

冷原子系综中光纤腔增强且高保真度的光学存储*

温亚飞^{1)2)†} 田剑锋¹⁾²⁾ 王志强¹⁾²⁾ 庄园园¹⁾

1) (太原师范学院物理系, 晋中 030619)

2) (太原师范学院, 计算物理与应用物理研究所, 晋中 030619)

(2022 年 11 月 14 日收到; 2022 年 12 月 21 日收到修改稿)

利用原子系综中的 Duan-Lukin-Cirac-Zoller (DLCZ) 过程可产生光与原子记忆 (自旋波) 量子纠缠, 该纠缠可作为量子中继的重要元件. 随着量子信息研究的深入发展, 人们对量子信息存储其灵活多样性、可控性等方面提出更高的要求. 本文在冷原子系综中演示了一种基于 DLCZ 过程的光纤腔增强且高保真度的光学存储方案, 即将⁸⁷Rb 原子系综放于设计的光纤腔中, 通过光纤腔增强“写出”和“读出”光子与原子系综的耦合实现自旋波量子信息的有效恢复, 同时具有较高的保真度. 观察到有腔且锁定的情况下斯托克斯光子产生概率比无腔时增加 4.6 倍, 原子自旋波读出效率增加 1.6 倍, 实验实现 22% 的读出效率并具有 92% 的量子态保真度, 该读出效率对应一个 40% 的本质读出效率. 这种高度可恢复、高量子态保真度的原子-光子纠缠源, 可为未来长距离量子通信及广域大规模量子网络构建的实现提供另一种有效的途径.

关键词: Duan-Lukin-Cirac-Zoller 方案, 光纤腔, 腔增强存储, 高保真度

PACS: 03.67.-a, 03.67.Bg, 37.30.+i, 03.65.Ud

DOI: 10.7498/aps.72.20222178

1 引言

光与原子纠缠源是量子通信网络的重要元件, 量子网络是进行长距离量子通信、分布式量子计算的重要基础^[1,2], 近年来受到国际学术界的关注. 实现长距离的纠缠分布是构建量子网络的重要任务. 由于传输损耗, 基于光纤传输的直接纠缠分布被限制在大约 500 km 的距离^[3-5]. 为在更长的距离实现基于光纤传输的纠缠分布, 人们提出量子中继方案^[3-5], 即首先将长距离划分为不同的短距离链路, 在每个链路中独立产生纠缠, 然后通过纠缠交换扩展到全距离. 利用原子系综中的自发 Raman 散射过程, 即 Duan-Lukin-Cirac-Zoller (DLCZ) 过程^[3,4], 人们能够产生一个斯托克斯 (“写出”) 光子和一个自旋波量子记忆纠缠对^[6-10], 该光与原子量子记忆

纠缠态可被用做量子中继节点^[11,12]. 量子中继中为有效实现长距离纠缠分布, 自旋波量子记忆应具有高读出效率、长存储寿命、高量子态保真度, 以及多模存储能力等性能^[4,13]. 量子中继的进一步发展要求将高效率、长寿命、高量子态保真度、多模量子存储或具有其中两个高性能的量子记忆集成于一个光与原子纠缠产生系综. 本文将研究具有高读出效率、高保真度的光与原子纠缠源.

众所周知, 量子中继方案读出效率每提高 1%, 纠缠分布率将提高 7%—18%^[4,14], 而高保真度对于实现有效量子纠缠分布同样至关重要. 近年来人们致力于提高光存储器的读出效率并取得了重大进展, 在通常的原子系综中 (光学厚度 4—20) 由于较低的光与原子耦合作用, DLCZ-型量子记忆读出效率约为 8%—20%^[6,8,10]. 通过提高冷原子系综的光学厚度^[15,16] 或者采用光学腔^[17-19] 增强光与原子

* 山西省自然科学基金 (批准号: 20210302124265) 和山西省高等学校科技创新计划 (批准号: 2021L426) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 18234061008@163.com

耦合,人们实现高效率的光量子存储.在超高光学厚度 (> 100) 的冷原子系综中,人们分别实现具有较高读出效率的光脉冲存储以及单光子偏振比特存储,其存储效率分别为 92% 和 68%^[15,20].然而在超高光学厚度的冷原子系综中实现量子存储,诸如光学抽运、光子噪声滤波等操作、技术将面临更高的要求.另一种提高读出效率的方法是使用光学腔来增强原子与信号光场之间的耦合.因为光学腔空间约束光场并具有选频作用,在 Raman 存储中不仅可以在一定程度上抑制四波混频效应,还能够抑制自发辐射,很好地达到提高效率的效果.在固态系综中人们理论上提出通过光学频率梳技术 (AFC) 实现腔增强量子存储^[21],并在实验上得到验证,实验上读出效率分别达到 56%^[22] 和 53%^[23].在冷原子系综中人们采用光学腔与“写出”和“读出”光子同时共振增强光与原子耦合的方案,使 DLCZ-型量子记忆 (EIT-型光学存储) 读出效率提高到 70% 以上^[17,19].例如,2015 年杨胜军等^[19] 演示了光学腔增强光与原子纠缠源读出效率的实验,当光学腔镜反射率 $R = 80%$ 时,读出效率达到 76%.这些实验均在自由空间匹配适合腔镜构建两镜驻波腔或者多镜 (三、四、五镜) 环形腔^[17–19,24–26].考虑到量子信息存储方案的灵活多样性、高可控性等要求,我们拟设计一种光纤腔.现有已实现的光纤腔大都应用在腔 QED 技术测量^[27,28] 及光谱^[29]、材料^[30] 测量等方面,目前实验上原子系综中通过光纤腔来增加读出效率的方案还未见报道.考虑到光纤腔的设计将一定程度降低纠缠质量,故选用光纤腔提高读出效率的同时需保证系统兼具较高的量子态保真度.

