

不同原子在飞秒强激光场中的里德堡态激发和双电离

赵磊 张琦 董敬伟 吕航 徐海峰

Rydberg state excitations and double ionizations of different atoms in strong femtosecond laser field

Zhao Lei Zhang Qi Dong Jing-Wei Lü Hang Xu Hai-Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 223201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.223201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.223201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

49S 里德堡态的射频双光子光谱

Two-photon radio frequency spectroscopy of 49S Rydberg state

物理学报.2015, 64(16): 163201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.163201>

长程铯里德堡分子的势能曲线

Potentials of long-range cesium Rydberg molecule

物理学报.2015, 64(13): 133202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.133202>

高激发态原子间的范德瓦尔斯相互作用

Van der Waals interaction between high excited states

物理学报.2014, 63(13): 133201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.133201>

铯 Rydberg 原子 Stark 态的避免交叉

Observation of the avoided crossing of Cs Rydberg Stark states

物理学报.2013, 62(1): 013201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.013201>

超冷铯 Rydberg 原子寿命的测量

Measurement of lifetime of ultracold cesium Rydberg states

物理学报.2011, 60(7): 073202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.073202>

专题: 超快强激光驱动原子分子过程

不同原子在飞秒强激光场中的里德堡态 激发和双电离*

赵磊 张琦 董敬伟 吕航[†] 徐海峰

(吉林大学原子与分子物理研究所, 长春 130012)

(2016年6月15日收到; 2016年8月12日收到修改稿)

利用质量分辨的脉冲电场电离方法结合飞行时间质谱, 系统地研究了 He, Ar 和 Xe 原子在 800 nm 飞秒强激光场中的里德堡态激发过程, 并将其与非序列双电离过程进行了比较, 探讨了激发与非序列双电离过程的区别, 以及不同原子里德堡态激发过程的规律性变化. 研究结果有助于深入了解强激光场中原子里德堡态激发的物理机理.

关键词: 里德堡态激发, 隧穿电离, 强激光场, 双电离

PACS: 32.80.Ee, 32.80.Rm, 33.15.Ta, 34.50.-s

DOI: 10.7498/aps.65.223201

1 引言

在过去的几十年里, 超短脉冲激光技术的飞速发展使得原子分子与超快强激光场的相互作用成为国际前沿和热点研究领域之一. 原子分子与强激光场的相互作用呈现了很多新奇的物理现象, 包括高次谐波发射 (high harmonic generation, HHG)^[1-3]、高阶阈上电离 (high-order above threshold ionization, HATI)^[4-8] 和非序列双电离 (non-sequential double ionization, NSDI)^[9-15] 等. Corkum^[16] 提出的三步重散射模型在解释原子的强场物理过程中取得了巨大成功. 按照三步重散射模型, 原子中的束缚电子在强激光场中首先发生隧穿电离, 其后在激光电场的作用下加速飞离母核, 当激光电场的方向改变时, 部分自由电子可反向运动返回到母核附近, 与母核复合发射高能光子 (即 HHG), 或与母核非弹性碰撞导致另一个束缚电子电离 (即 NSDI), 或与母核发生弹性碰撞导致 HATI 过程.

最近的实验^[17] 与理论研究^[18] 表明, 在隧穿电离光强区域中性里德堡态原子可以稳定地存活于强激光场中. 这种强激光场中原子的里德堡态激发 (Rydberg state excitation, RSE) 被称之为受挫的隧穿电离 (frustrated tunneling ionization, FTI)^[17], 或隧穿电离电子重俘获过程^[18], 是原子分子与超短强激光相互作用的一个新特征, 可作为一种有效的中性粒子加速手段^[19], 已引起了广泛的理论和实验研究兴趣^[20-28]. 除 He 原子外, 研究还观测到双原子分子^[21] 以及由分子解离^[22] 或库仑爆炸^[23-25] 产生原子碎片的中性激发, 表明 RSE 是一个普遍存在的强场物理过程. 有理论研究表明, 原子在强激光场中经多光子吸收的 Freeman 共振亦是导致 RSE 过程的一种可能物理机理^[26,27]. 最近的研究表明^[28], 强场 RSE 过程中可能蕴含着新的量子效应, 期待更深入的理论和实验研究.

