青年科学评述

里德堡原子多体相互作用的研究进展

张正源 张天乙 刘宗凯 丁冬生† 史保森

(中国科学技术大学, 中国科学院量子信息重点实验室, 合肥 230026)

(2020 年 5 月 2 日收到; 2020 年 6 月 7 日收到修改稿)

多体量子系统的相互作用是研究量子信息科学必须要解决的瓶颈性问题之一. 里德堡 (Rydberg) 原子具有很大的电偶极矩, 使得它可以实现长程的相互作用, 为研究多体量子物理提供了有力的技术手段. 因而 Rydberg 原子多体系统是多体相互作用探究的理想平台, Rydberg 原子多体相互作用的研究对多体量子系统的相互作用的性质研究和应用探究有着重要意义. 本文综述了关于 Rydberg 原子多体相互作用方面的研究, 介绍了由 Rydberg 原子的多体相互作用引起的 Rydberg 阻塞效应、Rydberg 原子多体系统拉比频率的变化以及 Rydberg 原子多体系统呈现的特别的空间构型; 同时介绍了利用 Rydberg 原子多体相互作用实现一些应用的工作, 如实现单光子源、量子存储、实时单原子成像以及量子模拟等, 并讨论了 Rydberg 原子多体系统的研究方向和应用前景.

关键词: 里德堡, 多体系统, 长程相互作用, 阻塞效应

PACS: 03.65.Yz, 03.67.Pp, 03.67.–a, 03.75.Kk **DOI:** 10.7498/aps.69.20200649

1 引 言

自然界的很多物理现象本质是多体的, 遵循多体物理的相互作用规律进行演化, 因而对于多体系统相互作用的研究是解析和应用这些物理现象的钥匙. 而在量子信息科学领域, 如量子计算机、量子通信等量子技术的发展, 都需要在大规模的多体系统中实现纠缠态的制备、存储与操控等基本技术, 才能实现应用的要求, 这使得多体量子系统的相互作用研究成为量子信息科学必须攻克的课题. 目前, 量子信息科学研究较多的多体量子系统有离子系统、中性原子系统、线性光学系统、量子点系统等, 不同的系统有各自的优势与不足. 其中, 里德堡 (Rydberg) 原子作为激发的中性原子, 最外层电子被激发至主量子数很高的激发态, 电子轨道半径很大, 具有很大的电偶极矩. 这使得 Rydberg 原子之间的相互作用范围很大, 可以在原子密度比较稀薄的气体中实现多体相互作用; 同时, 在主量子数很高的激发态, Rydberg 原子寿命较长, 可以给研究提供便利; 而且 Rydberg 原子多体系统的操纵性好, 进一步的较大规模的系统构建也相对比较容易实现, 这些因素使得 Rydberg 原子系统成为多体相互作用研究的重要平台.

十九世纪末, 伴随着巴耳末公式和 Rydberg 方程的提出, Rydberg 原子的概念开始建立; 二十世纪后, 玻尔的量子理论和量子力学发展成熟, Rydberg 原子的性质被初步了解, 但是并没有被广泛研究; 直到二十世纪七十年代, 人们才开展了大量的 Rydberg 原子的相关研究. 通过几十年的深入研究, Rydberg 原子系统很多有趣的性质被发现, 如 Gaëtan 等以及 Dudin 等分别观测到两原子 Rydberg 原子系统的激发阻塞现象[1] 和多原子系综的激发阻塞现象[2]; 德国马普所的 Bloch 研究组[3] 基于二维的冷原子激发到 Rydberg 原子, 在空间上会形成一种有序的空间结构等. 基于 Rydberg

† 通信作者. E-mail: dds@ustc.edu.cn

© 2020 中国物理学会 Chinese Physical Society

丁冬生, 男, 1987 年 2 月出生于安徽. 2010 年本科毕业于安徽师范大学; 2015 年博士毕业于中国科学技术大学并破格留校任副研究员; 2018 年任中国科学技术大学教授, 博导; 国家基金委优秀青年科学基金获得者; 科技部重点研发计划青年项目负责人. 目前主要从事基于冷原子系统的量子存储、里德堡原子的量子模拟以及涡旋光场的非线性调控等实验研究. 在国际顶尖期刊 *Nature Photonics*, *Nature Communication*, *Physical Review X*, *Physical Review Letters*, *Light Science and Applications*, *Optica*, *Science Bulletin*, *Physical Review A*, *Optics Express*, *Optics Letters*, *Applied Physics Letters* 上发表文章 70 余篇, 被 *Science*、*Nature* 子刊、*Physical Review Letters* 等广泛的引用. 其中, 多项创新性成果被 MIT 的 TechnologyReview, Physics.org 等知名网站多次报道, 并多次受邀采访介绍获得的创新性成果.

多体系统的性质, 相关量子技术的研究也逐渐广泛与深入, 如量子存储[4] 和量子模拟等. 至今, Rydberg 多体系统的相关研究方兴未艾.

关于 Rydberg 原子多体系统相互作用的性质方面的研究已经在多个方面取得了一定的成果. 通过对两个原子的集体 Rydberg 激发的观测[1], 可以得到阻塞效应的实验结果, 也就是两原子系综中只允许激发一个原子; 在多原子系综的集体激发也观测到激发阻塞现象[2], 有力地说明 Rydberg 原子偶极矩的强相互作用导致多体系统具有独特的整体性质. 当多原子系综处于激发阻塞状态时, 系综的集体拉比频率会随着系综原子数的不同而改变, 呈现正比于集体原子数的平方根的规律[1,2]. 由于 Rydberg 原子间的强相互作用, Rydberg 多体系统中的 Rydberg 原子的分布会出现规律的分布结构[3]. 这些关于 Rydberg 原子系统相互作用性质的研究, 一方面为多体相互作用的研究提供了实验依据, 另一方面也为更大规模的 Rydberg 原子多体系统的实现以及应用提供必要的基础, 推动着量子计算、量子通信和多体动力学研究等领域的发展.

利用 Rydberg 原子的多体相互作用, 可以在 Rydberg 原子多体系统中实现一系列的技术应用, 比如量子存储、微尺度成像以及量子模拟等. 首先是量子存储技术, 量子存储是量子计算和量子通信等不可或缺的基础技术之一, 也是亟待解决的问题. Rydberg 原子多体系统存在阻塞效应, 可以有效控制阻塞范围内只存在单激发, 从而实现确定的单量子态的量子储存[4,5]. 其次, 微尺度成像是物理和化学学科在材料结构等领域的研究中的重要工具, 对成像技术尺度的要求随着研究水平的发展不断提升. Rydberg 原子偶极矩的强相互作用会导致在激发阻塞范围内原子的能级偏移, 从而引起系统的电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 的明显变化, 利用这个变化, 可以实现光学的非破坏性的单原子成像[6]. 此外, 耗散是物理系统普遍存在的现象, 耗散过程有一定的规律, 关于耗散系统性质的研究是解析耗散物理系统演化规律的必然要求; 量子模拟和量子计算中广泛地应用耗散系统, 耗散系统性质的研究将为这些课题提供应用的基础理论. 外源光子与存储于 Rydberg 原子多体系统的光子相互作用, 存储光子发生退相干, 在这一耗散过程中, Rydberg 原子多体系统具有退相干保护机制, 只有第一个存储激发发生退相干, 在系统中可以实现单光子减法[7], 体现 Rydberg 原子多体系统在耗散过程的独特规律.

中性原子具有纯净的原子核和外层电子, 形成的原子超精细能级易操控, 这使得 Rydberg 原子多体系统相互作用的操纵性良好, 从而使得 Rydberg 原子多体系统成为多体动力学相关课题的重要研究平台. 首先是量子模拟, 利用 Rydberg 原子多体系统构建量子模拟器[8], 可探究 Kibble-Zurek 机制[9] 等非平衡动力学问题. 其次, 不同的 Rydberg 原子密度会导致原子间多体相互作用强度的变化, 对应不同的原子密度, 多体系统将处于两种不同的相, 处于两种相的系统多方面的性质差异显著. 在临界条件下, 可以探究一些因素引起的系统性质的变化, 从而研究系统相变的过程[10]. 而且, 在相变点附近, 可以观测到 Rydberg原子多体系统的自组织临界行为[10], 而自组织临界行为是自然界中许多复杂性例子的核心, 例如森林火灾和病毒的传播等, 研究基于 Rydberg 原子的自组织临界行为将有潜力应用于物理、化学、生物等诸多自然科学领域, 以及社会和金融等领域.

2 Rydberg 原子系统性质

Rydberg 态是指原子或分子的最外层电子跃迁到主量子数 n 较高的轨道上所形成的高激发电子态, 处于 Rydberg 态的原子被称为 Rydberg 原子. 由于 Rydberg 原子中最外层电子离原子实

(原子核和其余的电子整体) 较远, 可以视为在电荷量 $+e$ 的点电荷形成的库仑场中运动, 所以 Rydberg 原子是类氢原子, 可以运用类似氢原子的公式来表示其物理性质. 如表 1[11] 所列, Rydberg 原子有许多特殊的性质: 1) 原子半径大. 根据玻尔氢原子模型, 电子的轨道半径 $r \propto n^2$, 其中 n 是主量子数, 由于 Rydberg 原子最外层电子对应的主量子数通常很大, 所以 Rydberg 原子的半径很大. 2) 易电离. 一般研究的对象是碱金属原子, 其电离能表达式为[12] $E_{nLJ} = -\dfrac{hcR^*}{(n^*)^2} = -\dfrac{hcR^*}{(n-\delta_{nLJ})^2}$, 其中 R^*是修正后的 Rydberg 常数, n^*是有效主量子数, 可以表示为 $n^* = n - \delta_{nLJ}$, δ_{nLJ} 为碱金属元素的量子数亏损. 由于 Rydberg 原子最外层电子对应的主量子数通常很大, 所以它的电离能就很小. 3) 相邻能级差小. 不考虑碱金属原子能级修正的情况下, 主量子数分别为 n 和 n+1 的两个能级之间的能量差 $\Delta E \propto \dfrac{1}{n^2} - \dfrac{1}{(n+1)^2} \approx \dfrac{2}{n^3}$, 由于高激发态 Rydberg 原子对应的主量子数一般很大, 所以两个相邻 Rydberg 态的能级差较小. 这一特性限制了激发光的线宽, 因为只有当它足够小时才能将原子激发到想要的 Rydberg 态. 4) 寿命长. 对于一般的处于较低激发态的原子, 其寿命一般为 10^{-8} s, 而高激发态 Rydberg 原子的寿命可以达到微秒甚至毫秒的量级, 这为实验操作提供了很大的便利性. 在只考虑自发辐射时, 激发态原子的寿命正比于主量子数 n 的三次方[13], 但是对于处于高激发态的原子, 相邻能级间的能级差非常小, 因此一定温度背景下的黑体辐射可能会诱导电子发生受激辐射跃迁, 进一步缩短激发态原子的寿命[14,15] .

表 1 Rydberg 原子的性质和主量子数的关系[11].
Table 1. Relation between the properties of Rydberg atom and its principal quantum number[11].

性质	与主量子数关系	Na(10 d)
束缚能	n^{-2}	0.14 eV
相邻n态间的能量差	n^{-3}	0.023 eV
轨道半径	n^2	$147a_0$
几何截面	n^4	$68000\,a_0^2$
偶极矩 $\langle nd\,\lvert er\rvert\, nf\rangle$	n^2	$143ea_0$
极化率	n^7	0.21 MHz·cm^2·V^{-2}
辐射寿命	n^3	1.0 μs
精细结构间隔	n^{-3}	–92 MHz

如上所述, Rydberg 原子的半径大、能量高、能级差小、寿命长, 因此 Rydberg 原子多体系统和一般的原子多体系统相比有很大的不同. 以下将简述由 Rydberg 原子间强相互作用所致的激发阻塞效应、空间序结构以及系统集体拉比频率的变化.

2.1 Rydberg 原子的相互作用和阻塞效应

假设两个不同原子中的电子相对于各自原子核的位置分别用 r_1 和 r_2 表示, 两个 Rydberg 原子中心的距离为 R. 运用玻恩-奥本海默近似[16] 两个原子构成的系统哈密顿量可以写为

$$\hat{H}(R) = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\rm int}(R), \tag{1}$$

其中 $\hat{H}_0(R)$ 表示没有相互作用时的哈密顿量; $\hat{H}_{\rm int}(R)$ 表示相互作用的哈密顿量, 它包含两个价电子的相互作用, 两个原子实的相互作用, 以及一个原子的价电子和另一个原子的原子实的相互作用. 无相互作用时的哈密顿量 $\hat{H}_0$ 为

$$\begin{aligned}\hat{H}_0 = &\sum_{n_1,L_1,J_1,m_{J_1}} E_{n_1,L_1,J_1}|n_1L_1J_1m_{J_1}\rangle \\ &\langle n_1L_1J_1m_{J_1}| \otimes 1 \\ &+ 1 \otimes \sum_{n_2,L_2,J_2,m_{J_2}} E_{n_2,L_2,J_2}|n_2L_2J_2m_{J_2}\rangle \\ &\langle n_2L_2J_2m_{J_2}|,\end{aligned} \tag{2}$$

其中 $E_{n,L,J}$ 表示处在态 $|n,L,J,m_J\rangle$ 的 Rydberg 电子的能量. 两个 Rydberg 原子相互作用的哈密顿量 $\hat{H}_{\rm int}$ 为

$$\begin{aligned}\hat{H}_{\rm int}(R) = &\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{|R+r_2-r_1|} + \frac{1}{|R|}\right. \\ &\left. - \frac{1}{|R-r_1|} - \frac{1}{|R-r_2|}\right).\end{aligned} \tag{3}$$

在无外加电场的情况下, Rydberg 原子中电子和原子核的不断运动会导致正负电荷中心的偏移, 从而产生瞬时偶极矩. 所以 Rydberg 原子间的相互作用主要是偶极-偶极相互作用. 对于两个 Rydberg 原子, 它们的相互作用能为

$$V = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 R^3}[\boldsymbol{p}_1\cdot\boldsymbol{p}_2 - 3(\boldsymbol{p}_1\cdot\boldsymbol{r})(\boldsymbol{p}_2\cdot\boldsymbol{r})], \tag{4}$$

其中 R 为两原子之间的距离, $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{R}/R$ 为原子间单位矢量, $\boldsymbol{p}_1$ 和 $\boldsymbol{p}_2$ 分别为两个原子的偶极矩矢量. 假如两个原子对应的量子态分别为 $|\varphi_1\rangle$, $|\varphi_2\rangle$, 忽略偶极相互作用的角度依赖性, 它们的相互作用能为[17]

$$V \propto \frac{1}{R^3} \sum_{|\varphi'_1\rangle,|\varphi'_2\rangle} \langle\varphi_1|\boldsymbol{p}_1|\varphi'_1\rangle \cdot \langle\varphi_2|\boldsymbol{p}_2|\varphi'_2\rangle$$
$$= \sum_{|\varphi'_1\rangle,|\varphi'_2\rangle} \langle\varphi_1\varphi_2|\frac{\boldsymbol{p}_1\boldsymbol{p}_2}{R^3}|\varphi'\varphi'_{21}\rangle. \tag{5}$$

