

外腔泵浦反斯托克斯激光器的耦合波理论

王聪^{1*}, 吕冬翔²

¹天津理工大学理学院, 天津 300384;

²中国电子科技集团公司第十八研究所, 天津 300384

摘要 在平面波近似下,由波动方程和拉曼介质的物质方程出发,忽略受激拉曼散射的瞬态效应,得到了描述外腔泵浦反斯托克斯激光器中一阶反斯托克斯光、泵浦光和一至三阶斯托克斯光相互作用的耦合波方程。引入归一化参量对方程组进行归一化处理,通过对归一化耦合波方程组进行数值求解,分析了归一化拉曼增益系数、归一化泵浦脉冲宽度和归一化波失配对外腔泵浦反斯托克斯激光器性能的影响。将实验数据代入耦合波方程中进行了验证,理论估算出的反斯托克斯光转化效率与文献报道数据基本一致,证明了该理论模型的正确性。通过分析理论计算结果提出了提高外腔泵浦反斯托克斯激光器转化效率的途径及辅助激光器设计的方法。

关键词 激光器;反斯托克斯散射;四波混频;外腔泵浦;耦合波方程;归一化理论

中图分类号 O437.3

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202047.0301001

Coupled Wave Theory of Extra-Cavity Pumped Anti-Stokes Lasers

Wang Cong^{1*}, Lü Dongxiang²

¹School of Science, Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China;

²Tianjin Institute of Power Sources, Tianjin 300384, China

Abstract In this study, based on the wave equation and material equation of a solid Raman medium and neglecting the transient effect of stimulated Raman scattering, the coupled wave equations of the interaction of the first anti-Stokes beams, the pump, and first to third Stokes beams in extra-cavity pumped anti-Stokes lasers are obtained using the plane wave approximation. Normalized parameters are introduced to normalize the equations. The effects of the normalized Raman gain coefficient, normalized pump pulse width, and normalized wave mismatch on the performances of extra-cavity pumped anti-Stokes lasers are analyzed by numerically solving the normalized coupled wave equations. The experimental data are substituted into the coupled wave equations. The theoretical estimations of the anti-Stokes optical conversion efficiencies are consistent with the reported data, which validate the correctness of the theoretical model. By analyzing the theoretical calculation results, methods to improve the conversion efficiency of extra-cavity pumped anti-Stokes lasers and associated methods of lasers design are proposed.

Key words lasers; anti-Stokes scattering; four-wave mixing; extra-cavity pumping; coupled wave equation; normalization theory

OCIS codes 140.3460; 140.3550; 140.3613

1 引 言

近年来,基于晶体中受激拉曼散射(SRS)效应的固体拉曼激光器作为一类实用、高效的激光系统,大大提高了固体激光器的光谱覆盖率,并得到了广泛的研究^[1-10]。通过拉曼共振四波混频过程,可以将泵浦光上变频为反斯托克斯光,从而获得比泵浦

光更短的激光波长,固体反斯托克斯激光器成为进一步拓宽相干光谱范围的一种重要途径^[11-19]。

外腔泵浦拉曼谐振腔是实现反斯托克斯激光运转的有效方法之一^[14-16,19],拉曼谐振腔与泵浦光谐振腔相互独立,优化拉曼谐振腔时不会改变泵浦激光器的结构。2009年,Mildren等^[16]以532 nm激光作为泵浦光,钨酸钾钨 KGd(WO₄)₂晶体作为拉

收稿日期:2019-08-20;修回日期:2019-10-08;录用日期:2019-10-14

基金项目:天津市教委科研计划项目(2014KJ240)

* E-mail: wangc.sd@163.com

曼介质,实现了外腔泵浦的 508 nm 反斯托克斯激光输出,反斯托克斯光的转化效率为 0.46%。2013 年,Wang 等^[15]以钨酸钡(BaWO₄)作为拉曼介质,实现了外腔泵浦的 968 nm 反斯托克斯拉曼激光运转,反斯托克斯光的转化效率为 1.7%。

采用准确的理论模型对激光器的设计进行分析是提高激光器性能的重要途径。Shen 等^[20]采用耦合波方程描述了 SRS。此后,耦合波方程成为分析拉曼激光器^[5-7]和反斯托克斯激光器特性的有效方法^[17-19]。2006 年,Vermeulen 等^[18]考虑后向拉曼散射,得到了连续波泵浦下描述一阶反斯托克斯光、泵浦光和一阶斯托克斯光的耦合波方程。2018 年,Smetanin 等^[19]考虑一阶和二阶斯托克斯散射光的双向传播,建立了单程泵浦的正交偏振耦合波模型,理论上研究了 1064 nm 泵浦的外腔参量 CaCO₃ 反斯托克斯激光器。然而,以往报道的外腔反斯托克斯耦合波理论虽能反映激光器的运转规律,但未有报道研究外腔反斯托克斯激光器的最优化问题,也没有给出激光器参量对反斯托克斯激光输出特性的影响。

本文从光的波动方程和拉曼介质的物质方程出发,考虑泵浦光和散射光的双向传播,得到了描述外腔泵浦反斯托克斯激光器中一阶反斯托克斯光、泵浦光和一至三阶斯托克斯光相互作用的耦合波方程组。引入归一化参量对方程组进行了归一化处理,研究了反斯托克斯光转化效率最大时的谐振腔反射率配置,分析了归一化参量对激光器运转特性的影响,总结了提高外腔反斯托克斯激光器转化效率的途径,并采用实验数据验证了理论模型的正确性和可行性。

