arXiv:2601.06345v1 [physics.atom-ph] 9 Jan 2026

控制里德堡原子-极化激元相互作用：从例外点到快速读出

Tamara ˇSumarac,[1、2、3] ∗Emily H. Qiu,[1、2] ∗Shai Tsesses,[1、2] ∗Peiran Niu,[1,2] Adrian Menssen,[1,2] Wenchao Xu,[4,5] Valentin Walther,[6,7] Uroˇs Deli´c,[8,9] Soonwon Choi,[1,10] Mikhail D. Lukin,[1,3] 和 Vladan Vuleti´c[1,2]

[1] *MIT-Harvard Center for Ultracold Atoms、 Massachusetts Institute of Technology、 Cambridge、 Massachusetts 02139、 USA* [2] *Research Laboratory of Electronics、 Massachusetts Institute of Technology、 Cambridge、 Massachusetts 02139、 USA* [3] *Department of Physics、 Harvard University、 Cambridge、 Massachusetts 02138、 USA*

[4] *Institute for Quantum Electronics、 Department of Physics、 ETH Zürich、 Zürich 8093、 Switzerland*

[5] *Laboratory for Nano and Quantum Technologies、Paul Scherrer Institut、 CH-5232 Villigen PSI、 Switzerland*

[6] *Department of Chemistry、 Purdue University、 West Lafayette、 Indiana 47907、 USA*

[7] *Department of Physics and Astronomy、 Purdue University、 West Lafayette、 Indiana 47907、 USA*

[8] *Vienna Center for Quantum Science and Technology、Atominstitut、 TU Wien、 Stadionallee 2、 1020 Vienna、 Austria* [9] *University of Vienna、 Faculty of Physics、 Boltzmanngasse 5、 A-1090 Vienna、 Austria*

[10] *Center for Theoretical Physics — a Leinweber Institute、Massachusetts Institute of Technology、 Massachusetts 02139、 USA*（日期：2026年1月13日）

里德堡原子是近年来量子计算、量子模拟、传感和计量学诸多进展的基础平台。它们与在原子云中传播的光子耦合时，还能在单光子级别实现光学非线性；这些光子会形成称为里德堡极化激元的集体原子激发，并彼此强烈相互作用。在此，我们通过实验探索原子系综中的里德堡极化激元与邻近的单个里德堡原子之间的相互作用。我们发现了量子动力学的三种不同机制，分别对应极化激元阻塞、相干交换和概率性跳跃；这些机制由各自不同的透射特性所界定，其中阻塞与相干交换之间的转变经过一个例外点。我们研究了此类相互作用在快速、非破坏性探测里德堡原子方面的应用，并通过原理验证实验展示了其在非线性光子网络中的潜在应用。

引言

高能态原子（又称里德堡原子） [1], 在近年来的许多发现和技术进步中发挥着至关重要的作用。里德堡相互作用通过偶极 [2]或范德瓦耳斯 [3] 机制体现，促成了用于量子计量学的压缩原子态的制备 [4–6] 、具有高保真度量子门的中性原子量子处理器的开发[7–9], 、复杂多体相的量子模拟 [10–12] ，以及单光子级别的强光学非线性 [13–15]。

具体而言，当原子系综中传播的光子通过电磁诱导透明（EIT）[16],与里德堡原子耦合时，它们会混合形成称为里德堡极化激元的集体激发，这些激发能够与其他里德堡极化激元或附近的里德堡原子发生强相互作用。以往研究表明，与静止里德堡原子碰撞的里德堡极化激元会发生吸收增强 [13, 17] 或相位偏移 [18, 19]„ 可用于单光子晶体管和开关 [20–22] 以及里德堡原子成像 [23, 24]。尽管单个里德堡原子与极化激元之间的相互作用有望实现一些有趣的应用，例如由原子阵列构建的非线性量子超表面 [25], 以及通过由原子系综构成的非线性光子网络实现的光子量子门 [26], ，但迄今为止，这类相互作用尚未得到广泛探索 [18, 26, 27]。

在此，我们探究了传播中的里德堡极化激元与邻近里德堡原子之间的全范围偶极相互作用。我们的系统由一个单独的里德堡原子组成，该原子通过自阻塞机制 [17, 28], 制备于原子系综内，并配有分别俘获的相邻探测系综。在EIT条件下，探测系综中的原子与里德堡态发生光学耦合，入射光子由此转换为里德堡极化激元。我们通过探测光子穿过系综时的透射，检测里德堡原子的存在及偶极相互作用对极化激元的影响；同时，通过调节系综间距来改变原子-极化激元相互作用强度。我们观察到三种具有不同透射特性的相互作用区间：极化激元阻塞、相干原子-极化激元交换和概率性跳跃。在短距离下，里德堡原子在能量上阻止极化激元形成，导致极化激元吸收增强（阻塞）。在中等距离下，偶极相互作用产生原子激发的相干交换，从而导致非单调透射。

在长距离下，相互作用变为微扰性的，从而导致里德堡激发向相邻系综发生概率性跳跃。

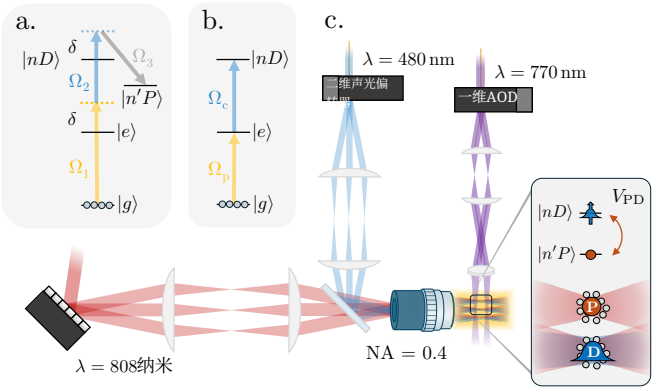

图 1. **实验装置与能级示意图：a.**采用三光子方案制备处于 $|n'P\rangle = |75\mathrm{P}_{3/2}, m_J = 3/2\rangle$ 态的单个里德堡原子。三光子跃迁的第一和第三步（780 nm 和微波场，拉比频率为 Ω_1, Ω_3）相对于各自跃迁的共振频率失谐 $\delta = +100$ 兆赫，而第二步（480 nm，Ω_2）处于共振。**b.** 里德堡电磁感应透明方案将基态原子耦合至 $|nD\rangle = |74\mathrm{D}_{5/2}, m_J = 5/2\rangle$ 里德堡态。探测场和控制场（Ω_p、Ω_c）均与各自的跃迁共振。**c.** 装置示意图，展示阱的配置：通过结合红失谐的 808 nm 空间光调制器陷阱（红色）和蓝失谐的 770 nm 声光偏转器光片（紫色），装载小型原子系综。位点选择性的 480 nm 控制场阵列（蓝色）与空间光调制器阱光同向传播，而全局 780 nm 探测场则反向传播（黄色）。插图：$|n'P\rangle$ 中静止的里德堡原子与 $|nD\rangle$ 中传播的里德堡极化激元之间的偶极-偶极相互作用 $\mathrm{V_{PD}}$，会调制探测场的电磁感应透明传输。

有趣的是，我们发现极化激元阻塞与相干交换区间之间存在一个经过例外点 [29]– 的跃迁；例外点指非厄米系统中能量本征值的合并。这令人想起开放中心自旋系统中的耗散相变 [30]。为展示里德堡原子-极化激元相互作用的适用性，我们利用它对里德堡原子进行快速、远程且非破坏性的探测，具体做法是通过重复进行极化激元透射测量来观测相干原子振荡。最后，我们进行了原理验证演示，展示了构建带有态存储的多轨光子网络所需的基本组件 [26]。我们的研究结果阐明了里德堡原子与极化激元之间偶极相互作用的物理机制，并为中性原子量子处理器中的基于系综的读出 [31]以及用于光子量子随机行走的非线性光子网络 [32]铺平了道路。

实验装置

我们的实验装置如图 1c 所示。我们将 ^{87}Rb 原子 [33] 装载到由空间光调制器（SLM）和显微物镜（数值孔径 NA $= 0.4$）生成的偶极阱阵列（$\lambda = 808$nm，$w_0 = 4.9\,\mu$m）中。装载后，我们利用一维声光偏转器（AOD）生成的两片蓝失谐光束（波长$\lambda = 770\,$nm，束腰 $w_{0,\ \{x,y\}} = \{4, 32\}\,\mu$m）对原子系综进行动态压缩（见补充视频 1），以减小轴向云团尺寸并改善约束。完成这些步骤后，每个偶极阱中均容纳一个由 ~ 200个原子组成的系综，其典型峰值光学密度为 OD ≈ 2，均方根尺寸为 $\sigma_{\{x,y,z\}} = \{2, 2.5, 4\}\,\mu$m，远小于本研究中阱间的最小距离（$> 10\,\mu$m）。

在下文所述的实验中，我们装载 2–5 个原子系综，并通过吸收成像检测穿过它们的极化激元。图 1b 展示了我们的里德堡电磁诱导透明构型：一个弱的 780 nm 电磁诱导透明探测场（拉比频率 $\Omega_p/(2\pi) \approx 100 - 300$千赫）驱动基态 $|g\rangle = |5S_{1/2},\ F = 2,\ m_F = 2\rangle$ 与激发态 $|e\rangle = |5P_{3/2},\ F = 3,\ m_F = 3\rangle$之间的跃迁；与此同时，一个强的、具有位点选择性的 480 nm 电磁感应透明控制场（$\Omega_c/(2\pi) = 5 - 23$兆赫）将 $|e\rangle$ 耦合至里德堡态 $|nD\rangle = |74\mathrm{D}_{5/2},\ m_J = 5/2\rangle$。实验在 9 G 的磁场下进行，以便在光谱上分辨出所需的里德堡子能级 m_J。

如果探测场和控制场满足裸双光子共振条件（同时 $\Omega_p \ll \Omega_c$），则满足电磁感应透明条件，从而实现较高的探测光透射率。在本工作中，我们将探测光强度调至最大，同时确保任一时刻每个系综中至多存在一个极化激元，以避免自阻塞效应 [13, 34]。在每次实验中，使用单个系综（“制备系综”）通过三光子跃迁和里德堡阻塞机制制备一个处于 $|n'P\rangle = |75\mathrm{P}_{3/2},\ m_J = 3/2\rangle$ 态的里德堡原子 [17], ，如图 1a 所示。 $|n'P\rangle$ 中一个静止里德堡原子的存在会使附近系综（“探测系综”）内的态 $|nD\rangle$ 发生能移，从而抑制极化激元形成并导致探测光被吸收。有关实验装置的更多信息，请参阅补充材料（SM） [35]。

