

# BBO 晶体用于掺铒光纤锁模激光宽带倍频的研究

杨 盛<sup>1,2</sup> 黄小军<sup>2</sup> 吴朝辉<sup>2</sup> 邱 荣<sup>1</sup> 王俊波<sup>1</sup> 李 超<sup>2</sup>

<sup>1</sup>西南科技大学-中国工程物理研究院激光聚变中心极端条件物质特性联合实验室, 四川 绵阳 621010

<sup>2</sup>中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900

**摘要** 从 Sellmeier 方程出发得到了 BBO 晶体在 1550 nm 波段具有波长不敏感的性质, 因此 BBO 晶体可用于掺铒光纤锁模激光器的宽带倍频。采用分布傅里叶方法对倍频耦合波方程进行了数值求解, 得到了不同功率密度以及不同脉宽基频光的情况下倍频效率和转换带宽随晶体长度的变化关系, 提出了晶体最佳长度的选择标准。与小信号近似的选择方法相比, 该方法的适用范围更广, 可用于不同功率密度情况下的晶体长度选择。

**关键词** 非线性光学; 宽带倍频; 掺铒光纤激光器; BBO 晶体

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP52.121901

## Broadband Frequency Doubling of Er-Fiber Mode-Locked Laser in BBO Crystal

Yang Sheng<sup>1,2</sup> Huang Xiaojun<sup>2</sup> Wu Zhaohui<sup>2</sup> Qiu Rong<sup>1</sup> Wang Junbo<sup>1</sup> Li Chao<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Joint Laboratory for Extreme Conditions Matter Properties, Southwest University of Science and Technology and Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621010, China

<sup>2</sup>Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

**Abstract** The BBO crystal has insensitivity to the wavelength near 1550 nm where mode-locked Er-fiber lasers operate through the analysis of the Sellmeier equations, which can be used for broadband frequency doubling of femtosecond Er-fiber laser. Split-step Fourier method is used to numerically solve the coupled wave equations of frequency conversion. The conversion efficiency and the output spectral bandwidth with the length of the crystal under different power densities and different durations of the fundamental pulse are obtained. On this basis, citations are made to select the best size of BBO crystal. Compared with the small signal approximation, this method is applicable more widely, which can be used to choose the crystal under different power densities.

**Key words** nonlinear optics; broadband frequency doubling; Er-fiber laser; BBO crystal

**OCIS codes** 190.2620; 140.4050; 140.3500; 140.3515

## 1 引言

太瓦( $10^{12}$  W)量级的 Ti:sapphire 啁啾脉冲放大(CPA)系统<sup>[1-2]</sup>应用广泛, 该系统常采用连续绿光抽运的 Ti:sapphire 自锁模振荡器作为种子源, 该种子源结构复杂、造价高昂。近年来, 光纤锁模激光器由于结构稳定紧凑、光束空间质量高、成本低廉等优点而受到广泛关注<sup>[3-8]</sup>。其中, 飞秒掺铒光纤锁模激光器<sup>[9]</sup>的中心波长在 1550 nm 附近, 其倍频光的中心波长在 775 nm 附近, 与 Ti:sapphire 激光器的中心光谱重合, 可以用它替代现有的 Ti:sapphire 激光器作为啁啾脉冲放大(CPA)系统的种子源, 来研究出更稳定和廉价的 CPA 系统, 这对于 CPA 系统的商用化具有重要意义。

从 20 世纪 90 年代起, 研究人员采用 I 型 BBO 晶体<sup>[10]</sup>、O 型 PPLN 晶体<sup>[11]</sup>、I 型 PPLN 晶体<sup>[12-13]</sup>、I 型 PPKN 晶体<sup>[14]</sup>、I 型 BIBO 晶体<sup>[15]</sup>、II 型 KTiOP4 晶体<sup>[16]</sup>等对飞秒掺铒光纤锁模激光进行了大量倍频研究。I 型 BBO 晶体尽管走离角较大, 但是在 1550 nm 附近可以实现群速度匹配, 从而可以获得大的转换带宽。O 型 PPLN 晶体

