

# 高效率外腔倍频产生大功率 507.4 nm 连续激光

赵儒臣<sup>1,2,3</sup>, 付小虎<sup>1,2,3</sup>, 孙剑芳<sup>1,2</sup>, 徐震<sup>1,2</sup>, 王育竹<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800;

<sup>2</sup>中国科学院量子光学重点实验室和冷原子物理中心, 上海 201800;

<sup>3</sup>中国科学院大学, 北京 100049

**摘要** 详细介绍了基于 1014.8 nm 室温光纤激光放大器的高效外腔倍频技术, 获得了大功率的 507.4 nm 单频激光。高效的外腔倍频是由内置正入射三硼酸锂晶体的高增益环形腔实现的, 最高可以获得 3 W 的输出功率, 倍频效率高达 61.5%。倍频腔输入输出功率的实验测量值与理论计算结果相符合。该倍频腔针对 4 W 的基频光输入设计, 在最佳工作点(4W)附近倍频效率对输入功率改变不敏感。在 1.5 h 内, 绿光输出功率涨落的均方根值为 1.7%。大功率稳定输出的 507.4 nm 单频激光可通过偏硼酸钡晶体倍频产生用于冷却中性汞原子所需的 253.7 nm 深紫外激光, 也可直接用于探测镱原子<sup>1</sup>S<sub>0</sub> 态到<sup>3</sup>P<sub>2</sub> 态跃迁的光谱和相关实验。

**关键词** 激光光学; 绿光; 二次谐波产生; 环形腔; 三硼酸锂晶体; 非线性光学

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.0701001

## High Power 507.4 nm Continuous Laser Generated by High Efficient External Cavity Frequency Doubling

Zhao Ruchen<sup>1,2,3</sup>, Fu Xiaohu<sup>1,2,3</sup>, Sun Jianfang<sup>1,2</sup>, Xu Zhen<sup>1,2</sup>, Wang Yuzhu<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

<sup>2</sup>Key Laboratory of Quantum Optics and Center for Cold Atom Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

<sup>3</sup>University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

**Abstract** The high power single frequency laser at 507.4 nm is proposed based on the high efficient frequency doubling technology of a 1014.8 nm room-temperature fiber laser amplifier. High efficient frequency doubling is realized in a high gain ring cavity with a normal incidence lithium triborate crystal. The double frequency efficiency is up to 61.5% and the output power is up to 3 W. The experimental data and simulated results of the input-output characteristics of the frequency doubling are coincide. The double frequency efficiency is insensitive with the input power at the peak working point when the input power of infrared laser is more than 4 W. The power fluctuation in root mean square is 1.7% in 1.5 h. The high power single frequency laser at 507.4 nm can be both used to generate the 253.7 nm ultraviolet laser for laser cooling of neutral mercury atom by barium boron oxide crystal, and to detect the transition of ytterbium atom from <sup>1</sup>S<sub>0</sub> to <sup>3</sup>P<sub>2</sub> state, and related experiments.

**Key words** laser optics; green laser; second harmonic generation; ring cavity; lithium triborate; nonlinear optics

**OCIS codes** 140.3280; 140.3515; 190.2620

收稿日期: 2017-02-13; 收到修改稿日期: 2017-03-09

基金项目: 国家自然科学基金(91436105)、中国科学院战略性先导科技专项(B类)(XDB21030800)

作者简介: 赵儒臣(1987—), 男, 博士研究生, 主要从事汞原子光钟、非线性光学方面的研究。

E-mail: zhaoruchen@siom.ac.cn

导师简介: 徐震(1977—), 男, 博士, 副研究员, 主要从事汞原子光钟、玻色-爱因斯坦凝聚和冷原子物理等方面的研究。

E-mail: xuzhen@siom.ac.cn(通信联系人)

