

文章编号: 1001-3806(2003)03-0172-03

## 折叠腔内腔倍频激光器抑制绿光噪声的研究\*

王鹏飞 吕百达

(四川大学激光物理与化学研究所,成都,610064)

**摘要:** 使用 Jones 矩阵法详细研究了 V 型折叠腔内腔倍频激光器抑制绿光噪声的条件,并用计算结果作了说明。给出了一些典型的 V 型折叠腔有效调整偏振态以消除和频的配置方式,并与有关实验作了比较。

**关键词:** 内腔倍频激光器;绿光问题;折叠腔;Jones 矩阵

**中图分类号:** TN248.1<sup>+</sup>3 **文献标识码:** A

### Study on noise suppression in intracavity-frequency-doubled lasers with folded resonator

Wang Pengfei, Lü Baida

(Institute of Laser Physics and Chemistry, Sichuan University, Chengdu, 610064)

**Abstract:** Based on Jones matrix method, the condition for noise suppression in intracavity-frequency-doubled lasers with folded resonator is studied and illustrated with numerical results. Some typical configurations, optimizing the polarization of the V-shaped folded resonator to minimize sum generation are proposed.

**Key words:** intracavity-frequency-doubled laser; green problem; folded resonator; Jones matrix

#### 引言

内腔倍频与腔外倍频相比有效率高的显著优点,但对于多纵模激光器在腔内插入倍频晶体后,引起了倍频输出大的强度波动,这种源于腔内的和频及交叉饱和效应的不稳定性就是所谓的“绿光问题”<sup>[1]</sup>。通过分析腔内偏振态解决线性腔中的“绿光问题”已经作了很多理论与实验研究<sup>[2~5]</sup>。另一方面,折叠腔是在二极管泵浦内腔倍频激光系统实验中比较普遍使用的另一类腔型<sup>[6~8]</sup>,因此,对折叠腔内腔倍频的研究具有重要的实际意义。使用 Jones 矩阵法对这一问题进行了详细研究,提出了折叠腔内腔倍频激光器有效消除 SFG(和频)的条件,并作了数值计算,据此给出一些典型的腔内光学元件的配置方式,并与有关实验进行了比较。

#### 1 理论分析

图 1 是一个 V 型折叠腔示意图。C<sub>1</sub> 为对基波

有单程相位延迟的倍频晶体, C<sub>2</sub> 为对基波有单程相位延迟的增益晶体或其它的任意波片, M<sub>1</sub>, M<sub>2</sub> 为端面反射镜, OC 为输出耦合镜(也是腔的折叠镜)。S, P 为光波在 OC

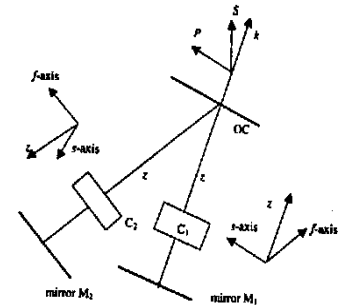


Fig. 1 Schematic diagram of a V-shaped folded resonator

上的两个偏振轴,分别处于系统的子午面和弧矢面内, f, s 为晶体的快、慢轴。设 S 和 C<sub>1</sub> 快轴之间的夹角为  $\theta_1$  和 C<sub>2</sub> 快轴之间的夹角为  $\theta_2$ , 则以 M<sub>1</sub> 为参考往返一周 Jones 矩阵可以写为:

$$M_1 = J_{KTP}(\theta_1) R(-\theta_1) J_{\text{mirr}} R(-\theta_1) J_{YAG}(\theta_2) R(\theta_2) \times J_{\text{mirr}} R(\theta_2) J_{KTP}(\theta_1) \quad (1)$$

式中,  $J_{\text{mirr}} = \begin{pmatrix} q & 0 \\ 0 & qe^{i/2} \end{pmatrix}$  为 OC 的 Jones 矩阵,  $q = |r_s/r_p|$ ,  $r_s, r_p$  为由 OC 镜上反射以及透射之间菲涅耳关系决定的系数。  $J(x) = \begin{bmatrix} \exp(ix/2) & 0 \\ 0 & \exp(-ix/2) \end{bmatrix}$  为描述对光束具有 x

