

激光作用下的 Townsend 放电理论

王 裕 民

(中国科学院上海光机所, 201800)

提要: 本文给出了共振激光作用下的汤生放电理论。测量了汤生放电的主电离系数及二次电离系数, 并与计算做了比较。

关键词 汤生放电, 光电流效应

Theory of Townsend discharge under resonant laser action

Wang Yumin

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

Abstract: The theory of Townsend discharge under resonant laser action is presented. Both the primary and the secondary Townsend ionization coefficients under laser action have been measured and the theory has been verified experimentally.

Key words: Townsend discharge, optogalvanic effect

一、引 言

众所周知, 通常汤生放电电流 $i(d)$ 由下式给出:

$$i(d) = \frac{I_0 \exp[\alpha(d-d_m)]}{1 - \gamma(\exp \alpha(d-d_m) - 1)}$$

d 是电极间距; d_m 是最小电离距离; I_0 是在阴极表面由紫外光产生的初始电流; α 是 Townsend 电离系数; γ 是阴极表面的二次电子发射系数。

当放电介质中存在大量亚稳态时, 上述公式不再成立, 但仍可写成这种形式, 此时 γ 是 d 的函数不再是常数^[1,2]。考虑放电时的具体过程, 产生阴极二次电子发射的有正离子、光子和亚稳态粒子, 正离子和光子的二次电离过程可视为瞬时的, 但亚稳态却只能通过慢的扩散到达阴极后引起二次电子发射, 它与亚稳原子空间分布有关。当亚稳原子被激光扰动后, 亚稳态的密度及空间分布都可能发生变化, 它将通过扩散和阴极二次电子发射而影响放电电流; 另外也可能由于激发态分布变化而直接影响气体的电离系数。后者是通常辉光放电中光电流效应的主要机理, 但前者却是在汤生放电下, 气体极纯而放电电流又极弱 ($< \text{nA}$) 情况的光电流效应的主要机理^[3]。本文通过对体电离系数 α 及二次电离系数 γ 的测量来研究光电流效应的机理。

二、理论分析

图 1 是氖的有关能级图, 激光对应 $1S_5 \rightarrow 2P_4$ 的跃迁。一般情况下, $1S_5$ 、 $1S_4$ 、 $1S_3$ 是有较强的耦合(通过碰撞), 但在低气压下, 我们忽略了这些耦合。 $1S_5$ 及 $1S_3$ 为亚稳态, 在稳态情况下, 其密度满足扩散方程:

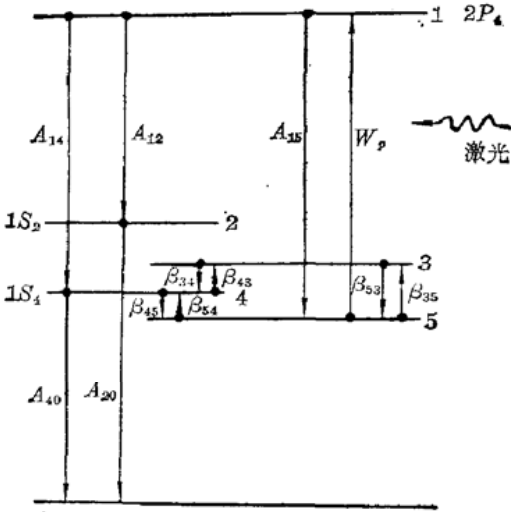


图 1 NeI 的能级图

$$\frac{d^2 m(x)}{dx^2} - \mu^2 m(x) = -\varepsilon(x) \quad (1)$$

其中

$$\mu^2 = G/D_m$$

对 $1S_5$ 态, 有

$$G = G_0 + W_p \frac{A_1 - A_{15}}{A_1 + W_p}$$

G 是 $1S_5$ 的猝灭速率; G_0 是无激光下的猝灭速率 (只是由于碰撞和自发辐射); 第二项是激光感应跃迁引起的猝灭速率。 W_p 是激光感应跃迁速率^[4]。 D_m 是亚稳态的扩散系数。且有

$$\varepsilon_m(x) = \begin{cases} \frac{\alpha_m}{D_m} \dot{\nu}_e(x=0) e^{\alpha(x-d_m)} & \text{当 } x \geq d_m \\ 0 & \text{当 } x < d_m \end{cases}$$