本文在冷原子系综中实现具有高读出效率、高保真度的光与原子纠缠源.在已实现光与原子纠缠产生的基础上^[31],通过将“写出”光子和“读出”光子耦合于设计的光纤腔 (腔精细度 $F \sim 18$),使光纤腔与“写出”光子和“读出”光子双共振实现自旋波量子记忆读出效率的增强以及较高的保真度,为长距离量子通信和大规模量子网络构建奠定基础.

2 实验装置及能级结构

图 1(a) 为制备光纤腔增强光与原子纠缠产生的实验装置,二维磁光阱 (MOT) 中俘获的 ^{87}Rb 冷原子数约为 10^9 量级,原子团的尺寸约为 $5 \text{ mm} \times$

$2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$.图 1(b) 为实验能级图,原子基态能级 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 以及激发态能级 $|e_1\rangle$ ($|e_2\rangle$) 构成 Λ 型能级结构,实验中首先两束左旋和右旋圆偏振态制备光 (泵浦光) 频率分别锁定于跃迁 $|b\rangle \leftrightarrow |e_2\rangle$ ($|b\rangle \leftrightarrow |e_1\rangle$),沿图示方向将原子制备在初始态塞曼能级 $|a, m_F = 0, \pm 1\rangle$.此时一束右旋圆偏振频率为 $|a\rangle \rightarrow |e_2\rangle$ 红失谐 20 MHz 的写光作用于原子,该过程发生自发拉曼散射可能产生一个右旋或左旋圆偏振的斯托克斯光子,同时在原子系综中存储相应自旋波模式,产生的斯托克斯光子经单模光纤 (光纤耦合器一臂) 后,通过 $\lambda/4$ 波片将左旋或右旋圆偏振的斯托克斯光子转换为 H (V) 偏振态进入到写采集单光子探测器 $D_S^{(1)}$ 或 $D_S^{(2)}$.如果该过程检测到一个斯托克斯光子, FPGA (field-programmable gate array) 发出一个前馈控制信号产生一束与写光共线反向频率共振于 $|b\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ 能级跃迁的读光,将存储的自旋波信息转换成反斯托克斯光子释放出来.产生的反斯托克斯光子经单模光纤 (光纤耦合器另一臂) 后同样经 $\lambda/4$ 波片转换成 H (V) 偏振态进入到读采集单光子探测器 $D_{AS}^{(1)}$ 或 $D_{AS}^{(2)}$.在斯托克斯 (反斯托克斯) 光子采集通道中光子经单模光纤后,通过由标准具滤波器组 (一个厚度为 5.4 mm、两个厚度为 7.5 mm 滤波器) 及窄带滤波片组成的滤波系统、由 $\lambda/4$, $\lambda/2$ 和 $\lambda/4$ 波片组成相位补偿器后过偏振分束器分别耦合到多模光纤,最终进入单光子探测器 $D_S^{(1)}$ ($D_{AS}^{(1)}$) 和 $D_S^{(2)}$ ($D_{AS}^{(2)}$) 构建无腔光与原子纠缠产生系统.

为提高信号光与原子之间的耦合强度进而提高读出效率,在冷原子系综周围设计光纤腔,如图 1(a) 所示.光纤腔主体由一个分光比为 80/20 的光纤耦合器、两个高反射镜 HR_1 和 HR_2 (反射率 $R > 99%$) 组成.光纤耦合器有两个输入端 (input_1 , input_2) 和两个输出端 (output_1 , output_2),信号从输入端 1 输入光纤耦合器后 80% 从输出端 1 输出,20% 从输出端 2 输出;同理信号从输入端 2 输入光纤耦合器后 20% 从输出端 1 输出,80% 从输出端 2 输出. HR_2 安装在压电陶瓷 (PZT) 上用于主动锁定腔长.光纤腔的腔长约为 1.5 m,自由光谱区约为 190 MHz,铷原子存在情形下精细度 F 约为 18.腔中所有光学元件的腔内损耗 $L \approx 16%$,主要包括 MOT 真空室 2% 的损耗、腔镜 (波片) 2% 损耗以及光纤固有损耗 12%.固有损耗主要包括耦合

