

# 高效内腔倍频 Nd·YAG 激光器\*

胡国绛 王冬梅 杨天新 赵玉强 倪文俊 李世忱

(天津大学精仪系 天津 300072)

**提要** 经过对四镜折迭腔细致的数值分析,发现只要腔参数选择得当,这类腔能实现大基模体积热稳运转。腔内适当大小的束腰光斑使倍频过程有较高的效率。实验验证了这一结果,最高倍频输出超过 32 W,而且与同类传统的两镜直腔激光器相比,输出光束质量有显著的提高。

**关键词** 折迭腔,内腔倍频,稳区,声光 Q 开关

## 1 引 言

倍频 YAG 激光在泵浦染料、钛宝石激光器及激光医疗、激光探潜和环境遥感检测等领域有广泛的应用前景,声光 Q 开关内腔倍频 YAG 激光器由于兼有高平均功率和较高的脉冲峰值功率而倍受重视。传统的两镜直腔激光器尽管能实现高平均功率运转,但存在着输出光束质量差的问题,这是由于大量的高阶模参与了激光振荡造成的,使之应用受到了很大限制。在腔内插入限模小孔光阑可有效地抑制高阶模的振荡,实现基横模运转,从而极大地改善输出光束的质量,但这是以牺牲输出功率为代价的,因为一般情况下这种腔型结构在激活介质中有较小的基模体积。采用特殊设计的谐振腔结构可实现在激活介质中有较大的基模体积<sup>[1]</sup>,但难以同时实现内腔倍频激光器所要求的适当大小的位于腔内的束腰光斑,因而影响了倍频效率。在腔内插入望远镜系统既能达到在激活介质中增大基模体积,又能有适当大小的束腰使倍频晶体能高效工作<sup>[2]</sup>,但望远镜系统的插入不仅增加了腔内损耗,同时也大大增加了激光器的调试难度和谐振腔的失准直灵敏性,且它一般只适用于脉冲泵浦方式。这类腔型还有一无法克服的问题,即必须在腔内插入一谐波反射片,否则无法使双向倍频光合为一体而同向输出。谐波片的插入必然增加腔的损耗,更为严重的是当激光器高功率下运转时,由于介质膜和基片本身对激光的吸收而引起严重的温升,若不采取有效的措施,有可能导致谐波片的损坏而使激光器无法正常工作。我们设想利用折迭腔来克服上述问题,通过恰当选择腔结构参数,有可能实现高光束质量、高功率运转。

## 2 四镜折迭腔的参数选择

图 1 是四镜折迭腔内腔倍频 Nd·YAG 激光器的结构示意图及其薄透镜等效谐振腔。图中

\* 国家 863 青年基金、国家自然科学基金资助项目。

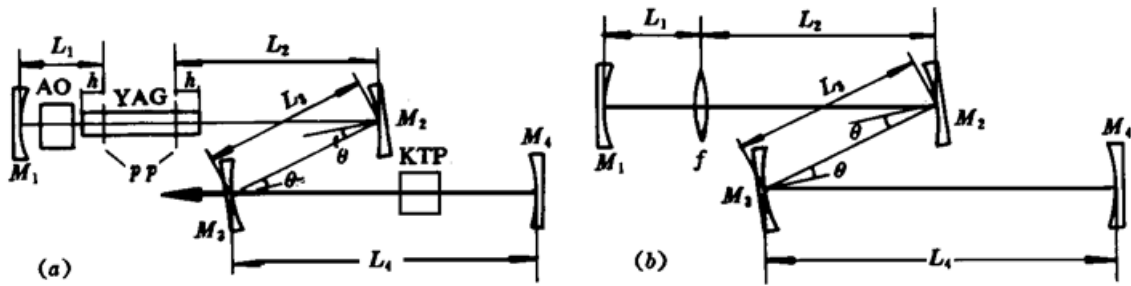


图 1 (a) 四镜折迭腔倍频 Nd·YAG 激光器结构; (b) 该激光器的薄透镜等效腔

Fig. 1 Schematic of the four-mirror folded cavity frequency-doubled Nd·YAG laser (a), and its thin lens equivalent resonator (b)

