

椭圆偏振激光脉冲驱动的氩原子非次序双电离 对激光强度的依赖*

余本海[†] 李盈侯

(信阳师范学院物理电子工程学院, 信阳 464000)

(2012年6月14日收到; 2012年7月4日收到修改稿)

利用经典系综模型研究了椭圆偏振激光脉冲驱动的氩原子非次序双电离对激光强度的依赖. 计算结果显示, 沿激光偏振平面长轴方向, 电子对的关联行为依赖于激光强度, 在较高的激光强度下, 关联电子对的动量谱呈正关联, 并且在一、三象限呈现明显的 V-型结构. 在较低的激光强度下, 关联电子对的动量谱呈强烈的反关联行为. 在激光偏振平面短轴方向, 关联电子对的动量谱在不同的激光强度下均呈现强烈的反关联行为. 通过分析非次序双电离的经典运动轨迹, 证明末态电子之间的排斥作用对关联电子动量谱在激光偏振平面长轴方向的 V-型结构, 以及短轴方向的反关联行为起决定性作用.

关键词: 非次序双电离, 椭圆偏振激光脉冲, 返回能量, 电子关联

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

1 引言

原子和分子在强场作用下, 产生了许多有趣的物理过程, 例如强场双电离^[1-8], 阈值上电离^[9]和高次谐波的辐射^[10,11]等. 自1983年首次在实验上观测到非次序双电离(NSDI)现象以来^[12], 原子和分子在强场作用下的NSDI过程对应的微观动力学已经成为强场领域的研究热点^[13-20], 因为该过程显示出了高度的电子关联行为. 实验^[1,4,7]和理论^[13-20]研究显示NSDI的物理机理能够由准经典三步再碰撞模型理论^[21]很好地解释. 根据该理论, 基态的一个电子通过多光子电离或隧道电离进入连续态, 当激光场改变方向时, 部分连续态的电子返回到母核离子附近, 可能与母核离子再复合或者发生非弹性碰撞, 再复合的结果是导致高次谐波的辐射^[22-24], 非弹性碰撞最终导致NSDI的发生.

根据三步再碰撞理论, 原子和分子在圆偏振或

椭圆偏振激光脉冲驱动下几乎不可能发生NSDI过程^[25], 因为第一个电子电离之后很难返回到核区并与母核离子发生再碰撞. Dietrich等^[26]也通过实验验证椭圆偏振激光脉冲驱动下不存在NSDI过程. 然而, 这一结果却与后来的实验结果相矛盾. Gillen等^[27]在圆偏振激光脉冲驱动下实验观测到 Mg^{2+} 离子的产率对激光强度的依赖呈现一个明显的“膝盖”结构, 这说明存在NSDI过程. Shvetson-Shilovski等^[28]基于半经典模型理论研究指出, 当椭圆率 $\epsilon \geq 0.3$ 时短量子轨道不再支配DI产率, 而起到支配作用的是长量子轨道; Hao等^[29]利用激光强度 $1.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 研究了在不同椭圆率下 Ne^{2+}/Ne^+ 的比值随波长的变化. Wang和Eberly^[25]基于经典系综模型理论进一步研究得出椭圆偏振激光脉冲驱动下原子NSDI过程仍然可以用再碰撞理论很好地解释, 并且再碰撞过程是通过椭圆轨迹发生的.

本文利用经典系综模型研究了椭圆偏振激光

* 国家自然科学基金(批准号: 11005088, 11047145)、河南省科技计划项目(批准号: 102300410241, 112300410021)和河南省教育厅自然科学研究计划项目(批准号: 2011B140018)资助的课题.

[†] E-mail: hnyubenhai@163.com

脉冲下 Ar 原子 NSDI 对激光强度的依赖. 计算结果显示, 沿激光偏振平面的长轴方向, 电子对的关联行为依赖于激光强度, 在激光强度较高时, 关联电子末态动量谱呈正关联, 并且在一、三象限呈现出明显的 V-型结构; 在激光强度较低时, 关联电子末态动量谱主要分布在二、四象限, 呈反关联行为. 这是因为随激光强度降低电子的返回能量减小, 使得 NSDI 过程中的电离机理发生改变. 在激光偏振平面的短轴方向, 在不同的激光强度下, 关联电子对的末态动量谱均呈现强烈的反关联行为. 通过分析 NSDI 的经典运动轨迹, 即再碰撞后的 $0.06 T$ (T 为光周期) 时刻, 去掉电子之间的排斥作用, 从而得到的关联电子对沿 x 方向的末态动量谱没有显示出 V-型结构, 并且在沿 y 方向关联电子对集中分布在原点附近. 由此说明电子之间的排斥作用对关联电子动量谱在激光偏振平面长轴方向的 V-型结构, 以及短轴方向的反关联行为起到了决定性作用.

