

引用格式: HUANG Cheng, SU Jie, LIAO Jianying, et al. Effect of Laser Ellipticity on Nonsequential Double Ionization of Ar Atoms in Counter-rotating Two-color Elliptically Polarized Laser Fields[J]. Acta Photonica Sinica, 2023, 52(11):1126003
黄诚, 苏杰, 廖健颖, 等. 反旋双色椭圆偏振激光脉冲驱动的氩原子非次序双电离对椭圆率的依赖[J]. 光子学报, 2023, 52(11): 1126003

反旋双色椭圆偏振激光脉冲驱动的氩原子 非次序双电离对椭圆率的依赖

黄诚¹, 苏杰¹, 廖健颖¹, 刘子超¹, 贺佟佟¹, 李盈侯²

(1 西南大学 物理科学与技术学院, 重庆 400715)

(2 信阳师范学院 物理电子工程学院, 信阳 464000)

摘要: 利用三维经典系综模型系统地研究了反向旋转双色椭圆偏场中 Ar 原子非次序双电离对椭圆率的依赖。数值结果显示双电离发生的概率随 800 nm 激光场椭圆率增大而增大, 随 1 600 nm 激光场椭圆率增大而减小。这是因为当固定 1 600 nm 激光场椭圆率时, 电子的返回概率和碰撞能量随 800 nm 激光场椭圆率增大而增大。而当固定 800 nm 激光场椭圆率时, 电子的返回概率和碰撞能量随 1 600 nm 激光场椭圆率增大而减小。在两椭圆激光场的长轴沿 x 方向条件下, 当 1 600 nm 激光场椭圆率为 0.3 时, 离子动量分布由 x 负半轴向 x 正半轴移动。随着 1 600 nm 激光场和 800 nm 激光场椭圆率的增大, 离子动量分布逐渐在 y 方向扩展最终形成一个分布于 x 轴两侧的两层结构。

关键词: 双色椭圆偏场; 非次序双电离; 离子动量分布; 电子关联; 再碰撞

中图分类号: O436

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20235211.1126003

0 引言

当一个原子处在超快超强激光场中时, 该原子首先被激光电场剥离一个电子, 而后该电子在激光场的作用下在空间中随激光电场自由振荡, 该自由电子有一定的概率被电场拉回母离子附近与母离子发生相互作用, 即再碰撞^[1]。在此过程中, 返回电子将其在电场中积累的部分动能转移给另一束缚电子, 使该束缚电子具有足够的能量挣脱母离子的束缚发生电离^[2-6]。在对二价离子产量的测量中发现强度依赖的离子产量曲线呈现出了一个膝盖状的结构^[7]。该结构反映了二价离子的产量比两电子次序电离理论预测的要高几个数量级, 这一反常的强场双电离现象被称为非次序双电离(Nonsequential Double Ionization, NSDI)^[8-9]。在 NSDI 中两电子存在强烈的关联性^[10-12], 这种关联性直观地体现在电子的末态动量分布上。所以分析末态电子动量关联分布并探究导致如此关联行为的电子超快动力学过程一直是过去三十年 NSDI 研究的热点^[13-19]。

近年来人们利用二维复合电场来驱动原子中的电子电离和返回, 进一步诱导 NSDI 的发生。单个的圆偏或椭圆偏激光场是最简单的二维电场。与线偏光情况相比, 圆偏或椭圆偏激光场驱动的 NSDI 表现出更加丰富有趣的现象, 比如: 椭圆偏场中再碰撞更可能发生在椭圆长轴方向电场零点之后^[20]; 低强度下椭圆长轴方向的电子释放呈现出反关联特性, 且随椭圆率增加反关联特征越强^[21]; 圆偏光场中初始电子相对于激光场矢势旋转方向的不同会导致高达一个数量级的电离产量的差别^[22]。由两个频率不同旋转方向相反的圆偏脉冲则能组成更加复杂的二维复合电场, 该反旋双色圆偏(Counter-rotating Two-color Circularly Polarized, CTCP)场的波形具有多重空间对称性, 电离电子可以从几个特定的方向返回, 最终电子动量分布也展现出

基金项目: 国家自然科学基金(Nos. 12074329, 12004323, 12104389), 西南大学大学生创新创业训练计划项目(No. X202210635104), 信阳师范学院“南湖学者奖励计划”青年项目

第一作者: 黄诚, huangcheng@swu.edu.cn

通讯作者: 李盈侯, liyingbin2008@163.com

收稿日期: 2023-04-07; 录用日期: 2023-05-16

<http://www.photon.ac.cn>

了多重对称性。参与叠加的两圆偏脉冲的参数变化能够显著地影响复合激光电场的波形,进一步影响NSDI的动力学和电子关联特性。比如,两脉冲的幅值比可以有效控制NSDI的产量和电子的返回能量^[23-27],两脉冲的相对相位会影响电子的返回方向和分子的双电离概率^[28-29],激光强度会影响电子碰撞的次数^[30-31]。先前的研究也发现CTCP场中NSDI的两电子之间也展示出了强烈的角关联^[32-33]。对CTCP场中NSDI的研究揭示了丰富的电子动力学。XU T T等研究了一个圆偏加一个椭圆偏脉冲组成的复合场中的NSDI,发现Ar的NSDI概率随椭圆偏率的增加而增加,而Mg的NSDI概率不依赖椭圆偏率^[34]。进一步,两个频率不同的反向旋转的椭圆偏振激光脉冲组成的复合光场也被用来驱动原子产生高次谐波^[35-36]、分子解离^[37]和诱导NSDI^[38]。该反旋双色椭圆偏(Counter-rotating Two-color Elliptically Polarized, CTEP)场不具有CTCP场那样的多重空间对称性^[39-40],所以电子的返回方向和最终动量分布也不具有对称性。本文课题组先前研究了固定两脉冲的椭圆偏率为0.3条件下两个椭圆偏场之间的相对相位对NSDI的影响^[38]。本文将系统地研究两脉冲椭圆偏率对CTEP场中原子NSDI概率和离子动量分布的影响,并探究其中电子电离的动力学过程。

1 理论方法

研究强激光场中原子的NSDI需要处理的是一个原子核和两个电子组成的三体量子系统,要精确地描述该系统的演化需要求解两电子的全维含时薛定谔方程。两电子在强激光场中运动的空间范围很大,全维量子计算需要极大的计算资源,目前仅能完成短波长线偏振的情况。对于本文面对的复杂的二维电场的全维量子计算已经超出了目前的计算能力。对于这种情况,强场电离领域通常采用经典系综方法来处理^[41-46],这样不仅可以极大地减小计算量,同时也能够直观地展示电离电子的运动轨迹。虽然经典系综模型计算的结果无法与特定原子的实验数据和求解全维含时薛定谔方程的结果达到定量的一致,但是大量的研究表明经典系综模型能够定性地再现NSDI的再碰撞过程、电子关联特性及其对激光参数的依赖。因此,本文采用全经典系综模型^[41]来研究CTEP激光场中Ar原子NSDI的椭圆偏率依赖。在这个模型中,两电子的演化遵循牛顿运动方程

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

式中,下标*i*用于标记两个电子的序号。 \mathbf{r}_1 和 \mathbf{r}_2 为两个电子坐标。 $V_{ne}(\mathbf{r}_i) = -\frac{2}{\sqrt{r_i^2 + a^2}}$ 表示电子*i*与原子核之间的相互作用。软核参数*a*的设置是为了避免经典原子中的电子自电离。为了避免一个电子落入较深的势阱而导致另一个电子自电离,所以*a*有一个下限值,保证势阱不能太深。当然,如果*a*值太大,势阱太浅,则势阱中无法容纳两个电子且要保证他们的经典势能小于两电子电离能的相反数,这就决定了*a*的上限^[47]。结合这两个因素,为了获得一个稳定的经典的两电子系统,对于Ar原子通常*a*取1.5。 $V_{ee}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = -\frac{1}{\sqrt{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2 + b^2}}$ 表示两电子之间的相互作用,其中软核参数*b*是为了避免数值计算的奇异性,任意一个

