

热原子气室中正交分量存储的实验研究

田龙,李淑静*,王海

(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,山西 太原 030006;
2. 山西大学 极端光学协同创新中心,山西 太原 030006)

摘要:在热原子气室中,利用电磁感应透明动力学过程实现了相干态正交分量的存储与释放。利用平衡零拍探测方法测量了三种不同输入光子数时,探针光输入脉冲和恢复信号的正交分量,得到了正交分量随本地振荡光位相变化的分布图。实验结果表明,在不同平均光子数输入时正交分量随本地振荡光位相均匀分布,平均幅值的振幅随着光子数增加而增加。此外,还测量了正交分量恢复信号随存储时间的变化,得到了存储寿命为 $32 \mu\text{s}$ 。

关键词:正交分量;量子存储;电磁感应透明;热原子气室

中图分类号:O431 文献标志码:A 文章编号:0253-2395(2017)02-0286-07

Storage and Retrieval of Quadrature Values of Coherent State in a Warm Rubidium Vapor

TIAN Long, LI Shujing*, WANG Hai

(1. State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China;
2. Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China)

Abstract: We experimentally realized storing and retrieving quadrature components of coherent state in a warm rubidium vapor by dynamic electromagnetically induced transparency. Balanced homodyne detection measurements on the input and retrieved signals are made to measure the quadrature components of coherent light state. We measured the quadrature components as a function of local oscillator phase with three different input signal photon levels and the retrieved signals at different storage time. The experimental result indicated that the amount of quantum noise of quadrature components was distributed evenly in time and the amplitude of quadrature values is increase with increasing the input signal photon level. Besides that, the lifetime of quantum memory for quadrature components is $32 \mu\text{s}$.

Key words: quadrature components; quantum memory; electromagnetically induced transparency; warm rubidium vapor

0 引言

量子网络的构建需要量子节点和量子通道,量子节点需要具备产生、存储以及测量量子态的功能,而量

* 收稿日期:2017-01-10;修回日期:2017-02-07

基金项目:国家重点研发计划(2016YFA0301402);国家自然科学基金(60821004;11274211;10874106),山西省三晋学者基金

作者简介:田龙(1988—),男,山西大同人,博士研究生,主要从事量子光学和光与原子相互作用方面的研究。E-mail: tianlovedou@126.com

* 通信作者:李淑静(LI Shujing),E-mail: lishujing@sxu.edu.cn

子节点之间必须通过量子通道传递量子态^[1]。光量子态的存储^[2]对于实现量子信息网络,长距离量子通讯和量子中继至关重要^[3]。目前,对于存储经典光场、偏振比特、单光子以及离散变量等实验方法相对比较成熟^[4-9],然而离散变量量子中继需要克服纠缠交换成功概率低的困难。近年来新兴的混合型量子中继结合了离散变量的纠缠高保真度和连续变量纠缠确定性的优点,可以提高纠缠远距离分发的成功率。连续变量量子态的存储是混合型量子中继的基础,这方面的研究已经引起了研究者的关注^[10-12]。2008年,Appel, J小组和 Honda, K小组分别在热原子^[10]和冷原子^[11]中实现了压缩态光场的存储。2010年,Hedges等人在晶体中进行了光场正交分量高效存储研究^[13]。2011年,Hosseini等人实现了正交分量高保真度存储研究^[14]。为了实现连续变量量子信息网络,就需要将多组分连续变量存储到多个量子节点中,实现多个可分离节点之间量子纠缠的传递,最终实现多个可分离节点之间相互纠缠。2011年,Jensen等人通过将双模压缩光分别存储在两个原子气室中实现了两个原子系综的纠缠^[12]。2012年,彭堃堃小组实验实现了三色三组分纠缠态光场的产生,这为连续变量量子通讯网络的实现提供了必不可少的资源^[15]。此外,热原子气室具有装置简单廉价,小型化^[16]等优点,它甚至可以放置在芯片^[17]或中空波导里面^[18],所以具有重要的应用前景。

