arXiv:2603.07958v1 [physics.atom-ph] 9 Mar 2026

通过射频调谐的Förster共振增强里德堡阻塞

Lukas Palm,[1,2] Bowen Li,[3] Yiming Cady Feng,[2] Marius Jürgensen,[3] 以及 Jon Simon[2,3]
[1]芝加哥大学詹姆斯·弗兰克研究所与物理系，芝加哥，IL
[2]斯坦福大学应用物理系，斯坦福，CA
[3]斯坦福大学物理系，斯坦福，CA
(日期：2026年3月10日)

增强里德伯原子之间的相互作用是当代量子技术面临的一项关键挑战。更强的相互作用能够在数字处理器中实现更快的里德堡门，并在模拟量子模拟中生成更大的纠缠态。在大型光镊或腔量子电动力学实验中，以较低的主量子数实现相同的相互作用强度，可以缓解当前可用拉比频率和场敏感性的限制。在此，我们展示了一种新技术，利用微波驱动产生的交流斯塔克位移调谐至Förster共振，从而改变相互作用随距离的标度，使其从 $1/R^6$ 变为 $1/R^3$。我们通过探测 ^{87}Rb中的腔里德堡极化激元阻塞 $n = 44$，验证了里德伯相互作用在强度和作用范围上的增强：在Förster共振下，相较于范德华区间中的 $g^{(2)}(0) = 1.0(1)$，偶极区间中提升至 $g^{(2)}(0) = 0.38(1)$。重要的是，我们的技术只会使原始里德堡态发生极小位移，在保持对直流电场二次不敏感性的同时，抑制量子门协议中的失谐误差。

I. 引言

里德伯相互作用是现代中性原子平台的基石，支撑着数字量子计算和模拟量子模拟。里德堡电子在微米级间距下提供极强的原子间相互作用。两个原子的这些高激发态中的电子通过相互作用产生的量子涨落诱导偶极矩 [1–3], 相互作用（也称范德瓦耳斯（VdW）相互作用）彼此作用。结合其较长的寿命，里德伯原子能够实现高保真度双量子比特门，并形成强纠缠多体态，使中性原子成为实现可扩展量子计算和量子模拟的有力途径。

原则上，在高主量子数 n 下使用里德伯原子是可取的，因为相互作用强度随 n^{11} 增大，寿命随 n^7增大。然而，使这种相互作用成为可能的大电子偶极矩也使里德堡激发极易受到环境电场 [4]的影响。虽然均匀的背景场和梯度可以用电极 [5, 6] 补偿，或用法拉第笼进行被动屏蔽，但附近表面的斑块电荷会产生随时间变化的静电势 [7, 8] 。后者难以补偿，因而会使里德堡态展宽。这在当前的玻璃池实验中已是一个限制因素：表面电荷需要用紫外光 [9], 仔细控制，而与光子微结构 [8]或微腔集成时将更具挑战。另一项挑战——尤其是对大型原子阵列实验而言——是随着 n增大，里德堡激发所需的光功率不断增加，原因是跃迁强度矩阵元减小，其标度为 $n^{-3/2}$。

从根本上说，处于相同态的两个里德伯原子没有直接的偶极-偶极相互作用 [1] 因为偶极算符的奇宇称使相同态偶乘积上的相互作用消失。因此，任何相互作用都是经由一个中间态的二阶过程，从而使典型的里德伯相互作用属于范德瓦耳斯型（$1/R^6$），而非偶极型（$1/R^3$）。很早以前就有人提出，相互作用的偶极型性质可以恢复 [10–13] ，方法是确保中间对态处于相同能量——也就是说，其福斯特缺陷 Δ_F 为零。这称为Förster共振；虽然它可以自然发生，但对绝大多数选定的原子态而言，必须通过外场进行调谐。此前，人们已采用直流电场调谐至Förster共振，利用原子极化率的差异 α 不同原子态之间 l, m_l [14–20]类似于调谐至费什巴赫共振的塞曼调谐 [21]。由于极化率的相对差异 α 在邻近里德伯能级之间很小，调谐会伴随很大的共模位移，从而线性放大直流电场的微小涨落，使里德堡能级展宽。

为克服磁性费什巴赫共振中类似的挑战，人们提出了光学费什巴赫共振，从而实现对相互作用的空间控制 [22] 以及对磁场不敏感原子的费什巴赫调谐 [23]。光学费什巴赫共振需要付出损耗增加的代价，因为它会耦合到寿命较短的激发态；而福斯特共振不存在这一问题，因为其他里德伯态的寿命同样较长。

在此，我们在腔体里德堡极化激元实验中，利用射频场通过交流斯塔克效应，将相互作用调谐至Förster共振。我们对增强后的相互作用强度进行表征

[1] 在不存在任何极化场且态具有确定宇称的情况下。

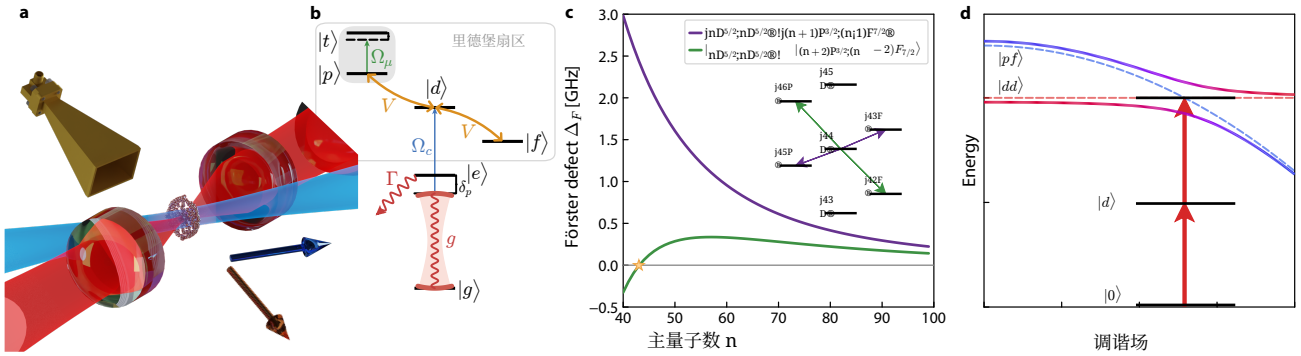


图 1. **实验概览与福斯特共振机制。(a)** 实验装置示意图：一团超冷的 ^{87}铷原子被输送至一个透镜聚焦腔中，腔内光波长为 780 nm（红色）；同时，波长为 480 nm（蓝色）的控制场将原子激发至里德堡态。微波喇叭天线（金色）用于注入射频场，从而选择性地将不同的里德堡态移至福斯特共振。箭头表示量子化轴ˆ（蓝色）和微波传播方向ˆ k_μ（橙色）。**(b)**原子的基态 $|g\rangle$、激发态 $|e\rangle$和里德堡态 $|d\rangle$ 通过腔模耦合，集体耦合强度为 g；经典控制场 Ω_c 则用于实现腔电磁诱导透明（EIT）。里德堡态 $|d\rangle$ 与另外两个里德堡态 $|p\rangle$ 和 $|f\rangle$ 之间存在偶极-偶极耦合，耦合强度为 V；通过微波拉比频率为 Ω_μ的微波驱动一个与态$|t\rangle$ 之间的调谐跃迁，使态 $|p\rangle$ 产生 AC斯塔克位移。**(c)** 对于图中紫色和绿色所示的两个主要通道，福斯特缺陷 Δ_F 随主量子数n 的变化（ $n = 44$ 见插图）。在 $n = 43$ 处（金色星号），出现自然的福斯特近共振，缺陷为 $\Delta_F \approx 8$ MHz。**(d)** 调谐福斯特共振的阻塞机制：在调谐场为零的范德华区间内，对态 $|dd\rangle$ （红色）与 $|pf\rangle$ （蓝色）之间的缺陷较大，因此与非相互作用情形（虚线）相比，相互作用频移（实线）较小。随着调谐强度增大并产生 $|pf\rangle$ 位移，相互作用转为偶极型，两个对态在 $\Delta_F = 0$处出现避免交叉；能级劈裂由偶极相互作用强度决定，本征态为对称叠加态，以颜色标示。单个里德堡激发态 $|d\rangle$ 不受扰动，而第二个里德堡激发此时会受到强烈阻塞，无法进入系统。

方法是直接测量 ^{87}Rb在 $n = 44$处的 $g^{(2)}$，其 $g^{(2)}(0) = 1.0(1)$ 从 $g^{(2)}(0) = 0.38(1)$增强至 [10。13] 与以往的射频福斯特增强光子阻塞方法相比，我们的方法具有若干关键优势：**(1)** 对直流电场的敏感性大幅降低；**(2)** 位移方向可双向调节，且不受缺陷符号影响；**(3)** 可通过电子（射频）控制快速切换相互作用。

