

# 利用脉冲延迟控制原子的强场光电离

胡素兴 徐至展 李学信 张雪慧 韩申生 张文琦

(中国科学院上海光机所 上海 201800)

**提要** 通过数值求解含时 Schrödinger 方程, 给出了强激光场中原子的量子电离几率, 数值计算了脉冲延迟对原子光电离过程的控制, 并观察了延迟对高次谐波发射的影响。

**关键词** 光电离, 强激光, 脉冲延迟

原子在强场中的光电离行为一直是强场物理学研究的重要内容<sup>[1~3]</sup>。原子的光电离揭示了原子在强激光场中的动力学行为。它包括阈上电离(ATI)<sup>[4]</sup>、势垒抑制电离<sup>[5]</sup>和隧道电离<sup>[6]</sup>等。Potvliege<sup>[7]</sup>等人研究了双色强激光场中原子的电离, 通过改变双色激光场的相位差来实现原子的光电离控制。控制电离有利于研究原子的高激发态。

在强激光领域, 激光脉冲的强度大于  $10^{13} \text{ W/cm}^2$ 。也即是说光脉冲产生的电场与氢原子中的电子所受的库仑场相当的量级, 这样通常处理弱场相互作用的微扰理论便不再适用, 因而只有对 Schrödinger 方程进行精确的数值求解才能有效地描述强激光场中的原子行为。

我们在数值求解 Schrödinger 方程的基础上, 给出了模型原子在延迟的双束光脉冲作用下的量子电离几率, 并观察了利用脉冲延迟实现电离过程的控制, 同时讨论了半周期延迟对于推进高次谐波发射的意义。

## 1 双束强激光场中原子的量子电离几率

在无外场作用时, 类似库仑束缚的一维模型原子的哈密顿量为  $H_0$  (取原子单位即  $m = \hbar = e = 1$ , 文中用 au. 表示)

$$H_0 = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{ZZ}{\sqrt{1+x^2}} \quad (1)$$

其中  $ZZ$  是势深参数。求解本征值方程  $H_0 \Phi(x) = E \Phi(x)$  得到对应于本征能量  $E_i$  的本征波函数  $\Phi(x)$ , 设其中  $\Phi_1, \dots, \Phi_m$  为束缚态;  $\Phi_{m+1}, \dots, \Phi_n$  为连续态。

两束相同频率  $\omega$  的线偏振光脉冲同方向入射到上述原子系统上, 在偶极近似下, 其相互作用哈密顿量为

$$H_I = \begin{cases} x \cdot e_1 f_1(t) \cos \omega t & 0 < t < t_d \\ x \cdot [e_1 f_1(t) \cos \omega t + e_2 f_2(t - t_d) \cos \omega(t - t_d)] & t > t_d \end{cases} \quad (2)$$

其中  $e_1, e_2$  分别是两激光脉冲的场强,  $t_d$  是两个脉冲之间的相对延迟时间,  $f_1, f_2$  分别是两脉冲的包络函数即脉冲的形状因子。双脉冲作用下系统的 Schrödinger 方程为

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x, t) = [H_0 + H_1] \Psi(x, t) \tag{3}$$

利用 Crank-Nicolson 中心差分方法替代哈密顿量中的运动能项、坐标的 2 阶偏微分项, 从而使波函数离散化, 即

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi(x, t)}{\partial x^2} = -\frac{1}{2} \left[ \frac{\Psi(x_{n+1}) - 2\Psi(x_n) + \Psi(x_{n-1}))}{\Delta x^2} \right] \tag{4}$$

另外用向前差分方法离散方程中对时间的偏微商, 也即

$$i \frac{\partial \Psi(x_n, t)}{\partial t} = i \left[ \frac{\Psi(x_n, t_n) - \Psi(x_n, t_{n-1}))}{\Delta t} \right] \tag{5}$$

其中波函数中空间和时间的离散坐标表示为  $x_n = n \cdot dx, t_n = n \cdot dt \cdot dx$ ,  $dt$  是“格点”间距。将上两式代入方程(3)中, 得到“三对角”的方程组, 利用追赶法即能求出各时间点上的空间波函数  $\Psi(x_n, t_n)$ 。我们的计算是从头开始的, 即  $\Psi(x_n, t = 0) = \Phi(x_n)$ , 也即是说在光脉冲到达之前模型原子是处于基态的。在每一时间点上的计算均保证波函数的归一化。因而任意时间格点上

