

专题: 阿秒物理

中红外激光场下阈上电离能谱中的低能结构*

肖智磊¹⁾ 全威^{2)†} 许松坡²⁾ 柳晓军²⁾ 魏政荣^{1)‡} 陈京^{3)††}

1) (湖北大学物理学院, 武汉 430062)

2) (中国科学院精密测量科学与技术创新研究院, 波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

3) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2022年8月10日收到; 2022年11月2日收到修改稿)

强激光诱导原子阈上电离中的低能结构 (low-energy structure, LES) 是当前强场领域的研究热点, 其背后的动力学过程引起了广泛讨论. 本文基于半经典模型、SCTS (semi-classical two-step) 量子轨道模型和数值求解含时薛定谔方程 (time-dependent Schrödinger equation, TDSE) 方法, 研究了中红外激光场下 Xe 原子阈上电离中的 LES 随激光脉冲宽度的依赖. 发现 LES 随脉冲宽度的减小向更低能量方向移动. 分析表明: 长脉宽条件下, 能谱中的多峰结构 (LES n) 与电子前向散射的阶次 n 及电子初始横向动量密切相关, 而极低能结构 (very-low-energy structure, VLES) 主要由更高阶次前向散射的电子轨道贡献; 少周期脉冲条件下, LES 峰值位置随载波包络相位 (carrier-envelope phase, CEP) 的移动可归因于激光场矢势和离子实库仑势的共同作用随 CEP 的变化, 其中库仑势导致的电子聚束效应是 LES 峰形成的主要原因.

关键词: 阈上电离, 低能结构, 载波包络相位

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

DOI: 10.7498/aps.71.20221609

1 引言

强激光场下原子分子的电离动力学是近几十年来强场领域关注的重要问题之一. 基于 Keldysh 理论, 阈上电离 (above-threshold ionization, ATI) 可根据 Keldysh 参数 ($\gamma = \frac{\omega}{E_0} \sqrt{2I_p}$) 的大小划分为多光子电离 ($\gamma \gg 1$) 和隧穿电离 ($\gamma \ll 1$) 两种过程^[1]. 当激光波长较短、光强较弱时, 以多光子电离主导; 当波长较长、光强较强时, 主要以隧穿电离主导. 在隧穿电离区域, 电子动力学过程可用重散射模型来描述^[2,3]: 首先, 在激光场作用下势垒的一侧被压低, 导致原子最外层电子通过隧穿成

为自由电子; 然后, 隧穿电子在激光场作用下演化; 最后, 部分电子有可能在激光场反向时回到离子实附近, 并与之发生碰撞. 电子与离子实可能发生弹性碰撞、非弹性碰撞或与离子实复合, 进而产生一系列高阶非线性现象, 如高阶阈上电离 (high-order above-threshold ionization, HATI)^[4,5]、非顺序双电离 (nonsequential double ionization, NSDI)^[6-8]、高次谐波产生 (high-order harmonic generation, HHG)^[9,10]、里德伯态激发 (Rydberg states excitation, RSE)^[11-13] 等.

电离阈值附近丰富的电子动力学过程引起了广泛关注. 2009年, Blaga 等^[14] 和 Quan 等^[15] 各自独立地发现中红外激光场下原子阈上电离能谱

* 国家重点研发计划 (批准号: 2019YFA0307700)、国家自然科学基金 (批准号: 11834015, 11974383, 12074109, 12104465) 和中国博士后科学基金 (批准号: 2022M713219) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: charlywing@wipm.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: weizhengrong@hubu.edu.cn

†† 通信作者. E-mail: chen_jing@iapcm.ac.cn

的低能量区域出现一个峰状结构, 即 LES. 不仅如此, Quan 等^[15]还发现在更低能位置存在一个极低能结构 (very-low-energy structure, VLES). 随后几年里, 陆续涌现了一系列工作. 2012 年, Wu 等^[16]实验发现一维离子动量谱中的 LES 表现为关于动量零点对称的双峰结构 (double-hump structure, DHS). 2013 年, Guo 等^[17]发现考虑基态原子布居随电离的消耗后, S-Matrix 理论可重现能谱中的 LES, 并将 LES 归因于长程库仑势的作用. 事实上, 研究发现库仑势效应不仅会导致非顺序双电离过程中“膝盖结构”^[18]、“手指结构”^[19]的形成, 而且对光电子动量谱出现 LES、VLES、以及零能结构^[20,21]也扮演非常重要的角色^[22,23]. 2014 年研究人员发现能谱分布中的 LES 实际是由一系列分立的小峰组成, 这些小峰与电子在库仑势作用下多次返回到离子实附近并与其发生前向散射的过程有关^[22,24]. 研究者^[25–27]发现不同阶次的 LES 结构与电子重散射次数有关且 LES1 大概位于 $0.1 U_p$ 处, $U_p = \frac{E_0^2}{4\omega^2}$ 为有质动力能, E_0 和 ω 分别为激光电场振幅和频率, 并且强烈依赖于光强和波长.

尽管研究者已经对光电子能谱中 LES 和 VLES 结构开展了大量研究, 但主要集中在长脉宽激光场中, 少周期激光场条件下的 LES 和 VLES 还研究较少. 最近的实验研究发现激光脉冲宽度变化会使得 LES 的位置发生偏移, 在少周期激光场下 LES 对应能量更低^[28,29], 但该现象背后的物理机制, 尤其是高阶的 LES 小峰对脉冲宽度依赖的机制, 目前尚未研究清楚.

基于此, 本工作利用半经典模型、SCTS (semi-classical two-step) 量子轨道模型和数值求解含时薛定谔方程 (time-dependent Schrödinger equation, TDSE) 方法系统研究了中红外激光场下 Xe 原子阈上电离中的 LES 随激光脉冲宽度的依赖. 理论模拟发现 LES 的位置随脉冲宽度减小而向更低能量方向移动. 分析表明, 长脉宽条件下, 能谱中出现的多峰结构 (LES $_n$) 与电子前向散射的阶次 n 以及电子初始横向动量均密切相关. 而 VLES 主要由更高阶次前向散射的电子轨道贡献; 少周期脉冲条件下, LES 峰值能量随 CEP 的移动主要源于激光场矢势和离子实库仑势的共同作用随 CEP 的变化, 而 LES1 致的电子聚束效应是 LES 峰形成的主要原因.

