

连续激光作用下 Cu 和 Ne 的 光电流效应的研究

李世芳 殷立峰 胡企铨 林福成
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

通过严格求解定态多能级速率方程,从理论上分析了连续激光作用下的光电流信号的特性。结合实验,提出了等效局部电子密度的概念,并指出了它与 HCD 灯伏安特性的联系。

一、引 言

脉冲共振激光作用下光电流效应的时间特性及其机理等都已有了很好的理论和实验研究。连续(CW)激光作用下 Ne 1s—2p 态的光电流信号也有过详细的实验研究^[1,2]。但是,文献[1]中光电流信号随放电电流 I_{HCD} 倒数的两种类型的变化,以及文献[2]中对光电流信号随 I_{HCD} 变化,从反常光电流效应(阻抗随光照射增加)变成正常光电流效应的实验现象,Ne 1s 态光电流效应随光强变化具有很小的饱和值等实验结果,都还没有满意的理论解释。同时,以往对光电效应的速率方程讨论,都基于三能级或四能级的定态微扰方法^[3],但是按文献[1]的实验结果,对 Ne 1s—2p 态的跃迁,各能级上的粒子数变化甚大,有时甚至可使在激光作用下的个别能级上粒子数改变 6~7 倍。显见此时使用微扰近似求解方法需十分小心。因此,本文从理论上严格求解多能级定态速率方程,并具体讨论了 Ne 的 1s—2p 态光电流信号的特性和 Cu 的 $4s^2^2D_{3/2}$ — $4p^2^2D_{3/2}$ 态跃迁光电流信号的特性。

Cu $4s^2^2D_{3/2}$ — $4p^2^2P_{3/2}$ 态跃迁在脉冲激光作用下表现为反常光电流效应^[4],本文首次报道了在连续激光作用下,这一跃迁的反常光电流效应特性。结合实验提出了 HCD 中等效局部电子密度的概念。与放电灯的伏安特性比较,提出了伏安特性与光电流信号(OGS)的联系。

二、普遍的理论处理

以往对 CW 激光作用下光电流效应的理论分析都采用四能级^[5]或五能级^[1]系统。但根据对 Ne 1s—2p 态敏化荧光的研究,这一近似至少不能充分说明 1s 各能级上粒子数变化及对光电流效应的贡献。因此,这里采用类似于文献[5]的多能级速率方程:

$$dt \begin{bmatrix} n_i \\ n_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{ij} & A_{iB} + \gamma_{iB} n_0 \\ A_{aj} + \gamma_{aj} n_0 & S_{aB} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n_j \\ n_B \end{bmatrix}$$

$$+BI \begin{bmatrix} -\frac{\delta_{ii'}\delta_{ij}}{g_{i'}} & \frac{\delta_{ii'}\delta_{\beta\alpha'}}{g_{\alpha'}} \\ \frac{\delta_{ji'}\delta_{\alpha\alpha'}}{g_{i'}} & -\frac{\delta_{\alpha\beta}\delta_{\alpha\alpha'}}{g_{\alpha'}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n_j \\ n_\beta \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} W_i \\ W_\alpha \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中各物理量的含义如下:

1. 所有以希腊字母 α, β, \dots 为脚标的量为对应于奇宇称的物理量; 用英文字母 i, j, \dots 为脚标的则为偶宇称的物理量。下标均取正整数, 表示所有的原子能级。

2. $S_{\alpha\alpha}$: $\alpha, b=i, \alpha; \alpha \neq b$, 表示处于 b 态原子除辐射跃迁外, 被转移到 α 态的总速率。常可写成, $S_{\alpha\alpha} = \alpha_{\alpha\alpha} + \gamma_{\alpha\alpha} n_e^{[6,7]}$, $\alpha_{\alpha\alpha}$ 表示与电子、离子无关的碰撞过程的贡献, $\gamma_{\alpha\alpha} n_e$ 是带电粒子碰撞的贡献。

3. $A_{\alpha\alpha}$ 为从 b 态跃迁到 α 态的自发辐射速率。当 $E_b < E_\alpha$ 时, $A_{\alpha\alpha} = 0$; 由宇称选择定则 $A_{ij} = A_{\alpha\beta} = 0$ 。

4. B 是受激发射系数。 i', α' 为与激光共振的那两个态的下标。

5. $S_{\alpha\alpha} = -S_{\alpha b} - A_{\alpha b} - Q_\alpha n_e$; $\alpha = i, \alpha, Q_\alpha n_e$ 为 α 能级的电离速率。

6. $\delta_{\alpha\alpha} = \begin{cases} 1, & \alpha = b; \\ 0, & \alpha \neq b. \end{cases}$

7. W_α 为 α 能级粒子数的总产生速率。

当 $|E_\alpha - E_b| \gg kT$ 时, $\alpha_{\alpha\alpha} \approx 0^{[6]}$, 从而 $\alpha_{\alpha\alpha}$ 可以只计对于 $|E_\alpha - E_b| \leq kT$ 的值。

