

Nd:YAG 调 Q 激光器双波长振荡机理分析^{*}

林燕凤^{1,2)} 张 戈¹⁾ 朱海永¹⁾ 黄呈辉¹⁾ 李爱红¹⁾ 魏 勇¹⁾

¹⁾ 中国科学院福建物质结构研究所光电材料化学与物理重点实验室, 福州 350002)

²⁾ 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2008 年 4 月 22 日收到, 2008 年 11 月 1 日收到修改稿)

根据速率方程, 研究了二镜腔 Nd:YAG 双波长调 Q 激光的振荡机理. 通过分析不同透过率下的竞争过程, 研究了双波长激光振荡的特点. 研究结果表明, 在调 Q 过程中 1319 nm 激光的调 Q 脉冲起振时间滞后于 1064 nm 激光, 并且其最终调 Q 脉冲来自调 Q 之后的第一个弛豫振荡尖峰, 是该弛豫振荡抑制掉其他弛豫振荡后的结果. 通过振荡机理分析, 得到了双波长脉冲输出能量相当的透过率条件.

关键词: 双波长, 调 Q 激光, 速率方程, 弛豫振荡

PACC: 4255

1. 引言

由于在干涉彩虹全息、精密激光光谱、多光子分子分离、光雷达、非线性频率转换、激光医学等多个领域有着广泛的应用前景, 双波长激光器的研究日益受到关注, 并有很多相关的研究结果报道. 近几年, 有关固体激光器实现双波长振荡的研究, 主要基于 Nd:YAG^[1-4], Nd:YAP^[5,6] 和 Nd:YVO₄^[7] 的激光器. 此外, 还有同时以 Er³⁺, Nd³⁺ 为激活离子的 YAG 激光器^[8], 以及同时以 Ho³⁺, Nd³⁺ 为激活离子的 YAG 激光器^[9]. 有关钛宝石双波长激光的理论研究^[10] 以及各种掺钕离子同时多波长输出^[11] 的研究也有相关报道. 但是, 大部分都是集中在实验方面的研究, 理论方面大部分只研究了影响双波长输出的条件. 而对腔内双波长竞争条件下的激光脉冲建立机制的详细研究报道较少, 而对双波长激光的脉冲建立过程的研究对激光器的性能改善和模式控制具有很好的参考价值.

本文以常用的 Nd:YAG 激光为研究对象, 对 1064 nm/1319 nm 双波长 Nd:YAG 激光器在二镜腔内调 Q 产生双波长的机理进行模拟分析. 通过研究不同耦合透过率条件下的双波长脉冲振荡机理, 分析 Nd:YAG 双波长在不同透过率下的竞争过程, 研究两

个波长激光的调 Q 脉冲建立的特性.

2. 双波长模型建立

激光器速率方程组是表征激光器腔内光子数和工作物质各有关能级上的原子数随时间变化的微分方程. 我们运用四能级速率方程对最常用的二镜腔调 Q Nd:YAG 激光器输出 1064 nm/1319 nm 双波长的过程进行分析. 从图 1 所示的能级结构图中可以看出, 1064 nm 和 1319 nm 两个波长分别由 $^4F_{3/2} - ^4I_{11/2}$ (Y3) 和 $^4F_{3/2} - ^4I_{13/2}$ (X1) 跃迁产生, 它们共用同一个上能级.

Nd:YAG 双波长激光调 Q 过程的速率方程如下:

$$\frac{dN}{dt} = W_p - Nc \left(\frac{l}{L_a} \sigma_a \Phi_a + \frac{l}{L_b} \sigma_b \Phi_b \right) - \frac{N}{\tau_R}, \quad (1)$$

$$\frac{d\Phi_a}{dt} = Nc \frac{l}{L_a} \sigma_a \Phi_a - \frac{\Phi_a}{\tau_{Ra}} + \gamma_a \frac{N}{\tau_R}, \quad (2)$$

$$\frac{d\Phi_b}{dt} = Nc \frac{l}{L_b} \sigma_b \Phi_b - \frac{\Phi_b}{\tau_{Rb}} + \gamma_b \frac{N}{\tau_R}, \quad (3)$$

其中下标 a, b 分别代表 1064 nm 和 1319 nm 波长. W_p 表示单位体积的抽运速率; N 表示反转粒子数密度; Φ 是光子数密度; σ 是受激跃迁截面; c 为光速; l 为 Nd:YAG 晶体的长度; L 是谐振腔腔长; γ_a, γ_b 分别是自发辐射耦合到 1064 nm 和 1319 nm 激光的比

