

基于二维磁光阱的增强型 ^{199}Hg 冷原子团制备*余泽鑫^{1)2)#} 刘琪鑫^{1)2)#} 孙剑芳¹⁾ 徐震^{1)2)†}

1) (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)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2023年7月31日收到; 2023年9月3日收到修改稿)

在精密测量领域中, 高效地制备冷原子团具有重要的意义. 在光晶格钟里, 缩短冷原子团的制备时间可以降低 Dick 噪声, 从而提高光晶格钟的稳定性. 本文采用二维磁光阱加推送光的构型提高了三维磁光阱在超高真空环境中的装载率, 并通过压缩磁光阱技术降低了原子团温度, 实现了用于 ^{199}Hg 光晶格钟的增强型冷原子团制备. 实验上通过优化三维和二维磁光阱的失谐量和磁场梯度以及推送光的失谐量和功率等参数, 将三维磁光阱的 ^{199}Hg 冷原子装载率增强了 51 倍, 提升至 $3.1 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$, 然后使用压缩磁光阱技术将 ^{199}Hg 冷原子团的温度降低至 $45 \mu\text{K}$, 低于多普勒冷却理论温度. 这种基于二维磁光阱的增强型冷原子团制备可在超真空环境下实现对三维磁光阱装载率的高增益, 有效地缩短了冷原子团的制备时间, 同时也降低了原子团的温度, 有利于提高光晶格的转移效率, 为其他冷原子实验中冷汞原子团制备提供了有效方案.

关键词: 汞原子, 光晶格钟, 激光冷却, 二维磁光阱**PACS:** 37.10.De, 37.10.Gh, 06.30.Ft**DOI:** 10.7498/aps.73.20231243

1 引言

随着激光冷却技术的发展, 冷原子系统不仅在量子计算和量子模拟方面得到了广泛的应用^[1-3], 而且在精密测量领域也发挥着重要的作用^[4-6]. 在光晶格钟里, 每个钟探测周期都需要预先制备冷原子团, 然后进行钟频探测, 获得误差信号来校准钟频率. 在制备冷原子团的期间, 钟频光无法得到误差信号的反馈, 从而引入死时间, 产生 Dick 噪声^[7], 最终使得钟频率的稳定性变差. 通过缩短冷原子团的制备时间来提高钟频光探测的占空比可以降低 Dick 噪声^[8]. 因此提高冷原子团的制备速率对于提高光晶格钟的稳定性具有重要意义.

三维磁光阱 (three-dimensional magneto-opti-

cal trap, 3D-MOT) 是一种最常用的冷原子团制备技术, 提高 3D-MOT 的装载率可以有效地缩短冷原子团的制备时间. 在光晶格钟里, 较高的背景蒸气压虽然可以明显增加 3D-MOT 的装载率, 但是会引入较强的背景气体碰撞, 降低光晶格的寿命, 使光晶格钟的稳定性变差, 因此, 人们提出一些方案来增强 3D-MOT 在超高真空环境下的装载能力, 例如使用塞曼减速器^[9]或二维磁光阱^[10] (two-dimensional magneto-optical trap, 2D-MOT) 来提高 3D-MOT 可俘获范围内的冷原子束流强度, 在保证真空度的同时可以有效地提高 3D-MOT 的装载率. 塞曼减速器通常需要一个较长的通电线圈或多组永磁体^[11]来提供特定的磁场, 在装置上会占用比较大的空间. 相比之下, 2D-MOT 结构紧凑、适用性强, 在光晶格钟、原子干涉仪以

* 国家自然科学基金 (批准号: 11874371, 91436105, 12104474)、中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDB21030200) 和上海市科技计划 (批准号: 22ZR1471000) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: xuzhen@siom.ac.cn

及其他冷原子实验装置中有着广泛的应用^[12-16]. 纯 2D-MOT 虽然可以对原子进行预冷却, 但是难以形成高强度的冷原子束流. 实验上会在 2D-MOT 中加入推送光^[16,17] 或塞曼冷却光^[14,18] 来增强束流强度, 进而提高 3D-MOT 的装载率. 另外, 一些基于 2D-MOT 其他构型包括 2D⁺-MOT^[19]、带双色推送光的 2D-MOT^[20]、边带增强型 2D-MOT^[21]、多边带 2D-MOT^[22] 也具有增强冷原子束流、提高装载率的作用.

汞原子具有黑体辐射频移低、核电荷数大、原子质量重等特点^[16,23], 是常见的光晶格钟元素之一, 也被应用于精密测量实验^[24,25]. ¹⁹⁹Hg 是汞原子的一种费米子同位素, 核自旋为 1/2, 具有简单的超精细结构以及较小的张量频移, 适用于汞原子光晶格钟的实现^[23,26]. 目前 ¹⁹⁹Hg 光晶格钟的稳定度主要受限于 Dick 噪声^[26,27]. 为了降低 Dick 噪声以进一步提升 ¹⁹⁹Hg 光晶格钟的稳定度, 法国巴黎天文台的 Bize 研究组^[16] 利用 2D-MOT 加推送光构型把 3D-MOT 的 ¹⁹⁹Hg 冷原子装载率提高了 4.5 倍, 实现了 6.3×10^{-16} @1 s 的短期稳定度. 但由于其冷却激光系统的限制, 推送光只能与 2D-MOT 的冷却光保持相同的失谐量, 无法分开优化. 如果将推送光的失谐量独立于 2D-MOT 的冷却光进行调谐, 可以进一步挖掘 2D-MOT 加推送光构型的增益潜力. 在之前的工作中^[17], 我们将该方法用于 ²⁰²Hg 冷原子团制备上, 并实现了 8.4 倍的增益.

为了实现高性能的 ¹⁹⁹Hg 光晶格钟, 本文使用 2D-MOT 加推送光构型 (其中推送光的失谐量独立于 2D-MOT 的冷却光) 来提高 3D-MOT 的 ¹⁹⁹Hg 冷原子装载率, 并利用双腔结构来保证科学腔的超高真空以降低背景气体碰撞对光晶格寿命的影响. 相对之前的工作, 我们改进了优化流程, 实验上依次对 3D-MOT, 2D-MOT 以及推送光进行系统性的参数优化, 将 3D-MOT 的 ¹⁹⁹Hg 冷原子装载率从 $6.1 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ 提升至 $3.1 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$, 实现了 51 倍的高增益, 优于 Bize 研究组^[16] 的工作, 并在 9 s 内制备了 1.8×10^6 个冷原子. 然后通过压缩磁光阱技术^[28] 来降低原子团温度以提高 ¹⁹⁹Hg 冷原子团从 3D-MOT 转移至光晶格的效率, 得到约 45 μK 的低温冷原子团, 低于多普勒冷却理论温度. 这种基于 2D-MOT 的增强型冷原子团制备方案把 3D-MOT 的装载率提高了 2 个数量级, 并且利用压缩磁光阱技术有效地降低了原子团温度, 为其他领域的冷汞

原子团高效制备提供了参考. 另外, 为了提高冷却激光系统的频率长期稳定性, 搭建了一套由三台深紫外激光器 (deep-ultraviolet laser, DUVL) 组成的冷却激光系统, 其中一台输出小功率深紫外激光用于饱和吸收光谱稳频, 另两台通过光学锁相环技术锁在第一台激光器上, 并输出大功率深紫外激光来实现 ¹⁹⁹Hg 的 3D-MOT 与 2D-MOT 的冷却光和推送光. 这种结构有利于激光器的长期稳频, 也提高了深紫外激光的利用率.