2 理论方法

使用三维半经典方法模拟原子与强激光场的相互作用. 下面介绍该方法的主要步骤 (注: 本文采用原子单位制 a.u.).

首先, 电子以一定概率从库仑场与激光电场形成的联合势垒中发生隧穿; 隧穿后的连续态电子在强激光场中的运动可用牛顿运动方程来描述. 电子隧穿时刻的位置可由电子在电场 E 中的薛定谔方程求出^[30]:

$$-I_p \psi = \left[-\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + V(r, E) \right] \psi, \quad (1)$$

其中, $V(r, E) = -\frac{1}{r} + Ez$, 激光偏振方向在 z 方向. 令 $x = \sqrt{\xi\eta} \cos \phi$, $y = \sqrt{\xi\eta} \sin \phi$, $z = (\xi - \eta)/2$, 代入 (1) 式, 即可得到抛物坐标系中的一维薛定谔方程:

$$\frac{d^2\psi}{d\eta^2} + \left(\frac{I_p}{2} + \frac{1}{2\eta} + \frac{1}{4\eta^2} + \frac{E\eta}{4} \right) \psi = 0. \quad (2)$$

这里需要考察能量为 $K = -I_p/4$ 的电子从有效势 $U(\eta) = -\frac{1}{4\eta} - \frac{1}{8\eta^2} - \frac{E\eta}{8}$ 隧穿的过程, 求解方程 $K = U(\eta)$ 可确定电子的隧穿出口^[31].

线偏振激光场下电子的初始位置和动量在直角坐标系下分别为: $x_0 = y_0 = 0$, $z_0 = -\frac{1}{2}\eta_0$ 和 $v_{x0} = v_{\text{per}} \cos \theta$, $v_{y0} = v_{\text{per}} \sin \theta$, $v_{z0} = 0$, θ 为 v_{per} 与 x 轴的夹角.

这里采用 Delone 等^[31]得到的线偏振激光场下原子价电子隧穿电离时的电子初始横向动量分布:

$$w(v_{\text{per}}) = w(0) \exp \left[-v_{\text{per}}^2 (2I_p)^{1/2} / |E| \right], \quad (3)$$

其中 $w(0) = |v_{\text{per}}| (2I_p)^{1/2} / (|E|\pi)$ 为归一化系数. 在线偏振激光场下, 电子初始纵向动量的大小相对于末态动量可忽略, 将其取为 0. 每条电子轨道的权重可表示为

$$W = w_{\text{ADK}} w(1),$$

$$w_{\text{ADK}} = \frac{4(2I_p)^2}{|E|} \exp \left[-2(2I_p)^{3/2} / (3|E|) \right],$$

$$w(1) = \frac{|v_{\text{per}}| (2I_p)^{1/2}}{|E|\pi} \exp \left[-v_{\text{per}}^2 (2I_p)^{1/2} / |E| \right]. \quad (4)$$

电子通过隧穿成为自由电子之后的演化规律遵循牛顿运动方程,

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -\mathbf{E}(t) - \nabla V, \quad (5)$$

其中, $\mathbf{E}(t) = (0, 0, F(t))$ 是线偏振激光场, $F(t) = a(t) F_0 \cos(\omega t + \varphi_0)$, F_0 为电场峰值强度, φ_0 为载波-包络相位 (carrier envelope phase, CEP),

$$a(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ \sin^2\left(\frac{\pi t}{NT}\right), & 0 \leq t \leq NT, \\ 0, & t > NT, \end{cases} \quad (6)$$

其中 T 为激光光学周期, N 为激光脉冲内光学振荡周期数.

采用四阶-龙格库塔算法求解演化方程, 并将激光脉冲结束时的电子总能量作为判据选择电离轨道. 在计算中, 将激光场可能的载波-包络相位进行 24 等分 ($\Delta\varphi_{\text{CEP}} = 15^\circ$), 每个 CEP 等分下计算 5×10^5 条轨道. 当时间演化到激光脉冲结束时, 得到电子的坐标和动量, 并结合开普勒定律解析求解, 得到电子在无穷远位置的末态动量 [32].

3 分析讨论

利用半经典模型计算得到 2000 nm 波长条件

下 Xe 原子在长脉宽 ($20T$) 和少周期 ($4T$) 线偏振激光场下的光电子能量谱 (如图 1(a)(b) 所示) 和二维动量分布 (如图 1(c)(d) 所示), 激光强度为 $0.8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. 从光电子能谱中可以看到, 长脉宽条件下能谱中出现了 4 个小峰, 分别为 LES1, LES2, LES3 和 VLES, 相应谱峰的能量分别为 2.25, 0.96, 0.56 和 0.06 eV; 而在少周期激光场作用下光电子能谱中仅出现了 1 个峰 (LES1), 且谱峰能量为 0.42 eV. 通过对比可知, 随着激光脉冲宽度的减小, LES1 的位置会往更低能量方向移动, 少周期激光场下 LES2, LES3 和 VLES 均消失. 由于构成低能结构的电子出射角大都在 0° (激光偏振方向) 附近, 这里选取电子末态出射角与 z 轴的夹角为 $\pm 5^\circ$ 范围内的电子轨道. 为在二维动量谱中分辨出上述一系列低能结构, 对二维动量谱的纵轴取对数, 如图 1(c), (d) 所示. 在二维动量谱的零动量附近出现一系列峰状分布, 对应低能结构 LES 和极低能结构 VLES (黑色箭头标注处) 和零动量处的零能结构 ZES [21]. 本文主要关注 LES 和 VLES, 对 ZES 不做过多讨论.

