

# 高效外腔倍频产生 426 nm 激光的实验研究\*

田龙<sup>1)2)</sup> 王庆伟<sup>1)</sup> 姚文秀<sup>1)</sup> 李庆回<sup>1)</sup> 王雅君<sup>1)2)</sup> 郑耀辉<sup>1)2)†</sup>

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, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2019年9月18日收到; 2019年11月15日收到修改稿)

利用与铯原子吸收线对应的 852 nm 半导体激光作为基频光, 泵浦基于周期极化磷酸钛氧钾 (PPKTP) 晶体的环形腔, 进行高效外腔谐振倍频并产生 426 nm 激光. 在理论分析小角度环形腔内的热透镜效应基础上, 发现晶体中等效热透镜中心位置并非在晶体的几何中心. 在理论分析的基础上, 实验上通过精密平移台精细调节 PPKTP 晶体在腔内位置, 使得等效热透镜中心位置与谐振腔的腰斑位置重合, 进而减小晶体热透镜效应导致的模式失配对倍频效率的影响. 在泵浦功率为 515 mW 时产生了 428 mW 的 426 nm 激光输出, 对应的倍频转换效率为 83.1%. 此高效倍频过程为制备与铯原子吸收线相匹配的非经典光场提供有效泵浦光, 为推动量子非经典光场的应用以及量子信息科学的发展奠定基础.

**关键词:** 倍频, 铯原子, 周期极化磷酸钛氧钾晶体, 热透镜效应

**PACS:** 42.60.-v, 42.65.-k, 42.65.Ky

**DOI:** 10.7498/aps.69.20191417

## 1 引言

在量子光学、激光光谱学以及非线性光学的研究领域, 倍频过程已经被广泛应用在实验制备不同波长的激光<sup>[1-3]</sup>. 尤其在量子光学领域, 包括连续变量压缩态<sup>[4-6]</sup>、纠缠态<sup>[7,8]</sup>以及离散变量纠缠态<sup>[9]</sup>等非经典光场的制备中, 都首先需要倍频过程制备参量下转换过程所需的泵浦光. 高质量的倍频过程为制备出高性能的非经典光场提供有效基础<sup>[10,11]</sup>, 并在基于非经典光场的量子界面以及量子网络中发挥重要作用. 大规模量子网络的构建需要有量子节点完成非经典光场的制备、存储以及处理, 并通过量子网络对各种量子态进行高效传输<sup>[12]</sup>. 目前, 国际上主要通过碱金属元素<sup>[13,14]</sup>或者掺杂稀土离子的晶体<sup>[15]</sup>构建可控的量子系统, 用于实现高性

能量子态产生、存储以及操控. 在量子存储方面, 基于铯原子的原子系综可以实现高速量子存储<sup>[16]</sup>, 为量子网络构建提供可靠量子资源. 所以, 通过倍频过程高效产生 426 nm 激光对于产生对应于铯原子吸收线的非经典光场非常重要, 这些铯原子吸收线的非经典光场的制备可有效应用于实现光与原子纠缠<sup>[17]</sup>以及精密测量<sup>[18]</sup>等方面. 然而, 对应于铷原子以及铯原子的吸收线都处于近红外波段, 这些波段的二次谐波处于紫外或者蓝光范围. 常用的非线性晶体, 比如铌酸钾 (KNbO<sub>3</sub>) 或者周期极化的磷酸钛氧钾 (PPKTP) 晶体, 在紫外或者蓝光波长范围附近有着严重的吸收损耗, 这就使得对应于铷原子以及铯原子的吸收线的高效率倍频产生面临挑战.

在对应于铯原子 D<sub>1</sub> 谱线附近的倍频实验中, 早在 2008 年, 利用铯蒸汽激光作为光源, 基于

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11654002, 11874250, 11804207)、国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0301401)、山西省三晋学者特聘教授项目、山西省重点研发计划 (201903D11001)、山西省“1331”重点建设学科、山西省高等学校中青年拔尖创新人才和山西省应用基础研究计划 (批准号: 201801D221006) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yzheng@sxu.edu.cn

PPKTP 晶体, 通过倍频技术实现了 447.3 nm 激光输出, 其倍频转化效率最大为 13.2%<sup>[19]</sup>. 2016 年, 张岩等<sup>[20]</sup> 利用半导体激光器作为基频光, 注入到基于 PPKTP 的法布里-珀罗腔型 (F-P) 结构倍频腔中, 实现了 178 mW 的 447 nm 激光输出, 其最高转化效率为 50.8%. 最近, Zuo 等<sup>[21]</sup> 采用了四镜环形腔, 最终实现了 308 mW 的 447 nm 连续激光输出, 其最高转化效率最大为 70%.

