

# 准连续泵浦 KTP 内腔倍频 YAG 激光器及其热效应分析\*

姚建铨 李 昱 薛 彬 刘淑珍  
(天津大学精仪系)

## 提 要

由类高斯光束倍频理论出发, 导出了类高斯光束在高转换效率下倍频时, 谐波功率近似与基波功率平方成正比的结论。基于此提出了一种混合模内腔倍频的新方案——准连续泵浦。在占空比 1:1 时, 理论和实验均证明可使倍频输出提高一倍多。由热传导方程出发, 导出了准连续泵浦时 YAG 棒的光束传播参量比连续泵浦时低 22% (结合其他因素可低 30% 左右) 的结论。实验中测出准连续泵浦时热焦距增长, 发散角减小, 与理论分析很好地吻合。

## 一、引 言

内腔倍频 YAG 激光器是获得高平均功率绿光的有效方法之一。在各种倍频晶体中, 钛氧磷酸钾 (KTiOPO<sub>4</sub>, 简称 KTP) 由于其非线性系数高、不潮解、破坏阈值高、折射率的温度系数低和易实现最佳相位匹配等优点<sup>[1]</sup>, 已经普遍受到重视。使用 KTP 的外腔倍频可得到 60% 的转换效率<sup>[2]</sup>。在 YAG 内腔倍频方面, Liu<sup>[3]</sup> 及 Yao<sup>[4]</sup> 在 1982 年已分别得到 5.6 W 及 10 W 的倍频输出, 1984 年 Fahlen<sup>[5]</sup> 获得 20 W 的绿光。

本文将从类高斯分布理论<sup>[6]</sup>及高转换效率下类高斯光束的内腔倍频理论<sup>[7]</sup>出发; 提出并采用了一种新的内腔倍频方案——准连续泵浦, 用一块 5.1 mm 长的 KTP 获得 8.9 W 的绿光输出。并从理论和实验两方面分析其运转特性及热效应, 得出了一些有益的结论。

## 二、准连续泵浦的原理及实验

由倍频理论, 二次谐波功率  $P_2$  及基波功率  $P_1$  的关系对于三种不同情况分别可表示为:

### 1. 低转换效率下

平面波近似  $P_2 \propto P_1^2$ , 这时  $d^2P_2/dP_1^2 > 0$ , 表示在图 1 中曲线 1, 显然,  $P_2$  增加速度比  $P_1$  快。

### 2. 对于平面波高转换效率近似

$$P_2 = P_1 \operatorname{th}^2 \left[ \frac{16\pi d \omega_1^2 L}{k_1 c^2 W_0} \sqrt{\frac{P_1}{cn}} \right] - P_1 \operatorname{th}^2 (B \sqrt{P_1}), \quad (1)$$

收稿日期: 1985 年 7 月 22 日; 收到修改稿日期: 1985 年 10 月 9 日

\* 曾在 CLEO '84 (Anaheim, Calif., USA) 会议上宣讲。

$$\therefore \frac{d^2 P_2}{dP_1^2} = B^2 \operatorname{sech}^2(B\sqrt{P_1}) \left[ \frac{3}{2B\sqrt{P_1}} \operatorname{th}(B\sqrt{P_1}) + \frac{1}{2} \operatorname{sech}^2(B\sqrt{P_1}) - \operatorname{th}(B\sqrt{P_1}) \right]. \quad (2)$$

对此进行数值计算表明  $B\sqrt{P_1} < 1.7$  时,  $(d^2 P_2/dP_1^2) > 0$ , 即只要  $P_1$  不大于  $3 \times 10^{13}$  W 时, 曲线保持上凹, 对无声光调 Q 连续及准连续激光器中满足此条件。  $P_2$  随  $P_1$  变化曲线示于图 1 中曲线 2。

