

2. スペクトルからわかること

後藤基志, 村上 泉, 藤本 孝¹⁾
(核融合科学研究所, ¹⁾京都大学大学院工学研究科)

What do spectra tell us?

GOTO Motoshi, MURAKAMI Izumi and FUJIMOTO Takashi¹⁾

National Institute for Fusion Science, Toki, 509-5292, Japan

¹⁾Department of Engineering Physics and Mechanics, Graduate School of Engineering, Kyoto University, Kyoto 606-8501, Japan

(Received 26 November 2003)

The collisional-radiative (CR) model is introduced as an improvement to the corona model. Its formulation indicates that the population of every excited level is divided into two independent components, i.e., the ionizing and recombining plasma components. For the pulsed discharge with helium gas in a Pyrex tube which exhibits intense line radiations twice, the first and second peaks are found to correspond to the ionizing and recombining plasmas, respectively, from the different population distributions over the n^3D levels. The spectrum taken in the stationary phase of the main discharge in the Large Helical Device (LHD) with helium gas suggests an ionizing plasma, and for the other two spectra taken in the plasma terminating phase, the first and the second spectra indicate the recombining plasmas of ionized and neutral helium, respectively. In all these analyses, the electron temperature and density are the variable parameters and are determined as a result of fitting of calculation to the experimental data. The spectrum observed in the helium glow discharge cannot be reproduced by CR model calculations even if the quasi-steady-state approximation for metastable states of neutral helium is removed. The opacity effect may be the origin of this difficulty.

Keywords:

collisional-radiative model, ionizing plasma, recombining plasma

2.1 はじめに

プラズマ分光は、プラズマ診断の方法のひとつである。単純には、計測された発光スペクトルから、何らかのプラズマに関する情報を引き出すことを目的とする。第1章では、プラズマの色とスペクトルの関係について例を挙げて示し、発光線の波長からプラズマ中の元素が同定できることを確認した。しかしながら、発光線の強度に関しては、我々の直感に基づいて立てたコロナ平衡モデルは、実際に計測した実験室プラズマを表現できなかった。この章ではコロナ平衡モデルでは考慮されなかったさまざまな原子過程を考慮に入れ、原子のエネルギー準位全体を包括的に取り扱う考え方を紹介する。そして、実際、この手法により得られるモデル計算の結果が、どの程度現実のプラズマを反映しているのか、第1章で提示した実験結果と比較しながら調べていく。また、具体的な目標として、発光線の絶対強度から原子あるいはイオンの密度の導出を試みる。

2.2 原子過程

これから我々が新たに構築するモデルは、Fig. 1 に示すような原子過程を取り扱う。ここにはコロナ平衡モデルで

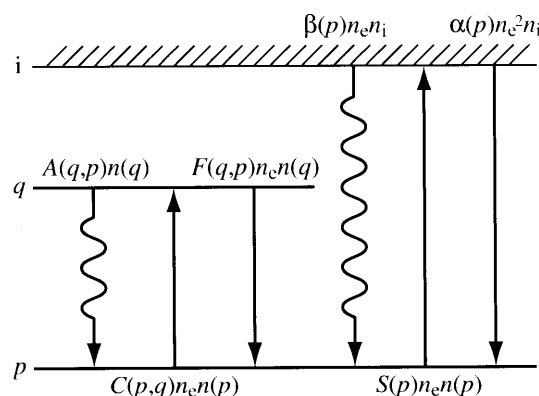


Fig. 1 Atomic processes included in the CR model. The quantities, $n(p)$, n_e , and n_i are the population density of level p , the electron density, and the density of the ions in the next ionization stage, respectively. The meanings of the coefficients are as follows: $A(q,p)$ is the spontaneous transition probability, $C(p,q)$ and $F(q,p)$ are the electron impact excitation and de-excitation rate coefficients, respectively, $S(p)$ is the electron impact ionization rate coefficient, and $\beta(p)$ and $\alpha(p)$ are the radiative and three-body recombination rate coefficients, respectively.

author's e-mail: goto@nifs.ac.jp, mizumi@nifs.ac.jp, a53080@sakura.kudpc.kyoto-u.ac.jp

は考えなかったものも含まれている。また、すべての遷移が、単位体積単位時間あたりの発生回数という単位 ($\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$) を持つような形式で表されている。図中の $n(p)$ および n_c はそれぞれ、 p 準位のポピュレーションおよび電子密度を示し、 n_i は、対象としている原子あるいはイオンよりも1価上の電離段階にあるイオンの基底状態密度を示す。例えば、対象が水素原子ならば、 n_i はプロトンの密度に対応する。Fig. 1の遷移の中で、 $A(q, p) n(p)$ および $C(p, q) n_c n(p)$ は、第1章ですでに紹介したように、それぞれ自然放出遷移と電子衝突励起を表す。これらを模式的に表すと、それぞれ、Fig. 2(a)および(b)のように描ける。 $F(q, p) n_c n(q)$ は電子衝突励起の逆過程で、Fig. 2(b)の時間を反転させた、つまりすべての矢印の向きを逆にした過程に対応し、電子衝突脱励起過程と呼ばれる。電子衝突励起では、衝突電子は励起に必要なエネルギーを失って減速するが、電子衝突脱励起では、衝突電子が余剰分のエネルギーを受取り加速されることになる。昔の文献では、この過程は「超弾性衝突」と呼ばれていた。 $S(p) n_c n(1)$ は電子衝突電離を表し、Fig. 2(c)で表される過程になる。 $\beta(p) n_c n_i$ は輻射再結合を表す。輻射再結合とは、自由電子が、ある準位 p へ捕獲され、捕獲前後の状態間のエネルギー差（電子の運動エネルギー + p 準位の電離ポテンシャル）を光子として放出する過程である。捕獲される電子の運動エネルギーは連続的な値を持つので、発光線の振動数あるいは波長も連続的となる。これが線放射に対して連続放射と呼ばれるプラズマ中の発光の原因のひとつとなっている。Fig.

