

基于 MgO:PPLN 晶体的 1560 nm 激光外腔谐振倍频器

姜振宇¹, 冯晋霞^{1,2*}, 孙婧可¹, 李渊骥^{1,2}, 张宽收^{1,2}¹山西大学光电研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006;²山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

摘要 报道了一台基于掺氧化镁周期极化铌酸锂(MgO:PPLN)晶体的 1560 nm 激光外腔谐振倍频器。理论分析了 MgO:PPLN 晶体的极化周期容差、吸收损耗以及热透镜效应导致的倍频腔模式匹配效率变化对外腔谐振倍频效率的影响,实验搭建了由国产的 MgO:PPLN 晶体和反射腔镜构成的外腔谐振倍频腔,实验研究了不同长度的 MgO:PPLN 晶体对外腔谐振倍频效率的影响,并设计出小型化外腔谐振倍频器。利用长度为 10 mm 的 MgO:PPLN 倍频晶体,控制 MgO:PPLN 晶体的温度为 53.45 °C,注入功率为 1.7 W 的 1560 nm 基频光,此时最佳谐振倍频效率达 84.1%,倍频激光在 3 h 内的输出功率稳定性优于 ±0.17%。所研制的小型化稳定输出 780 nm 激光的外腔谐振倍频器可用于 1560 nm 非经典光场的制备和基于铷原子的量子存储研究。

关键词 激光器; 外腔谐振倍频; 准相位匹配晶体; 高效率; 小型化

中图分类号 TN248.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL202249.1701001

1 引言

1560 nm 非经典态光场对应光纤传输低损耗窗口,与现有商业化光纤通信系统兼容,是实现长距离量子通信的一种重要资源^[1-2],利用 780 nm 倍频激光抽运非线性晶体并进行光学参量下转换是制备 1560 nm 非经典态光场的有效方法之一。2018 年, Feng 等^[3]利用外腔谐振倍频技术制备了 775 nm 激光泵浦非简并光学参量放大器,进而制备出纠缠度达 8.3 dB 的 1550 nm 连续变量量子纠缠态光场,并实验完成了基于光纤信道的 20 km 量子纠缠分发^[4]。2021 年, Zhang 等^[5]利用 775 nm 倍频激光分别泵浦两个简并光学参量放大器,制备了两个压缩态光场,随后在分束器上耦合两个压缩态光场,制备了纠缠度达 11 dB 的 1550 nm 纠缠态光场。此外, 780 nm 激光对应⁸⁷Rb 原子的 D₂ 跃迁吸收线,可以用于原子冷却^[6]、频率标准^[7]、量子存储^[8]等科学研究。因此,如何实验制备出高效率稳定输出的 780 nm 激光是大家广泛关注的问题。

随着准相位匹配技术^[9]的不断成熟,利用基于周期极化非线性晶体的外腔谐振倍频技术,实现了多个不同波长激光的高效率转换。2011 年, Ast 等^[10]利用尺寸为 1.0 mm×2.0 mm×9.3 mm 的周期极化磷酸氧钛钾(PPKTP)晶体,通过半整块倍频腔,在准相位匹配晶体温度为 45 °C 时获得了输出功率为 1.05 W、倍频效率为 95% 的 775 nm 倍频激光。2018 年, Cui

等^[11]利用尺寸为 1 mm×2 mm×10 mm 的 PPKTP 晶体,通过四镜环形倍频腔,在准相位匹配晶体温度为 55.9 °C 时,获得了输出功率为 5.22 W、倍频效率为 93.8% 的 671 nm 倍频光。2021 年, Yao 等^[12]利用尺寸为 1 mm×2 mm×10 mm 的 PPKTP 晶体,通过半整块倍频腔,获得了输出功率为 0.932 W、倍频效率为 94% 的 532 nm 倍频光。上述实验研究工作为了获得高的外腔谐振倍频效率,均采用定制的高质量倍频腔镜及低损耗 PPKTP 晶体。但是 PPKTP 晶体价格昂贵且严重依赖进口,制约了国内相关技术的发展,难以实现大规模产业化应用。周期极化铌酸锂(PPLN)晶体的有效非线性系数较高,特别是 PPLN 晶体的制备相对容易,国内外有多家公司可以制备高质量的 PPLN 晶体。2014 年,李宏等^[13]利用国外公司制备的尺寸为 1 mm×10 mm×20 mm 的 PPLN 晶体和国产的由两个反射镜构成的驻波腔,在准相位匹配晶体温度为 120 °C 时,获得了输出功率为 1 W、倍频效率为 84.8% 的 780 nm 倍频光。但是基于 PPLN 的外腔谐振倍频技术,为了消除高功率基频光泵浦晶体引起的光折变损伤效应,需要将晶体温度控制在 90 °C 以上,这为实际应用带来诸多不便。掺 MgO 的 PPLN (MgO:PPLN)晶体大幅提高了光折变损伤阈值,可在室温下实现高效谐振倍频^[14]。研究者基于掺 MgO 的铌酸锂晶体进行了多种波长转换的实验研究。2020 年,田宇航等^[15]利用掺氧化镁铌酸锂(MgO:LiNbO₃)晶

收稿日期: 2021-10-27; 修回日期: 2021-11-30; 录用日期: 2021-12-22

基金项目: 国家自然科学基金(62175135)

