

强激光场诱导自电离理论*

姚关华 徐至展**

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

在 Fano 模型中考虑了在电离限之上额外吸收一个光子的二阶离化过程, 重新研究了强激光场诱导自电离的动力学, 着重讨论了二阶离化过程对光电子谱的重要影响。

关键词: 激光诱导自电离(LIA), 二阶离化过程, 光电子谱。

一、引 言

激光诱导自电离(Laser-induced autoionization 或 LIA) 不仅为多电子原子能级结构的研究提供了重要手段, 还可作为短波长激光的一种重要泵浦机制^[1], 近年来, 它已成为强场物理中越来越引人注目的前沿。

早期的激光诱导自电离理论仅适用于弱场条件, 1981年 Lambropoulos 等人^[2]首次将它推广到强场范围, 舍弃传统的微扰论, 采用全量子理论对最简单的 Fano 自电离模型^[3]重新作了讨论, 发现了强场下新的相干效应。随后, 许多学者^[4~6]相继讨论了自发辐射、非均匀加宽以及激光的有限带宽等非相干弛豫机制对激光诱导自电离的影响。然而, 已有的这些理论大多忽略了在强场下特别重要的高阶离化过程^[7, 8]。本文在 Lambropoulos 等人^[2]工作的基础上, 首次同时考虑了自电离态的光离化和连续态向连续态的跃迁这两种二阶离化过程, 着重讨论了在强场和强反对称情况下, 上述二阶离化过程对光电子谱的重要影响。

二、强激光场诱导自电离模型

本文考虑如图 1(a)所示的激光诱导自电离模型, 其中: $|b\rangle$ 为原子的基态, $|a\rangle$ 为能量高于第一电离限的分立态——自电离态, $|c_1\rangle$ 为 $|a\rangle$ 附近的连续态(离子加自由电子态), $|c_2\rangle$ 为能量 $E_{c_2} \approx E_a + \hbar\omega_L$ 的第二个连续态, ω_L 为激光频率, V 和 D 分别是组态相互作用和激光与原子的偶极相互作用, 图 1中表示的向 $|c_2\rangle$ 连续态的离化过程—— $|a\rangle - |c_2\rangle$ 和 $|c_1\rangle - |c_2\rangle$ 耦合就是本文将着重讨论的两种二阶离化过程。若在图 1(a)中略去这两种离化过程, 就变成最简单的 Fano 模型^[3]。然而, 这两种过程始终存在, 而且, 正如最新的非共振多光子电离实验^[9]所证实的, 高阶离化过程在强场下起着极为重要的作用, 因此, 强场激光诱导自电离模型应该包含这两种二阶离化过程。

收稿日期: 1988年3月28日; 收到修改稿日期: 1988年11月8日

* 本文曾在 '87 ILS(美国, 新泽西)上宣读。

** 中国高等科学技术中心, 凝聚态和辐射物理分中心, 北京。

在图 1(a)模型下,原子加场系统的哈密顿算符为

$$H = H_A + H_F + D, \quad (1)$$

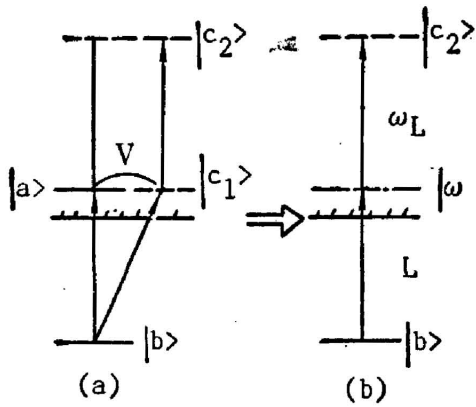


Fig. 1 Schematic diagram of the energy levels and transitions

式中 $H_A = H_A^0 + V$ 和 H_F 分别为原子和场的自由哈密顿算符, H_A^0 为忽略组态相互作用后的原子哈密顿算符。

根据 Fano 早期的理论^[3], H_A 的对角化可使 $|a\rangle$ 和 $|c_1\rangle$ 合并成一个有一定结构的连续态——Fano 态^[10] $|\omega\rangle$