在对应于铯原子  $D_2$  谱线附近的倍频实验中, Polzik 和 Kimble<sup>[22]</sup> 通过将功率为 1.35 W 的 860 nm 基频光泵浦到基于  $\text{KNbO}_3$  晶体的环形腔中, 实现了 650 mW 的 430 nm 激光输出, 倍频转化效率为 48%. 此外, PPKTP 晶体因其具有较高非线性系数、高损伤阈值以及无走离效应等优势, 已经被广泛用于倍频过程以及下转换过程产生非经典光场中. 在波长与铯原子  $D_2$  线匹配的倍频实验中, Villa 等<sup>[23]</sup> 采用 PPKTP 作为倍频过程中的非线性晶体, 实现了 55% 倍频转化效率以及 330 mW 的 426 nm 激光输出. 最近, 张天才等<sup>[24]</sup> 通过采用 20 mm 长的 PPKTP 晶体增加非线性作用长度, 在基频光功率为 310 mW 功率时输出 210 mW 的 426 nm 激光, 其倍频转换效率为 67%. 然而, 上述铯原子  $D_2$  谱线附近的倍频实验中所采用的光源都是钛宝石激光器. 但是半导体激光器因其具有结构紧凑、操作简易以及调谐范围广等优势, 已经在量子光学的各种实验中广泛应用, 基于半导体激光器的相关倍频研究可以拓展以及推动量子光学相关实验的应用推广. 在基于半导体激光器作为基频光的倍频实验方面, 在 2005 年, Targat 等<sup>[25]</sup> 利用半导体激光注入基于 PPKTP 晶体的环形腔中实现 922 nm 高效倍频, 但其由于半导体激光器的输出激光的光束质量较差, 在考虑基频光匹配效率约为 70% 的情况下, 最终实现了 75% 的倍频转化效率.

为了提高倍频转化效率以及提高二次谐波激光输出, 就必须考虑在较高基频光注入谐振腔时如何降低晶体热透镜效应导致的模式失配<sup>[26]</sup>. 此外, 蓝光导致红外吸收效应 (BLIIRA) 是另一个限制提高倍频转换效率的因素, 由于 PPKTP 晶体对蓝光波长吸收严重, 这就使得 BLIIRA 效应尤其在短波长附近更加明显, 这也是短波长附近的倍频转换效率很难提升的重要原因. 通过采用较大的腔内腰斑可以缓解热透镜效应, 从而提倍频转化效率<sup>[26]</sup>.

本文从理论上分析了环形腔内晶体热透镜效

应, 发现等效热透镜中心位置并非在非线性晶体中心, 为了降低热透镜效应带来的模式失配, 就需要精确移动晶体位置将等效热透镜位置于腔内基频光腰斑位置重合, 从而降低热透镜效应的影响. 据此利用 852 nm 半导体激光器作为基频光, 采用基于 PPKTP 晶体的环形谐振腔, 通过精密调节晶体位置, 最终实现了在 515 mW 基频光注入时输出 428 mW 的 426 nm 激光, 对应倍频转化效率为 83.1%. 据我们所知, 这是目前基于倍频方法制备 426 nm 蓝光实验中倍频效率最高的实验报道. 此对应于铯原子吸收线的高效倍频过程为制备高性能非经典光场提供有效泵浦光源, 并为基于非经典光场的量子信息科学发展奠定基础.

## 2 理论分析

倍频转换效率可以表示为  $\eta = P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$ , 其中  $P_{\text{in}}$  为注入基频光功率,  $P_{\text{out}}$  为二次谐波输出功率, 其可以表示为  $P_{\text{out}} = E_{\text{NL}} \cdot P_{\text{C}}^2$ ,  $P_{\text{C}}$  为谐振腔内基频光内腔功率<sup>[27]</sup>:

$$P_{\text{C}} = \frac{P_{\text{in}} \cdot T_1}{\left[1 - \sqrt{(1 - T_1)(1 - L)(1 - \Gamma \cdot P_{\text{C}})}\right]^2}, \quad (1)$$

