

激光线宽对单次通过PPMgO:LN晶体 倍频效率的影响*

张孔 白建东 何军 王军民†

(量子光学与光量子器件国家重点实验室(山西大学), 山西大学光电研究所, 太原 030006)

(2015年11月23日收到; 2015年12月15日收到修改稿)

通过单次穿过PPMgO:LN晶体产生了2.06 W的780 nm可调谐的连续倍频光. 采用1560 nm的分布反馈式(DFB)半导体激光器、光栅外腔半导体激光器(ECDL)和分布反馈式掺铒光纤激光器(DFB-EDFL)分别作为掺铒光纤放大器(EDFA)的注入光源, 所用的EDFA具有保持窄线宽的功能, 因此可以忽略它对基波线宽的展宽. 研究了激光线宽对单次通过PPMgO:LN晶体的倍频效率的影响. 控制三台激光器各自注入EDFA的功率一致, 同时也保持EDFA的输出功率. 在基波功率为12.42 W时, 使用DFB半导体激光器注入EDFA时得到了1.36 W的780 nm倍频光输出, 转换效率为11.0%; 使用ECDL作为种子源时得到了1.78 W的780 nm倍频光输出, 转换效率为14.3%; 使用DFB-EDFL作为种子源时得到了2.06 W的780 nm倍频光输出, 转换效率为16.6%. 测得三台种子激光器的线宽分别为1.2 MHz (DFB), 200 kHz (ECDL)和600 Hz (DFB-EDFL). 线宽越窄, 倍频效率越高, 实验结果与理论分析一致.

关键词: 倍频, 激光线宽, 转换效率

PACS: 42.50.-p, 42.65.-k, 42.65.Ky

DOI: 10.7498/aps.65.074207

1 引言

自激光问世以来, 已经得到了巨大的发展与广泛的应用. 但是在实际应用中, 激光器直接输出的激光波长并不能满足所有需求, 仍有一些波长不能由激光器直接输出. 利用非线性光学的方法对激光频率进行变换和扩展, 是切实可行的有效手段, 这得益于周期极化晶体和光纤激光器与放大器的广泛应用^[1]. 在非线性光学方法中, 本文重点关注倍频的实验研究.

对于单次穿过周期极化晶体的倍频实验中, 如何提高非线性转化效率是非常重要的问题. 当然, 影响非线性转化效率的因素有很多, 例如非线性光学晶体的长度、工作温度和相位匹配, 基频激光的峰值功率密度、光束质量、发散角等. 另外, 激光线

宽对频率转化效率也有影响, 是本文主要研究的内容. 用于频率转化的非线性光学晶体都有一个允许的线宽范围^[2], 如果抽运源线宽大于晶体允许线宽, 转化效率会严重下降. 因此, 选用合适线宽的激光器也是倍频实验中需要考虑的问题.

2009年, 文献^[3]利用外腔倍频的方法得到了连续单频780 nm倍频光, 激光器的线宽为1.5 MHz, 在1.1 W基频光注入下, 能够得到700 mW倍频光, 转换效率为65%. 通过共焦Fabry-Perot腔对激光器线宽进行压窄, 压窄后线宽为200 kHz, 在同样的基频光注入下, 倍频转换效率能够提高至66.5%. 由此可见, 激光线宽越窄, 倍频效率越高.

在本次实验中, 我们通过使用分布反馈式(DFB)半导体激光器、光栅外腔半导体激光器

* 国家自然科学基金(批准号: 61475091, 11274213, 61205215, 61227902)和国家重大科学研究计划(批准号: 2012CB921601)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wjjmm@sxu.edu

(ECDL) 和分布反馈式掺铒光纤激光器 (DFB-EDFL) 分别作为掺铒光纤放大器 (EDFA) 的注入光源, 经 EDFA 放大功率, 得到 12 W 左右的基频光, 然后单次穿过 PPMgO:LN 晶体, 产生 780 nm 倍频光^[4-7]. 通过研究使用不同种子激光器下的倍频转换效率, 可以进一步得到激光线宽与倍频效率之间的关系.

