

一维氢原子非依次电离的经典模拟

屈卫星 胡素兴 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强激光开放研究实验室, 上海 201800)

(1998 年 9 月 21 日收到)

利用经典系综理论研究了强超短激光脉冲作用下的(一维)氢原子的非依次电离过程. 通过对先后电离的两个电子的平均库仑势能和距核的平均距离的动力学模拟发现: 在脉冲长度不变的条件下, 长波长和高强度的超短激光脉冲更有助于非依次电离的发生.

PACC: 3280; 3290; 0250

1 引 言

我们知道, 在通常情况下原子的二阶电离所需要的外场强度远远大于其一阶电离所需要的外场强度, 这是由于原子内壳层上的电子对原子核的屏蔽大大减弱了核对外壳层电子的库仑束缚, 使其在较弱的外场作用下便可发生一阶电离. 而内壳层电子由于受到核的束缚较强, 要进一步将其电离形成二阶离子则需要更强的外场. 譬如对氢原子而言, 其二阶电离光强比一阶电离光强高出近一个数量级. 然而随着强超短激光脉冲的出现, 在实验中发现, 在强超短激光脉冲作用下, 原子的二阶电离光强会明显下降, 出现所谓的非依次电离(nonsequential ionization)^[1,2]. 这是由于在强超短激光脉冲作用下, 形成的一阶离子并未处于基态, 而是处于高激发态, 由于该态是镶嵌在连续态中的寿命极短的分立态, 在很小的外场扰动下以极快的速度通过自电离的方式向连续态跃迁, 因此二阶离子几乎是在一阶离子形成的同一外场周期内形成. 显然非依次电离是由于电子间的相互关联所引起的. 值得一提的是非依次电离并不是仅仅指两电子在同一时刻被电离, 而主要是指形成的高激发态离子的瞬间电离过程, 因此只要两次电离几乎是在同一(外场)周期内发生的, 均属非依次电离过程.

由于非依次电离过程涉及到多电子(至少是两个电子)的相互关联, 采用单电子近似^[3-5]并不能描述非依次电离的一些特性. 因此通过数值求解(含时)薛定谔方程的量子模拟来描述原子的非依次电离的动力学过程是非常困难甚至是不可能的(尽管当今的计算机已取得了惊人的发展), 这是因为要涉及到多元非线性偏微分方程的数值求解. 而经典模拟只涉及到一阶常微分方程组的求解, 这在一般的微机上就可以进行. 因此对强超短激光脉冲作用下原子和分子的动力学过程的经典模拟近来受到了人们的重视^[6-9].

本文在文献[10]的氢原子经典模型的基础上对氢原子的非依次电离过程进行了模拟, 由于一维模型不仅可以描述真实(三维)原子非依次电离的基本物理过程, 还可使计算时间大大缩短, 并且在初态系综的制备方面也更加容易, 因此本文利用一维氢原子模型和

系综平均理论研究了在强超短激光脉冲作用下氢原子的非依次电离过程,通过对先后被电离的两个电子平均库仑势以及电子到氢核的平均距离随时间变化的模拟,我们发现在脉冲强度和脉冲长度均相同的情况下,长波长脉冲更有助于非依次电离的发生,而对于波长相同的脉冲,其强度越强非依次电离越明显.另外我们还在不同强度的激光脉冲作用下,计算了脉冲结束时电离电子的平均动能、先后电离电子产生的平均时间以及激光场对电离电子产生的贡献.

2 理论模型

我们采用文献[10]中氢原子的经典模型,并仍考虑一维情况.设 $x = \mathbf{r}_a \cdot \hat{\mathbf{e}}$, $y = \mathbf{r}_b \cdot \hat{\mathbf{e}}$, $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}(t) \cdot \hat{\mathbf{e}}$, 忽略文献[10]中方程组(2)含 $\eta \ll 1$ 的项,并取一维库仑势的软化参数 $\alpha = 1$, 得到下列有待数值求解的方程组:

$$\mu \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{2x}{(x^2 + 1)^{3/2}} + \mu \frac{x - y}{[(x - y)^2 + 1]^{3/2}} - \sigma E(t), \quad (1a)$$

$$\mu \frac{d^2 y}{dt^2} = -\frac{2y}{(y^2 + 1)^{3/2}} + \mu \frac{y - x}{[(y - x)^2 + 1]^{3/2}} - \sigma E(t). \quad (1b)$$

其中 $E(t) = E_0 f(t) \cos \omega t$ 为线偏振激光场的场强, $f(t)$ 为脉冲的包函数.

