

双折射滤光片消除激光热致双折射的研究*

于连君 程光华 王屹山 董淑福 赵卫 陈国夫

(中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

摘要 详细研究了双折射滤光片(BF)在宽带增益激光器中对腔内倍频效率的影响,发现它不仅
可以压缩基频光线宽,还可以有效补偿腔内元件的热致双折射,减小腔内损耗,大幅度提高腔内倍
频效率. 另外,由于补偿了热致双折射,提高基频光的偏振度,减小了两个正交偏振模耦合,有效改
善了谐波的稳定性. 实验中发现热效应不仅来源于激光晶体,非线性晶体也有相当大的贡献,还分
析了滤光片的位置对热致双折射补偿的效果和腔内损耗的影响.

关键词 双折射滤光片;热致双折射;倍频;线宽

中图分类号 TN248.1

文献标识码

A

0 引言

非线性频率变换是得到各种不同波长相干光源的最重要、最有效的手段之一. 而倍频是频率变换中最简单、最实用的非线性过程,是得到高亮度、高相干性光源最常用的手段^[1,2]. 自第一台激光器诞生以来,各种倍频激光器已取得飞速发展,如何提高倍频效率和设计出稳定、长寿命的倍频激光器是人们一直关心的问题. 为了提高效率,除了选用有效非线性系数较大的倍频晶体以外,基频光和谐波的相位匹配方式、非线性晶体的允许参量及谐振腔的结构等都是需要重点考虑的问题. 对增益带宽很宽的激光晶体而言,自由振荡线宽在几十个纳米,而一般非线性晶体的允许线宽在几个纳米到十分之几个纳米之间. 要提高腔内倍频效率,压缩激光振荡线宽和补偿热致双折射效应是两个关键因素.

本文通过对双折射滤光片(BF)的相位延迟和透过率等参数的分析,发现使用较薄的BF不仅可以有效压缩激光振荡线宽,避免多纵模运转,抑致腔内倍频中和频激发,而且还可以通过旋转BF实现对热致双折射的最佳补偿. 该方法和半波片、四分之一波片^[3,4]方法相比,损耗更小,效益更高,操作更方便. 实验研究了热致双折射的来源,分析了用BF补偿热致双折射的最佳位置.

1 BF的特性

BF的工作原理是线偏振光透过BF后,o光和e光发生相互干涉导致不同波长对应不同的相位延

迟,相应的,对应不同的透过率. Brewster角入射时^[5],o光和e光的相位延迟为 $\delta = \frac{2\pi d(n_e - n_o)\sin^2 \gamma}{\lambda \sin \theta_B}$,式中 γ 是晶体中o光的偏振方向与光轴的夹角, d 为BF厚度, λ 为入射激光波长, θ_B 为Brewster角, n_o 和 n_e 分别为o光和e光折射率, $\Delta n = n_e - n_o$ 为折射率差. TM偏振光通过上述晶片的透过率,就相当于起偏与检偏器平行时平行光偏振干涉装置的透过率^[3],它可以表示为

$$T = 1 - 4A_0 \cot^2 \gamma (1 - A_0 \cot^2 \gamma) \sin^2(\delta/2) \quad (1)$$

式中 $A_0 = (\sin \theta / \cos \alpha - \tan \alpha \cos \gamma)^2 / [1 - (\sin \theta / \cos \alpha - \tan \alpha \cos \gamma)^2]$, α 是光轴与晶体表面的夹角, θ 是入射角,当 $\alpha = 0$ 时,调谐角 $\cos A = (\cos \gamma - \sin \theta \sin \alpha) / (\cos \theta \cos \alpha)$, $\cos A = \cos \gamma / \cos \theta$. 忽略色差,假设 $A_c \cong 1$ (当 $\theta = 57.0391$ 度,调谐角 $A = 39.03$ 度时). 式(1)可写为 $T = 1 - \sin^2(\delta/2)$,即

