

## 相干与信息守恒及其在Mach-Zehnder干涉中的应用

傅双双 骆顺龙 孙源

### Coherence and information conservation and their applications in Mach-Zehnder interferometer

Fu Shuang-Shuang Luo Shun-Long Sun Yuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 030301 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181778

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181778>

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

基于光纤锥和纤芯失配的Mach-Zehnder干涉湿度传感器

Mach-Zehnder interferometer based on fiber taper and fiber core mismatch for humidity sensing

物理学报. 2018, 67(2): 24212 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171677>

基于绝缘体上硅的一种改进的Mach-Zehnder声光调制器

An improved Mach-Zehnder acousto-optic modulator on a silicon-on-insulator platform

物理学报. 2016, 65(1): 14304 <https://doi.org/10.7498/aps.65.014304>

探测器对量子增强马赫-曾德尔干涉仪相位测量灵敏度的影响

Effect of detection efficiency on phase sensitivity in quantum-enhanced Mach-Zehnder interferometer

物理学报. 2018, 67(23): 234202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181193>

基于量子增强型光纤马赫-曾德干涉仪的低频信号测量

Measurement of low-frequency signal based on quantum-enhanced fiber Mach-Zehnder interferometer

物理学报. 2018, 67(24): 244202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181335>

基于双平行马赫-曾德尔调制器的大动态范围微波光子下变频方法

Dual-parallel Mach-Zehnder modulator based microwave photonic down-conversion link with high dynamic range

物理学报. 2017, 66(9): 98401 <https://doi.org/10.7498/aps.66.098401>

扫频光学相干层析成像系统的波数校正与相位测量研究

Wavenumber calibration and phase measurement in swept source optical coherence tomography

物理学报. 2016, 65(3): 34201 <https://doi.org/10.7498/aps.65.034201>

## 专题: 量子相干和量子存储研究进展

**编者按** 量子相干是量子态的基本特性,也是量子叠加原理的客观体现,保持长时间的量子相干是实现量子计算的基本要求.量子相干的研究由来已久,近来,特别是量子相干度量的提出,以及将量子资源理论引入到量子相干的研究中来,人们对量子相干的研究热情被极大地激活,并产生了大量的新研究结果,使得人们对量子相干的认识进一步加深,明晰了量子相干与量子纠缠之间的关系.为帮助读者了解这方面的最新进展,推动量子相干方面的研究,本专题邀请了中国科学院物理研究所、中国科学院数学与系统科学研究院、清华大学等量子相干方面的理论和实验的专家专门撰写了相关的综述报告,为进入本领域的研究人员提供参考.

广义上来说,量子存储是将一个未知的量子状态(一般是一个量子叠加态)存储到一个量子系统中,当人们需要使用此量子态时,可以高保真度地获得这个量子态.量子存储在远程量子通信、量子中继、量子网络、量子精密测量以及分布式量子计算中都发挥着关键性的作用.实现量子存储功能有很多候选物理系统,目前不同的物理体系在量子存储方面都有各自的优缺点.现阶段,相对比较成熟的量子存储体系主要包括原子系统(包括冷原子和热原子)和固态系统.在这两种物理系统中中国科学家们都做出了重要贡献.为促进本方向的交流合作,并鼓励更多的学者了解和进入这一重要的领域,本专题特别邀请了中国科学院大学、上海交通大学、清华大学、中国科学院武汉物理与数学研究所、山西大学等单位的专家撰文介绍了这方面的最新实验进展.

希望通过本专题的这些文章能够对读者了解量子相干和量子存储的基本理论和最新进展提供帮助.

(客座编辑: 中国科学技术大学 郭光灿)

## 相干与信息守恒及其在 Mach-Zehnder 干涉中的应用\*

傅双双<sup>1)</sup> 骆顺龙<sup>2)3)†</sup> 孙源<sup>2)3)</sup>

1) (北京科技大学数理学院, 北京 100083)

2) (中国科学院数学与系统科学研究院, 北京 100190)

3) (中国科学院大学数学学院, 北京 100049)

(2018年9月27日收到; 2018年12月12日收到修改稿)

自量子力学诞生以来,相干性和互补性一直是被广泛而深入研究的两个重要课题.随着量子信息近年来的发展,人们引入了若干度量来定量地刻画相干性和互补性.本文建立两个信息守恒关系式,分别基于“Bures 距离-保真度”和“对称-非对称”,并且利用它们来刻画相干性和互补性.具体来说,首先从信息守恒的观点解释 Bures 距离和保真度的互补关系,并由此自然推导出 Mach-Zehnder 干涉仪中的 Englert “干涉-路径”互补关系.其次在量子态和信道相互作用的一般框架中讨论“对称-非对称”信息守恒关系,并揭示其与 Bohr 互补性和量子相干性的内在联系.最后,在 Mach-Zehnder 干涉仪中探讨相干、退相干及互补性,刻画两个信息守恒关系之间的密切联系.

**关键词:** 相干, 互补性, 信息守恒, Mach-Zehnder 干涉仪

**PACS:** 03.65.Ta, 03.67.-a, 07.60.Ly

**DOI:** 10.7498/aps.68.20181778

\* 北京市自然科学基金(批准号: 1174017)、国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 11605006)、国家自然科学基金(批准号: 11875317)、国家数学与交叉科学中心(批准号: Y029152K51)和中国科学院随机复杂结构与数据科学重点实验室(批准号: 2008DP173182)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: luosl@amt.ac.cn

## 1 引言

互补原理是量子力学的理论核心之一, 在量子科学中具有本质的重要性和广泛的适用性<sup>[1]</sup>. Bohr 互补原理指出共轭的物理量具有互补性质, 波粒二相性和 Heisenberg 不确定性关系被广泛认为是互补性的表现<sup>[2-11]</sup>. 波粒二相性的一个具体形式是干涉仪中量子的粒子特性和波动特性之间的互补关系<sup>[8]</sup>, 前者通常联系于量子的路径信息, 后者则联系于干涉强度. 互补性的概念是多方面的, 其定性和定量的研究都是人们关心的课题. Jaeger 等<sup>[12]</sup>和 Englert<sup>[8]</sup>研究了如下形式的“干涉-路径”互补关系:

$$\mathcal{D}^2 + \mathcal{V}^2 \leq 1,$$

其中  $\mathcal{D}$  是路径的可区分程度, 用来量化粒子性;  $\mathcal{V}$  是干涉条纹强度, 用来量化波动性.  $\mathcal{V}$  和  $\mathcal{D}$  的具体定义和表达式见本文 3.2 节或文献<sup>[8]</sup>. 该互补关系已在许多实验中得到了证实和应用.

量子力学的另一个重要特征是相干性, 相干与退相干相伴, 因此与互补性密切相关, 是量子力学区别于经典力学的一个基本特征. 近年来, 随着量子技术研究的推进, 为了刻画量子力学的哪些特性会导致潜在的操作优势, 量子资源理论得到很大发展. 在资源理论的框架下, 已有大量对相干性的量化研究<sup>[13-28]</sup>. 此外, 量子相干性在量子热力学、量子计算和量子生物学等领域也发挥了关键作用<sup>[29-31]</sup>, 并与最近发展起来的“对称-非对称”量化研究有着内在的联系<sup>[32-35]</sup>.

量子相干是干涉现象的核心. 量子系统中相干性与波动性相联系, 而粒子性则与路径可区分性相联系. 它们之间的定量联系在干涉实验中进行了大量研究<sup>[36-38]</sup>. 近期, 文献<sup>[39]</sup>从量子力学的基本形式出发, 从交换和反交换的观点导出了在态-信道相互作用中对称性和非对称性的定量互补关系, 该互补关系表现为恒等式 (一种守恒关系), 揭示了互补性和相干性之间的某些内在联系.

本文主要探讨相干与信息守恒及其在 Mach-Zehnder 干涉中的应用. 具体安排如下: 第 2 节讨论两种信息守恒关系, 其一是基于“Bures 距离-保真度”的, 其二是基于“对称-非对称”的; 第 3 节首先回顾 Englert 关于 Mach-Zehnder 干涉仪中互补关系的不等式刻画, 其次利用第 2 节中的信息守恒关系给出互补性的一个等式刻画, 然后借助该等式形式的互补关系推导出 Englert 的不等式, 最后探讨 Mach-Zehnder 干涉仪中的相干性和互补性, 并

讨论其与第 2 节的信息守恒关系的联系.

## 2 两个信息守恒关系

考虑给定的 Hilbert 空间上的两个量子态  $\rho$  和  $\sigma$ <sup>[40]</sup>, 它们之间的 Bures 距离<sup>[41]</sup>可写成如下形式:

$$D_b(\rho, \sigma) := 2 - 2\text{tr}\sqrt{\rho^{1/2}\sigma\rho^{1/2}},$$

其中  $\text{tr}(A) \equiv \sum_i A_{ii}$  表示矩阵  $A$  的迹<sup>[40]</sup>. 由于 Bures 距离具有黎曼性和单调性, 在量子信息理论中有广泛的应用<sup>[42-47]</sup>. 与之紧密相关的概念是保真度  $F(\rho, \sigma) := \text{tr}\sqrt{\rho^{1/2}\sigma\rho^{1/2}}$ , 显然从定义有

$$D_b(\rho, \sigma) = 2 - 2F(\rho, \sigma),$$

或等价地,

$$\frac{1}{2}D_b(\rho, \sigma) + F(\rho, \sigma) = 1.$$

从信息论的角度,  $D(\rho, \sigma) := \frac{1}{2}D_b(\rho, \sigma)$  刻画了两个量子态  $\rho$  和  $\sigma$  之间的可区分程度, 而  $F(\rho, \sigma)$  刻画了两个量子态之间的相似性 (不可区分程度). 因此可将

$$D(\rho, \sigma) + F(\rho, \sigma) = 1 \quad (1)$$

解释为一个信息守恒关系. 数学上, (1) 式可由  $D(\rho, \sigma)$  和  $F(\rho, \sigma)$  的定义平凡地得到, 但从信息的角度看, (1) 式可解释为 Bohr 互补关系的一个刻画和量化, 将在第 3 节中详细阐述这一点.

首先回顾本文中将会用到的保真度  $F(\rho, \sigma)$  的几个重要性质<sup>[40]</sup>:

1)  $0 \leq F(\rho, \sigma) \leq 1$ ;

2) 对所有的酉算子  $U$ ,

$$F(U\rho U^\dagger, U\sigma U^\dagger) = F(\rho, \sigma);$$

3)  $F(\rho, \sigma) = \max_U \text{tr}(U\sqrt{\rho}\sqrt{\sigma})$ , 其中  $\max$  是对所有的酉算子  $U$  取的.

此外, 保真度与迹距离  $D_{\text{tr}}(\rho, \sigma) = \frac{1}{2}\text{tr}|\rho - \sigma|$  密切相关 (其中  $|A| \equiv \sqrt{A^\dagger A}$ ). 事实上, 由不等式<sup>[39]</sup>  $1 - F(\rho, \sigma) \leq D_{\text{tr}}(\rho, \sigma) \leq \sqrt{1 - F(\rho, \sigma)^2}$  可知

$$D(\rho, \sigma) \leq D_{\text{tr}}(\rho, \sigma) \leq \sqrt{1 - F(\rho, \sigma)^2}. \quad (2)$$

设  $\rho$  为量子态,  $\Phi$  为完全正的保迹映射 (亦称作量子信道),  $\Phi(\rho) = \sum_i K_i \rho K_i^\dagger$ ,  $\{K_i\}$  称为 Kraus 算子, 其对偶信道可表示为  $\Phi^\dagger(X) = \sum_i K_i^\dagger X K_i$ , 其中  $X$  为任意算子. 文献<sup>[39]</sup>提出可将“态-信道”相互作用的对称部分和非对称部分分别量化为

$$\begin{aligned}
 J(\rho, \Phi) &= \frac{1}{4} \sum_i \|\{\sqrt{\rho}, K_i\}\|^2 \\
 &= \frac{1}{4} \text{tr} (\Phi(\rho) + 2\sqrt{\rho}\Phi^\dagger(\sqrt{\rho}) + \Phi^\dagger(\rho)), \\
 I(\rho, \Phi) &= \frac{1}{4} \sum_i \|\llbracket\sqrt{\rho}, K_i\rrbracket\|^2 \\
 &= \frac{1}{4} \text{tr} (\Phi(\rho) - 2\sqrt{\rho}\Phi^\dagger(\sqrt{\rho}) + \Phi^\dagger(\rho)),
 \end{aligned}$$

其中,  $\{\sqrt{\rho}, K_i\} = K_i\sqrt{\rho} + \sqrt{\rho}K_i$ , 表示算子的对称 (Jordan) 积,  $\|A\|^2 = \text{tr}A^\dagger A$ , 表示算子的 Hilbert-Schmidt 范数平方,  $\llbracket\sqrt{\rho}, K_i\rrbracket = \sqrt{\rho}K_i - K_i\sqrt{\rho}$ , 表示反对称 (Lie) 积. 从上述表达式可得到如下“对称-非对称”互补关系<sup>[39]</sup>:

$$J(\rho, \Phi) + I(\rho, \Phi) = \frac{1}{2} \text{tr} (\Phi(\rho) + \Phi^\dagger(\rho)).$$

事实上, 非对称部分  $I(\rho, \Phi)$  可解释为刻画量子态  $\rho$  相对于量子信道  $\Phi$  的量子相干<sup>[39]</sup>, 亦即  $\rho$  在  $\Phi$  作用后的退相干. 特别地, 当  $\Phi$  为保单位 (unital) 信道 (即  $\Phi$  将单位算子  $\mathbf{1}$  映成单位算子,  $\Phi(\mathbf{1}) = \mathbf{1}$ ) 时,  $\Phi^\dagger(\mathbf{1}) = \mathbf{1}$ ,  $J(\rho, \Phi)$  和  $I(\rho, \Phi)$  满足如下信息守恒关系:

$$J(\rho, \Phi) + I(\rho, \Phi) = 1. \quad (3)$$

下一节将用等式 (1) 和 (3) 这两个不同但有联系的信息守恒关系来探讨 Mach-Zehnder 干涉仪中的互补性和相干性.

### 3 Mach-Zehnder 干涉仪中的互补性和相干性

#### 3.1 Mach-Zehnder 干涉仪

为了在具体的框架中研究相干性和互补性, 考虑对称 MZI (如图 1 所示), 其中有 50 : 50 分束器 BS 和相移器 PS. 分束器将输入态沿 a 和 b 两条路径分布. 用  $|0\rangle$  表示路径 a,  $|1\rangle$  表示路径 b. 设光子进入干涉仪的初始态为  $\rho_Q^{\text{in}} = \frac{1}{2}(\mathbf{1} + r_x\sigma_x + r_y\sigma_y + r_z\sigma_z)$ , 其中  $(r_x, r_y, r_z)$  为三维实向量, 且  $r_x^2 + r_y^2 + r_z^2 \leq 1$ .  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  表示 Pauli 算子<sup>[39]</sup>. 为了获得光子的路径信息, 引进初始态为  $\rho_D^{\text{in}}$  的路径探测器 (WWD). 若光子沿路径 a 传播, 则探测器的初始态保持不变; 若光子沿着路径 b 传播, 则探测器的态经过一个酉演化变为  $U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger$ . 这一相互作用导致光子与 WWD 产生关联. 因此, 在 MZI 中, 探测器实际上可看作光子所处的环境. 光子与探测器的相互作用导致光子退相干, 光子部分信息流失到探

测器上, 这样就可以从探测器上检测到光子的相关信息. 在 Englert 干涉-路径互补关系中, 路径信息正是用探测器量子态在演化前后的迹距离刻画的.

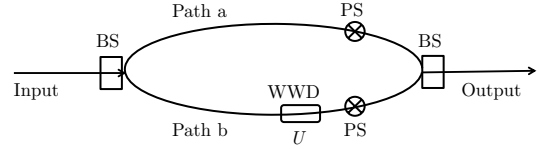


图 1 对称 MZI (BS, 50 : 50 分束器; PS, 相移器; WWD, 路径探测器)

Fig. 1. A schematic sketch of the symmetric Mach-Zehnder interferometer. BS, 50:50 beam splitter; PS, phase shifter; WWD, which-way detector.

分束器 (BS) 的作用由酉算子  $U_{\text{BS}} = \exp(-i\frac{\pi}{4}\sigma_y)$  表示, 相移器 (PS) 的作用由酉算子  $U_{\text{PS}} = \exp(-i\frac{\phi}{2}\sigma_z)$  表示. 光子和探测器的相互作用由算子  $V^{\text{QD}} = |0\rangle\langle 0| \otimes \mathbf{1}^D + |1\rangle\langle 1| \otimes U$  描述. 经过干涉仪后, 复合系统的初始态  $\rho_Q^{\text{in}} \otimes \rho_D^{\text{in}}$  演化为

$$\begin{aligned}
 \rho^f &= U_{\text{tot}}(\rho_Q^{\text{in}} \otimes \rho_D^{\text{in}})U_{\text{tot}}^\dagger \\
 &= \frac{1}{4}(1 - r_x)(\mathbf{1} + \sigma_x) \otimes \rho_D^{\text{in}} \\
 &\quad + \frac{1}{4}(1 + r_x)(\mathbf{1} - \sigma_x) \otimes U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger \\
 &\quad - \frac{1}{4}e^{-i\phi}(r_z - ir_y)(\sigma_z - i\sigma_y) \otimes \rho_D^{\text{in}}U^\dagger \\
 &\quad - \frac{1}{4}e^{i\phi}(r_z + ir_y)(\sigma_z + i\sigma_y) \otimes \rho_D^{\text{in}}U^\dagger,
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 U_{\text{tot}} &= U_{\text{BS}}^{\text{QD}}V^{\text{QD}}U_{\text{PS}}^{\text{QD}}U_{\text{BS}}^{\text{QD}}, \\
 U_{\text{BS}}^{\text{QD}} &= U_{\text{BS}} \otimes \mathbf{1}^D, \\
 U_{\text{PS}}^{\text{QD}} &= U_{\text{PS}} \otimes \mathbf{1}^D, \\
 V^{\text{QD}} &= |0\rangle\langle 0| \otimes \mathbf{1}^D + |1\rangle\langle 1| \otimes U.
 \end{aligned}$$

对两体量子态  $\rho^f$  关于 WWD 取偏迹<sup>[40]</sup>, 得到光子的输出态

$$\begin{aligned}
 \rho_Q^f &= \frac{1}{4}(1 - r_x)(\mathbf{1} + \sigma_x) + \frac{1}{4}(1 + r_x)(\mathbf{1} - \sigma_x) \\
 &\quad - \frac{1}{4}e^{-i\phi}(r_z - ir_y)(\sigma_z - i\sigma_y)\text{tr}(\rho_D^{\text{in}}U^\dagger) \\
 &\quad - \frac{1}{4}e^{i\phi}(r_z + ir_y)(\sigma_z + i\sigma_y)\text{tr}(\rho_D^{\text{in}}U).
 \end{aligned}$$

类似地, WWD 的输出态为

$$\rho_D^f = \frac{1 - r_x}{2}\rho_D^{\text{in}} + \frac{1 + r_x}{2}U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger.$$

有了以上准备, 以下两小节将讨论 Mach-Zehnder 干涉仪中的相干性和互补性.



### 3.2 Mach-Zehnder 干涉仪中的互补性

Bohr 互补原理在 MZI 中具体表现为波粒二相性, 对此已有丰富的理论和实验研究<sup>[4-9,12]</sup>, 其中一个很重要的工作是 Englert<sup>[8]</sup>给出的波粒二相性的不等式刻画. 本节将信息守恒关系 (1) 解释为波粒二相性的等式刻画, 特别地, Englert 的结果是该等式的推论.

Englert 在初始量子态  $\rho_Q^{\text{in}} = \frac{1}{2}(\mathbf{1} + r_x\sigma_x + r_y\sigma_y + r_z\sigma_z)$  的 Bloch 向量  $(r_x, r_y, r_z)$  在满足  $r_x = 0$ ,  $r_z + ir_y = e^{i\theta}$  的条件下得到了以下干涉-路径互补关系:

$$\mathcal{V}^2 + \mathcal{D}^2 \leq 1, \quad (4)$$

其中干涉条纹强度  $\mathcal{V} = |\text{tr}(U\rho_D^{\text{in}})|$  量化了波动性, 路径的可区分程度  $\mathcal{D} = \frac{1}{2}|\text{tr}[\rho_D^{\text{in}} - U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger]|$  量化了粒子性. Englert 的这个不等式是 MZI 中波粒二相性的一个具体刻画, 具有清晰的物理解释. 但正如 Englert 在文中所言, 光子的路径信息是储存在探测器中的, Englert 对探测器进行测量去提取光子的路径信息, 从而得到  $\mathcal{D}$  的表达式. 然而从信息论的角度来看, 测量会导致量子系统信息损失. 在 MZI 中光子与探测器相互作用, 如果考虑整个量子系统, 则信息在这一过程中是守恒的. 相互作用只是导致光子的部分信息流失到环境 (探测器) 中, 因此光子退相干. 在这个过程中相干与退相干相伴, 我们希望得到一个体现信息守恒和互补性的等式关系. 本文将说明 (1) 式所示的信息守恒关系可看作 Bohr 互补原理的一个等式刻画.

首先, 注意粒子性与量子态  $\rho_D^{\text{in}}$  和  $U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger$  的可区分程度紧密相关. Englert 提出的量  $\mathcal{D}$  本质上为两个量子态之间的迹距离<sup>[39]</sup>, 虽然该量具有好的操作性解释, 但从信息论的角度来看, 该量有一些缺陷, 如它不是黎曼的. 与此对照, Bures 距离  $D_b$  既是黎曼的又是单调的, 故利用

$$D(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger) = \frac{1}{2}D_b^2(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger)$$

刻画粒子性具有理论上的优点. 为提供一个直观易理解的例子, 不妨考虑直角三角形的三个边长, 显然边长本身具有明确的物理长度含义, 但它们之间并无明显的数量关系, 但是如果用长度的平方代替长度, 类似于此处用 Bures 距离代替迹距离, 则得到勾股定理这一优美结果.

波动性与粒子性互补, 粒子性用 Bures 距离来刻画, 相应的波动性度量便自然地用保真度来刻画. 此外, 还可直接从  $\mathcal{V}$  的表达式出发, 给出用保

真度刻画波动性的进一步解释. 由保真度的定义和性质, 可得

$$\begin{aligned} \mathcal{V} &= |\text{tr}(U\rho_D^{\text{in}})| = \left| \text{tr} \left( U\sqrt{\rho_D^{\text{in}}}\sqrt{\rho_D^{\text{in}}} \right) \right| \\ &= \left| \text{tr} \left( U\sqrt{\rho_D^{\text{in}}}U^\dagger U\sqrt{\rho_D^{\text{in}}} \right) \right| = \left| \text{tr} \left( \sqrt{\rho_D^{\text{in}}}U\sqrt{\rho_D^{\text{in}}}U^\dagger U \right) \right| \\ &\leq \left| \max_V \text{tr} \left( \sqrt{\rho_D^{\text{in}}}U\sqrt{\rho_D^{\text{in}}}U^\dagger V \right) \right| = F(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger). \end{aligned} \quad (5)$$

因此, 波动性自然地可由  $\rho_D^{\text{in}}$  和  $U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger$  之间的保真度, 亦即  $F(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger)$  来刻画. 这样由信息守恒关系 (1) 式自然得到波粒二相性的如下等式:

$$D(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger) + F(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger) = 1. \quad (6)$$

(6) 式的等式关系是从现代量子信息的观点出发, 考虑光子与探测器相互作用过程中的信息流动而自然得到的. 实际上, Englert 的互补关系 (4) 式可由上面的等式关系 (6) 式直接得到

$$\begin{aligned} 1 &= (D(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger) + F(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger))^2 \\ &= (1 - F^2(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger) \\ &\quad + F^2(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger)) \geq \mathcal{D}^2 + \mathcal{V}^2. \end{aligned}$$

最后一个不等式可由不等式 (2) 和 (5) 直接得到.

### 3.3 Mach-Zehnder 干涉仪中的相干性

上面的讨论指出在 MZI 中光子与探测器相互作用, 导致光子退相干, 部分信息流失到探测器上. 本节具体计算 Mach-Zehnder 干涉仪中的相干性, 并揭示其与波粒二相性之间的密切关联. 在上述 MZI 中, 考虑信道

$$\Phi(\rho_Q^{\text{in}}) = \text{tr}_D \left( U_{\text{tot}}(\rho_Q^{\text{in}} \otimes \rho_D^{\text{in}})U_{\text{tot}}^\dagger \right), \quad (7)$$

易证其为保单位 (unital) 信道. 对量子态  $\rho_Q^{\text{in}} = \frac{1}{2}(\mathbf{1} + r_x\sigma_x + r_y\sigma_y + r_z\sigma_z)$ , 直接计算可得

$$J(\rho_Q^{\text{in}}, \Phi) = 1 - \frac{1}{4s} [r^2 + r_x^2 + \mathcal{V}(r^2 - r_x^2) \cos(\phi + \alpha + \gamma)],$$

$$I(\rho_Q^{\text{in}}, \Phi) = \frac{1}{4s} [r^2 + r_x^2 + \mathcal{V}(r^2 - r_x^2) \cos(\phi + \alpha + \gamma)],$$

其中  $\alpha = \arg(\text{tr}(U\rho_D^{\text{in}}))$ ,  $s = 1 + \sqrt{1 - r^2}$ ,  $r^2 = r_x^2 + r_y^2 + r_z^2$ , 且  $\gamma = \arctan \frac{2r_y r_z}{r_y^2 - r_z^2}$ .

非对称部分  $I(\rho_Q^{\text{in}}, \Phi)$  刻画了量子态  $\rho_Q^{\text{in}}$  关于信道  $\Phi$  的相干, 亦即由  $\Phi$  导致的  $\rho_Q^{\text{in}}$  的退相干<sup>[39]</sup>. 从信息论的观点,  $I(\rho_Q^{\text{in}}, \Phi)$  度量了流失到探测器上的路径信息, 故通过对相位求最小, 路径信息 (或粒子性) 可量化为<sup>[39]</sup>

$$\mathcal{P} = \min_{\phi} I(\rho_Q^{\text{in}}, \Phi) = \frac{1}{4s} [r^2 + r_x^2 - (r^2 - r_x^2)\mathcal{V}]. \quad (8)$$

相应地, 对称部分  $J(\rho_Q^{\text{in}}, \Phi)$  可解释为输出态关于两条路径的可获得信息, 故该量与观测到的干涉条纹有关. 通过调节相位得到最大的干涉强度, 可定义波动性度量为<sup>[39]</sup>

$$\mathcal{W} = \max_{\phi} J(\rho_Q^{\text{in}}, \Phi) = \frac{1}{4s} [(4s - r^2 - r_x^2) + (r^2 - r_x^2)\mathcal{V}]. \quad (9)$$

由 (8) 和 (9) 式, 可得到波粒二相性的另一个等式刻画

$$\mathcal{P} + \mathcal{W} = 1. \quad (10)$$

利用不等式 (5) 式, 可得到  $\mathcal{P}$  的下界和  $\mathcal{W}$  的上界为

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &\geq \frac{1}{4s} [2r_x^2 + (r^2 - r_x^2)(1 - F(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger))] \\ &= \frac{1}{4s} [2r_x^2 + (r^2 - r_x^2)D(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger)], \end{aligned} \quad (11)$$

$$\mathcal{W} \leq \frac{1}{4s} [(4s - r^2 - r_x^2) + (r^2 - r_x^2)F(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger)]. \quad (12)$$

因此, 信息守恒关系 (1) 式与波粒二相性的等式刻画 (10) 式紧密相关, 且当不等式 (11) 和 (12) 变为等式时, 两种守恒关系一致. 特别地, 当  $\rho_D^{\text{in}}$  取特殊的量子态, 如  $r_x = 0$ ,  $r_z + ir_y = e^{i\theta}$  时,

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &\geq \frac{1}{4}(1 - F(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger)) = \frac{1}{4}D(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger), \\ \mathcal{W} &\leq \frac{1}{4}(3 + F(\rho_D^{\text{in}}, U\rho_D^{\text{in}}U^\dagger)). \end{aligned}$$

因此, 基于相干给出的波粒二相性的刻画中的粒子性度量  $\mathcal{P}$  的下界可用  $D$  刻画, 而波动性的度量  $\mathcal{W}$  的上界可用  $F$  刻画. 这与前面用信息守恒关系 (1) 式来描述互补性原理是一致的.

## 4 结 论

本文讨论了“Bures-保真度”互补关系和“对称-非对称”互补关系, 并将它们解释为信息守恒关系. 作为应用, 由信息守恒关系直接推导出 Englert 的“干涉-路径”不等式. 进一步利用信息守恒关系揭示了 Mach-Zehnder 干涉仪中互补性与相干性的关系, 证明了可区分程度是态关于信道的非对称性 (相干性) 的下界, 而保真度是态关于信道的对称性的上界. 我们期望“对称-非对称”守恒关系能为相干性与互补关系的研究提供一个统一的框架.

## 参考文献

- [1] Bohr N 1937 *Phil. Sci.* **4** 289
- [2] Heisenberg W 1927 *Zeit. Physik* **43** 172
- [3] Heisenberg W 1930 *The Physical Principles of the Quantum Theory* (Chicago: The University of Chicago Press) pp13-39
- [4] Wootters W K, Zurek W H 1979 *Phys. Rev. D* **19** 473
- [5] Scully M O, Englert B G, Walther H 1991 *Nature* **351** 111
- [6] Mandel L 1991 *Opt. Lett.* **16** 1882
- [7] Jaeger G, Horne M A, Shimony A 1993 *Phys. Rev. A* **48** 1023
- [8] Englert B G 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2154
- [9] Busch P, Shilladay C 2006 *Phys. Rep.* **435** 1
- [10] Coles P J, Kaniewski J, Wehner S 2014 *Nat. Commun.* **5** 5814
- [11] Coles P J, Berta M, Tomamichel M, Wehner S 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 015002
- [12] Jaeger G, Shimony A, Vaidmann L 1995 *Phys. Rev. A* **51** 54
- [13] Åberg J 2006 arXiv:quant-ph/0612146
- [14] Levi F, Mintert F 2014 *New J. Phys.* **16** 033007
- [15] Baumgratz T, Cramer M, Plenio M B 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 140401
- [16] Girolami D 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 170401
- [17] Streltsov A, Singh U, Dhar H S, Bera M N, Adesso G 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 020403
- [18] Pires D P, Celeri L C, Soares-Pinto D O 2015 *Phys. Rev. A* **91** 042330
- [19] Yao Y, Xiao X, Ge L, Sun C P 2015 *Phys. Rev. A* **92** 022112
- [20] Winter A, Yang D 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 120404
- [21] Ma J, Yadin B, Girolami D, Vedral V, Gu M 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 160407
- [22] Chang L, Luo S, Sun Y 2017 *Commun. Theor. Phys.* **68** 565
- [23] Streltsov A, Adesso G, Plenio M B 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 041003
- [24] Luo S, Sun Y 2017 *Phys. Rev. A* **96** 022130
- [25] Luo S, Sun Y 2017 *Phys. Rev. A* **96** 022136
- [26] Yao Y, Dong G H, Xiao X, Li M, Sun C P 2017 *Phys. Rev. A* **96** 052322
- [27] Zhao H, Yu C 2018 *Sci. Rep.* **8** 299
- [28] Jin Z X, Fei S M 2018 *Phys. Rev. A* **97** 062342
- [29] Horodecki M, Oppenheim J 2013 *Nat. Commun.* **4** 2059
- [30] Narasimhachar V, Gour G 2015 *Nat. Commun.* **6** 7689
- [31] Lloyd S 2011 *J. Phys. Conf. Ser.* **302** 012037
- [32] Marvian I, Spekkens R W 2014 *Nat. Commun.* **5** 3821
- [33] Marvian I, Spekkens R W 2016 *Phys. Rev. A* **94** 052324
- [34] Fang Y N, Dong G H, Zhou D L, Sun C P 2016 *Commun. Theor. Phys.* **65** 423
- [35] Yao Y, Dong G H., Xiao X, Sun C P 2016 *Sci. Rep.* **6** 32010
- [36] Bagan E, Bergou J A, Cottrell S S, Hillery M 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 160406
- [37] Bera M N, Qureshi T, Siddiqui M A, Pati A K 2015 *Phys. Rev. A* **92** 012118
- [38] Hu M L, Hu X, Wang J C, Peng Yi, Zhang Y R, Fan H 2018 arXiv:1703.01852 [quant-ph]
- [39] Luo S, Sun Y 2018 *Phys. Rev. A* **98** 012113
- [40] Nielsen, M A, Chuang I L 2000 *Quantum Computation and Quantum Information* (10th Anniversary Edition) (New York: Cambridge University Press) pp60-111, 399-416
- [41] Bures D 1969 *Trans. Amer. Math. Soc.* **135** 199-212
- [42] Hubner M 1993 *Phys. Lett. A* **179** 226
- [43] Fuchs C A, Caves C M 1995 *Open Sys. Inf. Dym.* **3** 345
- [44] Barnum H, Caves C M, Fuchs C A, Jozsa R, Schumacher B 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 2818
- [45] Uhlmann A 2000 *Phys. Rev. A* **62** 032307
- [46] Dodd J L, Nielsen M A 2002 *Phys. Rev. A* **66** 044301
- [47] Luo S, Zhang Q 2004 *Phys. Rev. A* **69** 032106

SPECIAL TOPIC—Advances in quantum coherence and quantum storage

# Coherence and information conservation and their applications in Mach-Zehnder interferometer<sup>\*</sup>

Fu Shuang-Shuang<sup>1)</sup> Luo Shun-Long<sup>2)3)†</sup> Sun Yuan<sup>2)3)</sup>1) (*School of Mathematics and Physics, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China*)2) (*Academy of Mathematics and Systems Science, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)3) (*School of Mathematical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 27 September 2018; revised manuscript received 12 December 2018)

## Abstract

Coherence and complementarity are two important themes in quantum mechanics, which have been widely and thoroughly investigated. Recently, with the rapid development of quantum information theory, various measures have been introduced for quantitatively studying the coherence and complementarity. However, most of these studies are independent of each other in that they focus on only one theme, for example, the wave-particle duality and Heisenberg uncertainty principle are usually regarded as manifestation of Bohr's complementary principle, while coherence is a quantum feature closely related to quantum superposition. During the past few years, there has been a flurry of research interest in the study of quantum coherence from the quantum resource-theoretic point of view. In this paper, we establish two information conservation relations and employ them to characterize complementarity and quantum coherence. As an illustration of the main results, we discuss these two themes in the Mach-Zehnder interferometer. Our study reveals that these two quantum themes are closely related to each other. Our main results are listed as follows. Firstly, we establish two information conservation relations, one is based on "Bures distance versus fidelity" and the other based on "symmetry versus asymmetry". Then we employ these information conservation relations to investigate coherence and complementarity. Specifically, we provide an explanation of the "Bures distance versus fidelity" trade-off relation from the information conservation perspective, establish the link between the information conservation relation and wave-particle duality, and derive the famous Englert inequality concerning "fringe visibility versus path distinguishability" from the information conservation relation. Furthermore, in the general framework of state-channel interaction, we derive "symmetry versus asymmetry" trade-off relation and explain it as an information conservation relation, reveal its intrinsic relations with coherence and complementarity. Lastly, we demonstrate that the two information conservation relations are closely interrelated, and we also discuss the coherence, decoherence and complementarity in the Mach-Zehnder interferometer, explicitly, we reveal that the Bures distance can be regarded as a lower bound of the asymmetry of state-channel interaction while fidelity is an upper bound of the symmetry of state-channel interaction. We expect that our information conservation relation can provide a unified framework for the study of coherence and complementarity.

**Keywords:** coherence, complementary, information conservation, Mach-Zehnder interferometer**PACS:** 03.65.Ta, 03.67.-a, 07.60.Ly**DOI:** 10.7498/aps.68.20181778

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant No. 1174017), the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11605006), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11875317), the National Center for Mathematics and Interdisciplinary Sciences, Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. Y029152K51), and the Key Laboratory of Random Complex Structures and Data Science, Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. 2008DP173182).

† Corresponding author. E-mail: luosl@amt.ac.cn

## 多模式固态量子存储

杨天书 周宗权 李传锋 郭光灿

### Multimode solid-state quantum memory

Yang Tian-Shu Zhou Zong-Quan Li Chuan-Feng Guo Guang-Can

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 030303 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182207

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182207>

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

#### 量子存储研究进展

Research progress of quantum memory

物理学报. 2019, 68(3): 030307 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190039>

#### 基于电磁诱导透明机制的压缩光场量子存储

Analysis of electromagnetically induced transparency based on quantum memory of squeezed state of light

物理学报. 2017, 66(7): 074201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.074201>

#### 基于拉曼协议的量子存储

Raman protocol-based quantum memories

物理学报. 2019, 68(3): 034203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182215>

#### 量子计算与量子模拟

Quantum computation and quantum simulation

物理学报. 2018, 67(12): 120301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180710>

#### 噪声情况下的量子网络直接通信

Quantum network direct communication protocol over noisy channel

物理学报. 2015, 64(16): 160306 <https://doi.org/10.7498/aps.64.160306>



专题: 量子相干和量子存储研究进展

## 多模式固态量子存储\*

杨天书<sup>1)2)</sup> 周宗权<sup>1)2)†</sup> 李传锋<sup>1)2)‡</sup> 郭光灿<sup>1)2)</sup>

1) (中国科学技术大学, 中国科学院量子信息重点实验室, 合肥 230026)

2) (中国科学技术大学, 量子信息和量子科技前沿创新中心, 合肥 230026)

(2018年12月16日收到; 2019年1月8日收到修改稿)

量子存储器是光子与物质系统之间的接口, 允许存入和读出加载了量子信息的光子, 是构建实用化量子网络的核心器件. 基于稀土掺杂晶体可以实现固态的量子存储器, 较长的相干时间和较宽的存储带宽使其成为目前最有潜力的量子物理系统之一. 本文综述近年来基于稀土掺杂晶体的多模式固态量子存储方面的实验进展. 主要内容包括频率自由度的多模式量子存储、时间自由度的多模式量子存储、空间自由度的多模式量子存储和多个自由度并行复用的多模式量子存储. 在多自由度复用的多模式存储的基础上进一步介绍基于量子存储器的量子模式变换和实时的任意操作. 该系列工作为构建高速率的实用化量子网络奠定基础, 其中超越存储器本身的脉冲操作功能有望在未来量子信息处理过程中获得广泛的应用.

关键词: 量子存储, 多模式复用, 量子模式变换, 量子网络

PACS: 03.65.Wj, 03.67.Hk, 42.50.Ex, 42.50.Ct

DOI: 10.7498/aps.68.20182207

## 1 引言

光子是一种理想的量子信息传递载体, 光子的频率、偏振或者相位等自由度都可以用来编码信息. 量子存储器可以吸收携带量子信息的光子并保存一段时间后再发射, 是量子信息处理过程的一个重要器件. 量子存储的应用包括: 在量子计算中实现不同操作的同步<sup>[1]</sup>、将预报单光子变为确定性单光子<sup>[2]</sup>、实现精密量子度量<sup>[3]</sup>和验证量子物理基础问题<sup>[4]</sup>等. 此外, 量子存储器作为量子中继的核心部件, 是长距离量子通信中必不可少的组成部分<sup>[5]</sup>. 在长距离量子通信中, 基于光纤传输的量子信道传输损耗与光纤长度  $L_0$  的关系为  $e^{-L_0}$ , 这种指数式的损耗使得通过发送单个光子直接在光纤内传输量子信息的距离被限制在百公里量级内<sup>[5]</sup>. 1998年因斯布鲁克大学的 Briegel 等<sup>[6]</sup>提出量子中继方案,

使用纠缠交换的方法可以克服这一问题. 通过量子中继方案, 指数式损耗通过分段建立在通信线路中的若干个量子中继变为多项式损耗, 这使得长距离量子通信成为可能.

如果存储器仅可以存储至多一个光子的一个模式, 将严重限制纠缠创建的速率. 为了达到实用化的通信速率, 必须使用多模式的量子存储<sup>[7-9]</sup>. 如果多模式复用可以存储  $M$  个光子, 那么节点纠缠制备的速率就增加了  $M$  倍, 也就是通信速率增加了  $M$  倍<sup>[8]</sup>. 这种多模式复用可以是时间、频谱或者空间等自由度, 并且多模式复用可以显著降低存储器寿命要求. 目前基于稀土掺杂晶体的多模式固态量子存储已经取得一些重要成果, 包括对弱相干光的 64 个时间模式的存储<sup>[10]</sup>, 确定性单光子的 100 个时间模式的量子存储<sup>[11]</sup>, 26 个频率多模式的量子存储<sup>[12]</sup>, 51 个空间多模式的量子存储<sup>[13]</sup>, 时

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0304100) 和国家自然科学基金 (批准号: 61327901, 11774331, 11774335, 11504362, 11821404, 11654002) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zq\_zhou@ustc.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: cfi@ustc.edu.cn

间、频率和空间三个自由度同时复用的 12 个模式的存储<sup>[14]</sup>.

本文介绍近年来多模式固态量子存储器方面的系列实验进展, 尤其是我国科研工作者在本领域做出的贡献.

## 2 稀土掺杂晶体存储系统

目前国际上广泛研究的量子存储系统包括冷原子、单原子、热原子和稀土掺杂晶体等<sup>[3]</sup>. 量子存储器的主要衡量指标有存储保真度、存储时间、存储效率、存储模式数和工作波段等<sup>[15]</sup>. 目前各种量子存储系统可以在个别指标上基本满足量子中继任务的技术需求, 但综合来看, 还没有一种量子存储系统可以满足实现量子中继的全部技术需求. 基于稀土掺杂晶体的固态量子存储器近年来发展较快, 本文重点介绍基于该系统的多模式量子存储.

稀土元素是镧系元素, 稀土元素的 4f 电子受到外层电子 5s 电子和 5p 电子的屏蔽, 具有一定的自由离子性质<sup>[16]</sup>. 稀土离子掺杂晶体有以下三种特性: 1) 超长的相干寿命, 2015 年澳大利亚国立大学的 Zhong 等<sup>[17]</sup>在 Eu:YSO 中观察到核自旋的相干寿命长达 6 h, 超长的相干寿命有望实现超长寿命的光子量子存储; 2) 从几百 MHz 到 THz 不等的非均匀展宽, 这种非均匀展宽天然地适合做频率自由度的多模式复用<sup>[12]</sup>; 3) 稀土离子在掺杂晶体中被宿主晶体囚禁在晶格中无法运动<sup>[18]</sup>, 所以稀土掺杂晶体非常适合用作光子的空间模式的存储. 由于稀土掺杂晶体是块状晶体, 利于集成和加工, 加拿大卡尔加里大学的 Saglamyurek 等<sup>[19]</sup>和西班牙光子科学研究所的 Seri 等<sup>[20]</sup>在稀土掺杂晶体中进行了波导刻蚀并在波导中实现了下转换参量光的量子存储.

目前在稀土掺杂晶体中实现的存储方案包括电磁致透明、受控可逆非均匀展宽和原子频率梳 (atomic frequency comb, AFC) 等<sup>[15,21,22]</sup>. 其中 AFC 方案取得了众多的实验进展, 这里简单介绍此方案. 首先通过光谱烧孔的方法在稀土离子的下能级  $g$  制作频率间距为  $\Delta$  的梳状吸收结构. 带宽匹配的信号光子与下能级  $g$  和上能级  $e$  共振, 进入晶体后被 AFC 吸收, 由于 AFC 频率的周期性结构, 光子在 AFC 上演化后将在时长为  $1/\Delta$  之后发射出光子. 为了实现按需式读取和获取更长的存储时间, 可以在光子演化发射 ( $1/\Delta$ ) 之前加一束控制光将光子转移到自旋态  $s$  上. 光子在自旋态上演化时长

$T_s$  后, 再加一束控制光将光子再激发回到光学上能级  $e$ . 此时的整个序列总的存储时间为  $1/\Delta + T_s$ , 这种存储方案被称为 AFC-自旋波存储. 基于 AFC 存储方案的时间模式复用数最多为梳的个数<sup>[21]</sup>, 不依赖晶体的吸收深度, 具有很高的多模式复用潜力.

## 3 多模式固态量子存储

### 3.1 频率自由度的多模式复用

频率自由度的多模式复用是利用稀土离子在掺杂晶体中的非均匀展宽. 2014 年加拿大卡尔加里大学的 Sinclair 等<sup>[12]</sup>在 Ti:Tm:LiNbO 波导中制作了 26 个带宽为 100 MHz 的 AFC, 相邻 AFC 间隔 300 MHz, 实现了辅以频率选择性读出的 26 个频率多模式复用的量子存储. 他们将量子态编码在 Time-bin 上, 存储保真度达到 0.97, 验证了存储器的量子性.

### 3.2 时间自由度的多模式复用

Time-bin 型编码对信息传输导致的消相干非常不敏感, 利用时间自由度进行 Time-bin 型编码是传输量子信息的一个重要方式. 基于 AFC 方案, 在时间多模式方面已经取得了一些重要的成果, 2011 年, 法国巴黎第十一大学的 Bonarota 等<sup>[23]</sup>在 Tm:YAG 晶体的 0.93 GHz 非均匀展宽上实现了 1060 个经典光脉冲的时间多模式存储, 存储效率为 1%, 存储时间为 1.6  $\mu$ s; 2010 年, 瑞士日内瓦大学的 Usmani 等<sup>[10]</sup>在 Nd:YSO 中实现了对弱相干光的存储, 存储时间为 1.3  $\mu$ s, 存储了 64 个时间模式; 2016 年, 瑞士日内瓦大学的 Tiranov 等<sup>[24]</sup>在 Nd:YSO 中实现了基于时间多模式的通信波段预报的偏振纠缠光子对的存储, 存储了 10 个时间模式, 存储寿命为 50 ns, 存储效率为 7%.

2015 年, 本团队<sup>[11]</sup>在稀土掺杂晶体中实现了确定性单光子光源的存储. 实验所用的光源是半导体量子点光源, 是一种确定性单光子光源. 这种确定性单光子源原则上可以完全抑制多光子事件, 同时, 增强的光子发射概率可以极大提升量子中继的速率<sup>[25]</sup>. 对于量子点发射的光子, 可以利用 HBT (Hanbury Brown and Twiss) 光子符合计数测试方法验证其反聚束性  $g^{(2)}(0) < 1$ . 测量结果为  $g^{(2)}(0) = 0.14$ , 证明了实验所用的光源是一个高质量的单光子源. 存储晶体是两块厚度为 3 mm、掺杂浓度为 5 ppm 的 Nd:YVO 晶体. 在两块存储晶

体中夹一块半波片形成三明治结构<sup>[26]</sup>, 通过这种结构测量  $|H\rangle + |V\rangle$  态存储后的保真度为  $0.913 \pm 0.026$ , 证明了存储器对单光子的偏振态相干性的保持. 图 1(a) 给出了单个光子脉冲 40 ns 的存储结果, 存储效率 20%. 图 1(b) 是输入了 20 个间距为 4.8 ns 的单光子脉冲并存储了 100 ns 的存储结果. 在 100—200 ns 的时间范围内, 可以清晰地看到 20 个存储后的信号. 进一步输入了 100 个脉冲间距为 4.8 ns 的单光子脉冲, 存储时间 500 ns. 存储结果如图 1(c) 所示, 500—1000 ns 的时间段内能看到光子的存储信号. 由于存储时间的延长导致制作 AFC 的对比度下降, 图 1(c) 中的存储效率是图 1(a) 中的 1/3. 图 1(d) 是图 1(c) 中方框部分的放大图, 通过图 1(d) 比较发现输入光子的透过峰信号和存储峰能一一对应, 证明了单光子的时间模式在存储过程中被保存得很好. 这里 100 个时间模式存储到

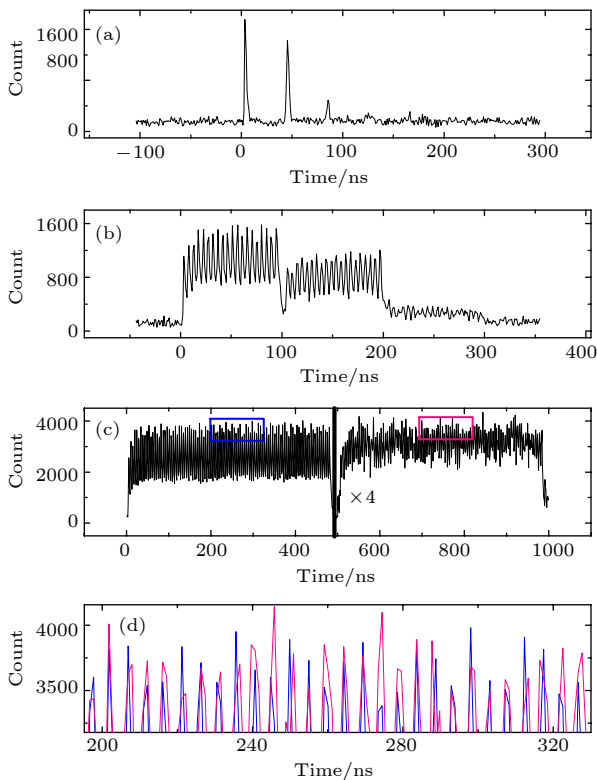


图 1 确定性真光子的多模式存储 (a) 1 个时间模式存储 40 ns 的时间谱; (b) 20 个时间模式存储 100 ns 的时间谱; (c) 100 个时间模式存储 500 ns 的时间谱; (d) 图 (c) 中方框部分的放大图<sup>[11]</sup>

Fig. 1. Multimode quantum storage of single photons: (a) The histogram of single photon storage in one temporal mode for 40 ns; (b) the histogram of single photon storage in 20 temporal modes for 100 ns; (c) the histogram of single photon storage in 100 temporal modes for 500 ns; (d) the enlarge of the rectangle regions in panel (c)<sup>[11]</sup>.

目前为止仍然是是单光子多模式量子存储的最高模式数.

该实验仅展现了确定性单光子的量子存储, 值得注意的是, 量子点还可以产生高质量的确定性纠缠光子对<sup>[27]</sup>或与单个光子纠缠在一起的固体自旋量子比特<sup>[28]</sup>. 这里的量子点和存储系统都是固态系统, 有利于进一步拓展和集成, 这一组合有望构建更实际且高效的量子中继器.

AFC 存储是一个预编程式的延时方案, 有存储时间较短、不能实现按需读出等缺陷, 还需要加入控制光实现按需式读取和延长存储寿命, 也就是所谓的 AFC-自旋波存储. 2013 年西班牙光子科学研究所的 Gündoğan 等<sup>[29]</sup>在 Pr:YSO 晶体中实现了对经典光脉冲的 5 个时间多模式的 AFC-自旋波存储, 储存寿命为 14  $\mu$ s. 2015 年瑞士日内瓦大学的 Jobez 等<sup>[30]</sup>在 Eu:YSO 中实现了单光子水平的 AFC-自旋波存储, 存储了 5 个时间模式, 存储寿命为 0.5 ms; 2016 年 Jobez 等<sup>[31]</sup>又在 Eu:YSO 中演示了具有 50 个时间模式存储潜力, 存储时间为 0.541 ms 的 AFC-自旋波存储.

### 3.3 空间自由度的多模式复用

光子的空间自由度包括路径和空间分布等. 光子的轨道角动量 (orbital-angular-momentum, OAM) 是光子空间性质的波前横向分布, 理论上可以达到无穷维<sup>[32]</sup>. 携带 OAM 的光子的波前“扭曲”可以由勒盖尔-高斯模式 (Laguerre-Gaussian,  $LG_{pl}$ ) 来描述<sup>[33]</sup>, 这里  $p$  代表径向量子数,  $l$  代表角量子数. 如果考虑  $p = 0$ , 用 LG 模式来编码光子, 只需要考虑角量子数  $l$ , 每个光子携带的轨道角动量为  $lh$ . 轨道角动量的自由度属于空间自由度,  $l$  越大, 维度越高, 同时光斑尺寸越大. 掺杂晶体的尺度可达几十毫米, 天然地适应存储轨道角动量, 支持上万个轨道角动量的模式<sup>[13]</sup>.

本团队所利用的实验光源是由非线性晶体 PPKTP (periodically poled potassium titanyl phosphate) 产生的下转换参量光, 窄带宽下转换纠缠光源的符合计数约为 500 个/s<sup>[13]</sup>. 存储晶体是一块厚度为 3 mm、掺杂浓度为 5 ppm 的 Nd:YVO. 首先实验测得三维纠缠的存储保真度达到  $0.991 \pm 0.003$ . 用 Bell 不等式来检验存储之后的三维纠缠态的纠缠特性, 测量结果为  $S = 2.152 \pm 0.033$ . 测量结果  $S$  大于 2, 违背了局域实在论的预言极限<sup>[34]</sup>, 证明了存储器完美地保持了轨道角动量自由度的



三维纠缠特性. 为了探索这种固态量子存储器对于光子的轨道角动量的存储容量, 使用了如图 2(a) 所示的简化装置, 采用每个脉冲包含 0.5 个光子的弱相干光作为输入. 图 2(b) 是三维空间的量子过程层析重构的密度矩阵的实部<sup>[35]</sup>, 存储过程的保真度为  $0.970 \pm 0.001$ . 对于更高维度的存储性能的分析, 量子过程层析不再是一个高效率的分析手段, 可以通过叠加态  $|\Psi_+(l)\rangle = (| -l\rangle + | l\rangle)/\sqrt{2}$  的

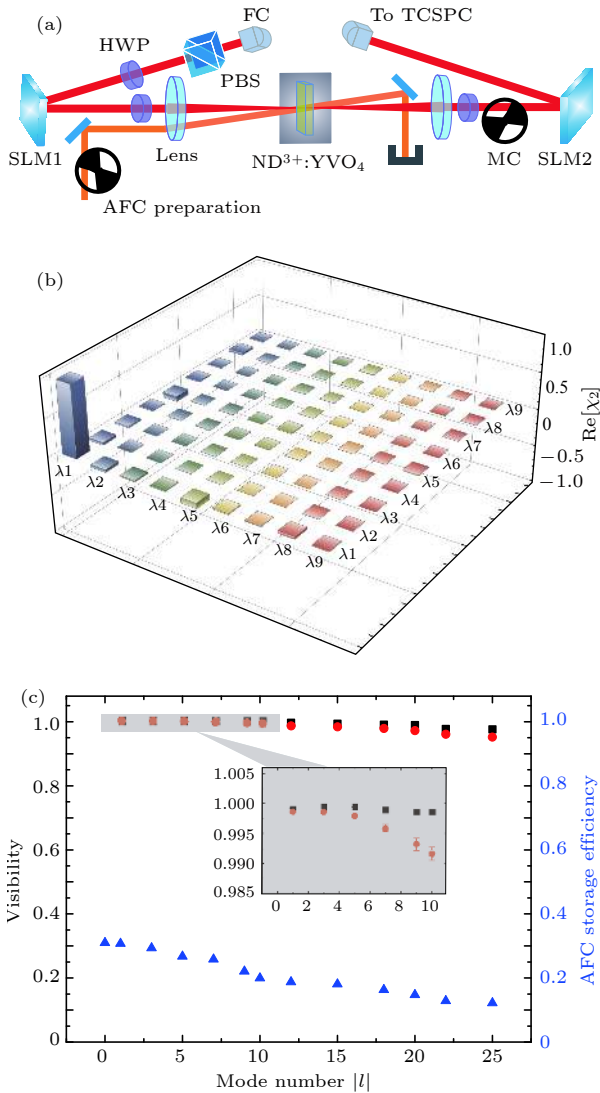


图 2 存储器的模式容量分析 (a) 研究多模式存储容量的实验装置; (b) 三维空间的 OAM 态通过量子过程层析重构密度矩阵  $\chi_2$  的实部; (c) 高维叠加态  $|\Psi_+(l)\rangle$  的存储结果<sup>[13]</sup>

Fig. 2. The exploration of the multimode capacity in the spatial domain of the quantum memory: (a) The setup is used for exploration of the multimode capacity of the memory; (b) graphical representation of the real part of the reconstructed process matrix  $\chi_2$  in three dimensions; (c) the memory performance for quantum superposition states  $|\Psi_+(l)\rangle$ <sup>[13]</sup>.

可见度来衡量高维空间的量子存储的性质<sup>[18]</sup>. 图 2(c) 的红色点是存储器的输出态可见度与维度  $l$  的关系, 当  $l = 25$  时, 存储的可见度为  $0.952 \pm 0.008$ , 证明了存储器可以存储高达 51 个维度的 OAM 量子态. 这里  $l$  越大, 存储效率会由于信号光斑变大但泵浦光斑未能完全覆盖信号光斑而下降, 如果使用空间分布均匀的大的泵浦光斑 (例如超高斯分布的泵浦光), 那么存储器可以对更高维度的 OAM 量子态实现高效的量子存储.

### 3.4 多个自由度的同时复用

同一个自由度的模式数复用都是以相加的形式增长, 但是不同自由度的模式同时复用则是按照乘积的形式增加. 比如时间自由度可以存储  $M$  个模式, 频率自由度可以存储  $N$  个模式、空间自由度可以存储  $P$  个模式, 那么可以同时实现  $M \times N \times P$  个模式<sup>[12,36,37]</sup>. 2018 年, Yang 等<sup>[14]</sup>首次报道了基于时间、频率和空间三个自由度的多模式复用量子存储.

0.05% 掺杂的 3 mm 厚度的 Pr:YSO 作为存储晶体, 被放置于 3.2 K 的低温腔中. 采用的存储方案是 AFC-自旋波存储. 利用掺杂晶体中 Pr 的非均匀展宽, 在存储晶体的下能级上制作了 2 个间隔为 80 MHz 的 AFC 作为两个频段的频率多模式复用. 如图 3(a) 所示, 红线为存储晶体中的 AFC 结构, AFC 被制作在  $1/2g$  上, 其中  $1/2g \rightarrow 3/2e$  是对应输入光子的频率,  $3/2g \rightarrow 3/2e$  是对应输入控制光的频率; 黑线对应的是滤波晶体能级对应的跃迁吸收,  $1/2g \rightarrow 3/2e$  是信号光子透过带, 允许被存储后的信号光子透过. 这两个 AFC 的参数都是带宽为 2 MHz, 间距为 200 kHz, 对应的 AFC 存储时间为 5  $\mu$ s. 对于空间模式的复用, 采用了图 3(b) 所示的 3 个不同路径加载不同的 OAM 态作为三个独立空间模式的输入, 其中通过  $s_1$  的光子被空间光调制器 (spatial-light modulator, SLM) 加载了  $|L\rangle$  态, 通过  $s_2$  的光子被一个螺旋相位片 (spiral phase plate, SPP) 加载了  $|R\rangle$  态,  $s_3$  是一个高斯模式  $|G\rangle$ . 这里的  $|L\rangle$ ,  $|G\rangle$  和  $|R\rangle$  对应了 LG 模式中的  $|LG_{p=0}^{l=-1}\rangle$ ,  $|LG_{p=0}^{l=0}\rangle$  和  $|LG_{p=0}^{l=1}\rangle$  态.  $s_1, s_2$  和  $s_3$  通过两个薄膜分束器 (pellicle beam splitters, BS) 合束进入存储器. 最终实现了 2 个时间模式、2 个频率模式和 3 个空间模式总共 12 个模式的存储, 如图 3(c) 所示.

本实验所用的 Pr:YSO 有 5 GHz 的非均匀展宽, 可以支持超过 60 个独立的频率模式. 对于



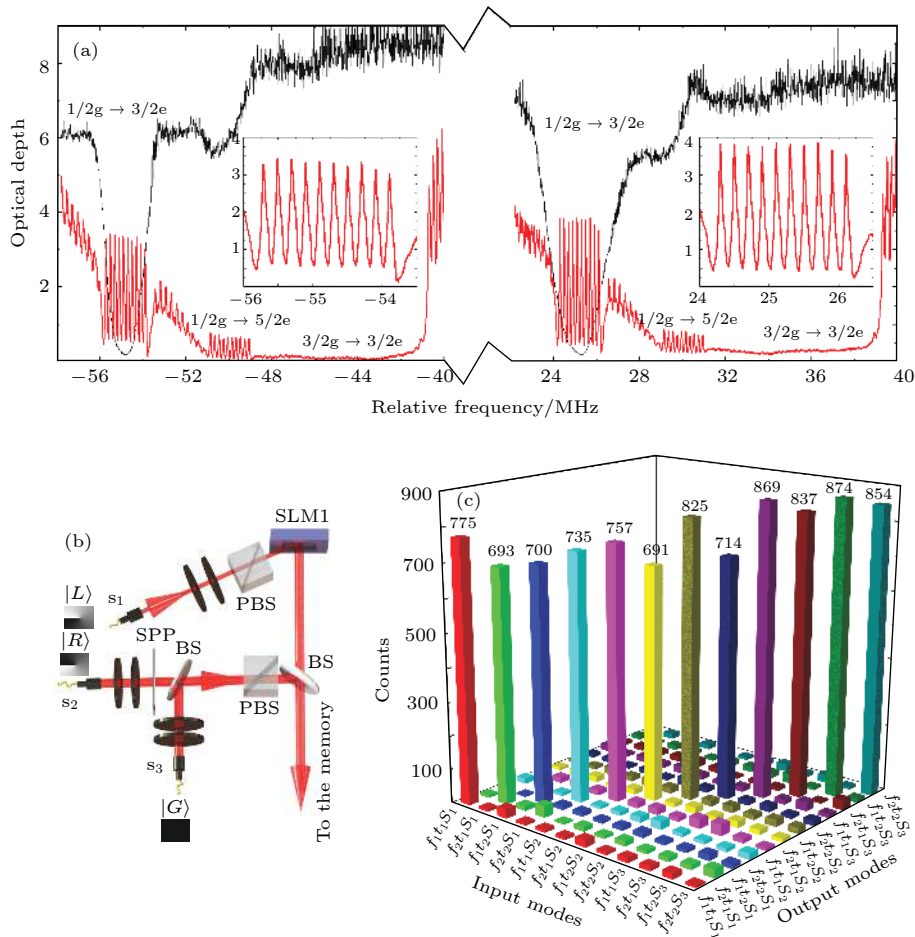


图 3 单光子水平的多自由度复用的自旋波存储 (a) 在存储晶体的非均匀展宽上制作的两个间距为 80 MHz 的 AFC (红色) 和滤波晶体的吸收线(黑色); (b) 3 个独立的空间模式的输入; (c) 时间、频率和空间自由度同时复用的自旋波存储 [14]  
 Fig. 3. Multiplexed storage in multiple-degree-of-freedom at single photon level: (a) The double AFC structure (red) in the memory crystal and the double filter structure (black) in the filter crystal; (b) three independent spatial modes carrying different OAM states are employed for spatial multiplexing; (c) a demonstration of temporal, spectral and spatial multiplexed storage for single-photon level input [14].

AFC 的自旋波存储, Jobez 等[31]在 Eu:YSO 中演示了达到 50 个独立的时间模式的自旋波存储. 本团队[13]在 Nd:YVO 中实现了 51 个模式的 OAM 存储, 结合这些存储技术, 有望实现  $60 \times 50 \times 51 = 153000$  个模式, 展示了稀土掺杂晶体的非常大的模式容量潜力.

#### 4 多功能量子存储器

量子存储器不仅能够存储量子信息, 为了加快量子信息的传递速率或者量子信息的处理效率[38-40], 还需要存储器能够对量子信息进行一些必要的操作. 例如量子存储器可以用作可编程处理器, 即实时任意地操作量子态的模式, 其应用包括量子密码学、量子网络和量子计算等[39]. 2014 年加拿大卡尔加里大学的 Saglamyurek 等[39]在 Tm:LiNbO 晶体

中用 AFC 方法实现了对信号脉冲的排序、分束、压缩、展宽、延时和滤波等功能的演示. 该工作中演示的功能都是预编程操作而不是实时的操作, 很多量子信息处理过程需要实时的任意操作. 在此前多自由度复用的多模式存储的基础上, 本团队在固态量子存储系统中完成了量子模式转换和实时任意操作的演示[14].

##### 4.1 量子模式转换

量子模式转换就是将任意模式的光子模式转换到需要的目标模式并且不破坏其携带的量子态信息. 在量子信息处理过程中, 光子通过各种器件可能会导致模式失配的现象. 量子模式转换具有广泛的应用, 例如在量子通信的纠缠交换过程中, 贝尔态测量要求光子的不可区分性, 量子模式转换能够将模式失配的光子变为模式匹配的光子, 从而加

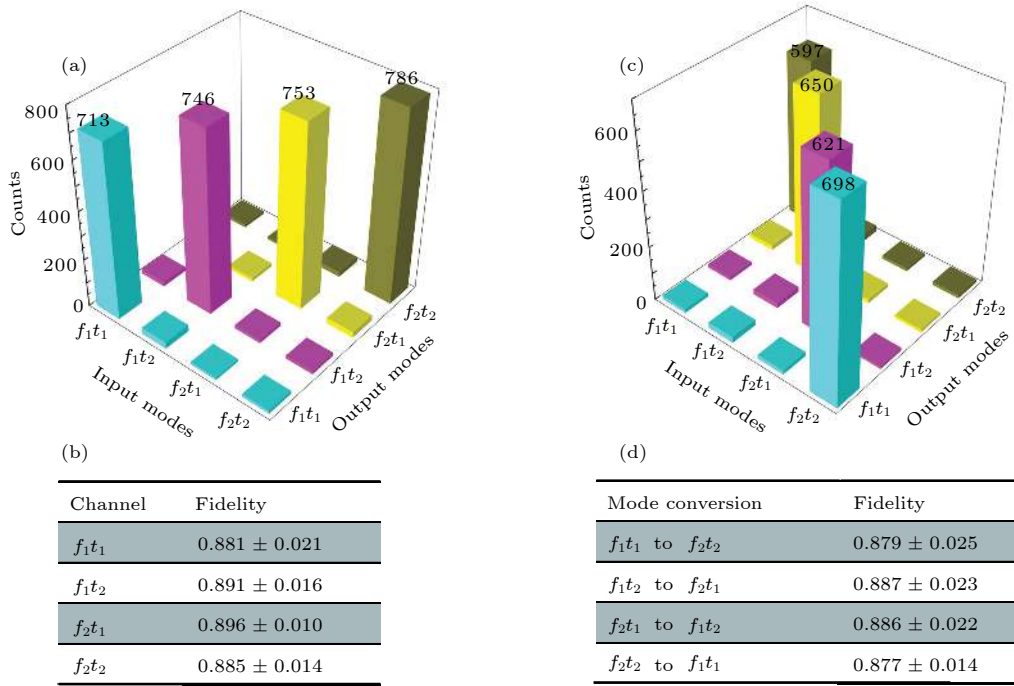


图 4 将时间和频率自由度作为“信道”，将空间自由度使用 qutrit 态编码的多路复用存储 (a), (b) 和量子模式转换 (c), (d)<sup>[14]</sup>  
 Fig. 4. (a), (b) Multiplexed storage and (c), (d) quantum mode conversion for spatial encoded qutrit state using four temporal and spectral channels<sup>[14]</sup>.

快通信速率<sup>[12]</sup>；在量子计算中的玻色采样过程中，由于光纤的长度或者光源的抖动导致了模式失配<sup>[41,42]</sup>，通过量子模式转换可以解决这个问题，加快玻色采样的速度。

对于此前<sup>[14]</sup>的多自由度的模式复用，原则上每个自由度都可以携带量子信息，这里通过 SLM 把三维叠加量子态  $|\psi_1\rangle = (|L\rangle + |G\rangle + |R\rangle)/\sqrt{3}$  加载到空间自由度上，将时间和频率自由度作为信道  $f_it_j$ 。图 4(a) 是各个信道的测量结果。本团队还通过量子态层析方法重构了输入量子态和存储后量子态的密度矩阵并计算其保真度<sup>[35]</sup>。图 4(b) 是保真度的测量结果，该结果证明了存储器的时间-频率信道对空间叠加态的量子性的保持。进一步地，如图 4(c) 所示，本团队演示了  $t_i - t_j$  的时间模式转换和  $f_i - f_j$  的频率模式转换。实验测量了输入量子态和模式转换之后的量子态之间的保真度，结果如图 4(d) 所示，证明了模式变换操作过程中的量子态保护能力。这里的噪声远低于转换信号，证明了模式转换的操作不受模式串扰的影响。

## 4.2 任意操作

除了上述的量子模式转换外，本团队进一步演示了基于量子存储器对存储脉冲在时间模式和频率模式实时的任意操作。所谓实时的操作就是在光

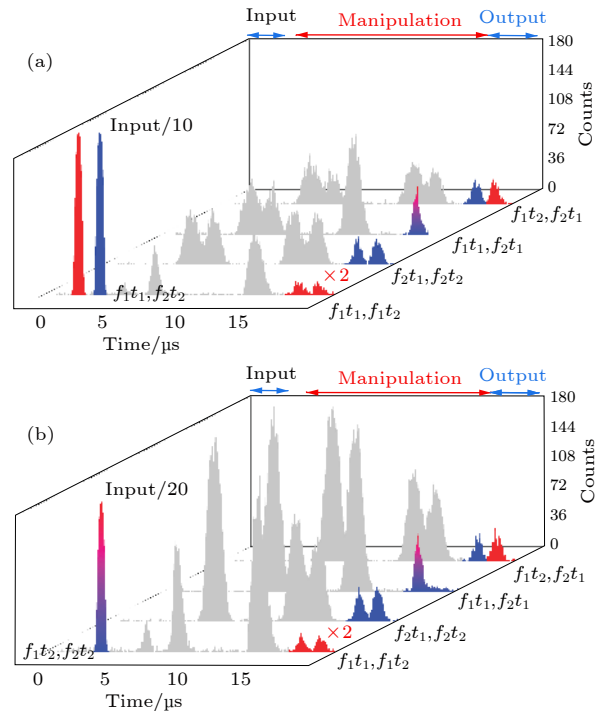


图 5 时间和频率模式的实时任意操作 (a) 轨道角动量的 qutrit 态  $|\psi_1\rangle$  加载在  $f_1t_1$  和  $f_2t_2$  模式上；红色代表频率为  $f_1$  的光子，蓝色代表频率为  $f_2$  的光子；(b) 轨道角动量的 qutrit 态  $|\psi_2\rangle$  加载在  $f_1t_2$  和  $f_2t_2$  模式上<sup>[14]</sup>

Fig. 5. Arbitrary temporal and spectral manipulations in real time: (a) The OAM qutrit state  $|\psi_1\rangle$  is encoded on the  $f_1t_1$  and  $f_2t_2$  modes; (b) the OAM qutrit state  $|\psi_2\rangle$  is encoded on the  $f_1t_2$  and  $f_2t_2$  modes<sup>[14]</sup>.

