

# Ne 瞬态 OGS 的机理研究

朱祝彪 蔡继光 严光耀 夏慧荣 郑一善

(华东师范大学物理系)

**提要:** 考察了空阴极放电管中各种放电电流时氖  $1S \rightarrow 2P$  的光电流讯号(OGS), 在放电电流足够小时  $1S_2-2P_k$  态和  $1S_{i(i=3,4,5)} \rightarrow 2P$  态跃迁的光电流讯号之间的镜像对称性被破坏。本文给出了基于三态模型和阴极轰击弛豫过程假说的理论分析, 与实验结果一致。

## Study on mechanism of transient OGS of Ne

Zhu Zhubiao, Cai Jiguang, Yan Guangyao, Xia Huirong, Zheng Yishan

(Department of Physics, East China Normal University)

**Abstract:** The transient optogalvanic signals (OGS) corresponding to the transitions from  $1S$  to  $2P$  states of Ne within a hollow cathode discharge tube under various discharge currents were tested. The most interesting phenomenon was that, when the current was small enough, the mirror imaging symmetry between the profiles of  $1S_2-2P_k$  transition and of  $1S_i(i=3, 4, 5) - 2P_k$  transitions disappeared. The theoretical analysis is based on the three states model and a hypothesis of the relaxation process of cathode bombarding is presented. It agrees with the experimental results.

### 一、引言

光电流光谱技术是近年发展起来的一种简便而灵敏的探测技术, 但光电流光谱学的机理至今仍在探索中。

1982年 R. Shuker 等人<sup>[1]</sup>报道了氖空阴极放电管中从  $1S_2$  态到  $2P_k$  态的光电流讯号(OGS)与其它  $1S_i$  态到  $2P_k$  态的 OGS 有镜像对称的性质。他们用二能级唯象理论解释反转 OGS 对应于反转的粒子数布居, 并由

此认为可用瞬态 OGS 来探测微小布居反转。1983年 A. Ben-Amar 等人<sup>[2]</sup>用唯象四态模型理论分析了  $1S_i$  态到  $2P_k$  态的各种讯号, 他们对反转 OGS 还是用了反转布居假设。1983年4月 T. Caeser 等人<sup>[3]</sup>用脉冲激光二步法实验验证了  $2P_k$  态对  $1S_2$  态粒子数布居并没有反转, 他们假设 OGS 镜像对称性质是由于从  $1S_2$  态以很大的几率跃迁到基态而发射大量高能光子的效应所引起。1983年赵朔嫣等人<sup>[4]</sup>发现从  $1S_4$  到  $2P_k$  态跃迁的 OGS

收稿日期: 1984年4月6日。

与亚稳态  $1S_3$  或  $1S_5$  态跃迁到  $2P_k$  态的 OGS 具有不同形状, 其区别在于从  $1S_4$  到  $2P_k$  跃迁的 OGS 在峰谷之后还有正峰出现。他们用速率方程解释了后一正峰是分支效应跃迁到亚稳态的粒子的贡献。

我们在实验中发现, 从亚稳态  $1S_3$  及  $1S_5$  到  $2P_k$  的讯号也有正峰; 而且从  $1S_4$  到  $2P_k$  的讯号在正峰之后还有负谷出现, 而现有的理论都不能解释这些现象。还发现反转的 OGS 在小电流时镜像对称性完全破坏, 这同理论也是相矛盾的。

我们认为瞬态 OGS 的光电流按响应时间快慢可分为二个部分: 一部分为直接碰撞电离和高能光子效应所引起的电子电流; 另一部分为离子的阴极轰击效应所引起的电流。对于第一部分, 在作了简化假设和考虑高能光子效应的基础上取用三态模型进行分析。

## 二、理论模型

在氩放电等离子体中, 光电流效应可按光电流响应时间快慢分为二部分, 一部分为氩原子各态粒子数密度改变引起电子数密度变化所对应的光电流, 由于电子速度很大, 所以这部分光电流的响应时间较快。第二部分为氩正离子加速场改变而引起阴极轰击大小的改变所对应的光电流, 由于氩正离子到达阴极的速度较慢, 所以这部分光电流的响应时间较慢。

