

量子绝热捷径在受激拉曼绝热转移中的应用

杜炎雄, 杨金波, 吕庆先, 颜辉*

华南师范大学物理与电信工程学院广东省量子调控工程与材料重点实验室, 广东 广州 510006

摘要 量子绝热过程是制备和操控量子态的常用方法之一, 通常其需要较长的操作时间, 会引起退相干系统中操作保真度的快速下降。量子绝热捷径技术理论上可以通过抵消演化过程中的非绝热效应来实现对量子绝热过程的加速。当应用于受激拉曼绝热转移中时, 量子绝热捷径技术可以实现既快又好的量子操控。概述了量子绝热捷径技术的基本概念及实验进展, 重点介绍了其在受激拉曼绝热转移中的应用。

关键词 量子光学; 受激拉曼绝热转移; 量子绝热捷径; 量子操控; 保真度

中图分类号 O413.2 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP54.120002

Application of Quantum Shortcut to Adiabaticity in Stimulated Raman Adiabatic Transfer

Du Yanxiong, Yang Jinbo, Lü Qingxian, Yan Hui

Guangdong Provincial Key Laboratory of Quantum Engineering and Quantum Materials, School of Physics and Telecommunications Engineering, South China Normal University, Guangzhou, Guangdong 510006, China

Abstract Quantum adiabatic process is one of general ways to prepare and manipulate the quantum states, which usually needs long operation time and makes the manipulation fidelity drop fast in a dephasing system. Theoretically, the technology of quantum shortcut to adiabaticity is proposed to eliminate the non-adiabatic effects during its evolution, which can speed up the quantum adiabatic process. When the technology of quantum shortcut to adiabaticity is applied in the stimulated Raman adiabatic transfer, it can realize the fast and robust quantum control. The basic concept of the technology of quantum shortcut to adiabaticity and its experimental progress are summarized, and its application in the stimulated Raman adiabatic transfer is emphatically introduced.

Key words quantum optics; stimulated Raman adiabatic transfer; quantum shortcut to adiabaticity; quantum manipulation; fidelity

OCIS codes 270.1670; 190.5650; 030.1670

1 引言

近三十年来,量子物理与信息科学相结合,催生了一门蓬勃发展的交叉学科——量子信息科学。量子信息科学的关键技术之一是量子态的高保真度操控。例如,在以原子或人工原子为物理系统的量子计算机中,通过施加激光或微波脉冲实现量子门的操作^[1-2]。在量子模拟方面的实验中,通过激光场的相干缀饰,原子在运动过程中可获得几何相位并受到一个等效的磁场作用^[3-4],这样学者们进而可以模拟量子自旋霍尔效应等。在精密测量实验中,通过拉曼光相干操控原子可在空间中形成闭合路径并产生干涉,从而实现对重力加速度、引力常数等物理量的测量^[5-6]。总的来说,提高上述相干操控过程的保真度对于提高实验精度具有重要意义。

收稿日期: 2017-06-15; **收到修改稿日期:** 2017-07-24

基金项目: 国家重点研发计划(2016YFA0301800, 2016YFA0302800)、国家自然科学基金(91636218, 11474107)、广东省自然科学基金-博士科研启动基金(2016A030310462)、华南师范大学青年教师科研培育基金(15KJ15)

作者简介: 杜炎雄(1988—),男,博士,讲师,主要从事冷原子量子信息方面的研究。E-mail: lincokn@163.com

* **通信联系人.** E-mail: yanhui@scnu.edu.cn

利用光与物质相互作用来实现量子态的操控,主要有两种方式:拉比振荡以及绝热过程。拉比振荡利用共振的方波脉冲对量子态进行操控,可以在最短的时间内实现量子态的传输。然而,该方式对系统参数极其敏感,脉冲的幅度或者频率涨落都会极大地影响传输的效率。而绝热过程通过调节脉冲的幅度或者频率对量子态进行操控^[7-8],其演化过程仅依赖于系统的几何参数,对系统误差的变化具有很强的稳健性。在特定的能量尺度下,绝热过程的操作时间很长。假如系统存在严重的退相干效应,该操作方式无法达到很高的保真度。因此,突破绝热条件的限制对于推广绝热过程的应用具有重要的意义。

2 量子绝热捷径

2.1 量子绝热捷径的基本原理

量子绝热捷径的提出是为了解决绝热过程演化缓慢的问题,其基本思想是通过辅助哈密顿量抵消演化过程中的非绝热效应。根据辅助哈密顿量的推导过程,量子绝热捷径可以大致分成三类:逆向工程算法^[9]、反非绝热场算法^[10-11]及无跃迁跟随算法^[12]。逆向工程算法主要基于 Lewis 等^[13]提出的绝热不变量方法,通过导出绝热不变量的本征态得到辅助哈密顿量的形式;反非绝热场的方法由 Demirplak 等^[10-11]提出;无跃迁跟随算法则由 Berry^[12]提出。可以证明,反非绝热场方法和无跃迁跟随算法是等价的。下面以 Berry^[12]的表述简单介绍量子绝热捷径。

绝热演化要求满足绝热条件,其中局域的绝热条件要求系统参数的变化率远远小于系统的能量差,即

$$|\langle n(t) | \partial \mathbf{H} / \partial t | m(t) \rangle| / |E_n - E_m|^2 \ll 1, n \neq m, \quad (1)$$

式中 m, n 代表不同的能级, t 为时间, E 为能量, \mathbf{H} 为哈密顿量, $|n(t)\rangle, |m(t)\rangle$ 为 \mathbf{H} 的瞬时本征态。而全局的绝热条件要求能量差与演化周期 T 的乘积远大于 π , 即 $|E_n - E_m| T \gg \pi$ 。

考虑一个含时的初始哈密顿量

$$\mathbf{H}_0(t) = \sum_n |n(t)\rangle E_n(t) \langle n(t)|, \quad (2)$$

式中 $|n(t)\rangle$ 为 $\mathbf{H}_0(t)$ 的瞬时本征态, $E_n(t)$ 为对应的瞬时本征值。在绝热近似下,可以求得绝热演化解为 $\Psi(t) = \exp[i\xi_n(t)] |n(t)\rangle$, 其中

$$\xi_n(t) = -\frac{1}{\hbar} \int_0^t dt E_n(t) + i \int_0^t dt \langle n(t) | \partial_t n(t) \rangle, \quad (3)$$

式中 \hbar 为约化普朗克常数。

绝热演化对应的演化算符为

$$\mathbf{U}_{\text{ad}} = \sum_n \exp[i\xi_n(t)] |n(t)\rangle \langle n(0)|. \quad (4)$$

