

# 波长 1.051 微米和 1.32 微米的连续 $\text{La}_{0.1}\text{Nd}_{0.9}\text{P}_5\text{O}_{14}$ 激光器

何慧娟 陆国贤 李永春 赵隆兴

(中国科学院上海光机所)

**提要:** 采用  $\text{Ar}^+$  离子激光器作为泵浦源实现了 NdPP 晶体的 1.051 微米和 1.32 微米的室温连续运转; 采用准半共心腔获得低阈值运转。最低阈值吸收功率 1 毫瓦, 最大输出功率达 2 毫瓦。由激光特性研究得到的受激发射截面  $\sigma_{1.051\mu} = 1.1 \times 10^{-19}$  厘米<sup>2</sup>,  $\sigma_{1.32\mu} = 2.2 \times 10^{-20}$  厘米<sup>2</sup>。还研究了激光弛豫振荡现象, 给出弛豫振荡频率与泵浦功率超阈值比的关系曲线; 计算了不同输出功率时阈值泵浦功率密度与晶体长度的关系曲线。

## A CW $\text{La}_{0.1}\text{Nd}_{0.9}\text{P}_5\text{O}_{14}$ laser at 1.051 and 1.32 $\mu\text{m}$

He Huijuan Lu Guoxian Li Yongchun Zhao Longxin

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

**Abstract:** A room temperature CW NdPP laser at 1.051 and 1.32  $\mu\text{m}$  pumped by  $\text{Ar}^+$  laser has been operated. Low threshold operation in a semi-concentric resonator was obtained. The lowest threshold absorption power was 1 mW. Maximum output power for a single transverse mode was 2 mW. Using the laser oscillation data, the stimulated emission cross-sections were determined as follows:  $\sigma_{1.051\mu} = 1.1 \times 10^{-19} \text{cm}^2$ ,  $\sigma_{1.32\mu} = 2.2 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ . Laser relaxation oscillation has been studied and a plot of relaxation oscillation frequency as a function of excess threshold [ratio of pumping power is given. Threshold pumping power intensity as a function of crystal length at different output power has been calculated.

### 一、 $\text{La}_{0.1}\text{Nd}_{0.9}\text{P}_5\text{O}_{14}$ 室温 连续运转激光器

掺 La 的五磷酸铈样品,  $b$  轴方向通光, 厚度 430 微米。采用准半共心谐振腔结构, 平板腔片的反射率为 99.7%, 球面腔片选用几种不同的透过率, 其曲率半径为 6 厘米。晶体用指甲油粘贴在平板腔片上。用  $f = 10$

厘米的会聚透镜把泵浦光束聚焦到晶面上。为达到泵浦光斑与腔振荡基模尺寸相匹配,  $\text{Ar}^+$  激光束经 1:5 的扩孔望远镜改善方向性, 最终发散角为 0.12 毫弧度。为消除 4880 Å 的光谱功率, 光路中插入色散棱镜。并插入调制盘作为斩波器。装置方框图示于图 1。

首先, 我们进行了 1.051 微米的激光特

收稿日期: 1980 年 8 月 21 日。

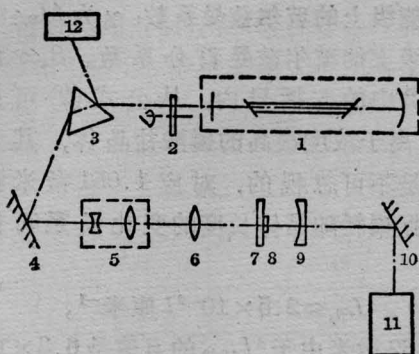


图1 实验装置方框图

1—Ar<sup>+</sup>激光器; 2—斩波器; 3—色散棱镜;  
4, 10—45°全反镜; 5—扩孔望远镜; 6—会  
聚透镜 ( $f=10$  厘米); 7—平板腔镜; 8—晶  
片; 9—球面腔镜; 11—测量仪器 (包括红外  
变象管, 硅光电池, 测量功率计, 光电倍增管  
及示波器); 12—监测功率计

性研究 (相当于能级图 2 中的  $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$  的跃迁), 输出腔片采用不同透过率时 ( $T=0.4\%, 0.9\%, 1.5\%$ ), 其阈值泵浦功率及输出特性示于图 3 及表 1。激光输出功率用定标的硅光电池测定。

