

高效率时间复用 Duan-Lukin-Cirac-Zoller 存储方案的实验研究*

温亚飞^{1)3)†} 庄园园¹⁾²⁾ 王志强¹⁾³⁾ 高士回¹⁾

1) (太原师范学院物理系, 晋中 030619)

2) (太原师范学院计算机科学与技术学院, 晋中 030619)

3) (太原师范学院计算物理与应用物理研究所, 晋中 030619)

(2024年6月5日收到; 2024年8月3日收到修改稿)

大规模广域量子网络的构建需要在量子节点之间进行纠缠交换及量子中继等过程, 基于自发拉曼散射过程在冷原子中制备空间复用、时间复用以及多模式复用的光与原子纠缠界面为实现量子中继提供有效技术途径, 其中读出效率的高低具有至关重要的作用. 通过设计可扩展型脉冲光制备技术及能级的合理选择, 本文构建了具有高效率的六路时间复用的光与原子纠缠源. 实现纠缠源纠缠产生概率 5.83 倍的增强, 同时读出效率约 38%, 对应 Bell 参数约为 2.35. 本研究成果为长距离量子通信及广域大规模量子网络构建提供有效资源及技术支持.

关键词: 高效率, 时间复用存储, 能级跃迁选择, 脉冲光制备技术

PACS: 03.67.-a, 03.67.Bg, 03.65.Ud, 42.50.-p

DOI: 10.7498/aps.73.20240799

1 引言

量子通信由于其量子信息传递的绝对安全和高效性, 近年来一直作为国际学术竞争中的焦点领域. 而长距离的纠缠分布对于量子网络^[1,2]的构建和量子通信^[3-7]的实现具有至关重要的作用. 目前基于光纤传输的直接纠缠分布距离受到传输损耗 (>0.16 dB/km) 和退相干效应 (纠缠度变化) 的影响被限制在 500 km^[8,9]. 量子中继方案^[4]为解决这类问题提供了可能. 即将长距离的纠缠分布通道划分为不同的短距离子链路, 通过光子直接传输在短距离链路节点间建立纠缠并通过相邻节点间纠缠交换实现长距离纠缠分发. 量子中继节点的构建常利用原子系综作为基本单元, 即利用 DLCZ (Duan-

Lukin-Cirac-Zoller) 过程, 通过自发拉曼 (Raman) 散射产生一对斯托克斯 (Stokes) 光子和相应的自旋波激发^[10,11]量子记忆纠缠态构建量子中继节点. 但即使在理想的量子态保真度、存储寿命、读出效率等前提下纠缠产生速率依旧太慢, 为此量子存储被要求具有大尺度的多模存储 (多路复用) 能力. 近年来在固态和气态原子系综中, 利用时间^[12-14]、空间^[15-17]、光谱^[18,19]多模的 DLCZ 型量子存储取得显著进展. 目前基于冷原子系综的量子复用存储方案主要表现为空间、时间复用方面, 例如 2017 年 Pu 等^[15]实验演示了一种新型的可独立访问 225 个存储单元的 DLCZ 型量子存储器. 同年 Tian 等^[16]通过多空间方向 (模式) 对 Stokes 光子的采集实现六路空间复用的光与原子纠缠界面的设计. 而时间复用的量子存储, 是一个自由度不同于

* 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科研项目 (批准号: 2021L426, 2021L441) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 18234061008@163.com

空间复用的量子存储方案, 其仅通过单一光学采集通道实现多个可分辨量子存储模式 (量子光场) 的探测, 具有极强的吸引力. 近年来研究者们分别通过将多束激光脉冲序列沿单一 (固定) 的空间方向^[20,21]和不同空间方向^[12-14]作用于冷原子系综、可控的移相技术 (梯度回声技术和光学频率梳技术)、或对冷原子系综磁场进行反转控制^[22]等方式实现时间复用的 DLCZ 型量子存储实验研究.

在目前已实现的时间复用量子存储方案中, 在不使用光学腔和大光学厚度的情形下普遍存在读出效率偏低的问题, 例如在时间多模存储方案^[12-14]中读出效率仅约 16%. 而读出效率的值对量子中继的成功与否至关重要, 读出效率每提高 1% 纠缠分布率将能够提高 7%—18%^[23,24]. 本文通过合理选择能级结构并利用声光调制器设计可扩展型脉冲光制备技术实现对时间复用存储方案进行进一步的优化. 在不使用光学腔和大光学厚度的情形下实现高效率时间复用量子存储的研究, 实现纠缠源纠缠产生概率 5.83 倍的增强, 同时读出效率约 38%, 对应 Bell 参数约为 2.35. 本文方案具有操作简单、兼容性强等优点, 例如在我们实验结果的基础上可进一步通过光学腔增强 Stokes 光子与 anti-Stokes 光子耦合提高读出效率^[13,25-27], 或通过实验设计实现多模存储中的背景噪声抑制^[14,28], 达到大模式数高保真度时间复用的目的. 本文测量结果为打破时间复用量子存储无法大规模扩展的局限性, 推动量子通信的发展奠定基础.

