

基于次级拉曼模的固体激光器的数值模拟研究

徐杰, 车潇华, 李恒达, 王淑梅, 丁双红*

烟台大学光电信息科学技术学院, 山东 烟台 264005

摘要 为了实现除拉曼呼吸模外的次级拉曼模的有效受激拉曼转换,进一步获得更多相干波长激光,在被动调 Q 内腔式固体拉曼激光器速率方程的基础上,推导了有两束拉曼光输出时的被动调 Q 内腔式固体拉曼激光器的速率方程,并对方程进行了归一化处理。推导出了两束拉曼光的归一化峰值功率和脉冲能量的表达式。数值模拟观察了各归一化参数对两束拉曼光输出脉冲特性的影响,数值上获得了这些归一化参数的最佳值,以实现次级拉曼模的有效受激拉曼转换。同时,对相关实验参数进行了验证和优化,获得了最佳的实验结果。

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 O437

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202047.0501001

Numerical Simulation of Solid-State Lasers Based on Secondary Raman Modes

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

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

Abstract Herein, to achieve effective stimulated Raman conversion of the secondary Raman mode in addition to the Raman breathing mode and to obtain lasers with more coherent wavelengths, based on the rate equations of passive Q-switched internal cavity solid-state Raman lasers, the rate equations of passive Q-switched internal cavity Raman lasers with two Raman light outputs were derived and the equations were normalized. Moreover, the expressions of the normalized peak power and pulse energy of two Raman beams were derived. Numerical simulation shows the influence of each normalized parameter on output pulse the characteristics of the two Raman beams. The optimum values of these normalized parameters were numerically obtained to achieve efficient stimulated Raman scattering conversion of the secondary Raman mode. Further, the related experimental parameters were simultaneously verified and optimized the best experimental results.

Key words lasers; secondary Raman mode; Raman lasers; rate equations; numerical simulation

OCIS codes 140.3550; 140.3580; 140.3430

1 引 言

自从 1960 年梅曼制造出了世界上第一台红宝石激光器以来,激光技术得到了飞速的发展,并已应用于工业、军事、科技等各个领域^[1]。1962 年,Woodlbury 等^[2]首次发现了受激拉曼散射效应,随之关于拉曼激光器的研究成为热点。随着固体激光晶体和拉曼晶体生长技术的快速发展,近些年关于固体拉曼激光器的研究也取得了很大的进展。拉曼光具有光束质量好、脉冲压缩和其他时域特性等一些独特的性质^[3]。

受激拉曼散射是一种非弹性散射,其主要是由分子和晶格振动引起的,入射光子与晶体分子发生非弹性作用,分子能级发生改变,相应的散射光子能量也发生变化^[4-5]。因此,拉曼光带有晶体分子振动或转动的信息,在分析物质结构方面有着极为重要的应用价值^[6-7]。因为拉曼晶体具有粒子浓度大、晶体尺寸小、导热性和化学稳定性良好等特性,所以固体拉曼激光器具有结构紧凑、转换效率高、稳定性好等优点。相干拉曼光不仅在信息、交通、国防等各个领域得到了广泛的应用,而且在生物科学中也有重要应用^[8-10]。近些年来,晶体中的受激拉曼散射

收稿日期: 2019-10-14; 修回日期: 2019-12-17; 录用日期: 2019-12-19

基金项目: 山东省自然科学基金(ZR2018LF014)

* E-mail: shding@ytu.edu.cn

成为一种有效拓宽光谱的办法,人们对固体拉曼激光器进行了许多的研究。2004年,Chen^[11]通过主动调Q Nd:YVO₄自拉曼晶体,获得了1.5 W的1176 nm的一阶Stokes光,转换效率达到了13.9%。2019年,Chen等^[12]基于c切Nd:YVO₄复合晶体和Cr:YAG复合晶体获得了2.5 W的1178 nm的一阶Stokes光,转换效率为12.3%。

近年来,抑制受激拉曼散射中最强的全对称呼吸振动模,利用次级和更小的拉曼模或二级Stokes光产生不同波长的相干光成为一个研究热点。2013年,Li等^[13]用连续光Nd:YVO₄自拉曼激光器实验获得了1109 nm、1158 nm和1231 nm的拉曼光,其中基于379 cm⁻¹的次级拉曼模产生了1109 nm的一阶Stokes光,并在1109 nm拉曼光的基础上通过379 cm⁻¹的拉曼模产生了1158 nm的二阶Stokes光,在1109 nm拉曼光的基础上通过893 cm⁻¹的拉曼模产生了1231 nm的二阶Stokes光。2016年,Lin等^[14]基于c切被动调Q Nd:YVO₄自拉曼激光器,通过819 cm⁻¹的次级拉曼模获得了最大输出功率270.5 mW的1168.6 nm的拉曼光输出。2019年,Bai等^[15]利用被动调Q Nd:YVO₄自拉曼激光器,通过259 cm⁻¹的次级拉曼模实现了1097 nm的拉曼光输出,其转换效率为9.3%。

以上都是利用次级拉曼模获得不同波段拉曼光的实验,理论推导方面:2000年,Zhang等^[16]推导了被动调Q速率方程;2007年,Ding等^[17]对被动调Q内腔式固体拉曼激光器的速率方程进行了数值分析。被动调Q因具有结构简单、紧凑、花费少的优点,受到人们的广泛关注。通过文献中的自发拉曼谱,发现常用的拉曼晶体YVO₄、GdVO₄、BaWO₄、SrWO₄等存在若干个拉曼增益差别不大、可用于实现受激拉曼散射的拉曼模,所以希望通过实现这些拉曼模,进一步获得更多波长的相干光。要利用次级拉曼模来产生拉曼光就必须先把最强的全对称呼吸振动模抑制住,所以在进行理论研究时需要同时考虑两个拉曼模的受激拉曼散射,然后通过改变参数抑制住增益最大的拉曼模产生的拉曼光。到目前为止,尚未见到关于这方面的研究报道。在被动调Q内腔式固体拉曼激光器速率方程理论的基础上,本文对有两束拉曼光输出时的被动调Q速率方程进行了研究和数值分析,并分析了不同参数对两束拉曼光输出的影响,通过改变参数来找到抑制增益最大的拉曼模使得次级拉曼模发生的最佳参数,把拉曼增益最大的拉曼光抑制住,使得次级拉曼模的

拉曼光输出,对不同的拉曼模进行探索,指导实验更好的进行,实现基频光到不同拉曼光的有效转换。

2 被动调Q多拉曼振动模的速率方程推导

为了便于区分,本文将拉曼模1对应的拉曼转换产生的一阶Stokes光简称为拉曼光1,拉曼模2对应的拉曼转换产生的一阶Stokes光简称为拉曼光2,在进行推导和数值模拟时拉曼光1被定义为拉曼增益较小的振动模产生的Stokes光,拉曼光2被定义为拉曼增益最大的全对称呼吸振动模产生的Stokes光。

