

LD 泵浦被动调 Q 腔内和频拉曼激光器速率方程

皇甫军强¹, 贾海旭², 杨丽丽¹, 丁双红¹

(1. 烟台大学 光电信息科学技术学院, 山东 烟台 264005;

2. 北京东方锐镭科技有限公司, 北京 100015)

摘要: 运用非线性光学的和频理论推导出被动调 Q 腔内和频拉曼激光器速率方程理论中的和频项, 在被动调 Q 拉曼激光器速率方程的基础上, 推导被动调 Q 腔内和频拉曼激光器速率方程, 再将方程归一化, 得到八个综合参量。推导出和频脉冲峰值功率和单脉冲能量的归一化表达式。数值模拟观察各参量对和频脉冲峰值功率、单脉冲能量和脉冲宽度的影响。对各参量影响进行分析, 发现和频因子与归一化拉曼增益系数需要相互匹配才能实现高效率的和频光输出。同时, 比较了被动调 Q 腔内和频拉曼激光器与被动调 Q 腔内倍频拉曼激光器的数值模拟结果。

关键词: 和频激光器; 拉曼激光器; 速率方程; 数值模拟

中图分类号: TN248.1 文献标志码: A DOI: 10.3788/IRLA201645.0606006

Rate equation theory of LD pumped passively Q-switched intracavity sum-frequency Raman laser

Huangfu Junqiang¹, Jia Haixu², Yang Lili¹, Ding Shuanghong¹

(1. School of Photo-Electronic Information Science and Technology, Yantai University, Yantai 264005, China;

2. Beijing Oriental Sharp Laser Technology Co., Ltd, Beijing 100015, China)

Abstract: Sum-frequency term of the rate equation theory of passively Q-switched intracavity sum-frequency Raman laser was derived from the sum-frequency theory. Based on rate equations of passively Q-switched Raman laser, passively Q-switched intracavity sum-frequency laser rate equations were derived and normalized, and eight comprehensive parameters were obtained. The normalized expression of the peak power and the single pulse energy were derived. The influence of these comprehensive parameters on the peak power, the energy of single pulse and the pulse duration was observed by numerical simulation. The influences of each parameter were analyzed, and it was found that the sum-frequency factor and the normalized Raman gain coefficient need to be matched with each other to achieve the high efficiency output of the sum-frequency. Finally, the numerical simulation results of passively Q-switched intracavity sum-frequency Raman laser rate equations were compared with those of passively Q-switched intracavity frequency doubling Raman laser rate equations.

Key words: sum-frequency laser; Raman laser; rate equations; numerical simulation

收稿日期: 2015-10-20; 修订日期: 2015-11-22

基金项目: 山东省自然科学基金(ZR2014FM021); 烟台大学研究生科技创新基金(01056)

作者简介: 皇甫军强(1989-), 男, 硕士生, 主要从事固体拉曼激光器等方面的研究。Email: hfjq@foxmail.com

导师简介: 丁双红(1970-), 女, 教授, 硕士生导师, 博士, 主要从事激光物理及技术等方面的研究。Email: shding@ytu.edu.cn

0 引言

黄绿激光广泛应用于藻红蛋白、免疫检测、显微荧光应用等领域, 560 nm 波段的黄绿激光目前已经应用于医学领域, 例如治疗雀斑和皱纹。拉曼激光器获得黄色激光主要有两种方式: 一种是基频光和一阶斯托克斯光和频效应(SFG)产生; 一种是一阶斯托克斯光倍频作用(SHG)产生。

近年来, 拉曼激光器迅猛发展, 拉曼黄光激光器成为当前研究的一个热点。最近几年在内腔式和频黄光激光器的研究方面取得了不错的进展^[1-13]。在连续腔内和频拉曼激光器方面: 2010 年, 澳大利亚的 A. J. Lee 研究小组报道了 LBO 腔内和频 Nd:GdVO₄ 自拉曼黄光激光器, 获得 5.3W 连续黄光输出, 转换效率为 21%^[1]。2011 年, Liang W 等实现了 LBO 腔内和频 Nd:YVO₄ 拉曼黄光激光器的连续运转, 获得 1.12 W 的黄绿光输出, 功率稳定性超过 4 h, 好于 3.3%^[2]。2013 年, Tan Y 等以 Nd:LuVO₄ 为拉曼晶体, LBO 为和频晶体, 获得了 4.2 W 的 560 nm 连续黄光输出, 转换效率达到 22.9%^[3]。

