



## 基于里德伯超级原子快速制备三粒子单重态

计彦强 王洁 刘颖莉 张大伟 肖瑞杰 董莉 修晓明

### Fast generation of three-atom singlet state with Rydberg superatom

Ji Yan-Qiang Wang Jie Liu Ying-Li Zhang Da-Wei Xiao Rui-Jie Dong Li Xiu Xiao-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 120301 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201841

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201841>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 基于绝热捷径快速实现远距离的四维纠缠态的制备

Fast implementation of four-dimensional entangled state in separately coupled cavities via shortcut to adiabatic passage

物理学报. 2018, 67(16): 160302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180315>

#### 里德伯电磁感应透明中的相位

Phase in Rydberg electromagnetically induced transparency

物理学报. 2019, 68(8): 084203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181938>

#### 基于超绝热捷径技术快速制备超导三量子比特Greenberger-Horne-Zeilinger态

Superadiabatic scheme for fast generating Greenberger-Horne-Zeilinger state of three superconducting qubits

物理学报. 2019, 68(3): 030302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181922>

#### 铯原子里德伯态精细结构测量

Measurement of the fine structure of cesium Rydberg state

物理学报. 2017, 66(19): 193701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.193701>

#### 铯原子 $nP_{3/2}$ ( $n = 70-94$ )里德伯态的紫外单光子激发及量子亏损测量

Measurement of quantum defect of cesium  $nP_{3/2}$  ( $n = 70-94$ ) Rydberg states by using ultraviolet single-photon Rydberg excitation

物理学报. 2019, 68(7): 073201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182283>

#### 一价镧离子高 $n$ 里德伯态

The study on high  $n$  Rydberg state of La II

物理学报. 2019, 68(4): 043201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181980>

## 基于里德伯超级原子快速制备三粒子单重态\*

计彦强<sup>1)†</sup> 王洁<sup>1)</sup> 刘颖莉<sup>2)</sup> 张大伟<sup>3)</sup> 肖瑞杰<sup>1)</sup> 董莉<sup>1)</sup> 修晓明<sup>1)‡</sup>

1) (渤海大学物理科学与技术学院, 锦州 121013)

2) (长春理工大学机电工程学院, 长春 130022)

3) (营口理工学院电气工程学院, 营口 115014)

(2020 年 11 月 4 日收到; 2021 年 2 月 4 日收到修改稿)

量子纠缠是量子信息处理和量子计算的基本资源, 简单而高效地制备纠缠态始终是学者们研究的热点问题之一. 作为量子信息编码理想载体之一的中性里德伯原子, 以其独特的优势在纠缠态制备领域占有一席之地. 本文将四能级倒“Y”型结构的里德伯原子系综放置于里德伯阻塞球内部使之形成超级原子, 在弱腔场近似下将量子信息编码在超级原子的有效能级上, 结合量子 Zeno 动力学和绝热捷径的方法, 简单有效地制备了三粒子单重态. 此外, 本方案考虑了退相干因素 (包括腔的衰减和超级原子的自发辐射) 对单重态保真度的影响. 数值模拟结果表明, 本方案不需要对系统演化时间进行精确的控制就可以得到很高的保真度, 并且单重态的保真度对退相干因素是比较鲁棒的.

**关键词:** 超级原子, 单重态, 绝热捷径**PACS:** 03.67.-a, 03.67.Bg, 03.65.Xp, 03.65.Yz**DOI:** 10.7498/aps.70.20201841

## 1 引言

量子纠缠体现了多个系统之间的非定域非经典的关联特性, 这种特性使量子纠缠成为了量子信息科学中的基本资源. 因此, 量子纠缠被广泛地应用在了量子信息处理任务中. 最常见的量子纠缠态有 Bell 态、GHZ 态以及 W 态等. 不同的纠缠态有着各自的优点, 例如, GHZ 态是最大纠缠态并且能够最大程度地违背 Bell 不等式; 对于一个  $N$  粒子 W 态, 其任意一个粒子被测量之后, 剩下的粒子会以  $(N-1)/N$  的概率仍然保持纠缠的特性, 也就是说 W 态的纠缠特性对于量子比特的丢失具有很好的鲁棒性. 在 2002 年, Cabello<sup>[1]</sup> 提出了一种新型纠缠态—— $N$  粒子  $N$  能级单重态. 这种纠缠态可

以表示为

$$|S_N\rangle = \frac{1}{\sqrt{N!}} \sum_{\{n_i\}} \epsilon_{n_1, \dots, n_N} |q_{n_1}, \dots, q_{n_N}\rangle, \quad (1)$$

式中,  $\epsilon_{n_1, \dots, n_N}$  表示列维-奇维塔符号,  $\{n_i\}$  表示排列,  $|q_{n_i}\rangle$  表示一个量子比特的基矢. 这类纠缠态不仅违反了 Bell 不等式<sup>[2]</sup>, 而且还可以构建无消相干子空间, 用于抵抗集体的退相干<sup>[3]</sup>, 因此, 单重态成为了量子秘密共享、测谎技术等的关键资源<sup>[4,4]</sup>. 近年来, 学者们已经提出了一些理论方案用于制备单重态<sup>[5-10]</sup>. 例如, Jin 等<sup>[6]</sup> 在腔量子电动力学系统中基于原子-腔共振相互作用制备了单重态, 但是该方案中需要三个原子依次通过三个不同的腔, 因此, 单重态的保真度对腔的衰减比较敏感; Lin 等<sup>[7]</sup> 的方案中由于没有涉及到腔中光子的布

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11947078, 11674037, 11704042)、辽宁省博士科研启动基金 (批准号: 2020-BS-234) 和辽宁省兴辽英才计划 (批准号: XLYC1807206) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [jiyanqiang@bhu.edu.cn](mailto:jiyanqiang@bhu.edu.cn)

‡ 通信作者. E-mail: [xiuxiaomingdl@126.com](mailto:xiuxiaomingdl@126.com)

居, 因此对腔的衰减并不敏感, 但是当考虑到原子的自发辐射和腔的衰减时, 方案的成功概率将变成概率性的; Shao 等<sup>[8]</sup>利用量子 Zeno 动力学将两原子单重态转化成三原子单重态并将方案进行了拓展, 但是在转化过程中需要精确地控制系统的演化时间. 此外, 在大部分的方案中, 学者们都利用了原子的激发态进行量子信息的编码, 而激发态的衰减往往会对方案的实现造成一定的影响.

作为实现量子信息处理和量子计算的理想载体之一的中性里德伯原子, 由于最外层电子被激发到了高能级, 随着主量子数的增加, 其环绕半径也会增加, 导致电子的运动轨道距离原子实很远, 使里德伯原子拥有了很多与普通原子不同的特性: 里德伯原子的体积很大, 很容易受到外电场的电离, 对外界的电场变化很敏感, 因此, 可以通过改变外电场的方式来改变里德伯原子间相互作用的强度; 里德伯态是一种高激发态, 在不受外界影响的情况下, 其辐射衰减很小, 辐射寿命可以达到毫秒量级甚至更长; 原子实与最外层电子间的距离比较远, 电子受到的库仑作用很弱, 电偶极矩大. 其中, 里德伯原子大的电偶极矩能够产生长程的偶极-偶极相互作用, 在这种强的偶极-偶极相互作用下, 当一个原子跃迁到里德伯态的时候, 会使在一定范围内的其他里德伯原子的激发态能级产生若干微米的移动, 形成类似大失谐的情况, 一定范围内的其他里德伯原子的激发得到了抑制, 即里德伯阻塞效应<sup>[11–13]</sup>. 2009 年的两组实验分别证实了相距  $4\text{ }\mu\text{m}$ <sup>[14]</sup> 和  $10\text{ }\mu\text{m}$ <sup>[15]</sup> 的两个独立里德伯原子之间存在偶极阻塞效应. 然而, 利用同时驱动的失谐补偿法<sup>[16,17]</sup>、分步驱动的失谐补偿法<sup>[18]</sup>以及同时驱动的幅值调制法<sup>[19–21]</sup>, 可以实现两个基态和两个里德伯态之间的同时跃迁, 即里德伯反阻塞效应. 如今, 里德伯原子已广泛地应用在了量子信息处理任务中<sup>[16–29]</sup>.

