講座

プラズマ分光入門

1. 光とプラズマとミクロ過程

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)

Light, Plasma, and Microscopic Processes

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 10 October 2003)

Abstract

Glow discharges with different gases in the Large Helical Device (LHD) at the National Institute for Fusion Science (NIFS) show different visual colors of the plasma, and these colors are ascribed to different spectra in the UV and visible wavelength range. From the wavelengths of the observed emission lines, these gases are identified as neon, helium, and hydrogen. The emission line intensity is given by the upper level population density of the corresponding transition via the spontaneous transition probability or Einstein's A coefficient. On the assumption of corona equilibrium, relative emission line intensities of neutral helium are estimated for the $n = 3$ to $n = 2$ transitions. The results are in gross disagreement with the glow discharge spectrum. For a single pulsed helium discharge in a Pyrex tube, line emissions are intense during the beginning of the pulse and after the pulse [A. Hirabayashi, *et al.*, Phys. Rev. A 37, 77 (1988)]. The population distribution over the n^3D levels is determined for these two emission peaks, and neither of the results agrees with the expectations from corona equilibrium. It is also found that the color of the plasma observed for a main discharge with helium in LHD is drastically different depending on the plasma condition, and never shows a similar color to that in the glow discharge. All these results indicate breakdown of corona equilibrium and demand us deeper considerations.

Keywords:

plasma spectroscopy, atomic processes, corona equilibrium

1.1 はじめに

プラズマの様子を調べる手段はいろいろある。いわゆる計測と呼ばれている方法も多種多様あり、その中の一つであるプラズマ分光についてこの講座では取り上げる。プラズマ分光とは、平たく言うと、プラズマからの

光を波長ごとに分解して各波長の光の強さを調べる方法である。そこから何がわかるのであろうか？この講座では、プラズマ分光の初心者を対象に、プラズマ分光測定を行ったとき、得られた結果に対し、どのような解析を行うのか、そこから何がわかるのかを中心に解説を行

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

う．3回シリーズとして次のような構成で進める．第1章ではプラズマの色とスペクトルの関係，基礎的な物理量，スペクトル線強度に対するコロナ平衡モデルについて解説する．第2章では，衝突輻射モデルと，電離進行プラズマ，再結合プラズマについて解説し，第3章では，電離平衡プラズマ発光線強度と電離・再結合の関係，吸収の効果などについて解説を行う予定である．この講座では例として可視・紫外域の分光計測を取り上げる．なお，分光の計測原理・方法については触れないため，それについては別途教科書（例えば，[1]）を参考にして欲しい．

1.2 プラズマとスペクトル

もっとも単純な計測手段は写真（ビデオ）であろう．Fig. 1(a) - (c)のプラズマの写真をみてみよう．これらは核融合科学研究所の大型ヘリカル装置LHDにおいて，真空容器表面のコンディショニングを目的としたグロー放電の様子をCCDカメラで撮影したものである．それぞれ異なる種類のガスを用いている．肉眼による観察とは若干色合いが異なっているが，それにしても，ガス種に

よる色の違いは明らかである．光の強度の波長依存性を光のスペクトルと呼ぶが，色が異なっていれば当然スペクトルも異なると予想される．Fig. 1(a) (c)の光を分光器で波長分解して測定したスペクトルをFig. 1(d) (f)にそれぞれ示す．Fig. 1(d)では，600 - 700 nmの波長のところにたくさんの発光線が見える．これらの光が赤いプラズマの原因であると考えられる．Fig. 1(e)では，発光線数はFig. 1(d)ほど多くはないが，広い波長範囲に散在している．その中で500 nmあたりにある発光線がもっとも強く，これが緑色の原因であろう．Fig. 1(f)ではいくつかの強い発光線とともに，測定波長領域全般にわたる弱いたくさんの発光線が見られる．Fig. 1(d),(e)と同様に考えると，直感的には赤っぽく見えそうなものだが，写真では青白く見える．短波長域の細かな発光線の集合の影響かも知れないが，カメラや人間の目の感度特性とも関係するので，ここではこれ以上の追求はしない．

ガスの種類を明かす前に，原子の発光メカニズムについて考えてみよう．それぞれの原子は固有の離散的なエネルギー準位を持っている．励起原子はある確率で別のエネルギー的に低い準位へ自然に遷移し（自然放出遷

Fig. 1 Visual pictures ((a)-(c)) and corresponding spectra ((d)-(f)) for glow discharges with three kinds of gases in LHD.