子已经被存储后再决定做何种操作,具有及时处理各种突发问题的功能.

作为一个例子,实验演示了把输入态的空间自由度加载了一个量子态 $|\psi_1\rangle$ 并且编码到 $f_1t_1$ 和 $f_2t_2$ 模式上.如图5(a)从上到下所示,实验演示了四个典型的操作:交换 $f_1$ 和 $f_2$ 光子的读出时间,可以作为排序功能;同时读出光子,可以作为合束功能;对 $f_1$ 光子进行移频到 $f_2$ 同时 $f_2$ 的频率不移动,可以作为选择性移频功能;滤波 $f_2$ 的光子同时将 $f_1$ 的光子进行时间的分束,包含了选择性滤波和时间上的分束.如图5(b)所示,在输入态的空间自由度加载了另一个量子态 $|\psi_2\rangle = (|L\rangle + |G\rangle - i|R\rangle)/\sqrt{3}$ 并且编码到 $f_1t_2$ 和 $f_2t_2$ 模式上,同时展示了如图5(a)所示的相同输出.此外,本团队还测量了输入量子态和存储、操纵后的量子态之间的保真度,这些结果证明了实时任意操作的量子性.

## 5 结 论

本文介绍了基于稀土掺杂晶体的多模式量子存储的最新进展,以及基于多自由度的多模式量子存储的一些典型应用.目前存储器的综合技术指标还不能满足构建远程量子中继网络的需求<sup>[5]</sup>,尤其是目前在单光子存储的存储效率、存储时间以及信噪比方面都还需要进一步优化,还需要其他有用的技术进一步改善量子存储器的性能.目前稀土离子掺杂晶体的存储性能提升的研究主要聚焦在以下三个方面:1)生长高品质的稀土晶体<sup>[43,44]</sup>,比如2017年澳大利亚国立大学的Ahlefeldt等<sup>[44]</sup>生长了 $\text{EuCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ 晶体,其吸收深度约为 $4000\text{ cm}^{-1}$ ,这种超强的吸收支持高效率的光存储;2)对晶体性质的深入研究<sup>[45,46]</sup>,寻找具有很长相干寿命的稀土离子工作环境,比如2015年澳大利亚国立大学的Zhong等<sup>[17]</sup>通过一阶塞曼响应为零的工作磁场以及动态解耦合实现了核自旋长达6 h的相干寿命;3)可集成的波导型存储器以及纳米晶体的研究<sup>[19,20,47,48]</sup>,以便于实现可集成及易拓展的实际应用.到目前为止,通过使用不同的存储介质、不同的存储方案和不同的通信协议已经获得了种种优异的性能<sup>[49,50]</sup>.仍然面临的挑战是如何将这些指标结合到同一个存储单元中以供实际使用.

长寿命的量子存储除了在量子通信中作为量子中继之外,还带来了一种很有前景的新型量子比特传输方法:物理传输含有量子比特的晶体而不是使用光纤发送量子比特,也就是所谓的“量子

U盘”(quantum memory stick)<sup>[51]</sup>.类似于经典世界中将信息通过移动硬盘或者闪存等传递信息的方式,2015年的《Nature》论文提出将量子信息写入晶体的核自旋<sup>[17,51]</sup>,然后将晶体等装置装进一辆普通的货车里通过经典运输的方式传输量子信息.

基于量子存储器的实时任意操作有望为存储器提供更为广泛的应用场合.比如可以通过调节控制光的比例和相位来实现一个任意的时间分束器<sup>[52]</sup>和相位调制器<sup>[53]</sup>,这些功能可以执行对单qubit的任意操作<sup>[54]</sup>.2017年,西班牙光子科学研究所的Kutluer等<sup>[55]</sup>和瑞士日内瓦大学的Laplane等<sup>[56]</sup>分别在稀土掺杂晶体内实现了预报单光子源,结合以上这些功能,有望基于物质系统实现Knill-Laflamme-Milburn型量子计算<sup>[57]</sup>.

## 参考文献

- [1] Kok P, Munro W J, Nemoto K, Ralph T C, Dowling J P, Milburn G J 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 135
- [2] Lvovsky A I, Sanders B C, Tittel W 2009 *Nat. Photon.* **3** 706
- [3] Heshami K, England D G, Humphreys P C, Bustard P J, Acosta V M, Nunn J, Sussman B J 2016 *J. Mod. Opt.* **63** 2005
- [4] Zhou Z Q, Huelga S F, Li C F, Guo G C 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 113002
- [5] Sangouard M, Simon C, de Riedmatten H, Gisin N 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 33
- [6] Briegel H J, Dur W, Cirac J I, Zoller P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5932
- [7] Wehner S, Elkouss D, Hanson R 2018 *Science* **362** 9288
- [8] Collins O A, Jenkins S D, Kuzmich A, Kennedy T A B 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 060502
- [9] Simon C, de Riedmatten H, Afzelius M, Sangouard N, Zbinden H, Gisin N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 190503
- [10] Usmani I, Afzelius M, de Riedmatten H, Gisin N 2010 *Nat. Commun.* **1** 12
- [11] Tang J S, Zhou Z Q, Wang Y T, Li Y L, Liu X, Hua Y L, Zou Y, Wang S, He D Y, Chen G, Sun Y N, Yu Y, Li M F, Zha G W, Ni H Q, Niu Z C, Li C F, Guo G C 2015 *Nat. Commun.* **6** 8652
- [12] Sinclair N, Saglamyurek E, Mallahzadeh H, Slater J A, George M, Ricken R, Hedges M P, Oblak D, Simon C, Sohler W, Tittel W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 053603
- [13] Zhou Z Q, Hua Y L, Liu X, Chen G, Xu J S, Han Y J, Guo G C 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 070502
- [14] Yang T S, Zhou Z Q, Hua Y L, Liu X, Li Z F, Li P Y, Ma Y, Liu C, Liang P J, Li X, Xiao Y X, Hu J, Li C F, Guo G C 2018 *Nat. Commun.* **9** 3407
- [15] Zhou Z Q, Li C F 2013 *Chin. Sci. Bull.* **58** 287 (in Chinese) [周宗权, 李传锋 2013 科学通报 **58** 287]
- [16] Liu G, Jacquier B 2005 *Spectroscopic Properties of Rare Earths in Optical Materials* (Beijing: Tsinghua University Press, Springer Press) pp11–126
- [17] Zhong M, Hedges M P, Ahlefeldt R L, Bartholomew J G, Beavan S E, Wittig S M, Longdell J J, Sellars M J 2015

*Nature* **517** 177

- [18] Zhou Z Q 2015 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [周宗权 2015 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [19] Saglamyurek E, Sinclair N, Jin J, Slater J A, Oblak D, Bussières F, George M, Ricken R, Sohler W, Tittel W 2011 *Nature* **469** 512
- [20] Seri A, Corrielli G, Lago-Rivera D, Lenhard A, de Riedmatten H, Osellame R, Mazzera M 2018 *Optica* **5** 934
- [21] Afzelius M, Simon C, de Riedmatten H, Gisin N 2009 *Phys. Rev. A* **79** 052329
- [22] de Riedmatten H, Afzelius M, Staudt M U, Simon C, Gisin N 2008 *Nature* **456** 773
- [23] Bonarota M, Gouët J L L, Chanelière T 2011 *New J. Phys.* **13** 013013
- [24] Tiranov A, Strassmann P C, Lavoie J, Brunner N, Huber M, Verma V B, Nam S W, Mirin R P, Lita A E, Marsili F, Afzelius M, Bussières F, Gisin N 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 240506
- [25] Müller M, Bounouar S, J ons K D, Gl assl M, Michler F 2014 *Nat. Photon.* **8** 224
- [26] Zhou Z Q, Lin W B, Yang M, Li C F, Guo G C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 190505
- [27] Huber D, Reindl M, da Silva S F C, Schimpf C, Martín-Sánchez J, Huang H Y, Piredda G, Edlinger J, Rastelli A, Trotta R 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 033902
- [28] Morse K J, Abraham R J S, DeAbreu A, Bowness C, Richards T S, Riemann H, Abrosimov N V, Becker P, Pohl H J, Thewalt M L W, Simmons S 2017 *Sci. Adv.* **3** e1700930
- [29] G undoğan M, Mazzera M, Ledingham P M, Cristiani M, de Riedmatten H 2013 *New J. Phys.* **15** 045012
- [30] Jobez P, Laplane C, Timoney N, Gisin N, Ferrier A, Goldner P, Afzelius M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 230502
- [31] Jobez P, Timoney N, Laplane C, Etesse J, Ferrier A, Goldner P, Gisin N, Afzelius M 2016 *Phys. Rev. A* **93** 032327
- [32] Erhard M, Fickler R, Krenn M, Zeilinger A 2018 *Light Sci. Appl.* **7** 17146
- [33] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [34] Collins D, Gisin N, Linden N, Massar S, Popescu S 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 040404
- [35] O'Brien J L, Pryde G J, Gilchrist A, James D F V, Langford N K, Ralph T C, White A G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 080502
- [36] Hua Y L, Zhou Z Q, Li C F, Guo G C 2018 *Chin. Phys. B* **27** 020303
- [37] Barreiro J T, Wei T C, Kwiat P G 2008 *Nat. Phys.* **4** 282
- [38] Hosseini M, Sparkes B M, Gabriel H, Longdell J J, Lam P K, Buchler B C 2009 *Nature* **461** 241
- [39] Saglamyurek E, Sinclair N, Slater J A, Heshami K, Oblak D, Tittel W 2014 *New J. Phys.* **16** 065019
- [40] Reim K F, Nunn J, Jin X M, Michelberger P S, Champion T F M, England D G, Lee K C, Kolthammer W S, Langford N K, Walmsley I A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 263602
- [41] Motes K R, Gilchrist A, Dowling J P, Rohde P P 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 120501
- [42] Motes K R, Dowling J P, Gilchrist A, Rohde P P 2015 *Phys. Rev. A* **92** 052319
- [43] Ahlefeldt R L, Zhong M, Bartholomew J, Sellars M 2013 *J. Lumin.* **143** 193
- [44] Ahlefeldt R L, Hush M R, Sellars M J 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 250504
- [45] Ahlefeldt R L, Hutchison W, Manson N, Sellars M J 2013 *Phys. Rev. B* **88** 184424
- [46] Ma Y, Zhou Z Q, Han Y J, Liu C, Yang T S, Tu T, Xiao Y X, Liang P J, Li P Y, Hua Y L, Liu X, Li Z F, Hu J, Li X, Li C F, Guo G C 2018 *J. Lumin.* **202** 32
- [47] Zhong T, Kindem J M, Bartholomew J G, Rochman J, Craiciu I, Miyazono E, Bettinelli M, Cavalli E, Verma V, Nam S W, Marsili F, Shaw M D, Beyer A D, Faraon A 2017 *Science* **357** 1392
- [48] Zhong T, Kindem J M, Miyazono E, Faraon A 2015 *Nat. Commun.* **6** 8206
- [49] Hedges M P, Longdell J J, Li Y, Sellars M J 2010 *Nature* **465** 1052
- [50] Liu X, Zhou Z Q, Hua Y L, Li C F, Guo G C 2017 *Phys. Rev. A* **95** 012319
- [51] Morton J J, M ølmer K 2015 *Nature* **517** 153
- [52] Timoney N, Usmani I, Jobez P, Afzelius M, Gisin N 2013 *Phys. Rev. A* **88** 022324
- [53] G undoğan M, Ledingham P M, Kutluer K, Mazzera M, de Riedmatten H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 230501
- [54] Humphrey P C, Metcalf B J, Spring J B, Moore M, Jin X M, Barbieri M, Kolthammer W S, Walmsley I A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 150501
- [55] Kutluer K, Mazzera M, de Riedmatten H 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 210502
- [56] Laplane C, Jobez P, Etesse J, Gisin N, Afzelius M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 210501
- [57] Knill E, Laflamme R, Milburn G J 2001 *Nature* **409** 46



## SPECIAL TOPIC—Advances in quantum coherence and quantum storage

## Multimode solid-state quantum memory\*

Yang Tian-Shu<sup>1)2)</sup> Zhou Zong-Quan<sup>1)2)†</sup> Li Chuan-Feng<sup>1)2)‡</sup> Guo Guang-Can<sup>1)2)</sup>

1) (CAS Key Laboratory of Quantum Information, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

2) (Synergetic Innovation Center of Quantum Information and Quantum Physics,

University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

( Received 16 December 2018; revised manuscript received 8 January 2019 )

## Abstract

The faithful storage and coherent manipulation of single photon state in a matter-system are crucial for linear-optical quantum computation, long-distance quantum communication, and quantum networking. To reach useful data rate in a large-scale quantum network, highly multimode quantum memories are required to build a multiplexed quantum repeater. Rare-earth-ion doped crystal (REIC) is very promising material as a candidate for multimode quantum storage due to the wide inhomogeneous broadening and long optical coherence time. In this article, we review the recent advances in multimode quantum memories based on REICs. First, we briefly introduce the properties of REIC and the atomic frequency comb protocol based on REIC. Next, we review the achievements of multimode quantum memories based on REIC in recent years, including frequency, temporal and spatial multimode storage. Afterwards, we review our experimental work on multiplexed storage based on a multiple degree-of-freedom quantum memory. Finally, we introduce the quantum mode converter and real-time arbitrary manipulations based on the multiple degree-of-freedom quantum memory. The combination of storage and real-time manipulation in a device should enable the construction of a versatility quantum repeater. This review highlights that multimode quantum memories based on REIC can be found to possess some practical applications in developing the optical quantum information processing in the near future.

**Keywords:** quantum memory, multimode, quantum mode converter, quantum network**PACS:** 03.65.Wj, 03.67.Hk, 42.50.Ex, 42.50.Ct**DOI:** 10.7498/aps.68.20182207

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0304100) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61327901, 11774331, 11774335, 11504362, 11821404, 11654002).

† Corresponding author. E-mail: [zq\\_zhou@ustc.edu.cn](mailto:zq_zhou@ustc.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [cfl@ustc.edu.cn](mailto:cfl@ustc.edu.cn)

## 量子相干

李保民 胡明亮 范桁

## Quantum coherence

Li Bao-Min Hu Ming-Liang Fan Heng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 030304 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181779

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181779>

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

从离散Wigner函数的角度探讨量子相干性度量

Investigating quantum coherence from discrete Wigner function

物理学报. 2017, 66(11): 110301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.110301>

基于量子相干性的四体贝尔不等式构建

Four-partite Bell inequalities based on quantum coherence

物理学报. 2017, 66(20): 200301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.200301>

库的量子关联相干辅助系统能量提取的研究

Study on energy extraction assisted with quantum correlated coherence in bath

物理学报. 2019, 68(4): 040201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181525>

具有Dzyaloshinskii-Moriya相互作用的XY模型的量子相干性

Quantum coherence of XY model with Dzyaloshinskii-Moriya interaction

物理学报. 2018, 67(14): 140303 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172755>

利用量子相干性判定开放二能级系统中非马尔可夫性

Non-Markovianity of open two-level system by means of quantum coherence

物理学报. 2015, 64(14): 140302 <https://doi.org/10.7498/aps.64.140302>

## 专题: 量子相干和量子存储研究进展

## 量子相干\*

李保民<sup>1)2)</sup> 胡明亮<sup>1)3)†</sup> 范桁<sup>1)4)</sup>

1) (中国科学院物理研究所, 固态量子信息与计算实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (西安邮电大学理学院, 西安 710121)

4) (中国科学院大学, 拓扑量子计算卓越创新中心, 北京 100190)

(2018年9月28日收到; 2018年10月24日收到修改稿)

量子相干不仅是量子力学中的一个基本概念, 同时也是重要的量子信息处理的物理资源. 随着基于资源理论框架的量子相干度量方案的提出, 量子相干度的量化研究成为近年来人们关注的一个热点问题. 量子相干作为一种物理资源也十分脆弱, 很容易受到环境噪声的影响而产生退相干, 因此开放系统中的量子相干演化和保持也是人们广泛关注的课题. 另外, 量子相干在量子多体系统、量子热力学、量子生物学等领域也有着潜在的应用价值. 本文介绍量子相干度量的资源理论框架和基于该框架定义的相对熵相干性、 $l_1$ 范数相干性、基于量子纠缠的相干性、基于凸顶结构的相干性和相干鲁棒性等量子相干度量函数, 概述开放系统中量子相干演化的动力学行为、典型信道的量子相干产生和破坏能力以及量子相干的冻结等现象, 同时列举量子相干在 Deutsch-Jozsa 算法、Grover 算法以及量子多体系统相变问题研究等方面的重要应用. 量子相干研究仍处于快速发展之中, 期望本综述能为该领域的发展带来启示.

关键词: 量子相干, 资源理论, 量子信息

PACS: 03.67.-a, 03.65.Yz, 03.67.Ac, 03.65.Ud

DOI: 10.7498/aps.68.20181779

## 1 引言

相干性不仅是经典物理学关注的一个根本问题, 在量子力学中同样占有举足轻重的地位. 实际上, 量子相干已成为量子力学区别于经典物理学的一个重要特征. 对量子相干性的研究, 以相空间分布和多点关联函数为代表的传统方式虽然有助于通过与经典波动力学的类比来获得对量子相干性的某些直觉认识, 但是却很难基于此构建起一个严谨而完整的量子相干刻画和度量的理论框架.

近年来, 随着量子信息学的快速发展, 对量子相干的研究也从单纯的量子力学基本问题范畴发

展到将其视为一种可被利用的物理资源. 事实上, 量子相干不仅是引起量子干涉以及非定域性、量子导引、量子纠缠、量子失谐等两体和多体量子关联现象的原因, 借助量子态的相干性进行量子通信和量子计算还可实现诸多经典信息处理方式无法或难以完成的任务, 在量子度量学中利用相干性也可以极大地提高物理量测量的精度<sup>[1]</sup>. 此外, 量子相干在量子热力学<sup>[2-4]</sup>和量子生物学<sup>[5]</sup>等的研究也有着潜在的应用. 这激发了人们尝试从多个不同角度建立量子相干大小的度量理论, 并基于这些理论进一步探讨相干叠加态的非经典特性以及其他相关问题, 从而为量子信息学的发展提供理论基础.

2014年, 德国乌尔姆大学的 Baumgratz 等<sup>[6]</sup>

\* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2016YFA0302104, 2016YFA0300600)、国家自然科学基金 (批准号: 91536108, 11774406, 11675129) 和中国科学院先导 B 专项 (批准号: XDB28000000) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [mingliang0301@163.com](mailto:mingliang0301@163.com)

提出了基于资源理论框架的量子相干度量方案和量子相干度量函数需满足的四个准则, 并基于这些准则证明了相对熵和  $l_1$  范数相干度量函数. 受 Baumgratz 等<sup>[6]</sup>开创性工作的启发, 人们陆续提出了一系列其他满足上述准则的量子相干度量函数, 如基于量子纠缠的相干度量<sup>[7]</sup>、相干鲁棒性<sup>[8]</sup>、相干权重<sup>[9]</sup>、斜信息相干性<sup>[10]</sup>以及基于凸顶组合的相干度量<sup>[11–13]</sup>. 通过改变 Baumgratz 等提出的四个准则, 人们还考察了其他一些可能的相干度量函数, 感兴趣的读者可以参见文献<sup>[1]</sup>.

除了研究各种度量方案, 考虑到量子相干是一种有用的物理资源, 同时它又非常脆弱, 极易受到周围环境的扰动而产生退相干, 因此研究开放系统中的量子相干演化和保持也是很有意义的课题. 在这方面人们做了大量工作, 特别是研究发现对某些噪声信道,  $l_1$  范数相干性和相对熵相干性在演化过程中存在冻结现象<sup>[14]</sup>, 对特定的噪声信道量子相干的演化还会满足演化分解率<sup>[15]</sup>. 此外, 对于某些信道的相干产生和相干破坏能力<sup>[16]</sup>, 人们也进行了深入的研究.

该领域其他方面的相关研究还有量子相干与量子关联的转化、量子相干的蒸馏与稀释等<sup>[1]</sup>. 限于篇幅, 本文仅概述基于资源理论框架的重要量子相干度量和开放系统中量子相干演化的奇异行为, 展示相干度量在典型量子信息处理和多体系统研究方面的应用, 并针对上述几个方向的发展趋势进行展望.

## 2 量子相干的度量

如何给出物理意义明确、数学定义严谨的量子相干度量方案是研究人员长久以来十分关注的问题. 过去, 人们仅是基于经验, 将量子态密度矩阵非对角元的大小理解为量子相干性的大小. 2014年, Baumgratz 等<sup>[6]</sup>提出了基于资源理论框架的量子相干度量方案. 与量子纠缠的资源理论相似<sup>[17]</sup>, 在构建量子相干的资源理论时, 首先需要定义自由态 (非相干态) 集合  $\mathcal{I}$  以及不会产生相干的自由量子操作  $\Lambda$ , 不同的是量子相干依赖于基矢的选取. 在  $d$  维希尔伯特空间中, 若选定正交基矢  $\{|i\rangle\}_{i=1}^d$ , 则任意非相干态的密度算符  $\delta$  都是对角的, 即

$$\delta = \sum_{i=1}^d \delta_i |i\rangle \langle i|, \quad (1)$$

式中  $\delta_i \geq 0$  为对应的密度算符对角元. 该非相干态

的定义也决定了对应的量子相干度量是依赖于选定的基矢的, 因为除非  $\delta$  是最大混合态, 否则总是可以通过基矢变换将其转换为非对角态.

自由操作则将任意自由态映射为自由态, 在 Baumgratz 等<sup>[6]</sup>的理论中, 它被定义为如下形式的非相干操作 (incoherent operation, IO):

$$\Lambda(\rho) = \sum_i K_i \rho K_i^\dagger,$$

其中 Kraus 算子  $\{K_i\}$  满足  $\sum_i K_i^\dagger K_i = \mathbb{I}$ , 且对任意的  $\delta \in \mathcal{I}$  和任意的  $K_i$  有

$$\frac{K_i \rho K_i^\dagger}{p_i} \in \mathcal{I}, \quad p_i = \text{tr}(K_i \rho K_i^\dagger). \quad (2)$$

此外, 根据是否对测量结果进行子选择 (subselection), 还可以进一步将非相干操作分为如下两大类:

1) 非相干完全正定保迹操作  $\Lambda(\rho) = \sum_i K_i \rho K_i^\dagger$ , 对此情形所有的 Kraus 算子  $K_i$  具有相同的维数  $d_{\text{out}} \times d_{\text{in}}$ .

2) 对测量结果进行子选择的非相干操作, 此时每一个 Kraus 算子  $K_i$  可以有不同的维数  $d_n \times d_m$ , 但仍需满足  $K_i \rho K_i^\dagger / p_i \in \mathcal{I}$ .

一般而言, 描述非相干操作的 Kraus 算子可表示为  $K_i = \sum_j c_j |f(i)\rangle \langle j|$ , 其中  $c_j \in [0, 1]$ <sup>[18]</sup>.  $K_i$  的形式也是受到很多限制的, 例如它的矩阵表示中每一列最多只能有一个非零元素<sup>[19,20]</sup>. 此外, 对  $d$  维量子态, 任意非相干操作最多只能被分解为  $d^4 + 1$  个 Kraus 算子, 当  $d = 2$  和  $3$  时该上界进一步降为  $5$  和  $39$ <sup>[21]</sup>.

尽管 Baumgratz 等<sup>[6]</sup>提出的非相干操作已被广泛接受, 量子相干资源理论框架中自由操作的定义并不惟一. 出于物理上或数学上不同的考虑, 研究人员还提出了许多其他形式的自由操作并基于这些操作定义了相应的量子相干度量函数.

1) 最大非相干操作 (maximally incoherent operation, MIO)<sup>[22]</sup>. 它是将非相干态映射到非相干态的一类量子操作  $\Phi$  的集合,  $\Phi(\mathcal{I}) \in \mathcal{I}$ . 显然, 在量子相干度量理论中, 最大非相干操作集是自由操作的最大集合.

2) 退相位协变非相干操作 (dephasing-covariant incoherent operation, DIO)<sup>[23–25]</sup>. 它是最大非相干操作集的一个子集, 且满足  $\Lambda[\Delta(\rho)] = \Delta[\Lambda(\rho)]$ , 其中

$$\Delta(\rho) = \sum_i \langle i | \rho | i \rangle |i\rangle \langle i| \quad (3)$$



是  $\rho$  在基底  $|i\rangle$  下的对角部分.

3) 严格非相干操作 (strictly incoherent operation, SIO)<sup>[18]</sup>. 该操作具有非相干的 Kraus 算子分解  $\{K_i\}$ , 并且对于任意的  $i$ ,  $K_i^\dagger$  也是非相干的, 即

$$\Delta(K_i \rho K_i^\dagger) = K_i \Delta(\rho) K_i^\dagger. \quad (4)$$

上述四种非相干量子操作关系为  $\text{SIO} \subset \text{IO} \subset \text{MIO}$  或  $\text{SIO} \subset \text{DIO} \subset \text{MIO}$ . 此外人们还讨论了完全非相干操作、真实非相干操作等自由量子操作的集合<sup>[26]</sup>, 它们在不同的理论框架和特定的物理背景下有着各自的应用.

基于自由态和自由量子操作的定义, Baumgratz 等<sup>[6]</sup>提出了一般量子相干度量函数  $C(\rho)$  应满足的四个条件:

(C1) 非负性,  $C(\rho) \geq 0$ , 当且仅当  $\delta \in \mathcal{I}$  时,  $C(\delta) = 0$ ;

(C2a) 非相干完全正定保迹操作下的单调性,  $C(\rho) \geq C(A[\rho])$ ;

(C2b) 带有子选择非相干操作下的单调性,  $C(\rho) \geq \sum_i p_i C(\rho_i)$ ;

(C3) 凸性,  $\sum_i p_i C(\rho_i) \geq C(\sum_i p_i \rho_i)$ .

类似于量子纠缠资源理论中的相关概念, 如果度量函数  $C(\rho)$  同时满足以上四个条件, 则我们称其为相干度量量子 (coherence measure); 如果  $C(\rho)$  仅满足条件 (C1), (C2a) 和 (C2b), 而不满足条件 (C3), 则我们称其为相干单调子 (coherence monotone). 值得注意的是, 上述四个条件还有等价的表述方式, 例如基于量子相干可加性的要求, 对于两个不同子空间内的态  $\rho_1$  和  $\rho_2$ , 应有

$$C(p_1 \rho_1 \oplus p_2 \rho_2) = p_1 C(\rho_1) + p_2 C(\rho_2). \quad (5)$$

可以证明上面的条件等价于 Baumgratz 等<sup>[6]</sup>提出的条件中的 (C2b) 和 (C3)<sup>[27]</sup>.

与非相干态相对的概念是最大相干态. 在 Baumgratz 等<sup>[6]</sup>的资源理论框架中, 它被定义为

$$|\Psi_d\rangle = \frac{1}{\sqrt{d}} \sum_{i=1}^d |i\rangle. \quad (6)$$

通过对 (6) 式所示最大相干态进行不同的非相干操作, 可以得到同一个希尔伯特空间中的任意态  $\rho$ , 通过非相干操作也可以实现某些纯态之间的转化<sup>[28]</sup>. 需要注意的是, 虽然最大相干态  $|\Psi_d\rangle$  相干度的值为最大, 但它却没有构成最大值相干态  $\mathcal{M}$  的完全集, 后者的一般形式为  $\rho^{\text{mcs}} = |\Psi_d^{\text{mcs}}\rangle \langle \Psi_d^{\text{mcs}}|$ , 其中

$$|\Psi_d^{\text{mcs}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{d}} \sum_j e^{i\theta_j} |j\rangle. \quad (7)$$

对于任意好的量子相干度量  $C(\rho)$ , 只有当量子态为  $\rho^{\text{mcs}}$  时它才会取最大值<sup>[29]</sup>.

基于资源理论的量子相干度量框架提出后, 研究人员陆续证明了一系列量子相干度量函数. 这些度量函数有的满足 Baumgratz 等<sup>[6]</sup>提出的四个准则, 而有的只满足其中的一部分. 接下来我们将做一简单回顾.

一种直观的描述量子相干度大小的方法是将其定义为所考察量子态与非相干态集合的最小距离,

$$C_D(\rho) = \min_{\delta \in \mathcal{I}} D(\rho, \delta), \quad (8)$$

其中  $D(\rho, \delta)$  为量子态  $\rho$  和  $\delta$  之间的某种距离度量. 显然,  $D(\rho, \delta)$  满足相干度量的条件 (C1). 如果对任意的非相干量子操作  $A$  进一步有  $D(\rho, \delta) \geq D(A[\rho], A[\delta])$ , 那么  $D$  也满足条件 (C2a). 同样地, 如果  $D(\sum_i p_i \rho_i, \sum_i p_i \delta_i) \leq \sum_i p_i D(\rho_i, \delta_i)$ , 则  $D$  将进一步满足条件 (C3). 基于此, Baumgratz 等首先证明了相对熵可以作为量化量子相干度的有效工具. 相对熵量子相干定义为<sup>[6]</sup>

$$C_r(\rho) = \min_{\delta \in \mathcal{I}} S(\rho || \delta), \quad (9)$$

很容易证明上述相干度量函数的解析表达式为  $C_r(\rho) = S(\rho_{\text{diag}}) - S(\rho)$ , 其中  $S(\cdot)$  表示冯诺依曼熵,  $\rho_{\text{diag}}$  为  $\rho$  的对角部分. 除冯诺依曼熵以外, 人们也讨论了其他一些基于熵理论的量子相干度量 (如 Tsallis 相对熵等<sup>[30]</sup>). 相对熵量子相干性的大小与基矢的选取密切相关, 如果对所有基矢进行最优化, 则可得其最大值为  $C_r^{\text{max}}(\rho) = \log_2 d - S(\rho)$ , 其中  $d$  是量子态  $\rho$  的维数<sup>[31,32]</sup>.

矩阵范数是另一种常见的量子态距离的度量, 相应的距离函数取某种矩阵范数. Baumgratz 等<sup>[6]</sup>证明了  $l_1$  范数量子相干度量函数, 其定义为

$$C_{l_1}(\rho) = \min_{\delta \in \mathcal{I}} \|\rho - \delta\|_{l_1}, \quad (10)$$

它满足相干度量的全部四个条件, 其解析表达式为  $C_{l_1}(\rho) = \sum_{i \neq j} |\langle i | \rho | j \rangle|$ , 正好对应量子态密度算符所有非对角元的绝对值之和. 另外, 由于任意量子态  $\rho$  都可以分解为

$$\rho = \frac{1}{d} \mathcal{I}_d + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{d^2-1} x_i X_i, \quad (11)$$

其中  $x_i = \text{tr}(\rho X_i)$ ,  $\{X_i/\sqrt{2}\}$  是希尔伯特空间中正交算子基, 因此如果将  $\mathbf{X}$  写为

$$\mathbf{X} = \{u_{12}, v_{12}, \dots, u_{d-1,d}, v_{d-1,d}, w_1, w_2, \dots, w_{d-1}\}, \quad (12)$$

其中

$$u_{jk} = |j\rangle\langle k| + |k\rangle\langle j|, v_{jk} = -i(|j\rangle\langle k| - |k\rangle\langle j|),$$

$$w_l = \sqrt{\frac{2}{l(l+1)} \sum_{j=1}^l (|j\rangle\langle j| - l|l+1\rangle\langle l+1|)}, \quad (13)$$

且  $j, k \in \{1, 2, \dots, d\}, j < k, l \in \{1, 2, \dots, d-1\}$ , 则  $C_{l_1}(\rho)$  的表达式为<sup>[33]</sup>

$$C_{l_1}(\rho) = \sum_{r=1}^{(d^2-d)/2} \sqrt{x_{2r-1}^2 + x_{2r}^2}. \quad (14)$$

由此可以证明在一般的基矢下,  $C_{l_1}(\rho)$  的最大值为  $C_{l_1}^{\max}(\rho) \leq \sqrt{(d^2-d)/2}|\mathbf{x}|$ , 式中,  $|\mathbf{x}|$  为向量  $(x_1, x_2, \dots, x_{d^2-1})$  的模<sup>[31]</sup>.

若采用 Schatten-1 范数 (迹范数), 则相应的量子相干度量函数为

$$C_{\text{tr}}(\rho) = \min_{\delta \in \mathcal{I}} \|\rho - \delta\|_1, \quad (15)$$

(15) 式定义的  $C_{\text{tr}}(\rho)$  满足量子相干度量的条件 (C1), (C2a) 和 (C3), 但在非相干操作下它不满足  $C(p_1\rho_1 \oplus p_2\rho_2) = p_1C(\rho_1) + p_2C(\rho_2)$ , 因此它不满足条件 (C2b). Rana 等<sup>[34]</sup>进一步证明了当  $p \geq 2$  时,  $l_p$  范数和 Schatten- $p$  范数定义的相干度量函数在 Baumgratz 等给出的非相干操作下都不满足条件 (C2b).

Streltsov 等<sup>[7]</sup>则给出了一种基于量子纠缠的相干度量, 其定义为

$$C_E(\rho^S) = \lim_{d_A \rightarrow \infty} \left\{ \sup E^{S:A} (A^{\text{SA}} [\rho^S \otimes |0^A\rangle\langle 0^A|]) \right\}, \quad (16)$$

其中  $\rho^S$  为系统 S 的密度算符; A 为辅助系统, 其维数为  $d_A$ ;  $E^{S:A}$  是 S 和 A 之间的纠缠度量;  $A^{\text{SA}}$  为作用在系统 SA 上的非相干操作, 式中上界取遍所有的  $A^{\text{SA}}$ . 该度量方法主要基于以下事实: 即如果系统  $\rho^S$  是非相干的, 那么在任意非相干操作  $A^{\text{SA}}$  下, S 与 A 之间都不会产生纠缠; 而如果系统 S 的相干度不为零, 那么在某些非相干操作下, S 与 A 之间就会产生纠缠. 当纠缠度量  $E$  满足纠缠资源理论中的相应条件时,  $C_E$  同样也满足相干资源理论中的四个条件; 而当  $E$  仅为量子纠缠的单调子时,  $C_E$  同样也是量子相干的单调子.

对某些特定的纠缠度量方案, 可以得到  $C_E$  的具体表达式. 例如当  $E$  取蒸馏纠缠时,  $C_E$  恰好为蒸馏相干<sup>[18]</sup>, 即  $C_E(\rho) = C_d(\rho)$ , 其中

$$C_d(\rho) = \sup \left\{ R : \lim_{n \rightarrow \infty} \left( \inf \left\| \Lambda [\rho^{\otimes n}] - |\Psi_2\rangle\langle \Psi_2|^{\otimes nR} \right\| \right) = 0 \right\}. \quad (17)$$

如果进一步将自由操作限制为非相干操作, 那么蒸馏相干与相对熵量子相干相等, 即

$$C_d(\rho) = C_r(\rho) = S(\Delta[\rho]) - S(\rho). \quad (18)$$

而当纠缠取其几何度量  $E_g = 1 - \max_{\sigma \in \mathcal{S}} F(\rho, \sigma)$  时<sup>[35]</sup>, 则相应的相干度量也恰为几何度量,

$$C_g(\rho) = 1 - \max_{\delta \in \mathcal{I}} F(\rho, \delta). \quad (19)$$

此外, 研究人员还构造了多种量子相干的凸顶度量. 如果给定一个纯态的相干度量  $C(|\Psi\rangle)$ , 可以通过标准的凸顶构造将其推广到混态,

$$C(\rho) = \inf \sum_i p_i C(|\Psi_i\rangle), \quad (20)$$

式中下界取遍所有的纯态分解  $\rho = \sum_i p_i |\Psi_i\rangle\langle \Psi_i|$ . 基于此, 研究人员提出了量子相干的固有随机性度量<sup>[11]</sup>、基于生成纠缠的度量<sup>[12]</sup>和基于保真度的度量<sup>[13]</sup>. 量子相干的几何度量  $C_g(\rho)$  同样可以视为基于凸顶结构的度量

$$C_g(\rho) = \inf \left\{ \sum_i p_i C_g(|\Psi_i\rangle) \right\}. \quad (21)$$

除了基于量子态距离的度量外, Napoli 等<sup>[8]</sup>提出了量子相干鲁棒性的概念. 对于一个给定的量子态  $\rho$ , 相干鲁棒性被定义为

$$C_R(\rho) = \min_{\sigma} \left\{ s \geq 0 \mid \frac{\rho + s\sigma}{1+s} \in \mathcal{I} \right\}, \quad (22)$$

其中最小值取遍同一希尔伯特空间中所有的量子态  $\rho$ .  $C_R(\rho)$  满足量子相干度量条件中的 (C1), (C2a) 和 (C3), 并且在非相干操作下满足条件 (C2b). 相干鲁棒性度量还有着较好的操作解释, 例如对于任一个相干见证算子  $W$  和非相干态  $\delta$  都有  $\text{tr}[\delta W] \geq 0, W \leq \mathbb{I}$  时相干鲁棒性度量与相干见证之间有以下关系:

$$C_R(\rho) \geq \max \{0, -\text{tr}[\rho W]\}. \quad (23)$$

对于任意的量子态  $\rho$  都存在一个相干性证据  $W$  使得 (23) 式等号成立, 因此实验上可以通过测量相干见证算子的期望值来得到量子相干鲁棒性的大小.

除上述提到的几类度量, 近几年人们还研究了基于斜信息的相干度量<sup>[10]</sup>, 另外对无穷维系统 (如光的量子态、高斯态等) 中的量子相干度量人们也进行了深入探讨<sup>[36-40]</sup>, 从而为相关的实验研究提供了理论支撑.

### 3 量子相干动力学

量子相干是量子通信和量子计算的宝贵物理资源,但是它却十分脆弱.在开放系统中环境噪声的干扰会引起系统量子相干大小的快速衰减.本节主要概述典型噪声信道中系统量子相干动力学演化的行为,包括量子相干的冻结现象、量子信道的相干能力和退相干能力等.

对于特定的系统初态和噪声信道,量子态的相干性在系统演化过程中可以保持不变,这种现象就是量子相干的冻结. Bromley 等<sup>[14]</sup>研究了  $N$  量子比特系统中每个量子比特处在局域独立信道中时的量子相干演化动力学演化行为.对于以下形式的  $N$  量子比特贝尔对角态

$$\rho_N^{\text{Bell}} = \frac{1}{2^N} (\mathbb{I}_2^{\otimes N} + \sum_{i=1}^3 c_i \sigma_i^{\otimes N}), \quad (24)$$

研究发现若  $N$  为偶数且  $c_2 = -1^{N/2} c_1 c_3$ , 则所有基于距离的合理量子相干度量在比特翻转信道作用下都会被永久冻结(对于比特-相位翻转信道, 调换  $c_1$  和  $c_2$  可以得到相同的结果).若考虑相对熵量子相干性, 上述结论对所有的偶数  $N$  都成立, 而对于迹范数量子相干性, 仅当  $N = 2$  时上述结论才成立. 另外, 对于一般的单量子比特态(即贝尔对角态中  $N = 1$  的情形), 在比特翻转信道作用下, 当  $c_2 = 0$  时  $l_1$  范数相干性也将被永久冻结. 实验上, 在相位阻尼信道作用下, 双量子比特和四量子比特态的相对熵量子相干、基于保真度的量子相干和迹范数量子相干的冻结现象也已经在核磁共振系统中被观察到<sup>[41]</sup>.

在量子信道  $\mathcal{E}$  作用下, 系统的相干性可能会增加或减少. Mani 和 Karimipour<sup>[42]</sup>研究了信道  $\mathcal{E}$  的相干生成和相干破坏能力. 他们将  $\mathcal{E}$  的相干生成能力定义为该信道作用在非相干态上能够产生的最大相干值, 而将  $\mathcal{E}$  的相干破坏能力定义为在该信道作用下最大相干态相干度减少的值. 具体如下:

$$CP(\mathcal{E}) = \max_{\delta \in \mathcal{I}} C(\mathcal{E}[\delta]), \quad (25)$$

$$DP(\mathcal{E}) = C(\rho^{\text{mcs}}) - \min_{\rho^{\text{mcs}} \in \mathcal{M}} C(\mathcal{E}[\rho^{\text{mcs}}]). \quad (26)$$

对单量子比特态, 他们发现么正信道的相干生成和相干破坏能力在任何基矢下都相等. 对  $N$  个相互独立的么正信道, 相应的相干生成能力为

$$CP(\otimes_{i=1}^N U_i) = \prod_{i=1}^N [CP(U_i) + 1] - 1, \quad (27)$$

而相干破坏能力有如下形式的下界,

$$DP(\otimes_{i=1}^N U_i) \geq 2^N - \prod_{i=1}^N [2 - DP(U_i)]. \quad (28)$$

对一般的量子信道  $\mathcal{E}$ , 尽管其相干生成能力没有解析表达式, 但根据相干能力的物理意义, 它仍应满足如下的可加性<sup>[43]</sup>:

$$CP_{l_1}(\mathcal{E}_1 \otimes \mathcal{E}_2) + 1 = (CP_{l_1}(\mathcal{E}_1) + 1)(CP_{l_1}(\mathcal{E}_2) + 1), \quad (29)$$

$$CP_r(\otimes_{i=1}^N \mathcal{E}_i) = \sum_{i=1}^N CP_r(\mathcal{E}_i). \quad (30)$$

量子信道  $\mathcal{E}$  的相干生成能力的定义并不惟一. 更一般地, 可以将任意量子态在  $\mathcal{E}$  作用下的最大相干增量定义为其相干能力,

$$CP^{(\rho)}(\mathcal{E}) = \max_{\rho} \{C(\mathcal{E}[\rho]) - C(\rho)\}, \quad (31)$$

式中最大值取遍所有的量子态  $\rho$ . 由于  $\rho$  不止局限于非相干态, 因此  $CP(\mathcal{E}) \leq CP^{(\rho)}(\mathcal{E})$ . 对  $l_1$  范数量子相干性和单量子比特系统, 任意么正信道的相干能力在两种表述下相等, 即  $CP(\mathcal{E}) = CP^{(\rho)}(\mathcal{E})$ ; 而当系统的维数大于或等于 3 时,  $CP(\mathcal{E})$  严格小于  $CP^{(\rho)}(\mathcal{E})$ . 此外, 若考虑相对熵相干度量, 则可以证明么正操作的相干产生能力可以转化为其列矢量的最大相干值<sup>[44]</sup>. 对非么正信道, 研究发现上述结论仍然适用<sup>[43]</sup>. 此外, 研究人员也对其他一些典型量子信道的相干产生能力和退相干能力进行了深入研究<sup>[16, 45]</sup>.

开放系统中量子相干的演化行为也是一个重要的研究课题. 量子态随时间的演化可以用主方程来描述, 如果量子主方程在时间上是局域的, 那么可以用一个线性映射  $\rho(t) = \mathcal{E}(\rho(0))$  来刻画. 如果映射  $\mathcal{E}$  是完全正定且保迹的<sup>[46]</sup>, 那么可以借助 Kraus 算子  $\{E_\mu\}$  将其具体写为  $\mathcal{E}(\rho) = \sum_{\mu} E_{\mu} \rho E_{\mu}^{\dagger}$ . 考虑量子态

$$\rho = \frac{1}{d} \mathbb{I}_d + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{d^2-1} x_i X_i. \quad (32)$$

在海森伯绘景下,  $\mathcal{E}^{\dagger}(X_i) = \sum_{\mu} E_{\mu}^{\dagger} X_i E_{\mu}$ ,  $x'_i = \text{tr}(\rho \mathcal{E}^{\dagger}(X_i))$ . 将  $\mathcal{E}^{\dagger}$  用转换矩阵  $\mathbf{T}$  表示为  $\mathcal{E}^{\dagger}(X_i) = \sum_{j=0}^{d^2-1} T_{ij} X_j$ , 其中  $T_{ij} = \text{tr}(\mathcal{E}^{\dagger}(X_i) X_j)$ , 那么有  $x'_i = \sum_{j=0}^{d^2-1} T_{ij} x_j$ . 若  $\mathbf{X}$  选取前文所述形式, 则对于如下形式的量子态,

$$\rho^{\hat{n}} = \frac{\mathbb{I}_d}{d} + \frac{1}{2} \chi \hat{n} \cdot \mathbf{X}, \quad (33)$$

式中  $\hat{n}$  为单位向量, 当  $T_{k0} = 0$  ( $1 \leq k \leq d^2 - 1$ ) 时,



$l_1$  范数相干度量函数的演化满足如下的分解关系式<sup>[15]</sup>:

$$C_{l_1}(\mathcal{E}[\rho^{\hat{n}}]) = C_{l_1}(\rho) C_{l_1}(\mathcal{E}[\rho^{\hat{n}}]), \quad (34)$$

式中

$$\rho_p^{\hat{n}} = \frac{\mathbb{I}}{d} + \frac{1}{2} \chi_p \hat{n} \cdot \mathbf{X}, \quad \chi_p = \frac{1}{\sum_{r=1}^{d_0} (n_{2r-1}^2 + n_{2r}^2)^{\frac{1}{2}}}. \quad (35)$$

如果映射  $\mathcal{E}$  不仅满足  $\sum_{\mu} E_{\mu}^{\dagger} E_{\mu} = \mathbb{I}$ , 而且算符  $A = \sum_{\mu} E_{\mu} E_{\mu}^{\dagger}$  是对角的, 那么在此量子信道作用下  $l_1$  范数量子相干度量的演化便满足上面的关系式. 而对于如下形式的量子态

$$\rho = \frac{\mathbb{I}_d}{d} + \frac{1}{2} \sum_{k=k}^{k_{\beta}} x_k X_k + \sum_{l=d^2-d+1}^{d^2-1} x_l X_l, \beta \leq d^2 - d, \quad (36)$$

如果  $\mathcal{E}$  满足  $\mathcal{E}^{\dagger}(X_k) = q(t) X_k$  (如泡利信道和盖尔曼信道), 那么对应量子相干的演化则由其初始相干值和噪声因子  $|q(t)|$  共同决定, 也即

$$C_{l_1}(\mathcal{E}[\rho]) = |q(t)| C_{l_1}(\rho). \quad (37)$$

#### 4 量子相干度量的应用

量子态的相干性在量子通信、量子计算和量子计量学等实际问题的处理中都发挥着重要作用, 同时它还在量子多体理论、量子热力学、量子生物学等一些问题的研究中具有潜在的应用价值. 特别是量子相干的量化使得人们可以更好地理解量子相干在量子计算等过程中所扮演的角色. 接下来, 我们就通过几个具体的实例来说明近几年该领域的一些主要进展.

Deutsch-Jozsa 算法<sup>[47]</sup>是最早的量子算法之一, 尽管其所能解决的问题十分局限, 但是却很好地展示了量子计算相对于经典计算的优势. 如果一个布尔函数只有两种可能: 常数值 (对于整个定义域其函数值要么全部为 0, 要么全部为 1) 或平衡值 (恰好有一半函数值为 0, 另一半为 1), 则区分这两种可能经典计算机最多需要  $2^{N-1}+1$  个函数值. 而对于  $N$  比特量子系统, Deutsch-Jozsa 算法仅需要一个函数值就可以做到. Hillery<sup>[48]</sup>从数值上讨论了量子相干对 Deutsch-Jozsa 算法的影响, 发现系统的相干度越小, 区分平衡或常数的能力就越低.

量子相干在 Grover 搜索算法中也发挥着重要作用. Anand 和 Pati<sup>[49]</sup>考察了类 Grover 算法 (Grover 算法基于绝热哈密顿量演化的一种形式),

并建立了搜索成功概率  $p_{\text{succ}}$  和与其对应的量子态相干值之间的关系,

$$C_{l_1}(p_{\text{succ}}) = 2\sqrt{p_{\text{succ}}(1-p_{\text{succ}})}, \quad (38)$$

$$C_r(p_{\text{succ}}) = -p_{\text{succ}} \log_2 p_{\text{succ}} - (1-p_{\text{succ}}) \log_2 (1-p_{\text{succ}}). \quad (39)$$

进一步的研究则发现 Grover 搜索算法中量子相干的消耗越大, 其成功的概率就越大, 当然必要的最佳搜索时间也会越长. 而这两者与量子纠缠、量子失谐等量子关联度量之间并没有直接的关系<sup>[50]</sup>.

利用量子相干度量研究多体系统的量子行为也是行之有效的方法, 例如超导理论中著名的非对角长程序就与系统的  $l_1$  范数相干度量直接相关<sup>[1]</sup>. 量子纠缠在多体系统中的一种重要应用是探测和描述量子相变, 而量子相干度量作为系统量子特性的一种重要量化描述, 同样可以扮演类似的角色.

Karpat 等<sup>[51]</sup>考察了基于斜信息的量子相干度量在研究量子相变中的有效性, 对如下形式的自旋 1/2 海森伯 XY 模型

$$\hat{H} = -\frac{A}{2} \sum_i [(1+\gamma) \sigma_i^x \sigma_{i+1}^x + (1-\gamma) \sigma_i^y \sigma_{i+1}^y] - \sum_i \sigma_i^z, \quad (40)$$

他们计算了对应的单自旋相干  $I(\rho, \sigma^{\beta})$ 、双自旋局域相干  $I(\rho, \sigma^{\beta} \otimes I_2)$  以及它们的下界, 进而观测到了热基态的二阶量子相变.

Chen 等<sup>[52]</sup>则展示了相干敏感度在研究量子相变中的应用. 相干敏感度被定义为相对熵量子相干的一阶导数, 即

$$\chi^{\text{co}} = \frac{\partial C_r(\rho)}{\partial \lambda}, \quad (41)$$

式中  $\lambda$  为系统哈密顿量的特征参数. 对横场伊辛模型、自旋 1/2 海森伯 XX 模型和 Kitaev 蜂巢模型, 借助相干敏感度的奇异点不仅可以准确找到量子相变点, 还可以找到量子临界的温度结构, 而后者正是相干敏感度方法的优势所在.

利用量子相干度量研究其他模型中量子相变的工作可以参见文献<sup>[53—55]</sup>. 除了在量子算法和量子多体问题研究中的重要应用之外, 量子相干度量在量子计量学<sup>[8,10]</sup>、量子热力学<sup>[2-4,56,57]</sup>和量子生物学<sup>[5]</sup>等领域的研究中也都有相应的应用. 限于篇幅, 在此不再一一赘述.

#### 5 总结与展望

量子相干起源于量子态的叠加, 它是量子理论

中的基本概念, 在量子信息等新兴领域同样扮演着十分重要的角色. 深入研究量子相干的各种性质不仅可以使人们更好地理解这一基本物理概念, 也可以推动相领域的交叉融合与发展. 量子相干的度量一直以来都是研究人员非常关心的问题, 特别是自 Baumgratz 等<sup>[6]</sup>提出基于资源理论框架的量子相干度量方案并首次在数学上严格地量化了量子相干以来, 关于量子相干度量及相关问题的研究进入了快速发展期. 本文对近年来该领域的一些主要进展做了概述.

首先, 我们回顾了量子相干资源理论的基本框架, 包括非相干态、最大相干态和非相干操作的定义以及量子相干度量函数需满足的基本条件, 介绍了基于量子态之间距离的量子相干度量、基于量子纠缠的量子相干度量等一些具体的度量形式. 回顾了量子相干度量在不同物理体系、不同量子信道作用下的动力学演化行为, 着重介绍了量子相干的冻结现象, 量子信道的相干产生能力和相干破坏能力以及某些特定量子态中量子相干度量的动力学演化解率. 除此之外, 量子相干的非马尔可夫演化和开放体系量子相干演化的操控等领域也有丰富的研究成果涌现<sup>[1]</sup>. 最后简要回顾了量子相干的一些典型应用, 包括量子相干在 Deutsch-Jozsa 算法、Grover 搜索算法中起到的作用, 以及量子相干度量在多体量子相变研究中的应用.

尽管已有较为广泛且深入的研究成果, 量子相干相关领域的研究仍然富有生命力, 许多有趣的、富有挑战性的问题尚有待解决. 例如迄今为止大部分量子相干的度量都是基于 Baumgratz 等<sup>[6]</sup>提出的四个公理化条件, 许多度量至今没有找到确切的物理含义. 另外, 如果适当地放宽约束条件, 或许可以定义更多富有物理含义、数学上严格的量子相干度量函数. 量子相干与量子关联更加本质的关系也有待人们深入的讨论. 量子相干的严格度量为开放系统退相干过程的分析提供了可能, 量子相干在量子多体系统的研究方面仍然有巨大的应用潜力. 相信在未来的几年中, 这个领域将会有更好的发展.

## 参考文献

- [1] Hu M L, Hu X, Wang J, Peng Y, Zhang Y R, Fan H 2018 *Phys. Rep.* **762** 1
- [2] Aberg J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 150402
- [3] Lostaglio M, Jennings D, Rudolph T 2015 *Nat. Commun.* **6** 6383
- [4] Narasimhachar V, Gour G 2015 *Nat. Commun.* **6** 7689
- [5] Lambert N, Chen Y N, Cheng Y C, Li C M, Chen G Y, Nori F 2013 *Nat. Phys.* **9** 10
- [6] Baumgratz T, Cramer M, Plenio M B 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 140401
- [7] Streltsov A, Singh U, Dhar H S, Bera M N, Adesso G 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 020403
- [8] Napoli C, Bromley T R, Cianciaruso M, Piani M, Johnston N, Adesso G 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 150502
- [9] Bu K, Anand N, Singh U 2018 *Phys. Rev. A* **97** 032342
- [10] Yu C S 2017 *Phys. Rev. A* **95** 042337
- [11] Yuan X, Zhou H, Cao Z, Ma X 2015 *Phys. Rev. A* **92** 022124
- [12] Qi X, Gao T, Yan F L 2017 *J. Phys. A* **50** 285301
- [13] Liu C L, Zhang D J, Yu X D, Ding Q M 2017 *Quantum Inf. Process.* **16** 198
- [14] Bromley T R, Cianciaruso M, Adesso G 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 210401
- [15] Hu M L, Fan H 2016 *Sci. Rep.* **6** 29260
- [16] Zanardi P, Styliaris G, Venuti L C 2017 *Phys. Rev. A* **95** 052306
- [17] Horodecki R, Horodecki P, Horodecki M, Horodecki K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 865
- [18] Winter A, Yang D 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 120404
- [19] Shao L H, Xi Z, Fan H, Li Y 2015 *Phys. Rev. A* **91** 042120
- [20] Yao Y, Xiao X, Ge L, Li M, Sun C P 2015 *Phys. Rev. A* **92** 022112
- [21] Streltsov A, Rana S, Boes P, Eisert J 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 140402
- [22] Aberg J 2006 arXiv:0612146 [quant-ph]
- [23] Chitambar E, Gour G 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 030401
- [24] Chitambar E, Gour G 2016 *Phys. Rev. A* **94** 052336
- [25] Marvian I, Spekkens R W 2016 *Phys. Rev. A* **94** 052324
- [26] de Vincenzo J I, Streltsov A 2017 *J. Phys. A* **50** 045301
- [27] Yu X D, Zhang D J, Xu G F, Tong D M 2016 *Phys. Rev. A* **94** 060302
- [28] Du S, Bai Z, Guo Y 2015 *Phys. Rev. A* **91** 052120
- [29] Peng Y, Jiang Y, Fan H 2016 *Phys. Rev. A* **93** 032326
- [30] Rastegin A E 2016 *Phys. Rev. A* **93** 032136
- [31] Hu M L, Fan H 2017 *Phys. Rev. A* **95** 052106
- [32] Yao Y, Dong G H, Ge L, Li M, Sun C P 2016 *Phys. Rev. A* **94** 062339
- [33] Singh U, Bera M N, Dhar H S, Pati A K 2015 *Phys. Rev. A* **91** 052115
- [34] Rana S, Parashar P, Lewenstein M 2016 *Phys. Rev. A* **93** 012110
- [35] Streltsov A, Kampermann H, Bruß D 2010 *New J. Phys.* **12** 123004
- [36] Marvian I, Spekkens R W 2014 *Nat. Commun.* **5** 3821
- [37] Marvian I, Spekkens R W, Zanardi P 2016 *Phys. Rev. A* **93** 052331
- [38] Zhang Y R, Shao L H, Li Y, Fan H 2016 *Phys. Rev. A* **93** 012334
- [39] Xu J 2016 *Phys. Rev. A* **93** 032111
- [40] Tan K C, Volkoff T, Kwon H, Jeong H 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 190405
- [41] Silva I A, Souza A M, Bromley T R, Cianciaruso M, Marx R, Sarthour R S, Oliveira I S, Franco R L, Glaser S J, deAzevedo E R, Soares-Pinto D O, Adesso G 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 160402
- [42] Mani A, Karimipour V 2015 *Phys. Rev. A* **92** 032331
- [43] Bu K, Kumar A, Zhang L, Wu J 2017 *Phys. Lett. A* **381** 1670
- [44] Xi Z J, Hu M L, Li Y M, Fan H 2018 *Quantum Inf. Process.* **17** 34
- [45] Situ H, Hu X 2016 *Quantum Inf. Process.* **15** 4649
- [46] Andersson E, Cresser J D, Hall M J W 2007 *J. Mod. Opt.* **54**



- 1695
- [47] Deutsch D, Jozsa R 1992 *Proc. R. Soc. London A* **439** 553
- [48] Hillery M 2016 *Phys. Rev. A* **93** 012111
- [49] Anand N, Pati A K 2016 arXiv:1611.04542 [quant-ph]
- [50] Shi H L, Liu S Y, Wang X H, Yang W L, Yang Z Y, Fan H 2017 *Phys. Rev. A* **95** 032307
- [51] Karpat G, Çakmak B, Fanchini F F 2014 *Phys. Rev. B* **90** 104431
- [52] Chen J J, Cui J, Zhang Y R, Fan H 2016 *Phys. Rev. A* **94** 022112
- [53] Lei S, Tong P 2016 *Quantum Inf. Process.* **15** 1811
- [54] Li Y C, Lin H Q 2016 *Sci. Rep.* **6** 26365
- [55] Malvezzi A L, Karpat G, Çakmak B, Fanchini F F, Debarba T, Vianna R O 2016 *Phys. Rev. B* **93** 184428
- [56] Faist P, Oppenheim J, Renner R 2015 *New J. Phys.* **17** 043003
- [57] Misra A, Singh U, Bhattacharya S, Pati A K 2016 *Phys. Rev. A* **93** 052335

**SPECIAL TOPIC—Advances in quantum coherence and quantum storage**

**Quantum coherence\***

Li Bao-Min<sup>1)2)</sup> Hu Ming-Liang<sup>1)3)†</sup> Fan Heng<sup>1)4)</sup>

1) (*Solid State Quantum Information and Computation Laboratory, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

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

3) (*School of Science, Xi'an University of Posts and Telecommunications, Xi'an 710121, China*)

4) (*Center for Excellence in Topological Quantum Computation, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 28 September 2018; revised manuscript received 24 October 2018)

**Abstract**

Quantum coherence is not only a fundamental concept of quantum mechanics, but also an important physical resource for quantum information processing. Along with the formulation of the resource theoretic framework of quantum coherence, the quantification of coherence is still one of the recent research focuses. Quantum coherence is also very fragile, and the environmental noise usually induces a system to decohere. Hence it is also an important subject to make clear the dynamical behavior and to seek a flexible way of preserving quantum coherence of an open quantum system. Besides, there are many potential applications of quantum coherence in quantum many-body system, quantum thermodynamics, quantum biology and other related fields. We review in this paper the resource theoretic framework for quantifying coherence and the relevant quantum coherence measures defined within this framework which includes the relative entropy of coherence, the  $l_1$  norm of coherence, the entanglement-based measure of coherence, the convex roof measure of coherence, and the robustness of coherence. We also review the dynamical behaviors of quantum coherence for certain open quantum systems, the coherence generating and breaking power of typical quantum channels, and the freezing phenomenon of quantum coherence. Moreover, we exemplify applications of quantum coherence in Deutsch-Jozsa algorithm, Grover search algorithms, and the study of quantum phase transitions in multipartite systems. We hope that these results may provide not only an overview of the relevant field, but also an outlook of the future research direction of this exciting field.

**Keywords:** quantum coherence, resource theory, quantum information

**PACS:** 03.67.-a, 03.65.Yz, 03.67.Ac, 03.65.Ud

**DOI:** 10.7498/aps.68.20181779

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2016YFA0302104, 2016YFA0300600), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91536108, 11774406, 11675129), and the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB28000000).

† Corresponding author. E-mail: [mingliang0301@163.com](mailto:mingliang0301@163.com)

## 中性原子量子计算研究进展

许鹏 何晓东 刘敏 王谨 詹明生

### Experimental progress of quantum computation based on trapped single neutral atoms

Xu Peng He Xiao-Dong Liu Min Wang Jin Zhan Ming-Sheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 030305 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182133

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182133>

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

稀薄里德伯原子气体中的两体纠缠

Two-body entanglement in a dilute gas of Rydberg atoms

物理学报. 2018, 67(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172052>

铯原子 $nP_{3/2}$  ( $n = 70-94$ )里德伯态的紫外单光子激发及量子亏损测量

Measurement of quantum defect of cesium  $nP_{3/2}$  ( $n = 70-94$ ) Rydberg states by using ultraviolet single-photon Rydberg excitation

物理学报. 2019, 68(7): 073201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182283>

铯原子里德伯态精细结构测量

Measurement of the fine structure of cesium Rydberg state

物理学报. 2017, 66(19): 193701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.193701>

相干时间超过10 min的单离子量子比特

Single-ion qubit with coherence time exceeding 10 minutes

物理学报. 2019, 68(3): 030306 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181729>

量子存储研究进展

Research progress of quantum memory

物理学报. 2019, 68(3): 030307 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190039>

专题: 量子相干和量子存储研究进展

## 中性原子量子计算研究进展\*

许鹏<sup>1)2)</sup> 何晓东<sup>1)2)</sup> 刘敏<sup>1)2)</sup> 王谨<sup>1)2)</sup> 詹明生<sup>1)2)†</sup>

1) (中国科学院武汉物理与数学研究所, 波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

2) (中国科学院冷原子物理中心, 武汉 430071)

(2018年12月4日收到; 2018年12月24日收到修改稿)

相互作用可控、相干时间较长的中性单原子体系具备在  $1 \text{ mm}^2$  的面积上提供成千上万个量子比特的规模化集成的优势, 是进行量子模拟、实现量子计算的有力候选者. 近几年中性单原子体系在实验上取得了快速的发展, 完成了包括 50 个单原子的确定性装载、二维和三维阵列中单个原子的寻址和操控、量子比特相干时间的延长、基于里德伯态的两比特量子门的实现和原子态的高效读出等, 这些工作极大地推动了该体系在量子模拟和量子计算方面的应用. 本文综述了该体系在量子计算方面的研究进展, 并介绍了我们在其中所做的两个贡献: 一是实现了“魔幻强度光阱”, 克服了光阱中原子退相干的首要因素, 将原子相干时间提高了百倍, 使得相干时间与比特操作时间的比值高达  $10^5$ ; 二是利用异核原子共振频率的差异建立了低串扰的异核单原子体系, 并利用里德伯阻塞效应首次实现了异核两原子的量子受控非门和量子纠缠, 将量子计算的实验研究拓展至异核领域. 最后, 分析了中性单原子体系在量子模拟和量子计算方面进一步发展面临的挑战与瓶颈.

**关键词:** 里德伯态, 中性单原子, 量子纠缠, 相干时间**PACS:** 03.67.Lx, 03.67.Bg, 42.50.Ct, 03.65.Yz**DOI:** 10.7498/aps.68.20182133

## 1 引言

量子计算是指以量子态作为信息载体, 利用量子态的线性叠加和量子纠缠等量子力学基本原理进行信息并行计算的方案; 以量子计算为基础的信息处理技术的发展有望引发新的技术革命, 为密码学、催化化学反应计算、新材料设计、药物合成等诸多领域的研究提供前所未有的强力手段, 对未来社会的科技、经济、金融, 以及国防安全等产生革命性的影响<sup>[1]</sup>. 当前各国政府和大公司纷纷投入巨资开展量子计算的研究, 探索实现量子计算机的各种可能体系, 包括离子阱中囚禁的离子<sup>[2]</sup>、超导线路<sup>[3]</sup>、线性光学中的光子<sup>[4]</sup>、量子点<sup>[5]</sup>、金刚石 NV 色心<sup>[6]</sup>、光阱中的中性原子<sup>[7]</sup>等. 但由于不同量子体系的操控技术难度和发展应用前景不同<sup>[8]</sup>, 面临的

挑战也不一样, 目前哪种体系是最优体系还没有尘埃落定. 其中, 相互作用可控、相干时间较长且具备扩展优势的中性原子体系是实现量子计算机的有力候选者之一.

基于中性原子的量子计算, 一般在超高真空腔中利用远失谐光偶极阱阵列或光晶格从磁光阱或玻色爱因斯坦凝聚体 (BEC) 中捕获并囚禁超冷的原子形成单原子阵列, 然后将原子基态超精细能级的两个磁子能级编码为一个量子比特的 0 态和 1 态. 如图 1 所示, 高数值孔径透镜将原子比特操控所需的 Raman 光、里德伯激发光、态制备光等聚焦到单个原子上, 形成对阵列中量子比特的操控. 同时透镜也收集原子的荧光并传输到电子倍增型相机 (EMCCD) 上实现量子态的探测. 根据收集

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0302800, 2017YFA0304501)、中国科学院先导专项 (批准号: XDB21010100) 和国家自然科学基金 (批准号: 11674361, 11774389) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mszhan@wipm.ac.cn

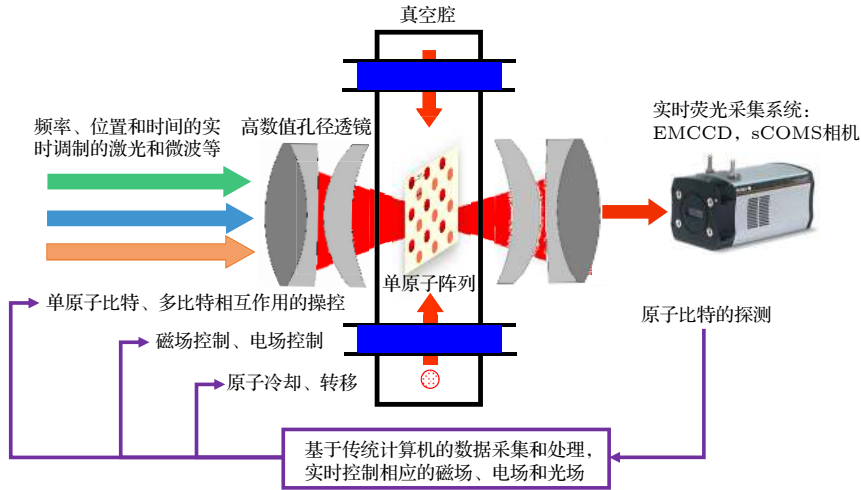


图1 中性单原子量子计算的概念架构

Fig. 1. Conceptual architecture for a neutral atom quantum computer.

到的信息和实验的需要, 通过传统计算机上的数据采集和时序产生系统, 实时控制原子的冷却、转移以及相应的磁场、电场和光场来完成量子算法的执行. 在进行量子计算时, 中性原子体系将根据不同的量子算法, 采用优化后所需逻辑操作数最少的原子阵列构型, 执行一系列高保真的单比特门和两比特受控非门.

