

碰撞阈值下氩原子非次序双电离*

张东玲 汤清彬 余本海[†] 陈 东

(物理电子工程学院, 信阳师范学院, 信阳 464000)

(2010年8月2日收到; 2010年8月21日收到修改稿)

利用三维经典系综模型研究了碰撞阈值下氩原子的非次序双电离. 计算结果表明, 关联电子末态纵向动量主要分布在二、四象限, 且在原点附近几乎没有分布; Ar^{2+} 离子末态纵向动量谱在零动量附近呈单峰结构. 上述结果与实验结果[*Phys. Rev. Lett.* **101** 053001 (2008)]定量一致. 轨迹分析表明, 在碰撞阈值下, 氩原子非次序双电离的微观物理机理在不同激光强度下是不相同的. 当激光强度 $I = 0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时, 一次碰撞主导重碰撞过程. 而当 $I = 0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时, 多次碰撞占主导. 另外, 离子与电子之间的库仑引力, 在氩原子非次序双电离过程中具有重要的作用, 对电子的微观动力学行为有很大的影响, 并最终影响关联电子末态动量分布.

关键词: 非次序双电离, 库仑引力, 碰撞阈值, 电子关联

PACS: 32. 80. Rm, 31. 90. + s, 32. 80. Fb

1. 引言

原子非次序双电离(NSDI)现象首次被观测到时, 认为双电离(DI)过程是源于两个关联电子的抖动摆脱(shake-off)过程^[1]. 后来, Corkum^[2]和Schafer等^[3]提出了三步重碰撞模型理论来解释原子分子强场过程. 随着对原子分子强场过程研究的进展, 应用该理论能有效的解释原子分子的各种强场过程, 如非次序双电离^[4-8]、阈值上电离(ATI)^[9, 10]和高次谐波的产生(HHG)^[11-16]. 因此, 三步重碰撞理论逐渐成为各个研究小组都认可的强场与原子分子相互作用的过程机理, 并且作为一个重要的概念工具, 来引导强场物理的进一步发展, 如极具应用前景的分子钟^[17, 18]. 根据三步重碰撞理论, 基态的一个电子通过多光子电离或隧道电离进入连续态, 部分连续态的电子在激光场的驱动下返回到母离子附近, 可能与母离子再复合或者发生弹性碰撞, 也可能发生非弹性碰撞. 再复合的结果是导致高次谐波的产生; 阈值上单电离的高能量电子是弹性碰撞的结果; 非弹性碰撞最终导致非次序双电离的发生.

目前, 原子和分子在强激光场作用下的非次序

双电离已经成为原子分子物理的一个重要研究方向^[19-24]. 离子反冲动量谱和关联电子末态动量分布显示强场非次序双电离过程包含了丰富的物理过程^[5, 25-28], 依据三步重碰撞理论, 如果碰撞后第二个电子立即电离, 称为(e, 2e)电离, 即直接碰撞电离(RCI). 若母离子与回复电子碰撞后第二个电子没有立即电离, 而是被激发到激发态, 并在激光场再次达到峰值附近时通过隧道电离被电离, 就是所谓的碰撞激发场致电离(RESI). 对于氩原子非次序双电离, 在激光强度较强的情况下, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布呈现一双峰结构^[20, 29]; 如果激光强度较弱, 碰撞激发场致电离占主导, 此时, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布呈现一位于零动量附近的单峰结构^[27]. 最近, 实验上研究了波长为 800 nm, 强度为 $0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 $0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 的激光驱动下的氩原子非次序双电离^[30]. 发现在碰撞阈值下, 关联电子末态纵向动量分布在二、四象限的产率明显高于一、三象限的产率, 并且在原点出现一个极小值; Ar^{2+} 离子纵向动量分布呈一个明显的单峰结构, 峰值在零动量附近. 上述实验结果表明, 在碰撞阈值下, 氩原子非次序双电离的物理机理与阈值上的是不同的.

本文采用三维经典系综模型^[5, 31]模拟了在强

* 国家自然科学基金(批准号: 11005088), 河南省科技计划项目(批准号: 082300410050, 102300410241), 河南省高等学校青年骨干教师资助计划项目, 河南省教育厅自然科学研究计划项目(批准号: 2009A140006)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: hnyubenhai@163.com

度低于碰撞阈值激光驱动下的氩原子非次序双电离,该模型在重现非次序双电离的关联电子动量谱,研究重碰撞过程的细节等方面都取得了很大的成功^[5, 22, 23, 31, 32]. 为与实验结果定量比较,计算选取的激光强度和文献[30]一致. 计算得到的关联电子-电子末态纵向动量分布和 Ar^{2+} 离子的纵向动量分布与实验结果^[30] 定量一致. 轨迹分析表明,在激光强度 $I = 0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时,重碰撞过程大部分是单次碰撞,而在 $I = 0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时,多次碰撞占主导. 这说明在不同激光强度作用下,碰撞阈值下氩原子非次序双电离的微观动力学过程是不同的. 另外,母离子与电子之间的库仑吸引力在双电离过程中具有重要的作用,并对关联电子的末态纵向动量关联特性有重要的影响.

