

# 高效、高峰值功率蓝光飞秒脉冲产生研究\*

王屹山 陈国夫 于连君 赵尚弘 赵 卫

(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)

(2000 年 4 月 7 日收到, 2000 年 6 月 29 日收到修改稿)

分析计算了利用棱镜组引进频谱空间啁啾来补偿谐波倍频晶体的相位失配. 结果表明, 光谱存在空间啁啾时, 选择合适的透镜可在一定程度上补偿由于飞秒光脉冲的宽谱带引起的相位失配. 采用此方法在实验上用自制的飞秒自锁模钛宝石激光器和 BBO 倍频晶体进行了二次谐波倍频的研究. 结果产生倍频蓝光的转换效率高达 63%, 蓝光平均输出功率达 320 mW, 中心波长为 420 nm, 光谱带宽达 5.5 nm, 可支持 33.6 fs 的光脉冲. 利用钛宝石激光器中的棱镜对进行波长调谐, 可使蓝光脉冲产生 404—420 nm 的调谐范围.

关键词: 飞秒蓝光脉冲, 空间啁啾补偿, 二次谐波产生, 转换效率

PACC: 4255R, 4260B

## 1 引 言

90 年代以来, 随着飞秒钛宝石激光技术的日臻成熟, 大大促进了非线性频率变换技术的发展. 由于飞秒钛宝石光脉冲峰值功率高、脉冲窄、谱带宽及稳定性好等特点, 它已成为利用非线性频率变换技术产生新频段飞秒脉冲的主要抽运源. 而二次谐波产生(second-harmonic generation, 缩写为 SHG)技术是产生飞秒可见光和紫外光的一种重要途径.

对于钛宝石光脉冲利用二次谐波技术倍频产生飞秒蓝光技术而言, 最重要的一点是在飞秒光脉冲的宽谱带上如果能同时满足相位匹配条件, 可大大提高二次谐波产生的转换效率, 并保持蓝光脉冲的光谱足够宽, 为产生飞秒蓝光脉冲创造条件. 但在实际上普通的倍频技术很难做到, 由于按一定角度切割的非线性晶体, 完全满足相位匹配条件的只有单波长, 所以对宽光谱带光脉冲的倍频效率, 总难以令人满意.

本文描述了一种对飞秒钛宝石光脉冲进行色散倍频的结构, 计算分析了其原理, 并在实验中采用其结构, 获得了飞秒钛宝石光脉冲高转换效率的倍频蓝光.

## 2 理 论

### 2.1 理论推导

为了实现可调谐激光源的二次谐波的有效产生, 人们曾采用反馈电路来控制非线性晶体的入射角或控制晶体温度<sup>[1]</sup>来实现在整个激光调谐范围内相位匹配. 后来有人陆续又采用一些被动色散光学元件来实现这个目的<sup>[2-5]</sup>, 并在亚皮秒域取得了大的匹配带宽<sup>[5]</sup>, 但其结果是基波被成象到非线性晶体上而不是很好地聚焦到晶体上, 大大降低了其转换效率. 我们采用简单的双棱镜结构首先使基波光脉冲在空间上色散<sup>[6]</sup>, 这样波长沿光斑横向有一分布, 再聚焦到非线性晶体上, 最终在一定带宽内每个波长在非非线性晶体上的入射角不同, 如果选择适当的空间色散和聚焦透镜可实现非线性晶体匹配角与波长的变化相符合, 这样就会增大匹配带宽, 从而提高二次谐波的转换效率. 具体结构如图 1 所示, 入射光经第一个棱镜在空间产生色散, 经第二个棱镜后被准直, 再经聚焦透镜后聚焦到倍频晶体上,  $\theta_{in}$  为第一个棱镜的入射角,  $\alpha$  为两个棱镜的顶角,  $\beta(\lambda)$  为经第一个棱镜后的出射角,  $\theta_{out}$  为经过第二个棱镜的出射角, 为减小棱镜对的反射损耗及保证输出平行光, 两个棱镜必须以布儒斯特角放置且两

\* 国家攀登计划(批准号: 59807042)和国家自然科学基金(批准号: 69778012)资助的课题.