在主动调 Q 腔内和频拉曼激光器方面: 2010 年, Zhu Haiyong 等以 Nd:YVO₄ 为拉曼晶体、KTP 为和频晶体, 得到 480 mW 的 558.6 nm 黄光输出, 转换效率为 4%^[4]。2013 年, Du Chenlin 等报道了腔内和频主动调 Q YVO₄-Nd:YVO₄-YVO₄ 自拉曼黄光激光器, 获得了 3.55 W 的 559 nm 黄绿光输出, 转换效率为 11%^[5]。2014 年, Su Fufang 等成功运行了主动调 Q 腔内和频 Nd:YVO₄ 自拉曼激光器, 获得了 0.9 W 的 560 nm 黄绿光输出, 转换效率为 6.6%^[6]。

在拉曼激光器速率方程理论方面, 1997 年, Zhang Xingyu 等对被动调 Q 激光器进行研究, 构建出被动调 Q 激光器速率方程^[11]。2007 年, Ding Shuanghong 等对被动调 Q 受激拉曼散射激光器速率方程进行了数值分析^[12]。2012 年, 刘永纳对被动调 Q 倍频拉曼激光器的理论进行研究, 建立了被动调 Q 倍频速率方程^[13]。

到目前为止, 尚未见到关于 LD 泵浦被动调 Q 腔内和频拉曼黄光激光器理论与实验研究的相关报道。饱和吸收体加入谐振腔中即构成被动调 Q, 不用其他的驱动装置, 优点是结构简单、紧凑、花费少。文中主要对被动调 Q 腔内和频拉曼激光器的速率方程

进行研究。

1 被动调 Q 腔内和频拉曼激光器速率方程推导

1.1 和频项的推导

频率分别为 ω_L , ω_S 和 ω_F ($\omega_F = \omega_L + \omega_S$) 的光波, 入射光波为 ω_L 和 ω_S 时, 三波混频产生频率为 ω_F 的光波场, 即为和频过程。小信号近似下求得三波混频耦合波方程组:

$$E(\omega_F, 0) = i \frac{2\chi_{\text{eff}}^{(2)} l_F}{\lambda_F n_F} E(\omega_L, 0) E(\omega_S, 0) \times \left[\sin\left(\frac{\Delta k l_F}{2}\right) / \left(\frac{\Delta k l_F}{2}\right) \right] \exp\left(\frac{i\Delta k l_F}{2}\right) \quad (1)$$

式中: $E(\omega_L, 0)$ 、 $E(\omega_S, 0)$ 和 $E(\omega_F, 0)$ 分别为两入射光波及和频光波的电场强度; $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 为非线性介质的二阶有效非线性极化率, $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 一般表示为 χ_{eff} ; l_F 为和频晶体长度; n_F 为和频光在晶体中的折射率; λ_F 为和频光波长; $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$, k_1 , k_2 和 k_3 分别为两入射光波及和频光波的波数。

当 $\Delta k = 0$, 即相位匹配时, 理想情况下, 由光强和振幅的关系、光强和光功率的关系及光功率与光子数密度的关系, 可得基频光和一阶斯托克斯光和频产生的和频光光子数密度为:

$$\phi_F = \frac{2\pi h \chi_{\text{eff}}^2}{\varepsilon_0 n_L n_S n_F \lambda_F} \frac{l_F^2 \omega_L \omega_S}{\omega_F} \phi_L \phi_S = K_N \frac{l_F^2 \omega_L \omega_S}{\omega_F} \phi_L \phi_S \quad (2)$$

式中: $n_{L,S,F}$ 、 $\omega_{L,S,F}$ 和 $\phi_{L,S,F}$ 分别为基频光、一阶斯托克斯光与和频光在晶体中的折射率、频率和光子数密度; h 为普朗克常数; ε_0 为真空中的介电常数。对于和频, 一般习惯用有效非线性系数 d_{eff} 代替 χ_{eff} 。所以:

$$K_N = \frac{2\pi h d_{\text{eff}}^2}{\varepsilon_0 n_L n_S n_F \lambda_F} \quad (3)$$

一个基频光光子与一个一阶斯托克斯光光子和频生成一个和频光光子, 因此在单位时间内, 和频效应所引起的基频光与一阶斯托克斯光子的变化率相同, 其变化率即为和频项:

$$\frac{\phi_F}{t_r} = \frac{K_N}{t_r} = \frac{l_F^2 \omega_L \omega_S}{\omega_F} \phi_L \phi_S \quad (4)$$

