

## 基于光锁相环的稳频深紫外激光系统

刘琪鑫<sup>1,2</sup>, 张晔<sup>1,2</sup>, 孙剑芳<sup>1</sup>, 徐震<sup>1,2\*</sup><sup>1</sup>中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800;<sup>2</sup>中国科学院大学, 北京 100049

**摘要** 介绍了一种利用光锁相环技术实现频率稳定的深紫外激光系统, 包含两台 253.7 nm 四倍频激光器, 用于汞原子在二维磁光阱和三维磁光阱的激光冷却。其中, 一台深紫外激光器锁定在汞原子的饱和吸收谱线上, 用于产生二维磁光阱的冷却光和推送光; 另一台深紫外激光器通过 1014.9 nm 的半导体种子激光之间的光锁相环实现频率稳定, 用于产生三维磁光阱的冷却光和探测光, 并通过前馈方法将频率切换时间减小到原来的 1/23。该系统可以大范围地调整深紫外激光器的频率, 高效地利用紫外激光功率, 并降低了实验装置的复杂性, 从而满足了汞原子激光冷却实验的要求。同时, 所提方法适用于其他深紫外激光系统。

**关键词** 激光器; 汞原子; 激光冷却; 深紫外激光; 光锁相环

中图分类号 O436 文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL220935

## 1 引言

稳频激光器在冷原子物理、精密测量和量子物理等领域中发挥着重要的作用<sup>[1-2]</sup>。目前, 越来越多的深紫外(200~350 nm)激光器在激光冷却实验中得到应用, 比如氢原子、汞原子、镉原子、镁原子、铍离子、铟离子和镁离子的激光冷却实验<sup>[3-11]</sup>, 这些粒子可被用于实现高精度光频标<sup>[7-8, 11-14]</sup>、研究基本物理常数随时间的变化<sup>[10, 15-16]</sup>和验证电荷-宇称-时间反演对称性(CPT)守恒原理<sup>[3]</sup>等。其中, 汞原子是可以激光冷却的最重的稳定元素, 其性质独特, 得到了广泛研究<sup>[12-13, 17-19]</sup>。汞原子对黑体辐射具有较低的敏感度, 其钟频跃迁已经成为国际秒定义的二级标准之一; 汞原子具有较大的核电荷数, 能够灵敏地检测精细结构常数随时间的变化<sup>[15-16]</sup>; 汞原子还被用来测量电子的永久电偶极矩<sup>[20]</sup>等。为了实现汞原子的激光冷却、探测和内态操控, 冷却激光系统须具备高的频率稳定性和便捷的频率调谐能力。

近年来, 汞原子光晶格钟得到了显著的发展。日本东京大学首先使用半导体四倍频激光器实现了汞原子的激光冷却和俘获<sup>[4]</sup>, 为了解决深紫外(DUV)激光功率较小的问题, 研究者采取了单路折叠光束的三维磁光阱(3D-MOT)设置。法国巴黎天文台最初通过 Yb:YAG 薄片激光器四倍频产生了较大功率的冷却激光, 在饱和吸收光谱(SAS)稳频后实现了三维磁光

阱<sup>[5]</sup>; 后来使用两台基于光纤激光放大器的深紫外激光器<sup>[21]</sup>分别为二维磁光阱(2D-MOT)和三维磁光阱提供冷却光<sup>[22-23]</sup>, 该方法有效提升了汞原子的装载效率。较高的冷原子装载率可以提高钟跃迁测量的信噪比, 减小光晶格钟的死时间。在二维磁光阱中, 推送光直接影响预冷却后进入科学腔的原子束流及其速度分布, 因此研究者将推送光的失谐量作为可独立调节的参数, 实现了近一个数量级的装载率的提高<sup>[24]</sup>。

为了在汞原子上实施更高效率的激光冷却方案, 例如在 2D-MOT 的第三个方向上增添一对非平衡冷却光束(即 2D<sup>+</sup>-MOT), 采用频率展宽的冷却光束或双色推送光等方法<sup>[25-27]</sup>, 汞原子冷却光激光器需要达到更高的水平: 激光功率更大, 不同光束的激光失谐量不同以及各光束的激光失谐量可随时序改变。汞原子的激光冷却所需的激光波长为 253.7 nm, 处于深紫外波段, 它很难直接由半导体激光器产生, 通常通过可见(VIS)或红外(IR)波段的大功率激光经过非线性过程实现, 这使得深紫外激光的稳频和调谐方案变得复杂。另一方面, 如果采用冷原子物理实验中常用的声光调制器(AOM)来移频和调节频率, 则会引入额外的功率损耗并改变光路的指向, 并且有很大的损伤风险, 因此该方法不适用于大功率紫外激光。另一种方法是两台深紫外激光器通过红外波段种子激光的相位<sup>[28-36]</sup>或者频率锁定<sup>[23, 37-40]</sup>来实现紫外光的频率稳定和调谐, 它不改变紫外光的功率和光路指向, 可以实现更大的调谐

收稿日期: 2022-06-06; 修回日期: 2022-07-22; 录用日期: 2022-08-15; 网络首发日期: 2022-08-25

基金项目: 国家自然科学基金(11874371, 91436105, 12104474)、中国科学院战略性先导科技专项(XDB21030200)、上海市科技计划项目(22ZR1471000)

通信作者: \*xuzhen@siom.ac.cn

范围,同时还可以规避AOM紫外损伤风险,提高了激光器的可靠性。

本文利用光锁相环(OPLL)技术实现了两台深紫外激光器的频率稳定和调谐,从而满足了汞原子激光冷却的要求。两台激光器均采用半导体激光作为种子,通过光纤激光放大和两级倍频实现大功率紫外激光输出<sup>[41]</sup>。其中一台激光器用来产生二维磁光阱的冷却光和推送光,通过调制频率法将激光器锁定在汞原子的饱和吸收光谱上,并利用AOM调整冷却光和推送光的失谐量。另一台激光器通过1014.9 nm激光之间的光锁相环来实现频率稳定,因此全部紫外激光功率都用来产生三维磁光阱的冷却光。采用基频光之间的光锁相环技术,可以大范围地调整深紫外激光器的频率,高效地利用紫外激光功率,并降低实验装置的复杂性。在实验中,高功率紫外光无须通过声光调制器便可作为磁光阱的冷却光束,在避免紫外损伤的同时减小了额外的功率损耗,保持了光路的指向。经测量,频率锁定后的深紫外激光线宽约为300 kHz,在平均时间为1 s时两台激光器之间的频率稳定度为1.5 Hz。第二台深紫外激光器在实验中既用于产生三维磁光阱的冷却光,又用于冷原子的荧光成像,因此采用前馈技术将频率切换时间减小到原来的1/23,满足了在1 ms内进行激光频率调谐的实验需求。