# 1 引 言

连续可调谐窄线宽激光器已广泛应用于原子分子的高分辨激光光谱以及激光冷却等精密测量实验中。其中某些特殊波长的激光并不能由连续激光器直接产生,或是很难直接获得较高的功率,一般来说,这些波长的激光可以通过非线性过程对一个或多个波长的连续激光器进行倍频(SHG)或和频来产生<sup>[1,2]</sup>。波长为 507 nm 附近的高功率单频激光在激光光谱和激光冷却中有多种应用,例如高功率的 507.4 nm 激光可通过倍频产生中性汞原子冷却所需的 253.7 nm 深紫外激光<sup>[3-4]</sup>,硅原子冷却所需的 252 nm 深紫外激光可以通过 504 nm 激光倍频产生<sup>[5]</sup>,507.4 nm 激光可用于直接探测镱原子的窄线宽跃迁<sup>[6]</sup>。其中,作为汞原子光晶格钟的冷却激光,一般需要输出功率 100 mW 以上的 253.7 nm 激光,因此,获得大功率 507.4 nm 激光是非常重要的。目前,直接由外腔半导体激光器(ECDL)产生的 507.4 nm 激光功率小于 40 mW<sup>[7]</sup>,而大功率 507.4 nm 激光一般需要将高功率 1014.8 nm 基频光进行外腔倍频后获得。高功率基频光的产生方法包括光抽运半导体薄片激光<sup>[8]</sup>、外腔反馈半导体激光作为种子的液氮制冷光纤激光放大<sup>[9]</sup>以及光抽运 Yb:YAG 薄片固体激光器<sup>[10]</sup>和高功率半导体激光放大器<sup>[11]</sup>。在之前的工作中,实现了可以在室温下运转的 1014.8 nm 光纤激光放大器,能稳定可靠地产生瓦级以上的基频激光,但在 4 W 基频功率下只能获得 1 W 的绿光,因此实现稳定高效的外腔倍频是获得高功率紫外激光的关键因素。

本文介绍了基于 1014.8 nm 室温光纤激光放大器的高效外腔倍频,在 4.9 W 基频光输入功率下产生 3 W 的大功率 507.4 nm 激光,倍频效率超过 60%,远高于现有的商用倍频器<sup>[3]</sup>。

# 2 基本原理

## 2.1 实验装置

如图 1 所示,1014.8 nm 大功率基频光是以自制的 ECDL 作为种子激光经过 1014.8 nm 室温光纤激光放大器放大后产生的,其中 FI 为法拉第隔离器;ML 为模式匹配镜;HWP 为半波片;HC 为 Hänisch-Couillaud 方法;PZT 为压电陶瓷;LBO 为三硼酸锂晶体;CL 为柱透镜组。

自制的 ECDL 功率为 45 mW,线宽为 76 kHz,放大自发辐射(ASE)抑制比高达 56 dB。经过一个光隔离器(FI)以及模式匹配镜(MML)后耦合到保偏光纤(PM 980)中,光纤输出功率 20 mW 作为光纤激光放大器的种子激光。经过单级光纤激光放大,可输出最大功率 7 W 的基频光,相应的 ASE 抑制比为 45 dB。通过一对模式匹配镜(MML<sub>1</sub> 和 MML<sub>2</sub>)和第二个光隔离器后,有最大功率约 5 W 的基频光输入到倍频腔。基频光在环形腔中经过三硼酸锂晶体(LBO)产生 507.4 nm 的绿光。LBO 晶体具有较大的损伤阈值,并且在 507.4 nm 波长具有较小的走离角( $\rho = 84.7$  mrad),倍频类型为第一类临界相位匹配,基频光为水平偏振,倍频光为竖直偏振,相位匹配角  $\theta = 90^\circ$ ,  $\psi = 14.5^\circ$ 。LBO 晶体以正入射方式切割,两端镀双波长增透膜( $R_{1015\text{ nm}} < 0.2\%$ ,  $R_{507\text{ nm}} < 0.5\%$ )。晶体长度  $L = 20$  mm,横截面尺寸为 4 mm×4 mm。为防止晶体潮解,LBO 安装在铜制夹具上加热,加热后温度保持在 38 °C~42 °C 之间。为增加腔的机械稳定性、温度稳定性及气流稳定性,腔镜和 LBO 晶体安装在如图 1 所示的密闭铝盒中。平面镜 M<sub>2</sub> 粘在一个环形 PZT 上,通过