式中: t_r 为光在谐振腔内往返一周所需的时间, $t_r = 2l_c/c$, l_c 为腔的光学长度。

1.2 建立被动调 Q 腔内和频拉曼激光器速率方程

由参考文献[11-13]给出的速率方程可以帮助建立被动调 Q 腔内和频拉曼激光器速率方程。对于 LD 泵浦被动调 Q 和频激光器的速率方程，将推导的和频项加入到被动调 Q 拉曼激光器速率方程^[13]中便可得到被动调 Q 腔内和频拉曼激光器速率方程。

根据参考文献[11-13]中的处理方法，对得到的速率方程做类似处理。采用参考文献[13]中的方法对速率方程进行整理。为了方便研究激光器参数对激光器输出性能的影响，对速率方程进行归一化处理，引入归一化时间 τ ，归一化基频光光子数密度 $\Phi_L(0, \tau)$ ，归一化拉曼光光子数密度 $\Phi_S(0, \tau)$ ，归一化初始反转粒子数密度 N 如下：

$$\tau = \frac{t}{t_r} [\ln(1/R_r) + \ln(1/T_0^2) + L_L] \quad (5)$$

$$\Phi_L(0, \tau) = \phi_{LL}(0, t) \frac{2\gamma_L \sigma_l c}{\ln(1/R_r) + \ln(1/T_0^2) + L_L} \quad (6)$$

$$\Phi_S(0, \tau) = \phi_{SR}(0, t) \frac{2\gamma_L \sigma_l c}{\ln(1/R_r) + \ln(1/T_0^2) + L_L} \quad (7)$$

$$N = \frac{\ln(1/R_r) + \ln(1/T_0^2) + L_L}{\ln(1/R_r) + (\sigma_r/\sigma_g) \ln(1/T_0^2) + L_L} \quad (8)$$

式中： $\phi_{LL}(0, t)$ 为基频光在激光晶体中光轴处的光子数密度； $\phi_{SR}(0, t)$ 为拉曼光在拉曼晶体中光轴处的光子数密度； σ 为增益介质受激发射截面面积； σ_g 和 σ_r 分别为饱和吸收体基态和激发态的吸收截面； R_L 为输出镜对基频光的反射率； L_L 为腔内基频光的固有损耗； γ_L 为激光介质的反转因子； T_0 为饱和吸收体的初始透过率。

$$T_0 = \exp(-\sigma_r n_{s0} l_a) \quad (9)$$

式中： n_{s0} 为饱和吸收体总的粒子数密度； l_a 为饱和吸收体的长度。

整理可得到：

$$\frac{d\Phi_L(0, \tau)}{d\tau} = \Phi_L(0, \tau) \int_0^1 \exp(-Ax^\beta) dx - \left(1 - \frac{1}{N}\right) \cdot \Phi_L(0, \tau) \frac{1 - \exp(-\alpha A)}{\alpha A} - M \Phi_L(0, \tau) \Phi_S(0, \tau) - \frac{\Phi_L(0, \tau)}{N} - F \Phi_L(0, \tau) \Phi_S(0, \tau) \quad (10)$$

$$\frac{d\Phi_S(0, \tau)}{d\tau} = M \Phi_L(0, \tau) \Phi_S(0, \tau) k_{is}^2 - K \Phi_S(0, \tau) + K_{sp} \Phi_L(0, \tau) k_{is}^2 - F k_{is}^2 \Phi_L(0, \tau) \Phi_S(0, \tau) \quad (11)$$

其中

$$x = \exp \left[-2r^2 \left(\frac{1}{w_{LL}^2} + \frac{1}{w_p^2} \right) \right]$$

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

$$\beta = \frac{1}{1 + w_{LL}^2 + w_p^2}$$

$$K_{sp} = k_{sp} \frac{t_r}{\ln(1/R_L) + \ln(1/T_0^2) + L_L}$$

$$K = \frac{\ln(1/R_S) + L_S}{\ln(1/R_L) + \ln(1/T_0^2) + L_L}$$

$$\alpha = \frac{\sigma_g \gamma_A w_{LL}^2}{\gamma_L \sigma w_{LA}}$$

$$M = \frac{g h \nu_R c l_R}{\gamma_L \sigma_l c} \frac{1}{1 + k_{rs}^2}$$

$$F = \frac{K_N J_F^2 \omega_L \omega_S}{2 \gamma_L \sigma_l c \omega_F} \frac{w_{SR}^2}{w_{LF}^2 + w_{SF}^2} \quad (12)$$

