

激光感生碰撞能量转移的四能级理论模型*

陈德应** 王 骐 马祖光

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

摘 要 首次考虑了两个中间态对激光感生碰撞能量转移的影响, 发展了激光感生碰撞能量转移的四能级理论模型, 推导出态振幅的运动方程, 并给出碰撞截面的近似表达式。通过对 Eu-Sr 和 Cs-Sr 系统的数值计算表明, 当频率差 $|\omega_2|$ 的大小和 $|\omega_3|$ 可以相比时, 利用三能级近似理论就难以获得令人满意的计算结果, 而四能级理论模型则适合于任何情况下的激光感生碰撞能量转移。

关键词 原子, 激光感生碰撞能量转移, 碰撞截面。

1 引 言

激光感生碰撞能量转移(Laser-induced collisional energy transfer)的概念首先是 Gudzenko 和 Yakovlenko 于 1972 年提出来的^[1], 1974 年 Harris 也独立地提出了相应的概念^[2]; 他们第一次从理论上预言了在原子系统中可以实现激光感生碰撞能量转移。原子和原子之间的激光感生碰撞能量转移可以用下述方程来表示:

$$A^* + B + \hbar \Omega \rightarrow A + B^{**} \quad (1)$$

也可以用图 1 来描述, 处于激发态的 A^* 原子与处于基态的 B 原子在偶极-偶极相互作用下^[3]:

$$H(t) = -er_A \cdot E \cos \Omega t - er_B \cdot E \cos \Omega t + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} [\mu_A \cdot \mu_B - 3(\mu_A \cdot R)(\mu_B \cdot R)] \quad (2)$$

发生非弹性碰撞, 碰撞的结果使得 A^* 原子把能量转移给 B 原子的同时, B 原子还从激光场中吸收一个能量为 $\hbar \Omega$ 的激光光子, 从而 B 原子跃迁到一个更高的激发态 B^{**} 。

继 Gudzenko 和 Harris 从理论上预言了在原子系统中可以实现激光感生碰撞能量转移之后^[1-2], 1976 年 Lidow 和 Harris 等人^[4]首次在实验中成功地观察到了 Sr-Ca 系统中的激光感生碰撞能量转移。自从激光感生碰撞能量转移作为一种新的物理现象被人们认识了以后, 在国际上引起了人们的极

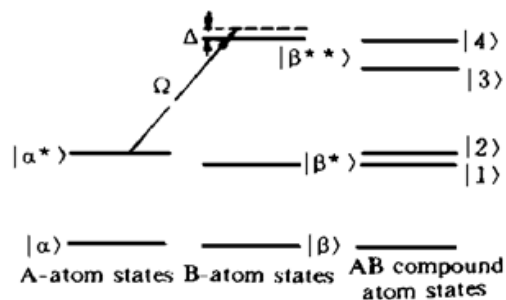


Fig. 1 Prototype system for a LICET. The LICET transition occurs from state $|\alpha^*\rangle$ of atom A to state $|\beta^{**}\rangle$ of atom B. The frequency of the laser field is Ω

* 国家自然科学基金资助项目。

** 通讯联系人, 现在复旦大学激光化学研究所, 邮编 200433。

收稿日期: 1995 年 9 月 14 日; 收到修改稿日期: 1996 年 3 月 13 日

大兴趣,这是由于激光感生碰撞能量转移不仅可以做到很大的碰撞截面,预示着它可以用来实现粒子间能量的快速而有效的传递,同时也提供了一种获得短波长激光的新的可能途径。人们对激光感生碰撞能量转移作广泛的实验研究的同时^[5~7],也开展了深入的理论研究^[8~11]。本文是在已有三能级理论模型的基础上^[9~10],同时考虑了两个中间能级的影响,建立了激光感生碰撞能量转移的四能级理论模型。