通过参考文献[16-17]给出的速率方程,可以用类似的方法整理获得两束拉曼光对应的被动调Q内腔式拉曼激光器速率方程。为了便于研究,本文对速率方程进行了归一化处理,引入归一化时间 τ 、归一化基频光子数密度 Φ_L 、两束拉曼光的归一化光子数密度 Φ_{S1} 和 Φ_{S2} 、归一化初始反转粒子数密度 N 、归一化自发拉曼散射因子 K_{sp} ,对应的表达式分别为

$$\tau = \frac{t}{t_r} [\ln(1/R_L) + \ln(1/T_0^2) + L_L], \quad (1)$$

$$\Phi_{L,S1,S2}(0, \tau) = \phi_{L,S1,S2}(0, \tau) 2\gamma_L \sigma l_c / [\ln(1/R_L) + \ln(1/T_0^2) + L_L], \quad (2)$$

$$N = [\ln(1/R_L) + \ln(1/T_0^2) + L_L] / \left[\ln(1/R_L) + \left(\frac{\sigma_{esa}}{\sigma_{gsa}} \right) \ln(1/T_0^2) + L_L \right], \quad (3)$$

$$K_{sp} = k_{sp} k_{is}^2 t_r / [\ln(1/R_L) + \ln(1/T_0^2) + L_L], \quad (4)$$

式中: $t_r = 2l_c/c$ 为光在长度 l_c 的腔内的往返时间, c 为真空中的光速; R_L 为输出镜对基频光的反射率; T_0 为可饱和吸收体的初始透过率; L_L 为腔内基频光的固有损耗; $\phi_L(0, \tau)$ 为基频光在激光晶体光轴处的光子数密度; $\phi_{S1}(0, \tau)$ 和 $\phi_{S2}(0, \tau)$ 分别为拉曼光1、2在拉曼晶体光轴处的光子数密度; γ_L 为激光介质的反转因子; σ_{gsa} 和 σ_{esa} 分别为可饱和吸收体基态和激发态的吸收截面; σ 为激光介质受激发射截面; k_{sp} 为自发拉曼散射因子; $k_{is} = \omega_L/\omega_S$ 为激光介质中的基频光与拉曼介质中的拉曼光的光束尺寸比, ω_L 为激光介质中基频光TEM₀₀模的半径, ω_S 为拉曼介质中拉曼光的光束半径。 T_0 可表示为

$$T_0 = \exp(-\sigma_{gsa} n_{s0} l_A), \quad (5)$$

式中: n_{s0} 为可饱和吸收体的总粒子数密度; l_A 为可饱和吸收体的长度。

整理后得到

$$\frac{d\Phi_L(0, \tau)}{d\tau} = \Phi_L(0, \tau) \int_0^1 \exp[-A(\tau)y^\beta] dy - (1 - 1/N)\Phi_L(0, \tau) \frac{1 - \exp[-\alpha A(\tau)]}{\alpha A(\tau)} - M_1 \Phi_L(0, \tau) \Phi_{S1}(0, \tau) - M_2 \Phi_L(0, \tau) \Phi_{S2}(0, \tau) - \Phi_L(0, \tau)/N, \quad (6)$$

$$\frac{d\Phi_{S1, S2}(0, \tau)}{d\tau} = M_{1,2} \Phi_L(0, \tau) \Phi_{S1, S2}(0, \tau) - K_{1,2} \Phi_{S1, S2}(0, \tau) - K_{sp} \Phi_L(0, \tau), \quad (7)$$

其中,

$$y = \exp[-2r^2(1/\omega_L^2 + 1/\omega_p^2)], \quad (8)$$

$$\beta = 1/[1 + (\omega_L^2/\omega_p^2)], \quad (9)$$

$$A(\tau) = \int_0^\tau \Phi_L(0, \tau) d\tau, \quad (10)$$

$$\alpha = \gamma_A \sigma_{gsa} \omega_L^2 / (\gamma_L \sigma \omega_a^2), \quad (11)$$

$$M_{1,2} = [1/(1 + k_{rs}^2)] [g_{1,2} h \nu_{S1, S2} c l_s / (\gamma_L \sigma l_c)], \quad (12)$$

$$K_{1,2} = [\ln(1/R_{S1, S2}) + L_{S1, S2}] / [\ln(1/R_L) + \ln(1/T_0^2) + L_L], \quad (13)$$

式中: β 为泵浦光与基频光在激光介质中的耦合率; α 为可饱和吸收体的漂白因子; M_1 、 M_2 分别为拉曼光 1、2 的归一化拉曼增益系数; K_1 、 K_2 分别为拉曼光 1、2 与基频光的损耗比; r 为径向坐标; ω_p 为增益介质中泵浦光束的平均半径; γ_A 为可饱和吸收体的反转因子; ω_a 为可饱和吸收体中 TEM₀₀ 模的半径; $k_{rs} = \omega_r/\omega_s$ 为拉曼介质中基频光与拉曼光的光束尺寸比; g_1 和 g_2 分别为拉曼光 1、2 的拉曼增益系数; h 为普朗克常数; ν_{S1} 和 ν_{S2} 分别为拉曼光 1、2 的频率; l_s 为拉曼晶体的长度; R_{S1} 、 R_{S2} 分别为腔镜对拉曼光 1、2 的反射率; L_{S1} 、 L_{S2} 分别为腔内拉曼光 1、2 的固有损耗。

归一化的拉曼光的脉冲持续时间 $\tau_s = \tau_{sr} + \tau_{sf}$ 可以由 $\Phi_{Smax}(0, \tau)$ 获得, τ_{sr} 是从 $\Phi_{Smax}(0, \tau_m)/2$ 到 $\Phi_{Smax}(0, \tau_m)$ 的归一化上升时间, τ_{sf} 是从 $\Phi_{Smax}(0, \tau_m)$ 到 $\Phi_{Smax}(0, \tau_m)/2$ 的归一化下降时间。实际的脉冲持续时间 W 可以表示为

$$W = \tau_s t_r / [\ln(1/R_L) + \ln(1/T_0^2) + L_L]. \quad (14)$$

Φ_{Smax} 为归一化的拉曼光峰值功率, $\Phi_{Sint} = \int_0^\tau \Phi_S(0, \tau) d\tau$ 为归一化光子数密度关于时间的积分, 称之为归一化的脉冲能量, 通过文献[13]获得实际的输出脉冲功率和脉冲能量的表达式为

$$P_{Smax} = [\pi \omega_s^2 h \nu_s / (4\sigma \gamma_L t_r)] \ln(1/R_s) \times [\ln(1/R_L) + \ln(1/T_0^2) + L_L] \times \Phi_{Smax}, \quad (15)$$

$$E_s = [\pi \omega_s^2 h \nu_s / (4\sigma \gamma_L)] \ln(1/R_s) \Phi_{Sint}. \quad (16)$$

归一化处理减少了数值模拟过程中需要用到的参数, 使得原本复杂的方程变得便于计算分析, 获得的数值模拟结果更具有一般性, 但是归一化处理后直观性略差, 得到的结果不能够直接作为实际实验的结果, 需要再通过公式计算将其转化为实际实验获得的结果。

3 数值分析

本节先对各归一化参量的取值范围进行了分析, 然后在取值范围内对速率方程进行了数值模拟, 以便于能够对实验进行更好的指导。

3.1 归一化参量的取值范围

为了便于处理: 令 $k_{ls} = 1$, 即激光介质中的基频光与拉曼介质中的拉曼光的光束尺寸一样; 令 $\beta = 0.5$, 即泵浦光与基频光完全匹配。将实验过程中常用晶体的参数带入公式即可获得归一化参量的取值范围, 如表 1 所示。

表 1 归一化参量的取值范围

Table 1 Range of normalized parameters

Parameter	α	K_{sp}	N	M_2	M_2/M_1	K_1	K_2/K_1
Value	10-30	$10^{-11} - 10^{-12}$	2.5-5.5	10-25	$1-5^{[15]}$	0.2-0.3	10-50