$$T = \cos^2(\delta/2) \quad (2)$$

当 $T = 1$ 时, $\delta = 2n\pi$, n 是整数,即

$$\delta = 2\Delta n \pi d / \lambda_0 = 2n^* \pi \quad (3)$$

λ_0 是中心波长. 当 $T = 0.5$ 时, $\delta = 2n\pi + \pi/4$,即

$$\delta = 2\Delta n \pi d / \lambda_{0.5} = 2n^* \pi + \pi/2 \quad (4)$$

$\lambda_{0.5}$ 是距中心波长最近且透过率为0.5处所对应的波长. 假设它的透过率曲线是沿中心波长对称的,联合式(4)和式(3),得到 $\lambda_{0.5} - \lambda_0 = \lambda_{0.5} \lambda_0 / 4d\Delta n \cong \lambda_0^2 / 4d\Delta n$,即透过率曲线的半高全宽为

$$\Delta \lambda_{FWHM} = 2|\lambda_0 - \lambda_{0.5}| = \lambda_0^2 / 2d\Delta n \quad (5)$$

这个结果和文献[6]利用Muller矩阵推导出的一致. 相应地,自由光谱范围 $\Delta \lambda_{FSR}$ 就是距透过率为0的波长最近的两个透过率为0.5处所对应波长的间距,即: $\Delta \lambda_{FSR} \cong \lambda_0^2 / d\Delta n$.

从式(5)可以看出,BF的透过率半高全宽与厚度成反比. 对于单片单晶石英晶体厚度为0.477 mm的BF, $\Delta \lambda_{FWHM} = 76$ nm($\lambda = 830$ nm);在激光腔中由

*国家自然科学基金(No:No. 60078004)和国家863科学基金(No:青2000-10)资助项目

Email: yulj@opt.ac.cn

收稿日期:2003-07-03

于模式竞争效应和激光介质的均匀增宽,只有损耗为零左右的频率才能产生振荡,激光实际线宽要比理论计算的线宽小一个数量级,文献[7]对此做了详细的分析.另一方面,BF的透过率还与调谐角 A 有关,通过改变调谐角,可以通过得到连续的相位差.对于特定的波长 λ_0 ,可以调节调谐角使热致双折射的附加相位差和 BF 的相位延迟等于 $2n\pi$,使 λ_0 处的损耗最小.图 1 是 0.477 mm 厚的单晶石英 BF 在不同波长处的相位延迟和透过率曲线;图 2 为相同厚度的 BF 在 830 nm 处不同调谐角对应的相位延迟和透过率曲线.

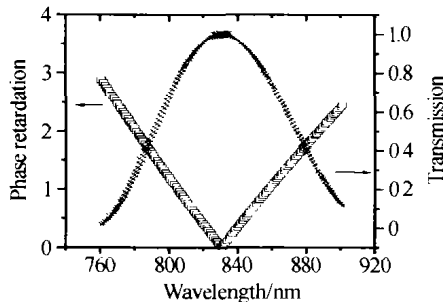


图 1 厚度为 0.477 mm 的 BF 在 39° 调谐角时的相位延迟和透过率曲线

Fig. 1 The phase retardation and transmission curve of 0.477 mm thickness BF when tuning angle $A = 39^\circ$

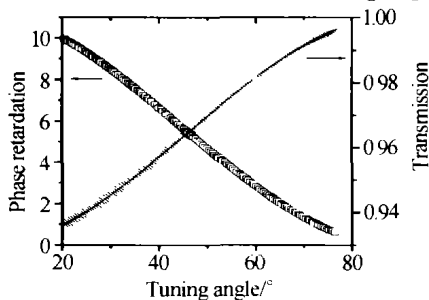


图 2 厚度为 0.477 mm 的 BF 在 830 nm 处的相位延迟和透过率曲线

Fig. 2 The phase retardation and transmission curve of 0.477 mm thickness BF at wavelength 830 nm

2 腔内倍频中的热致双折射

忽略热压诱导的双折射情况下,沿轴向传输的相干高斯光束,由于激光晶体的热效应,往返的光程差(OPD)为^[8]

$$\frac{d\phi(r,z)}{dz} = \left[\frac{\partial n}{\partial T} + (n-1)(1+v)\alpha_T \right] \Delta T(r,z),$$