2. 理论方法

三维经典系综模型的详细描述可以参考文献[5, 31]. 本文采用的三维经典系综包含 2×10^6 和 5×10^6 个氩原子(分别对应的激光强度为 $I = 0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 $I = 0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$). 初始的系综是它的双电子基态分布. 基态是选取一定条件下两个电子仅在库仑场中运动足够长时间的轨迹. 电子对的初始动量是随机的,任一电子对在三维空间中的运动遵循耦合牛顿运动方程(本文除非作另外规定,均采用原子单位(a. u.))

$$d^2 r_i / dt^2 = - \nabla [V_{ne}(r_i) + V_{ee}(r_1, r_2)] - E(t), \quad (1)$$

式中, i 取 1 或 2. $E(t)$ 是线偏振梯形激光脉冲的电场强度,设电场沿 x 轴方向偏振,激光波长为 800 nm,强度分别为 $0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 $0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$,整个脉冲包含 10 个光周期,前 2 个光周期强度线性增加,中间 6 个光周期保持光强最大值,后 2 个光周期光强线性减小为 0. $V_{ne}(r_i)$ 和 $V_{ee}(r_1, r_2)$ 分别表示核与电子及电子与电子之间的库仑势能,采用软核库仑势可分别表示为

$$V_{ne}(r_i) = -2 / \sqrt{r_i^2 + a^2},$$

$$V_{ee}(r_1, r_2) = 1 / \sqrt{(r_1 - r_2)^2 + b^2}, \quad (2)$$

式中, a 表示核与电子间的软核参数, b 为电子与电子间的软核参数. 氩原子的第一和第二电离能分别为 0.58 a. u. 和 1.01 a. u.. 为避免非物理奇点和自

电离, a 应大于 1.26 a. u., 我们的计算中软核参数 a 取 1.5 a. u., 在单电离之后,为准确描述母离子与电子之间的库仑相互作用, a 的值变化为 1 a. u.^[33]. 在整个计算中,软核参数 b 始终取 0.05 a. u..

为获得每一个电子对的初始状态,先将电子对放置在核的附近,其势能与动能之和等于氩原子的基态能. 然后让电子对仅在库仑场中自由运动足够长的时间,直至系综内的所有电子对达到一个稳定的状态分布,即系综的位移初始分布满足高斯空间分布. 在系综处于稳定状态后加入激光场,这时,每个电子对都在库仑场和激光场中运动,其运动仍然遵循耦合牛顿方程. 激光场结束之后,检验每对电子的能量,如果两个电子的能量

$$-2 / \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2 + a^2} + (x_i^2 + y_i^2 + z_i^2) / 2$$

$$+ 1 / \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 + b^2}$$

均大于零,表明发生了双电离. 此时,电子的总能量包括母核与电子间的库仑势能、电子动能和电子与电子间的相互作用势能.

3. 结果和讨论

对于氩原子,碰撞阈值对应的激光强度可以通过式 $3.17 U_p = |I_{p2}|$ 估算出来,其中, $U_p = E_0^2 / (4\omega^2)$ 是激光场的有质动力势能, I_{p2} 是氩原子的第二电离势能,算出的氩原子碰撞阈值对应的激光强度约为 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. 计算中,我们采用的线偏振梯形激光脉冲的强度为 $0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 $0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$,远低于碰撞阈值对应的激光强度. 图 1(a) 和(b) 是氩原子非次序双电离对应的双电子总能量分布(灰色实线). 图 1(c) 和(d) 是单电子的能量分布(灰色实线). 图中,纵轴为取对数坐标,横轴为线性坐标. 由图 1(a) 和(b) 可以看出,双电子总能量的截止能量约等于 $5.3 U_p$ (竖直虚线指示的位置),这与量子计算结果^[34] 和实验结果^[30] 定量一致. 并且,双电子总能量的截止能量不随激光强度的变化而改变. 但分析单电子能量分布我们发现,随激光强度的变化,单电子截止能量会发生变化. 图 1(c) 和(d) 显示,强度 $I = 0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 $I = 0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时,单电子的截止能量分别约为 $2.8 U_p$ 和 $3.2 U_p$. 这说明在碰撞阈值下,激光强度不同的双电离过程中,电子电离的微观动力学行为是不同的.