$$\left. \begin{aligned} |\omega\rangle &= e^{i\varphi} \frac{\varepsilon(\omega)|c_1\rangle + (1/\pi V_{ac_1})|\phi(\omega)\rangle}{\varepsilon(\omega) - i}, \\ \varepsilon(\omega) &= (\omega - E_a)/\nu_0, \\ |\phi(\omega)\rangle &= |a\rangle + p \int dE_{c_1} \frac{V_{ac_1}(E_{c_1})}{\omega - E_{c_1}} |c_1\rangle, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中 $\nu_0 = \pi V_{ac_1}^2$ 为自电离速率, ω 为 Fano 态的能量, p 表示求积分的主值, 所有状态 $|E\rangle$ 都是原子态, 即 H_A 的本征态, 借助于 Fano 态 $|\omega\rangle$, 图 1(a) 的跃迁能级图可等效地简化成图 1(b), 同时, 哈密顿算符 $H_0 = H_A + H_F$ 和 D 可用 H_0 的本征态展开成

$$\left. \begin{aligned} H_0 &= \tilde{E}_b |b\rangle \langle b| + \int \tilde{\omega} |\omega\rangle \langle \omega| d\omega + \int \tilde{E}_{c_2} |c_2\rangle \langle c_2| dE_{c_2}, \\ D &= \int D_{b\omega} |b\rangle \langle \omega| d\omega + \iint D_{\omega c_2} |\omega\rangle \langle c_2| d\omega dE_{c_2} + H.C., \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中 $|b\rangle = |b\rangle |n\rangle$, $|\omega\rangle = |\omega\rangle |n-1\rangle$ 和 $|c_2\rangle = |c_2\rangle |n-2\rangle$ 均为原子加场系统的未扰动 Dressed 态^[2], 其能量分别为 $\tilde{E}_b = E_b + n\omega_L$, $\tilde{\omega} = \omega + (n-1)\omega_L$ 和 $\tilde{E}_{c_2} = E_{c_2} + (n-2)\omega_L$, $|n\rangle$ 为初始的光子态*, 另外, 与通常的处理方法^[10]类似, 根据 Fano 态的定义可将 $D_{b\omega}$ 和 $D_{c_2\omega}$ 写成

$$\left. \begin{aligned} D_{b\omega} &= \langle b|D|\omega\rangle = e^{i\varphi} D_{bc_1} \frac{\varepsilon(\omega) + q_b}{\varepsilon(\omega) - i}, \\ D_{c_2\omega} &= \langle c_2|D|\omega\rangle = e^{i\varphi} D_{c_2\omega} \frac{\varepsilon(\omega) + q_{c_2}}{\varepsilon(\omega) - i}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中 q_b 为与基态 $|b\rangle$ 有关的 Fano 反对称参量^[3], q_{c_2} 为与连续态 $|c_2\rangle$ 有关的 Fano 参量, 经以上处理, 问题就归结为求解哈密顿算符为 $H = H_0 + D$ 的薛定谔方程。

三、理论处理

预解算子法是处理多光子过程常用的一种理论方法^[11], 其基本思想是通过求解预解算符 $G(z) = (z - H)^{-1}$ 间接地求得演化算符 $U(t)$, $U(t)$ 和 $G(z)$ 的变换关系为

$$U(t) = -\frac{1}{2\pi i} \lim_{y \rightarrow 0} \int_{-\infty + iy}^{\infty + iy} G(z) e^{-izt} dz, \quad (5)$$

根据预解算符的定义, 本文激光诱导自电离模型下的 $G(z)$ 满足

$$(z - H_0 - D)G(z) = 1, \quad (6)$$

* 此处取 $n=1$ 。

在上式两边右乘态矢 $|b\rangle$, 然后再分别左乘态矢 $\langle b|$ 、 $\langle \omega|$ 、 $\langle c_2|$ 就可得到预解算子各矩阵元满足的积分方程

$$\left. \begin{aligned} (z - \tilde{E}_b)G_{bb} - \int D_{b\omega}G_{\omega b}d\omega &= 1, \\ -D_{\omega b}G_{bb} + (z - \tilde{\omega})G_{\omega b} + \int D_{\omega c_2}G_{c_2 b}dE_{c_2} &= 0, \\ -\int D_{c_2\omega}G_{\omega b}d\omega + (z - \tilde{E}_{c_2})G_{c_2 b} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