公式(10)和(11)描述了光轴上归一化的基频光光子数密度 $\Phi_L(0, \tau)$ 和拉曼光光子数密度 $\Phi_S(0, \tau)$ 随归一化的时间 τ 的变化规律。 β 为泵浦光与基频光在激光介质中的耦合率； α 为饱和吸收体的漂白因子； M 为归一化的拉曼增益系数； F 代表归一化的和频因子； K 代表拉曼光和基频光的损耗比； K_{sp} 代表归一化的自发拉曼散射系数； r 代表径向坐标； $w_{LL, LA}$ 、 J_F 分别代表基频光在激光介质、饱和吸收体及和频晶体中的光束半径； $w_{SR, SF}$ 代表一阶斯托克斯光在拉曼晶体与和频晶体中的光束半径； w_p 为泵浦光平均半径； $k_b = w_{LL}/w_{SR}$ ； R_S 为输出镜对一阶斯托克斯光的反射率； L_S 为腔内一阶斯托克斯光的固有损耗； g 和 k_{sp} 分别为拉曼晶体的拉曼增益系数和自发拉曼散射系数； ν_R 为一阶斯托克斯光的频率。

1.3 和频光脉冲参量的表示

根据参考文献[14]的方法来计算和频光峰值功率和单脉冲能量，再求归一化表示式。

根据归一化和频光峰值功率和单脉冲能量表达式，输出和频光的峰值功率、单脉冲能量可以定义为：

$$\Phi_{Fmax} = F [\Phi_L(0, \tau_m) \Phi_S(0, \tau_m)]_{max} \quad (13)$$

$$\Phi_{Finteg} = F \int \Phi_L(0, \tau) \Phi_S(0, \tau) d\tau \quad (14)$$

定义和频光光子数密度从 $\Phi_{Fmax}/2$ 到 Φ_{Fmax} 的上

升时间与从 $\Phi_{F_{max}}$ 到 $\Phi_{F_{max}}/2$ 的下降时间和为 $\Delta\tau$, $\Delta\tau$ 即可表示为脉冲宽度。

好, 应有个合理的取值。

2 综合参量影响分析

速率方程归一化处理, 使原本复杂的速率方程整合成为关于 $k_{ls}, \beta, K_p, K, M, F, N, \alpha$ 八个综合参量的方程, 便于进行分析处理。该小节先分析了各个综合参量的取值范围, 然后在其取值范围内对速率方程进行数值计算和分析, 以对实验设计进行指导。

2.1 归一化参量取值范围

处理过程中, 为了方便, 令 $k_{ls}=1, \beta=0.5$, 即基频光与泵浦光恰好完全匹配。计算过程中将常用晶体的参数分别代入。

归一化自发拉曼散射系数 K_p 的估算值为 $3.016 \times 10^{-15} \sim 9.889 \times 10^{-15}$ 。

归一化初始反转粒子数密度 N 的估算值为 $3.5 \sim 4.65$ 。

拉曼光和基频光的损耗比 K, K 值受初始透射率的影响较大。估算值为 $0.034 \sim 0.133$ 。

饱和吸收体的漂白因子 α, α 的取值主要受基频光束腰半径的影响。估算值为 $6.4 \sim 102$ 。

归一化的拉曼增益系数 M 估算值为 $5 \sim 50$ 。

和频因子 F 估算值为 $0 \sim 100$ 。

2.2 速率方程的数值模拟和分析

为了使运算简单, 数值模拟在 $k_{ls}=1, \beta=0.5, K=0.1, K_p=5 \times 10^{-15}$ 取值下进行。

图 1 为在 $M=24, \alpha=20$ 时, (a) $\Phi_{F_{max}}, \Phi_{F_{integ}}$ 随 F 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 $5, 4.5, 4, 3.5, 3$; (b) $\Delta\tau$ 随 F 的变化, 从左到右 N 取值依次为 $3, 3.5, 4, 4.5, 5$ 。可以看出 $\Phi_{F_{max}}$ 和 $\Phi_{F_{integ}}$ 开始随着 F 的增大而增大, 达到最大值后开始减小, 且 N 值越大, $\Phi_{F_{max}}$ 和 $\Phi_{F_{integ}}$ 达到的最大值就越大; $\Delta\tau$ 刚开始阶段比较平稳, 上升十分缓慢, F 增加到一定数值后开始迅速上升。这些结果可以解释为: 和频光是对基频光和一阶斯托克斯光的损耗, 和频因子 F 越大, 基频光与一阶斯托克斯光和频的效率越大。开始阶段, 一阶斯托克斯光和基频光光子储量充足, 产生的和频光随着 F 的增加而增加, 但当 F 增加到一定数值时, 和频效率的增加阻碍了受激拉曼散射过程, 一阶斯托克斯光生成率下降, 也就会影响到和频过程, 导致和频效率降低。综上所述, F 的取值并不是越大越