3.2 速率方程的数值模拟

在被动调 Q 拉曼激光器中, 要实现次拉曼振动模 1 的有效拉曼转换, 必须要抑制增益较大的拉曼振动模 2 的受激拉曼散射过程。以下通过对归一化速率方程[(6)~(7)式]进行数值模拟, 探索实现次拉曼振动模 1 的有效拉曼转换的实验条件。参考被动调 Q 拉曼激光器实现拉曼光有效输出的条件^[17],

典型参数取值为 $K_1 = 0.2$ 、 $M_2 = 20$ 、 $N = 5.0$ 、 $\alpha = 10$, 参数 M_2/M_1 和 K_2/K_1 为本文数值模拟的重要变量。常用拉曼晶体的自发拉曼散射光谱显示, 在 $M_2/M_1 = 1 \sim 5$ 区域内有丰富的可利用的次拉曼峰, 拉曼增益更小的拉曼模将难以实现有效的拉曼转换。为了运算简单, 使 $K_{sp} = 1.5 \times 10^{-11}$ 。同时为了能在模拟中实现有效的拉曼转换, 与实验进行有效

的比较,在以下内容中,选择 $M_2/M_1 = 3$ 时的拉曼模来进行数值模拟。下文图中的实线代表拉曼光 1 的脉冲特性,虚线代表拉曼光 2 的脉冲特性, Φ_{S1max} 、 Φ_{S1int} 和 τ_{S1} 分别代表拉曼光 1 的峰值功率、脉冲能量和脉宽, Φ_{S2max} 、 Φ_{S2int} 和 τ_{S2} 分别代表拉曼光 2 的峰值功率、脉冲能量和脉宽。

3.2.1 脉冲输出特性在 N 取不同值时随 K_2/K_1 的变化

N 是归一化初始反转粒子数密度,它主要与饱和和吸收体的初始透过率 T_0 有关, T_0 越大, N 越小。在 N 改变时,拉曼光 2 被完全抑制住需要的 K_2/K_1 的临界值会改变,同时产生的拉曼光 1 的大小也会改变。设定 $M_2 = 20$ 、 $M_2/M_1 = 3$ 、 $K_1 = 0.2$ 、 $\alpha = 10$, N 分别取 5.5、5.0、4.5、4.0、3.5,图 1(a) 为 Φ_{S1max} 和 Φ_{S2max} 随 K_2/K_1 比值的变化的,图 1(b) 为 Φ_{S1int} 和 Φ_{S2int} 随 K_2/K_1 比值的变化的,图 1(c) 为 τ_{S1} 和 τ_{S2} 随 K_2/K_1 比值的变化的,图 1(d) 为 N 取不同值时 Φ_{S1max} 达到稳定时 K_2/K_1 的临界值。从图 1(a) 和图 1(b) 可以看出: Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 随着 K_2/K_1 值的

增大而增大,当 K_2/K_1 增大到 35 时,不管 N 取 3.5~5.5 内的何值 Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 都不再变化;随着 N 的增大, Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 趋于稳定时的值也越大,出现这个现象的原因是 N 越大,产生的基频光的能量就越大,基频光能更有效地转换为拉曼光 1, Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 也就越大;而 Φ_{S2max} 和 Φ_{S2int} 则随着 K_2/K_1 值的增大而减小, N 越大,拉曼光 2 被完全抑制住时 K_2/K_1 的值也就越大,当 K_2/K_1 增大到 35 时,不管 N 取 3.5~5.5 内的何值 Φ_{S2max} 和 Φ_{S2int} 都基本为零,拉曼光 2 被抑制。如图 1(c) 所示,拉曼光 1 的脉宽 τ_{S1} 先是随着 K_2/K_1 的增大而增大,然后随着 K_2/K_1 的增大而减小,拉曼光 2 的脉宽 τ_{S2} 则是随着 K_2/K_1 的增大而一直增大。结合图 1(a)~(c) 可以看出: τ_{S1} 增大时, Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 还很小,拉曼光 1 还没有出来,所以前面脉宽增大的部分意义不大;而当拉曼光 1 开始产生时, τ_{S1} 开始变窄,随着 Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 到达稳定, τ_{S1} 也达到稳定,而且 N 越大,拉曼光 1 达到稳定时的脉宽就越窄; τ_{S2} 虽然一直在增大,但在 K_2/K_1 增大到一定值时, Φ_{S2max} 和 Φ_{S2int} 已经

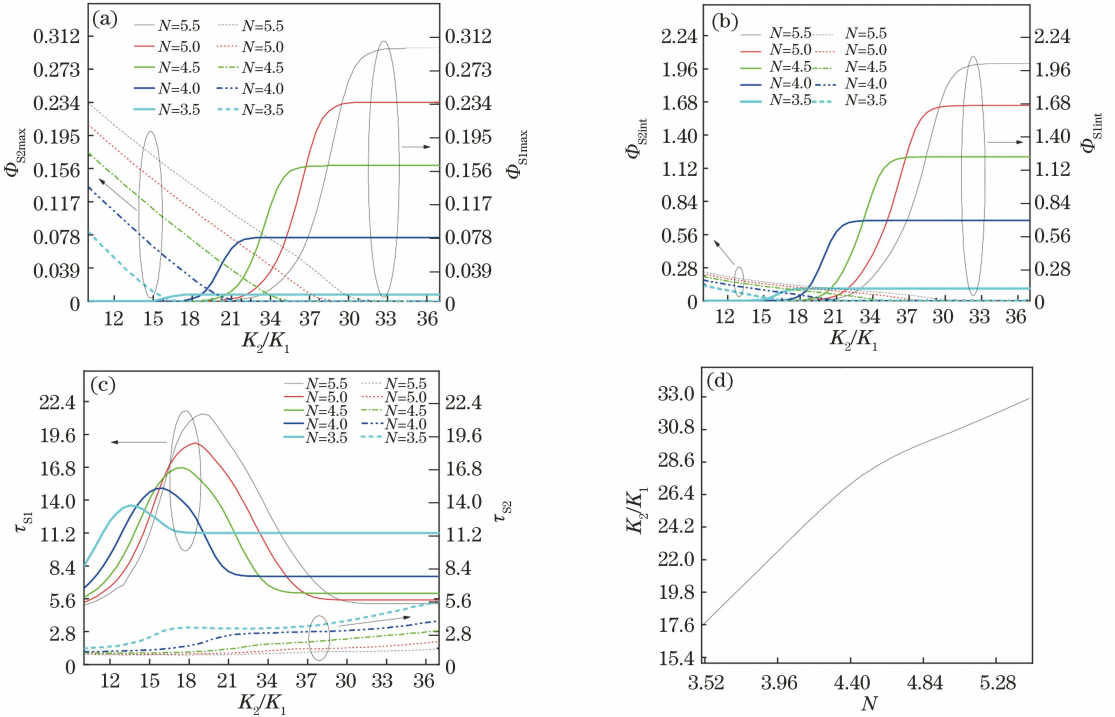


图 1 脉冲输出特性在 N 取不同值时随 K_2/K_1 的变化。(a)拉曼光 1 的峰值功率 Φ_{S1max} 和拉曼光 2 的峰值功率 Φ_{S2max} ; (b)拉曼光 1 的脉冲能量 Φ_{S1int} 和拉曼光 2 的脉冲能量 Φ_{S2int} ; (c)拉曼光 1 的脉宽 τ_{S1} 和拉曼光 2 的脉宽 τ_{S2} ; (d) Φ_{S1max} 达到稳定时 K_2/K_1 的临界值随 N 的变化曲线