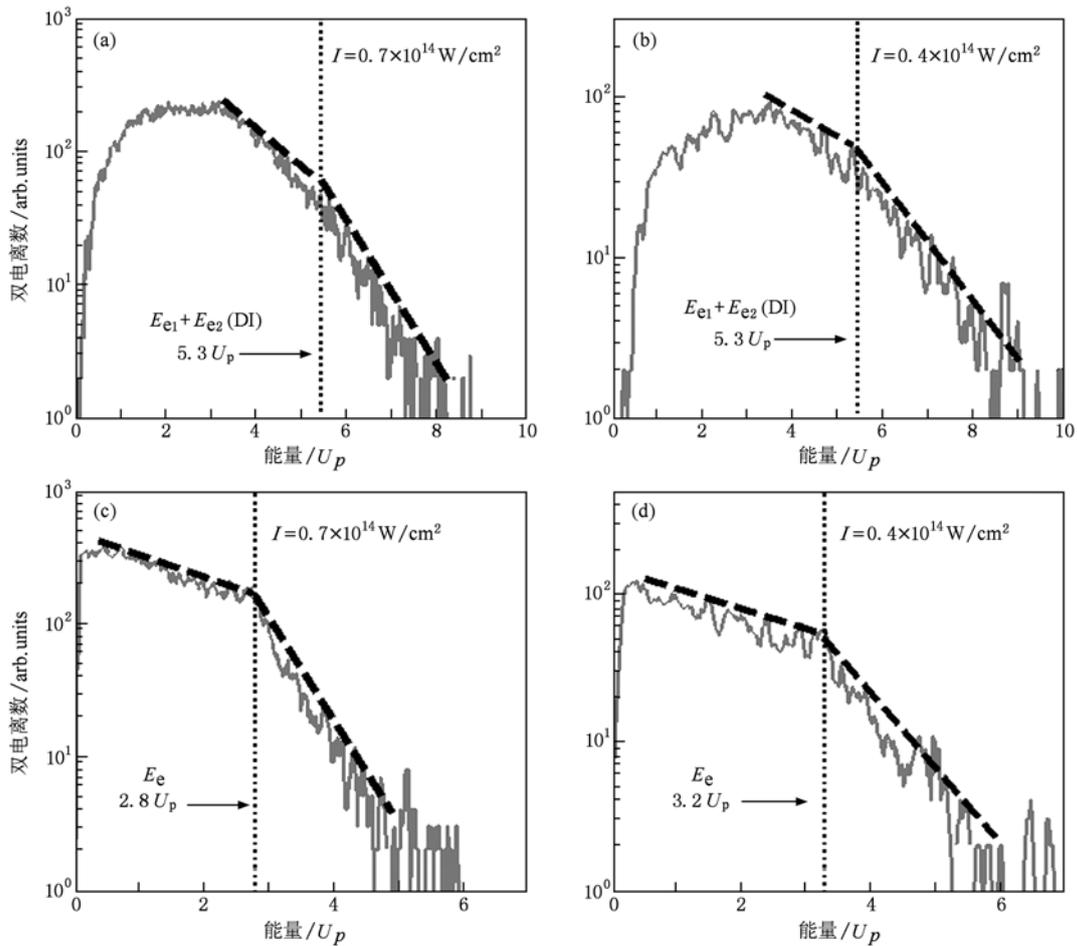


图1 (a)和(b)是氩原子双电离电子总能量分布(灰色实线),(c)和(d)是单电子的能量分布(灰色实线)

图2是氩原子非次序双电离的关联电子末态纵向动量分布(P_{e1}^{\parallel} 对 P_{e2}^{\parallel})和 Ar^{2+} 离子纵向动量分布,其中 Ar^{2+} 离子纵向动量 $P_{ion}^{\parallel} = -(P_{e1}^{\parallel} + P_{e2}^{\parallel})$ ^[35],图2(a)和(b)中,对应的激光强度 $I = 0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$,图2(c)和(d)中,对应的 $I = 0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.比较可以发现,图2(a),(b)和(c)分别与文献[30]中图2(b),(d)和(c)对应定量一致.由图2(b)和(d)可以看出,在碰撞阈值下, Ar^{2+} 离子的纵向动量分布(黑色实线)呈现一位于零动量附近的单峰结构.由图2(a)和(c)可以看出,关联电子末态纵向动量分布主要分布在二、四象限,表明在碰撞阈值下反关联或背靠背散射占主导地位.而碰撞阈值上的关联电子动量分布主要分布在一、三象限^[36].上述计算结果表明,氩原子非次序双电离过程中,阈值下与阈值上双电离的微观电离机理存在较大差别.另外,轨迹分析表明,在碰撞阈值下,激光强度不同,氩原子非次序双电离的微观机理也不相同.