容易验证, $\mathbf{U}_{\text{ad}} |n(0)\rangle = \exp[i\xi_n(t)] |n(t)\rangle$ 。演化算符 $\dot{\mathbf{U}}, \mathbf{U}^+$ 与哈密顿量的关系为 $\mathbf{H}(t) = i\hbar \dot{\mathbf{U}} \mathbf{U}^+$, 代入 \mathbf{U}_{ad} 即可得绝热演化哈密顿量 \mathbf{H}_{ad} 。在一般情况下(不满足绝热条件),系统将发生非绝热跃迁, $\mathbf{H}_0(t)$ 无法驱动系统沿着本征态进行演化。通过添加辅助哈密顿量,非绝热的效应被抵消,系统可以重新沿着本征态进行演化。辅助哈密顿量的具体形式由 $\mathbf{H}_{\text{cd}}(t) = \mathbf{H}_{\text{ad}}(t) - \mathbf{H}_0(t)$ 给出,即

$$\mathbf{H}_{\text{cd}}(t) = i\hbar \sum_n (|\partial_t n(t)\rangle \langle n(t)| - \langle n(t) | \partial_t n(t) \rangle |n(t)\rangle \langle n(t)|). \quad (5)$$

从(4)式可以看到,绝热演化算符具有相位不确定性,通过选取不同的相位,可以得到不同的辅助哈密顿量。当把(3)式写成 $\mathbf{U}_{\text{ad}}^1 = \sum_n \exp[i\alpha_n(t)] |n(t)\rangle \langle n(0)|$ 的形式时,以上方法得到的即为逆向工程的结果,其中

$$\alpha_n(t) = -\frac{1}{\hbar} \int_0^t \langle \phi_n(t) | \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H(t) \right) | \phi_n(t) \rangle dt, \quad (6)$$

式中 $|\phi_n(t)\rangle$ 为绝热不变量的本征态。

从以上讨论可以看到,量子绝热捷径实际上代表的是一族哈密顿量,而不是某一个特定的哈密顿量,该族哈密顿量均可驱动系统沿着本征态进行演化。通过选取合适的相位,可以实现量子态之间的最优转移^[14-18]。

下面以二能级和三能级为例,讨论量子绝热捷径的应用^[19-20]。

二能级系统的相互作用示意图如图 1(a)所示。在基矢 $\{|1\rangle, |2\rangle\}$ 下,二能级系统哈密顿量的形式^[21-25](取旋转波近似)为

$$H_0^{(2)} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\Delta & \Omega_R \\ \Omega_R & \Delta \end{pmatrix}, \quad (7)$$

式中 Δ 为单束光的失谐量, Ω_R 为激光的拉比频率。该哈密顿量的本征值为 $E_{\mp} = \mp \hbar \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}/2$, 对应的本征态为 $|\lambda_{\mp}^{(2)}\rangle = \cos(\theta/2) |2\rangle - \sin(\theta/2) |1\rangle$, $|\lambda_{\pm}^{(2)}\rangle = \sin(\theta/2) |2\rangle + \cos(\theta/2) |1\rangle$, $\theta = \arccos\left(-\frac{\Delta}{\sqrt{\Omega_R^2 + \Delta^2}}\right)$ 。

把 $|\lambda_{\mp}\rangle$ 代入(5)式可得到辅助哈密顿量为

$$H_{cd}^{(2)} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i\Omega_a \\ i\Omega_a & 0 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

式中 $\Omega_a = \dot{\theta} = (\Omega_R \dot{\Delta} - \dot{\Omega}_R \Delta) / (\Delta^2 + \Omega_R^2)$ 。可以看到,要在二能级体系中加速绝热操作,需要在两个能级之间加入一束相位差为 $\pi/2$ 的辅助场。

三能级系统的相互作用示意图如图 1(b)所示^[26-27]。在基矢 $\{|1\rangle, |3\rangle, |2\rangle\}$ 下,三能级系统哈密顿量的形式(取旋转波近似)为

$$H_0^{(3)} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_P \\ 0 & 2(\Delta_P - \Delta_S) & \Omega_S \\ \Omega_P & \Omega_S & 2\Delta_P \end{pmatrix}, \quad (9)$$

式中 Ω_P, Ω_S 分别为抽运光和斯托克斯光的拉比频率, Δ_P, Δ_S 分别为抽运光和斯托克斯光的失谐量。一般情况下,取双光子共振条件即 $\Delta_2 = \Delta_P - \Delta_S = 0$, 则 $\Delta_P = \Delta_S = \Delta$ 。该哈密顿量的本征值为 $E_+ = \hbar\Omega \cot(\phi/2)$, $E_- = -\hbar\Omega \tan(\phi/2)$, $E_0 = 0$, 对应的本征态为 $|\lambda_+^{(3)}\rangle = \sin\theta \sin\phi |1\rangle + \cos\phi |2\rangle + \cos\theta \sin\phi |3\rangle$, $|\lambda_-^{(3)}\rangle = \sin\theta \cos\phi |1\rangle + \sin\phi |2\rangle + \cos\theta \cos\phi |3\rangle$, $|\lambda_0^{(3)}\rangle = \cos\theta |1\rangle - \sin\theta |3\rangle$, 其中 $\tan\theta = \Omega_P/\Omega_S$, $\tan(2\phi) = \Omega/\Delta$, $\Omega = \sqrt{\Omega_P^2 + \Omega_S^2}$ 。把本征态代入(5)式可得

$$H_{cd}^{(3)} = i\hbar \begin{pmatrix} 0 & \dot{\phi} \sin\theta & \dot{\theta} \\ -\dot{\phi} \sin\theta & 0 & -\dot{\phi} \cos\theta \\ -\dot{\theta} & \dot{\phi} \cos\theta & 0 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

式中 $\dot{\theta} = [\dot{\Omega}_P \Omega_S - \dot{\Omega}_S \Omega_P] / \Omega^2$, $\dot{\phi} = \{[\dot{\Omega}_P \Omega_P - \dot{\Omega}_S \Omega_S] \Delta\} / [2\Omega(\Delta^2 + \Omega^2)]$ 。暗态 $|\lambda_0\rangle$ 不包含激发态分量,是常用的绝热转移通道,因此在这里考虑对暗态进行加速。可以看到,暗态 $|\lambda_0\rangle$ 不含有 ϕ , 与 $\dot{\phi}$ 亦无关,故可去掉(9)式中含 $\dot{\phi}$ 的耦合项。因此,实现暗态的加速就需要在基态间加入 $\Omega_a = 2\dot{\theta}$ 大小的辅助场,相位与拉曼光之前的相位差为 $\pi/2$,如图 1(b)所示。

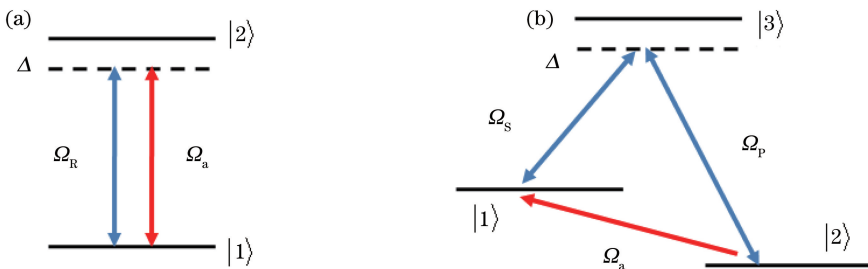


图 1 相互作用结构与实现绝热转移加速所需的辅助场 Ω_a 。(a)二能级;(b)三能级

Fig. 1 Interaction structure and auxiliary field Ω_a to speed up adiabatic transfer.