2 实验装置及能级结构

图 1(a) 所示为制备六路时间复用量子存储的实验装置, 以 ^{87}Rb 冷原子作为存储介质. 俘获原子团的尺寸约为 $5\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$, 测量光学厚度为 8—9. 图 1(b) 所示为原子能级结构, 图 1(c) 所示为实验时序图. 实验正式开始前通过两束左旋和右旋圆偏振频率共振于能级跃迁 $|b\rangle \leftrightarrow |e_2\rangle$ ($|b\rangle \leftrightarrow |e_1\rangle$) 的泵浦光 (清洁光) 制备原子到基态能级 $|a, m_F = 0, \pm 1\rangle$. 实验首先由 FPGA (field-programmable gate array) 程序操控写光网络产生 6 束右旋圆偏振频率为 $|a\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ 正失谐 20 MHz 的写激光脉冲 (W_1 — W_6) 沿不同空间方向作用于原子系综, 设置每束写光功率约 $20\ \mu\text{W}$, 脉宽 80 ns 且相邻脉冲光时间间隔 400 ns. 为保证时间复用存

储器具有较长的存储寿命, 实验上使用近共线配置^[29,30], 其要求 6 路写 (读) 光束相对于采集方向的空间夹角非常小, 实验选择角度均小于 0.3° . 采用单光子探测器 D_1 (D_2) 探测每路写光作用后对应的光场时间模式 S_i 中情形, 此过程在第 i 路写光 W_i 作用下可能产生一个任意圆偏振 (左旋或右旋) 的 Stokes 光子, 定义为 $|R\rangle_i$ ($|L\rangle_i$), 在量子存储模式 M_i 中必然存在一个与该光子具有对应关系的自旋波激发, 定义为 $|1\rangle_{M_i}^+$ ($|1\rangle_{M_i}^-$). 此时在写脉冲 W_i 作用下构建原子-光子共同态表示为 $\rho_{\text{ap}}^i = |0\rangle^i \langle 0| + \chi_i |\Phi\rangle_{\text{ap}}^i \langle \Phi|$, 其中 $|0\rangle^i = |0\rangle_{S_i} |0\rangle_{M_i}$ 表示不同量子模式下的真空状态, χ_i 表示第 i 路写激发率, $|\Phi\rangle_{\text{ap}}^i = (\cos\theta |1\rangle_{M_i}^+ |R\rangle_i + \sin\theta |1\rangle_{M_i}^- |L\rangle_i)$ 表示过程中自旋波-光子纠缠态 (第 i 个时间模式), $\cos\theta$ ($\sin\theta$) 是与 C-G (Clebsch-Gordan) 系数相关的参数. 定义 $X_\alpha(m_a) = C_{m_a, 1, m_a+1}^{F_a, 1, F_{e_1}} C_{m_a+1, \alpha, m_a+\alpha+1}^{F_{e_1}, 1, F_b}$ 为能级 $|a\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ 和 $|e_1\rangle \rightarrow |b\rangle$ 跃迁 C-G 系数的乘积, 其中 $\alpha = \pm 1$ 表示不同的圆偏振方向, m_a 表示 Zeeman 子能级, C 表示跃迁 C-G 系数, F_a (F_{e_1}) 表示基态 (激发态) 能级 $|a\rangle$ ($|e_1\rangle$). 因此总跃迁概率表示为 $X_\alpha^2 = X_\alpha^2(m_a=1) + X_\alpha^2(m_a=0) + X_\alpha^2(m_a=-1)$. 所以权重参数

$$\cos\theta = \frac{\sqrt{X_{-1}^2}}{\sqrt{X_{-1}^2 + X_{+1}^2}}, \quad \sin\theta = \frac{\sqrt{X_{+1}^2}}{\sqrt{X_{-1}^2 + X_{+1}^2}}.$$

假设在写脉冲光 W_i 作用下探测到 Stokes 光子, 经设定的时间间隔 FPGA 将由前馈控制读光网络开启相应的读脉冲光束 R_i , 其频率共振于 $|b\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ 能级跃迁且反向于 W_i , 每束读光功率约 2 mW, 脉宽 90 ns. 该过程实现自旋波信息到 anti-Stokes 光子的转换. 双光子的纠缠态 $|\Phi\rangle_{\text{ap}}^i$ 表示为 $|\Phi\rangle_{\text{pp}}^i = (\cos\theta |H\rangle_{\text{AS}} |H\rangle_{S_i} + \sin\theta |V\rangle_{\text{AS}} |V\rangle_{S_i})$, 其中 $|H\rangle_{\text{AS}}$ ($|H\rangle_{S_i}$) 和 $|V\rangle_{\text{AS}}$ ($|V\rangle_{S_i}$) 分别为在 anti-Stokes 以及 Stokes 光场模式下水平 (H) 和竖直 (V) 偏振的光子. Stokes (anti-Stokes) 光子在对应的采集通道中依次经单模光纤、光学滤光片 Filters、偏振分束器 PBS 后送入单光子探测器 D_1 (T_1) 和 D_2 (T_2).

本文将着重介绍利用可扩展型脉冲光技术设计写、读光网络系统制备所需 6 路空间异向的写-读激光脉冲序列. 目前已实现时间多模存储过程中产生多个不同方向脉冲常见的方式主要有两种.

