

文章编号: 0258-7025(2003)10-0877-04

LD 抽运腔内倍频 Nd:YVO₄/KTP 绿光 激光器的本征态分析

薛庆华, 郑 权, 叶子青, 王军营, 钱龙生

(中国科学院长春光学精密机械与物理所, 吉林 长春 130022)

摘要 利用空间广义琼斯矩阵方法分析激光二极管(LD)抽运腔内倍频 Nd:YVO₄/KTP 绿光激光器基频光的本征态, 获得了腔内光场的偏振态和本征频率, 并用此理论合理地解释了腔内加入布氏片获得稳定绿光激光输出的实验现象。

关键词 物理光学; 广义琼斯矩阵; 本征态; 腔内倍频; 绿光激光器

中图分类号 TN 248.1 **文献标识码** A

Analysis of Eigenstates on LD-pumped Nd:YVO₄/KTP Intracavity-doubled Green Laser

XUE Qing-hua, ZHENG Quan, YE Zi-qing, WANG Jun-ying, QIAN Long-sheng

(Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,

The Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130022, China)

Abstract The eigen states of LD-pumped Nd:YVO₄/KTP intracavity-doubled green laser were analyzed through spatially generalized Jones matrix formalism and the polarization states and eigen-frequency were obtained. The experimental phenomena observed by inserting a Brewster plate into the cavity to obtain the stability of green laser was explained.

Key words physics optics; generalized Jones matrix; eigen states; intracavity-doubled; green laser

1 引 言

小型激光二极管(LD)抽运全固体腔内倍频绿激光器在医疗、显示、水下通讯等方面具有广泛的应用,但是制约其广泛应用的一个重要因素是输出功率起伏问题。Baer 分析认为腔内倍频激光器所显示的这种功率起伏源于两种非线性效应的共同作用:和频和空间烧孔效应,并用速率方程给出了合理的解释^[1]。在不引入足够大的损耗的前提下,往往通过在谐振腔中加入起偏器获得线偏振光,加入 $\lambda/4$ 波片来控制腔内基频光的偏振态达到最佳耦合效率,加入波长选择元件防止激光器跳模以实现最佳相位匹配,另外利用抑制空间烧孔效应等方法来

降低激光器的功率起伏,从而可获得稳定的激光输出^[2]。

本文利用空间广义琼斯矩阵方法^[3]分析 LD 抽运腔内倍频 Nd:YVO₄/KTP 绿光激光器基频光的本征态,获得了腔内光场的横向和纵向分布以及本征频率,并解释了腔内加入布氏片消除引起耦合的本征态而获得稳定激光输出的实验现象。

2 理论分析

2.1 空间广义琼斯矩阵方法

对含有引起光束横向走离的双折射晶体的谐振腔,腔内光场本征态可以通过求解谐振条件

收稿日期:2002-06-07; 收到修改稿日期:2002-07-09

基金项目:国家 863 计划资助项目(863-Z36-2B)。

作者简介:薛庆华(1978—),男,中国科学院长春光学精密机械与物理研究所硕士,研究方向为全固态激光器件及非线性频率变换技术。E-mail: xueqinghua1978@sina.com

$$M\vec{E} = \lambda\vec{E} \quad (1)$$

而获得。其中, M 为腔内往返 4×4 广义琼斯矩阵; $\vec{E} = [T_x \ T_y \ B_x \ B_y]'$ 为谐振条件的本征矢量, 代表电场偏振和强度的横向和纵向分布, 分量 $[T_x \ T_y]'$ 和 $[B_x \ B_y]'$ 是由双折射晶体走离引起光场横向分裂成的上端(top)和底端(bottom)的通常意义下的琼斯矢量; λ 是与本征矢 \vec{E} 相对应的谐振条件的本征值 ($\lambda = 0$ 对应的本征矢 \vec{E} 没有意义), 包含在本征频率中, 利用琼斯矢量经偏振元件的变换公式

$$\vec{E}'_1 = A\vec{E}_1 \quad (2)$$

可求得腔内纵向任意参考面处的电场分布, 其中 \vec{E}_1 和 \vec{E}'_1 分别为所选的两参考面的琼斯矢量, A 为这两个参考面之间的琼斯变换矩阵, 这就是空间广义琼斯矩阵方法, 只要写出腔内往返 4×4 广义琼斯矩阵, 求解谐振条件(1)的本征矢和本征值就可以了解腔内光场的特征。

