

# Nd:YVO<sub>4</sub>双频微片激光器的模式竞争研究

胡 淼<sup>1,2</sup> 孙 骁<sup>1</sup> 李齐良<sup>1</sup> 周雪芳<sup>1</sup> 应 娜<sup>1</sup> 魏一振<sup>1</sup> 卢 畅<sup>1</sup> 杨国伟<sup>1</sup> 郑尧元<sup>1</sup> 韦 勉<sup>1</sup>

<sup>1</sup>杭州电子科技大学通信工程学院, 浙江 杭州 310018

<sup>2</sup>上海交通大学区域光纤通信网与新型光通信系统国家重点实验室, 上海 200240

**摘要** 研究了双纵模双频微片激光器两模式之间的竞争效应,确定了在具有不同反射率输出镜的双频激光器腔内,模式之间的自饱和与交叉饱和系数的量值。在研究过程中,待定自饱和系数 $\beta$ 与交叉饱和系数 $\theta$ ,建立双频微片激光器的耦合速率方程,仿真获得具有不同反射率输出镜的双频激光器输出相对功率并绘制其包络曲线。在实验中,通过改变激光器的腔参数获得双频激光的输出功率图谱,对比仿真得到的功率包络曲线来确定自饱和系数和交叉饱和系数。结果表明,当输出镜反射率分别为86%,81%,61%时,对应的自饱和系数分别约为0.68,0.66,0.52。即当双频激光腔输出镜反射率较小时,双纵模模式竞争较强;反之,模式竞争较弱。为获取较大频差双频激光输出,应采用反射率较高的输出镜。

**关键词** 激光器;双纵模;双频微片激光器;模式竞争;自饱和系数;交叉饱和系数

中图分类号 TN248.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0702009

## Investigation of Mode Competition in Dual-Frequency Nd:YVO<sub>4</sub> Microchip Laser

Hu Miao<sup>1,2</sup> Sun Xiao<sup>1</sup> Li Qiliang<sup>1</sup> Zhou Xuefang<sup>1</sup> Ying Na<sup>1</sup> Wei Yizhen<sup>1</sup> Lu Yang<sup>1</sup>  
Yang Guowei<sup>1</sup> Zheng Yaoyuan<sup>1</sup> Wei Mian<sup>1</sup>

<sup>1</sup>College of Communication Engineering, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou, Zhejiang 310018, China

<sup>2</sup>State Key Laboratory of Advanced Optical Communication Systems and Networks, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China

**Abstract** The mode competition coupling effect between two laser modes in double-longitudinal-mode dual-frequency microchip lasers is investigated, and the self-saturation coefficient and cross saturation coefficient of the two laser mode in dual-frequency laser intra-cavity with different reflectivities of output mirror are ascertained by experiments. The dual-frequency microchip laser rate equation is established in the research, as the two variables of self-saturation coefficient  $\beta$  and cross saturation coefficient  $\theta$  are undetermined. Thus the comparison of dual-frequency output power which is obtained by simulation is well illustrated by changing the parameters of microchip laser cavity. By comparing the power envelop profile with dual-frequency laser power spectrum, the two undetermined coefficients are confirmed. The experimental results show that with the reflectivities of output mirror at 86%, 81% and 61% respectively, the corresponding self-saturation coefficients are 0.68, 0.66 and 0.52, which means the smaller the reflectivity of output mirror is, the stronger the two mode competition is. A high reflectivity of output mirror indicates the mode competition between the two modes is week, and a large frequency offset of dual-frequency laser can be obtained in such a case.

