

# 椭圆偏振激光脉冲驱动的氙原子强场双电离对载波包络相位的依赖

余本海 李盈宾

(信阳师范学院物理电子工程学院, 河南 信阳 464000)

**摘要** 利用经典系综模型,研究了椭圆偏振激光脉冲驱动的氙原子强场双电离。计算结果表明,  $Xe^{2+}$  的末态动量分布强烈依赖于载波包络相位(CEP)。在该激光脉冲驱动下,双电离事件中同时存在次序双电离(SDI)和非次序双电离(NSDI)。SDI产率随 CEP 增大先减少后增大,NSDI产率随 CEP 增大先增大后减小,两者均呈周期变化,其周期为  $\pi$ 。轨迹分析显示,NSDI事件仍然是由再碰撞而发生,并且该过程对应的物理机制能够由三步模型很好地解释;另外,SDI过程中两电子的电离时间以及 NSDI过程中发生再碰撞的时间均强烈依赖于 CEP,从而使得  $Xe^{2+}$  的末态动量分布随 CEP 的改变而变化。

**关键词** 原子与分子物理学;强场双电离;椭圆偏振激光脉冲;电离时间;载波包络相位

中图分类号 O562.4; O562.5 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201333.0202001

## Dependence of Strong-Field Double Ionization of Xenon Atoms by Elliptically Polarized Laser Pulses on Carrier-Envelope Phase

Yu Benhai Li Yingbin

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

**Abstract** With the classical ensemble model, carrier envelope phase (CEP), which is dependent strong-field double ionization (DI) of xenon atoms by elliptically polarized laser pulses, is investigated. The results show that the momentum distributions of  $Xe^{2+}$  ion strongly depend on CEP. Sequential double ionization (SDI) and nonsequential double ionization (NSDI) of final state exist simultaneously in DI events with this laser field. The yield of SDI decreases firstly, then increases as CEP increases. But the yield of NSDI increases firstly, then decreases as CEP increases. The yields of SDI and NSDI both show a periodic change, and the period is  $\pi$ . Analysis of trajectories shows that the events of NSDI occur still via recollision, and this process can be interpreted well through the three-step model. In addition, the ionization time of two electrons in SDI and the recollision time in NSDI strongly depend on CEP which leads the final-state momentum distribution of  $Xe^{2+}$  ion changes with CEP.

**Key words** atomic and molecular physics; strong-field double ionization; elliptically polarized laser pulse; ionization time; carrier-envelope phase

**OCIS codes** 020.1335; 020.2070; 020.2649

## 1 引 言

在强激光场与物质的相互作用下,产生了许多非线性物理现象,例如多光子电离<sup>[1]</sup>、阈值上电离<sup>[2]</sup>、高次谐波的辐射<sup>[3~6]</sup>和强场双电离(DI)<sup>[7~20]</sup>等。近几十年来,激光技术取得了很大发展<sup>[21~23]</sup>,

为强场作用下电子微观动力学的研究提供了有利条件。目前已经知道强场 DI 可以通过两个过程发生:次序双电离(SDI)和非次序双电离(NSDI)。其中 SDI 过程中两电子先后在激光场峰值附近电离,其电离过程相对独立并且没有碰撞发生,SDI 对应的

