文章编号 2095-1531(2019)06-1376-09

氢原子在少周期强激光场中阈上电离的电子波包干涉图像

郭志坚*,孙 乾
(陇东学院 电气工程学院,甘肃 庆阳 745000)

摘要:采用电子波包干涉方法研究了长程库仑势以及再散射电子对氢原子在少周期强激光场中阈上电离的影响。首先,利用强场近似及 Coulomb-Volkov 近似结合时间窗函数,模拟了氢原子在波长为 800 nm 且脉宽为 5 fs 的线性极化激光场中单电离的周期内干涉及周期间干涉图像,发现在长程库仑势作用下周期内干涉及周期间干涉共同作用形成了二维动量谱中的部分扇形结构条纹,其余部分扇形条纹的形成与再散射电子有关。然后,通过数值求解含时薛定谔方程计算了深度隧穿电离机制下氢原子的二维动量谱,在二维动量谱中出现了明显的径向条纹。研究结果表明,该径向条纹的产生与长程库仑势无关,是再散射电子波包干涉形成的。

关 键 词:阈上电离;周期内干涉;周期间干涉;二维动量谱;光电子能谱
中图分类号:O436 **文献标识码**:A doi:10.3788/CO.20191206.1376

Electron wave packet interference images in above-threshold ionization of hydrogen atoms by few-cycle intense laser fields

GUO Zhi-jian*, SUN Qian
(*College of Electrical Engineering, Longdong University, Qingyang* 745000, *China*)
* *Corresponding author, E-mail: zjguo@outlook.com*

Abstract: By using electron wave packet interference methodology, the effects of long-range Coulomb potential and rescattering electrons on the above-threshold ionization of hydrogen atoms in few-cycle intense laser field

收稿日期:2018-12-03;**修订日期**:2019-01-30
基金项目:国家自然科学基金资助项目(No. 11565018);甘肃省教育厅高等学校创新能力项目(No. 2019A-112);陇东学院博士基金资助项目(No. XYBY1601);陇东学院青年科技创新项目(No. XYZK1706)
Supported by National Natural Science Foundation of China(No. 11565018); Innovation Ability Project of Colleges and Universities of Gansu Provincial Department of Education(No. 2019A-112); Doctoral Foundation of Longdong University(No. XYBY1601); Longdong University Youth Science and Technology Innovation Project(No. XYZK1706)

are investigated. Firstly, using the strong field approximation and Coulomb-Volkov approximation combined with the time window function, the intra- and inter-cycle interference images of hydrogen atoms in a linearly polarized laser field with a wavelength of 800 nm and a pulse width of 5 fs are simulated. It was found that a part of fanlike structure in 2D momentum spectra is formed by the interplay of inter-cycle and intra-cycle interferences under the action of long-range Coulomb. Subsequently, the first principle solution of the Time-Dependent Schrodinger Equation(TDSE) is used to calculate the 2D momentum spectrum of hydrogen atoms under the deep tunneling ionization mechanism. It was found that there are some abvious radial fringes in the 2D momentum spectrum. The results show that the radial fringes are formed by the interference of the rescattering electron wave packets, which are independent of the long-range coulomb potential.

Key words: above-threshold ionization; intracycle interferences; intercycle interferences; two-dimensional momentum spectra; photoelectron energy spectra

1　引　言

原子阈上电离(Above-Threshold Ionization, ATI)是强激光场与物质相互作用的一个基本过程[1]。阈上电离发生的过程可以分为多光子电离($\gamma>1$)和隧穿电离($\gamma<1$)两种电离机制。根据经典的三步模型理论,在隧穿电离机制下,电子在激光场作用下,有一定概率返回母核发生重散射,即高阶阈上电离[2]。电子波包之间的干涉效应在强场电离中是一个非常重要的概念,末态动量相同的电子波包会发生干涉效应,干涉理论可以用来分析强场电离中的许多现象[3-6]。根据产生电子波包的时间间隔,可将电子波包分为周期间干涉(电离间隔为一个周期之外)和周期内干涉(电离间隔为一个或多个周期),周期间干涉和周期内干涉的相互作用形成了阈上电离光电子能谱和二维动量谱的典型特征。近几年,学者们利用鞍点近似方法、经典轨道蒙特卡洛方法及量子轨道蒙特卡洛方法等对电子波包干涉进行了大量的研究[7-10]。