## 2 实验装置

深紫外激光系统须满足基于二维磁光阱和三维磁光阱获得冷汞原子的实验需要。对于汞原子激光冷却,需要采用 $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 跃迁(波长为253.7 nm,自然线宽 $\Gamma = 2\pi \times 1.27$  MHz,饱和光强为10.2 mW/cm<sup>2</sup>),其中推送光、二维磁光阱和三维磁光阱的冷却光所需的激光失谐量各不相同。在实验时序中,三维磁光阱的冷却光同样用于荧光成像,因此其需要在1 ms内调谐数倍自然线宽。二维磁光阱和三维磁光阱所需的冷却光功率均需达到约50 mW。基于二维磁光阱和三维磁光阱实现汞原子激光冷却的稳频深紫外冷却激光系统如图1(a)所示,它由两台相同的深紫外四倍频激光器DUV-1和DUV-2组成,输出功率最大可达100 mW。其基频种子激光为自制的1014.9 nm外腔反馈半导体激光器ECDL-1(2),约12 mW的光功率通过保偏光纤输入到掺镱光纤放大器(FA)中,得到高达5 W的红外激光。放大后的红外光单次通过周期性极化钕酸锂(PPLN)晶体实现第一级倍频,得到900 mW的507 nm激光输出。第二级倍频在偏硼酸钡(BBO)晶体倍频腔内实现,最高输出功率可达147 mW<sup>[41]</sup>。为了保障激光器的可靠性,延长BBO晶体使用寿命,激光器运行时输出约50 mW的深紫外激光。

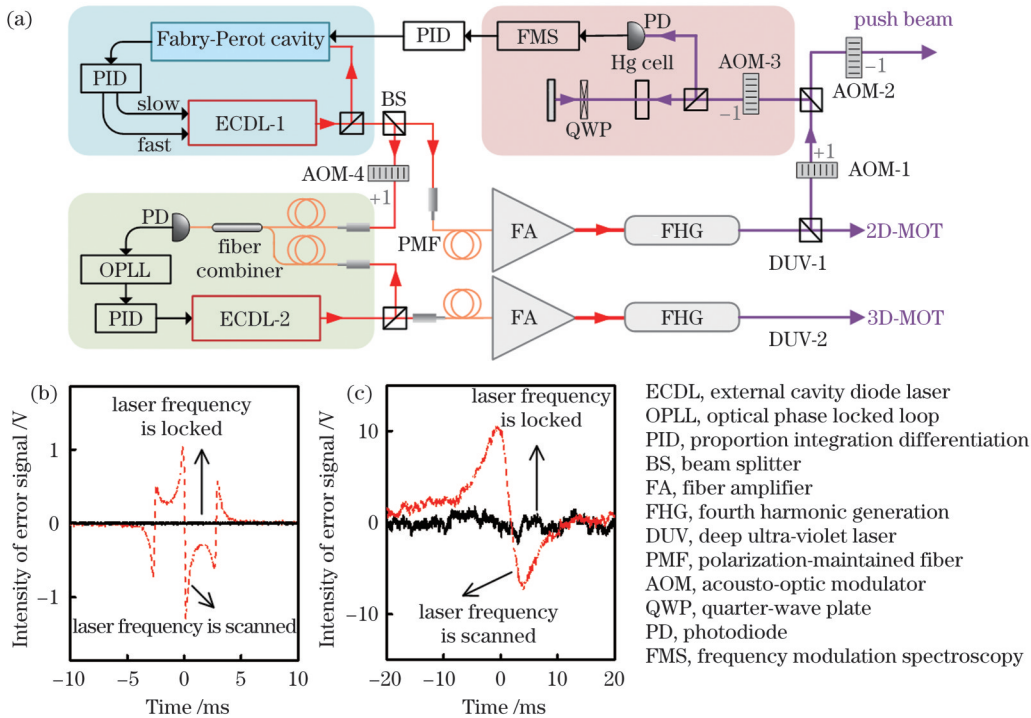


图 1 冷却激光系统原理图与误差信号。(a)冷却激光系统原理图;(b)ECDL-1参考腔锁定时的误差信号;(c)DUV-1饱和吸收光谱锁定时的误差信号

Fig. 1 Schematic of cooling laser system and error signals. (a) Schematic of cooling laser system; (b) error signal when reference cavity of ECDL-1 is locked; (c) error signal when SAS of DUV-1 is locked

为了提高激光器的频率稳定性,采用 Pound-Drever-Hall(PDH)方法将第一台激光器的种子激光

ECDL-1锁定在一台精细度约为1000的参考腔即法布里-珀罗腔(FPC)上,在稳定种子光频率的同时压窄线

宽。用于参考腔锁定的 PDH 误差信号如图 1(b) 所示, 其信噪比约为 100, 锁腔后种子线宽约为 70 kHz。ECDL-1 的反馈环路分为快、慢两路, 其中快反馈用于调整激光二极管的电流以抑制高频噪声, 而慢反馈用于控制压电陶瓷以抵消激光器的长期漂移。DUV-1 的大部分光功率被分配给二维磁光阱的冷却光, 约 10% 的光功率(不超过 5 mW)用于产生推送光和锁定饱和吸收光谱。声光调制器 AOM-1 与级联的 AOM-2(3) 共同作用, 实现了推送光和二维磁光阱冷却光的失谐量调整。采用频率调制光谱法(FMS)将 DUV-1 锁定在饱和吸收光谱上, 通过 AOM-3 将 91 kHz 的频率调制到光频上, 饱和吸收信号经过锁相放大电路后产生色散型的误差信号, 该信号反馈控制 FPC 的压电陶瓷(PZT)。锁定前、后的 FMS 误差信号如图 1(c) 所示, 根据锁定后的误差信号推断, 光谱锁定的频率涨落小于 350 kHz。