相比于其他强场物理过程, 实验上直接测量里德堡态激发的研究工作仍非常有限^[17]. 强场中不同原子体系的 RSE 过程及其与隧穿电离电子诱导的强场物理过程 (如 HHG, NSDI, HATI) 之间

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB922200) 和国家自然科学基金 (批准号: 11534004, U1532138, 11274140) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: Lvhang0811@jlu.edu.cn

的竞争关系, 实验上尚缺乏系统的研究. Landsman 等 [29] 在强场近似下计算了 He 原子里德堡态激发产率对激光椭圆偏率的依赖, 并首次将 RSE 过程与 HHG 过程进行了对比, 指出两种物理过程中电子的电离时刻不同, 但电离之后的运动过程相似, 导致了对激光椭圆偏率有相似的依赖关系. Huang 等 [30] 通过三维半经典模型研究了不同原子的里德堡态激发产率对激光椭圆偏率的依赖, 他们的理论结果预言了里德堡态激发产率会随着原子序数的增加而增加, 且隧穿电子的初始条件决定了存活窗口的大小.

本文中, 我们在实验上针对不同原子 (He, Ar, Xe) 在强激光场中的里德堡态激发过程进行了系统的研究, 并将其与双电离过程进行了对比分析, 包括不同原子的激发和电离的产率及其与激光光强和偏振状态的关系, 实验发现原子 RSE 的产率随原子序数的增加而增加, 对激光椭圆偏率的依赖程度随原子序数的增加而减弱. 本研究有助于深入理解强激光场中原子的里德堡态激发过程.

2 实验方法

实验采用类似质量分辨阈值光电离技术 [31], 利用延迟的脉冲静电场电离飞秒激光场中的中性里德堡态, 通过飞行时间质谱 (TOF) 检测由中性里德堡态电离产生的离子信号. 图 1 为脉冲电场电离里德堡态方法的示意图. 简单地说, 一束原子束通过连续溢流进入反应区, 与中心波长 800 nm、脉宽 50 fs 的飞秒激光垂直相互作用. 直接电离的离子 M^+ 被一个反向电场推走后, 剩下存活的中性里德堡态 M^* 被一个延迟 1 μs 的正向脉冲静电场电离, 1 μs 的延迟时间能够确保直接电离的离子 M^+ 全部被推走, 此时中性里德堡态电离形成的离子 $(M^*)^+$ 经电场引出加速后, 自由飞行穿过 50 cm 长

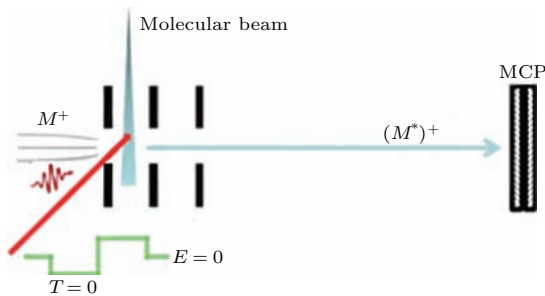


图 1 脉冲电场电离里德堡态方法的示意图

Fig. 1. Schematic representation of pulsed electric field ionize Rydberg states.

的飞行腔, 由微通道板探测器检测并通过 PC 分析.

激光脉冲的能量使用一个半波片和一个格兰棱镜连续控制, 在激光进入反应室前由一个 250 mm 的平凸透镜聚焦, 聚焦后的激光光强根据 Ammosov-Delome-Krainov (ADK) 模型 [32] 计算的 Xe 原子的饱和光强进行标定. 激光的偏振状态用一个 1/4 波片连续改变.

3 结果与讨论

我们采用脉冲静电场电离中性里德堡态的方法, 研究了不同原子在 50 fs, 800 nm 强激光场中的 RSE 过程. 相比直接测量中性粒子的方法 [17], 荷电粒子检测的灵敏度更高, 同时可以在相同实验条件和检测效率下比较电离和激发过程. 在我们的实验条件下, 根据绝热场致电离公式 $F = 1/9n^4$ (F 为原子单位制下的激光电场, n 为里德堡态的主量子数), 估算所测量的中性里德堡态的主量子数 n 大致在 20—30 之间.