2 理论方法

Haan 等^[5,14] 对经典系综模型做了详细的描述, 该模型已经被广泛地用来研究 NSDI 过程^[30-36]. 在经典模型中, 每一电子对在二维 (2D) 空间中的运动由牛顿运动方程来描述^[14,32] (本文除非有另外的规定, 均采用原子单位 (a.u.)):

$$d^2\mathbf{r}_i/dt^2 = -\nabla[V_{ne}(\mathbf{r}_i) + V_{ee}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)] - \mathbf{E}(t), \quad (1)$$

(1) 式中, i 取 1 或 2, \mathbf{r} 表示 2D 空间中电子的坐标. $\mathbf{E}(t)$ 表示椭圆偏振激光场的场强, $\mathbf{E}(t)$ 的表达式为

$$\mathbf{E}(t) = \frac{E}{\sqrt{\varepsilon^2 + 1}} [\mathbf{e}_x \cos(\omega t) + \mathbf{e}_y \varepsilon \sin(\omega t)] f(t), \quad (2)$$

(1) 式中, ε 代表椭偏率, 激光波长为 800 nm, 强度 I 依次为 3.0×10^{14} , 2.0×10^{14} 和 1.0×10^{14} W/cm²; \mathbf{e}_x 代表激光偏振平面长轴方向, \mathbf{e}_y 代表激光偏振平面短轴方向; $f(t)$ 代表梯形脉冲包络. 如图 1 所示, 整个脉冲包括 10 个光周期, 前两个光周期线性增加, 中间六个光周期保持光强最大值, 后两个光周期线性减小为 0. $V_{ne}(\mathbf{r}_i)$ 和 $V_{ee}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 采用软核库仑势可分别表示为:

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

$$V_{ee}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 1/\sqrt{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2 + b^2}, \quad (3)$$

(3) 式中, a 和 b 分别代表母核与电子及电子与电子之间的软核参数, 为避免非物理库仑奇点和自电离^[17,33], 在我们的计算中 a 取 1.5 a.u., b 取 0.05 a.u.

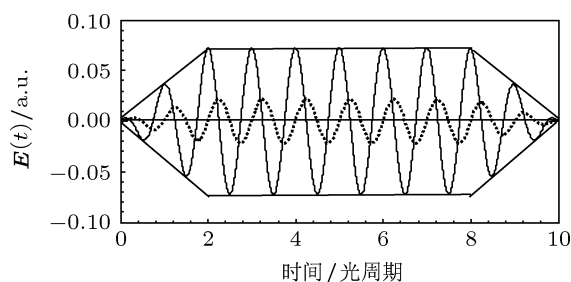


图 1 梯形包络脉冲, 实线和虚线分别表示作用在椭圆偏振平面长轴方向和短轴方向的激光场, 激光强度 $I = 2.0 \times 10^{14}$ W/cm², 椭偏率 $\varepsilon = 0.2$

为了得到每一对电子的初始状态, 我们把原子核固定在原点的位置, 两电子分别放在 (0.85, 0) 和 (-0.85, 0) 的位置, 其势能和动能之和等于 Ar 原子的基态能, 即: $E_p + E_k = -1.59$ a.u. 电子对的初始速度和方向是随机给定的, 然后让电子对仅在库仑场的作用下自由运动, 并让其运动足够长的时间 (100 a.u.), 直到系综内所有的电子对均达到一个稳定的状态分布. 图 2 给出了系综的初始分布, 其满足高斯空间分布^[31]. 在系综处于稳定状态后加入椭圆偏振激光场, 此时, 每个电子对在库仑场和激光场的共同作用下运动, 其运动仍然由牛顿运动方程来描述. 当激光场结束之后, 检验每对电子的能量, 如果两个电子的能量均大于零, 表明发生了双电离.