II. 偶极-偶极相互作用与 Förster 共振

我们的实验装置由一个行波光学腔（精细度 $\mathcal{F} = 1200$）组成，其模式束腰为 ~ 18 μm。我们加载了一个二维云团（$80\times80\times10$ μm），在腔的基模束腰内产生约 1.5×10^3 ^{87} 个铷原子，并通过测量耦合输出光子来开展实验。腔（波长为 780 nm）与基态到激发态（$5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{3/2}$）的跃迁共振，另加一个控制场（波长为 480 nm）将电子激发到里德伯态，从而实现电磁诱导透明（EIT）。混合系统的本征态是极化激元，即集体原子激发到里德伯态（由许多原子共享）与腔内光子的叠加态。我们的实验采用寿命较长的暗极化激元作为准粒子，其里德伯态部分会发生相互作用，并最终阻塞腔模 [24]。极化激元之间的相互作用完全由其里德堡分量决定：里德堡原子通过电偶极矩彼此相互作用，该相互作用由偶极-偶极算符描述

$$\hat{V} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\hat{\mu}_j \cdot \hat{\mu}_k - 3(\hat{\mu}_j \cdot \vec{n})(\hat{\mu}_k \cdot \vec{n})}{R_{j,k}^3} \tag{1}$$

其中 $R_{j,\,k}$ 是原子 j 与 k之间的间距，$\vec{n}$ 是沿原子间轴方向的单位向量，$\hat{}\mu_{j,\,k}$ 分别是它们的偶极算符。请注意，在我们的系统中，原子被限制在一个垂直于量子化轴的二维平面内（见第 A1 节）。

这种相互作用的性质在很大程度上取决于所考虑的两个原子的内部态。在大多数单物种光镊或腔量子电动力学实验中，光学激发至多涉及单个里德堡态，用于实现量子门或构造多体哈密顿量——我们将这个里德堡态称为目标态。对于处于相同态的一对原子，由于偶极算符具有奇宇称，它们之间不存在直接的偶极-偶极相互作用。因此，这些原子只能通过中间的虚对态发生二阶耦合，从而产生熟知的范德瓦耳斯型相互作用 $1/R^6$。下文中，为了以简单的图景阐明相关物理，我们只考虑一个虚对态，或一个通道，它代表所有参与的对态中占主导地位的态。在我们的电磁诱导透明方案中（见图1），目标态是一个 D态，而相关的

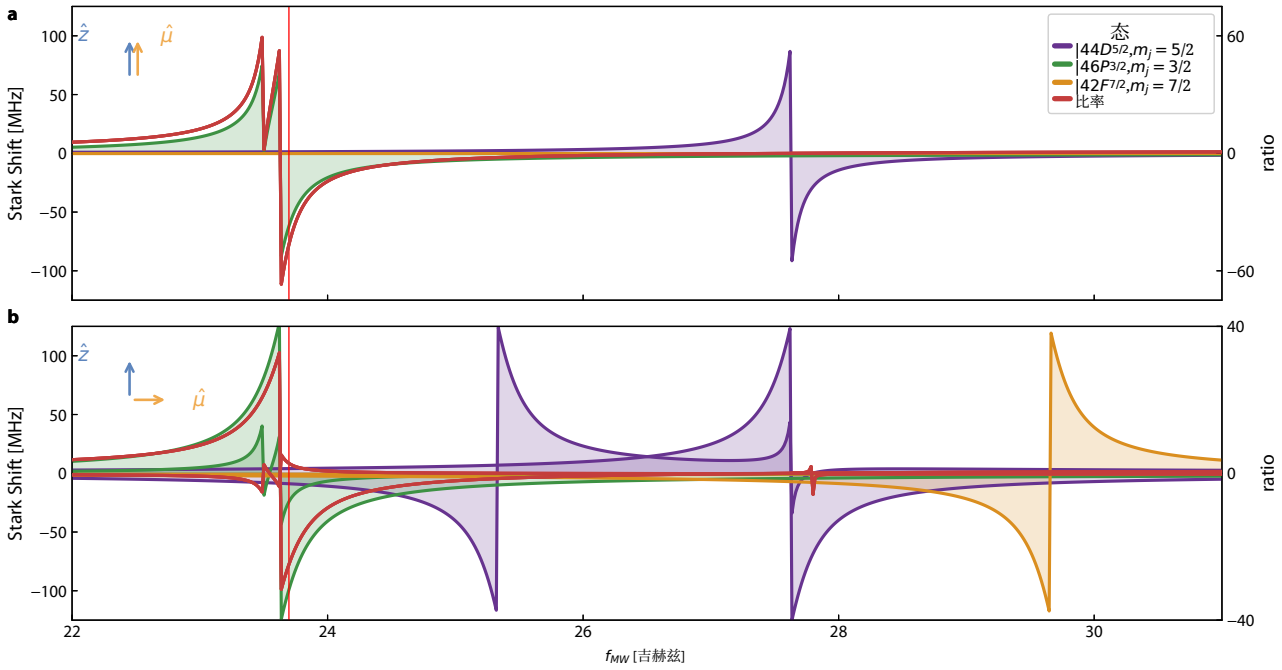


图 2. 里德伯态的 AC 斯塔克位移计算。我们探究将成对态 $|pf\rangle = |(n+2)P_{3/2}, (n-2)F_{7/2}\rangle$ 调谐至与目标态 $|dd\rangle = |nD_{5/2}, nD_{5/2}\rangle$ 共振，同时尽可能减小后者位移的最佳方法。我们计算了三种里德伯态（彩色）在较宽微波驱动频率范围内的 AC 斯塔克位移，分别对应 π- (a) 和 σ- (b) 偏振，场强为 $E = 0.1\,\mathrm{V/m}$，详见 C 节。采用 π 偏振驱动是最佳选择，因为它能最大限度地增大 $|(n+2)P_{3/2}\rangle$ 与目标态之间的频率间隔，并消除会导致磁子能级之间横向耦合的矢量位移。实验中使用的微波驱动频率 $f_{MW} = 23.7\,\mathrm{GHz}$ 以红色竖线标出。

成对态是 P 态与 F态的对称叠加，我们将其记作 $|pf\rangle$。更详细的讨论见第C2节。一般而言，该态可以是任意一对总角动量守恒的态；此外，对于任何角动量守恒的目标态和成对态，这一处理同样适用 [25]。

在对态基 $\{|dd\rangle, |pf\rangle\}$中，哈密顿量由下式给出：

$$H = \begin{pmatrix} 0 & C_3/R^3 \\ C_3/R^3 & \Delta_F \end{pmatrix}, \tag{2}$$

其中 $\Delta_F = 2E_d - E_f - E_p$ 是由不同 l 态的量子亏损引起的福斯特缺陷，而 $C_3 = \langle d|\hat{\mu}|p\rangle \langle d|\hat{\mu}|f\rangle / 4\pi\epsilon_0$ 则量化相互作用强度。

取决于间距 R 或缺陷的大小 Δ_F，该哈密顿量的性质可分为两种情形：(1) 在非共振相互作用区 $\Delta_F \gg V(R)$，本征态基本不受扰动，目标成对态的能量位移为 $-C_6/R^6$，从而产生典型的范德华相互作用 $1/R^6$。这种色散位移是典型实验中里德伯原子的标准情形，可见于图1 (d)，即不存在调谐场时。

（2）在共振相互作用区 $\Delta_F \to 0$中，本征态发生杂化，成为目标态与虚态的叠加 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|dd\rangle \pm |pf\rangle)$。相互作用表现为具有特征 $1/R^3$ 距离依赖的相干偶极交换（由本征能量 $\pm C_3/R^3$给出）。这导致另一种里德堡阻塞，如图1 （d）所示，两条分支$|dd\rangle \pm |pf\rangle$ 对称地分裂在一对目标态 $|dd\rangle$两侧。

虽然天然福斯特共振只会在经过特殊精细调谐的条件下，或在原子间距极小时出现，但它们仍十分理想，因为与范德华相互作用相比，偶极相互作用随原子间距离增加而衰减得慢得多 $1/R^3$，因此在较大的原子间距下可能强得多 $1/R^6$ 。接下来我们将展示如何利用微波（MW）驱动有意将缺陷调至零，从而达到Förster共振。

III. 射频调谐 ^{87}Rb 至福斯特共振

要从范德瓦耳斯区间转变到偶极区间，必须通过外场主动调节福斯特缺陷 Δ_F，使其归零。此前，人们曾利用直流电场通过直流斯塔克效应调节福斯特缺陷。由于里德伯能级之间的能量间隔按 n^{-3} 缩放，而偶极矩按 n^2 缩放，静态

