

铯原子气室中相干布居俘获的参数依赖关系研究*

刘智 刁文婷 王杰英 梁强兵 杨保东 何军 张天才 王军民†

(山西大学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, 太原 030006)

(2012年3月13日收到; 2012年6月26日收到修改稿)

基于铯原子基态 $6S_{1/2}$ 的两个超精细能级 ($F = 3$ 与 $F = 4$) 与激发态 $6P_{3/2}$ 的超精细能级 ($F' = 4$) 构成的 Λ 型三能级系统, 采用室温下的未充缓冲气体和充有分压为 266.6 Pa 的氖气作为缓冲气体的铯原子气室对于相干布居俘获 (CPT) 的参数依赖关系进行了实验研究和理论分析. 主要研究了 CPT 信号的半高全宽和幅度对于频率差为铯原子基态 $6S_{1/2}$ 的超精细分裂 (9.19263177 GHz) 且位相锁定的两激光束的功率、光强比值、光斑直径、磁屏蔽之后的剩余磁场以及是否充缓冲气体等实验参数的依赖关系. 在优化的实验参数条件下获得了约 340 Hz 的 CPT 信号半高全宽.

关键词: 相干布居俘获, 铯原子, 半高全宽, 信号幅度

PACS: 32.70.Jz, 32.80.Pj, 32.80.Qk

1 引言

相干布居俘获 (coherent population trapping, 简称 CPT) 是原子与相干光场相互作用所产生的一种量子干涉现象. 1976 年 Alzetta 等首先在钠原子光抽运实验中观察到 CPT^[1], 1998 年 Vanier 等则提出将 CPT 应用于原子钟技术中^[2]. 由于 CPT 原子钟是目前从原理上讲唯一可实现微型化的原子钟, 因此备受关注. CPT 原子钟一定程度上既具有原子频标高精度的特点 (目前在实验室中 CPT 原子钟在 1 h 内的频率稳定度可达 10^{-11} 量级^[3]), 又具有体积小、功耗低的优点, 未来结合微加工技术可望做到如手表大小且可用钮扣电池供电^[4,5], 因此 CPT 原子钟在远程通讯系统定时、通讯网络同步、武器装备的便携化等方面具有诱人的应用前景^[6,7].

CPT 原子钟的关键问题是如何压窄 CPT 信号的半高全宽, 这对提高 CPT 原子钟的频率稳定度有着重要意义. 描述原子钟稳定度的物理量 $\sigma(\tau)$ 可

表示为^[8]

$$\sigma(\tau) \sim \frac{1}{\text{SNR}} \frac{\Delta\nu}{\nu_0 \sqrt{N}} \frac{1}{\sqrt{\tau}}, \quad (1)$$

上式中 ν_0 为原子谱线的中心频率, $\Delta\nu$ 为谱线的半高全宽, SNR 为谱线信噪比, N 为与电磁场作用的原子数, τ 为测量时间. 原子谱线的中心频率 ν_0 越高, 谱线的半高全宽 $\Delta\nu$ 越窄, 原子钟的频率稳定度越好. 目前 CPT 半高全宽已经可以做到百赫兹量级甚至更窄的水平. 另外信噪比 SNR 越高, 与光场 (或微波场) 作用的原子数 N 越多, 测量时间 τ 越长, 原子钟的频率稳定度也就越好. 因此, 在实验上, 对于铯原子 CPT 参数依赖关系以及如何进行优化等问题的研究, 将会对 CPT 原子钟频率稳定度的进一步提高具有重要意义.

我们基于铯原子基态 $6S_{1/2}$ 的两个超精细能级 ($F = 3$ 与 $F = 4$) 与激发态 $6P_{3/2}$ 的超精细能级 ($F' = 4$) 构成的 Λ 型三能级系统, 充分利用分立实验系统能任意改变实验参数的优势 (特别是可以任意调节两束相干光光强比例), 采用室温下的未充缓冲气体和充有分压为 266.6 Pa 的氖气作为缓冲气体的铯原子气室, 对 CPT 信号半高全宽和幅度与

* 国家自然科学基金 (批准号: 60978017, 61078051, 11104172)、国家自然科学基金创新群体项目 (批准号: 61121064)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2012CB921601)、山西省高等学校留学回国人员科研项目和国家自然科学基金大学生人才培养基金项目 (批准号: J1103210) 资助的课题.

† E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn

位相相干激光束的功率、光强比值、光斑直径、磁场以及是否充缓冲气体等实验参数的依赖关系进行了实验研究和理论分析. 通过分析这些因素对于 CPT 信号半高全宽和幅度的影响, 为优化相关参量, 进一步提高 CPT 原子钟的频率稳定度提供有益的借鉴.

2 实验装置和两大频差激光束的位相锁定及验证

碱金属原子 CPT 是采用相位锁定且频率差等于所采用的碱金属原子基态超精细分裂的两相干激光将 Λ 型三能级原子制备到基态两超精细能级的相干叠加暗态, 这些原子被俘获在相干叠加暗态上, 将不吸收光子, 表现为其荧光谱中有一尖锐的共振暗线, 或透射谱中有一个尖锐的共振透射峰^[9].

我们在实验中采用铯原子被动型 CPT 方案. 实验装置如图 1(a) 所示. 工作原子选用 ^{133}Cs 原子, 采用充有分压为 266.6 Pa 的氙气作为缓冲气体的铯原子气室, 长度为 75 mm, 直径为 25 mm. 实验中还用到了一个同样尺寸的没有缓冲气体的铯原子气室. 实验中采用自制的 852 nm 光栅扩展腔半导体激光器 (extended-cavity diode laser, 简记为 ECDL) 作为主激光器, 典型的输出功率和线宽分别为 60 mW 和约 500 kHz (50 ms). 采用 9 mm 罐形封装的 Fabry-Perot 式单模 GaAlAs 半导体激光 (JDSU 5411-G1) 作为被动激光器 (标称功率为 100 mW), 并通过 Bias-T (Picosecond Pulse Labs 5547) 直接对被动激光器电流进行 9.192 GHz 的射频调制. 典型的正一级 (或负一级) 调制边带约占被动激光器总功率的约 2% 左右, 可通过球面共焦 Fabry-Perot 扫描干涉仪 (CFP) 测量. 通过调节被动激光器电流, 使被动激光器的正一级调制边带被主激光器注入锁定^[10]. 当主激光器被锁定在 $F = 3$ 到 $F' = 4$ 的超精细跃迁线时, 参见图 1(b), 由于被动激光器的正一级调制边带被主激光器注入锁定, 所以被动激光器的主峰正好工作在 $F = 4$ 到 $F' = 4$ 的超精细跃迁线, 此时被动激光器的主峰与主激光器的频率差为 9.193 GHz. 为了验证这两束光之间的位相的确被锁定, 我们进行了拍频测量. 采用声光频移器对主激光器的输出光束进行了 +100 MHz 的频移 (未画在实验装置图中), 以便于观察并使得拍频信号在频率上与射频

