arXiv:2601.04943v1 [cond-mat.quant-gas] 8 Jan 2026

利用耗散连续时间晶体增强微波传感

薛云龙[1,2], ZhengyangBai[1], * 和 Yu-Qiang Ma[1], 3†

[1] *National Laboratory of Solid State Microstructures and School of Physics, Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China* [2] *State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China* [3] *Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China*（日期：2026年1月9日）

耗散时间晶体是驱动—耗散量子多体系统中的一种涌现相，其特征是持续振荡并自发打破时间平移对称性。在此，我们探究了微波（MW）场驱动的耗散里德堡系统中的非平衡相变，并证明了其对高精度微波传感具有临界灵敏度。在平均场耦合下，我们识别出包括单稳态、双稳态和振荡相在内的不同动力学区域。不同于单粒子探测——其中拍频信号会随微波场强线性衰减——时间晶体相对微波扰动表现出很高的灵敏度，在单稳态—振荡相边界附近会发生快速且不连续的频率切换。这一突变转变源于时间上的自发对称性破缺，并且从根本上不受背景噪声影响。基于这一点，借助这种灵敏度，我们实现了量级为 1 nV/cm 的最低可探测微波场强。我们的研究为利用外场控制时间晶体相提供了框架，并通过多体效应推进了微波传感的发展。

Key词语：连续时间晶体、里德堡原子、微波传感、非平衡相变

引言。—处于高激发电子里德堡态（主量子数为 $n \gg 1$）的中性原子，是一个功能强大的平台，在量子光学、量子模拟和非平衡动力学领域具有广阔的应用前景 [1–3]。这源于它们既能提供强而长程的原子相互作用，又能通过激光激发实现高度可控，满足研究复杂多体物理的先决条件 [4]。对于封闭量子系统，已有大量研究利用里德堡原子（尤其是中性原子阵列）探索各种奇异量子现象，例如淬火动力学 [4–6] , 、热化 [7–11], 、遍历性破缺 [12, 13] 以及信息扰乱 [14, 15]。

在有限温度下，由于与局域环境耦合，耗散往往不可忽略。耗散通常会破坏量子多体相干性和纠缠，使系统在其弛豫时间尺度内趋于稳态。另一方面，里德堡相互作用与耗散之间的协同作用会引发奇异的非平衡现象，例如集体量子跃迁 [3, 16], 、自组织临界性 [17–19], 、光学双稳态 [20–22],以及集体振荡 [23–25]。

近期实验表明，在涉及两个里德堡态的热铷气体中，非线性同步得到了增强，形成了耗散性连续时间晶体（CTC） [24]。这一现象源于两个里德堡态之间的竞争，并诱导出相互作用驱动的极限环。这些极限环能够打破时间平移对称性，使系统从均匀相分岔为振荡相。该相中的持续振荡关键取决于两个里德堡态之间的相互作用，因此系统可能容易受到耦合其跃迁的外场干扰。反过来，这种易感性为利用CTC相检测外部电磁场 [（例如微波（MW）或太赫兹场）] 提供了一种新方法 [26–30]。

在这项工作中，我们通过研究微波耦合里德堡多体系统中的非平衡动力学来探讨这一问题。在平均场（MF）耦合下，我们在相图中识别出三个不同的相：单稳态相、双稳态相和振荡相。尤为重要的是，我们发现振荡区对微波场的变化异常敏感。这种灵敏度表现为，随着微波功率增加，系统会在具有高振荡频率和零振荡频率的非平衡态之间发生不连续的快速切换。这是本工作的关键发现。

此外，纳入多普勒效应的数值模拟证实，临界性附近的这种频率切换在热平均下仍然稳健。在此基础上，我们提出了一种基于热里德堡气体的高精度微波测量方案。通过利用这种灵敏度，该方案实现的最小可探测电场强度约为 1 nV/cm，凸显了其在微波场探测方面的潜力。

尤其值得注意的是，Ding 等人利用里德堡原子气体中双稳态临界点处的陡峭斜率，实现了增强的微波灵敏度 [28, 31]。超越双稳态之后，振荡区提供了一条颇具潜力但尚未探索的途径。至关重要的是，时间晶体相与定常相之间的快速切换可以通过标准频谱分析仪轻松探测 [27,