假设两个原子初始时均处在$|nl\rangle$态, 它们在偶极-偶极相互作用下会耦合到一系列双原子态, 但是只有其中一个双原子态起主要作用. 例如对于$|nS,nS\rangle$态来说, 它和双原子态$|nP,(n-1)P\rangle$的偶极矩矩阵元最大, 因此两原子的相互作用能可以简化为$\langle nS,nS|\frac{\boldsymbol{p}_1\boldsymbol{p}_2}{R^3}|nP,(n-1)P\rangle = \frac{C_3}{R^3}$. 以$|nS,nS\rangle$和$|nP,(n-1)P\rangle$为基矢的双原子系综总的哈密顿量形式如下:

$$\hat{\boldsymbol{H}}_{\text{int}} = \begin{pmatrix} -\delta & C_3/R^3 \\ C_3/R^3 & 0 \end{pmatrix}, \tag{6}$$

其中$\langle nS,nS|\hat{V}|nP,(n-1)P\rangle = C_3/R^3$, $\delta = -2E_{nS} + E_{nP} + E_{(n-1)P}$. 此时双原子系统的本征态是$|nS,nS\rangle$和$|nP,(n-1)P\rangle$的线性组合, 对应的本征值为$\Delta E_{\pm} = -\frac{\delta}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 + \left(\frac{C_3}{R^3}\right)^2}$. 若满足条件$|C_3/R^3| \ll |\delta|$, 则对应能量本征值为

$$\Delta E_{\pm} = -\frac{\delta}{2} \pm \frac{\delta}{2}\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{2C_3}{R^3\delta}\right)^2 + \cdots\right]$$
$$= \frac{C_6}{R^6} \text{ 或 } -\delta - \frac{C_6}{R^6}. \tag{7}$$

此时称为范德瓦耳斯作用区; 相反地, 若满足条件$|C_3/R^3| \gg |\delta|$, 则对应能量本征值为$\Delta E_{\pm} \approx \pm C_3/R^3$, 此时称为偶极-偶极相互作用区. 为了说明 Rydberg 原子强相互作用导致的阻塞效应, 现在考虑两个原子, 假设原子的基态与 Rydberg 态分别表示为$|g\rangle$和$|r\rangle$, 两态之间的能量差为 E, 则两原子系统对应的态一共有 4 个, 分别为$|gg\rangle$, $|rg\rangle$, $|gr\rangle$和$|rr\rangle$. 现用能量为 E 的激光去激发该双原子系统, 开始时只有一个原子被激发到 Rydberg 态$|r\rangle$, 由于两个 Rydberg 原子同时存在时会产生强烈的相互作用, 此时双原子态$|rr\rangle$对应的能量不再是激发单个原子到 Rydberg 态对应能量值的两倍, 因此在较强的激光驱动下, 双原子态能级$|rr\rangle$的偏移值较大, 系统无法从$|rg\rangle$或$|gr\rangle$态跃迁到$|rr\rangle$态, 这就意味着在一定的空间范围内只能有一个 Rydberg 原子被激发, 我们称这个范围为阻塞半径. 激发过程如图 1 所示.

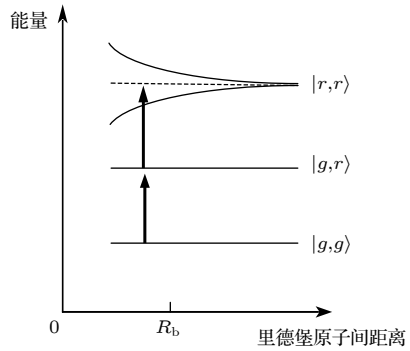

图 1 激光激发两原子体系能级示意图

Fig. 1. Energy level of two-atoms system excited by one laser.

通过以上分析, 得知当两个原子被一束能量为 E 的激光照射时, 系统会被激发到 Rydberg 态和基态的一个纠缠态上$|\Psi_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|gr\rangle + |rg\rangle)$, 注意非对称态$|\Psi_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|gr\rangle - |rg\rangle)$不与基态耦合, 因为该态对应的跃迁偶极矩

$$\langle gg|\hat{p}_1 + \hat{p}_2|\Psi_-\rangle$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2}}(\langle gg|\hat{\boldsymbol{p}}_1|gr\rangle - \langle gg|\hat{\boldsymbol{p}}_1|rg\rangle$$
$$+ \langle gg|\hat{\boldsymbol{p}}_2|gr\rangle - \langle gg|\hat{\boldsymbol{p}}_2|rg\rangle) = 0. \tag{8}$$

根据跃迁定则, 该跃迁是禁止的.

想要观察到 Rydberg 阻塞效应, 采用的激光器线宽不能过宽, 由于 Rydberg 能级线宽和激光器线宽都很窄, 激发能谱宽度取决于激发光的拉比频率, 因此定义阻塞半径 R_b[18]:

$$\hbar\Omega = \frac{C_6}{R_b^6} \Rightarrow R_b = \left(\frac{C_6}{\hbar\Omega}\right)^{1/6}. \tag{9}$$

在阻塞半径内, 最多只有一个原子被激发至 Rydberg 态. 如果激光器的线宽 $\Delta v \gg \Omega$则要将 (9) 式中的Ω替换为Δv.

当激发光存在频率失谐时, Rydberg 原子阻塞效应会有不同的表现形式[19]. 假设频率失谐量 $\Delta = w_{gr} - w$, 其中 w_{gr}为 Rydberg 态和基态能级差对应的角频率, w 为激发光的角频率, 单原子拉比频率为 Ω. 运用旋转波近似, 系统以$|gg\rangle$, $(|gr\rangle + |rg\rangle)/\sqrt{2}$和$|rr\rangle$为基矢表示的哈密顿量形式为

$$\boldsymbol{H} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega}{2} & 0 \\ \frac{\Omega}{2} & \Delta & \frac{\Omega}{2} \\ 0 & \frac{\Omega}{2} & 2\Delta + U(R) \end{pmatrix}. \tag{10}$$

对于不同的失谐量和相互作用能, 此系统对应的本征能量有着不同的形式, 例如当 $\Delta > 0$ 且 $\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}R} > 0$ 时系统的本征能量随 Rydberg 原子间距的变化如图 2(a) 所示. 其中

$$U_1 = \hbar\Delta\left(1 - \sqrt{\frac{\Omega^2}{2\Delta^2} + 1}\right),$$

$$U_2 = \hbar\frac{\Delta}{2}\left(1 - \sqrt{\frac{\Omega^2}{\Delta^2} + 1}\right).$$

不同失谐频率和 Rydberg 原子相互作用情况下系统的能量随 Rydberg 原子间距变化的关系如图 2(b) 所示.

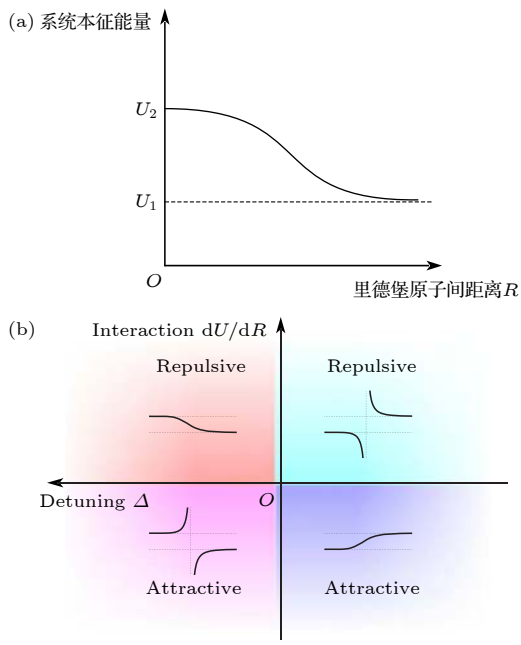

图 2 存在频率失谐时的双原子系统能量示意图 (a) 当 $\Delta > 0$ 且 $\mathrm{d}U/\mathrm{d}R > 0$ 时双原子系统的能量; (b) 不同频率失谐和势能情况下双原子系统的能量[19]

Fig. 2. Schematic of binary Rydberg energy with detuning: (a) The energy of a pair of atoms with $\Delta > 0$ and $\mathrm{d}U/\mathrm{d}R > 0$; (b) the energy of a pair of atoms with different detuning and potentials[19].

上面简述了两个原子的 Rydberg 阻塞效应, 如果将情况扩展到 N 个原子组成的系统中, 当 $R_b > a$ 时 (a 为原子系统的尺度大小), 整个原子系统只有一个原子会被激发到 Rydberg 态. 假设单个原子的基态为 $|g\rangle$, Rydberg 态为 $|r\rangle$, 则整个系统的基态为 $|0\rangle = |g_1 g_2 \cdots g_N\rangle$, 激发态为

$$|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{i=1}^{N}|g_1 \cdots r_i \cdots g_N\rangle,$$

哈密顿量形式为 $H = \hbar\sqrt{N}\Omega(|0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|)/2$[20]. 由上式可以看出拉比振荡频率会产生 $\sqrt{N}$ 倍的增强, 这一效应也称为多体相干拉比振荡[2].

2.2 阻塞效应导致的空间结构

由于 Rydberg 原子之间的偶极-偶极强相互作用而导致的阻塞效应, 如果在一个尺度大小与 Rydberg 阻塞半径相当的二维原子系综中激发基态原子至 Rydberg 态, 那么对于不同的 Rydberg 原子数应该有不同的分布情况. 例如对于 Rydberg 原子数 $N_e = 2$ 的情况下, 这两个 Rydberg 原子的连线应该过整个原子系综的圆心; 对于 Rydberg 原子数 $N_e = 3$ 的情况下, 三个 Rydberg 原子应该构成一个三角形, 以此类推, 这一现象直观地反映了 Rydberg 原子的阻塞效应. 来自德国的物理学家 Schauß等[3] 在实验上实现了这一物理过程. 他们将旋转不变的谐波约束势作用在二维铷原子气体上, 并将其固定在方形光学晶格中. 铷原子初始时刻都处在基态 $|g\rangle$, 在激光的作用下被激发到 Rydberg 态 $|r\rangle$. 系统的动力学由多体哈密顿量控制:

$$\hat{H} = \frac{\hbar\Omega}{2}\sum_i(\hat{\rho}_{eg}^{(i)} + \hat{\rho}_{ge}^{(i)}) + \sum_{i\neq j}\frac{V_{ij}}{2}\hat{\rho}_{ee}^{(i)}\cdot\hat{\rho}_{ee}^{(j)}, \quad (11)$$

其中矢量 $\boldsymbol{i} = (i_x, i_y)$ 标志着光晶格在平面内的位置. 第一项描述了基态和 Rydberg 态以拉比振荡频率 Ω 的相干耦合, $\hat{\rho}_{eg}^{(i)} = |e_i\rangle\langle g_i|$ 和 $\hat{\rho}_{ge}^{(i)} = |g_i\rangle\langle e_i|$, 为转换算符. 第二项为两个处于 Rydberg 态原子的相互作用势能项. 在这里它对应排斥力, $V_{ij} = -C_6/r_{ij}^6$, 系数 $C_6 < 0$, $r_{ij} = a_{\mathrm{lat}}|i - j|$ 是两个在位置 i, j 处原子之间的距离. 投影算符 $\hat{\rho}_{ee}^{(i)} = |e_i\rangle\langle e_i|$ 测量在位置 i 处的 Rydberg 态数目. 这一物理模型忽略了原子的运动和退相干效应, 在大多数情况下是有效的.

实验制备了 150 到 390 个简并 ^{87}Rb原子气体并使其限制在晶格常数 $a_{\mathrm{lat}} = 532$ nm 的光学晶格中, 整个系统的半径为 $R = 3.5$ — 5 μm[3]. 原子开始时处在基态 $|g\rangle = |2\mathrm{S}_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$, 使用双光子跃迁激发至 Rydberg 态 $|r\rangle = |43\mathrm{S}_{1/2}, m_J = -1/2\rangle$, 中间态为 $|e\rangle = |5\mathrm{P}_{3/2}, F = 3, m_F = -3\rangle$. 实验先通过 780 nm 的右旋偏振光将原子激发至中间态, 然后再通过 480 nm 的左旋偏振光将原子激发至 Rydberg 态. 由阻碍半径 R_{b} 的定义式

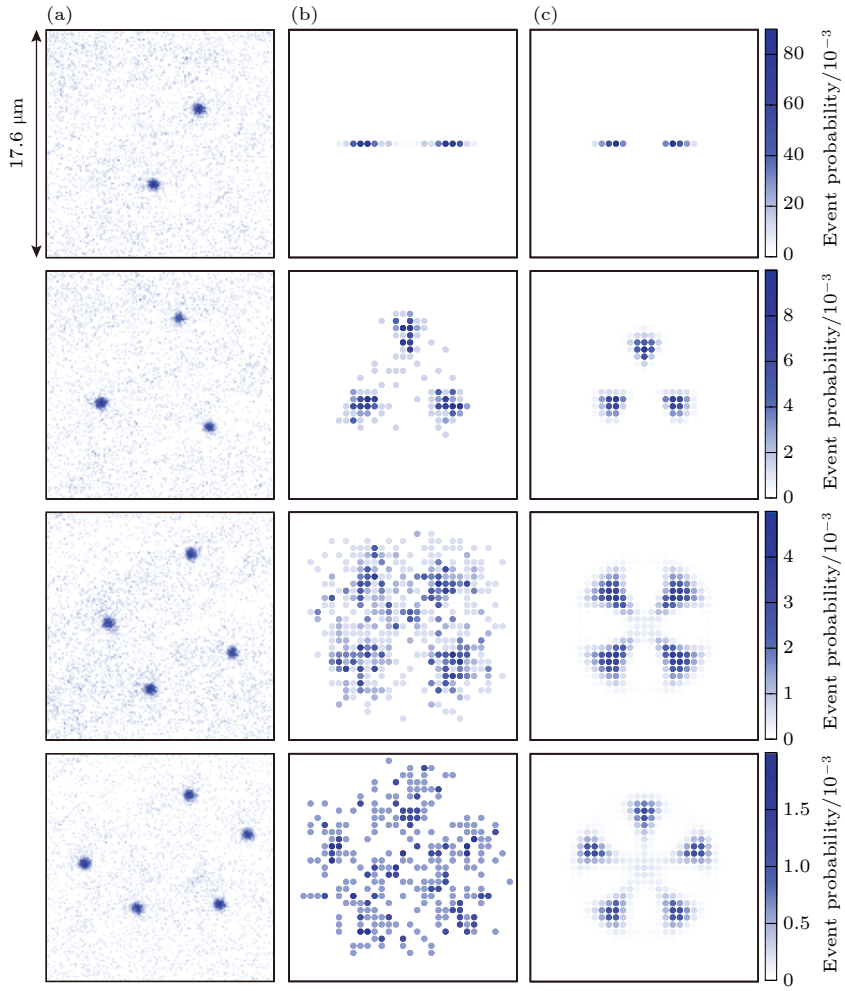

图 3 多体态的空间有序分布图[3] (a) 直接成像结果; (b) 多次叠加结果; (c) 预测结果

Fig. 3. Spatially ordered components of the many-body states[3]: (a) Directly imaging result; (b) accumulative result of many measurements; (c) predicted result.