通信作者: *fengjx@sxu.edu.cn

体获得了转化效率为 49.3% 的 532 nm 激光输出。2020 年,郭磊等^[16]利用啁啾 MgO:PPLN 实现了 600 nm 附近的宽谱黄-橙激光输出。2021 年,王菲菲等^[17]利用多周期 MgO:PPLN 晶体实现了 2.37~4.01 μm 连续调谐中红外激光输出。为了研制出实用化的基于 MgO:PPLN 晶体的 1560 nm 激光外腔谐振倍频器,需要对基于国产的 MgO:PPLN 晶体和反射腔镜的外腔谐振倍频过程进行系统研究。

本文首先从理论上分析了不同长度 MgO:PPLN 晶体的极化周期容差、晶体吸收损耗以及晶体热透镜效应导致的倍频腔模式匹配效率变化对外腔谐振倍频效率的影响。然后在实验中搭建了由国产的 MgO:PPLN 晶体和反射腔镜构成的外腔谐振倍频腔,测量了不同长度 MgO:PPLN 晶体对应的倍频效率以及谐振倍频的输出特性。通过优化 MgO:PPLN 晶体的长度,实验获得了最佳谐振倍频输出。根据理论和实验研究获得的最佳倍频腔参数,设计了小型化外腔谐振倍频器,为其他外腔谐振倍频实验提供了参考。

2 理论分析

在基于非线性周期极化晶体的高效率非线性频率转换中,晶体中的相互作用光需要具有最佳相位匹配,相位失配量过大会导致倍频效率急剧下降。小信号近似下的单穿倍频效率^[18]可以表示为

$$\eta_0 = \frac{8\pi^2 l^2 d_{\text{eff}}^2}{n_{\omega}^2 n_{2\omega} \lambda_1^2 c \xi_0} \times \frac{P_1}{\pi \omega_0^2} \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right), \quad (1)$$

式中: l 为晶体长度; d_{eff} 为非线性晶体的有效非线性系数; P_1 为入射的基频光功率; n_{ω} 和 $n_{2\omega}$ 分别为基频光和倍频光在非线性周期极化晶体中的折射率; λ_1 为基频光波长; c 为真空中光的传播速度; ξ_0 为真空介电常数; ω_0 为基频光的腰斑大小; Δk 为相位失配量,表达式^[19]为

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 - \frac{2\pi m}{\Lambda} = \frac{4\pi n_{2\omega}(\lambda_1/2, T)}{\lambda_1} - \frac{4\pi n_{\omega}(\lambda_1, T)}{\lambda_1} - \frac{2\pi m}{\Lambda}, \quad (2)$$

式中: k_1 为基频光波矢大小; k_2 为倍频光波矢大小; m 为准相位匹配阶数,本文实验中采用一阶准相位匹配,即 $m=1$; Λ 为非线性晶体的极化周期; T 为晶体实际温度。实验中采用的非线性晶体为 MgO:PPLN 晶体,其折射率^[20]满足

$$n_c^2 = 5.756 + 2.86 \times 10^{-6} \times f + \frac{0.0983 + 4.7 \times 10^{-8} \times f}{\lambda^2 - (0.2020 + 6.113 \times 10^{-8} \times f)^2} + \frac{189.32 + 1.516 \times 10^{-4} \times f}{\lambda^2 - 12.52^2} - 1.32 \times 10^{-2} \times \lambda^2, \quad (3)$$

$$f = (T - T_0)(T + T_0 + 2 \times 273.16), \quad (4)$$

式中: λ 为入射光的波长; T_0 为室温。可以看出,相位

失配量与晶体温度、基频光波长和极化周期有关。当基频光波长和晶体极化周期确定时,通过精确调节晶体温度可以实现相互作用光在非线性晶体中的相位匹配,获得高效的倍频转化。但是考虑实际情况,基频光有一定的线宽,晶体控温仪的控温精度有限,非线性周期极化晶体的极化周期也会因为加工工艺产生偏差,这些偏差会导致相位失配,降低倍频效率。

定义归一化单穿倍频效率降为 0.5 时的全宽为接受容差^[19],即式(1)中 $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right) = 0.5$,因此有

$$\frac{\Delta k l}{2} = 1.3915. \quad (5)$$

实验中采用线宽为 1 kHz 的连续单频窄线宽光纤激光器以及控温精度为 0.01 °C 的精密控温仪,线宽的范围和温度的波动分别远小于实验中使用的 MgO:PPLN 晶体的波长可接受容差和温度可接受容差,因此可以忽略其对归一化单穿倍频效率的影响。但是 MgO:PPLN 晶体的极化周期误差为 0.01~0.02 μm,对归一化单穿倍频效率的影响很大。

对于单一周期的非线性周期极化晶体,在其极化周期的制作工艺误差中,平均误差对转换效率的影响较小,可以通过优化温度补偿平均误差造成的相位失配量,满足相位匹配条件。转换效率的主要影响因素是极化周期的制作工艺误差中的标准差。周期极化晶体中每一个极化周期相对于平均极化周期都存在误差,当其标准差较大时,倍频过程在每一个极化周期过程中都存在较大的相位失配,这会导致倍频效率的明显下降。

将相位失配量 Δk 对极化周期 Λ 求导,有

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \Lambda} = \frac{2\pi m}{\Lambda^2}. \quad (6)$$

因此极化周期的容差表达式为

$$\Delta \Lambda = 2\Delta k \times \frac{\Lambda^2}{2\pi m} = 2 \times \frac{1.3915}{l} \times \frac{\Lambda^2}{\pi m}. \quad (7)$$