在氩空阴极放电管中, 上述第一部分的贡献可用如下模型给予分析。

氩  $1S$  态有 4 个能级 ( $1S_2$ 、 $1S_3$ 、 $1S_4$  和  $1S_5$ ), 其中  $1S_3$  和  $1S_5$  为亚稳态,  $1S_2$  与  $1S_4$  寿命较短。 $2P$  态有 10 个  $2P_k$  能级, 按能量高低  $k$  分别可取  $1\sim 10$ 。根据以上能级特点作简化如下: 合并  $2P$  态 10 个能级为一个  $k$  态, 合并二个亚稳态  $1S_3$  和  $1S_5$  为一个态。因为它们有着相似的辐射衰变行为, 忽略上能级

粒子自发辐射时分支效应到非亚稳态的贡献<sup>[2]</sup>。这样对于  $1S$  到  $2P$  的所有 OGS, 可用如图 1 的三态模型进行分析。其中  $i$  态为激光跃迁的下能级, 如果  $i$  态不为  $1S_3+1S_5$  态, 那么  $z$  态便是  $1S_3+1S_5$  态; 如果  $i$  态是  $1S_3+1S_5$  态, 便可去掉  $z$  态, 结果同 Ben-Amar<sup>[3]</sup> 的最终结果一致,  $k$  态为激光跃迁的上能级。 $A_i$ 、 $A_z$  分别表示  $i$  态和  $z$  态到基态的自发辐射速率,  $\alpha_{ik}$ 、 $\alpha_{zk}$ 、 $\alpha_{zi}$  是各态之间的碰撞跃迁速率。 $\alpha_i$ 、 $\alpha_k$ 、 $\alpha_z$  表示电离速率, 它们随电流的增大而增大。

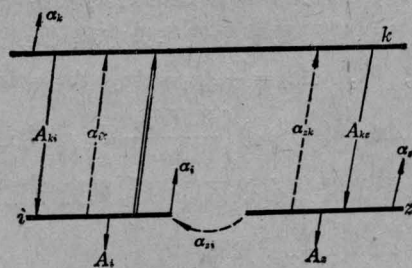


图 1 用于理论分析的三态模型图

根据图 1 可写出有关原子各态粒子数变化的速率方程, 取得由激光辐照引起各态布居数对热平衡时布居数的差值  $\Delta n_i$ 、 $\Delta n_k$ 、 $\Delta n_z$ 。由于原子各态的电离率不同, 所以各态粒子数的变化引起电子密度变化而产生光电流。在空阴极负辉区中复合起着重要作用<sup>[5]</sup>, 设复合率为  $\Gamma_e$  (电流增大时  $\Gamma_e$  也增大), 并由  $i$  态与  $z$  态 ( $k$  态到基态为禁界跃迁) 所发高能光子而引起的电子增量 (通过撞击阴极打出光电子)<sup>[3]</sup> 正比于每秒钟发射的高能光子数, 比例系数为  $p$ , 则电子数密度的变化方程为:

$$\frac{d}{dt} \Delta n_e = (\alpha_z + pA_z) \Delta n_z + (\alpha_i + pA_i) \Delta n_i + \alpha_k \Delta n_k - \Gamma_e \Delta n_e \quad (1)$$

离子密度改变部分与电子的复合, 按热统计分布性质, 复合后大部分处于基态。由于基态电离率很小, 故可忽略其对光电流的影响, 并忽略复合对  $\Delta n_{i,k,z}$  项的贡献。

把 (1) 式及上述各态粒子数变化的方程

写为矩阵形式,得:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \Delta n_k \\ \Delta n_i \\ \Delta n_z \\ \Delta n_e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -(\alpha_k + A_k + \alpha_{ku}) & \alpha_{ik} & \alpha_{zk} & 0 \\ A_{ki} + \alpha_{ik} & -(\alpha_i + A_i + \alpha_{iu}) & \alpha_{zi} & 0 \\ A_{kz} + \alpha_{zk} & \alpha_{zi} & -(\alpha_z + A_z + \alpha_{zu}) & 0 \\ \alpha_k & \alpha_i + pA_i & \alpha_z + pA_z & -\Gamma_e \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta n_k \\ \Delta n_i \\ \Delta n_z \\ \Delta n_e \end{bmatrix} \quad (2)$$