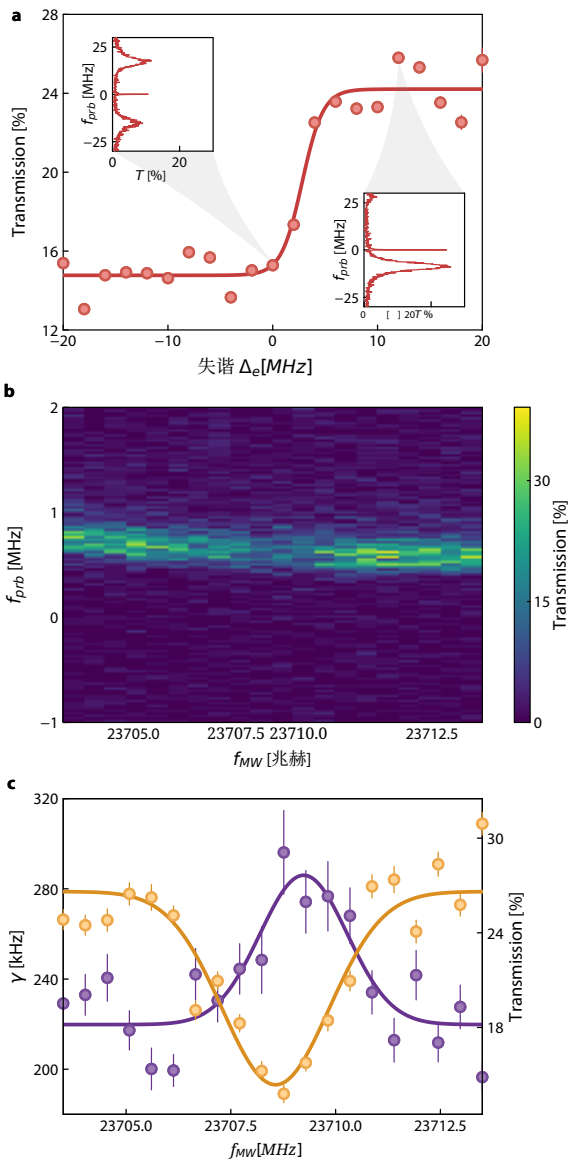


图 3. **定位福斯特共振：平均场非线性**。福斯特共振$\Delta_F = 0$ 的条件范围狭窄，因此需要仔细调节微波频率和功率。为此，我们测量里德堡极化激元之间的平均场相互作用。**(a)** 根据电磁诱导透明方案中的中间态失谐 Δ_e，相互作用的性质可以改变。在共振时（$\Delta_e = 0$，左侧插图），相互作用势主要为虚数，导致额外极化激元损耗；而在正失谐时，相互作用主要为实数，使透射峰发生色散位移，并提高整体透射率（右侧插图）。相互作用区域以 S 形函数（实线）标示。**(b)** 我们通过测量电磁诱导透明光谱随微波频率 f_{MW} 的变化，确定精确的共振条件。**(c)** 对**(b)** 中数据进行的相应洛伦兹拟合显示，在福斯特共振处，透射率出现谷值（橙色），线宽出现峰值（紫色）。

极化率 α_s 呈现出显著的 $\alpha_s \propto n^7$ 缩放特性。尽管直流斯塔克调谐有效，但有一个不利之处：所有里德伯态（包括目标态）都会经历较大的共模位移。因此，直流电场会导致较大的里德伯失谐，其数值对所施加的场强十分敏感。因此，任何波动的背景电场 δ_E 都会根据 $(E+\delta_E)^2 \simeq E^2 + 2E\delta_E$ 被直流电场线性放大，显著增加系统对杂散电场的敏感性。

为实现态选择性能量位移，我们利用微波场产生AC斯塔克位移。通过选择一个接近里德伯-里德伯跃迁的微波频率 f_{MW} ——例如，接近 $|p\rangle$态的跃迁，但与 $|d\rangle$ 和 $|f\rangle$ 态的跃迁远失谐——我们可以对 $|pf\rangle$ 流形施加较大的 AC斯塔克位移，同时使 $|dd\rangle$目标态基本不受影响。这种差分位移使我们能够调节 Δ_F使其穿过零点，从而动态达到 Förster共振（见图2）。与此同时，当直流电场得到适当补偿时，小的静电场波动会受到二次抑制 $(E+\delta_E)^2 = 0 + \mathcal{O}(\delta_E^2)$ （见第 $E = 0$ 节F）。

在我们的实验中，“目标”态为$|n\ D_{5/2,\ m_J=5/2}\rangle$而能量上最接近且适用的对态 $|pf\rangle \equiv$ $|\ n+2\ P_{3/2\ m_J=3/2}\ \ n-2\ \ F_{7/2\ m_J=7/2}\rangle$ (). (); , 。

虽然对于 $n = 43$，其缺陷自然较小（$\Delta_F = -8.4$ MHz），但我们转而研究 $n = 44$，其福斯特缺陷为 $\Delta_F = 65$ MHz，以提高相互作用的对比度。由于其他通道（对态）的缺陷显著更大，我们忽略这些通道（见图 1 (c)）。

为确定微波驱动场的最佳频率和偏振，我们利用 ARC [26] 程序库（详见C节），计算了图2中所有参与态的 *AC*斯塔克位移，包括其精细结构 π 和 σ 偏振。在实验中，我们出于两个原因选择 π 偏振：（1）避免产生矢量位移，造成不同磁子能级之间的虚拟横向塞曼耦合；（2）确保微波尽可能远离共振，同时不驱动其他里德伯-里德伯跃迁。最后，我们主要选择使 P态发生位移，因为该态允许的跃迁较少，且这些跃迁的频率间隔比 F 态跃迁更大。所选微波频率为 $f_{MW} = 23.7$ GHz（图2中的红色竖线所示），对应所需的（P、F 态）位移与非所需的（D态）位移之比为 ~ 50。值得指出的是，可以通过调整偏振和频率，使 D态不发生位移（见补充信息）。这种“魔法”驱动频率的存在，使该方案适用于基于里德伯阻塞的门，而这类门通常容易受到失谐误差的影响。

IV. 探测非线性

为了在实验上调谐到Förster共振，必须精确校准微波功率、偏振和频率（见第B节）。虽然双光子

关联提供了光子阻塞的明确特征，但测量耗时，因此是寻找Förster共振的一种非常低效的方法。相反，我们利用透射探测光的平均场非线性作为相互作用的代理来定位该共振。寻找Förster共振的一般方案如下：我们以780 nm腔光子通量探测系统，以确保稳态下多个极化激元（~ 3）被激发。当精细调谐进入共振时，里德伯阻塞半径变大（由于相互作用强度增加），因此能够同时激发的极化激元更少，从而导致腔透射率降低。

为了提高透射对比度，我们进一步在偏离中间$5P_{3/2}$态的条件下工作。对于我们的阶梯型电磁感应透明方案，两个暗极化激元的精确相互作用势取决于中间态失谐 Δ_e [27]。在共振时（$\Delta_e = 0$），由于第一个极化激元的里德堡分量所引起的里德堡阻塞，第二个极化激元的电磁感应透明条件被破坏。因此，第二个极化激元对有损中间态不再是暗的，并可衰变到自由空间，从而导致极化激元之间以虚部为主的相互作用势。相反，当偏离中间态的失谐为 $\Delta_e \gg \Gamma$ 时，光子大多被腔反射，如同实值排斥相互作用的情形。

我们在较小的失谐 $\Delta_e \approx 2\Gamma$ 下工作，此时极化激元之间的相互作用既导致双光子共振的平均场位移，也使损耗增加，从而展宽极化激元线宽。在图3(a)中，正P态失谐 Δ_p 所带来的透射率增加使腔透射率加倍，同时仍与亮极化激元保持较大失谐（见下方插图）。

由于我们的装置具有特定的技术限制（微波功率只能按步长调节；参见第 B 节），我们将微波功率固定在使计算得到的 d态位移达到相应数值的位置，然后改变微波驱动频率 f_{MW}，使其围绕图 2 所示的点变化，从而精确调谐至共振。所得的暗极化激元信号如图 3(b)所示。通过对这些数据拟合洛伦兹线型，我们提取出透射率和线宽随微波驱动频率的变化关系。如图 3(c)所示，在

微波驱动频率的一个狭窄范围内可以观察到这种现象。由此我们提取出的实验微波频率为 23708。6(1) MHz，表明其与根据计算参数得到的数值相差 ~ 10 MHz [26]。

V. 关联函数

强单光子水平非线性的真正标志是观察到光子阻塞。在基于原子的量子计算中，类似的里德堡阻塞使双原子门成为可能；在由

光，光子阻塞相当于实空间电子系统中的库仑排斥。我们使用单光子计数模块（SPCM）测量透射光子中的关联来量化阻塞，并标记光子到达时间以计算符合计数。

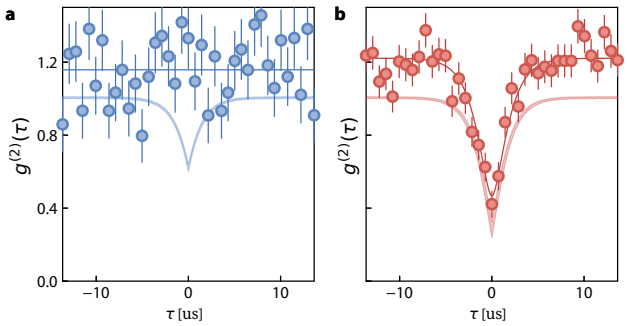


图 4. **通过福斯特共振观测光子阻塞。** 我们测量了穿过腔量子电动力学系统的光子的时间关联函数 $g^{(2)}(\tau)$ 。 **(a)** 远离共振时，$|44D_{5/2}\rangle$ 态中的相互作用不足以阻塞 $LG_{0,\,0}$ 模式，因此得到 $g^{(2)}(0) = 1.0(1)$。 **(b)** 在福斯特共振处，相互作用增强，从而抑制了满足 $g^{(2)}(0) = 0.38(1)$的多光子事件。原子云被限制在准二维几何中（$\sigma < R_b \lessapprox w_0$），确保阻塞半径覆盖横向光学模式。实线表示解析拟合，阴影带表示从头算 原子模型计算（见第 C节），其中采用实验测得的云团厚度 σ_{z_0}。在**(a)** 中，微波驱动仍然存在，但特意对其频率进行失谐，以排除态混合的影响。