\* 国防科技重点实验室基金及国家高技术基金资助项目。

作者简介:王鹏飞,男,1977年10月出生。硕士研究生,主要从事高功率固体激光技术的研究。

收稿日期:2002-05-08;收到修改稿日期:2002-07-05

相位延迟晶体的偏振矩阵 ( $x$  代表  $\theta$ ),  $R(y) = \begin{bmatrix} \cos y & -\sin y \\ \sin y & \cos y \end{bmatrix}$  为旋转矩阵 ( $y$  代表  $\theta$ ).  $x = \frac{n_e - n_o}{kl}, k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $n_e, n_o$  分别为晶体在两个光轴上的折射率,  $\lambda$  为基波在真空中的波长。

$\theta = \pi/4$  可以获得最大的 2 次谐波转换效率<sup>[6]</sup>, 在以下的分析计算中均取  $\theta = \pi/4$  (这意味着  $C_1$  的快轴平分 OC 的  $S, P$  轴)。经过计算,  $M_1 = \frac{1}{2} \times \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}$ , 式中,  $m_{11} = \exp[i(\theta - \theta)] + q^2 \exp[i \times (\theta + \theta)] - i2q^2 \cos^2 \theta \sin \theta \exp[i(\theta + \theta)] + i2 \cos^2 \theta \sin \theta \exp(i\theta) - i2q \sin 2\theta \sin \theta \exp[i(\theta + \theta/2)]$ ;  $m_{12} = m_{21} = -\cos^2 \theta - \exp(-i2\theta) \sin^2 \theta + q^2 \times \exp(i\theta) \sin^2 \theta + q^2 \cos^2 \theta \exp[i(\theta - 2\theta)] \exp(i\theta)$ ;  $m_{22} = \exp[-i(\theta + \theta)] + q^2 \exp[-i(\theta - \theta)] - i2q^2 \cos^2 \theta \sin \theta \exp[-i(\theta - \theta)] + i2 \cos^2 \theta \sin \theta \exp(-i\theta) + i2q \sin 2\theta \sin \theta \exp[-i(\theta - \theta/2)]$  (2)

由本征方程  $M_1 E_i = \lambda_i E_i (i = 1, 2)$  得到本征向量为:

$$\begin{aligned} E_1(\lambda_1) &= \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \\ E_2(\lambda_2) &= \begin{pmatrix} 2 \\ 2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3)$$

式中,  $\lambda_1 = m_{12}/\lambda_1, \lambda_2 = (1 - m_{11})/\lambda_1, \lambda_2 = (2 - m_{22})/\lambda_2, \lambda_2 = m_{21}/\lambda_1 = |m_{12}|^2 + |1 - m_{11}|^2, \lambda_2 = |m_{21}|^2 + |1 - m_{22}|^2, \lambda_1 = A_1 \exp[i(\lambda_1 t + \phi_1)], \lambda_2 = B_2 \exp[i(\lambda_2 t + \phi_2)]$  (4)

$\lambda_i$  为矩阵  $M_1$  的本征值,  $\phi_1, \phi_2$  是任意的相移,  $A_1, B_2$  是基波场振幅。可以看出, 一般情况下向量元  $x_i, y_i$  是复数, 这意味着腔内本征偏振态为椭圆偏振, 其椭圆率与  $\theta, \theta, q$  等腔的几何参数有关。以  $\theta$  类相位匹配为例, 由<sup>[9]</sup>:

$$\mu = \frac{\lambda_2 \lambda_1 + \lambda_1 \lambda_2}{\sqrt{(|\lambda_1|^2 + |\lambda_1|^2)(|\lambda_2|^2 + |\lambda_2|^2)}} \quad (5)$$

可以计算表征纵模 SFG 的参数  $\mu$ , 可见, 它是  $\theta, \theta$  和  $q$  的函数。“绿光问题”源于纵模之间的和频及交叉饱和效应<sup>[11]</sup>, 因此, (5) 式为 0 就是有效消除 SFG 的条件。由于表达式较为繁冗, 下面利用数值计算分析  $\mu$  对这些参数的依赖性, 并导出相关的腔内光学元件的配置方式, 计算中取  $q = 0.9$ 。