调制信号可以清楚地区分开来. 频移后的主激光器输出光束与被动激光器的输出光束合束后经一段单模保偏光纤传输, 最后进入快速光电二极管探测, 并采用射频频谱分析仪 (Agilent E4405B) 观察. 测得的典型拍频信号如图 2(a) 所示, 由于主激光器的输出光束被声光频移器频移了 +100 MHz, 而被动激光器所加的射频调制信号为 9.193 GHz, 所以拍频信号的峰值处于 9.293 GHz, 被动激光器的主峰与主激光器之间的典型相对线宽约为 1.02 Hz, 证明两者之间的位相已被锁定^[10]. 至此我们就实现了制备铯原子 CPT 态所需要的两束相位锁定且频率差等于铯原子基态超精细分裂 (9.19263177 GHz) 的两相干光束. 而目前文献中报道的在 CPT 实验中制备大频差 (约 GHz) 且相位锁定的两相干激光的方法通常有以下方案: 1) 直接对垂直腔面发射激光器 (VCSEL) 的电流做射频调制, 实验中采用其 ± 1 阶射频调制边带成分^[7,11]; 2) 通过高频的声光频移器 (AOM) 将入射单频激光进行频移^[12,13], 或者采用 AOM 的高阶衍射光束与零级光束^[14]; 3) 采用宽带电子学反馈环路将大频差的两台激光器通过拍频信号锁定位相^[15,16]; 或者 4) 采用光学注入锁定方法锁定主激光器与被动激光器间的位相输出大频差激光束^[17-19]. 本文所采用的光学注入锁定的方法与以上提到的方法均略有不同.

然后利用信号发生器内部扫描的功能以 9.19263177 GHz 为中心频率, 设定合适的扫描范围对被动激光器的调制频率进行扫描 (采用充有缓冲气体的铯原子气室时, 由于充有分压为 2 Torr 的氙气作为缓冲气体的铯原子气室造成 CPT 信号约 +2.5 kHz 的频移, 实验中则以中心频率 9.19263427 GHz 进行扫描). 用望远镜对激光束扩束后, 采用 $\lambda/4$ 波片将线偏振光变为圆偏振光, 光电探测器探测透射光信号.

图 2(b) 为当两束平均光强均为 $5 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ (光功率 $10 \mu\text{W}$, 单刀法测量光斑半径 $1/e^2$ 为 7.92 mm) 时, 穿过充有缓冲气体的铯原子气室的透射光谱, 可以很明显地看到 CPT 共振透射峰, 为洛伦兹线型^[20], 其半高全宽约为 340 Hz, 从而再次证明了本文两束光良好的位相相干性. 这种方法比使用 AOM 和宽带电子学反馈环路的方法实验上操作简单, 虽然较直接使用垂直腔表面发射激光器 (VCSEL) 的两个一阶边带获得相干光的方法要复杂一些, 但其优点是可以方便地任意改变实验参数, 尤其是两束位相相干光的相对光强比例, 可为研究相干布局俘获的参数依赖关系创造良好的条件.

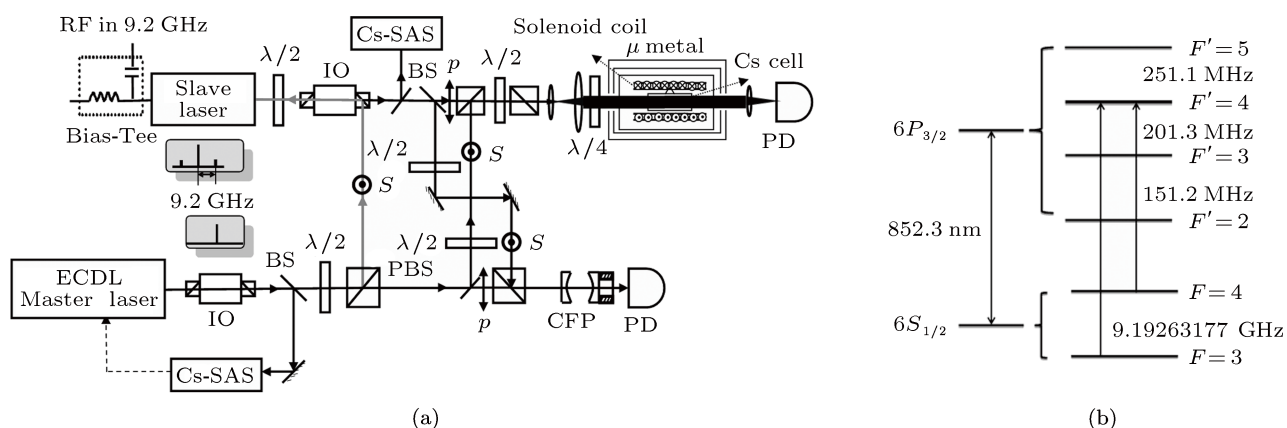


图 1 (a) 实验装置示意图: ECDL, 光栅扩展腔半导体激光器; IO, 光隔离器; Cs-SAS, 铯原子饱和和吸收光谱装置; BS, 分束片; PBS, 偏振分光棱镜; $\lambda/2$, 二分之一波片; $\lambda/4$, 四分之一波片; s, s 偏振; p, p 偏振; CFP, 球面共焦 Fabry-Perot 扫描干涉仪; PZT, 压电陶瓷; PD, 光电探测器; μ metal, 高磁导率合金材料制作的磁屏蔽筒; Solenoid coil, 螺线管; Beam dump, 光束收集器; Cs cell, 未充缓冲气体的铯原子气室, 或者充有分压为 266.6 Pa 的氖气作为缓冲气体的铯原子气室; (b) 相关的铯原子超精细态能级及能级间隔 (仅为示意图, 能级间隔不成比例)