这里  $A_k$  表示  $k$  态到下面各态的辐射跃迁速率。引入符号  $\Gamma_k = (\alpha_k + A_k + \alpha_{ku})$ ,  $\Gamma_i = (\alpha_i + A_i + \alpha_{iu})$ ,  $\Gamma_z = (\alpha_z + A_z + \alpha_{zu})$ ;  $A'_{ki} = A_{ki} + \alpha_{ki}$ ,  $A'_{kz} = A_{kz} + \alpha_{zk}$ ;  $\alpha'_i = \alpha_i + pA_i$ ,  $\alpha'_z = \alpha_z + pA_z$ 。当激光脉冲持续时间远小于有关各态弛豫时间时,可把光脉冲刚过的时刻取作  $t=0$ , 此时刻各态粒子数变化值作为方程 (2) 的初始条件, 即:  $\Delta n_k = -\Delta n_i = \Delta n_0$ ,  $\Delta n_z = \Delta n_e = 0$ , 其中  $\Delta n_0 = (n_i - n_k) \int \frac{\delta I(t)}{\hbar\omega} dt$ 。设电子速度为  $v_e$ , 激光作用有效区间为  $\tilde{s}$ , 则光电流为:

$$I_p = ev_e \tilde{s} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \Delta n_e \\ = ev_e \tilde{s} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \Delta n_0 \left\{ \sum_{j=1}^3 c_j e^{\lambda_j t} + c_4 e^{-\Gamma_e t} \right\} \quad (3)$$

圆括号中的量为同电路有关的时间响应函数<sup>[2]</sup>。 $\lambda_j$  是方程:

$$\lambda^3 + (\Gamma_i + \Gamma_k + \Gamma_z)\lambda^2 + (\Gamma_i \Gamma_k + \Gamma_k \Gamma_z + \Gamma_z \Gamma_i - A'_{kz} \alpha_{zk} - \alpha_{zi}^2 - A'_{ki} \alpha_{ik})\lambda + \Gamma_i \Gamma_k \Gamma_z - \alpha_{ik} \alpha_{zi} A'_{kz} - \alpha_{zk} A'_{ki} \alpha_{zi} - A'_{kz} \Gamma_i \alpha_{zk} - \alpha_{zk} \Gamma_k - A'_{ki} \alpha_{ik} \Gamma_z = 0 \quad (4)$$

的三个根,  $c_j$  由下式定:

$$\sum_{j=1}^3 c_j \begin{bmatrix} \gamma_{kj} \\ \gamma_{ij} \\ \gamma_{zj} \\ 1 \end{bmatrix} + c_4 \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5)$$

而

$$\begin{bmatrix} -\Gamma_k - \lambda_j & \alpha_{ik} & \alpha_{zk} & 0 \\ A'_{ki} & -\Gamma_i - \lambda_j & \alpha_{zi} & 0 \\ A'_{kz} & \alpha_{zi} & -\Gamma_z - \lambda_j & 0 \\ \alpha_k & \alpha'_i & \alpha'_z & -\Gamma_e - \lambda_j \end{bmatrix}$$

$$\times \begin{bmatrix} \gamma_{kj} \\ \gamma_{ij} \\ \gamma_{zj} \\ 1 \end{bmatrix} = 0 \quad (6)$$

由 (3) 式知道这部分光电流的时域(指从光电流起始到基本消失所经过的时间)由  $\lambda_j$  与  $\Gamma_e$  定。前已分析, 放电电流增大,  $\Gamma_e$  及各个  $\alpha$  值均增大, 由 (4) 式得  $a$ 、 $b$ 、 $c$  增大。图 2 显示了随着电流增大  $|\lambda_j|$  增大, 从而时域变小。

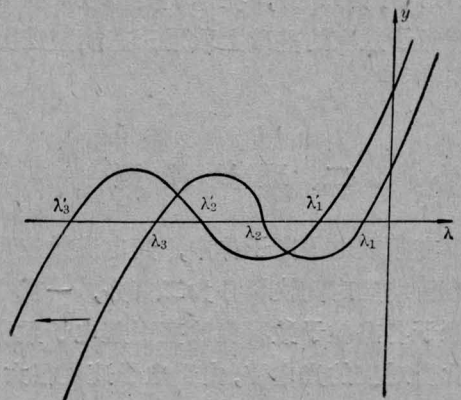


图 2 函数  $y = \lambda^3 + a\lambda^2 + b\lambda + c$  随系数增大时的线性变化关系 ( $a' > a$ ,  $b' > b$ ,  $c' > c$ )