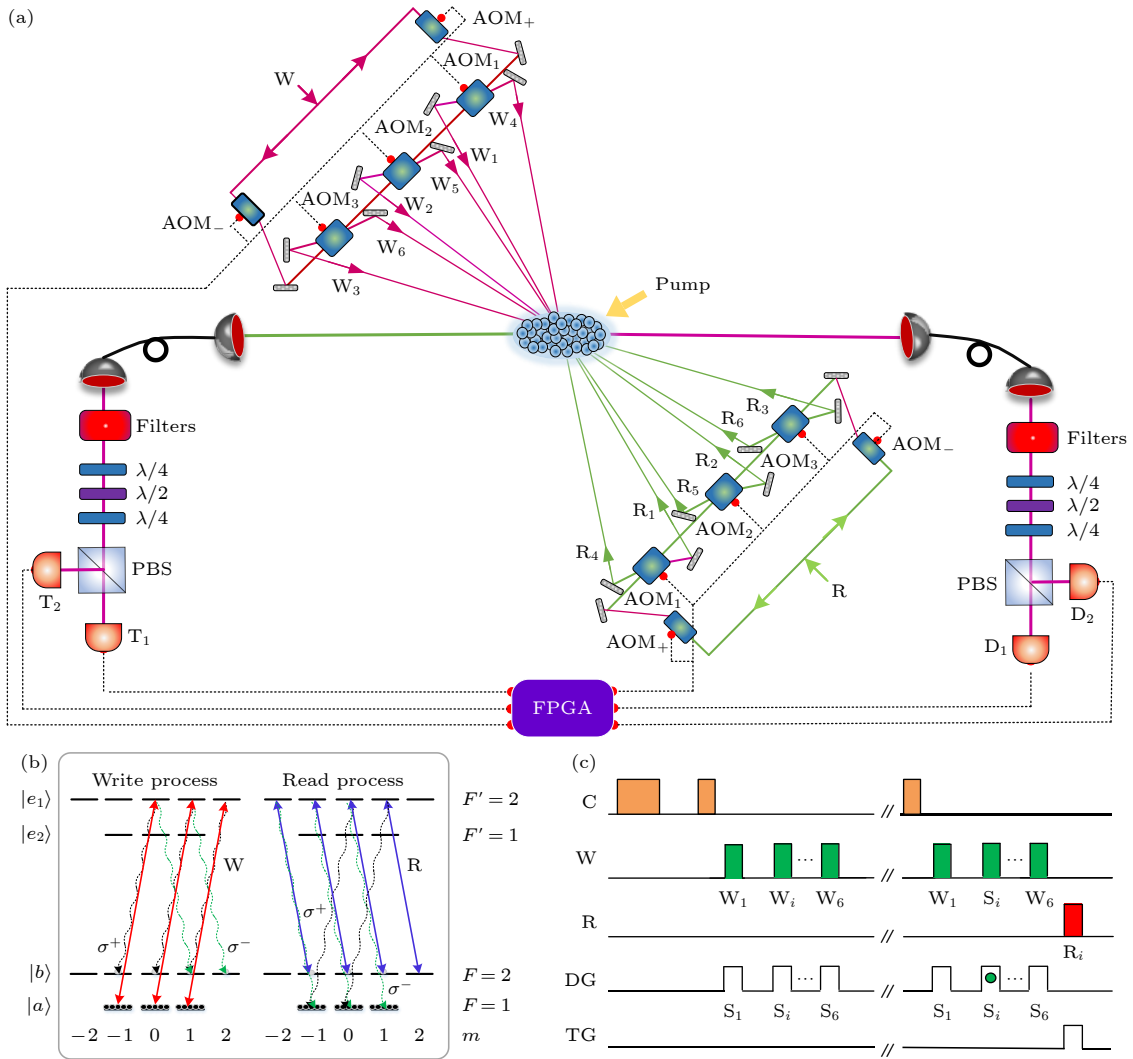


图 1 (a) 实验装置图, 其中 W_i (R_i) 为第 i 路写 (读) 光, Filters 为滤波器, D (T) 为单光子探测器, PBS 为偏振分束镜, AOM 为声光调制器; (b) 原子能级图, 其中 σ^+ (σ^-) 为不同偏振的出射光子 (右旋或左旋); (c) 实验时序图, 其中 W, C, R 为写光、清洁光 (泵浦光)、读光; DG, TG 为单光子探测器门开关

Fig. 1. (a) Experimental setup; W_i (R_i), the i -th write (read) pulses; Filters, F-P etalons; D (T), single photon detector; PBS, polarization beam splitter; AOM, acousto-optic modulator; (b) relevant atomic levels; σ^+ (σ^-), right (left) polarization of emitted photon; (c) time sequence of the experimental trials; W, C, R, write, cleaning, and read pulses; DG (TG), timeline of the D (T) detector gate.