可以看出,随着晶体长度的增加,极化周期的可接受容差减小。在晶体长度较长的情况下,极化周期误差会严重影响基于周期极化晶体的倍频效率。

外腔谐振倍频效率^[21]满足

$$\sqrt{\eta} \left[2 - \sqrt{1 - T_1} (2 - \epsilon - \Gamma \sqrt{\frac{\eta P_1}{\eta_0}}) \right]^2 - 4T_1 \sqrt{\eta_0 P_1} = 0, \quad (8)$$

式中: η 为外腔谐振倍频效率; T_1 为输入耦合镜对基频光的透射率; Γ 为非线性损耗系数; ϵ 为内腔损耗,与晶体表面减反膜不完美导致的损耗以及晶体吸收的基频光能量转化为热能有关^[22];

$$\epsilon = \beta [1 - \exp(-\alpha l)] + R_c, \quad (9)$$

式中: α 为晶体对基频光的吸收系数; β 为光热转换系数; R_c 为晶体端面减反膜的剩余反射率。

热透镜效应可显著影响谐振腔的稳定性和腔内激

光模式^[23]。在倍频过程中,晶体中聚集的热量较多,产生了较严重的热透镜效应,从而影响倍频腔的模式匹配效率,导致倍频效率的下降。可以通过热透镜效应,进一步分析外腔倍频的影响因素。外腔谐振倍频时,基频光的模式要与谐振腔的腔模模式匹配,模式匹配效率取决于腔模与基频光模式中的腰斑位置、大小。通过调节腔前的匹配透镜,可以将位置以及大小调节一致。但是由于腔内功率的增加,热透镜效应加剧,腔模腰斑发生变化,而基频光腰斑大小没有变化,因此模式匹配效率降低,从而倍频效率降低。晶体的热透镜

焦距^[24]可表达为

$$f = \frac{\pi k_c \omega_0^2}{P (dn/dt)} \times \frac{1}{1 - \exp(-a/l)}, \quad (10)$$

式中:晶体热导率 $k_c = 47 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$; P 为内腔循环功率;热光系数 $dn/dt = 15.4 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ 。

为了实现高效的外腔谐振倍频效率,不同长度的晶体需要对应不同的共焦参量,所以其对应的腰斑大小不同,晶体越长其吸收的热量越多,但由于其对应的腰斑变大,产生的热透镜效应反而减小。

将热透镜焦距代入倍频谐振腔的 ABCD 矩阵:

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_c}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_0} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_c}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_c}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_0} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_c}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

式中: L_c 为晶体的长度; L_0 为晶体端面到腔镜的距离; f_0 为等效热透镜的焦距。可以得到谐振腔的腔模腰斑:

$$\omega = \sqrt{\left[\frac{\lambda \sqrt{4 - (a + d)^2}}{2\pi c} \right]}. \quad (12)$$

随着热透镜的变化,腔模腰斑大小发生改变,但是入射的基频光模式不变,因此模式匹配效率下降,模式匹配效率的表达式^[24]为

$$\kappa = 16 \frac{\left(\int_{-L_{ca}/2}^{L_{ca}/2} \frac{1}{\omega_z^2 + \omega_{ez}^2} dz \right)^2}{\left(\int_{-L_{ca}/2}^{L_{ca}/2} \frac{1}{\omega_z^2} dz \right) \left(\int_{-L_{ca}/2}^{L_{ca}/2} \frac{1}{\omega_{ez}^2} dz \right)}, \quad (13)$$

$$\omega_z = \omega \sqrt{1 + \left[\frac{\lambda(z - z_a)}{\pi \omega^2} \right]^2}, \quad (14)$$

$$\omega_{ez} = \omega_0 \sqrt{1 + \left[\frac{\lambda(z - z_0)}{\pi \omega_0^2} \right]^2}, \quad (15)$$

式中: L_{ca} 为腔长; ω_{ez} 为基频光与腰斑位置(z_0)的距离为 z 处的光斑大小; ω_z 为谐振腔腔模与腔模腰斑位置(z_a)的距离为 z 处的腔模大小。模式匹配效率的下降导致基频光与非线性晶体相互作用的模式体积减小,从而使倍频效率下降。

3 实验装置

外腔谐振倍频系统的实验装置如图 1(a)所示。实验使用的基频光光源为连续单频光纤激光器,最大输出功率为 5.0 W,中心波长为 1560 nm,线宽为 1 kHz。为了防止倍频腔的反射光束进入激光器,影响激光器的正常运转,在输出激光的光路中放置光学隔离器(OI)。利用半波片与偏振分束器组合的功率调节器改变注入倍频腔中的基频光功率。在腔前放置半波片,使基频光以 s 偏振模式注入倍频腔,满足倍频过程中倍频晶体的 I 类相位匹配条件。