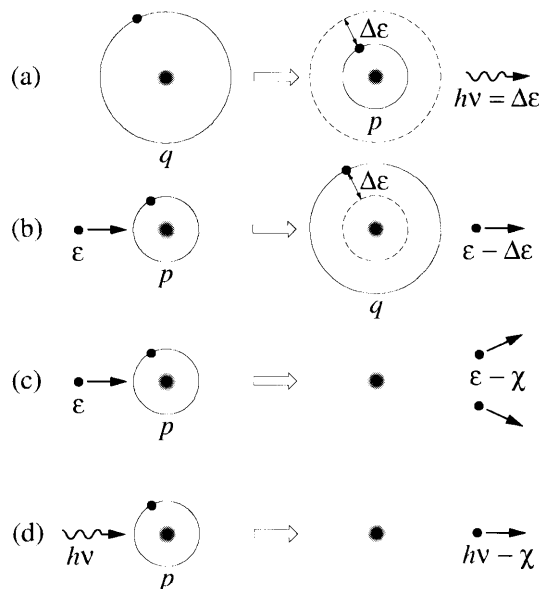


Fig. 2 Schematic diagrams of the atomic processes in Fig. 1: (a) spontaneous transition, (b) electron impact excitation, (c) electron impact ionization, and (d) photoionization. The energy transfer between the atom and the electron or photon is also indicated, where χ in (c) and (d) stands for the ionization potential of the left hand side atoms in level p .

2(d)は光電離を示しているが、輻射再結合は光電離の逆過程である。ここではまだ光学的に薄いプラズマを考えているので、光電離自体は考慮に入れない。 $\alpha(p) n_c^2 n_i$ は電子衝突電離の逆過程で、三体再結合と呼ばれる過程である。三体再結合は自由電子がイオンに捕獲されるという点については輻射再結合と同じであるが、余剰エネルギーを近くにいる別の電子が受け取るため、光子を放出しない。

これらの過程の速度係数は基本的には第1章で行ったように、断面積と電子の速度分布関数から求められるが、熱平衡状態においては逆過程の関係にある遷移によるポピュレーションの流れの大きさはお互いに完全に一致するべきであるという事実から、一方の速度係数を用いてもう一方を求めることができる (Ref.[1]等参照)。

2.3 衝突輻射モデル

それでは、これらの原子過程を考慮に入れて、実際に計算モデルを構築しよう。ここでは水素原子を例として取り上げ話を進めるが、基本的な考え方は他の原子やイオンについても同様である。

ある励起準位 p に注目すると、そのポピュレーションの時間変化は、 p 準位へ流入するポピュレーションの流れ Γ_{in} と p 準位から流出するポピュレーションの流れ Γ_{out} の差として次のように定義することができる。

$$\frac{d}{dt} n(p) = \Gamma_{\text{in}} - \Gamma_{\text{out}}$$

前節で紹介した原子過程を用いて Γ_{in} および Γ_{out} を書き下すと、それぞれ

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{in}} &= \sum_{q>p} A(q, p) n(q) + \sum_{q<p} C(q, p) n_c n(q) \\ &\quad + \sum_{q>p} F(q, p) n_c n(q) + \beta(p) n_c n_i + \alpha(p) n_c^2 n_i \\ &= \sum_{q<p} C(q, p) n_c n(q) \\ &\quad + \sum_{q>p} \{F(q, p) n_c + A(q, p)\} n(q) \\ &\quad + \{\beta(p) + \alpha(p) n_c\} n_c n_i \end{aligned} \quad (2)$$

および

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{out}} &= S(p) n_c n(p) + \sum_{q>p} C(p, q) n_c n(p) \\ &\quad + \sum_{q<p} F(p, q) n_c n(p) + \sum_{q<p} A(p, q) n(p) \\ &= \left[S(p) n_c + \sum_{q>p} C(p, q) n_c \right. \\ &\quad \left. + \sum_{q<p} F(p, q) n_c + A(p, q) \right] n(p) \end{aligned} \quad (3)$$

となる。ここで、例えば、 $\sum_{q>p}$ という表記は、 p 準位よりもエネルギー的に高いところに位置するすべての準位 q について和を取ることを意味する。今は対象が水素原子なので、 p や q は主量子数と解釈して差し支えないが*、ヘリウ

*もちろん、水素原子といえども、厳密には、主量子数が同じで角運動量子数が異なる準位が完全に縮退しているわけではなく、区別して取り扱うことも可能である。しかしながら、これらの準位間のエネルギー差は他の原子あるいはイオンに比べると一般に小さく、衝突遷移の頻度が大きいため、ポピュレーションは多くの場合統計的重率にしたがって分布することになる。このような原子あるいはイオンに対しては、これらの準位をまとめて単一の準位として考えることができる。

ム原子など、エネルギー準位を主量子数だけでは区別できない原子またはイオンについて考えるときは、これらの記号はより一般的な意味を持つことになる。

このような方程式は、すべての励起準位、さらには基底状態原子およびイオンについても同様に立てることができる。励起準位は理屈では無限に存在するが、適当な準位で打ち切り、電子温度および電子密度を時間の関数として適切に定義してやれば、原理的にはこの連立微分方程式を数値的に解くことができる。しかし、第1章で述べたように、急激に変化するプラズマを対象にしているのであれば、得られる解はその瞬間のプラズマ状態に対する定常解でほぼ近似することができるため、ここでは初めから興味の対象を定常解を得ることに絞り、式(1)の左辺を0と置く(準定常近似)。ただし、一般に、基底状態原子とイオンは、励起準位に比べて緩和時間が長いため、そのポピュレーション $n(1)$ および n_i に関する方程式には準定常近似を適用せず、とりあえずそのままにしておく。水素原子の励起準位に対する準定常近似の成立条件については Ref. [2] で詳しく議論されている。

準定常近似を施した励起準位に関する方程式をまとめると、

$$\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n(2) \\ \cdot \\ n(p) \\ \cdot \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} n(1) + \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} n_i \quad (4)$$