正如文献[1]中指出的, 在 HCD 灯中, 场和各能级上的粒子数及各速率常数是空间分布不均匀的。从而式(1)中各物理量均理解为空间平均值。如, 当 $K(\mathbf{r})$ 是某一影响粒子数密度 $A(\mathbf{r}), B(\mathbf{r})$ 的速率常数, 则

$$K = V \int_{\mathbf{r}} A(\mathbf{r}) K(\mathbf{r}) B(\mathbf{r}) d\mathbf{r} / \int_{\mathbf{r}} A(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \int_{\mathbf{r}} B(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2)$$

$$A = \frac{1}{V} \int_{\mathbf{r}} S_{\mathbf{r}} A(\mathbf{r}) d\mathbf{r}; \quad B = \frac{1}{V} \int_{\mathbf{r}} S_{\mathbf{r}} B(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (3)$$

V 是所研究区域的体积。

当 $BI = 0$ 时, 可得方程(1)的定态解:

$$\begin{bmatrix} n_i^0 \\ n_\beta^0 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} S_{ii} & A_{i\beta} + \gamma_{i\beta} n_e \\ A_{\alpha j} + \gamma_{\alpha j} n_e & S_{\alpha\alpha} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} W_i \\ W_\alpha \end{bmatrix}. \quad (4)$$

它是电子密度和温度的函数。此量可以从实验中测得。

当 $BI \neq 0$ 时, 可以求得光场引起的各能级上粒子数的变化为:

$$\Delta \begin{bmatrix} n_i \\ n_\alpha \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_i \\ n_\alpha \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} n_i^0 \\ n_\alpha^0 \end{bmatrix} = \frac{(n_i^0/g_{i'} - n_\alpha^0/g_{\alpha'})BI}{1 + (I/I_s)} \begin{pmatrix} S_{ii} & A_{ja} + \gamma_{ja} n_e \\ A_{i\beta} + \gamma_{i\beta} n_e & S_{\beta\alpha} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \delta_{i\beta} \\ \delta_{\beta\alpha'} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

I_s 表达式及具体推导见附录。

三、Ne 和 Cu 原子的光电流效应

Ne($1s-2p$) 和 Cu($4s^2 \ ^2D_{5/2}-4p^2 \ ^2P_{3/2}$) 有相似的能级结构(见图 1)。连续激光作用下都是反常光电流效应。但它们的光电流效应的特性却很不相同。现分析如下,

通常 $\gamma_{ab}n_e, S_{ab} \lesssim 10^{4[6,9]} \ll S_{aa}, A_{ia} \sim 10^7$ 。从而可得

$$\Delta n_i = \frac{BI(n_{\alpha'}^0/g_{\alpha'} - n_{i'}^0/g_{i'})}{1 + (I/I_s)} (\tau_i \delta_{i'} - \tau_i \gamma_{ia} n_e \tau_{\alpha'} + \tau_i \gamma_{ia} n_e \tau_a A_{\alpha i'} \tau_{i'} + \tau_i S'_{i'} \tau_{i'}), \quad (6)$$

$$\Delta n_a = \frac{BI(n_{\alpha'}^0/g_{\alpha'} - n_{i'}^0/g_{i'})}{1 + (I/I_s)} (-\tau_{\alpha'} \delta_{\alpha \alpha'} + \tau_a A_{\alpha i'} \tau_{i'} - \tau_a S'_{\alpha \alpha'} \tau_{\alpha'} + \tau_a A_{\alpha i'} \tau_{i'} S'_{i'} \tau_{i'} - \tau_a A_{\alpha i'} \tau_i \gamma_{ia} n_e \tau_{\alpha'} + \tau_a S'_{\alpha \beta} \tau_{\beta} A_{\beta i'} \tau_{i'} + \tau_a A_{\alpha i'} \tau_i \gamma_{ia} n_e \tau_{\beta} A_{\beta i'} \tau_{i'}), \quad (7)$$

$$I_s^{-1} \approx B[\tau_{i'}/g_{i'} + \tau_{\alpha'}(1 - \beta_{\alpha i'})/g_{\alpha'}], \quad (8)$$

其中 $\tau_{\alpha'}^{-1} = -S_{\alpha \alpha'}$; $\beta_{\alpha i'} = \tau_i A_{\alpha i'}$ 为分支比。具体推导见附录。

而电子密度的增量为^[8]:

$$\Delta n_e \propto (Q_i, Q_a) \cdot \Delta \begin{pmatrix} n_i \\ n_a \end{pmatrix}. \quad (9)$$

将(6), (7)代入(9)便可以得到这一增量。代入已知数据这一增量估算约为 $10^7 \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$, 与等离子体密度 ($10^{11} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) 相比是很小的。这一小增量在电路中产生的电流增量为 $\Delta I \propto \Delta n_e$ ^[8], 而由外电路探测到的 $\text{OGS} \propto \Delta I \propto \Delta n_e$ 。

