

基于半整块谐振腔的 426 nm 高效倍频光的产生

田剑锋¹, 左冠华², 张玉驰^{2*}, 李 刚¹, 张鹏飞¹, 张天才¹

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极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006;

² 山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006

摘要 通过内置周期极化磷酸氧钛钾晶体的半整块谐振腔, 采用铯原子 D2 线的抽运光实现了 426 nm 的蓝光倍频输出。实验采用了相对松散的聚焦, 明显改善了基频光和倍频光吸收诱发的热效应。采用 305 mW 的模式匹配基频光, 获得了 117.2 mW 的倍频蓝光, 倍频过程中最高光-光转化效率达到 42%; 84.5 mW 蓝光在约 1 h 内的功率起伏为 0.48%。结果表明, 所提方法可实现倍频光的稳定输出, 在量子光学、光与物质相互作用等领域具有广阔的应用前景。

关键词 激光光学; 倍频光; 半整块谐振腔; 周期极化磷酸氧钛钾晶体; 热效应

中图分类号 O437 文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201737.0414002

Generation of 426 nm High-Efficiency Frequency Doubling Light Based on Semi-Monolithic Resonant Cavity

Tian Jianfeng¹, Zuo Guanhua², Zhang Yuchi², Li Gang¹, Zhang Pengfei¹, Zhang Tiancai¹

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

² College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

Abstract The 426 nm blue light frequency doubling output based on the pumping light corresponding to D2 line of cesium atom is realized by the semi-monolithic resonant cavity embedded with a periodically poled potassium titanyl phosphate (PPKTP) crystal. Relatively loose focusing is adopted in experiment, which obviously improves the thermal effect induced by the absorption of fundamental frequency light and frequency doubling light. Frequency doubling blue light with the power of 117.2 mW is obtained based on the mode-matched fundamental frequency light with the power of 305 mW, and the highest optical-optical conversion efficiency in the frequency doubling process is up to 42%. The power fluctuation of blue light with the power of 84.5 mW is 0.48% in about an hour. Results show that the proposed method can realize the stable output of frequency doubling light, and has wide application prospects in the field of quantum optics and the interaction between light and matter.

Key words laser optics; frequency doubling light; semi-monolithic resonant cavity; periodically poled potassium titanyl phosphate crystal; thermal effect

OCIS codes 140.3515; 140.4780; 190.2620

1 引 言

近红外倍频产生的蓝光波段激光在光学测量^[1]、信息存储与读取^[2-3]、非线性光学^[4-5]、量子光学^[6-7]、量

收稿日期: 2016-10-10; 收到修改稿日期: 2016-11-06

基金项目: 国家自然科学基金(91336107, 61275210, 61227902, 11634008)、山西省自然科学基金(2014021011-2)

作者简介: 田剑锋(1974—), 男, 博士研究生, 主要从事非线性光学、激光技术等方面的研究。

E-mail: jianfeng2000@aliyun.com

导师简介: 张天才(1966—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事量子光学、非线性光学、冷原子物理、激光技术等方面的研究。E-mail: tczhang@sxu.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: yczhang@sxu.edu.cn

子信息^[6,8]及量子物理基础研究等领域具有重要的意义。处于特定碱金属原子线波段的倍频光对于开展光与原子相互作用^[9-10]、量子精密测量^[11]及量子信息存储^[12-13]等尤为重要。碱金属原子线通常处在近红外波段,其倍频光通常在蓝光甚至紫光区域。该波段的倍频从 20 世纪 90 年代开始成为人们关注的重要问题之一。