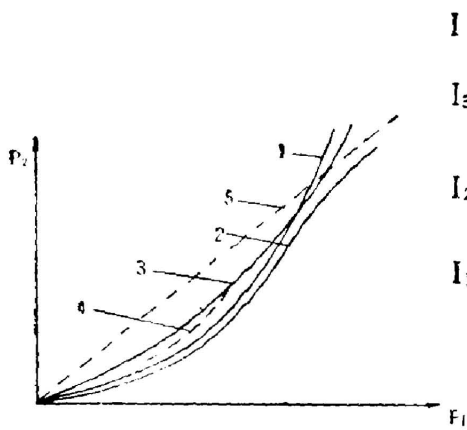


Fig. 1  $P_2$  vs.  $P_1$

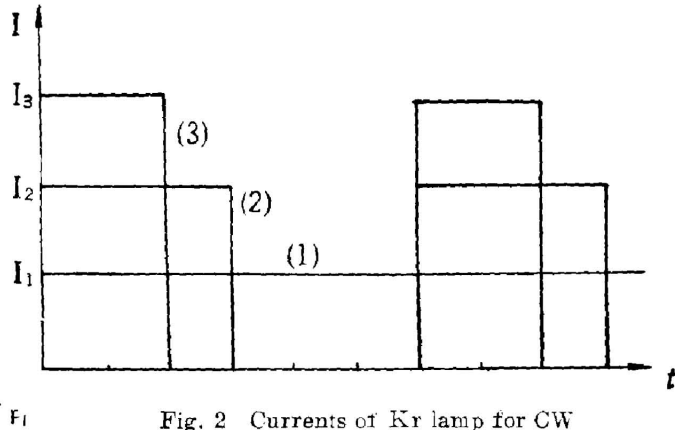


Fig. 2 Currents of Kr lamp for CW and quasi-CW pumping

### 3. 三维高转换效率情况

文献[7]中(22)式可改写为

$$\begin{aligned} P_2 &= P_1 - \frac{\sqrt{cn} k_1 c^2 W_0}{8d\pi\omega_1^2 L} \sqrt{P_1} \operatorname{th}\left(\frac{16d\pi\omega_1^3 L}{k_1 c^2 W_0} \sqrt{\frac{P_1}{cn}}\right) \\ &+ \frac{cnk_1^2 c^4 W_0^2}{128d^2\pi^2\omega_1^4 L^2} \ln\left[\operatorname{ch}\left(\frac{16d\pi\omega_1^3 L}{k_1 c^2 W_0} \sqrt{\frac{P_1}{cn}}\right)\right] \\ &= P_1 - A\sqrt{P_1} \operatorname{th}(B\sqrt{P_1} + C_4 \ln[\operatorname{ch}(B\sqrt{P_1})]), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \therefore \frac{d^2 P_2}{dP_1^2} &= -\frac{1}{4} \frac{(BC_4 - A)}{\rho^{3/2}} \operatorname{th}(B\sqrt{P_1}) + \frac{B(BC_4 - A)}{4P_1} \operatorname{sech}^2(B\sqrt{P_1}) \\ &+ \frac{AB^2}{2\sqrt{P_1}} \operatorname{th}^2(B\sqrt{P_1}) \operatorname{sech}^2(B\sqrt{P_1}). \end{aligned} \quad (4)$$

将  $A$ 、 $B$ 、 $C_4$  代入上式可发现  $BC_4 - A = 0$ , 则式变为

$$\frac{d^2 P_2}{dP_1^2} = \frac{AB^2}{2\sqrt{P_1}} \operatorname{th}^2(B\sqrt{P_1}) \operatorname{sech}^2(B\sqrt{P_1}) > 0, \quad (5)$$

数值计算的曲线示于图 1 的曲线 3。图 1 中曲线 4 是实验曲线, 图 1 中的直虚线 5 是曲线 2 的渐近线。由图 1 可见, 在高阶混合模运转的类高斯光束高转换效率下倍频时,  $P_2$  基本上与  $P_1$  的平方成正比。基于这一理论分析和实验结果, 为了获得高的基波功率  $P_1$ , 我们采用准连续泵浦方式, 即使泵浦氪灯的电流呈一定重复频率, 一定占空比的矩形状 (见图 2)。