式中 n 为激光晶体折射率, v 是泊松比, α_T 是晶体热扩张系数, $\Delta T(r,z)$ 晶体温度分布函数. 上式中,第一项来源于热致色散,第二项来源于轴向压力. 由于热诱导的腔内球差衍射损耗为: $\delta = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \left[\frac{2}{\omega_0^2} \Delta\phi^2 \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) r dr \right] - \left[\frac{2}{\omega_0^2} \Delta\phi \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) r dr \right]^2$, 式中 λ 为激光波长, $\Delta\phi$ 是热诱导相差因子. 这个表达式显示:象差比较小时,热致衍射损耗与象差成

正比;但由于热诱导相位延迟与泵浦功率成正比,随着泵浦功率的增加,热致衍射损耗与热致相位差的二次方成正比. 对偏振运转的激光器来说,除了衍射损耗,失偏损耗也非常严重,而腔内倍频效率与腔内损耗成指数关系,减小热致损耗是设计腔内倍频激光器的一个关键因素.

3 试验和分析

试验装置如图 3 所示. 半导体泵浦的调 Q-YLF 倍频激光(输出波长 527 nm)经聚焦镜 f_1 将光束汇聚到钛宝石晶体上,凹面镜 M_1 的曲率半径为 500 mm,镀双色膜,对 830 nm 全反,对 527 nm 增透. M_2 采用了楔型镜,其目的是避免腔镜的两表面都形成振荡,即所谓的标准具效应,对 830 nm 光,99.16% 反射,对 415 nm 蓝光,95% 的透射. 长为 8 mm 的 LBO 表面镀 830 nm 增透膜作为频率转换晶体,长 20 mm 的钛宝石两端布氏角切割,BF 的厚度为 0.477 mm,布氏角放置,腔长为 200 mm.

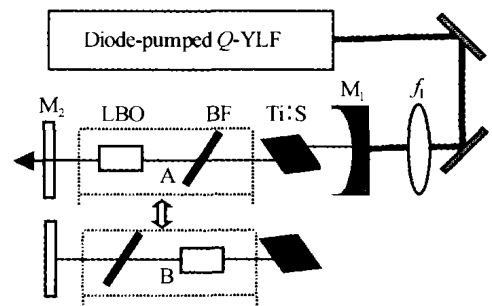


图 3 实验装置示意图

Fig. 3 The experimental setup

3.1 热效应的来源

在试验中分别用 10% 和 0.6% 的输出镜,在未加入倍频晶体时,热效应引起的输出功率饱和现象并不严重. 加入倍频晶体后,在泵浦功率比较低时,输出功率随泵浦功率成线性增加,当泵浦功率超过 2 W 时,倍频输出功率达到饱和.

图 4 显示了用反射率为 99.4% 的输出镜输出的基频光功率和相应的二次谐波功率. 显然,腔内没有非线性晶体时,输出功率几乎没有饱和现象;但

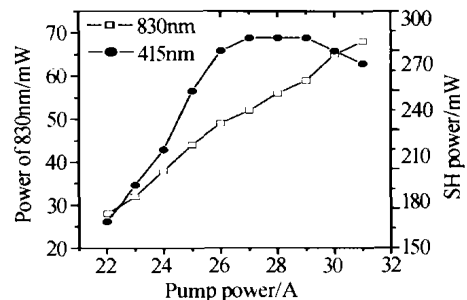


图 4 在位置 A 输出的基波和二次谐波功率

Fig. 4 The power of fundamental wave and second harmonic to the position A in Fig. 3

加入非线性晶体后,当泵浦电流到达 27 A 时(对应 2 W 倍频功率),二次谐波的功率达到最大值,随着泵浦功率的增加,二次谐波功率开始下降. 这说明倍频晶体对退偏具有重要贡献.