目前,若干研究小组通过非线性倍频过程获得了高功率的蓝光输出,实验中所使用的谐振腔包括四镜环形腔、驻波腔、半整块驻波腔和整块驻波腔等^[14-19]。半整块腔只包含一个腔镜和一块非线性晶体,具有线性损耗小、结构紧凑、力学稳定性好等优点。2003 年, Juwiler 等^[20]利用内置周期极化磷酸氧钛钾 (PPKTP) 晶体的半整块倍频腔,获得了 117.5 mW 的 532 nm 倍频光,光-光转化效率为 56.5%。2004 年, Klappauf 等^[21]采用铌酸钾 (KNbO₃) 晶体,通过半整块驻波腔结构倍频获得了 200 mW 的 461 nm 蓝光,同时观察到 KNbO₃ 具有蓝光诱发红外吸收效应和走离效应。2011 年, Ast 等^[22]利用内置 PPKTP 晶体的半整块倍频腔,获得了 1.05 W 的 775 nm 倍频光,光-光转化效率高达 95%。但是,对于短波长区域的红外倍频,其倍频光处于 PPKTP 晶体的强吸收范围,光吸收诱发的热效应成为实验中的主要障碍。2016 年, 温馨等^[23]利用内置 PPKTP 晶体的半整块倍频腔(腔本征模腰斑半径为 43 μm)获得了 60.4 mW 的 397.5 nm 倍频紫光,光-光转化效率最高为 34.6%。为获得满意的倍频光功率和好的光束质量,需要尽可能降低半整块腔的热效应。基于此,从 PPKTP 半整块倍频腔谐振条件出发,选择两种典型腔模参数产生的热致输出特性变化进行了计算。结果表明,优化晶体中心的聚焦条件对腔的输出特性具有较大改善,应用中可以通过放宽聚焦条件来提高倍频腔性能。实验中,利用钛宝石激光作为抽运源,产生对应铯 (Cs) 原子 D₂ 线波长为 852 nm 的基频光,采用长度为 10 mm 的 PPKTP 晶体半整块腔,通过谐振外腔倍频实现倍频输出。当基频光功率为 305 mW 时,获得了 117.2 mW 的 426 nm 倍频输出,此时光-光转化效率为 38.3%;当基频光功率为 172 mW 时,光-光转化效率最高达到 42%;当蓝光功率为 84.5 mW 时,1 h 内其功率起伏仅为 0.48%。

2 理论分析

倍频转化效率与基频光功率的关系可表示为^[19,22]

$$\sqrt{\eta} \left[2 - \sqrt{1 - T_1} \left(2 - L_{\text{loss}} - \Gamma \sqrt{\frac{\eta P_1}{E_{\text{NL}}}} \right) \right]^2 - 4T_1 \sqrt{E_{\text{NL}} P_1} = 0, \quad (1)$$

式中倍频转化效率 $\eta = P_2/P_1$, P_1 、 P_2 分别代表模式匹配基频光功率和产生的倍频光功率, $P_2 = E_{\text{NL}} P_c^2$, P_c 为基频光腔内循环功率;非线性损耗 $\Gamma = E_{\text{NL}} + \Gamma_{\text{abs}}$, E_{NL} 为双次穿过晶体的转化效率, Γ_{abs} 为晶体对倍频光的吸收,晶体内部吸收 $P_{\text{abs}} = \Gamma_{\text{abs}} P_c^2$; L_{loss} 表示基频光腔内的线性损耗,主要包括不完善的晶体镀膜、腔镜的吸收和散射; T_1 为输入耦合镜的透射率。

二次谐波过程中,较高的腔内基频光功率密度和倍频光功率吸收系数使得非线性晶体的温度升高,晶体折射率发生变化,导致有效腔长及腔的输出特性发生变化。当较低功率的抽运光入射到半整块倍频腔中,且晶体温度远离最佳匹配点时,谐振腔的归一化透射功率随腔长的变化表现为洛伦兹型函数,即

$$y(\delta) = \frac{P(\delta)}{P_0} = \frac{1}{1 + \delta^2}, \quad (2)$$

其中

$$\delta = \frac{qc}{2} \left(\frac{1}{L} - \frac{1}{L_0} \right), \quad (3)$$

式中 q 为模式数, c 为光速, P_0 为洛伦兹线型的峰值功率, δ 为半整块腔的腔长变化产生的失谐量。驻波腔腔长 $L = L_0 + \Delta L$, 其中谐振腔长 $L_0 = l + n_0 l_c$, l 为腔镜到晶体之间的距离, l_c 为晶体长度, n_0 为晶体折射率。较高功率入射时,光吸收诱发的温度升高 $\Delta T = T - T_0$, 引起的晶体折射率变化 $n(T) = n_0 + (dn/dT)\Delta T$ 。(2)式演变为不对称的形式为^[24]

$$y(\delta) = \frac{1}{1 + [\delta - \Delta y(\delta) - \Theta y^2(\delta)]^2}, \quad (4)$$