测得的 $g^{(2)}(\tau)$ 关联函数如图4 所示，分别对应于远离福斯特共振的情况 (a) 和处于福斯特共振的情况 (b)。为排除任何微波缀饰或混合效应，两种情况下均施加了微波驱动，但在 (a) 中将其频率偏移了18 MHz，从而破坏共振。图中误差为均值标准误。微波驱动失谐时 (a) 未见反聚束凹陷，而处于福斯特共振时 (b) 则出现了明显的凹陷。利用一个简单的解析模型 [5]

$$G^{\mathrm{mod}}(\tau) = G^{\mathrm{class}}\left(1 + (1 - G^{\mathrm{min}})(e^{-\gamma|\tau|} - 2e^{-\gamma|\tau|/2})\right) \tag{3}$$

其中，τ 为符合光子之间的时间延迟，γ 为阻塞特征的宽度。我们提取出：在 (a) 中，即不存在福斯特共振时，$g^{(2)}(0) = 1.0(1)$；在 (b) 中，即调谐至共振时，$g^{(2)}(0) = 0.38(1)$。根据$G^{\mathrm{min}} = \gamma^2/(\gamma^2 + U^2)$，我们可以推得有效相互作用强度为 $U = 1.4(4)$ MHz。请注意，关联凹陷的宽度由暗极化激元线宽决定，即 $\gamma = \cos^2(\vartheta)\kappa + \sin^2(\vartheta)\gamma_r$；该线宽由腔线宽 κ 和集体里德堡线宽 γ_r 共同构成，其权重由暗态旋转角 $\tan\vartheta = g/\Omega$ 决定。

我们将测得的关联与现象学的非厄米微扰理论（NHPT）进行比较（见

C 节），该理论基于理论计算得到的 [26] C_3 和 C_6 值来估算 $g^{(2)}(\tau)$。结果如图 4 所示，阴影带反映了云团厚度的不确定性；对于这两种情形，分别得到 $g^{(2)}(\tau)$为 $g^{(2)}_{nhpt} = 0.61(1)$和 $g^{(2)}_{nhpt} = 0.28(4)$。Förster共振下测得的 $g^{(2)}(\tau)$与从头算计算结果在实验误差范围内相符；然而，在较长的 τ 下，实验测得的 $g^{(2)}(\tau)$偏离了相干态预期的 1。这些额外的关联可能由不同实验运行之间及单次实验运行内部的原子数涨落引起。我们将长时间下的这些经典关联建模为式（3）中的 G^{class} 。不过请注意，这些经典涨落只会增大 $g^{(2)}$ 值。在不存在共振的情况下，NHPT 从头算理论高估了阻塞，因为其截断希尔伯特空间不适合描述平均场相互作用。

根据理论模型，我们还可以推断，在 $n = 44$处，福斯特增强相互作用产生的阻塞强度与我们预期的 $n = 78$ 处范德瓦耳斯相互作用相近；但在相同拉比频率下，所需的蓝光功率更低（按 $P \propto n^3$缩放，即低5.6倍），且直流极化率（从而场敏感性）降低了55倍。

VI. 总结与展望

我们展示了微波调谐的福斯特共振，将相互作用从 $C_6 = 3.26$ GHz μm^{6}提高到 $C_3 = 1.32$ GHz μm^3 ，对应于 ^{87}Rb中的主量子数 $n = 44$ 。在腔模束腰 $w_0 = 18$ μm这一特征距离处，我们估算相互作用能从 $U_6 = 100$ Hz增至$U = 1.4(4)$ MHz，同时测得光子阻塞从 $g^{(2)}(0) = 1.0(1)$增强至 $g^{(2)}(0) = 0.38(1)$。交流斯塔克驱动仅使光学激发的目标 D态产生200 kHz的小幅残余位移，而成对态则产生了62 MHz的位移，因此该方案适用于更高的主量子数。微波福斯特调谐具有出色的态选择性，远优于直流调谐所能实现的水平。尽管如此，在天然福斯特共振附近最容易实现较高的相互作用对比度，因为此时所需的斯塔克位移（相对于本征能级间隔）较小。若附近不存在福斯特共振，缺陷和能级间隔都会按 n^{-3} [28]缩放，使得所需的强射频驱动的态选择性降低，并通过多光子共振打开里德伯希尔伯特空间，进而导致退相干。

我们的方案为利用福斯特共振在更高主量子数下进一步增强相互作用铺平了道路。尤其是在腔量子电动力学实验中，这将实现更强的阻塞，特别是在多模实验中的交叉模式阻塞，同时降低对电场的敏感性 [5]。快速切换相互作用还可实现里德堡增强探测 [29–31]。在多物种实验中 [13, 28, 32–36] ，我们的技术可提供更广泛的种间和种内共振，用于数据量子比特与辅助量子比特之间的门操作，甚至可利用福斯特零点 [37]屏蔽某一物种，使其免受相互作用影响。在中性原子光镊实验中，增强相互作用可提高门保真度 [38]，并降低混合平台对表面电荷的易感性，尤其是采用纳米光子集成的平台。此外，偶极相互作用范围的扩大可使光镊阵列实现超越最近邻的连接。这有望实现托佛利门或 nCNOT 门等多量子比特门，大幅降低所需的电路深度 [39–41]。

VII. 致谢

本研究得到了美国空军科学研究办公室多学科大学研究计划资助（FA9550-19-1-0399）以及美国空军科学研究办公室资助（FA9550-181-0317）。Y.C.F. 感谢斯坦福科学与工程研究生奖学金提供的支持。我们感谢 Bryce Gadway 富有启发性的讨论。

VIII. 利益冲突

J.S. 是 Atom Computing 的顾问，并担任其顾问委员会成员。

[1] Saffman, M., Walker, T. G. & Mølmer, K. 里德伯原子量子信息。《现代物理评论》82, 2313–2363 (2010)。出版方：美国物理学会。[2] Saffman, M. 基于原子量子比特和里德伯相互作用的量子计算：进展与挑战。《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》49, 202001 (2016)。[3] Browaeys, A. & Lahaye, T. 个体操控里德伯原子的多体物理。《自然·物理》16, 132–142 (2020)。[4] Samutpraphoot, P. 等. 通过纳米光子腔实现两个个体操控原子的强耦合。《物理评论快报》124, 063602 (2020)。[5] Clark, L. W., Schine, N., Baum, C., Jia, N. & Simon, J. 观测由光构成的Laughlin态。《自然》582, 41–45 (2020)。出版方：自然出版集团。[6] Panja, A. 等. 里德伯态原子实验的电场控制。《AIP进展》14, 125013 (2024)。[7] Patrick, L. 等. 对用于里德伯原子传感器的玻璃蒸气池中感生表面电荷分布效应进行成像。《AVS量子科学》7, 024401 (2025)。[8] Ocola, P. L. 等. 纳米尺度器件附近单个里德伯原子的控制与纠缠。《物理评论快报》132, 113601 (2024)。[9] Mamat, B. 等. 利用电子光脱附降低单个里德伯原子所受残余电场噪声。《物理评论应用》22, 064021 (2024)。[10] Safinya, K. A., Delpech, J. F., Gounand, F., Sandner, W. & Gallagher, T. F. 共振里德伯原子—里德伯原子碰撞。《物理评论快报》47, 405–408 (1981)。[11] Ryabtsev, I. I., Tretyakov, D. B., Beterov, I. I. & Entin, V. M. 观测到两个里德伯原子之间的斯塔克调谐Förster共振。《物理评论快报》104, 073003 (2010)。[12] Nipper, J. 等. 对里德伯原子之间斯塔克调谐的Förster共振进行高分辨率测量。《物理评论快报》108, 113001 (2012)。[13] Ravets, S. 等. 在电调谐Förster共振处两个单个里德伯原子之间的相干偶极—偶极耦合。《自然·物理》10, 914–917 (2014)。[14] Le Kien, F., Schneeweiss, P. & Rauschenbeutel, A. 任意光场中原子的动力学极化率：一般理论及其在铯中的应用。《欧洲物理学杂志D》67, 92 (2013)。[15] Bohlouli-Zanjani, P., Petrus, J. A. & Martin, J. D. D. 利用交流斯塔克位移增强里德伯原子相互作用。《物理评论快报》98, 203005 (2007)。[16] Booth, D. W., Isaacs, J. & Saffman, M. 利用双频交流场缀饰降低里德伯原子对直流电场的敏感性。《物理评论A》97, 012515 (2018)。[17] Petrosyan, D. & Mølmer, K. 微波缀饰的里德伯原子的束缚势与相互作用门。《物理评论快报》113, 123003 (2014)。[18] Sevinçli, S. & Pohl, T. 微波控制里德伯原子相互作用。《新物理学杂志》16, 123036 (2014)。[19]Tretyakov, D. B. 等。利用射频辅助福斯特共振控制少数冷 Rb 里德伯原子之间的相互作用。《物理评论A》90，041403（2014）。[20] Kurdak, D. 等。通过微波缀饰增强里德堡阻塞。《物理评论快报》134，123404（2025）。[21] Chin, C.、Grimm, R.、Julienne, P. 与 Tiesinga, E. 超冷气体中的费什巴赫共振。《现代物理评论》82，1225–1286（2010）。[22] Clark, L. W.、Ha, L.-C.、Xu, C.-Y. 与 Chin, C. 稳定玻色–爱因斯坦凝聚体中通过时空控制相互作用的量子动力学。《物理评论快报》115，155301（2015）。[23] Nicholson, T. L. 等。光学费什巴赫共振：场缀饰理论及与实验的比较。《物理评论A》92，022709（2015）。[24] Georgakopoulos, A.、Sommer, A. 与 Simon, J. 相互作用腔里德堡极化激元理论。《量子科学与技术》4，014005（2018）。出版商：IOP出版社。[25] Walker, T. G. 与 Saffman, M. 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）。URL https://link.aps.org/doi/。1103/PhysRevA.77.032723。[26] Šibalić, N.、Pritchard, J. D.、Adams, C. S. 与 Weatherill, K. J. ARC：用于计算碱金属里德堡原子性质的开源程序库。《计算物理学通讯》220, 319–331（2017）。[27] Bienias, P. 等。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）。[28] Walker, T. G. 与 Saffman, M. 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）。[29] Gorniaczyk, H. 等。通过电调福斯特共振增强里德堡介导的单光子非线性。《自然通讯》7, 12480（2016）。编号：1；出版商：自然出版集团。[30] Xu, W. 等。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）。[31] Vaneecloo, J.、Garcia, S. 与 Ourjoumtsev, A. 腔内里德堡超原子用于光学量子工程：相干控制、单次探测与光学 π 相移。《物理评论X》12，021034（2022）。[32] Béguin, L.、Vernier, A.、Chicireanu, R.、Lahaye, T. 与 Browaeys, A. 两个里德堡原子间范德瓦耳斯相互作用的直接测量。《物理评论快报》110, 263201（2013）。[33] Barredo, D. 等。三个里德堡原子自旋链中的相干激发转移。《物理评论快报》114，113002（2015）。[34] Ireland, P. M.、Walker, D. M. 与 Pritchard, J. D. 用于增强多量子比特门保真度的 Rb-Cs 里德堡 d态间种间福斯特共振。《物理评论研究》6，013293（2024）。[35] Du, J.、Vogt, T.、Zheng, N. 与 Li, W. 成像由福斯特共振增强相互作用实现的里德堡超原子链。arXiv预印本（2024）。2404.00274。