Fig. 2 Schematic diagram of the spontaneous transition (solid arrows) and the electron impact excitation (open arrow) processes.

移), その差分エネルギーを光として放出する. Fig. 2 の下向の矢印がこの遷移に対応する. これが発光線の正体である. 発光線の振動数 ν あるいは波長 λ と, 準位間のエネルギー差 ΔE との間には, プランク定数 h および光速 c を介した次のような関係がある.

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \Delta E \quad (1)$$

ただし, ここでいう発光線の振動数および波長は真空中でのものであり, 大気中で観測する際には空気の屈折率を考慮する必要がある. エネルギー準位が離散的に存在するため, 発光線の波長も離散的となる. また, エネルギー準位の分布はそれぞれの原子に固有のもので, Fig. 1(d) (f)に見られるような発光線の散らばり方は, 一意的にあるひとつの原子に対応することになる. これは対象がイオンであっても, 分子であっても同じことである. この性質を利用して未知のプラズマに含まれる元素を同定することができる.

さて, Fig. 1(d) (f)の中でもっとも核融合プラズマとなじみ深いのは(f)であろう. ガス種は水素である. 際立って強く光っている発光線は, 主量子数 n が 3 から 2 への遷移 ($n = 2-3$ と書く) に対応する Balmer α 線 ($\lambda = 656.3 \text{ nm}$), いわゆる H_α である. また, H_β ($\lambda = 486.1 \text{ nm}$, $n = 2-4$) も確認できる. 600 nm から長波長側に見える

特徴的なスペクトルの構造は水素分子によるものである. そのほかの全波長域にわたって見られる微弱な連続的に見える光もおそらく水素分子からのものである (例えば, Refs[2-5]等を参照). Fig. 1(d)および(e)については, 発光線の波長を, NIST(National Institute of Standards and Technology)のホームページ[6]等で検索すると, そのほとんどがネオンとヘリウムの中性原子のものであることが確認され, ガス種が同定できる. このような考察もプラズマ分光の応用例のひとつである.

ここまでは発光線の波長に注目してスペクトルを眺めてきた. 次に興味の対象となるのは各発光線の強度分布であろう. そこで, 発光線の強度はどのように決まるのかを概観してみよう. 先に述べたように, 遷移の上準位にある原子群はある固有の決まった確率に従って下準位に遷移していく. 上準位の原子 1 個あたり 1 秒間に遷移が発生する回数を自然放出確率, またはアインシュタインの A 係数と呼ぶ. ここでは, 準位 p から q への遷移に対する A 係数を, $A(p, q)$ と表すことにする. A 係数も Ref[6]などのデータベースで調べることができる. この A 係数に, 上準位 p にある励起原子の密度 $n(p)$ (準位 p のポピュレーションと呼ぶ) をかけたもの, $A(p, q)n(p)$, は単位体積単位時間当たりの光子の放出回数となり, その大きさが, 我々の観測する発光線強度に対応する (Fig. 2 参照).

さて, 発光線強度が A 係数と上準位のポピュレーションの積で表されることが分かった. この結果を用いれば, Fig. 1(d) (f)に示された発光線の強度と A 係数から, 遷移の上準位のポピュレーションを求めることができる. 定量的な話に進む前に Fig. 1(d) (f)のグラフの縦軸について説明する必要があるだろう. この結果は, 実験で得られた生データに, 絶対感度の補正を施した結果である. 観測系の絶対感度は標準光源を用いて較正される. 例えば, ある平面状の光源に関して, 「単位面積 (m^2) の領域が, 単位立体角 (sr) あたり, 単位時間 (s) あたりに, 単位波長幅 (nm) に含まれる波長を持つ光子を放出する数¹」の波長依存性が求められているとする (このような光源を標準輝度光源と呼ぶ). この光源を実験時と同じ方法で観測し, 検出器の出力を実験時のものと比較すれば, 実験で観測したプラズマの発光強度, すなわち Fig. 1(d) (f)のような結果が得られる.

