arXiv:2301.05377v1 [physics.atom-ph] 13 Jan 2023

超冷铯 $80D_{5/2}$里德伯电磁诱导透明的退相干

YuechunJiao[1,3], *LipingHao*[1], *JingxuBai*[1], *JiabeiFan*[1], *Zhengyang Bai*[2,3,*] *Weibin Li*[4], *Jianming Zhao*[1,3,†] *and Suotang Jia*[1,3]1*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*
[2]*State Key Laboratory of Precision Spectroscopy,East China Normal University, Shanghai 200062, China*[3]*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*
[4]*School of Physics and Astronomy, and Centre for the Mathematics and Theoretical Physics of Quantum Non-equilibrium Systems,University of Nottingham, Nottingham, NG7 2RD, UK*

我们利用超冷铯云研究了强相互作用区内涉及 $80D_{5/2}$ 态的级联三能级原子的里德伯电磁诱导透明（电磁感应透明）。在实验中，强耦合激光驱动 $6P_{3/2}$ 至 $80D_{5/2}$ 跃迁，而弱探测光驱动$6S_{1/2}$ 至 $6P_{3/2}$ 跃迁，用于探测耦合诱导的电磁感应透明信号。在双光子共振条件下，我们观察到电磁诱导透明透射随时间缓慢减小，这是相互作用诱导的亚稳态的特征。我们提取了光学深度为 OD $= \gamma_{\mathrm{OD}}t$时的退相干率 γ_{OD} 。我们发现，在固定入射探测光子数 R_{in} 的情况下，光学深度在开始阶段随时间线性增加，随后达到饱和。退相干率随 R_{in}呈非线性变化。退相干机制主要归因于强偶极-偶极相互作用，它会导致粒子从 $nD_{5/2}$ 转移至其他里德伯态。我们证明，利用态选择场电离技术测得的典型转移时间$\tau_{0(80D)}$ 与电磁诱导透明透射的衰减时间$\tau_{0(\mathrm{EIT})}$相当。本实验为研究里德堡多体系统中的强非线性光学效应和亚稳态提供了有用工具。

I. 引言

由于里德堡原子具有强相互作用（$\propto n^{11}$ 随 n 主量子数增大而增强） [1], ，因此为实现量子信息处理和量子模拟 [2–5]以及研究相互作用诱导的协同光学非线性 [6] 提供了理想平台。光学非线性效应由里德堡原子间的相互作用引起 [7,8], ，即范德瓦耳斯（vdW）相互作用 [9–11] 和偶极-偶极相互作用 [12, 13]。借助电磁诱导透明（EIT）[6]，可将强原子相互作用有效映射为光子间相互作用。由于协同效应，光学非线性可大幅增强 [6, 14–16]。基于此，里德堡电磁诱导透明实验被用于使用室温气室测量射频电场 [17] ，并利用超冷样品实现少光子光学非线性 [18–21]，例如高效单光子产生 [18], 、光与原子激发之间的纠缠生成 [20], 、单光子开关 [16, 19, 22]和晶体管 [21, 23, 24]。两个单独里德堡原子之间的共振偶极-偶极相互作用 [25]具有角度依赖性。近期，研究人员利用里德堡 nD态 [26]，采用各向异性的里德堡相互作用研究了里德堡极化激元。

本文展示了偶极阱中包含 $80D_{5/2}$ 态的级联三能级铯原子的里德堡电磁诱导透明光谱。在双光子共振条件下，我们观察到电磁诱导透明透射随时间缓慢下降。这可能是相互作用诱导亚稳态的一个迹象 [27, 28]。由于偶极矩阵元较大，铯 nD态原子与能量相近的（$n+1$）P态之间具有很强的偶极相互作用。我们发现， nD态与（$n+1$）P态之间的强偶极相互作用会导致 nD 态快速衰减至（$n+1$）P态，并使透射光谱发生退相干。我们建立了一个理论模型，以理解电磁诱导透明的退相干机制。此外，我们还研究了退相干率的非线性依赖关系。

本文其余部分安排如下。在第II节中，我们介绍实验装置。在第III节中，我们通过实验揭示里德堡电磁感应透明光谱及其退相干。在第IV节中，我们提出一个简单的理论模型，以揭示电磁感应透明退相干机制。在第V节中，我们测量了 $80D_{5/2}$ 态上的快速衰减过程。最后，我们总结了本研究获得的主要结果。

II. 实验装置

我们的实验在配备光学偶极阱（ODT）的铯磁光阱（MOT）中进行。偶极阱的光束腰斑为 45 μ米。相关能级示意图和实验装置分别如图1(a)和(b)所示。图1(a)所示的三能级系统由基态 $|6S_{1/2}$、 $F = 4\rangle$