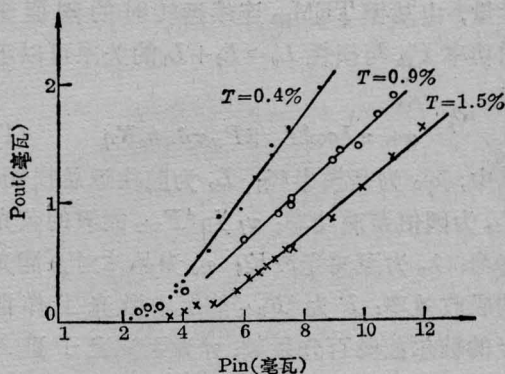


图3 输出功率随泵浦功率的变化曲线

表 1 1.051 微米的激光参数

输出透过	阈值泵浦功率	斜率效率	双端透过	可吸收阈值泵浦功率
$T$	$P_{th}$ (毫瓦)	$\eta_{斜}$	$T_{总}$	$P_{th,a}$ (毫瓦)
0.4%	1.6	36%	0.7%	1
0.9%	1.9	23%	1.2%	1.2
1.5%	2.4	21%	1.8%	1.5

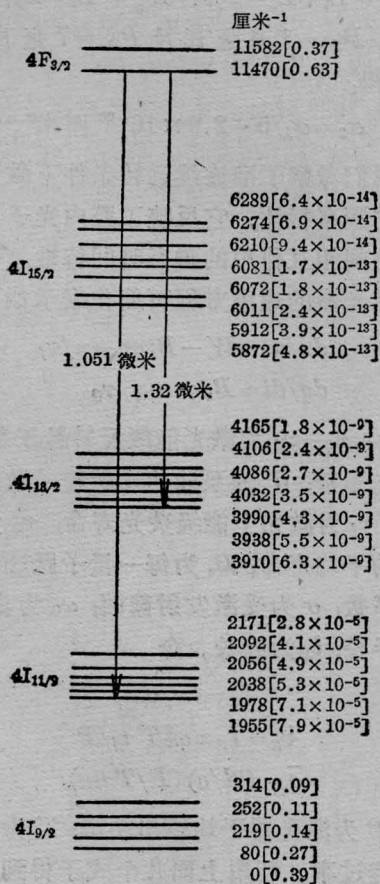


图2 NdP<sub>5</sub>O<sub>14</sub> 在 300 K 时的能级图<sup>[1]</sup>  
[ ] 中是根据能级图计算的玻尔兹曼系数

除了腔片透过率引起的腔的耦合损耗  $L_t$  外, 腔内光束往返一次的其他总损耗  $L_i$ , 可由不同  $L_t$  值时的阈值泵浦功率的测量来决定, 实验曲线示于图 4, 由此可以得出  $L_i \approx 1.3\%$ 。

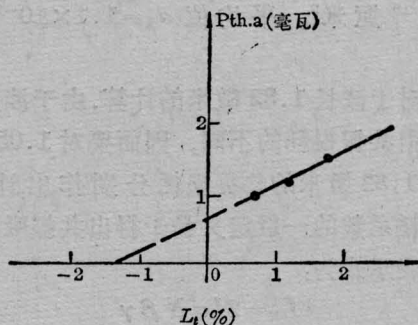


图4 晶体实际吸收的 5145 Å 泵浦光的  
阈值功率随耦合损耗  $L_t$  的变化

把腔片换成波长 1.32 微米的高反射率腔片, 在  $T=0.4\%$  的输出透过率时得到了 1.32 微米的连续 TEM<sub>00</sub> 模激光输出, 阈值泵浦功率为 7 毫瓦。

受激发射截面  $\sigma$  是激光工作物质的重要参量, 由基模 TEM<sub>00</sub> 连续运转时的阈值泵浦功率  $P_{th}$  与损耗  $L_c=L_t+L_i$  的关系可以求出

$$\sigma = \pi h c \omega_0^2 L_c / 2 P_{th} \tau_f \lambda_p \eta_p F \eta \quad (1)$$