* zhybai@nju.edu.cn
† myqiang@nju.edu.cn

32], 使其成为微波探测的候选方案。

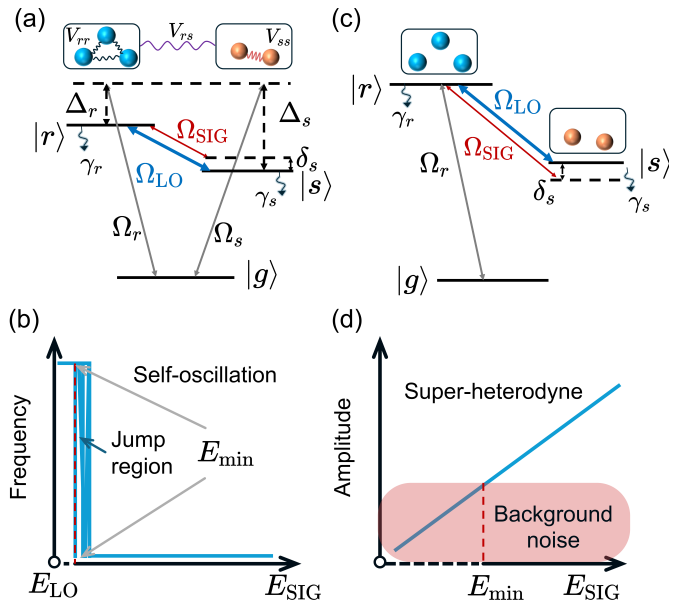

图 1. **基于连续时间晶体的微波接收器的基本原理**。(a) 能级图。驱动场 Ω_s (Ω_r)直接耦合 $|g\rangle$ 至 $|s\rangle$ （$|g\rangle$ 至 $|r\rangle$），而局域微波场 $\Omega_{\rm LO}$ 共振耦合 $|r\rangle$ 和 $|s\rangle$。弱微波信号场$E_{\rm SIG}$ （拉比频率 $\Omega_{\rm SIG}$）相对于局域场具有失谐 δ_s 和相位 ϕ_s 。此处，可控局域场 $\Omega_{\rm LO}$将系统锁定在相变起始点附近，从而显著提高系统对弱信号场 $E_{\rm SIG}$的灵敏度。(b) 连续时间晶体相的振荡频率随信号场强度 $E_{\rm SIG}$的变化。(c) 原子超外差微波接收器的能级图。局域场 $\Omega_{\rm LO}$ 共振耦合态 $|r\rangle$ 和 $|s\rangle$，而信号场 $\Omega_{\rm SIG}$ 驱动跃迁至 $|s\rangle$ ，其失谐为 Δ_s，从而产生拍频振荡信号。(d) 测得的信号振幅随信号场强度 $E_{\rm SIG}$的变化。微波探测的最终灵敏度极限由背景噪声决定。

模型。— 我们考虑一个具有三个电子能级的里德伯系综，包括基态 $|g\rangle$、两个里德堡态 $|r\rangle$ 和 $|s\rangle$，如图 1(a) 所示。每个原子都从基态 $|g\rangle$ 持续受到激光激发，跃迁至里德堡态 $|r\rangle$ ($|s\rangle$)，其拉比频率为 Ω_r (Ω_s)，相对于共振的失谐为 Δ_r (Δ_s)。在旋波近似下，系统的原子—光耦合哈密顿量为 $\hat{\mathcal{H}}_{\rm al} = -\sum_{\alpha=r,\ s}\Delta_\alpha\hat{\sigma}_{\alpha\alpha}(\mathbf{r}\ t)+\frac{1}{2}[\Omega_r\hat{\sigma}_{rg}(\mathbf{r}\ t)+\Omega_s\hat{\sigma}_{sg}(\mathbf{r}\ t)+\text{H.c.}]$。其中，$\hat{\sigma}_{\alpha\beta}$为跃迁算符 $(\alpha,\ \beta = g,\ r,\ s)$ 。

激发后，里德堡原子之间会产生强烈的长程相互作用。通常，位于$\mathbf{r}$ 和$\mathbf{r}'$位置的里德堡原子之间的相互作用 $V_{\alpha\beta}(\mathbf{r}-\mathbf{r}') = C^{(6)}_{\alpha\beta}/|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^6$ 可用范德华相互作用来描述，其色散系数为 $C^{(6)}_{\alpha\beta}$ $(\alpha,\beta = r,s)$ [24, 28]。鉴于存在两种里德堡态，双体相互作用由哈密顿量，

$$H_{\rm int} = -\mathcal{N}\sum_{\alpha,\beta}\int d^3\mathbf{r}'\hat{\sigma}_{\alpha\alpha}(\mathbf{r}',t)\,V_{\alpha\beta}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\hat{\sigma}_{\beta\beta}(\mathbf{r},t)\,, \tag{1}$$

为实现基于CTC的微波接收器，我们通过微波场耦合两个里德堡态。系统由哈密顿量 $\hat{\mathcal{H}}_{\rm am} = \frac{1}{2}\Omega_m\hat{\sigma}_{rs}(\mathbf{r}\ t) + \text{H.c.}$ 控制，其中 Ω_m 为微波拉比频率。

与此同时，里德堡态中的相干激光耦合和强长程相互作用与耗散过程（例如热碰撞效应和电子态衰减）相互竞争。耗散由里德堡态的衰减率 γ_r 和 γ_s 表征。为纳入耗散效应，密度矩阵 $\hat{\rho}$ 的演化由林德布拉德方程描述，

$$\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial t} = -i\left[\hat{H},\hat{\rho}\right] + \mathcal{D}\left(\hat{\rho}\right), \tag{2}$$

这里，系统总哈密顿量表示为 $\hat{H} = \mathcal{N}\int d^3\mathbf{r}(\hat{\mathcal{H}}_{\rm al}+\hat{\mathcal{H}}_{\rm am}+\hat{\mathcal{H}}_{\rm int})$，其中 $\mathcal{N}$ 表示原子密度。林德布拉德项 $\mathcal{D}(\hat{\rho})$ 定义为 $\mathcal{D}(\hat{\rho}) = \mathcal{N}\sum_{\alpha=r,s}\gamma_\alpha\int d^3\mathbf{r}(\hat{L}_\alpha\hat{\rho}\hat{L}^\dagger_\alpha - \frac{1}{2}\{\hat{L}^\dagger_\alpha\hat{L}_\alpha,\hat{\rho}\})$，其中林德布拉德算符 $\hat{L}_\alpha = \hat{\sigma}_{g\alpha}(\mathbf{r}\ t)$ 对应于衰减率γ_α。式（2）右侧第一项描述了由 $\hat{H}$决定的 $\hat{\rho}$ 的幺正演化。林德布拉德项则描述了从里德堡态 $|r\rangle$ 和 $|s\rangle$ 到基态 $|g\rangle$的耗散过程。在不失一般性的前提下，我们假设相邻里德堡态的衰减率$\gamma_r = \gamma_s = \gamma$ 相同，并在下文中将所有量均以 γ为单位表示。