Fig. 1 Pulse output characteristics versus K_2/K_1 when N takes different values. (a) Peak power Φ_{S1max} of Raman light 1 and peak power Φ_{S2max} of Raman light 2; (b) pulse energy Φ_{S1int} of Raman light 1 and pulse energy Φ_{S2int} of Raman light 2; (c) pulse width τ_{S1} of Raman light 1 and pulse width τ_{S2} of Raman light 2; (d) critical value of K_2/K_1 versus N when Φ_{S1max} is stable

基本为零,拉曼光 2 被抑制住了,所以脉宽增加的意义不大。从图 1 可以看出,在 K_1 固定时,增大 K_2 ,可以有效地抑制拉曼增益最大的拉曼模,使得拉曼增益小的拉曼模可实现拉曼转换。 N 增大,则需要更大的 K_2/K_1 临界值才能更有效地抑制拉曼光 2,如当 $N=4.0, 5.0$ 时, K_2/K_1 的临界值分别需要大于 21、29,才能抑制住拉曼光 2。从图 1(d) 可以看出,当 N 越大时, Φ_{S1max} 达到稳定时 K_2/K_1 的临界值就越大,如 $N=3.5, 5.5$ 时, Φ_{S1max} 达到稳定时 K_2/K_1 的临界值分别为 17.5、34.5。拉曼光 1 达到稳定值,拉曼光 2 被完全抑制住时, K_2/K_1 的临界值随着 N 的增大而变大,出现这个现象的原因是当 N 增大时,产生的基频光能量增大,在进行受激拉曼转换时,因拉曼模 2 的拉曼增益比拉曼模 1 的拉曼增益大,如果 K_2 不够大,那么会有一部分基频光转换为拉曼光 2,在转换过程中就会与拉曼光 1 产生竞争,随着 K_2 的增大,拉曼光 2 逐渐被抑制,基频光大部分转换为拉曼光 1,所以 Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 随着 K_2/K_1 的增大而增大,当 K_2 足够大时,拉曼光 2 就被完全抑制住,基频光全部转换为拉曼光 1,

Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 达到稳定。当 $N=3.5$ 时, Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 也已经很小了,如果 N 再小,不管 K_2/K_1 如何变大,也很难再产生拉曼光 1 了。

3.2.2 脉冲输出特性在 M_2 取不同值时随 K_2/K_1 的变化

M_2 为拉曼光 2 的归一化拉曼增益系数,它与拉曼晶体中拉曼模 2 的拉曼增益系数 g_2 及拉曼晶体的长度 l_s 有关,当 g_2 越大时, M_2 越大,当 l_s 越大时, M_2 也越大。当 M_2 改变时, K_2/K_1 也要改变才能更好地抑制住拉曼光 2,产生更大的拉曼光 1。设定 $N=5.0, M_2/M_1=3, K_1=0.2, \alpha=10$, M_2 分别取 20、18、16、14、12,图 2(a) 为 Φ_{S1max} 和 Φ_{S2max} 随 K_2/K_1 比值的变化,图 2(b) 为 Φ_{S1int} 和 Φ_{S2int} 随 K_2/K_1 比值的变化,图 2(c) 为 τ_{S1} 和 τ_{S2} 随 K_2/K_1 比值的变化,图 2(d) 为 M_2 取不同值时 Φ_{S1max} 达到稳定时 K_2/K_1 的临界值。从图 2(a) 和图 2(b) 可以看出;当 $M_2=12$ 时, Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 已经很小了,如果再减小 M_2 ,可能就很难有拉曼光 1 产生,这是因为当 M_2 取再小的值时,拉曼光 1 的增益就随之变得更小,使得基频光到拉曼光 1 的有效转换很难实现,

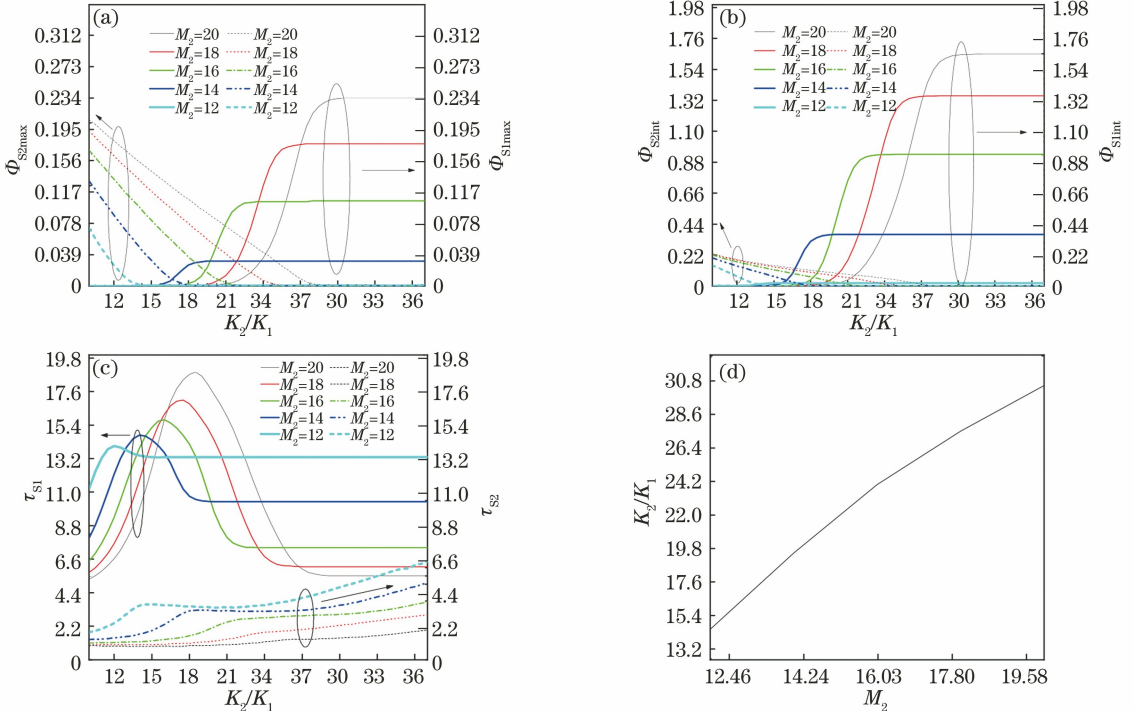


图 2 脉冲输出特性在 M_2 取不同值时随 K_2/K_1 的变化。(a)拉曼光 1 的峰值功率 Φ_{S1max} 和拉曼光 2 的峰值功率 Φ_{S2max} ; (b)拉曼光 1 的脉冲能量 Φ_{S1int} 和拉曼光 2 的脉冲能量 Φ_{S2int} ; (c)拉曼光 1 的脉宽 τ_{S1} 和拉曼光 2 的脉宽 τ_{S2} ; (d) Φ_{S1max} 达到稳定时 K_2/K_1 的临界值随 M_2 的变化曲线

Fig. 2 Pulse output characteristics versus K_2/K_1 when M_2 takes different values. (a)Peak power Φ_{S1max} of Raman light 1 and peak power Φ_{S2max} of Raman light 2; (b) pulse energy Φ_{S1int} of Raman light 1 and pulse energy Φ_{S2int} of Raman light 2; (c) pulse width τ_{S1} of Raman light 1 and pulse width τ_{S2} of Raman light 2; (d) critical value of K_2/K_1 versus M_2 when Φ_{S1max} is stable

