

# 读光与读出光子模式腰斑比对腔增强量子存储器恢复效率的影响\*

范文信<sup>1)2)</sup> 王敏杰<sup>1)2)</sup> 焦浩乐<sup>1)2)</sup> 路迦进<sup>1)2)</sup> 刘海龙<sup>1)2)</sup>  
杨智芳<sup>1)2)</sup> 席梦琦<sup>1)2)</sup> 李淑静<sup>1)2)†</sup> 王海<sup>1)2)</sup>

1) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2023年6月12日收到; 2023年8月7日收到修改稿)

Duan-Lukin-Cirac-Zoller(DLCZ)量子中继协议中,量子存储器的恢复效率直接影响纠缠分发速率.研究了读光与读出光子模式腰斑比对DLCZ型量子存储器恢复效率的影响.本文将<sup>87</sup>Rb冷原子系综置于中等精细度的环形腔内,开展了腔增强DLCZ量子存储的实验研究.通过改变读光腰斑大小来调节读光与读出光子模式腰斑比,研究了其对腔增强量子存储器恢复效率的影响.结果表明,读光与读出光子模式腰斑比为3时,实现了 $68.9\% \pm 1.6\%$ 的本质恢复效率,这时写出光子与读出光子的互关联函数 $g^{(2)}$ 为 $26.5 \pm 1.9$ .理论上建立了本质恢复效率随腰斑比的变化关系模型,理论计算与实验相吻合,演示了高恢复效率的量子存储器.

**关键词:** 冷原子系综, 腔增强量子存储器, 读光与读出光子模式腰斑比, 恢复效率

**PACS:** 03.67.-a, 03.65.Ud, 03.67.Bg

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230966

## 1 引言

量子中继是远距离量子通信<sup>[1-4]</sup>和量子网络<sup>[5,6]</sup>的关键组成部分.在量子中继中,长距离量子信道被划分为多个短的基本链路,在每个基本链路两端都设置具有存储功能的量子节点<sup>[1-4]</sup>,首先在基本链路上产生纠缠,然后通过纠缠交换拓展纠缠分发距离.2001年,Duan等<sup>[2]</sup>提出了基于原子系综的Duan-Lukin-Cirac-Zoller(DLCZ)量子中继协议.该协议利用原子系综的集体干涉效应<sup>[2]</sup>增强光与原子耦合,通过单光子探测完成纠缠产生及纠缠交换<sup>[1-7]</sup>.其基本过程为:写光作用于原子系综后,诱发自发Raman散射过程<sup>[8,9]</sup>,产生写出光子与原子

自旋波的非经典关联对<sup>[8-11]</sup>.通过对基本链路首尾两个量子存储器的写出光子进行Bell态探测,实现两个量子存储器之间的纠缠连接<sup>[12-15]</sup>.之后读光作用于原子,通过电磁感应透明动力学过程<sup>[16-18]</sup>(electromagnetic induction transparent, EIT),将自旋波转化为读出光子,用于纠缠交换.读出效率越高,纠缠分发速率越快.因此制备高恢复效率的纠缠源<sup>[19,20]</sup>是实现量子通信的基本任务之一.提高恢复效率本质上需要增强光与原子相互作用,通常采用光学腔增强<sup>[21-24]</sup>、加大有效光学厚度<sup>[25]</sup>及优化光脉冲<sup>[26-28]</sup>等方法.其中腔增强是在具有低光学厚度的原子气室外搭建中等精细度的光学谐振腔,通过谐振腔扩大光与原子相互作用截面<sup>[29]</sup>,从而提高量子存储器的恢复效率.在腔增强的实验

\* 国家自然科学基金(批准号:12174235)、山西省“1331工程”重点学科建设计划(批准号:1331KSC)和山西省基础研究计划(批准号:202203021221011)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lishujing@sxu.edu.cn

基础上, 读光与读出光子模式腰斑比对量子存储器的恢复效率有重要影响. 2008 年, Surmacz 等<sup>[30]</sup>通过数值模拟证明读光与读出光子模式腰斑比提高一倍时恢复效率明显提高. 2018 年, Gujarati 等<sup>[31]</sup>通过数值模拟表明读光与读出光子模式腰斑比为 3:1 时, 恢复效率已达到最高. 本文基于 DLCZ 协议, 在中等精细度的环形腔内将一束写光作用于  $^{87}\text{Rb}$  冷原子系综, 诱发自发 Raman 散射后, 产生一个与  $|5S_{1/2}, F=1, m=0\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m=0\rangle$  ( $|5S_{1/2}, F=1, m=0\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m=2\rangle$ ) 相干性对应的自旋波并散射出一个写出光子, 其中  $F$  为原子处于基态  $5S_{1/2}$  的超精细能级的总角动量取值,  $m$  为原子磁量子数. 腔内放置被动稳定的偏振干涉仪<sup>[32-34]</sup>, 通过对两个干涉臂上的写出光子进行偏振比特编码, 产生了高效的光与原子纠缠源. 存储一定时间后, 读光作用于原子, 自旋波被转化为读出光子. 本文研究了读光与读出光子模式腰斑比对腔增强量子存储器恢复效率的影响. 研究表明, 在读光功率达到饱和的情况下, 读光与读出光子模式腰斑比扩大到 3 倍, 量子存储器的本质恢复效率提高到  $68.9\% \pm 1.6\%$ ; 写出光子与读出光子的互关联函数  $g^{(2)}$  为  $26.5 \pm 1.9$ . 理论上建立了本质恢复效率随腰斑比的变化关系模型, 理论计算与实验相吻合.