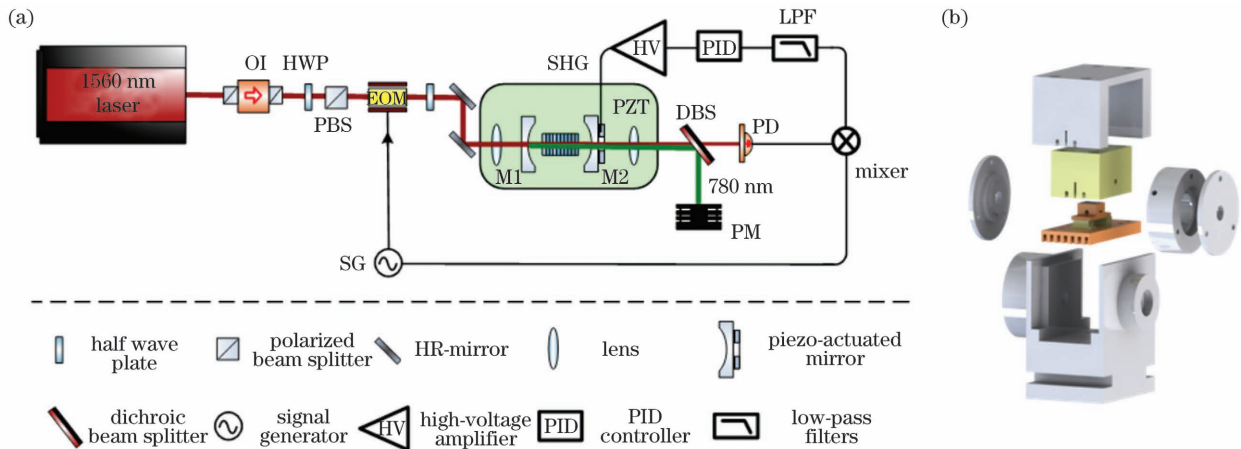


图 1 实验装置图。(a)倍频光产生光路图及腔长锁定系统图;(b)小型化外腔谐振倍频器

Fig. 1 Schematics of experimental setup. (a) Schematics of frequency doubling light generation and cavity length locking system; (b) miniaturized external cavity resonant frequency doubler

谐振倍频腔 (SHG) 由两个平凹反射镜和 MgO:PPLN 晶体组成。MgO:PPLN 晶体由福建中科晶光电科技有限公司制备,晶体的极化周期为 $19.6 \mu\text{m}$, MgO 的掺杂摩尔分数为 5%。通过掺杂 MgO,提高 PPLN 晶体的光折变损伤阈值,可在低于 $100 \text{ }^\circ\text{C}$ 的匹配温度下实现高效频率转换。MgO:PPLN 晶体两端面为平面,镀基频光和倍频光的减反膜 (1560 nm 和 780 nm 处的反射率 $R_{1560 \text{ nm}} \& 780 \text{ nm}} < 0.5\%$)。平凹反射腔镜由福建华科光电有限公司加工镀膜,反射腔镜的凹面曲率半径均为 30 mm , M1 为倍频腔的输入耦合镜 (1560 nm 处的透射率 $T_{1560 \text{ nm}} = 13\%$, 780 nm 处的反射率 $R_{780 \text{ nm}} > 99.5\%$), M2 为倍频腔的输出耦合镜 (1560 nm 处的反射率 $R_{1560 \text{ nm}} > 99.8\%$, 780 nm 处的透射率 $T_{780 \text{ nm}} > 90\%$)。M2 被固定在压电陶瓷 (PZT) 上,通过驱动 PZT 实现对倍频腔腔长的控制。实验中采用 PDH (Pound-Drever-Hall) 技术^[25] 锁定倍频腔腔长,将信号发生器 (SG) 产生的调制信号加载在电光调制器 (EOM) 上,使基频光产生边带调制信号。随后利用双色镜 [DBS, 高反 (HR) @ 780 nm , 高透 (HT) @ 1560 nm] 将倍频腔的输出激光分为两束,使用光电探测器 (PD) 探测透射的 1560 nm 基频光信号。将基频光信号与调制信号通过混频器 (Mixer)、低通滤波器 (LPF) 后产生的误差信号加载到比例-积分-微分 (PID) 控制器中,产生锁定腔长信号。将锁定腔长信号加载到高压放大器 (HV) 上,通过压电陶瓷将倍频腔腔长锁定在基频光共振处。DBS 反射端输出 780 nm 倍频光,使用功率计 (PM) 探测倍频光强度。

根据理论和实验研究获得的最佳倍频腔参数,设计了小型化外腔谐振倍频器,如图 1(b) 所示,其外形尺寸为 $9 \text{ cm} \times 6 \text{ cm} \times 7 \text{ cm}$ 。该小型化外腔谐振倍频器包括外壳、可调节腔长装置、控温装置以及设置在控温装置中的非线性晶体。可调节腔长装置中的输入耦合镜、输出耦合镜以及非线性晶体构成光学谐振腔。光线依次通过输入耦合镜、非线性晶体以及输出耦合镜。通过整体化设计小型化外腔谐振倍频器,提高了光学谐振腔的腔长稳定性,并通过控温装置提高了整体光学谐振腔中非线性晶体的温度稳定性,实现了腔内参与频率转换过程的光场的稳定相对相位控制。通过可调节腔长装置,实现整体光学谐振腔腔长的精确控制。通过该小型化、集成化器件设计,结合国产光学元件的使用,在获得高倍频效率、输出稳定的倍频激光的同时,倍频器件的实用化得到进一步加强。

4 实验结果

实验中首先测量了不同长度的 MgO:PPLN 晶体单穿倍频的温度特性曲线,如图 2 所示。可以看出,随着晶体长度的增加,非线性晶体相位匹配温度的容差不断减小,与根据式(2)进行的理论分析和拟合结果基

本一致。在晶体长度 $L = 50 \text{ mm}$ 时,相位匹配温度的容差为 $2.41 \text{ }^\circ\text{C}$ 。

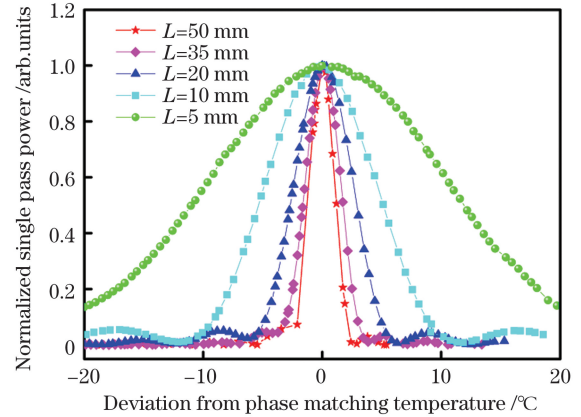


图 2 不同长度的 MgO:PPLN 晶体的单穿倍频的温度特性
Fig. 2 Temperature characteristics of different length MgO:PPLN crystals with single pass frequency doubling