相比于其他量子计算的候选体系, 基于里德伯态相互作用的中性原子量子计算具备如下 3 个显著的特点. 1) 相干时间较长. 相干时间与单比特操控时间的比值是量子计算候选体系的一个重要指标, 中性原子体系采用原子基态超精细能级的磁子能级编码的量子比特, 目前中性原子体系中单比特相干时间已经可以达  $12.6\text{ s}$ <sup>[9]</sup>, 相比于原子量子比特操控需要的微秒量级时间, 比率达到  $10^7$ , 这一指标超过了目前大多数量子计算的候选体系. 2) 具备可控的相互作用. 相互作用的大小不仅决定了两比特相位门的操作时间, 而且作用强度的控制对于减少量子算法执行过程中的退相, 提高操作的保真度具有重要的作用. 基于里德伯态原子的偶极-偶极相互作用是一个长程的、强度比基态相互作用大 12 个量级的相互作用<sup>[7]</sup>, 由此可以将两比特逻辑门的操控时间控制到微秒以内, 而且该作用可以通过相干激发到里德伯态或从里德伯态相干退激发进行开关, 也可以通过电场、磁场和原子的空间排列来调整大小. 在相互作用可开关的各种量子计算候选体系中, 对于相干时间与两比特相互作用强度的比值, 主量子数大于 50 的里德伯态比其他体系更具优势<sup>[10]</sup>. 3) 具备很好的扩展性, 且原子阵列的构型灵活可变. 量子计算在编码逻辑比特执

行纠错算法和进行复杂量子算法时, 对于物理比特数目的要求通常达到数千以上. 目前已报道的量子计算体系中最多的物理比特数目大多集中在 50—100 个, 对于大多数体系来说, 进一步扩展物理比特数目而不影响操作的保真度都具有很大的挑战. 中性单原子体系不仅可以通过光晶格实现  $1\text{ mm}^2$  的面积上集成数千个单原子<sup>[11]</sup>, 或者在光偶极阵列中实现包含 72 个单原子且构型可变的阵列<sup>[12]</sup>, 而且这种灵活可变的中性原子阵列构型, 结合里德伯态原子的多比特逻辑门, 将会有效优化并提高算法的适应性.

近年来, 中性单原子体系在实验上取得了快速发展, 完成了包括单原子阵列的确定性制备<sup>[13,14]</sup>、二维 (2D) 和三维 (3D) 阵列中单个原子的寻址和操控<sup>[15,16]</sup>、量子比特相干时间的延长<sup>[17,18]</sup>、基于里德伯态的两比特量子门的实现<sup>[19,20]</sup>和原子态的高效读出<sup>[21,22]</sup>等一系列重要的工作, 这些工作极大地推动了该体系在量子模拟和量子计算方面的应用, 使得基于里德伯态相互作用的中性原子体系在量子计算的候选体系中得到了越来越多的关注和认可. 本文将介绍该体系量子计算方面的国内外研究进展, 以及我们团队为该体系的发展所做的两个贡献, 即单比特相干时间的延长<sup>[17]</sup>和异核两原子纠缠的实现<sup>[20]</sup>, 并对该体系的进一步发展进行了总结和展望.

## 2 中性原子量子计算研究进展

DiVincenzo<sup>[23]</sup>总结了一个量子力学系统作为量子计算的候选者必须满足的 5 个主要条件, 即



DiVincenzo 判据, 该判据被认为是实现量子计算机的基本条件. 中性原子体系经过近 20 年的技术积累和发展, 在可扩展的量子比特 (qubit) 系统、量子比特初始化、量子比特相干性、通用逻辑门组和量子比特测量方面都已满足判据的要求.

### 2.1 实现了可扩展的量子比特的系统

中性原子体系通常采用一个碱金属原子 (如铷原子和铯原子) 基态超精细能级的磁子能级作为一个量子比特的 0 态和 1 态. 这样的量子态具备纯净和易操控的特点, 是理想的量子比特. 单个原子捕获和囚禁则一般用光阱来实现, 主要有两种方法, 一是在光晶格中, 利用 Mott 绝缘态在每个格点制备一个原子<sup>[24]</sup>, 但由于冷原子云和光场的空间不均匀性, 只有光晶格中心的部分会均匀地装载; 二是利用碰撞阻塞效应, 当一个光镊型光偶极阱足够小时, 阱中两个以上的原子在共振光的作用下会很快损失掉, 只有一个原子能保存在阱中, 从而获得单个原子<sup>[25]</sup>, 如图 2 所示. 但该装载是随机的, 扩展到多个原子阵列时, 无法实现确定性的制备. 2016 年, 法国 Barredo 等<sup>[13]</sup>发展了一种用可移动光阱实现单原子逐个装配的技术. 他们在 2D 包含 100 个光偶极阱的阵列中采用碰撞阻塞的原理随机装载单原子, 随后对光阱阵列进行成像, 判断出哪些阱中有原子, 然后用一个可移动的光阱将单原子逐个转移到所需要的光阱中, 从而确定性地制备包含了 50 个单原子的不同构型的单原子阵列, 随后他们还演示了包含 72 个单原子的任意 3D 构型的确定性制备<sup>[12]</sup>. 类似的工作还包括美国 Endres 等<sup>[14]</sup>在一维 (1D) 包含 50 个单原子的阵列中制备演示, 韩国 Kim 等<sup>[26]</sup>在 2D 阵列中通过对转移算法的优化和对格点中单原子的实时反馈装载来提高制备效率, Kumar 等<sup>[27]</sup>展示了 3D 光晶格

中利用态依赖的光晶格重排原子得到了  $5 \times 5 \times 2$  和  $4 \times 4 \times 3$  的单原子阵列. 采用单原子装载后重新排列的方案理论上可以扩展到包含更多单原子的阵列的确定性制备, 从而基本解决了中性原子体系扩展性的问题.

### 2.2 实现了高精度的态初始化

利用成熟的光泵技术将原子制备到量子比特的  $|0\rangle$  态或  $|1\rangle$  态, 效率可以达到 99.9% 以上<sup>[28]</sup>. 例如, 将铷原子制备到编码量子比特的  $|1\rangle$  态的  $F = 2, m_F = 0$  态时 (如图 3 所示), 一般采用高斯量级的磁场将不同的磁子能级区分开, 然后用  $\pi$  偏振的  $F = 2$  到  $F' = 2$  的共振光配合  $F = 1$  到  $F' = 2$  的回泵光, 由于跃迁选择定则,  $F = 2, m_F = 0$  是暗态, 经过一段时间的激光作用后, 原子会全部布居到暗

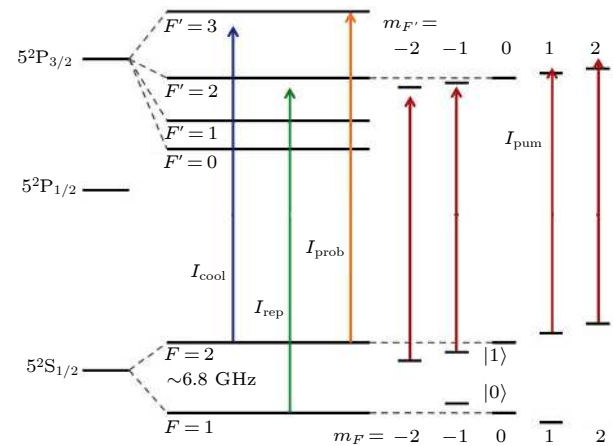


图 3  $^{87}\text{Rb}$  原子能级和相关的冷却光  $I_{\text{cool}}$ 、回泵光  $I_{\text{rep}}$ 、态制备光  $I_{\text{pum}}$  和态探测光  $I_{\text{prob}}$  对应的跃迁 (量子比特的  $|0\rangle$  态和  $|1\rangle$  态编码在  $F = 1, m_F = 0$  和  $F = 2, m_F = 0$  上)  
Fig. 3. The energy levels and lasers used for cooling, repumping, optical pumping, and state detection of  $^{87}\text{Rb}$ . The ground hyperfine states of  $F = 1, m_F = 0$  and  $F = 2, m_F = 0$  are used for encoding the qubit.

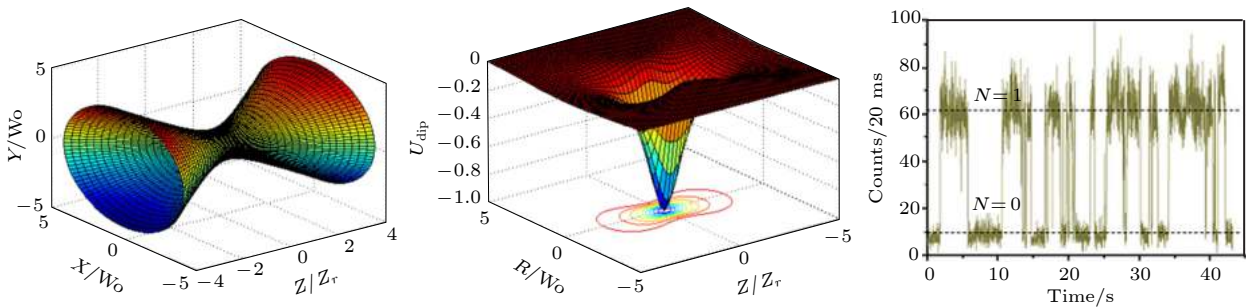


图 2 远红失谐光聚焦形成的偶极阱和偶极阱中收集的单原子荧光信号

Fig. 2. The optical dipole trap formed by strongly focusing far red-detuned laser. The fluorescence of single atoms trapped by the dipole trap.

态上. 而且由于相同种类的原子能级结构都是一致的, 因此采用同样的光泵光可以同时实现阵列中所有原子的态初始化.

### 2.3 实现了足够长的量子比特相干时间

要实现量子纠错, DiVincenzo 提出: 量子比特的相干时间需要达到基本量子门操作时间的  $10^4$  倍以上<sup>[23]</sup>. 在中性原子体系中, 量子比特的相干时间主要由如下三个因素决定<sup>[29]</sup>. 一是原子在光阱中的囚禁时间, 由于光阱的束缚无法达到离子阱中的势阱深度, 一般只有毫开量级, 室温条件下, 背景气体的碰撞会导致原子的直接损失, 因此即使不考虑光阱本身功率起伏和散射造成的加热, 原子在光阱的寿命也只有百秒量级. 二是量子比特反转时间 ( $T_1$ ), 主要是由囚禁原子的偶极光引起的拉曼散射造成的, 散射率正比于原子所感受到的光强, 反比于失谐的平方. 对于 Rb 原子, 1 mK 阱深的 830 nm 光阱中,  $T_1$  在秒量级. 三是两基态相对相位丢失时间 ( $T_2$ ), 任何改变两基态能级间隔的因素都会对  $T_2$  造成影响, 包括原子的热分布、偶极阱功率的起伏、偶极阱位置的抖动、磁场的起伏等. 德国 Kuhr 等<sup>[29]</sup>对光阱中原子退相的三个因素进行了详细的研究, 在 40  $\mu$ K 阱深下没有加任何回波脉冲时, 获得了相干时间为 20 ms 的单原子和少原子. Li 等<sup>[18]</sup>建立了中空的光阱, 将单个原子囚禁在光强最弱的地方, 从而避免了偶极光引起的退相干, 在没有回波脉冲作用时, 单个原子的相干时间达到了 43 ms. 国内 Yang 等<sup>[17]</sup>对单原子的相干时间进行了更深入的研究, 获得了微型光偶极阱中无回波脉冲条件下目前最长的相干时间, 达到了 225 ms. 相对于单原子为微秒量级的操作时间, 其比值也达到了  $10^5$  倍, 满足了判据对相干时间的要求. Wang 等<sup>[30]</sup>在 3D 光晶格中获得了无回波脉冲时 26 ms 的相干时间, 施加回波后, 相干时间达到 7 s 以上, 在将原子进一步冷却到振动基态后, 施加回波得到的相干时间达到 12.6 s<sup>[9]</sup>.

### 2.4 实现了单量子比特门操作和两量子比特受控非门的操作

中性原子体系中, 单量子比特门操作一般利用与 0 态和 1 态能级间隔共振的微波<sup>[29]</sup>或者一对拉曼光<sup>[31]</sup>进行操控, 通过控制作用的时间和相位分别控制量子态的布居和相位. 对于单独一个原子的操控可以简单地采用上述方案进行, 对于原子阵列,

则需要保证对其中一个原子的操控不会影响到其他原子. 2004 年, 德国的 Schrader 等<sup>[32]</sup>在 1D 光晶格中, 利用梯度为 15 G/cm ( $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ) 的磁场产生位置依赖的频率移动, 从而用不同频率的微波脉冲实现了每个格点中单原子的寻址和操控. 在 2D 光晶格中, 美国的 Bake 等<sup>[33]</sup>, 德国的 Sherson 等<sup>[34]</sup>和英国的 Haller 等<sup>[35]</sup>分别采用超高数值孔径的透镜组 ( $NA > 0.68$ ) 实现了光晶格中单个格点的分辨. Weitenberg 等<sup>[36]</sup>用该透镜组将远失谐的光聚焦到单个格点从而诱导该格点原子的能级发生偏移, 进而用微波脉冲对该原子进行操控而不影响周围的原子. Xia 等<sup>[16]</sup>在 2D 的  $7 \times 7$  的单原子阵列中, 采用类似的方法实现了单量子比特的寻址和操控, 并使用随机基准测试 (randomized benchmarking)<sup>[37]</sup>的方法详细研究并优化了操控的保真度, 实现了原子阵列中任意一个原子单量子比特操控的保真度达到 0.99 以上, 而且平均串扰只有 0.002(9). 美国的 Wang 等<sup>[30]</sup>进一步将该方法扩展到 3D 光晶格, 采用两束交叉的寻址光来使目标原子的能级发生偏移, 然后用共振的微波来操作, 操作的串扰小于 0.003. 随后, Wang 等<sup>[15]</sup>采用类似的寻址光, 并利用寻址光累积的相位结合一系列微波脉冲, 实现了一种对寻址光的不稳定非常不敏感并且具备很低串扰的新的寻址和操作方案, 操作的保真度达到 0.9962(16), 串扰小于 0.002.

两量子比特纠缠门的实现是中性原子量子计算的核心. 受限于中性原子间微弱的相互作用, 目前实现两原子量子比特纠缠的方案主要有三种: 一是将与原子纠缠的光子进行贝尔态测量来制备纠缠的原子. 代表性工作是 2006 年 Volz 等<sup>[38]</sup>将单原子激发后, 利用自发辐射, 实现辐射单光子的偏振与单原子磁子能级的纠缠, 在此基础上制备两组纠缠的单光子和单原子, 然后对两个光子进行贝尔态测量, 获得纠缠光子对的同时通过纠缠交换实现两个原子的纠缠<sup>[39]</sup>. 该方法产生纠缠的过程不可控且效率较低, 并不适合作为量子计算中的逻辑门. 第二种是基于原子基态受控碰撞的方案<sup>[40,41]</sup>, 通过调节同一个阱中两个原子的振动态、电子态, 或者通过精确调制两个阱的间距来控制隧穿进而控制两个原子自旋碰撞交换相互作用, 实现两量子比特纠缠门. 目前已经在光晶格中实现了两团原子间基于碰撞的纠缠和受控相位门<sup>[42,43]</sup>. 对于两个原子间的纠缠, 美国的 Kaufman 等<sup>[44]</sup>和美国的 Thompson 等<sup>[45]</sup>分别在强聚焦光偶极阱中, 通过 Raman 边带冷却将原子冷却到振动基态, 随后 Kaufman 等<sup>[46]</sup>



精确控制两阱的相对位置, 基于自旋交换实现了保真度为 0.44 的两原子纠缠, 扣除原子损失后, 纠缠的保真度达到 0.63. 该实验受限于原子在光阱中三个维度的冷却效率和对两原子间距的控制精度, 进一步提高保真度面临很大的挑战. 第三种方案是基于原子里德伯态的偶极-偶极相互作用实现受控非门, 包括采用里德伯阻塞形成受控相位门<sup>[47]</sup>, 利用共振的偶极-偶极相互作用形成的两原子暗态进行绝热演化<sup>[48]</sup>, 利用里德伯缀饰形成受控相位门<sup>[49]</sup>等. 实验上, 美国的 Urban 等<sup>[50]</sup>在相距 8  $\mu\text{m}$  的两个微型光偶极阱中分别囚禁了单个铷原子, 然后将其中一个原子相干激发到 97D 的里德伯态, 此时另一个原子的里德伯能级由于偶极-偶极相互作用发生偏移, 从而无法实现里德伯的激发. 利用该效应, Isenhowe 等<sup>[19]</sup>首次实现了两个中性原子间的受控非门, 保真度达到 0.73, 并进一步实现了两原子纠缠, 纠正原子损失后保真度为 0.58. 法国的 Gaëtan 等<sup>[51]</sup>和 Wilk 等<sup>[52]</sup>, 将单原子囚禁在两个相距 4  $\mu\text{m}$  的偶极阱中, 将两个铷原子的初始态制备为  $|1\rangle$  态, 在 58D 的里德伯态激发光的作用下, 利用相同的里德伯态相互作用实现里德伯阻塞, 则只有一个原子被激发, 于是两原子被制备到基于里德伯态的两原子纠缠, 随后施加一个将里德伯原子耦合到激发光, 相干转移到基态, 获得基态两原子的最大纠缠态, 保真度在纠正原子损失后达到 0.75. 采用原子里德伯态偶极-偶极相互作用实现两量子比特纠缠门对于原子热运动并不敏感, 而且门操作时间在微秒量级, 是目前最适合中性原子体系的两量子比特门方案. Zhang 等<sup>[53]</sup>和 Maller 等<sup>[54]</sup>从理论上对该方案进行了细致的分析和模拟, 并在实验上对相关技术噪声进行了进一步的优化, 目前得到的保真度为 0.82, 但距离实现纠错的 0.99 的阈值还有很大差距, 需要进一步研究和优化.

## 2.5 实现了量子态的测量与读出

为获取量子计算的结果或执行纠错算法, 必须对量子态进行方便而快速的测量. 中性原子体系对原子 0 态和 1 态的测量普遍采用的方法是用共振激光将 1 态的原子加热从而在阱中损失掉, 如图 3 中的探测光. 由于加热所需的散射光子数依赖于阱深, 因此可以通过降低阱深减少散射的光子, 从而避免在探测过程中由于共振光的拉曼跃迁改变原子的状态, 提高探测的保真度<sup>[55]</sup>. 该方法的缺陷在于每次探测导致原子损失, 需要重新装载单原子,

不利于提高实验速率. 随后, 法国的 Fuhrmanek 等<sup>[56]</sup>和美国的 Gibbons 等<sup>[57]</sup>同时用高数值孔径透镜提高原子荧光收集效率, 并仔细优化探测光频率与闭合跃迁能级的共振来抑制拉曼跃迁, 实现了 95% 以上的态探测效率, 同时原子的损失只有 1%. 美国的 Kwon 等<sup>[21]</sup>和德国的 Martinez-Dorantes 等<sup>[22]</sup>进一步将该方法拓展到 2D 原子阵列, 用共振光同时激发原子阵列中所有原子, 并用电子倍增型相机收集荧光进行态的探测, 态的探测效率都大于 97%, 且原子损失小于 2%.

在该体系的发展过程中, 国内多个研究小组也都做出了各自的贡献. He 等<sup>[58]</sup>在偶极阱中实现了捕获时间为 130 s 的单个铯原子, 并开展了两方面与量子计算相关的研究工作, 一是利用单原子制备单光子源; 二是研究单原子与高细度微腔的耦合. 中国科技大学 Dai 等<sup>[59]</sup>采用光晶格来囚禁和操控铷原子的 BEC, 利用光极化势形成了有效磁场梯度, 来调控原子间相互作用, 进而开展拓扑量子计算方面的研究工作. 詹明生等<sup>[60,61]</sup>自 2009 年利用强聚焦光偶极阱实现了单个铷原子的囚禁以来, 围绕中性原子量子计算, 克服了单原子量子比特的精确操控、两原子量子比特相互作用的有效调控和多量子比特阵列的制备等一系列关键物理问题和技术难题, 在中国科学院武汉物理与数学研究所初步建立了满足 DiVincenzo 判据的中性单原子量子计算平台; 在此基础上, 发展了“魔幻强度光阱”的方法和低串扰的异核单原子阵列, 实现了中性单原子体系在相干时间和原子阵列中串扰抑制方面的突破, 并开展了异核原子碰撞和量子纠缠的工作, 将该体系量子计算的实验研究进一步拓展到了异核领域. 以下将详细介绍单量子比特相干时间的延长和异核两原子纠缠的实现.

## 3 魔幻强度光阱延长量子比特的相干时间

如前所述, 中性原子量子比特的相干时间主要受限于基态相对相位丢失时间  $T_2$ . 实验研究表明, 用于编码量子比特的超精细能级劈裂通常有几个 GHz 大小, 由此导致光阱中的量子比特的 0 态和 1 态光频移不同, 即微分光频移, 这是导致  $T_2$  减小的主要因素. 例如, 由于热分布, 原子在偶极阱中的不同位置所感受到的光强不同, 从而导致微分光频移的大小不同, 所以原子的共振频率会被原子的热运动展宽 (通常在 100 Hz 的量级), 该展宽会直

接导致原子量子比特的非均匀退相. 虽然在静态偶极阱中该非均匀退相可以被动力学退耦的办法 (如自旋回波或 CPMG 脉冲序列) 有效地抑制<sup>[62]</sup>, 但是实验上发现, 动力学退耦的方法很难抵消单原子量子比特转移中的相干性丢失. 这是由于在用移动光镊将原子从某个偶极阱转移到另外一个偶极阱的过程中, 光场是动态变化的. 移动光镊的指向起伏以及原子加热所导致的退相都是频率较高的均匀退相, 通常的动力学退耦的方法很难压制<sup>[63]</sup>. 另外一个方面的问题是, 量子比特的能级展宽也会造成单量子比特的操控误差<sup>[15,16]</sup>. 因此, 降低微分光频移对相干时间的影响可以更好地提高原子量子比特的质量, 并突破相干时间对大规模中性原子量子信息处理平台实现与应用的限制.

### 3.1 魔幻强度光阱的构建和相干时间的延长

2010年, Derevianko<sup>[64]</sup>以及 Lundblad 等<sup>[65]</sup>提出和演示了可以利用矢量光频移抵消微分光频移的方案. 为了诱导矢量极化率, 即等效磁场, 基本的实验方案是, 将囚禁光场从原来的线偏振改为圆偏振, 同时将光的偏振矢量的方向与量子化轴的磁场方向设为一致. 由此得到微分光频移为  $\delta\nu(B, U_a) = \beta_1 U_a + \beta_2 B U_a + \beta_4 U_a^2$ , 其中  $B$  为量子化轴磁场,  $\beta_1$  为标量光频移系数,  $\beta_2$  为矢量极化率与塞曼相互作用导致的 3 阶交叉项的系数,  $\beta_4$  为基态超极化率系数,  $U_a$  为偶极阱的阱深. 他们发现, 在弱场极限条件下, 光场诱导的原子的 4 阶超极化率  $\beta_4$  可以忽略, 从而可以得到一个“魔幻磁场”囚禁条件, 即在一个特定的磁场下 (通常需要几个高斯), 微分光频移能够被矢量极化率与塞曼相互作用导致的 3 阶交叉项所抵消. 但是实验上为了囚禁温度为十几微开的单原子量子比特, 光镊所需的光场较强, 这时光场诱导的等效磁场达到高斯量级, 与外加磁场可比拟, 因而弱场近似不成立, 高阶项即超极化率不可忽略. 而且由于超极化率的贡献, 光频移是阱深的二次函数. 实验上, 考虑到  $\beta_2$  和  $\beta_4$  也依赖于偶极光的圆偏振度, 为简单起见, 我们采用完全相同的圆偏振光, 测量了不同阱深和磁场下原子所感受到的微分光频移, 结果如图 4(a) 所示. 采用圆偏振阱中  $\beta_1 \approx 3.47 \times 10^{-4}$  去拟合, 得到  $\beta_2$  为  $-0.99(3) \times 10^{-4} \text{ G}^{-1}$ , 并且首次测量了  $^{87}\text{Rb}$  原子的超极化率  $\beta_4 = 4.6(2) \times 10^{-12} \text{ Hz}^{-1}$ . 该结果与理论计算结果  $\beta_2 = -1.03 \times 10^{-4} \text{ G}^{-1}$  和  $\beta_4 = 4.64 \times 10^{-12} \text{ Hz}^{-1}$  相符合.

由于不可忽略的超极化率的贡献, 原子量子比特频率的展宽程度依赖于势阱深度. 理论上, 在微分光频移对势阱深度的一阶偏微分等于 0 的位置, 即  $U_M = -(\beta_1 + \beta_2 B)(2\beta_4)^{-1}$ , 展宽最小, 因而是魔幻光强点. 在该偶极阱阱深附近, 原子的微分光频移对于势深起伏的敏感性降到二阶. 在特定磁场 ( $B \rightarrow -\beta_1/\beta_2 \approx 3.51 \text{ G}$ ) 下,  $U_M$  趋近于 0, 此时阱深太浅不利于原子的囚禁, 因此一般选用更小的磁场和稍大一点的阱深进行实验. 在综合考虑微分光频移和偶极光散射引起的退相的因素后, 实验上

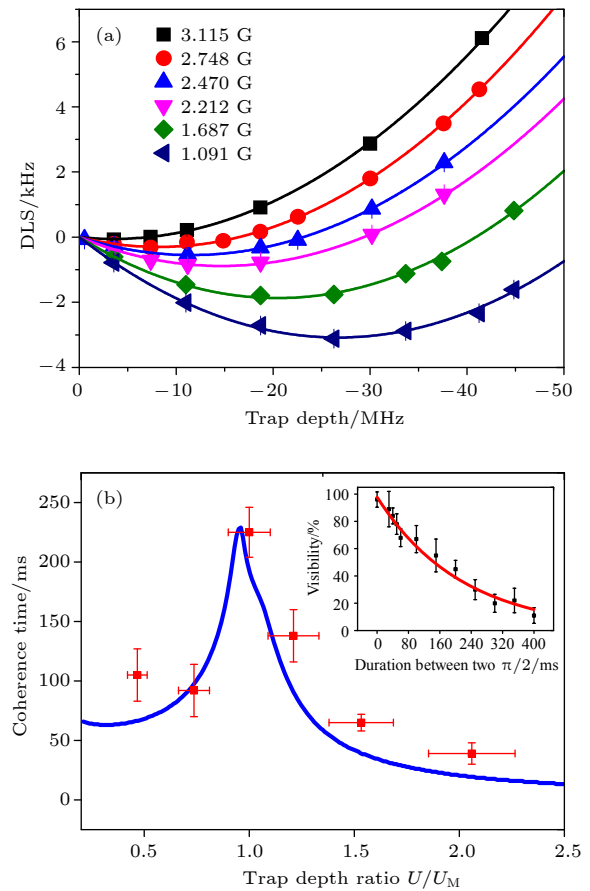


图 4 (a) 超极化率不可忽略情况下, 原子量子比特的微分光频移在不同磁场下随偶极阱势深的变化; (b) 原子量子比特相干时间在不同偶极阱势深下的实验值, 蓝色实线为理论值; 内插图显示了阱深为  $U_M$  时, 通过拟合 Ramsey 条纹的对比度得到相干时间为  $\tau = (225 \pm 21) \text{ ms}$ <sup>[17]</sup>

Fig. 4. (a) In the presence of hyperpolarizability, the differential light shift (DLS) of a qubit in the circularly polarized trap is measured as a function of trap depths at various magnetic field strengths; (b) coherence time  $\tau$  and its dependence on normalized ratios  $U/U_M$  obtained from experiment. The solid blue line is the theoretical curve. A coherence time is extracted from a decay time of the envelope of Ramsey visibility, as shown as in the inset. At  $U_a = U_M$ ,  $\tau = (225 \pm 21) \text{ ms}$ <sup>[17]</sup>.



选取的磁场强度为 3.115 G, 通过测量 Ramsey 条纹的衰减时间随势阱深度的变化曲线, 发现相干时间最长的地方就在微分光频移的极值点附近, 如图 4(b) 所示. 最长的 Ramsey 条纹的衰减时间达到  $(225 \pm 21)$  ms, 而在线偏振偶极阱中是  $(1.4 \pm 0.1)$  ms<sup>[62]</sup>, 相干时间提高了百倍. 相比于 Li 等<sup>[18]</sup> 在中空的蓝失谐光阱中获得的铯原子 43 ms 的 Ramsey 相干时间, 我们的结果提高了 5 倍. 需要强调的是, 红失谐魔幻光强偶极阱比中空的蓝失谐光阱更加便于扩展到较大规模的魔幻偶极阱阵列. 这是由于红失谐的单阱所需功率只需毫瓦量级, 而中空的蓝失谐光阱的功率要到达百毫瓦量级.

### 3.2 相干转移的实现

在大规模的单原子阵列里, 受限于中性原子间微弱的相互作用, 要实现任意两个原子间的量子算法进而实现量子计算和量子模拟, 需要将单原子相干地转移到相互作用区. 我们提出了一种简单易行的深阱转移方案, 实现了单原子在光阱阵列中的高效转移 (约 95%), 但在转移过程中, 即使采用动态退耦的方法也无法保持量子比特的相干性, 主要原因在于偶极光引起的微分光频移<sup>[63]</sup>. 运用魔幻光强偶极阱技术 (图 5 所示), 首先在其中一个魔幻光强偶极阱中 (trap 2) 制备一个量子比特, 通过微波制备到相干叠加态上, 之后通过一个移动魔幻阱 (trap 1) 将目标量子比特提取出来转移到  $5 \mu\text{m}$  的地方后再送回原来的偶极阱, 而后分析量子比特的相干性. 结果发现无转移和被转移的量子比特的 Ramsey 相干时间几乎一致, 因此在实验的测量精度内, 没有观测到原子的相干性在进行转移操作后有明显的损失, 即使转移后原子的温度从  $8 \mu\text{K}$  升到  $16 \mu\text{K}$ . 因此, 实验上证明了用魔幻光强偶极阱转移原子量子比特的过程中, 指向涨落、加热等退相因素变得很小. 然而线偏振阱中这些退相机理是占主导的. 由此解决了中性单原子大规模阵列中单原子相干转移的问题, 极大地提高了原子量子比特间的互联性, 该方法与原子量子比特阵列灵活的构型互相结合, 将有效地降低中性原子量子计算算法的复杂性.

### 3.3 魔幻光强偶极阱中原子退相的主要因素

由原子结构以及光和原子作用参数决定, 构建魔幻光强偶极阱需要 3.2 G 的磁场, 导致量子比特对磁场噪声变得敏感. 通过对磁场的监视和对自旋

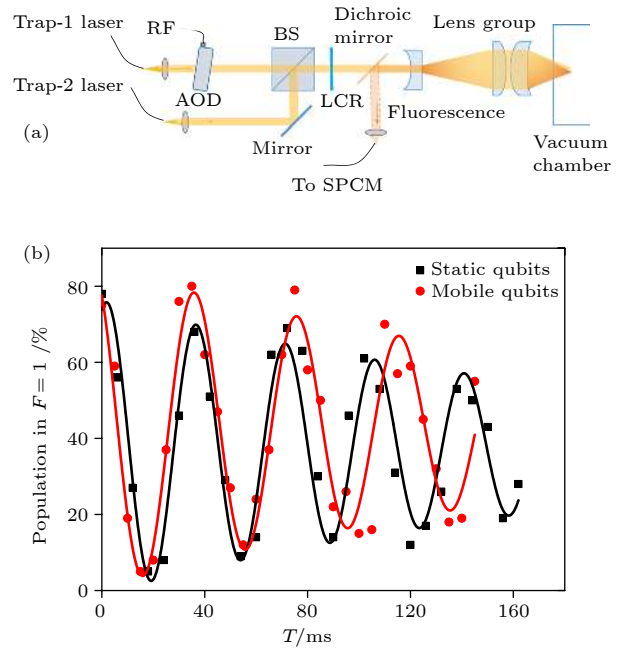


图 5 (a) 原子量子比特相干转移的实验装置示意图 (Trap 1 是可移动阱, 其在焦平面上的位置由 2D 声光偏转器控制; Trap 2 是静止阱; 两阱的偏振可以通过液晶相位片 (Thorlabs LCR-1-NIR) 实时控制); (b) 原子量子比特在两阱中不转移 (黑色方块) 和转移 (红色圆点) 时的 Ramsey 条纹 (实验数据中每个点是 100 多次实验的平均值; 通过衰减的正弦函数拟合 (实线部分), 可以得到静止量子比特和转移量子比特的相干时间分别是  $(206 \pm 69)$  ms 和  $(205 \pm 74)$  ms<sup>[17]</sup>).

Fig. 5. (a) Experimental setup for coherent transfer of atomic qubit. Trap 1 is a movable trap which can be shifted in two orthogonal directions by an AOD. Trap 2 is a static one. Both of their polarizations can be actively controlled by a liquid crystal retarder (LCR). (b) Measured Ramsey signals for single static qubits (black squares) and single mobile qubits (red dots) at  $B = 3.115$  G. Every point is an average over 100 experimental runs. The solid curves are fits to the damped sinusoidal function, with coherence times of static qubits and mobile qubits are  $(206 \pm 69)$  ms and  $(205 \pm 74)$  ms, respectively<sup>[17]</sup>.

回波的实验测量, 我们详细分析了魔幻光强偶极阱中量子比特相干时间的影响因素, 如表 1 所列. 从中发现相干时间主要受限于磁场的噪声. 为了压制磁场噪声, 可以搭建磁屏蔽来消除背景的磁场噪声, 但更有科学价值的是寻找磁场的魔幻条件, 使得量子比特对于磁场噪声的敏感性降到 2 阶. Carr 和 Saffman<sup>[66]</sup> 提出一个理论方案, 利用双色光场实现更低的磁场噪声敏感度来提高铯原子的相干时间. 目前还未有实验演示中性原子体系中的双魔幻囚禁, 即同时将量子比特对于势深以及磁场噪声的敏感性降到 2 阶. 这样的实验具有挑战性, 但对于中性原子量子比特来说是非常重要的.

表 1 魔幻光强偶极阱中的退相干机制  
Table 1. The mechanisms of decoherence in magic intensity optical trap.

<sup>87</sup> Rb	退相干机制	参数	无转移时 $T_2$	转移后 $T_2$
均匀退相时间 $T_2'$ (Homogeneous dephasing time)	磁场起伏	$\sigma_B = 0.019\%$	300 ms	300 ms
	偶极光功率起伏	$\sigma_I = 0.0015$	200 s	200 s
	偶极光重合及指向抖动	$\sigma_{\text{point}} = 0.06$	—	30 s
	微波频率起伏	$\sigma_{\text{MW}} < 1$ mHz	> 300 s	> 300 s
	原子加热	2 $\mu\text{K/s}$	34 s	34 s
非均匀退相时间 $T_2^*$ (Inhomogeneous dephasing time)	原子热运动	约 8 $\mu\text{K}$	2 s	—
	转移引起的加热	< 10 $\mu\text{K}$	—	> 1.2 s
自旋翻转时间 $T_1$	偶极光引起的自旋翻转	0.66 s · mK	4 s	4 s
总的退相干时间 $T$	$T = 1/(1/T_1 + 1/T_2^* + 1/T_2')$	—	约 242 ms	约 222 ms
实验值			约 200 ms	约 200 ms

#### 4 基于里德伯阻塞的异核两原子受控非门与量子纠缠的实现

正如 Saffman<sup>[11]</sup>在基于里德伯态原子相互作用的中性单原子量子计算综述中指出的, 中性原子体系距离实现量子计算机还有诸多难题, 目前面临的主要挑战包括更高保真度的纠缠门操作、原子的再装载、原子态的无损读出、量子比特间距在微米量级的阵列中低串扰的测量和初始化以及表面附近电场噪声的控制. 其中, 针对原子态的无损读出、量子比特间距在微米量级的阵列中低串扰的测量问题, Beterov 和 Saffman<sup>[67]</sup>提出了建立异核单原子体系, 利用异核原子共振频率的差别来避免串扰, 并利用异核原子间的纠缠来解决无损探测的方案. 相比于同核体系, 异核单原子体系中不同种类的原子可以用于执行量子计算中不同的任务, 如 Auger 等<sup>[68]</sup>提出采用一种原子量子比特作为纠错码中的校验子, 另一种原子作为数据量子比特, 可以有效地执行纠错并避免串扰. 类似地, 在囚禁离子体系中, 也有两个异核离子间的受控非门的实验, 并且展望了两种离子分别作为量子存储和光接口以及在量子非破坏性测量中的应用<sup>[69,70]</sup>. 在量子模拟中, 异核体系提供了额外的操控自由度, 为多组分多自旋体系的模拟提供了必备的条件, 如 Weimer 等<sup>[71]</sup>提出利用异核单原子作为辅助量子比特, 来克服量子态操作时的串扰, 以模拟带耗散的量子自旋体系的相干演化; 华东师范大学 Qian 等<sup>[72]</sup>提出在 1D 异核原子阵列中研究丰富的动态相位演化等. 由此可见, 基于里德伯阻塞的异核原子的受控非门和量子纠缠在量子模拟、量子计算和量子精密测量等领域都有广泛的应用.

#### 4.1 里德伯态的原子及其相互作用

里德伯态原子是指原子中的一个电子被激发到主量子数较高的轨道时的原子. 由于电子远离原子核, 里德伯态的寿命相对于低激发态的寿命要长很多, 对电场也更加敏感等. 里德伯阻塞是利用里德伯态原子间强烈的偶极-偶极相互作用或范德瓦耳斯相互作用, 使得一定区域内一群原子同时激发时, 只有一个原子能被激发到里德伯态, 而其余原子由于相互作用导致能级发生偏移, 因而失谐于激发光, 无法被激发.

里德伯态原子间的相互作用的大小决定了里德伯阻塞效应及后继的受控非门的保真度. 当里德伯态主量子数小于 100 时, 由于里德伯原子的半径小于 0.5  $\mu\text{m}$ , 远小于原子间的普遍间距  $R$  (3  $\mu\text{m}$  以上), 因此两个里德伯原子 A 和 B 之间的相互作用可近似为  $V_{\text{dd}} = \frac{e^2}{R}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} - 3\mathbf{a} \cdot \hat{\mathbf{R}}\hat{\mathbf{R}} \cdot \mathbf{b})$ , 其中  $\mathbf{a}$  和  $\mathbf{b}$  分别是两个里德伯电子距离各自原子核的位置. 在两原子间距  $R$  比较大时, 原子间的相互作用  $V_{\text{dd}}$  可视为微扰, 相应的能级移动  $\Delta E_n$  可采用二阶微扰计算得到为  $C_6(n)/R^6$ , 其中  $C_6 \simeq \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{e^4 a_0^4 n^{*11}}{2R_y}$ , 此时的相互作用与  $R^6$  成反比, 对应经典的范德瓦耳斯相互作用; 而当  $R$  较小, 原子相互作用大到足以导致原子邻近能级混合时, 即  $V_{\text{dd}} \geq \delta$  时, 其中  $\delta = E(n_a l_a j_a) + E(n_b l_b j_b) - 2E(n j l)$  为邻近里德伯能级组合与原里德伯能级的差, 两原子体系的哈密顿量需要选择新的基矢重新对角化, 其相互作用导致的能级移动将变为  $\Delta E_n \simeq -\text{sgn}(\delta)C_3/R^3$ , 此时的相互作用与  $R^3$  成反比, 对应于共振的偶极-偶极相互作用<sup>[7]</sup>. 针对实验中采用的 <sup>85</sup>Rb 和 <sup>87</sup>Rb 异核原

子的里德伯态的相互作用, 考虑到两种原子里德伯态能级的差别, 由量子数 $|n_a, l_a, j_a, m_a; n_b, l_b, j_b, m_b\rangle$ 决定的双原子态在主量子数为 79D 时有 436 个组态, 将相互作用的哈密顿量在两原子态构成的子空间展开并求解里德伯阻塞的能级移动. 并进一步考虑到实验中单原子在偶极阱中的热分布, 由此得到  $T_{87} = 8 \mu\text{K}$ ,  $T_{85} = 9 \mu\text{K}$ , 且偶极阱束腰为  $2.1 \mu\text{m}$ , 两阱间距  $3.8 \mu\text{m}$ , 阱深为  $0.1 \text{ mK}$  时, 异核两原子间典型的相互作用强度为  $200 \text{ MHz}$ , 两原子同时激发到里德伯态的概率约为  $1.3\%$ .

## 4.2 单原子里德伯态的相干激发

实现原子从基态到里德伯态的相干激发是实验的第一步. 由于里德伯态的主量子数很高, 使用单光子将原子从基态激发到里德伯态需要短波长的激光. 对于铷原子, 单光子激发波长在  $297 \text{ nm}$  左右, 对于铯原子, 需要  $318 \text{ nm}$  的激光. 国内山西大学 Wang 等<sup>[73]</sup>采用和频加倍频的方案产生了  $2.26 \text{ W}$  的  $318 \text{ nm}$  激光, 而且该激光波长可调范围覆盖了铯原子从  $n = 70$  到电离态的所有能级. 我们在实验中采用  $780 \text{ nm} + 480 \text{ nm}$  的双光子激发方案,  $780 \text{ nm}$  激光由普通的半导体激光器产生, 而  $480 \text{ nm}$  激光由  $960 \text{ nm}$  激光倍频获得 (Toptica SHG). 相对于单光子激发, 双光子激发所需的激光波长和激光功率比较容易实现, 而且采用对射的激发方案可以有效地减少激发过程引起的多普勒展宽, 但双光子激发也会引起中间能级的布居形成自发辐射损失, 造成激发效率的降低. 因此在实验中, 双光子激发需要考虑对中间能级的失谐和激发光的光强, 来平衡基态到里德伯态的激发速度与中间态布居引起的自发辐射损失.

由于原子里德伯态的寿命可以到几十到几百微秒, 对应的里德伯态的自然线宽可以到几十千赫兹, 因此用于里德伯态相干激发的激光的线宽和频率的长漂也必须控制到相应的量级<sup>[74]</sup>. 简单地估算, 用  $\pi$  脉冲将原子从基态相干地激发到里德伯态时, 激发效率的损失正比于  $\Delta^2/\Omega^2$ , 其中  $\Delta$  是双光子失谐,  $\Omega$  是基态到里德伯态的有效 Rabi 频率. 当 Rabi 频率为  $2\pi \times 1 \text{ MHz}$ , 且激发效率的损失小于  $10^{-4}$  时, 则要求  $\Delta/2\pi$  小于  $10 \text{ kHz}$ . 由此可见, 实现高效率的里德伯态的激发不仅需要将激发光的线宽和频率的长漂控制到  $10 \text{ kHz}$  量级, 同时也要控制背景电场和磁场, 避免里德伯态能级的移动超过  $10 \text{ kHz}$ .

对于里德伯态激发光的稳频, 最初采用的电磁诱导透明 (EIT) 的峰来锁定, 但无法压窄激光器的线宽, 同时频率的长漂在百千赫兹量级. 目前大多数实验小组采用的是高精度的超稳腔来将激发光的线宽压窄到千赫兹量级, 但激光频率的长漂通常在百千赫兹量级, 如 Pritchard<sup>[75]</sup>小组用超稳腔将铯原子的里德伯激发光线宽压窄到  $260 \text{ Hz}$ , 但激光频率的长漂为  $86 \text{ kHz/d}$ . 为避免激光频率的长漂, 我们定制了一个可调节腔长的高细度传输腔 (Stable Laser Systems 公司) 进行稳频. 该腔在  $780, 960$  和  $1064 \text{ nm}$  的细度分别是  $9.1$  万、 $5.9$  万和  $8.7$  万, 同时腔长变化一个  $1.5 \text{ GHz}$  的自由光谱程可以通过在腔镜的 PZT 上施加  $0-75 \text{ V}$  的电压实现. 先将传输腔的腔长锁定到一个商用的碘稳激光器 (Innonlight, Coherent) 上, 这个激光器的线宽约为  $1 \text{ kHz}$ , 长漂在  $1 \text{ kHz}/0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ . 然后将里德伯态的激发光  $780$  和  $960 \text{ nm}$  ( $480 \text{ nm}$  的种子光) 通过 Pound-Drever-Hal (PDH) 频率稳定的方法锁定到腔长稳定的超腔上. 锁定后, 通过延时自拍频的方法标定  $780$  和  $480 \text{ nm}$  激光的线宽分别是  $12.6$  和  $10.8 \text{ kHz}$ , 并通过里德伯态的吸收峰得到两个激发光频率之和的长漂小于  $33 \text{ kHz}/10 \text{ h}$ <sup>[76]</sup>.

里德伯激发光脉冲的功率涨落会引起原子能级的 AC Stark 频移的变化, 从而导致基态到里德伯态的跃迁频率发生改变. 在实验当中,  $780 \text{ nm}$  的激发光引起原子基态 AC Stark 频移大小约为  $2\pi \times 3 \text{ MHz}$ . 激光功率不进行稳定时, 功率的长漂在  $10\%$  左右, 这个值对应的原子基态能级的变化达到  $2\pi \times 300 \text{ kHz}$ . 因此我们采用类似 Noise eater 的方案将  $480$  和  $780 \text{ nm}$  激发光的功率进行稳定, 长时间功率漂移控制到  $0.1\%$  以内以满足实验需求. 此外, 里德伯态原子的极化率正比于  $n^7$ , 因此其能级对外电场非常敏感. 例如, 处于  $79D_{5/2}, m_j = 5/2$  态的铷原子, 当外电场为  $0.1 \text{ V/cm}$  时, 其能级偏移约为  $27 \text{ MHz}$ . 因此当里德伯态的原子距离真空腔或透镜表面只有几个毫米, 许多实验小组在介质表面镀 ITO 的导电膜来屏蔽外电场的干扰<sup>[77,78]</sup>, 并减少铷原子吸附在介质表面时产生的电场的干扰<sup>[79]</sup>. 实验系统中原子囚禁的位置距离真空腔达到  $12 \text{ mm}$ , 而且由于系统一直使用铷原子的释放剂作为铷源, 导致整个真空系统内壁镀一层铷原子薄膜, 对外电场有很好的屏蔽作用. 在我们的实验中, 即使外电场从  $0$  变化到  $26 \text{ mV/cm}$ , 都没有看到  $79D_{5/2}, m_j = 5/2$  的里德伯能级有显著移动.

在具备以上实验条件后, 实现了对单个铷原子



从基态到里德伯态的相干激发. 采用对中间能级失谐 3—4 GHz 的大失谐, 将 5.6  $\mu\text{W}$  的  $\sigma^+$  偏振的 780 nm 激发光聚焦到约 8  $\mu\text{m}$ , 51 mW 的  $\sigma^+$  偏振的 480 nm 激发光聚焦到约 12.8  $\mu\text{m}$ , 获得的单个  $^{87}\text{Rb}$  原子从基态  $5S_{1/2}$ ,  $F = 2$ ,  $m_F = 0$  到里德伯态  $79D_{5/2}$ ,  $m_j = 5/2$  的 Rabi 振荡如图 6 所示. 激发过程中, 480 nm 的激发光始终打开, 通过控制 780 nm 激发光的作用时间控制里德伯态的激发. 里德伯态的探测则是利用里德伯态原子在偶极阱中的损失来探测, 其损失来源于 830 nm 的偶极阱对于里德伯原子的排斥和偶极光对里德伯态原子的电离. 原子激发到里德伯态的效率通过详细分析将原子全部转移到里德伯态后剩余原子的内态布居得到, 可以得到激发效率约为 96%, 由此对应的里德伯态的探测效率约为 90%.

### 4.3 异核受控非门

从单个原子的里德伯态相干激发扩展到两个不同原子的里德伯态间的相互作用, 首先需要构建两个异核原子的阵列. 我们采用类似图 5(a) 的设置, 利用两束 830 nm 的激光建立了两个偶极阱, 分别装载单个  $^{87}\text{Rb}$  原子和单个  $^{85}\text{Rb}$  原子. 由于光偶极阱中单原子的装载是一个随机过程, 需要等待

单原子进入偶极阱来实现单原子的囚禁, 因此先打开阱 1 装载  $^{87}\text{Rb}$ , 然后打开阱 2 装载  $^{85}\text{Rb}$ , 再利用后选择的方案, 确保装载完成后异核单原子位于对应的光阱中<sup>[80]</sup>. 异核体系最大的优势在于异核原子共振频率的不同, 可以有效地避免操作的串扰, 并且可以利用激光频率的差别实现两原子的独立寻址. 我们的实验装置中, 所有的激光同时覆盖两个异核原子, 对两个异核原子的单独操控是利用不同频率的激光完成的. 如图 6 所示, 对于  $^{87}\text{Rb}$  和  $^{85}\text{Rb}$  原子, 其基态能级的频率差最小为 1.1 GHz 左右, 利用该频率差别, 进行  $^{87}\text{Rb}$  的里德伯态相干激发时, 对  $^{85}\text{Rb}$  原子的串扰可以忽略,  $^{85}\text{Rb}$  原子几乎没有任何激发.

如前所述, 理论计算显示两个异核原子在 79D 里德伯态时, 异核里德伯阻塞效率可以达到 98.7%. 实验上, 首先用  $\pi$  脉冲将  $^{87}\text{Rb}$  原子从基态激发到 79D 里德伯态, 然后等待 0.3  $\mu\text{s}$ , 再测量  $^{85}\text{Rb}$  原子的基态到里德伯态 Rabi 振荡. 由于 79D 里德伯态的寿命达到 180  $\mu\text{s}$ , 可以提供足够长的相互作用时间, 而且实验中仅记录时序完成后  $^{87}\text{Rb}$  不在阱 1 中的事件, 由此排除  $^{87}\text{Rb}$  没有激发到里德伯态的事件. 如图 7 所示, 我们在实验上首次展示了异核里德伯阻塞, 当阱 1 中没有  $^{87}\text{Rb}$  原子时, 阱 2

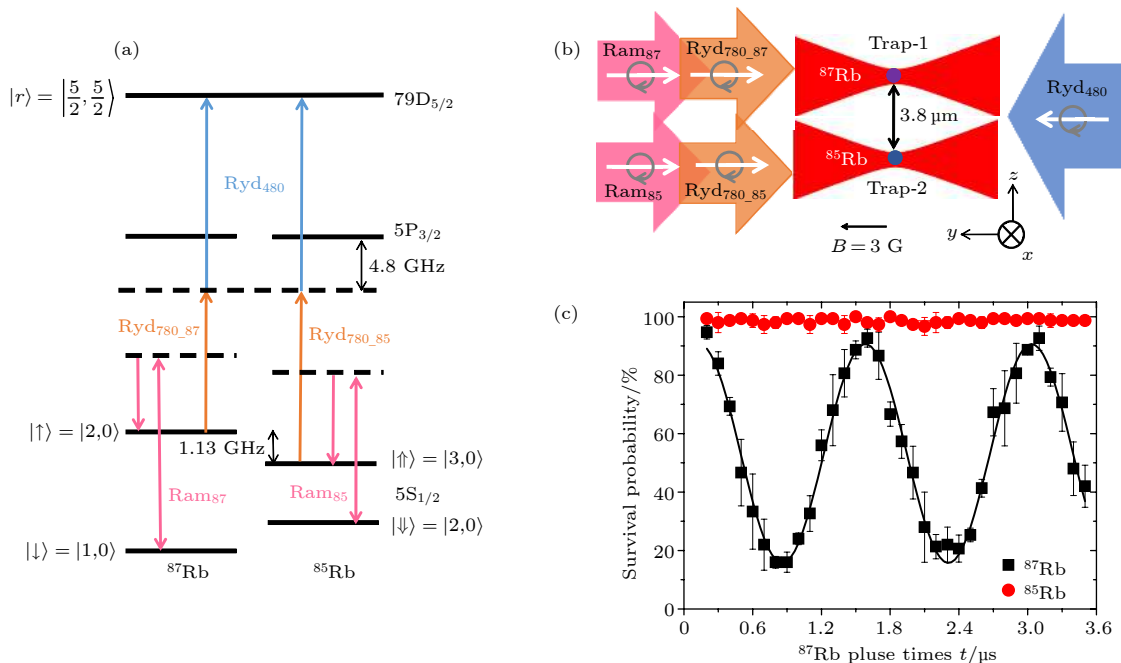


图 6 (a)  $^{85}\text{Rb}$  和  $^{87}\text{Rb}$  的能级及相应的激光; (b) 实验光路示意图; (c)  $^{87}\text{Rb}$  原子在  $| \uparrow \rangle$  和  $| r \rangle$  态间的相干 Rabi 振荡; 里德伯态激发光同时作用到  $^{85}\text{Rb}$ , 由于频率的差别,  $^{85}\text{Rb}$  没有任何激发, 两原子间操作的串扰可忽略<sup>[20]</sup>

Fig. 6. (a) Energy levels and lasers of  $^{85}\text{Rb}$  and  $^{87}\text{Rb}$ ; (b) experimental setup; (c) the coherent Rabi oscillation between  $| \uparrow \rangle$  and  $| r \rangle$  of  $^{87}\text{Rb}$ , there is no excitation of  $^{85}\text{Rb}$  although the Rydberg excitation lasers also act on it which shows negligible crosstalk between two atoms<sup>[20]</sup>.



中的  $^{85}\text{Rb}$  展示了很好的基态到里德伯态相干 Rabi 振荡; 而阱 1 中的  $^{87}\text{Rb}$  激发到里德伯态后, 阱 2 中的  $^{85}\text{Rb}$  里德伯激发被极强地抑制了, 激发效率只有约 3%, 与理论预期相符合.  $^{85}\text{Rb}$  的里德伯激发没有被完全抑制, 主要原因是实验中阱 1 的  $^{87}\text{Rb}$  原子由于其他原因造成的损失被计入到有效阻塞事件中引起的误差.

基于里德伯阻塞实现两原子受控非门的关键在于两原子处在不同能级时的相互作用强度. 当两个原子都处在基态时, 主要的相互作用是磁偶极相互作用. 若原子间距约  $4\ \mu\text{m}$ , 相互作用换算成频率在  $10^{-3}\ \text{Hz}$  量级. 当其中一个原子激发到里德伯态后, 相互作用主要是基态与里德伯态的二阶偶极-偶极相互作用, 间距约  $4\ \mu\text{m}$  时强度约为  $10^{-3}\ \text{Hz}$  量级<sup>[28]</sup>. 而当两个原子同时激发到里德伯态后, 由于里德伯态具备的巨大的电偶极矩, 他们之间的相互作用达到共振的偶极-偶极相互作用的极限, 其强度将得到量级上的提升, 可以达到  $100\ \text{MHz}$  以上. 因此可以通过如下步骤形成受控的相位门: 1) 将“控制”原子用  $\pi$  脉冲激发从  $|1\rangle$  态激发到  $|r\rangle$ , 处在  $|1\rangle$  态的原子将变成  $-i|r\rangle$  态; 2) 在“目标”原子上施加  $2\pi$  脉冲激发  $|1\rangle$  态和  $|r\rangle$ , 没有里德伯阻塞时, 处在  $|1\rangle$  态的目标原子将变成  $-|1\rangle$  态, 有里德伯阻塞时, 态不变; 3) 将“控制”原子用  $\pi$  脉冲激发从  $|r\rangle$  态退激发到  $|1\rangle$ , 处在  $-i|r\rangle$  态的控制原子将变成  $-|1\rangle$ . 因此在  $|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle$  的两原子基矢下, 可以得到受控相位门  $C_z = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ <sup>[28]</sup>. 再结合两个 Hadamard 门, 即可将受控相位门转变为受控非门.

采用该方案, 我们在实验中以  $^{87}\text{Rb}$  原子的  $5S_{1/2}, F=2, m_F=0$  和  $5S_{1/2}, F=1, m_F=0$  作为控制量子比特  $|↑\rangle$  和  $|↓\rangle$  态,  $^{85}\text{Rb}$  原子的  $5S_{1/2}, F=3, m_F=0$  和  $5S_{1/2}, F=2, m_F=0$  作为目标量子比特  $|↑\rangle$  和  $|↓\rangle$  态. 如图 8(b) 所示, 得到输出态的布居随着两个 Hadamard 门的相对相位的振荡, 体现了 C-NOT 门操作的内在相干性. 当设定相对相位为  $\pi$  时,  $^{87}\text{Rb}$  处于  $|↑\rangle$  态, C-NOT 操作会翻转  $^{85}\text{Rb}$  的态. 通过测量 C-NOT 门的真值表, 得到异核 C-NOT 门操作的保真度为 0.73(1). 该保真度主要受限于里德伯态的激发效率和初态制备的效率. 实验中里德伯态的激发效率只有 96%, 主要原因在于里德伯态激发光锁定到超高细度 FP 腔时, 为了压窄线宽, 激发光高频部分的相位噪声有所增加, 从而导致了基态到里德伯态 Rabi 振荡的退相<sup>[81]</sup>, 降低了里德伯态的激发效率. Levine 等<sup>[82]</sup>最近展示了利用超高细度 FP 腔过滤激发光的高频相位噪声, 实现了高效的里德伯态激发和保真度达到 0.97 的里德伯态原子的纠缠. 这也是我们在实验上下一步需要进行的工作. 异核 C-NOT 保真度的另一限制因素是初态的制备效率只有 0.91 (如图 8(c)), 主要原因在于基态 Raman 光功率起伏造成跃迁效率的变化和实验过程中背景气体以及原子在两阱间的转移造成的损失. 这一部分损失将通过改进实验条件加以抑制.

#### 4.4 异核两原子纠缠

异核受控非门可用于确定性地实现异核两原子的纠缠态. 当用基态  $\pi/2$  的 Raman 脉冲作用到

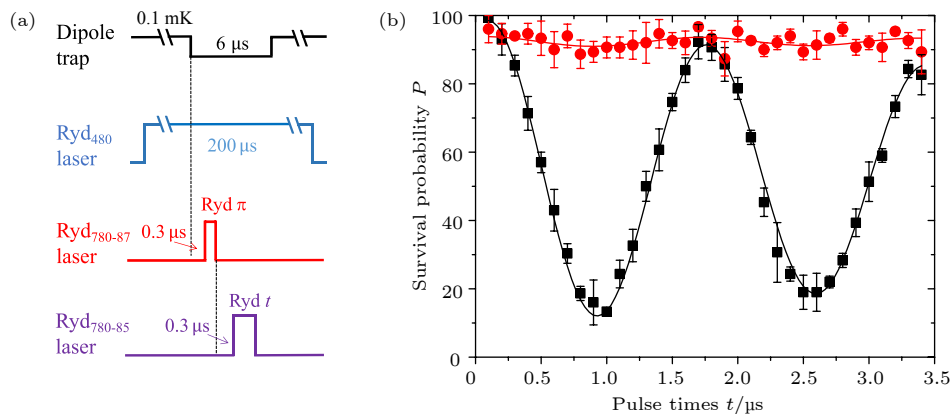


图 7 (a) 异核里德伯阻塞的时序; (b) 异核里德伯阻塞. 没有  $^{87}\text{Rb}$  时,  $^{85}\text{Rb}$  展示了很好的基态到里德伯态的相干 Rabi 振荡, 当  $^{87}\text{Rb}$  激发到里德伯态时, 由于异核里德伯阻塞,  $^{85}\text{Rb}$  几乎没有 Rabi 振荡<sup>[20]</sup>

Fig. 7. (a) Time sequence for heteronuclear Rydberg blockade; (b) Rabi oscillations between the  $^{85}\text{Rb}\ 5S_{1/2}, F=3, m_F=0$  and  $79D_{5/2}, m_j=5/2$  states with and without  $^{87}\text{Rb}$  in Rydberg state<sup>[20]</sup>.

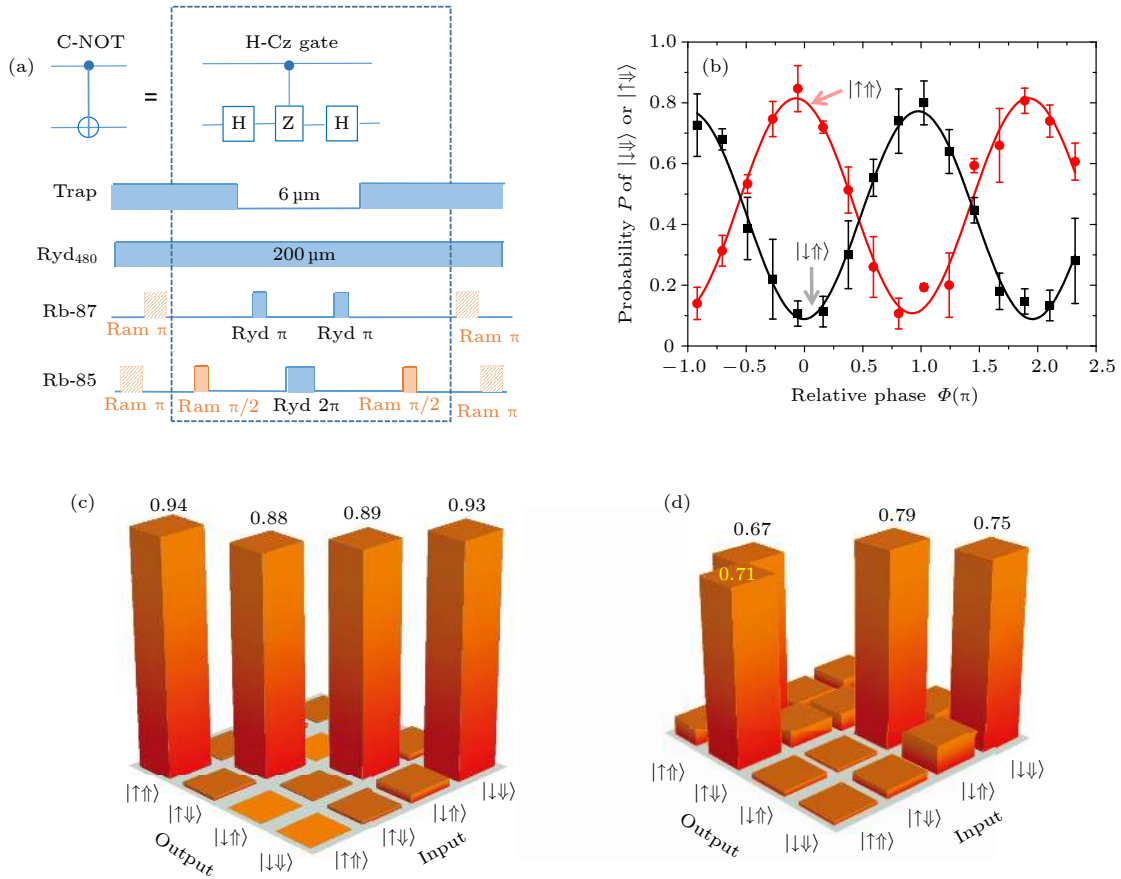


图 8 (a) 异核 C-NOT 门的时序; (b) 不同输入态  $|\downarrow\uparrow\rangle$  (黑色方块) 和  $|\uparrow\uparrow\rangle$  (红色圆点) 时, 输出态的布居随两个 Raman  $\pi/2$  脉冲的振荡; 用正弦函数拟合后, 两个振荡间的相位差为  $(0.94 \pm 0.01)\pi$ ; (c) 初态制备的真值表; (d) 两个 Raman  $\pi/2$  脉冲的相对相位设为 0 时, 测得的 H-Cz 型的 C-NOT 门的真值表<sup>[20]</sup>

Fig. 8. (a) Experimental time sequence of H-Cz C-NOT gate; (b) output states as a function of the relative phase between the Raman  $\pi/2$  pulses, for the initial states  $|\downarrow\uparrow\rangle$  (black squares) and  $|\uparrow\uparrow\rangle$  (red circles). The solid curves are sinusoidal fits yielding the phase difference of  $(0.94 \pm 0.01)\pi$  between the two signals; (c) truth table matrix for the initial state preparation; (d) set the relative phase to be 0, the measured truth table matrix for H-Cz C-NOT gate<sup>[20]</sup>.

$^{87}\text{Rb}$  原子上, 就可以制备  $(|\uparrow\rangle + i|\downarrow\rangle)|\downarrow\rangle/\sqrt{2}$  或者  $(|\uparrow\rangle + i|\downarrow\rangle)|\uparrow\rangle/\sqrt{2}$  的初态, 然后执行异核 C-NOT 门, 就可以得到两种 Bell 纠缠态  $(|\uparrow\uparrow\rangle + |\downarrow\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$  或者  $(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)/\sqrt{2}$ . 为确定实验得到的是纠缠态, 一般通过测量宇称信号  $P = P_{\uparrow\uparrow} + P_{\downarrow\downarrow} - P_{\uparrow\downarrow} - P_{\downarrow\uparrow}$  来获取纠缠的保真度. 实验上, 首先制备  $(|\uparrow\uparrow\rangle + |\downarrow\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$ , 然后对两个原子分别施加基态  $\pi/2$  的 Raman 脉冲, 但这两个脉冲相对于初始化时的基态 Raman 脉冲有  $\phi_1$  的相位变化, 然后可以测得宇称信号  $P$  随  $\phi_1$  的振荡  $P = 2\Re(C_2) - 2|C_1| \cos(2\phi_1 + \xi)$ , 其中  $C_1$  代表了  $|\uparrow\uparrow\rangle$  和  $|\downarrow\downarrow\rangle$  相干性. 如图 9 所示, 通过拟合宇称信号的振荡, 得到  $C_1 = 0.16 \pm 0.01$ , 结合纠缠态的布居  $P_{\uparrow\uparrow} = 0.41$  和  $P_{\downarrow\downarrow} = 0.44$ , 得到纠缠态的保真度为  $F = (P_{\uparrow\uparrow} + P_{\downarrow\downarrow})/2 + |C_1| = 0.59 \pm 0.03$ . 该保真度已经超过纠缠的判定阈值 0.5, 因此可以确认异核纠缠

的存在.

实验中异核两原子纠缠的保真度主要受限于异核受控非门的保真度和原子热运动引起的退相. 在我们的实验中, 原子的温度约为  $T_{87} = 8 \mu\text{K}$ , 控制量子比特的两个里德伯  $\pi$  脉冲的时间间隔是  $\delta t = 3.6 \mu\text{s}$ , 在此期间, 由于原子的热运动累积的随机相位为  $\langle e^{i\varphi} \rangle = e^{-\langle \varphi^2 \rangle / 2} = e^{-k^2 (\Delta v)^2 (\delta t)^2 / 2} = 0.78$ , 其中  $k$  为对射的 480 和 780 nm 里德伯激发光的波矢,  $\Delta v = \sqrt{2k_B T_{87} / m_{87}}$ . 由此得到随机相位对纠缠保真度的限制为  $F_{\langle e^{i\varphi} \rangle} = 0.89$ , 结合受控非门的保真度, 纠缠保真度的上限应为  $F_{\text{en-max}} = 0.65 \pm 0.03$ , 与实验结果比较符合. 下一步实验将优化实验条件, 目标是降低原子的温度到  $4 \mu\text{K}$ , 并提高里德伯激发光强从而减少两个里德伯  $\pi$  脉冲的时间间隔到  $1.5 \mu\text{s}$ , 从而可以将原子热运动导致的纠缠保真度限制提高到  $F'_{\langle e^{i\varphi} \rangle} = 0.99$ .

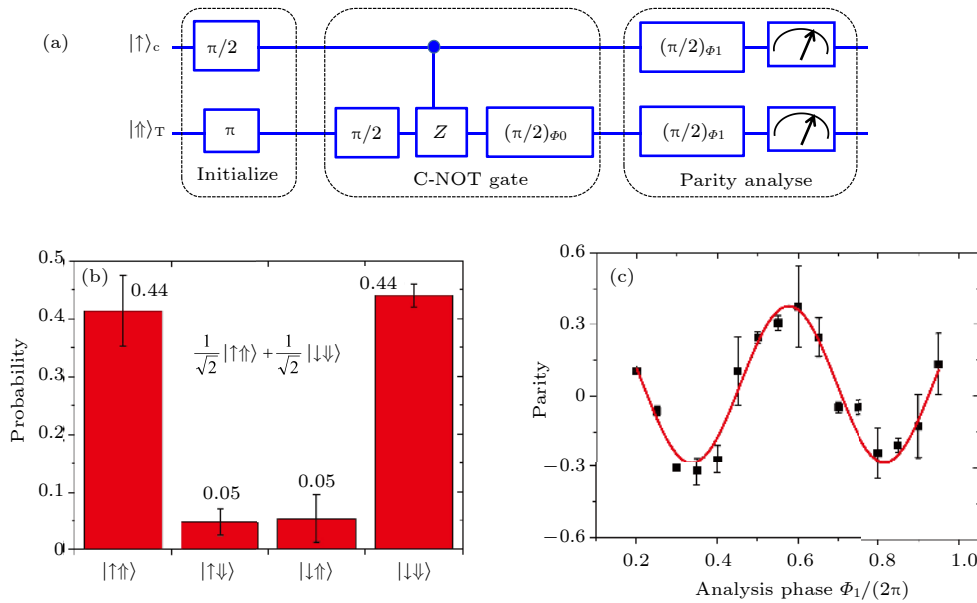


图 9 (a) 制备和测量异核两原子纠缠的时序; (b) 纠缠态的布居; (c) 宇称信号随测量脉冲相对相位的振荡, 拟合得到  $|C_1| = 0.16 \pm 0.01$  [20]

Fig. 9. (a) Time sequence for generating and verifying entanglement of two heteronuclear atoms; (b) measured probabilities for the entangled state; (c) the parity signal  $P$ ; the solid curve is a sinusoidal fit with  $|C_1| = 0.16 \pm 0.01$  [20].

## 5 总结与展望

在科学界持续而深入地对量子计算的实现条件、计算能力进行的过程中, 清晰地确定并展示量子计算机相对于传统设备的优势将是量子计算研究领域一个具有里程碑意义的目标. 如“量子霸权”(quantum supremacy)<sup>[83]</sup>, 认为对某些特定的问题, 并不需要量子编码过程, 只需要 50 个物理量子比特量子计算机 (准确地说是专为解决具体问题而构建的量子模拟器, 而不是普适的量子计算机) 就可以超越现在的超级计算机的能力. 随后这一数目的要求通过优化经典算法, 又进一步提高到 64 位<sup>[84]</sup>. 但单单提高量子比特数目, 而使用较差保真度的量子逻辑门, 并不会有效提高体系的量子计算能力, 因此 IBM 的科学家进一步提出了“量子容积”的概念. 近期, Bravyi 等<sup>[85]</sup>首次证明了求解特定线性代数问题时量子算法的优势, 并行量子电路需要的计算步骤和问题规模无关, 而类似的经典电路需要的计算步数随着问题规模的增长而对数式增加. 由此可见, 明确量子计算相对于传统设备的优势, 针对现有传统计算难以克服的问题提出新的量子计算的优势方案将是未来量子计算理论方面的主要研究内容. 而在实验上, 提高物理量子比特的数目、提高逻辑门操作保真度、进而实现优化的特定目的量子算法将是下一阶段量子计算实验体系追求的主要目标.

