

主动调 Q 次级拉曼模激光器的研究

车潇华*, 徐杰, 李恒达, 丁双红**

烟台大学光电信息科学技术学院, 山东 烟台 264005

摘要 利用主动调 Q 的自拉曼激光器, 抑制主要频移拉曼模, 使次级拉曼模受激拉曼散射输出新波长的拉曼光。首先, 进行理论推导得到包含两个拉曼项的主动调 Q 归一化速率方程, 由典型的实验装置参数和常用晶体参数对归一化拉曼增益系数、归一化损耗比、归一化初始反转粒子数进行取值。其次, 通过数值模拟研究归一化参量对两束拉曼光脉冲的影响, 找到可以实现次级拉曼模受激拉曼散射的参量取值范围。最后, 利用实验参数计算得到的归一化变量值进行数值模拟, 对结果进行分析并给出优化方案。

关键词 激光器; 次级拉曼模; 拉曼激光器; 速率方程; 数值模拟

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.0614001

Actively Q-Switched Raman Mode with Relatively Lower Gain Coefficient for Raman Laser

Che Xiaohua*, Xu Jie, Li Hengda, Ding Shuanghong**

School of Photo-Electronic Information Science and Technology, Yantai University, Yantai, Shandong 264005, China

Abstract Using actively Q-switched self-Raman lasers to suppress the main frequency-shifted Raman mode, so that the Raman mode with relatively lower gain coefficient is stimulated Raman scattering to output Raman light with a new wavelength. First, the theoretical derivation of the actively Q-switched normalized rate equations with two Raman modes are deduced, and the normalized Raman gain coefficient, normalized loss ratio, and normalized initial population inversion density are evaluated by the basic parameters of typical experiment and common crystals. Secondly, the influence of normalized variables on the output characteristics of two Raman light pulses are studied through numerical simulation, and the range of parameters that can realize the stimulated Raman scattering of the Raman mode with relatively lower gain coefficient is found. Finally, the normalized variable values derived from the experimental parameters are numerically simulated. The results are analyzed and the optimization scheme is given.

Key words lasers; Raman mode with relatively lower gain coefficient; Raman laser; rate equations; numerical simulation

OCIS codes 140.3430; 140.3480; 140.3550

1 引 言

全固态拉曼激光器广泛应用于各领域, 在理论和实验方面都有突破性进展^[1-9]。受激拉曼散射(SRS)是一种非弹性散射, 通过光子与分子的非弹性相互作用, 在拉曼增益介质中不同拉曼模可以起到产生不同频移和不同波长相干光的作用, 研究次级拉曼模对固体激光器的发展具有重要意义。

从拉曼散射光谱图中可以观察到, 同一个拉曼晶体在自发拉曼散射过程中可以产生多个模式, 不同的模式对应不同的分子振动模及不同的拉曼增益

系数。例如, 2001 年, 山东大学卢贵武等^[10]测量 Nd:YVO₄ 和 Nd:GdVO₄ 两种激光晶体的高温拉曼光谱, 根据空间群理论指认了测定的特征谱线。2007 年, 胡大伟^[11]测量了 SrWO₄ 晶体的拉曼散射光谱, 结合晶格振动群论对拉曼谱线进行了指认, 确认了其归属。自发拉曼散射光谱中除主要频移拉曼模外, 还存在其他大小不同的振动模, 研究这些振动模可以产生新的相干波长, 并且进一步扩展波长范围^[12-14]。

主动调 Q 激光器具有较高的转化效率和输出功率, 调 Q 频率可控, 操作方便^[15-16]。大部分的主

收稿日期: 2019-10-14; 修回日期: 2019-11-13; 录用日期: 2019-12-02

基金项目: 山东省自然科学基金(ZR2018LF014)

* E-mail: chexiaohua@163.com; ** E-mail: shding@ytu.edu.cn

动调 Q 实验都在研究主要频移拉曼模,例如,2017 年, Jiang 等^[17] 利用主动调 Q 的 Nd:YAG/Nd:YVO₄ 混合增益介质的腔内拉曼激光器得到 1176 nm 的斯托克斯光,获得 9.8 W 的拉曼光输出;当脉冲重复频率为 10 kHz 时,得到最大的脉冲能量为 0.54 mJ。

目前,其他拉曼模的研究也有报道。2011 年, Fan 等^[18] 第一次利用主动调 Q 自拉曼 Nd:YVO₄ 晶体研究波长为 1097 nm、频移为 259 cm⁻¹ 的斯托克斯光,获得了 1.45 W 的 1097 nm 拉曼光输出,转换效率为 11.7%。2017 年, Sun 等^[19] 利用 c-cut 的 Nd:GdVO₄ 晶体进行主动调 Q 双拉曼模的实验,得到了拉曼频移分别为 807 cm⁻¹、882 cm⁻¹, 波长分别为 1166 nm、1176 nm 的两束拉曼光同时输出,在泵浦功率为 3.67 W、脉冲重复频率为 30 kHz 时,得到 547 mW 的拉曼光输出,此时的光光转换效率最高为 14.9%。

次级拉曼模的受激拉曼散射可以产生新波长的拉曼光。因此,本文建立了包含两个拉曼项的归一化速率方程,参照典型实验装置及参数得到归一化变量的取值范围,通过数值模拟得到两束拉曼光的脉冲输出特性。

2 主动调 Q 多拉曼振动模速率方程

由 Ding 等^[21] 对主动调 Q 的腔内拉曼激光器的速率方程理论的研究,以及 Zhang 等^[22] 对二极管泵浦主动调 Q 拉曼激光器的理论分析,推导出在平面波近似下包含拉曼模 1 与拉曼模 2 的主动调 Q 腔内拉曼激光器的速率方程(拉曼模 1 为次级拉曼模,拉曼模 2 为主要频移拉曼模)。参照文献^[21] 引入归一化时间 τ , 归一化反转粒子数密度 N , 基频光和拉曼光 1、2 的归一化腔内光子数密度分别为 $\Phi_{L,S1,S2}$, 拉曼光 1、2 的归一化自发拉曼散射系数分别为 $K_{SP1,SP2}$ 。

