

# 光滑激光脉冲作用下的强场自电离

陈荣清 徐至展 孙 岚 姚关华 张文琦 李 萍

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

## 提 要

本文研究了光滑激光脉冲作用下包含高阶离化的强场自电离过程, 导出了其中的基本方程, 得到了基态布居和光电子谱的一系列解析表达式。讨论了指数增长脉冲作用时的具体结果, 发现高能谱比低能谱更能呈现出光电子谱在脉冲光作用下特有的多峰分裂。

关键词: 强场自电离, 高阶离化, 多峰分裂。

## 一、引 言

强场自电离一直是强激光与原子相互作用研究领域令人感兴趣的课题之一。可以说, 方脉冲激光(包括连续激光)作用下的强场自电离问题已研究得比较完备<sup>[1~4]</sup>。近年来的研究表明, 高阶离化过程在强场下越来越重要, 使自电离态的强场行为发生很大的变化<sup>[4~7]</sup>。

光滑激光脉冲作用下的强场自电离是近几年才开辟的新课题, 发现了光电子谱的多峰分裂<sup>[8~11]</sup>。多峰分裂是指谱中的峰数大于2, 且峰数主要由脉冲面积决定, 通常成正比关系。方脉冲作用时的标准方法——缀饰态理论<sup>[1, 4]</sup>预言光电子谱呈典型的双峰结构, 因此它实际上无法解释多峰分裂。但由于问题的复杂性, 现有文献仅研究过脉冲形状为指数型或双曲正割型及其变型的一些简单情形, 全都忽略了高阶离化, 具有很大的局限性。目前, 还无法对多峰分裂给出一个简明的物理解释, 这方面的实验研究尚属空白。

本文研究了光滑激光脉冲作用下的强场自电离过程, 考虑了高阶离化的影响。从薛定谔方程出发, 导出了基态几率振幅所满足的二阶常微分方程, 从而大大简化了问题的处理。该方程易于数值研究; 另外, 如果激光场是指数型脉冲, 还能得到基态布居和光电子谱的解析表达式。本文讨论了指数增长脉冲情形下的具体结果, 发现高能谱更易显示出多峰分裂。

## 二、模型及方程

考虑如图1所示的原子模型。初始时刻处于基态上的原子, 吸收一个光子后跃迁到 Fano 态  $|\omega\rangle$ 。Fano 态是有结构的连续态, 可视为一个分立的自电离态与能级处于它附近的连续态的叠加。在  $|\omega\rangle$  上的原子可再吸收一个光子跃迁到  $|c\rangle$ , 发生二阶离化, 其速率正比于光强。上述模型的较详细的描述可参见文献<sup>[5~7]</sup>。激光脉冲的载波频率为  $\omega_L$ , 电场振幅为  $E = \varepsilon_0 f(t)$ , 其中  $\varepsilon_0$  是脉冲过程中电场振幅的典型值(通常取为峰值), 正比于峰值光强的平方根;  $f(t)$  是描述脉冲形状的无量纲时间函数。从薛定谔方程出发, 利用偶极旋

波近似, 采用  $\hbar=1$  的单位制, 可导出原子的几率振幅所满足的方程

$$\left. \begin{aligned} i\dot{u}_0 &= \int d\omega D_{\omega 0} f u_{\omega}, \\ i\dot{u}_{\omega} &= (\omega - \omega_L) u_{\omega} + D_{\omega 0} f^* u_0 + \int dc D_{\omega c} f u_c, \\ i\dot{u}_c &= (c - 2\omega_L) u_c + \int d\omega D_{\omega c} f^* u_{\omega}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中, 基态能量已取为零。上述方程是文献 [4~7] 中相应方程在脉冲激光作用情形下的推广。

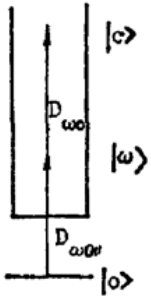


Fig. 1 The model atom with a ground state, a Fano state, and a high-lying continuum

本文旨在研究二阶离化对强激光脉冲作用下的自电离过程所产生的影响。为把注意力着重放在对物理实质的讨论上, 考虑 Fano 线型为对称形式的情形, 此时,  $|0\rangle - |\omega\rangle$  及  $|\omega\rangle - |c\rangle$  之间的偶极相互作用<sup>[5~7]</sup> 可写为

$$D_{k\omega} = \frac{\Omega_k}{\sqrt{\pi\gamma_0}} \frac{\gamma_0}{(\omega - \omega_a + i\gamma_0)}, \quad k=0, c, \quad (2)$$