首先研究了 He 原子的强场 RSE 过程, 并与文献 [17] 的结果进行了比较. 图 2(a) 给出了 800 nm 线偏振激光场下直接电离的飞行时间质谱 (He^+) 和同样条件下由脉冲静电场电离原子里德堡态的飞行时间质谱 ($(\text{He}^*)^+$), 对应光强为 1 PW/cm^2 . 实验中, 脉冲静电场相比激光脉冲的延迟时间为 1 μs , 电压与检测直接电离离子的静电场电压大小保持一致, 以保证 $(M^*)^+$ 和 M^+ 离子的检测效率的一致. 从图中可以看出明显的由中性里德堡态 He^* 经脉冲静电场电离产生的 $(\text{He}^*)^+$ 离子信号, 其飞行时间与直接电离产生 He^+ 离子飞行时间相差 1 μs , 即脉冲电场的延迟时间. $(\text{He}^*)^+$ 的飞行时间与脉冲电场的延迟时间呈现很好的线性关系 (图 2(a) 中的插图), 进一步证实了其由中性里德堡态由脉冲静电场电离产生的离子信号.

图 2(b) 给出了光强 $I = 1 \text{PW}/\text{cm}^2$ 下 $(\text{He}^*)^+$ 的产率随着激光椭圆偏率的变化曲线, 可以看出 $(\text{He}^*)^+$ 的产率强烈依赖于激光的椭圆偏率, 对实验结果进行高斯拟合得到了半高半宽 (half width at half maximum, HWHM), $\sigma_{\text{He}} = 0.13$, 与文献 [17] 的测量结果一致. 需要指出的是, 我们测量的里德堡态主量子数 n 范围为 20—30, 而文献 [17] 中 n 主要分布为 6—10, 这说明强场中 RSE 产率对激光椭圆偏率的依赖与里德堡态的主量子数无关. 在文

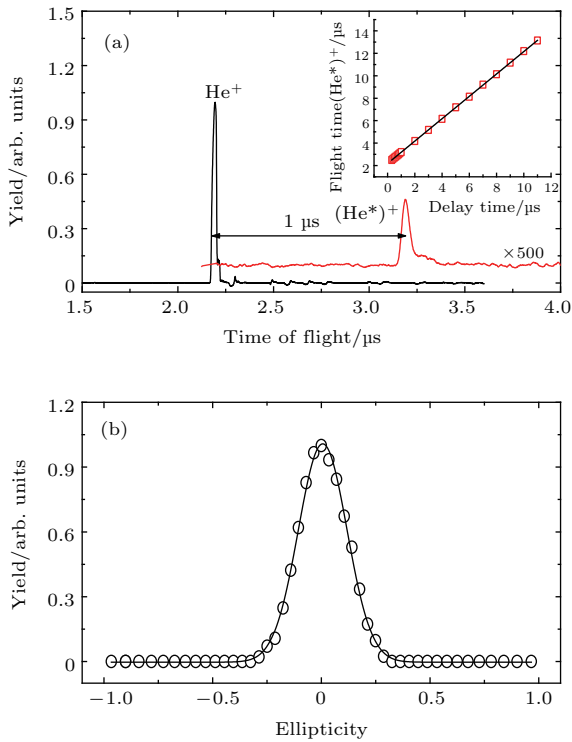


图2 (a) He原子直接电离的飞行时间质谱和中性里德堡态电离的质谱, 插图表示里德堡态(He*)⁺的飞行时间随着延迟时间的变化; (b) 在激光强度 $I = 1 \text{ PW/cm}^2$ 下, He原子的中性里德堡态产率随激光椭圆率的变化关系, 其中黑色实线为使用 Gauss 函数对实验测量结果拟合
 Fig. 2. (a) TOF mass spectra of direct ionization He⁺ and field-ionization of Rydberg atoms (He*)⁺, the inset shows the flight time of (He*)⁺ as a function of the delay time. (b) dependence of the (He*)⁺ yield on ellipticity at fixed pulse energy corresponding to laser intensity about 1 PW/cm², black line is Gauss fitting of the (He*)⁺ yield.

献 [17] 中, 这种 RSE 产率强烈依赖于激光的椭圆率的现象被认为是三步重散射模型的必然结果, 由此 RSE 过程被认为是三步重散射模型的重要补充. 而在我们的研究中, 高里德堡态 ($20 < n < 30$) 对应的电子轨道半径 $R (\approx n^2 \text{ a.u.})$ 远远大于自由电子在激光场中的振荡半径 $r_{\text{max}} (\approx F/\omega^2)$, 因此不是由隧穿电子与母核重碰产生的. 事实上, RSE 的产生可以认为是具有较低能量的隧穿电子出射过程中在激光场与库仑势的共同作用下被俘获到里德堡态. 随着激光椭圆率的增加, 一方面电离电子波包的弥散导致俘获概率降低, 另一方面低能电子的相对产率降低, 从而导致 RSE 的产率强烈依赖于激光的椭圆率.