$L_1, L_2$  分别为镜  $M_1$  和  $M_2$  到薄透镜即到类透镜介质主面的距离。在连续或高重复频率脉冲灯泵浦激光器中, YAG 被看作类透镜介质, 其焦距  $f$  及主面到棒端的距离  $h$  分别为<sup>[3]</sup>

$$\frac{1}{f} = \frac{2n_0}{b} \sin\left[2\frac{l}{b}\right] \quad (1)$$

$$h = \frac{b}{2n_0} \tan\left[\frac{l}{b}\right] \quad (2)$$

式中  $n_0$  是 YAG 棒的折射率,  $l$  是棒长, 系数  $b$  与泵浦功率  $P_{in}$  有关, 理论分析<sup>[4,5]</sup> 表明:  $b^2 = P_{in}^\alpha$ , 对于 Nd·YAG 棒,  $\alpha$  值略大于 1, 在中小功率激光器中, YAG 棒的热焦距通常在几米至几十厘米之间<sup>[6]</sup>, 即一般情况下满足  $l/(4nof) \leq 1$ , 则方程(1) 和(2) 可近似为

$$\frac{1}{f} = \frac{4n_0 l}{b^2} = 4n_0 k l P_{in}^\alpha \quad (3)$$

$$h = \frac{l}{2n_0} \quad (4)$$

式中  $k$  是一比例常数, 它和系统本身有关, 我们将通过实验来确定  $k$  和  $\alpha$  值。(3) 式中,  $f$  和  $l$  以 m 为单位,  $P_{in}$  以 kW 为单位。上式表明热透镜屈光度  $1/f$  与泵浦功率成正比, 且主面位置和泵浦功率无关。在这种情况下, 图 1(a) 和(b) 中类透镜介质之外的束参数是完全等价的, 图 1(b) 中薄透镜表面的高斯束斑等于类透镜介质主面上的光斑, 我们把它近似看作是激光棒内的光斑平均值, 这在中小泵浦功率下是合理的, 在以下的叙述中我们称之为棒端光斑。

插入腔内的声光 Q 开关和倍频晶体, 由于激光束的加热同样也会引起热透镜效应, 但它们的影响很小, 因而可以忽略其作用, 它们的存在只改变谐振腔的光学长度, 并不影响腔的稳定性和腔内其它位置的束参数。因而只在实际布置谐振腔时才考虑它们, 以使实际光学腔长和设计腔长一致。

要使输出光束有较高的光束质量, 必须限制它在低阶模工作; 而要实现高功率运转, 则必须在激活介质中有较大的模体积。选择适当的腔结构参数使之在增益介质中有尽可能大的基模体积, 提高激光器的运转效率; 把谐振腔的稳定工作区设计在较高的泵浦功率范围, 以实现激光器的高功率运转。同时, 谐振腔的稳区要足够宽, 使一定的泵浦扰动不致影响激光器的正常工作。另外还要考虑倍频晶体内的光斑大小, 由于腔内激光功率较高, 过份减小晶体内的光斑会造成晶体的损伤; 而光斑过大又会降低倍频效率, 使输出功率下降。

根据以上的考虑, 我们来分析谐振腔各参量对棒端基模光斑及谐振腔稳定性的影响。对于这类较为复杂的谐振腔, 我们很难得出腔内束参数与腔的结构参量之间关系的解析表达式, 下

面我们采用数值计算的方法来进行。

要对谐振腔进行数值计算,首先需要写出它的往返矩阵。由于球面折迭镜在子午面和弧矢面内有不同的等效焦距  $f_T$  和  $f_S$ :

$$f_T = \frac{R \cos \theta}{2} \quad (5)$$

$$f_S = \frac{R}{2 \cos \theta} \quad (6)$$

式中  $\theta$  是折迭角,  $R$  是球面镜的曲率半径,因而往返矩阵在子午面和弧矢面内有不同的表达式。现以等效薄透镜表面为起点,写出它们的往返矩阵

$$\begin{aligned} M_{T(S)} = \begin{bmatrix} A_{T(S)} & B_{T(S)} \\ C_{T(S)} & D_{T(S)} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{2T(S)}} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{3T(S)}} & 1 \end{bmatrix} \\ &\times \begin{bmatrix} 1 & L_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R_4} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{3T(S)}} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{2T(S)}} & 1 \end{bmatrix} \\ &\times \begin{bmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (7)$$

式中下标  $T, S$  分别表示子午面和弧矢面,  $f$  是等效薄透镜的焦距。谐振腔的稳定条件为

$$\begin{cases} \left| \frac{A_T + D_T}{2} \right| \leq 1 \\ \left| \frac{A_S + D_S}{2} \right| \leq 1 \end{cases} \quad (8)$$