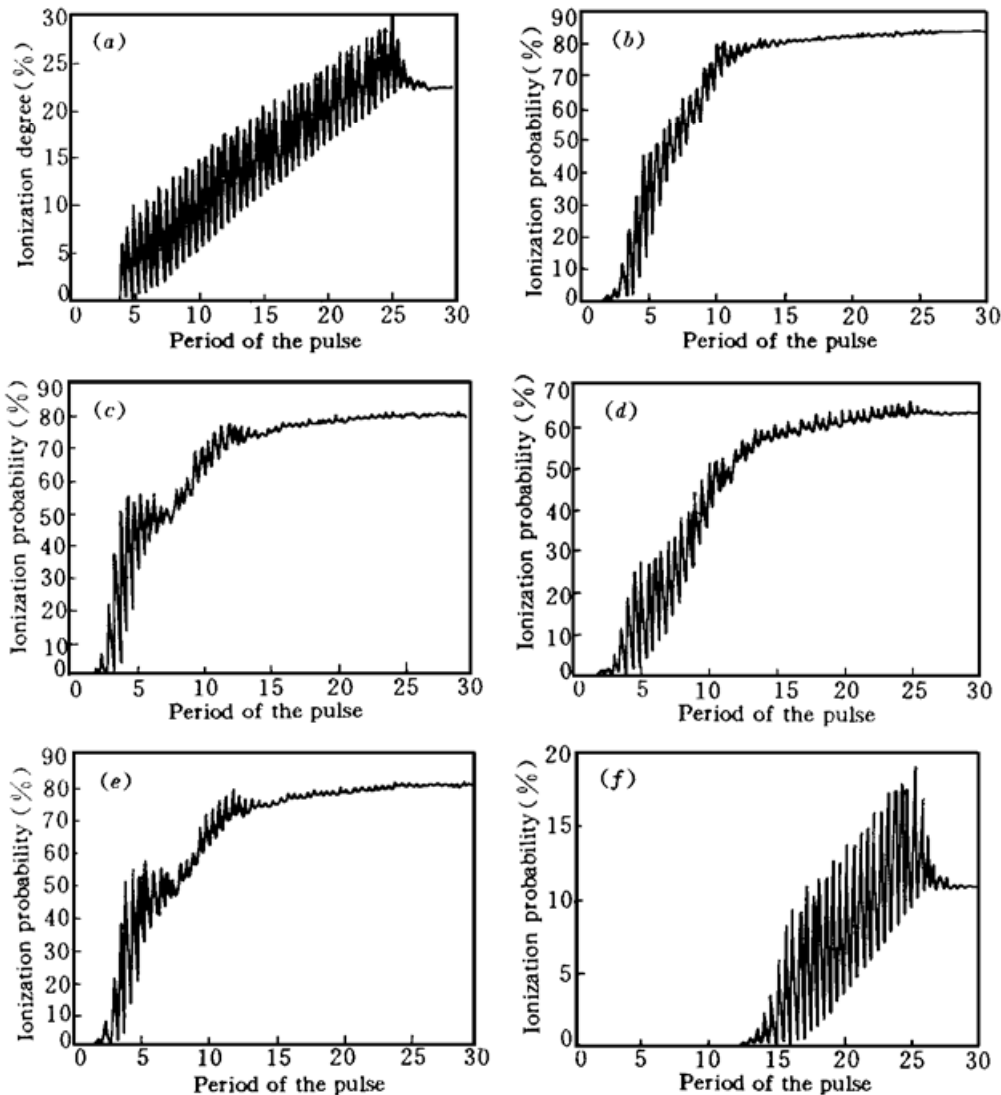


图 1 电离几率比较

(a) 单脉冲与原子相互作用情形; (b), (c), (d), (e), (f) 分别是 0, 1/8, 1/4, 3/8, 1/2 光周期延迟下的电离几率

Fig. 1 Comparison of ionization probability

(a) is the case in which only the first pulse interacts with the atom. (b), (c), (d), (e), and (f) respectively correspond to 0, 1/8, 1/4, 3/8, and 1/2 optical period delay of the second laser pulse to the first pulse

, 原子的电离几率等于 1 减去该时刻原子处于所有束缚态的几率, 即

$$P_{\text{ion}}(t) = 1 - \sum_{i=1}^m \int \Psi_i^*(x, t) \Phi_i(x) dx \quad (6)$$