强里德堡相互作用与耗散之间的相互作用会产生奇异的连续时间晶体相，近期已有多项研究通过实验对其进行了验证 [23–25, 33]。本文旨在利用连续时间晶体相增强微波传感，其基本原理如下。通过拉比频率 $\Omega_{\rm LO}$ 描述的强本地振荡器微波场以共振方式施加于系统，通过非平衡相变对系统进行控制。检测时引入一个形式为 $\tilde{\Omega}_{\rm SIG} = \Omega_{\rm SIG}\exp(-2\pi i\delta_s t+\phi_s)$ 的弱信号场，在 $\Omega_{\rm SIG} \ll \Omega_{\rm LO}$ [图 1(a)]所示条件下，该信号场与相同的里德堡态耦合。这里，频率失谐 δ_s 和相位 ϕ_s 均相对于局域场定义，且必须满足条件 $2\pi|\delta_s| < \Gamma$ ，其中 Γ表示系统线宽。因此，微波场的拉比频率为 $\Omega_m = \Omega_{\rm LO} + \Omega_{\rm SIG}$。

所提出的微波接收器在结构上与原子超外差接收器相似 [图1（c）]。在超外差架构中，局域场与信号场之间的干涉会产生拍频信号，其振幅随微波场强线性变化 [图 1（d）]。因此，微波探测的最终灵敏度极限由背景噪声决定——其中包括激光、电学和原子噪声——当信噪比接近 1 时，便达到这一极限 [27]。

在基于CTC的微波接收器中，系统工作在振荡态—单稳态边界附近，并通过局域场 Ω 进行调节$_{\mathrm{LO}}$。在越过相变点之前，时间平移对称性发生自发破缺，从而产生类似于自拍频信号的自振荡。一旦信号场 E_{SIG} 超过阈值，这些振荡便会突然停止，同时伴随频率的快速、不连续切换（详细计算见下一节）。这种突变源于系统中对称性的自发破缺，且基本不受背景噪声影响 [图1（b）]。因此，可以预期，在临界点附近微波探测精度会得到提升，以下分析将对此进行详细阐述。

微波驱动的非平衡相变。——为此，我们首先研究仅由局域微波场驱动的非平衡相变。在此背景下，微波场的拉比频率记为 $\Omega_m = \Omega_{\mathrm{LO}}$。基态为$|\alpha\rangle$ $(\alpha = g, r, s)$的三态系统可映射为一个有效自旋-1系统。该系统的一般密度矩阵为 $\hat{\rho}_l = \sum_{\alpha,\beta=g,r,s} c_{\alpha\beta}|\alpha\rangle\langle\beta|$。对于多粒子系统，密度矩阵在刘维尔空间中的维数随 8^N 增长。在典型计算机上，当 $N > 10$ 时，计算复杂度使我们无法通过数值方法求解多体问题。由于里德堡系综中的耗散和长程相互作用，我们可以采用平均场理论来描述该系统的动力学行为 [21, 34]。在平均场近似中，多体密度矩阵 $\hat{\rho}$通过平均场假设 $\hat{\rho} = \prod_l \otimes \hat{\rho}_l$解耦为各个单体的密度矩阵。这种解耦实质上忽略了不同格点之间的空间关联 [24, 35]。基于林德布拉德主方程（2），我们得到密度矩阵元的光学布洛赫方程 $\rho_{\alpha\beta}(\mathbf{r}\ t) \equiv \langle\hat{\sigma}_{\alpha\beta}(\mathbf{r}\ t)\rangle$ [详情见补充材料（SM）]。由于里德堡相互作用，平均场方程中的八个分量呈非线性耦合（因为非对角元是复数）。

光学布洛赫方程的不动点可通过令 $\dot{\rho}_{\alpha\beta} = 0$求得。我们进一步采用李雅普诺夫稳定性判据，通过计算平均场方程 [36] 的雅可比矩阵的特征值，来量化不动点的线性稳定性 ρ_{rr}（ρ_{ss}）并将里德伯态布居 Δ –作为序参量，以刻画各相。根据不动点的数量及其稳定性，[图2（a1）—（a3）]中的相图被划分为三个不同区域：单稳态（MS）、双稳态（BS）和振荡态（OS） [34, 37] [详见 **SM** 。]后两者对应非平凡的多体相。

在我们的数值模拟中，我们改变失谐量 Δ (其中 $\Delta_s = \Delta$ 和 $\Delta_r = \Delta - 8\gamma$) 以及拉比频率 Ω（其中 $\Omega_r = \Omega_s = \Omega$），并采用不同的局域微波场 Ω_{LO}。如图 2(a1) 所示，在没有微波场时（例如 $\Omega_{\mathrm{LO}} = 0$），平均场相图包含全部三个相。在单稳态区（青色区域），耗散（例如衰减 γ）占主导地位，并使系统弛豫

