

## LD 泵浦 Nd YVO<sub>4</sub> 倍频调 Q 激光器的输出特性

杨春林 蔡邦维 张蓉竹

(四川大学光电系,成都,610064)

**摘要:** 根据四能级非线性速率方程,对连续 LD 泵浦 Nd YVO<sub>4</sub>/Cr<sup>4+</sup> YAG/KTP 腔内倍频被动调 Q 绿光激光器的输出特性进行了数值模拟。理论分析与实验相一致,所得结果对该类器件参数优化具有参考价值。

**关键词:** LD 泵浦固体激光器 Nd YVO<sub>4</sub> KTP Cr<sup>4+</sup> YAG Q 开关

## Output characteristics of diode-pumped, Q switched Nd YVO<sub>4</sub> laser

Yang Chunlin, Cai Bangwei, Zhang Rongzhu

(Department of Optoelectronics, Sichuan University, Chengdu, 610064)

**Abstract:** In order to study the gain medium, Nd YVO<sub>4</sub> pumped continuously by LD, Cr<sup>4+</sup> YAG saturable absorbers and intra-cavity doubling KTP crystal are used in a passive Q-switched green laser. Based on the rate equation of the four-level system and numerical simulation, the relationship of the system parameters and the characteristics of the laser beam are analyzed. The theoretical results conform to the experimental results. It is useful to optimize and select the parameters of such systems.

**Key words:** LD pumped solid laser Nd YVO<sub>4</sub> KTP Cr<sup>4+</sup> YAG Q-switch

### 引 言

与常用的 BDN 染料和 LiF·F<sub>2</sub><sup>-</sup> 色心晶体被动调 Q 器件相比, Cr<sup>4+</sup> YAG 晶体具有良好的热学和机械性能、物理化学性质稳定、导热性好、可在高低温环境下工作、抗光损阈值高、能做到高掺杂浓度、饱和吸收光强小、使用时不需要驱动电源等一系列优点,被认为是构成全固体化、长寿命、简单实用的调 Q 激光器最有希望的被动 Q 开关之一。并且特别适合作为获得高重复频率、窄脉冲宽度、高峰值功率激光器的 Q 开关。然而,连续二极管泵浦的 Nd YVO<sub>4</sub>/Cr<sup>4+</sup> YAG/KTP 绿光调 Q 激光器实验研究比较多,迄今国内还未见理论研究的报道,我们运用四能级速率方程的数值计算方法求解,详细分析了该器件调 Q 脉冲特性,如泵浦功率、饱和吸收体初始透过率等参数与输出能量、峰值功率、脉冲宽度、重复频率的关系。所得结果对该类器件的参数优化设计具有指导意义。

### 1 Cr<sup>4+</sup> YAG 的饱和吸收特性

Cr<sup>4+</sup> YAG 的能级结构见图 1。Cr<sup>4+</sup> YAG 之所以能用于被动调 Q 是源于 Cr<sup>4+</sup> 的饱和吸收特性。在能级 1~3, 2~4 之间都能形成对 1064nm

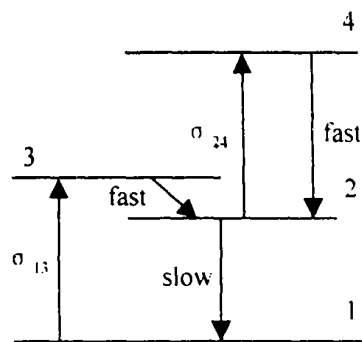


Fig. 1 The 4-level model of Cr<sup>4+</sup>-doped saturable absorber

激光的吸收,能级 3 ~ 2, 4 ~ 2 之间的跃迁很快,可认为是瞬时的, 2 ~ 1 之间的跃迁很慢,特别是比调 Q 脉冲的宽度长很多。因此,在很短的时间里,大量 Cr<sup>4+</sup> 粒子被激发到能级 2 形成饱和,透过率由 T<sub>0</sub> 变到 T<sub>s</sub>(见下面的公式),从而改变了激光谐振腔的损耗,使其产生调 Q 脉冲。根据 Cr<sup>4+</sup> 能级结构可得饱和吸收体的参量关系式:

$$\begin{cases} 2 \quad 13_{s0} l_s = \ln(1/T_0^2) \\ 2 \quad 24 n_{s0} l_s = \ln(1/T_s^2) \end{cases} \quad (1)$$