3 结果和讨论

图 3 给出了关联电子对沿 x 方向 (激光偏振平面的长轴方向) 的末态动量谱, 其中图 3(a) 和 (b) 对应激光强度 I 为 3.0×10^{14} W/cm², 图 3(c) 和 (d) 对应 I 为 2.0×10^{14} W/cm², 图 3(e) 和 (f) 对应 I 为 1.0×10^{14} W/cm². 图 3(a), (c) 和 (e) 代表椭偏率 ε 为 0.2; 图 3(b), (d) 和 (f) 代表 ε 为 0.3. 在激光强度较高时, 如图 3(a)—3(d) 显示, 关联电子对沿 x 方向的末态动量谱主要分布在一、三象限, 呈现正关联, 即大多数电子对在末态发射到了相同的方向; 在激光强度较低时, 如图 3(e) 和 (f) 显示, 在沿 x 方向, 关联电子对的末态动量谱主要分布在

二、四象限, 呈现反关联, 即大多数电子对在末态发射到相反的方向. 我们从第一个电子的返回能量 (再碰撞时刻的能量) 对上述结果给予了合理的解释. 图 4 给出了第一个电子的返回能量分布. 对于两种椭偏率下, 激光强度较高时, 如图 4 黑色和深灰色曲线所示, 第一个电子均具有较高的返回能量, 再碰撞过程中能够传递给第二个电子较多的能量, 此时 NSDI 对应的电离机理是以直接碰撞电离 (RCI)^[37] 为主, 导致关联电子对几乎同时电离 (再碰撞与 DI 之间的时间延迟小于 1/4 个光周期), 电子对最终将沿相同的方向发射; 激光强度较低时, 如图 4 浅灰色所示, 第一个电子具有的返回能量较低, 再碰撞过程中第二个电子获得的能量较少, 此时 NSDI 对应的电离机理是以碰撞激发场致电离 (RESI)^[37] 为主, 导致电子在激光场峰值附近电离, 电子对的发射方向依赖于电离时刻对应的激光场的相位, 以及再碰撞之后第一个电子和第二个电子分别电离时中间经过的激光场峰值数目^[33]. 例如, 再碰撞之后如果第一个电子在第一个峰值之前电离, 第二个电子在其峰后电离, 电子对在末态则发射到相反的方向, 如果第二个电子在第二个峰值之后电离, 电子对则发射到相同的方向^[33]. 激光场结束之后, 统计结果显示, 在 $I = 0.3 \text{ PW/cm}^2$ 下, $\varepsilon = 0.2$ 和 0.3 时, NSDI 产率分别为 1.7% 和 0.5%; 在 $I = 0.2 \text{ PW/cm}^2$ 下, $\varepsilon = 0.2$ 和 0.3 时, NSDI 产率分别为 1.1% 和 0.3%; 在 $I = 0.1 \text{ PW/cm}^2$ 下, $\varepsilon = 0.2$ 和 0.3 时, NSDI 产率分别为 0.4% 和 0.08%. 因此,

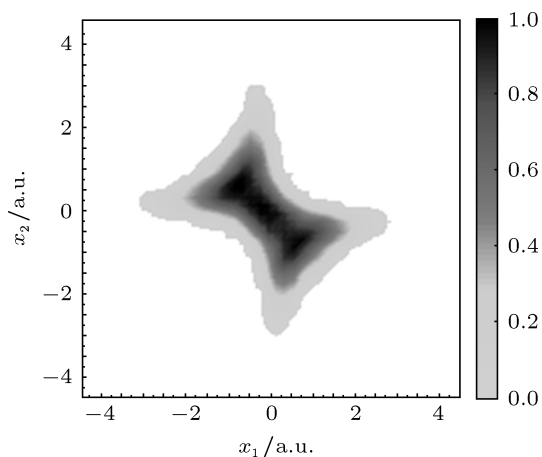


图 2 系综的初始分布, 系综包括 2.0×10^6 个 Ar 原子, 运动时间为 100 a.u.

在相同的激光强度下, 椭偏率 ε 越大 NSDI 产率越低; 而在相同 ε 下, 随激光强度降低 NSDI 产率也降

低, 这与实验观测的结果定量一致^[26]. 这是因为第一个电子电离之后返回母核离子的过程中, 其运动轨迹是椭圆形^[25], ε 越大第一个电子返回过程中偏离母核离子沿 y 方向 (激光偏振平面短轴方向) 的距离越大, 该距离的大小对 NSDI 的发生起到了关键作用, 因为距离越大电子越不容易被母核离子吸引到核区并与母核离子发生再碰撞^[19] 从而导致了产率降低; 随激光强度降低, 电子获得的能量减小, 能够返回母核离子并发生再碰撞的电子减少, 同样导致了 NSDI 产率降低.