由方程组(1)不难看出:两个一维粒子的运动可视为一个在二维势场中二维粒子的运动,该二维粒子的能量为

$$E(x, y, t) = E_x + E_y - \frac{1}{\sqrt{(x - y)^2 + 1}} + (x + y) \sigma E(t), \quad (2)$$

其中

$$E_x = \frac{\mu}{2} \dot{x}^2 + V_x = \frac{\mu}{2} \dot{x}^2 - \frac{2}{\sqrt{x^2 + 1}} + \frac{1}{\sqrt{(x - y)^2 + 1}}, \quad (3a)$$

$$E_y = \frac{\mu}{2} \dot{y}^2 + V_y = \frac{\mu}{2} \dot{y}^2 - \frac{2}{\sqrt{y^2 + 1}} + \frac{1}{\sqrt{(y - x)^2 + 1}}. \quad (3b)$$

分别为两个电子的总能量(V_x 和 V_y 分别为两电子的库仑势能).而两个一维电子的补偿能量^[11]可分别定义为

$$E_x^c = -\frac{2}{\sqrt{x^2 + 1}} + \frac{1}{\sqrt{(x - y)^2 + 1}} + \frac{1}{2\mu} \left(\mu \dot{x} - \int_0^t \sigma E(t') dt' \right)^2, \quad (4a)$$

$$E_y^c = -\frac{2}{\sqrt{y^2 + 1}} + \frac{1}{\sqrt{(y - x)^2 + 1}} + \frac{1}{2\mu} \left(\mu \dot{y} - \int_0^t \sigma E(t') dt' \right)^2. \quad (4b)$$

采用与文献[10]相同的 2000 个初态对方程组(1)进行求解,所不同的是在本文中不用补偿能量作为判断电离是否发生的标准,而是直接以各电子的总能量来判断电离是否发生,判断条件是:如果 $E_x > \epsilon_0$ (当 $t > t_x$ 时)和 $E_y > \epsilon_0$ (当 $t > t_y$ 时)则认为两个电子分别是在脉冲加入后的 $t = t_x$ 和 $t = t_y$ 的两个时刻被电离掉的(假设脉冲是在 $t = 0$ 时刻注入的),其中 ϵ_0 是一个非常接近于零的负数.在模拟中选用的两种波长(532 nm, 266 nm)的脉冲均具有相同的脉冲包络:

$$f(t) = \begin{cases} \sin^2 \frac{12\pi t}{10 T_d} & 0 \leq t < \frac{5 T_d}{12}, \\ 1 & \frac{5 T_d}{12} \leq t \leq \frac{7 T_d}{12}, \\ \cos^2 \frac{12\pi}{10 T_d} \left(t - \frac{7 T_d}{12} \right) & \frac{7 T_d}{12} < t \leq T_d, \end{cases} \quad (5)$$

其中 $T_d = 880$ a. u. 为脉冲的总长度, 并取 $q_0 = -0.01$ (a. u.).

当脉冲注入时从每个初态开始跟踪两个电子直到脉冲结束, 得到两个电子的运动轨迹 $x(t)$ 和 $y(t)$, 并由此可计算出由该初态出发的每个电子的库仑势能 V_x 的 V_y 的时间演化, 通过对总的初态数目进行平均便可得到每个电子的平均库仑势能随时间的变化. 在脉冲作用结束时这 2000 个初态中有一部分根本没有被电离(脉冲激发), 有一部分只有一个电子被电离掉(一阶电离), 还有一部分是两个电子均被电离(二阶电离). 它们各自在所选的 2000 个初态中所占比例分别为激发原子、一阶离子和二阶离子的相对产额. 在二阶电离过程中, 我们将先后被电离的电子分别记为 A 电子和 B 电子(由于我们是从每一个初态开始跟踪两个电子直至脉冲结束, 因此是不难做到这一点的), 然后再对先后被电离的电子的补偿能量、库仑势能以及它们到氢核的距离分别在二阶电离的初态中进行统计平均, 得到相应电子的平均补偿能 ($\langle E_A^c(t) \rangle$, $\langle E_B^c(t) \rangle$)、平均库仑势能 ($\langle V_A(t) \rangle$, $\langle V_B(t) \rangle$) 以及距核的平均距离 ($\langle Z_A(t) \rangle$, $\langle Z_B(t) \rangle$) 随时间的变化.