2 理论模型及体系态振幅的运动方程

在图 1 中,分别给出了与激光感生碰撞能量转移有关的 A 原子、B 原子以及 AB 复合系统的能级,图中略去那些与激光感生碰撞能量转移无关的能级。用 A 原子和 B 原子的独立原子态为基矢,复合系统的四个能级可以表示为:

$$|1\rangle = |\alpha\rangle|\beta^*\rangle, \quad |2\rangle = |\alpha^*\rangle|\beta\rangle, \quad |3\rangle = |\alpha^*\rangle|\beta^*\rangle, \quad |4\rangle = |\alpha\rangle|\beta^*\rangle \quad (3)$$

在发生激光感生碰撞能量转移之前, A 原子处于激发态 $|\alpha^*\rangle$, B 原子处于其基态 $|\beta\rangle$ 。在发生激光感生碰撞能量转移之后, A 原子回到基态 $|\alpha\rangle$, 而 B 原子则跃迁到一个更高的激发态 $|\beta^*\rangle$ 。为了得到四能级模型(3)态振幅的运动方程,必须作如下基本假设:

- 1) 原子之间的相对运动遵循经典运动规律,在整个碰撞过程中以匀速直线运动。
- 2) 激光场被看作一经典电场,同时假设电场强度在碰撞过程中保持不变。
- 3) 假设碰撞跃迁过程中,当激光与原子间的跃迁(由 $|2\rangle$ 到 $|4\rangle$ 的跃迁)不是严格共振,而存在一定失谐量时,其能量差可由平动能提供(或转为平动能),但必须假设它与该过程的总动能相比可以忽略。
- 4) 原子和场的相互作用用旋波近似描述。
- 5) 在同一时刻,碰撞过程中涉及两个碰撞原子。为了获得给定激光频率下的碰撞截面,碰撞跃迁必须对碰撞参数取平均。

根据上述基本假设,将体系函数按复合系统 AB 的基矢(3)展开:

$$\Psi = \sum_{n=1}^4 c_n(t) |n\rangle \exp(-iE_n t/\hbar) \quad (4)$$

将(4)式代入薛定谔方程,可以得到(3)态振幅的运动方程为:

$$i\hbar \dot{C} = H C \quad (5)$$

其中:

$$H = \begin{pmatrix} 0 & V_{12}\hbar \exp(i\omega_{21}t) & V_{13}\hbar \exp[i(\omega_{13} + \Omega)t] & V_{14}\hbar \exp[i(\omega_{14} + \Omega)t] \\ V_{21}\hbar \exp(i\omega_{21}t) & 0 & V_{23}\hbar \exp[i(\omega_{23} + \Omega)t] & 0 \\ V_{31}\hbar \exp[i(\omega_{31} - \Omega)t] & V_{32}\hbar \exp[i(\omega_{32} - \Omega)t] & 0 & V_{34}\hbar \exp(i\omega_{34}t) \\ V_{41}\hbar \exp[i(\omega_{41} - \Omega)t] & 0 & V_{43}\hbar \exp(i\omega_{43}t) & 0 \end{pmatrix}$$

$$V_{mn} = \langle m | H(t) | n \rangle / \hbar, \quad \omega_{mn} = (E_m - E_n) / \hbar \quad (6)$$

为了获得激光感生碰撞能量转移的截面,在积分方程(5)时,还必须利用如下初始条件:

$$|c_1(-\infty)|^2 = 0, \quad |c_2(-\infty)|^2 = 1, \quad |c_3(-\infty)|^2 = 0, \quad |c_4(-\infty)|^2 = 0 \quad (7)$$

3 碰撞截面

为了求解态振幅的运动方程, 首先作如下么正变换:

$$a(t) = T(t)C(t) \quad (8)$$

其中:

$$T(t) = \begin{pmatrix} \exp(-i\omega_2 t) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp[-i(\omega_2 - \Omega)t] & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp[-i(\omega_2 - \Omega)t] \end{pmatrix} \quad (9)$$