3.2 BF 的最佳位置

LBO 和 BF 在腔内的位置一般都是尽可能的放在基波束腰处,对直线腔来说,存在 LBO 和 BF 的最佳放置位置问题. 我们交换了 BF 和非线性晶体的位置,将非线性晶体 LBO 放在 BF 和钛宝石之间. 图 5 反映了谐波输出功率的变化,位置交换前在 3.6 W 绿光泵浦时,最大输出 310 mW,415 nm 蓝光(如图 4);交换后,在相同泵浦条件下,最大输出 480 mW,倍频效率从交换前的 8.6% 提高到 13.75%. 我们用 10% 和 2% 的输出镜得到了相似的结果,经过多次反复性实验,均得出一致性结果. 我们还检测了两种不同位置放置下基频光的脉冲宽度和光谱宽度,泵浦电流 25 A 时,蓝光脉宽分别为 15.89 ns 和 15.36 ns,基频光脉宽均为 35 ns,两者间并无明显差别. 基频光光谱宽度和形状几乎无任何差别,这说明在两种不同位置半波片引入的损耗相同.

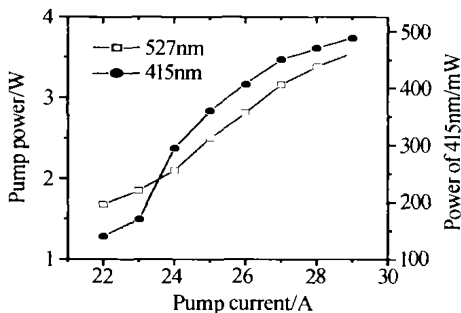


图 5 在位置 B 输出的基波和二次谐波功率
Fig.5 The power of second harmonic versus the pump current to the position B in Fig.3

3.3 BF 对腔内损耗的影响

交换前的位置记为 A(图 3),交换后的位置记为 B,假设 BF 提高的相位差为 $2n\pi$ (相当于 0),下面分析一下两种位置对腔内的损耗情况. 对布氏角放置的 BF 来说,非水平偏振的光将完全被损耗. 腔内各元件引起的热致相位差. 如图 6 所示,把两端布氏角切割的钛宝石晶体等效为两片布氏角放置的薄的透明晶体和一块 20 mm 长的钛宝石晶体. 由于热效应的原因为,基频光经过钛宝石后,偏振方向旋转 $\Delta\varphi_1$,由此引起的损耗为 $I_1 = I_0 \sin^2 \Delta\varphi_1$. 相应地,基频光通过非线性晶体 LBO 后,偏振方向旋转 $\Delta\varphi_2$,在被腔镜返回,偏振方向旋转增加为 $2\Delta\varphi_2$,由此引起的损耗为 $I_2 = I_0 \sin^2 (2\Delta\varphi_2)$. 总的损耗为 $I_a = I_1 + I_2 = I_0 (2\sin^2 \Delta\varphi_1 + \sin^2 (2\Delta\varphi_2))$. 当交换 LBO 和 BF 的位置后(如图 6B 位置所示),总的损耗

为 $I_b = I_1 + I_2 = 2I_0 (\sin^2 \Delta\varphi_1 + \sin^2 \Delta\varphi_2)$. 交换 LBO 和 BF 后,两种位置腔内基频光总的损耗差为: $\Delta I = I_a - I_b = I_0 (\sin^2 (2\Delta\varphi_2) - 2\sin^2 \Delta\varphi_2)$. 如果不考虑钛宝石晶体引起的失偏损耗,两种位置腔内基频光总的损耗差与位置 B 的损耗比值为: $\rho = -\frac{1}{2}(\sin \Delta\varphi_2 + 1)$,显然,位置 A 的腔内损耗是位置 B 的 2 倍. 这就是为什么位置 B 的倍频效率比位置 A 的倍频效率高 50% 的原因. 按位置 B 放置,基频光通过倍频晶体时的偏振度很高,因此,稳定性也比位置 A 要高.