(a) Two-level system; (b) three-level system

2.2 二能级系统中量子绝热捷径的实验实现

由于绝热操作普遍存在于量子系统的操作中,量子绝热捷径技术一经提出就引起了学者们的广泛关注^[28-37]。二能级系统是最简单的量子系统,研究如何加速二能级的绝热操作具有重要意义。二能级系统可以编码在原子系统或者人工原子系统的内态能级中,也可以编码在光晶格系统的分立能带中。

在量子模拟中,不同能带可能具有不同的物理和拓扑性质,通常要实现不同能带之间的高保真度跃迁并模拟凝聚态中的模型。实际系统中越高的能带寿命通常越短,因此跃迁的时间应尽可能短。二能带系统绝热加速的实验最早由 Bason 等^[38]实现。如图 2(a)所示,当把超冷原子的玻色爱因斯坦凝聚体(BEC)装载到光晶格中时,由于晶格的周期性结构以及边界条件的束缚,BEC 将形成一系列的能带,其带隙与势阱的高度 V 有关,可以把第一布里渊区内最低的两个能带看成一个二能级系统,如图 2(b)所示,其中 q 为原子的准动量大小, E 为原子的动能, E_{rec} 为反冲动量大小。由(7)式给出的哈密顿量可知,通过调节原子的准动量可实现 Δ 的改变,通过调节势阱深度可实现 Ω_R 的改变。通过缓慢扫描原子准动量以及势阱深度,原子将发生能带间的绝热跃迁。实现绝热加速需要添加(8)式所示的辅助哈密顿量,要求势阱随时间的改变方式与原始方式相差 $\pi/2$ 。为了使实验更加容易实现,Bason 等^[38]将 Ω_a 与 Ω_R 合成为 $\Omega' = \sqrt{\Omega_a^2 + \Omega_R^2} \exp(i\phi)$,其中 $\phi = \arctan(\Omega_a/\Omega_R)$,并把相位变化项通过表象变换转移到对角项中,从而可以通过扫描原子准动量以及势阱深度来实现带间绝热跃迁的加速。实验结果表明,量子绝热捷径技术可以实现高效率的转移(大于 99%),并对拉比频率、操作时间的微小变化具有很强的稳健性。Zhang 等^[39]在氮-空位金刚石体系中对绝热捷径技术进行了验证,利用电子自旋标记二能级系统,其实验结果同样证明了量子绝热捷径技术可以在二能级体系中实现既快又好的量子态转移。

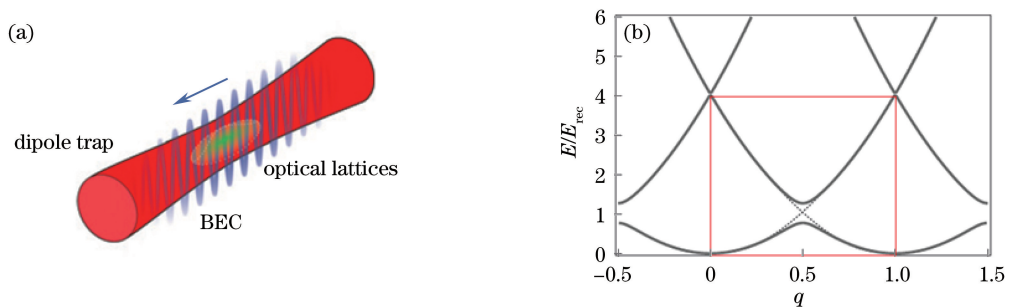


图 2 (a)装载到光晶格中的 BEC;(b)光晶格中冷原子系统的能带结构^[38]

Fig. 2 (a) BEC loaded into optical lattices; (b) level structure of cold atoms in optical lattices^[38]

3 受激拉曼绝热转移

受激拉曼绝热转移(STIRAP)过程发生在三能级系统中,借助中间激发态以及激光脉冲的作用,使系统沿着本征态进行演化,从而实现量子态的转移^[40-45]。STIRAP 最初是用于分子振动态的激发,后被广泛应用于原子与分子物理^[46]、化学反应以及量子信息^[47-53]的研究中。利用 STIRAP 过程进行量子态操控主要有如下优势。

1) 激光操控可以直接寻址。将激光聚焦于光晶格的某个格点或者离子阱中的某个离子,可以直接操控其中的量子态而不会影响相邻的粒子。

2) 受激拉曼绝热过程可以耦合两个不能直接发生跃迁的量子态。例如,可以通过受激拉曼过程将原子从基态转移到里德堡态或者从原子态转移到分子态。

3) 双光子拉曼过程可传递较大的反冲动量。在精密测量实验中,通过拉曼光相干操控原子以进行分束以及合束,使原子在空间中形成闭合路径并干涉,干涉仪可以对重力加速度、引力常数等物理量进行测量。

4) 通过激光与量子系统的绝热相互作用可以使得系统获得几何相位。例如,通过光场的相干缀饰,原子在绝热运动过程中会获得几何相位并受到一个等效的磁场作用。通过这种方式可以模拟量子自旋霍尔效应等。

绝热过程原则上可以驱动系统沿着任一本征态进行演化,但狭义上的 STIRAP 主要指驱动系统沿着暗态 $|\lambda_0^{(3)}\rangle$ 进行演化。暗态不包含激发态分量,不受激发态自发辐射的影响,是常用的绝热转移通道。STIRAP 过程有两个典型的特征:1) 在双光子共振处有尖锐的跃迁信号,在远离双光子共振处不发生跃迁,这表征了两束光的相干效果;2) 对两束脉冲的相对延时变化有一定的稳健性。近年来,随着研究的进展,学者们也把 STIRAP 过程推广到了沿着亮态(即包含激发态的本征态 $|\lambda^{(3)}\rangle$)传输的情况,称为 b-STIRAP^[54]。结合 STIRAP 以及 b-STIRAP,学者们可以利用激光脉冲实现稳健性强、可寻址操作的量子门。然而,亮态中包含激发态的分量,激发态的自发辐射会破坏转移过程的相干性,导致转移效率的下降。