**Key words** lasers; double-longitudinal-mode; dual-frequency microchip laser; mode competition; self-saturation coefficient; cross saturation coefficient

**OCIS codes** 140.3580; 140.3325; 140.3480; 140.3410

收稿日期: 2015-02-03; 收到修改稿日期: 2015-03-19

基金项目: 浙江省自然科学基金(LQ13F010012,LY12F01009)、“区域光纤通信网与新型光通信系统国家重点实验室”开放基金(2015GZKF03008)

作者简介: 胡 淼(1982—),男,博士,主要从事大功率LED技术、激光技术等方面的研究。E-mail: miao\_hu@foxmail.com

# 1 引 言

近年来,随着光纤与无线融合的光载无线通信(ROF)技术的快速发展<sup>[1]</sup>,光生毫米波技术作为 ROF 系统的一项关键技术也受到越来越广泛的关注<sup>[2-3]</sup>。目前,国内外热门的多种光生毫米波方案中,采用激光二极管(LD)抽运的双频激光外差拍频方法比较简单有效。LD抽运的固体激光器具有结构紧凑、转换效率高、光束质量好<sup>[4-5]</sup>等优点,将腔长缩至毫米量级更可以获得频差为几十吉赫兹的双频激光信号,可作为光生毫米波的光源。在众多双频激光器中,掺Nd<sup>3+</sup>,Cr<sup>3+</sup>,Er-Yb等粒子的微片激光器以其较大的增益带宽成为大频差双频激光器的主要研究对象。目前国内外科研团队对大频差双频激光器做了许多研究。在国外,1996年Hyodo等<sup>[6]</sup>提出了一种双纵模微片激光器,得到了最大纵模间隔为101.56 GHz的双纵模信号输出。2002~2012年间,法国的Brunel小组<sup>[7-9]</sup>分别通过高频调制、晶体的热致双折射效应、光学反馈和电压控制的锁相环技术手段实现了0~60 GHz范围可调谐的双频激光输出。2011年Zhao等<sup>[10]</sup>更采用超大频差微片激光器拍频获得了的太赫兹信号输出。2014年,Rolland等<sup>[11-12]</sup>基于Er:Yb:glass的双轴共腔激光器,通过标准具和LiNbO<sub>3</sub>晶体分别用于实现频差粗调谐和细调谐,获得线宽小于30 kHz、频率在0~1THz范围内可调谐亚太赫兹波输出。在国内,清华大学的张书练团队<sup>[13-14]</sup>自2001~2009年,分别采用法布里-珀罗(F-P)标准具、腔内插入1/4波片等方法,实现了频差可调的大频差双频激光输出。2013年,杨清等<sup>[15]</sup>采用非锁定双纵模Nd:YVO<sub>4</sub>激光器获得线宽为20 MHz,频差为0.1~0.2 THz可调的双频激光输出。此外,浙江大学的章献民、西安交通大学的焦明星及杭州电子科技大学的胡森团队<sup>[16-18]</sup>在大频差双频激光器及其频差调整技术领域做出了许多研究。

目前,虽然国内外有许多团队对大频差双频激光器的实验和理论进行研究,但是对双频激光器不同频率信号之间的模式竞争分析报道较少。本文通过Nd:YVO<sub>4</sub>微片激光器对双纵模双频激光器不同模式之间的竞争进行量化描述,为获得更大频差的双频激光输出提供理论和实验依据。正文部分首先通过待定自饱和、交叉饱和系数建立双频耦合速率方程;然后将仿真结果与实验比对求得在不同反射率输出镜下自饱和系数和交叉饱和系数。双频微片激光器的模式竞争研究对双频激光器外差光生毫米波技术的发展和现实应用有现实意义。

# 2 基于耦合速率方程的双频模式竞争的理论分析

施密特等<sup>[19]</sup>对于描述微片激光器的频谱线给出了一个理论模型,在该理论中,模式数的最大值  $m$  可以由如下公式求得:

$$m = \Delta v_0 / (c/2nL), \tag{1}$$

式中  $\Delta v_0$  是激光器的增益带宽,  $c$  为光在真空中传播的速度,  $n$  代表晶体的折射率,  $L$  为激光腔的几何长度。通过改变激光器的腔长,控制纵模间隔小于  $\Delta v_0$  而且大于  $\Delta v_0/2$ , 可获得双纵模振荡输出。在均匀加宽激光器中,当输出双纵模时,两激光模式之间存在竞争。模式竞争导致不同模式激光信号的输出功率此消彼长,其中相对增益较大的激光模式输出功率较大,相对增益较小的激光模式输出功率较小,甚至熄灭。图1中,曲线1是均匀加宽介质的增益曲线,满足洛伦兹分布,其中心频率  $v_0$  处对应的增益为  $G_0$ ; 曲线2为激光不同模式的实际输出功率包络曲线,其中心频率  $v_0$  处对应的实际输出功率为  $P_0$ 。假设某激光腔内有两个模式振荡,对应的谐振频率分别为  $v_1$ 、 $v_2$ , 且  $v_1$  离中心频率  $v_0$  的距离较  $v_2$  要近一些, 因此相对增益  $G_1$  与  $G_2$

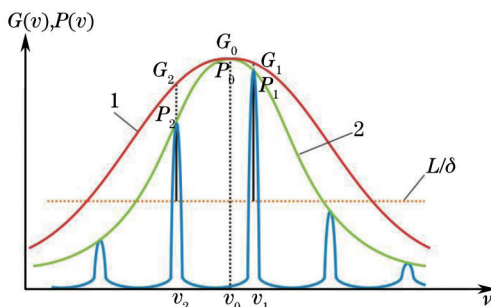


图1 增益曲线与相对输出功率曲线图

Fig.1 Gain curve and comparison of dual-frequency output power

相比有  $G_1 > G_2$ , 而输出功率  $P_1 > P_2$  成立。对于任意激光模式  $v_i$ , 输出功率  $P_i$  相对于最大输出功率  $P_0$  的比值与该频率所对应的增益  $G_i$  相对于最大增益  $G_0$  的比值相比要小, 即  $G_i/G_0 > P_i/P_0$ ; 且离中心频率越远的激光模式, 该比值差距越大。

通过耦合速率方程分析上述现象。在激光产生过程中, 抽运作用使得增益介质粒子数反转, 当两个激光模式共享一个能带的反转粒子时, 不同频率的激光模式所获得的增益有强有弱, 产生竞争, 增益饱和效应加剧了模式竞争的程度。通过引入待定的自饱和系数与交叉饱和系数建立双频耦合速率方程组, 具体如下:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\lambda_1}}{dt} &= W_D(\lambda_1)(N_{\text{tot}} - N_{\lambda_1} - N_{\lambda_2}) - \sigma v(\beta_{\lambda_1\lambda_1} N_{\lambda_1} \Phi_{\lambda_1} + \theta_{\lambda_1\lambda_2} N_{\lambda_1} \Phi_{\lambda_2}) - \frac{N_{\lambda_1}}{\tau_f} \\ \frac{dN_{\lambda_2}}{dt} &= W_D(\lambda_2)(N_{\text{tot}} - N_{\lambda_1} - N_{\lambda_2}) - \sigma v(\beta_{\lambda_2\lambda_2} \Phi_{\lambda_2} N_{\lambda_2} + \theta_{\lambda_2\lambda_1} \Phi_{\lambda_1} N_{\lambda_1}) - \frac{N_{\lambda_2}}{\tau_f}, \\ \frac{d\Phi_{\lambda_1}}{dt} &= \sigma v \Phi_{\lambda_1} N_{\lambda_1} - \Phi_{\lambda_1}/\tau_c + \xi N_{\lambda_1}/\tau_f \\ \frac{d\Phi_{\lambda_2}}{dt} &= \sigma v \Phi_{\lambda_2} N_{\lambda_2} - \Phi_{\lambda_2}/\tau_c + \xi N_{\lambda_2}/\tau_f \end{aligned} \quad (2)$$

式中  $N_{\text{tot}}$  是增益介质的粒子数密度,  $N_{\lambda_1}$ 、 $N_{\lambda_2}$  分别是双频模式中不同波长所对应模式的反转粒子数密度,  $\Phi_{\lambda_1}$ 、 $\Phi_{\lambda_2}$  分别是腔内上述两不同波长的光子数密度,  $v = c/n$  是光在晶体内传播的速率, 其中  $c$  是真空中光速,  $n$  是晶体折射率;  $\sigma$  是受激辐射截面,  $\tau_c$  是谐振腔腔内光子寿命,  $\tau_f$  是增益介质上能级寿命,  $\xi = (w_0/l)^2/4\pi$  是进入激光振荡的自发辐射的比例系数, 其中  $w_0$  为激光束的宽度, 而  $l$  是激光腔的几何长度, 微片激光器与传统的固体激光器相比有较大的  $\xi$  值就是因为其腔长很短。