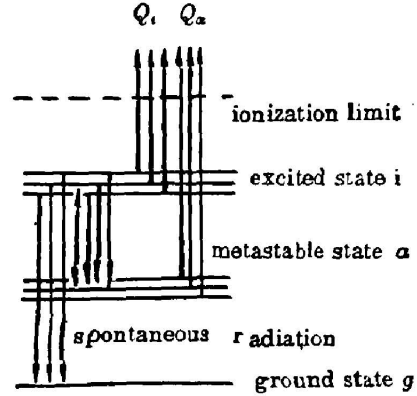


Fig. 1 Metastable level diagram, similar for Ne and Cu

四、实验验证

1. Ne-Cu HCD 中 578.2nm CW 激光作用下的诱导荧光实验

实验分两步。目的在于说明用等效局部电子密度与 HCD 电流变化的复杂情况。

第一步, 从自发辐射强度随电流的变化关系, 研究 $4p^2 P_{3/2}$ 的激发过程。

分别测量 510.6nm 与 327.3nm 的自发辐射强度与 I_{HCD} 的变化, 其结果见图 2。在另一个实验中, 我们测量到, 在所研究的电流下, Cu 的自吸收效应可以忽略不计^[9]。

由于 $4p^2 P_{1/2}$ 与基态有强耦合, 由电子碰撞理论^[10]可知, 基态原子由于电子碰撞激发到其它能级的速率可以忽略不计。于是从(4)可得:

$$n_{P_{1/2}} = \frac{(A_3 + S_{43})W_3}{A_2 A_3 + A_4 A_3 + A_4 S_{43} + A_2 S_{43} + A_3 S_{34}}, \quad (10)$$

$$n_{P_{3/2}} = \frac{S_{34}W_3}{A_2 A_3 + A_4 A_3 + A_4 S_{43} + A_2 S_{43} + A_3 S_{34}}, \quad (11)$$

其中自发辐射系数及其相对大小, 能级的标号见图 3。

定义:

$$L \equiv \frac{510.6 \text{ nm 自发辐射荧光强度}}{327.4 \text{ nm 自发辐射荧光强度}} \propto \frac{n_4}{n_3} = \frac{S_{34}}{A_3 + S_{43}} \approx \frac{S_{34}}{A_3}.$$

图 4 是 L 值与 I_{HCD} 的变化关系。由于放电区的总平均电子密度正比于 I_{HCD} ^[8], 从而, 由图 4 可知, S_{34} 正比于电子密度。

第二步, 激光诱导荧光实验。

由(6)、(7)式可知:

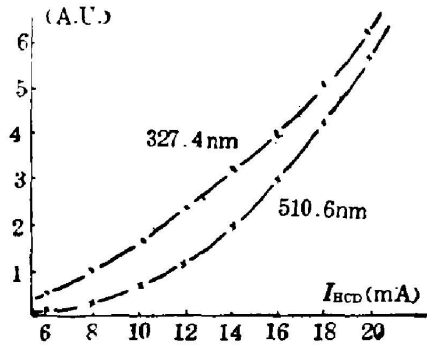


Fig. 2 Spontaneous emission intensity of Cu 510.6 nm and 327.3 nm as a function of I_{HCD}

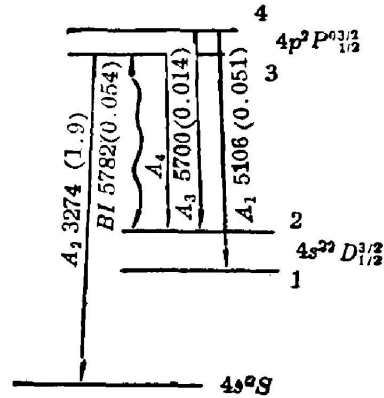


Fig. 3 Simplified Cu energy levels for calculation

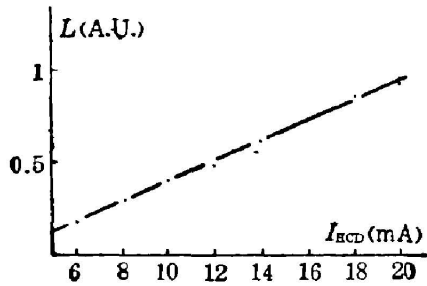


Fig. 4 L vs. I_{HCD}

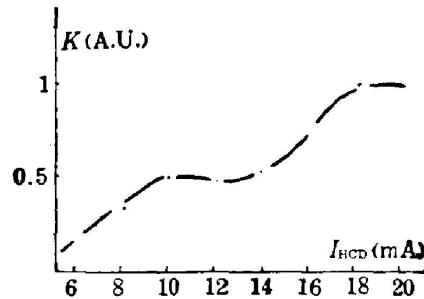


Fig. 5 K vs. I_{HCD}

$$K \equiv \frac{510.6 \text{ nm 激光敏化荧光强度}}{327.4 \text{ nm 激光感生荧光强度}} \propto \frac{\Delta n_4}{\Delta n_3} \approx \frac{S_{34}}{A_3}$$