里德堡原子-极化激元相互作用区间

$|n'P\rangle$ 中的静止里德堡原子与 $|nD\rangle$中的里德堡极化激元通过偶极相互作用相互作用，能级劈裂形式为 $V_{\mathrm{PD}}(r) = 2C_3/r^3$，其中$r$ 为原子-极化激元距离， C_3 为相互作用系数。原子对相互作用量子模拟 [36]表明，本研究选取的两个态与其他能级相对孤立

；因此，系统动力学主要局限于上述量子态 [35]。我们通过探测系综中的吸收对不同相互作用区间进行分类，并提取探测对比度，其定义为里德堡原子不存在时（裸电磁感应透明传输）光子损失数与探测到的光子数之比，反映局部 $|n'P\rangle$ 布居数。

我们的结果总结于图2a中。第一个区域，即极化激元阻塞，发生在阻塞半径 $r < r_b$以内，其定义为 $V_{\mathrm{PD}}(r_b) = \gamma_{\mathrm{EIT}}$ [18, 26, 37]，其中 γ_{EIT} 为电磁感应透明线宽。在此区域内，强相互作用会阻止极化激元形成，因此无论 V_{PD}如何，图2a中均呈现较高的探测对比度。

随着原子-极化激元距离增大，第二个区域随之出现，此时偶极相互作用强度足够小，允许极化激元形成。原子与极化激元之间开始发生里德堡激发 $|n'P\rangle \leftrightarrow |nD\rangle$ 的相干交换，从而使图2a中的探测对比度呈现非单调变化。当在极化激元离开系综所需的特征时间内完成一次完整交换 $|n'P\rangle \rightarrow |nD\rangle \rightarrow |n'P\rangle$时，对应距离处的对比度最低；这个特征时间称为极化激元寿命$\tau_d = \mathrm{OD}\ \Gamma\ \Omega_c^2$，其中 Γ 为 $|5P_{3/2}\rangle$态的线宽。在此距离处，理想情况下，极化激元会不受扰动地离开探测系综，导致探测对比度为零；然而，在我们的系统中，该效应的可见度受到较低光学密度、位置退相干以及其他衰减和退相干机制的限制。相干交换区域对应于中间距离 $r_b < r < r_h$，其中跃迁半径 r_h 定义为相互作用时间尺度等于极化激元寿命时的距离（$1/V_{\mathrm{PD}}(r_h) = \tau_d$）。跃迁半径与阻塞半径的关系为$r_h = \sqrt{\mathrm{OD}_b}\, r_b$ [26]，其中OD_b 为每个阻塞半径对应的光学密度。在我们的情况下，OD_b =OD，因为系综小于阻塞半径，因而有$r_h > r_b$。

最后，在超过跃迁半径的距离处，$r > r_h$，相互作用较弱，图2a中的探测对比度随 V_{PD} 呈二次下降，这与 $|n'P\rangle$ 激发的罕见且具有概率性的跳跃相符。全部观测数据均与我们的唯象随机跃迁理论相符（见补充材料 [35]），该理论涵盖了我们实验的所有关键特征。

里德堡原子与里德堡极化激元相互作用中的例外点

从图2a可以清楚看出，探测对比度能够定量识别不同相互作用区间之间的跃迁。值得注意的是，在不同相互作用区间之间切换可能会导致突变

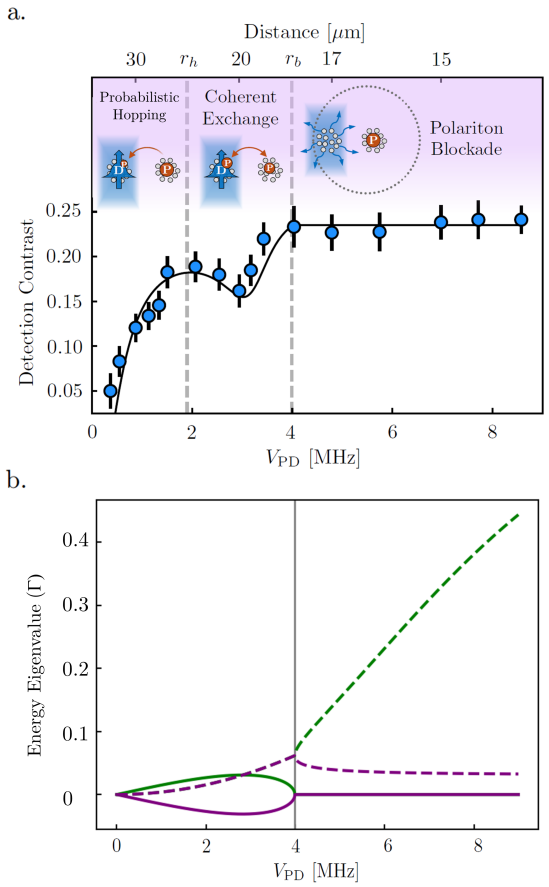

图 2. **里德堡原子-极化激元相互作用区间的分类：a.** 探测系综中探测光子透射的探测对比度（见正文），其中附近的制备系综（橙色）内有一个制备于 $|n'P\rangle$ 的里德堡原子；该对比度随偶极相互作用强度 V_{PD} 和系综间距变化。制备好里德堡原子后，对探测系综进行为时 10 μs 的探测，远长于极化激元寿命 $\tau_d \approx 60$ns。可以辨认出三个不同区间，分别对应概率性跳跃、相干交换和极化激元阻塞。竖线表示在 EIT 控制拉比频率 $\Omega_c/(2\pi) = 5.5$兆赫下，跃迁半径 $r_h \approx 23$ μm 和阻塞半径 $r_b \approx 18$ μm 对应的相互作用强度；选择该频率是为了能够观测到全部三个区间。唯象理论曲线（黑色实线；见补充材料 [35]）与观测数据高度吻合。**b.** 描述该系统的哈密顿量的两个极化激元能量本征值的从头算结果（见补充材料中的式 3 [35]）。我们绘出了本征值的实部（实线）和虚部（虚线）（以中间态线宽 Γ为单位）随偶极-偶极相互作用强度 V_{PD}的变化。与阻塞半径对应的相互作用强度处（灰线）清晰地出现了一个例外点。在高相互作用强度下（灰线右侧），极化激元本征值为虚数（耗散）。在低相互作用强度下（灰线左侧），极化激元本征值具有相同的虚部（即仍存在耗散），但实部非简并，大小相同、符号相反（表明极化激元态因与原子相互作用而发生缀饰）。

系统稳态性质的变化，这通常是像我们这样的多体系统发生相变的标志。具体而言，阻塞区间内的相互作用会使入射探测光子发生显著耗散；而在交换区间内，极化激元能够形成，并在有效原子-极化激元系统中产生振荡。因此，与大多数非厄米系统不同，在我们的系统中，当相干相互作用强度降低时，相干动力学会重新显现。

为了研究这种行为上的根本变化，我们按照既定形式体系 [18, 38]，在图 2b 中计算了描述单激发的哈密顿量的极化激元本征值。仅凭从头算的考量 [35], ，我们就发现，在与阻塞区间和交换区间交界处相符的相互作用强度下，恰好发生了明显的转变。在阻塞区间，本征值互不简并且纯为虚数；而在交换区间，它们变为复数，虚部简并而实部非简并。这一结果证实，按照定义，我们的系统经历了穿越例外点的跃迁 [29]。

例外点是非厄米系统中的简并点，两个或更多能量本征值在此合并，使系统对微小外部扰动高度敏感，并可能表现出增强的传感能力 [39–41]。在多体系统中，穿越例外点的跃迁通常也意味着发生耗散相变 [42–45], ，这是相干相互作用与环境耦合作用的结果。我们的系统与开放中心自旋模型（见 [35]）尤为相似，后者确实表现出这种相变 [30]。然而，尽管两者的哈密顿量描述相同，且穿越例外点的跃迁具有相同的序参量，但仍存在显著差异。最重要的差异在于里德伯激发具有硬核玻色子特性，而中心自旋模型中不存在这一特性；它将我们的多体系统限制为有效二体动力学。

远程且重复的里德堡量子比特读出

在确定偶极里德堡原子-极化激元相互作用的相互作用区间后，我们转而展示其潜在应用。一种直接的应用是快速、无损、状态选择性的

远程读出单个里德堡量子比特。到目前为止，只有将该原子置于探测器系综 [17, 46] 内时，才能完成这项任务。对于高效的快速探测器而言，高探测对比度和高探测速率都是理想指标，但很难同时实现。较强的控制场能够提高探测速率，但会减小阻塞半径（$r_b \propto \Omega_c^{-2/3}$），从而限制对阻塞

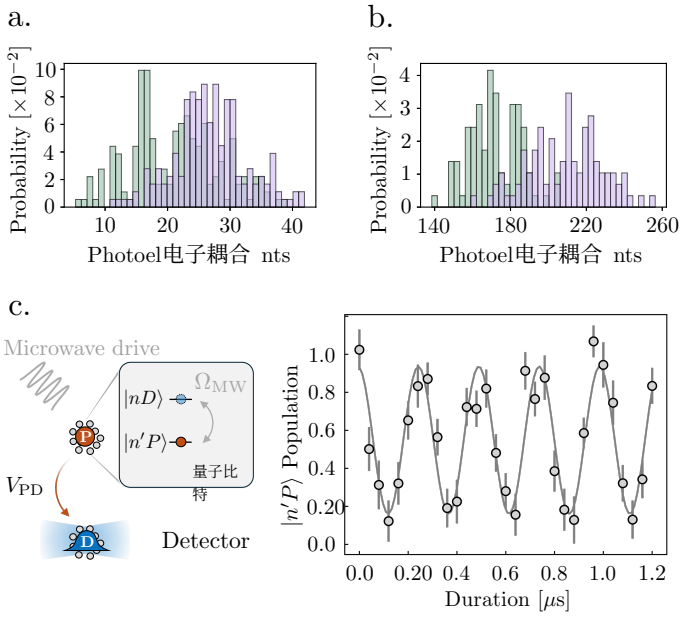

图 3. 里德堡电磁诱导透明作为单个里德堡原子的远程探测器： **a.** 读出 $30\,\mu$s 的单次测量直方图，显示附近有（绿色）和没有（紫色）里德堡原子时，离开探测器系综的探测光子数之差。测量保真度为 47(5)%。**b.** 通过重复制备与探测（重复进行 20 次 $10\,\mu$s 探测），我们实现了 79(4)% 的保真度。**c.** 施加全局微波驱动后，对里德堡量子比特进行态选择性远程探测，呈现出长寿命的相干微波拉比振荡。

区间的访问，而在该区间内探测对比度最高。阻塞区间还能保持里德堡原子的状态，并允许对多个探测器系综的信号进行多路复用，以提高读出保真度；同时，我们探测方法固有的非破坏性可最大限度地减少原子损失。

