

猝灭式染料激光器理论研究*

薛绍林 楼祺洪

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 理论上研究了由准分子激光泵浦的猝灭式染料激光器的猝灭机理。对于一些具体的泵浦情况, 通过激光速率方程理论上探讨了激光器的猝灭效果, 并且对激光器的一些重要参数进行了一些研究。

关键词 猝灭式染料激光器, 速率方程, 猝灭。

1 引 言

准分子激光器作为紫外激光光源, 由于波长短和激光脉冲在腔内发展时间短(脉冲在腔内只运行几周), 用通常的锁模和调 Q 方法很难将脉宽压窄。目前通常有如下几种方法可以获得准分子激光短脉冲, 一种方法是利用等离子体压缩激光短脉冲, 但是这种技术得到的激光短脉冲, 脉冲形状不太好; 第二种方法是利用后向拉曼技术压缩激光脉冲, 后向拉曼一般要求比较高的激光泵浦功率, 对于输出功率较小的准分子激光器难以达到阈值泵浦功率; 第三种技术是利用可调谐掺钛蓝宝石激光器输出激光的三次谐波作为种子脉冲去放大准分子激光器(如氟化氪和氯化氙激光器), 现在世界上一般都是采用这种技术, 这种技术的缺点是有比较复杂和庞大的实验设备, 而且这样一套装置的价格也相当昂贵, 一般的实验室很难有足够的资金购买; 第四种技术是先用准分子激光泵浦猝灭式染料激光器, 得到较短的染料激光脉冲, 经过两至三级放大后, 利用倍频晶体把染料激光倍频到准分子激光波长, 再去放大准分子激光器, 在实验方面, 这种器件已有较多的报道^[1-5], 但在理论方面还没有看到研究。

本文从理论上利用激光速率方程的数值模拟计算了猝灭式染料激光器的猝灭机理, 解释了激光尖峰信号的成因以及猝灭腔是如何工作的, 估计了一些对猝灭式染料激光器的输出脉宽有影响的参数, 为设计这种激光器提供一定的理论依据。

2 理 论

猝灭式染料激光器的模型如图 1 所示, 它的特点是, 对于同一激光增益介质有两个互相竞争的谐振腔, 一个腔较长, 它的品质因素 Q 较大(也即腔损耗小); 另一个腔是短腔, Q 值小(即损耗大)。当用准分子激光泵浦时, 短腔中产生脉宽较窄的一系列尖峰信号脉冲, 最前

* 本工作得到 863 高技术惯性约束聚变主题的资助。

收稿日期: 1996 年 5 月 9 日; 收到修改稿日期: 1996 年 9 月 17 日

面的一个尖峰信号最强。当只考虑短腔时，四能级系统的染料激光介质可以简化成两能级系统，其短腔的激光速率方程可以写成

$$\frac{dn}{dt} = I_p \sigma_a N - \frac{\sigma_e c}{\eta} np - \frac{n}{\tau} \tag{1}$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\sigma_e c}{\eta} np - \frac{p}{\tau_c} \tag{2}$$

式中 n 为激光增益介质的反转粒子数密度(cm^{-3})； p 为腔内光子数密度(cm^{-3})； t 为时间坐标 (ps)； c 为真空中光速 (cm s^{-1})； I_p 为泵浦激光强度的函数 ($\text{photons} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ps}^{-1}$)； N 为染料增益介质的浓度(mol/cm^3)； σ_a 、 σ_e 分别为增益介质的吸收截面和受激发射截面(cm^2)； η 为增益介质的折射率； τ 为增益介质的上能级寿命(ps)； τ_0 为腔的等效延时时间 (ps)； $\tau_0 = l/(c\delta)$ ， l 为腔长， δ 为腔的损耗，激光腔内存在许多种损耗，如腔反射不完全产生的透射损耗，吸收损耗和散射损耗；光从腔的侧面偏折出去产生的几何损耗；反射镜的有限孔径引起的衍射损耗；激活介质的非激活吸收和散射所引起的损耗，以及由腔内其它光学元件引起的附加损耗。对于短腔，损耗主要是由腔镜不完全反射所引起的，设两个腔镜的反射率是 $R_1 = R_2 = 0.5$ ，因此 $\delta_{r1} = - (1/2) \ln (R_1 R_2) = 0.69$ 。设其余损耗之和为 0.11，这样总损耗为 $\delta_1 = 0.8$ ，取 $l_1 = 6 \text{ mm}$ ，因此 $\tau_{c1} = l_1/(c\delta_1) = 2.5 \times 10^{-11} = 25 \text{ ps}$ 。

