

HCD 中氩离子的光电流效应

李世芳 殷立峰 胡企铨 张延平 林福成

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文报道了利用 Ar^+ 激光器和 HCD 灯进行的 Ar^{II} 光电流效应的实验研究。给出了 496.5 nm, 476.5 nm, 514.5 nm 光电流效应的实验数据。考虑到离子的电离和复合等过程的竞争效应, 提出了一个简化的模型, 很好地解释了实验结果。提出了利用离子光电流效应研究某些气体放电等离子体参数的可能性。

一、引 言

光电流效应作为一种激光光谱技术, 已经引起了广泛的兴趣。提出了利用脉冲光电流效应探测放电等离子体中粒子数反转^[1~3]及测量某些低压放电等离子体参数的可能性^[4]。过去进行过的理论和实验研究主要针对惰性气体原子和金属原子跃迁的光电流效应^[5~7]。就我们所知, 由于惰性气体的电离势很高, 还没有人作过其离子的光电流效应工作。过去只报道过金属离子光电流效应的测量^[8]。在离子光电流效应中, 由于与激光相互作用的是放电气体中的激发态离子, 而从这个态上的进一步电离(高价电离)和到中性原子的复合效应是与等离子体中电子密度密切相关的, 从而使离子的光电流效应具有其独特的复杂性。另一方面, 正是因为离子的光电流效应直接反映了放电气体中激发态离子的电离和复合的强烈竞争, 从而对放电气体中激发态离子与电子碰撞的基本物理过程的研究带来方便。

二、实验装置及结果

Ar^{II} 光电流效应测量的实验框图见图 1。

光源是氩离子激光器。其输出谱线主要有 476.5 nm, 496.5 nm, 514.5 nm 三根。其总强度约为 200 mW, 功率稳定度优于 3%, 线宽约为 3 GHz。斩波频率为 125 Hz。分束片 B 分出约 1/6 的激光作为功率监测。并对反射光强与透射光强进行了校准。光电流信号由锁相放大器放大后读出。空心阴极放电(HCD)灯是市售的 Ar-Zr 灯。

图 2 给出了在 8 mA 放电电流条件下, 三根激光谱线的光电流信号随入射激光功率的变化关系。显然, 光电流信号与入射激光强度近似成线性增长关系。

图 3、图 4 分别示出 514.5 nm 和 496.5 nm 谱线在几种入射激光强度下光电流信号随电流的变化情况。

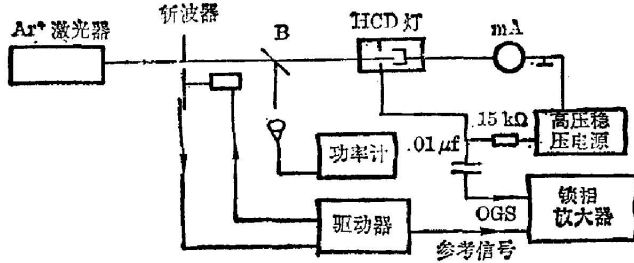


图 1 测量 Ar⁺ 光电流信号的实验装置
 Fig. 1 Experimental setup for measuring OGS of ArII

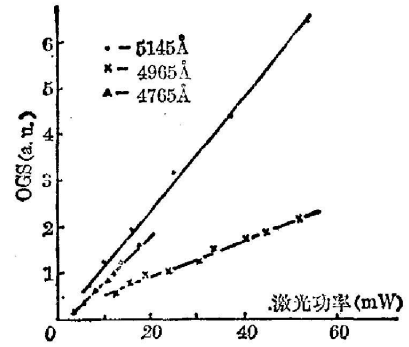


图 2 514.5 nm, 496.5 nm, 476.5 nm 光电流信号(绝对值随作用激光功率的变化; $I_{HCD}=8\text{ mA}$)
 Fig. 2 The OGS amplitude vs. laser power for the 514.5 nm, 496.5 nm and 476.5 nm lines of ArII. $I(HCD)=8\text{ mA}$

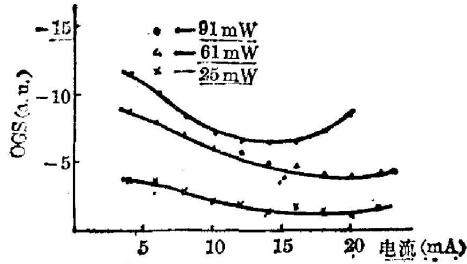


图 3 不同激光功率下, ArII 514.5 nm 光电流信号随放电电流的变化
 Fig. 3 OGS of ArII at 514.5 nm vs. discharge current for different laser power levels