图3是在 $I = 0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 的激光作用下的

氩原子非次序双电离的典型轨迹.其中,图3(a)—(c)与图2(a)分布在一、三象限的关联电子动量对应,图3(d)—(f)与图2(a)分布在二、四象限的关联电子动量对应.由图3(b)和(e)可以看出,在该强度激光脉冲作用下,重碰撞过程是一次碰撞过程,碰撞后两个电子均处在激发态,然后在激光场中运动,在激光场不同的峰值附近电离^[5].图3(a)和(c)及图3(d)和(f)显示,当第一个电子电离后,第二个电子由于受到库仑引力的作用两次改变运动方向(箭头指示的位置),这说明库仑引力对第二个电子在电离过程中的动力学行为有很大的影响.从图3(c)和(f)可以清楚的看出,在碰撞后第二个电子电离的过程中,电子的纵向动量由于库仑引力的作用发生了两次较大的突变(箭头指示的位置),动量突变说明电子微观动力学行为的改变是源于库仑引力的作用.同时,从图3(b)和(e)可以看出,突变对应时刻的电子能量有明显的降低.这说明,库仑引力的作用会使第二个电子的电离时刻延迟,

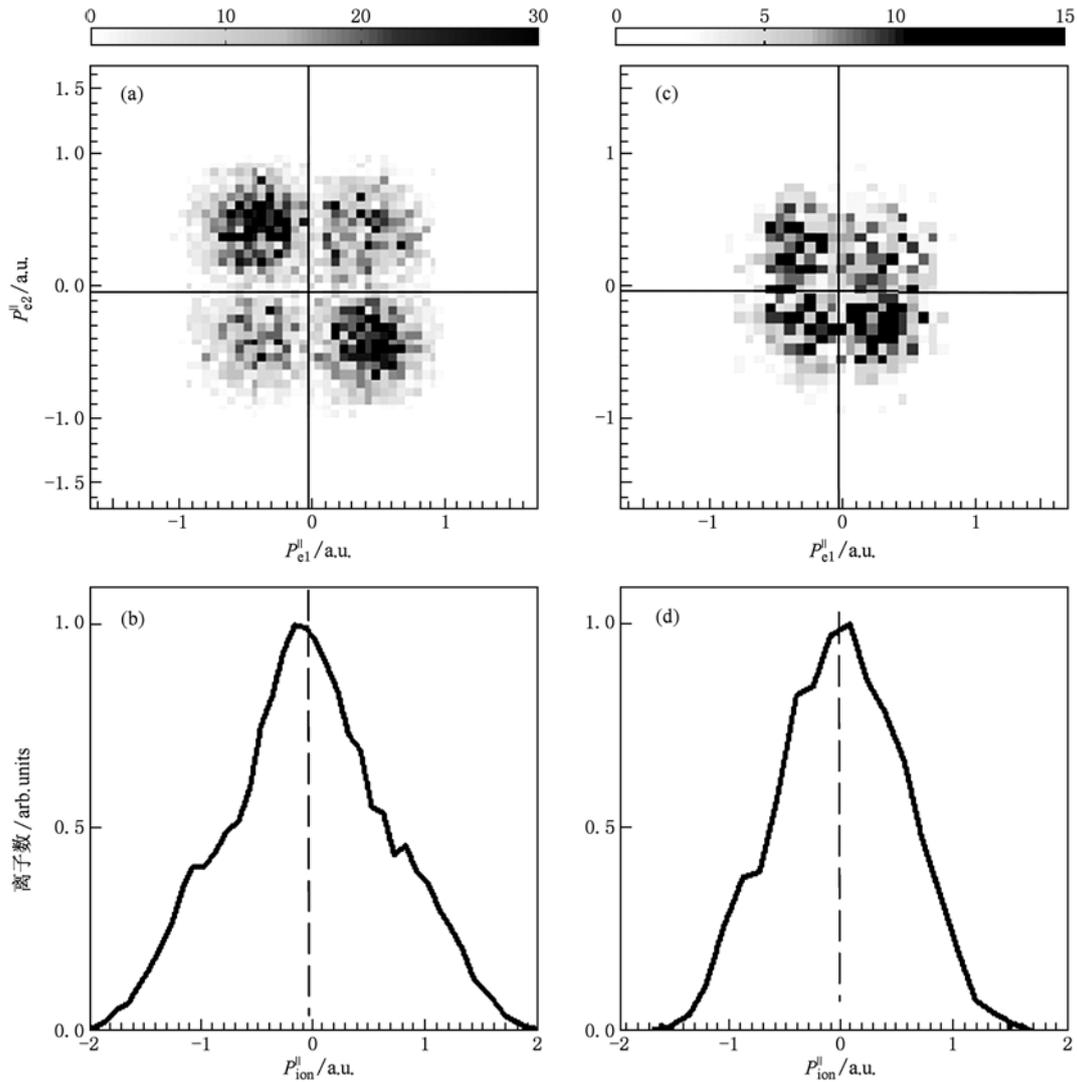


图2 (a)和(c)是关联电子纵向动量(P_{e1}^{\parallel} 对 P_{e2}^{\parallel})分布,(b)和(d)是 Ar^{2+} 的纵向动量($P_{\text{ion}}^{\parallel}$)分布. 其中,(a)和(b) $I=0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, (c)和(d) $I=0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

进而改变了该电子的末态动量,并最终对末态电子-电子动量关联特性产生影响. 由图 3(b)可以看出,两个电子电离的时间间隔大于 0.5 个光周期,并小于 1 个光周期,因此两个电子的末态动量沿相同方向,电子-电子动量分布在一、三象限. 图 3(e)显示两个电子电离的时间间隔小于 0.5 个光周期,并且两电子电离时刻在同一峰值前后,所以两个电子的末态动量反关联,电子-电子动量分布在二、四象限.

当激光强度在碰撞阈值下时,激光场对电子的作用相对较弱,库仑相互作用则相对较强,因此,库仑引力对电子的运动影响较大. 电子电离时刻的延迟,使末态电子-电子背靠背发射的概率增加,进而导致末态电子-电子关联动量分布在二、四象限占

优. 当 $I=0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时,电子-电子动量分布在二、四象限的比率约为 56%. 随激光强度的降低,虽然库仑场相对强度变强,但动量分布在二、四象限的比率并没有上升,反而有所下降,统计结果显示,当 $I=0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时,电子-电子动量分布在二、四象限分布的比率约为 54%. 这表明随激光强度的降低,电子电离的微观物理机理发生了变化.

图 4 是 $I=0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时,氩原子非次序双电离的典型轨迹,图 4(a)—(c)与图 2(c)分布在一、三象限的关联电子动量对应,图 4(d)—(f)与图 2(c)分布在二、四象限的关联电子动量对应. 与 $I=0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 相比,在 $I=0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 激光脉冲作用下,重碰撞后电子微观动力学行为变化