其中对  $x$  的积分遍及所计算的空间各点。在强场范畴内,  $H^{(t)} \sim H_0$ , 因而方程 (3) 式不能用微扰论给出精确解。

## 2 数值实例

本文选取模型原子的势深参数  $ZZ = 1.0$ , 其相应的电离势约为  $-0.67 \text{ au}$ , 即  $-18.23 \text{ eV}$ , 此电离势相当于 F 原子的电离势。激光角频率为  $0.1 \text{ au}$ , 即  $\lambda = 456 \text{ nm}$ 。对于选取的模型原子相当于 7 光子电离, 计算空间为  $-2000 \sim +2000$  个原子单位。时间步长  $dt = 0.15334 \text{ au}$ 。(时间的原子单位  $1 \text{ au} = 2.42 \times 10^{-17} \text{ s}$ )。束缚态共 68 个。两激光脉冲的电场强度均为  $e_1 = e_2 = 0.06 \text{ au}$ , 相当于  $1.2744 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  的光强。

第一个脉冲形状为 5 个周期的正弦平方上升沿和下降沿, 20 个周期的常幅段。第 2 个脉冲上升沿和下降沿与第一个脉冲相同, 但常幅段仅有 5 个周期。首先计算了只有第一个脉冲作用的情形, 然后分别计算第 2 个脉冲延迟  $0, 1/8, 1/4, 3/8, 1/2$  个周期时的电离情况, 电离几率如图 1 所示。

由图 1 可见, 仅有第一个脉冲作用时, 原子被多光子电离, 最大电离几率为 30%。两脉冲同时作用时, 原子的电离呈振荡特性, 电离几率达到 81%, 延迟  $1/8$  和  $3/8$  周期具有几乎相似的电离过程。延迟  $1/4$  周期时, 电离几率在第 2 个脉冲作用期间达到 60%, 然后几乎缓慢地上升到 63% 左右。当延迟半个周期时, 两光场相位差为  $\pi$ , 场强干涉相消, 因此第 2 个脉冲作用期间, 原子几乎不被电离, 第 2 个脉冲作用结束后原子才被多光子电离, 几率为 20% 左右。半周期延迟可抑制一部分脉冲与原子相互作用, 用长脉冲实现了超短脉冲与原子相互作用的效果。图 2 显示了半周期延迟的双脉冲与单脉冲作用下原子的谐波发射情况。对于特定的原子系统, 谐波发射的最大光子能量为  $E_p = V_p + 3.2U_p$ , 其中  $V_p$  是电离势,  $U_p = 9.33 \times 10^{-14} \times I(\text{W/cm}^2) \times \lambda^2(\mu\text{m})$  是电子在激光场中的平均有质动力能, 光强  $I$  的取值为

$$I = \begin{cases} I & I < I_s \\ I_s & I > I_s \end{cases} \quad (6)$$

$I_s$  是对应于该原子系统和作用脉冲长度的饱和光强。 $I_s$  与相互作用光脉冲长度成反比。因而可利用半周期延迟的双脉冲来缩短与原子的相互作用时间, 提高  $I_s$ , 从而将谐波向更高级次推

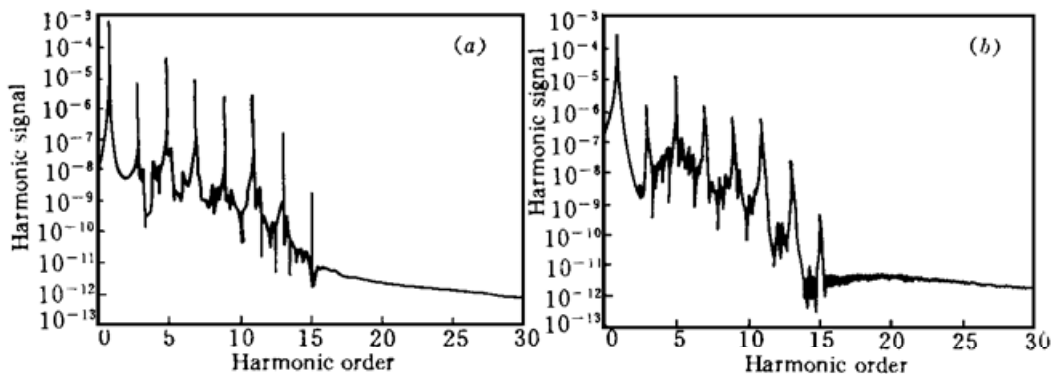


图 2 谐波谱。(a) 单脉冲情形, (b) 半周期延迟情况。光强  $I = 1.2744 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , 波长  $\lambda = 456 \text{ nm}$

