

# 原子-二聚物分子转化系统在受激拉曼绝热过程中的绝热保真度\*

孟少英<sup>1)†</sup> 吴 炜<sup>2)</sup>

1) 中国工程物理研究院北京研究生部, 北京 100088)

2) 辽宁大学物理学院, 沈阳 110036)

(2008 年 11 月 11 日收到, 2009 年 3 月 5 日收到修改稿)

从原子-二聚物分子转化系统的非  $U(1)$  对称性出发, 将保真度的定义推广到了非线性系统, 并利用绝热保真度定量地研究了原子-二聚物分子转化系统在受激拉曼绝热过程中的动力学和绝热性. 研究发现, 这个系统的相干布居俘获态——暗态的绝热保真度作为绝热参量的函数以幂律关系趋于 1. 这个函数关系与线性系统的绝热参量和绝热保真度的幂律关系非常相似, 但该系统的幂指数要远小于线性系统的幂指数. 此外, 还进一步讨论了如何通过优化受激拉曼绝热过程的外部参量得到更高的绝热保真度, 从而优化系统的绝热性, 提高原子-分子转化效率.

关键词: 原子-二聚物分子转化系统, 暗态, 受激拉曼绝热过程, 绝热保真度

PACC: 3280P, 3380P, 4250

## 1. 引 言

1995 年玻色-爱因斯坦凝聚体(BEC)的实现<sup>[1]</sup>, 引发了实验上和理论上研究超冷原子的广泛兴趣. 随着研究的深入, 利用 Feshbach 共振技术<sup>[2,3]</sup>或光缔合技术<sup>[4]</sup>产生超冷分子已经成为冷原子物理一个新的热点课题. 超冷分子的产生对量子信息、分子物理和分子化学都具有重要的意义. Feshbach 共振将分子制备在高振动量子态上, 而光缔合将分子制备在激发态能级上. 对于费米系统, Feshbach 共振可以产生长期稳定的分子. 然而, 对于玻色系统, 两种方式产生的分子都是不稳定的, 会有大量的非弹性损失.

一种可以避免这种损失的方法就是利用受激拉曼绝热过程(stimulated Raman adiabatic passage, 简记为 SRAP)<sup>[5-9]</sup>实现超冷原子到超冷分子的转化. 利用 SRAP 技术可以得到长期稳定的分子凝聚体. SRAP 技术的成功依赖于相干布居俘获态(CPT 态)——暗态<sup>[10]</sup>的存在. 在暗态上, 分布在激发态上的粒子数几乎为零, 这就使得暗态上的绝热演化有效地抑制了激发态上粒子数的自发辐射, 从而以很

高的效率实现原子到稳定分子的转化. 因此, SRAP 技术以一种可能的方式将原子 BEC<sup>[10,11]</sup>或者弱束缚分子气体<sup>[12]</sup>转化成稳定的基态分子 BEC.

目前, 已经有大量的工作<sup>[8-16]</sup>致力于研究原子-分子转化系统的动力学, 证明该系统的绝热条件以及提高其原子-分子转化效率. 事实上, 一个系统的绝热演化完全可以通过绝热保真度来进行定量的研究. 这时, 绝热保真度描述的是真实演化态与绝热态(暗态)间的距离. 然而, 与传统的 SRAP<sup>[5-7]</sup>不同, 原子-分子 SRAP 包含非线性过程. 这种非线性过程使得原子-分子转化系统不再具有  $U(1)$  不变性. 因此, 基于  $U(1)$  不变性定义的保真度不再适用于原子-分子转化系统.

本文定义了原子-二聚物分子转化系统的绝热保真度, 并利用这个绝热保真度定量地研究了该系统暗态的绝热演化. 研究发现, 与线性系统相似, 原子-分子转化系统暗态的绝热保真度作为绝热参量的函数以幂律关系趋于 1, 但幂指数要远小于线性系统的幂指数. 此外, 还进一步讨论了如何通过优化 SRAP 的外部参量得到更高的绝热保真度.

\* 国家自然科学基金(批准号: 10674174, 10604009)和辽宁省自然科学基金(批准号: 20072054)资助的课题.

† E-mail: shaoyingmeng@yahoo.com.cn

## 2. 模 型

本文研究的系统模型如图 1(a)所示. 初始态  $|a\rangle$  (原子态)和中间态  $|e\rangle$  (分子激发态)由抽运激光耦合, Rabi 频率为  $\Omega_2$ , 失谐量为  $\Delta$ . 而中间态  $|e\rangle$  和目标态  $|g\rangle$  (分子基态)由 Stokes 激光耦合, Rabi 频率为  $\Omega_1$ , 失谐量为  $\delta$ . 不失一般性, 这里假设 Rabi 频率  $\Omega_{1,2}$  都是正定的实数. 在双光子共振条件 ( $\delta = 0$ ) 下, 系统的二次量子化哈密顿量<sup>[13, 16]</sup>可以表示为

$$H = -\hbar\Delta\hat{\phi}_e^\dagger\hat{\phi}_e + \frac{\hbar}{2}(-\Omega_2\hat{\phi}_e^\dagger\hat{\phi}_a\hat{\phi}_a + \Omega_1\hat{\phi}_e^\dagger\hat{\phi}_g + \text{H.C.}) \quad (1)$$

式中  $\hat{\phi}_i$  和  $\hat{\phi}_i^\dagger$  分别为态  $|i\rangle$  的湮没和产生算符. 在平均场近似下(即将湮没算符  $\hat{\phi}_i$  和产生算符  $\hat{\phi}_i^\dagger$  替换成复数  $\psi_i$  和  $\psi_i^*$ ), 得到系统的薛定谔方程为(其中  $\hbar = 1$ )

$$\begin{aligned} i\dot{\psi}_a &= -\Omega_2\psi_a^*\psi_e, \\ i\dot{\psi}_e &= -\Delta\psi_e - \frac{\Omega_2}{2}\psi_a^2 + \frac{\Omega_1}{2}\psi_g, \\ i\dot{\psi}_g &= \frac{\Omega_1}{2}\psi_e. \end{aligned} \quad (2)$$

在本文模型中, 忽略了粒子之间的非线性相互作用, 系统唯一的非线性项来源于将一对原子转化成一个分子的过程. 此外, 从数学角度还可以看到, 薛定谔方程(2)中系统哈密顿量是瞬时波函数及其复共轭波函数的泛函, 从而导致该系统不再具有  $U(1)$  不变性. 最近, 通过将量子哈密顿量对应到经典哈密顿量的方法<sup>[17-25]</sup>, 刘杰等<sup>[17]</sup>研究了具有  $U(1)$  不变性的非线性系统的绝热理论, 给出了系统的绝热条件和绝热不变量. 对于原子-分子转化系统, 由于系统不再具有  $U(1)$  不变性, 文献[17]中的讨论不再适用于原子-分子转化系统. 事实上, 原子-二聚物分子转化系统在下列  $U(\phi)$  变换下保持不变:

$$U(\phi) = \begin{pmatrix} e^{i\phi} & 0 & 0 \\ 0 & e^{2i\phi} & 0 \\ 0 & 0 & e^{2i\phi} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

在  $U(\phi)$  变换下,

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= (\psi_a, \psi_e, \psi_g)^T \rightarrow |\psi'\rangle \\ &= U(\phi)|\psi\rangle = (\psi_a e^{i\phi}, \psi_e e^{2i\phi}, \psi_g e^{2i\phi})^T, \end{aligned}$$

其中  $|\psi\rangle$  和  $|\psi'\rangle$  表示同一个态.

由原子-二聚物分子转化系统这种新的对称性,

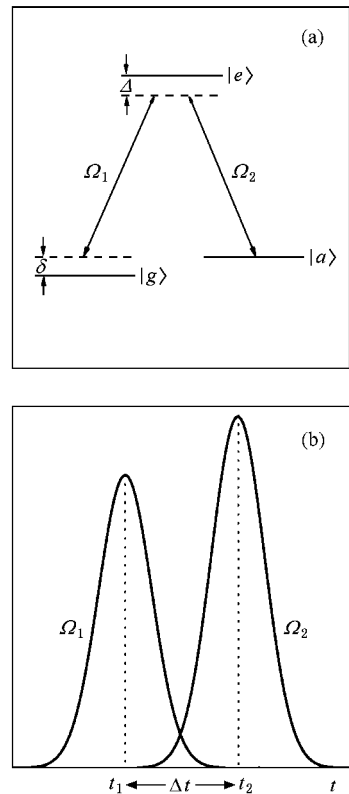


图 1 由两束激光耦合的三能级原子-二聚物分子转化系统 (a) 模型 (b) Rabi 频率  $\Omega_1, \Omega_2$  随时间的变化关系

可以通过下面的定态解引入原子化学势  $\mu$ <sup>[14]</sup>:

$$\begin{aligned} \psi_a &= |\psi_a\rangle e^{i\theta_a} e^{-i\mu t}, \\ \psi_{e,g} &= |\psi_{e,g}\rangle e^{i\theta_{e,g}} e^{-i2\mu t}. \end{aligned} \quad (4)$$

这里

$$\begin{aligned} 2\theta_a - \theta_e &= c_1, \\ \theta_g - \theta_e &= c_2. \end{aligned} \quad (5)$$

式中  $c_1, c_2$  为常数. 将(4)式代入(2)式, 并利用归一化条件  $|\psi_a|^2 + 2|\psi_e|^2 + 2|\psi_g|^2 = 1$ , 可以解得原子-二聚物分子转化系统存在以下本征值为零的本征态——CPT 态<sup>[14, 15]</sup>:

$$|\psi_{\text{CPT}}\rangle = \left( \sqrt{\frac{2}{1 + \sqrt{1 + 8(\Omega_2/\Omega_1)^2}}} \theta, \frac{-2\Omega_2/\Omega_1}{1 + \sqrt{1 + 8(\Omega_2/\Omega_1)^2}} \right)^T. \quad (6)$$

由(6)式可以得到如下结果: 在双光子共振条件 ( $\delta = 0$ ) 下, 当  $t \rightarrow 0, \Omega_2/\Omega_1 \rightarrow 0$  时, 粒子全部布居在原子态上; 而当  $t \rightarrow \infty, \Omega_2/\Omega_1 \rightarrow \infty$ , 粒子全部布居在分子基态上. 通过绝热演化过程就可将开始处于原子态的粒子全部输运到分子基态上, 从而实现原子到稳定分子的完全转化.

### 3. 绝热保真度和绝热参量

当绝热扫描 Rabi 脉冲激光时(即  $\Omega_{1,2}$  随时间变化非常缓慢时),人们期望开始处在 CPT 态上的真实演化态在整个演化过程中始终跟随瞬时 CPT 态绝热演化.在绝热演化过程中有一个非常重要的问题是这种绝热近似程度如何.为了阐明这个问题并定量地进行表示,本文引入绝热保真度和绝热参量两个物理量.

对于线性系统,绝热保真度定义为

$$F_{\text{ad}}^{\text{lin}} = |\langle \psi(t) | \psi_{\text{ad}} \rangle|^2, \quad (7)$$

其中  $|\psi_{\text{ad}}\rangle$  是绝热近似解(系统哈密顿量的瞬时本征态),而  $|\psi(t)\rangle$  是真实解(即从  $|\psi(0)\rangle$  开始在系统哈密顿量下演化的解).在线性系统中,绝热保真度作为绝热参量的函数以幂律关系趋于<sup>[26-27]</sup>,即

$$1 - F_{\text{ad}} \propto \epsilon^2. \quad (8)$$

这里,绝热参量  $\epsilon$  表示为能量变化率与能级差之比,即

$$\epsilon = \frac{\hbar}{E_n - E_m} \frac{d}{dt} \langle n | \hat{H} | n \rangle. \quad (9)$$

对于线性系统,通过计算绝热保真度可以很好地估计绝热解与真实解的接近程度<sup>[28-30]</sup>.

对于原子-分子转化系统,由于系统不再具有  $U(1)$  不变性,传统保真度的定义不再适用于该系统.因此,需要重新定义原子-分子转化系统的保真度.对于任意的两个态  $|\psi_1\rangle$  和  $|\psi_2\rangle$ ,若这两个态的保真度为  $F^{\text{nl}}(|\psi_1\rangle, |\psi_2\rangle)$ ,那么其必须满足下列两个条件<sup>[31-33]</sup>:

$$\begin{aligned} F^{\text{nl}}(|\psi\rangle, |\psi\rangle) &= 1, \\ F^{\text{nl}}(|\psi\rangle, U(\phi)|\psi\rangle) &= 1, \end{aligned} \quad (10)$$

其中  $|\psi\rangle$  和  $\phi$  分别为任意的态和相位.基于这两个条件,可以定义原子-分子转化系统的保真度为

$$F^{\text{nl}}(|\psi_1\rangle, |\psi_2\rangle) = |\langle \bar{\psi}_1 | \bar{\psi}_2 \rangle|^2, \quad (11)$$

式中  $|\bar{\xi}\rangle = (\xi_a^* / |\xi_a|, \sqrt{2}\xi_e, \sqrt{2}\xi_g)^T$  为  $|\xi\rangle = (\xi_a, \xi_e, \xi_g)^T$  的重正化波函数.对于任意一个波函数  $|\xi\rangle$ ,容易证明  $F^{\text{nl}}(|\psi\rangle, |\psi\rangle)$  满足上述两个条件,

$$F^{\text{nl}}(|\xi\rangle, |\xi\rangle) = |\xi_a|^2 + 2|\xi_e|^2 + 2|\xi_g|^2 = 1,$$

$$F^{\text{nl}}(|\xi\rangle, U(\phi)|\xi\rangle) = |\langle \bar{\xi} | U(\phi) | \bar{\xi} \rangle|^2$$

$$\begin{aligned} &= \left| \left( \frac{\xi_a^{*2}}{|\xi_a^*|} \sqrt{2}\xi_e^* \sqrt{2}\xi_g^* \right)^T \right. \\ &\quad \left. \times \left( \frac{\xi_a^{*2} e^{i2\phi}}{|\xi_a^*|} \sqrt{2}\xi_e^* e^{i2\phi} \sqrt{2}\xi_g^* e^{i2\phi} \right) \right|^2 \end{aligned} \quad (12)$$

$$= |\xi_a|^2 + 2|\xi_e|^2 + 2|\xi_g|^2 = 1.$$

此外,还应满足

$F^{\text{nl}}(|\psi_1\rangle, U(\phi)|\psi_2\rangle) = F^{\text{nl}}(U(\phi)|\psi_1\rangle, |\psi_2\rangle)$ , 这表明(3)式中的  $U(\phi)$  没有改变保真度的大小.由于本文只研究 CPT 态的绝热演化,那么 CPT 态的绝热保真度可以表示为

$$F^{\text{nl}} = |\langle \overline{\psi}(t) | \bar{\psi}_{\text{CPT}} \rangle|^2, \quad (13)$$

其中  $|\overline{\psi}(t)\rangle = (\psi_a, \psi_e, \psi_g)^T$  是薛定谔方程(2)的精确解,而  $|\overline{\psi}(t)\rangle$  和  $|\bar{\psi}_{\text{CPT}}\rangle$  分别为波函数  $|\psi(t)\rangle$  和  $|\psi_{\text{CPT}}\rangle$  的重正化波函数.

由于原子-分子转化系统不存在能量本征态的一组正交基,导致线性叠加原理对于该系统不再成立.因此,原子-分子转化系统的绝热参量不再像线性系统的绝热参量那样依赖于系统本征能量的能级差.为了得到原子-分子转化系统的绝热参量,可将量子哈密顿量对应到一个经典哈密顿量.这时,量子哈密顿量的本征态对应于经典哈密顿量的能量极值点或不动点<sup>[17]</sup>.于是,原子-分子转化系统的绝热参量可以定义为系统外部参量的变化与不动点附近周期轨道的频率之比.这些频率可以通过在不动点处将(2)式线性化得到,并且与对应本征态的 Bogoliubov 集体激发谱相同<sup>[13,17]</sup>.通过计算,可以得到原子-分子转化系统的绝热参量为<sup>[13]</sup>

$$\epsilon^{\text{nl}} = \frac{\left| \frac{\dot{\Omega}_1 \Omega_2 - \Omega_1 \dot{\Omega}_2}{\Omega_1 + \sqrt{\Omega_1^2 + 8\Omega_2^2}} \right|}{\Omega_1 \sqrt{\Omega_1^2 + 8\Omega_2^2}/2}. \quad (14)$$

### 4. 数值结果

对于原子-分子转化系统的 SRAP,通常采用两束脉冲激光来完成绝热转化过程<sup>[5-10]</sup>.两束脉冲激光的形式为

$$\Omega_{1,2} = \Omega'_{1,2} e^{-(t-t_{1,2})^2/\tau^2}, \quad (15)$$

式中,  $\Omega'_{1,2}$  和  $t_{1,2}$  分别为 Stokes 激光和抽运激光的振幅和中心位置,  $\tau$  为脉冲宽度,见图 1(b).在下面的讨论中,时间以  $\tau$  为单位,并令  $\tau = 1$ ,  $\Delta t = t_2 - t_1$  为两束脉冲激光的时间延迟.在 SRAP 过程中,要求  $t_1 < t_2$ ,即首先输入 Stokes 激光,然后再输入抽运激光.并且最初只有原子能级  $|a\rangle$  上有粒子数分布,此后系统在哈密顿量  $H$  下开始演化.下面将利用绝热保真度定量地研究原子-二聚物分子转化系统暗态的动力学和绝热性,并进一步讨论如何通过优化

外部参量得到更高的绝热保真度. 在本文的计算中, 采用 4—5 阶自适应变步长龙格-库塔算法来求解非线性薛定谔方程 (2).

#### 4.1. 对称 Rabi 频率

首先, 考虑两束脉冲激光具有相同振幅的情况, 即  $\Omega'_1 = \Omega'_2 = \Omega_0$ . 将 (15) 式代入 (14) 式, 并令  $\Omega'_1 = \Omega'_2 = \Omega_0$ , 可以得到原子-二聚物分子转化系统的绝热参量为

$$\epsilon^{\text{nl}} \propto \frac{1}{\Omega_0}. \quad (16)$$

图 2(a) 给出了原子-二聚物分子转化系统暗态的绝热保真度随时间的变化关系. 如果绝热保真度在整个演化过程中近似为 1, 那么系统可以绝热演化. 事实上, 演化过程中最小绝热保真度  $F_s^{\text{nl}}$  和最终绝热保真度  $F_f^{\text{nl}}$  可以完全用于描述原子-分子转化系统的动力学性质. 最小绝热保真度  $F_s^{\text{nl}}$  表示整个演化过程系统偏离暗态解的最大值, 因此可以用它来描述系统的绝热性, 并且  $F_s^{\text{nl}}$  越趋近于 1, 系统的绝热性越好. 最终绝热保真度  $F_f^{\text{nl}}$  表示演化结束时保真度的值, 因此它可以用于描述系统的转化效率, 并且  $F_f^{\text{nl}}$  越趋近于 1, 系统的转化效率越高. 在图 2(a) 中,  $F_s^{\text{nl}}$  和  $F_f^{\text{nl}}$  用星号标记出来. 对于对称 Rabi 频率的情况, 从图 2(a) 可以看到,  $F_s^{\text{nl}} = F_f^{\text{nl}}$ . 因此  $F_s^{\text{nl}}$  不但可以用来讨论系统绝热性的优劣, 还可以用来判断系统的转化效率的高低.

此外, 从图 2(a) 还可以看到,  $F_s^{\text{nl}}(\Omega_0 = 50) > F_s^{\text{nl}}(\Omega_0 = 20) > F_s^{\text{nl}}(\Omega_0 = 5)$ . 下面讨论最小绝热保真度  $F_s^{\text{nl}}$  与脉冲振幅  $\Omega_0$  的关系, 由此可以进一步判断原子-二聚物分子转化系统的绝热保真度与绝热参量是否存在和线性系统类似的幂律关系.

图 2(b) 给出了原子-二聚物分子转化系统最小绝热保真度  $F_s^{\text{nl}}$  与振幅  $\Omega_0$  的关系. 如图 2(b) 所示, 最小绝热保真度  $F_s^{\text{nl}}$  随着振幅  $\Omega_0$  增加而增大, 并伴有小幅涨落. 此外, 最小绝热保真度  $F_s^{\text{nl}}$  下限的渐进线可以用下列函数关系表示:

$$1 - F_s^{\text{nl}} = 0.326 \left( \frac{1}{\Omega_0} \right)^{0.6} \propto (\epsilon^{\text{nl}})^{0.6}. \quad (17)$$

由 (12) 式可知, 原子-分子转化系统中绝热保真度作为绝热参量的函数以幂律关系趋近于 1. 这个函数关系和线性系统中绝热保真度与绝热参量的幂律关系 ( $1 - F^{\text{lin}} \propto \epsilon^2$ ) 非常相似, 所不同的是这里的幂指数为 0.6, 而不再为 2. 应当指出 (12) 式中的幂指数不

是唯一的, 而是依赖于时间延迟  $\Delta t$ . 例如, 当  $\Delta t = 0.8$  时, 幂指数为 0.5, 当  $\Delta t = 1.2$  时, 幂指数为 1.3. 此外, 由 (17) 式的幂律关系可以得到如下结论: 脉冲振幅  $\Omega_0$  越大,  $F_s^{\text{nl}}$  越趋近于 1, 系统绝热性越好, 转化率就越高.

接下来讨论最小绝热保真度  $F_s^{\text{nl}}$  是如何随着时间延迟  $\Delta t$  变化的. 如图 2(a) 所示, 随着  $\Delta t$  的增加,  $F_s^{\text{nl}}$  开始增加并在一定范围内达到最大值, 然后从某个  $\Delta t$  开始减小, 最后减至最小值. 因此, 在这一段最优的时间延迟中, 系统的绝热性最好, 转化效率最高. 此外, 从图 2(a) 还可以看到, 这段最优的时间延迟范围与脉冲振幅  $\Omega_0$  有关, 并且  $\Omega_0$  越大最优时间延迟的范围就越大. 因此, 在实施 SRAP 方案时, 为了提高系统的绝热性, 得到高的转化效率, 最好将  $\Delta t$  选在最优的范围内.

#### 4.2. 不对称 Rabi 频率

下面考虑两束脉冲激光的振幅不同 ( $\Omega'_1 \neq \Omega'_2$ ) 的情况, 并讨论这种情况下外部参量对系统的绝热性和转化效率的影响. 在此仍然通过最小绝热保真度  $F_s^{\text{nl}}$  和最终绝热保真度  $F_f^{\text{nl}}$  对系统的绝热性和转化效率进行研究. 研究发现, 在这种情况下,  $F_s^{\text{nl}} \neq F_f^{\text{nl}}$ . 图 4 给出了  $F_s^{\text{nl}}$  和  $F_f^{\text{nl}}$  分别随  $\Omega'_2/\Omega'_1$  和  $\Omega'_1/\Omega'_2$  变化的关系. 从图 4(a) 可以看到, 开始时  $F_s^{\text{nl}}$  和  $F_f^{\text{nl}}$  都随着  $\Omega'_2$  的增加而增大, 直到达到一个临界点,  $F_s^{\text{nl}}$  开始减小, 而  $F_f^{\text{nl}}$  仍然近似为 1. 这就意味

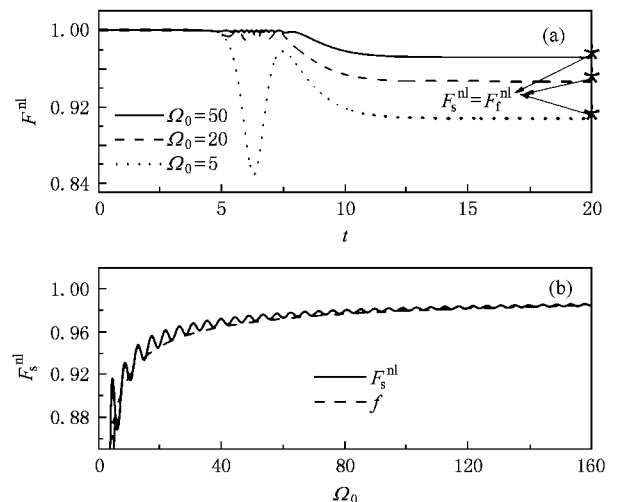


图 2 绝热保真度  $F^{\text{nl}}$  随时间及振幅的变化关系  $\Delta = 0, t_1 = 5.0, t_2 = 6.0, \Delta t = 1.0$  (a)  $\Omega_0$  取不同值时  $F^{\text{nl}}$  随时间的变化关系 (b)  $F_s^{\text{nl}}$  随  $\Omega_0$  的变化关系, 其中  $f$  为  $F_s^{\text{nl}}$  下限的渐进线

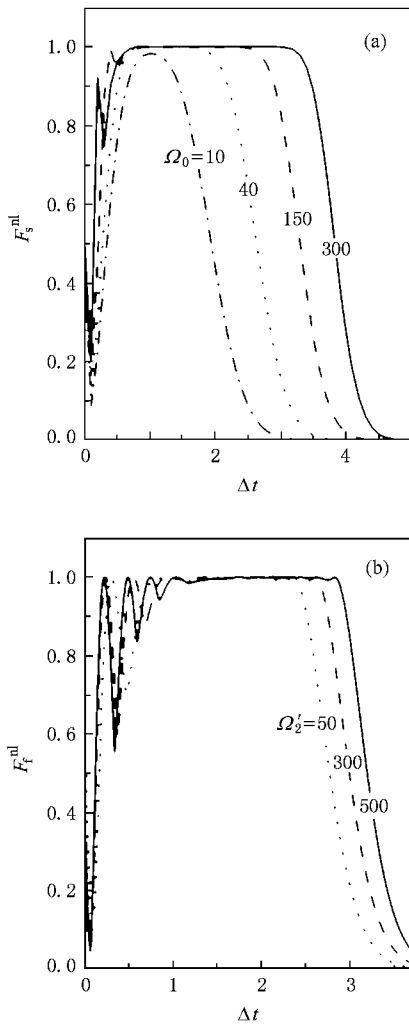


图3 脉冲振幅不同时,最小绝热保真度  $F_s^{nl}$  和最终绝热保真度  $F_f^{nl}$  随时间延迟  $\Delta t$  的变化关系  $\Delta = 0, t_1 = 5.0$  (a)  $\Omega_0$  取不同值时  $F_s^{nl}$  随  $\Delta t$  的变化关系 (b)  $\Omega_2'$  取不同值时  $F_f^{nl}$  随  $\Delta t$  的变化关系  $\Omega_1' = 10$

着系统的绝热性变差,而 SRAP 过程仍然可以实现粒子的完全转化.这是由于演化过程中态  $|a\rangle$  和态  $|e\rangle$  间的耦合项  $\Omega_2 \psi_a$  随着原子态  $|a\rangle$  上粒子数的减少而减小,而大的抽运 Rabi 频率  $\Omega_2$  可以弥补耦合项  $\Omega_2 \psi_a$  的减少,从而增强了双光子干涉过程.与图 4(a) 的情况有所不同,图 4(b) 中  $F_s^{nl}$  和  $F_f^{nl}$  开始时也都随着  $\Omega_1'$  的增加而增大,但从临界点开始这两个量均随着  $\Omega_1'$  的增大而减小.因此这种情况下系统的绝热性变差,转化效率降低,下面对此不再予以考虑.

从图 4(a) 可以发现,大的  $\Omega_2'/\Omega_1'$  可以得到高的转化效率.下面研究在这种情况下是否存在最优

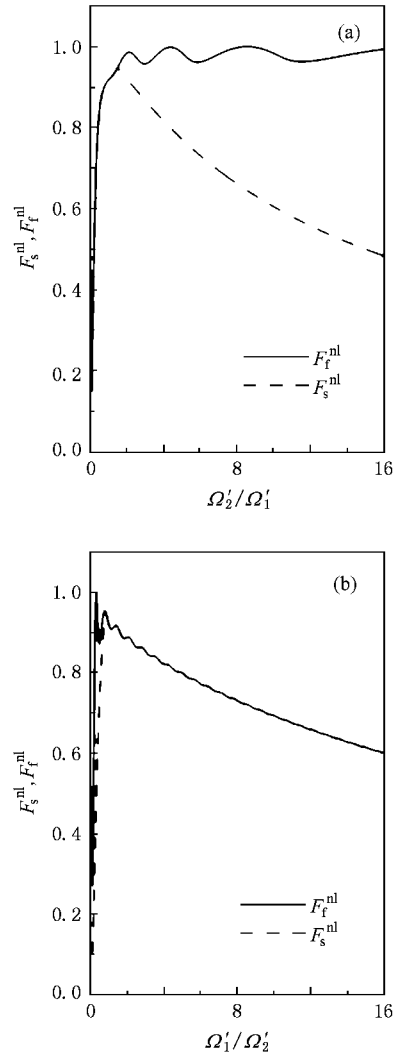


图4 最小绝热保真度  $F_s^{nl}$  和最终绝热保真度  $F_f^{nl}$  分别随  $\Omega_2'/\Omega_1'$  和  $\Omega_1'/\Omega_2'$  的变化关系  $\Delta = 0, t_1 = 5.0, t_2 = 6.0, \Delta t = 1.0$  (a)  $F_s^{nl}$  和  $F_f^{nl}$  随  $\Omega_2'/\Omega_1'$  的变化关系,  $\Omega_1' = 10$  (b)  $F_s^{nl}$  和  $F_f^{nl}$  随  $\Omega_1'/\Omega_2'$  的变化关系,  $\Omega_2' = 10$

的时间延迟  $\Delta t$  使得转化效率达到最大值 1. 图 3(b) 给出了  $\Omega_2'$  取不同值时  $F_f^{nl}$  随  $\Delta t$  的变化关系. 如图 3(b) 所示,确实存在一段最优的  $\Delta t$ , 使得  $F_f^{nl}$  达到最大值 1, 转化效率达到 100%. 此外,由图 3(b) 还可以看到,  $\Omega_2'$  越大, 最优  $\Delta t$  的范围也越大. 因此,在实施 SRAP 方案时,要选择两个脉冲激光的时间延迟在这段最优的范围内,以便提高系统的转化效率.

## 5. 结 论

本文将绝热保真度的定义推广到了原子-二聚物分子转化系统,并利用绝热保真度定量地研究了该系统 CPT 态在受激拉曼绝热过程中的绝热演化.

结果表明,与线性系统相似,原子-二聚物分子转化系统的绝热保真度与绝热参量成幂律关系,但是该系统的幂指数要远小于线性系统的幂指数.此外,本

文还讨论了如何通过优化外部参量得到更高的绝热保真度,从而提高系统的绝热性,得到更高的转化效率.

- [ 1 ] Anderson M H , Ensher J R , Matthews M R , Wieman C E , Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [ 2 ] Feshbach H 1992 *Theoretical Nuclear Physics* ( New York : Wiley )
- [ 3 ] Köhler T , Góral K , Julienne P S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1311
- [ 4 ] Bergmann K , Theuer H , Shore B W 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 1003
- [ 5 ] Kuklinski J R , Gaubatz U , Hioe F T , Bergmann K 1989 *Phys. Rev. A* **40** 6741
- [ 6 ] Gaubatz U , Rudecki P , Schieman S , Bergmann K 1990 *J. Chem. Phys.* **92** 5363
- [ 7 ] Ivanov P A , Vitanov N V , Bergmann K 2004 *Phys. Rev. A* **70** 063409
- [ 8 ] Mackie M , Kowalski R , Javanainen J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3803
- [ 9 ] Drummond P D , Kheruntsyan K V , Heinzen D J , Wynar R H 2002 *Phys. Rev. A* **65** 063619
- [ 10 ] Winkler K , Thalhammer G , Theis M , Ritsch H , Grimm R , Denschlag J H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 063202
- [ 11 ] Moal S , Portier M , Kim J , Dugué J , Rapol U D , Leduc M , Cohen-Tannoudji C 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 023203
- [ 12 ] Ni K K , Ospelkaus S , de Miranda M H G , Peer A , Neyenhuis B , Zirbel J J , Kotochigova S , Julienne P S , Jin D S , Ye J 2008 *Science* **322** 231
- [ 13 ] Pu H , Maenner P , Zhang W P , Ling H Y 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 050406
- [ 14 ] Ling H Y , Pu H , Seaman B 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 250403
- [ 15 ] Ling H Y , Maenner P , Zhang W P , Pu H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 033615
- [ 16 ] Itin A P , Watanabe S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 223903
- [ 17 ] Liu J , Wu B , Niu Q 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 170404
- [ 18 ] Wu B , Liu J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 020405
- [ 19 ] Wang G F , Fu L B , Zhao H , Liu J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5003 ( in Chinese ) [ 王冠芳、傅立斌、赵 鸿、刘 杰 2005 物理学报 **54** 5003 ]
- [ 20 ] Wang G F , Ye D F , Fu L B , Chen X Z , Liu J 2006 *Phys. Rev. A* **74** 033414
- [ 21 ] Ye D F , Fu L B , Liu J 2008 *Phys. Rev. A* **77** 013402
- [ 22 ] Liu B , Fu L B , Yang S P , Liu J 2007 *Phys. Rev. A* **75** 033601
- [ 23 ] Wang G F , Liu B , Fu L B , Zhao H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3733 ( in Chinese ) [ 王冠芳、刘 斌、傅立斌、赵 鸿 2007 物理学报 **56** 3733 ]
- [ 24 ] Ye D F , Fu L B , Zhao H , Liu J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5071 ( in Chinese ) [ 叶地发、傅立斌、赵 鸿、刘 杰 2007 物理学报 **56** 5071 ]
- [ 25 ] Wang G F , Liu H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 667 ( in Chinese ) [ 王冠芳、刘 红 2008 物理学报 **57** 667 ]
- [ 26 ] Born M , Fock V 1928 *Z. Phys.* **51** 165
- [ 27 ] Landau L D 1932 *Phys. Z. Sowjetunion* **2** 46
- [ 28 ] Liu J , Fu L B 2007 *Phys. Lett. A* **370** 17
- [ 29 ] Liu J , Wang W G , Zhang C W , Niu Q , Li B W 2005 *Phys. Rev. A* **72** 063623
- [ 30 ] Meng S Y , Fu L B , Liu J 2008 *Phys. Rev. A* **78** 053410
- [ 31 ] Nielsen M A , Chuang I L 2000 *Quantum Computation and Quantum Information* ( Cambridge : Cambridge University Press ) p399
- [ 32 ] Chen J L , Fu L B , Ungar A A , Zhao X G 2002 *Phys. Rev. A* **65** 054304
- [ 33 ] Chen J L , Fu L B , Ungar A A , Zhao X G 2002 *Phys. Rev. A* **65** 024303

# Adiabatic fidelity for atom-dimer conversion system in stimulated Raman adiabatic passage<sup>\*</sup>

Meng Shao-Ying<sup>1,2)†</sup> Wu Wei<sup>2)</sup>

1) (*Beijing Graduate School, China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China*)

2) (*College of Physics, Liaoning University, Shenyang 110036, China*)

(Received 11 November 2008 ; revised manuscript received 5 March 2009)

## Abstract

From the non- $U(1)$  invariance of the atom-dimer conversion system, we generalized the definition of fidelity to this nonlinear system. By making use of the adiabatic fidelity, we investigated the dynamics and adiabaticity of the atom-dimer conversion system in a stimulated Raman adiabatic passage (STIRAP). We found that the adiabatic fidelity for the coherent population trapping state or dark state, as the function of the adiabatic parameter, approaches to unity following a power law. The power exponent, however, is much smaller than that predicted by the linear adiabatic theorem. We further discuss how to achieve higher adiabatic fidelity for the dark state through optimizing the external parameters of STIRAP and hence to optimize the adiabaticity of the system and obtain high conversion efficiency.

**Keywords** : atom-dimer conversion system, dark state, stimulated Raman adiabatic passage, adiabatic fidelity

**PACC** : 3280P, 3380P, 4250

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10674174, 10604009) and the Natural Science Foundation of Liaoning Province, China (Grant No. 20072054).

<sup>†</sup> E-mail: shaoyingmeng@yahoo.com.cn