$\hbar\Omega = -C_6/R_{\rm b}^6$, 可算出该 Rydberg 态的阻碍半径 $R_{\rm b} = 4.9\ \mu{\rm m}$. Schauß等[3] 用如下方法测量 Rydberg 原子的激发: 首先用圆偏振共振激光束将去除所有基态原子, 然后通过受激辐射促进 Rydberg 原子从 Rydberg 辐射到中间态, 最后用高分辨率的荧光成像记录它们的位置. 实验通过荧光成像直接观察退激发的 Rydberg 原子, 在单次成像实验中, 如图 3(a), 三个 Rydberg 原子的分布为近似于等边的三角形的三个端点, 四个 Rydberg 原子的分布则是近似为正方形的四个端点, 以及五个 Rydberg 原子的分布近似为正五边形的端点. 可以看到处于高激发态的 Rydberg 原子不能聚集分布, 而是相互维持一定的空间结构, 这一现象直接体现了原子间长程相互作用所致的阻塞效应. 实验分析将多次测量得到的空间分布图进行叠加, 得到多次测量的概率分布 (图 3(b)), 并根据系统哈密顿量理论上预测 Rydberg 原子的分布情况 (图 3(c)). 理论和实验观察的结果一致, 这有力地体现了 Rydberg 原子间强相互作用导致的阻塞效应.

2.3 相干多体拉比振荡

一个双能级系统在一个共振电磁场的作用下会在两个能级间产生频率为 Ω 的正弦形式的振荡, 这一现象称作拉比振荡, 其中 Ω 为拉比频率. 但是如果整个原子系综只能有一个原子处于激发态, 便会产生频率为 $\sqrt{N}\Omega$ 的拉比振荡, 其中 N 为总原子数. 由于 Rydberg 原子的阻碍效应, 在一个尺度与 Rydberg 阻碍半径相当的系统中, 只会有一个原子处于 Rydberg 态, 因此会观察到相干多体拉比振荡效应.

对于 $N=2$ 的情形 Gaëtan 等[1] 于 2009 年已经在实验上发现. 他们运用两个独立的光学偶极阱来限制两个 ^{87}Rb原子, 这两个光学阱之间的距离可以在 3—20 μm 之间变化, 精度可以达到 0.5 μm. 他们先采用双光子法将 ^{87}Rb原子激发到 Rydberg 态 $|r\rangle=|58\mathrm{d}_{3/2}, F=3, m_F=3\rangle$, 在激发过程中需要关闭光学阱来消除激光脉冲外其他光学因素的干扰. Gaëtan 等[1] 采用的测量 Rydberg 原子激发数量的方法是在脉冲结束后重新打开光学阱时测量光学阱中原子数的减少. 因为当原子被激发到 Rydberg 态时, 就有足够的能量去突破光学阱的限制, 以一定的速度离开光学阱[21,22]. 实验第一次将两个光学阱设置的距离为 (1.8 ± 0.5) μm. 在实验中发现同时激发两个原子到 Rydberg 态的概率等于分别激发单个原子到 Rydberg 态的概率的乘积, 这意味着在 18 μm 附近不存在 Rydberg 阻塞效应; 后来他们又将两个光学阱的距离设置为 (3.6 ± 0.5) μm, 这时观察到同时激发两个原子到 Rydberg 态的概率几乎为零, 也就意味着进入了 Rydberg 阻塞区域. 此时, 实验测量了 Rydberg 激发概率与激发脉冲持续时间的关系, 并与单原子时的情况对比, 发现了激发概率随激光脉冲持续时间成正弦曲线关系, 且双原子对应的曲线振荡频率约为单原子对应曲线振荡频率的 $\sqrt{2}$ 倍, 这与理论预期的结果一致.

在接下来的几年人们只观察到 $N=2$ 时的集体拉比振荡, 直到 2012 年 Dudin 等[2] 观察到了 $N\geqslant 3$时的多体拉比振荡. 当原子系统尺度小于 Rydberg 阻塞半径时, 由于 Rydberg 原子的阻塞效应, 原子系统会在基态$|G\rangle\equiv\prod_{i=1}^{N}|g\rangle_i$和激发态

$$|R\rangle\equiv\frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{i=1}^{N}|g\rangle_1\cdots|r\rangle_i\cdots|g\rangle_N$$

之间产生频率为$\sqrt{N}\Omega$的拉比振荡. 处于能级$|r\rangle$的原子平均数 $\langle N\rangle_r=\sin^2(\sqrt{N}\Omega t/2)$. 为了确保系统中只能存在一个 Rydberg 态, Dudin 等选取实验对象为直径 $a\approx 15$ μm 的原子系综, 并选择了能级较高的 Rydberg 态能级$|r\rangle=|102S_{1/2}\rangle$. Dudin 等通过使用与能级跃迁$|102S_{1/2}\rangle\leftrightarrow|5P_{1/2}\rangle$共振的读出场来测量处于 Rydberg 态$|r\rangle$原子的数目, 最终成功观察到 $N=456$, 397, 243 和 148 对应的多体拉比振荡, 测得实验数据和理论预测一致.

2.4 分析 Rydberg 原子多体系综的理论方法

1) 利用计算机数值解薛定谔方程来得到系统的波函数

为了便于和实验结果进行比较, 参数选择应当和正式实验操作过程中的参数相一致. 在得到系统的波函数后, 便可以计算出系统的许多物理性质, 例如激发到 Rydberg 态的原子数, Rydberg 原子的空间分布等. 为了便于分析, 将每个原子视为双能级系统, 假设基态为$|g\rangle$, 对应的自旋为$|\downarrow\rangle$, Rydberg 态为$|r\rangle$, 对应的自旋为$|\uparrow\rangle$, 运用旋转波近似后, 系统的哈密顿量可以写作[23]:

$$H=\sum_{j=1}^{N}H_j^{(1)}+\sum_{j<k}^{N}V_{jk}\frac{1}{2}(1+\sigma_z)_j\frac{1}{2}(1+\sigma_z)_k,$$

$$H^{(1)}{}_j=-\Delta(t)\cdot\frac{1}{2}(1+\sigma_z)_j+\frac{S}{\tau}\mathrm{e}^{-t^2/\tau^2}\sigma_{x,j}. \tag{12}$$

其中 N 为系统总原子数, σ_x,σ_z 均为泡利算符, V_{jk} 是第 j 和 k 个 Rydberg 原子间的相互作用能, $\Delta(t)$ 表示频率的失谐量, S 是激光脉冲的振幅, τ 正比于激光脉冲的宽度. 一般的实验中, Rydberg 原子的相互作用能可以写成$V=-C_6/R^6$的形式. 在进行数值模拟时, 可以运用单一变量法, 控制 N, $\Delta(t)$, S, R 其中的三个变量不变, 改变剩下的一个变量, 研究系统的物理性质随该变量的变化关系.

2) 用量子蒙特卡罗方法来求得系统的波函数和总能量

下面介绍广泛使用的变分蒙特卡罗 (variational Monte Carlo, VMC) 方法[24]. 以求基态波函数为例, 其主要思想是先选择一个物理上合理的波函数, 然后通过随机游走模拟出系统的总能量, 接着改变波函数的值, 得出新的系统能量, 若新的系统能量小于最初的系统能量, 则接受这次改变, 否则不接受. 多次改变波函数的值, 直到系统能量达到最小, 此时对应的波函数和系统能量就是基态波函数和基态能量.

3) 密度矩阵重整化群

在处理费米子多体系统时, 量子蒙特卡洛方法会遇到符号问题, 这里介绍另外一种数值计算方法, 密度矩阵重整化群 (density matrix renormalization group, DMRG)[25]. 目前 DMRG 用于处理一维横场伊辛 (Ising) 模型、一维海森伯模型, 以及其中一个维度远大于另一维度的二维体系等模型,

并在量子多体、量子化学等领域有非常广泛的应用. 在处理一维 Ising 模型时, 密度矩阵重整化群的方法能到达非常高的精度. 在处理类似于 Ising 模型等多体问题时, 最大的问题在于系统希尔伯特空间指数级增加, DMRG 可以通过矩阵奇异值分解的低秩近似压缩希尔伯特空间. 并且利用稀疏矩阵 Lanczos 算法, 利用系统对称性降低求解时间.

4) 张量网络

在处理二维及以上的系统时, DMRG 的计算复杂度也在不断提升, 作为一种替代的方法, 人们提出了张量网络重整化群等方法. 一维 Ising 模型无外场时, 体系的能量与配分函数为

$$\begin{aligned} Z &= \sum_{\{\sigma\}} \exp\left(-\frac{1}{T}\sum_n \sigma_n\sigma_{n+1}\right) \\ &= \sum_{\{\sigma\}}\prod_n \mathrm{e}^{-(\sigma_n\sigma_{n+1})/T} = \mathrm{Tr}(\boldsymbol{M}^N), \end{aligned} \tag{13}$$

其中 Tr 表示求迹运算, $\boldsymbol{M}$ 为 2×2 矩阵, 矩阵元为

$$M_{ij} = \mathrm{e}^{-\sigma_i\sigma_j/T} \tag{14}$$

在张量网络中, $\mathrm{Tr}(\boldsymbol{M}^N)$ 可表示为如图 4(a) 所示的形式. 其中二指标张量为 $\boldsymbol{M}$. 考虑二维 Ising 模型, 记温度的倒数为 β, 张量为 $A^{\sigma_t\sigma_r\sigma_b\sigma_l} = \mathrm{e}^{-(\sigma_t\sigma_r+\sigma_r\sigma_b+\sigma_b\sigma_l+\sigma_l\sigma_t)/T}$, 利用周期性边界条件, 配分函数可写为如图 4(c) 所示的形式.

利用张量网络重整化, 可以得到二维 Ising 模型的热容与温度倒数的关系, 如图 5 所示, 比热出现尖峰, 且出现尖峰的位置与理论所得 $\beta = 0.5\times\ln(1+\sqrt{2}) \approx 0.44068679$ 吻合 [27].

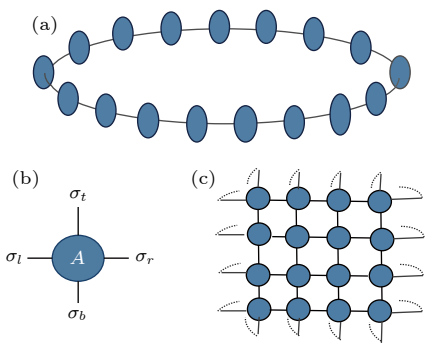

图 4 (a) 一维 Ising 模型配分函数的张量网络表示; (b) 二维 Ising 模型配分函数的张量元; (c) 二维 Ising 模型配分函数的张量网络表示 [26]

Fig. 4. (a) Tensor network form of the partition function for 1D Ising model; (b) tensor element for the partition function of 2D Ising model; (c) tensor network form of the partition function for 2D Ising model[26].

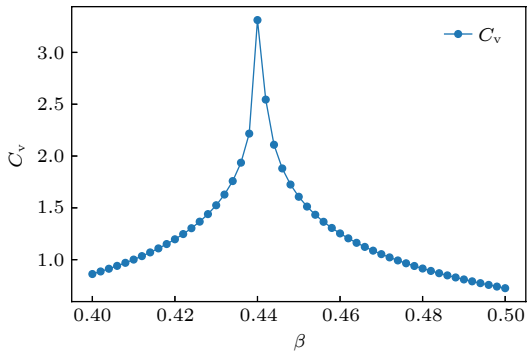

图 5 二维 Ising 模型的比热随温度倒数的变化 [27]

Fig. 5. Relationship between the specific heat and the reciprocal of the temperature[27].

3 Rydberg 原子多体系统应用

3.1 单光子产生器

很多量子的研究中, 单光子都是不可或缺的核心条件. 例如在量子密钥分发中, 单光子可谓是最关键的基础技术. 由于不可复制原理, 只有实现严格的单光子产生器, 才能严格保证密钥的绝对安全. 但是迄今为止, 绝对理想的单光子源仍然没有实现, 对此的探索也一直是热门的课题 [28,29]. 2012 年, Dudin 和 Kuzmich[30] 通过实验探究了 Rydberg 原子系统存储光子的性质, 实验结果说明, 当 Rydberg 激发态的主量子数足够高时, 由于 Rydberg 原子间的强相互作用, 多原子系统中只出现一个激发, 也就是只存储单光子, 这为理想单光子产生提供一个方向.

理想的单光子源条件为一定时间内辐射且仅辐射一个光子, 因而, 理想的单光子源需要严格抑制多光子聚集, 这也是单光子源质量的鉴定标准. 此外, 要求单光子源中的光子具有全同性, 即不可分辨性质; 而且考虑实用性, 高效率和高速率也是需要兼顾的.

对于单光子源质量的定量分析, 可以通过零延时二阶自相关强度函数 $g^{(2)}(0)$ 衡量. 零延时二阶自相关强度函数 $g^{(2)}(0)$ 的测量, 一般使用 Hanbury Brown-Twiss 装置, 使用半透半反镜在光程相同位置分别接出两个单光子探测器, 然后将光束经过分束镜, 通过两个单光子探测器的数据可以计算得到 $g^{(2)}(0)$, 定义为 $g^{(2)}(0) = p(\mathrm{A},\mathrm{B})/(p(\mathrm{A})p(\mathrm{B}))$, 其中 A, B 为两个单光子探测器, $p(\mathrm{A},\mathrm{B})$ 为同时有光子通过两个探测器的概率. 对于严格的单光子源, 一个光子不能分裂, 只能通过两个探测器的其中

之一，因而 $p(\mathrm{A},\mathrm{B})=0$，$g^{(2)}(0)=0$；反之亦然，$g^{(2)}(0)=0$ 体现为光子非聚束，说明光束为单光子源. 所以对于单光子源发出的光子序列，$g^{(2)}(0)$ 越接近零，则说明单光子源越理想.