^{*} 中国科学院福建物质结构研究所三期创新重大项目(批准号: SZD08001-4)和中国科学院知识创新工程资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: zhg@fjirsm.ac.cn

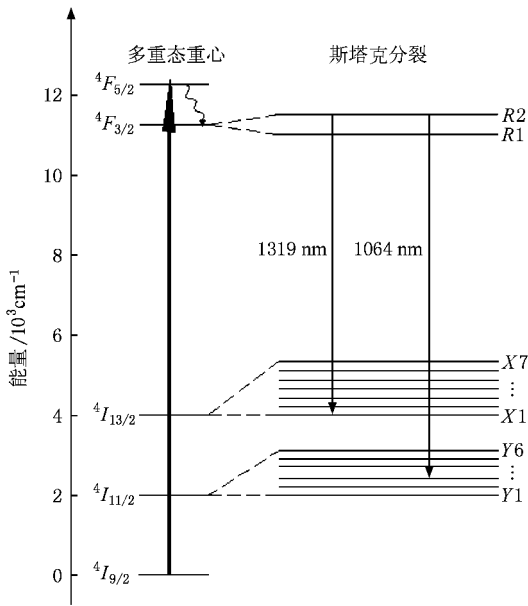


图1 Nd:YAG激光晶体能级结构图

例; $\tau_R = 230 \mu s$,表示Nd:YAG上能级粒子寿命; τ_{Ra} , τ_{Rb} 分别表示1064 nm和1319 nm激光的光子寿命,其具体形式为

$$\tau_{Ra} = -\frac{2L_a}{c} [\ln(1-\delta)(1-T_a)(1-Q)]^{-1}, \quad (4)$$

$$\tau_{Rb} = -\frac{2L_b}{c} [\ln(1-\delta)(1-T_b)(1-Q)]^{-1}, \quad (5)$$

其中 δ 为光波在腔内往返一次的损耗, T_a , T_b 分别为输出镜对1064 nm和1319 nm激光的透过率。

我们采用四阶龙格-库塔法来模拟各光子数密度以及反转粒子数密度的变化情况,对光子数密度的变化情况进行分析.在理论计算中,抽运速率采用高斯型脉冲,其形式可以表示为^[5]

$$W_p = \sqrt{\frac{f}{\pi}} \frac{E_p}{h\nu_p T_0} \exp\left(-f\left(\frac{t}{T_0} - 1\right)^2\right), \quad (6)$$

式中 f 用于控制抽运脉宽,取值为8,抽运能量密度 $E_p = 0.24 \text{ J/cm}^2$;抽运波长 $\lambda_p = 808 \text{ nm}$; T_0 为抽运脉冲达到峰值时的时间,令 $T_0 = 170 \mu s$;Nd:YAG晶体的尺寸取为 $\Phi 6 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$,谐振腔腔长取30 cm;1064 nm/1319 nm的跃迁截面分别为 $4.6 \times 10^{-19}/0.92 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$;两波长的腔内其他损耗均取 $\delta = 6\%$;荧光分支比分别为0.6和0.25.通过控制输出耦合镜的 T_a (1064 nm激光透过率)和 T_b (1319 nm激光透过率),来实现双波长输出。

这里我们取固定的抽运能量密度 E_p ,是经过计算比较合理的一个数值.由当抽运能量密度 E_p 取

不同值时的结果,我们得到与文献[5]相同的结论,即当 E_p 越大时,达到双波长输出的条件就越难,因为 E_p 越大,抽运就越强,积累的反转粒子数最大值就越大,这就对1319 nm的调Q越不利.即要想得到双波长大小相当,需要更强地抑制1064 nm谱线,即进一步增加它的透过率.然而,一旦透过率的增大导致的透射损耗达不到其阈值条件时,该波长光波无法起振,此时进一步增大抽运能量也无法得到理想的双波长激光脉冲输出。

3. 计算结果及分析

1064 nm和1319 nm两个波长分别由 $4F_{3/2} - 4I_{11/2}$ (Y3)和 $4F_{3/2} - 4I_{13/2}$ (X1)跃迁产生,它们的受激跃迁截面的比值接近5:1,在调Q过程中1319 nm激光占劣势,所以将输出耦合镜对1319 nm的透过率固定在较小的值以降低它的损耗,而逐渐增大1064 nm激光的透过率以增加其损耗,以此来平衡它们之间的增益差.以下对1319 nm激光的透过率 T_b 取10%进行计算。