2 实验装置

2.1 深紫外冷却激光系统

汞原子的冷却光波长为 253.7 nm, 对应于 $1S_0 \rightarrow 3P_1$ 跃迁 (自然线宽 $\Gamma = 2\pi \times 1.3 \text{ MHz}$, 饱和光强 $I_s = 10.2 \text{ mW/cm}^2$), 处于深紫外区域, 所需要的功率较高, 无法直接由半导体激光器获得. 因此我们自制了一套基于光学锁相环的深紫外冷却激光系统, 以实现汞原子的激光冷却. 在原有的系统^[29] 中, 两台 DUVL 中的一台激光器分出一部分深紫外激光来进行饱和吸收光谱稳频, 这不仅限制了深紫外激光的利用率, 也不利于激光器的长期稳频和连续运行. 改进后新系统的结构如图 1 所示, 它由三台 DUVL 构成, 其中一台用小功率的深紫外激光进行稳频, 另外两台输出大功率的深紫外激光来冷却汞原子. 在 DUVL-1 中, 主激光器 (1014.9 nm) 经过光纤放大器、四倍频和声光调制器 (acousto-optic modulator, AOM) 后, 输出较低功率 (1 mW) 的深紫外激光, 采用调制频率光谱法锁在汞原子的饱和吸收峰上. 锁频时使用低功率的深紫外激光, 可以降低深紫外激光对 BBO 晶体的损伤, 从而保证激光器的长期稳频. 在 DUVL-2 和 DUVL-3 中, 两台伺服激光器基于光锁相环技术与主激光器锁定, 从而实现冷却激光的频率稳定和调谐. 这种方案可让两台用于激光冷却的 DUVL 无需分出一部分深紫外激光来进行稳频, 将输出的深紫外激光尽可能多地用于冷却和囚禁汞原子, 高效地利用了深紫外激光的功率. 其中, DUVL-2 用于产生 2D-MOT 的冷却光以及推送光, DUVL-3 用来输出 3D-MOT 的冷却光. 推送光的频率调谐通过调节 AOM1 和 AOM2 的频率来实现. 为了减小调节频率时引起的衍射角度改变对推送光指向性的影响, 在 AOM2 后使用透镜对推送光进行准直. 为了保证激光器的

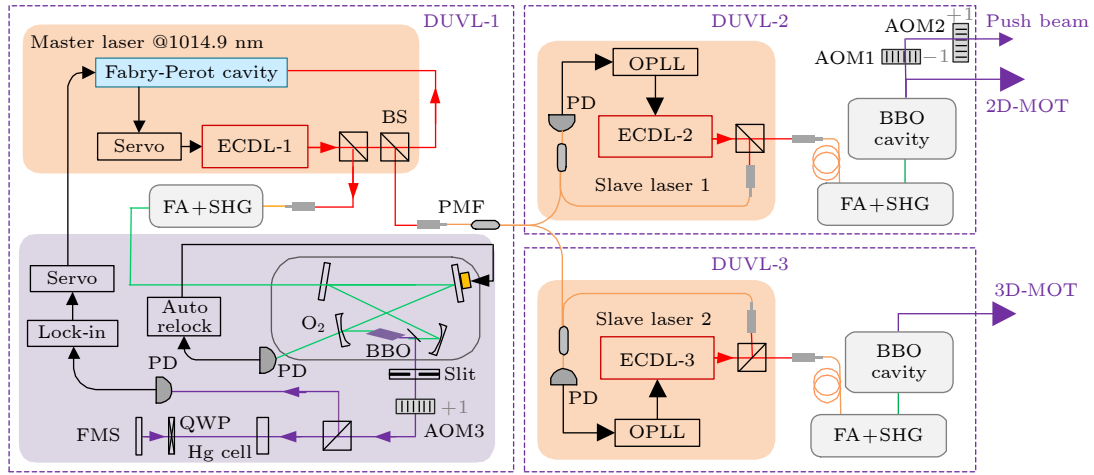


图 1 深紫外激光系统示意图. (DUVL, 深紫外激光器; AOM, 声光调制器; ECDL, 外腔半导体激光器; OPLL, 光学锁相环; SHG, 二次谐波产生; FMS, 调制频率光谱; FA, 光纤放大器; BS, 分束器; PD, 光电二极管; PMF, 保偏光纤; BBO, 偏硼酸钡晶体; QWP, 1/4 波片)

Fig. 1. Diagram of deep ultraviolet laser system. (DUVL, deep-ultraviolet laser; AOM, acousto-optic modulator; ECDL, external cavity semiconductor laser; OPLL, optical phase-locked loop; SHG, second harmonic generation; FMS, frequency modulation spectroscopy; FA, fiber amplifier; BS, beam splitter; PD, photodiode; PMF, polarization-maintaining fiber; BBO, BaB₂O₄; QWP, quarter-wave plate).

可靠性并延长 BBO 晶体的使用寿命, DUVL-2 和 DUVL-3 长期工作时输出的最大功率分别为 60 mW 和 50 mW.