此外, 在由方程 (2) 求解  $\Delta n_k \Delta n_i$  瞬时值时, 考虑到非对角项贡献远比对角项为小, 给予忽略<sup>[2]</sup>, 这样得:

$$I_p = e\tilde{s} \Delta n_0 v_e (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \left\{ \alpha_k \frac{e^{-\Gamma_k t} - e^{-\Gamma_e t}}{\Gamma_e - \Gamma_k} - \alpha'_i \frac{e^{-\Gamma_i t} - e^{-\Gamma_e t}}{\Gamma_e - \Gamma_i} + \frac{\alpha'_z A'_{kz}}{\Gamma_z - \Gamma'_z} \times \left[ \frac{e^{-\Gamma_k t} - e^{-\Gamma_e t}}{\Gamma_e - \Gamma_k} - \frac{e^{-\Gamma_z t} - e^{-\Gamma_e t}}{\Gamma_e - \Gamma_z} \right] - \frac{\alpha'_z \alpha_{zi}}{\Gamma_z - \Gamma_i} \left[ \frac{e^{-\Gamma_i t} - e^{-\Gamma_e t}}{\Gamma_e - \Gamma_i} - \frac{e^{-\Gamma_z t} - e^{-\Gamma_e t}}{\Gamma_e - \Gamma_z} \right] \right\} \quad (7)$$

对  $1S_{3,4,5}$  到  $2P_k$  的跃迁来说, (7) 式除考虑了电子复合贡献的修正外, 可与 Ben-Amar 的唯象理论对应, 离子复合项由于  $\Gamma_e$  较大, 所以只对讯号的起始部分有较大的修正。

对反转 OGS,  $i$  态为  $1S_2$  态(由于辐射俘获效应,  $1S_2$  实际寿命约为  $1\mu s^{[2]}$ ),  $z$  态为  $1S_3+1S_5$  态。对  $1S_2 \rightarrow 2P_4(667.8\text{ nm})$  的理论计算如下:

$$\begin{aligned} 7\text{ mA 时取 } \Gamma_k &= 0.16 \mu s^{-1}, \\ \Gamma_z &= 0.08 \mu s^{-1}, \\ \Gamma_i &= 2 \mu s^{-1}, \\ \Gamma_e &= 0.47 \mu s^{-1} \\ \frac{1}{\tau} &= 0.5 \mu s^{-1} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 0.6\text{ mA 时取 } \Gamma_k &= 0.08 \mu s^{-1} \\ \Gamma_z &= 0.008 \mu s^{-1} \\ \Gamma_i &= 1 \mu s^{-1} \\ \Gamma_e &= 0.28 \mu s^{-1} \\ \frac{1}{\tau} &= 0.5 \mu s^{-1} \end{aligned}$$

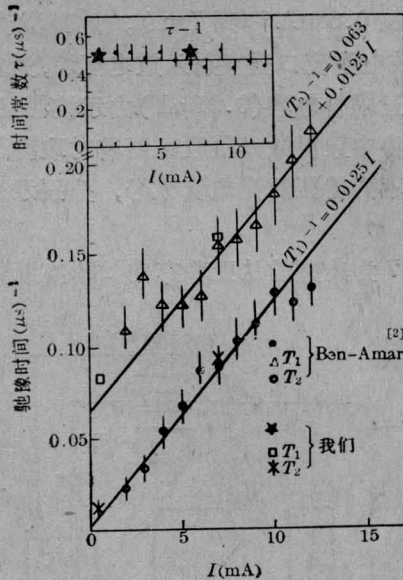
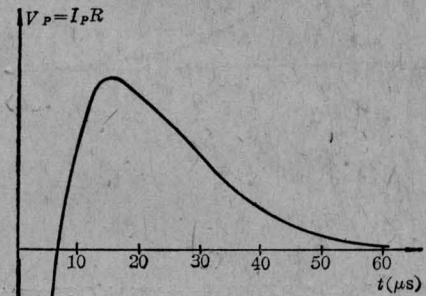