LHDのプラズマは立体的であるにもかかわらず, 結果は「単位面積あたり」となっているが, これは計測値が

¹光源の輝度較正值は多くの場合, 「光子数」ではなく「エネルギー」で定義されているが, 光子 1 個の持つエネルギーが $h\nu$ であることを用いれば両者は容易に換算できる.

視線方向に積分された値となっていることに対応する．発光線の波長は普通離散的な数値で表されるのに，ここで連続関数として扱われているのは，観測される発光線が，自然広がり，ドップラー広がり，装置広がりなど，さまざまな要因により波長方向の広がりを持つため，一般に，その形のことを発光線プロファイルと呼ぶ．ある発光線の強度を得るためには，そのプロファイル全体にわたる，スペクトル $I(\lambda)$ の積分値を求めることになる．例えば， H_α の発光強度 ε_{H_α} は，

$$\varepsilon_{H_\alpha} = 4\pi \left[\int^{H_\alpha} I(\lambda) d\lambda \right] / L \quad [\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}] \quad (2)$$

として求められる．ここで， $\int^{H_\alpha}$ は H_α のプロファイル全体に関する積分であることを意味する．また， L は視線が通過するプラズマの長さである．観測されるのは前述したように視線に沿った発光強度の積分値であるので，単位体積あたりの量を得るためには L で割らなくてはならない．もちろんその場合得られるのは，発光強度の視線上の平均値となる．Fig. 1(f)の場合，式(2)の値として $3.6 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$ が得られる．ただし，今の場合プラズマ長が正確に定義できないので， L はLHDの特徴的な長さ1 mとした． H_α のA係数は $A(3,2) = 4.41 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ なので，結局， $n(3) = 8.2 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$ が得られる．

さて，我々が対象（今の場合，放電プラズマ）を観測して，上の結果を得た．これは自然が我々に垣間見せた自身のすがたの一部である．では，我々はこのすがたから自然の本質について何を学ぶことができるのか．自然の何をどのように理解することができるのか．人間は何事かを経験したとき，どうしてそうなのか，どうしてそれ以外ではありえないのか，と問い掛ける．そのうちに，自身の知識，経験，世間の常識にもとづいて，なにか説明を考えつくだろう．今の状況はその段階に対応する．もしもその説明が正しければ，現象を定量的に説明するはずである．それを確かめてみよう．

1.3 コロナ平衡

なにも手がかりがないと話が始まらない．対象がプラズマで，光を発している．それは原子が励起されているからだし，現にその励起原子の数までわかっている．励起原子が生成される原因としては，プラズマ中に存在する電子が豊富に存在する基底状態原子にぶつかって励起する，というのがもっとも自然な推察であろう．そして単位時間単位体積あたりに励起が起こる頻度は，衝突する電子の密度 n_e と励起される原子の基底状態密度 $n(1)$

にそれぞれ比例し，例えば，

$$C(1,3) n_e n(1) \quad [\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}] \quad (3)$$

のように書けるであろう．ここに現れた係数 $C(1,3)$ は基底状態から準位 $n=3$ への電子衝突励起速度係数と呼ばれる量で， m^3s^{-1} の単位を持つ．励起速度係数は，より基本的な量である励起断面積から求められる．励起断面積とは電子衝突により励起の生じる確率を表す量で，衝突する電子の速度 v または運動エネルギー E の関数として定義される．また，その名のとおり，面積の単位 m^2 を持つ（例えば，Ref[7] 等参照）．プラズマ中の電子の速度分布が等方的であるとして，その関数を $f(v)$ で表すと，準位 q から p への励起速度係数 $C(q,p)$ は，断面積 $\sigma_{qp}(v)$ を用いて，

$$C(q,p) = \int_0^\infty \sigma_{qp}(v) f(v) v dv \quad (4)$$

のように求められる．ただし，

$$\int_0^\infty f(v) dv = 1 \quad (5)$$

とする． $f(v)$ がマクスウェル分布に従うとき，つまり，電子温度が定義されるとき， $C(q,p)$ は電子温度の関数となる．Fig. 3(a)は水素原子の基底状態から $n=3$ への励起断面積と，20 eV の温度に対する電子の速度分布関数を示す．Fig. 3(b)は式(4)の被積分関数で，この曲線の積分値が， $T_e = 20 \text{ eV}$ に対する励起速度係数となる．電子衝突励起の断面積は例えば，Ref[8]にまとめられているものを利用することができる．