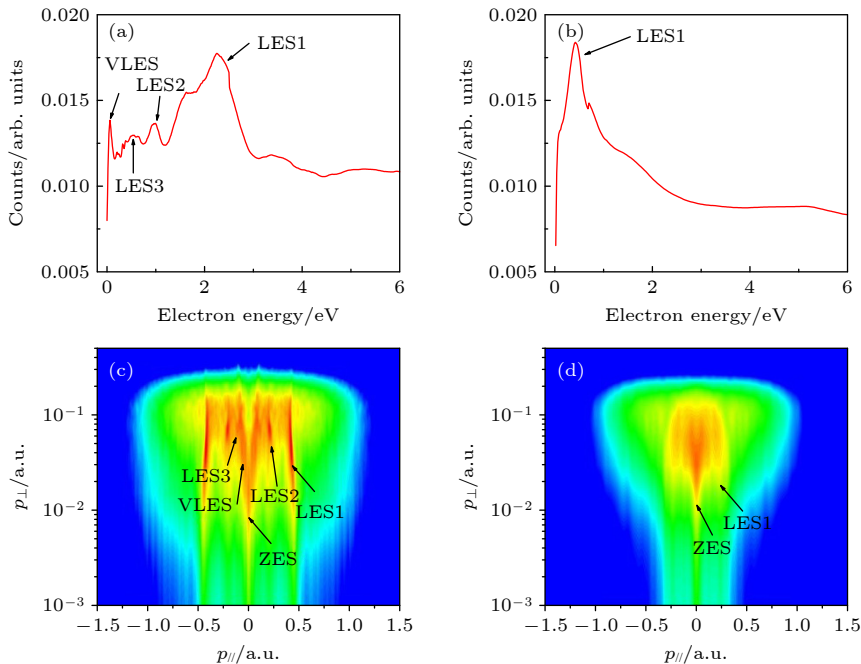


图 1 计算得到 CEP 平均后 Xe 原子在光强 $0.8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 波长 2000 nm 线偏振激光场下的光电子能谱, 其中激光脉冲宽度分别为 (a) $20T$ 和 (b) $4T$; (c), (d) 光电子二维动量分布 (纵轴为对数坐标). 第一、二、三阶低能结构 (即 LES1, LES2, LES3)、极低低能结构 (VLES) 和零能结构 (ZES) 在图中都用箭头标出

Fig. 1. The calculated CEP-averaged photoelectron energy structures (PES) of Xe atom with laser intensity of $0.8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, wavelength of 2000 nm and the laser pulse durations of 20-cycles (a) and 4-cycles (b), respectively; (c), (d) the corresponding photoelectron momentum distributions with p_{\perp} on logarithmic scales. The first-, second- and third-order LESs (LES1, LES2, LES3) and the very low energy structure (VLES) and zero energy structure (ZES) are indicated by arrows in all panels.

随后采用考虑电子轨道相位的 SCTS 量子轨道模型^[33,34]和 TDSE 方法^[35,36]分别模拟了长脉宽和少周期激光场条件下光电子能量和动量分布. 可以发现, 考虑电子轨道相位后可在动量谱中看到显著的干涉结构(如图 2(c) 所示). 在二维动量谱中选取立体出射角在 $\pm 5^\circ$ 范围的光电子进行统计获得能量谱, 发现无论是长脉宽还是少周期, 光电子能量谱中依然能看到清晰的低能结构(如图 2(a) 所示), 且能量峰的位置与半经典模型计算结果基本一致. 此外, TDSE 方法获得的光电子能量谱中呈现与半经典模型定性一致的低能峰结构, 且随激光脉冲宽度的演化规律基本与半经典模型一致(如图 2(b) 所示). 通过对比 3 种理论方法计算结果, 发现考虑电子量子轨道之间的干涉不会影响低能结构的能量峰位置.

为理解不同低能结构峰形成背后的物理机制, 分别统计了长脉宽激光场下 LES_n 和 VLES 结构对应光电子前向散射次数的分布, 如图 3 所示. 电子返回离子实附近并穿过以核为中心、半径为 15 a.u. 球面时, 可看作电子发生 1 次前向散射, 将电子在第 $n+1$ 次返回核附近时发生的前向散射称为第 n 次前向散射. 由图 3(a) 可知, LES_1 结构对

应的所有光电子轨道中单次前向散射占主导, 大于 1 次散射次数的轨道贡献均比较小. 类似地分析了 LES_2 和 LES_3 谱峰对应电子前向散射次数分布(如图 3(b), (c) 所示). 可见, 贡献最大的分别为 2 次和 3 次前向散射的电子轨道. 对于 VLES 结构, 第 4 次前向散射电子轨道贡献最大, 即更高阶前向散射过程对其产生主要贡献. 已发表关于 VLES 结构产生机制的文章中未见类似结果报道. 由此可知, 某一 LES_n 峰的幅度及能量与其对应的特定次数的电子前向散射过程密切相关, 而 VLES 则可认为是更高阶的 LES , 且不同散射次数的电子轨道共同对其产生贡献. 由图 1(b), (d) 可知, 由于周期数太少, 少周期激光场下电子最多只发生 1 次前向散射过程, 所以在能谱中只出现了一个 LES_1 能量峰.

为解释不同阶次的低能结构 LES_n 恰好对应不同前向散射次数电子这一现象, 分析了 LES_1 和 LES_2 电子的电离时刻 t_0 和最后一次发生前向散射的时刻 t_r 的概率分布(如图 4(a) 所示). 发现 LES_1 和 LES_2 均在激光电场峰值附近发生电离, 且 LES_2 的电离时刻相较于 LES_1 更加贴近电场峰值, 而 LES_1 的电离时刻位于在激光电场峰值之