[36] Walker, T. G. 与 Saffman, M. 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）。[37] Walker, T. G. 与 Saffman, M. 里德堡-里德堡福斯特相互作用的零点。《物理学杂志*B*：原子、分子与光学物理》**38**，S309–S319（2005）。[38] Tsai, R. B.-S.、Sun, X.、Shaw, A. L.、Finkelstein, R. 与 Endres, M. 高保真里德堡纠缠门的基准测试与保真度响应理论。《*PRX*量子》**6**，010331（2025）。[39] Pelegrí, G.、Daley, A. J. 与 Pritchard, J. D. 通过双光子绝热快速通过实现高保真多量子比特里德堡门。《量子科学与技术》**7**，045020（2022）。[40] Jandura, S.、Locher, D. F.、Müller, M. 与 Pupillo, G. 用于量子纠错的多量子比特里德堡门。*arXiv*预印本（2025）。2512.00843。[41] Petrosyan, D. 与 Mølmer, K. 远距离原子之间的多量子比特里德堡门。*arXiv*预印本（2025）。2507.16602。

A. 数据可用性

由于数据采集过程中使用了专有文件格式，本文所呈现的实验数据可应要求向通讯作者获取。

B. 代码可用性

全文所使用的模拟源代码可应要求向通讯作者获取。

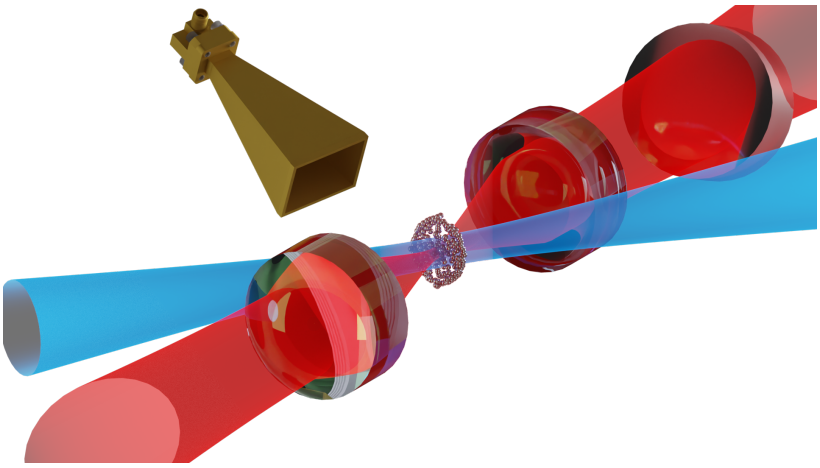
C. 补充信息

通信及材料索取请联系 L.P.（lukasp@stanford.edu）。本文提供补充信息。

补充信息

补充材料 A：实验细节

本节介绍实验装置、电磁诱导透明方案和探测序列的实验细节。我们的混合实验平台由多模光学腔和冷原子源组成。光学

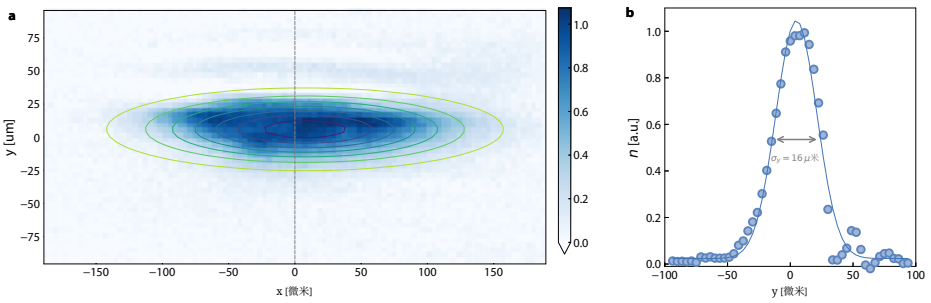


补充信息 图 S1。**实验装置** 由四块平面反射镜（仅示出一块）和两片腔内透镜构成的780 nm（红色）行波腔，以及用于480 nm里德堡激发（蓝色）的交叉增强腔（未示出）。原子云（风格化原子）被束缚在椭圆晶格（浅红色）中，以将其限制在准 二维系统内。用于调谐成对态的微波通过喇叭天线沿垂直于量子化轴的方向入射。

我们实验中的腔的精细度为 $\mathcal{F} \approx 1200$ ，基模束腰为 $w_0 = 18\ \mu$m。尽管该腔经过专门设计，具有许多高阶横模，但在本工作中我们仅使用基模$LG_{0,0}$ 模式，并在70 MHz的横模分裂下工作，以冻结任何横向自由度。我们通过在三维磁光阱（MOT）中从背景气压收集原子来制备 ^{87}铷原子的超冷系综，随后利用偏振梯度冷却（PGC）将其冷却至 $\sim 5\ \mu$K。光学粘团还有助于将原子装载到垂直晶格中，并通过光学传送带技术将原子输送到光学腔的束腰处。在腔的位置，原子在三维晶格中利用简并拉曼边带冷却（dRSC）进一步冷却至 ~ 500 nK，并被光抽运至$|g\rangle \equiv |5S_{1/2,F=2,m_F=2}\rangle$拉伸态。在探测过程中，原子被保持在同一垂直晶格中，但晶格深度大幅降低至数个 μK，以尽量减小非均匀展宽。原子云中心的密度量级为 5×10^{11} cm^{-3}，由此产生高达 $g = 50$ MHz的集体耦合强度。