$$\tau = \frac{t}{t_r} [\ln(1/R_{L1}R_{L2}) + L_L], \quad (1)$$

$$N = n/n_{L,th}, \quad (2)$$

$$\Phi_{L,S1,S2} = \varphi_{L,s1,s2} / \left\{ \left[\ln \left(\frac{1}{R_{L1}R_{L2}} \right) + L_L \right] / 2\gamma\sigma l_c \right\}, \quad (3)$$

$$K_{SP1,SP2} = k_{sp1,sp2} t_r / \left[\ln \left(\frac{1}{R_{L1}R_{L2}} \right) + L_L \right], \quad (4)$$

$$N = N_0 \exp \left[- \int_0^\tau \Phi_L d\tau \right], \quad (5)$$

式中: $\varphi_{L,S1,S2}$ 分别是基频光、拉曼模 1 通过受激拉曼散射产生的一阶斯托克斯光(拉曼光 1)、拉曼模 2 通过受激拉曼散射产生的一阶斯托克斯光(拉曼光 2)的腔内光子数密度; n 是反转粒子数密度; $t_r = 2l_c/c$ 是光在光学腔长为 l_c 的往返运动时间; σ 是激光介质受激发射截面; γ 是激光介质的反转因子; $n_{L,th}$ 是基频光的初始反转粒子数密度阈值; $k_{SP1,SP2}$ 分别是拉曼模 1、2 的自发拉曼散射系数; R_{L1} 为输入镜对基频光的反射率; R_{L2} 为输出镜对基频光的反射率; L_L 为谐振腔内基频光的固有损耗; $N_0 = n_0/n_{L,th}$ 为归一化初始反转粒子数密度, n_0 为初始反转粒子数密度。

基频光的寿命为

$$t_L = t_r / [\ln(1/R_{L1}R_{L2}) + L_L]. \quad (6)$$

拉曼光 1、2 的寿命为

$$t_{S1,S2} = t_r / [\ln(1/R_{S1',S2'}R_{S1'',S2''}) + L_{S1,S2}]. \quad (7)$$

整理可得归一化速率方程为

$$\frac{d\Phi_L}{d\tau} =$$

$$N_0 \exp \left[- \int_0^\tau \Phi_L d\tau \right] \Phi_L - G_1 \Phi_L \Phi_{S1} - G_2 \Phi_L \Phi_{S2} - \Phi_L, \quad (8)$$

$$\frac{d\Phi_{S1}}{d\tau} = G_1 \Phi_L \Phi_{S1} - K_1 \Phi_{S1} + K_{SP1} \Phi_L, \quad (9)$$

$$\frac{d\Phi_{S2}}{d\tau} = G_2 \Phi_L \Phi_{S2} - K_2 \Phi_{S2} + K_{SP2} \Phi_L. \quad (10)$$

其中,

$$G_{1,2} = (g_{1,2} h \nu_{S1,S2} c l_s) / (\gamma \sigma l_c), \quad (11)$$

$$K_{1,2} =$$

$$\left[\ln \left(\frac{1}{R_{S1',S2'}R_{S1'',S2''}} \right) + L_{S1,S2} \right] / \left[\ln \left(\frac{1}{R_{L1}R_{L2}} \right) + L_L \right], \quad (12)$$

式中: $g_{1,2}$ 分别是拉曼模 1、2 的增益系数; $\nu_{S1,S2}$ 分别是拉曼光 1、2 的频率; $R_{S1',S2'}$ 分别是输入镜对拉曼光 1、2 的反射率; $R_{S1'',S2''}$ 分别是输出镜对拉曼光 1、2 的反射率; $L_{S1,S2}$ 分别是谐振腔内拉曼光 1、2 的固有损耗; $G_{1,2}$ 分别是拉曼光 1、2 的归一化增益系数; $K_{1,2}$ 分别是拉曼光 1、2 与基频光的损耗比; h 是普朗克常量; c 是真空中光速; l 是激光晶体的长度; l_s 是拉曼晶体的长度。

由参考文献^[21] 中有关激光输出特性的归一化变量与实际值的关系式,可以得到输出的脉冲峰值功率表达式为

$$P_{Smax} = \frac{\pi \omega_s^2 h \nu_s}{2 \sigma \gamma t_r} \ln \left(\frac{1}{R_S R_S'} \right) \left[\ln \left(\frac{1}{R_{L1}R_{L2}} \right) + L_L \right] \Phi_{Smax}. \quad (13)$$

单脉冲能量的表达式为

$$E_s = \frac{\pi\omega_s^2 h\nu_s}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R_s' R_s''}\right) \Phi_{S_{\text{integ}}} \quad (14)$$

脉宽的表达式为

$$\Delta\nu = \Delta\tau t_r \left/ \left[\ln\left(\frac{1}{R_{L1} R_{L2}}\right) + L_L \right] \right., \quad (15)$$

式中： $\Phi_{S_{\text{integ}}} = \int_0^\infty \Phi_S d\tau$ 表示归一化的光子数密度对时间的积分，在本文中表示归一化的单脉冲能量； $\Phi_{S_{\text{max}}}$ 表示脉冲峰值功率； $\Delta\tau$ 表示激光脉冲宽度，即

表 1 归一化变量的合理取值范围

Table 1 Reasonable value range of normalized variable

Parameter	K_1	K_2	K_2/K_1	G_1	G_2	G_2/G_1	N	K_{SP}
Value	2-5	10-100	20-40	1-8	3-20	1-3	2-20	$10^{-12} \sim 10^{-10}$

4 速率方程的数值模拟与分析

为实现拉曼光 1 的有效转换，参照了文献[21]中对主动调 Q 的归一化速率方程的描述和分析，并由典型的实验参数及结果对 $G_2 = 2G_1, K_1 = 2$ 进行取值，在此基础上进行了数值模拟，由拉曼光的输出特性可知，拉曼增益系数比与腔内损耗比对拉曼光影响较大，因此重点探究了 $K_2/K_1, G_2/G_1$ 对拉曼光的影响。