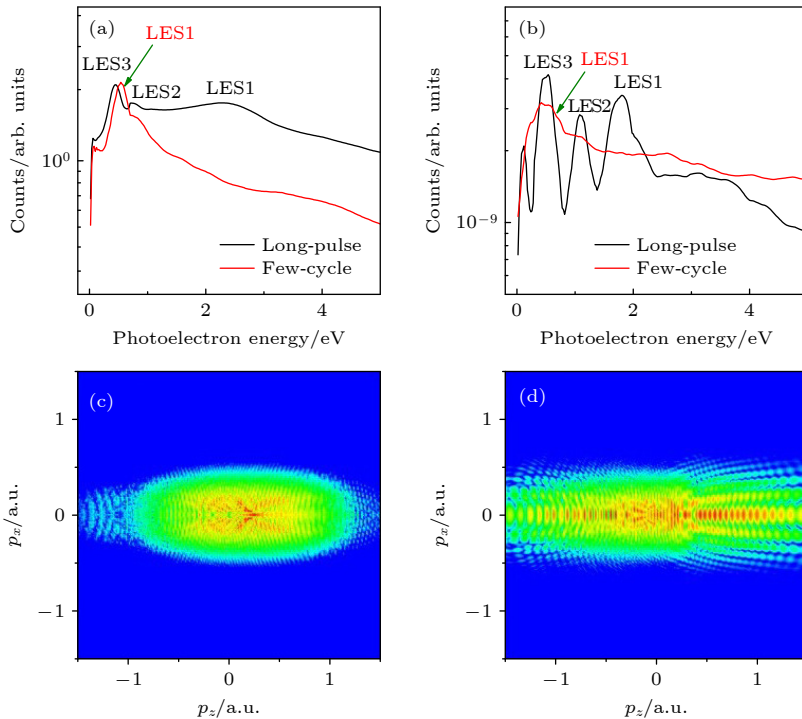


图 2 使用 SCTS 量子轨道模型 (a) 和 TDSE 方法 (b) 计算得到 Xe 原子在不同脉宽线偏振激光场下的光电子能量谱; SCTS 量子轨道模型 (c) 和 TDSE 方法 (d) 少周期激光场中二维光电子动量分布, 其中激光脉冲的 $CEP = 0$

Fig. 2. The calculated PES of Xe atom under different laser pulse durations with SCTS model (a) and TDSE (b), respectively; (c), (d) the corresponding photoelectron momentum distributions under few-cycle laser fields with $CEP = 0$.

后的下降沿. 对比前向散射时刻 t_r 分布发现, LES1 结果对应电子轨道主要在 $1.6T$ 处发生第一次前向散射, 而 LES2 对应电子轨道主要在 $2.58T$ 处发生第二次前向散射, 而这些轨道在第一次前向散射返回时刻 ($1.68T$ 处) 的贡献非常小, 该结果与图 3(a), (b) 中的散射次数概率分布一致. 进一步分析 LES1 和 LES2 的 t_r 分布中最大概率的两个峰对应的电子初始横向动量 p_0 分布, 如图 4(b) 所示. 通过对比发现, LES2 电子相较于 LES1 具有更大范围的初始横向动量, 且最大概率处的电子横向动量更大, 可见电子的初始横向动量在其中扮演着非

常重要的角色. 在激光场的演化过程中, 隧穿电子在激光场反向时有一定概率返回到离子实附近, 在隧穿后的前几个光学周期电子都在接近离子实的范围 (< 100 a.u.) 内运动, 所以库仑势对于电子横向的聚焦效应将不可忽视, 且其对不同横向动量电子的聚焦效果存在差异. 由于 LES1 电子初始横向动量较小, 所以只需 $1.6T$ 的演化时间就可以将电子聚焦至可以发生散射 (即软碰撞) 的程度; 对于 LES2 电子, 由于初始的横向动量较大, 则需要花费更多的演化时间, 在电子下一次返回离子实时才能达到发生前向散射的效果.

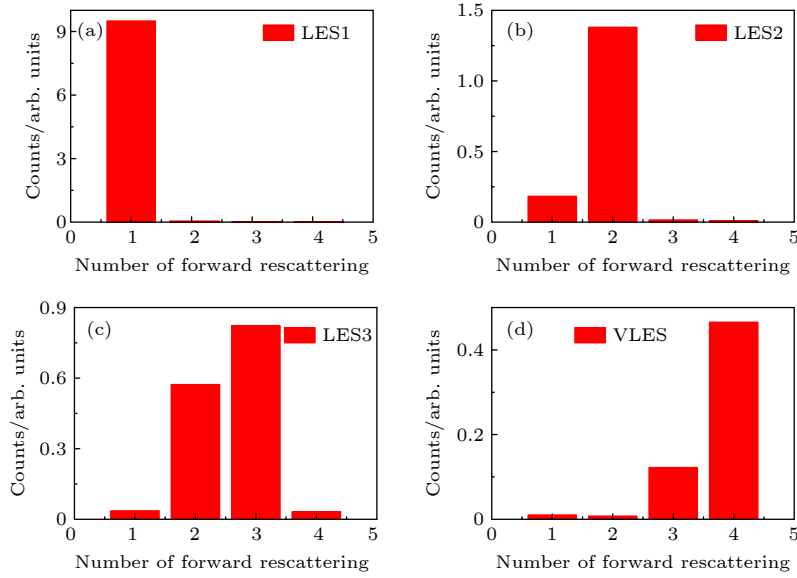


图 3 长脉冲激光场下 LES n (a)—(c) 与 VLES (d) 结构对应的光电子产量随前向散射次数的分布

Fig. 3. The distributions of photoelectron yields of the LES1 (a), LES2 (b), LES3 (c) and VLES (d) corresponding to the forward scattering times in multi-cycle laser field.

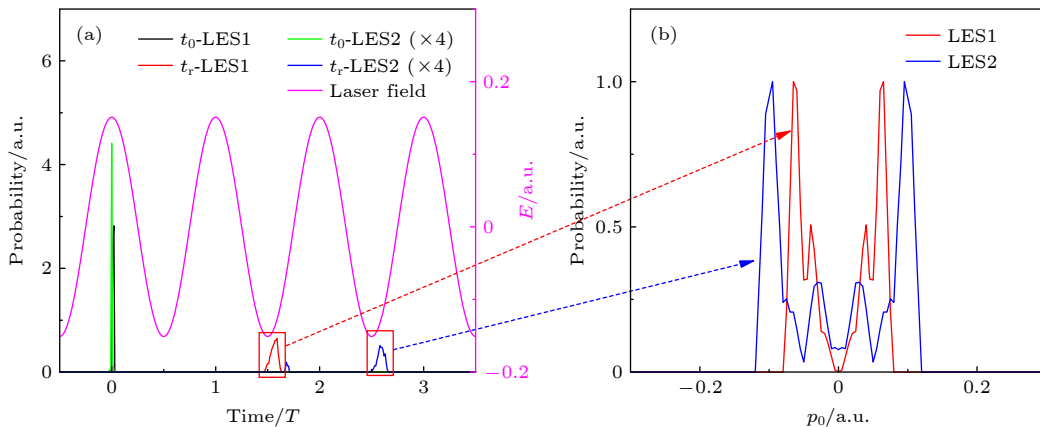


图 4 (a) 不同阶次 LES n ($n = 1, 2$) 对应电子电离时刻 t_0 和最后一次发生前向散射时刻 t_r 的概率分布, 紫色线为激光电场; (b) LES1 第一次前向散射以及 LES2 第二次前向散射对应的电子初始横向动量分布

Fig. 4. (a) The distributions of tunneling instant t_0 and last forward scattering instant t_r for LES1 and LES2, respectively, the laser field is shown by the purple line; (b) the initial transverse momentum distributions of the first forward scattering photoelectron trajectory in LES1 and the second forward scattering photoelectron trajectory in LES2.

