arXiv:2303.05661v1 [physics.atom-ph] 10 Mar 2023

基于原子系综的轨道角动量多路复用光存储

XIN YANG[1]、HONG CHANG[2]、JINWEN WANG[1]、YAN MA[2]、YUN CHEN[1]、SHUWEI QIU[1]、ZEHAO SHEN[1]、CHENGYUAN WANG[1]、QUANQUAN[1]、DONG WEI[1]、HAIXIA CHEN[1]、MINGTAO CAO[2]、HONG GAO[1,*]和 FULI LI[1]

[1]教育部非平衡合成与调控重点实验室、陕西省量子信息与量子光电子器件重点实验室、西安交通大学物理学院，中国西安 *710049*[2]中国科学院国家授时中心时间频率基准重点实验室，中国西安 *710600*[*]通讯作者：*honggao@xjtu.edu.cn*

编于*2023*年*3*月*13*日

提升量子存储器的多模能力，可以进一步提高量子存储器的利用效率，并降低量子通信对存储单元的要求。在本快报中，我们实验研究了基于铷蒸气的轨道角动量（OAM）模式多模光复用存储，并通过结合萨格纳克环与两个道威棱镜的光子轨道角动量模式分束器实现解复用。实验结果显示，在 1 μs 的存储时间下，模式消光比高于 80% 。与此同时，我们在实验装置中实现了两个 OAM 模式的复用存储与解复用。我们认为，该实验方案或可为基于原子系综、具有高信道容量的多模量子复用存储提供一种可能性。

© 2023 Optica出版集团

http://dx.doi.org/10.1364/ao.XX.XXXXXX

量子存储器能够存储输入的光子量子比特，并在可控的时间将其读出，其性能可超越任何经典器件，是量子中继器和光学量子信息处理[1, 2]中的关键组成部分。近年来，人们提出了多种存储协议，例如电磁诱导透明（EIT）[3], 梯度回波存储[4], 光学频率梳 [5],拉曼方案 [6] 以及 Duan–Lukin–Cirac–Zoller协议[7]。在这些存储协议中，EIT存储协议因其配置简单、易于实现而得到广泛应用。

提升空间域中的多模存储能力，可以有效提高量子中继器的工作效率，并降低量子通信对存储单元的要求。轨道角动量（OAM）光束是一种颇具吸引力的光场模式，其拓扑荷可以取任意整数[8]。原则上，可以构建无限维希尔伯特空间，以实现更高维度的光子轨道角动量空间模式编码。因此，利用轨道角动量模式进行存储，是实现高效量子中继器的一种有效途径。近年来，已有研究开展了对光子轨道角动量光模式的存储 [9–11]。这些研究主要聚焦于存储低阶矢量光束和有限维光子轨道角动量量子态 [11–13],，但迄今为止，轨道角动量的高维特性尚未在任何量子存储器实验中得到充分利用，也尚未开展基于原子系综的多轨道角动量模式同时存储研究。

众所周知，有效识别轨道角动量模式对多模存储至关重要。迄今为止，已有许多用于测量光子轨道角动量量子态的传统方法，包括圆孔衍射测量 [14],光学变换法 [15] 和干涉法[16, 17]。然而，存储后识别轨道角动量量子态的方案均基于投影测量方案[18]；投影测量方案只能用于识别轨道角动量量子态，却无法将其分离。具备多模容量的实用量子存储器应能同时实现复用存储与解复用读取。因此，若在量子存储器中存储以高维轨道角动量编码的光子，不仅要实现多模存储，还需要在存储后有效分离已存储的轨道角动量量子态。

在这篇快报中，我们通过实验研究了基于铷蒸气的多模量子复用存储与解复用。具体而言，利用电磁感应透明存储协议，将具有不同拓扑荷的轨道角动量光束存储于原子系综中；再使用由萨格纳克环和两个道威棱镜组成的光子轨道角动量模式分束器，将其解复用至不同输出端口。实验结果表明，在存储时间为 1 μs 时，模式消光比高于 80%。同时，我们使用 OAM 模式分束器对两个轨道角动量模式进行复用存储，并使其从不同端口解复用输出。结果表明，我们的实验系统能够将这两个

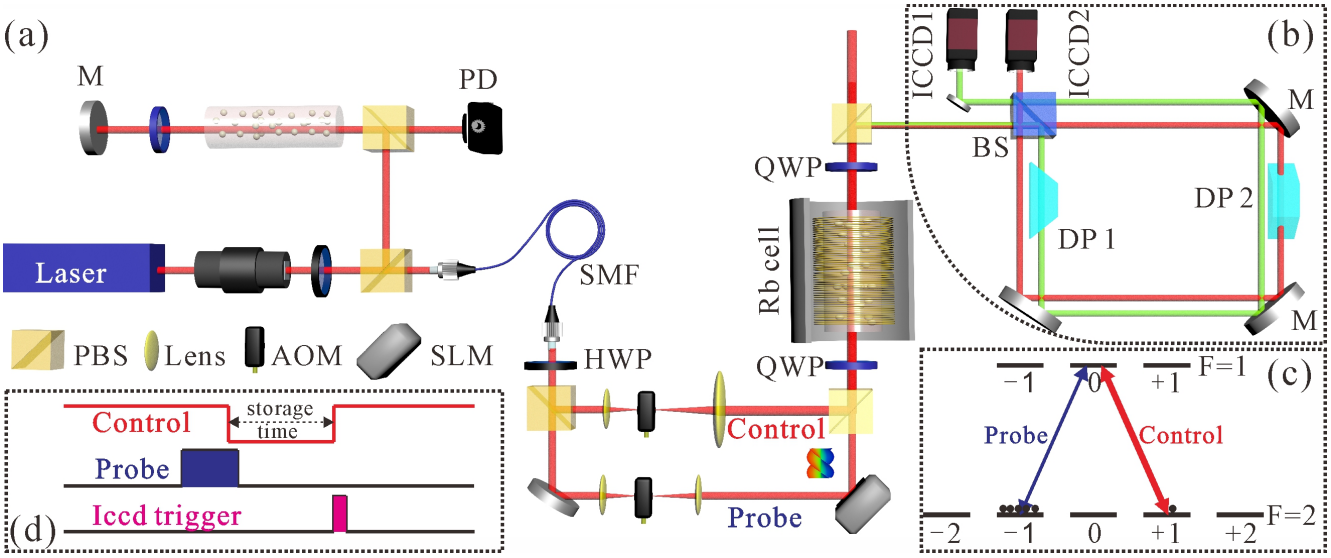


图 1. (a)量子存储器复用的实验装置。PBS，偏振分束器；BS，分束器；HWP，半波片；QWP，四分之一波片；SLM，空间光调制器。(b) 解复用装置；DP，道威棱镜；ICCD，增强型电荷耦合器件。(c) ^{87}Rb 原子与光耦合的能级示意图。

轨道角动量模式在存储后完全分离。我们认为，该实验方案可应用于原子系综中具有高信道容量的多模量子复用存储与解复用。

实验装置如图1所示。795纳米外腔二极管激光器的输出被分成两部分。一部分用于频率锁定，另一部分通过单模光纤（SMF），以改善空间模式。光束通过光纤后，经过半波片和偏振分束器，以控制控制光束和探测光束的强度。透射部分被选作探测光束，其束腰直径为 2 mm（如图1(a)所示），而反射部分被选作控制光束，其尺寸通过望远镜扩展至探测光束的三倍。两部分光路中均加入声光调制器（AOM）进行脉冲调制。空间光调制器（HAMAMATSU-X10468-07）用于加载光栅，以在探测光束中产生轨道角动量光。为实现有效成像，携带轨道角动量的探测光束通过 4f成像系统（图1中未示出），并与控制光束共线传播。最后，两束光入射到铷原子蒸气室中，并与相应的塞曼子能级 ^{87}Rb耦合。能级结构如图1(c)所示。在我们的实验中，激光频率锁定在$S_{1/2}$，$F = 2 \rightarrow 5P_{1/2}$，$F' = 1$ 跃迁上，该跃迁属于 ^{87}Rb D_1 线。铷原子蒸气室长 50 mm。三层 μ 金属磁屏蔽罩将蒸气室与环境磁场隔离。在我们的实验中，控制光束和探测光束的功率为.....蒸气室温度由控制器设定为 65°C。

经过铷原子池后，控制光束和探测光束通过四分之一波片（QWP）和偏振分束器（PBS）分为反射部分和透射部分，其中反射部分是携带轨道角动量的探测光束。随后，利用由两个道威棱镜组成的萨格纳克环，对存储后的轨道角动量光束进行解复用。如图1（b）所示，轨道角动量探测光束被注入萨格纳克环并分为两部分。这两部分沿相同的路径（顺时针路径和逆时针路径）传播，并以不同的旋转角进入道威棱镜。两条路径中的道威棱镜产生不同的相位；最终，这两部分在通过萨格纳克环的分束器处相互干涉。使用快门时间为2纳秒的增强型电荷耦合器件相机（ICCD，ANDOR TECHNOLOGY）记录读出信号的空间强度分布，如图1（b）所示。

现在，我们来关注图1(d)所示的实验步骤。首先，将带有 5μs的探测光脉冲输入到铷原子蒸气室前的空间光调制器（SLM），生成OAM光脉冲，以加载叉形光栅。在探测光脉冲后沿的三分之一处，关闭控制光，并在经过可控的时间间隔后，使用声光调制器重新开启控制光。经过萨格纳克环后，检索到的探测光束可以进行解复用，并根据探测光脉冲的拓扑荷由ICCD1或ICCD2探测。其次，我们的系统利用OAM模式分束器实现了轨道角动量态的复用存储与解复用。为清楚理解基于萨格纳克环的解复用原理，我们假设探测光束的量子态为 $|l\rangle$(l 可以是任意整数)。透射态和反射态分别变为 $\frac{1}{2}|l\rangle$ 和$i_{\ 2}|l\rangle$。ICCD1端口和ICCD2端口的出射光可表示为

$$T_{ICCD1} = \frac{i}{2}\exp(i(2l\alpha + \pi))\,|l\rangle + \frac{i}{2}\exp(i\pi)\,|l\rangle \qquad \textbf{(1a)}$$

$$T_{ICCD2} = -\frac{1}{2}\exp(i(2l\alpha + \pi))\,|l\rangle + \frac{1}{2}\exp(i\pi)\,|l\rangle \qquad \textbf{(1b)}$$

方程1 的第一项表示沿逆时针路径传播的量子态，第二项表示沿顺时针路径传播的量子态。 α 表示道威棱镜的旋转角。实际上，我们在实验中将道威棱镜1（DP1）的角度设为90度。因此，上述表达式变为

$$T_{ICCD1} = -\frac{i}{2}\exp(il\pi)\,|l\rangle - \frac{i}{2}\,|l\rangle \qquad \textbf{(2a)}$$

$$T_{ICCD2} = \frac{1}{2}\exp(il\pi))\,|l\rangle - \frac{1}{2}\,|l\rangle \qquad \textbf{(2b)}$$

根据方程2，当入射探测光束的拓扑荷为奇数时，我们可以得到

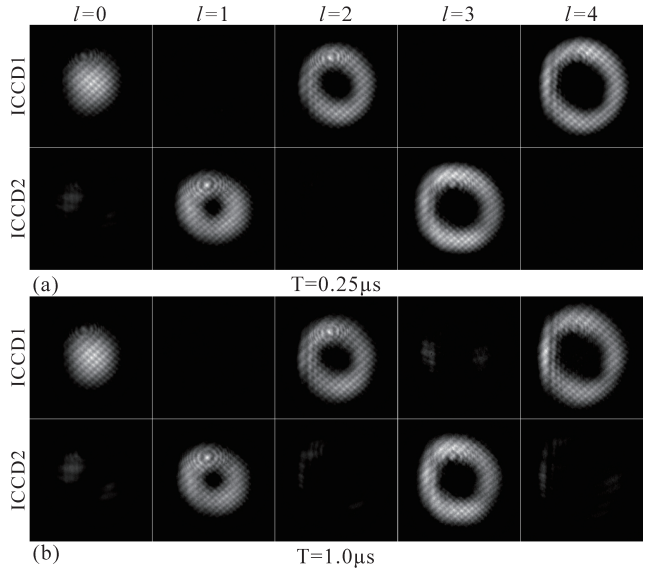


图 2. (a) 探测光束存储 0.25 μ 秒后的解复用。(b) 探测光束存储 1μ 秒后的解复用。

$T_{ICCD1} = 0$ 和 $T_{ICCD2} = |l\rangle$，这意味着量子态为 $|l\rangle$ 的探测光束在 ICCD2端口发生相长干涉，在 ICCD1端口发生相消干涉。当拓扑荷为偶数时，输出则相反。

1. 结果与分析

再次检查系统可靠性，主要包括漏光和 ICCD 正常触发。我们的实验结果如图 2(a) 所示。显然，携带拓扑荷 0、2、4 的读出信号由 ICCD1 捕获，而携带拓扑荷 1 和 3 的信号在存储 25μ 秒后由 ICCD2 捕获。存储 1 μ 秒后，解复用系统仍具有良好的特性，如图 2(b) 所示。可以看出，我们的解复用系统能够很好地分离轨道角动量模式，并具有良好的模式对比度。此外，我们在实验中使用斜透镜实现读出信号的自干涉。干涉图样如图 2右上角所示。结果表明，轨道角动量态在存储后保持不变，且不同的轨道角动量态被分离到不同的输出通道中。

为研究不同存储时间下具有不同拓扑荷的轨道角动量探测光束的量子复用存储及解复用特性。为有效比较特定存储时间下的读出模式质量，定义模式消光比为

$$V_{T_{ICCD1}/T_{ICCD2}} = |\frac{T_{ICCD1} - T_{ICCD2}}{T_{ICCD1} + T_{ICCD2}}| \quad (3)$$

我们通过实验改变了控制光束和光栅的时钟开关，所有结果如图 3所示。

通过比较解复用系统测得的模式消光比，我们可以发现一些差异。由图$l = 0$可见，高斯脉冲（5 μ）在量子存储器中存储 2.3s 后仍保持约 80% 的高模式消光比，如黑线所示。OAM 脉冲的$l = 1$ 在存储 1.5 μs 后仍保持高于 80% 的消光比，如图中所示

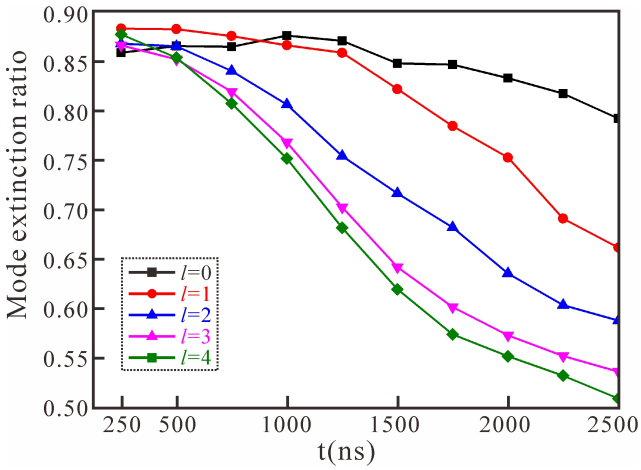


图 3. 不同存储时间下不同轨道角动量探测光束的分离对比度。黑色、红色、蓝色、粉色和绿色线分别表示拓扑荷为$l = 0$、$l = 1$、$l = 2$、$l = 3$和$l = 4$的轨道角动量探测光束。

的红线所示。然而，当存储时间超过 1.5 μs 时，光学模式的消光比会急剧下降。这是因为当携带 OAM 的光学模式被记录到原子自旋波中时，原子自旋波的运动会加剧读出光学模式的扩散，导致系统解复用后的消光比降低。当光学模式携带高阶拓扑荷时，这种影响会更加明显，如图3中的蓝线、粉线和绿线所示。

为验证我们的实验装置在复用存储和解复用方面的多模能力，我们生成了两个轨道角动量模式，表示为 $|1\rangle + |2\rangle$，$|2\rangle + |3\rangle$ 和 $|3\rangle + |4\rangle$，用于多模存储，其强度分布如图4左列所示。图中显示，注入存储系统的两个轨道角动量模式相互干涉，形成月牙状强度分布。存储 0.25 μs 后，具有不同拓扑荷的两个轨道角动量模式被分离到不同路径中，如图4右侧两列所示。所有奇数轨道角动量模式均由 ICCD1 记录，而偶数轨道角动量模式则由 ICCD2 记录；分离后的轨道角动量模式具有良好的强度分布。有效的轨道角动量模式分离器不仅能够有效分离不同通道中的轨道角动量模式，还能保持其特性。因此，我们再次使用斜透镜实现轨道角动量模式自干涉。实验结果如图4右上角所示，解复用后两个轨道角动量态保持不变。此时，我们的实验系统不仅能够存储单个轨道角动量态，并利用轨道角动量模式分束器将其分离至不同端口，还能够同时存储和分离两个轨道角动量模式。

总之，我们展示了基于原子系综在室温下实现轨道角动量光束多模复用存储与解复用的实验。通过在萨尼亚克干涉仪中嵌入两个道威棱镜，我们在不同的干涉端口获得了拓扑荷为奇数或偶数的轨道角动量模式读出信号，并且在特定存储时间下模式消光比超过 80 %。与此同时，我们成功存储并解复用了两个轨道角动量叠加模式，结果表明

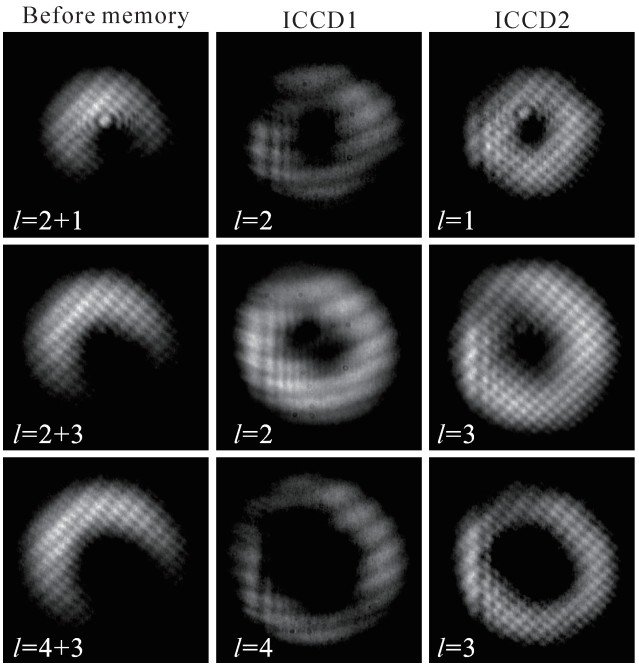


图 4. 0.25 μ秒时两种轨道角动量模式的复用存储与解复用输出。

我们的实验方案能够在量子存储器之后有效分离两种轨道角动量模式。基于萨格纳克环结构的轨道角动量解复用器件不仅具有更高的分离对比度，还可扩展至更高维度的轨道角动量模式多模复用存储与解复用。值得注意的是，具备多模容量的量子存储器不仅需要保持存储模式，还需要保持高保真度。我们的结果有望应用于基于原子系综、具有高信道容量的多模量子复用存储与解复用。

资助。 中国国家自然科学基金委员会（NSFC）（11374238、11534008、11574247、11604257、11604258、11774286）；美国国家科学基金会（NSF）（1602755）；

利益披露。

利益披露。 作者声明不存在利益冲突。

数据可用性声明。 本文所述结果的基础数据目前不公开，但可应合理请求向作者索取。

参考文献

1. A. I. Lvovsky、B. C. Sanders 和 W. Tittel，Nat. photonics **3**，706（2009）。2. R. Zhao、Y. Dudin、S. Jenkins、C. Campbell、D. Matsukevich、T.Kennedy 和 A. Kuzmich，Nat. Phys.**5**，100（2009）。3. J. P. Marangos，J. modern optics **45**，471（1998）。4. D. B. Higginbottom、B. M. Sparkes、M. Rancic、O. Pinel、M. Hosseini、P. K. Lam 和 B. C. Buchler，Phys. Rev. A**86**，023801（2012）。5. T. Fortier 和 E. Baumann，Commun. Phys. **2**，1（2019）。6. D. Saunders、J. Munns、T. Champion、C. Qiu、K. Kaczmarek、E. Poem、P. Ledingham、I. Walmsley 和 J. Nunn，Phys. review letters **116**，090501（2016）。7. L.-M. Duan、M. D. Lukin、J. I. Cirac 和 P. Zoller，Nature**414**，413（2001）。8. Y. Shen、X. Wang、Z. Xie、C. Min、X. Fu、Q. Liu、M. Gong 和 X. Yuan，Light. Sci. & Appl.**8**，1（2019）。9. A. Nicolas、L. Veissier、L. Giner、E. Giacobino、D.Maxein 和 J. Laurat，Nat. Photonics**8**，234（2014）。10. T.-S. Yang、Z.-Q. Zhou、Y.-L. Hua、X. Liu、Z.-F. Li、P.-Y. Li、Y. Ma、C. Liu、P.-J. Liang、X. Li等，Nat. communications **9**，1（2018）。11. C. Wang、Y. Yu、Y. Chen、M. Cao、J. Wang、X. Yang、S. Qiu、D. Wei、H. Gao 和 F. Li，Quantum Sci. Technol.**6**，045008（2021）。12. V. Parigi、V. D'Ambrosio、C. Arnold、L. Marrucci、F. Sciarrino 和 J. Laurat，Nat. communications**6**，1（2015）。13. Y.-H. Ye、M.-X. Dong、Y.-C. Yu、D.-S. Ding 和 B.-S. Shi，Opt. letters**44**，1528（2019）。14. G. C. Berkhout 和 M. W. Beijersbergen，Phys. review letters **101**，100801（2008）。15. G. C. Berkhout、M. P. Lavery、M. J. Padgett 和 M. W. Beijersbergen，Opt. letters**36**，1863（2011）。16. H. Huang、Y. Ren、Y. Yan、N. Ahmed、Y. Yue、A. Bozovich、B. I. Erkmen、K. Birnbaum、S. Dolinar、M. Tur等，Opt. letters **38**，2348（2013）。17. M. Padgett、J. Arlt、N. Simpson 和 L. Allen，Am. J. Phys. **64**，77（1996）。18. A. Mair、A. Vaziri、G. Weihs 和 A. Zeilinger，Nature **412**，313（2001）。