这里 S_{34} 取激光作用区的值。由第一步的实验结果, K 将表征激光作用区中的等效局部电子密度的特性。图 5 所示为 $K-I_{HCD}$ 曲线。这一复杂的变化, 以下将进一步讨论。但可以认为它主要是由于放电区域中场的空间分布不均匀而引起的电子密度和温度空间不均匀性^[1]所引起的。

图 6 给出了 510.6 nm 敏化荧光/ I_{HCD} 随 I_{HCD} 的变化。由(11)式, 并考虑到溅射效应, 可知这一变化与 K 的变化特性相同。

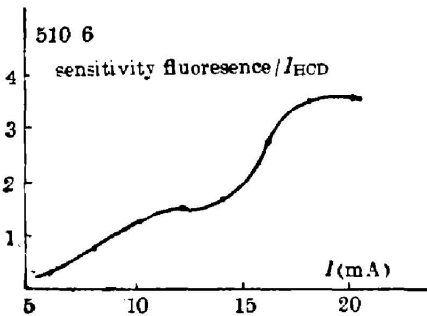


Fig. 6 Sensitivity fluorescence/ I_{HCD} of Cu 510.6 nm vs. I_{HCD}

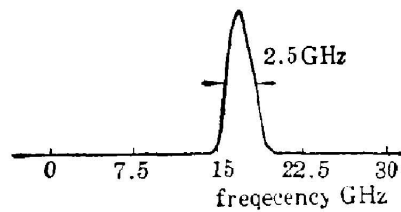


Fig. 7 Doppler line shape of Ne 588.2 nm in HCD measured by OGS

2. Ne-Cu HCD 中 Cu 578.2 nm ($4s^2 \ ^3D_{3/2} - 4p^3 \ ^3P_{1/2}$) 跃迁在连续激光作用下的反常光电流效应

用窄带(20 MHz, FWHM) CW 单模染料激光辐照 Ne-Cu HCD 灯进行下列实验。其实验装置与[8]中相同。

(1) 激光频率慢速扫描, 测量了 Ne 588.2 nm 谱线线宽, 见图 7。测量得到线宽为 2.47 GHz。从而得到气体的温度为 457 K。

(2) 激光频率慢速扫描, 研究了 Cu 578.2 nm 谱线的光谱结构, 见图 8。

(3) 研究 Cu 578.2 nm 的光电流信号特性:

将激光频率稳定在 578.2 nm 处光电流信号最大的超精细结构线上, 测量激光作用下, 光电流效应随放电电流的变化(见图 9)。由于亚稳态原子的主要消激发过程是电子碰撞, 从而由基态原子形成亚稳态原子的几率近似为常数^[4]。由于 Cu 基态原子的溅射是电流的线性函数^[11]。从而

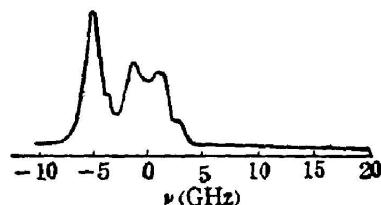


Fig. 8 Spectrum of Cu 578.2 nm measured by OGS

是电流的线性函数。故由(9)式应期待 OGS/I_{HCD} 为常数。此常数与各能级的电离率有关。图 10 是这一比值随 I_{HCD} 的变化情况。这种偏离常数的起伏主要原因为: 1) 在小电流时, 电子碰撞消激发并非完全占优势。2) 电离率随电子温度而变化。后一原因只要比较图 10 与图 5 的曲线便知。

由以上实验, 可以看出, 理论对 Cu 的 578.2 nm 光电流效应的描述是正确的。

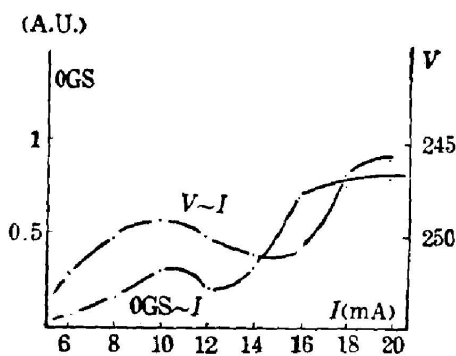


Fig. 9 OGS of Cu 578.2 nm vs. I_{HCD} , shown with V-I curve

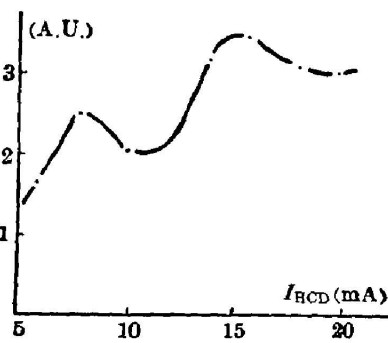


Fig. 10 OGS/I_{HCD} of Cu 578.2 nm vs. I_{HCD}

五、进一步的讨论

1. 饱和光强 I_s

由附录公式(A-7)可知

$$I_s^{-1} \approx B [\tau_{\nu}/g_{\nu} + \tau_{\alpha\nu}(1 - \beta_{\alpha\nu})/g_{\alpha\nu}] \quad (12)$$