如在一般连续泵浦氦灯电流20A(曲线1), 准连续泵浦占空比为1:1的矩形电流40A(曲线2), 占空比为1:2的矩形电流60A(曲线3), 三种情况下总的输入电能相等。假设矩形电流泵浦期间氦灯发光效率没有饱和; 再假设在腔内振荡的激光基波功率与泵浦强度成正比。这样很容易导出准连续泵浦时与连续泵浦时二次谐波功率之比为

$$M = \frac{P_2(q-cW)}{P_2 cW} = (n+1), \quad (6)$$

式中  $n$  为占空比数。如占空比为1:1时, 则准连续时的二次谐波功率为连续时的二倍。在我们的实验中, 采用双灯( $\phi 9 \times 100$ )泵浦一根  $\phi 5 \times 98$  mm 的 YAG 棒, 声光 Q 开关(重复频率为 4~5 kHz), KTP 内腔倍频。当改变泵浦功率时, 连续泵浦的二次谐波输出为 2.8, 3.4 及 4.2 W; 而准连续泵浦时, 输出绿光分别为 5.8, 7.1 及 8.9 W。增长的倍率分别为 2.07, 2.08 和 2.1。实验结果与理论分析较好地吻合。但是继续增加占空比时, 由于灯发光效率及基波功率的饱和效应, 增长倍率不能再增加, 所以对于一个特定的器件, 可由实验确定一个最佳的占空比。在我们设计的器件中, 1:1 为最佳值。

准连续泵浦除了有增高腔内循环的基波功率, 从而提高谐波输出平均功率的优点外, 还有另外两个优点: (1) 提高了腔内的增益, 得到较窄的脉宽, 提高了谐波输出的峰值功率; (2) 减小了 YAG 棒中的热效应。

### 三、准连续泵浦的热效应分析和实验

对于连续及脉冲工作时的热效应, 已有很多报道。本文将首次讨论准连续泵浦 YAG 激光棒的热效应, 由于准连续泵浦的重复频率一般为每秒几十次, 而且重复周期较 YAG 棒的热弛豫时间短得多, 所以在工作物质内能达到一个准热平衡状态。

设想 YAG 棒为一个无限长半径为  $r_0$  的圆柱, 光泵每单位时间在单位体积内输入能量为  $A(r, \tau)$  棒通过侧面与冷却剂进行热交换, 交换系数为  $H$ , 棒的热导率为  $K$ , 热扩散系数为  $a$ , 冷却剂(这里是蒸馏水)温度为  $u_F$ , 棒内温度为  $u$ , 则其热传导方程和边界条件分别为

$$\frac{\partial^2 u(r, \tau)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u(r, \tau)}{\partial r} - \frac{1}{a} \frac{\partial u(r, \tau)}{\partial \tau} + \frac{A(r, \tau)}{K} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = -h(u - u_F) \Big|_{r=r_0}, \quad (8)$$

式中  $h = (H/K)$ 。假定光泵是均匀的, 即  $A(r, \tau) = A(\tau)$ 。设准连续泵浦的占空比为 1:1, 光泵在泵浦期间每单位时间单位体积内输入能量为  $A_0$ , 光泵的持续时间为  $T_0$ , 泵浦期间和冷却期间的温度分布分别是  $u_1(r, \tau)$ ,  $u_2(r, \tau)$ , 则(1)式变为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 u_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_1}{\partial r} - \frac{1}{a} \frac{\partial u_1}{\partial \tau} + \frac{A_1}{K} &= 0, \\ \frac{\partial^2 u_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_2}{\partial r} - \frac{1}{a} \frac{\partial u_2}{\partial \tau} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

由(8)、(9)式得<sup>[8]</sup>

$$\left. \begin{aligned} u_1(r, \tau) &= u_F + (aA_0/K)\tau + \sum_{m=1}^{\infty} C_m J_0(\alpha_m, r) \exp(-\alpha_m^2 \tau), \\ u_2(r, \tau) &= u_F + \sum_{m=1}^{\infty} D_m J_0(\alpha_m, r) \exp(-\alpha_m^2 \tau), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