对于调Q Nd:YAG激光器,在Q开关未打开之前反转粒子数逐渐增大,在关断时间与上能级寿命接近时,反转粒子数积累达到最大.由于1064 nm激光的受激跃迁截面远大于1319 nm激光,在Q开关打开时最先起振,消耗了大量的反转粒子数,反转粒子数迅速下降.由于高斯型的抽运脉冲后沿的再抽运,使得反转粒子数在调Q开关打开降到最低后又继续增加.在不同透过率下,剩余反转粒子数不同,并且在一定透过率范围内存在着振荡现象.图2给出了1064 nm激光的透过率 T_a 取不同值时腔内反转粒子数密度 N 变化情况.在 $T_a = 93\%$ 时,调Q开关打开后的剩余反转粒子数最大,而且此时反转粒子数起伏也最为明显。

图3和图4为1064 nm激光的透过率 T_a 取不同值时,1064 nm和1319 nm激光脉冲的变化情况.由图3可知,随着 T_a 的增大,1064 nm激光的调Q脉冲强度逐渐下降,而1319 nm光波的变化情况则相对复杂.在 T_a 比较小的情况下,由于1319 nm双波长竞争中明显处于劣势,它的调Q脉冲非常小,与1064 nm激光的相比几乎可以忽略不计.反转粒子数在Q开关打开后迅速降到最低,然后由于抽运脉冲后沿的再抽运,反转粒子数又继续增加,达到了1319 nm激光的振荡阈值以上,使1319 nm激光在调

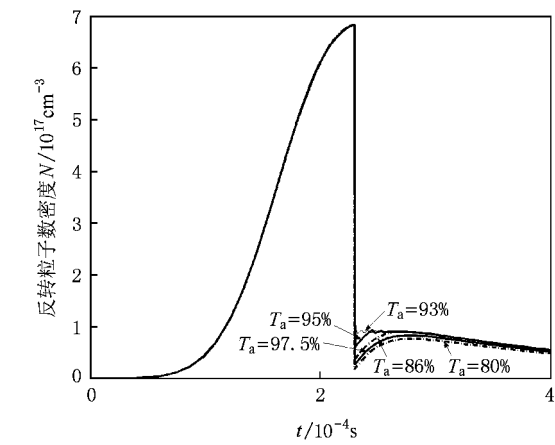


图2 $T_b = 10\%$ 时, T_a 取不同值时腔内反转粒子数密度 N 变化情况

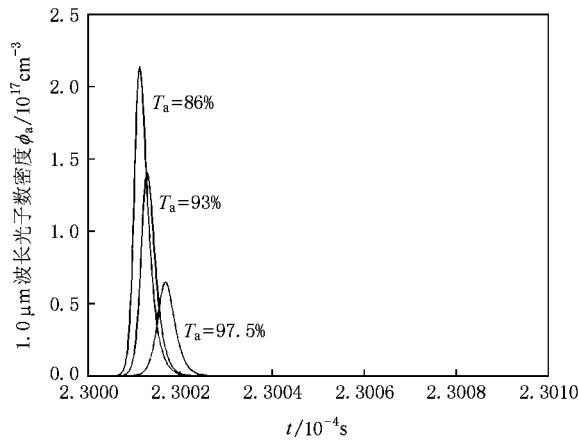


图3 $T_b = 10\%$ 时, T_a 取不同值时腔内 1064 nm 光子数密度变化情况

Q 之后多次起振.这也是反转粒子数密度在调 Q 之后出现相应起伏的原因.由于 1064 nm 激光的透过率较大,阈值较高,剩余反转粒子数达不到其起振条件而不能再次起振.所以 1319 nm 激光除了有调 Q 脉冲外,还有多个弛豫振荡脉冲,但 1064 nm 激光只发现了调 Q 脉冲,未见到弛豫振荡.