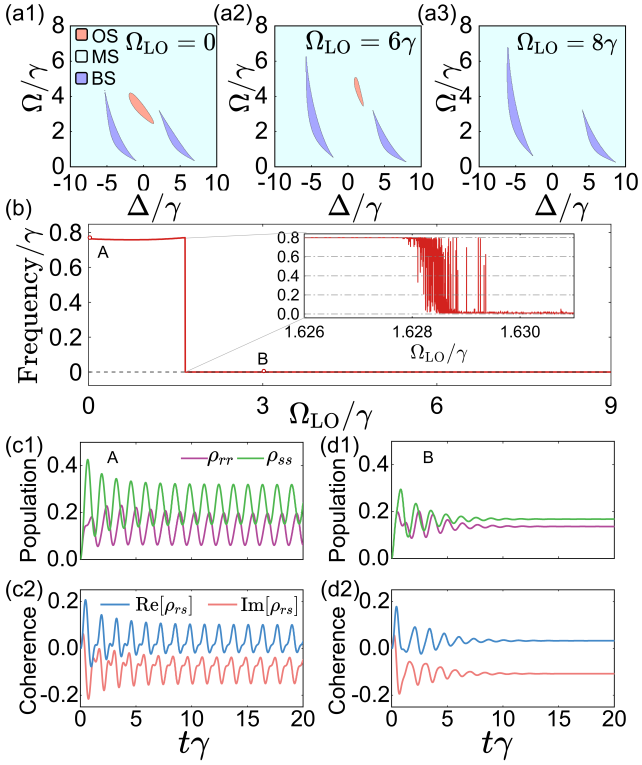

图 2. **平均场相图与连续时间晶体相的分析**。（a1）—（a3）我们绘制了 Ω−Δ 空间中的相图。相图由单稳态（MS）、双稳态（BS）和振荡态（OS）构成。面板（a1）、（a2）和（a3）分别对应微波场 $\Omega_{\mathrm{LO}} = 0$、 6γ和 8γ下的相图。（b）在 Ω_{LO} 变化时，布居 ρ_{gg} 的动力学的傅里叶分析是在 $\Omega = 3.3\gamma$ 和 $\Delta = -0.6\gamma$下得到的。在振荡态—单稳态边界附近，振荡频率表现出快速波动，从较高值迅速下降至接近零。对应于点 A 和 B 的动力学分别展示于面板（c1）—（c2）和（d1）—（d2）中。面板（c1）—（c2）绘制了在 $\Omega_{\mathrm{LO}} = 0$下，里德伯态布居 $\rho_{\alpha\alpha}$ $(\alpha = r、\ s)$ 和相干性 ρ_{rs} 随时间 t 的变化。面板（d1）—（d2）显示，将 Ω_{LO} 增大至 3γ 会破坏持续振荡。在整个过程中，系统参数固定为： $\gamma_r = \gamma_s = \gamma$ 和 $V_{rr} = V_{ss} = V_{rs} = 10\gamma$。

至稳态，弛豫时间为原子寿命 $T \sim 1/\gamma$。在双稳态区（蓝色区域），非线性效应（由里德堡相互作用引起）驱动鞍结分岔，系统在里德堡态布居较高和较低的状态之间表现出一阶耗散相变 [16, 21]。

随着失谐 Δ接近共振，两个里德堡态之间的竞争导致系统从单稳态区分岔进入振荡相。这是由于相互作用诱导的极限环（LC）出现，并通过霍普夫分岔自发打破时间平移对称性 [34, 38]。确定振荡态所在的区域后，我们发现，两个里德堡态之间的相互作用能够产生持续振荡 [图 2(c1)-(c2)]。这种行为构成了一种耗散型连续时间晶体 [24]。

存在局域微波场时 [图 2(a2)], , 我们观察到，相图中的双稳态区相对稳定，没有显著展宽或频移。相比之下，振荡区对微波场高度敏感。随着局域场 Ω_{LO}从 0 增加到 8γ，诱导的斯塔克位移使一个明显的蓝失谐振荡区出现。该区域逐渐变窄，最终消失 [图 2(a3)]。

如上所述，CTC 相由于两个里德堡态之间的相互作用而出现。这也会导致原子相干性发生振荡 ρ_{rs} 在两个里德堡态之间 [图2(c2)]。如图2(d2)所示，局域微波场能够有效调制ρ_{rs} 两个里德堡态之间的原子相干性，从而抑制相干振荡，并使系统随后弛豫至稳态。

为理解由局域场控制的耗散相变，我们通过对$_{\mathrm{LO}}$ 中持续振荡进行傅里叶分析，将相图映射为局域场 Ω 的函数 ρ_{gg}。 $\Delta = -0.6\gamma$ 系统参数固定为 $= 3.3\gamma$和 Ω_{LO} 连续增大时 [图2(b)]。由于振荡区对微波场具有高灵敏度，这一现象可提供一种基于多体方法的全新微波传感途径，其基础是里德堡原子 [27, 28]。这些发现表明，通过利用局域场使系统运行在振荡区与单稳态区的边界附近，我们能够实现对信号微波场的高灵敏度探测。下一节将详细分析这种在热原子气体中实现的基于CTC的微波接收器。

基于*CTC*的微波接收器方案。——为实现里德堡微波接收器的实际应用，我们将上述对CTC的研究扩展至热原子系统。在热原子蒸气中，较高的原子密度会产生强烈的里德堡相互作用，并主导系统动力学 [21]。里德堡蒸气中原子的随机热运动会形成速度分布，进而导致非均匀多普勒展宽 [39]。多普勒效应对原子动力学的形成起着关键作用。

该数值模拟通过对每个跃迁进行多普勒平均，考虑原子速度的影响。多普勒展宽通过失谐纳入哈密顿量，$\Delta_\alpha \to \Delta_\alpha + \mathbf{k}_\alpha \cdot \vec{v}\,(\alpha = r,\ s)$。随后通过对速度求平均得到有效密度矩阵，$\tilde{\rho}_{\alpha\beta} = \int dv f(v)\rho_{\alpha\beta}(v)$，其中 $f(v)$表示麦克斯韦–玻尔兹曼速度分布，$f(v) = 1/(\sqrt{\pi}v_T)\exp[-(v/v_T)^2]$,, 而 $v_T = \sqrt{2k_BT/M}$是在温度 T 下原子的最概然速率（M原子质量）。

如图3（a）[（b）], , 我们分析了该系统在不同速度类别下的动力学行为，重点关注多普勒展宽效应。研究发现，在初始瞬态时期，不同速度类别的原子表现出显著不同的动力学行为。在较后阶段（$t > 20$ 纳秒），我们观察到相当一部分原子达到稳态布居，变得不再具有动力学活性。相比之下，有相当比例的速度类别仍保持动力学活性，呈现出持续的时间振荡。

值得注意的是，尽管不同速度类别的振荡在振幅和频率上起初存在差异，但最终会达到相位同步，表明系统正转向集体行为。在图3(a)–(b)的上方面板中，我们绘出了多普勒平均里德伯布居， $\tilde{\rho}_{ss}$ 和 $\tilde{\rho}_{rr}$。经过初始瞬态时期后，平均布居进入持续振荡相。不同速度类别的振荡频率彼此锁定，并汇聚到单一频率。这种集体振荡类似于热里德伯气体中的连续时间晶体相 [23–25]。