式中 $\Delta = \frac{\alpha_\omega F l_c P_c \xi}{2\pi\lambda_\omega}$, $\Theta = \frac{\Gamma_{\text{abs}} F P_c^2 \xi}{2\pi\lambda_\omega}$, 其中 $\xi = \frac{dn/dT}{K_c}$, λ_ω 为基频光波长, F 为谐振腔精细度,基频光吸收功率

$P_{\omega}^{\text{abs}} = \alpha_{\omega} l_c P_c$, 基频光功率吸收系数 $\alpha_{\omega} = 0.01 \text{ cm}^{-1}$, 折射率温度变化系数 $dn/dT = 1.53 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, PPKTP 晶体的热导率 $K_c = 3.3 \text{ W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$ 。

(4)式描述了半整块谐振腔归一化透射信号功率与倍频腔腔长变化的关系,数值解如图 1 所示,其中基波功率为 230 mW。为了便于比较,同时给出了两腔型不存在光吸收诱发的热效应的透射曲线(黑色实线)。由图 1 可以看出,当腔模腰斑半径为 $27 \mu\text{m}$ 时,谐振腔的输出特性表现出强烈的热效应,可以预见其得到的倍频光功率低于扫描模式得到的最佳值,倍频转化效率必定受到限制;当腔模腰斑半径为 $51 \mu\text{m}$ 时,热效应有所缓解。基于以上分析,此倍频系统选择晶体中心腰斑半径为 $51 \mu\text{m}$ 。

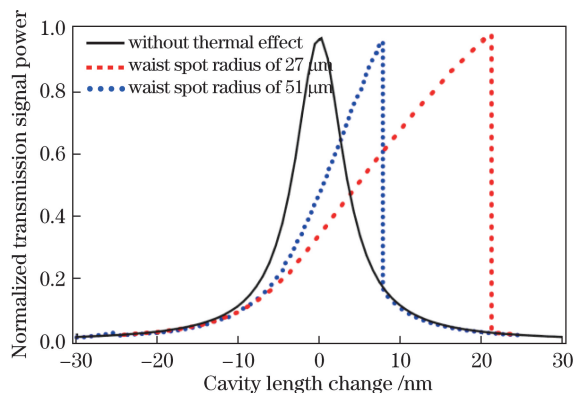
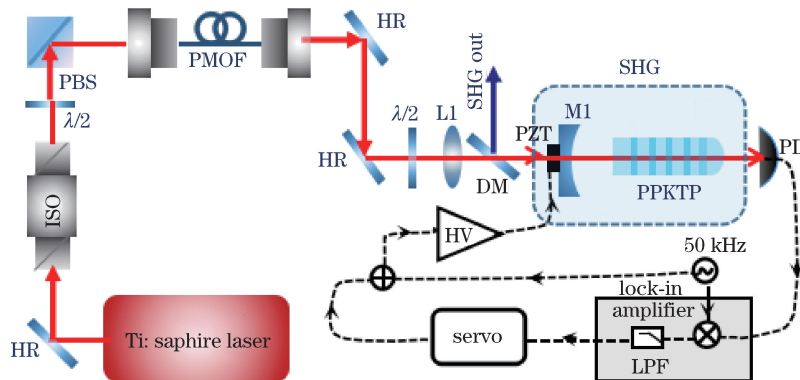


图 1 归一化透射信号功率与倍频腔腔长变化的关系

Fig. 1 Variation in normalized transmission signal power with (avity length) change of frequency doubling cavity

3 实验装置

实验装置如图 2 所示。将连续单频钛宝石激光器产生的 852 nm 红外光作为抽运光,抽运光通过隔离器、偏振分束器、单模保偏光纤后,经过偏振元件以及模式匹配透镜后进入半整块倍频腔中。



ISO: isolator; PMOF: polarization-maintaining optical fiber; HR: high reflectivity mirror; $\lambda/2$: half-wave plate; PBS: polarization beam splitter; L1: lens; DM: dichroic mirror; HV: high voltage amplifier; LPF: low-pass filter; PD: photodetector; SHG: second harmonic generator; PZT: piezoelectric ceramic transducer

