

文章编号: 1001-3806(2005)06-0589-05

被动调 Q 腔内单共振光参变振荡器和 Cr⁴⁺:YAG 激光器

邓诚先, 李正佳*, 朱长虹

(华中科技大学 激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

摘要: 分析了以 Cr⁴⁺:YAG 作为饱和吸收体和激光增益介质的被动 Q 开关 Cr⁴⁺:YAG 激光器腔内抽运的 Cr⁴⁺:YAG 激光器和单共振光学参变振荡器 (SRO) 的特性。建立了描述这类激光器和单共振光学参变振荡器的动力学特性的速率方程。结果表明, 适当条件下作为激光增益介质的 Cr⁴⁺:YAG 同时具有对二阶非线性作用过程产生的处于 Cr⁴⁺:YAG 激光增益谱范围内的 SRO 信号波的放大作用。分析中考虑了 Cr⁴⁺:YAG 较高激发态和激光上能级之间的弛豫时间约为 100ns 的中间能级对 Cr⁴⁺:YAG 饱和吸收体和激光器以及 ICSRO 的影响。

关键词: 非线性光学; 内腔单共振光学参变振荡器; 被动 Q 开关; 速率方程; 光放大

中图分类号: O437.4 文献标识码: A

Passively Q-switched intracavity single resonant optical parametric oscillator and Cr⁴⁺:YAG laser

DENG Cheng-xian, LI Zheng-jia, ZHU Chang-hong

(National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan 430074 China)

Abstract The characteristics of the Cr⁴⁺:YAG laser and single resonant optical parametric oscillator (SRO) pumped intracavity by a passively Q-switched Nd³⁺:YAG laser are analyzed using Cr⁴⁺:YAG as the saturable absorber and laser gain medium. The rate equations describing the dynamic characteristics of this kind of laser and intracavity SRO (ICSRO) are set up. Under suitable conditions, the Cr⁴⁺:YAG laser gain medium can amplify the SRO signal wave generated in the second order nonlinear interacting process if the wavelength of this wave is in the range of the gain spectra of Cr⁴⁺:YAG. The influence of intermediate level on the Cr⁴⁺:YAG saturable absorber and laser as well as ICSRO are considered in the analysis. This intermediate level between the higher excited state and the upper laser level has a relaxing time constant of approximate 100ns.

Key words nonlinear optics; intracavity single resonant optical parametric oscillator; passive Q-switch; rate equations; optical amplification

引 言

腔内单共振光学参变振荡器 (ICSRO) 在输出人眼安全相干光领域具有很大的吸引力^[1]。作为饱和吸收体 (SA) 的 Cr⁴⁺:YAG 晶体也是近年来引起广泛重视的固体激光材料^[1-5]。许多研究人员已经从理论和实验上研究了以 Cr⁴⁺:YAG 作为饱和吸收体的被动 Q 开关 ICSRO 的特性^[1]。在一般的被动 Q 开关 ICSRO 中, 把 Cr⁴⁺:YAG 置于激光谐振腔中而在 SRO 的谐振腔外, 此时 Cr⁴⁺:YAG 仅作为饱和吸收体的作用。若把 Cr⁴⁺:YAG 置于 SRO 的谐振腔中, 则会产生一些新的现象。下面将结合 DEBU ISSCHERT 等人的脉冲 ICSRO 理论^[6]、SUDA 等人关于外腔脉冲 Nd³⁺:YAG 激

光抽运的 Cr⁴⁺:YAG 激光器理论^[4], 以及 Cr⁴⁺:YAG 被动 Q 开关 Nd³⁺:YAG 激光器理论^[7,8], 建立描述这些新特性的被动 Q 开关 Nd³⁺:YAG 激光器腔内抽运的 Cr⁴⁺:YAG 激光器和 SRO 的动力学特性的速率方程, 并对其特性进行分析。

1 基本思路和方法

文中采用如图 1 所示的满足 Nd³⁺:YAG 激光振荡

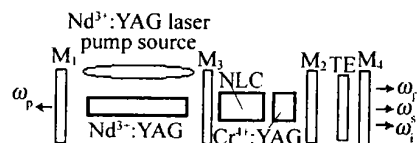


Fig 1 The structure for Cr⁴⁺:YAG laser and SRO pumped intracavity by a passively Q-switched Nd³⁺:YAG laser

条件的谐振腔, 其中 Cr⁴⁺:YAG 作为饱和吸收体和激光增益介质。M₁ 和 M₂ 组成 Nd:YAG 激光谐振腔, M₃ 和 M₄ 组成 SRO 和 Cr⁴⁺:YAG 激光谐振腔。NLC 为二阶非线性晶体, TE 为调谐元件, $\omega_p = \omega_s + \omega_s'$ 。选择适