关于光子全同性的分析，可以利用 Hong-Ou-Mandel 干涉[31,32]装置测量. Hong-Ou-Mandel 干涉是双光子量子干涉现象，是指当两个全同光子以相同光程通过一个分束器，会发生聚束，两个光子完全叠加而变得不可分割，以至于只能从一个端口出射，因而在两个端口设置单光子探测器，可以测量 Hong-Ou-Mandel 干涉. 这个性质可以检验两个单光子源产生光子的全同性，对于极化平行的两个光子，若两个单光子探测器重合计数为 0，则说明两个光子具有理想的全同性.

利用 Rydberg 多原子系统的阻塞激发效应可以理论上严格抑制多光子聚集的现象，从而产生很高质量的单光子. 光子与原子相互作用，将原子激发至 Rydberg 态，实现了将光子耦合于 Rydberg 原子系统中. 由于阻塞效应，在阻塞半径区域内，只允许有一个集体 Rydberg 态激发，也就是说明在阻塞半径区域内只存储一个光子，将这个光子读取出来，就可以获得单光子. 只要保证系统范围足够小，理想情况为小于阻塞范围，同时保证阻塞效应是充分的，也即是 Rydberg 原子处于主量子数很高的激发态，理论上可以获得严格的单光子序列.

对于 Rydberg 原子系统，阻塞效应的强度会决定产生的单光子的质量. 利用铷原子 Rydberg 系统探究激发的单光子的性质，如图 6 内插图，实验结果[30]表明，在零延时处，两个单光子重合计数很小，说明激发的光子为非聚束，体现了因为阻塞效应的存在，得到的光子序列的单光子性良好. 为了进一步探究阻塞效应对于产生的单光子的性质的影响，实验测量了不同的 Rydberg 激发态对应的二阶自相关强度函数 $g^{(2)}(0)$. 如图 6(a)，实验结果[30]说明，随着激发的 Rydberg 态的有效主量子数的增加，阻塞效应将会越来越明显，$g^{(2)}(0)$ 越来越接近零，而当主量子数大于 90 后，$g^{(2)}(0)$ 的数值很小，考虑背景辐射的干扰，可以视为满足等于零，也就是说只要激发到足够高的 Rydberg 态，可以很好地保证产生光子序列的单光子性.

由此可见，利用高激发态的 Rydberg 原子系统，可以实现质量比较好的单光子源. 但是利用高激发态 Rydberg 原子系统实现单光子源，由于系统的大小实际上往往大于阻塞半径区域，同时将光子存储于 Rydberg 原子系统过程的效率不高，导致单光子源整体的效率很低. 而这个方案所产生的单光子的全同性也有待进一步探究. 综合而言，作为单光子源，Rydberg 原子系统在光子质量方面有独特优势，但是效率等其他方面难以达到理想单光子源预期，目前在单光子源方面总体性能并不优秀，因此也不作为一般的单光子源的选择.

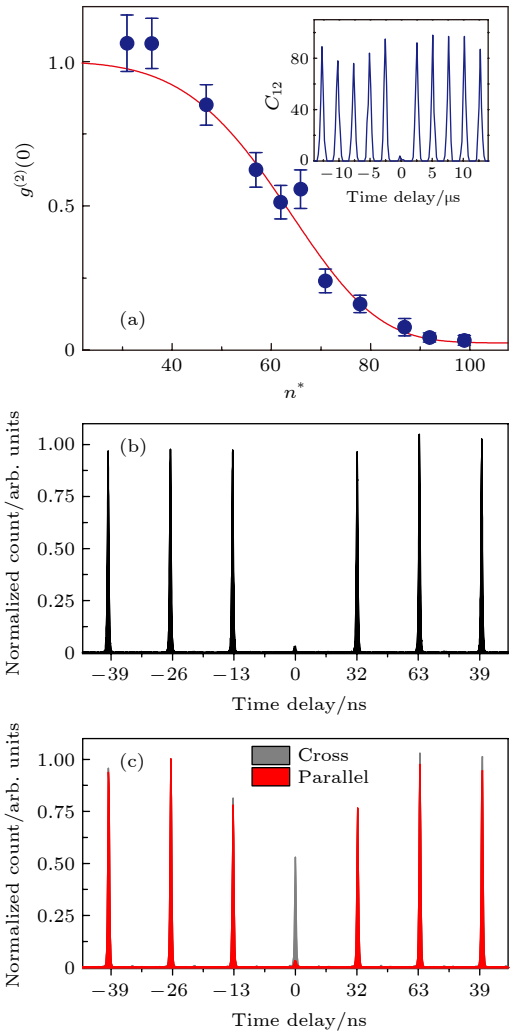

图 6 单光子源性质参数 (a) $g^{(2)}(0)$ 与有效主量子数 n^* 关系[30]，内插图为重合光子计数与延时关系[30]；(b) 量子点方案中归一化的重合光子计数与延时关系[28]；(c) 量子点方案中平行和交叉极化情况下 Hong-Ou-Mandel 干涉归一化的重合光子计数与延时关系[28]

Fig. 6. Parameters of single-photon source: (a) $g^{(2)}(0)$ as a function of effective principle quantum number[30]. Coincidence count as a function of time decay is showed in the inset[30]; (b) normalized coincidence count as a function of time decay using quantum dots[28]; (c) normalized coincidence count of Hong-Ou-Mandel interference as a function of time decay with parallel and cross polarization respectively using quantum dots[28].

当今利用的单光子源, 有一些更常用的实现方案. 最简单的方式是直接通过强光衰减实现, 这种实现方法单光子获取速率快, 而且光子全同性较好; 但是衰减无法严格控制衰减到单光子的级别, 不可避免出现多光子聚集的情况, 这种方法是无法获得严格的单光子列的, 而且衰减方法自身导致效率很低. 目前实现最优性能的单光子源方案是利用量子点微腔, 量子点方案获得的单光子质量和全同性都比较良好, 如图 6(b) 和图 6(c) 所示, 可同时实现 97.5% 的光子质量和 97.5% 的光子全同性, 同时该方案的效率可达到 60%, 兼顾了单光子源多个方面的良好性质, 是极有应用前景的方案. 这两种方案由于应用上不同的独特优势, 相比基于 Rydberg 多原子系统的单光子源方案, 应用得更加广泛.

3.2 量子存储

量子存储是量子信息领域的基础技术之一, 也是量子领域研究的热点[33–35]. 在长程量子通信[36,37]中, 考虑耗散和退相干因素, 基于光子的量子信息不能直接传递到较长距离的需要的地方, 需要有载体实现存储中继; 构建量子纠缠和量子网络[38,39]也需要量子储存技术作为实现基础; 此外量子储存可以用以探测一些其他问题, 如精密测量[40,41]等.

量子存储的机制, 主要是光与物质的相互作用, 从而实现光子携带的量子态相干地存储于介质中, 即形成确定的介质的量子态, 然后在需要使用时, 可以从介质中读出携带与写入时相同量子态的光子; 也有比较少采用的方法是在将光子存储在损耗很小的光路中, 在需要使用时引出. 前者的存储载体基于介质物质, 主要有固态存储[34]与原子气体存储[42,43]. 作为载体, 其需要具有良好的存储的性质, 即存储的效率高、保真度高、存储的时间尽量长.

原子吸收光子激发为 Rydberg 原子, Rydberg 原子的寿命与激发态的主量子数有关, 当激发的 Rydberg 态主量子数很高时, Rydberg 原子的寿命远长于一般的低激发态原子. Rydberg 原子的长寿命说明光子可以比较长时间地存储在 Rydberg 原子中, 因而 Rydberg 原子符合量子存储的基本要求. 而且 Rydberg 原子多体系统具有激发阻塞的性质, 在一定的阻塞范围内只允许一个激发, 有利于实现确定的单光子态的存储. 综合这两方面的优势, Rydberg 原子多体系统是良好的量子存储载体.

EIT 效应[44,45]是相干光学非线性效应, 是量子非线性光学的基础课题. EIT 效应是指在三能级系统中, 使用两种分别对应于能级跃迁频率的激光入射, 分别称为探测光与控制光, 当控制光存在时, 系统对于探测光不吸收, 即透明现象, 形成吸收峰下陷; 而控制光不存在时, 系统对于探测光近乎全吸收, 形成吸收峰. 利用 Rydberg 多原子系统实现量子存储时, 首先让控制光射入原子气体, 利用 EIT 效应, 使得本应该对探测光吸收的原子气体对探测光透明. 让探测光入射原子气体, 然后关闭控制光, 原子气体对探测光不再透明, 而是吸收光子形成集体激发态. 在量子数很高的激发态, 由于阻塞效应, 可以实现确定的单光子态的存储, 存储时间之后, 再打开控制光, 探测光从原子气体中被恢复出来, 实现存储器的读出功能.

利用 Rydberg 激发态作为 EIT 能级有激发态寿命较长的优点, 但是 Rydberg 原子多体系统对光子的响应是非线性的[46], 这对量子存储性质有一定的影响. 在 Rydberg 多原子系统中, 如果比较多的原子吸收光子成为 Rydberg 原子, 使得 Rydberg 原子密度较大, Rydberg 原子之间长程的相互作用会使得系统哈密顿量发生变化, 从而使得 EIT 涉及能级发生偏移. 这种情况下即使存在控制光, 系统仍然会吸收探测光, 也即是 Rydberg 原子系统中光子与光子的相互作用会破坏探测光的透明条件. 因而实现量子存储是非线性过程, 存储效率与入射光子数目、存储时间和 Rydberg 激发态的主量子数有关. Distante 等[47]在实验上探究了 Rydberg 原子多体系统在不同条件下对光子存储的性质. 实验结果说明, 随着入射光子数目的增加, Rydberg 原子偶极矩的相互作用增强, 从而导致系统对于光子存储的非线性增加, 如图 7(a) 所示, 在入射光子数目较少时, 系统的光学线性较好, 而入射光子数目很大时, 系统的光学非线性十分显著. 同时对于 Rydberg 原子激发态为$|70S_{1/2}\rangle$的系统, 随着存储时间的增加, 系统的光学非线性也增强了. 此外, Rydberg 激发态的不同也影响系统的非线性性质, 在主量子数比较低的激发态, 系统响应线性符合良好, 而随着激发态的主量子数的增加, 系统的光学响应非线性显著, 如图 7(b), 在激发态$|26S_{1/2}\rangle$, 系统响应近乎是线性的, 但是对于主量子数 40 到 70 的激发态情形, 系统的非线性响应就十

分明显了. 通过这一系列实验的探究, 得到了 Rydberg 原子多体系统相互作用对于系统的光学非线性响应性质, 为量子存储技术的实现与提高提供了理论基础.

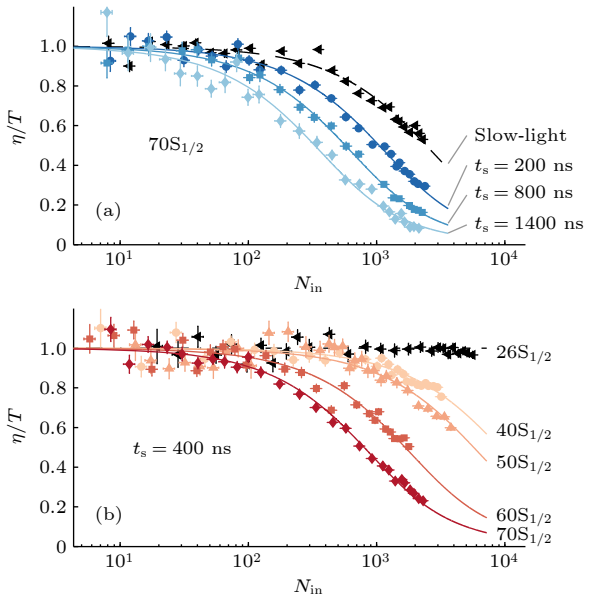

图 7 量子存储性质随入射光子数 $N_{\rm in}$ 变化[47] (a) 存储效率与存储时间关系; (b) 存储效率与 Rydberg 态关系

Fig. 7. Properties of quantum storage with different number of input photons $N_{\rm in}$[47]: (a) Storage efficiency as a function of storage time; (b) storage efficiency as a function of Rydberg states.

基于 Rydberg 多原子系统的量子存储器的存储时间很短, 主要是在高激发态下系统的量子态很不稳定, 针对这个不足, 考虑基态情况下原子相互作用弱, 基态下原子的量子态稳定, 可以达到很长的存储时间, 故充分利用基态存储优势可以实现比较长时间的量子存储. 但是基态存储的问题在于存储速率很慢, 快速制备容易导致多激发事件, 而利用高激发态的阻塞效应, 通过基态与高激发态的拉比振荡消除多激发事件, 可以实现快速的单激发[4]. 存储过程[4] 中, 如图 8(a) 所示, 首先通过光泵将系统调节至初始状态$|a\rangle = |5{\rm S}_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$, 然后在探测光 $\Omega_{\rm p}$ 和控制光 $\Omega_{\rm c}$ 作用下, 系统被激发至状态$|b\rangle = |5{\rm S}_{1/2}, F=2, m_F=-2\rangle$, 再给予光场 Ω_1 将系统激发至高激发态$|r\rangle = |nP_{3/2}, m_J=-3/2\rangle$, 实现单量子态的存入; 之后如图 8(b) 所示, 给予光场 Ω_2 将高激发态映射至基态$|b\rangle$, 以实现长时间存储; 经过一定存储时间, 如图 8(c) 所示, 给予光场 $\Omega_{\rm r}$ 以读出存储光子, 并送至后续光子探测器等检验装置. 通过基态与 Rydberg 激发态的结合, 可以实现快速制备单激发, 制备激发态时间小于 1 μs; 同时实现 70 μs的存储时间; 但是效率方面比较低, 目前未能实现兼顾高效率.

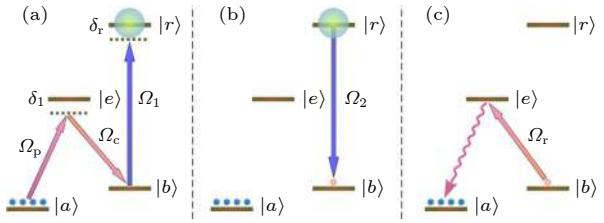

图 8 基态与激发态结合能级示意图[4] (a) 写入过程; (b) 基态存储; (c) 读出过程

Fig. 8. Schematic of energy levels combined exciting state with ground state[4]: (a) Procedure of writing; (b) storage in the ground state; (c) procedure of read.