当基频光注入功率为 100 mW 且控制 MgO:PPLN 晶体工作在最佳相位匹配温度点时,测量了不同长度的 MgO:PPLN 晶体的单穿倍频效率,如图 3 所示。MgO:PPLN 晶体的长度分别为 $5, 10, 20, 35, 50 \text{ mm}$ 。图 3 中的圆点为实验测量值,曲线为根据式(1)数值模拟得到的小信号单穿倍频效率随晶体长度的变化曲线,在理论计算时将极化周期误差设置为 3 nm 。可以看出,理论计算曲线与实验值基本吻合。当晶体长度较短时,极化周期容差较大,极化周期容差对倍频效率的影响较小,单穿倍频效率随晶体长度的增加而增加。但当晶体长度较长时,极化周期容差较小,而且基频光的模体积变大,导致单穿倍频效率的急剧下降。

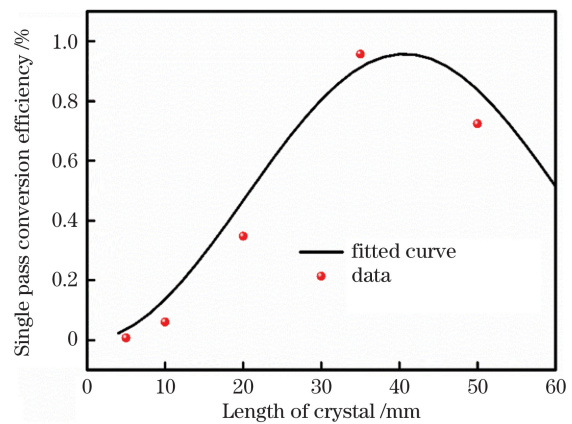


图 3 单穿倍频效率随晶体长度的变化
Fig. 3 Single pass frequency doubling efficiency versus crystal length

当 1560 nm 基频光的注入功率为 1 W 时,控制 MgO:PPLN 晶体工作在最佳相位匹配温度点,实验测量了外腔谐振倍频的倍频效率,如图 4 所示。MgO:PPLN 晶体的长度分别为 $5, 10, 20, 35, 50 \text{ mm}$ 。图 4 中圆点为实验测量值,曲线为根据式(16)数值模拟得到的外腔谐振倍频效率随晶体长度变化的理论曲线。在理论计算时将极化周期误差设置为 3 nm ,考虑

了晶体吸收损耗随晶体长度的变化以及晶体热透镜效应导致的模式匹配效率降低等对外腔谐振倍频效率的影响。可以看出,理论计算曲线与实验值基本吻合。当晶体长度较短时,极化周期误差对倍频效率的影响较小,晶体吸收损耗较小,倍频腔的模式匹配效率较高,外腔谐振倍频效率随晶体长度的增加而增加。但当晶体长度较长时,由于晶体的极化周期容差较小、吸收损耗较大及倍频腔的模式匹配效率较低等,外腔谐振倍频效率随晶体长度的增加而减小。由图 4 可以看出,在所设计的实验系统中,获得最佳谐振倍频效率的晶体长度为 18 mm,此时理论计算的最大倍频效率为 85%。理论值与实验值存在微小差异的可能原因是对于不同长度的晶体,其极化周期误差由于工艺差别而不完全相同。本文在理论计算时将极化周期误差均设置为 3 nm,因此理论和实验值略有差异。

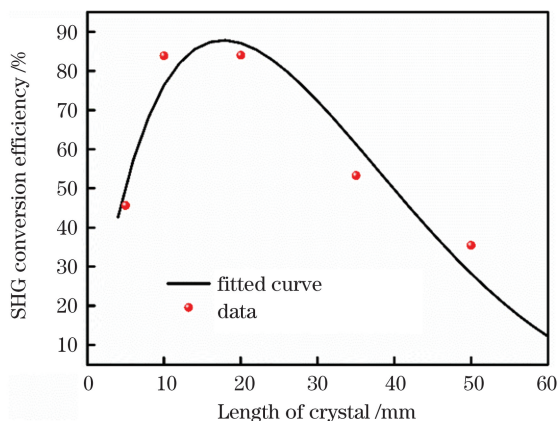


图 4 外腔谐振倍频效率随晶体长度的变化

Fig. 4 Efficiency of external cavity resonant frequency doubling versus crystal length

根据实验及理论所得的最佳参数,设计了小型化外腔谐振倍频器[图 1(b)],其中倍频晶体长度为 10 mm、倍频腔腔长为 59 mm。当控制 MgO:PPLN 晶体的温度为 53.45 °C 时,实验测量了外腔谐振倍频效率随注入基频光功率的变化曲线,如图 5 所示,其中圆点为实验测量值,实线为根据式(16)数值拟合得到

