

必须指出, 由已知色心能态寿命( $\tau \approx 10^{-7}$  s)大于光在腔内往返时间  $t_{rt}$  (约  $10^{-8}$  s), 看来, 并不满足  $\tau < t_{rt}$  的锁模条件。也许可以用局部弛豫时间的概念来解释, 但应该说, 色心晶体的锁模效应还不十分清楚, 有待今后去研究。此外关于取消光阑更易获得光滑脉冲的问题(可能与横模的增加加剧损耗有关)也有待深究。

感谢余文炎同志对本工作的有益指导。

## 参 考 文 献

- [1] V. A. Arkhangel'skaya, P. P. Feofilov; *Sov. J. Quant. Electr.*, 1980, 10, 657.  
 [2] 张贵芬;《光学学报》, 1982, 2, No. 10, 657.

(中国科学院上海光机所 庄斗南  
 张贵芬 林伟平  
 1985年3月26日收稿)

# 长脉冲 Xe<sup>IV</sup> 364.5 nm 激光器特性的研究

**Abstract:** In this paper we report a long pulse Xenon ion laser at 3645 nm. The FWHM of laser beam is 10  $\mu$ s, the output of each pulse at 3645 nm is about 3 mJ.

## 一、引言

高价电离的脉冲氙离子激光器已经有不少作者作过报道<sup>[1-3]</sup>, 他们的工作大部份集中在波长的可见部分。然而脉冲氙离子激光器也是输出紫外激光的重要激光器之一, 它在 220 nm 到 400 nm 范围内有强弱不等的十余条谱线输出<sup>[4]</sup>, 而其中以近紫外的 364.5 nm 的输出为最强, 单线输出功率可达千瓦数量级。一般的氙离子激光器的光脉冲时间约 0.6  $\mu$ s, 这对泵浦锁模染料激光器来说就显得太短了。

要得到比较长的光脉冲一般有两种方法: 一是和放电电容串联电感和电阻, 利用 RLC 放电常数比较大的放电回路; 另一种办法是用由电容和电感组成的多级脉冲形成线, 使放电电流输出呈方波。本文采用后一种形式。然而方波形式的放电电流并不一定使激光脉冲的输出也呈方波形式。本文报道我们使放电电流时间延长并呈方波形式, 又使激光脉冲的输出延长并呈方波形式的研究结果, 并进一步探讨了这种激光器的激发机理。

## 二、实验装置

激光管长 170 cm, 毛细管内径 4.5 mm, 管子做成全外腔, 两端布氏角石英窗片用环氧粘合。电极材料采用金属钨并用钨棒作为引线引出。

放电回路采用五级脉冲形成线, 每级电容  $c = 0.35 \mu$ F,  $L = 226 \mu$ H, 重复频率是 5 次/s。利用 Rogowski 线圈测量放电电流, 高速光敏二极管测量激光光脉冲的输出波形。电流和光讯号都分成两路, 一路输入示波器作为监视, 另一路输入 BF<sub>3</sub> 高速波形记录仪(复旦大学科学仪器厂生产)存储起来, 由函数记录仪将电流、光脉冲波形画出, 并和示波器

观察的结果相比较。BF<sub>3</sub> 高速波形记录仪的最高采样速度是每点 0.1  $\mu$ s, 共可取 512 点。

实验及测量装置示于图 1。

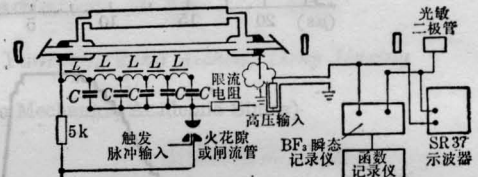


图 1 实验装置图

## 三、实验结果及讨论

未采用脉冲形成线时的放电波形是典型的 RC 放电波形, 半宽度 0.6  $\mu$ s (见图 2)。用了五级脉冲形成线后, 也不一定能获得长的方波放电电流。这依赖于放电回路的特征阻抗是否和激光管的特征阻抗相匹配。

在选择合适的 L 值 ( $L = 226 \mu$ H) 以后, 电流的波形是比较理想了。但实验测量到的激光脉冲并不呈现和电流相同的形式。光脉冲的输出波形和停留时间强烈地随气压而变化, 具体示于图 3。从图 3 可以看出, 在气压比较高时激光脉冲呈方波输出, 周期比较长, 脉冲能量也比较大, 我们测得的 364.5 nm 的单脉冲能量达 3 mJ。随着气压降低, 方的光脉冲先变成双峰脉冲, 再逐步成为两个分离的光脉冲。第一个光脉冲出现在放电电流开始后, 它的峰值功率随放电电流的增加而增加。经过一段时间以后, 出现第二个比较宽的光脉冲, 它也随着放电电流的增加而增加。在两个光脉冲之间, 激光熄灭, 称“死时间”, 它也随着压强的增加而显著地减少。在固定氙