相比于其他量子计算体系, 中性原子体系在相干时间、可控相互作用和扩展性方面都具备一定优势, 但在逻辑门操作的保真度和量子态探测方面还存在不足. 近期, 在保真度方面, 我们研究组的单量子比特操作的保真度已突破 0.9999<sup>[86]</sup>; 在两量子比特逻辑门保真度方面, 在 Levine 等<sup>[82]</sup>通过高细度 FP 腔过滤里德伯激发光相位噪声并实现了保真度达到 0.97 的两原子纠缠态后, 通过更为严格和精确地操控实验条件, 包括对背景电场和磁场的屏蔽和控制、亚微秒量级激光脉冲波形和频率的同步精确调制技术、对偶极光光强的精确控制、激发光相位的保持等, 将非常有希望实现两量子比特逻辑门的保真度突破 0.99. 同时在态探测方面, Wu 等<sup>[9]</sup>在 3D 阵列中实现了约 160 个量子比特态无损探测, 并且保真度达到 0.9994, 这是目前 4 个量子比特以上量子计算体系中最高的态探测效率. 进一步实现纠错操作时, 考虑到现有探测方案中荧光的串扰, 采用异核单原子阵列配合异核两原子量子受控非门进行量子态探测的方案<sup>[67]</sup>将是一个很好的选择. 其中异核单原子阵列可以采用现有的单原子装载后重新排列的技术, 逐次对每种原子进行排列, 对于排列完成后异核阵列中可能出现的缺陷可以再次进行成像并予以补充.

由此可见, 中性原子体系在保持自身优势时, 也有望解决自身不足, 当上述技术突破和优势进一步集成到一套系统后, 中性单原子体系在量子计算

和量子模拟方面将极具竞争力. 短期内, 中性单原子体系的研究将集中在数十个乃至一百个量子比特位的操控上, 并在某些问题上展示量子计算和量子模拟相对于经典计算体系的优越性. 此外, 多体相互作用的量子模拟、光子-原子接口等方面也是中性原子体系的重点研究方向, 如模拟自旋相互作用的伊辛 (Ising) 模型<sup>[87-89]</sup>, 基于中性原子阵列与光学腔耦合并通过里德伯阻塞效应实现光子-原子量子逻辑门等<sup>[90-92]</sup>. 长期来看, 通用量子计算需要面对的将是成千上万的量子比特, 由此带来的更复杂的系统操控将是一个需要花费数年乃至数十年不断研究的长期课题, 并且最终方案极有可能采用混合体系, 综合各个体系的优势并避免各自的不足, 实现可靠性、容错性和纠错性于一体的量子计算机, 并开展适用于量子计算机的接口及网络技术、研究并发展量子算法和量子协议、将处于实验室阶段的关于量子系统的控制和测量技术转化到工业化生产, 以期获得工业上的兴趣及支持来推广发展量子系统等工作.

感谢研究组尉石、杨佳恒、曾勇、王坤鹏、刘杨洋、付卓、郭瑞军、盛诚和庄军等研究生的贡献.

## 参考文献

- [1] Ladd T D, Jelezko F, Laflamme R, Nakamura Y, Monroe C, O'Brien J L 2010 *Nature* **464** 45
- [2] Benhelm J, Kirchmair G, Roos C F, Blatt R 2008 *Nat. Phys.* **4** 463
- [3] Wendin G 2017 *Rep. Prog. Phys.* **80** 106001
- [4] O'Brien J L 2007 *Science* **318** 1567
- [5] Veldhorst M, Yang C H, Hwang J C C, Huang W, Dehollain J P, Muhonen J T, Simmons S, Laucht A, Hudson F E, Itoh K M, Morello A, Dzurak A S 2015 *Nature* **526** 410
- [6] Childress L, Hanson R 2013 *MRS Bulletin* **38** 134
- [7] Saffman M, Walker T G, Mølmer K 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2313
- [8] Zhou Z W, Chen W, Sun F W, Xiang G Y, Li C F 2012 *Chin. Sci. Bull.* **57** 1498 (in Chinese) [周正威, 陈巍, 孙方稳, 项国勇, 李传锋 2012 *科学通报* **57** 1498]
- [9] Wu T Y, Kumar A, Mejia F G, Weiss D S 2018 arxiv: 1809.09197 [physics.atom-ph]
- [10] Saffman M 2018 *Nat. Sci. Rev.* nwy088
- [11] Saffman M 2016 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **49** 202001
- [12] Barredo D, Lienhard V, de Léséleuc S, Lahaye T, Browaeys A 2018 *Nature* **561** 79
- [13] Barredo D, de Léséleuc S, Lienhard V, Lahaye T, Browaeys A 2016 *Science* **354** 1021
- [14] Endres M, Bernien H, Keesling A, Levine H, Anschuetz E R, Krajenbrink A, Senko C, Vuletic V, Greiner M, Lukin M D 2016 *Science* **354** 1024
- [15] Wang Y, Kumar A, Wu T Y, Weiss D S 2016 *Science* **352** 1562
- [16] Xia T, Lichtman M, Maller K, Carr A W, Piotrowicz M J, Isenhower L, Saffman M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 100503
- [17] Yang J H, He X D, Guo R J, Xu P, Wang K P, Sheng C, Liu M, Wang J, Derevianko A, Zhan M S 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 123201
- [18] Li G, Zhang S, Isenhower L, Maller K, Saffman M 2012 *Opt. Lett.* **37** 851
- [19] Isenhower L, Urban E, Zhang X L, Gill A T, Henage T, Johnson T A, Walker T G, Saffman M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 010503
- [20] Zeng Y, Xu P, He X D, Liu Y Y, Liu M, Wang J, Papoular D J, Shlyapnikov G V, Zhan M S 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 160502
- [21] Kwon M, Ebert M F, Walker T G, Saffman M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 180504
- [22] Martinez-Dorantes M, Alt W, Gallego J, Ghosh S, Ratschbacher L, Völzke Y, Meschede D 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 180503
- [23] DiVincenzo D P 2000 *Fortschr. Phys.* **48** 771
- [24] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, Hänsch T W, Bloch I 2002 *Nature* **415** 39
- [25] Schlosser N, Reymond G, Protsenko I, Grangier P 2001 *Nature* **411** 1024
- [26] Kim H, Lee W, Lee H, Jo H, Song Y, Ahn J 2016 *Nat. Commun.* **7** 13317
- [27] Kumar A, Wu T Y, Giraldo F, Weiss D S 2018 *Nature* **561** 83
- [28] Walker T G, Saffman M 2012 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **61** 81
- [29] Kuhr S, Alt W, Schrader D, Dotsenko I, Miroshnychenko Y, Rauschenbeutel A, Meschede D 2005 *Phys. Rev. A* **72** 023406
- [30] Wang Y, Zhang X L, Corcovilos T A, Kumar A, Weiss D S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 043003
- [31] Yavuz D D, Kulatunga P B, Urban E, Johnson T A, Proite N, Henage T, Walker T G, Saffman M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 063001
- [32] Schrader D, Dotsenko I, Khudaverdyan M, Miroshnychenko Y, Rauschenbeutel A, Meschede D 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 150501
- [33] Bakr W S, Gillen J T, Peng A, Fölling S, Greiner M 2009 *Nature* **462** 74
- [34] Sherson J F, Weitenberg C, Endres M, Cheneau M, Bloch I, Kuhr S 2010 *Nature* **467** 68
- [35] Haller E, Hudson J, Kelly A, Cotta D A, Peaudecerf B, Bruce G D, Kuhr S 2015 *Nat. Phys.* **11** 738
- [36] Weitenberg C, Endres M, Sherson J F, Cheneau M, Schauf P, Fukuhara T, Bloch I, Kuhr S 2011 *Nature* **471** 319
- [37] Knill E, Leibfried D, Reichle R, Britton J, Blakestad R B, Jost J D, Langer C, Ozeri R, Seidelin S, Wineland D J 2008 *Phys. Rev. A* **77** 012307
- [38] Volz J, Weber M, Schlenk D, Rosenfeld W, Vrana J, Saucke K, Kurtsiefer C, Weinfurter H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 030404
- [39] Hofmann J, Krug M, Ortégel N, Gérard L, Weber M, Rosenfeld W, Weinfurter H 2012 *Science* **337** 72
- [40] Jaksch D, Briegel H J, Cirac J I, Gardiner C W, Zoller P 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1975
- [41] Strauch F W, Edwards M, Tiesinga E, Williams C, Clark C W 2008 *Phys. Rev. A* **77** 050304
- [42] Mandel O, Greiner M, Widera A, Rom T, Hänsch T W, Bloch I 2003 *Nature* **425** 937
- [43] Anderlini M, Lee P J, Brown B L, Strabley J S, Phillips W D, Porto J V 2007 *Nature* **448** 452
- [44] Kaufman A M, Lester B J, Regal C A 2012 *Phys. Rev. X* **2** 041014



- [45] Thompson J D, Tiecke T G, Zibrov A S, Vuletić V, Lukin M D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 133001
- [46] Kaufman A M, Lester B J, Foss-Feig M, Wall M L, Rey A M, Regal C A 2015 *Nature* **527** 208
- [47] Jaksch D, Cirac J I, Zoller P, Rolston S L, Cote R, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2208
- [48] Petrosyan D, Motzoi F, Saffman M, Mølmer K 2017 *Phys. Rev. A* **96** 042306
- [49] Keating T, Cook R L, Hankin A M, Jau Y Y, Biedermann G W, Deutsch I H 2015 *Phys. Rev. A* **91** 012337
- [50] Urban E, Johnson T A, Henage T, Isenhower L, Yavuz D D, Walker T G, Saffman M 2009 *Nat. Phys.* **5** 110
- [51] Gaëtan A, Miroshnychenko M, Wilk T, Chotia A, Viteau M, Comparat D, Pillet P, Browaeys A, Grangier P 2009 *Nat. Phys.* **5** 115
- [52] Wilk T, Gaëtan A, Evellin C, Wolters J, Miroshnychenko J, Grangier P, Browaeys A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 010502
- [53] Zhang X L, Isenhower L, Gill A T, Walker T G, Saffman M 2010 *Phys. Rev. A* **82** 030306
- [54] Maller K M, Lichtman M T, Xia T, Sun Y, Piotrowicz M J, Carr A W, Isenhower L, Saffman M 2015 *Phys. Rev. A* **92** 022336
- [55] Kuhr S, Alt W, Schrader D, Dotsenko I, Miroshnychenko Y, Rosenfeld W, Khudaverdyan M, Gomer V, Rauschenbeutel A, Meschede D 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 213002
- [56] Fuhrmanek A, Bourgain R, Sortais Y R P, Browaeys A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 133003
- [57] Gibbons M J, Hamley C D, Shi C Y, Chapman M S 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 133002
- [58] He J, Yang B D, Zhang T C, Wang J M 2011 *Phys. Scr.* **84** 025302
- [59] Dai H N, Yang B, Reingruber A, Xu X F, Jiang X, Chen Y A, Yuan Z S, Pan J W 2016 *Nat. Phys.* **12** 783
- [60] Yu S, He X D, Xu P, Liu M, Wang J, Zhan M S 2012 *Chin. Sci. Bull.* **57** 1931
- [61] Zhan M S 2015 *Physics* **44** 518 (in Chinese) [詹明生 2015 物理 **44** 518]
- [62] Yu S, Xu P, He X D, Liu M, Wang J, Zhan M S 2013 *Opt. Express* **21** 32130
- [63] Yu S, Xu P, Liu M, He X D, Wang J, Zhan M S 2014 *Phys. Rev. A* **90** 062335
- [64] Derevianko A 2010 *Phys. Rev. A* **81** 051606
- [65] Lundblad N, Schlosser M, Porto J V 2010 *Phys. Rev. A* **81** 031611
- [66] Carr A W, Saffman M 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 150801
- [67] Beterov I I, Saffman M 2015 *Phys. Rev. A* **92** 042710
- [68] Auger J M, Bergamini S, Browne D E 2017 *Phys. Rev. A* **96** 052320
- [69] Tan T R, Gaebler J P, Lin Y, Wan Y, Bowler T, Leibfried D, Wineland D J 2015 *Nature* **528** 380
- [70] Ballance C J, Schäfer V M, Home J P, Szwer D J, Webster S C, Allcock D T, Linke N M, Harty T P, Aude Craik D P, Stacey D N, Steane A M, Lucas D M 2015 *Nature* **528** 384
- [71] Weimer H, Müller M, Lesanovsky I, Zoller P, Büchler H P 2010 *Nat. Phys.* **6** 382
- [72] Qian J, Zhang L, Zhai J J, Zhang W P 2015 *Phys. Rev. A* **92** 063407
- [73] Wang J Y, Bai J D, He J, Wang J M 2016 *J. Opt. Soc. Am. B* **33** 2020
- [74] Naber J B, Vos J, Rengelink R J, Nusselder R J, Davtyan D 2016 *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **225** 2785
- [75] Legaie R, Picken C J, Pritchard J D 2018 *J. Opt. Soc. Am. B* **35** 892
- [76] Zeng Y, Wang K P, Lui Y Y, He X D, Liu M, Xu P, Wang J, Zhan M S 2018 *Journal of the Optical Society of America B* **35** 454
- [77] Hankin A M, Jau Y Y, Parazzoli L P, Chou C W, Armstrong D J, Landahl A J, Biedermann G W 2014 *Phys. Rev. A* **89** 033416
- [78] Beguin L 2013 *Ph. D. Dissertation* (Palaiseau: Institut d'Optique Graduate School)
- [79] Sedlacek J A, Kim E, Rittenhouse S T, Weck P F, Sadeghpour H R, Shaffer J P 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 133201
- [80] Xu P, Yang J H, Liu M, He X D, Zeng Y, Wang K P, Wang J, Papoular D J, Shlyapnikov G V, Zhan M S 2015 *Nat. Commun.* **6** 7803
- [81] de Léséleuc S, Barredo D, Lienhard V, Browaeys A, Lahaye T 2018 *Phys. Rev. A* **97** 053803
- [82] Levine H, Keesling A, Omran A, Bernien H, Schwartz S, Zibrov A S, Endres M, Greiner M, Vuletić V, Lukin M D 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 123603
- [83] Harrow A W, Montanaro A 2017 *Nature* **549** 203
- [84] Chen Z Y, Zhou Q, Xue C, Yang X, Guo G C, Guo G P 2018 *Sci. Bull.* **63** 964
- [85] Bravyil S, Gosset D, König R 2018 *Science* **362** 308
- [86] Sheng C, He X D, Xu P, Guo R J, Wang K P, Xiong Z Y, Liu M, Wang J, Zhan M S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 240501
- [87] Labuhn H, Barredo D, Ravets S, de Léséleuc S, Macrì T, Lahaye T and Browaeys A 2016 *Nature* **534** 667
- [88] Bernien H, Schwartz S, Keesling A, Levine H, Omran A, Pichler H, Choi S, Zibrov A S, Endres M, Greiner M, Vuletić V, Lukin M D 2017 *Nature* **551** 579
- [89] Schauss P 2018 *Quantum Sci. Technol.* **3** 023001
- [90] Das S, Grankin A, Iakoupov I, Brion E, Borregaard J, Boddeda R, Usmani I, Ourjoumtsev A, Grangier P, Sørensen A S 2016 *Phys. Rev. A* **93** 040303(R)
- [91] Wade A C J, Mattioli M, Mølmer K 2016 *Phys. Rev. A* **94** 053830
- [92] Sun Y, Chen P X 2018 *Optica* **5** 1492

SPECIAL TOPIC—Advances in quantum coherence and quantum storage

# Experimental progress of quantum computation based on trapped single neutral atoms\*

Xu Peng<sup>1)2)</sup> He Xiao-Dong<sup>1)2)</sup> Liu Min<sup>1)2)</sup> Wang Jin<sup>1)2)</sup> Zhan Ming-Sheng<sup>1)2)†</sup>

1) (*State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*)

2) (*Center for Cold Atom Physics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*)

( Received 4 December 2018; revised manuscript received 24 December 2018 )

## Abstract

As an important candidate for quantum simulation and quantum computation, a microscopic array of single atoms confined in optical dipole traps is advantageous in controlled interaction, long coherence time, and scalability of providing thousands of qubits in a small footprint of less than 1 mm<sup>2</sup>. Recently, several breakthroughs have greatly advanced the applications of neutral atom system in quantum simulation and quantum computation, such as atom-by-atom assembling of defect-free arbitrary atomic arrays, single qubit addressing and manipulating in two-dimensional and three-dimensional arrays, extending coherence time of atomic qubits, controlled-NOT (C-NOT) gate based on Rydberg interactions, high fidelity readout, etc. In this paper, the experimental progress of quantum computation based on trapped single neutral atoms is reviewed, along with two contributions done by single atom group in Wuhan Institute of Physics and Mathematics of Chinese Academy of Sciences. First, a magic-intensity trapping technique is developed and used to mitigate the detrimental decoherence effects which are induced by light shift and substantially enhance the coherence time to 225 ms which is 100 times as large as our previous coherence time thus amplifying the ratio between coherence time and single qubit operation time to 10<sup>5</sup>. Second, the difference in resonant frequency between the two atoms of different isotopes is used to avoid crosstalking between individually addressing and manipulating nearby atoms. Based on this heteronuclear single atom system, the heteronuclear C-NOT quantum gate and entanglement of an Rb-85 atom and an Rb-87 atom are demonstrated via Rydberg blockade for the first time. These results will trigger the quests for new protocols and schemes to use the double species for quantum computation with neutral atoms. In the end, the challenge and outlook for further developing the neutral atom system in quantum simulation and quantum computation are also reviewed.

**Keywords:** Rydberg state, single neutral atom, quantum entanglement, coherence time

**PACS:** 03.67.Lx, 03.67.Bg, 42.50.Ct, 03.65.Yz

**DOI:** [10.7498/aps.68.20182133](https://doi.org/10.7498/aps.68.20182133)

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant Nos. 2016YFA0302800, 2017YFA0304501), the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. XDB 21010100), and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11674361, 11774389).

† Corresponding author. E-mail: [mszhan@wipm.ac.cn](mailto:mszhan@wipm.ac.cn)

相干时间超过10 min的单离子量子比特

汪野 张静宁 金奇奂

Single-ion qubit with coherence time exceeding 10 minutes

Wang Ye Zhang Jing-Ning Kim Kihwan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 030306 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181729

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181729>

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

囚禁单离子的量子阻尼运动

Quantum damping motion of a single trapped ion

物理学报. 2017, 66(23): 233701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.233701>

与XY双自旋链耦合的双量子比特系统的关联性与相干性

Correlation and coherence for two-qubit system coupled to XY spin chains

物理学报. 2018, 67(15): 150302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180812>

中性原子量子计算研究进展

Experimental progress of quantum computation based on trapped single neutral atoms

物理学报. 2019, 68(3): 030305 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182133>

新型超导量子比特及量子物理问题的研究

Novel superconducting qubits and quantum physics

物理学报. 2018, 67(22): 228501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180845>

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>

专题: 量子相干和量子存储研究进展

## 相干时间超过 10 min 的单离子量子比特\*

汪野 张静宁† 金奇奂

(清华大学交叉信息研究院量子信息中心, 北京 100084)

(2018 年 9 月 19 日收到; 2018 年 10 月 18 日收到修改稿)

能够长时间储存量子信息的量子存储设备是实现大规模量子计算和量子通信的基本要素. 与其他量子计算平台相比, 囚禁离子系统的优势之一在于具有很长的相干时间. 此前, 基于囚禁离子的单量子比特相干时间不到 1 min. 研究发现, 在囚禁离子系统中, 限制量子比特相干时间的主要因素是运动能级加热和环境噪声, 其中后者包含环境磁场涨落和微波相位噪声. 在同时囚禁  $^{171}\text{Yb}^+$  离子和  $^{138}\text{Ba}^+$  离子的混合囚禁系统中, 通过实施协同冷却和动力学解耦, 可以实现相干时间超过 10 min 的单离子量子比特. 这一技术有望用于实现量子密码学和搭建混合量子计算平台.

**关键词:** 量子存储, 囚禁离子, 协同冷却, 动力学解耦**PACS:** 03.75.Be, 03.67.Pp**DOI:** 10.7498/aps.68.20181729

## 1 引言

量子计算和量子模拟<sup>[1]</sup>是近年来飞速发展的理论与实验并重的热点研究领域之一. 它以量子力学和量子信息学为理论基础, 以囚禁离子、超导电路等实验技术的进步为前提, 致力于实现实用的量子计算和量子通信<sup>[2,3]</sup>, 具有广阔的应用前景. 量子计算平台的基本元素是量子比特, 它是完全可控的量子二能级系统, 人们可以对其进行初始化、量子逻辑门和测量等基本操作. 量子力学中的不可克隆原理告诉我们, 储存在量子比特上的未知量子信息不能被精确地复制<sup>[4,5]</sup>. 这项量子信息独有的性质只能通过通过对单个量子比特的相干操作和探测来验证. 如果不能完全控制单个量子比特, 量子信息的储存、操作和读出从根本上是难以令人信服的. 长期以来, 人们一直致力于发展在单量子比特层面的相干操作和探测技术.

囚禁离子量子比特的长相干时间将成为实际量子计算和量子通信的基本元素之一. 囚禁离子系统是实现大规模量子计算机的领先物理平台之一.

利用离子阱技术构建大规模量子网络的规模化方案<sup>[6]</sup>包括光子链接<sup>[3]</sup>和离子穿梭<sup>[7]</sup>. 光子链接方案结合了远程量子通信和局域量子计算, 为实现量子网络提供了一个竞争性很强的物理平台. 人们已经演示了离子光子纠缠<sup>[8]</sup>以及以光子为媒介的远距离离子纠缠<sup>[9]</sup>, 这是构建离子-光子网络的基本单元. 离子穿梭方案是将囚禁离子系统划分为操作区域和存储区域, 通过离子穿梭技术在区域间移动离子. 在这一架构下, 人们已通过实验演示了操作区域的基本结构和操作<sup>[10]</sup>. 随着系统规模的增大, 对存储区域量子比特储存时间的需求将相应增加. 为了将量子比特误码率保持在容错量子计算的阈值之下, 延长量子比特的相干时间是十分关键的. 随着系统规模的增大, 这两种方案对量子比特的相干时间的要求都会相应地提高.

二十多年前, 人们在离子系综里利用磁场不敏感的内态实现了大约 10 min 的相干时间<sup>[11,12]</sup>. 然而, 经过十多年的发展后, 单量子比特系统的相干时间仍然远低于系综相干时间, 只有不到 1 min<sup>[13–15]</sup>. 对于囚禁离子量子比特, 特别是基于

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0301901) 和国家自然科学基金 (批准号: 11374178, 11574002, 11504197) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jnzhang13@tsinghua.edu.cn



超精细能级的量子比特, 由自发辐射导致的固有弛豫时间  $T_1$  远长于由磁场涨落和本振源的相位噪声导致的退相干时间  $T_2^*$ . 目前在离子阱系统中限制相干时间的主要是环境磁场涨落和本振源相位噪声导致的非相干演化, 同时我们还注意到, 加热导致的测量效率降低也极大地限制了离子阱系统中相干时间的测量<sup>[16,17]</sup>. 具体来说, 由于运动能级加热, 离子的波包随时间不断弥散, 收集到的荧光光子数减少, 这使得区分离子内态的测量效率低下. 在硬件方面, 通过清洁离子阱表面<sup>[18]</sup>或将离子阱置入低温环境中<sup>[19]</sup>可以显著地抑制运动能级加热效应. 在同时囚禁不同种类离子的混合囚禁系统中, 还可以通过协同冷却来消除运动能级加热, 从而保证在整个实验过程中探测效率不降低. 此外, 动力学解耦技术能够消除来自环境磁场和本振源的噪声, 从而延长量子系统的相干时间<sup>[20–22]</sup>. 最近有文献报道, 在离子化供体的核自旋系综中实现了小时量级的相干时间<sup>[23,24]</sup>.

## 2 协同冷却

令人奇怪的是, 二十年前关于离子系综的实验中<sup>[11,12]</sup>测得的相干时间远比在最近的单离子实验中测得的相干时间来得长, 前者大约是 10 min, 而后者最长不超过 1 min<sup>[13–15]</sup>. 现在已弄清了导致这一现象的原因. 原因之一是能够操作单量子比特的离子阱系统复杂度远高于之前的离子阱系综系统, 导致很难在系统上实施磁屏蔽以降低磁场噪声; 原因之二是离子阱系统的背景加热使得同种离子的探测效率随着时间的增加而大量降低. 之前离子阱系综的系统使用了非常大型的离子阱结构, 这种结构的电极与离子云距离较远, 背景加热较低. 但是为了能够实现速度较为理想的量子比特门, 量子信息领域中使用的离子阱结构都更加微小, 导致背景加热效应更加显著. 因此我们相信, 只要找到合适的方法, 能够在激光冷却停止后减轻运动加热效应, 单离子实验应该可以展示出和离子系综可比拟的长相干时间.

对光学性质不同的两种离子的混合离子晶体执行协同冷却操作可以压制运动加热效应, 同时不影响编码在其中一种离子的内态上的量子比特中的量子信息的相干性. 在基于囚禁离子的量子信息领域典型的 Paul 离子阱中, 通过同时囚禁两种类型的离子, 这里选择的是  $^{171}\text{Yb}^+$  和  $^{138}\text{Ba}^+$ , 我们可以实施协同冷却. 其中, 单个  $^{171}\text{Yb}^+$  离子作为量子

比特, 单个  $^{138}\text{Ba}^+$  作为制冷离子.  $^{171}\text{Yb}^+$  离子具有的基态电子组态具有两个磁场不敏感的超精细能级, 这使得编码于其上的量子比特本身具有较长的内禀相干时间. 同时, 选用  $^{138}\text{Ba}^+$  离子是因为这两种离子的质量相对接近, 使得协同冷却效率更高.

### 2.1 实验装置

协同冷却的原理是通过通过对一种离子施加冷却激光, 从而冷却由两种离子组成的混合离子链的运动模式, 因此需要在离子阱中同时囚禁两种类型的离子. 图 1(a) 所示为一个标准的 Paul 离子阱同时囚禁了  $^{171}\text{Yb}^+$  离子和  $^{138}\text{Ba}^+$  离子. 图中, 两种离子所对应的操作激光均覆盖整个离子链, 这是因为离子链中的离子会在热噪声的作用下交换位置. 同时, 由  $^{171}\text{Yb}^+$  离子和  $^{138}\text{Ba}^+$  离子的能级图可知, 两种离子的光学特性差异很大, 对  $^{138}\text{Ba}^+$  离子进行激光冷却不会影响编码在  $^{171}\text{Yb}^+$  离子上的量子比特的相干性.

$^{171}\text{Yb}^+$  离子  $2S_{1/2}$  电子组态的两个超精细能级  $|\downarrow\rangle \equiv |F=0, m_F=0\rangle$  和  $|\uparrow\rangle \equiv |F=1, m_F=0\rangle$ , 被定义为量子比特的两个能级. 这两个能级的特征频率之差为  $12642812118 + 310.8B^2$  Hz, 其中  $B$  是以高斯为单位的磁场强度的数值. 在实验中, 可以通过标准的光泵技术将量子比特制备到  $|\downarrow\rangle$  态, 并通过荧光测量技术来区分量子比特的两个能级.

图 1(b) 是用于产生激光和微波信号的控制系统的示意图. 其中微波信号由微波振荡器的信号和直接数字合成器的信号混合而成, 并受到可编程逻辑门阵列的控制. 该控制系统能够在 100 ns 内改变微波信号的相位. 所有微波源相位均以铷原子钟为标准. 为了处理波长为 369 nm 的激光的泄漏问题, 设计了由声光调制器、电光脉冲选择器和机械快门组成的三段开关. 该激光用于  $^{171}\text{Yb}^+$  离子的多普勒冷却、荧光探测和光泵操作. 因为该激光频率与量子比特的跃迁频率接近, 稍有泄漏即会导致巨大的退相干效应.

### 2.2 冷却效果

衡量协同冷却效果的直接途径是测量  $^{171}\text{Yb}^+$  离子在协同冷却过程中达到的平衡态温度. 为测量平衡态温度, 需要利用双光子拉曼跃迁来耦合内态与运动能级, 从而测量运动能级布居数分布. 然而, 这需要在实验系统中增加额外的激光和相应控制系统.

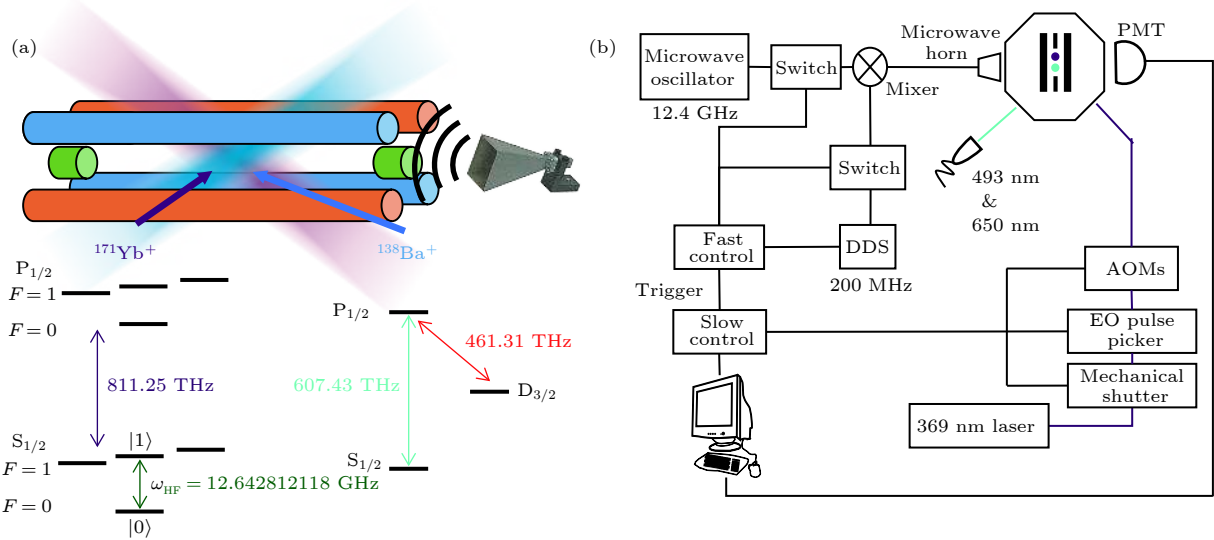


图 1 实验装置和控制系统 (a) 同时囚禁  $^{171}\text{Yb}^+$  离子和  $^{138}\text{Ba}^+$  离子的混合囚禁系统及相关能谱图; (b) 微波和激光信号的控制系统

Fig. 1. Experimental setup and control system: (a) Hybrid trapping system that traps  $^{171}\text{Yb}^+$  and  $^{138}\text{Ba}^+$  simultaneously; (b) control system for generating laser and microwave signals.

另一方面, 协同冷却的效果可以从离子链的稳定性来侧面反映. 在协同冷却的过程中观测到, 两个离子大约每 5 min 交换一次位置. 除此之外, 离子从未自阱中逃逸, 甚至可以在阱中稳定存在超过一星期, 这使得超长相干时间的测量成为可能.

由于在实验过程中离子的位置会交换, 保证离子链中两个离子所处的环境完全一致是十分重要的, 比如荧光探测和光抽运的效率、磁场和微波场的强度等. 在不进行动力学解耦的情况下, 该系统中单量子比特相干时间大约为 800 ms.

### 3 动力学解耦

在利用协同冷却技术抑制了运动能级加热效应后, 剩下的退相干的主要因素是磁场涨落和用于操作量子比特的微波的相位涨落, 它们将导致量子比特的相位随机化. 利用动力学解耦技术, 可以抑制来自环境磁场涨落的外界噪声和本振源的相位噪声<sup>[20,25–29]</sup>.

量子比特的演化由如下随机哈密顿量决定,

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} (\omega_0 + \beta(t)) \hat{\sigma}_z, \quad (1)$$

其中,  $\hat{\sigma}_z$  是泡利自旋算符的  $z$  分量,  $\omega_0$  是两个能级的频率差,  $\beta(t) = \beta_B(t) + \beta_{LO}(t)$  是随机相位噪声,  $\beta_B$  和  $\beta_{LO}$  分别代表环境磁场涨落和操作微波相位涨落的影响.  $\beta(t)$  满足  $\langle \beta(t) \rangle = 0$  和  $\langle \beta(t)\beta(t') \rangle =$

$g(t - t')$ .

为延长量子系统的相干时间, 动力学解耦技术<sup>[30]</sup>在量子信息领域被广泛应用, 是用来消除随机相位噪声影响的一项标准技术. 动力学解耦最简单的实施方案是 Hahn 回波<sup>[31]</sup>, 又被称作自旋回波. 在经过一段时间  $\tau$  的退相干后, 该技术通过一个翻转脉冲 ( $\pi$  脉冲) 来实现自旋系统的重对焦, 从而在时间为  $2\tau$  时得到增强的回波信号. 然而, Hahn 回波无法消除时间尺度比  $\tau$  更小的系统-环境相互作用扰动. 为解决这一问题, 人们试图使用一系列等距  $\pi$  脉冲来消除高频扰动, 即 Carr-Purcell (CP) 序列<sup>[32]</sup> 和 Carr-Purcell-Meiboom-Gill (CPMG) 序列<sup>[33]</sup>. 可以形象地把这一类型的动力学解耦序列对系统的作用理解为将不需要的相位涨落通过时间平均的方式消除掉. 这类方案原则上要求  $\pi$  脉冲之间的间隔  $\tau$  尽可能小, 然而在实际实验中  $\tau$  的取值受到硬件和系统最大可承受功率的限制.

另一方面, 人们也尝试寻找利用有限数量的脉冲获得最优性能的动力学解耦方案. 对纯退相干的系统-环境相互作用, 动力学解耦序列可看做系统演化的滤波器, 滤波函数与环境噪声谱的重叠决定了量子态的衰减率. 比如, 前述 CPMG 序列可看做带宽为  $2\pi/\tau$  的高通滤波器. 因此, 如果环境噪声谱已知, 可以设计合适的滤波函数来得到最优的衰减率, 这就是基于非等距脉冲序列的动力学解耦方案<sup>[34]</sup>的核心思想.

此外, 动力学解耦序列的实际性能还受到脉冲

误差的限制. 在许多情况下, 脉冲误差主要由系统误差构成, 比如经典控制系统的校准误差. 源自核磁共振系统的组合脉冲方法<sup>[35]</sup>可以将系统误差减少到 $O(\varepsilon^n)$ , 其中 $\varepsilon$ 是裸的系统误差率. 完全补偿的组合脉冲可以用于任意初态, 替换任意单个脉冲而不影响其他脉冲. 将组合脉冲与动力学解耦结合起来的方案是 KDD $_{\phi}$  方案<sup>[21]</sup>, 其中下标 $\phi$ 是 Knill 组

合脉冲<sup>[36]</sup>的参数, 决定了 $\pi$ 脉冲在 $x$ - $y$ 平面上的角度.

由于动力学解耦方案的性能对噪声环境的特性敏感, 我们测量了系统的噪声谱, 并据此为动力学解耦序列选择合适的参数. 具体来说, 采用 CPMG 方案来测量系统噪声谱, 采用 KDD $_{xy}$  方案来延长量子比特的相干时间, 图 2 所示即 CPMG 方案及 KDD $_{xy}$  方案对应的脉冲序列.

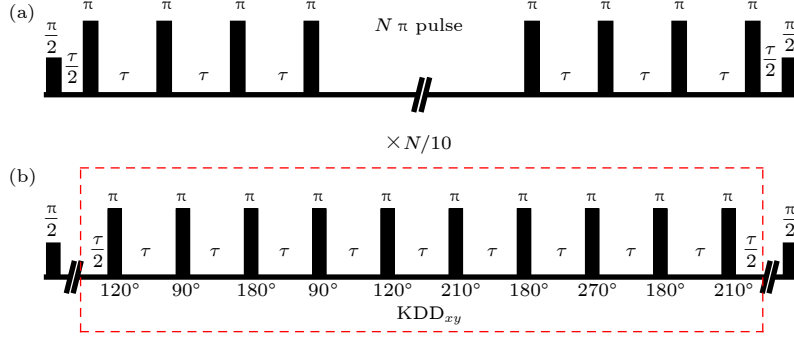


图 2 动力学解耦脉冲序列 (a) CPMG 方案; (b) KDD $_{xy}$  方案

Fig. 2. Pulse sequence for dynamical decoupling: (a) CPMG protocol; (b) KDD $_{xy}$  protocol.

### 3.1 滤波函数

为了刻画动力学解耦序列对量子态演化的影响, 需要计算动力学解耦序列对应的滤波函数. 任意动力学解耦序列可以看作在 $T$ 时间内执行 $n$ 个 $\pi$ 脉冲操作, 第 $i$ 个 $\pi$ 脉冲对应的方位角和时刻分别为 $\phi_i$ 和 $\tau_i$ , 并约定 $\tau_0 = 0$ ,  $\tau_{n+1} = T$ .

从系统初态 $|\psi(0)\rangle = |\downarrow\rangle$ 出发, 首先施加一个 $\pi/2$ 脉冲将态矢量旋转到 $x$ - $y$ 平面, 然后执行动力学解耦序列, 最后再次施加 $\pi/2$ 脉冲并测量 Ramsey 条纹的对比度. 同时, 态矢量的演化受到噪声的影响. 系统的末态可以写作

$$|\psi(T)\rangle = D_x^\dagger(\pi/2)\tilde{R}(T)D_x(\pi/2)|\psi(0)\rangle,$$

其中与动力学解耦序列和系统在噪声环境中的演化对应的演化算符可写为

$$\tilde{R}(T) = \exp\left[-i\hat{\sigma}_z \int_{\tau_n}^{\tau_{n+1}} \beta(t)dt\right] \times \prod_{i=1}^n D_{\phi_i}(\pi) \exp\left[-i\hat{\sigma}_z \int_{\tau_{i-1}}^{\tau_i} \beta(t)dt\right], \quad (2)$$

其中单量子比特旋转

$$D_{\phi_i}(\gamma_i) = \exp\left(-\frac{i\phi_i}{2}\hat{\sigma}_z\right) \times \exp\left(-\frac{i\gamma_i}{2}\hat{\sigma}_x\right) \exp\left(\frac{i\phi_i}{2}\hat{\sigma}_z\right)$$

考虑到 $\gamma_i = \pi$ , 上述演化算符可简化为

$$\tilde{R}(T) = \exp[iF_n(T)\hat{\sigma}_z],$$

其中与内态相关的相位 $F_n(T)$ 可写为

$$F_n(T) = \sum_{i=0}^n (-1)^{i+1} \int_{\tau_i}^{\tau_{i+1}} \beta(t)dt + \sum_{i=1}^n (-1)^{i+1} \phi_i. \quad (3)$$

对于一般的动力学解耦序列,  $\sum_{i=1}^n (-1)^{i+1} \phi_i = k\pi$ ,  $k$ 是整数, 因此 (3) 式中的第二项可省略. 定义 $F_n(T) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} s_n(t')\beta(t')dt'$ , 其中时域滤波函数 $s_n(t)$ 定义如下:

$$s_n(t) = \sum_{i=0}^n (-1)^{i+1} \Theta(t - \tau_i) \Theta(\tau_{i+1} - t), \quad (4)$$

其中 $\Theta(\cdot)$ 是 Heaviside 阶梯函数.

在拉姆齐条纹实验中, 执行动力学解耦序列之后, 测量的信号是自旋算符 $z$ 分量的期待值, 即

$$\langle \psi(T) | \hat{\sigma}_z | \psi(T) \rangle = \langle \cos[2F_n(T)] \rangle = e^{-2\langle F_n^2(T) \rangle} \equiv e^{-\chi(T)}. \quad (5)$$

推导 (5) 式时, 使用了对高斯型随机变量 $X$ 成立的等式 $\langle \exp iX \rangle = \exp(i\langle X \rangle - \langle X^2 \rangle/2)$ 和 $\langle F_n(T) \rangle = 0$ . 定义时域滤波函数的傅里叶变换

$$\tilde{y}_n(\omega, T) = \int_{-\infty}^{\infty} s_n(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (6)$$

利用卷积定理, 信号的衰减函数 $\chi(T)$ 可写成如下形式:



$$\begin{aligned}\chi(T) &= \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 s_n(t_1) s_n(t_2) \langle \beta(t_1) \beta(t_2) \rangle \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\beta}(\omega) |\tilde{y}_n(\omega, T)|^2 d\omega.\end{aligned}\quad (7)$$

由 (7) 式可见,  $|\tilde{y}_n(\omega, T)|^2$  的作用相当于环境噪声谱  $S_{\beta}(\omega)$  在频域的滤波器, 因此被定义为滤波函数.

### 3.2 环境噪声

如前所述, 系统的随机相位噪声  $\beta(t)$  包含来自随机磁场涨落和操作微波相位涨落两方面的影响, 分别用  $\beta_B(t)$  和  $\beta_{LO}(t)$  表示. 操作微波相位涨落  $\beta_{LO}$  与本地振荡器的品质有关, 在使用高品质本地振荡器、铷原子钟和直接数字合成器等设备后, 由频谱分析仪测得的典型相位涨落如图 3 所示.

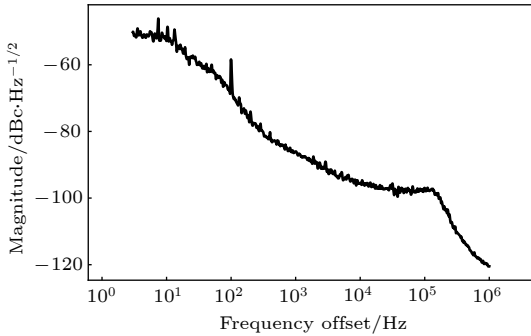


图 3 频谱分析仪测得的典型相位涨落噪声谱

Fig. 3. Typical phase noise measured by spectrum analyzer.

在实验设备建成并校准后,  $\beta_{LO}(t)$  业已固定, 无法调整. 而来自于环境磁场涨落的噪声  $\beta_B(t)$  则可以很容易地调整.  $^{171}\text{Yb}^+$  的二阶塞曼效应为  $\Delta f_{22} = KB^2$  Hz, 其中  $K = 310.8$  Hz/G<sup>2</sup>. 在 (1) 式的哈密顿量中, 量子比特的频率差  $\omega_0$  和来自环境磁场涨落的噪声  $\beta_B(t)$  分别为

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \omega_{\text{HF}} + K(B_x^2 + B_y^2 + B_z^2), \\ \beta_B(t) &= K[2B_x b_x(t) + 2B_y b_y(t) + 2B_z b_z(t) \\ &\quad + b_x^2(t) + b_y^2(t) + b_z^2(t)],\end{aligned}\quad (8)$$

其中  $\omega_{\text{HF}}$  是超精细能级劈裂,  $B_i$  是磁场在  $i$  方向的平均值,  $b_i(t)$  是  $i$  方向的磁场涨落,  $i = x, y, z$ . 假设降低磁场平均值不影响涨落的大小, 则可以通过减小磁场的方式来压制  $\beta_B(t)$ , 从而得到更长的相干时间. 由通量计测得  $b_x(t) \ll b_{y,z}(t)$ , 因此使磁场沿  $x$  方向. 在研究系统噪声谱时, 采用  $B_x = 8.8$  G; 在实现长相干时间量子存储时, 采用  $B_x = 3.5$  G, 这是能够对离子的内态进行有效荧光测量的最小磁场.

系统中最强的噪声组分是来自于电源线的 50 Hz 振荡及其谐波, 因此频域噪声谱可以用分立模型来模拟<sup>[37,38]</sup>,  $\tilde{\beta}(\omega) = \sum_{k=1}^d \beta_k \delta(\omega - \omega_k)$ , 其中  $\delta(\cdot)$  代表狄拉克  $\delta$  函数. 将  $\tilde{\beta}(\omega)$  代入 (5) 式, 得到最终信号为

$$\langle \psi(T) | \hat{\sigma}_z | \psi(T) \rangle = \prod_{k=1}^d J_0(|\beta_k \tilde{y}(\omega_k, T)|), \quad (9)$$

其中  $J_0(\cdot)$  是 0 阶 Bessel 函数. 实验上测得末态  $\hat{\sigma}_z$  平均值的平均脉冲间距变化的数据后, 可通过数值拟合得到分立噪声谱强度  $\beta_k$ .

接着, 通过连续噪声模型来进一步研究系统噪声谱. 对任意噪声谱  $S_{\beta}(\omega)$ , 拉姆齐条纹的对比度可表示为  $e^{-\chi(T)}$ , 其中

$$\chi(T) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} S_{\beta}(\omega) |\tilde{y}(\omega, T)|^2 d\omega, \quad (10)$$

其中  $|\tilde{y}(\omega, T)|^2$  可看作中心频率为  $\frac{1}{2T}$ , 带宽正比于  $\frac{1}{2\pi T}$  的带通滤波函数. 基于 Plancherel 定理可以得到

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{y}(\omega, T)|^2 d\omega = 2\pi T. \quad (11)$$

如果带通滤波函数  $|\tilde{y}(\omega, T)|^2$  的带宽很窄, 那么  $S_{\beta}(\omega)$  在中心频率附近可看作常数, 即  $S_{\beta}(1/(2\tau)) \simeq \chi(T)/(4T)$ . 因此, 可以通过测量  $\chi(T)$  来估算  $S_{\beta}(\omega)$ . 图 4(a) 为执行包含不同脉冲数量的动力学解耦序列, 测量得到的系统在演化时间  $T$  后的拉姆齐条纹对比度. 图 4(b) 为计算得到的环境噪声谱  $S_{\beta}(\omega)$ .

## 4 基于微波的量子门操作

量子比特跃迁可通过微波来驱动, 微波信号是通过混合来自安捷伦微波振荡器的 12.442812 GHz 的信号和来自直接数字合成器的 200 MHz 的信号产生的. 经过一次放大, 微波信号通过放置在视窗附近的微波喇叭施加于系统. 由于动力学解耦序列通常包含数千乃至数万个单比特逻辑门, 逻辑门误差的累积会导致量子比特退相干. 因此, 微波驱动的单比特量子逻辑门的保真度是实现长相干时间量子存储的最重要的因素之一.

### 4.1 随机化基准测试

随机化基准测试<sup>[39]</sup>是用来测量极低的单比特量子逻辑门的保真度的一种标准方法. 传统上, 量子操作的误差行为可以通过量子过程层析来标定. 然而, 虽然量子过程层析可以提供关于量子操作的



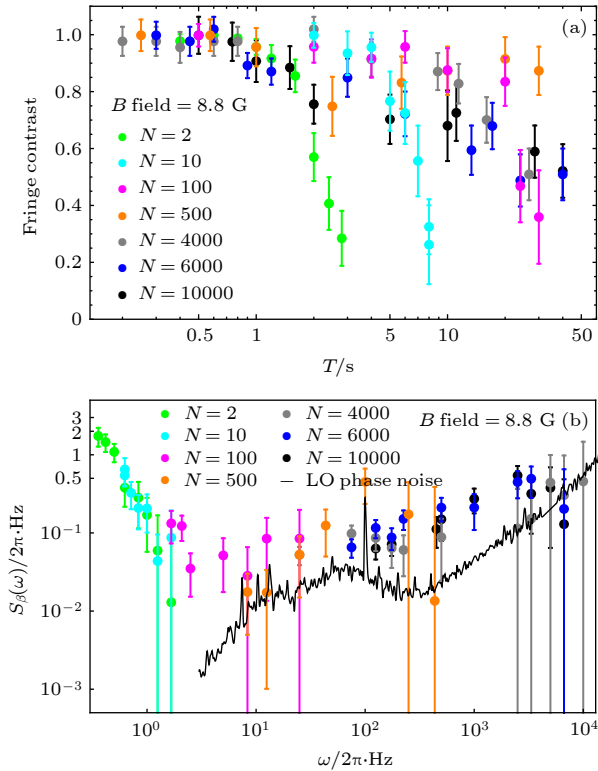


图 4 (a) 执行包含  $N$  个脉冲的动力学解耦序列, 不同的总演化时间  $T$  对应的条纹对比度; (b) 通过分析图 (a) 中的数据得到的环境噪声谱

Fig. 4. (a) Ramsey contrasts depending on the total evolution time  $T$  for various numbers of pulses  $N$  in the dynamical decoupling sequence; (b) the noise spectra analyzed from the measured data in Fig. (a).

许多信息, 但却无法保证该量子操作嵌入一长串其他量子操作中的表现. 另一方面, 规模化量子计算要求单个量子操作的误差率在  $10^{-4}$  量级或更低. 通过传统的量子过程层析在实验上测定这样低的误差率是很困难的. 此外, 量子过程层析无法排除初态制备和测量过程引入的误差. 因此, 人们提出了一种可以克服以上问题的对量子操作的误差行为进行实验研究的新方法, 即随机化基准方法.

随机化方法最初是在量子噪声领域提出的, 其具体过程是对系统实施随机幺正操作  $\hat{U}$  及其逆操作  $\hat{U}^{-1}$ . 假如噪声模型可表示为施加在  $\hat{U}$  和  $\hat{U}^{-1}$  之间的独立的量子操作, 保真度的下降程度即代表了系统的噪声强度. 随机化基准方法是随机化方法的简化版本, 表现在前者将随机幺正操作限制为 Clifford 门操作.

随机化基准方法对标准初态执行不同长度的随机的量子逻辑门序列, 每一序列均以随机化测量结束, 该测量决定系统是否达到正确的末态. 根据最终测量的错误率随序列长度的增加可以确定序

列中每一个门操作平均的计算相干的误差率. 序列中的随机门操作出自 Clifford 群, 该群是用  $e^{-i\sigma\pi/4}$  的  $\pi/2$  旋转生成的, 其中  $\sigma$  是作用于不同量子比特的泡利算符的直积.

对于单量子比特系统, 随机化基准方法包含大量实验, 每一实验的流程均包含初态制备、执行不同的量子逻辑门序列和测量, 其中量子逻辑门序列包含泡利随机化和门计算两部分. 泡利随机化执行具有  $e^{\pm i\hat{\sigma}_b\pi/2}$  形式的幺正操作, 其中随机变量  $b \in \{0, x, y, z\}$ ,  $\hat{\sigma}_0 = \hat{I}$  是恒等算符. 门计算执行形式为  $e^{\pm i\hat{\sigma}_b\pi/4}$  的幺正操作,  $u \in \{x, y\}$ . 除了最后一个  $\pi/2$  脉冲, 上述符号、随机变量  $b$  和  $\mu$  都由均匀随机采样得到. 选择系统初态为  $|0\rangle$ , 是由于序列中的操作均出自 Clifford 群, 理想情况下系统的状态总是泡利算符的本征态. 最后一个  $\pi/2$  脉冲将系统状态旋转为  $\hat{\sigma}_z$  的本征态, 最终测量是关于  $\hat{\sigma}_z$  的冯诺依曼测量. 在理想情况下, 最终测量的结果是已知的. 在误差环境下, 由于随机化, 序列的误差与组成序列的单个或数个操作无关. 序列的长度  $l$  是序列中  $\pi/2$  脉冲的个数. 可以测量不同长度  $l$  的序列对应的误差率  $p_l$ , 由  $p_l$  与  $l$  的关系可以估算门脉冲的平均误差率,

$$p_l = [1 - (1 - d_{\text{if}})(1 - d)^l],$$

其中  $d$  是随机化计算门 (一个  $\pi/2$  脉冲和一个泡利脉冲的随机组合) 的平均误差率,  $d_{\text{if}}$  为包含初态制备和测量过程的误差率.

单量子比特的随机化基准包含  $N = N_l N_G N_P N_e$  次实验的末态测量结果的统计分析, 其中  $N_l$  是序列长度  $l$  的不同取值的个数,  $N_G$  是每个长度  $l$  所对应的随机计算门序列的个数,  $N_P$  是每一计算门序列对应的泡利随机化序列的个数,  $N_e$  是每一序列对应的实验次数. 在实验中, 选取

$$\begin{aligned} N_l &= 15, N_G = 4, N_P = 8, N_e = 500, \\ l &\in \{2, 5, 10, 25, 40, 60, 80, 100, 150, 200, \\ &250, 300, 350, 400, 500\}. \end{aligned} \quad (12)$$

图 5 展示了不同序列的保真度, 对于序列长度  $l$  的每一个不同取值都存在 32 个数据点, 由此可以估算单量子比特逻辑门保真度为  $99.994\% \pm 0.002\%$ .

## 5 测量单量子比特相干时间

结合协同冷却和动力学解耦, 最近我们实现了具有超长相干时间的单比特量子存储, 并测得超过 10 min 的相干时间<sup>[40]</sup>. 我们在标准的 Paul 阱中

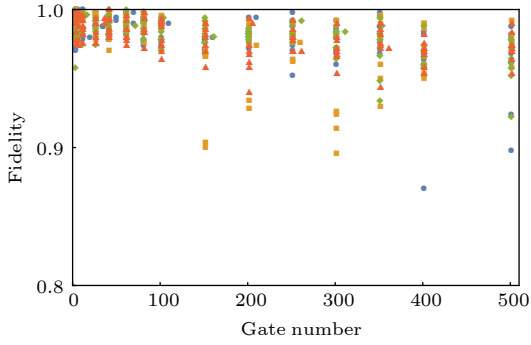


图 5 序列保真度随序列长度的变化

 Fig. 5. Sequence fidelity  $p_l$  as a function of the sequence length  $l$ .

同时囚禁  $^{171}\text{Yb}^+$  和  $^{138}\text{Ba}^+$  两种离子, 其中  $^{171}\text{Yb}^+$  离子  $^2\text{S}_{1/2}$  电子组态中的两个超精细能级被定义为量子比特,  $|\downarrow\rangle \equiv |F=0, m_F=0\rangle$  和  $|\uparrow\rangle \equiv |F=1, m_F=0\rangle$ . 在实验过程中, 持续对  $^{138}\text{Ba}^+$  离子进行激光冷却. 在测量了系统的环境噪声谱后, 通过合

适的动力学解耦方案, 即脉冲平均间隔  $\tau = 200$  ms 的  $\text{KDD}_{xy}$  方案, 将环境噪声涨落对编码于  $^{138}\text{Yb}^+$  离子之上的量子比特的影响降到最低.

在测量单量子比特相干时间的过程中, 将磁场设定为 3.5 G 来最大限度地减小磁场涨落的影响. 选取六个不同的初态, 分别是  $|\uparrow\rangle$ ,  $|\downarrow\rangle$ ,  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)$ ,  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle + i|\downarrow\rangle)$ ,  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)$ ,  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle)$ . 对于每一个初态执行动力学解耦序列, 并测量拉姆齐条纹的对比度. 以  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)$  为例, 实验的脉冲序列如图 6 所示. 其中初始化包括多普勒冷却、激光抽运和  $\pi/2$  脉冲. 随后, 执行一定时间的  $\text{KDD}_{xy}$  序列, 再执行  $\pi/2$  脉冲. 在理想情况下, 最后一个  $\pi/2$  脉冲将系统状态旋转到  $|\uparrow\rangle$ . 最后, 测量  $\hat{\sigma}_z$ , 结果为 0 或 1. 为得到代表拉姆齐条纹对比度的  $\langle \hat{\sigma}_z \rangle$ , 每个实验被重复 30—50 次.

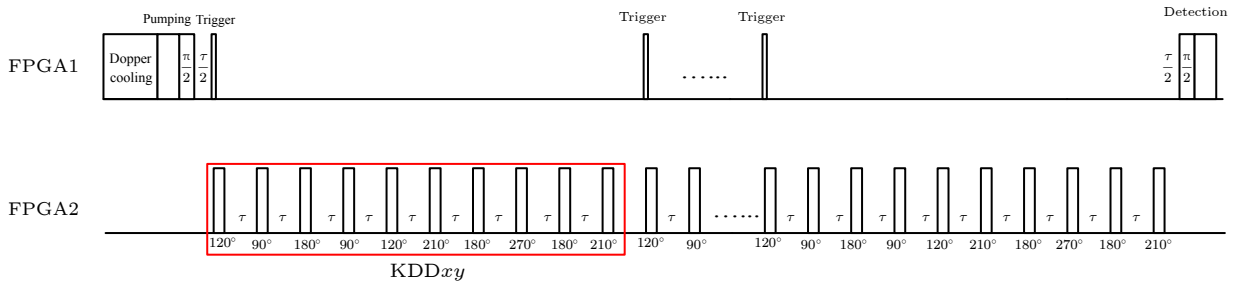


图 6 测量单量子比特相干时间的脉冲序列

Fig. 6. Pulse sequences for measuring the single-qubit coherent time.

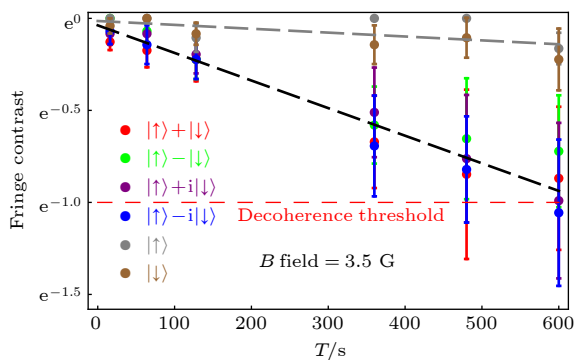


图 7 单量子比特六个不同初态的相干时间, 其中  $|\uparrow\rangle$  和  $|\downarrow\rangle$ , 对应的相干时间是  $(4740 \pm 1760)$  s; 其他四个初态对应的相干时间为  $(667 \pm 17)$  s; 图中的误差线代表标准差

Fig. 7. Single-qubit coherence time for six different initial states. For  $|\uparrow\rangle$  and  $|\downarrow\rangle$ , the coherence time is  $(4740 \pm 1760)$  s. For the other four initial states, the coherence time is  $(667 \pm 17)$  s. The error bars are the standard deviation.

对每一个初态, 均测量演化时间  $T$  后的拉姆齐条纹对比度, 其中  $T \in \{16$  s, 64 s, 128 s, 360 s, 480 s, 600 s $\}$ . 图 7 展示了实验上测得的六个不同初态在演化时间  $T$  后的拉姆齐条纹对比度. 其中,  $|\uparrow\rangle$  和  $|\downarrow\rangle$  的条纹对比度在测量时间内有略微下降, 导致该下降的主要原因是量子逻辑门操作误差的累积, 对应的相干时间是  $(4740 \pm 1760)$  s. 其余四个初态对应的相干时间是  $(667 \pm 17)$  s, 导致退相干的主要原因是动力学解耦的带通滤波函数中心频率附近的残留噪声谱强度. 上述相干时间是通过对比拉姆齐条纹对比度的数据进行指数拟合得到的.

## 6 总结与展望

在同时囚禁  $^{171}\text{Yb}^+$  离子和  $^{138}\text{Ba}^+$  离子的混合囚禁离子系统中, 结合协同冷却和动力学解耦, 本

文实现了相干时间超过 10 min 的单离子量子比特. 虽然超过 10 min 的单量子比特相干时间已经刷新了此前该领域的世界纪录, 但我们注意到该相干时间仍然可以进一步延长, 即实现更长的单比特相干时间并没有基础原理上的限制. 具体来说, 可以通过以下几种方式来进一步延长量子比特相干时间: 1) 安装磁场屏蔽; 2) 使用磁场不敏感的量子比特; 3) 使用相干性更好、相位更稳定的微波源.

如果囚禁更多的用于存储量子信息的量子比特, 辅以协同冷却技术, 该系统有望实现量子密码学领域的理论方案, 包括量子钱币<sup>[5]</sup>等. 本文所实现的具有超长相干时间的量子存储将刺激混合量子计算系统<sup>[41,42]</sup>的发展, 比如将具有有限相干时间的量子系统中的量子信息映射并储存到囚禁离子量子比特中.

## 参考文献

- [1] Feynman R P 1982 *Int. J. Theor. Phys.* **21** 467
- [2] Ladd T D, Jelezko F, Laflamme R, Nakamura Y, Monroe C, O'Brien J L 2010 *Nature* **464** 45
- [3] Duan L M, Monroe C 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1209
- [4] Wiesner S 1983 *ACM SIGACT News* **15** 78
- [5] Pastawski F, Yao N Y, Jiang L, Lukin M D, Cirac J I 2012 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **109** 16079
- [6] Nickerson N H, Fitzsimons J F, Benjamin S C 2014 *Phys. Rev. X* **4** 041041
- [7] Kielpinski D, Monroe C, Wineland D J 2002 *Nature* **417** 709
- [8] Blinov B B, Moehring D L, Duan L M, Monroe C 2004 *Nature* **428** 153
- [9] Moehring D L, Maunz P, Olmschenk S, Younge K C, Matsukevich D N, Duan L M, Monroe C 2007 *Nature* **449** 68
- [10] Monroe C, Kim J 2013 *Science* **339** 1164
- [11] Bollinger J, Heizen D, Itano W, et al. 1991 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **40** 126
- [12] Fisk P, Sellars M, Lawn M, et al. 1995 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** 113
- [13] Langer C, Ozeri R, Jost J, et al. 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 060502
- [14] Häffner H, Schmidt-Kaler F, Hänsel W, et al. 2005 *Appl. Phys. B* **81** 151
- [15] Harty T P, Allcock D T C, Ballance C J, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 220501
- [16] Epstein R J, Seidelin S, Leibfried D, et al. 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033411
- [17] Wesenberg J, Epstein R, Leibfried D, et al. 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053416
- [18] Hite D A, Colombe Y, Wilson A C, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 103001
- [19] Deslauriers L, Olmschenk S, Stick D, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 103007
- [20] Biercuk M J, Uys H, VanDevender A P, et al. 2009 *Nature* **458** 996
- [21] Souza A M, Álvarez G A, Suter D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 240501
- [22] Peng X H, Suter D, Lidar D A 2011 *J. Phys. B* **44** 154003
- [23] Saeedi K, Simmons S, Salvail J Z, et al. 2013 *Science* **342** 830
- [24] Zhong M J, Hedges M P, Ahlefeldt R L, et al. 2015 *Nature* **517** 177
- [25] Khodjasteh K, Sastrawan J, Hayes D, et al. 2013 *Nat. Commun.* **4** 2045
- [26] Soare A, Ball H, Hayes D, et al. 2014 *Nat. Phys.* **10** 825
- [27] Cywiński L, Lutchyn R M, Nave C P, Das Sarma S 2008 *Phys. Rev. B* **77** 174509
- [28] Uhrig G S 2008 *New J. Phys.* **10** 083024
- [29] Pasini S, Uhrig G S 2010 *Phys. Rev. A* **81** 012309
- [30] Viola L, Lloyd S 1998 *Phys. Rev. A* **58** 2733
- [31] Hahn E L 1950 *Phys. Rev.* **94** 580
- [32] Carr H Y, Purcell E M 1954 *Phys. Rev.* **94** 630
- [33] Meiboom S, Gill D 1958 *Rev. Sci. Instrum.* **29** 688
- [34] Uhrig G S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 100504
- [35] Brown K R, Harrow A W, Chuang I L 2004 *Phys. Rev. A* **70** 052318
- [36] Ryan C A, Hodges J S, Cory D G 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 200402
- [37] Kotler S, Akerman N, Glickman Y, Ozeri R 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 110503
- [38] Kotler S, Akerman N, Glickman Y, Keselman A, Ozeri R 2011 *Nature* **473** 61
- [39] Knill E, Leibfried D, Reichle R, et al. 2008 *Phys. Rev. A* **77** 012307
- [40] Wang Y, Um M, Zhang J H, et al. 2017 *Nature Photon.* **11** 646
- [41] Kielpinski D, Kafri D, Wooley M J, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 130504
- [42] Daniilidis N, Gorman D J, Tian L, Häffner H 2013 *New J. Phys.* **15** 073017

SPECIAL TOPIC—Advances in quantum coherence and quantum storage

# Single-ion qubit with coherence time exceeding 10 minutes<sup>\*</sup>

Wang Ye   Zhang Jing-Ning<sup>†</sup>   Kim Kihwan

(Center for Quantum Information, Institute for Interdisciplinary Information Sciences, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

( Received 19 September 2018; revised manuscript received 18 October 2018 )

## Abstract

Quantum memory device capable of storing quantum information for a long period of time is one of the fundamental ingredients to realize large-scale quantum computation and quantum communication. Comparing with other quantum computation platforms, one of the advantages of the trapped-ion system is the long intrinsic coherence time. Before our work, the longest single-qubit coherence time in trapped-ion systems has been achieved to be less than 1 minute. It is discovered that the main limitation for the coherence time is the motional mode heating and the environment noise that includes the contributions from the magnetic field fluctuation and the phase noise of the microwaves. In a hybrid trapping system simultaneously trapping  $^{171}\text{Yb}^+$  and  $^{138}\text{Ba}^+$  ions, single-qubit quantum memories with coherence time longer than 10 minutes can be realized by applying sympathetic cooling and dynamical decoupling. This technique may have some value as the building blocks for quantum cryptography protocols and hybrid quantum computation platforms.

**Keywords:** quantum memory, trapped ions, sympathetic cooling, dynamical decoupling

**PACS:** 03.75.Be, 03.67.Pp

**DOI:** [10.7498/aps.68.20181729](https://doi.org/10.7498/aps.68.20181729)

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFA0301901) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11374178, 11574002, 11504197).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [juzhang13@tsinghua.edu.cn](mailto:juzhang13@tsinghua.edu.cn)



专题: 量子相干和量子存储研究进展

## 量子存储研究进展\*

窦建鹏<sup>1)2)</sup> 李航<sup>1)2)</sup> 庞晓玲<sup>1)2)</sup> 张超妮<sup>1)2)</sup> 杨天怀<sup>1)2)</sup> 金贤敏<sup>1)2)†</sup>

1) (上海交通大学, 物理与天文学院, 区域光纤通信网与新型光通信系统国家重点实验室, 上海 200240)

2) (中国科学技术大学, 量子信息与量子物理协同创新中心, 合肥 230026)

(2019年1月8日收到; 2019年1月19日收到修改稿)

量子技术, 比如量子通信、量子计算, 具有经典技术所不具有的优势. 但是, 作为量子技术基本元素的量子态往往极为脆弱, 很容易受到外界环境的影响而丢失, 而且量子态的制造和量子操作往往是概率性的. 这种概率性使得远距离量子通信和大规模的量子计算很难实现, 除非有量子存储器将这些随机产生的量子态缓存并同步起来. 在过去的十几年中, 量子存储在各种各样的存储方案中得到了研究, 而且已经从最初的原理性演示逐步发展到了如今的近乎可实用化. 现如今, 量子存储领域追求的是可实用化, 而判断一个存储器是否可以实用化的基本标准是: 高存储效率、低噪音、长寿命 (或者大的时间带宽积) 和室温条件下运行. 通过介绍多个具有代表性的存储方案, 本文给出了量子存储领域的研究现状和发展趋势. 其中基于室温原子系统的宽带量子存储因其装置简单、实用性更强而广受关注. 但是由于噪音问题, 直到最近才在实验室中实现可工作在室温环境中的宽带 FORD (far off-resonance Duan-Lukin-Cirac-Zoller) 量子存储和梯形量子存储. 本文对多种存储方案的工作原理、优缺点进行了介绍, 对 FORD 方案之所以能够成功进行了分析, 还对量子存储的降噪方法进行了总结.

**关键词:** 量子存储, 量子信息, 远失谐 Duan-Lukin-Cirac-Zoller 方案, 室温原子

**PACS:** 03.67.-a, 03.67.Hk, 42.50.-p

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190039

## 1 引言

现如今, 各种各样纷繁复杂的量子技术将量子力学中的基本原理 (比如量子态叠加原理、全同性原理、量子纠缠) 融合到通信、信息处理和精密测量中, 其所具有的优势有望超越经典技术<sup>[1,2]</sup>. 但是量子技术最基本的元素是量子态, 而量子态往往极为脆弱, 很容易受到外界环境的影响而丢失. 比如, 量子通信往往使用光子作为量子信息的载体, 但即使通信波段 (1.5  $\mu\text{m}$ 附近) 的光在光纤中传输, 其损耗的典型值也有 0.2 dB/km. 光在光纤中传输 100 km 后只剩下一百分之一. 量子安全通信有赖于单光子, 而不可克隆定理决定了单光子不能像经

典光通信那样进行放大. 对于远距离量子通信<sup>[3,4]</sup>, 传输损耗问题需要长寿命的量子存储器 (也叫量子中继器) 来解决. 此外, 量子态的制造和量子操作往往是概率性的, 例如量子光学实验室里用到的量子态一般是单光子, 其产生往往是基于非线性晶体中的参量下转换过程或者是无高阶激发项的量子点. 基于这类方法, 单光子的产生是随机的. 这种随机性使得大规模的量子计算<sup>[5,6]</sup>很难实现, 除非有量子存储器将这些随机产生的量子态缓存并同步起来.