DUV-2 通过两台 1014.9 nm 种子激光器的光锁相

环进行稳频, 不需要在深紫外激光输出光路上插入移频器件, 因此所有的深紫外激光功率都用于产生三维磁光阱的冷却光。光锁相环的具体实现方法如图 2 所示: ECDL-1 的一部分光通过 AOM-4 移频 80 MHz 后, 经光纤合束器与 ECDL-2 的一部分光合束, 通过一个高速光电二极管后放大得到拍频信号(RF)。拍频信号在数字鉴频鉴相器(PFD)内与参考信号进行比较, 并驱动电荷泵产生正比于两信号相位差的误差信号。ECDL-2 采用与 ECDL-1 相同的伺服回路实现锁定, 这样 DUV-2 的激光频率就可以通过参考(REF)信号控制。数字鉴频鉴相器为核心器件, 其采样带宽为 400 MHz, 因此实验中两台 ECDL 之间的频率差的调谐范围可以达到 480 MHz。此外, 本文还采用了前馈技术来提高 ECDL-2 的响应速度, 即将同步变化的调谐信号加载到 ECDL-2 的驱动电流上, 从而缩短频率的切换时间。

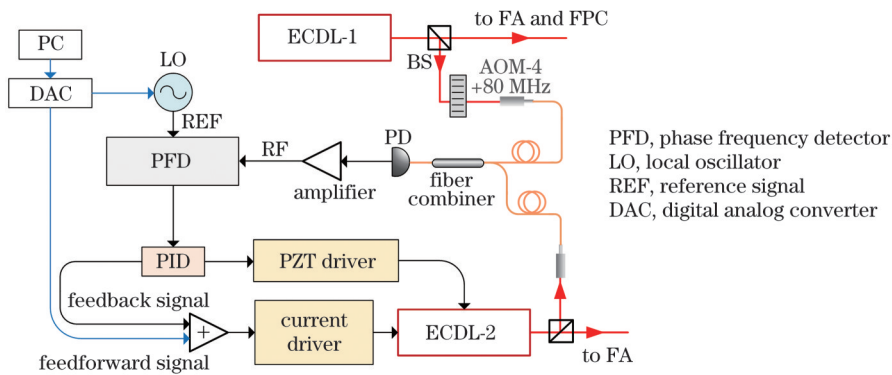


图 2 种子激光器之间的光锁相环的原理图

Fig. 2 Schematic of OPLL between seed lasers

通过光锁相环实现了激光频率的锁定后, 分别对两台激光器的红外光、绿光和深紫外光进行拍频测量

以检验锁定效果, 如图 3 所示。其中, 红外光的拍频信号采用的是进入 PFD 的 RF 信号, 绿光和深紫外光的

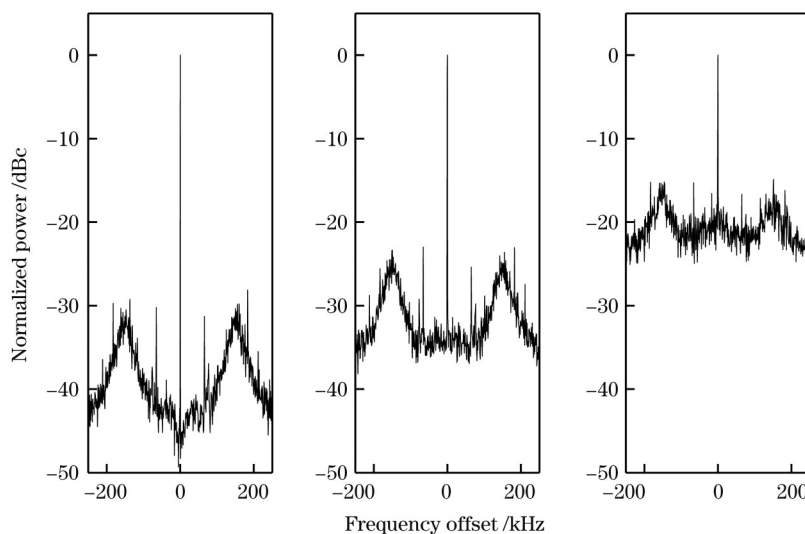


图 3 不同激光器在光锁相环锁定时的拍频谱线。(a) 两台 1014.9 nm 的红外光种子激光器; (b) 两台 507.4 nm 的可见光激光器;

(c) 两台 253.7 nm 的深紫外激光器

Fig. 3 Beat spectra of different lasers when OPLL is locked. (a) Two IR seed lasers at 1014.9 nm; (b) two VIS lasers at 507.4 nm;

(c) two DUV lasers at 253.7 nm

拍频信号则由一个硅光电探测器测量得到。REF 信号的频率为 80 MHz, 拍频信号的分频比  $N=1$ , 频谱仪的分辨率带宽为 300 Hz。

在三个波长的激光光谱中观察到相同的光谱特征: 拍频信号的大部分功率集中在载波信号上, 形成了一个极窄的中心峰, 这是两台激光器之间实现锁相的典型特征, 同时这说明了种子光之间的相位锁定成功地传递到了深紫外激光之间。通常使用剩余相位噪声  $\langle \Delta\phi^2 \rangle$  来表征光锁相环的性能, 它由载波功率  $P(0)$  与整个拍频谱  $P(f)$  功率的比值<sup>[35]</sup>决定:

$$\exp(-\langle \Delta\phi^2 \rangle) = \frac{P(0)}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(f) df} \quad (1)$$