由于 Rydberg 原子间长距离相互作用, 基于 Rydberg 多原子系统的量子存储器还有独特的存储性能, 即通过微波场可以控制存储在 Rydberg 多原子系统极矩之间的相互作用, 并体现在拉比频率的变化上[5]. 存储过程为光子以 Rydberg 极矩形式存储于冷原子团中, 然后用微波场控制极矩间相互作用, 最后, 经过处理的光场被读出并使用 Hanbury Brown-Twiss 装置中时间解析的单光子计数器检测. 该实验存储过程中与常规存储的差别在于, 在系统被激发至高激发集体 Rydberg 态后, 通过微波场使得系统从$|60{\rm S}_{1/2}\rangle$跃迁至$|59{\rm P}_{3/2}\rangle$, 实现了对存储的 Rydberg 极矩相互作用的控制, 实验装置与其他存储装置的不一致也主要在于增加了微波产生器. 这个方法可以实现对存储 Rydberg 极矩相互作用的控制, 但是存储效率较低, 存储的保真度也不能达到理想存储器的要求.

基于 Rydberg 多原子系统的量子存储, 可以实现高保真度以及高效率的单量子态的存储; 同时利用基态与 Rydberg 激发态结合的方式, 可以提升存储时间; 而且利用微波场可以实现对存储的 Rydberg 极矩的控制. 综合以上, Rydberg 原子系统在量子存储方面有独特的优势, 是探索量子存储器的一个方向; 而不足在于存储时间太短, 同时由于应用 EIT 效应, 存储带宽窄, 而且 Rydberg 原子系统的存储实现大部分需要低温环境和低噪声, 环境要求高.

3.3 单原子成像

原子尺度的成像技术是许多课题的关键, 拥有

足够分辨率的微尺度成像技术, 很多问题的探究会变得轻松, 如化学反应机理的探究[48]、探索超导材料[49]以及量子逻辑和量子信息处理[50,51]等课题都需要良好的微尺度成像技术的帮助.

而在 Rydberg 原子系统中, 利用长程相互作用探测原子位置, 可以达到比较好的空间分辨率, 同时可以实现非破坏性的单原子成像, 从而可以观察原子系统时间演化过程[6].

利用合适的能级, 可以在致密的 Rydberg 探测原子气体中实现 EIT, 此时的探测原子气体, 在控制光的作用下, 对于探测光是透明, 也就是不吸收的. 将高激发态的被探测原子植入致密的 Rydberg 探测原子气体, 对于离被探测原子较远的区域, 原子间相互作用不受到被探测原子影响, 气体的吸收性质没有被改变, 依然保持透明特性; 但是对于与被探测原子相近的区域, 由于被探测原子与探测气体原子都处于 Rydberg 激发态, Rydberg 原子的相互作用是长程的, 所以被探测原子与探测气体原子会存在 Rydberg 极矩之间的相互作用, 这个相互作用将改变探测气体原子的能级, 使得能级发生一定的偏移, 而这个偏移将导致这个区域探测原子气体的透明性质的变化, 从而导致吸收. 如图 9(a) 所示, 实验中, 初始状态为杂质分子分布在二维探测原子气体中[6]. 然后通过双光子 (控制光与探测光) 激发, 探测原子被激发至激发态$|r\rangle$, 产生 EIT 共振, 探测原子对于探测光不吸收. 然而, 探测原子与杂质的强相互作用导致临界半径区域内吸收光的频率偏移. 利用杂质周围原子吸收性质的变化可以实现在吸收图谱上分析杂质的分布情况, 也就是通过测量探测光的被吸收情况, 可以实现对被探测原子位置信息的确认.

Günter 等[6]模拟计算了探测原子气体对于探测光的吸收的能力的变化, 结果给出了磁化率虚部 ($\mathrm{Im}[\chi]$) 与被探测 Rydberg 原子的距离的关系, 这是由于磁化率虚部与吸收能力成比例关系, 可以作为吸收能力的体现. 被探测原子对于探测原子气体吸收的影响, 主要是激发态的被探测原子与高激发态的探测气体原子之间的 Rydberg 极矩的相互作用. 由于被探测原子的存在, 一些探测气体原子的能级发生移动, 从而使得透明性质发生改变, 也就是吸收能力变化. 由于 Rydberg 极矩之间的相互作用是有范围的, 所以被探测原子的影响也是区域的, 正如阻塞效应中存在临界区域, 即仅在阻塞半径之内有阻塞效应, 关于气体吸收性质的影响也存在着与阻塞半径相似的临界半径, 实验结果显示, 在距离被探测原子一定的半径范围内, 吸收变得很强, 几乎接近于 1, 说明被探测原子的存在极大地增强了探测光的吸收能力; 而这个范围外, 吸收能力快速下降, 形成可以明确的分辨的影响界限. 而且实验结果说明, 与被探测原子处在不同相对位置的探测气体原子受到的影响是不完全一样的, 如上所述, 随着与被探测原子距离的增加, 探测气体在某一个距离的小范围内会产生剧烈的变化, 但是并非严格的跃变, 因而如果可以充分探究吸收性质随着距离的变化规律, 有利于更精确地确定被探测原子的位置.

由于被探测原子对于探测光的吸收响应是局域化的, 如果被探测原子密度足够稀疏, 使得在每个被探测原子自身的响应区域中没有其他被探测原子, 就可以确定单原子位置. Günter 等[6]利用不同激发态的 Rb 原子分别作为探测气体原子与被探测原子测试单原子成像质量, 结果说明, 在没有控

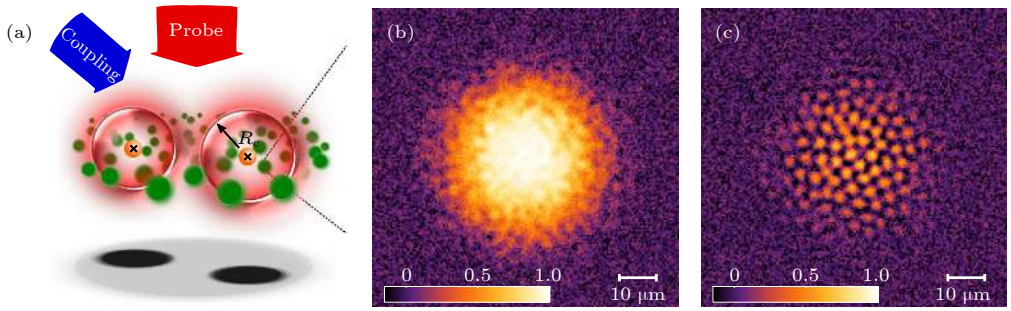

图 9 成像示意图与模拟结果[6] (a) 单原子成像过程示意图; (b) 没有控制光情况下的探测光吸收图; (c) 有控制光情况下的探测光吸收图

Fig. 9. Scheme of imaging process and simulated results[6]: (a) Scheme of single-atom imaging process; (b) absorption of probe light without control light; (c) absorption of probe light with control light.

制光的作用时, 气体原子对探测光是不透明的, 所以探测原子气体对于探测光为强烈的吸收, 如图 9(b) 所示, 图中亮度代表吸收程度; 而在控制光的作用下, 气体原子本应该对探测光透明, 但是由于被探测原子的存在, 使得透明效应失效, 从而在被探测原子存在区域产生吸收, 因而探测光吸收图中的强吸收部分就是探测的 Rydberg 原子的位置, 从而得到被探测原子的空间分布情况, 如图 9(c) 所示, 图中亮度代表吸收程度. 模拟结果表明[6] 已经可以实现在探测光吸收图中清晰地辨认被探测原子, 从而得到高激发态的 Rydberg 原子形成对称的分布, 这与已知的 Rydberg 多体系统分布规律一致[3], 也说明该成像方法可以实用于一些实验探究.

基于 Rydberg 原子系统实现单原子成像也有一些不足, 主要体现在分辨率的限制. 由于如果气体分子密度过大, 气体分子之间距离过近, 气体分子彼此之间存在相互作用, 也会产生能级偏移, 从而形成噪声干扰, 所以探测原子气体密度有限制, 以至于分辨率也有所限制.

利用 Rydberg 多原子系统以及 EIT 效应, 可以达到灵敏度高、分辨率较高的非破坏的单原子成像; 不过分辨率存在一定约束限制. 综合而言, 仍然是单原子成像的一种有力的有效手段.

除了基于 Rydberg 多原子系统 EIT 的单原子成像, 常用的原子成像技术为通过给予光场使得粒子发生跃迁[52,53], 探测荧光或者吸收结果, 从而分析粒子的位置等信息, 但是这个方法对于跃迁的强度有所要求, 否则得不到探测的效果或者灵敏度和精度得不到保障, 因而有所局限, 即使是利用光腔增强被探测原子与光场作用[54], 空间分辨率也达不到良好的效果. 利用场电离方法[55], 也可以实现原子尺度的成像, 但是这个方法对于样本是破坏性的, 只能实现一次成像, 而不能持续地探测整个过程.

相比之下, 基于 Rydberg 多原子系统的成像方法拥有兼顾非破坏和精确的优势, 利用这个优势, 可以探索一些微观尺度的问题, 例如量子多体的性质或者相关的研究以及单离子成像[56], 在研究中可以提供帮助.

3.4 单光子减法

由于自然中耗散现象的普遍存在, 系统耗散是相当热门的量子研究对象. 耗散在量子计算[57]、量子模拟[58] 和量子通信[59] 等研究中有很广阔的应用. 其中一个应用较多的耗散过程就是单光子减法. 由于 Rydberg 多原子系统与光子的相互作用已经比较明确, Rydberg 多原子系统成为多光子存储的良好载体, 是实现单光子减法的合适的平台之一.

单光子减法过程, 是一个存储多光子的系统经过耗散过程, 将损耗且只损耗其中一个光子, 而其他光子维持本身性质. 单光子减法可应用于量子密钥分发[59] 等研究中.

利用存储多光子的 Rydberg 多原子系统的相干保护机制, 在多光子退相干过程可实现单光子减法[7]. 理论研究[7] 表明, 在存储多光子的 Rydberg 多原子系统中, 外来光场只是破坏第一个激发, 其他激发的相干性不会被破坏, 即系统存在相干保护机制, 这为在 Rydberg 多体系统中实现多光子退相干过程, 从而实现单光子减法过程提供了理论依据. 实现多光子退相干过程, 首先将光子存储在 Rydberg 多原子系统中, 原子吸收光子被激发至高激发态, 由于阻塞效应, 系统将处于一定区域内只有单一激发的集体状态. 当外来光场进入时, 光子之间的相互作用会导致存储在多原子系统中的光子的相干性发生变化. 通过读出存储在 Rydberg 多原子系统中的光子可以研究光子相关性的变化. 实验[7] 中通过双光子将原子从基态 $|g\rangle = |5\mathrm{S}_{1/2},\ F=2,\ m_F=2\rangle$ 通过中间态 $|p\rangle = |5\mathrm{P}_{3/2},\ F=3,\ m_F=3\rangle$ 激发至 Rydberg 态 $|c\rangle = |68\mathrm{S}_{1/2},\ m_J=1/2\rangle$, 实现了将光子存储在 Rydberg 原子系统中, 存储光子也称门光子; 而通过双光子将原子从相同的基态与中间态激发至不同的激发态 $|s\rangle = |66\mathrm{S}_{1/2},\ m_J=1/2\rangle$, 实现外来光子的存储制备, 该光子也称源光子. 而后激发外来光子进入存储着门光子的 Rydberg 原子系统, 通过门光子与源光子的相互作用改变存储的门光子的性质. 在充分相互作用后, 通过控制光读出门光子, 并通过光子检测装置, 通过检测结果得到多体退相干过程的性质.

如图 10(a), 实验结果[7] 说明, 恢复的门光子数与储存初始的门光子数间有比较好的线性关系, 而实验条件下, 由于每个门光子散射源光子概率不一致, 达不到理想情况下为 1 的要求, 同时源光子数有限, 因而并不是严格的破坏单个光子, 但是实验测量与考虑这些影响因素的理论预测吻合良好, 说明理想情况下可以实现性质良好的单光子减法;

而这些影响因素也为改进以提升其性能提供了方向上的指引. 实验结果一定程度上证实该理论的正确性, 也说明该单光子减法方案的可行性.

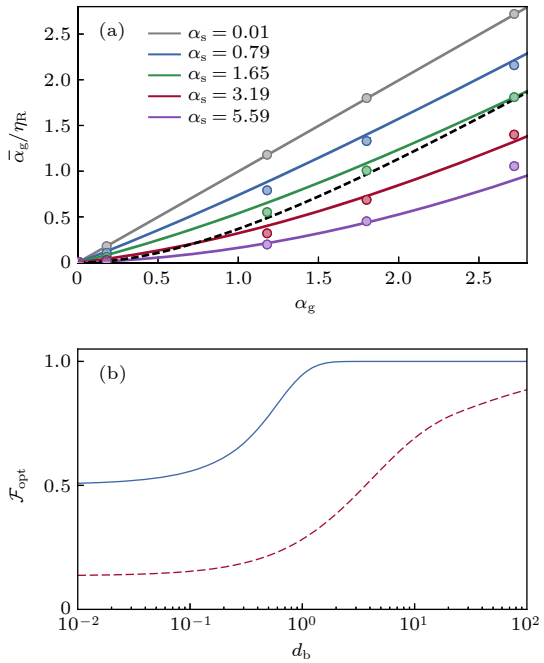

图 10 (a) 不同源光子数情况下, 恢复门光子数与存储门光子数关系[7]; (b) 最佳减法效率对比[7]

Fig. 10. (a) Number of retrial gate photons $\bar{a}_g$ as a function of number of stored gate photons a_s with different number of source photons a_s[7]; (b) contrast of optimal efficiency of subtraction[7].

除了源光子数量和源光子散射概率的约束, 影响基于多体退相干的单光子减法器性能的因素还有光子在 Rydberg 多原子系统的存储与恢复效率, 因而, 有关 Rydberg 原子系统量子存储技术的进步, 可以有力推动基于多体退相干的单光子减法器性能的提升. 综合而言, 由于多体退相干保护机制的优势, 利用多体退相干实现单光子减法, 是具有前景的方法.

除了多体退相干实现单光子减法, 利用高激发态多 Rydberg 原子引起的激发阻塞效应, 还有一些其他可以实现单光子减法的机制, 如让吸收材料实现单光子饱和[60], 从而实现单光子吸收; 或者利用人造原子与光子的相互作用[61], 实现单光子吸收. 但是饱和吸收实现的单光子减法, 由于阻塞效应的不绝对充分, 存在少量残余吸收, 也就是并非严格的损耗单个光子. 对比基于多体退相干的光学吸收方法与饱和吸收方法的最优减法效率, 如图 10(b), 两者的最优减法效率都随着阻塞范围的增加而上升, 但是基于多体退相干的光学吸收方法的最优减法效率随阻塞半径增加很快地增加到了 1; 而对于饱和吸收方法, 即使阻塞半径大幅度增加, 最优减法效率也没有达到 1. 而且在相同的阻塞半径时, 其他条件相同情况下, 光学吸收方法吸收效率总是要优于饱和吸收方法, 也即说明其减法性能更加良好.