激光场作用下单电子原子的电离一般是由于激光场对原子中的电子做正功, 使其动能增加从而摆脱原子核的束缚成为自由电子. 但是对于多电子原子来说情况就略有不同, 被电离电子的动能的增加并非完全来自激光场的贡献, 还可能来自与其他电子的相互碰撞, 譬如通过电子间的相互碰撞, 电子间的正库仑势能转换为被电离电子的动能, 使其进入更高的势能状态(离原子核更远), 而未被电离的电子则进入更低的势能状态(离原子核更近). 因此我们通过下列参数 ϵ 来描述激光场对电离电子贡献的大小:

$$\epsilon = \frac{A}{E_f - E_i}, \quad (6)$$

其中

$$A = \int_0^{t_f} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} dt \quad (7)$$

等于从脉冲开始($t=0$)时刻到电离发生($t=t_f$)时刻的这段时间间隔内激光脉冲对电离电子所做的功, $\mathbf{v}$ 为电子的运动速度, $\mathbf{E}$ 为激光脉冲的电场强度, E_i 和 E_f 分别为 $t=0$ 和 $t=t_f$ 时刻电离电子的补偿能量. 由参数 ϵ 的定义不难看出: 如果电子间的关联很弱, 电离电子的能量的增加主要来自激光场对其所做的功, 则 $\epsilon \rightarrow 1$; 反之如果电子间的关联很强, 电离电子的能量的增加主要来自其他未被电离的电子势能的减少, 则 $\epsilon \rightarrow 0$. 因此我们可以通过 ϵ 的大小来判断电子关联的强弱.

3 模拟结果的分析

图 1 是在强度为 5.0×10^{16} W/cm² 波长分别为 532 nm 和 266 nm 两种脉冲的作用

下,先后被电离的两个电子的平均补偿能($\langle E_A^c(t) \rangle$, $\langle E_B^c(t) \rangle$)和平均库仑势能($\langle V_A(t) \rangle$, $\langle V_B(t) \rangle$)随时间的变化,其中的图(a)、图(b)和图(c)、图(d)分别对应于波长为 532 nm 和 266 nm 的脉冲.通过两电子的平均补偿能量(图(a)和(c))的比较可看出:对于波长为 532 nm 的长波长脉冲(a),两电子的各自平均补偿能量大约从脉冲作用后的 $t=150$ a. u. 时刻开始保持为非负,因此平均而言两电子几乎是在同一时刻被电离的,即 $t_A \simeq t_B \simeq 150$ a. u.; 对于波长为 266 nm 的短波长脉冲(b),两电子的平均补偿能量先后分

