



同向旋转双色圆偏场中非次序双电离的频率比依赖

曾雪 苏杰 黄雪飞 庞惠玲 黄诚

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

Zeng Xue Su Jie Huang Xue-Fei Pang Hui-Ling Huang Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 243201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20211112

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211112>

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*

曾雪 苏杰 黄雪飞 庞惠玲 黄诚†

(西南大学物理科学与技术学院, 重庆 400715)

(2021年6月11日收到; 2021年7月13日收到修改稿)

利用三维经典系综模型系统研究了不同频率比的两同向旋转圆偏场中 Ar 原子的非次序双电离. 数值结果显示, 非次序双电离的概率随两圆偏场频率比的增加而增加. 频率比为 5 时非次序双电离概率比频率比为 2 时的概率高出一个数量级. 非次序双电离的轨道分析表明, 再碰撞轨道主要以环形的短轨道为主, 并且随着频率比的增加, 电子碰前的旅行时间缩短. 进一步分析发现, 随着频率比的增加, 碰撞激发电离机制对非次序双电离的贡献逐渐增大, 而碰撞电离机制的贡献显著减小. 这是因为对于较大的频率比, 电子的返回能量更小, 且碰撞时两电子的碰撞距离更大.

关键词: 非次序双电离, 再碰撞, 频率比, 双色场

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

DOI: 10.7498/aps.70.20211112

1 引言

当一束强激光脉冲照射到原子时, 原子核的库仑势被激光电场扭曲, 形成一个低而窄的库仑势垒. 原子的外层电子能够通过隧穿电离或越垒电离的方式逃离该库仑势垒的束缚进入连续态. 电离之后电子的运动状态主要取决于随后的激光电场. 在一些特定的激光相位电离的电子能够返回母离子附近, 并与母离子发生再碰撞^[1]. 碰撞之后, 第二个电子如果获得了足够的能量就会立即电离 (recollision-induced direct ionization, RDI). 如果所获能量不足以摆脱原子核的束缚, 第二个电子就会先被激发到激发态, 然后通过随后的激光场发生场致电离 (recollision-induced excitation with subsequent field ionization, RESI)^[2-7], 这种现象被称为非次序双电离 (nonsequential double ionization, NSDI)^[8].

由于再碰撞 NSDI 产生的两电子具有强烈的关联性^[9-15], 近三十年来人们投入了大量的精力来研究 NSDI 中的电子关联特性及其潜在的超快动力学过程^[16-19].

电离之后电子的运动主要受激光场的影响. 如果能够控制激光电场的波形, 那么就能够控制电离电子的运动及其返回和再碰撞过程^[20,21]. 近年来, 人们提出利用两个频率不同的圆偏振激光脉冲组成复合光场来控制电离电子的运动轨迹. 通过改变两个圆偏振脉冲的参数, 可以实现复合激光电场波形的灵活控制. 基于 simple-man 模型, 假设电子电离时刻的初始速度为零, 电离后忽略掉母离子对电子的库仑作用力. 那么, 两个圆偏脉冲的旋转方向相反时, 电离电子有较大的概率返回发生再碰撞, 两个圆偏脉冲的旋转方向相同时, 电离电子几乎不可能返回母离子^[1]. 因此在过去的几年里人们的精力主要集中在反向旋转的双色圆偏振脉冲. 人

* 国家自然科学基金 (批准号: 11504302, 61475127, 12074329, 12004323) 和国家级大学生创新创业训练计划 (批准号: 202010635066) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huangcheng@swu.edu.cn

们已经利用反旋双色圆偏场驱动电子返回再碰撞获得了圆偏振的高次谐波 [22], 同时在反旋双色圆偏场阈上电离的电子谱上发现了有趣的干涉条纹 [23–25]. 2016 年 Chaloupka 和 Hickstein [26] 在理论上研究了反旋双色圆偏场驱动原子的 NSDI, 他们观察了两电子的运动轨迹, 证实了反旋双色圆偏场中原子 NSDI 的产生机制仍然是再碰撞. 紧接着人们在实验上观测到了反旋双色圆偏场中双电离信号的增强 [27–29]. 随后的研究发现, 反旋双色圆偏场中 NSDI 的产量、电子动量分布和再碰撞轨道依赖于两圆偏脉冲的幅值比和相对相位 [30–36]. 与反向旋转的情况相比, 同向旋转双色圆偏场中电子再碰撞的概率非常低 [37–41]. 先前的数值计算表明, 同旋双色圆偏场中原子 NSDI 的概率要比反旋的情况低一到两个量级 [39,40]. 近期人们发现, 同旋双色圆偏场中 Ar (1600 nm + 800 nm), He (800 nm + 400 nm) 和 H₂ (780 nm + 390 nm) 的 NSDI 产量依赖于两脉冲的幅值比 [39–41]. 在这些关于同向旋转双色圆偏场中 NSDI 的研究中, 两脉冲的频率比都被固定为 2. 对于同向旋转圆偏场中原子的 NSDI 对频率比依赖的研究尚未开展, 相关的动力学过程仍不清楚.

