

文章编号: 1007-6654(2010)01-0041-07

1560 nm 连续光半导体激光器经 PPLN 倍频 及经铷吸收光谱稳频

杨建峰, 杨保东, 高静, 张天才, 王军民[†]

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

摘要: 将激光器锁定到合适的参考频率上, 可以有效地改变激光器的频率稳定性。1 560 nm 的分布反馈式半导体激光器, 可以通过倍频锁定于铷原子吸收线上。实验中我们利用 PPLN 准位相匹配晶体进行倍频, 当输入光为 1.6 W 时可以获得 25 mW 的倍频光, 非线性转换系数为 0.96 %/W。我们还将激光器的频率锁定于 Rb 原子的吸收线上, 30 s 内剩余频率起伏约为 $\pm 3.5 \text{ MHz}$ 。

关键词: 分布反馈式半导体激光器; 铷原子; 吸收光谱; 倍频; 锁频

中图分类号: O431 文献标识码: A

0 引言

光频率标准对于基础研究或者工业应用, 都是十分重要的, 例如, 物理常数的定义、精细光谱测量、测量学、光钟与光通讯系统。随着光通讯市场的迅速发展, 特别是密集波分复用系统。这种在同一光纤同时传递多束激光的技术, 使得光通讯频宽倍数增长。原子与分子的吸收谱线可以提供频率标准, 作为光通道的校准。

在 $1.5 \mu\text{m}$ 波段有很多的研究和应用。通常将激光器锁定于分子如 H_2O , C_2H_2 , NH_3 ^[1-3] 的吸收线上, 然而气体分子的吸收系数比较低, 为了得到比较好的信号, 需要将分子气泡置于腔内。相对有机分子, 原子吸收线要更强一些。在 $0.8 \mu\text{m}$ 波段附近, 有很多稳频的标准, 比如 Cs 和 Rb 原子的吸收线。1 560 nm 激光倍频后对应 Rb 原子的 D_2 线, 可以作为频率标准。通过内部倍

频产生的 780 nm 的光信号比较弱, 借助光电倍增管探测原子吸收信号, 可以将激光器锁定于⁸⁷ Rb 原子的吸收线上^[4]。利用块状 KNbO_3 晶体, 进行外部倍频, 可以得到更好的吸收信号^[5]。随着准位相匹配和波导技术的发展, 利用周期极化 LiNbO_3 晶体(PPLN), 可以得到更高的转化效率, 最终将激光器锁定于 Rb 原子的饱和吸收线上^[6,7], 利用文献[7]的方法将激光器锁定后, 在通过拍频将主激光器锁定, 通过光纤放大器后倍频, 可以得到高功率, 且频率稳定的 780 nm 激光系统, 目前已经应用于 Rb 原子磁光阱系统^[8]。

俘获在磁光阱中的⁸⁷Rb 单原子, 通过 810 nm (或 850 nm、980 nm、1 064 nm) 强聚焦激光束构建微米尺度远失谐偶极阱, 将单个⁸⁷Rb 从磁光阱中转移到偶极阱后, 利用 Zeeman 态光抽运将原子制备到 $5S_{1/2} \quad F_g = 2, m = +2$ 态, 用一束 σ^+ 圆

收稿日期: 2009-10-21; 修回日期: 2009-11-16

基金项目: 国家自然科学基金(60978017, 10974125, 60821004); 教育部新世纪优秀人才支持计划(NCET-07-0524); 国家重大科学研究计划(2006CB921102); 高等学校博士点专项科研经费(20070108003); 山西省自然科学基金(2007011003); 山西省回国留学人员科研经费

作者简介: 杨建峰(1983-), 男, 山西省洪洞县人, 山西大学光学专业硕士研究生, 研究方向: 量子光学。

E-mail: yangjianeng@mail.sxu.edu.cn

† 通讯作者: E-mail: wujjmm@sxu.edu.cn

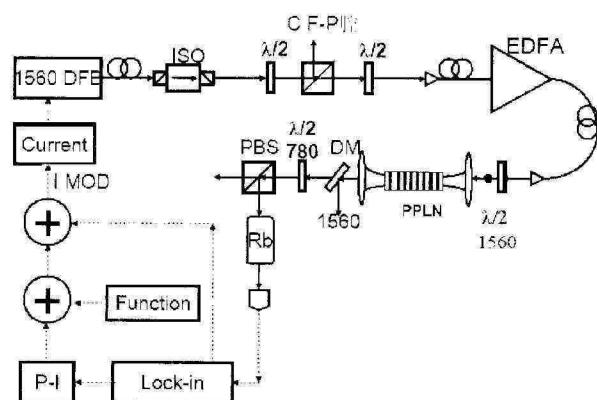
偏振的共振激光脉冲将激发至 $5P_{3/2}$, $m = +3$ 态, 从而实现触发式单光子源。我们利用 1 560 nm 分布反馈式半导体激光器 (DFB) 进行倍频, 通过对 1 560 nm 激光振幅调制, 可产生 780 nm 的脉冲激光。需要将激光器锁定与 ^{87}Rb 原子的 $5S_{1/2}$, $F_g = 2 \rightarrow 5P_{3/2}$, $m = 3$ 超精细跃迁线上, 实现共振激发。