2.2 二维和三维磁光阱装置

汞原子光晶格钟的真空系统^[17]主要由汞源腔、2D-MOT 腔和科学腔三部分组成, 其中 2D-MOT 腔和科学腔的结构如图 2 所示. 2D-MOT 腔

是一个矩形腔, 腔体的上下和左右两侧分别安装一对矩形线圈. 每对矩形线圈通以方向相反的电流, 来提供 2D-MOT 所需的梯度磁场. 汞源腔与 2D-MOT 腔相连接, 其内部置有半导体制冷的汞源^[30], 采用 3 L/s 的离子泵维持真空. 实验时汞源温度维持在 -40 °C, 2D-MOT 腔的真空度为 6×10^{-8} Torr (1 Torr = 133 Pa). 科学腔是一个正八边形真空腔, 其中心与 2D-MOT 腔中心间的距离为 12 cm, 腔

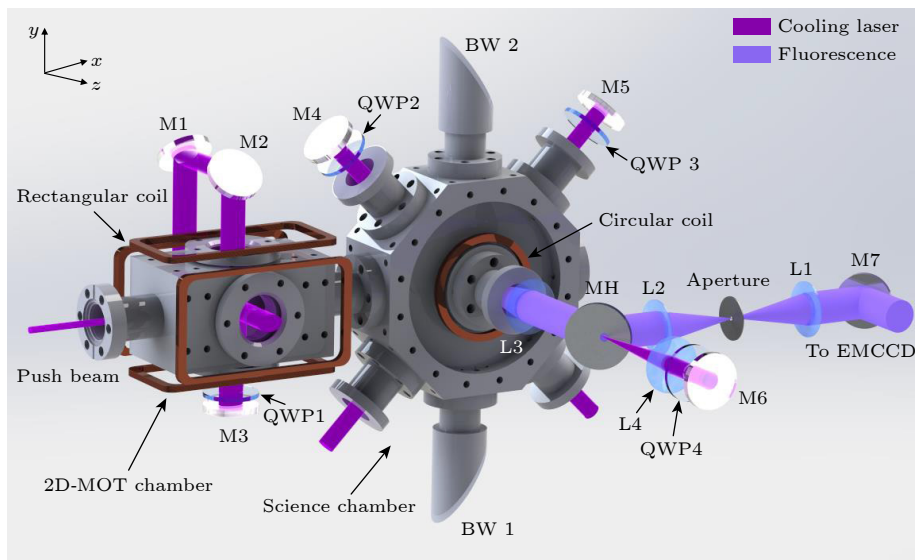


图 2 2D-MOT 和 3D-MOT 的实验装置示意图 (M, 反射镜; MH, 带孔反射镜; L, 透镜; QWP, 1/4 波片; BW, 布儒斯特窗口; EMCCD, 电子倍增电荷耦合器件)

Fig. 2. Diagram of experimental setup for 2D-MOT and 3D-MOT (M, mirror; MH, mirror with a hole; L, lens; QWP, quarter-wave plate; BW, Brewster window; EMCCD, electron multiplying charge-coupled device).

两侧装有一对反亥姆霍兹线圈,用来产生 3D-MOT 的梯度磁场. 科学腔上共安装了 8 个真空环氧树脂粘贴的窗口,其中 6 个窗口用于 3D-MOT 冷却光的入射,水平方向的窗口还具备探测原子团荧光的功能. 竖直方向的两个布角窗口用于晶格光、抽运光和钟频光的通光. 由于 2D-MOT 腔与科学腔所需的真空度相差 2 个数量级,为了维持两者的压强差和保持科学腔的高真空度,使用一个差分管连接两个腔体,并在科学腔的另一端连接一台 40 L/s 的离子泵. 实验时科学腔的真空度为 5×10^{-10} Torr.

推送光、2D-MOT 和 3D-MOT 的冷却光光路如图 2 所示. 推送光沿 x 方向进入 2D-MOT 腔中,在 3D-MOT 中心稍微会聚,以减小与原子团的重叠面积,从而降低推送光直接照射在原子团上的概率. 推送光的功率可以通过 AOM2 进行调节,最大功率为 3.7 mW,光斑半径为 0.6 mm. 2D-MOT 的冷却光光路采用单路折叠结构,冷却光从水平方向进入 2D-MOT 腔内,在 M3 上原路反射回去,最大化地利用了冷却光的功率. 其中,冷却光的功率为 50 mW,光斑尺寸为 $20 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$. 考虑到对原子团荧光成像的实验探测需求,3D-MOT 的冷却光采用了三光束反射构型,其中每束冷却光功率为 15 mW,光斑半径为 8 mm. 在荧光成像时,3D-MOT 中在 z 方向的冷却光会关闭, x - y 平面的冷却光激发原子团产生荧光. 荧光图像被中心带孔的反射镜 MH 反射后,经过小孔滤波,滤除大部分散射光,最后被 EMCCD 相机 (electron multiplying CCD, Andor, iXon3 885) 采集. 采集的图像可用于原子数目测量,也可以用于飞行时间法 (time of flight, TOF) 测量原子团的温度. 为了收集更多荧光,反射镜 MH 替代了原有成像系统中的 D 形镜^[17],其中心的通孔让会聚的冷却光通过,既不影响 3D-MOT 的光路,同时也将荧光光路的反射面积至少增加了 2 倍,提高了荧光收集率.

3 结果与讨论

为了实现对 3D-MOT 装载率的高增益,需要对系统的多项参数进行优化,其中包括 3D-MOT 与 2D-MOT 的磁场梯度、冷却光的失谐量和光强以及推送光的失谐量和光强等参数. 根据已有的实验经验以及 2D-MOT 和 3D-MOT 的理论模拟^[14,16,18,31-33],3D-MOT 的装载率 (或一定时间内

装载的原子数)可在 2D-MOT 或 3D-MOT 的冷却光光强 (或功率) 最大处取得最大值 (或饱和值). 因此在参数优化实验中保持 3D-MOT 和 2D-MOT 的冷却光功率处于最大值,对应每束冷却光的功率分别为 15 mW 和 50 mW.

即便如此,实验中涉及的参数仍然较多. 为了更好地量化比较,以 3D-MOT 在一定时间内装载的 ^{199}Hg 冷原子数作为评价其装载率的参考. 实验上,先扫描 3D-MOT 冷却光的失谐量 $\Delta_{3\text{D}}$ 和磁场梯度 $\partial B_z^{3\text{D}}/\partial z$ 来确定其最佳参数,然后再优化 2D-MOT 冷却光的失谐量 $\Delta_{2\text{D}}$ 和磁场梯度 $\partial B_z^{2\text{D}}/\partial z$,最后在两者取最优值的情况下,扫描推送光的失谐量 Δ_{push} 和功率 P_{push} 来完成对推送光的优化. 在所有实验参数都被优化后,采用压缩磁光阱技术来进一步降低冷原子团的温度,以提高其光晶格转移效率. 另外,也分析了科学腔内背景气体碰撞对光晶格寿命的影响.