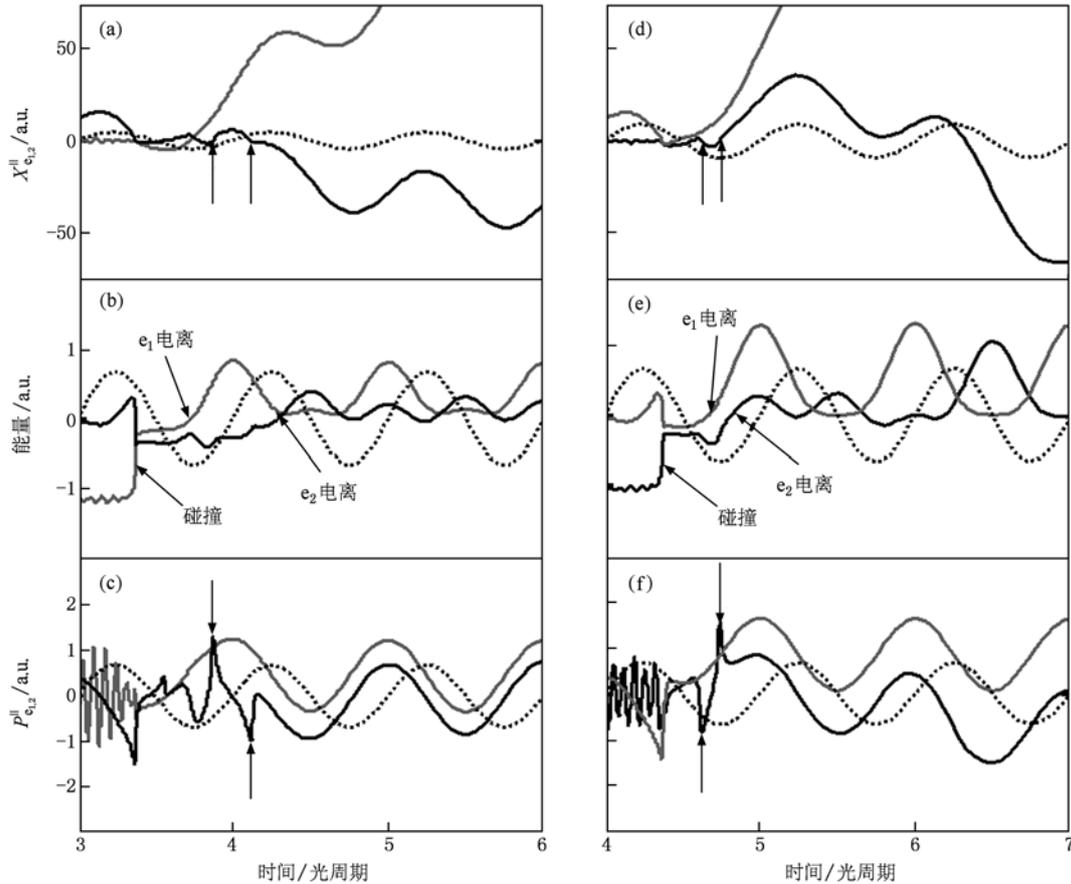


图3 是 $I=0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 氩原子非次序双电离的典型轨迹. (a)和(d)是电子沿偏振方向的空间运动轨迹, (b)和(e)是电子的能量轨迹, (c)和(f)是电子沿偏振方向的动量轨迹. 其中灰色实线表示第一个电子的轨迹, 黑色实线表示第二个电子的轨迹, 虚线表示激光场对应的电场

比较大. 由图 4(b)和(e)可以看出, 重碰撞过程是两次碰撞过程. 这是由于激光强度较低, 一次碰撞后电子获得的能量太低而不能发生场致电离, 但在震荡激光场的作用下, 其会再次发生碰撞, 从而激发到更高的激发态, 并最终发生场致电离. 由图 4(b)可以看出, 第一个电子的电离时刻与第二次重碰撞之间的时间间隔小于 0.25 个光周期, 也就是说, 第一个电子在第二次重碰撞后立即就电离了^[37], 另一个电子处在激发态, 并在随后的激光峰值附近电离. 图 4(e)与图 3(b)和(e)揭示的微观动力学过程是类似的, 重碰撞后, 两电子均处在激发态, 随后在激光场和库仑引力的共同作用下, 在激光场不同的峰值附近场致电离.

对应比较图 4 与图 3 可以看出, 库仑引力的作用效果是类似的, 都是对电子的微观动力学行为产生了重要的影响, 会使电子的电离时刻延迟, 并最终影响关联电子的关联特性. 所不同的是, 随激光

强度的减弱, 库仑引力的相对强度并没有增强, 反而减弱了. 如图 4(f)显示, 由于库仑引力作用导致的动量突变只有一次(箭头指示的位置); 同时, 由图 4(e)可以看出, 与突变位置对应的电子的能量变化也不明显. 库仑引力相对强度之所以减弱, 是由于重碰撞过程碰撞次数的增加, 电子从激光场中获得较多能量, 碰撞后电子处在更高的激发态, 在电场的驱动下更容易发生场致电离, 使电子在母核离子附近运动的时间较短. 对应比较图 4(b)和(e)与图 3(b)和(e)可以看出碰撞后到第一个电子电离的时间间隔明显变小. 这样, 虽然激光强度减弱了, 激光场对电子作用的相对强度反而增强了, 进而导致在一、三象限的动量分布比率增加, 二、四象限的动量分布比率降低. 也就是说, 背靠背散射的比率并不随激光强度的减弱而升高. 因此, 在 $I = 0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时, 双电离电子末态纵向动量在二、四象限分布的比率低于 $I = 0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时