3.5 多体系统演化探究

自然现象中常见的个体都不是独立隔绝的, 而是在一定区域内与其他个体存在相互作用, 多体系统是自然中大部分现象发生的平台, 因而对于多体系统性质的研究, 有着深远的意义. 同时, 很多自然现象的本质是非平衡的, 建立多体系统的非平衡动力学以及探究多体中的临界相变现象是了解多体系统演化的重要途径. 对于量子领域, 多体问题的探究[8,9,62,63] 也是重要的课题.

对于微观粒子, 如果粒子之间相距较远, 一般的粒子的相互作用很弱, 不能直接用作探究多体相互作用时系统的演化规律, 需要其他实验装置和步骤实现, 增加了实验难度; 而高激发态 Rydberg 原子之间的 Rydberg 极矩相互作用是长程的, 即使粒子间距离较大, Rydberg 极矩间相互作用的范围可以使得粒子间仍有比较强的相互作用, 可以直接用作探究多体演化.

利用 Rydberg 多原子系统, 可以探究量子多体相变问题[62,63]. 由于 Rydberg 多原子系统的原子密度不同, 系统可以处于两种不同的状态, 即单体无相互作用相 (NI-phase) 和多体相互作用相 (I-phase), 如图 11(a) 所示. 当 Rydberg 多原子系统处于多体相互作用相时, 系统的 EIT 效应会由于原子间相互作用而产生变化, 系统对于探测光的吸收能力发生变化; 同时由于探测光与控制光等外界能量的输入, 系统并非处于平衡态, 这个变化过程是非平衡的. 实验[10] 探究了在不同频率的探测光条件下测量了耦合光失谐由负向正和由正向负扫描时电磁诱导透明谱的透射率差, 并将透射率差以参考光场为标准归一化后作出相图, 如图 11(b) 所示, 所得相图说明在探测光频率在一定上升至一定数值时相变出现. 同时, 增加另外一束信号光, 同样方法测定相图, 实验结果说明, 相变出现对应的探测光频率降低, 也即是相变阈值变低, 从而实现了相变阈值的可调节, 为解析多体非平衡动力学的研究提供了帮助.

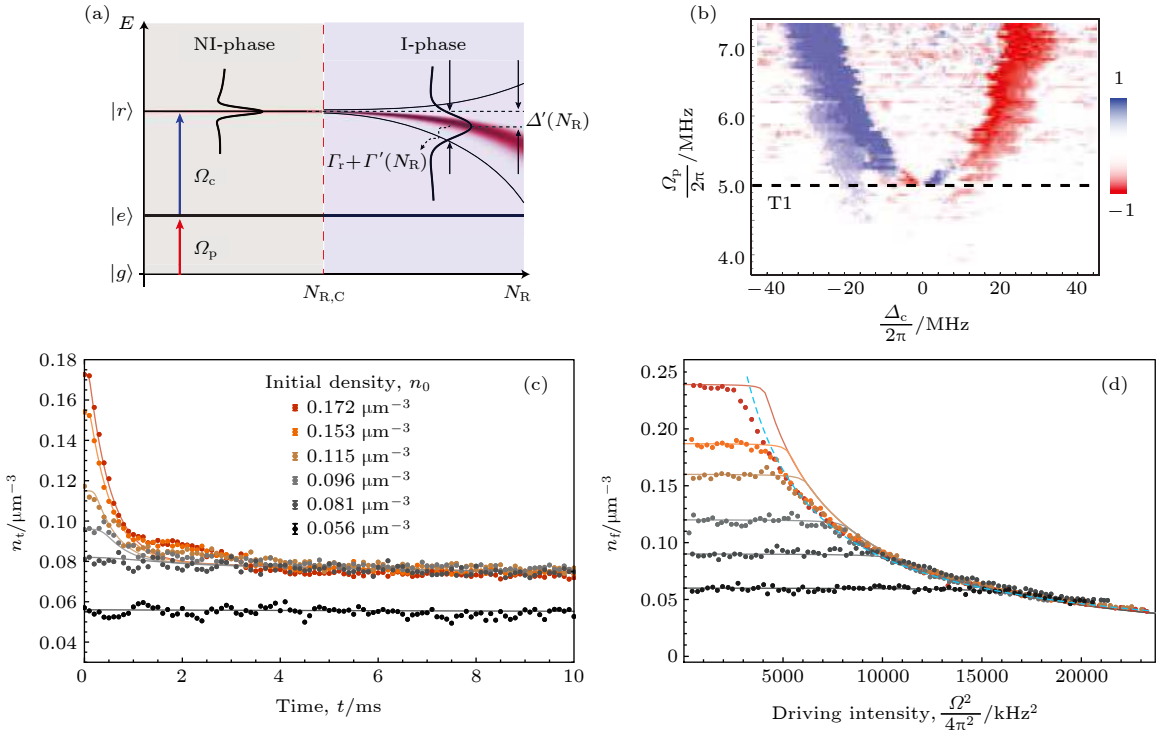

图 11 相图[10]和自组织行为[64] (a) Rydberg 原子密度相图; (b) 没有控制光时 EIT 相图; (c) 自组织演化; (d) 自组织定态规律

Fig. 11. phase diagram[10] and self-organized behaviors[64]: (a) Phase diagram of density of Rydberg atom; (b) EIT phase diagram without control light; (c) evolution in the self-organized process; (d) regulation of self-organized stationary states.

利用 Rydberg 原子系统, 可以研究多体系统自组织现象. 多体自组织现象是自然普遍的现象, 不仅存在于物理领域, 在生物以及经济等领域都是常见的. 如前所述, 由于 Rydberg 原子之间长程的强相互作用以及阻塞效应, Rydberg 原子系统随着 Rydberg 原子密度有无相互作用相 (NI-phase) 以及相互作用相 (I-phase), 这使得 Rydberg 原子系统成为探索多体自组织问题的良好平台. 类比森林火灾模型, 可以在 Rydberg 原子系统中实现自组织[10], 处于 I-phase 的元胞类类比燃烧的树, 处于 NI-phase 类比于没有燃烧的树, 以及 Rydberg 激发耗尽的元胞类比空地, 考虑处于 I-phase 的元胞会激发周围的处于 NI-phase 以及 Rydberg 耗尽后的再激发等一系列相互作用关系, 类比于燃烧的树对于周围的树以及空地生长树木等相互作用, 可以得到一些系统的演化规律. 实验利用包含 100 × 100 × 100 元胞的三维系统模拟, 除了包含 Rydberg 激发相互作用的元胞会激发周围 NI-phase 元胞与 I-phase 元胞转化为 Rydberg 耗尽元胞的相互作用之外, 再考虑 Rydberg 耗尽的元胞转化为 NI-phase 的概率, 类比于荒地上长出树木; 以及在周围没有 I-phase 元胞作用下, NI-phase 转化为 I-phase 的概率, 类比于受到火光影响的树木的自燃, 初始处于 I-phase 的元胞比例为 0.5, 经过 30 次迭代演化, 从实验过程与结果中分析出自组织的规律[10]. 实验分析了不同的 Rydberg 耗尽的元胞转化为 NI-phase 的概率对于 I-phase 元胞形成的集团大小分布的影响, 结果说明, Rydberg 耗尽的元胞转化为 NI-phase 的概率越大, 对应的 I-phase 集团的最大尺度越大. 实验分析 I-phase 集团大小分布与 I-phase 集团中元胞数目的幂律行为, 调节 Rydberg 耗尽的元胞转化为 NI-phase 的概率以及在周围没有 I-phase 元胞作用下, NI-phase 转化为 I-phase 的概率的影响程度, 结果说明, 在后者远小于前者的情况下, 指数值接近于 2; 而随着两个概率的比值以及各自的值的不同, 指数值不一致, 有对应的规律. 同时实验模拟结果说明, 在森林密度为 0.3 左右时存在剧烈的上升趋势, 近似为突变, 对应于 Rydberg 原子系统中, 体现了两个相的 Rydberg 原子密度的临界点的情况. 关于自组织临界行为的研究, 实验总结得到三个临界标志行为[64]: 第一个是在一定的初始密度阈值之上, 系统定态密度趋向于一个固定的值, 与初始密度无关, 如图 11(c) 所示; 第二个是定态密度的尺度不

变性, 体现为在一定的驱动强度之上, 定态密度随驱动强度的关系, 可用一个函数描述, 如图 11(d) 所示; 第三个为演化过程, 达到定态后, 小扰动引起的密度振荡剧烈, 为雪崩式响应, 并符合幂率分布. 这些行为源于多体系统内部反馈机制, 系统在这个机制的作用下可以实现自调节, 从而对扰动有独特的响应行为. 这一系列关于 Rydberg 多体系统自组织的研究, 为多体系统性质的解析总结了部分规律.

利用 Rydberg 原子系统, 可以研究对称破缺相变的非平衡动力学 [8,62]. Kibble-Zurek 机制是对称破缺相变的非平衡动力学的重要理论, 该机制描述了二阶相变中拓扑缺陷的形成, 即当控制参数接近临界值时, 由系统状态翻转的能量间隔确定的响应时间会发散. 利用量子模拟器中实现的 51 个原子的一维的量子模拟器进行实验 [8], 实现了对量子相变中量子 Kibble-Zurek 机制 (quantum Kibble-Zurek mechanism, QKZM) 的验证.

利用 Rydberg 原子系统, 可以探究光学多稳态问题. 光学多稳态是指系统接受一个输入, 但是有多个输出的现象, 是解析非平衡动力学重要研究对象. 光学双稳态作为光学多稳态中的一个分支, 在很早已经被关注以及验证. 而 Rydberg 原子系统在研究光和物质相互作用方面具有独特的优势, 是理想的研究光学双稳态的平台, 通过 EIT 透射谱非平衡相变观测光学双稳态, 目前已经在 Rydberg 原子系统中观测到双稳态现象 [10]. 实验探究了在不同的探测光拉比频率情况下, 探测光与参考光的透射率差随着耦合光失谐从红失谐扫描至蓝失谐 (由负到正) 以及从蓝失谐扫描至红失谐 (由正到负) 的变化关系, 结果说明, 在探测光频率比较低时, 透射光谱呈现对称性, 不出现双稳态现象; 随着探测光频率的增加, 两个方向的扫描结果不相同, 光谱对称性的破坏, 光学双稳态现象出现. 由此可见, 利用 Rydberg 原子系统可以实现研究光学双稳态, 而且有望作为光学多稳态问题的研究平台, 是研究光学多稳态问题的重要指引方向.

综上, Rydberg 多原子系统在多体系统演化的探究上有独特的强相互作用优势, 一定情况下可以简化部分实验探究过程, 也可以使得探究结果更加显著. 目前利用 Rydberg 多原子系统实现了多种多体系统演化问题的研究, 为多体动力学相关理论总结了一些基本规律, 在未来的研究中, Rydberg 多原子系统是多体系统相互作用演化研究的重要平台.

3.6 多体量子模拟

物理系统模拟是科学研究的重要手段, 通过对系统的参数的改变可以获得系统各方面的因素的影响信息, 从而得到系统的性质或者规律, 例如经典情况下的分子动力学模拟, 已经成为科学研究的利器, 在生物化学等许多研究中提供极大的帮助. 但是, 经典计算机的计算能力极限限制了包含大量个体系统的模拟, 这就需要量子系统实现量子模拟. 实现量子模拟, 主要在于个体间相互作用的控制以及演化时间的限制, 超冷原子气体 [65]、分子 [66] 以及离子系统 [67], 因为个体间拥有强相互作用, 都可以作为量子模拟的平台. 由于 Rydberg 原子极大的电偶极矩, 个体间相互作用强, 作用范围大, 同时利用阻塞作用可以实现 Rydberg 原子间相互作用的调节, Rydberg 原子系统成为量子模拟重要的平台. 基于 Rydberg 原子的量子模拟 [18] 最经常探究的课题为 Ising 模型的模拟. Ising 模型通常被用于模拟铁磁性物质、钴、镍的结构, 并对其在铁磁性状态和非铁磁性状态之间的相变进行理论描述, 且 Ising 模型的求解与解决优化问题有关 [68]. 将 Rydberg 原子的激发态和基态作为上下两个不同的自旋态 (也可以使用不同的激发态作为两个不同的自旋态), 由于阻塞作用, 激发态 Rydberg 原子将抑制阻塞半径内原子的激发, 使其保持在基态, 实现 Ising自旋模型的限制条件; 同时, 可以通过改变外加光场的参数实现调节阻塞半径的大小, 以及调节原子间距离的大小, 从而实现相互作用强度和范围的调节. 目前, 借助空间光调制器 (spatial light modulator, SLM) 实现多样的二维的磁光阱阵列, 用以束缚原子, 已经可以实现数十个原子二维分布的量子模拟器 [63], 用于 Ising 模型的模拟. 利用这个模拟器, 探究验证了当阻塞半径覆盖所有原子时, 即整个系统仅有一个激发的情况下, 系统的拉比频率与原子数目的平方根 $\sqrt{N}$ 成正比, 如图 12(a), 这个结果与已知的激发阻塞多体系统的拉比频率规律是一致的. 实验同时探究了在周期边界条件下, 八个环状原子在不同的相互作用强度下的 Rydberg 激发占比以及互相关函数的变化, 阻塞半径为相邻原子间距离的时候, 八个原子可以同时激发至 Rydberg 态, 所以 Rydberg 激发

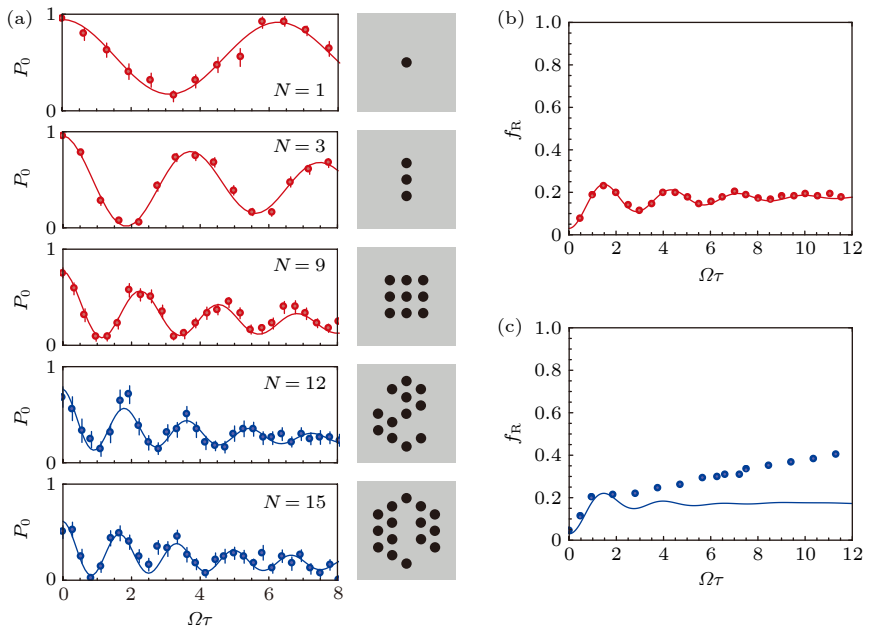

图 12 二维量子模拟[63] (a) 不同原子数的集体拉比振荡; (b) 20 个原子系统的 Rydberg 分数 f_R 变化; (c) 28 个原子系统的 Rydberg 分数 f_R 变化

Fig. 12. Quantum simulation in two dimensions[63]: (a) Collective Rabi oscillation with different number of atoms; (c) Rydberg fraction of the systems with 20 atoms; (d) Rydberg fraction of the systems with 28 atoms.

