

二阶离化对缀饰态稳定性的影响

屈 卫 星 徐 至 展

中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800

1992 年 4 月 6 日收到

推广了包含二阶离化和自电离耦合的缀饰态理论, 并研究了二阶离化对缀饰态稳定性的影响。结果表明: 二阶离化破坏了缀饰态的稳定性, 但二阶离化中的 C-C 耦合在某种程度上可以降低这种不稳定性。

PACC: 3280; 3280D; 3280F

一、引 言

对激光场中原子自电离的研究是激光与原子相互作用领域中的一个重要组成部分, 是研究多电子原子状态(特别是高激发态)特性及其结构的重要手段之一, 随着强激光技术的不断发展, 由此而产生的激光诱导自电离已成为强场物理中极为活跃的研究领域。

自电离理论最早是由 Fano 等人在 60 年代初期提出的^[1], 由于这种理论只适用于弱场条件, 所以随着强光源-激光的出现, 人们在全量子理论的基础上采用非微扰方法, 将 Fano 自电离理论推广到强场范围, 发展成为激光诱导自电离理论^[2-5], 并发现了在强场下的一些新的效应。如相干效应、自发辐射和非均匀加宽等效应及其对自电离谱的影响^[6,7]。但是没有考虑高阶离化的影响, 而实验表明高阶离化在强场条件下是一个不能被忽略的重要过程^[8], 近几年人们开始对最低阶的高阶离化——二阶离化对自电离谱的影响进行了研究^[9,10], 但仍然是在 Fano 自电离模型(引入 Fano 态)的基础上对自电离谱的线型进行的研究。

本文没有采用引入 Fano 态的方法导出自电离谱的表达式, 然后再对其线型加以研究, 而是直接采用计入了二阶离化和自电离耦合的缀饰态理论, 导出了在该情形下的缀饰态能级及其宽度的解析表达式, 并根据该表达式研究了二阶离化, 特别是其中的连续态之间的耦合(C-C 耦合)对缀饰态稳定性的影响: 计算了较稳定的缀饰态的能级及其宽度随失谐量和光强的变化, 并对计算的结果进行了分析和讨论。由于缀饰态的能级和宽度分别对应于光电子谱的峰的位置和峰宽, 所以通过对缀饰态的研究, 可以间接地得到有关光电子谱的一些特性。

二、理 论 描 述

图 1 为考虑二阶离化过程的强场自电离原子能级示意图。所示的能级和状态均为独

立电子模型(忽略了电子之间的相互作用)的原子能级和相应的本征态,由原子和光场构成的系统的哈密顿量可表示为

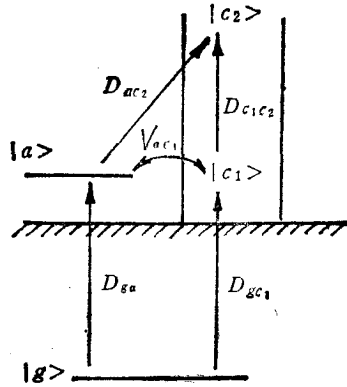


图 1 原子能级示意图

$$H = H_a + H_f + D; \quad H_a = H_a^{(0)} + V, \quad (1)$$

其中 H_a 和 H_f 分别为原子和光场的哈密顿量, D 为原子与场的耦合(本文只考虑偶极耦合), $H_a^{(0)}$ 为独立电子模型的原子哈密顿量, V 代表各电子之间的相互作用,原子的自电离主要来自 V 耦合.

系统 t 时刻的状态 $|\Psi(t)\rangle$ 可按 $H_a^{(0)} + H_f$ 的本征态进行展开

$$|\Psi(t)\rangle = g(t)|G\rangle + a(t)|A\rangle + \sum_{i=1}^2 \int c_i(t)|C_i\rangle dE_i, \quad (2)$$

其中 $|G\rangle = |g\rangle|n\rangle$; $|A\rangle = |a\rangle|n-1\rangle$; $|C_1\rangle = |c_1\rangle|n-1\rangle$ 和 $|C_2\rangle = |c_2\rangle|n-2\rangle$ 为 $H^{(0)} = H_a^{(0)} + H_f$ 的本征态; $|g\rangle, |a\rangle$ 等为 $H_a^{(0)}$ 的本征态; $|n\rangle, |n-1\rangle$ 等为 H_f 的本征态.