收稿日期: 2012-09-14; 收到修改稿日期: 2012-10-22

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

作者简介: 余本海(1970—),男,博士,教授,主要从事激光与物质相互作用等方面的研究。

E-mail: hnyubenhai@163.com

电离机制能够由隧道理论来解释<sup>[24]</sup>；而 NSDI 过程相对复杂，因为电离过程有碰撞发生，NSDI 对应的电离机制能够由 Corkum<sup>[25]</sup> 提出的准经典三步再碰撞模型理论来解释，依据该理论，第一个电子在激光场峰值附近电离，然后在激光场的作用下加速，当激光场改变方向时，第一个电子可能返回到母核离子附近，如果发生非弹性碰撞，传递能量给第二个电子，最终将导致 NSDI 发生。近年来，原子在椭圆偏振激光脉冲驱动下的强场 DI 已经在实验上<sup>[16,19]</sup> 和理论上<sup>[11,14,26]</sup> 得到了研究。Pfeiffer 等<sup>[16]</sup> 实验研究了 Ar 原子的 SDI，发现沿激光偏振平面短轴方向的 Ar<sup>2+</sup> 动量谱对激光强度有强烈的依赖关系：在激光强度较低时呈现 3 个峰，在激光强度较高时则呈现 4 个峰；同时他们也测量了电子的电离时间。利用经典模型，Zhou 等<sup>[11]</sup> 很好地重现了 Pfeiffer 等的实验结果。基于半经典模型理论，Shvetsov-Shilovski 等<sup>[19]</sup> 研究指出当椭圆偏率较大时短量子轨道不再支配 NSDI 产率，而长量子轨道起到支配作用。利用经典系综模型，Wang 等<sup>[14]</sup> 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进行很好的解释，并且再碰撞过程是通过椭圆轨迹发生的。但目前为止，椭圆偏振激光脉冲驱动的原子的强场 DI 在不同载波包络相位 (CEP) 下对应的微观动力学行为还没有得到研究，因此其过程仍然不清楚的。

本文利用经典系综模型研究了椭圆偏振激光脉冲驱动下 Xe 原子的强场双电离。计算结果显示，Xe<sup>2+</sup> 的末态动量分布对 CEP 有强烈的依赖关系。在该激光脉冲作用下，SDI 和 NSDI 同时存在于 DI 事件中，其中 SDI 产率随 CEP 增大先减小后增大，NSDI 产率随 CEP 增大先增大后减小，两者均呈现出周期性变化，周期为  $\pi$ 。轨迹分析表明，SDI 过程中两电子的电离时间和 NSDI 过程中的再碰撞时间强烈依赖于 CEP，这正是 Xe<sup>2+</sup> 末态动量谱随 CEP 改变而变化的原因。

## 2 理论方法

文献[9]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强场 DI 过程<sup>[13,14,18,27]</sup>。在该模型中，每一电子对在空间中的运动由牛顿运动方程描述：

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

式中  $i$  取 1 或 2,  $\mathbf{r}$  为二维空间中电子的坐标,  $V_{nc}(\mathbf{r}_i)$

和  $V_{ec}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  分别代表核与电子以及电子与电子之间的相互作用势能。  $\mathbf{E}(t)$  为椭圆偏振激光场的场强,  $\mathbf{E}(t)$  的表达式为

$$\mathbf{E}(t) = (E_0 / \sqrt{\epsilon^2 + 1}) f(t) [\mathbf{e}_x \sin(\omega t + \Phi) + \mathbf{e}_y \epsilon \cos(\omega t + \Phi)], \quad (2)$$

式中  $\epsilon$  为椭圆偏振激光脉冲的椭圆率,  $E_0$  代表电场的峰值,  $f(t)$  表示正弦型脉冲包络,  $\omega$  为激光频率,  $\Phi$  为 CEP。激光波长为 780 nm, 强度为  $4 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>, CEP 分别取 0, 0.25 $\pi$ , 0.5 $\pi$ , 0.75 $\pi$ ,  $\pi$ , 1.25 $\pi$ , 1.5 $\pi$ , 1.75 $\pi$ 。选择 Xe 原子作为研究对象是因为在椭圆偏振(或圆偏振)情况下, He 原子、Ar 原子等常研究的对象的非次序双电离率非常低, 而 Xe 原子有比较大的 NSDI 产率<sup>[15]</sup>。另外为了得到足够大的子系综, 取  $\epsilon = 0.3$ 。  $\mathbf{e}_x$  为激光偏振平面长轴方向,  $\mathbf{e}_y$  为激光偏振平面短轴方向。  $V_{nc}(\mathbf{r}_i)$  和  $V_{ec}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  采用软核库仑势可分别表示为

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

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

式中  $a$  为母核与电子之间的软核参数,  $b$  为电子与电子之间的软核参数, 为避免非物理奇点和自电离, 在计算中  $a$  取 1.85 a. u. (a. u. 为原子单位),  $b$  取 0.05 a. u.。

为了获得每一对电子的初始状态, 先将两个电子分别放在 (0.85, 0) 和 (-0.85, 0) 的位置, 在该位置 Xe 原子的势能为 -1.0627 a. u., 动能为 0.1673 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。在系综处于稳定状态后加入椭圆偏振激光场 (脉冲持续时间为 4 个光周期), 此时, 每个电子对都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。此时, 电子的能量包括电子的动能, 母核离子与电子之间的库仑势能以及电子与电子之间的相互作用势能。