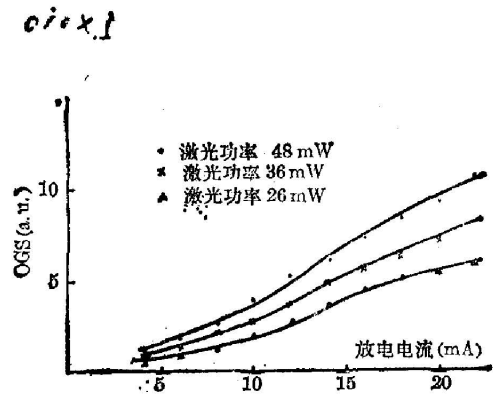


图 4 不同激光功率下, ArII 496.5 nm 光电流信号随放电电流的变化
 Fig. 4 OGS of ArII 496.5 nm versus discharge current for various laser power levels

图 5 中, 给出了在激光功率接近时, 三根谱线随电流的变化情况。作为比较, 同时给出了 Ne-Cu HCD 灯在 0.4 mW He-Ne 激光(632.8 nm)作用下的光电流信号变化情况。图中可以看到, ArII 较 Ne 的光电流信号小 1~2 个数量级。

图中正、负信号分别对应于放电阻抗增加或减小。

由以上各图可以看到, ArII 的光电流效应随电流的变化具有复杂的性质。

为了分析离子激发态能级上粒子数与放电电流的变化关系, 还测量了对应于这三条谱线的发射强度随电流的变化。测量结果在图 6 中给出。

为了便于与理论计算相比较, 在图 5 和图 6 中采用了归一化电流, 即在放电电流为 20 mA 时, 取 $i=1$ 。

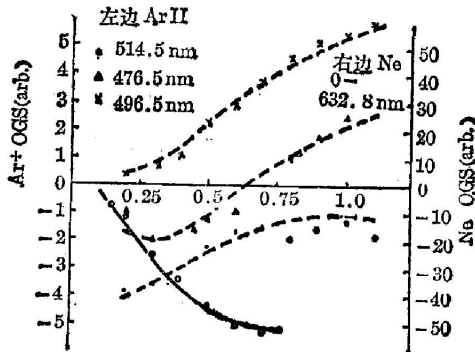


图5 ArII 514.5 nm, 496.5 nm, 476.5 nm 及 NeI 632.8 nm 光电流信号与放电电流关系。其中作用激光功率分别为: 476.5 nm, 20 mW; 496.5 nm, 26 mW; 514.5 nm, 25 mW; 632.8 nm, 0.4 mW。虚线是计算机计算的理论曲线

Fig. 5 OGS of ArII at 514.5 nm, 496.5 nm, 476.5 nm and NeI at 632.8 nm vs. discharge current. The laser power is 20 mW at 476.5 nm, 26 mW at 496.5 nm, 25 mW at 514.5 nm and 0.4 mW at 632.8 nm. Dashed lines are deduced from Eq. (9a)

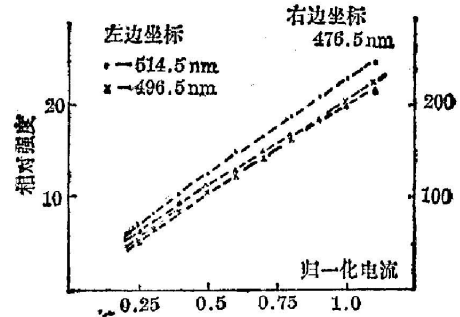


图6 ArII 514.5 nm, 476.5 nm, 496.5 nm 荧光发射强度随放电电流变化。虚线是计算机计算的理论曲线

Fig. 6 Fluorescence intensity vs. discharge current for ArII at 514.5 nm, 496.5 nm and 476.5 nm. Dashed lines are deduced from Eq. (4)

