

铯原子三重态谱线的观测及在光钟中的应用*

高峰¹⁾²⁾ 王叶兵¹⁾²⁾ 田晓¹⁾²⁾ 许朋¹⁾ 常宏^{1)†}

1) (中国科学院国家授时中心时间频率基准重点实验室, 量子频标研究室, 西安 710600)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2012年1月15日收到; 2012年2月24日收到修改稿)

实验中通过互组跃迁 689 nm 激光抽运形成三重态最低能态原子布居, 引入 688 nm 激光改变三重态最低能态间的原子布居, 利用抽运光与探测光空间分离的方法观测碱土金属铯原子的三重态能态间跃迁 $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_j (j = 0, 1, 2)$ 的吸收谱线, 对应三条跃迁线的激光波段为 679 nm, 688 nm 和 707 nm. 探测三重态原子跃迁谱线可以用于铯原子冷却中再抽运光 707 nm 和 679 nm 激光频率的直接锁定, 相比于通常利用的腔传递技术, 可以把再抽运光频率锁定在原子跃迁谱线上, 有利于提高铯原子冷却中俘获原子数目的长期稳定性.

关键词: 三重态, 互组跃迁, 激光稳频, 光钟

PACS: 32.30.-r, 32.70.Jz, 06.30.Ft

1 引言

光钟是建立在原子或离子的光波波段跃迁的时间频率基准^[1-5]. 在探测频率方面相比与微波钟的几十 GHz, 光钟的探测频率增大到几百 THz, 所以目前光频标的不确定度可达到 10^{-18} 量级, 并有望成为新一代时间频率基准^[6,7]. 高精度冷原子光钟现已经在很多重大物理问题的研究方面得到了应用^[8,9], 比如在验证广义相对论和量子电动力学的一些基本原理及探测基本物理常数随时间的微小变化等等方面, 因此近些年被人们广泛深入地研究.

铯冷原子的制备是实现铯原子光钟的基础, 在实验上要求所俘获的冷原子温度尽量低且数目足够多, 铯原子初级 Doppler 冷却过程是通过单重态偶极跃迁 $(5s^2)^1S_0 \rightarrow (5s5p)^1P_1$ 来实现^[10]. 由于能级系统的不封闭性造成部分原子在经过一系

列跃迁辐射后才能回到基态. 这在很大程度上影响了俘获的冷原子数目和寿命. 实验中通过引入 679 nm 和 707 nm 作为再抽运光, 对应三重态跃迁线 $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_j (j = 0, 2)$ 使能级系统封闭, 可将原子的俘获效率和寿命提高一个数量级^[10,11]. 再抽运光频率的漂移会引起所俘获原子数目的减少, 但由于单重态与三重态间是两套相互独立的能级系统, 且三重态基态为亚稳态在正常情况下原子布居数目特别低, 无法直接通过 679 nm, 707 nm 光激发跃迁测得跃迁谱线, 所以目前再抽运光的频率稳定常用的办法是腔传递稳频技术^[5], 但该方法是将频率锁定在一个相对频率点而不是真正的原子跃迁线上, 对实验系统的长期稳定性有相当不利的影响, 并且传递腔的机械隔振和腔体控温都会使整个系统相对复杂.

本文首先分析了作为再抽运光 707 nm 和 679 nm 的频率失谐对俘获冷原子数目的影响, 实验中通过 689 nm 激光抽运实现单重态与三重

* 国家自然科学基金 (批准号: 11074252), 中国科学院“百人计划” (批准号: O916YC1101) 和陕西省自然科学基金 (批准号: Y112KF1101) 资助的课题.

† E-mail: changhong@ntsc.ac.cn

态间的互组跃迁, 形成三重态最低能态原子布居, 加入 688 nm 激光改变三重态能态间的原子布居, 使原子在 $(5s5p)^3P_0$ 和 $(5s5p)^3P_2$ 上有了布居分布, 通过利用空间分离的方法探测到铯原子三重态跃迁 707 nm, 679 nm 和 688 nm 的吸收谱线, 该三重态跃迁原子共振吸收谱线可以用于铯原子冷却中再抽运光 707 nm 和 679 nm 激光的频率锁定. 同时作为抽运的 689 nm 激光使跃迁到三重态的原子在速度分布上进行了选择, 被选择抽运到三重态的原子具有很窄的速度分布, 从而使观测到的三重态跃迁吸收谱线的线宽远小于原子束横向 Doppler 加宽线宽. 这样可以把再抽运光频率锁定在原子跃迁谱线上, 有利于铯原子冷却中俘获原子数目的长期稳定性.

2 铯原子的单重态与三重态跃迁及态间的互组跃迁

铯是第 5 周期 II A 族的碱土金属元素, 最外层有 2 个价电子, 由于两电子的自旋耦合的不同, 产生具有单重态 ($S = 0$) 和三重态 ($S = 1$) 两组不同的原子能级结构体系, 铯原子的能级结构如图 1 所示.