一种利用声光偏折器, 该法优点为单个声光偏折器可能产生超十束空间各异的激光脉冲, 但脉冲产生速率过低, 例如产生单一时间模式所需时间便达到 μs 量级, 对系综寿命有较高的要求. 另一种利用声光调制器, 单个声光调制器产生一束激光脉冲, 该法优点为脉冲识别、产生速率高, 脉宽压至几十 ns 量级, 但装置复杂、空间利用率较低. 我们设计的可扩展型脉冲光制备技术, 即利用光路的可逆性由激光双向穿透声光调制器产生两路写-读光脉冲, 实验利用 3 个声光调制器的串联实现时间复用量子存储中 6 路写读脉冲光的制备. 由于写-读光网络具有相同的结构, 以写脉冲光制备过程为例进行

说明, 如图 1(a) 所示. 写光网络主要由两部分构成, 即主光路 (声光调制器 AOM_+ 、 AOM_-) 和实验光路 (声光调制器 AOM_{1-3}). 其中主光路通过声光调制器 AOM_+ 、 AOM_- 的通断实现写光方向的控制, 实验光路通过声光调制器 AOM_{1-3} 产生实验所需的写光脉冲. 主光路和实验光路声光调制器具有相同的衍射频率, 但主光路选择 +1 级衍射, 实验光路选择 -1 级衍射. 实验过程写光 W 经偏振分束镜或光纤等方式分为两路, 由 FPGA 控制开启 AOM_+ (关断 AOM_-) 产生单一方向的写光脉冲, 依次开断声光调制器 AOM_{1-3} 产生图示 W_1 — W_3 写光脉冲; 此时关断 AOM_+ (开启 AOM_-), 同理将

产生 W_4 — W_6 写光脉冲. 相比于声光偏折器方案, 我们能够产生一系列脉宽为 80 ns、脉冲间隔为 400 ns, 甚至更窄的激光脉冲序列. 相比于声光调制器方案^[12], 本工作提高空间利用率, 降低实验成本, 后续将在此基础上探索通过实时改变声光调制器的衍射频率实现多通道信号可控输出, 实现由单一声光调制器实现更多路输出的可扩展型脉冲光.

3 理论分析与实验结果

我们定性分析实验中的能级选择, 在已实现的时间复用量子存储实验中^[12-14] 读出效率约 16%, 写光频率作用于 $|a\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ 能级跃迁, 读光频率作用于 $|b\rangle \rightarrow |e_2\rangle$ 能级跃迁. 选择相同的写光跃迁能级 $|a\rangle \rightarrow |e_1\rangle$, 故而写光与原子发生作用产生的自旋波信息是完全相同的. 实验改变读光能级跃迁频率为 $|b\rangle \rightarrow |e_1\rangle$, 如图 1(b) 所示, 当该频率读光作用的时候, 能够读出存储的全部自旋波激发. 而在读光能级跃迁频率为 $|b\rangle \rightarrow |e_2\rangle$ 时, 将浪费部分存

储的自旋波信息从而导致读出效率的降低. 此外能级跃迁概率受 C-G 系数影响, 实验选用跃迁频率为 $|b\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ 的读光相比于跃迁频率为 $|b\rangle \rightarrow |e_2\rangle$ 的读光作用于原子时具有更高的 C-G 系数. 但跃迁频率为 $|b\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ 的读光作用原子时, 激发态子能级向下跃迁时 C-G 系数是不等且不平均的, 导致光子与原子纠缠转化为 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 间光子纠缠时是不平均的, 最终导致 Bell 参数值相比于读光跃迁频率为 $|b\rangle \rightarrow |e_2\rangle$ 时发生一定程度的降低.

简述该计算过程, ^{87}Rb 原子与近共振光作用可以通过偶极矩阵表示为 $\langle Fm_F | er | F'm'_F \rangle$, 其是两个超精细子能级基态 $\langle Fm_F |$ 和激发态 $|F'm'_F\rangle$ 耦合结果, 利用 Wigner-Eckart 理论计算该偶极矩阵, 该矩阵将简化成 C-G 系数和简化矩阵乘积的形式:

$$\langle Fm_F | er_q | F'm'_F \rangle = \langle F || er || F' \rangle \langle Fm_F | F'1 m'_F q \rangle, \quad (1)$$

其中 q 是球坐标中标记 r 分量的指数, 双杠表示矩阵元素的减少. 利用 Wigner3-j 符号表示 (1) 式为

$$\langle Fm_F | er_q | F'm'_F \rangle = \langle F || er || F' \rangle (-1)^{F'-1+m_F} \sqrt{2F+1} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m'_F & q & -m_F \end{pmatrix}, \quad (2)$$

(2) 式约化矩阵元能够利用 F, F' 间的联系进一步简化成 Wigner6-j 符号, 新约化矩阵元只依赖于 L, S, I 和 J 量子数:

$$\begin{aligned} \langle F || er || F' \rangle &= \langle J \ I \ F | er | J' \ I' \ F' \rangle \\ &= \langle J || er || J' \rangle (-1)^{F'+J+1+I} \sqrt{(2F'+1)(2J+1)} \begin{pmatrix} J & J' & 1 \\ F & F' & I \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3)$$

同理 (3) 式进一步可以分解为另一个 Wigner6-j 符号和仅涉及一个只包含量子数 L 的约化矩阵元:

$$\begin{aligned} \langle J || er || J' \rangle &= \langle L \ S \ J | er | L' \ S' \ J' \rangle \\ &= \langle L || er || L' \rangle (-1)^{J'+L+1+I} \sqrt{(2J'+1)(2L+1)} \begin{pmatrix} L & L' & 1 \\ J' & J & S \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (4)$$

利用 (3) 式得出的偶极矩阵, 即可计算出两子能级间跃迁概率. 利用文献 [28] 给出的能级跃迁概率, 最终计算得出读光能级为 $|b\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ 时读出效率约为 33%, 相比于读光能级为 $|b\rangle \rightarrow |e_2\rangle$ 时读出效率约为 15%, 因此理论计算我们选择的读光能级会将读出效率提升 1 倍左右^[31].

