

文章编号: 0253-2239(2004)02-284-5

布氏角放置的双折射滤光片在腔内倍频中的作用*

程光华 王屹山 于连君 赵 卫 陈国夫

(中国科学院西安光机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在宽带增益激光器腔内倍频中的作用以及双折射滤光片在腔内位置对倍频效率的影响。以钛宝石激光器为例, 实验分析了不同厚度的双折射滤光片对基频光线宽和倍频效率的影响; 以及腔内倍频中, 热效应的来源、双折射滤光片对热诱导相位延迟的补偿、双折射滤光片在腔内的最佳位置。实验发现, 双折射滤光片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和激光的稳定性。

关键词: 激光技术; 双折射滤光片; 钛宝石激光器; 倍频; 线宽; 热效应

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A

The Function of a Brewster Angle-Positioned Birefringent Filter in Improvement of Intracavity Frequency Doubling

Cheng Guanghua Wang Yishan Yu Lianjun Zhao Wei Chen Guofu

(State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068)

(Received 30 August 2002; revised 15 April 2003)

Abstract: The functions of birefringent filter (BF) narrowing the operation line width of fundamental-wave laser, and improving the stability of frequency-doubling laser are investigated in experiment and theory. The dependence of line width of fundamental wave and frequency-doubling efficiency on the thickness of BF, the thermal source in oscillator, the compensation for thermal effect with BF, and the position of BF in cavity, are investigated experimentally. The experimental results presents that BF not only can narrow the line width of fundamental wave, but also compensate for the birefringence induced by thermal effect of intracavity elements, and decrease the laser loss, further increase dramatically the efficiency of frequency doubling and stability.

Key words: laser techniques; birefringent filter (BF); Ti:sapphire laser; frequency doubling; line width; thermal effects

1 引 言

非线性频率变换是得到各种不同波长的相干光源最重要、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, 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注的问题。为了提高效率, 除了选择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至关重要的问题。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为几个纳米到十分之几个纳米。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。

双折射滤光片由于抗损伤阈值高、插入损耗小、

* 国家自然科学基金(60078004)、国家“八六三”青年科学基金(2000-10)资助课题。

E-mail: guanghuacheng@163.com

收稿日期: 2002-08-30; 收到修改稿日期: 2003-04-15

调谐范围大及操作方便等优点,是调谐、光谱分辨和压缩线宽的理想元件;同时,只要旋转双折射滤光片就可以提供连续的相位差,因此,只要选择较薄的双折射滤光片就可以同时实现线宽压缩和热效应补偿的功能;其热致双折射补偿的原理与半波片和四分之一波片补偿激光热效应的原理一致^[1,2]。本文详细研究了双折射滤光片(BF)对宽带增益激光介质的线宽、热诱导双折射的补偿,以及对提高腔内倍频效率的特殊作用。

2 双折射滤光片的特性

双折射滤光片的工作原理是基于线偏振光透过双折射滤光片后, o 光和 e 光发生相互干涉导致不同的波长对应不同的相位延迟,因此不同的波长对应不同的透过率。忽略色散,布儒斯特角入射时, 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 为双折射滤光片厚度, λ 为入射激光波长, θ_B 为布儒斯特角, n_o 和 n_e 分别为 o 光和 e 光折射率。TM 偏振光通过上述晶片的透过率,就相当于起偏与检偏平行时平行光偏振干涉装置的透过率,它可以表示为^[3]

$$T = 1 - 4C_o \cot^2 \gamma (1 - A_o \cot^2 \gamma) \sin^2(\delta/2),$$

$$C_o = \frac{(\sin \theta / \cos \alpha - \tan \alpha \cos \gamma)^2}{1 - (\sin \theta / \cos \alpha - \tan \alpha \cos \gamma)^2},$$

其中, α 是光轴与晶体表面的夹角, θ 是入射角即布氏角。通过简单的数学推导可得到双折射滤光片在 $\alpha = 0$ 时的主要参量(布氏角放置且忽略色差):

透射峰的半峰全宽: $T_{1/2} = \lambda_0^2 / (2d\Delta n)$;