* zhybai@lps.ecnu.edu.cn
† zhaojm@sxu.edu.cn

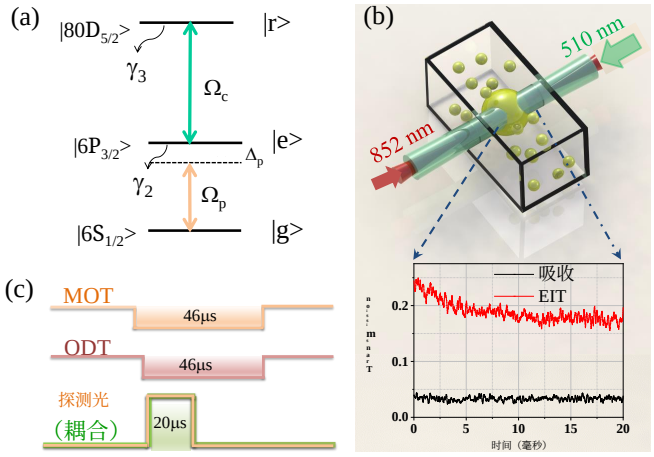

图 1.（彩色在线版）（a）原子能级示意图。拉比频率为 Ω_p 的弱探测激光场驱动下跃迁，$|g\rangle = |6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |e\rangle = |6P_{3/2}, F' = 5\rangle$。强耦合激光（拉比频率为 Ω_c）耦合跃迁 $|e\rangle \rightarrow |r\rangle = |80D_{5/2}\rangle$。（b）实验装置。耦合光束和探测光束以反向传播的方式穿过磁光阱中心，并与偶极阱光束重合。探测光束的透射信号由单光子计数模块（SPCM）探测。插图显示了电磁感应透明退相干行为（红色）和探测光吸收（黑色；未使用耦合光束）。数据由 3000 个实验周期累加得到。（c）实验时序。关闭磁光阱和偶极阱光束后，开启里德堡电磁感应透明耦合激光和探测激光，持续 20 μs；期间，探测激光频率由双程声光调制器扫描，跨越 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 跃迁，扫描范围为 ±15 兆赫。

($|g\rangle$)、中间态 $|6P_{3/2}, F' = 5\rangle$ ($|e\rangle$)和里德堡态 $|80D_{5/2}\rangle$ ($|r\rangle$)组成。弱探测光束（拉比频率Ω_p，852 纳米激光器，线宽为100千赫）由外腔二极管激光器（Toptica, DL-pro）提供，驱动下跃迁，其频率通过偏振光谱法稳定在 $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 5\rangle$ 跃迁处。耦合光束（拉比频率Ω_c）由商用激光器（Toptica, TA-SHG110）提供，线宽为1兆赫，用于驱动里德堡跃迁 $|6P_{3/2}, F' = 5\rangle \rightarrow |80D_{5/2}\rangle$。耦合激光的频率通过从铯室温蒸气室 [29]获得的里德堡电磁感应透明参考信号稳定在里德堡跃迁处。弱探测激光和强耦合激光的高斯半径分别为 9 μ米和 30 μ米；两束光在磁光阱中心重合并反向传播，见图1(b)。探测激光通过双程声光调制器（AOM）扫描，扫描范围覆盖下跃迁。探测激光的透射信号（里德堡电磁感应透明光谱）由单光子计数模块（SPCM）探测，并通过*Labview*程序处理。玻璃磁光阱周围设置了三对磁场补偿亥姆霍兹线圈，可通过电磁感应透明塞曼分裂减小杂散磁场，

对应的杂散场小于 5 mG。在我们的实验中，通过阴影成像测得原子云的峰值密度约为 10^{11} cm^{-3}，原子云的温度约为 100 μK。估算得到的里德堡态密度为 2.4 $\times$ 10^8 cm^{-3}。

实验时序如图1(c)所示，整个周期为 200 ms，对应的重复频率为 5 Hz。每个周期中，关闭俘获光束后，我们开启耦合激光和探测激光 20 μs；在此期间，探测激光频率扫过$|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 5\rangle$跃迁，同时，通过比例-积分-微分控制器（PID）反馈回路控制供应给 852-nm 声光调制器（AOM）的射频功率，以固定激光功率。图1(b)所示的数据由 3000 个周期累积得到。

III. 里德堡电磁诱导透明与透射退相干的实验观察

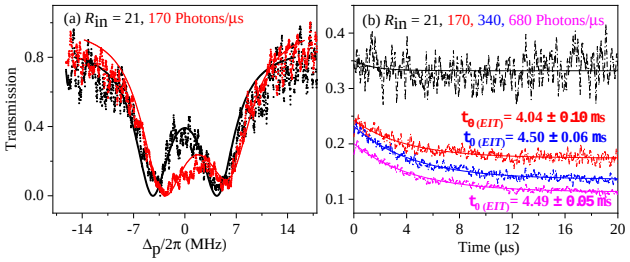

图2。（网络版为彩色）（a）耦合激光的里德堡电磁感应透明光谱，$\Omega_c/2\pi$ =10.6 兆赫，与 $|6P_{3/2}, F' =5\rangle \rightarrow |80D_{5/2}\rangle$ 跃迁共振；探测频率扫描下跃迁 $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' =5\rangle$，探测光子率分别为 $R_{\rm in}$ = 21 光子/μ秒和170光子/μ秒。实线为使用三能级原子的密度矩阵方程进行拟合所得。随着探测光 $R_{\rm in}$增加，电磁诱导透明透射显著降低并发生蓝移。（b）双光子共振条件下，所示不同探测光子输入率对应的电磁诱导透明透射。当输入率为 $R_{\rm in}$ = 21 光子/μ秒时，透射保持不变；输入率较高的情况下，透射起初随 $R_{\rm in}$ 降低，随后随电磁诱导透明维持时间衰减。实线表示指数拟合。对于较高的 $R_{\rm in}$，特征时间分别为 $\tau_{0(\rm EIT)}$ = 4.04 ± 0.10 μ秒、4.50 ± 0.06 μ秒和4.49 ± 0.05 μ秒。

