

内腔式反斯托克斯激光器的归一化理论解析

王聪, 王喆

天津理工大学理学院, 天津 300384

摘要 反斯托克斯散射是频率上转换的四波混频效应, 通常反斯托克斯激光器的转换效率较低。因此, 通过理论优化指导实验对提高激光器的性能尤为重要。对平面波近似下的内腔式反斯托克斯激光器的速率方程进行归一化处理, 通过数值求解归一化速率方程组, 得到描述内腔式反斯托克斯激光器运行的一组普适理论曲线, 分析了复合归一化变量对内腔式反斯托克斯激光器性能的影响。并用实验数据对归一化理论进行了验证, 结果表明, 从归一化理论出发所估计出的内腔式反斯托克斯激光器的单脉冲能量、脉冲峰值功率和脉冲宽度与实际测量数据相符, 证明了所提的归一化速率方程组模型的正确性和可行性。

关键词 激光器; 反斯托克斯激光器; 速率方程组; 归一化理论; 内腔式激光器

中图分类号 O437.3

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0101009

Normalized Theoretical Analysis of Intracavity Anti-Stokes Lasers

Wang Cong, Wang Zhe

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

Abstract Anti-Stokes scattering is the four-wave mixing effect of the frequency up conversion. Generally, the conversion efficiency of the anti-Stokes laser is lower. Therefore, it is particularly important for improving the performance of the laser through guiding experiment of theoretical optimization. In this paper, the rate equations of intracavity anti-Stokes lasers under plane wave approximation are normalized. By numerically solving the normalized rate equations, a group of universal theoretical curves are obtained to describe the operation of the intracavity anti-Stokes lasers. The influences of the compound normalized variables on the performance of the intracavity anti-Stokes lasers are analyzed. The normalized theory is verified with actual experimental data. The result indicates that the single pulse energy, pulse peak power and pulse width of the intracavity anti-Stokes laser estimated from the normalized theory are consistent with the measured data. The proposed normalized rate-equation model is proved correct and feasible.

Key words lasers; anti-Stokes lasers; rate equations; normalized theory; intracavity lasers

OCIS codes 140.3460; 140.3550; 140.3613

1 引 言

随着晶体材料研究的不断深入和制备技术的日益成熟, 晶体拉曼激光器作为拓展激光波长的重要方法之一, 已成为近年来固体激光器研究的热点^[1-7]。受激拉曼散射可分为斯托克斯散射和反斯托克斯散射, 通常所说的拉曼激光器是基于频率下转换的斯托克斯散射。利用反斯托克斯拉曼散射能够实现频率上转换, 因此晶体反斯托克斯激光器成

为了进一步扩展现有激光光谱范围的另一种重要途径^[8-12]。

采用正确的优化理论指导实验, 可以有效提高激光器的转换效率。通常对反斯托克斯激光器的理论分析有两种方法: 速率方程^[11-12]和输运方程^[13-14]。其中, 速率方程是分析激光运转特性的简单、常用、有效的理论工具。2013年, Wang等^[11]获得了外腔抽运反斯托克斯激光器中反斯托克斯光光强与基频光光强和斯托克斯光光强之间

收稿日期: 2017-08-01; 收到修改稿日期: 2017-09-08

基金项目: 国家自然科学基金(11504268), 天津市教委科研计划项目(2017KJ240)

作者简介: 王聪(1987—), 女, 博士, 讲师, 主要从事激光物理与新型激光器及非线性光学等方面的研究。

E-mail: wangc.sd@163.com

的关系,在外腔拉曼激光器的速率方程组中加入代表反斯托克斯光的项,速率方程组的数值计算结果与实验结果相吻合。将产生反斯托克斯光的拉曼腔置于基频谐振腔内,可以实现内腔式抽运的反斯托克斯激光器。2014年,Wei等^[12]用相同的方法获得了描述内腔式反斯托克斯激光器的速率方程组。上述速率方程理论模型虽能反映激光器的运转规律,但未对激光器的最优化问题进行研究,也未给出激光器参量对输出激光特性的影响。因此有必要继续深入地研究该类型激光器,推导出通用的理论模型。

本文以速率方程为基础,在平面波近似下对内腔反斯托克斯激光器的速率方程进行了归一化处理,得到了描述内腔反斯托克斯激光器运行的通用理论模型。将实际实验参数代入归一化速率方程组中进行计算,将理论结果与实验测量结果进行比对,比对数据吻合良好,从而验证了本文理论计算的正确性和可行性。