由于偶极阱束腰较大（$w_0 = 4.9\,\mu$m），且显微物镜的数值孔径相对较小（NA=0.4），探测的最大信噪比是在概率跃迁区间而非阻塞区间实现的。我们手动优化了探测器参数，使控制场强度较高（$\Omega_c/(2\pi) = 20$兆赫）、平均光学密度为每个系综 OD $\approx 1.5, \approx 200$ 个原子，且量子比特与探测器间距为 $20\,\mu$m（更多详情见补充材料 [35]）。

图 3a 展示了里德堡原子的单次探测结果，在 $30\,\mu$s 的读出时间内区分不同量子比特态的制备与探测综合保真度为 47(5)%。该数值表示正确制备并识别里德堡原子态的概率（即随机猜测的保真度为 0%）。由于该探测方案对系综造成的原子损失极小，因此可以进行重复读出序列。使用同一系综，以 $10\,\mu$s 的探测时间重复这一过程 20 次后，我们达到了

如图 3b 所示，保真度为 79(4)%，所需时间尺度仍远短于当前普遍采用的方法 [47–49]。

利用我们的重复读出方案，我们实现了对单个里德堡量子比特进行态选择性远程探测。将单个原子制备到 $|n'P\rangle$ 态后，施加一个全局 $\nu = 5.214\,\mathrm{GHz}$ 微波场，驱动$|n'P\rangle$ 态与 $|nD\rangle$ 态之间以 $\Omega_{\mathrm{MW}}/(2\pi)$ =4.04(4)兆赫的频率发生拉比振荡。与此同时，微波场不会影响探测器系综中的基态原子。经过可变时长的微波作用后，我们如图 3c 所示，利用里德堡极化激元探测探测器系综，确保即使距离达到 $20\,\mu\mathrm{m}$，也能测量量子比特态。我们的重复探测保真度同时考虑了制备和探测误差，与此前在其他不可扩展的探测器构型中报道的单次读出保真度相当 [17]。

迈向基于原子系综阵列的非线性光子网络

利用原子系综内存在的里德堡原子，可以控制透射光子的振幅和相位 [17, 18]。然而，我们的系统为合理放置的里德堡原子控制光子流经系综阵列提供了可能，从而构建出一种通用的非线性光子网络。该网络可根据原子-极化激元相互作用机制采取不同的工作方式，并可应用于光子量子门 [26]，组件、光学量子网络 [50–52]或光学神经网络的实现 [53, 54]。这种非线性光子网络的构建模块包括开关，用于决定光子是否透射；态存储，即网络配置会根据先前的操作发生变化；以及连通性，用于决定网络的功能和能力。下面，我们将在系统中探究这些构建模块，并为每个模块选择合适的相互作用机制。

在图 4a 中，我们展示了一种基于阻塞半径对电磁感应透明控制场（$r_b \propto \Omega_c^{-2/3}$）的依赖性的新型全光里德堡开关机制 [20–22], 。我们在右侧系综中制备一个里德堡原子，并同时探测两个系综中的透射。当左侧系综位于阻塞半径之外时，探测对比度存在显著差异，左侧的极化激元可以传播。相反，当左侧系综位于阻塞半径之内时，我们发现两个系综中的探测对比度相近，即两个系综中都无法形成极化激元。值得注意的是，这种全光控制机制完全得益于相互作用的非局域性。

有趣的是，在阻塞区间之外，探测对比度是一种非线性属性，需要不止一个光子，这在不存在极化激元自相互作用的电磁诱导透明物理中并不常见 [55]。极化激元必须先与原子交换其状态，形成一个静止的 $|n'P\rangle$ 态，才能使后续光子的透射降低。如此一来，我们的系统在相干交换和概率性跳跃区间中能够记忆先前的相互作用事件 [56] ，同时支持多个相互作用事件，而这正是实现网络连通性和扇出的前提。

为测试这些能力，我们制备了一个由三个系综组成的阵列，在其中一个系综中将单个里德堡原子制备于 $|n'P\rangle$态，并监测其在阵列中的位置。在图 4b 中，我们将一个里德堡原子制备于中间系综，并在两个相邻系综中生成极化激元。对于各种系综间距离（均处于概率跃迁区间内），显然可以看出，与初始布居数（上方绿色面板； [35]）相比，附近极化激元的存在降低了 $|n'P\rangle$ 布居数（下方紫色面板）：部分 $|n'P\rangle$ 布居数转移到了其他系综。

在图 4c 中，我们将一个里德堡原子制备于最右侧系综，并测量最左侧系综的透射随距离的变化。当存在中间系综时（下方紫色面板），探测对比度相比不存在中间系综时（上方绿色面板）有所提高，这表明 $|n'P\rangle$ 激发既直接转移到了最左侧系综，也经由中间系综转移到了那里。因此，三系综网络的完全连通性得到了证实，同时也验证了所提出的光子量子门 [26]的工作原理。我们注意到，在该实验中，中间系综与其相邻系综之间的距离处于跃迁半径 r_h以内（即处于相干交换区间），而最右侧系综与最左侧系综之间的裸相互作用弱了 8 倍，使它们处于概率跃迁区间 [35]之内。

结论与展望

总之，我们观测到了原子系综中的里德堡极化激元与附近单个里德堡原子之间完整范围的偶极相互作用。这三种可能的相互作用区间——极化激元阻塞、相干交换和概率性跳跃——各自具有不同的透射特性；从阻塞到相干交换的过程中会经过一个例外点。我们还研究了对里德堡原子的快速、远程、非破坏性探测，并探索了非线性光子网络的构建模块。

未来的研究或可将我们的工作用作实现光子量子门的便捷基础设施 [20–22], ，因为我们的结果表明，所提出的

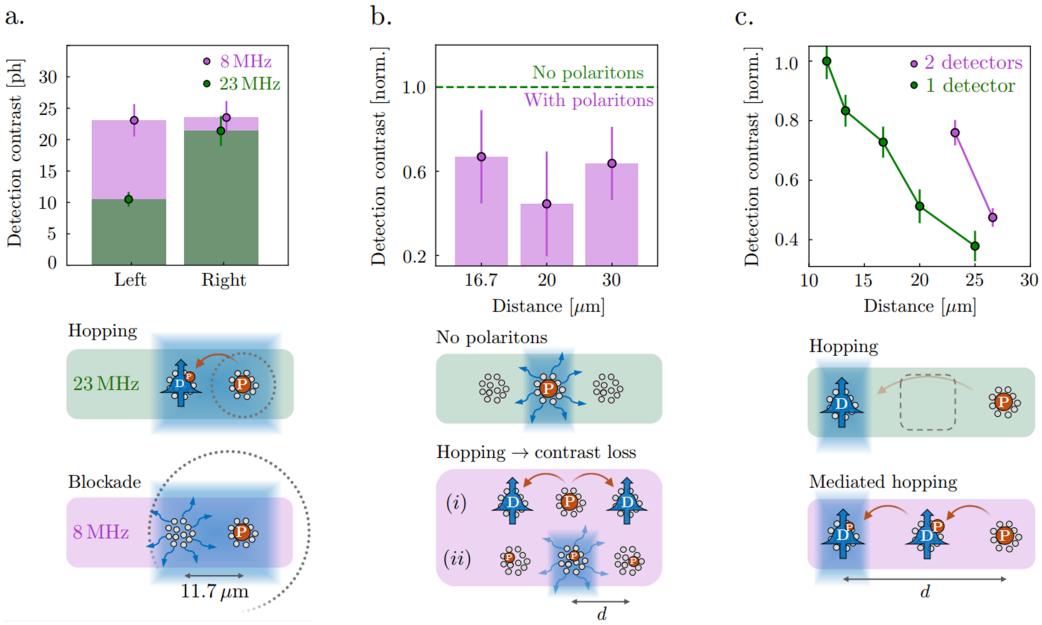

图 4. **非线性光子网络中的跳跃与阻塞：a.** 在右侧系综中制备一个里德堡原子后，两个系综中的探测对比度（以光子数计），系综间距为 $11.7\,\mu$m（$V_{\mathrm{PD}}/h = 14.8$MHz）。分别采用两种电磁感应透明控制场 $\Omega_c/(2\pi) = 23\,$MHz（$r_b \approx 9\,\mu$m；绿色）和 $\Omega_c/(2\pi) = 8$MHz （$r_b \approx 13\,\mu$m；紫色），同时读出两个系综。当系综间距小于阻塞半径时（下方紫色面板），两个系综的探针吸收相同，这表明右侧系综中存在的里德堡原子阻塞了左侧系综。另一方面，当系综间距大于阻塞半径时（上方绿色面板），探针吸收不同，极化激元可以在左侧系综中传播。**b.** 中间系综中的探测对比度，反映了局部的 $|n'P\rangle$ 里德堡态布居。由于相邻探测系综中存在极化激元（紫色），初始布居（绿色）随之降低，这表明制备的里德堡原子与相邻的里德堡极化激元之间发生了交换。结果根据初始 $|n'P\rangle$ 里德堡态布居进行归一化。请注意，这些测量采用的较强控制场（$\Omega_c/(2\pi) \approx 20$MHz）使阻塞半径为 $r_b \approx 9\,\mu$m，跃迁半径为 $r_h < 14\,\mu$m。**c.** 最左侧系综中的探测对比度（归一化）随距离增加而增大（绿色）；存在中间系综时（紫色），该系综介导了最右侧系综中的里德堡原子与最左侧系综之间的交换。蓝色阴影区域表示我们测量并绘制探针电磁感应透明光吸收的系综，该吸收与系综内的里德堡态布居成正比。除几何结构外，实验参数与**b.**相同。

受控-Z门机制是可行的 [26]。此类门的受控相位可根据交换耦合强度连续调节，而交换耦合可通过调控原子-极化激元间距来实现。此外，通过增加系综数量并改变阵列几何结构及电磁感应透明控制光照方案，便有望在一种具有强光子-光子相互作用和态存储能力的新系统中探测光子量子行走 [32, 57]。在这样的系统中，静止里德堡原子的数量和位置、传播中的里德堡极化激元以及极化激元寿命都将可控，从而为研究相干与非相干多体物理提供丰富的平台。

尽管本研究实现的读出保真度尚不足以立即应用于最先进的量子信息相关应用，但我们提出了一条将其提升至所需的 99%[35] 水平的途径。我们已经尝试的一种改进方法是为每个原子使用多个探测器系综——这种方法在阻塞区间有益，但在相干交换和概率跳跃区间并无优势，因为里德堡态总布居数以及总探测对比度均保持不变（见 [35]）。提高读出保真度后，我们的方案可扩展为将系综探测器阵列与中性原子量子处理器中的单原子阵列相连接 [31]。这样的平台有望在自由空间中实现非破坏性探测，耗时仅数十 μ秒甚至更短——比目前使用的方法快数个数量级——同时兼容在恒定有限磁场下连续运行阵列，也兼容现有的中性原子量子处理器架构 [58, 59]。