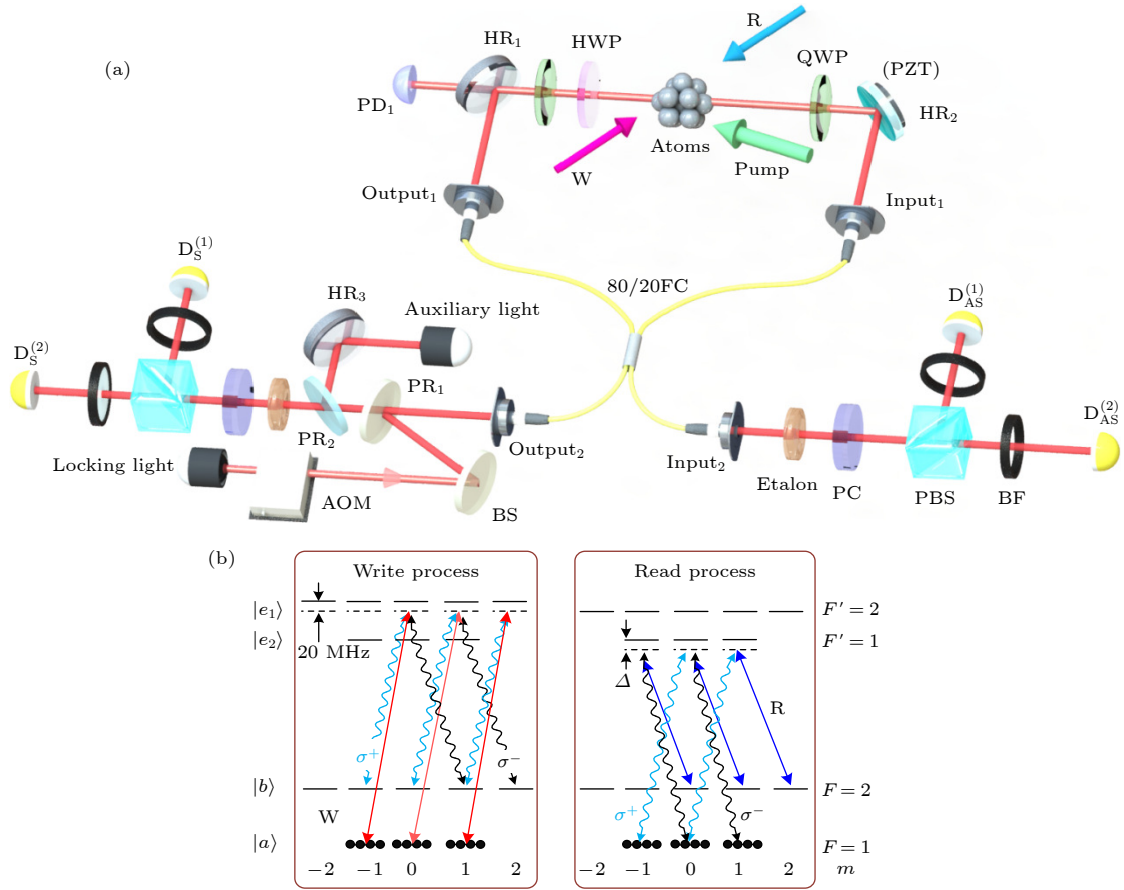


图 1 (a) 实验装置图; (b) ^{87}Rb 原子实验能级图 (PBS, 偏振分束棱镜; $\text{D}(\text{PD}_1)$, 单光子探测器 (探测器); HWP, 1/2 波片; QWP, 1/4 波片; Etalon, F-P 标准具滤波器; $\text{HR}_1\text{--}\text{HR}_3$, 高反射镜; BF, 窄带滤波器; BS, 非偏振分束镜; PR, 部分反射镜; 80/20 FC, 分光比 80:20 光纤耦合器; AOM, 声光调制器; PC, 相位补偿器; σ^+ (σ^-) 为右旋 (左旋) 圆偏振的出射光子; W(R) 为写 (读) 光场)

Fig. 1. (a) Experimental setup; (b) experimental energy levels of ^{87}Rb atomic (PBS, polarization beam splitter; $\text{D}(\text{PD}_1)$, single photon detector (detector); HWP, half wave plate; QWP, quarter wave plate; Etalon, F-P Etalon; $\text{HR}_1\text{--}\text{HR}_3$, highly reflecting mirrors; BF, bandpass filter; BS, nonpolarizing beamsplitter; PR, partially reflecting mirror; 80/20 FC, 80:20 fiber coupler; AOM, acousto optic modulator; PC, phase compensators; σ^+ (σ^-) represents right (left) polarization of emitted photon; W(R) represents writing (reading) field).

器的插入损耗、光纤吸收损耗以及散射损耗。实验中为降低光纤固有损耗将耦合器的输入 (输出) 端口镀有增透膜, 这样就可以有效地消除光在环形腔中循环时产生的回射光, 避免自耦合现象的发生。

光纤腔调试过程中, 首先一束频率可调谐 (声光调制器实现) 的锁腔光 (功率 ~ 1 mW), 其频率锁定在 $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F'=1\rangle$ 红失谐 ~ 500 MHz, 经反射率 $R = 4\%$ 零度耦合镜 (部分反射镜), 与写采集通道反向 (沿图 1 输出端 2 方向) 进入光纤耦合器, 由于光路的可逆性此时约有 20% 锁腔光从输入端 1 进入光纤腔内部。锁腔光穿过腔镜 HR_1 的透射光由光电二极管 (PD_1) 探测并通过 PDH 锁腔装置达到改变腔长稳定频率的目的。由于光纤腔内光纤对不同偏振光折射率不同, 调节出腔模后首先利用 $\lambda/2$ 波片实现锁腔光任意线偏振光的相

位补偿。随后光纤腔内部插入 $\lambda/4$, $\lambda/2$ 和 $\lambda/4$ 波片组, 该装置可产生任何么正变换从而消除偏振光的水平偏振和垂直偏振之间的相移, 实现任意偏振光相位补偿。实验要求光纤腔内实现写出、读出、锁腔光三模共振, 首先沿图 1 方向从输出端口 2 同时输入两束频率锁定且分别与写出、读出频率相同的光束经输入端 1 进入光纤腔, 通过移动腔镜位置和调节腔镜三维镜架直到实现双模共振, 随后入射并微调锁腔光频率实现三模共振, 并进行腔的稳定性及间断性锁定测试。

实验过程中, 写光作用下产生的斯托克斯光子得到增强, 斯托克斯光子从光纤耦合器输出端 2 进入写采集通道。当探测到斯托克斯光子后, 在读光作用下产生的反斯托克斯光子同样将得到增强, 反斯托克斯光子将从光纤耦合器输入端 2 进入读采

集通道, 采集光路同无腔情形相同. 实验中单模光纤效率 (光纤耦合器输出效率) 为 17%, 滤波器总透射效率为 85%, 多模光纤的效率为 90%, 单光子探测器的量子效率为 60%.