のような線形の連立方程式として表すことができる。これを解くと、各励起準位のポピュレーションは

$$\begin{aligned} n(p) &= R_0(p) n_e n_i + R_1(p) n_e n(1) \\ &\equiv n_0(p) + n_1(p) \end{aligned} \quad (5)$$

という形で表される。ここで、 $R_0(p)$ および $R_1(p)$ は電子温度および電子密度の関数で、ポピュレーション係数と呼ばれる。ある与えられたプラズマのパラメータに対する励起準位ポピュレーションを求めるこのような考え方を、衝突輻射モデルと呼ぶ。例として、 H_α 線を放射する自然放出遷移の上準位である、水素原子の $p=3$ の準位に対するポピュレーション係数の電子温度および電子密度依存性を Fig. 3 に示す。なお、この結果を含む水素原子を対象とした計算には Sawada によるコード[3]を用いている。

式(5)はとても興味深い事実を示している。それは、励起準位のポピュレーションが、基底状態密度およびイオン密度にそれぞれ比例するふたつの項の和として表すことができるということである。Fig. 4 に、この関係を模式的に示す。しかし、例えば実験で H_α 線を観測し、その強度から第1章で行った方法により $n(3)$ を求めることができたとしても、それが、どのような比で $n_0(3)$ と $n_1(3)$ とによって構成されているのかを求めることは一般に困難である。それができなければ、発光線の強度から原子あるいはイオンの密度を求めるという、我々の目標は達成されない。では、どうしたら良いのか。そのためのひとつの手掛かりは、

$n_0(p)$ と $n_1(p)$ の間で、 p に対する依存性が大きく異なるという事実である。つまり、できるだけ多くの発光線を観測し、できるだけ多くの励起準位ポピュレーションを同時に求めることができれば、それらのポピュレーションが主にどちらの成分から構成されているのか知ることができるかもしれない。また、 $n_0(p)$ や $n_1(p)$ の p 依存性は電子温度や電子密度によっても変化するので、逆にポピュレーション分布から、プラズマのパラメータを求めることができるかもしれない。

第1章では我々は励起準位ポピュレーションを説明するために、コロナ平衡モデルを考えた。Fig. 4 は、現実を捉えるにはそのモデルはあまりに狭すぎることを、そしてまた、なにか特別な条件下ではそれが正しいのかもしれないということを暗示している。以下では、実際に第1章で紹介し

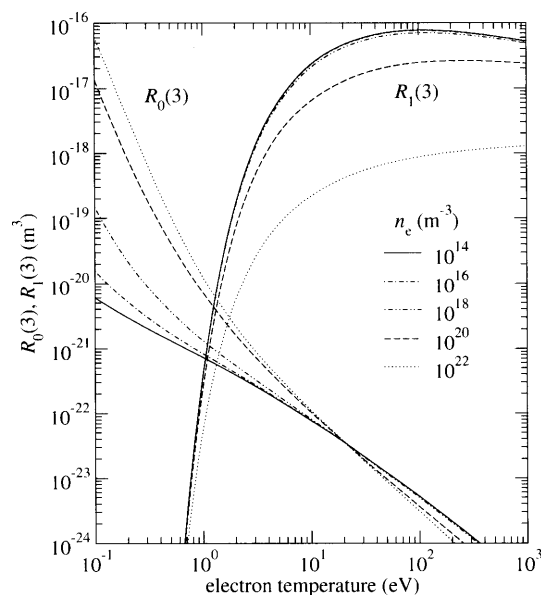


Fig. 3 T_e and n_e dependences of the population coefficients of the $p=3$ level of neutral hydrogen.

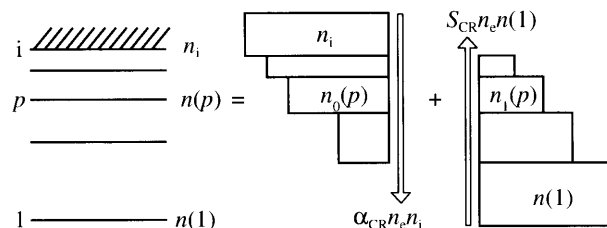


Fig. 4 Schematic diagram of the structure of excited level populations. The population consists of two independent components, each of which is proportional to the ground state atom density or the ion density, respectively. These components are named as the recombining-plasma component and the ionizing-plasma component, respectively. The formation of the excited level populations is accompanied by the recombination and ionization fluxes as indicated with arrows. They will be discussed in detail in Chapter 3.

たスペクトルを題材として、我々が行ったさまざまな試みについて紹介する。なお、第1章でコロナ平衡モデルとの不一致を確認したのはヘリウム原子のスペクトルであったので、ここでも主にヘリウム原子を対象とした解析を行う。第1章のFig.5に示したように、ヘリウム原子は水素原子と比べてそのエネルギー準位の構造が複雑で、観測される発光線の強度分布も多様性に富むため、このような解析を行うのにより適しているともいえる。ヘリウム原子のための衝突輻射モデルは Refs.[4,5]で紹介されている。

2.4 電離進行プラズマ

すべての励起準位のポピュレーションが近似的に基底状態原子密度に比例する項だけで表されるとき、つまり、

$$n(p) = R_1(p) n_e n(1) \quad (6)$$

と表されるとき、そのプラズマを電離進行プラズマと呼ぶ。

水素原子および水素様イオン*に対する $R_1(p)$ の電子温度および電子密度依存性、そして p 依存性は Ref.[7]で詳しく調べられている。電離進行プラズマにおける励起準位のポピュレーションに関する注目すべき性質は、十分高い電子密度の下では、

$$n(p)/g(p) \propto p^{-6} \quad (7)$$

という関係が成り立つようになることである[7]。ここで、 $g(p)$ は準位 p の統計的重率で、パウリの排他原理に抵触せず、その準位に同時に存在できる最大の電子の個数に対応する。水素原子の主量子数 p の準位に対しては $g(p) = 2p^2$ となる。中性ヘリウム原子に対してはこの関係は、同じスピンおよび軌道角運動量量子数（それぞれ、 S および L で表す）を持つ準位内のポピュレーション分布に対して適用することができ、その場合、 $g(p)$ は共通なので、

