

文章编号 1000-5013(2005)01-0043-04

# 增大调 Q 激光输出的理论和实验研究

吴逢铁 姚关清 张建荣 邢笑雪

(华侨大学信息学院与工程学院, 福建 泉州 362011)

**摘要** 利用  $\text{LiF F}_2$  色心晶体作为可饱和吸收体,在带抗共振环(ARR, Anti-Resonant Ring)的 YAG 激光器中进行调 Q 实验. 当 LiF 晶体置于 ARR 中心处,激光腔为凸-ARR 非稳腔. 而当 LiF 置于凸面全反镜前,激光腔等效为一个普通的平-凸非稳腔. 由调 Q 速率方程出发,理论和实验证明,在相同的实验条件下,凸-ARR 腔的激光输出能量大大高于普通的平-凸非稳腔的输出能量. 利用多种泵浦能量进行系列实验,验证了结论的可靠性.

**关键词** 调 Q 激光, 抗共振环,  $\text{LiF F}_2$  色心晶体, 输出能量

**中图分类号** TN 248.3<sup>+</sup>4

**文献标识码** A

调 Q 技术的出现和发展,是激光发展史上的一个重要突破. 它是将激光能量压缩到宽度极窄的脉冲中发射,从而使光源的峰值功率可提高几个数量级的一种技术. 这种强的相干辐射光与物质相互作用,会产生一系列具有重大意义的新现象和新技术,如非线性光学的出现. 同时,也推动了诸如激光测距、激光雷达、高速全息照相等应用技术的发展. 如何在相同的泵浦能量下,有效的提高激光输出能量,这是一个在理论上和实际中都很有意义的研究课题. 本文中  $\text{LiF F}_2$  色心晶体作为被动调 Q 的可饱和吸收材料,对同一泵浦输入电压,在凸-ARR 腔中获得调 Q 单脉冲能量远大于普通的平-凸腔调 Q 激光输出. 实验不同的泵浦电压,均有相同的结论. 充分验证了结果的可靠性. 同时观察到凸-ARR 腔的调 Q 阈值明显小于平-凸腔. 由调 Q 速率方程出发,综合分析和考虑了 ARR 中光脉冲对撞的相干效应和调 Q 材料的饱和吸收特性,理论验证了实验结果的正确性.

## 1 激光腔型与实验结果

抗共振环(ARR)在固体对撞脉冲锁模激光器中具有压缩脉宽、稳定输出等多方面优点<sup>[1]</sup>. 我们首次将 ARR 应用于调 Q 激光器,并在  $\text{Cr}^{4+}$  YAG/Nd YAG 调 Q 激光器中获得高稳定、大能量的调 Q 单脉冲输出<sup>[2]</sup>. 本文实验采用凸-ARR 非稳腔调 Q 激光器,如图 1 所示. 调 Q 晶体分别置于 ARR 中心 A 处和凸

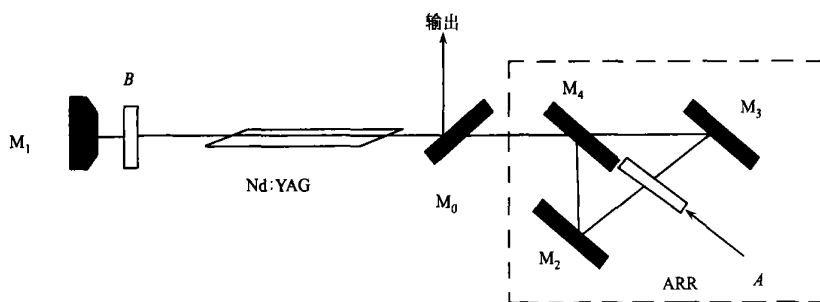


图 1 凸-ARR 激光腔

面全反镜  $M_1$  前的 B 处进行调 Q 实验. 当 LiF 置于 A 处,该腔为凸-ARR 腔;而当 LiF 置于 B

**收稿日期** 2004-04-09

**作者简介** 吴逢铁(1958-),男,教授,主要从事光电子与激光方面的研究. E-mail: ftwu @public. qz. fi. cn

**基金项目** 国务院侨务办公室科研基金资助项目(01QZR03);福建省自然科学基金资助项目(A0410017)

处,该腔实际上等效为一个普通的平-凸腔,如图 2 所示.已证明当 ARR 的分光镜  $M_0$  对光能的反射/透射比为 50/50 时,ARR 等效为一个平面全反射镜<sup>[3]</sup>.实验所用 LiF 色心晶体,尺寸为 22 mm × 13 mm × 13