致谢

我们谨向 Alexey Gorshkov，以及 Aashish Clerk 和他的团队致谢，感谢他们进行了富有启发性的讨论。

我们还要感谢 Zachary Vendeiro 和 En- rique Mendez 在使用 M-LOOP 方面提供的支持，以及 Matthew Peters 在成像相机方面提供的支持。E.H.Q. 感谢加拿大自然科学与工程研究委员会（NSERC）的支持。S.T. 感谢 Yad Hanadiv基金会的罗斯柴尔德奖学金、以色列高等教育委员会的 VATAT-Quantum 奖学金、Helen Diller量子中心博士后奖学金，以及以色列理工学院的维特比奖学金。VW 感谢美国国家科学基金会（NSF）通过奖项编号 #PHYS-2409630 提供的支持。本研究得到美国能源部科学办公室国家量子信息科学研究中心量子系统加速器的支持。另有以下机构提供支持：NSF资助的超冷原子中心（资助编号PHY-2317134）、DARPA ONISQ计划（资助编号134371-5113608）、IARPA ELQ计划（资助编号W911NF2320219），以及NSF QLCI Q-SEnSE（资助编号QLCI-2016244）。

* 这些作者贡献相同 [1] A. Browaeys 和 T. Lahaye，《利用单独操控的里德堡原子研究多体物理》，《自然·物理》**16**，132（2020）。[2] S. de L´es´eleuc、V. Lienhard、P. Scholl、D. Barredo、S. We-ber、N. Lang、H. P. B¨uchler、T. Lahaye 和 A. Browaeys，《利用里德堡原子观测相互作用玻色子的对称性保护拓扑相》，《科学》**365**，775（2019）。[3] H. Bernien、S. Schwartz、A. Keesling、H. Levine、A. Om-ran、H. Pichler、S. Choi、A. S. Zibrov、M. Endres、M. Greiner、V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin，《在51原子量子模拟器上探测多体动力学》，《自然》**551**，579（2017）。[4] G. Bornet、G. Emperauger、C. Chen、B. Ye、M. Block、M. Bintz、J. A. Boyd、D. Barredo、T. Comparin、F. Mezzacapo、T. Roscilde、T. Lahaye、N. Y. Yao 和 A. Browaeys，《偶极里德堡原子阵列中的可扩展自旋压缩》，《自然》**621**，728（2023）。[5] W. J. Eckner、N. Darkwah Oppong、A. Cao、A. W. Young、W. R. Milner、J. M. Robinson、J. Ye 和 A. M. Kaufman，《在光学钟中利用里德堡相互作用实现自旋压缩》，《自然》**621**，734（2023）。[6] J. A. Hines、S. V. Rajagopal、G. L. Moreau、M. D. Wahrman、N. A. Lewis、O. Markovi´c 和 M. Schleier-Smith，《原子系综阵列中通过里德堡缀饰实现自旋压缩》，《物理评论快报》**131**，063401（2023）。[7] S. J. Evered、D. Bluvstein、M. Kalinowski、S. Ebadi、T. Manovitz、H. Zhou、S. H. Li、A. A. Geim、T. T. Wang、N. Maskara、H. Levine、G. Semeghini、M. Greiner、V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin，《中性原子量子计算机上的高保真度并行纠缠门》，《自然》**622**，268（2023）。

[8] S. Ma、G. Liu、P. Peng、B. Zhang、S. Jandura、J. Claes、A. P. Burgers、G. Pupillo、S. Puri 和 J. D. Thompson，《原子量子比特中的高保真度量子门与电路中途擦除转换》，《自然》622，279（2023）。[9] P. Scholl、A. L. Shaw、R. B.-S. Tsai、R. Finkelstein、J. Choi 和 M. Endres，《高保真度里德堡量子模拟器中的擦除转换》，《自然》622，273（2023）。[10] S. Ebadi、T. T. Wang、H. Levine、A. Keesling、G. Se-meghini、A. Omran、D. Bluvstein、R. Samajdar、H. Pich-ler、W. W. Ho、S. Choi、S. Sachdev、M. Greiner、V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin，《256原子可编程量子模拟器中的物质量子相》，《自然》595，227（2021）。[11] P. Scholl、M. Schuler、H. J. Williams、A. A. Eberharter、D. Barredo、K.-N. Schymik、V. Lienhard、L.-P. Henry、T. C. Lang、T. Lahaye、*et al.*，《利用数百个里德堡原子对二维反铁磁体进行量子模拟》，《自-然》595，233（2021）。[12] G. Semeghini、H. Levine、A. Keesling、S. Ebadi、T. T. Wang、D. Bluvstein、R. Verresen、H. Pichler、M. Kali-nowski、R. Samajdar、A. Omran、S. Sachdev、A. Vish-wanath、M. Greiner、V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin，《在可编程量子模拟器上探测拓扑自旋液体》，《科学》374，1242（2021）。[13] T. Peyronel、O. Firstenberg、Q.-Y. Liang、S. Hofferberth、A. V. Gorshkov、T. Pohl、M. D. Lukin 和 V. Vuleti´c，《强相互作用原子赋能的单光子量子非线性光学》，《自然》488，57（2012）。[14] K. Srakaew、P. Weckesser、S. Hollerith、D. Wei、D. Adler、I. Bloch 和 J. Zeiher，《由单个里德堡原子切换的亚波长原子阵列》，《自然·物理》19，714（2023）。[15] L. Drori、B. C. Das、T. D. Zohar、G. Winer、E. Poem、A. Poddubny 和 O. Firstenberg，《强相互作用光子的量子涡旋》，《科学》381，193（2023）。[16] M. Fleischhauer 和 M. D. Lukin，《电磁诱导透明中的暗态极化激元》，《物理评论快报》84，5094（2000）。[17] W. Xu、A. V. Venkatramani、S. H. Cant´u、T. ˇ Sumarac、V. Kl¨usener、M. D. Lukin 和 V. Vuleti´c，《利用原子系综快速制备和探测里德堡量子比特》，《物理评论快报》127，050501（2021）。[18] J. D. Thompson、T. L. Nicholson、Q.-Y. Liang、S. H. Cantu、A. V. Venkatramani、S. Choi、I. A. Fedorov、D. Viscor、T. Pohl、M. D. Lukin 和 V. Vuleti´c，《强相互作用光子之间的对称性保护碰撞》，《自然》542，206（2017）。[19] J. Vaneecloo、S. Garcia 和 A. Ourjoumtsev，《用于光学量子工程的腔内里德堡超原子：相干控制、单次探测和光学 π 相移》，《物理评论X》12，021034（2022）。[20] S. Baur、D. Tiarks、G. Rempe 和 S. D¨urr，《基于里德堡阻塞的单光子开关》，《物理评论快报》112，073901（2014）。[21] H. Gorniaczyk、C. Tresp、J. Schmidt、H. Fedder 和 S. Hofferberth，《由态间里德堡相互作用介导的单光子晶体管》，《物理评论快报》113，053601（2014）。[22] D. Tiarks、S. Baur、K. Schneider、S. D¨urr 和 G. Rempe，《利用范德瓦耳斯共振的单光子晶体管》，《物理评论快报》113，053602（2014）。[23] G. G¨unter、M. Robert-de Saint-Vincent、H. Schempp、C. Hofmann