2 速率方程

忽略激光介质中的自发辐射、拉曼介质中的自发拉曼散射以及激光介质中下能级寿命对激光器运行的影响,采用平面波近似,描述内腔式反斯托克斯激光器的速率方程组为^[12]:

$$\begin{cases} \frac{d\varphi_1}{dt} = \frac{2\sigma n \varphi_1 l}{t_{r1}} - \frac{2gh\nu_s c \varphi_1 \varphi_s l_R}{t_{rs}} \frac{A_{lg}}{A_{lr}} - \frac{\varphi_1}{t_{r1}} \left[L_1 + \ln\left(\frac{1}{R_1}\right) \right] - \frac{d\varphi_1(t)}{dt} \Big|_{\text{FWM}} \\ \frac{d\varphi_s}{dt} = \frac{2gh\nu_s c \varphi_1 \varphi_s l_R}{t_{rs}} \frac{A_{lg}}{A_{lr}} - \frac{\varphi_s}{t_{rs}} \left[L_s + \ln\left(\frac{1}{R_s}\right) \right] + \frac{d\varphi_s(t)}{dt} \Big|_{\text{FWM}} \\ \frac{dn}{dt} = -\gamma c \sigma n \varphi_1 \end{cases}, \quad (1)$$

式中, φ_1 、 φ_s 为增益介质中的基频光光子数密度和拉曼介质中的斯托克斯光子数密度, n 为反转粒子数密度, ν_s 为斯托克斯光的频率, g 为拉曼增益系数, c 为真空中的光速, l 、 l_R 为增益介质和拉曼介质的长度, γ 为增益介质的反转因子, σ 为增益介质的受激发射截面, t_{r1} 为基频光在基频谐振腔内往返一周的时间, t_{rs} 为斯托克斯光在拉曼谐振腔中往返一周的时间, L_1 、 L_s 为基频光和斯托克斯光的本征损耗, R_1 、 R_s 为输出镜对基频光和斯托克斯光的反射率, A_{lg} 、 A_{lr} 为基频光在增益介质和拉曼介质中的光

束面积。

反斯托克斯散射是两个基频光光子、一个斯托克斯光子和一个反斯托克斯光子的四波混频效应,

(1)式中 $\frac{d\varphi_1}{dt} \Big|_{\text{FWM}}$ 为四波混频导致的基频光光子数密度的损耗率, $\frac{d\varphi_s}{dt} \Big|_{\text{FWM}}$ 为四波混频导致的斯托克斯光子数密度的产生率,且当基频光、斯托克斯光和反斯托克斯光在拉曼介质中满足相位匹配条件时:

$$\frac{1}{2} \times \frac{l_{cl}}{l_{cs}} \frac{d\varphi_1}{dt} \Big|_{\text{FWM}} = \frac{d\varphi_s}{dt} \Big|_{\text{FWM}} = \frac{9h^2 c^3 \nu_1^2 \nu_{as} n_s g^2 l_R^2}{64\pi^2 n_{as} \nu_s l_{cs}} \varphi_1^2 \varphi_s, \quad (2)$$

式中, l_{cl} 、 l_{cs} 为基频谐振腔和拉曼谐振腔的光学长度, ν_1 、 ν_{as} 为基频光和反斯托克斯光的频率, n_s 、 n_{as} 为斯托克斯光和反斯托克斯光在拉曼介质中的折射率。令(1)式中的 $\varphi_s = 0$, $\frac{d\varphi_1}{dt} = 0$, $\frac{d\varphi_1(t)}{dt} \Big|_{\text{FWM}} = 0$, $t=0$,得到激光介质产生基频光的初始反转粒子数的阈值为:

$$n_{1th} = \frac{L_1 + \ln(1/R_1)}{2\sigma l}. \quad (3)$$

引入归一化时间 τ ,归一化基频光光子数密度 Φ_1 ,归一化斯托克斯光光子数密度 Φ_s ,归一化反转粒子数密度 N ,有:

$$\begin{cases} \tau = \frac{t}{t_{r1}} \left[\ln\left(\frac{1}{R_1}\right) + L_1 \right] \\ \Phi_1 = \varphi_1 \frac{2\gamma\sigma l_{cl}}{L_1 + \ln(1/R_1)} \\ \Phi_s = \varphi_s \frac{2\gamma\sigma l_{cl}}{L_1 + \ln(1/R_1)} \\ N = \frac{n}{n_{1th}} \end{cases}. \quad (4)$$