由于红外激光技术的快速发展,强场电离已经可以在深度隧穿电离机制下发生,随着人们对强场电离的深入研究,逐渐发现库仑势以及电子与母核发生的再散射对光电子能谱以及二维动量谱有着非常重要的影响。在深度隧穿电离机制下,实验中发现在红外激光场作用下光电子能谱将在低能处产生尖锐的峰,即低能结构(Low-Energy Structure, LES)[11],而经典的强场近似(Strong Field Approximation, SFA)模型无法重现出该结构。一些人认为该结构是在长程库仑势作用下电子与母核的再散射引起的[12-13], LES 的出现不依赖于靶原子或分子,但是与激光强度、波长以及脉宽有很大的关联,对此至今仍然没有合理的解释。另外,在光电子二维动量分布中,在低能部分的扇形结构也被认为是由库仑势引起的,在 SFA 基础上考虑库仑势效应的 Coulomb-Volkov 近似(Coulomb-Volkov Approximation, CVA)方法能够较好地重现出该结构。

本文采用了一种 SFA 和 CVA 结合时间窗函数(限制电离时间)来得到电子波包干涉的方法,从电子波包干涉的角度出发,研究了在隧穿电离机制下($\gamma=0.5$)库仑势以及电子再散射对少周期原子阈上电离二维光电子动量谱的影响。首先通过 SFA 方法和 CVA 方法的对比,发现库仑势在电子波包干涉中起到非常重要的作用,在库仑势的影响下,电子波包周期内干涉和周期间干涉共同作用,形成了二维动量谱中的扇形条纹结构。另外,采用数值求解 TDSE(Time-Dependent Schrodinger Equation)方法计算了不同脉宽下氢原子的二维动量谱,发现二维动量谱中存在特殊的径向条纹,在 2 cycles 脉冲下的径向条纹尤其明显,随着脉宽增加,周期内干涉作用使得这些径向条纹变得模糊。通过进一步分析发现这些径向条纹是再散射电子波包之间的干涉引起的。

2 基本方法

2.1 TDSE 方法

在单电子近似下,强场中电子的波函数可通过求解下面的含时薛定谔方程得到:

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(\boldsymbol{r},t) = [-\frac{1}{2}\nabla^2 + V(r) + H_i(t)]\psi(\boldsymbol{r},t), \quad (1)$$

对于氢原子,$V(r)$为纯库仑势,即:$V(r) = -\frac{1}{r}$,$H_i(t)$为长度规范下原子与激光场的相互作用势,$H_i(t) = \boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{E}(t)$。考虑角频率为 ω,载波相位(Carrier-Envelope Phase, CEP)为 ϕ 的线性极化(沿 Z 轴)激光场,电场 $\boldsymbol{E}(t)$可以表示为:

$$\boldsymbol{E}(t) = E_0 a(t)\cos(\omega t + \phi)z. \quad (2)$$

包络函数 $a(t)$形式如下[13]:

$$a(t) = \cos^2(\frac{\pi t}{\tau}), \quad (3)$$

其中,τ 为总的脉冲持续时间($-\frac{\tau}{2}\leqslant t\leqslant\frac{\tau}{2}$),定义脉冲宽度为半峰全宽 Γ,它与总脉冲持续时间的关系为:$\Gamma = \tau/2.75$。

在数值计算中,随时间演化的波函数 $\psi(\boldsymbol{r},t)$通过下面方式展开[14]:

$$\psi(\boldsymbol{r},t) = \sum_{nl} C_{nl}(t)R_{nl}(r)Y_{lm}(\hat{\boldsymbol{r}}), \quad (4)$$

$R_{nl}(r)Y_{lm}(\hat{\boldsymbol{r}})$为无外场时原子哈密顿量的本征函数,$C_{nl}(t)$可通过分裂算符方法得到。

电离振幅通过投影方法得到:

$$f(\boldsymbol{p}) = \langle\Phi_{\boldsymbol{p}}^{-}|\psi(t=\tau/2)\rangle, \quad (5)$$

$|\Phi_{\boldsymbol{p}}^{-}\rangle$表示动量为 $\boldsymbol{p}$ 的连续态。

末态动量为 $\boldsymbol{p}$ 的自由态电子,其动量分布可通过下面方程得到:

$$\frac{\partial^3 P}{\partial p} = |f(\boldsymbol{p})|^2, \quad (6)$$

其中,P 为电离几率,$f(\boldsymbol{p})$表示电子从基态跃迁到动量为 $\boldsymbol{p}$ 的末态的电离振幅。

对于线性极化的激光场,光电子二维动量谱为:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial p_z \partial p_\perp} = |f(\boldsymbol{p})|^2 2\pi p\sin\theta, \quad (7)$$

