

# 外场参数对超冷原子向异核三原子分子转化的影响\*

李冠强<sup>†</sup> 彭 婷

(陕西科技大学理学院, 西安 710021)

(2010年12月23日收到; 2011年1月21日收到修改稿)

文章研究了利用双光子受激拉曼绝热暗通道技术实现超冷原子向异核三原子分子转化过程中, 可控外场参量(包括拉比脉冲的强度, 脉宽以及单光子失谐等)对系统绝热性和转化效率的影响. 结果发现, 系统的转化效率随斯托克斯光强度的增大先减小, 后振荡, 最终趋于小于1的稳定值, 而随抽运光强的增大先增大, 然后很快趋于1, 表明抽运光和斯托克斯光对超冷分子的形成具有不同的作用. 脉冲宽度既能决定最终转化效率的大小, 也能反映达到稳定转化所需的时间. 单光子失谐为红失谐时, 系统有比较高的稳定转化效率, 而蓝失谐光脉冲则不利于超冷分子的形成. 另外, 还讨论了超冷异核三原子分子转化系统在经历不同反应通道时绝热性和转化效率的差别.

**关键词:** 异核三原子分子, 受激拉曼绝热暗通道, 绝热参量, 绝热保真度

**PACS:** 03.75.-b, 37.90.+j, 67.85.De

## 1. 引言

近年来, 超冷分子的研究取得了很大的进展<sup>[1,2]</sup>. 超冷分子的产生一直是该领域研究的热点问题. 除了磁场的费施巴赫共振技术产生超冷分子之外, 利用纯光学的缔合技术产生超冷分子成为人们极为青睐的技术手段<sup>[3-5]</sup>. 这些方法不仅能产生双原子分子, 而且能产生更为复杂的多原子分子. 与费施巴赫共振产生特定转振态的分子不同的是, 光缔合技术可以通过调节缔合光的各种参数把分子转移到各种想要的转振态上. 在各种光缔合技术中, 双光子受激拉曼绝热暗通道过程被认为是一种非常有效地把超冷原子转化成超冷分子的方法<sup>[6-10]</sup>. 该方法产生于量子光学研究中多能级原子系统的相干控制, 可以实现不同内部态布居数的完全转移<sup>[11,12]</sup>. 在冷原子系统中, 也可以通过两通道干涉相消的方式产生相干布居捕获态(又称暗态). 系统在演化过程中暗态的粒子布居数几乎为零, 避免了自发辐射损失带来的影响, 从而可以高效地将初始原子态转化成稳定的分子束缚态<sup>[13,14]</sup>, 或者将处在高能激发态的分子转移到较低的能量

状态<sup>[15-18]</sup>.

利用受激拉曼绝热暗通道实现超冷原子向超冷分子转化时, 不仅要保证外部激光场的相干性, 而且要保证系统的绝热性<sup>[11]</sup>. 由于存在着非线性相互作用, 标准量子力学中得到的绝热定理不能对原子分子转化系统的绝热性给出很好的描述. 考虑了外场对原子态和激发态的分子之间的非线性耦合, Pu 和 Ling 等人<sup>[19,20]</sup>给出了同核双原子分子形成时系统的绝热条件, 与线性情况下的结果相比, 绝热条件在演化后期更难保持. 在此基础上, 景辉等人得到了异核双原子分子和异核三原子分子形成的绝热条件, 得到了类似的结论<sup>[21]</sup>. 为了定量地比较系统演化过程中真实态与暗态的偏离, Meng 等<sup>[22]</sup>提出了绝热保真度的概念, 并推导出同核双原子分子合成中绝热保真度和绝热参量之间所满足的幂率关系, 与线性绝热定理得到的值不同的是, 此处幂指数的值与外部参数有关.

在实现超冷原子向超冷分子转化过程当中, 外场施加的方式和外场参数的选择对转化过程有决定性的影响. 因此, 本文研究两种不同外场施加方式下, 可控外场参量(包括拉比脉冲的强度, 脉宽以及单光子失谐量等)对超冷异核三原子分子转化的

\* 陕西科技大学自然科学基金(批准号: ZX10-35)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: liguanqiang@sust.edu.cn

影响. 第一种方式为抽运光的拉比频率给定, 斯托克斯光的拉比频率随时间变化; 第二种方式为斯托克斯光的拉比频率保持固定, 抽运光的拉比频率随时间变化<sup>[21]</sup>. 由于绝热参量和绝热保真度可以很好地表征双光子受激拉曼光缔合过程系统的绝热性和转化效率, 本文着重讨论它们在不同外场参数下的变化, 以此研究外场参量对系统转化的影响. 另外, 还讨论了经历不同反应通道时, 超冷异核三原子分子转化系统的绝热性和转化效率的差别, 以及两体之间碰撞相互作用对超冷三原子分子形成的影响.

## 2. 理论模型

根据文献[21, 23, 24]的讨论, 对于超冷原子向异核三原子分子  $A_2B$  (其中 A 和 B 代表两种不同种类的原子) 的转化系统, 存在两种不同的反应通道, 即中间态为同核双原子分子  $A_2$  的通道 (称为 AA 道) 和中间态为异核双原子分子 AB 的通道 (称为 AB 道). 类似于传统的受激拉曼绝热通道过程, 初始原子态与中间双原子分子态之间通过抽运光进行耦合, 双原子分子态与三原子分子态之间通过斯托克斯光进行耦合.