2 理论分析

光在介质中传播, 由于电场的作用, 将产生极化, 介质的感应极化强度 P 可表示为

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot E + \varepsilon_0 \chi^{(2)} : EE + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : EEE + \dots \quad (1)$$

对于平面波倍频的情况, 介质中沿 z 方向传播的基波 E_1 和二次谐波 E_2 各自的耦合波方程可写为

$$\frac{dE_1(z)}{dz} = \frac{i\omega_1}{cn_1} d_{\text{eff}} E_2(z) E_1^*(z) \exp(-i\Delta k z), \quad (2)$$

$$\frac{dE_2(z)}{dz} = \frac{i\omega_2}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1^2(z) \exp(i\Delta k z). \quad (3)$$

在小信号下, 基波与介质在作用过程中变化很小, 可认为是常量, 即 $dE_2/dz = 0$. 假定高斯光束光斑随传播距离变化很小, 可以把高斯分布的光束作为聚焦高斯光束的近似, 对 (3) 式积分可得基波经传播长度 l 后的二次谐波场为

$$E_2(r) = \frac{i\omega_2}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1^2(r) l. \quad (4)$$

基波高斯光束可表示为

$$E_1(r) = E_1 \exp(-r^2/\omega_0^2). \quad (5)$$

式中 ω_0 为基波高斯光束腰斑半径. 倍频光波高斯光束可表示为

$$E_2(r) = \frac{i\omega_2}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1^2 l \exp(-r^2/\omega_0^2). \quad (6)$$

在折射率为 n_1 的介质中, 基频激光功率密度

$$I = \frac{P_1}{A} = \frac{1}{2} n_1 c \varepsilon_0 |E_1|^2, \quad (7)$$

式中 A 为有效光束截面积, 此时倍频光功率可表示为

$$P_2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n_2 \int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E_2(r)|^2 r dr d\varphi = \frac{8\pi^2}{c \varepsilon_0 n_1^2 n_2 \lambda_1^2} d_{\text{eff}}^2 L^2 \frac{P_1^2 \sin^2(\Delta k L/2)}{\pi \omega_0^2 (\Delta k L/2)^2}, \quad (8)$$

式中, n_1 和 n_2 对应基频光和倍频光的折射率, λ_1 为基频光在真空中的波长, P_1 为基频光功率, c 为真空中的光速, ε_0 为真空中介电常数, d_{eff} 为有效非线性系数, L 为晶体长度, Δk 为波矢的失配量.

倍频转换过程中转换效率为^[8]

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{8\pi^2}{c \varepsilon_0 n_1^2 n_2 \lambda_1^2} d_{\text{eff}}^2 L^2 \frac{P_1 \sin^2(\Delta k L/2)}{\pi \omega_0^2 (\Delta k L/2)^2}. \quad (9)$$

对于准相位匹配过程, Δk 表示为^[9]

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 - k_m = \frac{2\pi n_2}{\lambda_2} - 2 \frac{2\pi n_1}{\lambda_1} - \frac{2\pi m}{\Lambda}, \quad (10)$$

式中, m 为准相位匹配阶数, 实验中采取一阶准相位匹配, 即 $m = 1$; Λ 为晶体的极化周期.

这里, 我们将电磁场用下式表示^[10]:

$$E^{(+)}(t) = \sqrt{\langle n \rangle} \exp[i\theta(t) - i\nu_0 t], \quad (11)$$

其中, $\langle n \rangle$ 为频率 ν_0 的平均光子数.