本文利用三维经典系综模型研究同向旋转双色圆偏场中 Ar 原子 NSDI 电子超快动力学. 这里固定两圆偏脉冲的幅值比为 2. 同时固定一脉冲的角频率为 0.0285 a.u. (对应波长为 1600 nm). 改变另一脉冲的频率, 使两脉冲的频率比在 2–5 之间变化, 以此来研究 NSDI 中电子超快动力学对两脉冲频率比的依赖. 数值结果表明, 同旋双色圆偏场中 NSDI 的概率随两脉冲频率比的增加而增加. 主要的再碰撞轨道是一个环形的短轨道. 轨道分析表明, 随频率比的增加电子的返回能量减小, 碰撞时两电子的距离增大. 这导致随两脉冲频率比的增加, 碰撞激发电离机制对 NSDI 的贡献逐渐增大.

2 理论方法

采用三维经典系综模型 [42] 来研究同向旋转双色圆偏场驱动原子的 NSDI. 大量的研究已经证明, 经典模型是研究强场电离过程中电子超快动力学非常直观有效的方法 [43–47]. 在三维经典系综模型中, 两个电子遵循牛顿经典运动方程 (除非另作规定, 本文均采用原子单位):

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

式中, i 是两电子的标记, 可以取值 1 和 2; r_i 为电子的坐标; $V_{ne}(r_i)$ 和 $V_{ee}(r_1, r_2)$ 分别表示核与电子及两电子之间的库仑相互作用势能, 表达式分别为

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

$$V_{ee}(r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{(r_1 - r_2)^2 + b^2}}, \quad (3)$$

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; 为避免数值计算的奇性和自电离, 设置 $a = 1.5$, $b = 0.05$; $E(t)$ 是激光脉冲的电场强度. 采用同向旋转的双色圆偏振激光脉冲, 两圆偏激光场的电矢量都在 $x-y$ 平面内顺时针旋转, 具体的表达式为

$$E(t) = E_r f(t) [\cos(\omega t)\hat{x} - \sin(\omega t)\hat{y}] + E_b f(t) [\cos(n\omega t)\hat{x} - \sin(n\omega t)\hat{y}]. \quad (4)$$

整个脉冲的包络为梯形, 全宽为 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. 为了研究两脉冲频率比对 NSDI 的影响, 在此固定一个脉冲的频率 $\omega = 0.0285$ (对应的波长为 1600 nm), 该脉冲的激光强度设置为 $I_r = 4.44 \times 10^{13}$ W/cm². 另一圆偏脉冲的频率设置为 $n\omega$, 强度为 $I_b = 1.78 \times 10^{14}$ W/cm². n 表示了两圆偏脉冲的频率比. 本文将两圆偏脉冲的频率比限制在 2–5 之间来研究非次序双电离的超快动力学. 频率比进一步增加, 次序双电离将显著增加, 从而成为主要的双电离机制.

为获得系综的初始状态, 首先将两电子随机地放在核子附近. 然后给两电子一个确定的动能, 使得系统的总能量, 即两电子的势能和动能之和, 等于原子的第一、第二电离能之和. 本文设置总能量为 -1.59 a.u. (对应 Ar 的第一、二电离能之和). 将动能随机地分配给两个电子, 并且这两电子的速度方向随机给定. 然后两电子系统在没有激光场的情况下, 按照牛顿运动方程自由演化. 经过一段时间后 (300 a.u.). 可以得到一个稳定的初始系综分布. 初始系综确定后, 原子在激光场的作用下演化, 直到激光脉冲结束, 即可得到系综中各个原子的最终状态, 包括位置和动量. 分析两个电子的能量, 如果两个电子的末态能量都大于零, 则认为该原子发生了双电离.

3 结果与讨论

图 1 给出了两圆偏脉冲频率比 n 为 2, 3, 4 和 5 时, 同向旋转组成复合电场的电矢量和负矢势, 箭头标出了他们的时间演化方向. 从图 1 可以看出, 复合电场呈现出一个环状的图案, 并且复合电场和负矢势均呈现出 $(n-1)$ 重对称性. 电场的极大值正好对应着负矢势的极大值, 如图 1 中黑色圆点所示.

实验上最容易测量的是双电离的产量. 图 2 给出了不同频率比时双电离与单电离的概率比. 可以看出, 随着频率比的增加, NSDI 概率逐渐增加. 在频率比为 2 时 NSDI 概率约为 1×10^{-4} . 而当频率比增加到 5 时, NSDI 概率达到了 1×10^{-3} , 增加了一个数量级. 不同频率比的复合电场的峰值强

度是相同的. 随着频率比的增加, 每个周期内电场极大值的数目相应地增加, 这就加大了电子电离的概率.

图 3 给出了不同频率比时 NSDI 中电离电子的动量分布, 在图中叠加了相应的负矢势曲线. 可以看出, 电子主要沿着负矢势曲线成弧形分布. 这是因为电离之后电子的动量主要来源于随后激光电场的加速. 随着两脉冲频率比的增加, 电场和负矢势曲线的旁瓣数目增多, 电子分布的圆弧数目也随之逐渐增多. 最终电子动量分布也呈现出 $(n-1)$ 重对称性. 值得一提的是, 电子动量分布相对于负矢势的极大值存在一定的偏移, 这已经被先前的研究归因于母核的库仑势对电离电子的影响^[40].