较小的数值均可,这里取值0.05。CTEP复合电场 $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_r(t) + \mathbf{E}_b(t)$,其中 $\mathbf{E}_r(t)$ 和 $\mathbf{E}_b(t)$ 分别为1600 nm和800 nm脉冲的椭圆偏电场。1600 nm电场顺时针旋转,800 nm电场逆时针旋转。两椭圆激光场的长轴都沿*x*方向。两电场的表达式为

$$\mathbf{E}_r(t) = \frac{E_0}{\sqrt{\epsilon_r^2 + 1}} f(t) [\cos(\omega t) \hat{x} - \epsilon_r \sin(\omega t) \hat{y}] \quad (2)$$

$$\mathbf{E}_b(t) = \frac{E_0}{\sqrt{\epsilon_b^2 + 1}} f(t) [\cos(2\omega t) \hat{x} + \epsilon_b \sin(2\omega t) \hat{y}] \quad (3)$$

式中, ϵ_r 和 ϵ_b 为1600 nm和800 nm脉冲的椭圆偏率, ω 表示1600 nm脉冲的角频率。电场幅值 E_0 对应的激光强度为 $3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 。 $f(t)$ 为激光脉冲包络,这里整个脉冲的包络为梯形,全宽为 $10T$ (T 为1600 nm激光场的周期),其中 $6T$ 的平台区, $2T$ 线性开启和 $2T$ 线性关闭。

首先将两个电子放置在母离子附近且经典允许的位置,基于放置的位置坐标,计算出母离子和两个电子组成的三体系统的整体势能,然后给系统添加一个特定的动能,使得整个系统的总能量等于 -1.59 a.u.

(对应 Ar 原子的第一电离能和第二电离能之和)。该动能被随机的分配给两个电子,同时随机给定两个电子的动量方向。然后以这个给定的位置和动量为初始条件,让两电子仅在库仑作用力下演化一段时间,从而获得稳定的位置和动量分布。以此作为初始系综,紧接着将该系综在库仑场和 CTEP 场的共同作用下演化至脉冲结束。演化结束后,如果两个电子的末态能量都大于零,则认定双电离发生。

2 结果与讨论

图 1 是不同椭偏率下复合电场 $E(t)$ (虚线) 和相对应的负矢势 $-A(t)$ (实线)。每一个周期的电场分为三个波瓣,他们对应负矢势三条边。图中的空心方块和实心圆标出了电场最大值和对应的负矢势。箭头表示时间演化方向,电场演化从波瓣 1 (蓝色),波瓣 2 (红色) 到波瓣 3 (绿色),负矢势演化从边 1 (蓝色),边 2 (红色) 到边 3 (绿色)。与 CTCP 场不同,CTEP 场的复合电场不具有三重对称性,如三个波瓣的形状和幅值都不相同,他们两两之间的夹角也不相等。矢势也不再具有三重对称性,如电场波瓣 2 和波瓣 3 的最大值对应的负矢势并不在边 2 和边 3 的中间位置。随着两脉冲椭偏率的增大,复合电场和负矢势在 y 方向的分布范围逐渐扩大。

图 2 是不同椭偏率下 CTEP 激光场中 Ar 原子 NSDI 概率。当固定 1 600 nm 脉冲的椭偏率时,NSDI 概率随着 800 nm 脉冲椭偏率的增大而逐渐增大。当固定 800 nm 脉冲的椭偏率时,NSDI 概率随着 1 600 nm 脉

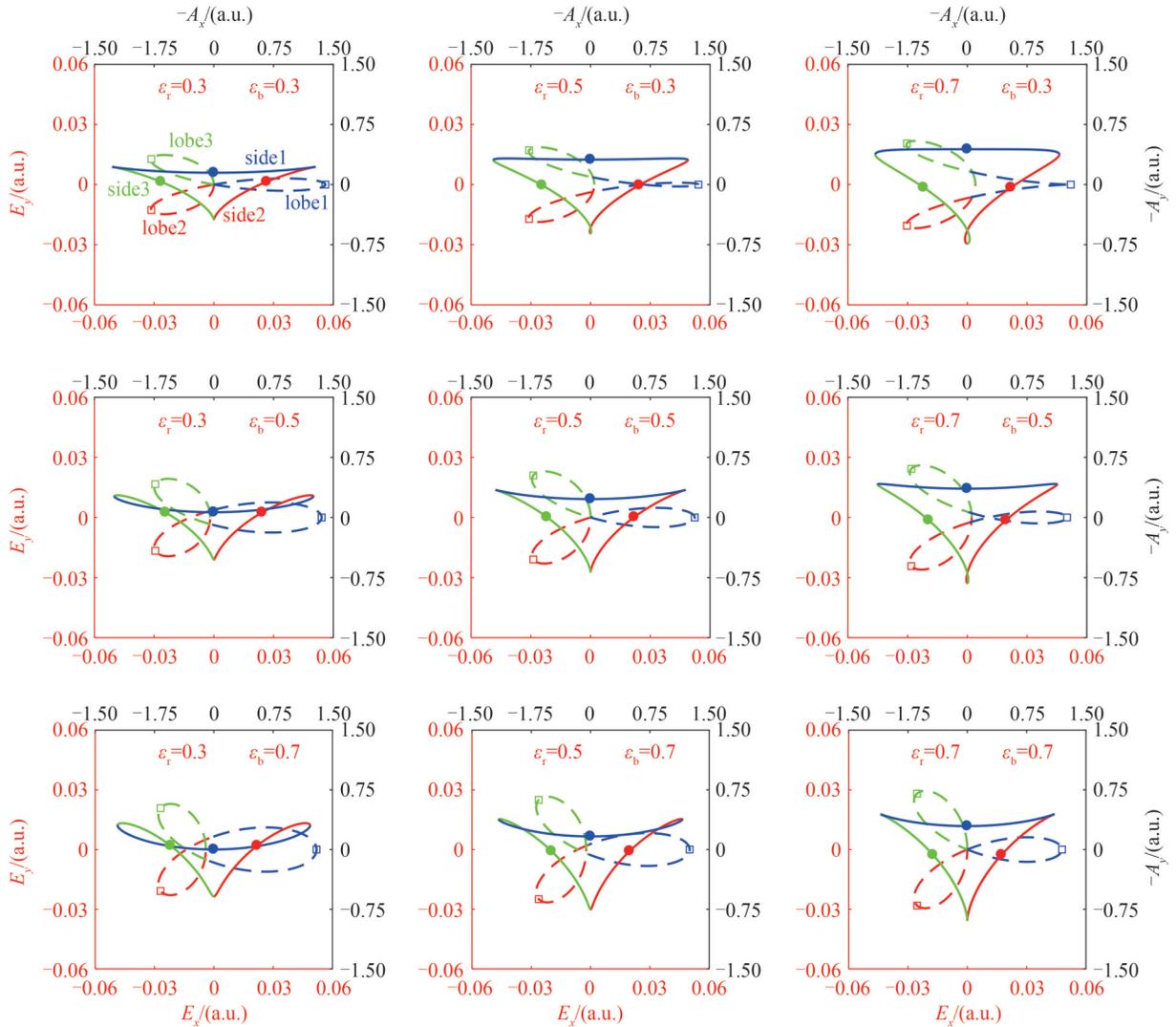


图 1 不同椭偏率下 CTEP 复合电场 $E(t)$ (虚线) 和相应的负矢势 $-A(t)$ (实线)

Fig.1 Combined electric fields $E(t)$ (dashed line) and corresponding negative vector potentials $-A(t)$ (solid line) for different ellipticities

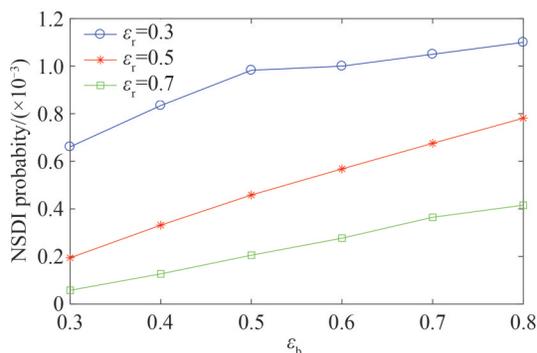


图2 CTEP场中Ar原子NSDI概率对椭偏率的依赖

Fig.2 NSDI probability of Ar atoms in CTEP fields as a function of the laser ellipticity