三、模型、计算及讨论

在我们过去提出的脉冲光电流效应理论^[4]的基础上, 提出了一个连续激光激发的离子谱光电流效应的模型。在不考虑所有的二阶效应和电子温度变化的条件下, 采用了一个简化的六能级模型^[9,10], 如图7所示。其中能级2和1分别是与外激光场共振的上、下能级。假设它们主要由电子一次^[11]和两次碰撞激发^[12,13]($\sigma_1^1 n_e + \sigma_2^1 n_e^2$)。激发离子态除通过辐射跃迁(n_i/τ_{N1})或碰撞回到基态($\beta_i n_i$)外, 还分别可以被电离($\alpha_i n_e n_i$)或复合($\rho_1^1 n_e n_i + \rho_2^1 n_e^2 n_i$)。考虑到稳态放电条件, 还假设了一个相当于一价离子库的态3。它由电子碰撞^[14]($b_i n_e n_i$)或中性碰撞($\beta_i n_i$)等消激发过程与能级1,2联系。以上括号表示该过程的速率, 括号中 $i=2$ 和 $i=1$ 分别表示激光共振作用上、下能级。由此可以建立速率方程如下:

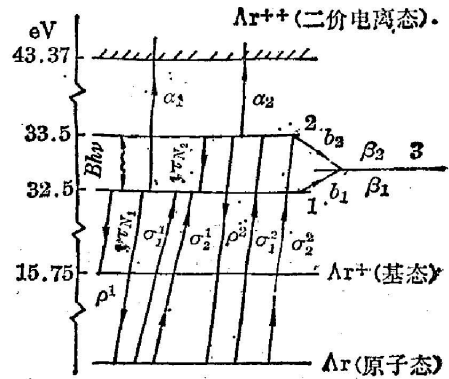


图7 ArII 能级模型

Fig. 7 A simplified model of ArII levels used for calculation

$$\frac{dn_1}{dt} = \sigma_1^1 n_e + \sigma_2^1 n_e^2 - n_1/\tau_1 + n_2/\tau_{N21} + (n_2 - n_1)BI, \tag{1}$$

$$1/\tau_1 = (1/\tau_{N1} + \beta_1 + \beta_2) + (b_1 + \alpha_1 + \rho_1^1)n_e + \rho_2^1 n_e^2;$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \sigma_1^2 n_e + \sigma_2^2 n_e^2 - n_2/\tau_2 - (n_2 - n_1)BI, \tag{2}$$

$$1/\tau_2 = (1/\tau_{N2} + \beta_2 + \beta_1) + (b_2 + \alpha_2 + \rho_2^1)n_e + \rho_1^2 n_e^2;$$

$$dn_e/dt = \gamma n_e - \rho n_e^2 + \sum_i \delta_i n_e + G(n_1, n_2), \quad (3a)$$

$$G(n_1, n_2) = \alpha_1 n_1 n_e + \alpha_2 n_2 n_e - \rho_1^1 n_e n_1 - \rho_1^2 n_2 n_e - \rho_2^1 n_1 n_e^2 - \rho_2^2 n_e^2 n_2 + \eta n_1 / \tau_{N1},$$

式中对于特定的激发态,还考虑了三体复合。 γ 为单位时间内一个电子通过碰撞增殖的电子数; ρ 为总的复合系数^[4]; η 是在72 nm(相应于激光下能级到离子基态的跃迁)波长处该HCD灯中的光电量子效率。

在稳态情况下,如果 $I=0$,则在仅考虑与电子密度成正比的消激发过程时可得到稳态解。由(2)得:

$$n_2 = \tau_2(\sigma_1^2 n_e + \sigma_2^2 n_e^2) \approx n_e(\sigma_1^2 + \sigma_2^2 n_e) / [1/\tau_2 + (b_2 + \alpha_2 + \rho_1^2) n_e];$$

$$1/\tau_i' = 1/\tau_{N1} + \beta_i' + \beta_i; \quad i=1, 2. \quad (3b)$$

由于在稳态放电条件下, n_e 正比于放电电流^[5],即 $n_e = Ci$, C 为比例常数。由于发射谱相对强度正比于 n_2 ,从而可以解得对应于激光上能级的发射强度与放电电流的关系:

$$F = k_2(1 + \alpha i) \cdot i / (1 + b_2' i);$$

$$b_j' = \tau_j'(b_j + \alpha_j + \rho_1^j) C; \quad j=1, 2. \quad (4)$$

F 是荧光发射强度。 b_j' 是对第 j 个能级,用总的中性碰撞和辐射衰减归一的电子碰撞衰减常数。 $a = \sigma_2^2 C / \sigma_1^2$ 是单位电流时二次碰撞激发与一次碰撞激发速度的比率。

