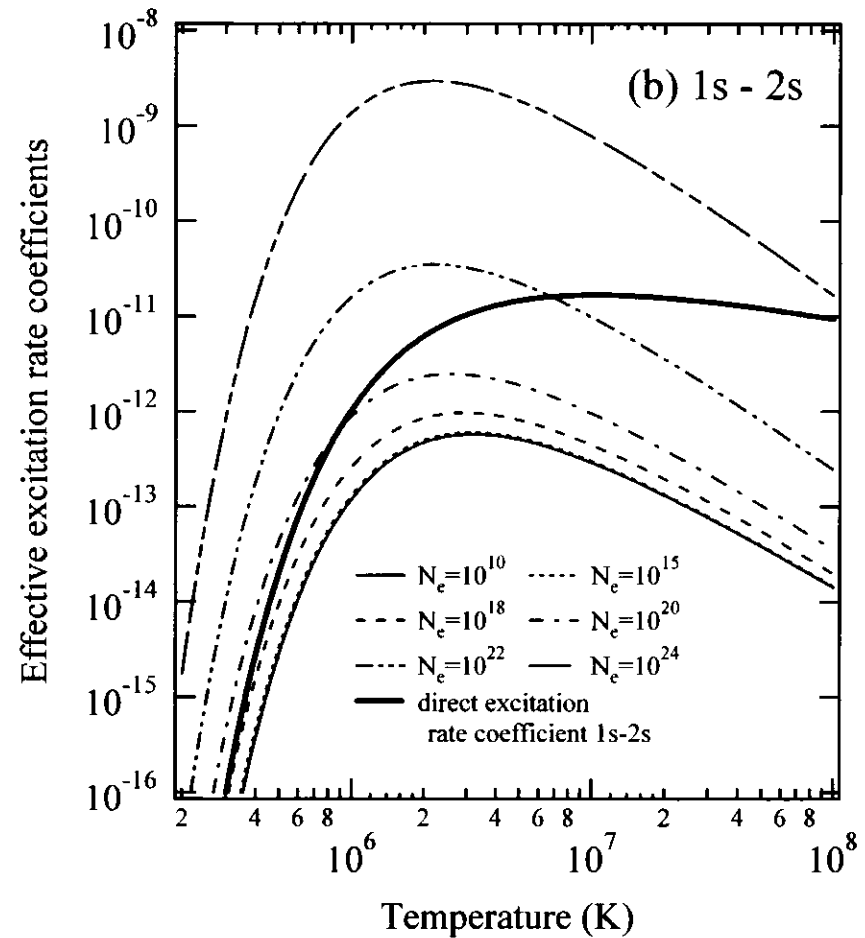
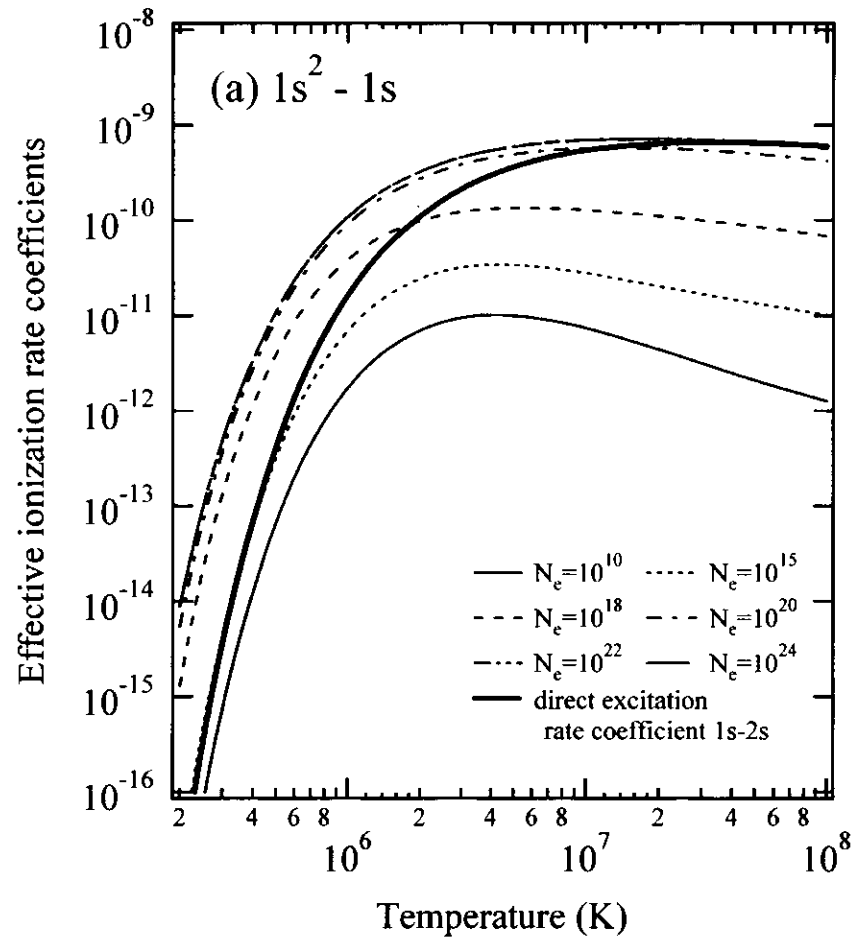


図 14. 炭素イオンの実効的な電離・励起速度係数。(a). $1s^2-1s$ 電離に対する実効的な速度係数。細線は各電子密度における速度係数、太線は $1s^2$ 状態から $1s$ 状態への直接電離速度係数を示している。(b). $1s-2s$ 励起に対する実効的な速度係数。細線は各電子密度における速度係数、太線は $1s$ 状態から $2s$ 状態への直接励起速度係数を示している。

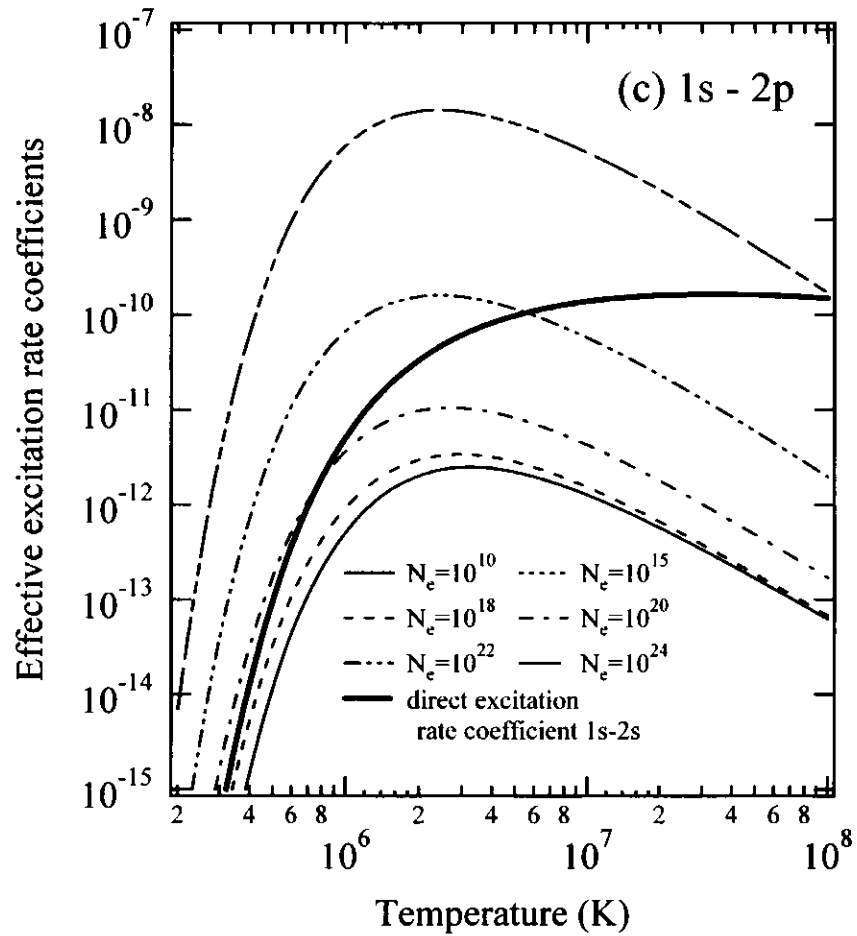


図 14. 炭素イオンの実効的な励起速度係数。(c). 1s-2p 励起に対する実効的な速度係数。細線は各電子密度における速度係数、太線は 1s 状態から 2p 状態への直接電離速度係数を示している。

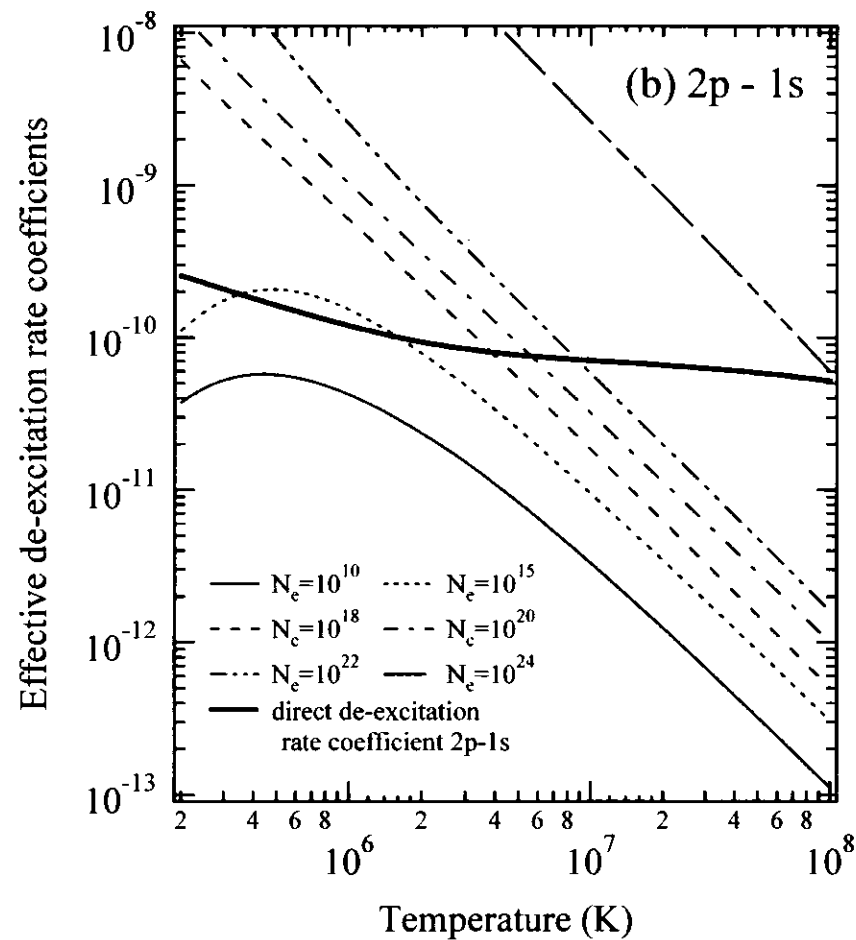
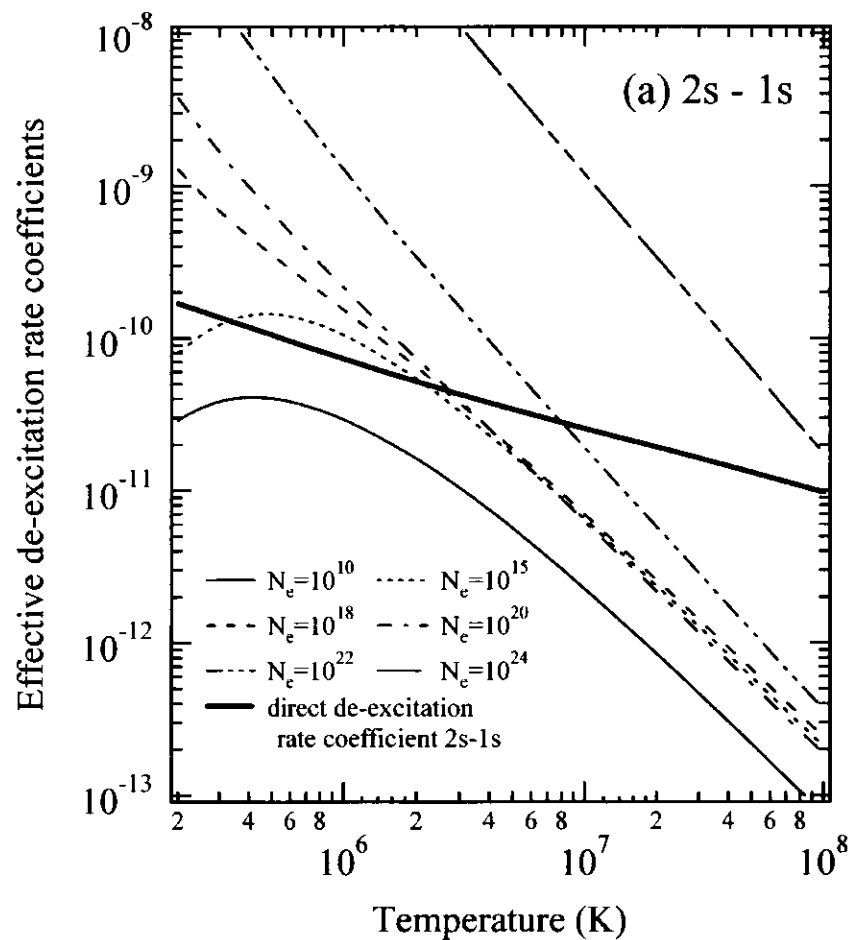


図 15. 炭素イオンの実効的な脱励起速度係数。(a). 2s-1s 脱励起に対する実効的な速度係数。細線は各電子密度における速度係数、太線は 2s 状態から 1s 状態への直接脱励起速度係数を示している。(b). 2p-1s 脱励起に対する実効的な速度係数。細線は各電子密度における速度係数、太線は 2p 状態から 1s 状態への直接脱励起速度係数を示している。

3.2.2 実効的速度係数の密度依存性

実効的速度係数の密度依存性に対してどの様な遷移が重要になっているのかを詳細に調べる為、CR モデルに取り入れた励起状態間の遷移過程を意図的に取り除いたモデルの結果との比較を行った。比較に用いたモデルは、次の様である。:

モデル A: 遷移過程 ($1snl - 1sn'l$, $1snl - 2l'nl$, $2l'nl - 2l'n''l''$, $2snl - 2pnl$, $1snl - 3l'nl$, $2l'nl - 3l''nl$, $3l'nl - 3l'n''l''$) を取り除いていない CR モデル。

モデル B: 2 電子励起状態 $3l'nl$ と、 $3l''nl$ 状態に関わる遷移過程 ($1snl - 3l'nl$, $2l'nl - 3l''nl$, $3l'nl - 3l'n''l''$) を取り除いた CR モデル。

モデル B₁: モデル B から更に、2 電子励起状態間の $2snl - 2pnl$ 遷移を取り除いた CR モデル。

モデル B₂: モデル B から更に、1 電子励起状態と 2 電子励起状態間の衝突励起・脱励起 $1snl - 2l'nl$ を取り除いた CR モデル。

この節では、特に記述しない場合は、モデル A の結果について調べている。

(1) 実効的再結合速度係数

実効的 $1s - 1s^2$ 再結合速度係数は、 $T_e = 3.5 \times 10^5$ K に対して図 16(a) で示している。実効的 $1s - 1s^2$ 再結合速度係数は、低密度では衝突過程が効かない為、式(48)から一定値になる。密度増加に従って衝突過程が効き始め、 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で全ての 1 電子励起状態 $1snl$ が LTE に到達する為、実効的再結合速度係数は、密度に比例して増加する。

図 16(b) は、モデル B を用いて計算を行った $1s - 1s^2$ 再結合に対する $T_e = 2 \times 10^6$ K での実効的速度係数を示している。この温度領域では、図 13(a) から低密度で、1 電子励起状態の占有密度は、2 電子性再結合による寄与が大部分で、近似的に式(48)に従うと考えられる(このとき式(48)の分子は、2 電子性再結合速度係数 $\beta'_{1s,i}$ に相当する)。点線は、2 電子励起状態間 $2l'nl$ の衝突過程のみを考慮した場合の実効的再結合速度係数である。この場合、 $1s - 1s^2$ 再結合に対する実効的速度係数は、 $10^{18} \text{ cm}^{-3} < N_e < 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で 2 電子励起状態間の梯子様励起・電離 $2l'nl \rightarrow 2l'n''l'' \rightarrow \dots \rightarrow 2l' + e^-$ により減少し、 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で 1 電子励起状態からの励起 $1snl \rightarrow 2l'nl$ により増加すると考えられる。実線は、1 電子励起状態間 $1snl$ 及び、2 電子励起状態間 $2l'nl$ の全ての衝突過程取り入れた場合の結果である。この場合は、 $10^{12} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3} < N_e < 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ で 1 電子励起状態間の衝突過程、 $1s$ 状態への梯子様励起・電離により減少し、 $N_e > 10^{20} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で 1 電子励起状態が LTE に到達する為、密度に比例して増加する。両者の速度係数の比較から、実効的 $1s - 1s^2$ 再結合速度係数に対して、2 電子励起状態間の衝突過程は殆ど効かず(実効的再結合速度係数を 2 ~ 3% 減少させる)、密度効果は、1 電子励起状態間の衝突過程により支配される。

$2l - 1s^2$ 再結合に対する実効的速度係数は、低密度極限では、式(57)の放射再結合 ($2l'' + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 1snl$) と式(58)の 2 電子性再結合 ($2l'' + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 1snl$) の和

$$C_{2l,1s^2}^{CR} \sim \sum_{q(=2l'nl)} \beta_{2l,q} + \sum_{q(=3l'nl)} \beta_{2l,q}^d \quad (59)$$

で表わされる。電子衝突による励起・脱励起速度係数よりも放射遷移確率の方が大きいよう

な低密度領域では、実効的再結合速度係数は、密度に依存せず、占有密度は、式(48)の捕獲カスケードにより決定される。密度増加に従い、電子衝突による $1snl$ からの梯子様励起・電離により $1snl \rightarrow 1s + e^-$ が起こり、実効的速度係数は、減少する。更に、密度が増加すると $2l'nl$ 状態が LTE に近づき密度に比例して増加するようになる。

$3l - 1s^2$ 再結合に対する実効的速度係数は、 $3l + e^- \rightarrow 3l'nl$ への放射再結合のみで、 $3l + e^- \rightarrow 4l'nl$ の寄与が取り入れていない為、 $2l \rightarrow 1s^2$ と比べて実効的速度係数が小さい。 $3snl$ と $3pnl$ からは、 $1s$ と $2l$ への自動電離が大きい為、低密度では $3p \rightarrow 1s^2$ に比べて、 $3s \rightarrow 1s^2$ と $3d \rightarrow 1s^2$ の速度係数が小さい。密度が増加すると $3snl - 3pnl$ と $3dnl - 3pnl$ の l -変化遷移により、実効的速度係数が増加する。 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で 2 電子励起状態 $3l'nl$ が LTE に近づく為、実効的再結合速度係数は、密度に比例して増加する。図 17 に $2l \rightarrow 1s^2$ 及び $3l \rightarrow 1s^2$ 再結合に対する実効的速度係数の密度依存性を示す。

(2) 実効的電離速度係数

図 16(a)は、 $1s - 1s^2$ 電離・再結合に対する実効的速度係数もまた示している。電子温度は、 $3.5 \times 10^5 \text{ K}$ である。低密度で、間接的な寄与による電離速度係数は、密度増加に従って増加する。しかし準安定状態 $1s2s^1S_0$ と $1s2s^3S_1$ の影響により $N_e \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ で一旦密度依存性が無くなる。 $N_e \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ で 1 電子励起状態 $1snl$ 間の衝突励起・脱励起が影響し、再び密度増加に対して実効的電離速度係数は増加する。間接的な寄与は、 $N_e \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ で直接電離速度係数を超える。実効的速度係数の密度依存性が再び無くなる $N_e \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ で、全ての 1 電子励起状態 $1snl$ が梯子様励起・電離によって支配されると考えられる。このとき実効的電離速度係数は、

$$C_{1s^2,1s}^{CR} \sim \sum_i C_{1s^2,i} + S_{1s^2,1s} \quad (60)$$

と書くことが出来る。

図 18 は、 $1s^2 - 2l, 3l$ 電離に対する実効的電離速度係数を示している。この実効的速度係数は、ヘリウム様イオンの基底状態から水素様イオンの励起状態への電離速度係数が非常に小さいと考えられるため、実効的速度係数に対する間接的な寄与についてのみ考えている。低密度で電子密度の増加に従って $1s^2 - 2l$ 電離は、電子密度に比例して増加するが、一方で $1s^2 - 3l$ 電離は、電子密度の 2 乗に比例して増加している。これは、低密度では 2 電子励起状態 $2lnl'$ の占有密度が、少なくとも $1s^2$ 状態から 2 段階の励起 ($1s^2 \rightarrow 1snl \rightarrow 2l'nl' \rightarrow 2l' + e^-$) で生成されるのに対して、2 電子励起状態 $3lnl'$ は、少なくとも 3 段階の励起 ($1s^2 \rightarrow 1snl \rightarrow 2l'nl' \rightarrow 3l''nl' \rightarrow 3l'' + e^-$) が必要になる為である。このことによる占有密度の密度依存性の違いから、 $1s^2 - 2l$ と $1s^2 - 3l$ 間の実効的電離速度係数に対する密度依存性の違いが現れると考えられる。 $1s^2 - 1s$ 電離と同様に、高密度極限で実効的電離速度係数は、ある一定値に収束し、密度依存性は無くなると考えられる。

(3) 実効的励起速度係数

図 19(a)は、 $1s - 2l$ 励起に対する実効的速度係数を示している。 $1s - 2l$ 励起に対する実効

的速度係数は、 $1s - 2s$ 励起に対して $N_e < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ で、 $1s - 2p$ 励起に対して $N_e < 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ で一定値になることが分かる。しかし、モデル B の結果は、低密度から密度増加に従って増加する実効的速度係数を与える。この低密度での密度依存性の違いは、2 電子励起状態 $3l'nl$ からの寄与によるものである。低密度で重要となる $3l'nl$ からの寄与は、2 電子励起状態 $3l'nl$ を経由した $1s + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 2l'' + e^-$ 過程によるものである。この寄与は、励起断面積の共鳴ともいわれている。低密度領域で直接励起速度係数のおよそ 10% に相当する。この共鳴の効果は、 $N_e < 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で一定値であるが、それ以上の密度領域では、密度増加に従い減少する。 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ での共鳴の効果の密度依存性は、高密度で 2 電子性捕獲-梯子様励起・電離 $1s + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 3l'n''l'' \rightarrow \dots \rightarrow 3l' + e^-$ が、2 電子励起状態 $3l'nl$ で支配的になったためである[41]。本論文のこの結果は、文献 41 で Griem の境界準位[12] の利用により予測された、共鳴の効果の密度依存性を、CR モデルにより示したものである。実効的励起速度係数の間接的な寄与は、 $1s - 2s$ 励起と $1s - 2p$ 励起の両方とも $N_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ で直接励起速度係数を超え、 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で密度に比例して増加するようになる。

図 19(b) は、モデル B による $1s - 2s$ 励起に対する実効的速度係数を示している。ここでは、モデル B、 B_1 、そして B_2 の結果を比較し、高密度領域での間接的な寄与の密度依存性について調べた。 $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ で、モデル B の実効的励起速度係数は、 B_1 と B_2 のそれよりも各々 7% と 0.2% 小さい程度である。これにより、図から $N_e < 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ で実効的 $1s - 2s$ 励起に対して衝突過程 $2snl - 2pnl$ と $1snl - 2l'nl$ は、モデル B の結果に対して殆ど影響しないといえる。この密度領域では、 $1s - 2s$ 励起の間接的な寄与は、主に 2 電子性捕獲-梯子様励起・電離 $1s + e^- \rightarrow 2l'nl \rightarrow 2l'n''l'' \rightarrow \dots \rightarrow 2l' + e^-$ 過程によるものである[11]。しかし $N_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で、モデル B の実効的励起速度係数は、 B_1 と B_2 のそれよりも各々 0.2% と 47% 程度大きくなり、 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ でモデル B と B_2 の実効的速度係数の違いが、顕著になる。モデル B による実効的速度係数は、密度に比例して増加する。しかし、モデル B_2 では、それよりも緩やかに増加し、 $N_e > 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ で略一定値に収束する。高密度極限でのこの値は、

$$C_{1s,2l}^{CR} \sim \sum_q R_{1s,q}^d + C_{1s,2l} \quad (61)$$

となることが知られている[11]。 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ の高密度でのモデル B と B_2 による密度依存性の違いは、 $1snl - 2l'nl$ 励起・脱励起によるものである。即ちこの密度領域での、 $1s - 2s$ 励起に対する間接的な寄与は、 $1s + e^- \rightarrow 1snl \rightarrow 2snl \rightarrow 2sn'l' \rightarrow \dots \rightarrow 2s + e^-$ という過程によるものである。これらのことから $1s - 2p$ 励起に対する間接的な寄与もまた、 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ での高密度では、 $1s + e^- \rightarrow 1snl \rightarrow 2pnl \rightarrow 2pn'l' \rightarrow \dots \rightarrow 2p + e^-$ によると考えられる。

図 20 は、 $1s - 3l$ 励起に対する実効的速度係数を示す。 $1s - 3l$ 励起に対する実効的速度係数は、2 電子励起状態 $3l'nl$ の寄与を取り入れていない場合の、 $1s - 2l$ 励起に対する実効的速度係数と類似の密度依存性を持っている。例えば、 $1s - 3s$ 励起の場合、電子密度の増加に従って、 $1s$ 状態からの 2 電子性捕獲-梯子様励起・電離 $1s + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 3l'n''l'' \rightarrow \dots \rightarrow 3s + e^-$ が高励起状態から起こり、 $3s$ 状態へ励起する。 $N_e > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ では、LTE に到達した 1 電子励起状態 $1snl$ からの励起により、 $1s + e^- \rightarrow 1snl \rightarrow 3snl \rightarrow 3s + e^-$ という

間接的な過程を経由して3s状態へ励起する。後者の間接的な過程により $N_e > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ で、実効的速度係数は、密度増加に従い、電子密度に比例して増加する。実効的速度係数の間接的な寄与は、1s - 3s, 1s - 3p, 1s - 3d 励起に対して、各々 $N_e \sim 10^{17}, 10^{18}, 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ で直接励起の速度係数を超える。

図 21 は、2s - 3l 励起に対する実効的速度係数を示している。2s - 3l 励起に対する間接的な寄与は、低密度から密度増加に従って高励起状態から 2 電子性捕獲-梯子様励起・電離 $2s + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 3l'n'l'' \rightarrow \dots \rightarrow 3l' + e^-$ が効く。 $N_e > 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ではLTEに到達した 2 電子励起状態 $2snl$ からの励起が支配的になり、 $2s + e^- \rightarrow 2snl \rightarrow 3l'nl \rightarrow 3l' + e^-$ という過程が重要になる。2s - 3s, 2s - 3p, 2s - 3d 励起に対して、実効的速度係数は、各々 $N_e \sim 10^{18}, 10^{19}, 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で直接励起の速度係数を超える。

図 22 は、2p - 3l 励起に対する実効的速度係数を示している。2p - 3l 励起に対する間接的な寄与は、低密度から密度増加に従って高励起状態から 2 電子性捕獲-梯子様励起・電離 $2p + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 3l'n'l'' \rightarrow \dots \rightarrow 3l' + e^-$ が効く。 $N_e > 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ でLTEに到達した 2 電子励起状態 $2pnl$ からの励起が支配的になり、 $2p + e^- \rightarrow 2pnl \rightarrow 3l'nl \rightarrow 3l' + e^-$ という過程が重要になる。2p - 3s, 2p - 3p, 2p - 3d 励起に対して、実効的速度係数は、各々 $N_e \sim 10^{16}, 10^{18}, 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ で直接励起の速度係数を超える。

(4) 実効的脱励起速度係数

図 23(a)は、2l - 1s 脱励起に対する実効的速度係数を示している。間接的な寄与は、 $N_e < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ で一定値になる。この低密度での一定値は、2 電子励起状態 $3l'nl$ を経由した間接的な寄与によるものである。この間接的な寄与は、 $N_e < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ の低密度で直接脱励起速度係数の約 30%程度である。2l - 1s 脱励起に対する実効的速度係数は、 $N_e \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ で直接脱励起速度係数を超える。

図 23(b)は、2s - 1s 脱励起に対する実効的速度係数を示している。ここでは、モデル B (実線)、 B_1 (破線)、そして B_2 (一点鎖線)による実効的脱励起速度係数の比較を行っている。また同時に、モデル B による 1 電子励起状態 $1snl$ 、2 電子励起状態 $2snl$ 、そして $2pnl$ からの寄与について調べている。モデル B と B_1 の実効的脱励起速度係数の違いは、 $10^{16} < N_e < 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で現れる。この違いは、電子衝突遷移 $2snl - 2pnl$ によるもので、モデル B による実効的脱励起速度係数は、モデル B_1 のそれよりも $N_e = 10^{18} \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ でファクター4 ~ 5 大きいものである。またモデル B と B_2 の実効的脱励起速度係数の違いは、 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で現れる。この違いは、電子衝突励起・脱励起 $1snl - 2l'nl$ によるものである。モデル B による各励起状態からの寄与は、 $N_e < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ で 2 電子励起状態 $2snl$ からの自動電離により、 $N_e > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ では 1 電子励起状態 $1snl$ からの電子衝突電離によるものである。これらのことから、2s - 1s に対する実効的脱励起速度係数は、 $N_e < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ で $2s \rightarrow 2snl \rightarrow 1s$ により、 $10^{17} < N_e < 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で $2s + e^- \rightarrow 2snl \rightarrow 2pnl \rightarrow 1snl \rightarrow 1s + e^-$ により、そして $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で $2s + e^- \rightarrow 2snl \rightarrow 1snl \rightarrow 1s + e^-$ という過程によるものであるといえる。同様に、2p - 1s 脱励起に対する実効的速度係数は、低密度領域では $2p + e^- \rightarrow 2pnl \rightarrow 1s + e^-$ により、高密度で $2p + e^- \rightarrow 2pnl \rightarrow 1snl \rightarrow 1s + e^-$ によると考えられる。モデル B では直接脱

励起速度係数を超える密度領域で、1 電子励起状態からの電離が非常に重要になることが分かる。

図 23(c)では、図 23(a)で行ったモデル A と B による比較に対して、2 電子励起状態 $3l'nl$ を経由してくる寄与を調べている。2 電子励起状態 $3l'nl$ を経由してくる寄与のうち、 $10^{13} < N_e < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ で 1 電子励起状態 $1snl$ からの電子衝突電離によるものが最も多く、 $N_e < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ では 2 電子励起状態 $3l'nl$ からの自動電離によるものが最も多いことが分かる。つまり、実効的 $2s - 1s$ 脱励起速度係数の間接的な寄与は、 $N_e < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ で $2s \rightarrow 3l'nl \rightarrow 1s$ により、 $10^{13} < N_e < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ では、 $2s + e^- \rightarrow 2snl \rightarrow 1s + e^-$ が大きい。 $2l - 1s$ 脱励起に対する実効的速度係数は、 $2s - 1s$ 脱励起に対して $A'_{2s,1s} \sim 3.7 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ と $2p - 1s$ 脱励起に対して $A'_{2p,1s} \sim 8.1 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ という各々 2 光子遷移と放射性遷移がある。そのため実際には、 $2s - 1s$ と $2p - 1s$ 脱励起に対して実効的速度係数は、各々 $N_e > 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ と $N_e > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ で効くといえる。