进一步, 我们研究了不同原子的强场 RSE 过程. 图 3 中给出了 Ar 和 Xe 原子在强激光场中直接电离的飞行时间质谱, 以及产生的中性里德堡态被脉冲电场电离的质谱. 为了便于比较, 图中对母体一价离子峰强度进行了归一. 激光光强分别选择为 0.206 PW/cm^2 (Ar) 和 0.0783 PW/cm^2 (Xe), 使得具有不同电离限的原子都具有相同的 ADK 电离概率, 其他实验条件保持不变. 从图 3 中可以看出, 与 He 原子相似, Ar 和 Xe 原子在 800 nm 强激光场中亦能产生中性里德堡态, 同时强场直接电离除一价 M^+ 离子外, 还存在二价离子 M^{2+} . 在该光强下, M^{2+} 都来自于 NSDI 过程 [33]. 因此, 我们的实验可直接比对不同原子的 RSE 和 NSDI 这两种与隧穿电离相关的强场物理过程.

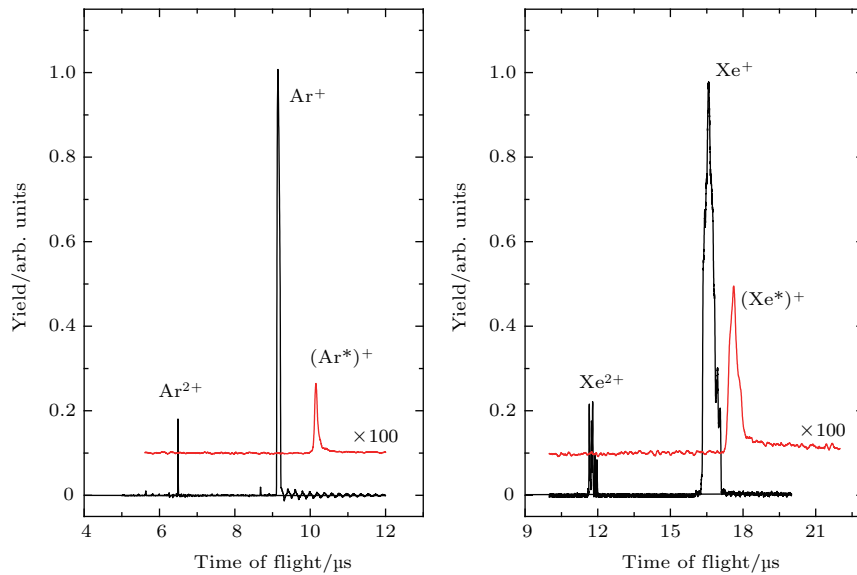


图3 Ar 和 Xe 的飞行时间质谱和中性里德堡态激发质谱

Fig. 3. TOF mass spectra of direct ionization Ar⁺, Ar²⁺, Xe⁺, Xe²⁺ and field-ionization of Rydberg atoms (Ar*)⁺ and (Xe*)⁺.

表 1 不同原子的里德堡态激发和双电离的产率与相应电离的比值
Table 1. The yield ratio of RSE and double ionization with single ionization for different atom.

Atom	I_p/eV	$I/PW \cdot cm^{-2}$	$M^{2+}/M^+/(%)$	$(M^*)^+/M^+/(%)^a$	$(M^*)^+/M^+/(%)^b$
He	24.59	1	0.23 ^c	0.18	9
Ar	15.76	0.206	1.51	0.28	14
Xe	12.13	0.0783	3.46	0.58	29

a, 代表主量子数 n 范围 $20 < n < 30$ 的激发产率; b, 代表总的激发产率; c, 引自文献 [34].
a, Rydberg state yield between $20 < n < 30$; b, total Rydberg state yield; c, Ref. [34].

表 1 列出了不同原子 RSE 与电离产率的比值 $(M^*)^+/M^+$, 以及 NSDI 与电离产率的比值 M^{2+}/M^+ ($M = He, Ar$ 或 Xe). 对于 He 原子, 由于其电离限较高, 二次电离的概率低, 且其荷质比与实验背景 H_2^+ 重合, 在我们的实验条件下无法区分, 表中 He^{2+}/He^+ 比值引自文献 [34]. 表中给出了实验直接测量的比值 $[(M^*)^+/M^+]^a$ (里德堡态 n 为 $20 < n < 30$), 根据 Nubbemeyer 等 [17] 使用半经典计算的原子 RSE 里德堡态 n 分布结果, 处于 $20 < n < 30$ 的里德堡态产率约占总激发产率的 2%, 由此可估算总激发概率与电离的比值结果亦列于表 1 中 ($[(M^*)^+/M^+]$).

