

文章编号: 0258-7025(2001)10-0865-05

LD 抽运 II 类非临界位相匹配内腔倍频单频 Nd:YAP/KTP 激光器的设计*

李小英 荆杰泰 潘 庆 谢常德 彭堃堃

(山西大学光电研究所, 教育部量子光学重点实验室 太原 030006)

提要 考虑了二类非临界位相匹配晶体 KTP 对基频光的双折射效应及其倍频特点, 将 $\lambda/4$ 波片, $\lambda/2$ 波片和法拉第旋转器以适当方式组合起来, 实现了激光器的单向运转。根据大功率光纤耦合激光二极管阵列端面抽运时激光晶体热效应的特点, 设计了适当的谐振腔形。当抽运功率为 10 W 时, 得到了波长为 540 nm 的 1.0 W 单频绿光输出。自由运转情况下功率波动小于 $\pm 1.5\%$, 频率稳定性优于 ± 5 MHz, 锁定后, 频率稳定性优于 ± 550 kHz。

关键词 II 类非临界位相匹配, 内腔倍频, 端面抽运, Nd:YAP/KTP

中图分类号 TN 248.1 文献标识码 A

Design of LD Pumped Type II Noncritical Phase-matching Intracavity Frequency-doubled Nd:YAP/KTP Ring Laser

LI Xiao-ying JING Jie-tai PAN Qing XIE Chang-de PENG Kun-chi

(Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Key Laboratory of
Quantum Optics, Ministry of Education, Taiyuan 030006)

Abstract The characteristic of type II noncritical phase-matching and the thermal effect caused by high pump power are taken into account. An unidirectional operation is realized by using a $\lambda/4$ wave-plate, a $\lambda/2$ wave-plate and a Faraday rotator, and a proper cavity to reduce thermal distortion is designed. An intracavity frequency-doubled Nd:YAP/KTP ring laser end pumped by an fiber-coupled diode array with output power of 1.0 W at 540 nm is developed. In free running operation, the intensity fluctuation is less than $\pm 1.5\%$, the frequency stability is better than ± 5 MHz.

Key words Type II noncritical phase-matching, intracavity frequency-doubled, end-pumped, Nd:YAP/KTP

1 引 言

利用激光谐振腔内高功率密度的基频光进行倍频, 是一种有效的倍频方式^[1-3]。但是由于倍频晶体的插入, 不可避免地出现了和频和交叉饱和效应, 使得谐波输出变得很不稳定^[1]。通常采用如下方法来得到稳定的谐波输出: 消除空间烧孔、控制基频光在倍频晶体及谐振腔内的偏振方向^[1]。对于二类匹配, 欲得到高功率的稳定谐波输出, 通常需满足下列条件: 激光器单向运转, 基频光沿倍频晶体快慢轴之振幅分量相同

及倍频晶体对基频光的双折射效应为一全波片^[1-3]。具体到 KTP 晶体, 由于其双折射效应是温度敏感的, 在二类临界匹配情况下, 位相匹配的半极大全宽温度允许宽度大于全波点之间的温度宽度^[1], 可通过调整温度使其双折射效应为一全波片。而在二类非临界位相匹配过程中, 由于倍频效率和晶体温度密切相关^[4], 欲在得到高倍频效率的同时使晶体对基频光的双折射效应为一全波片是很难的。为此我们设计了这样的单向器, 将 $\lambda/4$ 波片, $\lambda/2$ 波片和法拉第旋转器以适当方式组合起来, 使正向传播的线偏振基频光通过 KTP 后, 不仅仍为线偏光, 且激光晶体发出的线偏光在谐振腔内环形一周偏振方向不变, 同时, 基频光沿 KTP 晶体之 b 轴和 c 轴偏振分量振幅相等, 而反向传播的基频光环形一周后由于偏振方向旋转了一定角度而造成

*山西省自然科学基金(981030) 教育部优秀青年教师基金资助项目。

收稿日期 2000-10-25; 收到修改稿日期 2000-12-07

了附加的损耗,因而被抑制。

光纤耦合的激光二极管阵列不仅具有功率高、辐射对称的特点,还能将抽运源和激光谐振腔有效地分离开来,作为抽运源,比传统的灯抽运更有效、更方便、寿命更长。近年来,用光纤耦合激光二极管阵列作为抽运源来得到大功率的激光输出已取得重要进展^[5,6]。端面抽运尽管是一种有效的抽运方式,但大抽运功率所引起的晶体热效应会阻碍高输出功率的获得^[6,7]。热畸变不仅导致了晶体的热透镜效应,还带来了热致高阶球差衍射损耗,严重地影响激光器的性能。因此,谐振腔中激光晶体内的模体积应略小于抽运模的体积,以减小热致高阶球差衍射损耗,从而提高抽运效率。