其中  $T_1$  为谐振腔输出镜透射率,  $L$  为基频光在谐振腔内传输损耗,  $\Gamma$  为总非线性损耗:  $\Gamma = E_{\text{NL}} + \Gamma_{\text{abs}}$ ,  $E_{\text{NL}}$  为 PPKTP 晶体单穿效率,  $\Gamma_{\text{abs}}$  为二次谐波内腔损耗;  $E_{\text{NL}}$  为 Boyd-Kleinman 表达式<sup>[28]</sup>

$$E_{\text{NL}} = \frac{4\omega^2 d_{\text{eff}}^2 L_{\text{C}}}{\varepsilon_0 c^3 \lambda n_1 n_2} h(\alpha, \xi, \sigma) \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2/2)L_{\text{C}}], \quad (2a)$$

$$h(\alpha, \xi, \sigma) = \frac{1}{2\xi} \int_{-\xi/2}^{+\xi/2} dt dt' \frac{\exp[-\alpha(t+t'+\xi) - i\sigma(t-t')]}{(1+it)(1-it')}, \quad (2b)$$

其中  $\omega$  为基频光角频率,  $d_{\text{eff}}$  为 PPKTP 晶体有效非线性系数,  $c$  为真空中光速,  $\varepsilon_0$  为真空介电常数,  $L_{\text{C}}$  是晶体长度,  $\lambda$  为基频光波长,  $n_1$  和  $n_2$  分别为晶体对基频光和倍频光的折射率.  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  分别是基频光和倍频光的吸收系数.  $\alpha$  由  $(\alpha_1 - \alpha_2/2)z_{\text{R}}$  给出,  $h$  是 Boyd-Kleinman 聚焦因子, 它取决于聚焦参量  $\xi = L_{\text{C}}/z_{\text{R}}$ , 其中  $z_{\text{R}}$  是高斯光束的瑞利长度.  $\sigma$  代表波矢失配. 这里采取的参数分别为:  $n_1 = 1.84$ ,  $n_2 = 1.94$ ,  $\alpha_1 = 1\% \text{ cm}^{-1}$ ,  $\alpha_2 = 10\% \text{ cm}^{-1}$ ,  $\varepsilon_0 = 8.85 \times$

$10^{-12}$  F/m,  $d_{\text{eff}} = (2/\pi) d_{33} \approx 9.5$  pm/V.

考虑晶体热透镜效应时, 首先假设热透镜效应是热效应的唯一负面作用. 由晶体内部温度梯度分布不均所引起热透镜焦距可表示为<sup>[29]</sup>

$$f = \frac{\pi K_c \omega_0^2}{P_{\text{out}} (dn/dT)} \frac{1}{1 - e^{-(\alpha_1 + \alpha_2/2)L_c}}. \quad (3)$$

其中  $K_c$  是热导率,  $\omega_0$  是腔的腰斑,  $dn/dT$  为热光系数,  $P_{\text{out}}$  为倍频腔输出功率, 其余参数为  $K_c = 3.3$  W·m<sup>-1</sup>·°C<sup>-1</sup>,  $dn/dT = 15.3 \times 10^{-6}$  K<sup>-1</sup>.

为了定性分析热透镜效应带来的模式失配, 假设晶体热透镜效应相当于在腔内插入上述焦距为  $f$  的透镜. 在通常情况下, 晶体是被精确放置在四镜环形腔的两个凹面镜中心, 这样基频光腔内腰斑和晶体中心重合, 考虑到晶体对于二次谐波蓝光的吸收要远大于基频光的吸收, 故晶体中蓝光最强的位置可以被认为是等效热透镜位置.

假设高斯光束腰斑位于晶体中心, 计算基频光转化为蓝光的功率密度最大值后可知最大值并不在晶体中心, 而是偏离中心 1 mm, 故计算腔模式失配时等效热透镜位置并不能放置在晶体中心处, 而是存在偏离, 之后通过 ABCD 矩阵算出含有热透镜效应影响后的腔内腰斑:

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L_1 + \frac{L_{01} - L_c}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & L_c - L_1 + \frac{L_{01} - L_c}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix}, \quad (4a)$$

$$\omega'_0 = \sqrt{\text{Abs} \left[ \frac{\lambda \sqrt{4 - (a+d)^2}}{2\pi c} \right]}, \quad (4b)$$

其中  $L_1$  为热透镜在晶体中的位置,  $L_{01}$  为两凹面镜间距,  $L_c$  为晶体长度,  $f$  为热透镜焦距,  $R$  为凹面镜曲率半径,  $\lambda$  为基频光波长. 据 (4) 式可以算出可透镜效应带来的腔模式失配量<sup>[30,31]</sup>, 结果如图 1 所示.