其中  $C_m$  和  $D_m$  为待定系数,  $\alpha_m$  为方程  $\alpha_m J_1(\alpha_m, r_0) = h J_0(\alpha_m, r_0)$  的解。准连续泵浦一段时间后达到准热平衡状态, 温度分布应成为周期  $2T_0$  的函数, 因而应满足初始条件(如图 3 所示)。

$$u_1(r, 0) = u_2(r, T_0), \quad u_1(r, T_0) = u_2(r, 0). \quad (11)$$

考虑(11)式初始条件后, 由(10)式得

$$\left. \begin{aligned} C_m &= D_m \exp(-\alpha_m^2 T_0), \\ \frac{aA_0}{K} T_0 + \sum_{m=1}^{\infty} C_m J_0(\alpha_m, r) \exp(-\alpha_m^2 T_0) &= \sum_{m=1}^{\infty} D_m J_0(\alpha_m, r). \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

由(12)式得

$$\frac{aA_0}{K} T_0 = \sum_{m=1}^{\infty} D_m [1 - \exp(-2\alpha_m^2 T_0)] J_0(\alpha_m, r). \quad (13)$$

利用 Bessel 函数的正交性及  $J_1(\alpha_m, r_0) = (h/\alpha_m) J_0(\alpha_m, r_0)$  化简得

$$\left. \begin{aligned} D_m &= A \frac{2h}{r_0} \frac{1}{(h^2 + \alpha_m^2) J_0(\alpha_m, r_0)} \frac{1}{1 - \exp(-2\alpha_m^2 T_0)}, \\ C_m &= A \frac{2h}{r_0} \frac{1}{(h^2 + \alpha_m^2) J_0(\alpha_m, r_0)} \frac{\exp(-\alpha_m^2 T_0)}{1 - \exp(-2\alpha_m^2 T_0)}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

其中  $A = (aA_0/K)T_0$ 。准连续泵浦工作状态下泵浦期间 YAG 棒的温度分布为

$$u_1(r, \tau) = u_F + \frac{A}{T_0} \tau + \sum_{m=1}^{\infty} C_m J_0(\alpha_m, r) \exp(-\alpha_m^2 \tau). \quad (15)$$

如果折射率的温度和应力变化为常数  $\beta$ , 热感应折射率变化梯度可以由径向温度  $u(r, \tau)$  与它的空间平均温度  $2R(r, \tau)$  来估算<sup>[9]</sup>

$$\left. \begin{aligned} \Delta n(r, \tau) &= \beta [2R(r, \tau) - u(r, \tau)], \\ R(r, \tau) &= \frac{1}{r^2} \int_0^r r' u(r', \tau) dr'. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

热透镜效应在整个 YAG 棒中的影响可以用整个截面上的积分来表示, 引入光束传播参量  $\phi(\tau)$ , 即

$$\phi(\tau) = 2\pi\beta \int_0^a r [2R(r, \tau) - u(r, \tau)] dr, \quad (17)$$

来反映  $\tau$  时刻热效应的强弱, 它与  $\tau$  时刻由温度梯度引起的热焦距成反比, 而且可直接表示光束发散角的大小。

由(15)、(16)、(17)式可得泵浦期间的光传播参量为

$$\Phi_1(\tau) = 2\pi\beta \sum_{m=1}^{\infty} C_m \exp(-\alpha_m^2 \tau) \left[ \frac{2 - 2J_0(\alpha_m, r_0)}{\alpha_m^2} - \frac{r_0 J_1(\alpha_m, r_0)}{\alpha_m} \right]. \quad (18)$$