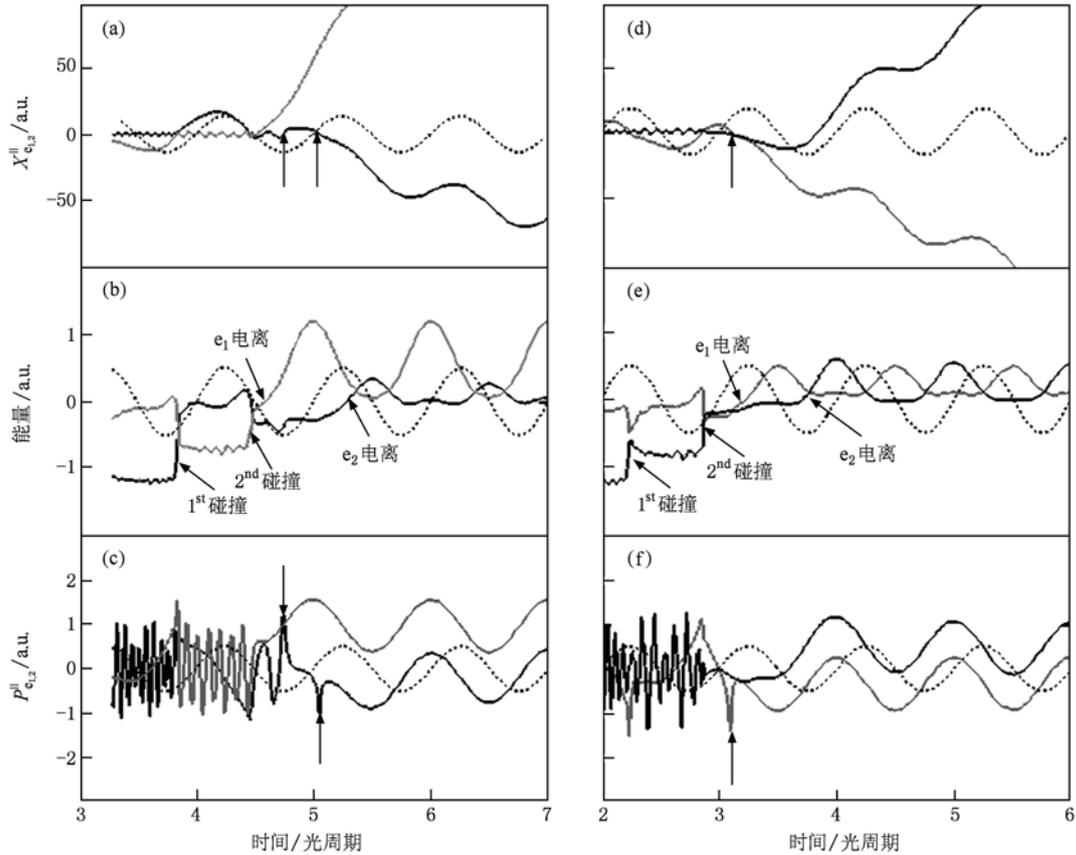


图4 是 $I = 0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时, 氩原子非次序双电离的典型轨迹. (a)和(d)给出电子沿偏振方向的空间运动轨迹, (b)和(e)是电子的能量轨迹, (c)和(f)是电子沿偏振方向的动量轨迹. 其中, 灰色实线表示第一个电子的轨迹, 黑色实线表示第二个电子的轨迹, 虚线表示驱动激光场对应的电场

的比率.

4. 结 论

本文利用三维经典系综模型研究了碰撞阈值下氩原子非次序双电离, 计算得到的关联电子末态纵向动量分布和 Ar^{2+} 离子的纵向动量谱与实验结果^[30]定量一致. 双电离轨迹分析表明, 当激光强度 $I = 0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时, 重碰撞过程大部分是单次碰

撞, 而当 $I = 0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时, 重碰撞过程则是多次碰撞占主导. 说明在碰撞阈值下, 电子电离的微观动力学过程在不同激光强度下是不相同的. 另外, 母离子与电子之间的库仑吸引力在双电离过程中扮演着重要的角色, 它延迟了电子的电离时间, 进而影响末态关联电子的动量关联特性, 使电子-电子背靠背散射(反关联)占主导地位. 并且, 统计结果显示, 背靠背散射的比率并不随激光强度的减弱而升高.

[1] Fittinghoff D N, Bolton P R, Chang B, Kulander K C 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2642
 [2] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
 [3] Schafer K J, Young B, DiMauro L F, Kulander K C 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1599
 [4] Liao Q, Lu P X, Lan P F, Yang Z Y, Li Y H 2008 *Opt. Express* **16** 6455

[5] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023412
 [6] Liao Q, Lu P X, Zhang Q B, Hong W Y, Yang Z Y 2008 *J. Phys. B* **41** 125601
 [7] Zhou Y M, Liao Q, Lan P F, Lu P X 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 3950
 [8] Li H Y, Chen J, Jiang H B, Liu J, Fu P M, Gong Q H, Yan Z C, Wang B B 2009 *J. Phys. B* **42** 125601