收稿日期: 2015-07-10; 收到修改稿日期: 2015-09-10; 网络出版日期: 2015-11-28

作者简介: 杨 盛(1990—), 男, 硕士研究生, 主要从事超短脉冲非线性技术方面的研究。E-mail: nicky\_ys@163.com

导师简介: 黄小军(1974—), 男, 研究员, 硕士生导师, 主要从事超短超强脉冲激光技术方面的研究。

E-mail: 13980137502@163.com(通信联系人)

尽管有很大的非线性系数 ( $d_{\text{eff}} = 16.5 \text{ pm/V}$ ), 但是倍频带宽很窄 ( $\Delta\lambda \sim 1 \text{ nm} \cdot \text{cm}$ ), 需要很短的晶体才能获得宽的带宽, 此时再获得高的转换效率就需要严格的聚焦, 但是材料的损伤阈值限制了效率的提高。I型 PPLN 晶体和 I型 PPKN 晶体虽然有大的倍频带宽, 但是倍频过程对温度非常敏感, 而且群速度色散很大。II型 KTiOP4 晶体尽管有较大的非线性系数, 但是倍频过程中两束基波的群速度不相等, 限制了脉冲的相互作用。I型 BIBO 晶体虽然可以获得较大的转换效率, 但是同等条件下的转换带宽还是不及 BBO 晶体。再兼顾到可以获得的质量和尺寸, 在现有的非线性晶体中, I型 BBO 晶体是最好的选择之一。尽管人们用 BBO 晶体对飞秒掺铒光纤锁模激光进行了很多倍频实验的研究, 但是在选择 BBO 等倍频晶体的尺寸时, 采用的方法通常是小信号近似解<sup>[15]</sup>。在基频光的功率密度达到一定强度时, 倍频转换效率较高, 基频光存在能量损耗, 小信号近似解就不再适用<sup>[17]</sup>, 而需要数值解。针对这个问题, 本文通过计算说明 BBO 晶体在 1550 nm 处具有波长不敏感的性质, 因此可以用于掺铒锁模激光实现宽带倍频。采用分步傅里叶法对实验参数下的归一化二倍频耦合波方程进行数值求解, 详细分析各种因素对倍频效率和转换带宽的影响, 在此基础上给出选择最佳倍频晶体尺寸的标准。

## 2 理论分析

### 2.1 BBO 晶体的波长不敏感性

BBO 晶体的 Sellmeier 方程为<sup>[18]</sup>(温度为 20 °C)

$$n_o^2 = 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2, \quad (1)$$

$$n_e^2 = 2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2, \quad (2)$$

式中  $n_o$ 、 $n_e$  为寻常光和非常光的折射率,  $\lambda$  的单位为  $\mu\text{m}$ 。

BBO 晶体为负单轴晶体, 当满足第 I 类相位匹配条件时, 相位匹配角为

$$\theta_m = \arcsin \left[ \left( \frac{n_e^{2\omega}}{n_o^\omega} \right)^2 \frac{(n_o^{2\omega})^2 - (n_o^\omega)^2}{(n_o^{2\omega})^2 - (n_e^{2\omega})^2} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

式中  $n_o^\omega$ 、 $n_o^{2\omega}$  分别为基频光和倍频光的寻常光折射率,  $n_e^{2\omega}$  为倍频光的非常光沿着光轴的折射率。

图 1 给出了 BBO 晶体 I 型相位匹配角随入射波长的变化曲线。从图 1 可以看出, 在曲线的极值点  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , 相位匹配角  $\theta = 19.84^\circ$  附近, BBO 晶体 I 型相位匹配角随波长的变化很平缓, 在  $\lambda = (1550 \pm 20) \text{ nm}$  的变化范围内可近似认为没有变化, 飞秒掺铒光纤锁模激光器输出的脉冲激光频谱恰好在这个范围。这样, 使用单块 BBO 晶体倍频飞秒掺铒光纤锁模激光器的输出光时, 飞秒脉冲的每个波长都能以各自的相位匹配角入射到晶体上, 就能同时实现基频光和倍频光的相位匹配和群速匹配, 从而实现高效宽带倍频。