个棱镜的边相互平行,这样很容易得出  $\theta_{in}$  等于  $\theta_{out}$ , 如图 1 所示,  $d$  为两个棱镜平行边之间的垂直间距,  $x(\lambda)$  为输出平行光中每个波长沿光斑横向的空间距离分布。

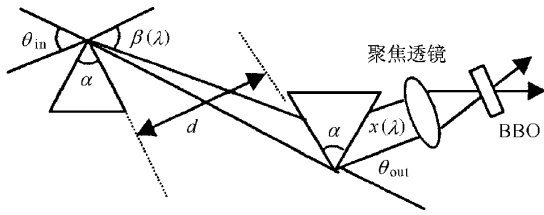


图 1 使用棱镜对进行光谱色散的倍频器结构

由棱镜介质的色散曲线和费涅耳折射定律不难得出经第一个棱镜后的出射角

$$\beta(\lambda) = \arcsin[(n(\lambda)^2 - \sin^2\theta_{in})^{1/2} \sin\alpha - \sin\theta_{in} \cos\alpha] \quad (1)$$

不失一般性,为计算方便,假设最短波长正好经过第二个棱镜的顶点,再根据费涅耳折射定律就可计算出关于波长  $\lambda$  空间距离分布的函数  $x(\lambda)$ ,

$$x(\lambda) = \frac{d \sin[\beta(\lambda) - \beta_0]}{\cos\beta_0 \cos\beta(\lambda)} \cdot \frac{[n(\lambda)^2 - \sin^2\beta(\lambda)]^{1/2}}{[n(\lambda)^2 - \sin^2\beta_0]^{1/2} \cos\alpha + \sin\beta(\lambda) \sin\alpha} \cos\theta_{out} \quad (2)$$

其中  $\beta_0$  为最短波长处的  $\beta(\lambda)$  值,  $n(\lambda)$  为棱镜材料对于入射光的折射率,则  $x(\lambda)$  为波长  $\lambda$  沿光斑横向与最短波长之间的距离。设非线性晶体以中心波长  $\lambda_c$  相位匹配角  $\theta_p$  切割,聚焦透镜焦距为  $f$ ,则波长  $\lambda$  在倍频晶体内的匹配角为

$$\theta(\lambda) = \theta_p + \arcsin\left\{ \frac{\sin\left[ \arctan\left( \frac{x(\lambda) - x(\lambda_c)}{f} \right) \right]}{n_c(\lambda)} \right\} \quad (3)$$

其中  $n_c(\lambda)$  为倍频晶体对于入射光的折射率,将 (1)(2) 式代入 (3) 式,就可以数值研究这种利用色散来补偿相位失配的方法。

### 2.2 数值计算与讨论

为了与实验相结合,我们以最常用的 BBO 倍频晶体为例进行分析,BBO 晶体属于典型的负单轴晶体,它的主要特点是倍频有效非线性系数较大(约为 KDP 晶体的 6 倍),透光波段宽(189—3500 nm)。为了与 BBO 晶体的相位匹配角相比较,我们首先计算了 BBO 晶体 I 类相位匹配角随波长的变化,

$$\theta_{pm} = \arcsin \sqrt{\frac{[n_o(\lambda)]^2 - [n_o(\lambda/2)]^2}{[n_e(\lambda/2)]^2 - [n_o(\lambda/2)]^2}} \quad (4)$$

其中  $n_o(\lambda), n_e(\lambda)$  分别为寻常光折射率和非寻常光折射率,计算结果如图 2 和图 3 中的 B 曲线所示。由 (1)(2) 和 (3) 式可以看出,经棱镜对色散后聚焦在 BBO 晶体上的入射角与聚焦透镜的焦距及棱镜间距有关,为此我们主要计算了不同透镜焦距及不同棱镜间距下在晶体表面的入射角  $\theta(\lambda)$ ,结果如图 2 和图 3 所示,图 2 中 C, D, E, F 曲线分别代表焦距为 25, 35, 45, 55 mm,图 3 中 C, D, E, F 曲线分别代表棱镜间距为 80, 70, 60, 50 cm。

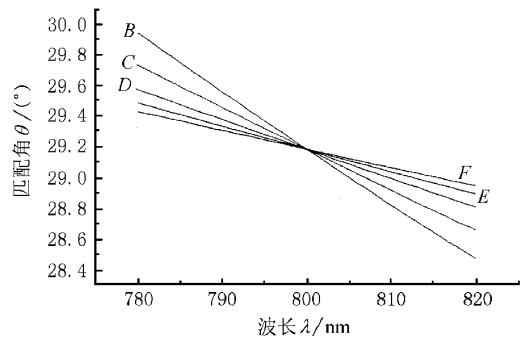


图 2 经棱镜对色散后聚焦在 BBO 晶体上的匹配角随波长的变化 B 曲线为 BBO 晶体本身所要求的相位匹配角;C, D, E, F 曲线分别代表聚焦透镜的焦距为 25, 35, 45, 55 mm;棱镜间距均为 70 cm

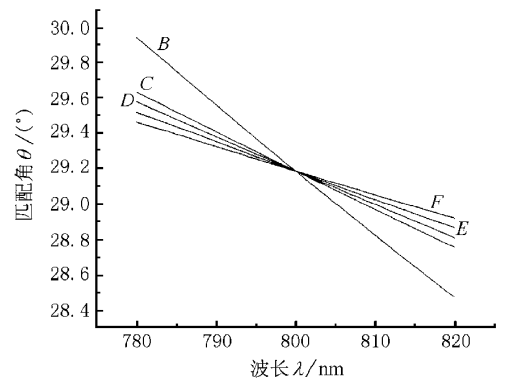


图 3 经棱镜对色散后聚焦在 BBO 晶体上的匹配角随波长的变化 B 曲线为 BBO 晶体本身所要求的相位匹配角;C, D, E, F 曲线分别代表棱镜间距为 80, 70, 60, 50 cm,透镜焦距均为 35 mm

从图 2 和图 3 可以看出,基波光脉冲经棱镜对色散再聚焦在晶体上的确可以在一定程度上补偿由于不同波长所造成的相位匹配角失配,当光谱带宽

越窄时,这种补偿效果越明显,从而可以提高二次谐波倍频的转换效率.从图2可以看出,焦距越短,实际匹配角越接近于BBO晶体所要求的相位匹配角,实际上当焦距非常短时,由于受晶体本身接收角的限制,也不利于取得高转换效率.因此在实际中应折衷选择透镜的最佳的焦距.从图3可以看出,棱镜间距越大,实际匹配角越接近于BBO晶体所要求的相位匹配角,但棱镜间距增大时,光束光谱分布区域加宽,边沿光谱的入射角远大于晶体的接收角,不利于提高转换效率,同时还会将基波光脉冲展宽.在实际应用中棱镜间距也应选择最佳值.

### 3 实验研究

实验中我们采用自制的飞秒自锁模钛宝石激光器作为抽运源,非线性晶体采用I类相位匹配BBO

晶体.实验结构见图4.其中钛宝石激光腔采用象散补偿Z型折叠腔<sup>[7]</sup>,抽运源为相干公司生产的IN-NOVA 300系列的308氙离子激光器,氙离子光通过透镜 $F_1$ 聚焦在Ti:S晶体上, $F_1$ 焦距为66 mm,钛宝石腔凹面聚焦镜 $R_1$ 、 $R_2$ 的曲率半径均为100 mm,钛宝石晶体厚度为3 mm,以布儒斯特角放置,平面镜 $M_1$ 加在扬声器上用来起振锁模, $M_2$ 为钛宝石斜面输出镜,可防止对腔内造成反馈,输出率为10%.由于飞秒光脉冲是从棱镜对色散端输出的,所以输出的飞秒光脉冲光谱在空间上存在啁啾,因而在腔外不需要再加棱镜对,这样就巧妙地利用了钛宝石激光器的输出特性来补偿相位匹配角的失配,在氙离子光抽运功率为6.0 W下,飞秒钛宝石光脉冲平均输出功率为600 mW,光谱宽度为20 nm,脉宽为50 fs,光脉冲重复频率为110 MHz.

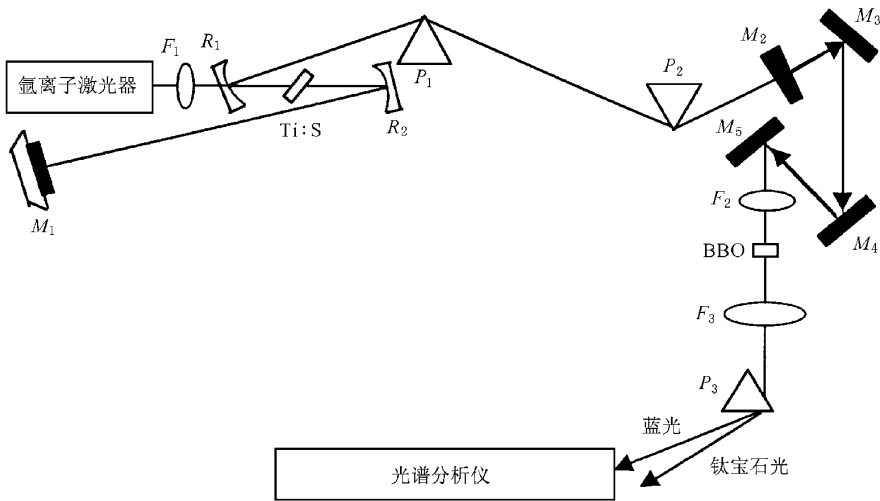


图4 飞秒钛宝石光脉冲进行色散倍频的示意图

倍频晶体BBO厚度为2 mm,采用I类相位匹配,以中心波长800 nm切割,相位匹配角为 $29.2^\circ$ . $M_3$ 、 $M_4$ 、 $M_5$ 均为高反射镜,钛宝石光脉冲经透镜 $F_2$ 聚焦在BBO晶体上, $F_3$ 为准直透镜, $F_3$ 焦距为50 mm,倍频蓝光和钛宝石光经准直后通过棱镜 $P_3$ 可分开,从而可进行倍频蓝光功率或光谱的测量.

实验中选取不同焦距的倍频聚焦透镜进行比较,得出不同的倍频转换效率,如图5所示.倍频转换效率在焦距等于35 mm处达到最大,这说明当焦距刚开始减小时,色散补偿相位失配的作用增大,但随着焦距进一步减小,倍频晶体的接收角对倍频效率的影响加大,从而使得转换效率又减小.实验测得

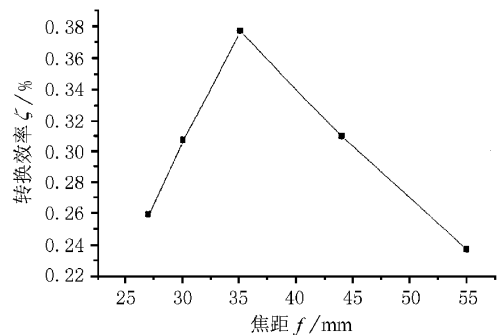


图5 倍频转换效率随聚焦透镜焦距的变化

当焦距等于35 mm时,转换效率最大,为63%,当钛

宝石飞秒光脉冲平均功率为 510 mW 时,倍频蓝光输出平均功率为 320 mW。

实验采用 ADVANTEST Q8344A 光谱分析仪同时测量了钛宝石光脉冲和倍频蓝光的光谱,如图 6 和图 7 所示。由图 6 和图 7 可知,倍频蓝光光谱带宽最宽为 5.5 nm,中心波长为 420 nm,由于基频光是存在空间和时间啁啾的,经倍频晶体及有关的光

光的调谐,钛宝石光脉冲中心波长调谐范围为 810—841 nm,蓝光中心波长调谐范围为 404—420 nm,调谐宽度达 16 nm。

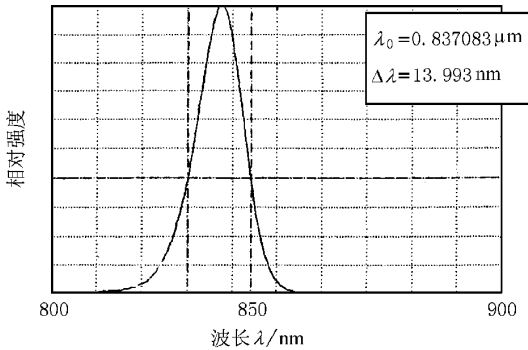


图 6 倍频蓝光的光谱

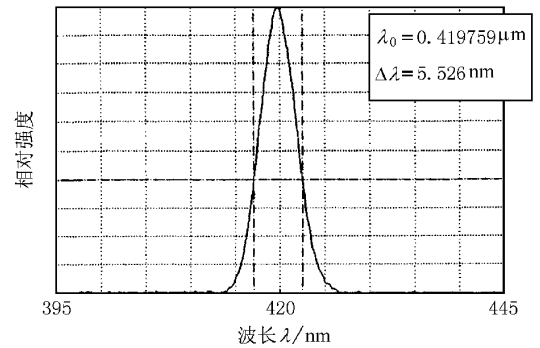


图 7 飞秒自锁模钛宝石光脉冲的光谱

## 4 结 论

本文报道了我们完成的高效、高峰值功率飞秒自锁模钛宝石激光器倍频产生蓝光的实验结果,倍频转换效率高达 63%,蓝光平均输出功率达 320 mW,中心波长为 420 nm,光谱带宽达 5.5 nm,可支持 33.6 fs 的光脉冲。利用钛宝石激光器中的棱镜对进行波长调谐,可使蓝光脉冲产生 404—420 nm 的调谐范围。

学元件后也会产生色散,所以倍频蓝光脉冲也是存在空间和时间啁啾的,所以为得到接近傅里叶变换极限脉冲和消除光脉冲的空间啁啾,得到好的光斑质量,必须进行棱镜对色散补偿,最终可获得接近傅里叶变换极限脉宽 33.6 fs。通过调节钛宝石激光腔内的棱镜对进行输出波长调谐,从而可实现倍频蓝

- [1] J. Kuhl, W. Spitschan, *Opt. Commun.*, **13**(1975) 6.  
 [2] S. Saikan, *Opt. Commun.*, **18**(1976) A39.  
 [3] V. D. Volosov, S. G. Karpenko, N. E. Kornienko et al., *Sov. J. Quant. Electron.*, **4**(1975), 1090.  
 [4] S. Saikan, D. Ouw, F. P. Schafer, *Appl. Opt.*, **18**(1979), 193.  
 [5] G. Szabo, Z. Bor, *Appl. Phys.*, **B5**(1990) 51.

- [6] R. A. Chevillat, M. T. Reiten, N. J. Halas, *Opt. Lett.*, **17**(1992), 1343.  
 [7] Y. S. Wang, G. F. Chen, S. H. Zhao et al., *Acta Optica Sinica*, **17**(1997), 1185 [in Chinese] [王屹山、陈国夫、赵尚弘等, *光学学报*, **17**(1997), 1185].

# GENERATION OF THE HIGH EFFICIENCY HIGH PEAK-POWER FEMTOSECOND BLUE OPTICAL PULSE\*

WANG YI-SHAN CHEN GUO-FU YU LIAN-JUN ZHAO SHANG-HONG ZHAO WEI

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

(Received 7 April 2000; revised manuscript received 29 June 2000)

## ABSTRACT

The analysis and calculation of the compensation for the phase mismatch of the frequency-doubling using the frequency space chirp introduced from prisms are made. The result shows that suitable lens can compensate the phase mismatch in a certain extent resulting from wide femtosecond spectrum when the spectrum is space chirped. By means of this method, the experiment of second harmonic generation is carried out using a home-made femtosecond KLM Ti:sapphire laser and BBO crystal. The conversion efficiency of SHG is 63%. The average output power of blue light is 320 mW. The central wavelength is 420 nm. The spectrum bandwidth is 5.5 nm. It can sustain the pulse width of 33.6 fs. The tuning range of blue light is 404-420 nm, when the femtosecond Ti:sapphire optical pulse is tuned using the prisms in the cavity.

**Keywords** : femtosecond blue optical pulse, space chirped compensation, second harmonic generation, conversion efficiency

**PACC** : 4255R, 4260B

---

\* Project supported by the National "Climbing" Program of China (Grant No. 59807042) and by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69778012).