3.1 ^{199}Hg 冷原子装载率的优化

在仅有 3D-MOT 的情况下,1 s 内能装载的原子数较少 (最高 10^3 量级),在荧光探测时原子团的信号容易被淹没在散射光噪声中. 因此在优化 3D-MOT 的失谐量 $\Delta_{3\text{D}}$ 和磁场梯度 $\partial B_z^{3\text{D}}/\partial z$ 时,测量 2 s 内装载的原子数 $N_{2\text{s}}$,测量结果以等高线图来呈现,如图 3(a) 所示. 图 3(a) 中黑色圆圈代表测量参数点,每个测量参数点进行了 4 次测量,圈中的伪彩色代表 4 次测量的平均值. 为了反映 $N_{2\text{s}}$ 随 $\Delta_{3\text{D}}$ 和 $\partial B_z^{3\text{D}}/\partial z$ 的变化趋势,使用二维数值插值处理数据,并以背景伪彩色的形式表示插值的结果. 由图 3(a) 可以看出, $N_{2\text{s}}$ 先随着 $\partial B_z^{3\text{D}}/\partial z$ 的增大而增加,但在 13.5 G/cm 以上呈现减小的趋势. 这是因为较强的磁场梯度会使得 3D-MOT 可囚禁的空间区域变小^[32],从而减少可俘获原子数. 最后 $N_{2\text{s}}$ 在 $\Delta_{3\text{D}} = -10\Gamma$ 和 $\partial B_z^{3\text{D}}/\partial z = 13.5 \text{ G/cm}$ 时取得最大值 1.3×10^4 .

在最佳的 3D-MOT 参数下,扫描 2D-MOT 冷却光的失谐量 $\Delta_{2\text{D}}$ 和磁场梯度 $\partial B_z^{2\text{D}}/\partial z$ 时,测量 1 s 内装载的原子数 $N_{1\text{s}}$,结果见图 3(c). 图 3(c) 中给出 2D-MOT 的最优参数分别为 $\Delta_{2\text{D}} = -6\Gamma$ 和 $\partial B_z^{2\text{D}}/\partial z = 22.2 \text{ G/cm}$,另外,对于不同的 $\partial B_z^{2\text{D}}/\partial z$,存在一个相应的最佳失谐量 $\delta_{2\text{D}}^*$ 来使 $N_{1\text{s}}$ 在该磁场梯度下达到最大值,并且两者之间呈现出一种比

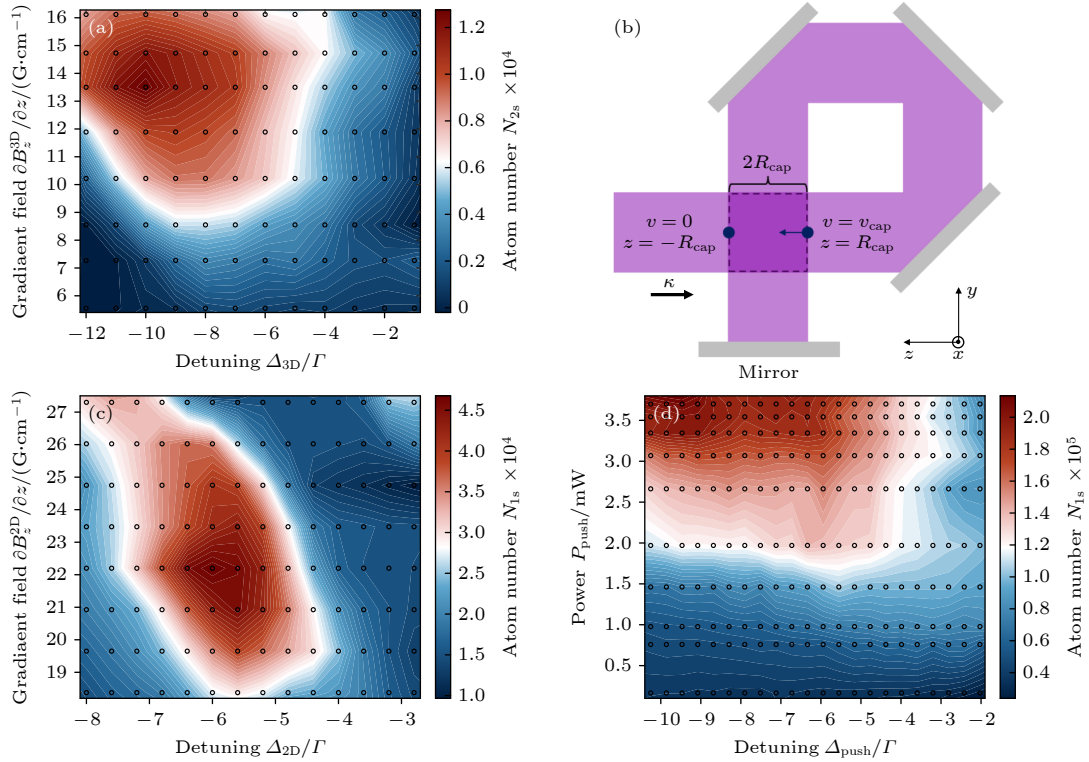


图 3 (a) 2 s 内装载的原子数 N_{2s} 随 3D-MOT 失谐量 Δ_{3D} 与磁场梯度 $\partial B_z^{3D}/\partial z$ 的变化; (b) 2D-MOT 横向冷却原子示意图; (c) 1 s 内装载的原子数 N_{1s} 随 2D-MOT 失谐量 Δ_{2D} 与磁场梯度 $\partial B_z^{2D}/\partial z$ 的变化; (d) 1 s 内装载的原子数 N_{1s} 随推送光的失谐量 Δ_{push} 与功率 P_{push} 的变化

Fig. 3. (a) Atom number N_{2s} loaded in 2 s varying with detuning Δ_{3D} and magnetic gradient field $\partial B_z^{3D}/\partial z$ of 3D-MOT; (b) sketch of 2D-MOT capture process in the transverse direction; (c) atom number N_{1s} loaded in 1 s changing with detuning Δ_{2D} and magnetic gradient field $\partial B_z^{2D}/\partial z$ of 2D-MOT; (d) atom number N_{1s} loaded in 1 s changing with detuning Δ_{push} and power P_{push} of push beam.

较线性的关系. 基于德国 Jin 研究组^[34]Dy 原子 3D-MOT 优化的理论模型, 我们也类似地分析了 2D-MOT 的 $\partial B_z^{2D}/\partial z$ 与 δ_{2D}^* 之间的关系. 如图 3(b) 所示, 原子沿着 z 方向飞行, 受到的阻尼力主要来自沿着 κ 方向传播的激光. 按照 Jin 研究组^[34]的理论, 2D-MOT 的 $\partial B_z^{2D}/\partial z$ 与 δ_{2D}^* 会使原子以捕获速度 v_{cap} (原子在 2D-MOT 捕获区域内停下的最大速度) 进入捕获区域时就与该方向的激光发生共振, 以最大的加速度减速; 在捕获区域边缘停下来时也与该激光发生共振, 以最大的加速度被拉回捕获区域中. 此时 2D-MOT 可以实现最佳的横向冷却. 参照 Jin 研究组^[34]的理论推导, 可以给出 2D-MOT 的 $\partial B_z^{2D}/\partial z$ 与 δ_{2D}^* 之间的关系:

$$\delta_{2D}^* \approx -\frac{g_J \mu_B R_{\text{cap}}}{\hbar} \frac{\partial B_z^{2D}}{\partial z}, \quad (1)$$

其中 μ_B 为玻尔磁子, \hbar 为约化普朗克常数, g_J 为原子激发态的朗德因子, R_{cap} 为 2D-MOT 的横向捕获范围. 定义系数 $\mu_R = -g_J \mu_B R_{\text{cap}}/\hbar$, 结合实验条件

($g_J = 3/2$, $R_{\text{cap}} = 4 \text{ mm}$) 给出 $\mu_R = -0.66\Gamma \text{ G/cm}$, 与观测到的现象比较吻合.