基于以上考虑,我们设计并研制成功了一台光纤耦合的激光二极管阵列端面抽运的内腔倍频单频 Nd:YAP/KTP 环行激光器,当抽运功率为 10 W 时,得到了波长为 540 nm 的 1.0 W 稳定单频输出。

2 设计原理

2.1 单向器的设计原理

图 1 是 LD 抽运的内腔倍频单频 Nd:YAP/KTP 环行激光器,单向器由 $\lambda/2$ 波片、法拉第旋转器及 $\lambda/4$ 波片构成。Nd:YAP 晶体发出的波长为 $1.08 \mu\text{m}$,偏振方向平行于 Nd:YAP 晶体 c 轴方向的光可在 α -切割 KTP 晶体内实现二类非临界位相匹配,得到 540 nm 的绿光

度仅为 5°C 左右^[4]。KTP 晶体对基频光双折射效应导致的沿 KTP 晶体的 b 轴和 c 轴的偏振分量的位相差与晶体的温度密切相关,实验测得两者之间的关系如图 2 所示,对于实验所用的 α 切割的 KTP 晶体(横截面积为 $3 \times 3 \text{ mm}^2$,长度为 10 mm),该位相差每变化 2π ,对应的温度范围约为 28°C 。所以,在倍频效率最高的温度点,线偏振的基频光通过 KTP 晶体后,通常为一椭圆偏振光。若加入一 $\lambda/4$ 波片,并使 $\lambda/4$ 波片的快(慢)轴与椭圆偏振光的长(短)轴方向一致,可使椭圆偏振光变为线偏振光,这样 $\lambda/4$ 波片和 KTP 晶体的综合双折射效应就相当于在腔内放了一个预置了一偏转角的 $\lambda/2$ 波片,此时,结合 $\lambda/2$ 波片和法拉第旋转器,可使激光器单向运转。在二类匹配的过程中,欲得到稳定的谐波输出,要求倍频晶体基频光沿快慢轴的分量相等,即 $\tan\theta = E_x/E_y = 1$,当 Nd:YAP 晶体之 c 轴与 KTP 晶体的 b, c 两轴的夹角为 45° 时,满足此要求。这种情况下,通过 KTP 晶体后的椭圆偏振态的基频光有这样的特点:无论沿 KTP 晶体的 b 轴和 c 轴方向的偏振分量的位相差是多少,椭圆的长短轴方向不变,其长(短)轴总是与 Nd:YAP 晶体之 c 轴保持平行。单向过程如下:

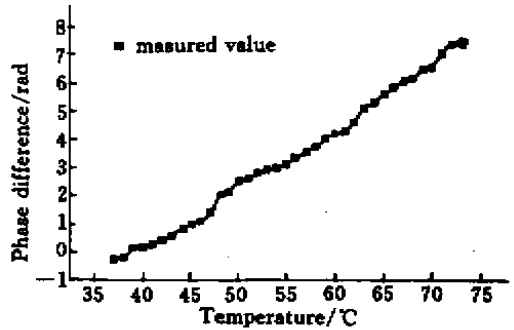


图 2 线偏振基频光通过长 KTP 晶体后的位相差与晶体温度的关系

(KTP 晶体的横截面为 $3 \times 3 \text{ mm}^2$,长度为 10 mm)

Fig.2 Dependence of the phase difference of fundamental wave on the temperature of the α -cut KTP crystal

(The section and the length of the KTP crystal are $3 \times 3 \text{ mm}^2$ and 10 mm, respectively)

圆偏振光。若加入一 $\lambda/4$ 波片,并使 $\lambda/4$ 波片的快(慢)轴与椭圆偏振光的长(短)轴方向一致,可使椭圆偏振光变为线偏振光,这样 $\lambda/4$ 波片和 KTP 晶体的综合双折射效应就相当于在腔内放了一个预置了一偏转角的 $\lambda/2$ 波片,此时,结合 $\lambda/2$ 波片和法拉第旋转器,可使激光器单向运转。在二类匹配的过程中,欲得到稳定的谐波输出,要求倍频晶体基频光沿快慢轴的分量相等,即 $\tan\theta = E_x/E_y = 1$,当 Nd:YAP 晶体之 c 轴与 KTP 晶体的 b, c 两轴的夹角为 45° 时,满足此要求。这种情况下,通过 KTP 晶体后的椭圆偏振态的基频光有这样的特点:无论沿 KTP 晶体的 b 轴和 c 轴方向的偏振分量的位相差是多少,椭圆的长短轴方向不变,其长(短)轴总是与 Nd:YAP 晶体之 c 轴保持平行。单向过程如下:

设法拉第旋转器可使基频光旋转 a_0 度;基频光通过 KTP 后,沿 b, c 两轴分量的位相差为 δ ; $\lambda/2$ 波片的光轴与 Nd:YAP 晶体之 c 轴的夹角为 θ ; $\lambda/4$ 波片的快轴与 Nd:YAP 晶体之 c 轴平行,即与 KTP 晶体的 b, c 两轴的夹角为 45° 。当 Nd:YAP 发出的波长为 1.08

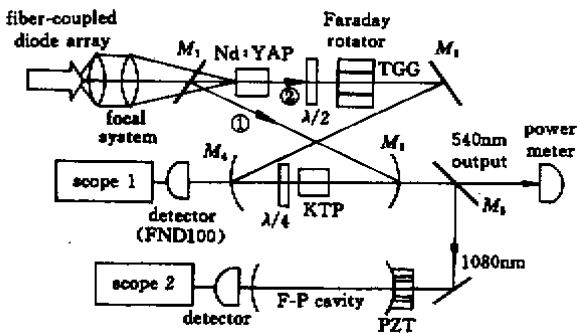


图 1 光纤耦合激光二极管阵列端面抽运的内腔倍频 Nd:YAP/KTP 环行激光器实验装置图

Fig.1 Experiment setup of fiber-coupled diode array end pumped intracavity frequency-doubled Nd:YAP/KTP laser

输出^[8]。实验测得在 α 切割的 KTP 晶体中,最佳倍频温度为 64°C ,此时倍频效率的半极大全宽温度允许宽

μm , 偏振方向平行于 Nd:YAP 晶体 c 轴的基频光沿正反两方向传播时, 其偏振态的变化如下:

1) 当基频光沿箭头①所示方向传播时

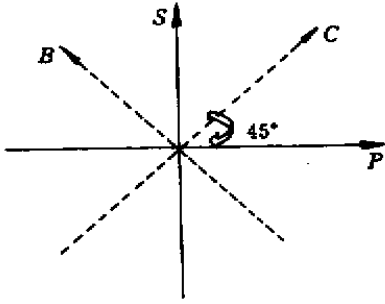


图3 SP 坐标系与 BC 坐标系

Fig.3 SP reference frame and BC reference frame

在图3所示的坐标系中分析, 图中 S 方向与 Nd:YAP 晶体之 c 轴平行, b 轴与 KTP 晶体之 b 轴方向一致。Nd:YAP 晶体发出的基频光为

$$E_s = E_0 \cos(\omega t)$$

经过 KTP 晶体后, 其偏振态为

$$\begin{cases} E_b = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos(\omega t) \\ E_c = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos(\omega t + \delta) \end{cases}$$

即

$$\begin{cases} E_s = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) \cos\left(\omega t + \frac{\delta}{2}\right) \\ E_p = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \cos\left(\omega t + \frac{\delta}{2} + \frac{\pi}{2}\right) \end{cases}$$

又经过 $\lambda/4$ 波片(假设其快轴平行于 Nd:YAP 晶体之 c 轴)后, 成为一与 S 方向夹角为 φ 的线偏振光, $\varphi = \delta/2$;

再经过法拉第旋转器和 $\lambda/2$ 波片后, 为一与 S 方向夹角为 ϕ_1 的线偏振光: $\phi_1 = \delta/2 + a_0 + 2\theta$ 。

当 $\phi_1 = \delta/2 + a_0 + 2\theta = 2m\pi$ (m 为整数)时, 基频光在腔内环行一周后仍为平行于 Nd:YAP 之 c 轴方向的线偏光, 且基频光沿 KTP 晶体之 b 轴和 c 轴偏振分量振幅相等。

2) 当基频光沿箭头②所示方向传播时

Nd:YAP 晶体发出的基频光经 $\lambda/2$ 波片和法拉第旋转器后, 为一与 S 方向夹角为 $\varphi = 2\theta - a_0$ 的线偏光, 在图3所示的坐标系中分析。

经过 $\lambda/4$ 波片(假设其快轴平行于 Nd:YAP 晶体之 c 轴)后, 该偏振光可表示为

$$\begin{cases} E_s = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos(2\theta - a_0) \cos(\omega t) \\ E_p = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \sin(2\theta - a_0) \sin(\omega t) \end{cases}$$

即

$$\begin{cases} E_B = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos(\omega t + 2\theta - a_0) \\ E_C = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos(\omega t - 2\theta + a_0) \end{cases}$$

