

激光光电流效应

王国文 宋菲君

(北京大学物理系) (北京照相机械技术研究所)

一、引言

当气体放电管受到光的辐照时, 如果光的频率和参与放电的粒子(原子、分子或离子)的某两个能级之间的跃迁频率一致, 则放电管的宏观电参数(电压、阻抗或电流)就会发生变化, 这一效应称为“光电流效应”(即缩写为 OGE)。当激光器作为光源使用时, 这一效应就称为“激光感生的光电流效应”, 简称“激光光电流效应”。

光电流效应早在五十多年以前就已经被 Penning 发现了, 他当时用一支氩放电管去照射另一支氩放电管, 第一次观察到放电管两端的电压变化^[1]。但在当时由于实验条件的限制, 特别是由于缺少高强度光源和微弱信号的测量仪器, 效应比较微弱, 因而没有得到应有的重视。此后半个世纪内, 关于这一领域仅发表了寥寥数篇论文^[2-4]。

六十年代以来, 由于 He-Ne, CO₂ 等各种气体激光器相继问世, 提供了高强度的单色光源, 再加上探测技术的新发展, 使 OGE 重新获得生命力。当用激光去照射一个充有同样气体的放电管, 或一个包含这种气体成分的混合气体的放电管时, 发现了放电管两端电压有明显变化。

可调谐染料激光器的运用, 为可见波段特别是 570—620 nm 波段的 OGE 的研究提供了一个强有力的工具。已经较为深入地研究了一些气体, 特别是 Ne 的 OGE^[5-7]。

激光光电流效应在激光器本身的放电中也

可以观察到。在激光谐振腔中用一个光闸来启闭激光时, 同样可以测量到放电管两端的电压变化。其相对值对于 He-Ne 激光器约 2%^[8-11]; 对于 Xe 激光器仅为 0.02%^[12]; 然而在 CO₂ 激光器中, OGE 大到甚至使放电熄灭的程度^[13]。

激光 OGE 具有以下特点: (1) 被观测的量是由于激光辐照引起的电学量变化, 不必用光学的方法探测吸收光谱或次生的荧光辐射, 所以测量过程是全电子化的。现代电子学的新技术(例如锁相放大等), 为该效应的研究提供了灵敏的测量设备。全套装置相对来说比较简单、廉价。(2) 信噪比较高。例如 Ne 的 OGE 对应的阻抗变化达 10% 左右, 因而这一效应很容易发现并精确测定。(3) 在放电管两端电压恒定时, 感生的阻抗变化可正可负, 也就是说, OGE 有正、负之分。(4) OGE 几乎可以在任何类型的放电中被观察到, 包括正常辉光放电的阴极区、阳极柱, 反常辉光放电, 电弧放电甚至火花放电等。

本文介绍观测激光 OGE 的实验装置, 对效应的机理作了一些探讨, 并简单介绍它的应用。

二、实验装置

图 1 是用染料激光器来测量 Ne 的 OGE 的实验装置示意图。染料激光器用氩离子激光器作为光泵源, 它的起振范围为 565—645nm, 线宽 0.25—0.5 Å。输出的激光束经过光闸形成 400Hz 的调制光, 照射 Ne 的放电管。R 为限流电阻, 约几十千欧; 放电管的电流为几个毫安一

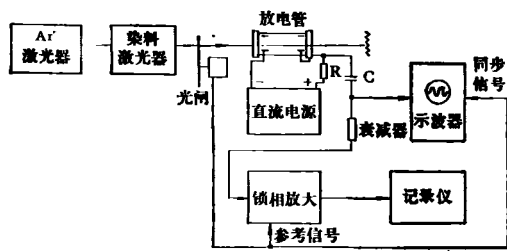


图1 Ne 的 OGE 实验装置

几十毫安,属于正常辉光放电范围。

调节染料激光器的输出激光波长,使它与 Ne 的某两个能级之间对应的波长一致时,就会发现放电管两端电压呈现与调制频率一致的交变变化。交变信号(即 OGE 信号)由电容器 C 耦合,同时输入示波器及锁相放大器中,放大器的输出驱动记录仪。连续改变染料激光器的输出波长,记录仪就将记下 OGE 信号作为波长的函数图,称为 Ne 的 OGE 谱。几乎所有 Ne 的允许跃迁都能观察到。