图 2 为实验时序图, 实验周期为 33 ms, 前 23.3 ms 用于俘获原子并通过脉冲宽度为 20 μs 的态制备光 (清洁光) 将原子泵浦到实验所需的能级上, 该过程锁腔光关闭, 光纤腔处于失锁状态, 以防止锁腔光进入探测光路. 后 10 ms 通过 FPGA 模块控制产生周期性的脉冲实现光与原子纠缠产生实验. 若写光与原子作用后没有探测到斯托克斯光子, FPGA 控制清洁光脉冲清空此次存储并将原子泵浦到初始态 $|a\rangle$, 开始下一个实验周期, 直到探测到斯托克斯光子. 此时通过 FPGA 反馈控制开启读光脉冲, 通过单光子探测器进行测量. 写光、读光、清洁光脉冲宽度分别为 250 ns, 200 ns 和 200 ns. 该过程中光纤腔处于锁定状态, 通过腔增强实现读出效率的提高.

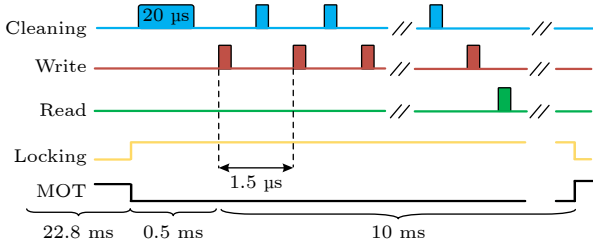


图 2 实验时序图

Fig. 2. Time sequence of experimental cycle.

3 实验结果与理论分析

实验中首先研究光纤腔增强存储写过程中激发率随锁腔光频率失谐的关系, 探索最佳的锁腔光失谐量以及光纤腔对写激发率的增强效应. 写激发率定义为每次写光激发原子产生斯托克斯光子的概率, 表示为 $\chi = N_S / (N \cdot \eta_S)$, 其中 N 表示总的写脉冲数, η_S 表示写过程中总探测效率, N_S 表示 N 次脉冲探测到的斯托克斯光子数. 实验结果如图 3 所示, 其中红色圆点表示光纤腔锁定状态激发率值, 黑色方点表示无腔状态激发率值 (恒为 $\chi = 1\%$). 从图 3 可看出, 光纤腔锁定时写激发率随锁腔光失谐发生变化, 当锁腔光频率 $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F' = 1\rangle$ 失谐为 482.7 MHz 时, 写激发率最高为 4.6%. 证明由于腔增强效应, 斯托克斯光子产

生概率增加 4.6 倍. 将光纤腔等效为理想两镜腔, 其中一个腔镜的反射率为 100%, 另一个反射率为 $R = 80\% = r^2$, 透射率为 $T = t^2 = 1 - R$. 假设单位时间内沿腔方向发射单个光子的概率表示为 p , 理想情况下 (腔内无损耗) 单位时间内光子发射出腔外的概率为^[21,25]

$$p_{\text{out}} = \left| \sum_j^{+\infty} \sqrt{p_j} \right|^2 = \frac{pt^2}{(1-r)^2} \approx \frac{4p}{T}, \quad (1)$$

腔增强因子为

$$f_{\text{en}} = p_{\text{out}}/p \approx 2F/\pi, \quad (2)$$

其中 F 为腔的精细度. 若考虑光纤腔的腔内损耗, 单位时间内光子发射到腔外的概率修正为

$$p'_{\text{out}} = \left| \sum_j^{+\infty} \sqrt{p_j} \right|^2 \approx \frac{pt^2}{(1-r\sqrt{L})^2}, \quad (3)$$

腔增强因子修正为

$$f'_{\text{en}} = \frac{F \times T}{(1-r \times \sqrt{L}) \times \pi \times \sqrt{r \times \sqrt{L}}}, \quad (4)$$

其中 L 为腔内损耗, 理论计算光纤腔锁定状态腔增强因子 $f'_{\text{en}} \approx 5$, 实验结果近似等于理论值, 结果出现偏差可能是由腔模锁定状态未调至最佳或锁腔光失谐偏差所致.

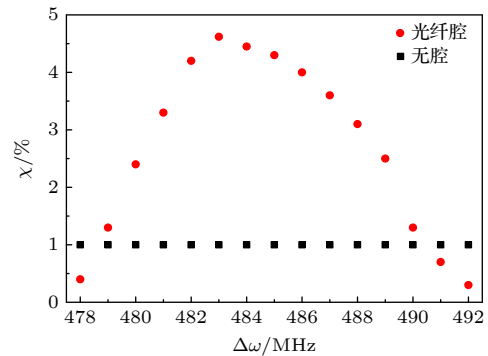


图 3 激发率随锁腔光失谐变化

Fig. 3. Excitation probability as the function of the detuning of locking light beam.