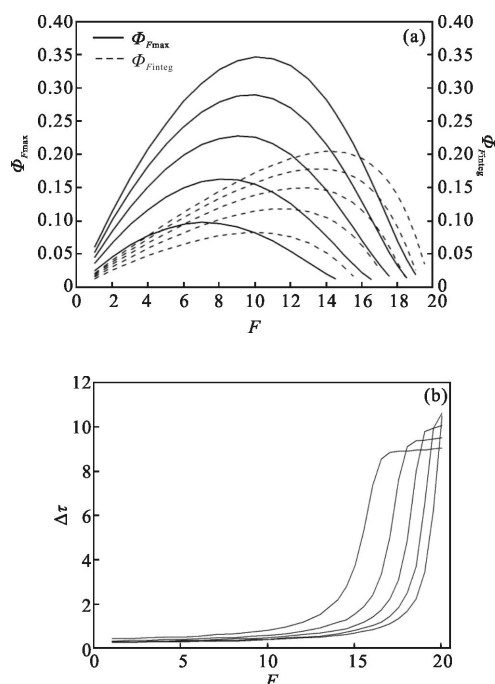


图 1 在 $M=24, \alpha=20$ 时, (a) $\Phi_{F_{max}}, \Phi_{F_{integ}}$ 随 F 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 $5, 4.5, 4, 3.5, 3$; (b) $\Delta\tau$ 随 F 的变化, 从左到右 N 取值依次为 $3, 3.5, 4, 4.5, 5$

Fig.1 For different N with $M=24, \alpha=20$, (a) relation between $\Phi_{F_{max}}, \Phi_{F_{integ}}$ and F , for each group of line, N is equal to $5, 4.5, 4, 3.5, 3$ from top down; (b) relation between $\Delta\tau$ and F , N is equal to $3, 3.5, 4, 4.5, 5$ from left to right

图 2 为在 $F=14, \alpha=20$ 时, (a) $\Phi_{F_{max}}, \Phi_{F_{integ}}$ 随 M 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 $5, 4.5, 4, 3.5, 3$; (b) $\Delta\tau$ 随 M 的变化, 从左到右 N 取值依次为 $5, 4.5, 4, 3.5, 3$ 。可以看出 $\Phi_{F_{max}}$ 和 $\Phi_{F_{integ}}$ 开始阶段几乎没有数值, 然后随着 M 的增加而迅速增加, 到达峰值后, 随着 M 的增大开始缓慢下降; 在 M 值较小时稳定, 随着 M 的增加迅速减小至某一值附近。这些结果可以解释为: M 不仅和拉曼介质的特性有关, 而且和激光介质的特性有关, 也就是说 M 值的大小会影响到基频光的产生。 M 值比较小时, 拉曼转换不能产生, 和频作用也就不能发生。当 M 增加到某一值时, 有最大的拉曼转换效率, 从而能获得最大的和频光能量。 M 的继续增加将会影响到反转粒子数向基频光的转换, 基频光生成效率降低, 即使拉曼光光子数充足, 由于基频光光子数的减少也会影响和频作用的进程。此外, M 值过大, 也可能出现基频

光和拉曼光的多脉冲效应,影响拉曼转换效率及和频转换效率。由此可见, M 的值不是越大越好,有一最佳值。

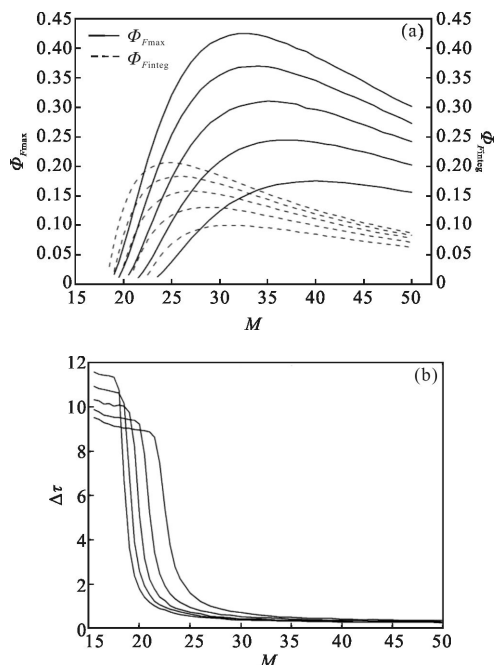


图 2 在 $F=14, \alpha=20$ 时, (a) $\Phi_{Fmax}, \Phi_{Finteg}$ 随 M 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 5, 4.5, 4, 3.5, 3; (b) $\Delta\tau$ 随 M 的变化, 从左到右 N 取值依次为 5, 4.5, 4, 3.5, 3

