

中红外波段超快强激光场驱动的单原子电离

林志阳^{1,2}, 林宝卿¹, 陈志心^{1,2}

¹ 华侨大学信息科学与工程学院, 福建 厦门 361021;

² 福建省光传输与变换重点实验室, 福建 厦门 361021

摘要 利用波长可调谐的强飞秒激光脉冲, 在中红外波段系统地测量了氙原子的单电离离子产率随光强的变化关系。基于 PPT 模型和 ADK 模型进行了理论计算, 并将理论计算结果与实验结果进行了对比, 发现在整个测量区域, 基于 PPT 模型的计算结果均与实验结果相符, 而在较长波长、较高光强时基于 ADK 模型的计算结果与实验结果吻合较好。两种理论模型在深隧穿电离区域的一致性及其描述原子单电离行为的有效性在实验中得到了直接验证, 可以利用这两种模型准确地标定长波长激光脉冲的绝对光强。

关键词 原子与分子物理学; 中红外波段; 超快强激光场; 单电离

中图分类号 O562

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0602001

Single Ionization of Atoms Driven by Ultrafast Intense Mid-Infrared Laser Fields

Lin Zhiyang^{1,2}, Lin Baoqing¹, Chen Zhixin^{1,2}

¹ College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Xiamen, Fujian 361021, China;

² Fujian Provincial Key Laboratory of Light Propagation and Transformation, Xiamen, Fujian 361021, China

Abstract The variation relationship of ion yield for xenon atom under the single ionization in the mid-infrared band versus laser intensity is measured systematically by using the wavelength-tunable strong femtosecond laser pulses. The theoretical calculations based on the PPT and ADK models are done and the theoretical calculation results are compared with the experimental results. It is found that all the calculation results based on the ADK model are consistent with the experimental results in the whole measurement region, while the calculation results based on the ADK model do only when the wavelength is long enough and the intensity is strong enough. The unification for the two models in the deep tunneling ionization regime and the validity for the two models in describing the single ionization of atoms are directly verified in experiments, and thus these two models can be used as a precise tool to calibrate the absolute intensity of long wavelength laser pulses.

Key words atomic and molecular physics; mid-infrared band; ultrafast intense laser fields; single ionization

OCIS codes 020.2649; 020.4180; 320.7120

1 引 言

原子分子在强激光场中的电离动力学是强场物理领域的研究热点之一^[1-3]。研究原子电离的前提是准确获得其隧穿出口和电离几率等信息^[4], 这些信息是理解电离电子在激光场中与母核发生重散射而出现非顺序双电离^[5-7]和高次谐波^[8]等诸多现象的基础, 对研究原子分子结构^[9]和阿秒脉冲产生机

理^[10]是至关重要的。

根据 Keldysh 参数 γ 的不同^[11], 原子的电离行为可分为多光子电离和隧穿电离两种机制, 一般以 $\gamma=1$ 作为这两种机制的分界线。当 $\gamma>1$, 即光强较弱、波长较短时, 多光子电离起主导作用; 而当 $\gamma<1$, 即光强较强、波长较长时, 隧穿电离起主导作用。利用 Perelomov 等^[12]建立的 PPT(Perelomov-Popov-Terentev) 模型和 Ammosov 等^[13]建立的

收稿日期: 2017-12-05; 收到修改稿日期: 2018-01-30

基金项目: 国家自然科学基金(11504116, 11447188, 11404117)、福建省自然科学基金(2015J09005)、华侨大学高层次人才科研启动项目(13BS406)

作者简介: 林志阳(1984—), 男, 博士, 讲师, 主要从事飞秒涡旋光产生及其与物质相互作用方面的研究。

E-mail: suthing@hqu.edu.cn

ADK(Ammosov-Delone-Krainov)模型,可计算原子在这两个电离区域的单电离几率。PPT模型考虑了长程库仑相互作用^[12,14],在多光子电离区域和隧穿电离区域均能较好地重复出实验结果^[14-15]。ADK模型则在较大光强时能重复出实验结果^[14,16-18],并能预测原子电离的饱和光强^[5,19]。然而,在长脉宽CO₂激光场实验^[17,20]和800 nm飞秒激光场实验^[5,14]中均发现,ADK模型在低光强区域无法重复出实验结果,且实验测得的原子双电离产生的“膝盖”结构^[7,21-22]也在ADK模型的预测范围之外,这意味着ADK理论的适用范围仅限于隧穿电离区域(即 $\gamma \ll 1$)。