方程(5)可以改写为:

$$ia = Va \quad (10)$$

其中:

$$a = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix}, \quad V = \begin{pmatrix} -\omega_1 & V_{12} & V_{13} & V_{14} \\ V_{21} & 0 & V_{23} & 0 \\ V_{31} & V_{32} & \omega_2 - \Omega & V_{34} \\ V_{41} & 0 & V_{43} & \omega_2 - \Omega \end{pmatrix}, \quad V_{mn} = V_{nm}^* \quad (11)$$

(11) 式中 $V_{12}(t)$ 和 $V_{34}(t)$ 表示碰撞相互作用, $V_{12}(t)$ 直接耦合 $|1\rangle$ 态和 $|2\rangle$ 态, 而 $V_{34}(t)$ 直接耦合 $|3\rangle$ 态和 $|4\rangle$ 态; 在这里只限于讨论 $|1\rangle$ 态和 $|2\rangle$ 态之间、 $|3\rangle$ 态和 $|4\rangle$ 态之间的偶级-偶级耦合的跃迁; (11) 式中的 $V_{13}(t)$ 、 $V_{14}(t)$ 和 $V_{23}(t)$ 表示原子和场之间的相互作用。

在求解方程(10)时, 由于在整个碰撞过程中, $|3\rangle$ 态和 $|4\rangle$ 态的粒子数很少; 因此, $|1\rangle$ 态和 $|2\rangle$ 态的态振幅的运动方程中可以忽略 $|3\rangle$ 态和 $|4\rangle$ 态的贡献, 从而方程(10)可以简化为:

$$i \begin{pmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \end{pmatrix} = A_{11} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}, \quad i \begin{pmatrix} \dot{a}_3 \\ \dot{a}_4 \end{pmatrix} = A_{22} \begin{pmatrix} a_3 \\ a_4 \end{pmatrix} + A_{21} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (12)$$

其中:

$$A_{11} = \begin{pmatrix} -\omega_1 & V_{12} \\ V_{21} & 0 \end{pmatrix}, \quad A_{22} = \begin{pmatrix} \omega_2 - \Omega & V_{34} \\ V_{43} & \omega_2 - \Omega \end{pmatrix}, \quad A_{21} = \begin{pmatrix} V_{31} & V_{32} \\ V_{41} & 0 \end{pmatrix} \quad (13)$$

为了求解(12)式, 假设相互作用 V_{12} 满足如下两个条件:

$$|V_{12}/V_{12}| \ll |\omega_1|, \quad (14)$$

$$|V_{12}| \ll |\omega_1| \quad (15)$$

上述条件(14)式表明碰撞相互作用随时间的变化与 ω_1 相比要缓慢得多, 也说明在碰撞相互作用势的傅里叶谱中没有能级 $|1\rangle$ 和能级 $|2\rangle$ 频率差的频率成份, 因此, 在它们之间不能发生粒子数转移。而(15)式表明碰撞相互作用本身与 ω_1 相比可以看作一个很小的微扰。在实际情况下, (14)式一般总能得到满足, 而条件(15)式不是总能得到满足的。

如果条件(14)式和(15)式得到满足, 可以求得方程(12)式的一级近似解为:

$$a_1(t) = \cos \theta b_1(t) + \sin \theta b_2(t), \quad a_2(t) = -\sin \theta b_1(t) + \cos \theta b_2(t) \quad (16)$$

其中:

$$b_1(t) = 0, \quad b_2(t) = \exp\left[-i \int_{-\infty}^t \lambda_2(t') dt'\right], \quad (\omega_1 > 0) \quad (17)$$

$$b_1(t) = \exp\left[-i \int_{-\infty}^t \lambda_1(t') dt'\right], \quad b_2(t) = 0, \quad (\omega_1 < 0) \quad (18)$$

$$\lambda_1 = [-\omega_1 - (\omega_1^2 + 4V_{12}^2)^{1/2}]/2, \quad \lambda_2 = [-\omega_1 + (\omega_1^2 + 4V_{12}^2)^{1/2}]/2 \quad (19)$$

$$\sin \theta = \left\{ \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\omega_1^2}{(\omega_1^2 + 4V_{12}^2)^{1/2}} \right] \right\}^{1/2}, \quad \cos \theta = \left\{ \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\omega_1^2}{(\omega_1^2 + 4V_{12}^2)^{1/2}} \right] \right\}^{1/2} \quad (20)$$