1. 轴向原子俘获

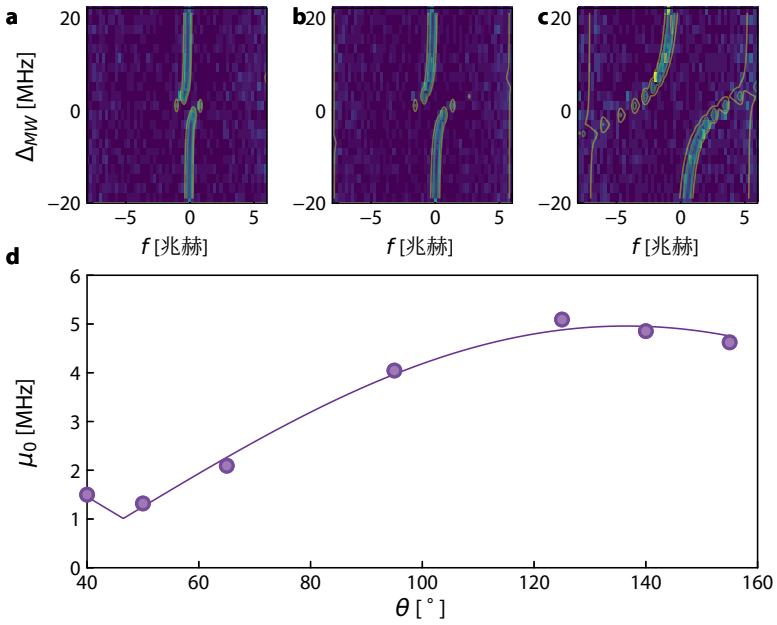
要实现对整个原子系综的完全里德堡阻塞，阻塞半径 R_b 必须大于参与其中的原子所占的范围。尽管腔腰限制了原子激发的径向尺寸，但样品沿腔轴方向的纵向范围仍允许系统中出现多个里德堡激发，从而无法实现完全阻塞。因此，我们将原子从对称传输晶格转移到一种特殊的、椭圆形晶格中，其像散束腰为 $\omega_x \approx 200\ \mu$m 和 $\omega_y \approx 20\ \mu$m，使样品在纵向上变薄，从而有效形成二维结构 $\omega_y < w_{0}$。该晶格由同一台激光器产生，但在聚焦之前，使用柱面望远镜使光束具有很强的像散。两个晶格的线偏振方向相反，频率相差 160MHz，以避免相互干涉。将原子通过绝热斜坡转移至椭圆晶格后，再进行第二轮 dRSC，以耗散压缩导致的动能增加。图 S2 展示了吸收成像得到的原子样品，沿较薄的 y 方向拟合得到的原子云束腰为 16(1) μm。由于成像光路的数值孔径限制，原子云的实际尺寸可能更小。



补充信息图 S2。**压缩椭圆晶格中的原子云吸收成像**。积分柱密度 (a) 和截面 (b) 显示，原子云沿腔方向的尺寸（红色标示）为 $\sigma_z = 16(1)$ μ米。由于成像部分的数值孔径较小，存在截断，云的实际尺寸可能更小。

补充材料 B：微波校准

我们希望只将构成成对态的其中一个里德堡态移至共振，而不与其他磁子能级耦合。因此，微波场的偏振必须尽可能纯粹地为 π偏振，以避免产生任何矢量位移。尽管已有更复杂的三维微波偏振控制方法 [1]，，但在毫米波频率下，由于同轴电缆和真空馈通件的可用性有限，将微波场传输至真空内电极越来越困难。因此，我们选择了一种简单得多的方法，利用实验中所用波导耦合器和喇叭天线本身具有的线偏振特性，以及微波在这些高频下呈现的类高斯光束传播特性。毫米波段的微波行为与光学高斯光束十分相似，微波喇叭天线会产生近似高斯光束，其束腰接近孔径。随后，我们可以使用介质透镜等光学元件操控微波，并将其聚焦到原子样品上，从而同时最大化拉比频率，并尽可能减少金属腔体结构和腔室的反射，避免这些反射扰乱原子处的偏振。频率为 ≈ 24 GHz 的微波由一个



补充信息图 S3。**微波偏振校准**(a) - (c) 三种不同喇叭天线取向下，施加微波导致的电磁感应透明峰奥特勒-汤斯分裂。扫描施加微波的失谐 Δ_{MW} 频率，显示随着微波驱动功率增加，暗极化激元峰发生分裂，图中叠加了以等高线表示的解析拟合。(d) 提取的微波拉比频率 μ_0 随喇叭天线旋转 θ的变化。

Vaunix Labbrick LMS-203 合成器 ，使用 MiniCircuits ZXF90-3-443-K+ 倍频器进行倍频，并经放大

通过 Qorvo TGA4533-SM 放大器将功率提升至 30 dBm，并使用同轴波导适配器和喇叭天线将微波送入实验装置。由于观察窗相对较小，且腔体结构本身也限制了对实验真空腔的访问，因此难以估算电场和偏振；腔室内的大量内部反射可能通过干涉改变场强，并扰乱偏振。因此，我们利用$|44D_{5/2\text{态的}m_J=5/2}\rangle$ 微波跃迁对二者进行校准。由于腔体结构仅在垂直方向有一个较大的开口，进入腔体的条件受到限制，微波传播方向 $\hat{}$与塞曼场所确定的量子化轴相垂直。对于喇叭天线发射的线偏振微波，在原子参考系中，它们因此可以是 π 或 lin⊥偏振。由此产生的原子跃迁具有拉比频率$\mu = \{\mu_-, \mu_\pi, \mu_+\} = \mu_0\{\frac{\sin\theta}{\sqrt{2}}, \cos\theta, \frac{\sin\theta}{\sqrt{2}}\}$，具体取决于喇叭天线旋转角 θ。首先，我们将频率设定为驱动从$|44D_{5/2\text{态到}m_J=5/2}\rangle$ 态的跃迁。根据偶极选择定则，只有当微波场含有不希望出现的 σ^- 分量时，该跃迁才可被驱动。随后，我们通过旋转和调整喇叭天线的指向，将这一分量降至最低，并拟合图 S3中电磁感应透明峰的奥特勒-汤斯分裂随角度的变化关系。上方三个面板 (a)-(c) 显示了三个不同微波喇叭天线角度下，电磁感应透明峰的奥特勒-汤斯分裂随微波驱动频率f_{MW} 的变化。我们使用有效哈密顿量拟合由线性 NHPT 推导出的解析函数（见 C 节）。。

$$\hat{H}_{eff} = \begin{pmatrix} \delta_c & g & 0 & 0 \\ g^* & \delta_p & \Omega & 0 \\ 0 & \Omega^* & \delta_r & \mu \\ 0 & 0 & \mu^* & \Delta \end{pmatrix} \tag{B.1}$$

其中$\delta_j = \Delta_j - \delta_{probe} + i\frac{\Gamma_j}{2}$是 $j \in \{c, p, r\}$ 腔、原子5P 态和里德堡态的复失谐，其中包含实失谐 Δ 和寿命 Γ，从而涵盖所有电磁诱导透明和线宽效应，并得到有效微波拉比频率 μ。根据图 μ_- 中的拟合结果S3，考虑到在 47° 的最佳设置下仍不为零（10: 1），我们可以推断微波偏振保真度误差。

补充材料C：理论模型

1. 斯塔克位移数值计算

原子处于态 $|r\rangle$ 时的静态电极化率 α，衡量的是由于恒定电场 $\mathcal{E} = \mathcal{E}_z\hat{z}$的存在而产生的二阶能量位移 $\Delta E^{(2)}$。能量位移为:

$$\Delta E^{(2)} = -\frac{1}{2}\alpha_s \mathcal{E}_z^2$$

态 $|r\rangle$ 的极化率张量分量 α_s 可由对所有态求和得到:

$$\alpha_s = 2e^2 \sum_{n'\ell'j' \neq n\ell j} \frac{|\langle n, \ell, j, m_j | r_0 | n', \ell', j', m_j' \rangle|^2}{E_{n'\ell'j'} - E_{n\ell j}}. \tag{C.1}$$

其中 $E_{n\ell j}$ 是未微扰能量。根据里德伯公式，能量按 $E_n \propto n^{-2}$ 进行缩放，因此能级间距按 n^{-3} 进行缩放；由于偶极矩阵元按 n^2 进行缩放，标量极化率按 n^7进行缩放。我们使用 ARC [2] 程序库和 Shirley方法计算静态及动态极化率，并纳入目标态周围 $n \pm 5$ 个 $l_{max} = 10$ 态进行对角化。

2. 相互作用

两个里德伯原子之间的内禀相互作用强度由偶极系数 C_3 和福斯特缺陷 Δ决定。具有相同量子数的两个里德伯态不会发生直接的偶极-偶极（$1/R^3$）相互作用，这是因为偶极算符具有奇宇称。因此，该相互作用属于范德瓦耳斯型（$1/R^6$），可理解为通过虚对态产生的二阶相互作用。初始配对态（此处为相同态）通过偶极算符耦合到一对保持总角动量不变的原子态。二阶 VdW 相互作用的强度为 $C_6 = C_3^2/\Delta$。

我们使用一个简单的有效哈密顿量来模拟目标里德伯对态 $|rr\rangle$与耦合对态 $|r'r''\rangle$之间的相互作用。这里我们将目标态视为一个D态对 $|rr\rangle = |dd\rangle$，它耦合到一个P-F态

对， $|r'r''\rangle = |pf\rangle$。这些未微扰对态之间的能量差为 $\Delta = E_{r'} + E_{r''} - 2E_r$。虽然两种置换都必须加以考虑，但只有对称态 $\left|\tilde{pf}\right\rangle = (|pf\rangle + |fp\rangle)/\sqrt{2}$ 通过偶极相互作用与 $|dd\rangle$ 耦合，从而得到模型哈密顿量：

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} 0 & V(R) \\ V(R) & \Delta \end{pmatrix}, \tag{C.2}$$

从而导致

$$V_{\pm}(R) = E_{\text{avg}} \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + \left(\frac{C_3}{R^3}\right)^2}$$

其中 $V(R)$ 是偶极 偶极相互作用。本征值的变化分为两个不同的区域：

$$V_{\pm}(R) \approx \begin{cases} -\dfrac{C_6}{R^6} & \text{for } |\Delta| \gg |V(R)| \quad \text{(Van-der-Waals regime)} \\ \pm\dfrac{C_3}{R^3} & \text{for } \Delta \to 0 \quad \text{(Resonant regime)} \end{cases} \tag{C.3}$$