## 3 结果和讨论

图 1 给出了不同 CEP 下 Xe<sup>2+</sup> 末态动量分布。当  $\Phi = 0$  时, Xe<sup>2+</sup> 末态动量谱沿  $x$  轴正方向呈线形分布, 如图 1(a) 所示。这表明大多数末态 Xe<sup>2+</sup> 发射到  $x$  轴正方向, 沿  $y$  轴获得的动量很小几乎为零。

当  $\phi=0.25\pi$  时,  $\text{Xe}^{2+}$  末态动量谱由线形扩散成椭圆形, 并且大部分动量位于第四象限, 如图 1(b) 所示。表明大部分离子仍发射到了  $x$  轴正方向, 但沿  $y$  轴负方向离子获得了一定的动量。当  $\phi=0.5\pi$  时,  $\text{Xe}^{2+}$  末态动量谱主要分布第三象限, 仍然可以观察到椭圆形结构但有所模糊, 如图 1(c) 所示。这表明大部分离子发射到了  $x$  轴负方向, 沿  $y$  轴负方向仍然有一部分离子获得了一定的动量。当  $\phi=0.75\pi$  时, 椭圆形结构消失,  $\text{Xe}^{2+}$  末态动量谱再次呈现线形但沿  $x$  负半轴分布, 表明大多数  $\text{Xe}^{2+}$  发射到  $x$  轴负方向, 沿  $y$  轴获得了较小的动量。分别比较图 1(a) 与 (e), (b) 与 (f), (c) 与 (g) 以及 (d) 与 (h), 结果显示, 当 CEP 增大  $\pi$  时,  $\text{Xe}^{2+}$  末态动量谱呈现出相似的分布但沿两坐标轴的方向相反。从以上分析可知,  $\text{Xe}^{2+}$  末态动量分布强烈依赖于 CEP。

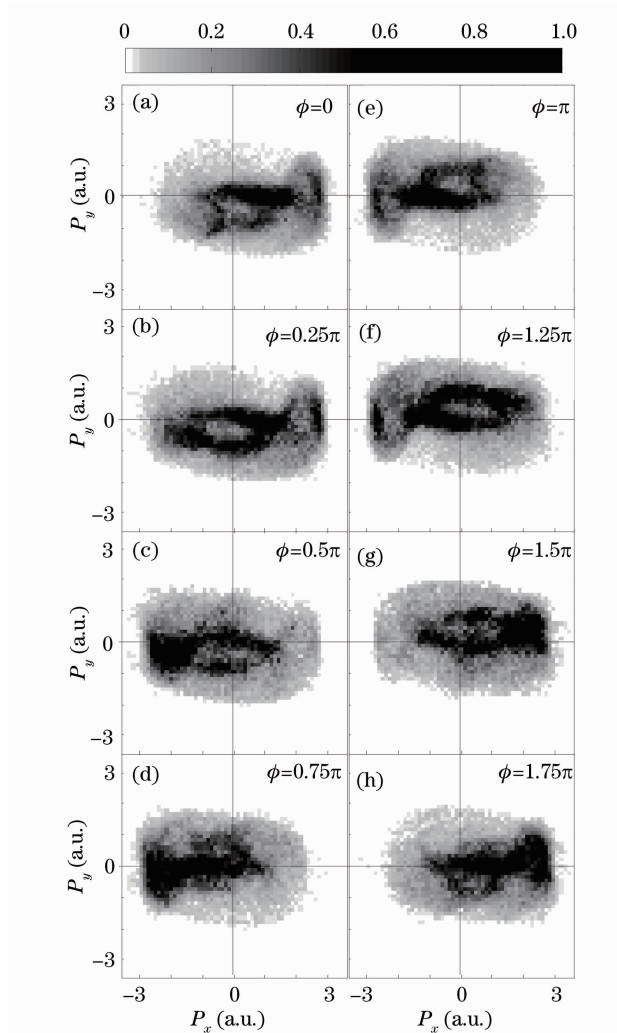


图 1 不同 CEP 下  $\text{Xe}^{2+}$  末态动量分布

Fig. 1 Final-state momentum distributions of  $\text{Xe}^{2+}$  ion at various CEP