图 2 实验装置示意图

Fig. 2 Schematic of experimental setup

实验中使用 I 类匹配 PPKTP 晶体,尺寸为 $1 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 。晶体被磨制成一端为平面、另一端为球面的形状,球面曲率半径为 60 mm。平面镀对 852 nm 基频光和 426 nm 倍频光增透的膜,球面镀对 852 nm 基频光和 426 nm 倍频光高反的膜。M1 为输入耦合镜,与晶体组成半整块腔,M1 的曲率半径为 20 mm,对基频光的透射率为 10%。平面与腔镜之间的距离为 6 mm。由腔的参数可知,倍频腔本征模腰斑位于晶体的中心处,腰斑半径为 $51 \mu\text{m}$ 。晶体放在自制的高精度控温炉中,由控温仪控制其温度,控温仪的精度为 mK 量级。基频光在腔内起振,产生的倍频光在腔内沿着 2 个方向传播,向前传播的光经晶体高反膜反射后再次穿过晶体,并与后向传播的光叠加,再经 M1 透射出去,光路中使用双色镜提取 426 nm 的倍频光。

4 实验结果与讨论

首先测得 PPKTP 晶体在基频光双次穿过时产生的倍频光功率随温度的变化曲线,测量过程中基频光功率为 118 mW,晶体内部聚焦腰斑半径为 51 μm 。结果如图 3 所示,可以得到双次转化效率 $E_{\text{NL}} = 0.55\% \text{ W}^{-1}$,最佳匹配温度为 47.7 $^{\circ}\text{C}$,温度带宽约为 1 $^{\circ}\text{C}$ 。倍频光功率正比于 $T_w^2/(4\Delta T^2 + T_w^2)$, T_w 为准相位匹配的温度带宽, ΔT 为相对于最佳匹配温度的失谐量^[25]。当控温精度小于 0.035 $^{\circ}\text{C}$ 时,倍频光功率稳定在最大值的 99.5% 以内,实验上设计的控温系统精度可以达到 mK 量级,能够满足实验需要。此外,图中还出现了一个次高峰,这是因为产生的后向倍频光与反射的前向倍频光之间发生干涉,相位差随温度发生变化而导致的。

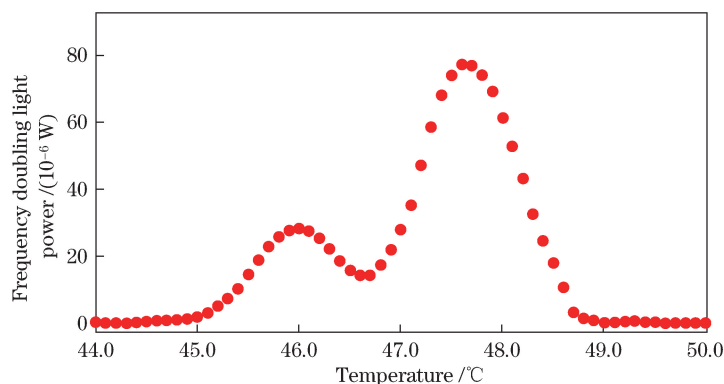


图 3 基频光双次穿过 PPKTP 晶体时倍频光功率随温度的变化

Fig. 3 Variation in frequency doubling light power with temperature when fundamental frequency light passes through PPKTP crystal for two times