从图 3 中的拍频信号功率谱可以得到, 红外光之间的光锁相环剩余相位噪声约为  $0.11 \text{ rad}^2$ 。在经过光纤放大器和 PPLN 晶体之后, 该值退化为  $0.3 \text{ rad}^2$ ; 经过倍频腔之后, 紫外光之间的残余相位误差为  $1.7 \text{ rad}^2$ 。这是由于反馈信号只作用在种子光激光器上, 因此激光器的伺服带宽总是固定的, 如图 3 所示, 拍频信号的鼓包位置显示伺服带宽约为 150 kHz。可以看到, 倍频后的噪声水平明显提高。这是因为: 一方面非线性倍频过程造成了拍频信号的展宽, 导致载波的背景噪声的整体增大; 另一方面, 锁相环路带宽以外的噪声不能被抑制, 也会使得剩余相位噪声  $\langle \Delta\phi^2 \rangle$  逐步增大。

### 3 深紫外激光器的频率稳定性

#### 3.1 直接测量深紫外激光器线宽

常用的激光器线宽的测量方法有单台激光器的延时自外差法和双光束外差法<sup>[42-43]</sup>。单台激光器的线宽可以通过延时自外差法进行准确测量, 但这需要足够长的延时光纤来消除激光相干性, 因此很难应用到紫外光的线宽测量中。双光束外差法需要两台波长相近的激光器, 其拍频信号的载波频率为两激光器的频率差。假设两台激光器的谱线均为洛伦兹线型, 其拍频谱由两激光器光谱的卷积得到:

$$S_{\text{beat}}(\nu) = \frac{\omega_{\text{beat}}}{2\pi \left[ (\nu - \nu_0)^2 + \left( \frac{\omega_{\text{beat}}}{2} \right)^2 \right]} \quad (2)$$

式中:  $S_{\text{beat}}$  为拍频信号谱;  $\nu$  为信号频率;  $\omega_{\text{beat}}$  为拍频谱线宽;  $\nu_0$  为信号中心频率。

由于实验中所用的深紫外激光的产生方式完全相同, 因此, 两台激光器的光谱可认为是相同的, 这样单台深紫外激光器的线宽为  $\omega_{\text{beat}}/2$ 。实际测量中, 频谱仪需要一定的扫描时间才能够在足够小的分辨率下测量拍频信号, 而两台激光器之间的频率抖动或漂移会影响测量结果, 因此双光束外差法对激光器频率稳定性有一定的要求。为了能够直接测量紫外激光的线宽, 借助光锁相环可对 DUV-2 施加一个仅仅能够消除

低频抖动的弱锁定, 使得频谱分析仪可获得足够长的积分时间(足够小的分辨率带宽)来精确地测量其拍频谱。

对于线宽一定的激光器来说, 光锁相环的性能取决于锁定回路的带宽。一般来说, 锁定带宽越高, 能够抑制的噪声频率越高, 锁相环的剩余相位噪声越低; 当环路带宽小于激光器的线宽时, 载波峰信号不能够清晰地分辨, 此时锁相环对应激光器之间的光频率锁定环。其环路带宽主要取决于反馈伺服环路中电子信号的传播延迟时间。对于鉴频鉴相器(FPD)芯片来说, 其响应时间为  $\tau = 2N/f_{\text{RF}}$ , 其中  $f_{\text{RF}}$  为拍频信号频率。实验中, 可以通过改变分频比  $N$  来控制环路带宽。当 REF 信号频率为 80 MHz 且  $N=1, 2, 8, 16$  时, 对光锁相环的带宽和载波信号功率占比进行测量, 结果如表 1 所示。此时频谱仪的扫描范围为 1 MHz, 分辨率带宽为 300 Hz。

表 1 不同  $N$  下的锁相环性能

Table 1 Performances of phase-locked loop under different  $N$

$N$	Bandwidth / kHz	Carrier signal power ratio / %
1	150	89
2	140	84
8	95	43
16	50	25

对于较小的分频值, 例如  $N=1, 2$  时, 光锁相环的带宽为 150 kHz 和 140 kHz, 80% 以上的拍频功率集中在中心的载波峰内, 对应的剩余相位噪声分别为  $0.12 \text{ rad}^2$  和  $0.17 \text{ rad}^2$ 。随着  $N$  的增加, 环路带宽从 150 kHz 下降到 50 kHz。当  $N=16$  时, 载波功率只占总功率的 25%, 载波峰相对于边带的信噪比只有 5 dB, 再经过两次非线性倍频过程后, 在紫外拍频信号的频谱中, 载波信号淹没在激光器自身的频率噪声中。测量两台深紫外激光器的拍频信号谱线, 分辨率带宽为 300 Hz, 测量范围为 4 MHz, 测量结果如图 4 所示。采用洛伦兹函数拟合该谱线, 线宽(半峰全宽, FWHM)约为 600 kHz, 因此单台深紫外四倍频激光器的线宽约为 300 kHz, 远小于其自然线宽, 满足了激光冷却实验的要求。

#### 3.2 长期稳定性测量

为了测量锁定后的激光器的频率稳定度, 使用频率计数器记录激光器在红外和紫外波段的拍频信号, 门控时间为 0.1 s。通过计算阿兰方差得到两台激光器在相位锁定时的长期稳定性, 结果如图 5 所示。受到实验室温度波动的影响, 当 ECDL-2 自由运行时两台激光器的相对频率变化会达到 160 MHz, 这主要是未经过稳频的 ECDL-2 带来的。经过光锁相环锁定之后, 两台红外种子激光之间的频率稳定性提高了 6 个数量级, 在测量时间内频率稳定度的下降斜率符合

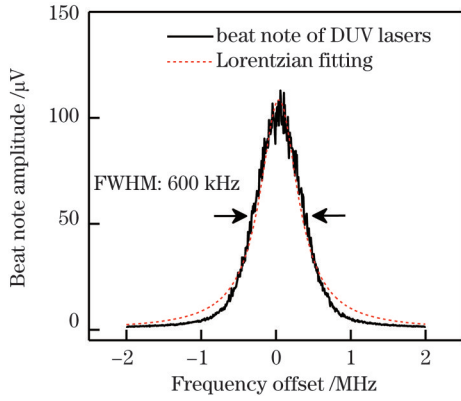


图 4 当紫外光频率锁定时两台深紫外激光器的拍频谱线  
Fig. 4 Beat spectral lines of two DUV lasers when DUV frequency is locked