自由光谱范围: $\Delta\lambda_{FSR} \cong \lambda_0^2 / (d\Delta n)$;

光滑调谐范围:

$$\Delta\lambda_m = \frac{d\Delta n}{m \sin \theta} (\sin^2 \gamma_{A=90^\circ} - \sin^2 \gamma_{A=0^\circ});$$

调谐角 $\cos A = \cos \gamma / \cos \theta$ 。 d 是双折射滤光片的厚度, Δn 双折射滤光片 o 光与 e 光的折射率差, m 为相干级数, γ 是折射光波矢量与晶体光轴的夹角, θ 为入射角。由于模式竞争和增益饱和的作用,激光的光谱比双折射滤光片透过率曲线的半峰全宽要小的多^[2]。

图 1 是 0.09536 mm 厚的石英双折射滤光片 (BF1) 的调谐曲线。调谐角在 $0 \sim 90^\circ$ 变化时,一级调谐曲线可以实现从 750 nm 到 1000 nm 的调谐;一级调谐曲线与二级调谐曲线的纵坐标差为自由光谱范围。图 2 是厚度为 4.768 mm 的石英 BF2 的调谐

曲线,其干涉级数从 48 到 52。由于 BF2 的厚度是 BF1 厚度的 50 倍,自由光谱范围也下降 50 倍,只有 15 nm,这与上面公式计算结果一致。因此,如果光轴方向一致,它们在调谐范围内具有相同的调谐曲线,将这些与一级调谐曲线有相同调谐曲线的双折射滤光片组合起来,就可以满足宽自由光谱范围和窄振荡线宽的要求。

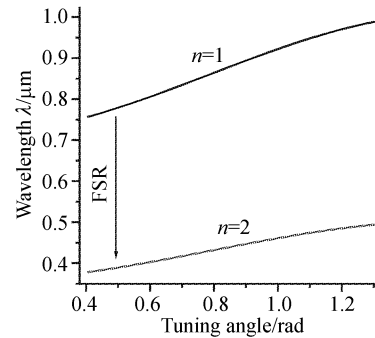


Fig. 1 The 1 and 2-order tuning curve of quartz with birefringent filter 0.09536 mm-thickness. FSR: free spectral range

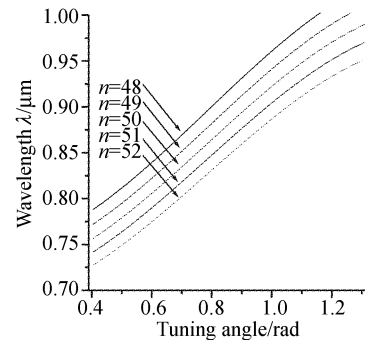


Fig. 2 The 48, 49, 50, 51, 52-order tuning curve of quartz with birefringent filter of 4.768 mm-thickness

3 实验建立和分析

实验中用半导体抽运的 Q-YLF 倍频激光器(美国 Photonics Industries DS-20)经聚焦后抽运钛宝石,钛宝石激光腔采用凹-平镜组成的稳定腔,腔长 27 cm,如图 3 所示。其中 Q-YLF 可输出重复率 1 kHz、波长 527 nm,平均功率最大为 3.6 W。 M_1 是曲率半径为 50 cm 的凹面镜,镀对绿光的增透膜。钛宝石晶体长度为 20 mm,两端均为布儒斯特角切割。双折射滤光片的厚度分别为 0.4768 mm、4.768 mm 和 9.536 mm。 M_2 是楔型镜,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, M_2 对 830 nm 光 99.16% 反射,对 415 nm 蓝光 95% 的透射。钛宝石激光器输出的中心波长设定在 832 nm。我们在实验中分