然而, 关于包含  $n$  个里德伯原子的系综研究仍然是个挑战, 这是因为随着系综中原子数的增加, 系综的维度将会指数式地增加. 幸运的是, 当里德伯原子系综位于阻塞球范围内的时候, 系综表现出的行为就像是一个多能级的系统, 即超级原子. 此时, 超级原子的基态和激发态之间的跃迁与场的耦合强度将会增加  $\sqrt{n}$  倍<sup>[30,31]</sup>. 这些特色使超级原子成为了量子模拟的基本模块<sup>[32–39]</sup>. 例如, Lukin 等<sup>[32]</sup>提出了一种方案用于操作存储于系综集体态

上面的量子信息并制备了可扩展的量子逻辑门. Beterov 等<sup>[38]</sup>基于里德伯超级原子数值模拟了单量子比特和双量子比特量子态的量子层析. Paris-Mandoki 等<sup>[39]</sup>实现了自由空间中的单个里德伯超级原子和传播光场的相干耦合.

受到其他学者的启发, 本文主要利用绝热捷径方法制备了三个里德伯超级原子单重态. 在本方案中, 将四能级倒“Y”型结构的里德伯原子系综放置在里德伯阻塞球内使其形成超级原子, 然后将三个超级原子放置在腔中, 在弱腔场近似下, 超级原子的集体态将会简化为一个新的四能级倒“Y”型结构. 在系统演化的过程中, 超级原子的跃迁不仅与腔场耦合而且还与经典激光场耦合, 利用量子 Zeno 动力学和绝热捷径的方法, 通过控制拉比频率, 能够在相对很短的时间内获得一个高保真度的单重态. 本方案有如下优点: 1) 将量子信息编码在系综的集体态上, 即编码在超级原子的有效能级上面, 相比于单个原子, 对超级原子的操控更为容易; 2) 和单个里德伯原子相比, 超级原子的基态和激发态之间的跃迁与场的耦合强度增加了  $\sqrt{n}$  倍, 在一定程度上可以降低实验的要求; 3) 在里德伯原子中, 一般只能利用里德伯反阻塞效应才能使每个里德伯原子都处于里德伯态, 但是实现里德伯反阻塞效应的要求比较高, 然而在里德伯超级原子中却没有这种限制; 4) 利用量子 Zeno 动力学<sup>[40–44]</sup>将系统的演化限制在量子 Zeno 子空间中, 有效降低了腔衰减对方案保真度的影响; 5) 利用绝热捷径的方法有效降低了系统的演化时间.

本文的结构如下: 第一节为引言; 第二节利用里德伯超级原子制备了三粒子单重态, 介绍了该系统的理论模型以及制备过程; 第三节进行了数值分析模拟, 对绝热捷径方法和绝热近似方法所需要的时间进行了对比, 讨论了腔的衰减和超级原子的自发辐射对单重态保真度的影响; 第四节为结论.

## 2 利用里德伯超级原子快速制备三粒子单重态

### 2.1 理论模型

考虑一个四能级的  $^{87}\text{Rb}$  原子, 如图 1(a) 所示, 四个态  $|g\rangle$ ,  $|m\rangle$ ,  $|e\rangle$  和  $|r\rangle$  分别对应于能级  $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ ,  $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ ,  $|5P_{3/2}, F=2, m_F=3\rangle$  和  $|6S_{1/2}, F=2\rangle$ . 其中  $|g\rangle(|m\rangle)$  态与  $|e\rangle$  态

之间的跃迁和量子化腔场的左(右)圆极化模式耦合, 耦合强度为  $g_a$  ( $g_b$ ).  $|e\rangle$  态与  $|r\rangle$  态之间的跃迁和经典激光场耦合, 拉比频率为  $\Omega$ .  $v_{\text{vdW}}$  表示处于里德伯态的两个原子之间的范德瓦耳斯相互作用, 其中  $v_{\text{vdW}} = \hbar C_6/R^6$ ,  $C_6$  表示范德瓦耳斯相互作用系数,  $R$  表示相互作用距离.  $\Delta$  表示相应的单光子失谐参数. 在旋波近似下, 可以用下面的哈密顿量来描述多个里德伯原子和量子化腔场以及经典激光场之间的相互作用:

$$H = \sum_i g_{ai} |g\rangle_i \langle e| a^\dagger + \sum_i g_{bi} |m\rangle_i \langle e| b^\dagger + \Omega_i |e\rangle_i \langle r| + \text{H.c.} - \Delta |e\rangle_i \langle e| + \sum_{i,j(j>i)} v_{\text{vdW}} |rr\rangle_{ij} \langle rr|, \quad (2)$$

式中,  $a^\dagger$  和  $b^\dagger$  分别表示  $a$  模腔场和  $b$  模腔场的产生算符.

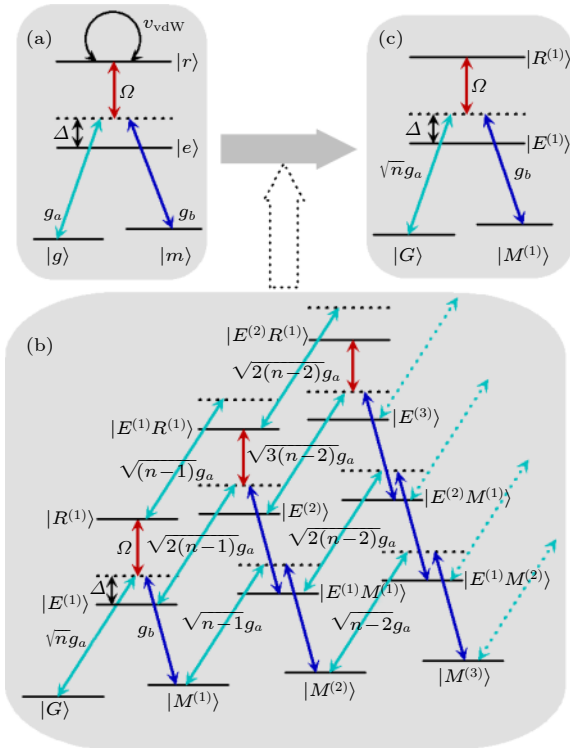


图 1 (a) 里德伯原子的能级结构; (b) 里德伯超级原子的能级结构; (c) 弱腔场极限下的里德伯超级原子能级结构

Fig. 1. (a) Energy levels configuration for Rydberg atom; (b) energy levels configuration for Rydberg superatom; (c) effective energy levels configuration for the superatom in the weak cavity field limit.