量子存储器, 顾名思义就是可以将量子态存储起来, 并且过一段时间还可以将存储的量子态读取

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0303700)、国家自然科学基金 (批准号: 11374211, 61734005, 11761141014, 11690033)、上海市科学技术委员会 (批准号: 15QA1402200, 16JC1400405, 17JC1400403)、上海市教委 (批准号: 16SG09, 2017-01-07-00-02-E00049) 和国家青年千人计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xianmin.jin@sytu.edu.cn

出来的器件. 为了更好地理解“量子”和“存储器”这两个概念的结合历程, 有必要了解量子存储器的雏形——慢光速实验. 根据爱因斯坦的光速不变原理: 在真空中的光速相对于任意惯性参考系都为恒定值  $c$ . 但是在介质中, 光速往往小于  $c$ . 比如, 玻璃的折射率大约为 1.5, 光在玻璃中的速度约为  $2c/3$ . 20 世纪 90 年代, 美国和德国的几个研究组致力于降低介质中的光速, 特别是美国哈佛大学的 Hau 研究组<sup>[7]</sup>在钠原子玻色爱因斯坦凝聚中实现了超慢的光速 (17 m/s). 2001 年, 科学家实现了零光速<sup>[8,9]</sup>. 与此同时, 人们也在尝试着在介质中实现超光速, 即介质中光的群速度大于  $c$ . 这看起来与爱因斯坦的光速不变原理相矛盾的超光速仅仅从概念上就吸引了很多人. 2000 年, 王力军及其合作者<sup>[10]</sup>在《Nature》上发表的超光速实验, 证明了铯原子气体中光脉冲群速度超光速现象的存在. 慢光速和超光速分别是在正常色散介质和反常色散介质中实现的. 这里从数学上的傅里叶变换对介质中的光速进行简单分析. 光脉冲可以看成很多个频率成分的叠加. 由于介质有色散效应, 各个频率成分在介质中的相速度不同. 随着在介质中传播, 各频率成分的相位关系逐渐变化. 脉冲形状随着这种相位关系的变化而变化, 这导致了慢光速或超光速的出现. 除了色散之外, 介质还会对光脉冲有吸收作用. 如果被吸收了的光脉冲能够转化为原子的相干态, 而这种相干态可以在一段延时之后被转化回光脉冲, 那么就实现了光脉冲的存储和读取. 最早的光存储器存储的是经典的脉冲光, 后来人们尝试着将承载着量子信息的单个光子也存储起来, 利用存储器进行多光子同步、量子计算以及远距离量子通信. 基于这些想法, 2000 年以后出现了大量研究光存储器或者量子存储器的实验和理论工作.

## 2 量子存储的研究进展

在过去的十几年中, 量子存储在各种各样的存储方案中得到了研究<sup>[11,12]</sup>. 量子存储方案的种类有: 电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT)<sup>[13–15]</sup>、Duan-Lukin-Cirac-Zoller (DLCZ) 存储方案<sup>[16–19]</sup>、法拉第相互作用<sup>[20,21]</sup>、可反转非均匀展宽<sup>[22,23]</sup>、原子频率梳<sup>[24]</sup>、拉曼存储<sup>[25,26]</sup>、梯形存储<sup>[27,28]</sup>. 上述各种存储方案其本质上都是光与物质相互作用、物质内部状态自己干涉或者是相位关系的演化和恢复.

量子存储器按其基于的介质进行分类, 主要

有: 固态存储器、原子气体存储器、光路存储器. 固态存储器主要有基于金刚石的存储器和基于稀土离子掺杂固态晶体的存储器. 使用光学声子作为存储态的金刚石存储器寿命太短, 只有几皮秒<sup>[29,30]</sup>. 另外, 室温下基于金刚石氮空位 (NV) 色心的核自旋相干时间已经达到秒量级<sup>[31]</sup>, 但是室温下金刚石中的光学声子会导致跃迁频率严重展宽, 因此金刚石 NV 色心方案现在还不适合应用于建立量子纠缠<sup>[32]</sup>.

### 2.1 基于稀土离子掺杂的固态量子存储

2015 年, 澳大利亚的研究者<sup>[33]</sup>在液氮温度 (2 K) 下, 实现了铕三价离子掺杂硅酸钇 ( $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ) 晶体中的基态超精细分裂能级间的相干时间达到 6 h. 这么长的相干时间主要得益于使用了零值一阶塞曼 (zero first-order Zeeman) 方法来降低磁场波动对自旋波相位演化的影响, 还使用了动态解耦方式来增长相干时间. 这项工作使得稀土掺杂晶体成为了最有希望实用化的量子存储方案之一. 接下来人们要努力的是实现高保真度和高存储效率的真正的量子存储器而不仅仅是 6 h 的基态相干时间.

稀土离子掺杂的固态量子存储器有四个特点:

第一, 稀土离子的  $5s^2$  和  $5p^6$  壳层在  $4f$  壳层的外面, 因此对于  $4f$  壳层的电子有很好的屏蔽效果, 使得  $4f$  壳层电子的能级具有较长的相干时间;

第二, 稀土离子电子的波函数不能满足空间反演对称, 否则  $4f$  壳层的电子能级之间的偶极跃迁被跃迁定则禁止. 幸运的是宿主晶体可以破坏稀土离子的空间反演对称;

第三, 稀土离子掺杂的固态量子存储器要工作在极低温 (几开尔文) 环境中, 以减小宿主晶体的声子对掺杂离子产生影响<sup>[34]</sup>;

第四, 存储带宽 (GHz 以上) 大、寿命长, 因此具有时间域和频率域的多模存储能力.

中国科学技术大学李传锋研究组基于钕离子掺杂钒酸钇 ( $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ ) 晶体实现了单光子多模式 (100 个时间模式) 量子存储<sup>[12,35]</sup>, 其实验装置如图 1 所示.

### 2.2 环形光路存储

光路存储器的工作原理是: 光子在光路中低损耗地传播, 以实现延时或存储功能. 为了实现存储时间可编程控制, 光路存储器一般为环形光路 (光

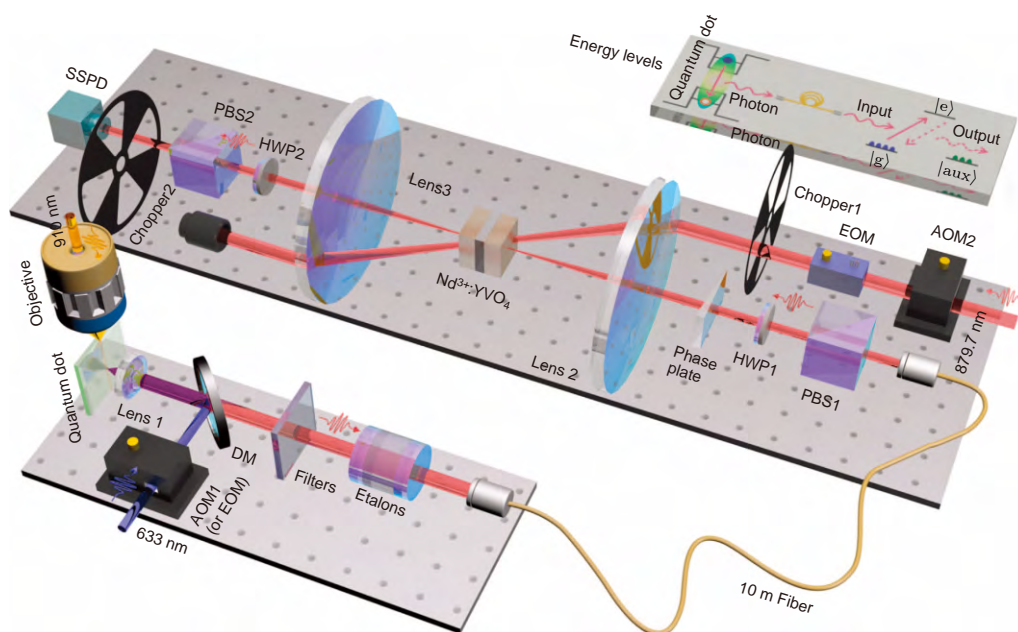


图 1 基于钕离子掺杂钒酸钇晶体的量子存储(单光子来源于另一个光学平台的量子点)<sup>[35]</sup>

Fig. 1. Quantum memory based on a  $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$  crystal<sup>[35]</sup>. The single photons are emitted from a quantum dot on another optical table.

在这个环形里转圈). 在环形光路存储器里加一个电光调制器和偏振分束器, 通过改变光子的偏振实现光子的存储和读取<sup>[36,37]</sup>. 在水平偏振的光子透过偏振分束器并进入环形光路之后, 电光调制器将其偏振变为垂直偏振. 垂直偏振的光子不能透过偏振分束器, 因此就在这个环里低损耗地转圈. 环形光路的周长决定了存储时间的步长, 而光路损耗限制了存储寿命(百纳秒量级). 由于环形光路存储不会引入噪音, 而且特别适合存储短脉冲(带宽大), 因此在某些应用(比如同步多光子、操纵光子的时间模式)中会有其独特的优势.

### 2.3 电磁感应透明量子存储

EIT 的原理是: 在控制光的作用下, 原子气体原来的共振吸收峰消失并出现透明窗口, 探测光在这个窗口区域内感受到的是无吸收的正常色散. 前面提到光脉冲在正常色散介质中传播会出现慢光速效应, 而慢光效应会导致脉冲宽度变窄. 本来在空气中脉宽远大于存储介质尺寸的脉冲, 被压窄后可以整个处于存储介质中. 探测光进入介质中后与介质形成暗态激化子, 并以远低于  $c$  的速度在介质中传播<sup>[38]</sup>. 关闭控制光后, 透明窗口消失, 探测光脉冲会被介质吸收, 并以相干态的形式存储在介质中. 存储一段时间后, 重新打开控制光便可将存储的相干态读取出来, 即存储的相干态重新变成光子并从介质中辐射出来. 基于冷原子的 EIT 存储已

经实现对单光子态的存储<sup>[13,15]</sup>, 而且对经典光脉冲的存储效率已经达到了 92%<sup>[39]</sup>. 2017 年, 华南师范大学颜辉研究组<sup>[40]</sup>基于冷原子 EIT 实现了 65% 的单光子存储效率, 其实验原理如图 2 所示. 这是有史以来存储外来单光子的量子存储器首次超越不可克隆阈值(50% 的存储效率)<sup>[41]</sup>.

可以看出, 冷原子 EIT 存储已经取得了非常

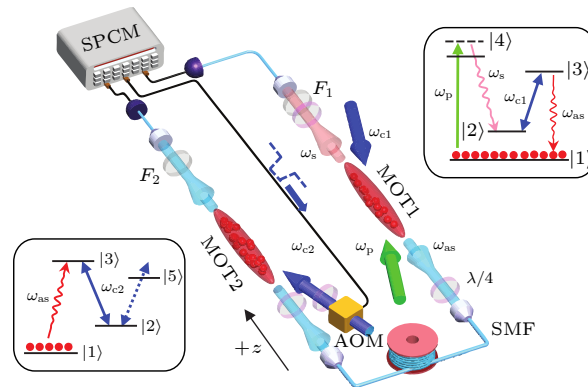


图 2 基于冷原子 EIT 的量子存储(第一个磁光阱(MOT1)囚禁的雪茄型铷原子系综用来产生双光子对, 第二个磁光阱(MOT2)囚禁的铷原子系综作为量子存储器, 用来存储来自于 MOT1 的 anti-Stokes 光子)<sup>[40]</sup>

Fig. 2. EIT quantum memory based on cold atoms<sup>[40]</sup>. The rubidium atomic ensemble in the first cigar-shaped magneto-optical trap (MOT1) is used to generate photon pairs. The rubidium atomic ensemble in MOT2 acts as a quantum memory, and is used to store the anti-Stokes photons from MOT1.



好的结果, 而现在的问题是:

1) 可工作在量子区域的室温低噪音 EIT 存储还没有实现, 因为室温条件下原子运动剧烈, 碰撞荧光噪音严重<sup>[42]</sup>, 碰撞荧光噪音和 EIT 存储方案中的待存单光子的频率相同或相近, 所以很难被滤除;

2) EIT 方案的透明窗口一般都在 MHz 量级, 不适合用来实现宽带存储, 即使使用足够强的控制光来产生更宽的透明窗口, 但是这个窗口的宽度仍然受到激发态的超精细分裂 (对于碱金属原子, 激发态的超精细分裂在 100 MHz 的量级) 的限制<sup>[43]</sup>.

## 2.4 磁场梯度回波存储

磁场梯度回波存储 (gradient echo memory, GEM)<sup>[44,45]</sup>是可反转非均匀展宽存储大类中的一个很有代表性的方案, 其工作原理如图 3 所示. 磁场 GEM 是在原子池的纵向上有一个线性梯度磁场. 这里的纵向是指与光传播方向相同的方向. 纵向梯度磁场由螺距渐变的通电螺线管产生. 不同的磁场强度导致原子磁子能级移动不同, 即在纵向上原子能级存在频率梯度. 因此待存储的光子在纵向上感受到的失谐是沿纵向逐渐变化的. 待存光子的各种频率成分沿纵向被逐渐吸收. 渐变的能级移动导致纵向上不同位置的原子波函数的相位演化速度也是渐变的. 在读取时, 磁场梯度反转 180°, 原子能级的频率梯度反转 180°. 原子波函数的相位差反

向演化, 经过一定的演化时间, 波函数的相位恢复到初始状态并出现干涉增强, 存储的光子便可被取出来. 从相位差演化来看, GEM 与原子频率梳类似. 另外, GEM 还结合了拉曼存储的特点: 一束强的耦合光将待存光子转移到长寿命的基态上, 这样便克服了激发态寿命太短的问题. 等到读取时这个强的耦合光相当于拉曼存储中的读光.

关于磁场 GEM, 有以下 7 点需要了解.

1) 磁场的梯度决定了原子波函数相位的演化速度. 如果关掉磁场, 即磁场为零, 则不同原子波函数的相位差恒定不变. 对于磁场 GEM, 除了人为设计的梯度磁场外, 还要使用磁屏蔽筒将环境磁场屏蔽掉. 不然, 螺线管的电流为零, 即关掉人造梯度磁场后, 原子波函数的相位差在环境磁场中仍然会变化. 由于环境磁场是杂乱无规则的, 所以不同原子波函数相位关系不会像在规则梯度磁场里那样可以周期性恢复. 波函数相位关系不满足相干相长, 也就是原子波函数退相干, 这会影响到读取效率和存储寿命. 不论是远失谐拉曼存储还是其他类型的存储, 都需要磁屏蔽的原因就是要让原子池感受到的环境磁场的磁感应强度尽量为零, 以避免波函数退相干.

2) 由于纵向梯度磁场的存在, 读取出来的光子在向前传播的过程中不再与遇到的原子共振, 因此不容易被原子重新吸收. 所以磁场 GEM 具有较高的读取效率<sup>[46]</sup>.

3) 通过改变磁场梯度, 可以改变光脉冲的频谱宽度, 因此 GEM 可以实现光脉冲的拉伸和压缩.

4) 能够同时存储多个光脉冲 (多个脉冲一个个依次进入存储器), 而且可以任意调整读取顺序.

5) 可以实现脉冲的分束操作 (即每次读取只读出一部分存储的光子).

6) 在现有的实验条件下, 磁场梯度存储的带宽只有 MHz 量级.

7) 室温下的磁场 GEM 方案和拉曼存储方案有类似的噪音问题 (见 2.5 节), 所以目前还只适合存储经典光脉冲.

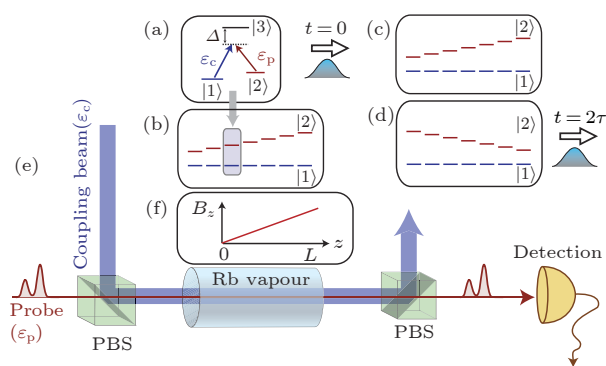


图 3 磁场 GEM 的原理图<sup>[45]</sup> (a) 三能级系统; (b) 沿  $z$  方向线性频移的原子系综; (c) 光脉冲将要存入频移了的原子系综; (d) 在  $\tau$  时刻, 频率梯度反转, 在  $2\tau$  时刻出现光子回波; (e) 主要光路; (f) 施加的梯度磁场  $B_z$ .

Fig. 3. GEM schematic<sup>[45]</sup>: (a) A three-level system; (b) an ensemble of atoms with linearly varying frequency shift in the  $z$  direction; (c) a pulse of light is stored in the frequency-shifted ensemble; (d) after reversal of the frequency gradient at time  $\tau$ , a photon echo emerges at time  $2\tau$ ; (e) the optical layout; (f) the applied magnetic field,  $B_z$ .

## 2.5 远失谐拉曼存储

高存储读取效率、低噪音、长寿命 (或者大的时间带宽积)、室温条件下运行, 这四点成为衡量一个量子存储器是否能够实用的重要标准. 遗憾的是, 大量的实验和理论证明这四点很难同时被满足. 在基于室温原子系综的存储方案中碰撞荧光噪



音和量子态的退相干成为了主要问题, 这两个问题导致室温下的共振或近共振原子实验不能很好地工作在量子区域<sup>[14,42,47]</sup>. 为了解决近共振情况下的碰撞荧光噪音和存储带宽太小的问题, 英国牛津大学的 Walmsley 研究组<sup>[48]</sup>于十几年前开始尝试远失谐拉曼存储, 其原理如图 4(a) 和图 4(b) 所示. 值得一提的是, 2014 年, Walmsley 研究组<sup>[49]</sup>在具有 kagome 结构的空心光纤 (内直径 26  $\mu\text{m}$ ) 中充入铯原子, 并实现了单光子量级的室温远失谐拉曼存储, 见图 4(c). 相对于自由空间光存储, 这种空心光纤光存储需要的控制光 (也称写光、读光) 能量低 200 倍, 而且可以和其他光学元器件 (比如单模光纤) 集成.

不论是 EIT 存储还是磁场 GEM, 还是这里的拉曼存储, 这些存储方案采用的能级结构大多都是  $\Lambda$  型能级结构, 采用的原子初态往往是碱金属原子

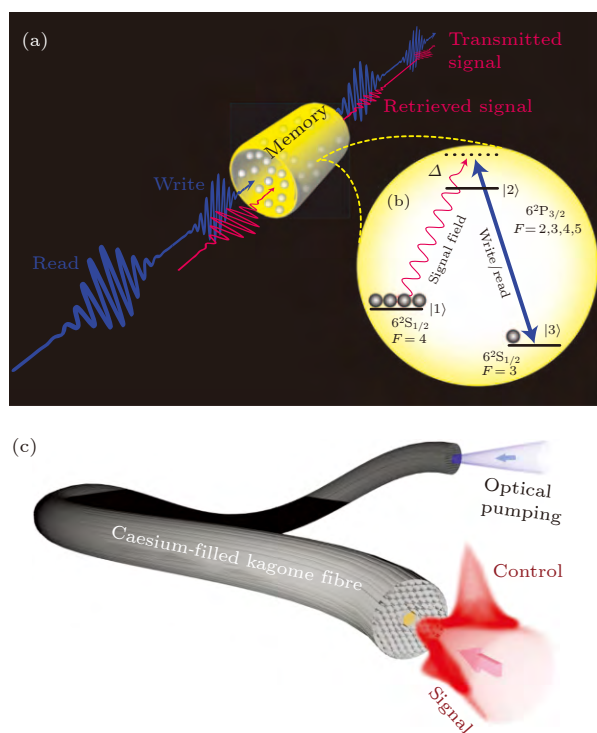


图 4 远失谐拉曼存储 (a) 实验原理<sup>[48]</sup>; (b)  $\Lambda$  型能级结构, 强的控制光 (蓝线) 激发出虚能级 (黑色虚线), 并将信号光子 (红线) 耦合进铯原子系综或者将存储的信号光子读取出来<sup>[48]</sup>; (c) 在空心光子晶体光纤中实现单光子量级的宽带光存储<sup>[49]</sup>

Fig. 4. Far off-resonance Raman memory: (a) Principle of experiment<sup>[48]</sup>; (b)  $\Lambda$ -type energy level; the strong control light (blue line) induces a virtual energy level (black dashed line), and couples (retrieve) the signal photons (read lines) into (from) the caesium atomic ensemble<sup>[48]</sup>; (c) broadband single-photon-level memory in a hollow-core photonic crystal fibre<sup>[49]</sup>.

基态超精细分裂的某一个子能级, 采用的中间态为碱金属原子的第一激发态, 而采用的存储态是基态超精细分裂的另外一个子能级. 这样的存储态寿命长, 但缺点是: 原子初态能级和存储态能级间的频率差不到 10 GHz, 比如铯原子的基态超精细分裂只有 9.19 GHz. 在远失谐拉曼存储方案中, 需要很强的控制光将外来光子耦合到原子系综里面, 而这个强控制光会产生严重的四波混频噪音. 控制光的失谐越大, 信号光子和荧光噪音的频率差就可以越大, 经过频率滤波后荧光噪音就越少, 但是失谐越大, 四波混频噪音越不可忽略. 当强控制光的失谐大到和基态超精细分裂相当时, 四波混频噪音变的不可忽略. 为了实现远失谐拉曼存储, 控制光的失谐既要足够大以避免荧光噪音 (几个 GHz 的分布范围) 又要足够小 (远小于基态超精细分裂) 以减小四波混频噪音的影响. 总之, 基于室温碱金属原子的  $\Lambda$  型量子存储不能在原理上同时消除荧光噪音和四波混频噪音. 与热原子实验不同的是: 在冷原子实验中碰撞荧光噪音不严重. 中国科学技术大学郭光灿研究组<sup>[26]</sup>已经实现基于冷原子的拉曼存储 (控制光蓝失谐 70 MHz). 在室温拉曼存储方面, 华东师范大学的张卫平研究组<sup>[50]</sup>通过最优化控制脉冲技术实现了前所未有的 82.6% 的总存储效率. 不过到目前为止, 还没有哪个研究组在室温拉曼存储中观察到非经典特性.

## 2.6 梯形量子存储

为了从原理上完全避开四波混频噪音和荧光噪音, 英国牛津大学的 Walmsley 研究组<sup>[27]</sup>和以色列魏茨曼科学研究所的 Firstenberg 研究组<sup>[28]</sup>尝试了具有梯形能级结构的存储方案, 并且实现了近乎无噪音的室温存储, 不过存储寿命分别只有 5.4 ns 和 86 ns. 这类梯形存储方案使用的初态是碱金属原子的基态, 使用的中间态为碱金属原子的第一激发态, 使用的存储态是碱金属原子更高的激发态, 因此存储寿命受制于激发态的寿命. 如图 5 所示, 在梯形存储方案中, 待存光子耦合的是原子初态和第一激发态, 而强控制光耦合的是第一激发态和存储态. 在能级图上看, 从上往下依次是高激发态、第一激发态、基态. 强控制光没有耦合初态, 因此不会像  $\Lambda$  型存储那样激发出大量荧光噪音. 另外, 强控制光和待存光子的频率差距很远, 因此仅仅使用滤波片 (而不是繁琐的频率滤波腔) 就可以将强控制光滤除. 可以说, 梯形存储完美地解决了室温原子实验中的四波混频噪音和荧光噪音问题, 特别

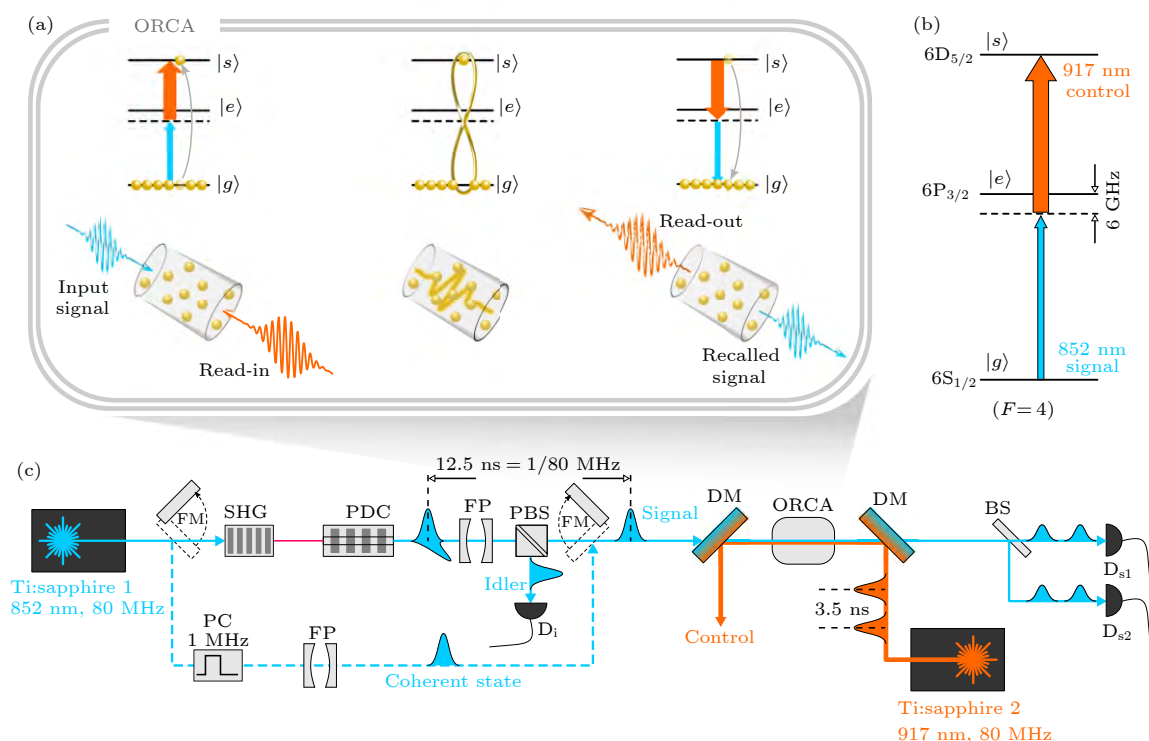


图 5 基于非共振梯形吸收的量子存储<sup>[27]</sup> (a) 信号光子(蓝线)和控制光(橙线)反向传播;(b) 具体采用的铯原子能级, 其中  $6D_{5/2}$  是存储态;(c) 实验装置图

Fig. 5. Quantum memory protocol based on off-resonant cascaded absorption (ORCA)<sup>[27]</sup>: (a) The weak input signal pulse (blue line) and strong control pulse (orange line) are counter-propagating; (b) the relevant caesium atomic levels, where the storage state is  $6D_{5/2}$ ; (c) the experimental setup.

是控制光自身也能轻松被滤除. 梯形存储满足了室温条件下的低噪音运行, 但是在存储效率和存储寿命方面有待提高. 在原理上, 梯形存储的寿命受制于激发态的寿命, 因此不能实现长寿命存储.

### 2.7 基于原子气体的量子存储

原子气体存储器主要基于碱金属原子(铷原子或者铯原子)气体. 之所以选择碱金属原子, 是因为其最外层单个电子的轨道角动量和自旋角动量与原子核的自旋角动量耦合形成的能级结构简单, 具备常用到的  $\Lambda$  型能级结构和梯型能级结构. 原子气体存储器又分冷原子存储和热原子存储. 为了突出热原子存储在运行温度方面的优势, 几十摄氏度的热原子存储都被称为室温原子存储. 基于原子气体的量子存储的代表性工作见图 6<sup>[51]</sup>, 详细信息见表 1. 可以看出, 除了 2018 年的两项工作外, 所有的室温存储器的互关联函数都低于 6, 然而想要破坏 CHSH 不等式(注意, CHSH 不等式是贝尔不等式的一般形式), 需要互关联函数  $g^{(2)} > 6$ <sup>[52-54]</sup>. 这也是一直以来我们没有看到过基于室温原子存储器的单光子量子远程传态、量子纠缠交换、量子

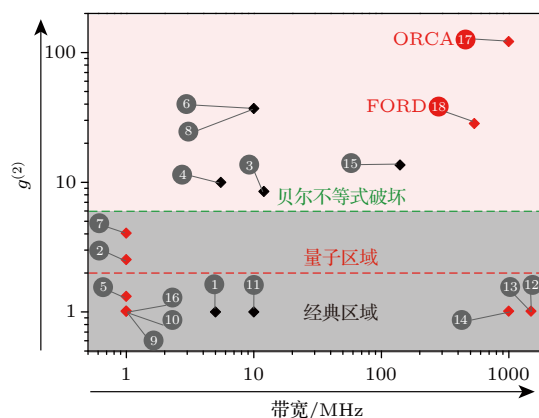


图 6 在实现宽带量子存储的历程中, 基于原子系综的量子存储的代表性工作<sup>[51]</sup>, 其中冷原子实验用黑色方块表示; 热原子实验用红色方块表示; ORCA 表示梯形量子存储; FORD 表示远失谐 DLCZ 量子存储

Fig. 6. Milestone works of quantum memory towards broadband and quantum regime in atomic ensemble<sup>[51]</sup>. The quantum memory experiments in cold atoms are shown in black diamond. The quantum memory experiments in room-temperature atoms are shown in red diamond. ORCA: Quantum memory based on off-resonant cascaded absorption. FORD: Quantum memory based on far off-resonance DLCZ protocol.

表 1 各种基于原子系综的具有代表性的量子存储器及其重要参数<sup>[51]</sup>  
 Table 1. Milestone works on quantum memory in atomic ensemble and key figures of merit<sup>[51]</sup>.

具有代表性的工作	存储方案	存储器温度	互关联函数 $g^{(2)}$	带宽	时间带宽积
1 <i>Phys. Rev. Lett.</i> <b>110</b> 083601 (2013)	EIT	300 $\mu$ K	$\leq 2$	$< 5$ MHz	74
2 <i>Nature</i> <b>438</b> 837 (2005)	EIT	303–320 K	2–3	$\sim 1$ MHz	$\sim 1$
3 <i>Nature</i> <b>438</b> 833 (2005)	EIT	$\sim 100$ $\mu$ K	8.5	12 MHz	120
4 <i>Nat. Photon.</i> <b>5</b> 628 (2011)	EIT	$\sim 100$ $\mu$ K	10	5.5 MHz	13
5 <i>Phys. Rev. A</i> <b>75</b> 040101 (2007)	DLCZ	333 K	1.3	1 MHz	NA
6 <i>Nat. Phys.</i> <b>5</b> 95 (2009)	DLCZ	100 $\mu$ K	37	$< 10$ MHz	$< 10000$
7 <i>Opt. Lett.</i> <b>37</b> 142 (2012)	DLCZ	310 K	4	1 MHz	5
8 <i>Nat. Photon.</i> <b>10</b> 381 (2016)	DLCZ	$\sim 100$ $\mu$ K	$\sim 37$	$< 10$ MHz	$< 2200000$
9 <i>Nature</i> <b>461</b> 241 (2009)	GEM	300K	$\leq 2$	1 MHz	NA
10 <i>Nat. Commun.</i> 174 (2011)	GEM	351 K	$\leq 2$	$\sim 1$ MHz	$\leq 10$
11 <i>Optica</i> <b>3</b> 100 (2016)	GEM	100 $\mu$ K	$\leq 2$	$< 10$ MHz	84
12 <i>Nat. Photon.</i> <b>4</b> 218 (2010)	Far off-resonance Raman	335.5 K	$\leq 2$	1.5 GHz	18
13 <i>Phys. Rev. Lett.</i> <b>107</b> 053603 (2011)	Far off-resonance Raman	335.5 K	$\leq 2$	1.5 GHz	2250
14 <i>Phys. Rev. Lett.</i> <b>116</b> 090501 (2016)	Far off-resonance Raman	343 K	$\leq 2$	1 GHz	95
15 <i>Nat. Photon.</i> <b>9</b> 332 (2015)	Raman memory	$\sim 100$ $\mu$ K	13.6	140 MHz	200
16 <i>Nature</i> <b>432</b> 482 (2004)	Off-resonant Faraday interaction	300 K	$\leq 2$	NA	NA
17 <i>Phys. Rev. A</i> <b>97</b> 042316 (2018)	Off-resonant cascaded absorption (ORCA)	364 K	120	1 GHz	5
18 <i>Commun. Phys.</i> <b>1</b> 55 (2018)	Far off-resonance DLCZ (FORD)	334 K	28	537 MHz	700

中继器和量子网络的原因. 表 1 中第 17 和第 18 项工作几乎是同一时间完成的, 都是第一次实现了室温宽带量子存储器. 相比于第 17 项工作, 第 18 项工作的时间带宽积 (存储寿命除以脉宽) 高了 140 倍. 2.8 节将详细介绍第 18 项工作.

## 2.8 基于室温原子系综的远失谐 DLCZ 量子存储

相对于低温量子存储器, 室温量子存储器有其独特的优点: 不需要复杂的冷却设备, 操作起来更简便, 因此室温量子存储器的实用性更强. 但是在室温条件下, 荧光噪音和量子态的退相干成为主要问题, 这导致室温实验不能很好地工作在量子区域或者只有很短的存储寿命. 在室温下, 基于原子系综的近共振存储方案中待存光子的频率和碰撞荧光噪音的频率相近, 所以荧光噪音很难被滤除. 通过使用大失谐, 远失谐拉曼存储可以避开荧光噪音并且具有很大的存储带宽, 但是强控制光引入的自发拉曼散射和四波混频噪音导致其不能工作在量子区域.

在借鉴前人工作的基础上, 本研究组提出并实现了 FORD (far off-resonance Duan-Lukin-Cirac-Zoller) 方案<sup>[51]</sup>. 图 7 所示为 FORD 方案的原理图.

下面给出 FORD 方案的特点和可行性分析.

1) FORD 方案不需要复杂的外部单光子源. 一个远失谐的写脉冲激发原子气体 (这里用的是铯原子气体), 原子气体会有一定概率辐射出一个 Stokes 光子, 同时会在原子气体内部产生一个与 Stokes 光子关联的集体激发态. 探测到 Stokes 光子也就意味着集体激发态的成功存储. FORD 量子存储器存储的就是这个集体激发态, 这与所有基于 DLCZ 方案的存储器相同. 相对于需要外部单光子源的量子存储器, FORD 量子存储器的写入效率极高. 值得一提的是: 在一些冷原子实验中, 往往采用与存储器相同的原子系综来产生单光子<sup>[26,40]</sup>, 这种单光子源的频率和带宽能够与量子存储器的直接匹配. 对于室温量子存储器而言, 有一个与之直接匹配的单光子源同样很重要. 不过由于噪音问题, 能够直接与室温宽带量子存储器匹配的单光子源直到最近才得以实现<sup>[55]</sup>.

2) 由于 FORD 存储不像远失谐拉曼存储那样需要强控制光将外来光子耦合到原子气体中, 所以在 FORD 量子存储的写过程中不会有严重的四波混频噪音.

3) 室温宽带 FORD 存储的寿命受制于原子的热运动导致的原子丢失和自旋波退相干<sup>[56]</sup>, 也受制



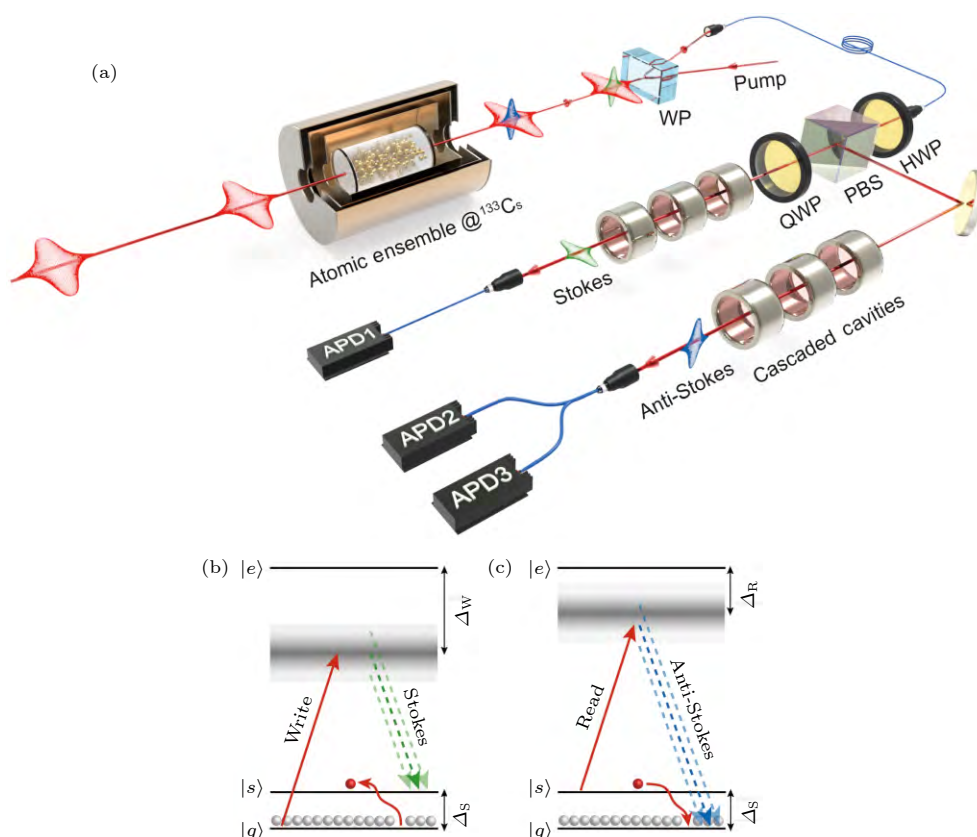


图7 FORD存储方案的原理图<sup>[51]</sup> (a) 实验装置图, 其中铯池置于3层磁屏蔽筒内并被加热到61.3 °C, WP代表沃拉斯顿棱镜; QWP代表四分之一波片; HWP代表二分之一波片; PBS为偏振分束器; (b) FORD存储的写过程; (c) 读过程

Fig. 7. Experimental principle<sup>[51]</sup>. (a) Experimental setup. The caesium cell is packed in a three-layer magnetic shielding and is heated up to 61.3 °C. WP, Wollaston prism; QWP, quarter-wave plate; HWP, half-wave plate; PBS, polarization beam splitter. (b) The write process of FORD quantum memory. (c) The read process.

于原子与原子池壁的碰撞导致的自旋弛豫, 这是所有基于室温原子系综的量子存储器都面临的问题. 但这不是原理上的问题, 因为可以使用更细更短的原子池将原子限制在光束作用区域和自旋波半波长之内. 另外可以使用内壁镀有抗弛豫膜的原子池来延长存储寿命.

4) 在热原子实验中, 碰撞荧光噪音分布在原子共振频率附近几个 GHz 范围内. 在 FORD 方案中, 写光和读光的失谐大于荧光的频率分布范围, 想要的 Stokes 光子和 anti-Stokes 光子的频率和碰撞荧光噪音的频率差至少有几个 GHz, 所以碰撞荧光噪音可以被频率滤波器滤除. 根据以上分析, Stokes 光子和 anti-Stokes 的带宽可以接近 GHz 而不会与荧光噪音混在一起, 因此 FORD 方案具有大带宽、低荧光噪音的优点, 这一点与远失谐拉曼存储类似.

5) 存储一段时间后, 使用失谐为几个 GHz 的读脉冲可以将存储的集体激发态读出为 anti-Stokes 光子. FORD 量子存储方案的读取过程类

似于拉曼存储的读取过程. 在读取过程中, 读光的失谐 (几个 GHz) 比基态超精细分裂 (9.19 GHz) 小很多, 这样可以降低四波混频噪音的影响. 相对于失谐十几个 GHz 的远失谐拉曼存储来说, FORD 方案的四波混频噪音低很多.

从上面的分析可以看出, FORD 方案原理上是可行的. 经过数年努力, 我们在实验上证明了 FORD 方案可以在很大的失谐范围内工作在量子区域, 而最优失谐在  $\Delta_r = 4$  GHz 附近. 在最优失谐下我们测到了高达 28 的互关联函数、0.0001 的无条件噪音水平、高达 700 的时间带宽积<sup>[51]</sup>. 不仅如此, 我们在具体实验中使用了同向共轴方式, 即写光、读光、想要的 Stokes 光子和 anti-Stokes 光子同向共轴. 这种方式噪音最大, 比如写读光的漏光带来的噪音. 就是在这种极端情况下, 我们仍然获得了上面所述的非经典性. 可以预见, 如果采用低噪音的非共轴方式, FORD 存储的噪音水平会更低. 这么低的噪音水平得益于方案的优越性和下面总结的多重噪音压制方法.



## 2.9 噪音滤除以及优化读取效率和存储寿命的方法

对于室温量子存储而言, 噪音问题曾是最棘手的问题, 也是之前许多室温存储不能很好地工作在量子区域的原因. 这里总结出量子存储常用到的四种滤除噪音的方法: 空间滤波、偏振滤波、频率滤波、时间滤波.

1) 空间滤波. 噪音光子的空间分布往往和想要的光子的空间分布有区别, 基于此可以利用单模光纤定义一个特定的空间收集角.

2) 偏振滤波. 大部分噪音光子的偏振方向和想要的光子的偏振方向垂直. 比如远失谐拉曼跃迁时激发出来的 Stokes 光子和 anti-Stokes 光子的偏振与写光和读光的偏振垂直. 可以使用高消光比的偏振器件尽量消除写光和读光的漏光. 另外, 偏振器件还用来消除光路中的干涉现象, 比如使用偏振分束器或者隔离器可以使得光束只能单向传播, 这样可以消除光束来回反射导致的干涉效应. 否则, 这种来回反射或者干涉将会导致整体的滤波能力严重下降.

3) 频率滤波. 大部分的噪音光子和想要的光子的频率不同, 因此可以利用频率滤波器滤除噪音. 常用到的频率滤波器有: 原子池 (利用某个共振跃迁来吸收噪音光)、带通滤波片、法布里-珀罗腔 (FP 腔).

4) 时间滤波. 想要的光子只在特定的时间段出现, 所以单光子计数器只需要在这段特定的时间段内计数, 或者处理数据时只选取这特定时间段内的数据, 这样可以去掉大量噪音.

以上四种去噪方法还需要配合巧妙的实验方案和光路设计, 这往往从源头上决定了噪音的数量级.

理论上非共振拉曼过程可以有接近 100% 的读取效率<sup>[25,50]</sup>. 我们现在的读取效率 (略高于 10%) 受制于实验装置的不足 (只有一套激光脉冲产生系统). 由同一套脉冲产生系统输出的写光和读光频率相同, 而读取过程的失谐远小于写过程的失谐, 因此写过程中有很大概率将集体激发态读出, 导致读取效率的提升受限. 如果我们有两套独立的脉冲产生系统, 那么写光和读光的频率、动量、带宽、强度都可以互相独立的调节. 比如我们使用失谐小一些但是强度比较弱的写光, 在保持激发概率不变的情况下, 写过程的失谐  $\Delta_W$  比写过程中发生读取效应的失谐  $\Delta_R$  小很多, 那么写过程中

发生的读取效应就可以忽略. 对于读取效率, 可能的改善措施还包括增大脉冲能量、匹配脉冲形状<sup>[57]</sup>、腔增强<sup>[58,59]</sup>、反射相干增强<sup>[60]</sup>.

虽然时间带宽积足够大很重要, 但是对于特定的通信距离, 足够长的存储寿命意味着更少的量子中继器.

1) 在冷原子实验中, 研究者采用光晶格囚禁原子以消除原子运动导致的退相干, 并且人为补偿囚禁光的非均匀性导致的有差异的 ac Stark 能级移动, 实现了存储寿命长达百毫秒量级的量子存储<sup>[18,61]</sup>. 另外, 通过设置合适的偏置磁场和使用微波的动力学退耦合作用, 在冷原子系综和稀土离子掺杂固体中都已实现了几十秒的相干光存储<sup>[62,63]</sup>. 而且研究者在稀土离子掺杂晶体中还实现了长达一分钟的图像存储<sup>[63]</sup>.

2) 对于室温原子实验, 制约存储寿命的主要问题是原子运动跑出作用区域. 可以用更细的原子池来保持原子总是处于作用区域里. 同时需要给原子池内壁镀抗弛豫的膜层, 以防止因碰撞导致相干态被破坏. 在内壁镀抗弛豫膜的池子内, 碱金属原子塞曼子能级的相干时间已经可以达到 60 s<sup>[64]</sup>. 最近, 基于内壁镀有抗弛豫膜的细原子池, 室温量子存储的存储寿命已经达到 270  $\mu\text{s}$ <sup>[65]</sup>. 另外值得一提的是, 通过使用抗弛豫镀膜和磁量子数差 1 的塞曼相干态, 基于室温原子的经典光存储的寿命已经达到 1 s<sup>[66]</sup>.

## 3 量子存储的应用

量子存储器可应用于多光子同步<sup>[67]</sup>、确定性单光子源<sup>[68]</sup>、量子中继器<sup>[69]</sup>、光与物质混合干涉仪<sup>[70]</sup>. 这里以量子中继器的典型方案 (DLCZ 方案) 和多光子同步为例进行简要介绍.

### 3.1 基于 DLCZ 方案的量子中继器

DLCZ 方案是由段路明, M. D. Lukin, J. I. Cirac 和 P. Zoller 四位科学家于 2001 年提出的, 旨在利用原子系综和线性光学实现远距离量子通信<sup>[16]</sup>. 后来人们以四个人的名字命名了这个方案. DLCZ 方案的特点是通过测量光子数来纠缠两个原子系综, 其原理如图 8(a) 和图 8(b) 所示. 在这里我们不能分辨这个 Stokes 光子是来源于原子池 A 还是来源于原子池 B, 就好像是在杨氏双缝干涉实验中我们不知道光子会从哪个狭缝透过一样, 如图 8(c) 所示. 不能分辨光子从哪个狭缝透过是

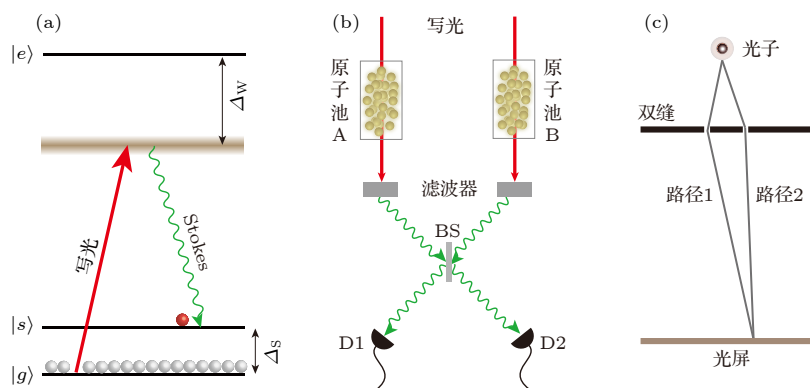


图 8 基于 DLCZ 方案建立纠缠的原理 (a) 一开始, 原子被制备在初态  $|g\rangle$  上, 然后写光与原子相互作用, 并以百分之几的概率产生 Stokes 光子; (b) 探测器 1 (记为 D1) 和探测器 2 (记为 D2) 探测到的光子有可能是来自于原子池 A 也有可能来自于原子池 B, 在不能分辨 Stokes 光子是来源于原子池 A 还是 B 的前提下, 如果 D1 和 D2 两个探测器只有一个探测到光子且只探测到一个光子, 则原子池 A 和 B 之间存在纠缠; BS, 光束分束器, 这里用的分束比是 50 : 50; (c) 杨氏双缝干涉, 我们不能确定光子会从哪个狭缝通过

Fig. 8. Generation of entanglement based on DLCZ protocol. (a) Initially, the atoms are prepared in state  $|g\rangle$ . Then a write light interacts with atoms and generates a Stokes photon with a probability of a few percent. (b) The photons detected by the detector 1 (denoted by D1) and detector 2 (denoted by D2) may come from either the cell A or the cell B. If the two detectors (D1 and D2) detect only one photon, and one cannot distinguish whether the photon is from the cell A or cell B, then the entanglement between the cell A and cell B is established. BS: beam splitter with a splitting ratio of 50 : 50. (c) Young's double slit experiment. We can not distinguish which slit the photon passes through.

杨氏双缝干涉条纹出现的前提条件, 也是光子的波函数可以写成叠加态的前提条件. 同理, 这里原子池 A 和 B 之间可以建立纠缠的条件是: Stokes 光子的波函数可以写成如下的叠加态形式:

$$\Psi_{AB} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\text{Stokes}\rangle_A + |\text{Stokes}\rangle_B), \quad (1)$$

其中  $|\text{Stokes}\rangle_A$  表示的是 Stokes 光子来源于原子池 A;  $|\text{Stokes}\rangle_B$  表示的是 Stokes 光子来源于原子池 B. 根据 DLCZ 方案, 通过对多个原子系综进行纠缠交换, 便可逐级实现更远距离量子通信, 其工作原理如图 9 所示. 这种原子系综之间的纠缠交换类似于 1998 年实现的光子之间的纠缠交换<sup>[71]</sup>.

DLCZ 方案类似于 1999 年 C. Cabrillo, J. I. Cirac, P. García-Fernández 和 P. Zoller 四人提出的两个原子之间建立纠缠的方案<sup>[72]</sup>. 相对于使用两个原子, 使用两个原子系综来建立纠缠有如下四方面的重要优势.

1) 原子系综内含有大量原子, 所有原子都参与集体激发态的产生和存储, 存在集体增强效应. 辐射出的 Stokes 光子集中在与写光同向共轴的一个小立体角内<sup>[73,74]</sup>. 这方便了对 Stokes 光子的收集, 同时也提高了信噪比. 比如荧光噪音分布在各个方向, 所以大部分荧光噪音可以被空间滤波滤除.

2) 大量原子波函数之间存在干涉, 存在相位

匹配条件<sup>[69]</sup>, 这使得在读取过程中产生的 anti-Stokes 光子也只分布在某个特定方向. 这个方向与读光和写光之间的夹角有关. 图 7 使用的是共线方式, 即写光和读光共轴同向. 根据相位匹配条件, 图 7 中写读光的方向也是 anti-Stokes 光子的辐射方向. 相对于非共线方式, 共线方式产生的自旋波波长最长, 原子运动导致的退相干效应较小, 因此共线方式的存储寿命较长<sup>[56]</sup>. 在共线方式下, 山西大学王海研究组<sup>[75]</sup>通过使用 13.5 G ( $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ) 的磁场排除了对磁场敏感的能级跃迁, 并且首次实现了将光偏振量子比特存储为对磁场不敏感的自旋波, 在冷原子中实现了 4.5 ms 的 EIT 存储.

3) 原子气体可以装在一个玻璃池中, 操作起来比较简单. 而单个原子的囚禁设备复杂, 而且原子容易丢失.

4) 单个原子的光学厚度太低, 因此产生 Stokes 光子的概率太低.

### 3.2 基于量子存储的多光子同步

量子存储器除了可以用作量子中继器, 还可以用于产生确定性单光子和同步多光子. 基于参量下转换的概率性单光子源 (关联光子对), 其信号光子预报另一个光子存在的预报概率通常只有 20%. 利用基于 DLCZ 方案的量子存储器可以提高预报

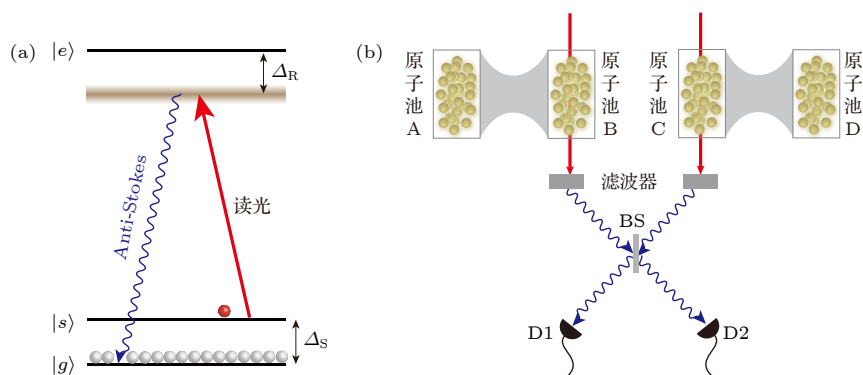


图9 基于 DLCZ 方案的纠缠交换 (a) 读取过程, 读光将存储态  $|s\rangle$  读出为 anti-Stokes 光子; (b) 纠缠交换, 一开始, 原子池 A 和 B 存在纠缠, 原子池 C 和 D 存在纠缠, 原子池 B 和 C 在读光作用下有一定概率产生 anti-Stokes 光子, 在不能分辨光子是来源于原子池 B 还是 C 的前提下, 如果 D1 和 D2 两个探测器只有一个探测到光子且只探测到一个光子, 则原子池 A 和 D 之间会产生纠缠; 以此类推, 便可在距离很远的两个原子系综之间建立纠缠

Fig. 9. Entanglement swapping based on DLCZ protocol. The retrieval process. The read light retrieves the storage state  $|s\rangle$  out as an anti-Stokes photon. (b) Entanglement swapping. Initially, cell A and B are entangled, cell C and D are entangled. Under the influence of read light, both the cell B and C will emit anti-Stokes photons with a certain probability. If the two detectors (D1 and D2) detect only one photon, and one can not distinguish whether the photon is from cell B or cell C, then the cell A and D are entangled. By analogy, one can establish an entanglement between two atomic ensembles separated by great distance.

概率和光子对的产生率<sup>[68]</sup>. 基本原理是: 反复进行多次写操作, 直到产生 Stokes 光子为止, 而 Stokes 光子可以预报集体激发态的存在. 探测到 Stokes 光子之后, 反馈控制电路会结束写操作, 并在一个确定的延时打开读光将集体激发态高效率地读出为 anti-Stokes 光子. 另外, 利用量子存储器可以提高多光子同步的效率. 基于参量下转换产生单光子的概率在 10% 左右, 要想同时产生 10 个光子就需要  $10^{10}$  次泵浦非线性晶体, 对于更多个光子的同步, 所需时间会呈指数递增. 而可存储外来光子的量子存储器可以将随机产生的单光子缓存起来. 如果有多个存储器, 就可以等到所有存储器都成功存储了外来光子后, 将光子一起读出以实现多光子同步. 参照文献<sup>[67]</sup>, 可以算出基于存储器实现  $N$  个光子同步的概率为

$$p_m = q^N \left\{ 1 + \frac{\bar{R}\bar{q}\eta B}{1 + (B-1)[R(\bar{q}-q) + q]} \right\}^N, \quad (2)$$

其中  $B$  是时间带宽积 (存储寿命乘以存储带宽);  $q$  是外来单光子的产生概率, 利用概率性单光子源同步  $N$  个光子的概率为  $q^N$ ;  $R$  是一个大于 0 小于 1 的参数, 与同步的光子数  $N$  和概率  $q$  有关;  $\bar{q} = 1 - q$ ,  $\bar{R} = 1 - R$ ;  $\eta$  是存储器的总存储效率 (存入效率和最大读取效率的乘积). 对于特定的光子数  $N$  和概率  $q$ , 多光子的同步概率  $p_m$  与时间带宽积和总存储效率有关. 量子中继器需要长存储寿命来实现更远距离的量子纠缠, 但是对于多光子

同步来说, 时间带宽积才是关键参数.

基于 DLCZ 方案的量子存储不需要外来单光子源, 其存储的集体激发态就相当于成功存入存储器的单光子. 集体激发态的产生概率就相当于外部单光子的产生和存储的总概率. 由于不需要外来单光子源, (2) 式不适用于基于 DLCZ 方案的多光子同步. 不过基本原理都是一样的: 利用存储器的存储功能, 来实现不同时间产生的单光子互相关等待. 基于 DLCZ 方案的多光子同步如图 10 所示, 原子池在写光作用下有一定概率产生 Stokes 光子和与之相应的集体激发态. 反复进行写操作, 直到探测到 Stokes 光子为止. 探测到 Stokes 光子说明原子池里成功存储了集体激发态. 存储了激发态的原子池处于等待状态, 等待其他原子池也成功存储集体激发态. 当所有原子池都成功存储了集体激发态, 用读光将所有原子池内的集体激发态同时读取, 以产生  $N$  个时间上同步的 anti-Stokes 光子, 见图 10 的下半部分. Stokes 光子在时间轴上是随机出现的, 而同步的 anti-Stokes 光子对应于同一时间. 除了使用多个存储器, 也可以利用单个 DLCZ 存储器的多模存储能力来提高单光子的产生率和多光子同步概率<sup>[19]</sup>. 其基本原理是: 原子池辐射出的 Stokes 光子分布在某一立体角内, 虽然这个角度不是很大, 但是将这个立体角分成若干小立体角便可以定义出几十个自旋波模式.



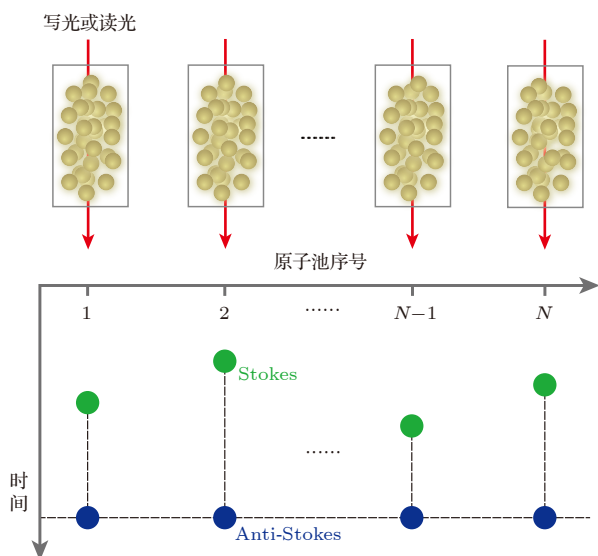


图 10 基于 DLCZ 方案的多光子同步, 其中在写光作用下,  $N$  个原子池随机产生 Stokes 光子 (绿色圆) 和与 Stokes 光子对应的集体激发态; 对每个原子池反复进行写操作, 直到产生 Stokes 光子为止; 当所有原子池都成功存储了集体激发态, 用读光将所有原子池内的集体激发态同时读取, 以产生  $N$  个时间上同步的 anti-Stokes 光子 (蓝色圆)

Fig. 10. Multiphoton synchronization based on DLCZ protocol.  $N$  cells interacting with write light can stochastically generate Stokes photons (green circles) and collective excitations. Repeatedly write the cell until a Stokes photon is generated. When each of the cells successfully stores a collective excitation, turn on the read light and retrieve all of the collective excitations out as  $N$  synchronous anti-Stokes photons (blue circles).

## 4 总结

本文从量子存储的起源开始, 以多个典型存储方案为例详细介绍了量子存储的研究现状. 二十年来, 通过不断地努力探索, 人们已经实现从冷原子存储到热原子存储, 从窄带存储到宽带存储, 从经典光存储到量子存储的可实用化转变, 而且量子存储器的存储效率和存储寿命已经接近可实用化. 量子存储, 除了可以用来实现多个存储器的量子纠缠或量子网络<sup>[29,37,76–79]</sup>外, 还可以用来探索一些更基础的物理问题, 比如存储器内部的多粒子纠缠<sup>[80]</sup>、光波与原子自旋波的干涉<sup>[70,81]</sup>、精密测量<sup>[82–84]</sup>. 总之, 量子存储器不仅仅能够服务于可以预见的应用, 它的低噪音以及量子特性还能够为我们研究基础物理提供新的可能. 不过, 现已实现的量子存储器总是因某些不足不能同时满足四个可实用化标准: 高存储效率、低噪音、长寿命 (或者大的时间带宽积) 和室温条件下运行. 未来仍然需要很多努力

才能实现真正实用的量子存储器.

## 参考文献

- [1] Zoller P, Beth Th, Binosi D, Blatt R, Briegel H, Bruss D, Calarco T, Cirac J I, Deutsch D, Eisert J, Ekert A, Fabre C, Gisin N, Grangiere P, Grass M, Haroche S, Imamoglu A, Karlson A, Kempe J, Kouwenhoven L, Kröll S, Leuchs G, Lewenstein M, Loss D, Lütkenhaus N, Massar S, Mooij J E, Plenio M B, Polzik E, Popescu S, Rempe G, Sergienko A, Suter D, Twamley J, Wendin G, Werner R, Winter A, Wrachtrup J, Zeilinger A 2005 *Eur. Phys. J. D* **36** 203
- [2] O'Brien J L, Furusawa A, Vučković J 2009 *Nat. Photon.* **3** 687
- [3] Jin X M, Ren J G, Yang B, Yi Z H, Zhou F, Xu X F, Wang S K, Yang D, Hu Y F, Jiang S, Yang T, Yin H, Chen K, Peng C Z, Pan J W 2010 *Nat. Photon.* **4** 376
- [4] Gisin N, Thew R 2007 *Nat. Photon.* **1** 165
- [5] Ladd T D, Jelezko F, Laflamme R, Nakamura Y, Monroe C, O'Brien J L 2010 *Nature* **464** 45
- [6] Aspuru-Guzik A, Walther P 2012 *Nat. Phys.* **8** 285
- [7] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [8] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
- [9] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
- [10] Wang L J, Kuzmich A, Dogariu A 2000 *Nature* **406** 277
- [11] Lvovsky A I, Sanders B C, Tittel W 2009 *Nat. Photon.* **3** 706
- [12] Hua Y L, Zhou Z Q, Li C F, Guo G C 2018 *Chin. Phys. B* **27** 020303
- [13] Chaneière T, Matsukevich D N, Jenkins S D, Lan S Y, Kennedy T A B, Kuzmich A 2005 *Nature* **438** 833
- [14] Eisaman M D, André A, Massou F, Fleischhauer M, Zibrov A S, Lukin M D 2005 *Nature* **438** 837
- [15] Zhang H, Jin X M, Yang J, Dai H N, Yang S J, Zhao T M, Rui J, He Y, Jiang X, Yang F, Pan G S, Yuan Z S, Deng Y J, Chen Z B, Bao X H, Chen S, Zhao B, Pan J W 2011 *Nature Photon.* **5** 628
- [16] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [17] Kuzmich A, Bowen W P, Boozer A D, Boca A, Chou C W, Duan L M, Kimble H J 2003 *Nature* **423** 731
- [18] Yang S J, Wang X J, Bao X H, Pan J W 2016 *Nat. Photon.* **10** 381
- [19] Chrapkiewicz R, Dąbrowski M, Wasilewski W 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 063603
- [20] Julsgaard B, Kozhokin A, Polzik E S 2001 *Nature* **413** 400
- [21] Julsgaard B, Sherson J, Cirac J I, Fiinfasek J, Polzik E S 2004 *Nature* **432** 482
- [22] Moiseev S A, Kröll S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 173601
- [23] Alexander A L, Longdell J J, Sellars M J, Manson N B 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 043602
- [24] Afzelius M, Simon C, de Riedmatten H, Gisin N 2009 *Phys. Rev. A* **79** 052329
- [25] Reim K F, Nunn J, Jin X M, Michelberger P S, Champion T F M, England D G, Lee K C, Kolthammer W S, Langford N K, Walmsley I A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 263602
- [26] Ding D S, Zhang W, Zhou Z Y, Shi S, Shi B S, Guo G C 2015 *Nat. Photon.* **9** 332
- [27] Kaczmarek K T, Ledingham P M, Brecht B, Thomas S E, Thekkadath G S, Lazo-Arjona O, Munns J H D, Poem E, Feizpour A, Saunders D J, Nunn J, Walmsley I A 2018 *Phys. Rev. A* **97** 042316



- [28] Finkelstein R, Poem E, Michel O, Lahad O, Firstenberg O 2018 *Sci. Adv.* **4** 8598
- [29] Lee K C, Sprague M R, Sussman B J, Nunn J, Langford N K, Jin X M, Champion T, Michelberger P, Reim K F, England D, Jaksch D, Walmsley I A 2011 *Science* **334** 1253
- [30] England D G, Fisher K A G, MacLean J P W, Bustard P J, Lausten R, Resch K J, Sussman B J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 053602
- [31] Maurer P C, Kucsko G, Latta C, Jiang L, Yao N Y, Bennett S D, Pastawski F, Hunger D, Chisholm N, Markham M, Twitchen D J, Cirac J I, Lukin M D 2012 *Science* **336** 1283
- [32] Ghobadi R, Wein S, Kaviani H, Barclay P, Simon C 2017 arXiv: 1711.02027 [quant-ph]
- [33] Zhong M, Hedges M P, Ahlefeldt R L, Bartholomew J G, Beavan S E, Wittig S M, Longdell J J, Sellars M J 2015 *Nature* **517** 177
- [34] Yano R, Mitsunaga M, Uesugi N 1991 *Opt. Lett.* **16** 1884
- [35] Tang J S, Zhou Z Q, Wang Y T, Li Y L, Liu X, Hua Y L, Zou Y, Wang S, He D Y, Chen G, Sun Y N, Yu Y, Li M F, Zha G W, Ni H Q, Niu Z C, Li C F, Guo G C 2015 *Nature Commun.* **6** 8652
- [36] Kaneda F, Xu F, Chapman J, Kwiat P G 2017 *Optica* **4** 1034
- [37] Pang X L, Yang A L, Dou J P, Li H, Zhang C N, Poem E, Saunders D J, Tang H, Nunn J, Walmsley I A, Jin X M 2018 arXiv: 1803.07122 [quant-ph]
- [38] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
- [39] 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
- [40] Li J F, Wang Y F, Zhang S C, He J Y, Cheng A Q, Yan H, Zhu S L 2017 arXiv:1706.01404 [quant-ph]
- [41] Grosshans F, Grangier P 2001 *Phys. Rev. A* **64** 010301
- [42] Manz S, Fernholz T, Schmiedmayer J, Pan J W 2007 *Phys. Rev. A* **75** 040101
- [43] Alkali D Line Data, Steck D A <http://steck.us/alkalidata> [2018-12-03]
- [44] Hétet G, Hosseini M, Sparkes B M, Oblak D, Lam P K, Buchler B C 2008 *Opt. Lett.* **33** 2323
- [45] Hosseini M, Sparkes B M, Hétet G, Longdell J J, Lam P K, Buchler B C 2009 *Nature* **461** 241
- [46] 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
- [47] Bashkansky M, Fatemi F K, Vurgaftman I 2012 *Opt. Lett.* **37** 142
- [48] Reim K F, Nunn J, Lorenz V O, Sussman B J, Lee K C, Langford N K, Jaksch D, Walmsley I A 2010 *Nat. Photon.* **4** 218
- [49] Sprague M R, Michelberger P S, Champion T F M, England D G, Nunn J, Jin X M, Kolthammer W S, Abdolvand A, Russell P St J, Walmsley I A 2014 *Nat. Photon.* **8** 287
- [50] Guo J X, Feng X T, Yang P Y, Yu Z F, Chen L Q, Yuan C H, Zhang W P 2019 *Nat. Commun.* **10** 148
- [51] Dou J P, Yang A L, Du M Y, Lao D, Gao J, Qiao L F, Li H, Pang X L, Feng Z, Tang H, Jin X M 2018 *Commun. Phys.* **1** 55
- [52] de Riedmatten H, Laurat J, Chou C W, Schomburg E W, Felinto D, Kimble H J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 113603
- [53] Chen S, Chen Y A, Zhao B, Yuan Z S, Schmiedmayer J, Pan J W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 180505
- [54] Bao X H, Reingruber A, Dietrich P, Rui J, Dück A, Strassel T, Li L, Liu N H, Zhao B, Pan J W 2012 *Nat. Phys.* **8** 517
- [55] Dou J P, Yang A L, Du M Y, Lao D, Li H, Pang X L, Gao J, Qiao L F, Tang H, Jin X M 2018 *npj Quantum Information* **4** 31
- [56] 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
- [57] Novikova I, Phillips N B, Gorshkov A V 2008 *Phys. Rev. A* **78** 021802
- [58] Nunn J, Thomas S, Munns J H D, Kaczmarek K T, Qiu C, Feizpour A, Poem E, Brecht B, Saunders D J, Ledingham P M, Reddy D V, Raymer M G, Walmsley I A 2017 *Phys. Rev. A* **96** 012338
- [59] Saunders D J, Munns J H D, Champion T F M, Qiu C, Kaczmarek K T, Poem E, Ledingham P M, Walmsley I A, Nunn J 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 090501
- [60] Guo J X, Chen L Q, Yang P Y, Li Z J, Wu Y, Feng X T, Yuan C H, Ou Z Y, Zhang W P 2017 *Opt. Lett.* **42** 1752
- [61] Radnaev A G, Dudin Y O, Zhao R, Jen H H, Jenkins S D, Kuzmich A, Kennedy T A B A 2010 *Nat. Phys.* **6** 894
- [62] Dudin Y O, Li L, Kuzmich A 2013 *Phys. Rev. A* **87** 031801
- [63] Heinze G, Hubrich C, Halfmann T 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 033601
- [64] Balabas M V, Karaulanov T, Ledbetter M P, Budker D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 070801
- [65] Zugenmaier M, Dideriksen K B, Spørensen A S, Albrecht B, Polzik E S 2018 *Commun. Phys.* **1** 76
- [66] Katz O, Firstenberg O 2018 *Nat. Commun.* **9** 2074
- [67] Nunn J, Langford N K, Kolthammer W S, Champion T F M, Sprague M R, Michelberger P S, Jin X M, England D G, Walmsley I A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 133601
- [68] Chen S, Chen Y A, Strassel T, Yuan Z S, Zhao B, Schmiedmayer J, Pan J W 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 173004
- [69] Sangouard N, Simon C, de Riedmatten H, Gisin N 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 33
- [70] Chen B, Qiu C, Chen S Y, Guo J X, Chen L Q, Ou Z Y, Zhang W P 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 043602
- [71] Pan J W, Bouwmeester D, Weinfurter H, Zeilinger A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3891
- [72] Cabrillo C, Cirac J I, García-Fernández P, Zoller P 1999 *Phys. Rev. A* **59** 1025
- [73] Duan L M, Cirac J I, Zoller P 2002 *Phys. Rev. A* **66** 023818
- [74] Gujarati T P, Wu Y K, Duan L M 2018 *Phys. Rev. A* **97** 033826
- [75] Xu Z X, Wu Y L, Tian L, Chen L R, Zhang Z Y, Yan Z H, Li S J, Wang H, Xie C D, Peng K C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 240503
- [76] Yuan Z S, Chen Y A, Zhao B, Chen S, Schmiedmayer J, Pan J W 2008 *Nature* **454** 1098
- [77] Bernien H, Hensen B, Pfaff W, Koolstra G, Blok M S, Robledo L, Taminiiau T H, Markham M, Twitchen D J, Childress L, Hanson R 2013 *Nature* **497** 86
- [78] Jing B, Wang X J, Yu Y, Sun P F, Jiang Y, Yang S J, Jiang W H, Luo X Y, Zhang J, Jiang X, Bao X H, Pan J W 2019 *Nat. Photon.* [10.1038/s41566-018-0342-x](https://doi.org/10.1038/s41566-018-0342-x)
- [79] Pu Y F, Wu Y K, Jiang N, Chang W, Li C, Zhang S, Duan L M 2018 *Sci. Adv.* **4** 3931
- [80] Fröwis F, Strassmann P C, Tiranov A, Gut C, Lavoie J, Brunner N, Bussièeres F, Afzelius M, Gisin N 2017 *Nat. Commun.* **8** 907
- [81] Campbell G, Hosseini M, Sparkes B M, Lam P K, Buchler B C 2012 *New J. Phys.* **14** 033022
- [82] Wasilewski W, Jensen K, Krauter H, Renema J J, Balabas M V, Polzik E S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 133601
- [83] Biedermann G W, McGuinness H J, Rakholia A V, Jau Y Y, Wheeler D R, Sterk J D, Burns G R 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 163601
- [84] Pezzè L, Smerzi A, Oberthaler M K, Schmied R, Treutlein P 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 035005

## SPECIAL TOPIC—Advances in quantum coherence and quantum storage

## Research progress of quantum memory\*

Dou Jian-Peng<sup>1)2)</sup> Li Hang<sup>1)2)</sup> Pang Xiao-Ling<sup>1)2)</sup> Zhang Chao-Ni<sup>1)2)</sup>  
Yang Tian-Huai<sup>1)2)</sup> Jin Xian-Min<sup>1)2)†</sup>

1) (*State Key Laboratory of Advanced Optical Communication Systems and Networks, School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

2) (*Synergetic Innovation Center of Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

( Received 8 January 2019; revised manuscript received 19 January 2019 )

## Abstract

Quantum technologies, for example, quantum communication and quantum computation, promise spectacular quantum enhanced advantages beyond what can be done classically. However, quantum states, as the element of quantum technologies, are very fragile and easily get lost to the environment, and meanwhile, their generation and quantum operations are mostly probabilistic. These problems make it exponentially hard to build long-distance quantum channels for quantum communication and large quantum systems for quantum computing. Quantum memory allows quantum states to be stored and retrieved in a programmable fashion, therefore providing an elegant solution to the probabilistic nature and associated limitation by coordinating asynchronous events. In the past decades, enormous advances in quantum memory have been made by developing various storage protocols and their physical implementations, and the quantum memory has gradually evolved from the initial conceptual demonstration to a nearly practical one. Aiming at being practicable for efficient synchronisation and physical scalability, an ideal quantum memory should meet several key features known as high efficiency, low noise level, large time bandwidth product (lifetime divided by pulse duration) and operating at room temperature. Here, we present the research status and development trends of this field by introducing some typical storage protocols. Among these protocols, a room-temperature broadband quantum memory is the most attractive due to its simplicity and practicability. However, at room temperature, noise becomes dominant and is a bottleneck problem that has impeded the realization of a real room-temperature broadband quantum memory in the last decades. Recently, the noise problem has been solved in two memory protocols, i.e. FORD (far off-resonance Duan-Lukin-Cirac-Zoller) protocol and ORCA (off-resonant cascaded absorption) protocol. In this paper, the working principles, the merits and demerits of various quantum memory protocols are illustrated. Furthermore, the approaches to eliminating noise and the applications of quantum memory are summarized.