在本文的模拟计算中，假定泵浦脉冲的前沿是时间的双切正割函数(这和实际的准分子泵浦脉冲的前沿比较符合)，所以取 $I_p \sigma_a N = 0.2 \times 9.5852 \times 10^{13} \times 2 / \{ \exp [- 0.0001 (x - 20000)] + \exp [0.0001 (x - 20000)] \}$ ，其泵浦脉宽约为 26 ns；式中 $I_p \sigma_a$ 为泵浦率， N 为下能级粒子数密度，为了简化，文中以增益介质的总粒子数密度代替。

以若丹明 6G 的甲醇溶液作为激光增益介质，染料浓度取 $N = 6.6 \text{ mol/l}$ ；对于若丹明 6G，吸收截面 $\sigma_a = 2.4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ ，发射截面 $\sigma_e = 1.45 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ ，上能级寿命 $\tau = 5 \times 10^{-9} \text{ s}$ ，取腔等效延迟时间为 25 ps，用龙格库塔法解这一速率方程，取时间间隔为 10 ps，取光子数密度初值为 $5e^{16}$ 计算结果如图 2 所示，图 2(a) 是反转粒子数随时间的变化关系，图 2(b) 则是光子数密度随时间的变化关系，光子数密度有一个很高的尖峰，这个尖峰脉冲的宽度约为 240 ps。

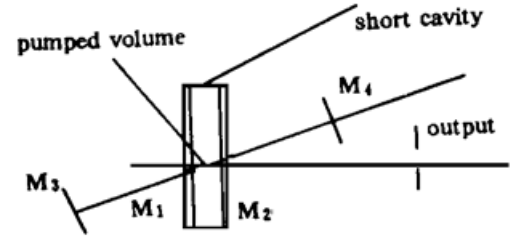


Fig. 1 The model of q quenched dye laser

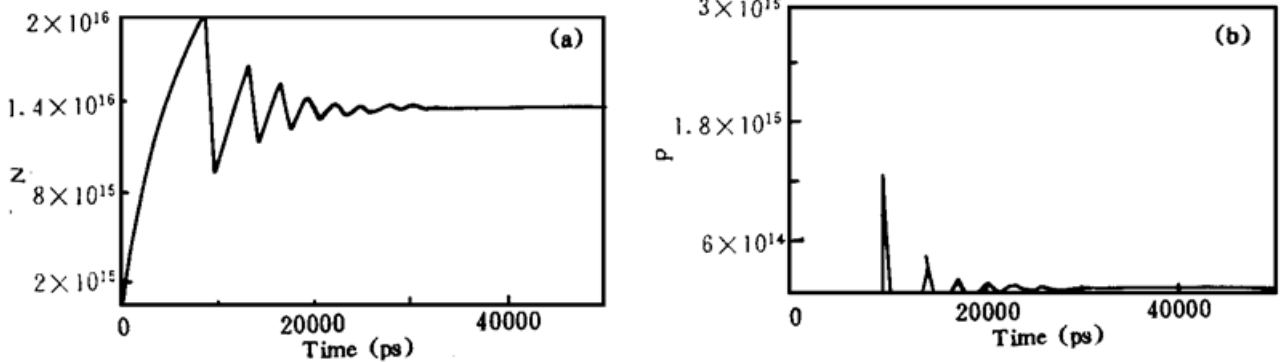


Fig. 2 Development of the particle number and the photon number in short cavity

把长腔也考虑进来，则速率方程变为

$$\frac{dn}{dt} = I_p \sigma_a N - \frac{\sigma_e c}{\eta} n(p + b) - \frac{n}{\tau} \quad (3)$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\sigma_e c}{\eta} np - \frac{p}{\tau_{c_1}} \quad (4)$$