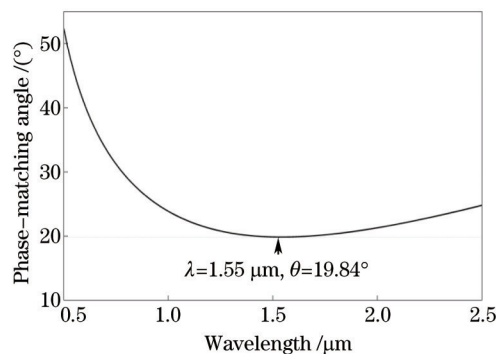


图 1 BBO 晶体 I 型相位匹配角随波长的变化曲线

Fig.1 Phase matching angle for type I BBO doubling versus fundamental wavelength

### 2.2 BBO 晶体宽带倍频理论模型

对于 I 型相位匹配倍频, 在现有的掺铒光纤锁模激光器的参数下, 可以忽略 3 阶非线性作用项, 此时耦合波方程<sup>[19]</sup>为

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) E_1(z, t) = i\kappa E_2 E_1^* \exp(i\Delta k z), \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) E_2(z, t) = i\kappa E_1^2 \exp(-i\Delta k z), \quad (5)$$

式中  $v_1$ 、 $v_2$  为基频光和倍频光的群速度,  $\beta_{21}$ 、 $\beta_{22}$  为基频光和倍频光的群速度色散。  $E_1$ 、 $E_2$  为基频、倍频光的振幅,  $\kappa = \frac{w_1 d_{\text{eff}}}{n_1 c}$ ,  $d_{\text{eff}}$  为二阶有效非线性系数, 对于 I 型 BBO 晶体  $d_{\text{eff}} = d_{31} \sin \theta + (d_{11} \cos \phi - d_{22} \sin 3\phi)$ , 其中,  $d_{11} = 5.8 \times d_{36}$  (KDP),  $d_{31} = 0.05 \times d_{11}$ ,  $d_{22} < 0.05 d_{11}$ ,  $\theta$  是相位匹配角,  $\phi$  是晶体切割角。  $\Delta k = k_2 - 2k_1$  为波矢的失配量。

设入射基频光为高斯型,  $E(0, t) = E_0 \exp(-t^2/2t_0^2)$ , 脉冲的半峰全宽 (FWHM)  $t_p = 2\sqrt{\ln 2} t_0$ , 对耦合波方程进行一系列线性归一化处理可以得出

$$\left[\frac{\partial}{\partial l} + \text{sign}(\beta_{21})i \frac{L_{\text{NL}}}{2L_{D1}} \frac{\partial^2}{\partial T^2}\right] A_1(z, T) = iA_2 A_1^* \exp(i\Delta k L_{\text{NL}} l), \quad (6)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial l} + \frac{L_{\text{NL}}}{L_w} \frac{\partial}{\partial T} + \text{sign}(\beta_{22})i \frac{L_{\text{NL}}}{2L_{D2}} \frac{\partial^2}{\partial T^2}\right] A_2(z, T) = iA_1^2 \exp(-i\Delta k L_{\text{NL}} l), \quad (7)$$

式中  $l = z/L_{\text{NL}}$ ,  $A_i = E_i/E_0$ ,  $T = t/t_0$ ,  $L_{\text{NL}} = 1/(\kappa E_0)$  称为非线性长度, 用来表示入射功率的强度,  $L_w = t_0/(1/v_2 - 1/v_1)$  为走离长度,  $L_{Di} = t_0^2/|\beta_{2i}|$  为色散长度。