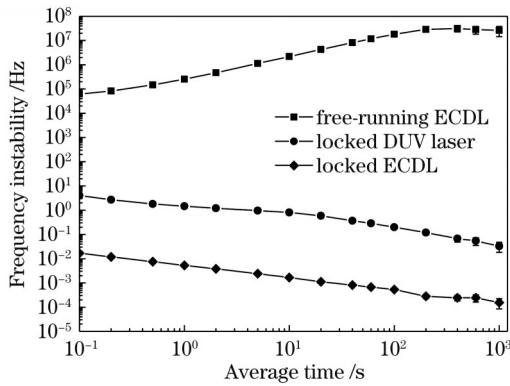


图 5 两台种子光激光器在自由运转(方块)和锁定状态(菱形)时的相对频率稳定度以及锁定后的紫外光的相对频率稳定度(圆形)

Fig. 5 Relative frequency instabilities of two seed light lasers in free operation (square) and locked state (diamond) and relative frequency instability of locked ultraviolet light (circle)

$\frac{1}{\sqrt{\tau_1}}$  ( $\tau_1$  为平均时间) 规律, 表明这段区间内锁定环

主要受到白频率噪声的影响。测量得到, 经过光锁相环的频率锁定, 两台紫外激光器之间的相对频率稳定度在 1 s 的平均时间下为 1.5 Hz, 在 1000 s 的平均时间

下为 30 mHz。这表明两台深紫外激光器可以实现长期稳定的锁定。

两台深紫外激光器的锁定继承了红外锁相环路的特征, 仍受到白频率噪声的影响, 但是其频率稳定度恶化了两个数量级。频率稳定度恶化的直接原因是拍频信号信噪比的下降。受限于白频率噪声的系统, 其频率稳定度正比于信噪比<sup>[44]</sup>:

$$\sigma(\tau) \propto \frac{1}{S_N} \times \frac{1}{\sqrt{\tau_1}}, \quad (3)$$

式中:  $\sigma$  为频率稳定度;  $S_N$  为信噪比。

红外光拍频的信噪比为 40 dB, 而紫外拍频的信噪比为 20 dB(图 3), 因此频率稳定度整体提高。另外, 在 10~100 s 积分时间内, 紫外拍频信号的频率稳定度出现了轻微的恶化, 这可能是种子光在光纤中传递时受到振动影响所导致的。

#### 4 深紫外激光器的频率调谐能力

在汞原子的激光冷却实验中, 三维磁光阱的冷却光在冷却阶段和荧光探测阶段需调谐数倍自然线宽, 而且调谐时间通常小于 1 ms。数字鉴频鉴相器是光锁相环的核心元件, 相对于模拟混频器, 其优势在于: 当锁相环失锁时, 其输出信号的平均值随频率误差单调变化, 因此鉴频鉴相器就可以在更大频率范围内提供误差信号, 从而通过比例积分微分(PID)伺服系统实现锁定。实验中使用的 FPD 芯片的最高输入频率为 400 MHz, 决定了光锁相环有效锁频范围的上限。锁频范围的下限受 PID 伺服系统的极性变化限制, 因此最终的捕获范围为 480 MHz, 对应深紫外光可以在接近 2 GHz 的频率偏置范围内实现锁定。

在激光冷却过程中, 通过改变光锁相环的参考射频源的频率即可实现冷却光的频率调谐。在实验过程中, 参考射频源的频率变化频繁且变化幅度较大, 因此使用前馈控制和负反馈控制结合的策略提高光锁相环的跟踪能力, 实现精密、快速的激光频率切换。带有前馈控制的光锁相环系统的简化原理图如图 6 所示<sup>[32-33, 45]</sup>, 其中  $T$  为前馈控制环路的延时。

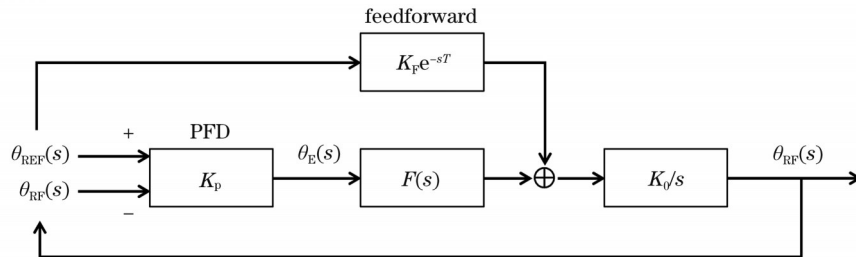


图 6 带有前馈控制的锁相环原理图

Fig. 6 Schematic of OPLL with feedforward control

在图 6 中,  $\theta_{REF}(s)$ 、 $\theta_{RF}(s)$  和  $\theta_E(s)$  分别代表本振的参考信号、激光器拍频得到的射频信号以及鉴频鉴相器产生的误差信号,  $s$  表示拉普拉斯变换的复频率,  $K_p$

表示鉴频鉴相器的增益,  $F(s)$  表示环路的滤波传递函数,  $K_f e^{-sT}$  表示考虑环路延时项的前馈控制系统的传递函数。利用系统中前馈与反馈控制信号相加后的结

果控制激光器 ECDL-2 得到  $\theta_{\text{RF}}(s)$ , 此过程的传递函数简化为  $K_0/s$ 。由此可以得到系统闭环传递函数为

$$H(s) = \frac{\theta_{\text{RF}}(s)}{\theta_{\text{REF}}(s)} = \frac{K_0 [K_F e^{-sT} + K_p F(s)]}{s + K_0 K_p F(s)} \quad (4)$$

误差传递函数为

$$H_E(s) = \frac{\theta_E(s)}{\theta_{\text{REF}}(s)} = 1 - H(s) = \frac{s - K_0 K_F e^{-sT}}{s + K_0 K_p F(s)} \quad (5)$$