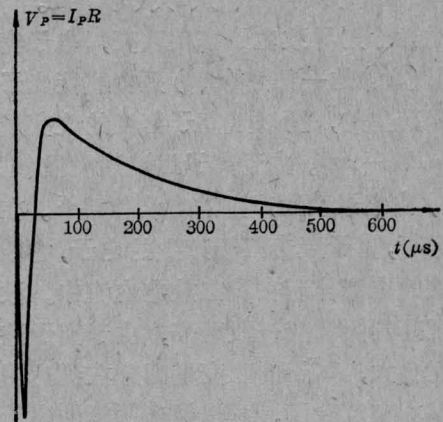
图3  $1S_3+1S_5$  态和  $2P$  态的弛豫常数  $\Gamma_1=1/T_1$ ,  $\Gamma_2=1/T_2$  和电路时间常数与电流的关系

(a) 布居反转下的理论结果: Ben-Amar 理论<sup>[2]</sup>基于布居反转, 要得到反转 OGS' 特征(负谷之后为一正峰), 必须  $\alpha'_i < \alpha_k$ ,  $1S_2$  与  $1S_3+1S_5$  强耦合。这样他们认为负谷对应上态布居减少; 正峰是由于强耦合作用, 使  $1S_2$  增多的粒子一部分耦合到亚稳态, 亚稳态的粒子数增多所致。根据他们的假设, 取 7mA 时:  $A'_{kz}/\alpha_{zi}=0.01$ ,  $\alpha_k/\alpha'_i\alpha_{zi}=0.66 \mu s$ ,  $\alpha'_i/\alpha'_i\alpha_{zi}=0.1 \mu s$ ; 0.6 mA 时:  $A'_{kz}/\alpha_{zi}=0.018$ ,  $\alpha_k/\alpha'_i\alpha_{zi}=3 \mu s$ ,  $\alpha'_i/\alpha'_i\alpha_{zi}=0.25 \mu s$ , 由公式 (7) 得到如图 4(a)、(b) 的结果。

(b) 布居不反转情况: 考虑高能光子效应, 取 7mA 时  $A'_{kz}/\alpha_{zi}=0.042$ ,  $\alpha'_i/\alpha'_i\alpha_{zi}=$



(a)



(b)

图4  $1S_2 \rightarrow 2P_4(667.8\text{ nm})$  反转 OGS 理论计算的波形曲线(假设粒子数布居反转)  
(a) 7mA 时的波形; (b) 0.6mA 时的波形

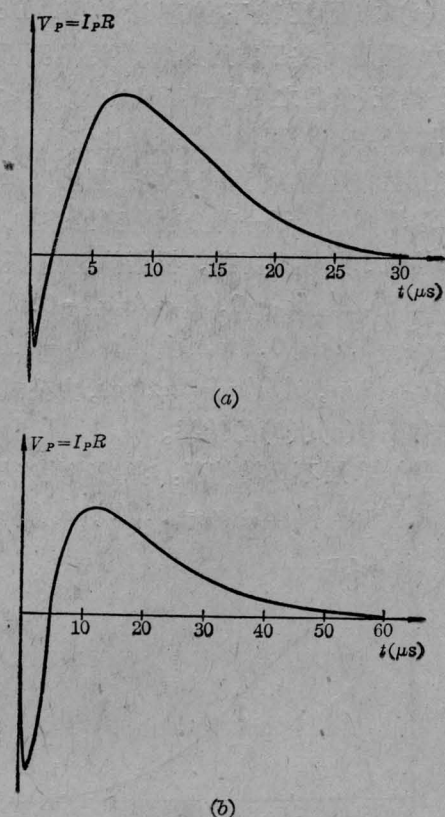


图5  $1S_2 \rightarrow 2P_4(667.8\text{nm})$  反转 OGS 理论计算的波形曲线(布居未反转)

(a) 7mA 时的波形; (b) 0.6mA 时的波形

$12.3\ \mu\text{s}$ ,  $\alpha_k/\alpha'_k\alpha_{zi} = 2.6\ \mu\text{s}$ 。0.6 mA 时取  $A'_{kz}/\alpha_{zi} = 0.072$ ,  $\alpha'_i/\alpha'_k\alpha_{zi} = 29.2\ \mu\text{s}$ ,  $\alpha_k/\alpha'_k\alpha_{zi} = 5.5\ \mu\text{s}$ 。由 (7) 式得图 (5) (a)、(b) 结果。