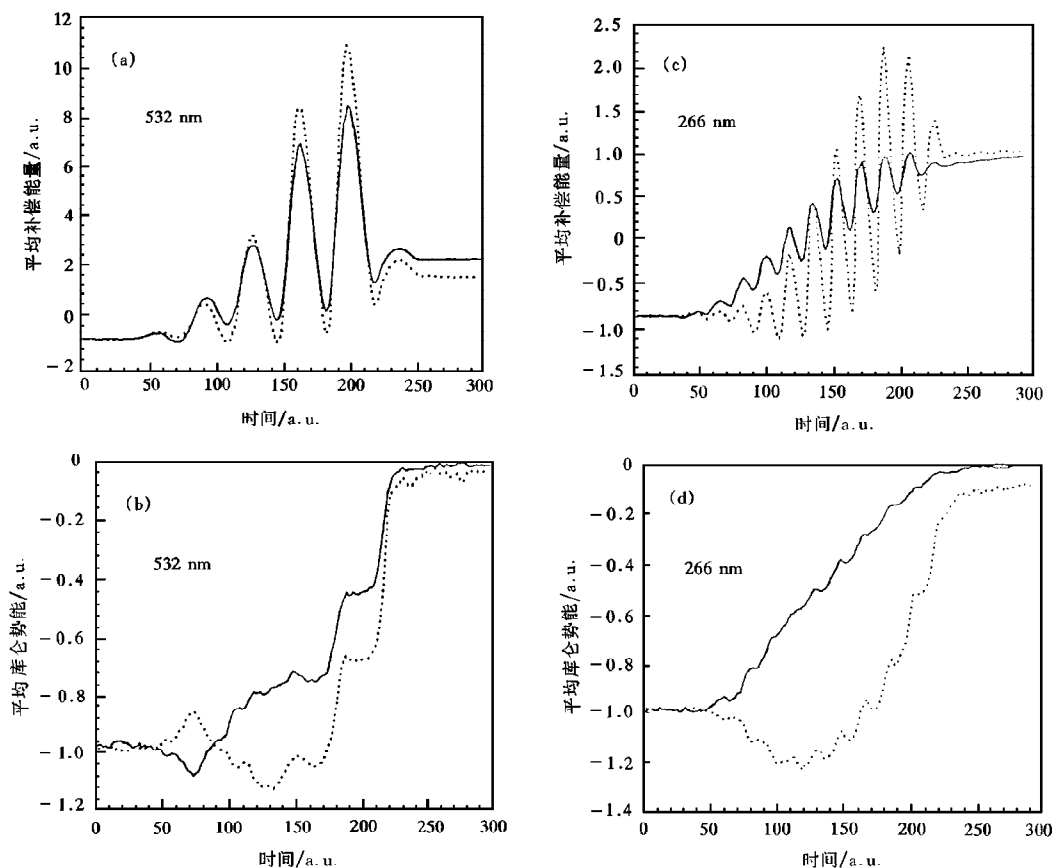


图1 先(实线)后(虚线)被电离的两个电子的平均补偿能量((a)和(c))和平均库仑势能((b)和(d))随时间的演化
脉冲强度 $I=5.0 \times 10^{16}$ W/cm², 波长 λ 分别为 532 nm((a)和(b))和 266 nm((c)和(d))

别从 $t_A \simeq 150$ a. u. 和 $t_B \simeq 205$ a. u. 时刻开始保持为非负,即两电子先后被电离的平均时间间隔约为 55 a. u.. 对于 266 nm 的激光而言, 55 a. u. 的时间间隔约等于 1.5 个激光周期, 所以对于 266 nm 的脉冲两电子不是在同一光周期内电离的. 再将两电子的平均库仑势((b)和(d))进行比较可发现: 对于 532 nm 的脉冲(b), 两电子的相互关联比较明显, 一个电子的库仑势能的增加必然同时伴随着另一个电子库仑势能的减少, 并且大约在 $t \simeq 250$ a. u. 时均以相同的方式趋于零. 而对于 266 nm 的脉冲(d), 两电子的这种相互关联基本上消失, 它们的总势能在不同的时刻以不同的方式趋向零. 由此看平, 在脉冲强度相同

的情况下,长波长的强超短脉冲更有助原子的非依次电离.这是由于长波长的脉冲具有较大的有质动力($\propto \lambda^2$),而且周期较长,因此某个电子可以快速从外场中获得较大的动能,然后再通过与另一个电子的相互碰撞使两电子几乎在同一光周期内被电离.而对于短波长的脉冲,由于外场的有质动力较小而且光周期也较短,因此电子不能快速从脉冲中获得较大的动能,而是绝热地从外场中吸收能量,往往离核较远的电子先被脉冲加速到较高能量的轨道,然后再通过另一电子向更低的能量轨道上的跃迁,将一部分正的库仑(排斥)势能传递给高能量轨道上的电子使其电离,之后脉冲将位于低能量轨道(即一阶离子基态)上的电子电离,形成二阶离子.