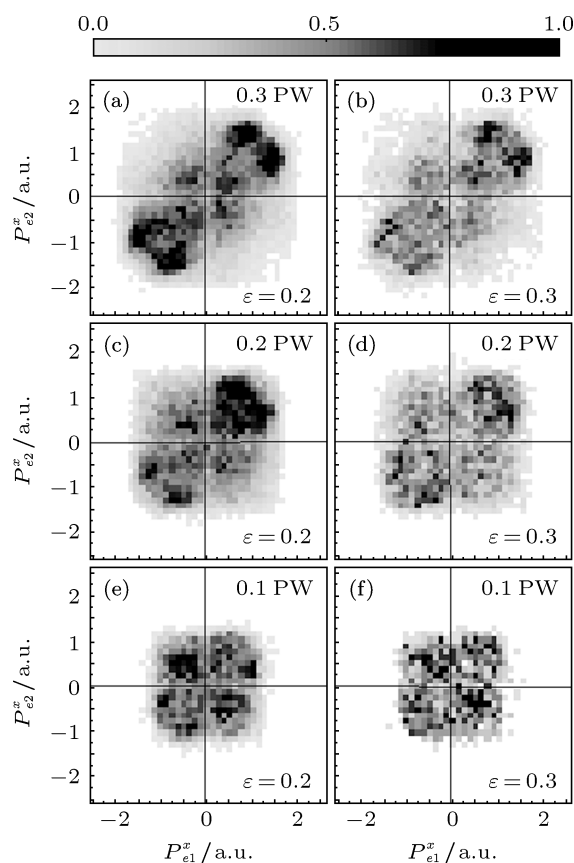


图 3 不同激光强度 I 和椭偏率 ε 下, 关联电子对沿 x 方向的末态动量谱 其中 (a) 和 (b) 对应 $I = 3.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$; (c) 和 (d) 对应 $I = 2.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$; (e) 和 (f) 对应 $I = 1.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. (a), (c), (e) $\varepsilon = 0.2$; (b), (d), (f) $\varepsilon = 0.3$

2007 年的两个实验^[35,36] 已经观测到了明显的 V-型结构. 理论研究认为, 在较低强度下, V-型结构的形成是由于原子核的吸引和末态电子之间的排斥作用^[5,16,38]; 而在较高强度下, 该结构的形成是由于再碰撞过程中电子间能量的不均匀共享^[39]. 我们的计算结果也显示出了明显的 V-型结构, 如图 3(a) 所示. 为了说明末态电子之间的排斥作用^[16] 是否是 V-型结构形成的原因, 我们追踪分析了 NSDI 轨迹, 再碰撞后的 $0.06 T$ (T 为光周期)

时刻, 去掉电子之间的排斥力, 电子对在以后的运动过程中仅受母核离子的库仑力和激光场的电场力, 图 5 给出了其末态的动量分布. 其中, 图 5(a), (b), (c) 和 (d) 依次对应图 3(a), (b), (e) 和 (f). 分别比较图 5(a) 和 (a), 图 (b) 和 (b) 可知, 关联电子对的末态动量谱仍然呈现强烈正关联行为, 但图 5(a) 中并没有呈现出 V-型结构; 分别比较图 5(c) 和图 3(e), 图 5(d) 和图 3(f) 可知, 关联电子对的末态动量谱仍然呈反关联. 这说明电子对沿 x 方向的关联行为与末态电子之间的排斥作用无关, 但一、三象限呈现出的 V-型结构却是由末态电子之间的排斥作用导致的.

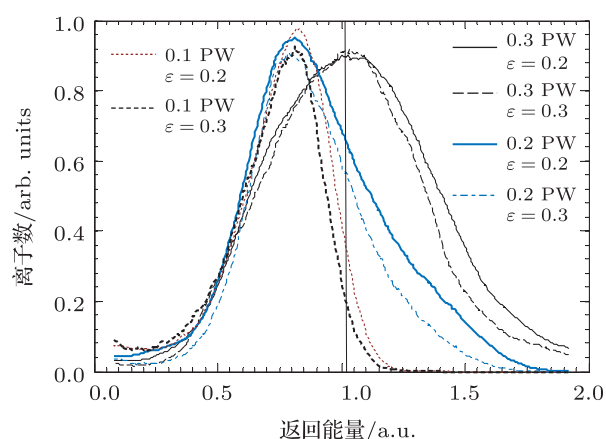


图 4 在不同的激光强度和椭偏率下, 电子对的返回能量分布. 其中黑色曲线代表 $I = 0.3 \text{ PW/cm}^2$, 深灰色曲线代表 $I = 0.2 \text{ PW/cm}^2$, 浅灰色曲线代表 $I = 0.1 \text{ PW/cm}^2$; 实线和虚线分别代表 $\varepsilon = 0.2, 0.3$; 竖直黑色实线代表 Ar 原子的第二电离能.

