

# 强激光场下的双光子自电离理论

屈卫星 徐至展 张文琦

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

## 提 要

本文研究了包括二阶离化过程的强激光场下的双光子自电离。导出了光电子谱的解析表达式, 并对一些特殊情况下的光电子谱进行了分析。

关键词: 双光子自电离, 二阶离化过程, 光电子谱。

## 一、引 言

在激光诱导自电离理论中, 人们研究较多的是单光子自电离过程<sup>[1~4]</sup>(即初始处于基态的原子吸收一个光子而跃迁到自电离态的过程, 对于多光子自电离研究得较少。由于原子的自电离态是镶嵌在连续态中并与其有一定的组态相互作用的分立态, 其能级与基态能级的间隔一般比较大, 特别是对于具有闭合壳层的原子。因此若只通过单光子吸收使原子发生电离, 则要求激光场具有很高的频率, 而对于原子的内壳层电子的激发以及原子的多个电子的剥离<sup>[5]</sup>, 通过单光子吸收几乎是无法实现的, 因此, 对于多光子自电离过程的进一步研究具有一定的重要意义。

多光子自电离理论中最简单而且研究较多的是双光子自电离, 其中 Lambropoulos 和 Young 等人的工作具有一定的代表性<sup>[6,7]</sup>。他们对于具有中间束缚态原子的双光子自电离进行了研究, 并分别对于中间束缚态为共振的和非共振的两种特殊情况作了较详细的讨论<sup>[7]</sup>。不过在他们的作品中忽略了二阶离化过程, 即处于能量较低的连续态和镶在其中的自电离态上的电子继续吸收一个光子而跃迁到能量较高的连续态上的过程, 这种过程在光强不很强的情况下可以忽略, 但在光强很强时, 这种跃迁又是很重要的, 不能随意忽略。

本文在 Young 和 Lambropoulos 等人<sup>[7]</sup>的工作基础上, 对包括二阶离化过程的非共振双光子自电离做了进一步的研究, 求出了两种能量的光电子谱的解析表达式, 并对一些特殊情况进行了理论分析。另外, 本文在整个分析过程中, 没有以有效的组态相互作用强度(与光强有关)作为光电子能量的定标, 而是以原始的组态相互作用强度(与光强无关)为能量定标, 这样做虽然使光电子谱的解析式显得有些复杂, 但可以更清楚地看出各跃迁矩阵元随光强的变化关系。

## 二、理 论 模 型

图1是本文的原子能级示意图, 其中  $|g\rangle_A$  和  $|a\rangle_N$  分别为原子的基态和自电离态, 能量

分别为  $\epsilon_g$  和  $\epsilon_a$ ;  $|c_1\rangle_A$  和  $|c_2\rangle_A$  均为原子的连续态, 其能量分别为  $\epsilon_{c_1} = \epsilon_a$  和  $\epsilon_{c_2} = \epsilon_{c_1} + \omega\hbar$  ( $\omega$  为光场的频率); 在基态与自电离态之间有一组中间态  $|b\rangle_A$ , 通过这组中间态, 原子在光场作用下从基态  $|g\rangle_A$  向  $|a\rangle_A$  和  $|c_1\rangle_A$  发生跃迁, 实现双光子自电离。

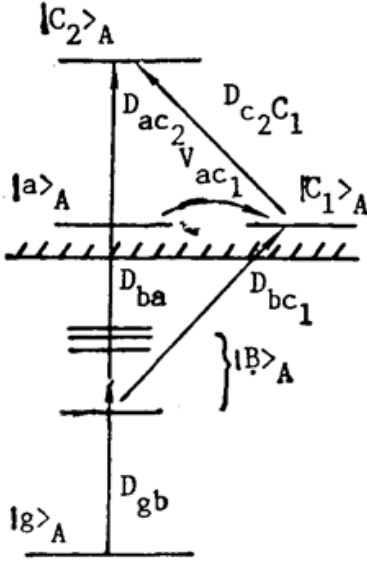


Fig. 1 Scheme of atomic level

本文与通常的非共振双光子自电离理论的主要区别在于考虑了原子从自电离态  $|a\rangle_A$  和连续态  $|c_1\rangle_A$  进一步向更高能量的连续态  $|c_2\rangle_A$  跃迁的二阶离化过程, 即阈上离化 (ATI) 过程, 特别是在光场很强的情况下, 这种过程尤为重要; 另外本文与包括二阶离化的单光子自电离理论<sup>[4]</sup>也是有区别的, 这种区别不仅表现在跃迁矩阵元对光强的依赖关系上, 还表现在中间态对光电子谱的影响上。