式中  $\Omega_0$ 、 $\Omega_c$  分别为自电离态与  $|0\rangle$ 、 $|c\rangle$  之间的拉比 (Rabi) 频率, 正比于  $\varepsilon_0$ ,  $\gamma_0$  为自电离半宽度,  $\omega_a$  为自电离态的能量。注意这里的  $\Omega_0$  (以及  $\Omega_c$ ) 沿用了文献 [5~7] 中的定义, 它是文献 [8~11] 中拉比频率的一半。

通常较难处理方程 (1), 利用 (2) 式简化, 可导出基态几率振幅所满足的二阶常微分方程:

$$\ddot{u}_0 + [-\dot{f}/f + i\Delta + \gamma_0 + \gamma_2 f^* f] \dot{u}_0 + \Omega_0^2 f^* f u_0 = 0, \quad (3)$$

式中:  $\Delta = \omega_a - \omega_L$  为激光失谐量,  $\gamma_2 = \pi\Omega_c^2$  为自电离态光离化半宽度 (即速率)。方程 (3) 有几个重要特例: (a)  $f=1$  描述连续激光及方脉冲激光作用<sup>[4~7]</sup>; (b)  $\gamma_0=0$  描述脉冲光作用下的双光子共振电离<sup>[12]</sup>; (c)  $\gamma_2=0$  即为没考虑高阶离化的文献 [8~11] 中的相应方程。方程 (3) 的始初条件为

$$\left. \begin{aligned} \lim_{t \rightarrow -\infty} [u_0(t), u_{\omega}(\omega, t), u_c(c, t)] &= (1, 0, 0), \\ \lim_{t \rightarrow -\infty} \dot{f}(t) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

方程 (3) 是本文模型的基本方程。对于任意形状的脉冲, 常常需要进行数值求解; 也可对一些特殊脉冲求出解析式。一旦求出了该方程的解, 便可利用 (1) 式和 (2) 式求出其它几率振幅, 进而得到基态布居  $P_0$  和光电子谱 (由  $P_{\omega}$ 、 $P_c$  两部分组成):

$$P_0(t) = |u_0(t)|^2, \quad P_{\omega}(\omega, t) = \gamma_0 |u_{\omega}(\omega, t)|^2, \quad P_c(c, t) = \gamma_0 |u_c(c, t)|^2. \quad (5)$$

$t = \infty$  时刻的光电子谱是最常用的, 称为稳态光电子谱, 常简称为光电子谱。下节将讨论特殊形状脉冲作用时的一些解析结果。

### 三、指数增长型脉冲

迄今为止, 强场自电离中人们所讨论的脉冲主要有方脉冲、指数型脉冲、双曲正割型脉冲以及它们的推广。没考虑高阶离化时, 自电离问题在上述几种脉冲情形下都已有研究<sup>[1~3, 8~11]</sup>, 而考虑高阶离化时仅对方脉冲情形进行过研究<sup>[4~7]</sup>。

本文考虑了高阶离化, 在指数型脉冲作用下, 可求出基态布居和光电子谱的解析表达

式。作为示例,考虑指数增长型脉冲

$$f(t) = \begin{cases} e^{\gamma t}, & t \leq 0, \\ 0, & t > 0. \end{cases} \quad (6)$$

式中  $\gamma$  为脉冲的增长速率。指数增长型脉冲是讨论其它指数型脉冲的基础: 其它指数型脉冲的处理与指数增长型脉冲的处理相似, 而且前者通常要用到后者的结果<sup>[9]</sup>。没考虑高阶离化的结果表明, 在指数增长型脉冲的作用下, 光电子谱中的多峰分裂不很明显<sup>[9]</sup>。但从以下讨论可看到高阶离化的出现使高能谱呈现出明显的多峰分裂, 从而修正了上述结果。

将(6)式代入(3)式, 经过繁复的运算后, 可得出基态几率振幅为

$$u_0(t) = {}_1F_1 \left( \frac{\Omega_0^2}{2\gamma\gamma_2}, \frac{\gamma + \gamma_0 + i\Delta}{2\gamma}, -\frac{\gamma_2}{2\gamma} e^{-2\gamma t} \right), \quad t \leq 0, \quad (7)$$

${}_mF_n$  代表合流超几何函数<sup>[13]</sup>。在  $t > 0$  时刻, 激光场为零,  $P_0$ 、 $P_\omega$ 、 $P_e$  分别保持各自在  $t=0$  时刻的值。由(7)式出发, 可求出基态布居和光电子谱的解析表达式\*。