为了压制激发态自发辐射的影响,提出了利用大失谐的三能级体系来实现双通道相干的 STIRAP 的方案,并在冷原子体系中实现^[55]。在实验中,通过磁光阱技术捕获一定数量的⁸⁷Rb 冷原子,温度大概为 200 μ K。通过拍频锁相技术,利用拉曼光对两台半导体激光器进行相位锁定获得。在实验过程中,通过饱和吸收稳频把主激光器锁定在⁸⁵Rb 的 $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ (F, F' 为超精细结构量子数)能级跃迁上。从激光器的频率通过拍频锁相的方式锁定在比主激光器低 6.834 GHz 的位置处,满足⁸⁷Rb 两个基态之间的频率间隔。如图 1(b)所示,这样形成的三能级 Δ 型体系对于⁸⁷Rb 冷原子 $|5P_{3/2}, F=2\rangle$ (P 为轨道角动量大小)的能级是大失谐的,失谐量 $\Delta \approx (2\pi \times 2.5)$ GHz。即在实际体系中, $|1\rangle = |F=1, m_F=0\rangle$, $|2\rangle = |F=2, m_F=0\rangle$, $|3\rangle = |5P_{3/2}, F=2\rangle$ (m_F 为磁子能级)。实验采用的拉比频率波形为两个相互交叠的高斯波形,单束光拉比频率大小为 $\Omega = 25$ MHz,满足大失谐条件 $\Omega \ll \Delta$ 。脉冲周期为 $T = 2$ ms,满足全局的绝热条件 $|\lambda_{\pm} - \lambda_0| T \gg \pi$,可以驱动系统沿着本征态进行绝热演化。系统的初态制备在 $|1\rangle$,通过探测转移到 $|2\rangle$ 的布居数来测量绝热过程的转移效率。

为了测试系统在激光脉冲作用下是否满足 STIRAP 的特征,首先扫描了不同双光子失谐下的跃迁效率。改变其中一束激光的频率,双光子失谐量 δ_L 将发生改变。从图 3(a)中可以看到,STIRAP(红线)以及 b-STIRAP(绿线)的转移效率均在双光子共振 $\delta_L = 0$ 处达到最大值,转移效率随着频率偏离双光子共振点迅速下降,线宽在 10 kHz 左右。将绝热过程与传统拉比方波脉冲(蓝线)进行了比较,结果显示,绝热转移的效率比拉比方波脉冲的效率高 10% 左右。另外,测量了在不同脉冲相对延时 $\Delta\tau$ 下的转移效率。如图 3(b)所示,STIRAP 以及 b-STIRAP 均可在 $\Delta\tau$ 的微小变化范围内保持比较高的效率,证明了绝热操作的稳健性。通过以上分析可知,受激拉曼绝热转移可以实现高效率的转移,并对系统参数的微小变化不敏感。双通道相干的特性使得大失谐的三能级系统是实现普适量子门上具有一定的优势^[54]。然而,绝热条件的限制使得操作时间过长,无法在相干时间内实现多次操作,这是需要改进的地方。

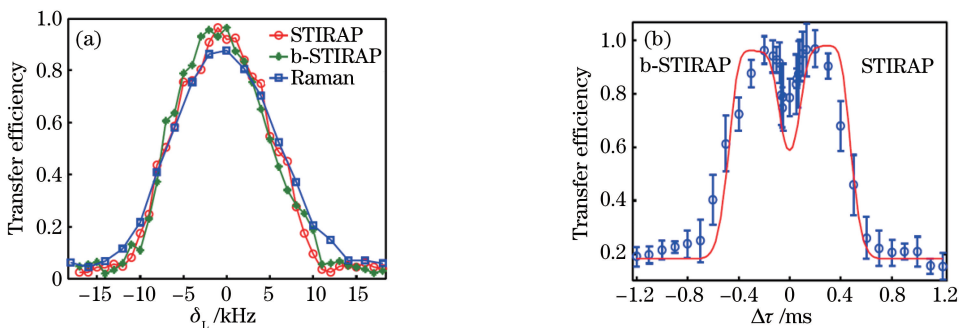


图 3 (a)大失谐 STIRAP 和 b-STIRAP 的双光子跃迁与拉曼跃迁的比较;(b) b-STIRAP 到 STIRAP 的转变, 红线为理论模拟曲线^[55]

Fig. 3 (a) Comparison between two-photon transition of large detuning STIRAP and b-STIRAP and Raman transition; (b) conversion from b-STIRAP to STIRAP, where red curve is simulation result^[55]

4 受激拉曼绝热捷径

量子绝热捷径技术可以解决绝热过程操作缓慢的问题,基于量子绝热捷径的 STIRAP 被称为受激拉曼绝热捷径(STIRAP)。如 2.1 节中的讨论,三能级绝热过程的加速可以通过在基态中施加一个辅助场来实

现,然而,该方式存在如下问题。1) 施加的辅助场要求与原始操控场的幅度满足特定关系,而两个分立的场会影响系统效率的优化;2) 辅助场与原始场需要满足特定的相位关系,场之间相对相位的涨落会对转移效率造成影响;3) 辅助场的性质一般与原始操控场的不一样,例如在冷原子中,辅助场是微波场,施加辅助场会破坏拉曼光寻址操作的优势,而利用另外两束拉曼光来代替微波场需要耗费更多的资源。因此,量子绝热捷径的重要研究方向之一是研究如何仅通过修正原始脉冲波形来实现 STIRAP 的加速。下面分别讨论大失谐以及共振情况下受激拉曼绝热过程加速的情形。

4.1 大失谐三能级系统的 STIRSAP

在大失谐三能级系统中,激发态受激辐射被压制,该系统可以实现普适量子门操作,是量子信息研究的重要平台。在大失谐条件下,(9)式中的哈密顿量可以退化为以 $\{|1\rangle, |2\rangle\}$ 为基矢的 2×2 矩阵:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\Delta_{\text{eff}} & \Omega_{\text{eff}} \\ \Omega_{\text{eff}} & \Delta_{\text{eff}} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

式中 $\Delta_{\text{eff}} = (\Omega_{\text{P}}^2 - \Omega_{\text{S}}^2)/(4\Delta)$, $\Omega_{\text{eff}} = \Omega_{\text{P}}\Omega_{\text{S}}/(2\Delta)$ 。退化到二能级后,辅助哈密顿由(8)式给出。因此,总的哈密顿为

$$\mathbf{H}_{\text{tot}} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\Delta_{\text{eff}} & \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + \Omega_{\text{a}}^2} \exp(-i\phi) \\ \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + \Omega_{\text{a}}^2} \exp(i\phi) & \Delta_{\text{eff}} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