ところで，式(3)は，準位 $n=3$ へ流入するポピュレーションの流れの大きさと解釈することもできる． $n(3)$ が定常的である場合を考えると，流入と同じ大きさの流出があるはずである．発光線の原因である自然放出遷移は，まさにこの流出を担っている（Fig. 2 参照）．準位 $n=3$ からの自然放出による遷移先準位は $n=1$ および 2 があるので，流出項は

$$[A(3,1) + A(3,2)] n(3) \quad [\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}] \quad (6)$$

と書ける．式(3)と(6)が等しいという条件から，

$$n(3) = \frac{C(1,3) n_e}{A(3,1) + A(3,2)} n(1) \quad (7)$$

が得られる．励起準位のポピュレーションが式(7)のように表されるとき，その準位は「コロナ平衡」にあると

Fig. 3 (a) Excitation cross section by electron impact for the transition from the ground state to the $n=3$ level of neutral hydrogen (solid line). The Maxwell distribution function for the temperature of 20 eV (dashed line) is also shown. (b) The corresponding function to be integrated over the impact velocity to obtain the excitation rate coefficient.

いう．式(7)は，電子温度と電子密度を何らかの方法で求めることができれば， $n(3)$ から原子密度が求められることを示している．しかし，このモデルの正当性を我々はまだ確かめていない．もし，このモデルが普遍的なものであれば，他のプラズマについても成り立つはずである．そこで，Fig. 1(e)のヘリウムのスペクトルを利用して確認してみることにする．

Fig. 4(a)は Fig. 1(e)と同じものであるが，ここでは明記した6本の発光線についてのみ考える．これらは，Fig. 5に示したヘリウム原子のエネルギー準位図（グロトリアン図）に実線で示されているように，すべて $n=3$ から

Fig. 4 Comparison of the intensities of the representative six emission lines in Fig. 1(e) with those calculated on the assumption of corona equilibrium with the electron temperature of 5 eV.

$n=2$ への遷移に対応する．Fig. 4(b)は各遷移の上準位がコロナ平衡にあると仮定して求めた $T_e = 5$ eV のときの発光線の強度である．実験結果とは絶望的に掛け離れている．コロナ平衡における発光線の強度分布は前述したように電子温度に依存するが，例えば，相対的に非常に強い発光線 2^1S-3^1P ($\lambda = 501.6$ nm) は，常識的な範囲内で電子温度を変えても再現できない．

さらに，別の例を見てみよう．Fig. 6は，直径5 mmのガラス製放電管に2 torr (1 torr=133.322 Pa)のヘリウム気体を充填し，パルス電流(a)を流したときに観測される中性ヘリウム原子発光線 2^3P-3^3D ($\lambda = 587.6$ nm) の強度の時間変化(b)である[9]．この $n^{2S+1}L$ という表記は， n が励起準位の主量子数に，そして， S および L がそれぞれ全スピンおよび軌道角運動量子数に対応し

Fig. 5 Energy level diagram of neutral helium. The transitions indicated with the solid lines correspond to the emission lines employed in the comparison in Fig. 4. The dashed lines indicate the transitions which correspond to the series lines of $2^3P\text{-}n^3D$.