从表 1 可以看出, 无论是对于 He, Ar 或 Xe, 总的 RSE 产率比 NSDI 产率都高约一个量级. 如上所述, RSE 是低能电子在激光场与库仑势的共同作用下被俘获到里德堡态上的结果, 而在 NSDI 过程中, 隧穿电子需返回母核附近并与之碰撞, 且具有足够的能量产生二次电离. 而在强场电离中, 高能电子的产率相对较低, 因此 NSDI 的产率明显低于 RSE 的产率. 对于不同原子体系, RSE 产率随原子序数的增加而逐渐增加, $He^* < Ar^* < Xe^*$. 对于 He, 我们得到的总激发概率约占电离的 9%, 与文献 [17] 相近. 而 Ar 和 Xe 的激发概率达到电离的 14% 和 29%. NSDI 产率具有相同的趋势, 即 $He^{2+} < Ar^{2+} < Xe^{2+}$. Schnürer 等在强激光场中原子 HHG 的实验中观测到类似的现象 [35]. Santra 和 Gordon [36] 根据多体微扰理论, 在三步模型中考虑电子交换势和电子-电子相互作用的修正, 表明原子中的多电子效应对强激光场 HHG 的产率起着重要作用. 至于多电子效应是否以及如何影响强激光场中原子的里德堡态激发产率, 仍需要进一步的深入研究予以揭示.

图 4 给出了线偏振激光场中 Ar 和 Xe 原子的里德堡态激发产率随激光强度的变化曲线, 为了比

较, 同时也给出了每个原子的一价离子和二价离子的产率随激光强度的变化曲线. 从图 4 中可以看出, Ar 原子与 Xe 原子的一价离子随着光强的增加其产率逐渐增大直至饱和, 二价离子的光强依赖呈现出了 NSDI 过程的特征“knee”结构, 其出现的光强位置与已有的文献报道的结果 [33] 符合. RSE 产率随着光强的增大而增加直至趋于饱和, 饱和位置在二价离子“knee”结构对应的光强附近. 需要指出的是, 图 4 中给出的 $(M^*)^+$ 实验测量结果为 $20 < n < 30$ 的里德堡态的产率, 如上所述, 这部分里德堡态仅占总 RSE 概率的 2%. 因此, 在低于“knee”结构的光强区域内, 原子总的 RSE 产率是高于双电离产率的(可参见表 1 结果). 同时随着光强的降低, RSE 相对双电离产率的增加更为明显. 这是由于在较低光强时, 能够形成 NSDI 的高能电子产率降低, 与之相比, 能够被俘获形成里德堡态的低能电子所占比率有所增加, 导致强场 RSE 的产率高于 NSDI.

图 5 给出了原子 Ar, Xe 的里德堡态激发概率以及 NSDI 概率随激光椭圆偏率的变化关系. 无论是 Ar 还是 Xe, 它们的二价离子都表现出了对激光椭圆偏率的强烈依赖. 根据 Corkum 的三步重散射模型 [16], 随着激光椭圆偏率的增加, 激光场附加给隧穿电子的横向速度增大, 电子波包更加弥散, 从而导致隧穿电子与核重碰的概率降低. 因此, 原子的 NSDI 明显依赖于激光椭圆偏率. 对于 RSE 过程, 随着激光椭圆偏率增加, 激发产率亦随之减小, 但对激光椭圆偏率的依赖明显弱于 NSDI 过程. 如前所述, 激光椭圆偏率的增加导致电离电子波包弥散, 使得其俘获到里德堡态的概率降低, 而与 NSDI 不同, RSE 过程不需要电子返回核附近发生“硬碰” [37], 因此 RSE 过程对隧穿电子初始横向速度的依赖不像 NSDI 那么强烈.

