

ホローカソード He-Cd⁺ レーザー放電中の He 2³S 準安定原子密度

荒井俊彦

He 2³S Metastable Atom Density in Hollow Cathode
He-Cd⁺ Laser Discharge

Toshihiko ARAI

Abstract

The He 2³S metastable atom density and the endlight intensity of Cd(II) 441.6 nm line were measured under the quasi-cw excitation, in the hollow cathode He-Cd⁺ laser discharge. The result shows that the upper level 5s² 2D of the Cd(II) 441.6 nm laser line is populated not only by the Penning excitation process but also by other processes, probably electron excitation processes, under conditions for laser action.

1. ま え が き

グロー放電を利用する陽光柱 He-Cd⁺ レーザー (発振波長 441.6 nm) の主要な励起過程は従来 He 準安定原子と Cd 原子との衝突によるペニング励起とされていたが、その後の研究¹⁾ によって電子衝突のくり返しによる階段励起がより重要であることが明らかにされた。一方負グロー放電を利用するホローカソード He-Cd⁺ レーザーの場合は電子による直接励起がペニング励起と同程度に重要であるという報告²⁾ と、電子衝突による励起は認められないという報告³⁾ とがあり、その励起機構はまだ十分に解明されていない状況である。

我々は以前にホローカソード He-Cd⁺ レーザーの励起機構を明らかにするための重要なパラメータの 1 つである Cd 原子密度を測定した⁴⁾。その結果レーザー発振領域での Cd 原子密度は陽光柱 He-Cd⁺ レーザーに比較して約 1 桁大きいことが明らかにされた。しかしさらに励起機構について定量的に解析していくためには Cd 原子密度の他に He 準安定原子密度などを正確に測定する必要がある。McIntosh 等²⁾ によって He 2³S 準安定原子密度はすでに測定されている。しかし

彼等の測定は連続放電を用いているため電流による熱の発生が生じ、Cd 原子密度は一定に保つことは困難である。したがって正確な He 準安定原子密度の電流依存性を得ることはむずかしいと考えられる。

そこで我々は放電電流による熱の問題をなくすため、準定常電流パルスを利用してホローカソード He-Cd⁺ レーザー放電中の He 2³S 準安定原子密度の電流依存性を測定した。またそれと同時に Cd(II) 441.6 nm レーザー線の自然放射強度も測定した。その結果 He 2³S 準安定原子密度と Cd(II) 441.6 nm 線強度は電流 100 mA 以上で異なった相対変化を示すことが観測され、主要な励起過程はペニング励起だけで説明できないことが示された。これらについて述べる。

2. 吸収法による準安定原子密度の測定原理

準安定原子は遷移の際に光を吸収または放射するので、光を分光測定することによってその密度を知ることができる。その方法として光吸収法が多く利用されている。一般にプラズマから放射される光の強さはプラズマ中を通過する間に、その一部が粒子の励起のために吸収されるので、通過する長さ、励起粒子の密度によって放射光の強さが変化する。したがって、異なるプラズマから放射される特定の波長をもった光の

強度を比較することにより、励起粒子の密度がわかる。

吸収法には、(1) プラズマ外部からそのスペクトル線と同じ波長の光を入射させ、それがプラズマ中でどのくらい吸収されるかを調べる方法、すなわち光源を用いる方法と、(2) プラズマ自身の光を利用する自己吸収法とがある⁵⁾。(2)の方法では平面鏡を使用するので平面鏡の分光反射率や放電管両端の窓ガラスの分光透過率の正確な値を必要とする。したがって本研究では He 準安定原子密度を求めるために (1)の方法を用いた。

この方法は光軸上に光源と調べるプラズマを設置する。光源とプラズマが同時にあるときのスペクトル線強度を I_{1+2} 、プラズマだけのスペクトル線強度を I_2 、光源だけのスペクトル線強度を I_1 とする。測定されるスペクトル線の吸収割合 G は次式で表わされる。

$$G = \frac{I_{1+2} - I_2}{I_1} \quad (1)$$

弱电離プラズマではスペクトル線の line profile $S(\nu)$ は発光原子の熱運動によるドップラー広がりによって決定されると考えてよいから、ドップラー広がりとのスペクトル線の中心における吸収係数 k_0 を考慮すると G は次式のようになる⁵⁾。

$$G = \frac{\int_0^{\infty} I_{\nu_0}(\nu) e^{-k_0 l S(\nu)} d\nu}{\int_0^{\infty} I_{\nu_0}(\nu) d\nu} = \int_0^{\infty} S'(\nu) e^{-k_0 l S(\nu)} d\nu \quad (2)$$