接着, 我们求出二阶相关函数:

$$\begin{aligned} \langle E^{(-)}(t) E^{(+)}(t + \tau) \rangle &\equiv \langle E^{(-)}(0) E^{(+)}(\tau) \rangle \\ &= \langle n \rangle e^{-i\nu_0 \tau} \langle e^{i\theta} \rangle, \end{aligned} \quad (12)$$

这里, 定义 τ 为穿过晶体的时间, 进一步解得

$$\langle E^{(-)}(t) E^{(+)}(t + \tau) \rangle = \langle n \rangle e^{-i\nu_0 \tau - D\tau}, \quad (13)$$

其中 D 表示激光线宽.

从而, 基波功率可以表示为

$$P_1 \propto \langle E_1(t) E_1^*(t) \rangle = P e^{-D\tau}. \quad (14)$$

代入 (9) 式可得

$$\eta = \frac{8\pi^2}{c \varepsilon_0 n_1^2 n_2 \lambda_1^2} d_{\text{eff}}^2 L^2 \frac{P_1 e^{-D\tau} \sin^2(\Delta k L/2)}{\pi \omega_0^2 (\Delta k L/2)^2}. \quad (15)$$

从 (15) 式可以看到, 抽运光线宽逐渐展宽, 导致转化效率逐渐降低, 所以可见倍频效率不会单纯随着抽运光功率的增加而增大^[11], 如果抽运光功率增加对转化效率提高的影响程度大于线宽增大对效率降低的影响程度, 倍频效率随抽运光功率增大而提高; 如果线宽增大对效率降低的影响程度逐渐接近甚至超过抽运光功率增加对转化效率提高的影响程度, 那么提高抽运光功率, 倍频转换效率不会明显提高反而会逐步降低, 说明抽运源线宽太宽, 已不适合作为倍频转换的种子源.

另外, 从 (15) 式还可以看到, 倍频效率与线宽呈 e 指数关系. 当线宽趋于无限窄时, 则 (15) 式变为 (9) 式, 这也就是理想的状态. 但是在实际问题

中, 倍频效率并不会随激光线宽的无限变窄而继续增加. 首先, 线宽反映激光的功率谱, 激光线宽增大, 则功率谱会分散. 那么, 对于晶体的有用功率就会减少, 导致倍频转换效率降低. 激光线宽变窄, 功率谱就会很集中, 到一定程度, 对于晶体来说所有基波功率就都可以参与倍频过程. 但如果激光线宽继续变窄, 功率谱只会更加集中. 那么, 线宽的减小就不再影响倍频转化效率.

3 实验装置

图 1 为单次穿过 PPMgO:LN 晶体倍频系统的示意图, 其中 A 为 14 针蝶形封装的 DFB 分布反馈式半导体激光器 (JDS), B 为 ECDL 光栅外腔半导体激光器 (New Focus), C 为 DFB-EDFL 分布反馈式掺铒光纤激光器 (NKT photonics), 三者分别通过和掺铒光纤放大器 (Keopsys 公司, EDFA@15W) 组成主振荡光纤功率放大器 (MOPFA) 系统. 这里采用的 EDFA 具有保持窄线宽的功能, 因此可以认为其对基频光不会造成明显展宽. 然后由隔离器抑制光反馈, 保证 EDFA 稳定运转. 半波片和偏振棱镜 PBS 用于控制 1560 nm 基频光的功率, 同时也将基频光的偏振转换成 s 偏振, 以满足 PPMgO:LN 晶体倍频过程对偏振的要求.