，S. Whitlock ，和 M. Weidem¨uller ，相互

作用增强成像：在致密气体中成像单个里德堡原子，《物理评论快报》108, 013002 (2012)。[24] G. G¨unter、H. Schempp、M. Robert-de Saint-Vincent、V. Gavryusev、S. Helmrich、C. S. Hofmann、S. Whit- lock 和 M. Weidem¨uller，《通过相互作用增强成像观察偶极介导的能量传输动力学》，《科学》342, 954 (2013)。[25] R. Bekenstein、I. Pikovski、H. Pichler、E. Shahmoon、S. F. Yelin 和 M. D. Lukin，《基于原子阵列的量子超表面》，《自然·物理》16, 676 (2020)。[26] M. Khazali、C. R. Murray 和 T. Pohl，《多通道光学网络中的极化激元交换相互作用》，《物理评论快报》123, 113605 (2019)。[27] Y. Ding、Z. Bai、G. Huang 和 W. Li，《双通道里德堡相互作用诱导的促进透明与单光子开关》，《物理评论应用》19, 014017 2023( )。[28] M. D. Lukin、M. Fleischhauer、R. Cote、L. M. Duan、D. Jaksch、J. I. Cirac 和 P. Zoller，《介观原子系综中的偶极阻塞与量子信息处理》，《物理评论快报》87, 037901 (2001)。[29] W. D. Heiss，《例外点的物理学》，《物理学杂志A：数学与理论》45, 444016 (2012)。[30] E. M. Kessler、G. Giedke、A. Imamoglu、S. F. Yelin、M. D. Lukin 和 J. I. Cirac，《中心自旋系统中的耗散相变》，《物理评论A》86, 012116 (2012)。[31] Z. Zhang、J. Arunseangroj 和 W. Xu，《用于量子信息处理的双类型双元件原子阵列》，arXiv 预印本 arXiv:2503.16896 (2025)。[32] A. Schreiber、A. G√°bris、P. P. Rohde、K. Laiho、M. Stefa˘n´ak、V. Potoˇcek、C. Hamilton、I. Jex 和 C. Silberhorn，《双粒子动力学的二维量子行走模拟》，《科学》336, 55 (2012)。[33] W. Xu、T. Sumarac、E. H. Qiu、M. L. Peters、S. H. Cant´u、Z. Li、A. Menssen、M. D. Lukin、S. Colombo 和 V. Vuleti´c，《通过偏振梯度激光冷却实现玻色–爱因斯坦凝聚》，《物理评论快报》132, 233401 (2024)。[34] C. Tresp、P. Bienias、S. Weber、H. Gorniaczyk、I. Mir- gorodskiy、H. P. B¨uchler 和 S. Hofferberth，《里德堡 d-态极化激元的偶极退相干》，《物理评论快报》115, 083602 (2015)。[35] 参见补充材料，网址为 [url will be inserted by pub- lisher]。（2026）。[36] S. Weber、C. Tresp、H. Menke、A. Urvoy、O. Firstenberg、H. P. B¨uchler 和 S. Hofferberth，《教程：里德堡相互作用势的计算》，《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》50, 133001 (2017)。[37] M. Fleischhauer、A. Imamoglu 和 J. P. Marangos，《电磁诱导透明：相干介质中的光学》，《现代物理评论》77, 633 (2005)。[38] P. Bienias、S. Choi、O. Firstenberg、M. F. Maghrebi、M. Gullans、M. D. Lukin、A. V. Gorshkov 和 H. B¨uchler，《强相互作用里德堡极化激元的散射共振与束缚态》，《物理评论A》90, 053804 (2014)。[39] H. Hodaei、A. U. Hassan、S. Wittek、H. Garcia-Gracia、R. El-Ganainy、D. N. Christodoulides 和 M. Kha- javikhan，《高阶例外点处灵敏度的增强》，《自然》548, 187 (2017)。[40] W. Chen、S¸. Kaya ¨Ozdemir、G. Zhao、J. Wiersig 和 L. Yang，《例外点增强光学传感微腔，《自然》**548**，192（2017年）。[41] R. Kononchuk、J. Cai、F. Ellis、R. Thevamaran 和 T. Kottos，基于 exceptional point 的加速度计，具有增强的信噪比，《自然》**607**，697（2022年）。[42] M. Fitzpatrick、N. M. Sundaresan、A. C. Y. Li、J. Koch 和 A. A. Houck，在一维电路量子电动力学晶格中观察到耗散相变，《物理评论X》**7**，011016（2017年）。[43] T. Fink、A. Schade、S. H¨ofling、C. Schneider 和 A. Imamoglu，光子关联测量中的耗散相变特征，《自然·物理》**14**，365（2018）。[44] G. Ferioli、A. Glicenstein、I. Ferrier-Barbut 和 A. Browaeys，自由空间中的非平衡超辐射相变，《自然·物理》**19**，1345（2023年）。[45] R. Kuzmin、N. Mehta、N. Grabon、R. A. Mencia、A. Burshtein、M. Goldstein 和 V. E. Manucharyan，观察到 Schmid–Bulga- daev 耗散量子相变，《自然·物理》，1（2024）。[46] J. Du、T. Vogt、N. Zheng 和 W. Li，成像强关联里德堡激发链：由 f¨orster 共振增强相互作用实现，《Optica》**12**，1213（2025）。[47] F. Gyger、M. Ammenwerth、R. Tao、H. Timme、S. Sni- girev、I. Bloch 和 J. Zeiher，光学晶格中大规模原子阵列的连续运行，《物理评论研究》**6**，033104（2024）。[48] N.-C. Chiu、E. C. Trapp、J. Guo、M. H. Abobeih、L. M. Stewart、S. Hollerith、P. L. Stroganov、M. Kalinowski、A. A. Geim、S. J. Evered、 *et al.*，相干 3,000 量子比特系统的连续运行，《自然》，1（2025）。[49] M. A. Norcia、H. Kim、W. B. Cairncross、M. Stone、A. Ryou、M. Jaffe、M. O. Brown、K. Barnes、P. Battaglino、A. Brown、K. Cassella、C. A. Chen、R. Coxe、D. Crow、J. Epstein、C. Griger、E. Halperin、F. Hummel、A. M. W. Jones、J. M. Kindem、J. King、K. Kotru、J. Lauigan、M. Li、M. Lu、E. Megidish、J. Marjanovic、M. McDonald、T. Mittiga、J. A. Mu- niz、S. Narayanaswami、C. Nishiguchi、T. Paule、K. A. Pawlak、L. S. Peng、K. L. Pudenz、A. Smull、D. Stack、M. Urbanek、R. J. M. van de Veerdonk、Z. Vendeiro、L. Wadleigh、T. Wilkason、T. Y. Wu、X. Xie、E. Zalys- Geller、X. Zhang 和 B. J. Bloom，在腔增强光学晶格中迭代组装 ^{171}Yb 原子阵列（2024），arXiv:2401.16177 [量子物理]。[50] B. Zhao、M. M¨uller、K. Hammerer 和 P. Zoller，基于确定性里德伯门的高效量子中继器，《物理评论A》**81**，052329（2010）。[51] P.-F. Sun、Y. Yu、Z.-Y. An、J. Li、C.-W. Yang、X.-H. Bao 和 J.-W. Pan，单光子与原子系综之间的确定性时间-bin 纠缠，《物理评论快报》**128**，060502（2022年）。[52] J. Lowinski、L. Heller、F. Hoffet、A. Padr´on-Brito、K. Theophilo 和 H. de Riedmatten，非经典光与里德堡阻塞原子系综之间的强非线性相互作用，《物理评论快报》**132**，053001（2024）。[53] Y. Shen、N. C. Harris、S. Skirlo、M. Prabhu、T. Baehr- Jones、M. Hochberg、X. Sun、S. Zhao、H. Larochelle、D. Englund、 *et al.*，利用相干纳米光子电路进行深度学习，《自然·光子学》**11**，441（2017年）。[54] T. Wang、M. M. Sohoni、L. G. Wright、M. M. Stein、S.-Y. Ma、T. Onodera、M. G. Anderson 和 P. L. McMahon，利用多层非线性光学神经

网络进行图像传感，《自然·光子学》**17**，408（2023年）。[55] A. V. Gorshkov、J. Otterbach、M. Fleischhauer、T. Pohl 和 M. D. Lukin，通过里德堡阻塞实现光子-光子相互作用，《物理评论快报》**107**，133602（2011）。[56] E. Distante、P. Farrera、A. Padr´on-Brito、D. Paredes- Barato、G. Heinze 和 H. De Riedmatten，将量子存储器发射的单光子存储于高激发里德堡态，《自然·通讯》**8**，14072（2017年）。[57] M. Gong、S. Wang、C. Zha、M.-C. Chen、H.-L. Huang、Y. Wu、Q. Zhu、Y. Zhao、S. Li、S. Guo、 *et al.*，可编程二维 62 量子比特超导处理器上的量子行走，《科学》**372**，948（2021年）。[58] D. Bluvstein、S. J. Evered、A. A. Geim、S. H. Li、H. Zhou、T. Manovitz、S. Ebadi、M. Cain、M. Kali- nowski、D. Hangleiter、J. P. Bonilla Ataides、N. Maskara、I. Cong、X. Gao、P. Sales Rodriguez、T. Karolyshyn、G. Semeghini、M. J. Gullans、M. Greiner、V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin，基于可重构原子阵列的逻辑量子处理器，《自然》**626**，58（2024）。[59] A. Radnaev、W. Chung、D. Cole、D. Mason、T. Ballance、M. Bedalov、D. Belknap、M. Berman、M. Blakely、I. Bloomfield、P. Buttler、C. Campbell、A. Chopinaud、E. Copenhaver、M. Dawes、S. Eubanks、A. Friss、D. Gar- cia、J. Gilbert、M. Gillette、P. Goiporia、P. Gokhale、J. Goldwin、D. Goodwin、T. Graham、C. Guttormsson、G. Hickman、L. Hurtley、M. Iliev、E. Jones、R. Jones、K. Kuper、T. Lewis、M. Lichtman、F. Majdeteimouri、J. Mason、J. McMaster、J. Miles、P. Mitchell、J. Mur- phree、N. Neff-Mallon、T. Oh、V. Omole、C. Parlo Simon、N. Pederson、M. Perlin、A. Reiter、R. Rines、P. Romlow、A. Scott、D. Stiefvater、J. Tanner、A. Tucker、I. Vino- gradov、M. Warter、M. Yeo、M. Saffman 和 T. Noel，具备独立光学寻址和非破坏性读出的通用中性原子量子计算机，《PRX Quantum》**6**，030334（2025）。[60] D. Maxwell、D. J. Szwer、D. Paredes-Barato、H. Busche、J. D. Pritchard、A. Gauguet、K. J. Weatherill、M. P. A. Jones 和 C. S. Adams，利用里德堡极化激元存储和控制光学光子，《物理评论快报》**110**，103001（2013）。[61] J. Honer、R. L¨ow、H. Weimer、T. Pfau 和 H. P. B¨uchler，人工原子能做的不只是原子：从任意光场中确定性减去单光子，《物理评论快报》**107**，093601（2011）。[62] S. de L´es´eleuc、D. Barredo、V. Lienhard、A. Browaeys 和 T. Lahaye，里德堡原子共振偶极-偶极相互作用的光学控制，《物理评论快报》**119**，053202（2017年）。[63] T. G. Walker 和 M. Saffman，塞曼简并对里德堡原子间范德瓦耳斯阻塞的影响，《物理评论A》**77**，032723（2008）。[64] S. de L´es´eleuc、S. Weber、V. Lienhard、D. Barredo、H. P. B¨uchler、T. Lahaye 和 A. Browaeys，将多能级里德堡原子精确映射为相互作用自旋1/2 粒子，用于伊辛模型的量子模拟，《物理评论快报》**120**，113602（2018）。[65] M. Yao、A. Lingenfelter、R. Belyansky、D. Roberts 和 A. A. Clerk，驱动自旋链中的隐藏时间反演：精确解与新的耗散相变，《物理评论快报》**134**，130404（2025）。[66] C. M. Bender 和 D. W. Hook，$\mathcal{PT}$-对称量子力学，《现代物理评论》**96**，045002（2024）。[67] R. El-Ganainy、K. G. Makris、M. Khajavikhan、Z. H. Musslimani、S. Rotter 和 D. N. Christodoulides，《非厄米物理与 PT 对称性》，《自然·物理》**14**，11（2018）。

补充材料

实验装置

我们在参考文献 [33] 中此前已介绍了机器学习增强的系综装载流程。由空间光调制器（滨松 x13138-02）产生的俘获光（$\lambda = 808$nm）经商用显微镜物镜（Mitutoyo M Plan Apo NIR B 20X 378– 867–5，数值孔径 $= 0.4$）聚焦至光束腰为 $w_0 = 4.9\,\mu$m 的位置。

装载后，每个阱中含有 ≈ 1500个原子。为了使原子云更加圆整，我们用两束蓝失谐光束（$\lambda = 770$nm）在 80 ms 内沿轴向压缩系综；这两束光由一维声光偏转器（ DTSX-400-800.850）产生。经过这一过程后，每个阱中含有 ≈ 200 个原子，其均方根尺寸为$\sigma_{\{x,y,z\}} = \{2, 2.5, 4\}\,\mu$m。

系综压缩后，我们沿光镊光的传播轴将磁场增强至 9G，该方向定义了后续序列的量子化轴。我们用 σ^+ 偏振光照射原子 4 ms，使其通过 D_2-线的 $F = 2 \to F' = 2$跃迁泵浦至暗态 $|g\rangle = \left|5S_{1/2},\ F = 2,\ m_F = 2\right\rangle$；同时用非偏振光通过 $F = 1 \to F' = 2$ 跃迁进行再抽运。

三光子里德堡态制备

我们选择使用主量子数$n = 74$、$n' = 75$，这些主量子数足够大，能够在态制备和探测过程中实现里德堡阻塞，同时不会显著增强里德堡极化激元的自阻塞效应 [13]。为了在系综内制备单个里德堡激发，我们使用一束全局 780 nm光束、一个5.214 GHz微波（MW）信号源，以及一束480 nm位点选择性寻址光束（$w_0 = 2.3\,\mu$m），用于选择性照射制备系综或探测系综。由于480 nm光处于共振状态，我们将780 nm和MW的频率均蓝失谐 $\delta = 100$兆赫，以避免在制备过程中布居中间态。