为了深入理解同向旋转双色圆偏场中原子 NSDI 的超快动力学及其对两脉冲频率比的依赖, 向后跟踪了 NSDI 轨道并作了统计分析. 通过跟踪

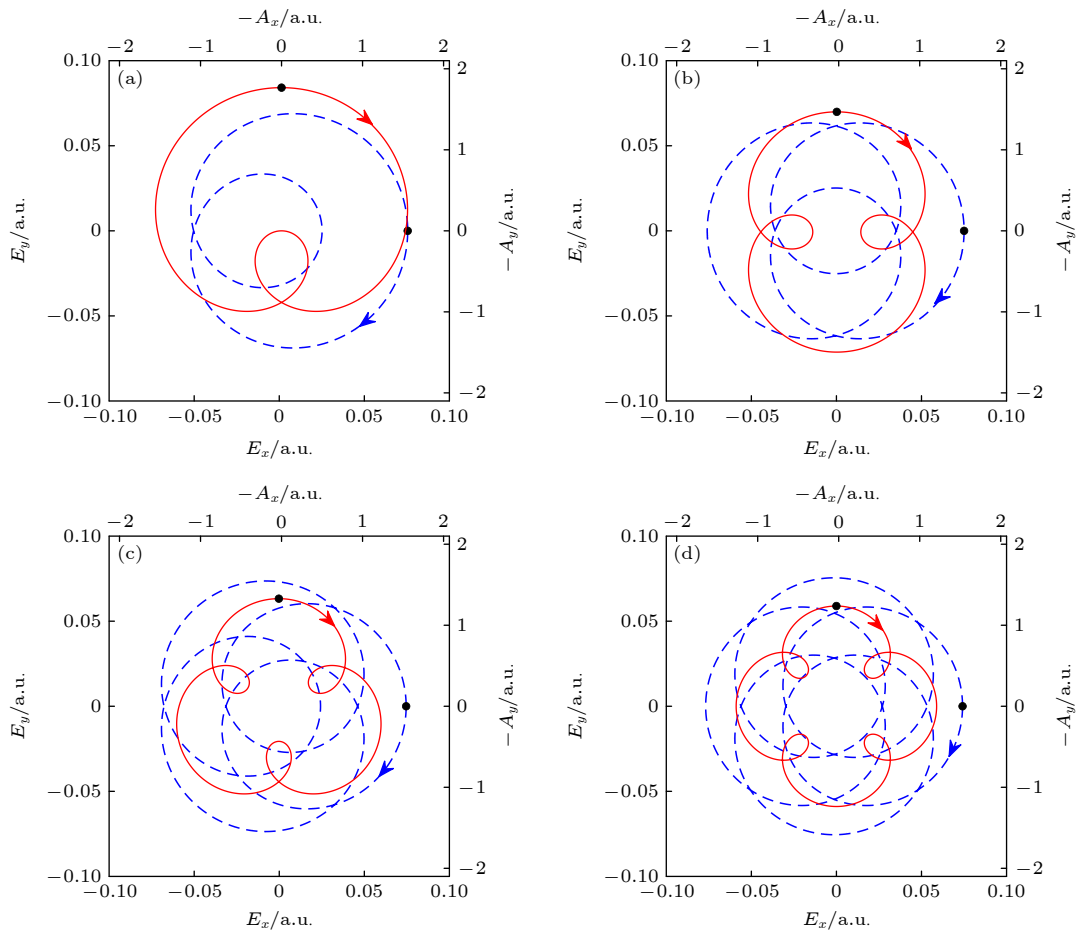


图 1 不同频率比时同向旋转双色场的电场矢量(蓝虚线)和负矢势(红实线) (a) 频率比为 2; (b) 频率比为 3; (c) 频率比为 4; (d) 频率比为 5. 箭头标出了时间演化的方向, 黑点标出了一个电场极大值及其对应的负矢势

Fig. 1. Combined laser electric field $\mathbf{E}(t)$ (dashed curves) and the corresponding negative vector potential $\mathbf{A}(t)$ (solid curves) for co-rotating two-color circularly polarized laser fields at different frequency ratios of (a) 2, (b) 3, (c) 4, (d) 5. The arrows indicate the time evolution direction. The black dots mark a field maximum and its negative vector potential.

双电离轨迹,能够确定单电离时间 (t_{SI})、再碰撞时间 (t_R) 和双电离时间 (t_{DI}). 将一个电子的能量首次为正的時刻定义为单电离时间,其中电子的能量由电子的动能、电子与原子核相互作用的势能和电子间的排斥势能的一半所组成. 把第一个电子电离之后,它跟另一个电子最靠近的時刻定义为再碰撞时间. 在再碰撞時刻两电子之间的距离定义为碰撞距离. 把碰撞之后第二个电子能量为正的時刻定义

为双电离时间.

原子中第一个电子电离之后,首先被激光电场驱动远离母离子,待激光电场改变方向后,电离电子再被拉回母核发生再碰撞. 通常把该电子电离到返回再碰撞之间的时间间隔称为返回电子的旅行时间. 图 4 给出了不同频率比时电子旅行时间的概率分布. 可以看出,电子的旅行时间主要分布在一个非常狭窄的时间窗内. 当频率比为 2 时,旅行时间的峰值处在 $0.5T$ (T 为 1600 nm 激光脉冲的周期) 附近. 随着频率比的增加电子的旅行时间逐渐减小. 对于绝大多数的 NSDI, 电子的旅行时间都小于一个周期. 把这样的轨道称为短的再碰撞轨道 (short recollision trajectory, SRT). 图 5 给出了 4 个典型的 SRT 轨道,分别对应了 4 个不同的频率比. 可以看出,这些轨道都呈环形,他们的空间范围随频率比的增加而减小,这是因为随频率比的增加电子的旅行时间减小了.