接着分别在最佳读光失谐 (40 MHz) 情形下, 演示了光纤腔及无腔时光与原子纠缠源的读出效率随存储时间的函数关系. 定义读出效率 $\gamma = N_{AS} / (N_S \times \eta_{AS})$, 其中 N_S 表示 N 次脉冲探测到的斯托克斯光子数, N_{AS} 为 N 次脉冲探测到反斯托克斯光子数, η_{AS} 为反斯托克斯光子光路探测效率. 实验结果如图 4 所示, 红色方点和蓝色圆点分别

代表不同存储时间下无腔 (γ) 以及光纤腔 (γ_C) 的读出效率, 红色实线和蓝色虚线是对实验数据 $\gamma(\gamma_C)$ 指数 $\gamma = \gamma_0 e^{-\Delta t/\tau}$ 拟合的结果. 从图 4 看出无腔条件零延迟 ($\Delta t \approx 0$) 读出效率为 13.8%, 光纤腔存在时读出效率为 22%, 读出效率增强 1.6 倍. 由于光纤腔内损耗 L 导致恢复信号的额外损耗, 实测读出效率 γ_C 小于其本质读出效率. 定义本质读出效率 $\gamma_{inc} = \gamma_C/C$, 其中 C 是光纤腔的输出效率, $C = T/(L+T)$, 即从光纤腔透射出的部分恢复信号. 这里, L 表示腔内所有光学元件的光学损耗, T 表示光纤耦合器输出效率. 实验中 $T = 20\%$, $L = 16\%$, $\gamma_C = 22\%$, 基于这些参数计算出腔的输出效率 $C \approx 0.55$, 本质读出效率 $\gamma_{inc} = \gamma_C/C = 40\%$. 图 4 中绿色三角点表示本质读出效率随存储时间变化结果, 实验证明光纤腔对存储寿命基本无影响, 系综存储寿命约为 $60 \mu\text{s}$. 如果能够有效降低光纤腔内损耗, 读出效率将会进一步提高.

上述测量光纤腔增强的读出效率, 第 1 节提及光纤腔中光纤耦合器的使用导致光场 H 偏振光和 V 偏振光间的相移, 造成纠缠质量的降低, 实验将

$$E(\theta_S, \theta_{AS}) = \frac{C(\theta_S, \theta_{AS}) + C(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS+\pi/2}) - C(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS}) - C(\theta_S, \theta_{AS+\pi/2})}{C(\theta_S, \theta_{AS}) + C(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS+\pi/2}) + C(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS}) + C(\theta_S, \theta_{AS+\pi/2})}, \quad (6)$$

其中 $C(\theta_S, \theta_{AS})$ 和 $C(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS+\pi/2})$ 分别表示探测器 $D_S^{(1)}$ 和 $D_{AS}^{(1)}$ 以及 $D_S^{(2)}$ 和 $D_{AS}^{(2)}$ 之间的符合计数; $C(\theta_S, \theta_{AS+\pi/2})$ 和 $C(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS})$ 分别表示探测器 $D_S^{(1)}$ 和 $D_{AS}^{(2)}$ 以及 $D_S^{(2)}$ 和 $D_{AS}^{(1)}$ 之间的符合计数. 图 5 为写光激发率 $\chi \approx 1\%$ 测量无腔及光纤腔增强纠缠源 Bell 参数 S 随存储时间的函数关系, 其中黑色虚线表示 Bell 参数 $S = 2$ 的经典界限. 从图 5 可以看出零延迟时相比于无腔情形 Bell 参数 2.52, 光纤腔增强情形 Bell 参数略有降低 (2.45), 但下降趋势基本相同. 分析得出相同条件下光纤腔 Bell 参数值相比于无腔情形降低 0.07, 这是由光纤腔相位补偿不彻底导致.

下面简单介绍光纤腔的补偿. 光纤腔中 H 偏振和 V 偏振光在腔内绕行一周相位变化如下:

$$\varphi_H = \frac{2\pi}{\lambda} L_1 + 2\pi + \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 L_2), \quad (7)$$

$$\varphi_V = \frac{2\pi}{\lambda} L_1 + \frac{2\pi}{\lambda} (n_2 L_2), \quad (8)$$

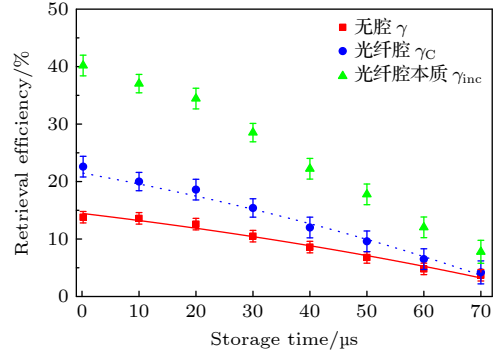


图 4 读出效率随存储时间的变化测量

Fig. 4. Measurement of retrieval efficiency as a function of the storage time.

对比无腔、光纤腔增强纠缠源的 Bell 参数值. Bell 参数 S 定义为

$$S = |E(\theta_S, \theta_{AS}) - E(\theta_S, \theta'_{AS}) + E(\theta'_S, \theta_{AS}) + E(\theta'_S, \theta'_{AS})|, \quad (5)$$

其中, θ_S 和 θ_{AS} 表示斯托克斯以及反斯托克斯光场中两个光子投影波片的极化角度, $\theta'_S = \theta_S + 45^\circ$, $\theta'_{AS} = \theta_{AS} + 45^\circ$. 实验中选择 $\theta_S, \theta_{AS}, \theta'_S, \theta'_{AS}$ 分别为 $0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ, 67.5^\circ$. (5) 式中 $E(\theta_S, \theta_{AS})$ 表示为

其中 L_1 表示光纤腔内自由空间长度, L_2 表示光纤腔内光纤长度, n_1 和 n_2 分别表示 H 和 V 偏振光在光纤中折射率, λ 表示光的波长, H 和 V 偏振光腔内绕行一周固定相位差 $\Delta\varphi = 2\pi + \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 - n_2) L_2$. 这里, 2π 来源于两反射镜的半波损失, $\frac{2\pi}{\lambda} (n_1 - n_2) L_2$ 来源于 H 和 V 偏振光不同的折射率.