铯原子单重态间的 $(5s^2)^1S_1 \rightarrow (5s5p)^1P_1$ 能级跃迁为偶极跃迁, 服从电偶极跃迁选择定则 $\Delta S = 0$, 对应能级跃迁波长为 461 nm, 其自然线宽为 32 MHz. 三重态能态间的跃迁 $(5s6s)^3S_0 \rightarrow$

$(5s5p)^3P_j (j = 0, 1, 2)$ 也遵循电偶极跃迁选择定则, 对应三条跃迁线的激光长为 679 nm, 688 nm 和 707 nm, 其自然线宽分别为 1.75 MHz, 5.2 MHz 和 8.9 MHz^[3,10]. 正常情况下, 由于原子在三重态 3P_1 上布居很小, 所以三重态光谱不能直接探测. 根据电偶极选择定则, 单重态与三重态间的跃迁是禁戒跃迁, 但随着原子主量子数的增大, L-S 耦合之间的作用也越来越弱及在相对论效应的修正下, 单重态与三重态间的电子自旋耦合相互作用已经可以和态间的库仑能量差相比拟, 这样单重态和三重态出现态混合, 理论上的禁戒跃迁变为了有一定辐射率的互组跃迁. 并随着原子质量数的增大, 单重态和三重态间互组跃迁辐射率变得越来越大^[12]. 对于碱土金属中较轻的原子, 例如氦原子的单重态和三重态间是没有相互跃迁, 它们是两套相互独立的光谱, 无法直接利用光激发跃迁来获得原子谱线, 只有高能粒子或者放电的方法才能使原子从单重态跃迁到三重态^[13]. 相比较与氦原子, 较重的铯原子中单重态与三重态间 $(5s^2)^1S_0 \rightarrow (5s5p)^3P_1$ 互组跃迁, 可直接进行光激发跃迁, 对应能级跃迁波长为 689 nm, 自发辐射速率 $\Gamma_{1S_0 \rightarrow 3P_1} = 4.7 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, 自然线宽为 7.6 kHz^[14,15]. 该跃迁具有窄线宽、长寿命和自发辐射率小的特点, 可用于窄线宽原子冷却, 其多普勒冷却极限温度约为 180 nK, 小于光子反冲极限所能达到的最低温度值 ($T_{\min} = T_r/2 = 230 \text{ nK}$). 在铯原子光钟冷原子制备系统中, 该互组跃迁线用于实现原子的二级 Doppler 冷却^[15].

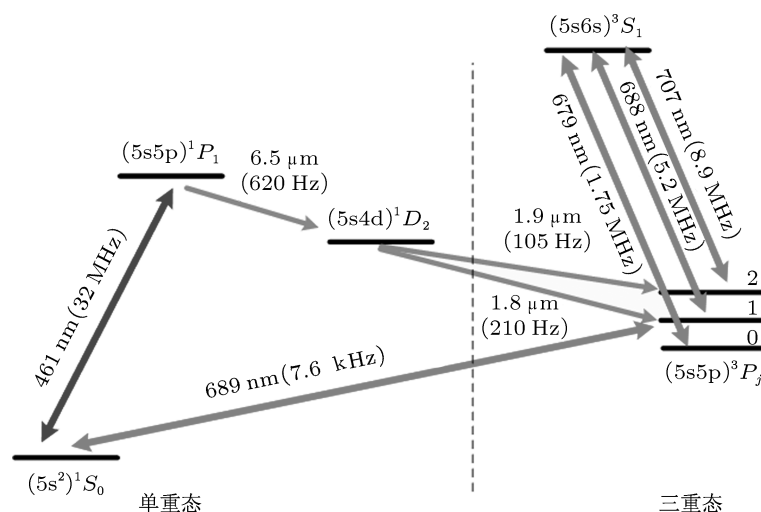


图 1 铯原子光钟中原子冷却相关的能级图

3 三重态跃迁 $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_0$ 和 $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_2$ 与铯原子初级冷却