4.1 不同 G_2 条件下，拉曼光输出特性随 K_2 的变化

在 $G_2 = 2G_1, N = 10, K_1 = 2$ 条件下(实线表示拉曼光 1, 虚线表示拉曼光 2, 下同), 图 1(a) 所示为 $\Phi_{S1_{\text{max}}}, \Phi_{S2_{\text{max}}}$ 随 K_2 的变化, 每组线从上到下 G_2 取值依次为 20、15、10、8; 图 1(b) 所示为 $\Phi_{S1_{\text{integ}}}, \Phi_{S2_{\text{integ}}}$ 随 K_2 的变化, 每组线从上到下 G_2 取值依次为 20、15、10、8; 图 1(c) 所示为 $\Delta\tau_1, \Delta\tau_2$ 随 K_2 的变化, 每组线从上到下 G_2 取值依次为 8、10、15、20; 图 1(d) 所示为拉曼光 1 达到稳定输出时, G_2 与 K_2 的关系图。

如图 1(a)、(b) 所示, 在 K_2 较小时, $\Phi_{S1_{\text{max}}}$ 和 $\Phi_{S1_{\text{integ}}}$ 都保持为 0, 当 K_2 增加为一定值时, $\Phi_{S1_{\text{max}}}$ 和 $\Phi_{S1_{\text{integ}}}$ 随 K_2 增加而迅速增加, 达到最大值后保持不变, 且 G_2 越大, $\Phi_{S1_{\text{max}}}$ 和 $\Phi_{S1_{\text{integ}}}$ 的最大值越大。 $\Phi_{S2_{\text{max}}}$ 和 $\Phi_{S2_{\text{integ}}}$ 都先随 K_2 增加而减小, 当 K_2 增加为一定值时, $\Phi_{S2_{\text{max}}}$ 和 $\Phi_{S2_{\text{integ}}}$ 减小为 0 不再变化。从图中可以看出, 拉曼光 1 与拉曼光 2 之间存在竞争, 在 K_2 为 0~30 时拉曼光 2 的腔内损耗较小, 已知 $G_2 > G_1$, 所以拉曼光 2 的增益较大对应的反转粒子数密度的阈值较小, 因此拉曼模 2 实现受激拉曼散射; 随着 K_2 增加拉曼光 2 的腔内损耗增加, 抑制了拉曼模 2 的受激拉曼散射, 实现了拉曼光 1 的输出。如

光子数密度从最大值的一半上升到最大值的时间与从最大值下降到最大值一半的时间之和。

3 归一化综合参量的影响分析

将速率方程归一化后整合为由 $K_1, K_2, G_1, G_2, N, K_{SP}, K_2/K_1, G_2/G_1$ 等归一化变量影响的速率方程, 便于分析处理。由常用的实验装置参数和实验晶体参数估算归一化参量的合理取值范围。

图 1(c) 所示, $\Delta\tau_1$ 随 K_2 增加而迅速增加, 达到最大值又迅速减小为一个固定值不再变化, 且 G_2 越大 $\Delta\tau_1$ 最终取值越小; $\Delta\tau_2$ 随 K_2 缓慢增加, 且 G_2 越大 $\Delta\tau_2$ 越小, 对应的变化幅度越小。因此可以适当增加 G_2 的取值来得到更短的脉宽, 但当 G_2 太大时, 可能出现多个脉冲对实验结果产生影响。当 K_2 较小时, 拉曼光 1 被抑制; 随着 K_2 的增加, 拉曼光 2 的腔内损耗增加导致拉曼光 2 被抑制, 拉曼模 1 实现受激拉曼散射, 所以为了达到输出拉曼光 1 的目的, 可以适当增加 K_2 。从图 1 可以看出, 当 $K_2 = 60$ 时, 可以很好地实现拉曼模 1 的受激拉曼散射, 由此可以推出, 在图 1 的参数条件下 $K_2/K_1 = 30$ 取值较合理。从以上分析可知, G_2 与 K_2 的取值对拉曼模 1 的受激拉曼散射都起着重要的作用。如图 1(d) 所示, K_2 随 G_2 增加的曲线逐渐趋于平缓, 因此要实现拉曼光 1 稳定输出, G_2 不是越大越好, 而是存在一个合理的取值范围。

4.2 不同 N 条件下，拉曼光输出特性随 K_2 的变化

在 $G_2 = 2G_1, G_2 = 10, K_1 = 2$ 条件下, 图 2(a) 所示为 $\Phi_{S1_{\text{max}}}, \Phi_{S2_{\text{max}}}$ 随 K_2 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 20、17、14、10; 图 2(b) 所示为 $\Phi_{S1_{\text{integ}}}, \Phi_{S2_{\text{integ}}}$ 随 K_2 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 20、17、14、10; 图 2(c) 所示为 $\Delta\tau_1, \Delta\tau_2$ 随 K_2 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 10、14、17、20; 图 2(d) 所示为拉曼光 1 达到稳定输出时, N 与 K_2 的关系图。

如图 2(a)、(b) 所示, $\Phi_{S1_{\text{max}}}, \Phi_{S1_{\text{integ}}}$ 在 K_2 较小时基本为 0, 随 K_2 的增加迅速上升到一个固定值不再变化。 $\Phi_{S2_{\text{max}}}, \Phi_{S2_{\text{integ}}}$ 随 K_2 的增加逐渐减小为 0。在 G_2, G_1 给定且 K_2 取值较小的情况下, 由于 $G_2 > G_1$