对 AA 道, 描述系统演化的方程为

$$i\dot{\psi}_a = \omega_a \psi_a - 2\lambda \psi_a^* \psi_d, \quad (1a)$$

$$i\dot{\psi}_b = \omega_b \psi_b + \Omega \psi_d^* \psi_g, \quad (1b)$$

$$i\dot{\psi}_d = (\omega_d - \delta) \psi_d - \lambda \psi_a^2 + \Omega \psi_b^* \psi_g, \quad (1c)$$

$$i\dot{\psi}_g = (\omega_g - \delta - \Delta) \psi_g + \Omega \psi_d \psi_b, \quad (1d)$$

其中  $\omega_i = -2 \sum_{j=a,b,d,g} \chi_{ij} |\psi_j|^2$ ,  $\chi_{ii} = \chi'_{ii} n$ ,  $\chi_{ij} = \chi'_{ij} n$ ,  $\lambda = \lambda' \sqrt{n}$ ,  $\Omega = \Omega' \sqrt{n}$ .  $\psi_a, \psi_b, \psi_d$  和  $\psi_g$  分别代表原子 A, 原子 B, 双原子分子  $A_2$  和三原子分子  $A_2B$  的宏观波函数.  $\chi'_{ii} = 4\pi\hbar a_i/m_i$  和  $\chi'_{ij} = 2\pi\hbar a_{ij}/m_{ij}$  ( $i \neq j$ ) 为两体之间的相互作用强度, 这里  $a_i$  和  $a_{ij}$  表示  $s$  波散射长度,  $m_i$  表示第  $i$  组分的质量,  $m_{ij}$  表示不同组分的约化质量.  $\lambda'$  和  $\Omega'$  分别是抽运光和斯托克斯光的拉比频率, 其大小与光强成正比.  $n$  表示系统总的粒子数密度. 单光子失谐量  $\delta$  为初始原子态和中间双原子分子态之间的跃迁频率与抽运光的拉比频率之差.

对 AB 道, 描述系统演化的方程为

$$i\dot{\psi}_a = \omega_a \psi_a - \lambda \psi_b^* \psi_d + \Omega \psi_d^* \psi_g, \quad (2a)$$

$$i\dot{\psi}_b = \omega_b \psi_b - \lambda \psi_a^* \psi_d, \quad (2b)$$

$$i\dot{\psi}_d = (\omega_d - \delta) \psi_d - \lambda \psi_a \psi_b + \Omega \psi_a^* \psi_g, \quad (2c)$$

$$i\dot{\psi}_g = (\omega_g - \delta - \Delta) \psi_g + \Omega \psi_d \psi_a. \quad (2d)$$

在这里, 除了  $\psi_d$  表示异核双原子分子 AB 的宏观波函数之外, 其他参数的意义与方程(1)相同.

方程(1)和(2)的暗态解为

$$\begin{aligned} \psi_a^0 &= \frac{\sqrt{2}\Omega}{\sqrt{3(\Omega^2 + k\lambda^2)}}, \\ \psi_b^0 &= \frac{\Omega}{\sqrt{3(\Omega^2 + k\lambda^2)}}, \\ \psi_m^0 &= 0, \\ \psi_g^0 &= \frac{\sqrt{k}\lambda}{\sqrt{3(\Omega^2 + k\lambda^2)}}. \end{aligned} \quad (3)$$

对于 AA 通道, 取参数  $k = 4$ , 对于 AB 通道, 取  $k = 1$ <sup>[21, 23, 25]</sup>. 此时, 化学势和双光子共振条件为

$$\begin{aligned} \mu_a &= -2(\chi_{aa} |\psi_a^0|^2 + \chi_{ab} |\psi_b^0|^2 + \chi_{ag} |\psi_g^0|^2), \\ \mu_b &= -2(\chi_{ab} |\psi_a^0|^2 + \chi_{bb} |\psi_b^0|^2 + \chi_{bg} |\psi_g^0|^2), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{AA} = \Delta_{AB} &= -\delta + 2(2\chi_{ag} + \chi_{bg} - \chi_{gg}) |\psi_g^0|^2 \\ &+ (4\chi_{aa} - 2\chi_{ag} + 4\chi_{ab} + \chi_{bb} - \chi_{bg}) |\psi_a^0|^2. \end{aligned} \quad (5)$$

对于异核三原子分子转化系统, 当不考虑两体碰撞相互作用时, 系统的绝热参量  $\gamma$  与外部激光场的耦合拉比频率  $\lambda$  和  $\Omega$  之间的关系为  $\gamma = \Omega R / (\Omega^2 + k\lambda^2)$ <sup>[21]</sup>. 系统转化过程的绝热性可以用绝热参量  $\gamma \ll 1$  来表征, 只要满足该条件, 系统的演化就是绝热的. 通过合理调节抽运光和斯托克斯光的强度, 脉冲宽度以及频率失谐等外部参量, 可以实现超冷原子向超冷分子的转变. 除了两束激光场必须以反直觉的方式打开 (即先打开斯托克斯光后打开抽运光) 之外, 选择合适的外场模式, 优化各种外场参数, 才能达到更为高效的转化<sup>[8, 9, 26, 27]</sup>.