为了和(11)式保持形式上的一致,采用表象变换公式 $\tilde{\mathbf{H}}(t) = \mathbf{U}^+ \mathbf{H} \mathbf{U} - i\hbar \mathbf{U}^+ \dot{\mathbf{U}}$ [$\mathbf{U} = \exp(-i\phi\sigma_z/2)$, 其中 σ_z 为泡利矩阵的 z 分量],对(12)式进行变换,得到

$$\tilde{\mathbf{H}}_{\text{tot}} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\Delta_{\text{eff}} - \dot{\phi} & \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + \Omega_{\text{a}}^2} \\ \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + \Omega_{\text{a}}^2} & \Delta_{\text{eff}} + \dot{\phi} \end{pmatrix}. \quad (13)$$

对比(13)式和(11)式,引入定义 $\tilde{\Delta}_{\text{eff}} = \Delta_{\text{eff}} + \dot{\phi}$ 以及 $\tilde{\Omega}_{\text{eff}} = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + \Omega_{\text{a}}^2}$,并令 $\tilde{\Delta}_{\text{eff}} = (\tilde{\Omega}_{\text{P}}^2 - \tilde{\Omega}_{\text{S}}^2)/(4\Delta)$ 以及 $\tilde{\Omega}_{\text{eff}} = \tilde{\Omega}_{\text{P}}\tilde{\Omega}_{\text{S}}/(2\Delta)$,可得到新的波形 $\tilde{\Omega}_{\text{P}}$ 、 $\tilde{\Omega}_{\text{S}}$ 与原始参数^[56-57]应满足

$$\begin{cases} \tilde{\Omega}_{\text{P}}(t) = \sqrt{2\Delta [\sqrt{\tilde{\Delta}_{\text{eff}}^2(t) + \tilde{\Omega}_{\text{eff}}^2(t)} + \tilde{\Delta}_{\text{eff}}(t)]} \\ \tilde{\Omega}_{\text{S}}(t) = \sqrt{2\Delta [\sqrt{\tilde{\Delta}_{\text{eff}}^2(t) + \tilde{\Omega}_{\text{eff}}^2(t)} - \tilde{\Delta}_{\text{eff}}(t)]} \end{cases}. \quad (14)$$

可利用(14)式对波形进行修正,以实现绝热过程的加速。

本课题组在冷原子系统中实现了上述方案^[57],实验装置如图4(a)所示,其中 AOM 表示声光调制器。为了比较量子绝热捷径的修正效果,首先引入了原始波形,如图4(b)所示。在该条件下,该脉冲不满足绝热条件,无法驱动系统沿着本征态进行演化。利用(14)式得到的修正波形如图4(c)所示。把该脉冲作用到冷原子上,转移效率接近100%,证明波形修正是有效的。比较图4(b)、(c)可以看到,由于修正的波形包含了辅助哈密顿量的贡献,修正后的波形幅度稍微会增大。为了比较加速的效果,在同等幅度情况下,数值模拟了原始波形与修正波形达到99.9%转移效率所需的演化时间。计算结果表明,在同等幅度情况下,修正波形需要的演化速度比原始波形的要快5倍以上。另外,STIRSAP对于拉比频率的偏移、脉冲相对延时以及单光子失谐量具有一定的稳健性;然而,随着时间的缩短,稳健性会降低,但总体效果要比方波脉冲的好。由于大失谐条件可以压制激发态布局,系统存在两个相干的转移通道,利用该系统对一个叠加态进行了多次翻转,这一操作是常规 STIRAP 无法实现的。因此,基于大失谐条件的 STIRSAP 结合了操作速度快、稳健性好以及可寻址操作的优势,在量子操控中将发挥重要的作用。

4.2 共振三能级系统的 STIRSAP

共振三能级系统由于没有大失谐条件的限制,系统的有效拉比频率等于每束光的拉比频率,因此共振三能级体系的传输速度比大失谐三能级系统的更快^[58-60]。要实现基态寿命比较短(如里德堡态以及分子态)的系统操作,共振三能级是很好的选择。下面介绍共振三能级情况下的 STIRSAP。该理论由 Baksic 等^[61]提出,在原始文献中,该方案被命名为超绝热无跃迁驱动(SATD)。首先假定存在辅助哈密顿量 \mathbf{H}_{a} ,使得系统沿着某一状态进行演化,该状态不必是系统原始哈密顿量的本征态,则系统的修正哈密顿量变成

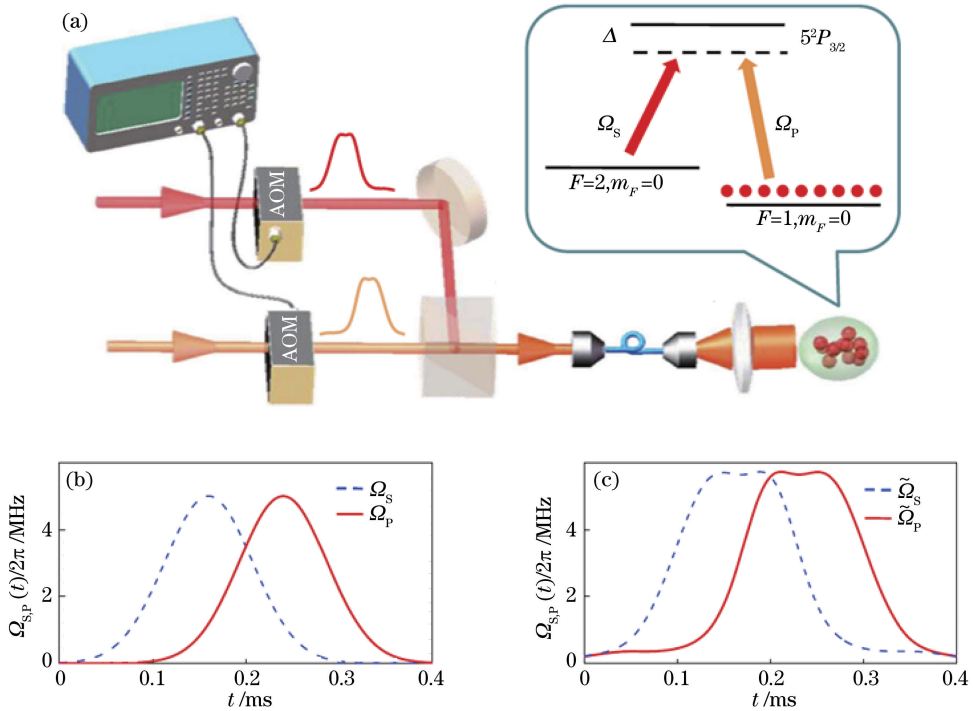


图 4 (a)在冷原子体系中实现 STIRSAP 的实验装置示意图;(b)原始脉冲波形;(c)利用(14)式修正后的脉冲^[57]