在确定好 3D-MOT 和 2D-MOT 的最佳参数后, 加入推送光, 进一步优化推送光的失谐量 Δ_{push} 和功率 P_{push} . 从图 3(d) 可以看出, 原子数 N_{1s} 随着 P_{push} 增大而增加. 当 Δ_{push} 处于 -6Γ 和 -10Γ 之间时, 原子数 N_{1s} 在 $P_{\text{push}} = 3.3 \text{ mW}$ 处接近饱和状态, 此时 N_{1s} 为 1.9×10^5 . 与优化 2D-MOT 时的最大原子数比较, 可以看到推送光的加入对 3D-MOT 装载率有明显的增益. 为了保证推送光的增益效果, 后面的实验中推送光所采用的 P_{push} 和 Δ_{push} 分别为 3.5 mW 和 -9.5Γ . 值得说明的是, 推送光的增益效果还与其指向性有关^[35]. 实验上先通过观测实时的原子团荧光强度来找到一个使原子团荧光最强的方向, 再优化推送光的 Δ_{push} 和 P_{push} .

所有最佳参数确定后, 为了研究和对比纯 2D-MOT 和 2D-MOT 加推送光两种构型对 3D-MOT 装载率的增益效果, 测量了三种实验条件下的装载率曲线, 如图 4 所示. 只考虑单体碰撞, ^{199}Hg 冷原子

装载曲线可由下面的速率方程来拟合:

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \gamma N(t), \quad (2)$$

其中, $N(t)$ 表示 t 时刻的原子数目; R 表示装载率; γ 表示 3D-MOT 的单体碰撞损失率. 在纯 3D-MOT 构型下, 拟合得到的装载率 $R_{3D} = 6.1 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ 和

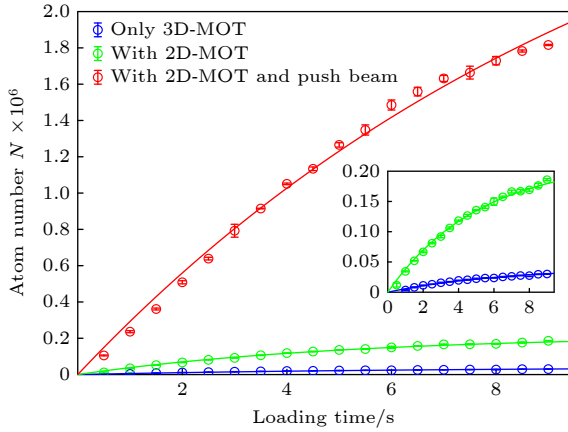


图 4 ^{199}Hg 在三种不同情况下的冷原子装载曲线, 其中误差棒长度代表标准差

Fig. 4. Cold atom loading curves of ^{199}Hg in three different cases, where error bar denotes standard deviation.

损失率 $\gamma_{3D} = 0.15 \text{ s}^{-1}$. 在使用纯 2D-MOT 构型时, 拟合得到的装载率 $R_{2D} = 4.3 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ 和损失率 $\gamma_{2D} = 0.19 \text{ s}^{-1}$, 此时 3D-MOT 装载率得到了 7 倍的增益. 在 2D-MOT 加推送光构型下, 原子数大幅提高, 说明 2D-MOT 加推送光的构型对 3D-MOT 的装载率有明显的增益效果. 拟合得到的装载率 $R_{\text{push}} = 3.1 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ 和损失率 $\gamma_{\text{push}} = 0.09 \text{ s}^{-1}$. 与纯 3D-MOT 时的 R_{3D} 相比, 此时 3D-MOT 的装载率 R_{push} 提高了 51 倍, 9 s 装载的冷原子数为 1.8×10^6 .

3.2 原子团的温度和半径

在光晶格钟里, 需要将 3D-MOT 制备的冷原子转移至光晶格里, 然后用钟频光进行探测. 提高冷原子团从 3D-MOT 转移至光晶格的效率, 有利于提高钟频探测的信噪比. 在既定的光晶格参数下, 原子团温度越低光晶格转移效率越高^[36]. 因此采用了压缩磁光阱技术降低原子团温度, 并且研究了压缩后 3D-MOT 失谐量 δ_{3D} 与原子团的温度 T 和半径 r 之间的关系.

