

XeCl 激光泵浦超短腔染料激光器

戚张芬 王小异*** 高淑娟* 高福康** 傅淑芬 方洪烈 王之江

(中国科学院上海光机所)

提要: 用脉宽 15~20ns 的 XeCl 准分子激光脉冲泵浦可调腔长的 R6G 超短腔激光器, 得到的输出脉宽压缩了 15~20 倍; 输出脉宽随泵浦光斑大小及能量的变化, 得到与以前不同的结果。

Ultrashort cavity dye laser pumped by XeCl laser

Qi Zhangfen, Wang Xiaoyi, Gao Shujuan, Gao Fukang, Fu Shufen, Fang Honglie, Wang Zhijiang

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

Abstract: By pumping an adjustable length ultrashort cavity Rh6G dye laser with a XeCl laser of a duration of 15~20ns, pulse compression of a factor of at least 15~20 were achieved. Different results on pulse width varying with the spot size and pumping laser energy were obtained.

一、引言

目前, 已有很多方法产生超短脉冲激光, 例如锁模、调 Q 等, 其中最简单的方法是利用激光振荡器本身的瞬态特性。目前, 腔长已可短至几微米。用锁模 PS 激光泵浦, 可得到脉宽压缩了的 PS 单纵模激光输出, 且可使线宽相当窄(零点零几~零点几 nm)。对于脉宽的压缩, 目前所得到的最好结果是压缩了 10 倍, 是用 N₂ 激光器的 ns 或亚 ns 脉冲泵浦时得到的。这里报道用 XeCl 准分子激光泵浦腔长可调的超短腔若丹明 6G 染料激光器。由于泵浦脉宽比腔光子寿命大得多,

激光器的输出脉宽随泵浦强度的变化显示出与以前报道^[1]不同的结果, 且激光器输出脉宽的压缩效果明显。

二、超短腔的结构、准直及定标

超短腔腔体由两个平面反射镜 M_1 、 M_2 组成, 如图 1, 此两反射镜距离很近, 既作谐振腔腔镜, 又作染料盒窗片。染料盒侧面由真空橡皮环密封, 染料充满两镜片之间的空间。两腔镜的 F_1 、 F_2 面不镀膜, M_1 镜镀有

收稿日期: 1986 年 6 月 24 日。

* 长春光机学院毕业实习生。

** 国防科技大学毕业实习生。

*** 南京工学院毕业实习生。

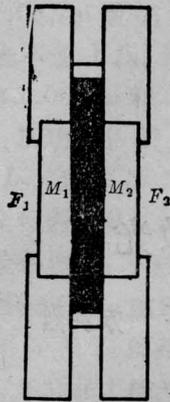


图1 超短腔激光器结构简图

特殊的二色膜，它对 550~620nm R6G 染料激光的反射率约 10%，对紫外 308nm 泵浦激光透射率约 75%； M_2 镜镀对染料激光高反射的膜，反射率约 96%。染料激光器的腔长在 10~1200 μm 之间连续可调。

光腔的准直是通过一束 He-Ne 激光，经扩束后垂直入射至染料激光器，观察由两腔镜引起的 F-P 干涉环，当环中心与光轴重合时，即达到准直。拍摄干涉图形，由相邻两环的半径就可求出腔长值。

三、实验结果

泵浦源是腔长为 16cm 的小型 XeCl 准分子激光器，输出脉宽 15~20ns。整个实验装置简图如图 2 所示。准分子激光经焦长为 45cm 的石英透镜聚焦纵向泵浦，经镀有二色膜的 M_1 镜进入超短腔染料激光器，染料激光也由此腔镜输出，经全反射镜 M 反射后由强流管 GB-10 接收。泵浦光与染料激光

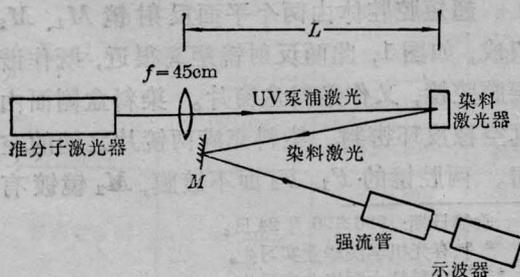


图2 超短腔激光器实验装置

器光轴间的夹角约 $6\sim 7^\circ$ 。染料为若丹明 6G，浓度为 $10^{-3}\sim 10^{-5}M$ 。

图 3 为腔长 116 μm 时，改变聚焦透镜与染料激光器之间的距离 L ，在示波器上拍得最窄脉宽的照片，脉宽接近 1 ns。

当保持腔长值、泵浦总能量不变，改变聚焦透镜与染料激光器之间的距离 L ，输出脉宽发生变化。图 4 为腔长 38 μm 、泵浦能量 4mJ 时的脉宽随 L 的变化曲线。图 5 则为保持 L (47cm) 和腔长 (450 μm) 值不变，输出脉宽随泵浦能量的变化曲线。由图 4、5 可见，脉宽相对于泵浦总能量和泵浦光束在染料激光器中光斑的大小，均存在一个最佳值，这与 J、Q、Yao^[1] 的计算结果符合。