冲椭偏率的增大而逐渐减小。 $\epsilon_r=0.3, \epsilon_b=0.7$ 时NSDI概率约为 $\epsilon_r=0.7, \epsilon_b=0.3$ 时NSDI概率的10倍。这说明通过调节两脉冲的椭偏率可以在较大范围内控制NSDI发生的概率。

为了分析CTEP激光场中Ar原子NSDI概率椭偏率依赖的原因,进一步检查了电子运动的经典轨迹,并做了统计分析。通常影响NSDI的发生有两个因素,一个是电子返回的概率,另一个是返回电子与母离子碰撞时它所携带的碰撞能量。如果一个电子电离之后在激光电场的驱动下再次返回母离子附近5 a.u.以内,我们定义该电子返回。图3是不同椭偏率下CTEP激光场中电子的返回概率。当固定1600 nm脉冲的椭偏率时,电子返回概率随着800 nm脉冲椭偏率的增大而逐渐增大。当固定800 nm脉冲的椭偏率时,电子返回概率随着1600 nm脉冲椭偏率的增大而逐渐减小。这跟复合电场的波形随激光脉冲椭偏率的变化有关。CTEP激光场的电场波形由三个波瓣组成,如图1所示,其中波瓣1的电场幅值最大,波瓣2和3略小。当固定1600 nm脉冲椭偏率时,随800 nm脉冲椭偏率的增加,波瓣2和3的电场幅值有所增加,这有利用激光场拉回波瓣1电离的电子,从而提高电子返回概率。当固定800 nm脉冲椭偏率时,随1600 nm脉冲椭偏率的增加,波瓣2和3的电场幅值显著增加,此时y方向较大的电场导致了电子更为严重的横向扩散,所以电子的返回概率减小。

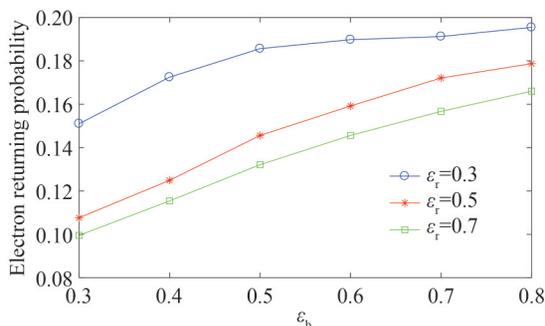


图3 CTEP场中电子返回概率对椭偏率的依赖

Fig.3 Electron returning probability in CTEP fields as a function of the laser ellipticity

进一步定义电子电离后再次返回母离子时,两电子距离最近的时刻为碰撞时间。把该碰撞时间前3 a.u.时刻该返回电子的能量定义为碰撞能量。图4左图是1600 nm脉冲椭偏率为0.7,800 nm脉冲椭偏率为0.3,0.5和0.7时电子碰撞能量的概率分布,从图中可以看出随着800 nm脉冲椭偏率的增加,电子碰撞能量逐渐增大,越有利于双电离的发生。图4右图是800 nm脉冲椭偏率为0.7,1600 nm脉冲椭偏率为0.3,0.5和0.7时电子碰撞能量的概率分布,从图中可以看出随着1600 nm脉冲椭偏率的增加,电子碰撞能量逐渐减小,这不利于双电离的发生。

通过以上对电子返回概率和碰撞能量的分析可以发现,随着800 nm脉冲椭偏率的增加,电子的返回概率和碰撞能量都会增大,这两个因素都有利于双电离的发生,所以NSDI概率随800 nm椭偏率增加而逐渐增大。而随着1600 nm脉冲椭偏率的增加,电子返回概率和碰撞能量都会减小,这对双电离的发生是不利

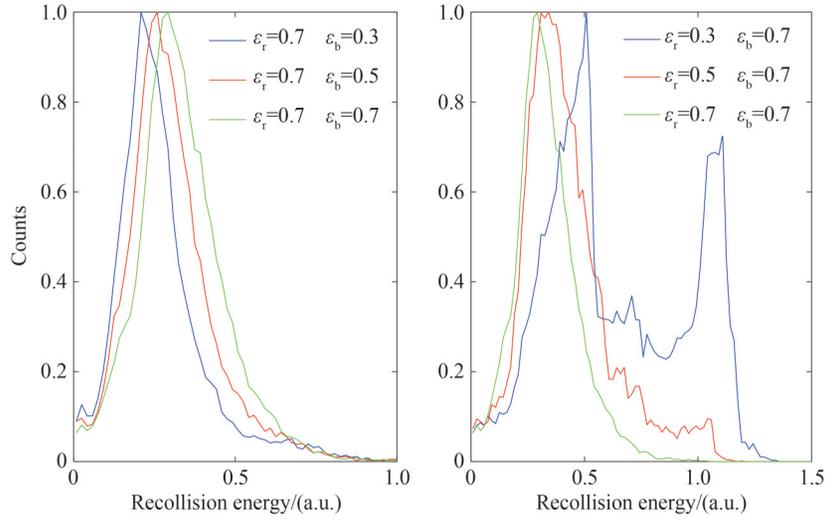


图4 不同椭圆率下NSDI中电子碰撞能量分布

Fig.4 Distributions of the electron recollision energy in NSDI for different ellipticities

的,导致NSDI概率随1600 nm椭圆率增加而逐渐减小。

根据动量守恒,离子动量可由两电子动量获得, $\mathbf{p}_{\text{ion}} = -(\mathbf{p}_{e1} + \mathbf{p}_{e2})$ 。图5是不同椭圆率下 Ar^{2+} 离子在场平面内的动量分布。首先固定1600 nm脉冲的椭圆率,讨论离子动量分布随800 nm脉冲椭圆率的变化。当 $\epsilon_r=0.3$ (见图5第1列)时, Ar^{2+} 离子动量分布随 ϵ_b 的增大逐渐由 x 负半轴向 x 正半轴移动。当 $\epsilon_r=0.5$ (见图5第2列)和 $\epsilon_r=0.7$ (见图5第3列)时, Ar^{2+} 离子动量分布随 ϵ_b 的增大从 x 轴下方逐渐向 x 轴上方扩展,最终形成主要分布于 x 轴两侧的两层分布,并且 x 轴下方的动量分布始终占比较大。固定800 nm脉冲的椭圆率,讨论离子动量分布随1600 nm脉冲椭圆率的变化。当 $\epsilon_b=0.3$ (见图5第1行)时, Ar^{2+} 离子动量分布主要在第

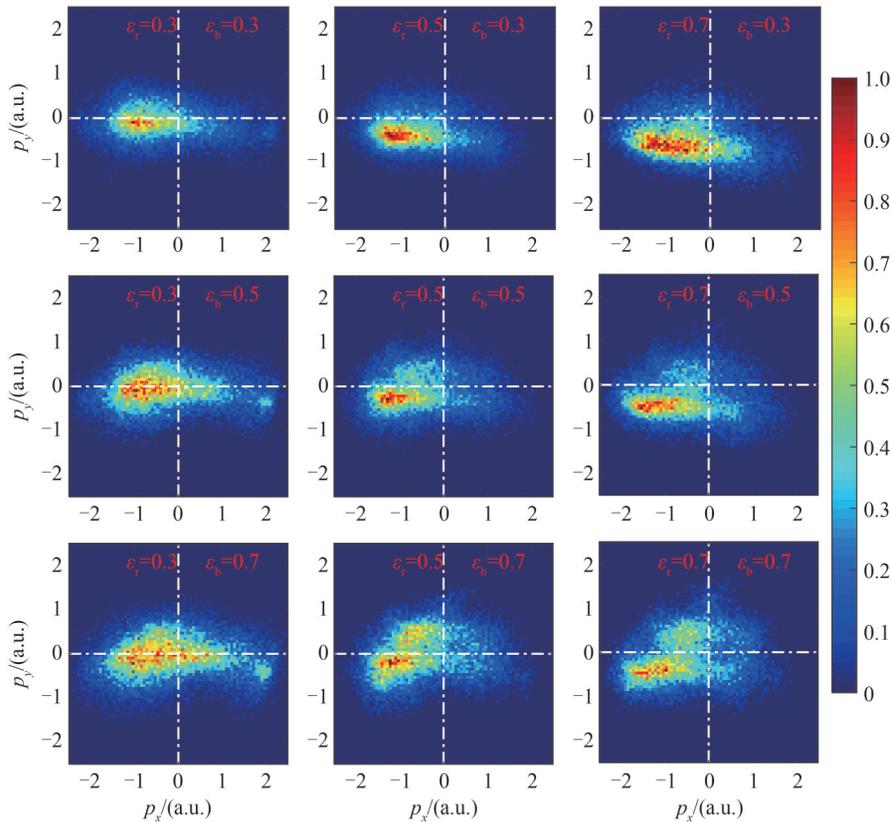


图5 不同椭圆率下 Ar^{2+} 离子在场平面内的动量分布

Fig.5 Momentum distributions of Ar^{2+} ions in the field plane for different ellipticities