将(2)式代入薛定谔方程(取 $\hbar = 1$)并利用本征态的正交归一性,可得到

$$\begin{aligned} i\dot{g}(t) &= (E_g + n\omega)g(t) + D_{ga}a(t) + \int D_{gc_1}C_1(t)dE_1; \\ i\dot{a}(t) &= [E_a + (n-1)\omega]a(t) + D_{ag}g(t) + \int V_{ac_1}c_1(t)dE_1 + \int D_{ac_2}c_2(t)dE_2; \\ i\dot{c}_1(t) &= [E_1 + (n-1)\omega]c_1(t) + D_{c_1g}g(t) + V_{c_1a}a(t) + \int D_{c_1c_2}c_2(t)dE_2; \\ i\dot{c}_2(t) &= [E_2 + (n-2)\omega]c_2(t) + D_{c_2a}a(t) + \int D_{c_2c_1}c_1(t)dE_1. \end{aligned} \quad (3)$$

令 $E_g + n\omega = 0$, 并设在激光场加入时刻 ($t=0$), 原子的状态为 $|\Psi(0)\rangle = g(0)|G\rangle + a(0)|A\rangle$. 通过拉普拉斯变换^[11]

$$\tilde{f}(P) = \int_0^\infty e^{-Pt}f(t)dt; \quad f(t) = -\frac{1}{2\pi} \lim_{\varphi \rightarrow 0} \int_{-i\infty+\varphi}^{i\infty+\varphi} \tilde{f}(P)e^{Pt}dP. \quad (4)$$

方程(3)可变成拉普拉斯变换所满足的方程

$$\begin{aligned} iP\tilde{g}(P) - D_{ga}\tilde{a}(P) - \int D_{gc_1}\tilde{c}_1(P)d\Delta_1 &= ig(0); \\ (iP - \Delta_a)\tilde{a}(P) - D_{ag}\tilde{g}(P) - \int V_{ac_1}\tilde{c}_1(P)d\Delta_1 - \int D_{ac_2}\tilde{c}_2(P)d\Delta_2 &= ia(0); \\ (iP - \Delta_1)\tilde{c}_1(P) - D_{c_1g}\tilde{g}(P) - V_{c_1a}\tilde{a}(P) - \int D_{c_1c_2}\tilde{c}_2(P)d\Delta_2 &= 0; \\ (iP - \Delta_2)\tilde{c}_2(P) - D_{c_2a}\tilde{a}(P) - \int D_{c_2c_1}\tilde{c}_1(P)d\Delta_1 &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $\Delta_a = (E_a - E_g) - \omega$, $\Delta_k = (E_k - E_g) - k\omega$ ($k=1, 2$). 由能量守恒定律的要求, $\tilde{c}_k(P)$ ($k=1, 2$) 只在 $\Delta_k = 0$ 处的一个有限的小区域中不为零. 在与连续态有关的矩阵元均为 Δ_k 的慢变函数的假设下, 矩阵元可用 $\Delta_k = 0$ 处的矩阵元代替. 在极点近似下, 若假设 $\pi^2 D_{c_1c_2}^2 < 1$, 则可通过对(5)式中的后两个方程式的逐级迭代方法将

$\tilde{c}_k(P)$ ($k=1,2$) 表示成下列形式:

$$\begin{aligned}\tilde{c}_1(P) &= [D_{c_1g\bar{g}}(P) + (V_{c_1a} - i\pi D_{c_1c_2} D_{c_2a})\tilde{a}(P)]/[\Lambda(iP - \Delta_1)]; \\ \tilde{c}_2(P) &= [-i\pi D_{c_2c_1} D_{c_1g}\tilde{g}(P) + (D_{c_2a} - i\pi D_{c_2c_1} V_{c_1a})\tilde{a}(P)]/[\Lambda(iP - \Delta_2)],\end{aligned}\quad (6)$$