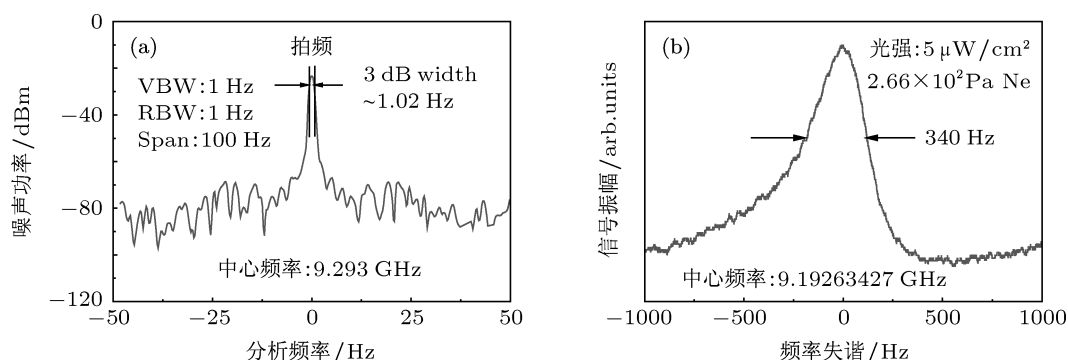


图 2 相干性验证 (a) 拍频信号, 中心频率为 9.293 GHz (采用声光频移器对主激光器输出激光频移了 +100 MHz), 频谱分析仪 (Agilent E4405B) 的扫描范围为 100 Hz, 分辨带宽 (RBW) 和视频带宽 (VBW) 均设为 1 Hz; (b) CPT 共振透射信号 (64 次平均), 平均光强均为 $5 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ 的两入射光束穿过置于约 1 nT 磁屏蔽环境下的充有分压为 266.6 Pa 的氖气作为缓冲气体的铯原子气室, 中心频率为 9.19263427 GHz, CPT 信号半高全宽约为 340 Hz

3 实验结果与讨论

基于三能级原子系统的 CPT 理论, CPT 信号的半高全宽 $\Delta\nu$ 和幅度 S 可表示为 [2,10]

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi} \left(\gamma + \frac{\omega_{1R}^2 + \omega_{2R}^2}{2\Gamma^*} \right), \quad (2)$$

$$S \propto \frac{\omega_{1R}^2 \omega_{2R}^2}{\Gamma^*} \cdot \frac{1}{\gamma + \frac{\omega_{1R}^2 + \omega_{2R}^2}{2\Gamma^*}}, \quad (3)$$

其中 ω_{1R} 和 ω_{2R} 是两束光的拉比角频率 (受光强的大小影响), Γ^* 是充有缓冲气体后铯原子激发态的自发辐射衰减率 (受自发辐射和原子与缓冲气体相互碰撞影响), γ 是原子基态两个超精细态间的弛豫率 (受原子与缓冲气体相互碰撞和自旋交换影响). 共振强度 S 取决于相干叠加暗态的原子布居数.

3.1 入射光强度

经透镜扩束后入射光光斑半径为 7.92 mm, 穿过置于磁屏蔽筒内未主动控温的充有分压为 266.6 Pa 的氖气作为缓冲气体的铯原子气室. 在保持两束位相相干光功率比 1 : 1, 光斑大小不变的前提下, 同时增加两束光的功率, 实验结果如图 3 所示. 随着入射光功率 (光强) 的增加, CPT 的共振透射峰半高全宽 $\Delta\nu$ 和振幅 S 均增加 [9,15,18,21]. 将拉比角频率 $\omega_R = 2\pi \cdot \Gamma^* \sqrt{I/2I_s}$ 代入 (2), (3) 式, 并 $I_1 = I_2 = I$ 得

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi} \left(\gamma + \frac{2\pi^2 \Gamma^* I}{I_s} \right), \quad (4)$$

$$S \propto \frac{4\pi^4 \Gamma^{*3} I^2}{I_s^2} \cdot \frac{1}{\gamma + \frac{2\pi^2 \Gamma^* I}{I_s}}. \quad (5)$$

可以看出激发态的自发辐射衰减率 Γ^* , 饱和光强 I_s 均为常数, 只有入射光强 I 是变量, 并且随着光强 I 的增加半高全宽 $\Delta\nu$ 线性加宽, 振幅 S 增大. 因此, 需要根据实际情况综合考虑对半高全宽和振幅的要求选择合适的入射光强.

由图 3(b) 可以看出, 理论上外推至光强为 0 (即拉比频率为 0 时), 充有缓冲气体的铯原子气室 CPT 信号半高全宽约为 300 Hz, 则由 (2) 式得充有分压为 266.6 Pa 的氖气作为缓冲气体的铯原

子气室中铯原子基态两个超精细态间的弛豫率 γ 约 940 Hz, 其中铯原子 D_2 线饱和光强 I_s 约为 1.12 mW/cm^2 , 激发态的自发辐射衰减率 Γ^* 约为 $2\pi \times 5.2 \text{ MHz}$. 同样的方法, 我们也可得到没有充缓冲气体的铯原子气室中铯原子基态两个超精细态间的弛豫率 $\gamma \sim 58.4 \text{ kHz}$. 显然缓冲气体对于铯原子基态两个超精细态间的弛豫率 γ 的影响很大. 主要原因我们将在本文 3.4 节详细讨论缓冲气体部分.