从图 4 可以发现,当频率比为 2 和 3 时,有少量的旅行时间大于一个周期的轨道,称之为长的再碰撞轨道 (long recollision trajectory, LRT). 且频率比为 2 时的 LRT 轨道数目明显多于频率比为 3

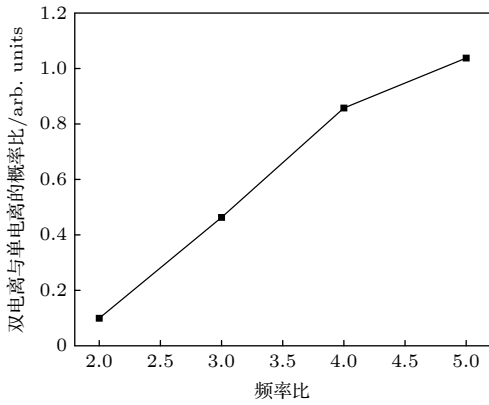


图 2 双电离与单电离的概率比对频率比的依赖

Fig. 2. Dependence of the ratio of double ionization probability to single ionization probability on frequency ratio.

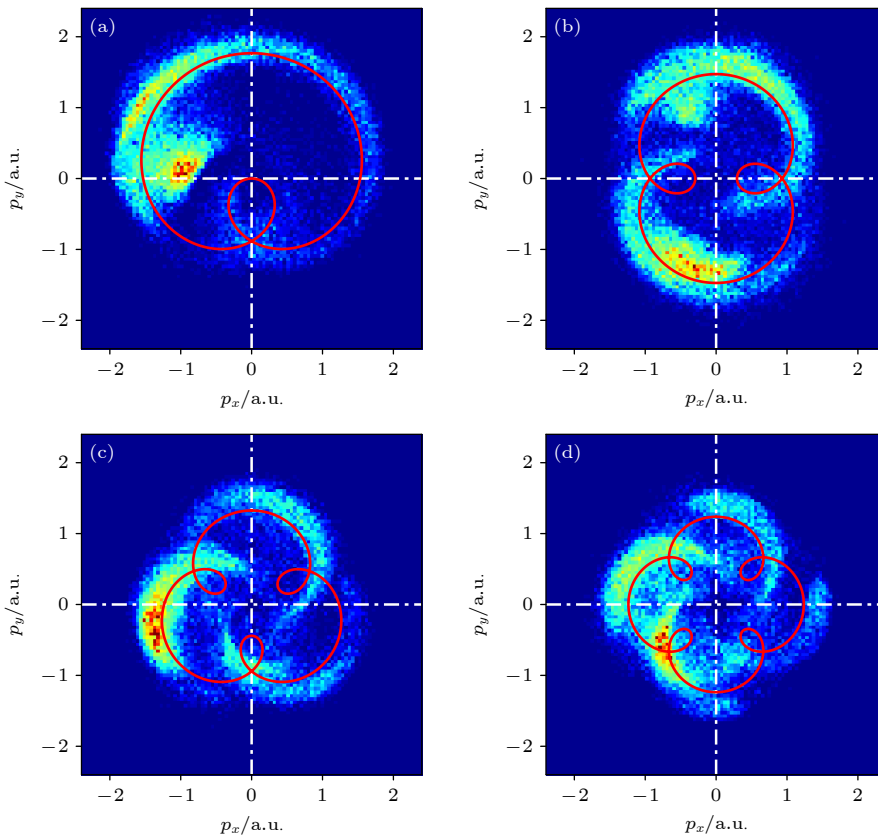


图 3 不同频率比时的电子动量分布 (a) 频率比为 2; (b) 频率比为 3; (c) 频率比为 4; (d) 频率比为 5

Fig. 3. Electron momentum distributions in the field plane at different frequency ratios of (a) 2, (b) 3, (c) 4, (d) 5.

时的 LRT 轨道. 图 6 给出了两个典型的 LRT 轨道. 左列为两电子能量的时间演化, 右列为两电子空间坐标的时间演化. 第一行对应频率比为 2, 第二行对应频率比为 3. 对比图 6 和图 5 可以发现, 对于 LRT 轨道, 电子电离后将在空间中绕行数圈才会返回与母离子发生再碰撞, 如图 6(b) 和图 6(d) 所示. 碰撞过程中两电子之间发生了显著的能量转移, 如图 6(a) 和图 6(c) 所示.

图 7 给出了双电离与再碰撞之间延迟时间的概率分布. 当频率比为 2 时, 碰撞后第二个电子迅速电离, 具有很短的时间延迟. 当频率比为 3 时,

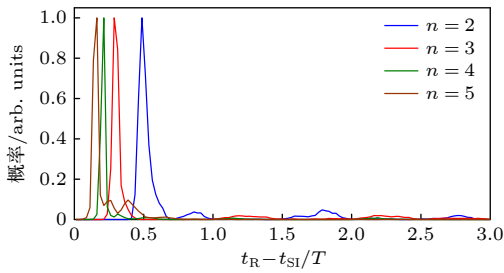


图 4 不同频率比时电子旅行时间的概率分布

Fig. 4. Distributions of electron traveling time at frequency ratios of 2, 3, 4 and 5.