其中 $\Lambda = 1 + \pi^2 D_{c_1c_2}^2$. 将(6)式代入(5)式中的前两个方程,并取自电离宽度 $\pi V_{c_1a}^2 = 1$, 化简整理后得到

$$\begin{aligned}\left(P + \frac{I}{\Lambda}\right)\tilde{g}(P) + \sqrt{I}\left[\frac{1}{\Lambda} + i\left(q_g - \frac{\alpha I}{\Lambda q_c}\right)\right]\tilde{a}(P) &= g(0); \\ \sqrt{I}\left[\frac{1}{\Lambda} + i\left(q_g - \frac{\alpha I}{\Lambda q_c}\right)\right]\tilde{g}(P) + \left[P + \frac{1 + \alpha I}{\Lambda}\right. \\ &\quad \left.+ i\left(\Delta_a - \frac{2\alpha I}{\Lambda q_c}\right)\right]\tilde{a}(P) = a(0),\end{aligned}\quad (7)$$

其中 $I = D_{c_1g}^2/V_{c_1a}^2$ 为无量纲光强^[2]; $\alpha = D_{c_2a}^2/D_{c_1c_2}^2$ 为 $|a\rangle$ 态光致离化强度与 $|g\rangle$ 态光致离化强度之比;

$$q_g = \frac{D_{g\bar{g}}}{\pi D_{g\bar{c}_1} V_{c_1a}}; \quad q_c = \frac{D_{c_2a}}{\pi D_{c_2c_1} V_{c_1a}} \quad (8)$$

为不对称 Fano 参量^[2],由(7)式解出

$$\begin{aligned}\tilde{a}(P) &= \left\{\left(P + \frac{I}{\Lambda}\right)a(0) - \sqrt{I}\left[\frac{1}{\Lambda} + i\left(q_g - \frac{\alpha I}{\Lambda q_c}\right)\right]g(0)\right\}/S(P); \\ \tilde{g}(P) &= \left\{\left[P + \frac{1 + \alpha I}{\Lambda} + i\left(\Delta_a - \frac{2\alpha I}{\Lambda q_c}\right)\right]g(0) \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{I}\left[\frac{1}{\Lambda} + i\left(q_g - \frac{\alpha I}{\Lambda q_c}\right)\right]a(0)\right\}/S(P). \\ S(P) &= P^2 + P\left[\frac{1 + I + \alpha I}{\Lambda} + i\left(\Delta_a - \frac{2\alpha I}{\Lambda q_c}\right)\right] + \frac{\alpha I^2}{\Lambda^2} + I\left(q_g - \frac{\alpha I}{\Lambda q_c}\right)^2 \\ &\quad + i\frac{I}{\Lambda}(\Delta_a - 2q_g).\end{aligned}\quad (9)$$

将解出的 $\tilde{a}(P)$ 和 $\tilde{g}(P)$ 代入(6)式便可得到 $\tilde{c}_1(P)$ 和 $\tilde{c}_2(P)$ 的解. 并由 $\tilde{c}_k(P)$ ($k=1,2$) 可得到稳态光电子谱

$$P_k(\Delta_k) = \lim_{P \rightarrow -i\Delta_k} |(iP - \Delta_k)\tilde{c}_k(P)|^2. \quad (10)$$

由(10)式不难看出缀饰态的能级结构(即(9)式中 $S(P) = 0$ 的解)直接影响着稳态光电子谱的形状: 光电子谱的峰出现在缀饰能级 $E_{\pm} = -\text{Im}(P_{\pm})$ 处, 而峰的宽度 $\gamma_{\pm} = -\text{Re}(P_{\pm})$. 因此只需着重讨论缀饰态的能级结构.