由于量子干涉效应 [30], , 当耦合激光和探测激光的频率满足双光子共振条件 [时，探测光透射 T 会增加（见图1(a)）]。采用旋波近似并在相互作用绘景中 [31], , 在双光子共振条件下，三能级哈密顿量的本征态可表示为 $|D\rangle \propto \Omega_c^*|g\rangle - \Omega_p|r\rangle$。对于传统的电磁感应透明，系统处于暗态，探测脉冲几乎不会受到光吸收。对于三能级方案，所有原子初始时均制备在态 $|g\rangle$。电磁诱导透明系统可以

随时间演化至暗态 $|D\rangle$时间 $1/\gamma_2$。然而，如图1(b)所示，在 $nD_{5/2}$-里德堡电磁诱导透明系统中，电磁诱导透明透射随时间缓慢下降。有趣的是，退相干的时间尺度远长于中间态的寿命 $|e\rangle$。在里德堡 [26, 32] 态的情况下，偶极相互作用会导致多体退相干 nD 。

我们在图2(a)中展示了具有 $80D_{5/2}$ 里德堡态的EIT光谱。探测场采用的入射光子率为 $R_{\rm in}$ = 21 光子/μ秒（黑色虚线）和170光子/μ秒（红色虚线），其中$\Omega_c = 2\pi \times 10.6$ 兆赫。我们发现，透射率随 $R_{\rm in}$ 增加而降低，同时伴随着电磁诱导透明峰位移。 $R_{\rm in}$ = 21光子/μ秒时，EIT透射率约为40%；当 $R_{\rm in}$ 增加至170光子/μ秒时，透射率降至20%。我们将光学透射率降低归因于里德堡态之间的原子相互作用。此外，当 $R_{\rm in}$ = 170光子/μ秒时，与 $R_{\rm in}$ = 21 光子/μ秒的情况相比，EIT峰蓝移约2。5 MHz。对于里德堡电磁感应透明，在强相互作用区，暗态极化激元对其他里德堡激发非常敏感。这是因为两个里德堡极化激元在介质中以 r的间距传播时，会经历相互作用诱导的能量位移 U（r）。这会导致探测光束的虚部Im(χ)不为零，其中 χ表示系统的光学极化率，因此会产生强吸收并使EIT光谱发生位移 [6, 14, 15]。

为进一步研究 nD态的退相干特性，我们在耦合场 $\Omega_c/2\pi$ =10.6 兆赫保持不变的情况下，改变探测光子率 $R_{\rm in}$ 。耦合激光和探测激光的频率均处于共振状态。如图2(b)所示，图中绘出了不同 $R_{\rm in}$下透射随时间的变化。探测光子率较低时（即 $R_{\rm in}$ = 21 光子/μ秒），透射几乎保持恒定；但随着 $R_{\rm in}$增大，透射会随时间缓慢下降 t。通过用指数函数$T = A\exp(-t/\tau_{0(\rm EIT)}) + T_0$拟合面板(b)中的数据，可以提取出不同 $R_{\rm in}$下的衰减时间 $\tau_{0(\rm EIT)}$ =4.04 ± 0.10 μ秒、4.50 ± 0.06 μ秒和4.49 ± 0.05 μ秒。该衰减时间远长于 $|e\rangle$ 态的寿命（即 $1/\gamma_2 \sim 0.03\mu$秒）。

为揭示退相干机制，我们将介质的有效光学深度（OD）定义为透射率的对数 [即，OD = -ln(T)] [26]。OD 的时间演化如图3(a)所示 [对应于图2(b)中的结果]。可以看到
光学深度（OD）在 t= 5 μs 之前随时间近似线性增加。忽略饱和效应后，我们可以重新定义$OD = \gamma_{\rm OD}t$ ，其中 $\gamma_{\rm OD}$ 反映了解耦杂质产生光学密度的速率 [26]。当探测光子数较少时（即 $R_{\rm in} \lesssim 340\ \mu s^{-1}$），提取出的速率 $\gamma_{\rm OD}$ 随 $R_{\rm in}$ 线性增加，随后在 $R_{\rm in}$ [较大时趋于饱和，见图3(b)]。这是因为探测光子数较少时，系统尚未完全处于阻塞区。因此，随着光子数增加，更多里德堡原子被激发，从而增强偶极-偶极相互作用，导致 $\gamma_{\rm OD}$增加。然而，