2.2 腔内基频光本征态

腔内倍频 Nd:YVO₄/KTP 绿光激光器的谐振腔是由 Nd:YVO₄ 的一个端面作平面全反镜 m_1 和一个球面输出镜 m_2 构成, 如图 1 所示, 腔内插入 KTP II 类相位匹配倍频晶体, 坐标系 xyz 满足右手螺旋定则, α 表示走离角, top, bottom 表示横向分裂的光场位置。

2.2.1 腔镜的广义琼斯矩阵

平面和球面腔镜 m_1 和 m_2 的广义琼斯矩阵是

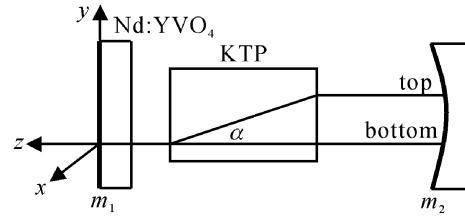


图 1 用于分析本征态的激光谐振腔

Fig. 1 Cavity used to analyze the eigen states

(m_1 : plane mirror; m_2 : sphere mirror; α : walk-off angle)

rI_d , 其中, r 为腔镜的强度反射系数; I_d 是 4×4 单位矩阵, 因此在往返矩阵中不必写出。

2.2.2 Nd:YVO₄ 的广义琼斯矩阵

实验中的 Nd:YVO₄ 按 a 轴方向切割, 采用偏振方向平行于晶体 c 轴即相对于 Nd:YVO₄ 呈 π 偏振的抽运激发, 这样 Nd:YVO₄ 对腔内基频光来说相当于一个对晶体内允许偏振的两光不产生走离的经典双折射晶片设为 p_1 , 并且理论和实验都表明 Nd:YVO₄ 输出的基频光都具有良好的线偏振性, 则其 4×4 琼斯矩阵具有如下的形式

$$\vec{M}_{p_1} = \vec{M}_{p_1} = \begin{bmatrix} m & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m \end{bmatrix} \quad (3)$$

其中 \vec{M}_{p_1} , \vec{M}_{p_1} 分别表示沿 z 轴和逆 z 轴方向的琼斯矩阵; m 是通常的 2×2 的双折射琼斯矩阵

$$m(\theta, \delta) = \begin{bmatrix} \cos(\delta/2) + i\sin(\delta/2)\cos(2\theta) & i\sin(\delta/2)\sin(2\theta) \\ i\sin(\delta/2)\sin(2\theta) & \cos(\delta/2) - i\sin(\delta/2)\cos(2\theta) \end{bmatrix} \quad (4)$$

θ 为晶体快轴与 x 轴的夹角, δ 是晶体内允许的两偏振光的位相差, 对 Nd:YVO₄ 由图 1 知 $\theta = \pi/2$, 并设其位相差为 δ_1 。

2.2.3 KTP 的广义琼斯矩阵

KTP II 类相位匹配倍频 1064 nm 基频光获得 532 nm 绿光时, 基频光慢光 e_1 的走离角是 0, 而快光 e_2 的走离角是 $\alpha \approx 7.21$ mrad, 这样 KTP 在腔内除起到倍频晶体的作用外, 对基频光来说相当于一个横向走离晶体设为 C , 其琼斯矩阵为

$$\vec{C} = \begin{bmatrix} \exp(i\phi_{e_1}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp(i\phi_{e_2}) \\ 0 & 0 & \exp(i\phi_{e_1}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5a)$$

$$\vec{C} = \begin{bmatrix} \exp(i\phi_{e_1}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp(i\phi_{e_1}) & 0 \\ 0 & \exp(i\phi_{e_2}) & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5b)$$

其中 \vec{C} , \vec{C} 分别表示沿 z 轴和逆 z 轴方向的琼斯矩阵; ϕ_{e_1} , ϕ_{e_2} 分别是 e_1 光和 e_2 光的相移。所以, 以平面腔镜 m_1 为参考面腔内往返的广义琼斯矩阵为

$$M = \vec{M}_{p_1} \vec{C} \vec{C} \vec{M}_{p_1} \quad (6)$$

2.2.4 腔内本征态

将(3)~(5)式代入(6)式得往返矩阵

$$M = \begin{bmatrix} [\cos(\delta_1/2) - i\sin(\delta_1/2)]^2 \exp^2(i\phi_{e_1}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & [\cos(\delta_1/2) + i\sin(\delta_1/2)]^2 \exp^2(i\phi_{e_2}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & [\cos(\delta_1/2) - i\sin(\delta_1/2)]^2 \exp^2(i\phi_{e_1}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (7)$$

将(7)式代入谐振条件(1)式得

$$\text{本征矢} \quad \vec{E}_1 = [1 \ 0 \ 0 \ 0]', \quad \vec{E}_2 = [0 \ 1 \ 0 \ 0]', \quad \vec{E}_3 = [0 \ 0 \ 1 \ 0]' \quad (8)$$

与之相对应的本征值

$$\begin{aligned} \lambda_1 = \lambda_3 &= [\cos(\delta_1/2) - i\sin(\delta_1/2)]^2 \exp^2(i\phi_{e_1}) \\ \lambda_2 &= [\cos(\delta_1/2) + i\sin(\delta_1/2)]^2 \exp^2(i\phi_{e_2}) \end{aligned} \quad (9)$$

而相应的本征频率由下式确定

$$\gamma_i = \frac{c}{2d} \left[q - \frac{\arg(\lambda_i)}{2\pi} \right] \quad (i = 1, 2, 3) \quad (10)$$

其中, c 为真空中光速; d 为腔内本征态的光程; q 为整数。

再利用(2)~(4)式可求得 KTP 前表面处的光场

$$\vec{E}_1' = [\cos(\delta_1/2) - i\sin(\delta_1/2) \ 0 \ 0 \ 0]' \quad (11a)$$

$$\vec{E}_2' = [0 \ \cos(\delta_1/2) + i\sin(\delta_1/2) \ 0 \ 0]' \quad (11b)$$

$$\vec{E}_3' = [0 \ 0 \ \cos(\delta_1/2) - i\sin(\delta_1/2) \ 0]' \quad (11c)$$

从本征矢(8)式可以看出, 由于横向走离晶体 KTP 的加入使得腔内基频光的良好线偏振态发生了改变, 即在腔镜 m_1 处横向分裂为上端是沿 x, y 轴的线偏振光 \vec{E}_1, \vec{E}_2 ; 底端只有沿 x 轴的线偏振光 \vec{E}_3 , 虽然有三个本征矢, 但从(9), (10)式知本征频率只有两套, 如图 2 所示, 两套频率用实线和虚线区别, 每套频率仅画出三个纵模。可以看出, 多套频率的产生使增益曲线内不同本征频率间 $\gamma_{q_1-1}\gamma_{q_2-1}, \gamma_{q_1}\gamma_{q_2}, \gamma_{q_1+1}\gamma_{q_2+1}$, 在倍频晶体内发生和频效应, 另外增益曲线内同一套本征频率内部间 $\gamma_{q_i-1}\gamma_{q_i}\gamma_{q_i+1}$ ($i = 1, 2$) 发生交叉饱和, 都使倍频光的功率发生起伏。

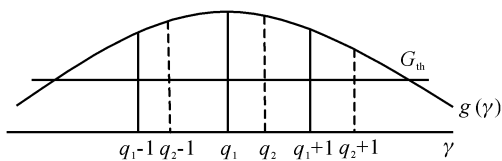


图 2 腔的两套本征频率

Fig. 2 Two sets of eigen frequency of the cavity (G_{th} : threshold; $g(\gamma)$: curve of gain; γ : frequency)