如图 4(a)所示,在 $T_a = 85\%$ 和 87% 时,1319 nm 光波在 Q 开关打开时存在一个调 Q 小脉冲,量级在 $10^{12}/\text{cm}^3$,这是与 1064 nm 光波竞争的结果,与 1064 nm 激光调 Q 脉冲强度($10^{17}/\text{cm}^3$)相比可忽略不计.调 Q 之后,1319 nm 激光又出现弛豫振荡脉冲,在 $T_a = 85\%$ 时只有一个脉冲且峰值小于前面的调 Q 小脉冲, $T_a = 87\%$ 时弛豫振荡脉冲增至两个,且两脉冲峰值均超过调 Q 脉冲峰值,即随着透过率的增大,弛豫振荡越明显,脉冲个数越多,峰值越强.

由于 1319 nm 激光的透过率定在 10%,使得调

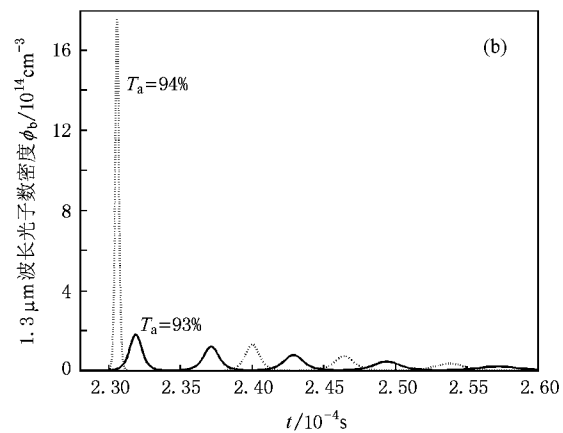
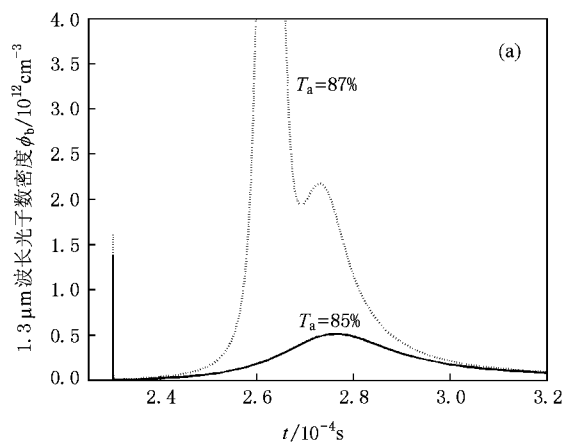


图4 $T_b = 10\%$ 时, T_a 取不同透过率时腔内 1319 nm 波长的光子数密度变化情况 (a) $T_a = 85\%$ 和 87% 时腔内 1319 nm 光子数密度变化情况 (b) $T_a = 93\%$ 和 94% 时腔内 1319 nm 波长的光子数密度变化情况

Q 之后剩余的反转粒子数很容易达到振荡阈值而起振.随着 1064 nm 激光的透过率的逐渐增大,1064 nm 激光的调 Q 脉冲强度逐渐下降,而 1319 nm 调 Q 脉冲则逐渐增大,但增加幅度远小于 1064 nm 激光的下降幅度,因而调 Q 消耗的反转粒子数减少,剩余反转粒子数增多,加上抽运脉冲再抽运,使得 1319 nm 激光弛豫振荡脉冲逐渐增多,峰值也越来越大.

如图 4(b)所示,在 $T_a = 93\%$ 时,弛豫振荡脉冲个数最多,振荡最剧烈. $T_a = 94\%$ 时,振荡脉冲个数有所减少,此时第一个尖峰脉冲的强度迅速增大.说明当 $T_a > 93\%$ 时,随着透过率的增加第一个尖峰脉冲消耗反转粒子数大量增加,增益减小到阈值以下,而后积累的增益又不足以支持再次振荡,所以能起振的脉冲逐渐减少,振荡减弱,能量集中到第一个尖峰脉冲,使得强者越强,弱者越弱.

