

平行偏振三色场对原子非次序双电离的调控*

贺佟佟¹⁾ 刘子超¹⁾ 李盈侯²⁾ 黄诚^{1)†}

1) (西南大学物理科学与技术学院, 微纳结构光电子学重庆市重点实验室, 重庆 400715)

2) (信阳师范大学物理电子工程学院, 信阳 464000)

(2024 年 5 月 25 日收到; 2024 年 6 月 10 日收到修改稿)

本文利用三维经典系综模型研究了平行偏振三色场中 He 原子的非次序双电离. 利用强度相同的 1600 nm 和 800 nm 脉冲组成驱动场, 低强度的 400 nm 脉冲作为控制场. 研究表明, 第一次返回碰撞轨道、奇数次返回碰撞轨道 (不含第一次返回碰撞) 和偶数次返回碰撞轨道释放的电子对和离子分别处在电子关联动量谱和离子动量谱上的不同区域. 通过改变控制场的相位, 可以很好地控制不同返回次数碰撞轨道在双电离中的占比, 进而实现对电子动量分布和离子动量分布的控制. 另外, 多次返回碰撞导致的双电离以碰撞电离机制为主, 而第一次返回碰撞导致的双电离以碰撞激发电离机制为主, 所以通过改变控制场的相位也能实现对双电离机制的调控.

关键词: 非次序双电离, 平行偏振三色场, 再碰撞, 超快动力学**PACS:** 32.80.Fb, 32.80.Rm, 42.50.Hz**DOI:** 10.7498/aps.73.20240737

1 引言

在超快强激光脉冲驱动原子分子电离的实验中, 人们发现测量到的双电荷离子的产量比次序电离的预测高出几个数量级, 双电荷离子产量对强度依赖的曲线呈现出一个膝盖状结构^[1]. 这种现象被称为非次序双电离 (nonsequential double ionization, NSDI)^[2]. 双电荷离子产量的偏振依赖^[3]、离子动量谱的双峰结构^[4-7]和两电子动量的关联性^[8,9]证实 NSDI 中第二个电子的电离是通过先电离电子的返回再碰撞实现的^[10]. 因此电子的返回动力学将直接影响 NSDI 的产量^[11-13]、电离机制^[14-21]和电子关联特性^[22-25], 这些也成为了过去三十年 NSDI 研究的主要内容.

短波长多周期线偏光驱动下, 原子中先电离的电子基本在第一次返回时就与母离子发生有效的碰撞, 转移足够的能量给第二个电子, 实现双电离.

而当波长较长时, 由于更长时间的横向扩散, 先电离电子在纵向上第一次返回母离子时, 横向距离较大, 返回电子无法与母核离子发生有效的碰撞和转移能量给第二个电子使其电离. 但是这些自由电子在激光场的驱动下可以在纵向多次返回母离子附近, 借助于每次返回时母离子的库仑吸引, 可以逐渐减小横向距离, 多次返回后该电子可能与母离子实现有效的碰撞, 诱导双电离发生^[26]. 对于单个线偏脉冲, 电场具有对称性, 一个周期内有两个符号相反的电场峰, 前一个峰电离的电子 $N+1$ ($N > 1$) 次返回碰撞与后一个峰电离电子 N 次返回碰撞, 诱导双电离的电子释放方向和动量大小非常接近, 所以这两类轨道所得离子动量分布和关联电子动量分布相似. 无法从可观测的离子动量分布和关联电子动量分布中直接获取自由电子返回次数的相关信息. Ma 等^[27]和 Luo 等^[28]通过在 800 nm 的多周期线偏脉冲上叠加一个 400 nm 的弱控制场来破坏电场的对称性, 在实验和理论上得到了不对

* 国家自然科学基金 (批准号: 12074329, 12004323) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huangcheng@swu.edu.cn

称的离子动量分布. 由于他们所采用的波长较短, 所以在他们的研究中没有显著的多次返回轨道. 随后, 我们利用 1600 nm+800 nm 的平行偏振线偏场研究原子的 NSDI 中多次返回轨道的贡献^[29], 为了增强电场的不对称性, 将两个脉冲的强度设为相同. 结果发现电子的奇数次返回碰撞和偶数次返回碰撞导致的双电离事件的离子动量分布显著分离.

先前的研究表明平行偏振的三色场可以有效地控制高次谐波产生过程中的电离和加速过程, 获得超连续谱^[30,31]. 本文利用等强度的平行偏振的 1600 nm 和 800 nm 激光场组成驱动场, 并固定他们之间的相位差为 0.5π , 使驱动场表现出最大的不对称性, 这样奇数次返回碰撞和偶数次返回碰撞导致的双电离事件的关联电子动量分布和离子动量分布分离最好. 进一步引入一束 400 nm 的弱控制场, 探究该控制场相位变化对 NSDI 中电子返回次数、电子关联特性和电离机制的调控作用.

2 理论方法

采用由 Ho 等^[32]提出的三维全经典系综模型, 来研究平行偏振三色场作用下的氦原子的 NSDI. 经典系综模型因其较小的计算量和直观的物理过程展示已被广泛地应用于强场双电离的研究^[3,5,20,22,25,33-37]. 大量的研究已经表明经典系综模型是研究强场 NSDI 的有效方法. 在三维经典系综模型中, 两电子运动遵循牛顿运动学方程 (本文均采用原子单位):