本实验所用的制备方案和参数与 [17] 中所述的相似。我们制备一个处于$\left|75\mathrm{P}_{3/2},\ m_J = 3/2\right\rangle$ 态的单个里德堡原子，其范德华相互作用系数为 $C_6 = 45$GHz μm^6, , 并观测到功率展宽的三光子线宽为$\gamma_{3\mathrm{ph}}/(2\pi) \approx 500$ kHz，对应的阻塞半径为 $(C_6/\gamma_{3\mathrm{ph}})^{1/6} = 6.7\,\mu$m，足以阻止单个系综中多个里德堡激发的制备。三光子跃迁的三条跃迁通道同时开启，我们在过阻尼区观测到里德堡态布居数趋于饱和，其特征时间尺度为$\approx 3\,\mu$s。我们未观测到与制备出 $|W\rangle$ 态相符的集体振荡，我们认为这是由于 $|W\rangle$ 态发生了快速退相干（实验上已观测到数百纳秒的退相干时间 [60]）。因此，我们在原子云中随机位置制备一个里德堡激发，其保真度上限为 $N/N+1$，其中N 是原子云中的原子数 [61]。实际上，我们的制备保真度约为 90%，与先前的研究结果一致 [17]。

使用控制场上的声光偏转器进行位点选择性制备和探测

位点选择性制备和探测使用控制光束上的480 nm声光偏转器完成，该控制光束为 σ^+ 偏振，并与俘获光同向传播（见正文图1c）。制备和探测所使用的其余光场均为照射所有光阱的全局光束。对于电磁感应透明探测，共振的 σ^+ 偏振780 nm探测光束（$w_0 = 1$mm）沿光镊轴反向传播。对于三光子制备，线偏振780 nm光束（$w_0 = 1$mm）沿光阱的横向轴传播。用于制备和拉比驱动的微波（MW）场为非偏振场，由末端短接的 SMA电缆 [62]产生。

为了有选择地在一个系综中制备里德堡原子，并使用相邻系综进行后续读出，我们在序列中途切换 480nm 声光偏转器频率，耗时 $8\,\mu$s。与里德堡态的寿命（$\gtrsim 100\mu$s）相比，这段时间足够短，因此可以忽略里德堡原子的制备时间。对于本文所述的所有实验，我们都使用额外的声光调制器，在声光偏转器切换前关闭光，以防止系综在声光偏转器响应期间受到控制光照射。在我们的序列中，我们先制备态，再切换声光偏转器频率，并等待 $10\,\mu$s 后进行电磁感应透明探测。

里德堡态的选择：$D-P$与 $S-P$

典型的里德堡原子阵列实验会选择主量子数 n 和光镊间距，使系统工作在范德瓦耳斯区间；在该区间内，里德堡阻塞主要由与一个孤立里德堡态的耦合所主导。然而，在较小的介观系综中，当密度为 $\sim 10^{12}$ cm^{-3} [33] 时，原子的平均自由程可能约为 $\sim 1\,\mu$m，此时，许多成对态之间的共振偶极-偶极相互作用可能导致复杂的能量景观。在原子系综中，隔离一对里德堡态以实现清晰的偶极相互作用颇具挑战，需要谨慎选择里德堡态以及外部电/磁偏置场 [63, 64]。例如，在-

距离较短时，里德堡极化激元之间的相互作用可能导致其他简并塞曼子能级中出现有限布居数，从而使探测过程中电磁感应透明透射逐渐降低 [34]。

我们选择使用处于 $|74\mathrm{D}_{5/2}$态的 $m_J = 5/2\rangle$ 里德堡极化激元，其 $C_6 \approx -1600\,\mathrm{GHz}\ \mu\mathrm{m}^6$，同时确保探测速率足够低，以避免在原子云中激发多个极化激元，否则可能导致自阻塞 [13]。此外，制备的里德堡态 $|75\mathrm{P}_{3/2}$ $m_J = 3/2\rangle$ 与极化激元之间的相互作用很强，其中 $C_3 = 11.15\,\mathrm{GHz}\ \mu\mathrm{m}^3$ 对于 $\theta = 90°$ 成立；在本研究采用的典型 $\Omega_c/(2\pi) = 20$ MHz 下，对应的阻塞半径较大，为 $\left(2C_3\sqrt{\mathrm{OD}}/\gamma_{\mathrm{EIT}}\right)^{1/3} \approx 9\,\mu\mathrm{m}$。尽管 D态具有各向异性，与 $S-P$ 相互作用相比，$D-P$相互作用通常表现出更清晰的偶极分裂和更大的相互作用强度，尤其是在本研究报告的距离范围内。图 S1 展示了一个示例，比较了 $D-P$ 态与 $S-P$ 态的交换相互作用纯度（使用“PairInteraction” [36]计算）。

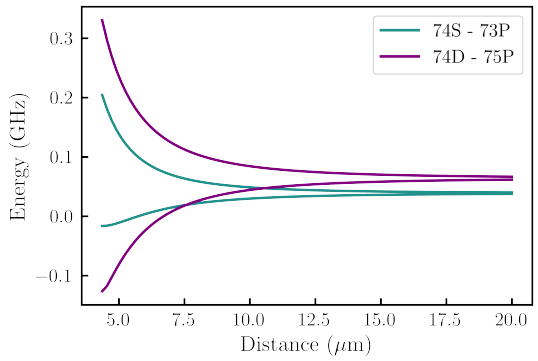

图 S1. **DP 与 SP：** 展示 $D-P$ 态相较于 $S-P$ 态的交换相互作用纯度的示例（使用 “PairInteraction” [36] 计算）。所选状态使得 D 态和 S 态共享同一里德堡 n 能级，而每种情况下的 P 态均经过选择以最大化相互作用强度。

探索原子-极化激元相互作用全范围的实验参数

如正文所述，通过改变制备系综与探测系综之间的间距，测量了图 2 所示的原子-极化激元偶极相互作用的完整范围；控制拉比频率固定为 $\Omega_c/(2\pi) = 5.5$兆赫。改变两个系综之间的距离时，会调整 480 nm 声光偏转器频率，以确保在位点选择性制备和探测过程中对每个系综进行适当照明。对探测速率进行优化，以实现在尽量减小自阻塞效应的同时获得最高光子速率，最终得到 $\Omega_p/(2\pi) \approx 130$千赫。

为提高信噪比，每个数据点取 75 次测量的平均值。具体而言，每个磁光阱装载周期进行 80 次重复，每次重复包括在一个系综中进行 $3\,\mu$s 态制备、切换控制声光偏转器频率 $10\,\mu$s，随后在相邻系综中进行 $10\,\mu$s 探测。尽管所制备的里德堡态寿命较长（$225\,\mu$s），我们发现每次重复之间等待 $100\,\mu$s 就足够了，因为阱光会驱逐里德堡态。

在正文图 2 中，我们绘制了对比度随系综间偶极相互作用强度的变化关系。对比度定义为探测系综中归一化透射率的降低量。该对比度的上限为电磁诱导透明共振的峰值高度，即归一化探测场透射率的 ~ 0.4 。

研究非线性光子网络构建模块的实验参数

图 4b 所示、用于研究里德堡激发跳跃的实验序列包含以下步骤：**(1)** 在 $3\,\mu$s 内于中间系综中制备一个里德堡激发；**(2)** 在 $10\,\mu$s 内切换 480 nm 声光偏转器频率，以寻址外侧相邻系综；**(3)** 用电磁诱导透明探测光照射相邻系综 $10\,\mu$s，从而激发里德堡极化激元；**(4)** 在 $10\,\mu$s 内将 480 nm 声光偏转器频率切回，以寻址中间系综；最后，**(5)** 在 $10\,\mu$s 内通过电磁感应透明探测测量中间系综中的里德堡态布居数，并将其绘制成柱状图。因此，该图显示了序列结束时中间系综中的里德堡态布居数 $|n'P\rangle$，具体取决于步骤 3 中是否开启控制光（紫色表示开启，绿色表示未开启）；这构成了一种差分测量，用于判断相邻系综中极化激元的产生是否会影响稳态里德堡布居数。作为额外检验，我们在未装载相邻系综的情况下进行相同的实验；此时，开启步骤 3 中的控制光并未导致信号受到抑制。因此，我们得出结论：观察结果无法用例如位点选择性控制光束的有限尺寸效应导致的串扰来解释。这证实了观察到的里德堡态布居损失是由与相邻里德堡极化激元的相互作用造成的。请注意，对于图 4c 所示的数据，信号表示探测对比度，并以该数据集中观察到的最大对比度（在 $13.3\,\mu$m 处）进行归一化。对于图 4a，针对每个控制拉比频率分别优化了探测速率。

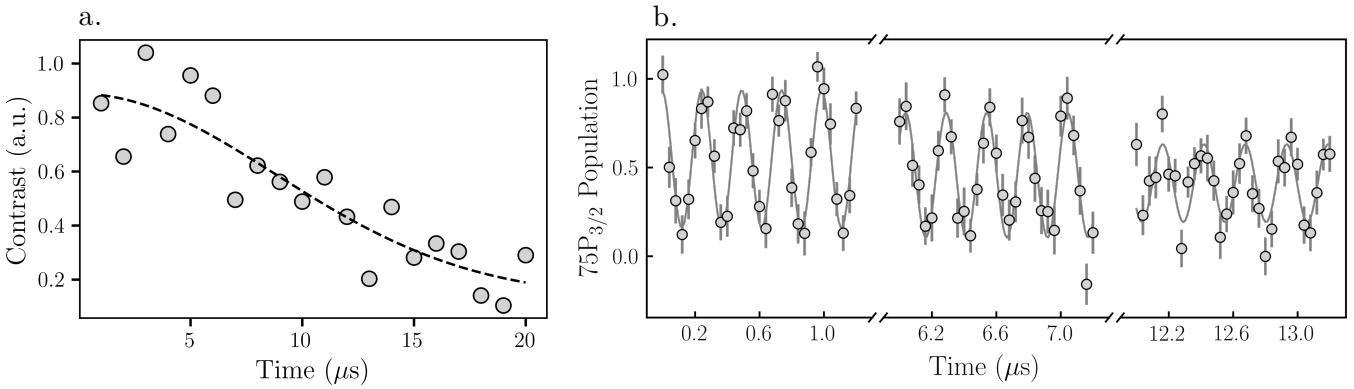

图 S2. **相干时间与长时间拉比振荡：a.** 在对 $\left|75\mathrm{P}_{3/2},\ m_J=3/2\right\rangle \leftrightarrow \left|74\mathrm{D}_{5/2},\ m_J=5/2\right\rangle$ 跃迁进行微波驱动时，拉姆齐序列中观测到的对比度。根据拟合曲线，我们提取出相干时间为 $T_2^*=12(3)\ \mu$s。**b.** 对拉比振荡进行远程探测表明，微波场能够对制备的里德堡原子进行相干驱动，时间超过 $12\,\mu$s。