### 2.1 基波 QWP(1/4 波片)法

图 2 是两块晶体在不同腔臂内以及  $\theta = 0$  时  $\mu$  随  $\theta$  的变化关系图。可见  $\theta = 0.5$  时对于任意  $\theta$  都有  $\mu = 0$ , 这说明两块晶体分处于两个腔臂内时, 增益晶体做成基波 QWP 片即能有效消除 SFG; 若增益晶体的双折射可忽略, 则在其腔臂内另插入 QWP 片, 实验表明了这一方案的可行性<sup>[7]</sup>。Kojima 等采用 Z 型折叠腔, KTP 作为倍频晶体, 在 Nd:YAG 增益介质和折叠镜之间插入基波 QWP 片, 实验中观察到了稳定的绿光输出<sup>[7]</sup>。这种方法对应的腔内本征态可由 (2) ~ (4) 式计算, 由于  $\theta$  不同, 对应的腔内本征态也不同, 限于篇幅这里不一一列举。

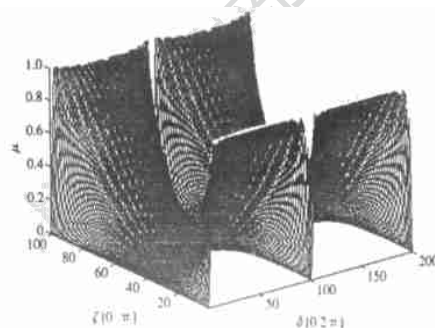


Fig. 2 The parameter  $\mu$  as a function of  $\theta$  and  $\phi$  when  $\theta = 0$

### 2.2 基波 HWP(半波片)法

由图 2 还能看出,  $\theta = \pi/2$  对于任意  $\theta$  都有  $\mu = 0$ , 这说明倍频晶体作成基波 HWP 片, 腔内不需要再插入其它波片亦能有效消除 SFG, 这一方案尚有待实验验证。

### 2.3 倍频晶体分置于两个腔臂内的交叉双倍频晶体法

增益晶体的双折射被忽略时,  $\theta$  代表插入其腔臂内第 2 块倍频晶体的相位延迟。由于  $\theta = \pi/4$ , 则取  $\theta = -\pi/4$  意味着两块晶体主轴夹  $\pi/2$  角, 图 3

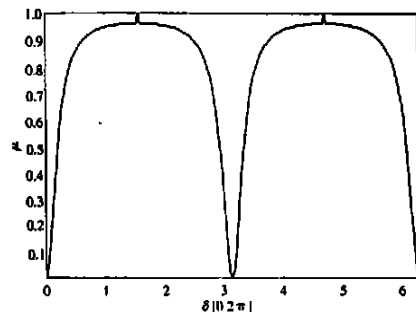


Fig. 3 The parameter  $\mu$  as a function of the  $\theta$  when  $\theta = \pi/4$  and  $\theta = -\pi/4$

给出了  $\theta = \pi/4, \theta = -\pi/4$  时  $\mu$  随  $\theta$  的变化曲线。可以看出, 只对  $\theta = n\pi$  有  $\mu = 0$ , 这说明两块交叉放置的做成 HWP 片或者 FWP(全波片)的倍频晶

体能够消除 SFG。因为对晶体相位延迟及夹角等参数要求较多,这一方法虽然在理论上可行,但在实验中并不可取。

### 2.4 倍频晶体置于同一腔臂内的交叉双倍频晶体法

忽略增益晶体的双折射时,包含增益晶体的腔臂是无偏振腔,它对偏振调制没有影响,因此,在 Jones 矩阵里不包含描述它的偏振变换项。设第 2 块晶体放置在倍频晶体和折叠镜 OC 之间,相位延迟为  $\delta$ , 两块晶体主轴夹角为  $\rho$ , 以  $M_1$  为参考往返一周 Jones 矩阵为:

$$M_2 = J_{KTP}(\rho) R(-\delta) J_{sec}(\rho) R(-\rho/4) J_{mirr}^2(q, \delta) \times R(\rho/4) J_{sec}(\rho) R(\delta) J_{KTP}(\rho) \quad (6)$$

