

低压氖瞬态射频光电流效应*

朱祝彪 严光耀 郑一善
(华东师范大学物理系)

提 要

本文报道了低压氖瞬态射频光电流效应的研究成果。由于无极射频放电不存在阴极,因而摒弃了涉及阴极的各种效应。利用这样的装置同时进行了吸收光谱和荧光光谱研究,结果表明高能光子的直接光电离对产生氖 $1s_2 \rightarrow 2p_k$ 的反常光电流信号起着重要作用。

一、引 言

光电流效应已广泛用于光谱研究^[1]。这一效应通常包含着许多微观过程,它一方面为我们带来有关弛豫过程的信息,另一方面又为分析带来了困难。一个例子就是氖空阴极光电流效应的广泛研究^[2-7]。在氖空阴极放电中,已发现 $1s_2-2p_k$ 跃迁的光电流信号相对于 $1s_{3,5}-2p_k$ 跃迁的信号,具有相反的极性,随着出现了截然不同的几种解释机理^[2,3,6,7]。射频无极放电的光电流效应,可以去除阴极的有关影响,大大简化弛豫过程的分析,这将有助于光电流效应的深入研究。并由于试样池的开放型结构,便以同时进行吸收及荧光实验研究,可望在动力学过程研究中得以广泛应用。

二、实验装置与原理

阻抗为 $i\omega_0 L_0 + r_0$ 的空线圈在放入样品后变为^[8]

$$Z = (1 + f\chi) i\omega_0 L_0 + r_0,$$

这里 f 描述线圈被样品充满的体积比 ($0 \leq f \leq 1$)。极化率 $\chi = \chi' - i\chi''$ 。并已作了 $\omega = \omega(L) = \omega_0$ 的近似, ω_0 是一个常数。这样,此系统的阻抗可表示为电感 $L = (1 + f\chi') L_0$ 与电阻 $r = f\chi'' \omega_0 L_0 + r_0$ 的串联。信号能够通过测量其电感的改变量 $\Delta L = f\Delta\chi' L_0$ 或电阻的改变量 $\Delta r = f\Delta\chi'' \omega_0 L_0$ 而获得。 $\Delta\chi'$, $\Delta\chi''$ 分别为激光作用后引起的样品极化率的变化。射频光电流光谱技术就利用了其电阻改变的效应。

图1是用于激发及探测用的考尔比兹振荡器电路图。选用6AF4电子管。射频功率通过一个直径30mm, 15圈的镀银线圈作用于样品池, 样品池长140mm, 直径15mm, 内含氖气200mTorr。线圈的电感量为2.5 μ H, 测得振荡频率为30MHz。未放入试样池时电子管板极电压为88V, 放试样池后氖放电起辉, 此时的板压下降为79V, 板极电流22mA。

收稿日期: 1985年2月5日; 收到修改稿日期: 1985年4月18日

* 中国科学院科学基金资助的课题。

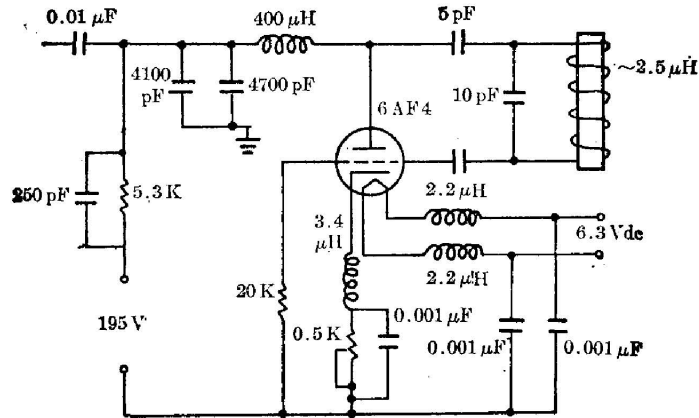


图 1 用于射频光电流实验的考尔比兹振荡器电路图

Fig. 1 Circuit diagram of the oscillator used for optogalvanic experiment

任何振荡器处于损耗被放大所抵消的状态。如果损耗变化,那么振荡器的电参数也随着变化。在线圈存在着放电等离子体的情况下,板压的下降量同放电等离子体中的电子密度成正比^[9]。激光的作用改变了各态粒子数布居,而由于电离效应使电子密度相应地改变。快脉冲激光作用后,等离子体内各种动力学效应恢复平衡的过程所反应的电子密度变化的过程将从瞬态射频光电流波形上显示出来。

图 2 为瞬态射频光电流效应的实验装置示意图。用每脉冲能量 $1\sim 2\text{ mJ}$, 脉宽 7 ns , 触发频率 $0\sim 20\text{ Hz}$ 的 QJD-7B 型氮分子激光器泵浦 PD-79S 型掠入射型染料激光器, 其输出线宽为 8 GHz 。选用染料若丹明 6G 和 DCM。进入样品池的光斑尺寸约 5 mm 。穿过放电区后的激光能量由激光能量计测量。射频光电信号直接送入示波器, 并照像记录、激光脉冲感应的荧光经单色仪后由光电倍增管接收, 示波器显示。