2 耦合波方程

在平面波近似下,拉曼介质内光辐射与物质的相互作用可用波动方程和物质方程进行表示^[21-23],具体表达式为

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{n^2(\omega)}{c^2} \frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \frac{\partial^2 (QE)}{\partial t^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial Q}{\partial t} + \omega_v^2 Q = \gamma_v E^2, \quad (2)$$

式中: E 为光辐射电场强度; n 为折射率; t 为时间; ϵ_0 为真空中的介电常数; $\chi^{(3)}$ 为三阶非线性极化率;

Q 为声子波的强度; T_2 为声子的寿命; ω 为光辐射场的角频率; ω_v 为声子振动的角频率; γ_v 为非线性极化强度的色散响应; c 为真空中的光速。

在近轴近似下,假设泵浦光的入射方向为 z 轴正向,波动方程(1)式的解为多个拉曼散射分量的平面波函数之和,可表示为复振幅与其复数共轭和的形式,即

$$E(z,t) = \frac{1}{2} \sum_j E_j^+ \exp[i(\omega_j t - k_j^+ z)] + \frac{1}{2} \sum_j E_j^- \exp[i(\omega_j t - k_j^- z)] + c.c., \quad (3)$$

式中: E_j^+ 和 E_j^- 分别为正向和负向传播的反斯托克斯光($j = -1, -2, \dots$)、泵浦光($j = 0$)和斯托克斯光($j = 1, 2, 3, \dots$)的缓变复振幅; ω_j 为光波的角频率; k_j^+ 和 k_j^- 为正向和负向传播光波的波数,且 $k_j^+ = -k_j^-$; $c.c.$ 表示前两项的复共轭。

考虑完全共振的情况,声子波强度可表示为

$$Q = \frac{1}{2} \sum_j (q_j)_1 \exp\{i[\omega_v t - (k_{vj})_1 z]\} + \frac{1}{2} \sum_j (q_j)_2 \exp\{i[\omega_v t - (k_{vj})_2 z]\} + \frac{1}{2} \sum_j (q_j)_3 \exp\{i[\omega_v t - (k_{vj})_3 z]\} + \frac{1}{2} \sum_j (q_j)_4 \exp\{i[\omega_v t - (k_{vj})_4 z]\} + c.c., \quad (4)$$

式中: $(q_j)_m$ 为 E_{j-1}^+ 和 E_j^+ 相互作用过程中声子波的缓变复振幅, $m = 1, 2, 3, 4$; 声子波的角频率 $\omega_v = \omega_{j-1} - \omega_j$; $(k_{vj})_m$ 为声子波的波数,具体表达式为

$$(k_{vj})_1 = k_{j-1}^+ - k_j^+, \quad (k_{vj})_2 = k_{j-1}^- - k_j^+, \\ (k_{vj})_3 = k_{j-1}^+ - k_j^-, \quad (k_{vj})_4 = k_{j-1}^- - k_j^-. \quad (5)$$

将(3)~(5)式代入(1)式和(2)式中,同时引入归一化光矢量振幅 $E^{(\text{new})}$ 、声子波振幅 $q^{(\text{new})}$ 和拉曼散射的稳态增益系数 g_j , 对应表达式为

$$E^{(\text{new})} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 c n}{2}} E, \quad q^{(\text{new})} = \left(\frac{2\omega_v \epsilon_0 c n}{T_2 \gamma_v} \right) q, \\ g_j = \frac{\omega_j \chi^{(3)} T_2 \gamma_v}{4n^2 \epsilon_0 c^2 \omega_v}, \quad (6)$$

式中: q 为声子波的缓变复振幅。正向和负向传播的同一频率分量的稳态拉曼增益系数相等,即 $g_j^+ = g_j^- = g_j$ 。

在缓变振幅近似下,描述 SRS 辐射分量之间相互作用的耦合波方程组为

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n(\omega_j)}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right] E_j^+ = \frac{g_j^+}{2i} \{ E_{j+1}^+(q_{j+2})_1 \exp(i\Delta k_{j+1}^+ z) + E_{j+1}^+(q_{j+1})_1 + E_{j+1}^-(q_{j+1})_3 + [E_{j-1}^+(q_{j+1})_1^* + E_{j+1}^+(q_j)_1] \exp(-i\Delta k_j^+ z) + E_{j-1}^+(q_j)_1^* + E_{j-1}^-(q_j)_2^* + E_{j-1}^+(q_{j-1})_1^* \exp(i\Delta k_{j-1}^+ z) \}, \quad (7)$$

$$\left[-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n(\omega_j)}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right] E_j^- = \frac{g_j^-}{2i} \{ E_{j+1}^-(q_{j+2})_4 \exp(i\Delta k_{j+1}^- z) + E_{j+1}^-(q_{j+1})_4 + E_{j+1}^+(q_{j+1})_2 + [E_{j-1}^-(q_{j+1})_4^* + E_{j+1}^-(q_j)_4] \exp(-i\Delta k_j^- z) + E_{j-1}^-(q_j)_4^* + E_{j-1}^+(q_j)_3^* + E_{j-1}^-(q_{j-1})_4^* \exp(i\Delta k_{j-1}^- z) \}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial (q_j)_1}{\partial t} = \frac{1}{iT_2} [-i(q_j)_1 + E_{j-1}^+ E_j^{+*}], \quad (9)$$

$$\frac{\partial (q_j)_2}{\partial t} = \frac{1}{iT_2} [-i(q_j)_2 + E_{j-1}^- E_j^{+*}], \quad (10)$$

$$\frac{\partial (q_j)_3}{\partial t} = \frac{1}{iT_2} [-i(q_j)_3 + E_{j-1}^+ E_j^{-*}], \quad (11)$$

$$\frac{\partial (q_j)_4}{\partial t} = \frac{1}{iT_2} [-i(q_j)_4 + E_{j-1}^- E_j^{-*}], \quad (12)$$