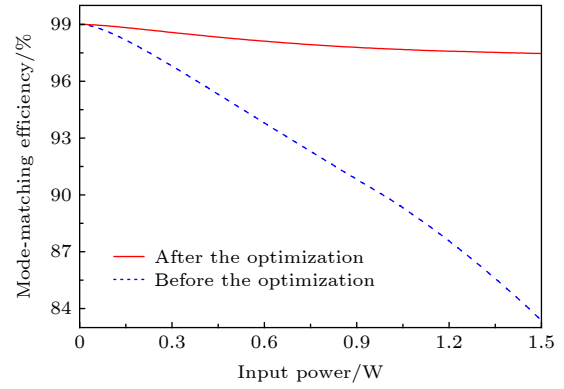


图 1 模式匹配率随着基频光功率变化关系. 实线为将晶体移动位置优化后的模式匹配率随着基频光功率变化关系; 虚线为将晶体放置在腔两个凹面镜中心时考虑热透镜效应后模式匹配率随着基频光功率变化关系

Fig. 1. Mode-matching efficiency as function of the input power. Solid line: after the optimization; Dashed line: before the optimization.

根据高斯光束变换过程可知, 当精确移动晶体后将等效热透镜位置与腔内腰斑位置重合时, 热透镜导致的模式失配随着输入功率的变化量相比于将晶体放置在两凹面镜中心时的情况要小, 这些分析为实验实现高效倍频过程提供理论支撑.

### 3 实验装置及测量结果分析

实验装置示意图如图 2 所示, 采用中心波长为 852 nm 的半导体激光器 (Toptica Photonic AG DL Pro) 作为种子源, 经过半导体锥形放大器 (Toptica Photonic AG BoosTA Pro) 后输出功率约为 2 W, 之后耦合到单模保偏光纤中优化输出光束的空间模式. 光学隔离器 (OI) 用于防止光束反馈回激光器. 随后, 光束由半波片和偏振分束器组合分为两束, 其中反射光经过饱和吸收装置后产生饱和吸收信号, 进而控制激光器的频率; 透射光的功率可以由半波片和偏振分束器组合来调节. 透镜 L1 和 L2 用于匹配倍频腔的模式, 在此实验中模匹配效率为 99%.

采用对称四镜环形腔作为倍频腔, 其中 M1 和 M2 是平面镜, M3 和 M4 是平凹面镜, 且输入耦合镜 M1 的透射率为 12.5%, M3 和 M4 的曲率半径均为 100 mm, 反射率均为 99.995%, 高反镜 M2 与控制元件压电陶瓷通过胶粘的方式连接起来. 此腔的总腔长为 608 mm, 两个凹面镜之间的距离为 108 mm. 此外, 尺寸为 1 mm × 2 mm ×

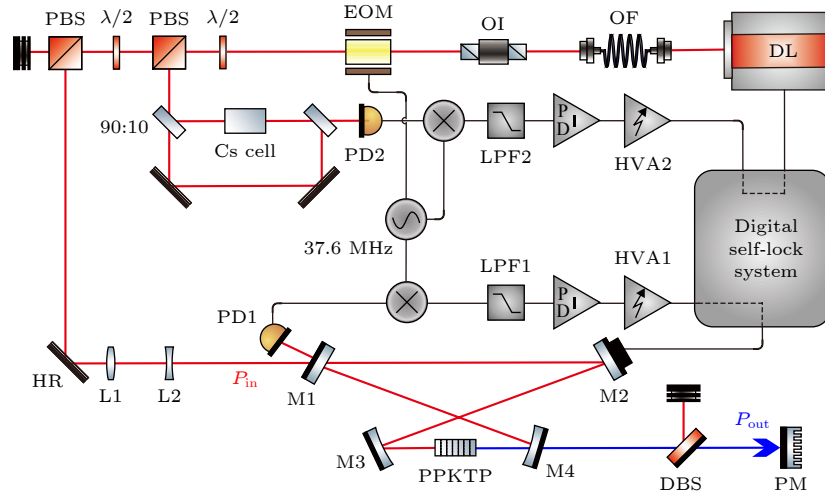


图 2 实验装置示意图

Fig. 2. Schematic of experimental setup.