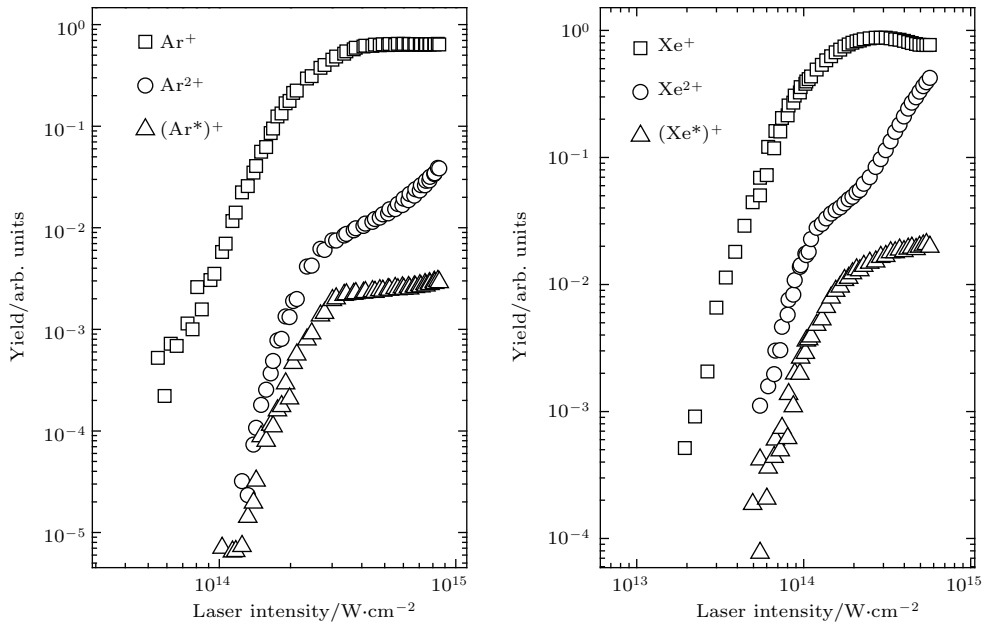


图4 Ar和Xe的一价离子,二价离子和中性里德堡态电离产生的离子的产率随激光强度的变化曲线
 Fig. 4. Dependence of the yield of Ar^+ , Ar^{2+} , $(\text{Ar}^*)^+$ and Xe^+ , Xe^{2+} , $(\text{Xe}^*)^+$ on the intensity of linear polarized laser field.

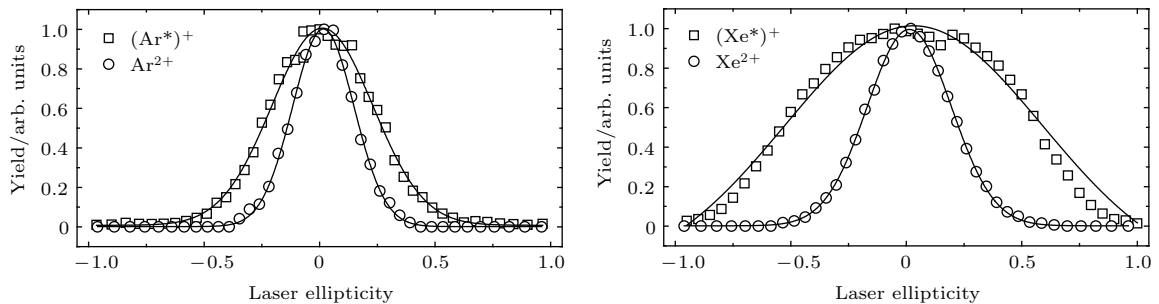


图5 Ar和Xe原子的里德堡态激发产率以及二价离子产率随激光椭圆率的变化关系 相应的光强Ar, $I = 0.206 \text{ PW/cm}^2$; Xe, $I = 0.0783 \text{ PW/cm}^2$; 其中黑色实线为 Gauss 函数的拟合
 Fig. 5. Dependence of $(\text{Ar}^*)^+$, Ar^{2+} and $(\text{Xe}^*)^+$, Xe^{2+} yield on ellipticity at fixed pulse energy corresponding to a laser intensity of about 0.206 PW/cm^2 for Ar and 0.0783 PW/cm^2 for Xe respectively. Black lines are the results of Gauss fitting.