Fig.2 For different N with $F=14, \alpha=20$, (a) relation between $\Phi_{Fmax}, \Phi_{Finteg}$ and M , for each group of line, N is equal to 5, 4.5, 4, 3.5, 3 from top down; (b) relation between $\Delta\tau$ and M , N is equal to 5, 4.5, 4, 3.5, 3 from left to right

图 3 为在 $F=14, M=24$ 时, (a) $\Phi_{Fmax}, \Phi_{Finteg}$ 随 α 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 5, 4.5, 4, 3.5, 3; (b) $\Delta\tau$ 随 α 的变化, 从上到下 N 取值依次为 3, 3.5, 4, 4.5, 5。可以看出 Φ_{Fmax} 和 Φ_{Finteg} 开始随着 α 的增加而增加, 增加到某一值后趋于稳定; $\Delta\tau$ 开始时随着 α 的增加迅速下降, 然后缓慢下降至某一值后趋于稳定。 α 是代表饱和吸收体的漂白因子, 与基频光在激光晶体和饱和吸收体中的光束半径之比有关, α 越大被动调 Q 脉冲的脉宽越短, 峰值功率越高, 也就是说对受激拉曼散射和频过程越有利。

从图 1~3 中, 可以看出 Φ_{Fmax} 和 Φ_{Finteg} 随着 N 的增大而增大, $\Delta\tau$ 随着 N 的增加而减小。这是因为 N 表示光轴上归一化初始反转粒子数密度, N 的取值越大, 表明反转粒子数越多, 在一定范围内, 反转粒子数越多越有利于和频效应的产生。当 N 值较大时,

实际情况中会出现热透镜效应, 也就是说影响了谐振腔的稳定性, 还极有可能损坏晶体。 N 取值到一定程度时还可能会出现多脉冲效应, 进而影响和频光的产生。

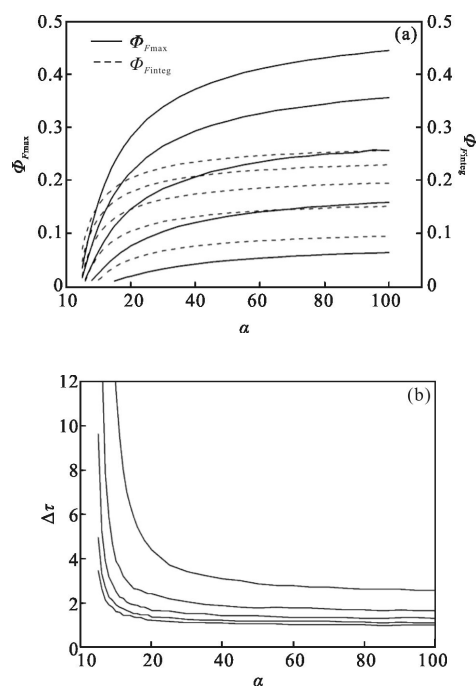


图 3 在 $F=14, M=24$ 时, (a) $\Phi_{Fmax}, \Phi_{Finteg}$ 随 α 的变化, 每组线从上到下 N 取值依次为 5, 4.5, 4, 3.5, 3; (b) $\Delta\tau$ 随 α 的变化, 从上到下 N 取值依次为 3, 3.5, 4, 4.5, 5

Fig.3 For different N with $F=14, M=24$, (a) relation between $\Phi_{Fmax}, \Phi_{Finteg}$ and α , for each group of line, N is equal to 5, 4.5, 4, 3.5, 3 from top down; (b) relation between $\Delta\tau$ and α , N is equal to 3, 3.5, 4, 4.5, 5 from top down