10 mm 的 PPKTP 晶体置于两个凹面镜之间. 此晶体的极化周期为  $4.5 \mu\text{m}$ , 且其温度由测量精度为  $0.01 \text{ }^\circ\text{C}$  的温控仪精准控制.

倍频腔的锁定由传统 PDH 法锁定, 采用自制共振探测器 [32] 探测倍频腔反射光信号; 信号发生器产生的高频信号 (37.6 MHz) 分为两路, 一路用于驱动自制楔形共振型电光晶体 [33], 另外一路经过混频器与探测信号混频得到误差信号, 之后经过自制低通滤波器、自制比例积分微分控制系统和自制高压伺服系统后反馈给 M2 腔镜上的压电陶瓷, 进而锁定倍频腔的腔长. 由倍频腔输出的激光包括产生的蓝光 (426 nm) 以及微弱的红外光 (852 nm) 经过双色镜反射掉剩余红外光, 之后通过功率计测量倍频腔输出蓝光的功率.

首先测量了不同入射功率下倍频的温度匹配曲线, 结果如图 3 所示. 当入射基频光功率分别为 180, 280 和 370 mW 时, 对应的匹配温度分别为  $52.51 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $52.20 \text{ }^\circ\text{C}$  和  $51.79 \text{ }^\circ\text{C}$ , 匹配温度依次降低. 由于 PPKTP 晶体对蓝光的吸收严重, 当增加内腔功率时, 对基频光和倍频光的吸收会加热晶体, 致使需要通过稍微降低晶体的温度才能补偿增加内腔功率带来的影响, 因此倍频过程的最佳匹配温度点稍微向低温方向偏移. 此外, 这种吸收带来的制热过程会使晶体内部出现温度梯度, 导致了所测量的匹配温度曲线与正常辛格函数偏离.

紧接着测量了倍频光功率和转化效率随基频光功率的变化曲线, 实验结果如图 4 所示, 其中红虚线和黑虚线分别是优化前后的理论结果. 蓝色方

块和胭脂红圆分别为优化前后的实验结果. 由图 4 可知, 在低功率范围实验结果与理论结果吻合较好. 在功率较大的区域, 由于只考虑热透镜效应, 实验结果与理论结果有一定的偏差. 在实际倍频 426 nm 过程中, 随着入射功率的增大, 热致畸变和蓝光致红外吸收不可忽略. 最终, 在输入功率为 515 mW 时, 输出功率为 428 mW, 对应倍频转换效率为 83.1%.

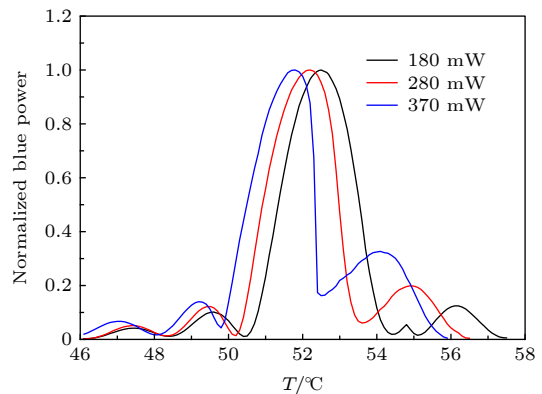


图 3 倍频转换效率随着基频光功率变化关系图

Fig. 3. Normalized blue laser power as function of temperature tuning. The input fundamental power is 180, 280 and 370 mW, respectively.

利用光束质量分析仪测量了输出倍频光束的光束质量因子  $M^2$ , 在水平、竖直方向分别为  $M^2(x) = 1.05$  和  $M^2(y) = 1.02$ , 表明该倍频器输出的 426 nm 紫外激光束具有比较好的光束质量, 测量结果如图 5 所示.

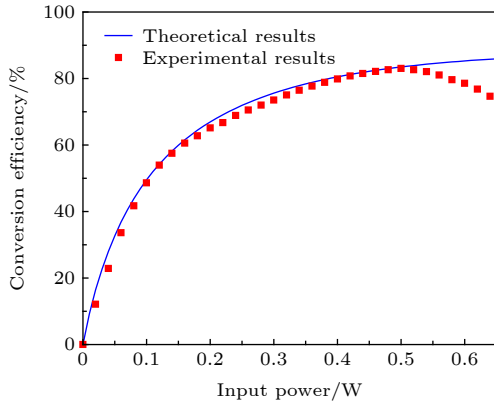


图 4 倍频效率随着注入基频光功率变化关系图  
Fig. 4. Conversion efficiency as a function of input power.