然而, 在里德伯阻塞区域中, 只允许有一个里德伯原子可以被激发到里德伯态  $|r\rangle$ . 因此, 使用超级原子来表示处于阻塞区域中的里德伯原子系综.

原子系综的  $(n+1)^2$  个集体态可以表示为

$$\begin{aligned} |G\rangle &= |g_1, g_2, \dots, g_n\rangle, \\ |M^{(j)}\rangle &= \sqrt{\frac{(n-j)!}{n!j!}} \left( \sum_{i=1}^n |m_i\rangle \langle g_i| \right)^j |G\rangle, \\ |E^{(j)}\rangle &= \sqrt{\frac{(n-j)!}{n!j!}} \left( \sum_{i=1}^n |e_i\rangle \langle g_i| \right)^j |G\rangle, \\ |R^{(j)}\rangle &= \sqrt{\frac{1}{n}} \left( \sum_{i=1}^n |r_i\rangle \langle g_i| \right)^j |G\rangle, \\ |M^{(j)}R^{(1)}\rangle &= \sqrt{\frac{(n-j)!}{nn!j!}} \left( \sum_{i=1}^n |m_i\rangle \langle g_i| \right)^j \\ &\quad \times \left( \sum_{i=1}^n |r_i\rangle \langle g_i| \right) |G\rangle, \\ |E^{(j)}R^{(1)}\rangle &= \sqrt{\frac{(n-j)!}{nn!j!}} \left( \sum_{i=1}^n |e_i\rangle \langle g_i| \right)^j \\ &\quad \times \left( \sum_{i=1}^n |r_i\rangle \langle g_i| \right) |G\rangle, \\ |M^{(j)}E^{(j')}R^{(1)}\rangle &= \sqrt{\frac{(n-j)!(n-j')!}{nn!j!n!j'!}} \left( \sum_{i=1}^n |m_i\rangle \langle g_i| \right)^j \\ &\quad \times \left( \sum_{i=1}^n |e_i\rangle \langle g_i| \right)^{j'} \left( \sum_{i=1}^n |r_i\rangle \langle g_i| \right) |G\rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

对于  $|R^{(j)}\rangle$ , 由于里德伯阻塞效应, 在超级原子中最多只有一个里德伯原子能够被激发到里德伯态, 因此  $j$  只能取 1. 每个超级原子之间的偶极-偶极相互作用非常小, 可以忽略. 假设在超级原子中最多只有一个原子可以被激发到  $|e\rangle$  态, 这种假设在弱腔场极限下是合理的, 此时, 这些集体态只有  $|G\rangle$ ,  $|M^{(1)}\rangle = \sum_{j=1}^n |g_1, g_2, \dots, m_j, \dots, g_n\rangle / \sqrt{n}$ ,  $|E^{(1)}\rangle = \sum_{j=1}^n |g_1, g_2, \dots, e_j, \dots, g_n\rangle / \sqrt{n}$ ,  $|R^{(1)}\rangle = \sum_{j=1}^n |g_1, g_2, \dots, r_j, \dots, g_n\rangle / \sqrt{n}$ , ... (如图 1(b)). 所以可以使用四能级的倒“Y”结构来描述这个超级原子, 这四个能级分别对应集体态  $|G\rangle$ ,  $|M^{(1)}\rangle$ ,  $|E^{(1)}\rangle$  和  $|R^{(1)}\rangle$  (如图 1(c)).

为了利用里德伯超级原子快速制备三粒子单重态, 将三个里德伯超级原子放置在一个腔中, 如图 2 所示, 相互作用哈密顿量可以表示为



$$\begin{aligned}
 H &= H_{ac} + H_{al} + H_E, \\
 H_{ac} &= \sum_{i=1}^3 \sqrt{n_i} g_{ai} |G\rangle_i \langle E^{(1)}| a^\dagger \\
 &\quad + \sum_{i=1}^3 g_{bi} |M^{(1)}\rangle_i \langle E^{(1)}| b^\dagger + \text{H.c.}, \\
 H_{al} &= \sum_{i=1}^3 \Omega_i |E^{(1)}\rangle_i \langle R^{(1)}| + \text{H.c.}, \\
 H_E &= - \sum_{i=1}^3 \Delta_i |E^{(1)}\rangle_i \langle E^{(1)}|, \quad (4)
 \end{aligned}$$

式中  $n_i$  表示第  $i$  个超级原子中的里德伯原子个数,  $\sqrt{n_i} g_{ai}$  ( $g_{bi}$ ) 表示第  $i$  个超级原子与  $a$  ( $b$ ) 模腔场的耦合强度. 本文中已假设  $n_i = n$ ,  $\sqrt{n_i} g_{ai} = g_{bi} = g_0$  和  $\Delta_i = \Delta$ . 在这些假设中, 要求系综中原子个数相等, 这是为了方便理论计算. 实际上, 在系综中的原子个数相差不是很大的情况下, 只要能够使  $\sqrt{n_i} g_{ai} \approx g_{bi}$ , 本方案仍然有效. 此外, 方案中采用的是非简并的双模腔场, 实验上可以通过控制  $a$  ( $b$ ) 模腔场的本征频率以及原子到  $a$  ( $b$ ) 模边界的距离来控制  $g_a$  和  $g_b$  的大小, 因此这些假设是合理的.

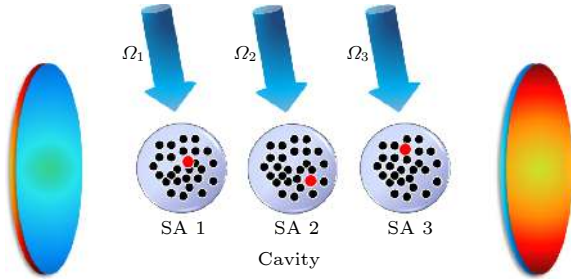


图 2 腔与三个超级原子相互作用示意图

Fig. 2. Schematic illustration of the interaction between the a cavity and three superatoms.

## 2.2 制备三粒子单重态

利用量子绝热捷径技术可以通过一个非绝热过程来加快绝热演化的速度, 为了设计这样的哈密顿量来快速制备纠缠态, 首先考虑  $\Delta = 0$  的情况:

$$\begin{aligned}
 H_{\text{sys}} &= \sum_{i=1}^3 g_0 |G\rangle_i \langle E^{(1)}| a^\dagger + \sum_{i=1}^3 g_0 |M^{(1)}\rangle_i \langle E^{(1)}| b^\dagger \\
 &\quad + \sum_{i=1}^3 \Omega'_i |E^{(1)}\rangle_i \langle R^{(1)}| + \text{H.c.}, \quad (5)
 \end{aligned}$$

在这样的模型中, 如果假设系统的初态是  $(|R^{(1)} M^{(1)} G\rangle|0_a 0_b\rangle - |R^{(1)} G M^{(1)}\rangle|0_a 0_b\rangle)/\sqrt{2}$  (该初