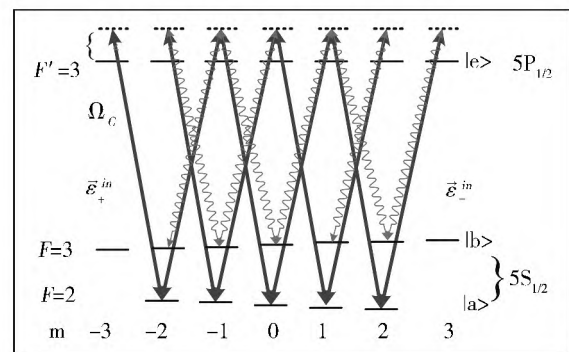
本文中我们在热原子气室中实现了相干态光场正交分量的存储与释放。利用电磁感应透明动力学过程将弱探针光脉冲存储到原子中,之后施加读光将存储的信息读取出来,并利用平衡零拍探测的方法测量被存储信号和恢复信号的正交分量值,利用参考光和本地振荡光(Local光)的干涉条纹间接判断出每个正交分量值的位相,经过5000次测量得到一组被测量正交分量值随Local光位相分布图。在铷原子气室外施加导向磁场可以抑制自旋波退相干^[19],进而延长寿命,本实验中我们施加一个导向磁场,测量了三种不同光子数的输入信号以及其恢复信号正交分量,实现正交分量量子存储。

1 实验方案与装置

实验涉及的能级如图1所示。其中, $|a\rangle$ 能级为 $|5S_{1/2}, F=2\rangle$, $|b\rangle$ 能级为 $|5S_{1/2}, F=3\rangle$, $|e\rangle$ 能级为 $|5P_{1/2}, F'=3\rangle$ 。垂直偏振(V)的控制光锁定在 $|a\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ 蓝失谐 $\Delta \approx 1.4$ GHz,水平偏振(H)的探针光锁定在 $|b\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ 蓝失谐 $\Delta \approx 1.4$ GHz。量子化轴定义为 z 轴方向,这与控制光和探针光在Rb原子气室中传播的方向一致。

在导向磁场作用下,H偏振的探针光分解成左旋和右旋圆偏振与原子相互作用,分别作用在 $|b, m_b\rangle \leftrightarrow |e, m_e = m_b + 1\rangle$ 和 $|b, m_b\rangle \leftrightarrow |e, m_e = m_b - 1\rangle$ 的跃迁上。同理,V偏振的控制光也可以分解成左旋和右旋圆偏振与原子相互作用,分别作用在 $|a, m_a\rangle \leftrightarrow |e, m_e = m_a + 1\rangle$ 和 $|a, m_a\rangle \leftrightarrow |e, m_e = m_a - 1\rangle$ 跃迁上,所以探针光和控制光在导向磁场作用下可形成多个 Λ 型EIT能级结构。

实验装置图如图2所示。钛宝石激光器(MBR-110)的输出激光经过偏振分束棱镜(PBS1)分光后,大部分激光经过一个法拉第旋光器后入射到声光调制器(AOM1)上,其0级光通过AOM2后作为控制光,其负一级衍射光通过一个0度全反镜返回到AOM1,进行第二次衍射。由于法拉第的旋光作用,最终使得第二次衍射激光的偏振转变为V偏振,经过PBS1反射出来作为衍射光。AOM1的驱动频率为1.717 GHz,所以经过两次衍射后的衍射光与原激光的频率差为3.434 GHz。衍射光经过PBS2分束后分别经过AOM3和AOM4后的正一级衍射光分别作为探针光和本地振荡光(Local光)。此外,通过控制AOM2,AOM3和AOM4的衍射来实现对控制光,探针光和Local光的时序控制。AOM2,AOM3和AOM4的驱动频率都为200 MHz,所以经过AOM2和AOM3后控制光和探针光之间的频率差为3.035 GHz,这与⁸⁵Rb原子D1线两基态之间的频率相等。V偏振的控制光和H偏振探针光通过一个Glan-laser偏振分束器(GLP1)耦合到一起,之后通过一个长为75 mm充有10-torr Ne缓存气体的纯⁸⁵Rb原子气室。我们通过一个精度为0.01



ϵ_+^m and ϵ_-^m are the right- and left-circularly-polarized signal fields, respectively. Ω_C denotes the controlling field