考虑到聚焦因子 ξ 与倍频效率的关系, 当 $\xi = 2.84$ 时, 具有最佳转化效率^[12]. 所以在实验中我们采用焦距为 50 mm 的凸透镜 (镀有对基频光 1560 nm 和倍频光 780 nm 透射率为 98.5% 的介质膜), 并测得焦点处的腰斑为 35 μm , 与实验计算 25 mm 长 PPMgO:LN 晶体的最佳匹配腰斑 33 μm 接近. 实验中我们用到的晶体是 PPMgO:LN (HC Photonics), 尺寸为 1.0 mm \times 3.4 mm \times 25.0 mm, 极化周期为 19.48 μm , 0 类匹配 (基波和谐波的偏振均平行于晶体的 1 mm 棱边), 1.0 mm \times 3.4 mm 的两个通光端面镀有对基频光 1560 nm 和倍频光 780 nm 的双增透介质膜. 通过控制晶体的工作温度可以使 $\Delta k = 0$, 达到最佳的位相匹配. PPMgO:LN 晶体放置在自制的控温炉中, 控温炉用导热性能良好的紫铜材料加工制作, 通过精密控温仪 (Newport 350B) 精确地控制其温度, 通过调节晶体的工作温度达到最佳的相位匹配, 控制 PPMgO:LN 晶体入射基频光功率为 12.42 W, 调谐晶体温度, 找到该功率下 PPMgO:LN 晶体最佳匹配温度约为 81.4 $^{\circ}\text{C}$.

在我们之前的工作中, 就曾利用光纤延迟自差拍的方法测定三台激光器的线宽. DFB 半导体激光器、ECDL 和 DFB-EDFL 这三台激光器的线宽分别为 ~ 1.2 MHz, ~ 200 kHz 和 ~ 600 Hz.

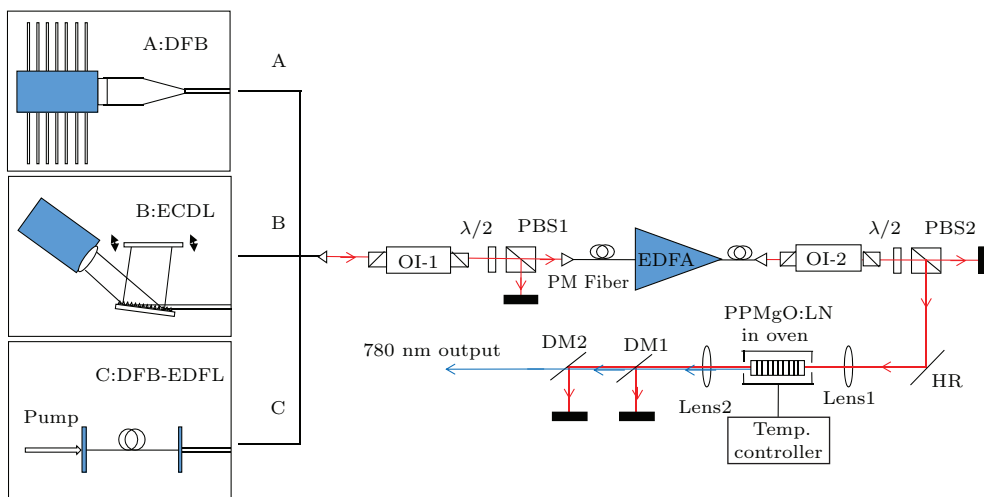


图 1 实验装置示意图, 其中, A:DFB, 1560 nm 分布反馈式半导体激光器; B:ECDL, 1560 nm 光栅外腔半导体激光器; C:DFB-EDFL, 1560 nm 分布反馈式掺铒光纤激光器; OI, 光隔离器; PBS, 偏振分光棱镜; EDFA, 掺铒光纤放大器; PPMgO:LN, 周期极化 MgO:LiNbO₃ 晶体; DM, 双色片

Fig. 1. Schematic diagram of experimental setup. A:DFB (distributed feedback diode laser) @1560 nm; B:ECDL (Littman-type grating external-cavity diode laser) @1560 nm; C: DFB-EDFL (DFB-type erbium-doped fiber laser) @1560 nm; OI, optical isolator; PBS, polarization beam splitter cube; EDFA, erbium-doped fiber amplifier; PPMgO:LN, periodically-poled MgO:LiNbO₃ crystal; DM, dichroic mirror.