ており、原子の励起状態を区別するために用いられるものである。これらの量子状態に関する詳細な解説は Ref. [10, 11] など他の教科書に譲ることにして、ここでは中性ヘリウム原子のエネルギー準位が Fig. 5 のような構造を持っていると述べるに留めておく。

さて、この発光線はピカ・ピカと2回光っている。最初を「ピカ A」、ふたつ目を「ピカ B」と名づける。我々は分光器によってプラズマからの光を波長分解しているので、何度も同じ放電を繰り返しながら分光器の波長をスキャンすると各「ピカ」についてスペクトルが得られる。Fig. 7 はそのようにして得たスペクトルの一部である。(a)は「ピカ A」の、(b)は「ピカ B」のそれぞれピーク時に対応する。これらスペクトル線は $2^3P\text{-}n^3D$ 遷移に対応する。Fig. 5 にその一部を破線で示した。今からは、このシリーズ発光線のみを考察の対象とする。Fig. 6 (b)の発光線強度は上述したように、

$$A(n^3D, 2^3P)n(n^3D) \quad (8)$$

と表され、A 係数は時間的に不変だから、Fig. 7(a)と(b)の違いは上準位がポピュレーションの大きさと励起状態間

Fig. 6 Temporal variations of (a) the discharge current and (b) the intensity of the $2^3P\text{-}3^3D$ line for a discharge with helium gas in a Pyrex tube. Quoted from Ref. [9].

の分布の違いを表している。式(8)により得られた、主量子数 n に対するポピュレーションの分布を Fig. 8 に示す。ここでも(a)と(b)は「ピカ A」と「ピカ B」に対応している。

では、コロナ平衡が正しいとして、Fig. 7, Fig. 8 はどのように解釈されるのだろうか。まずピカ・ピカと2回光っている。このプラズマの電子密度は高々 $2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ と見積もられており、イオン密度もその程度である。この値は圧力から見積もられる原子密度 ($\sim 10^{23} \text{ m}^{-3}$) よりもはるかに小さく、ひとつ目のピークのあと、電離によって発光する原子が失われてしまったとは考えにくい。そうすると、原子を励起する電子の密度ないし温度、または両方ともがピカ・ピカに応じて2回大きなピークを持たなくてはならない。放電パルスは1回だし、いかにも不自然である。ちょっと困った。またコロナ平衡が正しいとすれば、式(7)により、相対的なポピュレーションの分布はおおよそ見当がつく。いくつかの温度の値に対する計算値を Fig. 9 に示すが、「ピカ A」、「ピカ B」のどちらの分布もこのコロナ平衡の分布とは一致しないようだ。

Fig. 7 Observed spectra at the first peak (a) and the second peak (b) of Fig. 6(b).

Fig. 8 Population distribution over the n^3D levels evaluated from the measured spectra which are partly shown in Fig. 7. The results of (a) and (b) respectively corresponds to the first and second peaks in Fig. 6(b).

Fig. 9 Calculated population distribution over the n^3D levels on the assumption of corona equilibrium for several electron temperatures.

短絡的に言えば、コロナ平衡は誤りである、ということになる。しかし、本当にそうなのか。コロナ平衡は、我々の直感に基づいて立てたモデルであり、それを否定するとすれば、我々の自然認識の根底さえ怪しくなるのではないか。いまはそこまでは結論すべきではないだろう。ではどうなのか。落ち着いて考えてみよう。我々の立てたコロナ平衡モデルでは明示的に、あるいは暗黙の内に次のような仮定が前提されている。

1. 励起原子は基底状態原子から電子衝突で直接的に作られ、それ以外のルートで励起原子が作られることはない。
2. 励起原子がなくなるのは輻射遷移のみによってであり、それ以外のルートはない。
3. プラズマは定常的である。つまり、励起準位のポピュレーションは時間的に不変である。
4. プラズマは光学的に薄い。

我々がいま訳がわからなくなっているのは、この仮定を意識もせず信じたのが原因である可能性が高い。いま我々が直面している困難を解決するために、この仮定を取り除いてみる方向で物事を考えてみよう。まず最初の仮定を外すためには、他の励起準位からのポピュ

レーションの流入を考えなくてはならない。しかも、電子衝突による下準位からの励起だけではなく、上準位からの輻射遷移によるものもあるだろう。また2番目の仮定についても、本当は、他の準位への電子衝突遷移によるポピュレーションの流出を考える必要があるかも知れない。では、式(3)と(6)にこれらの項を付け加えてやれば、式(7)と同様にして、 $n(3)$ と $n(1)$ の関係が求められるかという、そう単純には行かない。なぜなら、流入項に現れる他の励起準位のポピュレーションも、同様にさまざまな原子過程のバランスのもとに成り立っている訳で、原理的には存在するすべての準位間のポピュレーションバランスを矛盾なく成立させる励起準位ポピュレーションの組み合わせを求める必要があるからである。この状況をモデルにおいて具現化するためにはコロナ平衡モデルを大いに改良しなくてはならない。その作業は第2章での課題とする。