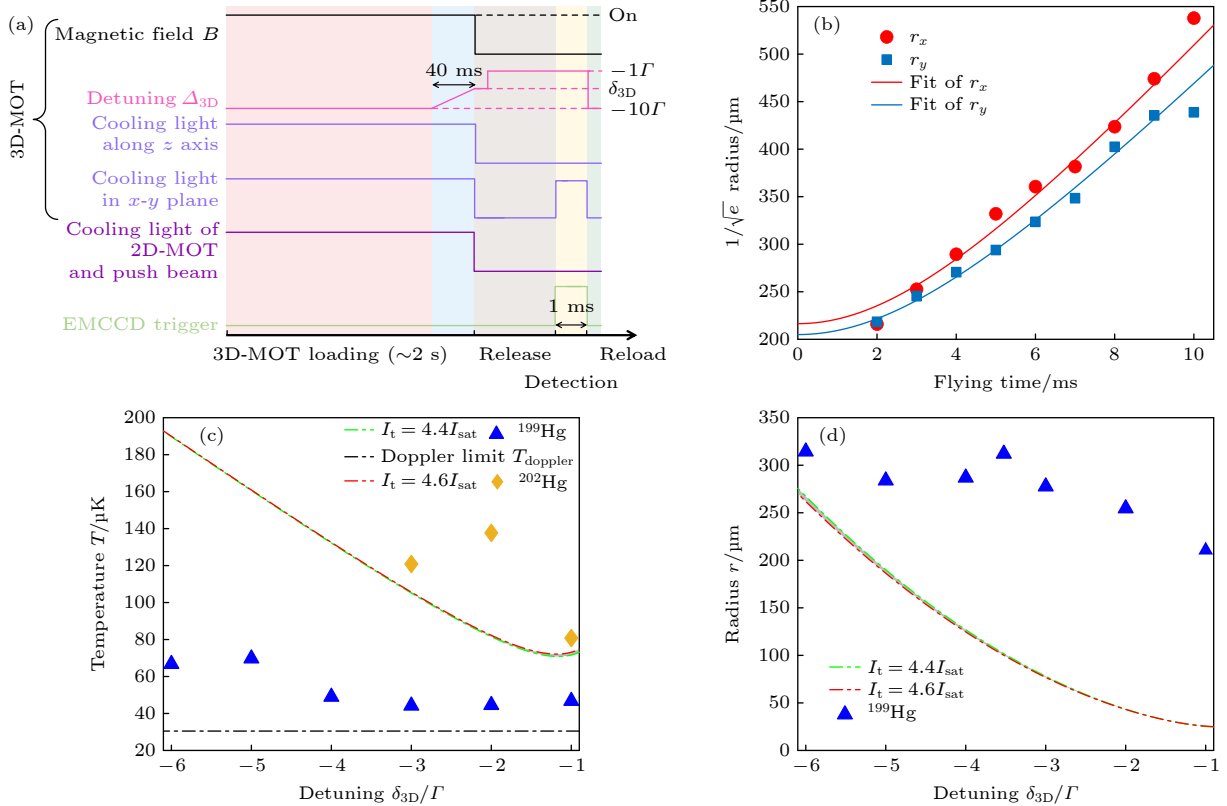


图 5 (a) 压缩磁光阱相关时序; (b) 在失谐量 $\delta_{3D} = -\Gamma$ 时原子团半径随飞行时间的变化; (c) 原子团温度随失谐量 δ_{3D} 的变化; (d) 原子团半径随失谐量 δ_{3D} 的变化

Fig. 5. (a) Relevant time sequence of compressing MOT; (b) radius of cold atoms varying with flying time at detuning $\delta_{3D} = -\Gamma$; (c) temperature of cold atoms varying with detuning δ_{3D} ; (d) radius of cold atoms varying with detuning δ_{3D} .

压缩磁光阱的时序如图 5(a) 所示. 在 2 s 的 3D-MOT 原子装载后, 在 40 ms 内将失谐量 Δ_{3D} 从 -10Γ 线性调节至 δ_{3D} , 接着关断冷却光和 3D-MOT 磁场, 释放原子团进行自由飞行. 原子团的飞行时间从 2—10 ms, 再用荧光法探测冷原子团图像. 为了提高荧光探测的强度, 冷却光在探测时调节到 $-\Gamma$ 来激发原子团. 通过对图像进行高斯拟合来获得不同时刻的原子团 $1/\sqrt{e}$ 半径 $r_{i=x,y}$, 然后根据 TOF 模型得到相应失谐量 δ_{3D} 下的原子团温度 $T = (T_x + T_y)/2$ 和半径 $r = \sqrt{r_x r_y}$, 如图 5(b) 所示. 图 5(b) 给出了在 $\delta_{3D} = -\Gamma$ 时原子团的温度 $T \approx 47 \mu\text{K}$ 和半径 $r \approx 210 \mu\text{m}$.

在多普勒冷却理论中, 原子团的温度 T 与冷却光失谐量 δ 之间的关系满足 [28,32,37]:

$$T = \frac{\hbar\Gamma^2}{8k_B|\delta|} \left(1 + \frac{I_t}{I_s} + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2} \right), \quad (3)$$

其中, k_B 为玻尔兹曼常量, I_s 为饱和光强, I_t 为 3D-MOT 六束光的总光强. 考虑到 3D-MOT 冷却光的光强近似高斯分布以及原子团会稍微偏离 3D-MOT 中心 (由 2D-MOT 磁场导致的), 粗略地评估原子团受到的光强 I_t 在 $4.4I_s$ (3D-MOT 平均光强) 和 $4.6I_s$ (3D-MOT 中心光强) 之间, 并在图 5(c) 中用带有两条边线的灰色阴影来表示光强处于 $4.4I_s$ — $4.6I_s$ 之间的所有多普勒理论曲线. 由图 5(c) 可以看出, 实际的原子团温度低于多普勒理论温度, 这是因为 ^{199}Hg 原子的基态存在超精细分裂, 原子团能够实现更低温度的亚多普勒冷却. 在 δ_{3D} 处于 $-\Gamma$ 和 -3Γ 之间时, 原子团的温度在 $45 \mu\text{K}$ 附近, 接近多普勒冷却极限温度 $T_{\text{Doppler}} = 31 \mu\text{K}$. 除了与理论模型比对, 实验上也比较了 ^{199}Hg 和 ^{202}Hg (玻色子) 两者的温度. 由图 5(c) 可以看到, 由于存在亚多普勒冷却机制, ^{199}Hg 的温度明显低于 ^{202}Hg .

根据多普勒冷却理论, 原子团的半径 r_i 与冷却光失谐量 δ 之间的关系可以由能量均分定理推导出 [28]:

$$r_i^2 = \frac{3\hbar\lambda\Gamma^3}{64\pi g_{\mu\text{B}}\delta^2} \frac{I_s}{I_t} \left(1 + \frac{I_t}{I_s} + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2} \right)^3 (\partial B_i/\partial x_i)^{-1}, \quad (4)$$

其中, λ 为冷却跃迁波长, $\partial B_i/\partial x_i$ 为径向磁场梯度. 图 5(d) 给出了在 $\partial B_i/\partial x_i = 6.75 \text{ G/cm}$ 时原子团半径 r 随失谐量 δ_{3D} 的变化关系. 由图 5(d) 可以看到, 原子团的半径 r 随着失谐量 $|\delta_{3D}|$ 的减小而降低, 在 $|\delta_{3D}| = \Gamma$ 时取得最小值 $210 \mu\text{m}$, 与理论曲线

的趋势比较接近, 但高于理论预期. 可能的解释是冷却过程中存在辐射囚禁效应, 一个原子辐射的光子被另一个原子吸收, 光子的动量转移造成两个原子相互排斥, 两者的距离被拉开, 原子团的尺寸也相应地增大 [28,32].