α_m 是亚稳态的激发系数 (cm^{-1}), d_m 是从阴极出发的电子, 加速到能产生电离的最小距离。

方程(1)的边界条件为: $x=0, d$ 时, $m(x)=0$ 。连续性条件为: 在 $x=d_m$, 二边的 $m(x)$ 相等。由此可得到方程的解: 对于 $0 \leq x \leq d_m$

$$m(x) = \frac{\alpha_m \dot{\nu}_e(0)}{D_m (\alpha^2 - \mu^2)} \left[e^{\alpha(d-d_m)} - \cosh \mu(d-d_m) - \frac{\alpha}{\mu} \sinh \mu(d-d_m) \right] \frac{\sinh \mu x}{\sinh \mu d}$$

对于 $d_m \leq x \leq d$, 有

$$m(x) = \frac{\alpha_m \dot{\nu}_e(0)}{D_m (\alpha^2 - \mu^2)} \left[\left(\cosh \mu d_m - \frac{\alpha}{\mu} \sinh \mu d_m \right) \cdot \frac{\sinh \mu(d-x)}{\sinh \mu d} + \frac{\sinh \mu x}{\sinh \mu d} e^{\alpha(d-d_m)} e^{\alpha(x-d_m)} \right] \quad (2)$$

从阴极表面 ($x=0$) 出发的电子流应为

$$\dot{\nu}_e(0) = I_0 + \gamma_+ (e^{\alpha(d-d_m)} - 1) \dot{\nu}_e(0) + g D_m \left. \frac{\partial m}{\partial x} \right|_{x=0} + \int_0^d \theta(x) (\gamma_{20} A_{20} n_2 + \gamma_{40} A_{40} n_4) dx \quad (3)$$

I_0 是紫外光预电离产生的初始电子流; 第二项是正离子、光子撞击阴极表面产生的二次电子发射电流; 第三项是亚稳态粒子扩散到阴极后由于俄歇过程产生的二次电子流; 第四项为 $1S_2$ 、 $1S_4$ 共振辐射在阴极表面产生的二次电子流, $\theta(x)$ 是光子照射阴极的几何因子。

由此得到 Townsend 放电电流 $i(d)$ 的表达式:

$$\frac{I_0 e^{\alpha(d-d_m)}}{i(d)} = 1 - \gamma_+ (e^{\alpha(d-d_m)} - 1) - (\theta(d) \alpha_m \gamma_p) \frac{W_p A_{12}}{D_m A_1 (\alpha^2 - \mu^2)} (E_1 + E_2)$$

$$-\frac{\alpha_m g \mu}{\alpha^2 - \mu^2} \frac{e^{\alpha(d-d_m)} - \cosh \mu(d-d_m) - \frac{\alpha}{\mu} \sinh \mu(d-d_m)}{\sinh \mu d} \tag{4}$$

其中,
$$E_1 = \left[e^{\alpha(d-d_m)} - \cosh \mu(d-d_m) - \frac{\alpha}{\mu} \sinh \mu(d-d_m) \right] \times \frac{\cosh \mu d_m - 1}{\mu \sinh \mu d}$$

$$E_2 = \left(\cosh \mu d_m - \frac{\alpha}{\mu} \sinh \mu d_m \right) \frac{\cosh \mu(d-d_m) - 1}{\mu \sinh \mu d} + \frac{e^{\alpha(d-d_m)}}{\mu \sinh \mu d} (\cosh \mu d - \cosh \mu d_m) - \frac{e^{\alpha(d-d_m)} - 1}{\alpha}$$

或将放电电流写成 Townsend 公式的形式:

$$\dot{i}(d) = \frac{I_0 e^{\alpha(d-d_m)}}{1 - \frac{\bar{\omega}}{\alpha} (e^{\alpha(d-d_m)} - 1)} \tag{5}$$

$$\frac{\bar{\omega}}{\alpha} = \gamma_i + (\theta \gamma_p \alpha_m) \frac{W_p A_{12}}{D_m A_1 (\alpha^2 - \mu^2)} \cdot \frac{E_1 + E_2}{e^{\alpha(d-d_m)} - 1} + (\alpha_m g) \frac{\mu}{\alpha^2 - \mu^2} \left[e^{\alpha(d-d_m)} - \cosh \mu(d-d_m) - \frac{\alpha}{\mu} \sinh \mu(d-d_m) \right] \sinh \mu d \tag{6}$$

(5) 式中的 $\bar{\omega}/\alpha$ 相当于总的二次电离系数。(6) 式中第一项是正离子及光子对二次电离系数的贡献; 第二项是伴随着激光引起的跃迁 $1S_5$ 到 $2P_4$ 而出现的两个共振态 $1S_2$ 、 $1S_4$ 的共振紫外辐射对二次电离系数的贡献; 第三项则是亚稳态对二次电离系数的贡献。