基于光参量放大技术的波长可调谐中外红波段强激光脉冲的出现,极大地拓宽了强场物理的研究范围^[3]。通过调谐波长可以较易实现 $\gamma \ll 1$,使电离进入深隧穿区域,从而发现了中红外波段的一系列新现象,如奇异“低能结构”^[23-24]和“零能结构”^[25]等。这些现象与电子在隧穿出口受到母核的库仑作用有关^[23,25-28],然而母核库仑势对隧穿过程和隧穿几率的影响有待进一步研究。在中红外波段研究原子的隧穿电离几率,检验ADK模型和PPT模型在新的参量空间的适用性,将有助于研究新现象背后的物理机制,特别是隧穿过程中可能出现的在实验上难以探测到的“非绝热效应”^[29],而这两个理论模型基于准静态绝热近似,与实验结果直接对比可检验该效应是否存在。此外,考虑到对“库仑势作用”和“非绝热效应”的理解依赖于对峰值光强的校准^[30-31],且电离事件主要发生于峰值光强处,因此精确地标定峰值光强也尤为重要。

本文在实验上系统地测量得到了氙原子在较宽波段内(800~2000 nm)的单电离产率随光强的变化曲线,分别利用ADK模型和PPT模型得到了相应的理论曲线。通过实验和理论分析,对照研究了这两种经典理论模型在新的参量空间的适用性,更精确地标定出了长波长激光脉冲的峰值光强。

2 实验装置

利用飞行时间谱仪测量光电子能谱和离子产量,其装置示意图如图1所示,其中HR代表高反射镜,MCP代表微通道。中红外波段激光脉冲由钛宝石飞秒光源抽运的光参量放大(OPA)系统产生。该钛宝石光源的重复频率为1000 Hz,可输出单脉冲最高能量为2.5 mJ、中心波长为800 nm、脉宽为40 fs的脉冲,经过OPA系统后输出波长为1500 nm的激光脉冲,其单脉冲的最大能量约为0.5 mJ,而相应的

2000 nm单脉冲的最大能量约为0.4 mJ。利用自制自相关仪,测得1500 nm激光脉冲脉宽为30 fs,而2000 nm的脉宽为90 fs。1500 nm、2000 nm激光脉冲的光束质量因子值分别约为1.2、2.5。

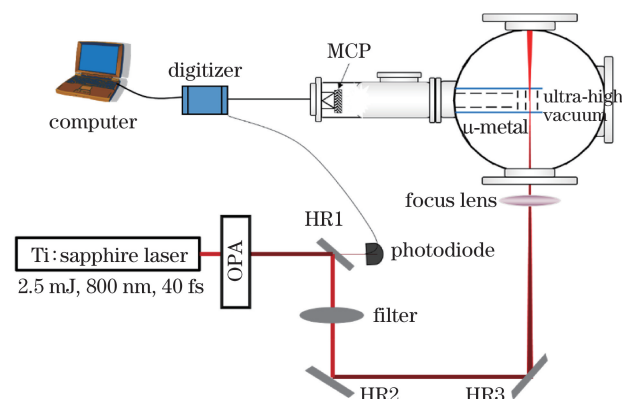


图1 实验装置示意图

Fig. 1 Schematic of experimental setup

OPA系统输出的激光脉冲一分为二,一路能量较小的光束经光电二极管转化后作为触发信号;另一路通过中性衰减片调节后经平凸透镜聚焦到真空腔体作用区中,与目标气体发生相互作用,产生光电子和离子。产生的光电子经过 μ 金属(一种高磁导率合金)屏蔽的无场区后,被带有MCP的探测器探测到;而离子则经过电场板加速后,被相应的探测器探测到。电子和离子信号被甄别器转化成能被多通道时间数字转化卡识别的信号,这些信号被计算机采集。整体而言,飞行时间谱仪对光电子的测量分辨率可达1 meV,且可以完全区分一价氙离子和二价氙离子以使其不相互影响。在整个实验过程中,各波长激光脉冲的功率可以保持长时间稳定,以消除光强波动对离子产率测量的影响。详细的实验装置和测量过程请参见文献^[23,32-33]。