图 2(b) 画出示波器显示的典型的 Ne 的 OGE 谱线的波形 ($2p \rightarrow 4d$ 跃迁)。图 2(a) 为激光光强信号。

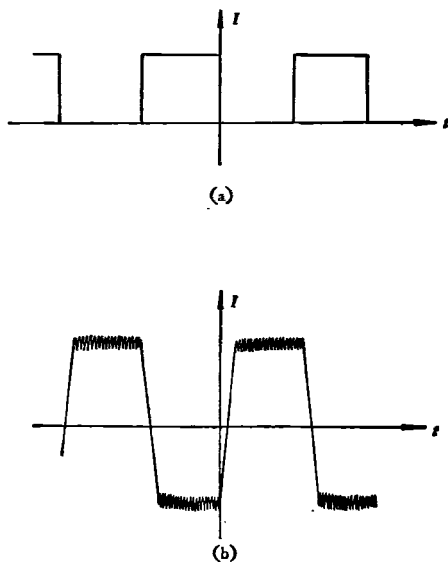


图2 Ne 的 OGE 谱线信号波形
(a) 为激光光强波形; (b) 为 Ne 的 590.25 nm ($2p \rightarrow 4d$ 跃迁) OGE 信号波形

三、效应的机理

1. 气体放电中的电离过程

为了讨论 OGE 的机理,首先简单介绍一下气体放电现象的电离过程。

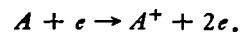
气体中的电子在外电场的作用下,一方面获得加速度,沿电场方向作定向运动;一方面又不断和气体粒子(原子、分子及离子)碰撞,提供能量使气体粒子激发,称为碰撞激发。处于激发态的粒子具有一定的寿命,经过一定时间后跃迁回到较低的能级或基态。在热平衡时,各个能级上的粒子分布遵从麦克斯韦-玻耳兹曼分布律:

$$N_m = N_0 g_m \exp[-(E_m/kT)], \quad (1)$$

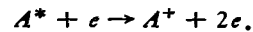
式中 N_0 及 N_m 为基态及第 m 个激发态的粒子数, g_m 及 E_m 分别为第 m 个激发态的简并度及能量。

与激发和去激发过程同时,在气体中还发生碰撞电离过程:

(I) 基态粒子 A 与电子碰撞电离:



(II) 激发态粒子 A^* 与电子碰撞电离:



(III) 激发态粒子之间的碰撞电离:



上面列出的 (II), (III) 两过程又称逐级电离。同时还发生正、负离子的复合过程。达到热平衡时,电离与复合的最终结果所产生的离子对作为电荷的载流子,维持放电。

电子由于其质量远小于其它粒子,每次非弹性碰撞只损失很小一部分能量,因此其平均动能远高于其它粒子,通常用电子温度 T_e 来表征电子的平均动能。碰撞激发与碰撞电离截面是电子动能的函数,具有共振的特性。当电子动能接近于反应过程中气体粒子的能量差值时,截面为最大。在一定的电场及放电条件下,电子动能的分布是确定的。一般来讲,位于高激发态的气体粒子的碰撞电离截面高于低激发态的粒子。

从宏观上看,达到热平衡时,对应于一个确定的粒子数分布,放电管维持一定的电流,呈现一定的阻抗。当某种原因使这一分布发生变化时,电流及阻抗也将随之变化。

特别要提一下亚稳态粒子的作用。当气体粒子能级中包含亚稳态时,由于它们通过自发辐射回到基态的几率很小(禁戒跃迁),因此寿命很长。在这种情况下,过程(II),(III)主要是亚稳态粒子的贡献。换言之,亚稳态粒子的存在使逐级电离的截面大大增加。

2. 电离速率模型

该模型最早是 Penning^[5] 提出来的。Bridges^[5], Zalewski^[6], Smyth^[7] 等又详细地讨论和发展了它。他们认为,放电气体受到光的辐照时,由于电离速率的变化引起了放电宏观参数的变化。这一模型现在已被普遍地接受了。下面我们通过 Ne 的 OGE 比较详细地讨论一下。

Ne 的有关能级示意于图 3 中,它的基态为 $^1S_0(2p^6)$, 四个最低的激发态(用帕邢符号表示)为 $1s_2, 1s_3, 1s_4$ 及 $1s_5(2p^53s)$, 其中 $1s_3$ 与 $1s_5$ 为亚稳态。