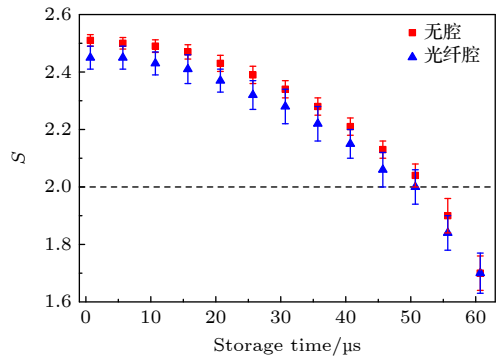


图 5 $\chi = 1\%$, 有无光纤腔时 Bell 参数随存储时间变化

Fig. 5. Measured Bell parameter with and without the cavity as a function of storage time for $\chi = 1\%$.

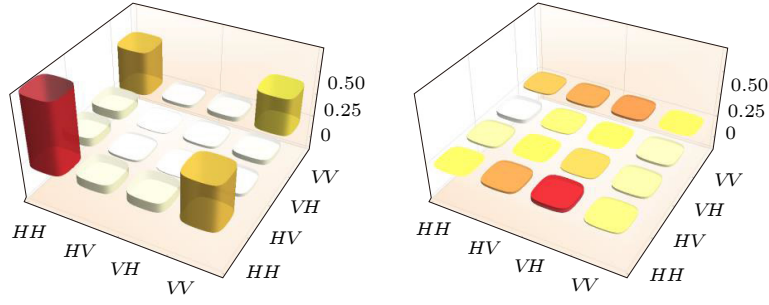

 图 6 利用最大似然近似方法重构双光子偏振纠缠态密度矩阵的实部与虚部 ($\chi = 1\%$)

 Fig. 6. Real and imaginary parts of the reconstructed density matrices of the two-photon entangled state ($\chi = 1\%$).

对于任意线偏振光, 可通过 $\lambda/2$ 波片补偿. 对于圆偏振光, 通过光纤腔内加入 $\lambda/4$, $\lambda/2$ 和 $\lambda/4$ 波片组进行相位补偿. 固定两个 $\lambda/4$ 波片旋转角为 45° , 通过旋转 $\lambda/2$ 波片的角度可实现对 H/V 偏振光分量相位差的补偿. $\lambda/2$ 波片的琼斯矩阵表示为

$$\mathbf{A}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix}, \quad (9)$$

其中, θ 为 $\lambda/2$ 波片角度. $\lambda/4$ 波片的琼斯矩阵表示为

$$\mathbf{B}(\delta) = \begin{bmatrix} \cos(\delta) & -\sin(\delta) \\ \sin(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos(\delta) & \sin(\delta) \\ -\sin(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix}, \quad (10)$$

其中, δ 为 $\lambda/4$ 波片角度.

一束最初偏振态表示为 $\begin{bmatrix} e^{i\varphi} \\ 1 \end{bmatrix}$ 的偏振光穿过 $\lambda/4$ - $\lambda/2$ - $\lambda/4$ 波片组, 琼斯矩阵变为

$$\mathbf{B} \left[\frac{\pi}{4} \right] \times \mathbf{A}[\theta] \times \mathbf{B} \left[\frac{\pi}{4} \right] \times \begin{bmatrix} e^{i\varphi} \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{i(\varphi+4\theta)} \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

该偏振光仅在相位部分增加与 $\lambda/2$ 相关的 4θ 因子, 证明只要旋转波片组中的 $\lambda/2$ 波片, 就能够实现对任意相位差的补偿. 光纤腔中偏振光多次穿过波片组后, 琼斯矩阵的变化相当于由 $\theta \rightarrow \theta'$, 同样可以通过转动 $\lambda/2$ 波片的角度实现任意偏振补偿.

光纤腔增强的纠缠源纠缠质量还可以通过纠缠态的保真度来表征 [31,32], 其定义为 $F' = (\text{Tr} \sqrt{\sqrt{\rho_r} \rho_d \sqrt{\rho_r}})^2$, 其中 ρ_r (ρ_d) 是重构 (理想) 纠缠态密度矩阵. 重构密度矩阵 ρ_r 由斯托克斯-反斯托

克斯光子符合计数确定. 实验在激发率 $\chi = 1\%$ 情形下, 通过在单光子探测器前放置波片和偏振棱镜进行投影测量, 测量 36 个不同投影基下的符合计数 [33,34] (构建 4×9 符合计数矩阵), 利用最大似然近似方法 [33,34] 重构出密度矩阵 ρ_r . 图 6 为重构密度矩阵 ρ_r 的实部和虚部, 利用保真度 F 的定义计算腔增强情形保真度 $F' = 0.92 \pm 0.04$, 其中 ρ_d 是理想最大纠缠态 $|\Phi\rangle = \cos \vartheta |H\rangle |H\rangle + \sin \vartheta |V\rangle |V\rangle$ 的密度矩阵, ϑ 表示相关 C - G 系数.