本文研究如下两种外场施加方式<sup>[23]</sup>: 第一种方式为抽运光的拉比频率保持为常数 ( $\lambda = \lambda_0$ ), 斯托克斯光的拉比频率  $\Omega = \Omega_0 \text{sech}(t/\tau)$ ; 第二种方式为斯托克斯光的拉比频率固定 ( $\Omega = \Omega_0$ ), 抽运光的拉比频率  $\lambda = \lambda_0 \cosh(t/\tau)$ . 其中,  $\tau$  为脉冲宽度,  $\lambda_0$  和  $\Omega_0$  表示初始拉比频率. 两种方式中, 抽运光与斯托克斯光拉比频率之比

$$R = \lambda/\Omega = R_0 \cosh(t/\tau). \quad (6)$$

满足  $t \rightarrow 0$  时  $R \rightarrow R_0$ ,  $t \rightarrow \infty$  时  $R \rightarrow \infty$ , 保证初始处

在原子态上的粒子数在足够长时间后能全部转移到分子态上. 图 1 给出了不同外部参数下抽运光与斯托克斯光拉比频率之比随时间的变化. 由图 1 (a) 看到, 斯托克斯光的拉比频率  $\Omega_0$  越大,  $R$  值增长地越缓慢. 在方程(6)式中  $R_0 = \lambda_0/\Omega_0$ ,  $\lambda_0$  保持固定而增大  $\Omega_0$  与  $\Omega_0$  保持固定而减小  $\lambda_0$  引起  $R$  的变化是一致的. 从图 1 (b) 中  $R$  随不同脉冲宽度  $\tau$  的变化看到,  $\tau$  值越小,  $R$  值增长地越快,  $\tau$  值越大,  $R$  值增长的相对比较缓慢.

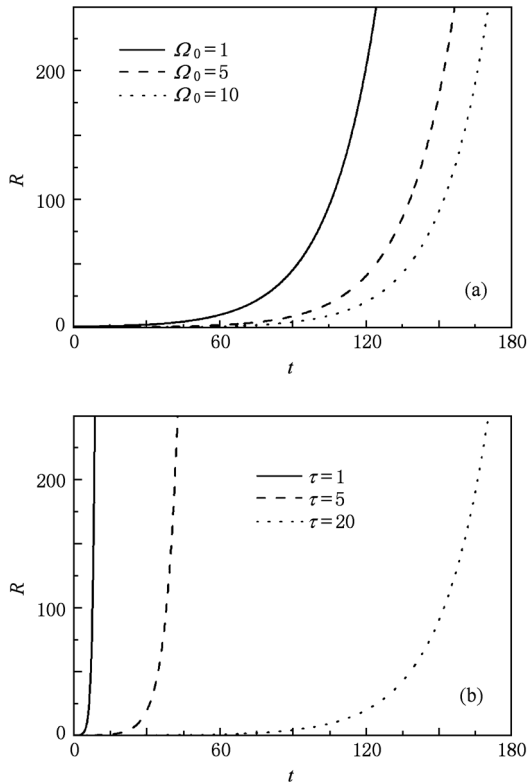


图 1 抽运光与斯托克斯光拉比频率之比随时间的变化 (a)取不同的拉比频率  $\Omega_0$  ( $\lambda_0 = 1, \tau = 10$ ); (b)取不同的脉冲宽度  $\tau$  ( $\lambda_0 = 1, \Omega_0 = 10$ )

### 3. 主要结果

#### 3.1. 采取第一种外场施加方式

第一种方式为抽运光的拉比频率给定, 斯托克斯光的拉比频率随时间以双曲正割的形式变化. 我们首先借助于绝热参量来研究在第一种激光的施加方式下取不同外场参数时系统的绝热性. 一般情况下, 绝热参量  $\gamma$  的数值越小, 表示系统在转化过程中绝热性越好. 绝热性越好, 越有利于超冷原子向

超冷分子的转化. 图 2 (a) 给出不同拉比频率  $\Omega_0$  下绝热参量  $\gamma$  随时间的变化. 显然, 随着时间的增加, 绝热参量的值从零开始缓慢增加, 最后趋于一个恒定的小量. 不同的拉比频率, 系统演化早期 (大约在  $t < 90$  时), 对应有不同的绝热参量的值, 而且拉比频率  $\Omega_0$  越大, 绝热参量的改变越缓慢. 在系统演化的后期 ( $t > 90$ ), 绝热参量趋于一定值, 该定值不依赖于  $\Omega_0$  的大小. 图 2 (b) 给出了不同脉冲宽度下绝热参量随时间的演化. 可以看到, 脉冲宽度越小, 绝热参量的值越大, 系统的绝热性越差. 另外, 脉冲宽度越小, 系统达到稳定绝热参数所花的时间越少, 表明系统能较早的实现绝热转化. 必须指明, 这里的绝热参量是在不考虑两体碰撞相互作用的情形下得到的.

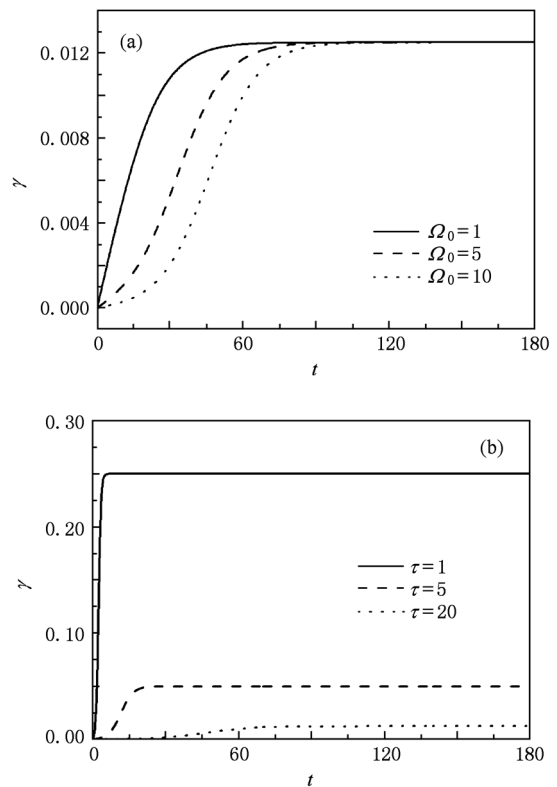


图 2 第一种外场格式下, 绝热参量的值随时间的演化 (a)取不同的拉比频率  $\Omega_0$  ( $\lambda_0 = 1, \tau = 10$ ); (b)取不同的脉冲宽度  $\tau$  ( $\lambda_0 = 1, \Omega_0 = 10$ )

在超冷原子-分子转化系统中, 绝热保真度描述了系统在绝热演化过程中真实态与暗态的偏离程度, 它定义为  $F \equiv |\langle \Psi | CPT \rangle|^2$ , 其中  $|\psi\rangle = (\psi_a, \psi_b, \psi_d, \psi_g)$ ,  $|CPT\rangle = (\psi_a^0, \psi_b^0, \psi_d^0, \psi_g^0)$  [28-30]. 该偏离程度越小, 绝热保真度  $F$  越接近于 1, 意味着转化过程中超冷分子的产率越高. 图 3 研究经历 AA 通

道时外场参数对超冷原子-分子转化效率的影响. 由于经历 AA 通道和经历 AB 通道没有本质的差别, 本文除了图 4 和图 8 进行定量比较之外, 其余均以 AA 通道为例. 图 3(a) 给出了在不同耦合拉比频率  $\Omega_0$  下绝热保真度的时间演化. 当考虑两体之间碰撞相互作用 (即  $\chi \neq 0$ ) 时, 取  $\chi_{aa} = 0.3214, \chi_{bb} = 0.5303, \chi_{ab} = 0.8731$ , 其他的碰撞参数取为  $0.0938^{[21, 23]}$ . 结果表明, 经过一些振荡变化之后, 绝热保真度的值最终都能趋于稳定. 当  $\Omega_0$  较小时, 最终保真度的值比较接近于 1, 而当  $\Omega_0$  较大时, 最终的绝热保真度小于 1. 特别地, 当  $\Omega_0$  较大时, 最终绝热保真度的值与  $\Omega_0$  的大小无关. 这也可以从图 3(b) 中绝热保真度随耦合拉比频率  $\Omega_0$  的非单调变化看出. 大约在  $\Omega_0 < 2$  的范围内, 绝热保真度的值随  $\Omega_0$  的增大而单调减小. 在  $2 < \Omega_0 < 6$  的范围内, 绝热保真度随  $\Omega_0$  振荡变化. 当  $\Omega_0 > 6$  之后, 绝热保真度的值几乎不依赖于  $\Omega_0$ . 在给定的参数条件下, 不管斯托克斯光的强度为多少, 系统总有 70% 以上的转化效率. 文献 [19, 21, 31] 的研究指出, 两体之

间的碰撞相互作用对分子的形成有抑制作用. 这里的计算表明, 在较大的参数范围内, 不考虑两体碰撞相互作用时的绝热保真度确实要比考虑两体碰撞相互作用时更接近于 1. 但从  $\Omega_0 < 1.2$  的部分看出 (图 3(b)), 考虑两体碰撞相互作用时的最终绝热保真度的值并不总是比不考虑两体相互作用时的值小, 也就是说, 两体之间的碰撞相互作用并不总是抑制超冷分子的形成. 图 3(c) 给出了不同脉冲宽度下绝热保真度随时间的演化. 从图中看出, 脉冲宽度越小, 绝热保真度的值偏离 1 越远, 表明分子的产率越低. 但是, 脉冲宽度越小, 系统获得稳定绝热保真度的值越早, 表明脉冲宽度决定了获得稳定三原子分子转化的时间. 与图 2(b) 的比较可知, 绝热参数和绝热保真度对该系统绝热转化的描述是完全一致的. 绝热保真度随外场脉冲宽度变化的结果显示 (图 3(d)), 在  $0 < 1/\tau < 4.5$  的范围内, 无两体碰撞相互作用时的绝热保真度要比有碰撞相互作用时的值大, 表明在这个参数区间内两体之间的相互作用不利于超冷分子的形成.

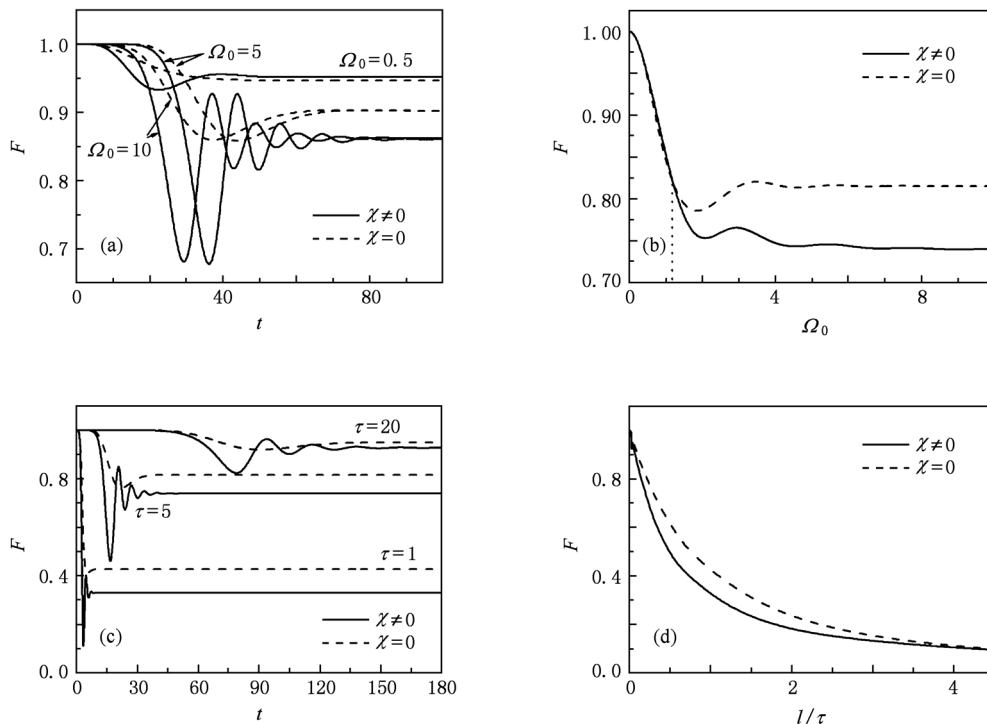


图 3 第一种外场格式下外场参数对超冷异核三原子分子形成的影响 ( $\delta = -3, \lambda_0 = 1$ ) (a) 斯托克斯光的拉比频率不同时绝热保真度随时间的演化 ( $\tau = 10$ ); (b) 最终绝热保真度随斯托克斯光拉比频率的变化 ( $\tau = 10$ ); (c) 不同脉冲宽度下绝热保真度随时间的演化 ( $\Omega_0 = 10$ ); (d) 最终绝热保真度随脉冲宽度的变化 ( $\Omega_0 = 10$ )

图 4 为第一种激光脉冲的格式下, 形成超冷异核三原子分子时两种不同反应通道的比较. 图 4

(a) 给出经历不同的反应通道时系统绝热参量随时间的变化. 可以看出, AA 道稳定绝热参量的值大约

是 AB 道的 1/4 倍,表明 AA 道的绝热性要比 AB 道的绝热性好. 从图 4(b)中看到,在相同的外场参数下,不同的反应通道,最终实现的保真度的值不同.

经过 AA 通道实现超冷三原子分子的绝热保真度要比经过 AB 通道的值大,表明经过 AA 通道最终实现稳定分子的产额更高.

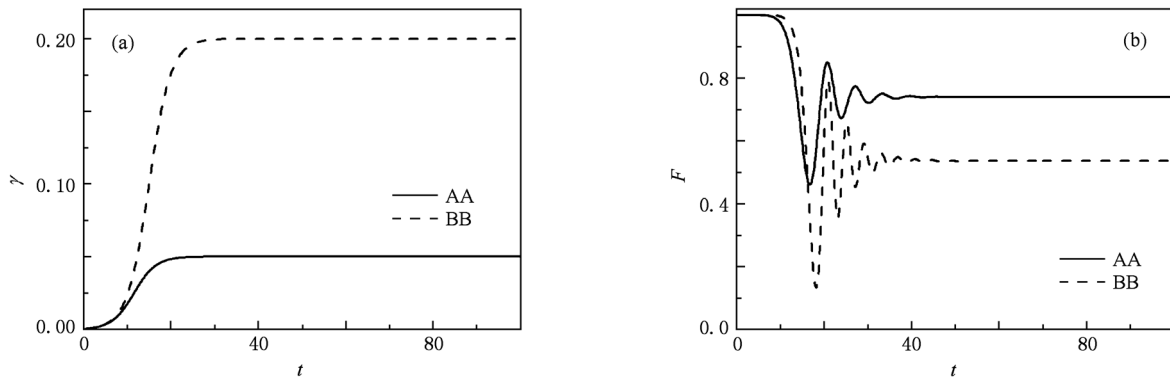


图 4 在第一种外场格式下 AA 通道与 AB 通道三原子分子形成的比较 (a) 绝热参量随时间的演化; (b) 绝热保真度随时间的演化 ( $\delta = -3, \lambda_0 = 1, \Omega_0 = 10, \tau = 10$ )

图 5 给出外场单光子失谐量对超冷异核三原子分子形成的影响. 研究发现红失谐( $\delta < 0$ )和蓝失谐( $\delta > 0$ )对超冷分子的转化的影响有明显的不同. 对于红失谐(即激光束的频率比能级间的共振频率小),绝热保真度比较接近于 1,表明分子有比较高的稳定转化效率,而对于蓝失谐(即激光束的频率

比能级间的共振频率大),绝热保真度会有很大的减少,表明蓝失谐激光不利于超冷分子的形成. 从图中看出,不管是红失谐还是蓝失谐,失谐量越大,绝热保真度的值越小,分子的转化效率越低. 另外还要指出,绝热参数与外部光脉冲的强度和宽度有关,与激光失谐量无关.

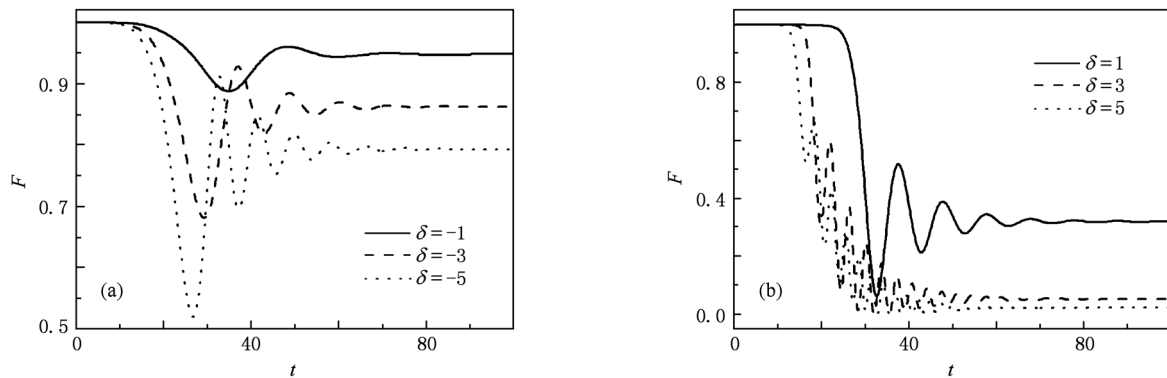


图 5 外场单光子失谐量对异核三原子分子形成的影响 (a) 红失谐的情形( $\delta < 0$ ); (b) 蓝失谐的情形( $\delta > 0$ ). ( $\lambda_0 = 1, \Omega_0 = 10, \tau = 10$ )

### 3.2. 采取第二种外场施加方式

与第一种激光的施加方式相比,第二种方式保持斯托克斯光的拉比频率为一定值,而抽运光的拉比频率随时间以双曲余弦的形式变化. 但抽运光与斯托克斯光的拉比频率之比  $R$  仍然按照方程(6)的形式变化.

我们首先借助于绝热参量来研究在第二种激

光的施加方式下取不同外场参数时系统的绝热性. 从图 6 看到,绝热参量随时间的变化呈现先增加后减小,最后趋于 0 的变化趋势. 这种单峰性的变化与第一种格式下绝热参量逐步增加到最后趋于稳定是不同的. 对于图 6(a),拉比频率  $\lambda_0$  的值越大,在演化早期绝热参量的值越小. 从图 6(b)看出,脉冲宽度  $\tau$  越大,演化早期绝热参量的值越小,表明系统有好的绝热性;  $\tau$  越大,绝热参量峰值出现的时间

越迟,表明达到稳定的分子输出所化的时间越长. 在相同的条件下,第二种格式给出的绝热参量的值不仅比第一种格式给出的要小,而且最终总是趋于0. 这也说明了在利用双光子受激拉曼绝热通道技术实现原子向三原子分子转化时,第二种格式比第

一种格式绝热性好. 值得强调的是,本文讨论的激光脉冲格式不仅在系统演化阶段都能保持好的绝热性,而且在演化后期绝热性保持得更好,这与文献[19,21]讨论的高斯脉冲不同,因为后者在演化的后期绝热性难以保持.

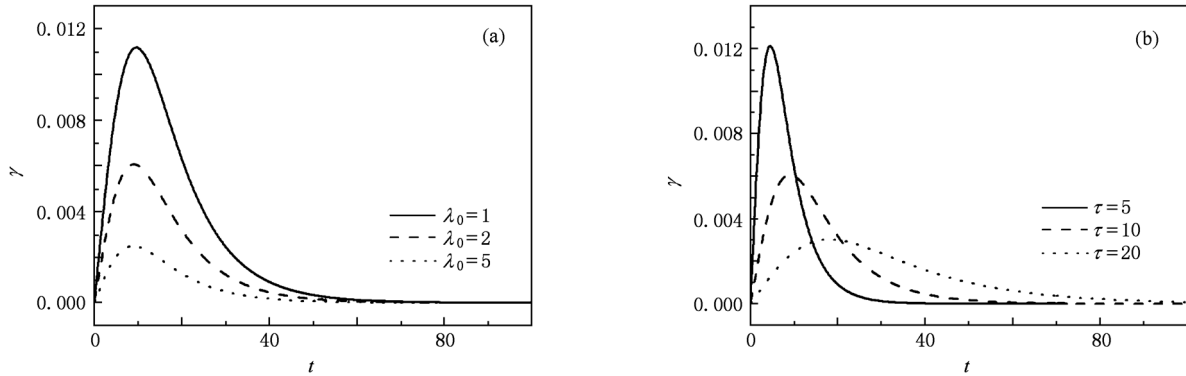


图6 第二种外场格式下,绝热参量随时间的演化 (a)取不同的拉比频率  $\lambda_0$  ( $\Omega_0 = 1, \tau = 10$ ); (b)取不同的脉冲宽度  $\tau$  ( $\Omega_0 = 1, \lambda_0 = 2$ )

图7(a)给出抽运光的拉比频率不同时绝热保真度随时间的演化. 在演化早期,绝热保真度的值出现了振荡的行为,在演化后期,绝热保真度的值趋于稳定. 不同的抽运光拉比频率  $\lambda_0$ , 具有不同的

最终稳定绝热保真度. 图7(b)给出了最终绝热保真度随  $\lambda_0$  的变化. 随着  $\lambda_0$  的增加,最终绝热保真的值逐渐增加,而且  $\lambda_0$  越大,绝热保真度越接近于1. 原因是抽运光的作用是负责把初始原子态与中间