ここで $\int_0^{\infty} I_{\nu_0}(\nu) d\nu$ は光源のスペクトル線強度、 l はプラズマの長さ、 $S'(\nu)$ は光源のスペクトル線の line

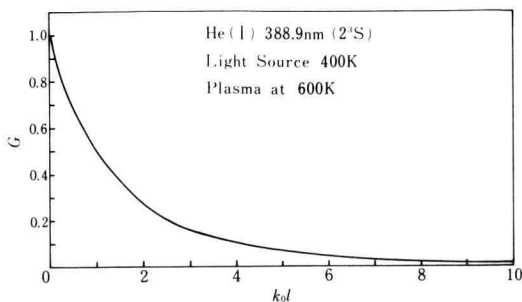


Fig. 1. G as a function of $k_0 l$.

profile である。式 (2) より G は $k_0 l$ の関数として与えられる。Fig. 1 は一例として He 2^3S 準安定原子密度の測定に He(I) 388.9 nm 線 (3^3P-2^3S) を用い、式 (2) に代入して、He 光源のガス温度 400 K、プラズマのガス温度 600 K として計算した G と $k_0 l$ の関係を示したものである。

一方吸収係数 $k_0 l$ とそれに対応する遷移の下準位に励起される準安定原子密度 N_m との間には次の関係がある⁵⁾。

$$N_m = \frac{\Delta\nu_0}{2} \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{8\pi}{\lambda_0^2} \frac{g_m}{g_n} \frac{1}{A_{nm} l} k_0 l \quad (3)$$

ここで、 $\Delta\nu_0$ はドップラー幅、 λ_0 は波長、 g_m, g_n は下準位及び上準位の統計的重み、 A_{nm} は上準位 n から下準位 m への遷移確率である。ある特定の λ_0 に対する光の吸収割合 G を測定し、それを用いて式 (2) から得られた $k_0 l$ を式 (3) に代入して N_m を求めることができる。

3. 実験装置と方法

光吸収測定の実験装置を Fig. 2 に示す。実験に用いたホローカソードレーザー放電管の電極はアノードがピンで、カソードが筒形の構造である。カソードの内径は 4 mm、長さは 60 mm である。Cd 金属はカソードの内側に入れてある。Cd 蒸気圧はオープン温度を変化させることにより制御された。He-Cd 放電の励起は方形波パルス (電流 40~200 mA、幅 80 μ s、繰り返し周波数 1 pps) を直流放電 (電流 4 mA) に重畳された。この方法により、実際の連続ホローカソード He-Cd⁺ レーザー放電と同じ条件をもつ準定常放電を得ることができる。これにより放電電流による熱の問題はなく、Cd 原子密度は放電電流が増加してもほとんど変化し

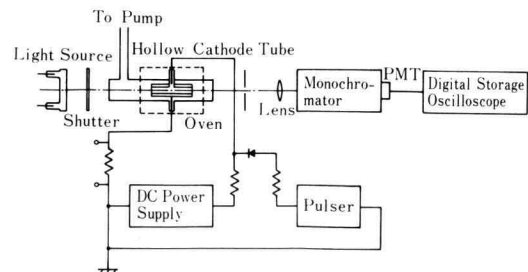


Fig. 2. Schematic diagram of the optical absorption method.

なかった。実際、測定結果の再現性は非常に良かった。

吸収法により He 2³S 準安定原子密度を決定するため He(I) 388.9 nm 線を用いた。この線の吸収割合 G は、Fig. 2 に示すように、最初 He 光源のみの強度 I_1 を測定し、次に He 光源とホローカソードレーザー管の両方を点灯したときの強度 I_{1+2} を測定し、続いてシャッターを閉じてホローカソードレーザー管のみの強度 I_2 を測定した。これらの I_1, I_{1+2}, I_2 の値より G を求めた。He(I) 388.9 nm 線強度及びレーザー線である Cd(II) 441.6 nm 線の自然放射強度の測定はモノクロメータ、光電子増倍管、シグナルアベレージング付デジタルストレージオシロスコープ、デジタルプロッタを用いた。

4. 実験結果と考察

Fig. 3 はレーザー発振の最適条件である He 圧力 10 Torr, Cd 原子密度 $6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ で得られたホローカソード放電管から放射された He(I) 388.9 nm 線のエンドライト強度 I_2 , He 光源とホローカソード放電管を両方点灯したときの He(I) 388.9 nm 線のエンドライト強度 I_{1+2} の波形の一例を示したものである。準安定常電流は 100 mA のときである。He 2³S 準安定原子密度はこれらの波形の強度 I_2, I_{1+2} と He 光源のみの He(I) 388.9 nm 線の強度 I_1 を用い決定された。