$$\frac{db}{dt} = \frac{\sigma_e c}{\eta} nb - \frac{b}{\tau_{c_2}} \quad (5)$$

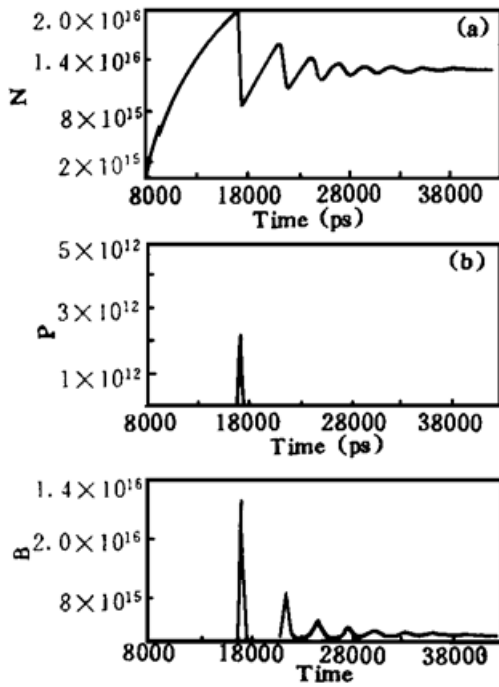


Fig. 3 Development of the particle number (a) and the photon number (b, c) in short cavity and quenched cavity

式中 p 、 b 分别为短腔和长腔中的光子数密度; τ_{c_1} 、 τ_{c_2} 分别为短腔和长腔中的等效延时。

对于长腔取腔长为 $l_2 = 12.5 \text{ mm}$, 长腔中损耗主要是由附加于长腔中的短腔所引起的, 光线在腔内经过一周后, 光强

$$\begin{aligned} I &= I_0 \exp(-2\delta r_2) \\ &= I_0 [(1 - 0.04)(1 - 0.5)(1 - 0.5)(1 - 0.04)]^2, \\ \delta r_2 &= -(1/2) \ln [(1 - 0.04)(1 - 0.05)]^4 \\ &= 1.468 \end{aligned}$$

式中 0.04 为短腔外壁所引起的反射, 0.05 为短腔内壁所引起的反射。设其余损耗为 0.1, 这样 $\tau_{c_2} = l_2/[c \times (1.468 + 0.1)] \approx 26.3 \text{ ps}$ 。

计算结果如图 3 所示, 图 3(a) 是反转粒子数密度随时间变化曲线; 图 3(b) 是短腔中光子数密度随时间变化曲线; 图 3(c) 是长腔中光子数密度随时间变化曲线; 从图 3(b) 看到曲线只有一个尖峰信号, 跟在其后的其它部分全部被长腔中的高强光子流所猝灭。

3 讨 论

为了计算几个参数对尖峰脉冲的影响, 选择了几组参数进行数值计算, 结果被列在表 1, 表 2 和表 3, 表 1 反映了泵浦激光脉冲前沿上升快慢对尖峰脉冲宽度的影响, 当短腔等效延时为 25 ps 时, 对上升沿分别为 7 ns 和 13 ns 的两种泵浦情况进行计算, 得到脉宽分别为 230 ps 和 250 ps 的尖峰信号, 从结果上看到, 泵浦脉冲前沿上升愈快, 尖峰脉冲愈窄, 这与文献 [5] 中的实验结论相符合; 表 2 则反映泵浦脉冲强度(本文中用参数 $I_p \sigma_a N$ 表示泵浦强弱)对尖峰脉冲信号的影响, 当短腔等效延时为 25 ps 时, 对相同的泵浦脉冲上升沿, 计算了四种泵浦强度, 分别得到脉宽为 174 ps, 172 ps, 166 ps 和 169 ps 的尖峰脉冲, 从数据上看, 泵浦强度对尖峰信号宽度影响不大, 这与文献 [5] 的实验结论一致(文献从实验得出当泵浦强度增加 30% 时, 染料激光脉冲宽度变化很小); 表 3 反映短腔的腔延时时间对尖峰信号宽度的影响, 对于 $I_p \sigma_a N = 20 \times 9.5852E + 13 \times 2 / \{\exp[-0.001(x - 5000)] + \exp[0.001(x - 5000)]\}$ 的情况下, 本文对短腔等效延时分别为 20 ps 和 25 ps 的两种情况进行计算, 得到脉宽分别为 135 ps 和 170 ps 的尖峰信号, 从数据上看, 短腔等效延时时对尖峰信号影响较大。