经过 KTP 晶体后, 偏振态变为

$$\begin{cases} E_B = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos(\omega t + 2\theta - a_0) \\ E_C = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos(\omega t - 2\theta + a_0 + \delta) \end{cases}$$

即

$$\begin{aligned} E_s &= \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos\left(2\theta - a_0 + \frac{\delta}{2}\right) \times \\ &\quad \cos\left(\omega t + 2\theta - a_0 + \frac{\delta}{2}\right) \\ E_p &= \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \sin\left(2\theta - a_0 + \frac{\delta}{2}\right) \times \\ &\quad \cos\left(\omega t + 2\theta - a_0 + \frac{\delta}{2} + \frac{\pi}{2}\right) \end{aligned}$$

设 $\phi_2 = \delta/2 - a_0 + 2\theta$, 当 $\phi_2 = \delta/2 - a_0 + 2\theta = 2m\pi$ (m 为整数)时, 基频光在腔内环行一周后仍为平行于 Nd:YAP 晶体之 c 轴方向的线偏光, 且基频光沿 KTP 晶体之 b 轴和 c 轴偏振分量振幅相等。

比较正反向运转的基频光的偏振态 ϕ_1 与 ϕ_2 , 可知当基频光在腔内正向传播, 即环行一周后仍为一与 Nd:YAP 晶体之 c 轴方向平行的线偏光时, 反向传播的基频光在腔内环行一周后为一长轴与 Nd:YAP 之 c 轴方向夹角为 $2a_0$ 的椭圆光, 当由此倾斜角引起的损耗大于倍频单程转化效率时, 激光器单向运转。

2.2 谐振腔的设计

在大功率抽运的条件下, 晶体热畸变引起的热致高阶球差衍射损耗与抽运功率呈指数关系^[5], 大功率 LD 端面抽运的激光器通常要求腔模的体积小于抽运模的体积^[7], 当然, 腔模体积也不宜过小, 否则会激发高阶模。

为了得到高效倍频, 我们采用了图1所示四镜环行腔, 将 Nd:YAP 晶体置于抽运模的腰斑处, 将 KTP 晶体置于腔镜之间的腰斑处。腔镜及腔内元件参数如表1所示。

表1 谐振腔参数

Table 1 Parameters of resonant cavity

Component	Function describing	Reflection			Curvature/mm
		1080 nm	803 nm	540 nm	
M_1	Input mirror	> 99.7%	< 10%	-	∞
M_2	Cavity mirror	> 99.9%	-	-	∞
M_3	Output mirror	> 99.6%	-	< 5%	100
M_4	Cavity mirror	> 99.98%	-	-	100
KTP	Doubling crystal	< 0.1%	-	< 5%	∞
Nd:YAP	Gain medium	Face 1 < 0.1%	< 0.3%	-	∞
		Face 2 < 0.1%	-	-	

设计谐振腔之前,首先对激光晶体 Nd:YAP($\phi 3 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$)的热焦距进行了测定,当抽运功率为 10 W 时,热焦距为 150 mm 左右。由 ABCD 矩阵计算谐振腔的稳区和激光晶体中的模体积。经计算,当 Nd:YAP 晶体的前端面与 M_3 和 M_4 的距离分别为 $L_2 = 165 \text{ mm}$, $L_3 = 205 \text{ mm}$ 时,既可使谐振腔工作在稳区,又能使激光晶体中的腔模体积适当。激光晶体的热焦距为 150 mm,凹面镜 M_3 与 M_4 之间距离 L_1 在 100 mm 到 130 mm 的范围内变化时,谐振腔均工作在稳区,此时,激光晶体内的基模半径 w_p 在 0.35 mm 至 0.16 mm 之间变化,可以通过调整的 L_1 值来调整 Nd:YAP 晶体中的腔模体积,得到抽运模和腔模的最佳匹配。

3 实验及实验结果

实验装置如图 1 所示,抽运源为美国 Coherent 公司生产的光纤耦合激光二极管阵列 FAP-808-16C-800-B,最大输出为 16 W,辐射偏振为自然光。实验中用温度将其发射波长调到 Nd:YAP 晶体的吸收峰 803nm 处^[9]。耦合光纤的芯径为 800 μm ,数值孔径为 0.2。抽运源发出的光经过由两个 $f = 30 \text{ mm}$ 的透镜组成的聚焦系统(耦合效率约为 90%),聚焦在 Nd:YAP 晶体上。抽运模在 Nd:YAP 晶体中的腰斑半径大约为 250 μm 。实验中使用的 Nd:YAP 晶体(从美国 Scientific Material 公司购得)的尺寸为 $\phi 3 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$,掺杂浓度为 1%。由 $\phi 3 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ 的 TGG 晶体和磁铁构成的法拉第旋转器可使单次穿过的基频光旋转 6° ,这样正反向传播的基频光的损耗差为 4.3%,大于倍频单程转化效率 $\sim 2\%$,可实现单向运转。输出激光的模式通过扫描自由光谱区为 1500 MHz 的参考腔 F-P 进行监视,功率稳定性由 FND100 光电管探测。