态实际上是一个原子的状态直积另外两个原子的纠缠态, 在本文模型的基础上稍微修改, 即忽略能级  $|e\rangle$ , 使能级  $|g\rangle$  和  $|m\rangle$  可以直接跃迁到  $|r\rangle$ , 就可以获得这个两原子纠缠态, 其中  $|0_a\rangle(|0_b\rangle)$  表示腔模  $a$  ( $b$ ) 处于真空态. 此时, 该系统将会在一个单激发子空间中演化, 这个单激发子空间的基矢为

$$\begin{aligned}
 |\varphi_1\rangle &= |GM^{(1)}R^{(1)}\rangle|0_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_2\rangle &= |GR^{(1)}M^{(1)}\rangle|0_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_3\rangle &= |R^{(1)}GM^{(1)}\rangle|0_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_4\rangle &= |R^{(1)}M^{(1)}G\rangle|0_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_5\rangle &= |M^{(1)}GR^{(1)}\rangle|0_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_6\rangle &= |M^{(1)}R^{(1)}G\rangle|0_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_7\rangle &= |GM^{(1)}E^{(1)}\rangle|0_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_8\rangle &= |GM^{(1)}M^{(1)}\rangle|0_a 1_b\rangle, \\
 |\varphi_9\rangle &= |GE^{(1)}M^{(1)}\rangle|0_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_{10}\rangle &= |GGM^{(1)}\rangle|1_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_{11}\rangle &= |E^{(1)}GM^{(1)}\rangle|0_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_{12}\rangle &= |M^{(1)}GM^{(1)}\rangle|0_a 1_b\rangle, \\
 |\varphi_{13}\rangle &= |M^{(1)}GE^{(1)}\rangle|0_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_{14}\rangle &= |M^{(1)}GG\rangle|1_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_{15}\rangle &= |M^{(1)}E^{(1)}G\rangle|0_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_{16}\rangle &= |M^{(1)}M^{(1)}G\rangle|0_a 1_b\rangle, \\
 |\varphi_{17}\rangle &= |E^{(1)}M^{(1)}G\rangle|0_a 0_b\rangle, \\
 |\varphi_{18}\rangle &= |GM^{(1)}G\rangle|1_a 0_b\rangle. \quad (6)
 \end{aligned}$$

利用 (6) 式的基矢, 可以将哈密顿量重新改写为

$$\begin{aligned}
 H_s &= H'_{ac} + H'_{al}, \\
 H'_{ac} &= g_0(|\varphi_7\rangle\langle\varphi_8| + |\varphi_8\rangle\langle\varphi_9| + |\varphi_9\rangle\langle\varphi_{10}| \\
 &\quad + |\varphi_{10}\rangle\langle\varphi_{11}| + |\varphi_{11}\rangle\langle\varphi_{12}| + |\varphi_{12}\rangle\langle\varphi_{13}| \\
 &\quad + |\varphi_{13}\rangle\langle\varphi_{14}| + |\varphi_{14}\rangle\langle\varphi_{15}| + |\varphi_{15}\rangle\langle\varphi_{16}| \\
 &\quad + |\varphi_{16}\rangle\langle\varphi_{17}| + |\varphi_{17}\rangle\langle\varphi_{18}|) + \text{H.c.}, \\
 H'_{al} &= \Omega'_1(|\varphi_3\rangle\langle\varphi_{11}| + |\varphi_4\rangle\langle\varphi_{17}|) \\
 &\quad + \Omega'_2(|\varphi_2\rangle\langle\varphi_9| + |\varphi_6\rangle\langle\varphi_{15}|) \\
 &\quad + \Omega'_3(|\varphi_1\rangle\langle\varphi_7| + |\varphi_5\rangle\langle\varphi_{13}|) + \text{H.c.} \quad (7)
 \end{aligned}$$

在  $g_0 \gg \Omega'_i$  的条件下, 这个单激发子空间将分裂成七个不变 Zeno 子空间,  $Z_1 = \{|\varphi_1\rangle, |\varphi_2\rangle, |\varphi_3\rangle, |\varphi_4\rangle, |\varphi_5\rangle, |\varphi_6\rangle, |\varphi_1\rangle, |\varphi_2\rangle\}$ ,  $Z_2 = \{|\varphi_3\rangle, |\varphi_4\rangle\}$ ,  $Z_3 = \{|\varphi_5\rangle, |\varphi_6\rangle\}$ ,  $Z_4 = \{|\varphi_7\rangle, |\varphi_8\rangle\}$ ,  $Z_5 = \{|\varphi_9\rangle, |\varphi_{10}\rangle\}$ ,  $Z_6 = \{|\varphi_{11}\rangle\}$ ,  $Z_7 = \{|\varphi_{12}\rangle\}$ . 相应的投影算符为  $P_j^k = |k\rangle\langle k|$  ( $|k\rangle \in Z_j$ ), 与之对应的本征值为  $\lambda_1 = 0$ ,  $\lambda_2 =$

$g_0$ ,  $\lambda_3 = -g_0$ ,  $\lambda_4 = \sqrt{3}g_0$ ,  $\lambda_5 = -\sqrt{3}g_0$ ,  $\lambda_6 = 2g_0$  ( $i = 1, 2, \dots, 12$ ) 是哈密顿量  $H'_{ac}$  的本征态, 具体形式为

$$\begin{aligned}
 |\phi_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} (-|\varphi_7\rangle + |\varphi_9\rangle - |\varphi_{11}\rangle + |\varphi_{13}\rangle - |\varphi_{15}\rangle + |\varphi_{17}\rangle), \\
 |\phi_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} (-|\varphi_8\rangle + |\varphi_{10}\rangle - |\varphi_{12}\rangle + |\varphi_{14}\rangle - |\varphi_{16}\rangle + |\varphi_{18}\rangle), \\
 |\phi_3\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{2}} (-|\varphi_7\rangle - |\varphi_8\rangle + |\varphi_{10}\rangle + |\varphi_{11}\rangle - |\varphi_{13}\rangle - |\varphi_{14}\rangle + |\varphi_{16}\rangle + |\varphi_{17}\rangle), \\
 |\phi_4\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{2}} (|\varphi_7\rangle - |\varphi_9\rangle - |\varphi_{10}\rangle + |\varphi_{12}\rangle + |\varphi_{13}\rangle - |\varphi_{15}\rangle - |\varphi_{16}\rangle + |\varphi_{18}\rangle), \\
 |\phi_5\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{2}} (-|\varphi_7\rangle + |\varphi_8\rangle - |\varphi_{10}\rangle + |\varphi_{11}\rangle - |\varphi_{13}\rangle + |\varphi_{14}\rangle - |\varphi_{16}\rangle + |\varphi_{17}\rangle), \\
 |\phi_6\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{2}} (-|\varphi_7\rangle + |\varphi_9\rangle - |\varphi_{10}\rangle + |\varphi_{12}\rangle - |\varphi_{13}\rangle + |\varphi_{15}\rangle - |\varphi_{16}\rangle + |\varphi_{18}\rangle), \\
 |\phi_7\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{6}} \left( -|\varphi_7\rangle - \sqrt{3}|\varphi_8\rangle - 2|\varphi_9\rangle - \sqrt{3}|\varphi_{10}\rangle - |\varphi_{11}\rangle + |\varphi_{13}\rangle + \sqrt{3}|\varphi_{14}\rangle + 2|\varphi_{15}\rangle + \sqrt{3}|\varphi_{16}\rangle + |\varphi_{17}\rangle \right), \\
 |\phi_8\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{6}} \left( \sqrt{3}|\varphi_7\rangle + 2|\varphi_8\rangle + \sqrt{3}|\varphi_9\rangle + |\varphi_{10}\rangle - |\varphi_{12}\rangle - \sqrt{3}|\varphi_{13}\rangle - 2|\varphi_{14}\rangle - \sqrt{3}|\varphi_{15}\rangle - |\varphi_{16}\rangle + |\varphi_{18}\rangle \right), \\
 |\phi_9\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{6}} \left( -|\varphi_7\rangle + \sqrt{3}|\varphi_8\rangle - 2|\varphi_9\rangle + \sqrt{3}|\varphi_{10}\rangle - |\varphi_{11}\rangle + |\varphi_{13}\rangle - \sqrt{3}|\varphi_{14}\rangle + 2|\varphi_{15}\rangle - \sqrt{3}|\varphi_{16}\rangle + |\varphi_{17}\rangle \right), \\
 |\phi_{10}\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{6}} \left( -\sqrt{3}|\varphi_7\rangle + 2|\varphi_8\rangle - \sqrt{3}|\varphi_9\rangle + |\varphi_{10}\rangle - |\varphi_{12}\rangle + \sqrt{3}|\varphi_{13}\rangle - 2|\varphi_{14}\rangle + \sqrt{3}|\varphi_{15}\rangle - |\varphi_{16}\rangle + |\varphi_{18}\rangle \right), \\
 |\phi_{11}\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (|\varphi_7\rangle + |\varphi_8\rangle + |\varphi_9\rangle + |\varphi_{10}\rangle + |\varphi_{11}\rangle + |\varphi_{12}\rangle + |\varphi_{13}\rangle + |\varphi_{14}\rangle + |\varphi_{15}\rangle + |\varphi_{16}\rangle + |\varphi_{17}\rangle + |\varphi_{18}\rangle), \\
 |\phi_{12}\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (-|\varphi_7\rangle + |\varphi_8\rangle - |\varphi_9\rangle + |\varphi_{10}\rangle - |\varphi_{11}\rangle + |\varphi_{12}\rangle - |\varphi_{13}\rangle + |\varphi_{14}\rangle - |\varphi_{15}\rangle + |\varphi_{16}\rangle - |\varphi_{17}\rangle + |\varphi_{18}\rangle).
 \end{aligned} \tag{8}$$