所考虑的(原子+场)系统的哈密顿量可写成

$$H = H_0 + V + D \quad (1)$$

其中  $H_0 = H_A^0 + H_F$  为无耦合系统的哈密顿量,  $H_F$  和  $H_A^0$  分别为光场的哈密顿量和无组态耦合原子的哈密顿量;  $V$  和  $D$  分别为原子的组态相互作用(与光强无关)和原子与光场的偶极相互作用。设  $t=0$  时, 整个系统处于基态  $|\psi\rangle = |g\rangle_A |n\rangle$ , 则在  $t>0$  的任意时刻, 系统的状态可表示为  $|\psi(t)\rangle = u(t) |g\rangle$ , 其中

$$U(t) = -\frac{1}{2\pi i} \lim_{\nu \rightarrow 0} \int_{-\infty + i\nu}^{\infty + i\nu} G(Z) e^{-izt} dZ \quad (2)$$

为系统的演化算符,  $G(Z) = (Z - H)^{-1}$  为预解算子<sup>[8]</sup>。由薛定谔方程得

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H |\psi(t)\rangle, \quad (3)$$

可得到下列方程组<sup>[7]</sup>

$$(Z - E_g) G_g - \sum_b D_{gb} G_b = 1; \quad (4a)$$

$$-D_{bg} G_g + (Z - E_b) G_b - D_{ba} G_a - \int D_{bc_1} G_{c_1} dE_{c_1} = 0; \quad (4b)$$

$$-\sum_b D_{ab} G_b + (Z - E_a) G_a - \int V_{ac_1} G_{c_1} dE_{c_1} - \int D_{ac_2} G_{c_2} dE_{c_2} = 0; \quad (4c)$$

$$-\sum_b D_{cb} G_b - V_{ca} G_a + (Z - E_{c_1}) G_{c_1} - \int D_{c_1c_2} G_{c_2} dE_{c_2} = 0; \quad (4d)$$

$$-D_{c_1a} G_a - \int D_{c_1c_2} G_{c_2} dE_{c_2} + (Z - E_{c_2}) G_{c_2} = 0. \quad (4e)$$

从上述方程组中消去  $G_b$  和  $G_{c_1}$ , 得到

$$(Z - E_g) G_g - D_{ga}^{(2)} G_a - \int D_{gc_2}^{(2)} G_{c_2} dE_{c_2} = 1; \quad (5a)$$

$$-D_{ga}^{(2)} G_g + \left( Z - E_a - \int \frac{|D_{ca}|^2}{E_g - E_{c_1}} dE_{c_1} \right) G_a - \int \tilde{V}_{ac_2} G_{c_2} dE_{c_2} = 0; \quad (5b)$$

$$-D_{gc_2}^{(2)} G_g - \tilde{V}_{ca} G_a + (Z - E_{c_2}) G_{c_2} - \int K(E_{c_2}, E_{c_1}) G_{c_1} dE_{c_1} = 0 \quad (5c)$$

其中  $D_{ga}^{(2)}$  和  $D_{gc_2}^{(2)}$  为有效跃迁矩阵元<sup>[7]</sup>

$$\tilde{V}_{c_1 a} = V_{c_1 a} + \sum_b \frac{D_{c_1 b} D_{c b}}{E_g - E_b} + \int \frac{D_{c_1 c_2} D_{c_2 a}}{E_g - E_{c_2}} dE_{c_2} \quad (6)$$