**Keywords:** quantum memory, quantum information, far off-resonance Duan-Lukin-Cirac-Zoller protocol, room-temperature atoms

**PACS:** 03.67.-a, 03.67.Hk, 42.50.-p

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190039

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0303700), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11374211, 61734005, 11761141014, 11690033), the Science and Technology Commission of Shanghai Municipality, China (Grant Nos. 15QA1402200, 16JC1400405, 17JC1400403), the Shanghai Municipal Education Commission, China (Grant Nos. 16SG09, 2017-01-07-00-02-E00049), and the National Young 1000 Talents Plan, China.

† Corresponding author. E-mail: [xianmin.jin@sjtu.edu.cn](mailto:xianmin.jin@sjtu.edu.cn)

## 多个量子节点确定性纠缠的建立

刘艳红 吴量 闫智辉 贾晓军 彭堃焜

### Deterministic quantum entanglement among multiple quantum nodes

Liu Yan-Hong Wu Liang Yan Zhi-Hui Jia Xiao-Jun Peng Kun-Chi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 034202 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181614

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181614>

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

#### 多粒子纠缠的保护方案

Scheme for protecting multipartite quantum entanglement

物理学报. 2016, 65(8): 080303 <https://doi.org/10.7498/aps.65.080303>

#### 基于金刚石氮-空位色心自旋系综与超导量子电路混合系统的量子节点纠缠

Entanglement of quantum node based on hybrid system of diamond nitrogen-vacancy center spin ensembles and superconducting quantum circuits

物理学报. 2018, 67(7): 070302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172634>

#### 半导体三量子点电磁感应透明介质中的非线性法拉第偏转

Nonlinear Faraday rotation in electromagnetically induced transparency medium of semiconductor three quantum dots

物理学报. 2016, 65(24): 247801 <https://doi.org/10.7498/aps.65.247801>

#### 量子纠缠与宇宙学弗里德曼方程

Quantum entanglement and cosmological Friedmann equations

物理学报. 2018, 67(17): 179501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180813>

#### 基于纠缠态的量子通信网络的量子信道建立速率模型

Quantum channel establishing rate model of quantum communication network based on entangled states

物理学报. 2015, 64(4): 040301 <https://doi.org/10.7498/aps.64.040301>

专题: 量子相干和量子存储研究进展

## 多个量子节点确定性纠缠的建立\*

刘艳红<sup>1)</sup> 吴量<sup>1)</sup> 闫智辉<sup>1)2)</sup> 贾晓军<sup>1)2)†</sup> 彭莛擢<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)

(2018年8月29日收到; 2018年10月9日收到修改稿)

量子纠缠是一种重要的量子资源, 在多个空间分离的量子存储器间建立确定性的量子纠缠, 然后在用户控制的时刻将所存储的量子纠缠转移到量子信道中进行信息的分发和传送, 这对于实现量子信息网络是至关重要的. 本文介绍了用光学参量放大器制备与铷原子 D1 吸收线对应的非经典光场, 而且在三个空间分离的原子系综中确定性量子纠缠的产生、存储和转移. 利用电磁感应透明光和原子相互作用的原理, 将制备的多组分光场纠缠态模式映射到三个远距离的原子系综以建立原子自旋波之间的纠缠. 然后, 存储在原子系综中的纠缠态通过三个量子通道, 纠缠态的量子噪声被转移到三束空间分离的正交纠缠光场. 三束释放的光场间纠缠的存在验证了该系统具有保持多组分纠缠的能力. 这个方案实现了三个量子节点间的纠缠, 并且可以直接扩展到具有更多节点的量子网络, 为未来实现大型量子网络通信奠定了基础.

关键词: 确定性量子纠缠, 电磁感应透明, 多组分纠缠态, 量子节点

PACS: 42.50.Ct, 42.50.Lc, 42.65.Yj

DOI: 10.7498/aps.68.20181614

## 1 引言

压缩和纠缠是量子力学的核心概念, 在量子信息技术的发展中起着核心作用, 它们已被深入研究<sup>[1,2]</sup>并且广泛应用于各种量子通信和计算协议中. 纠缠是量子力学中一个特有的概念, 所谓纠缠态是指在空间上有非定域关联的量子系统. 两个或两个以上的子系统构成的量子体系的态矢量不能表示为各子系统态矢直积的形式时, 这些子系统之间不可分, 如果对其中一个子系统测量, 必然会影响到其他子系统的测量结果. 根据可观测量的本征态是分离谱还是连续谱可以分为分离变量和连续变量. 分离变量用有限维度的希尔伯特空间表征, 例如光子的偏振; 连续变量例如光场的正交振幅和相位, 其本征态构成了无限维的希尔伯特空间. 分离变量的特点是对损耗不敏感, 存在一定的概率性, 效率低.

相比于分离变量, 连续变量量子信息具有确定性、产生的高效性, 但其对损耗较为敏感. 在分离变量和连续变量方面, 单光子和压缩光场是构建量子纠缠的重要资源, 已经用于各种量子信息方案, 如量子隐形传态<sup>[3-5]</sup>、量子纠缠交换<sup>[6-8]</sup>、量子秘密共享<sup>[9-11]</sup>、量子计算<sup>[12,13]</sup>等方面. 目前, 人们的兴趣主要集中在构建量子节点和量子信息传输信道组成的量子互联网上<sup>[14]</sup>. 连续变量偏振纠缠光场可以被高效地操纵和测量, 并且明亮的偏振纠缠光场在测量的过程中不需要本地振荡光<sup>[15,16]</sup>. 此外, 光的偏振和原子自旋都可以由斯托克斯 (Stokes) 算符描述, 光的偏振分量的波动可以很容易地映射到原子系综的自旋波的集体涨落, 因此, 连续变量偏振态和原子系综的自旋态之间的量子态转移可以很容易实现.

伴随着量子信息的发展, 在量子网络中建立固定的量子系统节点间的纠缠至关重要<sup>[14]</sup>. 由量子通

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0301402)、国家自然科学基金 (批准号: 61775127, 11474190, 11654002)、山西青年三晋学者项目、山西省回国留学人员科研资助项目和山西省“1331 工程”重点学科建设计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [jiaxj@sxu.edu.cn](mailto:jiaxj@sxu.edu.cn)



道和量子节点构成的量子网络吸引了越来越多的关注. 光由于具有传播速度快并且和周围环境相互作用影响较小的特点, 是最好的量子信息载体, 在量子网络中可作为量子通道. 量子节点可以用来快速地存储和处理量子信息, 原子系综<sup>[17-21]</sup>、单原子<sup>[22,23]</sup>、囚禁离子<sup>[24,25]</sup>、光力系统<sup>[26-29]</sup>、超导<sup>[30]</sup>和固体系统<sup>[31-33]</sup>均可以作为量子节点. 光和原子相互作用强, 因此原子系综作为量子节点是用来存储和处理量子信息的最佳候选者之一.

迄今为止, 在分离变量方面实现原子系综间的纠缠的方案有很多. 2001年, Duan等<sup>[34]</sup>提出了通过 Duan-Lukin-Cirac-Zoller (DLCZ) 的方法实现分离变量原子系综之间的纠缠, 首先将原子制备在基态, 两个原子系综同时被抽运光作用产生 Stokes 光子, 两个系综分别产生的 Stokes 光子在 50/50 的分束片上干涉之后用单光子探测器探测. 在实验上, 通过利用拉曼 (Raman) 散射<sup>[35,36]</sup>或者将纠缠光子对的量子态映射<sup>[37,38]</sup>的方法可以实现分离变量原子系综的纠缠. 2010年, Kimble 研究组<sup>[39]</sup>在四个原子存储器中利用将原子系综间的纠缠相干转移到四个光子通道中演示了分离变量的测量诱导纠缠. 这个实验证明了原子系综的多组分 W 纠缠态可以通过纠缠的预告映射到光子 W 态模式中, 并且该实验也证明了量子网络中多组分纠缠的分布.

除了上述所提到的利用光和原子的相互作用实现分离变量原子系综纠缠的方案, 在连续变量领域也提出了其他的方案来实现连续变量原子系综间的纠缠. 与分离变量相比, 连续变量的纠缠是确定性的. 为了发展连续变量量子信息网络, 建立多个系统间连续变量纠缠尤为重要. 目前, 两个宏观物体例如原子系综间的连续变量纠缠已经在实验上实现. Polzik 研究组提出了在实验上利用量子非破坏测量 (quantum nondemolition measurement, QND)<sup>[40]</sup>和光与原子的耗散机制<sup>[41]</sup>, 实现了两个原子系综自旋波之间的连续变量纠缠. 除此之外, 三波或者四波混频均可以实现原子系综之间的纠缠<sup>[42,43]</sup>. 上述关于连续变量原子系综之间的纠缠的制备方案, 由于不可避免的传输损耗限制了传输距离, 因此本研究组在理论上提出了利用光和原子间的混合纠缠及纠缠交换的方法克服传输损耗实现两个原子系综间的纠缠<sup>[44]</sup>. 为了实现量子计算和量子通信, 需要将非经典光场存储到原子系综中并且根据需求将其释放. 压缩光和纠缠光的量子存储在

理论上已经被研究<sup>[45,46]</sup>, 并且很多研究组在实验上已经实现了压缩光场的存储. 2008年, Furusawa 和 Lvovsky 研究组均提出了通过电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 的原理实现压缩光场的存储释放<sup>[47,48]</sup>, 随后两个原子系综间的连续变量纠缠存储在实验上已经实现<sup>[49]</sup>. 到目前为止, 所有关于原子系综连续变量纠缠的产生和存储的实验报道都集中在两个系综之间<sup>[40,41,49]</sup>. 关于纠缠的存储, 2011年, Polzik 研究组<sup>[49]</sup>将一束光的两个边带模式代替纠缠态作为初始量子资源实现了两个原子系综之间的纠缠.

为了构建实用化的量子网络, 就必须实现多个量子节点之间的纠缠, 在连续变量领域实现更多原子系综之间的纠缠具有很大的挑战性. 2017年, 本研究组<sup>[50]</sup>在实验上首次利用光场和原子系综间量子态映射的方法实现了三个原子系综间的纠缠, 并且我们建立的纠缠是确定性的, 该方案具有良好的拓展性, 可以直接扩展到更多的量子节点, 并且引入的额外噪声小, 为实现实用化量子网络提供了理论和实验参考.

本文主要从制备与铷原子 D1 吸收线对应的非经典光场出发, 分别介绍了 795 nm 的偏振压缩态光场以及偏振纠缠态光场的实验制备以及测量, 之后利用三个简并光学参量放大器 (degenerate optical parametric amplifier, DOPA) 和分束片网络制备三组分 Greenberger-Horne-Zeilinger (GHZ) 纠缠态光场, 最后将产生的三组分 GHZ 纠缠态光场的三个子模分别存储在原子系综中, 并且在一定的时间后释放, 实现三个原子远距离原子系综之间的纠缠.

## 2 偏振压缩态光场

压缩态是一种重要的非经典光场, 也是量子力学中的一种基本资源, 利用压缩态可以实现相关物理量的精密测量<sup>[51-54]</sup>, 以及实现引力波探测<sup>[55]</sup>. 随着原子物理的快速发展, 光与物质的相互作用受到人们的广泛关注, 因此制备和原子吸收线对应的压缩态<sup>[56]</sup>已成为一种趋势. 2002年, Korolkova 等<sup>[57]</sup>提出了连续变量偏振压缩态的概念. 原子的自旋分量可以用布洛赫球上的 Stokes 分量来描述, 同样光场的偏振分量可以在庞加莱球上用 Stokes 矢量来表示. 光场的偏振分量可以直接和原子的自旋波相互作用, 实现量子态信息在光与原子之间的相互传递, 而且偏振压缩态光场测量的过程中不需要本

地振荡光. 光场的偏振态在长距离的量子通信和量子存储中有重要的应用前景<sup>[49,58]</sup>.

## 2.1 偏振压缩态产生的理论分析

在量子力学中, 光场的偏振分量可以用 Stokes 算符  $\hat{S}_0, \hat{S}_1, \hat{S}_2, \hat{S}_3$  来表示, 它们满足球面方程  $\hat{S}_0^2 + 2\hat{S}_1 = \hat{S}_1^2 + \hat{S}_2^2 + \hat{S}_3^2$  并且符合庞加莱球的构造.  $\hat{S}_0$  代表光束的强度;  $\hat{S}_1, \hat{S}_2, \hat{S}_3$  分别表征了光束的水平、45°和右旋圆偏振特性并形成了笛卡尔坐标系, 光场的偏振分量可以很容易映射到原子的自旋波. 纯态的 Stokes 参量可以由水平 (H) 和垂直 (V) 偏振模对应的产生  $\hat{a}_{H(V)}^\dagger$  和湮灭  $\hat{a}_{H(V)}$  算符来表示:

$$\begin{aligned}\hat{S}_0 &= \hat{a}_H^\dagger \hat{a}_H + \hat{a}_V^\dagger \hat{a}_V, \hat{S}_2 = \hat{a}_H^\dagger \hat{a}_V e^{i\theta} + \hat{a}_V^\dagger \hat{a}_H e^{-i\theta}, \\ \hat{S}_1 &= \hat{a}_H^\dagger \hat{a}_H - \hat{a}_V^\dagger \hat{a}_V, \hat{S}_3 = (\hat{a}_H^\dagger \hat{a}_V e^{i\theta} - \hat{a}_V^\dagger \hat{a}_H e^{-i\theta})/i,\end{aligned}\quad (1)$$

其中  $\theta$  是水平和垂直偏振模式的相对相位. 利用算符线性化, 任意算符均可以写成其平均值和起伏的和, 即  $\hat{a} = \alpha + \delta\hat{a}$ , 我们假设这两束偏振相互垂直的光束的强度相等, 即  $\alpha_H = \alpha_V = \alpha$ , 得到各 Stokes 分量的量子起伏可表示为如下形式:

$$\begin{aligned}V_0 &= V_1 = \alpha^2(\Delta^2 \hat{X}_H + \Delta^2 \hat{X}_V), \\ V_2 &= \alpha^2 \cos^2\theta(\Delta^2 \hat{X}_H + \Delta^2 \hat{X}_V) \\ &\quad + \alpha^2 \sin^2\theta(\Delta^2 \hat{Y}_H + \Delta^2 \hat{Y}_V), \\ V_3(\theta) &= V_2 \left(\frac{\pi}{2} - \theta\right),\end{aligned}$$

其中  $\hat{X}_{H(V)}$  和  $\hat{Y}_{H(V)}$  分别代表水平和垂直偏振场的振幅和相位分量.

根据海森伯不确定关系, Stokes 算符的量子波动 ( $V_j = \langle \hat{S}_j^2 \rangle - \langle \hat{S}_j \rangle^2$ ) 满足关系:

$$V_1 V_2 \geq \left| \langle \hat{S}_3 \rangle \right|^2, V_2 V_3 \geq \left| \langle \hat{S}_1 \rangle \right|^2, V_3 V_1 \geq \left| \langle \hat{S}_2 \rangle \right|^2.$$

当  $V_i < \left| \langle \hat{S}_j \rangle \right|^2$  时, 该 Stokes 参量被压缩.

## 2.2 偏振压缩态的实验制备及测量

目前, 国际上有很多研究组已经在实验上制备了偏振压缩态光场. 为了实现长距离的量子通信, Leuchs 研究组<sup>[58]</sup>利用非对称光纤 Sagnac 干涉仪产生了光纤通信波段的偏振压缩态光场, 并且将其应用于大气通道中的偏振压缩态的分发. 量子节点需要和原子吸收线波长对应的偏振压缩态, Giacobino 研究组<sup>[59]</sup>制备了基于高精度光学腔中的冷铯原子云的 852 nm 的偏振压缩态. 除此之外, 利用工作于阈值以下的光学参量放大器和偏振分束棱镜也可以制备偏振压缩光. Lam 研究组<sup>[60]</sup>将

两束正交压缩光在偏振分束棱镜上耦合得到了 1064 nm 的偏振压缩光.

量子网络的发展需要制备和铷原子 D1 吸收线波长对应的偏振压缩态光场, 光场的偏振分量和原子的自旋态均可以用 Stokes 算符来描述, 便于直接相互作用. 为了制备和铷原子 D1 吸收线对应的 795 nm 的偏振压缩态光场, 我们对此展开了研究. 图 1 是实验制备偏振压缩光场的原理示意图. 实验中, 钛宝石激光器产生的 795 nm 的红光作为基频光, 先通过外腔倍频产生 398 nm 的蓝紫光, 抽运两个完全相同的 DOPAs, 通过自发参量下转换制备两束正交振幅压缩态光场, 然后将这两束正交压缩光以相互垂直的偏振在偏振分束棱镜上耦合得到偏振压缩光<sup>[61]</sup>.

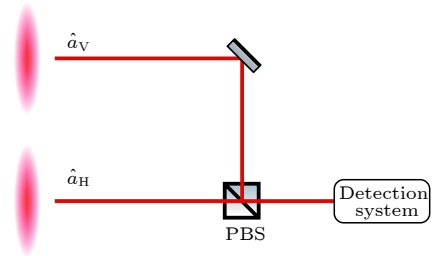


图 1 偏振压缩光场制备原理图

Fig. 1. Schematic of generation system of polarization squeezing.

Stokes 分量的测量不同于正交分量的测量, 其测量不需要本地振荡光, 只需要二分之一波片、四分之一波片、偏振分束棱镜以及功率加法或减法器, 如图 2(a)–(d) 所示. 在测量过程中, 偏振压缩光的水平和垂直分量被偏振分束棱镜分开, 水平和垂直分量的和 (差) 代表 Stokes 分量  $\hat{S}_0$  ( $\hat{S}_1$ ), 因此一对光电二极管探测到的量子噪声的和 (差) 表示 Stokes 分量  $\hat{S}_0$  ( $\hat{S}_1$ ) 的量子噪声的起伏. Stokes 分量  $\hat{S}_0$  和  $\hat{S}_1$  的测量不需要任意波片, 只需要功率加法和减法器,  $\hat{S}_0$  的测量在偏振分束棱镜后用一对光电二极管探测得到的噪声经过加法器后得到 Stokes 分量  $\hat{S}_0$  的噪声起伏,  $\hat{S}_1$  的测量仅需要一个功率减法器就测量得到 Stokes 分量  $\hat{S}_1$  的噪声起伏. Stokes 分量  $\hat{S}_2$  的测量在偏振分束棱镜前加一个二分之一波片, 将偏振分束棱镜前的二分之一波片旋转 22.5° 后用一个减法器来测量  $\hat{S}_2$  分量的量子噪声. 在偏振分束棱镜前插入四分之一波片和二分之一波片, 通过将四分之一波片和二分之一波片分别旋转 0° 和 22.5°, 来测量  $\hat{S}_3$  分量的量子噪声. 实验上, 最终三个 Stokes 分量  $\hat{S}_0, \hat{S}_1, \hat{S}_2$  被压缩 -4.0 dB,  $\hat{S}_3$  反压缩 9.0 dB, 如图 3 所示.

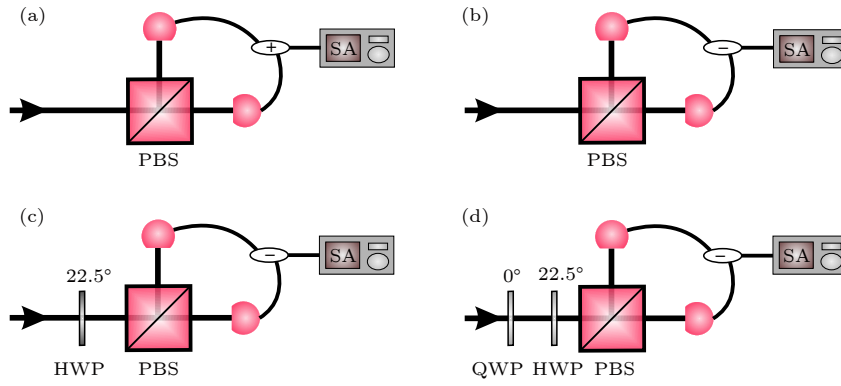


图 2 Stokes 分量 (a)  $\hat{S}_0$ , (b)  $\hat{S}_1$ , (c)  $\hat{S}_2$ , (d)  $\hat{S}_3$  的量子噪声的实验测量 (HWP, 二分之一波片; QWP, 四分之一波片; PBS, 偏振分束棱镜; +/−, 功率加法/减法器)

Fig. 2. Measurement of quantum noise of Stokes component (a)  $\hat{S}_0$ , (b)  $\hat{S}_1$ , (c)  $\hat{S}_2$ , (d)  $\hat{S}_3$ . HWP, half-wave plate; QWP, quarter-wave plate; PBS, polarization beam splitter; +/−, positive/negative power combiner.

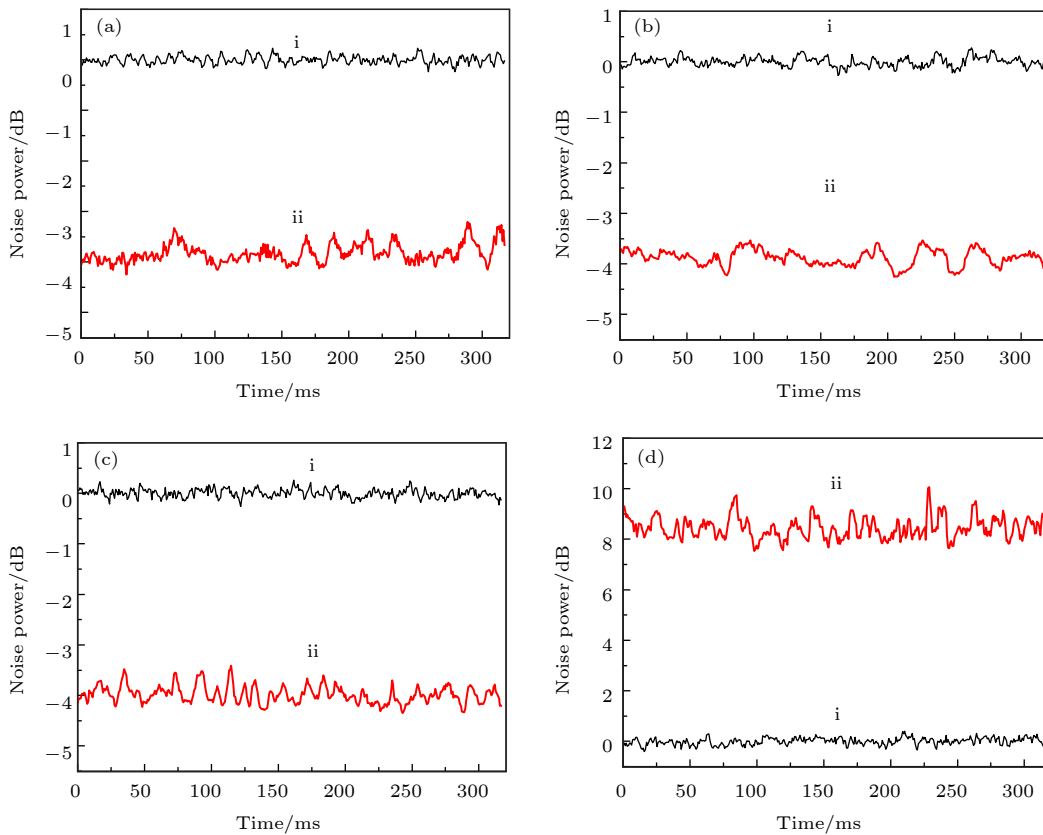


图 3 偏振压缩光 Stokes 分量的量子噪声<sup>[61]</sup> (a)  $\hat{S}_0$ ; (b)  $\hat{S}_1$ ; (c)  $\hat{S}_2$ ; (d)  $\hat{S}_3$

Fig. 3. Quantum noises of Stokes component of polarization squeezed light<sup>[61]</sup>: (a)  $\hat{S}_0$ ; (b)  $\hat{S}_1$ ; (c)  $\hat{S}_2$ ; (d)  $\hat{S}_3$ .

### 3 偏振纠缠态

多组分偏振纠缠光场是未来量子信息网络的必要资源, 并且可以直接和原子系综的自旋态相互作用, 它能够用来在多个由原子节点组成的量子网络间传输和转换量子态. 连续变量偏振纠缠态光场能够被高效率地操控和探测, 而且明亮偏振纠缠光场的测量不需要本地振荡光. 光和原子的偏振分量

均可用 Stokes 算符来表示, 而且偏振分量的量子噪声起伏可以在光和原子之间相互映射, 因此量子态的转移在偏振光场和原子之间很容易实现.

#### 3.1 两组分偏振纠缠

2002 年, Korolkova 等<sup>[57]</sup>引入了偏振纠缠的概念, 提出了偏振纠缠的产生方案, 并且给出了偏振纠缠实现的不同的判据. 同年, Lam 研究组<sup>[60]</sup>在实



验上制备了 1064 nm 的两组分偏振纠缠态光场, 实验制备原理图如图 4 所示. 首先利用两个光学参量放大器制备一对空间分离的等功率的正交振幅压缩光, 之后将两束正交振幅压缩光在 50/50 的分束器上耦合, 并将两束光的相对相位锁定在  $\pi/2$ , 输出态是一对 Einstein-Podolsky-Rosen (EPR) 纠缠态光场. 将产生的 EPR 纠缠光的两束光 ( $\hat{a}_{H,x}$ ,  $\hat{a}_{H,y}$ ) 分别和功率是 30 倍纠缠光的本地光 ( $\hat{a}_{V,x}$ ,  $\hat{a}_{V,y}$ ) 在偏振分束棱镜上耦合, 并且将水平偏振和竖直偏振的相对相位锁定在  $\pi/2$ , 最终输出态是偏振纠缠态光场. 最终利用两组分不可分判据来判断纠缠的建立. Leuchs 研究组 [58] 利用非对称光纤 Sagnac 干涉在两束光之间实现了偏振纠缠. 除此之外, 偏振纠缠态还可以通过放置于高精度的光学腔内的冷的铯原子系综产生 [62].

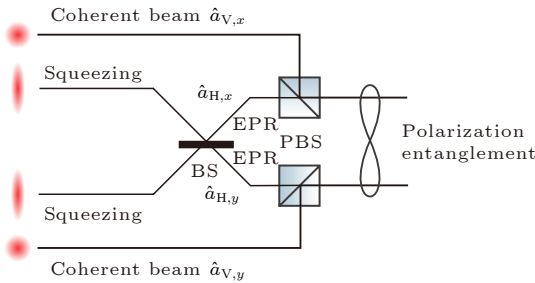


图 4 偏振纠缠制备原理图

Fig. 4. Schematic for the generation system of polarization entanglement.

将制备的正交分量 EPR 纠缠态光场投影到偏振基矢下产生偏振纠缠态光场是偏振纠缠最常见的制备方法之一. 本研究组为了制备与铷原子 D1 吸收线匹配的偏振纠缠态光场, 利用两个结构和各参量均完全相同的 DOPAs 产生 795 nm 的正交振幅压缩态光场, 然后在 50/50 的分束器上以相同的功率干涉形成 EPR 纠缠态光场, 最后将正交纠缠光投影到偏振纠缠. 最终我们通过 Stokes 分量的量子噪声关联来验证纠缠. 实验上, 分析频率在 1.8—6.5 MHz 之间,  $\hat{S}_2$  和  $\hat{S}_3$  之间的关联噪声小于 1, 即 Stokes 分量  $\hat{S}_2$  和  $\hat{S}_3$  之间存在纠缠.

### 3.2 三组分偏振纠缠

随着量子信息的快速发展, 构建量子网络需要制备多组分纠缠态光场 [63]. 2012 年, 本研究组 [64] 利用两个级联的工作于阈值以上的非简并光学参量放大器 (non-degenerate optical parametric oscillator, NOPO) 制备三色纠缠态光场. 之后, 我们利用工

作于阈值以下的四个完全相同的非简并光学参量放大器 (non-degenerate optical parametric amplifier, NOPA) 制备了八组分 Cluster 纠缠态光场 [65]. 2015 年, 我们从理论上提出了产生三色偏振纠缠光场的方案 [66]. 先用两个级联的 NOPO 制备三色明亮正交纠缠态, 然后分别和强相干光在偏振分束棱镜上耦合得到三色偏振纠缠光场. 2016 年, 为了实现光学存储和光与原子的相互作用, 本研究组在实验上制备了 795 nm 的三组分连续变量偏振纠缠态 [67]. 根据三组分不可分判据, 我们将得到的偏振纠缠态定量表征, 同样实验制备的三组分偏振纠缠满足 Teh 和 Reid 提出的多组分纠缠判据 [68]. 该实验系统和方案可以拓展到多组分偏振纠缠的制备.

三组分偏振纠缠制备如图 5 所示. 正交相位压缩光  $\hat{a}_1$  与两束正交振幅压缩光  $\hat{a}_2$  和  $\hat{a}_3$  在反射率和透射率比  $R:T = 1:2$  和  $R:T = 1:1$  分束片 BS1 和 BS2 上干涉, 产生三组分 GHZ 纠缠态光场  $\hat{b}_1$ ,  $\hat{b}_2$  和  $\hat{b}_3$ , 三个弱的水平偏振子模  $\hat{b}_1$ ,  $\hat{b}_2$  和  $\hat{b}_3$  分别和强的竖直偏振的相干光  $\hat{c}_1$ ,  $\hat{c}_2$  和  $\hat{c}_3$  在偏振分束棱镜 (PBS1—PBS3) 上耦合得到三组分偏振纠缠光  $\hat{d}_1$ ,  $\hat{d}_2$  和  $\hat{d}_3$ . 一般而言, 三束压缩光和相干光的功率分别相等  $\alpha_{a1}^2 = \alpha_{a2}^2 = \alpha_{a3}^2 = \alpha_a^2$  ( $\alpha_{c1}^2 = \alpha_{c2}^2 = \alpha_{c3}^2 = \alpha_c^2$ ), 并且三个子模的功率是三束相干光功率的 1/30. 分束片 BS1, BS2 和 PBS1—PBS3 的相对相位均锁定在 0. 通过把正交分量的噪声投影到 Stokes 分量上, 计算可得到三组分偏振纠缠各子模的 Stokes 分量的量子噪声起伏  $\delta^2 \hat{S}_{0_{d_1(d_2, d_3)}}$ ,  $\delta^2 \hat{S}_{1_{d_1(d_2, d_3)}}$ ,  $\delta^2 \hat{S}_{2_{d_1(d_2, d_3)}}$  和  $\delta^2 \hat{S}_{3_{d_1(d_2, d_3)}}$ .

Bowen 等将连续变量两组分正交纠缠的不可

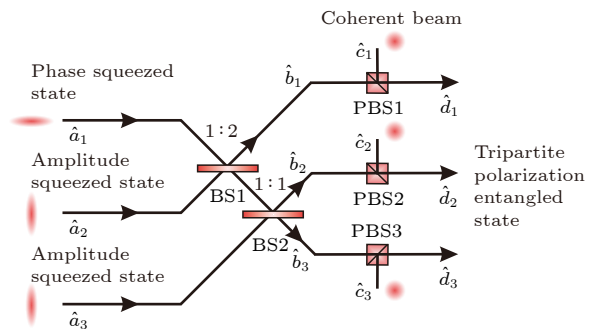


图 5 三组分偏振纠缠态产生方案 (BS1, 光学分束器 1; BS2, 光学分束器 2; PBS1, 偏振分束棱镜 1; PBS2, 偏振分束棱镜 2; PBS3, 偏振分束棱镜 3)

Fig. 5. Schematic for the generation of tripartite polarization entangled state. BS1, beam splitter1; BS2, beam splitter2; PBS1, polarization beam splitter1; PBS2, polarization beam splitter2; PBS3, polarization beam splitter3.



分判据<sup>[69]</sup>拓展到偏振纠缠不可分<sup>[70]</sup>, van Loock 和 Furusawa 证明了多组分纠缠态的不可分判据<sup>[71]</sup>. 我们从理论上计算了三组分偏振纠缠不可分判据<sup>[66]</sup>:

$$I_1 \equiv \frac{\delta^2(\hat{S}_{2d_2} - \hat{S}_{2d_3}) + \delta^2(g_1\hat{S}_{3d_1} + \hat{S}_{3d_2} + \hat{S}_{3d_3})}{4|\alpha_c^2 - \alpha_a^2|} \geq 1,$$

$$I_2 \equiv \frac{\delta^2(\hat{S}_{2d_1} - \hat{S}_{2d_3}) + \delta^2(\hat{S}_{3d_1} + g_2\hat{S}_{3d_2} + \hat{S}_{3d_3})}{4|\alpha_c^2 - \alpha_a^2|} \geq 1,$$

$$I_3 \equiv \frac{\delta^2(\hat{S}_{2d_1} - \hat{S}_{2d_2}) + \delta^2(\hat{S}_{3d_1} + \hat{S}_{3d_2} + g_3\hat{S}_{3d_3})}{4|\alpha_c^2 - \alpha_a^2|} \geq 1, \quad (2)$$

其中  $I_1, I_2$  和  $I_3$  是 Stokes 算符间的归一化关联方差;  $g_i (i = 1, 2, 3)$  是最佳增益因子. 当同时违背上述三个不等式中的两个时, 三个子模满足三组分偏振纠缠.

2014 年, Teh 和 Reid<sup>[68]</sup>提出了真正的  $N$  组分纠缠和完全的  $N$  组分不可分之间的区别, 并提出了真正的  $N$  组分纠缠的标准. 参考文献<sup>[68, 72]</sup>, 我

们知道可观测量的方差的和总是大于等于任意混合态方差的加权和:

$$\delta^2(\hat{S}_2) + \delta^2(\hat{S}_3) \geq \sum_k P_k (\delta_k^2(\hat{S}_2) + \delta_k^2(\hat{S}_3)), \quad (3)$$

其中  $P_k$  是系统在分区  $k$  上可分离的概率 ( $\sum_k P_k = 1$ ),  $\delta_k^2(\hat{S}_{2(3)})$  表示系统在态  $\rho_k$  时  $\hat{S}_{2(3)}$  的方差<sup>[65]</sup>. 对于三组分,  $I_1$  是两个方差的和, 我们得到

$$I_1 \geq P_1 I_{1,1} + P_2 I_{1,2} + P_3 I_{1,3} \geq P_1 I_{1,1} + P_2 I_{1,2} \geq P_1 + P_2. \quad (4)$$

同理, 我们可以得到  $I_2 \geq P_2 + P_3$  和  $I_3 \geq P_3 + P_1$ . 对于任意混合态  $\sum_k P_k = 1$ , 所以  $I_1 + I_2 + I_3 \geq 2$ . 当违背上述不等式时, 我们就说三个子模满足真正的三组分偏振纠缠.

实验上, 我们测量了分析频率在 1—6 MHz 时的关联方差如图 6 所示. 图 6(a)—(f) 分别表示  $\delta^2(\hat{S}_{2d_2} - \hat{S}_{2d_3})$ ,  $\delta^2(g_1\hat{S}_{3d_1} + \hat{S}_{3d_2} + \hat{S}_{3d_3})$ ,  $\delta^2(\hat{S}_{2d_1} - \hat{S}_{2d_3})$ ,  $\delta^2(\hat{S}_{3d_1} + g_2\hat{S}_{3d_2} + \hat{S}_{3d_3})$ ,  $\delta^2(\hat{S}_{2d_1} - \hat{S}_{2d_2})$  和

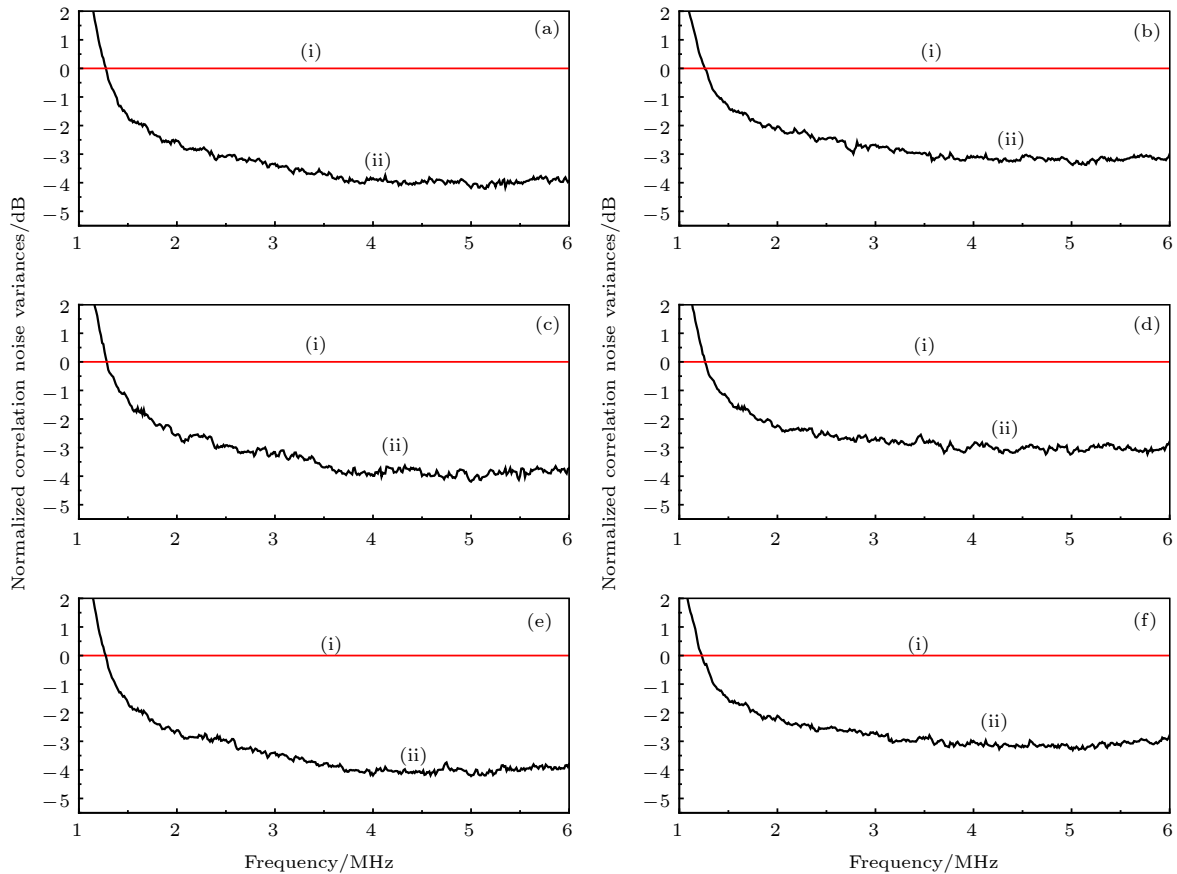


图 6 分析频率在 1—6 MHz 间测量的 Stokes 关联方差 (a)  $\delta^2(\hat{S}_{2d_2} - \hat{S}_{2d_3})$ ; (b)  $\delta^2(g_1\hat{S}_{3d_1} + \hat{S}_{3d_2} + \hat{S}_{3d_3})$ ; (c)  $\delta^2(\hat{S}_{2d_1} - \hat{S}_{2d_3})$ ; (d)  $\delta^2(\hat{S}_{3d_1} + g_2\hat{S}_{3d_2} + \hat{S}_{3d_3})$ ; (e)  $\delta^2(\hat{S}_{2d_1} - \hat{S}_{2d_2})$ ; (f)  $\delta^2(\hat{S}_{3d_1} + \hat{S}_{3d_2} + g_3\hat{S}_{3d_3})$

Fig. 6. Measured correlation variances of (a)  $\delta^2(\hat{S}_{2d_2} - \hat{S}_{2d_3})$ , (b)  $\delta^2(g_1\hat{S}_{3d_1} + \hat{S}_{3d_2} + \hat{S}_{3d_3})$ , (c)  $\delta^2(\hat{S}_{2d_1} - \hat{S}_{2d_3})$ , (d)  $\delta^2(\hat{S}_{3d_1} + g_2\hat{S}_{3d_2} + \hat{S}_{3d_3})$ , (e)  $\delta^2(\hat{S}_{2d_1} - \hat{S}_{2d_2})$ , (f)  $\delta^2(\hat{S}_{3d_1} + \hat{S}_{3d_2} + g_3\hat{S}_{3d_3})$  over the analysis frequency range from 1 to 6 MHz.

$\delta^2(\hat{S}_{3_{d_1}} + \hat{S}_{3_{d_2}} + g_3\hat{S}_{3_{d_3}})$ 的关联方差. 通道 (i) 表示对应的归一化量子噪声极限 (SNL), 通道 (ii) 表示测量到的关联噪声. 在测量  $\delta^2(g_1\hat{S}_{3_{d_1}} + \hat{S}_{3_{d_2}} + \hat{S}_{3_{d_3}})$ ,  $\delta^2(\hat{S}_{3_{d_1}} + g_2\hat{S}_{3_{d_2}} + \hat{S}_{3_{d_3}})$ 和  $\delta^2(\hat{S}_{3_{d_1}} + \hat{S}_{3_{d_2}} + g_3\hat{S}_{3_{d_3}})$ 的关联噪声时,  $g_{1(2,3)}$ 取最佳增益因子, 此时得到最大纠缠态.  $g_{1(2,3)} = g^{\text{opt}} = 0.845$ 时, 上述的关联方差在分析频率为 1.3—6 MHz 间量子噪声都在 SNL 以下. 5 MHz 处, 观测到最大纠缠态,  $I_1 = 0.42 \pm 0.08$ ,  $I_2 = 0.41 \pm 0.08$ ,  $I_3 = 0.42 \pm 0.08$ , 并且  $I_1 + I_2 + I_3 = 1.25 \pm 0.07$ , 上述证明了该态同时违背了三组分不可分判据和真正的三组分纠缠判据. 因此, 实验中我们制备的三组分偏振纠缠态是真正的三组分偏振纠缠.

目前, 多组分正交纠缠态是产生多组分偏振纠缠的基本资源. 尽管我们只在实验上实现了三组分偏振纠缠的制备, 但该实验方案只要利用更多组分的正交纠缠态和分束片网络便可实现多组分偏振纠缠的制备, 在未来量子网络的发展中有重要应用前景.

#### 4 三个原子系综确定性纠缠的建立

随着量子信息技术的不断发展, 由量子通道和量子节点构成的量子信息网络由于其安全性和高效性受到人们的广泛关注. 光场具有传输速度快、不易受环境影响等特点, 是量子信息的理想载体; 光纤等可以作为量子信息的传输通道, 但不可忽视的是不论光纤还是大气等都对光场有着吸收和散射等作用. 这样在量子通信的过程中不可避免地会引入传输损耗, 限制了量子传输的距离. 为了解决这一问题, 量子中继的概念被提出, 量子节点可以作为量子中继站克服由于远距离传输引入的损耗, 而原子系综可以构成量子节点, 并且利用原子系综可以进行高效率长寿命的量子信息存储和处理. 量子中继以量子存储和纠缠交换两大内容为基础, 利用量子存储还可以建立量子节点间的纠缠, 实现量子测量、量子计算、量子网络等诸多应用.

目前, 国际上很多研究组分别展开了对相干态、压缩态和纠缠态的量子存储. 量子存储的方法有很多, 存储的材料多种多样, 不同的存储机制不同的存储材料有不同的优势和缺点. 近来, 量子存储技术发展迅速, 到现在为止已经有很多综述性文章<sup>[73–80]</sup>. 量子存储的方法有: EIT<sup>[73,81–83]</sup>, QND<sup>[84]</sup>, DLCZ<sup>[34,36]</sup>, 光子回声<sup>[85,86]</sup>等.

#### 4.1 相干态的量子存储

关于相干态的量子存储, 2001 年 Lukin 研究组在实验上报道了将光脉冲有效地减速并被捕获在铷原子的蒸汽中, 存储一段时间后根据需要释放<sup>[87]</sup>. 这种光存储技术基于光在介质中群速度减慢的现象, 该种存储技术被称为 EIT. 在慢光实验中, 一束外部场作为控制场用来使不透明的介质在接近原子共振时变得透明. 另一束弱光作为信号光在特定的频率和极化下可以在没有耗散和损耗的情况下传播, 而且传播的群速度大大降低. 慢光在空间上极大程度地被压缩, 并且其信号脉冲几乎完全处于原子介质中.

信号光脉冲被捕获在原子介质中的动力学过程可以用暗态极子理论来解释. 光子和自旋激发态耦合叠加, 其最终态可以表示为如下形式<sup>[87]</sup>:

$$\hat{\psi}(z, t) = \cos \theta(t)\hat{E}(z, t) - \sin \theta(t)\sqrt{N}\hat{\sigma}_{1,3}(z, t), \quad (5)$$

$$\cos \theta(t) = \frac{\Omega(t)}{\sqrt{\Omega^2(t) + g^2 N}}, \quad (6)$$

$$\sin \theta(t) = \frac{g\sqrt{N}}{\sqrt{\Omega^2(t) + g^2 N}}, \quad (7)$$

式中  $E$  表示信号光场,  $\sigma_{13}$  表示原子的自旋相干性,  $g$  为光与原子耦合强度,  $\Omega$  是控制光场的拉比频率. 当控制光被关掉时,  $\cos \theta(t) \rightarrow 0$ , 暗态极子最终表现为原子的量子特性; 当打开控制时,  $\sin \theta(t) \rightarrow 0$ , 暗态极子表现为光场的量子特性. 通过暗态极子的理论, 可以解释量子态在光场和原子之间相互映射. 在关闭控制光时, 光场中的量子态信息被映射到原子系综中, 实现量子态的存储, 再打开控制光, 将存储在原子介质中的光场释放出来, 量子态被映射到释放的光场中. Lukin 等利用 EIT 效应, 在实验上将相干光存储在热的铷原子系综中, 存储时间为 200  $\mu\text{s}$ .

2004 年, Polzik 研究组<sup>[84]</sup>利用 QND 的机制将光存储在铯原子中. 光的存储可以分为三个步骤: 1) 输入的光脉冲和自旋极化的铯原子相互作用; 2) 测量透射光场; 3) 将测量到的结果通过射频磁脉冲反馈到原子上. 脉冲光和自旋极化的原子相互作用后<sup>[84]</sup>,

$$\begin{aligned} \hat{X}_L^{\text{out}} &= \hat{X}_L^{\text{in}} + \kappa\hat{P}_A^{\text{in}}, \hat{P}_L^{\text{out}} = \hat{P}_L^{\text{in}}, \\ \hat{X}_A^{\text{out}} &= \hat{X}_A^{\text{in}} + \kappa\hat{P}_L^{\text{in}}, \hat{P}_A^{\text{out}} = \hat{P}_A^{\text{in}}. \end{aligned} \quad (8)$$

测量透射光场  $\hat{X}_L^{\text{out}}$ , 将测量到的结果  $x = \hat{X}_L^{\text{in}} + \kappa\hat{P}_A^{\text{in}}$  在反馈增益因子为  $g$  时反馈到原子变量  $\hat{P}_A$  上, 则有

$$\hat{P}_A^{\text{final}} = \hat{P}_A^{\text{in}} - gx = \hat{P}_A^{\text{in}}(1 - g\kappa) - g\hat{X}_L^{\text{in}}, \quad (9)$$

选择合适的反馈增益因子  $g$  和相互作用参量  $\kappa$  可以实现光到原子的映射. 同样, 通过测量最终读出光的  $\hat{X}_L^{\text{read-out}} = \hat{X}_L^{\text{read-in}} + \kappa\hat{P}_A^{\text{final}}$  验证相干态存储的实现. Polzik 研究组最终实现了在铯原子中存储相干光 4 ms.

除了 EIT 和 QND 的存储机制, 还有其他多种存储方案: Raman 存储, DLCZ 和光子回声等. 拉曼存储类似于 EIT, 其区别在于 EIT 是在原子能级共振附近, 而拉曼存储则是利用双光子大失谐, 并且拉曼存储可以实现宽带宽存储. 光子回声存储在实验过程会涉及粒子数反转操作, 由于会有反转残留或者引入荧光噪声, 因此会降低存储效率<sup>[88]</sup>. 为了克服这一困难, 也有实验方案提出了利用可控恢复能级非均匀展宽技术<sup>[86,89]</sup> (controlled reversible inhomogeneous broadening, CRIB) 和原子频率梳技术 (atomic frequency comb, AFC). CRIB 是通过外加电场或磁场实现量子存储, AFC 则是制备等间距的脉冲梳吸收谱来实现.

## 4.2 非经典光的量子存储

光场量子态的存储是实现量子光学计算的一个重要组成部分, 是实现量子中继必不可少的, 也大大拓展了量子通信的范围. 量子光学存储的方法有很多, 众所周知的是 EIT, 在经典光的存储中我们已经详细介绍了 EIT 存储机制. 要实现真正的量子通信网络, 需要将非经典光进行存储. 相比于经典光的存储, 压缩态和纠缠态存储要求更为严格. 非经典光的存储要求存储效率和存储寿命要高, 可以在多个节点之间实现存储, 除此之外引入的额外噪声要低, 否则会淹没非经典光的量子噪声, 而且实验方案要有很强的拓展性.

目前, 已经有一些研究组实现了压缩光的存储. 总结压缩光存储的方法有: EIT, QND, Raman 和 AFC 等. 实现压缩光存储最常见的方法是 EIT. 2008 年, Furusawa 研究组<sup>[47]</sup>和 Lvovsky 研究组<sup>[48]</sup>都利用 EIT 机制实现了压缩光的存储. Furusawa 研究组在冷的铷原子系综中成功实现了压缩真空光的存储和释放, 释放光的正交噪声用零拍探测器监视. 实验中利用激光冷却铷原子系综作为存储介质, 初始冷原子样品制备在  $5^2S_{1/2}$  态, 冷原子样品的光学厚度是 5. 探针光和控制光分别和原子跃迁线  $F = 1 \leftrightarrow F' = 2$  和  $F = 2 \leftrightarrow F' = 2$  对应. 钛宝石激光 1 和 2 的差拍信号经过混频器后输出, 差拍的

频率被降低足够来驱动声光调制器 (AOM), 钛宝石激光器 1 和控制光的频率差来源于 AOM 的衍射. 压缩真空光作为探针光, 压缩真空光通过光学参量振荡器制备, 产生的压缩真空光的正交振幅噪声用平衡零拍探测器来探测. 压缩真空光脉冲的存储和释放通过动态地改变控制光的功率来实现. 实验中, 用两套 AOM 来将连续的压缩真空光斩断为 930 ns 的脉冲, 为了避免不必要的损耗利用 AOM 的零级光作为探针光. 将压缩真空光脉冲注入冷原子系综, 当光脉冲由于群速度减慢被压制在原子系综中时, 关断控制光光场的量子态映射到原子中. 在存储 3  $\mu\text{s}$  后打开控制光, 初始的光脉冲信号被释放. 最后利用两种方法来计算时域上的正交噪声: 1) 傅里叶变换分析时域上的量子噪声; 2) 利用相干态存储过程估算的时间模式函数. 经分析, 该实验利用 EIT 实现了存储效率为 20% 的压缩真空态的存储, 存储前压缩是 -2.0 dB, 释放后压缩是 -0.16 dB. 当压缩真空态被存储在原子中时原子自旋波被压缩.

除了在冷原子中, Lvovsky 研究组在热的铷原子系综同样利用 EIT 也实现了压缩光的存储. 光学参量放大器产生的压缩光被斩成脉冲, 由于光的损耗会降低压缩度, 为了避免使用电光或者声光调制器, 用一个光学斩波器将连续压缩光斩成 600 ns 的脉冲压缩光. 实验所用控制光来源于另一台半导体激光器, 信号光和控制光的频率被设置到最佳, 单光子失谐 630 MHz, 双光子失谐相对于超精细分裂共振频率 6834.68 MHz 失谐 +0.54 MHz. 铷原子气室充有 10 Torr (1 Torr =  $1.33322 \times 10^2$  Pa) 的惰性气体, 并且包裹在磁屏蔽内加热到 65  $^{\circ}\text{C}$ . 控制场和信号场偏振互相垂直, 且在原子气室内光斑 600  $\mu\text{m}$ , 存储寿命 1.3  $\mu\text{s}$ . 最终实现了输入态压缩 -1.86 dB, 释放压缩 -0.21 dB, 并且对比输入态和释放态保真度达到 0.89.

EIT 是实现压缩光存储的有效手段. 之后, Polzik 研究组<sup>[49]</sup>提出了利用 QND 的方法将连续变量纠缠光存储在铯原子系综中. 国内郭光灿研究组<sup>[90]</sup>利用 Raman 机制实现了轨道角动量纠缠的量子存储. 非经典光的量子存储为实现量子网络奠定了基础, 量子存储是实现多个量子节点间纠缠的重要基础, 目前已经有很多种方案实现两个原子系综之间的纠缠. 不论在分离变量还是连续变量领域, 实现原子系综纠缠的方案有: DLCZ, 量子态映射, QND, 耗散机制和纠缠交换等.



### 4.3 双原子系综的纠缠

2016年,我们在理论上提出了将光与原子混合纠缠和纠缠交换结合的方法实现两个原子系综确定性的纠缠<sup>[44]</sup>,其制备原理示意图如图7.系统包括两个独立的原子系综A(B),一个分束片BS和一对平衡零拍探测器(BHD1, BHD2). BHD1(BHD2)由一个分束片、一对光电探测器和一个功率减法器组成.原子节点A放置在一个射频线圈内.在原子系综A和B内通过自发拉曼散射过程产生的两束斯托克斯光束 $\hat{a}_1^{\text{out}}$ 和 $\hat{a}_2^{\text{out}}$ 在50/50的分束偏上干涉,干涉后的输出光束 $\hat{a}_3$ 和 $\hat{a}_4$ 的正交振幅和正交相位的起伏分别用平衡零拍探测器BHD1和BHD2测量.由于 $\hat{a}_1^{\text{out}}$ 和 $\hat{a}_2^{\text{out}}$ 分别和各自的原子系综A和B纠缠,因此它们在分束片上干涉后原子系综之间的量子信息由A(B)到B(A). BHD1和BHD2探测到的信号通过经典通道射频线圈反馈到原子系综A,最终通过纠缠交换建立了两个远距离原子系综之间的纠缠.

在原子系综A(B)内自发拉曼散射过程的有效相互作用哈密顿量可以写为

$$H_I = i\hbar\eta A_W \hat{a}^\dagger \hat{S}^\dagger - i\hbar\eta^* A_W^* \hat{S} \hat{a}, \quad (10)$$

其中光和原子相互作用常数 $\eta = \kappa_{\text{eg}}\kappa_{\text{es}}^* \sqrt{N_a}/\Delta$ ,  $\kappa_{\text{eg}}$ ,  $\kappa_{\text{es}}$ 分别表示光和原子的耦合系数,  $N_a$ 表示原子总数,  $\Delta$ 是失谐. 强的写光已经被处理为经典光, 归一化振幅 $A_W$ 正比于写光脉冲的拉比频率 $\Omega_W$ .

通过解光和原子自旋波的海森伯运动方程, 我们得到随时间演化的算符的表达式:

$$\begin{aligned} \hat{a}_i^{\text{out}}(t) &= \hat{a}_i^{\text{in}} \cosh(\eta A_W t) + \hat{S}_i^{\text{in}\dagger} \sinh(\eta A_W t), \\ \hat{S}_i^{\text{out}}(t) &= \hat{S}_i^{\text{in}} \cosh(\eta A_W t) + \hat{a}_i^{\text{in}\dagger} \sinh(\eta A_W t). \end{aligned} \quad (11)$$

利用算符的线性化, 并且光场和原子的输入场

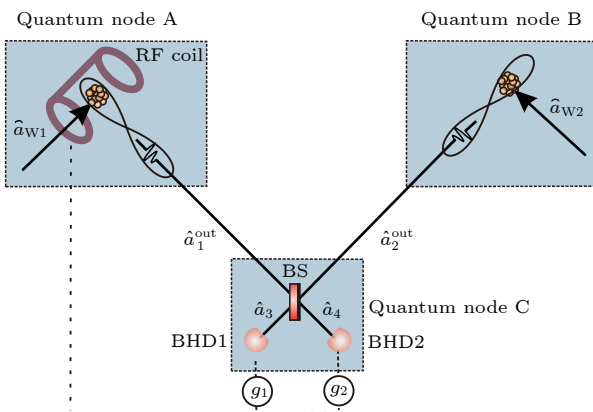


图7 原子系综纠缠示意图

Fig. 7. Schematic of atom-atom entanglement generation system.

是真空场是时, 我们得到光和原子的正交分量的关联方差和:

$$\begin{aligned} V &= \delta^2(\hat{X}_{ai}^{\text{out}} - \hat{X}_{si}^{\text{out}}) + \delta^2(\hat{Y}_{ai}^{\text{out}} + \hat{Y}_{si}^{\text{out}}) \\ &= 4e^{-2\eta A_W \tau} = 4e^{-2r}. \end{aligned} \quad (12)$$

根据Duan等<sup>[69]</sup>和Simon<sup>[91]</sup>提出的不可分判据, 当关联方差和小于4时, 自发拉曼散射过程产生的斯托克斯光束和各自的原子系综纠缠. 两束斯托克斯光束以0相位在平衡分束片上干涉, 其输出场用BHD1和BHD2探测. 当输出光 $\hat{a}_3$ 和 $\hat{a}_4$ 分别和自己的本地光干涉时, 我们将其相对相位分别锁定在 $\pi/2$ 和0, BHD1和BHD2分别测量 $\hat{a}_3$ 和 $\hat{a}_4$ 的正交相位和正交振幅的量子波动:

$$\begin{aligned} \delta\hat{Y}_3 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta\hat{Y}_1^{\text{out}} + \delta\hat{Y}_2^{\text{out}}), \\ \delta\hat{X}_4 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta\hat{X}_1^{\text{out}} - \delta\hat{X}_2^{\text{out}}). \end{aligned} \quad (13)$$

最终, 我们将测量到的信号 $\delta\hat{Y}_3$ 和 $\delta\hat{X}_4$ 通过经典的通道, 调节合适的可归一化的经典增益因子, 反馈到放置在射频线圈内原子系综A的总的原子自旋波 $\hat{S}_1^{\text{out}}$ , 经过反馈后原子系综A的最终输出态:

$$\hat{S}_1^{\text{final}}(t) = \hat{S}_1^{\text{out}} - \sqrt{2}g_1\delta\hat{X}_4 + \sqrt{2}ig_2\delta\hat{Y}_3, \quad (14)$$

一般情况下我们选择 $g_1 = g_2 = g$ , 当选取最合适的增益因子时得到原子系综的最佳关联.

经计算, 两个原子系综之间的关联方差:

$$V' = 4[(1 + g^2) \cosh(2r) - 2g \sinh(2r)]. \quad (15)$$

通过解上述等式的最小值, 我们可以得到最佳增益因子:

$$g^{\text{opt}} = \frac{\sinh(2r)}{1 + \cosh(2r)}. \quad (16)$$

当 $g = g^{\text{opt}}$ 时, 原子系综之间的纠缠永远存在, 并且得到最佳纠缠. 该理论方案通过利用光和原子的混合纠缠的制备和纠缠交换实现了两个远距离原子系综之间的纠缠, 建立的纠缠是无条件的确定的.

### 4.4 多原子系综纠缠的建立

为了建立实用化的量子网络, 就必须实现多个量子节点之间的纠缠. 目前, 国际上本课题组在实验上首次实现了三个原子系综间确定性的纠缠. 利用EIT相互作用的机制, 通过光场和原子间量子态相互映射的方法实现了三个原子系综间的纠缠, 并且我们建立的纠缠是确定性的, 方案具有良好的拓展性, 可以直接扩展到更多的量子节点, 并且引



入的额外噪声小, 这样为构建实用化更多节点的量子网络提供了理论和实验参考.

本研究组在实验上演示了三个原子系综连续变量纠缠的建立、存储和释放. 首先我们制备了三组分 GHZ 纠缠态光场, 该三组分纠缠态被传输到三个空间间隔为 2.6 m 的原子系综中, 利用 EIT 相互作用经过一段时间存储后, 存储的原子纠缠可控地释放到由三束纠缠的光学子模组成的三个分离的量子通道中. 我们从理论上推导了三个释放的光学子模式之间纠缠的依赖性, 并通过实验证明了多方纠缠转移和存储. 该实验方案可以拓展到更多量子节点间纠缠的建立.

图 8 所示为我们建立三个原子系综间确定性纠缠的实验装置图. 钛宝石激光器输出 3 W 的 795 nm 的红光, 作为倍频腔的抽运光和 DOPA 的种子光. 倍频腔和三个 DOPA 腔都是结构相同的四镜环形腔, 且都用  $1\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 10\text{ mm}$  的周期极化的 PPKTP 晶体. 倍频腔产生的 398 nm 的倍频光和基频光  $\hat{a}_{S1}^0, \hat{a}_{S2}^0, \hat{a}_{S3}^0$  同时注入三个 DOPAs, DOPA1 工作于参量放大状态, DOPA2 和 DOPA3 工作于参量反放大状态, 分别产生正交相位和正交振幅压缩光. 这三束压缩光在两个分束片上干涉, 正交相位压缩光  $\hat{a}_{S1}$  和正交振幅压缩光  $\hat{a}_{S2}$  在反射和透射比是 1:2 的分束片 BS1 上干涉, BS1 其中一束输出光和来源于 DOPA3 的正交振幅压缩光  $\hat{a}_{S3}$  在 1:1 的分束片 BS2 上干涉, 两个分束片的相对相位均锁定在 0. 将产生的三组分连续变量纠缠态通过三套 AOM 斩成三束脉冲纠缠  $\hat{a}(0)_{S1}, \hat{a}(0)_{S2}, \hat{a}(0)_{S3}$ . 三束光脉冲分别注入三个原

子系综, 通过开关控制光和信号光的时序, 用三套平衡零拍探测器测量释放的三束光学子模之间的关联噪声来验证三个原子系综间的纠缠. 图 9 所示为实验中所使用的控制光和信号光的开关时序, 控制光利用 AOM 的 +1 级衍射, 信号光用两套 AOM 的 0 级衍射. 在初始的 2 ms 内, 信号光和控制光均没有关断, 用来实现相位的锁定; 之后关断信号光制备真空纠缠, 并且在这段时间内打开信号光 500 ns, 在 500 ns 内控制光和信号光同时打开, 信号光场的量子信息写入原子系综; 在光场的量子态信息转到原子系综后, 关断控制光 1  $\mu\text{s}$  后打开控制光, 原子系综中的量子态释放.

量子场通过 EIT 介质时, 会形成暗态极子, 在这个过程中光场和原子中的量子态在理想情况下会相互转换. 因此, EIT 效应可以用来产生原子系综间的非经典态, 也可以用来存储光学量子态, 并且可逆的将存储的量子态释放到光学通道中. 原子集合可以由原子自旋的总角动量算符表示  $\hat{J} = \sum_i |g\rangle \langle m|$ , 原子总角动量的  $y, z$  分量是规范变量  $\hat{X}_A = (\hat{J} + \hat{J}^\dagger)/\sqrt{2} = \hat{J}_y/\sqrt{\langle \hat{J}_x \rangle}$ ,  $\hat{P}_A = (\hat{J} - \hat{J}^\dagger)/\sqrt{2i} = \hat{J}_z/\sqrt{\langle \hat{J}_x \rangle}$  [49]. 在 EIT 介质中, 量子态能够从输入光学子模  $\hat{a}(0)_S$  映射到原子自旋波  $\hat{J}$ , 也能从原子自旋波映射到光学模. 由于控制场的光强远远大于信号场, 因此控制场可以当作经典场处理. 在 EIT 过程中, 信号场  $\hat{a}(0)_S$  和原子自旋波  $\hat{J}$  的有效相互作用哈密顿量类似于分束片相互作用模型, 可以写为

$$H_{\text{EIT}} = i\hbar\kappa A_C \hat{a}(0)_S \hat{J}^\dagger - i\hbar\kappa A_C \hat{J} \hat{a}(0)_S^\dagger. \quad (17)$$

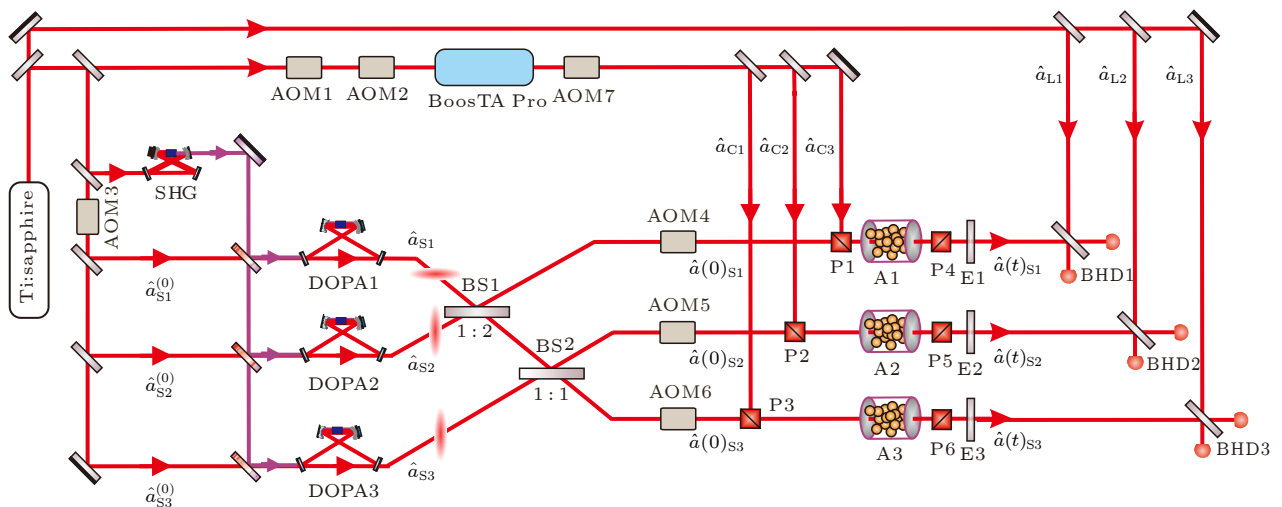


图 8 三原子系综纠缠实验装置图

Fig. 8. Experimental device diagram of quantum entanglement among three distant atomic ensembles.