1 实验装置及实验原理

实验装置如图 1 所示, 主激光器为 14 针蝶形封装的 1 560 nm DFB 激光器, 最大输出功率为 20 mW, 温度 27 °C, 波长调谐范围为 1 560.20–1 560.57 nm。实验中激光器的驱动电流 ~115 mA, 输出功率为 14 mW。缓慢调节激光器工作电流和工作温度, 我们得到激光器的电流调谐率和温度调谐率分别为 -0.49 GHz/mA 和 -11.2 GHz/°C。

连续光输出后经过 60 dB 隔离度的光隔离器后, 再通过一个 $\lambda/2$ 波片和一个 30 dB 消光比的偏振分光棱镜 (PBS) 组成的分光系统, 一部分进入共焦 F-P 腔用来监视 DFB 激光器的模式和频率漂移, 另一部分其偏振度被提高到 1000:1, 耦合入保偏光纤注入掺铒光纤放大器 (EDFA)。EDFA 内部在输出端已有 30 dB 光隔离器已避免光反馈的影响。EDFA 输出光经保偏光纤输出, 通过一个准直透镜实现输出光束准直。EDFA 的饱和输入功率约为 0 dBm (1 mW)。调节光纤耦合头前 $\lambda/2$ 波片, 使输入光束的偏振方向与 EDFA 输入端保偏光纤的慢轴基本重合, 此时光纤的耦合效率较高。然后在该角度附近小范围内转动 $\lambda/2$ 波片, 相应的测量对应角度下 EDFA 输出激光束的偏振度, 当其偏振度与注入光偏振度接近时, 即可认为输入光束的偏振方向已与光纤慢轴完全重合, 此时输出激光功率非常稳定, 偏振度最高。

EDFA 的输出光从保偏光纤输出, 经准直透镜准直为平行光, 光束直径约为 2 mm, 穿过一对共焦透镜系统, PPLN 晶体放置于共焦系统的焦点上。PPLN 晶体质量较高, 有效非线性系数大, 而且晶体尺寸可以做到很大。但是 PPLN 晶体光损伤阈值低、光折变效应明显, 因此工作温度必



DFB: 分布反馈式半导体激光器, ISO: 光隔离器, PBS: 偏振分光棱镜, EDFA: 掺铒光纤放大器, PPLN: 周期极化 LiNbO₃ 晶体, P-I: 比例积分放大器, DM: 双色片, CFP: 共焦 F-P 腔, Lock-in: 锁相放大器, I MOD: 电流调制端口。图中实线表示光路部分, 点线表示电路部分

图 1 实验装置示意图

DFB: distributed feedback diode laser, ISO: optical isolator, PBS: polarization beam splitter cube, EDFA: Erbium-doped fiber amplifier, PPLN: periodically-poled lithium niobate, P-I: proportion and integration amplifier, DM: dichroic mirror, CFP: confocal Fabry Perot (CFP) cavity, Lock-in: lock-in amplifier, I MOD: current modulator. The solid lines indicate the optical routine and the dot lines indicate electronic connection.

Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup

须在 100 °C 以上。实验中采用 PPLN 晶体 (美国 Deltronics 公司生产) 规格为 1 mm × 10 mm × 20 mm, 晶体的两个端面镀 1 560/780 nm 的减反膜。 LiNbO_3 为负单轴晶体, 透光范围 400 ~ 5 000 nm。以下为 PPLN 晶体折射率随光波波长和温度的变化关系^[9]:

$$n_i(\lambda, T) = \sqrt{A_i + B_i T^2 + \frac{C_i + D_i T^2}{\lambda^2 - (E_i + F_i T^2)^2} + G_i \lambda^2} \quad (1)$$

其中 $i = o, e$ 分别代表寻常光和非常光, T 表示晶体工作温度, 单位为开尔文 (K), 温度范围在 0 ~ 400 °C。波长 λ 的单位为 nm, 波长范围 400 ~ 5 000 nm。经验公式中非常光和寻常光的折射率参数如表 1 所示^[9]。