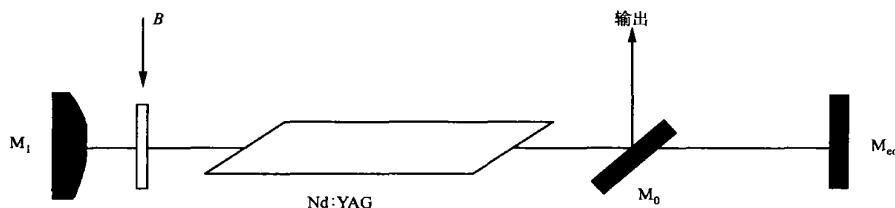


图 2 等效的平-凸激光腔

mm,通光长度为 22 mm,对 1.06  $\mu\text{m}$  光的小信号透过率为 43.75 %。分别在调好的激光器中将 LiF 置于 A 和 B 处,并逐渐升高泵浦电压.从调 Q 阈值电压开始,等值加电压.测定调 Q 单脉冲输出能量,实验结果列于表 1.在表 1 中, $U$  为泵浦电压, $E_A$  为 LiF 置于 A 处的输出能量, $E_B$  为 LiF 置于 B 处的输出能量,为能量增大率.所有实验数据均为 10 次以上结果的平均.

表 1 泵浦电压与输出能量的关系

$U/V$	640	700	740	780	820	860	900	940
$E_A/\text{mJ}$	12.4	47.3	77.7	117.1	153.0	190.8	240.3	274.7
$E_B/\text{mJ}$		26.0	27.0	61.7	109.1	152.6	175.3	215.1
$/(\%)$		82	188	90	40	25	37	28

实验数据显示,在相同的泵浦电压下,当饱和吸收体 LiF 置于 ARR 内,也就是凸-ARR 腔的输出能量远大于把 LiF 置于 B 处的普通平-凸腔的输出能量,能量平均增长率为 70 % 左右.实验同时测定了调 Q 脉宽,其值在 26 ~ 50 ns 范围内.典型调 Q 脉冲示波器波形,如图 3 所示.

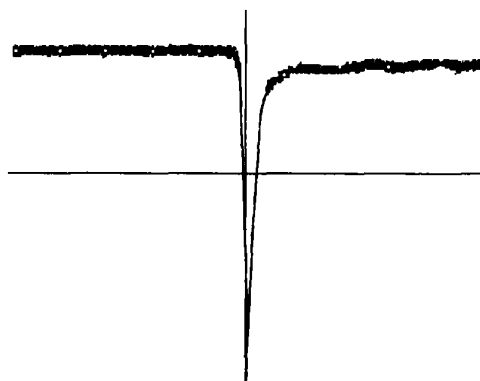


图 3 典型调 Q 脉冲示波器波形

## 2 相关公式和参量的导出

### 2.1 调 Q 脉冲总能量 E

激光形成的速率方程,是根据工作物质的粒子数变化和腔内光子数变化之间的内在关系建立的.对 Nd YAG 激光器四能级系统,其速率方程可表示为<sup>[4]</sup>

$$\frac{dn}{dt} = n_1 W_{14} - n \frac{A}{g} - n_2 A, \quad (1)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = n \frac{A}{g} \phi - \phi. \quad (2)$$

式中  $n$  为反转粒子数密度, $\phi$  为腔内光子数密度, $g$  为腔内自发辐射的波型数, $W_{14}$  为受激跃迁几率, $A$  为自发辐射几率.由于粒子受到外界的激励在能级间跃迁的过程中,主要集中在两个能量之间实现粒子数反转分布.所以用一个简化二能级系统的模型取代实际的四能级系统,不但简单而且不失其物理意义.可推得,简化的二能级系统调 Q 激光振荡的速率方程为<sup>[5]</sup>

$$\frac{dn}{dt} = -2\phi \frac{n}{n_t}, \quad (3)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \phi \left( \frac{n}{n_t} - 1 \right), \quad (4)$$