3.3 背景气体碰撞对光晶格寿命的影响

较长的光晶格寿命可以提高钟频探测的时间, 增加钟频探测的占空比, 从而降低 Dick 噪声, 提高光晶格钟的稳定性. 光晶格寿命受很多因素的影响, 例如背景气体碰撞 (高真空度下主要为 H_2), 晶格光的光强噪声等 [38,39]. 对光晶格寿命进行精确的评估是一件比较复杂的事情. 这里只考虑 ^{199}Hg 与 H_2 的之间碰撞, 并分析其对光晶格寿命的影响. 在这种情况下, 光晶格在科学腔中的寿命 τ_{lat} 可由下式进行评估 [38,40,41]:

$$\frac{1}{\tau_{\text{lat}}} \cong 6.8 \frac{P}{(k_B T)^{2/3}} \left(\frac{C_6}{m_{\text{H}_2}} \right)^{1/3} (U_{\text{lat}} m_{\text{Hg}})^{-1/6}, \quad (5)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数; T 为背景气体的温度 (取室温 300 K); P 为背景气体的压强 (近似等于科学腔的真空度); m_{H_2} 为 H_2 的质量, U_{lat} 为光晶格势阱深度; m_{Hg} 为 ^{199}Hg 的质量, C_6 为 ^{199}Hg (^3S) 与 H_2 碰撞的范德瓦耳斯系数, 可由 Slater-Kirkwood 公式计算 [41], 结果为 48.2 a.u. (a.u. 代表原子单位). 预计光晶格势阱深度约为 $4 \mu\text{K}$, 带入 (5) 式, 得到光晶格的寿命为 8 s. 由于只考虑了与背景气体中 H_2 的碰撞, 计算结果会大于实际的寿命. 不过从 (5) 式中可以看到光晶格寿命 τ_{lat} 与背景气体压强 P 满足 $\tau_{\text{lat}} \propto 1/P$, 这也表明了实现科学腔的高真空度有利于获得较长寿命的光晶格.

4 结 论

本文基于 2D-MOT 实现了用于 ^{199}Hg 光晶格钟的增强型冷原子制备. 在实验装置上利用 2D-MOT 加推送光构型提高了冷汞原子的装载率, 并采用压缩磁光阱技术降低了冷原子团的温度以提高光晶格转移效率. 实验上通过激光系统的改进, 使得推送光的失谐量可独立于 2D-MOT 的冷却光进行调谐, 从而系统性地优化了 3D-MOT, 2D-MOT 的失谐量和磁场梯度以及推送光的失谐量和功率. 在 2D-MOT 加推送光构型下, 测得 3D-MOT 中的

^{199}Hg 冷原子装载率为 $3.1 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$. 相比纯 3D-MOT 构型, ^{199}Hg 冷原子装载率提高了 51 倍, 表明了 2D-MOT 加推送光的结构可以在超真空环境下实现对 3D-MOT 装载率的高增益. 然后利用压缩磁光阱技术降低了原子团的温度, 同时也压缩了原子团的尺寸, 得到了温度约 $45 \mu\text{K}$ 、半径最小为 $210 \mu\text{m}$ 的低温冷原子团, 也观测到了 ^{199}Hg 原子的温度低于多普勒冷却温度的现象. 这种基于 2D-MOT 的增强型冷原子制备为其他冷原子实验中冷汞原子团制备提供了有效方案. 此外, 本文在真空系统上采用双腔结构实现了科学腔 $5 \times 10^{-10} \text{ Torr}$ 的超高真空度, 以获得较长的光晶格寿命; 在深紫外冷却激光系统上使用三台 DUVL 结构和光学锁相环技术, 以提高激光器的稳频性能和深紫外激光的利用率. 这些为后续的光晶格装载和高性能 ^{199}Hg 光晶格钟的实现提供了良好的基础.

参考文献

- [1] Gross C, Bloch I 2017 *Science* **357** 995
- [2] Bloch I, Dalibard J, Nascimbène S 2012 *Nat. Phys.* **8** 267
- [3] Bloch I, Dalibard J, Zwerger W 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 885
- [4] Zheng T A, Yang Y A, Wang S Z, Singh J T, Xiong Z X, Xia T, Lu Z T 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 083001
- [5] Zheng X, Dolde J, Lochab V, Merriman B N, Li H, Kolkowitz S 2022 *Nature* **602** 425
- [6] Schioppo M, Brown R C, McGrew W F, Hinkley N, Fasano R J, Beloy K, Yoon T H, Milani G, Nicolodi D, Sherman J A, Phillips N B, Oates C W, Ludlow A D 2017 *Nat. Photonics* **11** 48
- [7] Al-Masoudi A, Dörscher S, Häfner S, Sterr U, Lisdat C 2015 *Phys. Rev. A* **92** 063814
- [8] Lu X T, Chang H 2022 *Acta Opt. Sin.* **42** 0327004 (in Chinese) [卢晓同, 常宏 2022 *光学学报* **42** 0327004]
- [9] Phillips W D, Metcalf H 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 596
- [10] Dieckmann K, Spreuw R J C, Weidemüller M, Walraven J T M 1998 *Phys. Rev. A* **58** 3891
- [11] Reinaudi G, Osborn C B, Bega K, Zelevinsky T 2012 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **29** 729
- [12] Jallageas A, Devenoges L, Petersen M, Morel J, Bernier L G, Schenker D, Thomann P, Südmeyer T 2018 *Metrologia* **55** 366
- [13] Müller T, Wendrich T, Gilowski M, Jentsch C, Rasel E M, Ertmer W 2007 *Phys. Rev. A* **76** 063611
- [14] Nosske I, Couturier L, Hu F, Tan C, Qiao C, Blume J, Jiang Y H, Chen P, Weidemüller M 2017 *Phys. Rev. A* **96** 053415
- [15] Schreck F, Druten K V 2021 *Nat. Phys.* **17** 1296
- [16] Guo C L, Cambier V, Calvert J, Favier M, Andia M, de Sarlo L, Bize S 2023 *Phys. Rev. A* **107** 033116
- [17] Zhang Y, Liu Q X, Sun J F, Xu Z, Wang Y Z 2022 *Chin. Phys. B* **31** 073701
- [18] Li Z L, Shi Z L, Wang P J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 126701 (in Chinese) [李子亮, 师振莲, 王鹏军 2020 *物理学报* **69** 126701]
- [19] Yang J L, Long Y, Gao W W, Jin L, Zuo Z C, Wang R Q 2018 *Chin. Phys. Lett.* **35** 033701
- [20] Park S J, Noh J, Mun J 2012 *Opt. Commun.* **285** 3950
- [21] Barbiero M, Tarallo M G, Calonico D, Levi F, Lamporesi G, Ferrari G 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 014013
- [22] Li K, Zhang D F, Gao T Y, Peng S G, Jiang K J 2015 *Phys. Rev. A* **92** 013419
- [23] Hachisu H, Miyagishi K, Porsev S G, Derevianko A, Ovsiannikov V D, Pal'chikov V G, Takamoto M, Katori H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 053001
- [24] Angstmann E J, Dzuba V A, Flambaum V V 2004 *Phys. Rev. A* **70** 014102
- [25] Chuupp T E, Fierlinger P, Ramsey-Musolf M J, Singh J T 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 015001
- [26] Tyumenev R, Favier M, Bilicki S, Bookjans E, Le Targat R, Lodewyck J, Nicolodi D, Le Coq Y, Abgrall M, Guena J, De Sarlo L, Bize S 2016 *New J. Phys.* **18** 113002
- [27] Yamanaka K, Ohmae N, Ushijima I, Takamoto M, Katori H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 230801
- [28] McFerran J J, Yi L, Mejri S, Bize S 2010 *Opt. Lett.* **35** 3078
- [29] Liu Q X, Zhang Y, Sun J F, Xu Z 2023 *Chin. J. Lasers* **50** 0701003 (in Chinese) [刘琪鑫, 张晔, 孙剑芳, 徐震 2023 *中国激光* **50** 0701003]
- [30] Liu H L, Yin S Q, Liu K K, Qian J, Xu Z, Hong T, Wang Y Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 043701
- [31] Gou W, Liu K K, Fu X H, Zhao R C, Sun J F, Xu Z 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 130201 (in Chinese) [苟维, 刘亢亢, 付小虎, 赵儒臣, 孙剑芳, 徐震 2016 *物理学报* **65** 130201]
- [32] Lavigne Q, Groh T, Stellner S 2022 *Phys. Rev. A* **105** 033106
- [33] Wu C J, Ruan J, Chen J, Zhang H, Zhang S G 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 063201 (in Chinese) [吴长江, 阮军, 陈江, 张辉, 张首刚 2013 *物理学报* **62** 063201]
- [34] Jin S W, Gao J S, Chandrashekhara K, Goltzhauser C, Schoner J, Chomaz L 2023 *Phys. Rev. A* **108** 023719
- [35] Dörscher S, Thobe A, Hundt B, Kochanek A, Le Targat R, Windpassinger P, Becker C, Sengstock K 2013 *Rev. Sci. Instrum.* **84** 043109
- [36] Watson R S, McFerran J J 2021 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **38** 36
- [37] Lett P D, Phillips W D, Rolston S L, Tanner C E, Watts R N, Westbrook C I 1989 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **6** 2084
- [38] Bjorkholm J E 1988 *Phys. Rev. A* **38** 1599
- [39] Savard T A, O'Hara K M, Thomas J E 1997 *Phys. Rev. A* **56** R1095
- [40] Aldossary O M 2014 *J. King Saud Univ. Sci.* **26** 29
- [41] Arpornthip T, Sackett C A, Hughes K J 2012 *Phys. Rev. A* **85** 033420

