椭圆极化激光场驱动下氢原子发射高次谐波的特点

李伟^①, 周效信^{①*}, 陈京^{②③*}

① 西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730070;

② 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088;

③ 北京大学应用物理与技术研究中心, 北京 100084

* 联系人, E-mail: zhouxix@nwnu.edu.cn; chen_jing@iapcm.ac.cn

2015-05-28 收稿, 2015-07-31 修回, 2015-08-07 接受, 2015-11-18 网络版发表

国家自然科学基金(11264036, 11465016, 11274050, 11425414)资助

摘要 通过数值求解二维含时薛定谔方程, 研究了在不同波长的椭圆极化激光驱动下氢原子发射高次谐波的特点, 得到了氢原子所产生的高次谐波谱截止位置处发射效率随椭圆偏率的依赖关系. 研究表明, 在激光光强保持不变的情况下, 激光波长越大, 截止位置处谐波发射效率对椭圆偏率的依赖越强; 而在相同的激光波长驱动下, 随着激光光强的增大, 氢原子高次谐波谱截止位置处的效率随着驱动场椭圆偏率的增大下降得更快. 最后, 利用不同波长下高次谐波发射效率随椭圆偏率的依赖关系, 通过数值计算和拟合研究了电子波包在隧穿电离后的横向扩散速率, 研究发现在谐波截止位置附近由ADK模型得到的横向扩散速率比数值求解二维含时薛定谔方程得到的结果约小17%, 正是这种横向扩散速率偏小的原因导致由ADK模型计算的谐波发射效率随椭圆偏率的增大相对于实验结果来说下降的较慢, 而数值求解二维模型原子得到的结果与实验结果一致.

关键词 椭圆极化激光场, 高次谐波, 电子波包横向扩散

近年来, 强激光场与物质相互作用产生的高次谐波(HHG)由于频谱范围很宽以及在截止位置附近有超连续性的特点, 成为了产生阿秒脉冲光源的主要途径. 目前要得到单个阿秒脉冲可以通过多种方案实现^[1~9], 其中实验上常用的是极化门方案^[10~12], 它利用了谐波发射效率随激光场的椭圆偏率增大而减小的特点. 由于在椭圆极化激光场中原子发射的谐波效率低于相应的线极化场中发射的效率, 实验上能够产生椭圆偏率随时间变化的激光脉冲, 在其中的一段时间区间内使椭圆偏率很低(即接近线极化)的“门结构”, 在该“门”内谐波的发射效率很高, 而在其余时间由于激光椭圆偏率较大使得谐波发射效率很低, 从而实现单个阿秒脉冲的产生. 高次谐波发射强度随椭圆偏率的增大而减小的原因可以由半经典“三步模

型”^[13]给出合理的解释: 束缚态电子经隧穿电离后进入连续态, 此后该自由电子受激光场的控制而运动, 当激光场反向后, 电子返回到母离子附近与其发生复合而产生高次谐波发射. 在椭圆极化激光场中, 由于电场存在横向分量, 电子返回母离子附近时, 会在横向分量驱动下产生一横向位移, 从而使电子偏离了母离子, 导致了谐波发射效率的下降. 由此可见椭圆偏率越大横向位移也越大, 谐波强度下降地越快. 如果从量子角度来看, 从电子隧穿后到返回母离子的整个过程中, 电子波包会有一定的扩散, 而这个扩散可以补偿横向位移, 所以在小椭圆偏率的情况下, 谐波的发射效率减小得并不明显, 这正是“极化门”能够产生单个阿秒脉冲的原因.