为给出更加清晰的物理图像, 分别分析了长脉宽激光场下 LES1 和 LES2 的典型电子轨道 (如图 5 所示). 由空间演化轨迹 (左侧所示) 可知, LES1 和 LES2 典型电子轨道分别在离子实附近发生了 1 次和 2 次的前向散射. 在电子动量随时间演化轨迹 (右侧所示) 中可以更清晰地看到, 每演化一个光学周期时电子的横向动量都会由于离子实的散射出现一次显著的减小. 图 5(b), (d) 中红色箭头分别标示出 LES1 电子第 1 次前向散射和 LES2 电子第 2 次前向散射时刻. 前向散射过程主要影响电子的横向动量, 平行动量并未出现显著动量突变. 通过分析典型电子轨道的演化为 LES n 的出现提供了清晰的物理图像, 即隧穿电子在激光场作用下会与离子实发生多次前向散射过程, 每一阶低能结构 LES n 主要由相应发生 n 次前向散射的电子轨道贡献.

在图 1 中可看到, 少周期激光场下电子能谱中 LES1 的能量相比长脉宽发生显著变化, 为阐明该现象背后的物理机制, 在图 1(b) 中 CEP 平均的少周期激光场计算结果基础上, 进一步分析了不同 CEP 对少周期激光场下光电子能谱影响, 如图 6(a)—(d) 所示. 可以看到, 光电子能谱强烈依赖少周期激光场的 CEP. 当 CEP = 0.25 π 时, LES1

的能量最高, 为 0.54 eV. 当 CEP = 0.75 π 时 LES1 已经无法有效分辨, 只能在能谱中分辨出 ZES. 而当 CEP = 0 和 0.5 π 时, LES1 能量位置分别为 0.32 eV 和 0.45 eV. 经过 CEP 平均之后获得最终处于 0.42 eV 的 LES1. 为理解背后的物理机制, 分析了少周期不同 CEP 下的 LES 以及长脉宽激光场下 LES1 对应的前向散射电子在电离时刻的激光场矢势 $A(t_0)$ 分布 (如图 6(e) 所示). 由矢势分布可知, 前向散射电子的矢势分布大致与能谱结构中 LES 峰的位置对应, 如 CEP = 0, 0.25 π , 0.5 π , 0.75 π 时 LES 电子矢势峰值分别为 -0.16 a.u., 0.22 a.u., 0.18 a.u. 和 0.08 a.u.. 通过矢势计算得到电子在激光场中获得的能量总是略大于 LES 谱峰的能量, 这是由于库仑势的作用使得光电子能量发生衰减 (衰减幅度约为 10%—20%). 此外, 长脉宽下 LES1 前向散射电子的矢势 (~ 0.4 a.u.) 与能谱中 LES1 位置几乎一致, 可见长脉宽条件下库仑势对 LES 结构的影响更小. 图 6(f) 及插图表示长脉宽和少周期激光场结束时 LES1 前向散射电子的电离产率关于库仑势大小和电子与离子实距离的分布. 对应 CEP = 0, 0.25 π 两种情况, 少周期激光场结束时电子分别位于核外 40 a.u. 和 60 a.u. 处, 而长脉宽激光场条件下, 相应的距离为 1100 a.u. 从对应

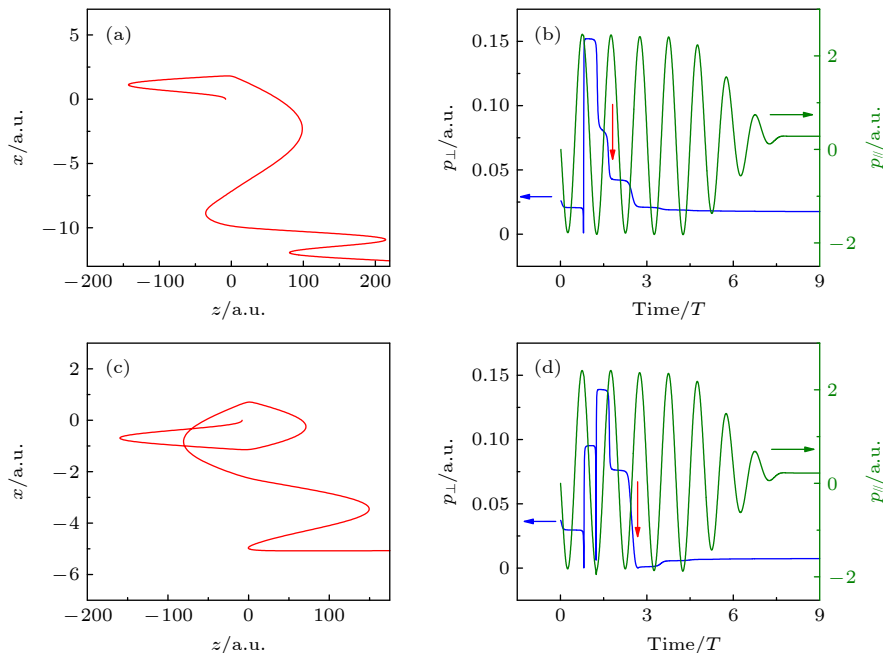


图 5 (a),(c) 长脉冲激光场下光电子能谱中 LES1, LES2 结构对应的典型轨道; (b),(d) LES1 和 LES2 对应典型光电子轨道的横向动量、平行动量随时间的演化

Fig. 5. The typical orbitals corresponding to the LES1 (a) and LES2 (c) in the photoelectron spectra in multi-cycle laser field; the corresponding temporal evolution of transverse momentum (p_{\perp}) and parallel momentum (p_{\parallel}) of the two typical orbits of LES1 (b) and LES2 (d), respectively.