别用10%和0.9%的输出镜,发现热效应引起的退偏并不严重。

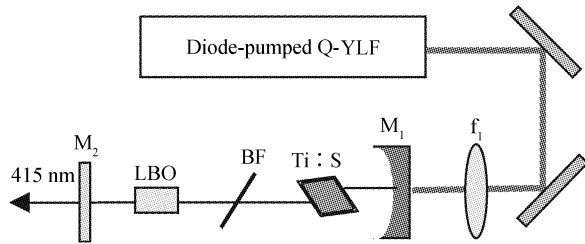


Fig. 3 The experimental setup of intracavity frequency doubling

4 调谐和压缩线宽

图4和图5分别是厚度为0.4768 mm和4.768 mm的石英双折射滤光片理论模拟的透过率曲线和实测的钛宝石激光光谱。0.4768 mm厚的石英双折射滤光片其理论半峰全宽是77.6 nm,相应的,4.768 mm厚的双折射滤光片为7.8 nm。但由于模式竞争和增益饱和的原故^[3,4],实际的光谱宽度要比理论计算出来的值要小的多;但在同一激光系统中,不同厚度双折射滤光片的实际光谱宽度与厚度基本成反比。钛宝石激光器的实际光谱宽度在图4(b)中为6.2 nm,在图5(b)中为1.7 nm;而自由振荡的钛宝石激光光谱宽度大约26 nm。图6是不同厚度的双折射滤光片对应的钛宝石激光器线宽和相应的倍频效率。由此可见,双折射滤光片对激光振荡线宽的压缩效果是非常明显的。由于抽运源输出脉冲宽度随着输出功率的升高而减小,钛宝石激光器也出现相似的特性;抽运源输出脉宽在电流22 A以上,基本趋向稳定,钛宝石激光器输出线宽变化也开始缓慢,因此,得到的线宽都是在抽运电流在22 A时测量的。

同时,加入双折射滤光片后,激光多纵模的减

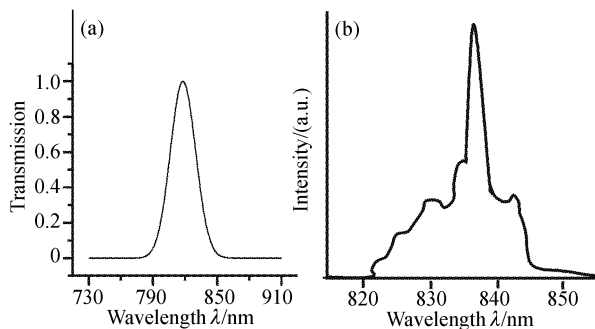


Fig. 4 The simulation spectrum (a) and actual spectrum, (b) of laser with 0.4768 mm-thickness quartz BF

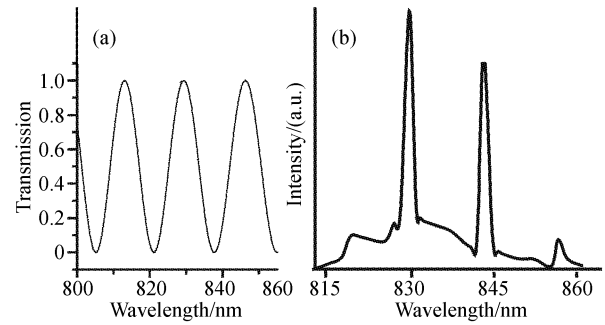


Fig. 5 The simulation spectrum (a) and actual spectrum, (b) of laser with 4.768 mm-thickness quartz BF

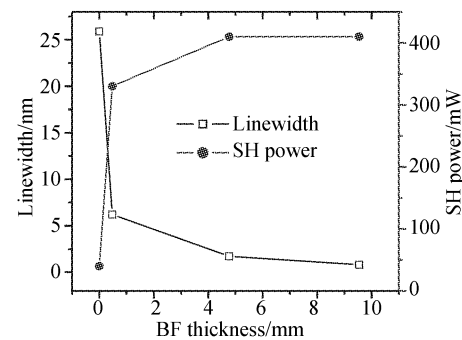


Fig. 6 The dependence of the second harmonic power of Ti:sapphire laser on its fundamental line width and the thickness of BF in cavity

少,可以有效的抑止和频激发和交叉饱和效应^[5,6];另一方面,双折射滤光片是以布氏角插入激光腔内,可以提高基频光的偏振度,可以避免偏振度较低时出现的两种正交偏振模耦合作用^[7~9],从而提高激光的稳定性。