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

式中, $\mathbf{r}_1$ 和 $\mathbf{r}_2$ 代表两个电子的位矢; $V_{ne}(\mathbf{r}_i) = -2/\sqrt{\mathbf{r}_i^2 + a}$ 表示电子与母离子之间的库仑势能; $V_{ee}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 1/\sqrt{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2 + b}$ 表示两个电子之间的库仑势能. 其中 a 和 b 为软核参数, 为避免自电离和数值计算的奇异性, 设置 $a = 0.75$, $b = 0.01$. $\mathbf{E}(t)$ 为三个脉冲的复合电场, 其表达式为 $\mathbf{E}(t) = f(t) E_0 [\sin(\omega t) \mathbf{z} + \sin(2\omega t + 0.5\pi) \mathbf{z} + \sqrt{\varepsilon} \sin(4\omega t + \varphi) \mathbf{z}]$, 其中 ω , 2ω 和 4ω 分别为 1600 nm, 800 nm 和 400 nm 激光脉冲的角频率; $\mathbf{z}$ 代表 z 方向的单位向量. 本文中两等强度的 1600 nm 和 800 nm 脉冲组成驱动场, 其强度均为 2×10^{14} W/cm². 这里将它们相对相位设置为 0.5π , 此时它们构成的复合电场具有最大的不对称性, 一个周期内只有一个

较大的电场峰, 如图 1 紫线所示. 400 nm 脉冲为弱控制场, 其与 1600 nm 脉冲的强度比为 ε , 本文 ε 取 0.1. 将 1600 nm 脉冲的周期记为 T . $f(t)$ 为激光脉冲的梯形包络, 上升沿和下降沿均为 $2T$, 中间的平台区为 $8T$. φ 为 400 nm 弱控制场的相位, 图 1 中的蓝线给出了 $\varphi = 0.8\pi$ 时, 平台区一个周期内三色复合电场的波形.

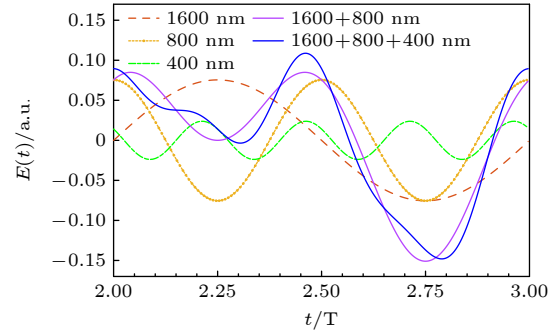


图 1 $\varphi = 0.8\pi$ 时, 一个光周期内的激光电场波形
Fig. 1. Waveform of the laser electric field within an optical cycle for $\varphi = 0.8\pi$.

为了获得稳定的初始系综, 首先将两个电子随机地放在原子核附近, 然后给两电子增加一定的动能, 使整个两电子体系的势能和动能之和为 -2.9035 a.u. (对应氦原子第一和第二电离能之和). 随后两个电子仅在库仑场的作用下演化 150 a.u. 的时间, 得到稳定的位置和动量分布, 以此为整个系统的初始系综. 然后将得到的初始系综在激光电场和库仑场的共同作用下继续演化. 当激光脉冲结束时, 如果两个电子的能量都大于零, 则被认定该原子发生了双电离. 本文中每个相位均获得了 1.5×10^4 个双电离轨道.

3 结果与讨论

图 2 显示了三色场驱动原子产生 NSDI 在激光偏振方向的关联电子动量分布, 其中图 2(a)–(d) 对应的控制场相位分别为 0π , 0.6π , 1.2π 和 1.8π . 当 $\varphi = 0$ 时, 电子对主要分布在一、三象限, 即电子对以正关联释放为主. 随着相位的增大, 电子对在二、四象限的分布呈现出先增多再减小的趋势, 即反关联的电子对先增多再减小. 在 $\varphi = 0.6\pi$ 反关联释放和正关联释放电子对的数目几乎相等. 通过改变 400 nm 弱控制场的相位, 可以实现对两电子关联特性的调控.

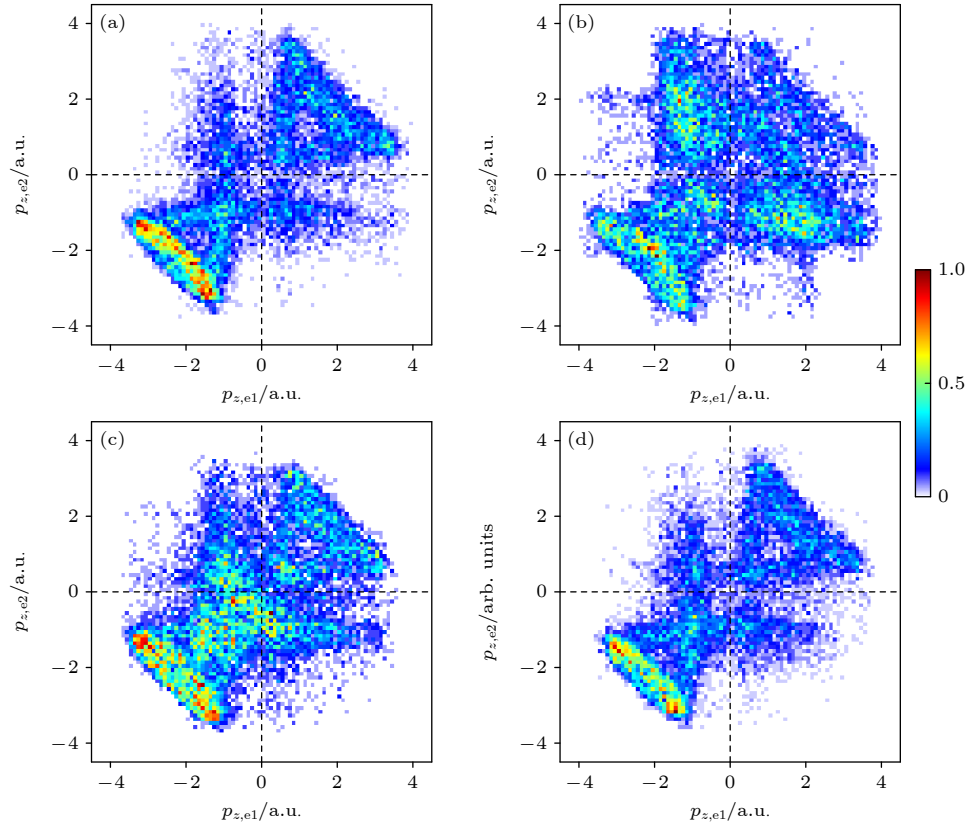


图 2 激光偏振方向上的关联电子动量分布 (a) $\varphi = 0$; (b) $\varphi = 0.6\pi$; (c) $\varphi = 1.2\pi$; (d) $\varphi = 1.8\pi$

Fig. 2. Correlated electron momentum distributions along the laser polarization direction: (a) $\varphi = 0$; (b) $\varphi = 0.6\pi$; (c) $\varphi = 1.2\pi$; (d) $\varphi = 1.8\pi$.