实验首先在存储时间 $\tau \approx 0.2 \mu\text{s}$ 测量单路纠缠源的读出效率, 分别测量在 6 个不同写脉冲 W_i 作用下的读出效率. Stokes 和 anti-Stokes 采集通道单光子总探测效率 $\eta_S \approx 30\%$, $\eta_{AS} \approx 30\%$ (单模光纤 80%、滤波器组 80%、多模光纤 95%、单光子探

测器 60%). 定义第 i 路写光激发率 χ_i :

$$\chi_i = \frac{N_S}{N\eta_S}, \quad (5)$$

其中 N 为 FPGA 发出总写脉冲数, N_S 为该过程采集到的 Stokes 光子数. 在此基础上定义单路纠缠源读出效率 γ_i :

$$\gamma_i = \frac{N_{AS}}{N_S\eta_{AS}}, \quad (6)$$

其中 N_{AS} 为该过程采集到的 anti-Stokes 光子数. 实验结果如表 1 所列, 可以看出单路纠缠源读出效率最高达到 39%, 平均恢复效率约为 37%.

表 1 单路纠缠源读出效率

Table 1. Readout efficiency of single channel entangled source.

第 i 路	1	2	3	4	5	6
恢复效率 $\gamma_i / \%$	0.39	0.36	0.35	0.38	0.38	0.36

随后通过测量 6 路时间复用量子存储中单路纠缠源的 Bell 参数 S 来表征纠缠质量, 定义 Bell

$$E(\theta_S, \theta_{AS}) = \frac{C(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS+\pi/2}) + C(\theta_S, \theta_{AS}) - C(\theta_S, \theta_{AS+\pi/2}) - C(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS})}{C(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS+\pi/2}) + C(\theta_S, \theta_{AS}) + C(\theta_S, \theta_{AS+\pi/2}) + C(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS})}, \quad (8)$$

其中 $C(\theta_S, \theta_{AS})$, $C(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS+\pi/2})$, $C(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS})$, $C(\theta_S, \theta_{AS+\pi/2})$ 分别表示单光子探测器 D_1 - T_1 , D_2 - T_2 , D_2 - T_1 , D_1 - T_2 之间的符合计数. 在存储时间 $\tau \approx 0.2 \mu\text{s}$ 分别测量 6 路纠缠源 Bell 参数, 结果如表 2 所列, 可以看出, 单路纠缠源的 Bell 参数值平均水平约为 2.48.

表 2 单路纠缠源 Bell 参数测量

Table 2. Measurement of Bell parameters for single channel entanglement source.

第 i 路	1	2	3	4	5	6
Bell 参数 S	2.50	2.47	2.48	2.51	2.47	2.46

基于此建立起 6 路时间复用的量子存储, 首先分析 6 路时间复用纠缠源和单路纠缠源纠缠产生速率的关系, 通过 Stokes 光子的探测概率来表示自旋波-光子纠缠产生概率. 实验中单路纠缠源激发率均为 $\chi_i = 1\%$. 由 (1) 式可知, 单路纠缠源探测到 Stokes 光子概率表示为

$$P_S^1 = \chi_i \eta_S = \frac{N_S}{N} \approx 3\%, \quad (9)$$

其中 $P_S^1 = P_{S_1}^1 + P_{S_2}^1$, $P_{S_1}^1$ 和 $P_{S_2}^1$ 分别表示单通道 D_1 和 D_2 单光子探测器探测到 Stokes 光子的概率, η_S 表示 Stokes 采集通道总探测效率. 当 $\chi_i \eta_S < 1$ 时 m 路时间复用纠缠源的 Stokes 光子探测概率表示为^[12]

$$P_S^m = 1 - (1 - P_S^1)^m \approx m P_S^1, \quad (10)$$

理论计算 m 路时间复用的量子存储, 其纠缠产生的概率即 Stokes 光子产生的概率相比单模情况增加 m 倍, 故监测 P_S^m 与时间模式数 m 间的关系, 即可反馈出时间复用量子存储纠缠产生概率变化情况. 实验结果如图 2 所示, 测量在不同时间模式数 m 下 Stokes 光子数量并推导出 P_S^m 与时间模式数

参数 S 为

$$S = |E(\theta_S, \theta_{AS}) - E(\theta_S, \theta'_{AS}) + E(\theta'_S, \theta_{AS}) + E(\theta_S, \theta'_{AS})|, \quad (7)$$

其中 θ_S 和 θ_{AS} 分别表示 Stokes 和 anti-Stokes 光场偏振基下的旋转角, 实验中选择 θ_S , θ_{AS} , θ'_S , θ'_{AS} 分别为 0° , 22.5° , 45° , 67.5° . 偏振关联函数定义为

m 间的关系, 同时测量不同时间模式数 m 下对应的读出效率. 其中红色方块点为实际测量得到的 Stokes 光子的探测概率 P_S^m , 黑色实线为由 (7) 式拟合的理论曲线, 蓝色的圆点表示读出效率的值. 结果表明随着时间模式数 m 的增大, Stokes 光子的探测概率呈线性变化, 通过计算 $P_S^6 / P_S^1 = 5.83$. 实验证明相比较单模纠缠源, 我们设计 6 路时间复用的纠缠源 Stokes 光子产生的概率增大 5.83 倍, 与理论计算结果一致. 读出效率基本稳定在 38%, 约为时间复用存储实验^[12-14] 的 2 倍.