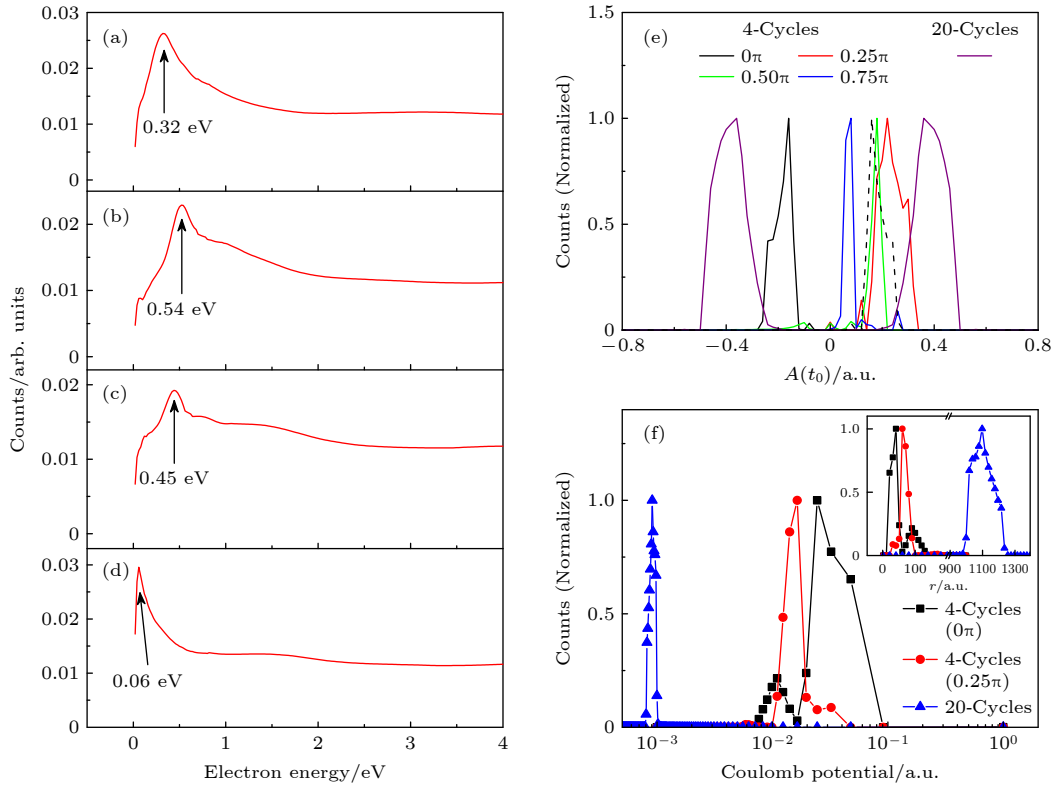


图 6 (a)–(d) 少周期激光场下光电子能谱随 CEP 的依赖, 对应 CEP 从上至下分别为 0π , 0.25π , 0.5π , 0.75π ; (e) 少周期激光场中不同 CEP 条件下 LES 电子前向散射轨道电离时刻激光场矢势 $A(t_0)$ 分布和长脉宽激光场条件下 LES1 电子前向散射电离时刻激光场矢势 $A(t_0)$ 分布, 其中黑色虚线为 0π 时矢势在正方向的镜像; (f) 少周期和长脉宽激光场结束时刻电离产率关于库仑势大小的分布, 插图为电离产率关于电子与离子实距离的分布

Fig. 6. (a)–(d) The distributions of PES with different CEPs in few-cycle laser field, the corresponding CEPs are 0π , 0.25π , 0.5π , 0.75π from top to bottom; (e) the ionization yields with respect to the vector potential of rescattering photoelectron trajectories relevant to the LES at these CEPs in the case of the few-cycle laser pulse case and also the corresponding data of the photoelectron trajectories relevant to the LES1 in the multi-cycle pulse case; (f) the ionization yields with respect to the strength of the Coulomb potential when laser field ends, the inset shows the ionization yields with respect to the distance between the photoelectron and the core.

的库仑势分布也能明显看出, 少周期激光场下电子库仑势大小约为长脉宽激光场时的 10—20 倍. 因此, 脉冲宽度变化以及少周期下 CEP 变化导致的 LES1 峰值位置移动来自于激光场矢势和离子实库仑势的共同作用, 其中电子能量获取主要来自于激光场矢势, 而库仑势效应对于低能电子动力学过程的影响将在图 7 中进行分析.

最后分析少周期 CEP = 0 时 LES 前向散射电子中不同初始条件的 4 条轨道正则动量随时间的演化情况 (如图 7(a) 所示). 需要指出的是, 这里的正则动量是去除激光场矢势作用的结果, 实线为半经典模型下考虑库仑势作用时的结果, 虚线为 Simpleman 模型下的结果. 由图可知, 电离时刻为 $1T$, $1.5T$, $2.0T$ 附近的电子轨道随激光场演化后动量均趋于一致, 而 Simpleman 模型下的动量始终保持恒定. 这一差别与电子在演化过程中的库仑势

效应有关, 由于库仑势的影响, 电子会在演化一定时间后返回离子实并发生前向散射, 而电子横向动量在前向散射过程中显著减小, 导致大量前向散射电子轨道产生聚束 (bunching) 现象, 这是 LES 能量峰形成的主要原因. 为理解 CEP 变化导致 LES 峰能量变化背后的物理机制, 分析了 CEP = 0 和 0.25π 时前向散射电子的散射时刻 t_r 和电离时刻 t_0 的分布以及两个时刻相对延时 Δt 的分布 (如图 7(b) 所示). 由插图可知, 当 CEP = 0 时电子 t_0 主要分布在 $1.48T$ 和 $2T$ 两处, 而 t_r 主要分布在 $2.76T$ 和 $3.28T$ 附近, 且 t_r 分布范围更广; 当 CEP = 0.25π 时 t_0 分布于 $1.36T$ 和 $1.88T$ 处, t_r 分布于 $2.72T$ 和 $3.3T$ 附近. 由图 7(b) 中 Δt 分布可知, 两时刻的时间间隔也会随 CEP 的变化而发生移动, 当 CEP = 0 时 $\Delta t = 1.26T$ 处概率最大, 而 CEP = 0.25π 时 $\Delta t = 1.36T$ 时概率最大. 可见 CEP 变化会导致电