Fig. 2 Harmonics spectra. (a) single pulse, (b) the two pulses have a half-period-delay.  $I = 1.2744 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ,  $\lambda = 456 \text{ nm}$

进<sup>[8]</sup>。在图 2 中, 由于光脉冲强度还小于饱和强度, 因而半周期延迟并未提高谐波级次。

另外还计算了无下降沿情形的半周期延迟双脉冲与原子的相互作用, 激光波长为 814 nm, 其形状分别为 6 个周期上升沿, 37 和 28 个周期的常幅段, 强度仍为  $1.2744 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ,

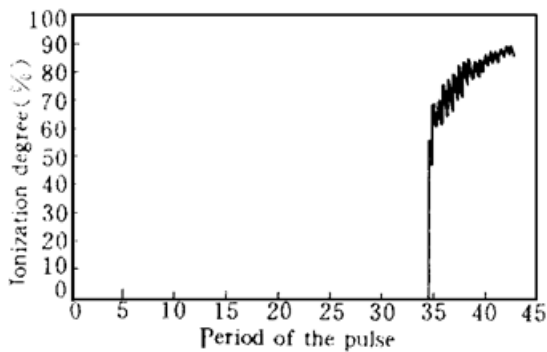


图 3 原子在垂直下降半周期延迟脉冲下的隧道电离

Fig. 3 Tunneling ionization of an atom irradiated by half-period-delayed two pulses without turn-off

结果在第 2 脉冲结束时, 原子突然发生 60% 的电离, 这是明显的隧道电离特征。由于第一个脉冲的半周期首先作用在原子上, 使得原子的布居散布在一些高激发态。然后第一个脉冲的最后一部分高场强(由于第二个脉冲没有下降沿)使这些激发态布居直接隧穿到连续态, 如图 3 所示。

本文数值求解了双脉冲与模型原子系统相互作用的 Schrödinger 方程, 计算了原子的量子电离几率, 数值实验表明可利用脉冲延迟控制原子的电离几率。即调节延迟时间, 电离几率将在 20~ 85% 之间变化。尤其在半周期延迟时, 两脉冲出现干涉相消而缩短了光脉冲与原子系统的实际作用时间, 因而可用于研究超短脉冲与原子系统的相互作用,

也可用于提高谐波发射级次<sup>[8]</sup>。

### 参 考 文 献

- 1 K. Burnett, V. C. Reed, P. L. Knight. Atoms in ultra-intense laser fields. *J. Phys. B*, 1993, **26**: 561
- 2 L. R. Franco, A. Sanpera, M. L. Pons *et al.*. Photoionization of hydrogen atom: Three-dimensional results and pseudo-one-dimensional model. *Phys. Rev.*, 1991, **A44**: 4652
- 3 V. C. Reed, K. Burnett. Ionization of atoms in intense laser pulses using the kramers-Henneberger transformation. *Phys. Rev.*, 1990, **A42**: 3152
- 4 R. R. Freeman, P. H. Bucksbaum, Milchberg. H. *et al.*. Above-threshold ionization with subpicosecond laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**(10): 1092
- 5 S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland *et al.*. Laser ionization of noble gases by coulomb barrier suppression. *J. Opt. Soc. Am.*, 1991, **B8**: 858
- 6 K. J. Schafer, K. C. Kulander. Phase-dependent effect in multiphoton ionization induced by a laser field and its second harmonic. *Phys. Rev.*, 1992, **A45**(11): 8026
- 7 P. M. Potvliege, P. H. G. Smith. Two-colour multiphoton ionization of hydrogen by an intense laser and one of its harmonics. *J. Phys.*, 1992, **B25**: 2501
- 8 Suxing Hu, Zhizhan Xu. Energy enhancement of harmonic photons with a half-period-delayed pulse. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **70**(9), to be published

## Photoionization Control of Atoms by a Delayed Two-pulse Optical Field

Hu Suxing Xu Zhizhan Li Xuexin Zhang Xuehui  
Han Shensheng Zhang Wenqi

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract** In this paper, we solve numerically the Schrödinger equation in which the Hamiltonian is time-dependent. We calculate the quantum ionization probability of an atom subjected to a delayed two-pulse optical field. The result shows the effect of controlling photoionization by adjusting the delay between the two optical pulses. In addition, the influence on the generation of higher-order harmonics by the delay has also been observed.

**Key words** photoionization, intense laser, delay