三象限随 ϵ_r 的增大逐渐下移。当 $\epsilon_b=0.5$ (见图 5 第 2 行) 和 $\epsilon_b=0.7$ (见图 5 第 3 行) 时, Ar^{2+} 离子动量分布随 ϵ_r 的增大逐渐变宽, 从 x 轴上逐渐变成分布于 x 轴两侧, 并且 x 轴下方的动量分布始终占比较大。

为了解释 Ar^{2+} 离子动量分布随椭圆率的变化规律, 将所有的 NSDI 事件分为两类: 关联事件和反关联事件。如果两电子最终发射方向的夹角小于 90° , 则两电子发射到了相同的半球, 他们是关联的, 该 NSDI 称为关联事件。如果两电子最终发射方向的夹角大于 90° , 则两电子发射到了相反的半球, 他们是反关联的, 该 NSDI 称为反关联事件。图 6 和图 7 分别给出 NSDI 中关联事件和反关联事件的 Ar^{2+} 离子动量分布。比较图 6 和图 7 可以发现关联事件中的离子动量较大, 即远离原点, 而反关联事件中离子动量较小, 分布更接近原点。

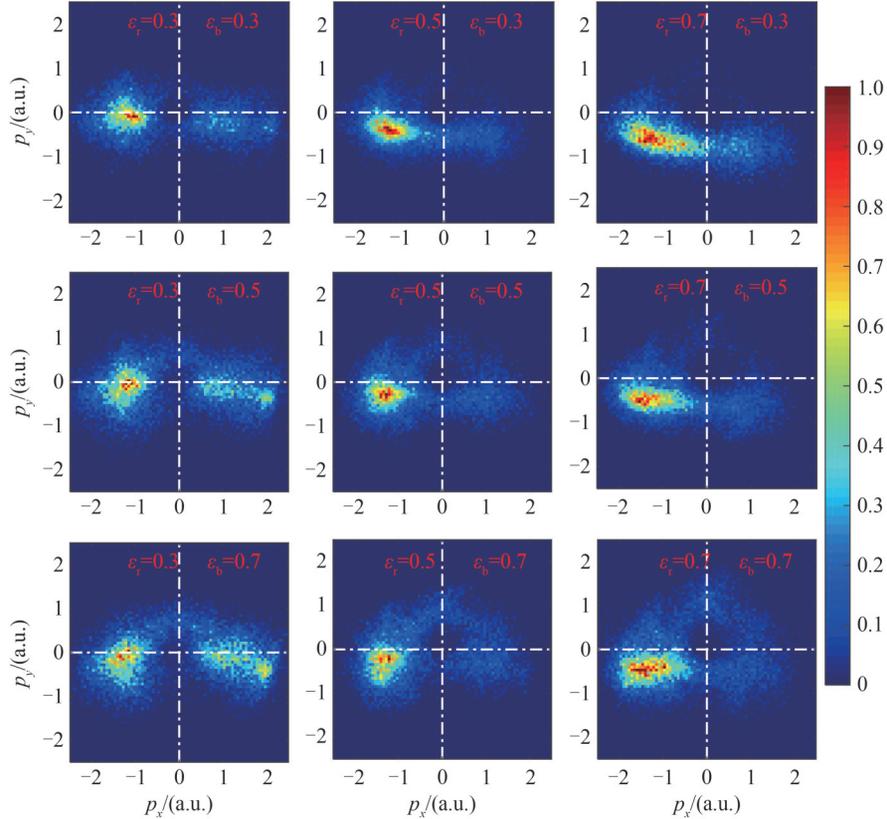


图 6 不同椭圆率下 NSDI 中关联事件的离子动量分布, 其他参数与图 5 相同

Fig. 6 Ion momentum distribution of correlated events in NSDI for different ellipticities, other parameters are the same as Fig. 5

图 6 和图 7 的第 1 列是 ϵ_r 为 0.3, ϵ_b 为 0.3, 0.5 和 0.7 时关联事件和反关联事件的离子动量分布。关联事件的离子动量主要分布在两个远离原点的区域, 随 ϵ_b 的增大处在 x 轴正半轴的部分逐渐增多 (见图 6 第 1 列)。而反关联事件的动量分布随 ϵ_b 的增大几乎不变 (见图 7 第 1 列)。所以 $\epsilon_r=0.3$ 时, 总的离子动量分布随 ϵ_b 的增大向 x 轴正向移动。对于 $\epsilon_r=0.5$ (见图 6 第 2 列) 和 $\epsilon_r=0.7$ (见图 6 第 3 列) 的情况, 关联事件中 Ar^{2+} 离子主要分布在第三象限。此时反关联事件随 ϵ_b 的增大逐渐上移, 在 $\epsilon_b=0.5$ 时 x 轴上下分布概率几乎相等 (见图 7 (e) 和 (f)), 在 $\epsilon_b=0.7$ 时离子主要分布在 x 轴以上的区域 (见图 7 (h) 和 (i))。由于 $\epsilon_r=0.5$ 和 $\epsilon_r=0.7$ 时, 关联事件总是分布在 x 轴以下, 而反关联事件随 ϵ_b 的增大逐渐上移, 最终导致总的离子动量分布, 随 ϵ_b 的增大在 y 方向扩展形成一个两层的分布。相似地, 如果固定 ϵ_b 为 0.7, 改变 ϵ_r , 关联事件中离子的动量分布主要处在 x 轴下方 (见图 6 第 3 行), 而反关联事件中的离子从 x 轴逐渐上移 (见图 7 第 3 行)。导致 $\epsilon_b=0.7$ 时总的离子动量分布随 ϵ_r 的增大逐渐拓宽最终分成两层 (见图 5 第 3 行)。

下文分析离子动量分布随激光椭圆率变化的动力学过程。前面的分析已经表明当 $\epsilon_r=0.3$ 时关联事件中离子动量在 x 正半轴的分布随着 ϵ_b 的增加而增多导致总的动量分布随 ϵ_b 的增加向 x 轴正向移动。为了解释这一现象, 单独分析了关联事件中第 1 个电子和第 2 个电子的动量分布 (如图 8 所示) 和关联事件中碰后

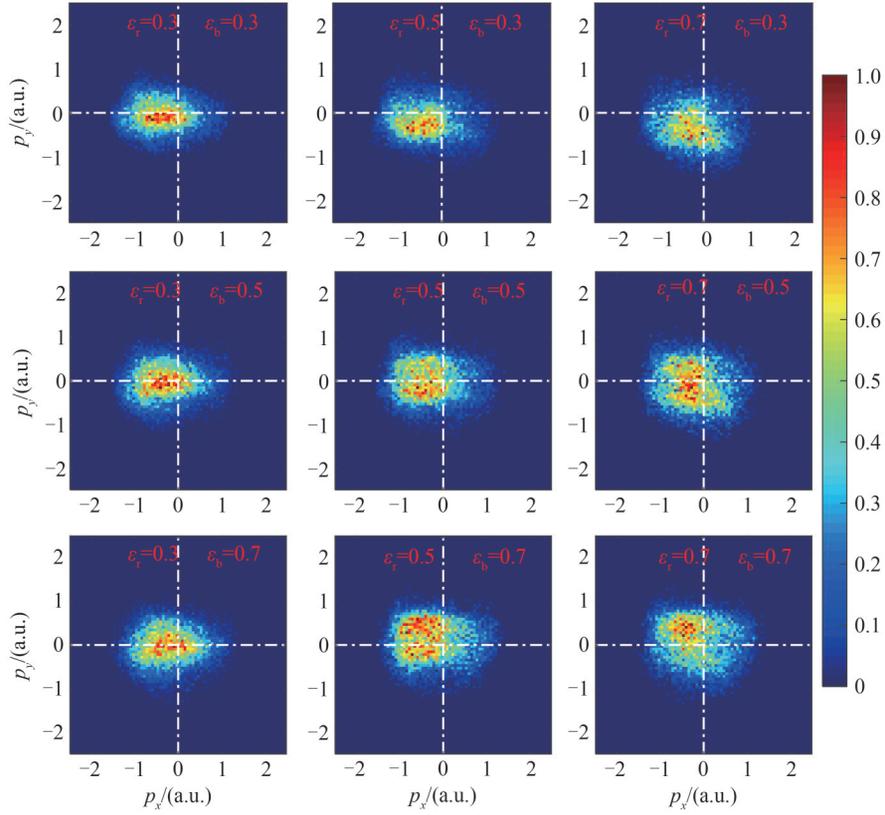


图7 不同椭偏率下NSDI中反关联事件的离子动量分布,其他参数与图5相同

Fig.7 Ion momentum distribution of anti-correlated events in NSDI for different ellipticities, other parameters are the same as Fig.5