激光作用导致电子密度改变, 电子密度改变量 ( $\Delta n_e$ ) 的一部分 ( $\Delta n_p$ ) 是由高能光子打击阴极产生的, 所以氖离子密度的改变量为  $\Delta n_{ion} = \Delta n_e - \Delta n_p$ 。由于离子运动速度慢(每秒几米), 由它运动而产生的电流可略<sup>[4]</sup>。在稳态情况下, 离子轰击阴极产生的电子, 它们运动导致的电流体现在稳态放电电流中。激光作用区间到阴极有一段距离, 由于离子速度慢而复合大, 离子的改变量部分在到达阴极之前基本被复合了, 所以撞击阴极的离子数仍近似为稳态时的离子数, 从而体现不出它对光电流的影响。

离子加速场与放电管成正比。在瞬态

OGS 的实验装置中, 管电压的改变量即为电阻两端所取的光电流电压值的负值。这样光电流讯号又经过电路的反馈作用改变离子加速场。根据前面分析, 作为加速场的管电压变化幅度大, 时间长, 这种反馈作用就大, 以至强烈地改变了离子的轰击效应, 给轰击效应对应的光电流带来了不可忽略的影响, 而这一影响发生在较晚时间。由于大电流对应较小的限流电阻, 所以光电流电压讯号的幅也小。于是在大电流时可以忽略阴极轰击引起的光电流。

### 三、实验描述与结果讨论

图 6 为本实验所用的实验装置示意图。峰功率为 200 kW、脉冲宽度 5 ns 的  $N_2$  激光器泵浦染料激光器。根据研究的跃迁波长, 所用染料分别选用若丹明 6G、若丹明 B 和 DCM, 输出线宽约 0.02 nm。波长用光栅单色仪标定。氖空阴极放电管阴极材料为 Li, 内充 Ne 气 8 Torr。稳压源输出 250 V 直流电压, 放电管限流电阻 24 k $\Omega$  到 250 k $\Omega$  可调, 电流可从 0.6 mA 调到 7 mA。脉冲激光束由 Ne 放电管窗口垂直射入放电区域, 光电流变化通过耦合电容 (0.01  $\mu\text{F}$ ) 由示波器显示。

实验中染料激光器波长调谐时取得了具有各种不同特征的光电流讯号, 分别示于图 7~9。

图 7 为典型的从亚稳态向  $2P$  态跃迁的

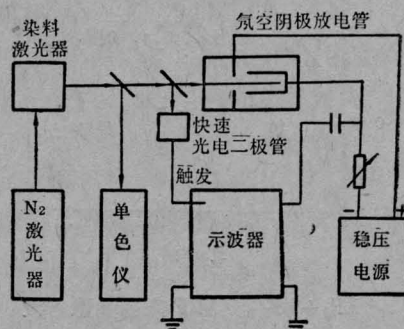


图 6 脉冲 OGS 的实验装置示意图

OGS。图 7(a)所示较大电流时的讯号特征以前已讨论较多<sup>[2]</sup>。当电流小时,一是由于碰撞效应减小使亚稳态弛豫时间变长而导致 OGS 时域变长;二是由于限流电阻增大,使所取电压讯号幅度变大。当电流较小时,如图 7(b)那样,最后又出现一个正峰,这是由于第一个负谷引起长时间管电压上升导致阴极轰击增大的结果,如本文理论所讨论的那样。图 7(c)为 OGS 幅随激光强度变化时的几个讯号,明显看出第二个正峰随激光强度的增大而变得较大。