接下来，我们考察原子相干性的演化

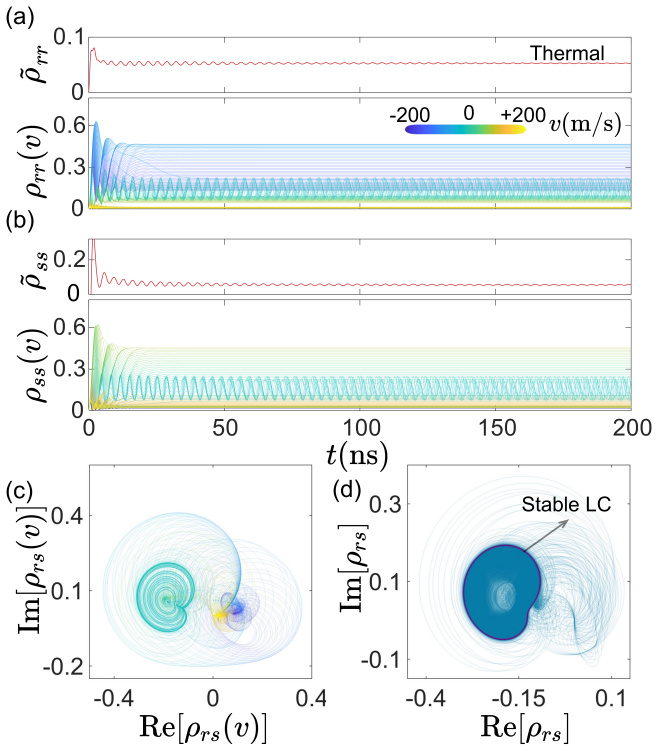

图3. **不同速度类别下里德伯布居的动力学演化**。(a) [(b)]不同速度类别下 $\rho_{rr}(\rho_{ss})$的时间演化，速度范围为 -200m/s 至 200 m/s（下方面板），以及热平均结果（上方面板）。(c) 不同速度原子的相空间演化轨迹。(a)、(b)和(c)面板采用相同的颜色映射，且所有原子均初始化于基态。(d) 固定速度（$v = 0$）但初始布居分布不同的原子的相空间轨迹。数值模拟中，参数为 $T = 300$K、$\Omega = 3\gamma$、$\Omega_{\mathrm{LO}} = \gamma$、 $V_{rr} = V_{ss} = V_{rs} = 10\gamma$和 $\Delta = 0$。