所以泵浦期间的平均热效应为

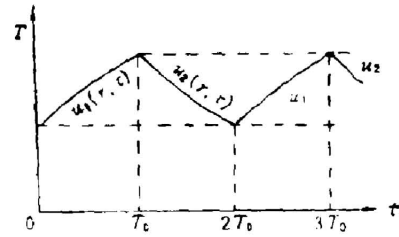


Fig. 3 Temperature distribution in YAG rod under quasi-thermal equilibrium

$$\begin{aligned} \overline{\Phi_1(\tau)} &= \frac{1}{T_0} \int_0^{\tau_0} \Phi_1(\tau) d\tau \\ &= \frac{2\pi\beta}{T_0} \sum_{m=1}^{\infty} G_m \frac{1 - \exp(-a\alpha_m^2 T_0)}{a\alpha_m^2} \left[ \frac{2 - 2J_0(\alpha_m, r_0)}{\alpha_m^2} - \frac{r_0 J_1(\alpha_m, r_0)}{\alpha_m} \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

由冷却期间的温度分布(10)式,同样可求得冷却期间平均热效应为

$$\overline{\Phi_2(\tau)} = \frac{2\pi\beta}{T_0} \sum_{m=1}^{\infty} \left[ \frac{2 - 2J_0(\alpha_m, r_0)}{\alpha_m^2} - \frac{r_0 J_1(\alpha_m, r_0)}{\alpha_m} \right] D_m \frac{1 - \exp(-a\alpha_m^2 T_0)}{a\alpha_m^2}. \quad (20)$$

为了与连续泵浦时进行比较,对于占空比 1:1 的准连续泵浦,可求出平均的光束传播参量

$$\begin{aligned} \overline{\Phi(\tau)} &= \frac{1}{2} [\overline{\Phi_1(\tau)} + \overline{\Phi_2(\tau)}] \\ &= 2\pi\beta \frac{A_0}{K} \cdot \frac{h}{r_0} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(h^2 + \alpha_m^2)\alpha_m^2} \frac{1}{J_0(\alpha_m, r_0)} \left[ \frac{2 - 2J_0(\alpha_m, r_0)}{\alpha_m^2} - \frac{r_0 J_1(\alpha_m, r_0)}{\alpha_m} \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

对于连续泵浦情况,为了便于比较,认为两种情况下泵浦的平均功率相同,即  $A(r, \tau) = (A_0/2)$ ,此时的温度分布为

$$u(r) = \frac{A_0 r_0^2}{8K} \left( 1 + \frac{2}{r_0 h} - \frac{r^2}{r_0^2} \right) + u_{r_0}. \quad (22)$$

用同样方法可求得热透镜效应

$$\Phi = 2\pi\beta (A_0 r_0^2 / 64K). \quad (23)$$

在进行数值计算时,取  $\tau_0 = 0.3$  cm,  $K = 0.13$  W/cm·K°C,  $H = 0.8$  W/cm²·K°C,  $a = 0.046$  cm²/s,  $T_0 = 100$  ms。通过计算机计算,(15)式中  $\overline{\Phi(\tau)}$  的各项随  $m$  的增大衰减很快,第 3 项可忽略不算,故计算中只取  $m$  的前两项。再根据方程  $\alpha_m J_1(\alpha_m, r_0) = h J_0(\alpha_m, r_0)$  查表,得  $m \leq 2$  的有关数据。将这些数据代入(21)、(23)式,得到准连续运转时的光束传播参量:

$$\begin{aligned} \overline{\Phi(\tau)} &= 1.04 \times 10^{-4} (A_0/K) 2\pi\beta, \\ \Phi &= 1.265 \times 10^{-4} (A_0/K) 2\pi\beta. \end{aligned} \quad (24)$$

可见准连续泵浦比连续泵浦时的光束传播参量小 22%。

以上只讨论了由于热梯度导致的热效应,如果再考虑到热应力光弹性的影响,这时  $\overline{\Phi(\tau)}$ 、 $\Phi$  都要增大。此外,上述讨论假定热导率  $K$  在两种情况下是相同的,事实上,连续工作时工作物质的温度比准连续时高很多,因而其热导率比准连续时要小一些,将导致  $\Phi$  增大,这样准连续泵浦时  $\overline{\Phi(\tau)}$  将比  $\Phi$  低 30% 左右。