$W_D(\lambda_{1,2}) = W_D \cdot \tilde{g}(\lambda_{1,2}, \lambda)$  是对应不同波长  $\lambda_1$  及  $\lambda_2$  的连续(CW)抽运的速率, 两者都以连续抽运  $W_D$  作为抽运源, 一旦  $W_D$  增大或减小, 相应的  $W_D(\lambda_1)$  和  $W_D(\lambda_2)$  同样增大或者减小。  $W_D(\lambda_1)$  与  $W_D(\lambda_2)$  之间的差异主要是由于双频模式中不同的增益系数  $\tilde{g}(\lambda_1, \lambda)$  和  $\tilde{g}(\lambda_2, \lambda)$  导致的, 而增益系数主要是由增益曲线和谐振波长确定。本文中, 由于  $\lambda_1$ 、 $\lambda_2$  是任意可互相交换的, 可假定  $\lambda_1 < \lambda_2$  总是成立的, 并且  $W_D(\lambda_{1,2})$  都大于增益介质的阈值  $W_{D-\text{threshold}}(\lambda)$ , 阈值为  $W_{D-\text{threshold}}(\lambda) = 1/(\sigma v \tau_c \tau_f N_{\text{tot}})$ 。

参数  $\beta_{\lambda_2\lambda_2, \lambda_1\lambda_1}$  和  $\theta_{\lambda_2\lambda_1, \lambda_1\lambda_2}$  分别代表自饱和系数和交叉饱和系数。自饱和系数  $\beta_{\lambda_2\lambda_2}$  表示  $\lambda_2$  所对应本征模式中反转粒子数因受激激发辐射而产生  $\lambda_2$  波长光子的比例。而交叉饱和系数  $\theta_{\lambda_2\lambda_1}$  表示  $\lambda_2$  所对应本征模式中反转粒子数因受激激发辐射而产生  $\lambda_1$  波长光子的比例。同样的, 自饱和系数  $\beta_{\lambda_1\lambda_1}$  及交叉饱和系数  $\theta_{\lambda_1\lambda_2}$  也有类似的意义。很明显, 上述系数之间存在着  $\beta_{\lambda_2\lambda_2} + \theta_{\lambda_2\lambda_1} = \beta_{\lambda_1\lambda_1} + \theta_{\lambda_1\lambda_2} = 1$  的基本关系, 而且由于双频模式的频差与激光线宽相比较小,  $\beta_{\lambda_2\lambda_2} = \beta_{\lambda_1\lambda_1}$  和  $\theta_{\lambda_2\lambda_1} = \theta_{\lambda_1\lambda_2}$  也成立<sup>[8]</sup>。

通过对耦合速率方程求解可知, 对于选定晶体及其掺杂浓度的激光器, 双纵模对应激光的输出功率比值与输出镜反射率  $R$ 、自饱和系数  $\beta$ 、交叉饱和系数  $\theta$  以及双频激光各自波长的增益系数有关。为了分析双频激光处于不同增益条件下的模式竞争效应, 考虑  $\lambda_1 < \lambda_2$  恒成立, 保持腔长不变, 将  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  由短波长向长波长方向移动(通过调整激光器温度实现)。考虑增益曲线符合洛伦兹函数分布, 可以求得  $\lambda_1$ 、 $\lambda_2$  对应的相对增益系数。选择抽运功率为 1.5 倍阈值功率, 对 1.2 mm 长 Nd:YVO<sub>4</sub> 双频微片激光器, 待定速率方程中的自饱和系数  $\beta$  与交叉饱和系数  $\theta$ , 通过模拟仿真求得不同反射率输出镜的双频激光相对输出功率。将模拟仿真求得的双频激光输出功率包络曲线与实验所得的功率图谱相比, 获取自饱和系数  $\beta$  与交叉饱和系数  $\theta$  的值。如图 2 所示, 是不同的自饱和系数及交叉饱和系数条件下, 对应三种输出镜反射率  $R$ , 1.2 mm 长 Nd:YVO<sub>4</sub> 双频微片激光器在不同温控条件下双频激光输出的功率包络曲线。