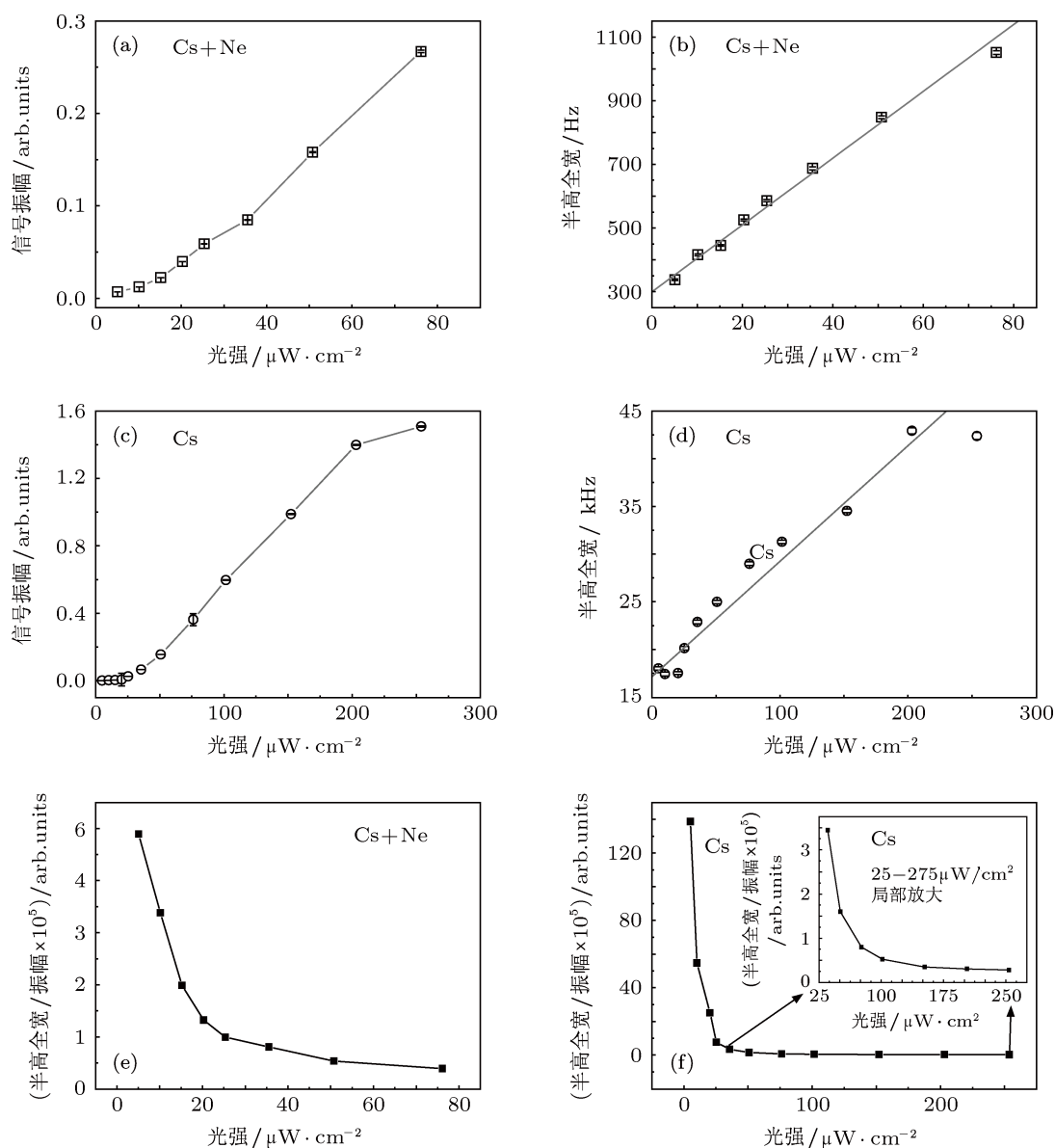


图 3 在保持两束位相相干的激光束功率比为 1:1 的情况下, 铯原子气室 (长度 75 mm) 置于约 1 nT 磁屏蔽环境下, CPT 共振透射峰的幅度 (a), (c) 和半高全宽 (b), (d) 随光强的变化情况; (e), (f) 为半高全宽与振幅比的变化情况, 比值越小表示 CPT 信号半高全宽越窄, 而振幅越大; (a), (b), (e) 为采用充有分压为 266.6 Pa 的氖气作为缓冲气体的铯原子气室时的情形; (c), (d), (f) 为采用没有充缓冲气体的铯原子气室时的情形; 图 (b) 和 (d) 中的误差杠为采用洛伦兹线型拟合 CPT 信号半高全宽时的统计误差 (误差较小, 以至于误差杠已淹没在表示实验数据的空心方块和圆圈中); 图 (b) 和 (d) 中的直线为对实验数据所作的线性拟合; 图 (a), (c), (e), (f) 对实验数据点做了简单直线连接

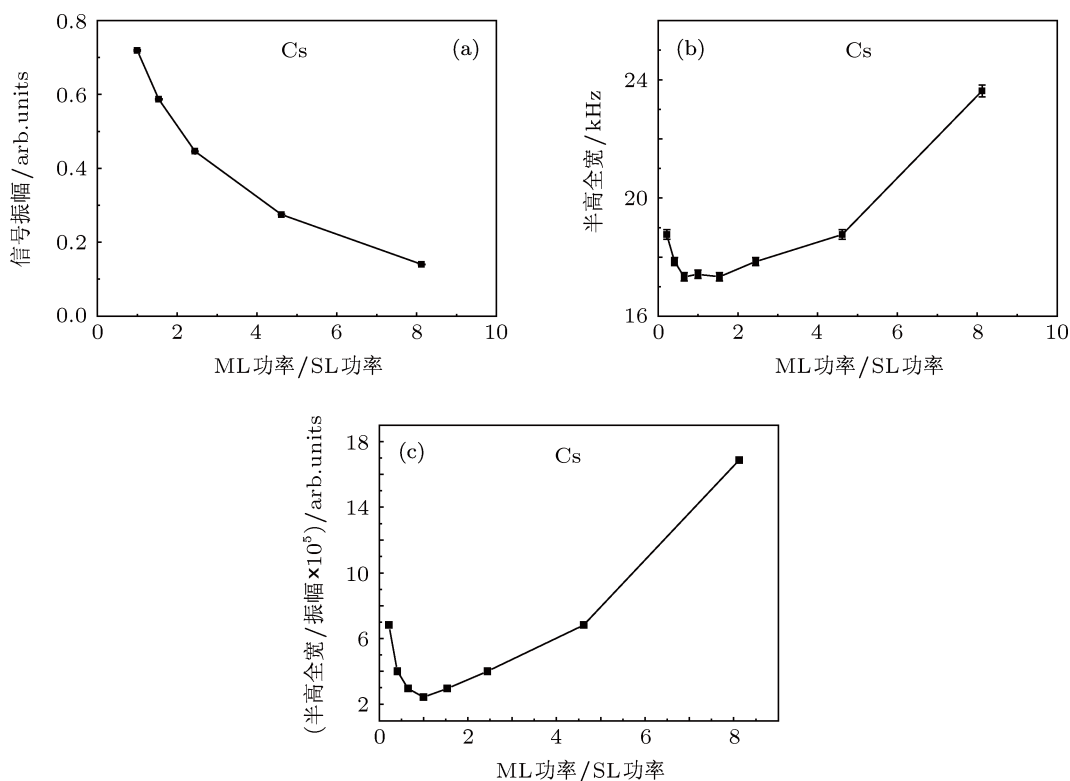


图4 在保持两束位相相干的激光束总功率和光斑大小不变的情况下, 没有缓冲气体的铯原子气室置于剩余磁场约为 1 nT 的磁屏蔽筒内, 改变主激光器与从激光器的功率的比例, CPT 共振透射峰的幅度变化 (a) 和半高全宽变化 (b), 以及半高全宽振幅比的变化 (c); 图 (b) 中的误差杠为采用洛伦兹线型拟合 CPT 信号半高全宽时的统计误差 (误差较小, 以至于误差杠已基本淹没在表示实验数据的方块中); 图 (a), (b), (c) 对实验数据点做了简单直线连接

3.2 相对光强比例

入射光穿过置于磁屏蔽筒内未控温没有缓冲气体的铯原子气室, 光斑半径仍然约为 7.9 mm. 在保持两束入射位相相干光总功率不变的情况下改变主激光器与从激光器的光强比例, 实验结果如图 4 所示. 在光强比为 1:1 附近半高全宽最窄, 振幅最大, 半高全宽振幅比最小, 随着 ML/SL 的比例增大, CPT 共振透射峰半高全宽 $\Delta\nu$ 增加, 振幅 S 减小. 将拉比频率 $\omega_R = 2\pi \cdot \Gamma^* \sqrt{I/2I_s}$ 代入 (2) 和 (3) 式得