借助于量子 Zeno 动力学, 将哈密顿量  $H_s$  重新改写为

$$H'_s = H_{rac} + H_{ral} = \sum_j \lambda_j P_j^k + \sum_{j,k,k'} P_j^k H'_{al} P_j^{k'}, \quad (9)$$

$H_{rac}$  表示超级原子与腔场的相互作用项, 其表达式是利用  $H'_{ac}$  的本征态对  $H'_{ac}$  进行对角化;  $H_{ral}$  表示超级原子与经典场的相互作用项, 其表达式是利用  $H'_{ac}$  的本征态对  $H'_{al}$  进行对角化. 对 (9) 式执行一个么正变换  $U = \exp(-iH_{rac}t)$ , 忽略高频振荡项则可以获得一个有效的哈密顿量

$$H_{eff} = \frac{1}{\sqrt{3}} \Omega'_1 |\phi_1\rangle \langle D| + \frac{2}{\sqrt{6}} \Omega'_3 |\phi_1\rangle \langle T| + \text{H.c.} \quad (10)$$

上面的处理过程中已设定了  $\Omega'_2 = \Omega'_3$ ,  $|D\rangle = (|\varphi_4\rangle - |\varphi_3\rangle)/\sqrt{2}$  和  $|T\rangle = (|\varphi_2\rangle + |\varphi_5\rangle - |\varphi_1\rangle - |\varphi_6\rangle)/2$ . 该有效哈密顿量描述的系统可以被认为是一个具有

激发态  $|\phi_1\rangle$  和基态  $|D\rangle, |T\rangle$  的三能级系统. 对于这个简单的三能级系统, 其本征态为

$$\begin{aligned}
 |m_0\rangle &= -\cos \alpha |D\rangle + \sin \alpha |T\rangle, \\
 |m_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (-\sin \alpha |D\rangle - \cos \alpha |T\rangle + |\phi_1\rangle), \\
 |m_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\sin \alpha |D\rangle + \cos \alpha |T\rangle + |\phi_1\rangle), \quad (11)
 \end{aligned}$$

相应的本征值分别为  $\eta_0 = 0$ ,  $\eta_1 = -\frac{\Omega'}{\sqrt{3}}$  和  $\eta_2 = \frac{\Omega'}{\sqrt{3}}$ , 其中  $\Omega' = \sqrt{\Omega_1'^2 + 2\Omega_3'^2}$ ,  $\alpha = \arctan \left[ \frac{\Omega_1'}{\sqrt{2}\Omega_3'} \right]$ . 如果满足绝热条件  $|\langle m_0 | \partial_t m_{1(2)} \rangle| \ll |\eta_{1(2)}|$ , 初态  $|D\rangle$  将会沿着本征态  $|m_0\rangle$  缓慢地演化. 当缓慢增加  $\Omega_3'$  并同时减小  $\Omega_1'$ , 一直到时间  $t_c$  时,  $\tan \alpha = \sqrt{2}$ , 系统的状态就会演化成三粒子的单重态:

$$|\Phi_{t_c}\rangle = -\frac{1}{\sqrt{3}}|D\rangle + \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}}|T\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}(|\varphi_2\rangle - |\varphi_1\rangle + |\varphi_3\rangle - |\varphi_4\rangle + |\varphi_5\rangle - |\varphi_6\rangle). \quad (12)$$

为了更好地完成制备过程, 经典激光脉冲的参数应该满足受激拉曼绝热过程的边界条件:

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \frac{\Omega'_1}{\Omega'_3} = 0, \quad \lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{\Omega'_1}{\Omega'_3} = \tan \beta. \quad (13)$$

因此, 拉比频率  $\Omega'_1$  和  $\Omega'_3$  选为

$$\begin{aligned} \Omega'_1(t) &= \Omega_0 \sin \beta \exp \left[ \frac{-(t - t_0 - t_c/2)^2}{T^2} \right], \\ \Omega'_3(t) &= \Omega_0 \cos \beta \exp \left[ \frac{-(t - t_0 - t_c/2)^2}{T^2} \right] \\ &\quad + \Omega_0 \exp \left[ \frac{-(t + t_0 - t_c/2)^2}{T^2} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

式中,  $\Omega_0$  表示脉冲振幅,  $\{t_0, T\}$  是相关的参数,  $\tan \beta = 2$ ,  $t_c$  是操作时间. 当选择合理的激光脉冲参数时, 即  $t_0 = 0.14t_c$  以及  $T = 0.19t_c$ ,  $\Omega'_1$  和  $\Omega'_3$  如图 3 所示.

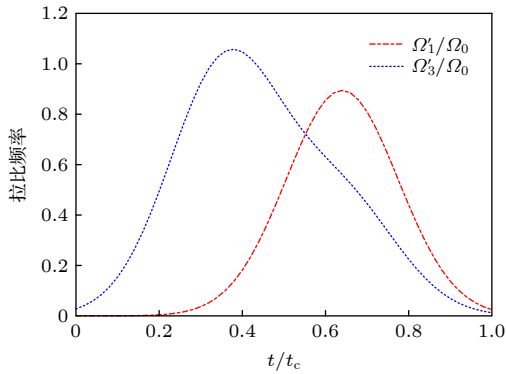


图 3 在  $t_0 = 0.14t_c$  和  $T = 0.19t_c$  时的激光脉冲  $\Omega'_1$  和  $\Omega'_3$   
Fig. 3. Laser pulse  $\Omega'_1$  and  $\Omega'_3$  when  $t_0 = 0.14t_c$  and  $T = 0.19t_c$ .