令  $M_2 = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}$ , 计算得到:

$$\begin{aligned} m_{11} &= q^2 \sin 2\rho \exp[i(\delta + \rho)] + q^2 \exp[i(\delta - \rho)] + \exp[i(\delta - \rho)] - \sin 2\rho \exp(i\delta) + i2q^2 \cos^2 \rho \sin \rho \times \exp[i(\delta + \rho)] + i2\cos^2 \rho \sin \rho \exp(i\delta); \\ m_{12} &= m_{21} = 1 + 2q^2 \cos^2 \rho \exp(i\delta) - q^2 \exp(i\delta) - 2\cos^2 \rho - i\sin 2\rho \sin \rho - i q^2 \sin 2\rho \sin \rho \exp(i\delta); \\ m_{22} &= -q^2 \sin 2\rho \exp[-i(\delta - \rho)] + q^2 \exp[-i(\delta - \rho)] + \sin 2\rho \exp(-i\delta) + \exp[-i(\delta - \rho)] - i2\cos^2 \rho \sin \rho \exp(-i\delta) - i2q^2 \cos^2 \rho \sin \rho \exp[-i(\delta - \rho)] \end{aligned} \quad (7)$$

由(3)式~(5)式和(7)式可解得和频参数  $\mu$ , 表达式亦相当繁冗。

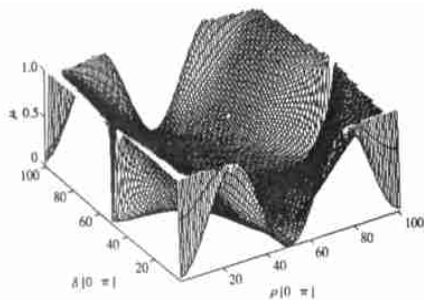


Fig. 4  $\mu$  as a function of the  $\delta$  and  $\rho$  when  $\theta = 0$  and  $\theta = 0.5$

图4是  $\theta = 0$ ,  $\theta = 0.5$  时,  $\mu$  随  $\delta, \rho$  的变化关系图。可以看出,  $\rho = 0.5$  时, 对于任意  $\delta =$  都有  $\mu = 0$ , 这说明放置在同一腔臂内、主轴夹角为 0.5 的两块相同倍频晶体可有效消除 SFG, 此即交叉双倍频晶体法, 这一方案还有待实验证实。

### 2.5 基波双 QWP 法

由图4还可看出,  $\rho = 0.5$  时, 对于任意  $\delta$  都有  $\mu = 0$ , 这说明两块倍频晶体若均为基波的 QWP 片, 主轴夹任意角仍可有效消除 SFG, 这一方

案还有待实验证实。

### 2.6 基波 QWP 法

图5是  $\theta = 0$ ,  $\theta = 0.5$  时  $\mu$  随  $\delta, \rho$  的变化关系图。可见, 如果  $\rho = \pi/4$  对于任意  $\delta$  都有  $\mu = 0$ , 这说明主轴夹  $\pi/4$ 、其中一块为 QWP 片的两块倍频晶体可有效消除 SFG, 实验证实了这一方案<sup>[8]</sup>。Hemmati 等采用 V 型折叠腔, Nd:YAG 作为增益介质, 在倍频晶体 KTP 所在腔臂内插入一块基波 QWP 片(两晶体主轴夹  $\pi/4$  角度)抑制绿光波动, 增加了系统工作的稳定性。这一方法与 2.1 节的差别在于晶体是否在同一腔臂内。

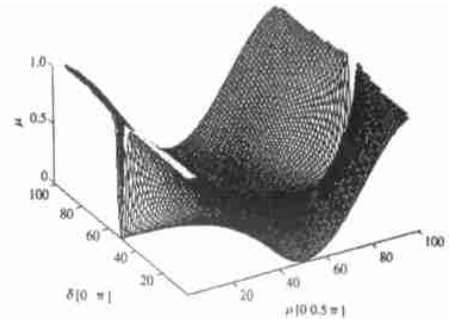


Fig. 5 The parameter  $\mu$  as a function of  $\delta$  and  $\rho$  when  $\theta = 0$  and  $\theta = 0.5$