关于谐波发射效率对激光场椭圆偏率的依赖已经

引用格式: 李伟, 周效信, 陈京. 椭圆极化激光场驱动下氢原子发射高次谐波的特点. 科学通报, 2016, 61: 855–861

Li W, Zhou X X, Chen J. High-order harmonic generation of H atom in elliptically polarized laser field (in Chinese). Chin Sci Bull, 2016, 61: 855–861, doi: 10.1360/N972015-00584

在实验和理论上进行过一些研究^[14-25]. Xu等人^[26]从实验上研究了不同波长激光驱动下原子谐波发射对椭圆偏率的依赖,并且对电子波包的横向扩散进行了研究. Arissian等人^[27]则用圆极化的激光场从实验上研究了激光波长分别为800, 1400 nm以及Keldysh参数 $\gamma=0.58\sim 1.53$ 情况下电子的纵向和横向动量分布,发现实验结果和ADK模型预测的结果一致,另外得到的横向动量分布为高斯型的,其宽度的增加与光强的平方根成正比. 本文通过数值求解氢原子在椭圆极化激光场中的含时薛定谔方程,来进一步研究高次谐波发射效率对椭圆偏率的依赖以及计算电子波包在横向的扩散.

1 理论方法

为了从理论上精确描述原子在椭圆极化激光驱动下发射高次谐波随椭圆偏率变化的关系,需要求解原子在激光场中的含时薛定谔方程,但是对于三维的真实原子而言,椭圆极化激光驱动下的计算量过于庞大,因此使用二维原子模型进行研究. 在偶极近似和长度规范下,氢原子在激光场中的两维含时薛定谔方程为(除特殊说明外,本文均采用原子单位):

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(x, y, t) = \left[-\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial y^2} + V(x, y) - xE_x(t) - \varepsilon yE_y(t) \right] \psi(x, y, t), \quad (1)$$

其中, $V(x, y)$ 为两维模型氢原子的模型势,本文采取软库仑势的形式, $V(x, y) = -1/\sqrt{x^2 + y^2 + \alpha^2}$, 由于高次谐波发射的贡献主要来自于电子从连续态到基态的跃迁,所以含时演化的初始波函数只需要氢原子的基态,因此,为了保证模型氢原子与真实氢原子具有相同的基态能量(-13.6 eV),取 $\alpha^2=0.8$. 本文通过B样条展开方法数值求解氢原子的定态薛定谔方程得到初始基态波函数.

在计算中选取椭圆极化激光电场的主轴方向沿 x 方向,副轴沿 y 方向,激光脉冲的电场形式为

$$E_x(t) = E_{0x}f(t)\sin(\omega t + \varphi_1), \quad (2)$$

$$E_y(t) = E_{0y}f(t)\cos(\omega t + \varphi_2), \quad (3)$$

这里, E_{0x} , E_{0y} 和 ω 为激光电场的峰值振幅和圆频率; $f(t) = e^{-2\ln 2(t^2/\tau^2)}$ 为高斯包络,其中 τ 为激光脉冲的脉宽(FWHM); $\varepsilon = E_{0y}/E_{0x}$ 为椭圆偏率; $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ 为载波包络

相位.

通过Crank-Nicolson方法数值求解氢原子在激光场中的含时薛定谔方程(1)式,得到含时波函数 $\psi(x, y, t)$ 后,运用Ehrenfest定理,可以得到电子的含时诱导偶极加速度:

$$\begin{aligned} \vec{a}(t) &= \langle \psi(x, y, t) | -\vec{\nabla} V(x, y) - \vec{E}(t) | \psi(x, y, t) \rangle \\ &= a_x(t)\vec{e}_x + a_y(t)\vec{e}_y. \end{aligned} \quad (4)$$

由于HHG谱的强度正比于电子偶极加速度的模方,所以谐波谱的强度可表示为

$$P_q(\omega) = \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^t \vec{a}(t) e^{-iq\omega t} dt \right|^2. \quad (5)$$

在椭圆极化激光场中,对于椭圆偏率 ε 远小于1的情况,电子的运动主要集中在 x 方向,而在横向 y 方向上,具有最大返回动能的电子返回母离子附近时的位移为^[16]

$$\Delta y \approx \frac{5.7\varepsilon E_{0x}}{\omega^2}. \quad (6)$$

当电子与母离子复合时,这个位移会减小电子波包和核的重叠,从而导致谐波发射强度的减小;随着椭圆偏率的增大,当 Δy 超过返回电子波包在 y 方向上的宽度时(即电子波包与原子波函数没有重叠),谐波的发射就会消失. 根据前面的叙述,在椭圆偏率小的情况下隧穿电离后电子波包在横向的扩散可以补偿谐波发射,根据ADK隧穿模型^[28,29],电子隧穿电离后在横向有一动量分布

$$|\psi_{\perp}|^2 \propto |\psi_{0\perp}|^2 \exp\left(-v_{\perp}^2 \frac{\sqrt{2I_p}}{E_0}\right), \quad (7)$$