然而, 利用绝热演化去获得目标态需要很长的时间, 这并不是理想的. 为了缩短系统的演化时间, 这里使用绝热捷径的方式去获得目标态. 前面获得的有效哈密顿量  $H_{\text{eff}}$  的瞬时本征态  $|m_k\rangle$  ( $k = 0, 1, 2$ ) 并不满足 Schrödinger 方程  $i\partial_t|m_k\rangle = H_{\text{eff}}|m_k\rangle$ . 根据 Berry<sup>[45]</sup> 的无跃迁跟踪算法可获得能够精确驱动本征态演化的哈密顿量  $H(t)$ , 从文献 [46–49] 可知, 最简单的哈密顿量  $H(t)$  的形式为

$$H(t) = i \sum_k \partial_t |m_k(t)\rangle \langle m_k(t)| = i\dot{\theta}(t)|D\rangle \langle T| + \text{H.c.}, \quad (15)$$

式中,  $\dot{\theta}(t) = [\sqrt{2}(\dot{\Omega}_1(t)\Omega_3(t) - \dot{\Omega}_3(t)\Omega_1(t))]/\Omega^2$ . 对

于这样的哈密顿量, 在实际的实验中是很难实现甚至是不可能实现的, 所以应该找一个效应等同于  $H(t)$  且技术上可行的哈密顿量. 因此, 将前面讨论的共振相互作用 ( $\Delta = 0$ ) 更改为非共振相互作用, 失谐  $\Delta \neq 0$ . 这个非共振相互作用的哈密顿量可以表示为 (4) 式. 使用类似于 (4) 式到 (10) 式的处理方法, 可以获得该非共振系统的有效哈密顿量为

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{\text{eff}} &= \frac{1}{\sqrt{3}}\Omega_1|\phi_1\rangle \langle D| + \frac{2}{\sqrt{6}}\Omega_3|\phi_1\rangle \langle T| + \text{H.c.} \\ &\quad - \Delta|\phi_1\rangle \langle \phi_1|, \end{aligned} \quad (16)$$

在大失谐条件下 ( $\Delta \gg \Omega_1, \Omega_3$ ), 绝热消除  $|\phi_1\rangle$  态, 并选择  $\Omega_1 = \Omega_x$  以及  $\Omega_3 = i\Omega_x/\sqrt{2}$ , 则可以获得最终的有效哈密顿量为

$$\tilde{H}_{\text{fe}} = i \frac{\Omega_x^2}{\sqrt{3}\Delta} |D\rangle \langle T| + \text{H.c.} \quad (17)$$

也就是说, 只要满足  $\Omega_x^2/(3\Delta) = \dot{\theta}(t)$ , 哈密顿量  $\tilde{H}_{\text{fe}}$  就可以将系统暗态的绝热演化进行加速, 使其能够快速演化到目标态. 因此,  $\Omega_x$  表示为

$$\Omega_x = \sqrt{3\Delta\dot{\theta}(t)} = \sqrt{\frac{3\sqrt{2}\Delta(\dot{\Omega}'_3\dot{\Omega}'_1 - \dot{\Omega}'_3\dot{\Omega}'_1)}{\Omega'^2}}. \quad (18)$$

### 3 数值模拟分析

为了说明利用绝热捷径方法制备三粒子单重态所需的时间远远小于利用绝热近似方法所需要的时间, 图 4 分别给出了两种方案的保真度随  $g_0t$  的变化关系.

保真度定义为  $F = |\langle \Phi_{t_c} | \rho(t) | \Phi_{t_c} \rangle|$ ,  $\rho(t)$  是相应

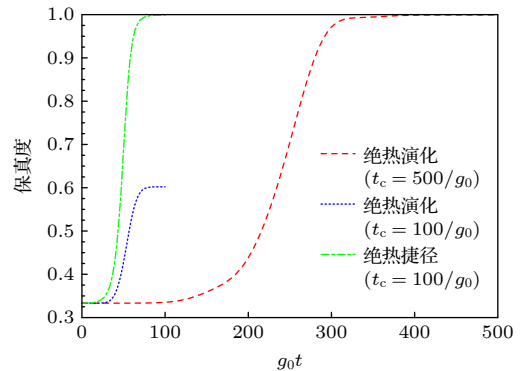


图 4 利用绝热近似方法和绝热捷径方法制备三粒子单重态所需时间对比

Fig. 4. Comparison of the interaction time required between shortcuts to the adiabaticity method and the adiabatic approximation method.

的含时密度算符,  $|\Phi_{t_c}\rangle$  表示目标态. 数值模拟采用的参数为:  $t_0 = 0.14t_c$ ,  $T = 0.19t_c$ ,  $g_0 = 10\Omega_0$ . 在图 4 中, 红色虚线表示利用绝热近似方法制备的三粒子单重态的保真度随时间的变化关系, 选择  $t_c = 500/g_0$ , 当  $g_0t_c = 500$  时, 该方法的保真度近似等于 1; 蓝色点线也表示绝热近似方法下的保真度, 选择  $t_c = 100/g_0$ , 当  $g_0t_c = 100$  时, 保真度约为 0.6, 这是因为操作时间很短, 并不能满足绝热近似条件, 所以得不到很好的保真度; 绿色点虚线表示利用绝热捷径方法制备的单重态的保真度, 可以看出, 与绝热近似方法相比, 在得到相同保真度的情况下, 利用绝热捷径方式仅需要很短的时间. 也就是说, 操作时间  $t_c$  越长, 越能够满足绝热演化条件, 此时, 利用绝热演化方法制备的三粒子单重态的保真度越高, 但是这个过程需要非常长的时间. 相反, 利用绝热捷径的方法只需要很短的时间就可以达到一个高的保真度.

为了分析本方案的可行性, 考虑退相干因素, 使用 Lindblad 形式的主方程

$$\begin{aligned} \dot{\rho} = & -i[H, \rho] - \sum_{k=a,b} \frac{\kappa_k}{2} (k^\dagger k \rho - 2k \rho k^\dagger + \rho k^\dagger k) \\ & - \frac{1}{2} \sum_{x,y,z=1}^3 \left[ \hat{\mathcal{L}}_{x,y,z}^\dagger \hat{\mathcal{L}}_{x,y,z} \rho - 2\hat{\mathcal{L}}_{x,y,z} \rho \hat{\mathcal{L}}_{x,y,z}^\dagger \right. \\ & \left. + \rho \hat{\mathcal{L}}_{x,y,z}^\dagger \hat{\mathcal{L}}_{x,y,z} \right] \end{aligned} \quad (19)$$

来描述整个的演化过程. (19) 式中的  $\hat{\mathcal{L}}_x = \sqrt{\gamma_{e1}/2}|G\rangle_x \langle E^{(1)}|$ ,  $\hat{\mathcal{L}}_y = \sqrt{\gamma_{e2}/2}|M^{(1)}\rangle_y \langle E^{(1)}|$  和  $\hat{\mathcal{L}}_z = \sqrt{\gamma_r/2}|E^{(1)}\rangle_z \langle R^{(1)}|$  是描述耗散过程的 Lindblad 算符.  $\kappa_a$  和  $\kappa_b$  分别表示腔中  $a$  模和  $b$  模的衰减率.  $\gamma_{e1}$  和  $\gamma_{e2}$  分别表示能级  $|e\rangle$  向能级  $|g\rangle$  和  $|m\rangle$  的自发辐射率,  $\gamma_r$  表示里德伯态的自发辐射率. 在实际情况中, 里德伯态的自发辐射要远远小于其他态的自发辐射率, 因此在数值模拟中假定  $\gamma_{e1} = \gamma_{e2} = \gamma$ ,  $\gamma_r = 0.01\gamma$  和  $\kappa_a = \kappa_b = \kappa$ . 其他参数选择为  $t_0 = 0.14t_c$ ,  $T = 0.19t_c$ ,  $g_0 = 10\Omega_0$  和  $\Delta = 2g_0$ .