为组态相互作用的有效矩阵元。值得注意的是在此处的  $\tilde{V}_{c_1 a}$  由三项构成：第一项  $V_{c_1 a}$  就是通常的组态相互作用矩阵元，与光强无关；第二项和第三项分别是由中间态和高能量连续态产生的贡献，它们都与光强成正比，在光强不很强的情况下，与  $V_{c_1 a}$  相比这部分贡献可以忽略，但当光强很强时，这部分贡献可达到甚至超过  $V_{c_1 a}$ ，因此在光强很强的情况下，光场对有效矩阵元  $\tilde{V}_{c_1 a}$  的调制作用是不能忽视的。(5c)式中的积分

$$\tilde{K}(E_{c_1}, E_{c_1'}) = \int \frac{D_{c_1 c_2} D_{c_2 c_1'}}{E_g - E_{c_2}} dE_{c_2} \quad (7)$$

为连续态之间二阶耦合，与光强成正比。

需要指出的是，在方程组(5)式的推导过程中，假设了中间态均为非共振态，即  $|\epsilon_b - \epsilon_g - \omega\hbar|$  远大于各中间态的能级宽度，因此忽略了所有非共振耦合矩阵元的二次项  $|D_{gb}|^2$ 、 $|D_{ab}|^2$  和  $|D_{cb}|^2$ ，并采用了与文献[6]相同的近似，即将出现在对中间态求和号及对连续态积分号内分母中的  $Z$  宗量均用  $E_g$  代替。

设连续态之间的二阶耦合很弱，并且在共振能量范围内为能量的缓变函数，由(5c)式可得

$$G_a = \frac{1}{Z - E_{c_1}} \frac{D_{c_1 g} G_g + \tilde{V}_{c_1 a} G_a}{1 + k} \quad (8)$$

其中  $k = i\pi\tilde{K}$ ，将(8)式代入(5a)和(5b)，得到

$$(Z - E_g - S'_g + i\gamma'_g/2)G_g - D_{E_g}^{(2)}(1 - i/q)G_a = 1; \quad (9a)$$

$$-D_{E_g}^{(1)}(1 - i/q)G_g + (Z - E_a - S_a - F'_a + i\gamma_a/2 + i\Gamma'_a/2)G_a = 0. \quad (9b)$$

其中

$$D_{E_g}^{(2)} = D_{a_g}^{(2)} + \text{Re} \left\{ \frac{1}{1+k} \int \frac{\tilde{V}_{ac_1} D_{c_1 g}^{(2)}}{E_g - E_{c_1}} dE_{c_1} \right\}, \quad (10)$$

$$q = - \left( D_{E_g}^{(2)} / \text{Im} \left\{ \frac{1}{1+k} \int \frac{\tilde{V}_{ac_1} D_{c_1 g}^{(2)}}{E_g - E_{c_1}} dE_{c_1} \right\} \right), \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} S'_g &= \frac{1}{1+k} P \int \frac{|D_{g c_1}^{(2)}|^2}{E_g - E_{c_1}} dE_{c_1} = \frac{S_g}{1+k}, \quad \gamma'_g/2 = \frac{\pi |D_{g c_1}^{(2)}|^2_{\epsilon_{c_1}=E}}{1+k} = \frac{\gamma_g/2}{1+k}, \\ S_a &= P \int \frac{|D_{c_1 a}|^2}{E_g - E_{c_1}} dE_{c_1}, \quad \gamma_a/2 = \pi |D_{c_1 a}|^2_{\epsilon_{c_1}=E+\omega\hbar}, \\ F'_a &= \frac{1}{1+k} P \int \frac{|\tilde{V}_{ac_1}|^2}{E_g - E_{c_1}} dE_{c_1} = \frac{F_a}{1+k}, \quad \Gamma'_a/2 = \frac{\pi |\tilde{V}_{ac_1}|^2_{\epsilon_{c_1}=E}}{1+k} = \frac{\Gamma_a/2}{1+k}, \\ E &= \epsilon_g + 2\omega\hbar. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