作者简介: 邓诚先 (1972-), 男, 博士研究生, 现从事非线性光子、固体激光器方面的研究工作。

* 通讯联系人。E-mail: zhjl@mail.hust.edu.cn

收稿日期: 2004-09-21; 收到修改稿日期: 2005-01-13

当的腔参数和 $Nd^{3+} : YAG$, $Cr^{4+} : YAG$ 参数以及二阶非线性晶体的参数, 可以实现以下两种结构的被动 Q 开关 $Nd^{3+} : YAG$ 激光器、 $Cr^{4+} : YAG$ 激光器或 $ICSRO$ 。

(1) 不存在二阶非线性作用 (例如无二阶非线性晶体或 $Nd^{3+} : YAG$ 激光脉冲能量处于 SRO 阈值能量以下), 但满足 $Cr^{4+} : YAG$ 激光器振荡条件, 则称这个系统为双 Q 开关复合腔 $Nd^{3+} : YAG-Cr^{4+} : YAG$ 激光器^[3 5], 此时同时作为饱和吸收体和激光增益介质的 $Cr^{4+} : YAG$ 晶体中产生的激光称为 $Cr^{4+} : YAG$ 激光 (f); (2) 满足 $ICSRO$ 的振荡条件, 且 SRO 信号波处于 $Cr^{4+} : YAG$ 激光增益谱范围内, 则不论是否满足 $Cr^{4+} : YAG$ 激光的振荡条件, 此时 $Cr^{4+} : YAG$ 都具有对 SRO 信号波 (s) 的放大作用^[9], 称这个系统为具有腔内 SRO 信号波光放大的被动 Q 开关 $ICSRO$ 。为方便起见, 以上两种系统和一般的被动 Q 开关 $Nd^{3+} : YAG$ 激光器、一般的被动 Q 开关 $ICSRO$, 统称为被动 Q 开关 $Nd^{3+} : YAG$ 激光器腔内抽运的 $Cr^{4+} : YAG$ 激光器和 SRO。

在 $Cr^{4+} : YAG$ 作为激光增益介质产生激光发射时, SUDA 等人的分析表明, 存在着一个弛豫时间约为 100ns 的中间能级 $|S\rangle$ ^[4] (见图 2)。文中将考虑具有相对慢的弛豫时间的中间能级 $|S\rangle$ 的存在对脉冲 $Nd^{3+} : YAG$ 激光器、 $Cr^{4+} : YAG$ 激光器和 $ICSRO$ 性能的影响。文中分别用下标 p, s, f 表示与 $Nd^{3+} : YAG$ 激光、SRO 信号波、SRO 闲置波、 $Cr^{4+} : YAG$ 激光有关的参数。

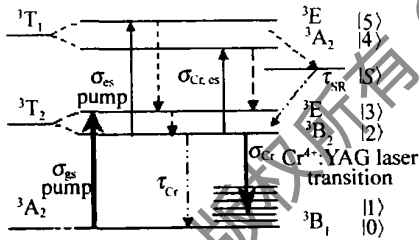


Fig 2 Energy level diagram of $Cr^{4+} : YAG$

2 理 论

结合有关分析和结果^[4 6-8], 可得描述被动 Q 开关 $Nd^{3+} : YAG$ 激光器腔内抽运的 $Cr^{4+} : YAG$ 激光器和 SRO 的动力学特性的速率方程:

$$\frac{d\varphi_p}{dt} = \frac{\varphi_p}{t_{fp}} \left[\sigma_n L_g - \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_p T_p}} \right) \right] - \frac{\varphi_p}{t_{fp}} \left[\sigma_{gs} n_{gs} L_a + \sigma_{es} n_{es} L_a \right] - \frac{\varphi_p}{t_{fp}} \left[\frac{A_s}{A_{p, SRO}} \frac{\varphi_s}{\varphi_{p, th, SRO}} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_s T_p}} \right) \right] \quad (1)$$

$$\frac{d\varphi_s}{dt} = \frac{\varphi_s}{t_{fs}} \left[(\sigma_s - \sigma_{s, es}) n_{es} L_a - \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_s T_p}} \right) \right] + \frac{\varphi_s}{t_{fs}} \left[\frac{A_p}{A_{p, SRO}} \frac{\varphi_p}{\varphi_{p, th, SRO}} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_s T_p}} \right) \right] \quad (2)$$

$$\frac{d\varphi_f}{dt} = \frac{\varphi_f}{t_{ff}} \left[(\sigma_f - \sigma_{f, es}) n_{es} L_a - \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_f T_p}} \right) \right] \quad (3)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_0}{\tau} - \frac{n}{\tau} - \gamma \frac{c}{n_p} \sigma \varphi_p n \quad (4)$$