Enhanced production of ^{199}Hg cold atoms based on two-dimensional magneto-optical trap*

Yu Ze-Xin ^{1)2)#} Liu Qi-Xin ^{1)2)#} Sun Jian-Fang ¹⁾ Xu Zhen ^{1)2)†}

1) (*Key Laboratory of Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 31 July 2023; revised manuscript received 3 September 2023)

Abstract

Efficient preparation of cold atoms plays an important role in realizing precision measurement including optical lattice clocks (OLCs). Fast preparation of cold atoms reduces Dick noise by shortening dead time in a clock interrogation cycle, which improves the stability of OLCs. Here, we increase the loading rate of the three-dimensional magneto-optical trap (3D-MOT) in the ultra-high vacuum environment by utilizing the two-dimensional magneto-optical trap (2D-MOT) with a push beam, reduce the temperature of cold atoms with the compression-MOT technique which is implemented by reducing the detuning of 3D-MOT rapidly at the end of atom preparation, and realize the enhanced production of cold atoms for ^{199}Hg OLCs. To achieve 3D-MOT and 2D-MOT of mercury atoms, a deep ultraviolet laser (DUVL) system composed of three DUVLs is developed with one working in lower power for frequency locking and the other two in high power for laser cooling. Such a configuration improves the long-term frequency stability and shows greater robustness than our previous system consisting of two DUVLs. To maximize the 3D-MOT loading rate, we orderly optimize the detuning and the magnetic field gradient of 3D-MOT and those of 2D-MOT as well as the detuning and the power of the push beam. After all parameters are optimized, we measure the maximum loading rate of 3D-MOT to be $3.1 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ and prepare cold atoms of 1.8×10^6 in 9 s. The loading rate is greatly enhanced by a factor of 51 by using 2D-MOT and the push beam. In order to improve the efficiency of transferring cold atoms from 3D-MOT to optical lattice, we use compression-MOT technique to reduce the temperature of cold atoms and produce cold ^{199}Hg atoms which are about $45 \mu\text{K}$, lower than the expected temperature of Doppler cooling theory. By achieving the high gain of the 3D-MOT loading rate under the ultra-high vacuum and reducing the temperature of cold atoms, this enhanced preparation of cold atoms based on 2D-MOT effectively shortens the preparation time of cold atoms and improves the transfer efficiency of optical lattice, which provides a significant scheme for efficiently preparing cold mercury atoms in other experiments.

Keywords: mercury atom, optical lattice clock, laser cooling, two-dimensional magneto-optical trap

PACS: 37.10.De, 37.10.Gh, 06.30.Ft

DOI: [10.7498/aps.73.20231243](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231243)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11874371, 91436105, 12104474), the Strategic Pilot Science and Technology Project of the Chinese Academy of Science, China (Grant No. XDB21030200), and the Shanghai Science and Technology Program, China (Grant No. 22ZR1471000).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: xuzhen@siom.ac.cn



基于二维磁光阱的增强型 ^{199}Hg 冷原子团制备

余泽鑫 刘琪鑫 孙剑芳 徐震

Enhanced production of ^{199}Hg cold atoms based on two-dimensional magneto-optical trap

Yu Ze-Xin Liu Qi-Xin Sun Jian-Fang Xu Zhen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 013701 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231243

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231243>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

采用永磁铁的钠原子二维磁光阱的设计和研发

Design and research of two-dimensional magneto-optical trap of sodium atom using permanent magnets

物理学报. 2020, 69(12): 126701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200266>

基于磁光阱中 ^6Li 冷原子的真空度测量

Vacuum pressure measurement based on ^6Li cold atoms in a magneto-optical trap

物理学报. 2022, 71(9): 094204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212204>

极性分子的激光冷却及囚禁技术

Laser cooling and trapping of polar molecules

物理学报. 2019, 68(4): 043701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181655>

超冷 ^{87}Rb 原子在二维光晶格中Mott绝缘态的实验实现

Experimental realization of Mott insulator of ultracold ^{87}Rb atoms in two-dimensional optical lattice

物理学报. 2020, 69(19): 193201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200513>

基于跃迁的CaH分子激光冷却光谱理论研究

Theoretical investigation into spectrum of transition for CaH molecule toward laser cooling

物理学报. 2021, 70(16): 163302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210522>

锶原子光晶格钟自旋极化谱线的探测

Interrogation of spin polarized clock transition in strontium optical lattice clock

物理学报. 2018, 67(7): 070601 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172759>