式中: $\Delta k_j^+ = k_{j+1}^+ - 2k_j^+ + k_{j-1}^+$, $\Delta k_j^- = k_{j+1}^- - 2k_j^- + k_{j-1}^-$ 分别为正向和负向传播的相邻三个 SRS 分量四波混频过程中的波失配; * 表示共轭运算。

若忽略 SRS 的瞬态效应, 则 (9)~(12) 式可以简化为

$$(q_j)_1 = -iE_{j-1}^+ E_j^{+*}, \quad (q_j)_2 = -iE_{j-1}^- E_j^{+*}, \quad (q_j)_3 = -iE_{j-1}^+ E_j^{-*}, \quad (q_j)_4 = -iE_{j-1}^- E_j^{-*}. \quad (13)$$

将(13)式代入(9)~(12)式中, 考虑一阶反斯托克斯光和三阶斯托克斯光的产生, 加入拉曼介质的损耗项和自发拉曼散射项, 忽略高阶斯托克斯光的反斯托克斯效应, 可以得到对应的耦合微分方程组, 具体表达式为

$$\begin{cases} \left[\pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right] E_{\pm 1}^{\pm} = \frac{g_{\pm 1}^{\pm}}{2} [-(E_0^{\pm})^2 E_{\pm 1}^{\pm*} \exp(i\Delta k_0^{\pm} z) - (|E_0^{\pm}|^2 + |E_0^{\mp}|^2) E_{\pm 1}^{\pm}] - \alpha_{-1} E_{\pm 1}^{\pm} \\ \left[\pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right] E_0^{\pm} = \frac{g_0^{\pm}}{2} [(|E_{\pm 1}^{\pm}|^2 + |E_{\pm 1}^{\mp}|^2) - (|E_{\pm 1}^{\pm}|^2 + |E_{\pm 1}^{\mp}|^2)] E_0^{\pm} - \alpha_0 E_0^{\pm} + s(E_{\pm 1}^{\pm} + E_{\pm 1}^{\mp}) \\ \left[\pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right] E_{\pm 1}^{\mp} = \frac{g_{\pm 1}^{\mp}}{2} \{ [(|E_0^{\pm}|^2 + |E_0^{\mp}|^2) - (|E_{\pm 1}^{\pm}|^2 + |E_{\pm 1}^{\mp}|^2)] E_{\pm 1}^{\mp} + (E_0^{\pm})^2 E_{\pm 1}^{\mp*} \exp(i\Delta k_0^{\pm} z) \} - \alpha_1 E_{\pm 1}^{\mp} + s(E_0^{\pm} + E_0^{\mp}) \\ \left[\pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right] E_{\pm 2}^{\pm} = \frac{g_{\pm 2}^{\pm}}{2} [(|E_{\pm 1}^{\pm}|^2 + |E_{\pm 1}^{\mp}|^2) - (|E_{\pm 2}^{\pm}|^2 + |E_{\pm 2}^{\mp}|^2)] E_{\pm 2}^{\pm} - \alpha_2 E_{\pm 2}^{\pm} + s(E_{\pm 1}^{\pm} + E_{\pm 1}^{\mp}) \\ \left[\pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right] E_{\pm 3}^{\pm} = \frac{g_{\pm 3}^{\pm}}{2} (|E_{\pm 2}^{\pm}|^2 + |E_{\pm 2}^{\mp}|^2) E_{\pm 3}^{\pm} - \alpha_3 E_{\pm 3}^{\pm} + s(E_{\pm 2}^{\pm} + E_{\pm 2}^{\mp}) \end{cases}, \quad (14)$$

式中: α_j 为拉曼介质对 E_j^{\pm} 的本征损耗系数; s 为自发拉曼散射系数。

引入归一化空间坐标 ζ 、归一化时间坐标 τ 、归一化拉曼增益系数 G_j 、归一化光矢量振幅 Φ_j 、归一化波失配 ΔK_j 、归一化损耗 L_j 和归一化自发拉曼散射系数 S , 对应量的表达式分别为

$$\zeta = \frac{z}{l_c}, \quad \tau = \frac{t}{t_c}, \quad G_j = \frac{\lambda_0}{\lambda_j} g_0 |E_{\text{oin}}|^2 l_c \approx \frac{\lambda_0}{\lambda_j} g_0 |E_{\text{oin}}|^2 n l_R, \quad \Phi_j^{\pm} = \frac{E_j^{\pm}}{E_{\text{oin}}}, \quad \Delta K_j = \Delta k_j l_c, \quad L_j = \alpha_j l_c, \quad S = s l_c, \quad (15)$$

式中: l_c 为拉曼谐振腔的光学长度; $t_c = l_c/c$ 为光在谐振腔内传输单程所用的时间; λ_j 为光波波长; E_{oin} 为入射泵浦光的最大振幅; l_R 为拉曼晶体的长度。