从铯原子能级图 1 中可以看出, 在铯原子 Doppler 冷却中从基态 $(5s^2)^1S_0$ 跃迁至激发态 $(5s5p)^1P_1$ 的原子除了通过自发辐射、受激辐射回到基态外, 其中还有一部分会通过一定的辐射速率布居在 $(5s4d)^1D_2$ 态 ($\Gamma_{1P_1 \rightarrow 1D_2} = 3.9 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$), 然后在三重态 $(5s5p)^3P_2$ 和 $(5s5p)^3P_1$ 产生一定的布居数 ($\Gamma_{1D_2 \rightarrow 3P_2} = 6.6 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_{1D_2 \rightarrow 3P_1} = 1.34 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$), 最后再由三重态 $(5s5p)^3P_1$ 态通过自发辐射跃迁到单重态基态 $(5s^2)^1S_0$ ($\Gamma_{3P_1 \rightarrow 1S_0} = 4.7 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$)^[3]. 这部分原子需要经过一系列跃迁辐射后才能回到基态, 这样由于原子能级系统不封闭在很大程度上造成了铯原子冷却过程中原子装载速率和俘获原子数目都比较低. 铯原子三重态能级跃迁 $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_j$ ($j = 0, 2$) 所对应的激光波长为 679 nm 和 707 nm. 通过利用 707 nm 和 679 nm 使之与三重态跃迁 $^3S_1 \rightarrow ^3P_2$ 和 $^3S_1 \rightarrow ^3P_0$ 相耦合, 进而消除了因原子在三重态能态 3P_2 和 3P_0 态上的聚集而影响 Doppler 冷却所俘获原子数目, 可以使原子的俘获数目和寿命都有明显的提高^[10,11].

再抽运光封闭能级的过程是通过自发辐射跃迁由三重态 $(5s5p)^3P_1$ 态到单重态基态 $(5s^2)^1S_0$, 处在三重态 $(5s5p)^3P_2$ 和 $(5s5p)^3P_0$ 的原子经过再抽运光 707 nm 和 679 nm 抽运到 $(5s6s)^3S_1$ 能态, 使遗漏的原子重新参加到原子 Doppler 冷却过程中. 作为耦合三重态跃迁的 707 nm 和 679 nm 激光频率失谐对俘获原子数目有很大的影响^[16-19], 理论模拟分析俘获原子数目可以表达为

$$N \propto \eta \frac{\Gamma_{3P_2 \rightarrow 3S_1}}{2} f(I, \Delta) + \xi f(I, \Delta) \frac{\Gamma_{3P_0 \rightarrow 3S_1}}{2} f(I', \Delta'), \quad (1)$$

式中 η 和 ξ 分别为单重态到三重态跃迁中遗漏的经 707 nm 和 679 nm 激光抽运作用由 $(5s5p)^3P_2 \rightarrow (5s6s)^3S_1$ 和 $(5s5p)^3P_0 \rightarrow (5s6s)^3S_1$ 跃迁到 $(5s5p)^3P_1$ 重新参与到冷却过程的原子数目所占的比例系数, $\Gamma_{3P_2 \rightarrow 3S_1}$, $\Gamma_{3P_0 \rightarrow 3S_1}$

为对应的两条原子跃迁线的自发辐射速率, $f(I, \Delta)$ 和 $f(I', \Delta')$ 分别为在 707 nm 和 679 nm 激光作用下对应 $(5s5p)^3P_2 \rightarrow (5s6s)^3S_1$ 和 $(5s5p)^3P_0 \rightarrow (5s6s)^3S_1$ 原子跃迁散射率强度,

$$f(I, \Delta) = \frac{2I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}} + 4\Delta^2/\Gamma_{3P_2 \rightarrow 3S_1}^2}, \quad (2)$$

$$f(I', \Delta') = \frac{2I'/I'_{\text{sat}}}{1 + I'/I'_{\text{sat}} + 4\Delta'^2/\Gamma_{3P_0 \rightarrow 3S_1}^2}, \quad (3)$$

I, I' 为再抽运光 707 nm 和 679 nm 激光光强, Δ, Δ' 为光失谐量, $I_{\text{sat}}, I'_{\text{sat}}$ 为原子跃迁线对应的饱和光强, 计算中取光强为 5 倍的饱和光强, 各自的线宽分别为 $\Gamma_{3P_2 \rightarrow 3S_1} = 5.6 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_{3P_0 \rightarrow 3S_1} = 1.1 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, η 和 ξ 分别取 0.32 和 0.68, 最后得到俘获原子数目随两个再抽运光 707 nm 和 679 nm 激光失谐的变化关系如图 2 所示. 通过计算可得 707 nm 在中心频率失谐为 $0.5\Gamma_{3P_2 \rightarrow 3S_1}$, $\Gamma_{3P_2 \rightarrow 3S_1}$, $2\Gamma_{3P_2 \rightarrow 3S_1}$ 时, 所俘获原子数目减小 22.3%, 49.4%, 70.3%; 679 nm 在中心频率失谐为 $0.5\Gamma_{3P_0 \rightarrow 3S_1}$, $\Gamma_{3P_0 \rightarrow 3S_1}$, $2\Gamma_{3P_0 \rightarrow 3S_1}$ 时, 所俘获原子数目减小 8.1%, 23.2%, 42.4%. 再抽运光 707 nm 和 679 nm 同时都失谐一个自然线宽时, 所俘获原子数目减小 57.1%. 通过以上计算可以得出, 在实验中对 707 nm 和 679 nm 的稳频具有较高的要求, 并且对 679 nm 锁定后的频率稳定要比 707 nm 的要求更高. 同时对 679 nm 和 707 nm 激光频率的长期稳定性能提出了更高的要求.