将 Ne, 603.0 nm 跃迁的光谱数据: $\tau_{\nu} = 1.9 \times 10^{-8}$ ^[12]; $\beta_{\alpha\nu} = 0.096$ ^[12]; $g_{\nu} = 3$, $g_{\alpha\nu} = 9$,

$A_{\nu_{01}} = 0.51 \times 10^{-7} [12]$; 由实验数据 $\Delta\nu_{\text{Doppler}} = 2.5 \text{ G}$; 阴极孔径 $R = 1 \text{ mm}$; $\tau_{\alpha^1}^{-1} = 5 \times 10^{-6} [13]$, $\Delta\nu_{\text{Laser}} = 300 \text{ MHz} [13]$; 可得光斑半径 $W_0 = 0.15 \text{ mm}$ 时, 饱和功率 $P_s = 2.5 \text{ mW}$ 。这与实验中测量的 $3 \sim 4 \text{ mW} [13]$ 相符合。

由(12)可知, I_s 主要由亚稳态寿命决定, 并与分支比有关。这种饱和是由于亚稳态的产生率很小, 从而很容易被激光抽运到上能级后自发辐射到其它能级造成亚稳态抽空而引起的。这与普通的两能级饱和机理不同。也正是由于这个原因, 下能级为亚稳态时, CW 激光作用可以大大改变放电气体的稳态分布。从而 OGS 幅度很大(曾有人报道过 $\text{Ne } 1S_1 - 2P_1$ 态的光电流信号为 $3 \text{ V} [16]$)。同时, 从方程(5)可知, 系统中各能级上的粒子数的改变都正比于 $(n_{\alpha^0}^0/g_{\alpha^0} - n_{\alpha^0}^0/g_{\nu})$, 而与其它能级上的初始粒子数无关。这是严格解得到的两个普遍的结论。

2. $\text{Ne } 1S_5 - 2P_1$ 态光电流信号特性

为了分析方便起见, 将各能级的表现寿命列于表 1。

Table 1 The visual life time of Ne $1S$ and $2P$ level

$1S_5$	$1S_4$	$1S_3$	$1S_2$	$2P_1$	ref.
$2 \times 10^{-5} (*)$	$5 \times 10^{-6} (*)$	$2 \times 10^{-5} (*)$	$5 \times 10^{-7} [13]$	2×10^{-8}	[12]

其中 $1S_4$, $1S_2$, $2P_1$ 由辐射寿命决定。 $1S_2$, $1S_4$ 的自然辐射寿命分别为 $1.2 \pm 0.6 \times 10^{-9} \text{ s}$ 和 $1.3 \times 10^{-9} \text{ s} [13]$ 。 $1S_3$, $1S_5$ 的寿命由以下数据估计:

(1) 电子激发与电离总截面 $Q \sim 10^{-18} \text{ cm}^2$; 电子原子相对速度 $v \sim 10^8 \text{ cm s}^{-1} [17]$, 从而电离速率为 $Qvn_e \sim 10^2 \text{ s}^{-1}$ 。

(2) 中性碰撞转移^[13], $\sum \alpha_{\alpha\beta} \sim 1.62 \times 10^3$ (对 $1S_5$); $\sim 2.63 \times 10^3$ (对 $1S_3$)。

(3) 扩散损耗项 D/A^2 , 取 $R = 1 \text{ mm}$, 则速率为 $5.3 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ 或 $\tau_D = 1.8 \times 10^{-5} \text{ s}$, 其中利用了扩散系数 $D = 163 [13]$ 。

(4) 电子超弹性碰撞消激发 $Qvn_e \equiv \beta n_e$, $\beta_{\text{Ne}} = 3 \times 10^{-7} [17]$, $\beta_{\text{Ar}} = 1.6 \times 10^{-7} [21]$, 如果取 $\beta = 5 \times 10^{-7}$ 则 $Qvn_e > 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 。