表 1 LiNbO₃ 晶体的折射率参数Tab. 1 The refractive coefficient of LiNbO₃ crystal

i	A	B	C	D
o	4.913	0	1.173×10^5	1.65×10^{-2}
e	4.5567	2.605×10^{-7}	0.97×10^5	2.70×10^{-2}
i	E	F	G	
o	2.12×10^2	2.70×10^{-5}	-2.78×10^{-8}	
e	2.01×10^2	5.40×10^{-5}	-2.24×10^{-8}	

对于准位相匹配过程, 波矢的失配量表示为^[10]:

$$\begin{aligned} \Delta k &= k_2 - 2k_1 - k_m \\ &= \frac{2\pi n_2}{\lambda_2} - 2 \cdot \frac{2\pi n_1}{\lambda_1} - \frac{2\pi m}{\Lambda} \end{aligned} \quad (2)$$

其中 n_1, n_2 对应基频光和倍频光的折射率, λ_1 为基频光波长, λ_2 为倍频光波长, m 为准位相匹配阶数, 我们采用的是一阶准位相匹配 ($m = 1$)。 Λ 为晶体的准位相匹配周期, 根据在倍频过程中所要满足的能量守恒和动量守恒, 可得到 Λ 的表达式如下^[10]:

$$\Lambda = \frac{m\lambda_1}{2(n_2 - n_1)} \quad (3)$$

在倍频过程中, 所产生的倍频光的功率表示如下:

$$P_{2\omega} = \frac{8\omega^2 d_{eff}^2 L^2}{n_1^2 n_2 c^3 \epsilon_0} \cdot \frac{P_\omega^2}{\pi w_0^2} \cdot \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (4)$$

归一化的转化效率 η 可以表示为^[11]:

$$\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_\omega^2 L} = \frac{8\omega^3 d_{eff}^2}{\pi n_1 n_2 c^4 \epsilon_0} \cdot \frac{L\lambda_1}{2\pi n_1 w_0^2} = \frac{8\omega^3 d_{eff}^2}{\pi n_1 n_2 c^4 \epsilon_0} \cdot \xi \quad (5)$$

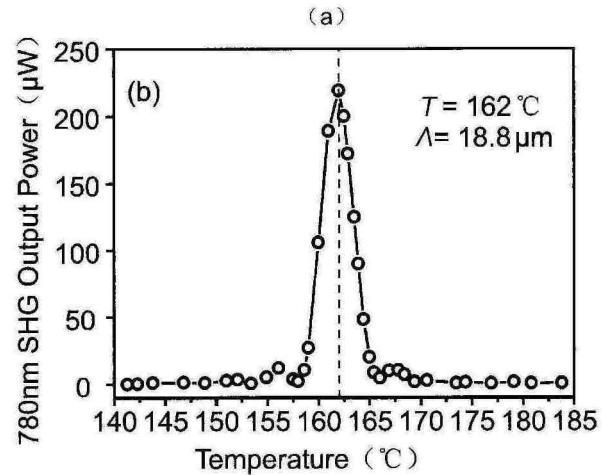
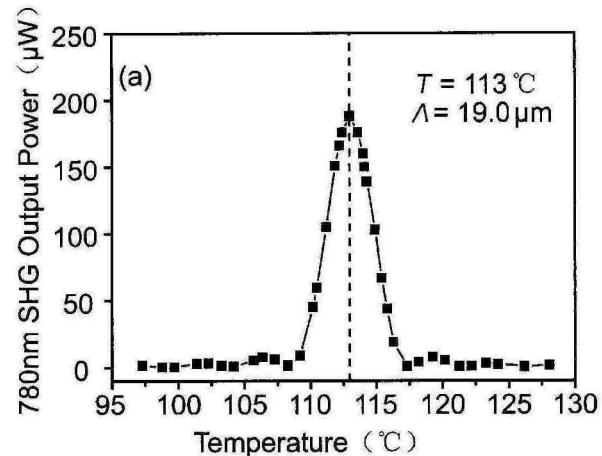
其中: L 为晶体长度, d_{eff} 为有效非线性系数, ω 为基频光角频率, P_ω 为基频光功率, $P_{2\omega}$ 为倍频光功率, w_0 为腰斑半径, ϵ_0 为介电常数, c 为真空中的光速。由式(4)(5)可知, 倍频光功率与基频光功率的二次方成正比, 与晶体的长度成正比, 与 d_{eff} 的平方成正比, 这与材料有关。理想情况下 PPLN 晶体的有效非线性系数为 17 pm/V ($d_{eff} = 2d_{33}/\pi$, $d_{33} = 27$ pm/V^[12])。倍频效率还与聚焦因子 ξ 有关。文献[11]和[13]中指出, 当