图 5 为 T_a 取不同值时,1319 nm 调 Q 脉冲相对

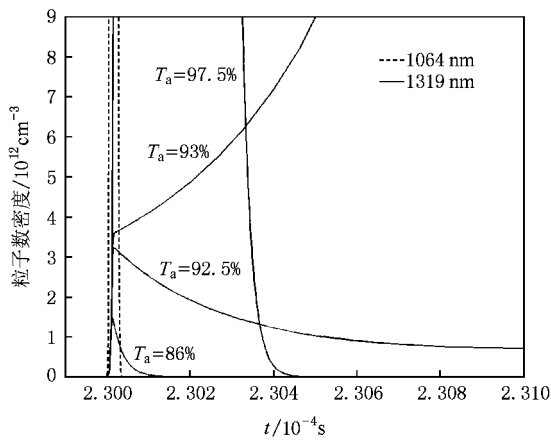


图5 $T_b = 10\%$ 时, T_a 取不同值时 1319 nm 调 Q 脉冲的相对时间轴放大的情况

于时间轴的放大现象. 进一步分析可以看出, 随着 1064 nm 激光的透过率 T_a 由 86% 逐渐增大时, 1319 nm 调 Q 脉冲也逐渐增大; 弛豫振荡的第一个尖峰脉冲也不断增大, 其增加幅度远大于调 Q 脉冲的增加幅度, 并且起振时间逐渐向 Q 开关打开时间接近. 它的脉冲前沿逐渐靠近调 Q 脉冲后沿. 在 $T_a = 93\%$ 时前沿覆盖了调 Q 脉冲, 因而两脉冲重叠并且峰值迅速增大. 之后随着透过率的增大, 弛豫振荡第一尖峰脉冲逐步压制了其他脉冲而变强变窄. 在 $T_a = 97.5\%$ 时只剩一个强脉冲, 由于其独占了 1319 nm 激光的增益, 所以强度明显增加, 可与 1064 nm 激光的强度相比拟. 脉宽压窄到几十纳秒成为了 1319 nm 的调 Q 脉冲.

总结以上的结果与分析, 可得以下的结论:

当 $T_a < 93\%$ 时, 1064 nm 光波在调 Q 中仍占优势, 竞争的结果是 1319 nm 的调 Q 脉冲远小于 1064 nm 激光. 而此时 1319 nm 激光弛豫振荡的出现, 是因为随着 T_a 的增大, 1064 nm 激光受到逐步抑制, 使得剩余反转粒子数逐渐增多, 加上抽运脉冲后沿的再抽运, 反转粒子数多次达到 1319 nm 激光振荡的阈值而产生弛豫振荡. 由于 1064 nm 激光的透过率较大, 损耗很大, 剩余反转粒子数达不到它的阈值, 因而 1064 nm 光波不出现弛豫振荡. 因此可以说, 1319 nm 与 1064 nm 的光波在调 Q 竞争中处于弱势, 而在弛豫振荡过程中则占优势.

在 $T_a = 93\%$ 时, 弛豫振荡最明显, 并且弛豫振荡第一个脉冲前沿覆盖了之前的调 Q 小脉冲. 由于透过率的增大, 1064 nm 的激光消耗的反转粒子数减少, 使得剩余反转粒子数增多, 导致 1319 nm 激光弛

豫振荡尖峰脉冲越来越强, 远大于之前的调 Q 脉冲强度, 并且弛豫振荡脉冲尖峰出现的时间逐渐向调 Q 脉冲靠近, 因此它的脉冲前沿就覆盖了调 Q 脉冲的后沿.

当 $T_a > 93\%$ 时, 弛豫振荡脉冲减少, 第一尖峰脉冲独占了更多增益, 脉冲变得更强更窄. 因为随着 T_a 的增加, 1064 nm 的光波调 Q 消耗的粒子数进一步减少, 1319 nm 激光第一个强尖峰脉冲消耗更多的反转粒子数, 强度越来越大, 使得增益减小到阈值以下, 而后积累的增益又不足以再次振荡, 压制了后续脉冲的振荡, 最终只剩下一个强脉冲获得大量增益, 脉宽逐渐变窄, 成为 1319 nm 的调 Q 脉冲.

4. 双波长激光的模拟输出

以上分析了 $T_b = 10\%$ 时, 不同的 T_a 的情况下, 反转粒子数密度, 1064 nm 和 1319 nm 的光子数密度的变化情况及相互关系, 并得出 1319 nm 波长调 Q 脉冲是如何产生的. 我们通过进一步计算得到双波长脉冲输出的条件. 当输出镜对 1319 nm 的透过率为 $T_b = 10\%$, 1064 nm 激光的透过率为 $T_a = 97.5\%$ 时, 得到 Nd:YAG 晶体在二镜腔内 1064 nm / 1319 nm 调 Q 双波长腔内峰值大小相当, 峰值分别为 $\Phi_a = 6.5 \times 10^{16}/\text{cm}^3$, $\Phi_b = 4.8 \times 10^{16}/\text{cm}^3$, 如图 6 所示.