综上所述,在相同输入电功率情况和准连续泵浦状态下,激光工作物质内的热效应较连续泵浦时要小,导致热焦距  $f_T$  增大、发散角减小;而且

由于模体积的增大,相应的激光输出功率也有所提高。我们在实验中测出了两种情况下的热焦距(如图 4 所示),与理论分析较好地吻合。

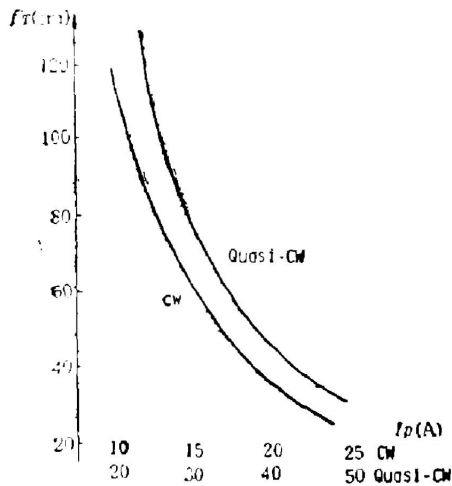


Fig. 4 Experimental results of thermal focal length as a function of pumping current

## 四 结 论

(1) 由混合模类高斯光束高转换效率下倍频理论, 分析论证了  $P_2$  近似地与  $P$  的平方成正比, 基于此提出了准连续泵浦的新方案。在占空比 1:1 时, 谐波平均功率比连续泵浦时增加到 2 倍, 实验证实了这一结论。

(2) 由热传导方程出发, 导出了准连续及连续泵浦时的光束传播参数, 准连续情况下低 30% 左右, 实验结果与理论分析很好地吻合。

## 参 考 文 献

- [1] Yao Jianquan, T. S. Fahlen; *J. Appl. Phys.*, 1984, **55**, No. 1 (Jan), 65.
- [2] Y. S. Liu et al.; *G. E. Tech. Inf. Series Rep. No. 82CRD 016* (General Electric, Schenectady, N. Y., 1982).
- [3] Y. S. Liu et al.; *CLEO'82*, (Arizona, April, 1982).
- [4] Yao Jianquan, Li Yu; *ICL'83*, ThE1, Sep, 1983.
- [5] T. S. Fahlen et al.; *CLEO'84*, TEC1, June, 1984.
- [6] 私人通讯。
- [7] Yao Jianquan, Xui Bin; *CLEO'84*. (Anaheim, Calif. U. S. A., June, 21, 1984); 姚建铨, 薛彬; 《光学学报》, 1985, **5**, No. 2 (Feb), 142.
- [8] 林福成, 张珊珊; 《激光》, 1982, **9**, No. 8 (Aug), 501.
- [9] M. K. Chun et al.; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1971, **QE-7**, No. 5 (May), 200.

## Analysis of a quasi-CW pumped intracavity frequency doubling YAG laser and its thermal effect

YAO JIANQUAN, LI YU, XUI BIN AND LIU SHUZEEN

(Department of Precision Instrument Engineering, Tianjin University)

(Received 22 July 1985; revised 9 October 1985)

### Abstract

From the theory of SHG of Gaussian-like beams. We come to the conclusion that the power of the second-harmonic wave is approximately proportional to the square of the fundamental wave power for frequency doubling of Gaussian-like beams with high conversion efficiencies. Based on this, a new intracavity frequency doubling scheme of mixing-mode beam, i.e. quasi-CW pumping, is proposed. By using such scheme, the output power can be increased by a factor of 2, a fact that has been proven by theory and experiment. From thermal conduction equation, it has been found that the beam propagation parameter through a YAG rod under quasi-CW pumping is 22% lower than that under CW pumping. If other factors are taken into account, the decrease will become 30%. By experimental measurements, we found that the thermal focal length is increased and the divergence angle is decreased, as predicted by theory.