由于本文采用的激光波长较长, 先电离电子在纵向上第一次返回母离子时, 横向距离较大, 返回电子无法与母核离子发生有效碰撞和转移能量给第二个电子使其电离. 这些自由电子在激光场的驱动下在纵向多次返回母离子附近, 借助于每次返回时母离子的库仑吸引, 可以逐渐减小横向距离, 多次返回后该电子可能与母离子实现有效碰撞诱导双电离发生. 返回次数 n_r 的计数规则: 从电子单电离开始, 每当电离电子穿过 $z = 0$ 平面时, 便记一次返回, 直到发生有效碰撞时被记录为最后的一次返回.

图 3 显示了相位为 1.2π 时前 5 次返回碰撞轨道对应的关联电子动量分布. 从图 3 可以发现, 第 2 次和第 4 次返回碰撞所导致的 NSDI 的关联电子动量分布一致, 主要在第三象限一个狭窄的区域. 而第 3 次和第 5 次返回碰撞所导致的 NSDI 的关联电子动量分布一致, 主要在第一象限一个狭窄的区域. 第一次返回碰撞导致的 NSDI 的电子对主要分布在原点附近. 通过进一步的统计发现, 所有偶数次返回碰撞所致 NSDI 的关联电子动量分布一

致, 所有奇数次返回碰撞轨迹 (不包含第一次返回碰撞) 所致 NSDI 的关联电子动量分布一致, 且奇数次返回碰撞和偶数次返回碰撞诱导产生的电子对分布在动量谱的不同区域. 这表明可以通过测量的电子动量分布来获取各区域轨道的电子返回次数的信息.

基于以上发现的电子动量分布的特征, 将 NSDI 轨道分为三类: 第一次返回碰撞 (the first-returning-recollision, FRR) 轨道、偶数次返回碰撞 (even-returning-recollision, ERR) 轨道、不含第一次返回碰撞的奇数次返回碰撞 (odd-returning-recollision, ORR) 轨道. 根据动量守恒定律, 可以求出 He^{2+} 的动量为 $\mathbf{p}_{\text{He}^{2+}} = -(\mathbf{p}_{\text{e1}} + \mathbf{p}_{\text{e2}})$. 图 4 展示了四个不同相位下各类轨道沿激光偏振方向的离子动量分布. 与电子动量分布相对应, 三类轨道的离子动量也分布在不同的区域. FRR 事件的电子对主要分布在原点附近, 所以他们的离子动量多处于零点附近 (黑色点虚线). ORR 事件的电子对主要分布在第一象限的一个狭窄区域, 所以其离子动量分布在负方向形成了一个峰 (紫色点线). ERR