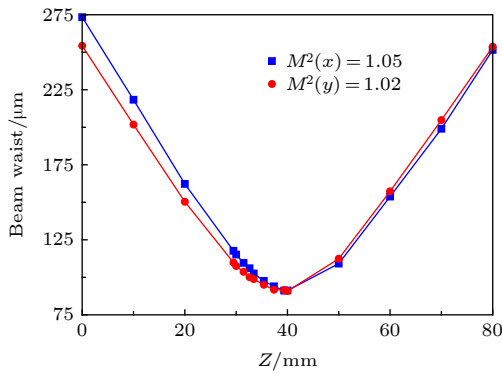


图 5 实验制备 426 nm 蓝光光束的  $M^2$  因子测量结果  
Fig. 5. The measured beam quality factors ( $M^2$  value) of the generated blue laser.

在实验中将半导体激光器锁定在铯原子吸收线上, 这样使得泵浦光在频率以及功率比较稳定输出. 之后通过一个自由光谱区为 682 MHz(相对应的时间间隔为 6.719 ms), 精细度为 312 的 F-P 腔用来监视其频率漂移, 并用数字示波器 (Tektronix MDO 3014) 采集 F-P 腔纵模模式的透射曲线, 实验结果如图 6 所示. 从图 6 中可以看出半导体激光器稳定地单频运转, 其在 10 mins 中内透射峰漂移值为 0.04 ms, 可以计算得出相应的频率漂移为 4.06 MHz. 据此可以推断所制备蓝光激光的频率漂移同样为 4.06 MHz.

最后, 测量了在泵浦功率为 515 mW 时倍频腔在 15 分钟内的功率稳定性曲线, 实验结果如图 7 所示. 根据均方根误差的公式计算得其功率波动为 1.25%, 由此可以看出, 倍频腔在 15 分钟内稳定运转, 这种蓝光功率随着时间下降的主要原因是蓝光诱导红外吸收效应 (blue light induced infrared absorption) 导致的倍频腔损耗增大和模式失配.

在不施加泵浦光情况下, 经过一段时间后, 蓝光的最高输出功率仍然可以恢复 [34].

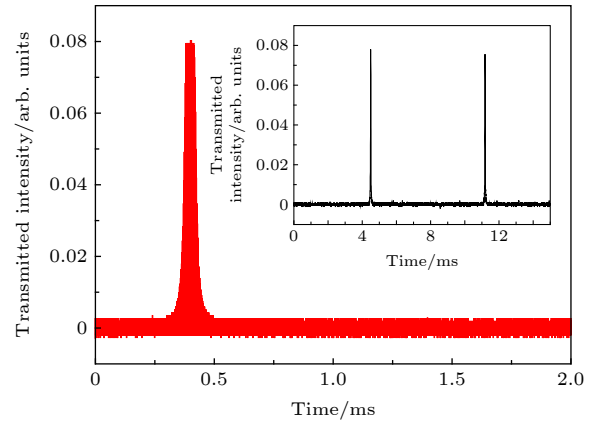


图 6 扫描倍频腔的透射强度 (插图) 及倍频腔自由运转 10 mins 内的透射峰漂移值

Fig. 6. Transmission intensity of scanning Fabry-Perot cavity (inset) and drift value of transmission peak within 10 mins.

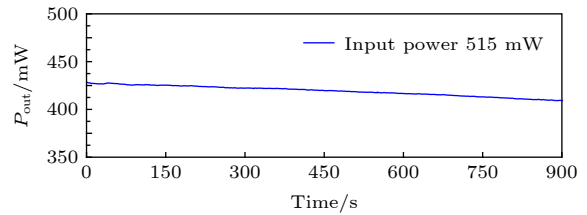


图 7 倍频腔输出蓝光的功率稳定性

Fig. 7. Measured power stability of blue laser.