将 KTP 晶体置于一控温精度优于 0.5% 的控温炉中。当 KTP 晶体的温度为 64°C ,Nd:YAP 晶体的边界

温度为 20°C (由 Peltier 元件控温),凹面镜 M_3 与 M_4 之间距离为 129 mm,抽运功率大于 1.4 W 时,可得到波长为 540 nm 的谐波输出。当抽运功率不很大时,谐波输出随抽运功率的增加而增加;当抽运功率为 10 W 时,谐波输出功率达最大,为 1.0 W,光-光转换效率为 10%。进一步增加抽运功率,谐波输出不增反降,直到

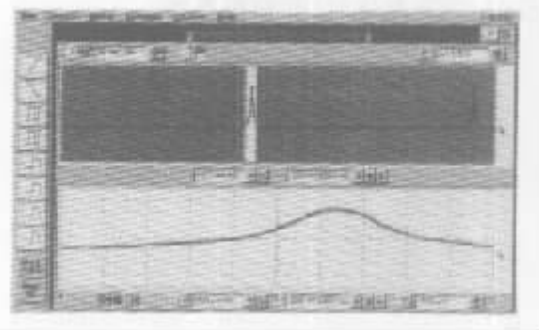


图 4 锁定后,扫描参考腔 F-P,示波器显示的基频光的透射峰曲线(40 s)

Fig.4 Frequency stability of the fundamental wave through the scanning F-P cavity when the laser is locked(40 s)



图 5 示波器指示的输出功率波动曲线(探测器为 FND100 光电管)

Fig.5 Fluctuation of green output (The detector was a FND100 photodiode)

消失,这是由于热致高阶球差衍射损耗增加以及热焦距变短使谐振腔移出稳区造成的。

扫描 F-P 腔, 监视激光器的模式, 自由运转时, 频率稳定性优于 5 MHz。图 4 是输出功率为 1.0 W 时, 激光器在锁定情况下, 扫描 F-P 腔时示波器显示的透射峰曲线。图 5 是用 FND100 光电探测器探测的谐波的输出功率波动曲线, 指示激光器单频运转, 频率稳定性小于 ± 550 kHz, 功率波动优于 $\pm 1.5\%$ 。

参 考 文 献

- 1 T. Bear. Large-amplitude fluctuation due to longitudinal mode coupling in diode pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986, **3**(9):1175 ~ 1180
- 2 D. W. Anthon, D. L. Sipes, T. J. Pier *et al.*. Intracavity doubling of CW diode-pumped Nd:YAG lasers with KTP. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(4):1148 ~ 1157
- 3 J. K. Chee, B. S. Choi. Noise characteristics of a frequency-doubled Nd:YAG laser with intracavity type II phase-matched KTP. *Opt. Comm.*, 1995, **118**(3A):289 ~ 296
- 4 Pan Qing, Zhang Jun, Zhang Tiancai *et al.*. Frequency-stabilized and frequency-doubled ring Nd:YAP laser. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1996, **A23**(1):6 ~ 10 (in Chinese)
- 5 Yushi Kaneda, Michio Oka, Hisashi Masuda *et al.*. 7.6 W of continuous-wave radiation in a TEM₀₀ mode from a laser-diode end-pumped Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(14):1003 ~ 1005
- 6 Y. F. Chen, T. M. Huang, C. F. Kao *et al.*. Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: influence of thermal effect. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(8):1424 ~ 1429
- 7 Steve C. Tidwell, Jonathan F. Seamans, Mark. S. Bowers *et al.*. Scaling CW diode end pumped Nd:YAG lasers to high average powers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(4):997 ~ 1009
- 8 V. M. Garmash, G. A. Ermakov, N. I. Paavlova *et al.*. Efficient second-harmonic generation in potassium titanate-phosphate crystal with noncritical matching. *Sov. Tech. Lett.*, 1986, **12**:505 ~ 507
- 9 Frank Hanson. Laser-diode side-pumped Nd:YAlO laser at 1.08 and 1.34 μm . *Opt. Lett.*, 1989, **14**(13):674 ~ 676