M_2 越大,则就需要越大的 K_2/K_1 才能更有效地抑制拉曼光 2,如当 $M_2 = 16, 20$ 时, K_2/K_1 分别需要大于 22、29 才能有效抑制住拉曼光 2;随着 M_2 的增大, Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 达到稳定时的值也越大,出现这个现象的原因是随着拉曼增益的增大,拉曼光 2 被完全抑制住,则基频光到拉曼光 1 的转换效率就越高,所以 Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 达到稳定时的值也越大。如图 2 (c)所示,拉曼光 1 的脉宽 τ_{S1} 先是随着 K_2/K_1 的增大而增大,然后随着 K_2/K_1 的增大而减小,拉曼光 2 的脉宽 τ_{S2} 则是随着 K_2/K_1 的增大而一直增大。通过结合图 2(a)和图 2(b)可以看出: τ_{S1} 增大时, Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 还很小,拉曼光 1 还没有出来,所以前面脉宽增大的部分意义不大,而当拉曼光 1 开始产生时, τ_{S1} 开始变窄,随着 Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 到达稳定, τ_{S1} 也达到稳定,而且 M_2 越大,拉曼光 1 达到稳定时的脉宽就越窄; τ_{S2} 虽然一直在增大,但在 K_2/K_1 增大到一定值时, Φ_{S2max} 和 Φ_{S2int} 已经基本为零,拉曼光 2 被抑制住了,所以脉宽的增加也意义不大。从图 2 (d)可以看出, M_2 越大, Φ_{S1max} 达到稳定时 K_2/K_1

的临界值就越大,例如当 $M_2 = 14, 20$ 时, Φ_{S1max} 达到稳定时 K_2/K_1 的临界值分别为 19.5、30.5。拉曼光 1 达到稳定时和拉曼光 2 被完全抑制住时的 K_2/K_1 的临界值随着 M_2 的增大而变大,出现这个现象的原因是随着 M_2 的增大,基频光到拉曼光 2 的有效拉曼转换更容易实现,所以当 M_2 增大时,如果 K_2/K_1 不够大,那么就不能完全抑制住拉曼光 2,基频光到拉曼光 1 的有效拉曼转换效率就达不到最大。

3.2.3 脉冲输出特性在 α 取不同值时随 K_2/K_1 的变化

α 是饱和吸收体的漂白因子,它除了与饱和吸收体本身的性质有关外,还与基频光在激光介质中和饱和吸收体中的半径的比值有关,当 α 改变时,为了更好地抑制拉曼光 2 和产生更大的拉曼光 1, K_2/K_1 的临界值也会发生变化。设定 $N = 5, M_2 = 20, M_2/M_1 = 3, K_1 = 0.2, \alpha$ 分别取 30、25、20、15、10 时, Φ_{S1max} 和 Φ_{S2max} 随 K_2/K_1 比值的变化如图 3(a)所示, Φ_{S1int} 和 Φ_{S2int} 随 K_2/K_1 比值的变化如图 3(b)所示, τ_{S1} 和 τ_{S2} 随 K_2/K_1 比值的变化如图 3(c)所

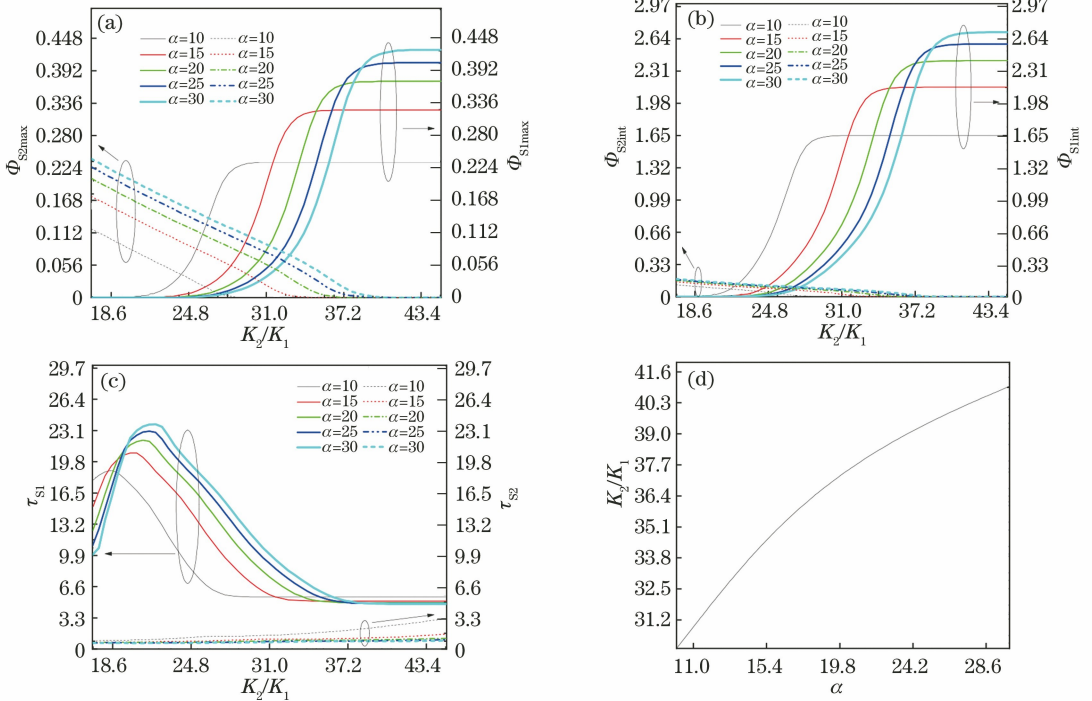


图 3 脉冲输出特性在 α 取不同值时随 K_2/K_1 的变化。(a)拉曼光 1 的峰值功率 Φ_{S1max} 和拉曼光 2 的峰值功率 Φ_{S2max} ; (b) 拉曼光 1 的脉冲能量 Φ_{S1int} 和拉曼光 2 的脉冲能量 Φ_{S2int} ; (c)拉曼光 1 的脉宽 τ_{S1} 和拉曼光 2 的脉宽 τ_{S2} ; (d) Φ_{S1max} 达到稳定时 K_2/K_1 的临界值随 α 的变化

Fig. 3 Pulse output characteristics versus K_2/K_1 when α takes different values. (a) Peak power Φ_{S1max} of Raman light 1 and peak power Φ_{S2max} of Raman light 2; (b) pulse energy Φ_{S1int} of Raman light 1 and pulse energy Φ_{S2int} of Raman light 2; (c) pulse width τ_{S1} of Raman light 1 and pulse width τ_{S2} of Raman light 2; (d) critical value of K_2/K_1 versus α when Φ_{S1max} is stable