将(15)式代入(14)式中, 得到归一化的耦合波方程组:

$$\begin{cases}
 \left[\pm \frac{\partial}{\partial \xi} + n \frac{\partial}{\partial \tau} \right] \Phi_{\pm 1}^{\pm} = \frac{G_{\pm 1}^{\pm}}{2} [- (\Phi_0^{\pm})^2 \Phi_{\mp 1}^{\pm*} \exp(i\Delta K_0^{\pm} \zeta) - (|\Phi_0^{\pm}|^2 + |\Phi_0^{\mp}|^2) \Phi_{\pm 1}^{\pm}] - L_{-1} \Phi_{\pm 1}^{\pm} \\
 \left[\pm \frac{\partial}{\partial \xi} + n \frac{\partial}{\partial \tau} \right] \Phi_0^{\pm} = \frac{G_0^{\pm}}{2} [(|\Phi_{\pm 1}^{\pm}|^2 + |\Phi_{\mp 1}^{\mp}|^2) - (|\Phi_1^{\pm}|^2 + |\Phi_1^{\mp}|^2)] \Phi_0^{\pm} - L_0 \Phi_0^{\pm} + S(\Phi_{\pm 1}^{\pm} + \Phi_{\mp 1}^{\mp}) \\
 \left[\pm \frac{\partial}{\partial \xi} + n \frac{\partial}{\partial \tau} \right] \Phi_1^{\pm} = \frac{G_1^{\pm}}{2} \{ (|\Phi_0^{\pm}|^2 + |\Phi_0^{\mp}|^2) - (|\Phi_2^{\pm}|^2 + |\Phi_2^{\mp}|^2) \} \Phi_1^{\pm} + (\Phi_0^{\pm})^2 \Phi_{\mp 1}^{\pm*} \exp(i\Delta K_0^{\pm} \zeta) - \\
 L_1 \Phi_1^{\pm} + S(\Phi_0^{\pm} + \Phi_0^{\mp}) \\
 \left[\pm \frac{\partial}{\partial \xi} + n \frac{\partial}{\partial \tau} \right] \Phi_2^{\pm} = \frac{G_2^{\pm}}{2} [(|\Phi_1^{\pm}|^2 + |\Phi_1^{\mp}|^2) - (|\Phi_3^{\pm}|^2 + |\Phi_3^{\mp}|^2)] \Phi_2^{\pm} - L_2 \Phi_2^{\pm} + S(\Phi_1^{\pm} + \Phi_1^{\mp}) \\
 \left[\pm \frac{\partial}{\partial \xi} + n \frac{\partial}{\partial \tau} \right] \Phi_3^{\pm} = \frac{G_3^{\pm}}{2} (|\Phi_2^{\pm}|^2 + |\Phi_2^{\mp}|^2) \Phi_3^{\pm} - L_3 \Phi_3^{\pm} + S(\Phi_2^{\pm} + \Phi_2^{\mp})
 \end{cases} \quad (16)$$

归一化耦合波方程的边界条件为

$$\begin{cases}
 \Phi_j^{\pm}(\tau, 0) = \sqrt{R_{1j}} \Phi_j^{\mp}(\tau, 0), j = -1, 1, 2, 3 \\
 \Phi_0^{\pm}(\tau, 0) = \sqrt{T_{10}} \Phi_{0i}(\tau) \\
 \Phi_j^{\mp}(\tau, 1) = \sqrt{R_{2j}} \Phi_j^{\pm}(\tau, 1), j = -1, 0, 1, 2, 3
 \end{cases}, \quad (17)$$

式中： $\Phi_{0i}(\tau)$ 为入射泵浦光的归一化振幅； T_{10} 为后腔镜对泵浦光的透过率； R_{1j} 为后腔镜对拉曼光分量 j 的反射率； R_{2j} 为输出镜对拉曼光分量 j 的反射率。假设入射泵浦光脉冲形状为高斯型，则其归一化振幅可表示为

$$\Phi_{0i}(\tau) = \exp \left[- \frac{\tau - \tau_{0im}}{W_{0i}/(2\sqrt{\ln 2})} \right] \exp(i\varphi_0), \quad (18)$$

式中： φ_0 为 $(-\pi, \pi)$ 之间的随机相位； τ_{0im} 为脉冲峰值对应的归一化时间； W_{0i} 为入射泵浦光的归一化脉冲宽度，若实际泵浦光脉冲宽度为 ω_{0i} ，则 $W_{0i} = \omega_{0i}/t_c$ 。

运用边界条件(17)式对(16)式进行数值求解，出射光脉冲的单脉冲能量为

$$e_{jout} = A_j \int |E_{jout}|^2 dt = \frac{A_j l_c}{c} |E_{0im}|^2 \int |\Phi_{jout}|^2 d\tau, \quad (19)$$

式中： A_j 为光束截面积； E_{jout} 为出射分量 j 的复振幅； Φ_{jout} 为出射分量 j 的归一化振幅。则各拉曼分量的转化效率为

$$\frac{e_{jout}}{e_{0in}} = \frac{A_j \int |\Phi_{jout}|^2 d\tau}{A_{0i} \int |\Phi_{0i}|^2 d\tau}, \quad (20)$$

式中： e_{0in} 为入射泵浦光的单脉冲能量； A_{0i} 为入射泵浦光的光束横截面积； Φ_{0i} 为入射泵浦光的归一化振

幅。令 $\eta_j = \frac{\int |\Phi_{jout}|^2 d\tau}{\int |\Phi_{0i}|^2 d\tau}$ ，用于表征拉曼分量 j 的转化效率。根据 $|\Phi_{jout}|^2$ 与归一化时间的分布关系，可以得到输出各拉曼分量的归一化脉冲宽度 W_{jout} ，理论上的脉冲宽度 $\omega_{jout} = W_{jout} t_c$ 。

3 耦合波方程的解

泵浦光、一阶斯托克斯光和反斯托克斯光之间的相位失配系数 ΔK_0 是影响反斯托克斯光转化效率的重要因素之一。当腔内一阶斯托克斯光较强时，可不考虑拉曼增益抑制的影响，且当腔内满足相位匹配条件 $\Delta K_0 = 0$ 时，反斯托克斯光的转化效率最高，因此首先考虑相位匹配的情况。