### 2.7 基波 HWP 法

图6是  $\theta = 0$ ,  $\theta = 0.5$  时  $\mu$  随  $\delta, \rho$  的变化关系图。可见, 如果  $\rho = \pi/4$ , 对于不在  $n$  附近的任意  $\delta$  都有  $\mu = 0$ , 这说明主轴夹  $\pi/4$ 、其中一块为 HWP 片的两块倍频晶体可有效消除 SFG, 这一方案也有待实验证实。这一方法与 2.2 节的差别在于晶体是否在同一腔臂内。

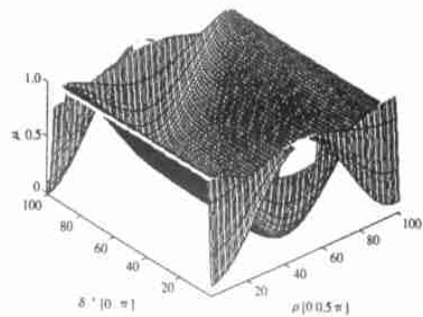


Fig. 6 The parameter  $\mu$  as a function of  $\delta$  and  $\rho$  when  $\theta = 0$  and  $\theta = 0.5$

对于含更多腔臂的折叠腔如 Z 型腔, 利用 Jones 矩阵法仍然可以分析有效抑制 SFG 的条件, 对于类似文献[7]中的 Z 型折叠腔, 由于增加的一个腔臂不含有偏振调制元件, 其抑制 SFG 的方法与上述讨论的 V 型折叠腔类似。

(下转第 184 页)

的高斯光阑,如果将(22)式中的  $w_0$  用  $w = 1/\sqrt{1/f^2 + 1/w_0^2}$  代替,递推公式(22)式仍然适用。其中  $\gamma$  为与高斯函数有关的常数。

## 2 数值计算与分析

现以1阶和3阶厄米-余弦-高斯光束通过透镜光阑系统为例,说明公式的应用。透镜光阑系统的变换矩阵为:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \quad (26)$$

计算参数为透镜焦距  $f = 100\text{mm}$ ,  $a = 1.06\mu\text{m}$ ,  $a = 1\text{mm}$ ,  $\gamma = 1\text{mm}^{-1}$ 。计算结果如图1、图2所示。图1

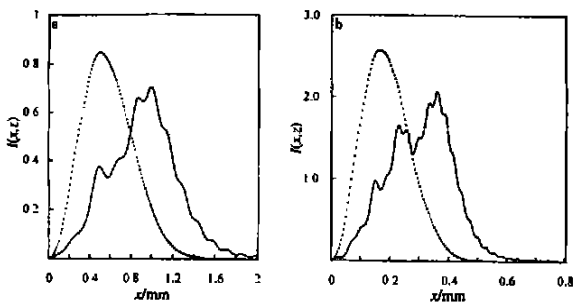


Fig. 1 Irradiance distributions of an HCG beam of order 1 focused by an aperture lens, (—) hard-edge aperture; (---) Gaussian aperture a— $z/f = 2.5$  b— $z/f = 0.5$

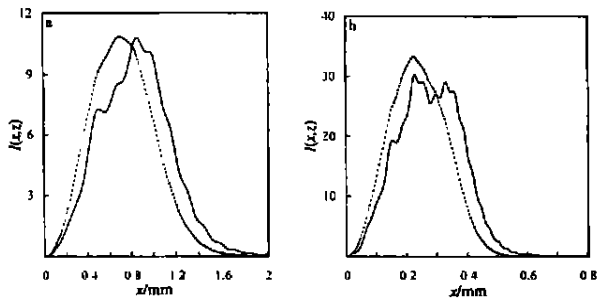


Fig. 2 Irradiance distributions of an HCG beam of order 3 focused by an aperture lens, (—) hard-edge aperture; (---) Gaussian aperture a— $z/f = 2.5$  b— $z/f = 0.5$

(上接第174页)

## 3 结论

使用 Jones 矩阵法分析 V 型折叠腔-内腔倍频系统有效消除 SFG 的条件,得到了消除 SFG 的基波 QWP 片法、交叉双倍频晶体法、倍频晶体 HWP 片法等若干典型配置方式,其中一些方法已得到实验证实。该分析方法可以推广应用于含更多腔臂折叠腔的内腔倍频系统,有实际应用意义。

### 参考文献

[1] Baer T. J. O S A, 1986, B3(9): 1175 ~ 1180.