示, Φ_{S1max} 达到稳定时 K_2/K_1 的临界值如图 3(d) 所示。从图 3(a) 和 3(b) 可以看出: Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 随着 K_2/K_1 的增大而增大, 当 K_2/K_1 增大到一定值时, Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 也达到稳定, 不再随 K_2/K_1 的增大而增加; 而 Φ_{S2max} 和 Φ_{S2int} 则随着 K_2/K_1 的增大而减小, 当 K_2/K_1 增大到一定值时, 拉曼光 2 被抑制住, Φ_{S2max} 和 Φ_{S2int} 趋近于零; 从图 3(a)~(c) 中可以看出, α 越大, 拉曼光 1 达到稳定时 Φ_{S1max} 越高, Φ_{S1int} 越大, 脉冲越窄, 更有利于非线性效应的发生, 同时需要更大的 K_2/K_1 才能更有效地抑制住拉曼光 2, 例如当 $\alpha=10, 25$ 时, K_2/K_1 分别需要大于 29, 39 才可以抑制住拉曼光 2。如图 3(c) 所示: 拉曼光 1 的脉宽 τ_{S1} 先随着 K_2/K_1 的增大而增大, 增大到一定值时, 随着 K_2/K_1 的增大而减小; 拉曼光 2 的脉宽 τ_{S2} 则随着 K_2/K_1 的增大而一直增大。通过结合图 3(a) 和图 3(b) 可以看出: τ_{S1} 增大时, 拉曼光 1 还没有出来, 所以脉宽的增加意义不大, 而当拉曼光 1 开始产生时, τ_{S1} 开始变窄, 随着 Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 到达稳定, τ_{S1} 也达到稳定, 而且 α 越大, 拉曼光 1 达到稳定时的脉宽就越窄; 而 τ_{S2} 虽然一直在增大, 但在 K_2/K_1 增大到一定值时, Φ_{S2max} 和 Φ_{S2int} 已经基本为零, 拉曼光 2 被抑制住了, 所以脉宽的增加也意义不大。从图 3(d) 可以看出, 当 α 越大时, Φ_{S1max} 达到稳定时 K_2/K_1 的临界值就越大, 例如当 $\alpha=10, 30$ 时, Φ_{S1max} 达到稳定时 K_2/K_1 的临界值分别为 30.5、42.5。拉曼光 1 达到稳定时和拉曼光 2 被完全抑制住时的 K_2/K_1 的临界值随着 α 的增大而变大, 出现这个现象的原因是 α 越大, 饱和吸收体从激发态恢复到基态的速度越快, 基频光的能量就越大, 基频光到拉曼光 2 的有效拉曼转换相对容易实现, 所以当 α 增大时, 如果 K_2/K_1 不够大, 那么就不能完全抑制住拉曼光 2, 基频光到拉曼光 1 的有效拉曼转换效率就达不到最大。

通过 3.2.1、3.2.2 和 3.2.3 小节可以看出, 随着 N, M_2 和 α 的增大, 必须要更大的 K_2 才能更有效地抑制住拉曼光 2, 使得拉曼光 1 的输出达到最大, 而且要想获得更大的峰值功率和脉冲能量, 在考虑实验条件的情况下就需要尽可能地使得 N, M_2 和 α 更大, 但是也要合理地设置实验装置, 使得 K_2 要能完全抑制住拉曼光 2, 否则拉曼光 2 会和拉曼光 1 产生竞争, 拉曼光 1 的转换效率不会达到最大。

3.2.4 脉冲输出特性在 N 取不同值时随 α 的变化

在 K_2/K_1 固定的情况下, N 和 α 的改变将会影响拉曼光 2 的抑制和拉曼光 1 的大小。设定

$M_2=20, M_2/M_1=3, K_1=0.2, K_2/K_1=35$, 脉冲输出特性如图 4 所示。图 4(a) 为 Φ_{S1max} 和 Φ_{S2max} 随 α 的变化, 图 4(b) 为 Φ_{S1int} 和 Φ_{S2int} 随 α 的变化, 图 4(c) 为 τ_{S1} 和 τ_{S2} 随 α 的变化。从图 4(a) 和图 4(b) 可以看出: Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 在 $N \geq 4.5$ 时随着 α 的增大先增加后减小, 在 $N \leq 4.0$ 时随着 α 的增大而增加; 在 $N \geq 4.0$ 时, Φ_{S2max} 和 Φ_{S2int} 则随着 α 的增大而增加, N 再小, 则在 α 的取值范围内拉曼光 2 被抑制住, 不会随 α 的增大而产生。 Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 在 $N \geq 4.5$ 时的变化是因为随着 α 的增大, $K_2/K_1=35$ 已经不能抑制拉曼光 2 的产生, 拉曼光 2 的产生消耗了一部分基频光粒子数, 基频光到拉曼光 1 的有效转换效率变小, 所以 Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 在 α 变大到拉曼光 2 产生时开始变小; 在 $N \leq 4.0$ 时, 在 α 的取值范围内拉曼光 2 没有产生, 所以 Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 随着 α 的增大而一直增加。从图 4(c) 可以看出: 在 $N \geq 4.5$ 时 τ_{S1} 随着 α 的增大先变窄后变宽, 在 $N \leq 4.0$ 时 τ_{S1} 随着 α 的增大而一直变窄; τ_{S2} 则一直随着 α 的增大而变窄, 在 $N \leq 4.0$ 时, 拉曼光 2 没有产生, 所以 τ_{S2} 的增大意义不大。拉曼光 1 的脉宽在 $N \geq 4.5$ 时变化的原因是拉曼光 2 产生了, 影响了拉曼光 1 的脉宽。

3.2.5 脉冲输出特性在 N 取不同值时随 M_2/M_1 的变化

M_2/M_1 是拉曼光 2 与拉曼光 1 归一化增益系数的比值, 在拉曼光 2 被完全抑制住的情况下, 拉曼光 1 的大小将会随着 M_2/M_1 的改变而发生变化, 同时, 在 N 取不同值时, 拉曼光 1 的大小也会不同。设定 $M_2=20, K_1=0.2, K_2/K_1=35, \alpha=10$, 脉冲输出特性在 N 取 5.5、5.0、4.5、4.0、3.5 时随 M_2/M_1 的变化如图 5 所示。图 5(a) 为 Φ_{S1max} 随 M_2/M_1 的变化, 图 5(b) 为 Φ_{S1int} 随 M_2/M_1 的变化, 图 5(c) 为 τ_{S1} 随 M_2/M_1 的变化。这时拉曼光 2 已经被抑制住, Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 随 M_2/M_1 的增加先增大后减小, 当 N 较大时, 在 M_1 相对较小的情况下, 拉曼光 1 即可产生, 当 N 较小时, 就需要相对较大的 M_1 才能产生拉曼光 1, 如当 $N=5.5, 3.5$ 时, M_1 分别需要大于 $M_2/5.5, M_2/3.2$, 拉曼光 1 才能产生。拉曼光 1 的脉宽 τ_{S1} 随着 M_2/M_1 的增加而增大, 增大到一定值时趋于稳定。其中 N 较小时拉曼光 1 的脉宽会先趋于稳定, 因为随着 M_1 的减小, N 较小时的拉曼光 1 会先被抑制住, 如当 $N=3.5$ 时, 在 $M_1=M_2/3.2$ 时, 其脉宽就开始趋于稳定, 而 $N=5.5$ 时, 脉宽在 $M_1=M_2/5.5$ 时才开始趋于稳定, 结合图 5(a) 和图 5(b) 可以看出脉宽趋于稳定

时,拉曼光 1 也已经被抑制住了,所以相对较大的 M_1 也能更有效地实现拉曼光 1 的输出。 Φ_{S1max} 和 Φ_{S1int} 下降时,拉曼光 2 也没有产生,可能是因为随着 M_2/M_1 的增大,拉曼光 1 的拉曼增益减小,拉

曼光没有出来,基频光在腔内往返过程中被损耗了,所以随着 M_2/M_1 比值的增大,拉曼光 1 逐渐被抑制住,拉曼光 2 没有产生,基频光峰值功率和脉冲能量增大。