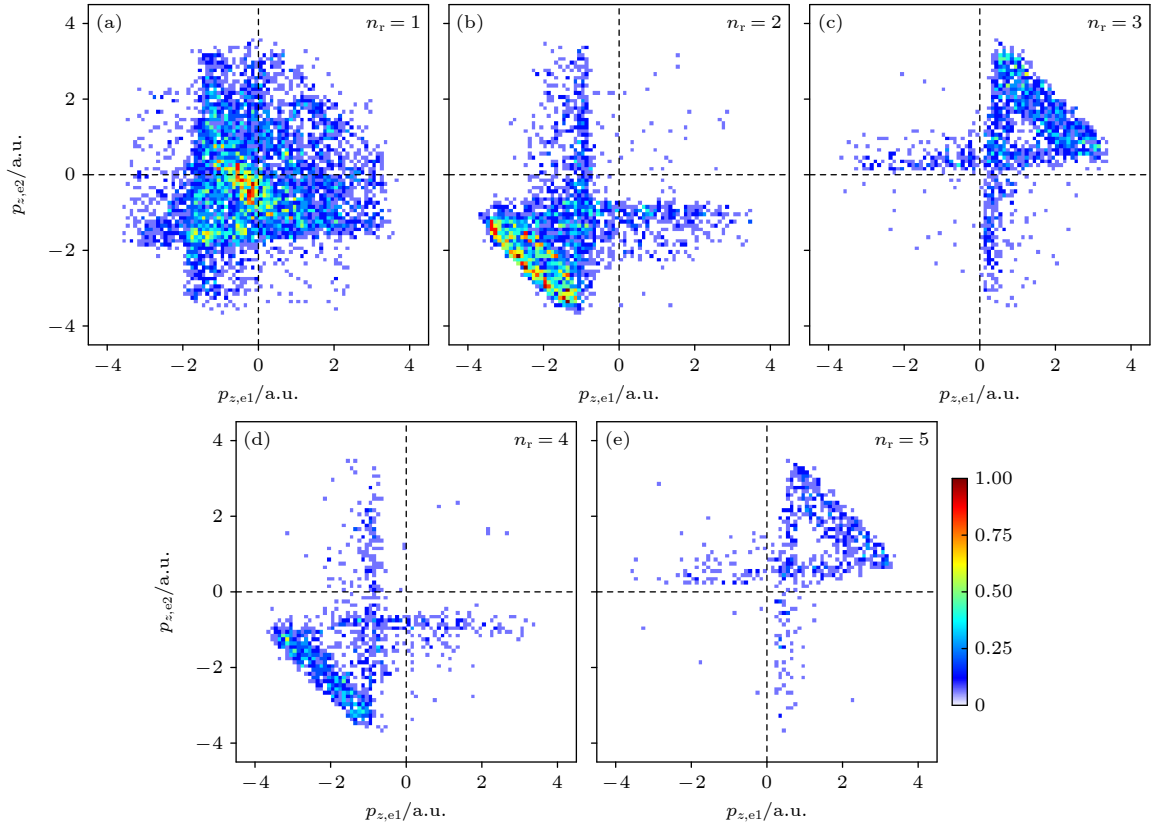

 图 3 $\varphi = 1.2\pi$ 时, 前 5 次返回碰撞事件的关联电子动量分布

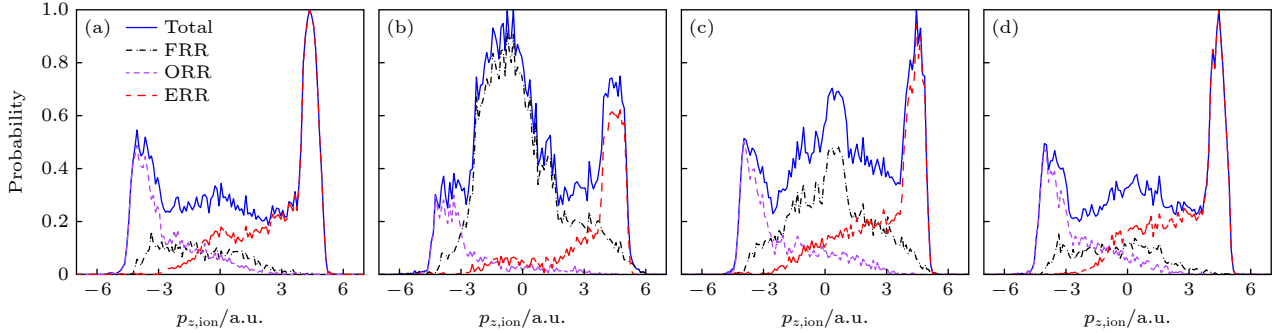
 Fig. 3. Correlated electron momentum distributions of NSDI for those trajectories with return numbers from 1 to 5 for $\varphi = 1.2\pi$.

 图 4 激光偏振方向上的离子动量分布 (a) $\varphi = 0$; (b) $\varphi = 0.6\pi$; (c) $\varphi = 1.2\pi$; (d) $\varphi = 1.8\pi$

 Fig. 4. Ion momentum distributions along the laser polarization direction: (a) $\varphi = 0$; (b) $\varphi = 0.6\pi$; (c) $\varphi = 1.2\pi$; (d) $\varphi = 1.8\pi$.

事件的电子对主要分布在第三象限的一个狭窄区域, 所以其离子动量在正方向形成一个窄峰 (红色虚线). 三类轨道在总双电离中的占比决定了总的离子动量分布. 当 $\varphi = 0$ 时, FRR 轨道的贡献较小, 所以总的离子动量分布呈现出由 ERR 和 ORR 事件构成的双峰结构. 当 $\varphi = 0.6\pi$ 时, ORR 轨道的贡献较小, 所以总的离子动量分布, 呈现出由 FRR 和 ERR 事件构成的双峰结构. 当 $\varphi = 1.2\pi$ 时, 三类轨道的贡献都较大, 总的离子动量分布呈现出一个明显的三峰结构. 当相位进一步增加到

$\varphi = 1.8\pi$ 时, FRR 轨道的贡献有所减小, 但整体上离子动量分布的三峰结构仍然清晰可辨. 这意味着在实验可测量的离子动量分布上可直接获得电子的返回动力学信息.

进一步统计了不同相位下不同返回次数轨道在 NSDI 中的占比, 如图 5 所示. 可以发现, 不同返回次数轨道在 NSDI 中所占的比例强烈地依赖于第三束弱控制场的相位. 第一次返回碰撞轨道的贡献随控制场相位的增加先增加后减小, 在 $\varphi = 0.8\pi$ 时达到最大占比 71.5%. 此外, 可以看出仅在

0.5π — 1.1π 的相位范围内一次返回碰撞轨道所占比例超过 50%, 即其他相位下多次返回轨道 ($n_r > 1$) 的总贡献均超过一次返回碰撞轨道的贡献. 多次返回轨道的贡献均随相位增加先降低后增大. 这些结果表明通过改变控制场的相位可以调控不同返回

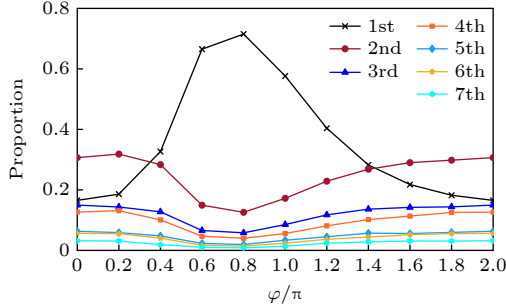


图 5 前 7 次返回碰撞轨道在 NSDI 中的占比对控制场相位的依赖

Fig. 5. Proportions of those trajectories with different return numbers in NSDI as a function of the phase of the controlling pulse.

次数轨道对 NSDI 的贡献, 进而控制沿偏振方向的关联电子动量分布和离子动量分布.