图 4 为缓慢扫描腔长变化时的归一化透射强度变化曲线,为了便于比较,同时搭建了腔本征模腰斑半径分别为 27 μm 和 51 μm 的半整块倍频腔,将所得的 2 个腔透射功率分别对腰斑半径为 51 μm 腔的峰值功率进行了归一化处理。由图可见,当 230 mW 的红外光注入时,光吸收使晶体内部温度升高,透射线型发生了明显变化,并演变为不对称曲线。扫描方向不同时,腔内功率表现为不同特性。当 PZT 伸长时,即腔长缩短时,接近谐振位置时基频光和倍频光的功率迅速增加,晶体对光的吸收导致其温度升高,折射率增大,进一步导致腔光学长度增加,这种热效应减慢了腔长缩短的速度,使腔内功率缓慢增加,直至达到谐振功率,这一过程中的光热特性表现为腔光学长度自稳定,透射曲线形成了圆钝形状。在 PZT 向相反方向扫描腔长伸长的过程中,晶体吸收导致的热效应表现为正反馈,导致腔快速扫过谐振位置,透射曲线形成了尖锐的形状。腰斑半径为 27 μm 时,对应的结果如图中红色虚线所示,其热效应如此强,以至于透射线加宽至冷腔线宽的几倍,此时任何锁定方法都不能实现峰值锁定,严重限制了总的倍频效率。腰斑较大时,光热效应明显减弱,功率透射曲线略微加宽,如图 4 中蓝色实线所示。与前面理论分析一致,弱的聚焦有效缓解了光吸收诱发的热效应,从而有利于提高总的倍频效率。

如图 2 所示,实验中半整块腔腔长锁定采用标准相敏锁定法,将一个相位调制信号通过安装于 M1 上的 PZT 加入光路中,通过伺服控制回路将腔长锁定到图 4 蓝色实线圆钝区透射峰值处。此时可以测量倍频光功率和转化效率随模式匹配基频光功率的变化曲线,如图 5 所示,其中点为实验测得的数据,实线为按照(1)式计算的理论拟合结果,其中腔内线性损耗为 0.6%。对应于 305 mW 的基频光,可以获得 117.2 mW 的倍频蓝光,对应的光-光转化效率为 38.3%;当基频光功率为 172 mW 时,光-光转化效率最高达到 42%。另外,当基频光功率较低时,实测结果和理论拟合结果较为一致,随着基频光功率增大,二者之间的背离逐渐明显。这是由于功率增大时,晶体对基频和倍频光的吸收加强,热效应开始明显,从而导致光-光转化效率降低。与文献[18]相比,随着入射基频光功率的增大,半整块腔的实验结果与理论拟合结果出现了更为剧烈的背离,这是由于半整块驻波腔中基频光每次循环 2 次穿过晶体;对于倍频光,后向光单次穿过晶体后离开倍频腔,而前向光 2 次穿过晶体后才离开倍频腔,整个过程中所产生的热效应远超过环形腔产生的热效应。

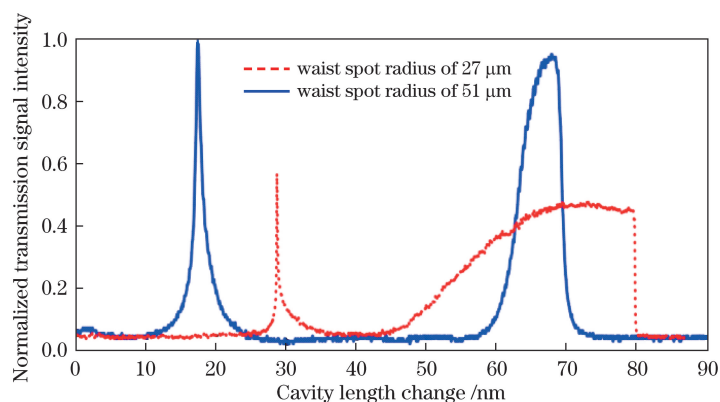


图 4 归一化透射强度与扫描腔长变化的关系

Fig. 4 Variation in normalized transmission intensity with scanning cavity length change

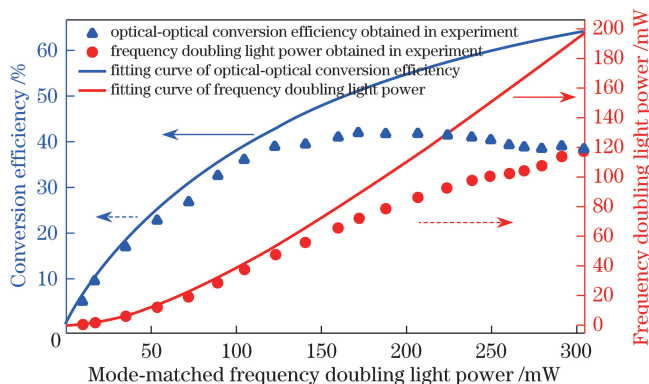


图 5 倍频光功率及光-光转化效率随模式匹配基频光功率的变化

Fig. 5 Variations in frequency doubling light power and optical-optical conversion efficiency with mode-matched fundamental frequency light power