其中, $\psi_{0\perp}$ 为动量空间电子初始波函数在垂直于激光极化方向的投影,(7)式后面高斯型的指数衰减说明电子波包在横向有一定的扩散. 把依赖于椭圆偏率的谐波产额 I 归一到线偏振的情况^[30],有

$$\frac{I_{XUV}(\varepsilon)}{I_{XUV}(\varepsilon=0)} \approx \frac{w(v_{\perp})}{w(v_{\perp}=0)} = \exp\left(-v_{\perp}^2 \frac{\sqrt{2I_p}}{E_0}\right), \quad (8)$$

式中 $w(v_{\perp})$ 为自由电子横向速率分布,当高次谐波在截止位置附近时,上式变为

$$\frac{I_{XUV}(\varepsilon)}{I_{XUV}(\varepsilon=0)} \approx \exp\left(-\frac{\beta^2 \sqrt{2I_p} E_0}{4\pi^2 c^2} \lambda^2 \varepsilon^2\right). \quad (9)$$

从而给出谐波截止位置电子波包在横向的扩散速率

为 $V_s = \beta E_0 \lambda \varepsilon / 2\pi c$, 其中 $\beta^2 \approx 1.59$, E_0 为激光电场峰值强度, λ 为激光脉冲的波长.

2 结果与分析

根据上述的理论方法, 分别计算了电场峰值强度为 1.5×10^{14} 和 2.5×10^{14} W/cm², 波长分别为 800, 1000, 1300, 1500 和 1800 nm 的激光脉冲驱动下氢原子发射高次谐波截止位置附近发射效率随激光椭圆率的依赖.

谐波发射效率可用 $\Delta I = \frac{1}{3c^3} \int_{\omega_1}^{\omega_2} |a(\omega)|^2 d\omega$ [31] 得到, 其中积分在截止位置处的某个单阶谐波进行, 具体高次谐波阶数为 H_{27} (800 nm), H_{47} (1000 nm), H_{91} (1300 nm), H_{133} (1500 nm), H_{215} (1800 nm). 图1给出了激光电场峰值强度为 1.5×10^{14} W/cm² 下计算的单阶谐波发射效率随椭圆率的变化. 从图中可以看出, 谐波效率随椭圆率的增大很快下降; 随着激光波长的增大, 谐波效率对椭圆率的依赖更加强烈. 这种现象可以由公式(6)给出解释, 当激光波长增大时, 返回的电子与母离子复合时电子在 y 方向上的横向位移会变得更小, 这就使得返回电子波包与核的重叠变得更小, 从而导致了谐波发射效率的降低更加明显.

为了考虑在不同激光强度驱动下氢原子谐波发射效率随椭圆率的依赖关系, 以激光波长 800 和 1800 nm 为例计算了不同电场峰值强度的谐波发射效率, 图2给出了在这2种波长激光驱动下谐波发射效率的计算结果. 由图可以看出, 无论是对于波长较短的 800 nm 驱动光, 还是对于波长较长的 1800 nm 驱动光,

图1 (网络版彩色) 激光峰值强度 1.5×10^{14} W/cm² 不同波长下截止位置处单阶谐波发射效率随椭圆率的变化

Figure 1 (Color online) The cutoff HHG yield as a function of ellipticity with peak intensity 1.5×10^{14} W/cm² for different driving wavelengths

随着激光光强的增大, 谐波发射效率对椭圆率的依赖都是相同的, 即随着光强的增大, 发射效率都会有所降低, 这个结论同样能从公式(6)给出合理的解释, 激光光强的增大使返回电子的横向位移增大, 造成了谐波发射效率的减小.