$\xi = 2.84$ 时, 具有最佳转化效率。我们采用了实验室有的三片透镜进行匹配(如表 2 所示), 目前实验中采用了焦距为 60 mm 的聚焦透镜。

表 2 透镜及其聚光因子

Tab. 2 Lens and focusing factor

焦距 f (mm)	腰斑 w_0 (μm)	瑞利长度 (mm)	ξ
80	54.7	12.887	0.76
70	48.1	9.996	0.99
60	41.0	7.247	1.38

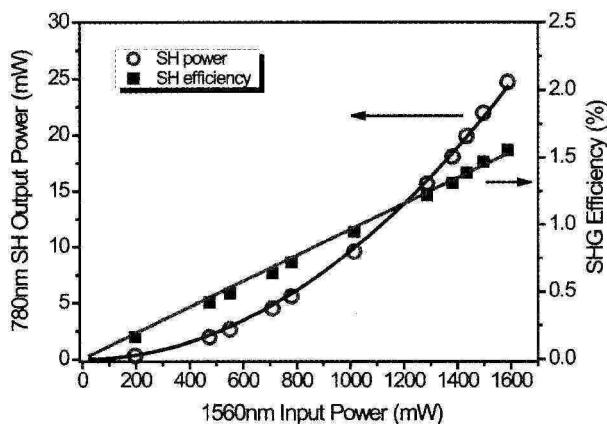


(a) 19.0 μm 周期的匹配温度测量 (b) 18.8 μm 周期的匹配温度测量

图 2 (a) 19.0 μm 周期对应的匹配温度为 113 °C, (b) 18.8 μm 周期对应的匹配温度为 162 °C, 温度调节半高宽约为 4 °C。

Fig. 2 The phase match temperature of 19.0 μm is 113 °C (a) and 18.8 μm is 162 °C (b), the temperature FWHM is about 4 °C

PPLN 晶体匹配过程中不需要考虑角度问题,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。我们实验中采用的控温仪 (Thorlabs TC200) 其控温范围 40 ~ 200 ℃, 控温精度 0.1 ℃。为了达到很好的控温效果, 控温炉内部由导热性能良好的紫铜构成, 和晶体直接接触(考虑加热过程中晶体的热胀冷缩, 晶体不宜压得过紧), 炉体外部由耐高温的绝热材料“聚砜”(一种特殊的尼龙)加工制作的保护套构成。控温采用电阻丝加热, 热敏电阻用来探测温度并反馈消息。我们理论计算了不同周期对应的匹配温度, 19.0 μm 和 18.8 μm 对应匹配温度分别为 111 ℃ 和 171 ℃。其他周期也进行了估算, 理论表明, 随着匹配周期的减小, 匹配温度相应的升高。实验上测量了 19.0 μm 和 18.8 μm 最佳匹配温度, 如图 2 所示。匹配温度分别为 113 ℃ 和 162 ℃, 温度调谐半高全宽为 4 ℃。实验条件受限, 其他周期的匹配温度没有测试。测量数据与理论有一定的差距, 我们认为这与晶体实际匹配周期有关。另外, 随着基频光功率的增加, 匹配温度会相应降低, 当基频光功率增加到 1.6 W 时, 最佳匹配温度为 160 ℃, 考虑这是由于基频光注入晶体时热效应引起的。



当基频光功率为 1.6 W 时, 可以得到 25 mW 的倍频光, 倍频效率为 1.56%。非线性转化系数约为 0.96 %/W。图中实线为理论计算曲线。

图 3 倍频光及倍频效率与基频光功率关系

25 mW of output SH power is generated when input fundamental power is 1.6 W. The SHG efficiency is 1.56 %. The nonlinear conversion coefficient is 0.96 %/W. The dash line is the theoretical curve.

Fig. 3 SH laser power and SHG efficiency versus power of the incident fundamental laser.