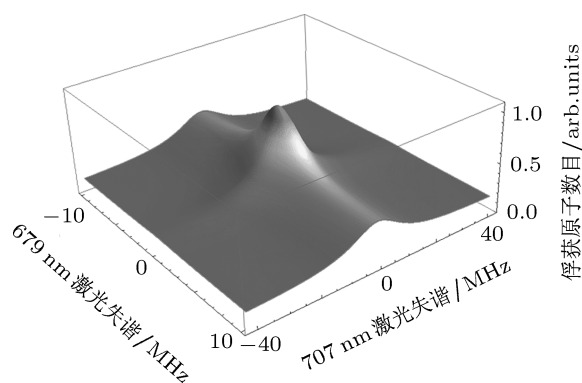


图 2 再抽运光 679 nm 和 707 nm 频率失谐对俘获原子数目的影响

目前铯原子 Doppler 冷却中再抽运光 707 nm 和 679 nm 的稳频, 常用的方法是利用腔传递稳频技术来实现锁频^[20]. 这是因为三重态基态为亚稳

态能级, 原子在基态的布居数很小, 无法在实验上利用 707 nm 和 679 nm 激光激发原子跃迁来获得谱线. 其中腔传递稳频技术一般是通过将高稳定度的参考腔锁定在具有低频率漂移的 He-Ne 激光器上, 再将再抽运光的频率锁定在参考腔上. 测得待稳频再抽运光的透射峰与 He-Ne 参考光的透射峰间的相对位置, 以此作为确定再抽运光频率的工作点. 但由于传递腔的机械振动和长时间温度漂移都会产生频率抖动, 并且该方法是将频率锁定在一个相对频率点而不是真正的原子跃迁线上, 而仅靠再抽运光与参考 He-Ne 激光透射峰间的相对位置作为锁频参考会引起锁频误差, 进而影响俘获原子数目的稳定性, 最终会影响到光钟的性能. 我们实验上利用窄线宽互组跃迁 689 nm 抽运原子至三重态, 作为抽运的 689 nm 对原子在速度分布上进行了选择, 被选择抽运到三重态的原子具有很窄的速度分布. 同时利用 688 nm 改变三重态间原子布居分布, 使 707 nm 和 679 nm 对应的跃迁能态上具有了原子布居, 从而可以直接观测三重态跃迁谱线, 并且观测到的原子谱线线宽远小于原子束横向 Doppler 加宽线宽. 利用这种方法可将再抽运光锁定在相应的原子跃迁谱线上, 排除了传递腔的漂移和 He-Ne 参考光的频移所引起的锁频误差, 有利于提高俘获冷原子数目的长期稳定性.

4 铯原子三重态谱线的观测

实验装置如图 3 所示, 该图为实验观测铯原子互组跃迁饱和吸收谱线及三重态间跃迁线 $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_j (j = 0, 1, 2)$ 对应的吸收谱线的光路示意图. 作用于铯原子单重态和三重态间互组跃迁 $(5s^2)^1S_0 \rightarrow (5s5p)^3P_1$ 的 689 nm 激光光源, 是采用 Littman 结构的光栅外腔反馈半导体激光器, 自由运作时其线宽约为 1 MHz, 标准输出功率为 15 mW, 连续可调谐范围大于 8 GHz. 作为铯原子 Doppler 冷却中再抽运光的三重态跃迁 707 nm 和 679 nm 激光光源, 为采用 Littrow 结构的光栅外腔反馈半导体激光器. 分别作用于铯原子三重态能态间的跃迁 $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_2$ 和 $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_0$, 其标准输出功率分别

为 35 mW 和 25 mW, 连续可调谐范围大于 1.5 GHz. 对应于三重态 $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_1$ 能态跃迁的 688 nm 激光光源, 同样也是标准的 Littrow 结构光栅外腔反馈半导体激光器, 标准输出功率分别为 25 mW, 连续可调谐范围大于 1 GHz. 稳频系统中铯原子束的产生装置在文献 [17] 中已有详细的说明. 该原子束具有很好的方向性 (发散角小于 25 mrad) 和束中原子间碰撞极少的特性, 能有效的降低 Doppler 效应和碰撞效应对观测谱线线宽的影响.