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi} \left(\gamma + \frac{\pi^2 \Gamma^* (I_1 + I_2)}{I_s} \right), \quad (6)$$

$$S \propto \frac{4\pi^4 \Gamma^{*3} (I_1 I_2)}{I_s^2} \cdot \frac{1}{\gamma + \frac{\pi^2 \Gamma^* (I_1 + I_2)}{I_s}}, \quad (7)$$

可以看出只有入射光强 I 是变量, $I_1 + I_2$ 为定值时, 当 $I_1 = I_2$, $I_1 I_2$ 取最大值, 则振幅 S 最大, 即两束光光强相差越小振幅越大. 半高全宽 $\Delta\nu$ 在光强相差不大的情况下应该没有变化, 但当两束光光强相差很大时, 强光的光抽运使大部分原子都布居到另

一个超精细基态上^[10], 使得两个基态原子布居数严重不均, 违背了 (2), (3) 式推导时^[2] 认为原子在两基态的布居数基本相同的假设, 因此 (2), (3) 式不再适用. 从物理上看, 两基态原子数布居的严重不均使得两基态的相干性减小, 半高全宽变宽, 同时减少了参与 CPT 的原子数, 使处于相干叠加暗态的原子数减少, 从而降低振幅.

综上所述, 两束光光强比为 1:1 时, CPT 振幅最大, 而两束光光强比在 1:1 附近时, CPT 半高全宽最窄. 因此, 在实际应用中应该尽量使得两束相干光的光强比保持在 1:1 附近, 从而获得最佳的半高全宽和对比值.

3.3 光斑大小

使用小孔光阑控制入射光光斑大小, 保持单位面积内的光强大小不变, 然后穿过置于磁屏蔽筒内未控温没有缓冲气体的铯原子气室. 改变小孔光阑的半径 (相当于改变入射光斑半径), 其他实验条件不变, 结果如图 5 所示. 随着入射光束光斑的增大 (忽略孔径衍射效应), CPT 共振透射峰半高全

宽 $\Delta\nu$ 减小, 振幅 S 增大. 原因是在单位面积光强不变的情况下, 增大光斑, 使与相干光相互作用的原子增多, 也就是增加了处于相干叠加暗态的原子数, 减少了不在相干叠加暗态的原子数, 同时减少了不在相干叠加暗态的原子与处在相干叠加暗态的原子碰撞产生的退相干, 使弛豫率 γ 减小, 因此 CPT 半高全宽变窄, 振幅变大, 半高全宽振幅比减小, 信噪比提高. 因此, 应该在可能的情况 (考虑铯原子气室的尺寸) 下尽量增大光斑的面积或是增加与光相互作用的原子数, 从而获得更窄的半高全宽和更好的信噪比.

3.4 缓冲气体

我们知道当一束光单次穿过纯净铯原子气室 (没有缓冲气体) 时, 可以探测到铯原子的多普勒吸收谱, 而对于充有缓冲气体的铯原子气室, 大量铯原子和缓冲气体分子之间的无规则碰撞使得相对于光的传播方向上处于静止状态的铯原子数减

少, 导致谱线振幅明显减小, 具有一定速度的原子数增多, 吸收谱谱线增宽, 中心频率漂移, 并且随着充入缓冲气体压强的增加而变得更为明显 [22].

对于 CPT 而言, 在纯净的原子气室中, CPT 的共振半高全宽主要由渡越时间所决定, 当充入合适量的缓冲气体时, 可以大幅消除由于渡越时间引起的展宽. 选择合适的缓冲气体, 可以使得基态相干性在碰撞 10^7 次仍然存在 [23]. 实验上通常选择 Ne, N₂, Ar 等惰性气体作为缓冲气体 [22]. 图 6(a) 和 (b) 分别为两束入射相干光功率均为 $50 \mu\text{W}$, 光斑半径约为 7.9 mm 时, 穿过置于磁屏蔽筒内未控温没有缓冲气体的铯原子气室和充有分压为 266.6 Pa 的氦气作为缓冲气体的铯原子气室的 CPT 共振透射峰情况. 可以看出, 不充缓冲气体所得到的半高全宽远大于充有缓冲气体的半高全宽. 从图 3(b) 和 (c) 的对比中则可以看出, 在不同的入射光强下, 均是充有缓冲气体的 CPT 半高全宽窄. 原因是在光强较弱的情况下, CPT 半高全宽主要由基态两个超精细态间的弛豫率 γ 决定 [2].