消去 $G_{c_2 b}$ 就可导出 $G_{\omega b}$ 满足的积分方程

$$G_{\omega b} = \frac{D_{\omega b}G_{bb}}{z - \tilde{\omega}} + \frac{1}{z - \tilde{\omega}} \left[\int \frac{D_{\omega c_2}D_{c_2\omega'}}{z - \tilde{E}_{c_2}} dE_{c_2} \right] G_{\omega' b} d\omega', \quad (8)$$

注意到在慢变矩阵元近似^[22]下, 共振范围内 ($E_{c_2} \approx E_a + \omega_L$) 的 q_{c_2} 与能量 E_{c_2} 近似无关, 即

$$q_{c_2} = \left(\frac{D_{ac_2}}{\pi V_{ac_2} D_{c_2 c_2}} \right)_{E_{c_2} \approx E_a} \approx q_a, \quad (9)$$

类似于文献[10], 将矩阵 $D_{b\omega}$ 和 $D_{c_2\omega}$ 表示成

$$D_{b\omega} = \frac{\Omega_b}{\sqrt{\pi\nu_0}} \beta_b(\omega), \quad D_{c_2\omega} = \frac{\Omega_{c_2}}{\sqrt{\pi\nu_0}} \beta_a(\omega), \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} \beta_k(\omega) &= \frac{1}{\varepsilon(\omega) - i} + \frac{1}{q_k + i} \cdot \frac{(-i\sigma)}{\varepsilon(\omega) - i\sigma}, \quad (k = a, b) \\ \Omega_b &= e^{i\varphi} \sqrt{\pi\nu_0} (q_b + i) D_{bc_2} |_{E_{c_2} \approx E_a}, \\ \Omega_{c_2} &= e^{i\varphi} \sqrt{\pi\nu_0} (q_a + i) D_{c_2 c_2} |_{E_{c_2} \approx E_a}, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

式中 σ 是为计算方便而引入的参量^[12], 它在计算结束时取为无穷大, φ 是任意相位。

在作了(9)式的近似后, 积分方程(8)的影响函数核^[12](式中的方括号部分)可写成

$$K(\omega, \omega') = \frac{\beta_a(\omega)\beta_a^*(\omega')}{\pi\nu_0} \int \frac{\Omega_{c_2}^2}{z - \tilde{E}_{c_2}} dE_{c_2}, \quad (12)$$

即 $K(\omega, \omega')$ 可分解成 ω 和 ω' 的函数之积。与多光子离化研究中习用的处理方法一样, 采用极点近似, 略去微小的线移^[2, 6, 12], 并引入参量 $\nu_a = (\pi\Omega_{c_2}^2/\nu_0)$, (12)式又可表示成

$$K(\omega, \omega') = -i\nu_a \beta_a(\omega)\beta_a^*(\omega'), \quad (13)$$

将上式代入(8)式就可解出 $G_{\omega b}$

$$G_{\omega b}(z) = \frac{\Omega_b}{\sqrt{\pi\nu_0}} \frac{\beta_b(\omega) + \beta_0(z)\beta_a^*(\omega)}{z - \tilde{\omega}} G_{bb}(z), \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} B_0(z) &= \frac{-i\nu_a R_{ab}(z)}{\pi\nu_0 + i\nu_a R_{ab}(z)}, \\ R_{ab}(z) &= \int \frac{\beta_a(\omega)\beta_b^*(\omega)}{z - \tilde{\omega}} d\omega, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

最后, 将(14)式代入(7)式便可求得预解算子矩阵元

$$\left. \begin{aligned} G_{c_2 b}(z) &= \frac{1}{z - \tilde{E}_{c_2}} \frac{\Omega_{c_2}\Omega_b}{\pi\nu_0} [R_{ab}(z) + \beta_0(z)R_{aa}(z)] G_{bb}(z), \\ G_{bb}(z) &= z - \tilde{E}_b - \Omega_b^2 \left[R_{bb}(z) + \frac{\beta_0(z)R_{ba}(z)}{\pi\nu_0} \right]^{-1}, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