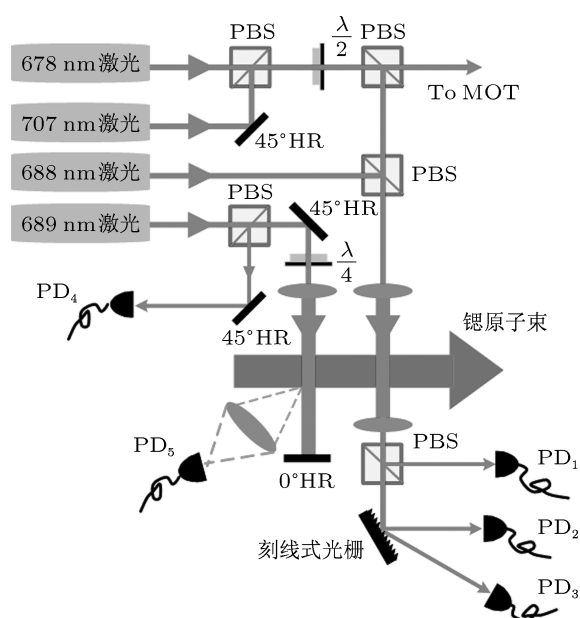


图 3 实验测量 707 nm, 679 nm 和 688 nm 三重态跃迁吸收谱线和 689 nm 互组跃迁饱和吸收谱线和荧光谱线的装置示意图

为了观测到三重态跃迁 707 nm 和 679 nm 的原子谱线, 首先利用 689 nm 激光抽运实现原子从单重态 $(5s^2)^1S_0$ 至三重态 $(5s5p)^3P_1$ 的互组跃迁, 形成三重态能态 $(5s5p)^3P_1$ 原子布居, 加入 688 nm 激光改变三重态间的原子布居从 $(5s5p)^3P_1$ 分布至 $(5s5p)^3P_0$ 和 $(5s5p)^3P_2$ 上, 使原子在三重态 $(5s5p)^3P_0$ 和 $(5s5p)^3P_2$ 上也有了布居数分布, 这样就可以利用 707 nm 和 679 nm 激发 $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_2$ 和 $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_0$ 跃迁, 观测三重态原子跃迁吸收谱线, 为铯原子 Doppler 冷却中再抽运光 707 nm 和 679 nm 的频率稳定提供了一种直接锁定在三重态原子跃迁谱线上的方法.

窄线宽互组跃迁 689 nm 抽运原子从单重态至三重态, 原子处在能态 $(5s5p)^3P_1$ 的寿命约为 21 μ s,

铯炉被加热到 630 °C, 这时铯原子最可及速度约为 520 m/s, 经过约 1.1 cm 后处在三重态 $(5s5p)^3P_1$ 的原子数目降为总数目的 $1/e$, 所以在实验中可将 689 nm 抽运光和 707 nm, 679 nm 探测光在空间分开, 探测铯原子三重态跃迁的吸收谱线, 以此可以避免各个激光器在稳频过程中原子相干现象对频率稳定的影响. 实验中 689 nm 激光一束经过隔离器入射到 F-P 腔, 用来监视激光的单模性和调谐范围, 另外一束激光经过整形扩束光斑半径由 1.2 mm 扩至 5 mm, 垂直打入原子真空腔中, 激光光强为 6.3 mW/cm^2 . 在与激光光束和原子束两者均垂直的竖直方向上用自制的高灵敏度光电探测器 (Hamamatsu S1337) PD_5 来探测收集到的由 689 nm 激光激发铯原子互组跃迁辐射的荧光, 同时利用自制的光电探测器 PD_4 探测其饱和吸收信号.

图 4(a) 为 689 nm 激光器在扫描范围为 4 GHz, 铯原子 $(5s^2)^1S_0 - (5s5p)^3P_1$ 互组跃迁的荧光谱线, 图 4(b) 为 F-P 腔监视的透射信号. (a) 中各个峰对应不同自然丰度铯原子同位素的荧光谱线, 最高峰对应的是玻色子 ($I = 0$) ^{88}Sr 的跃迁谱线, 次峰是玻色子 ($I = 0$) ^{86}Sr 的跃迁谱线, 另外较小的三个峰是费米子 ($I = 9/2$) ^{87}Sr 的三条超精细能级跃迁的谱线. ^{86}Sr 与 ^{88}Sr 的同位素位移为 -164 MHz , ^{87}Sr 的三个超精细能级跃迁与 ^{88}Sr 的同位素位移分别为 1352 MHz , 221 MHz , -1241 MHz . 其中 ^{88}Sr 的荧光半峰值线宽为 52 MHz , 这是由实验条件所致的横向 Doppler 增宽、渡越增宽、激光线宽等因素共同产生的, 其中横向 Doppler 加宽占主要因素 [19].