图 2(a)~(c) 对应的输出镜反射率分别为 86%、81% 及 61%, 自饱和系数分别为 0.8、0.7 和 0.6, 交叉饱和系数为 0.2、0.3 和 0.4 时, 双频激光信号输出相对功率的包络曲线。图 2(a) 中对应的包络曲线的半峰全宽分别为 0.69、0.55 和 0.39 nm; 图 2(b) 中对应包络曲线的半峰全宽分别为 0.68、0.54 和 0.38 nm; 图 2(c) 中的对应包络曲线的半峰全宽分别为 0.64、0.52 和 0.36 nm。观察图 2 可知, 在任一反射率情况下, 自饱和系数越高, 其相对功

率的包络曲线半峰全宽越宽,反之则越窄。而在任一自饱和系数情况下,反射率越大,相对功率的包络曲线半峰全宽越宽,反之则越窄。考虑到激光腔输出镜反射率与自饱和、交叉饱和系数之间的相关性,需要进一步通过实验对待定系数进行确定。

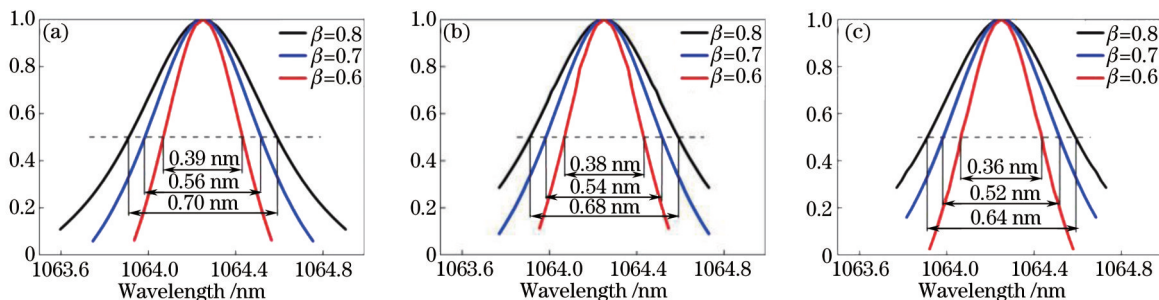


图2 在不同反射率下,3种不同自饱和系数的双频激光输出功率包络曲线。(a) 反射率为86%;(b) 反射率为81%;(c) 反射率为61%

Fig.2 Envelope curves of dual-frequency output power with different reflectivities and three different self-saturation coefficients.

(a) Reflectivity of 86%; (b) reflectivity of 81%; (c) reflectivity of 61%

### 3 实验与模拟仿真分析

#### 3.1 实验装置

实验中,采用Nd:YVO<sub>4</sub>微片激光器作为双频激光器,通过调整微片激光器的温度和输出镜反射率获得不同波长的多参数双频激光信号输出。图3是实验装置的示意图。Nd:YVO<sub>4</sub>晶体尺寸为3 mm×3 mm×1.2 mm,掺杂原子数分数为1.0%,a轴切割。根据F-P腔模理论,1 mm腔长的Nd:YVO<sub>4</sub>微片激光器可以获得超过75 GHz频差的双频激光信号。激光晶体的侧面由0.1 mm厚度钢膜包裹并放置在半导体制冷(TEC)温控的热沉中,温控精度为0.1℃。尾纤输出的808 nm抽运光经自聚焦GRIN透镜(φ1.8 mm,0.29节距,未镀膜)会聚到晶体中央,输出功率7 W以内可调。激光器输入镜直接镀在晶体前端面,膜系参数为高反(HR)1064 nm、高透(AR)808 nm;分离式的输出镜可选膜系参数有HR(808 nm)、R为61%~86%(1064 nm)。在选定输出镜反射率条件下,通过精确调整激光器温度从低温到高温,使双频激光信号的波长从短波向长波漂移。双频激光信号的输出功率和光谱特性分别采用功率计(PM10X,美国相干公司)和光谱仪(AQ6370B,日本横河电机株式会社)进行测量。