它们的物理意义是： $D_{E_g}^{(2)}$  为双光子跃迁的有效振幅， $q$  为双光子自电离的有效不对称参量， $S'_g$  和  $\gamma'_g/2$  分别为双光子电离对基态能级产生的能移和半离化宽度， $S_a$  和  $\gamma_a/2$  分别为二阶离化引起的自电离态能级的移动和半宽度， $F'_a$  和  $\Gamma'_a/2$  分别为自电离态的有效能移和半自电离宽度。

从(9)式中解出  $G_g$  和  $G_a$ ，并代入(8)式解出  $G_{c_1}$ ，再通过(4e)式解出  $G_{c_2}$ ，最后的结果为

$$G_{c_1} = \frac{D_{c_1 g}^{(2)}(Z - E_a - S_a - F'_a + i\gamma_a/2 + i\Gamma'_a/2) + \tilde{V}_{c_1 a} D_{E_g}^{(2)}(1 - i/q)}{(Z - E_{c_1})(1+k)S(Z)}, \quad (13a)$$

$$G_{c_2} = \frac{(1+k)\tilde{D}_{c_2 a} D_{E_g}^{(2)}(1 - i/q) + (Z - E_a - S_a - F'_a + i\gamma_a/2 + i\Gamma'_a/2)\tilde{D}_{c_2 g}}{(Z - E_{c_2})(1+k)S(Z)}. \quad (13b)$$

其中

$$S(Z) = (Z - E_g - S'_g + i\gamma'_g/2)(Z - E_a - S_a - F'_a + i\gamma_a/2 + i\Gamma'_a/2) - |D_{E_g}^{(2)}|^2(1 - i/q)^2, \quad (14)$$

$$\tilde{D}_{c_{1a}} = D_{c_{1a}} + \frac{1}{1+k} \int \frac{D_{c_{1c_1}} \tilde{V}_{c_{1a}}}{E_g - E_{c_1}} dE_{c_1}, \quad (15)$$

$$\tilde{D}_{c_{1g}} = \int \frac{D_{c_{1c_1}} D_{c_{1g}}^{(2)}}{E_g - E_{c_1}} dE_{c_1}. \quad (16)$$

把(13)式代入(2)式便可求出系统演化算符  $U(t)$  的相应矩阵元, 本文只限于讨论在  $t \rightarrow \infty$  时的稳态光电子谱, 由于

$$U_{c_i}(\infty) = \lim_{Z \rightarrow E_{c_i}} (Z - E_{c_i}) G_{c_i}(Z) \quad (i=1, 2), \quad (17)$$

将(13)式代入上式, 不难求出相应的光电子谱

$$P_{c_1}(E_{c_1}) = |U_{c_1}(\infty)|^2 = \left| \frac{D_{c_{1g}}^{(2)}(E_{c_1} - E_a - S_a - F'_a + i\gamma_a/2 + i\Gamma'_a/2 + \tilde{V}_{c_{1a}} D_{E_g}^{(2)}(1 - i/q))}{(1+k)S(E_{c_1})} \right|^2, \quad (18a)$$

$$P_{c_2}(E_{c_2}) = |U_{c_2}(\infty)|^2 = \left| \frac{(1+k)\tilde{D}_{c_{1a}} D_{E_g}^{(2)}(1 - i/q) + (E_{c_2} - E_a - S_a - F'_a + i\gamma_a/2 + i\Gamma'_a/2)\tilde{D}_{c_{1g}}}{(1+k)S(E_{c_2})} \right|^2. \quad (18b)$$

由前面的定义可知, 出现在上式中的  $D_{E_g}^{(2)}$ 、 $\tilde{V}_{c_{1a}}$ 、 $\tilde{D}_{c_{1a}}$  和  $\tilde{D}_{c_{1g}}$  矩阵元以及参量  $q$  都含有对连续态的积分, 为了便于讨论, 忽略这些积分的主值部分的贡献, 并引入新的参量

$$\left. \begin{aligned} q_g &= \frac{D_{a_g}^{(2)}}{\pi V_{a c_1} D_{c_{1g}/\epsilon_{c_1}=E}}, & q_{c_1} &= \frac{D_{c_{1a}}}{\pi D_{c_{1c_1}} V_{c_{1a}/\epsilon_{c_1}=E}}, \\ \lambda &= \sum_b \frac{(D_{c_{1a}} D_{ba})/V_{a c_1}}{E_g - E_b}, & \nu &= \pi^2 D_{c_{1c_1}/\epsilon_{c_1}=E_0}^2 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