## 2 能级结构与实验装置

本实验采用  $^{87}\text{Rb}$  冷原子系综作为存储介质, 图 1 为实验能级结构.  $|g\rangle = |5S_{1/2}, F=1\rangle$ ,  $|s\rangle = |5S_{1/2}, F=2\rangle$ ,  $|e_1\rangle = |5P_{1/2}, F'=1\rangle$  和  $|e_2\rangle = |5P_{1/2}, F'=2\rangle$  为原子超精细能级, 原子起始被制备到磁子能级  $|g, m=0\rangle$ . 原子初态的制备过程为: 两束功率  $\sim 21$  mW 的圆偏振态制备光与原子长轴成  $2^\circ$  入射到原子, 其中左旋圆偏振的态制备光作用在  $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F'=2\rangle$  的跃迁上, 其中  $F'$  为原子处于  $5P_{1/2}$  态的超精细能级的总角动量取值, 原子处光斑直径为 3.6 mm; 另一束右旋圆偏振的态制备光作用在  $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F'=1\rangle$  的跃迁上, 原子处光斑直径为 3 mm; 第三束线偏光 (H) 作用在  $|5S_{1/2}, F=1\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F'=1\rangle$  的跃迁上, 功率为  $\sim 14$  mW, 沿原子短轴入射到原子.

图 1(a) 为写过程. 写光为右旋圆偏振, 共振于

$|g, m=0\rangle \rightarrow |e_1, m=1\rangle$  负失谐 110 MHz 的跃迁上. 经由自发 Raman 散射发射出一个偏振为  $\sigma^+$  ( $\sigma^-$ ) 的写出光子 (Stokes 光子), 原子内部存储一个与之相关联的自旋波. 其中  $\sigma^+$  偏振的写出光子对应磁不敏感自旋波  $|g, m=0\rangle \leftrightarrow |s, m=0\rangle$ , 适合长寿命存储, 而  $\sigma^-$  偏振的写出光子对应磁敏感自旋波  $|g, m=0\rangle \leftrightarrow |s, m=2\rangle$ , 受磁场扰动寿命较低, 因此实验中将其滤掉. 图 1(b) 为读过程: 所用的读光为右旋圆偏振, 作用到  $|s, m=0\rangle \rightarrow |e_2, m=-1\rangle$  负失谐 110 MHz 的跃迁上, 通过 EIT 效应将自旋波  $|g, m=0\rangle \leftrightarrow |s, m=0\rangle$  转换为  $\sigma^+$  偏振的读出光子 (anti-Stokes 光子).

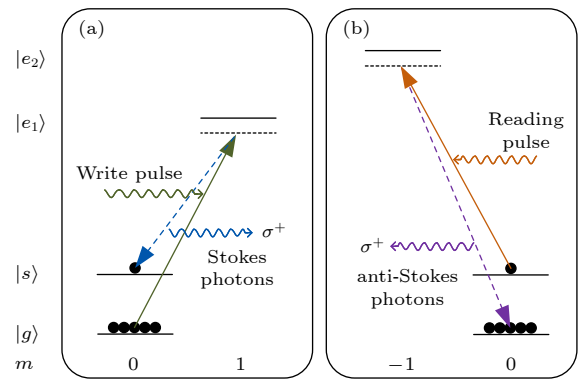


图 1 实验能级图 (a) 写过程; (b) 读过程

Fig. 1. Relevant  $^{87}\text{Rb}$  atomic levels: (a) Writing process; (b) reading process.

实验装置如图 2 所示. 偏振干涉仪包含一对光移束器  $\text{BD}_1$  和  $\text{BD}_2$ , 冷原子系综位于偏振干涉仪中心. 写光由反射率为 1% 的  $\text{BS}_1$  耦合, 从雪茄型原子长轴左侧入射, 与原子长轴的夹角为  $0.15^\circ$ , 波矢量为  $\mathbf{k}_W$ . 写光诱发自发 Raman 散射产生偏振为  $\sigma^+$  ( $\sigma^-$ ) 的写出光子, 进入  $A_R$  和  $A_L$  两个光学通道, 波矢量分别为  $\mathbf{k}_{S,A_R}$  和  $\mathbf{k}_{S,A_L}$ . 偏振为  $\sigma^+$  ( $\sigma^-$ ) 的写出光子在腔内顺时针传输, 经过  $\lambda/4$  波片变成 H(V) 偏振光, 经过  $L_1$  变成平行光,  $A_L$  通道的写出光子经过  $\lambda/2$  波片后变成 V(H) 偏振光. 随后  $A_L$  通道中 V 偏振的写出光子和  $A_R$  通道中 H 偏振的写出光子进入  $\text{BD}_1$  合成一个偏振量子比特, 由单模光纤  $\text{SMF}_1$  收集, 光纤耦合效率为 79.5%.  $A_L$  通道中 H 偏振的写出光子和  $A_R$  通道中 V 偏振的写出光子则通过干涉仪被滤掉. 读光由反射率为 3% 的  $\text{BS}_2$  耦合, 与写光反向共线作用于原子, 波矢量为  $\mathbf{k}_R$ . 经过 EIT 过程产生读出光子, 读出光子沿