Table 1. Effects of the rising fronts of pump pulses on the duration of the spikes

number	rising front (ns)	duration of spikes (ps)
1	7	230
2	13	250

In table 1, $1/\tau_c = 0.04$; for No. 1, $I_p \sigma_a N = 0.2 \times 9.5852 \times 10^{13} \times 2 / \{\exp[-0.0002(x - 10000)] + \exp[0.0002(x - 10000)]\}$ with rising front of about 7 ns; for No. 2, $I_p \sigma_a N = 0.2 \times 9.5852 \times 10^{13} \times 2 / \{\exp[-0.0001(x - 20000)] + \exp[0.0001(x - 20000)]\}$ with rising front of about 13 ns.

Table 2. Dependence of spike duration on the peak number of $I_p \sigma_a N$

number	$I_p \sigma_a N$	duration of spikes (ps)
1	$10 \times 9.5852 \times 10^{13}$	174
2	$12 \times 9.5852 \times 10^{13}$	172
3	$15 \times 9.5852 \times 10^{13}$	166
4	$20 \times 9.5852 \times 10^{13}$	169

In table 2, $1/\tau_c = 0.04$; the rising front of the pump pulses is $2 / \{\exp[-0.001(x - 5000)] + \exp[0.001(x - 5000)]\}$.

Table 3. Relation between spike duration and $1/\tau_c$

number	$1/\tau_c$	duration of spike (ps)
1	0.05	135
2	0.04	170

In table 3, $I_p \sigma_a N = 20 \times 9.5852 \times 10^{13} \times 2 / \{\exp[-0.001(x - 5000)] + \exp[0.001(x - 5000)]\}$.

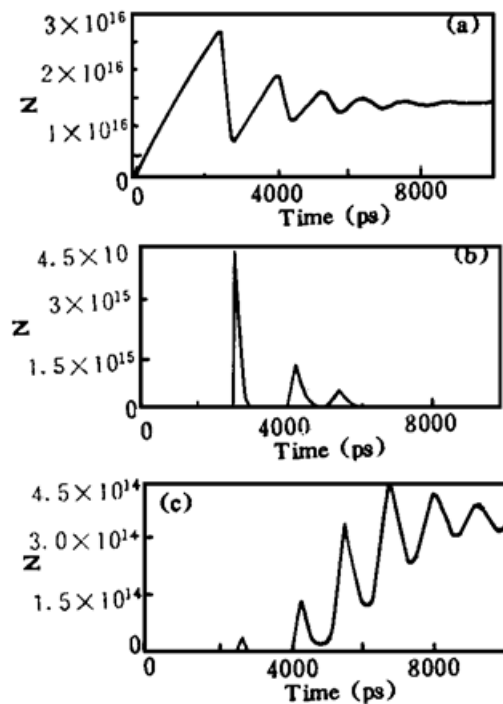


Fig. 4 Development of the particle number (a) and the photon number in short cavity (b) and long cavity (c). (initial number are: $n_0 = 0$, $p_0 = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $b_0 = 5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$)