为了解释  $\text{Xe}^{2+}$  动量分布对 CEP 的依赖关系, 追踪分析了 DI 轨迹, 结果显示, 在 DI 事件中同时存在 SDI 和 NSDI。根据 DI 过程中是否有碰撞发生<sup>[26]</sup>, 把 DI 事件分成两个子系综: SDI 和 NSDI。由于  $\text{Xe}^{2+}$  沿激光偏振方向的反冲动量大小等于两电子沿激光偏振方向的动量之和, 方向与之相反; 而两电子的末态动量是由电离时刻对应的激光场相位决定的。因此, 分别追踪分析了 SDI 和 NSDI 中两电子的电离过程。图 2 和图 3 分别给出了 SDI 中两电子的电离时间分布和 NSDI 中碰撞时间分布, 图 2 所示, 随 CEP 的增大, 第一个电子在 P1 附近发生电离的概率逐渐降低, 在 P2 附近发生电离的概率逐渐升高; 第二个电子在 P3 附近发生电离的概率先增大后减小。图 3 显示, 碰撞发生在 Z1 附近的

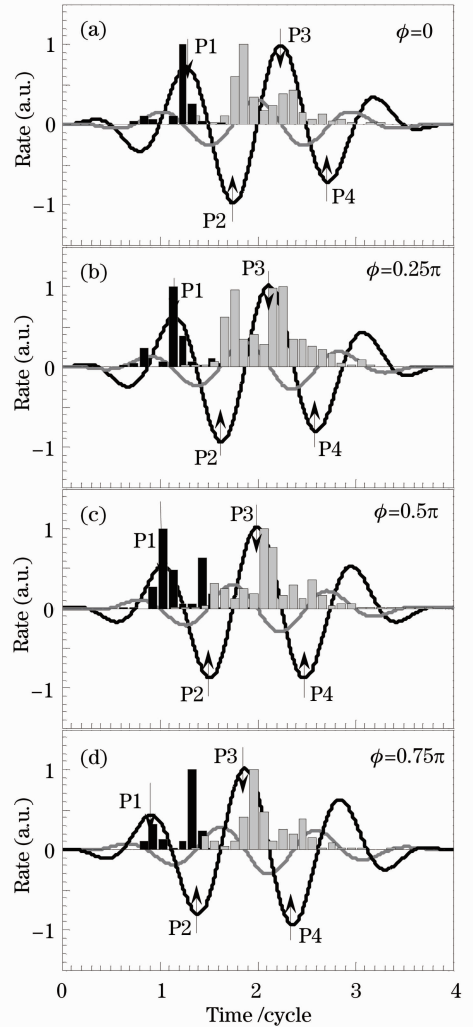


图 2 不同 CEP 下, SDI 中第一个电子 (黑色条柱) 和第二个电子 (灰色条柱) 的电离时间分布

Fig. 2 Ionization time distributions of the first (the black column) and the second (the gray column) electrons at various CEP for SDI