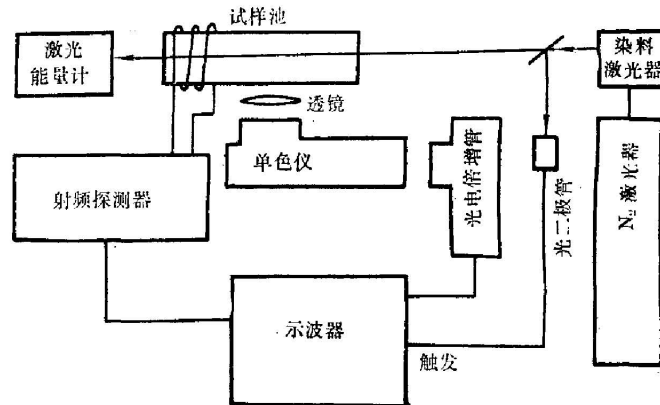


图 2 瞬态射频光电流效应实验装置图

Fig. 2 Experimental apparatus for measuring transient radio frequency optogalvanic effect

三、结果与讨论

1. $\text{Ne } 1s_5-2p_k$ 正常光电流信号

当激光波长调谐到 5945 \AA ($1s_5-2p_4$) 位置时我们便得到了如图 3 所示的瞬态射频光电

流信号。从亚稳态 $1s_{3,5}$ 跃迁到 $2p_k$ 的光电流信号都显示这样的波形。

在本实验中射频振荡频率为 30 MHz, 由于放电等离子体的弛豫时间在微秒数量级, 因此可作为稳态处理。

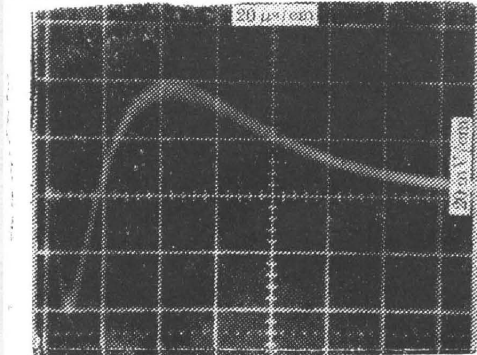


Fig. 3 Transient rf optogalvanic signal of the Ne $2p_4-1s_5$ transition at 5945\AA
Time scale (horizontal axis) $20\ \mu\text{s}/\text{div}$;
voltage scale (vertical axis) $20\ \text{mV}/\text{div}$

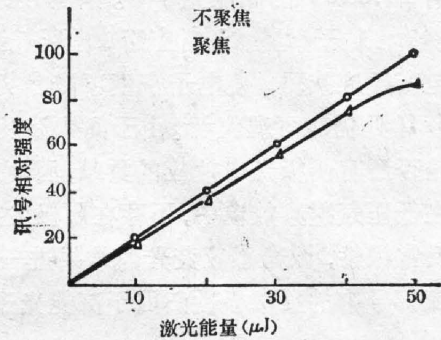


Fig. 4 Relative signals from the transient rf optogalvanic detector

对于 Ne $1s_5-2p_k$ 跃迁的脉冲光电流信号瞬态波形的分析同空阴极放电中的产生机理是相同的^[5,7]。在我们的实验条件下, 观察到的最大信号达 120 mV。从图 4 的结果可以看到光电流信号随激光每脉冲能量的增大而增大。用透镜进行聚焦后, 能观察到饱和现象。

2. Ne $1s_2-2p_k$ 反常光电流信号

有趣的是从 $1s_2$ 跃迁到 $2p_k$ 的光电流谱都显示如图 5 那样初始为正的波形。这与过去空阴极放电中观察到的现象是相同的^[2~3]。

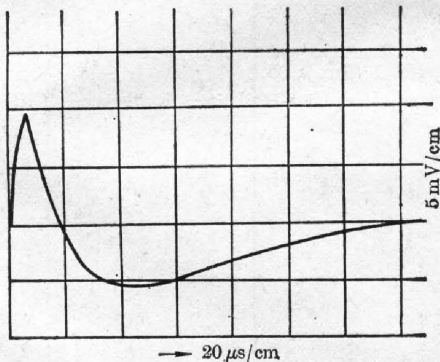


图 5 $1s_2-2p_2$ 跃迁的瞬态射频光电流信号
Fig. 5 Transient rf optogalvanic signal of the Ne $1s_2-2p_2$ transition at 6599\AA
Time scale $20\ \mu\text{s}/\text{div}$; voltage scale $5\ \text{mV}/\text{div}$