$$\frac{dn_{gs}}{dt} = - \frac{A_p}{A_{p, SA}} \gamma_{gs} \frac{c}{n_p} \sigma_{gs} \varphi_p n_{gs} + \left(\frac{c}{n_s} \sigma_s \varphi_s n_{es} + \frac{c}{n_f} \sigma_f \varphi_f n_{es} \right) + \frac{n_{es}}{\tau_{Cr}} \quad (5)$$

$$\frac{dn_{es}}{dt} = \frac{A_p}{A_{p, SA}} \left(\gamma_{gs} \frac{c}{n_p} \sigma_{gs} \varphi_p n_{gs} - \gamma_{SR} \frac{c}{n_p} \sigma_{es} \varphi_p n_{es} \right) + \frac{n_{SR}}{\tau_{SR}} - \left[\frac{n_{es}}{\tau_{Cr}} + \frac{c}{n_s} (\sigma_s + \gamma_{SR} \sigma_{s, es}) \varphi_s n_{es} + \frac{c}{n_f} (\sigma_f + \gamma_{SR} \sigma_{f, es}) \varphi_f n_{es} \right] \quad (6)$$

$$n_{Cr} \approx n_{gs} + n_{es} + n_{SR} \quad (7)$$

式中, c 为真空中光的速度; φ_p 为 $Nd^{3+} : YAG$ 激光在 $Nd^{3+} : YAG$ 激光腔的光子数密度; φ_s, φ_f 为 SRO 信号波、 $Cr^{4+} : YAG$ 激光在 SRO 腔的光子数密度; n 为 $Nd^{3+} : YAG$ 激光的上能级反转粒子数密度; n_{gs}, n_{es} 为 $Cr^{4+} : YAG$ 基态 ($|0\rangle$)、激发态 ($|2\rangle$) 粒子数密度; n_{SR} 为 $Cr^{4+} : YAG$ 的慢弛豫过程中间能级 $|S\rangle$ 的粒子数密度; n_{Cr} 为 $Cr^{4+} : YAG$ 中 Cr^{4+} 离子密度, 与小信号传输率满足关系 $T_0 = \exp(-\sigma_{gs} n_{Cr} L_a)$; σ_e, σ_s 为 $Cr^{4+} : YAG$ 增益谱线范围内 $Cr^{4+} : YAG$ 激光、SRO 信号波的受激发射截面。 $\sigma_{f, es}, \sigma_{s, es}$ 为 $Cr^{4+} : YAG$ 激光、SRO 信号波的激发态吸收截面; γ 为 $Nd^{3+} : YAG$ 激光反转粒子数减小因子, $\gamma = f_a^{Nd} + f_b^{Nd}$; γ_{gs} 为饱和吸收体 $Cr^{4+} : YAG$ 基态粒子数减小因子, $\gamma_{gs} = f_a^0 + f_b^0$; n_0 表示激光的抽运能力; $t_{fp} = n_p L_c / c$ 为 $Nd^{3+} : YAG$ 激光光子在 $Nd^{3+} : YAG$ 激光腔中单程时间, $t_{s, f} = n_s L_{c, s, f} / c$ 为 SRO 信号波 ($Cr^{4+} : YAG$ 激光) 光子在 SRO 腔中单程时间, L_c 和 $L_{c, s, f}$ 分别为 $Nd^{3+} : YAG$ 和 SRO ($Cr^{4+} : YAG$ 激光) 的腔长度; $A_p, A_{p, SRO}, A_{p, SA}$ 为 $Nd^{3+} : YAG$ 激光在 $Nd^{3+} : YAG$ 晶体、二阶非线性晶体、 $Cr^{4+} : YAG$ 晶体中的面积 (文中仅考虑基模), $A_{s, f}$ 为 SRO 信号波 ($Cr^{4+} : YAG$ 激光) 在 SRO 腔中的面积, $w_{0p, SRO}, w_{0p, SA}, w_{0s, f}$ 为对应的光斑半径; T_p, R_p 为 $Nd^{3+} : YAG$ 激光在 $Nd^{3+} : YAG$ 激光腔中往返一次的传输率 (不包括饱和和吸收体的 T_0 和输出镜反射率 R_p)、输出镜反射率; $T_{s, f}, R_{s, f}$ 为 SRO 信号波 ($Cr^{4+} : YAG$ 激光) 在 SRO 腔中往返一次的传输率 (不包括输出镜反射率 $R_{s, f}$)、输出镜反射率; $\varphi_{p, th, SRO}$ 为 SRO 的抽运波 $Nd^{3+} : YAG$ 激光的阈值光子数密度。以上的折射率中 n_p 为在 $Nd^{3+} : YAG$ 激光腔中的平均折射率指数, n_s, n_i, n_f 为 SRO ($Cr^{4+} : YAG$ 激光腔) 内的平均折射率指数。其余参数含义见表 1a 和表 1b。

