

# 氖光电流效应中的反常信号与尾部小峰

朱祝彪 严光耀 郑一善  
(华东师范大学物理系)

## 提 要

本文采用无极射频光电流实验对目前在空阴极中所存在的一些有争议的问题进行讨论。发现在同样气压下射频光电流信号中不存在 $1S_2-2P_K$ 的反常信号;尾部小峰在射频光电流信号中仍存在,证明与阴极无关。本文用双极扩散效应讨论了尾部小峰的出现规律。

## 一、引 言

目前对光电流光谱学的某些机理的认识还存在不同的观点。一个典型的例子是对氖空阴极光电流效应的机理研究。曾有争议的是 $1S_2-2P_K$ 的反常信号<sup>[1]</sup>与低电流时的尾部小峰的问题<sup>[2]</sup>。由于阴极的存在使其机理的分析复杂化,进行无极光电流效应实验将有助于这些问题的解决。

我们进行了无极射频光电流效应实验。本文在前文<sup>[3]</sup>从实验上否定 $1S_2-2P_K$ 布居反转假设的基础上进一步讨论光电流效应的机理。

## 二、瞬态射频光电流信号与电子密度的关系

所用的实验装置同文献[3]上的装置。

把射频线圈与放电等离子体看作为一种互感体系则可得到等离子体阻抗为<sup>[4]</sup>

$$Z_D = \frac{\omega_0^2 \mu_0^2 n_e e^2 \nu_m N^2 \pi R^4}{8lm(\nu_m^2 + \omega_0^2)}, \quad (1)$$

式中 $\omega_0$ 为电路振荡频率, $\mu_0$ 为真空中的磁导率, $n_e$ 为电子密度, $\nu_m$ 为电子碰撞频率, $N$ 为线圈匝数, $R$ 为放电管半径, $l$ 为其长度, $m$ 为电子质量。

任何振荡器都处于增益和损耗相等的状态。如果损耗增大( $Z_D$ 增大),那么对电子管振荡器来说板流将增大,由限流电阻的作用板压将下降。光电流是检测光同样品作用后所引起的板压变化。板压可写为 $V_P = -W(Z_D)$ ,光电流信号

$$\Delta V_{OGS} = \Delta V_P = - \frac{d}{dZ_D} W(Z_D) \Big|_{Z_D} \frac{\omega_0^2 \mu_0^2 e^2 \nu_m N^2 \pi R^4}{8lm(\nu_m^2 + \omega_0^2)} \Delta n_e. \quad (2)$$

在本实验中,放电电路中的感应信号已被排除。电感、电容元件的弛豫影响在所观察的光电流弛豫时间范围里可忽略。

### 三、实验结果与讨论

#### 1. $1S_2 \rightarrow 2P_K$ 反常信号的实验规律

从图 1 看到,低气压时初始信号为正(对应于电子密度减少)的反常信号,当气压升高为 2 Torr 时反常信号基本消失。

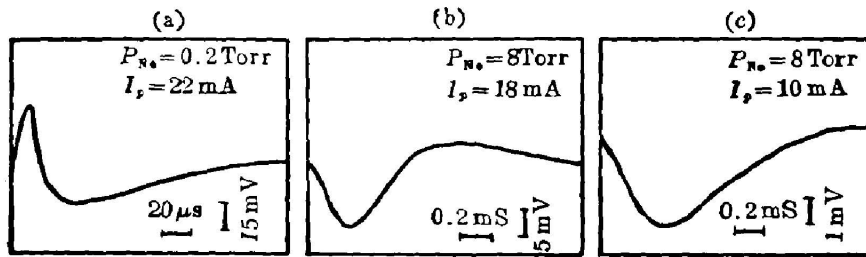


Fig. 1 Optogalvanic signal of the Ne  $1S_2 \rightarrow 2P_2$  transition

某态(记为  $y$ )的粒子数改变( $\Delta n_y$ )引起的电子密度改变量( $\Delta n_{ey}$ )可写为<sup>[5]</sup>

$$\Delta n_{ey} = \alpha'_y \Delta n_y \frac{e^{-\gamma t} - e^{-t/\tau_y}}{[\tau_y^{-1} - \gamma]}, \quad (3)$$