当锁相环输入端的参考信号输入一个频率阶跃信号时, 即  $f_{\text{REF}}(t) = f_0 + \Delta f \cdot u(t)$  ( $f_{\text{REF}}$  为光锁相环的参考信号,  $f_0$  为参考信号的中心频率,  $\Delta f$  为信号变化幅度,  $u$  为单位阶跃函数,  $t$  为时间), 考虑相位变化等于频率变化的积分, 写出其拉普拉斯变换为  $\theta_{\text{REF}}(s) = \Delta f/s^2$ , 并得到相位误差信号为

$$\theta_E(s) = H_E(s) \cdot \theta_{\text{REF}}(s) = \frac{s - K_0 K_F e^{-sT}}{s + K_0 K_p F(s)} \cdot \frac{\Delta f}{s^2} \quad (6)$$

理论上, 通过减小  $s - K_0 K_F e^{-sT}$  便可以减小锁定时的相位误差。也就是说, 实验上需要调整前馈控制系统的增益  $K_F$ , 使其等于激光器的传递函数的倒数  $s/K_0$ ; 另外, 减小前馈控制信号的延时也可以减小锁定误差, 从而使激光器可以快速地跟随参考信号发生变化。

在激光器锁定的状态下光锁相环的参考信号  $f_{\text{REF}}$  受到一个方波信号的调制, 调制幅度为 6.25 MHz。由于 PFD 的分频比设为 4, 对应 ECDL-2 的频率调制幅度为 25 MHz, 相应的深紫外激光的频率调制幅度为 100 MHz。当相位差小于  $2\pi$  时, 误差信号的幅度正比于两台 ECDL 之间的相位差。在图 7 中展示了两种工作状态下的动态响应情况: 当仅有光锁相环而没有前馈时, 误差信号 (实线) 有 3.5 ms 的饱和现象, 经历 6 ms 后才能达到锁定状态; 而在采用了前馈控制后, 相位误差 (虚线) 回到零所需的恢复时间为 0.15 ms, 切换时间为原来的 1/23。通过测量, 即使对紫外光实施 400 MHz 的频率跳变, 通过采用前馈光锁相环技术, 激光频率也可以在 1 ms 内完成切换, 完全满足汞原子激光冷却的需求。在较大幅度的频率调制下, 激光器频率响应可能变得非线性, 通过精确地测量系统模型并

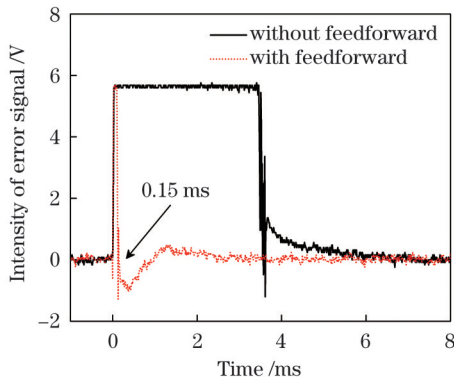


图 7 光锁相环的动态性能

Fig. 7 Dynamic performance of OPLL

以之为基础设计前馈控制系统, 可以进一步减小相位误差, 实现更快速的频率调节。

## 5 结 论

采用红外种子激光器之间的光锁相环实现了用于汞原子激光冷却的深紫外激光系统的频率稳定, 其中两台 253.7 nm 深紫外四倍频激光器分别用于实现汞原子在二维磁光阱和三维磁光阱系统中的激光冷却和冷原子探测。一台深紫外激光器频率稳定在汞原子的饱和吸收光谱上, 另一台采用基频种子光之间的光锁相环实现了频率稳定和激光频率调谐。此方案没有在冷却光主光路上使用 AOM, 有效利用了紫外激光功率并避免了可能的紫外光损伤。该方法可实现两台甚至多台紫外激光器的频率稳定和大范围、快速的频率调谐, 降低了激光装置的复杂度。该深紫外冷却激光系统目前已经实现汞原子在二维磁光阱和三维磁光阱内的激光冷却, 将三维磁光阱的装载率提高到  $10^6/s^{[24]}$ 。基于光锁相环的紫外激光稳频方案还可扩展到其他需要 (深) 紫外冷却激光的冷原子物理实验中, 特别是含有塞曼减速器或二维磁光阱装置的系统。此外, 本方案还具备产生相干紫外激光的能力, 亦可用于电磁感应透明<sup>[36]</sup>、拉曼边带冷却<sup>[34,46]</sup>和原子干涉仪<sup>[47]</sup>等实验中。

## 参 考 文 献

- [1] Wieman C E, Hollberg L. Using diode lasers for atomic physics[J]. Review of Scientific Instruments, 1991, 62(1): 1-20.
- [2] MacAdam K B, Steinbach A, Wieman C. A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb[J]. American Journal of Physics, 1992, 60(12): 1098-1111.
- [3] Baker C J, Bertsche W, Capra A, et al. Laser cooling of antihydrogen atoms[J]. Nature, 2021, 592(7852): 35-42.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] Brickman K A, Chang M S, Acton M, et al. Magneto-optical trapping of cadmium[J]. Physical Review A, 2007, 76(4): 043411.
- [7] Kulosa A P, Fim D, Zipfel K H, et al. Towards a Mg lattice clock: observation of the  $^1S_0 - ^3P_0$  transition and determination of the magic wavelength[J]. Physical Review Letters, 2015, 115(24): 240801.
- [8] Ohtsubo N, Li Y, Matsubara K, et al. Frequency measurement of the clock transition of an indium ion sympathetically-cooled in a linear trap[J]. Optics Express, 2017, 25(10): 11725-11735.
- [9] Jordan E, Gilmore K A, Shankar A, et al. Near ground-state cooling of two-dimensional trapped-ion crystals with more than 100 ions[J]. Physical Review Letters, 2019, 122(5): 053603.
- [10] Dzuba V A, Allehabi S O, Flambaum V V, et al. Time keeping and searching for new physics using metastable states of Cu, Ag, and Au[J]. Physical Review A, 2021, 103(2): 022822.
- [11] Zhang J, Yuan W H, Deng K, et al. A long-term frequency stabilized deep ultraviolet laser for  $Mg^+$  ions trapping experiments