图 6 给出了关联电子对沿 y 方向的末态动量谱. 图 6(a)—(f) 分别对应图 3(a)—(f). 由图 6 可知, 在不同的激光强度和椭偏率下, 关联电子对沿 y 方向的末态动量谱主要分布在二、四象限, 呈现强烈反关联行为, 这表示大多数电子对在末态发射到了相反的方向. 分别比较图 6(a), (c), (e), 图 6(b), (d) 和 (f) 可知, 在相同椭偏率 ε 下, 随激光强度的降低, 电子对沿 y 方向的末态动量分布范围逐渐减小. 这是因为随着激光强度的降低, 电子对获得的有质动力势能 $U_p = E_0^2/(4\omega^2)$ (E_0 代表激光场场强, ω 代表激光频率) 减小, 导致两电子的末态动量减小^[17], 因此动量分布范围变小. 这表明激光强度的大小对末态电子对沿 y 方向的分布范围起到了关键作用.

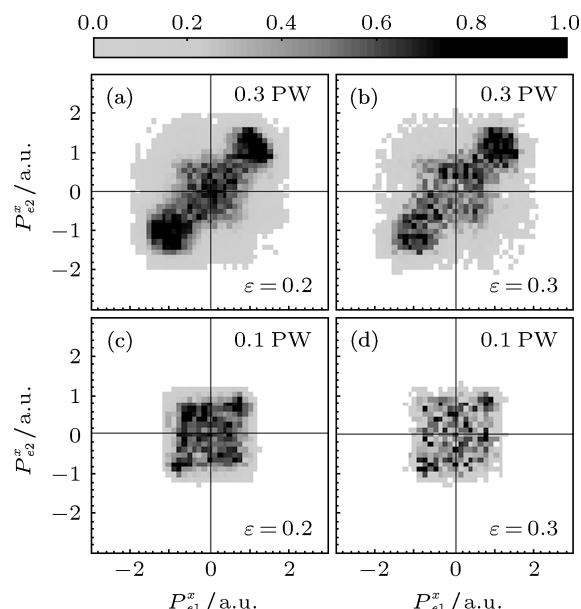


图 5 关联电子对沿 x 方向的末态动量谱. 发生再碰撞后的 $0.06 T$ 时刻, 去掉电子之间的排斥力, 电子对仅在母核离子的库仑力和激光场的电场力作用下运动, 其中, 图 5(a), (b), (c), (d) 依次对应图 3(a), (b), (e), (f).

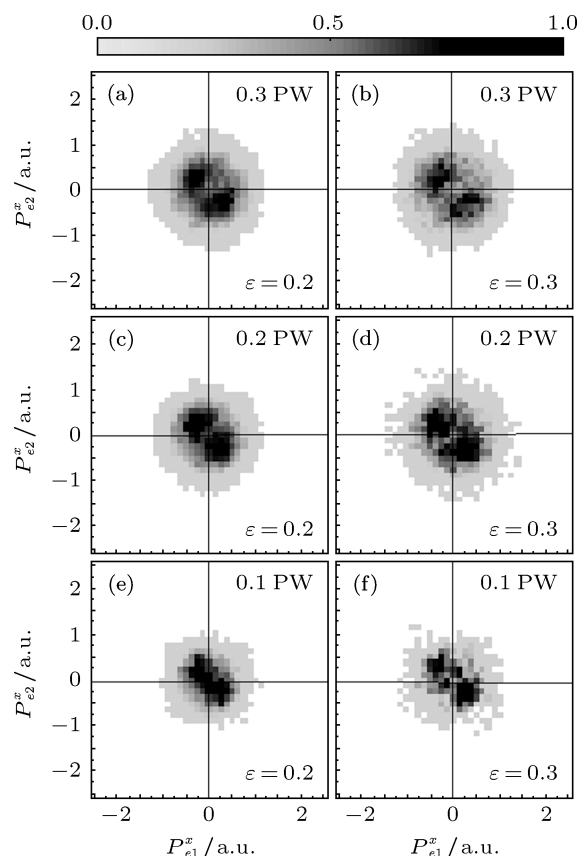


图 6 不同激光强度和椭偏率下, 关联电子对沿 y 方向的末态动量分布. 其中图 6(a)—(f) 依次对应图 3(a)—(f).