其中,  $\omega_0$  为基模半径;  $L_c$  为腔往返总损耗;  $P_{th}$  为阈值泵浦功率;  $\tau_f$  为  ${}^4F_{3/2}$  能级的荧光寿命;  $\lambda_p$  为泵浦光波长;  $\eta_p$  为晶体对泵浦光的吸收效率;  $F$  为  ${}^4F_{3/2}$  能级中激光工作能级的玻尔兹曼百分系数;  $\eta$  为泵浦光子进入  ${}^4F_{3/2}$  能级的量子转换效率;  $h$  为普朗克常数;  $c$  为光速。

对于波长 1.051 微米在计算中我们用的数据如表 2。

表 2 1.051 微米时所用数据表

$\omega_0$ (微米)	$\lambda_p$ (埃)	$\tau_f$ (微秒)	$\eta_p$	$\eta$	$F$	$L_c=L_t+L_i$ (%)	$P_{th}$ (毫瓦)	$\sigma$ (厘米 <sup>2</sup> )
6	5145	125	0.63	0.60	0.63	2.0	1.6	$1.05 \times 10^{-19}$
						2.5	1.9	$1.13 \times 10^{-19}$
						3.1	2.4	$1.09 \times 10^{-19}$

由公式(1)算得的受激发射截面  $\sigma_1=1.05 \times 10^{-19}$  厘米<sup>2</sup>;  $1.13 \times 10^{-19}$  厘米<sup>2</sup>;  $1.09 \times 10^{-19}$  厘米<sup>2</sup>。平均值  $\sigma_1=1.1 \times 10^{-19}$  厘米<sup>2</sup>。

对于波长 1.32 微米的计算, 由于涉及腔损耗中共振损耗的不同, 因而要对 1.051 微米及 1.32 微米的共振损耗分别作出计算。按损耗系数的一般定义易于得出共振吸收损耗的表示式为:

$$L_R = 2l\sigma N \beta \gamma \quad (2)$$

其中  $l$  为晶体通光方向长度;  $\sigma$  为受激吸收截面;  $N$  为晶体中  $Nd^{3+}$  离子浓度;  $\beta$  为激光

终止能级上的玻尔兹曼系数;  $\gamma$  为  ${}^4I_{9/2}$  中最低能级上的玻尔兹曼百分系数。 $\beta$ 、 $\gamma$  值示于图 2 中的方括号内, 从公式(2)可见对  $Nd^{3+}$  离子浓度很高的磷酸盐晶体, 其共振损耗是不可忽视的, 对应 1.051 微米得到的共振损耗随晶体长度的变化关系可简化为:

$$L_{R_1} \approx 2.5 \times 10^{-2} l \text{ 厘米}^{-1}.$$

对 1.32 微米由于  ${}^4I_{13/2}$  的  $\beta$  值是  $6.3 \times 10^{-9}$ , 比  ${}^4I_{11/2}$  的  $\beta$  值小四个量级, 因而 1.32 微米的共振损耗  $L_{R_2}$  比  $L_{R_1}$  小得多, 当晶体厚度为 430 微米时,  $L_{R_1} \approx 0.1\%$ ,  $L_{R_2} \rightarrow 0$ , 实验中  $L_t$  及  $\omega_0$  保持不变, 则从公式(1)可得:

$$\frac{P_{th_1}}{P_{th_2}} = \frac{\sigma_2 L_{C_1}}{\sigma_1 L_{C_2}} \quad (3)$$

把  $L_{C_1}=L_t+L_i=2\%$ ,  $L_{C_2}=L_t-L_{R_1}+L_i=1.9\%$ ,  $P_{th_1}=1.6$  毫瓦及  $P_{th_2}=7$  毫瓦代入式(3)得:

$$\sigma_2 = \sigma_1 / 5 = 2.2 \times 10^{-20} \text{ 厘米}^2.$$

我们考察了准连续运转条件下激光弛豫振荡的频率特性, 它反映了腔内光子与反转粒子之间相互作用的瞬态时间特性。一个四能级激光器的速率方程可简化表示如下:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= W - B_s q n - n / \tau_f \\ \frac{dq}{dt} &= B_s q n - q / \tau_0 \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $n=n_3-n_2$  为激光能级反转粒子数;  $q$  为腔内光子数;  $W$  为泵浦使反转粒子数的增长速率;  $\tau_f$  为激光上能级荧光寿命;  $\tau_0$  为腔内光子的平均寿命;  $B_s$  为每一量子跃迁的爱因斯坦系数;  $\sigma$  为受激发射截面;  $\omega_0$  为激光束平均半径;  $l_1$  为腔长。令