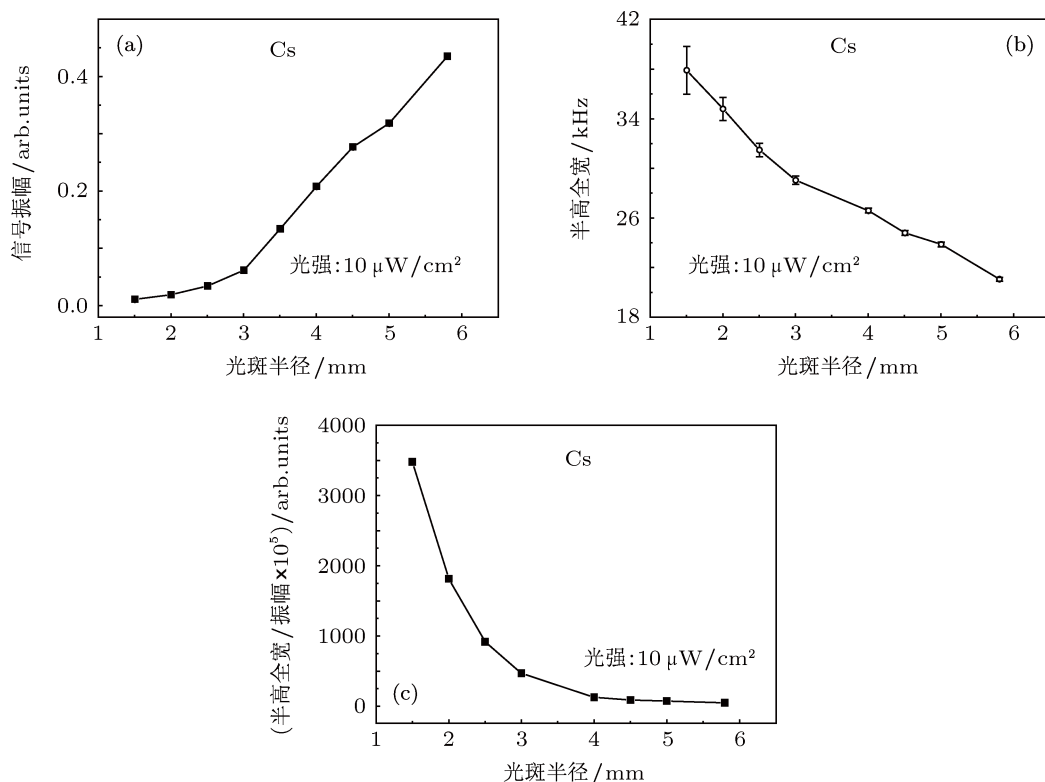


图 5 两束位相相干光束的平均光强均约为 $10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ 时, 没有充缓冲气体的铯原子气室置于剩余磁场约为 1 nT 的磁屏蔽筒内, 改变入射光光斑大小, CPT 共振透射峰的幅度变化 (a) 和半高全宽变化 (b), 以及半高全宽振幅比的变化 (c); 图 (b) 中误差杠为采用洛伦兹线型拟合 CPT 信号半高全宽时的统计误差; 图 (a), (b), (c) 对实验数据点做了简单直线连接

对于一个长为 l 直径为 a 的圆柱形碱金属原子气室中,若所充缓冲气体(比如氖气)的分压为 P ,则碱金属原子基态两个超精细态间的弛豫率 $\gamma^{[2]}$ 为

$$\gamma = \left\{ (2.4/a)^2 + (\pi/l)^2 \right\} D_0 (P_0/P) + L_0 \bar{v}_{\text{rbg}} g \sigma_{2\text{bg}} (P/P_0) + \gamma_{2\text{se}}, \quad (8)$$

其中 D_0 为碱金属原子的扩散常数, P_0 为大气压强, L_0 为洛施米特常数, \bar{v}_{rbg} 为碱金属原子与缓冲气体的相对速率, $\sigma_{2\text{bg}}$ 为碱性金属原子与缓冲气体的碰撞交接面积, $\gamma_{2\text{se}}$ 为由于碱金属原子自旋交换产生的相干弛豫率. 其中多项式的第一项(铯在缓冲气体里的扩散以及和容器壁的碰撞)在缓冲气体压强较低的时候起主要作用^[24]; 当缓冲气体压强较高的时候第一项与第二项(铯原子和缓冲气体的碰撞)相比就可以忽略了, 体现在(8)式中, 缓冲气体压强 P 增大, 第一项 P_0/P 减小, 第二项 P/P_0 和 \bar{v}_{rbg} 会增大; 当温度较高时(对于铯原子 50°C 以上)第三项(自旋交换碰撞)占主导. 也就是说对于弛豫率 γ , 在充入缓冲气体较少时, 主要由铯原子的扩散速度以及铯原子和容器壁的碰撞决定, 即增加充入缓冲气体量可以减少铯原子的扩散速度和与容器壁的碰撞, 减小 γ ; 当缓冲气体充入量超过

特定限度时, 铯原子和缓冲气体分子之间的碰撞成为了主因, 此时如果继续充入缓冲气体, γ 将增大; 而温度较高时, 碱金属原子自旋交换弛豫 $\gamma_{2\text{se}}$ 则占据主导, 随着温度升高, 铯原子平均相对速度增大, $\gamma_{2\text{se}}$ 增大, γ 增大.

对于我们充有分压为 266.6 Pa 的氖气作为缓冲气体的铯原子气室的情形, 常温下 γ 主要是由第一项决定, 缓冲气体减小了渡越时间引起的展宽, 即铯原子与缓冲气体的碰撞, 减小了铯原子的扩散速率及铯原子与气泡壁的碰撞, 使得铯原子基态两个超精细态间的弛豫率 γ 下降, 基态相干时间增长, 同时激发态衰减率 Γ^* 也会增加, 因此 CPT 半高全宽减小.

尽管充入一定量的缓冲气体可以有效减小 CPT 半高全宽, 但同时却带来了 CPT 共振透射峰中心频率的漂移^[23], 而中心频率的漂移将会对 CPT 原子钟的准确性构成威胁. 因此通常充入一定比例的具有相反频移系数的缓冲气体(Ar-Ne 或 $\text{CH}_4\text{-N}_2$), 可以在压窄半高全宽的同时, 最大限度地避免频移, 另外合适比例的缓冲气体还可以减小 CPT 频率对于温度的敏感性^[25], 从而有效地提高 CPT 原子钟的准确性和长期稳定性^[22].

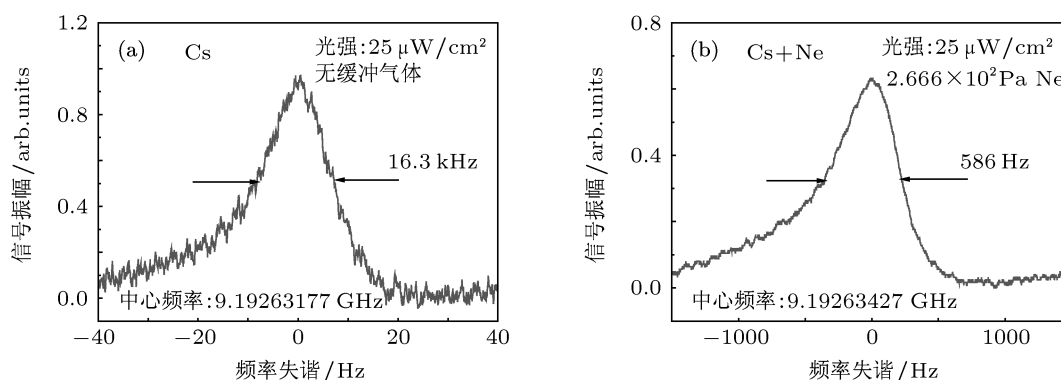


图6 入射光光斑半径约为 7.9 mm , 两束相干光功率均为 $50\ \mu\text{W}$, 穿过置于约 1 nT 磁屏蔽环境下的 Cs 原子气室(长度 75 mm) 时典型的 CPT 共振透射谱 (a) 没有充缓冲气体的 Cs 原子气室, 中心频率为 9.19263177 GHz ; (b) 充有分压为 266.6 Pa 的氖气作为缓冲气体的铯原子气室, 中心频率为 9.19263427 GHz . 这里的 CPT 半高全宽略宽于图 2(b) 中的结果, 因为此时光强略强一些, 根据图 3(b), CPT 信号半高全宽随光强增加而展宽

3.5 磁场

由于实验室磁场环境比较复杂, 外界磁场方向与光传播方向夹角不确定, 只有屏蔽掉外界磁场的干扰, 我们才能够清楚地看到磁场对于 CPT 共振透射峰的影响. 因此我们将铯泡置于仅有约 1 nT 剩余磁场的磁屏蔽环境中, 并在纵向(光的传播方向)加均匀磁场, 观察 CPT 信号半高全宽和振幅随纵向磁场变化的情况. 如图 7 所示, 可见随着纵向磁场

的增加, CPT 半高全宽变宽, 振幅呈下降趋势, 半高全宽振幅比呈上升趋势. 主要是因为纵向磁场的增加, 导致了由纵向磁场引起的 Zeeman 子能级频移增大, 即 Zeeman 态原子能级跃迁产生的谱线加宽增加, CPT 半高全宽展宽. 当继续加大磁场到一定强度的时候将能够区分出 Zeeman 子能级的共振透射峰^[15,26].