由方程 $S(P) = 0$ 解出

$$\begin{aligned}P_{\pm} &= \frac{1}{2}\left[-\frac{1 + \alpha I + I}{\Lambda} - i\left(\Delta_a - \frac{2\alpha I}{\Lambda q_c}\right) \pm \sqrt{\rho}(\cos\theta + i\sin\theta)\right], \\ \rho &= \sqrt{a^2 + b^2}, \quad 2\theta = \arctan(b/a),\end{aligned}$$

$$a = \left(\frac{1 + \alpha I + I}{\Lambda} \right)^2 - \left(\Delta_a - \frac{2\alpha I}{\Lambda q_c} \right)^2 - \frac{4\alpha I^2}{\Lambda^2} - 4 \left(q_c - \frac{\alpha I}{\Lambda q_c} \right)^2 I, \\ b = 2 \left(\Delta_a - \frac{2\alpha I}{\Lambda q_c} \right) \left(\frac{1 + \alpha I + I}{\Lambda} \right) - \frac{4I}{\Lambda} (\Delta_a - 2q_c). \quad (11)$$

由此看出: $P_{\pm}$ 是为 $I, \alpha, \Delta_a, q_c, q_c$ 和 Λ 这 6 个参量的复变函数, 但其中 Λ 不是独立参量, 由 Λ 的定义 $\Lambda = 1 + \pi^2 D_{c_1 c_2}^2$ 可知: 在 I, α 和 q_c 三个参量确定后, Λ 和 q_c 就不能再独立选取. 所以 (11) 式中的独立参量只有 5 个, 而这 5 个独立参量的选取也要使条件 $\pi^2 D_{c_1 c_2}^2 < 1$ 得到满足. 即 $0 < \Lambda < 2$. 由各参量的定义可得到 $\Lambda = 1 + \alpha I / q_c^2$ (在下一节还要对该式进行讨论), 并且 α, q_c 和 q_c 只与原子结构有关, I 和 Δ_a 分别与光强和光场频率有关.

三、计算结果的讨论

在对计算结果进行讨论之前, 先考虑下列 3 种特殊情况所对应的参量取值问题:

1. 完全忽略二阶离化 (即 $D_{c_1 a} = 0, D_{c_1 c_2} = 0$) 根据各参量的定义, 该情况对应于 $\alpha = 0, \Lambda = 1$ 和 q_c 不确定的情形. 不过参量 q_c 的无法确定不会给计算带来影响, 这是因为在 $S(P) = 0$ 的方程中, q_c 和 α 都是以 α/q_c 的形式同时出现的. 而当 $D_{c_1 a} = 0, D_{c_1 c_2} = 0$ 时, $\alpha/|q_c| \rightarrow 0$, 所以不会造成计算结果的不确定.

2. 在二阶离化中忽略 $|a\rangle - |c_2\rangle$ 耦合 (即 $D_{c_1 a} = 0$), 这对应于 $\alpha = 0, q_c = 0, \Lambda \approx 1$ 的情况. 与 1. 情形类似, $\alpha/|q_c|$ 仍趋于零.

3. 在二阶离化中忽略 $|c_1\rangle - |c_2\rangle$ 耦合 (即 $D_{c_1 c_2} = 0$), 这对应于 $|q_c| \rightarrow \infty, \Lambda \rightarrow 1$ 的情况.

由此可见: $|q_c|$ 越大意味着 c-c 耦合越弱, 而 α 越大则二阶光致离化就越强. 另外, 不能仅仅根据 $\Lambda = 1 + \alpha I / q_c$ 的形式, 认为 $\alpha = 0$ 时必有 $\Lambda = 1$. 只有当 $D_{c_1 c_2} = 0$ (即 $q_c \rightarrow \infty$) 时, 才能保证 $\Lambda \rightarrow 1$. 因为根据 Λ 的最初定义 $\Lambda = 1 + \pi^2 D_{c_1 c_2}^2$.