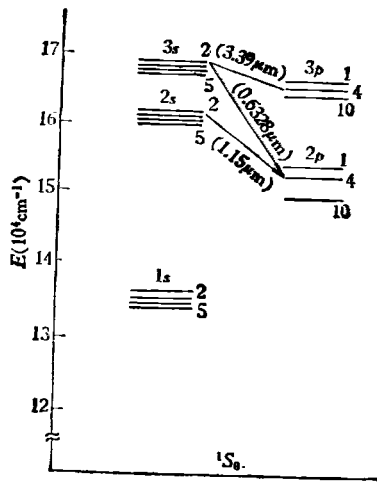


图 3 氖原子能级示意图

Ne 的 OGE 分成两类,第一类包括 $2p \rightarrow 3s, 4d \dots$ 等跃迁(不包括亚稳态)。这类谱线在相当大的放电电流范围内都呈现负的 OGE,即放电气体受到光的辐照时,在光子能量与跃迁能

物理

级之间的能量差发生共振的情况下,放电管阻抗变小(电压恒定)。这可以解释如下:由于放电气体对于光辐射的受激吸收,使下能级的粒子数减少,上能级的粒子数增加,即(1)式所表达的分布发生变化。由于上能级与电离电位的差比下能级要小,因此有更多的快速电子具备碰撞电离所需要的能量,使过程(II)的截面增大,也就是说单位时间内由于碰撞电离产生的离子对数增加了,电荷的载流子增加了,整个放电管的导电性能必然变得良好,从而在恒定的管端电压下电流增大,阻抗变小。归根到底,当放电等离子体受到光的辐照后,由于受激吸收,使(1)式发生变化,因而改变了电离的速率,导致了宏观电参数的变化,这就是激光 OGE 的电离速率模型的实质。

这一类 OGE 的机构比较简单,对应的信号波形也比较简单,如图 2(b) 所示。大部分气体的 OGE 属于这一类。

第二类 OGE 谱包括从 Ne 的亚稳态 $1s_3$ 和 $1s_5 \rightarrow 2p$ 的跃迁,它们具有如下特点:(1)其阻抗变化 ΔZ 可正可负,并且往往还是放电电流的函数。(2)它们的 OGE 信号波形比较复杂,受到激光辐照后,首先是一个急剧下降的负脉冲,然后缓慢上升到极大值。这个复杂的波形表明其中至少存在两种以上的过程,它们具有不同的时间常数,并且对 ΔZ 的贡献相反。

这些现象可以解释如下:当亚稳态的 Ne^* 粒子吸收激光辐射跃迁到 $2p$ 能级上去时,发生以下两个过程:首先,由于 $2p$ 能级碰撞电离的截面较大,因此一部分 $2p$ 粒子电离。这一过程的时间常数较小,对应着阻抗的快速下跌,其机理与上面讨论的一致。随着时间的增加,更多亚稳态的粒子通过受激吸收抽运到 $2p$ 能级上,大部分通过 $2p \rightarrow 1s_2, 1s_4 \rightarrow ^1S_0$ 这样一个两步跃迁的自发辐射回到基态,这一过程的时间常数较大,其最终效果是亚稳态的 Ne^* 减少,从而影响过程(II),(III)的截面。

至于效应的正、负与放电电流的关系,可以这样来考虑:在低电流下,前一过程的贡献较小,只在激光辐照开始的短暂时间内起主要作

用,最终合成的 ΔZ 还是正的 (正效应)。随着放电电流的加大,快速电子数目增加,使得从 $2p$ 直接碰撞电离的截面迅速增大。另一方面,电流增大到一定程度后,亚稳态 Ne^* 和快速电子的浓度都已达到这样的程度:激发和去激发的过程平衡,亚稳态 Ne^* 趋于饱和,它们对电离速率的贡献不再增大,而由于激光 OGE 引起的亚稳态 Ne^* 的减少很快通过碰撞激发得到补偿,对电离速率的影响并不大。这样一来,随着电流的增大,终于使前一过程增加的离子对数补偿并超过了后一过程损失的离子对数,这时 ΔZ 变成负的。总之, ΔZ 的正、负是以上两种过程互相竞争的结果^[7]。