由(4)式对所测量的发射谱相对强度进行处理可以得到各有关参数,图6中的虚线是我们用计算机拟合的曲线,其中参数为:对514.5 nm, $a=2.5$, $b_2'=4.5$;对476.5 nm, $a=1.85$, $b_2'=4.0$;对496.5 nm只能得到 $a \approx b_2'$ 。

当放电达到稳态后,在外激光场的扰动下,系统将发生变化。我们只讨论微扰情况,则记微扰后,新稳态系统对应的改变量为 Δ ,在略去高阶小量和高阶效应后,可以得到各微扰量 Δ 的线性方程组:

$$-\Delta n_1 / \tau_1 + \Delta n_2 / \tau_{N2} + (n_2 - n_1) BI = 0, \quad (5)$$

$$-\Delta n_2 / \tau_2 - (n_2 - n_1) BI = 0, \quad (6)$$

$$-\rho n_e \Delta n_e + \Delta G(n_2, n_1) = 0,$$

$$\Delta G(n_1, n_2) = \alpha_1 n_e \Delta n_1 + \alpha_2 n_e \Delta n_2 - \rho_1^1 n_e \Delta n_1 - \rho_1^2 n_e \Delta n_2 - \rho_2^1 n_e^2 \Delta n_1 - \rho_2^2 n_e^2 \Delta n_2 + \eta \Delta n_1 / \tau_{N1}, \quad (7)$$

这里已利用了条件 $\gamma \approx \rho n_e$ ^[4],于是可得:

$$\Delta n_e = f(n_e) BI (n_2 - n_1) / \rho n_e;$$

$$f(n_e) = \{ \tau_1 [\eta / \tau_{N1} + (\alpha_1 - \rho_1) n_e - \rho_2^2 n_e^2] [1 - \tau_2 / \tau_{N2}] - \tau_2 [(\alpha_2 - \rho_1^2) n_e - \rho_2^2 n_e^2] \}. \quad (8)$$

从方程(1)、(2)可得 n_1, n_2 与电子密度 n_e 近似成正比,因此 $BI(n_2 - n_1) / \rho n_e$ 只是 n_e 的慢变函数。由于在稳态放电条件下,光电流信号正比于 Δn_e ^[4,7],因此,光电流信号与激光强度 I 成正比,这与实验结果是符合的;并且 $f(n_e)$ 将具有光电流信号随放电电流变化的主要特征。因此,我们将 $f(n_e)$ 化为归一化电流 i 的函数,并定义几个适当的参数,整理后可得:

$$f(i) = (\eta \tau_1' / \tau_{N1} + b_1' \delta_1 i - \epsilon_1 b_1'^2 i^2) [1 - \beta / (1 + b_2' i)] / (1 + b_1' i)$$

$$- (\delta_2 b_2' i - b_2'^2 \epsilon_2 i^2) / (1 + b_2' i). \quad (9a)$$

这里 $\beta = \tau_2' / \tau_{N2}$ 表示能级2由于非电子碰撞衰减的粒子落到能级1上的部分。 $\delta_j = (\alpha_j - \rho_1^j) C / b_j'$ 是第 j 个能级上,粒子由于两体碰撞产生的净电荷数增长,占该能级由于电子碰撞引起的消激发部分。 $\epsilon_j = \rho_2^j C^2 / b_j'^2$,表示第 j 能级上,由于三体复合产生的该能级上离子的减少,在平均每产生一次电子碰撞消激发过程中的几率。

(9a)中的两项分别是激光共振上、下能级对光电流效应的贡献。将(9a)变成

$$f(i) = \{ (1-\beta)\eta\tau_1/\tau_{N1} + i[b_1'\delta_1(1-\beta) + b_2'\eta\tau_1/\tau_{N1} - \delta_2 b_2'] \\ + i^2[b_2'^2\epsilon_2 - (1-\beta)b_1'^2\epsilon_1 + b_1'b_2'(\delta_1 - \delta_2) \\ + i^3 b_1'b_2'(b_2'\epsilon_2 - b_1'\epsilon_1)] \} / (1 + b_1'i)(1 + b_2'i). \quad (9b)$$

则在(9b)的大括号中,第一项与电流无关,是光电效应的贡献,但它还与能级1,2间的耦合程度有关。第二项与电流*i*成正比,其系数的前两项是与电子密度成正比的电离和复合过程的贡献,其中也包含有这两个激光能级的耦合程度,最后一项是电子碰撞消激发过程对光电效应的影响。第三项与*i*的平方成正比,其系数前两项是三体复合过程的贡献,它也与这两个激光能级的耦合程度有关。最后一项与电流的三次方成比例,是电子碰撞消激发过程引起的三体复合的变化。大括号外的除式表示消激发过程使光电流效应减小。