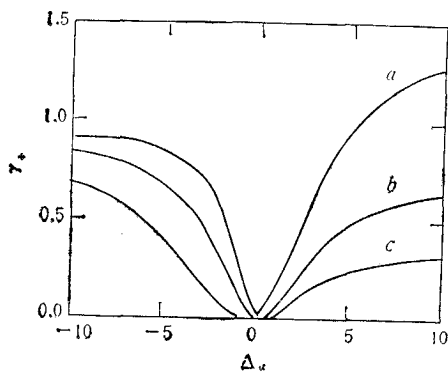


图 2 在不同的光强 I 下, r_+ 随失谐量 Δ_a 的变化 (忽略二阶离化) 计算参数: $\alpha = 0.0; q_c = 1.0; q_c = \infty$, 曲线 a 为 $I = 0.4$; 曲线 b 为 $I = 0.8$; 曲线 c 为 $I = 1.6$

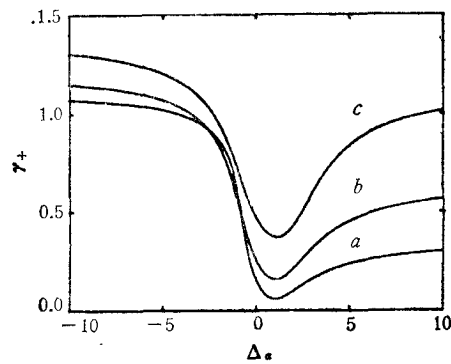


图 3 在不同的光强 I 下, r_+ 随失谐量 Δ_a 的变化 (计入二阶离化) 计算参数 $\alpha = 0.6; q_c = 1.0; q_c = 1.6$; 曲线 a 为 $I = 0.4$; 曲线 b 为 $I = 0.8$; 曲线 c 为 $I = 1.6$

根据(11)式只对较稳定的缀饰态的能级结构进行了具体计算。所取的参数均满足 $\Lambda < 2$ 的条件。图2和图3分别给出 γ_+ 在不同的情况下随失谐量 Δ_e 的变化。由图2可看出: 当完全忽略二阶离化时, 在不同的光强下总存在 $\gamma_+(\Delta_e)$ 的零点, 这表明存在稳定的缀饰态。另外, 在偏离共振点 ($\Delta_e = 0$) 的情况, 若 $\Delta_e < 0$, γ_+ 随光强 I 的增加而减小, 而当 $\Delta_e > 0$ 时, γ_+ 随光强的增加而增大。这表明在偏离共振的 $\Delta_e < 0$ 区域, 增加光强 I 可增加缀饰态的稳定性, 而在 $\Delta_e > 0$ 的区域, 光强的增强只会降低缀饰态的稳定性。当考虑二阶离化后, 无论失谐量 Δ_e 如何变化, γ_+ 都只会随着光强的增强而增大, 而且 $\gamma_+(\Delta_e)$ 的零点也不存在 (见图3)。这是因为自电离态 $|a\rangle$ 的光致离化强度 $D_{c_1,a}^2$ 与光强成正比, 光强增加必然会降低缀饰态的稳定性, 但是在某一特定的光强 I 下, 仍可通过调谐外场的频率 ω (即改变 Δ_e) 使这种不稳定性减小到最小程度 (对应于图3中的最小值)。

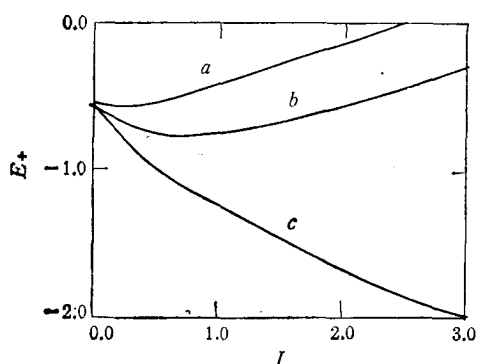


图4 在不同的 C-C 耦合强度下, E_+ 随光强 I 的变化 计算参数: $\Delta_e = 0.5$; $\alpha = 0.8$; $q_e = 1.0$; 曲线 a 为 $q_c = 1.6$; 曲线 b 为 $q_c = 3.2$; 曲线 c 为 $q_c = \infty$