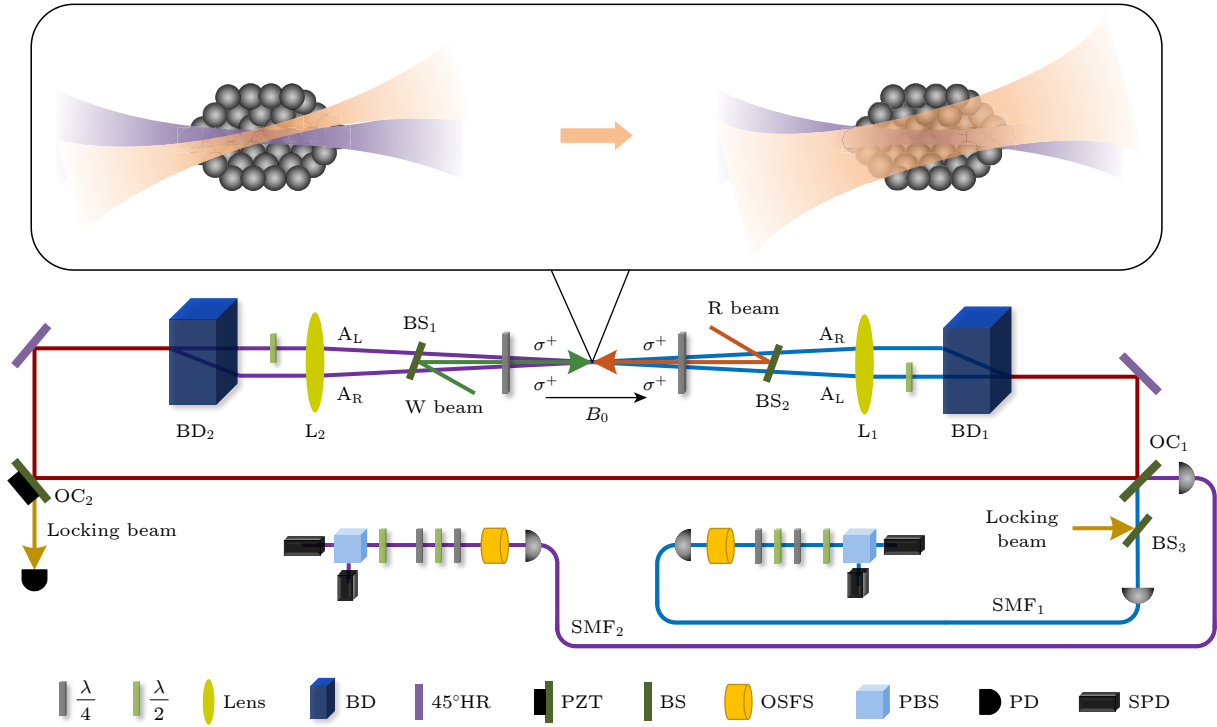


图 2 实验装置图, 其中 BD 为光移束器, PZT 为压电陶瓷, OSFS 为光谱滤波器组, SMF 为单模光纤, PD 为光电探测器, SPD 为单光子探测器, OC 为输出耦合镜

Fig. 2. Experimental setup. BD, the beam displacer; PZT, the piezoelectric transducer; OSFS, optical-spectrum-filter set; SMF, single-mode fiber; PD, photodiode; SPD, singlephoton detector; OC, output coupler.

$\mathbf{k}_{aS,AR} = \mathbf{k}_R + \mathbf{k}_W - \mathbf{k}_{S,AR}$  ( $\mathbf{k}_{aS,AL} = \mathbf{k}_R + \mathbf{k}_W - \mathbf{k}_{S,AL}$ ) 方向在腔内逆时针传输进入  $A_R$  和  $A_L$  两个光学通道.  $\sigma^+$  ( $\sigma^-$ ) 偏振的读出光子偏振变换与写出光子相同, 随后偏振为  $\sigma^+$  的读出光子在  $BD_2$  后合成偏振量子比特, 由单模光纤  $SMF_2$  收集, 光纤耦合效率为 79.5%. 写出光子与读出光子经过单模光纤依次进入光谱滤波器组 ( $\eta_{OSFS} = 70\%$ )、相位补偿器、偏振投影测量装置和单光子探测器 ( $\eta_{SPD} = 50\%$ ).

光学环形腔由反射率为 80% 的耦合镜  $OC_1$ 、反射率为 99.5% 的耦合镜  $OC_2$  和两个  $45^\circ$  高反镜构成, 腔长  $L$  为 4 m, 精细度  $F$  为 15. 腔内损耗  $\gamma$  为 17.8%, 腔的逃逸速率  $\eta_{cav}$  为 52.9%. 一对焦距为 1500 mm 的平凸透镜对称置于原子两侧, 使腔的腰斑位于原子处, 腰斑为  $250 \mu\text{m}$ . 为使写出光子与读出光子都能在腔内增强, 实验中需引入写辅助光、读辅助光、锁腔光, 并实现这 3 束光在腔内同时共振. 实验上写辅助光模拟写出光子光路, 通过单模光纤  $SMF_1$  倒灌注入光学环形腔, 经过  $BD_1$  晶体在腔内分成 H 偏振和 V 偏振的两束平行光, 进入两个间隔 5.5 mm 的光学通道  $A_R$  和  $A_L$ . 调节

晶体温度补偿光束在两通道的相位差, 使其两束偏振光腔模重合. 读辅助光模拟读出光子光路, 通过  $SMF_2$  倒灌注入光学环形腔, 与写辅助光反向共线. 通过调整腔长实现写辅助光和读辅助光在腔内同时共振. 最后锁腔光与  $|s\rangle \rightarrow |e_2\rangle$  跃迁负失谐 83 MHz, 通过反射率为 3% 的耦合镜  $BS_3$  注入光学环形腔, 通过调整锁腔光频率实现写辅助光、读辅助光和锁腔光在腔内同时共振. 随后利用 PDH (pound-drever-hall) 技术<sup>[35–37]</sup> 锁定腔长.