Fig. 1 Involved levels of ⁸⁵Rb atoms

ϵ_+^m 和 ϵ_-^m 分别是探针光的左旋分量和右旋分量, Ω_C 是控制光

图1 实验涉及⁸⁵Rb能级图

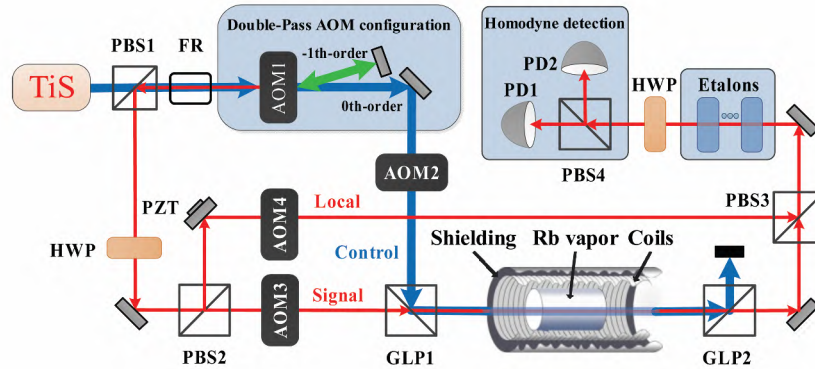


Fig. 2 Experimental set-up
 B-4; polarization beam splitter; AOM1; 1.7 GHz acousto-optic modulator; AOM2-4; 200 MHz acousto-optic modulators; FR; Faraday rotator; GLP1-2; Glan-laser polarizers; PD; Photodetector; HWP; Half wave plate

Fig. 2 Experimental set-up

PBS1-4; 偏振分束棱镜; AOM1; 1.7 GHz 声光调制器; AOM2-4; 200 MHz 声光调制器;
 FR; 法拉第旋转器; GLP1-2; Glan-laser 偏振器; PD; 探测器; HWP; 半波片

图2 实验装置图

摄氏度的控温仪将气室温度控制在 53.00°C 。在气室中, 探针光和控制光的 $1/e^2$ 腰斑为 3.8 mm 和 4.2 mm 。Local 光和控制光的功率分别是 $\sim 2\ \mu\text{W}$ 和 $\sim 170\text{ mW}$ 。在铷原子气室外, 我们先缠绕了长为 150 mm 的螺线管, 来施加一个导向磁场 B_z 来抑制自旋波退相干, 最后在螺线管外包裹磁屏蔽装置抑制杂散磁场的影响。我们通过一个高精度电流源来给螺线管施加一个恒定电流来控制导向磁场的大小。

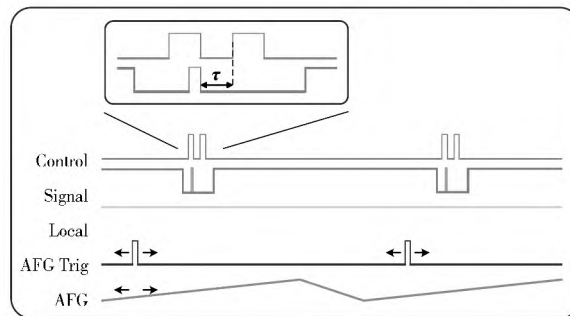


Fig. 3 Time sequence of experimental cycle

图3 实验时序图

通过原子气室后探针光和控制光通过气室后通过另一个 Glan-laser 偏振分束器 (GLP2) 分束, 将强的控制光反射, 探针光透射。Glan-laser 偏振分束器的分光比为 $1:10\ 000$ 。探针光与 Local 光在 PBS3 上耦合在一起, 之后通过滤波器滤掉杂散光, 紧接着通过一个角度设置在 45° 的半波片并在 PBS4 上干涉, 进行平衡零拍探测。在这里, 45° 的半波片和 PBS4 构成一个 $50/50$ 分束器。

实验时序如图 3 所示, 我们利用一个数字函数时序卡 (NI PCI-6542) 来产生 TTL 信号来控制 AOM 以及为函数发生器提供触发。实验的重复频率为 33 Hz , 在存储之前和之后, 探针光都处于开启状态并和 Local 光在 PBS4 上干涉, 此时的探针光光强与 Local 光光强相当, 这样干涉条纹明显便于判断位相。最终探针光和本地光之间的干涉度可达到 96% 。为了探测干涉条纹, 我们在 Local 光光路上添加了一个带有压电陶瓷的镜子, 通过调节电压可以改变光程差获得干涉条纹。函数发生器 AFG3102 接收到时序卡触发后发出一系列三角波, 之后通过高压加载到压电陶瓷上, 通过移动触发位置可以使干涉曲线平移, 进而扫描到一个完整的干涉条纹周期。此外, 我们用另一个函数发生器 (AFG3252) 为 AOM2、AOM3 和 AOM4 提供 200 MHz 驱动频率, 通过调节驱动频率的幅度可以调节声光调制器的衍射效率, 进而调节探针光的光强。探针光脉冲的脉宽为 500 ns , 控制光脉宽为 $1\ \mu\text{s}$, 图 3 中 τ 为存储时间, 强探针光与被存储探针光之间的时间为 $20\ \mu\text{s}$ 。

我们利用电磁感应透明动力学过程进行存储实验。首先开启控制光, 在控制光绝热关断的同时开启弱的探针光将探针光信息存储到原子自旋极化中, 之后经过一定存储时间后开启控制光将原子自旋极化中的

信息读取出来。由于 Local 光一直处于开启状态,所以读出的信号和 Local 信号干涉,之后经过滤波进行平衡零拍探测。一定的导向磁场作用下,线偏振偏的探针光和控制光以圆偏光分量和原子 Zeeman 子能级作用,这样就会形成多个存储自旋极化。在读光作用下多个自旋极化被同时转化为恢复信号读取出来,并相互干涉。随着存储时间增加,干涉相消相长致使恢复信号随存储时间呈现出周期振荡^[19]。存储时间为 t 时刻的恢复效率为:

$$\eta_H(t) = \eta_H(0) \left| \frac{1}{2R^2} \left[\sum_{m_a=-2}^2 |R_{m_a, a=1}^{\beta=-\alpha}|^2 e^{-f_{m_a, m_b}(t) - i\omega_{m_a, m_b}^{B_z} t} + \sum_{m_a=-1}^2 |R_{m_a, a=1}^{\beta=-\alpha}|^2 e^{-f_{m_a, m_b}(t) - i\omega_{m_a, m_b}^{B_z} t} + \sum_{m_a=-2}^2 |R_{m_a, a=-1}^{\beta=-\alpha}|^2 e^{-f_{m_a, m_b}(t) - i\omega_{m_a, m_b}^{B_z} t} + \sum_{m_a=-2}^1 |R_{m_a, a=-1}^{\beta=-\alpha}|^2 e^{-f_{m_a, m_b}(t) - i\omega_{m_a, m_b}^{B_z} t} \right] \right|^2, \quad (1a)$$

$$|R|^2 = \sum_{m_a=-2}^2 |R_{m_a, a=1}^{\beta=-\alpha}|^2 + \sum_{m_a=-1}^2 |R_{m_a, a=-1}^{\beta=-\alpha}|^2 = \sum_{m_a=-2}^2 |R_{m_a, a=-1}^{\beta=-\alpha}|^2 + \sum_{m_a=-2}^1 |R_{m_a, a=-1}^{\beta=-\alpha}|^2, \quad (1b)$$

其中 $\eta_H(t)$ 为存储时间为 t 时的恢复效率, $\eta_H(0)$ 为初始恢复效率, $R_{m_a, a=1}^{\beta=-\alpha}$ 为相应自旋波比重。 $e^{-f_{m_a, m_b}(t)}$ 为自旋波指数衰减项, $\omega_{m_a, m_b}^{B_z}$ 为在导向磁场大小为 B_z 时自旋波的角频率^[19]。

我们通过给螺线管施加 3 mA 的电流,导向磁场的大小 $B_z = 107$ mG,此时恢复信号的振荡周期为 10 μ s,这样在 10 μ s 整数倍时恢复信号振荡达到最大,我们测量了在 10、30、60 μ s 时恢复信号的正交分量。利用 8 个相同的 F-P 滤波器进一步滤掉控制光,滤波器的精细度和自由光谱区分别为 6 和 ~ 20 GHz。利用高精度控温仪控制滤波器的温度并调节到与探针光共振,最终八个滤波器对探针光总透射率为 79%,对控制光透射率为 $\sim 10^{-4}$ 。

我们利用高增益直流探测器(滨松 c5460)来探测弱相干光,利用一个数字荧光示波器记录存储平衡零拍探测的实验数据,并用 LabVIEW 程序做数据处理数据。通过控制声光驱动的大小控制存储时探针光的强度,被存储的探针光以及恢复的信号都需要进行平衡零拍探测来测量正交分量。对于每一次测量,我们将被存储信号和恢复信号所在区间(500 ns)积分得到一个正交分量值,一次测量只能得到一个正交分量值,每个正交分量值的位相信息是通过存储前的干涉条纹间接测量得出,这就需要稳定的干涉条纹,由于存储的信号和干涉条纹之间有固定的位相差,所以测量出干涉条纹的位相就间接测量出被存储信号的位相。

2 实验结果

我们测量了三个不同输入平均光子数时正交分量存储的结果,这样可以对比不同平均光子数时正交分量幅值的变化,验证相干态存储特性。所输入平均光子数都小于 10 个光子,这样可以明显地测到相干态正交分量。此外,单光子量级的存储对于纠缠分发以及量子通讯更为重要^[8, 20]。

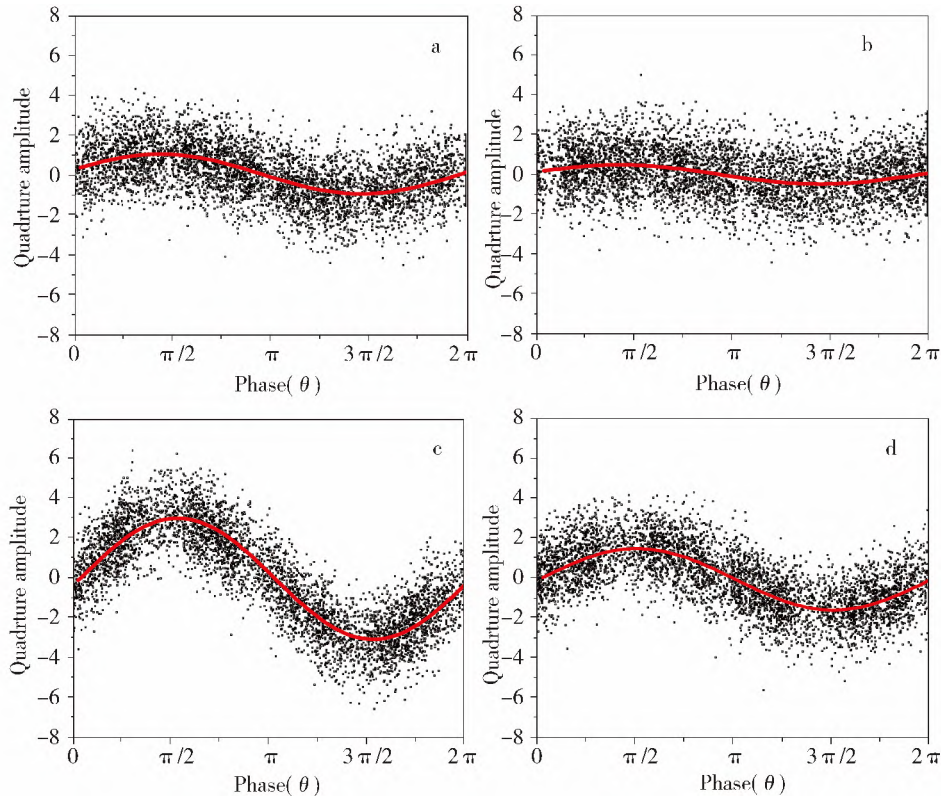
相干态正交振幅平均幅值与平均光子数关系为 $\langle N \rangle = |X_0/2|^2$ ^[13, 21],故随着光子数增加正交振幅平均幅值就会增加。在时域上观察正交分量随着本地振荡光位相 θ 变化呈正弦或余弦,这是因为相干态光场与本地振荡光场在平衡零拍探测时发生干涉,这种干涉在时域上呈现正弦或余弦变化。

实验结果如图 4 所示,图 4(a)是平均光子数为 1.1 时的输入正交分量随 Local 光位相分布图;图 4(b)是输入平均光子数为 1.1 时,在存储时间为 10 μ s 时恢复的正交分量随 Local 光位相分布图。图 4(c)是平均光子数为 9.1 时的输入正交分量随 Local 光位相分布图;图 4(d)是输入平均光子数为 9.1 时,在存储时间为 10 μ s 时恢复的正交分量随 Local 光位相分布图。在不同平均光子数输入时,正交分量随 Local 光位相均匀分布,但平均幅值的振幅随着光子数增加而增加,这也正是相干态的性质。

图 5(a-d)分别是平均光子数为 3 时的输入正交分量以及在存储时间为 10、30、60 μ s 时恢复的正交分量随 Local 光位相的分布图。从数据图可知,正交分量平均幅值的振幅随着存储时间加大而变小,但分布无明显加宽。

图 4 和图 5 中的实线为正交分量平均幅值的拟合曲线,拟合公式为 $\langle X_\theta \rangle = X_0 \cdot \sin\theta$,其中 X_0 为正交分量平均幅值的振幅,平均光子数由公式 $\langle N \rangle = |X_0/2|^2$ 计算得到。图 4 和图 5 中每一个数据图都包含 5 000 次数据测量。

正交分量存储的恢复效率定义为 $\eta = (\langle X_{out} \rangle / \langle X_{in} \rangle)^2$,其中 $\langle X_{out} \rangle$ 是恢复正交分量平均幅值的振幅,



(a) and (b), (c) and (d), show the quadrature measurement results as a function of local oscillator phase for input signal and retrieval signal at $10 \mu\text{s}$, respectively, with a mean input photon number of 1.1 and 9.1. The mean photon number is normalized to the vacuum. The solid lines are fitted curves.

The plots each show 5,000 pulse quadrature measurements

Fig. 4 Quadrature measurement results as a function of local oscillator phase with different input photon number

图 4(a)和图 4(b)分别是平均光子数为 1.1 时的输入正交分量和在存储时间为 $10 \mu\text{s}$ 时恢复的正交分量随 Local 光位相分布图

图 4(c)和图 4(d)分别是平均光子数为 9.1 时的输入正交分量和在存储时间为 $10 \mu\text{s}$ 时恢复的正交分量随 Local 光位相分布图

图中的实线为拟合曲线,每一个数据图都包含 5 000 次数据测量

图 4 不同输入光子数以及在存储时间为 $10 \mu\text{s}$ 时正交分量随 Local 光位相分布图

$\langle X_m \rangle$ 是输入正交分量平均幅值的振幅。根据拟合结果算出输入为图 4(b)和图 4(d)的恢复效率分别为 21.2%和 24.4%。图 5(a-d)所对应的恢复效率分别为 20.1%、12%和 3.8%。恢复效率随存储时间的关系图如图 6 所示,并用指数衰减拟合,拟合的存储寿命为 $32 \mu\text{s}$ 。

3 结论

在充有纯⁸⁵Rb 热原子气室中,利用电磁感应透明动力学过程实现了相干态正交分量的存储与释放。一束被衰减到几个光子水平的弱相干光脉冲被存储在热原子气室中,在存储一段时间后被读取出来,我们利用平衡零拍探测方法测量了探针光输入脉冲和恢复信号的正交分量。通过间接测量出本地振荡光位相得到正交分量随本地振荡光位相变化的分布图。通过拟合得到正交分量平均幅度的振幅,计算出平均光子数以及恢复效率,进而得到正交分量恢复效率随存储时间的关系图,经过指数衰减拟合得到了存储寿命为 $32 \mu\text{s}$ 。本工作为连续变量量子存储提供了实验基础。

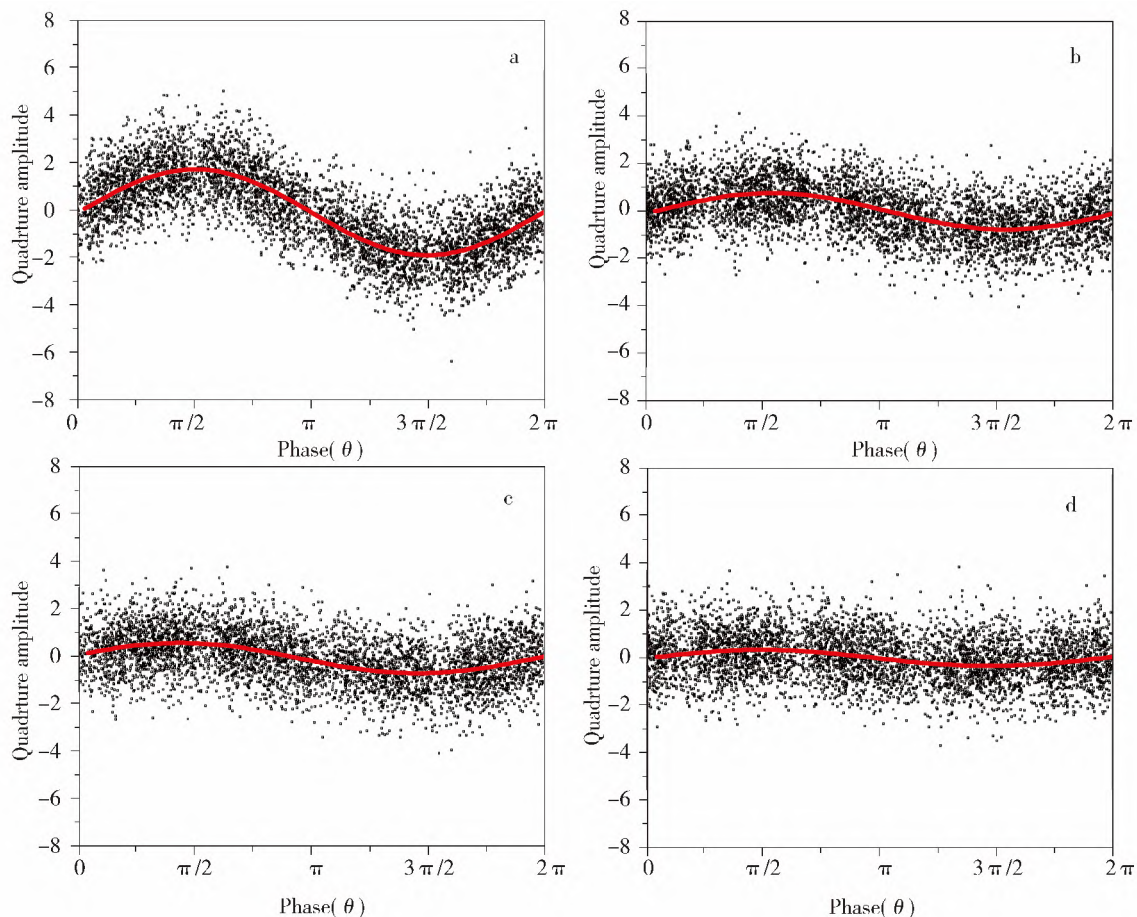


Fig. 5 Quadrature measurement results as a function of local oscillator phase for input signal, retrieval signal at $10 \mu\text{s}$, $30 \mu\text{s}$ and $60 \mu\text{s}$, respectively, with a mean input photon number of 3.

The mean photon number is normalized to the vacuum. The lines are fitted curves

The plots each show 5,000 pulse quadrature measurements

图 5(a-d)分别为平均光子数为 3 时的输入正交分量以及在存储时间为 $10 \mu\text{s}$ 、 $30 \mu\text{s}$ 、 $60 \mu\text{s}$ 时恢复的正交分量随 Local 光位相 θ 的分布图

图中的实线为拟合曲线,每一个数据图都包含 5 000 次数据测量

图 5 平均输入光子数为 3 时的正交分量随存储时间变化关系图

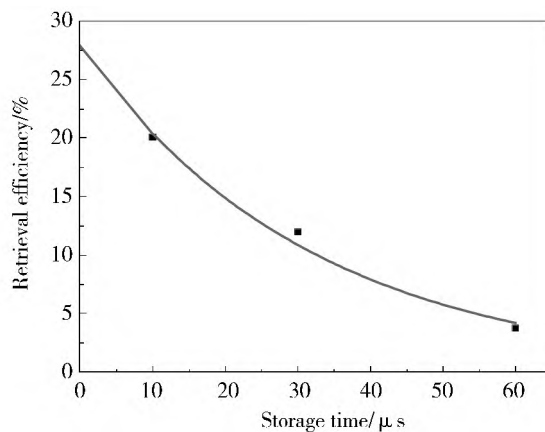


Fig. 6 Retrieval efficiencies versus storage time t with a mean input photon number of 3

图 6 恢复效率随存储时间变化曲线,输入平均光子数为 3

参考文献:

- [1] Kimble H J. The Quantum Internet[J]. *Nature*, 2008, **453**:1023-1030. DOI:10. 1038/nature07127.

- [2] Tiranov A, Strassmann P C, Lavoie J, *et al.* Temporal Multimode Storage of Entangled Photon Pairs[J]. *Phys Rev Lett*, 2016, **117**:240506. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.240506>.
- [3] Duan L M, Lukin M, Cirac J I, *et al.* Long-distance Quantum Communication with Atomic Ensembles and Linear Optics[J]. *Nature*, 2001, **414**:413-418. DOI: [10.1038/35106500](https://doi.org/10.1038/35106500).
- [4] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, *et al.* Storage of Light in Atomic Vapor[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **86**:783-786. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.787>.
- [5] England D G, Michelberger P S, Champion T F M, *et al.* High-fidelity Polarization Storage in a Gigahertz Bandwidth Quantum Memory[J]. *J Phys At Mol Opt Phys*, 2012, **45**:124008. DOI: [10.1088/0953-4075/45/12/124008](https://doi.org/10.1088/0953-4075/45/12/124008).
- [6] Xu Z X, Wu Y L, Tian L, *et al.* Long Lifetime and High-fidelity Quantum Memory of Photonic polarization Qubit by Lifting Zeeman Degeneracy[J]. *Phys Rev Lett*, 2013, **111**:240503. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.240503>.
- [7] Cho Y W, Kim Y H. Atomic Vapor Quantum Memory for a Photonic Polarization Qubit[J]. *Opt Express*, 2010, **18**:25786-25793. DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.18.025786>.
- [8] Reim K F, Michelberger P, Lee K C, *et al.* Single-photon-level Quantum Memory at Room Temperature[J]. *Phys Rev Lett*, 2011, **107**:053603. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.053603>.
- [9] Akiba K, Kashiwagi K, Arikawa M, *et al.* Storage and Retrieval of Nonclassical Photon Pairs and Conditional Single Photons Generated by the Parametric Down-conversion Process[J]. *New J Phys*, 2009, **11**:013049. DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/11/1/013049>.
- [10] Appel J, Figueroa E, Korystov D, *et al.* Quantum Memory for Squeezed Light[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **100**:093602. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.093602>.
- [11] Honda K, Akamatsu D, Arikawa M, *et al.* Storage and Retrieval of a Squeezed Vacuum[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **100**:093601. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.093601>.
- [12] Jensen K, Wasilewski W, Krauter H, *et al.* Quantum Memory for Entangled Continuous-variable States[J]. *Nat Phys*, 2010, **7**:13-16. DOI: [10.1038/NPHYS1819](https://doi.org/10.1038/NPHYS1819).
- [13] Hedges M P, Longdell J J, Li Y, *et al.* Efficient Quantum Memory for Light[J]. *Nature*, 2010, **465**:1052-1056. DOI: [10.1038/nature09081](https://doi.org/10.1038/nature09081).
- [14] Hosseini M, Campbell G, Sparkes B M, *et al.* Unconditional Room-temperature Quantum Memory[J]. *Nat Phys*, 2011, **7**:794-798. DOI: [10.1038/NPHYS2021](https://doi.org/10.1038/NPHYS2021).
- [15] Jia X, Yan Z, Duan Z, *et al.* Experimental Realization of Three-color Entanglement at Optical Fiber Communication and Atomic Storage Wavelengths[J]. *Phys Rev Lett*, 2012, **109**:253604. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.253604>.
- [16] Baluksian T, Urban C, Bublath T, *et al.* Fabrication Method for Microscopic Vapor Cells for Alkali Atoms[J]. *Optics Letters*, 2010, **35**:1950-1952. DOI: <https://doi.org/10.1364/OL.35.001950>.
- [17] Wu B, Hulbert J F, Lunt E J, *et al.* Slow Light on a Chip Via Atomic Quantum State Control[J]. *Nat Photon*, 2010, **4**:776-779. DOI: [10.1038/nphoton.2010.211](https://doi.org/10.1038/nphoton.2010.211).
- [18] Michael R S, Duncan G E, Amir A, *et al.* Efficient Optical Pumping and High Optical Depth in a Hollow-core Photonic-crystal Fibre for a Broadband Quantum Memory[J]. *New J Phys*, 2013, **15**:055013. DOI: [10.1088/1367-2630/15/5/055013](https://doi.org/10.1088/1367-2630/15/5/055013).
- [19] Tian L, Li S, Zhang Z, *et al.* Suppressing Decoherence of Spin Waves in a Warm Atomic Vapor by Applying a Guiding Magnetic Field[J]. *J Phys At Mol Opt Phys*, 2015, **48**:035506. DOI: [10.1088/0953-4075/48/3/035506](https://doi.org/10.1088/0953-4075/48/3/035506).
- [20] Chaneliere T, Matsukevich D N, Jenkins S D, *et al.* Storage and Retrieval of Single Photons Transmitted Between Remote Quantum Memories[J]. *Nature*, 2005, **438**:833-836. DOI: [10.1038/nature04315](https://doi.org/10.1038/nature04315).
- [21] Walls D, Milburn G. Quantum Optics[M]. Germany: Springer, 1994, **20**:21.