可以看出有相当一部分的电子具有长的时间延迟, 整个分布呈现出一个多峰分布. 当频率比增加至 4 和 5 时, 可以看出大多数电子具有较长的时间延迟. 这里定义延迟时间大于 $0.18T$ 为 RESI 事件, 延迟时间小于 $0.18T$ 为 RII 事件. 图 8 给出了不同频率比时 RESI 和 RII 机制在 NSDI 中所占的比例. 除了频率比为 2, 其他频率比时, NSDI 的主要机制都是 RESI. 随着频率比的增加, RESI 机制对 NSDI 的相对贡献从频率比为 2 时的 39% 增加至频率比为 5 时的 95%. 图 9 给出了频率比为 2 (左列) 和 3 (右列) 时 RII 机制 (图 9(a) 和图 9(b)) 和 RESI 机制 (图 9(c) 和图 9(d)) 对应的电子动量分布. 可以看出, RESI 机制产生的光电子几乎都沿着负矢势曲线分布, 而对于 RII 机制, 有大量的电子偏离负矢势曲线, 电子的分布范围更广. 这是因为 RESI 机制中通过场致电离的电子初始动量几乎为 0, 它的最终动量主要来源于电场的加速, 所以电子动量沿负矢势曲线分布. 而通过 RII 机制立即电离的电子存在较大的残余动量, 该动量叠加到激光场的加速, 导致电子的末态动量偏离负矢势.

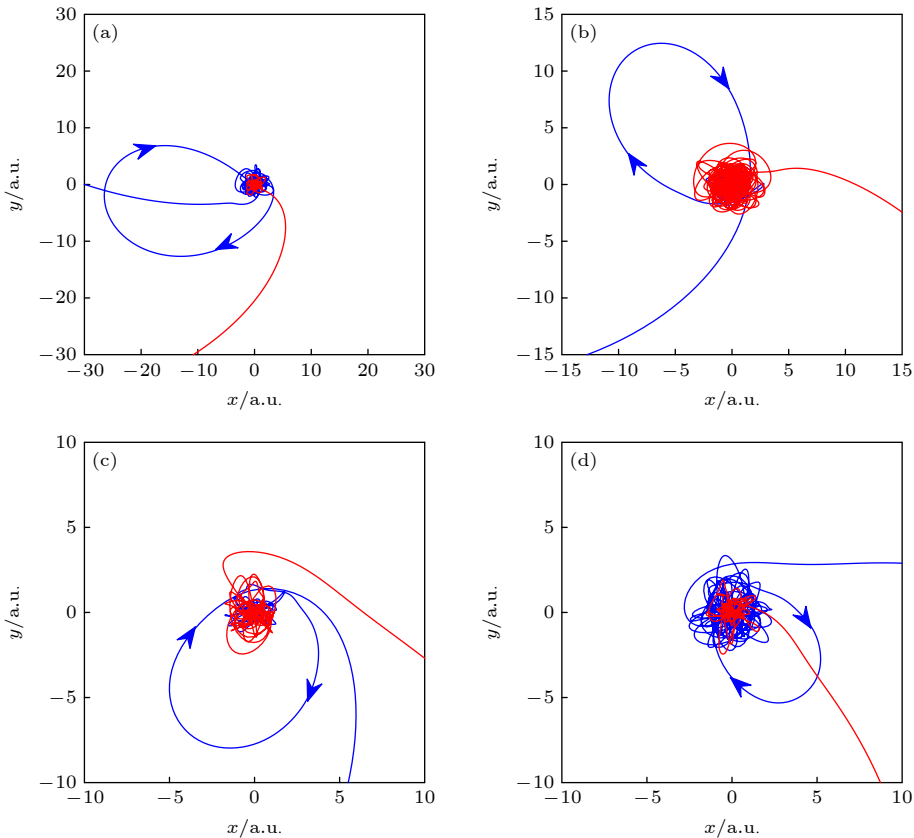


图 5 不同频率比时的再碰撞轨道 (a) 频率比为 2; (b) 频率比为 3; (c) 频率比为 4; (d) 频率比为 5

Fig. 5. Sample recollision trajectories at different frequency ratios of (a) 2, (b) 3, (c) 4, (d) 5.