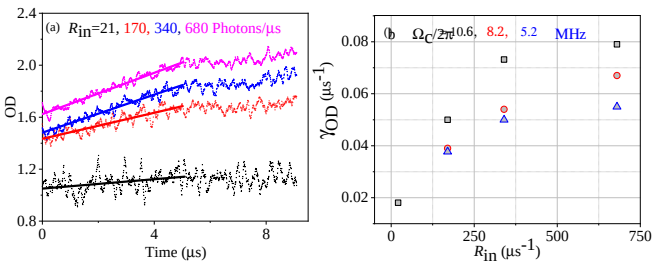

图3。（在线彩色）(a) 对图2(b)中光谱取对数得到的 $80D_{5/2}$ 电磁诱导透明透射光学深度，所示光子入射率 $R_{\rm in}$ 对应固定的 $\Omega_c = 2\pi\times 10.6$ MHz。实线为 t μs 之前数据的线性拟合，用于提取退相干率。(b) 退相干率 $\gamma_{\rm OD}$ 随 $R_{\rm in}$ 的变化，对应的耦合拉比频率 $\Omega_c/2\pi$ = 10分别为 6、8.2 和 5.2 兆赫。

系统进入完全阻塞区后，我们无法激发更多里德堡原子，因此退相干率$\gamma_{\rm OD}$ 呈现饱和。这是多体退相干的一个特征。根据我们的实验条件，在 Ω_c = 10.6 兆赫时，探测光子的群速度约为 3920 m/s。考虑到原子云长度为 1 mm，光子穿过原子云的传播时间约为 0.26 μs。对于 80D$_{5/2}$，里德堡阻塞半径约为 10 μm。在此条件下，约有 100 个原子可以被激发至里德堡态。因此我们可以计算出，每微秒里德堡激发的最大数量约为 385，其中 100 个原子/0.26 μs $\simeq$ 385 /μs。因此， $R_{\rm in}$ 的临界值约为 385 /μs。当光子入射率 $R_{\rm in}$ 小于 385 /μs 时，系统不处于阻塞区。提高探测激光的强度后，系统可以处于完全阻塞区。此估算与图 3(b) 中的退相干率 $\gamma_{\rm OD}$ 相符。我们还改变 Ω_c并测量电磁感应透明退相干率 $\gamma_{\rm OD}$ 随 $R_{\rm in}$的变化。结果显示出类似的非线性依赖关系，见图3(b)]。

IV. 电磁感应透明退相干机制分析

该 $nD_{5/2}$ 对之间的范德华相互作用会导致能级移动，而 $nD_{5/2}$ 与最近的里德堡态之间的偶极相互作用则会使 $nD_{5/2}$ 转移到其他里德堡态。由于实验中没有微波场，其他态是由 $nD_{5/2}$ 态自发衰变而激发的。我们发现，在本实验条件下，nD-(n+1)P 跃迁是最强的（详情见第 5 节），其中 [33] 。因此，这会导致一个两阶段过程。里德堡 $nD_{5/2}$ 态会通过自发衰变衰变到$(n+1)P_{3/2}$。随后，在偶极—偶极相互作用耦合近简并里德堡双原子态 [26, 32]的条件下，便会产生退相干。用于描述退相干的完整模型.....

相当复杂。本节将采用一个简化模型，重点讨论退相干效应；尽管如此，该模型仍能捕捉其主要效应。

考虑图 1(a) 中的三能级方案，里德堡态的退相干率 γ_3 约为 $\gamma_r + \Gamma_{re} \approx \gamma_r$。里德堡原子的寿命很长（$1/\Gamma_{re} \sim n^3$），量级为 100 μ秒。 γ_r 表示原子相干性的退相干（源于原子碰撞、残余多普勒效应、里德堡原子之间的偶极-偶极相互作用以及有限的激光线宽）。中间态 $|e\rangle$ 的退相干率表示 $\gamma_2 = \gamma_e + \Gamma_{eg}$，其自发衰变率为 Γ_{eg}，相互作用诱导衰变为 γ_e。在我们的物理系统中， γ_e 远小于 $\Gamma_{eg} \simeq 2\pi \times 5.2$ 兆赫，因此 $\gamma_2 \approx \Gamma_{eg}$。在高密度原子气体中可能出现集体耗散，通常通过二体偶极耦合 [32]产生。这里我们采用有效退相干 $\gamma_3^{\rm eff}$（即 $\gamma_r = \gamma_3^{\rm eff}$），并探究透射与偶极相互作用诱导退相干之间的关系。

有效三能级系统的动力学可由多原子密度算符 ρ的量子主方程描述：

$$\dot{\rho} = -i[\hat{H}_{\rm eff}, \rho] + D_1(\rho) + D_{\rm eff}(\rho), \qquad (1)$$

方程中的有效哈密顿量为

$$\hat{H}_{\rm eff} = \sum_{j=1}^{N} \Big[-\Delta_p \hat{\sigma}_{ee}^j(\mathbf{r},t) - (\Delta_p + \Delta_c)\hat{\sigma}_{rr}^j(\mathbf{r},t) + \frac{\Omega_p}{2}\hat{\sigma}_{eg}^j(\mathbf{r},t) + \frac{\Omega_c}{2}\hat{\sigma}_{re}^j(\mathbf{r},t) + \sum_{k\neq j}^{N} \frac{V_{jk}}{2}\hat{\sigma}_{rr}^j\hat{\sigma}_{rr}^k + \text{H.c.} \Big], \qquad (2)$$