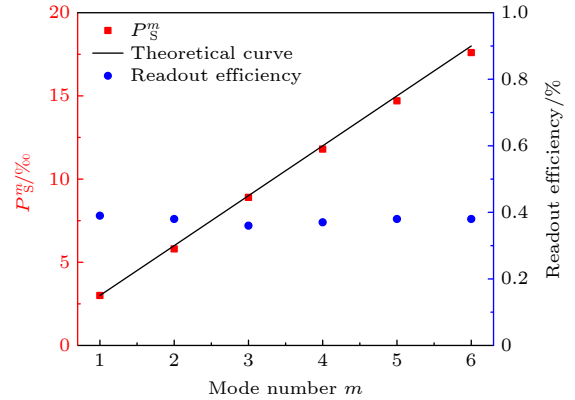

 图 2 测量 Stokes 光子探测概率 P_S^m 和读出效率随时间模式数 m 的变化

 Fig. 2. Measured Stokes detection probability P_S^m and readout efficiency as a function of the mode number m .

随后在存储时间 $\tau \approx 0.2 \mu\text{s}$ 测量 6 路时间复用纠缠源 Bell 参数 $S^{(m)}$ 随着时间模式数 m 的变化, 实验结果如图 3 所示, 图中红色矩形点分别表示在不同的时间模式数 m 时测量的 Bell 参数 $S^{(m)}$. 当时间模式数为 1 时测得 Bell 参数约为 2.48, 当时间模式数 m 增大到 6 时 Bell 参数为 2.35. 这是由于量子存储过程中背景噪声 (荧光噪声) 所导致的. 下面进行简单分析, 当模式数 m 为 1 时认为不受

荧光噪声的影响,而在时间复用存储方案中,假设每次触发有 m 个不同方向的写脉冲作用到原子系综,每一路写光将概率性地产生沿空间不同的方向的 Stokes 光子并且存储其对应的自旋波模式在原子系综中;假设在写探测方向探测到第 i 路写光产生的 Stokes 光子,当读取的时候,除第 i 路写光,由其他 $m - 1$ 路写光存储在原子系综中的自旋波信息转换成的 anti-Stokes 光子是沿空间各个方向,均认为是荧光噪声,因此降低时间复用源的纠缠度.背景噪声可以通过合适的光学腔设计实现较大的抑制^[28],同样假设写探测方向探测到第 i 路上写光产生的 Stokes 光子,那么其他 $m - 1$ 路上产生的荧光都将得到抑制,只有在采集方向荧光得到增强,当读取的时候,这些方向荧光转化的 anti-Stokes 光子减少,从而抑制了荧光噪声的产生.在此基础上能大幅度提高时间复用量子存储的 Bell 参数值.

最后为验证时间复用量子存储的多模存储能力,在单路纠缠源激发率 $\chi_i = 1\%$ 时分析单路和 6 路时间复用纠缠源 Bell 参数 $S(S^{(6)})$ 随存储时间

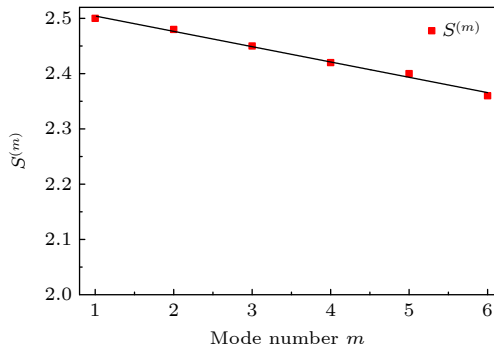


图 3 时间复用量子存储 Bell 参数 $S^{(m)}$ 随时间模式数 m 的变化

Fig. 3. Measured Bell parameter $S^{(m)}$ as a function of the mode number m .

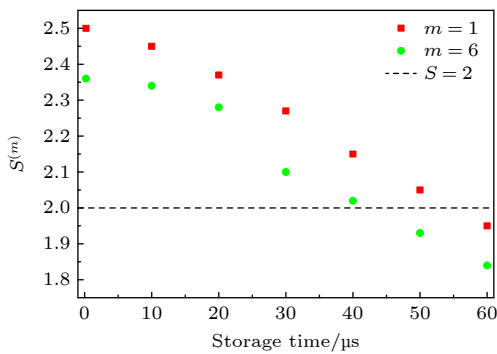


图 4 测量 Bell 参数 $S^{(m)}$ 与存储时间 τ 变化关系

Fig. 4. Measurements of the Bell parameter $S^{(m)}$ as a function of τ .

τ 的函数关系.实验结果如图 4 所示,在不同存储时间下 6 路时间复用和单模存储的 Bell 参数值用绿色圆形点和红色正方形点表示,临界值 Bell 参数 $S = 2$ 用黑色虚线表示.在近乎零存储时间 ($\tau = 200 \text{ ns}$) 6 路时间复用纠缠源 Bell 参数值 $S^{(6)}$ 约为 2.35,同理当 $\tau = 40 \mu\text{s}$ 时, Bell 参数值 $S^{(6)}$ 约为 2.02.