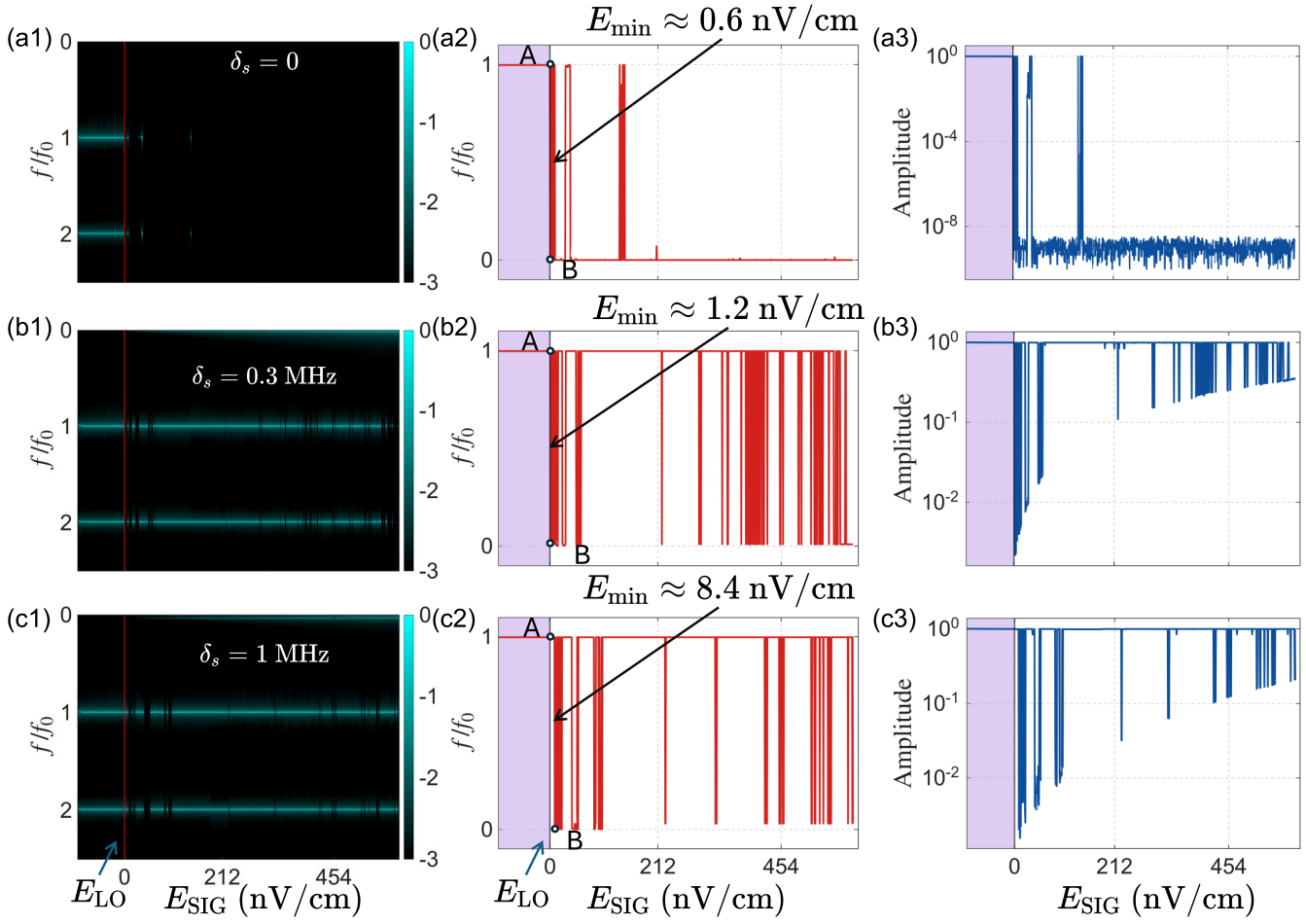

图 4. **通过耗散型连续时间晶体进行微波传感。**(a1–c1) 在局域场 $E_{\mathrm{LO}} = 7.85 \times 10^{-3}\,\mathrm{V/cm}$ 固定时，振荡频率随信号场强度 E_{SIG} 的变化。信号失谐 δ_s 分别为：(a1)-(a3) 0 （共振），(b1)-(b3) 0.3 MHz，以及 (c1)-(c3) 1 MHz。颜色表示归一化振荡振幅（对数刻度）。红色竖线标示固定 E_{LO} 时的锁定点， E_{SIG} 在其右侧增大。为避免图中过于拥挤，未显示拍频。(a2–c2) 对应的归一化基频 f/f_0 随 E_{SIG} 的变化。粉色带表示可达的 E_{LO} 范围，黑线表示数值模拟中采用的实际锁定点，对应于 (a1–c1) 中的红线。(a3–c3) 基频振荡振幅随 E_{SIG} 的变化。频率和振幅的突变使微波场的检测成为可能。

在相空间中不同速度类别之间的演化。我们的结果显示，振荡区间内的粒子会组织成一系列同心极限环，在不发生衰减的情况下维持持续振荡 [图3(c)]。此外，我们还探究了初始条件对系统动力学的影响。如图3(d)所示，不同的初始布居分布会产生相位各异的不同相空间轨迹。这一行为与参考文献 [23], 中的最新发现一致，是区分时间晶体与其他系统的一项关键特征。值得注意的是，所有轨迹最终都会稳定在同一个极限环上，展现了时间晶体振荡的稳健性。

随后，我们研究耗散性连续时间晶体对热气体中微波信号场的动力学响应。为利用振荡态—单稳态边界附近的高灵敏度，我们首先将局域场锁定在接近临界点的位置。在此配置下，系统处于连续时间晶体区间，并表现出稳定振荡。将系统制备于初始连续时间晶体态后，我们施加一个微弱信号场对其进行扰动。由于临界点附近的动力学不稳定性，连续时间晶体态在微弱信号场调制下可能被破坏，导致振荡频率降至零。这里，我们将最小可检测场强定义为：使振荡频率从其连续时间晶体值降至振荡信号首次消失时的强度所需的信号强度。

例如，我们分别选择铷原子的高激发里德堡态 $|r\rangle = |90S_{1/2}\rangle$ 和 $|s\rangle = |90P_{3/2}\rangle$。其他参数选为失谐 $\Delta_r = \Delta_s = 6\gamma$ 和拉比频率 $\Omega_r = \Omega_s = 15\gamma$。在高温下，与其他里德堡态混合导致的非弹性碰撞，

也发挥着重要作用 [40]。在高密度气体中，且不失一般性，我们设定 $\gamma = 2\pi\times19$MHz [41, 42]。如图 4 所示，我们给出了不同失谐 δ_s下，傅里叶频谱相图随信号场强度$E_{\rm SIG}$ 变化的情况。局域场固定为$E_{\rm LO} = 7.85\times10^{-3}$V/cm，其锁定点以红色竖线标示于面板 (a1)–(c1) 中。对于共振信号场（$\delta_s = 0$），随着信号场增强，连续时间晶体区间会迅速瓦解。振荡消失之前，振荡频率会从连续时间晶体区间的取值跃变至零，使系统达到平衡态。在这一条件下，对应的最小可探测电场强度为 $E_{\rm min} = \Omega_{\rm min}\hbar/\mu \approx$0.6nV/cm，其中 μ 表示相应的跃迁偶极矩 [，如图 4(a2) 中从 A 点到 B 点的转变所示]。对于非零失谐 δ_s [（图 4(b1)–(b3) 和 (c1)–(c2)]，），我们观察到跃变区域变宽，并得到最小可检测场强：当 $\delta_s = 0.3$ MHz 和 1 MHz 时，分别为 $E_{\rm min} = 1.2$nV/cm 和 8.4 nV/cm。观测到的 $E_{\rm min}$随失谐 δ_s 增大，是由非共振耦合造成的。这种行为与超外差微波接收机的工作方式相符。通过部署配备斯塔克梳的可扩展里德堡蒸气池线性阵列 [32]，可以克服这一限制。因此，这些发现为非平衡系统中的微波探测开辟了一种基于连续时间晶体的新范式。

结论与讨论。——在本研究中，我们探究了由可调谐微波场驱动的里德堡多体系统中的耗散相变。通过将原子激发至双组分里德堡态，我们展示了时间晶体的涌现，其中振荡区对微波扰动表现出极高的灵敏度。一项关键发现是，随着微波场调谐，在单稳态区与振荡区的交界处，高振荡频率态与零振荡频率态这两种不同的非平衡态之间会快速切换。此外，我们分析了多普勒展宽介质中由微波场控制的相变。结果表明，由于时间平移对称性的自发破缺和平均场耦合，不同速度类别中的相当一部分原子呈现同步振荡动力学。通过利用热气体中临界性附近的相变，我们对微波场进行了精密扫描。理论计算预测，在这一多体非平衡系统中，可探测到的最低微波场强约为 1 nV/cm。本研究为理解微波驱动的里德堡系统中的非平衡相变奠定了理论框架，为未来实验以及量子传感和计量学中的潜在应用铺平了道路。