用 1m 光栅光谱仪拍摄染料激光器的输出光谱。当谐振腔腔长从 610 μm 缩短至 120 μm 时，输出的激光中心波长就从 559.1nm 移至 552.6nm。图 6 为当腔长 136 μm 时输出光谱的黑度轨迹，相应的模间隔为 0.77nm，每条谱线的线宽为 0.38nm。

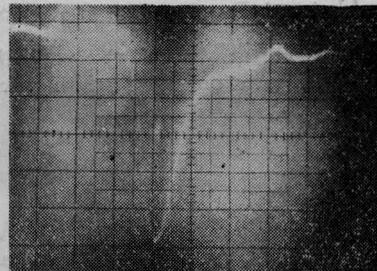


图3 超短腔激光器输出波形

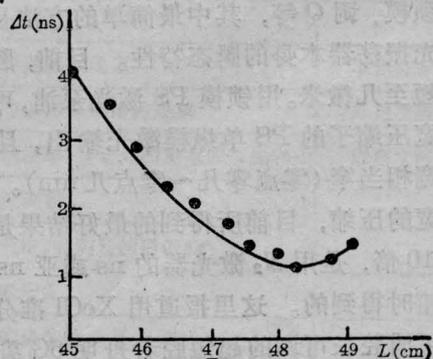


图4 泵浦光斑尺寸对输出脉宽的影响

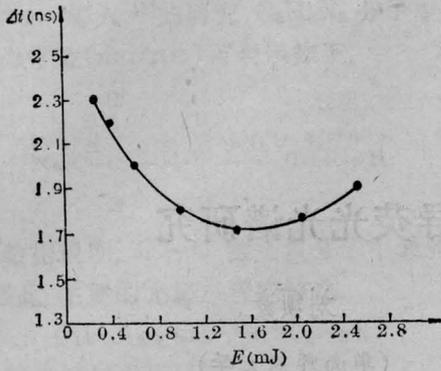


图5 泵浦能量对输出脉宽的影响

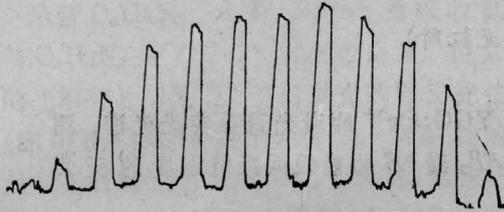


图6 超短腔激光器输出光谱黑度轨迹

实验还表明,改变腔长,不仅改变模间隔,而且也改变谱线宽度。腔长越大,模间隔越小,谱宽也越小。

四、计算机分析

对于超短腔激光器已有不少计算机分析的报道^[1~3]。不过,它们都是针对泵浦脉宽与腔光子寿命的比值不是很大时而进行的。对于我们的实验,这个比值很大,因此需要重新进行计算。

设泵浦脉冲是时间坐标 t_1 的高斯函数

$$W(t_1) = G_0 \exp[-4\ln 2 t_1^2 / T_1^2]$$

式中 G_0 为泵浦峰值, T_1 为半宽。泵浦总光子数为:

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} W(t_1) dt_1 = \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}} G_0 T_1$$

在染料激光器内作时间坐标变换: $t = T_1 + t_1$, 并定义归一化参量:

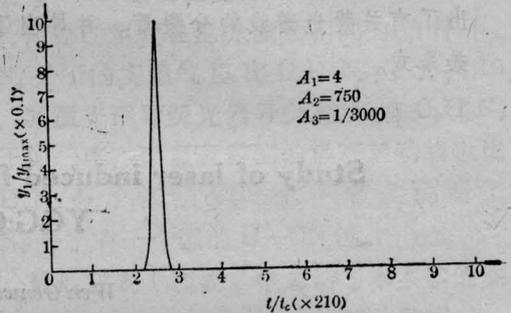
$$y_1 = q(t) / t_0 G_0, \quad y_2 = n(t) / N, \quad x = t / t_0, \\ A_1 = N / n_0, \quad A_2 = T_1 / t_0, \quad A_3 = (\tau / t_0)^{-1}$$

四能级速率方程^[4]可写为:

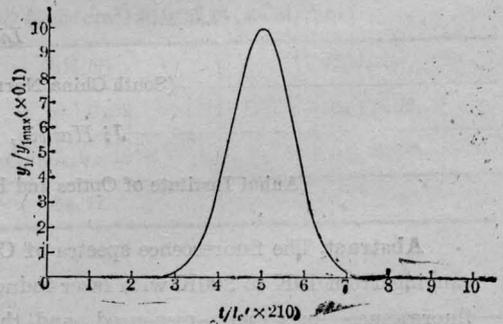
$$dy_1/dx = y_1(A_1 y_2 - 1) \quad (1)$$

$$dy_2/dx = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{1}{A_2} \exp\left[-\left(\frac{4 \ln 2}{A_2^2}\right) \times (x - A_2)^2\right] \\ - \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{A_1}{A_2} y_1 y_2 - A_3 y_2 \quad (2)$$