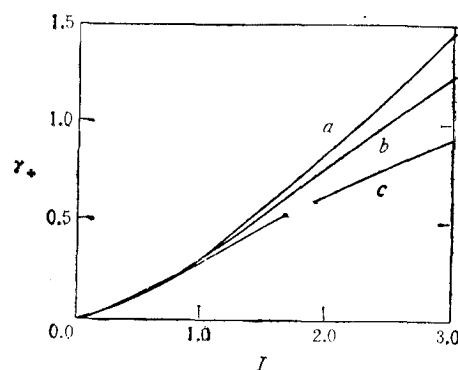


图5 在不同的 C-C 耦合强度下, γ_+ 随光强 I 的变化 计算参数: $\Delta_e = 0.5$; $\alpha = 0.8$; $q_e = 1.0$; 曲线 a 为 $q_c = \infty$; 曲线 b 为 $q_c = 3.2$; 曲线 c 为 $q_c = 1.6$

图4和图5分别为在不同的 C-C 耦合强度 (q_c 取不同的值) 下缀饰态能级 E_+ 及其宽度 γ_+ 随光强 I 的变化。由此可看出, 不同的耦合强度对 E_+ 和 γ_+ 随光强的变化有一定的影响。在相同的光强下, q_c 越小 (即 C-C 耦合越强), E_+ 也就越大, 即缀饰态能级越高。并且在强耦合下, 当光强从 $I = 0$ 开始增强时, E_+ 先是略有降低, 然后随光强的增强而增加 (图4中曲线 a, b)。当耦合为零时, E_+ 随光强的增加而单调下降 (图4中曲线 c 线)。对于 γ_+ 情况则不同: 无论有无 C-C 耦合, γ_+ 总是随光强 I 的增强而增加。只是耦合越小 (即 q_c 越大), 增加得越快, 当耦合为零时, 增加得最快 (如图5中的曲线 a)。这表明 C-C 耦合对于降低缀饰态的不稳定性起着一定的作用。注意, 在此引入的表征 C-C 耦合强弱的参量 q_c 完全由原子结构决定, 而与光强无关, 它与 $|c_1\rangle$ 和 $|c_2\rangle$ 的偶极跃迁矩阵元 D_{c_1,c_2} 不同, D_{c_1,c_2} 是由原子结构和光强共同确定的量, 采用 q_c 参量描述 C-C 耦合的好处是将光强对该耦合的贡献与原子结构的贡献分开来考虑, 物理图象更加清晰。

四、结 论

将缀饰态理论推广到含有二阶离化和自电离耦合的情形, 发现: 当不考虑二阶离化

过程时,尽管计入了自电离耦合,但仍然存在着稳定的缀饰态;当把二阶离化也一同考虑时,稳定的缀饰态便不复存在,但二阶离化中的 C-C 耦合对于减弱缀饰态的不稳定性起着一定的作用,另外也可通过调谐光场频率把不稳定性减弱到最小程度。

- [1] U. Fano, *Phys. Rev.*, **124**(1961), 1866.
- [2] P. Lambropoulos and P. Zoller, *Phys. Rev.*, **A24**(1981), 379.
- [3] K. Rzaewski and J. H. Eberly, *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 408.
- [4] A. I. Andryushin *et al.*, *Opt. Commun.*, **49**(1984), 120.
- [5] S. L. Chin and P. Lambropoulos, *Multiphoton Ionization of Atoms*, (Academic, New York, 1984).
- [6] G. S. Agarwal *et al.*, *Phys. Rev.*, **A29**(1984), 2552.
- [7] J. H. Haus *et al.*, *Opt. Commun.*, **46**(1983), 191.
- [8] L. A. Lompre *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B2**(1985), 1902.
- [9] 姚关华、徐至展, *光学学报*, **9**(1989), 673.
- [10] 屈卫星、徐至展、张文琦, *物理学报*, **40**(1991), 686.
- [11] 梁昆淼, *数学物理方法*(第二版)(北京,人民教育出版社,1979).

EFFECTS OF SECOND-ORDER IONIZATION ON THE STABILITY OF DRESSED STATE

QU WEI-XING XU ZHI-ZHAN

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800

(Received 6 April 1992)

ABSTRACT

In the paper, we generalize the dressed state theory including the second-order ionization and the autoionizing coupling to study the effects of second-order ionization on the stability of the dressed state. It is showed that the second-order ionization destroys the stability and the C-C coupling, however, reduces the instability to some degrees.

PACC: 3280; 3280D; 3280F