5 热效应的补偿

1) 热效应的来源 图7是用反射率为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,没有功率的饱和现象;但加入非线性晶体后,当抽运电流达到27 A时,二次谐波的功率达到最大值,随着抽运功率的增加二次谐波的功率开始下降。这说明除了激光晶体以外,倍频晶体等其它腔内元件对退偏的贡献也起到重要作用。

2) 双折射滤光片对热效应的补偿 热效应导致沿轴向传输的相干高斯光束在激光腔内振荡时,产生热诱导的光程差,即相位延迟。热诱导相位延迟与抽运功率成正比,随着抽运功率的增加,热致衍射损耗与热致相位差的二次方呈线性增长关系^[10]。对偏振运转的激光器来说,除了衍射损耗,

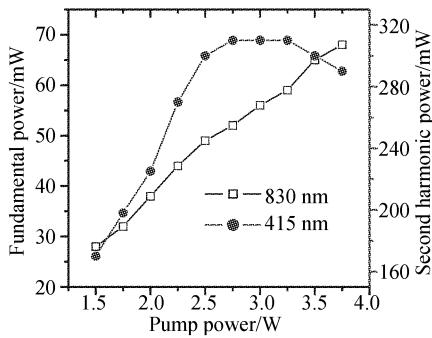


Fig. 7 The power of fundamental wave and second harmonic versus the pump current

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。如图 8 所示,左向传输的偏振光,热诱导相位延迟为 $\Delta\varphi_{th}$,通过调节双折射滤光片的调谐角 A 或入射角 θ ,就可以改变相位延迟,使其等于或接近于 $\Delta\varphi_{th}$,就可以有效的提高倍频效率。

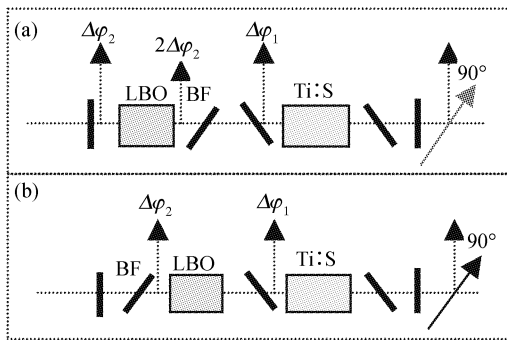


Fig. 8 The model of the compensation for depolarization

3) 双折射滤光片的最佳位置 三硼酸锂 (LiB_3O_5 , LBO) 和半波片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,这就存在 LBO 和半波片的位置问题。我们交换了双折射滤光片和非线性晶体的位置,将非线性晶体 LBO 放在双折射滤光片和钛宝石之间。交换位置后的蓝光功率达到 480 mW,倍频效率达到 13.75%,比交换前提高了 45%。而两种不同位置的基频光的脉宽和线宽也无明显差别,抽运电流 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,这说明在两种不同位置半波片引入的损耗相同,而基频光的光谱宽度也相同,导致倍频效率相差近 1.6 倍的原因就只能是交换后的位置能有效的补偿激光晶体和倍频晶体产生的热效应引起的退偏,提高了偏振度;对 LBO 晶体,强光作用下,克尔效应也可以引起双折射。

腔内倍频效率与腔内的损耗呈指数关系衰减,

腔内损耗的微小变化都会导致倍频效率大的起伏。而对布氏角放置的双折射滤光片来说,非水平偏振的光将完全被损耗。布氏角放置的双折射滤光片对腔内各元件失偏的补偿如图 8 所示,我们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,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 $I_1 = I_0 \sin^2 \Delta\varphi_1$ 。相应的,基频光通过非线性晶体 LBO 后,偏振方向旋转 $\Delta\varphi_2$,遇到腔镜返回后,偏振方向旋转增加为 $2\Delta\varphi_2$,由此引起的损耗为 $I_2 = I_0 \sin^2 (2\Delta\varphi_2)$ 。因此,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 和双折射滤光片的位置后[如图 5(b) 所示],总的损耗为