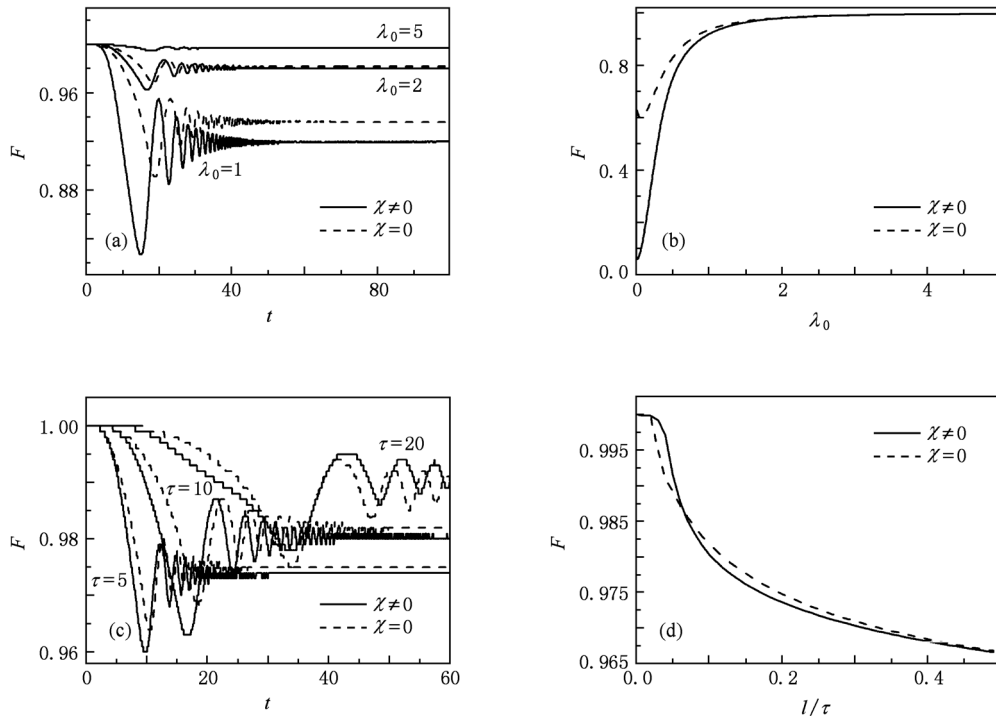


图7 第二种外场格式下外场参数对超冷异核三原子分子形成的影响 ( $\delta = -3, \Omega_0 = 1$ ) (a)抽运光的拉比频率不同时绝热保真度随时间的演化 ( $\tau = 10$ ); (b)最终绝热保真度随抽运光拉比频率的变化 ( $\tau = 10$ ); (c)不同脉冲宽度下绝热保真度随时间的演化 ( $\lambda_0 = 2$ ); (d)最终绝热保真度随脉冲宽度的变化 ( $\lambda_0 = 2$ )

双原子分子态耦合起来. 抽运光的强度越大, 就会有更多的原子被激发到中间双原子分子态, 当光强足够大时, 就有可能把处于初始态的全部原子转移到中间分子态上. 图 7(c) 和(d) 给出外场脉冲宽度  $\tau$  对绝热保真度的影响.  $\tau$  越大, 最终绝热保真度越接近于 1, 表明系统有较高的转化效率,  $\tau$  值越小, 系统可以较早的实现稳定的绝热转化. 从图 7(d) 也可以看到, 两体碰撞相互作用的存在并不总是抑

制超冷分子的形成.

图 8 比较了第二种激光格式下超冷异核三原子分子形成时不同反应通道的作用. 结果表明, AA 道的绝热参量始终比 AB 道的要小, AA 道的最终绝热保真度比 AB 道更接近于 1. 与图 4 的对比说明, 不管是第一种外场格式还是第二种外场格式, AA 道的绝热性要好于 AB 道, AA 道比 AB 道具有更高的转化效率.

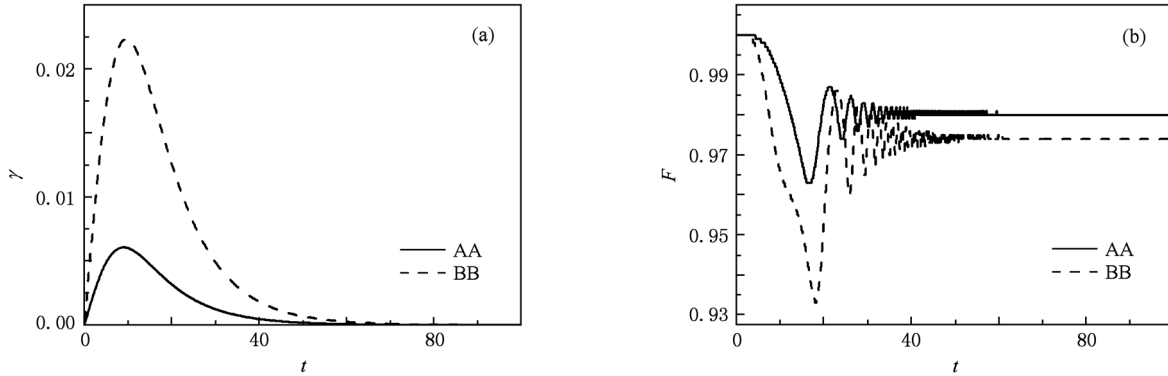


图 8 在第二种外场格式下 AA 道与 AB 道三原子分子形成的比较 (a) 绝热参量随时间的演化; (b) 绝热保真度随时间的演化 ( $\delta = -3, \Omega_0 = 1, \lambda_0 = 2, \tau = 10$ )

#### 4. 结 论

我们研究了利用双光子受激拉曼绝热暗通道技术实现超冷异核三原子分子形成中, 系统外部参量, 包括耦合拉比频率的大小, 脉冲宽度以及单光子失谐量对系统绝热性和分子转化效率的影响. 研究发现, 绝热保真度随斯托克斯光拉比频率的增加先减小, 最后趋于一个稳定的值, 而随抽运光的拉比频率先增大到最后趋于 1, 表明在超冷分子转化中抽运光和斯托克斯光所起的作用是不同的. 斯托克斯光先于抽运光打开, 铺好由中间分子态到末态的通路, 一旦抽运光把原子激发到中间分子态, 双原子分子就会很快和另一个原子结合成三原子分子. 不管斯托克斯光强的值取多少, 只要该通路铺就, 系统都能实现有效的转化. 脉冲宽度在实现超冷原子-分子转化过程中有特别的意义, 因为它不仅

能反映最终转化效率的大小, 而且能决定达到稳定转化所需的时间. 单光子失谐为红失谐时, 系统有比较高的稳定转化效率, 而对于蓝失谐激光则不利于超冷分子的形成. 另外研究发现: 1) 系统中两体碰撞相互作用对原子分子的转化并不总是有抑制作用; 2) 经历中间态为同核双原子分子的 AA 通道要比经历中间态为异核双原子分子的 AB 通道实现最终三原子分子的产率更高; 3) 无论从绝热性还是转化效率来看, 本文讨论的第二种打开激光的格式要比第一种格式更加有效; 4) 与传统的高斯型光脉冲相比, 本文讨论的光场变化方式具有更好的绝热性, 在利用双光子受激拉曼绝热过程实现超冷原子向分子转化时应更加有效. 我们的理论结果不仅对利用受激拉曼绝热通道技术实现超冷原子向异核三原子分子转化的实验有指导意义, 而且对实现更为复杂的多原子分子具有重要的参考价值.