Fig. 4 (a) Schematic of experimental apparatus to realize STIRSAP in cold atomic ensemble;
(b) original pulse shapes; (c) modified pulse shapes according to Eq. (14)^[57]

$$\mathbf{H}_{\text{mod}} = \mathbf{H}_0^{(3)} + \mathbf{H}_a. \quad (15)$$

当取 $\mathbf{H}_a^{\text{CD}} = -i\hbar\mathbf{U}^+ d\mathbf{U}/dt$ (\mathbf{U} 为对角化 $\mathbf{H}_0^{(3)}$ 的么正矩阵) 时, 系统沿着暗态演化。然而, 如 2.1 节中的讨论, 该辅助哈密顿量需要通过耦合基态来实现。下面假定系统沿着新的状态进行演化:

$$|\tilde{\lambda}_0\rangle = c_+|\lambda_+\rangle + c_-|\lambda_-\rangle + c_0|\lambda_0\rangle, \quad (16)$$

式中 $|\lambda_+\rangle, |\lambda_-\rangle, |\lambda_0\rangle$ 为 $\mathbf{H}_0^{(3)}$ 的本征态, c_+, c_-, c_0 为展开系数。假定存在么正算符 V 及其转置 V^+ 满足 $|\tilde{\lambda}_0(t_0)\rangle = V^+(t_0)|\lambda_0\rangle = |1\rangle, |\tilde{\lambda}_0(T)\rangle = V^+(T)|\lambda_0\rangle = |2\rangle$ 。在这个基矢下, 新的修正哈密顿量为

$$\mathbf{H}_{\text{mod,new}} = V\mathbf{U}(\mathbf{H}_0^{(3)} + \mathbf{H}_a)\mathbf{U}^+ V^+ + i\hbar V d\mathbf{U}/dt \mathbf{U}^+ V^+ + i\hbar dV/dt V^+. \quad (17)$$

令 $\mathbf{H}_c = -i\hbar\mathbf{U}^+ V^+ dV/dt \mathbf{U}$, 并取

$$V = \exp[-i \arctan(2\theta/\Omega) M_x], \quad (18)$$

式中具有自旋 1 形式的算符 $M_x = |\lambda_+\rangle\langle\lambda_+| - |\lambda_-\rangle\langle\lambda_-|, M_x = (|\lambda_-\rangle - |\lambda_+\rangle)\langle\lambda_0|/\sqrt{2} + \text{H.C.}, M_y = i(|\lambda_-\rangle + |\lambda_+\rangle)\langle\lambda_0|/\sqrt{2} + \text{H.C.}$ (H.C. 表示共轭), 并满足对易关系 $[M_p, M_q] = i\epsilon^{pqr} M_r$, 其中 $p, q, r = x, y, z$ 。Baksic 等^[61] 发现, 可以在仅修正波形的前提下对转移进行加速。由于在这种情况下, 加速会导致激发态布居增加, 因此通过优化参数使激发态布居更小(该方法称为 MOD-SATD), 从而使其对自发辐射更不敏感。

Baksic 等^[61] 的方案提出后, Zhou 等^[62] 在氮-空位(NV)色心体系进行了实验验证, 所采用的能级结构如图 5(a) 所示。通过强磁场把电子的自旋三重态劈裂, 并选取 $|\pm 1\rangle$ 作为基态。实验装置如图 5(b) 所示, 其中 AWG 为波形产生器, IQ 为偶极调制器, SG 为信号产生器, PEOM 为相位电光调制器, AEOM 为幅度电光调制器, DC 为双色镜。通过 PEOM 产生 1.4 GHz 的频率边带, 将 0 级以及 1 级光作为拉曼光; 通过 PEOM 上的电压控制光强比, 通过 AEOM 控制总的光强。通过这种方式产生的拉曼光可以把光路抖动导致的相位差减到最小, 波形修正如图 5(c) 所示, 其中绝热强度 $A_{\text{shape}} = \Omega_{\text{shape}}/\Omega_{\text{min}}, \Omega_{\text{shape}}$ 为修正的拉比频率, Ω_{min} 为最小拉比频率。当时间一定时, $A_{\text{shape}} = \infty$ 对应绝热情况; $A_{\text{shape}} = 1$ 时, 系统的拉比频率最小, 对应的波形修正结果如图 5(c) 中蓝线所示。在共振三能级系统中, 波形修正会导致激发态布居增加, 故实验开始就测量了激发态 $|A_2\rangle$ 的寿命, 为 11.1 ns。而实验采用的典型操作时间为 16.8 ns, 可与激发态寿命相比拟。在实验过程

中,虽然存在激发态布居,但最后的转移效率仍然可以达到 93%左右。图 5(d) 比较了不同方式(绝热、SATD 以及 MOD-SATD)的转移效率随脉冲周期的演化情况,可以看到,随着时间的增加,MOD-SATD 的效率增加得最快,证明了量子绝热捷径以及参数优化的有效性。