将(2)~(4)式代入(1)式进行推导变换,可以得到平面波近似下的内腔式反斯托克斯激光器的归一化方程组:

$$\begin{cases} \frac{d\Phi_1}{d\tau} = N\Phi_1 - M\Phi_1\Phi_s - \Phi_1 - H\Phi_1^2\Phi_s \\ \frac{d\Phi_s}{d\tau} = M\Phi_1\Phi_s - K\Phi_s + H'\Phi_1^2\Phi_s \\ \frac{dN}{d\tau} = -N\Phi_1 \end{cases}, \quad (5)$$

式中, M 为归一化拉曼增益, H 、 H' 为反映拉曼晶体四波混频能力的参量, K 为腔内斯托克斯光损耗与基频光损耗的比值,分别为:

$$\begin{cases} M = \frac{A_{lg}}{A_{lr}} \frac{gh\nu_s c l_R}{\gamma \sigma l_{cs}} \\ H = \frac{9h^2 c^2 \nu_1^2 \nu_{as} n_s g^2 l_R^2}{64\pi^2 n_{as} \nu_s \gamma^2 \sigma^2 l_{cl}^2} \left[L_1 + \ln\left(\frac{1}{R_1}\right) \right] \\ H'/H = \frac{l_{cl}}{2l_{cs}} \\ K = \frac{L_s + \ln(1/R_s)}{L_1 + \ln(1/R_1)} \end{cases} \quad (6)$$

由(5)式得:

$$N = N_0 \exp\left(-\int_0^\tau \Phi_1 d\tau\right), \quad (7)$$

式中, $N_0 = n_0/n_{lth}$ 为归一化初始反转粒子数密度。

将(7)式代入(5)式中,得:

$$\begin{cases} \frac{d\Phi_1}{d\tau} = N_0 \Phi_1 \exp\left(-\int_0^\tau \Phi_1 d\tau\right) - \\ \quad M\Phi_1\Phi_s - \Phi_1 - H\Phi_1^2\Phi_s \\ \frac{d\Phi_s}{d\tau} = M\Phi_1\Phi_s - K\Phi_s + H'\Phi_1^2\Phi_s \end{cases} \quad (8)$$

数值求解(8)式,并考虑到基频光和斯托克斯光在腔内振荡时双向产生反斯托克斯光,反斯托克斯光的输出脉冲功率 P_{as} , 单脉冲能量 E_{as} 及脉冲宽度 W 可表示为:

$$\begin{aligned} P_{as} &= 2T_{as} S_{as} h\nu_{as} l_{cs} \left. \frac{d\varphi_s}{dt} \right|_{FWM} = \\ & \frac{T_{as} S_{as} h\nu_{as}}{2\gamma\sigma t_{rl}} \left[L_1 + \ln\left(\frac{1}{R_1}\right) \right]^2 H\Phi_1^2\Phi_s = \\ & \frac{T_{as} S_{as} h\nu_{as}}{2\gamma\sigma t_{rl}} \left[L_1 + \ln\left(\frac{1}{R_1}\right) \right]^2 \Psi_{as}, \quad (9) \\ E_{as} &= \int 2T_{as} S_{as} h\nu_{as} l_{cs} \left. \frac{d\varphi_s}{dt} \right|_{FWM} dt = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{T_{as} S_{as} h\nu_{as}}{2\gamma\sigma} \left[L_1 + \ln\left(\frac{1}{R_1}\right) \right] \int H\Phi_1^2\Phi_s d\tau = \\ & \frac{T_{as} S_{as} h\nu_{as}}{2\gamma\sigma} \left[L_1 + \ln\left(\frac{1}{R_1}\right) \right] \Psi_{integ}, \quad (10) \end{aligned}$$

$$W = t_r + t_f = \frac{t_{rl}(\tau_r + \tau_f)}{L_1 + \ln(1/R_1)}, \quad (11)$$

式中, T_{as} 为输出镜对反斯托克斯光的透射率, S_{as} 为反斯托克斯光的光束面积。 t_r 为反斯托克斯脉冲的上升时间, 即由 $P_{asm}/2$ 到 P_{asm} 的时间 (P_{asm} 为脉冲的峰值功率); t_f 为反斯托克斯脉冲的下降时间, 即由 P_{asm} 到 $P_{asm}/2$ 的时间。 τ_r, τ_f 为归一化的反斯托克斯脉冲上升和下降时间。从(9)式可以看出, 反斯托克斯光的脉冲功率与 $\Psi_{as} = H\Phi_1^2\Phi_s$ 成正比, 单脉冲能量与 $\Psi_{integ} = \int H\Phi_1^2\Phi_s d\tau$ 成正比, 脉冲宽度与 $\tau_r + \tau_f$ 成正比。