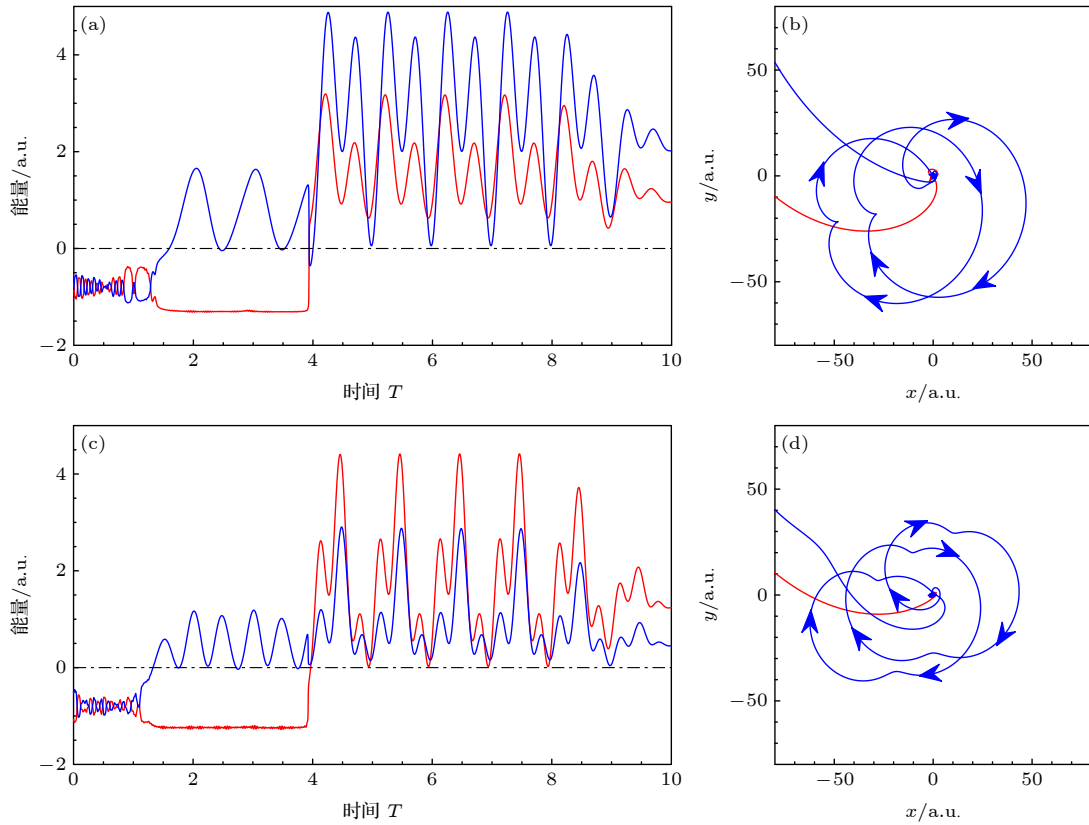


图 6 频率比分别为 2 ((a), (b)) 和 3 ((c), (d)) 时的两个长轨道 (a), (c) 两电子能量的时间演化; (b), (d) 两电子空间坐标演化
 Fig. 6. Electron energies ((a), (c)) and positions in the field plane ((b), (d)) versus time for two sample long trajectories. Frequency ratios are 2 ((a), (b)) and 3 ((c), (d)), respectively.

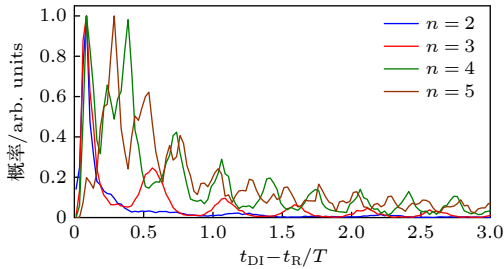


图 7 不同频率比时双电离延迟时间的概率分布
 Fig. 7. Distributions of the delay time between double ionization and the recollision at frequency ratios of 2, 3, 4 and 5.

为了理解为什么 RESI 机制的贡献随着频率比的增加而逐渐增大, 分析了返回电子的能量和两电子的碰撞距离. 图 10 和图 11 分别给出了不同频率比情况下碰撞能量和碰撞距离的概率分布. 可以看出, 随着频率比的增加返回电子的能量减小, 碰撞距离增大. 对于较大的频率比, 返回电子的能量较低, 很难直接碰撞敲出第二个电子. 同时, 更大的碰撞距离也减弱了两电子之间的能量交换. 这两个因素都不利于 RII 机制的发生. 所以随着频率比的增加, RESI 机制的贡献逐渐增大.

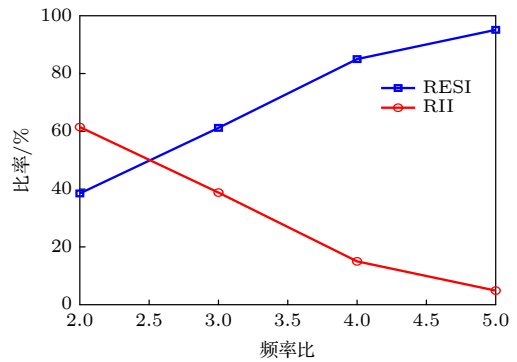


图 8 RESI 和 RII 机制在 NSDI 中所占的比率对频率比的依赖
 Fig. 8. Dependence of proportions of RESI and RII mechanism in NSDI on frequency ratio.

以上的分析显示, 随着频率比的增加, 碰撞能量降低和碰撞距离增加. 这两个因素在一定程度上会降低双电离的概率. 但同时随频率比的增加, 再散射轨道电子的旅行时间和旅行距离显著缩短 (见图 4 和图 5), 这极大地减弱了电子的扩散效应, 使得电子返回母离子发生碰撞的概率显著增加, 从而使得双电离概率随频率比的增大而增加.