$$I_S = h\nu / \sigma \tau_f \quad (5)$$

$$\tau_R = I_S \pi \omega_0^2 T \tau_f / P \quad (6)$$

$$\bar{q} = (2l/c) (P/T h\nu) \quad (7)$$

其中  $P$  为激光器平均输出功率;  $T$  为激光器输出透过率。利用上面几个式子得到

$$B_s = (\bar{q} \tau_R)^{-1}$$

式(4)化为

$$\frac{dn}{dt} = W - (\bar{q} \tau_R)^{-1} q n - (\tau_f)^{-1} n \quad (8)$$

$$\frac{dq}{dt} = (\bar{q} \tau_R)^{-1} q n - (\tau_Q)^{-1} q$$

用小信号一级微扰法近似求解得到

$$\Delta q(t) = \Delta q_0 \exp(-at) \cdot \exp[i(\omega^2 - a^2)^{1/2} t] \quad (9)$$

令

$$a = \frac{1}{2} (\tau_R^{-1} + \tau_f^{-1}) \quad (10)$$

$$\omega = [\tau_R^{-1} \tau_Q^{-1}]^{1/2} \quad (11)$$

当  $\omega^2 \gg a^2$  时, 弛豫振荡圆频率近似为  $\omega$ , 其振幅是以  $a$  为衰减常数的阻尼振荡。

四能级激光器腔内平均功率为

$$P_0 = I_S \pi \omega_0^2 [P_{\text{泵}}/P_{th} - 1] \quad (12)$$

令  $P_{\text{泵}}/P_{th} = W_0$

$$\omega = \left[ \frac{c L_0}{2 l_1 \tau_f} (W_0 - 1) \right]^{1/2} \quad (13)$$

实验上观察了弛豫振荡频率随泵浦功率的变化, 结果示于图 5。  $f - (W_0 - 1)$  的函数关系与式 (13) 大体一致。图 6、图 7 分别用斩波调制, 重复频率为 10 周/秒; 泵浦光脉宽为

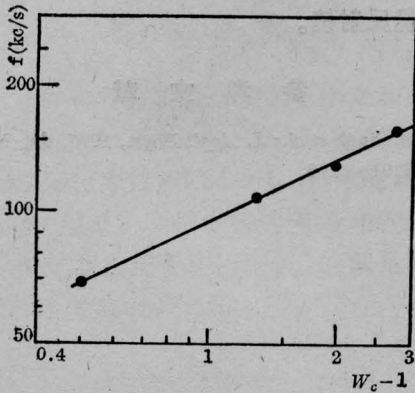


图 5 弛豫振荡频率与超阈值的函数关系 (泵浦光脉宽 2 毫秒, 重复频率 5 周/秒)



图 6 弛豫振荡全波形 (扫描时间 100 微秒/厘米)

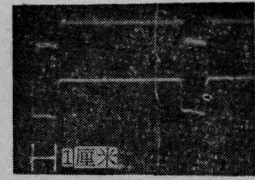


图 7 激光与泵浦光波形对照 (扫描时间, 1 毫秒/厘米)

1 毫秒时的弛豫振荡全波形以及激光与泵浦光对照波形。由图 7 上半部分可见到激光初期的弛豫脉冲。

## 二、横向泵浦 $\text{La}_{0.1}\text{Nd}_{0.9}\text{P}_5\text{O}_{14}$ 实现 1.32 微米激光输出的现实性

谱线均匀加宽的四能级激光器的输出功率为

$$P = I_S \pi \omega_0^2 T \left( \frac{g_0}{L_i + T} - 1 \right) \quad (14)$$

其中  $g_0$  为往返小信号增益;  $L_i$  为腔往返耦合损耗率;  $L_i$  为包括共振损耗在内的非耦合总损耗;  $T$  为输出透过率 ( $T = L_i$ )。最佳透过率为:

$$T_m = \sqrt{g_0 L_i} - L_i \quad (15)$$

最佳输出功率为:

$$P_m = \pi \omega_0^2 I_S (\sqrt{g_0} - \sqrt{L_i})^2 \quad (16)$$

横向泵浦时的晶体吸收效率近似为:

$$\eta_p = 2\alpha_p \omega_0 \exp(-\alpha_p d) \quad (17)$$

其中  $\alpha_p$  为泵浦光波长的吸收系数;  $\omega_0$  为激光基模平均半径;  $d$  为晶体横向泵浦表面到激光轴的距离。相对于横向泵浦截面激光阈值泵浦功率面密度为

$$I_{th} = \frac{hc L_c}{2\lambda_p \sigma \tau_f F \eta \alpha_p l e^{-\alpha_p d}} \quad (18)$$

根据最佳透过率时的输出功率得:

$$I_{th} = \frac{hc}{2\lambda_p \sigma \tau_f F \eta \alpha_p l e^{-\alpha_p d}} \times \left\{ \left[ \frac{P_m (L_S + L_R)}{\pi \omega_0^2 I_S} \right]^{1/2} + (L_S + L_R) \right\} \quad (19)$$

其中  $L_R$  是往返共振损耗, 对 1.051 微米,  $L_R = \alpha_R l$ ,  $\alpha_R = 2.5 \times 10^{-2}$  厘米<sup>-1</sup>, 对 1.32

微米,在有限长度内可略去。 $L_s$  包括光学不均匀引起的随长度而变的损耗以及由于界面反射等引起的损耗,并假定

$$L_s \approx (0.5l + 0.2) \%。$$

按(19)式对输出功率为1毫瓦及5毫瓦的情况,分别计算了1.32微米及1.051微米横向泵浦阈值功率密度随晶体长度的变化。计算中设 $\omega_0 = 20$ 微米,  $d = 2\omega_0$ ,  $\lambda_p = 0.8$ 微米,  $\alpha_p = 30$ 厘米<sup>-1</sup>。计算结果示于图8及图9。

由图8、图9可见,横向泵浦时,随着晶体长度的增加  $I_{th}$  下降,1.32微米时  $I_{th}$  下降得比1.051微米时快,对一给定的输出功率,

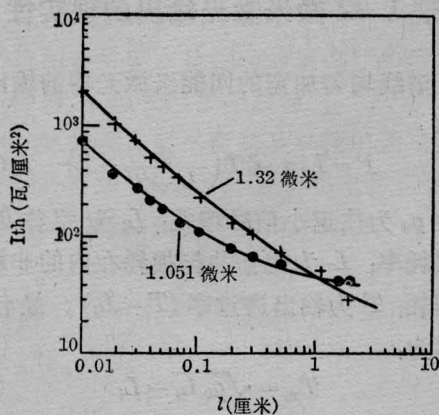


图8 泵浦阈值功率密度随晶体长度的变化  
(输出功率  $P_m = 1$  毫瓦)

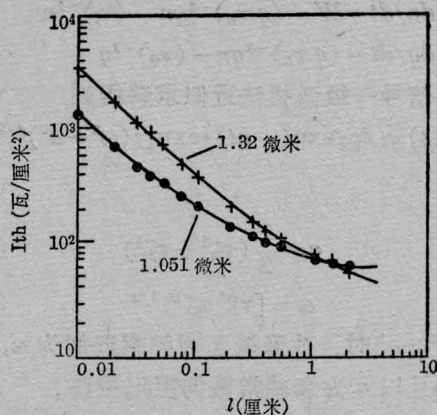


图9 泵浦阈值功率密度随晶体长度的变化  
(输出功率  $P_m = 5$  毫瓦)

可增加晶体长度使  $I_{th}$  值相等。以上数据可作为设计横向泵浦激光器的依据。由图可见在晶体采用合适的长度时可预期获得与1.051微米阈值相同的1.32微米的激光输出。

在此感谢山东大学晶体研究所提供  $\text{LaNdP}_5\text{O}_{14}$  晶体;本所涂膜组提供高反射率介质膜反射镜。

### 参 考 文 献

- [1] S. Singh *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1975, **46**, No. 3, 1191~1196.