3 速率方程的解

图 1 是当 $H=0.5, H'/H=2, K=0.5, M=3, 10, 20, 30, 50$ 时, 归一化脉冲峰值功率 Ψ_{max} (Ψ_{as} 的最大值) 和 Ψ_{integ} 随 N_0 的变化情况。当 M 一定时, Ψ_{max} 和 Ψ_{integ} 随 N_0 的增大而增大。 M 代表拉曼增益, 也就是说 M 越大, 斯托克斯光越强; 从图 1 中可以看出, 并不是 M 越大, 反斯托克斯光的输出越强。当 N 较大时, Ψ_{max} ($N>12$) 和 Ψ_{integ} ($N>9$) 随 M 的增大而减小; 当 N 较小, N 取不同值时, Ψ_{max} 和 Ψ_{integ} 随 M 的变化如图 2 所示。输出的反斯托克斯光先随着 M 的增大而增大, 当达到极值后开始下降。

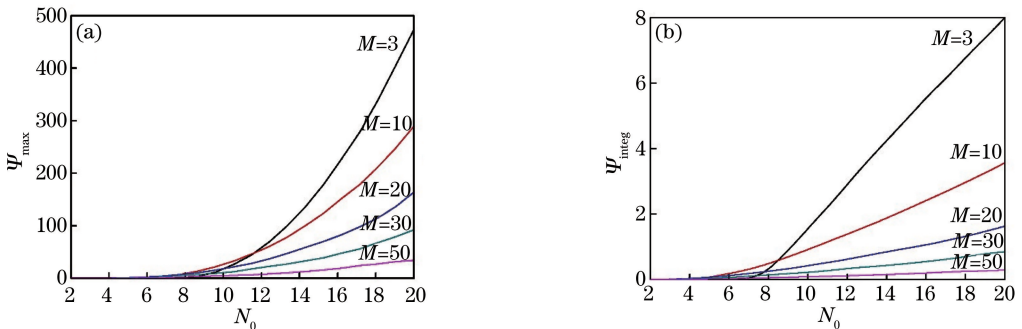


图 1 $H=0.5, H'/H=2, K=0.5, M$ 取不同值时, (a) Ψ_{max} 和 (b) Ψ_{integ} 随 N_0 的变化

Fig. 1 Dependences of (a) Ψ_{max} and (b) Ψ_{integ} on N_0 with $H=0.5, H'/H=2$, and $K=0.5$ for different M

如(9)~(11)式所示, 反斯托克斯光的光强与基频光光强的平方和斯托克斯光的光强的乘积成正比, 当 N_0 较小时, 腔内基频光较弱, 随着 M 的增大, 腔内斯托克斯光光强增强, 因此输出的反斯托克斯光增强。 M 的增大增强了基频光向斯托克斯光的

转化, 但同时也会降低腔内基频光的光子密度, 因此反斯托克斯光不会随着 M 的增大而单向增强。当 N_0 较大时, 腔内基频光很强, 随着 M 的增大, 斯托克斯转化效率升高, 参与四波混频产生反斯托克斯光的基频光减弱, 反斯托克斯光输出也减弱。