亦即只有在子午面和弧矢面内的往返矩阵均满足稳定性条件时,谐振腔才是稳定的。基模高斯光束  $q$  参数和往返矩阵各元素之间的关系为<sup>[7]</sup>

$$\frac{1}{q_{T(S)}} = \frac{D_{T(S)} - A_{T(S)}}{2B_{T(S)}} - i \frac{\sqrt{1 - \left[ \frac{A_{T(S)} + D_{T(S)}}{2} \right]^2}}{B_{T(S)}} = \frac{1}{r_{T(S)}} - i \frac{\lambda}{\pi w_{T(S)}^2} \quad (9)$$

由此可写出棒端高斯光束的光斑半径  $w$  和等相位面曲率半径  $r$

$$w_{T(S)} = \sqrt{\frac{\lambda |B_{T(S)}|}{\pi \sqrt{1 - \left[ \frac{A_{T(S)} + D_{T(S)}}{2} \right]^2}}} \quad (10)$$

$$r_{T(S)} = \frac{2B_{T(S)}}{D_{T(S)} - A_{T(S)}} \quad (11)$$

图 2 给出了腔结构参数不同时棒端光斑半径随热透镜曲光度  $1/f$  变化的情况。一般情况下,在可能的热焦距变化范围内,这类腔有左右两个稳区,这两个稳区的子午面和弧矢面内分别有相同的宽度,这和文献[1]分析内含热透镜的两镜腔的解析结果一致。但由于折迭镜引入的像散,使子午面和弧矢面内的稳区发生了相对移动,因而造成谐振腔的稳区变窄,而且右区的偏移大于左区,因而左区的宽度总是大于右区。当激光器工作于稳区的中部时,子午面和弧矢面内的光斑大小基本相等。我们认为此时谐振腔的像散自动得到了补偿,在腔内其它位置也有类似的情况,实验也证实此时的输出是基本无像散的圆形光斑。由于两个面内的稳区不再重

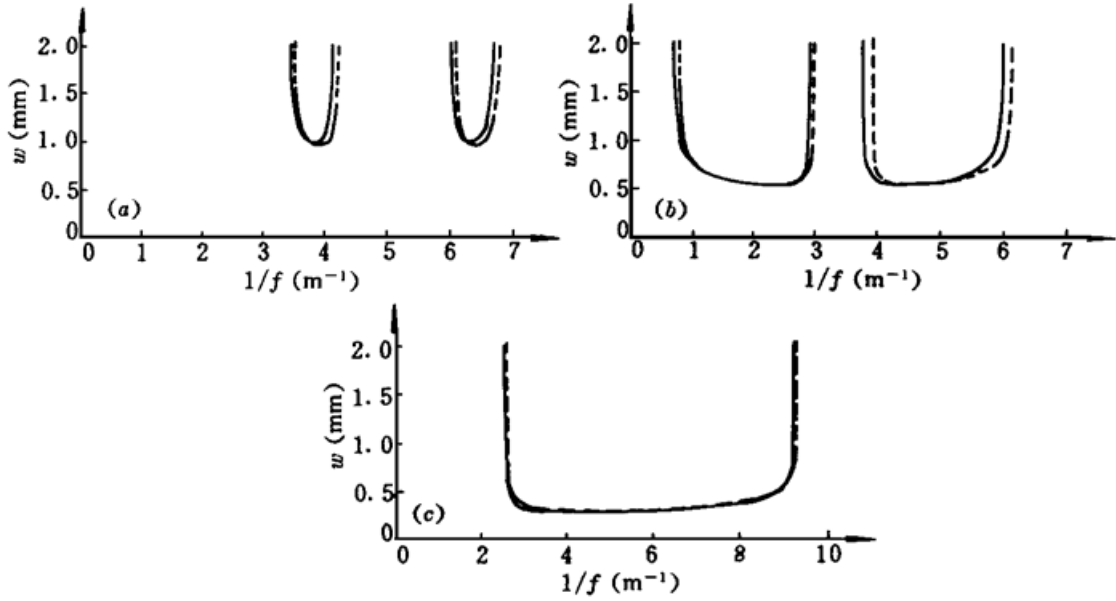


图 2 等效薄透镜上的腔模光斑尺寸与该透镜曲光度  $1/f$  的关系曲线。虚线代表弧矢面, 实线代表子午面

Fig. 2 Cavity mode spot size on the lens varies with the dioptric power  $1/f$  of the lens on the sagittal (dashed line) and tangential (solid line) planes