实验过程如图 3 所示, 实验循环周期是 50 ms. 第 1 阶段原子的冷却与俘获用时 42 ms, 原子冷却到  $\sim 100 \mu\text{K}$ , 制备到  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$  态. 随后施加  $B_0 \sim 4 \text{ G}$  ( $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ) 的偏置磁场以确定量子化轴. 为减少锁腔光引入的噪声, 将锁腔过程与磁光阱同步. 在 400 ns 的延迟之后进入第 2 阶段, 于 8 ms 内开展纠缠产生与测量实验. 第 2 阶段先通过 8  $\mu\text{s}$  的态制备过程将原子制备到  $|5S_{1/2}, F = 1, m = 0\rangle$  态, 之后循环加载脉宽为 200 ns 的态清洗脉冲和 250 ns 的写脉冲直到探测到写出光子, 其中两相邻写脉冲间隔 2  $\mu\text{s}$ , 存储一段时间  $t$  后加载脉宽为 250 ns 的读脉冲, 完成一次纠缠存储与读

出. 读脉冲结束后经过 1300 ns 的延迟, 重复态清洗过程进入下一实验循环.

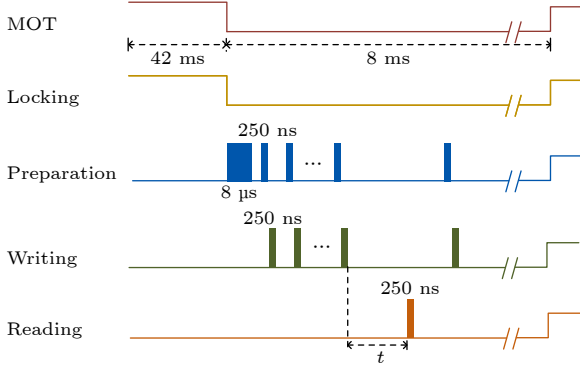


图 3 实验时序图. 自上而下依次为磁光阱、锁腔过程、态制备过程、写过程、读过程

Fig. 3. Time sequence of experiment. From top to bottom, they are magneto-optical trap, the locking cavity process, the state cleaning process, the writing process, the reading process.

### 3 实验结果与理论分析

考虑一个具有  $N$  原子的原子系综, 每个原子都具有图 1 所示的能级结构. 原子初态为  $|g\rangle_0 = |g, m=0\rangle^{\otimes N}$ . 与  $|g, m=0\rangle \rightarrow |e_1, m=1\rangle$  跃迁近共振的写光作用于原子系综, 以一定概率激发原子系综, 释放写出光子 (Stokes 光子) 并存储自旋波. 写光沿  $z$  轴方向传播, 其高斯电场的空间模式可写为

$$Q^W(x_j, y_j, z_j) = \frac{E_0^{\omega_W}}{\sqrt{1+z^2/z_W^2}} \exp\left[-\frac{x_j^2+y_j^2}{\varpi_W^2(1+z^2/z_W^2)}\right] \times \exp\left\{-i\left[\frac{k_W(x_j^2+y_j^2)}{2R_W} - \psi_W\right]\right\}, \quad (1)$$

其中  $E_0^{\omega_W}$  为写光电场振幅,  $\varpi_W$  为写光腰斑半径,  $k_W$  为写光波数,  $z_W = k_W \varpi_W^2 / 2$  为写光电场的瑞利长度,  $R_W = z(1+z_W^2/z^2)$  为写光电场波前在  $z$  处的曲率半径,  $\psi_W = \arctan(z/z_W)$  与 Gouy 相位 [38,39] 有关.

写激发成功后, 采用单模光纤收集写出光子, 通过将写出光子模式投影到光纤模式, 得到系综存储的自旋波 [31]:

$$|\phi\rangle^{\text{SW}} = \sum_{j=1}^N A_j |s\rangle_j. \quad (2)$$

定义  $A_j$  为写出光子模式 [31]

$$A_j = N^{\text{SW}} \sum_{j=1}^N Q^W(x_j, y_j, z_j) \frac{e^{i(k_W - k_S)z_j}}{z_S k_S \sqrt{1+z_j^2/z_S^2}} \times \exp\left[-\frac{x_j^2+y_j^2}{\varpi_S^2(1+z_j^2/z_S^2)}\right] \times \exp\left\{-i\left[\frac{k_S(x_j^2+y_j^2)}{2R_S} - \psi_S\right]\right\} e^{-i\omega_{\text{sg}}t}, \quad (3)$$

其中  $N^{\text{SW}}$  为归一化系数,  $\varpi_S$  为写出光子模式腰斑半径,  $k_S$  为写出光子波数,  $z_S = k_S \varpi_S^2 / 2$  为写出光子模式的瑞利长度,  $R_S = z(1+z_S^2/z^2)$  为写出光子电场波前在  $z$  处的曲率半径,  $\psi_S = \arctan(z/z_S)$ ,  $\omega_{\text{sg}}$  为  $|s\rangle \leftrightarrow |g\rangle$  的频率,  $|s\rangle_j = |g\rangle_1 |g\rangle_2 \cdots |s\rangle_j \cdots |g\rangle_N$  为写光激发第  $j$  个原子后系综的状态.