4 实验结果

我们首先用DFB半导体激光器作为种子源, 调节晶体的位置, 使得倍频光 780 nm 的输出功率最大化, 在基频光功率为 12.42 W 的情况下, 最大能够得到 1.36 W 的 780 nm 倍频光输出, 转化效率为 11.0%, 如图 2 蓝色三角所示; 然后用 ECDL 作为基频光的种子源, 在基频光为 12.42 W 时, 能够得到 1.78 W 的 780 nm 倍频光输出, 转化效率为 14.3%, 如图 2 黑色方块所示; 最后用 DFB-EDFL 作为种子源, 在同样的条件下, 最大能够得到 2.06 W 的 780 nm 倍频光输出, 转化效率为 16.6%, 如图 2 红色圆圈所示. 在使用三台不同激光器做实验时, 我们设定 EDFA 的注入光功率与输出光功率一定, 并且晶体位置一样. 可以近似认为效率的改变只是由于基频光线宽的不同引起.

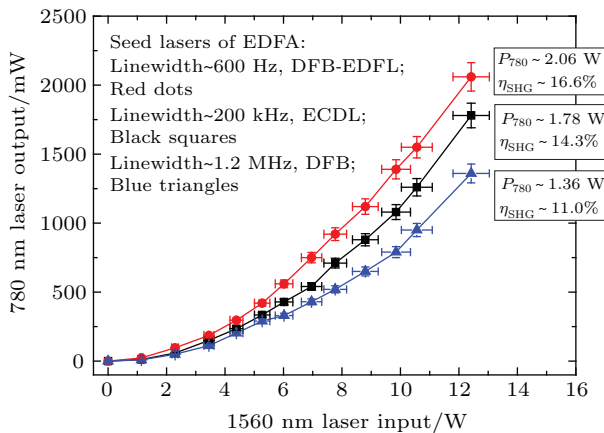


图 2 (网刊彩色) 分别使用三台种子激光器, 基频光输入与倍频光输出的关系

Fig. 2. (color online) Using three seed sources, the relationships between fundamental frequency light and frequency doubling light.

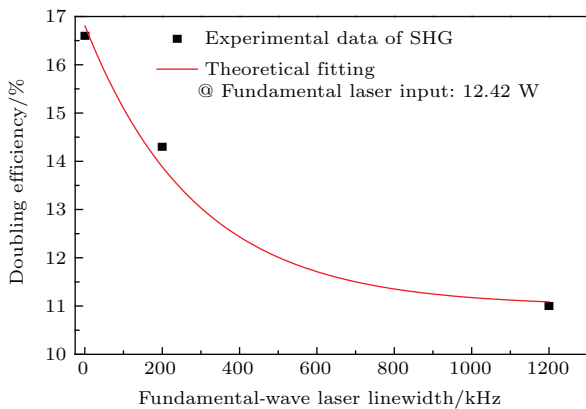


图 3 倍频效率与激光线宽关系

Fig. 3. The relationship between frequency doubling efficiency and laser linewidth.

通过之前的理论分析, 我们已经找到倍频效率与激光线宽的关系, 在基波功率固定在 12.42 W 的条件下, 利用三台激光器得到的倍频转换效率分别为 11.0%, 14.3% 和 16.6%. 倍频效率与激光线宽之间的依赖关系的实验结果与理论拟合结果见图 3.

5 总 结

采用 PPMgO:LN 晶体对 1560.50 nm 激光倍频的系统, 我们使用不同的激光器 (DFB 半导体激光器、ECDL 和 DFB-EDFL) 研究了激光线宽对倍频转换效率的影响. 控制三台激光器各自注入 EDFA 的功率一致, 同时也保持 EDFA 的输出功率, 可近似认为倍频效率的改变只与激光线宽有关. 在晶体前测得基波功率为 12.42 W 时, 可以分别得到三台激光器的倍频转化效率为 11.0%, 14.3% 和 16.6%. 这与我们之前的理论计算一致, 即基频光线宽越窄, 所得的倍频效率越高.