$$n(n^{2S+1}L) \propto n^{-6} \quad (8)$$

となる。このような関係は、エネルギー的に高い準位ほど成立しやすく、その成立条件は、下限の電子密度あるいはエネルギー準位として表される[7]。

第1章で紹介したパルス放電の「ピカ A」に対応するポピュレーション分布を、Fig.5に再掲するが、この近似が良く成立していることがわかる。この結果は、圧力から見積もった基底状態の原子密度 $6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ を用いると、衝突輻射モデルを用いた計算により、 $T_e = 4.5 \times 10^4 \text{ K}$ (3.9 eV) および $n_e = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ で良く再現できる。結果をFig.5に示す。このような条件下では、 3^3D でさえ十分に式(8)の適用範囲内にあることがわかる。「ピカ A」は、放電初期の、プラズマが加熱され電離過程が盛んに発生している時間帯に対応すると考えられるので、そのポピュレーション分布が電離進行プラズマで説明できるという結果は妥当である。

*電子1個を残してすべて電離した状態のイオンを「水素様イオン」と呼び、その多くの性質は、核電荷 Z を介した水素原子からのスケールリング則によって近似的に求められる[6]。

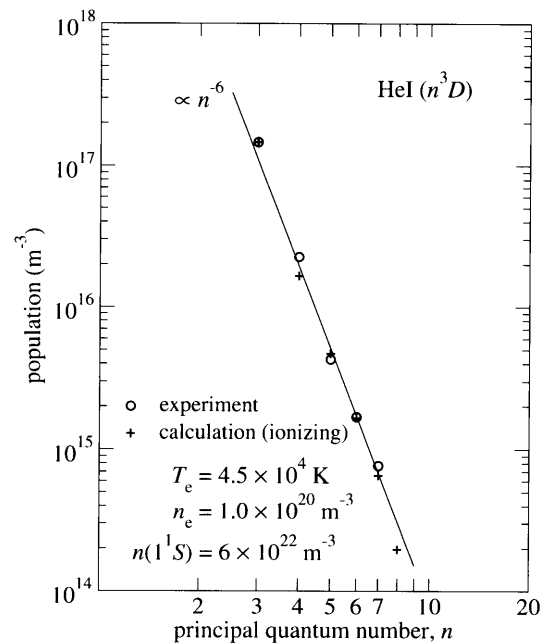


Fig. 5 Population distribution over the HeI n^3D levels for the first radiation peak of the pulsed discharge in a Pyrex tube [8] as shown in Fig. 6 of Chapter 1. The ionizing plasma component in the CR model calculation with $T_e = 4.5 \times 10^4 \text{ K}$ (3.9 eV), $n_e = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, and $n(1^1S) = 6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ is also shown. They agree well with the expected distribution, $n(n^3D) \propto n^{-6}$.

次に第1章のFig.10(d)に示した、LHDの主放電における定常的なプラズマに対して測定されたスペクトルを考える。この時、第1章でも述べたように、中性ヘリウム原子の発光はプラズマ周辺部に局在している。そこでは、プラズマ中へ侵入しようとする原子は次々と電離し、その結果生成されたイオンの大部分はただちに磁場に捕捉され、イオンのままダイバータへと運ばれた後、中性化されてまたプラズマへ戻っていくという循環メカニズムが形成されていると考えられる[9]。したがって、観測される発光は電離進行プラズマからのものであると予想される。

ここでは、ヘリウム原子の主量子数が3から2への自然放出遷移に対応する6本の発光線について注目し、さまざまな電子温度および電子密度に対して、これらの発光線の強度分布を計算した結果、第1章のFig.10(d)のスペクトルを良く再現するパラメータとして、 $T_e = 50 \text{ eV}$ および $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ が得られた。このパラメータの組合わせに対する計算結果を、実験結果とともにFig.6に示す。ここではパラメータを決めるために利用した6本の発光線の他に、主量子数が4から7までの準位から2への自然放出遷移に対応する発光線も同時に示している。実験結果に見られる460 nm近辺の2本の強い発光線は2価の炭素イオン(CIII)および1価のヘリウムイオン(HeII)のものである。また、 H_α および H_β など水素の発光線も観測されている。Fig.6(b)には、水素様イオンのための衝突輻射モデルコードCOLRAD[10,11]により計算したヘリウムイオンの

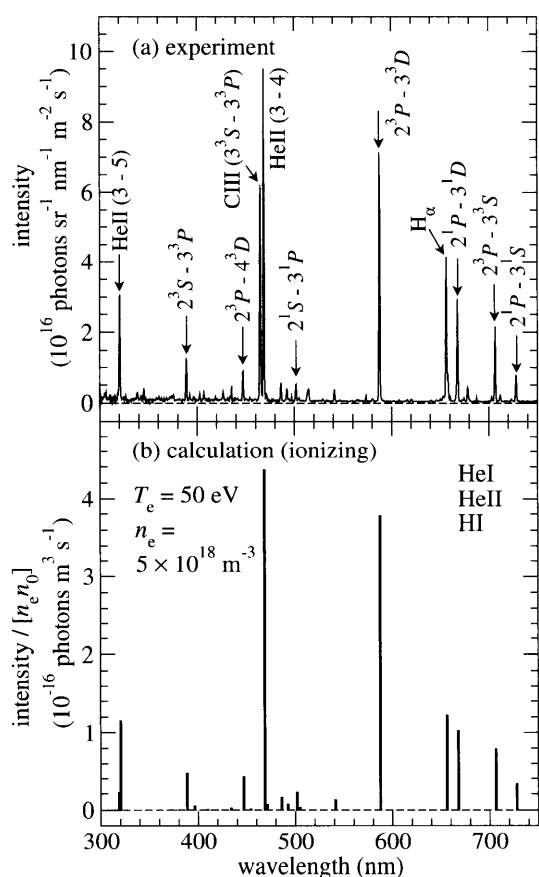


Fig. 6 Comparison between (a) Fig. 10(d) in Chapter 1 and (b) the ionizing plasma component of the CR model calculation for neutral helium with $T_e = 50$ eV and $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$.