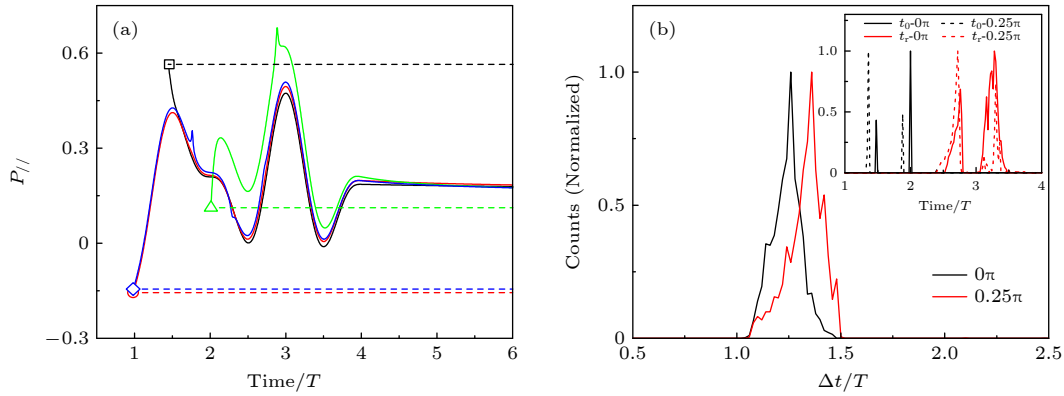


图 7 (a) 少周期 CEP = 0 时不同初始条件的 4 条轨道正则动量随时间的演化情况, 实线为考虑库仑势, 虚线为不考虑库仑势的情况; (b) 少周期 CEP = 0 和 0.25π 时电离概率关于前向散射电子的重散射时刻相较于电离时刻延迟的分布, 插图为两 CEP 条件下电子电离时刻 t_0 和散射时刻 t_r 的概率分布

Fig. 7. (a) Temporal evolution of drift momenta of four trajectories with different initial conditions with (solid line) and without (dotted line) Coulomb potential with CEP = 0; (b) the distribution of the delay time between rescattering time (t_r) and tunneling time (t_0) in few-cycle laser fields with CEP = 0 and 0.25π . The inset shows the t_0 and t_r distributions for the two CEPs.

离时刻与散射时刻均发生变化. 由于电离时刻分布决定了电子在激光场中累积的动量大小, 电子在前向散射时动量减小的程度也与散射时刻的分布有关, 因此 CEP 变化导致的电离时刻的差异以及散射延时的差异是导致发生电子聚束效应时电子动量大小出现差异的主要原因, 从而导致 LES 能量峰的位置发生移动.

4 结 论

本文利用半经典模型、SCTS 量子轨道模型和 TDSE 方法系统研究了中红外激光场下 Xe 原子阈上电离中的 LES 随激光脉冲宽度的依赖. 理论模拟发现 LES 的位置随脉冲宽度的减小而向更低能方向移动. 分析表明, 长脉宽下的 LES $_n$ 结构与电子前向散射的阶次 n 以及电子初始横向动量均密切相关, 初始横向动量越大的电子可更多次返回离子实, 从而发生更高阶次的前向散射, 而 VLES 主要由更高阶次前向散射的电子轨道贡献; 少周期脉冲条件下, LES 峰值位置随 CEP 的移动可主要归因于激光场矢势和离子实库仑势的共同作用随 CEP 的变化, 其中库仑势导致的电子聚束效应是 LES 峰形成的主要原因.

参考文献

[1] Keldysh L V 1965 *Sov. Phys. JETP-USSR* **20** 1307
 [2] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
 [3] Schafer K J, Yang B, DiMauro L F, Kulander K C 1993

Phys. Rev. Lett. **70** 1599
 [4] Agostini P, Fabre F, Mainfray G, Petite G, Rahman N K 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1127
 [5] Yergeau F, Petite G, Agostini P 1986 *J. Phys. B* **19** L663
 [6] Walker B, Sheehy B, DiMauro L F, Agostini P, Schafer K J, Kulander K C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1227
 [7] L'Huillier A, Lompre L A, Mainfray G, Manus C 1983 *Phys. Rev. A* **27** 2503
 [8] Hao X L, Bai Y X, Li C, Zhang J Y, Li W D, Yang W F, Liu M Q, Chen J 2022 *Commun. Phys.* **5** 31
 [9] Shore B W, Knight P L 1987 *J. Phys. B* **20** 413
 [10] McPherson A, Gibson G, Jara H 1987 *J. Opt. Soc. Am. B* **4** 595
 [11] Nubbemeyer T, Gorling K, Saenz A, Eichmann U, Sandner W 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 233001
 [12] Eichmann U, Nubbemeyer T, Rottke H, Sandner W 2009 *Nature* **461** 1261
 [13] Liu M Q, Xu S P, Hu S L, Becker W, Quan W, Liu X J, Chen J 2021 *Optica* **8** 765
 [14] Blaga C I, Catoire F, Colosimo P, Paulus G G, Muller H G, Agostini P, DiMauro L F 2009 *Nat. Phys.* **5** 335
 [15] Quan W, Lin Z Y, Wu M Y, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 093001
 [16] Wu C Y, Yang D, Liu Y Q, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 043001
 [17] Guo L, Han S S, Liu X, Cheng Y, Xu Z Z, Fan J, Chen J, Chen S G, Becker W 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 013001
 [18] Wang Y L, Xu S P, Chen Y J, et al. 2017 *Phys. Rev. A* **95** 063415
 [19] Quan W, Xiao Z L, Chen Y J, Xu S P, Lai X Y, Hua L Q, Gong C, Chen J, Liu X J 2017 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astron.* **47** 033007 (in Chinese) [全威, 肖智磊, 陈永菊, 许松坡, 赖炫扬, 华林强, 龚成, 陈京, 柳晓军 2017 *中国科学: 物理 力学 天文学* **47** 033007]
 [20] Xia Q Z, Ye D F, Fu L B, Han X Y, Liu J 2015 *Sci. Rep.* **5** 11473
 [21] Quan W, Hao X L, Chen Y J, et al. 2016 *Sci. Rep.* **6** 27108
 [22] Moller M, Meyer F, Sayler A M, et al. 2014 *Phys. Rev. A* **90** 023412
 [23] Xu S P, Quan W, Chen Y J, Xiao Z L, Wang Y L, Kang H P, Hua L Q, Gong C, Lai X Y, Liu X J, Hao X L, Hu S L,