其中，$\hat{}\sigma_{ab}(z_j) \equiv |a_j\rangle\langle b_j|$ (z_j 是相应系综中第 j个原子的位置)，H.c. 表示前述各项的厄米共轭。 $V_{jk} = C_6/|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k|^6$ 是范德瓦耳斯势，其色散系数为$C_6 \propto n^{11}$。耗散效应用林德布拉德形式 $D_1(\rho)$描述，

$$D_1(\rho) = \sum_{j=1}^{N} \Gamma_{eg} \left(\hat{\sigma}_{ge}^j \rho \hat{\sigma}_{eg}^j - \frac{1}{2}\{\hat{\sigma}_{ee}^j, \rho\} \right), \qquad (3)$$

其中， $D_1(\rho)$表示从态 $|e\rangle$ 衰变至 $|g\rangle$。引入有效退相干项 $D_{\rm eff}(\rho)$,

$$D_{\rm eff}(\rho) = \sum_{j=1}^{N} \gamma_3^{\rm eff} \left(\hat{\sigma}_{33}^j \rho \hat{\sigma}_{33}^j - \frac{1}{2}\{\hat{\sigma}_{33}^j, \rho\} \right), \qquad (4)$$

由于透明共振的退相干和光谱位移 [见图 2(a)], ，我们采用单个原子与平均场（MF）耦合的理论描述，来分析强里德堡相互作用下的电磁诱导透明谱 [34–36]。在平均场近似下，多体密度矩阵 ρ 通过 $\hat{}\rho \approx \Pi_i \hat{}\rho_i$ 分解为单个原子的密度矩阵。在热力学极限下，可以得到三能级系统的光学布洛赫方程，其中密度矩阵的元素用 $\rho_{ab} = N^{-1}\sum_j \langle \hat{}\sigma_{ab}^j \rangle$ 表示。正如我们的实验所表明的，在长时间演化过程中，里德堡态之间的相互作用会导致平均场位移，其中 $\Delta_c \to \Delta_c + V\rho_{rr}$ 为平均场相互作用能$V = N^{-1}\sum_{k\neq j} V_{jk}$。

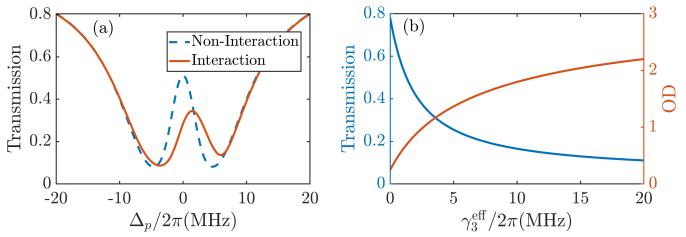

图4.（网络版彩色）(a) 对于 $V = 0$ 和 $V \neq 0$，理论结果显示电磁感应透明透射率随 Δ_p 变化。(b) 当 $\Omega_p/2\pi$ =1.04 兆赫、$\Omega_c/2\pi$ =10.6 兆赫且原子密度为 1×10^{11}cm^{-3}时，电磁感应透明透射率及相应光学深度随里德堡态有效退相干率$\gamma_3^{\rm eff}$的变化；该退相干率考虑了里德堡原子之间的相互作用。

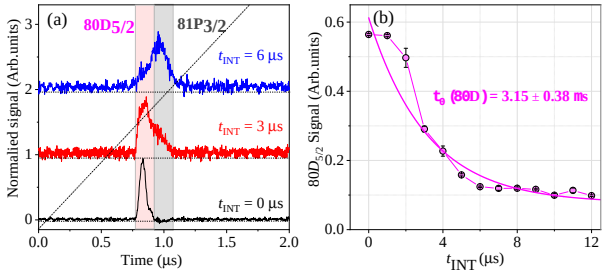

图5。（在线彩色）(a) 激光激发至 $80D_{5/2}$ 态时，归一化的飞行时间（TOF）信号及标示的相互作用时间 $t_{\rm INT}$。为清晰起见，三条曲线在垂直方向上错开，各自的零电平以水平虚线表示。 $80D_{5/2}$ 态和 $81P_{3/2}$ 态信号的门控窗口分别以浅粉色和灰色阴影区域标示。(b) $80D_{5/2}$ 态的测量结果随相互作用时间 $t_{\rm INT}$的变化。初始制备的 $80D_{5/2}$里德堡原子在$t_{\rm INT}$ 期间由于强共振偶极相互作用而转移至邻近的里德堡态 $|r'\rangle$ 。实线表示特征时间为$\tau_{0(80D)} = 3.15 \pm 0.38$ μ秒的指数拟合。