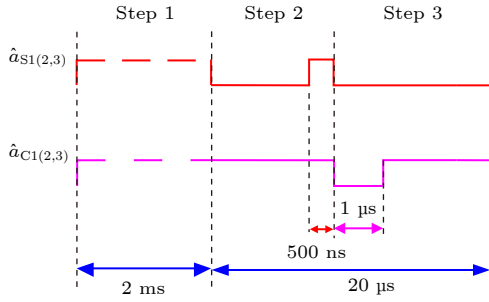


图 9 信号光与控制光的时序控制图

Fig. 9. Sequence control of signal and control light.

当控制场和信号场同时打开时, 由于 EIT 相互作用, 信号场传播速度减慢并且三束纠缠的光学子模同时被压制到三个原子系综. 当三束控制场同时绝热关断的瞬间, 在三个原子系综中三束脉冲纠缠的光学子模的正交振幅和相位分量  $\hat{X}(\hat{P})(0)_{Lj}$  映射到原子自旋波  $\hat{X}(\hat{P})(t)_{Aj}$ , 在写的过程中量子态映射过程的表达式可以表示为如下形式:

$$\hat{X}(t)_{Aj} = \sqrt{\eta_M} \hat{X}(0)_{Lj} + \sqrt{1 - \eta_M} \hat{X}_{Aj}^{\text{vac}}, \quad (18)$$

$$\hat{P}(t)_{Aj} = \sqrt{\eta_M} \hat{P}(0)_{Lj} + \sqrt{1 - \eta_M} \hat{P}_{Aj}^{\text{vac}}. \quad (19)$$

其中从输入光学子模到原子自旋波的映射效率  $\eta_M = \eta_T \eta_W e^{-t/\tau_s}$ ,  $\eta_T$  是光学传输效率,  $\eta_W$  是写效率,  $\tau_s$  是受原子退相干影响的原子的存储寿命. 在存储过程中由于有限的存储效率会引入原子系综的额外噪声  $\hat{X}(\hat{P})_{Aj}^{\text{vac}}$ .

由于注入的三束脉冲纠缠光学子模间满足三组分不可分判据, 原子自旋波规范正交算符也满足高斯光场算符的对易关系即  $[X_A, P_A] = i$ , 因此运用同样的方法得到类似的原子自旋波三组分不可分判据:

$$\begin{aligned} I(t)_{A1} &= \left\langle \delta^2(\hat{X}(t)_{A2} - \hat{X}(t)_{A3}) \right\rangle / 2 \\ &\quad + \left\langle \delta^2(g_{A1} \hat{P}(0)_{A1} + \hat{P}(0)_{A2} + \hat{P}(0)_{A3}) \right\rangle / 2 \geq 1, \\ I(t)_{A2} &= \left\langle \delta^2(\hat{X}(t)_{A1} - \hat{X}(t)_{A3}) \right\rangle / 2 \\ &\quad + \left\langle \delta^2(\hat{P}(0)_{A1} + g_{A2} \hat{P}(0)_{A2} + \hat{P}(0)_{A3}) \right\rangle / 2 \geq 1, \\ I(t)_{A3} &= \left\langle \delta^2(\hat{X}(t)_{A1} - \hat{X}(t)_{A2}) \right\rangle / 2 \\ &\quad + \left\langle \delta^2(\hat{P}(0)_{A1} + \hat{P}(0)_{A2} + g_{A3} \hat{P}(0)_{A3}) \right\rangle / 2 \geq 1. \end{aligned} \quad (20)$$

当上述三个不等式中的两个同时违背时, 原子系综之间的纠缠类似于三组分 GHZ 纠缠态. 其中  $g_{A1}$ ,  $g_{A2}$ ,  $g_{A3}$  是原子系综的增益因子.

在存储一定的时间之后, 再次打开控制光, 存储的原子间的纠缠释放到三束光学模  $\hat{a}(t)_{S1}$ ,  $\hat{a}(t)_{S2}$ ,

$\hat{a}(t)_{S3}$ . 释放的光学子模的正交振幅和相位分量  $\hat{X}(t)_{Lj}$  和  $\hat{P}(t)_{Lj}$  可以用原子自旋波的正交振幅和相位来描述:

$$\begin{aligned} \hat{X}(t)_{Lj} &= -\sqrt{\eta'_M} \hat{X}(t)_{Aj} + \sqrt{1 - \eta'_M} \hat{X}_{Lj}^{\text{vac}}, \\ \hat{P}(t)_{Lj} &= -\sqrt{\eta'_M} \hat{P}(t)_{Aj} + \sqrt{1 - \eta'_M} \hat{P}_{Lj}^{\text{vac}}, \end{aligned} \quad (21)$$

其中从原子自旋波的光场的映射效率  $\eta'_M$  是原子系综到光场的释放效率;  $\hat{X}(\hat{P})_{Lj}^{\text{vac}}$  表示在读出的过程中引入的来源于光场的真空噪声.

同样, 可以得到释放的三个光学子模间三组分不可分判据:

$$\begin{aligned} I(t)_{L1} &= \left\langle \delta^2(\hat{X}(t)_{L2} - \hat{X}(t)_{L3}) \right\rangle / 2 \\ &\quad + \left\langle \delta^2(g'_{L1} \hat{P}(0)_{L1} + \hat{P}(0)_{L2} + \hat{P}(0)_{L3}) \right\rangle / 2 \geq 1, \\ I(t)_{L2} &= \left\langle \delta^2(\hat{X}(t)_{L1} - \hat{X}(t)_{L3}) \right\rangle / 2 \\ &\quad + \left\langle \delta^2(\hat{P}(0)_{L1} + g'_{L2} \hat{P}(0)_{L2} + \hat{P}(0)_{L3}) \right\rangle / 2 \geq 1, \\ I(t)_{L3} &= \left\langle \delta^2(\hat{X}(t)_{L1} - \hat{X}(t)_{L2}) \right\rangle / 2 \\ &\quad + \left\langle \delta^2(\hat{P}(0)_{L1} + \hat{P}(0)_{L2} + g'_{L3} \hat{P}(0)_{L3}) \right\rangle / 2 \geq 1. \end{aligned} \quad (22)$$

最终用三套平衡零拍探测系统分别测量三个光学子模的量子噪声, 并通过利用合适的加减法器实现释放的光学模式间纠缠的验证. 当同时违背上述三个不等式中的两个时, 释放的光场是三组分 GHZ 纠缠态光场,  $g'_{L1}$ ,  $g'_{L2}$  和  $g'_{L3}$  是释放的光场的最佳增益因子. 最终测得的纠缠受到总映射效率  $\eta(\eta = \eta_M \eta'_M)$  的限制, 同时也受到初始注入的三组分脉冲纠缠光纠缠度的影响. 假设实验中我们所用的三个 DOPA 的压缩参量  $r$  相等, 三个原子系综总的映射效率也完全相等, 那么三个关联不等式的左边  $I(t)_{L1} = I(t)_{L2} = I(t)_{L3} = I(t)_L$ ,  $I(t)_L$  的值越小, 得到的纠缠度就越大.

表 1 列出了存储释放后的三个光学子模的正交分量的不同组合的归一化关联方差, 输入和释放的模式的相关方差用三个平衡零拍探测器测量. 原子系综间的归一化关联方差是通过表达式 (22) 推断得到的, 其中读过程的释放效率是 68%.

图 10 是测得的归一化关联方差, 实验中三个 DOPA 的压缩参量  $r$  均是 0.38, 存储的总映射效率 16%. 三个释放子模的正交振幅和正交相位关联方差的和  $I(t)_L = 0.96 \pm 0.01$ , 其关联方差和小于 1, 因此释放的模式是三组分纠缠态光场. 原子系综间的纠缠依赖于总的量子映射效率和输入态的压缩参量, 输入态的压缩参量越大, 总的映射效率越大,

表 1 释放光模正交分量不同组合的归一化关联方差  
Table 1. Values of normalized correlation variances for different combinations.

不同组合的关联方差	输入模式/dB	原子自旋波/dB	释放模式/dB
$\langle \delta^2(\hat{X}_2 - \hat{X}_3) \rangle$	$-3.30 \pm 0.05$	$-0.56 \pm 0.03$	$-0.37 \pm 0.03$
$\langle \delta^2(g_1 \hat{P}_1 + \hat{P}_2 + \hat{P}_3) \rangle$	$-2.93 \pm 0.05$	$-0.15 \pm 0.02$	$-0.10 \pm 0.02$
$\langle \delta^2(\hat{X}_1 - \hat{X}_3) \rangle$	$-3.25 \pm 0.05$	$-0.53 \pm 0.03$	$-0.35 \pm 0.03$
$\langle \delta^2(\hat{P}_1 + g_2 \hat{P}_2 + \hat{P}_3) \rangle$	$-2.91 \pm 0.05$	$-0.15 \pm 0.02$	$-0.10 \pm 0.02$
$\langle \delta^2(\hat{X}_1 - \hat{X}_2) \rangle$	$-3.25 \pm 0.05$	$-0.52 \pm 0.03$	$-0.34 \pm 0.03$
$\langle \delta^2(g_1 \hat{P}_2 + \hat{P}_2 + \hat{P}_3) \rangle$	$-2.90 \pm 0.05$	$-0.14 \pm 0.02$	$-0.09 \pm 0.02$

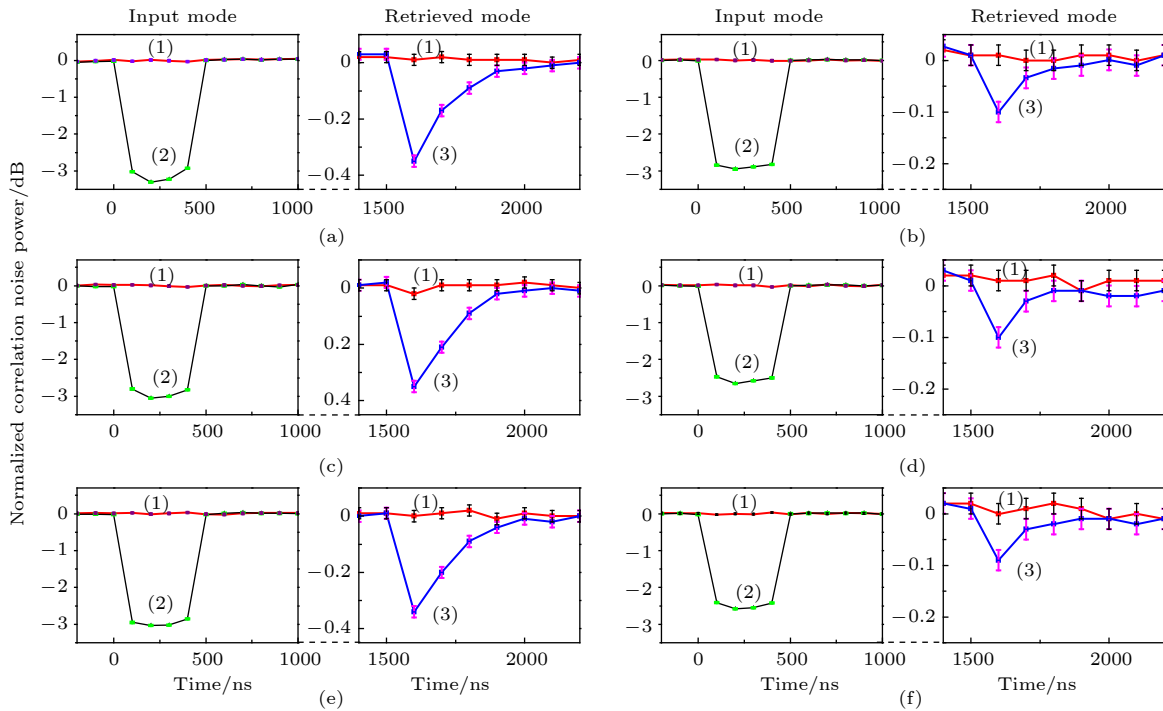


图 10 测量的输入模式和释放模式的关联方差

Fig. 10. Measured normalized correlation variances of input and released optical submodes.

原子系综纠缠越大. 在目前实验系统中, 总映射效率主要受到光学传输损耗和读写效率的影响, 其中光学传输损耗主要来源于原子系综、滤波腔、格兰棱镜和其他光学元件, 这些因素均导致最终释放的纠缠度小于输入态的纠缠度, 然而得到的量子噪声依然在对应的真空噪声水平线下方, 验证了原子系综间存在纠缠.

## 5 总结与展望

量子网络的实现需要制备与铷原子 D1 吸收线对应的非经典光场<sup>[92]</sup>, 由于光场和原子自旋波均

可以用 Stokes 算符来描述, 并且彼此之间可以直接相互作用, 因此本研究组在实验上分别实现了偏振压缩光、两组分偏振纠缠光<sup>[93]</sup>以及三组分偏振纠缠光的制备, 为建立量子网络提供了基本资源. 不仅如此, 我们在实验上演示了三个空间分离的量子节点间确定性纠缠的产生、存储和转移. 在存储寿命期间, 多组分纠缠存储在三个空间分离的原子系综中, 然后在我们希望的内存存储的原子纠缠可以通过控制转换到作为量子信道的三个光子模式. 我们的工作证明, 利用 EIT 相互作用通过转移制备好的光学模式间的纠缠到原子系综中, 可以建立远距离的宏观物体之间的多组分连续变量纠缠.

由于多组分的光学模式间的无条件连续变量纠缠在实验上已实现<sup>[60,94,95]</sup>,成熟的量子光学技术可用于实现更多量子节点间纠缠的量子网络中。

释放的光学子模中过多的额外噪声来源于由控制光引起的信号通道中虚拟波动、荧光和相干辐射<sup>[48]</sup>,另一方面是在原子系综中 EIT 和四波混频同时发生<sup>[96]</sup>,四波混频产生的闲置场也会引入额外的噪声,这些机制都导致了在 EIT 相互作用过程中额外噪声总是存在.因此,一些方案被提出用来提高 EIT 过程中的经典信号的存储效率<sup>[96–98]</sup>,例如减小控制光和信号光的失谐,增加控制光的功率,加大铷原子气室的温度,这些方法不可避免地会引入过多的额外噪声,降低了原子系综间的量子关联.实验中,可通过选择合适的最佳实验参数使得额外噪声最小<sup>[53,96]</sup>.

高效率的量子存储可以用来实现量子网络<sup>[14]</sup>、量子计算<sup>[99]</sup>和纠缠提纯<sup>[100]</sup>.目前在实验上已经证明,通过光学谐振腔技术可以显著提高原子映射效率而不会引入过多额外噪声<sup>[101–103]</sup>,并且如果用囚禁在三维光学阱中的冷原子代替热原子可以大大提高存储寿命.迄今为止,在实验上已经实现了高达 15 dB 的压缩<sup>[104]</sup>,为建立更好的多个量子节点间纠缠提供了初始的量子资源.高效率的量子存储以及高质量的量子资源为未来构建量子网络和实现基于光和原子存储的确定性连续变量纠缠分布式量子计算提供了新的可能。

## 参考文献

- Pan J W, Chen Z B, Lu C Y, Weinfurter H, Zeilinger A, Żukowski M 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 777
- Braunstein S L, van Loock P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 513
- Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, Eibl M, Weinfurter H, Zeilinger A 1997 *Nature* **390** 575
- Furusawa A, Sørensen J L, Braunstein S L, Fuchs C A, Kimble H J, Polzik E S 1998 *Science* **282** 706
- Huo M R, Qin J L, Cheng J L, Yan Z H, Qin Z Z, Su X L, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2018 *Sci. Adv.* **4** eaas9401
- Pan J W, Bouwmeester D, Weinfurter H, Zeilinger A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3891
- Jia X J, Su X L, Pan Q, Gao J R, Xie C D, Peng K C 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 250503
- Takeda S, Fuwa M, van Loock P, Furusawa A 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 100501
- Chen Y A, Zhang A N, Zhao Z, Zhou X Q, Lu C Y, Peng C Z, Yang T, Pan J W 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 200502
- Lance A M, Symul T, Bowen W P, Sanders B C, Lam P K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 177903
- Zhou Y Y, Yu J, Yan Z H, Jia X J, Zhang J, Xie C D, Peng K C 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 150502
- Cai X D, Wu D, Su Z S, Chen M C, Wang X L, Li L, Liu N L, Lu C Y, Pan J W 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 110504
- Su X L, Hao S H, Deng X W, Ma L Y, Wang M H, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2013 *Nat. Commun.* **4** 2828
- Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023
- Glöckl O, Heersink J, Korolkova N, Leuchs G, Lorenz S 2003 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **5** S492
- Iskhakov T Sh, Agafonov I N, Chekhova M V, Leuchs G 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 150502
- Hosseini M, Sparkes B M, Campbell G, Lam P K, Buchler B C 2011 *Nat. Commun.* **2** 174
- Parigi V, Ambrosio V, Arnold C, Marrucci L, Sciarrino F, Laurat J 2015 *Nat. Commun.* **6** 7706
- Yan Z H, Jia X J 2017 *Quantum Sci. Technol.* **2** 024003
- Pu Y F, Jiang N, Chang W, Yang H X, Li C, Duan L M 2017 *Nat. Commun.* **8** 15359
- Colangelo G, Ciurana F M, Bianchet L C, Sewell R J, Mitchell M W 2017 *Nature* **543** 525
- Specht H P, Nolleke C, Reiserer A, Uphoff M, Figueroa E, Ritter S, Rempe G 2011 *Nature* **473** 190
- Facon A, Dietsche E K, Grosso D, Haroche S, Raimond J M, Brune M, Gleyzes S 2016 *Nature* **535** 262
- Stute A, Casabone B, Schindler P, Monz T, Schmidt P O, Brandstätter B, Northup T E, Blatt R 2012 *Nature* **485** 482
- Hucul D, Inlek I V, Vittorini G, Crocker C, Debnath S, Clark S M, Monroe C 2014 *Nat. Phys.* **11** 37
- Fiore V, Yang Y, Kuzyk M C, Barbour R, Tian L, Wang H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 133601
- Lee H, Suh M G, Chen T, Li J, Diddams S A, Vahala K J 2013 *Nat. Commun.* **4** 2468
- Riedinger R, Hong S, Norte R A, Slater J A, Shang J, Krause A G, Anant V, Aspelmeyer M, Gröblacher S 2016 *Nature* **530** 313
- Kiesewetter S, Teh R Y, Drummond P D, Reid M D 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 023601
- Flurin E, Roch N, Pillet J D, Mallet F, Huard B 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 090503
- Saglamyurek E, Sinclair N, Jin J, Slater J A, Oblak D, Bussières F, George M, Ricken R, Sohler W, Tittel W 2011 *Nature* **469** 512
- Zhong M, Hedges M P, Ahlefeldt R L, Bartholomew J G, Beavan S E, Wittig S E, Longdell J J, Sellars M J 2015 *Nature* **517** 177
- Gao W B, Fallahi P, Togan E, Miguel-Sanchez J, Imamoglu A 2012 *Nature* **491** 426
- Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- Chou C W, de Riedmatten H, Felinto D, Polyakov S V, van Enk S J, Kimble H J 2005 *Nature* **438** 828
- Yuan Z S, Chen Y A, Zhao B, Chen S, Schmiedmayer J, Pan J W 2008 *Nature* **454** 1098
- Choi K S, Deng H, Laurat J, Kimble H J 2008 *Nature* **452** 67
- Zhang W, Ding D S, Dong M X, Shi S, Wang K, Liu S L, Li Y, Zhou Z Y, Shi B S, Guo G C 2016 *Nat. Commun.* **7** 13514
- Choi K S, Goban A, Papp S B, van Enk S J, Kimble H J 2010 *Nature* **468** 412
- Julsgaard B, Kozhekin A E, Polzik E S 2001 *Nature* **413** 400
- Krauter H, Muschik C A, Jensen K, Wasilewski W, Petersen J M, Cirac J I, Polzik E S 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 080503
- Ou Z Y 2008 *Phys. Rev. A* **78** 023819
- Yang X H, Zhou Y Y, Xiao M 2013 *Sci. Rep.* **3** 3479
- Liu Y H, Yan Z H, Jia X J, Xie C D 2016 *Sci. Rep.* **6** 25715



- [45] Yadsanappleby H, Serafini A 2011 *Phys. Lett. A* **375** 1864
- [46] Tikhonov K S, Golubeva T Y, Golubev Y M 2015 *Opt. Spectrosc.* **118** 773
- [47] Honda K, Akamatsu D, Arikawa M, Yokoi Y, Akiba K, Nagatsuka S, Tanimura T, Furusawa A, Kozuma M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 093601
- [48] Appel J, Figueroa E, Korystov D, Lobino M, Lvovsky A I 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 093602
- [49] Jensen K, Wasilewski W, Krauter H, Fernholz T, Nielsen B M, Owari M, Plenio M B, Serafini A, Wolf M M, Polzik E S 2011 *Nat. Phys.* **7** 13
- [50] Yan Z H, Wu L, Jia X J, Liu Y H, Deng R J, Li S J, Wang H, Xie C D, Peng K C 2017 *Nat. Commun.* **8** 718
- [51] Grangier P, Slushag R E, Yurke B, LaPorta A 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2153
- [52] Polzik E S, Carri J, Kimble H J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3020
- [53] Sun H X, Liu K, Zhang J X, Gao J R 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 234210 (in Chinese) [孙恒信, 刘奎, 张俊香, 郜江瑞 2015 物理学报 **64** 234210]
- [54] Zuo X J, Sun Y R, Yan Z H, Jia X J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 134202 (in Chinese) [左小杰, 孙颖榕, 闫智辉, 贾晓军 2018 物理学报 **67** 134202]
- [55] Vahlbruch H, Chelkowski S, Hage B 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 011101
- [56] Wan Z J, Feng J X, Sun Z N, Yao L T, Zhang K S 2014 *Acta Sin. Quantum Opt.* **20** 271 (in Chinese) [万振菊, 冯晋霞, 孙志妮, 要立婷, 张宽收 2014 量子光学学报 **20** 271]
- [57] Korolkova N, Leuchs G, Loudon R, Ralph T C, Silberhorn C 2002 *Phys. Rev. A* **65** 052306
- [58] Peuntinger C, Heim B, Müller C R, Gabriel C, Marquardt C, Leuchs G 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 060502
- [59] Josse V, Dantan A, Vernac L, Bramati A, Pinaud M, Giacobino E 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 103601
- [60] Bowen W P, Schnabel R, Bachor H A, Lam P K 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 093601
- [61] Wu L, Liu Y H, Deng R J, Yan Z H, Jia X J, Peng K C 2016 *J. Opt. Soc. Am. B* **33** 2296
- [62] Josse V, Dantan A, Vernac L, Bramati A, Pinaud M, Giacobino E 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 123601
- [63] Yan Z H, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 014206 (in Chinese) [闫智辉, 贾晓军, 谢常德, 彭莹莹 2012 物理学报 **61** 014206]
- [64] Jia X J, Yan Z H, Duan Z Y, Su X L, Wang H, Xie C D, Peng K C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 253604
- [65] Su X L, Zhao Y P, Hao S H, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2012 *Opt. Lett.* **37** 5178
- [66] Yan Z H, Jia X J 2015 *J. Opt. Soc. Am. B* **32** 2139
- [67] Wu L, Yan Z H, Liu Y H, Deng R J, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 161102
- [68] Teh R Y, Reid M D 2014 *Phys. Rev. A* **90** 062337
- [69] Duan L M, Giedke G, Cirac J I, Zoller P 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2722
- [70] Bowen W P, Treps N, Schnabel R, Lam P K 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 253601
- [71] van Loock P, Furusawa A 2003 *Phys. Rev. A* **67** 052315
- [72] Hofmann H F, Takeuchi S 2003 *Phys. Rev. A* **68** 032103
- [73] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [74] Lvovsky A I, Sander B C, Tittel W 2009 *Nat. Photon.* **3** 706
- [75] Duan L M, Monroe C 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1209
- [76] Hammerer K, Sørensen A S, Polzik E S 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1041
- [77] Sangouard N, Simon C, de Riedmatten H, Gisin N 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 33
- [78] Wootton J R 2012 *J. Mod. Opt.* **59** 1717
- [79] Bussièrès F, Sangouard N, Afzelius M, de Riedmatten H, Simon C, Tittel W 2013 *J. Mod. Opt.* **60** 1519
- [80] Northup T E, Blatt R 2014 *Nat. Photon.* **8** 356
- [81] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
- [82] Fleischhayer M, Lukin M 2002 *Phys. Rev. A* **65** 022314
- [83] Deng R J, Yan Z H, Jia X J 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 074201 (in Chinese) [邓瑞婕, 闫智辉, 贾晓军 2017 物理学报 **66** 074201]
- [84] Julsgaard B, Sherson J, Cirac J I, Fiurasek J, Polzik E S 2004 *Nature* **432** 482
- [85] Hébet G, Longdell J J, Sellars M J, Lam P K, Buchler B C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 203601
- [86] Moiseev S, Kröll S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 173601
- [87] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
- [88] Yang S J 2014 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [杨胜军 2014 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [89] Alexander A L, Longdell J J, Sellars M J, Manson N B 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 043602
- [90] Ding D S, Zhang W, Zhou Z Y, Shi S, Xiang G Y, Wang X S, Jiang Y K, Shi B S, Guo G C 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 050502
- [91] Simon R 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2726
- [92] Wen X, Han Y S, Liu J Y, Bai L L, He J, Wang J M 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 024207 (in Chinese) [温馨, 韩亚帅, 刘金玉, 白乐乐, 何军, 王军民 2018 物理学报 **67** 024207]
- [93] Wu L, Liu Y H, Deng R J, Yan Z H, Jia X J 2017 *Acta Opt. Sin.* **37** 0527001 (in Chinese) [吴量, 刘艳红, 邓瑞婕, 闫智辉, 贾晓军 2017 光学学报 **37** 0527001]
- [94] Yokoyama S, Ukai R, Armstrong S C, Sornphiphatphong C, Kaji T, Suzuki S, Yoshikawa J, Yonezawa H, Menicucci N C, Furusawa A 2013 *Nat. Photon.* **7** 982
- [95] Roslund J, Medeiros R, Jiang S, Fabre C, Treps N 2014 *Nat. Photon.* **8** 109
- [96] Phillips N B, Gorshkov A V, Novikova I 2011 *Phys. Rev. A* **83** 063823
- [97] Lobino M, Kupchak C, Figueroa E, Lvovsky A I 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 203601
- [98] Lauk N, O'Brien C, Fleischhauer M 2013 *Phys. Rev. A* **88** 013823
- [99] Barrett S D 2010 *New J. Phys.* **12** 093032
- [100] Datta A, Zhang L J, Nunn J, Langford N K, Feito A, Plenio M B, Walmsley I A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 060502
- [101] 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
- [102] Yang S J, Wang X J, Bao X H, Pan J W 2016 *Nat. Photon.* **10** 381
- [103] Saunders D J, Munns J H D, Champion T F M, Qiu C, Kaczmarek K T, Poem E, Ledingham P M, Walmsley A I, Nunn J 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 090501
- [104] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, Schnabel R 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 110801

SPECIAL TOPIC—Advances in quantum coherence and quantum storage

# Deterministic quantum entanglement among multiple quantum nodes<sup>\*</sup>

Liu Yan-Hong<sup>1)</sup> Wu Liang<sup>1)</sup> Yan Zhi-Hui<sup>1)2)</sup> Jia Xiao-Jun<sup>1)2)†</sup> Peng Kun-Chi<sup>1)2)</sup>

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

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

( Received 29 August 2018; revised manuscript received 9 October 2018 )

## Abstract

Quantum entanglement is a significant quantum resource, which plays a central role in quantum communication. For realizing quantum information network, it is important to establish deterministic quantum entanglement among multiple spatial-separated quantum memories, and then the stored entanglement is transferred into the quantum channels for distributing and transmitting the quantum information at the user-control time. Firstly, we introduce the scheme of deterministic generation polarization squeezed state at 795 nm. A pair of quadrature amplitude squeezed optical fields are prepared by two degenerate optical parameter amplifiers pumped by a laser at 398 nm, and then the polarization squeezed state of light appears by combining the generated two quadrature amplitude squeezed optical beams on a polarizing beam splitter. Secondly, we present the experimental demonstration of tripartite polarization entanglement described by Stokes operators of optical field. The quadrature tripartite entangled states of light corresponding to the resonance with D1 line of rubidium atoms are transformed into the continuous-variable polarization entanglement via polarization beam splitter with three bright local optical beams. Finally, we propose the generation, storage and transfer of deterministic quantum entanglement among three spatially separated atomic ensembles. By the method of electromagnetically induced transparency light-matter interaction, the optical multiple entangled state is mapped into three distant atomic ensembles to build the entanglement among three atomic spin waves. Then, the quantum noise of entanglement stored in the atomic ensembles is transferred to the three space-separated quadrature entangled light fields through three quantum channels. The existence of entanglement among the three released beams verifies that the system has the ability to maintain the multipartite entanglement. This protocol realizes the entanglement among three distant quantum nodes, and it can be extended to quantum network with more quantum nodes. All of these lay the foundation for realizing the large-scale quantum network communication in the future.

**Keywords:** deterministic quantum entanglement, electromagnetically induced transparency, multipartite entanglement, quantum nodes

**PACS:** 42.50.Ct, 42.50.Lc, 42.65.Yj

**DOI:** 10.7498/aps.68.20181614

<sup>\*</sup> Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2016YFA0301402), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61775127, 11474190, 11654002), the Program for Sanjin Scholars of Shanxi Province, China, the Shanxi Scholarship Council of China, and the Fund for Shanxi “1331 Project” Key Subjects Construction, China.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [jiaxj@sxu.edu.cn](mailto:jiaxj@sxu.edu.cn)

专题: 量子相干和量子存储研究进展

## 基于拉曼协议的量子存储\*

史保森<sup>1)2)†</sup> 丁冬生<sup>1)2)</sup> 张伟<sup>1)2)</sup> 李恩泽<sup>1)2)</sup>

1) (中国科学技术大学, 中国科学院量子信息重点实验室, 合肥 230026)

2) (量子信息与量子物理协同创新中心, 合肥 230026)

(2018年12月17日收到; 2019年1月6日收到修改稿)

量子存储器是实现按照需要存储/读出诸如单光子、纠缠或者压缩态等非经典量子态的系统, 是实现量子通信和量子计算必不可少的核心器件. 量子存储协议多种多样, 其中拉曼方案由于具有存储宽带大、可用于存储短脉冲信号的优点而引起了人们的广泛关注. 然而实现真正单光子和光子纠缠的拉曼存储具有挑战性. 本文简要介绍了量子存储器的主要性能和评价指标, 在回顾了量子存储器特别是拉曼量子存储器的发展现状后, 重点介绍了本研究组最近基于拉曼协议实现各种量子态存储的系列研究, 取得的研究成果对于构建高速量子网络具有重要参考价值.

关键词: 量子存储, 量子信息

PACS: 42.50.Dv, 32.80.Qk, 42.50.Ex

DOI: 10.7498/aps.68.20182215

## 1 引言

量子信息科学 (QIS) 是利用量子力学基本原理完成信息处理任务的交叉学科. QIS 有两个重要研究目标: 一是实现通用量子计算机, 并利用它快速高效地解决某些经典计算机难以解决的复杂问题; 二是实现远程量子通信和量子密码. 量子通信可以实现远程用户之间的量子态传输, 而量子密码技术可以帮助两个远程用户以绝对安全的方式进行信息交流. 量子通信特别是量子密码技术的发展非常迅速, 目前也最接近于实际应用. 在过去的几十年里, QIS 受到了公众的广泛关注, 并取得了巨大的进步. 目前基于光纤系统的量子密钥分配可以在约 100 km 的距离用于商业系统; 2016 年中国发射了第一颗量子通信卫星, 并基于它开展科学研究, 取得了一些重大进展, 如成功地实现了纠缠光子从太空到地球地面站之间的分发; 中国还基于可信量子中继技术在北京和上海之间建立了量子密钥分配线路; 此外包括谷歌、IBM、英特尔、微软等

在内的多家大型跨国公司已开始量子计算等领域投入巨资, 用于量子计算机的研发等. 由此可见, 量子信息研究是当今世界最热门的研究领域之一.

QIS 的发展离不开量子存储器. 量子存储器是可以实现按照需要存储/读出诸如单光子、纠缠或者压缩态等非经典量子态的系统, 是实现量子通信网络和量子计算机必不可少的核心器件. 如果信息载体是处于可见到近红外范围的光子, 则该量子存储器可称之为光量子存储器. 在量子计算机中, 量子存储器帮助我们在计算过程中寄存和同步各种量子态. 而在量子通信网络中可以利用量子存储器建立量子中继器, 从而解决量子通信过程中量子态的保真度随着通信距离的增加而呈现出指数下降的问题. 众所周知, 光信号在光纤等信道中传输的过程中不可避免地发生衰减, 严重制约了量子态可传输的距离, 进而造成通信时间的大幅度增加. 例如在光纤通信系统中, 假设信号源以 1 GHz 的速率在通信窗口 (衰减最小的工作波长) 发送光子, 则在相距 500 km 的通信双方之间传输一个 qubit

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61435011, 61275115, 61525504) 和安徽量子信息技术引导专项 (批准号: AHY020200) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: drshi@ustc.edu.cn

的信息所需时间是秒的量级. 如果通信距离拓展到 1000 km, 则每 3000 年才能成功传送一个 qubit 信息<sup>[1]</sup>. 为了克服信号光在信道中传输的指数衰减问题, 需要借助类似于经典通信体系使用的基于信号放大的中继器. 然而量子不可克隆原理告诉我们不能对量子信号进行无噪声放大, 因而经典的中继模式不能应用于量子通信系统, 迫使人们去寻求一种新的方法来解决这一瓶颈问题. 1998 年, Briegel 等<sup>[2]</sup>提出了一种解决信道衰减问题的量子中继器方案, 利用该方案可以将信号衰减从原来的指数衰减转变为多项式衰减, 进而使得长距离量子通信成为可能. 比如同样是 1000 km 的传输距离 (在光纤中), 1 GHz 的信号光子发送速率, 利用优化的量子中继方案可以将成功传送 1 个 qubit 信息的效率提高到秒量级<sup>[1]</sup>. 构成量子中继器的核心器件就是量子存储器. 此外, 量子存储器还可以用来同步线性量子计算中不同 qubit 的到达时间<sup>[3]</sup>、提高量子逻辑门<sup>[4]</sup>的成功概率、实现量子计量学和磁测量<sup>[5]</sup>、以及检测单个光子<sup>[6]</sup>等问题. 因此, 世界上有许多研究组都在积极开展量子存储的实验和理论研究.

### 1.1 量子存储器的评价指标

量子存储器的性能主要由以下 6 个指标衡量. 1) 存储保真度. 保真度定量地表征读出态与输入态之间的相似程度. 两个纯态  $|\phi\rangle$  和  $|\varphi\rangle$  之间的保真度可以根据公式  $F = \langle \phi | \varphi \rangle$  计算. 保真度是表征存储器是否可以工作在量子区域的一个重要判据, 当信息载体是真正的单光子时, 只有当存储保真度大于  $2/3$  时该存储器才可以工作在量子区域. 而当存储的是纠缠态时则存储保真度应大于  $85.4\%$ <sup>[7]</sup>. 2) 存储效率. 它由读出信号和输入信号之间的能量比表示. 对于单光子存储而言, 它意味着从存储器读出光子的概率. 只有在存储效率大于  $90\%$  的条件下使用量子中继器传输信息才能比直接传输具有更高的效率. 3) 按需读出 (on-demand). 量子存储器按照需要读出信号的概率, 即在存储发生后可以确定存储时间的可能性. 4) 存储时间或时间带宽积. 存储时间是量子态保存在存储器中的时间, 是衡量一个存储器丢失所存信息的时间. 存储器中的消相干效应会缩短存储时间, 也影响存储效率和保真度. 信息所需的存储时间取决于所使用的通信协议和实际的传输需求. 一个更具包容性的度量是存储时间-存储带宽积, 它定量地描述了在量子存储器消相干之前可以完成的逻辑操作的数量.

5) 合适的工作波长. 量子中继器的实现首先需要不同的节点之间建立量子纠缠, 而后通过将来自相邻节点的两个光子在节点中间实现 Bell 测量来拓展通信距离, 因此信息光子的波长最好处于通信窗口波段, 存储器也应该工作于通信波段, 这样长距离通信所要求的中继器数量将大大减少, 然而这很难实现. 例如在著名的 DLCZ (Duan-Lukin-Cirac-Zoller) 方案中<sup>[8]</sup>, 由于缺乏可工作于通信波段的存储介质, 导致绝大多数该类存储器工作于可见波段, 这就造成存储器与信息载体之间工作波长不匹配的问题. 可以用两种不同的方法来解决这个问题, 一种是利用原子系综中<sup>[9]</sup>或非线性晶体中的频率转换<sup>[10]</sup>; 另一种是如参考文献<sup>[7]</sup>中所指出的从一开始就避免这一问题, 即通过制备特殊的纠缠光子对, 其中一个光子位于通信波长, 可进行长距离传输, 而另一个光子的波长与光量子存储器兼容<sup>[11-14]</sup>. 6) 多模容量. 量子通信的速度随着可并行处理的信息载体数量的增加而增加, 因此存储器内可并行存储的信号数量也是非常重要的. 不得不说, 并非所有的性能指标都能在一个单一的物理系统中同时得到满足, 但可以使用不同的存储协议在不同的物理系统中分别实现.

### 1.2 存储介质

用于量子存储的介质多种多样, 根据该介质是由单个粒子还是大量粒子组成的系综可以将介质大体分为两类. 在单粒子介质中, 一个自然的候选者是处于共振腔内的单个原子, 在该体系中目前报道的最高量子比特的存储效率为  $9\%$ , 存储时间为  $180 \mu\text{s}$ <sup>[15]</sup>; 另一个候选者是单个囚禁离子, 最近的重要进展包括远程离子之间的量子隐形传态<sup>[16]</sup>和光子偏振态与单个离子内态之间的相互转移<sup>[17]</sup>; 第三种选择是金刚石中的氮空位 (NV) 色心, 单光子与 NV 色心电子自旋之间的纠缠已被证明<sup>[18]</sup>, 并且最近已经实现了两个远程 NV 色心之间的纠缠<sup>[19]</sup>. 量子点也被认为是量子存储器的合适候选者<sup>[20,21]</sup>. 在粒子系综体系中, 通过激光冷却与囚禁得到的中性冷原子系综是目前最成熟的系统之一, 也是最早被用于光存储的介质. 通过激光冷却与囚禁技术可以使纯碱金属原子气体具有较低的温度, 从磁光阱 (MOT) 中的几个毫开到偶极阱中的微开, 甚至到玻色-爱因斯坦凝聚物 (BEC) 中的纳开. 由于原子温度低, 运动速度小, 因而由原子之间的碰撞和原子扩散引起的消相干效应较弱, 又由于冷原子具有超精细结构, 因而可以实现较长时间的信息存



储. 同时原子系综光学厚度 (OD) 大, 因而可以实现效率高、保真度高的信息存储. 由此可以看出冷原子系综是一种理想的存储介质, 可以用来实现各种存储协议. 此外, 原子系统具有光谱一致性, 这对利用光在远程量子节点之间建立链接至关重要. 2010 年, 文献[9]报道了基于冷原子系综实现 100 ms 的量子存储实验. 文献[22]利用动态解耦技术, 将弱经典光的存储时间提高到 16 s. 最近山西大学报道了弱相干光的存储研究, 存储时间达到毫秒量级[23]. 中国台湾清华大学的研究组基于电磁感应透明 (EIT) 方案实现了高效的相干光存储, 存储效率达到 93%[24]. 香港科技大学的研究小组用冷原子系综作为量子存储器, 实现了利用另一个冷原子系综中的自发四波混频 (SFWM) 产生的单光子的存储, 效率和保真度分别为 49% 和 96%[25]. 最近, 华南师范大学的研究组将真实单光子的存储效率提高到 60% 以上[26]. 此外, 中国科学技术大学量子信息重点实验室实现了携带轨道角动量 (OAM) 的真实单光子和三维 OAM 光量子态的存储[27,28], 并在此基础上进一步通过量子存储在两个冷原子系综之间建立了 OAM 纠缠[29–31]. 热原子气体也可以实现类似于冷原子系综的各种量子存储. 相比于冷原子系综, 热原子体系具有系统简便易行的特点, 特别适合于可扩展的量子网路系统. 文献[32]报道了在热原子系综中实现的高效光存储, 存储效率为 87%. 同样, 热原子系综也可以用于存储空间多模信息[33–36]. 稀土掺杂固体具有较长的消相干时间、较强的多模存储能力, 因而也是一种不错的量子存储介质. 在这一研究方向上澳大利亚的一个研究组报道了 $^{151}\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体中长达 370 min  $\pm$  60 min 的相干时间[37], 中国科学技术大学基于原子频率梳实现了 100 个模式的量子存储[38], 加拿大 Calgary 大学的研究者实现了 26 个频率模式的量子存储[39]等.

### 1.3 拉曼协议

实现光子存储的协议有很多种, 包括 EIT[40–42]、远失谐双光子共振跃迁[43–45]、可控可逆非均匀展宽[46,47]、光子回波[48,49]、原子频率梳[50]等. 其中远失谐双光子共振跃迁协议又称为拉曼方案, 该方案与 EIT 方案使用的能级结构相同, 是一个由三个能级组成的  $\Lambda$  结构 (图 1). 与 EIT 方案不同的是拉曼方案采用单光子失谐而双光子共振的构型, 并在双光子共振附近产生一个虚激发能级, 同时通过增大介质的有效 OD 或增加控制激光的强度来提高

虚激发能级的能带. 该存储协议具有存储短时间脉冲的能力, 因而可以实现高速量子存储. 此外, 由于控制激光的单光子失谐是可变的, 并且对非均匀展宽不敏感, 因而拉曼量子存储器可以工作在很大的频率范围内. 所有这些性质表明, 拉曼方案在量子通信网络和量子计算中具有巨大的应用潜力. 这也是近年来我们利用拉曼协议研究量子存储的主要动机和原因.

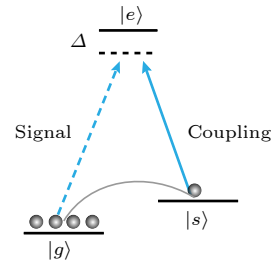


图 1 拉曼存储方案能级简图, 其中  $|g\rangle$ ,  $|s\rangle$  和  $|e\rangle$  分别表示基态、亚稳态和激发态;  $\Delta$  表示失谐量

Fig. 1. Simplified energy level diagram for Raman protocol.  $|g\rangle$ ,  $|s\rangle$  and  $|e\rangle$  correspond to ground, metastable and excited state respectively;  $\Delta$  represents detuning.

国际上牛津大学的 Walmsley 研究组[44,45]最早在实验上实现了拉曼方案, 他们在热原子系综中实现了一个纳秒光脉冲的存储, 其存储时间带宽积为 5000. 尽管这些工作中的信息载体都是弱衰减相干光, 但对于实现拉曼量子存储器具有重要参考价值. 最近, 此研究组试图在热原子系综中存储由非线性晶体中的自发参量下转换产生的单光子[51]. 然而, 正如作者指出的, 伴随存储过程产生的不可避免的 SFWM 噪声限制了它的实际应用, 因而该存储器不能工作在量子区域[51]. 此外人们还在分子系综中实现了 THz 光子存储[52]以及金刚石中的 THz 光脉冲存储[53]. 这些结果进一步证明了拉曼协议在宽带和高速存储中的潜力. 2015 年, Walmsley 研究组[54]又一次尝试用一个光学腔内的热原子系综来存储单光子水平的信号, 他们发现利用腔的抑制效应可以大大降低 SFWM 产生的噪声, 因而声称他们的存储器可以工作于量子区域. 不幸的是, 他们的存储信号仍然是衰减的相干光. 2018 年, 此小组[55]采用了一种称为双光子非共振级联吸收的方案来实现高速无噪音光量子存储器, 他们在热原子系综中成功地实现了低噪声、大带宽 (GHz) 单光子的存储. 上海交通大学的 Dou 等[56]则实现了基于室温原子系综的宽带非共振 DLCZ 量子存储器. 最近, 华东师范大学的 Guo 等[57]报道了一个基

于光学控制的高性能拉曼量子存储器, 他们在一个热原子系综中实现了存储效率为 82.6% 的 10 ns 微弱光脉冲存储. 虽然在过去十多年中拉曼协议的实验研究取得了显著的进展, 但绝大多数存储实验都是在弱相干光下完成的, 而关于利用拉曼协议存储真正单光子的报道很少. 此外, 虽然基于各种存储协议的光子存储取得了很大进展, 但只有一小部分存储器实现了光子偏振、路径、时间域以及时间-能量纠缠的量子存储, 并且到 2014 年底为止, 还没有利用拉曼量子存储器实现光子偏振纠缠或其他自由度 (DOF) 纠缠如 OAM 存储的实验报道, 实际上构建这样一个量子存储是很困难的. 从 2014 年开始, 我们研究组开展了利用拉曼协议实现量子存储的实验研究, 几年来取得了系列研究成果: 实现了真正单光子、光子偏振纠缠、OAM 纠缠和多 DOF 纠缠的存储<sup>[27-31,58,59]</sup>, 下文将详细介绍这些进展.

本文的主要内容如下: 在简要介绍量子存储器的主要指标, 以及量子存储器特别是拉曼量子存储器的发展现状后, 重点评述本研究组利用拉曼方案实现量子存储的系列实验进展, 包括真实单光子、二维和高维空间中 OAM 纠缠态的存储, 以及由 OAM 和其他 DOF 组成的超纠缠和混合纠缠的量子存储, 最后给出小结. 我们认为这些研究成果对于研究高速大带宽量子网络具有重要参考价值.

## 2 基于拉曼协议的量子存储

### 2.1 单光子存储

图 2 是实验装置简图. 我们通过一个二维磁光阱 (MOT1)<sup>[60]</sup> 制备了雪茄形的碱金属铷  $85(^{85}\text{Rb})$  冷原子系综, 而后利用泵浦 1 通过自发拉曼散射 (SRS) 制备了一个波长在 795 nm 的反斯托克斯光子 (信号光子 1), 随后将产生的信号光子 1 传送到第二个磁光阱 MOT2 中, 借助一束正交偏振控制脉冲激光对信号光子 1 进行拉曼存储. 通过这种方法, 建立了两个 MOT 之间的非经典关联. 在读出 MOT2 中的信号光子 1 后, 用泵浦激光 2 将 MOT1 中原子系综的集体自旋激发态映射为信号光子 2, 进而测量了两个信号光子之间的互相关函数  $g_{s1,s2}(\tau)$ , 结果如图 3 所示. 信号光子 1 和信号光子 2 之间的时域相关性可以通过检验 Cauchy-Schwarz 不等式<sup>[40]</sup>是否被违反进行证明. 通常经典光满足不等式  $R = \frac{[g_{s1,s2}(\tau)]^2}{g_{s1,s1}(0)g_{s2,s2}(0)} \leq 1$ . 如果  $R > 1$ ,

则光是非经典的. 其中  $g_{s1,s2}$ ,  $g_{s1,s1}(0)$  和  $g_{s2,s2}(0)$  分别是光子归一化的二阶互相关和自相关系数. 实验表明, 当信号光子 1 的存储时间为 150 ns 时,  $g_{s1,s2}(\tau)$  具有最大值 24. 同时考虑到  $g_{s1,s1}(0) = g_{s2,s2}(0) \approx 2$  (信号 1 和信号 2 的光子具有典型的热光场统计特性), 此时  $R = 144$ , 远大于 1, 强烈地违反了 Cauchy-Schwarz 不等式, 从而清晰地证明了储存过程中非经典关联的保持.

随后通过测量信号光子 1 的条件自相关参数  $g_{s1;s1/s2}(t)$  来检验存储过程中单光子特性是否保持. 一个严格的单光子  $g_{s1;s1/s2}(t) = 0$ , 一个双光子态  $g_{s1;s1/s2}(t) = 0.5$ . 而对于经典场,  $g_{s1;s1/s2}(t) \geq 1$ . 其中  $g_{s1;s1/s2}(t) = \frac{P_1 P_{123}}{P_{12} P_{13}}$ ,  $P_1$  是信号光子 2 的计数,  $P_{12}$  和  $P_{13}$  是信号光子 2 和两个分离信号光子 1 之间的二重符合计数,  $P_{123}$  是三重符合计数. 因此  $g_{s1;s1/s2}(t) < 0.5$  显示了单光子特性. 实验得到存储前  $g_{s1;s1/s2}(t)$  为  $0.074 \pm 0.012$ , 在 150 ns 的长时间存储后为  $0.29 \pm 0.02$ , 从而证明了存储后信号光子 1 的单光子特性保持不变. 实验结果清晰地证明了在冷原子系综中可以通过拉曼方案成功地存储真正的单光子, 实验存储效率为 26.7%.

在上述实验中, 信号光子 1 的带宽和蓝失谐分别为 20 和 70 MHz. 随后, 通过任意函数发生器调制泵浦光 1, 进一步增加了信号光子 1 的带宽. 受实验控制系统分辨率的限制, 信号光子 1 的最小脉冲宽度约为 7 ns (约 140 MHz). 图 4 给出了信号光子 1 的存储结果, 其中图 4(a) 表示输入信号, 图 4(b) 是存储后的结果, 图 4(c) 是噪声 (信号光子 1 被阻挡). 存储效率为 10.3%, 读出的信号光子 1 和信号光子 2 之间的二阶互相关 ( $g_{s1,s2}(\tau)$ ) 约为 13.6, 表明存储后它们之间仍然存在非经典相关性. 如果能提高实验控制系统的时间分辨率, 则可以实现一个脉宽更小的脉冲 ( $< 7$  ns) 的存储.

我们还进一步研究了大失谐条件下的存储性能. 通过改变泵浦光 1 和控制激光的频率, 使它们与原子跃迁  $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$  的失谐为 200 MHz, 因此产生的信号光子 1 也与原子跃迁  $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$  失谐 200 MHz. 为了在单光子水平上进行拉曼存储, 需要尽可能地增加控制激光的功率. 在存储过程中, 泵浦激光 1 的脉宽为 50 ns, 控制激光的功率为 110 mW, 束腰为 2 mm. 同时, 在滤波系统中插入了自制的 F-P 腔滤波器, 最终消光比约为  $10^9 : 1$ , 足以消除控制激光的散射噪声. 实验结果如图 5 所示, 其中图 5(a) 为存储前信号光子 1 与信号光子 2 之间的符合, 图 5(b) 为存储后的数据, 图 5(c) 是噪声. 存

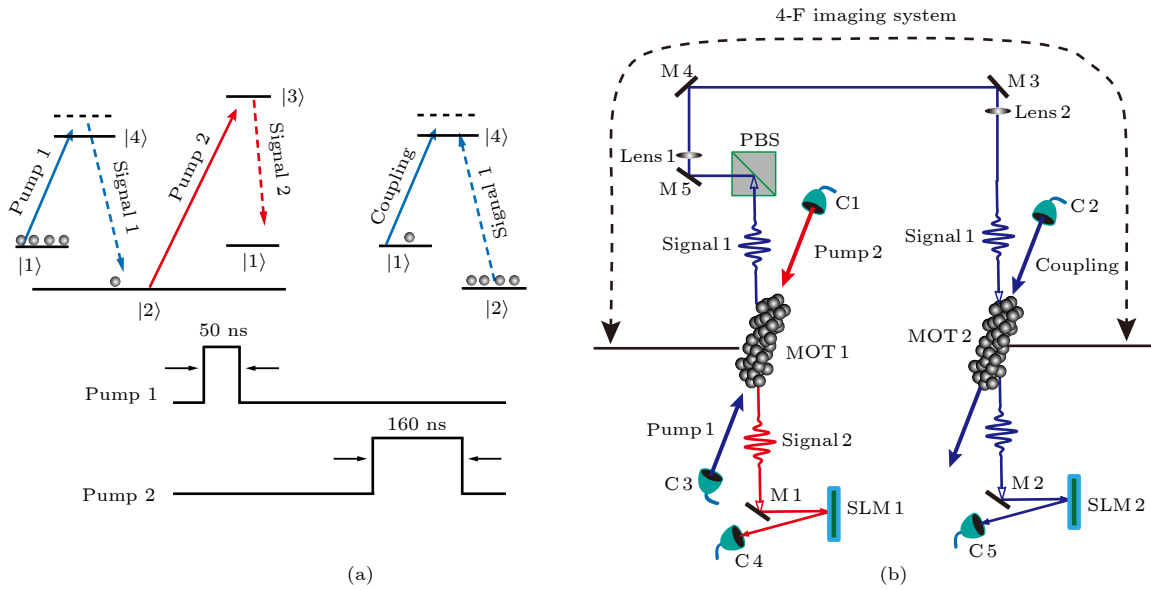


图 2 简化的能级图和实验装置图<sup>[29]</sup> (a) 简化的 SRS 能级图, 态  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  分别对应于  $^{85}\text{Rb}$  原子的两个亚稳态能级  $5S_{1/2}(F=3)$  和  $5S_{1/2}(F=2)$ ,  $|3\rangle$  和  $|4\rangle$  分别对应激发态能级  $5P_{3/2}(F'=3)$  和  $5P_{1/2}(F'=3)$ ; 泵浦光 1 由外腔二极管激光器 (DL100, Toptica) 产生, 波长为 795 nm, 与原子跃迁  $5S_{1/2}(F=3)\rightarrow 5P_{1/2}(F'=3)$  蓝失谐值 70 MHz; 泵浦光 2 来自另一个波长为 780 nm 的外腔二极管激光器 (DL100, Toptica), 对应  $5S_{1/2}(F=2)\rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$  的原子跃迁; 泵浦光 1 和泵浦光 2 被调制成脉冲模式, 脉冲宽度分别为 50 和 160 ns, 上升沿为 30 ns; 在存储过程中泵浦 1 和泵浦 2 脉冲之间的延迟时间被设置为 260 ns; 泵浦 1 和泵浦 2 的激光功率分别为 0.5 和 4 mW; 控制光来自于与泵浦光 1 相同的激光器, 也对应于原子跃迁  $5S_{1/2}(F=3)\rightarrow 5P_{1/2}(F'=3)$ , 并蓝失谐值 70 MHz, 功率为 12 mW; (b) 实验装置简化图, MOT 2 中信号 1 的束腰为  $63\ \mu\text{m}$  (MOT, 磁光阱; FC, 光纤耦合器; SLM, 空间光调制器; PBS, 偏振分束器;  $\lambda/2$ , 半波片)

Fig. 2. Simplified energy level diagram and experimental setup<sup>[29]</sup>. (a) Simplified energy level diagram of the SRS. The states  $|1\rangle$  and  $|2\rangle$  correspond to two metastable levels  $5S_{1/2}(F=3)$  and  $5S_{1/2}(F=2)$  of  $^{85}\text{Rb}$  atom respectively,  $|3\rangle$  and  $|4\rangle$  are the excited levels of  $5P_{3/2}(F'=3)$  and  $5P_{1/2}(F'=3)$  respectively. The pump 1 laser is from an external-cavity diode laser (DL100, Toptica) with the wavelength of 795 nm, and is blue-detuned to the atomic transition of  $5S_{1/2}(F=3)\rightarrow 5P_{1/2}(F'=3)$  with a value of 70 MHz. The pump 2 laser is from another external-cavity diode laser (DL100, Toptica) with the wavelength of 780 nm which couples the atomic transition of  $5S_{1/2}(F=2)\rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ . The pump 1 and pump 2 are modulated into pulse modes with a width of 50 and 160 ns respectively, and a rising edge of 30 ns. The delayed time between the pump 1 pulse and the pump 2 pulse is programmed to be 260 ns for the process of storage. The powers of pump 1 and pump 2 are 0.5 and 4 mW respectively. The coupling laser is from the same laser with pump 1 and is also blue-detuned to atomic transition of  $5S_{1/2}(F=3)\rightarrow 5P_{1/2}(F'=3)$  with a value of 70 MHz, its power is about 12 mW. (b) Simplified diagram depicting the storage of entanglement of OAM state. The waist of signal 1 at MOT 2 was  $63\ \mu\text{m}$ . MOT, magneto-optical trap; FC, fibre coupler; SLM, spatial light modulator; PBS, polarisation beam splitter;  $\lambda/2$ , half-wave plate.

储后的  $g_{\text{AS}, s}(\tau)$  为 5.6, 如果使用更多的滤波器来降低噪声, 那么信噪比就会得到提高.

## 2.2 二维 OAM 纠缠存储

带有 OAM 的光子其波前是一个螺旋面<sup>[61,62]</sup>. 由于 OAM 空间固有的无限维特性<sup>[63–65]</sup>, 如果将光子编码在 OAM 空间则可以大幅度提高光子的信息携带量<sup>[66]</sup>, 因此, 基于 OAM 的量子信息处理也成为近年来的研究热点. 基于 OAM 量子网络的建立涉及到 OAM 纠缠光子与物质之间的相干相互作用, 因此存储 OAM 纠缠态对于建立基于 OAM 量子网络至关重要. 接下来分别介绍近年来本研究组基于拉曼存储方案实现 OAM 纠缠存储

方面的研究进展. 实验装置与图 2 相同, 首先利用 SRS 建立了反斯托克斯光子信号 1 与 MOT1 中原子集体自旋激发态之间的 OAM 纠缠, 其量子态可由  $|\psi\rangle = \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} c_m |m\rangle_{s1} \otimes |-m\rangle_{a2}$  表示<sup>[67,68]</sup>, 其中下标  $s1$  和  $a2$  分别标记信号光子 1 和 MOT1 中原子系综的集体自旋激发态,  $|c_m|^2$  是激发概率,  $|m\rangle$  是量子数为  $m$  的 OAM 本征模, 系统的初始线性动量和角动量为零. 由于 SRS 过程中动量守恒, 因此反斯托克斯光子和原子自旋激发态的总角动量为零, 从而建立了它们之间的 OAM 关联. 通过拉曼方案将信号光子 1 存储在 MOT2 原子系综中, 从而建立了两个原子系综之间的 OAM 纠缠. 随后通过将两个原子自旋激发态分别映射到两个光子 (信



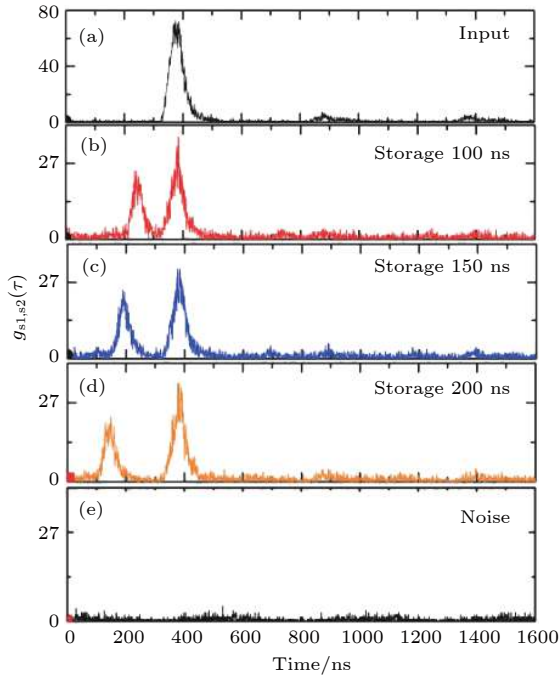


图 3 存储过程中的交叉相关函数  $g_{s1,s2}(\tau)$  (a) 信号光子 1 和信号光子 2 之间的交叉相关函数  $g_{s1,s2}(\tau)$ , 泵浦 1 和泵浦 2 之间延迟时间为 260 ns; (b), (c) 和 (d) 是信号光子 2 与读出的信号光子 1 之间的时间相关函数  $g_{s1,s2}(\tau)$ , 信号光子 1 的存储时间分别为 100, 150 和 200 ns; (e) 在没有输入信号 1 至 MOT2 的情况下收集的噪音; 所有数据均为原始数据, 无噪声校正

Fig. 3. Cross-correlated function of  $g_{s1,s2}(\tau)$  in the process of storage<sup>[58]</sup>: (a) Cross-correlated function  $g_{s1,s2}(\tau)$  between signal 1 and signal 2 photons with a delayed time of 260 ns between pump 1 and pump 2; (b), (c) and (d) were the time-correlated function  $g_{s1,s2}(\tau)$  between signal 2 photon and the retrieval signal 1 photon with storage time of 100, 150 and 200 ns respectively; (e) the collected noise without the input signal. The signal 1 acted as trigger photon, and the signal 2 acted as stop signal. All data were raw, without noise correction.

号 1 和信号 2 光子), 并检查它们的纠缠度来证明原子自旋激发态之间的 OAM 纠缠. 首先, 实验证明了在一个二维子空间中 OAM 纠缠的存储(子空间由  $|m\rangle$  和  $| -m\rangle$  基构成), 此时光子纠缠态为  $|\Psi\rangle = 1/\sqrt{2}[|m\rangle|m\rangle + | -m\rangle| -m\rangle]$ . 测量了信号光子 2 与读出信号光子 1 之间的时间相关函数, 并根据测量的符合计数率重构了密度矩阵<sup>[69]</sup>(如图 6 所

$$E(\theta_A, \theta_B) = \frac{C(\theta_A, \theta_B) + C(\theta_A + \frac{\pi}{2}, \theta_B + \frac{\pi}{2}) - C(\theta_A + \frac{\pi}{2}, \theta_B) - C(\theta_A, \theta_B + \frac{\pi}{2})}{C(\theta_A, \theta_B) + C(\theta_A + \frac{\pi}{2}, \theta_B + \frac{\pi}{2}) + C(\theta_A + \frac{\pi}{2}, \theta_B) + C(\theta_A, \theta_B + \frac{\pi}{2})}. \quad (2)$$

实验中选择  $\theta_A = 0$ ,  $\theta_B = \pi/8$ ,  $\theta'_A = \pi/4$ ,  $\theta'_B = 3\pi/8$ . 存储前  $S = 2.48 \pm 0.04$ , 存储后  $S =$

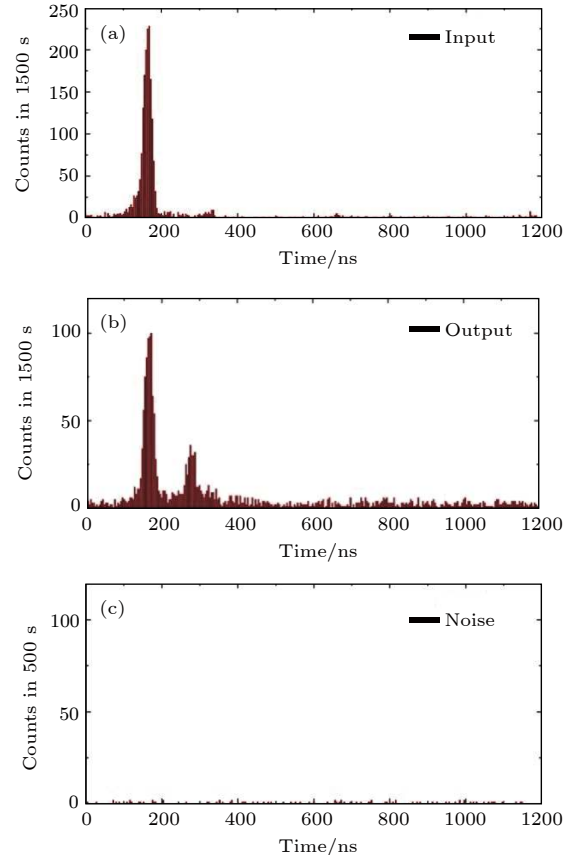


图 4 (a) 存储前反斯托克斯和斯托克斯光子之间的符合; (b) 存储后斯托克斯光子和恢复反斯托克斯光子之间的符合; (c) 噪声符合<sup>[58]</sup>

Fig. 4. (a) Coincidence between the anti-Stokes and Stokes photons without storage; (b) coincidence between the Stokes and retrieved anti-Stokes photons; (c) coincidence from noise<sup>[58]</sup>.

示). 通过与理想密度矩阵  $\rho_{ideal}$  相比较, 计算出密度矩阵的保真度为  $84.6\% \pm 2.6\%$ , 并与存储前重建的密度矩阵  $\rho_{input}$  进行比较, 存储前密度矩阵的保真度为  $90.3\% \pm 0.8\%$ .

通过检测贝尔不等式可以进一步刻画存储后的纠缠度<sup>[70]</sup>, 其表达式为

$$S = E(\theta_A, \theta_B) - E(\theta_A, \theta'_B) + E(\theta'_A, \theta_B) + E(\theta'_A, \theta'_B), \quad (1)$$

其中  $\theta_A$ ,  $\theta_B$  是图 6(a) 中定义的 SLMs 表面的相位分布角.  $E(\theta_A, \theta_B)$  可以根据特定方位角的符合计数率来计算,



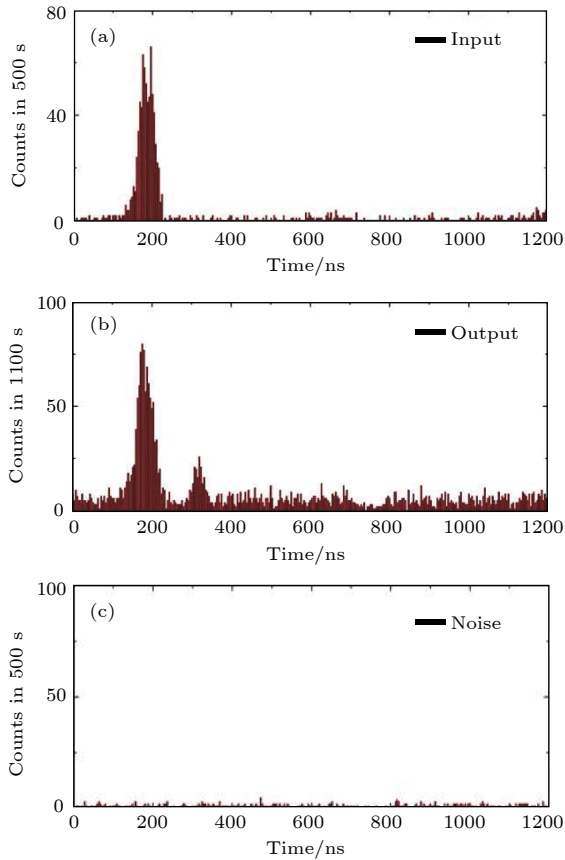


图5 (a), (b) 存储前后单光子失谐 200 MHz 的反斯托克斯光子与斯托克斯光子的符合计数; (c) 噪声记录<sup>[58]</sup>

Fig. 5. (a), (b) Coincidence between the anti-Stokes and the Stokes photons with a single photon detuning of +200 MHz before/after storage; (c) the recorded noise<sup>[58]</sup>.

$2.41 \pm 0.06$  (不减噪声时存储前  $S = 2.16 \pm 0.04$ , 存储后  $S = 2.10 \pm 0.06$ ). 当  $S$  值大于 2 时就违反了不等式, 而不等式的违反则意味着光子之间存在纠缠. 显然实验结果清楚地说明了存储过程中 OAM 纠缠的保存.

### 2.3 高维 OAM 纠缠存储

实现不同量子存储器之间的高维纠缠不是二维纠缠存储的简单扩展, 实验难度很大, 特别是在高维纠缠度的证明、纠缠维数的确定等方面存在着诸多挑战. 我们克服了诸多难题, 实现了两个量子存储器之间高维 OAM 纠缠的建立, 实验装置如图 7 所示. 首先在 MOT 1 的冷原子系综中利用 SRS 过程建立光子和集体自旋激发态之间的高维 OAM 纠缠, 然后用拉曼协议将这个光子存入到另一个冷原子系综中, 这样就在两个原子系综之间建立了高维 OAM 纠缠, 表示形式与前文相同, 为  $|\psi'\rangle = \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} o_m | -m \rangle_{a1} \otimes | -m \rangle_{a2}$ , 其中  $|o_m|^2$  是不同

模式  $m$  的概率, 下标  $a1/a2$  分别是指 MOT 1/2 中的原子集体自旋激发态. 通过将两个系综中的自旋激发态映射到两个光子 (信号 1 和 2 的光子), 并对它们的纠缠度进行检验, 从而间接检验原子自旋激发态之间的纠缠. 首先验证一个三维纠缠的量子存储, 将信号光子 1 和 2 分别投影到 9 个不同的态  $|\psi_{1-9}\rangle$  (分别对应态  $|L\rangle, |G\rangle, |R\rangle, (|G\rangle + |L\rangle)/2^{1/2}, (|G\rangle + |R\rangle)/2^{1/2}, (|G\rangle + i|L\rangle)/2^{1/2}, (|G\rangle - i|R\rangle)/2^{1/2}, (|L\rangle + |R\rangle)/2^{1/2}, (|L\rangle + i|R\rangle)/2^{1/2}$ , 其中  $|L\rangle, |G\rangle$  和  $|R\rangle$  分别对应 OAM 为  $1\hbar, 0$  和  $-1\hbar$ ), 进而重构出存储前 (图 8(a) 和图 8(b)) 和存储后 (图 8(c) 和图 8(d)) 的密度矩阵, 并计算出纠缠度为  $83.9\% \pm 2.9\%$ .