其它过程可忽略不计。

由以上数据可知: $1S_3$, $1S_5$ 的寿命主要是由于扩散和电子超弹性碰撞消激发过程的贡献。且它们较其它能级的寿命都要长。

各能级的电离速率 Q_i , Q_{α} 除 $1S_4$ 与 $1S_2$ 由于向基态的强紫外辐射而产生气体电离或光电效应^[14] 具有一个等效电离率外, 其它能级的电离速率具有相同的量级。一般认为 $2P$ 态和 $1S_5$, $1S_3$ 态的电离速率约为 $10^8 \sim 10^4 \text{ s}^{-1} [15]$ 。而 $1S_4$, $1S_2$ 的电离率除这一部分外, 还有一部分为: $\tau^{-1}(\tau + 6N_{eq}v)$, 其中 η 是光电发射系数, $\sigma N_{eq}v$ 是等效激发态紫外光电离速率, σ 为等效的紫外光电离截面。由于从 $1S_2$ 和 $1S_4$ 到基态辐射的紫外线只能电离 Ne 的激发态和 Cu 的基态或激发态, 从而 N_{eq} 可以认为正比于 I_{HCD} , 由于 $\eta \sim 10^{-2} \sim 10^{-3} [14]$, 对 $1S_2$, $\eta\tau^{-1} \sim 10^4 \sim 10^3 \text{ s}^{-1}$, 量 $\sigma N_{eq}v\tau^{-1}$ 可能还要大些。

由此我们得到:

(1) $(n_{\alpha^0}^0/g_{\alpha^0} - n_{\alpha^0}^0/g_{\nu})$ 与 n_e 无关, 这与实验相符合^[11]。

(2) 电子改变量可以近似表示为:

$$\Delta n_e \propto -\frac{BI}{1+I/I_s} Q_a \cdot \tau_a [\delta_{aa'} - \beta_{aa'} + \delta'_{aa'} \tau_{a'}] (n_{a'}^0/g_{a'} - n_e^0/g_v) \quad (13)$$

利用此式可以解释文献[1], [2]中 $1S_5-2P_4$ 的光电流信号特性。其中, $1S_5-2P_4$ 与 $1S_5-2P_6$ 具有十分接近的微观参数, 从而可以用同一机理解释: 由于电子碰撞消激发的作用使 $\tau_{a'} \propto \frac{1}{n_e}$, 从而 $(n_{a'}^0/g_{a'} - n_e^0/g_v)$ 趋于饱和, 与 I_{HCD} 无关^[1]。但由于 $\tau_a \propto \frac{1}{n_e}$ 使 OGS 有一与 I_{HCD} 成反比的趋势, 即文献[1]中的 I 型变化。由于激光将 $1S_5$ 上的粒子抽运到 $1S_4, 1S_2$ 能级上, 使总的 $1S$ 态粒子数由于 $1S_4$ 与 $1S_2$ 的辐射衰减而减少, 产生反常的光电流效应。但大电流情况下, 这种效应由于 $1S_5$ 的寿命与 $1S_4$ 接近而减弱。而 $1S_4$ 的衰减辐射引起的光电离效应的作用变得突出, 总的结果便产生正常光电流效应。

由(13)式可以得到激光作用区的等效局部电子密度 n_e 与 OGS 的关系为:

$$n_e = n_e^0 \frac{OGS^0 - OGS(i)}{OGS^0 + OGS(i)} \quad (14)$$

其中 $OGS(i)$ 为 $I_{HCD}=i$ 时的光电流信号大小; $OGS^0 = \text{常数}$; n_e^0 为 $OGS=0$ 时的电子密度。

图 10 中给出了根据文献[2]中的数据所作的 $n_e \sim I$ 变化的曲线。将图 11 中 n_e 随 I_{HCD} 变化的情况同其伏安特性相比较, 不难看出, n_e 的这种变化趋势是与伏安特性相关的, 其机理可能是放电区中场分布与电子运动随 I_{HCD} 复杂的依赖关系所致。

$1S_4-2P_2$ 的光电流效应, 与 $1S_5-2P_4$ 的不同之处主要在: τ_{1S_4} 较 τ_{1S_5} 约小一个量级。而在小电流情况下, $\tau_{a'}$ 与 I_{HCD} 无关; $(n_{a'}^0/g_{a'} - n_e^0/g_v)$ 与 I_{HCD} 成正比; 它的光电离及光电效应不象 $1S_5-2P_4$ 那样只有 $1S_2$ 的贡献。而是由 $1S_2$ 带来的与 n_e 无关的使气体总电离速率增加部分与 $1S_4$ 带来的包含有 τ_{1S_4} 与电子密度变化情况相同的使气体总电离速率减小部分的叠加; 同时, 电子碰撞使 $1S$ 态间发生耦合的贡献较 $1S_5-2P_4$ 态的小。此时当电子碰撞消激发过程不为 $1S$ 态衰减的主要过程时, OGS 与 I_{HCD} 的关系有饱和型曲线, 即文献[1]中的 II 型变化; 而此条件不满足时, 电子碰撞消激发的过程将使 OGS 随 I_{HCD} 变大而减小, 即为文献[2]中 $1S_4-2P_2$ 的情况。