- (a)  $L_1 = 300$  mm,  $L_2 = 400$  mm,  $L_3 = 200$  mm,  $L_4 = 600$  mm,  $R_1 = -1000$  mm,  $R_2 = R_3 = R_4 = 340$  mm, and  $\theta = 10^\circ$ ;
- (b)  $L_1 = 450$  mm,  $L_2 = 350$  mm,  $L_3 = 200$  mm,  $L_4 = 340$  mm,  $R_1 = \infty$  mm,  $R_2 = 500$  mm,  $R_3 = R_4 = 340$  mm, and  $\theta = 10^\circ$ ;
- (c)  $L_1 = 150$  mm,  $L_2 = 450$  mm,  $L_3 = 200$  mm,  $L_4 = 370$  mm,  $R_1 = \infty$  mm,  $R_2 = R_3 = R_4 = 340$  mm, and  $\theta = 10^\circ$

合, 因而不可能同时工作于子午面和弧矢面内的最小光斑处, 实现严格意义上的热稳运转, 但

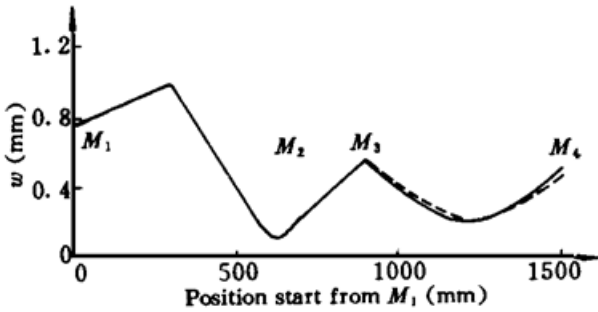


图 3 腔内不同位置处的腔模光斑尺寸, 自镜  $M_1$  量起。虚线代表弧矢面, 实线代表子午面

Fig. 3 Cavity mode spot size versus position on the sagittal (dashed line) and tangential (solid line) planes. The parameter  $f = 246$  mm, and others are the same as in Fig. 2(a)

若把工作点选择位于它们之间的某一点则仍有  $dw/df \approx 0$ 。激活介质内模体积对热焦距的扰动仍然是不灵敏的, 这样可以保证激光器工作的稳定性。腔参数的变化能显著地改变它的稳区, 当棒端的最小光斑较大时, 则对应有较小的热透镜屈光度变化范围; 反之, 即当棒端最小光斑较小时, 在很大的范围内改变泵浦功率, 谐振腔仍是稳定的。最小光斑所对应的热透镜屈光度, 也随腔参数的变化而变化, 我们可以通过调节某一或两个腔参数, 使最小光斑位于某一所要求的泵浦功率处。

改变往返矩阵的起点位置, 我们可以得出腔内每个位置处的束参数, 以便了解腔内光束的分布情况, 选择倍频晶体的放置位置。图 3 为一腔内

光斑分布情况的实例, 从图中可以看到, 输出镜  $M_3$  处的子午面和弧矢面内的光斑半径基本相等, 输出光束是无像散的。

### 3 实验结果和讨论

实验所用装置如图 1(a) 所示,  $M_1$  为凸面镜, 曲率为  $1$  m,  $M_2, M_3$  和  $M_4$  均为凹面镜, 且有相同的曲率半径  $R = 340$  mm; YAG 棒尺寸为  $\phi 5 \times 110$  (mm); 金属双椭圆聚光腔双灯泵浦;

KTP 晶体的大小为  $6 \times 6 \times 9$  (mm), 双面镀双色增透膜, 一类匹配; 谐振腔的各段臂长分别为  $L_1 = 300$  mm,  $L_2 = 400$  mm,  $L_3 = 200$  mm,  $L_4 = 600$  mm, 总几何腔长约为 1.5 m, 折迭角为  $10^\circ$ 。反射镜  $M_1, M_2$  对  $1.06 \mu\text{m}$  高反,  $M_3$  对  $1.06 \mu\text{m}$  高反,  $0.53 \mu\text{m}$  高透,  $M_4$  对  $1.06 \mu\text{m}, 0.53 \mu\text{m}$  双高反。这样, 对  $1.06 \mu\text{m}$  激光而言, 它被全封闭于腔内, 而  $0.53 \mu\text{m}$  激光则可从  $M_3$  处输出, 经过 KTP 晶体的双向倍频光由  $M_4$  反射同时从  $M_3$  输出。图 4 为该激光器输出功率随泵浦功率的变化曲线, 其最大输出超过 32 W。测得此时的输出光束发散角为 5.2 mrad, 与理论计算的基模高斯束发散角 3.3 mrad 相比略有增大, 说明该激光器并非纯单模工作, 但与同类两镜腔激光器相比, 光束质量已有了显著的提高。该激光器曾用来泵浦钛宝石激光器, 获得了高功率单模钛宝石激光输出<sup>[8]</sup>, 而该钛宝石激光器改用两镜腔倍频 YAG 激光泵浦时, 输出光束明显呈现多横模结构, 这从侧面也说明了四镜折迭腔激光器的输出光束质量有了显著的改善。图 4 中不同泵浦功率下的输出功率值是经调节 Q 开关频率后获得的最大值, 泵浦功率越大, 所对应的工作频率也越高, 这是很容易理解的。