经过一段可控延迟  $t$ , 与  $|s, m=0\rangle \rightarrow |e_2, m=-1\rangle$  跃迁近共振的读光作用于原子系综, 将自旋波转化为读出光子 (anti-Stokes). 读光也为高斯光束, 其分布可写为

$$Q^R(x_j, y_j, z_j) = \frac{E_0^{\omega_R}}{\sqrt{1+z^2/z_R^2}} \exp\left[-\frac{x_j^2+y_j^2}{\varpi_R^2(1+z^2/z_R^2)}\right] \times \exp\left\{-i\left[\frac{k_R(x_j^2+y_j^2)}{2R_R} - \psi_R\right]\right\}, \quad (4)$$

其中  $E_0^{\omega_R}$  为读光电场振幅,  $\varpi_R$  为读光腰斑半径,  $k_R$  为读光波数,  $z_R = k_R \varpi_R^2 / 2$  为读光电场的瑞利长度,  $R_R = z(1+z_R^2/z^2)$  为读光电场波前在  $z$  处的曲率半径,  $\psi_R = \arctan(z/z_R)$ .

读光将自旋波转化为读出光子后, 系统的状态可写为 [31]

$$|\phi\rangle^{\text{aSW}} = \sum_j A_j(x_j, y_j, z_j) |g\rangle_0. \quad (5)$$

定义  $A(x_j, y_j, z_j)$  为读出光子模式 [31]:

$$A(x_j, y_j, z_j) = N^{\text{aSW}} A_j Q^R(x_j, y_j, z_j) \frac{e^{i(k_{\text{as}} - k_{\text{R}})z_j}}{z_{\text{as}} k_{\text{as}} \sqrt{1+z_j^2/z_{\text{as}}^2}} \times \exp\left[-\frac{x_j^2+y_j^2}{\varpi_{\text{as}}^2(1+z_j^2/z_{\text{as}}^2)}\right] \times \exp\left\{i\left[\frac{k_{\text{as}}(x_j^2+y_j^2)}{2R_{\text{as}}} - \psi_{\text{as}}\right]\right\}, \quad (6)$$

其中  $N^{\text{aSW}} = \frac{\omega_R + \omega_{\text{sg}}}{\sqrt{8\pi^2 \Gamma_{e_2g} c^3}} \varpi_{\text{as}} k_{\text{as}}$ ,  $A_j$  为写出光子

模式,  $\omega_R$  为读光频率,  $\Gamma_{e_2g}$  为  $|e_2\rangle \leftrightarrow |g\rangle$  跃迁的自发辐射速率,  $\omega_{as}$  为读出光子模式腰斑,  $k_{as}$  为读出光子电场波数,  $z_{as}$  为读出光子模式的瑞利长度,  $R_{as} = z(1 + z_{as}^2/z^2)$  为读出光子电场波前在  $z$  处的曲率半径,  $\psi_{as} = \arctan(z/z_{as})$ .

本质恢复效率定义为<sup>[31]</sup>

$$\gamma_1 = \frac{\left| \sum_j A(x_j, y_j, z_j) \right|^2 \frac{2F}{\pi}}{\sum_j |A_j|^2}, \quad (7)$$

其中  $F$  为光学腔精细度,  $2F/\pi$  为光学腔的增强倍数.

近共线配置写(读)光场与写出(读出)光场会导致两个场重叠区域的大小受限<sup>[30]</sup>, 因此恢复效率与写(读)光场和写出(读出)光场的腰斑比密切相关. 写光场与读光场、写出光场与读出光场采用对称装置, 定义写(读)光与写出(读出)光子模式腰斑比:

$$\alpha = \omega_w/\omega_s = \omega_R/\omega_{as}. \quad (8)$$

固定  $\omega_s = \omega_{as} = 250 \mu\text{m}$ , 依次改变写(读)光腰斑大小以改变腰斑比. 原子团在  $x, y, z$  方向的半径分别为  $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ , 原子个数约为  $10^{10}$ , 考虑原子团密度分布为沿  $z$  轴方向的高斯分布, 由蒙特卡罗方法<sup>[40-42]</sup> 计算得图 4 橙色曲线. 理论表明, 随着腰斑比的增大, 恢复效率逐渐增大, 腰斑比达到 3 时, 恢复效率已达较高, 继续增大腰斑比, 恢复效率增长缓慢, 趋于平稳.

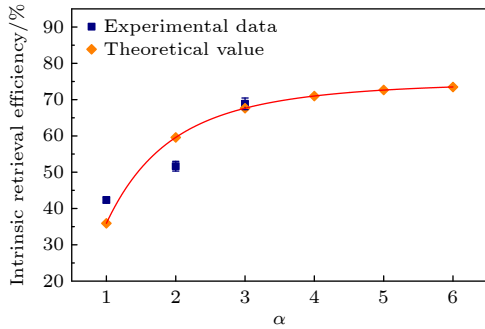


图 4 读光饱和功率密度下, 本质恢复效率随腰斑比的变化. 橙色菱形为理论值, 蓝色方块为实验数据

Fig. 4. Intrinsic retrieval efficiency as a function of the waist width ratio under the saturation power density of read. The orange diamond represents the theoretical value and the blue square represents the experimental data.

实验上, 在读光功率饱和的情况下, 测量了本质恢复效率随腰斑比的变化, 如图 4 蓝色数据点. 测量量子存储器的本质恢复效率

$$\gamma_1 = \frac{\gamma}{\eta_{cav}} = \frac{P_{S,as}}{P_S \cdot \eta_{cav}} = \frac{C_{S,as}}{C_S \cdot \eta_{as} \cdot \eta_{cav}},$$

其中  $\gamma$  为恢复效率,  $P_{S,as}$  为写出光子与读出光子的符合概率,  $P_S$  为写出光子的探测概率,  $C_{S,as}$  为写出光子与读出光子的符合计数,  $C_S$  为写出光子计数,  $\eta_{as}$  为读出光子探测效率. 读光饱和功率密度下, 本质恢复效率随腰斑比增大而增大. 测得控制场与信号场腰斑比  $\alpha = 1$  时, 本质恢复效率为  $42.3\% \pm 0.8\%$ ; 腰斑比  $\alpha = 2$  时, 本质恢复效率为  $51.7\% \pm 1.3\%$ ; 腰斑比  $\alpha = 3$  时, 本质恢复效率为  $68.9\% \pm 1.6\%$ .