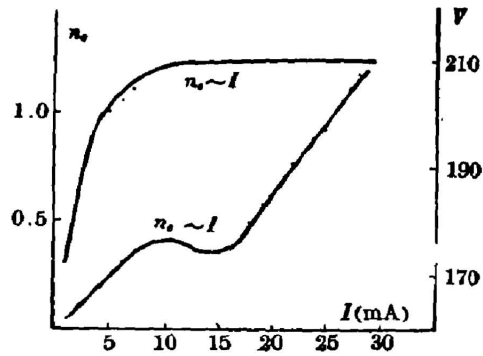


Fig. 11 Equivalent electron density of the laser interaction region in a Ne-Cu HCD vs. I_{HCD} , shown with $I-I$ curve

附 录

1. 公式(5)的推导:

由于

$$\begin{pmatrix} -1/g_v \delta_{ii'} \delta_{i's} & 1/g_{a'} \delta_{ii'} \delta_{a'\beta} \\ 1/g_v \delta_{ii'} \delta_{aa'} & -1/g_{a'} \delta_{a'\beta} \delta_{aa'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta_{ii'} \\ \delta_{aa'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\delta_{i's} & \delta_{a'\beta} \\ g_v & g_{a'} \end{pmatrix} \quad (A-1)$$

由定理: 若 A^{-1} 存在, $vA^{-1}u^T + 1$, 则求逆公式为

$$(A + v^T v)^{-1} = A^{-1} - \frac{A^{-1} v^T v A^{-1}}{1 + v^T A^{-1} v} \quad (A-2)$$

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} n_j \\ n_j \end{bmatrix} &= - \left\{ \begin{pmatrix} S_{ij} & A_{i\beta} + \gamma_{i\beta} n_e \\ A_{\alpha i} + \gamma_{\alpha i} n_e & S_{\alpha\beta} \end{pmatrix} + BI \begin{pmatrix} -1/g_i \delta_{ij} & 1/g_{\alpha} \delta_{i\alpha} \delta_{\alpha' \beta} \\ 1/g_i \delta_{i\alpha} \delta_{\alpha\alpha'} & -1/g_{\alpha} \delta_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\alpha'} \end{pmatrix} \right\}^{-1} \begin{bmatrix} W_i \\ W_{\alpha} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} n_j^0 \\ n_j \end{bmatrix} + \frac{BI}{1 + vA^{-1}u^2} \begin{pmatrix} S_{ij} & A_{i\beta} + \gamma_{i\beta} n_e \\ A_{\alpha i} + \gamma_{\alpha i} n_e & S_{\alpha\beta} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \delta_{i\alpha'} \\ \delta_{\alpha\alpha'} \end{pmatrix} (n_e^0/g_{\alpha'} - n_e^0/g_i) c \end{aligned} \quad (\text{A-3})$$

而

$$vA^{-1}u^2 = BI \begin{pmatrix} -\frac{\delta_{i\alpha'}}{g_i} & \frac{\delta_{\alpha' \beta}}{g_{\alpha'}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{ij} & A_{i\beta} + \gamma_{i\beta} n_e \\ A_{\alpha i} + \gamma_{\alpha i} n_e & S_{\alpha\beta} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \delta_{i\alpha'} \\ \delta_{\alpha\alpha'} \end{pmatrix}, \quad (\text{A-4})$$

$$\therefore I_i^{-1} = B \begin{pmatrix} -\frac{\delta_{i\alpha'}}{g_i} & \frac{\delta_{\alpha' \beta}}{g_{\alpha'}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{ij} & A_{i\beta} + \gamma_{i\beta} n_e \\ A_{\alpha i} + \gamma_{\alpha i} n_e & S_{\alpha\beta} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \delta_{i\alpha'} \\ \delta_{\alpha\alpha'} \end{pmatrix}. \quad (\text{A-5})$$

(A-4)代入(A-3)即得(5), (A-5)即 I_i 的表达式.

2. 对以上严格公式作近似计算:

由于 $\gamma_{\alpha\beta} n_e, S_{\alpha\beta} \lesssim 10^4 \ll S_{\alpha\alpha}, A_{i\alpha} \sim 10^7$, 从而有

$$\begin{pmatrix} S_{ij} & \gamma_{i\beta} n_e \\ A_{\alpha i} + \gamma_{\alpha i} n_e & S_{\alpha\beta} \end{pmatrix}^{-1} \approx \begin{pmatrix} S_{ij} \delta_{ij} & 0 \\ A_{\alpha i} & S_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta} \end{pmatrix}^{-1} \left\{ 1 - \begin{pmatrix} S'_{ij} & \gamma_{i\beta} n_e \\ \gamma_{\alpha i} n_e & S'_{\alpha\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{ij} \delta_{ij} & 0 \\ A_{\alpha i} & S_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta} \end{pmatrix}^{-1} \right\},$$

其中 $S'_{ij} = -1/\tau_i, S'_{\alpha\alpha} = -1/\tau_{\alpha}, \tau$ 为寿命.