Table 1 Parameters in the numerical calculation^{2,4,7,8)}

Nd ³⁺ :YAG parameter	symbol	value
laser wavelength /nm	λ_p	1064
laser emission cross section /cm ²	σ	6.50E-19
upper state lifetime /μs	τ	230
lower and upper level Boltzmann occupation factors respectively	$f_b^{\text{Nd}}, f_a^{\text{Nd}}$	0.19, 0.41
concentration /cm ⁻³	$N_{\text{Nd}0}$	1.38E+20
refractive index	n_{Nd}	1.82
length /mm	L_g	100

Cr ⁴⁺ :YAG parameter	symbol	value
laser wavelength /nm	λ_f	1400
peak laser emission cross section (at λ_f) /cm ²	σ_{Cr}	1.1E-19
ESA cross section for laser wavelength /cm ²	$\sigma_{\text{Cr es}}$	0.25E-19
GSA cross section /cm ²	σ_{gs}	30.0E-19
ESA cross section /cm ²	σ_{es}	2.0E-19
upper state lifetime (12) /μs	τ_{Cr}	4.0
lifetime of the intermediate level (1S) /ns	τ_{SR}	120
SA lower and upper level Boltzmann occupation factors respectively	f_b, f_a	1.0
small signal transmission	T_0	0.27
branching ratio in the slow relaxation channel (1S)	β_{SR}	0.35
refractive index	n_{Cr}	1.82
length /mm	L_a	4.8

Cr⁴⁺:YAG 增益谱线最大值处的波长约为 1.4μm, 文中所取 Cr⁴⁺:YAG 激光波长也是 1.4μm, 因此 $\sigma_f = \sigma_{\text{Cr}}, \sigma_{f \text{ es}} = \sigma_{\text{Cr es}}$

定义 (8a) 式 ~ (13) 式中的 Nd³⁺:YAG 激光、SRO、Cr⁴⁺:YAG 饱和吸收体及 Cr⁴⁺:YAG 激光的参数。Nd³⁺:YAG, Cr⁴⁺:YAG 激光阈值反转粒子数密度:

$$n_{\text{th}} = \frac{\ln(1/\sqrt{R_p T_{\text{tp}}})}{\sigma L_g} \quad (8a)$$

$$n_{\text{es th s}}^{\text{Cr}} = \frac{\ln(1/\sqrt{R_s T_{\text{rs}}})}{\sigma_s L_a}, n_{\text{es th f}}^{\text{Cr}} = \frac{\ln(1/\sqrt{R_f T_{\text{rf}}})}{\sigma_f L_a} \quad (8b)$$

存在 Cr⁴⁺:YAG 饱和吸收体时的 Nd³⁺:YAG 起始反转粒子数密度:

$$n_{\text{th} Q} = \frac{\ln(1/\sqrt{R_p T_{\text{tp}}}) + \ln(1/T_0)}{\sigma L_g} \quad (9)$$

SRO 的抽运波 Nd³⁺:YAG 激光的阈值光子流:

$$F_{\text{p th SRO}} = \frac{2n_p n_s n_i \epsilon_0 c^3 \ln(1/\sqrt{R_s T_{\text{rs}}}) (1 + \alpha_i L_x / 3)}{\eta \omega_p \omega_s \omega_i (2d_{\text{eff}})^2 L_x} \times$$

$$\frac{\pi (w_{0p}^2 \text{SRO} + w_{0s}^2)}{2} \quad (10)$$

d_{eff} 为有效二阶非线性系数, α 为闲置波的线性吸收系数。若考虑走离效应, 在相同光斑直径 D_0 条件下, 对于 I 类和 II 类相位匹配参变过程^[10], 作为近似 $F_{\text{p th SRO}}$ 应分别再乘以 $[1 + 0.51(\rho L_x / D_0)^2]^{1/2}$ 和 $[1 + 0.6(\rho L_x / D_0)^2 + 1.0(\rho L_x / D_0)^4]^{1/2}$, 其中 ρ 为走离角。

饱和光子流参数:

$$F_{\text{p sat}} = \frac{A_p}{2Y\sigma\tau} F_{f \text{ sat}}^{\text{Cr}} = \frac{A_f}{2\sigma_f \tau_{\text{Cr}}}, F_{s \text{ sat}} = \frac{A_s}{2\sigma_s \tau_{\text{Cr}}} \quad (11a)$$

$$F_{\text{gs sat}} = \frac{A_{\text{p SA}}}{2Y_{\text{gs}} \sigma_{\text{gs}} \tau_{\text{Cr}}}, F_{\text{es sat}} = \frac{A_{\text{p SA}}}{2Y_{\text{es}} \sigma_{\text{es}} \tau_{\text{Cr}}} \quad (11b)$$