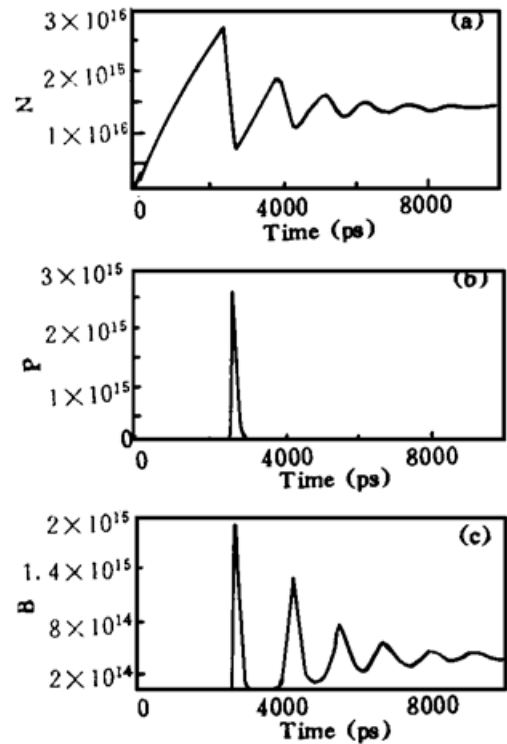


Fig. 5 Development of the particle number (a) and the photon number in short cavity (b) and long cavity (c). (initial number are: $n_0 = 0$, $p_0 = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $b_0 = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$)

另外, 通过计算也发现长腔和短腔中的光子数密度的初值比对猝灭效果有一定的影响, 结果如图 4 和图 5 所示, 此时, 短腔等效延时为 25 ps, 长腔等效延时为 26.3 ps, $I_p \sigma_a N = 12 \times 9.5852 \times 10^{13} \times 2 / \{\exp[-0.001(x - 5000)] + \exp[0.001(x - 5000)]\}$, 作者对两组初值(第一组, 粒子反转数密度为 0, 短腔光子数密度为 $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 长腔光子数密度为 $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, 结果如图 4 所示; 第二组, 粒子反转数密度为 0, 短腔光子数密度为 $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 长腔光子数密度为 $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, 结果如图 5 所示, 从图 4 可以看到在尖峰信号后还有几个其它的小脉冲, 实际上也就是猝灭效果不好, 但在图 5 中, 则看不到这种情况; 这实际上反映猝灭腔的腔长对猝灭效果有影响, 这要求在设计猝灭腔时, 必须考虑猝灭腔的长度。

总 结 本文从理论上探讨了猝灭式染料激光器的猝灭机理, 研究了腔等效延时时间, 泵浦强度, 泵浦脉冲前沿的上升快慢等具体参数对这种激光器猝灭效果的影响, 为实验设计这种激光器提供了一定的理论依据。

宁东博士在数据处理方面给予很多有益的帮助和董景星、魏运荣同志实验上的帮助, 对此表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] F. P. Schafer, L. Wenchong, S. Szatmari, Short UV laser pulse generation by quenching of resonator transients. *Appl. Phys. (B)*, 1983, **32**(2) : 123~ 125
- [2] S. Szatmari, F. P. Schafer, Simple generation of high-power picosecond, tunable excimer laser pulses. *Opt. Commun.*, 1983, **48**(4) : 279~ 282
- [3] S. Szatmari, Pulse Shorting of 5×10^3 by the combined pulse forming of dye oscillators, saturated amplifiers and gated saturable absorbers. *Opt. & Quant. Electron.*, 1989, **21**(1) : 55~ 59
- [4] 薛绍林, 楼祺洪, 魏运荣等, 308 nmXeCl 准分子激光泵浦猝灭式可调谐染料激光器研究. *光学学报*, 1995, **15**(12) : 1613~ 1616
- [5] 薛绍林, 楼祺洪, 魏运荣, 准分子激光泵浦皮秒染料激光器. *中国激光*, 1996, **23**(7) : 589~ 592

Theoretical Research of a Quenched Dye Laser

Xue Shaolin Lou Qihong

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 9 May 1996; revised 17 September 1996)

Abstract The quenching mechanism was studied in a quenched dye laser pumped by excimer lasers. For some pump pulses, the quenching effect of the quenched laser was analysed by laser rate equations. In addition some important parameters of the lasers were discussed.

Key words quenched dye laser, rate equation, quenching.