其次, 考虑高维 ( $d > 3$ ) 纠缠态存储. 理论上可以重构高维纠缠的密度矩阵来刻画纠缠性质, 但是由于重构  $d$  维纠缠态密度矩阵所需要的数据量非常庞大 ( $d^d$ ), 因而使得密度矩阵的重构变得不切实际, 因此必须寻找另外一种方法来描述纠缠. 原则上可以利用三种方法来检验一个系统是否处于高维纠缠: 1) 使用整个空间的无偏基态<sup>[70,71]</sup>; 2) 直接检验高维不等式<sup>[72,73]</sup>; 3) 违背一个比二维空间允许的更强的 Bell 不等式, 从而间接证明在更高维中存在纠缠. 这里使用方法 3 来表征高维纠缠, 使用纠缠 witness<sup>[74,75]</sup>来证明是否存在高维纠缠, 并使用维数 witness<sup>[76-78]</sup>来表征纠缠的维数. 为此需要在包括对角线/反对角线、左旋/右旋、水平/垂直三组偏振上进行相关性测量, 此时需要测量的数据量相比于重构密度矩阵减少  $3d(d-1)$ <sup>[79]</sup>. 纠缠度和维数的 witness 可以分别在每个  $2 \times 2$  的子空间中由可见度  $M = V_x + V_y$  和  $N = V_x + V_y + V_z$  计算, 其中可见度定义为  $V_i = |\langle \sigma_i \otimes \sigma_i \rangle|$ ,  $i = x, y, z$ , 这里,  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  分别表示上述三个相互正交基. 对于一个处于  $d$  维子空间中的可分离态,  $(d-1)$  维最大纠缠态和单态的乘积使得可见度之和为最大值. 由于二维子空间中纠缠所能允许的最大可见度为 2 ( $M = V_x + V_y = 2, V_x = V_y = 1$ ), 因此对于一个  $(d-1)$  维纠缠所允许的最大可见度计算为  $(d-1)(d-2)$ . 剩余可分离态的最大可见度为  $(d-1)$ <sup>[76]</sup>, 由此给出了一个高维纠缠的最大界限为

$$M_d = (d-1)^2. \quad (3)$$

如果系统存在  $d$  维纠缠, 则应该违反最大边界  $M_d$ . 对于一个包含  $m = 2, 1, 0, -1$  组成的量子态, 最大边界  $M_4 = 9$ . 实验测量得到的存储前和存

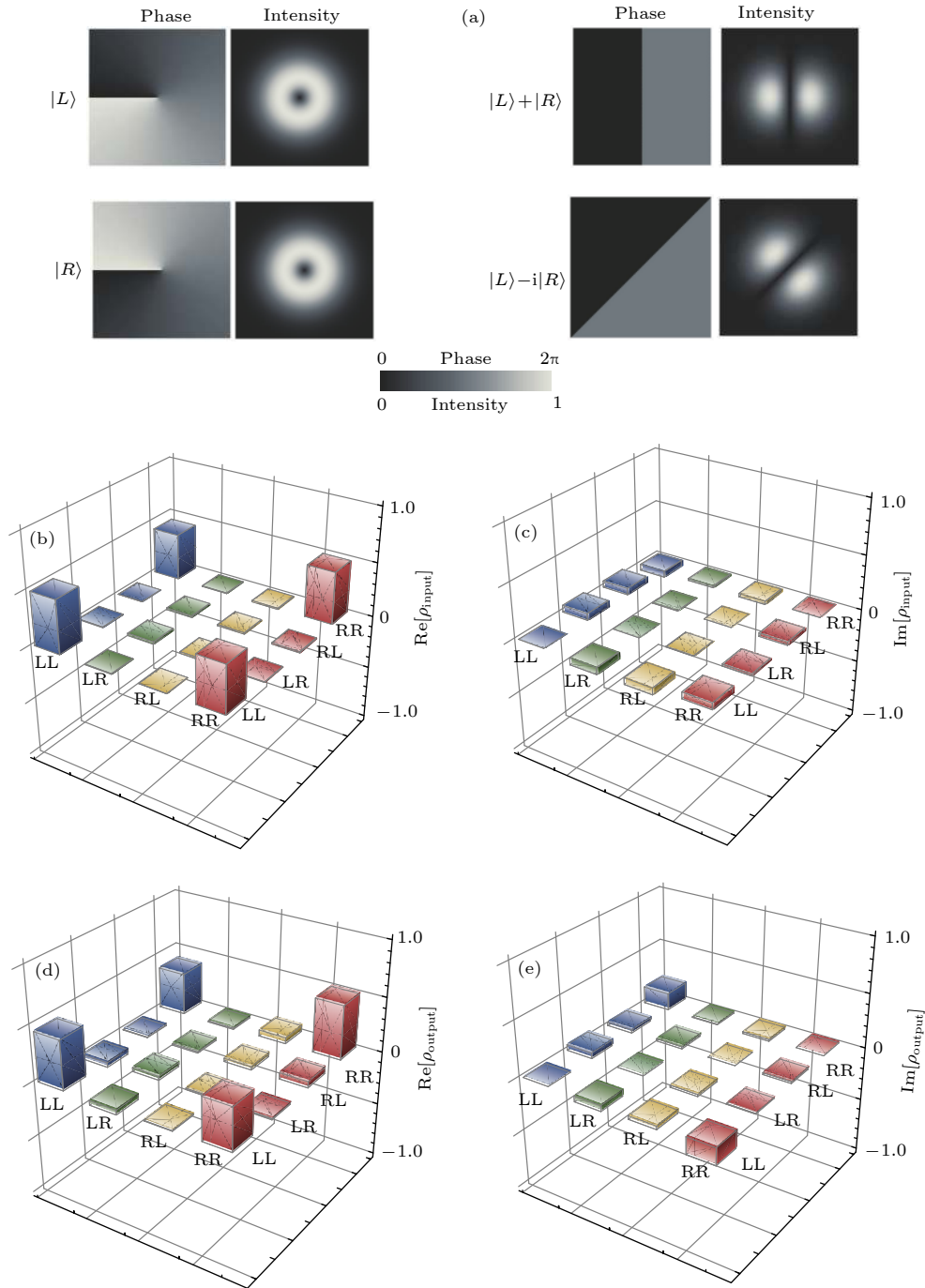


图6 存储前后重构的密度矩阵<sup>[29]</sup> (a) 用于重构密度矩阵的 OAM 态; (b)/(d) 和 (c)/(e) 分别是存储前/后重构密度矩阵的实部和虚部, 背景噪声已被减去; 其中 (b) 和 (c) 中每组测量时间为 500 s, (d) 和 (e) 中每组测量时间为 1000 s; L/R 分别表示 OAM 为  $1/-1$ .

Fig. 6. Reconstructed density matrices before and after storage<sup>[29]</sup>: (a) Four OAM states for reconstructing density matrix; (b)/(d) and (c)/(e) are the real and imaginary parts of the reconstructed density matrix of the state before/after storage respectively. The background noise has been subtracted. The background noise was estimated by repeating the experiment without input signal 1 photon to MOT 2. The measurement time for each data was 500 s in (b) and (c) and 1000 s in (d) and (e). L/R represents OAM =  $1/-1$ .

储后的  $M'$  值分别为  $9.30 \pm 0.06$  和  $9.19 \pm 0.06$ , 结果表明这两个远距离的原子系统之间至少存在一个四维纠缠。

我们还通过对每个基的可见度  $N$  进行求和来

计算  $W$ , 进而确定高维纠缠的维数. 实验测量得到的可见度  $N$  如图 9(a) 和图 9(b) 表示, 分别对应于存储前和存储后的数据. 维度 witness 的值  $W_d$ <sup>[80]</sup> 由以下公式给出:

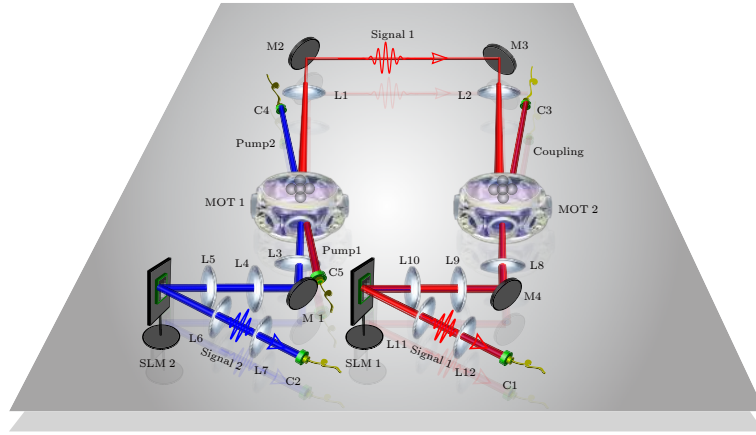


图 7 实验装置<sup>[30]</sup>, 其中透镜 L1 和 L2 用于将信号 1 的相位结构映射到 MOT2 的中心; 利用 L3, L4 和 L5 将位于 MOT1 中心的信号 2 的相位结构映射到 SLM2 的表面; L6 和 L7 用于将信号 2 的 OAM 模式耦合到 C2 中; 图的右侧部分用于将信号 1 存储在 MOT2, 并在读出后将其耦合到 C1; C, 光纤耦合器; M, 反射镜; L, 透镜

Fig. 7. Experimental setup<sup>[30]</sup>. Lenses L1 and L2 are used to focus signal 1 on the centre of MOT 2. L3, L4, and L5 are used to focus the phase structure of signal 2 on the center of MOT 1 onto the surface of SLM 2. L6 and L7 are used to couple OAM mode of signal 2 to C2. There is an asymmetric optical path for coupling signal 1 into C1 in right frame of figure. C, fiber coupler; M, mirror; L, lens.

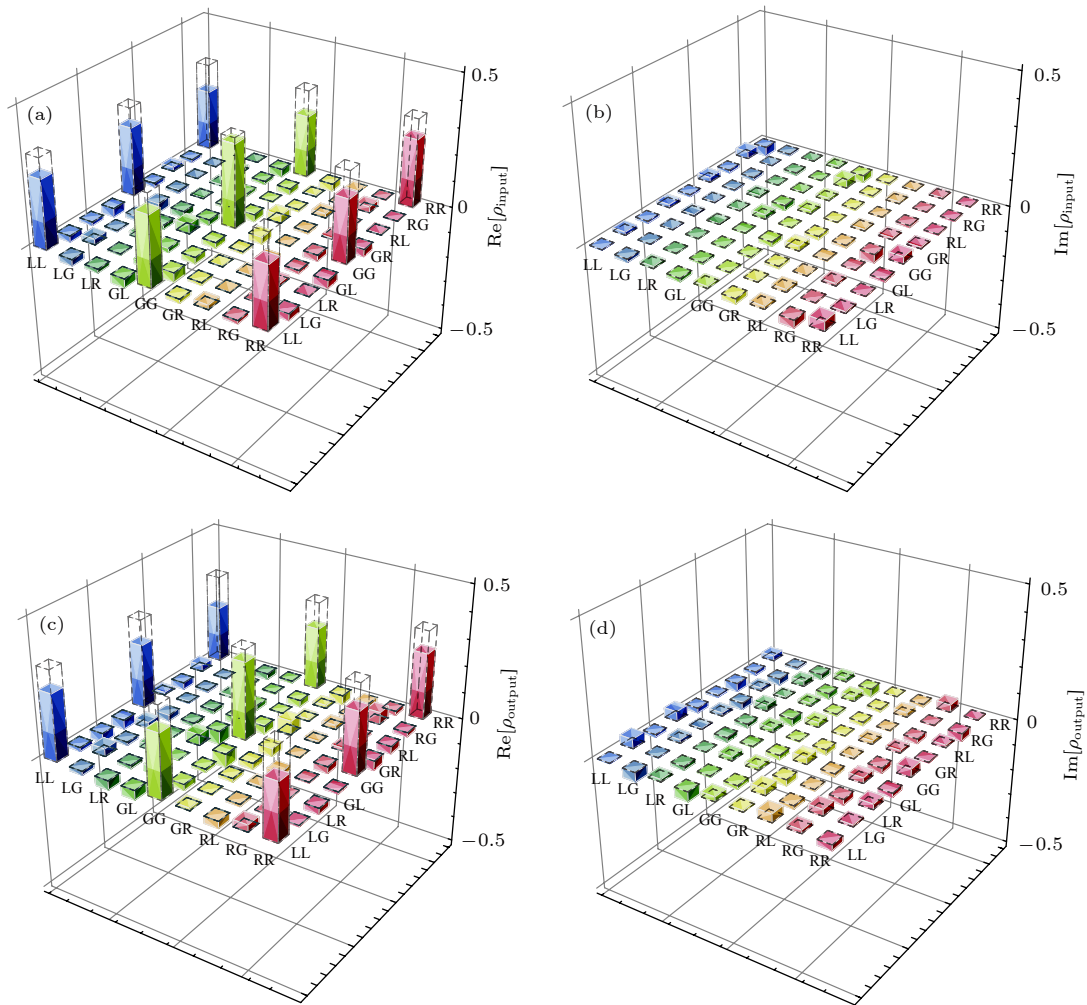


图 8 构造的三维密度矩阵<sup>[30]</sup> (a) 和 (b) 分别是存储前的实部和虚部; (c) 和 (d) 是存储后的实部和虚部

Fig. 8. Constructed density matrix of three-dimensional entanglement<sup>[30]</sup>. Panels (a) and (b) are the real and imaginary parts before storage; panels (c) and (d) that after storage.

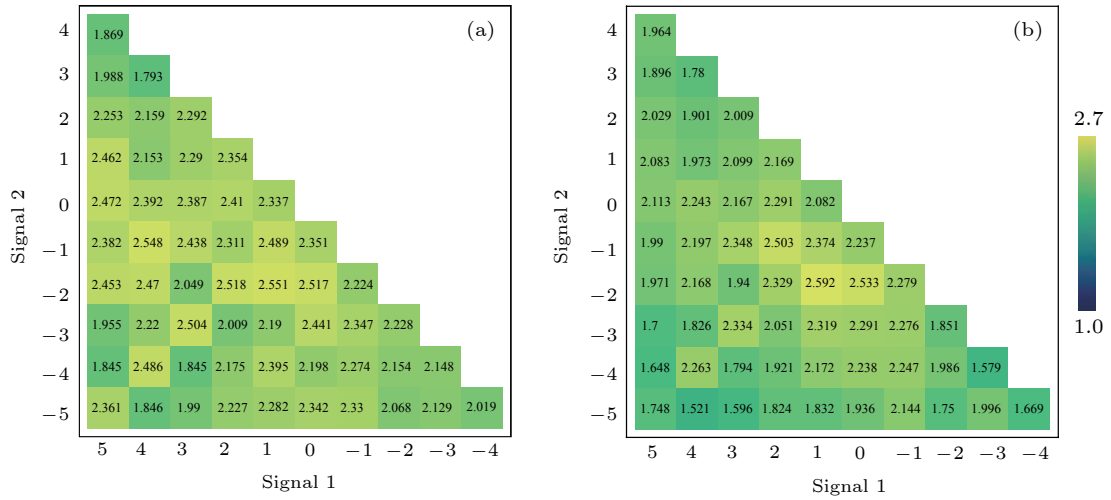

 图 9 (a) 和 (b) 是存储前后的可见度之和<sup>[30]</sup>

 Fig. 9. (a) and (b) are the sum of visibilities before and after storage<sup>[30]</sup>.

$$W_d = 3 \frac{D(D-1)}{2} - D(D-d), \quad (4)$$

其中  $D$  是测量中的 OAM 模式数. 如果  $W > W_d$  则证明至少存在  $d+1$  维纠缠. 实验中测量得到的模式数为 11 ( $m = -5 \sim 5$ ); 实验得到的输入态的  $W$  为  $123.9 \pm 0.8$ , 输出态的  $W$  为  $112.8 \pm 0.8$ , 分别违反了输入  $d=7$  时边界值为 121 和输出  $d=6$  边界值为 110, 证明两个原子系综之间存在七维纠缠.

每个光子的可编码的维数可以简单地用这样的公式来估计,  $w(z) = \sqrt{m+1}w_0(z)$ , 其中  $w(z)$  是原子系综中心 OAM 值为  $m$  的光的束腰,  $w_0(z)$  是高斯光的束腰. 实验中  $w_0(z)$  约为  $100 \mu\text{m}$ , MOT2 中的原子系综半径约为  $1 \text{ mm}$ , 因此  $m$  约为 100, 即系统中可存储的每个光子的最大的 OAM 维数为 200. 当然, 这个数目还受到其他因素的限制, 如原子系综的菲涅耳数和 OD、信号场的角度和 MOT2 中的控制光等.

## 2.4 偏振 DOF 的存储

下面介绍利用拉曼方案实现的两个与偏振 DOF 相关的存储实验: 1) 单光子路径与偏振纠缠存储; 2) 在两个冷原子系综中的偏振纠缠存储. 实验装置如图 10 所示, 利用一个原子系综作为非线性介质来制备单光子或双光子纠缠态, 使用另一个原子系综作为存储介质.

### 2.4.1 单光子路径-偏振纠缠存储

首先我们实现了标记单光子路径-偏振纠缠的存储, 该标记单光子直接由图 10(b) 中标记为 L 路

径中的 SRS 过程产生 (R 路径阻塞). 经过偏振分束器 (PBS) 后, 将由 SRS 产生的反斯托克斯光子分为两束 (U 和 D), 并经过两条路径射入 MOT B 中. 路径 U 和 D 由一个特殊 Sagnac 干涉仪和一个 PBS 组成. 这两条光路在 MOT B 中的原子云中完全重合. 频率失谐为  $+70 \text{ MHz}$  的控制激光与两条光路 U 和 D 相同的角度射入 MOT B 中. 控制激光功率为  $22 \text{ mW}$ , 束腰  $2 \text{ mm}$ . 通过使用特殊的 Sagnac 干涉仪后得到单光子态为

$$|\psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|U\rangle|H\rangle + e^{i\theta_1}|D\rangle|V\rangle), \quad (5)$$

其中  $|H\rangle$  和  $|V\rangle$  分别表示水平偏振和垂直偏振,  $\theta_1$  为路径 U 和 D 之间的相位差, 在实验中设置为零. (5) 式描述了单光子在路径和偏振纠缠的混合纠缠态.

利用基  $|n_U, m_D\rangle$  重构约化密度矩阵<sup>[81]</sup> (其中  $\{n, m\} = \{0, 1\}$ ) 来检验存储前后  $|\psi_1\rangle$  的纠缠特性. 这里的密度矩阵  $\rho$  可表示为

$$\rho = \frac{1}{P} \begin{pmatrix} p_{00} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p_{10} & d & 0 \\ 0 & d^* & p_{01} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{11} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

其中  $p_{ij}$  是在模式  $U_k$  下找到  $i$  光子并且在模式  $D_k$  下找到  $j$  光子的概率,  $k$  代表输入和输出模式, 如表 1 所列,  $d \approx V(p_{01} + p_{10})/2$ , 表示  $|1_U 0_D\rangle$  和  $|0_U 1_D\rangle$  之间的相干, 以及  $P = p_{00} + p_{10} + p_{01} + p_{11}$ .  $V$  是模式 U 和 D 之间的干涉可见度, 通过记录探测器 D3 和 D1, 以及 D3 和 D2 相对于相位 ( $\theta$ ) 的符合计数来计算, 如图 11 所示, 其中半波片的



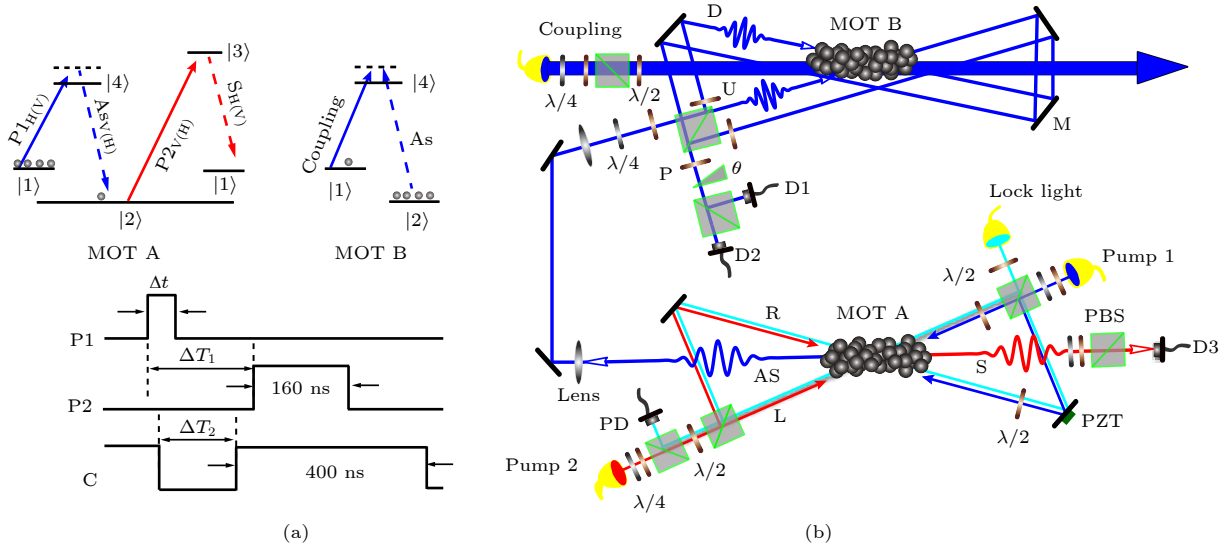


图 10 (a) 简化的能级图, 用于产生和存储偏振纠缠和单光子的生成、存储的时序; P1 是泵浦光 1, P2 是泵浦光 2; (b) 简化的实验装置; L 和 R 是 MOT A 中的两个 SRS 过程, H 和 V 分别代水平极化和垂直极化, P1 和 P2 分别为来自两个声光调制器的 25 ns ( $\Delta t$ ) 和 160 ns 的调制脉冲; MOT, 磁光阱; FC, 光纤耦合器; PBS, 偏振分束器;  $\lambda/2$ , 半波片;  $\lambda/4$ , 四分之一波片; S, Stokes 光子; As, 反-Stokes 光子; D1, D2 和 D3 分别是单光子探测器 1, 2 和 3 (PerkinElmer SPCM-AQR-15-FC); PD, 自制光电探测器; PZT, 压电陶瓷; U 和 D 分别是输入到 MOT B 中的上和下光模式; P, 半波板;  $\theta$ , 插入相位板的相位<sup>[58]</sup>

Fig. 10. (a) Simplified energy level diagram used to generate and store the polarization entanglement and the time sequence for the generation, storage and retrieval sequence of a single photon. P1 is pump 1 and P2 is pump 2. (b) Ssimplified setup depicting the storage of the polarization entanglement. L and R are the two SRS processes in MOT A. H and V are the horizontal and vertical polarizations, respectively. P1 and P2 are the modulated pulses with 25 ns ( $\Delta t$ ) and 160 ns from two acoustic optic modulators, respectively. MOT, magneto-optical trap; FC, fibre coupler; PBS, polarization beam splitter;  $\lambda/2$ , half-wave plate;  $\lambda/4$ , quarter-wave plate; S, Stokes photon; As, anti-Stokes photon; D1, D2 and D3 are single photon detectors 1, 2 and 3, respectively (PerkinElmer SPCM-AQR-15-FC); PD, home-made photoelectric detector; PZT, piezoelectric transducer; U and D are the up- and down-optical modes input into MOT B, respectively; P, half-wave plate;  $\theta$ , the phase of the inserted phase plate<sup>[58]</sup>.

表 1 存储前后的  $\bar{p}_{ij}$  以及  $\bar{C}$

Table 1. Values of  $\bar{p}_{ij}$  and  $\bar{C}$  before and after storage.

	$\bar{p}_{\text{input}}$	$\bar{p}_{\text{output}}$
$\bar{p}_{00}$	$0.990393 \pm 0.00006$	$0.998166 \pm 0.000008$
$\bar{p}_{10}$	$(4.59 \pm 0.03) \times 10^{-3}$	$(9.64 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
$\bar{p}_{01}$	$(5.04 \pm 0.03) \times 10^{-3}$	$(8.71 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
$\bar{p}_{11}$	$(1.6 \pm 0.2) \times 10^{-6}$	$(5 \pm 5) \times 10^{-8}$
$\bar{C}$	$(5.8 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	$(1.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$

光轴设置为  $22.5^\circ$  方向. 重构后的密度矩阵如图 12 所示, 密度矩阵 ( $\rho$ ) 的纠缠性质以 concurrence 表征:  $C = \frac{1}{P} \max(0, 2|d| - 2\sqrt{p_{00}p_{11}})$ .  $C$  在 0—1 之间代表态从可分离到最大纠缠. 在这个实验中, 存储前后的  $C$  的计算结果分别为  $C_{\text{input}} = (5.8 \pm 0.2) \times 10^{-3}$  和  $C_{\text{output}} = (1.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$ , 其中包括了自制的三个传输效率为 30% 的 Fabry-Perot 腔以及耦合效率为 50% 的光纤所带来的损耗. 测得存储过程中的量子传输效率

$$\eta = C_{\text{output}}/C_{\text{input}} \approx 20.9\% \pm 7.7\%.$$

## 2.4.2 光子偏振纠缠存储

接下来介绍两个冷原子系综中的光子偏振纠缠存储. 由马赫-曾德尔干涉仪中两束波长为 795 nm 的泵浦光驱动的两个对称 SRS 过程 (L 和 R) 相干叠加, 在 MOT A 中制备了反斯托克斯光子与原子系综集体自旋激发态之间的偏振纠缠, 纠缠态可以描述为  $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|L\rangle|H\rangle + e^{i\phi}|R\rangle|V\rangle)$ , 其中第一项指代系综 L 中的 SRS 过程, 第二项表示系综 R 中的 SRS 过程,  $|H\rangle(|V\rangle)$  表示反斯托克斯光子的水平 (垂直) 偏振,  $|L\rangle(|R\rangle)$  表示原子系综 L(R) 中的集体自旋激发态,  $\phi$  是两个泵浦光路径差造成的两个反斯托克斯光子间的相位差, 在实验中将其设置为零. 我们主动锁定了干涉仪, 然后将反斯托克斯光子发送到 MOT B 中并利用拉曼协议实现存储, 从而在 MOT A 和 MOT B 中的原子集体自旋激发态之间建立了纠缠  $|\psi_{\text{aa}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|U\rangle_{\text{A}}|L\rangle_{\text{B}} + |D\rangle_{\text{A}}|R\rangle_{\text{B}})$ . 在将 MOT B 中原子的集体自旋激发态读出为反斯托克斯光子后, 进而读出 MOT A 中的原子集体自旋激发态为斯托克斯

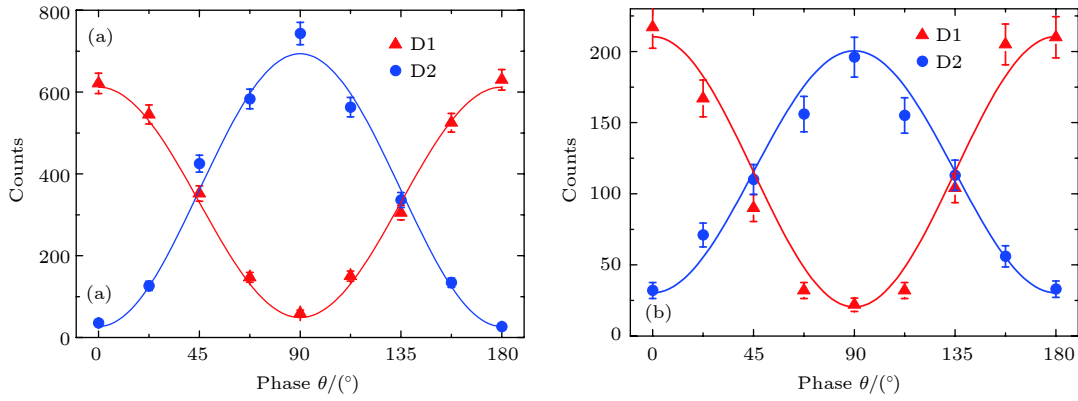


图 11 (a) 和 (b) 分别为存储前后探测器 D3 探测到的 Stokes 光子与探测器 D1 (圆形数据) 和探测器 D2 (三角形数据) 分别探测到的反 Stokes 光子之间的符合计数; 实线是拟合曲线; 所有实验数据为原始数据, 没有进行误差校正; 误差为  $\pm 1$  的标准差<sup>[58]</sup>

Fig. 11. (a) and (b) Coincidence between the Stokes photon detected by detector D3 and the anti-Stokes photon detected by detector D1 (circular data) and detector D2 (triangular data), respectively, with a different phase before/after storage. The solid lines are the fitted lines. All of the experimental data are raw data without error corrections. The error bars are  $\pm 1$  standard deviation<sup>[58]</sup>.

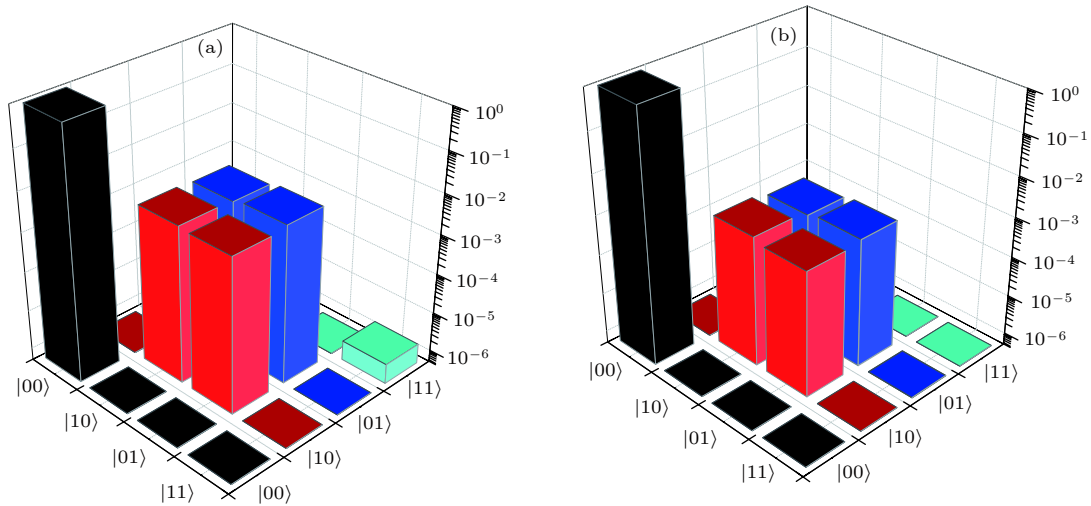


图 12 (a) 存储前输入态密度矩阵; (b) 存储后输出态的密度矩阵; 所有的实验数据都是原始数据, 没有进行任何误差修正<sup>[58]</sup>

Fig. 12. (a) Density matrices of the input state before storage; (b) the output state after storage. All of the experimental data here are raw data without any error corrections<sup>[58]</sup>.

光子, 从而在光子之间建立了偏振纠缠  $|\psi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|V\rangle + |V\rangle|H\rangle)$ . 在此过程中, MOT B 中的态存储时间应该小于 MOT A 中的态存储时间, 从而保证纠缠的存储. 通过检测反斯托克斯光子和斯托克斯光子之间的纠缠证明了两个系统中存在偏振纠缠. 对纠缠态的密度矩阵进行重构, 结果如图 13 所示, 其中图 13(a) 和图 13(b) 分别给出了输入态的重构密度矩阵 ( $\rho_{\text{input}}$ ) 的实部和虚部, 与理想密度矩阵 ( $\rho_{\text{ideal}}$ ) 比较后, 计算得到重构密度矩阵保真度 ( $F_1$ ) 为  $89.3\% \pm 1.7\%$ . 图 13(c) 和图 13(d) 分别给出了经过存储后密度矩阵的实部和虚部, 计算得到输出的保真度 ( $F_2$ ) 为  $85.0\% \pm 3.4\%$ .

通过检验 (1) 式中 CHSH 不等式的违反情况可以表征存储前和存储后的纠缠性质, 其中  $\theta_A$  和  $\theta_S$  分别为反斯托克斯光子和斯托克斯光子传播路径中插入的半波片的角度值, 其中  $\theta_A = 0$ ,  $\theta_S = \pi/8$ ,  $\theta'_A = \pi/4$  和  $\theta'_S = 3\pi/8$ . 计算的  $S$  值在存储前为  $2.40 \pm 0.04$ , 存储后为  $2.26 \pm 0.08$ , 表明存储过程中纠缠得到保持.

## 2.5 多个 DOF 中实现纠缠存储

作为信息载体, 光子不仅可以被纠缠在一个 DOF 中, 例如偏振、空间模式、时间 bin 和路径等, 也可以同时多个 DOF 中存在纠缠, 例如超纠缠<sup>[82,83]</sup>, 或者在不同的 DOF 之间相互纠缠, 例如

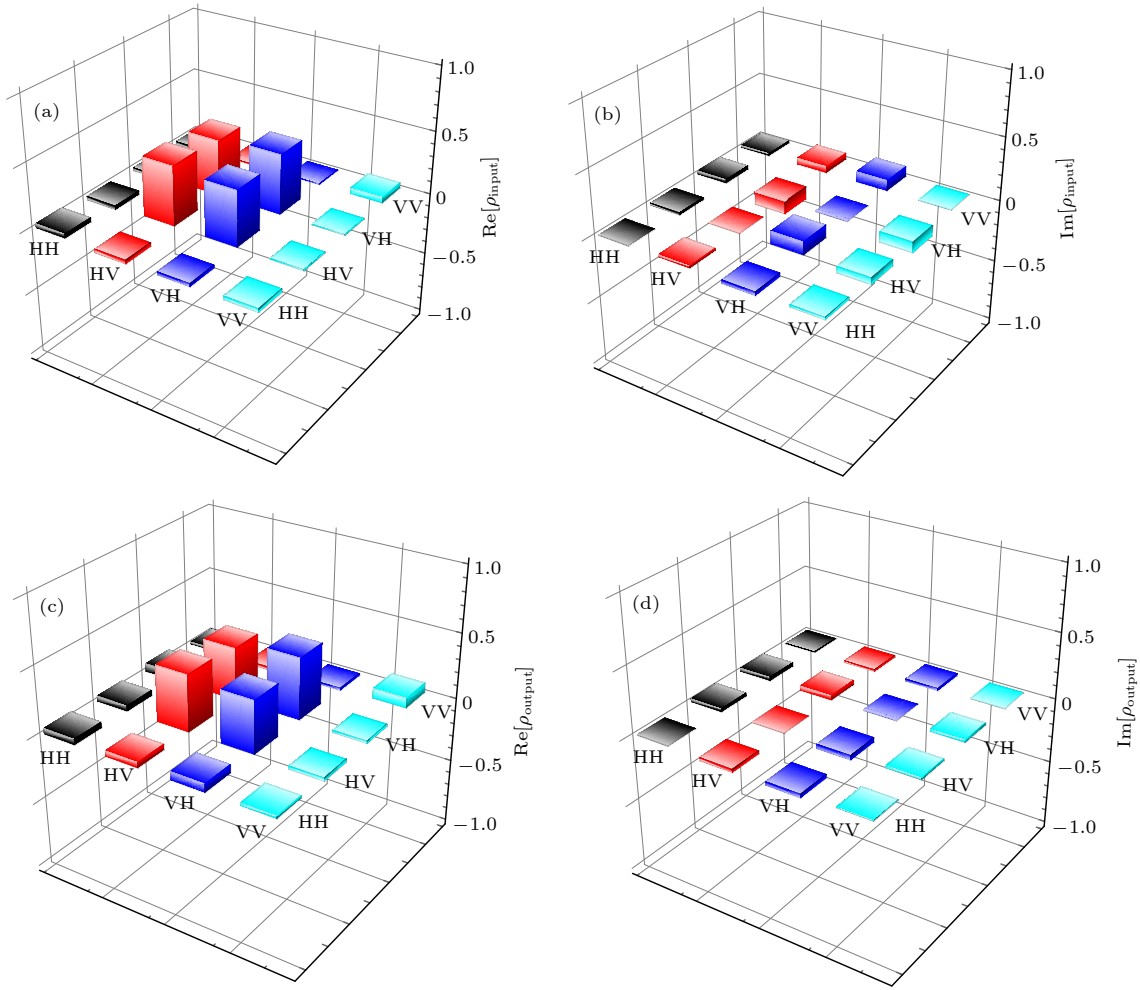


图 13 (a)/(c) 和 (b)/(d) 分别为输入/输出的重构密度矩阵的实部和虚部; 所有实验数据为原始数据, 无误差校正<sup>[58]</sup>

Fig. 13. (a)/(c) and (b)/(d) Reconstructed real and imaginary parts of the input/output density matrix, respectively. The density matrices were reconstructed with losses. All of the experimental data are raw data without error corrections<sup>[58]</sup>.

杂化纠缠<sup>[84]</sup>. 多个 DOF 的纠缠相比单个 DOF 的纠缠存在许多优点, 例如, 多 DOF 超纠缠可以实现更有效的 Bell 测量, 使得超越传统线性光学阈值的超密集编码成为可能, 此外还存在很多其他应用. 同时, 多个 DOF 的纠缠可以利用不同 DOF 的优点, 例如, 纠缠在偏振或时间域的光子可以通过光纤有效传输, 而编码在 OAM DOF 的光子则提高了信道容量<sup>[66,85–88]</sup>. 因此, 在提高信道容量和改善网络的兼容性方面利用多 DOF 的纠缠具有巨大潜力. 然而构建这种量子网络需要量子存储来建立不同网络节点之间的纠缠. 最近, 文献<sup>[89]</sup>报道了在固体存储器中实现由偏振和时间 bin DOF 组成的  $2 \otimes 2$  超纠缠的量子存储. 在存储器之间建立多 DOF 的纠缠将是迈向高兼容量子网络的关键一步, 然而到目前为止尚无这方面的实验报道. 2016 年, 我们小组实现了两个独立原子系综之间多 DOF 超纠缠和不同 DOF 之间杂化纠缠的量子存储<sup>[59]</sup>.

实验装置如图 14 所示. 在实验中, 由原子自旋激发态与单光子之间的偏振纠缠以及自旋激发态与单光子之间的 OAM 纠缠组成的超纠缠是通过 MOT A 中的 SRS 过程直接产生的, 生成的态 (未归一化) 可以表示为

$$|\psi_1\rangle = (|D_A\rangle |H_{S1}\rangle + e^{i\theta_1} |U_A\rangle |V_{S1}\rangle) \otimes \left( \sum_{m=-1}^{m=1} c_m | -m_A \rangle |m_{S1}\rangle \right), \quad (7)$$

其中,  $|D_A\rangle$  和  $|U_A\rangle$  分别表示 MOT-A 中路径 U 和 D 的自旋激发态;  $|H_{S1}\rangle$  和  $|V_{S1}\rangle$  分别表示信号光子 1 的水平极化和垂直偏振;  $\theta_1$  为路径 U 和 D 的相位差, 实验中将其设为零;  $| -m_A \rangle$  为 MOT A 中量子数为  $-m$  的 OAM 对应的本征模,  $|m_{S1}\rangle$  为信号光子 1 的 OAM 量子数  $m$ .  $|c_m|^2$  为激发概率. 这里  $m$  的取值从  $-1$  到  $1$ , 通常  $c_m = c_{-m}$ .

借助于马赫-曾德尔干涉仪, 将产生的信号光

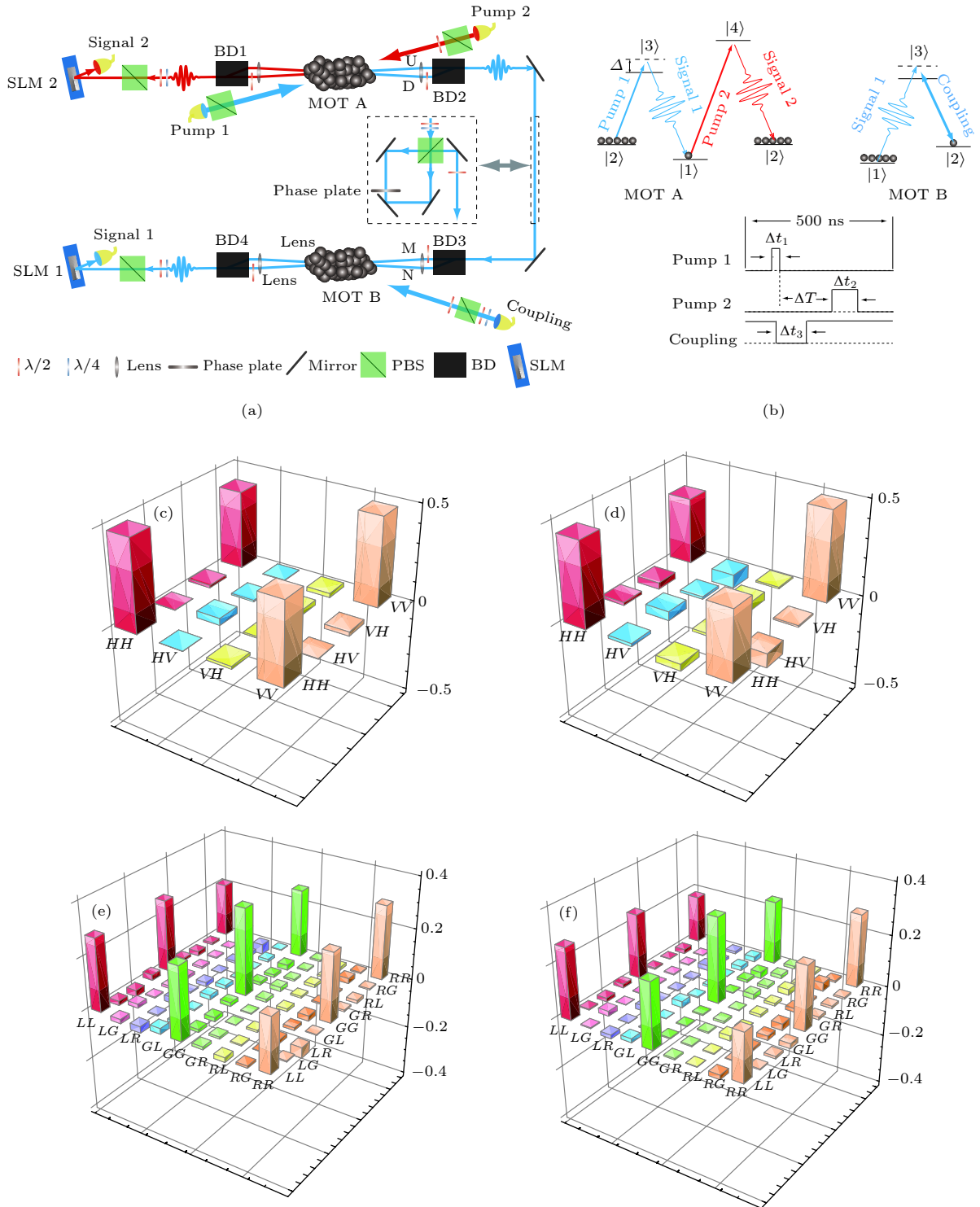


图 14 多个 DOF 超纠缠的产生和存储<sup>[59]</sup> (a) 实验装置简化图; (b) 能级图和时间序列; 二维极化纠缠 ((c), (d)) 和三维 OAM 纠缠 ((e), (f)) 的构造密度矩阵的实部, 其中 (c), (e) 对应存储前; (d), (f) 对应于存储后.

Fig. 14. Generation and storage of entanglement in multiple DOFs<sup>[59]</sup>: (a) Simplified experimental set-up; (b) energy diagram and time sequence; the real parts of the constructed density matrices for the two-dimensional polarization entanglement ((c), (d)) and the three-dimensional OAM entanglement ((e), (f)), before ((c), (e)) and after ((d), (f)) storage.

子 1 送到并存储在 MOT B 中的原子系综, 而在 MOT A 和 MOT B 的自旋激发态之间建立了包含路径和 OAM 的超纠缠:

$$|\psi_2\rangle = (|D_A\rangle |N_B\rangle + |U_A\rangle |M_B\rangle) \otimes (|R_A\rangle |L_B\rangle + \alpha |G_A\rangle |G_B\rangle + |L_A\rangle |R_B\rangle), \quad (8)$$

其中  $|N_B\rangle$  和  $|M_B\rangle$  分别表示 MOT B 中路径 N 和



M 对应的自旋波;  $\alpha = c_{m=0}/c_{m=1}$ ,  $c_{m=1} = c_{m=-1}$ .  $|L\rangle$ ,  $|G\rangle$  和  $|R\rangle$  分别表示  $| -1 \rangle$ ,  $| 0 \rangle$  和  $| 1 \rangle$ . 在 MOT B 中对信号 1 进行 100 ns 存储, 在 MOT A 中将自旋激发态存储 200 ns 后, 将这两种自旋激发态分别读出为信号光子 1 和 2, 由此产生的光子-光子态为

$$|\psi'_2\rangle = (|H_{S2}\rangle |H_{S1}\rangle + |V_{S2}\rangle |V_{S1}\rangle) \otimes (|L_{S2}\rangle |L_{S1}\rangle + \alpha |G_{S2}\rangle |G_{S1}\rangle + |R_{S2}\rangle |R_{S1}\rangle). \quad (9)$$

为了刻画纠缠, 分别构建了偏振 DOF 和 OAM DOF 光子纠缠的密度矩阵, 如图 14 所示. 根据密度矩阵计算得到二维偏振纠缠的存储保真度为  $89.7\% \pm 3.8\%$ . 存储前和存储后 CHSH 不等式参数分别为  $S_p = 2.6 \pm 0.03$  和  $S_p = 2.51 \pm$

0.05 (未进行任何噪声纠正). 对于三维 OAM 纠缠, 对应的保真度为  $91.1\% \pm 4.5\%$ .

从 (9) 式可以看出两个 DOF 的纠缠是相互独立的, 因此要充分证明超纠缠需要对每个 DOF 进行独立测量或者进行多 DOF 的联合测量. 然而由于实验中光子计数率较低以及不同 DOF 之间存在存储效率差异, 导致联合测量需要很长的测量时间, 由此使得采用包含多个 DOF 的联合测量的可能性降低, 因此我们采用了独立测量每个 DOF 纠缠的方法. 然而由于实验元件是与偏振相关的, 所以 OAM 纠缠度的测量与偏振相关. 为了达到证明的完备性, 实验中采用检验不同 OAM DOF 子空间中的偏振纠缠来检验其独立性.

多 DOF 组成的另外一种重要形式是杂化纠缠

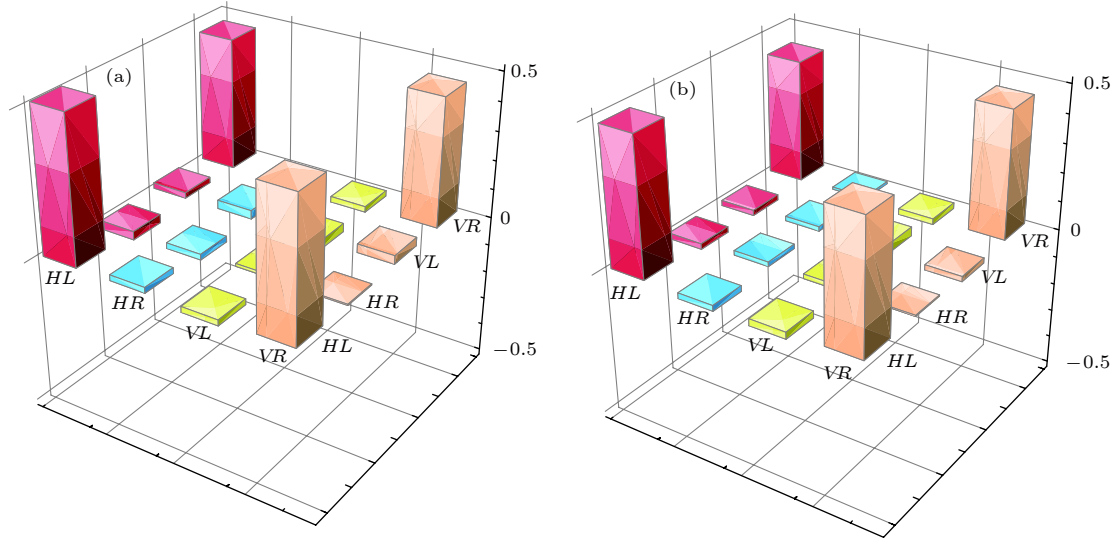


图 15 重构的杂化纠缠的密度矩阵实部<sup>[59]</sup> (a) 存储前; (b) 存储后

Fig. 15. Real parts of the constructed density matrices for hybrid entanglement: (a) Before storage; (b) after storage<sup>[59]</sup>.

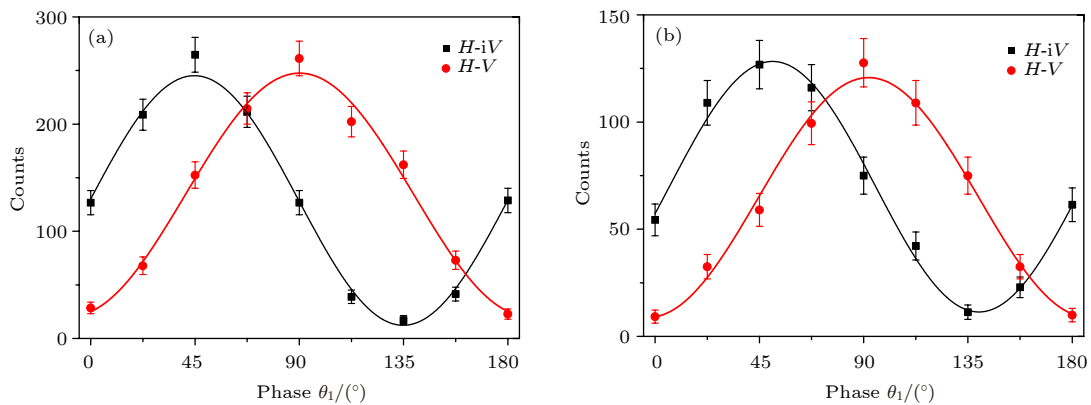


图 16 杂化纠缠的双光子关联干涉曲线<sup>[59]</sup> (a) 存储前; (b) 存储后; 误差由泊松统计估计, 表示为  $\pm$  s.d.; 所有数据均为原始数据, 没有进行误差纠正

Fig. 16. Interference curves of the two-photon correlations for hybrid entanglement<sup>[59]</sup>: (a) Before storage; (b) after storage. The error bars are estimated from Poisson statistics and represent as  $\pm$  s.d. All the data are raw and not subjected to noise correction.

缠,即在多个 DOF 之间存在相互纠缠.通过对实验装置的微小改变,可以在 MOT A 中产生信号光子 1 与原子自旋激发态之间的偏振-路径杂化纠缠.之后利用特殊设计的 Sagnac 干涉仪将光子偏振信息转换为 OAM 信息.通过这种方法,在光子的 OAM DOF 和不同路径的原子自旋激发态之间建立了杂化纠缠,这个态表示为 $|\psi_{1\text{-hybrid}}\rangle$ .进而将信号光子 1 输入并存储囚禁在 MOT B 的原子系综中,从而在两个分立的原子系综中建立了两个自旋激发态之间的杂化纠缠,这个态表示为 $|\psi_{2\text{-hybrid}}\rangle$ .

$$\begin{aligned} |\psi_{1\text{-hybrid}}\rangle &= |D_A\rangle |L_{S1}\rangle + |U_A\rangle |R_{S1}\rangle, \\ |\psi_{2\text{-hybrid}}\rangle &= |D_A\rangle |L_B\rangle + |U_A\rangle |R_B\rangle, \\ |\psi'_{2\text{-hybrid}}\rangle &= |H_{S2}\rangle |L_{S1}\rangle + |V_{S2}\rangle |R_{S1}\rangle. \end{aligned} \quad (10)$$

为了刻画分立原子系综之间杂化纠缠的性质,将原子自旋波激发态映射到光子态 $(|\psi'_{2\text{-hybrid}}\rangle)$ 上.通过密度矩阵重构,得到密度矩阵 $|\psi'_{1\text{-hybrid}}\rangle$ 和 $|\psi'_{2\text{-hybrid}}\rangle$ ,分别对应图 15(a)和图 15(b)(仅为实部).通过比较 $|\psi'_{1\text{-hybrid}}\rangle$ 和 $|\psi'_{2\text{-hybrid}}\rangle$ 的密度矩阵,计算出纠缠的保真度为 $93.6\% \pm 1.4\%$ .

同时测量了双光子干涉来进一步表征杂化纠缠的特性.图 16(a)和图 16(b)分别表示存储前后的干涉曲线.存储前平均可见度为 93.1%,存储后平均可见度为 84.6%.这两个可见度值都大于违背 Bell 不等式的阈值 70.7%,充分证明了两个原子系综之间确实存在杂化纠缠.

### 3 结 语

我们首次采用拉曼方案实现了真单光子、OAM 纠缠、偏振纠缠以及多 DOF 超纠缠和杂化纠缠的存储.因为利用拉曼协议可以存储具有大带宽的信息载体,从而能够以更高的时钟速率处理量子信息,因而拉曼存储是量子信息领域的一个研究热点.我们取得的这些进展无疑迈出了构建高速量子网络的重要一步.尽管如此,真正实现实用化的拉曼量子存储器还需要走漫长的路,还需要在诸多方面进行改进、优化和提高.虽然我们的存储器比使用 EIT 方案的存储器工作带宽增加了一个数量级,但目前所存储的光子带宽仍然不太宽.限制拉曼存储带宽的基本因素主要由基态和存储态的间隔决定(在这里指 $^{85}\text{Rb}$ 原子的 $5S_{1/2}$  ( $F = 3$ )和 $5S_{1/2}$  ( $F = 2$ )两个态).如果带宽太大,例如,大于基态和存储态之间间隔大小的一半,则反斯托克斯光子

或控制光就有可能与另外一个产生耦合,从而与其他 $\Lambda$ 结构相竞争,进而降低存储的保真度和效率.存储带宽同样还受功率、失谐、耦合光的带宽以及系综 OD 等因素的影响.由于绝热演化的要求,较大的存储带宽需要较大的失谐量,因而要求失谐量要大于带宽,这就需要用较强的耦合光功率或者较大的 OD 来补偿由于较大失谐造成的较低的光子和介质之间的相互作用.因此,在实际应用中,存储性能取决于整个系统各种参数的优化设计.

另外,在以上所报道的实验中存储效率并不高,存储时间也很短,为此,必须对系统进行优化改进.在前向读出结构中存储效率主要取决于读出光子的再吸收情况,理论预测的最大效率仅可以达到约 60%.而利用反向读出结构则可以克服这一缺点,效率可以超过 90%.另外通过补偿磁场或者利用磁场不敏感态,同时利用光晶格减小原子运动,可以提高存储时间,使之达到毫秒甚至几百毫秒的存储时间.此外,动态解耦方法也可以用来提高存储时间.

### 参考文献

- [1] Sangouard N, Simon C, Zhao B, Chen Y A, de Riedmatten H, Pan J W, Gisin N 2008 *Phys. Rev. A* **77** 062301
- [2] Briegel H J, Dür W, Cirac J I, Zoller P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5932
- [3] Knill E, Laflamme R, Milburn G J 2001 *Nature* **409** 46
- [4] Ladd T D, Jelezko F, Laflamme R, Nakamura Y, Monroe C, O'Brien J L 2010 *Nature* **464** 54
- [5] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2011 *Nat. Photon.* **5** 222
- [6] Majumdar A, Bajcsy M, Rundquist A, Vučković J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 183601
- [7] Bussières F, Sangouard N, Afzelius M, de Riedmatten H, Simon C, Tittel W 2013 *J. Mod. Opt.* **60** 1519
- [8] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [9] Radnaev A G, Dudin Y O, Zhao R, Jen H H, Jenkins S D, Kuzmich A, Kennedy T A B 2010 *Nat. Phys.* **6** 894
- [10] Albrecht B, Farrera P, Gonzalvo X F, Cristiani M, de Riedmatten H 2014 *Nat. Commun.* **5** 3376
- [11] Clausen C, Usmani I, Bussières F, Sangouard N, Afzelius M, de Riedmatten H, Gisin N 2011 *Nature* **469** 508
- [12] Saglamyurek E, Sinclair N, Jin J, Slater J A, Oblak D, Bussières F, George M, Ricken R, Sohler W, Tittel W 2011 *Nature* **469** 512
- [13] Simon C, de Riedmatten H, Afzelius M, Sangouard N, Zbinden H, Gisin N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 190503
- [14] Zhang W, Ding D S, Shi S, Li Y, Zhou Z Y, Shi B S, Guo G C 2016 *Phys. Rev. A* **93** 022316
- [15] Specht H P, Nölleke C, Reiserer A, Uphoff M, Figueroa E, Ritter S, Rempe G 2011 *Nature* **473** 190
- [16] Olmschenk S, Matsukevich D N, Maunz P, Hayes D, Duan L M, Monroe C 2009 *Science* **323** 486
- [17] Kurz C, Schug M, Eich P, Huwer J, Müller P, Eschner J 2014

- Nat. Commun.* **5** 5527
- [18] Togan E, Chu Y, Trifonov A S, Jiang L, Maze J, Childress L, Dutt M V G, Sørensen A S, Hemmer P R, Zibrov A S, Lukin M D 2010 *Nature* **466** 730
- [19] Bernien H, Hensen B, Pfaff W, Koolstra G, Blok M S, Robledo L, Taminiiau T H, Markham M, Twitchen D J, Childress L, Hanson R 2013 *Nature* **497** 86
- [20] Greve D G, Yu L, McMahon P L, Pelc J S, Natarajan C M, Kim N Y, Abe E, Maier S, Schneider C, Kamp M, Höfling S, Hadfield R H, Forchel A, Fejer M M, Yamamoto Y 2012 *Nature* **491** 421
- [21] Wang Q, Zhang Y S 2012 *Eur. Phys. J. B* **85** 225
- [22] Dudin Y O, Li L, Kuzmich A 2013 *Phys. Rev. A* **87** 031801
- [23] Xu Z X, Wu Y L, Tian L, Chen L, Zhang Z Y, Yan Z H, Li S J, Wang H, Xie C D, Peng K C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 240503
- [24] 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
- [25] Zhou S, Zhang S C, Liu C, Chen J F, Wen J M, Loy M M T, Wong G K L, Du S W 2012 *Opt. Express*. **20** 24124
- [26] Li J F, Wang Y F, Zhang S C, He J Y, Cheng A Q, Yan H, Zhu S L 2017 arXiv: 1706.01404[quant-ph]
- [27] Ding D S, Zhou Z Y, Shi B S, Guo G C 2013 *Nat. Commun.* **4** 2527
- [28] Ding D S, Zhang W, Zhou Z Y, Shi S, Pan J S, Xiang G Y, Wang X S, Jiang Y K, Shi B S, Guo G C 2014 *Phys. Rev. A* **90** 042301
- [29] Ding D S, Zhang W, Zhou Z Y, Shi S, Xiang G Y, Wang X S, Jiang Y K, Shi B S, Guo G C 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 050502
- [30] Ding D S, Zhang W, Shi S, Zhou Z Y, Li Y, Shi B S, Guo G C 2016 *Light: Science and Applications* **5** e16157
- [31] Shi B S, Ding D S, Zhang W 2018 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **51** 032004
- [32] Hosseini M, Sparkes B M, Campbell G, Lam P K, Buchler B C 2011 *Nat. Commun.* **2** 174
- [33] Higginbottom D B, Sparkes B M, Rancic M, Pinel O, Hosseini M, Lam P K, Buchler B C 2012 *Phys. Rev. A* **86** 023801
- [34] Glorieux Q, Clark J B, Marino A M, Zhou Z F, Lett P D 2012 *Opt. Express* **20** 12350
- [35] Shi S, Ding D S, Zhang W, Zhou Z Y, Dong M X, Liu S L, Wang K, Shi B S, Guo G C 2017 *Phys. Rev. A* **95** 033823
- [36] Ding D S, Wu J H, Zhou Z Y, Liu Y, Shi B S, Zou X B, Guo G C 2013 *Phys. Rev. A* **87** 013835
- [37] Zhong M J, Hedges M P, Ahlefeldt R L, Bartholomew J G, Beavan S E, Wittig S M, Longdell J J, Sellars M J 2015 *Nature* **517** 177
- [38] Tang, J S, Zhou Z Q, Wang Y T, Li Y L, Liu X, Hua Y L, Zou Y, Wang S, He D Y, Chen G, Sun Y N, Yu Y, Li M F, Zha Z G, Ni H Q, Niu Z C, Li C F, Guo G C 2015 *Nat. Commun.* **6** 8652
- [39] Sinclair N, Saglamyurek E, Mallahzadeh H, Slater J A., George M, Ricken R, Hedges M P, Oblak D, Simon C, Sohler W, Tittel W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 053603
- [40] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [41] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [42] Chanelière T, Matsukevich D N, Jenkins S D, Lan S Y, Kennedy T A B, Kuzmich A 2005 *Nature* **438** 833
- [43] Nunn J, Walmsley I A, Raymer M G, Surmacz K, Waldermann F C, Wang Z, Jaksch D 2007 *Phys. Rev. A* **75** 011401(R)
- [44] Reim K F, Nunn J, Lorenz V O, Sussman B J, Lee K C, Langford N K, Jaksch D, Walmsley I A 2010 *Nat. Photon.* **4** 218
- [45] Reim K F, Michelberger P, Lee K C, Nunn J, Langford N K, Walmsley I A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 053603
- [46] Moiseev S A, Kröll S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 173601
- [47] Kraus B, Tittel W, Gisin N, Nilsson M, Kröll S, Cirac J I 2006 *Phys. Rev. A* **73** 020302(R)
- [48] Afzelius M, Simon C, de Riedmatten H, Gisin N 2009 *Phys. Rev. A* **79** 052329
- [49] Alexander A L, Longdell J J, Sellars M J, Manson N B 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 043602
- [50] Tittel W, Afzelius M, Chanelière T, Cone R L, Kröll S, Moiseev S A, Sellars M 2010 *Laser Photon. Rev.* **4** 244
- [51] Michelberger P S, Champion T F M, Sprague M R, Kaczmarek K T, Barbieri M, Jin X M, England D G, Kolthammer W S, Saunders D J, Nunn J, Walmsley I A 2015 *New. J. Phys.* **17** 043006
- [52] Bustard P J, Lausten R, England D G, Sussman B J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 083901
- [53] England D G, Bustard P J, Nunn J, Lausten R, Sussman B J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 243601
- [54] Saunders D J, Munns J H D, Champion T F M, Qiu C, Kaczmarek K T, Poem E, Ledingham P M, Walmsley I A, Nunn J 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 090501
- [55] Kaczmarek K T, Ledingham P M, Brecht B, Thomas S E, Thekkadath G S, Lazo-Arjona O, Munns J H D, Poem E, Feizpour A, Saunders D J, Nunn J, Walmsley I A 2018 *Phys. Rev. A* **97** 042316
- [56] Dou J P, Yang A L, Du M Y, Lao D, Gao J, Qiao L F, Li H, Pang X L, Feng Z, Tang H, Jin X M 2018 *Commun. Phys.* **1** 55
- [57] Guo J X, Feng X T, Yang P Y, Yu Z F, Chen L Q, Yuan C H, Zhang W P 2018 arXiv: 1804.10763[quant-ph]
- [58] Ding D S, Zhang W, Zhou Z Y, Shi S, Shi B S, Guo G C 2015 *Nat. Photon.* **9** 332
- [59] Zhang W, Ding D S, Dong M X, Shi S, Wang K, Liu S L, Li Y, Zhou Z Y, Shi B S, Guo G C 2016 *Nat. Commun.* **7** 13514
- [60] Liu Y, Wu J H, Shi B S, Guo G C 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 024205
- [61] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [62] Franke-Arnold S, Allen L, Padgett M 2008 *Laser Photon. Rev.* **2** 299
- [63] Leach J, Jack B, Romero J, Jha A K, Yao A M, Franke-Arnold S, Ireland D G, Boyd R W, Barnett S M, Padgett M J 2010 *Science* **329** 662
- [64] Dada A C, Leach J, Buller G S, Padgett M J, Andersson E 2011 *Nat. Phys.* **7** 677
- [65] Fickler R, Lapkiewicz R, Plick W M, Krenn M, Schaeff C, Ramelow S, Zeilinger A 2012 *Science* **338** 640
- [66] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, Ahmed N, Yan Y, Huang H, Ren Y X, Yue Y, Dolinar S, Tur M, Willner A E 2012 *Nat. Photon.* **6** 488
- [67] Inoue R, Kanai N, Yonehara T, Miyamoto Y, Koashi M, Kozuma M 2006 *Phys. Rev. A* **74** 053809
- [68] Inoue R, Yonehara T, Miyamoto Y, Koashi M, Kozuma M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 110503
- [69] James D F V, Kwiat P G, Munro W J, White A G 2001 *Phys. Rev. A* **64** 052312
- [70] Clauser J F, Horne M A, Shimony A, Holt R A 1969 *Phys.*

- Rev. Lett.* **23** 880
- [71] Spengler C, Huber M, Brierley S, Adaktylos T, Hiesmayr B C 2012 *Phys. Rev. A* **86** 022311
- [72] Hiesmayr B C, Löffler W 2013 *New J. Phys.* **15** 083036
- [73] Collins D, Gisin N, Linden N, Massar S, Popescu S 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 040404
- [74] Romero J, Leach J, Jack B, Barnett S M, Padgett M J, Franke-Arnold S 2010 *New J. Phys.* **12** 123007
- [75] Gülme O, Tóth G 2009 *Phys. Rep.* **474** 1
- [76] Fickler R, Krenn M, Lapkiewicz R, Ramelow S, Zeilinger A 2013 *Sci. Rep.* **3** 1914
- [77] Bruß D 2002 *J. Math. Phys.* **43** 4237
- [78] Gülme O, Hyllus P, Bruß D, Ekert A, Lewenstein M, Macchiavello V, Sanpera A 2002 *Phys. Rev. A* **66** 062305
- [79] Agnew M, Salvail J Z, Leach J, Boyd R E 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 030402
- [80] Krenn M, Huber M, Fickler R, Lapkiewicz R, Ramelow S, Zeilinger A 2014 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **111** 6243
- [81] Choi K S, Deng H, Laurat J, Kimble H J 2008 *Nature* **452** 67
- [82] Kwiat P G 1997 *J. Mod. Opt.* **44** 2173
- [83] Barreiro J T, Langford N K, Peters N A, Kwiat P G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 260501
- [84] Schuck C, Huber G, Kurtsiefer C, Weinfurter H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 190501
- [85] Bozinovic N, Yue Y, Ren Y X, Tur M, Kristensen P, Huang H, Willner A E, Ramachandran S 2013 *Science* **340** 1545
- [86] Walborn W S, Pádua S, Monken C H 2003 *Phys. Rev. A* **68** 042313
- [87] Calsamiglia J, Lütkenhaus N 2001 *Appl. Phys. B* **72** 67
- [88] Barreiro J T, Wei T C, Kwiat P G 2008 *Nat. Phys.* **4** 282
- [89] Tiranov A, Lavoie J, Ferrier A, Goldner P, Verma V B, Nam S W, Mirin R P, Lita A E, Marsili F, Herrmann H, Silberhorn C, Gisin N, Afzelius M, Bussières F 2015 *Optica* **2** 279

**SPECIAL TOPIC—Advances in quantum coherence and quantum storage**

**Raman protocol-based quantum memories\***

Shi Bao-Sen<sup>1)2)†</sup> Ding Dong-Sheng<sup>1)2)</sup> Zhang Wei<sup>1)2)</sup> Li En-Ze<sup>1)2)</sup>

1) (*Key Laboratory of Quantum Information, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

2) (*Synergetic Innovation Center of Quantum Information & Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

( Received 17 December 2018; revised manuscript received 6 January 2019 )

**Abstract**

Quantum memories are indispensable for quantum communication and quantum computation, which are able to realize the storage and retrieval of a quantum state such as a single photon, entanglement, or a squeezed state on demand. Among those memories realized by different protocols, the Raman quantum memory has advantages in its broadband and high-speed properties, resulting in huge potential applications in quantum network and quantum computation. However, the realization of Raman quantum memory for a true single photon and photonic entanglement is a challenging job. In this review, after briefly introducing the main benchmarks for quantum memories, showing the state of the art, we focus on the review of the experimental progress recently achieved in storing the quantum state by Raman scheme in our group. We believe that all achievements reviewed are very hopeful in building up a high-speed quantum network.

**Keywords:** quantum storage, quantum information

**PACS:** 42.50.Dv, 32.80.Qk, 42.50.Ex

**DOI:** 10.7498/aps.68.20182215

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61435011, 61275115, 61525504) and Anhui Initiative in Quantum Information Technologies, China (Grant No. AHY020200).

† Corresponding author. E-mail: drshi@ustc.edu.cn