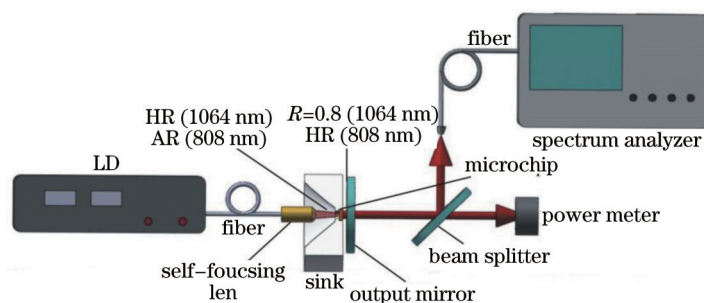


图3 实验装置示意图

Fig.3 Experimental setup of microchip laser

实验采用的三片输出镜的反射率分别为 $R=86%$ 、 $R=81%$ 和 $R=61%$ 。固定LD尾纤与自聚焦微透镜的距离,分别控制激光抽运功率为各自阈值功率的1.5倍,调节激光器热沉温度,通过光谱分析仪获取不同波长的双频光谱,将各光谱叠加形成的功率包络曲线。

#### 3.2 实验结果与模拟仿真分析

经过实验结果数据处理,如图4所示得到输出镜反射率为 $R=86%$ 、 $R=81%$ 和 $R=61%$ 时的相对功率包络曲线,半峰全宽分别约为0.51、0.47、0.17 nm。对于实验中三种不同的反射率 $R=86%$ 、 $R=81%$ 和 $R=61%$ ,在模型中选取自饱和系数与交叉饱和系数分别为0.68和0.32、0.66和0.34、0.52和0.48,仿真所得半峰全宽分别为0.502、0.480、0.176 nm,与实验结果比较接近。将模拟仿真得到的双频激光相对输出功率包络曲线与实验

所得功率图谱相比,如图4所示。

图4(a)是反射率为86%时实验功率图谱与模拟仿真的相对功率包络曲线图。实验功率图谱的中心波长在1064.25 nm附近,实验功率图谱的外轮廓刚好与模拟仿真的双频功率包络曲线契合。此时由于反射率比较大,根据理论结果自饱和系数也较大,而交叉饱和效应较弱,因此对应的功率包络曲线的半峰全宽较宽。图4(b)是反射率为81%时实验功率图谱与模拟仿真的相对功率包络曲线图,可以发现实验功率图谱的外轮廓与模拟仿真的双频激光相对功率包络曲线的契合度依然很高,并且中心波长也在1064.25 nm附近。此时由于反射率与图4(a)相比有所减小,自饱和系数也有所减小,交叉饱和系数有所增加,相应的包络曲线半峰全宽也减小。在图4(c)中由于反射率只有61%,此时交叉饱和系数与自饱和系数可以相比拟,即此时激光器中双频模式的耦合效应对激光输出的影响较大,增益较小的激光模式受到强烈抑制,双频激光较易变成单频激光输出,输出功率包络曲线半峰全宽也变窄。