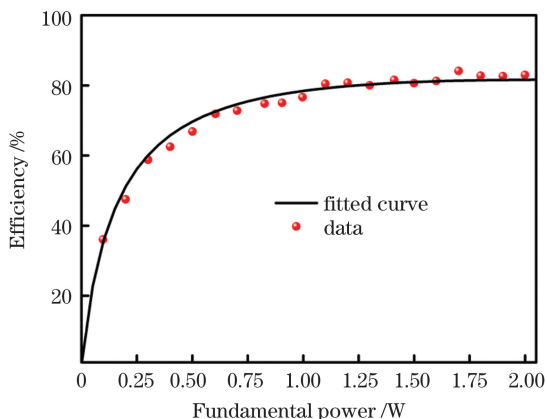


图 5 外腔谐振倍频效率随基频光功率的变化

Fig. 5 Efficiency of external cavity resonant frequency doubling versus fundamental light power

理论曲线,理论计算曲线与实验值基本吻合。可以看出,随着基频光功率的增加,外腔谐振倍频效率增加并趋于饱和,当注入的 1560 nm 基频光的功率为 1.7 W 时,最佳谐振倍频效率达 84.1%。

当注入的小型化谐振倍频器的 1560 nm 基频光的功率为 2.0 W 时,780 nm 倍频光的输出功率为 1.64 W。实验测量了小型化谐振倍频器输出功率的长期稳定性,如图 6 所示,780 nm 倍频输出激光在 3 h 内的输出功率稳定性优于 $\pm 0.17\%$ 。利用搭建的精细度为 550 的三镜环形腔作为线宽分析测试腔,测量了输出的 780 nm 倍频激光的线宽,测量值为 270 kHz。该测量结果受到分析腔线宽的限制。

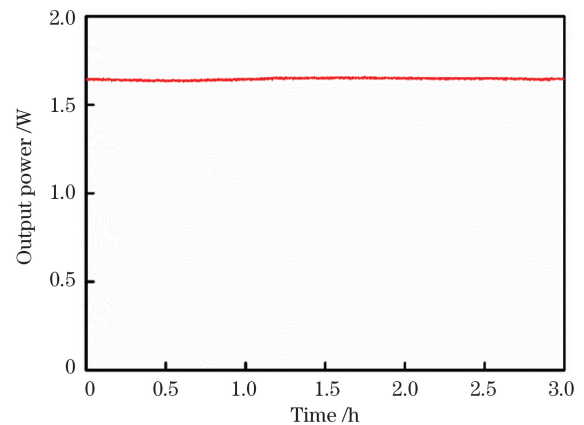


图 6 小型化谐振倍频器的输出功率稳定性

Fig. 6 Output power stability of miniaturized resonant frequency doubler

5 结 论

首先从理论上分析了不同长度 MgO:PPLN 晶体的极化周期容差、晶体吸收损耗以及晶体热透镜效应导致的倍频腔模式匹配效率变化对外腔谐振倍频效率的影响,然后实验上搭建了由国产 MgO:PPLN 晶体和反射腔镜构成的外腔谐振倍频腔,实验研究了不同长度的 MgO:PPLN 晶体对应的外腔谐振倍频的倍频效率。在理论计算时将极化周期误差设置为 3 nm,考虑了晶体吸收损耗随晶体长度的变化以及晶体热透镜效应导致的模式匹配效率降低等对外腔谐振倍频效率的影响,理论计算曲线与实验值基本吻合。在所设计的实验系统中,获得的最佳谐振倍频效率的晶体长度为 18 mm。根据理论和实验研究获得的最佳倍频腔参数,设计出小型化外腔谐振倍频器。基于长度为 10 mm 的 MgO:PPLN 倍频晶体,当控制 MgO:PPLN 晶体的温度为 53.45 °C、注入的 1560 nm 基频光的功率为 1.7 W 时,最佳谐振倍频效率达 84.1%。当注入的小型化谐振倍频器的基频光功率为 2.0 W 时,780 nm 倍频光的最大输出功率达 1.64 W,倍频输出激光在 3 h 内的输出功率稳定性优于 $\pm 0.17\%$ 。通过该小型化、集成化器件设计,结合国产光学元件的使用,在获得高倍频效率、输出稳定的倍频激光的同时,

倍频器件的实用化得到进一步加强。研制的稳定输出 780 nm 激光的小型化外腔谐振倍频器可用于 1560 nm 非经典光场的制备和基于铷原子的量子存储研究,促进了量子技术产业化的实现。