为了揭示三类轨迹分别所致 NSDI 的关联电子动量分布和离子动量分布, 统计了 NSDI 事件的单电离时间、碰撞时间和双电离时间. 在本文的激光参数下, 电子电离几乎都发生在激光脉冲的平台区. 电子的末态动量主要取决于电离时间在激光电场波形上所处的相位. 所以把所有的时间都转换到了一个周期的区间内. 图 6 显示了三个不同相位下三类轨道的单电离、再碰撞和双电离时间分布. 蓝虚线和绿实线分别给出了激光电场和矢量势. 本文中 1600 nm 和 800 nm 激光场之间的相位差取为 0.5π , 此时驱动场表现出最大的不对称性, 一个周期内只有一个明显占优的极大的电场峰, 约位于 $0.75T$ 处. 单电离主要发生在该电场峰附近 (图 6(a), (d), (g)). 首先看 $\varphi = 0$ 的情况, 单电离之后该电子将在下一周期 $0.2T$ 附近第一次返

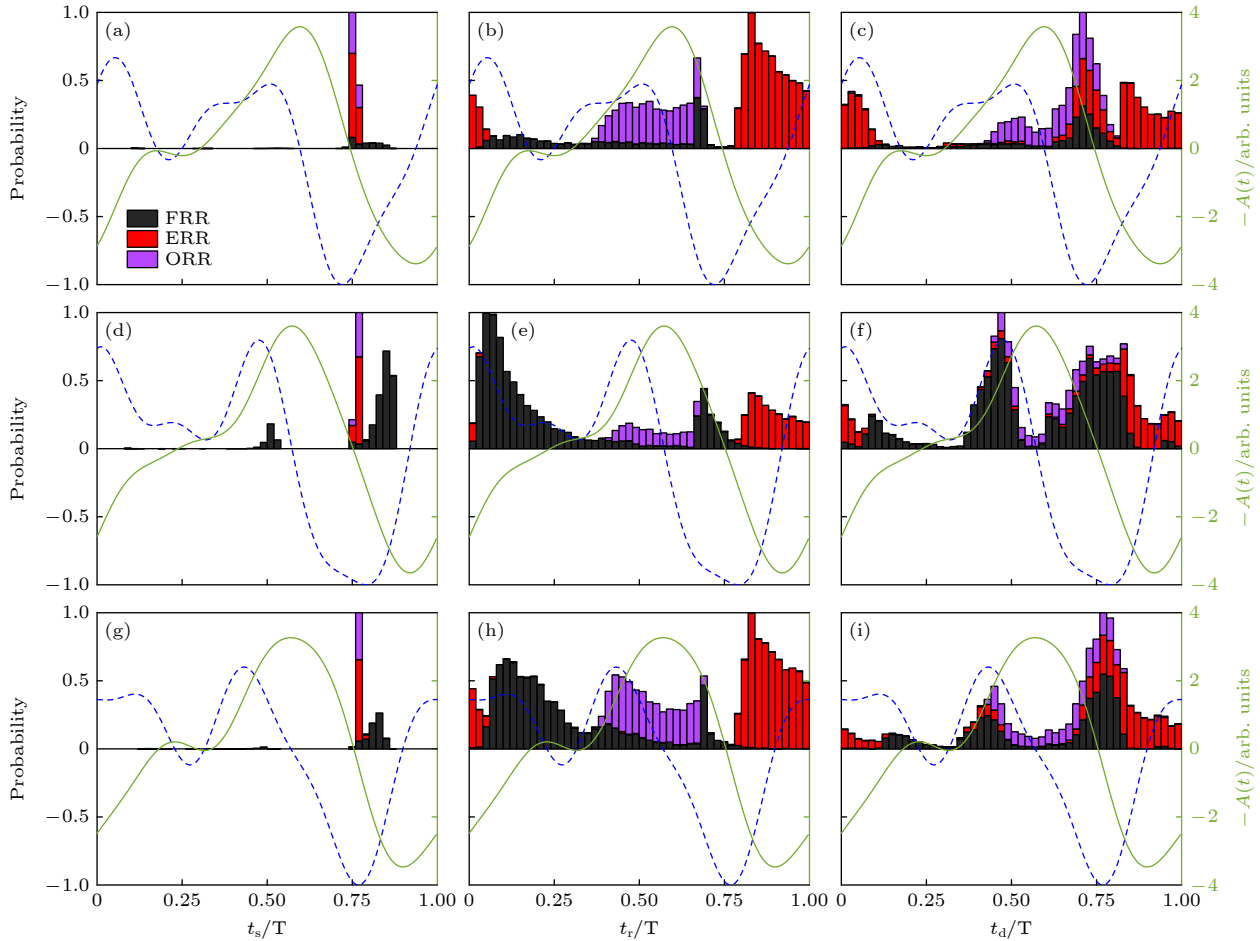


图 6 三类轨道 (黑色, FRR 轨道; 紫色, ORR 轨道; 红色, ERR 轨道) 的单电离时间 (a), (d), (g)、碰撞时间 (b), (e), (h) 和双电离时间分布 (c), (f), (i) (a)–(c) $\varphi = 0$; (d)–(f) $\varphi = 0.6\pi$; (g)–(i) $\varphi = 1.2\pi$

Fig. 6. Time distributions of single ionization (a), (d), (g), recollision (b), (e), (h) and double ionization (c), (f), (i) for FRR trajectories (black bars), ORR trajectories (purple bars) and ERR trajectories (red bars): (a)–(c) $\varphi = 0$; (d)–(f) $\varphi = 0.6\pi$; (g)–(i) $\varphi = 1.2\pi$.