発光線と水素原子の発光線も、実験結果を再現するように規格化して示している。

ところで、我々はまだ発光強度の絶対値を利用していない。ここで、 $\lambda = 587.6 \text{ nm}$ ($2^3P - 3^3D$) の発光線に注目し、Fig. 6(a)から、発光強度を求め、同(b)の計算結果と比較することにより、基底状態原子密度と視線上の発光領域の長さを掛けた値 $n(1^1S)\ell = 1.0 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ が得られる。 ℓ はオーダーとして 1 cm 程度であるので[9]、 $n(1^1S)$ として 10^{17} m^{-3} 程度の値が得られる。放電中の真空容器内圧力は 10^{-3} Pa 程度であり、原子温度として室温 (300 K) を仮定すると[9]、 $n(1^1S) = 2.4 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ となり、我々の結果が妥当であることを確認できる。もし、ヘリウムイオンと水素原子の発光線が、ヘリウム原子と同じプラズマパラメータで発光しており、視線上の発光領域の長さも同じと仮定すると、ヘリウムイオン密度はヘリウム原子のおよそ5倍、水素原子はおよそ1/20倍のとき、実験結果を良く再現する。ただし、ここで仮定した条件はあまり現実的とは言えないので、参考値として紹介するに留めておく。

それではこのとき、ポピュレーションの流れはコロナ平衡の場合とどのように異なっているのでしょうか。例として、 3^3D 準位に関する主なポピュレーションの流入および流出を Fig. 7 に示す。白抜き矢印が電子衝突遷移を、黒い矢印が輻射遷移を表しており、その太さが相対的な流れの大きさに対応している。また、全流入、全流出それぞれ

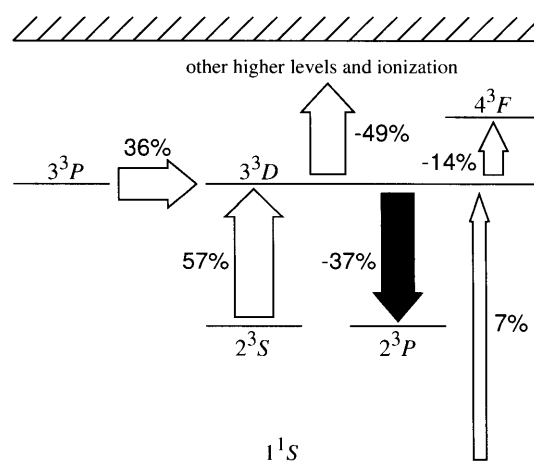


Fig. 7 Population flows concerning the 3^3D level for the condition of Fig. 6(b). Open and filled arrows correspond to the collisional and radiative transitions, respectively. The fractions of individual processes in each of the inflow (positive) and the outflow (negative) are also indicated.

の中で、その過程の占める割合を数値で示してある。正が流入で負が流出に対応する。ただちに、その様相がコロナ平衡とは全く異なっていることに気付く。まず、流入は、基底状態からの寄与はわずかで、ほとんどが 2^3S および 3^3P からの電子衝突遷移によるものである。そして流出は、自然放出遷移よりも、さらに上の準位への電子衝突励起過程および電離過程が支配的である。

最後に、第1章 Fig. 1(e)に示した、ヘリウムガスによるグロー放電時のスペクトルを考える。グロー放電においても、電離進行プラズマが形成されていると予想される。しかしながら、結論だけ言うと、ここまで行ってきたような方法では、実験で得られたスペクトルを再現するようなプラズマのパラメータの組合わせを見つけることはできなかった。とくに、 $\lambda = 501.6 \text{ nm}$ ($2^1S - 3^1P$) の発光線は、計算上、どんなパラメータを与えても、主量子数が3から2への遷移に対応する6本の発光線の中で、もっとも強い発光線にはなり得ない。そこで、少し視点を変えて、 $2^3P - 3^3D$ のシリーズの発光線だけに注目して解析を行ってみよう。発光線強度から求めた励起準位のポピュレーションの主量子数依存性を Fig. 8 に示す。衝突輻射モデルを用いると、このポピュレーション分布は、Fig. 8 に示すように、 $T_e = 2.5 \text{ eV}$ および $n_e = 1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ で比較的良く再現される。また、この時発光線強度の絶対値から、 $n(1^1S) = 2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ が得られる。グロー放電時の容器内圧力は 0.1 Pa 程度であり、原子温度として室温 (300 K) を仮定すると $n(1^1S) = 2.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ となり、妥当な結果であることが確認できる。

先程と同じように、この状況におけるポピュレーションの流れを調べると、Fig. 9 のようになり、驚くべきことに、結果はコロナ平衡の場合と良く似た特徴を示している。ただし、流入の大部分は基底状態からではなく、 2^3S 準位からの電子衝突励起である。 2^3S 準位は、いわゆる光学的許容遷移によって下の準位に脱励起することができず、A

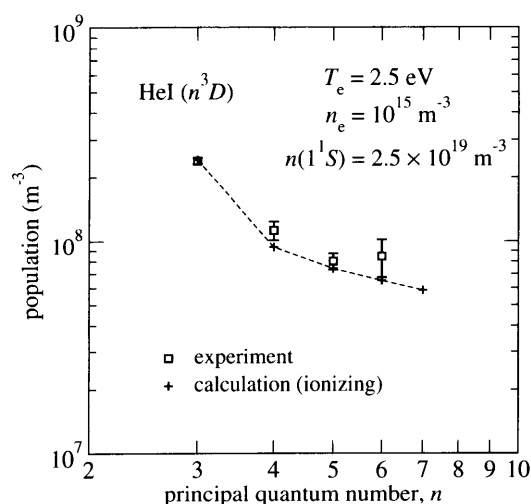


Fig. 8 Hel n^3D populations determined from the spectrum of the helium glow discharge. The ionizing plasma component in the CR model calculation with $T_e = 2.5$ eV and $n_e = 10^{15}$ m^{-3} , which is normalized to the experimental result for the 3^3D level, is also shown.