考虑到 PPLN 晶体的光折变效应, 实验中我们选用的准位相匹配周期为 18.8 μm。另外, 透镜前放置 $\lambda/2$ 波片, 调节基频光的偏振方向, 实验中采用 s 偏振, 这样利用了 PPLN 晶体的最大非线性系数 d_{33} , 实现 I 类准位相匹配。实验测得当基频光功率为 1.6 W 时, 可以得到 25 mW 的倍频光, 非线性转化效率为 0.96 %/W^[14]。倍频光功率, 倍频转化效率与基频光功率变化关系如图 3 所示。

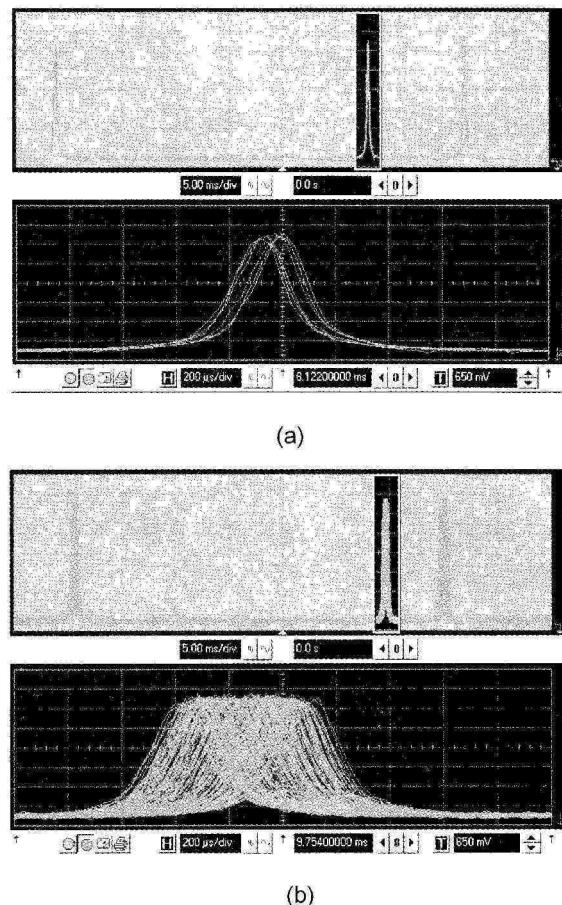
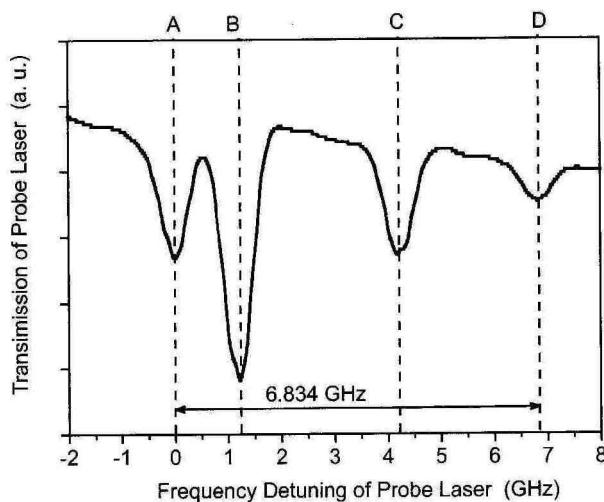


图 4 (a) 1 560 nm DFB 激光器在 1 s 内的频率漂移 ~ 10 MHz; (b) 在 30 s 内的典型频率漂移 ~ 41 MHz

Fig. 4 Frequency drifting of the 1 560 nm DFB laser in 1 s (a) and ~ 41 MHz in 3 s (b)

基频光与倍频光通过一块 1 560/780 的双色片分开。780 nm 激光通过 PBS 分光, 一部分通过光纤系统耦合到单原子偶极阱中激发⁸⁷Rb 单原子; 另一部分用于锁频, 我们采用 Rb 原子的吸收谱线进行锁频。光穿过一个 50 mm 长的 Rb 泡后, 直接进入探测器。为了得到 Rb 原子的吸收

信号,需要扫描 DFB 激光器的电流,同时,在激光上加一正弦调制信号。带有吸收信号的探测信号送入锁相放大器(SRS, SR830)解调出微分误差信号,锁相放大器内部有一频率可调谐的正弦信号源,我们所选用正弦调制信号为 11 kHz,在锁相内部正弦信号与输入电信号混频和低通滤波后,得到微分误差信号,将微分信号送入自制的 P-I 电路,通过调节 P, I 参数使微分信号达到合适反馈增益和带宽后,送入激光器的电流调制端口。由于激光器电流源仅有一个调制端口(150 kHz),我们将扫描激光器电流三角波与微分信号通过自制的加法器后,利用一个加法模块(ZFRSC-2050),将正弦调制信号与其一同加到电流源的调制端口。