四、光电子能谱

1. 解析解

通过简单的运算不难从预解算子矩阵元求得波函数 $\psi(t)$, 设系统的初态为 $|\psi(0)\rangle = |b\rangle$ 即 $t=0$ 时原子处于基态 $|b\rangle$, 光子态为 $|n\rangle$, 则 t 时刻的状态为 $|\psi(t)\rangle = U(t)|b\rangle$, 而系统处于某一状态 $|k\rangle$ 的几率振幅为

$$U_k(t) = \langle k|\psi(t)\rangle = -\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty+i0}^{\infty+i0} G_{kb}(z) e^{-izt} dz, \quad (17)$$

由此可进一步讨论在任意时刻 t 系统处于各态的几率、电离谱线形等重要物理性质。

本文中我们着重讨论稳态 ($t \rightarrow \infty$) 光电子谱, 为此, 只要将上节结果代入 G_{kb} 代入 (17) 式, 结果为

$$P_1(\varepsilon) = \pi\nu_0 |u_\omega(\infty)|^2 = I \frac{(\varepsilon + q_b)^2 + \nu^2 (1 - (q_b/q_a))^2}{A^2 |s(\varepsilon)|^2}, \quad (18)$$

$$P_2(\varepsilon') = \pi\nu_0 |u_{\omega'}(\infty)|^2 = \nu I \frac{(\varepsilon' + q_a + q_b)^2 + q_a^2 q_b^2}{A^2 |s(\varepsilon')|^2 (q_a^2 + 1)}, \quad (19)$$

$$s(z) = z^2 + z \left[\delta + \frac{2\nu}{Aq_a} + i \frac{(1 + \nu + I)}{A} \right] + \left(\frac{i}{A} \right) [2q_b I + (1 + \nu)\delta] + \left[\frac{2\delta\nu}{Aq_a} - \frac{q_b^2 I}{A} \right] - \left[\nu I \left(1 - \frac{q_b}{q_a} \right)^2 / A \right], \quad (20)$$

$$A = 1 + \frac{\nu}{q_a^2}, \quad I = \frac{\Omega^2}{4(q_b^2 + 1)} = \frac{D_{bc_1}^2}{D_{ac_1}^2},$$

式中 I 为无量纲光强^[2,10], $\Omega = (2\Omega_b/\nu_0)$, $\delta = (\Delta/\nu_0)$ 为无量纲离谐量, $A = \tilde{E}_a - \tilde{E}_b = (E_a - E_b) - \omega_L$, $\nu = (D_{ac_1}^2/V_{ac_1}^2)$ 为自电离态的半离化宽度 (以 ν_0 定标), $\varepsilon(\omega) = [(\tilde{\omega} - \tilde{E}_a)/\nu_0] = [(\omega - E_a)/\nu_0]$ 和 $\varepsilon(\omega') = [(\tilde{E}_{c_2} - \tilde{E}_a)/\nu_0] = [(E_{c_2} - E_a - \omega_L)/\nu_0]$ 分别为连续态 $|c_1\rangle$ 和 $|c_2\rangle$ 附近的光电子能量。(18)式和(19)式即为考虑了两种二阶离化过程后的光电子谱解析解, 其中, $P_1(\varepsilon)$ 就是在已有的激光诱导自电离理论中广泛讨论的, 自电离态附近的光电子分布^[2,4~7,10]。值得注意的是, 本文结果(19)式表明, 在能量约比 E_a 高 ω_L 的连续态 $|c_2\rangle$ 附近, 还存在另一部分光电子。显然, 这部分光电子的产生是二阶离化过程的必然结果。为区别于原有的光电子谱 $P_1(\varepsilon)$ 我们将具有更高能量 $E_{c_2} \approx (E_a + \omega_L)$ 的那部分 $P_2(\varepsilon')$ 称为高电子谱, 而将 $P_1(\varepsilon)$ 称为低电子谱。

2. 几种极限情况

不难验证, 在以下几种极限情况下, 本文结果过渡到前人的结果:

(1) $\nu = 0$, 相当于忽略二阶离化过程

此时(18)式就是 Lambropoulos 等人^[2]和 Rzazewski 等人^[10]的结果。正如这些作者所指出的, [从(18)式容易证明] $s = -q_b$ 始终是 $P_1(\varepsilon)$ 的零点 (称为 Fano 零点), 且在一定光强下, 光电子谱的一个峰会变得无限窄和无限高, 自电离态会趋于稳定而不再自电离。

(2) $q_a \rightarrow \infty$ 但 $\nu \neq 0$

它对应于只考虑 $|a\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁, 而忽略 $|c_1\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁。在这一极限下, (18)式回到文献[7]的对应结果, 然而在文献[7]中, 作者既没有涉及强场情形, 又忽略了 $P_2(\varepsilon')$ 的贡献。

另外,赵力耕和徐至展^[8]曾给出 $P_2(\varepsilon')$ 的表达式,但并未作进一步讨论。容易验证,他们的结果又是(19)式在 $q_a \rightarrow \infty$ 时的极限。

(3) $q_a, q_b \rightarrow \infty, \nu_0 = 0$

这一极限相当于 $|a\rangle$ 是束缚态的情况,对应于双光子近共振离化,此时(19)式又是文献[13]的结果。

3. 二阶离化过程对低电子谱的影响

(1) $|a\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁的影响

(18)式表明, $|a\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁的影响完全由自电离态的光离化速率 ν 决定。与普通的多光子电离情况不同,在激光诱导自电离中,二阶离化过程 $|a\rangle - |c_2\rangle$ 与一阶离化 $|b\rangle - |c_1\rangle$ 都是由同一激光场诱导的分立态的光致离化,其速率 $\nu_a = \pi |D_{a\alpha}|^2$ 与 $\nu_b = \pi |D_{b\alpha}|^2$ 一般具有相同的量级^[7],即 $\alpha = (\nu_a/\nu_b) \sim 1$,不仅如此, $\nu = \alpha I$,即二阶离化速率随光强的提高而增大。可见,二阶离化过程在强激光场诱导自电离中具有特别重要的作用。

图 2 给出了强反对称 ($q_a = q_b = 2$) 和较强光场 ($\Omega = 8$ 或 $I = 3.2$) 下不同 q 值对应的低电子谱 $P_1(\varepsilon)$,图 2 中 $\alpha = 0$ 对应于忽略二阶离化过程(文献[10])的结果, $\alpha \neq 0$ 对应于计入这种机制,其大小反映了 $|a\rangle - |c_2\rangle$ 耦合的强弱。容易看出,即使很小的耦合(图中 $\alpha = 0.1$) 也会使低电子谱的峰值有显著减小。考虑到实际的参量 α 量级为 $1^{[7]}$,图中 $\alpha = 0.5, 0.8$ 的谱更接近真实。可见, $|a\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁的存在使得实际的光电子谱强度远小于前人所预言的结果^[10,12]。

(2) $|c_1\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁的影响

由定义(9)式可知, q_a 反映了 $|c_1\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁相对于 $|a\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁的重要性。 $q_a \rightarrow \infty$ 对应于忽略 $|c_1\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁,而 q_a 越小对应于这一跃迁越为重要。对激光诱导自电离研究中特别感兴趣的强反对称(小 q)情形, $|c_1\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁与 $|a\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁同等重要。

图 3 示出了根据(18)式计算的各种 q_a 值下的低电子谱 $P_1(\varepsilon)$ 。图 3 为 $\Omega = 4.5, q_b = 2, \delta = 0, \alpha = 0.8, q_a = \infty$ 时对应于文献[7, 8]的结果,比较这些曲线可以看出,有限的 q_a 会使左峰发生显著变化。特别是当 $q_a = 4$ 时,左峰消失,双峰变为单峰结构。 $q_a = 3$ 时,左峰成为凹陷,而 $q_a = 2$ 时,原有的峰变成了零点。

上述结果与文献[7, 8, 10]均不同。在文献[10]中, $\varepsilon = -q_b$ 始终是光电子谱的零点,而且,在图 3 所取光强下,左峰刚好变为无限窄。在文献[7, 8]中, Fano 零点不再存在。而图 3 则表明,一般情况下 Fano 零点消失,但峰值小于文献[7]的结果。与文献[2]类似,上述结果也可解释为两种二阶离化过程的相消干涉。