光子在腔中的寿命:

$$\tau_p = \frac{2t_{\text{tp}}}{\ln(1/\sqrt{R_p T_{\text{tp}}})} \quad (12a)$$

$$\tau_s = \frac{2t_{\text{rs}}}{\ln(1/\sqrt{R_s T_{\text{rs}}})}, \tau_f = \frac{2t_{\text{rf}}}{\ln(1/\sqrt{R_f T_{\text{rf}}})} \quad (12b)$$

利用光子流和光子数密度之间的关系:

$$F_p = \frac{c\Phi_p A_p}{2n_p}, F_s = \frac{c\Phi_s A_s}{2n_s}, F_f = \frac{c\Phi_f A_f}{2n_f} \quad (13)$$

(1) 式 ~ (7) 式用无量纲的参数表示为:

$$\beta_p \frac{dJ_p}{dT} = (N - 1)J_p - R J_p J_s - K_Q J_p [N_Q + \beta_{\text{SR}} N_f] + N \epsilon_p \quad (14)$$

$$\beta_s \frac{dJ_s}{dT} = (J_p - 1)J_s + R_{\text{th}} (1 - \beta_s^{\text{es a}}) N_f J_s + J_p \epsilon_s \quad (15)$$

$$\beta_f \frac{dJ_f}{dT} = [N_f (1 - \beta_f^{\text{es a}}) - 1] J_f + N_f (1 - \beta_f^{\text{es a}}) \epsilon_f \quad (16)$$

$$\beta_N \frac{dN}{dT} = \Lambda - N (1 + X J_p) \quad (17)$$

$$\beta_{\text{Cr}} \frac{dN_Q}{dT} = -X H_Q N_Q J_p + (1 + \xi_s J_s + \xi_f J_f) \delta_f N_f \quad (18)$$

$$\beta_{\text{Cr}} \frac{dN_f}{dT} = \frac{X}{\delta_f} H_Q N_Q J_p - X H_f N_f J_p -$$

$$[1 + (1 + Y_{\text{SR}} \beta_s^{\text{es a}}) \xi_s J_s + (1 + Y_{\text{SR}} \beta_f^{\text{es a}}) \xi_f J_f] N_f + \frac{\beta_{\text{SR}}}{\delta_f} (1 - N_Q) - \beta_{\text{SR}} N_f \quad (19)$$

式中, $J_p = \frac{F_p}{F_{\text{p th SRO}}}, J_s = \frac{F_s}{F_{\text{p th SRO}}}, J_f = \frac{F_f}{F_{\text{p th SRO}}}$ (20)

$$N = \frac{n}{n_{\text{th}}}, N_Q = \frac{n_{\text{gs}}}{n_{\text{Cr}}}, N_f = \frac{n_{\text{es}}}{n_{\text{es th f}}^{\text{Cr}}}, T = \frac{t}{\tau_p / 2} \quad (21)$$

$$X = \frac{F_{\text{p th SRO}}}{F_{\text{p sat}}}, \xi_s = \frac{F_{\text{p th SRO}}}{F_{s \text{ sat}}^{\text{Cr}}}, \xi_f = \frac{F_{\text{p th SRO}}}{F_{f \text{ sat}}^{\text{Cr}}} \quad (22)$$

$$H_Q = \frac{F_{\text{p sat}}}{F_{\text{gs sat}}^{\text{Cr}}}, H_f = \frac{F_{\text{p sat}}}{F_{\text{es sat}}^{\text{Cr}}}, R_{\text{th}}^{\text{Cr}} = \frac{n_{\text{es th f}}^{\text{Cr}}}{n_{\text{es th s}}^{\text{Cr}}} \quad (23)$$

$$\delta_f = \frac{n_{\text{es th f}}^{\text{Cr}}}{n_{\text{Cr}}}, K_Q = \frac{\ln(1/T_0)}{\ln(1/\sqrt{R_p T_{\text{tp}}})}$$

$$R = \frac{\ln(1/\sqrt{R_s T_{rs}})}{\ln(1/\sqrt{R_p T_{rp}})} \quad (24)$$

$$\beta = \frac{\sigma_{es}}{\sigma_{gs}}, \beta_s^{esa} = \frac{\sigma_{ses}}{\sigma_s}, \beta_f^{esa} = \frac{\sigma_{fes}}{\sigma_f}, \Lambda = \frac{n_0}{n_{th}} \quad (25)$$

$$\beta_N = \frac{\tau}{\tau_p/2}, \beta_p = \frac{\tau_p/2}{\tau_p/2} = 1, \beta_{Cr} = \frac{\tau_{Cr}}{\tau_p/2} \quad (26)$$

$$\beta_s = \frac{\tau_s/2}{\tau_p/2}, \beta_f = \frac{\tau_f/2}{\tau_p/2}, \beta_{SR} = \frac{\tau_{SR}}{\tau_{SR}} \quad (27)$$

$$\varepsilon_p = \frac{1}{2} \frac{1}{2t_{rp}} \frac{1}{F_p n_{th SRO}} \quad (28)$$

$$\varepsilon_s = \frac{1}{2} \frac{1}{2t_{rs}} \frac{1}{F_p n_{th SRO}}, \varepsilon_f = \frac{1}{2} \frac{1}{2t_{rf}} \frac{1}{F_p n_{th SRO}} \quad (29)$$