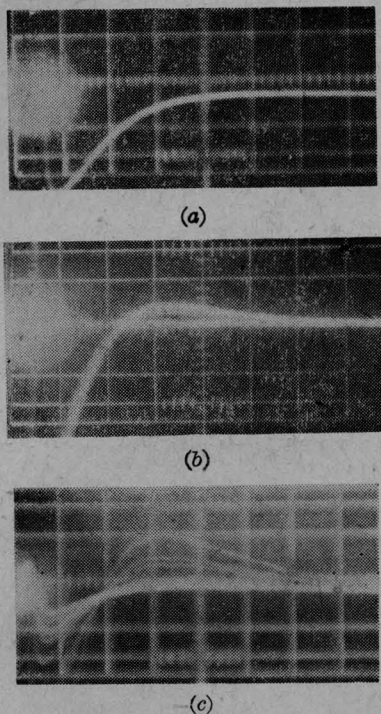


图 7  $1S_3 \rightarrow 2P_2$  OGS (588.2 nm)  
 (a)  $I=27 \text{ mA}$ ,  $20 \mu\text{s}/\text{div}$ ,  $0.1 \text{ V}/\text{div}$ ;  
 (b)  $I=0.6 \text{ mA}$ ,  $200 \mu\text{s}/\text{div}$ ,  $0.4 \text{ V}/\text{div}$ ;  
 (c)  $I=0.6 \text{ mA}$ ,  $200 \mu\text{s}/\text{div}$ ,  $0.4 \text{ V}/\text{div}$

图 8 为典型的从  $1S_4$  向  $2P_k$  跃迁的 OGS, 大电流时示波器显示如图 8(a) 的图形<sup>[2]</sup>。当电流变小时幅度和时域的变化规律同亚稳态跃迁的一样。当电流较小时如图 8(b)所示那样在最后多了一个负谷, 这是由于前一正峰使管电压长时间下降, 导致阴极轰击的减小而引起, 如本文理论所讨论的。

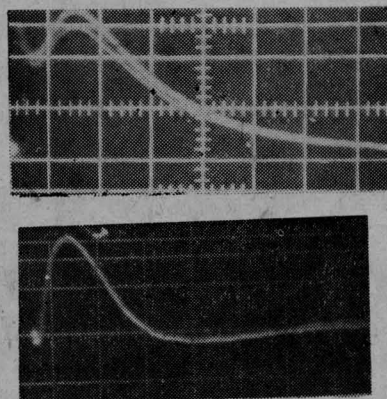


图 8  $1S_4 \rightarrow 2P_k$  (638.3 nm) 的 OGS  
 (上)  $I=7 \text{ mA}$ ,  $10 \mu\text{s}/\text{div}$ ,  $0.04 \text{ V}/\text{div}$ ;  
 (下)  $I=0.6 \text{ mA}$ ,  $100 \mu\text{s}/\text{div}$ ,  $0.4 \text{ V}/\text{div}$

图 9 为典型的  $1S_2 \rightarrow 2P_k$  的反转 OGS。与其它跃迁相比, 该跃迁在小电流时的波形有如下特点: (1) 没有其它峰出现; (2) 时域拉不开, 从而导致以上提到的镜像对称性完全破坏。没有其它峰出现的原因, 正是由于时域拉不开, 阴极轰击效应可以忽略的缘故。时域拉不开的原因是  $1S_2$  与亚稳态有较强的耦合<sup>[2]</sup>, 这样当激光作用使  $1S_2$  泵空时, 可立即从亚稳态取得一部分粒子, 使亚稳态粒子数减少。继而亚稳态又从上态的分支效应中得到粒子, 这两种效应的组合使得亚稳态在上态布居趋向平衡时, 其布居也随之平衡, 从而不出现较长时间后亚稳态的弛豫影响。这样, 反转 OGS 的后一正峰不是由亚稳态的弛豫

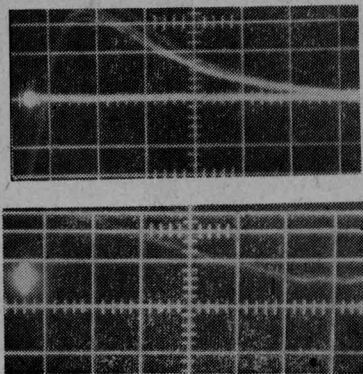


图 9  $1S_2 \rightarrow 2P_k$  (667.8 nm) OGS  
 (上)  $I=7 \text{ mA}$ ,  $5 \mu\text{s}/\text{div}$ ,  $0.01 \text{ V}/\text{div}$ ;  
 (下)  $I=0.6 \text{ mA}$ ,  $10 \mu\text{s}/\text{div}$ ,  $0.01 \text{ V}/\text{div}$

时间所决定,而是由上态的弛豫时间所决定。

反转 OGS 的后一正峰由上态弛豫所决定,从亚稳态向  $2P_k$  跃迁的 OGS 的负谷由亚稳态的弛豫所决定<sup>[2]</sup>。由图 3 可见  $T_1(0.6\text{mA}):T_1(7\text{mA})$  约为 10 倍,这同  $1S_3 + 1S_5 \rightarrow 2P_k$  的 OGS 实验结果中时域之比是一致的(不考虑阴极轰击对应的峰)。又从图 3 得  $T_2(0.6\text{mA}):T_2(7\text{mA})$  约为 2 倍,这同反转 OGS 的时域之比是一致的。从图 3 可知大电流时  $T_2/T_1$  趋向 1,这就是通常提到的镜像对称性较好的原因;小电流时  $T_2/T_1$  趋向无穷大,这就是我们所观察到的镜像对

称性破坏的原因。反转 OGS 的实验结果(图 9)同布居未反转的理论计算结果图 5 一致,而同图 4 所示的布居反转假设的理论计算结果相矛盾,按他们的假设小电流时时域应拉得很开,但实验结果不是这样。

### 参 考 文 献

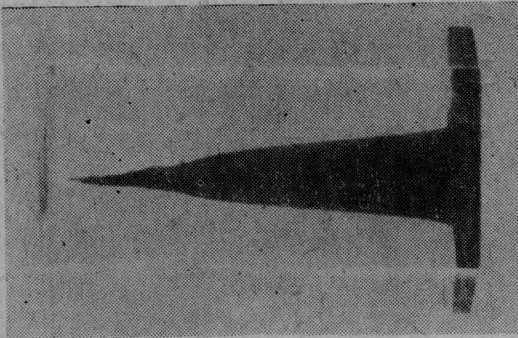
- [1] R. Shukor; *Opt. Commun.*, 1982, **42**, 29.
- [2] A. Ben-Amar *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1983, **54**, 3688~3698.
- [3] T. Caesar *et al.*; *Opt. Commun.*, 1983, **45**, 258.
- [4] 赵朔嫣,张培林;《清华大学学报》,1983, **23**, 59.
- [5] C. S. Willett; *Introduction to Gas Laser Population Inversion Mechanisms*, Pergamon Oxford, 1974, 62~79.

## 具有良好光学质量的数千瓦连续横流 CO<sub>2</sub> 激光器

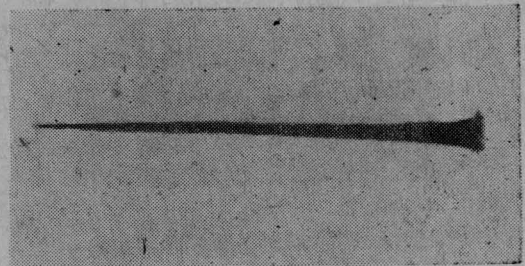
为满足激光工业加工多功能实用化要求,在已鉴定的双通道 5000W 多模连续横流 CO<sub>2</sub> 激光器基础上,进行了改进光束方向性的工作。光束质量得到较大提高,现已获得数千瓦级连续功率的准单模输出,激光烧蚀有机玻璃花样如照片 1 所示。照片 2 为用长焦距(焦距为 1100mm)聚焦镜聚焦后烧蚀有机玻璃花样。该激光器准单模输出,功率 2000 W

以上,光电转换效率 12%,光束发散角(全角)4 mrad (含 80%能量),能一小时连续运转。

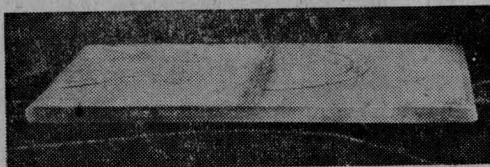
照片 3 为利用该机单面激光焊接厚度为 4mm 不锈钢薄片,焊接速度为每分钟 120cm,焊缝致密整齐。照片 4 为该不锈钢激光焊接端面经金相处理放大照片(放大 12 倍),热影响区宽度小于 1mm。



照片 1



照片 2



照片 3



照片 4

(中国科学院上海光机所 程兆谷 1984年12月24日收稿)