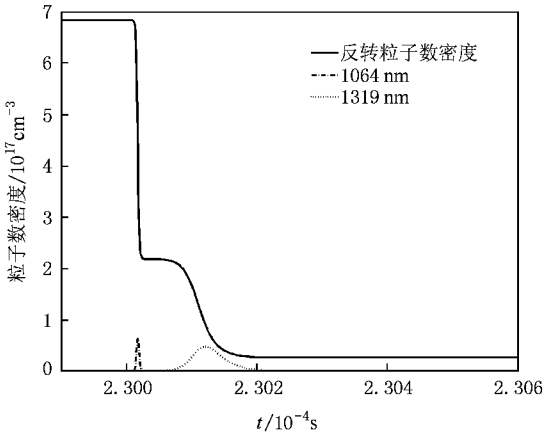


图6 $T_b = 10\%$, $T_a = 97.5\%$ 时, 腔内粒子数密度分布情况

由图 6 可知, 在 $T_a = 97.5\%$ 时, 先起振是 1064 nm 激光的调 Q 脉冲. 反转粒子数密度在 1064 nm 激光光波调 Q 之后出现一个转折, 剩余部分的反转粒子数用于 1319 nm 激光, 即 1319 nm 激光在调 Q 中只能处在被动的地位, 它消耗的反转粒子数取决于

1064 nm 激光调 Q 剩余的反转粒子数 ,因此只能通过增大 1064 nm 激光的透过率来增大其损耗 ,使它消耗的反转粒子数减少 ,1319 nm 激光获得了更多的剩余反转粒子数 .当继续增大 1064 nm 激光的透过率时 ,1319 nm 波长激光逐渐占据优势 ,在腔内强度超过 1064 nm 激光 .因为此时对 1064 nm 波长激光来说相当于全透 ,损耗非常大 ,几乎没有消耗反转粒子数 ,1319 nm 的激光则基本上消耗了所有的反转粒子数 .以上是对固定 1319 nm 波长激光的透过率下得到的计算结果 ,现在我们通过改变 1319 nm 波长激光的透过率 ,研究双波长输出达到均衡时的情况 .

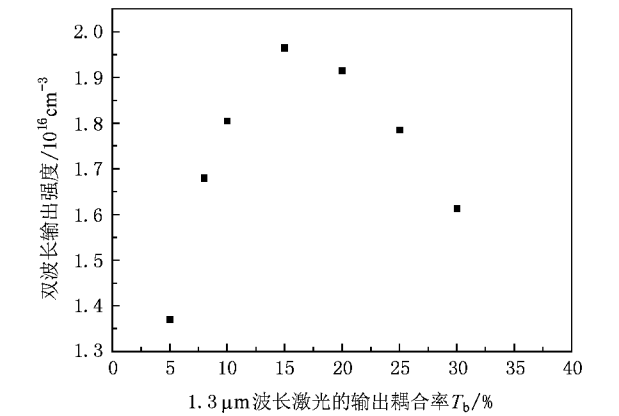


图 7 不同 1319 nm 波长激光的输出透过率下 ,腔外双波长输出强度均衡时的光子数密度

为了得到最佳透过率实现腔外均衡的双波长输出 ,我们通过改变 1319 nm 和 1064 nm 激光透过率 ,计算得到了均衡的双波长输出强度时的光子数密度与透过率的关系 .为了得到腔外双波长的均衡输出 ,变化 1319 nm 波长激光的透过率时 ,1064 nm 激光的

透过率也要相应的变化 .图 7 为不同 1319 nm 波长激光的输出透过率下 ,对应双波长输出达到均衡时的输出强度情况 .由图可以看出 ,当 1319 nm 波长激光的透过率为 15% 时 ,双波长输出强度最大 ,对应透过率组合达到最优 .