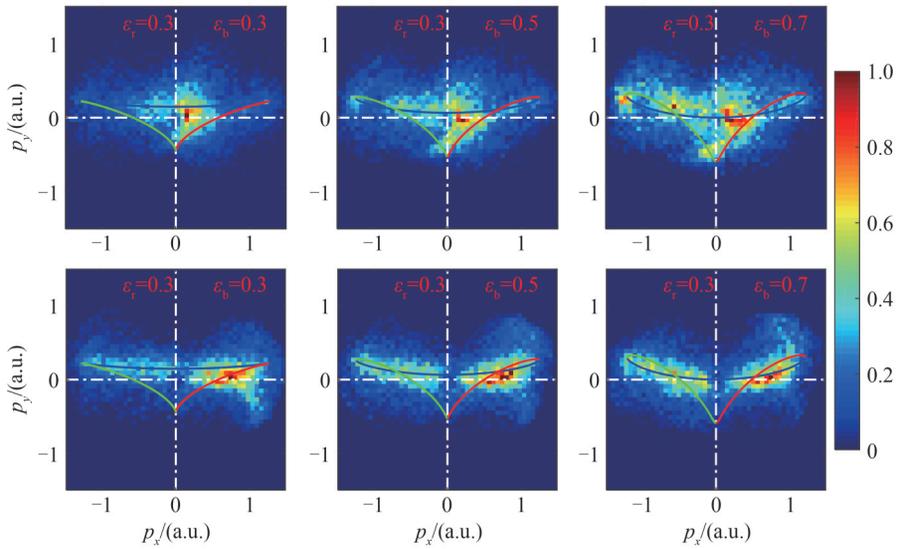


图8 关联事件中第1个电子(第1行)和第2个电子(第2行)的动量分布,实线为复合场的负矢势

Fig.8 Momentum distributions of the first electron (the first row) and the second electron (the second row) for correlated events in NSDI, solid lines mark the negative vector potential

第1个电子和第2个电子最终电离时间的统计分布(如图9所示)。这里的第1个电子和第2个电子是基于碰撞后两电子最终电离的先后顺序而命名。从图8可以看出,当 $\epsilon_r=0.3$ 时,关联事件中第1个电子和第2个电子在 x 轴负方向的分布都随着 ϵ_b 的增大而增多,这就导致关联事件中离子在 x 轴正方向的分布都随着 ϵ_b 的增大而增多。为了解释两电子在 x 轴负方向的分布都随着 ϵ_b 的增大而增多这一现象,分析碰后两电子的最终电离时间。碰撞后第1个电子电离主要集中在波瓣1的下降沿,随着 ϵ_b 的增大波瓣1下降沿电离事件占比下

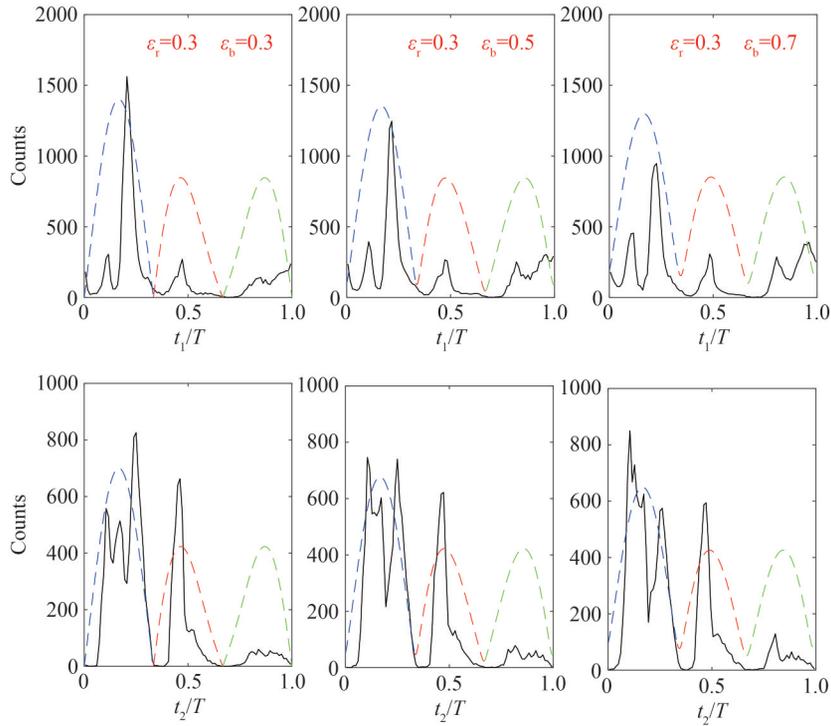


图9 关联事件中碰撞后第1个电子(第1行)和第2个电子(第2行)的最终电离时间的统计分布
Fig.9 Distributions of the final ionization times of the first electron (the first row) and the second electron (the second row) for correlated events in NSDI

降,波瓣1上升沿和波瓣3的电离事件占比增多(见图9第1行),根据simple-man模型,电子电离后的动量主要来自于电场的加速,即电子电离时刻的负矢势。因此,第1个电子主要分布在 x 轴正方向,随着 ϵ_b 的增大,第1个电子在 x 轴负方向的分布逐渐增多。碰撞后第2个电子电离主要集中在波瓣1和波瓣2的上升沿,并且随着 ϵ_b 的增大波瓣1电离事件从下降沿占优过渡到上升沿占优(见图9第2行),这导致随着 ϵ_b 的增大第2个电子在 x 轴负方向的分布逐渐增多。

从总的动量分布中已经发现,当 $\epsilon_r=0.7$ 时,总的离子动量分布随着 ϵ_b 增大从一个位于 x 轴下方的集中分布逐渐扩展,最后形成了一个两层结构(见图5第3列)。该变化是因为当 ϵ_b 增大时关联事件的离子动量分布保持在 x 轴下方,而反关联事件的离子动量分布逐渐上移到 x 轴上方。下文通过电子动量分布和电子电离时间对椭圆率的依赖来解释反关联事件离子动量分布随 ϵ_b 增大而上移的现象。图10是反关联事件中第1个电子(第1行)和第2个电子(第2行)的动量分布。当 $\epsilon_r=0.7$ 时,随着 ϵ_b 增大,反关联事件中第1个电子的动量分布在 y 正方向的占比减小,在 y 负方向占比逐渐增多(见图10第1行)。当 $\epsilon_r=0.7, \epsilon_b=0.7$ 时,第1个电子在 y 负方向的分布已经多于在 y 轴正方向的分布。而第2个电子动量分布在 y 负方向的占比也略微增加(见图10第2行)。这表明第1个电子和第2个电子在 y 方向具有负动量的概率随 ϵ_b 的增大而增加,从而导致了反关联事件中离子动量分布随 ϵ_b 的增大而上移。从电子的电离时间分布上看,随着 ϵ_b 的增大,第1个电子在波瓣1电离的概率降低,而从波瓣3上升沿电离的概率显著增加(见图11第1行),这导致该电子有更大的概率在 y 方向获得一个负方向的加速。而对于第2个电子,最终电离时间分布随 ϵ_b 的增大变化不大,波瓣2的下降沿和波瓣3的上升沿的占比有略微的增加(见图11第2行),这导致了第2个电子动量在 y 轴负方向的分布仅有略微增加。