3. 阻抗变化 ΔZ 的定量计算公式

下面我们用一个简化的原子模型来定量地计算激光辐照引起的放电管阻抗变化 ΔZ 。

根据量子力学的计算,在受到激光辐照时,单位时间内从 m 能级受激跃迁到 n 能级上去的几率为

$$W_{nm} = B_{nm}\rho(\omega_{nm}), \quad (2)$$

式中 $\rho(\omega_{nm})$ 为圆频率等于 ω_{nm} 的辐射场的能量密度, B_{nm} 为受激吸收系数,

$$B_{nm} = \frac{\pi e^2}{3m_e c^2 \hbar} \lambda_{nm} f_{nm}, \quad (3)$$

式中 f_{nm} 为偶极辐射的振子强度。以 (3) 式代入 (2) 式,得到

$$W_{nm} = \frac{\pi e^2}{3m_e c^2 \hbar} \lambda_{nm} f_{nm} \rho(\omega_{nm}). \quad (4)$$

设 N_m 为 m 能级上的粒子数,则单位时间内从 m 能级抽运到 n 能级上去的粒子数为

$$N_{nm} = W_{nm} N_m = \frac{\pi e^2}{3m_e c^2 \hbar} \lambda_{nm} f_{nm} \rho(\omega_{nm}) N_m, \quad (5)$$

又设 m 能级碰撞电离的截面为 P_m ,则单位时间内从各能级产生的离子对总数为

$$K = \sum_m N_m P_m. \quad (6)$$

设 Δt 内原子系统吸收辐射量子 $h\nu_{nm}$ 产生的离子对增量为

$$\Delta K = \sum_m P_m \Delta N_m,$$

$$\begin{aligned} &= P_m \Delta N_m + P_n \Delta N_n \\ &= (P_n - P_m) N_{nm} \Delta t, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\Delta K}{\Delta t} = (P_n - P_m) N_{nm} \\ &= \frac{\pi e^2}{3m_e c^2 \hbar} \rho(\omega_{nm}) (P_n - P_m) \lambda_{nm} f_{nm} N_m, \end{aligned} \quad (8)$$

式中 η 为单位时间内的离子对增量。在恒定管端电压下阻抗变化 ΔZ 应当与 $(-\eta)$ 成正比,用激光强度 I 代替 ρ ,将 (1) 式代入 (8) 式,得到

$$\begin{aligned} \frac{\Delta Z}{I} &\propto (P_m - P_n) \lambda_{nm} f_{nm} g_m \\ &\quad \times \exp[-(E_m/kT)], \end{aligned} \quad (9)$$

此式即定量计算 ΔZ 的公式 (差一个常数因子)。(9) 式表明 ΔZ 的正负取决于上、下能级碰撞电离截面的大小。一般 $P_n > P_m (E_n > E_m)$,因而 $\Delta Z < 0$,表现为负效应。特别当上能级很接近电离极限时,我们有

$$P_m \ll P_n \quad (10)$$

及

$$P_n \approx 1, \quad (11)$$

从而 (9) 式近似化为

$$\frac{\Delta Z}{I} \propto -\lambda_{nm} f_{nm} g_m \exp[-(E_m/kT)], \quad (12)$$

或

$$\log \frac{\Delta Z}{I \lambda_{nm} f_{nm} g_m} = -\frac{E_m}{kT} + c, \quad (13)$$

式中 c 为常数。 $P_n \approx 1$ 意味着粒子从下能级激发到上能级后碰撞电离的截面很大,几乎全部电离,因此 ΔZ 近似与上能级无关。(13) 式还给出 $\log \frac{\Delta Z}{I \lambda f g}$ 与 E 的线性关系,实验结果证明了这一论断^[6,14]。从直线的斜率可以计算出激发温度 T ,结果与其它方法估算的 T 值很接近。利用该直线还可以计算振子强度 f 。

4. 气体激光器本身的 OGE 及其机理

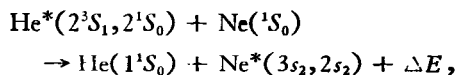
上面已经谈到,OGE 也可以在气体激光器本身的放电中观察到。下面我们以 He-Ne 激光器为例来定性地讨论一下有关的机理。

He-Ne 激光器的三条主要的激光谱线是

Ne 原子的如下跃迁(参见图 3):

- (1) $3s_2 \rightarrow 2p_4(0.6328\mu\text{m});$
- (2) $2s_2 \rightarrow 2p_4(1.15\mu\text{m});$
- (3) $3s_2 \rightarrow 3p_4(3.39\mu\text{m}).$

在形成受激发射的过程中, 必然要消耗大量分布于上能级 $3s_2$ 及 $2s_2$ 的 Ne^* , 其结果加速了与它们邻近的 He 的 2^3S_1 及 2^1S_0 向这两个能级的共振转移, 即



以维持 Ne 粒子数反转分布. 这样一来, 就减少了 He 的两个激发态上的粒子数. 注意它们都是亚稳态, 如前所述, 这些过程最终效果是减小碰撞电离的截面, 在恒定的管压之下, 呈现阻抗的升高, 形成正的 OGE.