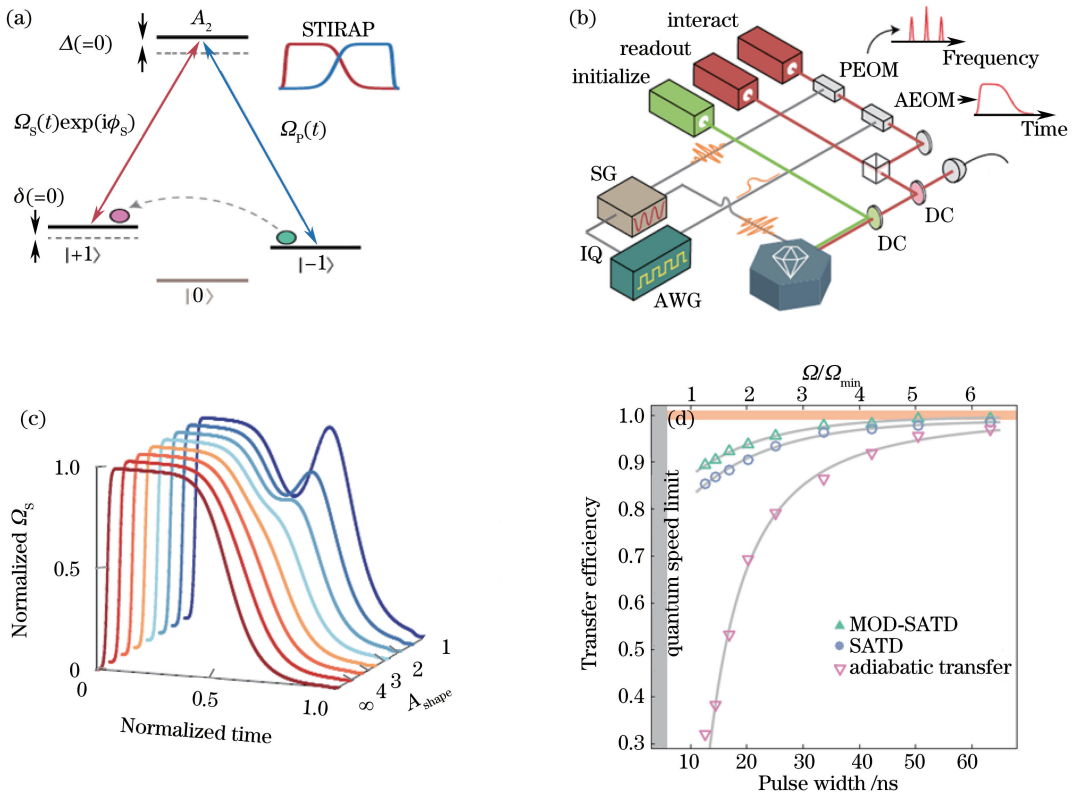


图 5 (a) 在 NV 色心体系中实现 SATD 采用的能级图;(b) 在 NV 色心体系中实现 SATD 采用的实验装置示意图;
(c) 不同最大拉比频率下的修正脉冲形状;(d) 不同方式(普通绝热过程、SATD 以及 MOD-SATD)的
转移效率随脉冲宽度的改变^[62]

Fig. 5 (a) Level structure used to realize SATD in NV colour-center system; (b) schematic of experimental apparatus
to realize SATD in NV colour-center system; (c) modified pulse shapes under different maximum Rabi frequencies;
(d) transfer efficiency of different ways (normal adiabatic process, SATD and MOD-SATD) versus pulse width^[62]

5 结束语

量子绝热过程因其操作的稳健性及广泛适用性,在量子态操控中起着重要的作用。量子绝热捷径技术可以加速绝热过程,其主要研究方向是在不增加系统复杂性的情况下实现既快又好的量子操控。利用波形修正技术在三能级系统中实现绝热过程的加速,已存在理论及实验上的验证,但仍然存在待改进的区间;大失谐 STIRAP 可以避免激发态布居的产生,然而大失谐条件的运用极大降低了系统的操作速度;共振 STIRAP 可以以相当快的速度进行传输,但此绝热过程的加速会引入激发态的布居。可以证明,在共振三能级体系中,不可能在加速绝热过程的同时不引入激发态布居。因此,利用合适的失谐量把激发态布居压缩到最小,并通过波形修正技术实现绝热加速是三能级过程值得研究的方向。另外,目前的研究并没有指出传输过程中最优化脉冲的形式,因此,结合超绝热理论及最优化理论提出最优化波形也值得研究。

致谢 感谢上海大学陈玺教授以及南京大学朱诗亮教授在理论方面的指导。

参 考 文 献

[1] Buluta I, Ashhab S, Nori F. Natural and artificial atoms for quantum computation[J]. Reports on Progress in Physics,

- 2011, 74(10): 104401.
- [2] Divincenzo D P. Quantum computation[J]. *Science*, 1995, 270(5234): 255-261.
- [3] Zhu S L, Fu H, Wu C J, *et al.* Spin Hall effects for cold atoms in a light-induced gauge potential[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(24): 240401.
- [4] Lin Y J, Compton R L, Garcia K J, *et al.* Synthetic magnetic fields for ultracold neutral atoms [J]. *Nature*, 2009, 462(7273): 628-632.
- [5] Muller H, Chiow S W, Long Q, *et al.* A new photon recoil experiment: towards a determination of the fine structure constant[J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2006, 84(4): 633-642.
- [6] Hu Z K, Sun B L, Duan X C, *et al.* Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(4): 043610.
- [7] Vitanov N V, Halfmann T, Shore B W, *et al.* Laser-induced population transfer by adiabatic passage techniques[J]. *Annual Review of Physical Chemistry*, 2001, 52(1): 763-809.
- [8] Kral P, Thanopoulos I, Shapiro M. Colloquium: coherently controlled adiabatic passage[J]. *Review of Modern Physics*, 2007, 79(1): 53-77.
- [9] Torrontegui E, Chen X, Modugno M, *et al.* Fast transport of Bose-Einstein condensates[J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(1): 013031.
- [10] Demirplak M, Rice S A. Adiabatic population transfer with control fields[J]. *Journal of Physical Chemistry A*, 2003, 107(46): 9937-9945.
- [11] Demirplak M, Rice S A. Assisted adiabatic passage revisited[J]. *Journal of Physical Chemistry A*, 2005, 109(14): 6838-6844.
- [12] Berry M W. Transitionless quantum driving[J]. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*, 2009, 42(36): 365303.
- [13] Lewis H R, Riesenfeld W B. An exact quantum theory of the time-dependent harmonic oscillator and of a charged particle in a time-dependent electromagnetic field[J]. *Journal of Mathematical Physics*, 1969, 10(8): 1458-1473.
- [14] Salamon P, Hoffmann K H, Rezek Y, *et al.* Maximum work in minimum time from a conservative quantum system[J]. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2009, 11(7): 1027-1032.
- [15] Hohenester U, Rekdal P K, Borzi A, *et al.* Optimal quantum control of Bose-Einstein condensates in magnetic microtraps[J]. *Physical Review A*, 2007, 75(2): 023602.
- [16] Grond J, Schmiedmayer J, Hohenester U. Optimizing number squeezing when splitting a mesoscopic condensate[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(2): 021603.
- [17] Grond J, von Winckel G, Schmiedmayer J, *et al.* Optimal control of number squeezing in trapped Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review A*, 2009, 80(5): 053625.
- [18] Murphy M, Jiang L, Khaneja N, *et al.* High-fidelity fast quantum transport with imperfect controls[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(2): 020301.
- [19] Torrontegui E, Ibanez S, Martinez-Garaot S, *et al.* Shortcuts to adiabaticity[J]. *Advances in Atomic Molecular and Optical Physics*, 2013, 62(1): 117-169.
- [20] Chen X, Lizuain I, Ruschhaupt A, *et al.* Shortcut to adiabatic passage in two- and three- level atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(12): 123003.
- [21] Fasihi M A, Wan Y, Nakahara M. Non-adiabatic fast control of mixed states based on Lewis-Riesenfeld invariant[J]. *Journal of the Physical Society of Japan*, 2012, 81(2): 024007.
- [22] Ruschhaupt A, Chen X, Alonso D, *et al.* Optimally robust shortcuts to population inversion in two-level quantum systems[J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(9): 093040.
- [23] Lacour X, Guérin S, Jauslin H R. Optimized adiabatic passage with dephasing[J]. *Physical Review A*, 2008, 78(3): 033417.
- [24] Dridi G, Guérin S, Hakobyan V, *et al.* Ultrafast stimulated Raman parallel adiabatic passage by shaped pulses[J]. *Physical Review A*, 2009, 80(4): 043408.
- [25] Guérin S, Hakobyan V, Jauslin H R. Optimal adiabatic passage by shaped pulses: efficiency and robustness[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(1): 013423.