为便于讨论, 引入参量

$$\eta = \Omega_0/\gamma_0, \quad \xi = \gamma_2\gamma_0/\Omega_0^2, \quad \delta = \Delta/\gamma_0, \quad (8)$$

以上各参量无量纲:  $\eta$  正比于脉冲过程中电场振幅的典型值  $\varepsilon_0$  (见前节), 它与光强的平方根成正比;  $\xi$  为原子参量, 由原子结构及自电离态具体性质确定;  $\delta$  为无量纲失谐量。脉冲面积<sup>[8,9]</sup> 为

$$A = 2\Omega_0 \int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt = 2\Omega_0/\gamma_0. \quad (9)$$

图 2 是不同光强下基态布居随时间的变化, 其中  $\xi=0.01$ ,  $\delta=0$ 。弱场下  $P_0$  单调下降; 强场下  $P_0$  呈衰减振荡, 且振荡越来越快, 这与连续激光作用下  $P_0$  的拉比振荡<sup>[1]</sup> 类似, 是一种典型的强场效应, 其解释可参见文献[1]。这里由于  $f(t)$  在  $t \leq 0$  时是  $t$  的增函数, 因此瞬时光强越来越大, 导致振荡越来越快。

在自电离以至所有光电离问题的研究中, 光电子谱很重要。图 3 画出了稳态低能谱随

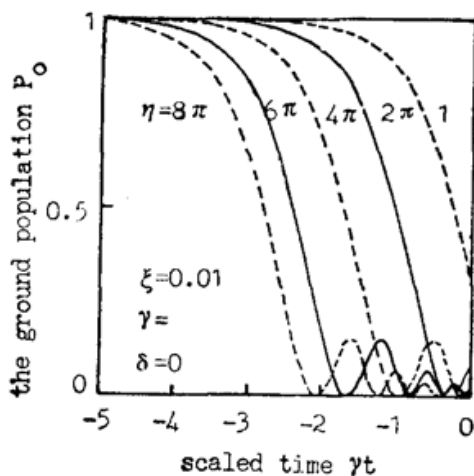


Fig. 2 The time-dependence of the ground-state population under different intensities. The parameters and the intensities are shown in the figure

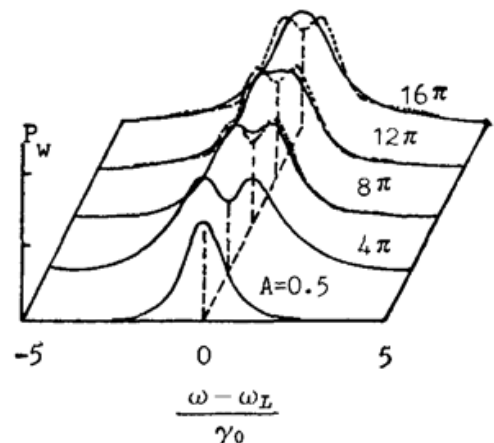


Fig. 3 The long-time photoelectron spectrum (low energies). The pulse area is equal to  $2\eta$  in the case  $\gamma = \gamma_0$ . The parameters and the intensities are the same as in Fig. 2. The pulse areas are indicated

\* 限于篇幅, 这里就不给出它们的具体形式。

脉冲面积的变化,实线为本文结果,虚线代表没考虑高阶离化时的结果<sup>[9]</sup>。由图3可知,在指数增长型脉冲作用下, $P_{\omega}$ 主要由光电子能量约为0和 $\delta$ 的弹性部分组成,其结构几乎为单峰或双峰,峰数并不明显随脉冲面积的增大而增加,因而多峰分裂<sup>[9]</sup>不明显。这主要是由于脉冲形状是指数增长型脉冲。从实线和虚线的比较可知,弱场下差别较小,随着光强的增大,这种差别越来越明显: $P_{\omega}$ 逐渐呈单峰结构,而没考虑高阶离化的 $P_{\omega}$ 仍保持双峰结构。

图4画出了稳态高能谱随脉冲面积的变化。没考虑二阶离化时则恒有 $P_c=0$ 。考虑二阶

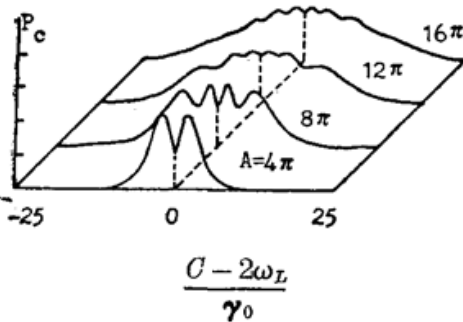


Fig. 4 The long-time photoelectron spectrum (high energies). The parameters are the same as in Fig.