- Chen J 2017 *Phys. Rev. A* **95** 063405
- [24] Wolter B, Lemell C, Baudisch M, et al. 2014 *Phys. Rev. A* **90** 063424
- [25] Liu C P, Hatsagortsyan K Z 2011 *J. Phys. B* **44** 095402
- [26] Becker W, Goreslavski S P, Milošević D B, Paulus G G 2014 *J. Phys. B* **47** 204022
- [27] Milošević D B 2016 *J. Phys. B* **49** 175601
- [28] Kästner A, Saalmann U, Rost J M 2012 *J. Phys. B* **45** 074011
- [29] Zhang K, Lai Y, Diesen E, et al. 2016 *Phys. Rev. A* **93** 021403
- [30] Bambi H, Liu J, Chen S G 1997 *Phys. Lett. A* **236** 533
- [31] Delone N B, Krainov V P 1991 *J. Opt. Soc. Am. B* **8** 1207
- [32] Shvetsov-Shilovskia N I, Goreslavskia S P, Popruzhenkoa S V 2009 *Laser Phys.* **19** 1550
- [33] Shvetsov-Shilovski N I, Lein M, Madsen L B, et al. 2016 *Phys. Rev. A* **94** 013415
- [34] Xiao Z L, Quan W, Yu S G, Lai X Y, Liu X J, Wei Z R, Chen J 2022 *Opt. Express* **30** 14873
- [35] Hermann M R, Fleck, Jr J A 1988 *Phys. Rev. A* **38** 6000
- [36] Yu S G, Lai X Y, Wang Y L, Xu S P, Hua L Q, Quan W, Liu X J 2020 *Phys. Rev. A* **101** 023414

SPECIAL TOPIC—Attosecond physics

Low energy structure of above-threshold ionization spectra produced by mid-infrared laser pulses*

Xiao Zhi-Lei¹⁾ Quan Wei^{2)†} Xu Song-Po²⁾ Liu Xiao-Jun²⁾

Wei Zheng-Rong^{1)‡} Chen Jing^{3)††}

1) (*Faculty of Physics, Hubei University, Wuhan 430062, China*)

2) (*State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*)

3) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

(Received 10 August 2022; revised manuscript received 2 November 2022)

Abstract

The low-energy structure (LES) of above-threshold ionization (ATI) of atoms subjected to an intense laser field is a hot topic in the strong-field atomic physics. The rich physical insights behind LES attract a lot of attention. Based on a semi-classical model, a semi-classical two-step (SCTS) quantum trajectory model and numerical solution of the time-dependent Schrödinger equation (TDSE), we study the pulse-duration dependence of LES for Xe atom subjected to a mid-infrared laser field. It is found that the energy of LES becomes lower for shorter pulse duration. Further analysis shows that in the case of multi-cycle laser field, the LES_n structure is closely related to the number of times of forward scattering and the initial transverse momentum. In the case of few-cycle laser pulse, the carrier-envelope phase (CEP) dependence of the peak position of LES is mainly due to the CEP dependence of the influence of both vector-potential of the laser field and the Coulomb potential. In addition, the bunching effect of electrons, caused by Coulomb potential, is the main reason for the formation of LES.

Keywords: above-threshold ionization, low-energy structure, carrier-envelope phase

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

DOI: 10.7498/aps.71.20221609

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2019YFA0307700), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11834015, 11974383, 12074109, 12104465), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2022M713219).

† Corresponding author. E-mail: charlywing@wipm.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: weizhengrong@hubu.edu.cn

†† Corresponding author. E-mail: chen_jing@iapcm.ac.cn



中红外激光场下阈上电离能谱中的低能结构

肖智磊 全威 许松坡 柳晓军 魏政荣 陈京

Low energy structure of above-threshold ionization spectra produced by mid-infrared laser pulses

Xiao Zhi-Lei Quan Wei Xu Song-Po Liu Xiao-Jun Wei Zheng-Rong Chen Jing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 233208 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221609

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221609>

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

利用双色激光场下阈上电离谱鉴别两种不同分子构型

Identifying two different configurations of the by the direct above-threshold ionization spectrum in two-color laser field

物理学报. 2020, 69(7): 073201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200013>

基于电光晶体马赫-曾德干涉仪的载波包络偏移频率调节方法

Method of adjusting carrier-envelope offset frequency based on electro-optic-crystal Mach-Zehnder interferometer

物理学报. 2022, 71(14): 144203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220147>

利用静电场中光电离效率谱精确确定1,3-二乙氧基苯分子的电离能

Accurate determination of ionization energy of 1,3-diethoxybenzene via photoionization efficiency spectrum in electrostatic field

物理学报. 2021, 70(5): 053301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201273>

应用于宽带中红外激光产生的啁啾周期极化铌酸锂晶体结构设计及数值模拟

Structure design and numerical simulation of chirped periodically polarized lithium niobate crystal for broadband mid-infrared laser generation

物理学报. 2022, 71(13): 134206 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220016>

采用薄靶方法测量低能电子致Al, Ti, Cu, Ag, Au元素K壳层电离截面与L壳层特征X射线产生截面

Measurements of K-shell ionization cross sections and L-shell X-ray production cross sections of Al, Ti, Cu, Ag, and Au thin films by low-energy electron impact

物理学报. 2022, 71(17): 173402 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220162>

高激光损伤阈值Ge-As-S硫系玻璃光纤及中红外超连续谱产生

Ge-As-S chalcogenide glass fiber with high laser damage threshold and mid-infrared supercontinuum generation

物理学报. 2021, 70(4): 047801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201324>