在远失谐（范德华）区域，能量位移由 C_6 系数描述，该系数通过对所有耦合对态的贡献求和计算得出：

$$C_6 = \sum_{r'r''} \frac{|\langle r'r''|V(R)|rr\rangle|^2 R^6}{\Delta_{r',r''}} \tag{C.4}$$

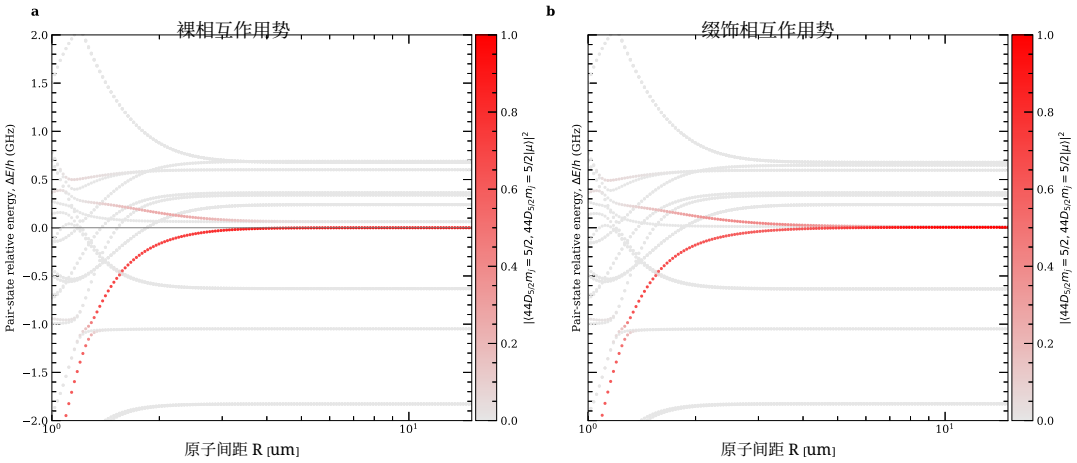
当与某个特定对态共振时（$\Delta_{r',\ r''} = 0$），共振偶极-偶极相互作用会使本征态对称分裂，其标度为 $1/R^3$。

3. 关联函数模型

在我们的连续系统中，由于腔模内存在不同的原子间距，阻塞的计算比离散光镊系统中的计算更复杂。因此，我们对$N = 400$ 个原子进行原子级计算，但将希尔伯特空间截断至两个激发。

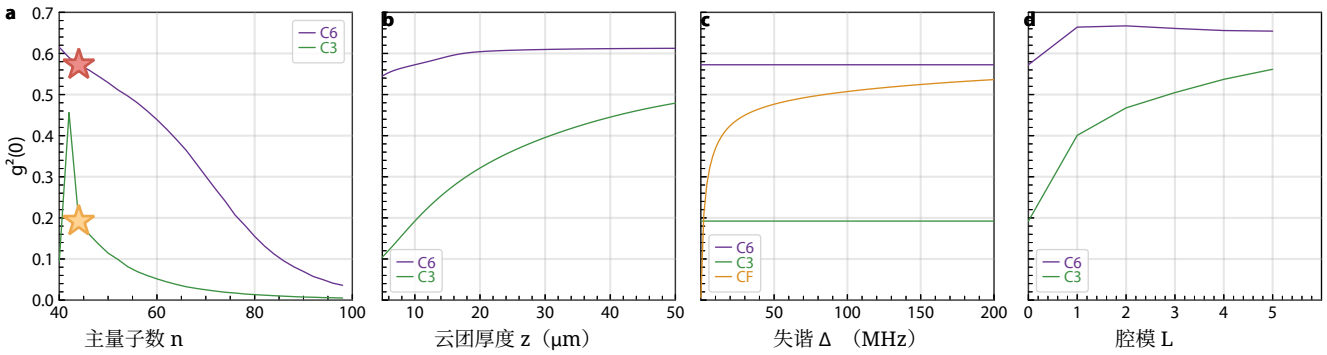
我们混合平台中的相互作用粒子实际上是腔-Rydberg暗极化激元，它是腔光子与原子系综里德堡激发构成的准粒子。这些极化激元是所有原子的集体激发，并可通过较大的里德堡分量相互作用。当极化激元的光子部分泄漏出腔时，它仍保留与底层极化激元相同的关联和阻塞行为。预测该系统中的阻塞远比预测其他系统困难，例如光镊实验中，里德堡原子位于确定的距离处R。相反，腔量子电动力学中的里德堡激发具有集体性质，这意味着它们离域于整个原子样品中，导致 R 每一对可能的里德堡激发原子之间的间距呈连续分布。因此，不存在可用于计算阻塞的单一确定相互作用能；相反，许多原子之间的间距很大，最大可达数个腔腰，因而相互作用较弱；而连续样品中彼此紧邻的两个原子，其相互作用能则似乎发散。因此，我们需要进行有效计算，以预测光子阻塞强度。虽然已有针对里德堡极化激元的一维有效理论 [3]，但迄今尚无二维自洽理论，尽管已有相关尝试 [4]。

在图S5中，计算了光子阻塞强度随所有相关参数的变化。具体而言，图 (a) 计算了当前原子和激光参数下，VdW C_6 和偶极型 C_3 区域中较高主量子数对应的标度关系。虽然本研究选取的态 $n = 44$ （星号）使未调谐和调谐相互作用之间具有很高的对比度，但腔中发射的光子并未完全反聚束 $g^{(2)}(\tau) > 0$。然而，采用福斯特共振时， $n = 78$ 即可达到完全阻塞；若要获得相当的阻塞效果，原本则需要$n \approx 110$ 。较低的量子数使电场灵敏度降低10倍，并使里德堡激发所需的光功率降低2。6倍。第二重要的实验参数是腔方向上的云团厚度 σ_z ，如图S5 (b) 所示。图S5 (c) 展示了将福斯特缺陷从 VdW（较大的 $\Delta \gg 1$）调谐至共振下的偶极型（$\Delta \to 0$）区域时的交叉行为。我们可以在频域中解析地消去偶极型情况下出现的额外 $\left|\tilde{pf}\right\rangle$ 态，并使用相同的 NHPT 分析这一交叉过程。



补充信息图 S4。**相互作用势 for**$|44D_{5/2,\ 5/2}\rangle$ (a) 未施加微波调谐，(b) 施加了微波调谐。初始的范德瓦耳斯势仅在短距离处与上分支存在微弱的剩余耦合，之后转变为偶极势，上、下分支均分。在 (b) 中，纳入了福斯特驱动对基组中所有态产生的交流斯塔克位移，以排除意外抵消的可能性。

补充材料 D：相互作用标度



补充信息 图 S5. **光子阻塞的标度关系** $g^{(2)}(\tau)$ 随 (a) 主量子数 n、(b) 沿腔轴方向的云团厚度 σ_z、(c) 福斯特缺陷以及 (d) 腔的 LG 模式指标 L 的变化，适用于 $n = 44$。本研究所用 $44D_{\frac{5}{2},\ 52}$ 态的理论值以星号标出，分别对应未调谐（红色）和已调谐（橙色）的 Förster共振。

我们使用 Pairinteraction [5] 程序库，计算了处于态 $|nL、\ j、\ m\rangle$ 的铷原子的里德堡原子对势。随着原子间距变化，对双原子哈密顿量进行对角化 R ，从而获得相对于非相互作用原子对能量的本征能量。能量基底限制在 $E_{\text{pair}} \pm \epsilon_{\text{range}}$ ，其中 $\epsilon_{\text{range}} = 30(68/n)^2$ GHz 随主量子数变化。原子对势呈现出两个具有不同距离依赖关系的区域：在较大距离处（$R > R_{\text{vdW}}$），非共振偶极-偶极相互作用产生有效吸引势（吸引）势

$$V_{\text{vdW}}(R) = -\frac{C_6}{R^6}$$

其中， $C_6 \equiv C_3^2/|\Delta|$ 是有效范德瓦耳斯系数， Δ 是相对于偶极-偶极共振的失谐。范德瓦耳斯半径 R_{vdW} 是一个特征长度尺度，标志着从 C_6 区间（ R较大）到 C_3 区间（ R较小）的交叉。它通过将重叠最高的吸引性本征态分支拟合到*LeRoy-Bernstein* 模型来确定。

$$V(R) = V_\infty + A\frac{1 - \sqrt{1 + (R_{\text{vdW}}/R)^6}}{1 - \sqrt{1 + R_{\text{vdW}}^6}}$$

其中， V_∞ 是渐近能量， A 是势阱深度尺度， R_{vdW} 表征能量快速变化的位置。这种半经验形式以解析方式连接长程 $-C_6/R^6$ 行为与短程避免交叉。交叉半径 R_{vdW} 自然出现在能量梯度最大的点。