当泵浦光和拉曼晶体一定时，谐振腔对拉曼散射分量的反射率决定了反斯托克斯激光器的转化效率。为保证腔内一阶斯托克斯光的强度，腔镜需要对高阶斯托克斯光高透以抑制拉曼级联效应的产生，输入镜则需要对一阶斯托克斯光高反。同时，由于反斯托克斯光不在谐振腔内振荡，后腔镜需要对反斯托克斯光高反，输出镜需要对反斯托克斯光高透以实现反斯托克斯光的最大输出。则输出镜对一阶斯托克斯光的反射率 R_{21} 是影响反斯托克斯光转化效率的主要谐振腔参数。通过数值求解(16)式，可以得出反斯托克斯光有最大转化效率时 R_{21} 的最佳值 R_{21opt} 。表 1 给出了数值计算所用的参数。 $R_{20} = 0.01$ 表示输出镜对泵浦光高透，即单程泵浦； $R_{20} = 0.99$ 表示输出镜对泵浦光高反，即双程泵浦。

图 1 给出了单程泵浦和双程泵浦时反斯托克斯光和各阶斯托克斯光的转化效率 η_j 随 R_{21} 的变化曲线，其中 $G_0 = 8$ 、 $W_{0i} = 20$ 。开始阶段， η_{-1} 和 η_1 随 R_{21} 的增大而增大， η_{-1} 在某一最佳反射率 (R_{21opt}) 时

有最大值,继而随 R_{21} 的增大而减小。当一阶斯托克斯光的强度增大到了二阶斯托克斯光的反射率阈值时, η_1 随 R_{21} 的增大迅速减小,二阶斯托克斯光的转化效率 η_2 则随之增大。 η_{-1} 由泵浦光和一阶斯托克斯光的强度共同决定:当 R_{21} 较小时,腔内一阶斯托克斯光较弱, η_{-1} 较小;随着 R_{21} 的增大,腔内一阶

斯托克斯光光强增强,在某一最佳反射率 $R_{21\text{opt}}$ 处, η_{-1} 有最大值;而在 $R_{21\text{opt}}$ 后,随着 R_{21} 的增大,产生斯托克斯光所消耗的泵浦光增多,使得参与四波混频的泵浦光减弱,因此反斯托克斯光的转化效率 η_{-1} 随着 R_{21} 的增大而减小。相比于单程泵浦,双程泵浦时泵浦光的利用率更高,因此 η_{-1} 也更大。

表 1 数值计算所用参数

Table 1 Parameters of the numerical calculations

| Parameter | Value |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------|
| Raman shift frequency ω_s/cm^{-1} | 1000 |
| Dissipative loss inside the resonator L | 2×10^{-2} |
| Spontaneous Raman loss rate $S^{[6]}$ | 4×10^{-6} |
| Refractive index n | 1.8 |
| Reflectivity of the output mirror at the anti-Stokes light R_{2a} | 0.01 |
| Reflectivity of the back-cavity mirror at the anti-Stokes light R_{1a} | 0.99 |
| Transmission of the back-cavity mirror at the pump light T_{10} | 0.99 |
| Reflectivity of the output mirror at the pump light R_{20} | 0.01 or 0.99 |
| Reflectivity of the back-cavity mirror at the first Stokes light R_{11} | 0.99 |
| Reflectivity of the cavity mirrors at the second and third Stokes lights $R_{12}, R_{22}, R_{13}, R_{23}$ | 1×10^{-4} |

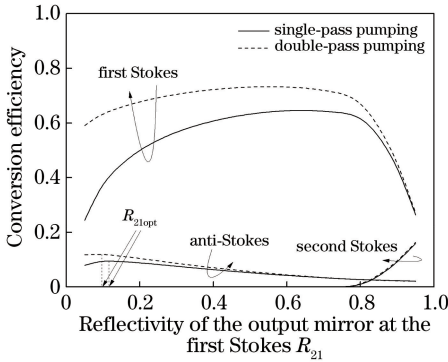


图 1 $G_0 = 8, W_{0i} = 20$ 时, η_j 随 R_{21} 的变化曲线

Fig. 1 Dependences of η_j on R_{21} with $G_0 = 8, W_{0i} = 20$

在单程泵浦下,对于不同的归一化泵浦脉宽 W_{0i} ,反斯托克斯光最大转化效率 $\eta_{-1\text{max}}$ 和对应的 $R_{21\text{opt}}$ 随 G_0 的变化曲线如图 2 所示。由图 2 可知:当 W_{0i} 一定时, G_0 越大,腔内一阶斯托克斯散射光就越强,因此输出最大反斯托克斯光所需的最佳反射率 $R_{21\text{opt}}$ 随 G_0 的增大而减小;同时, G_0 越大,四波混频就越强,最佳反射率时的反斯托克斯转化效率 $\eta_{-1\text{max}}$ 也就越高;当 G_0 一定时, $R_{21\text{opt}}$ 随 W_{0i} 的增大而减小, $\eta_{-1\text{max}}$ 随 W_{0i} 的增大而增大。可以这样定性解释:一阶斯托克斯散射光在谐振腔内振荡,泵浦脉冲前沿产生的散射光被泵浦脉冲的后沿放大;泵浦脉冲宽度越大,一阶斯托克斯光在腔内往返放大的次数就越多,谐振腔中一阶斯托克斯光的强度就越大,从而导致了较小的 $R_{21\text{opt}}$;泵浦脉冲越宽,泵浦光