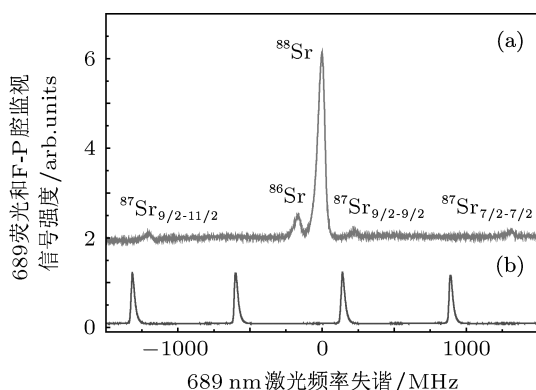


图 4 (a) 为铯原子互组跃迁荧光谱线; (b) 为监视 F-P 腔的透射信号

图 5(a), (b) 为减小 689 nm 激光器的扫描电压, 并将扫描锯齿波信号频率降低至 1 Hz, 激光双次穿过原子作用区域后观测到的其饱和吸收和饱和荧光谱线. 实验观测到了 ^{88}Sr , ^{86}Sr 的饱和吸收峰与饱和荧光峰, 其中 ^{88}Sr 的饱和荧光峰线宽约 5 MHz, 远大于自然线宽 7.6 kHz, 这主要是由 689 nm 激光器自由运转时的线宽和原子束发散角导致的横向 Doppler 线宽加宽作用造成的. 为了能让抽运到三重态 $(5s5p)^3P_1$ 的原子具有稳定布居分布, 在实验中将 689 nm 激光器频率锁定在 ^{88}Sr 原子的饱和吸收峰上.

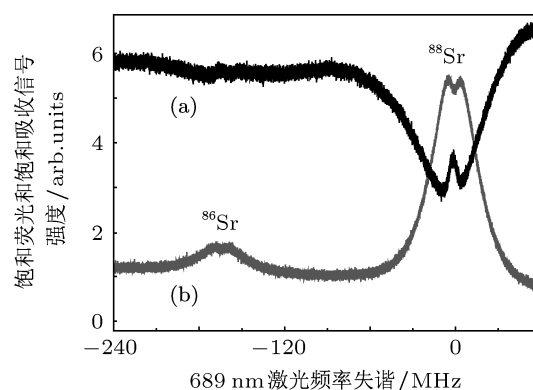


图 5 (a) 为 ^{88}Sr 和 ^{86}Sr 的饱和吸收谱线; (b) 为对应的饱和荧光谱线

引入 688 nm 激光使原子布居从能态 $(5s5p)^3P_1$ 抽运至 $(5s6p)^3S_2$ 和 $(5s6p)^3S_0$ 上, 使 707 nm 和 679 nm 对应的跃迁能态上也具有了原子布居. 就可以实现观测三重态跃迁的原子谱线. 实验中 688 nm, 707 nm 和 679 nm 三束激光在空间上完全重合, 且与 689 nm 激光光斑在空间上足够靠近但不重合, 三束激光经整形扩束光斑半径变为 5 mm, 688 nm 激光光强为 12.6 mW/cm^2 , 679 nm, 707 nm 激光光强分别为 3.9 mW/cm^2 和 17.6 mW/cm^2 . 光电探测器 PD_1 用于观测三重态跃迁 688 nm 的吸收信号. 利用刻线为 1800 lines/mm 光栅将作用原子后的 707 nm 和 679 nm 两激光在空间分开, 光电探测器 PD_2 和 PD_3 观测 ^{88}Sr 原子三重态跃迁 707 nm 和 679 nm 的吸收谱线.

如图 6(a) 所示, 对 688 nm 激光进行扫频范围约为 1 GHz 得到 ^{88}Sr 的吸收谱线, 其半峰值线宽为 9.4 MHz, 再将 688 nm 激光器锁定在其原子跃迁

共振吸收峰上. 完成 688 nm 激光频率的锁定, 使原子在另外两个三重态 $(5s5p)^3P_0$ 和 $(5s5p)^3P_2$ 上也有了稳定的布居数分布. 图 6(b) 和 (c) 为三重态跃迁 679 nm 和 707 nm 的 ^{88}Sr 原子共振吸收谱线, 其半峰值线宽约分别为 8.8 MHz 和 12.6 MHz.