概率逐渐降低而发生在 Z2 附近的概率逐渐升高。由于 SDI 过程中两电子分别在激光场峰值附近电离,使得末态电子对沿  $x$  方向获得的动量较小,导致  $Xe^{2+}$  沿  $x$  方向获得的反冲动量较小。由于激光强度较高,NSDI 过程中,发生再碰撞之后两电子几乎同时电离(两电子的电离时间间隔小于 0.25 个光周期),使得碰撞之后,两电子仍保持着较近的距离,从而能够产生较强的排斥作用,导致大多数电子对沿  $y$  方向发射到了相反的方向,使得  $Xe^{2+}$  沿  $y$  方向获得的反冲动量较小。因此,  $Xe^{2+}$  的反冲动量,在  $x$  方向主要由 NSDI 中两电子在该方向的末态动量决定;在  $y$  方向主要由 SDI 中两电子在该方向的末态动量决定。当  $\Phi=0$  时,对于 SDI 过程,第一个电子往往在 P1 附近电离,而第二个电子往往在 P2 附近电离[如图 2(a)所示],沿  $y$  方向两电子发射到了相反的方向,并且大小近似相等,从而在该方向上  $Xe^{2+}$  获得的动量几乎为零,如图 1(a)所示;对于 NSDI 过程,碰撞往往发生在 Z1 附近[如图 3(a)所示],因此两电子将在 P1 与 P2 之间发生电离,沿  $x$  轴发射到负方向,使得  $Xe^{2+}$  沿  $x$  轴获得的动量为正,如图 1(a)所示。当  $\Phi=0.25\pi$  时,对于 SDI,第一个电子往往在 P1 和 P2 之间电离,而第二个电子往往在 P3 和 P4 之间电离[如图 2(b)所示],使得两电子沿  $y$  轴均发射到了正方向,导致  $Xe^{2+}$  沿  $y$  轴获得的动量为负,如图 1(b)所示;对于 NSDI,大多数碰撞仍然发生在 Z1 附近[如图 3(b)所示],因此两电子仍将在 P1 与 P2 之间发生电离,沿  $x$  轴发射到负方向,使得  $Xe^{2+}$  沿  $x$  轴获得的动量大多数为正,如图 1(b)所示。当  $\Phi=0.5\pi$  时,对于 SDI,第一个电子往往在 P1 附近电离,但相对于  $\Phi=0.25\pi$  时在该位置电离的电子数目减少,因为一部分电子在 P2 附近电离,而第二个电子往往在 P3 附近电离[如图 2(c)所示],导致两电子沿  $y$  轴发射到正方向,使得  $Xe^{2+}$  沿  $y$  轴获得的动量为负,如图 1(c)所示;对于 NSDI,大多数碰撞发生在 Z2 附近[如图 3(c)所示],因此两电子将在 P2 与 P3 之间发生电离,沿  $x$  轴发射到正方向,使得大多数  $Xe^{2+}$  沿  $x$  轴获得的动量也为负,如图 1(c)所示。当  $\Phi=0.75\pi$  时,对于 SDI,第一个电子往往在 P2 附近电离,第二个电子往往在 P3 附近电离[如图 2(d)所示],使得末态电子对沿  $y$  方向发射到相反的方向,导致大多数  $Xe^{2+}$  沿  $y$  轴获得的动量很小,如图 1(d)所示;对于 NSDI,碰撞往往发生在 Z2 附近[如图 3(d)所示],因此两电子将在 P2 与 P3 之间发生电离,沿  $x$  轴发

射到正方向,导致大多数  $Xe^{2+}$  沿  $x$  轴获得的动量为负,如图 1(d)所示。当 CEP 增大  $\pi$  时,在相同的时刻,电场大小相等但方向相反,导致电子对在末态获得的动量大小相等,方向相反。因此,  $Xe^{2+}$  末态动量谱每隔  $\pi$  相位呈现出相似分布但沿两坐标轴方向相反<sup>[27]</sup>。

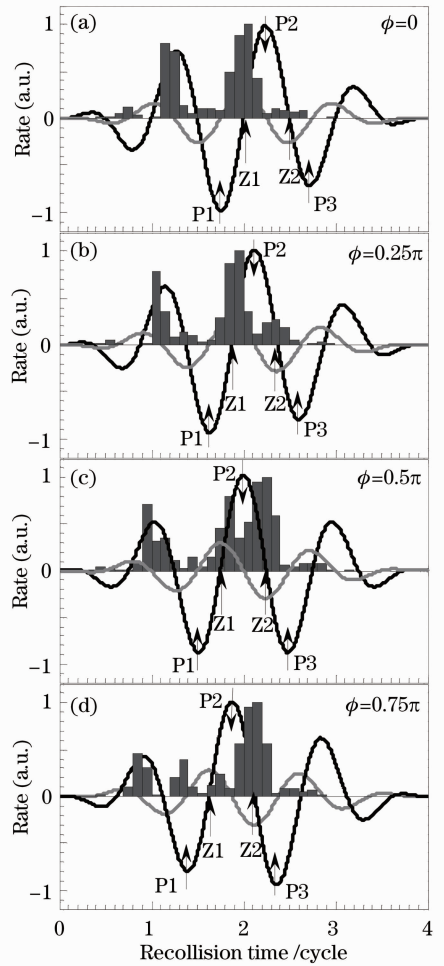


图 3 不同 CEP 下,NSDI 中碰撞时间分布  
Fig. 3 Distributions of recollision times for NSDI at various CEP