致谢。— 我们谨向 Linjie Zhang、Yuechun Jiao 和 Weibin Li 致以谢意，感谢他们提供的宝贵讨论。本研究得到中国国家自然科学基金（12274131、12347102、12174184）、江苏省自然科学基金（BK20233001）和量子科学与技术创新计划（2024ZD0300101）的支持。

利益冲突。—作者声明不存在利益冲突。

[1]Martin G¨arttner、Kilian P. Heeg、Thomas Gasenzer 和 J¨org Evers，《非共振激发下里德堡团簇的动态形成》，《物理评论A》88，043410（2013）。[2]Jaron Sanders、Matthieu Jonckheere 和 Servaas Kokkelmans，《超冷里德堡气体中拥塞极限的亚泊松统计》，《物理评论快报》115，043002（2015）。[3] Tony E. Lee、H. H¨affner 和 M. C. Cross，《里德堡原子的集体量子跃迁》，《物理评论快报》108，023602（2012）。[4] Hannes Bernien、Sylvain Schwartz、Alexander Keesling、Harry Levine、Ahmed Omran、Hannes Pichler、Soon-won Choi、Alexander S. Zibrov、Manuel Endres、Markus Greiner、Vladan Vuleti´c 和 Mikhail D. Lukin，《在51原子量子模拟器上探测多体动力学》，《自然》551，579–584（2017）。[5] Elmer Guardado-Sanchez、Peter T. Brown、Debayan Mi-tra、Trithep Devakul、David A. Huse、Peter Schauß 和 Waseem S. Bakr，《探测二维量子伊辛自旋系统中反铁磁关联的淬火动力学》，《物理评论X》8，021069（2018）。[6] Cheng Chen、Gabriel Emperauger、Guillaume Bornet、Filippo Caleca、Bastien G´ely、Marcus Bintz、Shub-hayu Chatterjee、Vincent Liu、Daniel Barredo、Norman Y. Yao、Thierry Lahaye、Fabio Mezzacapo、Tom- maso Roscilde、and Antoine Browaeys，“偶极 XY 里德堡模拟器中淬火动力学的元激发光谱学”，《科学》，eadn0618（2025年）。[7] Vedika Khemani、Chris R. Laumann、and Anushya Chandran，“里德堡阻塞链动力学中的可积性特征”，《物理评论B》**99**，161101（2019）。[8] Hyosub Kim、YeJe Park、Kyungtae Kim、H.-S. Sim、and Jaewook Ahn，“里德堡原子量子模拟器中热化动力学的细致平衡”，《物理评论快报》**120**，180502（2018）。[9] Luheng Zhao、Prithvi Raj Datla、Weikun Tian、Moham- mad Mujahid Aliyu、and Huanqian Loh，“观测到受希尔伯特空间碎片限制的量子热化及 Z 2**15**，011035（2025）k 疤痕”，《物理评论X》。[10] A. A. Michailidis、C. J. Turner、Z. Papi´c、D. A. Abanin、and M. Serbyn，“混合相空间导致的缓慢量子热化与多体复现”，《物理评论X》**10**，011055（2020）。[11] Yunhui He、Yuechun Jiao、Jianming Zhao、and Weibin Li，“一维里德堡原子阵列中的互易弗洛凯热化”，（2025 2505 10365），[arXiv: . 量子物理]。

[12] Maksym Serbyn, Dmitry A Abanin, and Zlatko Papi´c, “量子多体疤痕与遍历性的弱破缺”, 《自然·物理》17, 675–685（2021年）。[13] D. Bluvstein, A. Omran, H. Levine, A. Keesling, G. Se- meghini, S. Ebadi, T. T. Wang, A. A. Michailidis, N. Maskara, W. W. Ho, S. Choi, M. Serbyn, M. Greiner, V. Vuleti´c, and M. D. Lukin, “调控受驱动的里德堡原子阵列中的量子多体动力学”, 《科学》371, 1355–1359（2021年）。[14] De-Sheng Xiang, Yao-Wen Zhang, Hao-Xiang Liu, Peng Zhou, Dong Yuan, Kuan Zhang, Shun-Yao Zhang, Biao Xu, Lu Liu, Yitong Li, and Lin Li, “在强相互作用里德堡原子阵列中观测到量子信息坍缩与复苏”（2024年）, arXiv:2410.15455 [量子物理]。[15]Xinhui Liang, Zongpei Yue, Yu-Xin Chao, Zhen-Xing Hua, Yige Lin, Meng Khoon Tey, and Li You, “在里德堡原子阵列中观测到反常的信息扰乱”, 《物理评论快报》135, 050201（2025年）。[16] Ya-Xin Xiang, Weibin Li, Zhengyang Bai, and Yu-Qiang Ma, “亚稳态开放量子系统的切换动力学”（2025年）, arXiv:2505.05202 [量子物理]。[17]Matteo Marcuzzi, Michael Buchhold, Sebastian Diehl, and Igor Lesanovsky, “竞争性量子与经典涨落下的吸收态相变”, 《物理评论快报》116, 245701（2016年）。[18] Dong-Sheng Ding, Hannes Busche, Bao-Sen Shi, Guang- Can Guo, and Charles S. Adams, “强相互作用里德堡原子热系综的相图与自组织动力学”, 《物理评论X》10, 021023（2020年）。[19] S. Helmrich, A. Arias, G. Lochead, T. M. Wintermantel, M. Buchhold, S. Diehl, and S. Whitlock, “超冷原子气体中自组织临界性的特征”, 《自然》577, 481–486（2020年）。[20] Tony E. Lee, H. H¨affner, and M. C. Cross, “里德堡原子非平衡晶格中的反铁磁相变”, 《物理评论A》84, 031402（2011年）。[21] C. Carr, R. Ritter, C. G. Wade, C. S. Adams, and K. J. Weatherill, “稀薄里德伯系综中的非平衡相变”, 《物理评论快报》111, 113901（2013年）。[22]Daniel Weller, Alban Urvoy, Andy Rico, Robert L¨ow, and Harald K¨ubler, “热里德堡蒸气中的电荷诱导光学双稳态”, 《物理评论A》94, 063820（2016年）。[23] Karen Wadenpfuhl and C. Stuart Adams, “受驱动耗散热里德堡蒸气中同步现象的出现”, 《物理评论快报》131, 143002（2023年）。[24] Xiaoling Wu, Zhuqing Wang, Fan Yang, Ruochen Gao, Chao Liang, Meng Khoon Tey, Xiangliang Li, Thomas Pohl, and Li You, “强相互作用里德堡气体中的耗散时间晶体”, 《自然·物理》20, 1389–1394（2024年）。[25] Dongsheng Ding, Zhengyang Bai, Zongkai Liu, Baosen Shi, Guangcan Guo, Weibin Li, and C. Stuart Adams, “受驱动耗散多体系统中由里德伯团簇导致的遍历性破缺”, 《科学进展》10, eadl5893（2024年）。[26] J onathon A. Sedlacek, Arne Schwettmann, Harald K¨ ubler, Robert L¨ow, Tilman Pfau, and James P. Shaf- fer, “利用明亮原子共振，通过蒸气池中的里德堡原子进行微波电测量”, 《自然·物理》8 ’ 819–824（2012年）。