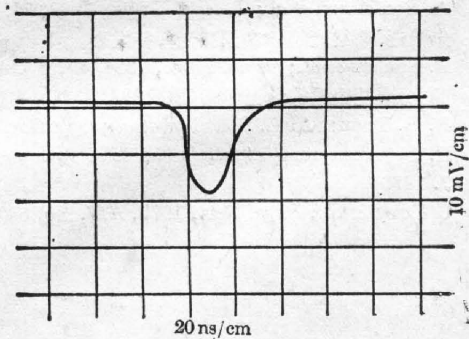


图 6 由 6599\AA ($1s_2-2p_2$) 激光激发感应的 5882\AA ($2p_2-1s_5$) 荧光信号
Fig. 6 Signal from optical fluorescence at 5882\AA ($2p_2-1s_5$) due to 6599\AA ($1s_2-2p_2$) laser excitation
Scale: $20\ \text{ns}/\text{div}$, $10\ \text{mV}/\text{div}$

吸收实验结果表明, 共振时原子吸收激光能量。在对应于 $1s_2-2p_2$ 跃迁的光电流实验中, 我们同时观察 $2p_2$ 能级所发的荧光, 在单色仪调到 5882\AA 位置时观察到了 $2p_2-1s_5$ 所发的荧光信号见图 6。从 $1s_{3,4,5}$ 跃迁到 $2p_k$ 对应的从 $2p_k$ 态到其它态的荧光信号都显示这样的信号。如果布居反转, 那将会得到极性相反的荧光信号。这些结果都表明 $1s_2-2p_k$ 粒子数布居没有反转。激光作用使 $1s_2$ 态粒子数减少, 并在 $2p_k$ 能级上布居。但由于不存

在阴极就没有光同阴极作用产生阴极电子的效应,也没有原子或离子与阴极碰撞的效应。

在氩放电等离子体中,氩 $1s_2$ 态同基态有着强的电耦极跃迁几率。由于辐射俘获效应使 $1s_2$ 实际寿命有所增长,但比 $1s_4(3p_1)$ 态的寿命要短十多倍^[4]。从 $1s_2$ 态跃迁到基态,原子发射 16.85 eV 的高能光子^[9]。在稳态放电时这些光子直接引起 $3p_{0,1,2}$ 的光电离。激光作用使 $1s_2$ 粒子数减少,对应于 $1s_2$ 跃迁到基态的高能光子数目也减少,导致高能光子直接的光电离效应减弱,使电子密度下降。尽管光子电离截面的极大值位于约 10 eV 处,但在 16.85 eV 处仍有可观值^[10]。由于问题涉及到空阴极放电中氩 $1s_2-2p_k$ 的光电流信号的反转机理是否还有阴极光电效应的贡献,因而对此机理的研究还是有意义的。

在低压氩射频放电中,不存在阴极发射电子的影响,而 $1s_2-2p_k$ 的瞬态射频光电流信号仍呈反常极性,激光感应荧光的结果进一步表明,这两个能级间不存在布居反转,因而应将光电流信号中的反常极性归因于高能光子光电离的贡献。进一步的实验与理论工作正在进行。

美国斯坦福大学肖洛教授为我们提供了合适的电子管,还与我们进行了有益的讨论,作者感谢他。

参 考 文 献

- [1] R. B. Green *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1976, **29**, No. 11 (Dec), 727.
- [2] R. Shurker *et al.*; *Opt. Comm.*, 1982, **42**, No. 1 (Jun), 29.
- [3] T. Caesar *et al.*; *Opt. Comm.*, 1983, **45**, No. 4 (Apr), 258.
- [4] A. Ben-Amar *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1983, **54**, No. 1 (Jun), 3688.
- [5] 朱祝彪,蔡继光等;《中国激光》,待发表。
- [6] R. Shurker *et al.*; *Opt. Comm.*, 1984, **49**, No. 4 (Mar), 263.
- [7] 殷立峰,胡企铨等;《光学学报》,1984, **4**, No. 4 (Apr), 294.
- [8] D. R. Tuons, A. L. Shawlow *et al.*; *Opt. Comm.*, 1981, **38**, No. 1 (Jun), 35.
- [9] R. L. Armstrong *et al.*; *The Electromagnetic Interaction*, (Prentice-Hall inc. Englewood. Cliffs. N. J. 1973).
- [10] C. Dazy *et al.*; *Phys. Rev.*, 1977, **A16**, No. 6 (Dec), 2376.

Transient rf optogalvanic effect of Ne at low pressure

ZHU ZHUBIAO YAN GUANGGAO AND ZHENG YISHAN

(Department of Physics, East China Normal University)

(Received 5 February 1985; revised 18 April 1985)

Abstract

Experimental results on transient rf optogalvanic effect of Ne at low pressure are presented. Since there is no cathode in a rf discharge, the cathode effects are eliminated. Absorption and fluorescence spectra of the sample obtained simultaneously on such apparatus illustrate that the direct photoionization by high-energy photons plays an important role in the optogalvanic effect.