微波拉比振荡：实验细节

用于制备和微波拉比振荡的微波（MW）场是一个全局场，在制备期间频率为 $\nu=5.214$GHz，与$\left|74\mathrm{D}_{5/2},\ m_J=5/2\right\rangle \rightarrow \left|75\mathrm{P}_{3/2}, m_J=3/2\right\rangle$ 跃迁失谐 $+100$兆赫。进行拉比驱动时，微波场在 $\nu=5.114$GHz 处共振。

我们按以下方式对微波拉比振荡进行远程探测：在 $3\,\mu$s 内于制备系综中制备单个里德堡原子，在施加共振微波场的同时切换 480 nm 声光偏转器频率，持续时间可变，随后对探测系综进行读出。为快速切换高频微波场，我们将 100 兆赫信号源与设为 5.214 GHz 的高频信号源混频。差频与微波跃迁共振，可通过 100 兆赫信号源上的低频电子设备快速关闭。如前所述，图 3c 的数据采用了每个序列重复多次的方式采集。

里德堡相干时间

为确保系综中制备的里德堡原子具有足够长的相干时间，从而能够与邻近的里德堡极化激元相互作用，我们在驱动$\left|75\mathrm{P}_{3/2},\ m_J=3/2\right\rangle \leftrightarrow \left|74\mathrm{D}_{5/2},\ m_J=5/2\right\rangle$ 跃迁时测量了相干时间。具体而言，我们采用了拉姆齐序列，由两个共振 $\pi/2$ 脉冲组成，二者之间的延迟时间可变。图 S2a 所示数据表明，相干时间为 $12(3)\,\mu$s，足以使静止里德堡原子与邻近里德堡极化激元在极化激元寿命（远短于 $1\,\mu$s）内发生相干振荡。

多路复用系综以提升探测效果

与其他自由空间成像方法和基于腔的成像方法相比，该探测器的一个独特特点是，可以使用多个探测器来读出单个量子比特。在阻塞区间内，预计每个探测器都会观测到相同的信号，从而将成像信噪比提高 $\sqrt{N}$倍，其中 N 为探测器数量。

尽管在我们的系统中无法达到适合最优读出的阻塞区间，但我们仍通过演示多系综探测技术来验证其基本原理。我们按照图 S3 所示，将多个探测器系综放置在距量子比特系综相同的距离处，并观察到随着探测器数量增加，每个系综的信噪比会下降。换言之，总探测信噪比基本保持不变。这一观察结果进一步支持了里德堡激发从制备系综跳跃至距离为 $r=19\,\mu$m 的探测系综这一现象；在本次测量所用的控制拉比频率 $\Omega_c/(2\pi)=20$ 兆赫下，该距离处于概率跃迁区间。

影响探测保真度的参数

着眼于未来的高保真度探测器，我们分析了各项参数对探测器性能的影响，并提出了可将读出保真度提升至 $>99\%$ 的改进方案。如下所述，限制探测器性能的最重要参数包括探测光子收集效率、原子光学密度 (OD)、控制拉比频率、里德堡 n 能级，以及探测器与制备出的里德堡原子之间的距离。

探测光子收集效率：提升探测器性能的一个简单方法是采用

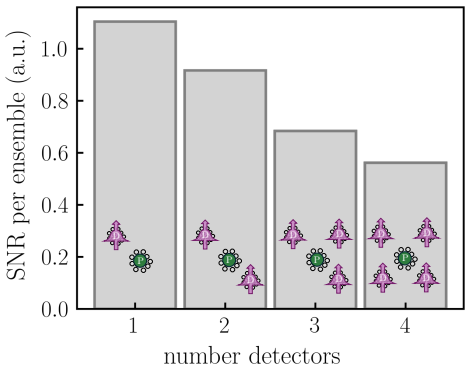

图 S3. **多重里德堡探测器实验：**多个系综探测器（紫色）被布置在距离量子比特系综（绿色） $19\,\mu$m 处。柱状图显示了每个系综的探测信噪比随探测器数量的变化，随着探测器数量增加，探测信噪比会降低。然而，将所有探测器的信号求和后，总探测信噪比仍基本相近（图中未显示）。这一观察结果支持了在这些距离下发生跳跃的判断。

数值孔径（NA）更大、在我们的 780nm 探测光波长下透射率更高的显微物镜。目前使用的物镜 NA 为 $=0.4$，探测光子的透射率为 62%；而透射率为 $\approx$ 90%、NA 为 $=0.65$ 的物镜很容易买到，使用后可使探测到的光子率提高 ≈ 4 倍，从而使信噪比提高 ≈ 2 倍。

光学深度：我们通过实验确定，该探测器的最佳光学密度（OD）范围为$0.9-1.7$，这是两个因素相互竞争的结果：探测速率，以及由系综的探测光子吸收所决定的最大信号对比度。探测到的光子数与入射探测速率成正比；由于自阻塞效应 [13]，最大探测速率与光学密度成反比（探测速率 $=\Omega_c/\mathrm{OD}$）。然而，较高的光学密度会提高最大信号对比度 $\mathrm{C}=(1-e^{-\mathrm{OD}})$，我们将其定义为最大归一化探测光子吸收。综合这两个因素，总探测信噪比与 $\sqrt{\text{探测速率}\times\mathrm{C}}$ 成正比；数值计算也发现，它在 $0.9-1.7$范围内达到最大值。

控制拉比频率：由于探测速率与 Ω_c/OD 成正比，因此较高的控制拉比频率更为理想。然而，提高控制拉比频率也会使阻塞半径按 $r_b\propto\Omega_c^{-2/3}$ 减小，从而降低最大信号对比度 C，因为被阻塞的原子更少。我们通过实验发现，控制拉比频率约为 20 兆赫时，能够在这些因素之间实现最佳平衡。

里德伯 n 能级：上述两个因素也会影响我们对里德伯能级的选择。在较低的 n 下，由于阻塞半径较小且自阻塞相互作用较弱，因此允许采用更高的探测速率 [13]。另一方面，在阻塞区间内可获得更好的探测器性能，而这需要更大的阻塞半径，可通过提高 n 来实现。因此，最优的 n 能级应是满足系综间距处的相互作用强度与控制拉比频率同一量级的最低能级（即从阻塞一侧接近阻塞区间与相干交换区间之间的转变点）。因此，在选定探测器与量子比特系综之间的距离后，应确定这一参数。

考虑到这些限制，我们推测，最佳探测器配置是将一个大型探测器系综放置在紧邻一个聚焦紧密、用于囚禁单原子量子比特的光镊处。假设探测器系综的光束腰为 $5\,\mu$m（与本研究类似），量子比特的光束腰为 $\sim 1\,\mu$m，则可实现 $\approx 7-8\,\mu$m 的间距。在该距离下，采用 $\Omega_c/(2\pi)=20$ 兆赫时，对于相对较低的 n（例如 $54\mathrm{D}_{5/2}$），仍可达到阻塞区间。仅实施这些改进——降低 n 能级、缩短探测器与量子比特之间的距离，以及提高收集效率——并考虑里德堡态单原子的制备保真度大幅提高（接近 100%），我们预计可实现 $\approx$ 97% 的单次探测保真度。我们通过按比例缩放信号和噪声来估算这一数值，缩放因子与这些改进所带来的预期探测速率提升成正比。因此，类似图 4b 所示的重复探测，保真度有望达到 >99 %。

为了进一步提高单次测量保真度，我们可以在态制备和探测过程开始前，将单原子光镊移至探测器内部。通过将量子比特原子制备到不同的超精细态（例如 $\mathrm{F}=1$），我们可以只将量子比特原子制备到里德堡态（随后对其进行探测），而不扰动附近的探测器原子。这种方法使大型探测器系综能够在阻塞区间内运行。因此，如果探测器囚禁半径增大一倍（并假设原子数增加四倍），信号将增大四倍，信噪比则将提高一倍。通过这些改进，我们估计可达到 $\sim$ 99% 的保真度。在双物种装置中，只要为每种物种恰当选择里德堡能级，就可以主要实现范德华相互作用，而非交换相互作用，从而进一步减少跳跃并提高探测保真度 [31]。

唯象理论模型

在本节中，我们介绍用于推导正文图 2 所示拟合曲线的现象学理论模型。我们的模型基于极化激元阻塞与交换机制之间的竞争，这两种机制均由同一个偶极-偶极相互作用项引起。

对比度，即吸收光子的归一化数量，由方程 $C = p_{\mathrm{block}} \cdot C_{\mathrm{block}} + (1 - p_{\mathrm{block}}) \cdot C_{\mathrm{hop}}$ 描述，其中 C_{block} 是根据原子-极化激元相互作用强度和电磁感应透明线宽所预期的极化激元形成阻塞对比度， C_{hop} 是根据跳跃所预期的对比度信号， p_{block} 是极化激元被阻塞的概率。该概率 p_{block} 进一步定义为 $p_{\mathrm{block}} = (^{V_{\mathrm{PD}}(r)}\ \gamma_{\mathrm{EIT}}\ )^2,$, 其中对于距离 $= V_{\mathrm{PD}}(r) > \gamma_{\mathrm{EIT}}$（在阻塞区间内）， p_{block} 被设为 1。

阻塞对比度 C_{block} 定义为由极化激元形成阻塞所导致的恒定对比度，它是理论曲线中的一个自由参数，取值约为 0.23。该值与正文图 2 中在较大控制场拉比频率值下观测到的饱和对比度一致。

跳跃对比度， C_{hop} 的定义稍微复杂一些，具体如下：我们假设极化激元在原子云中的存在时长等于极化激元寿命 $\tau_d =$ 光学密度 $^{\Gamma}\ \Omega_c^2$，在此期间，极化激元与里德堡原子以$V_{\mathrm{PD}}(r)/2 = C_3/r^3$的强度相互作用。当极化激元离开系综时，里德堡原子和极化激元由纠缠态$\Psi_{\mathrm{polariton,}}$ $_{\text{原子}}$ $= \alpha\,|DP\rangle + \beta\,|PD\rangle$描述。随后，极化激元可以作为透射光子离开系综，并以 α^2的概率被相机探测到，从而将探测系综投影到一个不含里德堡激发的态，以迎接下一个入射光子。或者，极化激元也可以以 β^2的概率被投影到 P态，这会导致下一个入射光子以及探测时段内所有后续光子被阻塞。这是我们模型中的一个关键要素，体现了系统固有的态记忆。因此，我们的理论假设，在 P 里德堡激发跳跃到探测器系综之前，该系综的对比度为零（即光子透射）。一旦 P激发完成跳跃，该系综中的对比度便保持恒定，其值由阻塞能级对比度决定，因为局部 P 态会阻止后续光子进入。 P 态被投影到极化激元云中的概率为 $\beta^2 = {}^{1-}{}_{\cos(2\pi\cdot V_{\mathrm{PD}}\tau_d)\ 2}$ 。我们还假设极化激元与里德堡原子之间的跳跃并不完美，对比度会以Γ_d的速率衰减。该过程表示为 $\beta^2 = {}^{1-e^{-\Gamma_d\tau_d}}{}_{\cos(2\pi\cdot V_{\mathrm{PD}}\tau_d)\ 2}$ 。将上述概率与探测速率结合，我们计算出在本次测量所用的 10 μ秒电磁感应透明探测时长内， P 态完成跳跃所需的时间。跳跃对比度 C_{hop}等于 P 态存在于探测器系综中的时间占比。这里需要指出，我们还考虑了极化激元的里德堡态占比并非百分之百，将上述时间占比乘以相应概率。