由此可见(9a)或(9b)式表示了一个复杂的竞争过程,在光电流信号与电流的变化曲线中,当电流不是很大,从而消激发过程不十分严重时,通常光电流信号与电流的关系表现为一个抛物曲线关系,其开口方向主要由上、下能级三体复合过程的竞争决定,其极值点则由上、下能级的两体过程和三体过程产生的电荷数变化的竞争及这两个能级间的耦合程度所决定。而消激发过程对竞争的改变通常只是使曲线偏离二次曲线。也就是说,上述三个 Ar⁺ 跃迁的光电流效应(见图3、4、5)是受下列三个效应影响的:(1)下能级的紫外辐射在阴极板上引起光电效应导致放电阻抗的改变;(2)各有关能级上的电离与两体复合产生的净效应导致放电阻抗的减小;(3)各有关能级三体复合过程导致放电阻抗的增加。在小电流情况下,主要是(1)起作用。随着电流增加(2)逐渐出现并起主要作用。电流进一步增加(3)出现并起主要作用。此外,每一过程中都有消激发造成的影响。

我们将(9)用计算机模拟得到了图6中的虚线。

四、结 语

我们报道了 Ar⁺ 光电流信号的实验结果。给出了 Ar⁺ 三根激光谱线的光电流信号随 HCD 电流及激光作用功率变化的实验数据及 HCD 中对应的这三根激光谱线发射强度与电流变化的实验数据。针对离子光电流效应的复杂性提出了一个简化模型,该模型所得的物理图像是清楚的,并很好地解释了实验现象。从模型进行的推导表明,由于气体放电等离子体中强烈的电离、复合及消激发等各种效应的竞争,离子谱光电流效应表现出复杂的特性。这种竞争效应是离子谱所特有的,因此,我们认为随着对离子光电流效应更深入的了解,利用光电流效应来探测等离子体中的某些物理过程将成为可能。

参 考 文 献

- [1] R. Shuker, A. Ben-Amar *et al.*; *Opt. Commu.* 1982, **42**, No. 1 (Jun), 29.
- [2] 胡企铨,殷立峰,高佩娟,林福成;《光学学报》,1984, **4**, No. 3 (Mar), 212.
- [3] 殷立峰,胡企铨,林福成,王之江;《光学学报》,1984, **4**, No. 8 (Aug), 673.
- [4] 殷立峰,胡企铨,林福成;《光学学报》,1984, **4**, No. 4 (Apr), 294.
- [5] G. Brez *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**, No. 12 (Dec), 1328.
- [6] James *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1980, **22**, No. 3 (Mar), 1025.
- [7] Daid M. Papper; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1978, **QE-14**, No. 12 (Dec), 971.

- [8] Peter. K. Schenck *et al.*; *J. Opt. Soc. Am.*, 1978, **68**, No. 5 (May), 626.
- [9] «Handbook of Laser with selected data on optical technology», Ed. by R. J. Pressey, Cleveland, Ohio, CRC, 1971, 263.
- [10] P. L. Kelley; *Phys. Quant. Electron.*, 1966, New York, 674.
- [11] W. R. Bennett *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1964, **4**, No. 10 (May), 180.
- [12] E. I. Gordon *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1964, **4**, No. 10 (May), 178.
- [13] 成都电讯工程学院, 北京工业大学; «激光器件», (湖南科学技术出版社, 1981), 142.
- [14] W. R. Bennett *et al.*; *IEEE J. Quantum. Electron.*, 1974, **QE-10**, No. 12 (Dec), 928.
- [15] P. Gill and C. E. Webb; *J. Phys. (D): Appl. Phys.*, 1978, **11**, 245.

Optogalvanic effect of ArII in HCD

LI SHIFANG YIN LIFENG HU QIQUAN ZHANG YANPING AND LIN FUOHENG
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 18 January 1985)

Abstract

An experimental investigation of the optogalvanic effect of ArII in an HCD lamp by using an Ar⁺ laser, with its lasing line at 514.5 nm, 496.5 nm, and 476.5 nm separately is reported. By considering various effects, such as ionization, recombination, and other mechanism of excited ions, we propose a simplified model which can be used to explain experimental results satisfactorily. The possibility of measuring some parameters of discharge plasmas in low-possibility of measuring optogalvanic effect is also suggested.