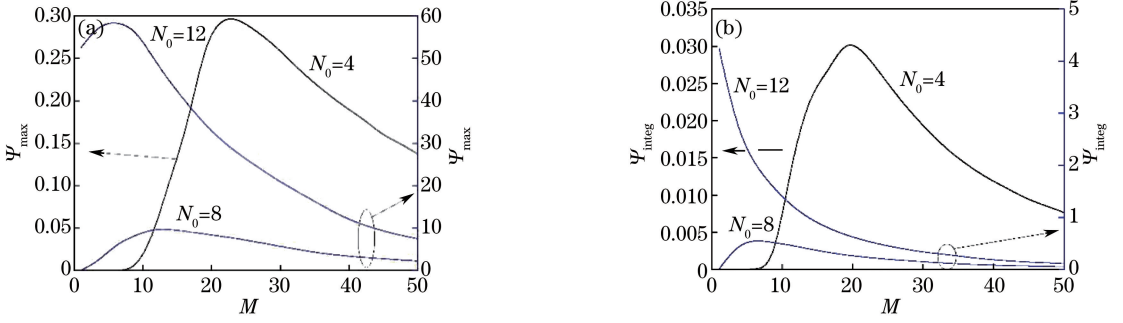


图 2 $H=0.5, H'/H=2, K=0.5, N_0$ 取不同值时, (a) Ψ_{\max} 和 (b) Ψ_{integ} 随 M 的变化

Fig. 2 Dependences of (a) Ψ_{\max} and (b) Ψ_{integ} on M with $H=0.5, H'/H=2,$ and $K=0.5$ for different N_0

图 3 是当 $H=0.5, H'/H=2, K=0.5, M=3, 10, 20, 30, 50$ 时, $1/\tau_r, 1/\tau_f$ 和 $\tau_r + \tau_f$ 随 N_0 的变化。由图 3(a) 和 (b) 可以看出, 随着 N_0 的增大, $1/\tau_r$ 和 $1/\tau_f$ 接近线性增长, 也就是说反斯托克斯脉冲的上

升时间和下降时间随 N_0 的增大而迅速缩短。因此, 反斯托克斯光的脉冲宽度随 N_0 的增大而迅速减小, 如图 3(c) 所示。

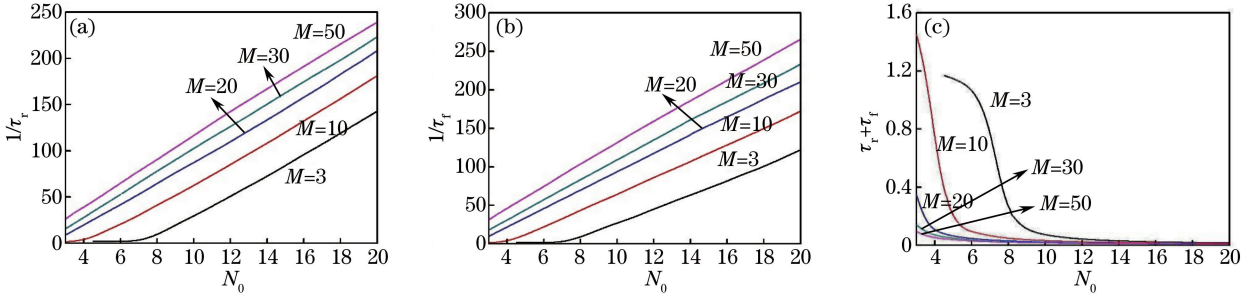


图 3 $H=0.5, H'/H=2, K=0.5, M$ 取不同值时, (a) $1/\tau_r$, (b) $1/\tau_f$ 和 (c) $\tau_r + \tau_f$ 随 N_0 的变化

Fig. 3 Dependences of (a) $1/\tau_r$, (b) $1/\tau_f$ and (c) $\tau_r + \tau_f$ on N_0 with $H=0.5, H'/H=2,$ and $K=0.5$ for different M

反斯托克斯激光器中基频光、斯托克斯光和反斯托克斯光的典型脉冲形状如图 4 所示。显然, 反斯托克斯脉冲产生于基频光脉冲和斯托克斯脉冲的重叠区域, 反斯托克斯脉冲的上升时间主要由斯托克斯脉冲的上升时间决定, 反斯托克斯脉冲的下降时间则主要由基频光脉冲的下降时间决定。当基频

光强度达到斯托克斯光产生的阈值时, 基频光迅速向斯托克斯光转化, 随着 N_0 的增大, 斯托克斯脉冲的上升沿和基频光脉冲的下降沿变陡, 即缩短了反斯托克斯脉冲的上升时间和下降时间。

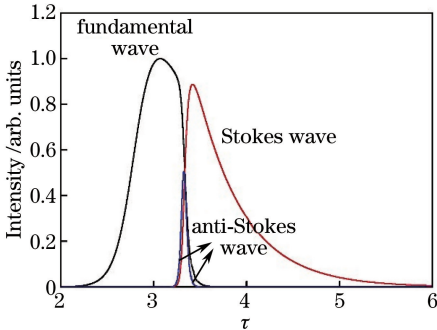


图 4 基频光、斯托克斯光和反斯托克斯光的典型脉冲形状

Fig. 4 Typical pulse shapes of the fundamental wave, Stokes wave, and anti-Stokes wave