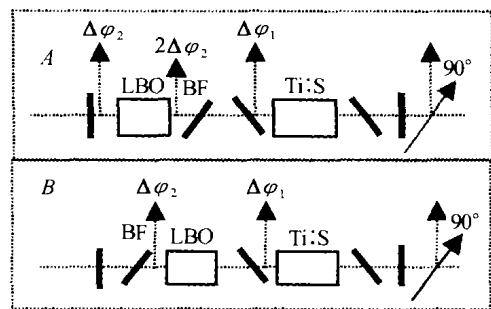


图 6 偏振补偿模型
Fig.6 The model of the compensation for depolarization

腔内倍频对腔内的损耗非常敏感,设 g_0 为小信号增益, s_0 为激光跃迁时的饱和参量, α 是归一化线性损耗, l 为基波在腔内的发射镜上总的线性损耗,则二次谐波的功率密度 S_2 为: $S_2 = g_0 s_0 l (1 - \sqrt{\alpha})^2$,可见,腔内倍频的效率与腔内的损耗呈指数关系衰减,二次谐波的功率密度 S_2 随腔内线性损耗的增大而迅速下降,损耗的微小变化都会导致倍频效率大的变化^[9].

3.4 BF 对热致双折射的补偿

改变 BF 调谐角即垂直表面旋转 BF 可以提供连续的相位差,图 2 反映了不同调谐角对应的相位差变化. 因此腔内元件的热致双折射可以通过 BF 进行补偿. 由于钛宝石晶体是布氏角切割的,经过该晶体输出的都是线偏振光,其热致双折射转化为腔内损耗,故可以不考虑钛宝石晶体带来的相位延迟. 如图 6 中 A 所示,向左传输的光在 BF 处的相位差为 0, BF 在中心波长 λ_0 处的相位差也为 0. 而返回光的相位差为 $2\Delta\varphi_2$,旋转 BF 使其提供 $-2\Delta\varphi_2$ 的相位差,虽然返回光的相位差为 0,但向左传输的光会经历一个 $-2\Delta\varphi_2$ 的相位差. 即使优化 BF 的调谐角,也不能将双向传输光的相位差补偿到 0. 对位置 B,由于向左和向右传输光都经历了相同的热致双折射(LBO 带来的),带来了相同的相位差 $\Delta\varphi_1$. 对向左传输光而言, LBO 晶体导致的相位差为 $\Delta\varphi_1$, BF 提供 $-\Delta\varphi_1$,就将向左传输光的相位差补偿到 0. 对向右返回光, BF 提供了一个 $-\Delta\varphi_1$,经过 LBO 晶

体内相位差为0. 显然,对位置 B ,可以用BF实现对热致双折射的最佳补偿,这也是位置 B 的效率比位置 A 效率高的一个主要原因.

在倍频激光系统的调节过程中,非线性晶体相位匹配并不意味着腔内的各种损耗最小,而腔内各元件的损耗最小时,非线性晶体不一定处在完全相位匹配的角度. 因此需要仔细调节LBO的角度,使LBO的相位失配为0. 否则会导致参量过程的发生,引起倍频的效率下降,同时还会导致谐波的频谱严重展宽,这对进一步倍频得到紫外光和其他一些应用非常不利.

实验中,在3.6 W泵浦时,单通得到480 mW平均功率415 nm蓝光. 泵浦光的脉冲宽度为32 ns;相应的钛宝石基频光的脉宽为20 ns,频谱宽度为6 nm;倍频蓝光的脉冲宽度为14 ns,频谱宽度为1.7 nm. 在没加BF时,钛宝石基频光的脉宽为43 ns,频谱宽度为24 nm;倍频蓝光的脉冲宽度为30 ns,频谱宽度为3 nm,平均功率不到100 mW. 由此可见BF在提高倍频效率中的突出作用. 另外,BF压缩了激光振荡线宽,避免了基频光的多纵模运转,抑致了和频的激发,提高了腔内倍频的稳定性.

4 结论

BF在腔内倍频激光器中的作用包括:

1)有效地压缩激光振荡线宽,避免波长位移引起相位失配导致的倍频效率下降,大幅度提高了腔内倍频效率;避免多纵模振荡导致的调模,提高了倍频光的稳定性.