使用该模型，我们通过自由参数拟合数据，最终得到的参数与实验估算值相符。拟合得到的控制拉比频率为 $\Omega_c/(2\pi)$ $= (4.8 \pm 0.1)$兆赫（实验值为 $\Omega_c/(2\pi)$ $= 5.5$兆赫），拟合得到的光学深度（OD）为 OD $= 1.15 \pm 0.10$ （实验观测到的峰值 OD 约为 2，平均 OD 约为 1.35）。

里德堡原子-极化激元偶极相互作用中跃迁的从头算理论

虽然静止里德堡原子的描述很简单，仅包含两个态（$|nD\rangle$ 和$|n'P\rangle$），但探测器系综中原子的集体激发乍看之下似乎相当复杂。不过，由于集体激发是相干的，在旋波近似和旋转坐标系下，假设系综中只有一个激发 [18, 38]，便可用紧凑的形式写出系统的态和哈密顿量：

$$\mathcal{H}_{\mathrm{single}} = \hbar \int \begin{pmatrix} \psi_{\mathrm{E}} \\ \psi_{\mathrm{I}} \\ \psi_{\mathrm{D}} \\ \psi_{\mathrm{P}} \end{pmatrix}^{\dagger} \begin{pmatrix} -ic\frac{\partial}{\partial z} & \Omega_p & 0 & 0 \\ \Omega_p & -i\Gamma & \Omega_c & 0 \\ 0 & \Omega_c & -i\Gamma_{\mathrm{D}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i\Gamma_{\mathrm{P}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{\mathrm{E}} \\ \psi_{\mathrm{I}} \\ \psi_{\mathrm{D}} \\ \psi_{\mathrm{P}} \end{pmatrix} \lceil \ddagger \tag{1}$$

其中，符号 ψ_E、ψ_I、 ψ_D和 ψ_P分别表示单光子（系综处于基态）、中间$|5P_{3/2}\rangle$ 态中的单激发、系综中的单 $|nD\rangle$激发以及系综中的单 $|n'P\rangle$ 激发所对应的玻色算符。 $-ic\frac{\partial}{\partial z}$ 表示光子传播动能； Γ、 Γ_{D} 和 Γ_{P} 表示 $|5P_{3/2}\rangle$、$|nD\rangle$的衰减

和 $|n'P\rangle$ 态；Ω_p， Ω_c 分别为探测场和控制场的拉比频率。

在我们的系统中，电磁感应透明发生在 $|5P_{3/2}\rangle$ 态和 $|nD\rangle$态之间，因此若不对极化激元施加外部影响，便无法到达 $|n'P\rangle$ 态。$|nD\rangle$ 态和 $|n'P\rangle$ 态的寿命远长于

我们的实验所涉及的时间尺度，因此可以忽略它们；我们也忽略光子传播的贡献，因为它只会使系统略微偏离电磁感应透明条件。单激发假设是合理的，因为实验条件低于自阻塞

在这些条件下，范德华相互作用阻止系综内发生进一步激发。因此，我们可以用如下形式的有效二体哈密顿量来描述相互作用原子与极化激元构成的系统：

$$\mathcal{H}_{\text{full}} = \hbar \begin{pmatrix} \psi_{\text{E1D2}} \\ \psi_{\text{E1P2}} \\ \psi_{\text{I1D2}} \\ \psi_{\text{I1P2}} \\ \psi_{\text{D1D2}} \\ \psi_{\text{D1P2}} \\ \psi_{\text{P1D2}} \\ \psi_{\text{P1P2}} \end{pmatrix}^{\dagger} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_p & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_p & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \Omega_p & 0 & -i\Gamma & 0 & \Omega_c & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_p & 0 & -i\Gamma & 0 & \Omega_c & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_c & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_c & 0 & 0 & V_{\text{PD}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & V_{\text{PD}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{\text{E1D2}} \\ \psi_{\text{E1P2}} \\ \psi_{\text{I1D2}} \\ \psi_{\text{I1P2}} \\ \psi_{\text{D1D2}} \\ \psi_{\text{D1P2}} \\ \psi_{\text{P1D2}} \\ \psi_{\text{P1P2}} \end{pmatrix} \tag{2}$$

其中，数字 1 和 2 分别表示探测系综中的极化激元算符和制备系综中的原子算符。 V_{PD} 是偶极-偶极交换相互作用项；由于探测系综与制备系综之间存在距离，系统中的所有其他相互作用项均可忽略

。方程 2 中的系统可以重排为块对角形式，其中包含一个相互作用块和一个非相互作用块。接下来，我们只需考虑紧凑的相互作用哈密顿量：

$$\mathcal{H}_{\text{compact}} = \hbar \begin{pmatrix} \psi_{\text{E1P2}} \\ \psi_{\text{I1P2}} \\ \psi_{\text{D1P2}} \\ \psi_{\text{P1D2}} \end{pmatrix}^{\dagger} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p & 0 & 0 \\ \Omega_p & -i\Gamma & \Omega_c & 0 \\ 0 & \Omega_c & 0 & V_{\text{PD}} \\ 0 & 0 & V_{\text{PD}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{\text{E1P2}} \\ \psi_{\text{I1P2}} \\ \psi_{\text{D1P2}} \\ \psi_{\text{P1D2}} \end{pmatrix} \tag{3}$$

现在，我们可以对方程 3 的哈密顿量进行对角化，并考察受相互作用项 V_{PD} 影响的两个本征态。正文图 2b 展示了在给定系统实验参数的情况下，这两个本征值随 V_{PD} 的变化。可以清楚地看到一个临界点：本征值从完全为虚数（ V_{PD} 较大时）转变为具有显著实部的复数（V_{PD} 较小时）。这一结果与我们的理解一致：相互作用强度较大时，极化激元在系综内衰减，阻碍其形成；而相互作用强度较小时，则会产生两个由相互作用诱导的缀饰态，使极化激元得以形成。

本征值的突然变化——两个极化激元态之间出现能隙——表明在从阻塞区间向相干交换区间跃迁时跨越了一个例外点 [29] ；当这种情况发生在多体系统 [30, 42, 43, 65]中时，通常是耗散相变的确凿证据。即使在系综中原子数趋于无穷的极限下，例外点依然存在，尽管其数值有所不同，这进一步支持了相变这一观点。不过——

如果将这一现象定义为耗散相变，仍存在争议。尽管它发生在多体系统中，但由于里德堡激发具有硬核玻色子特性，其动力学实际上仅限于有效二体动力学。此外，这一跃迁与 PT对称性破缺相变 [66], 也有些相似，但在这样一个不平衡的系统中，如何定义宇称仍不清楚。

有趣的是，我们的系统与开放中心自旋系统 [30] 非常相似——后者是一个表现出耗散相变的模型系统——因为，与相邻系综中的里德堡极化激元相互作用的里德堡原子，类似于一组与单个自旋-1/2粒子均匀耦合的非相互作用自旋-1/2粒子。考虑哈密顿量时，开放中心自旋系统的相似性依然存在，因为二者都包含单个粒子和系综的自能，以及一个偶极相互作用项。最后，开放中心自旋系统中相变的序参量是驱动频率与相互作用强度之比；在我们的系统中，将 V_{PD} 以控制拉比频率归一化后，它也发挥着相同的作用。这些模型之间的主要差异在于硬核玻色子

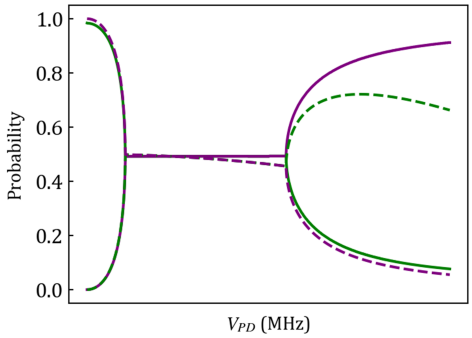

图 S4. **人为再现相干交换与非相干跳跃之间的跃迁：** 处于状态 $|\psi_{E1P2}\rangle$（实线；探测系综中的一个光子）和 $|\psi_{P1D2}\rangle$（虚线；探测系综中的一个 $|n'P\rangle$ 态）的概率，分别对应两个极化激元本征态（绿色和紫色）。加入 $|nD\rangle$ 态寿命会改变低相互作用能下的本征态，使得一个本征态是探测器系综中的纯 $|n'P\rangle$ 态，另一个则几乎是纯光子态。这意味着，在此参数范围内，极化激元传播的任何结果都可由经典速率方程描述，最终结果以极高的近似度而言，不是一个出射光子，就是探测系综中的一个静止 $|n'P\rangle$ 原子。这一结果抓住了相干交换与非相干跳跃机制之间跃迁的本质；然而，由于此处的观察仅为定性观察，我们不提供相互作用强度数值，因为这些数值并不能反映实验中测得的数值。

性质：我们的系统具有硬核玻色子性质，因而无法形成较大的流形；在我们的情况下，驱动和耗散施加于系综，而非中心自旋；此外，由于原子—极化激元之间的距离，我们系统中的范德瓦耳斯相互作用强度可以忽略不计。

在上述哈密顿量描述中，系综内部不存在时变相互作用，也未考虑光子群延迟的贡献。后者会在时间尺度之间产生另一种竞争：如果原子-极化激元相互作用要保持相干，就必须快于光子在系综中的传播时间，从而在跃迁半径 r_h 处产生从相干交换到非相干跳跃的跃迁。尽管我们的描述无法严格解释这一现象，但可以通过为 $|nD\rangle$ 态引入人为寿命来有效地再现它。图 S4 定性展示了由于这一有限寿命而发生的另一种跃迁；在相互作用强度极低时，系统的新本征态体现了速率方程极限：探测器系综概率要么完全处于出射光子中，要么处于一个定态 $|n'P\rangle$ 中。

然而，这一描述与我们的实验值在定量上并不一致，因为该寿命是人为引入的；要获得这第二个跃迁的正确能量，还需要进行完整的时变处理，这超出了本文的范围。无论如何，这一跃迁源于有限系统尺寸，因此严格来说不能称为相变。它还与一对衰减率不同的耦合波导存在一种相对简单的类比 [67], ，后者属于单体现象。