回, $0.85T$ 附近第二次返回, 再下一周期的 $0.5T$ 附近第三次返回, $0.85T$ 附近第四次返回, 以此类推. 对于 $\varphi = 0$ 的情况, 由于横向扩散, 电子第一次返回时并未与母离子发生有效碰撞, 这与长波长单色场的情况相同. 对于 ERR 事件, 碰撞和双电离均发生在 $0.85T$ 附近 (图 6(b), (c)), 即碰撞后立即电离 (recollision-induced direct ionization, RDI). 此时激光场的负矢势为负, 所以两电子电离后获得较大的负向加速, 电子对处于关联谱的第三象限 (图 3(b), (d)) 和离子动量分布在正方向呈现一个峰 (图 4 红虚线). 对于 ORR 事件, 碰撞和双电离都发生在 $0.5T$ 附近 (图 6(b) 和图 6(c)), 双电离也是通过 RDI 机制发生. 此时激光场的负矢势为正, 所以两电子电离后获得较大的正向加速, 电子对处于关联谱的第一象限 (图 3(c), (e)) 和离子动量分布在负方向呈现一个峰 (图 4 紫点线). 从图 6 可以看出, 随着控制场相位的改变, ERR 轨道和 ORR 轨道的单电离时间, 再碰撞时间和双电离时间的位置几乎相同, 即不随相位改变. 他们在总的双电离中的占比先减小再增加, 这与图 5 一致. 当控制场的相位增加到 0.6π 附近时, 400 nm 控制场的正向电场峰刚好与 1600 nm 和 800 nm 组成的驱动场的负向电场峰接近, 此时三色复合电场在 $0.75T$ 附近表现出一个较宽的电场峰 (图 6(d) 蓝虚线), 电子有更宽的电离时间区间, 且此时 $t = T$ 附近总的正向电场被控制场增强. 这种情况下在 $0.75T$ 附近电离较晚的电子可以经过很短的轨道便第一次返回母离子附近, 由于他们运动时间较短, 所以他们的横向扩散较弱, 这种情况下第一次返回便能发生有效碰撞. 这些 FRR 轨道的再碰撞主要发生在 $0.07T$ 附近, 在 $\varphi = 0.6\pi$ 时, FRR 轨道的贡献明显大于 ERR 轨道和 ORR 轨道 (图 6(d)—(f)). 对于这些 FRR 轨道, 电子从电离到返回的时间较短, 返回电子从激光场获取的能量较小, 所以碰撞后第二个电子没有被立即电离而是被激发随后场致电离 (recollision-induced excitation with subsequent ionization, RESI), 双电离发生在后续 $0.45T$ 和 $0.75T$ 附近的两个电场峰处 (图 6(f)). 此时第一个电子获得一个负向加速, 约 $0.45T$ 处电离的第二个电子获得一个正向加速, 而约 $0.75T$ 处电离的第二个电子获得一个近零的加速, 所以 $\varphi = 0.6\pi$ 时 FRR 事件导致大量的电子对被释放到二四象限 (即反相关释放, 见图 2(b)), 相应的离子动量也主

要分布在零点附近 (图 4(b) 黑虚线). 当控制场相位继续增加时, 400 nm 控制场的正向电场峰与 1600 nm 和 800 nm 组成的驱动场的负向电场峰逐渐远离, 整个复合电场的主电场峰又开始变窄, 如图 6(g) 所示, 此时 FRR 轨道的贡献相应地减小. 另外, 相对于 $\varphi = 0.6\pi$, $\varphi = 1.2\pi$ 时, FRR 轨道的再碰撞时间后移, 碰后第一个电子有更大的概率获得近零的动量, 所以此时的电子动量分布更靠近原点 (图 2(c) 和图 3(a)).

图 7 给出了三类轨迹的 NSDI 中 RDI 的比例随相对相位的变化. 这里我们定义从碰撞到双电离之间的时间延迟小于 $T/8$ 时为 RDI, 大于 $T/8$ 时为 RESI. 从图 7 可以发现, 对于 ORR 和 ERR 事件, RDI 机制始终占据主导地位. 对于 FRR 事件, RDI 机制的占比小于 50%, RESI 机制占主导, 且随相位增加 RESI 机制的贡献先增加后减小, 在 $\varphi = 0.8\pi$ 时, RESI 机制的占比达到最大值 (见图 7 黑点虚线). 在相位小于 0.4π 或大于 1.6π 的范围内由于 FRR 事件所占的比例较小 (见图 5 黑线), 所以总的双电离机制以 RDI 为主 (见图 7 蓝实线). 在中间相位区间, FRR 事件对 NSDI 贡献较大 (见图 5 黑线), 此时总的双电离机制以 RESI 为主 (见图 7 蓝实线).

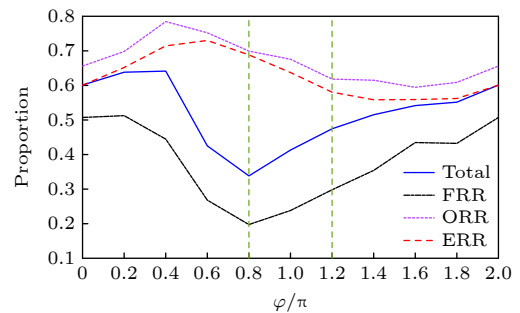


图 7 各类轨道中 RDI 机制的比例对控制场相位的依赖
Fig. 7. Proportions of RDI mechanism for different types of trajectories as a function of the phase of the controlling pulse.

为了解释三类轨道的 NSDI 中 RDI 和 RESI 机制所占的比例随相位的变化规律, 统计并分析了三类轨迹的返回能量分布, 如图 8 所示. 这里的返回能量被定义为先电离电子返回母离子附近, 在碰撞前与第二个电子相距 2.5 a.u. 时该返回电子所携带的能量, 包括该电子的动能、电子-母核之间的势能和电子-电子之间势能的一半. 这里考虑 $\varphi = 0.8\pi$ 和 1.2π 的情况. 不难发现, ORR 事件和 ERR

事件中绝大多数返回电子的返回能量大于 2 a.u., 所以对 ORR 事件和 ERR 事件, RDI 机制占主导. 而对于 FRR 事件, 绝大多数电子的返回能量小于 2 a.u., 所以 RESI 机制占主导. 对于这两个相位, 相比于 ERR 事件, ORR 事件返回电子有显著的概率能够达到更大的返回能量 (对比图 8 中红虚线和紫点线), 这导致了 ORR 事件中 RDI 机制的比例更高 (对比图 7 中红虚线和紫点线). 进一步对比两个不同的相位, 可以发现 ORR 事件和 ERR 事件在相位为 1.2π 时返回能量在分布上略小于相位为 0.8π 时的返回能量, 因此相位从 0.8π — 1.2π 变化过程中, 两类轨迹的 NSDI 中 RDI 所占的比例逐渐减小 (见图 7 和图 8 中红虚线和紫点线). 相反, FRR 事件在相位为 1.2π 时返回能量略大于相位为 0.8π 时的返回能量, 因此, FRR 事件的 NSDI 中的 RDI 所占的比例逐渐增多 (见图 7 和图 8 中黑点虚线).