3 理论模型

处于基态的电子会以一定几率从由库仑势和准静态激光电场共同作用形成的势垒中隧穿电离。Perelomov等^[12]在朗道的基础上,将描述氢原子基态的电离几率公式推广到任意态,而后Ammosov等^[13]进一步推广至任意复杂原子的任意态,形成了描述电子隧穿电离几率的基本理论框架。在ADK理论中,原子在线偏振激光场中的电离几率公式^[1,13]为

$$W_{m,ADK} = |C_{n^*l^*}| f_{lm} I_p \sqrt{\frac{6}{\pi}} \left[\frac{2(2I_p)}{F(t)} \right]^{2n^* - |m| - 3/2} \times \exp \left[-\frac{2(2I_p)^{3/2}}{3F(t)} \right], \quad (1)$$

式中: $F(t)$ 为激光电场; I_p 为原子的电离势; l 和 m 分别为角量子数和磁量子数; 基态原子波函数的有效量子数 $n^* = Z/\sqrt{2I_p}$, 其中 Z 为原子核的电荷数; 有效角量子数 $l^* = n^* - 1$; 系数 $C_{n^*l^*}$ 和 f_{lm} 分别表示为

$$|C_{n^*l^*}|^2 = \frac{2^{2n^*}}{n^* \Gamma(n^* + l^* + 1) \Gamma(n^* - l^*)}, \quad (2)$$

$$f_{lm} = \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|} |m|! (l-|m|)!}, \quad (3)$$

式中 $\Gamma(\cdot)$ 为伽马函数。在计算离子电离几率时, 采用基态的有效量子数 n^* 和角量子数 l 。将总的电离几率对所有可能的磁量子数进行平均, 得到最终的电离几率为

$$W_{\text{total}} = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l W_{m, \text{ADK}} \quad (4)$$

激光电场的脉冲形状为 13 周期梯形, 前 10 个周期的脉冲幅度都一样, 而后 3 个周期幅度呈斜坡式下降直至激光脉冲关闭。具体的激光电场为

$$F(t) = a(t) F_0 \cos(\omega t), \quad (5)$$

式中 F_0 为电场幅度; ω 为激光脉冲的圆频率; t 为时间; $a(t)$ 为电场包络函数, 其表达式为

$$a(t) = \begin{cases} 1, & t \leq 10T \\ \cos^2\left(\frac{t-10T}{6T}\pi\right), & 10T < t \leq 13T, \\ 0, & t > 13T \end{cases} \quad (6)$$

式中 T 为脉冲光学周期。该激光脉冲包络没有考虑上升沿, 这是由于隧穿电离几率与激光强度呈指数关系且电离事件主要源于激光峰值电场, 激光强度很弱时脉冲前沿对电离的影响通常可以忽略。

与 ADK 理论不同, PPT 理论考虑了长程库仑相互作用^[12,14], 其描述的电离几率为

$$W_{m, \text{PPT}} = |C_{n^*l^*}| f_{lm} I_p \sqrt{\frac{6}{\pi}} \left[\frac{2(2I_p)}{F(t)} \right]^{2n^* - |m| - 3/2} \times (1 + \gamma^2)^{|m|/2 + 3/4} A_m(\omega, \gamma) \exp\left[-\frac{2(2I_p)^{3/2}}{3F(t)} g(\gamma)\right], \quad (7)$$

式中

$$g(\gamma) = \frac{3}{2\gamma} \left[\left(1 + \frac{1}{2\gamma^2}\right) \sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{2\gamma} \right], \quad (8)$$

式中系数 A_m 可从文献[1,34]中获得。与 ADK 理论一样, 对于不同磁量子数 m , 将对应的电离几率求和后取平均值, 可得到最终的电离几率。基于上

述两种理论模型得到的计算结果均考虑了激光脉冲聚集后的时空特性。PPT 模型中的系数 A_m 和 Keldysh 参数 γ 均与激光波长这一实验可调的参数有关, 相应的理论计算结果可以与中红外波段不同波长下的实验结果进行直接对比, 进而检验 PPT 模型中所考虑的长程库仑相互作用与波长的关系。

4 结果与讨论

在实验中, 所用的激光波长分别为 800, 1500, 2000 nm。首先, 测量了同一光强 (8.0×10^{13} W/cm²) 不同波长下氙原子的光电子能谱, 如图 2(a) 所示。为了方便比较, 各条曲线在垂直方向作不同程度平移(不影响能谱的整体形状)。整体来看, 不同波长下的能谱首先表现为光电子产率随着能量的增大而快速下降, 且产率在某一能量处出现拐点后基本不再随着能量的增大而变化, 即形成了一个平台结构直至在能量 $10U_p$ (U_p 为有质动能) 处截止, 符合半经典理论模型的预测^[35-36]。

然而, 能谱的高能平台结构会随着波长的增大而延伸, 如图 2(a) 中的 2000 nm 曲线所示, 电子产率较小且噪声影响较大, 因此, 在更长波长下无法从能谱中精确获得截止能量, 利用截止能量标定长波长脉冲的光强时会出现较大误差。考虑到 PPT 模型的适用范围更宽^[14-15], 首先测得 800 nm 波长下 Xe^+ 产率随激光功率的变化曲线, 如图 2(b) 所示。可以看出, 离子产率随着激光功率的增大先快速增大, 二者呈直线关系, 如图 2(b) 中的绿色直线所示。当功率达到约 20 μJ 时出现一个拐点, 高于 20 μJ 时离子产率的增大趋势变缓, 如图 2(b) 中的黄色直线所示。这两条斜率不一样的直线的交点即为饱和功率^[5], 如图 2(b) 中蓝色虚矩形所示。利用 PPT 模型计算得到的理论曲线如图 2(c) 所示。该曲线整体呈现出的变化趋势与实验所测得的一致。利用同样的处理方法, 获得了理论上的饱和光强。通过饱和功率与饱和光强的对应关系可确定激光功率与峰值光强的关系, 由此标定出峰值光强。以饱和光强为参考点作归一化处理, 将实验曲线整体平移, 使饱和区域重合, 即可获得图 3(a) 所示的实验、理论对照曲线。这种光强标定法不依赖任何激光参数, 可以有效地标定出长波长脉冲的峰值光强, 图 2(a) 和图 3 中各波长脉冲的峰值光强即是利用此法标定出来的。

进一步测量了中红外波段两个波长(1500 nm 和 2000 nm) 激光场中的 Xe^+ 产率随光强的变化曲线, 分别如图 3(b)、(c) 所示。图 3 也给出了基于 ADK

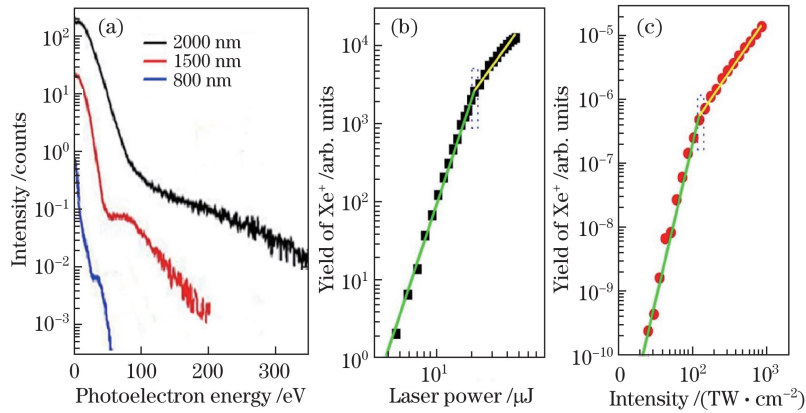


图 2 (a) 实验测得的不同波长下氙原子的电离光电子能谱; (b) 实验测得的 800 nm 波长下 Xe^+ 产率随激光功率的变化曲线; (c) 基于 PPT 理论得到的 800 nm 波长下 Xe^+ 产率随光强的变化曲线

Fig. 2 (a) Ionization photoelectron spectra of xenon atom measured under different wavelengths by experiment; (b) yield of Xe^+ versus laser power at wavelength of 800 nm by experiment; (c) yield of Xe^+ versus laser intensity at wavelength of 800 nm based on PPT theory

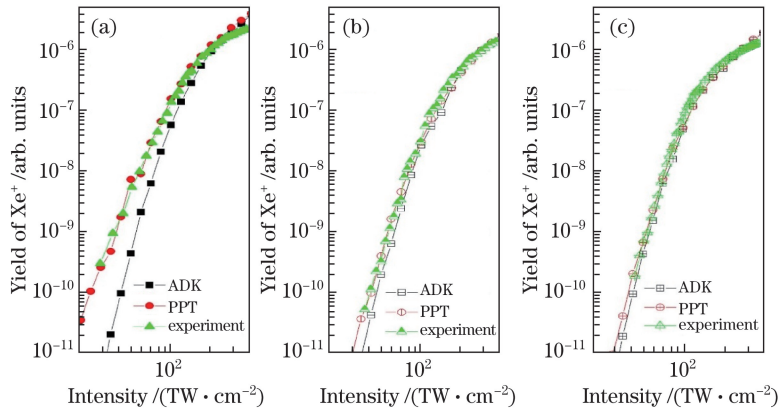


图 3 不同波长下 Xe^+ 产率随光强的变化曲线。(a) 800 nm; (b) 1500 nm; (c) 2000 nm

Fig. 3 Yield of Xe^+ versus laser intensity under different wavelengths. (a) 800 nm; (b) 1500 nm; (c) 2000 nm

模型和 PPT 模型计算得到的相应波长下离子产率随光强的变化曲线。考虑到这些曲线的变化趋势与区分两种不同电离机制的 γ 值有关,在图 4 中给出了不同波长、不同光强下的 γ 值以供参考。图 4 中的水平红线标示出了 $\gamma=1$ 这一分界线。

从图 3(a) 可以看到,当波长为 800 nm 时,上述两种模型得到的结果在低光强区域的偏差较大。这是因为低光强时相应的 γ 值远大于 1(如图 4 所示),电离机制适用于多光子电离区域。随着光强增大至饱和光强(约为 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$),两种模型的差异几乎消失。这符合预期,因为对应的 γ 值已小于 1,ADK 模型更接近于 PPT 模型^[34]。另一方面,在饱和光强以下,PPT 模型计算得到的结果比实验测量结果略高,但是 ADK 模型结果远远低于实验结果。除了大于 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 的高光强区,ADK 模型在整个光强区域均偏离实验结果,这

再次验证了 ADK 模型的有效性局限于高光强区域(即 γ 值较小时)。

考虑到 γ 值越小时相应的理论模型更有效,且利用 OPA 调谐激光波长更容易得到更小的 γ 值,将对研究拓展到更长波段。如图 4 所示,在大部分光强区域,2000 nm 下的 γ 值都小于 1,且在最高光强时小至 0.2。1500 nm 下的 γ 值在光强低于 $3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 时大于 1,在其他高光强区域均小于 1。总的来说,两个波长下的电离区域均到达了深隧穿区域。因此,如图 3(b)、(c) 中 ADK 模型和 PPT 模型预测的曲线所示,这两种模型之间的差异在高光强区域明显消失。

1500 nm 下基于 ADK 模型的计算结果在高光强部分很好地重复了实验结果,而在低光强部分,计算结果和实验结果之间的偏差远小于 800 nm 下的,如图 3(a) 所示。随着波长增大至 2000 nm,

ADK 模型与实验结果在更大光强范围内吻合,如图 3(c)所示,这表明其有效性随着波长的增大而提高,因此其在深隧穿电离区域可用于准确计算原子的单电离几率。

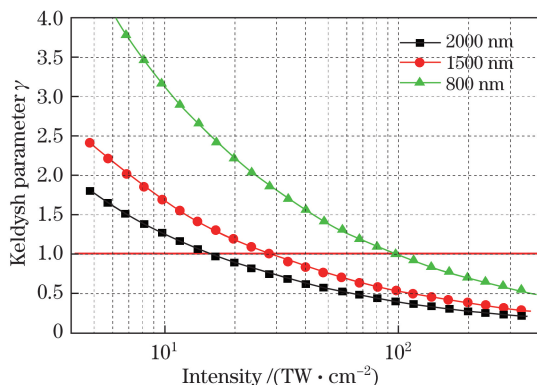


图 4 不同波长下 Keldysh 参数 γ 随光强的变化曲线
Fig. 4 Keldysh parameter γ versus laser intensity under different wavelengths

从图 3(a)~(c)可以看出,除了饱和光强区域, PPT 模型在低光强部分所预测的单电离几率也与实验结果一致。三种不同波长下的实验曲线与理论预测的一致,如(7)式所示。此外,随着波长的增大, ADK 模型和 PPT 模型预测的结果趋近一致,说明 PPT 理论所考虑的长程库仑相互作用^[12,14]随着波长的增大而变弱。同时,这两个绝热近似的模型呈现出波长依赖性,其准确性随着波长的增大而提高,也表明在深隧穿区域不存在非绝热效应。总体而言,利用这两个模型可以有效地描述原子在深隧穿区域的单电离行为。

5 结 论

在中红外波段的不同波长下,系统地测量了氙原子的光电子能谱和 Xe^+ 产率随光强的变化关系,并基于 ADK 模型和 PPT 模型分别计算了相应的曲线。通过使饱和光强区域的 PPT 理论结果和实验结果重合,标定出不同波长脉冲的绝对峰值光强,避免了光强标定误差。通过理论和实验对比,分析了 Xe^+ 产率随光强的变化曲线对波长的依赖性,直接检验了这两种理论模型的一致性随着波长的增大而增强这一结论,同时发现了利用这两种模型计算原子单电离几率的准确性也随着波长的增大而提高。因此,可利用这两种理论模型有效描述原子在深隧穿区域的单电离行为,从而获得隧穿过程中可能存在的库仑势作用和非绝热效应等信息,为研究该区域电离电子间的关联作用和电子与母核间的相

互作用等复杂电离动力学问题提供重要参考。

致谢 感谢中国科学院武汉物理与数学研究所的柳晓军研究员小组和中国科学院上海光学精密机械研究所的程亚研究员小组在实验数据测量方面提供的帮助。

参 考 文 献

- [1] Becker W, Grasbon F, Kopold R, *et al.* Above-threshold ionization: From classical features to quantum effects[J]. *Advances in Atomic Molecular and Optical Physics*, 2002, 48(4): 35-98.
- [2] Vozzi C, Negro M, Stagira S. Strong-field phenomena driven by mid-infrared ultrafast sources[J]. *Journal of Modern Optics*, 2012, 59(15): 1283-1302.
- [3] Agostini P, DiMauro L F. Atomic and molecular ionization dynamics in strong laser fields: from optic to X rays[J]. *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2012, 61: 118-158.
- [4] Shafir D, Soifer H, Bruner B D, *et al.* Resolving the time when an electron exits a tunnelling barrier[J]. *Nature*, 2012, 485(7398): 343-346.
- [5] Walker B, Sheehy B, DiMauro L F, *et al.* Precision measurement of strong field double ionization of helium[J]. *Physical Review Letters*, 1994, 73(9): 1227-1230.
- [6] Zheng X X, Bai L H, Feng F Z. Non-sequential double ionization of magnesium atom in elliptically polarized strong laser field[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(8): 080201.
郑晓晓, 白丽华, 冯凤珍. 椭圆偏振强激光场中 Mg 原子的非次序双电离 [J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(8): 080201.
- [7] Quan W, Hao X L, Hu X Q, *et al.* Laser-induced inelastic diffraction from strong-field double ionization[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(24): 243203.
- [8] Liu Z, Li R X, Xu Z Z. Recent progress in phase matched high order harmonic generation in ultrashort pulse strong field[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2000, 37(2): 1-7.
刘智, 李儒新, 徐至展. 超短脉冲强激光场产生高次谐波相位匹配技术的最新研究进展 [J]. *激光与光电子学进展*, 2000, 37(2): 1-7.
- [9] 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): 1011-1043.
- [10] Krausz F. The birth of attosecond physics and its coming of age[J]. *Physica Scripta*, 2016, 91(6): 063011.
- [11] Keldysh L V. Ionization in field of a strong

- electromagnetic wave[J]. Soviet Physics JETP, 1965, 20(5): 1307-1314.
- [12] Perelomov A M, Popov V S, Terent'ev M V. Ionization of atoms in an alternating electric field[J]. Soviet Physics JETP, 1966, 23(5): 924-934.
- [13] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field[J]. Soviet Physics JETP, 1986, 64(6): 1191-1194.
- [14] Larochelle S F J, Talebpour A, Chin S L. Coulomb effect in multiphoton ionization of rare-gas atoms[J]. Journal of Physics B: Atomic Molecular and Optical Physics, 1998, 31(6): 1215-1224.
- [15] Gingras G, Tripathi A, Witzel B. Wavelength and intensity dependence of short pulse laser xenon double ionization between 500 and 2300 nm[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(17): 173001.
- [16] Augst S, Meyerhofer D D, Strickland D, *et al.* Laser ionization of noble-gases by Coulomb-barrier suppression[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1991, 8(4): 858-867.
- [17] Chin S L, Liang Y, Decker J E, *et al.* Tunnel ionization of diatomic-molecules by an intense CO₂-laser[J]. Journal of Physics B: Atomic Molecular and Optical Physics, 1992, 25(10): L249-L255.
- [18] Tong X M, Zhao Z X, Lin C D. Theory of molecular tunneling ionization[J]. Physical Review A, 2002, 66(3): 033402.
- [19] Hankin S M, Villeneuve D M, Corkum P B, *et al.* Intense-field laser ionization rates in atoms and molecules[J]. Physical Review A, 2001, 64(1): 013405.
- [20] Walsh T D G, Decker J E, Chin S L. Tunnel ionization of simple molecules by an intense CO₂-laser[J]. Journal of Physics B: Atomic Molecular and Optical Physics, 1993, 26(4): L85-L90.
- [21] 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): 2642-2645.
- [22] Larochelle S, Talebpour A, Chin S L. Non-sequential multiple ionization of rare gas atoms in a Ti:sapphire laser field[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 1998, 31(6): 1201-1214.
- [23] Quan W, Lin Z, Wu M, *et al.* Classical aspects in above-threshold ionization with a midinfrared strong laser field[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(9): 093001.
- [24] Blaga C I, Catoire F, Colosimo F, *et al.* Strong-field photoionization revisited[J]. Nature Physics, 2009, 5(5): 335-338.
- [25] Wu C Y, Yang Y D, Liu Y Q, *et al.* Characteristic spectrum of very low-energy photoelectron from above-threshold ionization in the tunneling regime[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(4): 043001.
- [26] Becker W, Goreslavski S P, Milošević D B, *et al.* Low-energy electron rescattering in laser-induced ionization[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2014, 47(20): 204022.
- [27] Lin Z Y, Wu M Y, Quan W, *et al.* The Coulomb effect on a low-energy structure in above-threshold ionization spectra induced by mid-infrared laser pulses[J]. Chinese Physics B, 2014, 23(2): 023201.
- [28] Kelvich S A, Becker W, Goreslavski S P. Coulomb focusing and defocusing in above-threshold-ionization spectra produced by strong mid-IR laser pulses[J]. Physical Review A, 2016, 93(3): 033411.
- [29] Boge R, Cirelli C, Landsman A S, *et al.* Probing nonadiabatic effects in strong-field tunnel ionization[J]. Physical Review Letters, 2013, 111(10): 103003.
- [30] Quan W, Yuan M H, Yu S G, *et al.* Laser intensity determination using nonadiabatic tunneling ionization of atoms in close-to-circularly polarized laser fields[J]. Optics Express, 2016, 24(20): 23248-23259.
- [31] Wallace W C, Ghafur O, Khurmi C, *et al.* Precise and accurate measurements of strong-field photoionization and a transferable laser intensity calibration standard[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(5): 053001.
- [32] Lin Z Y, Jia X Y, Wang C L, *et al.* Ionization suppression of diatomic molecules in an intense midinfrared laser field[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(22): 223001.
- [33] Wang Y L, Xu S P, Chen Y J, *et al.* Wavelength scaling of atomic nonsequential double ionization in intense laser fields[J]. Physical Review A, 2017, 95(6): 063415.
- [34] Ilkov F A, Decker J E, Chin S L. Ionization of atoms in the tunnelling regime with experimental evidence using Hg atoms[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 1992, 25(19): 4005-4020.
- [35] Paulus G G, Nicklich W, Xu H L, *et al.* Plateau in above threshold ionization spectra[J]. Physical Review Letters, 1994, 72(18): 2851-2854.
- [36] Corkum P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization[J]. Physical Review Letters, 1993, 71(13): 1994-1997.