图 2 是脉冲强度为 $8.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的计算结果,不难看出:对于波长为 532 nm 的

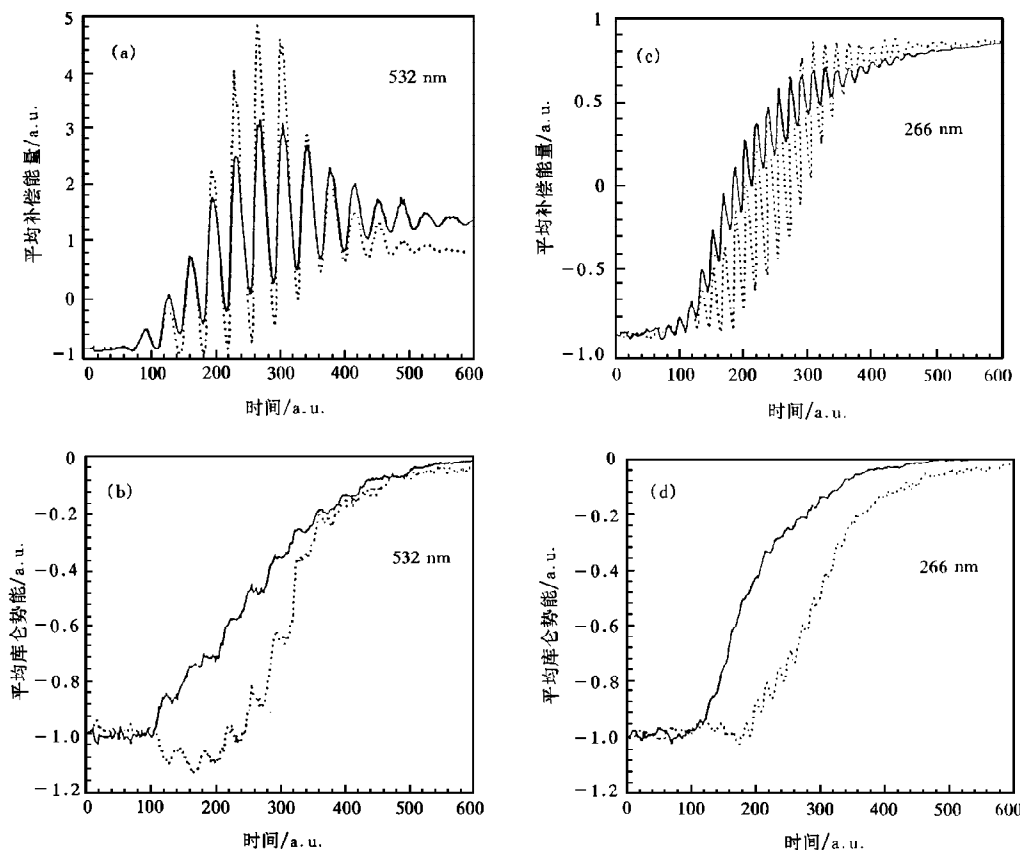


图 2 先(实线)后(虚线)被电离的两个电子的平均补偿能量((a)和(c))和平均库仑势能((b)和(d))随时间的演化
脉冲强度 $I = 8.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, 波长 λ 分别为 532 nm ((a)和(b))和 266 nm ((c)和(d))

脉冲, $t_A \simeq 230 \text{ a.u.}$, $t_B \simeq 300 \text{ a.u.}$, 两电子的平均电离时间间隔为 70 a.u. , 约为 0.95 个光周期, 相关联程度明显下降, 但平均势能仍以相同的形式趋于零. 而对于波长为 266 nm 的脉冲, 电离的时间间隔也由 55 a.u. (约 1.5 个光周期) 增加到 70 a.u. (约 1.9 个光周期). 通过与图 1 的比较可发现: 在波长和脉冲长度均相同的情况下, 脉冲强度越强非依次电离越明显.

图 3 是在不同强度和不同波长的脉冲作用下先后被电离的两个电子到核的平均距离的时间演化. 其中图(a)和图(b)是强度等于 $5.0 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ 波长分别为 532 nm 和 266 nm 的计算结果, 图(c)和图(d)是强度等于 $8.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的相应两波长的结果. 从模拟结果可看出: 在长波长(532 nm)和高强度($5.0 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$)的情况下, 两电子的库仑关联较为明显(如图(a)所示), 而在短波长(266 nm)和低强度($8.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$)的情况下, 两电子的库仑关联基本上完全消失(如图(d)所示).