腰斑比  $\alpha = 3$  时测量本质恢复效率随读光功率的变化如图 5 蓝色方块所示, 腰斑比一定时, 本质恢复效率随读光功率的增大而增大, 达到饱和功率时本质恢复效率趋于稳定. 腰斑比  $\alpha = 3$  时饱和功率为  $10.5 \text{ mW}$ . 因为读光功率越大, 电磁感应透明窗口越大, 原子对读出光子的吸收越小, 本质恢复效率越高. 对本质恢复效率进行拟合, 得到  $\gamma_1 = B_1 + (B_2 - B_1)/(1 + e^{(p-p_0)/dp})$  蓝色曲线, 其中  $p_0 = 4.85 \text{ mW}$ ,  $B_1 = 74.41$ ,  $B_2 = -6.94$ ,  $dp = 2.21 \text{ mW}$ .

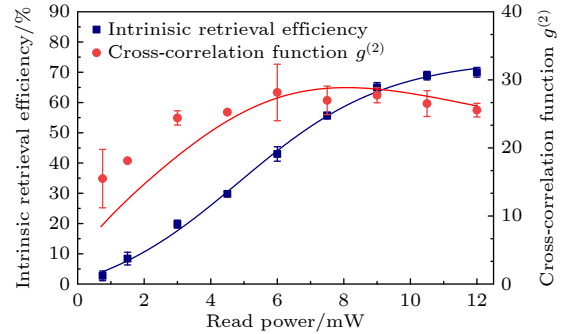


图 5 腰斑比  $\alpha = 3$  时, 本质恢复效率 (蓝色方块) 与互关联函数  $g^{(2)}$  (红色圆点) 随读激光功率的变化

Fig. 5. Intrinsic retrieval efficiency (the blue square) and the cross-correlation function  $g^{(2)}$  (the red dot) as a function of read power at the waist width ratio  $\alpha = 3$ .

为确定读光功率  $p$  对写出光子和读出光子关联质量的影响, 计算了互关联函数:

$$g^{(2)} = P_{S,as}/P_S P_{as}, \quad (9)$$

其中  $P_S = \chi\eta_S$  为写出光子的探测概率,  $P_{as} = \chi\gamma\eta_{as} + (1 - \gamma)\xi\eta_{as} + C\eta_{as}$  为读出光子的探测概率,  $P_{S,as} = \chi\gamma\eta_S\eta_{as} + P_S P_{as}$  为写出光子和读出光子的符合概率,  $\chi$  为激发率,  $\eta_S$  表示写出光子探测效率,  $\eta_{as}$  表示读出光子探测效率,  $\xi$  为读出光子跃迁对应的分支比,  $C = p/1200$  表示读出光子信道的背

景噪声. 整理得

$$g^{(2)} = 1 + \frac{\gamma}{\chi\gamma + \chi(1-\gamma)\xi + p/1200}, \quad (10)$$

其中  $\chi = 1\%$ ,  $\gamma$  为  $\alpha = 3$  时的恢复效率,  $\xi = 0.2$ . 理论曲线为图 5 红色曲线, 读光功率为 0—8 mW 时, 互关联函数  $g^{(2)}$  随读光功率增大而增大, 这是由于读光功率增大, 本质恢复效率  $\gamma_1$  明显增大, 导致互关联函数  $g^{(2)}$  增大; 读光功率为大于 8 mW 时, 互关联函数  $g^{(2)}$  随读光功率增大而降低, 这是由于本质恢复效率  $\gamma_1$  无明显增大, 读激光散射泄漏进入 SMF<sub>2</sub> 导致读光噪声  $C$  增大, 从而互关联函数略微降低.

腰斑比  $\alpha = 3$  时测量互相关函数  $g^{(2)}$  随读光功率的变化如图 5 红色圆点所示,  $g^{(2)} \geq 2$  表明写出光子和读出光子为量子关联. 由于存在实验误差, 读光功率为 6 mW 时, 互关联函数  $g^{(2)}$  达最大值  $28.2 \pm 4.2$ , 读光功率为 10.5 mW 时, 互关联函数  $g^{(2)}$  降低到  $26.5 \pm 1.9$ , 可采取增加写出光子与读出光子的光谱滤波元件等方法来提高信噪比.

## 4 结 论

本文基于 DLCZ 协议, 在腔增强的情况下探究了读光与读出光子腰斑比对本质恢复效率的影响. 结果表明读光饱和功率密度下, 读光与读出光子模式腰斑比为 3 倍时本质恢复效率达到  $68.9\% \pm 1.6\%$ , 互关联函数  $g^{(2)}$  达到  $26.5 \pm 1.9$ . 理论上建立了本质恢复效率随腰斑比的变化关系模型, 表明继续增大腰斑比恢复效率没有明显提高, 并且需要更大的读光功率, 引入较多的读光噪声, 导致互关联函数降低, 理论计算与实验相吻合. 下一步拟通过优化腔参数, 提高光学腔的精细度, 减小损耗进一步提高恢复效率.