通过化简可将这些矩阵元和参量表示为

$$\left. \begin{aligned} \tilde{V}_{c_{1a}} &\rightarrow V_{c_{1a}}(1 + \lambda - i\nu q_{c_1}), \\ D_{E_g}^{(2)} &= D_{gE}^{(2)} \rightarrow D_{a_g}^{(2)} \left( 1 - \frac{\nu q_{c_1}/q_g}{1+k} \right), \\ q &\rightarrow \frac{(1+k)q_g - \nu q_{c_1}}{1+\lambda}, \\ \tilde{D}_{c_{1a}} &\rightarrow D_{c_{1a}} \left[ 1 - \frac{\nu}{1+k} - i \frac{(1+\lambda)/q_{c_1}}{1+k} \right], \\ \tilde{D}_{c_{1g}} &\rightarrow -i\pi D_{c_{1c_1}} D_{c_{1g}/\epsilon_{c_1}=E_0} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

将(20)式代入(18)式, 并以自电离速率  $\nu_0 = \pi V_{a c_1}^2$  为能量定标, 最后求出的光电子谱的表示式为

$$P_1(\epsilon_1) = \pi \nu_0 P_{c_1}(E_{c_1}) = I^2 \left| \epsilon_1 + (1+\lambda) \left( q_g - \frac{2\nu q_{c_1}}{1+k} \right) + i \left[ \beta - \nu q_{c_1} \left( q_g - \frac{2\nu q_{c_1}}{1+k} \right) \right] \right|^2 / |(1+k)\Delta(\epsilon_1)|^2, \quad (21a)$$

$$P_2(\epsilon_2) = \pi \nu_0 P_{c_2}(E_{c_2}) = \beta I^2 \left| (1+k-\nu)q_g - \left( 1 - \frac{2\nu}{1+k} \right) \nu q_{c_1} + \beta/q_{c_1} \right|^2$$

$$+ \dot{i} \left[ \varepsilon_2 + (1+\lambda)q_g + (1+\lambda) \left( 1 - \frac{2\nu}{1+k} \right) q_{c_1} \right] / q_{c_1} \Big|^2 / |(1+k)\Delta(\varepsilon_2)|^2. \quad (21b)$$

$$\Delta(\varepsilon) = \varepsilon^2 + \left[ \delta + \dot{i} \left( \beta + \frac{I^2 + (1+\lambda)^2 + \nu^2 q_{c_1}^2}{1+k} \right) \right] \varepsilon + \left( \dot{i}\delta - \frac{I^2}{1+k} \right) \left[ \beta + \frac{(1+\lambda)^2 + \nu q_{c_1}^2}{1+k} \right] - I^2 \left( q_g - \frac{\nu q_{c_1}}{1+k} - \dot{i} \frac{1+\lambda}{1+k} \right)^2. \quad (21c)$$

在上式中  $I = |D_{c_1g}^{(2)}|/V_{ac_1}$  为无量纲光强,  $\delta = \Delta^{(2)}/\nu_0$  为无量纲失谐量,  $\Delta^{(2)} = (E_a + S_a + F'_a) - (E_g + S_g)$ ,  $\beta = D_{ca}^2/V_{ac_1}^2$  为自电离态的半离化宽度,  $\varepsilon_1 = (E_{c_1} - E_a - S_a - F'_a)/\nu_0$  和  $\varepsilon_2 = (E_2 - E_a - S_a - F'_a)/\nu_0$  分别为在连续态  $|c_2\rangle$  和  $|c_2\rangle$  附近的光电子能量。从 (21) 式不难看出: 由于考虑了二阶离化过程, 在连续态  $|c_2\rangle$  附近出现了能量更高的光电子, 而且由于  $\beta \propto I$ , 所以在光强很强时,  $P_2$  随光强的变化就越显著。值得注意的是这里定义的无量纲光强  $I$  与通常的单光子自电离理论中的无量纲光强  $I' = |D_{gca}|^2/|V_{ac_1}|^2$  在和实际光强的对应关系上是不同的, 这是由于本文讨论的是非共振中间态的情况, 双光子跃迁的二阶矩阵元要比通常单光子跃迁的一阶矩阵元小得多, 所以同一实际光强所对应的  $I$  要小于  $I'$ , 也就是说, 在具有非共振中间态的双光子自电离中和共振的单光子自电离中均实现强场条件(即无量纲光强的值近似等于 1), 前者要求的实际光强远大于后者。

### 三、几种特殊情况的讨论

#### 1. 忽略二阶离化过程

这对应于忽略掉高能连续态的情况 ( $D_{ca} = 0, D_{c_1c_1} = 0$ ), 即  $\nu = 0, k = 0, \beta = 0$  这时 (21) 式可简化为

$$\left. \begin{aligned} P_1(\varepsilon_1) &= I^2 |\varepsilon_1 + (1+\lambda)q_g|^2 / |\Delta(\varepsilon_2)|^2, \\ P_2(\varepsilon_2) &= 0, \\ \Delta(\varepsilon) &= \varepsilon^2 + [\delta + \dot{i}I^2 + \dot{i}(1+\lambda)^2] \varepsilon + (\dot{i}\delta - I^2)(1+\lambda)^2 - I^2 [q_g - \dot{i}(1+\lambda)]^2. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$P_2 = 0$  这是必然的结果。  $P_1$  的零点出现在  $\varepsilon_1 = -(1+\lambda)q_g$  处, 不象单光子自电离理论那样始终出现在  $\varepsilon_1 = -q_g$  处, 而且由于  $\lambda$  与光强、原子有关 [见 (19) 式] 因此零点的位置会随光强发生变化, 对于光电子谱的峰的位置及宽度也是如此。

#### 2. 在二阶离化过程中忽略 $|c_1\rangle - |c_2\rangle$ 耦合

只考虑  $|a\rangle - |c_2\rangle$  耦合 ( $D_{ca} \neq 0, D_{c_1c_1} = 0$ ), 即  $\nu = 0, q_{c_1} \rightarrow \infty (\nu q_{c_1} \rightarrow 0), k = 0$ , 这时的光电子谱为

$$\left. \begin{aligned} P_1(\varepsilon_1) &= I^2 |\varepsilon_1 + (1+\lambda)q_g + \dot{i}\beta|^2 / |\Delta(\varepsilon_1)|^2, \\ P_2(\varepsilon_2) &= \beta I^2 q_g^2 / |\Delta(\varepsilon_2)|^2, \\ \Delta(\varepsilon) &= \varepsilon^2 + [\delta + \dot{i}\beta + \dot{i}I^2 + \dot{i}(1+\lambda)^2] \varepsilon + (\dot{i}\delta - I^2) [\beta + (1+\lambda)^2] - I^2 [q_g - \dot{i}(1+\lambda)]^2. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

从上式看出: 由于考虑了  $|a\rangle - |c_2\rangle$  耦合,  $P_{c_1}$  的零点消失, 这是可以理解的, 因为计入了  $|a\rangle - |c_2\rangle$  单通道跃迁, 使得二阶离化过程始终存在, 自电离态必然是不稳定的。同样的道理, 在光电子谱中出现了高能的光电子, 即  $P_2 \neq 0$ 。

#### 3. 同时计入 $|a\rangle - |c_2\rangle$ 和 $|c_1\rangle - |c_2\rangle$ 耦合的二阶离化过程 ( $D_{ca} \neq 0, D_{c_1c_1} \neq 0$ )

这时的光电子谱即为(21)式,在一般情况下,光电子谱  $P_1$  和  $P_2$  都不存在零点但在一定的条件下某些原子系统的光电子谱还是可能存在零点,由(21)式可看出:  $P_1$  出现零点的条件是

$$\beta + \frac{2\nu^2 q_{c_1}^2}{1+k} - \nu q_{c_1} q_{c_2} = 0. \quad (24)$$

由于  $\beta$  和  $\nu$  均与光强成正比,可表示为  $\beta = \beta_A I$  和  $\nu = \nu_A I$  ( $\nu_A$  和  $\beta_A$  只是与原子有关的参数),所以由(24)式可知,低能光电子谱  $P_1$  在光强  $I = \frac{\nu_A q_{c_1} q_{c_2} - \beta_A}{2\nu_A^2 q_{c_2}^2}$  时才可出现零点。  $P_2$  出现零点的条件是

$$(1+k-\nu)q_{c_1} - \nu\left(1 - \frac{2\nu}{1+k}\right)q_{c_2} + \beta/q_{c_1} = 0. \quad (25)$$

同样可根据  $k$ 、 $\beta$  和  $\nu$  与光强成正比的关系,将上式化成光强的方程,由于这是光强的二次方程,所以要根据方程的解的物理意义来判断高能光电子谱是否可能出现零点。

#### 4. 光电子谱随光强的变化关系

由于  $\beta \propto I$ ,所以光强增强时,高能光电子峰可能会超过低能光电子峰,出现所谓的峰开关效应,由  $P_1$  和  $P_2$  的表示式可看出,峰开关效应大致出现在光强  $I \sim \beta_A^{-1}$  的情况,即  $|a\rangle - |c_2\rangle$  耦合越弱,出现峰开关效应所需的光强就越强。值得注意的是:由于缀饰态能级宽度也与光强有关,光强的增加可能会引起光电子峰值的绝对增加或减小,还有可能出现所谓的“相干汇集”现象<sup>[9]</sup>,这些问题将在后续的文章中通过具体的计算再做进一步的讨论。

## 四、结 论

本文从理论上研究了包含二阶离化过程的非共振双光子自电离,得到了光电子谱的解析表达式,从这些解析式看出:当忽略二阶离化过程时,能量分布在较高连续态附近的光电子消失,只有能量分布在自电离态附近的低能光电子,并且在低能光电子谱中存在着零点;当考虑了二阶离化过程时,在低能光电子谱的基础上还会产生能量较高的光电子;若在二阶离化过程中忽略连续态之间的耦合,由于单通道的二阶离化,两种能量的光电子谱均不会出现零点。反之,光电子谱在特定的条件下可能会出现零点;出现峰开关效应所相应的光强与自电离态和能量较高的连续态的耦合强度成反比。

## 参 考 文 献

- [1] P. Lambropoulos, P. Zoller; *Phys. Rev. A.*, 1981, **24**, No. 1 (Jul), 379~397.
- [2] K. Rzazewski, J. H. Eberly; *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **47**, No. 6 (Aug), 408~411.
- [3] A. I. Andryushin et al.; *Opt. Commun.*, 1984, **49**, No. 2 (Feb), 120~124.
- [4] 姚关华,徐至展;《光学学报》,1989, **9**, No. 8 (Aug), 673~679.
- [5] M. Crance; *Phys. Rev.*, 1987, **144**, No. 3 (Jan), 118~185.
- [6] Young Soon Kim, P. Lambropoulos; *Phys. Rev. A.*, 1984, **29**, No. 6 (Jun), 3159~3172.
- [7] S. L. Chin, P. Lambropoulos; *«Multiphoton Ionization of Atoms»*, (Academic Press, Canada, 1984), 189.
- [8] P. Lambropoulos; *Phys. Rev. A.*, 1974, **9**, No. 5 (May), 1992~2013.
- [9] G. S. Agarwal et al.; *Phys. Rev. A.*, 1982, **26**, No. 4 (Oct), 2277~2280.

## Theory of two-photon autoionization under strong laser field

QU WEIXING XU ZHIZHAN AND ZHANG WENQI

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica Shanghai, 201800*)

(Received 17 April 1990; revised 10 May 1990)

### Abstract

In this paper, the two-photon autoionization involving second-order ionization process under strong laser field is investigated. The analytic expression of photoelectron spectrum is derived and the photoelectron spectra under some of special case are analyzed.

**Key words:** two-photon autoionization; second-order ionization process; photoelectron spectrum.