$\gamma$  为通过碰撞单位时间内一个电子增殖的电子数。虽然  $2P_K$  的电离率  $\alpha'_{2P}$  比亚稳态的电离率  $\alpha'_s$  约大一个量级<sup>[6]</sup>, 但  $2P_K$  的寿命  $\tau_{2P}$  要比亚稳态的寿命  $\tau_s$  约短 3~4 个量级。从(3)式可看到  $2P_K$  态对光电流的影响可略去。

由分支效应引起的粒子重新分布见图 2。在此系统中  $1S_2$  态粒子数减少, 引起  $1S_2$  所发高能光子的光致电离效应减弱, 对应于电子密度减少的贡献。由于其寿命较短其贡献主要体现在信号的前面部分。 $1S_{3,5}$  态粒子数增加对应于电子密度增加的贡献, 由于其寿命较长所以其贡献是长时间的。在信号的前部, 这两种效应相竞争其结果反映在初始信号的正负性。

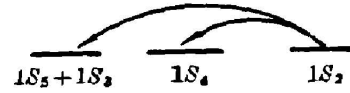


Fig. 2 Particle transfer diagram of the Ne  $1S_2 \rightarrow 2P_K$  transition

Table 1 Measured data of laser-induced fluorescence and optogalvanic current amplitude

	$V_{OCS}$ (mV)	fluorescence intensity (A. U.)	line voltage (V)	change in voltage at tube end $V_b - V_a = V_P$
8 Torr	400	200	215	115V - 123V = -8V
0.2 Torr	15	20	215	115V - 125V = -10V

由(2)式在本实验条件下有近似式

$$\Delta V_{OCS} \propto \Delta n_e / \nu_m, \quad (4)$$

由于  $\nu_m \propto P_{Ne}$  所以  $\nu_m(8\text{Torr}) : \nu_m(0.2\text{Torr}) = 40:1$ , 亚稳态粒子数改变量  $\Delta N_M(P_{Ne}) \propto I_f$ , 得  $\Delta N_M(8\text{Torr}) : \Delta N_M(0.2\text{Torr}) = 10:1$ , 由式(4)得 0.2 Torr 时亚稳态的电离贡献比 8 Torr 时的小约 100 倍。其原因是低气压时电子密度减少和亚稳态扩散到壁的损耗。亚稳态在低

气压时贡献较小从而使  $1S_2$  态高能光子效应较易显现出来。在宽广的空阴极放电与宽广的射频放电下,两者必存在亚稳态电离率相同的等效区域。基于这种等效的观点,也就证实了空阴极放电中的反常信号不是来自光致电离的机理<sup>[1]</sup>。而是来自阴极效应<sup>[7]</sup>。

## 2. 尾部小峰与放电强度、气压的关系

对于  $1S_3 \rightarrow 2P_K$  的跃迁,较短寿命的  $1S_4$ 、 $1S_2$  态粒子数增多对应于电子密度增加的初始负信号。长寿命的  $1S_5$  态的粒子数减少使出现后-正峰。图 3(b) 的后-峰即是用粒子数转移图像不能解释的尾部小峰。此小峰在空阴极中也存在<sup>[2]</sup>,证明同阴极无关。其出现的规律是:空阴极中,在 8 Torr 气压下放电电流从 0.8 mA 到 0.2 mA,对应的亚稳态寿命值从 0.1 ms 到 1 ms。射频放电中,气压高于 3 Torr,放电板流  $I_P = 12$  mA 以上,对应于亚稳态寿命小于 1 ms。本实验中最大板流只能调到 22 mA,气压从 0.1 Torr 到 10 Torr。

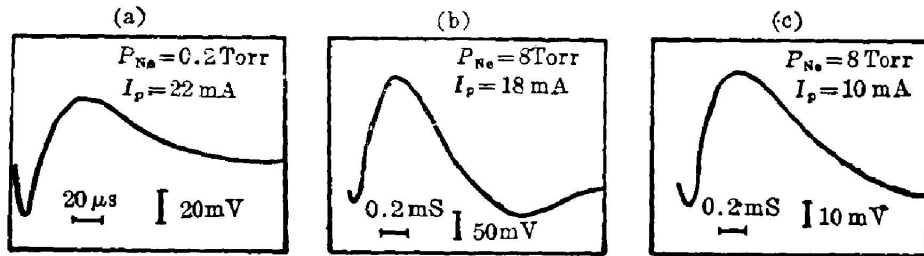


Fig. 3 Optogalvanic signal of the Ne  $1S_5 \rightarrow 2P_2$  transition

## 3. 应用扩散理论定性解释实验结果

在放电等离子体中,电子有较高的热运动速度,倾向于首先离开等离子体,正离子被留在后面,就建立了这样一种极性的电场。图 4 中画出了体积中典型的带电粒子密度径向分布。在稳态时双极场为<sup>[8]</sup>