4 结 论

在冷原子系综中演示了一种基于 DLCZ 过程的光纤腔增强且高保真度的光学存储方案. 在写光功率相同的条件下, 光纤腔的写激发率是无腔时的 4.6 倍, 读出效率 (22%) 是无腔时的 1.6 倍, 并具有 92% 的量子态保真度. 如果腔内损耗 $L = 16\%$ 降低到 1%, 即通过增加光学腔耦合输出效率, 可使读出效率提高到其本质读出效率 (约为 40%). 目前国内外基于腔内存储达到很高的水平, 这些实验多是构建两镜驻波腔或多镜环形腔 [17-19,24-26]. 相比于两镜驻波腔, 多镜环形腔或我们设计的光纤腔能够有效规避驻波腔缺点, 例如驻波腔腔镜将产生信号反方向穿过原子, 存储新的短自旋波导致光学存储快速退相干. 相比于多镜环形腔, 本文设计的光纤腔具有一定的优势, 首先光纤具有光斑整形作用, 光纤腔内光束重合度高, 腔模调节简易快捷; 其次即使如今镀膜技术较为成熟, 多镜环形腔输入 (输出) 耦合镜对 H/V 偏振光反射率差别较大, 对实验结果产生影响; 最后未来光纤腔将光纤耦合器坐落在成对的光纤准直器上实现类似于两镜驻波腔, 真正做到小尺度、易集成、高可控. 不可否认光纤腔相比于多镜环形腔, 依然存在诸如偏振调节

困难、量子态保真度偏低、腔内损耗大等问题,但相信随着科技的进步,这些困难都将会解决. 通过腔增强实现这种高度可恢复、高量子态保真度的原子-光子纠缠源,可为未来长距离量子通信及广域大规模量子网络构建的实现提供另一种有效的途径.

参考文献

- [1] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023
- [2] Wehner S, Elkouss D, Hanson R 2018 *Science* **362** eaam9288
- [3] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [4] Sangouard N, Simon C, de Riedmatten H, Gisin N 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 33
- [5] Simon C 2017 *Nature Photon.* **11** 678
- [6] Matsukevich D N, Chaneliere T, Bhattacharya M, Lan S Y, Jenkins S D, Kennedy T A B, Kuzmich A 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 040405
- [7] de Riedmatten H, Laurat J, Chou C W, Schomburg E W, Felinto D, Kimble H J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 113603
- [8] Chen S, Chen Y A, Zhao B, Yuan Z S, Schmiedmayer J, Pan J W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 180505
- [9] Ding D S, Zhang W, Zhou Z Y, Shi S, Shi B S, Guo G C 2015 *Nature Photon.* **9** 332
- [10] Wu Y L, Tian L, Xu Z X, Ge W, Chen L R, Li S J, Yuan H X, Wen Y F, Wang H, Xie C D, Peng K C 2016 *Phys. Rev. A* **93** 052327
- [11] Zhao B, Chen Z B, Chen Y A, Schmiedmayer J, Pan J W, 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 240502
- [12] Chen Z B, Zhao B, Chen Y A, Schmiedmayer J, Pan J W 2007 *Phys. Rev. A* **76** 022329
- [13] Bussieres F, Sangouard N, Afzelius M, de Riedmatten H, Simon C, Tittel W 2013 *J. Mod. Opt.* **60** 1519
- [14] Jiang L, Taylor J M, Lukin M D 2007 *Phys. Rev. A* **76** 012301
- [15] Vernaz-Gris P, Huang K, Cao M, Sheremet A S, Laurat J 2018 *Nat. Commun.* **9** 363
- [16] Wang Y, Li J, Zhang S, Su K, Zhou Y, Liao K, Du S, Yan H, Zhu S L 2019 *Nature Photon.* **13** 346
- [17] Yang S J, Wang X J, Bao X H, Pan J W 2016 *Nature Photon.* **10** 381
- [18] Bao X H, Reingruber A, Dietrich P, Rui J, Duck A, Strassel T, Li L, Liu N L, Zhao B, Pan J W 2012 *Nature Phys.* **8** 517
- [19] Yang S J, Wang X J, Li J, Rui J, Bao X H, J W Pan 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 210501
- [20] Hsiao Y F, Tsai P J, Chen H S, Lin S X, Hung C C, Lee C H, Chen Y H, Chen Y F, Yu I A, Chen Y C 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 183602
- [21] Afzelius M, Simon C 2010 *Phys. Rev. A* **82** 022310
- [22] Sabooni M, Li Q, Kröll S, Rippe L 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 133604
- [23] Jobez P, Usmani I, Timoney N, Laplane C, Gisin N, Afzelius M 2014 *New J. Phys.* **16** 083005
- [24] Heller L, Farrera P, Heinze G, de Riedmatten H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 210504
- [25] Yuan L, Wen Y F, Li Y, Liu C, Li S J, Xu Z X, Wang H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 070302 (in Chinese) [袁亮, 温亚飞, 李雅, 刘超, 李淑静, 徐忠孝, 王海 2021 物理学报 **70** 070302]
- [26] Wen Y F, Zhou P, Xu Z X, Yuan L, Wang M J, Wang S Z, Chen L R, Wang H 2020 *Opt. Express* **28** 360
- [27] Nikolett N, Donald W, Shinya K, Scott P, Takao A 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 064010
- [28] Zeeb S, Noh C, Parkins A S, Carmichael H J 2015 *Phys. Rev. A* **91** 023829
- [29] Huang H, Lehmann K K 2007 *Opt. Express* **15** 8745
- [30] Zhou J Y, Li Q, Xu J S, Li C F, Guo G G 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 060303 (in Chinese) [周继阳, 李强, 许金时, 李传锋, 郭光灿 2022 物理学报 **71** 060303]
- [31] Wen Y F, Zhou P, Xu Z X, Yuan L, Zhang H Y, Wang S Z, Tian L, Li S J, Wang H 2019 *Phys. Rev. A* **100** 012342
- [32] Tian L, Xu Z X, Chen L R, Ge W, Yuan H X, Wen Y F, Wang S Z, Li S J, Wang H 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 130505
- [33] White A G, James D F V, Eberhard P H, Kwiat P G 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3103
- [34] James D F V, Kwiat P G, Munro W J, White A G 2001 *Phys. Rev. A* **64** 052312