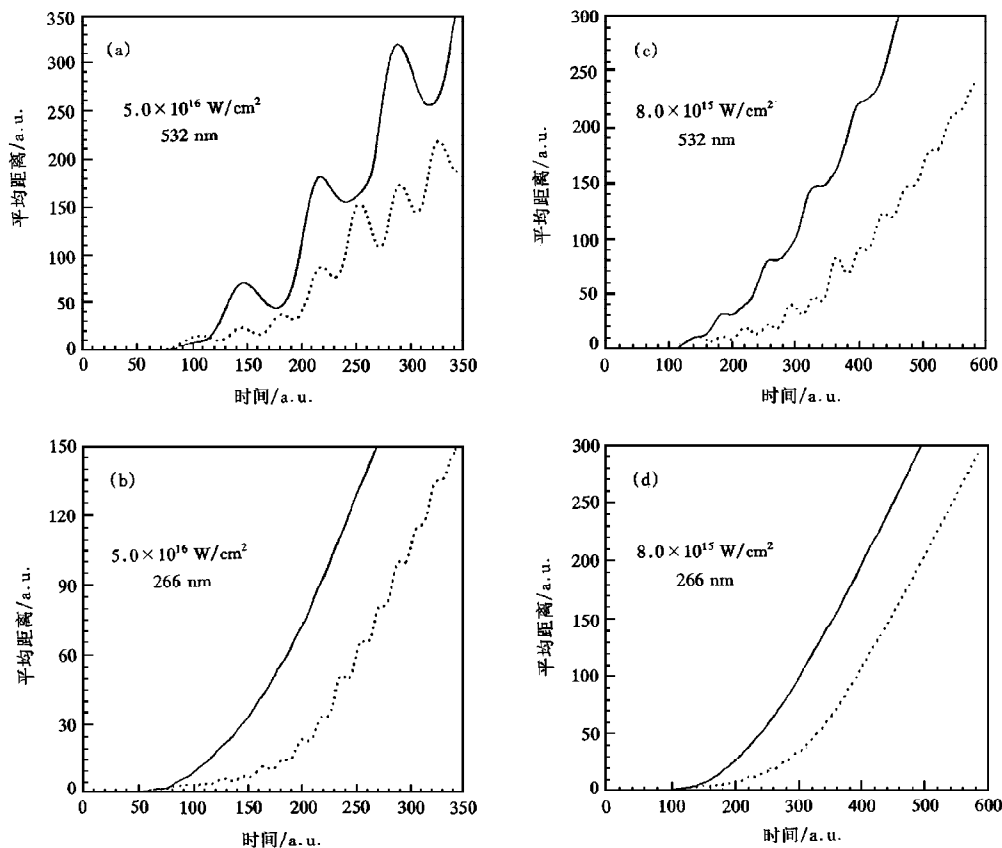


图 3 先(实线)后(虚线)被电离的两个电子到核的平均距离随时间的演化. 脉冲强度 I 分别等于 $5.0 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ((a)和(b)) 和 $8.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ((c)和(d)), 波长 λ 分别为 532 nm ((a)和(c)) 和 266 nm ((b)和(d)).

此外我们还采用波长为 532 nm 和脉冲包络

$$f(t) = \sin^2 \frac{\pi t}{T_d} \quad (8)$$

线偏振正弦激光脉冲, 在不同的脉冲强度下对两电子先后被电离的时间、激光脉冲对电离的贡献以及在脉冲结束(即 $t = T_d$)时刻发生一(二)阶电离的初态数、电离电子的动能等物理量的平均值进行了计算, 其结果分别由表 1 和表 2 给出, 其中的各符号所代表的物理量及其单位分别为:

I 为激光脉冲的峰值强度(单位: 10^{16} W/cm^2).

N_1 为只发生一阶电离的初态数(无量纲).

N_2 为只发生二阶电离的初态数(无量纲).

$\bar{E}_1$ 为脉冲结束时刻 N_1 个一阶电离电子的平均动能(单位:eV).

$\bar{E}_A$ 为脉冲结束时刻 N_2 个先被电离电子的平均动能(单位:eV).

$\bar{E}_B$ 为脉冲结束时刻 N_2 个后被电离电子的平均动能(单位:eV).