上式常用于透过率与饱和吸收体浓度、长度等关系的换算。式中, 13, 24 分别是 1 ~ 3, 2 ~ 4 能级的吸收截面, n<sub>s0</sub> 是 Cr<sup>4+</sup> 的掺杂浓度, T<sub>0</sub>, T<sub>s</sub> 是饱和吸收体初始透过率和饱和透过率, l<sub>s</sub> 是饱和吸收 Cr<sup>4+</sup> YAG 晶体的厚度。

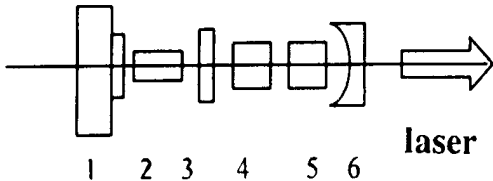


Fig. 2 The configuration of the Nd:YVO<sub>4</sub>/Cr<sup>4+</sup> YAG/ KTP Q-switched green laser

### 2 KTP 晶体腔内倍频

连续 LD 泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub>/Cr<sup>4+</sup> YAG/ KTP 绿光调 Q 激光器结构如图 2 所示。其中, 1 为二极管, 2 为耦合器, 3 为 Nd:YVO<sub>4</sub>, 4 为 Cr<sup>4+</sup> YAG, 5 为 KTP, 6 为输出镜。与

稳态激光倍频不同,在调 Q 的情况下进行腔内倍频,由于脉冲激光的峰值功率非常高,因而,不能使用倍频小信号近似。图 3 是小信号解与饱和情况的比较。

根据非线性光学理论,强信号高斯光束的倍频效率是一雅可比椭圆函数,当倍频晶体处于最佳方位角时,该解中的雅可比椭圆函数退化为初等函数,稍作计算,得<sup>[1]</sup>: E<sub>3</sub><sup>2</sup> = E<sub>0</sub><sup>2</sup> tanh<sup>2</sup>(CE<sub>0</sub>z) 或 = tanh<sup>2</sup>(CE<sub>0</sub>z), 其中, C = 3.07 × 10<sup>-4</sup> 是由倍频晶体特性决定的系数,是倍频效率, z 是 KTP 长度,再利用式 E<sup>2</sup> = hν / (n<sup>2</sup><sub>0</sub>), 可把电场强度与激光腔内的光子数密度联系起来。把倍频过程当作激光腔的损耗,即可获得描述 KTP 倍频绿光调 Q 激光器的速率方程。

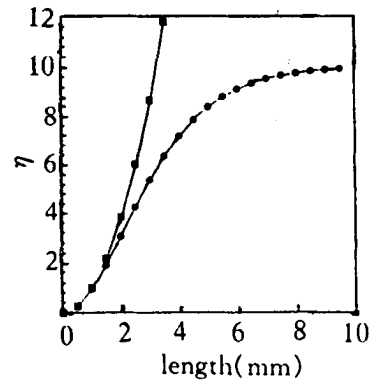


Fig. 3 Comparison of the doubling efficiency of small signal and high signal

### 3 速率方程理论分析

含有 Cr<sup>4+</sup> YAG 饱和吸收体调 Q 和 KTP 晶体腔内倍频的速率方程可写成:

$$\begin{cases} d / dt = [ cnl/L - 13 n_{s1} l_s/L - 24(n_{s0} - n_{s1}) l_s/L - \dots ] \\ dn/dt = - cn - n/\tau + W_p \\ dn_{s1}/dt = - 13 c n_{s1} + (n_{s0} - n_{s1})/\tau_s \end{cases} \quad (2)$$

式中,符号的意义与(1)式相同,另外, n 是光子数密度, n 和 n<sub>s1</sub> 分别是激活介质及饱和吸收介质的反转粒子数密度, τ, τ<sub>s</sub> 分别是激活介质及饱和介质粒子寿命, c 为光速, γ 表示腔损耗, L 表示谐振腔长度, γ<sub>nl</sub> 是倍频引起的非线性损耗,利用前面的结果,可得:

$$\gamma_{nl} = \gamma / (2L/c) = \tanh^2(Cz \sqrt{h\nu / n^2_0} / (2L/c))$$

采用与文献[2]中类似的方法分析激光器产生稳定脉冲序列的阈值,把倍频过程当作激光腔损耗,可得出产生调 Q 脉冲的阈值泵浦速率。简述该方法如下:把脉冲过程分成脉冲形成过程