当 $\epsilon_b=0.7$ 时,随着 ϵ_r 的增大,反关联事件中离子动量分布的上移导致总的离子动量分布的分层(见图5第3行)。图12是反关联事件中第1个电子(第1行)和第2个电子(第2行)的动量分布。当 $\epsilon_b=0.7$ 时,随着 ϵ_r 增大,反关联事件中第1个电子的动量分布在 y 轴正方向的占比减小,在 y 轴负方向占比逐渐增多(见图12第1行)。而第2个电子动量分布在 y 轴负方向的占比也逐渐增加(见图12第2行)。这表明第1个电子和第2个电子在 y 轴方向具有负动量的概率随 ϵ_r 的增大而增加,从而导致反关联事件中离子动量分布随着 ϵ_r 的

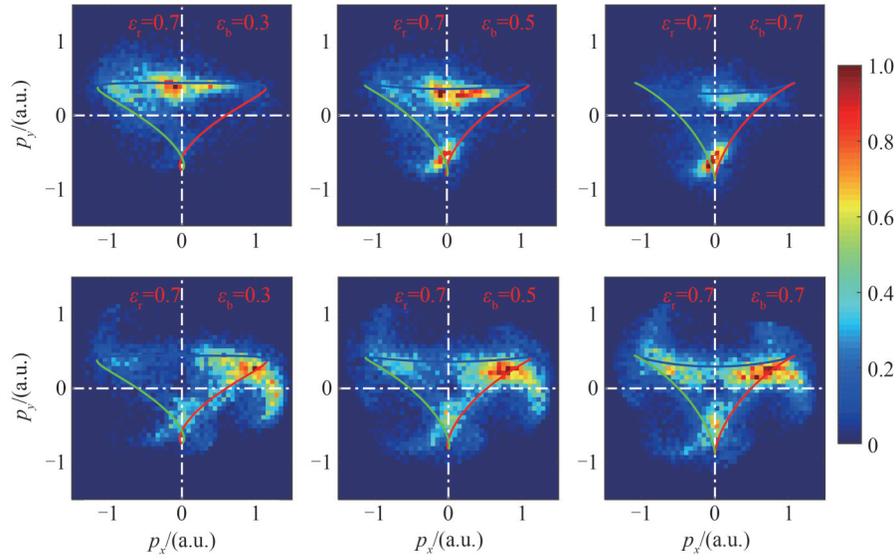


图 10 反关联事件中第 1 个电子(第 1 行)和第 2 个电子(第 2 行)的动量分布

Fig.10 Momentum distributions of the first electron (the first row) and the second electron (the second row) for anti-correlated events in NSDI

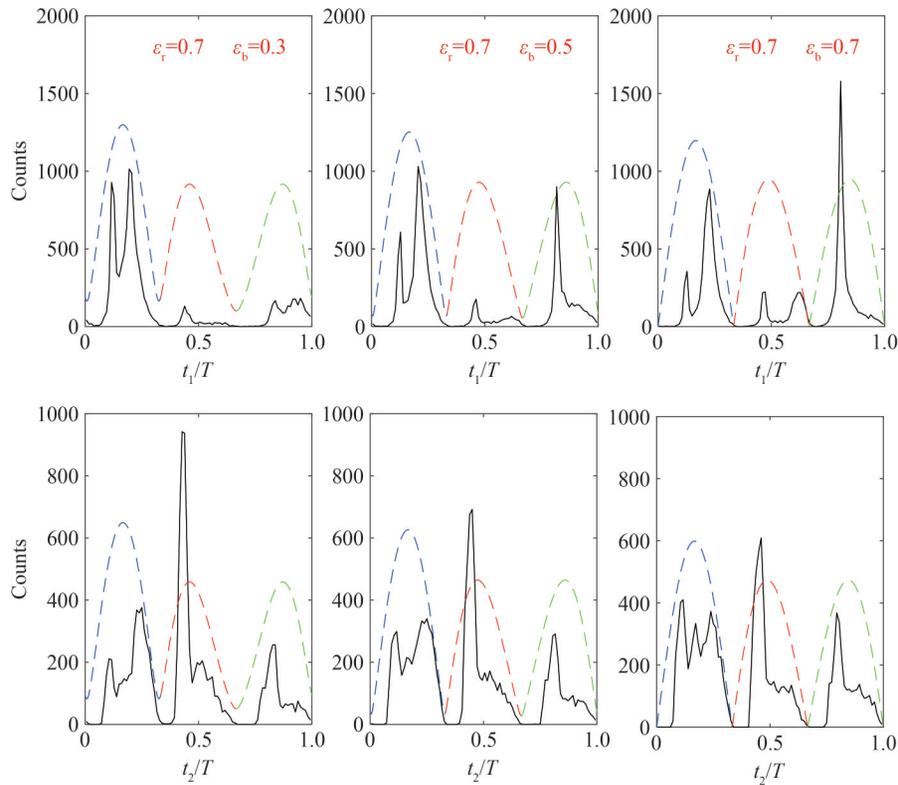


图 11 反关联事件中碰撞后第 1 个电子(第 1 行)和第 2 个电子(第 2 行)的最终电离时间的统计分布。其他参数与图 9 相同

Fig.11 Distributions of the final ionization times of the first electron (the first row) and the second electron (the second row) for anti-correlated events in NSDI. Other parameters are the same as Fig.9

增大而上移。从两电子电离时间分析来看,随着 ϵ_r 的增大,第 1 个电子在波瓣 1 电离的概率降低,而从波瓣 3 上升沿电离的概率显著增加(见图 13 第 1 行),这导致该电子有更大的概率在 y 方向获得一个负方向的加速。而对于第 2 个电子,最终电离时间分布随着 ϵ_r 的增大,波瓣 2 的下降沿和波瓣 3 的上升沿的占比有所的增加(见图 13 第 2 行),这导致第 2 个电子动量在 y 轴负方向的分布相应地增加。

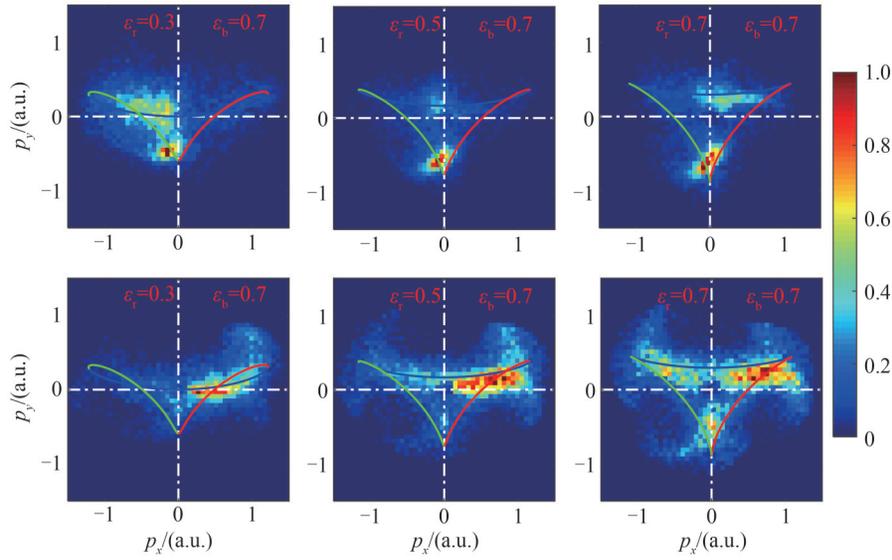


图 12 反关联事件中第 1 个电子(第 1 行)和第 2 个电子(第 2 行)的动量分布

Fig.12 Momentum distributions of the first electron (the first row) and the second electron (the second row) for anti-correlated events in NSDI