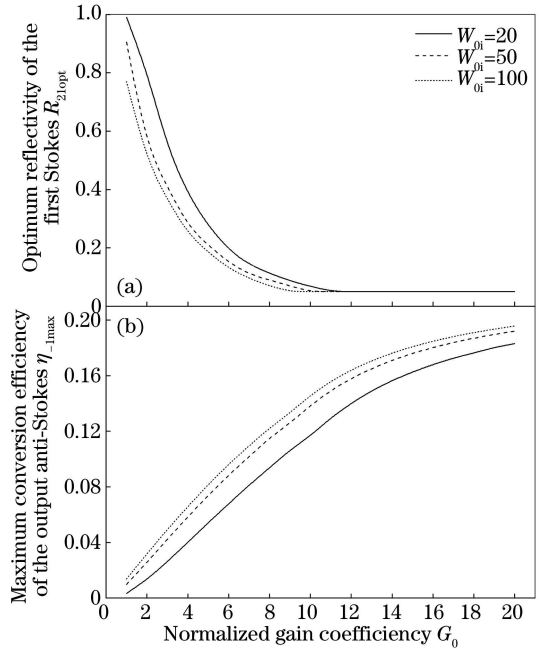


图 2 单程泵浦时,不同归一化泵浦脉冲宽度下, $R_{21\text{opt}}$ 和 $\eta_{-1\text{max}}$ 随 G_0 的变化曲线。(a) $R_{21\text{opt}}$ 随 G_0 的变化曲线;(b) $\eta_{-1\text{max}}$ 随 G_0 的变化曲线

Fig. 2 $R_{21\text{opt}}$ and $\eta_{-1\text{max}}$ versus G_0 for the single-pass pumping under different W_{0i} . (a) $R_{21\text{opt}}$ versus G_0 ; (b) $\eta_{-1\text{max}}$ versus G_0

和一阶斯托克斯光在时间上重合的范围就越大,从而四波混频就越强,反斯托克斯光转化效率也就越高。

与图 2 相同条件下的双程泵浦的计算结果如图

3 所示。对比图 2 和 3 可以看出,单程泵浦和双程泵浦时 R_{21opt} 和 η_{-1max} 随 G_0 的变化规律相似。但由于双程泵浦时泵浦光经输出镜反射后再次经过拉曼晶体,这增加了四波混频的作用长度,因此相同情况下双程泵浦时 η_{-1max} 比单程泵浦的高;而双程泵浦时,腔内一阶斯托克斯光更强,所以 R_{21opt} 低于单程泵浦时的计算值。

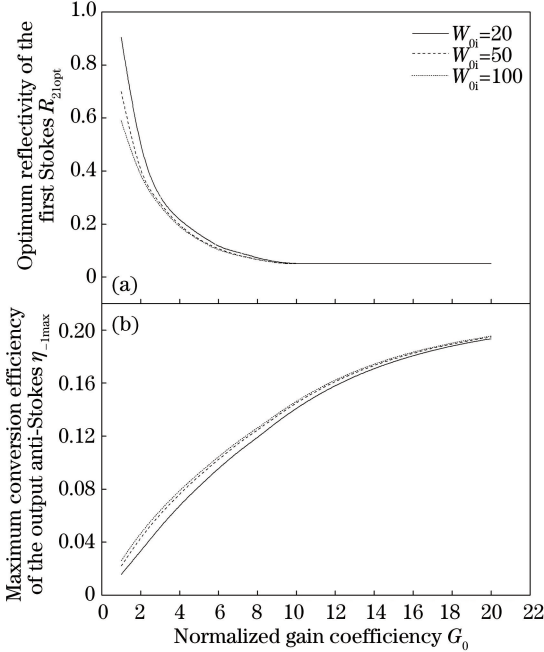


图 3 双程泵浦时,不同归一化泵浦脉冲宽度下, R_{21opt} 和 η_{-1max} 随 G_0 的变化曲线。(a) R_{21opt} 随 G_0 的变化曲线; (b) η_{-1max} 随 G_0 的变化曲线

Fig. 3 R_{21opt} and η_{-1max} versus G_0 for the double-pass pumping under different W_{0i} . (a) R_{21opt} versus G_0 ; (b) η_{-1max} versus G_0

图 4 是单程泵浦下,当 R_{21} 取最佳值 R_{21opt} 时,对于不同的 G_0 ,输出的反斯托克斯光归一化脉冲宽度 W_{-1out} 随入射泵浦归一化脉冲宽度 W_{0i} 的变化曲线。

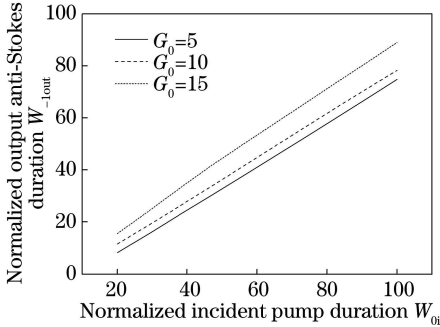


图 4 单程泵浦时,不同 G_0 下, W_{-1out} 随 W_{0i} 的变化曲线

Fig. 4 W_{-1out} versus W_{0i} for the single-pass pumping under different G_0

线。从图 4 中可以看出: G_0 一定时, W_{-1out} 随 W_{0i} 呈近似线性变化; W_{0i} 一定时, G_0 越大,输出的反斯托克斯脉冲就越宽。后者可以解释为:拉曼增益系数大时,一阶斯托克斯光的阈值低,在谐振腔内振荡的时间较长,而反斯托克斯光产生于泵浦光和一阶斯托克斯光的重叠区域^[24],因此反斯托克斯脉冲的宽度也就越宽。