通过数值求解平均场布洛赫方程，可以得到电磁诱导透明透射随 Δ_p的变化。如图4(a)所示，透明峰相对于无相互作用时的电磁诱导透明共振发生了逐渐增大的蓝移。这是因为里德堡态发生位移，导致电磁诱导透明窗口失谐。实验中也观察到了类似的EIT信号 [见图2(a)]。为了获得电磁诱导透明透射对里德堡相互作用引起的有效退相干的依赖关系，我们针对一系列有效 $\gamma_3^{\rm eff}$计算了EIT光谱，以考虑里德堡原子引起的多体退相干。图4(b)绘出了电磁诱导透明透射随 $\gamma_3^{\rm eff}$的变化。系统工作在双光子失谐 $\delta = 0$下，探测光$\Omega_p/2\pi$ =1.04兆赫，$\Omega_c/2\pi$ =10.6兆赫，原子密度为 $N_a = 1\times10^{11}$ cm^{-3}。结果表明，电磁诱导透明透射——

射随 γ_3^{eff}降低。当 $\gamma_3^{\text{eff}} = 2\pi \times 1.5$ 兆赫时，电磁诱导透明透射降至50%。这与我们的实验数据呈现的趋势一致 [见图2(a)]。作为比较，我们还在图4(b)中绘出了相应的光学深度。与预期相同，计算得到的探测光束光学深度随 γ_3^{eff} 增大。需要指出的是，本文所用理论模型基于MF方程，仅通过改变有效衰减率 γ_3^{eff}建立。超出当前模型的范畴，还需要发展多体量子模型，以更好地理解亚稳态动力学 [27, 28]。我们将在其他地方对此进行讨论。

V. 对 $80D_{5/2}$ 态衰减的检验

退相干效应可能源于多种物理原因，例如原子碰撞、残余多普勒效应、里德堡原子之间的布居数耗散，或有限的激光线宽。为了检验集体退相干过程，我们还开展了实验，测量从 $80D_{5/2}$ 到 $81P_{3/2}$ 的快速布居数转移。对于 $80D_{5/2}$态，本研究所用态与最近的 $81P_{3/2}$态之间的能级间隔为 1.3124 GHz，对应的偶极矩阵元为 5649。$1\ ea_0$ ，其中 e 为电子电荷， a_0 为玻尔半径。因此， $80D_{5/2}$ 里德堡态与 $81P_{3/2}$之间存在强偶极相互作用，从而导致$80D_{5/2} \rightarrow 81P_{3/2}$ [33]态转移。这种转变会导致 $80D_{5/2}$ 里德堡原子衰减，进一步降低电磁诱导透明透射。为了验证这一猜想，我们在额外的磁光阱中进行了更多测试；该磁光阱 [未显示在图1(b)中], ，并通过态选择场电离探测检测里德堡原子。原子云的温度与主装置中的几乎相同，原子云的峰值密度为 $8.0 \times 10^{10} cm^{-3}$，与主装置中的 $1.0 \times 10^{11} cm^{-3}$相当。此外，我们将探测光和耦合光的拉比频率设为与主装置中几乎相同，使里德堡布居数与主装置中电磁诱导透明实验的布居数相当。因此，我们在测试装置中同时获得了类似的电磁诱导透明光谱和场电离信号。装置的详细信息见我们先前的工作 [33, 37]。在测试实验中，关闭磁光阱光束后，我们施加一个持续时间为 4 μ秒的双光子激发脉冲，以制备 $80D_{5/2}$ 里德堡原子；在电离探测前设置可选的相互作用时间 t_{INT} ，从而能够研究里德堡态的衰减和态转变。

在图5(a)中，我们展示了激光激发至 $80D_{5/2}$ 态时的飞行时间（TOF）信号。起初，TOF信号显示原子布居在 $80D_{5/2}$ 态（见黑色曲线）。由于共振偶极相互作用，浅粉色阴影区域内处于 $80D_{5/2}$ 态的原子部分转移至灰色阴影区域内的邻近 $81P_{3/2}$ 态[见 $t_{\text{INT}} = 3$ μs时的红色曲线]。随着 t_{INT}进一步增加，大多数处于 $80D_{5/2}$ 态的里德堡原子转移至 $81P_{3/2}$ 态（见 $t_{\text{INT}} = 6$ μs时的蓝色曲线）。 $81P_{3/2}$ 态的布居数在 t_{INT} =6 μs时达到最大值，随后衰减至其他态。为更好地理解转移过程，我们针对不同的 t_{INT}进行了一系列测量。图5(b)显示了测得的 $80D_{5/2}$ 随 t_{INT}变化的情况。可以清楚地观察到， $80D_{5/2}$ 态在 8μs内快速衰减。为获得 $80D_{5/2}$ 态的衰减特性，我们使用指数函数 [对实验数据进行拟合（见图5(b)中的实线）]。拟合结果显示，衰减时间为$\tau_{0(80D)} = 3.15 \pm 0.38$ μs，与电磁诱导透明透射率的衰减$\tau_{0(EIT)}$接近。因此，我们得出结论：偶极相互作用诱导的态转移可能是导致 $80D_{5/2}$ 里德堡三能级EIT透射衰减的原因。