$\varepsilon_p, \varepsilon_s, \varepsilon_f$ 分别为 $Nd^{3+} : YAG$ 激光、SRO 信号波、 $Cr^{4+} : YAG$ 激光的归一化量子噪声光子流^[6]。令 (14) 式 ~ (19) 式中的 $J_s = 0$ 可以得到描述双 Q 开关复合腔 $Nd^{3+} : YAG-Cr^{4+} : YAG$ 激光器的速率方程。令 (14) 式 ~ (19) 式中的 $J_f = 0, N_f = (1 - N_Q) / \delta_s$ 忽略 (15) 式和 (18) 式中的第 2 项, 不取 (19) 式, 可以得到描述一般被动 Q 开关 IC SRO 的速率方程。输出的单个 $Nd^{3+} : YAG$ 激光脉冲的能量可由下式计算:

$$E_{p, out} = (1 - R_p) \eta \omega_p F_p n_{th SRO} \frac{\tau_p}{2} \int_{T_i}^{T_f} J_p dT \quad (30)$$

式中, T_i, T_f 分别为脉冲的起始和结束时间与 $\tau_p/2$ 的比值。输出的单个 SRO 信号波、 $Cr^{4+} : YAG$ 激光脉冲的能量 $E_{s, out}, E_{f, out}$ 的表达式类似于 (30) 式。

3 数值结果

在数值计算中, 由于各有关量对参数的变化很敏感, 所以不可能和实验做准确的比较, 只能做半定量的分析^[1]。取 $L_c = 500mm, L_{c, sro} = 50mm$ 。

3.1 双 Q 开关复合腔 $Nd^{3+} : YAG-Cr^{4+} : YAG$ 激光器的特性

取 $w_{op} = 2.0mm, w_{op, SA} = 3.5mm, w_{of} = 3.5mm, R_p = 0.65, T_{rp} = 0.96, R_f = 0.97, T_{rf} = 0.98$ 激光抽运波为矩形波^[1], 脉冲间隔为 $30\mu s$ 则 $\Lambda \approx 54$ 结果见图 3a 和图 3b, 其中图 3a 和图 3b 分别为考虑和不考虑中间能级 $|S\rangle$ 的情况, $J_{p, f} = (XJ_{p, f}) \times 5 \times 10^{-4}$, 两图中的所有幅度变量归一化至各自的最大值。在考虑中间能级 $|S\rangle$ 相对慢的弛豫时间 (120ns) 条件下, 激发态 $|2\rangle$ 的粒子数密度 n_{es} 的变化是先增后减、再增后减的过程, $n_{gs} + n_{es}$ 并不等于 $n_{c\infty}$ 。这是由于激发态的吸收, 使被吸收的 $|2\rangle$ 粒子先在中间能级 $|S\rangle$ 中积累, 然后再无辐射跃迁至 $|2\rangle$ 。而不考虑中间能级 $|S\rangle$ 条件下 (被吸收的 $|2\rangle$ 能级粒子能非常快速弛豫回 $|2\rangle$), n_{es} 先增加然后随时间变化而减小, $n_{gs} + n_{es}$ 恒等于 $n_{c\infty}$ 。由于在 $Nd^{3+} : YAG$ 激光脉冲形成时间内, 后者 n_{es} 较大, 产生的

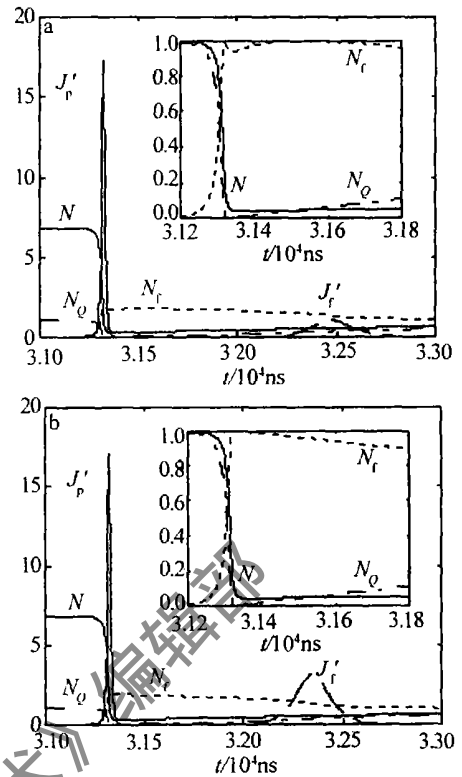


Fig 3 Characteristics of a dual Q-switched $Nd^{3+} : YAG-Cr^{4+} : YAG$ laser with compound cavity