图 4 给出了 DI 产率、SDI 产率和 NSDI 产率随 CEP 的变化。结果显示,三者均呈现周期变化,其周期为  $\pi$ 。DI 产率和 SDI 产率随 CEP 增大均先减小后增大;而 NSDI 产率随 CEP 增大先增大后减小。由于电场强度强烈依赖于 CEP,使得不同 CEP 下对势垒的抑制作用不同,对于 SDI,  $\Phi$  从 0 增大到  $0.5\pi$  时,电场强度对势垒的抑制作用逐渐减弱,导致电子越不容易电离;  $\Phi$  从  $0.5\pi$  增大到  $\pi$  时,电场对势垒的抑制作用逐渐增强,使得越容易电离,因此 SDI 产率先减小后增大。对于 NSDI,由于激光强度强烈依赖于 CEP,当 CEP 为  $0.25\pi$  时,激光强度最

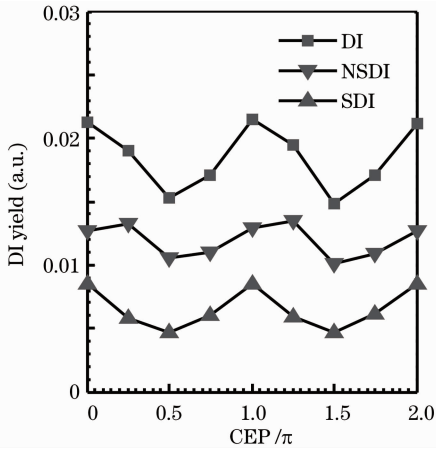


图 4 Xe 原子双电离产率随 CEP 的变化

Fig. 4 Changes of DI yields for Xe atoms with CEP

为合适,能够使第一个电子发生单电离时在沿  $y$  方向上获得最为适中的初始速度,而该速度对电子的返回起到了关键的作用<sup>[14]</sup>,因此,当 CEP 为  $0.25\pi$  时,能够返回的电子数目最多,发生再碰撞的概率最高,所以产率最高。图 4 显示,SDI 产率随 CEP 变化是对称的,而 NSDI 产率随 CEP 变化是不对称的,SDI 和 NSDI 的主要区别在于后者有碰撞发生,因此其呈现出的不对称是与其本身的较为复杂的物理过程有关而与椭圆偏振激光的性质无关。当 CEP 改变  $\pi$  时,在相同时刻仅仅改变了电场的方向,其大小保持不变,因此两电子发生电离的概率相同。

## 4 结 论

利用经典系综模型,研究了椭圆偏振激光脉冲驱动下 Xe 原子强场双电离。结果显示,Xe<sup>2+</sup> 末态动量谱强烈依赖于 CEP,在 DI 事件中 SDI 和 NSDI 同时存在。SDI 产率随 CEP 增大先减小后增大,NSDI 产率随 CEP 增大先增大后减小,两者都呈现周期变化,其周期为  $\pi$ 。轨迹分析表明,SDI 中电子对的电离时间以及 NSDI 中发生再碰撞的时间决定了 Xe<sup>2+</sup> 末态动量分布;电场强度和第一个电子的初始电离速度(沿  $y$  方向)对 CEP 的强烈依赖分别决定了 SDI 产率和 NSDI 产率。

## 参 考 文 献

- Q. Liao, Y. M. Zhou, C. Huang *et al.*. Multiphoton Rabi oscillations of correlated electrons in strong-field nonsequential double ionization[J]. *New J. Phys.*, 2012, **14**(1): 013001
- G. G. Paulus, F. Grasbon, A. Dreisruh *et al.*. Above-threshold ionization by elliptically polarized field: interplay between electronic quantum trajectories[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(17): 3791~3794