## 参考文献

- [1] Zhao B, Chen Z B, Chen Y A, Schmiedmayer J, Pan J W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 240502
- [2] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [3] Sangouard N, Simon C, de Riedmatten H, Gisin N 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 33
- [4] Pan J W, Simon C, Brukner Č, Zeilinger A 2001 *Nature* **410** 1067
- [5] Briegel H J, Dür W, Cirac J I, Zoller P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5932
- [6] Pan J W, Gasparoni S, Ursin R, Wehls G, Zeilinger A 2003

- Nature* **423** 417
- [7] Reichle R, Leibfried D, Knill E, et al. 2006 *Nature* **443** 838
- [8] Matsukevich D N, Chaneière T, Bhattacharya M, et al. 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 040405
- [9] Dudin Y O, Jenkins S D, Zhao R, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 020505
- [10] Kuzmich A, Bowen W P, Boozer A D, Boca A, Chou C W, Duan L M, Kimble H J 2003 *Nature* **423** 731
- [11] Simon J, Tanji H, Thompson J K, Vuletić V 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 183601
- [12] Matsukevich D N, Chaneière T, Jenkins S D, Lan S Y, Kennedy T A B, Kuzmich A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 030405
- [13] Yan Z H, Wu L, Jia X J, Liu Y H, Deng R J, Li S J, Wang H 2017 *Nat. Commun.* **8** 718
- [14] Perseguers S, Lapeyre G J, Cavalcanti D, Lewenstein M, Acín A 2013 *Rep. Prog. Phys.* **76** 096001
- [15] Chaneière T, Matsukevich D N, Jenkins S D, Lan S Y, Kennedy T A B, Kuzmich A 2005 *Nature* **438** 833
- [16] Eisaman M D, André A, Massou F, Fleischhauer M, Zibrov A S, Lukin M D 2005 *Nature* **438** 837
- [17] Heinze G, Hubrich C, Halfmann T 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 033601
- [18] 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
- [19] Laurat J, de Riedmatten H, Felinto D, Chou C W, Schomburg E W, Kimble H J 2006 *Opt. Express* **14** 6912
- [20] Yang S J, Wang X J, Li J, Rui J, Bao X H, Pan J W 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 210501
- [21] Ma L X, Lei X, Yan J L, Li R Y, Chai T, Yan Z H, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2022 *Nat. Commun.* **13** 2368
- [22] Bao X H, Reingruber A, Dietrich P, Rui J, Dück A, Strassel T, Li L, Liu N L, Zhao B, Pan J W 2012 *Nat. Phys.* **8** 517
- [23] Yang S J, Wang X J, Bao X H, Pan J W 2016 *Nat. Photonics* **10** 381
- [24] Wang X J, Yang S J, Sun P F, Jing B, Li J, Zhou M T, Bao X H, Pan J W 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 090501
- [25] Wang Y F, Li J F, Zhang S C, Su K Y, Zhou Y R, Liao K Y, Du S W, Yan H, Zhu S L 2019 *Nat. Photonics* **13** 346
- [26] Farrera P, Heinze G, Albrecht B, Ho M, Chávez M, Teo C, Sangouard N, de Riedmatten H 2016 *Nat. Commun.* **7** 13556
- [27] Gorshkov A V, André A, Lukin M D, Sørensen A S 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033805
- [28] Nunn J, Walmsley A, Raymer M G, Surmacz K, Waldermann F C, Wang Z, Jaksch D 2007 *Phys. Rev. A* **75** 011401
- [29] Reiserer A, Rempe G 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 1379
- [30] Surmacz K, Nunn J, Reim K, Lee K. C, Lorenz V. O, Sussman B, Walmsley I. A, Jaksch D 2008 *Phys. Rev. A* **78** 033806
- [31] Gujarati T P, Wu Y K, Duan L M 2018 *Phys. Rev. A* **97** 033826
- [32] Vernaz-Gris P, Huang K, Cao M, Sheremet A S, Laurat J 2018 *Nat. Commun.* **9** 363
- [33] Wang M J, Wang S Z, Ma T F, Li Y, Xie Y, Jiao H L, Liu H L, Li S J, Wang H 2023 *Quantum* **7** 903
- [34] Wang S Z, Wang M J, Wen Y F, Xv Z X, Ma T F, Li S J, Wang H 2021 *Commun. Phys.* **4** 168
- [35] Black D E 2001 *Am. J. Phys.* **69** 79
- [36] Li C, Wang H Y, Artemiy D, Riccard M O, Miao H X, Han S 2021 *Results Phys.* **30** 104835
- [37] Su J, Jiao M X, Jiang F 2018 *Optik* **168** 348
- [38] Stoyanov L, Stefanov A, Dreischuh A, Paulus G G 2023 *Opt. express* **31** 13683

- [39] Hiekkamäki M, Barros R F, Ornigotti M, Fickler R 2022 *Nat. Photonics* **16** 828 [41] Erpenbeck A, Gull E, Cohen G 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 186301  
 [40] Iulia G 2023 *Nat. Rev. Phys.* **5** 372 [42] Dum R, Zoller P, Ritsch H 1992 *Phys. Rev. A* **45** 4879

# Dependence of retrieval efficiency on waist ratio of read beam to anti-Stokes photon mode in cavity-enhanced quantum memory\*

Fan Wen-Xin<sup>1)2)</sup> Wang Min-Jie<sup>1)2)</sup> Jiao Hao-Le<sup>1)2)</sup> Lu Jia-Jin<sup>1)2)</sup>  
 Liu Hai-Long<sup>1)2)</sup> Yang Zhi-Fang<sup>1)2)</sup> Xi Meng-Qi<sup>1)2)</sup>  
 Li Shu-Jing<sup>1)2)†</sup> Wang Hai<sup>1)2)</sup>