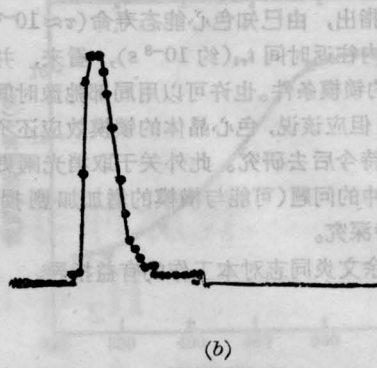
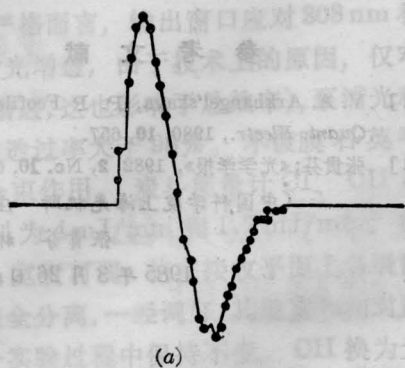


图2 利用BF<sub>3</sub>瞬态记录仪记录的放电电流波形(a)和激光脉冲波形(b)

波形中每一亮点(即采样时间间隔)为0.1 μs。充电电容C=4×0.047 μF,充电电压V=10 kV

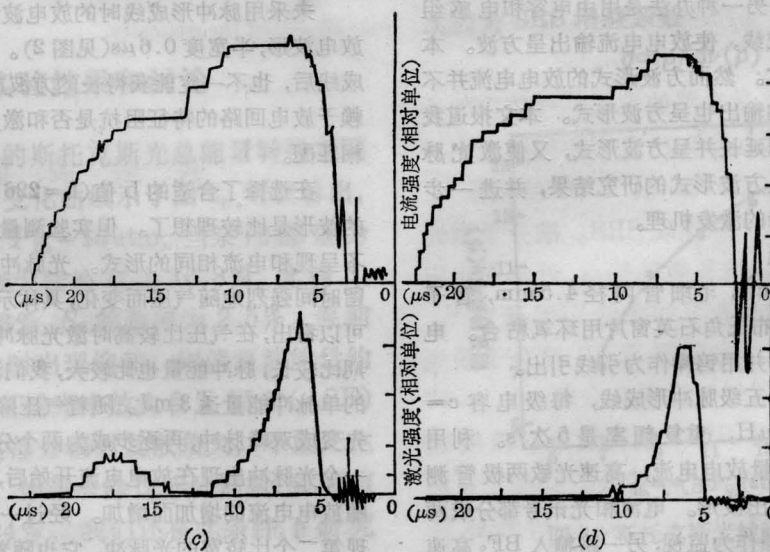
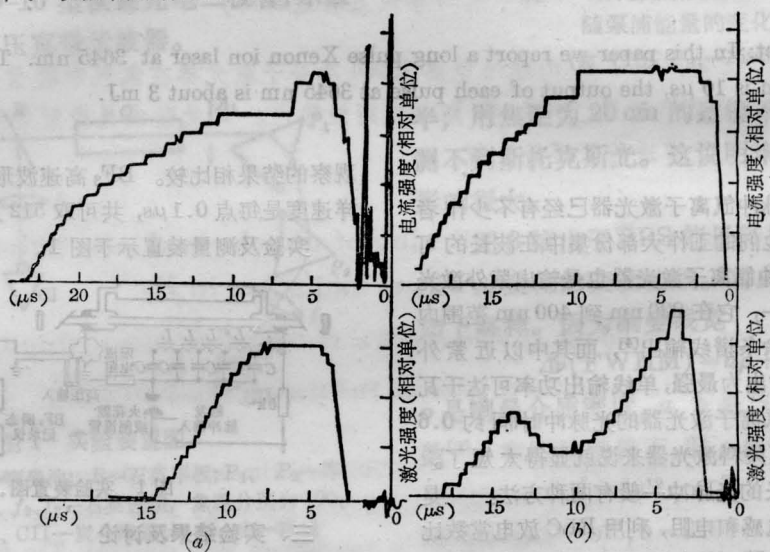


图3 激光脉冲输出随气压的变化

上面是电流波形,下面是光脉冲波形。强度为任意单位。五级脉冲形成线,每级L=226 μH, C=0.035 μF,充电电压10 kV。(a) p=1.1×10<sup>-7</sup> Torr时出现方波光脉冲;(b) p=8.4×10<sup>-2</sup> Torr;(c) p=5.6×10<sup>-3</sup> Torr;(d) p小于3×10<sup>-2</sup> Torr