三、实验结果及讨论

图 2 是实验装置, 放电室由 Bruce 线型的均匀场电极构成, 直径 6 cm, 间距为 d , 一个电极是在石英玻璃板上镀的金膜(做阴极), 另一电极是铜板。汞灯提供预电离电流。电极上加一直流电压, 其值等于击穿电压。在固定电压、气压比的条件下 ($V/p_0 d$) 测量电流 i 与 d 的关系。电流用电子电流计测量, 通过小心地屏蔽, 可测到 10^{-13} A 以下。图中还画出测量电流瞬态波形的装置, 其预电离电流是周期重复的矩形波, 利用多通道数字波形仪 (HP MCA) 时间平均技术, 由 HP 绘图仪记录汞灯关闭时的电流衰减波形, 由此给出电流衰减中的快衰减电流 i_f 及慢衰减电流 i_s 。所用的激光器是 CR-599 型氩离子激光泵浦的染料激光器, 波长对应 NeI $1S_5-2P_4$ 的跃迁 (594.5 nm), 光束均匀照射放电空间, 光束波长由氖的空阴极灯的光电流谱监视。系统的真空预先抽到 10^{-9} Torr, 充以 2 Torr 的高纯 Ne (99.999%)。图 3 是测量的电流-间距关系曲线。固定 $E/P_0 = 50 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ Torr}$ (P_0 是零度时的气压) 下, 改变 d , 可以看到激光引起电流减小, 这种方法测量的光电流效应灵敏度是很高的, 电流 $> 10^{-10}$ A 时就可测量出来, 当电压接近击穿电压时, 这个效应最大。此时 $i_0 = 3.2 \times 10^{-9}$ A (无激光), $i_{\text{laser}} = 8.3 \times 10^{-10}$ A。图 4 是按修正的 Gosseries 方法绘制的 $Y(d)$ 与 $Y(d + \Delta d)$ 曲线 $Y(d)$ 为电流的倒数(用相对单位), 由于亚稳态破坏了 Townsend 公式, 所以

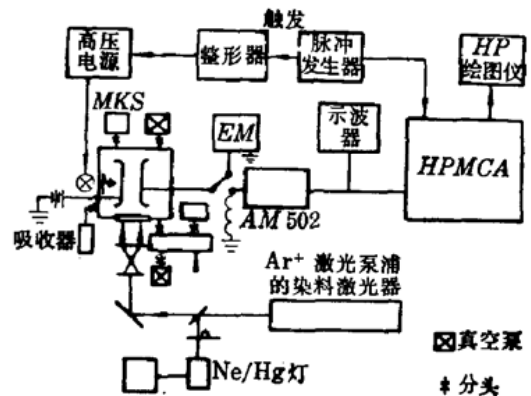


图 2 实验装置

图 3 是测量的电流-间距关系曲线。固定 $E/P_0 = 50 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ Torr}$ (P_0 是零度时的气压) 下, 改变 d , 可以看到激光引起电流减小, 这种方法测量的光电流效应灵敏度是很高的, 电流 $> 10^{-10}$ A 时就可测量出来, 当电压接近击穿电压时, 这个效应最大。此时 $i_0 = 3.2 \times 10^{-9}$ A (无激光), $i_{\text{laser}} = 8.3 \times 10^{-10}$ A。图 4 是按修正的 Gosseries 方法绘制的 $Y(d)$ 与 $Y(d + \Delta d)$ 曲线 $Y(d)$ 为电流的倒数(用相对单位), 由于亚稳态破坏了 Townsend 公式, 所以