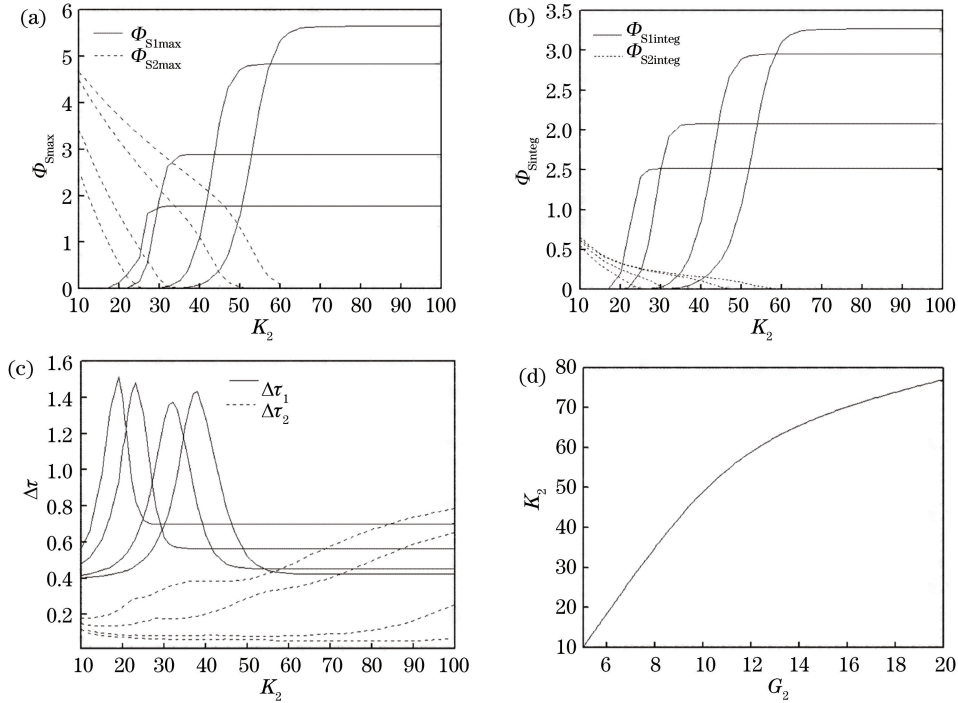


图 1 在 $G_2 = 2G_1, N = 10, K_1 = 2$ 条件下。(a) Φ_{S1max} 、 Φ_{S2max} 随 K_2 的变化, 每组线从上到下 G_2 取值依次为 20、15、10、8; (b) $\Phi_{S1integ}$ 、 $\Phi_{S2integ}$ 随 K_2 的变化, 每组线从上到下 G_2 取值依次为 20、15、10、8; (c) $\Delta\tau_1$ 、 $\Delta\tau_2$ 随 K_2 的变化, 每组线从上到下 G_2 取值依次为 8、10、15、20; (d) 拉曼光 1 达到稳定输出时, G_2 与 K_2 的关系图

Fig. 1 Under the condition of $G_2 = 2G_1, N = 10, K_1 = 2$. (a) Change of Φ_{S1max} and Φ_{S2max} with K_2 , the value of G_2 from top to bottom of each group is 20, 15, 10, 8 in order; (b) change of $\Phi_{S1integ}$ and $\Phi_{S2integ}$ with K_2 , the value of G_2 from top to bottom of each group is 20, 15, 10, 8 in order; (c) change of $\Delta\tau_1$ and $\Delta\tau_2$ with K_2 , the value of G_2 from top to bottom of each group is 8, 10, 15, 20 in order; (d) relation between G_2 and K_2 when the Raman1 laser have the best output

使拉曼光 2 的反转粒子数密度的阈值很小, 拉曼模 2 实现受激拉曼散射, 但随 K_2 的增加拉曼光 2 的腔内损耗不断增加, 拉曼模 2 受到抑制。从图 2 可以看出, 当 $K_2 = 80$ 时, 拉曼模 1 可以很好地实现受激拉曼散射, 由此可知, 在图 2 的参数条件下 $K_2/K_1 = 40$ 取值较合理。从图 2 还可以看出, N 值越大对应的 Φ_{S1max} 、 $\Phi_{S1integ}$ 的最大值越大, 所以要实现拉曼光 1 的输出则 N 取值应该合理, N 值太小则达不到受激拉曼散射的阈值, N 值太大则实验中泵浦功率太大会产生热透镜效应, 影响谐振腔的稳定, 也会导致晶体损伤影响实验结果。如图 2(c) 所示, $\Delta\tau_1$ 先随 K_2 迅速增加达到最大值又迅速下降最终趋于稳定值不再改变, 并且 N 取值越大脉冲宽度越窄; $\Delta\tau_2$ 随 K_2 的增大而平稳增大。如图 2(d) 所示, 拉曼光 1 稳定输出时 K_2 随 N 的增加基本呈线性增长, K_2 的增加使拉曼模 2 受到抑制有利于拉曼模 1 的受激拉曼散射, 因此在拉曼模 1 实现受激拉曼散射的情况下, N 值越大越有利于拉曼光 1 的输出, 但 N 取值太大会造成热透镜效应和多脉冲的产生,

由于理论上可以将 N 看作泵浦功率 P 与基频光的阈值泵浦功率 P_{Lth} 的比值, 因此具体实验中泵浦功率不能过大。

4.3 不同 G_2 条件下, 拉曼光输出特性随 N 的变化

在 $G_2 = 2G_1, K_1 = 2, K_2 = 60$ 条件下, 图 3(a) 所示为 Φ_{S1max} 、 Φ_{S2max} 随 N 的变化, 每组线从上到下 G_2 取值依次为 20、15、10、8; 图 3(b) 所示为 $\Phi_{S1integ}$ 、 $\Phi_{S2integ}$ 随 N 的变化, 每组线从上到下 G_2 取值依次为 20、15、10、8; 图 3(c) 所示为 $\Delta\tau_1$ 、 $\Delta\tau_2$ 随 N 的变化, 每组线从上到下 G_2 取值依次为 8、10、15、20; 图 3(d) 所示为 Φ_{S1max} 取最大值时对应的 N 与 G_2 的关系; 图 3(e) 所示为图 3(c) 中拉曼光 1 脉宽异常的说明。

如图 3(a)、(b) 所示, 在 N 取值较小时, Φ_{S1max} 、 Φ_{S2max} 、 $\Phi_{S1integ}$ 、 $\Phi_{S2integ}$ 几乎为 0, 当 N 达到阈值附近时, 随着 N 的增加 Φ_{S1max} 、 $\Phi_{S1integ}$ 迅速增加达到最大值再迅速减小, 与此同时 Φ_{S2max} 、 $\Phi_{S2integ}$ 开始增加。从图 3(a) 中可以看出, G_2 取值越大实现拉曼光 1 输出的反转粒子数密度阈值越小, Φ_{S1max} 达到最大值时