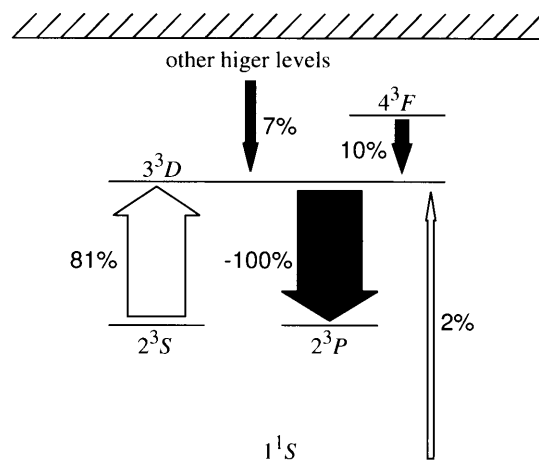


Fig. 9 Same as Fig. 7 but for the condition of Fig. 8.

係数が非常に小さいため、準安定状態と呼ばれる。そしてその結果、大きなポピュレーションを持つ傾向がある。それに加えて、電子温度が2.5 eV程度であれば、 2^3S 準位から 3^3D 準位への電子衝突励起の速度係数は、基底状態からの値に比べるとはるかに大きいので、 2^3S からのポピュレーション流入が支配的となっている。具体的には今の条件の場合、 $n(2^3S)$ は $n(1^1S)$ の 10^{-5} 倍程度であるのに対して、 3^3D への励起速度係数は前者からの方が6桁以上大きい。他の n^3D 準位についても、ポピュレーション流入が主に 2^3S からであるとすれば、これらの準位については、広い意味でのコロナ平衡が成立しているといえることができるだろう。

ここで注意しなくてはならないのは、第1章式(10)と同様の考え方によれば、準安定状態のポピュレーションの緩和時間が非常に長くなっている可能性があることである。上で、準安定状態のポピュレーションが大きくなりやすい

と述べたが、グロー放電のような低電子密度の放電の場合、準安定状態の準定常近似にはやっかいな問題が存在する。ポピュレーションの緩和時間を考えるとき、電子密度が十分に高ければ、ポピュレーションの流出は電子衝突励起または電離などによるものが支配的になり、その結果、緩和時間も短くなるため、準安定状態といえども準定常性を仮定できるが、グロー放電の場合はこの限りでない。上の条件では、 2^3S 準位からのもっとも大きな正味のポピュレーション流出過程は電子衝突電離であるが、その速度係数の値から緩和時間を見積もると0.1秒のオーダーになってしまう。グロー放電は定常的だから、少々緩和時間が長くても問題ないのではないと思われるかも知れないが、例えば、ポピュレーションが十分緩和する前に、準安定状態に励起したままプラズマから空間的に流出してしまうような過程が有意であれば、もはや原子過程による準定常近似を用いることはできない。

この問題を回避するため、ここでは準安定状態も、基底状態と同様に独立変数として扱うこととする。その結果、励起準位のポピュレーションは電離進行プラズマに対して

$$n(p) = r_1(p) n_e n(1^1S) + r_2(p) n_e n(2^1S) + r_3(p) n_e n(2^3S) \quad (9)$$

のように書ける。このモデルが正しければ、これら3つの準位のポピュレーションと、電子温度および電子密度を調整することで、観測されたスペクトルを再現することができるはずである。しかしながら、それでもなお、グロー放電で観測されている非常に強い $\lambda = 501.6$ nmの発光線を説明することはできなかった。我々が第1章で挙げた、コロナ平衡の持つ問題点の中で、あと残っているのは「光学的に薄い」という条件だけである。その評価は第3章で行うことにしたい。

2.5 再結合プラズマ

さて、第1章で提示したヘリウム原子のスペクトルあるいは励起準位のポピュレーション分布について、電離進行プラズマと思われるものについては、まだ完全に謎は解けていないにしても、理解はかなり進んだと言えよう。では、残りのデータは、もう一方のポピュレーション成分、つまり、式(5)の第1項で説明できるだろうか。

励起準位のポピュレーションが、イオン密度に比例する項のみで表されるような場合、つまり、

$$n(p) = R_0(p) n_e n_i \quad (10)$$

であるとき、そのプラズマを再結合プラズマと呼ぶ。 $R_0(p)$ についてはRef.[12]でその電子温度および密度依存性、そして p 依存性が詳しく調べられている。

再結合プラズマにおけるポピュレーション分布の最大の特徴は、高励起準位のポピュレーションがサハ・ボルツマンの式

$$n(p) = \frac{g(p)}{2g_i} \left(\frac{h^2}{2\pi m k T_e} \right)^{3/2} \exp \left[\frac{\chi(p)}{k T_e} \right] n_e n_i \quad (11)$$

で表されることであろう。ここで、 g_i はイオンの分配関数、 $\chi(p)$ は準位 p の電離ポテンシャルであり、その他の記号の意味は一般的に用いられるものと同じである。この式から明らかなように、励起準位の相対的なポピュレーション分布は電子温度のみによって決まる。このことは逆に、計測したポピュレーション分布から電子温度を見積もることができる可能性を示唆している。また式(11)が有効な準位の下限はほぼ電子密度で決まるので、ポピュレーション分布全体を観測すると、電子温度と電子密度の両方が求められるかも知れない。Ref.[13]では実際にこの方法で、LHDの放電終了時の電子温度および密度の時間変化を求めている。