其中  $n_t$  为阈值时的反转粒子数密度.下面所进行讨论,假设 Q 开关函数为理想的阶跃式开关函数.将式(4)除以式(3)并积分.假设在  $t=0$  时刻, $n$  达到最大值(初始值)  $n_i$ ,而受激辐射的光子数为 0,即  $\phi_i=0$ .因此,有

$$\phi = \frac{1}{2} \left[ n_t \ln \frac{n}{n_t} - (n - n_i) \right]. \quad (5)$$

式(5)是任意时刻光子数  $\phi$  和反转粒子数密度  $n$  的关系式. 当  $t \gg t_c$  (光子寿命) 时, 光子数  $\phi$  为零, 得到激光振荡中止时的反转粒子数密度  $n_f$  表达式为

$$\frac{n_f}{n_i} = \exp \frac{n_f}{n_i}. \quad (6)$$

将此结果代入调 Q 脉冲能量公式

$$E = \frac{1}{2} (n_i - n_f) h V,$$

并注意到通常有  $n_i \gg n_f$ . 最后, 得到调 Q 激光输出能量的表达式为

$$E = \frac{1}{2} n_i [1 - \exp(-\frac{n_i}{n_t})] h V, \quad (7)$$

式中  $V$  为腔内激活介质的体积. 上式指出, 输出的调 Q 脉冲能量随参量  $n_i/n_t$  的变大而增加.

## 2.2 ARR 中心的光强分布 $I_A$

在图 1 中设腔内传播的光波场为  $E = E_0 e^i$ , 则  $B$  处光能量为

$$I_B = |E_0 e^i|^2 = E_0^2.$$

假设分光镜  $M_0$  对光波振幅透过率为  $t$  (能量透过率  $T = t^2$ ), 反射率为  $r$  (能量反射率为  $R = r^2$ ), 则经  $M_0$  分光后到达  $A$  位置的光能量为

$$\begin{aligned} I_A &= |E_t + E_R|^2 = \\ &= |E_0 t e^i + E_0 r e^{i(\pi + \phi)}|^2 = \\ &= E_0^2 t^2 + E_0^2 r^2 + 2 E_0^2 t r \cos \phi = \\ &= (R + T) E_0^2 + 2 r T E_0^2 \cos \phi. \end{aligned}$$

这里  $\phi$  为  $M_0$  反射和透射的两光波在 ARR 对称中心  $A$  处的相位差 (若必要也考虑反射波的半波损失). 当  $M_0$  为半反半透镜, 有  $r = t$ , 即

$$r^2 = t^2 = T = R = 0.5,$$

所以

$$I_A = E_0^2 (1 + \cos \phi) = I_B (1 + \cos \phi). \quad (8)$$

当两波峰达到对撞中心时, 两脉冲完全重合, 驻波效应最强. 这时光强增加到脉冲单向通过饱和吸收体时的 2 倍, 即  $I_A = 2 I_B$ . 实验可精确调整 LiF 晶体位置, 使其几何中心位于 ARR 中心, 以获取最强的相干效应.

## 3 理论分析与结论

下面我们将利用上面导出的相关公式和参量, 半定量对实验结果进行分析. 得出和实验结果相一致的结论, 也就是凸-ARR 腔 (LiF 置于  $A$  处) 的调 Q 输出能量明显大于普通的平-凸腔 (LiF 置于  $B$  处) 的输出能量.

饱和吸收体的吸收系数<sup>[6]</sup>为

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_S}. \quad (9)$$

式中  $\alpha_0$  为小信号吸收系数,  $I_S$  为饱和能量密度, 即

$$I_S = \frac{h\nu}{\sigma_g}. \quad (10)$$

这里,  $\sigma_g$  为饱和吸收体的基态吸收截面.