$$I_b = I_1 + I_2 = 2I_0 (\sin^2 \Delta\varphi_1 + \sin^2 \Delta\varphi_2).$$

交换三硼酸锂和双折射滤光片后,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 的损耗的比值为

$$\rho = -[\sin(\Delta\varphi_2) + 1]/2,$$

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。

在倍频系统的调节过程中,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。因此需要仔细调节三硼酸锂的角度,使三硼酸锂的相位失配为 0,避免参量过程的发生而导致倍频的效率也有所下降,而且参量过程还会导致谐波的频谱严重展宽^[11],这对进一步倍频得到紫外光和其他一些应用非常不利。同时还要仔细调节腔镜,使腔内的损耗最小的同时,非线性晶体也处在完全相位匹配的角度,才能得到较高的倍频效率。

实验中,我们用半导体抽运的 Q 开关 YLF 倍频激光器抽运钛宝石,将 8 mm 长的三硼酸锂晶体放置在钛宝石腔内激发二次谐波,在没加双折射滤光片时,钛宝石基频光频谱宽度为 25.9 nm;倍频蓝光的频谱宽度为 3 nm,平均功率不到 100 mW;用 0.4768 mm 的石英双折射滤光片压缩线宽,3.6 W 绿光抽运时得到 330 mW 平均功率、415 nm 蓝光。补偿热诱导相位延迟后,在相同的抽运功率下,得到

480 mW蓝光,倍频效率比热效益补偿前提高了45%;腔内加入谐波反射镜,双通输出蓝光610 mW。由此可见双折射滤光片在提高倍频效率中的突出作用。

结论 在腔内倍频钛宝石激光器的研究中,对腔内热效应的来源和消除从实验上作了详细的研究。发现热效应不仅来源于钛宝石,倍频晶体也有相当大的贡献。在实验中,我们在腔内以布氏角插入了双折射滤光片,一方面将基频光的线宽从22 nm的自由振荡线宽压缩到6 nm,从而大大提高腔内倍频效率;另一方面,双折射滤光片是以布氏角插入,提高基频光的偏振度,从而减小了两个正交偏振模耦合,有效的改善了谐波的稳定性。薄的双折射滤光片由于透过率的半峰全宽很宽,对波长的选择性较弱,小范围的旋转双折射滤光片对激光器的输出功率影响较小。而双折射滤光片的旋转能改变入射光束的相位,因此,可以有效的补偿由于热效应导致的基频光的失偏。

参 考 文 献

- 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
- Bloom A L. Modes of a laser resonator containing tilted birefringent plates. *J. Opt. Soc. Am.*, 1974, **64**(4):447~452
- Yao Jianquan. *Nonlinear Optics Frequency Conversion and Laser Tuning Technology* (非线性频率转换和激光调谐技术). Beijing: Kexue Press, 1995. 258~268 (in Chinese)
- Cheng Guanghua, Yu Lianjun, Wang Yishan *et al.*. Experimental study of all-solid-state second harmonic and fourth harmonic generation in Ti:sapphire laser. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2003, **23**(3):330~334 (in Chinese)
- Kozlovsky W J, Nabors C D, Byer R L. Second-harmonic generation of a continuous-wave diode-pumped Nd:YAG laser using an externally resonant cavity. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(12):1014~1016
- Oka M, Kubota S. Stable intracavity doubling of orthogonal linearly polarized modes in diode-pumped Nd:YAG lasers. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(10):805~807
- Anthon D W, Supes D L, Pier J T *et al.*. Intracavity doubling of CW diode-pumped Nd:YAG lasers with KTP. *J. Quant. Electron.*, 1992, **28**(4):1148~1157
- Nagai H, Kume M, Ohta I *et al.*. Low-noise operation of a diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG laser using a Brewster plate. *J. Quant. Electron.*, 1992, **QE-28**(4):1161~1168
- Baer T. Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(9):1175~1180
- 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. Quant. Electron.*, 1997, **33**(8):1424~1429
- Tsunekane M, Taguchi N. Elimination of chaos in a multilongitudinal-mode, diode-pumped, 6-W continuous-wave, intracavity-doubled Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13):1000~1002