图 4 为在 $N=4, \alpha=20$ 时, (a) $\Phi_{Fmax}, \Phi_{Finteg}$ 随 F 的变化, 每组线从左到右 M 取值依次为 24, 28, 32, 36, 40; (b) $\Delta\tau$ 随 F 的变化, 从左到右 M 取值依次为 24, 28, 32, 36, 40。可以看出 Φ_{Fmax} 和 Φ_{Finteg} 开始随着 F 的增大而迅速增大, 达到最大值后迅速减小, 且 M 值越大, Φ_{Fmax} 和 Φ_{Finteg} 达到的最大值就越大, 对应的 F 值越大; $\Delta\tau$ 刚开始阶段比较平稳, 上升十分缓慢, F 增加到一定数值后开始迅速上升。图 4 表明了 F 和 M 值之间有互相匹配的取值, 一定的 M 取值可以找到最佳的 F 取值。理论上讲, 在基频光和拉曼光充足的条件下, F 值越大, 和频效率越高, M 值越大, 拉曼转换效率越高。但是拉曼转换效率高会影响到反转粒子数向基频光的转换, 基频光生成效率降低, 从而

会使和频效率降低,同时拉曼转换效率降低。和频效率的降低使和频过程对拉曼转换的影响减少,拉曼转换效率升高,进而又会使和频效率升高。但和频效率高会阻碍受激拉曼散射效应,导致拉曼转换效率降低,进而使和频效率降低。综上所述,和频过程与拉曼转换之间存在动态平衡,即 F 和 M 值之间应该有相互匹配的最佳取值。

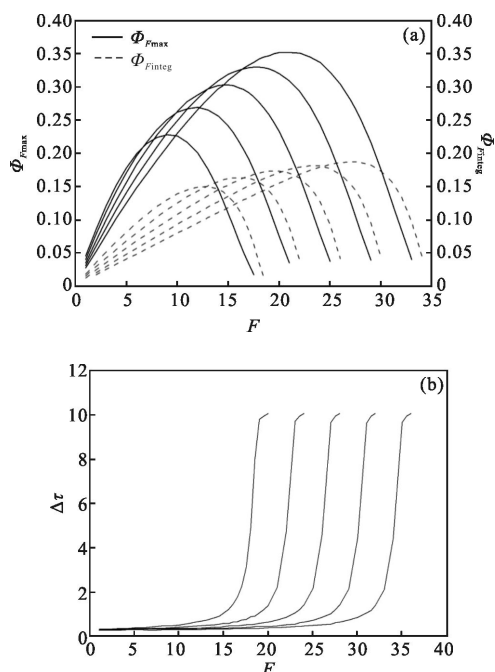


图 4 在 $N=4, \alpha=20$ 时, (a) $\Phi_{pmax}, \Phi_{pinteg}$ 随 F 的变化, 每组线从左到右 M 取值依次为 24, 28, 32, 36, 40; (b) $\Delta\tau$ 随 F 的变化, 从左到右 M 取值依次为 24, 28, 32, 36, 40

Fig. 4 For different N with $N=4, \alpha=20$, (a) relation between $\Phi_{pmax}, \Phi_{pinteg}$ and F , for each group of line, M is equal to 24, 28, 32, 36, 40 from left to right; (b) relation between $\Delta\tau$ and F , M is equal to 24, 28, 32, 36, 40 from left to right

3 被动调 Q 腔内和频与倍频拉曼激光器数值模拟结果的比较

从脉冲上看,与倍频光相比,和频光的脉宽窄、能量高。倍频过程相当于两束同频率的光和频,基频光波长是倍频光波长的两倍,时间特性是重合的;和频是基频光和拉曼光相互作用的过程,其时间特性一般不重合,只有在重叠区且能量都达到阈值时才会形成有效的和频光。能量方面,倍频光只能利用腔内拉曼光的能量,而和频光可以充分利用腔内基频光和一阶斯托克斯光的能量。

理论分析上讲,在拉曼光确定的情况下,倍频因子 H 值有一个最佳取值, H 值的继续增大对倍频效应的影响较小;和频因子 F 值也有一个最佳值,但 F 值的继续增加会使和频效率明显下降。

在非线性晶体内三波能量的分布方面,对于倍频,在相位失配情况下,倍频光强随相互作用长度周期性地变化,在相位匹配、不考虑离散角情况下,晶体越长,得到的倍频光转化效率越高。对于和频,在相位匹配情况下,和频光强仍随和频晶体做周期性振荡,速率方程理论计算出的和频晶体长度应该是第一个周期内的最佳晶体长度。