参 考 文 献

- [1] Sun Q C, Jiang Y F, Mao Y L, et al. Entanglement swapping over 100 km optical fiber with independent entangled photon-pair sources[J]. *Optica*, 2017, 4(10): 1214-1218.
- [2] Lodewyck J, Bloch M, García-Patrón R, et al. Quantum key distribution over 25 km with an all-fiber continuous-variable system[J]. *Physical Review A*, 2007, 76(4): 042305.
- [3] Feng J X, Wan Z J, Li Y J, et al. Generation of 8.3 dB continuous variable quantum entanglement at a telecommunication wavelength of 1550 nm[J]. *Laser Physics Letters*, 2018, 15(1): 015209.
- [4] Feng J X, Wan Z J, Li Y J, et al. Distribution of continuous variable quantum entanglement at a telecommunication wavelength over 20 km of optical fiber[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(17): 3399-3402.
- [5] Zhang W H, Jiao N J, Li R X, et al. Precise control of squeezing angle to generate 11 dB entangled state[J]. *Optics Express*, 2021, 29(15): 24315-24325.
- [6] Barrett M D, Sauer J A, Chapman M S. All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(1): 010404.
- [7] Sortais Y, Bize S, Nicolas C, et al. Cold collision frequency shifts in a 87Rb atomic fountain[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(15): 3117-3120.
- [8] Eisaman M D, André A, Massou F, et al. Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses [J]. *Nature*, 2005, 438(7069): 837-841.
- [9] Zhu S N, Zhu Y Y, Ming N B. Quasi-phase-matched third-harmonic generation in a quasi-periodic optical superlattice[J]. *Science*, 1997, 278(5339): 843-846.
- [10] Ast S, Nia R M, Schönbeck A, et al. High-efficiency frequency doubling of continuous-wave laser light [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(17): 3467-3469.
- [11] Cui X Y, Shen Q, Yan M C, et al. High-power 671 nm laser by second-harmonic generation with 93% efficiency in an external ring cavity[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(8): 1666-1669.
- [12] Yao W X, Wang Q W, Tian L, et al. Realizing high efficiency 532 nm laser by optimizing the mode- and impedance-matching [J]. *Laser Physics Letters*, 2021, 18(1): 015001.
- [13] 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.
Li H, Feng J X, Wan Z J, et al. Low noise continuous-wave single frequency 780 nm laser high efficiently generated by extracavity-enhanced frequency doubling [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2014, 41(5): 0502003.
- [14] Zhang J F, Chen Y P, Lu F, et al. Flexible wavelength conversion via cascaded second order nonlinearity using broadband SHG in MgO-doped PPLN [J]. *Optics Express*, 2008, 16(10): 6957-6962.
- [15] 田宇航, 王俊萍, 杨文海, 等. 集成量子压缩光源中 MgO:LiNbO₃ 晶体倍频系统研究[J]. *中国激光*, 2020, 47(11): 1108001.
Tian Y H, Wang J P, Yang W H, et al. Frequency doubling system for integrated quantum squeezed light source based on MgO:LiNbO₃ crystal[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(11): 1108001.
- [16] 郭磊, 陈怀熹, 张新彬, 等. 基于 MgO:PPLN 啁啾结构和频的宽谱黄-橙激光输出[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(9): 091901.
Guo L, Chen H X, Zhang X B, et al. Broadband yellow-orange laser output based on chirp structure MgO:PPLN sum-frequency[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(9): 091901.
- [17] 王菲菲, 聂鸿坤, 刘俊亭, 等. 小型化宽调谐 MgO:PPLN 中红外纳秒光参量振荡器[J]. *中国激光*, 2021, 48(5): 0501015.
Wang F F, Nie H K, Liu J T, et al. Miniaturized widely tunable MgO:PPLN nanosecond optical parametric oscillator [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(5): 0501015.
- [18] Boyd G, Kleinman D. Parametric interaction of focused Gaussian light beams [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1968, 4(5): 353.
- [19] Fejer M M, Magel G A, Jundt D H, et al. Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1992, 28(11): 2631-2654.
- [20] Gayer O, Sacks Z, Galun E, et al. Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ [J]. *Applied Physics B*, 2008, 91(2): 343-348.
- [21] Targat R L, Zondy J J, Lemonde P. 75%-efficiency blue generation from an intracavity PPKTP frequency doubler [J]. *Optics Communications*, 2005, 247(4/5/6): 471-481.
- [22] 张远涛, 屈求智, 钱军, 等. PPLN 晶体 1560 nm 激光倍频过程的热效应分析[J]. *中国激光*, 2015, 42(7): 0708002.
Zhang Y T, Qu Q Z, Qian J, et al. Thermal effect analysis of 1560 nm laser frequency doubling in a PPLN crystal[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2015, 42(7): 0708002.
- [23] 姚子健, 李渊曠, 宋政, 等. 基于全固态单向行波环形腔的连续波单频 1.5 μm 激光器[J]. *中国激光*, 2021, 48(5): 0501010.
Yao Z J, Li Y J, Song Z, et al. Continuous-wave single-frequency 1.5 μm laser based on all-solid-state unidirectional traveling-wave ring cavity[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(5): 0501010.
- [24] Wang Y J, Li Z X, Zheng Y H, et al. Determination of the thermal lens of a PPKTP crystal based on thermally induced mode-mismatching[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2017, 53(1): 7000307.
- [25] Black E D. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization[J]. *American Journal of Physics*, 2001, 69(1): 79-87.

1560 nm Laser External Cavity Resonant Frequency Doubler Based on MgO:PPLN Crystal

Jiang Zhenyu¹, Feng Jinxia^{1,2*}, Sun Jingke¹, Li Yuanji^{1,2}, Zhang Kuanshou^{1,2}

¹ State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China;

² Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China

Abstract

Objective An important resource for realizing long-distance quantum communication is the 1560 nm nonclassical state light field because it produces a low loss window for optical fiber transmission. The most effective method to generate a 1560 nm nonclassical state light field is to pump an optical parametric amplifier using a 780 nm laser. Additionally, 780 nm lasers correspond to the D₂ line of ⁸⁷Rb used in scientific fields, such as atomic cooling, frequency standard, and quantum storage. Therefore, methods for obtaining a highly efficient and stable 780-nm laser have become a widespread concern. With the rapid development of quasi-phase-matching technology, the high-efficiency frequency conversion of multiple lasers with different wavelengths is realized using the external cavity resonance frequency doubling technology based on periodic polarization nonlinear crystal. The external cavity-resonant frequency doubler with a high efficiency based on customized high-quality frequency doubling cavity mirrors and low loss periodically poled potassium titanyl phosphate (PPKTP) crystals are used. However, the PPKTP crystal relies heavily on imports, which restricts the development of native relevant technologies, thereby making it difficult to realize large-scale industrial applications. A periodically poled lithium niobate (PPLN) crystal has a highly effective nonlinear coefficient, especially because manufacturing PPLN crystal is relatively easy. Many native companies can produce high-quality PPLN crystals. However, PPLN crystals need to operate above 90 °C to avoid photorefractive damage effects, which inconvenience practical application. MgO-doped PPLN (MgO:PPLN) crystals have the same nonlinear coefficient as PPLN, but can greatly improve the photorefractive damage threshold. To develop a practical external cavity-resonant frequency doubler using the MgO:PPLN crystal, studying the external cavity-resonant frequency doubling process systematically using domestic MgO:PPLN crystal and cavity mirror is necessary.