A: $^{87}\text{Rb } 5\text{S}_{1/2} \text{ Fg} = 2 \rightarrow 5\text{P}_{3/2} \text{ Fe} = 1, 2, 3$; B: $^{85}\text{Rb } 5\text{S}_{1/2} \text{ Fg} = 3 \rightarrow 5\text{P}_{3/2} \text{ Fe} = 2, 3, 4$; C: $^{85}\text{Rb } 5\text{S}_{1/2} \text{ Fg} = 2 \rightarrow 5\text{P}_{3/2} \text{ Fe} = 1, 2, 3$; D: $^{87}\text{Rb } 5\text{S}_{1/2} \text{ Fg} = 1 \rightarrow 5\text{P}_{3/2} \text{ Fe} = 0, 1, 2$. 的多普勒背景。三角波扫描频率 14 Hz, 扫描幅度 110 mV, 激光器的电压调谐率约为 68 MHz/mV。信号取样时经 128 次平均。

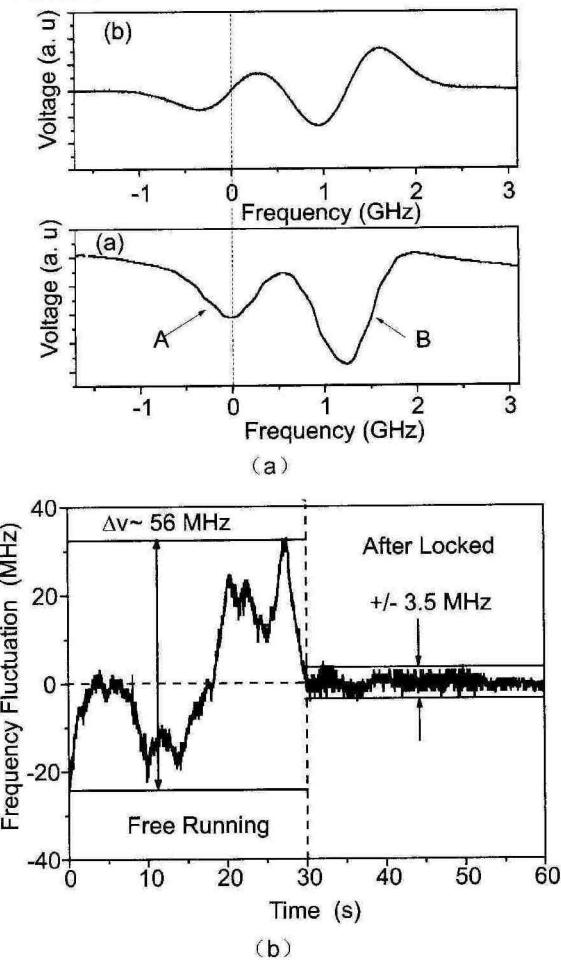
图 5 多普勒展宽的 Rb 原子吸收谱

A: $^{87}\text{Rb } 5\text{S}_{1/2} \text{ Fg} = 2 \rightarrow 5\text{P}_{3/2} \text{ Fe} = 1, 2, 3$; B: $^{85}\text{Rb } 5\text{S}_{1/2} \text{ Fg} = 3 \rightarrow 5\text{P}_{3/2} \text{ Fe} = 2, 3, 4$; C: $^{85}\text{Rb } 5\text{S}_{1/2} \text{ Fg} = 2 \rightarrow 5\text{P}_{3/2} \text{ Fe} = 1, 2, 3$; D: $^{87}\text{Rb } 5\text{S}_{1/2} \text{ Fg} = 1 \rightarrow 5\text{P}_{3/2} \text{ Fe} = 0, 1, 2$. Experimental parameters; sweep frequency: 14 Hz, triangle wave amplitude: ~ 110 mV, frequency modulation coefficient: ~ 68 MHz/mV. The curve is for 128 averages.

Fig. 5 Doppler broadened Rubidium absorption spectrum

2 实验结果及讨论

我们利用自制共焦 F-P 腔监视激光自由运转时的频率漂移,F-P 腔腔长 30 mm, 自由光谱区 FSR = 2.5 GHz, 精细度 100。我们记录了 1 s 和 30 s 时间尺度上激光器的典型频率漂移情况, 如图 4 所示。



(a) (A: $^{87}\text{Rb } 5\text{S}_{1/2} \text{ Fg} = 2 \rightarrow 5\text{P}_{3/2} \text{ Fe} = 1, 2, 3$, B: $^{85}\text{Rb } 5\text{S}_{1/2} \text{ Fg} = 3 \rightarrow 5\text{P}_{3/2} \text{ Fe} = 2, 3, 4$) 及其对应的鉴频曲线(b), 激光器锁定于图中虚线所示位置。记录到 30 s 激光器典型的自由运转的情况, 激光器的频率漂移约为 56 MHz, 锁定后剩余频率起伏约为 ± 3.5 MHz (c)。