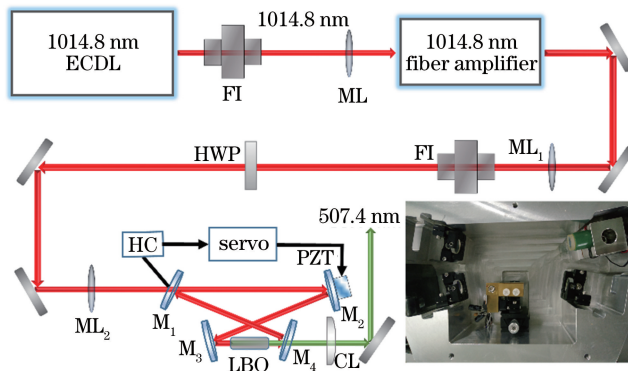


图 1 实验示意图和 507.4 nm 环形腔实物图

Fig. 1 Experimental setup and a picture of the ring cavity at 507.4 nm

调节 PZT 的长度可以调节环形腔的腔长,使环形腔锁定在入射基频光上。环形腔通过 Hänsch-Couillaud (HC)方法将共振频率锁定到基频光的频率上<sup>[12]</sup>,锁定后基频光在腔内共振增强,并入射到 LBO 晶体中倍频产生大功率 507.4 nm 激光。LBO 晶体在 HC 方法中同时起偏振元件的作用。输入耦合镜  $M_1$  反射的基频光经过采样镜和中性滤波片的衰减后,通过一个 1/4 波片、一个偏振分束器和两个光电管差分探测,获得 HC 光谱信号,通过自制的伺服电路来反馈控制 PZT,实现基频光在环形腔中的共振增强。LBO 晶体倍频输出的 507.4 nm 激光通过  $M_4$  输出再经过柱面镜组 CL 整形后,通过双色片 (FF593-Di03-25x36, Semrock, 美国)滤除基频光。

## 2.2 环形倍频腔的设计原理和理论计算

四镜环形倍频腔由两面平面镜( $M_1$ 、 $M_2$ )、两面凹面镜( $M_3$ 、 $M_4$ )和 LBO 晶体构成。

在倍频晶体中,二次谐波功率  $P_3$  和基频光功率  $P_1$  满足关系式  $P_3 = E_{nl}P_1^2$ ,其中  $E_{nl}$  为聚焦高斯光束的非线性系数。根据 Boyd 等<sup>[13]</sup>的理论研究,非线性系数  $E_{nl}$  正比于 Boyd-Kleinman 聚焦因子  $h_m(B, \xi)$ ,其中双折射系数  $B = \rho (n\pi L / 2\lambda_1)^{1/2}$ ,聚焦参量  $\xi = L / (2Z_R)$ , $\rho$  为晶体走离角, $n$  为晶体的折射率, $L$  为晶体长度, $\lambda_1$  为基频光波长, $Z_R$  为基频光 TEM<sub>00</sub> 模的瑞利距离。实验中所用的倍频晶体 LBO 长为 20 mm,双折射系数  $B = 1.88$ ,对应的最优聚焦参量  $\xi = 1.58$ ,最优 Boyd-Kleinman 聚焦因子  $h_m = 0.320$ 。由于增益腔内的基频光功率很高(估计腔内功率最高约为 200 W),较小的束腰半径会引起热透镜效应,造成腔模畸变,还容易对 LBO 晶体造成损伤,因此在实验中晶体束腰半径选取为 45  $\mu\text{m}$ ,对应的聚焦参量  $\xi = 0.98$ ,相应的  $h_m = 0.307$ ,比最优值 0.320 稍小,因此对  $E_{nl}$  的影响有限。由以上参数估算,LBO 晶体的非线性系数  $E_{nl} = 9.2 \times 10^{-5} \text{ W}^{-1}$ 。实验上,利用基频光单次通过晶体的方法测得 LBO 晶体的非线性系数  $E_{nl} = 8.63 \times 10^{-5} \text{ W}^{-1}$ ,如图 2 所示,略小于理论值。

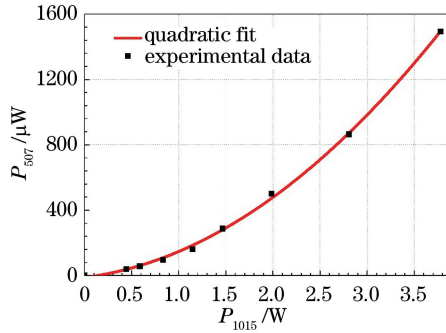


图 2 1014.8 nm 红外光单次通过 LBO 晶体测量曲线及拟合曲线

Fig. 2 Measuring and fitting curves of output power of infrared laser with the wavelength of 1014.8 nm passing once through LBO crystal