[27]Mingyong Jing、Ying Hu、Jie Ma、Hao Zhang、Linjie Zhang、Liantuan Xiao 和 Suotang Jia, 《基于微波缀饰里德伯光谱的原子超外差接收机》, 《自然·物理》16, 911–915（2020年）。[28] Dong-Sheng Ding、Zong-Kai Liu、Bao-Sen Shi、Guang-Can Guo、Klaus Mølmer 和 Charles S. Adams, 《多体里德伯原子系统临界点处的增强计量学》, 《自然·物理》18, 1447–1452（2022年）。[29]Danyang Li、Zhengyang Bai、Xiaoliang Zuo、Yuelong Wu、Jiteng Sheng 和 Haibin Wu, 《利用热里德堡原子在室温下进行单光子太赫兹探测》, 《应用物理评论》11, 041420（2024年）。[30] Hai-Tao Tu、Kai-Yu Liao、Hong-Lei Wang、Yi-Fei Zhu、Si-Yuan Qiu、Hao Jia ng、Wei Huang、Wu Bian、Hui Yan 和 Shi-Liang Zhu, 《逼近里德伯原子微波电场计的标准量子极限》, 《科学进展》10, eads0683（2024年）。[31] Shannon Whitlock, 《原子越多，传感器越好》, 《自然·物理》18, 1391–1392（2022年）。[32] Yuechun Jiao、Yuwen Yin、Yunhui He、Jinlian Hu、Cheng Lu、Jingxu Bai、Zhengyang Bai、Weibin Li、Suotang Jia 和 Jianming Zhao, 《通过具有斯塔克梳的可扩展里德伯蒸气池阵列实现任意瞬时带宽微波接收机》, （2025 2509 26026 ）, [ ] arXiv：. quant-ph 。[33]Yuechun Jiao、Weilun Jiang、Yu Zhang、Jingxu Bai、Yunhui He、Heng Shen、Jianming Zhao 和 Suotang Jia, 《观测驱动耗散里德堡气体系统中的多个时间晶体》, 《自然·通讯》16, 8767（2025年）。[34] Tony E. Lee、H. H¨affner 和 M. C. Cross, 《里德堡原子非平衡晶格中的反铁磁相变》, 《物理评论A》84, 031402（2011年）。[35] Sebastian Diehl、Andrea Tomadin、Andrea Micheli、Rosario Fazio 和 Peter Zoller, 《开放原子多体系统中的动力学相变与不稳定性》, 《物理评论快报》105, 015702（2010年）。[36] Steven H. Strogatz, 《非线性动力学与混沌：物理学、生物学、化学和工程学中的应用（第2版）》, CRC出版社（2015年）。[37] Dongsheng Ding、Zhengyang Bai、Zongkai Liu、Baosen Shi、Guangcan Guo、Weibin Li 和 C. Stuart Adams, 《驱动耗散多体系统中里德伯团簇导致的遍历性破缺》, 《科学进展》10, eadl5893（2024年）。[38] M. C. Cross 和 P. C. Hohenberg, 《平衡态外的图样形成》, 《现代物理评论》65, 851–1112（1993年）。[39] Jinlian Hu、Yuechun Jiao、Yuwen Yin、Cheng Lu、Jingxu Bai、Suotang Jia、Weibin Li、Zhengyang Bai 和 Jianming Zhao, 《室温里德堡气体中的热共振增强透明》, （2025年）, 10.48550/arXiv.2503.15974, arXiv:2503.15974 [physics]。[40] I.L Beigman 和 V.S Lebedev, 《里德伯原子与中性粒子和带电粒子的碰撞理论》, 《物理学报告》250, 95–328（1995年）。[41] Zhengyang Bai、Charles S. Adams、Guoxiang Huang 和 Weibin Li, 《温热强相互作用里德伯气体中的自感应透明》, 《物理评论快报》125, 263605（2020年）。[42] Jinlian Hu、Yuechun Jiao、Yunhui He、Hao Zhang、Linjie Zhang、Jianming Zhao 和 Suotang Jia, 《提高里德伯

接收器使用多通道激发，” EPJ量子技术 **10**, 51 (2023)。