図 24 は、 $3l - 1s$ 脱励起に対する実効的速度係数を示している。 $3l - 1s$ 脱励起に対する実効的速度係数は、2 電子励起状態 $3l'nl$ を取り入れていない場合の $2l - 1s$ 脱励起に対する実効的速度係数と同様の密度依存性を持っている。直接脱励起が、間接的な寄与より大きい低密度では、間接的な寄与は $3l' + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 1s + e^-$ という過程が効くと考えられる。また $3l - 1s$ 脱励起の場合、 $3snl - 2pnl$ 、 $3pnl - 1snl$ 、 $3dnl - 2pnl$ という放射遷移が各々 2 電子励起状態 $3snl$ 、 $3pnl$ 、 $3dnl$ に対して存在するため、 $2s - 1s$ 脱励起の様に中間密度で l -変化の遷移は重要にならない。中高密度での間接的な寄与は、 $3l + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 1snl \rightarrow 1s + e^-$ という過程が重要になる。 $3s - 1s$ 、 $3p - 1s$ 、 $3d - 1s$ 脱励起に対して、実効的速度係数は、各々 $N_e \sim 10^{16}$ 、 10^{16} 、 10^{17} cm^{-3} で直接脱励起の速度係数を超える。

図 25 は、 $3l - 2s$ 脱励起に対する実効的速度係数を示している。 $3l - 2s$ 脱励起に対する実効的速度係数は、直接脱励起が間接的な寄与より大きい低密度で、間接的な寄与は、 $3l' + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 2s + e^-$ という過程が重要になる。また $3l - 2s$ 脱励起の場合、 $3snl - 2pnl$ 、 $3pnl - 2snl$ 、 $3dnl - 2pnl$ という放射遷移が各々 2 電子励起状態 $3snl$ 、 $3pnl$ 、 $3dnl$ に対して存在する為、 $3l - 1s$ 脱励起と同様に $2s - 1s$ 脱励起の様に中間密度で l -変化の遷移は重要にならない。中高密度では、間接的な寄与は $3l + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 2l''nl \rightarrow 2l'' + e^-$ という過程が重要になる。 $3s - 2s$ 、 $3p - 2s$ 、 $3d - 2s$ 脱励起に対して、実効的速度係数は、各々 $N_e \sim 10^{19}$ 、 10^{19} 、 10^{21} cm^{-3} で直接脱励起の速度係数を超える。

図 26 は、 $3l - 2p$ 脱励起に対する実効的速度係数を示している。 $3l - 2p$ 脱励起に対する実効的速度係数は、直接脱励起が間接的な寄与より大きい低密度では、間接的な寄与は、 $3l' + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 2p + e^-$ という過程が重要になる。また $3l - 2p$ 脱励起の場合、 $3snl - 2pnl$ 、 $3pnl - 2snl$ 、 $3dnl - 2pnl$ という放射遷移が各々 2 電子励起状態 $3snl$ 、 $3pnl$ 、 $3dnl$ に対して存在するため、 $3l - 1s$ 脱励起や $3l - 2s$ 脱励起と同様に $2s - 1s$ 脱励起の様に中間密度で l -変化の遷移は重要にならない。中高密度では、間接的な寄与は $3l + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 2l''nl \rightarrow 2l'' + e^-$ という過程が重要になる。 $3s - 2p$ 、 $3p - 2p$ 、 $3d - 2p$ 脱励起に対して、実効的速度係数は、各々 $N_e \sim 10^{17}$ 、 10^{19} 、 10^{19} cm^{-3} で直接脱励起の速度係数を超える。

(5) 実効的 l -変化遷移速度係数

図 27 は、 $2s - 2p$ 遷移に対する実効的速度係数を示している。 $2s - 2p$ と $2p - 2s$ 遷移の実効的速度係数の間接的な寄与は、低密度で 2 電子励起状態 $3l'nl$ への 2 電子性捕獲から $2l''$ 状態への自動電離 (各々 $2s + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 2p + e^-$ と $2p + e^- \rightarrow 3l'nl \rightarrow 2s + e^-$) によるものである。このとき 2 電子励起状態 $3l'nl$ の占有密度が、式(51)で決定できる為、実効的な速度係数の密度依存性は無い。高密度で間接的な寄与は、2 電子励起状態 $2snl$ が高励起状態から LTE に達する為、密度に比例して増加する。 $2l - 2l'$ 遷移に対する実効的速度係数の間接的な寄与は、 $N_e \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ で直接遷移の速度係数を超えることが分かる。

図 28 は、 $3s - 3p$, $3s - 3d$, $3p - 3d$ 遷移に対する実効的速度係数を示している。これらの遷移の実効的速度係数に対する間接的な寄与は、占有密度係数 r_{3pnl}^{3s} , r_{3dnl}^{3s} や r_{3dnl}^{3p} が、 $N_e \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 辺りからの密度増加に伴い急激に増加する為、 $N_e > 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ で急激に増加する。各々の実効的速度係数は、 $N_e \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で直接遷移の速度係数を超える。 $3s - 3d$ 遷移の実効的速度係数は、他の $3s - 3p$ と $3p - 3d$ 遷移の実効的速度係数と比べて、禁制遷移に相当する為、1 オーダー程度小さくなっていることが分かる。

図 29 は、 $3p - 3s$, $3d - 3s$, $3d - 3p$ 遷移に対する実効的速度係数を示している。これらの遷移の実効的速度係数に対する間接的な寄与は、占有密度係数 r_{3snl}^{3p} , r_{3snl}^{3d} や r_{3pnl}^{3d} が、 $N_e \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 辺りからの密度増加に伴い急激に増加する為、 $N_e \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 以上の電子密度で急激に増加する。 $3p - 3s$ と $3d - 3p$ 遷移の実効的速度係数は、 $N_e \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で直接遷移の速度係数を超えるが、 $3d - 3s$ 遷移は、 $N_e \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ で直接遷移の速度係数を超える。 $3l - 3l'$ 遷移に対する実効的速度係数は、本論文における CR モデルに 2 電子励起状態 $4l''nl''$ を考慮していない為、 $3l + e^- \rightarrow 4l''nl'' \rightarrow 3l' + e^-$ という間接的な寄与がない。そのため、低密度で $2s - 2p$ 遷移に対する実効的速度係数は密度依存性が無いのに対して、 $3l - 3l'$ 遷移に対するそれは、密度依存性を持つ。

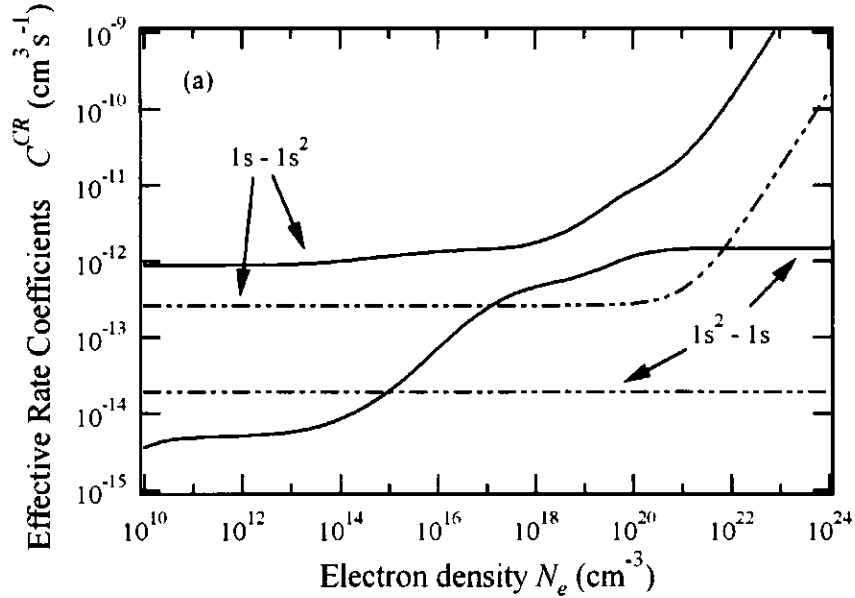


図 16(a) $1s^2 - 1s$ 電離・再結合に対する実効的な速度係数。実線は、実効的な速度係数の間接的な寄与、2点鎖線は、直接電離・再結合速度係数を示している。

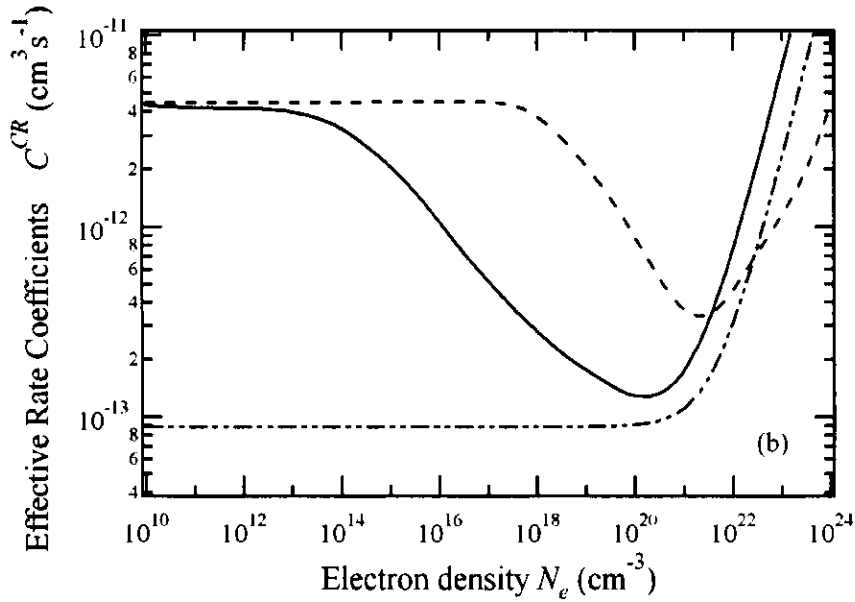


図 16(b) $T_e = 2 \times 10^6 \text{ K}$ の場合の $1s - 1s^2$ 再結合に対する実効的な速度係数。実線と破線は、各々モデル B による実効的な脱励起速度係数の間接的な寄与と衝突過程の効果を含む 2 電子性再結合の速度係数を表わしている。2点鎖線は、直接再結合速度係数を示している。

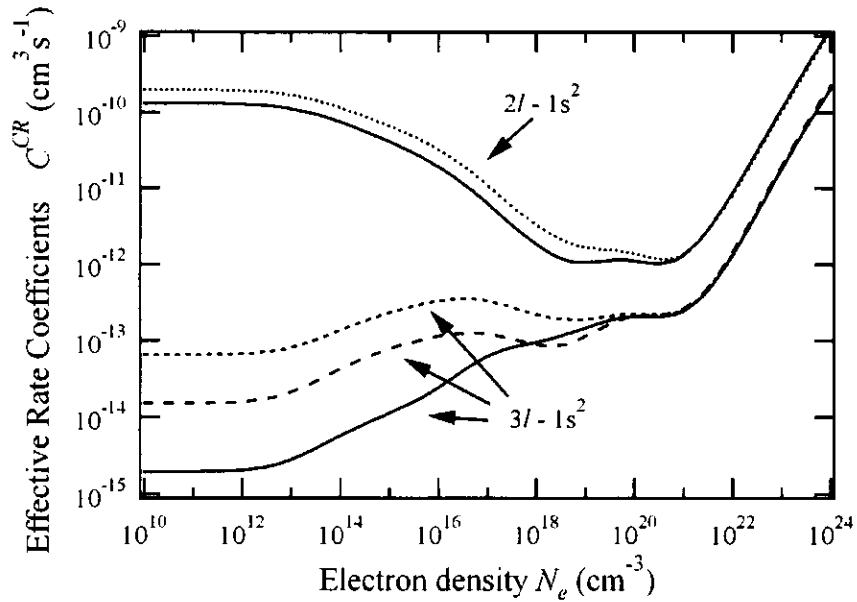


図 17 $2l-1s^2$ 再結合と $3l-1s^2$ 再結合に対する実効的な速度係数。 $2l-1s^2$ 再結合に対して、実線は $2s-1s^2$ 再結合、点線は $2p-1s^2$ 再結合を示している。 $3l-1s^2$ 再結合に対して、実線、点線と破線は各々 $3s-1s^2$ 、 $3p-1s^2$ と $3d-1s^2$ 再結合を示している。

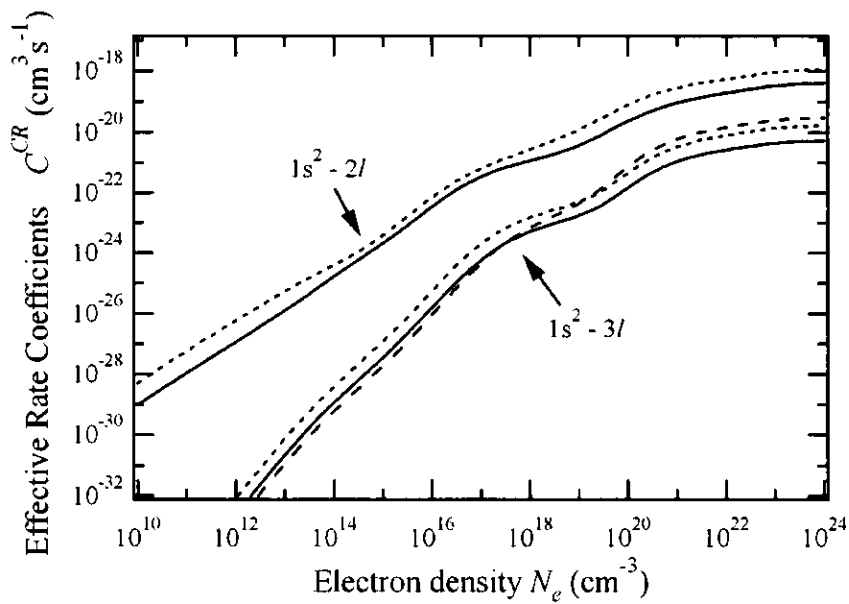


図 18 $1s^2-2l$ 電離と $1s^2-3l$ 電離に対する実効的な速度係数。 $1s^2-2l$ 電離に対して、実線は $1s^2-2s$ 電離、点線は $1s^2-2p$ 電離を示している。 $1s^2-3l$ 電離に対して、実線、点線、破線は、各々 $1s^2-3s$ 電離、 $1s^2-3p$ 電離と $1s^2-3d$ 電離を示している。

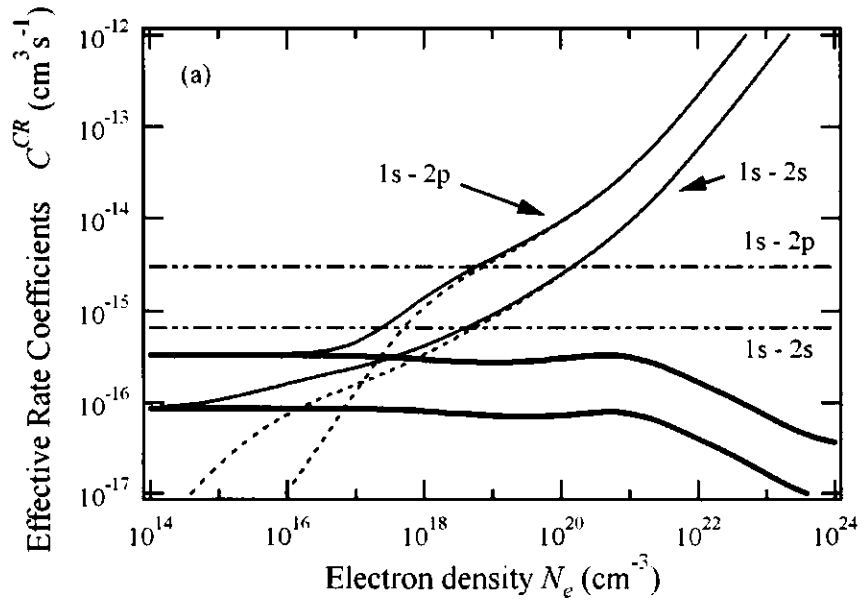


図 19(a) 1s-2l 励起に対する実効的な速度係数。実線と点線は、各々モデル A と B の実効的な励起速度係数の間接的な寄与、太線はモデル A における 2 電子励起状態 3l'nl からの寄与、2 点鎖線は、直接励起速度係数を示している。

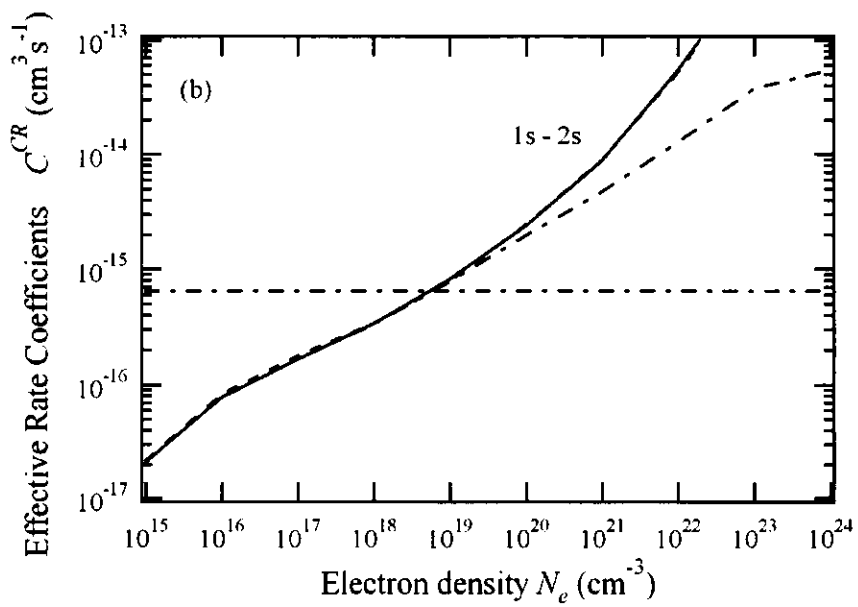


図 19(b) 1s - 2s 励起に対する実効的な速度係数。実線、破線、そして一点鎖線は、各々モデル B、B₁、そして B₂ による実効的な励起速度係数を示している。2 点鎖線は、直接励起速度係数を示している。

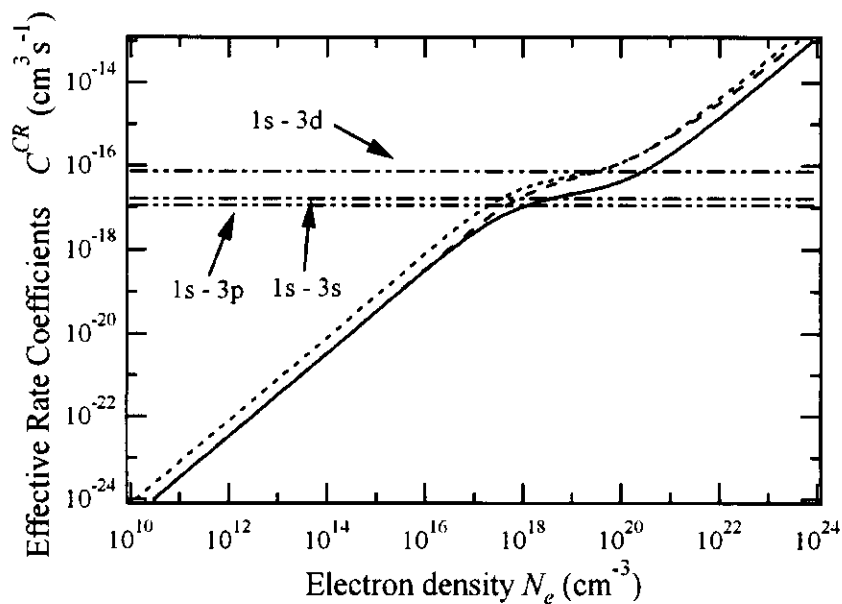


図 20 1s - 3s、1s - 3p と 1s - 3d 遷移に対する実効的な速度係数。実線は 1s - 3s 遷移、点線は 1s - 3p 遷移と 1s - 3d 遷移に対する実効的な速度係数の間接的な寄与を示している。2 点鎖線は、直接遷移速度係数を示している。

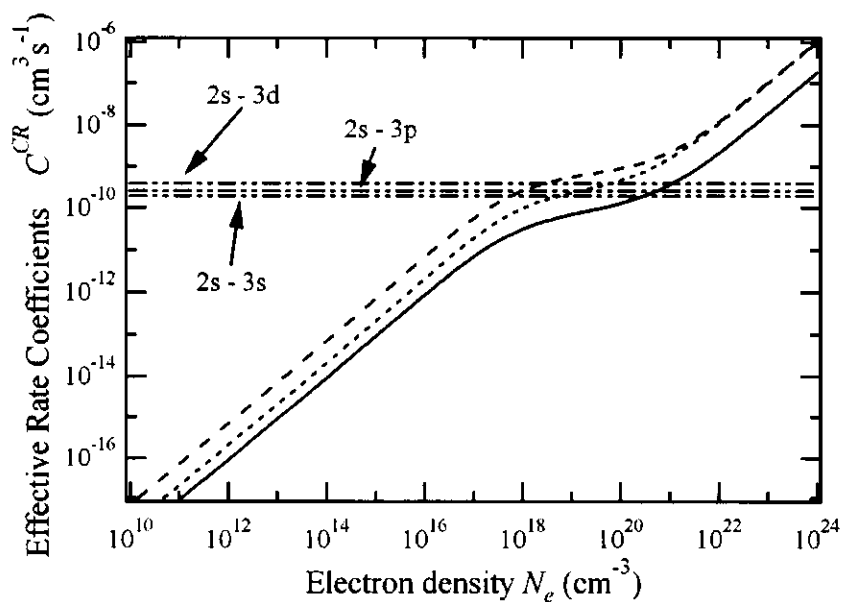


図 21 2s - 3s、2s - 3p と 2s - 3d 遷移に対する実効的な速度係数。実線は 2s - 3s 遷移、点線は 2s - 3p 遷移と 2s - 3d 遷移に対する実効的な速度係数の間接的な寄与を示している。2 点鎖線は、直接遷移速度係数を示している。

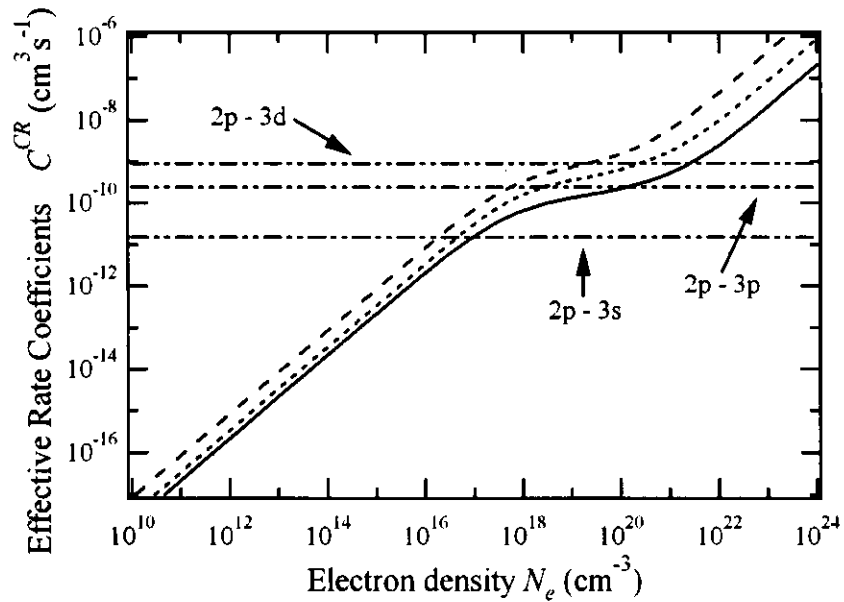


図 22 2p-3s、2p-3pと2p-3d 遷移に対する実効的な速度係数。実線は2p-3s 遷移、点線は2p-3p 遷移と2p-3d 遷移に対する実効的な速度係数の間接的な寄与を示している。2点鎖線は、直接遷移速度係数を示している。

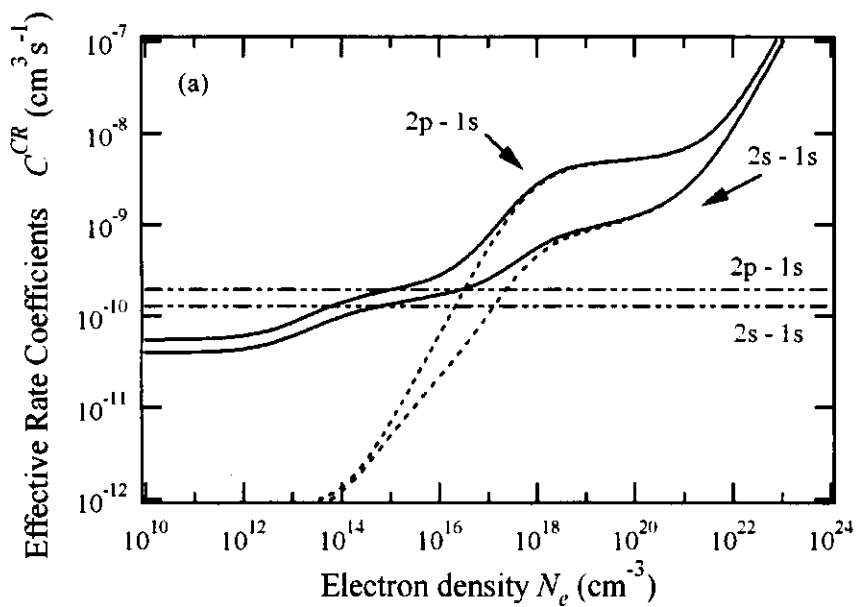


図 23(a) 2l-1s 脱励起に対する実効的な速度係数。実線と点線は、各々モデル A と B による実効的な脱励起速度係数、2点鎖線は、直接脱励起速度係数を示している。

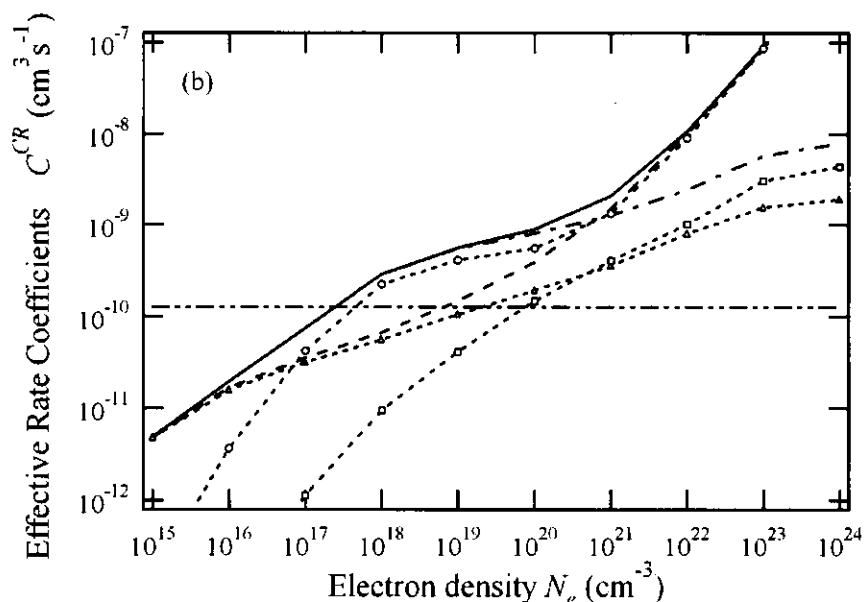


図 23(b) $2s - 1s$ 脱励起に対する実効的な速度係数。実線、破線、そして 1 点鎖線は、各々モデル B、 B_1 、そして B_2 による実効的な脱励起速度係数の間接的な寄与を示している。○、△、そして□付きの点線は、各々モデル B における 1 電子励起状態 $1snl$ 、2 電子励起状態 $2snl$ 、そして $2pnl$ からの寄与を表わしている。

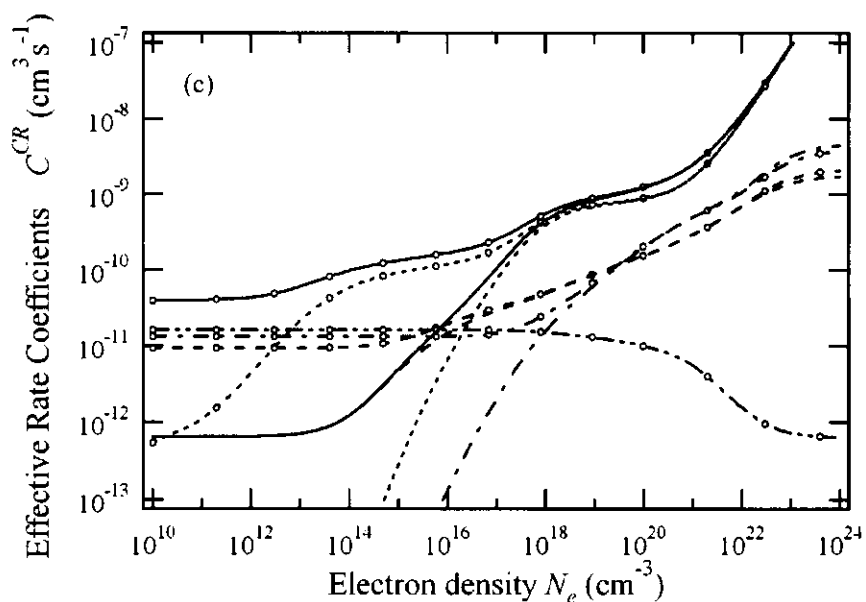


図 23(c) $2s - 1s$ 脱励起に対する実効的な速度係数。マーク(○)付きと無しの線は、各々モデル A と B による実効的な脱励起速度係数を示している。点線は、1 電子励起状態 $1snl$ からの寄与、破線は、2 電子励起状態 $2snl$ からの寄与、1 点鎖線は、 $2pnl$ からの寄与、そして 2 点鎖線は、 $3l'nl$ からの寄与を表わしている。

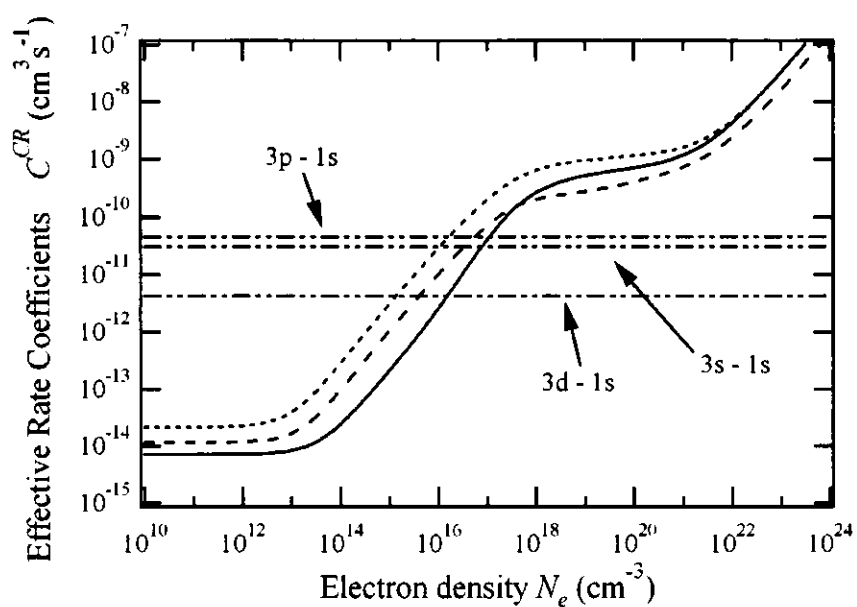


図 24 3s - 1s、3p - 1s と 3d - 1s 遷移に対する実効的な速度係数。実線は 3s - 1s 遷移、点線は 3p - 1s 遷移と 3d - 1s 遷移に対する実効的な速度係数の間接的な寄与を示している。2 点鎖線は、直接遷移速度係数を示している。