在图 5(a) 中给出了三粒子单重态的保真度随演化时间和退相干因素 (包括超级原子的自发辐射和腔内光子的衰减) 的变化图像, 其中已经假定了  $\kappa = \gamma$ . 在图 5(b) 中给出了保真度随  $\gamma/g_0$  和  $\kappa/g_0$  的变化图像. 从图 5 可以看出, 本方案能够在很短的时间内就达到一个理想的保真度, 同时三粒子单重态的保真度随着腔衰减率和原子自发辐射率的

增加而缓慢减小, 当  $\kappa = \gamma = 0.05g_0$  时, 单重态的保真度仍然可以达到 92%.

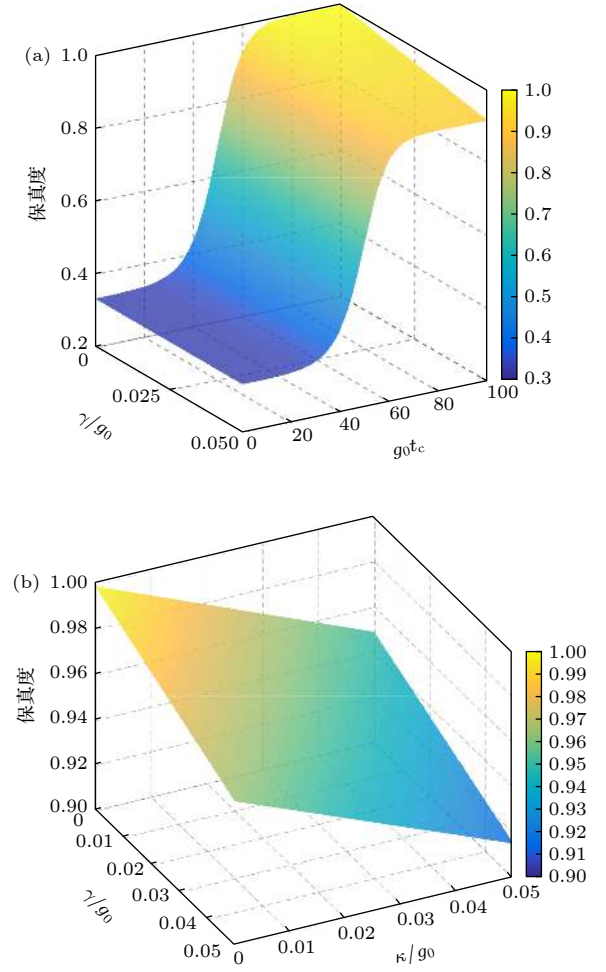


图 5 (a) 三粒子单重态的保真度随相互作用时间  $g_0t_c$  和原子自发辐射  $\gamma/g_0$  的变化; (b) 三粒子单重态的保真度随腔衰减  $\kappa/g_0$  和原子自发辐射  $\gamma/g_0$  的变化

Fig. 5. (a) Fidelity of the singlet state versus the interaction time  $g_0t_c$  and the atomic spontaneous emission  $\gamma/g_0$ ; (b) fidelity of the singlet state versus the cavity decay  $\kappa/g_0$  and the atomic spontaneous emission  $\gamma/g_0$ .

在实际的实验中, 为了使超冷原子系综形成里德伯超级原子, 可以将  $^{87}\text{Rb}$  原子放在超高真空环境下的磁光阱中, 通过多次冷却, 原子云可包含 25000 个原子, 最终温度可以达到  $6 \mu\text{K}$ <sup>[39]</sup>. 考虑到实验中的参数<sup>[50–53]</sup>: 磁光阱中的原子数为 10000,  $|e\rangle$  态的自发辐射率为  $\gamma_{e1} = \gamma_{e2} \sim 2\pi \times 2.62 \text{ MHz}$ , 里德伯态  $|r\rangle$  的自发辐射率为  $\gamma_r \sim 2\pi \times 1 \text{ kHz}$ , 腔模的衰减率为  $\kappa \sim 2\pi \times 3.5 \text{ MHz}$ , 耦合强度  $g_0 \sim 2\pi \times 750 \text{ MHz}$ . 在数值模拟中代入上述参数, 最终获得三粒子单重态的保真度仍然可以达到 99%.



## 4 结 论

本文利用量子 Zeno 动力学和绝热捷径的方法制备了三个里德伯超级原子之间的单重态. 与单原子情况相比, 利用超级原子进行量子信息处理对实验的要求比较低且操作简单; 与量子 Zeno 动力学方法相比, 本方案不需要精确控制演化时间; 与绝热近似方法相比, 本方案大大缩短了演化时间. 结合量子 Zeno 动力学和绝热捷径的方法, 本方案不仅能够简单快速地制备三粒子单重态, 而且该理论方案也可用于制备其他纠缠态以及多体纠缠态. 希望在今后的实验上实现量子信息处理中, 该方案能够起到一定作用.

## 参考文献

- [1] Cabello A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 100402
- [2] Mermin N D 1980 *Phys. Rev. D* **22** 356
- [3] Cabello A 2003 *J. Mod. Opt.* **50** 1049
- [4] Hsu L Y 2003 *Phys. Rev. A* **68** 022306
- [5] Hillery M, Bužek V 2001 *Phys. Rev. A* **64** 042303
- [6] Jin G S, Li S S, Feng S L, Zheng H Z 2005 *Phys. Rev. A* **71** 034307
- [7] Lin G W, Ye M Y, Chen L B, Du Q H, Lin X M 2007 *Phys. Rev. A* **76** 014308
- [8] Shao X Q, Wang H Fu, Chen L, Zhang S, Zhao Y F, Yeon K H 2010 *New J. Phys.* **12** 023040
- [9] Lu M, Xia Y, Song J, Song H S 2013 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **46** 015502
- [10] Shi Z C, Xia Y, Song J, Song H S 2013 *Quantum Inf. Process.* **12** 411
- [11] Jaksch D, Cirac J I, Zoller P, Rolston S L, Côté R, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2208
- [12] Vogt T, Viteau M, Zhao J, Chotia A, Comparat D, Pillet P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 083003
- [13] Honer J, Löw R, Weimer H, Pfau T, Büchler H P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 093601
- [14] Gaëtan A, Miroshnychenko Y, Wilk T, Chotia A, Viteau M, Comparat D, Pillet P, Browaeys A, Grangier P 2009 *Nat. Phys.* **5** 115
- [15] Urban E, Johnson T A, Henage T, Isenhower L, Yavuz D D, Walker T G, Saffman M 2009 *Nat. Phys.* **5** 110
- [16] Su S L, Liang E J, Zhang S, Wen J J, Sun L, Jin Z, Zhu A D 2016 *Phys. Rev. A* **93** 012306
- [17] Su S L, Tian Y Z, Shen H Z, Zang H P, Liang E J, Zhang S 2017 *Phys. Rev. A* **96** 042335
- [18] Su S L, Gao Y, Liang E J, Zhang S 2017 *Phys. Rev. A* **95** 022319
- [19] Wu J L, Song J, Su S L 2020 *Phys. Lett. A* **384** 126039
- [20] Wu J L, Su S L, Wang Y, Song J, Xia Y, Jiang Y Y 2020 *Opt. Lett.* **45** 1200
- [21] Wu J L, Wang Y, Han J X, Su S L, Xia Y, Jiang Y Y, Song J 2021 *Phys. Rev. A* **103** 012601
- [22] Shao X Q, Li D X, Ji Y Q, Wu J H, Yi X X 2017 *Phys. Rev. A* **96** 012328
- [23] Møller D, Madsen L B, Møller K 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 170504
- [24] Saffman M, Mølmer K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 240502
- [25] Wu H Z, Li Y, Yang Z B, Zheng S B 2017 *Phys. Rev. A* **95** 013842
- [26] Wilk T, Gaëtan A, Evellin C, Wolters J, Miroshnychenko Y, Grangier P, Browaeys A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 010502
- [27] Barredo D, Lienhard V, Scholl P, de Léséleuc S, Boulter T, Browaeys A, Lahaye T 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 023201
- [28] Li D X, Shao X Q 2018 *Phys. Rev. A* **98** 062338
- [29] Wintemmantel T M, Wang Y, Lochead G, Shevate S, Brennen G K, Whitlock S 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 070503
- [30] Colombe Y, Steinmetz T, Dubois G, Linke F, Hunger D, Reichel J 2007 *Nature* **450** 272
- [31] Pritchard J D, Maxwell D, Gauguier A, Weatherill K J, Jones M P A, Adams C S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 193603
- [32] Lukin M D, Fleischhauer M, Cote R, Duan L M, Jaksch D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037901
- [33] Scully M O, Fry E S, Ooi C H R, Wódkiewicz K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 010501
- [34] Yan D, Liu Y M, Bao Q Q, Fu C B, Wu J H 2012 *Phys. Rev. A* **86** 023828
- [35] Yan D, Cui C L, Liu Y M, Song L J, Wu J H 2013 *Phys. Rev. A* **87** 023827
- [36] Liu Y M, Yan D, Tian X D, Cui C L, Wu J H 2014 *Phys. Rev. A* **89** 033839
- [37] Zeiher J, Schauf P, Hild S, Macrì T, Bloch I, Gross C 2015 *Phys. Rev. X* **5** 031015
- [38] Beterov I I, Saffman M, Yakshina E A, Tret'yakov D B, Entin V M, Hamzina G N, Ryabtsev I I 2016 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **49** 114007
- [39] Paris-Mandoki A, Braun C, Kumlin J, Tresp C, Mirgorodskiy I, Christaller F, Büchler H P, Hofferberth S 2017 *Phys. Rev. X* **7** 041010
- [40] Misra B, Sudarshan E C G 1977 *J. Math. Phys.* **18** 765
- [41] Itano W M, Heinzen D J, Bollinger J J, Wineland D J 1990 *Phys. Rev. A* **41** 2295
- [42] Facchi P, Gorini V, Marmo G, Pascazio S, Sudarshan E C G 2000 *Phys. Lett. A* **275** 12
- [43] Facchi P, Pascazio S 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 080401
- [44] Facchi P, Pascazio S 2008 *J. Phys. A: Math. Theor.* **41** 493001
- [45] Berry M V 2009 *J. Phys. A: Math. Theor.* **42** 365303
- [46] Lu M, Xia Y, Shen L T, Song J, An N B 2014 *Phys. Rev. A* **89** 012326
- [47] Chen X, Ruschhaupt A, Schmidt S, del Campo A, Guéry-Odelin D, Muga J G 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 063002
- [48] Chen X, Muga J G 2010 *Phys. Rev. A* **82** 053403
- [49] Ji Y Q, Liu Y L, Zhou S J, Xiu X M, Dong L, Dong H K, Gao Y J, Yi X X 2019 *Phys. Rev. A* **99** 023808
- [50] Isenhower L, Urban E, Zhang X L, Gill A T, Henage T, Johnson T A, Walker T G, Saffman M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 010503
- [51] Zhang X L, Isenhower L, Gill A T, Walker T G, Saffman M 2010 *Phys. Rev. A* **82** 030306
- [52] Guerlin C, Brion E, Esslinger T, Mølmer K 2010 *Phys. Rev. A* **82** 053832
- [53] Zhang X F, Sun Q, Wen Y C, Liu W M, Eggert S, Ji A C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 090402

# Fast generation of three-atom singlet state with Rydberg superatom<sup>\*</sup>

Ji Yan-Qiang<sup>1)†</sup> Wang Jie<sup>1)</sup> Liu Ying-Li<sup>2)</sup> Zhang Da-Wei<sup>3)</sup>  
Xiao Rui-Jie<sup>1)</sup> Dong Li<sup>1)</sup> Xiu Xiao-Ming<sup>1)‡</sup>

1) (*College of Physical Science and Technology, Bohai University, Jinzhou 121013, China*)

2) (*College of Mechanical and Electric Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China*)

3) (*College of Electrical Engineering, Yingkou Institute of Technology, Yingkou 115014, China*)

( Received 4 November 2020; revised manuscript received 4 February 2021 )

## Abstract

Quantum entanglement is a basic resource of quantum information processing and quantum computation. The simple and efficient generation of entangled states is always one of the hot research topics. As one of the ideal carriers of quantum information encoding, neutral Rydberg atom occupies a place in the field of generation of entangled state with its unique advantages. For example, Rydberg atom has a large volume and is easily ionized by an external electric field, so it is very sensitive to the change in the external electric field. Therefore, the interaction strength between Rydberg atoms can be changed by altering the external electric field. Rydberg state is a highly excited state, but its radiation attenuation is very small: the radiation lifetime can reach a millisecond level or even longer. The distance between the atomic kernel and the outermost electron is relatively long, and the electric dipole moment is very large. In this paper, the four-level inverted “Y”-type Rydberg atomic system is introduced into the Rydberg blocking ball to form a superatom, and the quantum information is encoded on the effective energy level of the superatom under the condition of weak cavity field. We construct shortcuts to adiabatic passage in a three-superatom system. Combined with quantum Zeno dynamics and shortcuts to adiabatic passage, the three-particle singlet state is simply and effectively generated. In addition, the influence of decoherence factors (including cavity decay and spontaneous emission of superatoms) on the fidelity is considered in this scheme. Numerical simulation results show that the proposed scheme can obtain high fidelity without precisely controlling the evolution time, and the fidelity of singlet state is robust to decoherence factors, since no cavity-photon population is involved in the whole process because of the quantum Zeno dynamics.

**Keywords:** superatom, singlet state, shortcuts to adiabatic passage

**PACS:** 03.67.-a, 03.67.Bg, 03.65.Xp, 03.65.Yz

**DOI:** 10.7498/aps.70.20201841

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11947078, 11674037, 11704042), the Scientific Research Starting Foundation for Doctors of Liaoning Province, China (Grant No. 2020-BS-234), and the Revitalization Talents Program of Liaoning Province, China (Grant No. XLYC1807206).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [jiyanqiang@bhu.edu.cn](mailto:jiyanqiang@bhu.edu.cn)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [xiuxiaomingdl@126.com](mailto:xiuxiaomingdl@126.com)