3番目の仮定について、例としてヘリウム原子の $n(3^3D)$ を考えてみよう。すべて基底状態 1^1S にあるヘリウム原子群が、突然、時刻 $t=0$ において電子温度 T_e および電子密度 n_e のプラズマの中に入れられたとする。まずは、コロナモデルに登場する原子過程だけを考えて、 $n(3^3D)$ の時間変化は

$$\frac{dn(3^3D)}{dt} = C(1^1S, 3^3D)n_en(1^1S) - A(3^3D, 2^3P)n(3^3D) \quad (9)$$

のように書けるであろう。基底状態原子は豊富にあって、励起や電離などによる時間変化が無視できるとすれば、この方程式は簡単に解けて、

$$n(3^3D) = \frac{C(1^1S, 3^3D)n_en(1^1S)}{A(3^3D, 2^3P)} \times \{1 - \exp[-A(3^3D, 2^3P)t]\} \quad (10)$$

が得られる。この結果は $t \rightarrow \infty$ でコロナ平衡での値に漸近し、その緩和時間はプラズマのパラメータに依存せずA係数の逆数で表されることを示している。 $A(3^3D, 2^3P) = 7.06 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ であるから、緩和時間 $1.42 \times 10^{-8} \text{ s}$ が得られる。実際には、今の場合、コロナ平衡はモデルとしてふさわしくないの、この値をそのまま信じることはできないが、参考値にはなるだろう。さて、ここで得られた緩和時間はFig.6のタイムスケールと比べると十分短い。このことは、電子温度や密度などプラズマの状態は時間とともに変化するが、 $n(3^3D)$ は、瞬

間的にその変化に対応して、そのときそのときのプラズマ状態に応じた定常解で表される、つまり3番目の仮定が実験結果との不一致の原因とはならないことを意味する。このような条件を仮定して励起準位のポピュレーションを取り扱う方法を、「準定常近似」と呼ぶ。ポピュレーションの値そのものはコロナ平衡の場合と異なるかも知れないが、この考え方自体は多くの場合有効であり、これからの議論でも重要な役割を果たすことになる。

「プラズマは光学的に薄い」という最後の仮定は、放出された光子がプラズマによって吸収されることが無いことを意味している。吸収がある場合に、観測されるスペクトル、またはポピュレーション分布にどのような影響を与えるかは、モデルの改良を行った後の、次の段階の課題とする。第3章で取り扱う予定である。

さて、第1章の幕を閉じる前にFig.1に戻ってもうひとつ別の問題を提示しておくことにする。Fig.1ではプラズマの色またはスペクトルから、放電に用いられたガス種を同定できるとした。では、ガス種が同じなら、プラズマはみな同じように見えるのだろうか。Fig.7ですでにそれは否定されている。しかしこのスペクトルはFig.1などの観測領域の外にあるので、今度はこの領域について見てみよう。Fig.10(a)(c)は、LHDにおけるヘリウムガスを用いた主放電の様子を撮影したもので、それぞれ同じ放電の異なる時間に対応している。(a)は定常的な状態、(b)および(c)は中性水素ビーム入射による加熱入力が終了し、プラズマが消滅しつつある時間に撮影されたものである。Fig.10(a)では強い発光部が帯状の複雑な構造を形成しているのが見える。LHDの主放電で作られるプラズマの中心部分は温度が高く、ヘリウムは完全電離して裸のイオンになっており、発光線が出てこない、つまり、光らないと考えられる。実際、可視域の発光線を出すヘリウム原子やイオンはプラズマ表面に局在していることがわかっている[12]。そのため、視線がプラズマ表面の接線になっているような部分が強く光って見えるので、結果として、Fig.10(a)のような帯状の構造が現れることがわかっている。Fig.10(b)および(c)ではプラズマ全体が発光しているように見える。白く見えるのは、光の強度が強すぎて、おそらく検出器が飽和しているのだろう。真空容器壁面での反射光が実際のプラズマの色を示していると思われる。

これらを見てまず最初に気付くのは、どの時間帯の写真もFig.1(b)のグロー放電時の緑色とは、似ても似つかないことである。Fig.1(e)とFig.10(d)(f)のスペクトルを

Fig. 10 Visual pictures ((a)-(c)) and corresponding spectra ((d)-(f)) at three different times of a main discharge with helium gas in LHD.