上述计算都是基于四波混频相位匹配的情况,图 5 给出了双程泵浦下,对于不同 G_0 ,反斯托克斯光转化效率随归一化波失配 ΔK_0 的变化关系。可以明显地看出, $\Delta K_0=0$ 时, η_{-1} 最高,随着 ΔK_0 的增大, η_{-1} 迅速降低。

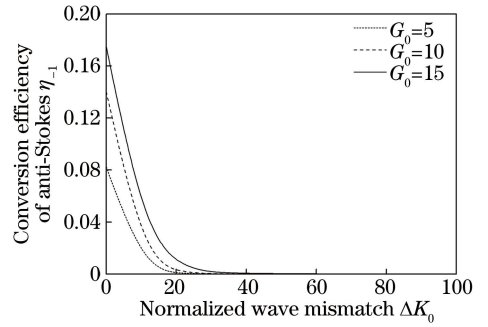


图 5 双程泵浦下, G_0 取不同值时 η_{-1} 随 ΔK_0 的变化曲线

Fig. 5 η_{-1} versus ΔK_0 for the double-pass pumping under different G_0

基于以上计算结果,提高外腔泵浦的反斯托克斯激光器转化效率的方法总结如下:1)泵浦光的传播方向和一阶斯托克斯光的振荡方向需满足相位匹配条件,相位匹配角度可根据拉曼晶体的色散方程计算得出^[14];2)尽量增大 G_0 ,由(10)式可知,选择拉曼增益系数较大的拉曼晶体、提高入射泵浦光强度,以及增大拉曼晶体的长度均可以增大 G_0 ;3)选择合适的腔镜镀膜,尽量减小谐振腔对高阶斯托克斯光的反射以保证腔内一阶斯托克斯光的强度,同时使输出镜对一阶斯托克斯光的反射率为较大 G_0 时的最佳值;4)采用双程泵浦模式。

4 应 用

已知泵浦脉冲和拉曼外腔的参数:泵浦脉冲能量 e_{0i} 、泵浦脉冲宽度 ω_{0i} 、泵浦光束面积 A_{0i} 、拉曼增益系数 g_0 、谐振腔的光学长度 l_c ,可以计算泵浦脉冲的峰值振幅 $E_{0im} = \sqrt{e_{0i}/(A_{0i}\omega_{0i})}$ 、归一化拉曼增益系数 $G_0 = g_0 |E_{0im}|^2 l_c$ 、归一化泵浦脉冲宽度 $W_{0i} = \omega_{0i} c / l_c$ 。将归一化参量值以及谐振腔反射率代入归一化耦合波方程组中进行数值求解,可以计

算得到各阶拉曼分量的转化效率。

下面采用实验测量数据对本文理论的正确性进行验证。2013年, Wang等^[15]实现了968 nm外腔泵浦BaWO₄反斯托克斯激光运转, 1064 nm泵浦脉冲能量为128 mJ时, 输出的最大反斯托克斯脉冲能量为2.2 mJ, 转化效率为1.7%; 一至三阶斯托克斯光的脉冲能量分别为5.5 mJ、29.4 mJ和7.6 mJ, 对应的转化效率分别为4.3%、23.0%和5.9%。表2总结了文献[15]中的实验参数。泵浦脉冲能量为128 mJ时, 由耦合波理论计算出的反斯托克斯光和一至三阶斯托克斯光转化效率分别为1.9%、5.3%、20.8%和7.2%。理论计算的各阶拉曼分量的转化效率随泵浦脉冲能量的变化如图6所示。将理论结果与实验结果进行对比, 发现两者基本一致。误差产生的原因有: 文献[15]中相位匹配时一阶斯托克斯光光束与基频光光束存在走离, 本文计算中使用的是两光束的平均重合面积; 实际拉曼谐振腔内一阶斯托克斯光近似为高斯光束, 本文假设其光强在横截面上为均匀分布; 本文假设入射泵浦光强度与时间满足高斯分布, 与实际脉冲形状有所差异。

表2 参考文献[15]中的实验参数

Table 2 Experimental parameters in Ref. [15]

| Parameter | Value | Parameter | Value |
|------------------------------------------|-------|-----------|-------|
| $g_o / (\text{cm} \cdot \text{GW}^{-1})$ | 8.5 | R_{1a} | 0.044 |
| ω_{0i} / ns | 10 | R_{10} | 0.050 |
| l_c / mm | 95 | R_{20} | 0.045 |
| A_{-1} / mm^2 | 4.52 | R_{11} | 0.95 |
| A_{0i} / mm^2 | 4.91 | R_{21} | 0.90 |
| n | 1.8 | R_{12} | 0.98 |
| $\omega_v / \text{cm}^{-1}$ | 925 | R_{22} | 0.26 |
| λ_o / nm | 1064 | R_{13} | 0.52 |
| R_{2a} | 0.074 | R_{23} | 0.23 |

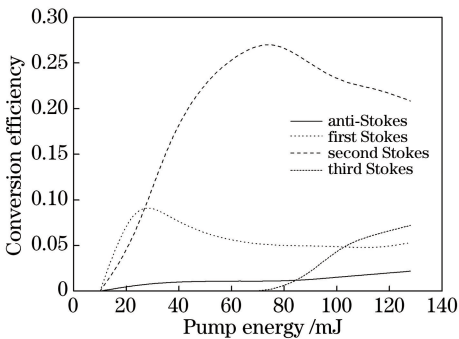


图6 理论计算的各阶拉曼分量的转化效率随泵浦脉冲能量的变化

Fig. 6 Theoretical conversion efficiency of all Raman components versus the pumping pulse energy