图 5 是 $N_0=10, H'/H=2, K=0.5, M=3, 10, 20, 30, 50$ 时, Ψ_{\max} 和 Ψ_{integ} 随 H 的变化。 H 因子表征的是四波混频的能力, Ψ_{\max} 和 Ψ_{integ} 随 H 的增大单调增长。但是由于 H 越大, 四波混频效应消耗的基频光越多, 因此当 H 增大到一定程度时, Ψ_{\max} 和 Ψ_{integ} 不再迅速增大, 而是趋于稳定。

图 6 展示了 $N_0=10, H=0.5, H'/H=2, M=3, 10, 20, 30, 50$ 时, $\Psi_{\max}, \Psi_{\text{integ}}$ 和 $\tau_r + \tau_f$ 随 K 的变化。仅当 M 值较小时, K 的取值对反斯托克斯激光器的输出参数影响较大。通常在腔内实现非线性效应的激光器搭建过程中, 应尽量减少基频光的谐振腔本征损耗和输出损耗, 使 $L_1 + \ln(1/R_1)$ 尽量小, 以保证腔内基频光的功率密度足够强, 从而提高

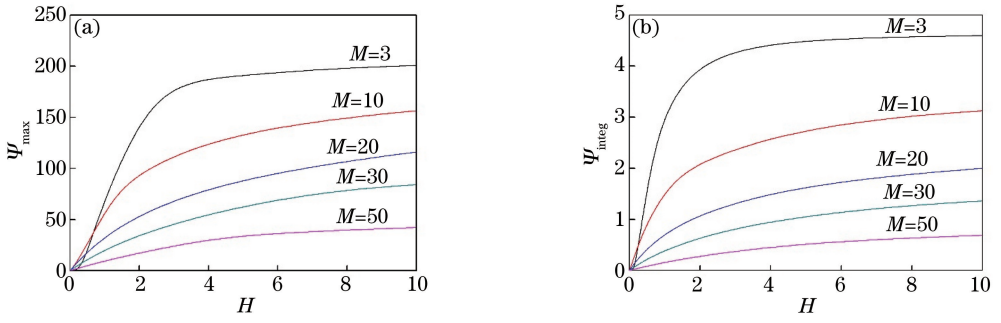


图 5 $N_0=10, H'/H=2, K=0.5, M$ 取不同值时, (a) Ψ_{\max} 和 (b) Ψ_{integ} 随 H 的变化

Fig. 5 Dependences of (a) Ψ_{\max} and (b) Ψ_{integ} on H with $N_0=10, H'/H=2$, and $K=0.5$ for different M

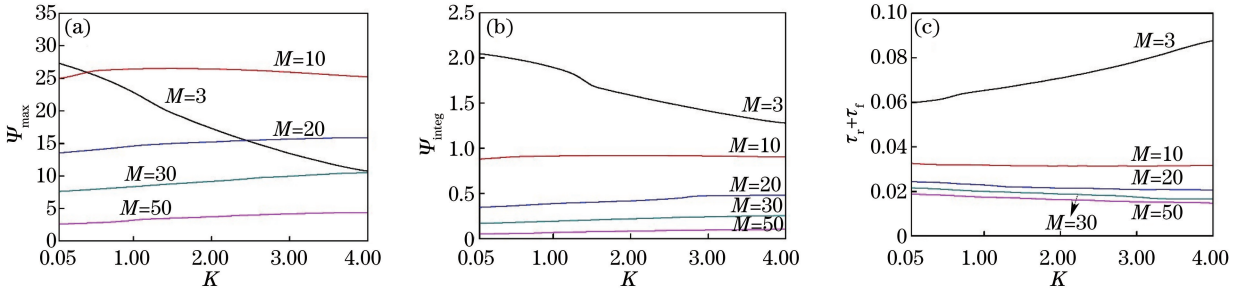


图 6 $N_0=10, H=0.5, H'/H=2, M$ 取不同值时, (a) Ψ_{\max} 、(b) Ψ_{integ} 和 (c) $\tau_r + \tau_f$ 随 K 的变化

Fig. 6 Dependences of (a) Ψ_{\max} , (b) Ψ_{integ} , and (c) $\tau_r + \tau_f$ on K with $N_0=10, H=0.5$ and $H'/H=2$ for different M