4 结 论

我们在冷原子系综中演示了一种基于 DLCZ 过程的 6 路时间复用高读出效率的光学量子存储方案.通过可扩展型脉冲光制备技术极大的降低装置的复杂性,为多路时间复用的实现奠定实验基础,通过合理选择读光能级实现高效率的读出.在不使用光学腔和较低光学厚度的情形下通过相比于常见的时间复用量子存储方案^[9-11],我们将读出效率提高到约 38%,并伴随有 2.35 的 Bell 参数.同时实现自旋波-光子纠缠产生概率增加 5.83 倍.在时间复用量子存储中,考虑到随着时间模式数的增大,背景噪声的存在严重限制时间模式数,而在真正的量子通信过程中可能需要做到存储几十甚至上百个时间模式,因此对于背景噪声的处理至关重要,常见高效的解决方法为设计光学腔保证 Stokes 光子在腔内共振,anti-Stokes 光子无作用可实现时间模式数的显著增大.因此凸显出时间复用量子存储在无光学腔条件下高读出效率的重要性.实验中可以通过改变光学厚度、优化光脉冲等方式实现读出效率的进一步提升.我们的研究具有兼容性强、为实现高效率、超多模式的时间复用量子存储、长距离高效量子纠缠分发提供有效方法和实验基础.

参考文献

- [1] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023
- [2] Simon C 2017 *Nat. Photonics* **11** 678
- [3] Sangouard N, Simon C, Minář J, Zbinden H, de Riedmatten H, Gisin N 2007 *Phys. Rev. A* **76** 050301
- [4] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [5] Liao Q, Liu H J, Wang Z, Zhu L J 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 040301 (in Chinese) [廖骏, 柳海杰, 王铮, 朱凌瑾 2023 *物理学报* **72** 040301]
- [6] Zheng Q L, Liu J C, Wu C, Xue S C, Zhu P Y, Wang Y, Yu X Y, Yu M M, Deng M T, Wu J J, Xu P 2022 *Chin. Phys. B* **31** 024206
- [7] Sun Y, Sun C W, Zhou W, Yang R, Duan J C, Gong Y X, Xu P, Zhu S N 2023 *Chin. Phys. B* **32** 080308

- [8] Abruzzo S, Kampermann H, Bruß D 2014 *Phys. Rev. A* **89** 012301
- [9] Inagaki T, Matsuda N, Tadanaga O, Asobe M, Takesue H 2013 *Opt. Express* **21** 23241
- [10] Ding D S, Zhang W, Zhou Z Y, Shi S, Shi B S, Guo G C 2015 *Nat. Photonics* **9** 332
- [11] Wu Y L, Tian L, Xu Z X, Ge W, Chen L R, Li S J, Peng K C 2016 *Phys. Rev. A* **93** 052327
- [12] Wen Y F, Zhou P, Xu Z, Yuan L, Zhang H, Wang S, Wang H 2019 *Phys. Rev. A* **100** 012342
- [13] Liu H L, Wang M J, Jiao H L, Lu J J, Fan W X, Li S J, Wang H 2023 *Opt. Express* **31** 7200
- [14] Li Y, Wen Y F, Wang M J, Liu C, Liu H L, Li S J, Wang H 2022 *Phys. Rev. A* **106** 022610
- [15] Pu Y F, Jiang N, Chang W, Yang H X, Li C, Duan L M 2017 *Nat. Commun.* **8** 15359
- [16] Tian L, Xu Z X, Chen L R, Ge W, Yuan H X, Wen Y F, Wang H 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 130505
- [17] Lipka M, Mazelanik M, Leszczyński A, Wasilewski W, Parniak M 2021 *Commun. Phys.* **4** 46
- [18] Krovi H, Guha S, Dutton Z, Slater J A, Simon C, Tittel W 2016 *Appl. Phys. B* **52** 122
- [19] Saglamyurek E, Puigibert M G, Zhou Q, Giner L, Marsili F, Verma V B, Nam S W, Oesterling L, Nippa D, Oblak D, Tittel W 2016 *Nat. Commun.* **7** 11202
- [20] Albrecht B, Farrera P, Heinze G, Cristiani M, de Riedmatten H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 160501
- [21] Farrera P, Heinze G, de Riedmatten H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 100501
- [22] Heller L, Farrera P, Heinze G, de Riedmatten H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 210504
- [23] Sangouard N, Simon C, de Riedmatten H, Gisin N 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 33
- [24] Jiang L, Taylor J M, Lukin M D 2007 *Phys. Rev. A* **76** 012301
- [25] Wen Y F, Tian J F, Wang Z Q, Zhuang Y Y 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 060301 (in Chinese) [温亚飞, 田剑锋, 王志强, 庄园园 2023 *物理学报* **72** 060301]
- [26] Yang S J, Wang X J, Li J, Rui J, Bao X H, Pan J W 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 210501
- [27] 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
- [28] Simon C, de Riedmatten H, Afzelius M 2010 *Phys. Rev. A* **82** 010304
- [29] Cho Y W, Campbell G T, Everett J L, Bernu J, Higginbottom D B, Cao M T, Geng J, Robins N P, Lam P K, Buchler B C 2016 *Optica* **3** 100
- [30] Zhao B, Chen Y A, Bao X H, Strassel T, Chuu C S, Jin X M, Schmiedmayer J, Yuan Z S, Chen S, Pan J W 2009 *Nat. Phys.* **5** 95
- [31] Zhou P, Wen Y F, Yuan L, Li Y, Li S J, Wang H 2020 *Acta Sin. Quan. Opt.* **26** 6 (in Chinese) [周湃, 温亚飞, 袁亮, 李雅, 李淑静, 王海 2020 *量子光学学报* **26** 6]