- [26] Chen X, Muga J G. Engineering of fast population transfer in three-level systems[J]. *Physical Review A*, 2012, 86(3): 033405.
- [27] Giannelli L, Arimondo E. Three-level superadiabatic quantum driving[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(3): 033419.
- [28] Muga J G, Chen X, Ibáñez S, *et al.* Transitionless quantum drivings for the harmonic oscillator[J]. *Journal of Physics B: Atomic Molecular and Optical Physics*, 2010, 43(8): 085509.
- [29] del Campo A, Rams M M, Zurek W H. Assisted finite-rate adiabatic passage across a quantum critical point: exact solution for the quantum Ising model[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(11): 115703.
- [30] Chen X, Ruschhaupt A, Schmidt S, *et al.* Fast optimal frictionless atom cooling in harmonic traps: shortcut to adiabaticity[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(6): 063002.
- [31] Bowler R, Gaebler J, Lin Y, *et al.* Coherent diabatic ion transport and separation in a multizone trap array[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(8): 080502.
- [32] Sarandy M S, Duzzioni E I, Serra R M. Quantum computation in continuous time using dynamic invariants[J]. *Physics Letters A*, 2011, 375(38): 3343-3347.
- [33] Lau H K, James D F V. Proposal for a scalable universal bosonic simulator using individually trapped ions[J]. *Physical Review A*, 2012, 85(6): 062329.
- [34] Chen D Y, Zhang H C, Xu X P, *et al.* Nonadiabatic transport of cold atoms in a magnetic quadrupole potential[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(13): 134103.
- [35] Ibáñez S, Martínez-Garaot S, Chen X, *et al.* Shortcuts to adiabaticity for non-Hermitian systems[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(2): 023415.
- [36] del Campo A. Frictionless quantum quenches in ultracold gases: a quantum dynamical microscope[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(3): 031606.
- [37] Juliá-Díaz B, Torrontegui E, Martorell J, *et al.* Fast generation of spin-squeezed states in bosonic Josephson junctions[J]. *Physical Review A*, 2012, 86(6): 063623.
- [38] Bason M G, Viteau M, Malossi N. High-fidelity quantum driving[J]. *Nature Physics*, 2012, 8(2): 147-152.
- [39] Zhang J F, Shim J H, Niemeyer I, *et al.* Experimental implementation of assisted quantum adiabatic passage in a single spin[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(24): 240501.
- [40] Bergmann K, Theuer H, Shore B W. Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules[J]. *Review of Modern Physics*, 1998, 70(3): 1003-1025.
- [41] Martin J, Shore B W, Bergmann K. Coherent population transfer in multilevel systems with magnetic sublevels. III. Experimental results[J]. *Physical Review A*, 1996, 54(2): 1556-1569.
- [42] Carroll C E, Hioe F T. Coherent population transfer via the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 1992, 68(24): 3523-3526.
- [43] Ivanov P A, Vitinov N V, Bergmann K. Effect of dephasing on stimulated Raman adiabatic passage[J]. *Physical Review A*, 2004, 70(6): 063409.
- [44] Scala M, Militello B, Messina A, *et al.* Stimulated Raman adiabatic passage in an open quantum system: master equation approach[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(5): 053847.
- [45] Boradjiev I I, Vitinov N V. Transition time in the stimulated Raman adiabatic passage technique[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(4): 043407.
- [46] Winkler K, Lang F, Thalhammer G. Coherent optical transfer of Feshbach molecules to a lower vibrational state[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(4): 043201.
- [47] Ye C C, Sautenkov V A, Rostovtsev Y V, *et al.* Fast optical switching via stimulated Raman adiabatic passage[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(22): 2213-2215.
- [48] Suptitz W, Duncan B C, Gould P L. Efficient 5D excitation of trapped Rb atoms using pulses of diode-laser light in the counterintuitive order[J]. *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics*, 1997, 14(5): 1001-1008.
- [49] Cubel T, Teo B K, Malinovsky V S, *et al.* Coherent population transfer of ground-state atoms into Rydberg states[J]. *Physical Review A*, 2005, 72(2): 023405.
- [50] Rousseaux B, Guerin S, Vitinov N V. Arbitrary qudit gates by adiabatic passage[J]. *Physical Review A*, 2013, 87(3): 032328.

- [51] Moller D, Madsen L B, Molmer K. Geometric phase gates based on stimulated Raman adiabatic passage in tripod systems[J]. *Physical Review A*, 2007, 75(6): 062302.
- [52] Torosov B T, Guerin S, Vitanov N V. High-fidelity adiabatic passage by composite sequences of chirped pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(23): 233001.
- [53] Zhou Dongjian, Guo Jingwei, Zhou Canhua, *et al.* Backward Raman scattering and amplification based on dual Raman cells[J]. *Chinese J Lasers*, 2016, 43(4): 0402006.
周冬建, 郭敬为, 周灿华, 等. 基于双拉曼池的氢气后向拉曼散射及放大[J]. *中国激光*, 2016, 43(4): 0402006.
- [54] Moller D, Madsen L B, Molmer K. Quantum gates and multiparticle entanglement by Rydberg excitation blockade and adiabatic passage[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(17): 170504.
- [55] Klein J, Beil F, Halfmann T. Robust population transfer by stimulated Raman adiabatic passage in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(11): 113003.
- [56] Du Y X, Liang Z T, Huang W, *et al.* Experimental observation of double coherent stimulated Raman adiabatic passages in three-level Λ systems in a cold atomic ensemble[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(2): 023821.
- [57] Du Y X, Liang Z T, Li Y C, *et al.* Experimental realization of stimulated Raman shortcut-to-adiabatic passage with cold atoms[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 12479-12485.
- [58] Li Y C, Chen X. Shortcut to adiabatic population transfer in quantum three-level systems: effective two-level problems and feasible counterdiabatic driving[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(6): 063411.
- [59] Kang Y H, Wu Q C, Chen Y H, *et al.* Accelerating adiabatic quantum transfer for three-level Λ -type structure systems via picture transformation[J]. *Annals of physics*, 2017, 379: 102-111.
- [60] Chen Y H, Xia Y, Song J. Effective protocol for generation of multiple atoms entangled states in two coupled cavities via adiabatic passage[J]. *Quantum Information Processing*, 2013, 12(12): 3771-3783.
- [61] Baksic A, Ribeiro H, Clerk A A. Speeding up adiabatic quantum state transfer by using dressed states[J]. *Physical Review Letters*. 2016, 116(23): 230503.
- [62] Zhou B B, Baksic A, Ribeiro H, *et al.* Accelerated quantum control using superadiabatic dynamics in a solid-state lambda system[J]. *Nature Physics*, 2016, 13(4): 330-334.