VI. 结论

我们展示了采用级联三能级方案获得的里德堡电磁诱导透明光谱，其中涉及铯原子的 $80D_{5/2}$ 态。里德堡电磁感应透明光谱强烈依赖于入射探测光子数。光透射随时间呈现衰减行为。我们定义了介质的光学深度，以表征透射。我们证明，在固定探测光 R_{in}的条件下，光学深度在初始阶段随时间线性增加。通过重新定义OD $=\gamma_{\text{OD}} t$，我们进一步得到退相干率 γ_{OD} 。退相干率随弱探测场线性增加，随后在 R_{in}较大时趋于饱和。我们证明，退相干机制主要归因于强烈的偶极-偶极相互作用，这会导致 $|nD_{5/2}\rangle$ 态发生强烈的布居衰减。该实验装置为探索量子非线性光学和量子信息处理提供了平台，并在量子多体系统中产生亚稳态。

[1] Thomas F. Gallagher， *Rydberg Atoms*（剑桥大学出版社，剑桥，1994）。[2] D. Jaksch、J. I. Cirac、P. Zoller、S. L. Rolston、R. Cˆot´e 和 M. D. Lukin，《中性原子的快速量子门》，物理评论快报 **85**，2208–2211（2000），arXiv:0004038 [quant-ph]。[3] Daniel Viscor、Weibin Li 和 Igor Lesanovsky，《单光子的电磁感应透明》在偶极耦合的一维原子云中，”New J. Phys. **17** (2015), 10.1088/1367-2630/17/3/033007，arXiv:1412.3031。[4] L. Isenhower、E. Urban、X. L. Zhang、A. T. Gill、T. Henage、T. A. Johnson、T. G. Walker 和 M. Saffman，“中性原子受控非门的演示”，物理评论快报 **104**，010503（2010）。