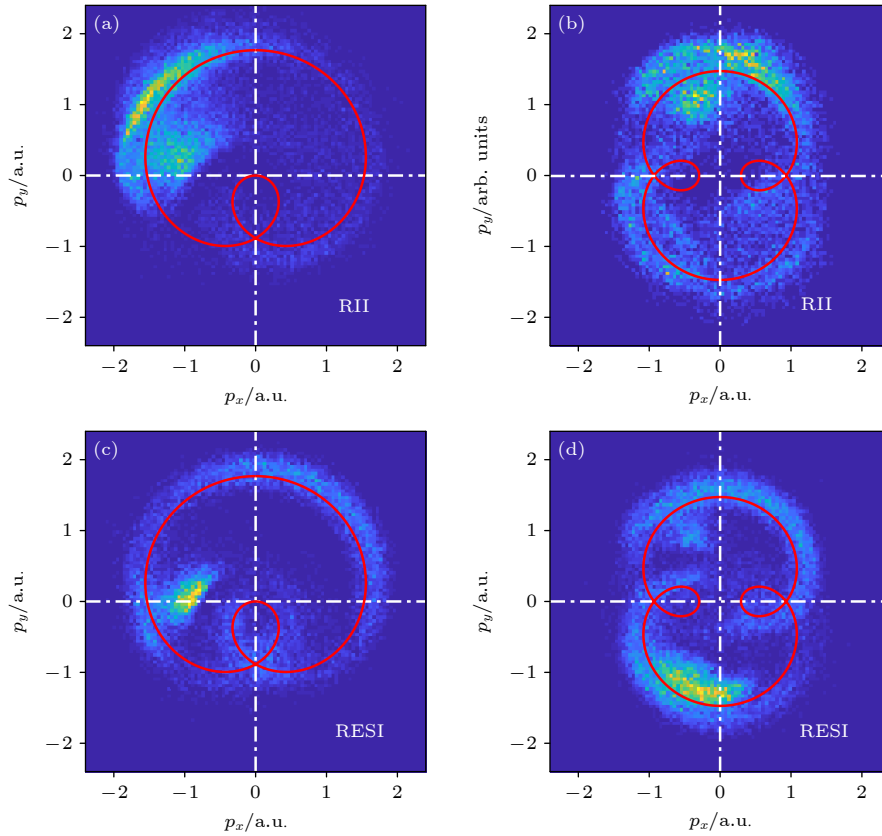


图 9 频率比分别为 2 ((a), (c)); 3 ((b), (d)) 时, RII 机制 ((a), (b)) 和 RESI 机制 ((c), (d)) 对应的电子动量分布
 Fig. 9. Electron momentum distributions in the field plane for RII ((a), (b)) and RESI ((c), (d)) mechanisms. Frequency ratios are 2 ((a), (c)) and 3 ((b), (d)), respectively.

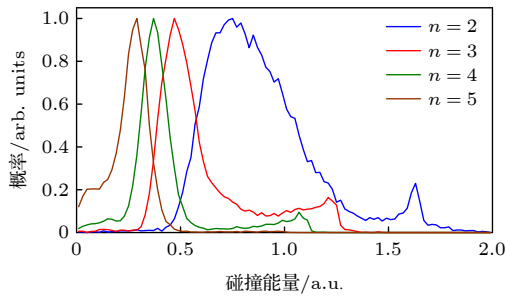


图 10 NSDI 事件关于碰撞能量的概率分布
 Fig. 10. Distributions of recollision energy at different frequency ratios of 2, 3, 4 and 5.

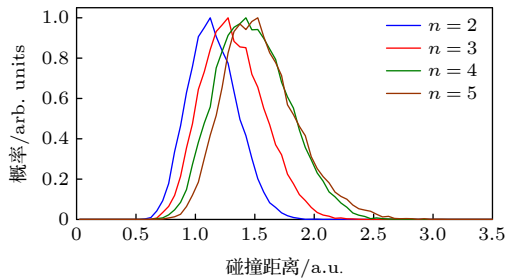


图 11 NSDI 事件关于碰撞距离的概率分布
 Fig. 11. Recollision distance in NSDI at different frequency ratios.

4 结 论

本文利用三维经典系综模型研究了同向旋转双色圆偏场中原子 NSDI 对两脉冲频率比的依赖. 数值结果显示, 非次序双电离的概率随两脉冲频率比的增加而增加, 频率比为 5 时非次序双电离概率比频率比为 2 时的概率高出一个数量级. 非次序双电离的轨道分析表明, 再碰撞轨道主要以环形的短轨道为主, 频率比为 2 和 3 时存在少量的长轨道. 随着频率比的增加, 电子碰前的旅行时间缩短, 旅行范围变小; 电子的返回碰撞的能量减小, 碰撞时两电子的距离变大. 这导致 RESI 机制对 NSDI 的贡献随频率比增加而逐渐增大.

参考文献

[1] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
 [2] 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, Trümp C, Wittmann M, Korn G, Sandner W 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 043003
 [3] Chen Y, Zhou Y, Li Y, Li M, Lan P, Lu P 2018 *Phys. Rev. A* **97** 013428