从以上例子的分析可知, 亚稳态原子数的变化, 是引起正效应的重要因素.

以上关于 OGE 机理的探讨还是比较初步的. 最近还有文献在继续探讨这些模型^[15]. 气体放电是一个很复杂的过程, 而 OGE 的机理牵涉到等离子体与激光辐射相互作用的动力学问题, 使过程更加复杂化.

四、应用

激光光电流效应已经获得了多方面的应用. 首先是当激光波长扫描时它能给出以高灵敏度、高信噪比为特征的气体激光光电流谱, 它可以用来研究原子或分子的能级结构及有关参数, 如弛豫时间、振子强度等. 除此以外, 还利用 OGE 来研究光激发的机理、光电离的有关截面、电子温度、等离子体与辐射的相互作用等,



(上接第 64 页)

现了具有什么“理论意义”的新的“物理图象”, 那是我们所不能同意的.

总而言之, 文献[1]里除了转述文献[4]的那部分内容之外, 其余由作者自行发挥的种种见解, 只会引起概念上的曲解和混乱, 因而有必要予以澄清.

物理

也就是用 OGE 来研究气体放电的有关现象. 这一效应还成功地运用于 CO_2 激光器的稳频、染料激光器的选频和波长的标定等. 还有人设想利用 OGE 来研究激光信号对于放电电流的人工控制(类似于电子管栅极电压对于板极电流的控制)、大气污染的监测、低电离电位原子以及所谓冷电子等离子体的产生等^[6,14,16-19]. 无疑, 这效应将会吸引许多人去进行各种各样的应用探索.

参 考 文 献

- [1] F. M. Penning, *Physica (Eindhoven)*, **8**(1928), 137.
- [2] E. W. Pike, *Phys. Rev.*, **49**(1936), 513.
- [3] C. Kenty, *Phys. Rev.*, **80**(1950), 95.
- [4] K. W. Meissner, *Phys. Rev.*, **92**(1953), 896.
- [5] W. B. Bridges, *J. Opt. Soc. Am.*, **68**(1978), 352.
- [6] E. F. Zalewski et al., *J. Chem. Phys.*, **70**(1979), 1015.
- [7] K. C. Smyth and P. K. Schenck, *Chem. Phys. Lett.*, **55**(1978), 466.
- [8] A. Garscadden, P. Bletzinger and E. M. Friar, *J. Appl. Phys.*, **35**(1964), 3432.
- [9] A. Garscadden and S. L. Adams, *Proc. IEEE*, **54**(1966), 427.
- [10] G. Schiffner and F. Seifert, *Proc. IEEE*, **53**(1965), 1657.
- [11] R. M. Zilberstein, *Proc. IEEE*, **54**(1966), 427.
- [12] R. J. Freiberg and L. A. Weaver, *J. Appl. Phys.*, **38**(1967), 250.
- [13] A. I. Carswell and J. I. Wood, *J. Appl. Phys.*, **38**(1967), 3028.
- [14] R. A. Keller, R. Engleman, Jr. and E. F. Zalewski, *J. Opt. Soc. Am.*, **69**(1969), 738.
- [15] J. E. Lawler, *Phys. Rev. A*, **22-3**(1980), 1025.
- [16] M. L. Skolnick, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-6**(1970), 139.
- [17] A. L. S. Smith, *Opt. Commun.*, **30**(1979), 213.
- [18] W. B. Bridges, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-5**(1969), 474.
- [19] H. Kindl, *Proc. IEEE*, **56**(1968), 781.

参 考 文 献

- [1] 黄沛天, 物理, **10-7** (1981), 394.
- [2] H. Poincaré, *Science and Hypothesis*, Dover Pub., (1952), pp. 91—97.
- [3] R. P. Feynman, R. B. Leighton and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Vol. 1, Addison-Wesley Pub. Co., (1963), p. 12—1.
- [4] S. H. Schot, *Am. J. Phys.*, **46**(1978), 1090.