测量了倍频光功率随时间的波动,在腔长保持锁定的情况下进行了约 1 h 的功率监测,所得结果如图 6 所示。当二次谐波功率为 84.5 mW,约 1 h 内功率起伏为 0.48%,功率稳定性好,表明晶体内部光束的弱聚焦可有效弱化热效应,改善腔的热稳定性,从而获得高的光-光转化效率和长时间稳定性。

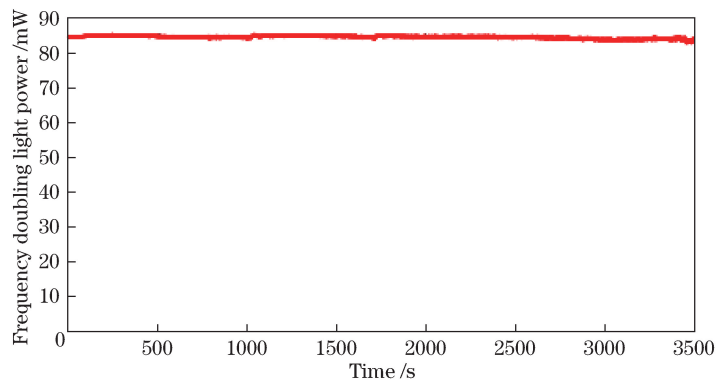


图 6 倍频光功率随时间的变化

Fig. 6 Variation in frequency doubling light power with time

5 结 论

从理论和实验上研究了内置 PPKTP 晶体的半整块倍频腔的 852 nm 倍频性能。当谐振腔腔模腰斑半径为 51 μm 时,对应于 305 mW 的基频光可以获得 117.2 mW 的倍频蓝光,对应光-光转化效率为 38.3%,当基频光功率为 172 mW 时最高转化效率达到 42%,光吸收诱发的热效应明显改善。此半整块腔倍频系统的