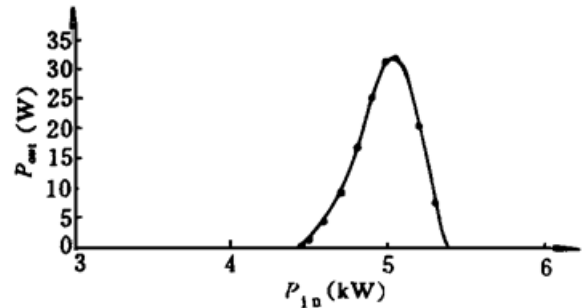


图 4 激光器输出功率随泵浦功率的变化关系  
Fig. 4 Output power as a function of pump power

比较图 4 和图 2(a), 把实验稳区和理论计算稳区对应起来, 我们认为可以把激光器的阈值工作点对应于计算稳区的边界点, 因为在这种泵浦水平下, 激活介质已有较高的增益。且腔的其他损耗极小, 一旦进入稳区, 腔模的衍射损耗急剧下降而满足阈值条件。把激光器的左右两阈值与对应的弧矢面稳区的左边界及子午面稳区的右边界代入方程(3), 并分别代入方程(7), 得到两个往返矩阵, 分别判断  $\left| \frac{A_r + D_r}{2} \right| \approx 1$ ,  $\left| \frac{A_s + D_s}{2} \right| \approx 1$ 。由于  $\alpha$  很接近于 1, 因而很容易得到  $\alpha$  和  $k$  的值使之满足上述条件。对我们的系统,  $k = 0.73$ ,  $\alpha = 1.04$ 。用这组值代入(3)式来计算所选腔参数下的稳区, 和实验结果很一致。说明用这种描述方法可较准确地确定 YAG 棒的热焦距随泵浦功率的变化情况。

从这两图的对比中还会发现, 激光器的最大输出功率点并非对应着最小棒端光斑, 在最大功率点显然有  $dP_{out}/df \approx 0$ 。即热扰动对输出功率的影响不灵敏。这说明模体积对热扰动的不灵敏与输出功率对热扰动的不灵敏不是等效的, 而是两种不同的状态, 我们可以根据需要进行选择不同的工作状态。

## 参 考 文 献

- 1 V. Magni. Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability. *Appl. Opt.*, 1981, **25**: 107
- 2 D. C. Hanna, C. G. Sawyers, M. A. Yuratich. Telescopic resonators for large-volume TEM<sub>00</sub>-mode operation. *Opt. Quantum. Electron.*, 1981, **13**: 493
- 3 H. Kogelnik. Imaging of optical modes resonators with internal lenses. *Bell. Syst. Tech. J.*, 1965, **44**: 455
- 4 J. D. Foster, L. M. Osterink. Thermal effects in a Nd:YAG laser. *J. Appl. Phys.*, 1970, **41**: 3656
- 5 W. Koechner. Thermal lensing in a Nd:YAG rod. *Appl. Opt.*, 1970, **9**: 2548
- 6 W. Koechner. Solid-state laser engineering. New York: Springer-Verlag, 1976
- 7 H. Kogelnik, T. Li. Laser beams and resonators. *Appl. Opt.*, 1966, **5**: 1550
- 8 胡国锋, 倪文俊, 陶世平等. 高功率准连续掺钛蓝宝石激光器的数值模拟和实验研究. 中国激光, 1995,

A22(7) : 481~ 484

## Intracavity Frequency Doubled Nd :YAG Laser with High Frequency Conversion Efficiency

Hu Guojiang Wang Dongmei Yang Tianxing

Zhao Yuqiang Ni Wenjun Li Shichen

(Precision Instrument Department, Tianjin University, Tianjin 300072)

**Abstract** A four-mirror folded cavity used for intracavity frequency doubled Nd :YAG laser was numerically analyzed in detail. It is shown that the large-volume fundamental mode with a suitable stable region width can be achieved if proper cavity parameters are chosen, and the beam inside the cavity will make the frequency conversion efficient. Experimental results verify the predictions. The maximum output power is over 32 W, and the output beam quality, compared with that of the two-mirror resonator, has been improved greatly.

**Key words** folded cavity, intracavity frequency-doubled, stable region, acousto-optic  $Q$  switcher