## 4 结 论

在定性分析晶体热效应引起模式失配导致倍频转化效率下降的基础上, 通过精确移动晶体, 使得等效热透镜位置与倍频腔中基频光腰斑重合, 进而降低热透镜效应引起的模式失配, 从而提高倍频转化效率, 最终实验实现了在 515 mW 基频光注入时输出 428 mW 蓝光输出, 对应倍频转化效率为 83.1%, 所制备的蓝光光束  $M^2$  因子为 1.035. 此对应于铯原子  $D_2$  线的高效倍频技术可以用于制备对应于铯原子  $D_2$  线连续变量量子压缩态、纠缠态光场以及离散变量偏振纠缠态光场实验中, 进而为进行基于铯原子的量子信息科学的发展提供有效资源.

## 参考文献

[1] Neergaard-Nielsen J S, Nielsen B M, Hettich C, Molmer K, Polzik E S 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 083604

- [2] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, Schnabel R 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 110801
- [3] Cheng M Y, Wang Z H, He H J, Wang X Z, Zhu J F, Wei Z Y 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 124205 (in Chinese) [程梦尧, 王兆华, 何会军, 王羨之, 朱江峰, 魏志义 2019 物理学报 **68** 124205]
- [4] Burks S, Ortalo J, Chiummo A, Jia X J, Villa F, Bramati A, Laurat J, Giacobino E 2009 *Opt. Express* **17** 3777
- [5] Yang W, Shi S, Wang Y, Ma W, Zheng Y, Peng K 2017 *Opt. Lett.* **42** 4553
- [6] Sun X, Wang Y, Tian L, Shi S, Zheng Y, Peng K 2019 *Opt. Lett.* **44** 1789
- [7] Eberle T, Handchen V, Schnabel R 2013 *Opt. Express* **21** 11546
- [8] Ast S, Ast M, Mehmet M, Schnabel R 2016 *Opt. Lett.* **41** 5094
- [9] Bao X H, Qian Y, Yang J, Zhang H, Chen Z B, Yang T, Pan J W 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 190501
- [10] Huo M R, Qin J L, Su Y R, Cheng J L, Yan Z H, Jia X J 2018 *J. Quantum Opt.* **24** 134 (in Chinese) [霍美如, 秦际良, 孙颖榕, 成家霖, 闫智辉, 贾晓军 2018 量子光学学报 **24** 134]
- [11] Li Y, Luo Y, Pan Q, Peng K C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5030 (in Chinese) [李莹, 罗玉, 潘庆, 彭堃焯 2006 物理学报 **55** 5030]
- [12] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023
- [13] Yan Z, Wu L, Jia X, Liu Y, Deng R J, Li S J, Wang H, Xie C D, Peng K C 2017 *Nat. Commun.* **8** 718
- [14] Jensen K, Wasilewski W, Krauter H, Fernholz T, Nielsen B M, Owari M, Plenio, M B, Serafini A, Wolf M M, Polzik E S 2010 *Nat. Phys.* **7** 13
- [15] Yang T S, Zhou Z Q, Hua Y L, Liu X, Li Z F, Li P Y, Ma Y, Liu C, Liang P J, Li X, Xiao Y X, Hu J, Li C F, Guo G C 2018 *Nat. Commun.* **9** 3407
- [16] Reim K F, Nunn J, Lorenz V O, Sussman B J, Lee K C, Langford N K, Jaksch D, Walmsley I A 2010 *Nat. Photon.* **4** 218
- [17] Hald J, Sørensen J L, Schori C, Polzik E S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1319
- [18] Krauter H, Salart D, Muschik C A, Petersen J M, Shen H, Fernholz T, Polzik E S 2013 *Nat. Phys.* **9** 400
- [19] Zhdanov B V, Lu Y, Shaffer M K, Miller W, Wright D, Knize R J 2008 *Opt. Express* **16** 17585
- [20] Zhang Y, Liu J, Wu J, Ma R, Wang D, Zhang J 2016 *Opt. Express* **24** 19769
- [21] Zuo X J, Yan Z H, Jia X J 2019 *Appl. Phys. Express* **12** 032010
- [22] Polzik E S, Kimble H J 1991 *Opt. Lett.* **16** 1400
- [23] Villa F, Chiummo A, Giacobino E, Bramati A 2007 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **24** 576
- [24] Tian J, Yang C, Xue J, Zhang Y, Li G, Zhang T 2016 *J. Opt.* **18** 055506
- [25] Le Targat R, Zondy J J, Lemonde P 2005 *Opt. Commun.* **247** 471
- [26] Cui X Y, Shen Q, Yan M C, Zeng C, Yuan T, Zhang W Z, Yao X C, Peng C Z, Jiang X, Chen Y A, Pan J W 2018 *Opt. Lett.* **43** 1666
- [27] Ashkin A, Boyd G, Dziedzic J 1966 *IEEE J. Quantum Electron. QE* **2** 109
- [28] Boyd G D, Kleinman D A 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 3597
- [29] Innocenzi M E, Yura H T, Fincher C L, Fields R A 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 1831
- [30] Uehara N, Gustafson E K, Fejer M M, Byer R L 1997 *Proceedings of the SPIE - the International Society for Optical Engineering (V2989)* San Jose, CA, USA, Feb. 12–13, 1997 p57
- [31] Yang W H, Wang Y J, Zheng Y H, Lu H D 2015 *Opt. Express* **23** 19624
- [32] Chen C Y, Shi S P, Zheng Y H 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 103101
- [33] Li Z X, Ma W G, Yang W H, Wang Y J, Zheng Y H 2016 *Opt. Lett.* **41** 3331
- [34] Wang S, Pasiskevicius V, Laurell F, J 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 2023