除了晶体的非线性系数,另外一个提高倍频效率的重要因素是环形腔对基频光的增益。环形腔内的基频光功率为<sup>[14]</sup>

$$P_{\text{cav}} = [1 - \sqrt{(1 - T_1)(1 - \gamma_x)}]^{-2} (T_1 \eta_{\text{mod}} P_{\text{in}}), \quad (1)$$

式中  $\gamma_x = 1 - (1 - l_{\text{cav}})(1 - E_{nl}P_{\text{cav}})$  是不考虑输入耦合镜透过率  $T_1$  时的单程腔损耗, $\eta_{\text{mod}}$  为模式匹配度, $P_{\text{in}}$  为基频光输入功率, $l_{\text{cav}}$  为环形腔的腔镜  $M_2$ 、 $M_3$ 、 $M_4$  和晶体表面等引入的线性损耗。从(1)式可以看出,为提高腔内功率,要保证尽量高的模式匹配率  $\eta_{\text{mod}}$ ,并且尽量降低环形腔内的线性损耗  $l_{\text{cav}}$ 。根据镀膜加工和晶体加工的工艺,估算每个腔镜的损耗小于 0.1%,晶体表面的损耗小于 0.2%,晶体吸收小于 0.2%。

可以计算出输入耦合镜  $M_1$  的透过率  $T_1$  最优值,使得腔内基频光功率最大,这也被称为输入阻抗匹配。根据(1)式,可得到最优透过率为

$$T_{\text{opt}} = \frac{l_{\text{cav}}}{2} + \sqrt{E_{nl}P_{\text{in}} + \frac{l_{\text{cav}}^2}{4}}, \quad (2)$$

因此,在一定的线性腔损耗  $l_{\text{cav}}$  和输入功率  $P_{\text{in}}$  下,可以得到满足阻抗匹配的输入耦合镜透过率<sup>[14-15]</sup>。

根据估算的线性腔损耗  $l_{\text{cav}} = 0.9\%$ ,在不同输入功率下,还可以得到倍频效率与输入耦合镜透过率的关

系,如图 3 所示,其中非线性系数  $E_{nl} = 9.2 \times 10^{-5} \text{ W}^{-1}$  和腔线性损耗  $l_{cav} = 0.9\%$  为估算值。从图中可以看到,在输入功率为 4~6 W 范围内,选择 3% 的透过率能使得倍频效率保持在 60% 以上,接近最佳倍频效率。

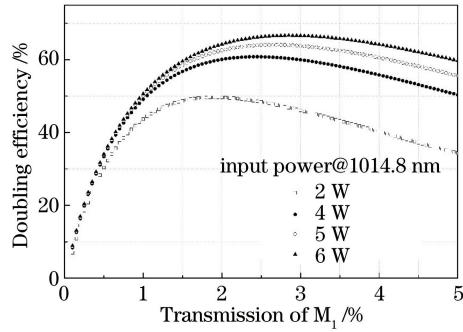


图 3 不同红外光输入功率下,倍频效率与输入耦合镜  $M_1$  的关系图

Fig. 3 Conversion efficiency versus the transmission of the input coupler  $M_1$  at different input infrared laser powers

根据上述计算和分析,选取输入耦合镜  $M_1$  对基频光的透过率为 3%,腔镜  $M_2$  和  $M_3$  对基频光的反射率  $R > 99.9\%$ ,输出耦合镜  $M_4$  对 1014.8 nm 基频光的反射率  $R > 99.9\%$ ,对 507.4 nm 倍频光的透过率  $T = 95\%$ 。环形腔的总腔长为 388 mm,对应环形腔的自由光谱范围为 773 MHz,其中  $M_3$  到  $M_4$  的距离为 93 mm, $M_3$ 、 $M_4$  的曲率半径为 -75 mm。基频光在腔镜上的入射角均为  $10^\circ$ 。根据 ABCD 矩阵计算<sup>[16-17]</sup>,环形腔的基频光基横模(TEM<sub>00</sub>模)在腔内存在两个束腰:一个位于 LBO 晶体中心,其束腰半径在水平和垂直方向上均为  $45 \mu\text{m}$ ;另一个位于  $M_1$  和  $M_2$  中间,束腰半径在水平(垂直)方向上分别为  $220 \mu\text{m}$ ( $190 \mu\text{m}$ )。实验中,利用焦距为  $f_1 = 125 \text{ mm}$  和  $f_2 = 150 \text{ mm}$  的两面平凸透镜进行模式匹配,将基频光耦合到环形腔中,其模式匹配度高达 98%。