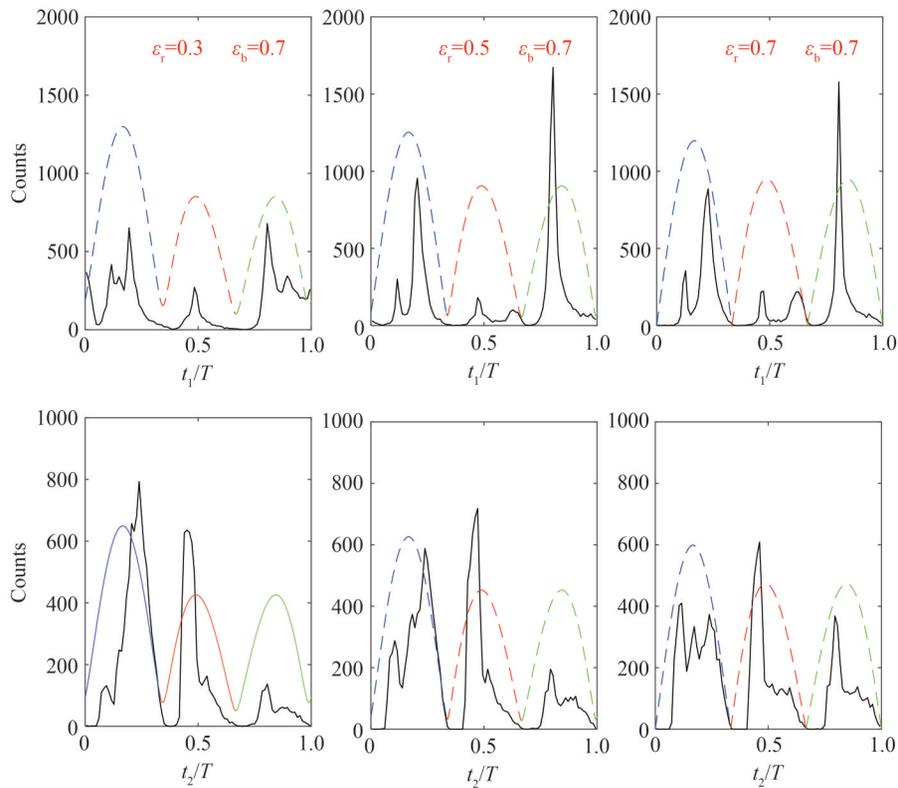


图 13 反关联事件中碰撞后第 1 个电子(第 1 行)和第 2 个电子(第 2 行)的最终电离时间的统计分布,其他与图 9 相同

Fig.13 Distributions of the final ionization times of the first electron (the first row) and the second electron (the second row) for anti-correlated events in NSDI, other parameters are the same as Fig.9

3 结论

本文利用三维经典系综模型研究了不同椭偏率的两椭偏脉冲组成的复合光场中 Ar 原子的 NSDI。数值模拟显示 NSDI 概率和离子动量分布都显著的依赖脉冲的椭偏率。NSDI 概率随 800 nm 激光场椭偏率增大而增大,随 1 600 nm 激光场椭偏率增大而减小。经典轨道分析表明,当固定 1 600 nm 激光场椭偏率时,电

子的返回概率和碰撞能量随 800 nm 激光场椭圆率增大而增大。当固定 800 nm 激光场椭圆率时,电子的返回概率和碰撞能量随 1 600 nm 激光场椭圆率增大而减小。这是导致 NSDI 概率强烈地依赖脉冲椭圆率的原因。当 1 600 nm 激光场椭圆率为 0.3 时,离子动量分布由 x 轴负半轴向 x 轴正半轴移动。并且随着 1 600 nm 激光场和 800 nm 激光场椭圆率的增大,离子动量分布逐渐扩展最终形成一个分布于 x 轴两侧的两层结构。这些结果表明在双色椭圆偏场中椭圆率是控制 NSDI 产量、离子动量分布和电子返回概率的有效手段。

参考文献

- [1] CORKUM P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(13): 1994.
- [2] FEUERSTEIN B, MOSHAMMER R, FISCHER D, et al. Separation of recollision mechanisms in nonsequential strong field double ionization of Ar: the role of excitation tunneling[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(4): 043003.
- [3] WEBER T, GIESSEN H, WECKENBROCK M, et al. Correlated electron emission in multiphoton double ionization[J]. *Nature*, 2000, 405(6787): 658-661.
- [4] WANG Y L, XU S P, QUAN W, et al. Recoil-ion momentum distribution for nonsequential double ionization of Xe in intense midinfrared laser fields[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(5): 053412.
- [5] HUANG C, GUO W, ZHOU Y, et al. Role of coulomb repulsion in correlated-electron emission from a doubly excited state in nonsequential double ionization of molecules[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(1): 013416.
- [6] FITTINGHOFF D N, BOLTON P R, CHANG B, et al. Observation of nonsequential double ionization of helium with optical tunneling[J]. *Physical Review Letters*, 1992, 69(18): 2642.
- [7] DE MORISSON FARIA C F, LIU X. Electron-electron correlation in strong laser fields[J]. *Journal of Modern Optics*, 2011, 58(13): 1076-1131.
- [8] BECKER W, LIU X J, HO P J, et al. Theories of photoelectron correlation in laser-driven multiple atomic ionization[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2012, 84(3): 1011.
- [9] CHEN Y, ZHOU Y, LI Y, et al. Rabi oscillation in few-photon double ionization through doubly excited states[J]. *Physical Review A*, 2018, 97(1): 013428.
- [10] LIU Y, FU L, YE D, et al. Strong-field double ionization through sequential release from double excitation with subsequent coulomb scattering[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(1): 013003.
- [11] LIAO Q, WINNEY A H, LEE S K, et al. Coulomb-repulsion-assisted double ionization from doubly excited states of argon[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(2): 023401.
- [12] YE D, LI M, FU L, et al. Scaling laws of the two-electron sum-energy spectrum in strong-field double ionization[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(12): 123001.
- [13] LI H, CHEN J, JIANG H, et al. Laser-assisted collision effect on non-sequential double ionization of helium in a few-cycle laser pulse[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2009, 42(12): 125601.
- [14] ZHOU Y, LIAO Q, LU P. Mechanism for high-energy electrons in nonsequential double ionization below the recollision-excitation threshold[J]. *Physical Review A*, 2009, 80(2): 023412.
- [15] WANG X, EBERLY J H. Elliptical polarization and probability of double ionization[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(8): 083001.
- [16] HAO X L, CHEN J, LI W D, et al. Quantum effects in double ionization of argon below the threshold intensity[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(7): 073002.
- [17] CHEN Z, LIANG Y, LIN C D. Quantum theory of recollisional ($e, 2e$) process in strong field nonsequential double ionization of helium[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(25): 253201.
- [18] HUANG Cheng, ZHONG Mingmin, WU Zhengmao. Nonsequential double ionization by co-rotating two-color circularly polarized laser fields[J]. *Optics Express*, 2019, 27(5): 7616-7626.
- [19] LI Y, YU B, TANG Q, et al. Transition of recollision trajectories from linear to elliptical polarization[J]. *Optics Express*, 2016, 24(6): 6469-6479.
- [20] LIU Fang, LI Shuqi, CHEN Zhangjin, et al. Nonsequential double ionization of Ne with elliptically polarized laser pulses[J]. *Physical Review A*, 2022, 106(4): 043120.
- [21] CHEN Zhangjin, LI Shuqi, KANG Huipeng, et al. Ellipticity dependence of anticorrelation in the nonsequential double ionization of Ar[J]. *Optics Express*, 2022, 30(24): 44039-44054.
- [22] WU Dan, LI Qingyi, WANG Jun, et al. The nonsequential double ionization of Ar atoms with different initial angular momenta irradiated by a circularly polarized laser pulse[J]. *Chemical Physics Letters*, 2022, 794: 139400.
- [23] CHALOUPKA J L, HICKSTEIN D D. Dynamics of strong-field double ionization in two-color counterrotating fields[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(14): 143005.
- [24] MANCUSO C A, DORNEY K M, HICKSTEIN D D, et al. Controlling nonsequential double ionization in two-color circularly polarized femtosecond laser fields[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(13): 133201.