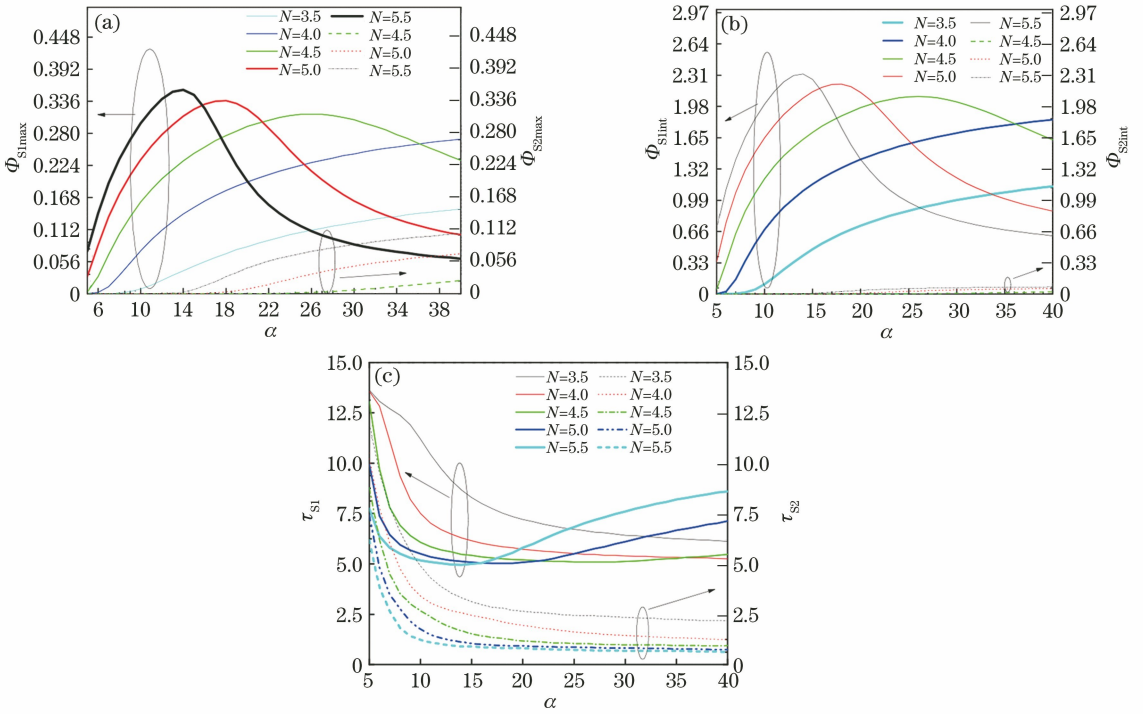


图 4 脉冲输出特性在 N 取不同值时随 α 的变化。(a)拉曼光 1 的峰值功率 Φ_{S1max} 和拉曼光 2 的峰值功率 Φ_{S2max} ; (b)拉曼光 1 的脉冲能量 Φ_{S1int} 和拉曼光 2 的脉冲能量 Φ_{S2int} ;(c)拉曼光 1 的脉宽 τ_{S1} 和拉曼光 2 的脉宽 τ_{S2}

Fig. 4 Pulse output characteristics versus α when N takes different values. (a) Peak power Φ_{S1max} of Raman light 1 and peak power Φ_{S2max} of Raman light 2; (b) pulse energy Φ_{S1int} of Raman light 1 and pulse energy Φ_{S2int} of Raman light 2; (c) pulse width τ_{S1} of Raman light 1 and pulse width τ_{S2} of Raman light 2

3.3 实验验证与优化

2013 年, Wu 等^[18]用被动调 Q c 切 Nd:YVO₄ 自拉曼激光器实现了 1097 nm 的一阶 Stokes 光输出。通过文献[15]中的自发拉曼谱可以看出 c 切 Nd:YVO₄ 拉曼增益最大的拉曼模为 890 cm⁻¹, 1066.6 nm 的基频光经过 890 cm⁻¹ 的拉曼频移后, 产生的一阶 Stokes 光应为 1178 nm, 但文中提到未观察到 1178 nm 的一阶 Stokes 光, 通过理论和数值模拟可以发现在作者的实验条件下, 拉曼增益最大的 1178 nm 拉曼光的损耗已经足够大, 拉曼光 2 已经被抑制住了^[18], 这与数值模拟结果一致。下面在模拟结果的基础上, 改变了 N 和 α , 获得了更加优化的结果。将文献中实验参数带入(13)式, 得到 K_1 约为 0.26, K_2/K_1 约为 28.4, N 约为 4.2, G_1 约为 18.1, α 约为 9.26, 通过文献[15]得到 M_2/M_1 约为 2.2, 通过文献[19]获得 σ , 通过(15)式和(16)式计算得其归一化峰值功率约为 0.226, 归一化脉冲能

量约为 0.905, 归一化脉冲宽度约为 3.756。将这些实验参数代入数值模拟中, 得到模拟的归一化峰值功率为 0.229, 归一化的脉冲能量为 1.246, 归一化脉冲宽度为 4.25, 数值模拟结果与实验结果基本一致, 但数值模拟结果比实验结果较好。图 6 中拉曼模 1 的归一化增益 M_1 均为 9, 曲线为 $M_2/M_1=2.2$ 时, 1097 nm 的拉曼光的峰值功率 Φ_{S1max} 随 K_2/K_1 的变化, 其中标记点为实验获得的数据所在的位置, 通过图 6 可以看出在实验中可以通过增大 α 和 N 来获得更大的次级拉曼模的拉曼光输出, 例如 $\alpha=15$ 时获得的 Φ_{S1max} 比 $\alpha=9$ 时大, $N=5$ 时获得的 Φ_{S1max} 又比 $N=4.2$ 时大, 但在增大 α 和 N 的同时还要增大 K_2 , 以便能够完全抑制住 1178 nm 的拉曼光, 否则 1178 nm 的拉曼光会与 1097 nm 的拉曼光产生竞争, 使得 1097 nm 的拉曼光的输出不能达到最大。所以, 本实验可以在合理的范围内通过增大输出镜对 1178 nm 的拉曼光的透过率来增大 K_2 , 使得

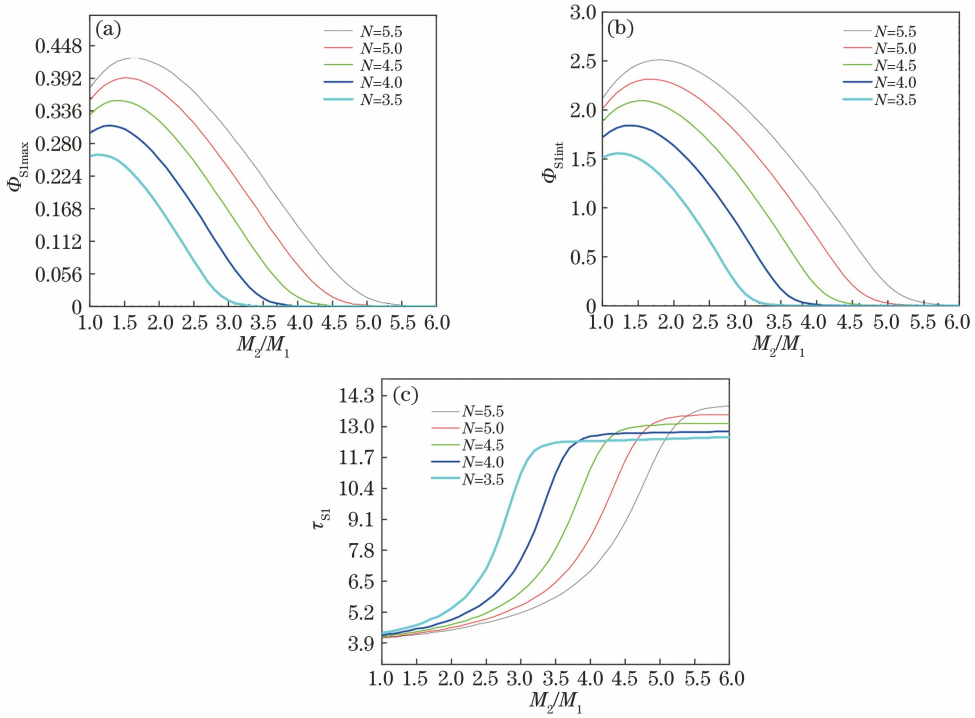


图 5 脉冲输出特性在 N 取不同值时随 M_2/M_1 的变化。(a)拉曼光 1 的峰值功率 Φ_{S1max} ;
(b)拉曼光 1 的脉冲能量 Φ_{S1int} ;(c)拉曼光 1 的脉宽 τ_{S1}