同样假设碰撞相互作用 V_{34} 满足以下两个条件:

$$|V_{34}/V_{34}| \ll |\omega_3|, \quad |V_{34}| \ll |\omega_3| \quad (21)$$

那么, 很容易求得(12)式第二式的一级微扰近似解为:

$$a_2(t) = \cos \varphi b_3(t) + \sin \varphi b_4(t), \quad a_4(t) = -\sin \varphi b_3(t) + \cos \varphi b_4(t) \quad (22)$$

其中:

$$b_3(t) = \exp [i\Delta t - i \int_{-\infty}^t \lambda_3(t') dt'] \{ -i \int_{-\infty}^t \{ [V_{31} \cos \theta - V_{32} \sin \theta] \cos \varphi - V_{41} \cos \theta \sin \varphi \} b_1(t') dt' \\ + \{ [V_{31} \sin \theta + V_{32} \cos \theta] \cos \varphi - V_{41} \sin \theta \sin \varphi \} b_2(t) \} \exp [-i\Delta t' + i \int_{-\infty}^t \lambda_3(t'') dt''] dt' \quad (23)$$

$$b_4(t) = \exp [i\Delta t - i \int_{-\infty}^t \lambda_4(t') dt'] \{ -i \int_{-\infty}^t \{ [V_{31} \cos \theta - V_{32} \sin \theta] \sin \varphi + V_{41} \cos \theta \cos \varphi \} b_1(t') dt' \\ + \{ [V_{31} \sin \theta + V_{32} \cos \theta] \sin \varphi + V_{41} \sin \theta \cos \varphi \} b_2(t) \} \exp [-i\Delta t' + i \int_{-\infty}^t \lambda_4(t'') dt''] dt' \quad (24)$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{2} [-\omega_3 - (\omega_3^2 + 4V_{34}^2)^{1/2}], \quad \lambda_4 = \frac{1}{2} [-\omega_3 + (\omega_3^2 + 4V_{34}^2)^{1/2}] \quad (25)$$

$$\sin \varphi = \left\{ \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\omega_3}{(\omega_3^2 + 4V_{34}^2)^{1/2}} \right] \right\}^{1/2}, \quad \cos \varphi = \left\{ \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\omega_3}{(\omega_3^2 + 4V_{34}^2)^{1/2}} \right] \right\}^{1/2} \quad (26)$$

$$\Delta = \Omega - \omega_2 \quad (27)$$

从而求得两原子间相对运动速度为 v , 激光矢谐量为 Δ 时的激光感生碰撞能量转移过程的碰撞截面为:

$$\sigma_4(\Delta) = 2\pi \int_0^{\infty} b db |a_4(+\infty)|^2 \quad (28)$$

4 两种极限情况下的激光感生碰撞能量转移

前面, 已经给出了激光感生碰撞能量转移的四能级理论; 现在, 讨论两种极限情况下的激光感生碰撞能量转移。

1) 当 $|\omega_3| \gg |\omega_2|$ 时, 且 $|4\rangle$ 态和 $|3\rangle$ 态的偶极-偶极相互作用与 ω_3 相比可以忽略的情况时, 从(22)式可以看出, 在整个碰撞过程中有:

$$a_3(t) \approx 0 \quad (29)$$

也就是说: 在整个过程中, $|3\rangle$ 态不存在粒子数布居, 从而四能级系统理论就过渡到三能级系统理论^[9-10]。

2) 当 $|\omega_2| \gg |\omega_3|$ 时, 且 $|2\rangle$ 态和 $|1\rangle$ 态的偶极-偶极相互作用与 ω_2 相比可以忽略的情况时, 从(16)式可以得到:

$$a_1(t) = 0 \quad (30)$$

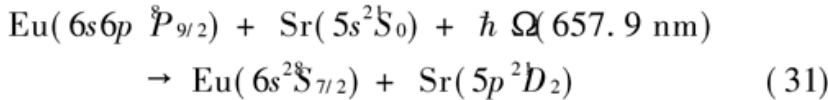
从而说明 $|1\rangle$ 态在激光感生碰撞过程中不参与作用, 于是, 四能级理论也可以过渡到三能级近似理论。

5 数值计算

根据上述讨论的结果, 通过积分不同碰撞参数下的跃迁几率就可以获得激光感生碰撞截面。在这一部分中, 本文将利用(28)式给出了 Eu-Sr 系统和 Cs-Sr 系统的激光感生碰撞能量转移的数值计算结果。

5.1 Eu-Sr 系统中的激光感生碰撞能量转移

图 2 为 Eu-Sr 系统激光感生碰撞能量转移过程中有关的 Eu 原子和 Sr 原子的能级图, 该 Eu-Sr 系统的激光感生碰撞能量转移过程也可以用下述反应式来表示:



Eu 原子与 Sr 原子在发生激光感生碰撞之前, Eu 原子处于激发态 $6s6p \ ^3P_{9/2}$, Sr 原子处于基态 $5s^2\ ^1S_0$ 。在转移激光(频率为 Ω)的作用下, Eu 原子与 Sr 原子相互接近, 这时两原子相互耦合, 发生非弹性碰撞; 非弹性碰撞的结果, Eu 原子将激发能转移给 Sr 原子, 同时, Sr 原子吸收一个转换激光光子跃迁到一个更高的能态 $5p^2\ ^1D_2$, 而 Eu 原子则因碰撞消激发回到基态 $6s^2\ ^8S_{7/2}$ 。

如图 2 所示的 Eu-Sr 复合系统的能级可表示为:

$$\begin{aligned} |1\rangle &= |6s^2\ ^8S_{7/2}\rangle |5s5p \ ^1P_1\rangle, & |2\rangle &= |6s6p \ ^3P_{9/2}\rangle |5s^2\ ^1S_0\rangle \\ |3\rangle &= |6s^2\ ^8S_{7/2}\rangle |5s5p \ ^1P_1\rangle, & |4\rangle &= |6s6p \ ^3P_{9/2}\rangle |5p^2\ ^1D_2\rangle \end{aligned} \quad (32)$$

式中 $|1\rangle$ 态和 $|2\rangle$ 态间的能级间隔为 $\omega_{21} = 63 \text{ cm}^{-1}$, $|3\rangle$ 态和 $|4\rangle$ 态之间的能级间隔为 $\omega_{43} = -6499.08 \text{ cm}^{-1}$ 。

当转换激光被调谐到 $\text{Eu}(6s6p \ ^3P_{9/2}) \rightarrow \text{Sr}(5p^2\ ^1D_2)$ 跃迁(波长为 657.9 nm)近共振的情况, 且转换激光场强为 10^6 V/m (对应的激光功率密度为 0.133 MW/cm^2)时, 对应于如图 2 所示的 Eu-Sr 系统的激光感生碰撞过程的 V 矩阵[具有(13)式的形式]的理论计算值为:

$$\begin{aligned} V_{12} &= 5.839 \times 10^{-14}/R^3(\text{s}^{-1}), & V_{31} &= 1.791 \times 10^{11}(\text{s}^{-1}), \\ V_{32} &= 1.720 \times 10^{11}(\text{s}^{-1}), & V_{34} &= 5.616 \times 10^{-14}/R^3(\text{s}^{-1}), \\ V_{41} &= 1.654 \times 10^{11}/R^3(\text{s}^{-1}) \end{aligned} \quad (33)$$