- [J]. Review of Scientific Instruments, 2013, 84(12): 123109.
- [12] Yamanaka K, Ohmae N, Ushijima I, et al. Frequency ratio of  $^{199}\text{Hg}$  and  $^{87}\text{Sr}$  optical lattice clocks beyond the SI limit[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(23): 230801.
- [13] McFerran J J, Yi L, Meiri S, et al. Neutral atom frequency reference in the deep ultraviolet with fractional uncertainty  $= 5.7 \times 10^{-15}$ [J]. Physical Review Letters, 2012, 108(18): 183004.
- [14] Yamaguchi A, Safronova M S, Gibble K, et al. Narrow-line cooling and determination of the magic wavelength of Cd[J]. Physical Review Letters, 2019, 123(11): 113201.
- [15] Angstmann E J, Dzuba V A, Flambaum V V. Relativistic effects in two valence-electron atoms and ions and the search for variation of the fine-structure constant[J]. Physical Review A, 2004, 70(1): 014102.
- [16] Flambaum V V, Dzuba V A. Search for variation of the fundamental constants in atomic, molecular, and nuclear spectra [J]. Canadian Journal of Physics, 2009, 87(1): 25-33.
- [17] Lavigne Q, Groh T, Stellmer S. Magneto-optical trapping of mercury at high phase-space density[J]. Physical Review A, 2022, 105(3): 033106.
- [18] Liu K K, Zhao R C, Gou W, et al. A single folded beam magneto-optical trap system for neutral mercury atoms[J]. Chinese Physics Letters, 2016, 33(7): 42-45.
- [19] Witkowski M, Nagórny B, Munoz-Rodriguez R, et al. Dual Hg-Rb magneto-optical trap[J]. Optics Express, 2017, 25(4): 3165-3179.
- [20] Meyer E R, Bohn J L. Electron electric-dipole-moment searches based on alkali-metal- or alkaline-earth-metal-bearing molecules[J]. Physical Review A, 2009, 80(4): 042508.
- [21] Hu J M, Zhang L, Liu H L, 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.
- [22] Valentin C. Horloge à réseau optique à atomes de mercure exploitant un 2D-MOT: durée de vie de l'état  $^3\text{P}_0$  et mesures de fréquence[D]. Paris: Sorbonne Université, 2019: 50-60.
- [23] Maxime F. Mercury Optical lattice clock: from high-resolution spectroscopy to frequency ratio measurements[D]. Paris: Université Pierre et Marie Curie, 2017: 50-51.
- [24] Zhang Y, Liu Q X, Sun J F, et al. Enhanced cold mercury atom production with two-dimensional magneto-optical trap[J]. Chinese Physics B, 2022, 31(7): 073701.
- [25] Li K, Zhang D F, Gao T Y, et al. Enhanced trapping of cold  $^6\text{Li}$  using multiple-sideband cooling in a two-dimensional magneto-optical trap[J]. Physical Review A, 2015, 92(1): 013419.
- [26] Park S J, Noh J, Mun J. Cold atomic beam from a two-dimensional magneto-optical trap with two-color pushing laser beams[J]. Optics Communications, 2012, 285(19): 3950-3954.
- [27] Fang J C, Qi L, Zhang Y C, et al. Compact high-flux cold cesium beam source based on a modified two-dimensional magneto-optical trap[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2015, 32(5): B61-B66.
- [28] Ivanov E N, Esnault F X, Donley E A. Offset phase locking of noisy diode lasers aided by frequency division[J]. Review of Scientific Instruments, 2011, 82(8): 083110.
- [29] Kawalec T, Bartoszek-Bober D. Construction and performance of an optical phase and frequency lock of diode lasers[J]. Optical Engineering, 2013, 52(12): 126105.
- [30] 王凯楠, 程冰, 周寅, 等. 基于 1560 nm 外腔式激光器的拉曼光锁相技术[J]. 物理学报, 2021, 70(17): 170303.  
Wang K N, Cheng B, Zhou Y, et al. Phase locking technology for Raman laser system based on 1560 nm external cavity lasers[J]. Acta Physica Sinica, 2021, 70(17): 170303.
- [31] 马志军, 王丹, 武晋泽, 等. 用于原子-光耦合系统的光学锁相环的设计[J]. 量子光学学报, 2016, 22(2): 193-198.  
Ma Z J, Wang D, Wu J Z, et al. Design of optical phase locked loop for atoms-lights coupling systems[J]. Journal of Quantum Optics, 2016, 22(2): 193-198.
- [32] 张震, 孙建锋, 卢斌, 等. 星间相干激光通信中斯科斯塔锁相系统设计[J]. 中国激光, 2015, 42(8): 0805006.  
Zhang Z, Sun J F, Lu B, et al. Costas optical phase lock loop system design in inter-orbit coherent laser communication[J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(8): 0805006.
- [33] Roland E Best. 锁相环设计、仿真与应用[M]. 李永明, 王海永, 肖璿, 等, 译. 第五版. 北京: 清华大学出版社, 2007: 23-33.  
Best R E. Phase-locked loops: design, simulation, and applications [M]. Li Y M, Wang H Y, Xiao J, et al., Transl. 5th ed. Beijing: Tsinghua University Press, 2007: 23-33.
- [34] Mielke J, Pick J, Coenders J A, et al. 139 GHz UV phase-locked Raman laser system for thermometry and sideband cooling of  $^9\text{Be}^+$  ions in a Penning trap[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2021, 54(19): 195402.
- [35] Appel J, MacRae A, Lvovsky A I. A versatile digital GHz phase lock for external cavity diode lasers[J]. Measurement Science and Technology, 2009, 20(5): 055302.
- [36] Marino A M, Stroud C R. Phase-locked laser system for use in atomic coherence experiments[J]. Review of Scientific Instruments, 2008, 79(1): 013104.
- [37] Lévêque T, Antoni-Micollier L, Faure B, et al. A laser setup for rubidium cooling dedicated to space applications[J]. Applied Physics B, 2014, 116(4): 997-1004.
- [38] Schünemann U, Engler H, Grimm R, et al. Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers[J]. Review of Scientific Instruments, 1999, 70(1): 242-243.
- [39] Lipka M, Parniak M, Wasilewski W. Optical frequency locked loop for long-term stabilization of broad-line DFB laser frequency difference[J]. Applied Physics B, 2017, 123(9): 238.
- [40] Guo C, Favier M, Galland N, et al. Accurate laser frequency locking to optical frequency combs under low-signal-to-noise-ratio conditions[J]. Review of Scientific Instruments, 2020, 91(3): 033202.
- [41] Zhang Y, Liu Q X, Fu X H, et al. A stable deep-ultraviolet laser for laser cooling of mercury atoms[J]. Optics & Laser Technology, 2021, 139: 106956.
- [42] 崔明斌, 黄俊刚, 杨修伦. 激光线宽测量方法的研究综述[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(9): 0900005.  
Cui M B, Huang J G, Yang X L. Review on methods for laser linewidth measurement[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(9): 0900005.
- [43] 解东宏, 邓大鹏, 郭丽, 等. 窄线宽激光器线宽测量方法[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(1): 010006.  
Xie D H, Deng D P, Guo L, et al. Line-width measurement method of narrow line width lasers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(1): 010006.
- [44] Fritz Riehle. 频标: 基础与应用[M]. 魏荣, 邓见辽, 徐震, 译. 武汉: 华中科技大学出版社, 2021: 74-76.  
Riehle F. Frequency standards: basics and applications[M]. Wei R, Deng J L, Xu Z, Transl. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology Press, 2021: 74-76.
- [45] 徐田荣. 运动平台光电跟踪系统的前馈控制技术研究[D]. 成都: 中国科学院光电技术研究所, 2020: 22-23.  
Xu T R. Research on feedforward control for optical-electro tracking system on moving platform[D]. Chengdu: Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences, 2020: 22-23.
- [46] Monroe C, Meekhof D M, King B E, et al. Resolved-sideband Raman cooling of a bound atom to the 3D zero-point energy[J]. Physical Review Letters, 1995, 75(22): 4011-4014.
- [47] Jiang B N. Low noise phase-locked laser system for atom interferometry[J]. Applied Physics B, 2022, 128(4): 71.