Fig. 5 Pulse output characteristics versus M_2/M_1 when N takes different values. (a) Peak power Φ_{S1max} of Raman light 1; (b) pulse energy Φ_{S1int} of Raman light 1; (c) pulse width τ_{S1} of Raman light 1

K_2/K_1 大于 28, 通过增大可饱和吸收体的初始透过率来增大初始反粒子数 N , 通过改变腔型结构或者减小腔镜的曲率半径来增大 α , 使得各项参数到达图中优化后的结构, 最终获得最佳的实验结果。

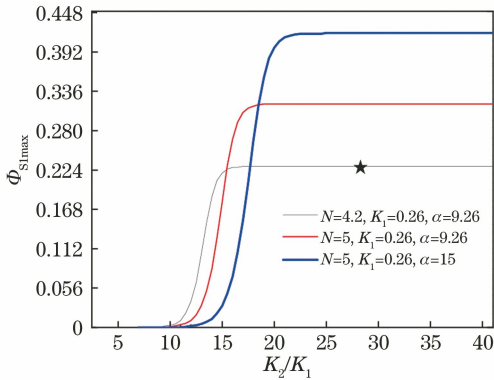


图 6 1097 nm 的拉曼光的峰值功率 Φ_{S1max} 随 K_2/K_1 的变化实验结果

Fig. 6 Experimental results of peak power Φ_{S1max} of 1097 nm Raman light versus K_2/K_1

4 结 论

本文推导出了被动调 Q 产生两束拉曼光的速率方程, 并对方程进行了归一化处理。重点数值分析了 K_2/K_1 对两束拉曼光的峰值功率、脉冲能量

和脉宽的影响, 同时对归一化参量 N, M_2, α 取不同取值时的影响进行了分析, 对当前实验得到的结果进行了验证, 并在此基础上进行了一定的优化, 获得了更好的实验结果。通过数值分析可以看到 K_2/K_1 对抑制拉曼增益最大的拉曼光至关重要, 所以 K_2/K_1 要尽可能得大。 N, M_2 和 α 越大, 脉冲输出到达稳定时的值就越大, 拉曼增益较小的拉曼光也较容易产生, 所以也就需要更大的 K_2/K_1 才能完全抑制住拉曼增益最强的拉曼光, 使它不能与拉曼增益较小的拉曼光产生竞争, 从而获得最大的次级拉曼模的有效拉曼转换。

参 考 文 献

- [1] Zhou B K, Gao Y Z, Chen T R, et al. The principle of laser [M]. 7th ed. Beijing: National Defense Industry Press, 2003: 1-3.
周炳坤, 高以智, 陈倜嵘, 等. 激光原理[M]. 第 7 版. 北京: 国防工业出版社, 2003: 1-3.
- [2] Woodbury E J, Ng W K. Ruby laser operation in the near IR [J]. Proceedings of the Institute of Radio Engineers, 1962, 50(11): 2367.
- [3] Pask H M. The design and operation of solid-state Raman lasers[J]. Progress in Quantum Electronics, 2003, 27(1): 3-56.

- [4] Li Z H, Liu D, Cai X L, et al. Stimulates Raman scattering in carbon dioxide gas pumped by Nd:YAG laser at 1064 nm [J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(3): 0308001.
李仲慧, 刘栋, 蔡向龙, 等. 1064 nm Nd:YAG 激光抽运二氧化碳气体中的受激拉曼散射 [J]. 中国激光, 2018, 45(3): 0308001.
- [5] Liu Z J, Rao H, Cong Z H, et al. Single-frequency BaWO₄ Raman MOPA at 1178 nm with 100-ns pulse pump [J]. Crystals, 2019, 9(4): 185.
- [6] Su F F, Zhang X Y, Wang W T, et al. High-efficient diode-pumped actively Q-switched Nd : YAG/KTP Raman laser at 1096 nm wavelength [J]. Optics Communications, 2013, 305: 201-203.
- [7] Dekker P, Pask H M, Spence D J, et al. Continuous-wave, intracavity doubled, self-Raman laser operation in Nd : GdVO₄ at 586.5 nm [J]. Optics Express, 2007, 15(11): 7038-7046.
- [8] Jia H X, Ding S H, Liu J J, et al. Laser-diode-pumped Cr⁴⁺ : YAG passively Q-switched intracavity PbWO₄ mode-locked Raman laser [J]. Chinese Journal of Lasers, 2014, 41(10): 1002007.
贾海旭, 丁双红, 刘佳佳, 等. LD 抽运 Cr⁴⁺ : YAG 被动调 Q 内腔式 PbWO₄ 锁模拉曼激光器实验研究 [J]. 中国激光, 2014, 41(10): 1002007.
- [9] Ding S H. Theoretical and experimental research on all-solid-state Raman laser [D]. Jinan: Shandong University, 2006: 9.
丁双红. 全固态拉曼激光器理论与实验研究 [D]. 济南: 山东大学, 2006: 9.
- [10] Zheng S K, Yang K W, Ao J P, et al. Advances in fiber laser sources for coherent Raman scattering microscopy [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(5): 0508008.
郑世凯, 杨康文, 敖建鹏, 等. 光纤式相干拉曼散射成像光源研究进展 [J]. 中国激光, 2019, 46(5): 0508008.
- [11] 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): 1915-1917.
- [12] Chen M T, Dai S B, Zhu S Q, et al. Multi-watt passively Q-switched self-Raman laser based on a c-cut Nd:YVO₄ composite crystal [J]. Journal of the Optical Society of America B, 2019, 36(2): 524-532.
- [13] Li R, Bauer R, Lubeigt W. Continuous-wave Nd : YVO₄ self-Raman lasers operating at 1109 nm, 1158 nm and 1231 nm [J]. Optics Express, 2013, 21(15): 17745-17750.
- [14] Lin H Y, Pan X, Huang X H, et al. Cr⁴⁺ : YAG passively Q-switched c-cut Nd : YVO₄ self-Raman laser at 1168.6 nm [J]. Infrared Physics & Technology, 2016, 75: 56-58.
- [15] 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.
- [16] Zhang X Y, Zhao S Z, Wang Q P, et al. Modeling of passively Q-switched lasers [J]. Journal of the Optical Society of America B, 2000, 17(7): 1166-1174.
- [17] 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.
- [18] Wu Z G, Cong Z H, Chen X H, et al. Passively Q-switched 1097 nm c-cut Nd:YVO₄ self-Raman laser with Cr:YAG saturable absorber [J]. Optics & Laser Technology, 2013, 54: 137-140.
- [19] Chen Y F. Efficient subnanosecond diode-pumped passively Q-switched Nd : YVO₄ self-stimulated Raman laser [J]. Optics Letters, 2004, 29(11): 1251-1253.