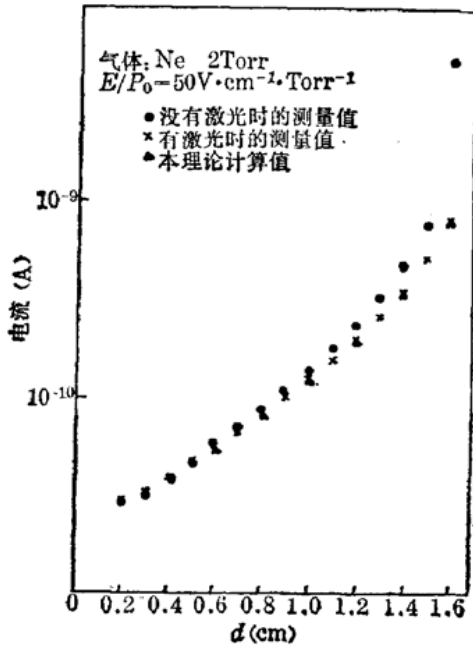


图3 电流 i 与电极间距 d 的关系

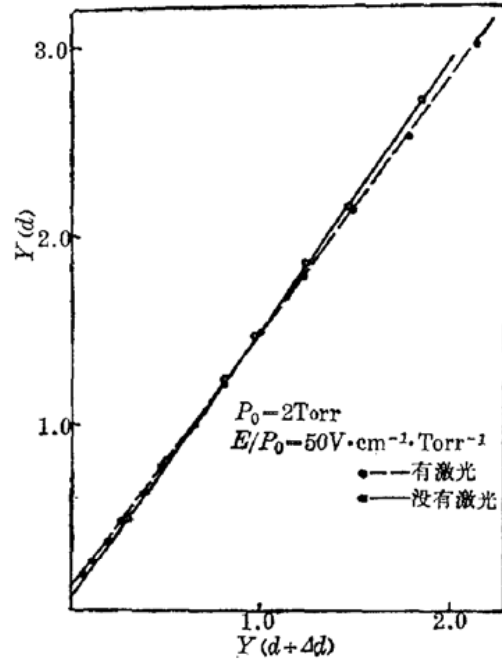


图4 Gosseserie 图: $Y(d)$ 与 $Y(d+\Delta d)$ 的关系, 由此得到电离系数 α 及正离子、光子引起的二次电子发射系数 $\gamma_i + \gamma_p$

应扣除亚稳态对电流的贡献, 此时

$$Y(d) = \frac{1}{\dot{i}(d)} \cdot \frac{\dot{i}_t}{\dot{i}_f}$$

$\dot{i}_t = \dot{i}_f + \dot{i}_s$ 是电流波形中总的衰减电流, \dot{i}_f 及 \dot{i}_s 由瞬态波形测量给出^[47]。 $Y(d)$ 与 $Y(d+\Delta d)$ 的关系是^[53]

$$Y(d) = Y(d+\Delta d) \exp(\alpha \Delta d) + \frac{\omega}{\alpha} [\exp(\alpha \Delta d) - 1] / I_0$$

由于扣除了亚稳态的贡献, 此时求得的二次电离系数 $\omega/\alpha = \gamma_f = \gamma_i + \gamma_p$ (γ_i, γ_p 分别是正离子及光子在阴极产生的二次电子发射系数)。最小电离距离由图 3 测得 $d_m = 0.25$ mm, 预电离电流 $I_0 = 3$ nA, Δd 取 0.2 cm, 由图 4 给出的结果为: 无激光和有激光时, α 分别为 1.73 和 1.54 cm^{-1} ; $\gamma_i + \gamma_p$ 分别为 0.067 和 0.100。

图 5 是平均二次电子发射系数 $\bar{\omega}/\alpha$ 与 d 的关系。 $\bar{\omega}/\alpha - (\gamma_i + \gamma_p)$ 就是亚稳态对二次电子发射系数的贡献 (γ_m), 由此可见它不是常数而是 d 的函数。图 5(b) 中, 实线对应 $\gamma_i + \gamma_p = 0.10$, 它比无激光时增加了 0.033, 这是由于亚稳态 $1S_5$ 跃迁到 $2P_4$, 而又衰减到 $1S_2, 1S_4$, 它们的共振辐射 ($\lambda = 73$ nm, 74 nm) 引起了 $\gamma_f + \gamma_p$ 的增加。由此可见, 亚稳态的贡献几乎为零。图中还画出了按公式(6)计算的 $\bar{\omega}/\alpha$, 用“■”表示。表 1 列出了激光作用下二次电子发射系数 $\bar{\omega}/\alpha$ 、电流 $\dot{i}(d)$ 的计算及测量值。

计算中用的数据为^[67]: $G_0 = 500 \text{ s}^{-1}$; $D_m P_0 = 60 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ Torr}$; $A_{11} = 5.23 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$; $A_{12} = 1.13 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$; $W_p = 1352 \text{ s}^{-1}$ 和 $\alpha_m g = 0.1$ 。

在计算共振紫外光 (73 nm, 74 nm) 的作用时, 必须考虑光射到阴极的几何因子 $\theta(x)$, 为了简单, 采用了近似: 光子射到阴极面上的几率反比于光子在放电空间中的寿命, 即 $\theta(d) \propto \sqrt{a/d}$ (a 是阴极半径)。实验给出 $\Delta\gamma_p = 0.033$, (共振紫外光引起的 γ 值的增加量), 如果按公式