$$S'_{ij} = S_{ij}(1 - \delta_{ij}); \quad S'_{\alpha\alpha} = S_{\alpha\alpha}(1 - \delta_{\alpha\alpha});$$

将 $\begin{pmatrix} S_{ij} \delta_{ij} & 0 \\ A_{\alpha i} & S_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta} \end{pmatrix}^{-1} = \begin{pmatrix} -\tau_i \delta_{ij} & 0 \\ \tau_{\alpha} A_{\alpha i} \tau_i & -\tau_{\beta} \delta_{\alpha\beta} \end{pmatrix}$ 代入得,

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} S_{ij} & \gamma_{i\beta} n_e \\ A_{\alpha i} + \gamma_{\alpha i} n_e & S_{\alpha\beta} \end{pmatrix}^{-1} &\approx \begin{pmatrix} -\tau_i \delta_{ij} & 0 \\ \tau_{\alpha} A_{\alpha i} \tau_i & -\tau_{\beta} \delta_{\alpha\beta} \end{pmatrix} \\ &- \begin{pmatrix} \tau_i S'_{ij} \tau_j + \tau_i \gamma_{i\alpha} n_e A_{j\alpha} \tau_j & \tau_i \gamma_{i\beta} n_e \tau_{\beta} \\ -\tau_{\alpha} A_{\alpha i} \tau_i S'_{ij} \tau_j + \tau_{\alpha} A_{\alpha i} \tau_i \gamma_{i\beta} n_e \tau_{\beta} A_{j\alpha} \tau_j - \tau_{\alpha} \tau_{\beta} S'_{\alpha\beta} S'_{ij} A_{j\alpha} & -\tau_{\alpha} A_{\alpha i} \tau_i \gamma_{i\beta} n_e \tau_{\beta} + \tau_{\alpha} S'_{\alpha\beta} \tau_{\beta} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{A-6})$$

将(A-6)代入(A-5)得:

$$I_i^{-1} \approx B[\tau_i/g_i + \tau_{\alpha}(1 - \beta_{\alpha} \tau_i)/g_{\alpha}]. \quad (\text{A-7})$$

将(A-6)代入(A-3)即可得(3), (9)式.

参 考 文 献

- [1] E. F. Zalewski *et al.*; *J. Chem. Phys.*, 1979, **70**, No. 2 (Feb), 1015.
- [2] 董传华等;《光谱学与光谱分析》, 1983, **3**, No. 3 (Dec), 1.
董传华;《单模稳频染料激光器及氦光电流光谱分析》, 复旦大学硕士学位毕业论文, 1982.
- [3] 潘少华;《光谱学与光谱分析》, 1984, **4**, No. 1 (Dec), 1.
- [4] Zhang Yanping *et al.*; *Chinese Phys. Lett.*, 1985, **2**, No. 9 (Sep), 425.
- [5] R. Shuker *et al.*; *Opt. Comm.*, 1982, **42**, No. 1 (Jun), 29.
- [6] H. S. W. Massey, *et al.*; *Electronic and Ionic Impacts*, Vol. III, (Oxford, at the Clarendon Press, 1971)
- [7] *Ibid*, Vol. I.
- [8] 李世芳等;《光学学报》, 1985, **5**, No. 8 (Aug), 679.
- [9] 殷立峰;《利用空心阴极放电进行的原子激光光谱研究》, 上海光机所博士论文, 1985.
- [10] N. F. 莫特, H. S. W. 马塞;《原子碰撞理论》, (科学出版社, 北京, 1960), 250.
- [11] F. J. de Heeg, G. J. Collins; *Phenomena in Ionized Gases*, (Berlin Contributed Papers, Part I, 1977), 307.
- [12] S. Inatsugu and J. R. Holmes; *Phys. Rev. A*, 1975, **11**, No. 1 (Jan), 26.
- [13] T. Holstein; *Phys. Rev.*, 1951, **83**, No. 6 (Sep), 1159.
Ibid, 1947, **72**, No. 12 (Dec), 1212.
- [14] 殷立峰等;《光学学报》, 1984, **4**, No. 11 (Nov), 994.
- [15] P. L. Hagelstain; *Physics of Short Wavelength Laser Design*, (Ph. D. Thesis, Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-58100, 1981).
- [16] B. B. Green *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1976, **29**, No. 11 (Dec), 727.

Study on optogalvanic effects of Cu and Ne by CW laser irradiation

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

(Received 23 December 1985; revised 28 February 1986)

Abstract

Based on rigorous solutions of steady multi-level rate equations, we made theoretical analysis of the behavior of CW optogalvanic signals. According to the experimental results, the concept of an equivalent local electron density and its relation with the $I-V$ curve of an HCD lamp is proposed. Experimental data of the anomalous optogalvanic spectroscopy and the sensitivity fluorescence of Cu irradiated by a CW laser (578.2 nm) are shown for the first time. These results, together with the optogalvanic experimental data of Ne $1s-2p$ levels reported else where, bear out the theory satisfactorily.