$\bar{\epsilon}_1$ 为激光脉冲对一阶电离的贡献参数(见(6)式的定义)平均值,即

$$\bar{\epsilon}_1 = \frac{1}{N_1} \sum_{j=1}^{N_1} \epsilon^{(j)} = \frac{1}{N_1} \sum_{j=1}^{N_1} \frac{A^{(j)}}{E_i^{(j)} - E_i^{(j)}}, \quad (9)$$

其中

$$A^{(j)} = \int_0^{t_f^{(j)}} v^{(j)} \cdot E dt \quad (10)$$

为第 j 个只发生一阶电离的初态中的电子,在电离发生之前激光场对其所做的功, $E_i^{(j)}$ 和 $E_i^{(j)}$ 分别为该电子在初时($t=0$)和电离时($t=t_f^{(j)}$)的补偿能量.

$\bar{\epsilon}_A$ 为激光脉冲对二阶电离过程中先被电离的 A 电子的贡献参数平均值,即

$$\bar{\epsilon}_A = \frac{1}{N_2} \sum_{k=1}^{N_2} \epsilon^{(k)} = \frac{1}{N_2} \sum_{k=1}^{N_2} \frac{A_a^{(k)}}{E_{af}^{(k)} - E_{ai}^{(k)}}. \quad (11)$$

其中

$$A_a^{(k)} = \int_0^{t_f^{(k)}} v_a^{(k)} \cdot E dt \quad (12)$$

为第 k 个只发生二阶电离的初态中先被电离的 A 电子,在电离前激光场对其所做的功, $E_{ai}^{(k)}$ 和 $E_{af}^{(k)}$ 分别为该电子在初时($t=0$)时刻和电离时($t=t_f^{(k)}$)的补偿能量.

$\bar{T}_A$ 为第一个电子被电离的平均时间(单位:激光周期).

$\bar{T}_B$ 为第二个电子被电离的平均时间(单位:激光周期).

由表 1 和表 2 所示的结果不难看出:随着激光脉冲强度 I 的不断增大,只发生一阶电离的初态数 N_1 也相应减少,但一阶电离电子的平均动能 $\bar{E}_1$ 却迅速地增加.同样二阶电离过程中后被电离的电子的平均动能 $\bar{E}_B$ 也增加很快,而先被电离的电子的动能却增加缓慢,这是由于当脉冲强度很强时,在随机选取的 2000 个初态中只有那些相对来说比较稳定的初态才可能在脉冲强度达到峰值附近的时刻发生一次电离,因此一阶电离电子在进入自由状态时的初速度会很大.那些发生二阶电离的初态相比之下就不具有较高的稳定性,第一个电子可能在脉冲强度刚刚开始上升时就被电离,尽管第二个电子会在第一个电子电离时进入更低的势能状态,但在脉冲强度到达峰值附近时,它仍可以从脉冲中快速地吸收足够的能量而摆脱核的束缚.由于第二个电子也是在脉冲强度的峰值附近被电离的,所以它比先电离的电子具有更大的动能,从表 2 中先后两电子的电离发生的平均时间($\bar{T}_A$ 和 $\bar{T}_B$)也不难看出这一点:在脉冲强度 $I=4.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ — $2.4 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ 的范围内,第一个电子平均在脉冲作用后的 1.75—3.18 个激光周期被电离,而第二个电子

平均要在脉冲作用后的 4.89—7.22 个周期才被电离,由于脉宽 T_d 等于 12 个光周期,所以脉冲的最大强度应在脉冲作用后第六个光周期出现.由以上分析可知,只发生一阶电离的电子和二阶电离中后被电离的电子之所以具有较高的平均动能,是因为它们均在脉冲强度达到极大值附近时被电离的.

由表 2 中的 $\bar{\epsilon}_1$ 和 $\bar{\epsilon}_A$ 还可看出在脉冲强度较低和较高的情况下, $\bar{\epsilon}_1$ 和 $\bar{\epsilon}_A$ 均有增加的趋势,而在脉冲强度 $I=1.6\times 10^{16}\text{ W/cm}^2$ 时, $\bar{\epsilon}_1$ 和 $\bar{\epsilon}_A$ 的值最小,这表明两电子的关联与脉冲的强度有关.存在一个最佳的脉冲强度(约在 $I=1.6\times 10^{16}\text{ W/cm}^2$ 附近),在具有该强度的激光脉冲的作用下,电子的关联最强.