Fig. 4 は Fig. 3 と同じ条件で得られた He 2³S 準安

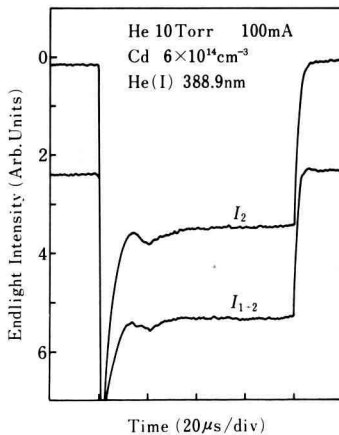


Fig. 3. Waveforms of the endlight intensity I_2 of the He (I) 388.9 nm line with He light source turned off and the endlight intensity I_{1+2} with He light source turned on.

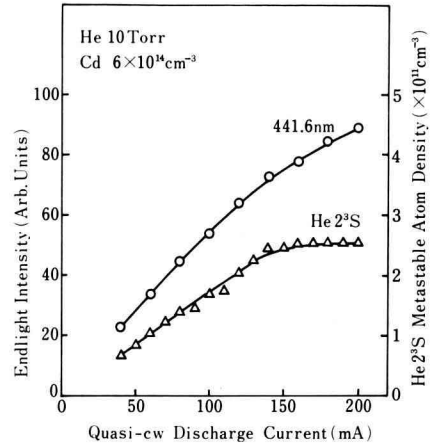


Fig. 4. Endlight intensity of Cd (II) 441.6 nm line and He 2³S metastable atom density as a function of quasi-cw discharge current.

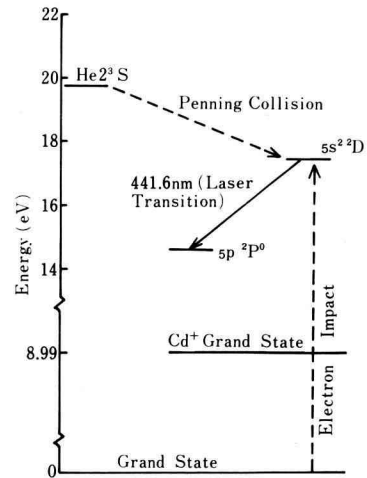


Fig. 5. Partial He and Cd energy levels and the proposed excitation processes for the $5s^2 \ ^2D$ level.

定原子密度及び Cd(II) 441.6 nm 線強度の電流依存性を示したものである。He 2³S 準安定原子密度は約 100 mA 以上で飽和するのにに対し、Cd(II) 441.6 nm 線強度は高い電流領域まで増加し続ける。

Fig. 5 は Cd(II) 441.6 nm 線の上準位 ($5s^2 \ ^2D$) の励起過程の考察に関連するエネルギー準位図を示したものである。Cd(II) 441.6 nm 線の上準位 ($5s^2 \ ^2D$) の分布密度が He 2³S 準安定原子と Cd 原子とのペニング

衝突でおもに生成されるならば, Cd(II) 441.6 nm 線の上準位の励起割合 N_p は次の関係を満足すべきである。

$$N_p = \sigma \bar{v} N_{2s} N_{cd} \quad (4)$$

ここで σ は He 2^3S 準安定原子と Cd 原子とのペニング励起断面積, \bar{v} は He 準安定原子と Cd 原子間の相対速度, N_{2s} は He 準安定原子密度, N_{cd} は Cd 原子密度である。

以前に He 準安定原子密度の電流依存性がホローカソード He-Cd⁺ レーザー放電の活性領域で測定されている²⁾。この測定は直流放電でなされたので \bar{v} , N_{cd} は放電電流の増加とともに放電による熱で変化しているかもしれない。我々の測定ではガスの励起が低い duty ratio (80 μ s \times 1 pps) のパルス電流でなされたので電流による熱の発生が生じない。したがって放電電流を増加させても Cd 原子密度, ガス温度は決して変化しないので, \bar{v} , N_{cd} は一定に保たれる。この場合 Cd(II) 441.6 nm 線強度 $I_{441.6} (\propto N_p)$ の電流依存性は N_{2s} のものと一致すべきである。しかし Fig. 4 の $I_{441.6}$ と N_{2s} の電流依存性は 100 mA 以上で互いに異なった相対変化を示す。この結果, Cd(II) 441.6 nm 線の上準位の励起過程としてペニング励起が支配的であるという仮定に疑問が生じる。