# Frequency-Stabilized Deep Ultraviolet Laser System Based on Optical Phase-Locked Loop

Liu Qixin<sup>1,2</sup>, Zhang Ye<sup>1,2</sup>, Sun Jianfang<sup>1</sup>, Xu Zhen<sup>1,2\*</sup>

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

<sup>2</sup>University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

## Abstract

**Objective** Recently, an increasing number of frequency-stabilized deep ultraviolet (DUV) lasers have been used in research on the laser cooling of atoms and ions, such as H, Hg, Cd, Mg, Be<sup>+</sup>, In<sup>+</sup>, and Mg<sup>+</sup>. Mercury atoms, which are the heaviest stable laser-cooled atoms, have been widely studied owing to their unique nature. Mercury atoms have a low sensitivity to blackbody radiation, and the mercury lattice clock is one of the recommended secondary representations of the second in the international system of units. It is also a good candidate to test the variation in the fine-structure constant and to measure the permanent electric-dipole moment of the electron. For the laser cooling of neutral mercury atoms, it prefers to adopt a two-dimensional magneto-optical trap (2D-MOT) plus three-dimensional magneto-optical trap (3D-MOT) configuration to improve the loading rate. This configuration requires a higher deep ultraviolet laser power, which is limited by DUV damage to optical elements. Here, we present a frequency stabilization laser system based on an optical phase-locked loop (OPLL) between infrared seed lasers, which can easily adjust the laser frequency over a wide range and efficiently use DUV laser power.

**Methods** The  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  transition at 253.7 nm is used for the laser cooling of mercury atoms. In the 2D-MOT plus 3D-MOT configuration, the frequencies of the 2D-MOT, push beam, and 3D-MOT must be independently adjustable. Therefore, in this study, two 253.7 nm frequency-quadrupled DUV lasers are used, and a frequency-stabilized DUV laser system with optical phase-locked loop technology is developed for the laser cooling of neutral mercury atoms. One DUV laser is locked on the saturated absorption spectroscopy and is used as the cooling laser of the 2D-MOT. Three acousto-optic modulators (AOMs) are used to set the detuning of each beam. Another DUV laser is frequency-stabilized by an OPLL between the semiconductor seed lasers at 1014.9 nm and is used as the cooling laser of the 3D-MOT without passing through any additional frequency shifter. A feed-forward method is adopted to reduce the frequency switch time because the cooling laser for 3D-MOT is also used for fluorescence detection.

**Results and Discussions** Two DUV cooling lasers are phase-locked by the OPLL method (Fig. 3), and the frequency drift in the long term is markedly suppressed. After being locked on the saturated absorption spectroscopy, the frequency fluctuation of the DUV laser is less than 350 kHz, and the relative frequency instability between the two DUV lasers is reduced to 30 mHz at an average time of 1000 s (Fig. 5) by the OPLL. A phase frequency detector (PFD) is used as the phase discriminator of the OPLL. It has a broad capture range, and the loop bandwidth can be easily controlled. Therefore, the frequency offset between the two DUV lasers can be adjusted within 2 GHz, and the DUV laser linewidth is measured with weak frequency locking (Fig. 4). Using the feed-forward method, the frequency switch time of the 3D-MOT cooling laser is found to be 0.15 ms with 100 MHz frequency shift, which is 1/23 of the original (Fig. 7). Therefore, the frequency stability and fast tunability of this cooling laser system meet the requirements of our 2D-MOT plus 3D-MOT configuration and the loading rate is  $1 \times 10^6/s$ .

**Conclusions** In our frequency-stabilized laser system, the frequency of the DUV laser can be easily adjusted over a wide range, the DUV laser power is efficiently used, and the system complexity is reduced. This frequency-stabilization scheme not only satisfies the laser cooling requirements of neutral mercury atoms but is also applicable to other atoms, such as Cd and Mg. Moreover, it can produce coherent DUV lasers, which can be used in experiments such as electromagnetic induction transparency, Raman sideband cooling, and atom interferometry.

**Key words** lasers; mercury atom; laser cooling; deep ultraviolet laser; optical phase-locked loop