此外, 利用图1的结果还能够用来推算电子波包的横向扩展速率, 为此需要将计算结果进行转换. 与文献[26]相同, 定义一个数值 $\varepsilon_{1/2}$, 它的大小为在相同电场峰值强度下, 由椭圆偏振激光驱动原子发射高次谐波截止位置处的强度相对于线偏振驱动下发射强度一半时对应的椭圆率, 由于不同波长激光驱动下谐波强度随椭圆率下降的程度是不一样的, 就会

图2 (网络版彩色) 谐波截止位置发射效率对椭圆率的依赖. (a) 波长 800 nm, TDSE 结果(实线)和 ADK 结果(虚线); (b) 波长 1800 nm, TDSE 结果(实线)和 ADK 结果(虚线)

Figure 2 (Color online) Ellipticity dependence of the cutoff HHG yield. (a) 800 nm, TDSE results (solid lines) and ADK results (dash lines); (b) 1800 nm, TDSE results (solid lines) and ADK results (dash lines)

图3 (网络版彩色) $\varepsilon_{1/2}=a+b/\lambda$ 的拟合. (a) 激光峰值强度 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $a=0.00664$, $b=104.8802$; (b) 激光峰值强度 $2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $a=0.00156$, $b=95.0866$

Figure 3 (Color online) Wavelength scaling of ellipticity dependence with different peak intensity. Curve is fit numerical results with the function $\varepsilon_{1/2}=a+b/\lambda$. (a) The peak intensity is $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $a=0.00664$ and $b=104.8802$; (b) the peak intensity is $2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $a=0.00156$ and $b=95.0866$

给出 $\varepsilon_{1/2}$ 与波长的依赖关系. 图3给出了计算结果.

图中还给出了根据数值结果拟合的曲线, 根据拟合曲线能够推算出电子波包在横向的扩散速率. 采用的拟合公式为: $\varepsilon_{1/2}=a+b/\lambda$. 由于隧穿电离后处于连续态电子的运动可以由牛顿方程描述, 电子在激光场中获得的最大返回动能对应于谐波截止位置的能量, 具有最大返回动能的电子是在电场峰值附近处电离, 然后经约3/4个光学周期的演化时间返回母离子, 由此利用以下公式可计算电子的横向扩散速率 V_s :

$$V_s = \frac{\Delta y}{3T/4}, \quad (10)$$

其中, Δy 为电子的横向位移, $T=2\pi/\omega$ 为一个光学周期. 表1和2给出了光强为 1.5×10^{14} 和 $2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 计算得到的电子波包横向扩散速率. 可以看出, 数值结果和拟合的结果符合得很好. 由表还可以看出扩散速率随波长的变化较小, 但是随激光光强的增大变化较大, 说明光强越大, 波包扩散越快; 由ADK模型给出的扩散速率为 $V_s = \beta E_0 \lambda \varepsilon_{1/2} / 2\pi c$ (E_0 为电离时刻的电场强度), 在计算中 E_0 的数值由经典方法求出. 表1和2的最后一列还给出了由ADK模型计算得到的波包横向扩散速率, 由表中可以看出ADK的结果比我们的数值结果约小17%, 表明计算的发射效率比ADK给出的结果随椭圆偏率的增大衰减的快(如图2

表1 光强 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 通过数值结果拟合的 $\varepsilon_{1/2}$ 与计算的波包横向扩散速率

Table 1 $\varepsilon_{1/2}$ and V_s obtained from numerical results at the peak intensity $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

$\lambda(\text{nm})$	$\varepsilon_{1/2}$ (数值)	$\varepsilon_{1/2}$ (拟合)	V_s (数值)($\text{\AA}/\text{fs}$)	V_s (拟合)($\text{\AA}/\text{fs}$)	V_s (ADK)
800	0.1376	0.1377	4.1844	4.1874	3.4743
1000	0.1116	0.1115	4.2471	4.2433	3.5246
1300	0.0871	0.0873	4.3084	4.3182	3.5761
1500	0.0776	0.0766	4.4295	4.3724	3.6762
1800	0.0642	0.0649	4.3967	4.4446	3.6492

表2 光强 $2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 通过数值结果拟合的 $\varepsilon_{1/2}$ 与计算的波包横向扩散速率

Table 2 $\varepsilon_{1/2}$ and V_s obtained from numerical results at the peak intensity $2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

$\lambda(\text{nm})$	$\varepsilon_{1/2}$ (数值)	$\varepsilon_{1/2}$ (拟合)	V_s (数值)($\text{\AA}/\text{fs}$)	V_s (拟合)($\text{\AA}/\text{fs}$)	V_s (ADK)
800	0.1219	0.1204	4.7839	4.7250	3.9717
1000	0.0940	0.0966	4.6166	4.7443	3.8308
1300	0.0755	0.0747	4.8195	4.7685	3.9999
1500	0.0649	0.0649	4.7808	4.7808	3.9674
1800	0.0548	0.0544	4.8432	4.8078	4.0194

的虚线所示). 由文献[30]中实验得出高阶的谐波发射效率比ADK给出的结果衰减地快, 这我们的理论结果是一致的, 表明使用两维模型来描述原子在椭圆偏振激光驱动下发射高次谐波的规律是准确的.

此外, Rae等人^[32]研究了一维和三维氢原子在强激光场中的电离和谐波发射, 发现在隧穿区域, 一维原子和三维原子的电离有很大差异, 并且一维原子的谐波效率也比三维原子的大. 在计算中, 我们采用的是两维模型氢原子, 根据文献[32]的结果可以推测, 两维模型氢原子高次谐波的发射效率应该比三维真实氢原子的大, 但是, 将发射效率归一到相应的线偏振情况下, 我们的结果与文献[30]中用三维原子得到的理论结果相同, 因此使用两维模型原子来计算电子波包横向扩散速率能够给出较准确的结果.

3 结论

通过数值求解氢原子在椭圆极化激光场中两维

含时薛定谔方程, 研究了高次谐波截止位置附近发射效率对椭圆率的依赖关系. 在激光电场峰值强度一定的情况下, 驱动波长越大, 谐波截止位置的发射效率随椭圆率的增大下降得越快; 在同一波长下, 激光光强越大, 截止位置谐波效率下降得越快, 这一事实与实验给出的结果一致. 另外, 通过ADK给出的电子波包横向扩散速率比求解两维模型原子得到的结果略小, 表明在截止位置附近由ADK给出的发射效率随椭圆率的衰减比数值求解两维含时薛定谔方程得到的结果要慢, 与实验结果相比也是如此, 因此数值求解两维TDSE给出的结果是准确的. 一般说来, 从理论上得到正确的电子波包横向扩散速率, 需求解三维真实原子的含时薛定谔方程, 然而, 在数值求解椭圆极化激光驱动下三维真实原子的薛定谔方程时, 由于磁量子数 m 不再守恒, 使得计算量大大增加, 所以求解两维模型原子在椭圆极化激光驱动下发射的高次谐波仍是理论研究的有效方法.

参考文献

- 1 Zeng Z N, Cheng Y, Song X H, et al. Generation of an extreme ultraviolet supercontinuum in a two-color laser field. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 203901
- 2 Zhang G T, Liu X S. Generation of an extreme ultraviolet supercontinuum and isolated sub-50 as pulse in a two-colour laser field. *J Phys B*, 2009, 42: 125603
- 3 Pan H L, Wang G L, Zhou X X. Single attosecond pulse generated by helium atom exposed to the combined field of two laser pulses with the same color and midinfrared intense laser pulse (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2009, 54: 2561–2566 [潘慧玲, 王国利, 周效信. 利用两束同色激光场与中红外场形成的组合场驱动氦原子产生单个阿秒脉冲. *科学通报*, 2009, 54: 2561–2566]
- 4 Chen J G, Chen Y, Yang Y J. Isolated intense 39 attosecond pulse generated by adding a harmonic pulse (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2011, 60: 033202 [陈基根, 陈漾, 杨玉军. 附加谐波脉冲生成强的 39 阿秒孤立脉冲. *物理学报*, 2011, 60: 033202]
- 5 Chen J G, Zeng S L, Yang Y J. Generation of isolated sub-50-as pulses by quantum path control in the multicycle regime. *Phys Rev A*, 2010, 82: 043401
- 6 Du H C, Wang H Q, Hu B T. Isolated short attosecond pulse generated using a two-color laser and a high-order pulse. *Phys Rev A*, 2010, 81: 063813
- 7 Lu R F, He H X, Guo Y H, et al. Theoretical study of single attosecond pulse generation with a three-colour field. *J Phys B*, 2009, 42: 225601
- 8 Goulielmakis E, Schultze M, Hofstetter M, et al. Single-cycle nonlinear optics. *Science*, 2008, 320: 1614–1617
- 9 Tsakiris G D, Eidmann K, Meyer-ter-Vehn J, et al. Route to intense single attosecond. *New J Phys*, 2006, 8: 19
- 10 Corkum P B, Burnett N H, Ivanov M. Subfemtosecond pulses. *Opt Lett*, 1994, 19: 1870–1872
- 11 Chang Z H. Single attosecond pulse and xuv supercontinuum in the high-order harmonic plateau. *Phys Rev A*, 2004, 70: 043802
- 12 Feng X M, Gilbertson S, Mashiko H, et al. Generation of isolated attosecond pulses with 20 to 28 femtosecond lasers. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 183901
- 13 Corkum P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization. *Phys Rev Lett*, 1993, 71: 1994
- 14 Budil K S, Salières P, L'Huillier A, et al. Influence of ellipticity on harmonic generation. *Phys Rev A*, 1993, 48: R3437
- 15 Dietrich P, Burnett N H, Ivanov M, et al. High-harmonic generation and correlated two-electron multiphoton ionization with elliptically polarized light. *Phys Rev A*, 1994, 50: R3585
- 16 Burnett N H, Kan C, Corkum P B. Ellipticity and polarization effects in harmonic generation in ionizing neon. *Phys Rev A*, 1995, 51: R3418

- 17 Weihe F A, Dutta S K, Korn G, et al. Polarization of high-intensity high-harmonic generation. *Phys Rev A*, 1995, 51: R3433
- 18 Antonie P, L'Huillier A, Lewenstein M, et al. Theory of high-order harmonic generation by an elliptically polarized laser field. *Phys Rev A*, 1996, 53: 1725
- 19 Weihe F A, Bucksbaum P H. Measurement of the polarization state of high harmonics generated in gases. *J Opt Soc Am B*, 1996, 13: 157–161
- 20 Antonie P, Carrè B, L'Huillier A, et al. Polarization of high-order harmonics. *Phys Rev A*, 1997, 55: 1314
- 21 Schulze D, Dörr M, Sommerer G, et al. Polarization of the 61st harmonic from 1053-nm laser radiation in neon. *Phys Rev A*, 1998, 57: 3003
- 22 Sola I J, Mével E, Elouga L, et al. Controlling attosecond electron dynamics by phase-stabilized polarization gating. *Nat Phys*, 2006, 2: 319–322
- 23 Levesque J, Mairesse Y, Dudovich N, et al. Polarization state of high-order harmonic emission from aligned molecule. *Phys Rev Lett*, 2007, 99: 243001
- 24 Khan S D, Cheng Y, Möller M, et al. Ellipticity dependence of 400 nm-driven high harmonic generation. *Appl Phys Lett*, 2011, 99: 161106
- 25 Strelkov V V, Khokhlova M A, Gonoskov A A, et al. High-order harmonic generation by atoms in an elliptically polarized laser field: Harmonic polarization properties and laser threshold ellipticity. *Phys Rev A*, 2012, 86: 013404
- 26 Xu H, Xiong H, Zeng B, et al. Wavelength scaling of elliptical-polarization dependence of high-order harmonic generation. *Opt Lett*, 2010, 35: 472–474
- 27 Arissian L, Smeenk C, Turner F, et al. Direct test of laser tunneling with electron momentum imaging. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 133002
- 28 Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field. *Sov Phys*, 1986, 64: 1191–1194
- 29 Delone N B, Krainov V P. Energy and angular electron spectra for the tunnel ionization of atoms by strong low-frequency radiation. *J Opt Soc Am B*, 1991, 8: 1207–1211
- 30 Möller M, Cheng Y, Khan S D, et al. Dependence of high-order-harmonic-generation yield on driving-laser ellipticity. *Phys Rev A*, 2012, 86: 011401(R)
- 31 Schiessl K, Ishikawa K L, Persson E, et al. Quantum path interference in the wavelength dependence of high-harmonic generation. *Phys Rev Lett*, 2007, 99: 253903
- 32 Rae S C, Chen X, Burnett K. Saturation of harmonic generation in one- and three-dimensional atoms. *Phys Rev A*, 1994, 50: 1946

High-order harmonic generation of H atom in elliptically polarized laser field

LI Wei¹, ZHOU XiaoXin¹ & CHEN Jing^{2,3}

¹ College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China;

² Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China;

³ HEDPS, Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100084, China

The ellipticity of a laser field provides an additional control parameter for laser-atom interactions and introduces some special features in nonlinear photo-processes. For example, high-order harmonic generation (HHG) in gases is the most important method for generating extreme ultraviolet (XUV) attosecond pulses from intense infrared laser field. Some alternative methods to generate isolated attosecond pulses are known as polarized gating (PG), double optical gating (DOG), and generalized double optical gating (GDOG), each of them making use of the strong dependence of the HHG on the ellipticity of the driving pulse. The ellipticity dependence of the yield in HHG as a function of the driving laser wavelength, intensity, target atom, and harmonic order, should be very useful for designing polarization gating-based schemes for isolated attosecond pulses. As was shown in numerical and experimental studies, HHG is very sensitive to the driving field ellipticity. In particular, the harmonic yield rapidly decreases with increasing ellipticity. According to the semiclassical three-step model, after tunneling ionization, the electron oscillates quasifreely driven by the laser field and acquires additional kinetic energy, finally it can recombine with the parent ion and emit a harmonic photon, whereas for an elliptically polarized laser field, a small ellipticity $\varepsilon = E_{0y}/E_{0x}$ (here E_{0x} is the electric field component along the major polarization axis and E_{0y} is the minor axis) can displace the electron along the minor polarization axis, which leads to a rapid decrease of the recombination efficiency with the increasing ellipticity. The decrease of the HHG efficiency can be attributed to the fact that the electron wave packet misses the parent ion due to lateral shift driven by the transverse component of the elliptically polarized field. However, the high-order harmonic generation could still occur owing to spreading of the electron wave packet after the tunnel ionization which can compensate for the lateral shift. By solving the two dimensional Time-dependent Schrödinger equation numerically using the Crank-Nicolson method, we study high-order harmonic generation of model H atom in an elliptically polarized laser field with different wavelengths. We use laser pulses with wavelengths of 800, 1000, 1300, 1500, and 1800 nm, respectively. The peak intensities are 1.5×10^{14} and 2.5×10^{14} W/cm². We show that the numerical calculated wavelength scaling of elliptical-polarization dependence are in good agreement with a function ($\varepsilon_{1/2} \propto \lambda^{-1}$), where $\varepsilon_{1/2}$ is the ellipticity required to suppress the harmonic yield by a factor 2. For the same wavelength, the ellipticity dependence of the HHG becomes stronger with increasing laser peak intensity. Furthermore, the wave packet spreading rates obtained from ADK model are 17% smaller than our numerical result, that is in good agreement with experimental measurement. So, it is two dimensional model of H atom that in the elliptical polarized laser field is an effective method to study the HHG spectrum.

elliptically polarized laser field, high-order harmonic generation, spreading rate of the electron wave packet

doi: 10.1360/N972015-00584