表2给出了实验测量的不同原子RSE随激光椭圆率变化的半高半宽 σ 值,同时作为比较,给出了Huang等[30]半经典计算的理论结果.对比He, Ar, Xe,可以看出 σ 随原子序数增加而逐渐增加,即 $\sigma_{\text{He}} < \sigma_{\text{Ar}} < \sigma_{\text{Xe}}$,与Huang等的理论计算定性一致.根据Huang等[30]的研究, σ 值与隧穿电子的初始状态密切相关,对于电离限低的原子,隧穿电子可经历多次前向和背向散射,其杂乱无章的轨迹使得在较大椭圆率的激光场中亦有可能被原子核俘获形成里德堡态.对于He,实验测量值与半经典计算结果非常符合.对于Ar,实验测量值与半经典计算结果比较符合.而对于高Z原子Xe,实

验测量值则远大于半经典计算结果.结合Santra和Gordon[36]对不同原子HHG的研究,我们在半经典计算中考虑核诱导偶极势[38]及电子屏蔽势等[39]多电子效应的影响,以寻求高Z原子实验和计算差别的原因.但计算结果显示,无论是单独考虑诱导偶极势和屏蔽势,或同时考虑两个修正都对理论计算结果影响不大,与实验测量结果仍差别较大,说明在隧穿电子被俘获到里德堡态的过程中,这两种多电子效应的影响可以忽略.目前我们正在对该问题开展后续的理论 and 实验研究,以期深入揭示强场中高Z原子的里德堡态激发的物理机理.

表2 不同原子里德堡态激发对椭圆率依赖的半高半宽的实验测量值 σ_{exp} 与文献中半经典计算值 σ_{semi}

Table 2. The experimental and sem-classical theoretical results of HWHM in ellipticity dependence of atomic RSE for all three atoms.

Atom	σ_{exp}	σ_{semi} [30]
He	0.13	0.13
Ar	0.25	0.20
Xe	0.48	0.29

4 结 论

本文研究了在强激光场下 He, Ar 和 Xe 的里德堡态激发过程, 并与双电离过程进行了比较. 研究表明, 里德堡态激发和 NSDI 的概率都随着原子序数的增加而增加, 且都依赖于激光椭圆率. 在整个光强范围内, 里德堡态激发的相对产率大于 NSDI, 对激光椭圆率的依赖则弱于 NSDI. 对不同原子体系的强场 RSE 和 NSDI 的研究发现, 与 NSDI 相同, 原子 RSE 对激光椭圆率的依赖程度随原子序数的增加逐渐减弱. 本文的研究为进一步的理论和实验研究, 提供了有价值的参考.

参考文献

- [1] Jin C, Bertrand J B, Lucchese R R, W Orner H J, Corkum P B, Villeneuve D M, Le A, Lin C D 2012 *Phys. Rev. A* **85** 13405
- [2] Tudorovskaya M, Lein M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 13430
- [3] Cao W J, Cheng C Z, Zhou X X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 054210 (in Chinese) [曹卫军, 成春芝, 周效信 2011 物理学报 **60** 054210]
- [4] Li M, Geng J, Liu H, Deng Y, Wu C, Peng L, Gong Q, Liu Y 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 113002
- [5] Liao Q, Lu P, Lan P, Cao W, Li Y 2008 *Phys. Rev. A* **77** 13408
- [6] Becker W, Grasbon F, Kopold R, Milošević D B, Paulus G G, Walther H 2002 *Adv. Atom., Molec., Opt. Phys.* **48** 35
- [7] Lohr A, Kleber M, Kopold R, Becker W 1997 *Phys. Rev. A* **55** R4003
- [8] Wang P Y, Jia X Y, Fan D H, Chen J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 143201 (in Chinese) [王品懿, 贾欣燕, 樊代和, 陈京 2015 物理学报 **64** 143201]
- [9] Jia X Y, Fan D H, Li W D, Chen J 2013 *Chin. Phys. B* **1** 13301
- [10] Ishikawa T, Tong X M, Toshima N 2010 *Phys. Rev. A* **82** 33411
- [11] Mauger F, Chandre C, Uzer A T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 43005
- [12] Hao X, Wang G, Jia X, Li W 2009 *Phys. Rev. A* **80** 23408
- [13] Cornaggia C, Hering P 2000 *Phys. Rev. A* **62** 23403
- [14] Watson J B, Sanpera A, Lappas D G, Knight P L, Burnett K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1884
- [15] Talebpoury A, Chien C, Liangz Y, Larochelle S, Chin S L 1997 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **30** 1721
- [16] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [17] Nubbemeyer T, Gorling K, Saenz A, Eichmann U, Sandner A W 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 233001
- [18] Wang B B, Li X F, Fu P M, Chen J, Liu J 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 2729
- [19] Eichmann U, Nubbemeyer T, Rottke H, Sandner W 2009 *Nature* **461** 1261
- [20] Maher-McWilliams C, Douglas P, Barker P F 2012 *Nat. Photon.* **6** 386
- [21] Lü H, Zhang J F, Zuo W L, Xu H F, Jin M X, Ding D J 2015 *Chin. Phys. B* **24** 063303
- [22] Mckenna J, Zeng S, Hua J J, Sayler A M, Zohrabi M, Johnson N G, Gaire B, Carnes K D, Esry B D, Ben-Itzhak I 2011 *Phys. Rev. A* **84** 43425
- [23] Wu J, Vredenburg A, Ulrich B, Schmidt L P H, Meckel M, Voss S, Sann H, Kim H, Jahnke T, Do Rner R 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 43003
- [24] Nubbemeyer T, Eichmann U, Wsandner 2009 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **42** 134010
- [25] Manschwetus B, Nubbemeyer T, Gorling K, Steinmeyer G, Eichmann U, Rottke H, Sandner W 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 113002
- [26] Volkova E A, Popov A M, Tikhonova O V 2011 *Sov. Phys. JETP* **113** 394
- [27] Popov A M, Tikhonova O V, Volkova E A 2010 *Laser Phys.* **20** 1028
- [28] Lü H, Zuo W, Zhao L, Xu H, Jin M, Ding D, Hu S, Chen J 2016 *Phys. Rev. A* **93** 33415
- [29] Landsman A S, Pfeiffer A N, Hofmann C, Smolarski M, Cirelli C, Keller U 2013 *New J. Phys.* **15** 13001
- [30] Huang K, Xia Q, Fu L 2013 *Phys. Rev. A* **87** 33415
- [31] Baer T 1989 *Annu. Rev. Phys. Chem.* **40** 637
- [32] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P 1986 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **91** 2008
- [33] Larochelle S, Talebpoury A, Chin S L 1998 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31** 1201
- [34] Walker B, Sheehy B, Dimauro L F, Agostini P, Schafer K J, Kulander K C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1227
- [35] Brabec T, Krausz F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545
- [36] Santra R, Gordon A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 73906
- [37] Shvetsov-Shilovskia N I, Goreslavskia S P, Popruzhenkoa S V, Beckerb W 2009 *Laser Phys.* **19** 1550
- [38] Dimitrovski D, Maurer J, Stapelfeldt H, Madsen L B 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 103005
- [39] Sun X, Li M, Ye D, Xin G, Fu L, Xie X, Deng Y, Wu C, Liu J, Gong Q, Liu Y 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 103001