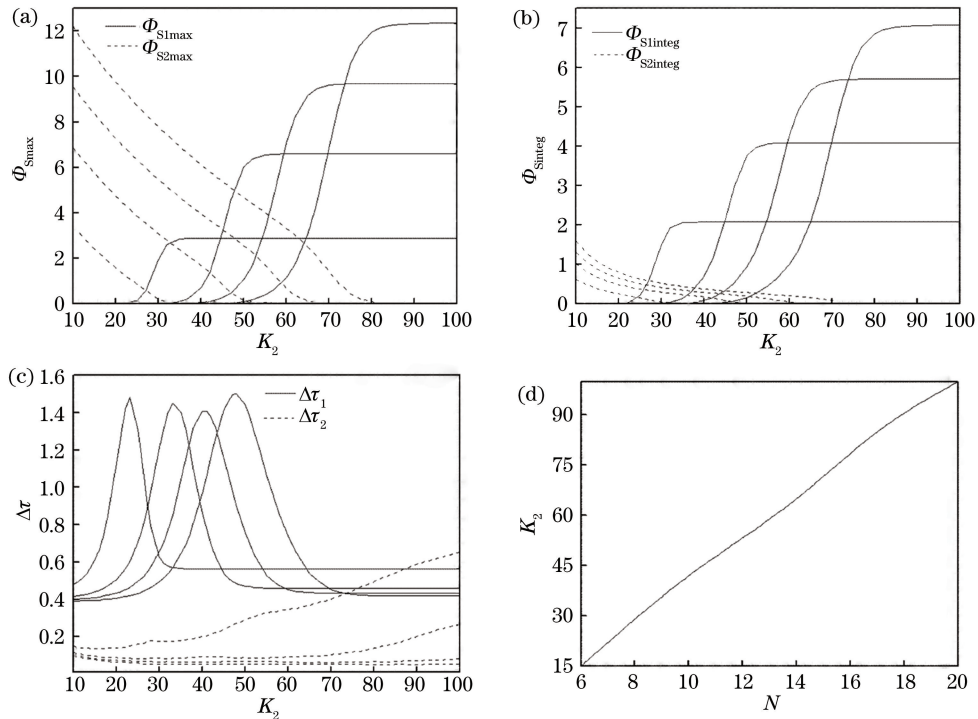


图 2 在 $G_2 = 2G_1, G_2 = 10, K_1 = 2$ 条件下。(a) $\Phi_{S1max}, \Phi_{S2max}$ 随 K_2 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 20、17、14、10; (b) $\Phi_{S1integ}, \Phi_{S2integ}$ 随 K_2 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 20、17、14、10; (c) $\Delta\tau_1, \Delta\tau_2$ 随 K_2 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 10、14、17、20; (d) 拉曼光 1 达到稳定输出时 N 与 K_2 的关系图

Fig. 2 Under the condition of $G_2 = 2G_1, G_2 = 10, K_1 = 2$. (a) Change of Φ_{S1max} and Φ_{S2max} with K_2 , the value of N from top to bottom of each group is 20, 17, 14, 10 in order; (b) change of $\Phi_{S1integ}$ and $\Phi_{S2integ}$ with K_2 , the value of N from top to bottom of each group is 20, 17, 14, 10 in order; (c) change of $\Delta\tau_1$ and $\Delta\tau_2$ with K_2 , the value of N from top to bottom of each group is 10, 14, 17, 20 in order; (d) relation between N and K_2 when the Raman1 laser have the best output

对应的 N 值越小, 而且 G_2 取值越大, Φ_{S1max} 的最大值越小, 所以要实现拉曼模 1 的受激拉曼散射并非 G_2 与 N 的取值都是越大越好, 二者之间有最佳的匹配关系。如图 3(c) 所示, 在 N 取值很小时, $\Delta\tau_1$ 随 N 的增加先迅速减小再缓慢减小直至不变。在 $G_2 = 20, N = 17$ 时, $\Delta\tau_1$ 有一个峰值, 为进一步探究这一现象, 利用 mathcad 数值模拟 $N = 17$ 时基频光与拉曼光的脉冲结果, 如图 3(e) 所示。如图 3(d) 所示, 在拉曼模 1 实现受激拉曼散射效果最好时, N 随 G_2 的增加呈线性减小趋势, 由 $G_2 = 2G_1$ 的关系式可以进一步推出 N 随 G_1 的增加也呈线性减小趋势。如图 3(e) 所示, 上中下分别为 $G_2 = 2G_1, K_1 = 2, K_2 = 60, G_2 = 20, N = 17$ 时基频光、拉曼光 1、拉曼光 2 的脉冲。在基频光脉冲的前沿上升过程中, 由于拉曼光 2 的增益较大可以较快实现输出, 在快速消耗了一部分基频光后使拉曼光 2 的脉冲前沿迅速上升, 又由于拉曼光 2 的腔内损耗很大使脉冲后沿迅速下降, 形成的脉冲宽度很窄。在基频光下降

后的一段时间内仍有基频光产生, 这是因为在基频光快速消耗后仍有少量反转粒子数在腔内振荡产生基频光。拉曼光 1 的腔内损耗很小所以在剩余基频光的基础上产生的脉冲宽度很大, 这一现象很好地解释了图 3(c) 中拉曼光 1 的脉宽问题。由于拉曼光 1 的增益较小, 可以看出, 拉曼光 1 最终形成的脉冲强度远小于拉曼光 2。

4.4 不同 N 条件下, 拉曼光输出特性随 G_2/G_1 的变化

在 $K_1 = 2, K_2 = 60, G_2 = 15$ 条件下, 图 4(a) 所示为 $\Phi_{S1max}, \Phi_{S2max}$ 随 G_2/G_1 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 20、17、14、10; 图 4(b) 所示为 $\Phi_{S1integ}, \Phi_{S2integ}$ 随 G_2/G_1 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 20、17、14、10; 图 4(c) 所示为 $\Delta\tau_1, \Delta\tau_2$ 随 G_2/G_1 的变化, 每组线从上到下 ($G_2/G_1 = 6$ 时) N 取值依次为 10、14、17、20。

如图 4(a)、(b) 所示, $\Phi_{S1max}, \Phi_{S1integ}$ 在 $1 < G_2/G_1 < 1.5$ 时数值较大, 随 G_2/G_1 的增加迅速减小为零