非线性效应的转化效率。从图 6 中可以看出,对于内腔式反斯托克斯激光器而言,当 M 较小时,还应尽量减小斯托克斯光的损耗,如在拉曼介质的通光面镀上对斯托克斯光的增透膜,在谐振腔腔镜镀上对斯托克斯光的高反膜。

4 应 用

2014 年,本课题组以 Nd:YAG 晶体作为激光介质, BaWO₄ 晶体作为拉曼介质, 设计了激光二极管(LD)抽运的内腔式反斯托克斯激光器^[15]。将斯托克斯光振荡的拉曼腔置于基频光谱振腔内以实现基频光和斯托克斯光的腔内相互作用,拉曼谐振腔的光轴与基频光的振荡方向偏离 34.1 mrad, 实现了基频光、斯托克斯光和反斯托克斯光之间的非共线相位匹配。

表 1 总结了实验中的一些参数,其中 P_{th} 为基频光产生的阈值功率。当抽运光功率 $P=170$ W, 重复频率为 7.5 kHz 时, 获得的最大反斯托克斯光的平均输出功率为 0.94 mW, 脉冲宽度为 5 ns, 脉冲峰值功率估算值为 31.20 W。

由以上数据可计算出激光器的归一化参数 $N_0=n_0/n_{\text{th}}\approx P/P_{\text{th}}=2.89, M=49.87, H=0.5, H'/H=2, K=2$ 。根据反斯托克斯激光器的归一化理论, Ψ_{\max} 的估算值为 0.0255, Ψ_{integ} 的估算值为

表 1 参考文献[15]中的参数

Table 1 Parameters in reference [15]

Parameter	Value	Parameter	Value
γ	0.7	$g/\text{cm}\cdot\text{GW}^{-1}$	8.5
σ/cm^2	2.8×10^{-19}	l_R/mm	45.5
l_{cl}/mm	800	l_{cs}/mm	200
L_1	0.15	L_s	0.03
R_1	0.998	R_s	0.96
$A_{\text{lg}}/\text{cm}^2$	0.0079	$A_{\text{lr}}/\text{cm}^2$	0.0079
n_s	1.814	n_{as}	1.819
$S_{\text{as}}/\text{cm}^2$	0.0028	T_{as}	0.96
P_{th}/W	59		

0.0028, $\tau_r + \tau_f$ 的估算值为 0.13。将 $\Psi_{\max}=0.0255, \Psi_{\text{integ}}=0.0028$ 和 $\tau_r + \tau_f=0.13$ 代入(9)~(11)式中, 理论上的脉冲峰值功率 $P_{\text{as}}=40.45$ W, 单脉冲能量 $E_{\text{as}}=1.56\times 10^{-7}$ J, 脉冲宽度 $W=4.45$ ns, 则反斯托克斯光的平均输出功率为 $E_{\text{as}}\times 7.5$ kHz = 1.2 mW。因此, 归一化理论所得到的结果与实验测量结果基本吻合。但由于文献[15]中提出为实现相位匹配, 斯托克斯谐振腔偏离基频光光轴一个小的角度, 且基频光和斯托克斯光在腔内振荡时为高斯光束。因此, 在未考虑角度偏离的平面波近似下的理论结果要比实际结果稍大。

下面基于文献[15]中的实验装置, 讨论运用归一化理论提高反斯托克斯激光器转换效率的方法。

由图 1、图 2 和图 5 可知,当 N_0 较小、 M 较大时,提高反斯托克斯激光器的转换效率有三种途径:1) 提高激光器的抽运光功率,即增大 N_0 ; 2) 减小 M ; 3) 增大 H 。从(6)式可以看出,当拉曼介质一定时,减小 l_R 或增大 l_{cs} ,可减小 M ; 增大 l_R 或减小 l_{cl} ,可增大 H 。改变 l_{cl} 或 l_{cs} 即改变基频谐振腔和拉曼谐振腔的腔长,对于紧凑的激光器而言,两者的改变使 M 和 H 的改变量有限。改变 l_R ,无法同时减小 M 、增大 H ,通过数值计算,图 7 给出了实验中抽运功率为 170 W 时,反斯托克斯光脉冲峰值功率和平均输出功率随拉曼介质长度的变化。