$$E_A = \frac{D_i - D_e}{b_e + b_i} \frac{\text{Grad} \cdot n}{n}, \quad (5)$$

式中  $D$  表示扩散系数,  $b$  表示迁移率,  $n$  为电子密度,脚标  $i$  表示离子,  $e$  表示电子。双极扩散是带电粒子消失的重要过程。

原子的扩散系数同气压成反比,所以在高压时扩散效应很弱。在弱碰撞情况下,这种数密度的变化不易向四周传递,这样就导致了局部电子和离子密度的改变,而由于电子很快离开此区域,这样就造成了双极场和双极扩散效应的改变,

而引起对应的电子密度的改变,并会在瞬态光电流波形上有其特征。

对于  $1S_3$  或  $1S_4 \rightarrow 2P_K$  的跃迁,较长时间是由于亚稳态粒子数增加,而使局部电离效应增强,用电离模型得电子密度增加。这对应于光电流波形上较长时间的电子密度所增加的峰。而对于其后的尾部小峰的解释是:较长时间局部的亚稳态粒子数增加,导致局部的离子密度增大,虽亚稳态达到了平衡,但离子局部的增加所对应的双极扩散效应增强的弛豫过程还没有结束,而增强的双极场使离子与电子汇合时电子密度再度复合而减少,便出现

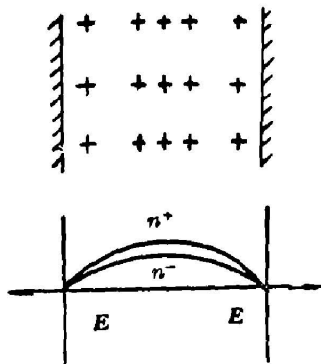


Fig. 4 Radial distribution of electric particles

后-电子密度减少所对应的峰。对于  $1S_3$  或  $1S_3 \rightarrow 2P_E$  的跃迁, 长时间对应于局部离子密度减少, 这样使双极扩散效应减弱, 而表现出相反的对应于电子密度增加所对应的峰。

对于更低放电条件下, 尾部小峰消失的机理是: 随着放电的进一步减弱, 亚稳态的寿命进一步增长, 导致亚稳态的弛豫时间 ( $>1\text{ms}$ ) 大于双极扩散效应对应的弛豫时间 (1ms 数量级<sup>[8]</sup>)。使双极扩散效应对应于电子密度变化过程的信号湮没于亚稳态的电离过程的信号之中。

### 参 考 文 献

- [1] T. Caesar *et al.*; *Opt. Comm.*, 1983, **45**, No. 4 (Apr), 258.
- [2] 朱祝彪等;《中国激光》, 1985, **12**, No. 3 (Mar), 138.
- [3] 朱祝彪等;《光学学报》, 1985, **5**, No. 9 (Sep), 841.
- [4] D. R. Loyons; (*Ph. D. Thesis*) Stanford University G. L. Report No. 3433, 1983.
- [5] 殷立峰等;《光学学报》, 1984, **4**, No. 4 (Apr), 294.
- [6] P. L. Hagelstein; (*Ph. D. Thesis*) Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-53100, 1981.
- [7] 殷立峰等;《光学学报》, 1984, **4**, No. 8 (Aug), 673.
- [8] F-F, 陈;《等离子体物理学导论》, (人民教育出版社, 北京, 1980), 96.

## Anomalous signal and small tail peak observed in neon optogalvanic effect

ZHU ZHUBIAO, YAN GUANGYAO AND ZHENG YISHAN  
(Department of Physics, East China Normal University, Shanghai)

(Received 16 August 1985; revised 4 February 1986)

### Abstract

Different points of view exist on the mechanism of neon optogalvanic effect in a hollow cathode tube. We have carried out electrodeless RF optogalvanic experiments to investigate such mechanism. Experimental results show that there exists no anomalous signal in the RF optogalvanic signal at the same pressure. The small peak on the tail still exists and has no relation to the cathode. Bipolar diffusion effect is cited to discuss the peak's occurrence.