对方程(1)、(2)进行计算机求解。图7(a)是当腔光子寿命 $t_0 = 2\text{ps}$ 时相应的计算结果,它比实验中所观察到的染料激光脉宽窄得多(只有150ps)。图7(b)为考虑了示波器响应函数后所给出的输出脉冲,它与实验结果较接近(计算时假设示波器响应函数亦为一高斯函数,半宽度为1ns)。



(a)



(b)

图7 数值计算给出的波形

相应于图4、5,在计算中改变泵浦参量 A_1 , 结果表明,输出脉宽相对于泵浦强度并不存在一个最佳值。在可以得到单脉冲的泵浦能量区域,脉宽变化是单调的,泵浦越低,脉宽越宽;在泵浦高至某个值时,脉宽最小,

(下转第479页)

表 1. 不同温度下电子能级的距离

能量 (cm ⁻¹) 能级	温度 (K)					
	27	79	138	173	225	300
² T ₁ - ² E	/	/	396	335	312	258
⁴ T ₂ - ² E	730	787	793	696	687	663

McClure^[6]曾指出这是由于晶格热膨胀引起中心离子与周围配位体离子之间间距增加,使发光中心受到的晶体场强度随温度变化而引起的。从表 1 数据随温度的变化关系可以看出, ²T₁→²E 的间距随温度上升而单调下降,可用简单的线性关系来拟合,用最小的二乘方法拟合得:

$$\Delta(^2T_1 - ^2E) = 489.76 - 1.1318 \cdot KT [\text{cm}^{-1}] \quad (3)$$

⁴T₂ 与 ²E 两能级之间的间距随温度变化时有一转折,因而具有二次曲线的形式,最小二

(上接第 475 页)

超过这个值,就出现弛豫振荡。对于泵浦光斑的变化,可以归结到泵浦功率密度,因此也应显示出同样的变化趋势。这些结果与以前的计算结果^[1]不同。分析 Yao^[1]与我们的计算结果,在初始条件中有一个很大的差别就是我们的 T₁/t₀ 值很大(几千~几万),而 Yao 计算中的 T₁/t₀ 值只有 5~10。如图 8,当 T₁/t₀ 的值较小时,随着泵浦能量增加,出激光点的时间渐渐向高斯脉冲的中心靠近,于是

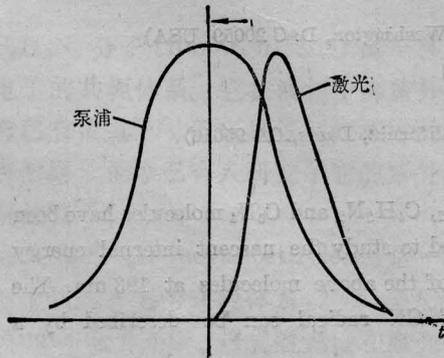


图 8 泵浦脉冲与激光脉冲的相对位置

乘方法拟合得:

$$\Delta(^4T_2 - ^2E) = 745.78 + 0.334594T - 0.002207T^2 \quad (4)$$

温度为 70 K 时, (4) 式给出 ⁴T₂→²E 之间间距最大。以后随温度上升,间距变小,在室温 (300 K) 时,由 (4) 式给出的间距为 647.5 cm⁻¹,与 Huber^[9]等人报道的室温下能级间距的测量结果 650 cm⁻¹ 很接近。

参 考 文 献

- [1] B. Struve, *et al.*; *Appl. Phys.*, 1983, **B30**, 117.
- [2] B. Struve, *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1985, **57**, No. 1, 45.
- [3] D. L. Wood, *et al.*; *J. Chem. Phys.*; 1963, **39**, No. 4, 890.
- [4] G. Burns, *et al.*; *Phys. Rev.*, 1965, **139**, No. 5A, 1687.
- [5] 黄昆;《物理学进展》,1981, **1**, No. 1, 31.
- [6] D. S. McClure; *J. Chem. Phys.*, 1962, **36**, 2757.
- [7] B. Struve, G. Huber; *Appl. Phys.*, 1985, **B36**, 195.

输出脉宽减小;继续增加泵浦,出激光点将超过高斯脉冲的中心点,于是,输出脉宽又增加。从而,泵浦功率密度对于输出脉宽有一最佳值。而对于 T/t₀ 值很大的情形,输出脉冲的宽度将比泵浦脉宽窄得多,出激光点还没靠近高斯波形的中心,就已开始出现多脉冲。于是不可能出现随着泵浦增大,脉宽增大的情形。只能是泵浦增大到将近出现多脉冲,但还没出现的时候,输出的单脉冲最窄。对于我们的实验曲线所显示的随泵浦增加,脉宽又增大的情况,事实上是脉宽变化过了最低点以后,已出现了多脉冲,只不过示波器不能分辨罢了。在数字计算中,考虑示波器响应以后,可得一个定性的类似变化趋势。

参 考 文 献

- [1] J. Q. Yao; *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41**, 136.
- [2] D. Roess; *J. Appl. Phys.*, 1966, **37**, 2004.
- [3] G. W. Scott *et al.*; "Advances in Laser Spectroscopy I", 1977, **113**, 25.
- [4] C. Lin *et al.*; *Appl. Phys. Lett.* 1975, **26**, 389.