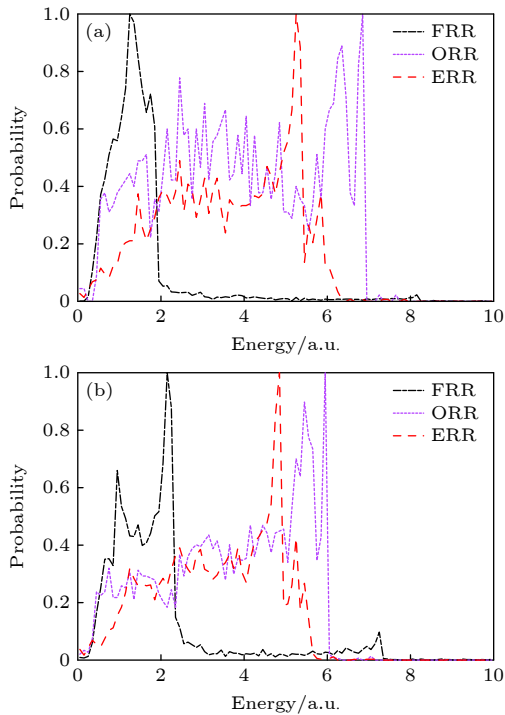


图 8 三类轨道的返回能量分布 (a) $\varphi = 0.8\pi$; (b) $\varphi = 1.2\pi$

Fig. 8. Returning energy distributions for the three types of trajectories: (a) $\varphi = 0.8\pi$; (b) $\varphi = 1.2\pi$.

4 结 论

利用三维经典系综模型, 研究了平行偏振三色场中 He 原子 NSDI 的电子关联和超快电子动力学过程. 数值计算结果表明, 随着控制场相位的增加,

关联电子动量分布中的反关联释放先增多再减少, 激光偏振方向的离子动量分布由双峰向三峰结构演化. 经典轨道的统计分析表明, NSDI 中 FRR 轨道、ORR 轨道和 ERR 轨道所占的比例强烈地依赖于控制场的相位. 控制场相位的增加, FRR 轨道的占比先增加后减小, 而 ORR 和 ERR 轨道的占比先减小后增加. FRR 轨道电子返回时能量较小, RDI 机制占比较小, RESI 机制占比较大. 所以随控制场相位增加, NSDI 中 RESI 机制的贡献先增加后减小, 关联电子动量谱中反关联释放先增加后减小. 这些结果表明, 通过改变弱控制场的相位可以实现对电子返回次数的控制, 进而实现对电子关联动量分布和电离机制的调控.

参考文献

- [1] Fittinghoff D N, Bolton P R, Chang B, Kulander K C 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2642
- [2] Becker W, Liu X, Jo Ho P, Eberly J H 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1011
- [3] Wang X, Eberly J H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 083001
- [4] Weber Th, 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] Chen J, Nam C H 2002 *Phys. Rev. A* **66** 053415
- [6] Wang Y, Xu S, Quan W, Gong C, Lai X, Hu S, Liu M, Chen J, Liu X 2016 *Phys. Rev. A* **94** 053412
- [7] Li H, Chen J, Jiang H, Liu J, Fu P, Gong Q, Yan Z, Wang B 2009 *J. Phys. B* **42** 125601
- [8] Weber Th, Giessen H, Weckenbrock M, Urbasch G, Staudte A, Spielberger L, Jagutzki O, Mergel V, Vollmer M, Dörner R 2000 *Nature* **405** 658
- [9] Zhou Y, Liao Q, Zhang Q, Hong W, Lu P 2010 *Opt. Express* **18** 632
- [10] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [11] Kang H, Chen S, Wang Y, Chu W, Yao J, Chen J, Liu X, Cheng Y, Xu Z 2019 *Phys. Rev. A* **100** 033403
- [12] Huang C, Zhong M, Wu Z 2019 *Opt. Express* **27** 7616
- [13] Li Y, Wang X, Yu B, Tang Q, Wang G, Wan J 2016 *Sci. Rep.* **6** 37413
- [14] Liu Y, Fu L, Ye D, Liu J, Li M, Wu C, Gong Q, Moshhammer R, Ullrich J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 013003
- [15] He T, Liu Z, Li Y, Yu B, Huang C 2024 *Opt. Laser Technol.* **178** 111215
- [16] Liao Q, Winney A H, Lee S K, Lin Y F, Adhikari P, Li W 2017 *Phys. Rev. A* **96** 023401
- [17] Ye D, Li M, Fu L, Liu J, Gong Q, Liu Y, Ullrich J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 123001
- [18] Hao X, Chen J, Li W, Wang B, Wang X, Becker W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 073002
- [19] Li X, Qiao Y, Wu D, Yu R, Chen J, Wang J, Guo F, Yang Y 2023 *Chinese Phys. B* **33** 013302
- [20] Xu T, Zhu Q, Chen J, Ben S, Zhang J, Liu X 2018 *Opt. Express* **26** 1645
- [21] Lin K, Jia X, Yu Z, He F, Ma J, Li H, Gong X, Song Q, Ji Q, Zhang W, Li H, Lu P, Zeng H, Chen J, Wu J 2017 *Phys.*