若给出泵浦脉冲和拉曼谐振腔的参数, 应用归一化耦合波理论可以计算输出镜对一阶斯托克斯光的最佳反射率以及相应的反斯托克斯光的最高转化效率。

5 结 论

波动方程和拉曼晶体的物质方程从本质上描述了光场的传播以及光波与物质的相互作用, 因此, 由此得到的耦合波方程组可准确描述拉曼晶体中的SRS。本文考虑外腔泵浦反斯托克斯激光器中反斯托克斯光和三阶斯托克斯光同时输出的情况, 推导出了平面波近似下的归一化耦合波方程组。数值求解方程组得出了反映激光器运转规律的普适曲线, 理论估算出的输出反斯托克斯光的转化效率与实验数据相吻合。因此, 本文提出的归一化耦合波理论可以作为分析外腔泵浦固体反斯托克斯激光器的理论工具, 辅助激光器的设计以实现反斯托克斯光的最大转化效率。

参 考 文 献

- [1] Piper J A, Pask H M. Crystalline Raman lasers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2007, 13(3): 692-704.
- [2] 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.
- [3] 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.
- [4] Jiang W, Li Z, Zhu S Q, et al. YVO₄ Raman laser pumped by a passively Q-switched Yb:YAG laser [J]. Optics Express, 2017, 25(13): 14033-14042.
- [5] Ding S H, Zhang X Y, Wang Q P, et al. Numerical optimization of the extracavity Raman laser with barium nitrate crystal [J]. Optics Communications, 2006, 267(2): 480-486.
- [6] Smetanin S N, Doroshenko M E, Ivleva L I, et al. Low-threshold parametric Raman generation of high-order Raman components in crystals [J]. Applied Physics B, 2014, 117(1): 225-234.
- [7] Carman R L, Shimizu F, Wang C S, et al. Theory of Stokes pulse shapes in transient stimulated Raman scattering[J]. Physical Review A, 1970, 2(1): 60-

72.

- [8] 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.
- [9] Yang K W, Ye P B, Zheng S K, et al. Polarization switch of four-wave mixing in a tunable fiber optical parametric oscillator[J]. Optics Express, 2018, 26(3): 2995-3003.
- [10] Bai R X, Lin H F, Zhang L Z, et al. Actively Q-switched intracavity Nd:YAG/m-LaVO₄ Raman laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(9): 0901003.
白如雪, 林海枫, 张莉珍, 等. 主动调Q内腔式Nd:YAG/m-LaVO₄拉曼激光器[J]. 中国激光, 2018, 45(9): 0901003.
- [11] Wang C, Cong Z H, Qin Z G, et al. LD-side-pumped Nd:YAG/BaWO₄ intracavity Raman laser for anti-Stokes generation[J]. Optics Communications, 2014, 322: 44-47.
- [12] Grasiuk A Z, Kurbasov S V, Losev L L. Picosecond parametric Raman laser based on KGd(WO₄)₂ crystal[J]. Optics Communications, 2004, 240(4/5/6): 239-244.
- [13] Wei W, Zhang X Y, Wang Q P, et al. Theoretical and experimental study on intracavity pumped SrWO₄ anti-Stokes Raman laser[J]. Applied Physics B, 2014, 116(3): 561-568.
- [14] Wang C, Zhang X Y, Wang Q P, et al. Extracavity pumped SrWO₄ anti-Stokes Raman lasers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2014, 41(3): 0302008.
王聪, 张行愚, 王青圃, 等. 外腔抽运SrWO₄反斯托克斯拉曼激光器[J]. 中国激光, 2014, 41(3): 0302008.
- [15] Wang C, Zhang X Y, Wang Q P, et al. Extracavity pumped BaWO₄ anti-Stokes Raman laser[J]. Optics Express, 2013, 21(22): 26014-26026.
- [16] Mildren R P, Coutts D W, Spence D J. All-solid-state parametric Raman anti-Stokes laser at 508 nm[J]. Optics Express, 2009, 17(2): 810-818.
- [17] Smetanin S N, Jelinek M, Kubeček V. Parametric Raman crystalline anti-Stokes laser at 503 nm with collinear beam interaction at tangential phase matching[J]. Applied Physics B, 2017, 123(7): 203.
- [18] Vermeulen N, Debaes C, Fotiadi A A, et al. Stokes-anti-Stokes iterative resonator method for modeling Raman lasers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2006, 42(11): 1144-1156.
- [19] Smetanin S N, Jelínek M, Tereshchenko D P, et al. Extracavity pumped parametric Raman nanosecond crystalline anti-Stokes laser at 954 nm with collinear orthogonally polarized beam interaction at tangential phase matching[J]. Optics Express, 2018, 26(18): 22637-22649.
- [20] Shen Y R, Bloembergen N. Theory of stimulated Brillouin and Raman scattering[J]. Physical Review, 1965, 137(6A): A1787-A1805.
- [21] Makarov N S, Bepalov V G. Effective method of anti-Stokes generation by quasi-phase-matched stimulated Raman scattering[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2005, 22(4): 835-843.
- [22] Wang C S. Theory of stimulated Raman scattering[J]. Physical Review, 1969, 182(2): 482-494.
- [23] Maier M, Kaiser W, Giordmaine J A. Backward stimulated Raman scattering[J]. Physical Review, 1969, 177(2): 580-599.
- [24] Wang C, Wang Z. Normalized theoretical analysis of intracavity anti-Stokes lasers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(1): 0101009.
王聪, 王喆. 内腔式反斯托克斯激光器的归一化理论解析[J]. 中国激光, 2018, 45(1): 0101009.