和能量积累过程。在调 Q 脉冲形成过程中,通过令(1)式中第 1 式等于 0,即令  $d\phi/dt=0$  得到初始反转粒子数  $n_i$ ,即:  $n_i = [\ln(1/R) + \ln(1/T_0^2) + \gamma]/2l$ 。

各脉冲之间的间隔是能量积累的过程,若脉冲间距  $t$  很大,远大于饱和介质第一能级弛豫时间  $t_s$ ,使得每个脉冲初始时调 Q 介质中 Cr<sup>4+</sup> 粒子全部处于基态,并且腔内光子数密度也约为 0,则可以把速率方程组(2)式简化为:  $dn/dt = -n/\tau + W_p$  (3)

已知脉冲初始时的反转粒子数密度为  $n_i$ ,并设脉冲结束时的反转粒子数密度为  $n_e$ ,引入系数  $\eta = n_e/n_i$ 。在  $n_i$  到  $n_e$  的时间间隔内,激光介质按(3)式积累反转粒子数。由于调 Q 脉冲的脉冲宽度远小于脉冲间隔,可认为  $n_e$  到  $n_i$  的时间间隔即是脉冲间隔  $t$ ,积分(3)式可得:

$$-\ln[(W_p - n_i/\tau)/(W_p - n_e/\tau)] = t \quad (4)$$

改写上式的形式即为文献[2]中的结果:  $n_i = W_p [1 - \exp(-t/\tau)]/[1 - \exp(-t'/\tau)]$ 。

利用(4)式,令  $t = t_{th}$  可得出脉冲产生的阈值泵浦速率:

$$W_{p_{th}} = n_i/\tau = [\ln(1/R) + \ln(1/T_0^2) + \gamma]/2l$$

因为  $n_i$  是由  $d\phi/dt=0$  的条件决定的,此时,腔内光子数密度处于最小值,可忽略非线性损耗  $\gamma$ ,重写脉冲产生的阈值条件为:  $W_{p_{th}} = [\ln(1/R) + \ln(1/T_0^2) + \gamma]/2l$  (5)

### 4 输出特性的数值分析

在连续泵浦的情况下,LD 泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub>/Cr<sup>4+</sup>:YAG/KTP 绿光调 Q 激光器的微分方程组(2)难以直接求解;我们采用数值方法通过计算机求解。

Table 1 Parameters of the Nd:YVO<sub>4</sub>/Cr<sup>4+</sup>:YAG Q-switched laser

$10.7 \times 10^{-19} \text{cm}^2$	$n_{s0} = 4.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$
$T_0 = 0.9$	$t_s = 4\mu\text{s}$
$98\mu\text{s}$	$R = 0.98$
$L = 100\text{mm}$	$0.005$
$l = 2\text{mm}$	$0.7$
$13 \times 4.3 \times 10^{-18} \text{cm}^2$	$l_s = 0.5\text{mm}$
$24 \times 8.2 \times 10^{-19} \text{cm}^2$	

方程组(2)右端函数满足李普希兹条件,故该初值问题存在唯一解,这是我们采用数值解法的保证。我们用四阶龙格库塔法求解,步长为 0.02ns;采用的初值为激光器开始加电泵浦的情况,即腔内光子数约为 0,激光上下能级粒子数都为 0,Cr<sup>4+</sup> 粒子全部处于基态。计算所用增益介质、饱和体和谐振腔的参数列于表 1。

将表 1 所列增益介质 Nd:YVO<sub>4</sub>,Cr<sup>4+</sup>:YAG 饱和吸收 Q 开关以及谐振腔的参数代入方程组

(2)作数值计算,改变泵浦功率、输出镜的反射率、Cr<sup>4+</sup>:YAG 晶体长度,考察对输出脉冲序列形状、重复频率、脉冲宽度和峰值功率的影响,所得结果归纳如下。