4 结论

文中成功推导出速率方程中的和频项,将和频项加入被动调 Q 速率方程中得到被动调 Q 腔内和频拉曼激光器速率方程,并对速率方程做出了归一化处理。数值分析中主要分析了归一化量 F, M, α 和 N 对和频光峰值功率、脉冲能量和脉冲宽度的影响,各归一化量都要有合理的取值, F 取值可以对和频晶体的长度做出判断, M 取值可以对拉曼晶体的长度做出判断,取值越大被动调 Q 脉冲的脉宽越短,峰值功率越高,也就是说对受激拉曼散射和频过程越有利, N 取值与反转粒子数密度有关, N 越大越好说明反转粒子数密度越大越好,当然与实际情况有出入。数值分析表明, F 和 M 有最优取值,这与倍频过程不同。被动调 Q 腔内和频拉曼激光器与被动调 Q 腔内倍频拉曼激光器的模拟结果相比,和频光脉宽窄、能量高。对各参量的分析,可以指导进行实验设计。

参考文献:

- [1] Lee A J, Pask H M, Spence D J, et al. Efficient 5.3 W cw laser at 559 nm by intracavity frequency summation of fundamental and first-Stokes wavelengths in a self-Raman Nd:GdVO₄ laser[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(5): 682-684.
- [2] Liang W, Zhang X H, Xia J. Efficient continuouswave laser at 560 nm by intracavity frequency summation of fundamental and first-Stokes wavelengths in Nd:YVO₄-BaWO₄ Raman laser[J]. *Laser Physics*, 2011, 21(4): 667-669.
- [3] Tan Y, Fu X, Zhai P, et al. An efficient cw laser at 560 nm by intracavity sum-frequency mixing in a self-Raman Nd:

- LuVO₄ laser[J]. *Laser Physics*, 2013, 23(4): 045806.
- [4] Zhu Haiyong, Zhang Ge, Duan Yanmin, et al. Compact continuous-wave Nd:YVO₄ laser with self-Raman conversion and sum frequency generation [J]. *Chinese Physics Letters*, 2010, 28(5): 054202.
- [5] Du Chenlin, Guo Yayin, Yu Yongqin, et al. High power Q-switched intracavity sum-frequency generation and self-Raman laser at 559nm [J]. *Optics & Laser Technology*, 2013, 47: 43–46.
- [6] Su Fufang, Zhang Xingyu, Wang Weitao, et al. Diode-pumped intracavity yellow-green Raman laser at 560 nm with sum-frequency-generation [J]. *Optics & Laser Technology*, 2014, 6(6): 122–124.
- [7] Fu Xihong, Tan Huiming, Li Yiming, et al. All-solid-state single-longitudinal-mode 593.5 nm sum-frequency laser [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2007, 15(10): 1469–1473. (in Chinese)
付喜宏, 檀慧明, 李义民, 等. 全固态单纵模 593.5 nm 和频激光器[J]. 光学 精密工程, 2007, 15(10): 1469–1473.
- [8] Li Yongliang, Jiang Huilin, Xing Yu, et al. Doubly resonant intra-cavity sum-frequency yellow-green laser at 554.8 nm [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2009, 38 (5): 869–872. (in Chinese)
李永亮, 姜会林, 邢宇, 等. 复合腔和频 554.8 nm 黄-绿光激光器[J]. 红外与激光工程, 2009, 38(5): 869–872.
- [9] Jiang Zhongming, Chen Dianren. All-solid-state continuous-wave doubly resonant all intracavity sum-frequency yellow laser at 570 nm [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2010, 18(4): 805–808. (in Chinese)
姜忠明, 陈殿仁. 全固态复合腔和频 570 nm 连续波黄光激光器[J]. 光学 精密工程, 2010, 18(4): 805–808.
- [10] Li Yongliang, Jiang Huilin, Xing Yu, et al. LD-pumped sum-frequency in 593 nm yellow laser [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2012, 41(8): 2038–2041. (in Chinese)
李永亮, 姜会林, 邢宇, 等. LD 泵浦和频 593 nm 黄光激光器[J]. 红外与激光工程, 2012, 41(8): 2038–2041.
- [11] Zhang Xingyu, Zhao Shengzhi, Wang Qingpu, et al. Optimization of Cr⁴⁺-doped saturable-absorber Q-switched lasers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1997, 33 (12): 2286–2294.
- [12] Ding Shuanghon, Zhang Xingyu, Wang Qingpu, et al. Numerical modelling of passively Q-switched intracavity Raman lasers [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2007, 40(9): 2736.
- [13] Liu Yongna. Theoretical and experimental study on LD pumped passively Q-switched intracavity frequency-doubled Raman yellow laser[D]. Yantai: Yantai University, 2012. (in Chinese)
刘永纳. LD 泵浦被动调 Q 腔内倍频拉曼黄光激光器理论与实验研究[D]. 烟台: 烟台大学, 2012.
- [14] Degnan J J. Theory of the optimally coupled Q-switched laser [J]. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 1989, 25 (2): 214–220.