第1章のパルス放電の「ピカ B」におけるポピュレーション分布はFig. 10に示すように再結合プラズマ成分で良く再現することができ、結果として $T_e = 5.1 \times 10^3$ K および $n_e = 1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ が得られている[8]。このことから、このパルス放電における2度の発光は、次のように解釈することができる。まず放電電流の上昇とともに電離進行プラズマが形成され、励起準位のポピュレーションが増大し、強く発光する(ピカ A)。また同時に、電離により電子およびイオンの密度が増加する。電流値がピークを越えると電子温度の低下が始まり、励起の頻度が減少するとともに一旦発光が弱まる。さらに電子温度が低下すると、蓄積されたイオンの再結合過程が始まり再結合プラズマが生成され、励起準位ポピュレーションの形成とともに再び強い発光を生じる(ピカ B)。最後は、イオンおよび電子密度の減少とともに発光も減衰する。

次に、LHDの主放電において、プラズマが消滅する直前に計測されたスペクトル(第1章 Fig. 10(f))を考える。これまでのように、発光線の強度から n^3D のポピュレーション分布を求め、その結果をもっとも良く再現する電子温度と電子密度を求めると、それぞれ、0.4 eV および $8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ となった。結果を Fig. 11 に示す。このパラメータを用いて、スペクトルを再現したのが Fig. 12 である。ここには主量子数3から7までの準位から主量子数2の準位への遷移に対応する発光線のうち、この波長範囲にあるものをすべて表示している。水素原子のバルマー系列の発光線を除き、良く再現されている。また、 $\lambda = 587.6 \text{ nm}$ ($2^3P - 3^3D$) の発光線に対する絶対値の比較から、 $n_{\text{He}^+} \ell = 2.3 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$ が得られる。この場合も発光領域の長さは正確にはわからないが、プラズマ全体が発光しているように見えるので、 ℓ として視線が閉じ込め領域を通過する長さ1.8 mを採用すると、 $n_{\text{He}^+} = 1.3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ が得られる。この値はポピュレーション分布から見積もった電子密度と比べるとかなり小さい。観測されている発光線はほとんどヘリウム原子と水素原子の再結合プラズマ成分だけであるので、完全電離のヘリウムイオンはすでに再結合などによって失われていると考えて良いだろう。水素も同じ電子温度および電子密度による再結合プラズマを形成しているとして、同様に $\ell = 1.8 \text{ m}$ を採用すると、 H_α 線の強度から、 $n_{\text{H}^+} = 1.2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ となり、電子密度との差の説明にはならない。もちろんヘリウム放電とはいえ、プラズマ中には他の不純物

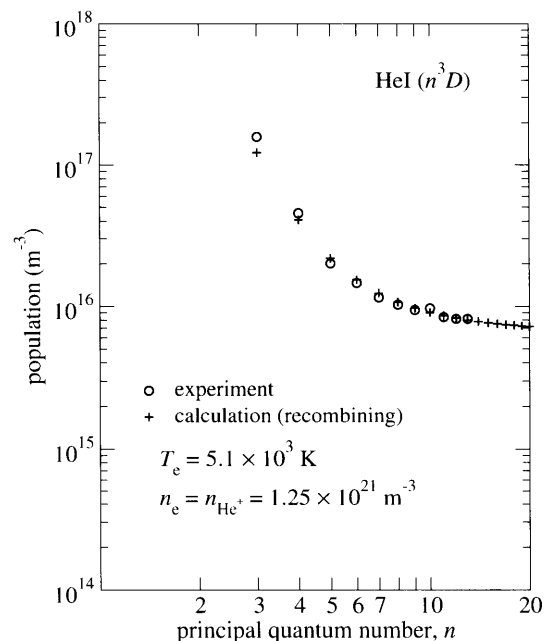


Fig. 10 Same as Fig. 5 but for the second peak. The recombining plasma component of the CR model calculation with $T_e = 5.1 \times 10^3$ K (0.44 eV), $n_e = n_{\text{He}^+} = 1.25 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ is also shown.

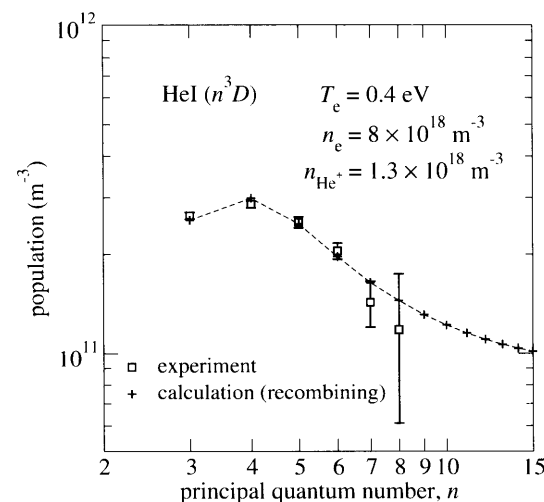


Fig. 11 Population distribution over the HeI n^3D levels from Fig. 10(f) in Chapter 1. The recombining plasma component of the CR model calculation with $T_e = 0.4 \text{ eV}$ and $n_e = 8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ is also shown.

イオンも混入しており、それらの影響も考えなくてはならないだろうし、暗黙のうちに仮定しているプラズマ全体の均一性はおそらく正しくはないだろう。残念ながらここではこれ以上の追求はあきらめることにするが、Fig. 12に見られるような相対的な発光線強度の再現性の良さを考えれば、この絶対値の差異は、計算モデル自身の問題によるものではないと思われる。

残るは第1章 Fig. 10(e)である。このスペクトルは時間的に同 Fig. 10(f)の直前に測定されたもので、強い発光線の波長がこれまで扱ってきた中性ヘリウム原子のものとは異なっているように見える。第1章でも述べたように、LHD