$Nd^{3+} : YAG$ 激光稍弱, 而 $Cr^{4+} : YAG$ 激光较强。两种情况下, $E_{p, out}$ 分别为 17.6mJ, 17.3mJ, $E_{f, out}$ 分别为 0.72mJ, 0.96mJ, 两种情况下 $Nd^{3+} : YAG$ 激光的脉冲宽度 (FWHM) 近似为 19ns, $Cr^{4+} : YAG$ 激光的脉冲宽度 (FWHM) 分别为 235ns, 200ns, $Nd^{3+} : YAG$ 和 $Cr^{4+} : YAG$ 激光脉冲之间的间隔分别为 1160ns, 1000ns, 而文献 [3] 中的实验结果是 $Nd^{3+} : YAG$ 激光的脉冲宽度为 35ns, $Cr^{4+} : YAG$ 激光的脉冲宽度为 200ns, $Nd^{3+} : YAG$ 和 $Cr^{4+} : YAG$ 激光脉冲之间的间隔为 700ns, 利用文献 [8] 中计算所得的结果: $E_{p, out}$ 和 $E_{f, out}$ 分别为 20mJ, 7mJ, 脉冲宽度分别为 21ns, 58ns, 注意, 文献 [8] 中的计算方法是在不考虑中间能级 $|S\rangle$ 和激发态 $|2\rangle$ 的寿命比激光的形成时间和激光脉冲宽度大得多情况下得到的。但是 $|2\rangle$ 的寿命 (4μs) 并不比激光的形成时间大得多, 所以, 利用它来计算 $Cr^{4+} : YAG$ 激光能量和脉冲宽度时存在很大的误差。

3.2 具有腔内信号波光放大的被动 Q 开关 IC SRO 的特性

取 $\lambda_p = 1064nm, \lambda_s = 1500nm, \lambda_i \approx 3660nm$, KTP 晶体的匹配方向为 $\theta = 44^\circ, \varphi = 0, d_{eff} = 2.0pm/V, \rho_s = 50mrad, w_{op} = w_{op, SRO} = w_{op, SA} = 1.5mm, w_{os} = 1.5mm, w_{of} = 1.5mm, R_p = 0.99, T_{rp} = 0.90, R_s = 0.90, T_{rs} = 0.98, R_f = 0.70, T_{rf} = 0.98$ 激光抽运波为矩形波, 脉冲间隔为 $50\mu s$ 则 $\Lambda \approx 121$ 结果见图 4, 其中图 4a 和图 4b 分别为考虑和不考虑中间能级 $|S\rangle$ 的情况。

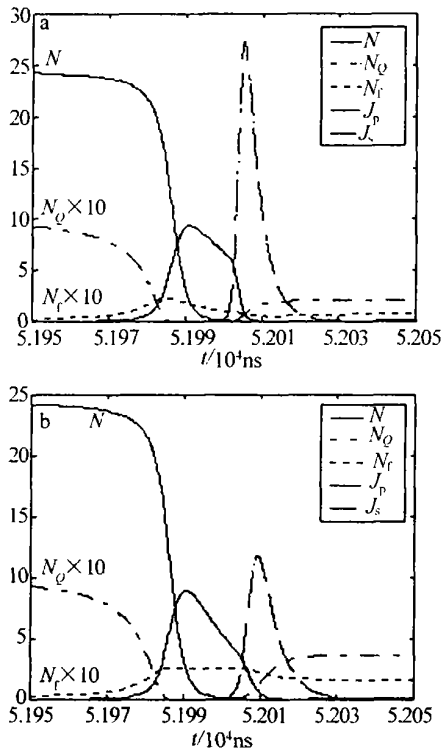


Fig 4 Characteristics of a passively Q-switched ICSRO with intracavity optical amplification for the SRO signal wave

由于 SRO 信号波 (1500nm) 在 Cr⁴⁺:YAG 中的受激发射截面和激发态吸收截面的具体值不详细, 假设其分别为 Cr⁴⁺:YAG 激光 (1.4μm) 的 1/2^[2]。此时 Cr⁴⁺:YAG 中 1400nm 和 1500nm 激光的反转粒子数始终处于阈值以下, 在没有 SRO 信号波时, 1500nm 的 Cr⁴⁺:YAG 激光不振荡, 反之 Cr⁴⁺:YAG 将对 SRO 信号波具有放大作用^[9]。