Methods First, we theoretically analyze the frequency doubling efficiency of external cavity using the MgO:PPLN crystal with different lengths, which is affected by the mode-matching efficiency of the frequency doubling cavity caused by the change of the periodically polarized tolerance, crystal absorption loss, and crystal thermal lens effect. For a definite fundamental wavelength and polarization period of the nonlinear crystal, the phase matching of a nonlinear crystal and the highly efficient frequency doubling conversion can be realized by accurately adjusting the crystal temperature. However, the polarization period of the nonlinear crystal deviates due to the polarization processing technology, leading to phase mismatch and reducing the efficiency of the frequency doubling conversion. Additionally, due to the increase of the cavity power, the thermal lens effect intensifies and the waist of the cavity mode changes, whereas the size of the waist of the fundamental light does not change. This results in the reduction of the mode-matching efficiency and the efficiency of the frequency doubling. Then, an external cavity-resonant frequency doubler composed of the domestic MgO:PPLN crystal and cavity mirror is built experimentally (Fig. 1). The frequency doubling cavity is composed of the MgO:PPLN crystal and two flat-concave mirrors. Next, the MgO:PPLN crystal with a polarization period of 19.6 μm is temperature-controlled using an oven and a temperature controller. The length of the frequency doubling cavity is locked using the PDH (Pound-Drever-Hall) technique. Then we experimentally measure the frequency doubling conversion efficiency and output characteristics of the resonant frequency doubling using MgO:PPLN crystals with different lengths. By optimizing the length of MgO:PPLN crystal, we obtain the optimal resonant frequency doubling output. Finally, based on the optimal cavity parameters obtained from the experiment, we design a miniaturized external cavity-resonant frequency doubler with a size of 9 cm × 6 cm × 7 cm.

Results and Discussions When the fundamental frequency optical injection power is 100 mW, the single-pass frequency doubling efficiency of MgO:PPLN crystals with different lengths are measured (Fig. 3). Short crystal lengths produce large polarization period tolerance. Notably, the effect of the polarization period tolerance on the efficiency is limited. The efficiency increases with the increase of crystal length. However, large crystal lengths produce a sharp decline in the efficiency of the single-pass frequency doubling due to the polarization period tolerance. When the fundamental frequency optical injection power is 1 W, the efficiency of the external cavity-resonant frequency doubling of MgO:PPLN crystals

with different lengths are measured (Fig. 4). When the crystal length is short, the fundamental frequency light loss in the inner cavity is small, and the efficiency increases with the increase in crystal length. However, when the crystal length is large, the polarization period tolerance decreases, and the absorption loss of the crystal increases, thereby reducing the efficiency. In the theoretical calculation, the polarization period error is set to 3 nm. The theoretical calculation is consistent with the experimental value. Furthermore, the optimal crystal length with the best resonant frequency doubling efficiency of 85% is 18 mm. For a crystal length of 10 mm, the corresponding frequency doubling cavity length is 59 mm, and the temperature of the MgO:PPLN crystal is controlled to be 53.45 °C. The variation curve of the frequency doubling efficiency with the injected fundamental frequency optical power is measured (Fig. 5). With the increase in fundamental optical power, the frequency doubling efficiency of the external cavity increases and tends to saturation. When the injected fundamental optical power is 1.7 W, we obtain the highest efficiency of 84.1%. The stability of the output power of the miniaturized resonant frequency doubler for 3 h is measured (Fig. 6); when the output power is 1.64 W, the power fluctuation is $\pm 0.17\%$.

Conclusions In this paper, we design a 1560 nm laser external cavity resonant frequency doubler using MgO:PPLN crystals. Based on the theoretical analysis of the influence of the mode-matching efficiency change of frequency doubling cavity caused by the change of polarization period tolerance, the absorption loss, and thermal lens effect of MgO:PPLN crystals with different lengths on the external cavity resonant frequency doubling efficiency, we experimentally build an external cavity resonant frequency doubler composed of domestic MgO:PPLN crystal and cavity mirrors. The effects of MgO:PPLN crystals with different lengths on the frequency doubling efficiency are experimentally studied. Furthermore, we design a miniaturized external cavity resonant frequency doubler. The results show that when the temperature of the MgO:PPLN crystal is controlled to be 53.45 °C and the injected 1560 nm fundamental frequency light power is 1.7 W, the optimal resonant frequency doubling efficiency is 84.1% using a 10 mm MgO:PPLN crystal and the output power stability of the frequency-doubled laser is better than $\pm 0.17\%$ in 3 h. The miniaturized external cavity resonant frequency doubler with stable output at 780 nm can be used to prepare a 1560 nm nonclassical light field and to research the quantum storage based on rubidium atoms, which promotes the industrialization of quantum technology.

Key words lasers; external cavity resonant frequency doubling; quasi-phase-matching crystal; high efficiency; miniaturization