見比べると、共通なのはいくつかの発光線の波長が同じということぐらいで、全体的な様相はまるで違う。特に顕著なのは、後者のどのスペクトルにおいても、グロー放電時の緑色の原因と考えられた $\lambda = 501.6 \text{ nm}$ の発光線が相対的に非常に弱くなっていることである。プラズマの状態の変化とスペクトルの間に関係がありそうだが、どうなっているのだろうか？スペクトルは何を示しているのだろうか？この問題に関する考察も第2章において改良したモデルを構築するまで持ち越した方が良さそうである。

我々の思いついた仮説（モデル）は、ここで取り上げた実験結果には適用できないことが明らかとなった。実験結果は絶対的なものであって、それを理解するためには、我々はもっともっと深く考えなくてはならないようだ。プラズマの状態によってスペクトルがまったく異なるという発見は、逆に、スペクトルの様子からプラズマの状態を推定 - プラズマ診断 - できる可能性があることを示す。この講座の最後には、ここで示された不思議の多くが解決されることを期待しよう。

最後に、Fig. 1 と Fig. 10 の写真作成のためご協力いただいた庄司 圭、芦川直子、宮澤順一、そして増崎 貴の各氏に、この場を借りて感謝の意を表します。

参考文献

- [1] 間瀬 淳編：「プラズマ診断の基礎と応用」(プラズマ・核融合学会，2004年3月発行予定) 。
- [2] U. Fantz and B. Heger, Plasma Phys. Control. Fusion 40, 2023 (1998).
- [3] S.A. Astashkevich *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 56, 725 (1996).
- [4] O.W. Richardson, *Molecular Hydrogen and its Spectrum*, Yale Univ. Press, New Haven, USA, 1934.
- [5] H.M. Crosswhite (Ed.), *The Hydrogen Molecule Wavelength Tables of Gerhard Heinrich Dieke*, Wiley-Interscience, New York, 1972.
- [6] Atomic Spectra Database, http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd
- [7] 高柳和夫：「電子・原子・分子の衝突(改訂版)」(培風館，1996) 。
- [8] NIFS Atomic and Molecular Numerical Database,

<http://dbshino.nifs.ac.jp>

[9] A. Hirabayashi *et al.*, Phys. Rev. A 37, 77 (1988).

[10] 堀 健夫 訳: 「原子スペクトルと原子構造」(丸善, 1964, 東京).

[11] A. Thorne, U. Litzen, and S. Johansson, *Spectrophysics: Principles and Applications*, Springer, Berlin, Heidelberg, 1999.

[12] M. Goto and S. Morita, Phys. Rev. E 65, 026401 (2002).

ごとう もとし
後 藤 基 志

1996年より核融合科学研究所助手。現在はLHDでの分光計測を担当。専門はプラズマ分光学。

むら かみ いずみ
村 上 泉

核融合科学研究所助教授。1992年東京大学大学院理学系研究科天文学専攻博士課程修了。博士(理学)。日本学術振興会特別研究員, トロント大学理論天文学研究所カナダ国際特別研究員, 核融合科学研究所 COE 研究員, 同助手を経て, 2002年より現職。主な研究分野はプラズマ中の原子過程, 原子分子データベース, 宇宙物理学(QSO吸収線系, 銀河間物質, 銀河形成)。趣味は合唱。

ふじ もと たかし
藤 本 孝

京都大学大学院工学研究科機械物理工学専攻教授。1964年京都大学理学部物理学科卒業, 69年博士課程修了。専門はプラズマ分光学。プラズマ中原子系の集団現象に興味を持っている。趣味はクラシック音楽。ただし聞くだけ。近代科学成立の歴史的必然性などということにも若干の関心を持っている。