分数为 0 至 1 的振荡; 而在阻塞半径为两倍相邻原子间距离时, 由于阻塞效应, 最多仅有四个原子可同时激发至 Rydberg 态, 因而理论最高 Rydberg 激发分数为 0.5, 实验值与之吻合, 但是振荡频率增加, 符合拉比频率的变化; 而当阻塞半径覆盖八个原子时, 八个原子作为一个激发集团, 最多允许一个激发, 同时拉比振荡频率达到最高. 实验还探究了在原子数较大时系统的 Ising 动力学, 在包含 30 个阱的跑道型阵列里装载 20 个原子, 由于每个原子相互作用范围仅作用两旁的原子, 所以这是周期边界条件下一维的自旋链, 并非二维结构, 实验测定了系统的 Rydberg 激发分数以及互相关函数, 如图 12(b) 所示, 实验结果与计算模拟结果吻合良好; 而在 7 × 7 阱方阵里装载 28 个原子情况下, 如图 12(c) 所示, 系统的 Rydberg 激发分数不再出现振荡, 与理论模拟预测结果有差异, 系统出现大集团系统的特征. 这一系列二维量子模拟, 为量子多体动力学的研究提供了实验依据, 也体现了 Rydberg 多体系统在量子模拟方面优秀的性能.

此外, 利用声光偏转器形成光镊阵列, 可以实现包含 51 个原子的一维的量子模拟器[9]. 将原子装载于光镊阵列中并进行排列, 然后通过给予双光子场将部分原子激发至 Rydberg 态, 等待系统演化时间结束, 通过荧光成像探测系统的最终状态. 荧光成像过程中, 处于基态的原子仍然被禁锢于光镊中, 而 Rydberg 激发态的原子则会逃离光镊, 形成空缺, 因而荧光成像结果显示为荧光缺失, 从而确定系统的末态原子状态分布情况. 实验观察探究集体拉比频率随着原子数的变化, 以验证模拟器的基本性能, 实验结果符合预测, 即拉比频率与原子数平方根 $\sqrt{N}$ 成正比[9]. 同时也探究了 13 个原子的一维模拟器在不同相互作用范围下的状态的一系列模拟, 在阻塞半径为相邻原子距离时, 13 个原子的一维系统最多有 7 个 Rydberg 激发, 并对应着仅一种稳定分布, 而在阻塞半径为相邻原子距离的两倍或者三倍时, 同样只对应一种分布, 而实验的荧光成像结果与预期的结果吻合, 如图 13(a) 和图 13(b), 验证了该量子模拟器对于这个系统的模拟可以演化至最终的状态, 一定程度上可以实现良好的模拟性能. 实验探究了基态概率与集体大小的关系, 如图 13(c), 基态概率随着集体大小呈现接近线性下降关系, 而随着非指数形式下降, 在 51 个原子的情况下, 仍然达到千分之一的量级, 相比于状态数为 2 的 51 次方, 千分之一为显著的增大, 这为原子数比较大的量子模拟系统的基态制备可能性以及难度提供了理论上的参考. 实验着重研究了 51 个原子量子模拟器在相互作用范围为相邻两

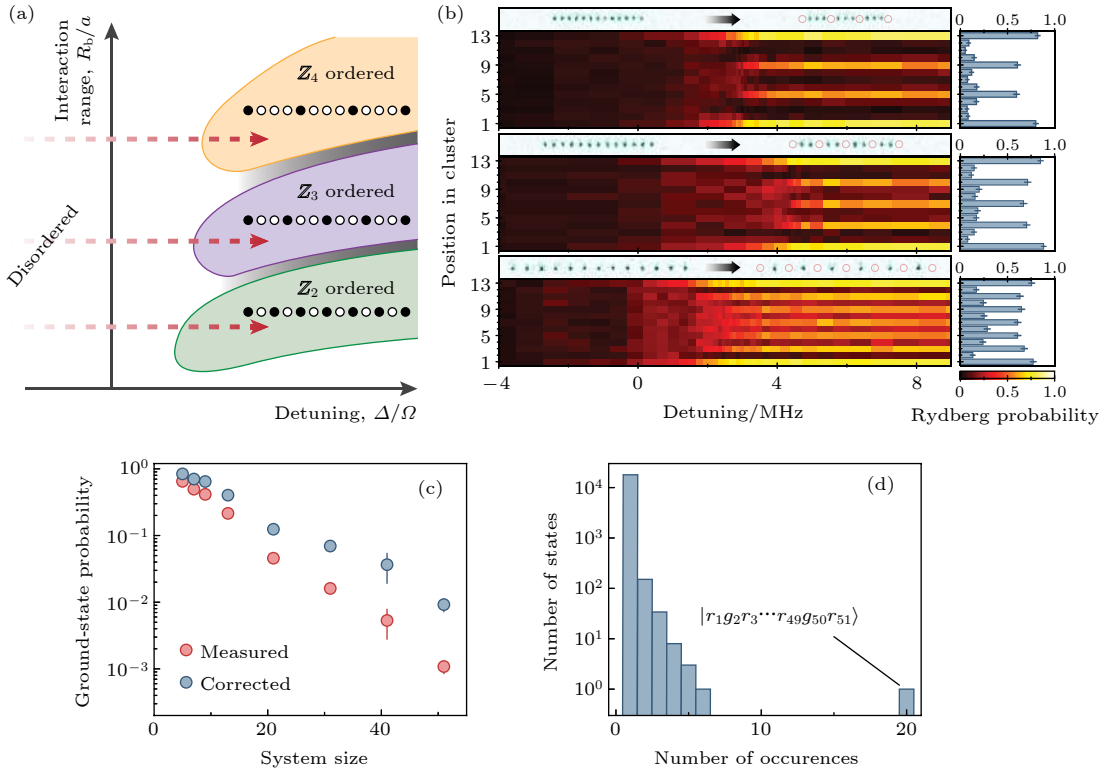

图 13 一维多原子量子模拟[9] (a) 不同相互作用强度的演化理论结果; (b) 不同相互作用强度的演化实验结果; (c) 基态概率与系统大小的关系; (d) 出现次数的状态数的统计

Fig. 13. Many-atom quantum simulation in one dimension[9]: (a) Predicted results of evolution with different interaction; (b) experimental results of evolution with different interaction; (c) ground-state probability as a function of system size; (d) number of states with identical number of occurrences.

个原子距离下系统的演化, 在 51 个原子的集体的 18439 次实验中, 统计了观测到的状态数的被观测次数, 如图 13(d) 所示. 其中, 出现最多的状态为 $|r_1g_2r_3\cdots r_{49}g_{50}r_{51}\rangle$, 即为通过多体哈密顿量预测达到的终态, 这说明这个包含 51 个原子的量子模拟系统在一定程度上可以实现模拟功能. 但是由于系统原子数目较大, 演化到预期状态需要的时间比较长, 而现在能实现的量子模拟演化时间还不能达到使包含大数目原子的量子模拟器都模拟至最终的状态, 而提高模拟演化的时间, 也是量子模拟走向应用的最重要的一步. 实验还讨论了 51 个原子的量子模拟系统从无序相到有序相过程的相关研究, 有序相即是预期的末态有序分布, 51 个原子的系统理论上只对应一种包含 26 个 Rydberg 激发的末态分布, 通过对于相变过程的探究, 探究非平衡多体动力学的相关性质.

利用 Rydberg 原子多体系统实现多体量子模拟, 是发展量子计算机的基础研究. 基于 Rydberg 原子多体系统的性质研究, 如今已经在 Rydberg 多体系统中实现了较大规模的多体量子模拟器, 并且这些系统在规模扩展和操纵性方面拥有很好的发展空间, 指示了量子计算的一个可行的研究方向.

3.7 量子光开关与单光子晶体管

伴随着量子信息技术的发展, 量子通信与量子计算将渐渐走向成熟, 未来的发展目标将是利用这些成熟的量子技术构建量子网络, 实现更强的计算和通信能力. 而要实现量子网络的连接, 量子光开关和单光子晶体管等量子器件是重要的基本模块.

量子光开关的功能是通过单粒子实现对另一个系统的量子比特的操控或对纠缠的开关态的控制. 很多研究进行了实现量子光开关的探索, 例如单原子的耦合的微谐振器[69], 微型中空光纤中囚禁的冷原子[70], 处于强耦合机制下的腔中的冷原子[71] 等. 由于阻塞效应, Rydberg 原子多体系统对于光子响应是非线性的, 可以实现量子光开关功能[72–76].

利用 Rydberg 原子系统实现量子光开关, 是通过 EIT, 将门控光子存储在系统中, 由于阻塞效应, 门控光子的激发破坏了目标光子的 EIT 条件, 实现目标光子的传输, 从而实现开关功能. 有关研究提出利用包含一个 Rydberg 原子的系统能实现两光子纠缠门 [73]. 而有实验利用纠缠光子对在两原子系综实现了光开关的操作 [76], 实验通过在二维原子云中制备纠缠光子对, 然后输入到一个三维原子系综实现光开关, 得到超过 50% 的开关对比度的结果, 显示了良好的应用前景.

类似电子电路中电子晶体管, 单光子晶体管的作用便是在量子网络连接中实现单向导通、整流、放大等信息处理中需要的基本功能. 类比于电子晶体管中微电流控制大电流的功能, 单光子的信号是最微弱的, 单光子晶体管的功能是通过单光子信号实现对多光子的控制, 在量子信息处理中有多种应用 [77]. 而在 Rydberg 多体系统中, 阻塞效应导致 Rydberg 多体系统具有很强的光学非线性, 利用这些光学非线性性质, 可以实现单光子晶体管的功能 [78–81].

利用 Rydberg 原子系统实现单光子晶体管, 首先是实现传输光子的 EIT 条件, 使得传输的光子可顺利通过, 然后单光子入射介质, 形成 Rydberg 激发, 而 Rydberg 原子长程的相互作用将破坏传输光子的 EIT 条件, 使得能够透过的光子大大减少, 从而实现了单光子对于多光子的变化的控制, 即实现了微小变化的放大, 增益受到阻塞作用的范围与强度的影响. 实验利用阻塞效应, 在超冷气体中观测到单光子晶体管的增益达到 20, 显示了基于 Rydberg 原子系统的单光子晶体管良好的前景 [78]. 有研究则利用 Rydberg 原子系统实现的单光子晶体管, 还可以实现单个 Rydberg 原子的无损测量, 保真度达到 0.72[79]. 而通过斯塔克调频的 Förster 共振可以增强相互作用 [80], 可将增益提升至超过 100, 同时对单个 Rydberg 原子的无损测量保真度超过 0.8. 此外, 有研究提出基于腔量子动力学 (cavity quantum electrodynamic, CQE) 的单光子晶体管的方案, 数值模拟结果显示可以达到抑制上千个光子 [81].

综上, 基于 Rydberg 原子系统实现的量子光开关和单光子晶体管拥有相当良好的性能, 是值得深入探究的方向, 尤其是单光子晶体管的性能的快速提升, 体现了极有潜力的应用前景.

4 总结与展望

现在的物理学, 已经进入了量子的时代. 探索量子领域的种种问题, 成为物理研究的主要课题. Rydberg 原子由于高激发态形成很大的电偶极矩, 拥有范围和强度远大于一般基态原子的相互作用, 是理想的量子课题探究平台. 同时, Rydberg 多原子系统中存在阻塞效应, 给 Rydberg 多原子系统赋予了独特与光子相互作用的性质. 利用阻塞效应, 通过 Rydberg 多原子系统可以实现单光子源、单光子减法器、单原子成像和量子存储等一系列量子领域研究中的基础问题, 为其他更进一步的研究做好铺垫.

Rydberg 原子系统在多体问题的探究中有很大的潜力, 由于原子间强的 Rydberg 极矩相互作用, 在量子光开关、量子模拟、多体自组织行为等研究中有独特的实验优势, 为非平衡动力学的解析等探究提供一些基础和方向.

目前, Rydberg 多原子系统的探究主要有两个方向 [18]: 一个是增加系统的 Rydberg 原子的数目, 大集团的 Rydberg 原子系统才能实现更强大的量子模拟, 突破经典模拟的计算能力; 另一个是发展不同的原子, 目前的 Rydberg 原子主要是碱金属原子, 是具有一个价电子的类氢原子, 研究具有两个或多个价电子的 Rydberg 原子多体系统 [82,83], 能实现更加复杂的量子模拟和计算等应用. 此外, 基于 Rydberg 原子进行的其他方面的研究工作也不少, 如 Rydberg 聚分子 [46], 在 Rb[84], Cs[85], Sr[86] 方向都有了突破性的工作; 在基于 Rydberg原子系统的拓扑相的研究中也有一定的研究成果 [87,88]; 还有 Rydberg 原子系统中的结晶现象 [89,90] 的研究等.

关于量子领域的研究方兴未艾, Rydberg 多原子系统由于独特的性质, 有着广阔的应用前景 [18], 可以应用于求解最优化问题 [91], 如图论中的组合问题, 即求图的最大独立集 [92]; 以及通过 Rydberg 多原子系统和经典计算机的结合, 实现变分量子模拟 [93] 等.