图 8(a) 是我们在剩余磁场约为 1 nT 的磁屏蔽筒内纵向磁场增加到约 $7\ \mu\text{T}$ 时所得到的七峰

分裂结果, 与文献 [15] 两束相干光都为 σ^- 的理论预言符合得很好; 最左边的峰和最右边的峰相差 $12 \times \Delta\nu = 284.7$ kHz, 与理论计算值约 294 kHz 接近; 中间 0-0 共振透射峰半高全宽为 18.9 kHz, 而不加纵向磁场时 CPT 共振半高全宽 31.1 kHz. 原因如图 8(b) 所示, 在纵向磁场存在的情况下 CPT 共振信号分裂为七个 Δ 型共振信号, 位于中间位置的与磁场无关的 0-0 共振和左右各三个与

磁场大小有关 (纵向磁场引起的 Zeeman 子能级频移 $\Delta\nu = g_F \mu_B B/h$, 对于铯原子基态 $F = 3$, $\Delta\nu = -0.35$ MHz/G, $F = 4$, $\Delta\nu = 0.35$ MHz/G) 的共振信号 [27]. 在非纵向磁场 (如地磁场) 或磁场较弱 (磁屏蔽) 的条件下这七个共振信号叠加形成一个 CPT 共振透射峰, 使得半高全宽增加, 当纵向磁场逐渐增大时, CPT 半高全宽 $\Delta\nu$ 增加, 七峰分裂逐步显现.

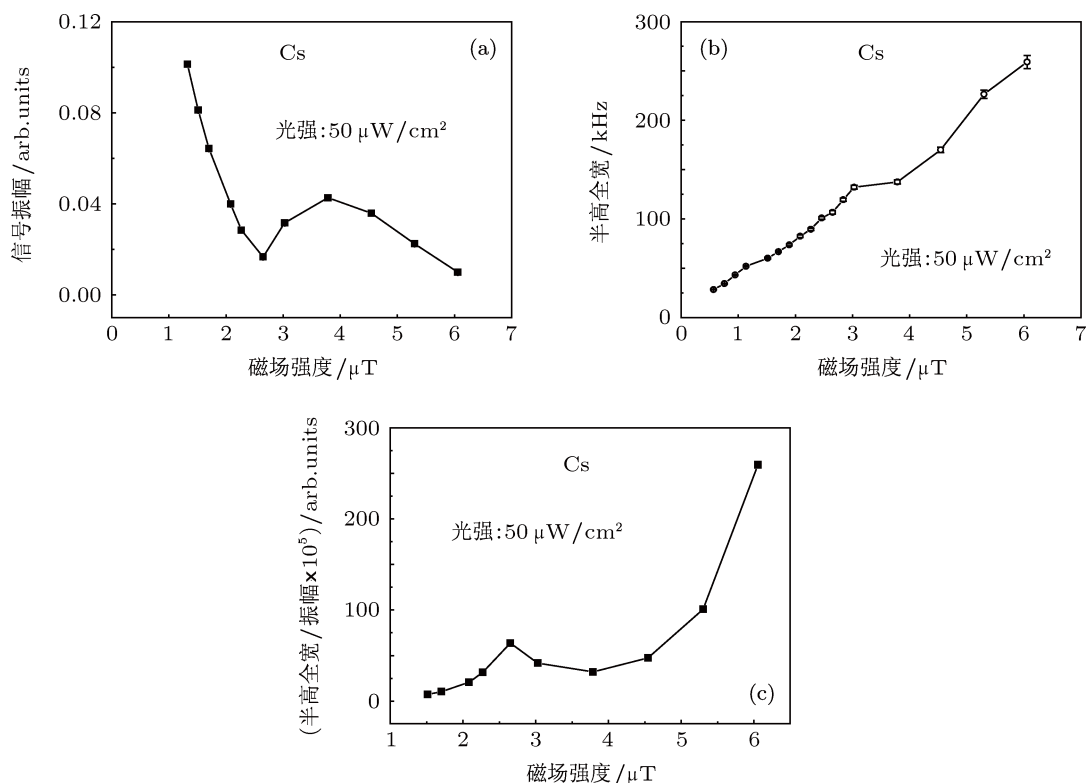


图 7 两束位相相干光束的平均光强均为 $50 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ 时, 没有充缓冲气体的 Cs 原子气室置于剩余磁场约为 1 nT 的磁屏蔽筒内, 改变纵向磁场大小, CPT 共振透射峰的幅度变化情况 (a) 和半高全宽变化情况 (b) 以及半高全宽振幅比的变化情况; (c) 图中的点为实验数据, 误差杠为采用洛伦兹线型拟合 CPT 信号半高全宽时的统计误差 (误差较小, 以至于误差杠已基本淹没在表示实验数据的方块和圆圈中); 图 (a), (b), (c) 对实验数据点做了简单直线连接

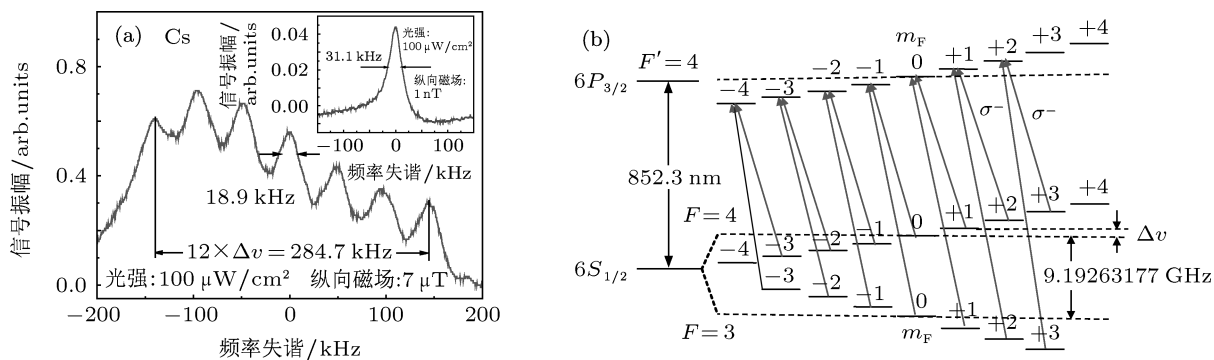


图 8 (a) 两束位相相干光束的平均光强均为 $100 \mu\text{W}/\text{cm}^2$, 没有充缓冲气体的铯原子气室置于剩余磁场约为 1 nT 的磁屏蔽筒内, 磁屏蔽筒内螺线管加约 7 μT 的纵向磁场时所得到的透射曲线; 右上内嵌的小图为相同光强下未加纵向磁场时典型的 CPT 共振透射信号; (b) 非零磁场环境中 σ^- - σ^- 圆偏振组合的位相相干光束作用于铯原子超精细能级 Zeeman 态时的示意图