3 实验结果

由于横向走离晶体 KTP 的插入使腔内基频光的偏振态发生了横向分裂并出现了两套本征频率是产生倍频光功率起伏的一个原因, 因此通过改善腔内的偏振态, 控制两套本征频率可降低功率起伏。通过腔内插入布氏片对不同的本征态引入不同的损耗可获得一套本征频率^[3], 实验中在 Nd:YVO₄ 和 KTP 之间插入布氏片, 如图 3 所示, 由菲涅耳定律, 并从(11)式可证明该布氏片对沿 x 轴偏振的 \vec{E}_1' 和 \vec{E}_3' 光场损耗几乎是零, 而对沿 y 轴偏振的光场 \vec{E}_2' 有大的损耗使其不能振荡, 结果得到只沿 x 轴偏振的光场, 而从(9), (10)式得到此时只剩下一套本征频率, 可见布氏片的加入达到了既改善光场的偏振态又选出一套本征频率的目的, 同时该布氏片对选出的这套频率还有选频的作用。

用示波器观察不加入布氏片时绿光的本征频率和噪声, 可以看到由于基频光的多套本征频率使得绿光也出现多套纵模(图 4(a)中的阴影部分), 而与此相对应的噪声大(图 4(b)); 当加入布氏片后, 由于基频光中只有一套本征频率使得绿光也只出现一套纵模但仍是多纵模(图 4(c)), 与此相对应的噪声很低(图 4(d)), 获得了稳定的激光输出, 另外图 4(c)中不同纵模的强度不同是由于布氏片的选频作用引起的^[4]。

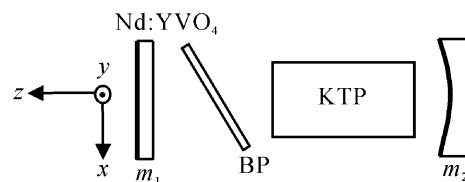


图 3 含布氏片的激光谐振腔

Fig. 3 Setup of the experiment with a Brewster plate in cavity

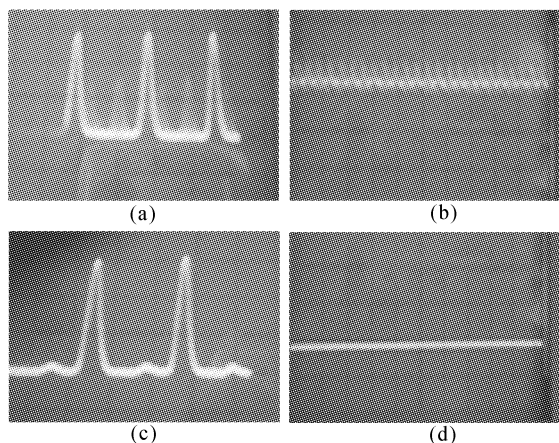


图 4 本征频率及对应的噪声现象

Fig. 4 Phenomena of eigenfrequency and noise

(a) more than one set of eigenfrequency; (b) large noise;
(c) a set of eigenfrequency with multi-modes; (d) low noise

4 结 论

从上面的理论分析和实验结果来看,利用空间

广义琼斯矩阵法分析含有横向走离双折射晶体的谐振腔,可容易地获得腔内基频光场的偏振态和本征频率,合理控制腔内的偏振态和本征频率可获得稳定的倍频光输出。

参 考 文 献

- 1 T. Baer. Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers [J]. *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 [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(4):1148~1157
- 3 F. Bretenaker, A. Le Floch. Laser eigenstates in the framework of a spatially generalized Jones matrix formalism [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1991, **8**(2):230~238
- 4 Zheng Quan, Tan Huiming, Zhao Ling. Study of LD-pumped YVO₄/KTP single-frequency green laser [J]. *Laser & Infrared* (激光与红外), 2001, **31**(4):208~209 (in Chinese)