综合以上结果, $|a\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁对 $P_1(\varepsilon)$ 的影响主要是削弱其强度,而 $|c_1\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁的影响主要是改变光电子谱的线形。

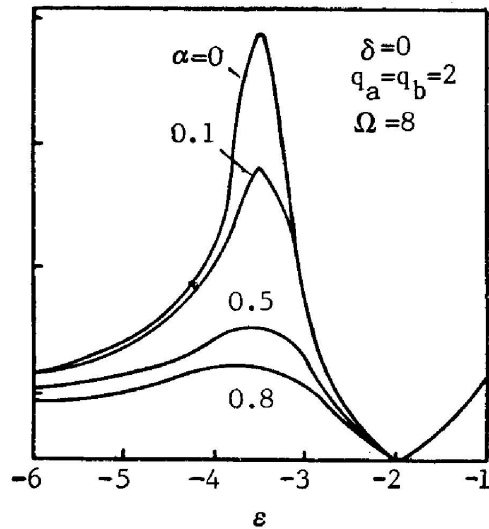


Fig. 2 The photoelectron spectrum near $c_1, [P_1(\varepsilon)]^{1/2}$, for different values of α

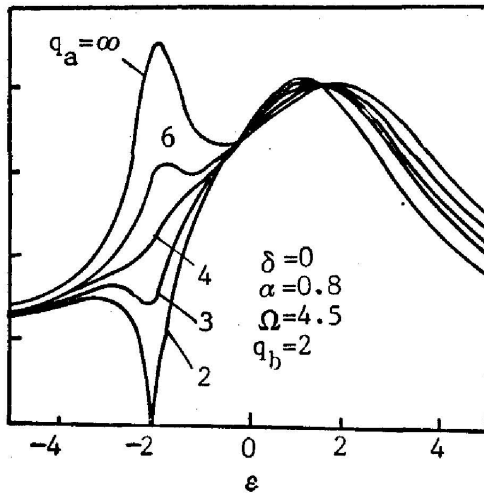


Fig. 3 The photoelectron spectrum near c_1 , $[P_1(\varepsilon)]^{1/2}$, for different values of q_a

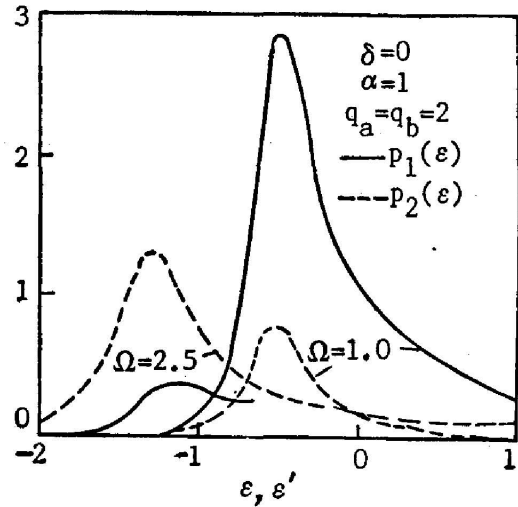


Fig. 4 The photoelectron spectrum near c_1 (the solid lines) and the spectrum near c_2 (the dashed lines)

4. 高电子谱的贡献

已有的激光诱导自电离理论大都忽略了连续态 $|c_2\rangle$ 附近的光电子谱 $P_2(\varepsilon')$ 的贡献^[7,8]。然而,最近的多光子离化实验^[9]表明:在极强的激光场下,光电子谱呈现多达 10 个以上的多峰结构,这些峰对应于在离化限之上额外吸收多个光子(这种过程称为“离化限上的离化”)。此外,实验还发现^[9],光电子谱具有所谓的“峰开关”效应,即:随着激光强度的提高,光电子谱中的低阶峰显著减弱,甚至消失。相反地,对应于额外吸收多个光子的高阶峰则显著增强,其峰值甚至会超过低阶峰。显然,这是用微扰理论无法解释的一种强场效应,它表明了强场下高阶峰对光电子谱的重要贡献。类似地,在强激光场诱导自电离中,光电子谱的高阶峰同样具有重要贡献。