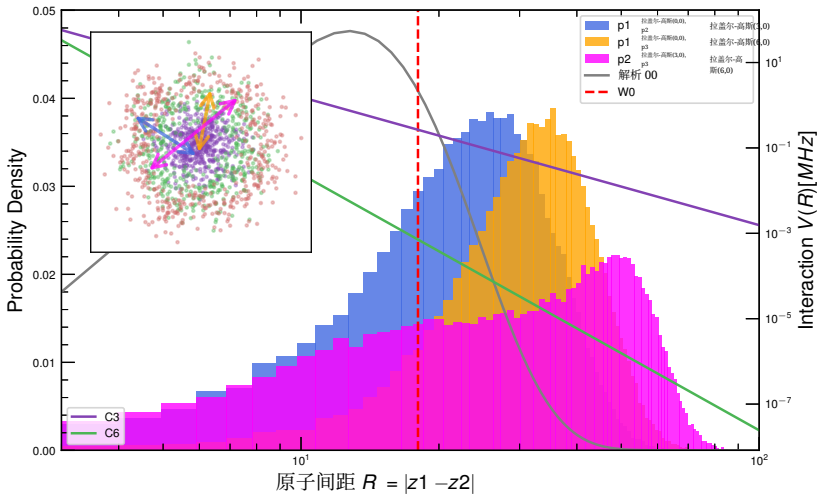
在短距离（$R < R_{\mathrm{vdW}}$）下，近共振偶极-偶极耦合占主导，并产生具有特征 R^{-3} 标度的避免交叉，其中 C_3 量化了偶极-偶极相互作用强度。我们使用耦合双态模型同时拟合一个或两个本征值分支

$$V_{\pm}(R) = E_{\mathrm{avg}} \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + \left(\frac{C_3}{R^3}\right)^2}$$

通过非线性最小二乘拟合，可直接得到 C_3 和 Δ （失谐）。有效系数 $C_6 = C_3^2/|\Delta|$ 则由微扰理论得出。对于近共振（福斯特）情形，同时追踪并拟合两个分支；对于非共振情形，拟合单个分支即可。优先纳入与初始配对态重叠为 > 0.4 的态。

补充材料 E：多模交叉阻塞

当前实验装置专为研究人工磁场下最低朗道能级（最低朗道能级）中的多体态而设计 [6, 7]。不同的 LG_l^p 模式构成了最低朗道能级（$p = 0$）中粒子可以占据的轨道。要实现分数量子霍尔效应态，需要轨道之间存在强相互作用，这正是本研究所考察的里德伯相互作用的作用。为了构建较大的关联态，所有模式之间的相互作用都必须足够强，以实现不同模式之间的散射。由于高阶 l 模式覆盖的原子样品范围更大，预期它们之间的距离



补充信息 图 S6。**长程相互作用应能显著增强交叉阻塞** 不同模式下所有原子对距离的特征距离（直方图）表明，腔腰范围内的相互作用占主导。偶极相互作用（紫色）即使在短距离处范德瓦耳斯相互作用（绿色）占主导，也能带来显著增强。

对于更高阶 l，原子对距离会增大；只有基模高斯模 $l = 0$ 的精确分布可以用闭式求得，而高阶模和交叉模分布只能通过蒙特卡洛抽样进行数值计算，如图 S6所示。偶极型 C_3/R^3 相互作用的长程特性能够在腔腰量级的高阶模预期距离上，使相互作用显著增强两到三个数量级。

补充材料 F：电场抵消

里德伯原子，尤其是主量子数较高的里德伯原子 $n > 60$，由于偶极矩很大，对静电场极为敏感。即使距离原子位置最近的表面也有 > 1 厘米远，吸附物、

斑块电荷或腔体结构上压电陶瓷产生的电势都可能引起显著的背景场。若不加以控制，这些因素可能导致数 MHz 量级的直流斯塔克频移；而且，由于可移动电荷或解吸作用，确切的电荷分布会随时间变化，从而造成随时间变化的随机频移。在本研究使用的腔体中，像差控制依赖腔内透镜，大面积介电表面靠近原子，使这一问题更加严重。虽然介电表面与金属表面上斑块电荷形成的确切机制尚未完全明了，但一种常见的解决方法是照射紫外光；据推测，在玻璃池实验中，这可以使吸附在表面的铷原子解吸 [8, 9]。由于光学通道有限，我们将强准直紫外 LED 光源365 nm、1 W 的功率经由一个磁光阱观察窗照入腔体结构，照亮所有表面。在实验运行之间的稳态期间照射紫外光不会影响磁光阱装载，因此每次运行的探测阶段我们都会将其关闭。主动进行紫外光消除约 30 秒后，背景电场便趋于稳定。我们使用 9 个真空内电极，抵消剩余的背景电场；这些电场部分由腔体锁定压电陶瓷产生，部分来自残余电荷。这足以抵消所有绝对场分量 E_i 以及 $\frac{\partial E_i}{\partial x_j}$ 原子所在位置的梯度，因为自由空间中的麦克斯韦方程组施加了另外四个约束（散度为零且无旋）。若分别控制全部 9 个电极，参数空间将难以优化；此外，电极的布置并不对称，而是受结构中的可用空间限制。因此，我们对腔体结构、透镜和电极进行有限元模拟

在*Ansys Maxwell* 中提取响应矩阵 $\begin{pmatrix} E_i \\ \partial_j E_i \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \\ \dots V_k \dots \\ \\ \end{pmatrix}$，以表征由电压 E_i 和梯度 $\partial_j E_i$ 产生的电场，

该电压施加于电极 V_k。随后可对该矩阵求逆，以直接控制电场和梯度。对原子施加磁塞曼场，以解除超精细简并，并保护电磁诱导透明免受偏振轻微不完美的影响；偏振的不完美会破坏空间对称性并确定量子化轴。交流斯塔克频移与同时 塞曼频移相互作用，因此电场的最佳分解方式是分解为平行于 $E_\parallel$ 的分量，以及沿两个垂直 $E_\perp$， E_z 轴的分量。

实验前，我们将三个电场分量均优化至二次极小值；梯度在长达一周的时间尺度内不会发生变化。

补充材料 G：关联函数 $g^{(2)}(\tau)$

归一化二阶关联函数 $g^{(2)}(\tau)$ 根据测得的符合直方图 $G(\tau)$ 计算得出，其中已扣除所有由背景事件造成的偶然符合。信号关联函数的最终公式如下：

$$g^{(2)}_{sig}(\tau) = \frac{G(\tau)}{\mathcal{N}(\tau) \cdot N_{cav,A} N_{cav,B}} - \frac{N_{bg,A} N_{bg,B}}{N_{cav,A} N_{cav,B}} - \frac{N_{bg,A}}{N_{cav,A}} - \frac{N_{bg,B}}{N_{cav,B}} \tag{G.1}$$

其中 $G(\tau)$ 是延迟 τ处中心时间箱内测得的符合计数原始数量， N_{cav}是通过从总测量计数（A/B）中减去估算的背景计数（N_{bg}）而计算得到的仅含信号（腔）计数数量，而N_m是下文定义的归一化因子。公式（ $\mathcal{N}(\tau)$ 中的最后三项分别扣除了背景-背景、信号-背景和背景-信号事件产生的偶然符合。归一化因子考虑了实验持续时间，以确保 $g^{(2)}(\tau)$ 为无量纲量，其定义如下：

$$\mathcal{N}(\tau) = \frac{N_{shots} \cdot (T_{shot} - |\tau|) \cdot \Delta t}{(N_{shots} \cdot T_{shot})^2} \tag{G.2}$$

其中 N_{shots} 是实验运行次数， T_{shot} 是单次测量的持续时间， Δt 是直方图箱宽。

最终 $g^{(2)}(\tau)$ 的不确定度通过传播所有测量量的统计误差来确定。不确定性的主要来源是原始事件数（符合计数、总计数和背景计数）的泊松计数统计，其中方差等于平均计数。随后，使用不相关变量的标准误差传播公式合并这些单项不确定度，从而求得 $g^{(2)}(\tau)$ 的最终方差。

[1] Kurdak, D. 等 通过微波缀饰增强里德堡阻塞。《物理评论快报》**134**, 123404 (2025). [2] Šibalić, N., Pritchard, J. D., Adams, C. S. & Weatherill, K. J. ARC：用于计算碱金属里德堡原子性质的开源程序库。《计算机物理通讯》**220**, 319–331 (2017). [3] Gullans, M. J.等 里德堡极化激元的有效场论。《物理评论快报》**117**, 113601 (2016). 出版方：美国物理学会。[4] Georgakopoulos, A., Sommer, A. & Simon, J. 相互作用腔里德堡极化激元理论。《量子科学与技术》**4**, 014005 (2018). 出版方：IOP出版社。[5] Weber, S. 等 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). [6] Clark, L. W., Schine, N., Baum, C., Jia, N. & Simon, J. 光构成的 Laughlin 态的观测。《自然》**582**, 41–45 (2020). 出版方：自然出版集团。[7] Clark, L. W. 等 相互作用的 Floquet 极化激元。《自然》**571**, 532–536 (2019). 出版方：自然出版集团。[8] Mamat, B. 等 通过电子光脱附减轻单个里德堡原子的残余电场噪声。《物理评论应用》**22**, 064021 (2024). [9] Patrick, L. 等 用于基于里德堡原子的传感器的玻璃蒸气池中感生表面电荷分布效应的成像。《*AVS*量子科学》**7**, 024401 (2025)。