### 3 实验结果

通过测量环形腔精细度  $F$  可以确定环形腔的增益效果<sup>[14]</sup>。实验所测透射腔信号如图 4 所示。通过透射信号,计算得到环形腔的精细度为 150(10),腔增益因子(BUF)为 48。根据该精细度和输入耦合镜  $M_1$  的透射率,可以计算得到的线性损耗约为 0.97%<sup>[18]</sup>,与理论估算较为符合。

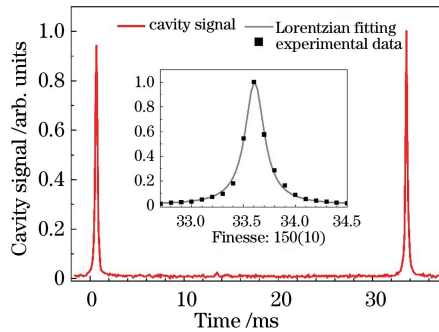


图 4 归一化腔信号

Fig. 4 Normalized cavity signal

由于环形腔的像散和 LBO 晶体的走离效应,输出的倍频光是椭圆形的。经过一对柱透镜组 CL 整形倍频光在水平方向束腰直径为  $460 \mu\text{m}$ ,  $M^2 = 1.4$ ,垂直方向束腰直径为  $566 \mu\text{m}$ ,  $M^2 = 1.1$ ,整形后绿光的 CCD 图像如图 5 插图所示。通过与 Toptica 公司的 TA-FHG pro 激光器输出的 507.4 nm 的激光拍频得到绿光的线宽为 150 kHz。利用双色镜滤除残余的红外光后,测量得到绿光输出功率(倍频效率)与红外光输入功率的关系,如图 5 所示,实线(虚线)代表理论计算值,圆点(方点)代表实验值。实验数据与计算结果相符,其中计算使用的参数  $E_{nl} = 8.63 \times 10^{-5} \text{ W}^{-1}$ ,  $T_1 = 3\%$  为测量值,  $l_{cav} = 0.97\%$  为实验估算值。在 4.9 W 基频光输入下,可以获得 3 W 的绿光输出,倍频效率为 61.5%。



在倍频光输出功率为 2.07 W 状态下,测量了输出功率的稳定度,如图 6 所示。采用了两种探测器来测量输出功率的变化。采用带宽为 300 kHz 的光电管来测量快速信号,测量时间为 1 s,如图 6 插图所示,光功率相对涨落的峰峰值为 2.6%,均方根(RMS)值为 0.5%。还采用了量热式探头的功率计测量(PM100D)进行长期监测,测量时间为 1.5 h,如图 6 所示,光功率相对涨落的峰峰值为 7.2%,RMS 值为 1.7%。

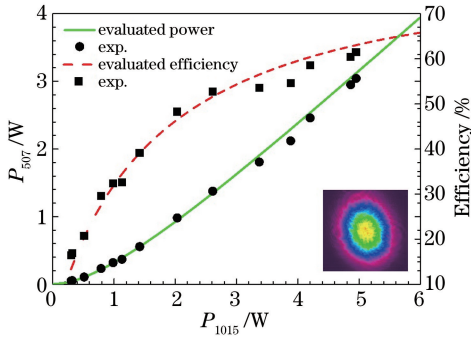


图 5 倍频光输出功率和倍频效率与基频光输入功率关系  
Fig. 5 Output SHG power and the conversion efficiency versus the input power of fundamental light