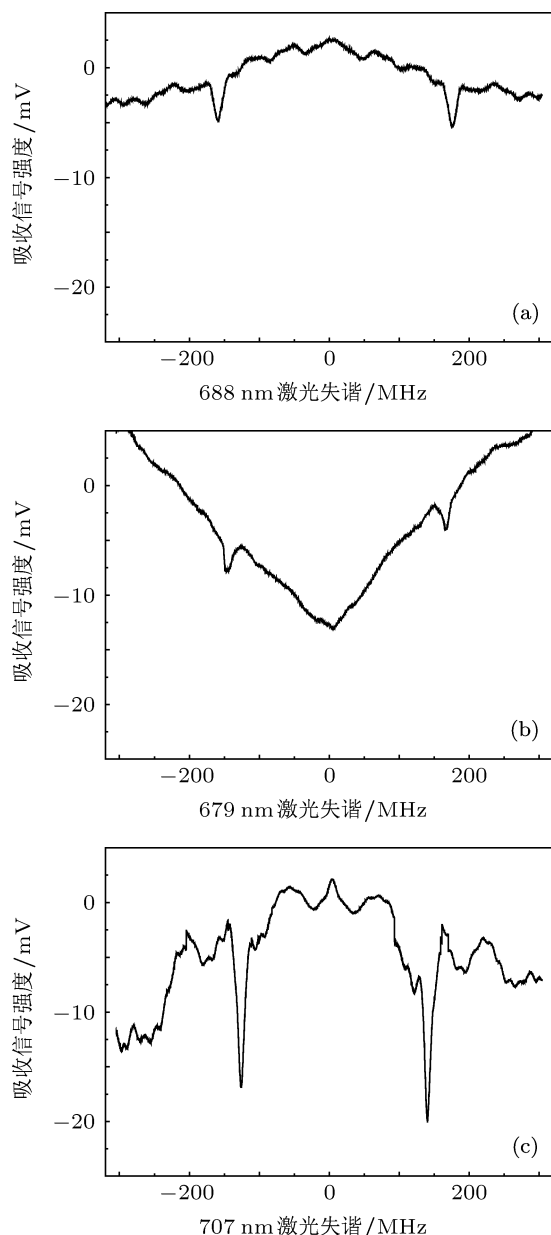


图 6 (a), (b), (c) 分别对应三重态 $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_j (j = 1, 0, 2)$ 原子跃迁的吸收谱线

首先估算原子束的发散角 (25 mrad) 对应的横向速度分量所产生的谱线横向 Doppler 增宽 ($\Delta\nu \approx V_z/\lambda$) 约为 35 MHz, 而三个吸收谱线的半

峰值线宽都远小于横向 Doppler 增宽值. 这是因为作为抽运原子单重态 $(5s^2)^1S_0$ 到三重态 $(5s5p)^3P_1$ 的互组跃迁 689 nm 激光, 被锁定 ^{88}Sr 原子的饱和吸收峰上, 689 nm 激光对抽运到三重态的原子在速度分布上已经进行了选择, 这样只有在饱和吸收峰线宽附近速度分布的原子才能被 688 nm 激光抽运到 $(5s6s)^3S_0$ 和 $(5s6s)^3S_2$ 能态上. 这样被选择的抽运到三重态原子具有很窄的速度分布, 这就造成了三重态间跃迁吸收谱线的横向 Doppler 增宽十分小. 同时从图 6 中可以看出, 由于光电探测器 PD₁, PD₂ 和 PD₃ 的增益倍数相等, 三重态跃迁 $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_j (j = 1, 0, 2)$ 的吸收谱线, 各吸收峰值大小比例对应于三条跃迁线自发辐射线宽的大小比例 (1 : 3 : 5) 关系. 679 nm 和 707 nm 激光的吸收信号的半峰值线宽分别为 6.8 MHz 和 11.3 MHz. 该三重态跃迁原子共振吸收谱线可以用于铯原子冷却中再抽运光 707 nm 和 679 nm 激光的频率锁定.

5 结论

本文首先在理论上分析了再抽运光 707 nm 和 679 nm 的频率失谐对铯原子 Doppler 冷却中俘获原子数目的影响, 得出再抽运光在不同失谐时对俘获原子数目的减小, 并且分析了腔传递技术稳频的不足之处. 实验上我们利用了空间分开的方法, 以互组跃迁 689 nm 激光抽运原子从单重态至三重态 $(5s5p)^3P_1$, 并对抽运到三重态的原子在速度分布上进行选择, 再由 688 nm 激光使原子在另外两个三重态 $(5s5p)^3P_0$ 和 $(5s5p)^3P_2$ 上也有了布居数分布, 最终观测到 ^{88}Sr 原子三重态跃迁的吸收谱线, 其线宽小于原子束横向 Doppler 加宽线宽. 该方法可以用于将铯原子 Doppler 冷却中再抽运光 707 nm 和 679 nm 的频率锁定在三重态原子共振跃迁吸收谱线上, 相比较与现在普遍运用腔传递技术, 由于是探测绝对原子跃迁线频率, 所以排除了腔传递技术中因腔的长时间频率漂移而带来的锁频误差, 提高铯原子初级冷却俘获原子数目的稳定性, 最终达到提高光钟性能的目的.