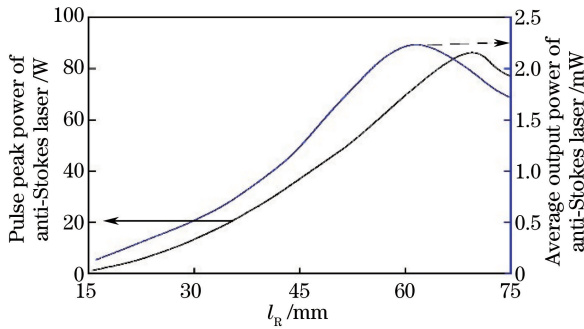


图 7 反斯托克斯激光器光脉冲峰值功率和平均输出功率随拉曼介质长度的变化

Fig. 7 Dependences of pulse peak power and average output power of anti-Stokes laser on the length of Raman media

从图 7 可以看出,反斯托克斯光的峰值功率和平均输出功率均随拉曼介质长度的增大而增大,达到最大值后下降。也就是说,对于某一激光器装置而言,拉曼介质有一个最佳的长度,参考文献[15]中理论上反斯托克斯激光器转换效率最高时拉曼介质的长度为 63 mm。实际上,将实验中的拉曼介质更换为长度为 55 mm 的 $BaWO_4$ 晶体,抽运光功率为 170 W,重复频率为 7.5 kHz 时,反斯托克斯激光器的平均输出功率为 1.62 mW,脉冲宽度为 4.8 ns。因此,在合理的范围内增大拉曼介质的长度,可以提高反斯托克斯激光器的转换效率。

5 结 论

本文以速率方程为基础,推导出平面波近似下的内腔式反斯托克斯激光器的归一化方程组,对方程组数值求解得出归一化的激光器输出参数与归一化的激光器参数的关系曲线。该组曲线能够全面反映内腔式反斯托克斯激光器的运转特性,且通过归一化理论可以简单地估算输出反斯托克斯光的峰值功率、单脉冲能量以及脉冲宽度。最后,通过实验数

据验证了理论的正确性和可行性。因此,本文提出的归一化理论可作为内腔式反斯托克斯激光器设计的辅助工具,以有效提高反斯托克斯激光器的转换效率。

参 考 文 献

- [1] Piper J A, Pask H M. Crystalline Raman lasers[J]. IEEE J Sel Top Quantum Elec, 2007, 13(3): 694-704.
- [2] Jiang P, 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]. Opt Express, 2017, 25(4): 3387-3393.
- [3] Jiang W, Li Z, Zhu S Q, *et al.* YVO₄ Raman laser pumped by a passively Q-switched Yb:YAG laser [J]. Opt Express, 2017, 25(13): 14033-14042.
- [4] 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.
- [5] Li B, Lei P, Sun B, *et al.* High-efficiency, high-repetition-rate Nd:YVO₄ self-Raman laser pumped by a wavelength-locked 913.9 nm diode laser [J]. Applied Optics, 2017, 56(5): 1542-1545.
- [6] Li X L, Tan Y D, Yang C X, *et al.* Design of single-longitudinal-mode operation in a solid state yellow laser with twisted-mode-cavity [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(12): 1214001.
李小丽, 谈宜东, 杨昌喜, 等. 基于扭转模腔的全固态单纵模拉曼黄光激光器设计 [J]. 光学学报, 2014, 34(12): 1214001.
- [7] Zhang W H, Ding S H, Ding Z, *et al.* A PbWO₄ solid-state Raman amplifier excited by 1064 nm nanosecond pulses [J]. Chinese Journal of Lasers, 2014, 41(5): 0502011.
张文会, 丁双红, 丁泽, 等. 1064 nm 纳秒脉冲激发的 PbWO₄ 固态拉曼放大器 [J]. 中国激光, 2014, 41(5): 0502011.
- [8] Wang C, Zhang X Y, Wang Q P, *et al.* Extracavity pumped SrWO₄ anti-Stokes Raman laser [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.
- [9] Grasiuk A Z, Kurbasov S V, Losev L L, *et al.* Picosecond parametric Raman laser based on KGd(WO₄)₂ crystal [J]. Optics Communications, 2004,

- 240(4): 239-244.
- [10] Mildren R P, Coutts D W, Spence D J, *et al.* All-solid-state parametric Raman anti-Stokes laser at 508 nm[J]. *Optics Express*, 2009, 17(2): 810-818.
- [11] 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.
- [12] 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*, 2013, 116(3): 561-568.
- [13] 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.
- [14] 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.
- [15] Wang C, Cong Z, Qin Z, *et al.* LD-side-pumped Nd:YAG/BaWO₄ intracavity Raman laser for anti-Stokes generation [J]. *Optics Communications*, 2014, 322: 44-47.