- S. Y. Wang, W. Y. Hong, Q. B. Zhang *et al.*. Attosecond manipulation of ionization and efficient broadband supercontinuum generation in stretched molecules [J]. *Chin. Phys. B*, 2010, **19**(8): 083203
- W. Cao, P. X. Lu, P. F. Lan *et al.*. Single-attosecond pulse generation with an intense multicycle driving pulse [J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **74**(6): 063821
- B. H. Yu, D. L. Zhang, Q. B. Tang. Isolated attosecond electron wave packet diffraction [J]. *Chin. Phys. B*, 2011, **20**(8): 083201
- Zhang Qingbin, Lan Pengfei, Hong Weiyi *et al.*. The effect of controlling laser field on broadband supercontinuum generation [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58**(7): 4908~4913
- 张庆斌, 兰鹏飞, 洪伟毅 等. 控制场对宽带超连续谱产生的影响 [J]. *物理学报*, 2009, **58**(7): 4908~4913
- A. Rudenko, V. L. B. De Jesus, T. Ergler *et al.*. Correlated two-electron momentum spectra for strong-field nonsequential double ionization of He at 800 nm [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(26): 263003
- J. Liu, D. F. Ye, J. Chen *et al.*. Complex dynamics of correlated electrons in molecular double ionization by an ultrashort intense laser pulse [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(1): 013003
- S. L. Haan, L. Breen, A. Karim *et al.*. Variable time lag and backward ejection in full-dimensional analysis [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **97**(10): 103008
- A. Fleischer, H. J. Wörner, L. Arissian *et al.*. Probing Angular correlations in sequential double ionization [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, **107**(11): 113003
- Y. M. Zhou, C. Huang, Q. Liao *et al.*. Classical simulations including electrons for sequential double ionization [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, **109**(5): 053004
- X. Liu, C. Figueira de Morisson Faria. Nonsequential double ionization with few-cycle laser pulses [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(13): 133006
- Y. M. Zhou, C. Huang, P. X. Lu. Coulomb-tail effect of electron-electron interaction on nonsequential double ionization [J]. *Phys. Rev. A*, 2011, **84**(2): 023405
- X. Wang, J. H. Eberly. Elliptical trajectories in nonsequential double ionization [J]. *New J. Phys.*, 2010, **12**(9): 093047
- L. B. Fu, G. G. Xin, D. F. Ye *et al.*. Recollision dynamics and phase diagram for nonsequential double ionization with circularly polarized laser fields [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, **108**(10): 103601
- A. N. Pfeiffer, C. Cirelli, M. Smolarski *et al.*. Timing the release in sequential double ionization [J]. *Nature Phys.*, 2011, **7**(5): 428~433
- C. Huang, Q. Liao, M. Y. Zhou *et al.*. Role of Coulomb focusing on the electron transverse momentum of above-threshold ionization [J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(13): 14293~14300
- Y. M. Zhou, Q. Liao, P. X. Lu. Mechanism for high-energy electrons in nonsequential double ionization below the recollision-excitation threshold [J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **80**(2): 023412
- N. I. Shvetsov-Shilovski, S. P. Goreslavski, S. V. Popruzhenko *et al.*. Ellipticity effects and the contributions of long orbits in nonsequential double ionization of atoms [J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **77**(6): 063405
- Y. Q. Liu, S. Tschuch, A. Rudenko *et al.*. Strong-field double ionization of Ar below the recollision threshold [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**(5): 053001
- Xi Kun, Ding Shuanghong, Zhang Jun *et al.*. External resonator PbWO<sub>4</sub> Raman laser excited by 1064 nm nanosecond laser pulses [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(9): 0914003
- 奚坤, 丁双红, 张骏 等. 1064 nm 纳秒激光脉冲激发的外腔式 PbWO<sub>4</sub> 拉曼激光器 [J]. *光学学报*, 2012, **32**(9): 0914003

- 22 Zhao Zhigang, Dong Yantao, Pan Sunqiang *et al.*. 50 W class double-end-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> TEM<sub>00</sub> mode solid state laser oscillator[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(9): 0902001  
赵智刚, 董延涛, 潘孙强 等. 50 W 量级双端抽运 Nd:YVO<sub>4</sub> 基膜固体激光振荡器[J]. *中国激光*, 2011, **38**(9): 0902001
- 23 Yu Xiaochen, Hu Jiasheng, Wang Lianbao. Laser beam shaping based on liquid-crystal spatial light modulator[J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(5): 0514001  
于晓晨, 胡家升, 王连宝. 基于液晶空间光调制器的激光束整形[J]. *光学学报*, 2012, **32**(5): 0514001
- 24 H. Y. Li, J. Chen, H. B. Jiang *et al.*. Laser-assisted collision effect on non-sequential double ionization of helium in a few-cycle laser pulse[J]. *J. Phys. B*, 2009, **42**(12): 125601
- 25 P. B. Corkum. Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(13): 1994~1997
- 26 X. Wang, J. H. Eberly. Effects of elliptical polarization on strong-field short-pulse double ionization[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **103**(10): 103007
- 27 R. Panfili, S. L. Haan, J. H. Eberly. Slow-down collision and nonsequential double ionization in classical simulations[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(11): 113001

栏目编辑: 王晓玻