- [1] Ludlow A D, Zelevinsky T, Campbell G K, Blatt S, Boyd M M, Miranda M H G, Martin M J, Thomsen J W, Foreman S M, Ye J, Fortier T M, Stalnaker J E, Diddams S A, Le Coq, Barber Z W, Poli N, Lemke N D, Beck K M, Oates C W 2008 *Science* **319** 1805
- [2] Takamoto M, Hong F L, Higashi R, Katori H 2005 *Nature* **435** 321
- [3] Lemonde P 2009 *Eur. Phys. J. Special Topics* **172** 81
- [4] Chou C W, Hume D B, Koelemeij J C J, Wineland D J, Rosenband T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 070802
- [5] Liu Q, Huang Y, Cao J, Ou B Q, Guo B, Guan H, Huang X R, Gao K L 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 01320
- [6] Ma L S, Bi Z Y, Bartels A, Robertsson L, Zucco M, Windeler R S, Wilpers G, Oates C, Hollberg L, Diddams S A 2004 *Science* **303** 1843
- [7] Rosenband T, Hume D B, Schmidt P O, Chou C W, Brusch A, Lorini L, Oskay W H, Drullinger R E, Fortier T M, Stalnaker J E, Diddams S A, Swann W C, Newbury N R, Itano W M, Wineland D J, Bergquist J C 2008 *Science* **319** 1808
- [8] Blatt S, Ludlow A D, Campbell G K, Thomsen J W, Zelevinsky T, Boyd M M, Ye J, Brusch A, Lemonde P, Takamoto M, Hong F L, Katori H, Flambaum V V 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 140801
- [9] Blatt S, Thomsen J W, Campbell G K, Ludlow A D, Swallows M D, Martin M J, Boyd M M, Ye J 2009 *Phys. Rev. A* **80** 052703
- [10] Wang S K, Wang Q, Lin Y G, Wang M M, Lin B K, Zang E J, Li T C, Fang Z J 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 093202
- [11] Gao F, Chang H, Wang X L, Tian X, Zhang S G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 050601 (in Chinese) [高峰, 常宏, 王心亮, 田晓, 张首刚 2011 物理学报 **60** 050601]
- [12] Ovsiannikov V D, Pal'chikov V G, Taichenachev A V, Yudin V I, Katori H, Takamoto M 2007 *Phys. Rev. A* **75** 020501
- [13] White J A, Chow L Y, Drake C, Hughes V W 1959 *Phys. Rev. Lett.* **3** 428
- [14] Zhao P Y, Xiong Z X, Long Y, He L X, Lü B L 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 08370
- [15] Xu X Y, Loftus T H, Hall J L, Gallagher A, Ye J 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 968
- [16] Jiang K J, Li K, Wang J, Zan M S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 125 (in Chinese) [江开军, 李可, 王瑾, 詹明生 2006 物理学报 **55** 125]
- [17] Tian X, Chang H, Wang X L, Zhang S G 2010 *Acta Opt. Sin.* **30** 3 (in Chinese) [田晓, 常宏, 王心亮, 张首刚 2010 光学学报 **30** 3]
- [18] Gao K L 2010 *Physics* **39** 604 (in Chinese) [高克林 2010 物理 **39** 604]
- [19] Wang Y B, Chen J, Tian X, Gao F, Chang H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 020601 (in Chinese) [王叶兵, 陈洁, 田晓, 高峰, 常宏 2012 物理学报 **61** 020601]
- [20] Bohlouli Z P, Afrousheh K, Martin J D D 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 093105

Observation of transitions in strontium triplet state and its application in optical clock*

Gao Feng¹⁾²⁾ Wang Ye-Bing¹⁾²⁾ Tian Xiao¹⁾²⁾ Xu Peng¹⁾ Chang Hong^{1)†}

1) (*Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards of Chinese Academy of Sciences, National Time Service Center of Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China*)

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

(Received 15 January 2012; revised manuscript received 24 February 2012)

Abstract

In this paper we present a method of observing triplet state transitions of strontium. The intercombination transition is employed to pump the atom population from singlet-state $(5s^2)^1S_0$ to triplet-state $(5s5p)^3P_1$ by a laser at 689 nm. Then 688 nm laser is also employed to divide atom population into the two other triplet-state states $(5s5p)^3P_0$ and $(5s5p)^3P_2$. We can obtain the absorption signals of triplet-state transition $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_0$ and $(5s6s)^3S_1 \rightarrow (5s5p)^3P_2$. And these atomic absorption signals can be used for stabilizing the repumping light 679 nm and 707 nm directly to transition line of strontium. This method can be used in the Doppler cooling of strontium atoms.

Keywords: triplet state, intercombination transition, laser frequency stabilization, optical clock

PACS: 32.30.-r, 32.70.Jz, 06.30.Ft

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Gant No. 11074252), the '100 Talents Project' of Chinese Academy of Sciences (Gant No. O916YC1101), and the Natural Science Foundation of Shaanxi Province (Gant No. Y112KF1101).

† E-mail: changhong@ntsc.ac.cn