参考文献

- [1] Thompson R J, Tu M, Aveline D C, Lundblad N, Maleki L 2003 *Opt. Express* **11** 1709
- [2] Arnoldus H F, George T F 1987 *J. Opt. Soc. Am. B* **4** 195
- [3] Tian X T, Li Y M, Liu Q, Zhang K S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2324
- [4] Yang J F, Yang B D, Gao J, Zhang T C, Wang J M 2010 *Acta Sin. Quant. Opt.* **16** 41 (in Chinese) [杨建峰, 杨保东, 高静, 张天才, 王军民 2010 量子光学学报 **16** 41]
- [5] Guo S L, Yang J F, Yang B D, Zhang T C, Wang J M 2010 *Proc. SPIE* **7846** 784619
- [6] Vyatkin M Y, Dronov A G, Chernikov M A, Gapontsev D V, Gapontsev V P 2005 *Proc. SPIE* **5709** 125
- [7] Guo S L, Han Y S, Wang J, Yang B D, He J, Wang J M 2012 *Acta Opt. Sin.* **32** 031901 (in Chinese) [郭善龙, 韩亚帅, 王杰, 杨保东, 何军, 王军民 2012 光学学报 **32** 031901]
- [8] Boyd G D, Kleinman D A 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 3597
- [9] Fejer M M, Magel G A, Jundt D H, Byer R L 1992 *IEEE J. Quant. Electron* **28** 2631
- [10] Scully M O, Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge University Press) p342
- [11] Ma J Q 2010 *M. S. Dissertation* (Hunan: National University of Defense Technology) (in Chinese) [马俊青 2010 硕士学位论文 (湖南: 国防科学技术大学)]
- [12] Chaitanya K S, Samanta G K, Ebrahim-Zadeh M 2009 *Opt. Express* **17** 13711

Influence of laser linewidth on the conversion efficiency of single-pass frequency doubling with a PPMgO:LN crystal*

Zhang Kong Bai Jian-Dong He Jun Wang Jun-Min[†]

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices (Shanxi University), and Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 23 November 2015; revised manuscript received 15 December 2015)

Abstract

We report on the generation of 2.06 W of tunable cw light at 780 nm by a single-pass frequency doubling in a PPMgO:LN crystal with a seeded high-power fiber amplifier. A 1560 nm distributed feedback (DFB) diode laser, a Littman-type grating external-cavity diode laser (ECDL) and a DFB-type erbium-doped fiber laser (DFB-EDFL) were separately used as a seeding laser source of an erbium-doped fiber amplifier (EDFA). Here we use the EDFA which has a narrow linewidth option, the fundamental frequency light will not be obviously broadened. The influence of laser linewidth on the conversion efficiency of frequency doubling is investigated. The injection power and output power of EDFA must be consistent. So when temperature of the PPMgO:LN crystal is fixed, the conversion efficiency for different seeding resources can be obtained as follows. When the fundamental power is 12.42 W, using the DFB as seeding resource yields 1.36 W of 780 nm doubling output, and the corresponding conversion efficiency is 11.0%. Using the ECDL as seeding source yields 1.78 W of 780 nm doubling output, and the corresponding conversion efficiency is 14.3%. While using the DFB-EDFL as seeding source yields 2.06 W of 780 nm doubling output, and the conversion efficiency is 16.6%. The measured laser linewidths of the three seeding sources are 1.2 MHz, 200 kHz, and 600 Hz for the DFB, ECDL, and DFB-EDFL, respectively. The experimental results show that the narrower laser linewidth, the higher doubling efficiency, and the experimental results agree with our theoretical analysis.

Keywords: frequency doubling, laser linewidth, conversion efficiency

PACS: 42.50.-p, 42.65.-k, 42.65.Ky

DOI: 10.7498/aps.65.074207

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61475091, 11274213, 61205215, 61227902) and the National Major Scientific Research Program of China (Grant No. 2012CB921601).

[†] Corresponding author. E-mail: wjjmm@sxu.edu