[1] Chin C, Flambaum V V, Kozlov M G 2009 *New J. Phys.* **11** 055048

[2] Carr L D, DeMille D, Kreams R V, Ye J 2009 *New J. Phys.* **11** 055049

- [3] Köhler T, Góral K, Julienne P 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1311
- [4] Jones K M, Tiesinga E, Lett P D, Julienne P 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 483
- [5] Chin C, Grimm R, Julienne P, Tiesinga E 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1225
- [6] Mackie M, Kowalski R, Javanainen J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3803
- [7] Mackie M 2002 *Phys. Rev. A* **66** 043613
- [8] Drummond P D, Kheruntsyan K V, Heinzen D J, Wynar R H 2002 *Phys. Rev. A* **65** 063619
- [9] Mackie M, Härkönen K, Collin A, Suominen K A, Javanainen J 2004 *Phys. Rev. A* **70** 013614
- [10] Meng S Y, Liu J 2010 *Prog. Phys.* **30** 280 (in Chinese) [孟少英、刘杰 2010 物理学进展 **30** 280]
- [11] Bergmann K, Theuer H, Shore B W 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 1003
- [12] Xie M, Ling L, Yang G J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3616 (in Chinese) [谢旻、凌琳、杨国建 2005 物理学报 **54** 3616]
- [13] Winkler K, Thalhammer G, Theis M, Ritsch H, Grimm R, Denschlag J H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 063202
- [14] Sage J M, Sainis S, Bergeman T, DeMille D 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 203001
- [15] Winkler K, Lang F, Thalhammer G, Straten P V, Grimm R, Denschlag J H 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 043201
- [16] 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
- [17] Ospelkaus S, Ni K K, Quéméner G, Neyenhuis B, Wang D, de Miranda M H G, Bohn J L, Ye J, Jin D S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 030402
- [18] Aikawa K, Akamatsu D, Hayashi M, Oasa K, Kobayashi J, Naidon P, Kishimoto T, Ueda M, Inouye S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 203001
- [19] Pu H, Maenner P, Zhang W, Ling H Y 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 050406
- [20] Ling H Y, Maenner P, Zhang W, Pu H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 033615
- [21] Jing H, Zheng F, Jiang Y, Geng Z 2008 *Phys. Rev. A* **78** 033617
- [22] Meng S Y, Fu L B, Liu J 2008 *Phys. Rev. A* **78** 053410
- [23] Meng S Y, Fu L B, Chen J, Liu J 2009 *Phys. Rev. A* **79** 063415
- [24] Jing H, Cheng J, Meystre P 2008 *Phys. Rev. A* **77** 043614
- [25] Geng Z D, Jia N, Zhao X, Xia T Y, Jing H 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 030303
- [26] Sun X P, Feng Z F, Li W D, Jia S T 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5727 (in Chinese) [孙晓鹏、冯志芳、李卫东、贾锁堂 2007 物理学报 **56** 5727]
- [27] Gupta M, Dastidar K R 2010 *Phys. Rev. A* **81** 033610
- [28] Meng S Y, Wu W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5311 (in Chinese) [孟少英、吴炜 2009 物理学报 **58** 5311]
- [29] Meng S Y, Wu W, Liu B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6902 (in Chinese) [孟少英、吴炜、刘彬 2009 物理学报 **58** 6902]
- [30] Lu L H, Li Y Q 2008 *Phys. Rev. A* **77** 053611
- [31] Meng S Y, Wu W, Liu B, Ye D F, Fu L B 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3844



# Effects of external field parameters on conversion from ultracold atoms to heteronuclear triatomic molecules<sup>\*</sup>

Li Guan-Qiang<sup>†</sup> Peng Ping

(Faculty of Science, Shaanxi University of Science and Technology, Xi'an 710021, China)

(Received 23 December 2010; revised manuscript received 21 January 2011)

## Abstract

We investigate the effects of external field parameters, including the strength of Rabi pulse, its width, and single-photon detuning, on conversion from ultracold atoms to heteronuclear triatomic molecules by two-photon stimulated Raman adiabatic passage. It is found that the conversion efficiency of the system decreases first with the strength of the Stokes pulse increasing, then oscillates, and finally approaches a stable value, which is less than 1. But for the pump pulse, the efficiency first increases with the increase of the pulse intensity, and then approaches 1 quickly. The results show that the two pulses play different roles in the conversion. The pulse width can not only determine the final conversion efficiency, but also be used to reflect the time needed for stable conversion. The system has a higher efficiency of conversion for red detuning pump laser, but the blue detuning is not conducive to the formation of the molecules. In addition, the differences of the adiabaticity and conversion efficiency among different reaction pathways are discussed.

**Keywords:** heteronuclear triatomic molecule, stimulated Raman adiabatic passage, adiabatic parameter, adiabatic fidelity

**PACS:** 03.75.-b, 37.90.+j, 67.85.De

---

<sup>\*</sup> Project supported by the Natural Science Foundation of Shaanxi University of Science and Technology (Grant No. ZX10-35).

<sup>†</sup> E-mail: liguanqiang@sust.edu.cn