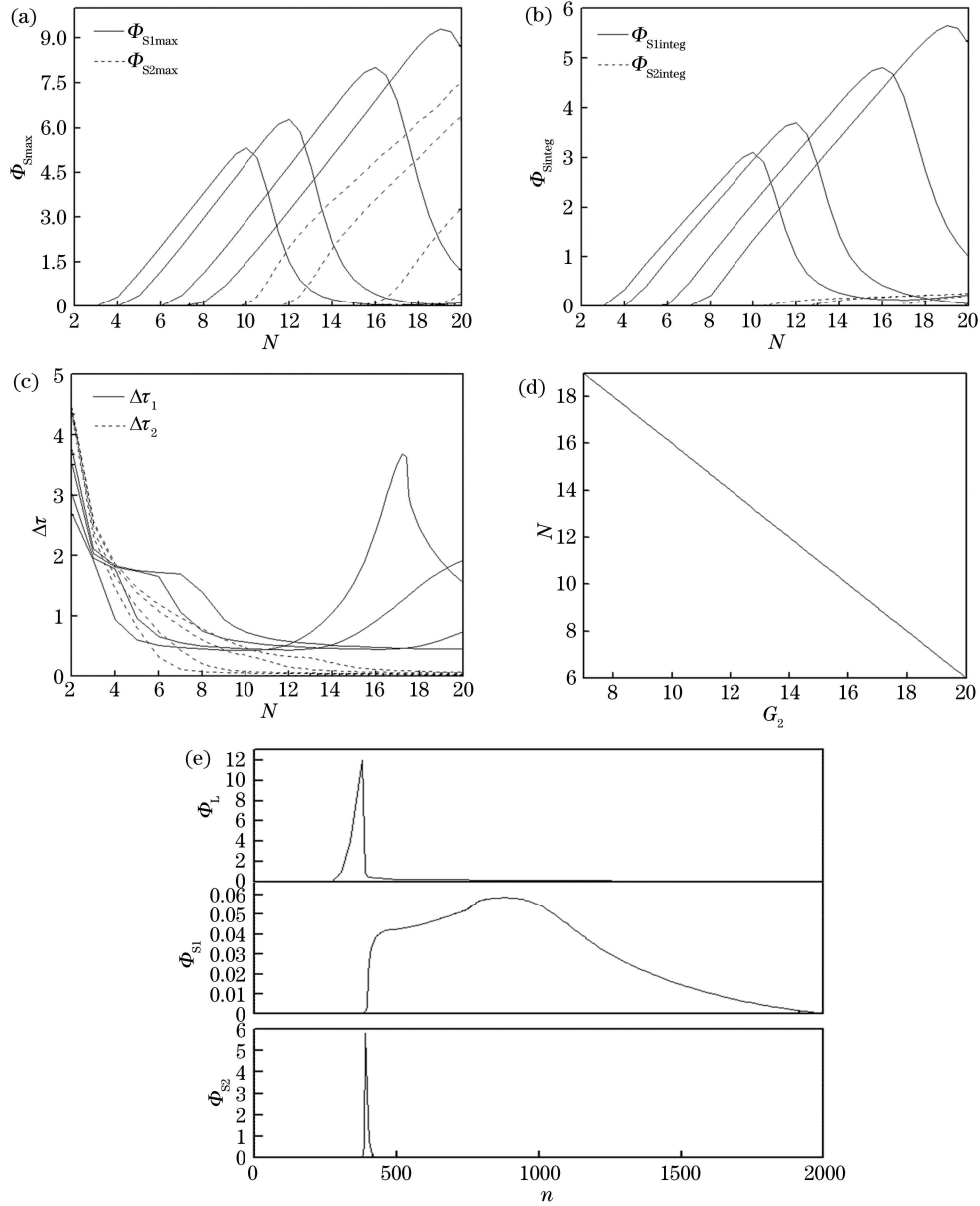


图 3 在 $G_2=2G_1, K_1=2, K_2=60$ 条件下。(a) Φ_{S1max} 、 Φ_{S2max} 随 N 的变化, 每组线从上到下 G_2 取值依次为 20、15、10、8; (b) $\Phi_{S1integ}$ 、 $\Phi_{S2integ}$ 随 N 的变化, 每组线从上到下 G_2 取值依次为 20、15、10、8; (c) $\Delta\tau_1$ 、 $\Delta\tau_2$ 随 N 的变化, 每组线从上到下 G_2 取值依次为 8、10、15、20; (d) Φ_{S1max} 取最大值时对应的 N 与 G_2 的关系; (e) 图 3(c) 中拉曼光 1 脉宽异常的说明

Fig. 3 Under the condition of $G_2=2G_1, K_1=2, K_2=60$. (a) Change of Φ_{S1max} and Φ_{S2max} with N , the value of G_2 from top to bottom of each group is 20, 15, 10, 8 in order; (b) change of $\Phi_{S1integ}$ and $\Phi_{S2integ}$ with N , the value of G_2 from top to bottom of each group is 20, 15, 10, 8 in order; (c) change of $\Delta\tau_1$ and $\Delta\tau_2$ with N , the value of G_2 from top to bottom of each group is 8, 10, 15, 20 in order; (d) relation between N and G_2 when the Raman1 laser have the best output; (e) explanation for abnormal pulse width of Raman1 in Fig. 3 (c)

不再变化且 N 值越小变化越缓慢。 Φ_{S2max} 、 $\Phi_{S2integ}$ 在 $1 < G_2/G_1 < 1.5$ 时基本为 0, 当 $G_2/G_1 > 1.5$ 时迅速增加达到最大值保持不变。当 G_2/G_1 属于 $1 \sim 1.5$ 时 Φ_{S1max} 、 $\Phi_{S1integ}$ 较大, 在此范围内拉曼光 1 可以很好地实现受激拉曼散射。如图 4(c) 所示, 在拉曼模 1 实现受激拉曼散射时 $\Delta\tau_1$ 较小, 随着 G_2/G_1 的增加 $\Delta\tau_1$ 逐渐增加, 这是由于在此过程中拉曼光 1 逐

渐被抑制导致脉宽变大。

5 实验的验证与优化

文献[18]描述了利用主动调 Q 的 Nd:YVO₄ 自拉曼激光器实现次级拉曼模的受激拉曼散射, 输出了 1097 nm 的拉曼光, 利用实验参数计算得到归一化参量 $K_1=2.274$ 、 $K_2=70.656$ 、 $G_1=3.453$ 、 $G_2=$

