

指数型光脉冲上升沿作用下的阈上离化

余 玮* 徐至展* 姚关华 冯贤平 陈荣清

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文研究了指数型光脉冲上升沿对阈上离化的影响。结果表明,在 essential states 模型的基础上计及光脉冲中光强的时间变化,即可对阈上离化中各连续态粒子数分布及峰开关效应的时展作合理的描述。

关键词: 激光脉冲, 阈上离化。

一、引 言

在多光子电离实验中,人们发现^[1]原子在吸收 N 个光子而被电离到第一连续态 $|\omega_1\rangle$ 后,还会吸收更多的光子以达到能量更高的连续态 $|\omega_l\rangle$ ($l=2, 3, \dots$)。这种辐射场作用下的连续-连续(C-C)跃迁通常称为阈上离化(above threshold ionization)现象。当激光较弱时,各连续态的粒子数随 l 逐次递减,然而随着激光增强,粒子数最高的态将由 $|\omega_1\rangle$ 态向 $|\omega_2\rangle$ 、 $|\omega_3\rangle$...态推移。这种强场效应通常称为峰开关(peak switching)效应,它完全背离了经典的微扰论。对它的深入研究定将导致强激光与原子相互作用领域的新的突破。

在理论研究方面, essential states 模型可能是最成功的。它定义了一系列束缚-连续以及连续-连续矩阵元,然后求解所得到的方程。在以往的工作中^[2,3],对描写相邻连续态 $|\omega_{l-1}\rangle$ 与 $|\omega_l\rangle$ 之间的耦合的矩阵元 V_{ll-1} 作了两点近似:(1)假定各连续态无结构(structureless),故 V_{ll-1} 与 ω_L 及 ω_{l-1} 无关;(2)假定激光脉冲是矩形的,故 V_{ll-1} (正比于光场)与时间无关。在此基础上, essential states 模型很好地描述了强场下的峰开关效应,但也导致了各连续态的时间发展相同这样一个不合理的结果。正如文献[3]所指出,不同连续态的时间发展理应是不同的:在初始阶段,各连续态的粒子数随 l 递减,随着时间的发展开始出现峰开关效应, $|\omega_2\rangle$ 、 $|\omega_3\rangle$...态的粒子数将超过 $|\omega_1\rangle$ 态。Derg 和 Eberly^[3]认为 essential states 模型的这一缺陷是由上述第一个近似造成的,这样在弄清各连续态的具体结构前,无法对于阈上离化的时展过程作出合理的描述。本文的目的是探讨另一种可能性,即各连续态的结构可以忽略^[2],但光强的时展却必须加以考虑。为此作者在矩形光脉冲的前沿加上一个指数形上升沿,计算得到的在此指数形上升沿作用下的阈上离化及峰开关效应的时展完全符合人们的预想。

二、理论推导

在频率为 ω_L 的圆偏振激光的作用下,处于基态 $|0\rangle$ 的原子在吸收了 N 个光子后被离化

到第一连续态 $|\omega_1\rangle$ 后, 继续吸收 $l-1$ 个光子以达到能量更高的连续态 $|\omega_l\rangle$ 。该系统的哈密顿算符与波函数可表示为^[3]

$$\left. \begin{aligned} H &= H_0 + V, \\ \psi(t) &= C_0(t) |0\rangle + \int d\omega_1 C_{\omega_1}(t) |\omega_1\rangle + \sum_{l=2}^{\infty} \int d\omega_l C_{\omega_l}(t) |\omega_l\rangle, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 H_0 为无扰动的哈密顿算符, V 为偶极相互作用算符。基态 $|0\rangle$ 的本征能量为 0 , 连续态 $|\omega_1\rangle$ 、 $|\omega_l\rangle$ 简记为 $|1\rangle$ 、 $|l\rangle$, 将 C_{ω_1} 、 C_{ω_l} 简记为 C_1 、 C_l 。在矩形光脉冲前加上一个指数形上升沿, 则激光场强可表示为

$$E(t) = \begin{cases} E_0 \exp[a(t-t_0)], & (t \leq t_0) \\ E_0, & (t > t_0) \end{cases} \quad (2)$$

$t \leq t_0$ 时偶极相互作用矩阵元为

$$\left. \begin{aligned} V_{10}(t) &= \bar{V}_{10} \exp(Nat), \quad \bar{V}_{10} = V_{10} \exp(-Nat_0), \\ V_{ll-1}(t) &= \bar{V}_{ll-1} \exp(at), \quad \bar{V}_{ll-1} = V_{ll-1} \exp(-at_0). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

假定 V_{10} 、 V_{ll-1} 与 ω_1 、 ω_l 无关。如 t_0 足够大, 可令 $C_0(0) = 1$ 、 $C_l(0) = 0$ 。由薛定谔方程可得^[3]

$$i\dot{C}_0(t) = V_{10}(t) K_1(t), \quad (4)$$

$$i\dot{C}_1(t) = \Delta_1 C_1(t) + C_0(t) V_{10}(t) + V_{21}(t) K_2(t), \quad (5)$$

$$i\dot{C}_l(t) = \Delta_l C_l(t) + V_{ll-1}(t) K_{l-1}(t) + V_{ll+1}(t) K_{l+1}(t), \quad (6)$$

$$K_1(t) = \int d\omega_1 C_1(t), \quad K_l(t) = \int d\omega_l C_l(t). \quad (7)$$

对(5)式、(6)式作拉普拉斯变换, 并分别对 ω_1 、 ω_l 求积分, 再经拉普拉斯反演为

$$K_1(t) = -i\pi [V_{10}(t) C_0(t) + V_{21}(t) K_2(t)], \quad (8)$$

$$K_l(t) = -i\pi [V_{ll-1}(t) K_{l-1}(t) + V_{ll+1}(t) K_{l+1}(t)]. \quad (9)$$

相邻连续态 $|l-1\rangle$ 与 $|l\rangle$ 之间的耦合是随 l 递减的, 即 V_{ll-1} 随 l 的增大而减小^[3~5]。因此, 总可以确定一个 m 值, 在计算中仅需考虑 $l \leq m$ 的各矩阵元而忽略 $l > m$ 的各连续态之间的耦合。在这一前提下, 可导出递推公式

$$K_l(t) = -i\pi V_{ll-1}(t) K_{l-1}(t) / G_l(t), \quad (l=2, 3, \dots, m) \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} G_l(t) &= 1 + \frac{Z_{ll+1}(t)}{G_{l+1}(t)}, \quad G_m = 1, \\ Z_{ll+1}(t) &= \pi^2 |V_{ll+1}(t)|^2. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

(10)式代入(8)式、(9)式后, 可得

$$K_l(t) = (-i\pi)^l \prod_{j=1}^l [V_{jj-1}(t) / G_j(t)] C_0(t), \quad (12)$$

从(12)式起令 $l=1, 2, 3, \dots, m$ 。将(12)式代入(4)式解得

$$\left. \begin{aligned} C_0(t) &= \exp \left[- \int_0^t R_0(t') dt' \right], \\ R_0(t) &= \pi \frac{|V_{10}(t)|^2}{G_1(t)} = \frac{Z_{10}(t)}{\pi G_1(t)}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

由(5)、(6)、(8)和(9)式得到

$$\dot{C}_l(t) = -i\Delta_l C_l(t) + \frac{K_l(t)}{\pi}, \quad (14)$$

$$C_l(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^t K_l(t') \exp[-i\Delta_l(t-t')] dt' \quad (15)$$

由(14)式可知

$$\frac{d}{dt} |C_l(t)|^2 = [K_l(t)C_l^*(t) + K_l^*(t)C_l(t)] \frac{1}{\pi} \quad (16)$$

方程(16)两侧对 ω_l 积分后解得各连续态的粒子数

$$Q_l(t) = \int |C_l(t)|^2 d\omega_l = \frac{2}{\pi} \int_0^t |K_l(t')|^2 dt' \quad (17)$$

考虑到粒子数守恒, 各态粒子数的时间变化率应始终满足

$$-\frac{d}{dt} |C_0(t)|^2 = \sum_{i=1}^m \frac{d}{dt} Q_i(t) \quad (18)$$

以(13)、(17)式代入(18)式后得到

$$G_1(t) = 1 + \sum_{l=2}^m \sum_{j=2}^l [z_{lj-1}(t)/G_j^2(t)] \quad (19)$$

由(11)式出发不难从数学上证明这一关系式成立。

三、计算结果

设当 $t > t_0$ 时除 V_{10} 以外的各矩阵元满足^[3]

$$|V_{li-1}| = 2|V_{li+1}|, \quad (20)$$

则

$$z_{li-1}(t) = \pi^2 |V_{li-1}(t)|^2 = 2^{-2(l-2)} z, \quad z = z_{210} \quad (21)$$

以(20)式代入(2)式后得到, 当 $t < t_0$ 时,

$$z_{li-1}(t) = \begin{cases} z_{10} \exp[2N\alpha(t-t_0)], & (l=1) \\ 2^{-2(l-2)} z \exp[2\alpha(t-t_0)], & (l=\text{其他值}) \end{cases} \quad (22)$$

将(22)式代入(17)式后计算得到当 $z=50$ 、 $(z_{10}/\alpha)=500$ 、 $N=2$ 、 $\alpha t_0=3$ 、 $m=50$ 时各态粒子

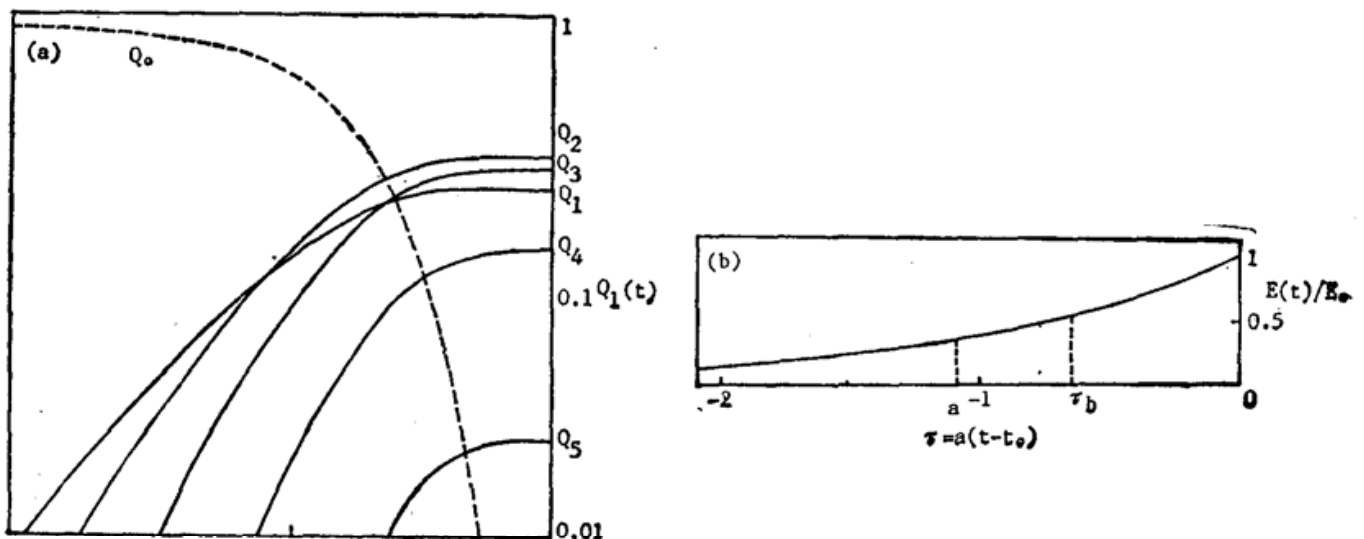


Fig. 1

(a) time behavior of all the continua. $z=50$, $z_{10}/\alpha=500$. $N=2$, $\alpha t_0=3$, $m=50$.

(b) corresponding laser intensity

数的时间发展如图 1(a)所示, 图 1(b)则显示了相应的激光场强($E(t)/E_0$)。可以看出: 当 $\tau = \alpha(t - t_0) < \tau_a$ 时, 各态粒子数随 l 递减; 当 $\tau_a < \tau < \tau_b$ 时, 出现峰开关效应, $|2\rangle$ 态取代 $|1\rangle$ 态成为粒子数最高的连续态, 其他各态的粒子数仍逐次递减; 当 $\tau > \tau_b$ 时, $|3\rangle$ 态的粒子数也超过 $|1\rangle$ 态, 但 $|2\rangle$ 态的粒子数仍然最高, 各态按粒子数排列依次为 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 、 $|1\rangle$ 、 $|4\rangle$ 、 $|5\rangle \dots$ 。随着基态粒子数趋于 0, 各连续态的粒子数不再有明显变化。

对于矩形激光脉冲, $E(t) = E_0$ 、 $V_{10}(t) = V_{10}$ 、 $V_{ll-1}(t) = V_{ll-1}$ 我们只须在第二节的推导中令 $\alpha \rightarrow 0$, 即可得到矩形脉冲作用下各连续态的粒子数:

$$Q_l(t) = [1 - \exp(-2R_0 t)] \prod_{j=2}^l \left(\frac{z_{jj-1}(t)}{G_j^2(t)} \right) / G_1(t), \quad (23)$$

式中 $R_0 = (z_{10}/\pi G_1)$ 、 $z_{ll-1}(t) = \pi^2 |V_{ll-1}(t)|^2$ 、 $G_j = 1 + [z_{jj+1}^2(t)/G_{j+1}(t)]$ 、 $G_m = 1$, 此时图 1 中的 $Q_l(t)$ 将由一组互不相交的平行曲线所取代。这一结果显然是不合理的。

参 考 文 献

- [1] P. Kruit, J. Kimman *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1983, **28**, No. 1 (Jul), 248~255.
- [2] Z. Deng, J. H. Eberly; *Phys. Rev. Lett.*, 1984, **53**, No. 19 (5 Nov), 1810~1813.
- [3] Z. Deng, J. H. Eberly; *J. O. S. A. (B)*, 1985, **B2**, No. 3 (Mar), 486~493.
- [4] Y. Gontier, M. Trahin; *J. Phys. (B)*, 1980, **B13**, No. 22 (20 Nov), 4383~4390.
- [5] M. Aymar, M. Crance; *J. Phys. (B)*, 1981, **B14**, No. 19 (14 Oct), 3585~3601.

Above threshold ionization with an exponentially switched-on laser pulse

YU WEI, XU ZHIZHAN, YAO GUANHUA, FENG XIANPING
AND CHEN RONGQING

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

(Received 17 March 1989; revised 13 October 1989)

Abstract

Above threshold ionization with an exponentially switched-on laser pulse is investigated in this paper. It is shown that if the temporal shape of laser pulse has been taken into account, the essential-states model can give a realistic description to the time behavior of all the continua and the peak-switching effect.

Key words: above threshold ionization; laser pulse.