- [4] Liu Y, Fu L, Ye D, Liu J, Li M, Wu C, Gong Q, Moshhammer R, Ullrich J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 013003
- [5] Huang C, Guo W, Zhou Y, Wu Z 2016 *Phys. Rev. A* **93** 013416
- [6] Liao Q, Winney A H, Lee S K, Lin Y F, Adhikari P, Li W 2017 *Phys. Rev. A* **96** 023401
- [7] Huang C, Zhong M M, Wu Z M 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 033201 (in Chinese) [黄诚, 钟明敏, 吴正茂 2019 *物理学报* **68** 033201]
- [8] Fittinghoff D N, Bolton P R, Chang B, Kulander K C 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2642
- [9] Weber Th, Giessen H, Weckenbrock M, Urbasch G, Staudte A, Spielberger L, Jagutzki O, Mergel V, Vollmer M, Dörner R 2000 *Nature* **405** 658
- [10] Wang Y, Xu S, Quan W, Gong C, Lai X, Hu S, Liu M, Chen J, Liu X 2016 *Phys. Rev. A* **94** 053412
- [11] Figueira de Morisson Faria C, Liu X 2011 *J. Mod. Opt.* **58** 1076
- [12] Becker W, Liu X, Jo Ho P, Eberly J H 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1011
- [13] 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
- [14] 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
- [15] Wang X, Eberly J H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 083001
- [16] Hao X L, Chen J, Li W D, Wang B B, Wang X D, Becker W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 073002
- [17] Chen Z J, Liang Y, Lin C D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 253201
- [18] Ye D, Li M, Fu L, Liu J, Gong Q, Liu Y, Ullrich J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 123001
- [19] Zhao L, Zhang Q, Dong J W, Lü H, Xu H F 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 223201 (in Chinese) [赵磊, 张琦, 董敬伟, 吕航, 徐海峰 2016 *物理学报* **65** 223201]
- [20] Tan J, Xu S, Han X, Zhou Y, Li M, Cao W, Zhang Q, Lu P 2021 *Adv. Photonics* **3** 035001
- [21] Zhou Y, Tan J, Li M, Lu P 2021 *Sci. China, Ser. G* **64** 273011
- [22] Fleischer A, Kfir O, Diskin T, Sidorenko P, Cohen O 2014 *Nat. Photonics* **8** 543
- [23] Eckart S, Kunitski M, Ivanov I, Richter M, Fehre K, Hartung A, Rist J, Henrichs K, Trabert D, Schlott N, Schmidt L P H, Jahnke T, Schoffler M S, Kheifets A, Dörner R 2018 *Phys. Rev. A* **97** 041402
- [24] Li M, Jiang W, Xie H, Luo S, Zhou Y, Lu P 2018 *Phys. Rev. A* **97** 023415
- [25] Ke Q, Zhou Y, Tan J, He M, Liang J, Zhao Y, Li M, Lu P 2019 *Opt. Express* **27** 32193
- [26] Chaloupka J L, Hickstein D D 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 143005
- [27] Mancuso C A, Dorney K M, Hickstein D D, Chaloupka J L, Ellis J L, Dollar F J, Knut R, Grychtol P, Zusin D, Gentry C, Gopalakrishnan M, Kapteyn H C, Murnane M M 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 133201
- [28] Eckart S, Richter M, Kunitski M, Hartung A, Rist J, Henrichs K, Schlott N, Kang H, Bauer T, Sann H, Schmidt L P H, Schoffler M, Jahnke T, Dörner R 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 133202
- [29] 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
- [30] Li B, Yang X, Ren X, Zhang J 2019 *Opt. Express* **27** 32700
- [31] Xu T, Zhu Q, Chen J, Ben S, Zhang J, Liu X 2018 *Opt. Express* **26** 1645
- [32] Huang C, Zhong M, Wu Z 2018 *Opt. Express* **26** 26045
- [33] Ma X, Zhou Y, Chen Y, Li M, Li Y, Zhang Q, Lu P 2019 *Opt. Express* **27** 1825
- [34] Huang C, Pang H, Huang X, Zhong M, Wu Z 2020 *Opt. Express* **28** 10505
- [35] Pang H, Huang X, Huang C 2020 *Int. J. Mod. Phys. B* **34** 2050304
- [36] Peng M, Bai L H, Guo Z 2021 *Commun. Theor. Phys.* **73** 075501
- [37] Eichmann H, Egbert A, Nolte S, Momma C, Wellegehausen B 1995 *Phys. Rev. A* **51** R3414
- [38] Qiao Y, Wu D, Chen J, Wang J, Guo F, Yang Y 2019 *Phys. Rev. A* **100** 063428
- [39] Huang C, Zhong M, Wu Z 2019 *Opt. Express* **27** 7616
- [40] Chaloupka J L 2020 *J. Phys. B* **53** 185601
- [41] Wu D, Guo F, Wang J, Chen J, Yang Y 2020 *Commun. Theor. Phys.* **72** 055503
- [42] Haan S L, Breen L, Karim A, and Eberly J H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 103008
- [43] Chen J, Nam C H 2002 *Phys. Rev. A* **66** 053415
- [44] Li Y, Xu J, Yu B, Wang X 2020 *Opt. Express* **28** 7341
- [45] Chen X, Ruiz C, He F, Zhang J 2020 *Opt. Express* **28** 14884
- [46] Huang C, Zhong M, Wu Z 2018 *Sci. Rep.* **8** 8772
- [47] Huang C, Zhong M, Wu Z 2016 *J. Chem. Phys.* **145** 044302

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

Zeng Xue Su Jie Huang Xue-Fei Pang Hui-Ling Huang Cheng[†]

(*School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China*)

(Received 11 June 2021; revised manuscript received 13 July 2021)

Abstract

Using a three-dimensional classical ensemble model, we investigate ultrafast dynamics in nonsequential double-ionization (NSDI) of Ar atom by co-rotating two-color circularly polarized laser fields with the frequency ratio varying between 2 and 5. Numerical results indicate that the NSDI probability gradually increases with the frequency ratio between the two components increasing. The probability for the frequency ratio 5 is one order of magnitude higher than for the frequency ratio 2. Back analysis of NSDI trajectories shows that recollision occurs mainly via a short looping trajectory. With the frequency ratio increasing, the traveling time of the free electron shortens. Furthermore, the relative contribution of recollision-induced excitation with subsequent field ionization mechanism in NSDI gradually increases as the frequency ratio increases. It is attributed to smaller recollision energy and larger recollision distance for larger frequency ratio.

Keywords: nonsequential double ionization, recollision, frequency ratio, two-color laser fields

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

DOI: [10.7498/aps.70.20211112](https://doi.org/10.7498/aps.70.20211112)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11504302, 61475127, 12074329, 12004323) and the National Training Program of Innovation and Entrepreneurship for Undergraduates, China (Grant No. 202010635066).

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