为了解释电子对沿 y 方向末态动量谱的反关联行为, 如同上述方法, 再碰撞后的 $0.06 T$ 时刻, 去

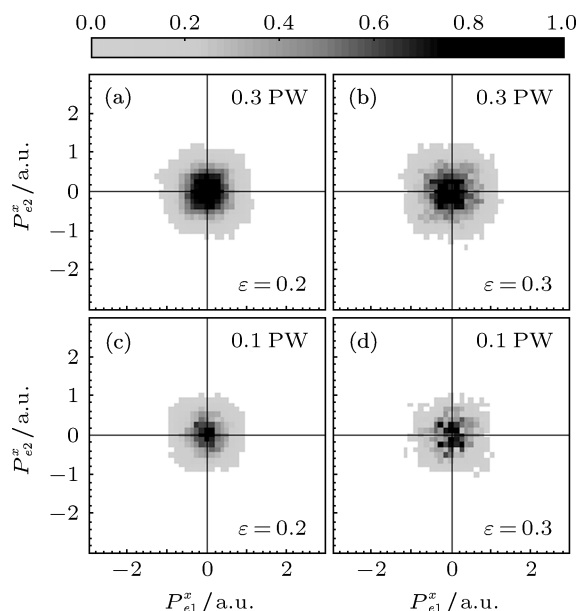


图7 关联电子对沿 y 方向的末态动量谱 发生再碰撞后的 $0.06 T$ 时刻, 去掉电子之间的排斥力, 其中图 7(a), (b), (c), (d) 依次对应图 3(a), (b), (e), (f)

掉电子之间的排斥力. 图 7 给出了其末态的动量分布. 其中, 图 7(a), (b), (c) 和 (d) 依次对应图 6(a), (b), (e) 和 (f). 比较图 7 和图 6 可知, 发生再碰撞之后由

于去掉了电子之间的排斥作用, 关联电子对的末态动量集中分布在原点附近, 并没有呈现出反关联行为. 由此说明电子对沿 y 方向的反关联行为是由末态电子之间的排斥作用导致的.

图 8 给出了在不同的激光强度下, 关联电子对的能量和动量轨迹. 其中椭圆偏率 $\varepsilon = 0.2$. 图 8(a), (c) 和 (e) 代表激光强度 $I = 3.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 图 8(b), (d) 和 (f) 代表 $I = 1.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 图 8(a) 和 (b) 灰色曲线代表沿 x 方向的激光场场强, 轨迹的初始时间是从单电离时刻开始. 图 8(a) 显示, 关联电子对在 3.3 个光周期处发生再碰撞之后, 它们在第一个峰值之前几乎同时电离, 在沿 x 和 y 方向均发射到了相同的方向 (如图 8(c) 和 (e) 所示). 图 8(b) 显示, 关联电子对在 4.3 个光周期处发生再碰撞之后, 第一个电子在第一个峰值之前电离 (如图 8(b) 虚线所示), 在末态发射到了 x 轴的正方向 (如图 8(d) 虚线所示); 而第二个电子则在第二个峰值之前电离 (如图 8(b) 黑色实线所示), 在末态发射到了 x 轴的负方向 (如图 8(d) 黑色实线所示), 在沿 y 方向关联电子对则发射到了相同的方向 (如图 8(f) 所示).