[5] I. M. Georgescu、S. Ashhab 和 Franco Nori，“量子模拟”，现代物理评论 86（2014），10.1103/RevModPhys.86.153，arXiv:1308.6253。[6] J. D. Pritchard、D. Maxwell、A. Gauguet、K. J. Weatherill、M. P.A. Jones 和 C. S. Adams，“阻塞里德堡系综中的协同原子-光相互作用”，物理评论快报 105（2010），10.1103/Phys-RevLett.105.193603，arXiv:1006.4087。[7] Valentina Parigi、Erwan Bimbard、Jovica Stanojevic、Andrew J. Hilliard、Florence Nogrette、Rosa Tualle-Brouri、Alexei Ourjoumtsev 和 Philippe Grangier，“冷里德堡原子系综中相互作用诱导的色散光学非线性的观测与测量”，物理评论快报 109，233602（2012）。[8] Thibault Peyronel、Ofer Firstenberg、Qi Yu Liang、Sebastian Hofferberth、Alexey V. Gorshkov、Thomas Pohl、Mikhail D. Lukin 和 Vladan Vuleti´c，“强相互作用原子使能的单光子量子非线性光学”，自然 488，57–60（2012）。[9] Kilian Singer、Jovica Stanojevic、Matthias Weidem¨uller 和 Robin Cˆot´e，“与 n s– n s、n p– n p 和 n d– n d 渐近态相关联的碱金属里德伯原子对之间的长程相互作用”，J. Phys. B：原子、分子与光学物理 38，S295–S307（2005）。[10] B. Vermersch、A. W. Glaetzle 和 P. Zoller，“里德堡态阻塞机制中的魔法距离”，《物理评论A辑》91，023411（2015）。[11]Yue-Chun Jiao、Xiao-Xuan Han、Zhi-Wei Yang、Jian-Ming Zhao 和 Suo-Tang Jia，“强原子相互作用冷原子气体中的电磁诱导透明”，中国物理快报 33，123201（2016）。[12] Thibault Vogt、Matthieu Viteau、Jianming Zhao、Amodsen Chotia、Daniel Comparat 和 Pierre Pillet，“铯原子里德堡态高分辨率激光激发中福斯特共振处的偶极阻塞”，物理评论快报 97，6–9（2006）。[13] Daniel Comparat 和 Pierre Pillet，“冷里德堡原子样品中的偶极阻塞”，美国光学学会期刊B 27，A208–A232（2010）。[14] S. Sevin¸cli、N. Henkel、C. Ates 和 T. Pohl，“冷里德堡气体中的非局域非线性光学”，物理评论快报 107，153001（2011）。[15] Zhengyang Bai 和 Guoxiang Huang，“通过里德伯-里德伯相互作用增强冷原子系统中的三阶和五阶克尔非线性”，光学快报 24，4442–4461（2016）。[16]Cheng Chen、Fan Yang、Xiaoling Wu、Chuyang Shen、Meng Khoon Tey 和 Li You，“超冷里德堡原子气体混合物中的双色光学非线性”，《物理评论A辑》103，053303（2021）。[17] Jonathon A. Sedlacek、Arne Schwettmann、Harald K¨ubler、Robert L¨ow、Tilman Pfau 和 James P. Shaffer，“利用明亮原子共振在蒸气池中对里德堡原子进行微波电测量”，自然·物理 8，819–824（2012）。[18] Y. O. Dudin 和 A. Kuzmich，“冷原子气体中强相互作用的里德堡激发”，科学 336，887–889（2012）。[19]Simon Baur、Daniel Tiarks、Gerhard Rempe 和 Stephan D¨urr，“基于里德堡阻塞的单光子开关”，物理评论快报 112，1–5（2014），arXiv:1307.3509。[20]L. Li、Y. O. Dudin 和 A. Kuzmich，“光与光学原子激发之间的纠缠”，自然 498，466–469 (2013)。[21]Daniel Tiarks、Simon Baur、Katharina Schneider、Stephan D¨urr 和 Gerhard Rempe，《利用 F¨orster 共振实现单光子晶体管》，《物理评论快报》113 (2014)，10.1103/PhysRevLett.113.053602，arXiv:1404.3061。[22] Yao Ding、Zhengyang Bai、Guoxiang Huang 和 Weibin Li，《双通道里德伯相互作用诱导的促进透明与单光子开关》，arXiv:2205.14621 (2022)。[23] H. Gorniaczyk、C. Tresp、J. Schmidt、H. Fedder 和 S. Hofferberth，《由态间里德伯相互作用介导的单光子晶体管》，《物理评论快报》113，1–5 (2014)，arXiv:1404.2876。[24] H. Gorniaczyk、C. Tresp、P. Bienias、A. Paris-Mandoki、W. Li、I. Mirgorodskiy、H. P. B¨uchler、I. Lesanovsky 和 S. Hofferberth，《通过电调谐 F¨orster 共振增强里德伯介导的单光子非线性效应》，自然·通讯 7，12480 (2016)。[25] Sylvain Ravets、Henning Labuhn、Daniel Barredo、Thierry Lahaye 和 Antoine Browaeys，《测量 F¨orster 共振下两个单独里德堡原子间偶极-偶极相互作用的角度依赖性》，《物理评论A辑》92，020701 (2015)。[26] C. Tresp、P. Bienias、S. Weber、H. Gorniaczyk、I. Mir-gorodskiy、H. P. B¨uchler 和 S. Hofferberth，《里德伯D态极化激元的偶极退相干》，物理评论快报 115，083602 (2015)。[27] Katarzyna Macieszczak、M˘ad ˘alin Guţ˘a、Igor Lesanovsky 和 Juan P. Garrahan，《迈向开放量子动力学中亚稳态理论》，物理评论快报 116，240404 2016( )。[28] Katarzyna Macieszczak、YanLi Zhou、Sebastian Hof-ferberth、Juan P. Garrahan、Weibin Li 和 Igor Lesanovsky，《相互作用多体系统中的亚稳无退相干子空间与电磁诱导透明》，《物理评论A辑》96，043860 (2017)。[29] Yuechun Jiao、Jingkui Li、Limei Wang、Hao Zhang、Lin-jie Zhang、Jianming Zhao 和 Suotang Jia，《基于里德伯电磁诱导透明的激光频率锁定》，Chinese Phys. B 25，053201 (2016)。[30] Michael Fleischhauer、Atac Imamoglu 和 Jonathan P. Marangos，《电磁诱导透明：相干介质中的光学》，现代物理评论 77，633–673 (2005)。[31] Liping Hao、Yuechun Jiao、Yongmei Xue、Xiaoxuan Han、Suying Bai、Jianming Zhao 和 Georg Raithel，《冷铯原子中从电磁诱导透明到Autler–Townes劈裂的转变》，New J. Phys. 20，073024 (2018)。[32] Dong Yan、Binbin Wang、Zhengyang Bai 和 Weibin Li，《具有二体退相干的相互作用里德伯原子的电磁诱导透明》，光学快报 28，9677–9689 (2020)。[33]Liping Hao、Zhengyang Bai、Jingxu Bai、Suying Bai、Yuechun Jiao、Guoxiang Huang、Jianming Zhao、Weibin Li 和 Suotang Jia，《观测到超冷里德伯气体中黑体辐射增强的超辐射》，新物理学杂志 23，083017 (2021)。[34] H. Schempp、G. G¨unter、C. S. Hofmann、C. Giese、S. D. Saliba、B. D. DePaola、T. Amthor、M. Weidem¨uller、S. Sevin¸cli 和 T. Pohl，《通过受控粒子间相互作用实现相干布居囚禁》，《物理评论快报》104，173602（2010年）。

[35] J. D. Pritchard、D. Maxwell、A. Gauguet、K. J. Weath- erill、M. P. A. Jones 和 C. S. Adams，《里德伯阻塞系综中的协同原子-光相互作用》，物理评论快报**105**，193603（2010年）。[36]Jingshan Han、Thibault Vogt 和 Wenhui Li，《电磁诱导

相互作用里德堡气体中的透明现象，”《物理评论A辑》**94**，043806 (2016年)。[37] Xiaoxuan Han、Suying Bai、Yuechun Jiao、Liping Hao、Yongmei Xue、Jianming Zhao、Suotang Jia 和 Georg Raithel，“由长程多极相互作用形成的铯62DJ里德堡原子宏观二聚体，”《物理评论A辑》**97** (2018年)，10.1103/PhysRevA.97.031403，arXiv:1708.02768。