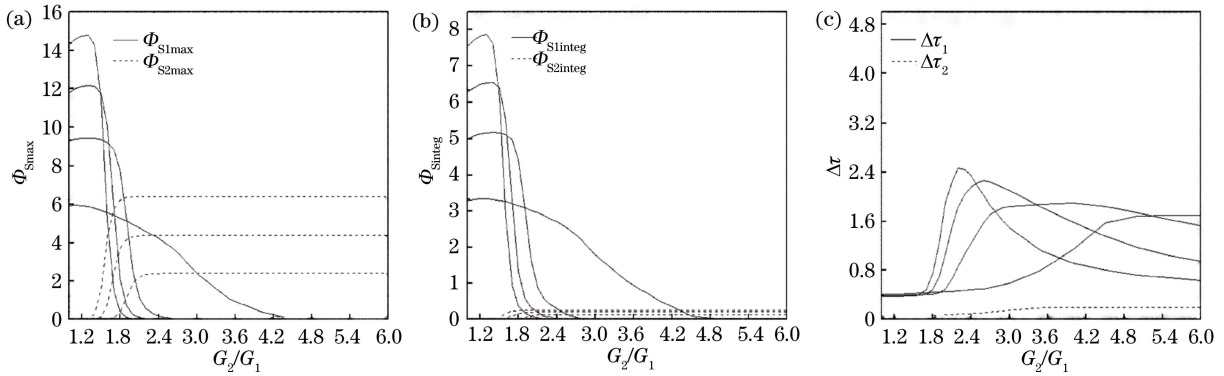


图 4 在 $K_1=2, K_2=60, G_2=15$ 条件下。(a) Φ_{S1max} 、 Φ_{S2max} 随 G_2/G_1 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 20、17、14、10; (b) $\Phi_{S1integ}$ 、 $\Phi_{S2integ}$ 随 G_2/G_1 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 20、17、14、10; (c) $\Delta\tau_1$ 、 $\Delta\tau_2$ 随 G_2/G_1 的变化, 每组线从上到下 ($G_2/G_1=6$ 时) N 取值依次为 10、14、17、20

Fig. 4 Under the condition of $K_1=2, K_2=60, G_2=15$. (a) Change of Φ_{S1max} and Φ_{S2max} with G_2/G_1 , the value of N from top to bottom of each group is 20, 17, 14, 10 in order; (b) change of $\Phi_{S1integ}$ and $\Phi_{S2integ}$ with G_2/G_1 , the value of N from top to bottom of each group is 20, 17, 14, 10 in order; (c) change of $\Delta\tau_1$ and $\Delta\tau_2$ with G_2/G_1 , the value of N from top to bottom of each group is 10, 14, 17, 20 in order

6.906、 $K_2/K_1=31.073, G_2/G_1=2$ 。将文献[18]中实验得到的输出功率随泵功率的变化转换为输出单脉冲能量随泵功率的变化, 由(14)式可以得到, 拉曼光光子数密度积分 Φ_{Sinteg} 随归一化反转粒子数 N 的变化。图 5 所示为 $K_1=2.274, K_2=70.656, K_2/K_1=31.073, G_2/G_1=2$ 的条件下 Φ_{Sinteg} 随 N 的变化, 每组线从上到下依次为: $G_2=20$ 的理论计算

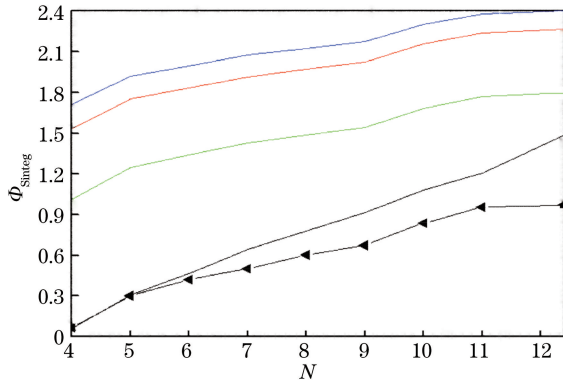


图 5 在 $K_1=2.274, K_2=70.656, K_2/K_1=31.073, G_2/G_1=2$ 的条件下, Φ_{Sinteg} 随 N 的变化, 每组线从上到下依次为: $G_2=20$ 的理论计算结果, $G_2=15$ 的理论计算结果, $G_2=10$ 的理论计算结果, $G_2=6.906$ 的理论计算结果, $G_2=6.906$ 的实验计算结果

Fig. 5 Under the condition of $K_1=2.274, K_2=70.656, K_2/K_1=31.073, G_2/G_1=2$, the change of Φ_{Sinteg} with N , and each group of lines from top to bottom is: theoretical results of $G_2=20$, theoretical results of $G_2=15$, theoretical results of $G_2=10$, theoretical results of $G_2=6.906$, and experimental results of $G_2=6.906$

结果、 $G_2=15$ 的理论计算结果、 $G_2=10$ 的理论计算结果、 $G_2=6.906$ 的理论计算结果、 $G_2=6.906$ 的实验计算结果(实验计算结果曲线上黑色三角形符号标记的数值取自对实验数据的处理)。从图 5 中可以看出: 实验计算结果与理论计算结果基本可以很好地吻合, 理论计算结果可以描述实验结果。计算发现此实验条件下的 $K_2/K_1=31.073, G_2/G_1=2$ 在合理取值范围内, 而且此时的 $K_2=70.656$ 已经足够大能够抑制主要频移拉曼模, 继续增加 K_2 和 K_2/K_1 无法起到优化作用, 因此可以通过改变 G_2 提高次级拉曼模的转换效率。计算发现当 $G_2 > 20$ 时, 实验中的拉曼晶体长度太长不利于实验, 因此在图 5 的分析中取 G_2 最大值为 20。从图 5 中还可以看出: G_2 越大理论计算的 Φ_{Sinteg} 越大, 利用(14)式可以推出实验中输出的单脉冲能量也越高, 由此可以推论文献[18]实验条件下得到的归一化拉曼增益并不是最佳值, 可以通过增加 G_2 对实验进行优化, 在实验中可以采用较长的拉曼晶体或在原拉曼晶体基础上组合无掺杂的拉曼晶体来增加拉曼增益系数。由于本实验采用的是自拉曼激光器, 当泵浦功率太高时, 产生热透镜效应会影响次级拉曼模的转换效率, 因此也可以采用单独的激光晶体和拉曼晶体对实验进行优化。