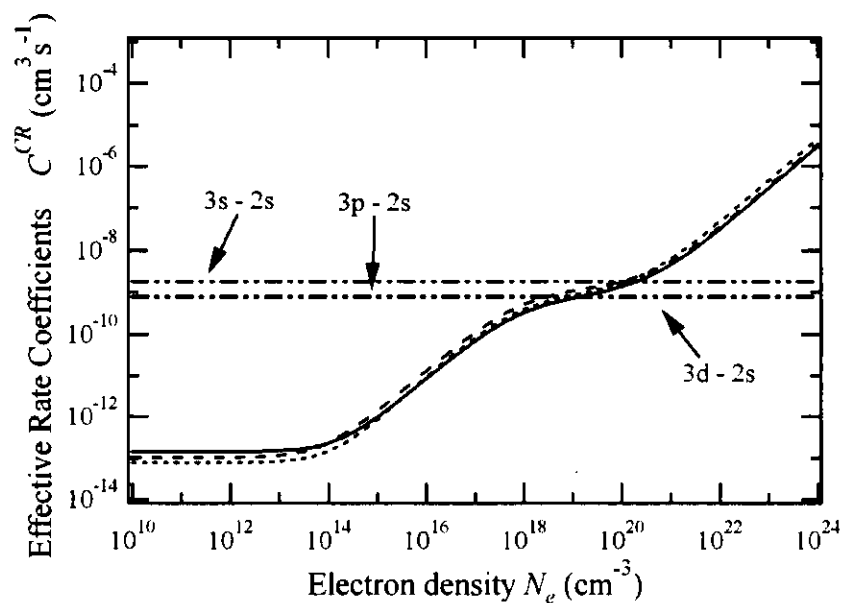


図 25 3s - 2s、3p - 2s と 3d - 2s 遷移に対する実効的な速度係数。実線は 3s - 2s 遷移、点線は 3p - 2s 遷移と 3d - 2s 遷移に対する実効的な速度係数の間接的な寄与を示している。2 点鎖線は、直接遷移速度係数を示している。

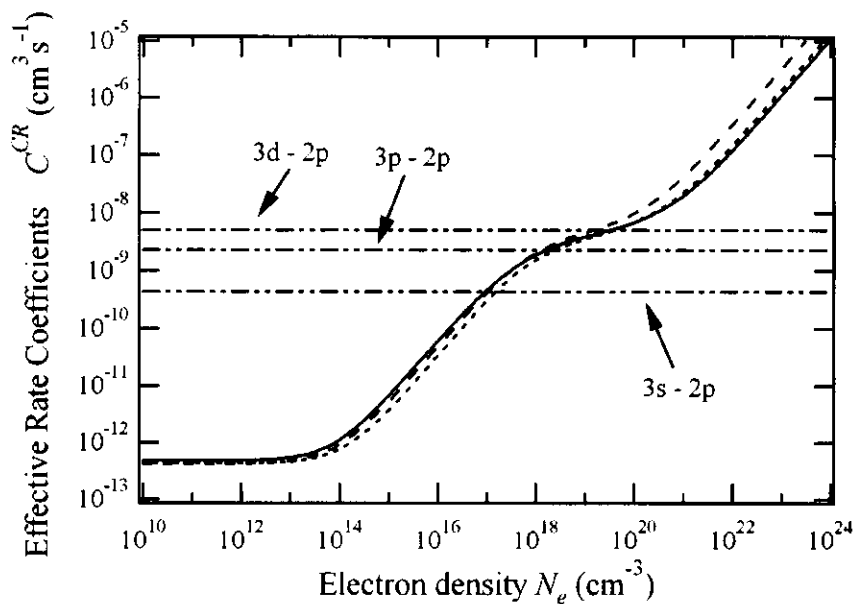


図 26 3s - 2p、3p - 2p と 3d - 2p 遷移に対する実効的な速度係数。実線は 3s - 2p 遷移、点線は 3p - 2p 遷移と 3d - 2p 遷移に対する実効的な速度係数の間接的な寄与を示している。2 点鎖線は、直接遷移速度係数を示している。

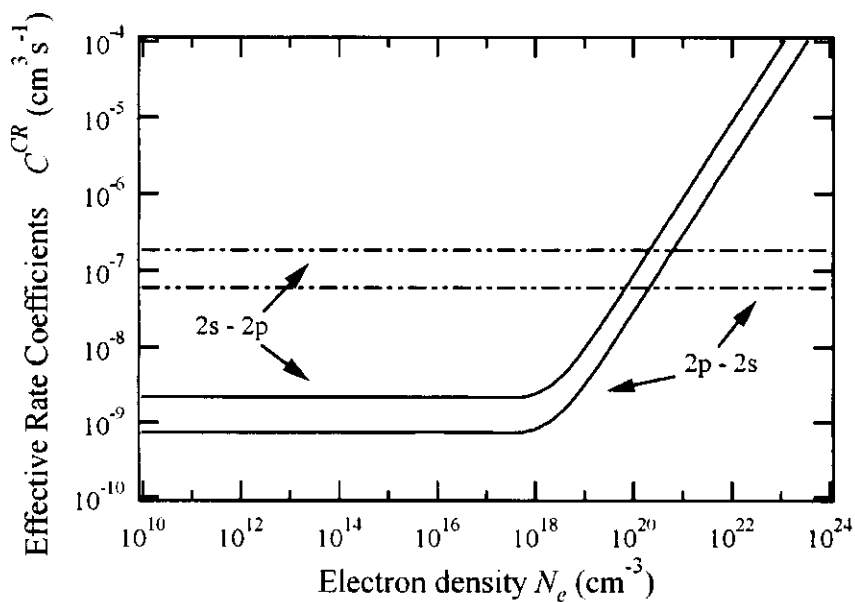


図 27 2s - 2p 遷移と 2p - 2s 遷移に対する実効的な速度係数。実線は、実効的な速度係数の間接的な寄与、2 点鎖線は直接遷移速度係数を示している。

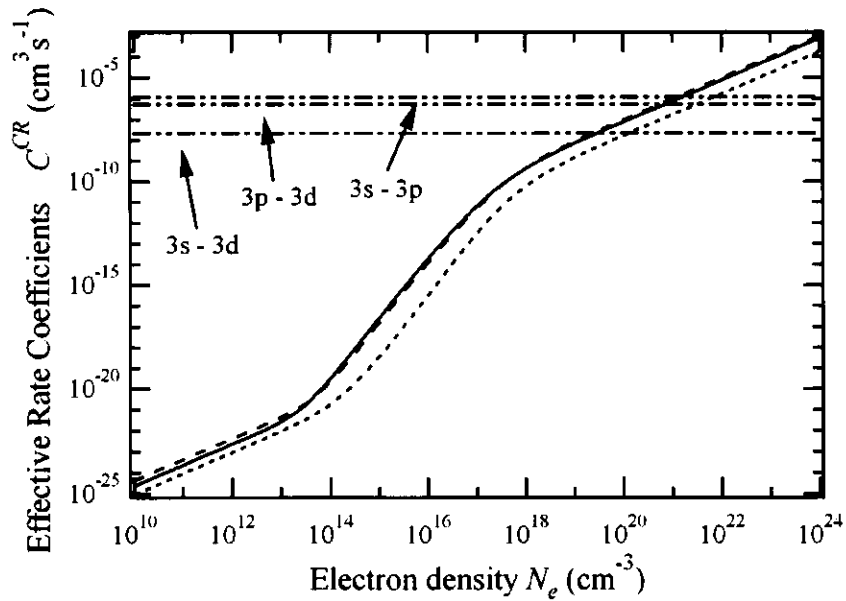


図 28 3s-3p、3s-3d と 3p-3d 遷移に対する実効的な速度係数。実線は 3s-3p 遷移、点線は 3s-3d 遷移と 3p-3d 遷移に対する実効的な速度係数の間接的な寄与を示している。2 点鎖線は、直接遷移速度係数を示している。

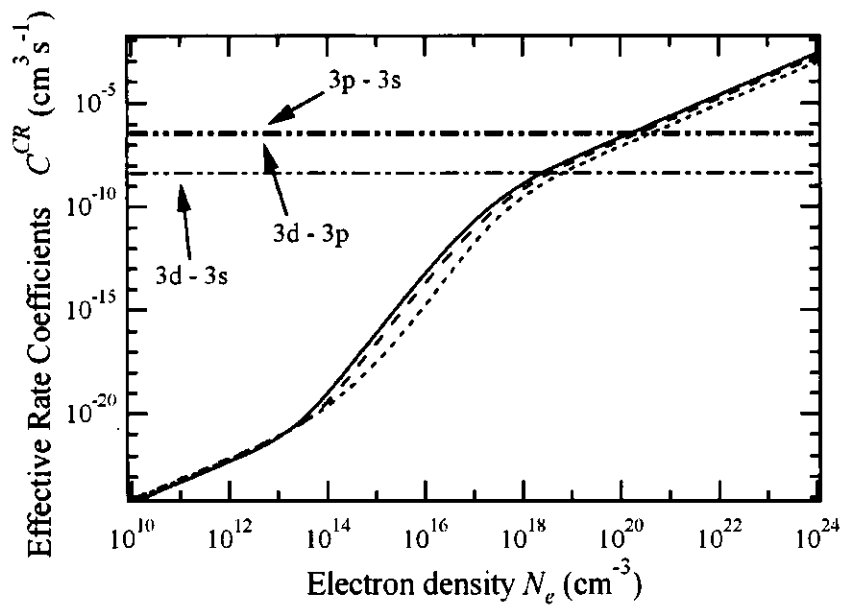


図 29 3p-3s、3d-3s と 3d-3p 遷移に対する実効的な速度係数。実線は 3p-3s 遷移、点線は 3d-3s 遷移と 3d-3p 遷移に対する実効的な速度係数の間接的な寄与を示している。2 点鎖線は、直接遷移速度係数を示している。

3.2.3 藤本-加藤モデルの結果との比較

1s-2l 励起・脱励起に対する実効的な速度係数は、1.2 節で述べたように藤本と加藤による結果[11]がある。彼らは、幾つかの核電荷、電子温度に対する実効的な速度係数の計算を行っている。ここでは、彼らの $Z = 5$ (H 様 B イオン) の $T_e = 5.25 \times 10^5$ K における 1s-2l 励起・脱励起に対する実効的な速度係数と我々の結果の比較を行った。図 30(a)は、藤本と加藤との 1s-2l 励起に対して実効的な速度係数の比較を示している。本論文の結果と藤本と加藤の結果は、 $N_e < 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ で 1s-2s と 1s-2p 励起の両者ともファクター2 以内で一致している。しかし、 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ では明らかに実効的な励起速度係数の密度依存性が異なる。これは、前述した様に本論文では、1 電子励起状態と 2 電子励起状態間の衝突励起過程を取り入れている為で、 $1s + e^- \rightarrow 1snl \rightarrow 2l'nl \rightarrow 2l' + e^-$ という間接的な遷移の寄与が、1s-2l 励起に対して効いているためである。

図 30(b)は、藤本と加藤との 2l-1s 脱励起に対する実効的な速度係数の比較を示したものである。2l-1s 脱励起の場合、両者の違いが非常に大きく、高密度での密度依存性に対しても違いがある。 $10^{17} \text{ cm}^{-3} < N_e < 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ の密度領域での両者の違いは、2s-1s 脱励起に対してファクター4 程度、2p-1s 脱励起に対してファクター5 程度になる。このような大きな相違が起こる理由の1つは、前節の 2l-1s 脱励起のところで述べたように、1 電子励起状態 1snl から 1s 状態への電離が、2l-1s 脱励起に対して非常に強く影響し、2snl-2pnl の l-変化遷移が 2s-1s 脱励起に対して重要な役割をするためである。しかし、この理由は、2s-1s 脱励起に対する実効的な脱励起に対するものである。図 30(b)における比較では、2p-1s 脱励起に対してもまた、両者の違いが大きく、この違いは、前述の理由では説明出来ない。 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ では、本論文における計算結果は密度増加に従って密度に比例して増加するが、藤本と加藤の計算結果では、2s-1s と 2p-1s 脱励起の両者とも $N_e \sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ 以上で、ある一定値に近づいている。この一定値は、本論文のモデルから、2 電子励起状態から 1 電子励起状態への放射遷移や衝突脱励起による安定化遷移 ($2l'nl \rightarrow 1snl$) を除いた場合の、2l-1s 脱励起に対する実効的な速度係数に大体一致する。安定化の遷移 $2l'nl \rightarrow 1snl$ が効いていない為、2s-1s 脱励起に対する実効的な速度係数は、 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ でも両者の違いが大きくなると考えられる。2p-1s 脱励起に対する実効的な速度係数は、この安定化遷移が効いていない為、 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ の密度領域だけでなく、 $10^{17} \text{ cm}^{-3} < N_e < 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ の密度領域でも大きな相違が起こると考えられる。

結果として 1s-2l 励起に対して、1 電子励起状態からの衝突励起が効かない密度領域では、本論文の結果と藤本と加藤の計算結果間の一致は比較的良い。しかしながら、1snl-2l'nl 励起が効く高密度領域、また 2l-1s 脱励起に対しては、間接的な遷移の寄与が直接脱励起よりも重要になる殆どの密度領域で 2l'nl-1snl 脱励起が重要となる為、両者との違いがみられる。

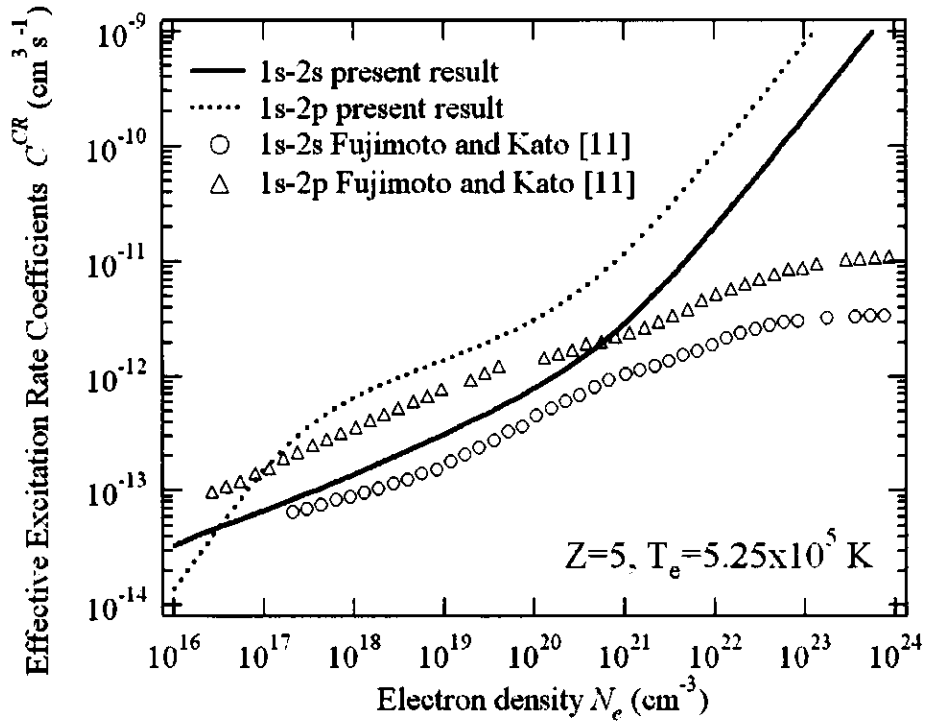


図 30(a) 1s - 2l 励起に対する実効的な速度係数(式(33)と(35))と藤本と加藤による計算結果 [11]の比較。

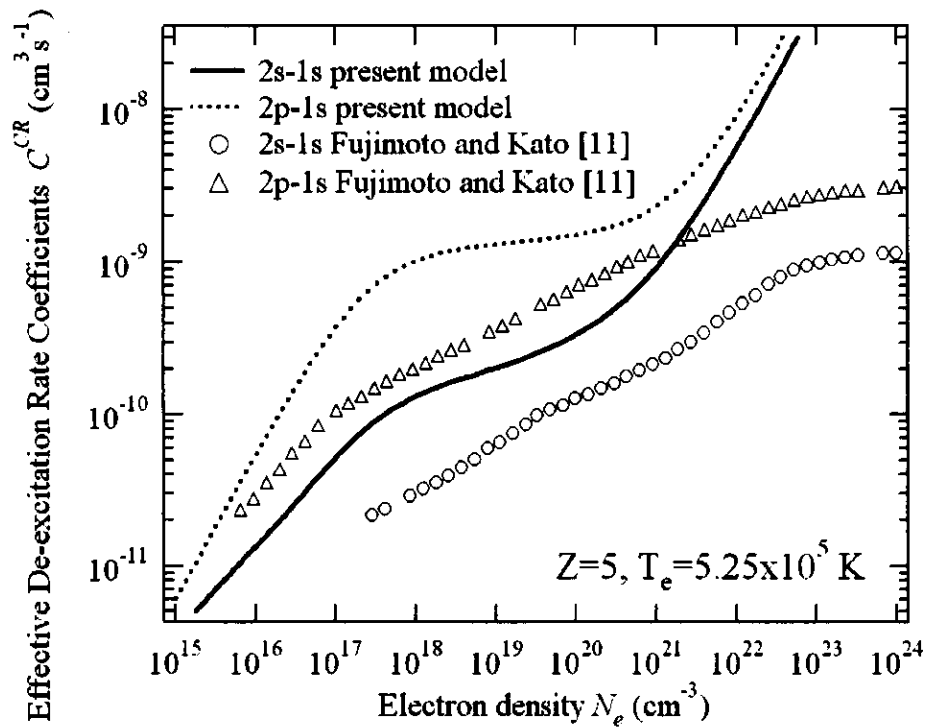


図 30(b) 2l - 1s 脱励起に対する実効的な速度係数(式(34)と(36))と藤本と加藤による計算結果 [11]の比較。

3.3 サテライト線強度

サテライト線は、2 電子励起状態からの遷移線のことをいい、2 電子性再結合によって発生するものと内殻励起及び内殻電離によって発生するものがある。本論文の 2 電子励起状態を含めた CR モデルにより 2 電子励起状態の占有密度が得られ、占有密度よりスペクトル線の強度が得られる。サテライト線は、一般に共鳴線の長波長側に現れる線スペクトルである。 $n = 2$ の励起状態からのサテライト線の模式図を図 31 で示す。特に、 $2p^2 \ ^1D_2 - 1s2p \ ^1P_1$ (J) のサテライト線が強く現れることが知られている。本論文では、ドイツの Darmstadt にある GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) で Rosmej 等によって測定されたレーザー生成プラズマから得られたサテライト線スペクトルの測定値[42]と我々の計算との比較を行う。nhelix-Laser システム[43, 44]を用いて H 様 Mg イオンからのスペクトル線が測定された。図 32 が、測定された Ly_α とサテライト線スペクトルである。このスペクトルは、Rosmej によって一通り簡単な同定が行われていたが、本論文でより詳細な同定を行った。

図 33 は、測定値と本論文で構築した CR モデルにより計算したサテライト線強度とを比較したものである。計算の際、水素様イオンの $1s$ 状態からのみの寄与を考慮し、プラズマパラメータは、 $T_e = 200 \text{ eV}$ 、 $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ と仮定した。このプラズマ条件下では、2 電子励起状態 $2l'n1'$ は、主に $1s$ 状態から占有されると考えられる為、 $N_{1s} \neq 0$ と $N_y = 0$ という電離進行プラズマの占有密度を用いて計算を行った。ここで測定値の背景 (background) の強度は、 6.5 a.u. とし、計算値を $2p^2 \ ^1D_2 - 1s2p \ ^1P_1$ (J) の強度で規格化を行い、両者の比較を行った。ラインプロファイルは、ガウス型の関数を用い、ライン幅は、ライン J の自動電離確率が非常に大きい ($> 10^{14} \text{ s}^{-1}$) ことから、J のみ他のスペクトルのライン幅よりも広くとっている。ライン J に対しては、 $\Delta\lambda = 3.52 \times 10^{-3} \text{ \AA}$ 、他のラインに対しては、 $\Delta\lambda = 2.60 \times 10^{-3} \text{ \AA}$ とした。2 電子励起状態 $2l2l'$ からのサテライト線のうち、 $2s2p \ ^1P_1 - 1s2s \ ^1S_0$ (c) と $2s2p \ ^3P_2 - 1s2s \ ^3S_1$ (a) は、計算値と測定値の一致は比較的良い (計算値の方が各々 17% と 20% 程小さい)。しかし、 $2s2p \ ^3P_{0,1} - 1s2s \ ^3S_1$ (b) や $2p^2 \ ^3P_{0,2} - 1s2p \ ^3P_{1,2}$ (d) の計算値と測定値の違いは、ファクター 2 程度である。2 電子励起状態 $2l3l'$ からのサテライト線のうち $2p3d \ ^1F_3 - 1s3d \ ^1D_2$ は、比較的一致が良いが、それ以外は合っていない様に見える。

図 34 は、 $T_e = 200 \text{ eV}$ 、 $N_{1s} \neq 0$ と $N_y = 0$ の場合の電離進行プラズマでの、計算によるサテライト線強度の電子密度依存性である。(a)、(b)、(c) は、各々 $N_e = 10^{10}$ 、 10^{20} 、 10^{22} cm^{-3} の場合のサテライト線強度を示している。 $n = 2$ と 3 の励起状態からのサテライト線強度は、 10^{10} から 10^{20} cm^{-3} への密度増加に対して変化しないが、 10^{20} から 10^{22} cm^{-3} への密度増加に対して、 $n = 3$ とライン a と b は弱くなり、ライン d は強くなるという密度依存性を持つことが分かる。この高密度での密度増加に伴うライン d の増加は、2 電子励起状態の占有密度係数の密度依存性(図 6(c)参照)から、 $2s2p \ ^3P$ と $2p^2 \ ^3P$ の間の l -変化遷移によるものであることが分かる。ライン a または b と d の強度比から電子密度が、推定できると考えられる。

図 35 は、 $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、 $N_{1s} \neq 0$ と $N_y = 0$ の場合の電離進行プラズマでの計算によるサテライト線強度の電子温度依存性である。(a)、(b)、(c) は、各々 $T_e = 100$ 、 400 、 800 eV の場合におけるサテライト線強度を示している。電子温度の増加に対して、2 電子励起状態 $2l2l'$ からのサテライト線強度は、殆ど変化しない。しかし、2 電子励起状態 $2l3l'$ からのサテライト線

は、電子温度の増加に対して増加し、 $T_e = 400$ eV では 2 電子励起状態 $2I2I'$ からのサテライト線強度と同程度の強度になる。ライン J と f の強度比から電子温度が、推定できると考えられる。

図 36(a), (b), (c) は、サテライト線強度に対する $1s^2$, $2s$, そして $2p$ からの寄与の計算値を示している。(a), (b), (c) は、 $T_e = 200$ eV, $N_e = 10^{20}$ cm⁻³ で各々 $1s^2$, $2s$, $2p$ 状態にのみ占有密度がある場合のサテライト線強度を示している。 $1s^2$ 状態にのみ占有密度がある場合、ライン d が非常に強く、次いでライン a と b が強い。 $2s$ 状態にのみ占有密度がある場合、 $\lambda \sim 8.43$ Å 近傍の $2I3I'$ と $2I4I'$ からのスペクトルが多数重なっている波長域でのスペクトルがもっとも強い。 $2p$ 状態にのみ占有密度がある場合、 $2s$ にのみ占有密度がある場合と同様に、 $\lambda \sim 8.43$ Å 辺りのスペクトルがもっとも強い。次いで、ライン d が強く、また Ly_α 近傍の $2I3I'$ のスペクトルも (a) と (b) の場合と比較して強い。ライン c と J は、 $1s$ 状態から寄与が大きいことが分かる。

図 37 は、本論文で得られた実効的な速度係数を用いて電離平衡を仮定したときの $N_e = 10^{20}$ cm⁻³ における $1s^2$, $1s$, $2I$, $3I$ 状態のアバundanceの温度依存性を示している。電離平衡を仮定した場合、 $T_e < 4 \times 10^6$ K (~ 350 eV) で $1s^2$ 状態のイオンが $1s$ に比べて多く、 $T_e > 4 \times 10^6$ K で $1s$ 状態のイオンが $1s^2$ に比べて多いことが分かる。このことから測定値のスペクトルに対して、図 35(a) で示されている $N_{1s^2} \neq 0$ と $N_y = 0$ の $1s^2$ 状態からの寄与が効くと考えられる。

図 38 は、Rosmej 等による測定値と電離平衡におけるサテライト線強度の計算値の比較を示している。プラズマパラメータは、 $T_e = 235$ eV と $N_e = 10^{20}$ cm⁻³ である。低密度プラズマでは、 Ly_α 線とサテライト線との強度比から電子密度を推定することが出来る。しかし、レーザー生成プラズマの様な高密度プラズマでは、 Ly_α 線は、プラズマ中の H 様 Mg イオンによる吸収及び再発光による共鳴散乱の影響を受けるため、測定値と計算値とは直接比較は出来ない。しかし測定値は、共鳴散乱により低密度の場合と比較して小さくなっていると考えると、サテライト線 J と Ly_α 線との測定強度比 $I(J) / I(Ly_\alpha)$ は、下限値を与えていると考えることが出来る。理論的に比 $I(J) / I(Ly_\alpha)$ は、温度が高いほど小さくなる為、測定強度比は、温度の下限を与えるといえる。この方法により、 $T_e \geq 235$ eV であると推定した。

電離平衡を仮定した場合、 $1s^2$ 状態のイオンからの寄与が効き、ライン d の強度は、図 33 の $1s$ 状態のみの線強度よりも 30% 程度増加し、測定値との一致は良くなった。これは $1s2p$ $^3S_1 - 2p^2$ 3P 励起によるものと考えられる。電離平衡を仮定することにより、 $n = 2$ からのサテライト線強度は、大体測定値を再現しているように見える。しかしながら、 $n = 3$ からのスペクトル、特に $\lambda \sim 8.45$ Å 付近の $2p3d$ $^3F_4 - 1s3d$ 3D_3 の線強度は、全く再現されていない。このスペクトルは、図 36(b) から $2p$ 状態にポピュレーションがある場合のスペクトルによる可能性が考えられる。時間発展の速度方程式を解くことで再現できるかもしれない。

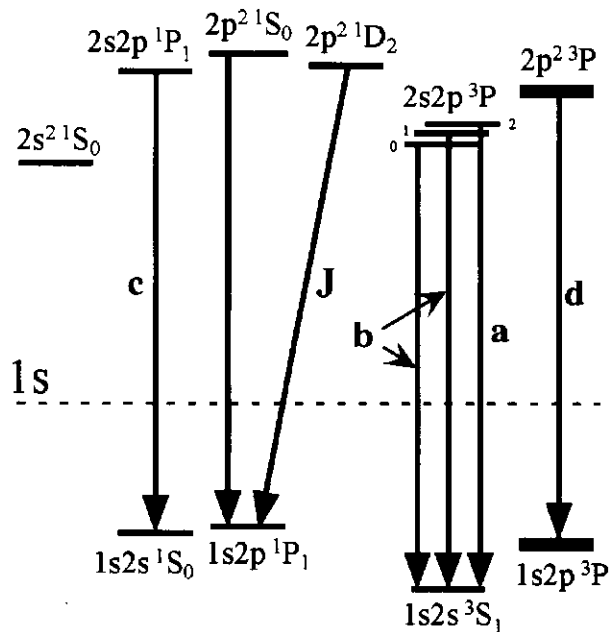


図 31 2 電子励起状態 $2/2I'$ からのサテライト線の模式図。

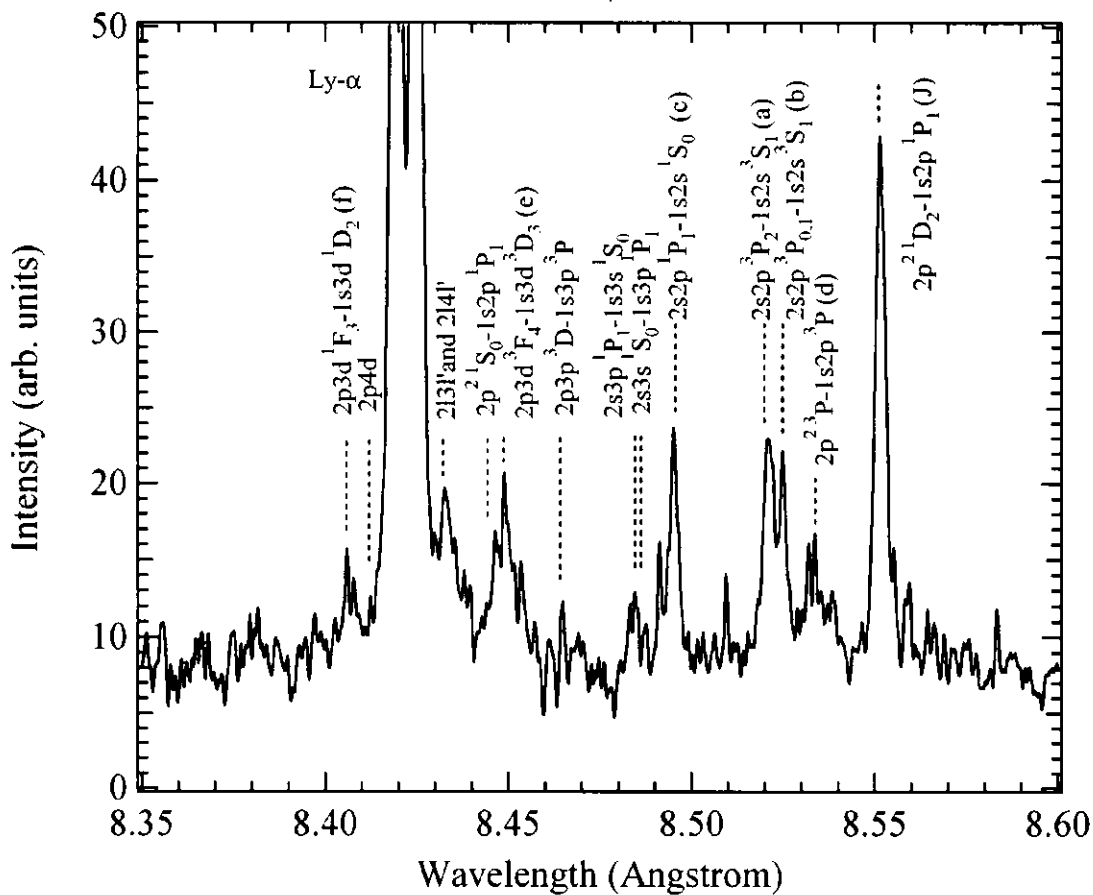


図 32 Rosmej 等によって測定された H 様 Mg イオンのサテライト線の同定。

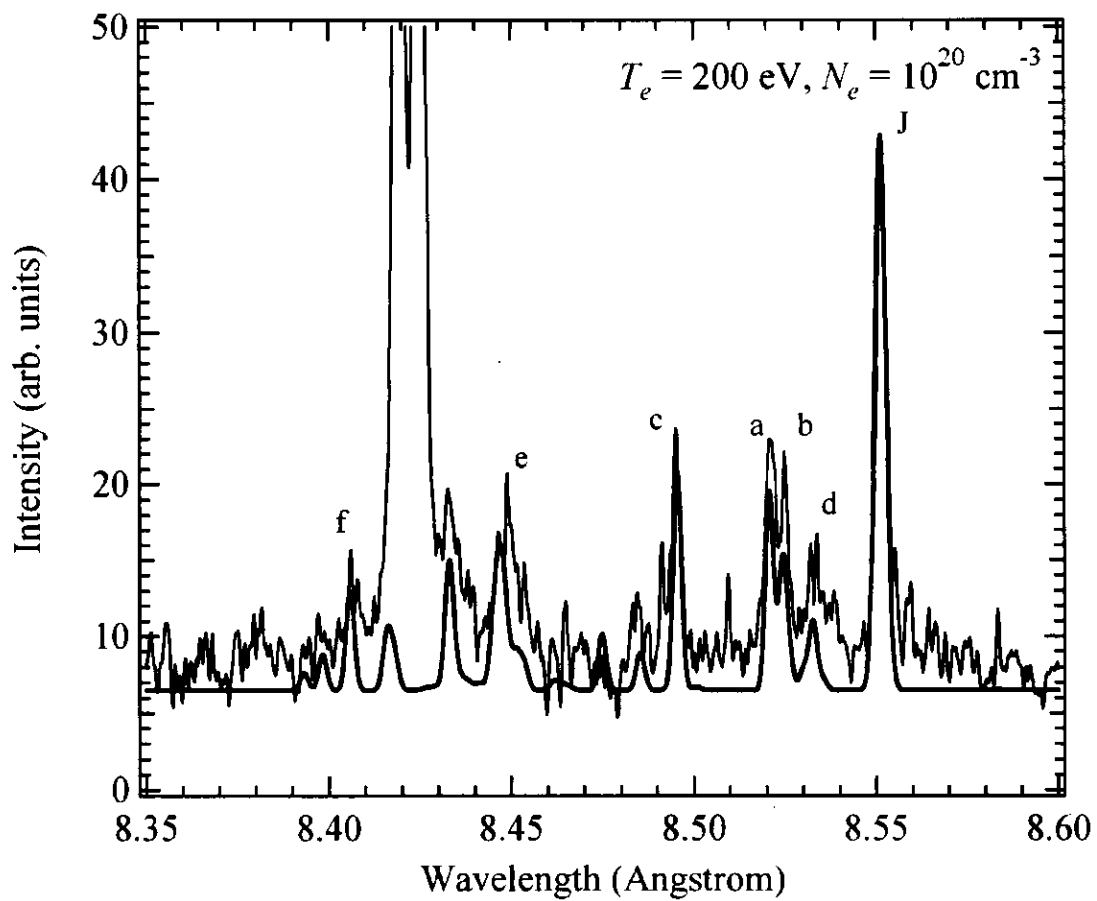


図33 $N_{I_s} = 0, N_y = 0$ の場合のサテライト線とRosmej等による測定値との比較。細線が測定値、太線が $T_e = 200 \text{ eV}$ と $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ での計算値を表わしている。