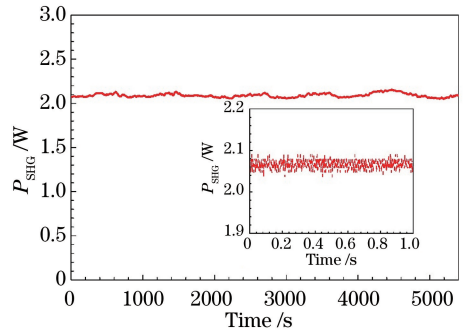


图 6 在 1.5 h 内绿光输出功率随时间变化  
Fig. 6 Output power versus time in 1.5 h

## 4 分析与讨论

目前,商用倍频器为了兼顾指定波长范围的倍频,在腔镜镀膜上使用了较低反射率的宽带介质膜,由此引入的线性损耗导致环形腔的增益效果大幅降低,这是现有商用倍频器倍频效率偏低的最主要原因。另外,商用倍频器输入耦合镜只对特定的输入功率范围才能较好地满足阻抗匹配条件,在输入功率范围外使用会导致商用倍频器的效率明显降低。最后,商用倍频器的非线性晶体镀膜也同样引入了较大的线性损耗,而且晶体的相位匹配角在适用波长范围内会略有不同,使得晶体的有效非线性系数降低,这也是影响商用倍频器效率的另一个原因。在这个倍频腔的设计中,一定的入射功率和  $M_1$  透过率下,环形腔的线性损耗是影响倍频效率的重要因素。其他三个腔镜的损耗已经小于 0.1%,最大的损耗来自于晶体镀膜和晶体的吸收。也尝试了使用布儒斯特角切割的 LBO 晶体,但测试结果表明,环形腔精细度下降为 110(10),相应的线性损耗为 14.6%。因而布儒斯特角切割的 LBO 晶体比正入射的 LBO 晶体在腔损耗上大 5%。另外,由于满足第一类临界相位匹配条件( $\omega + \omega = \omega$ ),倍频光在布儒斯特角切割晶体出射面上有 20% 的额外反射损耗。因此,为了获得更高的倍频效率,采用了正入射两面镀双波长增透膜的 LBO 晶体。要进一步提高倍频效率和输出功率,可以进一步降低线性损耗,提高腔镜的反射率和 LBO 晶体镀膜的透过率,并制备更高透过率的 LBO 晶体。

根据图 3 中的计算,对于不同的入射功率,存在不同的最佳透过率  $T_1$ 。因此对于较小的输入功率,满足阻抗匹配条件的最佳透过率会更小一些。这里选择了 3% 的透过率,一方面是兼顾到输入功率在 4 W 附近的一定范围,另一方面也给镀膜加工留出了冗余度。

507 nm 激光输出功率的长期功率稳定度主要受限于现有的光纤激光放大器,室温的变化和冷却水温度的起伏会引起基频光功率的变化。通过改善光纤激光放大器冷却水的温度稳定性,以及对光纤激光放大器进行空气的隔离等,可以进一步提升倍频光功率的长期稳定性。而输出功率的短期稳定性主要受限于基频激光器的线宽以及伺服控制引起的锁定噪声。今后可以进一步改进种子激光器的性能,压窄基频激光的线宽。另一方面,改进现有的伺服反馈控制电路,给 PZT 提供慢反馈的同时也给激光器提供快反馈,也可进一步提高反馈带宽,改善环形腔的锁定,最终同时提高短期稳定性和长期稳定性。

## 5 结 论

详细介绍了一种产生 507.4 nm 大功率单频激光的方法。基于 1014.8 nm 室温光纤激光放大器,利用优化后的外腔倍频技术,高效地产生了 3 W 的 507.4 nm 激光,倍频效率达到 61.5%。通过理论分析,确定了

环形倍频腔和 LBO 晶体的设计方案与参数,当基频光功率大于 4 W 时,倍频腔工作在最佳倍频效率值附近。设计中,还考虑了镀膜技术等实际情况,为达到最佳阻抗匹配条件提供了理论依据,保证了倍频效率。通过 HC 光谱锁定倍频腔后,实现了倍频光的稳定输出,线宽为 150 kHz,倍频光输出功率的短期稳定性为 0.5%,长期稳定性为 1.7%。该大功率窄线宽的 507.4 nm 激光将进一步用于倍频产生汞原子冷却所需的 253.7 nm 紫外冷却光。