参考文献

[1] Gaëtan A, Miroshnychenko Y, Wilk T, Chotia A, Viteau M, Comparat D, Pillet P, Browaeys A, Grangier P 2009 *Nat. Phys.* **5** 115

[2] Dudin Y O, Li L, Bariani F, Kuzmich A 2012 *Nat. Phys.* **8** 790

[3] Schauß P, Cheneau M, Endres M, Fukuhara T, Hild S, Omran A, Pohl T, Gross C, Kuhr S, Bloch I 2012 *Nature* **491** 87

[4] Li L, Kuzmich A 2016 *Nat. Commun.* **7** 13618

[5] Maxwell D, Szwer D J, Paredes-Barato D, Busche H, Pritchard J D, Gauguet A, Weatherill K J, Jones M P A, Adams C S 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 103001

[6] Günter G, Robert-de-Saint-Vincent M, Schempp H, Hofmann C S, Whitlock S, Weidemüller M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 013002

[7] Murray C R, Mirgorodskiy I, Tresp C, Braun C, Paris-Mandoki A, Gorshkov A V, Hofferberth S, Pohl T 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 113601

[8] Keesling A, Omran A, Levine H, Bernien H, Pichler H, Choi S, Samajdar R, Schwartz S, Silvi P, Sachdev S, Zoller P, Endres M, Greiner M, Vuletić V, Lukin M D 2019 *Nature* **568** 207

[9] Bernien H, Schwartz S, Keesling A, Levine H, Omran A, Pichler H, Choi S, Zibrov A S, Endres M, Greiner M, Vuletić V, Lukin M D 2017 *Nature* **551** 579

[10] Ding D S, Busche H, Shi B S, Guo G C, Adams C S 2020 *Phys. Rev. X* **10** 021023

[11] Gallagher T F 1994 *Rydberg Atoms* (Cambridge: Cambridge University Press) p25

[12] Christoph T 2017 *Ph. D. Dissertation* (Stuttgart: University of Stuttgart. Physical Institute)

[13] Gallagher T F 1988 *Rep. Prog. Phys.* **51** 143

[14] Gallagher T F, Cooke W E 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 835

[15] Cooke W E, Gallagher T F 1980 *Phys. Rev. A* **21** 588

[16] Born M, Oppenheimer J R 1927 *Ann. Phys.* **84** 457

[17] Thomas A 2008 *Ph. D. Dissertation* (Freiburg city: Faculty of Mathematics and Physics Albert Ludwigs University of Freiburg)

[18] Browaeys A, Lahaye T 2020 *Nat. Phys.* **16** 132

[19] Balewski J B, Krupp A T, Gaj A, Hofferberth S, Löw R, Pfau T 2014 *New J. Phys.* **16** 063012

[20] Zeiher J, Schauß P, Hild S, Macrì T, Bloch I, Gross C 2015 *Phys. Rev. X* **5** 031015

[21] Tuchendler C, Lance A M, Browaeys A, Sortais Y R P, Grangier P 2018 arXiv:0805.3510 v2 [quant-ph]

[22] Labeyrie G, Muller C A, Delande D, Miniatura C, Wilkowski D, Kaiser R 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 223904

[23] Robicheaux F, Hernández J V 2005 *Phys. Rev. A* **72** 063403

[24] Ma W G 2001 *Computational Physics* (Hefei: Press of University of Science and Technology of China) p59 (in Chinese) [马文淦 2001 计算物理学 (合肥: 中国科学技术大学出版社) 第59页]

[25] White S R 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2863

[26] TRG Algorithm, Hubig C, Schollwöck U http://tensornetwork.org/trg/ [2020-8-10]

[27] Liao H J, Liu J G, Wang L, Xiang T 2019 *Phys. Rev. X* **9** 031041

[28] Wang H, He Y M, Chung T H, Hu H, Ying Y, Chen S, Ding X, Chen M C, Qin J, Yang X, Liu R Z, Duan Z C, Li J P, Gerhardt S, Winkler K, Jurkat J, Wang L J, Gregersen N, Huo Y H, Dai Q, Yu S, Höfling S, Lu Z Y, Pan J W 2019 *Nat. Photonics* **13** 770

[29] Chen S, Chen Y A, Strassel T, Yuan Z S, Zhao B, Schmiedmayer J, Pan J W 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 173004

[30] Dudin Y O, Kuzmich A 2012 *Science* **336** 887

[31] Liu J, Zhou Y, Wang W, Liu R, He K, Li F, Xu Z 2013 *Opt. Express* **21** 19209

[32] Barbieri M, Roccia E, Mancino L, Sbroscia M, Gianani I, Sciarrino F 2017 *Sci. Rep.* **7** 7247

[33] Lvovsky A I, Sanders B C, Tittel W 2009 *Nat. Photonics* **3** 706

[34] Hua Y L, Zhou Z Q, Li C F, Guo G C 2018 *Chin. Phys. B* **27** 020303

[35] Dou J P, Li H, Pang X L, Zhang C N, Yang T H, Jin X M 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 030307 (in Chinese) [窦建鹏, 李航, 庞晓玲, 张超妮, 杨天怀, 金贤敏 2019 物理学报 **68** 030307]

[36] Gisin N, Thew R 2007 *Nat. Photonics* **1** 165

[37] Jin X M, Ren J G, Yang B, Yi Z H, Zhou F, Xu X F, Wang S K, Yang D, Hu Y F, Jiang S, Yang T, Yin H, Chen K, Peng C Z, Pan J W 2010 *Nat. Photonics* **4** 376

[38] Yuan Z S, Chen Y A, Zhao B, Chen S, Schmiedmayer J, Pan J W 2008 *Nature* **454** 1098

[39] Bernien H, Hensen B, Pfaff W, Koolstra G, Blok M S, Robledo L, Taminian T H, Markham M, Twitchen D J, Childress L, Hanson R 2013 *Nature* **497** 86

[40] Wasilewski W, Jensen K, Krauter H, Renema J J, Balabas M V, Polzik E S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 133601

[41] Biedermann G W, McGuinness H J, Rakholia A V, Jau Y Y, Wheeler D R, Sterk J D, Burns G R 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 163601

[42] Zhang H, Jin X M, Yang J, Dai H N, Yang S J, Zhao T M, Rui J, He Y, Jiang X, Yang F, Pan G S, Yuan Z S, Deng Y J, Chen Z B, Bao X H, Chen S, Zhao B, Pan J W 2011 *Nat. Photonics* **5** 628

[43] Chen Y H, Lee M J, Wang I C, Du S W, Chen Y F, Chen Y C, Yu I A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 083601

[44] Fleischhauer M, Lukin M D 2002 *Phys. Rev. A* **65** 022314

[45] Fleischhauer M, Imamogu A, Marrangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633

[46] Mirgorodskiy I, Christaller F, Braun C, Paris-Mandoki A, Tresp C, Hofferberth S 2017 *Phys. Rev. A* **96** 011402

[47] Distante E, Padrón-Brito A, Cristiani M, Paredes-Barato D, Riedmatten H 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 113001

[48] Betzig E, Chichester R J 1993 *Science* **262** 1422

[49] Pan S H, Hudson E W, Lang K M, Eisaki H, Uchida S, Davis J C 2000 *Nature* **403** 746

[50] Häffner H, Hänsel W, Roos C F, Benhelm J, Chen-al-kar D, Chwalla M, Körber T, Rapol U D, Riebe M, Schmidt P O, Becher C, Gühne O, Dür W, Blatt R 2005 *Nature* **438** 643

[51] Nelson K D, Li X, Weiss D S 2007 *Nat. Phys.* **3** 556

[52] Bakr W S, Gillen J I, Peng A, Fölling S, Greiner M 2009 *Nature* **462** 74

[53] Sherson J F, Weitenberg C, Endres M, Cheneau M, Bloch I, Kuhr S 2010 *Nature* **467** 68

[54] Brahms N, Purdy T P, Brooks D W C, Botter T, Stamper-Kurn D M 2011 *Nat. Phys.* **7** 604

[55] Gericke T, Würtz P, Reitz D, Langen T, Ott H 2008 *Nat. Phys.* **4** 949

[56] Zipkes C, Palzer S, Sias C, Köhl M 2010 *Nature* **464** 388

[57] Verstraete F, Wolf M M, Ciac J I 2009 *Nat. Phys.* **5** 633

[58] Barreiro J T, Müller M, Schindler P, Nigg D, Monz T, Chwalla M, Hennrich M, Roos C F, Zoller P, Blatt R 2011 *Nature* **470** 486

[59] Lim K, Suh C, Rhee J K K 2019 *Quantum Inf. Process* **18** 73

[60] Tresp C, Zimmer C, Mirgorodskiy I, Gorniaczyk H, Paris-Mandoki A, Hofferberth S 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 223001

[61] Honer J, Löw R, Weimer H, Pfau T, Büchler H P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 093601

[62] Trenkwalder A, Spagnolli G, Semeghini G, Coop S, Landini

M, Castilho P, Pezzè L, Modugno G, Inguscio M, Smerzi A, Fattori M 2016 *Nat. Phys.* **12** 826
[63] Labuhn H, Barredo D, Ravets S, Léséleuc S, Macri T, Lahaye T, Browaeys A 2016 *Nature* **534** 667
[64] Helmrich S, Arias A, Lochead G, Wintermatel T M, Bochhold M, Diehl S, Whitlock S 2020 *Nature* **577** 481
[65] Bloch I, Dalibard J, Nascimbène S 2012 *Nat. Phys.* **8** 267
[66] Yan B, Moses S A, Gadway B, Covey J P, Hazzard K R A, Rey A M, Jin D S, Ye J 2013 *Nature* **501** 521
[67] Blatt R, Roos C F 2012 *Nat. Phys.* **8** 277
[68] Lucas A 2014 *Front. Phys.* **2** 5
[69] O'Shea D, Junge C, Volz J, Rauschenbeutel A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 193601
[70] Bajcsy M, Hofferberth S, Balic V, Peyronel T, Hafezi M, Zibrov A S, Vuletic V, Lukin M D 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 203902
[71] Chen W, Beck K M, Gullans M, Lukin M D, Tanji-Suzuki H, Vuletic V 2013 *Science* **341** 768
[72] Volz T, Reinhard A, Winger M, Badolato A, Hennessy K J, Hu E L, Imamoglu A 2012 *Nat. Photonics* **6** 76
[73] Garcia-Escartin J C, Chamorro-Posada P 2012 *Phys. Rev. A* **85** 032309
[74] Baur S, Tiarks D, Rempe G, Dürr S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 073901
[75] Li W, Lesanovsky I 2015 *Phys. Rev. A* **92** 043828
[76] Yu Y C, Dong M X, Ye Y H, Guo G C, Ding D S, Shi B S 2020 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **63** 110312
[77] Chang D E, Sørensen A S, Demler E A, Lukin M D 2007 *Nat. Phys.* **3** 807
[78] Tiarks D, Baur S, Schneider K, Dürr S, Rempe G 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 053602
[79] Gorniaczyk H, Tresp C, Schmidt J, Fedder H, Hofferberth S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 053601
[80] Gorniaczyk H, Tresp C, Bienias P, Paris-Mandoki A, Li W, Mirgorodskiy I, Büchler H P, Lesanovsky I, Hofferberth S 2016 *Nat. Commun.* **7** 12480
[81] Hao Y M, Lin G W, Lin X M, Niu Y P, Gong S Q 2019 *Sci. Rep.* **9** 4723
[82] Norcia M A, Young A W, Kaufman A M 2018 *Phys. Rev. X* **8** 041054
[83] Saskin S, Wilson J T, Grinkenmeyer B, Tomson J D 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 143002
[84] Bendkowsky V, Butscher B, Nipper J, Shaffer J P, Löw R, Pfau T 2009 *Nature* **458** 1005
[85] Tallant J, Rittenhouse S T, Booth D, Sadeghpour H R, Shaffer J P 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 173202
[86] Desalvo B J, Aman J A, Dunning F B, Killian T C, Sadeghpour H R, Yoshida S, Burgdörfer J 2015 *Phys. Rev. A* **92** 031403
[87] Dauphin A, Müller M, Martin-Delgado M A 2012 *Phys. Rev. A* **86** 053618
[88] Li X, Sarma S D 2015 *Nat. Commun.* **6** 7137
[89] Gorshkov A V, Nath R, Pohl T 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 153601
[90] Otterbach J, Moos M, Muth D, Fleischhauer M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 113001
[91] Glaetzle A W, van Bijnen R M W, Zoller P, Lechner W A 2017 *Nat. Commun.* **8** 15813
[92] Pichler H, Wang S, Zhou L, Choi S, Lukin M D 2018 arXiv:1808.10816 [quant-ph]
[93] Kokail C, Maier C, Bijnen R, Brydges T, Joshi M K, Jurcevic P, Muschik C A, Silvi P, Blatt R, Roos C F, Zoller P 2019 *Nature* **569** 355

YOUNG SCIENTISTS' FORUM

Research progress of Rydberg many-body interaction

Zhang Zheng-Yuan Zhang Tian-Yi Liu Zong-Kai
Ding Dong-Sheng † Shi Bao-Sen

(*CAS Key Laboratory of Quantum Information, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026, *China*)

(Received 2 May 2020; revised manuscript received 7 June 2020)

Abstract

The interaction of many-body quantum system is a critical problem to be solved in the field of quantum information science. Rydberg atoms have large dipole moment, enabling them to interact with others in a long range, thereby offering us a powerful tool for studying many-body quantum physics. Meanwhile, atoms in the ground state are stable, which makes it easy to manipulate them. Therefore, Rydberg-atom many-body system is an ideal platform for studying the interaction of many-body quantum system. Studies of Rydberg-atom many-body system may contribute to understanding the properties of many-body system and putting the interaction of many-body quantum system into practical applications. In this review, we introduce some studies of properties of interaction of Rydberg-atom many-body system, including the Rydberg excitation blockade, the variation of Rabi frequencies of the many-body system and special spatial distribution of Rydberg atoms in a many-body system. Firstly, the Rydberg excitation blockade, the most important property in the Rydberg-atom many-body system, indicates that atoms' excitation will be suppressed in a certain range around one Rydberg excitation because the interaction between the Rydberg excitation and atoms leads the energy level to shift so that atoms cannot be excited by the same pulse. Secondly, there is a collective Rabi frequency in the system, which is proportional to the square of the number of atoms in the suppressed area. And additionally, because of the Rydberg blockade effect, Rydberg excitations in the ensemble cannot be at casual positions but a regular distribution is formed. Besides the studies of properties, several researches on the applications of interaction of Rydberg-atom many-body system are introduced, including single-photon source, quantum storage, single-atom imaging, quantum simulation, etc. These applications contribute to the development of quantum community and quantum computing, which may bring us a quantum-technology time. Finally, we discuss the future development of Rydberg-atom many-body system and its further applications. Further development includes the development of many-body system with a larger number of atoms, the development of many-body system of atoms with more than one electron, and some other specific subjects based on many-system, such as Rydberg dimer and topological phase. Also some promising applications such as in studying optimization problem by quantum annealing, may become true.

Keywords: Rydberg, many-body system, long-range interaction, excitation blockade

PACS: 03.65.Yz, 03.67.Pp, 03.67.–a, 03.75.Kk **DOI:** 10.7498/aps.69.20200649

† Corresponding author. E-mail: dds@ustc.edu.cn