表 1

激光强度 $I/10^{16}\text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$	一(二)阶电离的 初态数 $N_1(N_2)$	平均动能 $\bar{E}_1/\text{eV}$	平均动能 $\bar{E}_A/\text{eV}$	平均动能 $\bar{E}_B/\text{eV}$	平均动能差 $\bar{E}_B-\bar{E}_A/\text{eV}$
0.4	1645(255)	12.2	19.8	22.2	2.4
1.0	1313(605)	18.2	22.5	47.5	25.0
1.6	692(1279)	26.3	29.5	63.4	33.9
2.0	350(1644)	45.1	28.0	72.4	44.4
2.4	338(1659)	65.2	27.6	68.5	40.9

表 2

激光强度 $I/10^{16}\text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$	平均贡献 参数 $\bar{\epsilon}_1(\bar{\epsilon}_A)$	先电离的平均 时间 $\bar{T}_A[\text{周}]$	后电离的平均 时间 $\bar{T}_B[\text{周}]$	先后电离的平均 时间差 $\bar{T}_B-\bar{T}_A[\text{周}]$
0.4	0.591(0.747)	3.18	7.22	4.04
1.0	0.554(0.635)	2.30	5.99	3.69
1.6	0.545(0.553)	1.99	5.47	3.48
2.0	0.568(0.554)	1.87	5.34	3.47
2.4	0.602(0.559)	1.75	4.89	3.14

4 结 论

- 通过对强超短激光脉冲作用下(一维)氢原子电离过程的经典模拟可得出以下结论:
- 1. 氢原子中的两个电子是在不同的时刻被电离的,先被电离出去的电子由于是发生在脉冲的上升阶段,其平均动能较小.后电离出去的电子通常发生在脉冲强度达到最大值的时刻附近,因此具有较大的平均动能.
 - 2. 两电子间的关联与脉冲的强度有一种最佳的关系,即当脉冲强度为某一特定值时电子间的关联最明显.
 - 3. 在脉宽(即相互作用时间)不变的情况下,高强度和长波长激光脉冲的使用更有助于非依次电离的发生,这是因为增加波长 λ 和提高脉冲强度 I 意味增加了激光场的有质动力(有质动力的大小 $\propto I\lambda^2$),使原子中的某一电子能快速地从脉冲中获得足够的能量,

并通过与另一电子的相互碰撞来实现非依次电离。

- [1] D. N. Fittinghoff, P. R. Botton, B. Chang, K. C. Kulander, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 2642.
- [2] K. Kondo, A. Sagisaka, T. Tamida, Y. Nabekawa, S. Watanabe, *Phys. Rev.*, **A49**(1993), R2531.
- [3] G. A. Kyrala, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4**(1987), 731.
- [4] K. J. Schafer, B. Yang, L. Dimauro, K. C. Kulander, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 1599.
- [5] B. Yang, K. J. Schafer, B. Walker, K. C. Kulander, P. Agostini, L. F. DiMauro, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 3770.
- [6] P. B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 1994.
- [7] K. Rzażewski, M. Lewenstein, P. Salières, *Phys. Rev.*, **A49**(1994), 1196.
- [8] D. M. Villeneuve, M. Y. Ivanov, P. B. Corkum, *Phys. Rev.*, **A54**(1996), 736.
- [9] D. Bauer, *Phys. Rev.*, **A56**(1997), 3028.
- [10] 屈卫星、胡素兴、徐至展, 中国科学(A 辑), **28**(1966), 549 [Qu Wei-xing *et al.*, *Science in China(Series A)*, **28**(1966), 549(in Chinese)].
- [11] J. G. Leopold, I. C. Percival, *J. Phys. B*, **12**(1979), 709.

CLASSICAL SIMULATION OF NONSEQUENTIAL IONIZATION IN (ONE DIMENSIONAL) HELIUM ATOM

QU WEI-XING HU SU-XING XU ZHI-ZHAN

(Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 21 September 1998)

ABSTRACT

The nonsequential ionization of one-dimensional helium atom under an intense ultrashort laser pulse is investigated with a classical ensemble theory. Through the dynamic simulation of the average Coulomb potential and the average distance between electron and nucleus, we found that high intensity and long wavelength favour the occurrence of nonsequential ionization for a given duration of pulse.

PACC: 3280; 3290; 0250