SPECIAL TOPIC — Atomic and molecular processes driven by ultrafast intense laser fields

Rydberg state excitations and double ionizations of different atoms in strong femtosecond laser field*

Zhao Lei Zhang Qi Dong Jing-Wei Lü Hang[†] Xu Hai-Feng

(*Institute of Atomic and Molecular Physics, Jilin University, Changchun 130012, China*)

(Received 15 June 2016; revised manuscript received 12 August 2016)

Abstract

We experimentally investigate the Rydberg state excitations (RSEs) of noble gas atoms, He, Ar and Xe, in an 800-nm 50-fs strong laser field, by using the mass resolved pulsed electric field ionization method combined with the time-of-flight mass spectrometer. We measure the yields of the atomic RSE at different laser intensities and ellipticities, and compare the results with those of the nonsequential double ionization (NSDI) in strong laser fields. Our study shows that like that of NSDI, the yield of the atomic RSE increases as the atomic number increases, i.e., RSE yield trend is He < Ar < Xe. On the other hand, for any of the atoms, the probability of NSDI is lower than that of total RSE at the same laser intensity, which can be understood as that the yield of high energy electrons (for NSDI) is less than that of low energy electrons that can be captured into the Rydberg states. Additionally, our results show that the RSE yield strongly depends on the laser ellipticity, which is completely suppressed by a circularly polarized laser field. The dependence of RSE on laser ellipticity turns weaker as the atomic number increases, and is weaker than that of NSDI for any of the atoms. It is indicated that the atomic RSE in strong laser field can be attributed to the capture of the low energy electrons after tunneling ionization into Rydberg states by the Coulomb potential at the end of the laser pulse.

Keywords: Rydberg state excitation, tunneling ionization, strong laser field, double ionization

PACS: 32.80.Ee, 32.80.Rm, 33.15.Ta, 34.50.-s

DOI: [10.7498/aps.65.223201](https://doi.org/10.7498/aps.65.223201)

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB922200) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11534004, U1532138, 11274140).

† Corresponding author. E-mail: Lvhang0811@jlu.edu.cn