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

2) (Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

( Received 12 June 2023; revised manuscript received 7 August 2023 )

## Abstract

Quantum communication is promising for absolutely safe information transmission. However, the direct transmission distance of quantum states is limited by the no-cloning theorem and transmission loss. To solve these problems, Duan et al. proposed a promising quantum repeater scheme, DLCZ protocol (Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413), in which linear optics and atomic ensembles are used to combine entanglement generation and quantum memory into a single node. A quantum memory with highly retrieval efficiency is beneficial to increasing the rate of entanglement swapping, and also achieving high-speed entanglement distribution. Up to now, high-efficiency quantum memories have been realized by using high-optical-depth atomic ensembles or by coupling atomic ensembles with a medium-finesse optical cavity. However, the effect of the waist ratio of read beam mode and anti-Stokes photon mode on intrinsic retrieval efficiency has not been studied in detail. Here, we study the dependence of intrinsic retrieval efficiency on the waist ratio of read beam mode to anti-Stokes photon mode in cavity-enhanced quantum memory.

In this work, an <sup>87</sup>Rb atomic ensemble, that is placed at the center of a passively stabilized polarization interferometer (BD<sub>1,2</sub>), is used as quantum memory. Firstly, the ensemble is captured through magneto-optical trapping (MOT) and prepared into the Zeeman sub-level of ground state  $|5S_{1/2}, F=1, m=0\rangle$ . Then, a weak write pulse with frequency red-detuned from the  $|5S_{1/2}, F=1, m=0\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F'=1, m=1\rangle$  transition by 110 MHz, illuminates the atoms and induces spontaneous Raman scattering out a Stokes photon. In this regime of weak excitation, the detection of a Stokes photon heralds the storage of a single spin wave  $|5S_{1/2}, F=1, m=0\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m=0\rangle$  ( $|5S_{1/2}, F=1, m=0\rangle \leftrightarrow |5S_{1/2}, F=2, m=2\rangle$ ) distributed among the whole ensemble. After a programmable delay, a read pulse that generates a 110 MHz red-detuning from the  $|5S_{1/2}, F=2, m=0\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F'=2, m=-1\rangle$  transition converts this spin wave into an anti-Stokes photon. We detect the Stokes photons and anti-Stokes photons with polarization  $\sigma^+$ , which means that all the spin-waves are stored in a magnetic-field-insensitive state to reduce the decoherence caused by the stray magnetic

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12174235), the Fund for "1331 Project" Key Subjects Construction of Shanxi Province, China (Grant No. 1331KSC), and the Fundamental Research Program of Shanxi Province, China (Grant No. 202203021221011).

† Corresponding author. E-mail: [lishujing@sxu.edu.cn](mailto:lishujing@sxu.edu.cn)

fields. In order to increase the intrinsic retrieval efficiency, the atomic ensemble is placed in a ring cavity. The cavity length is 4 m, the finesse is measured to be  $\sim 15$ , and the escape efficiency of ring cavity is 52.9%. Both Stokes and anti-Stokes photon qubits are required to resonate with the ring cavity. To meet this requirement, a cavity-locking beam is injected into the cavity to stabilize the cavity length by using a Pound-Drever-Hall locking scheme. Finally, we fix the Stokes (anti-Stokes) photon mode waist and change the waist ratio through changing the write beam (read beam) waist.

The experimental results show that when the waist ratio of read beam mode to anti-Stokes photon mode is 3, the intrinsic retrieval efficiency reaches to  $68.9\% \pm 1.6\%$  and normalized cross-correlation function  $g^{(2)}$  can achieve  $26.5 \pm 1.9$ . We build a theoretical model, which shows that the intrinsic retrieval efficiency reaches the peak when the waist ratio is 3, and the intrinsic retrieval efficiency tends to be stable when the waist ratio continues to increase. The experimental results accord with the theoretical results. In the future, we will improve the intrinsic retrieval efficiency by enhancing the fineness of the optical cavity with optimal cavity parameters.

**Keywords:** cold atomic ensemble, cavity enhanced quantum memory, waist ratio of the read beam mode to anti-Stokes photon mode, retrieval efficiency

**PACS:** 03.67.—a, 03.65.Ud, 03.67.Bg

**DOI:** [10.7498/aps.72.20230966](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230966)



## 读光与读出光子模式腰斑比对腔增强量子存储器恢复效率的影响

范文信 王敏杰 焦浩乐 路迦进 刘海龙 杨智芳 席梦琦 李淑静 王海

### Dependence of retrieval efficiency on waist ratio of read beam to anti-Stokes photon mode in cavity-enhanced quantum memory

Fan Wen-Xin Wang Min-Jie Jiao Hao-Le Lu Jia-Jin Liu Hai-Long Yang Zhi-Fang Xi Meng-Qi Li Shu-Jing Wang Hai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 210301 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230966

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230966>

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

#### 读出效率对光与原子纠缠产生的影响

Dependence of performance character of photon-atom entanglement source on retrieval efficiency

物理学报. 2019, 68(2): 020301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181314>

#### 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>

#### 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>

#### 多模式固态量子存储

Multimode solid-state quantum memory

物理学报. 2019, 68(3): 030303 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182207>

#### 基于光子晶体微腔的回波光量子存储

Optical echo memory based on photonic crystal cavities

物理学报. 2022, 71(11): 114201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220083>

#### 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>