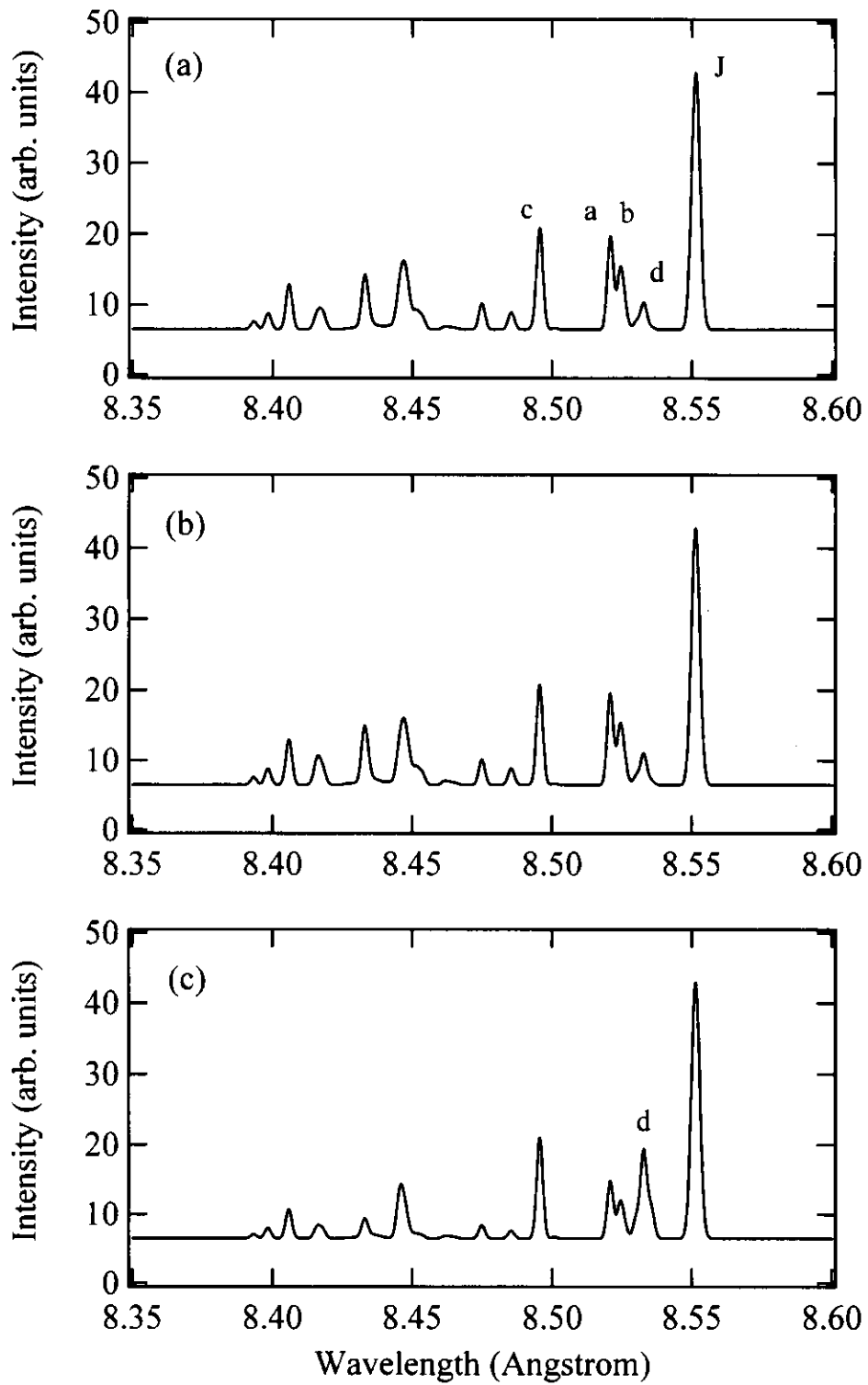


図 34 計算による $Z = 12$, $T_e = 200\text{eV}$ におけるサテライト線強度の密度依存性。(a) $N_e = 10^{10}\text{cm}^{-3}$ 。(b) $N_e = 10^{22}\text{cm}^{-3}$ 。(c) $N_e = 10^{22}\text{cm}^{-3}$ 。

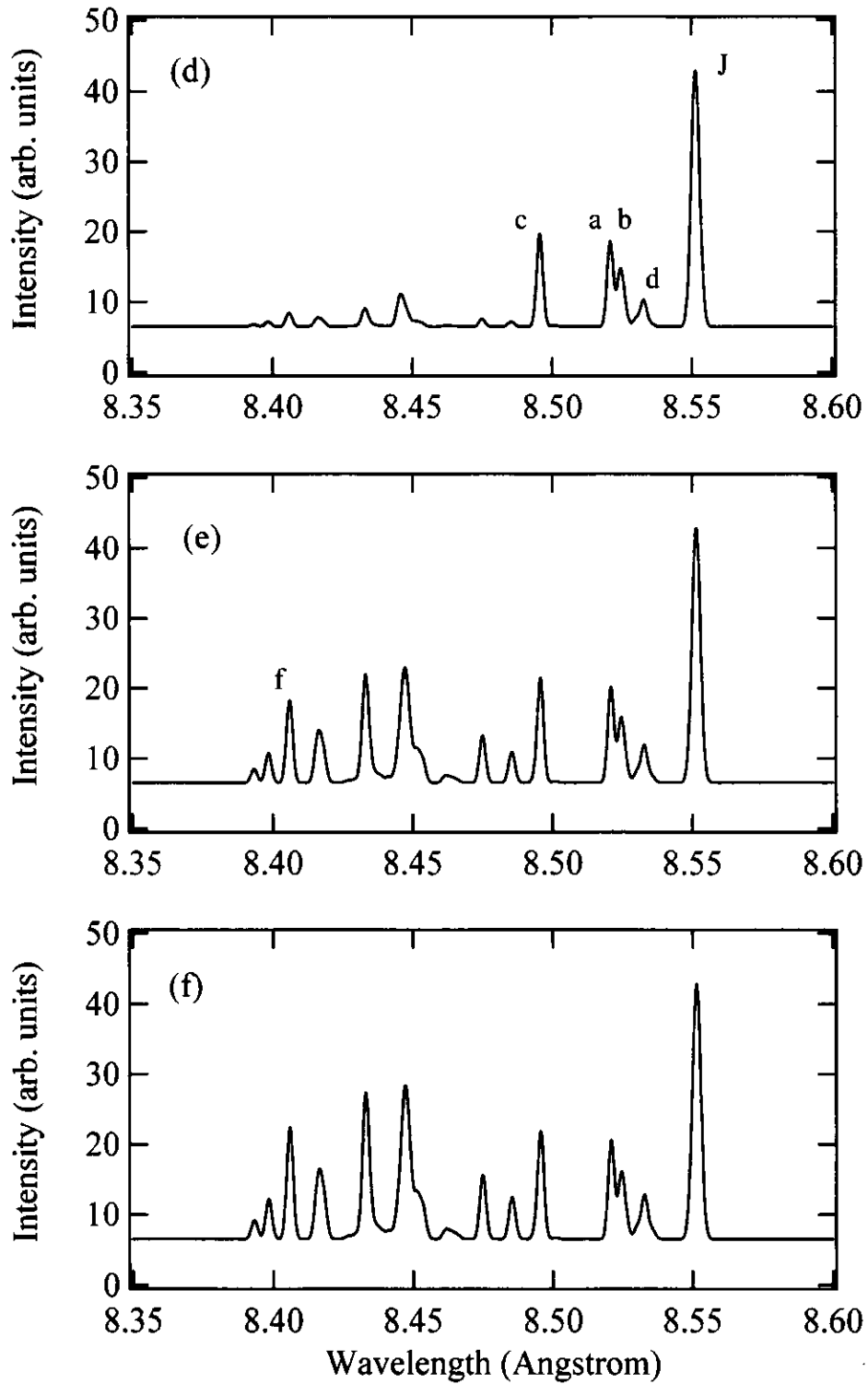


図 35 計算による $Z = 12$, $N_e = 10^{20} \text{cm}^{-3}$ におけるサテライト線強度の密度依存性。(a) $T_e = 200 \text{ eV}$ 。(b) $T_e = 400 \text{ eV}$ 。(c) $T_e = 800 \text{ eV}$ 。

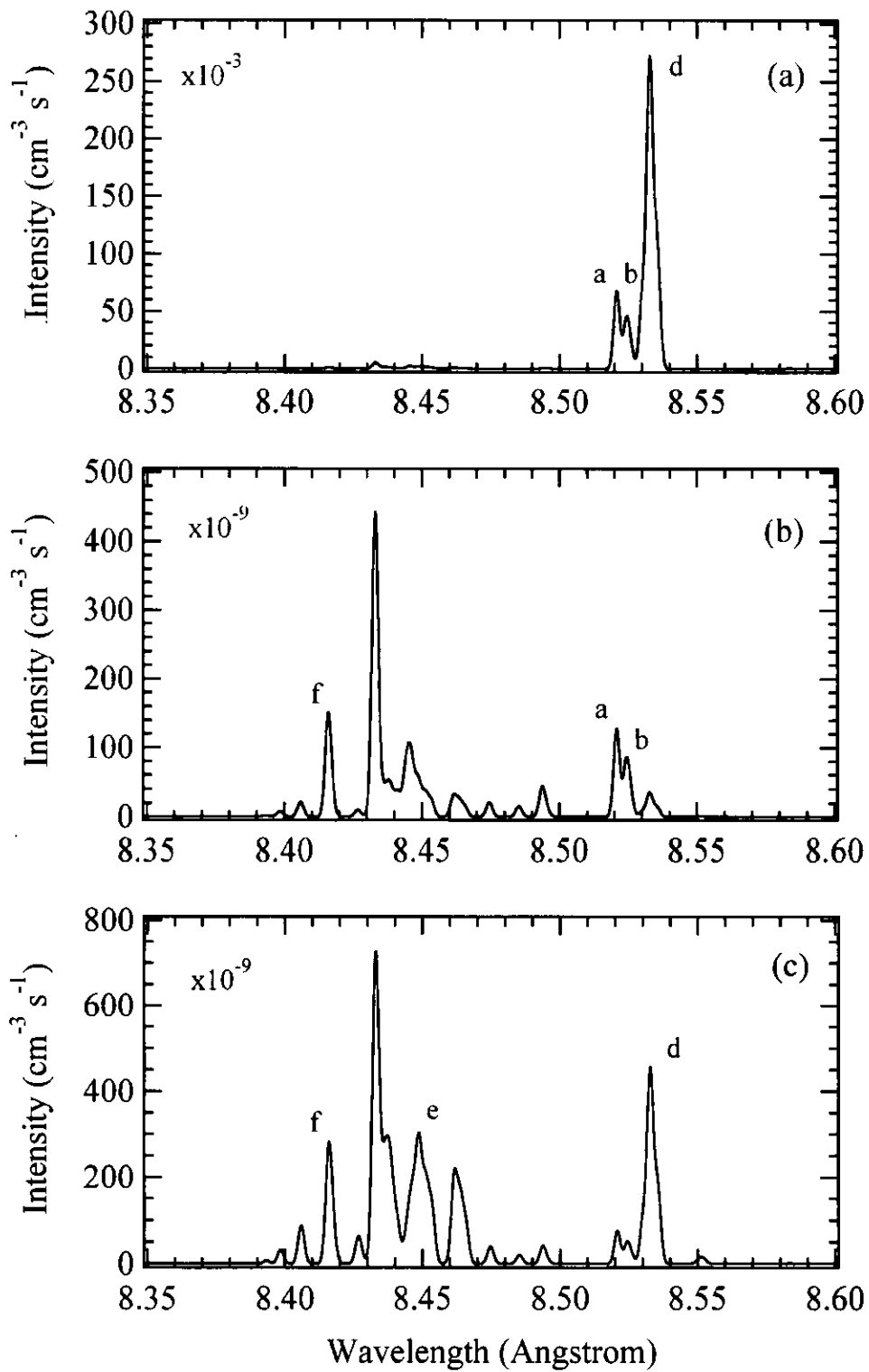


図 36 サテライト線強度の計算値。(a) $N_{1s^2} \neq 0$ 、 $N_y = 0$ の場合の $n = 2$ と 3 からのサテライト線。(b) $N_{2s} \neq 0$ 、 $N_y = 0$ の場合。(c) $N_{2p} \neq 0$ 、 $N_y = 0$ の場合。

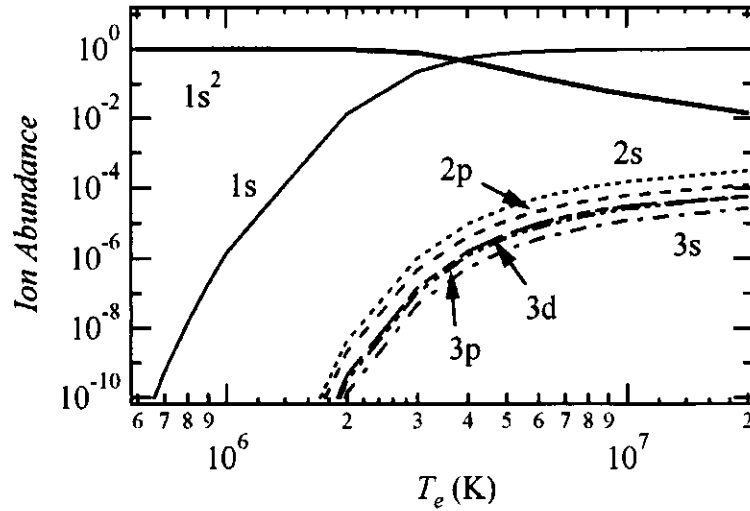


図 37 $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の電離平衡プラズマにおける $1s^2$, $1s$, $2l$, $3l$ 状態のイオンアバンドス

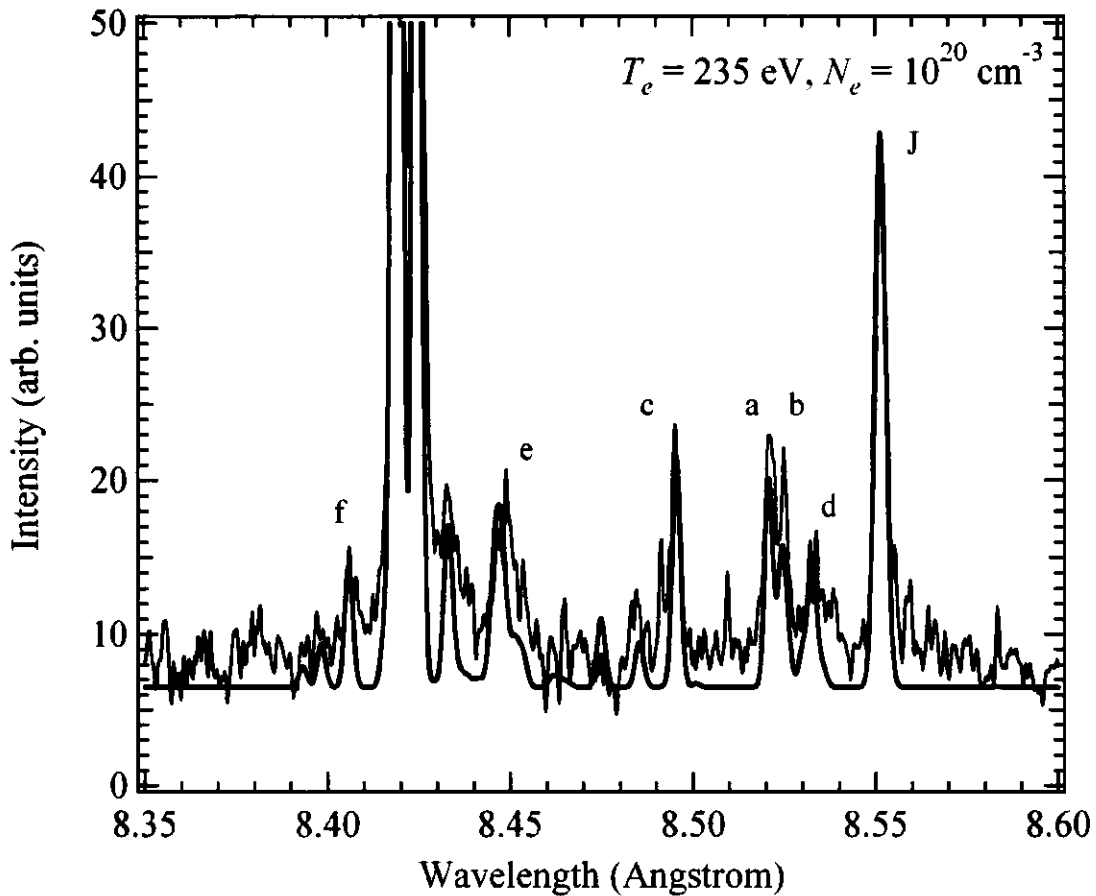


図 38 Rosmej 等の測定値と、電離平衡を仮定した $T_e = 235 \text{ eV}$, $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ でのサテライト線強度の計算値の比較。細線が測定値、太線が計算値を示している。スペクトル a は $2s2p \ ^3P_2 - 1s2s \ ^3S_1$ 、b は $2s2p \ ^3P - 1s2s \ ^3S$ 、c は $2s2p \ ^1P_1 - 1s2s \ ^1S_0$ 、d は $2p^2 \ ^3P - 1s2p \ ^3P$ 、f は $2p3d \ ^1F_3 - 1s3d \ ^1D_2$ 、 $2p3d \ ^3F_4 - 1s3d \ ^3D_3$ 、そして J は $2p^2 \ ^1D_2 - 1s2p \ ^1P_1$ を表わしている。

4. 纏め

4.1 結論

本論文では、2 電子励起状態を含んだ CR モデルの体系化を目的として、1 電子励起状態 $1snl$ と 2 電子励起状態 $2l'nl$ と $3l'nl$ を含んだ CR モデルの構築を行った。構築した CR モデルを用いて実効的な速度係数の定式化を行い、占有密度と実効的な速度係数の電子温度・密度依存性について調べた。またサテライト線強度の測定値との比較を行い、電子温度と密度の推定も試みた。

$T_e = 3.5 \times 10^5$ K での炭素イオンの場合、 $1s - 2l$ 励起に対する実効的な速度係数は、幾つかのモデル (A, B, B₁, B₂) の結果との比較を行うことで、密度依存性を調べた。 $1s - 2l$ 励起に対する実効的な速度係数の間接的な寄与は、低密度領域で $3l'nl$ から $2l''$ への自動電離 (共鳴) の寄与により、直接励起の 10% 程度である。密度の増加に従って間接的な寄与は増加し、 $N_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ で直接励起の速度係数を超える。また、藤本と加藤による実効的な励起速度係数では現れず言及されなかった、LTE に到達した 1 電子励起状態 $1snl$ から 2 電子励起状態 $2l'nl$ への励起による $N_e \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 以上での密度領域で密度に比例して増加する依存性を見つけた。これは、 $1s + e^- \rightarrow 1snl \rightarrow 2l'nl \rightarrow 2l' + e^-$ という間接的な遷移が重要になるためである。更に藤本と加藤により予測された、高密度領域での密度増加に伴う $1s - 2l$ 励起に対する共鳴の効果の減少を確認することが出来た。

$2l - 1s$ 脱励起に対する実効的な速度係数もまた、幾つかのモデルの結果との比較を行い、その密度依存性を調べた。 $2l - 1s$ 脱励起に対する実効的な速度係数の間接的な寄与は、 $N_e < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の低密度で $2l + e^- \rightarrow 3l'nl'' \rightarrow 1s + e^-$ と $2l + e^- \rightarrow 3l'nl'' \rightarrow 2l'''nl'' \rightarrow 1s + e^-$ という間接的な遷移により直接脱励起の 30% 程度になる。 $10^{13} < N_e < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の密度領域では、 $2l + e^- \rightarrow 3l'nl'' \rightarrow 1snl'' \rightarrow 1s + e^-$ という間接的な遷移が重要になり、間接的な寄与は直接脱励起と同程度の大きさになる。 $10^{17} < N_e < 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ では、 $2s - 1s$ 脱励起に対して $2s + e^- \rightarrow 2snl \rightarrow 2pnl \rightarrow 1snl \rightarrow 1s + e^-$ という間接的な遷移が重要になり、 $2snl \rightarrow 2pnl$ 間の l -変化遷移が重要な役割をする事を見つけた。 $N_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ では $2l - 1s$ 脱励起に対する間接的な遷移は、 $2l + e^- \rightarrow 2l'nl \rightarrow 1snl \rightarrow 1s + e^-$ となる。また $2l - 1s$ 脱励起の間接的な寄与は、 $N_e \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ で直接脱励起を超える。 $2l - 1s$ 励起・脱励起に対する実効的な速度係数の間接的な寄与に対して、 10^{20} cm^{-3} 以上の高密度で 1 電子励起状態 $1snl$ が重要になる。

$1s - 1s^2$ 再結合に対する実効的な速度係数の密度依存性は、2 電子性再結合が重要になる電子温度 $T_e = 2 \times 10^6$ K で調べた。その結果、 $1s - 1s^2$ 再結合に対して 2 電子励起状態間の衝突励起・脱励起は 1 電子励起状態間の衝突励起・脱励起の影響と比較して小さいことが分かった。

レーザー生成プラズマからのサテライト線の解析を、本論文で構築した CR モデルを用いて行った。サテライト線強度比の温度および密度依存性を調べた。この結果より電離平衡を仮定して電子温度の下限が 235 eV、電子密度が 10^{20} cm^{-3} というプラズマパラメータをスペクトル線から推定した。

4.2 現在のモデルの問題点

4.1 節で記述したように、本論文で構築した CR モデルを用いることで、幾つかの新しい結果を得ることが出来た。しかしながら、本論文で構築した CR モデルは、未だ幾つかの問題点を包含している。それらは次の様なものである。

1. 連続状態と結びつきの強い高励起状態の取り扱い方
2. 圧力電離によるレベル低下
3. CR モデルで考慮するエネルギー準位の上限

第 1 の問題点は、連続状態と結びつきの強い高励起状態を、連続状態と明確に区別するか、それとも連続状態の一部として取り扱うかによって、実効的な速度係数への高励起状態の寄与が全く異なるというものである[45]。高励起状態の前者の取り扱いにおいては、実効的な速度係数に実質的に寄与するが、後者の取り扱いにおいては、実効的な速度係数に高励起状態が寄与しなくなる。第 2 の問題点は、圧力電離によるレベル低下の問題で、プラズマでは電子密度の増加に伴い、注目しているイオン内の電子と、周辺に分布している電子との相互作用のため、イオンによる電子の束縛が弱まり、より高い励起状態から連続状態に移行するというものである[46–49]。圧力電離により束縛状態である励起状態の減少から、高密度領域で実効的な速度係数が小さくなると考えられる。第 3 の問題点は、1, 2 番目の問題点よりも、より根本的に CR モデルに包含されている問題である。この問題点は、CR モデルに取り入れているエネルギー準位に上限が在るため生じる。電離進行プラズマでの(単位統計重率当たりの)占有密度は、図 12(a, b, c)で示したように高密度で 1 電子励起状態に対して n^6 、2 電子励起状態に対して n^4 に比例する。このような占有密度の n 依存性は、 $n \rightarrow n+1$ へのポピュレーションの流れが、 $n+1 \rightarrow n$ へのそれよりも大きく、ポピュレーションの流れの差し引きとして励起状態 n から $n+1$ にポピュレーションが流れる場合に派生するものである。しかし、電離進行プラズマの場合、速度方程式を解くときエネルギー準位の上限準位に対しては上への流れが考慮されないために、より高励起状態へのポピュレーションの流れを再現することは出来ない。電離進行プラズマの場合に、この流れを再現する為には、速度方程式では解かない上限準位よりも更に高い励起状態を考え、上限準位からその励起状態への励起を取り入れるという手法が必要になる[50]。図 5 – 12 の占有密度は、この励起過程を取り入れた CR モデルから得られたもので、取り入れていないモデルによる結果との比較を図 39 に示した。

本論文で示した実効的な速度係数は上限準位よりもさらに高い励起状態への励起を含まないで得られた占有密度(図 39 の点線)により計算したものである。

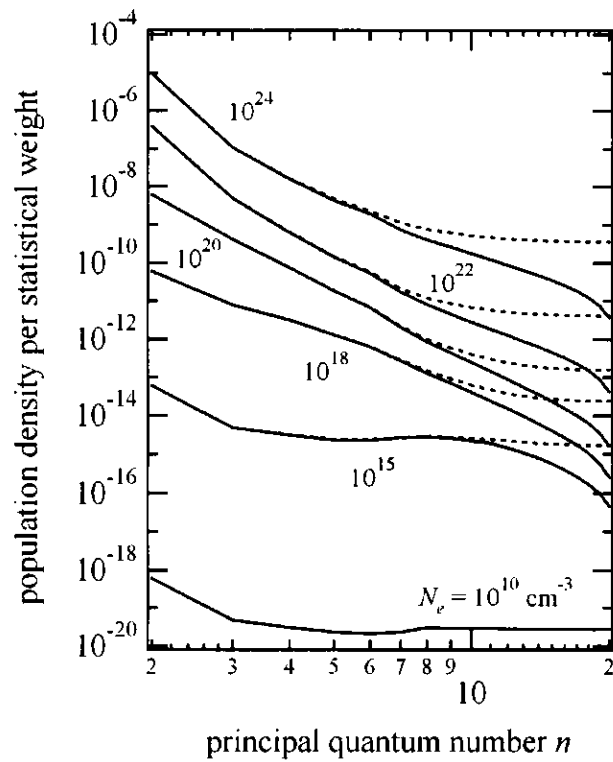


図 39 ヘリウム様炭素イオンの占有密度。上限準位より高い励起状態への励起を取り入れたモデルによる2電子励起状態 $2snl$ の占有密度(実線)と取り入れていないモデルによる占有密度(点線)の比較。電子温度は、 3.5×10^5 K である。

5. References

- [1] R. W. P. McWhirter and A. G. Hearn: Proc. Phys. Soc. London **82** 641 (1963)
- [2] H. W. Drawin and F. Emard: Physica **C85** 333 (1977)
- [3] H. W. Drawin and F. Emard: Physica **C94** 134 (1978)
- [4] T. Fujimoto: J. Phys. Soc. Jpn. **47** 265 (1979)
- [5] T. Fujimoto: J. Phys. Soc. Jpn. **47** 273 (1979)
- [6] T. Fujimoto: J. Phys. Soc. Jpn. **49** 1561 (1980),
- [7] T. Fujimoto: J. Phys. Soc. Jpn. **49** 1569 (1980)
- [8] T. Fujimoto: J. Phys. Soc. Jpn. **54** 2905 (1985)
- [9] F. B. Rosmej et al.: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **58** 859 (1997)
- [10] R. C. Mancini et al.: Phys. Rev. **E54** 4147 (1996)
- [11] T. Fujimoto and T. Kato: Phys. Rev. A **32** 1663 (1985)
- [12] H. R. Griem: *Plasma Spectroscopy* (McGraw-Hill, New York, 1964) 129
- [13] C. E. Moore: Atomic Energy Levels vol.I NSRDS-NBS 35 (1971)
- [14] R. D. Cowan: *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (Univ. California, Berkeley 1981)
- [15] A. Bar-Shalom, M. Klapisch, Oreg.: Phys. Rev. **38** 1773 (1988)
- [16] C. D. Lin, W. R. Johnson and A. Dalgarno: Phys. Rev. A **15** 154 (1977)
- [17] W. J. Karzas and E. Latter: Astrophys. J. **6** 167 (1961)
- [18] W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Glennon: Atomic Transition Probabilities vol.I.
- [19] L. C. Green, N. C. Johnson and E. K. Lolchin: Astrophys. J. **144** 369 (1966)
- [20] L.A. Vainshtein and U.I.Safronova: ADNDT **25** 311 (1978)
- [21] A. D. Parks and D. H. Sampson: Astrophys. J. **178** 571 (1972)
- [22] L. B. Golden and D. H. Sampson: J. Phys. **B10** 2229 (1977)
- [23] L. B. Golden, D. H. Sampson and K. Omidvar: J. Phys. **B11** 3235 (1978)
- [24] L. B. Golden and D. H. Sampson: J. Phys. **B13** 2645 (1980)
- [25] R. E. H. Clark and D. H. Sampson: J. Phys. **B17** 3311 (1984)
- [26] W. Lotz: Zeitschrift fur Physik **216** 241 (1968)
- [27] W. Lotz: Astrophys. J. Suppl. **14** 207 (1968)
- [28] H. Tawara, T. Kato and M. Ohnishi: IPPJ-AM-37 (1985)
- [29] T. Kato, K. Masai and M. Arnaud: NIFS-DATA-14 (1991)
- [30] S. Nakazaki and T. Hashino,: J. Phys. **B15** 2295 (1982)
- [31] A. K. Pradhan, D. W. Norcross and D. G. Hummer,: Phys. Rev. A **23** 619 (1981)
- [32] N. R. Badnell,: J. Phys. **B18** 955 (1985)
- [33] S. T. Goett, D. H. Sampson and R.E.H. Clark: ADNDT **28** 279 (1983)
- [34] D. H. Sampson, S. J. Goett and R. E. H. Clark,: ADNDT **28** 299 (1983)
- [35] N. Abu-Salbi and J. Callaway: Phys. Rev. A **24** 2372 (1981)
- [36] V. I. Fisher et al.: Phys. Rev. A **55** 329 (1997)

- [37] J. Callaway: *ADNDT* **57** 9 (1994)
- [38] L. B. Golden, R. E. H. Clark, S. J. Goett and D. H. Sampson: *Astrophys. J. Suppl.* **45** 603 (1981)
- [39] R. E. H. Clark, S. J. Goett and D. H. Sampson: *Astrophys. J. Suppl.* **49** 545 (1982)
- [40] A. H. Gabriel & C. Jordan, *MNRAS* **145**, 241 (1969)
- [41] T. Fujimoto and T. Kato: *Phys. Rev. A* **35** 3024 (1987)
- [42] R. B. Rosmej et al.: private communication
- [43] F. B. Rosmej et al., *JETP Lett.* **70**, 270 (1999)
- [44] F. B. Rosmej et al., *Phys. Rev. A* **63**, 0 32716 (2001)
- [45] R. M. More: private communication
- [46] T. Kawamura, K. Mima and F. Koike: *Phys. Plasma* **6** 3658 (1999)
- [47] T. Nishikawa: *IFSA2001* (2001) in press
- [48] T. Hashino, S. Nakazaki, T. Kato and H. Kashiwabara: *Phys. Lett. A* **123** 236 (1987)
- [49] R. M. More: *J. Quant. Spectros. Rad. Trans.* **27** 345 (1982)
- [50] T. Fujimoto, I. Sugiyama and K. Fukuda: *the Memoirs of the Faculty of Engineering Kyoto University*, Vol. XXXIV (1972)

付録 A.1 2 電子励起状態 $3nl'$ から $3l$ への電離速度係数

図 A.1 は、炭素 ($Z = 6$) イオンに対する 2 電子励起状態 $3nl'$ ($n = 3, 4, 5$) から $3l$ への電離速度係数を示している。 $3nl' - 3l$ 電離に対する電離速度係数は、HULLAC コードを用いて計算したものと、式(15)の Lotz の式を用いたものとの比較を行っている。

HULLAC コードを用いて計算した 2 電子励起状態 $3l3l'$ から $3l'$ への電離速度係数は、全体を通して Lotz の式によるものと比較して非常に一致が良い。但し、 $3d^2\ ^1S - 3d$ 、 $3p3d\ ^1F - 3d$ 、そして $3d^2\ ^3P - 3d$ 電離速度係数の両者の相違は、ファクター2 程度になり、特に $3p3d\ ^1F - 3p$ 電離で、1 オーダー以上になり、HULLAC コードの電離速度係数は非常に小さいことが分かった。また、 $3s^2\ ^1S - 3p$ や $3p3d\ ^3P - 3s$ 等の $3l3l' - 3l'$ 電離に対して、HULLAC コードによる電離速度係数は、 $3l3l' - 3l'$ 電離と同程度の速度係数を与えることが多いことが分かった。2 電子励起状態 $3l4$ と $3l5$ (各々 $3l4l'$ と $3l5l'$ 状態を l' で平均化した状態) から $3l'$ への電離に対しては、HULLAC コードによる結果と Lotz の式による結果との間で、全体的にばらつきがある。HULLAC コードによる結果では、 $3s5 - 3l$ 電離に対しては $3s5 - 3p$ 電離、 $3p4 - 3l$ 電離に対しては $3p4 - 3d$ 電離、 $3d4 - 3l$ 電離に対しては $3d4 - 3p$ 電離の速度係数が各々最も大きい。しかし、この電離は、1 つの電子が電離し、もう片方の電子が l -変化遷移するような遷移である。その為このような電離よりも、例えば $3s5 - 3s$ 電離に対しては、 $3s5 - 3s$ 電離が最も確率が大きいはずである。これは、HULLAC の jj 記述による 2 電子励起状態 $3l4l'$ と $3l5l'$ を LS 記述に対して正確に対応付けを行っていなかった為であると考えられる。例えば、 jj 記述の電子配置 $3s4p$ と LS 記述の電子配置 $3d4p$ が対応していた場合、 $3l4l'$ の l' 平均化は不正確なものとなる。

付録 A.2 2 電子励起状態 $2l2l'$ 間の励起速度係数

本論文における衝突輻射モデルには、2 電子励起状態間 $2l2l'$ 間の励起速度係数として Goett 等により計算が行われた衝突強度[34]を用いている。彼らの計算は、クーロンボルン法を用いて行われており、 $6 \leq Z \leq 128$ の範囲の核電荷を持つイオンに対して衝突強度のフィッティング関数のフィッティングパラメータを与えている。

図 A.2 は、 $Z = 6$ の Goett 等と HULLAC コードによって計算した 2 電子励起状態 $2l2l'$ 間の励起速度係数の比較を示している。HULLAC コードは、幾つかの遷移 ($2s^2\ ^1S_0 - 2s2p\ ^3P_1$ 等) に対して出力データを得ることが出来なかった。その遷移に対しては、Goett 等のデータだけを載せる。全体的に、 $2s^2\ ^1S_0 - 2s2p\ ^1P_1$ や $2s2p\ ^3P_0 - 2p^2\ ^3P_1$ の様な許容遷移に相当する励起速度係数は、両者の一致は良い。しかし、 $2p^2\ ^1D_2 - 2s2p\ ^1P_1$ に対して、 $T_e \sim 10^6$ K 以上では両者の違いは、20%程度の違いだが、それ以下の電子温度では、両者の違いは著しく大きくなる。禁制遷移に対して $2s2p\ ^3P_2 - 2p^2\ ^1D_2$ や $2p^2\ ^3P_1 - 2s2p\ ^1P_1$ 等、数%の違いしかない励起もあるが、全体的にファクター2 から 1~2 オーダー程度、HULLAC のデータの方が Goett 等のデータよりも小さくなる傾向がある。

付録 A.3 2 電子励起状態 $3l3l'$ 間の励起速度係数

図 A.3 は、炭素 ($Z = 6$) イオンに対する 2 電子励起状態 $3l3l'$ 間の励起速度係数を示し

ている。3/3l'間の励起速度係数は、HULLAC コードを用いて計算を行った。全体的に、許容遷移に相当する励起速度係数が、禁制遷移に相当するものよりも大きくなる。しかし、低温度領域では禁制遷移に相当する励起速度係数の方が大きい場合がある。例えば $3s^2\ ^1S - 3s3p\ ^3P$ 、 $3s^2\ ^1S - 3p^2\ ^1D$ 、そして $3p3d\ ^3P - 3d^2\ ^1S$ 等は、 $T_e < 3 \times 10^5$ K で、 $3p^2\ ^3P - 3p3d\ ^1D$ 、 $3p3d\ ^3F - 3p3d\ ^1D$ 、そして $3p3d\ ^3D - 3p3d\ ^1F$ 等は、 $T_e < 2 \times 10^5$ K で、 $3s3p\ ^3P - 3p^2\ ^1D$ 、 $3p^2\ ^1D - 3p^2\ ^3P$ 、そして $3p^2\ ^3P - 3s3p\ ^1P$ 等は、 $T_e < 10^5$ K で、禁制遷移の方が強くなる。また、 $3p^2\ ^3P - 3d^2\ ^3F$ 、 $3s3p\ ^1P - 3p3d\ ^3P$ 、そして $3p3d\ ^3F - 3d^2\ ^1S$ 等の禁制遷移に相当する励起速度係数は、広い温度領域で許容遷移に対するものよりも大きくなる ($\sim 10^{-7}$ または 10^{-8})。それに対して $3p^2\ ^3P - 3p3d\ ^3P$ 、 $3s3p\ ^1P - 3p^2\ ^1S$ 、そして $3p3d\ ^3F - 3d^2\ ^3P$ 等の許容遷移に相当する励起速度係数は、広い温度領域で禁制遷移よりも小さくなる ($\sim 10^{-10}$ または 10^{-11})。

付録 B.1 実効的な速度係数の表式

本論文では、1 電子励起状態 $1snl$ 、2 電子励起状態 $2l'nl$ と $3l'nl$ を含んだ衝突輻射モデルを構築し、それらの励起状態に対して準定常状態を仮定して速度方程式を解くことで、 $1s^2 - 1s$ 、 $1s^2 - 2l$ と $1s^2 - 3l$ 電離・再結合、 $1s - 2l$ と $1s - 3l$ 励起・脱励起、 $2l - 3l'$ 励起・脱励起、 $2l - 2l'$ 遷移、 $3l - 3l'$ 遷移に対する実効的な速度係数について調べた。これらの実効的な速度係数は、式(36)の一般的な表式から次の様に比較的簡単に定式化出来る。

$y(1s, 2l, 3l) - 1s^2$ 再結合:

$$X_{1y} = C_{y,1s^2}^{CR} = \sum_j C_{j,1s^2} r_j^y N_e + \sum_q C_{j,1s^2} r_q^y N_e + \alpha_{y,1s^2} N_e + \beta_{y,1s^2} \quad (B1)$$

$1s^2 - y(1s, 2l, 3l)$ 電離:

$$X_{y1} = C_{1s^2,y}^{CR} = \sum_j S_{j,y} N_e r_j^{1s^2} + \sum_q A_{q,y}^a r_q^{1s^2} + S_{1s^2,y} \quad (B2)$$

$y(2l, 3l) - 1s$ 脱励起:

$$X_{2,y} = C_{y,1s}^{CR} = \sum_j S_{j,1s} N_e r_j^y + \sum_q A_{q,1s}^a r_q^y + C_{y,1s} + \frac{A'_{y,1s}}{N_e} \quad (B3)$$

$1s - y(2l)$ 励起:

$$X_{y2} = C_{1s,y}^{CR} = \sum_j S_{j,y} N_e r_j^{1s} + \sum_{q(2l'nl)} S_{q,y} N_e r_q^{1s} + \sum_{q(3l'nl)} A_{q,y}^a r_q^{1s} + C_{1s,y} \quad (B4)$$

$1s - y(3l)$ 励起:

$$X_{y2} = C_{1s,y}^{CR} = \sum_j S_{j,y} N_e r_j^{1s} + \sum_q S_{q,y} N_e r_q^{1s} + C_{1s,y} \quad (B5)$$

$y(nl) - y'(n'l)$ 遷移:

$$X_{y'y} = C_{y,y'}^{CR} = \sum_j S_{j,y} N_e r_j^{y'} + \sum_q S_{q,y} N_e r_q^{y'} + \sum_q A_{q,y}^a r_q^{y'} + C_{y',y} \quad (B6)$$

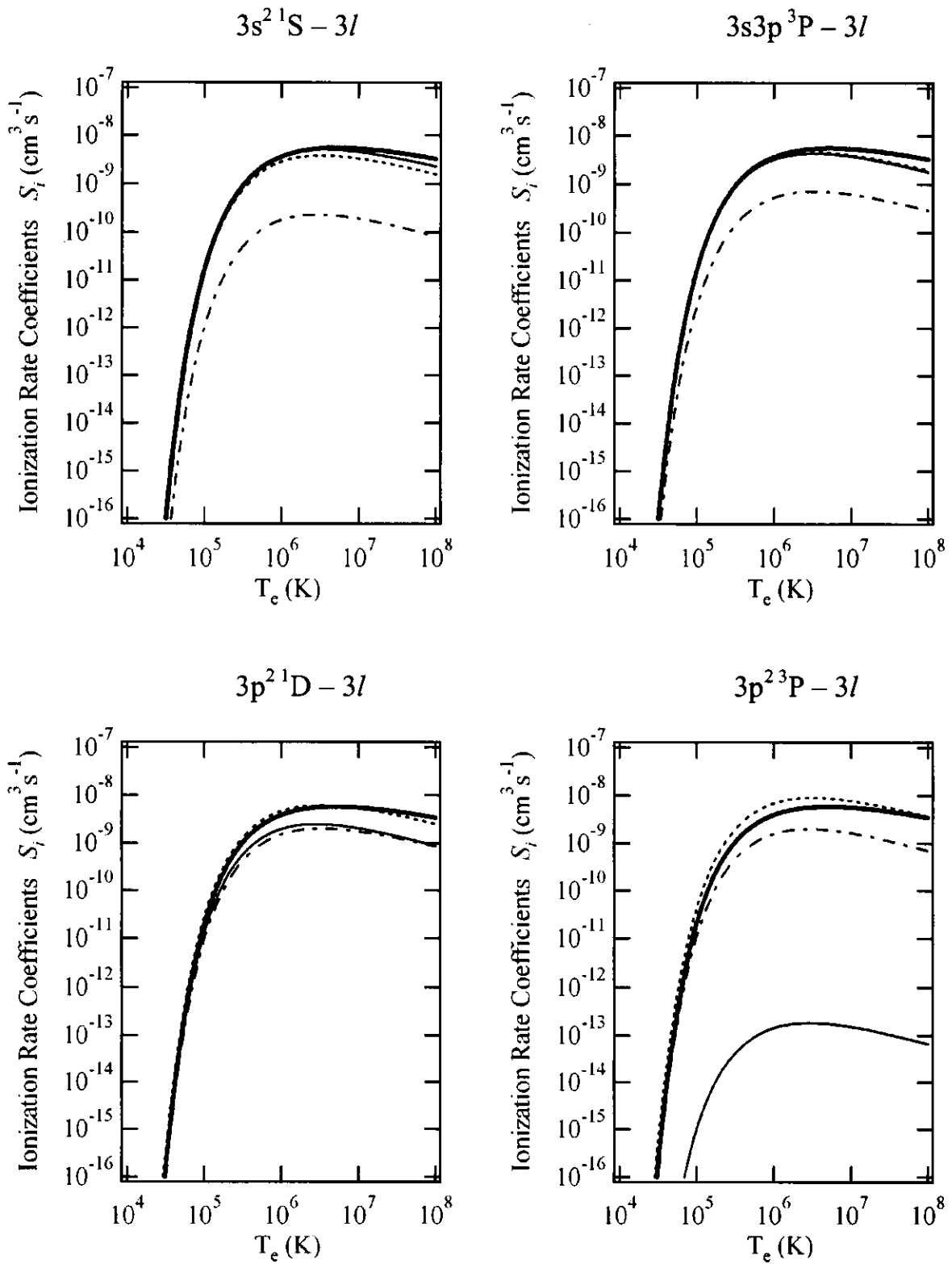


図 A.1 2 電子励起状態 $3nl'$ ($n = 3, 4, 5$) から水素様準位 $3l$ への電離速度係数。細線は HULLAC コードによる計算結果で、実線は $3s$ 状態への電離、点線は $3p$ 状態への電離、一点鎖線は $3d$ 状態への電離に対する速度係数を示している。太線は Lotz の式による結果を示している。

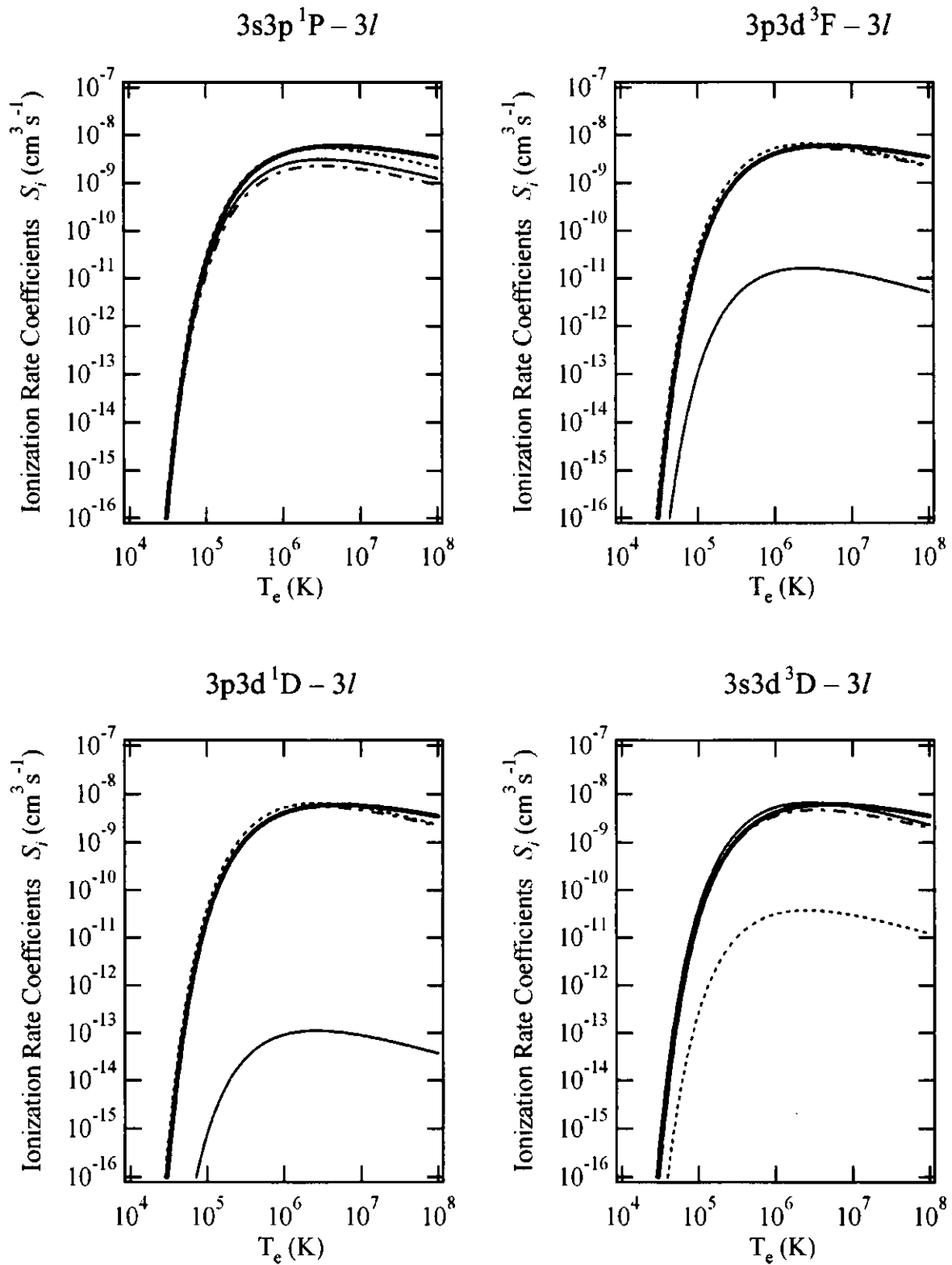


図 A.1 2 電子励起状態 $3nl'$ ($n = 3, 4, 5$) から水素様準位 $3l$ への電離速度係数。細線は HULLAC コードによる計算結果で、実線は $3s$ 状態への電離、点線は $3p$ 状態への電離、一点鎖線は $3d$ 状態への電離に対する速度係数を示している。太線は Lotz の式による結果を示している。

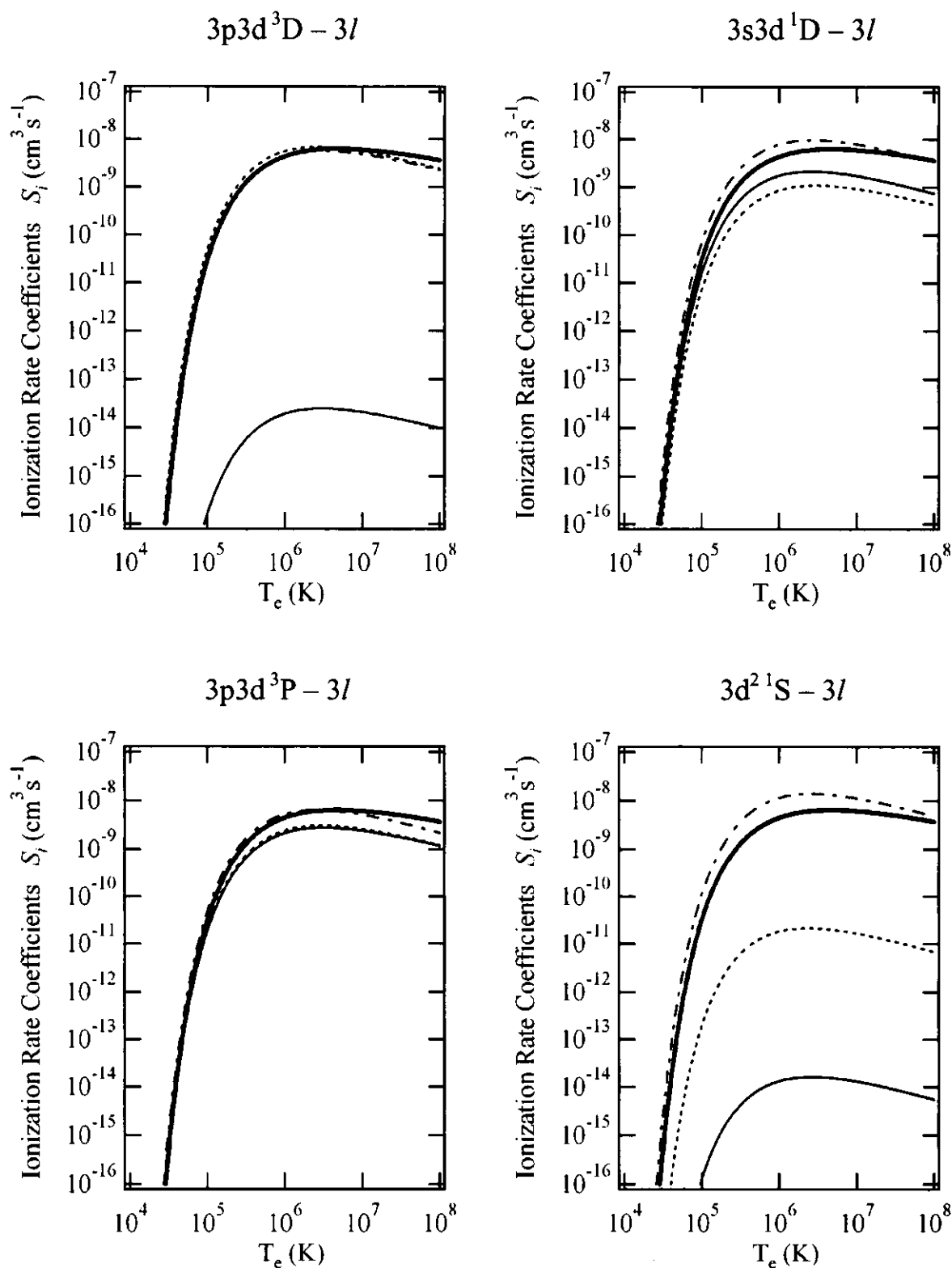


図 A.1 2 電子励起状態 $3nl'(n = 3, 4, 5)$ から水素様準位 $3l$ への電離速度係数。細線は HULLAC コードによる計算結果で、実線は $3s$ 状態への電離、点線は $3p$ 状態への電離、一点鎖線は $3d$ 状態への電離に対する速度係数を示している。太線は Lotz の式による結果を示している。

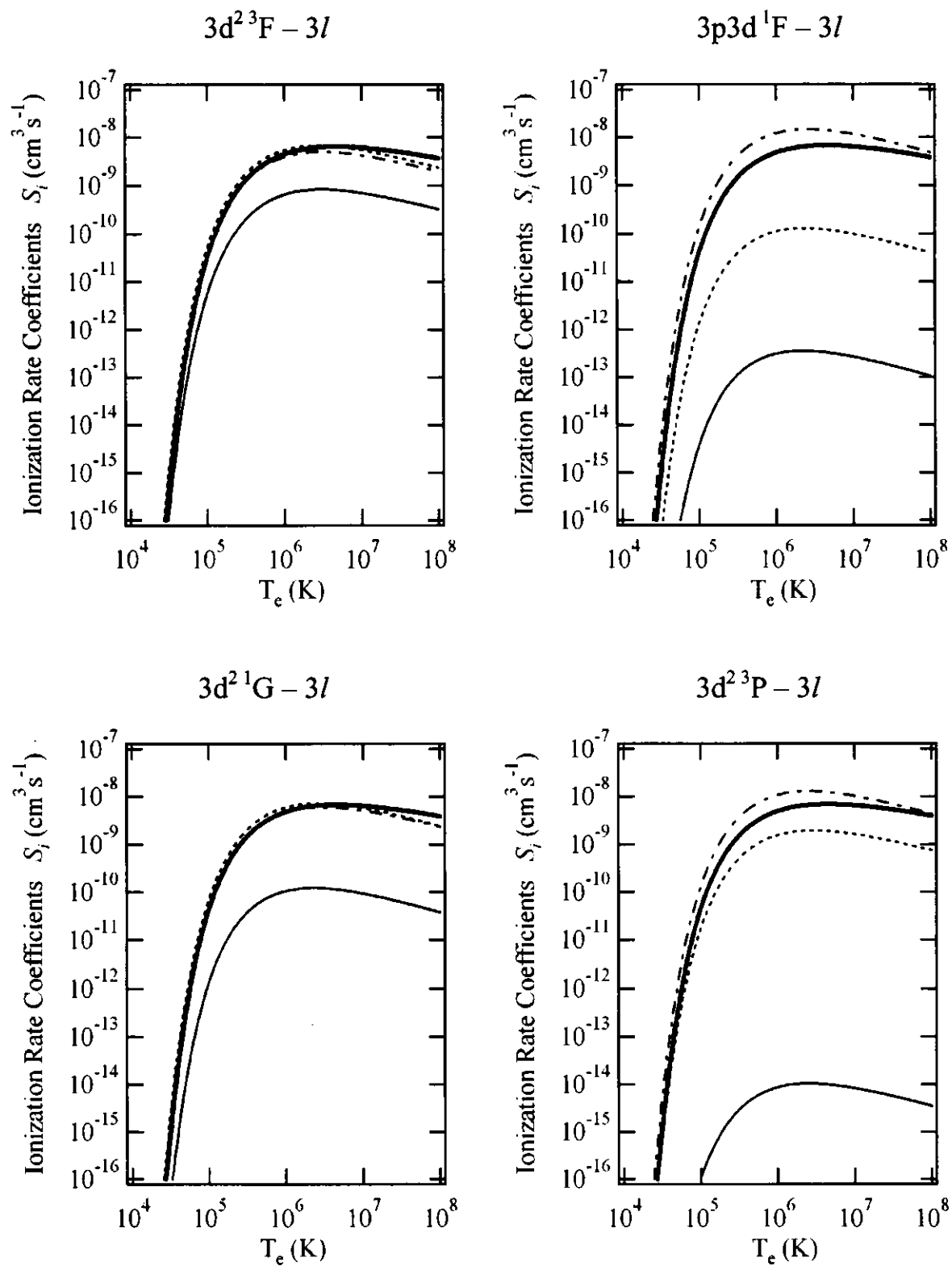


図 A.1 2 電子励起状態 $3nl'(n = 3, 4, 5)$ から水素様準位 $3l$ への電離速度係数。細線は HULLAC コードによる計算結果で、実線は $3s$ 状態への電離、点線は $3p$ 状態への電離、一点鎖線は $3d$ 状態への電離に対する速度係数を示している。太線は Lotz の式による結果を示している。

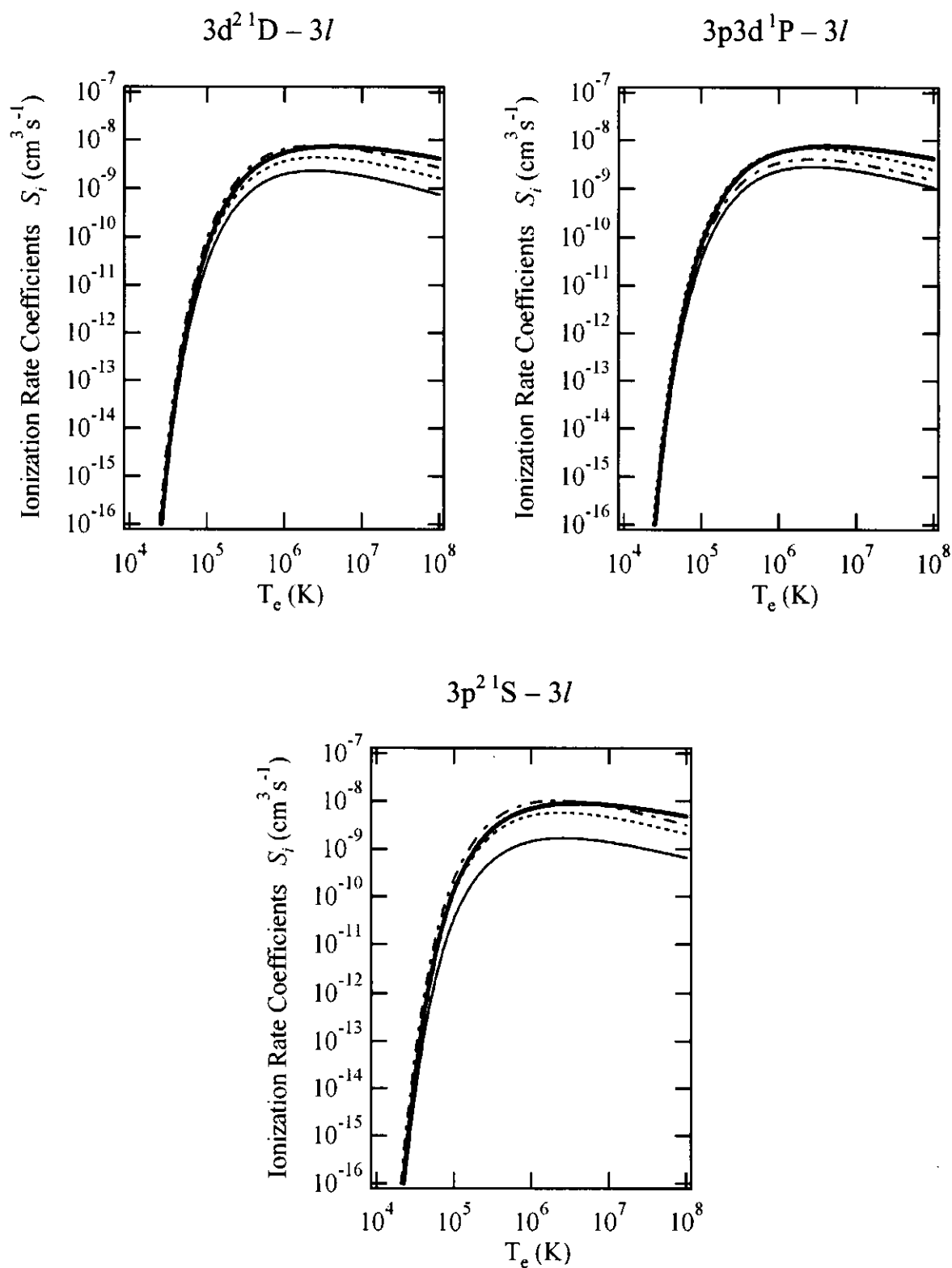


図 A.1 2 電子励起状態 $3nl'$ ($n = 3, 4, 5$) から水素様準位 $3l$ への電離速度係数。細線は HULLAC コードによる計算結果で、実線は $3s$ 状態への電離、点線は $3p$ 状態への電離、一点鎖線は $3d$ 状態への電離に対する速度係数を示している。太線は Lotz の式による結果を示している。

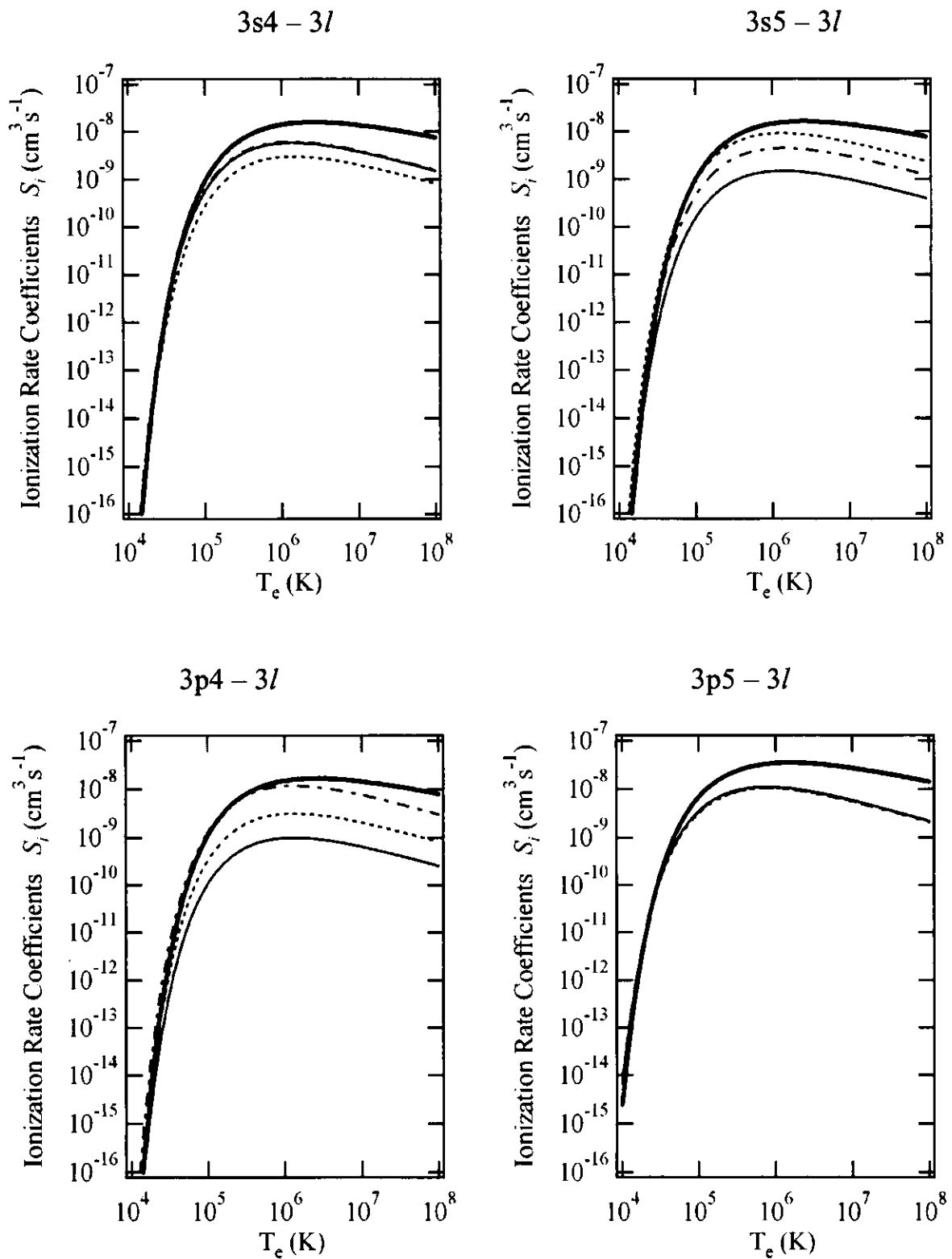
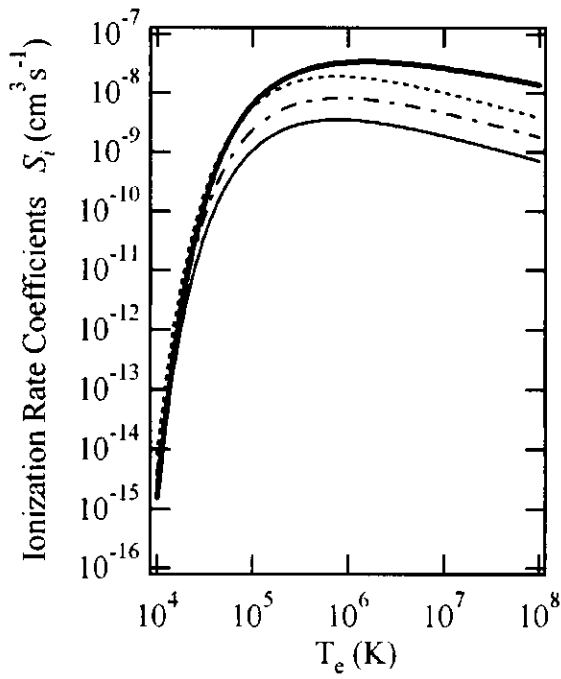


図 A.1 2 電子励起状態 $3nl$ ($n = 3, 4, 5$) から水素様準位 $3l$ への電離速度係数。細線は HULLAC コードによる計算結果で、実線は $3s$ 状態への電離、点線は $3p$ 状態への電離、一点鎖線は $3d$ 状態への電離に対する速度係数を示している。太線は Lotz の式による結果を示している。

3d4 - 3l



3d5 - 3l

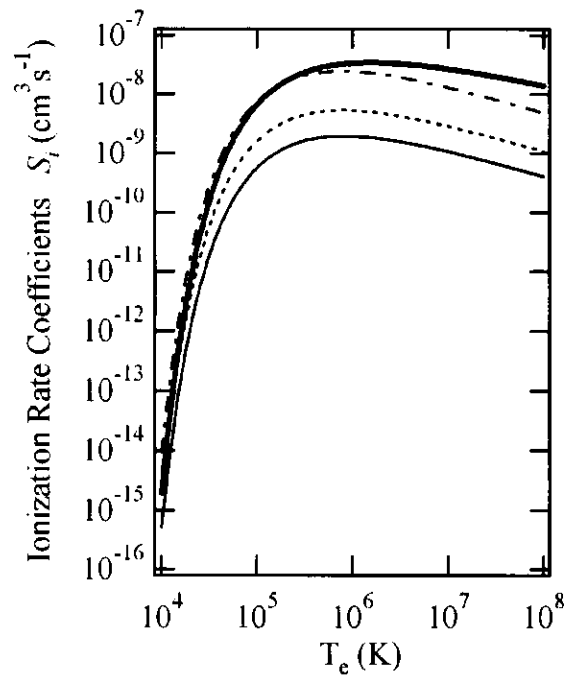


図 A.1 2 電子励起状態 $3nl'$ ($n = 3, 4, 5$) から水素様準位 $3l$ への電離速度係数。細線は HULLAC コードによる計算結果で、実線は $3s$ 状態への電離、点線は $3p$ 状態への電離、一点鎖線は $3d$ 状態への電離に対する速度係数を示している。太線は Lotz の式による結果を示している。

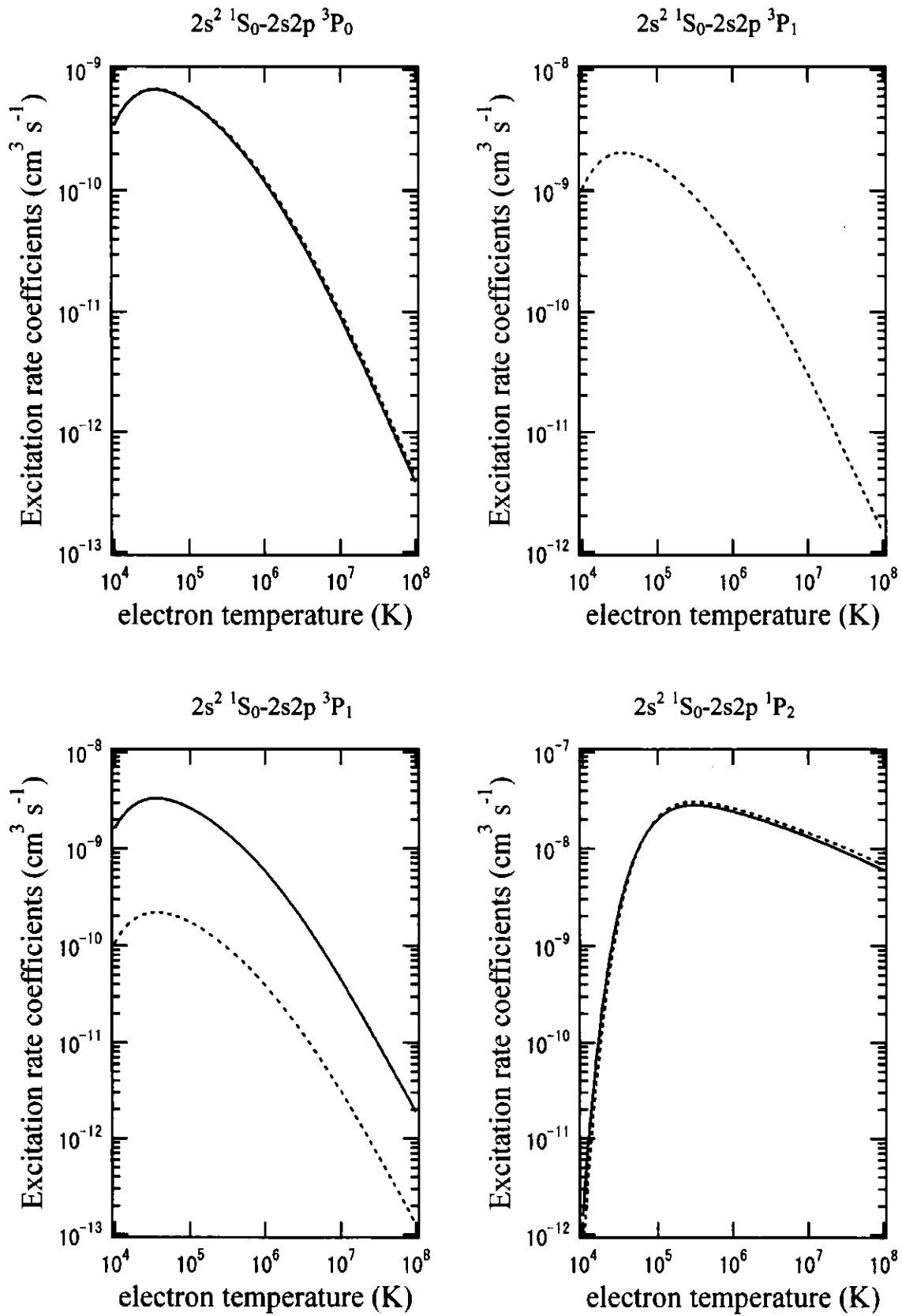


図 A.2 HULLAC コードを用いて計算した 2 電子励起状態 $2s^2 1S_0$ と $2s2p$ の励起速度係数と Goett 等の励起速度係数の比較。実線が HULLAC コードの結果。点線が Goett 等のデータ。

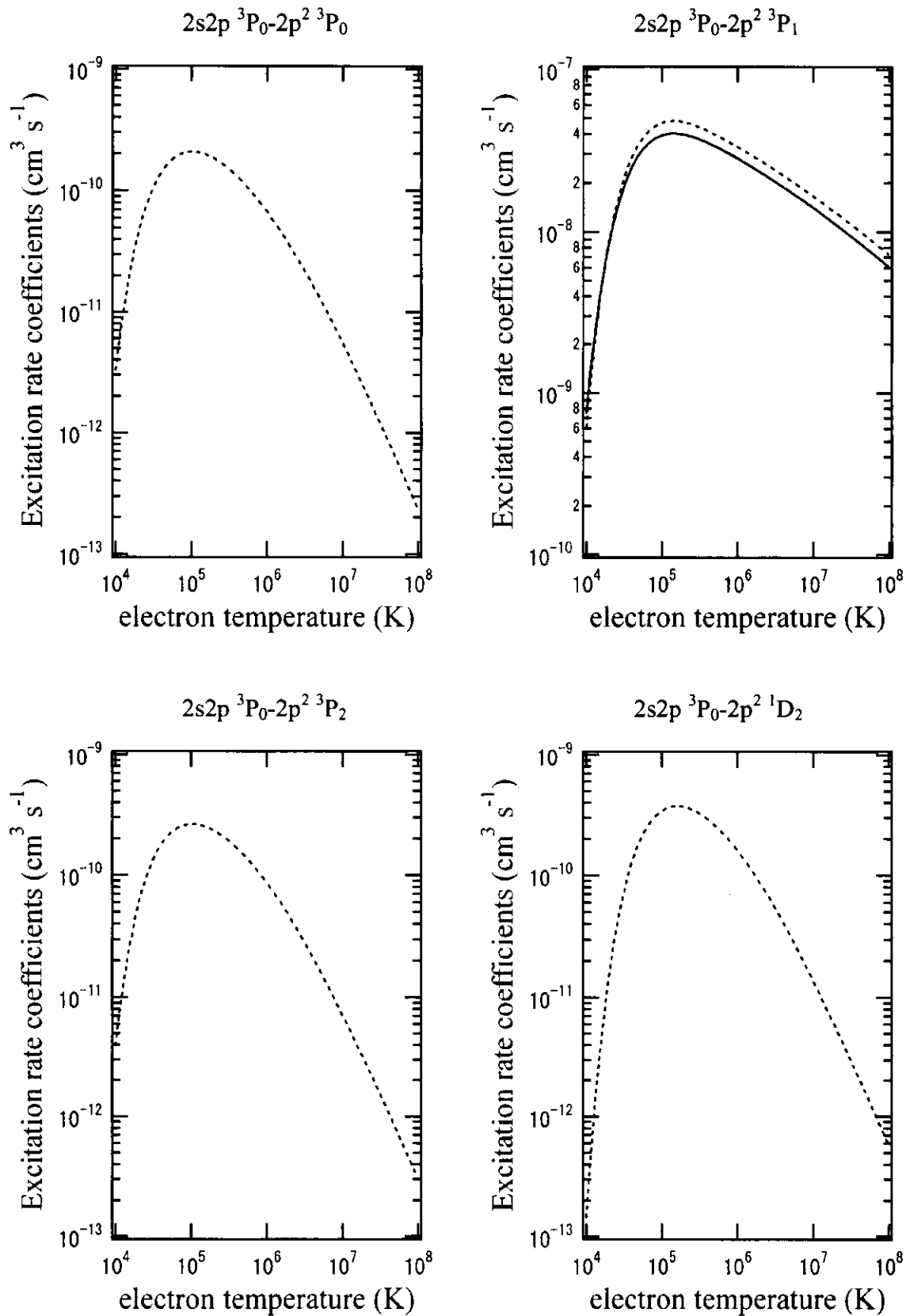


図 A.2 HULLAC コードを用いて計算した 2 電子励起状態 $2/2/1$ 間の励起速度係数と Goett 等の励起速度係数の比較。実線が HULLAC コードの結果。点線が Goett 等のデータ。

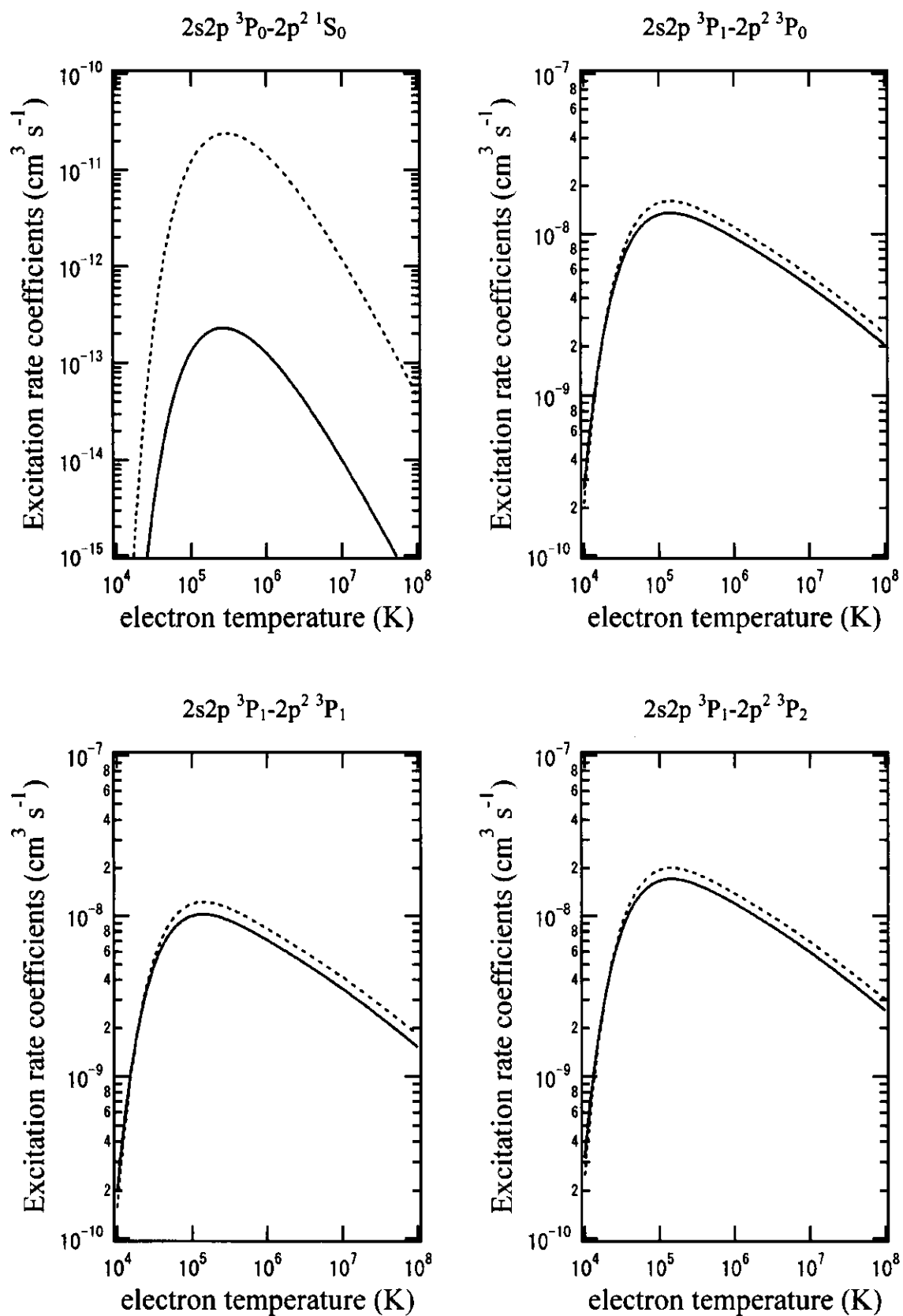


図 A.2 HULLAC コードを用いて計算した 2 電子励起状態 $2l2l'$ 間の励起速度係数と Goett 等の励起速度係数の比較。実線が HULLAC コードの結果。点線が Goett 等のデータ。

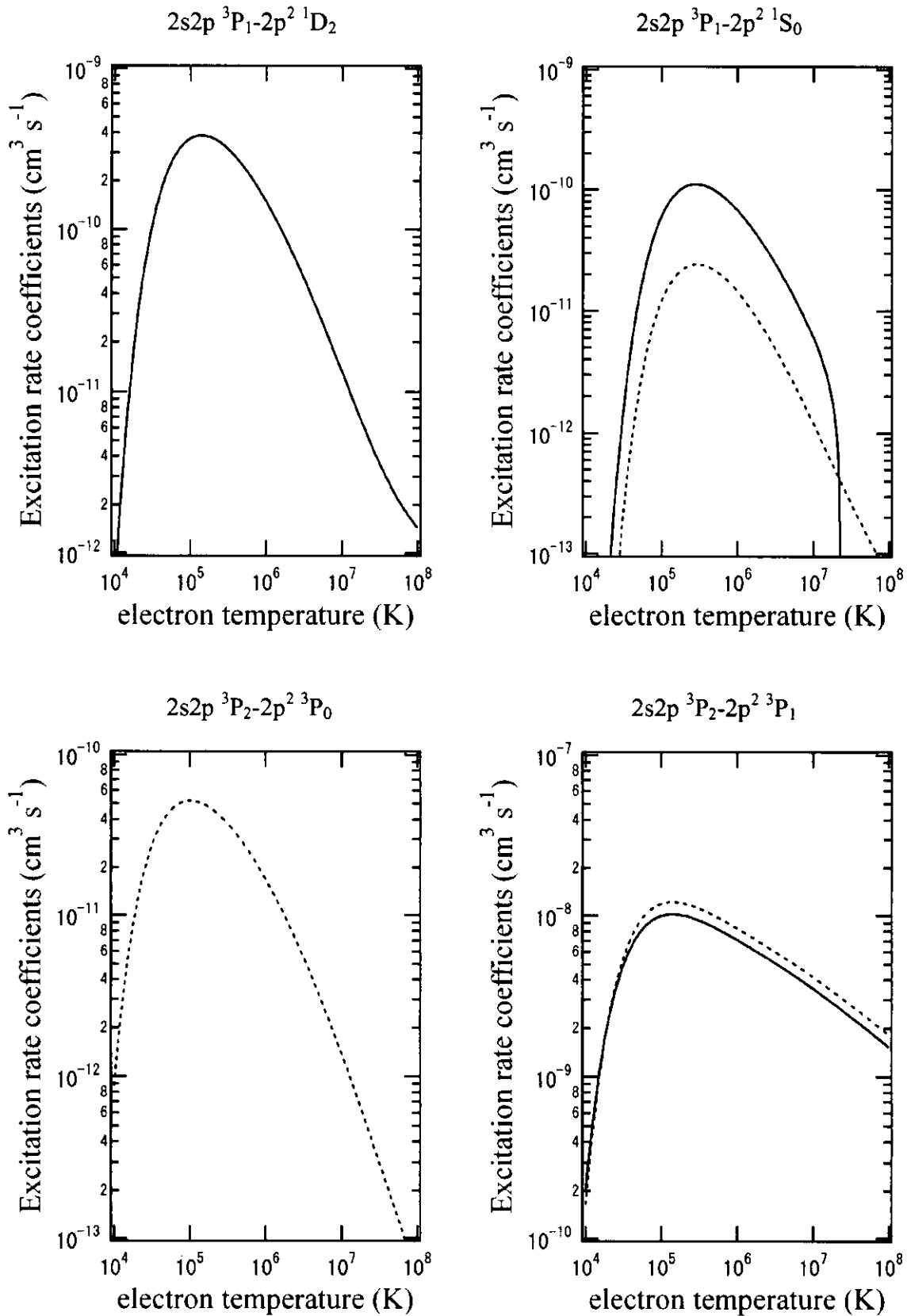


図 A.2 HULLAC コードを用いて計算した 2 電子励起状態 $2/2l$ 間の励起速度係数と Goett 等の励起速度係数の比較。実線が HULLAC コードの結果。点線が Goett 等のデータ。

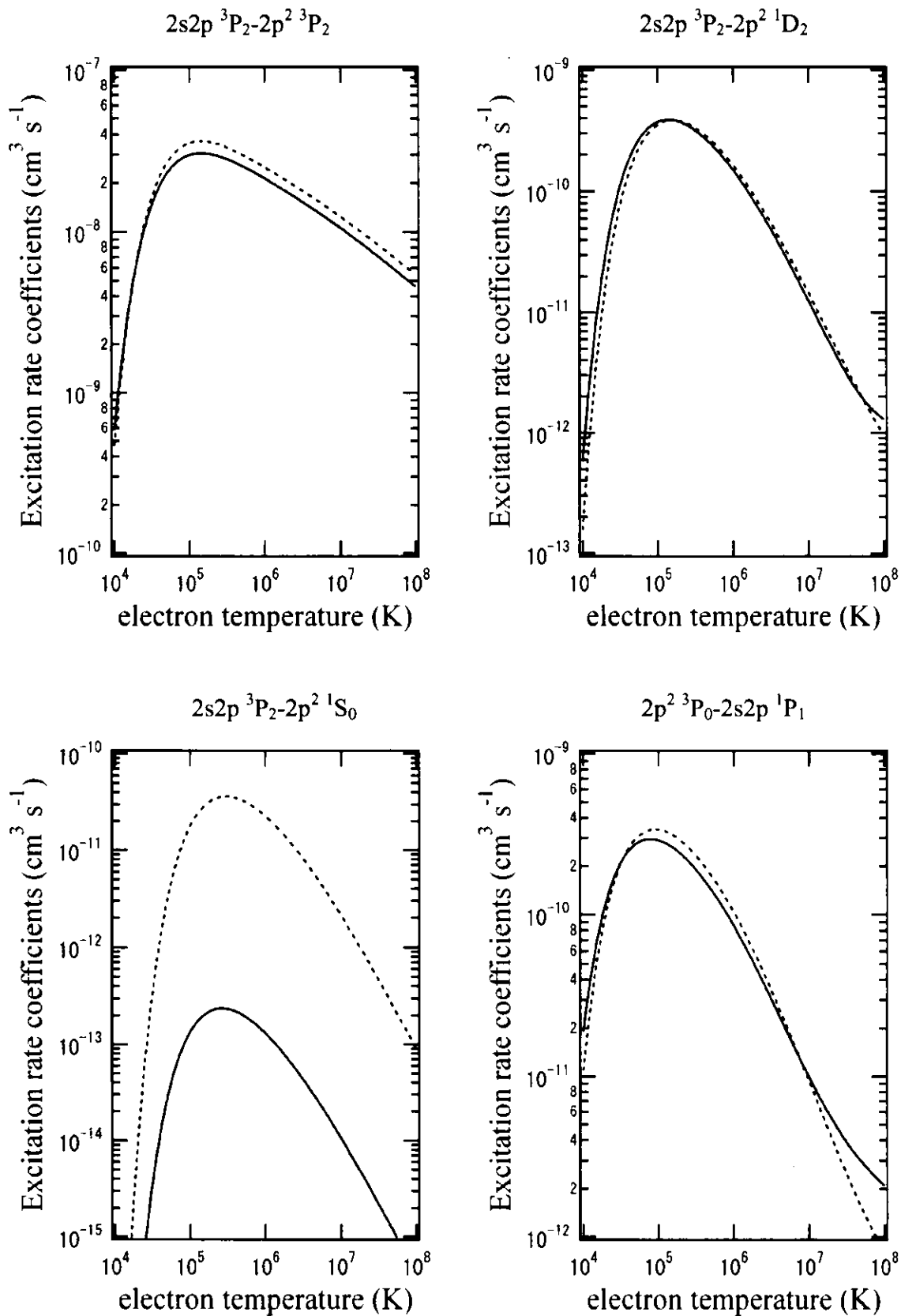


図 A.2 HULLAC コードを用いて計算した 2 電子励起状態 $2/2l$ 間の励起速度係数と Goett 等の励起速度係数の比較。実線が HULLAC コードの結果。点線が Goett 等のデータ。

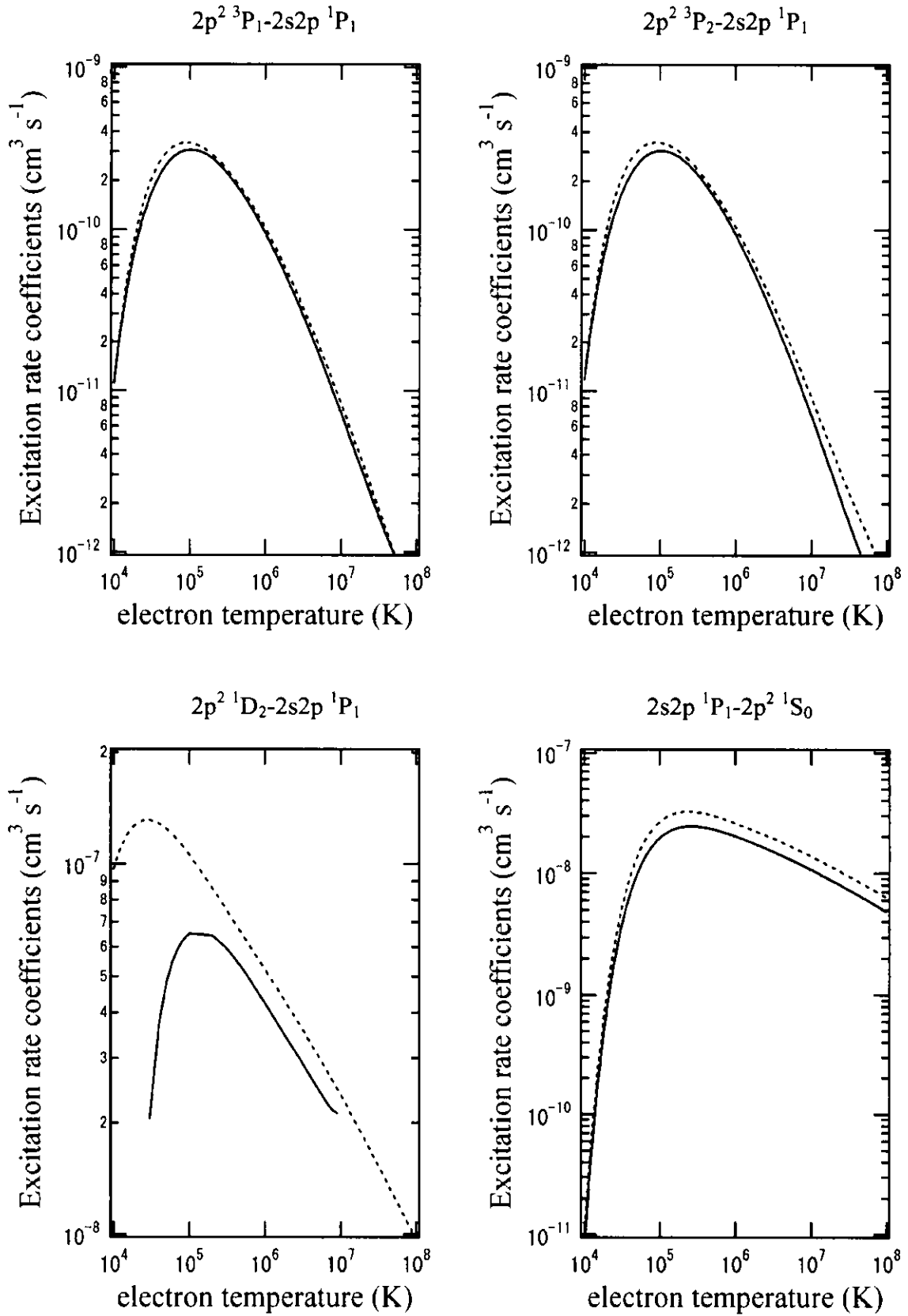


図 A.2 HULLAC コードを用いて計算した 2 電子励起状態 $2/2l'$ 間の励起速度係数と Goett 等の励起速度係数の比較。実線が HULLAC コードの結果。点線が Goett 等のデータ。