利用上述 V 矩阵元, 当两原子间的相对运动速度 v 为 600 m/s 时, 本文计算了图 2 所示 Eu-Sr 系统的激光感生碰撞能量转移截面 $\sigma(\Delta)$ 随转换激光失谐量 Δ 的变化关系, 计算结果如图 3 所示; 其中: 实线为利用四能级理论模型计算的结果, 虚线为三能级近似理论模型计算的结果。从图 3 可以看出, 三能级近似理论模型与四能级理论模型都获得了令人满意的计算结果, 这是因为该 Eu-Sr 系统满足 $|\omega_{43}| \gg |\omega_{21}|$, 这时 $|3\rangle$ 态和 $|4\rangle$ 态之间的耦合很弱, $|3\rangle$ 态在碰撞过程中基本上可认为没有粒子数布居, 它属于前面讨论的两种特殊情况之一, 即满足三能级近似理论的适用条件。

5.2 Cs-Sr 系统中的激光感生碰撞能量转移

Cs-Sr 的激光感生碰撞能量转移可以用反应式表示为:

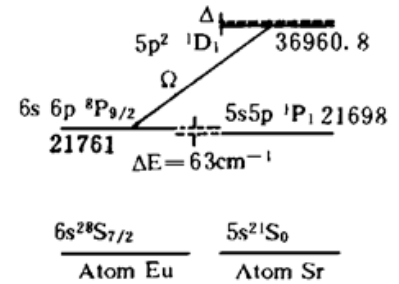
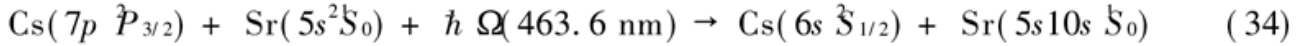


Fig. 2 The configuration of atomic energy levels of europium and strontium atom in the LICET process. The energy levels in the figure are expressed in cm^{-1}



对应的 Cs 原子和 Sr 原子的能级如图 4。Cs-Sr 复合系统的能级可表示为:

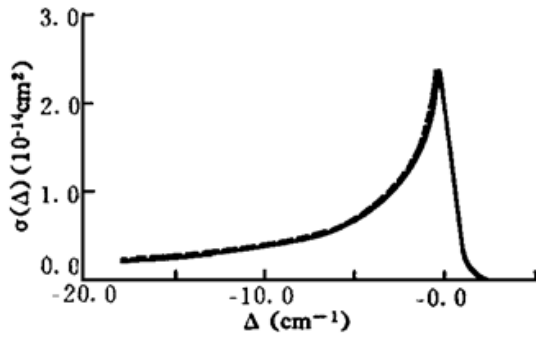


Fig. 3 Graph of cross section $\sigma(\Delta)$ is versus the laser detuning Δ for the Eu-Sr LICET reaction. The solid line is calculated from Eq. (34) while the dashed line is calculated from the solution of the three-level model [9~ 10]. In all calculation we have taken the laser field E_0 equal to 10^6 v/m and the relative speed equal to 600 m/sec

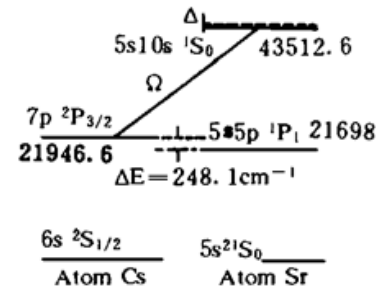
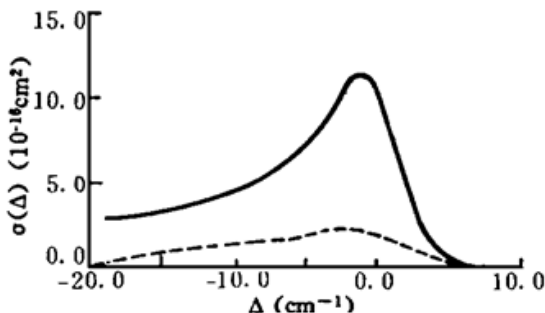