(1) 图 4a 显示了在给定参数下,速率方程所模拟的

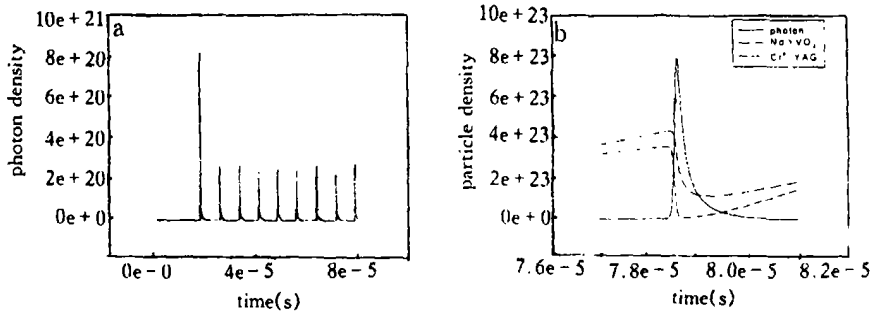


Fig. 4 Numerical results of the Q-switched laser

激光器的确产生了脉冲序列,重复频率约 100kHz,单脉冲宽度约 30ns(FWHM);图 4b 是单个

脉冲中光子数密度、激光介质反转粒子数密度、饱和吸收介质基态粒子数密度随时间的变化曲线。

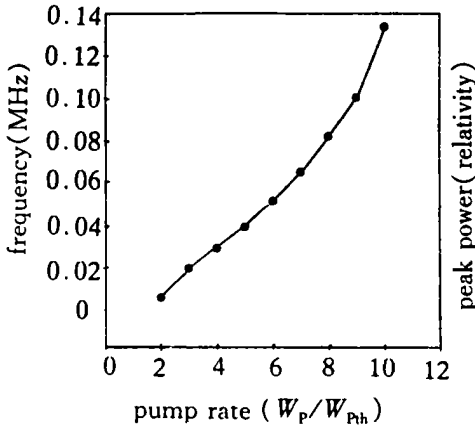


Fig. 5 The influence of the pump rate to the pulse frequency

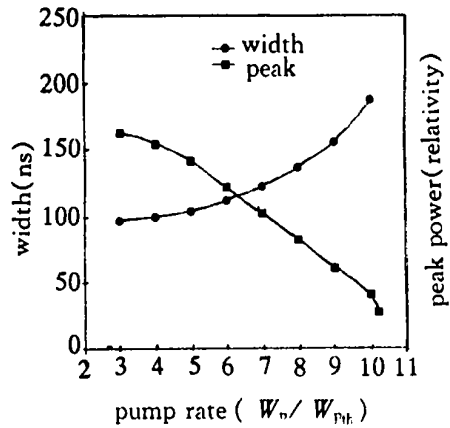


Fig. 6 The influence of the pump rate to the pulse width and peak power

(2)从图5和图6中可看出,随泵浦功率的提高,脉冲序列的重复频率增加,相邻脉冲间隔减小,单脉冲脉宽变宽,峰值功率下降,平均输出功率增加,理论计算与实验结果<sup>[3]</sup>完全一致。

(3)在腔内倍频的情况下,调Q晶体长度增加使得连续脉冲周期增加,频率降低,并使得单脉冲宽度总体趋向变小,峰值功率提高。图7和图8显示了这些结果。

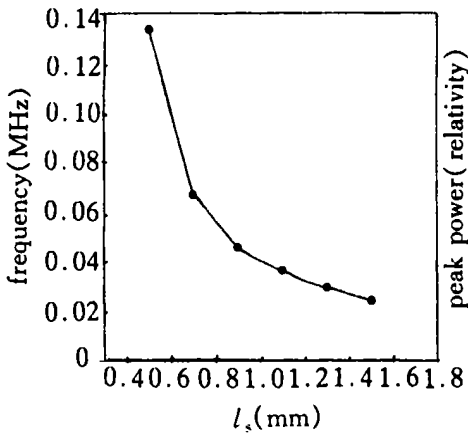


Fig. 7 The influence of the length of the Cr<sup>4+</sup> YAG to the pulse frequency