- Rev. Lett* **119** 203202
- [22] Dong S, Chen X, Zhang J, Ren X 2016 *Phys. Rev. A* **93** 053410
- [23] 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
- [24] Chen Z, Li S, Kang H, Morishita T, Bartschat K 2022 *Opt. Express* **30** 44039
- [25] Chen X, Ruiz C, He F, Zhang J 2020 *Opt. Express* **28** 14884
- [26] Huang C, Zhong M, Wu Z 2016 *Opt. Express* **24** 28361
- [27] Ma X, Zhou Y, Li N, Li M, Lu P 2018 *Opt. Laser Technol.* **108** 235
- [28] Luo S, Ma X, Xie H, Li M, Zhou Y, Cao W, Lu P 2018 *Opt. Express* **26** 13666
- [29] He T, Liu Z, Liao J, Li Y, Yu B, Huang C 2024 *Phys. Rev. A* **109** 043109
- [30] He L, Li Y, Zhang Q, Lu P 2013 *Opt. Express* **21** 2683
- [31] Qin Y, Guo F, Li S, Yang Y, Chen G 2014 *Chin. Phys. B* **23** 093205
- [32] Ho P J, Panfili R, Haan S L, Eberly J H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 093002
- [33] Liu Z, Huang C, He T, Liao J, Li Y, Yu B 2024 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **26** 4572
- [34] Mauger F, Chandre C, Uzer T 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 173002
- [35] Liao J Y, He T T, Su J, Liu Z C, Li Y B, Yu B H, Huang C 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 193202 (in Chinese) [廖健颖, 贺佟佟, 苏杰, 刘子超, 李盈滨, 余本海, 黄诚 2023 物理学报 **72** 193202]
- [36] Huang C, Su J, Liao J Y, Liu Z C, He T T, Li Y B 2023 *Acta Photonica Sin.* **52** 1126003 (in Chinese) [黄诚, 苏杰, 廖健颖, 刘子超, 贺佟佟, 李盈滨 2023 光子学报 **52** 1126003]
- [37] Tong A, Li Q, Ma X, Zhou Y, Lu P 2019 *Opt. Express* **27** 6415

Manipulating nonsequential double ionization of atoms by parallel polarized three-color laser fields*

He Tong-Tong¹⁾ Liu Zi-Chao¹⁾ Li Ying-Bin²⁾ Huang Cheng^{1)†}

1) (Chongqing City Key Laboratory of Micro & Nano Structure Optoelectronics, School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China)

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

(Received 25 May 2024; revised manuscript received 10 June 2024)

Abstract

Nonsequential double ionization (NSDI) of He atoms in a parallel polarized three-color field is investigated by using a three-dimensional classical ensemble model. The driving field is composed of 1600-nm and 800-nm laser pulses with equal intensity. A weak 400-nm laser pulse is used as a controlling field. The results indicate that in the correlated electron momentum distribution and ion momentum distribution, the electron pairs and ions of the first returning recollision (FRR) trajectory, the odd-returning recollision (ORR) trajectory (excluding FRR), and the even-returning recollision (ERR) trajectory are located in different regions separated well from each other. The electron pairs from FRR trajectories mainly distribute around the origin, and those electron pairs from ORR and ERR trajectories respectively cluster in the first quadrant and the third quadrant. With the increase of the phase of the controlling field, the proportion of FRR trajectories in NSDI first increases and then decreases, and the proportions of those trajectories with the returning number more than one first decrease and then increase, which leads to the fact that with the increase of the phase of the controlling field, the anticorrelated emissions first increase and then decrease and correspondingly the ion momentum distribution evolves from a double-hump to a triple-hump and then to a double-hump structure. Moreover, NSDI from multiple-returning recollision trajectories mainly occur through recollision-induced direct ionization (RDI) mechanism, while NSDI from the FRR trajectories mainly occurs through recollision-induced excitation with subsequent ionization (RESI) mechanism. Thus the dominant NSDI ionization mechanism can also be controlled by changing the phase of the controlling field.

Keywords: nonsequential double ionization, parallel polarized three-color field, recollision, ultrafast dynamics

PACS: 32.80.Fb, 32.80.Rm, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.73.20240737

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12074329, 12004323).

† Corresponding author. E-mail: huangcheng@swu.edu.cn



平行偏振三色场对原子非次序双电离的调控

贺佟佟 刘子超 李盈宾 黄诚

Manipulating nonsequential double ionization of atoms by parallel polarized three-color laser fields

He Tong-Tong Liu Zi-Chao Li Ying-Bin Huang Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 163201 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240737

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240737>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

同向旋转双色圆偏场中非次序双电离的频率比依赖

Frequency-ratio-dependent ultrafast dynamics in nonsequential double ionization by co-rotating two-color circularly polarized laser fields

物理学报. 2021, 70(24): 243201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211112>

反旋双色椭圆偏场中Ar非次序双电离电子关联的强度依赖

Intensity-dependent electron correlation in nonsequential double ionization of Ar atoms in counter-rotating two-color elliptically polarized laser fields

物理学报. 2022, 71(19): 193201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221044>

空间非均匀激光场驱动的原子非次序双电离

Nonsequential double ionization of atoms driven by spatially inhomogeneous laser fields

物理学报. 2023, 72(16): 163201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230548>

反旋双色椭圆偏振激光场中Ar原子的非序列双电离

Nonsequential double ionization of Ar atoms in counter-rotating two-color elliptically polarized laser fields

物理学报. 2024, 73(9): 093201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231583>

阿秒脉冲的发展及其在原子分子超快动力学中的应用

Development of attosecond pulses and their application to ultrafast dynamics of atoms and molecules

物理学报. 2023, 72(5): 053202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222436>

光激发下水体系的超快动力学

Ultrafast dynamics of water system under photoexcitation

物理学报. 2024, 73(8): 084204 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240047>