2. The pulse areas are indicated

2. The pulse areas are indicated  
分裂较明显<sup>[8~11]</sup>。但从上面的讨论可知,即使是在指数增长型脉冲的作用下,虽然低能谱中多峰分裂不大明显,但高能谱中却呈现出明显的多峰分裂了。因此多峰分裂在能谱中要比在低能谱中更为明显。即使是在指数增长型脉冲的作用下,光电子谱中仍存在较明显的多峰分裂。

从以往没考虑高阶离化时对光滑激光脉冲作用下的强场自电离研究可知:在指数型脉冲作用下,光电子谱的多峰分裂不很明显<sup>[9]</sup>;在双曲正割型脉冲作用下多峰分裂较明显<sup>[8~11]</sup>。但从上面的讨论可知,即使是在指数增长型脉冲的作用下,虽然低能谱中多峰分裂不大明显,但高能谱中却呈现出明显的多峰分裂了。因此多峰分裂在能谱中要比在低能谱中更为明显。即使是在指数增长型脉冲的作用下,光电子谱中仍存在较明显的多峰分裂。

从以往没考虑高阶离化时对光滑激光脉冲作用下的强场自电离研究可知:在指数型脉冲作用下,光电子谱的多峰分裂不很明显<sup>[9]</sup>;在双曲正割型脉冲作用下多峰

## 四、结 束 语

综上所述,本文研究了光滑激光脉冲作用下包含高阶离化的强场自电离问题,得出了基态几率振幅所满足的二阶常微分方程:对于任意激光脉冲,可由此出发较方便地进行数值研究;对于所有指数型脉冲,可解析地求出基态布居和稳态光电子谱。本文还讨论了指数增长脉冲时的具体结论。结果表明,高能谱比低能谱更易呈现出较明显的多峰分裂。

感谢上海光学精密机械研究所二室钱爱娣、江志明、李跃林、陆培祥、马锦秀等同志给予的热心帮助。

## 参 考 文 献

- [1] D. Agassi, J. H. Eberly; *Phys. Rev.*, 1986, **A34**, No. 4 (Oct), 2843~2857.
- [2] Z. Deng, J. H. Eberly, *Phys. Rev.*; 1987, **A26**, No. 6 (Sep), 2750~2757.
- [3] G. S. Agarwal *et al.*, *Phys. Rev.*, 1990, **A41**, No. 9 (May), 4721~4726.
- [4] M. V. Fedorov, A. E. Kazakov; *Prog. Quant. Electr.*, 1989, **13**, No. 1 (Jan), 1~106.
- [5] Guanhua Yao, Zhizhan Xu; *J. Phys.*, 1989, **B22**, No. 13 (Jul), 2115~2127.
- [6] 姚关华,徐至展;《光学学报》,1989, **9**, No. 8 (Aug), 673~679.
- [7] 陈荣清,姚关华,徐至展;《物理学报》,1990, **39**, No. 6 (Jun), 882~888.
- [8] K. Rza, zewski; *Phys. Rev.*, 1983, **A28**, No. 4 (Oct), 2565~2568.

- [9] K. Rzazewski *et al.*; *Phys. Rev.*, 1985, **A31**, No. 5 (May), 2995~3002.  
[10] J. Zakrzewski; *J. Phys.*, 1986, **B19**, No. 15 (Aug), 2247~2266.  
[11] M. Lewenstein *et al.*; *J. Opt. Soc. Am.*, 1986, **B3**, No. 1 (Jan), 22~35.  
[12] D. Rogus and M. Lewenstein; *J. Phys.*, 1986, **B19**, No. 19 (Oct), 3051~3059.  
[13] 《数学手册》编写组;《数学手册》, (人民教育出版社, 北京, 1979, 第一版), 第 620 页。

## Strong-field autoionization induced by smooth laser pulses

CHEN RONGQING, XU ZHIZHAN, SUN LAN, YAO GUANHUA,  
ZHANG WENQI AND LI PING

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

(Received 20 December 1990; revised 14 January 1991)

### Abstract

This paper presents a study of strong-field autoionization induced by strong smooth laser pulses. Basic equations and a series of analytical expressions are derived. Explicit results are discussed for the autoionization induced by an exponentially growing laser pulse. It is shown that the multipeak splitting is more evident in the high-energy photoelectron spectrum than in the low-energy spectrum.

**Key words:** strong-field autoionization, high-order ionization; multipeak splitting