前面分析指出, ARR 环内  $A$  处的光强  $I_A$  大于  $B$  处的光强  $I_B$ . 由公式(9)可知, LiF 的吸收系数在  $A$  处比在  $B$  处要小, 也就是凸-ARR 腔的损耗较小. 腔的阈值低些, 它的阈值反转粒子数密度  $n_t$  小些. 对相同的泵浦能量, 可获得相同的最大反转粒子数密度  $n_i$ . 因此, 凸-ARR 腔的  $n_i/n_t$  大于普通的平-凸腔的  $n_i/n_t$ . 由调 Q 激光输出能量公式(7)得知, 输出能量随参量  $n_i/n_t$  的变大而增加, 理论分析验证了实验所

得的结果.

下面我们从另一等效方法得出相同结论. 文 [7] 通过模拟计算指出, 与光脉冲单向通过可饱和吸收体相比, 当等值反向的两个光脉冲对撞于可饱和吸收体, 相当于饱和吸收体的吸收横截面等效增大 3 倍. 当 LiF 置于 A 处, 由于对撞的光场相干效应, 等效于 LiF 的基态吸收截面  $\sigma_g$  增大. 由公式 (10) 可知, 这时 LiF 饱和光强  $I_s$  下降, 它将导致 LiF 的吸收系数  $\alpha(I)$  下降, 类似上面的分析, 最终得到凸-ARR 腔可获得较大的输出能量.

总之, 在普通调 Q 激光器中引入抗共振环 (ARR) 结构, 并将可饱和吸收体置于 ARR 中心. 在同一泵浦能量和相同的实验条件下, 这种调 Q 激光器的输出能量远大于普通的调 Q 激光器 (相当于把可饱和吸收体置于图 1 的 B 处), 理论和实验均证明了这一结果. 这是一种提高输出能量简单而有效的方法. 此外, 带 ARR 的被动调 Q 激光器输出能量的稳定性也得到了极大的提高<sup>[8]</sup>. 这种稳定的高能量调 Q 激光器为实际应用带来了广阔的前景.

### 参 考 文 献

- 1 Vanherzeel H, Van Eck J L, Siegman A E. Colliding pulse mode-locking of Nd:YAG laser with an anti-resonant ring structure [J]. Appl. Opt., 1981, 20(20): 3 484 ~ 3 486
- 2 Wu Fengtie, Zhang Wenzhen. High energy and high stability  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG passively Q-switched laser with convex-ARR unstable resonator [J]. Optics & Laser Technology, 2000, 32(2): 107 ~ 110
- 3 吴逢铁, 张文珍. 获得高稳定性被动调 Q 的新颖技术 [J]. 激光技术, 2002, 24(2): 1 ~ 5
- 4 蓝信钜, 姚建铨, 安毓英等. 激光技术 [M]. 北京: 科学出版社, 2001. 72 ~ 73
- 5 Yariv A. Quantum electronics [M]. New York: John Wiley & Sons, 1988. 535 ~ 536
- 6 克希耐尔 W 著. 固体激光工程 [M]. 孙文等译. 北京: 科学出版社, 2002. 442 ~ 444
- 7 Stix M S, Ippen E P. Pulse shaping in passively mode-locked ring dye laser [J]. IEEE J. Quantum. Electronic, 1983, 19(4): 520 ~ 526
- 8 Wu Fengtie, Zhang Wenzhen. A novel and simple technique for obtaining high stability nanosecond pulse [J]. Proceedings of SPIE, 2003, 4 948: 122 ~ 128

## Theoretical and Experimental Study on the Enhancement of Q-Switched Laser Output

Wu Fengtie Yao Guanqing Zhang Jianrong Xing Xiaoxue

(College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, 362021, Quanzhou, China)

**Abstract** A Q-switching or Q-modulation experiment is conducted in a YAG laser with anti-resonant ring (ARR) by using LiF:F<sub>2</sub> color centre crystal as saturable absorber. The laser resonator is a convex-ARR unstable resonator when LiF crystal is placed at the center of ARR; while the laser resonator is equivalent to a common plano-convex unstable resonator when LiF is kept in front of a convex mirror of total reflection. Starting from rate equation of Q-switching, theoretical derivation and experimental results have shown that the laser output energy of convex-ARR resonator is much higher than the output energy of the common plano-convex unstable resonator under the same experimental conditions. This conclusion is reliable, as verified experimentally by using diversified pumping energies.

**Keywords** Q-switched laser, anti-resonant ring, LiF:F<sub>2</sub> color centre crystal, output energy