Experimental study of efficient temporal-multimode Duan-Lukin-Cirac-Zoller storage scheme*

Wen Ya-Fei^{1)3)†} Zhuang Yuan-Yuan¹⁾²⁾ Wang Zhi-Qiang¹⁾³⁾ Gao Shi-Hui¹⁾

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

2) (*College of Computer Science and Technology, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China*)

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

(Received 5 June 2024; revised manuscript received 3 August 2024)

Abstract

Quantum interfaces that generate entanglement or correlations between a photon and an atomic memory are fundamental building blocks in quantum repeater research. Temporal, spatial, and spectral multiplexed atom–photon entanglement interfaces in cold atomic systems based on spontaneous Raman scattering processes, present an effective technical approach to realizing quantum repeaters. Compared with the other schemes, temporal-multiplexing schemes are particularly attractive since they repeatedly use the same physical process. In these schemes, readout efficiency plays a crucial role. Theoretical models indicate that even if the readout efficiency is increased by 1%, the probability of long-distance entanglement distribution will be increased by 7%–18%. However, current implementation of temporal-multimode quantum memory often suffers low readout efficiency unless an optical cavity or an atomic ensemble with a large optical-depth is adopted.

* Project supported by the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 20210302124265) and the Scientific and Technological Programs of Higher Education Institutions in Shanxi, China (Grant Nos. 2021L426, 2021L441).

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

In this study, we solve this challenge by using the expandable pulsed light fabricating technology and carefully selecting energy level transitions, so as to develop an efficient temporal-multiplexed quantum source. Our approach involves applying a train of write laser pulses to an atomic ensemble from different directions, thereby creating spin-wave memories and Stokes-photon emissions. We design an expandable pulsed light fabrication device based on the principle of optical path reversibility, allowing a writing laser beam to pass through an acousto-optic modulator (AOM) network in two different directions. This setup enables precise control over the directions of the write pulse train through real-time manipulation of the field-programmable gate array (FPGA) and the diffraction order of the AOMs. In our experiment, we prepare six pairs of modes. After detecting Stokes photons during the experimental cycle, the FPGA outputs a feedforward signal after a specified storage time, triggering the application of a corresponding reading pulse from the read AOM network to the atomic ensemble, thereby generating an anti-Stokes photon. To enhance readout efficiency, we optimize the energy level structure of the read pulse transitions, $|b \rightarrow e_2\rangle$ to $|b \rightarrow e_1\rangle$; specifically, we adjust the transition frequencies of the read pulses by comparing with those used in current temporal-multimode quantum memory schemes. Theoretical calculations show that when the frequencies of the read pulses are tuned to the transitions $|b \rightarrow e_1\rangle$ and $|b \rightarrow e_2\rangle$, the readout efficiencies are about 33% and 15%, suggesting that the chosen energy level transitions can double the readout efficiency.

Experimental results indicate a readout efficiency of 38% for the multiplexed source and the Bell parameter of 2.35. Additionally, our device has a 5.83-fold higher probability of successfully generating entanglement than a single channel entanglement source. Our method is cost-effective, easy to operate, and highly applicable. For instance, based on our findings, the readout efficiency can be further improved through cavity-enhanced atom-photon coupling, and entanglement fidelity can be increased by suppressing noise in temporal-multimode memory schemes. This work provides a solid foundation and effective methods for realizing the high-efficiency temporal-multimode quantum memory and developing the large-scale quantum networks.

Keywords: high efficiency, temporal-multimode memories, energy level transition selection, pulsed light fabrication technology

PACS: 03.67.-a, 03.67.Bg, 03.65.Ud, 42.50.-p

DOI: [10.7498/aps.73.20240799](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240799)



高效率时间复用Duan-Lukin-Cirac-Zoller存储方案的实验研究

温亚飞 庄园园 王志强 高士回

Experimental study of efficient temporal-multimode Duan-Lukin-Cirac-Zoller storage scheme

Wen Ya-Fei Zhuang Yuan-Yuan Wang Zhi-Qiang Gao Shi-Hui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 180301 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240799

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240799>

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>

X波段高效率速调型相对论返波管研究

Investigation of an X band high efficiency klystron-like relativistic backward wave oscillator
物理学报. 2020, 69(16): 164102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200434>

2-溴对苯二甲酸钝化的全无机钙钛矿电池的性能

Performance of 2-bromoterephthalic acid passivated all-inorganic perovskite cells
物理学报. 2021, 70(12): 128803 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202005>

基于三元非富勒烯体系的高效有机太阳能电池

Dual non-fullerene acceptors based high efficiency ternary organic solar cells
物理学报. 2020, 69(19): 198801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200624>

界面修饰对有机-无机杂化钙钛矿太阳能电池性能的影响

Effect of interface modification on performances of organic-inorganic hybrid perovskite solar cells
物理学报. 2021, 70(2): 028402 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201222>