表 1 Townsend 二次电离系数及放电电流

距电极间 $d(\text{cm})$	$\bar{\omega}/\alpha$ (计算)				$\bar{\omega}/\alpha$ (测量)	i (计算) (10^{-9} A)	i (测量) (10^{-9} A)
	$\gamma_i + \gamma_p$	$\Delta\gamma_p$	γ_m	$\bar{\omega}/\alpha$			
0.6	0.067	0.033	0.0069	0.107	0.107	0.557	0.565
0.8			0.005	0.105	0.105	0.814	0.826
1.0			0.004	0.104	0.105	1.230	1.255
1.2			0.003	0.103	0.105	1.969	2.030
1.4			0.002	0.102	0.104	3.510	3.650
1.6			0.001	0.101	0.101	5.180	8.330

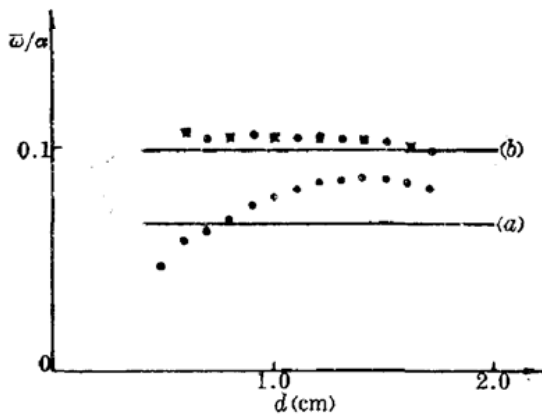


图 5 二次电离系数与 d 的关系
(a) 无激光情况; (b) 有激光情况。实线是由图 4 得到的 $\gamma_i + \gamma_p$, “●”是按公式(5)测量的平均二次电子数 $\bar{\omega}/\alpha$, 包括 $\gamma_i + \gamma_p + \gamma_m$, “■”是按公式(6)计算的值

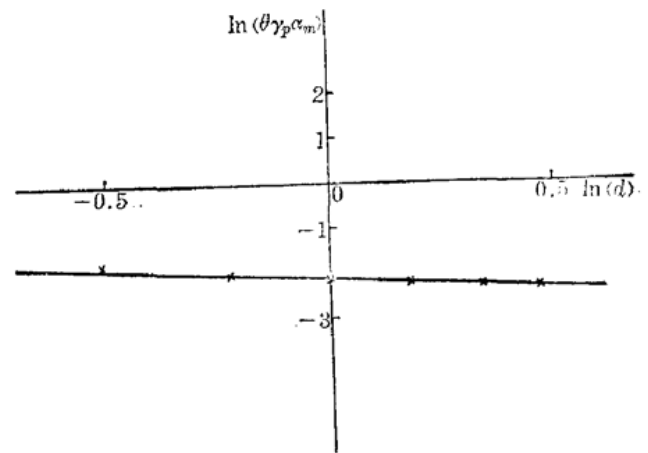


图 6 $\ln(\theta(d) \cdot \gamma_p \alpha_m)$ vs $\ln d$, 对所有 d , 最佳拟合 $\gamma_i + \gamma_p$ 时, $\theta(d) \gamma_p \alpha_m \approx 0.115 \cdot d^{-0.5}$ (d 以 cm 计)

(6) 拟合 $\Delta\gamma_p$, 则得到不同 d 值时的 $(\theta(d) \gamma_p \alpha_m)$, 这一值画在图 6 中(用“x”表示), 有意思的是这些点精确符合下述经验公式: $\theta(d) \gamma_p \alpha_m \approx (0.115 \pm 0.004) d^{-0.5}$ (d 以 cm 计)。

本文从直接测量电离系数及阴极二次电子发射系数的角度研究了 Townsend 放电中的光电流效应, 证明了在高纯气体的微弱电流放电时 ($i = 10^{-10} \sim 10^{-9}$ A), 与亚稳态相关的光电流效应主要是通过亚稳态扩散到阴极, 在阴极引起二次电子发射而产生的; 但对于非高纯气体, 由于潘宁效应、体电离效应(即改变电离系数)及阴极表面效应都起着重要的作用。

参 考 文 献

- 1 S. C. Haydon, A. I. McIntosh, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **11**, 1859(1978)
- 2 S. C. Haydon, O. M. Williams, *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, **6**, 1856(1973)
- 3 Wang Yumin *et al.*, Proc. XVIIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Swansea, U. K., July (1987);
- 4 王裕民 *et al.*, 待发表
- 5 M. A. Folkard, S. C. Haydon, *Aust. J. Phys.*, **24**, 519 (1971)
- 6 S. A. Brunner, Ph. D. Thesis, 1983, New England University