2)有效地补偿了由于腔内元件热效应导致的双折射,大幅度减小了由此引起的衍射损耗.

3)布氏角放置,抑制了无规偏振荡引起的两个互相垂直分量的竞争导致的倍频效率的变化,改善了基频光的偏振度,减小了基频光的失偏损耗.

实验中,以钛宝石激光器为例,对腔内热效应的来源和消除作了较详细的研究和分析. 发现热效应不仅来源于钛宝石,倍频晶体也是热效应的重要来源. 分析了BF对热致双折射的补偿效果与它在腔

内的位置是密切相关地. BF对提高宽带增益激光介质的腔内倍频中效率和改善谐波的稳定性有着比较重要的意义.

参考文献

- 1 赵尚弘,陈国夫,王屹山,等. 高效全固体脉冲蓝光系统实验研究. 物理学报,2000,49(7):1273~1276
Zhao S H, Chen G F, Wang Y S, et al. *Acta Phys Sin*, 2000,49(7):1273~1276
- 2 王屹山,陈国夫,刘红军,等. 高效,高峰值功率蓝光飞秒脉冲产生研究. 物理学报,2000,50(12):2378~2382
Wang Y S, Chen G F, Liu H J, et al. *Acta Phys Sin*, 2000,50(12):2378~2382
- 3 Clarkson W A, Felgate N C, Jamma D C. Simple method for reducing the depolarization loss resulting from thermally induced birefringence in solid-state lasers. *Opt Lett*, 1999,24(12):820~822
- 4 Bloom A L. Modes of a laser resonator containing tilted birefringent plates. *Journal of Optical Society of America*, 1974,64(4):447~452
- 5 姚健铨. 非线性光学频率变换及激光调谐技术. 北京:科学出版社,1995. 258~268
Yao J Q. *Nonlinear Optics Frequency Conversion and Laser Tuning Technology*. Beijing: Science Press, 1995. 258~268
- 6 庞岩涛,李国华,梁志霞. Lyot型双折射调谐滤光片特性研究. 光电子·激光,2000,11(2):167~169
Pang Y T, Li G H, Liang Z X. *Photoelectrics · Laser*, 2000,11(2):167~169
- 7 程光华,董淑福,王屹山,等. 腔内有双折射滤光片的激光实际线宽. 光子学报,2003,32(7):790~793
Cheng G H, Dong S F, Wang Y S, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2003,32(7):790~793
- 8 Chen Y L, Huang T M, Kao C F, et al. Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: Influence of thermal effect. *IEEE J Quantum Electronic*, 1997,33(8):1424~1429
- 9 程光华,于连君,王屹山,等. 高效全固化紫外四倍频激光器的研究. 光学学报,2003,23(3):330~334
Cheng G H, Yu L J, Wang Y S, et al. *Acta Optica Sinica*, 2003,23(3):330~334

Compensation for Thermally Induced Birefringence with Birefringent Filter in Intracavity Frequency-doubling Solid-state Lasers

Yu Lianjun, Cheng Guanghua, Wan Yishan, Dong Shufu, Zhao Wei, Chen Guofu
State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068

Received date: 2003-07-03

Abstract Birefringent filter (BF) in intracavity frequency-doubling laser oscillator can not only narrow the operation linewidth of fundamental laser, but compensate for thermally induced birefringence. Accordingly, the depolarization loss is reduced, and the polarization of fundamental wave is improved. The efficiency of second harmonic increases dramatically. It is found experimentally that the thermal effect comes from not only laser crystal but the nonlinear crystal and all elements in oscillator. The position of BF in oscillator is very sensitive to compensation for the depolarization induced by thermal effect of intra-cavity elements. The advantages of BF to increase the performance in frequency-doubling are presented.

Keywords Birefringent filter; Thermally induced birefringence; Frequency doubling; Linewidth



Yu Lianjun was born in 1974, graduated from Xi'an Jiaotong University in 1998. Now he is currently working as a Ph. D. candidate at the State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences. His research interests are nonlinear optics, ultrashort pulse generation, laser material processing, and three dimension optical data storage.