- [9] Paulus G G, Grasbon F, Dreischuh A, Walther H, Kopold R, Becker W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3791
- [10] Liao Q, Lu P X, Lan P F, Cao W, Li Y H 2008 *Phys. Rev. A* **77** 013408
- [11] Lan P F, Lu P X, Cao W, Wang X L 2005 *Phys. Rev. E* **72** 016622
- [12] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Yang G 2007 *Opt. Express* **15** 530
- [13] Lan P F, Lu P X, Cao W, 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2482—2487 (in Chinese) [兰鹏飞、陆培祥、曹伟 2007 物理学报 **56** 2482]
- [14] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Yang G, Li Y H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 063423
- [15] Lan P F, Lu P X, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 021801
- [16] Zhang Q B, Lan P F, Hong W Y, Liao Q, Yang Z Y, Lu P X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4908 (in Chinese) [张庆彬、兰鹏飞、洪伟毅、廖青、杨振宇、陆培祥 2009 物理学报 **58** 4908]
- [17] Niikura H, Légaré F, Hasbani R, Bandrauk A D, Ivanov M Y, Villeneuve D M, Corkum P B 2002 *Nature* **417** 917
- [18] Niikura H, Légaré F, Hasbani R, Bandrauk A D, Ivanov M Y, Villeneuve D M, Corkum P B 2003 *Nature* **421** 826
- [19] Walker B, Sheehy B, DiMauro L F, Agostini P, Schafer K J, Kulander K C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1227
- [20] Liu X, Rottke H, Eremina E, Sandner W, Goulielmakis E, Keeffe K O, Lezius M, Krausz F, Lindner F, Schatzel M G, Paulus G G, Walther H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 263001
- [21] Liao Q, Lu P X, Zhang Q B, Yang Z Y, Wang X B 2008 *Opt. Express* **16** 17070
- [22] Liao Q, Lu P X 2009 *Opt. Express* **17** 15550
- [23] Zhou Y M, Liao Q, Zhang Q B, Hong W Y, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 632
- [24] Tong A H, Liao Q, Zhou Y M, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 9064
- [25] Weber T, Weckenbrock M, Staudte A, Spielberger L, Jagutzki O, Mergel V, Afaneh F, Urbasch G, Vollmer M, Giessen H, Dörner R 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 443
- [26] Moshhammer R, Feuerstein B, Schmitt W, Dorn A, Schröter C D, Ullrich J, Rottke H, Trump C, Wittmann M, Korn G, Hoffmann K, Sandner W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 447
- [27] Weber T, Giessen H, Weckenbrock M, Urbasch G, Staudte A, Spielberger L, Jagutzki O, Mergel V, Vollmer M, Dörner R 2000 *Nature* **405** 658
- [28] Lein M, Gross E K U, Engel V 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4707
- [29] Feuerstein B, Moshhammer R, Fischer D, Dorn A, Schröter C D, Deipenwisch J, Crespo Lopez-Urrutia J R, Höhr C, Neumayer P, Ullrich J, Rottke H, Trump C, Wittmann M, Korn G, Sandner W 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 043003
- [30] Liu Y Q, Tschuch S, Rudenko A, Dürr M, Siegel M, Morgner U, Moshhammer R, Ullrich J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 053001
- [31] Haan S L, Van Dyke J S, Smith Z S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 113001
- [32] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 16025
- [33] Tang Q B, Zhang D L, Yu B H, Chen D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7775 (in Chinese) [汤清彬、张东玲、余本海、陈东 2010 物理学报 **59** 7775]
- [34] Parker J S, Doherty B J S, Taylor K T, Schultz K D, Blaga C I, DiMauro L F 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 133001
- [35] Kreß M, Löffler T, Thomson M D, Dörner R, Gimpel H, Zrost K, Ergler T, Moshhammer R, Morgner U, Ullrich J, Roskos H 2006 *Nature Phys.* **2** 327
- [36] Rudenko A, Jesus V L B, Ergler Th, Zrost K, Feuerstein B, Schröter C D, Moshhammer R, Ullrich J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 263003
- [37] Haan S L, Breen L, Karim A 2007 *Opt. Express* **15** 767

Nonsequential double ionization of argon atom below the recollision threshold*

Zhang Dong-Ling Tang Qing-Bin Yu Ben-Hai[†] Chen Dong

(College of Physics and Electronic Engineering, Xinyang Normal University, Xinyang 464000 China)

(Received 2 August 2010; revised manuscript received 21 August 2010)

Abstract

Nonsequential double ionization (NSDI) of Ar atom below the recollision threshold is investigated using the three-dimensional classical ensembles. The calculated results reveal a dominance of events for electron emission into opposite hemispheres, a clear minimum of the correlated electron-electron momentum distributions at the origin and a single peak structure of the Ar^{2+} ions longitudinal momentum spectra near zero momentum. The momentum spectra of the Ar^{2+} ions agree with the experimental results [*Phys. Rev. Lett.* **101** 053001 (2008)] quantitatively. Trajectory back analyses show that the microscopic physical mechanisms of Ar NSDI are distinct for different intensities of the laser. When laser intensity equal to $0.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, one recollision dominates the process of the recollision. However, the domination convert to multiple recollisions as the laser intensity decreases to $0.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. In addition, the Coulomb attraction between the ion and electron plays an important role in microscopic dynamics of the electron in the process of Ar NSDI and eventually influences the final-state correlated electron-electron momentum distributions strongly.

Keywords: nonsequential double ionization, Coulomb attraction, recollision threshold, electron correlation

PACS: 32.80.Rm, 31.90.+s, 32.80.Fb

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grand No. 11005088), the Science & Technology Project of Henan Province in China Science & Technology Department (Grand Nos. 082300410050, 102300410241), the Excellent Youth Teachers Program of Universities in Henan Province, the Scientific Research Foundation of Education Department of Henan Province in China (Grand No. 2009A140006).

[†] Corresponding author. E-mail: hnyubenhai@163.com