为  $w_0 = 1.2\text{mm}$ ,  $\gamma = 0.55\text{mm}^{-1}$  的 1 阶厄米-余弦-高斯光束通过透镜光阑系统在相对传输距离为 (a)  $z/f = 2.5$ , (b)  $z/f = 0.5$  时的光强分布(图中实线为硬边光阑情况,虚线为高斯光阑情况)。图 2 为  $w_0 = 1.5\text{mm}$ ,  $\gamma = 2\text{mm}^{-1}$  的 3 阶厄米-余弦-高斯光束通过透镜光阑系统在相对传输距离为 (a)  $z/f = 2.5$ , (b)  $z/f = 0.5$  时的光强分布(图中实线为硬边光阑情况,虚线为高斯光阑情况)。由图可知,适当的高斯光阑对光强剖面可以起到平滑的作用。采用解析传输公式的计算结果与直接积分 Collins 公式的结果一致,但后者所耗时较大,例如对图 2a、图 2b 中的参数,二者耗时比分别为 (a) 23 : 1 和 (b) 58 : 1。

## 3 结论

采用递推方法推导出了受硬边光阑限制的厄米-余弦-高斯光束通过近轴 ABCD 光学系统传输的解析公式,并且给出了计算例。用解析传输公式不仅可以节省耗时,而且便于进行物理分析。所得解析传输公式同时适用于硬边光阑和高斯光阑情形,文中的推导也适用于厄米-正弦-高斯光束、厄米-双曲余弦-高斯光束、厄米-双曲正弦-高斯光束,因而具有广泛的应用意义。

### 参考文献

[1] Bagini V, Borghi R, Gori F. J. O S A, 1996, 13(7): 1385 ~ 1394.  
 [2] Li Y. J. J. O S A, 1987, 4: 1237 ~ 1242.  
 [3] 吕百达. 强激光的传输与控制. 北京: 国防工业出版社, 1999: 28, 37, 95 ~ 102.  
 [4] Wen J. J., Breazeale M. A. J. Acoust Soc Amet, 1988, 83: 1752 ~ 1756.  
 [5] Ding D., Liu X. J. O S A, 1999, A16(6): 1286 ~ 1293.  
 [6] 罗时荣, 吕百达. 中国激光, 2002, A29(5): 425 ~ 428.  
 [7] Casperson L. W., Hall D. G., Tovar A. A. J. O S A, 1997, 14: 3341 ~ 3348.  
 [8] Siegman A. E. Laser. Mill Valley: California University Science Books, 1986: 686.

[2] Oka M., Kubota S. Opt Lett, 1988, 13(10): 805 ~ 807.  
 [3] James G. E., Harrel E. M. Phys Rev, 1989, A41(5): 2778 ~ 2790.  
 [4] Gaebler V., Liu B. N., Eichler H. J. Opt Lett, 2000, 25(18): 1343 ~ 1345.  
 [5] Li D. H., Zhu Ch. H., Gaebler V. et al. Opt Commun, 2001, 189: 357 ~ 364.  
 [6] Ustyugov V. L., Orlov O. A., Khaleev M. M. et al. A P L, 1997, 71(2): 154 ~ 156.  
 [7] Kojima T., Fujikawa S., Yasui K. et al. IEEE J Q E, 1999, 35(3): 377 ~ 380.  
 [8] Hemmati H., Lesh J. R. IEEE J Q E, 1992, 28(4): 1018 ~ 1020.  
 [9] Friob L., Mandel P., Viktorov E. A. Quantum Semiclass Opt, 1998, 10: 1 ~ 17.