## 参 考 文 献

- [1] Xu Xiafei, Lu Yanhua, Zhang Lei, *et al.* Technical study of 8.7 W continuous wave single frequency green laser based on extra-cavity frequency doubling[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(11): 1101010.  
许夏飞, 鲁燕华, 张 雷, 等. 外腔谐振倍频 8.7 W 连续单频绿光技术研究[J]. 中国激光, 2016, 43(11): 1101010.
- [2] Yang Jianming, Tan Huiming, Tian Yubing, *et al.* All-solid-state doubly resonant intracavity sum-frequency 578 nm yellow laser with KTP type II phase matching[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(10): 1001010.  
杨建明, 檀慧明, 田玉冰, 等. 全固态双共振 KTP II 类相位匹配腔内和频 578 nm 黄激光器[J]. 中国激光, 2016, 43(10): 1001010.
- [3] Liu H, Hu J, Liu K, *et al.* High power room temperature 1014.8 nm Yb fiber amplifier and frequency quadrupling to 253.7 nm for laser cooling of mercury atoms[J]. Optics Express, 2013, 21(25): 30958-30963.
- [4] Scheid M, Markert F, Walz J, *et al.* 750 mW continuous-wave solid-state deep ultraviolet laser source at the 253.7 nm transition in mercury[J]. Optics Letters, 2007, 32(8): 955-957.
- [5] Fujii T, Kumagai H, Midorikawa K, *et al.* Development of a high-power deep-ultraviolet continuous-wave coherent light source for laser cooling of silicon atoms[J]. Optics Letters, 2000, 25(19): 1457-1459.
- [6] Porsev S G, Derevianko A. Hyperfine quenching of the metastable  $^3P_{0,2}$  states in divalent atoms[J]. Physical Review A, 2004, 69(4): 042506.
- [7] Almog G, Scholz M, Weber W, *et al.* A simplified scheme for generating narrow-band mid-ultraviolet laser radiation [J]. Review Scientific Instruments, 2015, 86(3): 033110.
- [8] Paul J, Kaneda Y, Wang T L, *et al.* Doppler-free spectroscopy of mercury at 253.7 nm using a high-power, frequency-quadrupled, optically pumped external-cavity semiconductor laser[J]. Optics Letters, 2011, 36(1): 61-63.
- [9] Steinborn R, Koglbauer A, Bachor P, *et al.* A continuous wave 10 W cryogenic fiber amplifier at 1015 nm and frequency quadrupling to 254 nm[J]. Optics Express, 2013, 21(19): 22693-22698.
- [10] Petersen M, Chicireanu R, Dawkins S T, *et al.* Doppler-free spectroscopy of the  $^1S_0$ - $^3P_0$  optical clock transition in laser-cooled fermionic isotopes of neutral mercury[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(18): 183004.
- [11] Hachisu H, Miyagishi K, Porsev S G, *et al.* Trapping of neutral mercury atoms and prospects for optical lattice clocks [J]. Physical Review Letters, 2008, 100(5): 053001.
- [12] Hansch T W, Couillaud B. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity[J]. Optics Communications, 1980, 35(3): 441-444.
- [13] Boyd G D, Kleinman D A. Parametric interaction of focused Gaussian light beams[J]. Journal of Applied Physics, 1968, 39(8): 3597-3639.
- [14] Vainio M, Bernard J E, Marmet L. Cavity-enhanced optical frequency doubler based on transmission-mode Hänsch-Couillaud locking[J]. Applied Physics B, 2011, 104(4): 897-908.
- [15] Polzik E S, Kimble H J. Frequency doubling with  $\text{KNbO}_3$  in an external cavity[J]. Optics Letters, 1991, 16(18): 1400-1402.
- [16] Kozlovsky W J, Nabors C D, Byer R L. Efficient second harmonic generation of a diode-laser-pumped CW Nd:YAG laser using monolithic  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  external resonant cavities[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1988, 24(6): 913-919.
- [17] Freearde T, Zimmermann C. On the design of enhancement cavities for second harmonic generation[J]. Optics Communications, 2001, 199(5/6): 435-446.
- [18] Dong Tingting. Experimental research of the fourth harmonic 265.6 nm CW lasers[D]. Shanghai: East China Normal University, 2013.  
董婷婷. 265.6 nm 四倍频连续激光器的实验研究[D]. 上海: 华东师范大学, 2013.