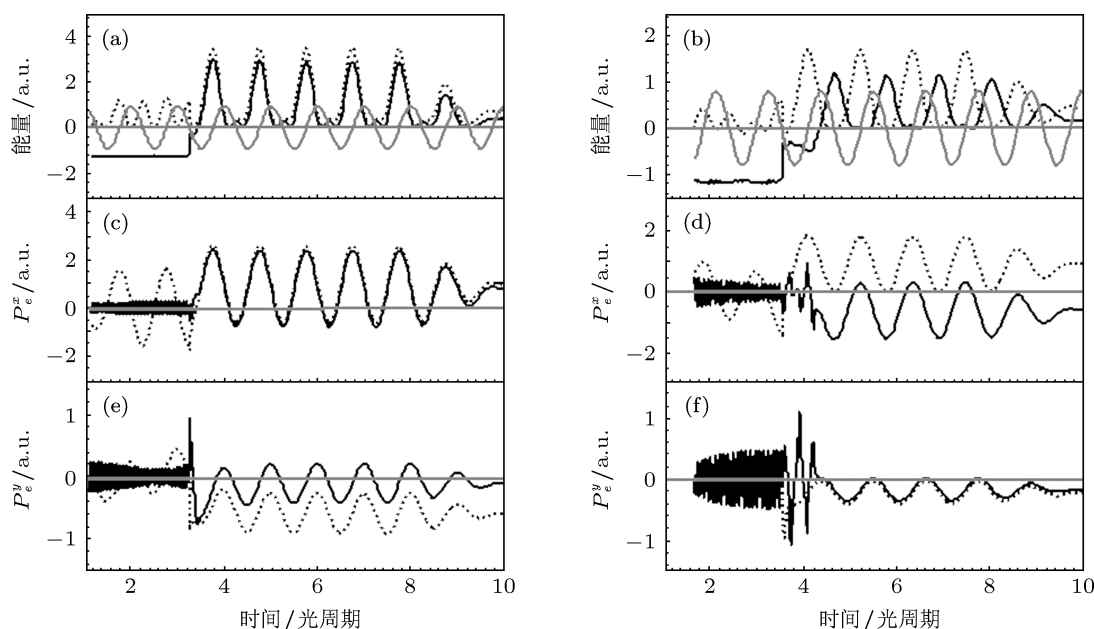


图8 椭圆偏率 $\varepsilon = 0.2$ 时, 在不同的激光强度下, 电子对的能量轨迹, 沿 x 方向和 y 方向的动量轨迹 其中 (a), (c) 和 (e) 代表激光强度 $I = 3.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$; (b), (d) 和 (f) 代表 $I = 1.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$; (a) 和 (b) 中灰色曲线代表沿 x 方向的激光场场强

4 结论

本文利用经典系综模型研究了椭圆偏振激光脉冲驱动下 Ar 原子 NSDI 对激光强度的依赖. 计

算结果表明, 关联电子沿 x 方向的末态动量谱依赖于激光强度, 在较高强度下, 关联电子末态动量谱主要分布在一、三象限, 并呈现出明显的 V-型结构. 在较低强度下, 关联电子末态动量主要分布

在二、四象限, 呈现反关联行为. 这是因为随激光强度的降低电子的返回能量降低, 导致在较高强度下, NSDI 过程是以 RCI 机理为主, 而在较低强度下, RESI 机理支配着 NSDI 过程. 沿 y 方向的末态动量谱不依赖于激光强度, 均呈现出强烈的反关联行为, 这表示末态电子对大多数发射到了相反的方向. 追踪分析 NSDI 的经典运动轨迹, 即在发生再

碰撞后的 12.06 T 时刻, 人为地去掉了电子之间的排斥作用, 得到沿 x 方向的末态动量谱仍然呈现强烈正关联行为, 但在一、三象限没有显示出 V-型结构; 沿 y 方向的末态动量谱集中分布在原点附近, 没有呈现出反关联行为. 这说明末态电子之间的排斥作用对关联电子动量谱在 x 方向的 V-型结构, 以及 y 方向的反关联行为起决定性作用.