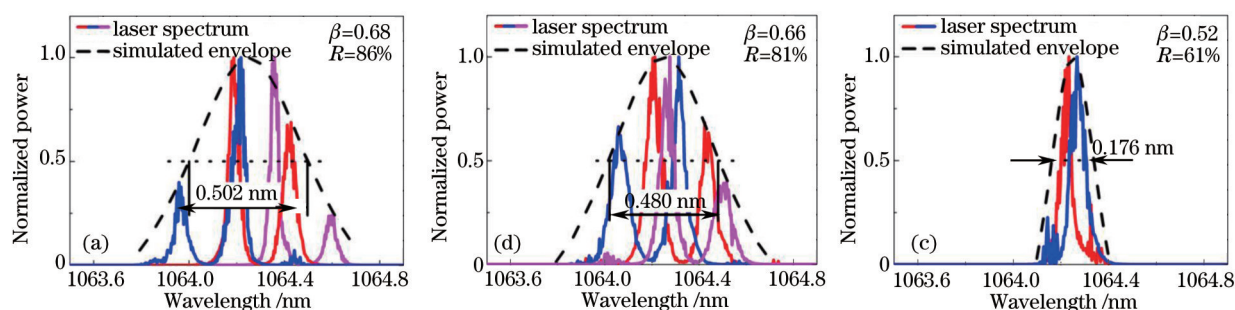


图4 仿真相对功率包络曲线与实验所得双频激光功率图谱对比。(a) 反射率为86%; (b) 反射率为81%; (c) 反射率为61%  
Fig.4 Comparison of dual-frequency output power envelope curves obtained by simulations and experiments. (a) Reflectivity of 86%; (b) reflectivity of 81%; (c) reflectivity of 61%

从上述图4可以得到,对于双频微片激光器,当输出镜取不同反射率条件时,自饱和系数和交叉饱和系数的值也不同。当输出镜反射率越低时,自饱和系数越小,相应的交叉饱和系数越大;随着输出镜反射率的增大,自饱和系数也逐步增大,相应的交叉饱和系数逐渐减小。

## 4 结 论

通过耦合速率方程分析双频微片激光器中双纵模的模式竞争效应。对于不同输出镜反射率的微片激光器,在耦合速率方程中选用相应的自饱和系数与交叉饱和系数,可以量化描述双频激光的模式竞争。当输出镜反射率较高,对应自饱和系数也大;相反,输出镜反射率较低,对应自饱和系数也小。通过模拟仿真以及实验,分别得到了输出镜反射率 $R=86%$ 、 $R=81%$ 和 $R=61%$ 的激光器的自饱和系数以及交叉饱和系数分别为0.68和0.32、0.66和0.34和0.52和0.48。

## 参 考 文 献

- 1 Koonen A M, Larrodé M G, Ng'oma A, *et al.*. Perspectives of radio-over-fiber technologies[C]. Optical Fiber Communication/National Fiber Optic Engineers Conference, San Diego: IET. 2008: 0ThP3.
- 2 Hu Miao, Tang Yongpan, An Rude, *et al.*. Study on the single-longitudinal-mode dual-frequency microchip laser for photonic generation of millimeter-wave signal[J]. J Optoelectron Laser, 2011, 22(10): 1435-1438.  
胡 淼,唐拥攀,安汝德,等.可光生毫米波的单纵模双波长微片激光器研究[J].光电子·激光, 2011, 22(10): 1435-1438.
- 3 Zhang Jing, Wang Muguang, Shao Chenguang, *et al.*. Photonic frequency-multiplying millimeter-wave generation based on dual-parallel Mach-Zehnder modulator[J]. Acta Optics Sinica, 2014, 34(3): 0306004.  
张 敬,王目光,邵晨光,等.基于双平行马赫-曾德尔调制器的光子倍频毫米波生成的研究[J].光学学报, 2014, 34(3): 0306004.
- 4 Xu Fanghua, Wang Zhengping, Zhang Huijin, *et al.*. Study on the properties of LD-pumped Nd: LuVO<sub>4</sub> microchip laser[J]. Acta Physica Sinica, 2007, 56(7): 3950-3954.  
徐方华,王正平,张怀金,等.LD抽运Nd: LuVO<sub>4</sub>微片激光器性能研究[J].物理学报, 2007, 56(7): 3950-3954.
- 5 Rolland A, Frein L, Vallet M, *et al.*. 40-GHz photonic synthesizer using a dual-polarization microlaser[J]. IEEE Photonics