Fiber-cavity enhanced and high-fidelity optical memory in cold atom ensemble*

Wen Ya-Fei^{1)2)†} Tian Jian-Feng¹⁾²⁾ Wang Zhi-Qiang¹⁾²⁾
Zhuang Yuan-Yuan¹⁾

1) (*Department of Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China*)

2) (*Institute of Computational and Applied Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China*)

(Received 14 November 2022; revised manuscript received 21 December 2022)

Abstract

Entanglement between a photon and an atomic memory is an important tool for quantum repeater research. By using the Duan-Lukin-Cirac-Zoller (DLCZ) process in the atomic ensemble, quantum entanglement between a photon and an atomic spin-wave memory is produced. With the further development of quantum information, it is necessary to put forward higher requirements for the diversity and controllability of quantum memory. In this work, we experimentally demonstrate an optical memory in cold atomic ensemble with enhanced fiber-cavity and high-fidelity optical memory for the first time. We design a fiber cavity to enhance the coupling strength between light and atomic ensemble and then improve the optical retrieval efficiency. Unfortunately, the use of fiber cavity may lead to the decrease of fidelity. Therefore, it is vital to realize high fidelity in the enhanced fiber-cavity optical memory. The cavity has a round-trip length of 1.5 m and a free spectral range of 190 MHz. The finesse (F) of the cavity with the cold atoms in the DLCZ condition is measured to be ~ 18 . In cavity-enhanced DLCZ scheme, we use a fiber cavity instead of a stationary cavity. If a stationary cavity is used, the signal light will be reflected by the end mirror of the cavity and then pass back through the atoms. The storage of the backward signal light will generate a short-wavelength spin wave and then lead to a rapid decoherence of the memory. When cavity is locked by using the PDH frequency locking technique, we observe that the production probability of the Stokes photons is increased by 4.6 times higher than that without cavity and retrieval efficiency of atomic spin wave is increased by 1.6 times that without cavity due to the optical cavity enhancement effect. The presented cavity-enhanced storage shows that the retrieval efficiency is $\sim 22\%$, corresponding to an intrinsic retrieval efficiency of $\sim 40\%$, at the same time the fidelity of the quantum state is $\sim 92\%$. The accomplishment of this project will provide another effective way of realizing long-distance quantum communication and large-scale quantum network construction.

Keywords: Duan-Lukin-Cirac-Zoller protocol, iber cavity, cavity-enhanced optical memory, high fidelity

PACS: 03.67.-a, 03.67.Bg, 37.30.+i, 03.65.Ud

DOI: 10.7498/aps.72.20222178

* Project supported by the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 20210302124265) and the Scientific and Technological Programs of Higher Education Institutions of Shanxi Province, China (Grant No. 2021L426).

† Corresponding author. E-mail: 18234061008@163.com



冷原子系综中光纤腔增强且高保真度的光学存储

温亚飞 田剑锋 王志强 庄园园

Fiber-cavity enhanced and high-fidelity optical memory in cold atom ensemble

Wen Ya-Fei Tian Jian-Feng Wang Zhi-Qiang Zhuang Yuan-Yuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 060301 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222178

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222178>

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

光学腔增强Duan-Lukin-Cirac-Zoller量子记忆读出效率的研究

Experimental study of retrieval efficiency of Duan-Lukin-Cirac-Zoller quantum memory by optical cavity-enhanced
物理学报. 2022, 71(2): 020301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210881>

原子系综中光学腔增强的Duan-Lukin-Cirac-Zoller写过程激发实验

Optical cavity enhancement experiment of Duan-Lukin-Cirac-Zoller writing excitation process in atomic ensemble
物理学报. 2021, 70(7): 070302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201394>

光纤腔耦合碳化硅薄膜的理论计算

Theoretical calculation of fiber cavity coupling silicon carbide membrane
物理学报. 2022, 71(6): 060303 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211797>

冷原子系综中两正交光场偏振模高效率存储的实验研究

Highly-efficient optical storage of two orthogonal polarization modes in a cold atom ensemble
物理学报. 2018, 67(1): 014204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171217>

基于噪声免疫腔增强光外差分子光谱技术实现光纤激光器到1530.58 nm NH₃亚多普勒饱和光谱的频率锁定

Frequency locking of fiber laser to 1530.58 nm NH₃ sub-Doppler saturation spectrum based on noise-immune cavity-enhanced
optical heterodyne molecular spectroscopy technique
物理学报. 2018, 67(10): 104207 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172541>

利用脉冲延迟实现微波波导中量子态存储与异地按需读取

High-fidelity storage and on-demand retrieval of quantum states via a microwave waveguide
物理学报. 2022, 71(13): 130305 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220477>