采用算符来表示线性等效变换, (6) 式和 (7) 式可表示为

$$\frac{\partial A_1}{\partial l} = -B_1 + D_1, \quad (8)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial l} = -B_2 + D_2, \quad (9)$$

式中  $B_1 = \text{sign}(\beta_{21})i \frac{L_{\text{NL}}}{2L_{D1}} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}$ ,  $B_2 = \frac{L_{\text{NL}}}{L_w} \frac{\partial}{\partial \tau} + \text{sign}(\beta_{22})i \frac{L_{\text{NL}}}{2L_{D2}} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}$ ,  $D_1 = iA_2 A_1^* \exp(i\Delta k L_{\text{NL}} l)$ ,  $D_2 = iA_1^2 \exp(-i\Delta k L_{\text{NL}} l)$ 。

### 3 数值计算及比较分析

#### 3.1 数值计算结果

在进行数值计算时, 基于分布傅里叶算法, 将倍频晶体按步长分为  $n$  步, 在每一步中又先后独立地采用傅里叶逆变换计算算符  $B_i$  和四阶龙格-库塔法计算非线性效应  $D_i$ , 这样循环下去直到计算完整个晶体长度, 输出倍频光。倍频效率  $\eta = S_2/S_1$ , 其中  $S_1$  是基频光的能量通量,  $S_2$  是倍频光的能量通量。

图 2 给出了当基频光中心波长为 1550 nm, 脉宽为 100 fs, 功率密度分别为 0.5、2、10 GW/cm<sup>2</sup> 时, 倍频效率随晶体长度的变化曲线。从图 2 可以看出, 在基频光功率密度一定时, 倍频效率随晶体长度的增加, 先是呈增长的趋势, 在效率到达一个极大值后开始呈下降趋势, 继而呈振荡变化; 当倍频晶体长度固定, 在倍频效率还未达到极大值时, 入射基频光的功率密度越高, 获得的倍频效率越大; 基频光功率密度越高, 倍频效率极大值对应的晶体长度就越短, 同时这个效率值也越大。出现振荡的原因是能量逆转换, 随着晶体

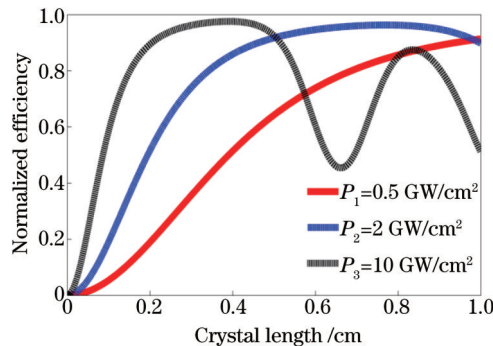


图 2 倍频效率随晶体长度的变化曲线

Fig.2 Conversion efficiency versus length of crystal

长度的增加,基频光而倍频光转换,在基频光恰好耗尽时,倍频转换效率逐渐达到最大值,能量从倍频光回流到基频光,导致倍频光的下降,之后能量在基频光与倍频光之间来回流动,呈振荡变化。

图3给出了当基频光中心波长为1550 nm,脉宽为100 fs,功率密度分别为0.5、2、10 GW/cm<sup>2</sup>时,倍频光的谱宽随晶体长度的变化曲线。可以看出,当基频光的功率密度一定时,倍频光的谱宽随着倍频晶体长度的增加呈减小趋势;不同基频光功率密度情况下,倍频光的谱宽减小的速率不一样,基频光的功率密度越高,倍频光的谱宽随倍频晶体长度的增加减小得越快;当倍频晶体长度未超过最大转换效率对应的晶体长度时,光谱随晶体长度增加而减小的值并不大。

图4给出了当基频光中心波长为1550 nm,功率密度分别为0.5、2、10 GW/cm<sup>2</sup>时,倍频效率达到最大值时的晶体长度随基频光脉宽的变化曲线。可以看出,当基频光的功率密度一定时,最大转换效率对应的晶体长度随着基频光脉宽的增大而增大;不同基频光功率密度情况下,最大转换效率对应的晶体长度随基频光脉宽增大的速率不一样,基频光功率密度越高,增大的速率越快。

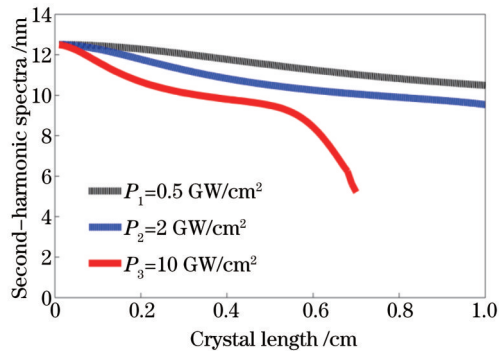


图3 倍频光的谱宽度随晶体厚度的变化曲线

Fig.3 Conversion bandwidth versus length of crystal

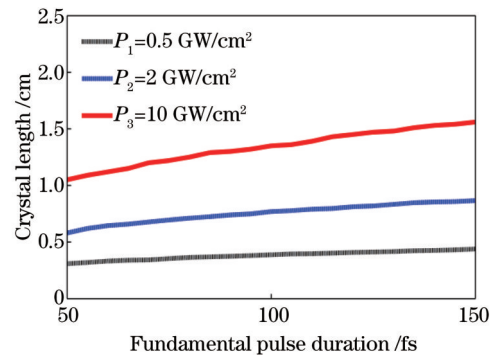


图4 效率最大值的晶体长度随基频脉宽的变化曲线

Fig.4 Crystal length at maximum conversion efficiency versus fundamental pulse duration

### 3.2 倍频晶体长度的选择

为了选择所需的最佳倍频晶体长度,分别定义最佳转换效率长度  $L_{\max}$  和晶体接受长度  $L_{\text{ap}}$ 。 $L_{\max}$  是最大转换效率对应的晶体长度,  $L_{\text{ap}}$  是非线性晶体所能进行有效的频率转换(转换效率大于0.405)时对应的晶体长度。当选择  $L_{\max}$  作为倍频晶体长度时,可以获得最大的倍频转换效率,当选择  $L_{\text{ap}}$  作为倍频晶体长度时,获得的倍频光谱接近理想的倍频光谱,即可以获得最大的倍频光谱。这样,就可以参照最佳转换效率厚度  $L_{\max}$  和晶体接受厚度  $L_{\text{ap}}$  这两个标准来确定最佳倍频晶体厚度。当倍频系统以获得最大的转换效率为目的时,选择  $L_{\max}$  作为晶体的厚度;当倍频系统以获得最大的转换带宽为目的时,选择  $L_{\text{ap}}$  作为晶体的厚度;一般来说,晶体厚度  $L$  在  $L_{\text{ap}}$  和  $L_{\max}$  之间取定。

图5给出了当基频光中心波长为1550 nm,功率密度为10 GW/cm<sup>2</sup>时,最佳转换效率长度  $L_{\max}$  和晶体接受长度  $L_{\text{ap}}$  随基频光脉宽的变化曲线。图6给出了基频光中心波长为1550 nm,脉宽为100 fs时,最佳转换效

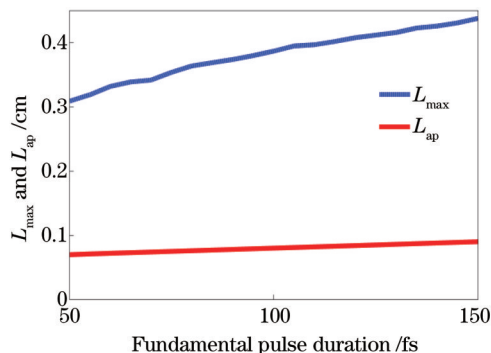


图5  $L_{\max}$  和  $L_{\text{ap}}$  随基频光脉宽的变化曲线

Fig.5  $L_{\max}$  and  $L_{\text{ap}}$  versus fundamental pulse duration

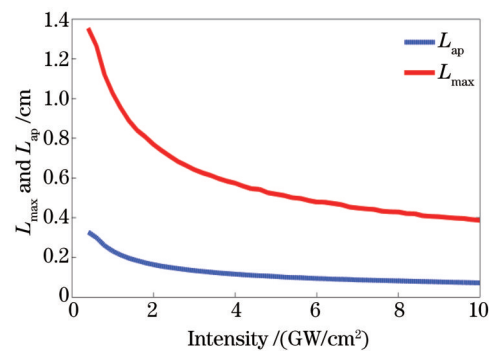


图6  $L_{\max}$  和  $L_{\text{ap}}$  随基频光功率密度的变化曲线

Fig.6  $L_{\max}$  and  $L_{\text{ap}}$  versus intensity of fundamental power

率长度  $L_{\max}$  和晶体接受长度  $L_{\text{ap}}$  随基频光功率密度的变化情况。

### 3.3 与小信号近似计算的比较

光谱接受带宽  $\Delta\omega_{\text{FWHM}}$  表示长度为  $L$  的非线性晶体所能进行有效频率转换(转换效率大于 0.405)的最大入射带宽<sup>[12]</sup>。在小信号近似下,对于第一类相位匹配,当群速度近似相等时群速度色散起主要作用,光谱接受带宽  $\Delta\omega_{\text{FWHM}} = \sqrt{\frac{0.886}{\pi L |\beta_{21} - 2\beta_{22}|}}$ 。令基频光的谱宽等于光谱接受带宽,求出的晶体长度  $L$  就是小信号近似下的最佳晶体长度。

由光谱接受带宽公式可知,用于宽带倍频的晶体确定后,最佳晶体的长度只与基频光的带宽有关。而当基频光的功率密度超过  $1 \text{ GW/cm}^2$  后,转换效率较高,基频光存在损耗,小信号近似就不再适用。显然,本文采用的数值分析方法适用范围更广。

## 4 结 论

1) BBO 晶体在 1550 nm 附近的波长不敏感性,使得 BBO 晶体对掺铒光纤锁模激光器具有实现宽带倍频的可能。

2) 数值分析表明,不同功率密度以及不同脉宽基频光的倍频效率最大值对应的晶体长度不同;随着晶体长度的增加,倍频带宽呈下降趋势,下降速率较为缓慢。

3) 与小信号近似计算相比,由数值分析得出的选择 BBO 晶体的两个标准适用范围更广。

4) 此分析方法还同样适用于其他晶体以及其他激光波段的倍频研究。

### 参 考 文 献

- Huang Xiaojun, Wei Xiaofeng, Peng Hansheng, *et al.*. Design and characterization of 20 TW Ti:sapphire laser system[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2003, 15(12): 1191–1194.  
黄小军, 魏晓峰, 彭翰生, 等. 20 TW 超短脉冲激光装置的研制[J]. 强激光与粒子束, 2003, 15(12): 1191–1194.
- Huang Xiaojun, Peng Hansheng, Wei Xiaofeng, *et al.*. Ultra-short ultra-intense Ti: sapphire laser facility with peak power of hundred-terawatt-level[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2005, 17(11): 1685–1688.  
黄小军, 彭翰生, 魏晓峰, 等. 100 TW 级超短超强钛宝石激光装置[J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(11): 1685–1688.
- Zhang Zhigang. Advances in high repetition rate femtosecond fiber lasers[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(9): 0900130.  
张志刚. 高重复频率飞秒光纤激光技术进展[J]. 光学学报, 2011, 31(9): 0900130.
- K Tamura, E Ippen, H Hau, *et al.*. 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser[J]. Opt Lett, 1993, 18(13): 1080–1082.
- Sun Ruoyu, Jin Dongchen, Cao Yi, *et al.*. Hundred-watt-level 1030 nm ytterbium-doped picosecond all-fiber laser[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(10): 1002004.  
孙若愚, 金东臣, 曹 毅, 等. 百瓦级 1030 nm 皮秒脉冲掺镱全光纤激光器[J]. 中国激光, 2014, 41(10): 1002004.
- Li Hong, Feng Jinxia, Wan Zhenju, *et al.*. Low noise continuous-wave single frequency 780 nm laser high-efficiently generated by extra-cavity-enhanced frequency doubling[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(5): 0502003.  
李 宏, 冯晋霞, 万振菊, 等. 高效率外腔倍频产生低噪声连续单频 780 nm 激光[J]. 中国激光, 2014, 41(5): 0502003.
- Su Weiyue, Wu Ruihuan. Research progress of multi-wavelength erbium-doped fiber lasers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(9): 090004.  
苏伟跃, 吴锐欢. 多波长掺铒光纤激光器的研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(9): 090004.
- Wang Yanshan, Sun Yinhong, Ma Yi, *et al.*. Experimental study on high brightness 1018 nm ytterbium doped fiber laser[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(1): 0102007.  
王岩山, 孙殷宏, 马 毅, 等. 高亮度 1018 nm 光纤激光实验研究[J]. 中国激光, 2015, 42(1): 0102007.
- D Ma, Y Cai, C Zhou, *et al.*. 37.4 fs pulse generation in an Er: fiber laser at 225 MHz repetition rate[J]. Opt Lett, 2010, 35(17): 2858–2860.
- L E Nelson, S B Fleischer, G Lenz, *et al.*. Efficient frequency doubling of a femtosecond fiber laser[J]. Opt Lett, 1996, 21(21): 1759–1761.
- M A Arbore, M M Fejer. Frequency doubling of femtosecond erbium-fiber soliton lasers in periodically poled lithium niobate

- [J]. Opt Lett, 1997, 22(1): 13–15.
- 12 N E Yu, J H Ro, M Cha, *et al.*. Broadband quasi-phase-matched second-harmonic generation in MgO-doped periodically poled LiNbO<sub>3</sub> at the communications band[J]. Opt Lett, 2002, 27(12): 1046–1048.
- 13 N E Yu, S Kurimura, K Kitamura, *et al.*. Efficient frequency doubling of a femtosecond pulse with simultaneous group-velocity matching and quasi phase matching in periodically poled, MgO-doped lithium niobate[J]. Appl Phys Lett, 2003, 82(20): 3388–3390.
- 14 N E Yu, S Kurimura, K Kitamura, *et al.*. Efficient second-harmonic generation of ultrafast pulses in periodically poled KNbO<sub>3</sub> [J]. Appl Phys Lett, 2004, 85(24): 5839–5841.
- 15 K Miyata, F Rotermund, V Petrov. Efficient frequency doubling of a low-power femtosecond Er-fiber laser in BiB<sub>3</sub>O<sub>6</sub>[J]. IEEE Photonics Tech Lett, 2009, 21(19): 1417–1419.
- 16 F Konig, F N C Wong. Extended phase matching of second-harmonic generation in periodically poled KTiOPO<sub>4</sub> with zero group-velocity mismatch[J]. Appl Phys Lett, 2004, 84(20): 1644–1646.
- 17 Zheng Wanguo. Study on Technology of Broadband Frequency Conversion of High Power Laser[D]. Shanghai: Fudan University, 2006: 58–65.  
郑万国. 高功率激光宽带倍频技术研究[D]. 上海: 复旦大学, 2006: 58–65.
- 18 K Kato. Second-harmonic generation to 2048 Å in β-BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>[J]. IEEE J Quantum Electron, 1986, 22(7): 1013–1014.
- 19 P S Banks, M D Feit, M D Perry. High-intensity third-harmonic generation[J]. Opt Soc Am B, 2002, 19(1): 102–118.

栏目编辑: 宋梅梅