- Technology Letters, 2010, 22(23): 1738–1740.
- 6 Hyodo M, Tani M, Matsuura S, *et al.*. Generation of millimeter-waves radiation using a dual-longitudinal-mode microchip laser[J]. Electronics Letters, 1996, 32(17): 1589–1591.
- 7 Lai N D, Brunel M, Bretenaker F, *et al.*. Two-frequency Er-Yb glass microchip laser passively *Q* switched by a Co: ASL saturable absorber[J]. Opt Lett, 2003, 28(5): 328–330.
- 8 Brubel M, Amon A, Vallet M. Dual-polarization microchip laser at 1.53  $\mu\text{m}$ [J]. Opt Lett, 2005, 30(18): 2418–2420.
- 9 Rolland A, Brunel M, Loas G, *et al.*. Beat note stabilization of a 10–60 GHz Nd: YAG microchip laser through optical down conversion[J]. Opt Express, 2011, 19(5): 4399–4404.
- 10 Zhao Pu, Srinivasa R, Ding Yujie, *et al.*. Investigation of terahertz generation from passively *Q*-switched dual-frequency laser pulses[J]. Opt Lett, 2011, 36(24): 4818–4820.
- 11 Rolland A, Ducournau G, Danion G, *et al.*. Narrow linewidth tunable terahertz radiation by photomixing without servo-locking[J]. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 2014, 4(2): 260–266.
- 12 Danion G, Hamel C, Frein L, *et al.*. Dual frequency laser with two continuously and widely tunable frequencies for optical referencing of GHz to THz beatnotes[J]. Optic Express, 2014, 22(15): 17673–17678.
- 13 Jiao Mingxing, Zhang Shulian, Liang Jinwen, *et al.*. Birefringent dual-frequency Nd: YAG laser with large frequency-difference[J]. Chinese J Lasers, 2001, 28(2): 100–102.  
焦明星, 张书练, 梁晋文. 大频差双折射双频 Nd: YAG 激光器[J]. 中国激光, 2001, 28(2): 100–102.
- 14 Ren Cheng, Zhang Shulian. Diode-pumped dual-frequency microchip Nd: YAG laser with tunable frequency difference[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2009, 42(15): 155107.
- 15 Yang Qing, Huo Yujing, Duan Yusheng, *et al.*. Double-longitudinal-mode continuous-wave laser with ultra-large frequency difference used for narrowband terahertz-wave generation[J]. Acta Optics Sinica, 2013, 33(5): 0514002.  
杨清, 霍玉晶, 段玉生, 等. 用于产生窄带太赫兹波的超大频差双纵模连续激光器[J]. 光学学报, 2013, 33(5): 0514002.
- 16 Pan Min, Zheng Shilie, Zhang Xianming, *et al.*. Application of stimulated Brillouin scattering in synthetic aperture passive millimeter wave imaging[J]. J Optoelectron·Laser, 2002, 24(5): 1006–1011.  
潘敏, 郑史烈, 章献民, 等. 受激布里渊散射在被动毫米波综合孔径成像中的运用[J]. 光电子·激光, 2002, 24(5): 1006–1011.
- 17 Jiao Mingxing, Xing Junhong, Liu Yun, *et al.*. Design and experimental study on two-cavity dual-frequency all-solid-state laser with large frequency difference[J]. Chinese J Lasers, 2010, 37(11): 2784–2789.  
焦明星, 邢俊红, 刘芸, 等. 双腔大频差双频全固态激光器设计与实验研究[J]. 中国激光, 2010, 37(11): 2784–2789.
- 18 Hu Miao, Zhang Fei, Zhang Xiang, *et al.*. Amplification of dual-frequency laser for photonic millimeter-wave signal generation[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(11): 1114003.  
胡淼, 张飞, 张翔, 等. 用于光生毫米波的双频激光放大特性[J]. 光学学报, 2014, 34(11): 1114003.
- 19 Schmitt N. P, Peuser P, Heinemann S, *et al.*. A model describing the single and multiple line spectra of tunable microcrystal lasers[J]. Optical and Quantum Electronics, 1993, 25(8): 527–544.

栏目编辑: 宋梅梅