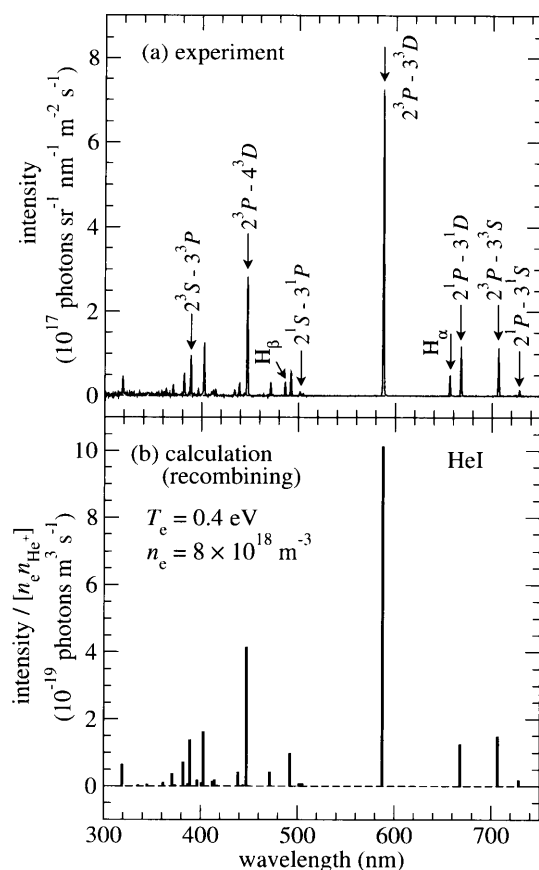


Fig. 12 Comparison between (a) Fig. 10(f) in Chapter 1 and (b) the recombining plasma component of the CR model calculation for neutral helium with $T_e = 0.4$ eV and $n_e = 8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$.

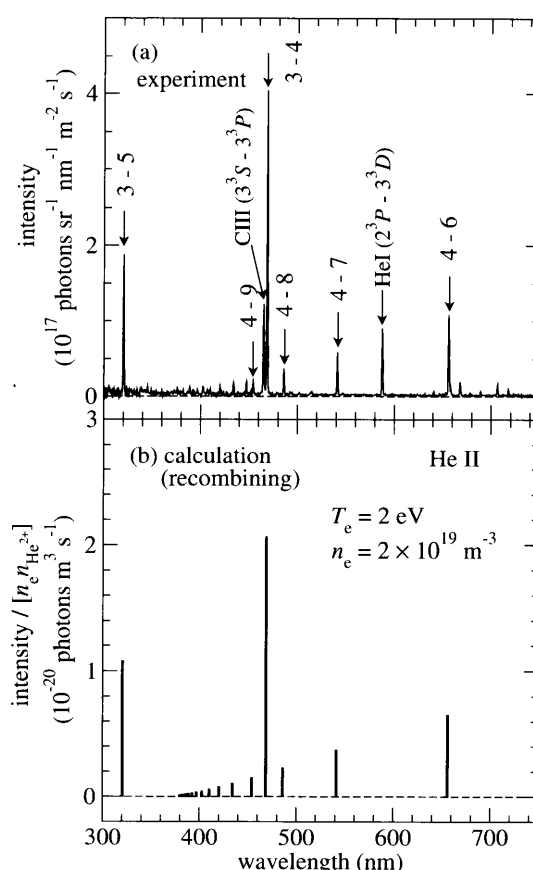


Fig. 13 Comparison between (a) Fig. 10(e) in Chapter 1 and (b) the recombining plasma component of the CR model calculation for ionized helium with $T_e = 2$ eV and $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

の主放電ではプラズマ中心部ではヘリウムはほとんど完全電離しており、放電終了時には電子温度の低下とともに2価のイオンから1価のイオンへの再結合プラズマが形成され、それに伴う発光が観測される。COLRADコードを用いてスペクトルを良く再現するパラメータを求めると、 $T_e = 2$ eV および $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ が得られる。この条件下での実験と計算のスペクトルの比較をFig. 13に示すが、多くの発光線がヘリウムイオンからのものであることが確認できる。また、これまでと同様の方法で、 $\lambda = 468.6 \text{ nm}$ ($n = 3-4$) の発光線強度から、完全電離ヘリウムイオンの密度を求めると、 $n_{\text{He}^{2+}} = 1.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ となった。電子密度と比較すべきはこの2倍の値であり、両者は非常に近い値となる。

今までのところ現実のプラズマはどれひとつとして、第1章で導入したコロナ平衡モデルによって説明されなかった。ある意味ではコロナモデルは誤りであった。いやむしろ、現実のプラズマは豊かな様相を示し、われわれの貧弱な想像-コロナモデル-をはるかに越えたものであった、と言う方がより正確であろう。

絶対値まで含めた解析結果の整合性については、妥当なものもあればそうでないものもあった。複雑な形状を持つLHDのプラズマに対して1本の視線で行われた分光計測では、この程度が限界かも知れない。より計測に最適化さ

れた実験室のプラズマが対象であれば、さらに詳細な考察が可能となるだろう。

参考文献

- [1] A. Thorne, U. Litzén, and S. Johansson, *Spectrophysics: Principles and Applications*, Springer, Berlin, Heidelberg, 1999.
- [2] K. Sawada and T. Fujimoto, *Phys. Rev. E* **49**, 5565 (1994).
- [3] T. Fujimoto, S. Miyachi, and K. Sawada, *Nucl. Fusion* **28**, 1255 (1988).
- [4] T. Fujimoto, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **21**, 439 (1979).
- [5] M. Goto, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **76**, 331 (2003).
- [6] T. Fujimoto, *J. Phys. Soc. Japan* **54**, 2905 (1985).
- [7] T. Fujimoto, *J. Phys. Soc. Japan* **47**, 273 (1979).
- [8] A. Hirabayashi *et al.*, *Phys. Rev. A* **37**, 77 (1988).
- [9] M. Goto and S. Morita, *Phys. Rev. E* **65**, 026401 (2002).
- [10] N.N. Ljepojovic, R.J. Hutcheon, and R.W.P. McWhirter, *J. Phys. B* **17**, 3057 (1984).
- [11] N.N. Ljepojovic, R.J. Hutcheon, and J. Payne, *Comput. Phys. Commun.* **44**, 157 (1987).
- [12] T. Fujimoto, *J. Phys. Soc. Japan* **49**, 1561 (1980); **49**, 1569 (1980).
- [13] M. Goto *et al.*, *Phys. Plasmas* **10**, 1402 (2003).