线性损耗仅为 0.6%，84.5 mW 蓝光在约 1 h 内的功率起伏为 0.48%，并且结构紧凑、机械稳定性好，可实现倍频光的稳定输出，可用于产生对应特定碱金属原子线波段的压缩、纠缠态光场，在量子光学和光与物质的相互作用领域有广阔的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Polzik E S, Carri J, Kimble H J. Spectroscopy with squeezed light[J]. *Phys Rev Lett*, 1992, 68(20): 3020-3023.
- [2] Hesselink L, Orlov S S, Liu A, *et al.* Photorefractive materials for nonvolatile volume holographic data storage[J]. *Science*, 1998, 282(5391): 1089-1094.
- [3] Ditlbacher H, Lamprecht B, Leitner A, *et al.* Spectrally coded optical data storage by metal nanoparticles[J]. *Opt Lett*, 2000, 25(8): 563-565.
- [4] Suzuki S, Yonezawa H, Kannari F, *et al.* 7 dB quadrature squeezing at 860 nm with periodically poled KTiOPO₄ [J]. *Appl Phys Lett*, 2006, 89(6): 061116.
- [5] Alnis J, Gustafsson U, Somesfalean G, *et al.* Sum-frequency generation with a blue diode laser for mercury spectroscopy at 254 nm[J]. *Appl Phys Lett*, 2000, 76(10): 1234-1236.
- [6] Neergaard-Nielsen J S, Nielsen B M, Hettich C, *et al.* Generation of a superposition of odd photon number states for quantum information networks[J]. *Phys Rev Lett*, 2006, 97(8): 083604.
- [7] Li Zhixiu, Yang Wenhai, Wang Yajun, *et al.* Optimal design of single-frequency laser system for 795 nm squeezed light source[J]. *Chinese J Lasers*, 2015, 42(9): 0902002.
李志秀, 杨文海, 王雅君, 等. 用于 795 nm 压缩光源的单频激光系统的优化设计[J]. *中国激光*, 2015, 42(9): 0902002.
- [8] Zhang T C, Goh K W, Chou C W, *et al.* Quantum teleportation of light beams[J]. *Phys Rev A*, 2003, 67(3): 033802.
- [9] Hald J, Sørensen J L, Schori C, *et al.* Spin squeezed atoms: A macroscopic entangled ensemble created by light[J]. *Phys Rev Lett*, 1999, 83(7): 1319-1322.
- [10] Zhao Yang, Li Ye, Peng Yu, *et al.* Stable second harmonic generation 461 nm blue radiation by PPKTP crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, 29(9): 2473-2478.
赵 阳, 李 烨, 彭 瑜, 等. 用周期极化 KTP 晶体高效倍频获得稳定 461 nm 激光[J]. *光学学报*, 2009, 29(9): 2473-2478.
- [11] Eberle T, Steinlechner S, Bauchrowitz J, *et al.* Quantum enhancement of the zero-area Sagnac interferometer topology for gravitational wave detection[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 104(25): 251102.
- [12] Appel J, Figueroa E, Korystov D, *et al.* Quantum memory for squeezed light[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 100(9): 093602.
- [13] Burks S, Ortalo J, Chiummo A, *et al.* Vacuum squeezed light for atomic memories at the D2 cesium line[J]. *Opt Express*, 2009, 17(5): 3777-3781.
- [14] Li Y, Zhou Z Y, Ding D S, *et al.* Low-power-pumped high-efficiency frequency doubling at 397.5 nm in a ring cavity[J]. *Chin Opt Lett*, 2014, 12(11): 111901.
- [15] Polzik E S, Kimble H J. Frequency doubling with KNbO₃ in an external cavity[J]. *Opt Lett*, 1991, 16(18): 1400-1402.
- [16] Goudarzi F T, Riis E. Efficient cw high-power frequency doubling in periodically poled KTP[J]. *Opt Commun*, 2003, 227(4-6): 389-403.
- [17] Pizzocaro M, Calonico D, Pastor P C, *et al.* Efficient frequency doubling at 399 nm[J]. *Appl Opt*, 2014, 53(16): 3388-3392.
- [18] Tian J F, Yang C, Xue J, *et al.* High-efficiency blue light generation at 426 nm in low pump regime[J]. *J Opt*, 2016, 18(5): 055506.
- [19] Deng X, Zhang J, Zhang Y C, *et al.* Generation of blue light at 426 nm by frequency doubling with a monolithic periodically poled KTiOPO₄ [J]. *Opt Express*, 2013, 21(22): 25907-25911.
- [20] Juwiler I, Arie A. Efficient frequency doubling by a phase-compensated crystal in a semimonolithic cavity[J]. *Appl Opt*, 2003, 42(36): 7163-7169.
- [21] Klappauf B G, Bidet Y, Wilkowski D, *et al.* Detailed study of an efficient blue laser source by second-harmonic generation in a semi-monolithic cavity for the cooling of strontium atoms[J]. *Appl Opt*, 2004, 43(12): 2510-2527.

-
- [22] Ast S, Nia R M, Schönbeck A, *et al.* High efficiency frequency doubling of continuous-wave laser light[J]. Opt Lett, 2011, 36(17): 3467-3469.
- [23] Wen Xin, Han Yashuai, He Jun, *et al.* Generation of 397.5 nm ultra-violet laser by frequency doubling in a PPKTP-crystal semi-monolithic resonant cavity[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(4): 196-202.
温 馨, 韩亚帅, 何 军, 等. PPKTP 晶体半整体谐振腔倍频的397.5 nm紫外激光输出[J]. 光学学报, 2016, 36(4): 196-202.
- [24] Targat R L, Zondy J J, Lemonde P. 75%-efficiency blue generation from an intracavity PPKTP frequency doubler[J]. Opt Commun, 2005, 247(4-6): 471-481.
- [25] Guo S L, Ge Y L, Han Y S, *et al.* Investigation of optical inhomogeneity of MgO: PPLN crystals for frequency doubling of 1560 nm laser[J]. Opt Commun, 2014, 326: 114-120.