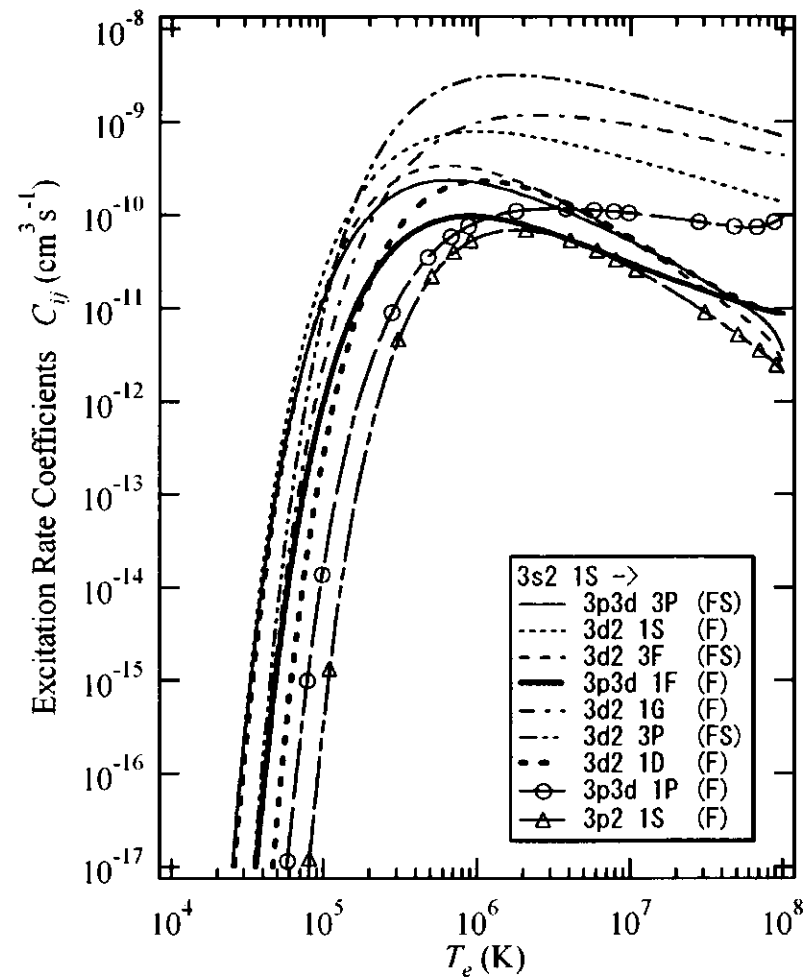
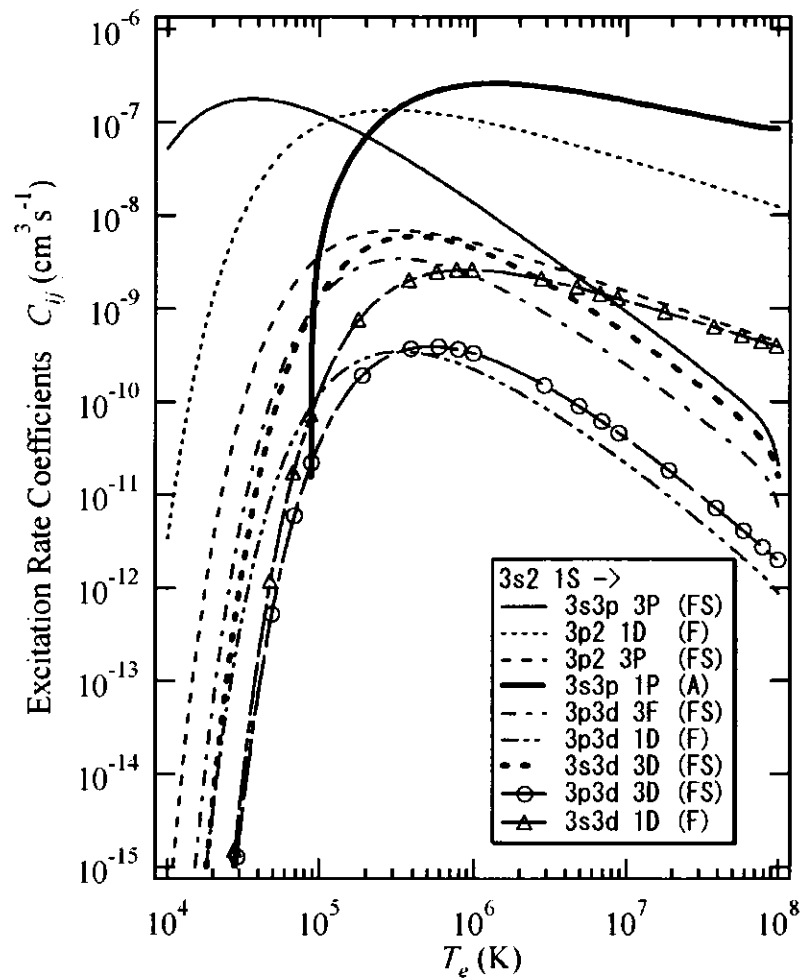


図 A.3 炭素 ($Z=6$) 様イオンにおける 2 電子励起状態 $3l3l'$ 間の励起速度係数。括弧内の A は許容遷移、F は禁制遷移、FS はスピン変化を伴う禁制遷移に相当することを示している。

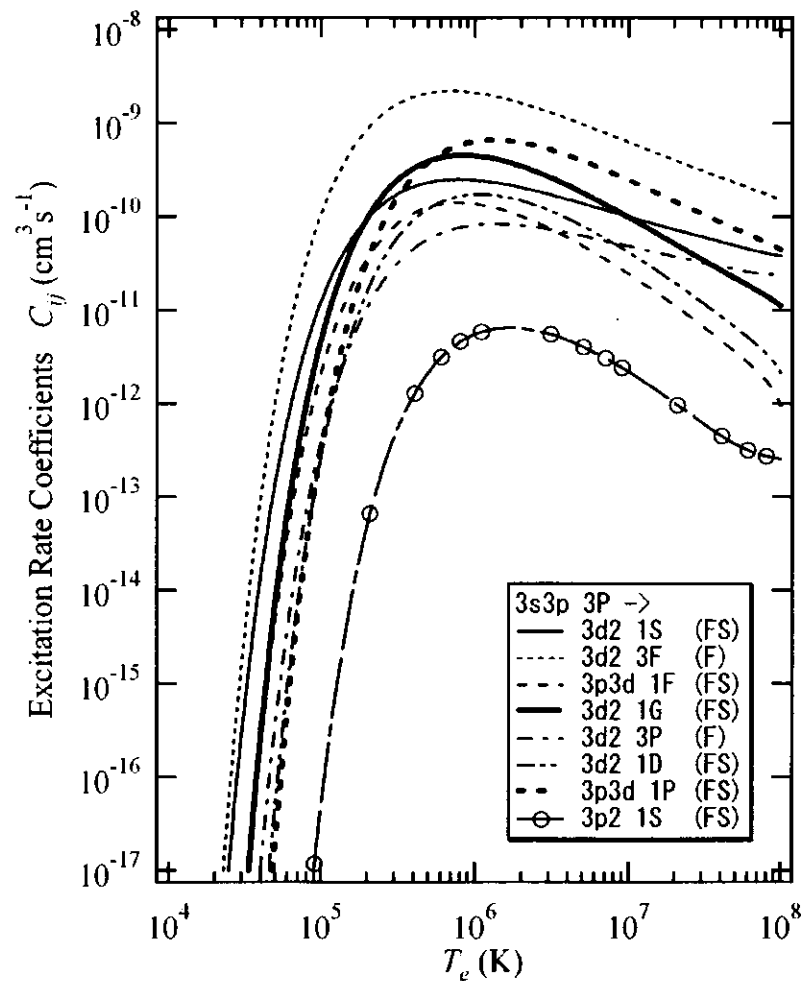
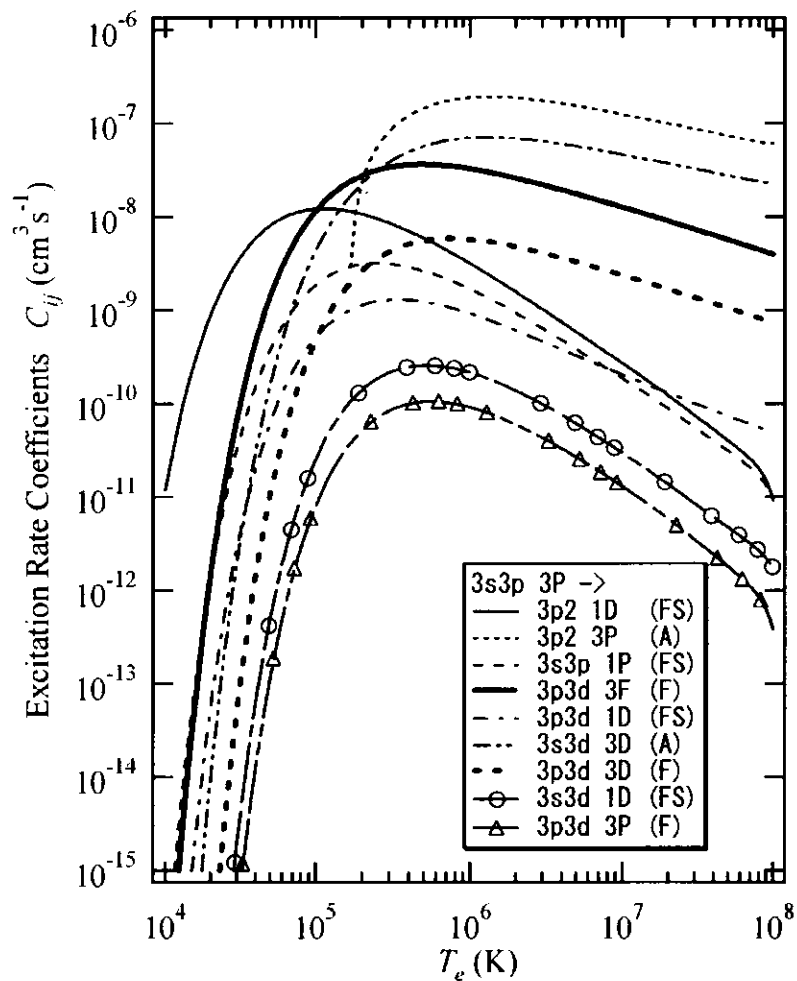


図 A.3 炭素 ($Z=6$) 様イオンにおける 2 電子励起状態 $3P$ 間の励起速度係数。括弧内の A は許容遷移、F は禁制遷移、FS はスピン変化を伴う禁制遷移に相当することを示している。

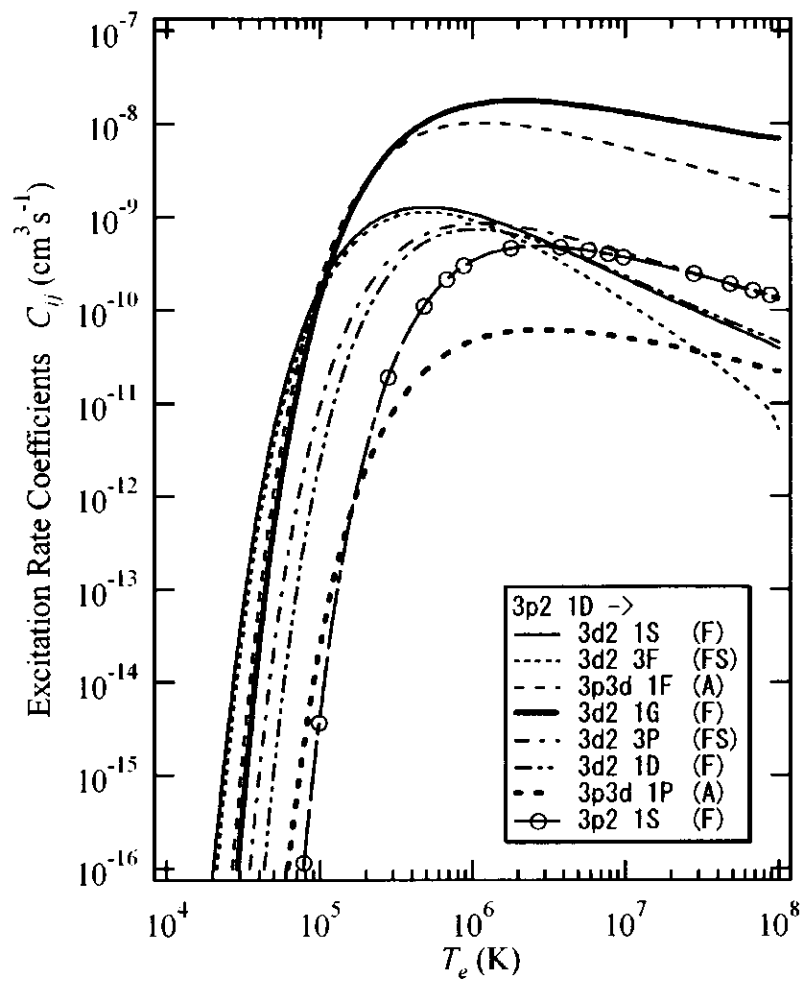
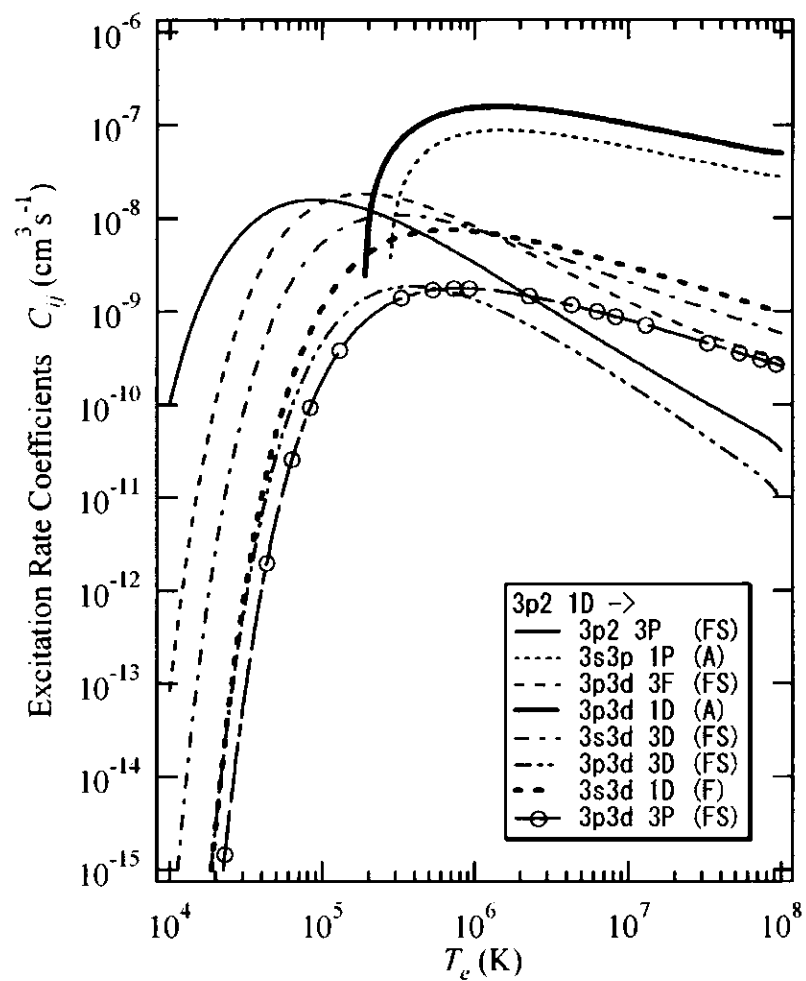


図 A.3 炭素 ($Z=6$) 様イオンにおける 2 電子励起状態 $3l/1$ 間の励起速度係数。括弧内の A は許容遷移、F は禁制遷移、FS はスピン変化を伴う禁制遷移に相当することを示している。

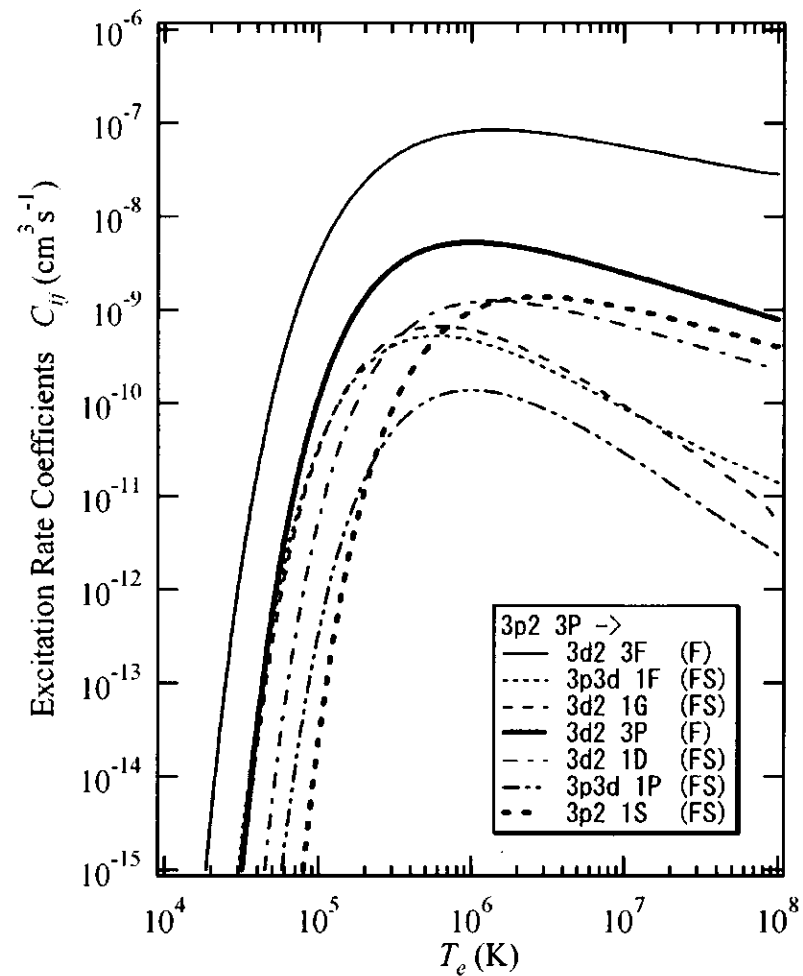
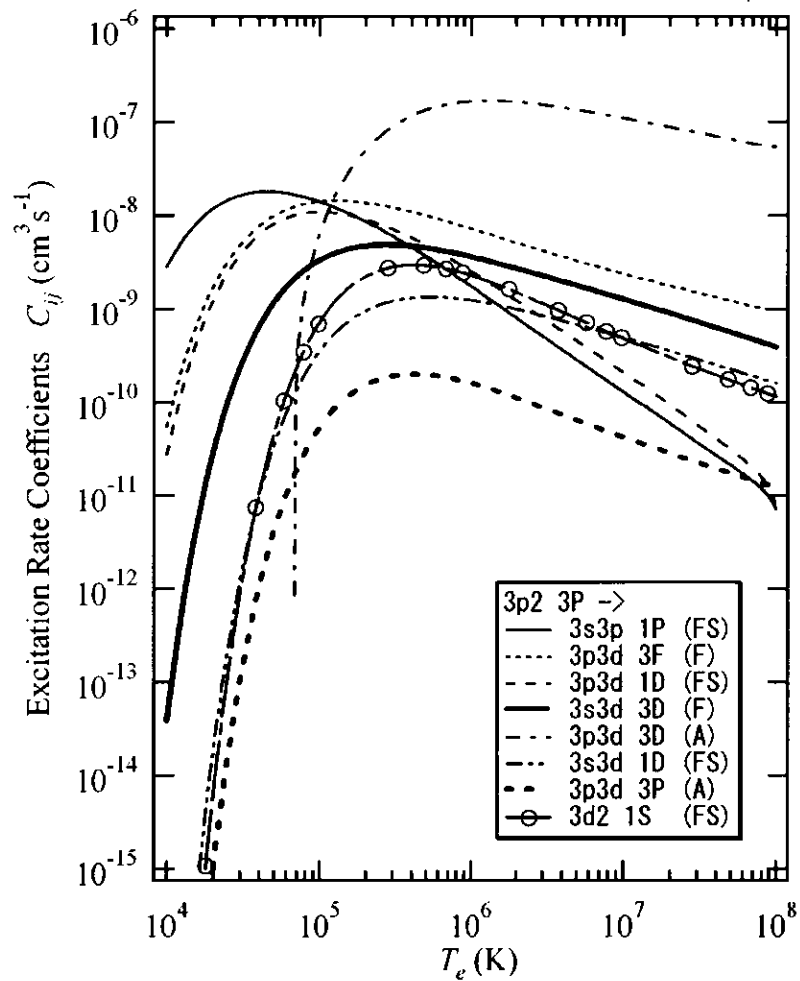


図 A.3 炭素 ($Z=6$) 様イオンにおける 2 電子励起状態 $3/3I'$ 間の励起速度係数。括弧内の A は許容遷移、F は禁制遷移、FS はスピン変化を伴う禁制遷移に相当することを示している。

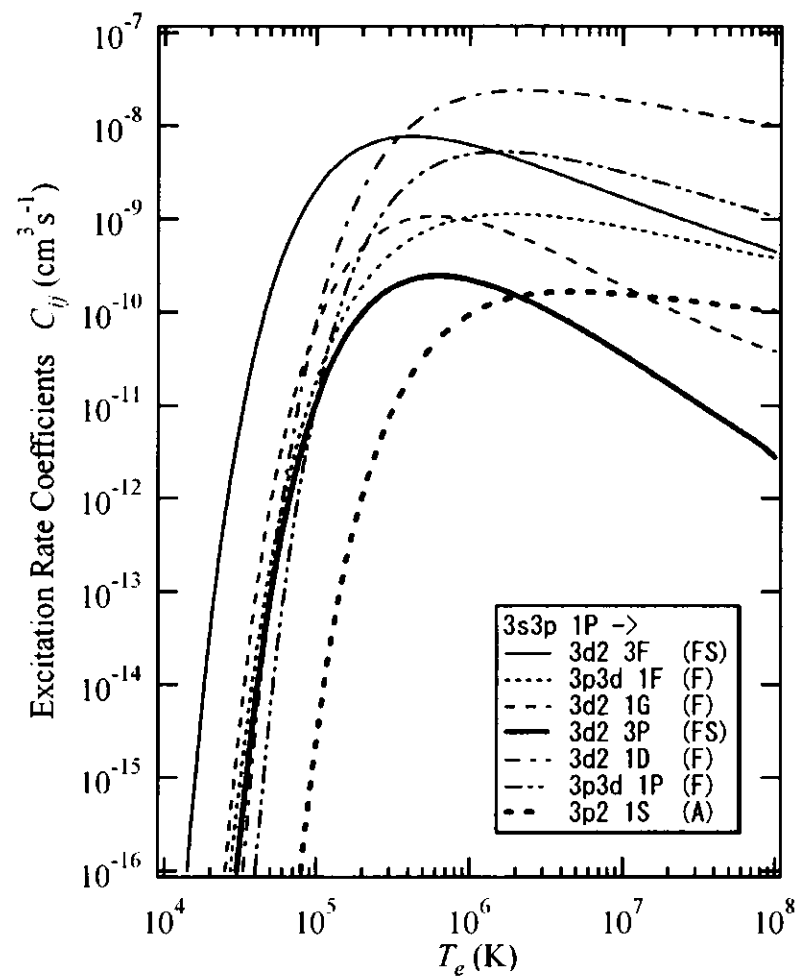
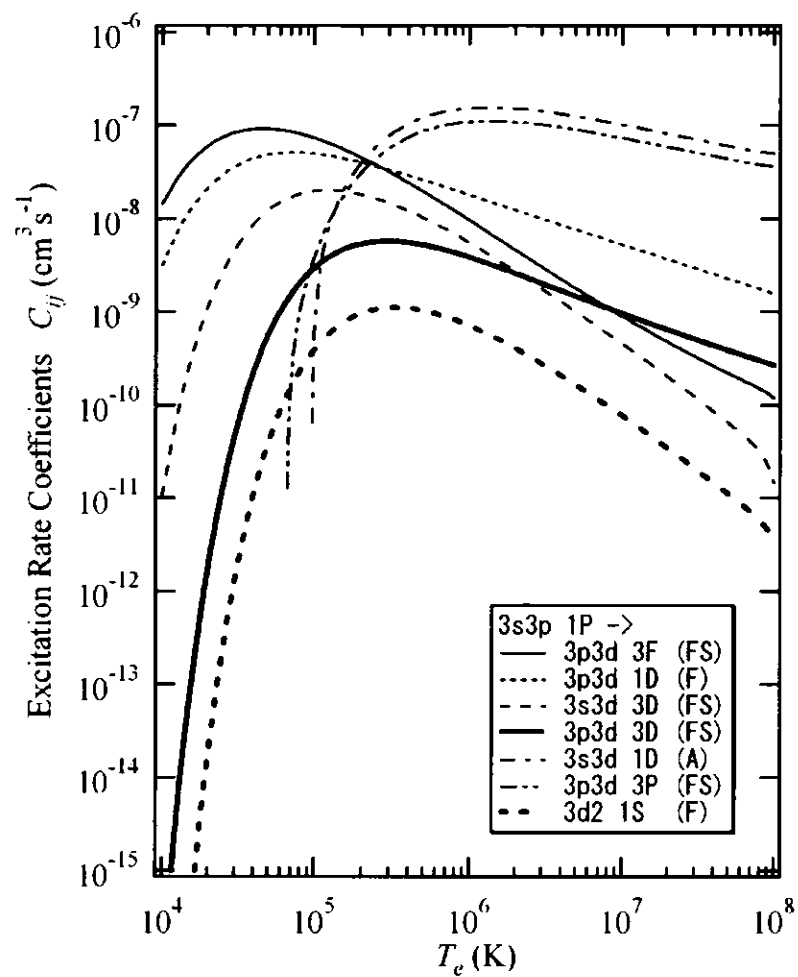


図 A.3 炭素 ($Z=6$) 様イオンにおける 2 電子励起状態 $3/3/1$ 間の励起速度係数。括弧内の A は許容遷移、F は禁制遷移、FS はスピン変化を伴う禁制遷移に相当することを示している。

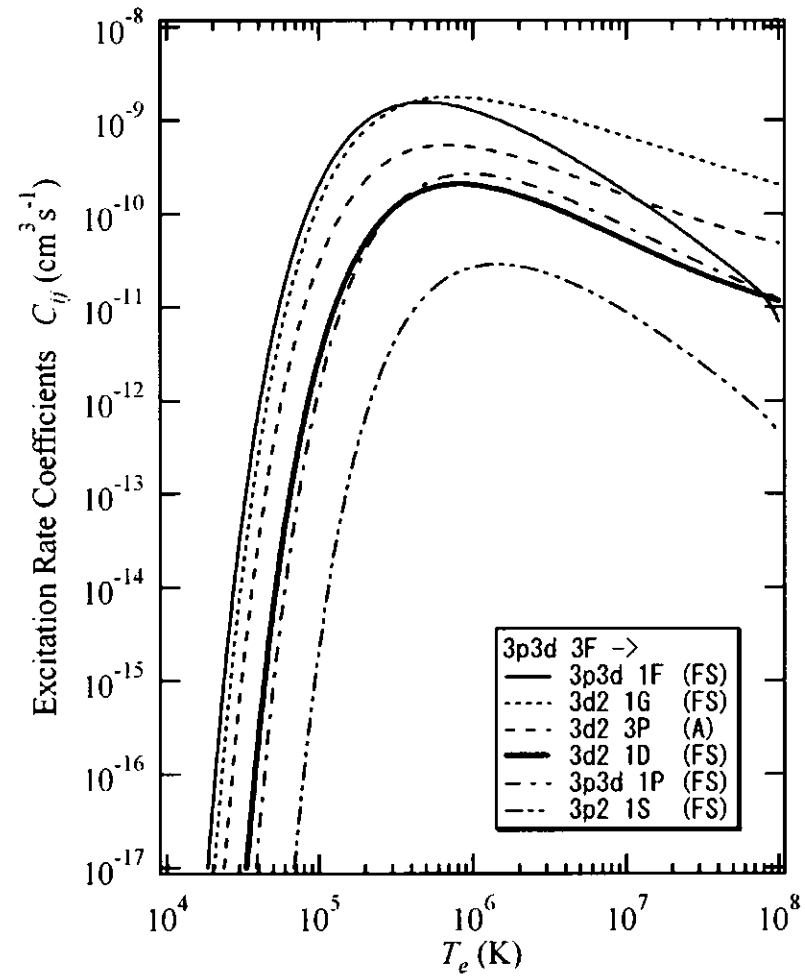
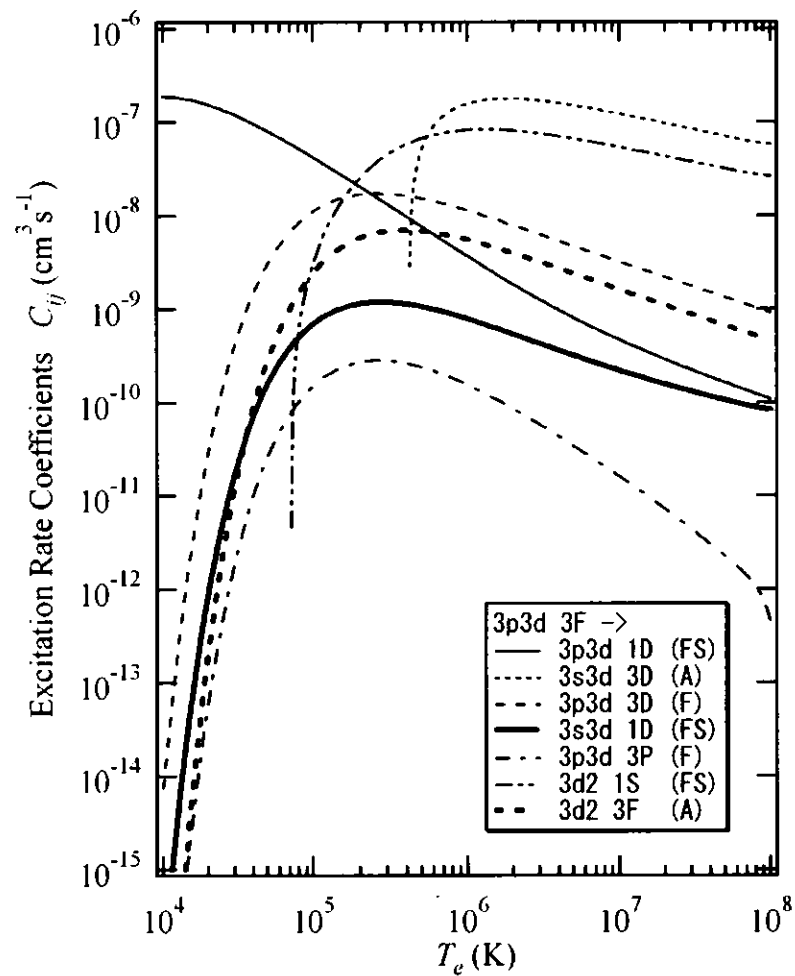