4 结论

我们对影响铯原子 CPT 信号半高全宽 $\Delta\nu$ 和信号幅度 S 的相关参数进行了实验研究和原理分析. 可以看出两束入射位相相干光的功率越小, 半高全宽越窄、幅度越小; 相干光相对光强比达到 1:1 时半高全宽最窄、振幅最大; 增大与原子相互

作用的光斑面积可以有效压窄半高全宽和提高振幅及信噪比; 同时对铯原子气室充入合适分压的缓冲气体 (这里为氖气) 以及良好的磁屏蔽都会有利于 CPT 信号半高全宽的进一步压窄. 对这些依赖关系的系统研究对于提高 CPT 原子钟的频率稳定性和 CPT 磁强计的灵敏度等具有一定的参考意义.

- [1] Alzetta G, Gozzini A, Moi L, Orriols G 1976 *Nuovo Cimento B* **36** 5
- [2] Vanier J, Godone A, Levi F 1998 *Phys. Rev. A* **58** 2345
- [3] Liu G B, Zhao F, Gu S H 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3839
- [4] Knappe S, Shah V, Schwindt P D D, Hollberg L, Kitching J, Liew Li-Anne, Moreland J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1460
- [5] Su J, Deng K, Guo D Z, Wang Z, Chen J, Zhang G M, Chen X Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 110701
- [6] Zhang S G 2009 *J. Time & Frequency* **32** 81 (in Chinese) [张首刚 2009 时间频率学报 **32** 81]
- [7] Du R C, Chen J H, Liu C Y, Gu S H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6117 (in Chinese) [杜润昌, 陈杰华, 刘朝阳, 顾思洪 2009 物理学报 **58** 6117]
- [8] Ma L S 2007 *Opt. Photon. News*, September, 43
- [9] Vanier J 2005 *Appl. Phys. B* **81** 421
- [10] Diao W T, He J, Liu Z, Yang B D, Wang J M 2012 *Opt. Express* **20** 7480
- [11] Affolderbach C, Nagel A, Knappe S, Jung C, Wiedenmann D, Wynands R 2000 *Appl. Phys. B* **70** 407
- [12] Thomas J E, Hemmer P R, Ezekiel S, Leiby C C, Picard R H, Willis C R 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 867
- [13] Unks B E, Proite N A, Yavuz D D 2007 *Rev. Sci. Instrum.* **78** 083108
- [14] Yun P, Tan B Z, Deng W, Gu S H 2011 *Rev. Sci. Instrum.* **82** 123104
- [15] Wynands R, Nagel A 1999 *Appl. Phys. B* **68** 1
- [16] Jurgen A, Andrew M, Lvovsky A I 2009 *Meas. Sci. Tech.* **20** 055302
- [17] Michael J S, Roger B M C, Erling R 1997 *Opt. Lett.* **22** 892
- [18] Moon H S, Park S E, Park Y H, Lee L, Kim J B 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 2393
- [19] Chen W L, Qi X H, Yi L, Deng K, Wang Z, Chen J B, Chen X Z 2008 *Opt. Lett.* **33** 357
- [20] Levi F, Godone A, Vanier J, Micalizio S, Modugno G 2000 *Eur. Phys. J. D* **12** 53
- [21] Knappe S, Wynands R, Kitching J, Robinson H G, Hollberg L 2001 *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 1545
- [22] Kozlova O, Guerandel S, de Clercq E 2011 *Phys. Rev. A* **83** 062714
- [23] Brandt S, Nagel A, Wynands R, Meschede D 1997 *Phys. Rev. A* **56** 1063
- [24] Boudot R, Dziuban P, Hasegawa M, Chutani R K, Galliou S, Giordano V, Gorecki C 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 014912
- [25] Deng K, Guo T, He D W, Liu X Y, Liu L, Guo D Z, Chen X Z, Wang Z 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 211104
- [26] Park S E, Kwon T Y, Lee H S 2003 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **52** 277
- [27] Zibrov S A, Velichansky V L, Zibrov A S, Taichenachev A V, Yudin V I 2005 *JETP Lett.* **82** 477

Investigation of experimental parameters of coherent population trapping with cesium vapor cell*

Liu Zhi Diao Wen-Ting Wang Jie-Ying Liang Qiang-Bing Yang Bao-Dong
He Jun Zhang Tian-Cai Wang Jun-Min[†]

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

(Received 13 March 2012; revised manuscript received 26 June 2012)

Abstract

According to the Λ -type three-level system consisting of cesium $6S_{1/2}$ ($F = 3$ and $F = 4$) long-lived ground states and $6P_{3/2}$ ($F' = 4$) excited state, we experimentally investigate and theoretically analyze the parameters of coherent population trapping (CPT) spectra in a cesium atomic vapor cell with or without neon as buffer gas. The CPT of the full width at half maximum (FWHM), the signal amplitude as a function of optical intensity of the two phased-locked laser beams with a frequency difference of 9.19263177 GHz (the hyperfine splitting in the cesium ground state $6S_{1/2}$), relative intensity ratio, beam spot size, residual magnetic field of the magnetic shielding, and the influence of with and without the cesium vapor cell containing neon as buffer gas are investigated experimentally. With the optimized parameters, we obtain the CPT signal FWHM to be as narrow as ~ 340 Hz.

Keywords: coherent population trapping, cesium atom, FWHM, signal amplitude

PACS: 32.70.Jz, 32.80.Pj, 32.80.Qk

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60978017, 61078051, 11104172), the Project for Excellent Research Team of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61121064), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB921601), and the Research Project for Returned Abroad Scholars from Universities of Shanxi Province, China and the Research Training Project for University Students from the National Natural Science Foundation of China (Grant No. J1103210).

[†] E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn