一种用于高维时间模式量子网络的原子接口

Shicheng Zhang,[1,*] Aonan Zhang,[1,2,*] Ilse Maillette de Buy Wenniger,[1] Paul M. Burdekin,[1] Jerzy Szuniewicz,[3] Steven Sagona-Stophel,[1] Sarah E. Thomas,[1,4,†] 和 Ian A. Walmsley[1]

[1] *Department of Physics, Imperial College London, London, SW7 2AZ, United Kingdom.*

[2] *Department of Physics, University of Oxford, Oxford, OX1 3PU, United Kingdom* [3] *Faculty of Physics, University of Warsaw, Warszawa, 02-093, Poland.* [4] *Department of Engineering Science, University of Oxford, Oxford, OX1 3PJ, United Kingdom*（日期：2026年3月9日）

光子的时间模式因其高信道容量和光纤兼容性，是高维量子网络颇具前景的编码方案。然而，要充分发挥其潜力，需要能够在光子带宽与原子带宽之间同步、处理并接口这些模式的器件。在本工作中，我们利用温热铯蒸气中的拉曼量子存储器，演示了一种可编程的高维时间模式处理器。我们利用拉曼相互作用核的单模特性，动态整形控制场，以合成可调谐的相干滤波器，从而选择性地寻址特定时间波形。该机制实现了按需存储、滤波和转换，并在兆赫带宽模式与GHz带宽模式之间提供相干接口。我们在由30个正交厄米-高斯模式构成的基上验证了该平台的选择性，并通过五维过程层析认证了高保真度量子操作。通过将确定性模式转换与双向带宽接口相结合，我们将拉曼存储器确立为可扩展量子信息处理的关键有源节点。

arXiv:2603.06558v1 [quant-ph] 6 Mar 2026

I. 引言

实现全球量子互联网——作为一个能够进行安全量子密钥分发 [1–3], 、分布式量子计算 [4, 5], 以及增强传感 [6–8]的分布式网络——依赖于在远程节点之间可扩展地传输量子信息。光子因其在传播过程中退相干极小，是完成这一任务的理想载体。然而，基于二维偏振编码的常见架构面临根本性限制：它们本质上每个光子只能承载一比特信息，并且其安全错误阈值低于高维系统。为克服这些限制，高维编码具有显著优势，包括提高信道容量、增强量子密钥分发中对噪声的鲁棒性 [9], ，以及提升量子模拟与处理的计算能力 [10]。

在高维编码可用的自由度中，光的时间模式（TMs）是光纤集成网络最有前景的候选方案 [11, 12]。时间模式被定义为单一空间模式内场正交的波包 [11], ，不受空间模式混合的影响，而空间模式混合会严重限制空间态在光纤中的传输 [13]。此外，与时间箱编码等其他时间方案相比，时间模式具有独特优势 [9, 14]。基于时间箱的编码需要按维度线性增加物理资源例如时间分辨率，而时间模式则能在固定时间窗口内实现高密度信息封装。此外，时间模式是参量下转换光源的自然本征基，这类光源会自发产生高维时间纠缠 [15, 16]。然而，时间模式编码的广泛应用目前受阻于缺乏能够操控时间模式的高效可编程硬件。由于这些模式在时间和空间上同时重叠，要将它们分离，必须采用时间非平稳相互作用，使其发挥时间依赖型分束器的作用，从而选择性地寻址特定时间波形 [11]。

迄今为止，相干时间模式操控已借助非线性光学过程率先实现，例如量子脉冲门 [17–22] 和电光时间透镜 [23–25]。尽管这些宽带架构（数十吉赫兹至太赫兹）在高容量传输方面表现出色，但它们与窄带（兆赫）原子节点之间存在严重的光谱失配，并且缺乏同步异步网络事件所需的光缓冲。相反，基于物质的平台，如拉曼或Autler-Townes存储器 [26, 27], ，天然提供集成的存储与带宽控制，但在实验上将它们从简单高斯轮廓扩展到可编程的高维时间模式控制，仍然是一项重大挑战。因此，混合量子网络仍然缺少一种统一接口，能够同时存储、滤波并转换复杂光子模式，以弥合高速光链路与窄带量子处理器之间的差距。

在这项工作中，我们展示了温热铯蒸气中的拉曼量子存储器可作为一种灵活的高维时域模式处理器。通过独立

* 这些作者对本研究贡献相同。
† sarah.thomas@eng.ox.ac.uk

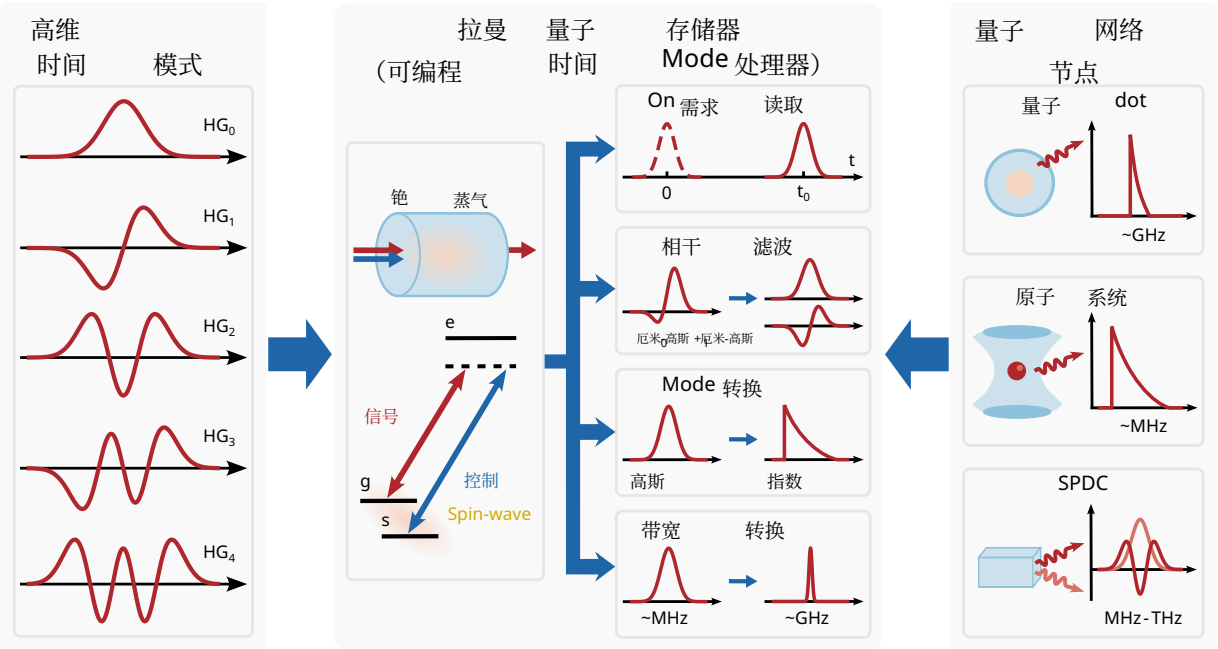

图 1. **拉曼量子存储器作为多功能高维时间模式处理器和网络接口的概念示意图**。拉曼量子存储器能够处理高维时间模式，例如正交厄米-高斯波包，并通过可编程双光子跃迁将其映射到原子自旋波中或从中读出。通过调整经典控制场，存储器可实现按需读取、相干滤波，以及确定性的模式和带宽转换。这种多功能性使不同的量子网络节点能够直接互连，弥合宽带发射体（例如吉赫兹带宽的量子点和参量下转换光源）与窄带物质系统（兆赫带宽的原子节点）之间的带宽差距。

地塑造写入和读取控制场，我们可以按需确定性地存储、滤波和转换量子态。如图 1 的概念示意所示，这种动态可编程性使该存储器能够跨越 MHz–GHz 的关键带宽范围，从而在多种量子网络节点之间建立通用接口。我们通过表征 30 个正交厄米-高斯（HG）模式基上的存储选择性，实验验证了这一能力；并通过五维过程层析严格认证其量子性能，得到相对于理想单模滤波器的重构保真度 0.943 ± 0.015 。此外，我们利用相互作用的灵活性，展示了确定性模式转换以及带宽压缩与扩展，确立了拉曼平台作为可扩展高维量子网络中稳健的主动节点。

II. 单模式拉曼量子存储器

为了理解拉曼存储器作为可编程时间模式处理器的能力，我们介绍光-物质相互作用的动力学。其运行原理依赖于通过非共振双光子相互作用，将光子场相干地映射到静止的原子相干性上。该系统由处于 Λ 型能级构型的原子系综组成，其中弱信号场 $\mathcal{E}$ 和强控制场 Ω 将两个超精细基态 $|g\rangle$ 和 $|s\rangle$耦合至一个虚激发态 $|e\rangle$，单光子失谐量 Δ 很大。此构型促成受激拉曼散射过程，将输入信号映射为分布于整个系综中的长寿命集体自旋波激发 $\mathcal{B}$ 。随后施加第二个控制脉冲，触发逆过程，将存储的自旋波转换回光场。

理想的无噪声拉曼存储器由一组线性方程描述，这些方程刻画了信号模式 $\mathcal{E}$ 和自旋波模式 $\mathcal{B}$在控制拉比频率 Ω [28]驱动下的演化。

$$\partial_z \mathcal{E} = +i\sqrt{\frac{d\gamma}{L}}\frac{\Omega}{\Gamma}\mathcal{B} - \frac{d\gamma}{L}\frac{1}{\Gamma}\mathcal{E}; \tag{1}$$

$$\partial_\tau \mathcal{B} = -i\sqrt{\frac{d\gamma}{L}}\frac{\Omega^*}{\Gamma}\mathcal{E} - \frac{|\Omega|^2}{\Gamma}\mathcal{B}. \tag{2}$$

这里， d 表示长度为 L的原子系综的光学深度，$\Gamma = \gamma + i\Delta$ 为复失谐，其中 γ 是原子跃迁的自然线宽。这些方程描述了一种类分束器相互作用，其中“反射率”——光与物质模式之间的耦合强度——随时间变化，并由瞬时控制场Ω决定。

由于运动方程是线性的，将输入信号场 $\mathcal{E}_{in}(\tau)$映射为存储自旋波 $\mathcal{B}_{stor}(z)$的存储过程可描述为：

$$\mathcal{B}_{stor}(z) = \int_{-\infty}^{\infty} K_1(z,\tau)\mathcal{E}_{in}(\tau)d\tau. \tag{3}$$

核 $K_1(z,\tau)$ 通常称为记忆格林函数，概括了存储过程的物理机制。存储效率定义为存储的自旋波激发数与输入光子数之比：

$$\eta_{\mathrm{stor}} = \frac{N_{\mathrm{stor}}}{N_{\mathrm{in}}} = \frac{\int_0^L dz\langle \mathcal{B}^\dagger_{\mathrm{stor}}(z)\mathcal{B}_{\mathrm{stor}}(z)\rangle}{\int_{-\infty}^{+\infty} d\tau\langle \mathcal{E}^\dagger_{\mathrm{in}}(\tau)\mathcal{E}_{\mathrm{in}}(\tau)\rangle}. \tag{4}$$

为量化这种相互作用的模式选择性，我们对存储核 [29], 进行奇异值分解，将其分解为可分离模式之和：

$$K_1(z,\tau) = \sum_k \lambda_k \psi_k(z)\phi_k^*(\tau). \tag{5}$$

在这一分解中，$\{\phi_k(\tau)\}$ 构成输入光时间模式的正交归一基，$\{\psi_k(z)\}$则构成存储自旋波对应的基。奇异值 λ_k 量化了各个模式的存储效率 $\eta_k = \lambda_k^2$ 。在拉曼存储器的弱耦合区域，奇异值分布呈现尖峰状。第一个奇异值 λ_1 通常远大于所有更高阶的奇异值（ $\lambda_1 \gg \lambda_{k>1}$ ），这表明存储器实际上只与单个时间模式 $\phi_1(\tau)$ 相互作用。因此，该器件起到时间模式滤波器的作用：它高效存储由控制场定义的模式，同时对所有正交模式保持透明。通过调节控制场 $\Omega(\tau)$，我们可以对存储器进行编程，使其从高维叠加中选择任意时间模式。

读取过程是存储的时间反演对偶。读取控制场 $\Omega_{read}(\tau)$ 将存储的空间自旋波 $\mathcal{B}$ 映射回输出光场 $\mathcal{E}_{out}(\tau)$。其动力学由读取核 $K_2(\tau,z)$ 控制：

$$\mathcal{E}_{out}(t) = \int_0^L K_2(\tau,z)\mathcal{B}_{stor}(z)dz. \tag{6}$$

这一关系揭示了模式转换的机制。检索光子的时间形状并非仅由存储的自旋波决定，而是存储的空间相干性与读取控制场卷积的结果。由于写入和读取过程在时间上彼此分离，控制场可以独立整形。通过调节读取控制场的时间形状，可以确定性地改变检索模式的模式数和时间带宽，从而实现相干模式转换和带宽转换。

III. 实验装置

我们的实验平台基于热原子蒸气拉曼存储器。存储介质是一个长 75 mm、温度稳定在 105 ± 1 ℃ 的铯-133蒸气池，其有效光学深度为 $d = (4.8 \pm 0.1) \times 10^3$。该系统采用铯D2线上的 a Λ 型能级构型，其中超精细基态$|F = 4\rangle$ 和 $|F = 3\rangle$ 分别作为初态 $|g\rangle$ 和存储态 $|s\rangle$。相互作用前，通过光抽运将原子系综初始化，效率为 (99.6 ± 0.1)%。

相干信号和控制场源自同一台连续波激光器，信号频率设为 351.7030 太赫兹。为抑制四波混频产生的噪声，存储器采用较大的单光子失谐 $\Delta = 18.4$ 吉赫兹 [30], ，对应于基态超精细分裂的两倍。两个场均由任意波形发生器驱动的电光调制器进行动态整形。该配置能够生成可编程时间模式处理所需的复杂时间包络和相位轮廓。在典型序列中，写入控制脉冲将输入信号（通常整形为半高全宽（FWHM）为 50 ns 的厄米-高斯（HG）包络）映射到原子自旋波上。存储后约 200 ns，信号被读取，并通过级联的偏振和光谱滤波级从强控制场中分离出来，随后由超导纳米线单光子探测器进行探测。实验装置和脉冲生成的更详细描述见附录A。

为进行统计分析，我们通过抽样构建数据集，共抽取 50 个子集，每个子集包含 1×10^5 个输入信号探测计数。根据这些数据集，我们计算效率及其相关不确定度。存储效率通过比较参考输入 N_{ref} 与泄漏信 N_{leak}的积分计数来确定，定义为 $\eta_{\mathrm{stor}} = (N_{\mathrm{ref}} - N_{\mathrm{leak}})/N_{\mathrm{ref}}$。总效率则通过检索信号积分计数 N_{ret} 与参考输入 $\eta_{\mathrm{tot}} = N_{\mathrm{ret}}/N_{\mathrm{ref}}$之比计算得出。所有光子计数在计算前均已扣除背景。

IV. 时间模式存储与滤波

为验证拉曼存储器作为高维时间模式选择性缓冲器的性能，我们首先使用由 30 种不同厄米-高斯模式（$n = 0$至 29 ）构成的基组，对存储相互作用进行基准测试。该实验验证了该装置从密集的高维字母表中区分并存储特定时间波形的能力。

我们首先制备模式 n 中的弱信号脉冲，并施加模式 m的写入控制脉冲，以此探测存储器。与理论核形式主义一致，我们预期只有在信号

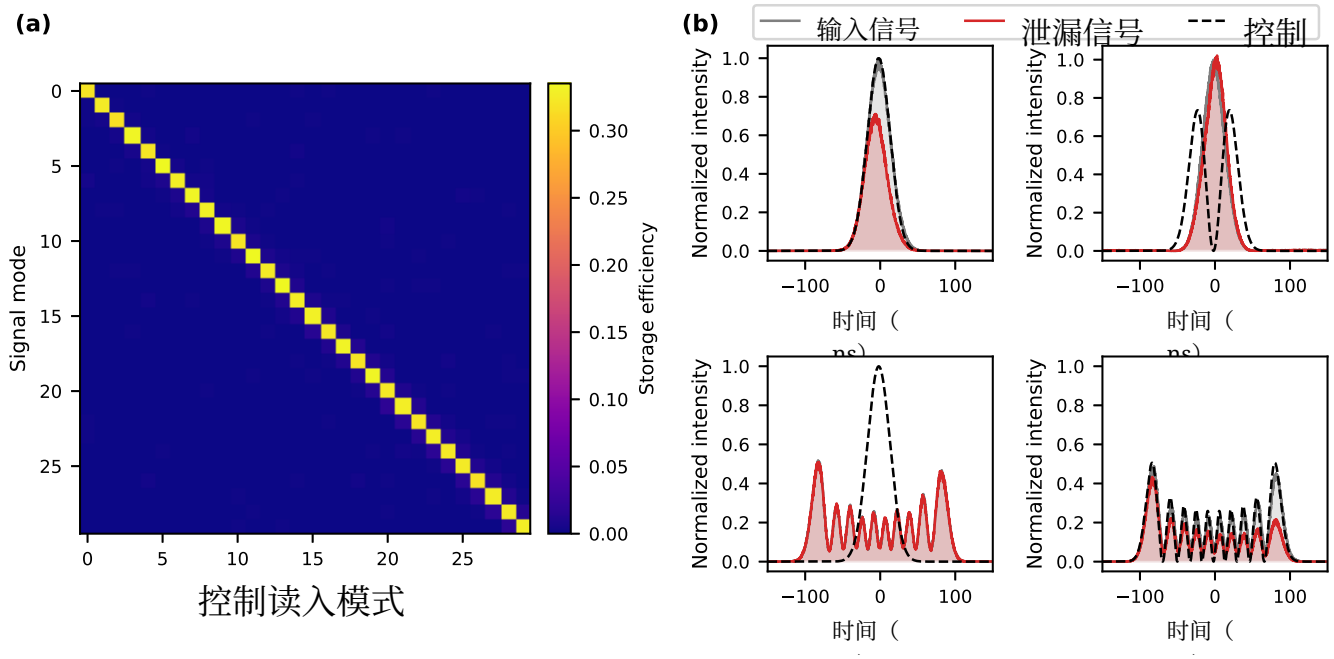

图 2. **时间模式存储与模式串扰**。 (a) 前 30 个厄米特-高斯时间模式的串扰矩阵，由不同信号-控制组合的存储效率表示。行对应输入信号模式，列表示控制写入模式。(b) 不同模式组合的存储示例。当控制（黑色虚线）与输入信号（灰色）处于同一模式时，输入与泄漏信号（红色）之间的差异表明存储成功。相反，当控制模式与信号模式正交时，几乎不发生存储。

表 I. 时间模式叠加态分量滤波示例。

信号	控制	实测存储效率比	理想比
（厄米-高斯$_1$ +厄米-高斯$_3$）$/\sqrt{2}$	HG_1, HG_3	0.162(4):0.165(4)	1:1
(厄米-高斯$_1$ + 2厄米-高斯$_3$)$/\sqrt{5}$	厄米-高斯$_1$, 厄米-高斯$_3$	0.067(4):0.284(4)	1:4
(厄米-高斯$_1$ +厄米-高斯$_{29}$)$/\sqrt{2}$	厄米-高斯$_1$, 厄米-高斯$_{29}$	0.169(5):0.188(4)	1:1
(厄米-高斯$_{26}$ +厄米-高斯$_{28}$)$/\sqrt{2}$	厄米-高斯$_{26}$, 厄米-高斯$_{28}$	0.158(3):0.157(3)	1:1
(厄米-高斯$_1$ +厄米-高斯$_3$+厄米-高斯$_5$) $/\sqrt{3}$	厄米-高斯$_1$, 厄米-高斯$_3$, 厄米-高斯$_5$	0.118(4):0.104(3):0.116(3)	1:1:1

与控制的时间轮廓匹配（$n = m$）时，才能实现高效存储。使用能量为 128 ± 1 μJ 的控制脉冲时，对于匹配模式，我们实现了约 30% 的平均存储效率。图 2 中的串扰矩阵完整呈现了这种选择性的表征。代表匹配信号模式和控制模式的对角元素表现出稳定的存储效率，范围为 31.7% 至 33.5%（所有矩阵元素的不确定度均低于 0.7%）。至关重要的是，代表不匹配信号模式串扰或泄漏的非对角元素受到显著抑制。残余的非零耦合源于基本限制与技术限制的共同作用：在有限光学深度 [29], 下，拉曼相互作用固有的、依赖于效率的基本串扰，与时间模式生成中的不完善之处叠加在一起。具体而言，我们观察到串扰随 n 增加而呈现模式依赖的上升，范围为 $< 0.1\%$ 至 1.7%。我们将此归因于射频生成系统带宽有限，该系统会降低高阶模式固有的快速时间特征的保真度。目前演示的 $d = 30$ 维度受实际条件限制，包括用于使信号脉冲与控制脉冲重叠的光学延迟线，以及射频生成的带宽。然而，原则上，最终限制由原子超精细分裂决定，它决定了可实现的最大带宽。

在表征基态后，我们接着研究了相干叠加态的存储，以展示存储器从复合信号中选择性滤除特定分量的能力。我们制备了由不同厄米-高斯模式构成的各种叠加态信号脉冲，并施加与各个分量模式相对应的控制场。表 I 所总结的结果表明，某一给定分量的存储效率与其概率幅的平方成正比，严格遵循投影假设。测得的存储比与预期权重高度吻合，证实

该器件可用作相干模式滤波器。

最后，为了严格验证存储过程的滤波能力，我们在由前五个厄米-高斯模式张成的子空间内，进行了完整的五维量子过程层析。式 3 中的存储相互作用可表示为一个线性映射 $\mathbf{\Lambda}$，它将输入光场 $\mathcal{E}$ 和控制场 Ω 转换为存储自旋波 $\mathcal{B}$，即 $\mathcal{B} = \mathbf{\Lambda}(\mathcal{E} \otimes \Omega^*)$。由于无法直接测量自旋波，我们通过存储效率 η_{stor}来表征该相互作用，方法与式 4 类似：$\eta_{\mathrm{stor}} = (\mathcal{E} \otimes \Omega^*)^\dagger \boldsymbol{P} (\mathcal{E} \otimes \Omega^*)$，其中 $\boldsymbol{P} = \mathbf{\Lambda}^\dagger \mathbf{\Lambda}$ 为过程矩阵，它完整地表征了存储动力学。

我们使用在互 unbiased 基中制备的信号与控制写入脉冲组合来探测系统，并测量相应的存储效率（方法和原始数据见附录 B）。在完全正性和迹保持的约束下，使用最大似然估计，我们重建了存储过程的过程矩阵 $\boldsymbol{P}$。为了将性能与理想单模滤波器进行比较，我们将结果除以存储效率，得到 $\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{P}/\eta_{stor}$。重建过程矩阵 $\boldsymbol{Q}$ 的实部和虚部显示于图 3 中。在理想情况下，与匹配的信号和控制模式相对应的矩阵元素（例如 00、11.....）为 1，而所有其他元素均为 0。重建得到的过程矩阵相对于理想滤波器的保真度为 $\mathcal{F} = 0.943 \pm 0.015$。此外，我们还评估了该相互作用的“单模性”，并以以下比值量化：

$$\kappa_\Omega = \frac{\max_i \sigma_i}{\mathrm{Tr}(\boldsymbol{P}_\Omega)}, \tag{7}$$

其中，$\{\sigma_i\}$ 是约化过程矩阵 $\boldsymbol{P}_\Omega$的特征值；该矩阵表示在固定控制场 Ω 下作用于信号子空间的有效量子信道。这个比值通过测量过程权重中包含在主导本征模内的比例，量化了存储相互作用的秩。对随机采样的 1000 个控制场组成的集合取平均后，我们确定单模性的均值为 0.956 ± 0.017。综合来看，这些指标证实，拉曼存储相互作用可作为近乎理想的量子滤波器，实现对目标时间模式的高保真度选择。

V. 时间模式转换

拉曼存储器的可编程性还可实现对存储量子态的确定性操控。通过改变读出控制场的时间轮廓，可以将存储的自旋波读出到不同于输入的光学时间模式中，从而实现相干模式转换。

为展示这一能力，我们在前八个厄米-高斯模式构成的完整子空间中进行了存储与读取实验。输入模式为 HG_n 的信号被存储，并使用匹配的控制场，随后通过重新整形的控制读取脉冲读取到目标模式 HG_m 中。图 4(a) 总结了这些过程的内部转换效率。在控制脉冲能量固定为 134 ± 1 pJ、读取延迟为 218 ns 的条件下，我们观察到整个模式子空间内的转换效率保持均匀，介于 0.126 至 0.149 之间，且不确定度低于 0.001。这种均匀性证实，存储器的存储和读取动力学与具体的模式索引无关。图 4(b) 详细展示了输入 HG_1 模式到输出 HG_3 模式的具体转换。使用标准的 HG_3 控制脉冲进行读取，会产生失真的输出（蓝色曲线），其特点是在脉冲结构上叠加了指数衰减趋势。这种失真源于存储自旋波的动态耗尽；当激发态映射回光场时，读取概率在控制脉冲开始时最高，随后随着自旋波布居耗尽而降低。为补偿这一效应，我们对读取控制脉冲的时间轮廓进行了设计。通过在保持脉冲总能量不变的同时，为控制场施加指数增长包络，我们抵消了耗尽速率，从而有效地使整个脉冲持续期间的读取效率趋于平坦。如图 4(b) 中的橙色曲线所示，这种优化后的控制场成功读取出高保真度的 HG_3 模式，展现了系统进行精确时间模式工程的能力。高斯轮廓与指数衰减轮廓之间时间模式转换的其他示例详见附录 C。

除重塑正交模式轮廓外，拉曼存储器还可通过将存储的自旋波读出到时间轮廓相同但脉冲持续时间不同的模式中，实现带宽转换。这一能力对量子网络至关重要，可作为窄带原子系统（兆赫范围）与高速量子通信信道（吉赫范围）之间的桥梁。我们通过存储一个电场半高全宽持续时间为 10 ns 的高斯信号脉冲（HG_0），展示了这一接口。通过将读出控制脉冲的持续时间从 1 ns 调节到 100 ns，我们实现了 10 倍的带宽压缩与扩展。我们加入了一个光功率放大器，以扩展带宽转换所需的脉冲能量范围。

这些转换过程的内部总效率如图5(a)所示，我们在其中研究了两种截然不同的读出模式。首先，我们保持读出控制场的峰值拉比频率恒定（蓝色圆圈）。在此模式下，积分脉冲能量随脉冲持续时间变化；因此，随着总相互作用强度增大，较长的脉冲（带宽压缩）会提高效率，而较短的脉冲（带宽扩展）则因控制能量减少而导致效率下降。其次，我们对控制场进行归一化，使其在所有脉冲持续时间下的脉冲能量保持恒定（72 ± 2pJ）（红色三角形）。具有代表性的实验

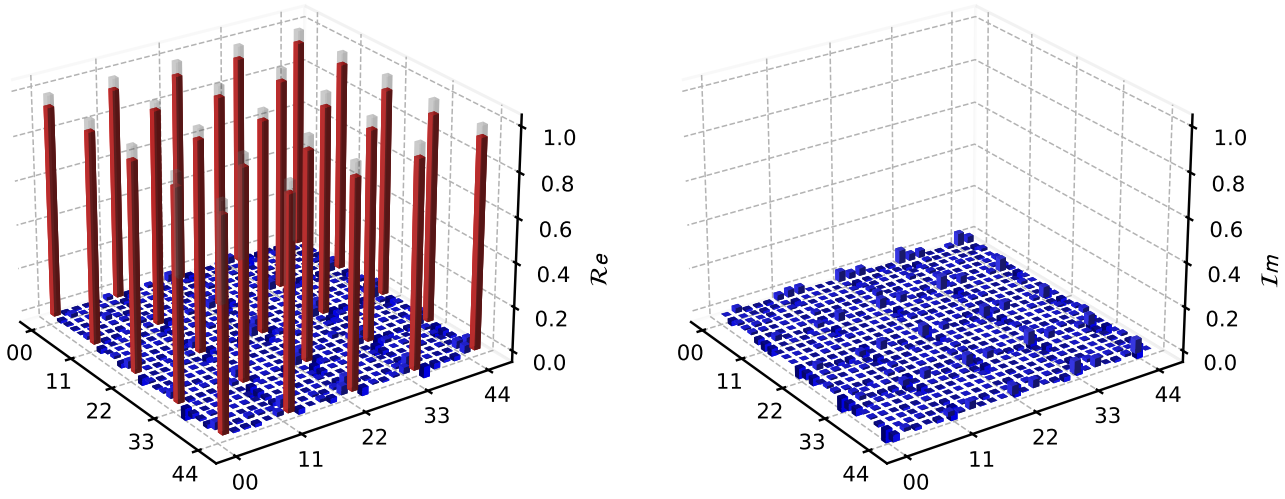

图 3. **存储过程矩阵**。重建后经效率归一化的存储过程矩阵 Q的实分量和虚分量。灰色柱条表示与理想单模时间滤波器对应的理想过程矩阵，该矩阵为纯实数。

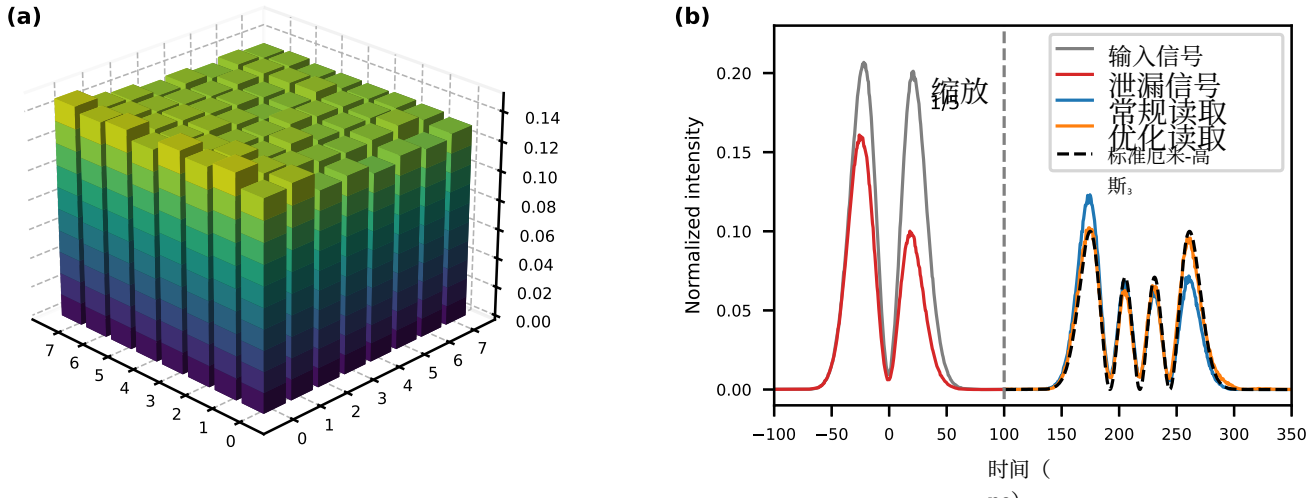

图 4. **模式转换与优化读取**。(a) 前 8 个厄米-高斯模式内不同模式转换组合的总效率。(b) 读取模式优化示例：将 HG_1 输入转换为 HG_3 输出。蓝色表示未优化读取，橙色表示优化读取。图中还包含标准 HG_3 强度分布以供比较。输入信号（灰色）及对应的泄漏信号（红色）均按 1/5 的比例缩放。

该模式下的迹线如图5(b)所示。与拉曼相互作用理论一致，效率主要取决于积分控制功率，而非瞬时强度 [31], ，在较宽的带宽压缩因子范围内，转换效率相对恒定。在高带宽扩展模式（短脉冲）下，性能主要受我们光学放大器的饱和极限所限制

系统限制了所需高瞬时拉比频率的产生。通过提高功率放大，系统能够在更宽的转换范围内保持较高的内部效率 [32]。为了评估该器件的性能，我们将存储器效率与无源光谱滤波器的理论极限（黑色实线）进行了比较。虽然无源矩形滤波器可以通过带宽压缩

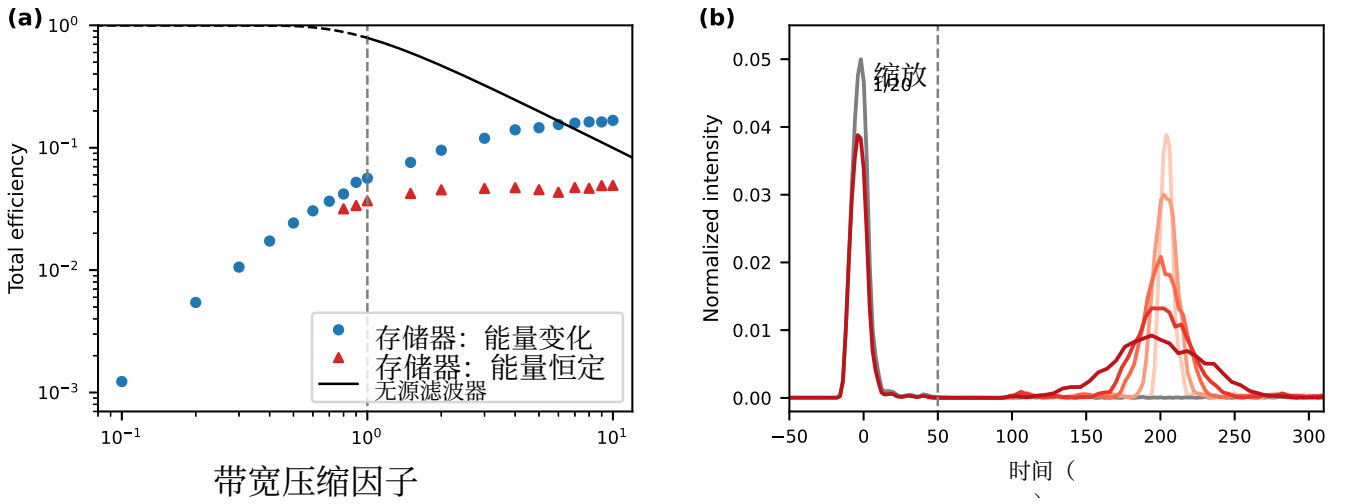

图 5. **带宽转换**。(a) 拉曼存储器的转换效率随带宽压缩因子的变化（因子越大，输出持续时间越长）。输入信号持续时间为 10 ns。蓝色和红色数据点分别表示峰值振幅恒定和能量恒定的读取控制脉冲。黑色实线表示理想无源矩形频率滤波器的响应。误差条小于标记。(b) 展示使用恒能量控制脉冲进行转换的时间轨迹。持续时间为 10 ns 的输入信号产生的输出持续时间分别为 8、20、40、60 和 100 ns（由浅红至深红）。输入信号（灰色）及相应的泄漏信号（深红色）均按 1/20 的因子缩放。

丢弃频谱分量来实现带宽压缩，但其效率与压缩因子成反比，因此信号会迅速损失。此外，被动线性光学从根本上无法实现带宽扩展（时间压缩）。在压缩因子较大时，拉曼存储器的性能超过了无源极限，并且能够独特地实现双向转换，证明了其作为有源带宽转换器的能力。

VI. 讨论

在本研究中，我们确立了拉曼量子存储器作为一种功能多样的时间模式处理器的地位。通过表征其在高维希尔伯特空间中的相互作用，我们证明，单个可编程器件能够无缝集成按需存储、高保真相干滤波、确定性模式转换和双向带宽转换。尤为重要的是，该存储器可在 MHz–GHz频段运行，因此能够充当功能多样的量子接口，弥合窄带原子处理节点与高速光子互连之间的频谱间隙。这些结果证实，拉曼存储器能够高效处理复杂的光子量子信息载体，是构建可扩展量子网络不可或缺的主动组件。

尽管拉曼存储器为时间模式处理提供了多功能性，但我们目前的演示受到相对较低存储效率的限制。尽管拉曼系统已实现接近单位的效率 [33]，但高保真度时间模式处理从根本上受到耦合强度与单模性之间权衡的限制。存储器作为理想单模滤波器运行，依赖于存储核的可分离性，而这一条件仅在低耦合极限下严格成立。随着光学深度或控制功率增加以提升效率，系统相互作用会向高阶本征模开放耦合通道，从而降低模式选择性 [29, 34]，；我们的数值模拟也证实了这一行为（见附录 D ）。不过，有几种策略可以克服这一限制。最优控制技术能够针对目标模式定制控制脉冲形状，在最大化效率的同时主动抑制与正交特征模的耦合 [33, 35]。另一种方法是采用结构改进，例如通过光-物质干涉增强效率（EEVI）协议，在较低的单程耦合强度下实现高效率 [34]。EEVI 利用环路几何结构中的干涉，将相互作用分布到多个阶段，从而降低每次通过所需的控制功率，在保持单模性的同时累积实现高效率。腔增强存储器提供了类似的解决方案 [36, 37]，，但其带宽通常受腔精细度限制。实施这些协议将提高效率，同时保持模式选择性。

这一高维时间模式处理器的实现，为量子信息科学开辟了多条前景广阔的路径。首先，在高维量子密钥分发中，采用 d维时间基进行编码，可将信道容量提升 $\log_2(d)$，并增强抗噪能力。存储器能够直接在时域滤波和测量这些模式，为此类网络提供了可扩展的接收机架构。其次，其结合了相干

滤波、模式重塑和带宽转换的能力，使该处理器成为网络中不同节点之间的关键互连 [39, 40]。它可作为固态发射器的最优相干滤波器，缓存主导本征模，从而提升光子的不可区分性，且避免无源滤波带来的严重亮度损失。通过编程读出场，存储器可将来自不同噪声源的模式统一为相同的光子，并弥合宽带光子通道与窄带原子节点之间的频谱间隙。最后，我们平台的高保真时间模式滤波可在时频域中实现量子增强计量的最优测量 [41–43], ，支持飞行时间测距和光谱学等超分辨参数估计任务。将这一技术拓展至高维时间模式操作，还可进一步实现多参数估计能力。最终，这些集成能力使拉曼平台成为未来混合量子互联网中主动且多功能的节点。

致谢

我们谨向 Benjamin Brecht 和 Joseph H. D. Munns 致谢，感谢他们在本项目早期阶段所作的宝贵贡献。我们感谢 Micha-l Karpi´nski、Raj B. Patel 和 Zhenghao Li 提供的有益讨论。本研究得到欧盟 Horizon 2020研究与创新计划资助项目 Stormytune（资助编号：899587）以及工程与自然科学研究理事会通过量子计算与模拟中心（资助编号：T001062）的支持。A. Z. 感谢英国研究与创新局提供的担保博士后奖学金，该奖学金由英国政府通过 Horizon Europe 资助（EP/Y029127/1）。S.E.T. 感谢帝国理工学院研究奖学金的支持。

附录A：详细实验装置

实验装置如图6(a)所示，由热原子蒸气拉曼存储器的完整实验系统组成。铯蒸气池置于三层 μ金属磁屏蔽罩内，以抑制外部磁场涨落。通过在D1跃迁处进行光抽运，将原子系综初始化至基态 $|g\rangle$ 。相干光场由单台连续波外腔二极管激光器（Toptica DL Pro）产生，该激光器调谐至351.7122 THz的控制频率。激光输出由强度-相位电光调制器（EOM 1，Sacher Lasertechnik AM830PF）调制，该调制器由两台任意波形发生器（Tektronix AWG70001A）驱动，从而能够刻画具有复杂相位轮廓的精确时间脉冲形状。（对于需要高拉比频率的带宽转换实验，我们使用光功率放大器放大脉冲，随后通过衍射光栅抑制放大自发辐射。）分束器将90%的光功率导入控制场路径。剩余10%的光经第二个电光调制器调制以产生频率边带，再通过法布里-珀罗标准具分离出351.7030 THz的信号场。为确保与控制脉冲的时间同步，信号场在进入存储器前经过一条光纤延迟线。信号还通过一个普克尔斯盒，用于抑制读出时间窗内的背景光，从而降低噪声。最后，偏振正交的信号场和控制场由偏振分束器在空间上合束，并聚焦到蒸气池中；在相互作用中心测得的光束束腰分别为 164 ± 5 μm和 190 ± 5 μm。

如图6（b）所示，实验序列由同步存储与读取操作组成。写入控制脉冲将输入信号脉冲映射到集体原子自旋波激发上；经过可编程延迟后，读取控制脉冲将该激发重新读取到光学域。除带宽转换任务外，所有光脉冲均采用厄米-高斯时间包络整形，其电场半高全宽（FWHM）为 50 ns。

存储器相互作用后，强控制场与泵浦场会从检索信号中滤除。为此，我们采用级联滤波级，其中包括一个格兰-泰勒偏振器、三个双程通过的 Fabry-P´erot 标准具，以及一个窄带通滤光片。尽管这种配置可实现 4×10^7的抑制因子，但总信号传输效率仅约为 3%。滤波后的信号由超导纳米线单光子探测器（Photon Spot）探测，并由时间标记器（Swabian TimeTagger20）记录到达时间。

高保真地操控高维时间模式，关键在于精确合成光学信号场和控制场的振幅与相位。本文详细介绍生成方案，以及用于校正电子失真的方法。

我们采用单个强度-相位电光调制器，由两个独立的任意波形发生器和射频放大器（Tektronix PSPL5868）驱动。此双驱动配置可分别控制每个波导臂引入的相位。为确保高消光比，在没有驱动信号时，通过主动反馈控制偏置电压 $V_{\mathrm{bias}}(t)$，使调制器保持在相消干涉（零点）位置。在此配置下，输出场的归一化振幅$A(t)$和全局相位 $\Phi(t)$与驱动电压 $V_1(t)$和 $V_2(t)$之间的关系为：

$$\begin{aligned} A(t) &= \sin\left(\frac{\pi[V_1(t)+V_2(t)]}{2V_\pi}\right), \\ \Phi(t) &= \frac{\pi[V_1(t)-V_2(t)]}{2V_\pi}. \end{aligned} \tag{A1}$$

其中， V_π 是半波电压，定义为

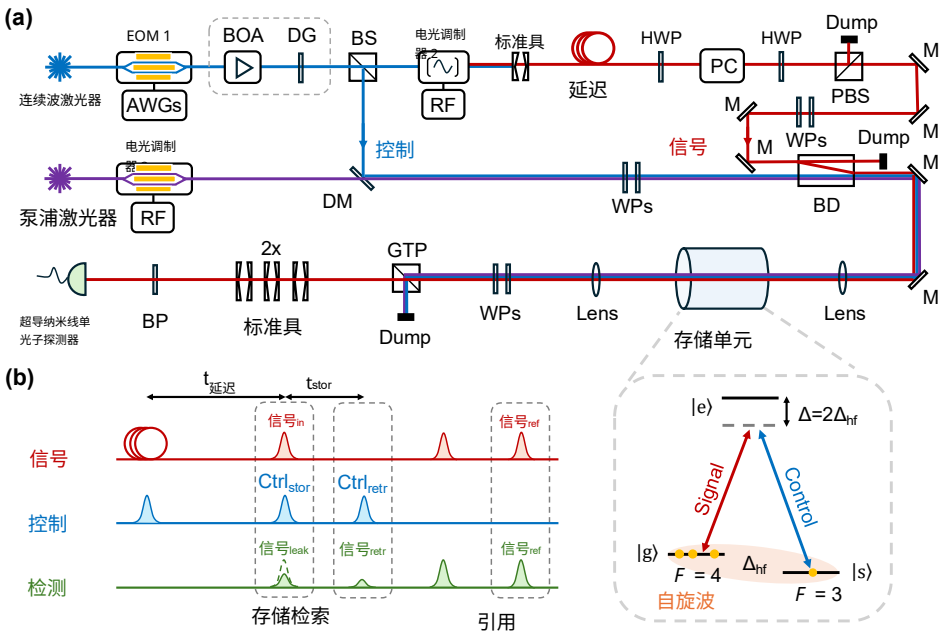

图6。**实验装置**。(a) 拉曼存储器装置示意图。信号场和控制场由同一台连续波（CW）激光器产生，并通过电光调制器（EOM 1）切分为脉冲。分束器（BS）将光路分开；信号场经 EOM 2 移频、标准具隔离后，通过光纤延迟线进行同步。在存储单元中相互作用之前，利用偏振分束器（BD）将两束光在空间上合并。相互作用后的滤波由格兰-泰勒偏振器（GTP）、Fabry-P´erot 标准具和带通滤波器（BP）完成，随后由超导纳米线单光子探测器（SNSPDs）进行检测。（AWGs：任意波形发生器；BOA：光功率放大器；DG：衍射光栅；HWP：半波片；PC：普克尔斯盒；PBS：偏振分束器；M：反射镜；WPs：一个四分之一波片和一个半波片；DM：二向色镜。）插图展示了 ^{133}Cs Λ 能级方案，其中信号场和控制场将超精细基态 $|1\rangle$ 与 $|3\rangle$ 和激发态 $|2\rangle$ 以失谐量 $\Delta = 2\Delta_{\mathrm{hf}}$ 耦合。(b) 脉冲序列。时序图展示了输入信号（$\mathrm{Sig_{in}}$）如何通过写入控制脉冲（$\mathrm{Ctrl_{stor}}$）实现存储，并随后由读取脉冲（$\mathrm{Ctrl_{retr}}$）读取为信号（$\mathrm{Sig_{retr}}$）。

在单个波导臂中产生 π 相移所需的电压。为了生成由 $A(t)$和 $\Phi(t)$定义的目标脉冲形状，可通过反演这些关系得出所需的输入电压：

$$V_1(t) = \frac{V_\pi}{\pi}\left[\arcsin(A(t)) + \Phi(t)\right], \qquad V_2(t) = \frac{V_\pi}{\pi}\left[\arcsin(A(t)) - \Phi(t)\right]. \tag{A2}$$

为实现高生成保真度，我们采用了特定的校正方案：

1. 偏置电压稳定：精确的偏置控制对于确定零点至关重要。传统的最小化算法通过对偏置进行微扰来降低强度，但对于高阶厄米-高斯模式却会失效，因为其时间强度分布呈振荡且不为零。为解决这一问题，在生成高阶模式之前，我们严格在没有射频输入的情况下进行偏置校准（$V_1 = V_2 = 0$），以确定正确的消光点。

2. 频率响应校正：射频信号链（任意波形发生器、放大器、电缆）中的缺陷会使驱动波形发生失真。我们将电子系统近似为线性时不变系统，其特征由频率响应函数 ˜ ˜a frequency response function $R(\omega) = h(\omega)/\tilde{x}(\omega)$ 描述，其中 h 分别是输出信号和˜输入信号的傅里叶变换。通过使用宽带高斯探测脉冲表征 $R(\omega)$，我们对输入波形 $x'(t)$ 进行预失真，以生成目标形状 $h'(t)$：

$$x'(t) = \mathcal{F}^{-1}\left[\frac{\mathcal{F}(h'(t))}{\tilde{R}(\omega)}\right]. \tag{A3}$$

3. 电极串扰补偿：我们观察到，用于强度调制和相位调制的有效 V_π 存在差异，这归因于射频电极之间的电容性串扰。我们将其建模为线性混合，即一条臂上的有效电压会受到另一条臂的扰动（例如，$V_{1,\mathrm{eff}} = V_1 + \epsilon V_2$）。将这些有效电压代入公式 A2 后，预测的有效 V_π 与实验测量结果一致。因此，我们在生成脉冲时通过调整公式 A2 中的相位项来补偿这种耦合，从而确保对振幅和相位进行同步的高保真度控制。

4. 低频截止补偿：商用射频放大器通常存在低频截止，会有效阻断信号中的直流分量。这会造成垂直电压偏移，使生成的光学包络发生畸变。这种影响对于

偶数阶HG模式尤其显著，因为它们在低频处天然具有较大的谱权重，导致这些特定模式的脉冲整形不够完美。我们通过向射频放大器施加较小的直流电压来补偿这一问题。

5. 能量校正：射频放大链路中的非线性可能导致不同模式的能量出现变化。为解决这一问题，我们测量了完整基组的光脉冲能量，并将数字波形归一化至 HG_0 能量。此主动预补偿成功将能量变化降低至$<1\%$。

需要指出的是，我们当前的脉冲生成方案依赖单个强度-相位电光调制器，受射频驱动器动态范围有限的制约。为限制相位演化，该方案会产生突变的模-2π 相位重置。这些尖锐的不连续点需要无限的射频带宽才能重现，导致脉冲形状和相位保真度不理想。改用 IQ（同相/正交）调制 [44] 即可解决这一限制，因为它能够对实部和虚部场分量进行独立且连续的调制，从而显著提高复杂高维态的生成保真度。

附录 B：量子过程层析与 MUB生成

要完整重构存储过程动力学，必须使用层析完备集中的态对系统进行探测。我们在由前五个厄米-高斯模式 [17, 45]张成的 $d=5$ 维子空间中构造互补无偏基（MUB），并以此进行探测。这种基的选择可确保对存储器的振幅和相位响应进行严格采样。对于维度为 d的希尔伯特空间，存在 $d+1$ 组 MUB，每组包含 d 个正交基态。这些基包括计算基（HG本征态 $\{|0\rangle,|1\rangle,...,|d-1\rangle\}$）以及 d组由幅值相等但相位关系不同的线性叠加态构成的基（傅里叶基）。图 7 展示了这些态的实验实现。图中比较了理想目标波形（虚线）、测得的光学振幅（红色阴影区域），以及根据所施加的射频驱动信号推断出的复场（实线），结果显示三者吻合良好。

通过将信号场和控制场的所有成对组合制备为这些 MUB 态，我们探测了完整的双部分希尔伯特空间。存储过程由过程矩阵 $\boldsymbol{P}$ 描述，该矩阵是一个 d^4 维厄米矩阵，包含 $2d^4$ 个实参数。通过施加完全正且保迹这一物理量子信道必须满足的条件，独立参数的数量减少至 d^4-d^2。我们的实验数据集包含 $(d(d+1))^2$ 次独立的存储效率测量，相较于参数数量明显过完备，确保了可通过最大似然估计实现稳健且准确的重构。这些 MUB 投影对应的原始存储效率如图 8 所示。每组基中，对角元素的高效率和非对角元素的显著抑制，证实了 MUB 态具有高保真度且彼此正交。这些测量用于重构正文（图 3）中展示的过程矩阵。

最后，我们通过将完整过程矩阵投影到控制子空间，量化存储器在特定控制场 Ω 下的单模性：$\boldsymbol{P}_\Omega = (\boldsymbol{I}\otimes\Omega^*)^\dagger \boldsymbol{P}(\boldsymbol{I}\otimes\Omega^*)$。如正文公式 7 所定义，单模性指标 κ_Ω 根据该约化矩阵 $\boldsymbol{P}_\Omega$ 的特征值计算得出，用以表征时间滤波操作的纯度。

附录 C：模式转换示例

图 9 展示了高斯与指数衰减脉冲形状之间时间模式转换的两个示例。在第一个示例中，衰减常数为 50 ns 的指数衰减信号通过时间轮廓相同的控制脉冲进行存储，存储效率为 $(27.3\pm1.1)\%$。随后，使用高斯控制脉冲检索该信号，总内部效率为 $(6.5\pm0.3)\%$。反过来，高斯信号通过高斯控制脉冲进行存储，存储效率为 $(38.9\pm0.9)\%$，然后作为指数衰减脉冲被检索，总内部效率为 $(8.0\pm0.2)\%$。请注意，在此演示中，指数衰减脉冲的脉冲能量低于标准高斯脉冲。总之，这种时间模式转换展现了我们的拉曼存储器动态操控信号脉冲时间轮廓的能力，从而能够与具有不同时间形状的光子源实现无缝对接。

附录 D：耦合强度与控制脉冲优化

拉曼存储中，效率与模式选择性之间存在根本性的权衡。增大耦合强度 C（与光学深度或控制脉冲能量的平方根成正比）可以提高存储效率，但同时会降低单模性，因为存储核会变得越来越不可分离。本文通过数值模拟研究了这种关系，并展示了最优控制理论如何减轻选择性损失。模拟遵循文献 [34] 中的方法。我们采用克罗托夫方法 [35] 迭代寻找特定的控制脉冲形状（振幅和相位），以最大化目标信号模式的存储效率，同时将控制脉冲总能量约束为恒定值。

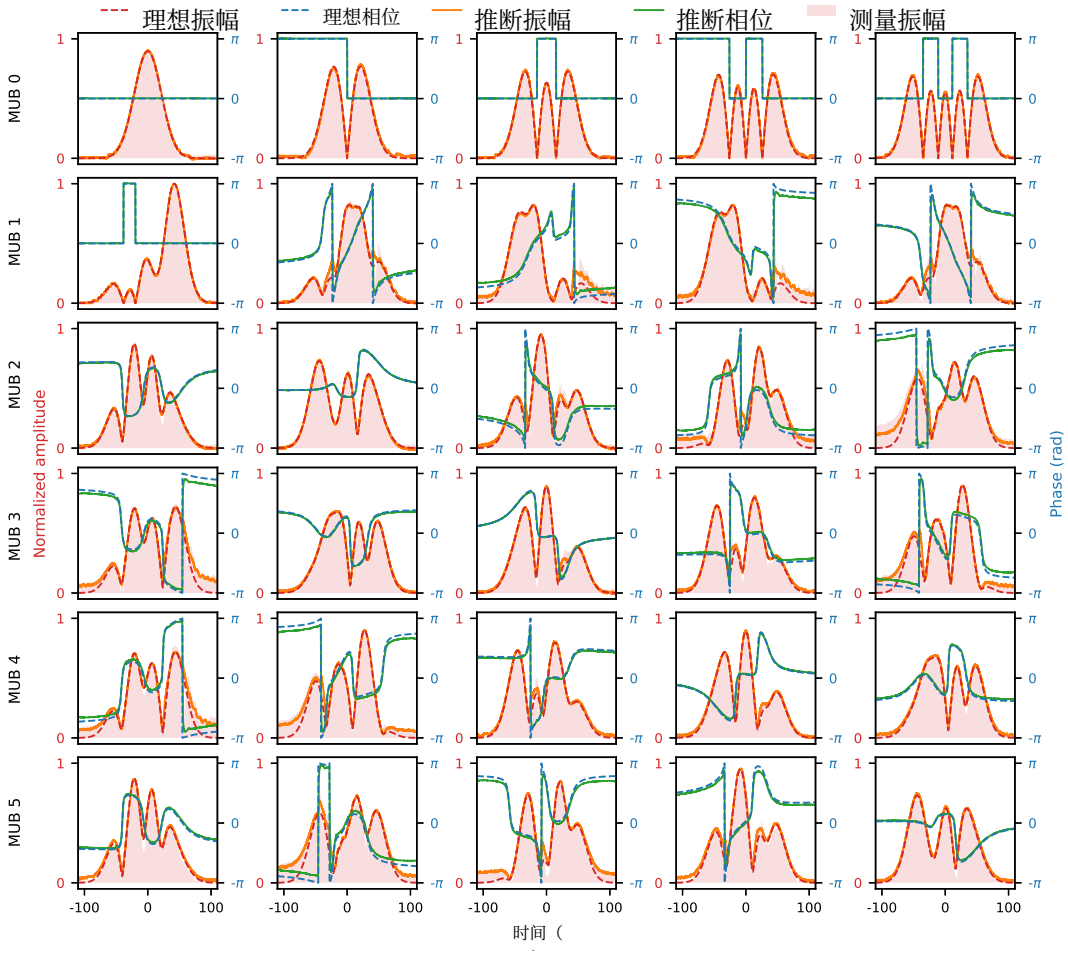

图 7. **互 unbiased 基态生成。** 为五维过程层析生成的互 unbiased 基态。蓝色和红色虚线分别表示理想振幅和相位。橙色和绿色实线表示根据施加于电光调制器的实测射频信号推断出的振幅和相位。红色阴影区域表示根据光电二极管测得的强度测量结果推导出的振幅。

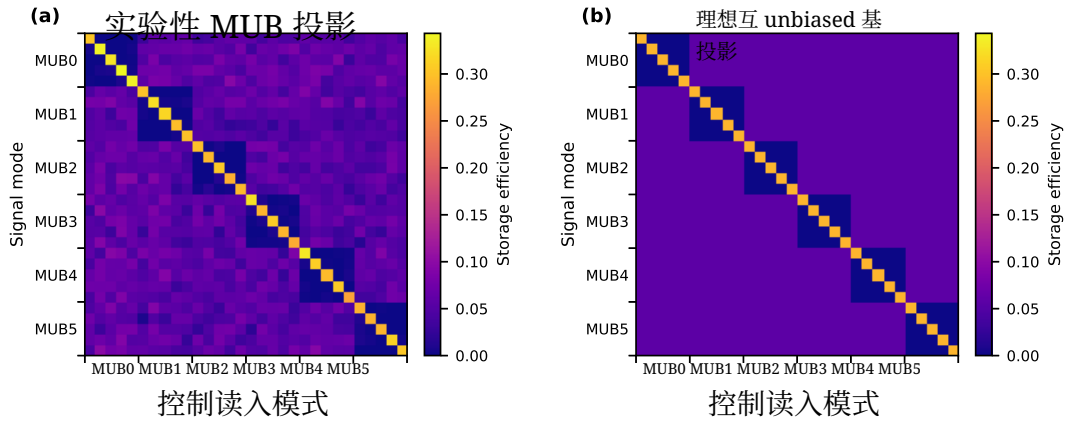

图 8. **以存储效率测得的 MUB 投影。** (a) 对以 MUB 基态制备的信号与控制模式的不同组合测得的存储效率。(b) 假设采用理想单模存储器时，MUB 投影的理想存储效率。

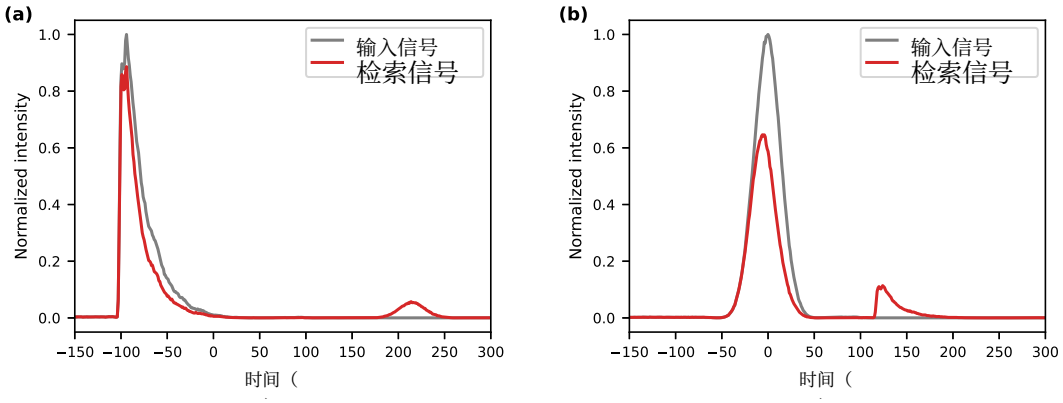

图 9. **高斯与指数衰减轮廓之间的时间模式转换**。(a) 时间轮廓呈指数衰减的信号被转换为高斯脉冲。(b) 高斯信号被转换为指数衰减脉冲。

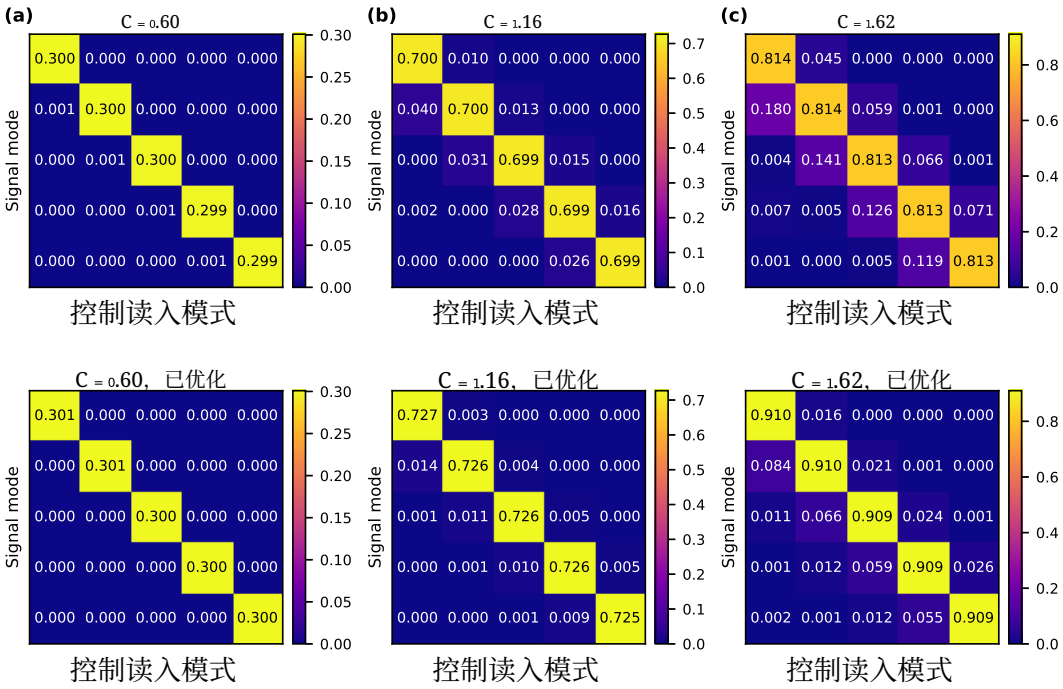

图 10. **模拟模式串扰与控制优化**。比较不同耦合强度下存储过程的模拟厄米-高斯模式串扰矩阵，以及使用针对最大存储优化的控制写入脉冲得到的矩阵。耦合强度分别为 (a) $C = 0.60$、(b) $C = 1.16$ 和 (c) $C = 1.62$。串扰会随着耦合强度增大而自然增强，但控制优化能有效抑制串扰。

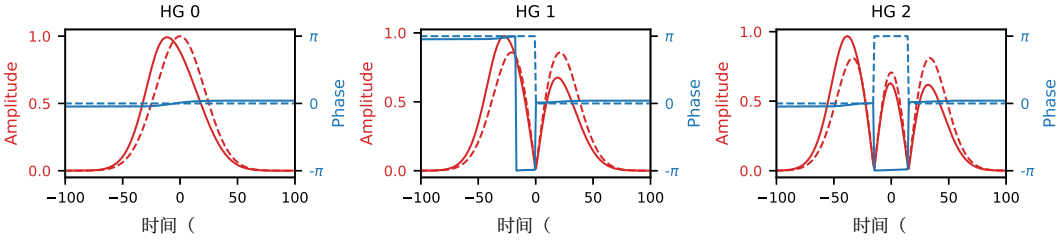

图 11. **存储过程的模拟控制写入脉冲优化**。图中显示了标准厄米-高斯模式 0、1 和 2 的模拟振幅（红色）与相位（蓝色）（虚线），并与针对存储优化的控制脉冲（实线）进行比较，同时保持脉冲能量不变。

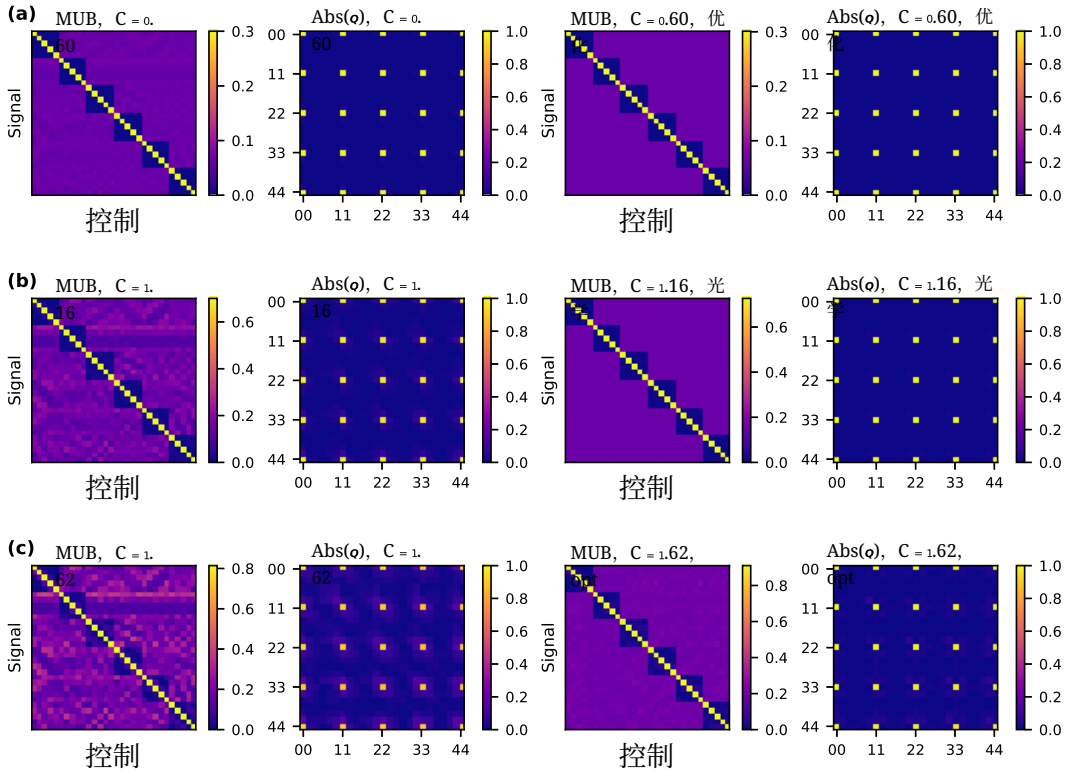

图 12. **耦合强度变化及控制优化下五维过程层析的模拟**。前五个厄米-高斯模式的模拟 MUB 投影与层析结果。各面板展示了耦合强度分别为 (a) $C = 0.60$、(b) $C = 1.16$ 和 (c) $C = 1.62$ 时的性能。每个面板都将标准响应与使用优化控制脉冲获得的结果进行了比较。

我们首先模拟了前五个厄米-高斯模式子空间内的模式串扰。图 10 展示了耦合强度为$C = 0.60$、1.16 和 1.62 时的存储效率矩阵。采用标准厄米-高斯控制脉冲时，将 C 从 0.60 增至 1.62，可使对角存储效率从 30.0% 提高到 81.4%；然而，最近邻串扰（第一个非对角项）也随之从 0.1% 大幅升至 18.0%。通过进行控制优化，我们显著改善了性能。优化控制分别将对角效率提高到 30.1% 和 91.0%，同时将非对角串扰从可忽略的水平（$< 0.1\%$）抑制到最高耦合强度下仅 8.4%。图 11 展示了 $C = 1.62$时前 3 个厄米-高斯模式的优化控制场。优化后的波形呈现出向前沿偏斜的典型时间特征，并带有细微的相位调制；这些特征会主动补偿存储期间自旋波分布的动态变化。

为量化量子性能的整体提升，我们分别针对标准控制和优化控制进行了五维量子过程层析模拟（图 12）。对于标准脉冲，当 C 从 0.60 增至 1.62 时，相对于理想单模式滤波器的过程保真度从 99.8% 降至 90.6%，单模性 κ_Ω 从 $(99.6 \pm 0.1)\%$ 降至 $(81.9 \pm 4.2)\%$。控制脉冲优化有效恢复了模式选择性：保真度分别恢复至 99.9%、99.7% 和 98.7%，同时单模性分别维持在 $(99.9 \pm 0.0)\%$、$(98.5 \pm 0.3)\%$ 和 $(93.4 \pm 1.5)\%$。这些结果证实，脉冲优化是实现高效率时间模式滤波的可行途径，且不会牺牲量子信息处理所需的单模性。

[1] Y. Cao、Y. Zhao、Q. Wang、J. Zhang、S. X. Ng和L. Hanzo，量子密钥分发网络的演进：通往量子互联网之路，IEEE《通信综述与教程》**24**，839（2022）。[2] M. Mehic、M. Niemiec、S. Rass、J. Ma、M. Peev, A. Aguado, V. Martin, S. Schauer, A. Poppe, C. Pacher, 和 M. Voznak，《量子密钥分发：组网视角》，ACM 计算综述 **53**, 10.1145/3402192 (2020)。[3] H. Mamann, T. Nieddu, F. Hoffet, M. Bozzetto

reau de Loubresse, I. Kerenidis, E. Diamanti, A. Urvoy, 和 J. Laurat, 《集成光学量子存储器的量子密码学》, Science Advances **11**, eadx3223 (2025)。[4] E. Oh, X. Lai, J. Wen, 和 S. Du, 《利用光子和原子存储器实现分布式量子计算》, Advanced Quantum Technologies **6**, 2300007 (2023)。[5] D. Main, P. Drmota, D. P. Nadlinger, E. M. Ainley, A. Agrawal, B. C. Nichol, R. Srinivas, G. Araneda, 和 D. M. Lucas, 《跨光学网络链路的分布式量子计算》, Nature **638**, 383–388 (2025)。[6] C. L. Degen, F. Reinhard, 和 P. Cappellaro, 《量子传感》, 现代物理评论 **89**, 035002 (2017)。[7] S. Pirandola, B. R. Bardhan, T. Gehring, C. Weedbrook, 和 S. Lloyd, 《光子量子传感的进展》, Nature Photon. **12**, 24–733 (2018)。[8] J. Ye 和 P. Zoller, 《论文：利用原子、分子和光学平台进行基础物理学量子传感》, 物理评论快报 **132**, 190001 (2024)。[9] D. Cozzolino, B. Da Lio, D. Bacco, 和 L. K. Oxenløwe, 《高维量子通信：优势、进展与未来挑战》, Advanced Quantum Technologies **2**, 1900038 (2019)。[10] Y. Wang, Z. Hu, B. C. Sanders, 和 S. Kais, 《量子位元与高维量子计算》, Frontiers of Physics **8**, 10.3389/fphy.2020.589504 (2020)。[11] B. Brecht, D. V. Reddy, C. Silberhorn, 和 M. G. Raymer, 《光子时间模式：量子信息科学的完整框架》, 物理评论X **5**, 041017 (2015)。[12] M. G. Raymer 和 I. A. Walmsley, 《量子光学中的时间模式：过去与现在》, Physica Scripta **95**, 064002 2020( )。[13] H. Cao, , T. ˇCiˇzm´ar, S. Turtaev, T. Tyc, 和 S. Rot- ter, 《控制多模光纤中的光传播以实现成像、光谱学及更多应用》, Advances in Optics and Photonics **15**, 524 (2023)。[14] T. Brougham, C. F. Wildfeuer, S. M. Barnett, 和 D. J. Gauthier, 《高维时间箱编码光子的信息》, 欧洲物理学杂志 D辑 **70**, 214 (2016)。[15] F. Graffitti, P. Barrow, A. Pickston, A. M. Bra´nczyk, 和 A. Fedrizzi, 《直接生成定制脉冲模式纠缠》, 物理评论快报 **124**, 053603 (2020)。[16] N. Huo, Y. Liu, J. Li, L. Cui, X. Chen, R. Palivela, T. Xie, X. Li, 和 Z. Y. Ou, 《直接时间模式测量：表征连续变量中的时间复用高维量子纠缠》, 物理评论快报 **124**, 213603 (2020)。[17] V. Ansari, G. Harder, M. Allgaier, B. Brecht, 和 C. Silberhorn, 《量子脉冲门的时间模式测量层析》, Phys. Rev. A**96**, 063817 (2017)。[18] A. Shahverdi, Y. M. Sua, L. Tumeh, 和 Y. Huang, 《量子参量模式分选：超越时间频率滤波》, Sci Rep **7**, 10.1038/s41598-017-06564- 7 (2017)。[19] M. Allgaier, V. Ansari, L. Sansoni, C. Eigner, V. Quir- ing, R. Ricken, G. Harder, B. Brecht, 和 C. Silber- horn, 《通过带宽压缩实现量子光的高效频率转换》, Nat. Commun. **8**, 14288 2017( )。[20] D. V. Reddy 和 M. G. Raymer, 《利用全光拉姆齐干涉法对光子时间模式进行高选择性量子脉冲门控》, Optica **5**, 423 (2018)。[21] L. Serino, J. Gil-Lopez, M. Stefszky, R. Ricken,

C. Eigner、B. Brecht 和 C. Silberhorn，利用多输出量子脉冲门解码单光子态的高维时间模式，PRX Quantum**4**, 020306（2023年）。[22] L. Serino、C. Eigner、B. Brecht 和 C. Silberhorn，利用多输出量子脉冲门对单光子进行可编程时频模式分选，Opt. Ex-press **33**，5577（2025年）。[23] M. Karpi´nski、M. Jachura、L. J. Wright 和 B. J. Smith，利用电光时间透镜操控量子光的带宽，Nature Photon. **11**，53（2017年）。[24] J. Ashby、V. Thiel、M. Allgaier、P. d' Ornellas、A. O. C. Davis 和 B. J. Smith，连续时间与频率相位调制实现的时间模式变换及其在量子信息科学中的应用，Opt. Ex-press **28**，38376（2020）。[25] C. Joshi、B. M. Sparkes、A. Farsi、T. Gerrits、V. Verma、S. Ramelow、S. W. Nam 和 A. L. Gaeta，用于时间模式量子处理的皮秒分辨率单光子时间透镜，Optica **9**，364（2022）。[26] K. A. G. Fisher、D. G. England、J.-P. W. MacLean、P. J. Bustard、K. J. Resch 和 B. J. Sussman，室温金刚石量子存储器中的单光子频率与带宽转换，Nat. Commun. **7**，11200（2016年）。[27] E. Saglamyurek、T. Hrushevskyi、A. Rastogi、K. Heshami 和 L. J. LeBlanc，通过动态控制的奥特勒–汤斯分裂实现宽带光子的相干存储与操控，Nature Photon. **12**，774–782（2018年）。[28] J. Nunn、I. A. Walmsley、M. G. Raymer、K. Surmacz、F. C. Waldermann、Z. Wang 和 D. Jaksch，将宽带单光子波包映射到原子存储器中，Phys. Rev. A **75**，011401（2007年）。[29] J. Nunn、K. Reim、K. C. Lee、V. O. Lorenz、B. J. Sussman、I. A. Walmsley 和 D. Jaksch，原子系综中的多模存储器，物理评论快报**101**，260502（2008年）。[30] S. E. Thomas、T. M. Hird、J. H. D. Munns、B. Brecht、D. J. Saunders、J. Nunn、I. A. Walmsley 和 P. M. Ledingham，内置四波混频噪声抑制功能的拉曼量子存储器，Phys. Rev. A **100**，033801（2019年）。[31] A. V. Gorshkov、A. Andr´e、M. D. Lukin 和 A. S. Sørensen，光学厚原子介质中的光子存储。II. 自由空间模型，Physical Review A **76**，033805（2007年）。[32] S. E. Thomas，*Efficient, Low Noise, Mode-Selective Quantum Memory*，博士论文，伦敦帝国学院，英国伦敦（2019年）。[33] J. Guo、Z. Wu、G. Bao、P. Yang、Y. Wu、L. Q. Chen 和 W. Zhang，借助智能自旋波压缩实现近乎完美的宽带量子存储器，物理评论快报**135**，170802（2025年）。[34] P. M. Burdekin、I. Maillette de Buy Wenniger、S. Sagona-Stophel、J. Szuniewicz、A. Zhang、S. E. Thomas 和 I. A. Walmsley，利用光与物质干涉增强量子存储器，Optica **12**，1514（2025年）。[35] A. V. Gorshkov、T. Calarco、M. D. Lukin 和 A. S. Sørensen，光学厚原子介质中的光子存储。IV. 利用梯度上升进行最优控制，Phys. Rev. A **77**，043806（2008年）。[36] J. Nunn、J. H. D. Munns、S. Thomas、K. T. Kaczmarek、C. Qiu、A. Feizpour、E. Poem、B. Brecht、D. J. Saunders,

P. M. Ledingham、D. V. Reddy、M. G. Raymer 和 I. A. Walmsley，通过腔实现 Λ型量子存储器噪声抑制的理论，Phys. Rev. A **96**，012338 2017( )。[37] D. J. Saunders、J. H. D. Munns、T. F. M. Champion、C. Qiu、K. T. Kaczmarek、E. Poem、P. M. Ledingham、I. A. Walmsley 和 J. Nunn，腔增强型室温宽带拉曼存储器，物理评论快报**116**，090501（2016年）。[38] M. Ogrodnik、A. Widomski、D. BruSS、G. Chesi、F. Grasselli、H. Kampermann、C. Macchiavello、N. Walk、N. Wyderka 和 M. Karpi´nski，采用资源高效探测的高维量子密钥分发，Optica Quantum **3**，372（2025年）。[39] K. Hammerer、A. S. Sørensen 和 E. S. Polzik，光与原子系综之间的量子接口，现代物理评论**82**，1041（2010年）。[40] S. Gao、O. Lazo-Arjona、B. Brecht、K. T. Kaczmarek、S. E. Thomas、J. Nunn、P. M. Ledingham、D. J. Saunders 和 I. A. Walmsley，针对单个噪声光子的最优相干滤波，物理评论快报**123**，213604（2019年）。[41] M. Mazelanik、A. Leszczy´nski 和 M. Parniak，通过量子——基于存储器的时频处理器，《Nature Communications》**13**（2022）。[42] V. Ansari、B. Brecht、J. Gil-Lopez、J. M. Donohue、J. ˇReh´aˇcek、Z. c. v. Hradil、L. L. S´anchez-Soto 和 C. Sil- berhorn，实现终极量子计时分辨率，《PRX Quantum》**2**，010301（2021）。[43] S. Zhang、A. Zhang、I. Maillette de Buy Wenniger、P. M. Burdekin、S. Sagona-Stophel、A. Rastogi、S. E. Thomas 和 I. A. Walmsley，利用模式选择型量子存储器实现超分辨频率测量，arXiv:2506.20514（2025），arXiv:2506.20514 [quant-ph]。[44] M. Xu、M. He、H. Zhang、J. Jian、Y. Pan、X. Liu、L. Chen、X. Meng、H. Chen、Z. Li、X. Xiao、S. Yu、S. Yu 和 X. Cai，基于薄膜铌酸锂平台的高性能相干光调制器，《Nat. Commun.》**11**，10.1038/s41467-020-17806-0（2020）。[45] T. Durt、B.-G. Englert、I. Bengtsson 和 K. Zyczkowski，基于薄膜铌酸锂平台的高性能相干光调制器，《国际量子信息学报》**8**，535（2010）。[46] J. Donohue、V. Ansari、J. ˇReh´aˇcek、Z. Hradil、B. Stok- lasa、M. Pa´ur、L. L. S´anchez-Soto 和 C. Silberhorn，通过模式选择光子测量实现量子极限时频估计，《Physical Review Letters》**121**，090501（2018）。