图 4 示出了不同光强下的光电子谱 $P_1(\varepsilon)$ 和 $P_2(\varepsilon')$, 由此看到,在相对较弱的光场下 ($\Omega=1$),高电子谱 $P_2(\varepsilon')$ (图中虚线)还不很重要,低电子谱 $P_1(\varepsilon)$ (图中实线)起主导地位;而在 $\Omega=2.5$ 时, $P_1(\varepsilon)$ 明显减弱,同时 $P_2(\varepsilon')$ 的峰值已超过 $P_1(\varepsilon)$ 。注意到图中所选光强正是近年来激光诱导自电离理论研究^[2,4~8,10]中广泛讨论的范围,我们看到,在强激光诱导自电离中,不仅光电子谱的高阶峰 $P_2(\varepsilon')$ 不容忽视,而且,光电子谱还具有与离化限上的离化相类似的“峰开关”效应。

五、结 论

本文在前人的基础上,进一步考虑了强激光场诱导自电离中的两种二阶离化过程—— $|a\rangle - |c_2\rangle$ 和 $|c_1\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁,重新推导了处于各态的几率振幅,具体给出了稳态光电子谱的表达式,并以几个典型实例作了详细计算。结果表明:

(1) 在强场激光诱导自电离研究中广泛讨论的光强量级 ($\Omega \sim 1$) 内, $|a\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁不可忽略,它会使原有光电子谱的强度大为减弱。

(2) 在强反对称情形, $|c_1\rangle - |c_2\rangle$ 与 $|a\rangle - |c_2\rangle$ 跃迁起着同等作用,它会使光电子谱的

轮廓发生重要改变。

(3) 在这一强光场范围, 二阶离化过程已使得第二个连续态附近的光电子分布变得极为重要。由此可见, 二阶离化过程是强激光场诱导自电离理论必须考虑的重要机制, 而光电子谱中高阶峰贡献也是不容忽视的。

参 考 文 献

- [1] K. Boyer *et al.*; *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1984, **B1**, No. 1 (Mar), 3~8.
- [2] P. Lambropoulos, P. Zoller; *Phys. Rev. (A)*, 1981, **24**, No. 1 (Jul), 379~397.
- [3] U. Fano; *Phys. Rev.*, 1961, **124**, No. 6 (Dec), 1866~1878.
- [4] G. S. Agarwal *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1984, **A29**, No. 5 (May), 2552~2577.
- [5] J. H. Haus *et al.*; *Opt. Commun.*, 1983, **48**, No. 3, 4 (Jul), 191~194.
- [6] J. H. Haus *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1983, **28**, No. 4 (Oct), 2269~2281.
- [7] A. I. Andryushin *et al.*; *Opt. Commun.*, 1984, **49**, No. 2 (Feb), 120~124.
- [8] 赵力耕, 徐至展; 《物理学报》, 1987, **36**, No. 4 (Apr), 467~472.
- [9] L. A. Lompre *et al.*; *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1985, **B2**, No. 12 (Dec), 1902~1912.
- [10] K. Rzazewski, J. H. Eberly; *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **47**, No. 6 (Aug), 408~411.
- [11] P. Lambropoulos; *Phys. Rev. (A)*, 1974, **9**, No. 5 (May), 1992~2013.
- [12] K. Rzazewski, J. H. Eberly; *Phys. Rev. (A)*, 1983, **27**, No. 4 (Apr), 2026~2042.
- [13] P. L. Knight; *J. Phys. (B)*, 1978, **11**, No. 17 (Sep), L511~514.

Theory of intense laser-field induced autoionization*

YAO GUANHUA

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

XU ZHIZHAN

(China Center of Advance Science and Technology (World Lab.), Beijing)

(Received 28 March 1988; revised 8 November 1988)

Abstract

By taking into account of the second-order ionization processes related to the absorption of an additional photon in the Fano model, we re-investigate the dynamics of intense laser-field induced autoionization. Significant effects of these processes on the photoelectron spectrum are demonstrated in detail.

Key words: Laser induced autoionization; Second order ionization process; Opto-electronic spectrum.

* This paper was presented at '87 ILS (New Jersey, U. S. A.)