在考虑中间能级 |S> 条件下, $E_{s,out} = 4.9\text{mJ}$ 脉冲宽度为 6ns。若无 Cr⁴⁺:YAG 的放大作用, 则 $E_{s,out} = 4.5\text{mJ}$ 脉冲宽度为 6ns。而在不考虑中间能级 |S> 条件下, $E_{s,out} = 2.9\text{mJ}$ 脉冲宽度为 8ns。若无 Cr⁴⁺:YAG 的放大作用, 则 $E_{s,out} = 1.7\text{mJ}$ 脉冲宽度为 9ns。从两者的对比可以看出, 若被吸收的激发态 |2> 的粒子能迅速返回 |2> 参与对 SRO 信号波的放大作用, 则 Cr⁴⁺:YAG 对 SRO 信号波的放大作用非常明显。但是由于具有相对慢的弛豫时间的能级 |S> 的存在, 使在 SRO 信号波脉冲的形成时间内被吸收的激发态 |2> 的粒子不能参与激光跃迁, 减小了对 SRO 信号波的放大的作用。

4 结论

分析了以 Cr⁴⁺:YAG 作为饱和吸收体和激光增益介质的被动 Q 开关 Nd³⁺:YAG 激光器腔内抽运的 Cr⁴⁺:YAG 激光器和 KTP 单共振光学参变振荡器的特性。选择适当的腔参数和 Nd³⁺:YAG, Cr⁴⁺:YAG 参数以及二阶非线性晶体的参数, 除可实现一般的被动 Q 开关 Nd³⁺:YAG 激光器和被动 Q 开关 ICSRO 外^[11], 还可实现双 Q 开关复合腔 Nd³⁺:YAG-Cr⁴⁺:YAG 激光器, 并具有腔内 SRO 信号波光放大的被动 Q 开关 ICSRO 的特性。文中并分析了 Cr⁴⁺:YAG 较高激发态和激光上能级之间的弛豫时间约为 100ns 的中间能级对 Cr⁴⁺:YAG 饱和吸收体和激光器以及 ICSRO 的影响。

参考文献

- [1] YASHK R Y, DR EL H M Y. Passively Q-switched 1.57μm intracavity optical parametric oscillator [J]. Appl Opt 1999, 38(12): 2554~2559
- [2] EILERSH, DENNIS W M, YEN W M *et al*. Performance of a Cr:YAG laser [J]. IEEE J Q E, 1993, 29(9): 2508~2512
- [3] SPARDO S K, CHEN W, STULTZ R *et al*. Dual Q-switching and laser action at 1.06 and 1.44 μm in a Nd³⁺:YAG-Cr⁴⁺:YAG oscillator at 300K [J]. Opt Lett 1993, 18(10): 814~816
- [4] SUDA A, KADOIA, NAGASAKA K *et al*. Absorption and oscillation characteristics of a pulsed Cr⁴⁺:YAG laser investigated by a double-pulse pump technique [J]. IEEE J Q E, 1999, 35(10): 1548~1553
- [5] 王加贤, 吕凤萍, 苏娅菲. 双调 Q 复合腔 Nd:YAG-Cr⁴⁺:YAG 激光器的研究 [J]. 中国激光, 2004, 31(4): 399~402
- [6] DEBU ISSCHERT T, RAFFY J, FOCHOLLE J P *et al*. Intracavity optical parametric oscillator study of the dynamics in pulsed regime [J]. JO S A, 1996, B13(7): 1569~1587
- [7] CHEN Y F, IAN Y P, CHANG H L. Analytical model for design criteria of passively Q-switched lasers [J]. IEEE J Q E, 2001, 37(3): 462~468
- [8] PATEL F D, BEACH R J N. New formalism for the analysis of passively Q-switched laser systems [J]. IEEE J Q E, 2001, 37(5): 707~715
- [9] ZOTOVA I B, DING Y J, MU X D *et al*. Reductions of threshold for a mid-infrared optical parametric oscillator by an intracavity optical amplifier [J]. Opt Lett 2003, 28(7): 552~554
- [10] SMITH A V, ARMSTRONG D J, ALFORD W J. Increased acceptance bandwidths in optical frequency conversion by use of multiple walk-off compensating nonlinear crystals [J]. JO S A, 1998, B15(1): 122~141
- [11] 程勇, 陈波. 加固型人眼安全 OPO 激光器的设计 [J]. 激光技术, 2004, 28(1): 91~93.

(上接第 567 页)

- [4] CHANAN G A, TROY M, SIRKO E. Phase discontinuity sensing a method for phasing segmented mirrors in the infrared [J]. Appl Opt 1999, 38(2): 704~713
- [5] CHANAN G A, TROY M, DEKENS F G. Phasing the mirror segments of the Keck telescopes the broadband phasing algorithm [J]. Appl

- Opt 1998, 37(1): 140~155.
- [6] CHANAN G A, TROY M, DEKENS F G. Phasing the mirror segments of the Keck telescopes II: the narrowband phasing algorithm [J]. Appl Opt 2000, 39(9): 4706~4714
- [7] TROY M, CHANAN G A. Diffraction effect from giant segmented mirror telescopes [J]. Proc SPIE, 2003, 4840: 81~92