Fig. 4 The configuration of stomic energy levels of caesium and strontium atomin the LICET process. The energy levels in the figure are expressed in cm^{-1}

$$\begin{aligned} |1\rangle &= |\text{Cs}(6s \ ^3S_{1/2}) \rangle |\text{Sr}(5s5p \ ^1P_1) \rangle, & |2\rangle &= |\text{Cs}(7p \ ^2P_{3/2}) \rangle |\text{Sr}(5s^2S_0) \rangle, \\ |3\rangle &= |\text{Cs}(7p \ ^2P_{3/2}) \rangle |\text{Sr}(5s5p \ ^1P_1) \rangle, & |4\rangle &= |\text{Cs}(6s \ ^3S_{1/2}) \rangle |\text{Sr}(5s10s \ ^5S_0) \rangle, \end{aligned} \quad (35)$$

式中: $|1\rangle$ 态和 $|2\rangle$ 态间的能级间隔为 $\omega_{21} = 248.1 \text{ cm}^{-1}$ 。 $|3\rangle$ 态和 $|4\rangle$ 态之间的能级间隔为 $\omega_{43} = -132.5 \text{ cm}^{-1}$ 。当转换激光被调谐到 Cs ($7p \ ^2P_{3/2}$) \rightarrow Sr ($5s10s \ ^5S_0$) 跃迁近共振, 取转换激光场强为 10^7 V/m (对应的激光功率密度为 1.33 MW/cm^2) 时, 对应于如图 4 所示的 Cs-Sr 激光感生碰撞过程的 V_{mn} 矩阵元的理论计算值为:



$$\begin{aligned} V_{12} &= 5.079 \times 10^{-15} / R^3 (\text{s}^{-1}), \\ V_{31} &= 1.558 \times 10^{11} / R^3 (\text{s}^{-1}), \\ V_{32} &= 1.720 \times 10^{12} / R^3 (\text{s}^{-1}), \\ V_{34} &= 9.717 \times 10^{-16} / R^3 (\text{s}^{-1}), \\ V_{41} &= 1.097 \times 10^{11} / R^3 (\text{s}^{-1}). \end{aligned} \quad (36)$$

Fig. 5 Graph of cross section $\sigma(\Delta)$ is versus the laser detuning Δ for the Cs-Sr LICET reaction. The solid line is calculated from Eq. (34) while the dashed line is calculated from the solution of the three-level model [9~ 10]. In all calculation we have the laser field E_0 equal to 10^7 v/m and the relative speed equal to 600 m/sec

当两原子间的相对运动速度 v 为 600 m/s 时, 该 Cs-Sr 系统的激光感生碰撞能量转换截面 $\sigma(\Delta)$ 随转换激光换谐量 Δ 的变化关系如图 5 所示: 其中: 实线和虚线分别为四能级理论模型和三能级近似理论模型计算的结果。从图 5 的计算结果表明, 三能级近似理论模型的计算结果要比四能级理论模型的计算结果小一个数量级, 其误差来源于三能级近似理论模型中忽略了 $|3\rangle$ 态对激光感生碰撞能量转移截面的贡献; 因为该 Cs-Sr 系统的

$|\omega_{21}|$ 值和 $|\omega_{43}|$ 值相差很小, 这时 $|1\rangle$ 态和 $|2\rangle$ 态之间、 $|3\rangle$ 态和 $|4\rangle$ 态之间的偶极-偶极相互作用都较强, 两个中间能态($|1\rangle$ 态和 $|3\rangle$ 态)对激光感生碰撞能量转移都有贡献, 因此, 该 Cs-Sr 系统不满足三能级近似理论的适用条件, 为了获得好的计算结果, 必须采用四能级理论模型进行处理。

通过前面的理论分析及 Eu-Sr 和 Cs-Sr 系统的数值计算表明, 只有当激光感生碰撞能量转移系统满足条件: $|\omega_3| \gg |\omega_1|$ 或 $|\omega_3| \ll |\omega_1|$ 时, 四能级理论模型才能过渡为三能级近似: 换一句话说, 只有当激光感生碰撞能量转移体系满足上述两种极限情况之一时, 三能级近似才能给出令人满意的理论结果。而在通常情况下, 激光感生碰撞能量转移体系并非总能满足上述两种极限情况, 这时, $|2\rangle$ 态和 $|1\rangle$ 态之间、 $|4\rangle$ 态和 $|3\rangle$ 态之间的偶极-偶极相互作用的大小可以与(如 ω_1, ω_3) 相比拟, 两个中间能态($|1\rangle$ 态和 $|3\rangle$ 态)对激光感生碰撞能量转移的影响都不能忽略; 对于这种情况, 利用三能级近似处理就不一定有效, 而四能级理论模型则普遍适用于任何情况。

参 考 文 献

- [1] L. I. Gudzenko, S. I. Yakovlenko, Radiative collision. *Sov. Phys. -JETP*, 1972, **35**(4): 877~ 881
- [2] S. E. Harris, D. B. Lidow, Nonlinear optical processes by Van der waals interactio during collision. *Phys. Rev. Lett.*, 1974, **33**(12): 674~ 676
- [3] D. Bohm, *Quantum Theory*, Prentice-hall Inc., N. J., 1951: 472~ 479
- [4] D. B. Lidow, R. W. Falcone *et al.*, Inelastic collision induced by intense optical radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, **36**(9): 462~ 464
- [5] R. W. Falcone, W. R. Green *et al.*, Observation of laser-induced inelastic collision. *Phys. Rev. (A)*, 1977, **15**(3): 1333~ 133
- [6] C. Brechignac, Ph. Cahuzac, High-resolution studies on laser-induced colision energy transfer proffiles. *Phys. Rev. (A)*, 1980, **21**(6): 1969~ 1974
- [7] M. Matera, M. Mazzoni, Laser-induced collision energy transfer in a rubidium-sodium mixture experiment and interpretation in the frame work of the non-adiabatic collision theo. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **41**(7): 3766~ 3769
- [8] S. E. Harris *et al.*, Numerical analysis of laser induced inelastic collisions. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1977, **QE-13**(12): 972~ 979
- [9] A. Bambini, P. R. Berman, Quasistatic wing behavior of collosional-adiative line profiles. *Phys. Rev. (A)*, 1987, **36**(9): 3753~ 3757
- [10] A. Agresti *et al.*, Analysis of the far-wing behavior in the spectrum of the light-induced collisional-energy-transfer process. *Phys. Rev. (A)*, 1988, **38**(5): 2259~ 2273
- [11] P. R. Berman *et al.*, Generation of magnetic-state polarization in light-induced collisional energy transfer: Weak-field and quasistatic-wing limit. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **42**(10): 459~ 473

Four-Level Model of Laser-Induced Collisional Energy Transfer

Chen Deying Wang Qi Ma Zuguang

(*Institute of Opto-Electronics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001*)

(Received 14 September 1995; revised 13 March 1996)

Abstract In this paper a four-level model of laser-induced collisional energy transfer (LICET) is presented in which the effects of the two intermediate states are considered. The equations of motion for the probability amplitudes of the four states are then obtained. And the analytical expression of the cross section for the LICET transition is derived. The results of numerical calculations in Eu-Sr and Cs-Sr systems show that the conventional three-level theory cannot be expected to provide an adequate description of the cross section of the LICET transition if the frequency difference $|\omega_1|$ is comparable to the frequency difference $|\omega_3|$. But the four-level model can be used to describe the LICET process in all cases.

Key words atom, LICET, collision cross section.