図 A.3 炭素 ($Z=6$) 様イオンにおける 2 電子励起状態 $3/3'$ 間の励起速度係数。括弧内の A は許容遷移、F は禁制遷移、FS はスピン変化を伴う禁制遷移に相当することを示している。

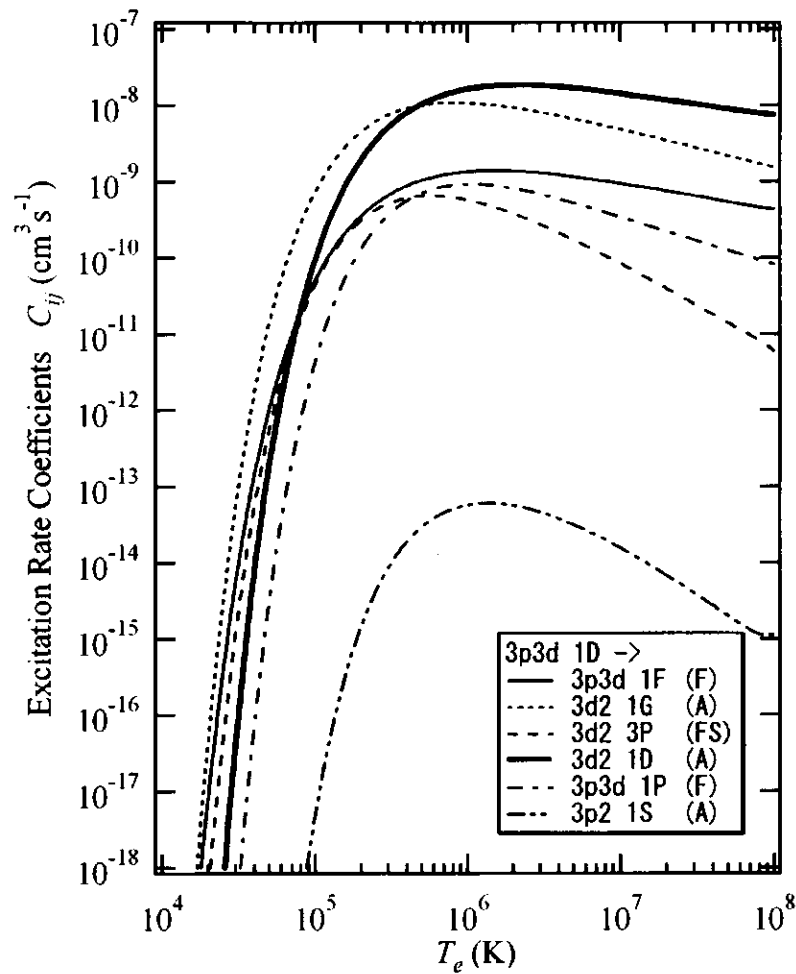
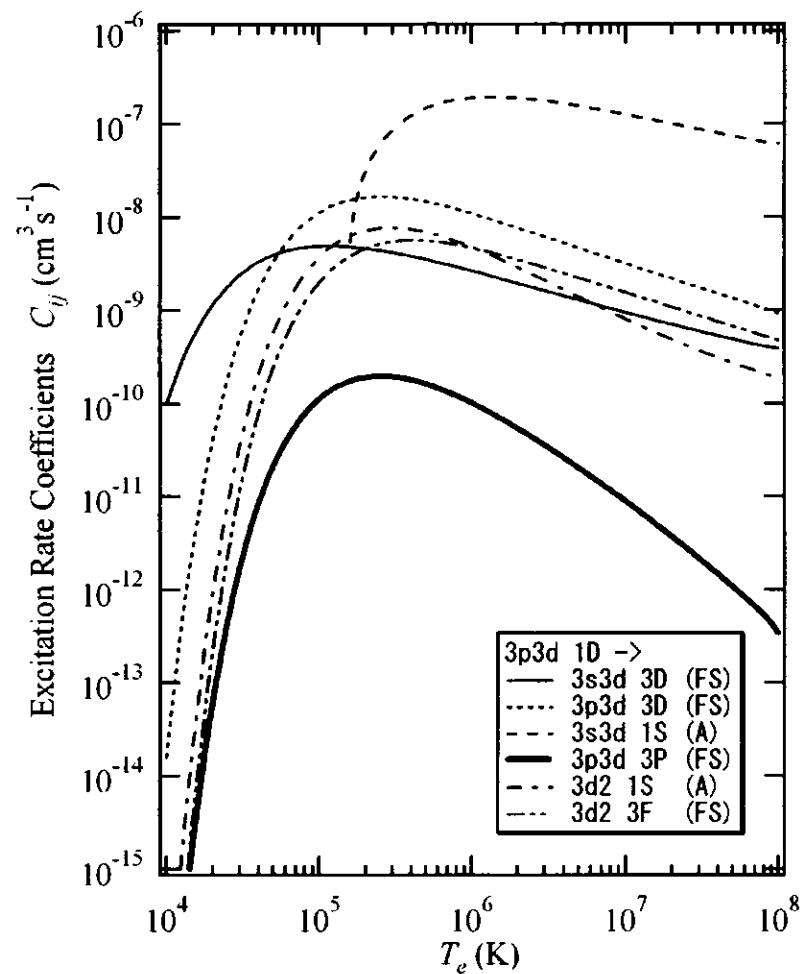


図 A.3 炭素($Z=6$)様イオンにおける2電子励起状態 $3/3I'$ 間の励起速度係数。括弧内のAは許容遷移、Fは禁制遷移、FSはスピン変化を伴う禁制遷移に相当することを示している。

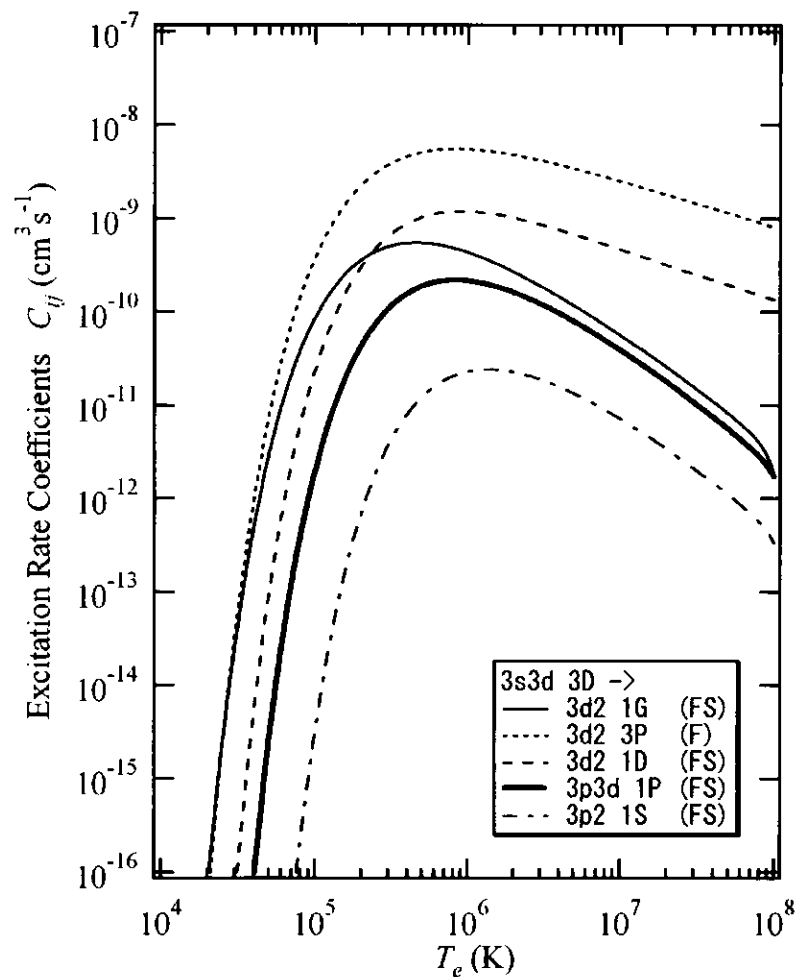
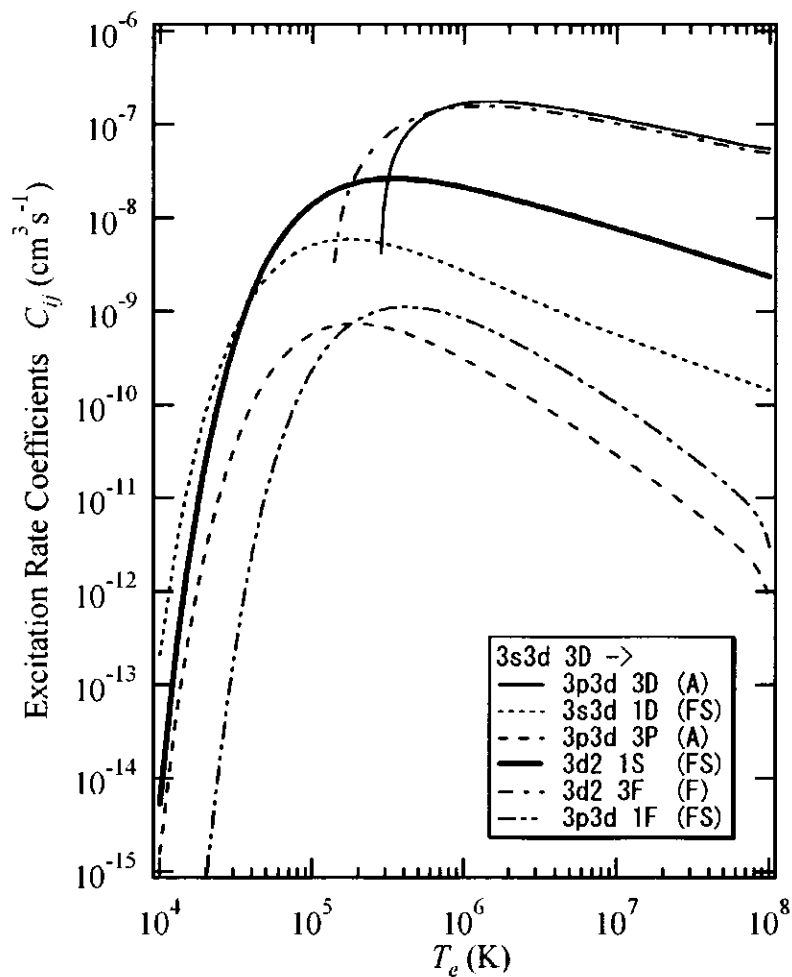


図 A.3 炭素($Z=6$)様イオンにおける2電子励起状態 $3/3I$ 間の励起速度係数。括弧内の A は許容遷移、F は禁制遷移、FS はスピン変化を伴う禁制遷移に相当することを示している。

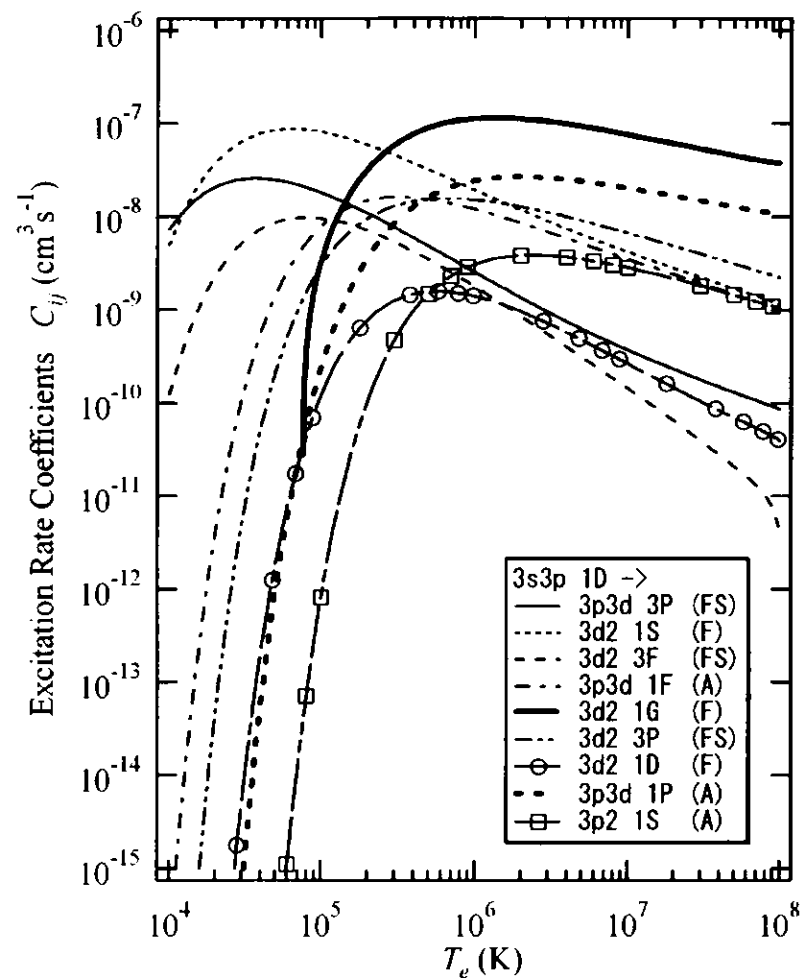
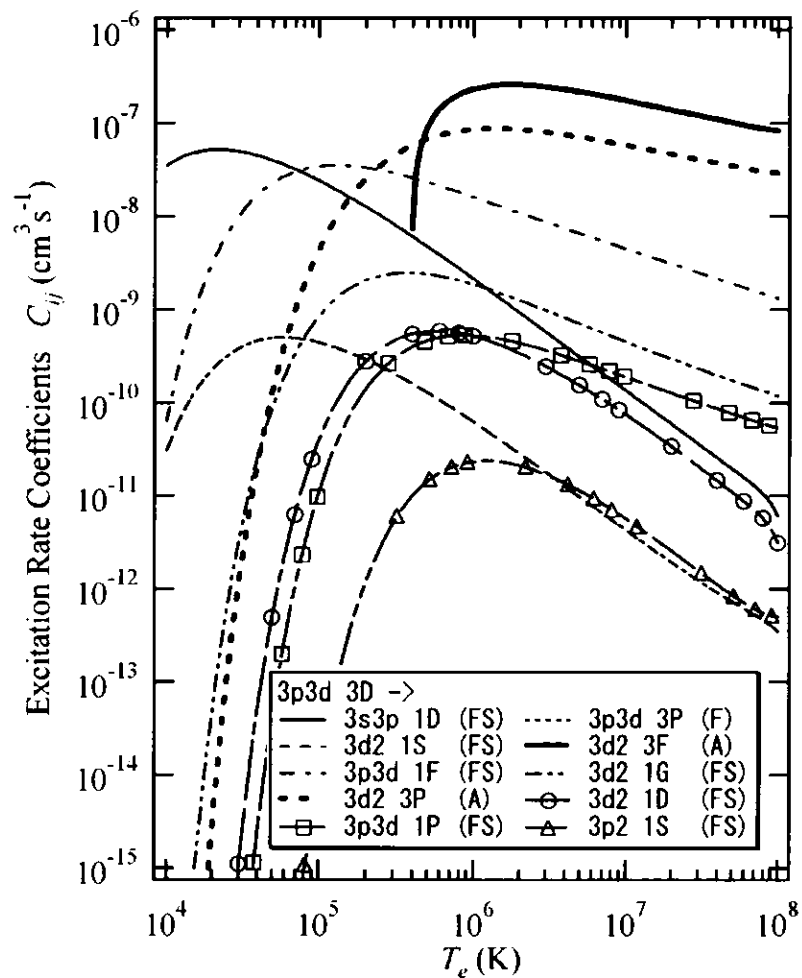


図 A.3 炭素($Z=6$)様イオンにおける 2 電子励起状態 $3/3I$ 間の励起速度係数。括弧内の A は許容遷移、F は禁制遷移、FS はスピン変化を伴う禁制遷移に相当することを示している。

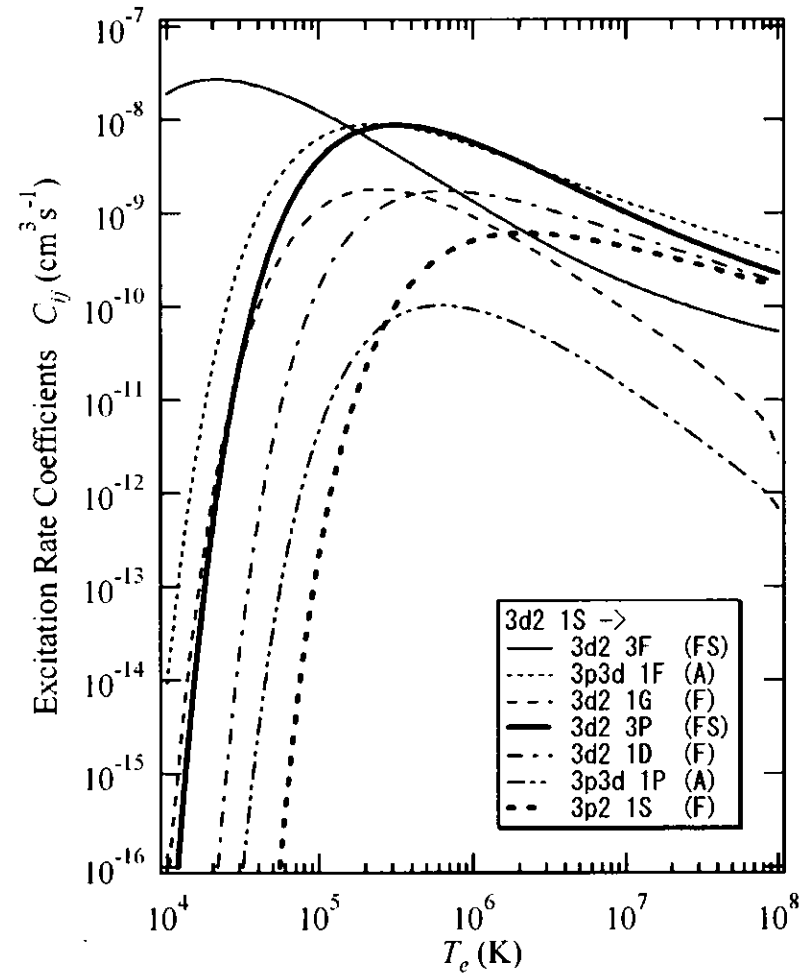
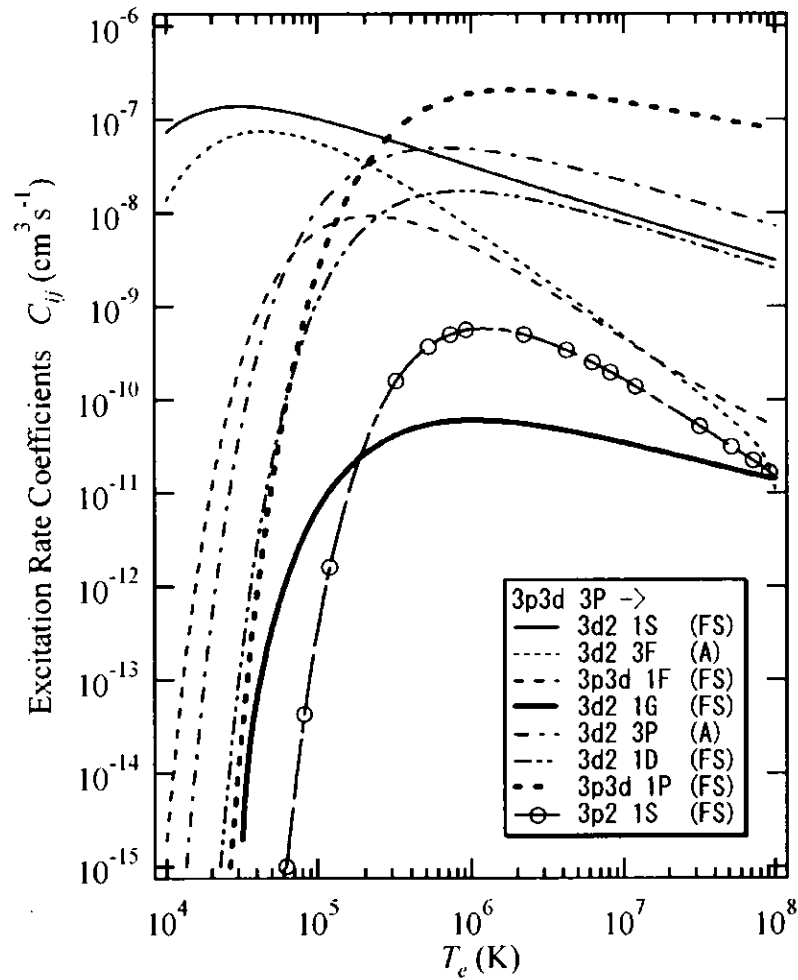


図 A.3 炭素 ($Z=6$) 様イオンにおける 2 電子励起状態 $3P/1S$ 間の励起速度係数。括弧内の A は許容遷移、F は禁制遷移、FS はスピン変化を伴う禁制遷移に相当することを示している。

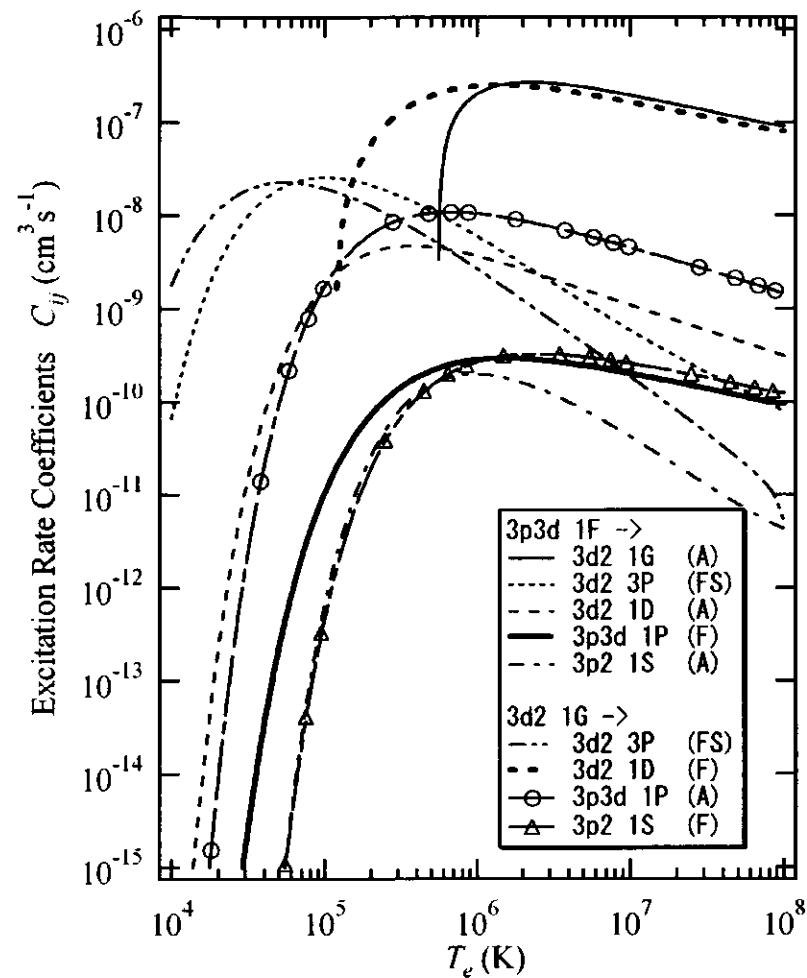
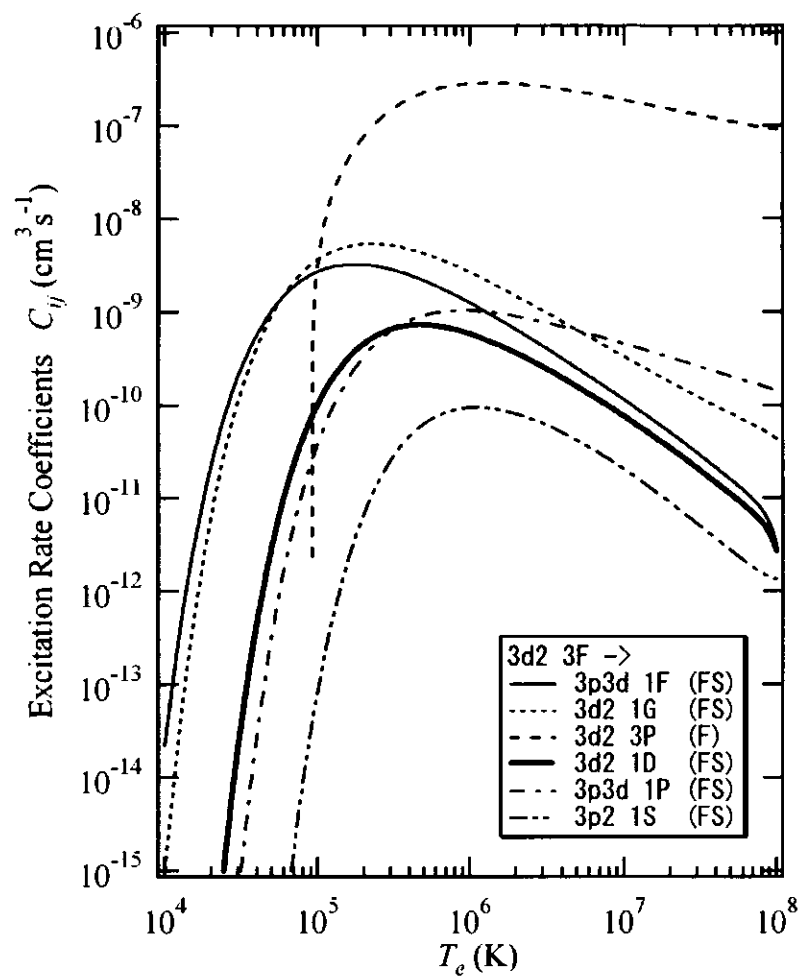


図 A.3 炭素 ($Z=6$) 様イオンにおける 2 電子励起状態 $3/3/1$ 間の励起速度係数。括弧内の A は許容遷移、F は禁制遷移、FS はスピン変化を伴う禁制遷移に相当することを示している。

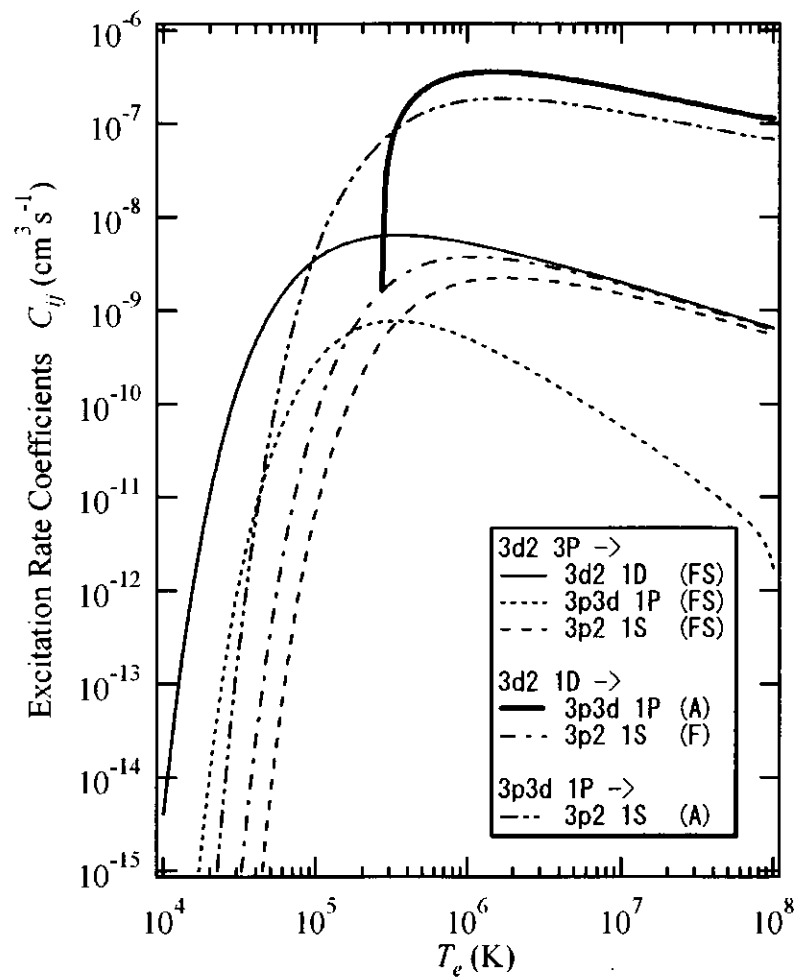


図 A.3 炭素 ($Z = 6$) 様イオンにおける 2 電子励起状態 $3/3'$ 間の励起速度係数。括弧内の A は許容遷移、F は禁制遷移、FS はスピン変化を伴う禁制遷移に相当することを示している。

謝辞.

本博士研究を行うにあたり、ご懇篤なご指導とご高配を賜りました核融合科学研究所研究・企画情報センター、センター長、加藤隆子教授に厚くお礼申し上げます。本研究の CR モデルの構築と結果に対する議論の全般にわたり、数多くの御助言を賜りました京都大学工学部・工学研究科、藤本孝教授、核融合科学研究所研究・企画情報センター、リチャード・M・モア教授に心より感謝致します。学会・国際会議・博士論文審査会の練習等で、御助言を賜りました村上泉助教授、HULLACコードの取り扱いを御教授して頂きました日本原子力研究所関西研究所、佐々木明博士に心より感謝します。また、高分解能のサテライト線スペクトルの解析を行う機会を与えて頂きました GSI の F. B. Rosmej 博士に心より感謝します。

本博士論文の審査におきまして有益な御助言を頂きました。主査の核融合科学研究所大型ヘリカル研究部プラズマ計測研究系主幹、須藤滋教授、副査の同研究系、佐藤國憲助教授に厚くお礼申し上げます。

総合研究大学院大学数物科学研究科核融合科学専攻の鄒士陽さんには本研究に対して助言を頂き、同期の芦川直子さん、田村直樹君、中原由紀夫君には、色々と相談を受けて頂きましたことに感謝します。審査会の練習等で御助言を賜りました加藤太治博士に心より感謝します。核融合科学研究所管理部研究協力課研究協力第一係の松浦克行さんと漆原里奈さんには、博士課程におきまして事務上で色々と御面倒を御掛けしました。有り難うございました。また同室でコンピュータ関連等の相談を受けて頂きました加藤雅敏さんに感謝します。

最後に、核融合科学研究所及び、同研究所研究・企画情報センターの皆さんに厚くお礼申し上げます。

2002 年 2 月