5. 结 论

本文基于速率方程 ,研究了二镜腔 Nd :YAG 双波长调 Q 激光的振荡机理 ,对固体双波长激光的动态竞争过程进行了详细研究 .分析了固定输出耦合镜对 1319 nm 激光的透过率 $T_b = 10\%$,对 1064 nm 激光透过率 T_a 取不同值时 ,反转粒子数密度 ,1064 nm 和 1319 nm 光波的腔内光子数密度变化情况 .重点对 1319 nm 激光的变化情况进行了具体分析 ,发现在 T_a 相对小的时候 ,1319 nm 光波存在一个与 1064 nm 激光竞争的调 Q 小脉冲 ,强度相对于 1064 nm 激光可忽略不计 .随着 T_a 增大 ,1319 nm 激光的弛豫振荡第一个尖峰脉冲逐渐变强变窄 ,最后覆盖调 Q 小脉冲变成唯一的较强的调 Q 脉冲 ,该脉冲消耗的是 1064 nm 光波调 Q 之后剩余的反转粒子数 ,即 1319 nm 激光的调 Q 脉冲滞后于 1064 nm 激光 .即 1319 nm 激光最终调 Q 脉冲的产生是来自调 Q 之后的第一个弛豫振荡尖峰 ,是该弛豫振荡抑制掉其他弛豫振荡后的结果 ,这一结果在其他双波长文献里都没有报道的 ,这将对以后更好地研究双波长激光产生 ,以及实验中如何更好地平衡弱线与强线竞争提供有益的参考 .最后从理论上计算得到了两镜腔内 Nd :YAG 的调 Q 双波长相对均衡输出的条件 .

[1] Bethea C G 1973 *IEEE J. Quantum. Electron.* 254

[2] Zhang L, Wei Z Y, Feng B H, Li D H, Zhang Z G 2006 *Opt. Commun.* **51** 264

[3] Zhu H Y, Zhang G, Huang C H, Wei Y, Huang L X, Li A H 2008 *Appl. Phys. B* **90** 451

[4] Wei Y, Zhang G, Huang C H, Huang L X, Wei M, Shen H Y 2005 *Laser & Infrared* **35** 164 (in Chinese) [魏 勇、张 戈、黄呈辉、黄凌雄、位 民、沈鸿元 2005 激光与红外 **35** 164]

[5] Su H, Shen H Y, Lin W X, Zeng R R, Huang C H, Zhang G 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 6519

[6] Lin W X, Shen H Y 1999 *Acta. Phys. Sin.* **48** 667 (in Chinese) [林文雄、沈鸿元 1999 物理学报 **48** 667]

[7] Lin Y Y, Chen S Y, Chang A C, Tu R Y, Huang Y C, Chen Y F, Chen Y H 2006 *Opt. Express* **14** 5329

[8] Shi W Q, Kurtz R, Machan J, Bass M, Birnbaum M 1987 *Appl. Phys. Lett.* **51** 1218

[9] Macha J, Kurtz R, Bass M, Birnbaum M, Kokta M 1987 *Appl. Phys. Lett.* **51** 1313

[10] Song F, Yao J Q, Qiao J Y, Chen X B, Zhang G Y 1997 *Acta. Phys. Sin.* **46** 1725 (in Chinese) [宋 峰、姚建铨、乔金元、陈晓波、张光寅 1997 物理学报 **46** 1725]

[11] Shen H Y, Zeng R R, Zhou Y P, Yu G F, Huang C H, Zeng Z D, Zhang W J, Ye Q J 1991 *IEEE J. Quantum Electron* **27** 2315

Mechanism of dual-wavelength oscillation in Nd :YAG Q-switched laser^{*}

Lin Yan-Feng^{1,2)} Zhang Ge^{1)†} Zhu Hai-Yong¹⁾ Huang Cheng-Hui¹⁾ Li Ai-Hong¹⁾ Wei Yong¹⁾

¹ *Key Laboratory of Optoelectronic Materials Chemistry and Physics, Fujian Institute of Research on the Structure of Matter, Chinese Academy of Sciences, Fuzhou 350002, China*

² *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

(Received 22 April 2008 ; revised manuscript received 1 November 2008)

Abstract

The oscillation mechanism of dual-wavelength Nd :YAG Q-switched laser with two-mirror resonator is studied on the basis of the rate equation. The characteristics of the dual-wavelength laser are discussed by analysing the competition process with different transmissivities. Results show that the oscillating time of the Q-switched pulse laser for 1319 nm laser is delayed relative to that of 1064 nm. The 1319 nm Q-switched laser is formed finally from the first relaxation oscillation spike after the Q-switch opening, i. e. it restrains the rest relaxation oscillation spikes. The transmissivity of relatively balanced output energy is theoretically obtained.

Keywords : dual-wavelength, Q-switched laser, rate equation, relaxation oscillation

PACC : 4255

^{*}Project supported by the Innovation Program of Fujian Institute of Research on the Structure of Matter, Chinese Academy of Sciences (Grant No. SZD08001-4).

[†] Corresponding author. E-mail :zhg@fjirsm.ac.cn