そこで我々は Cd(II) 441.6 nm 線の上準位の電子による直接励起断面積^{6,7)} が他の Cd(II) 準位のものより特に著しく大きいことから, ペニング励起以外の励起過程として Fig. 5 に示した Cd 原子と電子との衝突による電子励起が考えられる。この電子衝突過程を考慮すると Cd(II) 441.6 nm 線の上準位の励起割合 N_{pe} は次の関係で示される。

$$N_{pe} = \sigma \bar{v} N_{2s} N_{cd} + \sigma_e \bar{v}_e N_e N_{cd} \quad (5)$$

ここで σ_e は電子と Cd 原子との衝突による直接励起断面積, \bar{v}_e は電子と Cd 原子間の相対速度, N_e は電子密度である。ガス温度は一定で, 電流による電子温度の変化は小さく, 電子密度は電流 I に比例することから, 励起係数 $\sigma \bar{v}$, $\sigma_e \bar{v}_e$ をそれぞれ P , E とすると式 (5) は次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} N_{pe} &= PN_{2s}N_{cd} + EIN_{cd} \\ I_{441.6} &= kN_{pe} \quad (k: \text{定数}) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

そこで $I_{441.6}$ の電流依存性の計算値は次の方法で求めた。Fig. 4 から電流 160 mA 以上で N_{2s} は一定とな

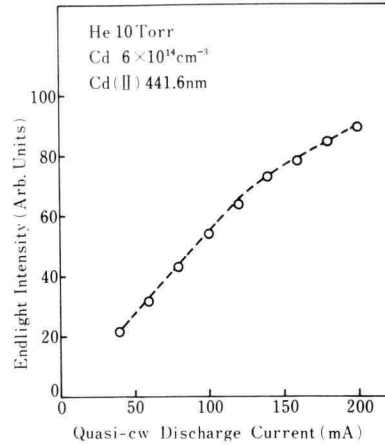


Fig. 6. Endlight intensity of Cd(II) 441.6 nm line as a function of quasi-cw discharge. The open circles are measured values, the dashed line shows calculated values.

ることから, 電流 160 mA のときの $I_{441.6}$ の値を a とし, 200 mA のときの値を b とすると, 式 (6) は次のように示される。

$$\left. \begin{aligned} a &= PN_{2s} + 160E \\ b &= PN_{2s} + 200E \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

したがって上式より P , E の値がわかる。それらの値と測定された N_{2s} の値を式 (6) に代入することにより $I_{441.6}$ の電流依存性の計算値が求まる。

Fig. 6 は $I_{441.6}$ の測定値と計算値の電流依存性を示したものである。ただし計算値は破線で示してある。この結果, $I_{441.6}$ の測定値と計算値の相対変化はよく一致している。したがって Cd(II) 441.6 nm レーザー線の上準位の励起過程はペニング励起だけでなく, 電子衝突励起も考慮する必要があると考えられる。

5. あとがき

準定常放電励起によるホローカソード He-Cd⁺ レーザー放電中の He 2^3S 準安定原子密度の電流依存性を光吸収法を用いて測定した。この He 2^3S 準安定原子密度の測定結果と Cd(II) 441.6 nm レーザー線の自然放射強度の結果とからレーザー上準位 ($5s^2 \ ^2D$) への主要な励起過程の検討を行なった。その結果 Cd(II) 441.6 nm 線の上準位 ($5s^2 \ ^2D$) へはペニング励起過程だけでなく, また他の過程おそらく電子衝突過程でも励

起されるものと思われる。

終りに本研究に対し日頃激励を与えて下さった明治大学工学部名誉教授の藪本忠一博士並びに同工学部の仁平幸治教授に心からお礼申し上げます。また種々のご助言を頂いた名古屋大学工学部の後藤俊夫教授、職業訓練短期大学の飯島常穂教授に心から感謝致します。最後に実験に従事した当研究室の昭和60年度卒研究生の諸君に対し感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) T. Goto: J. Phys. D: Appl. Phys. **15** (1982) 421.
- 2) A.I. McIntosh and J.R. Grace: Aust. J. Phys. **32** (1979) 561.
- 3) M.D. Ainsworth and A.I. McIntosh: J. Phys. D: Appl. Phys. **16** (1983) L189.
- 4) T. Arai, K. Nihira, T. Iijima and T. Goto: accepted for publication in J. Phys. D: Appl. Phys..
- 5) A.C.G. Michell and M.W. Zemansky: *Resonance Radiation and Excited Atoms* (Cambridge Univ. Press, New York 1961).
- 6) V.S. Aleinikov and V.V. Ushakov: Optics and Spectr. **29** (1970) 111.
- 7) T. Goto, K. Hanne, M. Okuda, and S. Hattori: Phys. Rev. A **27** (1983) 1844.