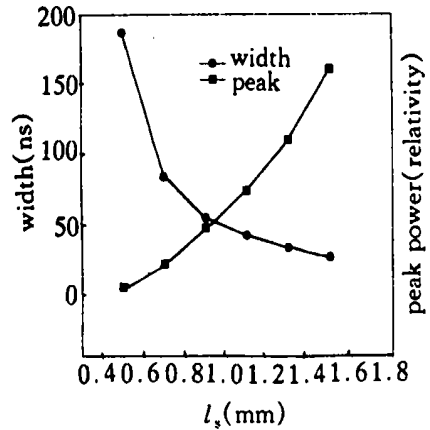


Fig. 8 The influence of the length of the Cr<sup>4+</sup> YAG to the pulse width and peak power

### 5 小 结

理论计算和实验结果表明:(1)LD泵浦Nd:YVO<sub>4</sub>/Cr<sup>4+</sup>YAG/KTP绿光调Q激光器的输出为一脉冲序列;(2)随泵浦功率的提高,脉冲序列的重复频率增加,相邻脉冲间隔减小,单脉冲脉宽变宽,峰值功率下降,平均输出功率增加;(3)Cr<sup>4+</sup>YAG长度或初始透过率不同,激光器输出脉冲的脉宽和脉冲序列的重复频率也不相同,Cr<sup>4+</sup>YAG长度增加或初始透过率减小,使得单脉冲宽度变窄,峰值功率提高、脉冲序列重复频率减小,反之则结果相反;(4)根据上述结果,应按照对器件的使用要求合理的选择增益介质长度、泵浦功率、输出镜反射率和

## 旋转光楔多重一步彩虹全息术<sup>\*</sup>

高淑梅 陈 浩

(徐州师范大学物理系, 徐州, 221009)

**摘要:** 根据旋转光楔多重全息术和一步彩虹全息术基本原理, 讨论了采用旋转光楔实现多重一步彩虹全息术的原理, 进而用 He-Ne 激光光源, 获得了在同一块干版上记录的多个彩虹全息图, 并可在白光下同时再现的多重一步彩虹全息像。理论分析和实验结果基本吻合。结果表明, 该技术简单易行, 有广泛的应用价值。

**关键词:** 多重彩虹全息 旋转光楔 同时再现 狭缝

## Multiplex one-step rainbow holography with rotating prism

Gao Shumei, Chen Hao

(Xuzhou Normal University, Xuzhou, 221009)

**Abstract:** Based on the multiplex holography with rotating prism and one-step rainbow holography, a multiplex one-step rainbow holography with rotating prism is presented. Its principle is discussed in detail. It is possible to record many rainbow holograms by rotating prism and multiple exposure way with ordinary He-Ne laser on single holographic plate, and reconstruct with white light at the same time. The experimental results conform to theoretical analysis.

**Key words:** multiplex rainbow holography rotating prism reconstruction at the same time slit

## 引 言

彩虹全息术可采用白光再现, 因而在全息术中占有重要的位置。制作彩虹全息图的方法有多种<sup>[1~4]</sup>, 它们各有优点。我们着重讨论旋转光楔多重一步彩虹全息术的原理, 在最基本的一步彩虹全息术的基础上, 充分利用全息记录的冗余性, 将旋转光楔多重全息技术<sup>[5]</sup>运用于一步彩虹全息技术中, 获得了旋转光楔多重一步彩虹全息图和可在白光下同时再现的多重彩虹全息像。作者提出的旋转光楔多重一步彩虹全息术具有成本低廉、简便实用、可在白光下

<sup>\*</sup> 江苏省教委 SL9508 资助项目。

Cr<sup>4+</sup> YAG 的初始透过率。

## 参 考 文 献

- 1 姚建铨. 非线性光学频率变换及激光调谐技术. 北京: 科学出版社, 1995
- 2 Chen Y F, Kao C F, Huang T M *et al.* IEEE Photon Technol Lett, 1997; 9(11): 1469 ~ 1483
- 3 Zhong X, Zhao Sh Zh, Wang Q P *et al.* IEEE J Q E, 1997; 33(12): 2286 ~ 2294

作者简介: 杨春林, 男, 1972 年 6 月出生。硕士。现从事激光物理及应用的研究。