- [1] Walker B, Sheehy B, DiMauro L F, Agostini P, Schafer K J, Kulander K C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1227
- [2] Liao Q, Zhou Y M, Huang C, Lu P X 2012 *New J. Phys.* **14** 013001
- [3] Zhou Y M, Liao Q, Lan P F, Lu P X 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 3950
- [4] 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
- [5] Haan S L, van Dyke J S, Smith Z S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 113001
- [6] Zhou Y M, Huang C, Liao Q, Lu P X 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 053004
- [7] Liu Y Q, Tschuch S, Rudenko A, Dürr M, Siegel M, Morgner U, Moshhammer R, Ullrich J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 053001
- [8] Zhou Y M, Huang C, Tong A H, Liao Q, Lu P X 2011 *Opt. Express* **19** 2301
- [9] Paulus G G, Grasbon F, Dreischuh A, Walther H, Kopold R, Becker W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3791
- [10] Lan P F, Lu P X, Li F, Li Y H, Yang Z Y 2008 *Opt. Express* **16** 5868
- [11] Hong W Y, Lu P X, Lan P F, Zhang Q B, Wang X B 2009 *Opt. Express* **17** 5139
- [12] l'Hullier A, Lomper L A, Mainfray G, Manus C 1983 *Phys. Rev. A* **27** 2503
- [13] Huang C, Zhou Y M, Tong A H, Liao Q, Hong W Y, Lu P X 2011 *Opt. Express* **19** 5627
- [14] Haan S L, Breen L, Karim A, Eberly J H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 103008
- [15] Tong A H, Liao Q, Zhou Y M, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 9064
- [16] Ye D F, Liu X, Liu J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 23303
- [17] Zhou Y M, Huang C, Lu P X, 2011 *Phys. Rev. A* **84** 023405
- [18] Liu X, Figueira de Morisson Faria C 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 133006
- [19] Huang C, Liao Q, Zhou Y M, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 14293
- [20] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 16025
- [21] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [22] Cao W, Lu P X, Lan P F, Wang X L, Yang G 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063821
- [23] 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) [张庆斌, 兰鹏飞, 洪伟毅, 廖青, 杨振宇, 陆培祥 2009 物理学报 **58** 4908]
- [24] Lan P F, Lu P X, Cao W, Li Y H, Wang X L 2007 *Phys. Rev. A* **76** 011402(R)
- [25] Wang X, Eberly J H 2010 *New J. Phys.* **12** 093047
- [26] Dietrich P, Burnett N H, Ivanov M, Corkum P B 1994 *Phys. Rev. A* **50** R3585
- [27] Gillen G D, Walker M A, van Woerkom L D 2001 *Phys. Rev. A* **64** 043413
- [28] Shvetsov N I, Goreslavski S P, Popruzhenko S V, Becker W 2008 *Phys. Rev. A* **77** 063405
- [29] Hao X L, Wang G Q, Jia X Y, Li W D, Liu J, Chen J 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023408
- [30] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023412
- [31] Panfili R, Haan S L, Eberly J H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 113001
- [32] Zhou Y M, Huang C, Liao Q, Hong W Y, Lu P X 2011 *Opt. Lett.* **36** 2758
- [33] Haan S L, Smith Z S, Shomsky K N, Plantinga P W 2008 *J. Phys. B* **41** 211002
- [34] Zhou Y M, Liao Q, Zhang Q B, Hong W Y, Lu P X 2010 *Opt. Express* **18** 632
- [35] Staudent A, Ruiz C, Schröter M, Schröter S, Zeidler D, Weber T, Mechel M, Villeneuve D M, Corkum P B, Becker A, Dörner R 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 263002
- [36] Rudenko A, de Jesus V L B, Ergler T, Zrost K, Feuerstein B, Schröter C D, Moshhammer R, Ullrich J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 263003
- [37] 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
- [38] Chen Z, Liang Y, Lin C D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 253201
- [39] Zhou Y M, Liao Q, Lu P X 2010 *Phys. Rev. A* **82** 053402

Laser intensity dependence of nonsequential double ionization of argon atoms by elliptically polarized laser pulses*

Yu Ben-Hai[†] Li Ying-Bin

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

(Received 14 June 2012; revised manuscript received 4 July 2012)

Abstract

With a classical ensemble model, we investigate the intensity dependence of nonsequential double ionization (NSDI) of argon atoms by elliptically polarized laser pulses. The results show that the correlated behavior of two electrons along the long axis of the laser polarization plane depends on the laser intensity. At the relatively high intensity, the correlated electron momentum spectrum displays a correlated behavior and shows V-like structures in the first and third quadrants. At the relatively low intensity, the correlated electron momentum spectrum shows a strongly anticorrelated behavior. For the different laser intensities, the momentum spectra of two electrons along the short axis of the laser polarization plane all show strongly anticorrelated behaviors. The analysis of the classical trajectories of NSDI shows that the final-state electron repulsion plays a decisive role in both the V-like shape along the long axis of the laser polarization plane and the anticorrelated behavior along the short axis of the laser polarization plane.

Keywords: nonsequential double ionization, elliptically polarized laser pulse, returning energy, electron correlation

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

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11005088, 11047145), the Science & Technology Project of Henan Province, China (Grant Nos. 102300410241, 112300410021), and the Scientific Research Foundation of Education Department of Henan Province, China (Grant No. 2011B140018).

[†] E-mail: hnyubenhai@163.com