- [25] ECKART S, RICHTER M, KUNITSKI M, et al. Nonsequential double ionization by counterrotating circularly polarized two-color laser fields[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(13): 133202.
- [26] LIN K, JIA X, YU Z, et al. Comparison study of strong-field ionization of molecules and atoms by bicircular two-color femtosecond laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(20): 203202.
- [27] LI B, YANG X, REN X, et al. Enhanced double ionization rate from O₂ molecules driven by counter-rotating circularly polarized two-color laser fields[J]. *Optics Express*, 2019, 27(22): 32700-32708.
- [28] HUANG C, PANG H, HUANG X, et al. Relative phase effect of nonsequential double ionization of molecules by counter-rotating two-color circularly polarized fields[J]. *Optics Express*, 2020, 28(7): 10505-10514.
- [29] PENG M, BAI L H, GUO Z. Influence of relative phase on the nonsequential double ionization process of CO₂ molecules by counter-rotating two-color circularly polarized laser fields[J]. *Communications in Theoretical Physics*, 2021, 73(7): 075501.
- [30] HUANG C, ZHONG M, WU Z. Intensity-dependent two-electron emission dynamics in nonsequential double ionization by counter-rotating two-color circularly polarized laser fields[J]. *Optics Express*, 2018, 26(20): 26045-26056.
- [31] XU T T, ZHU Q Y, CHEN J H, et al. Multiple recollisions in nonsequential double ionization by counter-rotating two-color circularly polarized laser fields[J]. *Optics Express*, 2018, 26(2): 1645-1654.
- [32] MA X, ZHOU Y, CHEN Y, et al. Timing the release of the correlated electrons in strong-field nonsequential double ionization by circularly polarized two-color laser fields[J]. *Optics Express*, 2019, 27(3): 1825-1837.
- [33] CHEN Z, SU J, ZENG X, et al. Electron angular correlation in nonsequential double ionization of molecules by counter-rotating two-color circularly polarized fields[J]. *Optics Express*, 2021, 29(18): 29576-29586.
- [34] XU T T, CHEN J H, PAN X F, et al. Effect of elliptical polarizations on nonsequential double ionization in two-color elliptically polarized laser fields[J]. *Chinese Physics B*, 2018, 27(9): 093201.
- [35] FLEISCHER A, KFIR O, DISKIN T, et al. Spin angular momentum and tunable polarization in high-harmonic generation[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(7): 543-549.
- [36] MILOŠEVIĆ D B, BECKER W. High-order harmonic generation by bi-elliptical orthogonally polarized two-color fields[J]. *Physical Review A*, 2020, 102(2): 023107.
- [37] WU J, VREDENBORG A, SCHMIDT L P H, et al. Comparison of dissociative ionization of H₂, N₂, Ar₂, and CO by elliptically polarized two-color pulses[J]. *Physical Review A*, 2013, 87(2): 023406.
- [38] SU J, LIU Z, LIAO J, et al. Electron correlation and recollision dynamics in nonsequential double ionization by counter-rotating two-color elliptically polarized laser fields[J]. *Optics Express*, 2022, 30(14): 24898-24908.
- [39] BUSULADŽIĆ M, ČERKIĆ A, GAZIBEGOVIĆ-BUSULADŽIĆ A, et al. Molecular-orientation-dependent interference and plateau structures in strong-field ionization of a diatomic molecule by a corotating bichromatic elliptically polarized laser field[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(1): 013413.
- [40] HUANG Xuefei, SU Jie, LIAO Jianying, et al. Photoelectron holography in tunneling ionization of atoms by counter-rotating two-color elliptically polarized laser field[J]. *Acta Physica Sinica*, 2022, 71(9): 093202.
黄雪飞, 苏杰, 廖健颖, 等. 反向旋转双色椭圆偏场中原子隧穿电离电子的全息干涉[J]. *物理学报*, 2022, 71(9): 093202.
- [41] HO P J, PANFILI R, HAAN S L, et al. Nonsequential double ionization as a completely classical photoelectric effect[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(9): 093002.
- [42] CHEN J, NAM C H. Ion momentum distributions for He single and double ionization in strong laser fields[J]. *Physical Review A*, 2002, 66: 053415.
- [43] ZHAU Y, LIAO Q, LU P. Asymmetric electron energy sharing in strong-field double ionization of helium[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(5): 053402.
- [44] LIU Shiwei, YE Difa, LIU Jie. Electron correlation momentum and energy spectrum in triple ionization of lithium by the femtosecond laser field (invited)[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2022, 51(8): 0851519.
刘士炜, 叶地发, 刘杰. 飞秒光场中锂原子三重电离的光电子关联动量与能量谱研究(特邀)[J]. *光子学报*, 2022, 51(8): 0851519.
- [45] SU Jie, LIU Zichao, LIAO Jianying, et al. Intensity-dependent electron correlation in nonsequential double ionization of Ar atoms in counter-rotating twocolor elliptically polarized laser fields[J]. *Acta Physica Sinica*, 2022, 71(19): 193201.
苏杰, 刘子超, 廖健颖, 等. 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[J]. *物理学报*, 2022, 71(19): 193201.
- [46] LI Yingbin, WANG Xu, YU Benhai, et al. Nonsequential double ionization with mid-infrared laser fields[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6(1): 37413.
- [47] HAAN S L, SMITH Z S, SHOMSKY K N, et al. Electron drift directions in strong-field double ionization of atoms[J]. *Journal of Physics B*, 2009, 42(13): 134009.

Effect of Laser Ellipticity on Nonsequential Double Ionization of Ar Atoms in Counter-rotating Two-color Elliptically Polarized Laser Fields

HUANG Cheng¹, SU Jie¹, LIAO Jianying¹, LIU Zichao¹, HE Tongtong¹, LI Yingbin²

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

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

Abstract: Nonsequential Double Ionization (NSDI) is a basic physical process of the interactions of strong laser fields with matter. The two electrons involved in NSDI are highly correlated, which provides a simple and effective method for understanding the electron correlation. In the past three decades, the ionization mechanism of NSDI has been studied extensively. Based on the two-hump structure of ion momentum distributions and the disappearance of the “knee” structure in the circularly polarized laser fields, the recollision model has become a very suitable ionization mechanism. The mechanism is divided into three steps. Step 1: An electron in the atom or molecule is ionized in the laser field; step 2: The ionized electron is accelerated in the laser field. When the direction of the laser field changes, the ionized electron may be pulled back and recollide with the parent ion; step 3: After recollision, the returning electron can transfer a part of the energy to the bound electron, and finally, both electrons ionize immediately or with a time delay. In linearly polarized pulses, electrons are driven by electric field force only in one direction. The returning probability is relatively high and thus results in a high double ionization yield. Therefore, early studies mainly focus on linear polarization. In this case, the control of electron dynamics is confined to one dimension. To manipulate electrons in two-dimensional space, recently, much attention has been focused on the combined electric field composed of two pulses, such as the Counter-rotating Two-color Circularly Polarized (CTCP) laser fields. By changing laser parameters, the CTCP fields can control double ionization yield, electron returning direction and returning energy. However, the waveform of the combined electric field formed by the two-colour circularly polarized pulses has multiple-fold symmetry, and the ionized electrons can return from multiple directions. If two elliptically polarized pulses are used to form a combined electric field, the multiple-fold symmetry of the electric field waveform can be broken. Thus the final emission direction of electrons and returning direction will be asymmetrical in Counter-rotating Two-color Elliptically Polarized (CTEP) fields. The ultrafast dynamics in NSDI by CTEP fields is more rich and more interesting. This paper, systematically studies the ellipticity dependence of Nonsequential Double Ionization (NSDI) of Ar atoms in CTEP fields using a three-dimensional classical ensemble model. Numerical results show that NSDI probability increases with the ellipticity of an 800-nm pulse and decreases with the ellipticity of a 1 600 nm pulse. It is because when the ellipticity of the 1 600 nm pulse is fixed, the electron returning probability and recollision energy increase with the increase of the ellipticity of the 800 nm pulse. When the ellipticity of the 800 nm pulse is fixed, the electron returning probability and recollision energy decrease with the increase of the ellipticity of the 1 600 nm pulse. Moreover, when the ellipticity of the 1 600 nm pulse is 0.3, with the ellipticity of the 1 600 nm pulse increasing the ion momentum distribution moves from the left to the right. As the ellipticities of 1 600 nm and 800 nm pulses increase, the ion momentum distribution gradually expands in the y direction and finally forms a two-layer structure distributed on both sides of the x axis.

Key words: Two-color elliptically polarized fields; Nonsequential double ionization; Ion momentum distribution; Electron correlation; Recollision

OCIS Codes: 020.2649; 070.7145; 270.6620