# Experimental realization of high-efficiency blue light at 426 nm by external frequency doubling resonator\*

Tian Long<sup>1)2)</sup> Wang Qing-Wei<sup>1)</sup> Yao Wen-Xiu<sup>1)</sup> Li Qing-Hui<sup>1)</sup>  
Wang Ya-Jun<sup>1)2)</sup> Zheng Yao-Hui<sup>1)2)†</sup>

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

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

( Received 18 September 2019; revised manuscript received 15 November 2019 )

## Abstract

Second harmonic generation (SHG) is used to get continuous wave laser with a lot of applications, it is a major way to provide pump power for generating nonclassical states, especially for squeezed states and entanglement states. High-efficiency SHG resonant on atoms lines also provides laser sources for atomic entanglement generation, light-atom interaction and high-speed quantum memory. For the frequency-doubling process at 426 nm, the major challenge of increasing the conversion efficiency is the thermal effect caused by the absorption in crystal. The degradation of mode-match efficiency induced by the severely thermal effect limits the conversion efficiency of the second harmonic generator. Furthermore, the blue light induced infrared absorption (BLIRA) in the nonlinear crystal intensifies the thermal effect, it makes the conversion efficiency of the frequency-doubling cavity and the stability of the output blue laser worse, and it is more serious at high input power. Based on the theoretical analysis of thermal lens, we find that the thermal lens should not be placed at the center of the crystal, the location of the equivalently thermal lens has a deviation from the center of the crystal. Follow the theoretical analysis of thermal lens, we design a ring cavity with a 10 mm-long periodically poled potassium titanyl phosphate (PPKTP) crystal to reduce the thermal lens effect induced mode-mismatch. The location of nonlinear crystal is adjusted precisely to reduce the mode-mismatch caused by the thermal lens under our theoretical analysis. Finally, we realized a high conversion efficiency blue laser at 426 nm with the conversion efficiency up to 83.1% with an output power of 428 mW after the adjustment of the crystal location, corresponding to our theoretical analysis well. The measured beam quality factors ( $M^2$  value) of the generated blue laser are  $M^2(x) = 1.05$  and  $M^2(y) = 1.02$ , respectively. The measured power stability of Generated Blue laser in 15 mins is 1.25%. The output power of the SHG is strong enough to provide pump power for the generation of the continuous variable squeezed vacuum state at 852 nm and the long-term stability of the output blue laser is also measured to be fine. To the best of our knowledge, the conversion efficiency is the highest-reported one at this wavelength. We believe that such high-performance frequency doubling system is a fundamental building block for quantum information science based non-classical states.

**Keywords:** frequency doubling, cesium atom, periodically poled potassium titanyl phosphate, thermal lens effect

**PACS:** 42.60.-v, 42.65.-k, 42.65.Ky

**DOI:** 10.7498/aps.69.20191417

\* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant Nos.11654002, 11874250, 11804207), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2016YFA0301401), the Distinguished Professor of Sanjin Scholars of Shanxi Province, China, Key R&D Program of Shanxi Province, China (Grant No. 201903D111001), the Key Subject Construction of "1331" in Shanxi Province, China, the Program for Outstanding Innovative Teams of Higher Learning Institutions of Shanxi, and the Applied Basic Research Program of Shanxi Province, China (Grant No. 201801D221006).

† Corresponding author. E-mail: [yhzheng@sxu.edu.cn](mailto:yhzheng@sxu.edu.cn)