6 结 论

本文成功推导出包含两个拉曼项的主动调 Q 的归一化速率方程, 在具体实验参数的基础上估算

了各个归一化参量的合理取值范围并进行了数值模拟,主要分析了归一化参量 K_1 、 K_2 、 G_1 、 G_2 、 N 、 K_2/K_1 、 G_2/G_1 对两束拉曼光的影响。对数值模拟得到的曲线进行分析可知:两个拉曼模的受激拉曼散射存在竞争,在归一化参量合理取值范围内,抑制主要频移拉曼模即可使次级拉曼模实现受激拉曼散射。 K_2 的增加可以抑制增益最大拉曼光的输出, N 与 G_1 取值的增加都有利于次级拉曼模实现受激拉曼散射,但 N 与 G_1 取值都不宜过大且在 G_2 取值一定的情况下二者之间有最佳匹配关系,此结论可对实验进行数值分析并对实验进行优化。

参 考 文 献

- [1] Chen Y F. Compact efficient self-frequency Raman conversion in diode-pumped passively Q-switched Nd:GdVO₄ laser[J]. Applied Physics B, 2004, 78(6): 685-687.
- [2] Chen Y F. High-power diode-pumped actively Q-switched Nd:YVO₄ self-Raman laser: influence of dopant concentration[J]. Optics Letters, 2004, 29(16): 1915.
- [3] Niu X. Extracavity all solid-state eye-safe Raman laser based on Ba(NO₃)₂ crystal pumped by 1342 nm laser[D]. Beijing: Beijing University of Technology, 2016: 6-19.
牛霞. 1342 nm 泵浦 Ba(NO₃)₂ 晶体的外腔式固体人眼安全拉曼激光器[D]. 北京: 北京工业大学, 2016: 6-19.
- [4] Chen Y F, Su K W, Zhang H J, et al. Efficient diode-pumped actively Q-switched Nd:YAG/BaWO₄ intracavity Raman laser[J]. Optics Letters, 2005, 30(24): 3335-3337.
- [5] Frank M, Smetanin S N, Jelínek M, et al. Highly efficient picosecond all-solid-state Raman laser at 1179 and 1227 nm on single and combined Raman lines in a BaWO₄ crystal[J]. Optics Letters, 2018, 43(11): 2527-2530.
- [6] Xi K, Ding S H, Zhang J, et al. External resonator PbWO₄ Raman laser excited by 1064 nm nanosecond laser pulses[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(9): 0914003.
奚坤, 丁双红, 张骏, 等. 1064 nm 纳秒激光脉冲激发的外腔式 PbWO₄ 拉曼激光器[J]. 光学学报, 2012, 32(9): 0914003.
- [7] Zhou Y, Jiao M X, Lian T H, et al. Design and experimental investigation of passively Q-switched two-cavity dual-frequency Nd:YAG laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(12): 1201008.
周叶, 焦明星, 连天虹, 等. 被动调 Q 双腔双频 Nd:YAG 激光器设计及实验[J]. 中国激光, 2018, 45(12): 1201008.
- [8] Chen Y J, Pang Y, Zhou T J, et al. Acousto-optic Q-switch Nd:YAG laser with 10 kHz repetition rate and 425.6 mJ pulse energy[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(7): 0701005.
陈月健, 庞毓, 周唐建, 等. 10 kHz, 425.6 mJ 声光调 Q Nd:YAG 激光器[J]. 中国激光, 2019, 46(7): 0701005.
- [9] Li S T. All-solid-state yellow laser [D]. Jinan: Shandong University, 2008: 8-22.
李述涛. 全固体黄光激光器[D]. 济南: 山东大学, 2008: 8-22.
- [10] Lu G W, Xia H R, Meng X L, et al. Raman spectra investigation of Nd-doped zircon-type laser crystal [J]. Acta Physica Sinica, 2002, 51(2): 424-429.
卢贵武, 夏海瑞, 孟宪林, 等. 掺 Nd 锆石类激光晶体的 Raman 光谱研究[J]. 物理学报, 2002, 51(2): 424-429.
- [11] Hu D W. Property research on some tungstate and vanadate Raman laser crystals[D]. Jinan: Shandong University, 2007: 22-39.
胡大伟. 若干钨酸盐、钒酸盐激光拉曼晶体性能研究[D]. 济南: 山东大学, 2007: 22-39.
- [12] Sun W J, Wang Q P, Liu Z J, et al. An efficient 1103 nm Nd:YAG/BaWO₄ Raman laser[J]. Laser Physics Letters, 2011, 8(7): 512-515.
- [13] Wei L J, Chen M T, Zhu S Q, et al. A passively Q-switched YVO₄ Raman laser with orthogonally polarized emission at 1175.4 nm and 1165.2 nm[J]. Laser Physics Letters, 2018, 15(12): 125001.
- [14] Bai F, Jiao Z Y, Xu X F, et al. High power Stokes generation based on a secondary Raman shift of 259 cm⁻¹ of Nd:YVO₄ self-Raman crystal [J]. Optics & Laser Technology, 2019, 109: 55-60.
- [15] Degnan J J. Theory of the optimally coupled Q-switched laser [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1989, 25(2): 214-220.
- [16] Loiko Y V, Demidovich A A, Burakevich V V, et al. Stokes pulse energy of Q-switched lasers with intracavity Raman conversion [J]. Journal of the Optical Society of America B, 2005, 22(11): 2450-2458.
- [17] Jiang P B, Ding X, Li B, et al. 9.80 W and 0.54 mJ actively Q-switched Nd:YAG/Nd:YVO₄ hybrid gain intracavity Raman laser at 1176 nm [J]. Optics Express, 2017, 25(4): 3387-3393.
- [18] Fan S Z, Zhang X Y, Wang Q P, et al. 1097 nm Nd:YVO₄ self-Raman laser [J]. Optics Communications, 2011, 284(6): 1642-1644.
- [19] Sun X Z, Zhang X H, Li S T, et al. LD-pumped

- actively Q-switched c-cut Nd : GdVO₄ self-Raman laser operating at 1166 and 1176 nm [J]. Applied Physics B, 2017, 123(12): 289.
- [20] Ding S H, Zhang X Y, Wang Q P, et al. Numerical modelling of passively Q-switched intracavity Raman lasers[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2007, 40(9): 2736-2747.
- [21] Ding S H, Zhang X Y, Wang Q P, et al. Modeling of actively Q-switched intracavity Raman lasers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2007, 43(8): 722-729.
- [22] Zhang X Y, Zhao S Z, Wang Q P, et al. Modeling of diode-pumped actively Q-switched lasers [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1999, 35(12):1912-1918.