图 6 多普勒展宽的吸收谱

Fig. 6 The absorption spectrum of A: $^{87}\text{Rb } 5\text{S}_{1/2} \text{ Fg} = 2 \rightarrow 5\text{P}_{3/2} \text{ Fe} = 1, 2, 3$; B: $^{85}\text{Rb } 5\text{S}_{1/2} \text{ Fg} = 3 \rightarrow 5\text{P}_{3/2} \text{ Fe} = 2, 3, 4$ (b) and frequency discriminating signal (a), we locked the frequency on the dash line shown. we recorded the frequency drift in free running is ± 56 MHz and locked the residual drift is ± 3.5 MHz in 30 s.

扫描激光器的电流可以得到 Rb 原子的 D₂ 线, 如图 5 所示。缓慢减小三角波的扫描幅度, 可以得到⁸⁷Rb 5S_{1/2} Fg = 2 → 5P_{3/2} Fe = 1, 2, 3; ⁸⁵Rb 5S_{1/2} Fg = 3 → 5P_{3/2} Fe = 2, 3, 4 对应的多普勒展宽的吸收谱, 同时得到其鉴频信号, 鉴频信号的斜率为 128 MHz/V, 如图 6(a), (b) 所示。继续减小扫描激光器电流的三角波信号逐渐减小, 直到彻底关闭, 调节 P, I 参数, 最后将信号加到电流源的调制端口, 我们观察了激光器自由运转和锁定后激光器的频率漂移情况。激光器锁定于⁸⁷Rb 5S_{1/2} Fg = 2 → 5P_{3/2} Fe = 1, 2, 3 多普勒展宽的吸收峰上。锁定后 30 s 激光器的剩余频率起伏约为 ±3.5 MHz, 如图 6(b) 所示。该激光系统可以长时间运转而不失锁。

利用吸收谱测量激光器自由运转 30 s 的频率漂移 ~56 MHz, 而利用共焦 F-P 腔测量的 30 s 的频率漂移 ~41 MHz, 考虑这是由于腔本身漂移引起。倍频后得到的吸收信号的信噪比较差, 考虑到光反馈对主激光器的影响, 在光路中加入了两个 ~60 dB 的光隔离器, 信号并没有明显改善。EDFA 为行波放大器, 不存在反馈问题。我们认为, 信噪比较差与主激光器有关, 这导致锁定后频率起伏较大。电流调制端口的响应范围为直流到 150 kHz, 对频率较高的噪声有较好的抑制能力, 目前锁相放大器选定的时间常数为 1 ms, 调制频率为 11 kHz, 调制信号幅度约为 26.5

mV。

3 总结与展望

我们利用 PPLN 晶体进行 1 560 nm 激光倍频, 实验中在多周期的 PPLN 的两个周期上产生 780 nm 的倍频光, 并进行了相应的理论分析。当基频光功率为 1.6 W 时, 可以得到大约 25 mW 的倍频光, 倍频效率为 1.56%, 非线性转化效率为 0.96% /W。目前我们已经将 1 560-nm DFB 激光器锁定于 Rb 原子的吸收线上, 频率锁定后, 在取样时间 30 s 内激光器的剩余频率起伏约为 ±3.5 MHz。

在目前的工作基础上, 需要从我们的锁频环入手, 降低锁频环路的电子噪声, 提高信号的信噪比。拟利用多个锁频环路进行锁频, 由于 DFB 激光器没有外腔, 我们不可能将反馈信号再加到外腔上来压窄线宽^[15]。考虑采用激光头上的 Bias-Tee, 可以将反馈信号加到 DFB 激光器^[16], 这个端口的响应范围一般在直流到兆赫兹的量级, 对频率比较高的噪声则有更好的抑制能力。进一步, 我们将利用 Rb 原子无调制偏振光谱或者饱和吸收光谱进行锁频, 将激光器锁定于⁸⁷Rb 原子的 5S_{1/2} Fg = 2 → 5P_{3/2} Fe = 3 超精细跃迁线上, 这也是我们实验所必需的。

参考文献:

- [1] OHTSU M, KOTANI H, TAGAWA H. Spectral Measurements of NH₃ and H₂O for Pollutant Gas Monitoring by 1.5 μm InGaAsP/InP lasers [J]. *Jpn J Appl Phys*, 1983, **22**: 1553-1557.
- [2] HONG F L, ONAE A, JIANG J, et al. Absolute Frequency Measurement of an Acetylene-stabilized Laser at 1 542 nm [J]. *Opt Lett*, 2003, **28**: 2324-2326.
- [3] CZAJKOWSKI A, MADEJ A A, DUBÉ P. Development and Study of a 1.5 μm Optical Frequency Standard Referenced to the P(16) Saturated Absorption Line in the ($\nu_1 + \nu_3$) overtone band of ¹³C₂H₂ [J]. *Opt Commun*, 2004, **234**: 259-268.
- [4] OHTSU M, LKEGAMI E. Frequency Stabilization of 1.5 μm DFB Laser Using Internal Second Harmonic Generation and Atomic ⁸⁷Rb line [J]. *Electron Lett*, 1989, **25**: 22-23.
- [5] POULIN M, LATRASSE C, TÊTU M, et al. Second-harmonic Generation of a 1 560-nm Distributed-feedback Laser by Use of a KNbO₃ Crystal for Frequency Locking to the ⁸⁷Rb D₂ Line at 780 nm [J]. *Opt Lett*, 1994, **19**: 1183-1185.
- [6] MASUDA S, SEKI A, NIKI S. Optical Frequency Standard by Using a 1 560 nm Diode Laser Locked to Saturated Absorption Lines of Rubidium Vapor [J]. *Appl Opt*, 2007, **46**: 4780-4785.
- [7] POULIN M, LATRASSE C, TÊTU M, et al. Quasi-phase-matched Frequency Doubling in a Waveguide of a 1 560-nm Diode Laser and Locking to the Rubidium D₂ Absorption Lines [J]. *Opt Lett*, 1996, **21**: 1217-1219.

- [8] LIENHART F, BOUSSEN S, CARRAZ O, *et al.* Compact and Robust Laser System for Rubidium Laser Cooling Based on the Frequency Doubling of a Fiber Bench at 1 560 nm [J]. *Appl Phys B*, 2007, **89**: 177-180.
- [9] HOBDEN M V, WARNER J. The Temperature Dependence of the Refractive Indices of Pure Lithium Niobate [J]. *Phys Lett*, 1966, **22**: 243-244.
- [10] FEJER M M, MAGEL G A, JUNDT D H, *et al.* Quasi-phase-matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances [J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1992, **28**: 2631-2654.
- [11] BOYD G D, KLEINMAN D A. Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams [J]. *J Appl Phys*, 1968, **39**: 3597-3639.
- [12] GEORGIEV D, GAPONTSEV V P, DRONOV A G, *et al.* Watts-level Frequency Doubling of a Narrow line Linearly Polarized Raman Fiber Laser to 589 nm [J]. *Opt Exp*, 2005, **13**: 6772-6776.
- [13] KUMAR S C, SAMANTA G K, EBRAHIM-ZADEH M. High-power, Single-frequency, Continuous-wave Second-harmonic-generation of Ytterbium Fiber Laser in PPKTP and MgO: sPPLT [J]. *Opt Exp*, 2009, **17**: 13711-13726.
- [14] THOMPAON R J, TU M, AVELINE D C, *et al.* High Power Single Frequency 780 nm Laser Source Generated from Frequency Doubling of a Seeded Fiber Mmplier in a Cascade of PPLN Crystals [J]. *Opt Exp*, 2003, **11**: 1709-1713.
- [15] 王婧, 何军, 邱英, 等. 采用偏振光谱对外腔半导体激光器稳频时反馈环路带宽的影响 [J]. 光学学报, 2009, **29**: 425-430.
- [16] BIANCHINI G, CANCIO P, MINARDI F, *et al.* Wide-bandwidth Frequency Locking of a 1 083-nm Extended-cavity DBR Diode Laser to a High-finesse Fabry P Rot Resonator [J]. *Appl Phys B*, 1998, **66**: 407-410.

1 560 nm CW Diode Laser Frequency Doubling by Using PPLN Crystal and Frequency Locking via Rubidium Absorption Spectroscopy

YANG Jian-feng, YANG Bao-dong, GAO Jing, ZHANG Tian-cai, WANG Jun-min

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

Abstract: Locking laser to a proper reference frequency can obviously improve the laser frequency stability. We can lock 1 560 nm distributed feedback (DFB) diode laser to Rubidium absorption line via second harmonic generation (SHG). The second harmonic wave is produced by use of a PPLN crystal in our experiment. About 25 mW of output power at 780 nm is generated when input power of fundamental wave is 1.6 W, and the nonlinear conversion efficiency is 0.96 %/W. We stabilize the laser frequency on rubidium absorption spectroscopy, and the residual frequency fluctuation is ± 3.5 MHz in 30 s.

Key words: distributed feedback diode laser; rubidium atom; absorption spectra; frequency doubling; frequency locking