气压强下,死时间随放电电流的增加而减少。

这两个光脉冲的功率都与激光电流  $I^n$  成正比,但它们的  $n$  值不同。对上面实验结果的一种解释是:对于非均匀加宽的激光器,它的输出功率  $P_t$  等于<sup>[5]</sup>:

$$P_t = t \left[ S_0 \frac{4l}{c} \times \frac{\Delta\nu}{2(\ln 2)^{1/2}} \right] \Phi(X)$$

式中  $t$  是输出镜的透射率,  $S_0$  是饱和参量,  $l$  是谐振腔长度,  $c$  是光速,  $\Delta\nu$  是多普勒半宽度。  $\Phi(X)$  为:

$$\Phi(X) = \left( \frac{1}{2} \right) \left( \frac{\sigma}{2} \right)^{1/2} X^2 \operatorname{erf}(2 \ln X^{1/2}) - (\ln X)^{1/2}$$

式中  $X$  是激发参量。它和放电电流的依赖关系随激发机理不同而异。对于两步激发  $X \propto I^2$ , 对于一步激发  $X \propto I$ 。在我们的实验中,第一个光脉冲大于第二个光脉冲,但第二个光脉冲随放电电流的增加而迅速增加,“死时间”也随着减少。可以认为第一个光脉冲是由于直接激发,而第二个光脉冲是由于多级激发或串级激发形成的。至于“死时间”的产生可以认为是由于在这种激光器中气体已经完全电离,因此第一个光脉冲已经将所有基态的中性原子耗尽了,即使有激发电流也没有激光振荡。随着气压的增加,中性原子数增加,因而“死时间”减少以至完全消失。另一种可能的解释是类似于脉冲  $\text{Ar}^+$  激光器的机理。即通过放电激发到上能级引起振荡以后,很快造成下能级的堵塞。然而放电电流的继续进行引起谱线的多普勒放宽从而再次造成粒子数反转而再次引起振荡。

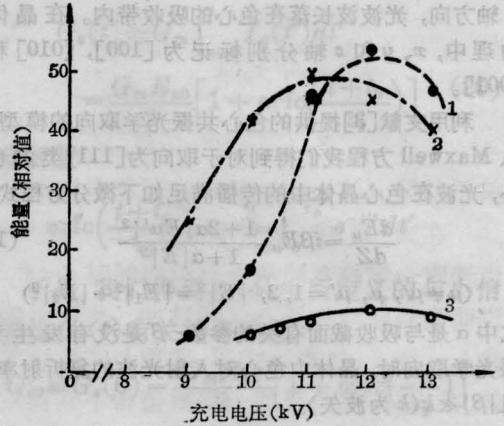


图4 放电回路采用五级脉冲形成电路时,在各个不同气压下的激光输出能量随充电电压的变化

- 曲线1: 气压为  $1.1 \times 10^{-1}$  Torr,  
曲线2: 气压为  $8.4 \times 10^{-2}$  Torr,  
曲线3: 气压为  $5.6 \times 10^{-2}$  Torr

### 参 考 文 献

- [1] W. W. Simmons; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1970, **QE-6**, 466.  
[2] V. Haffman et al; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1970, **QE-6**, 757.  
[3] 杨远龙等;《激光》, 1981, **5**, No.5, 45.  
[4] Johd B. Marling; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1975, **QE-11**, 822.  
[5] W. W. Rigrod; *J. Appl. Phys.*, 1963, **34**, 2602.

(复旦大学物理系 杨远龙 孔庆根 叶衍铭  
李富铭 1984年12月28日收稿)

## 一种新型无反馈镜光学双稳态系统的分析

**Abstract:** It is possible to achieve optical bistability in some nonlinear optical materials. This based mainly is on the analysis of transmissivity change of color center crystals caused by resonant optical orientation (ROO), and no feedback-mirror is required in these systems.

### 一 引言

近期人们已开始从理论和实验研究无反馈镜光学双稳态的产生<sup>[1]</sup>,它对于深入研究光学双稳态以及推广应用有着重要意义。

本文基于一些非线性光学材料中的原子、分子或者杂质缺陷等在入射光场感应下,有共振光学取向(ROO)等重要特性,提出一种新的无反馈镜光学

双稳态系统,并分析了有关的机制。

### 二 理论分析

因为有关的色心晶体研究得较多<sup>[1]</sup>,故作为例子我们着重分析有关色心的几种情况。

在我们的光学双稳态系统中,总的入射光分为两束。第一束入射光沿着色心晶体的  $z$  轴方向传播,称为探测光。它有两个偏振方向,分别沿着  $x$  和