式中,$p_\perp = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$,$p_x$、$p_y$ 及 p_z 分别为动量在 3 个轴向的分量,θ 为激光场极化方向与探测电子方向的夹角,对 θ 积分可得到光电子能谱

$$\frac{\partial P}{\partial E} = 2\pi\sqrt{2E}\int_{-1}^{1}|f(\boldsymbol{p})|^2 d(\cos\theta). \quad (8)$$

2.2 SFA 方法

对于 SFA 方法,电子的电离振幅为:

$$f(\boldsymbol{p}) = f_1(\boldsymbol{p}) + f_2(\boldsymbol{p}), \quad (9)$$

其中第一项表示直接电离部分,即 SFA1:

$$f_1(\boldsymbol{p}) = -i\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}t\langle\chi_{\boldsymbol{p}}(t)|H_i(t)|\Psi_0(t)\rangle. \quad (10)$$

SFA 模型中,电离态用 Volkov 态表示,即:

$$\chi_{\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{r},t) = \frac{1}{2\pi^{3/2}}\exp(\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r} - iS_p(t)), \quad (11)$$

$\boldsymbol{q}(t) = \boldsymbol{p} + \boldsymbol{A}(t)$,$\boldsymbol{A}(t)$为电场矢势,$S_p(t)$可写作:

$$S_p(t) = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{t}\mathrm{d}t'[\boldsymbol{p} + \boldsymbol{A}(t')]^2. \quad (12)$$

对于氢原子,基态为:

$$\psi_0(\boldsymbol{r},t) = 2\exp(-r)Y_{00}(\hat{\boldsymbol{r}}), \quad (13)$$

对空间部分积分之后,电离振幅为:

$$f_1(\boldsymbol{p}) = -\frac{8\sqrt{2}}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}t\exp(iS_p(t))\exp(iI_p t)\times\frac{\boldsymbol{E}(t)\cdot\boldsymbol{q}(t)}{[1+\boldsymbol{q}(t)^2]^3}. \quad (14)$$

与电子再散射有关的电离振幅为(SFA2)[15]:

$$f_2(\boldsymbol{p}) = -\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}t\int_{t}^{\infty}\mathrm{d}t'\langle\chi_{\boldsymbol{p}}(t')|V\int\mathrm{d}\boldsymbol{k}|\chi_{\boldsymbol{k}}(t')\rangle\langle\chi_{\boldsymbol{k}}(t)|H_i(t)|\Psi_0(t)\rangle, \quad (15)$$

$|\chi_k(t)\rangle$表示动量为 $\boldsymbol{k}$ 的 Volkov 态,对空间部分积 分后,有:

$$f_2(\boldsymbol{p}) = -i\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}t \int_{\infty}^{t} \mathrm{d}t' \left[\frac{2\pi}{i(t-t')}\right]^{3/2} \times \exp\{-i[S_{\boldsymbol{k}_S}(t) - S_{\boldsymbol{p}}(t)]\exp[iS_{\boldsymbol{k}_S}(t')] \cdot \exp(iI_p t') \times \frac{4\sqrt{2}}{\pi^3} \frac{1}{\alpha^2 + (\boldsymbol{k}_s - \boldsymbol{p})^2} \frac{\boldsymbol{E}(t') \cdot [\boldsymbol{k}_S + \boldsymbol{A}(t')]}{\{1 + [\boldsymbol{k}_S + \boldsymbol{A}(t')]^2\}^3} . \tag{16}$$

积分过程中对动量 $\boldsymbol{k}$ 采用了鞍点近似,$\boldsymbol{k}_S$ 为鞍点动量,α 是为了避免积分发散引入的量,本文取 $\alpha = 1$。

为了得到电子波包干涉图像,引入时间窗函数,其定义为[16]:

$$W(t_i) = \begin{cases} 1 & |t - t_i| < \Delta t \\ 0 & |t - t_i| > \Delta t \end{cases}, \tag{17}$$

其中,t_i 为时间窗的中心,$\Delta t = 0.01T$,T 为电场的周期。电场可以写成如下形式:

$$\tilde{E}(t) = E(t) \sum_{i=1}^{n} W(t_i) . \tag{18}$$

结合时间窗函数,SFA1 电离振幅可以表示成:

$$\tilde{f}_1(\boldsymbol{p}) = -\frac{8\sqrt{2}}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}t \exp[iS_{\boldsymbol{p}}(t)]\exp(iI_p t) \times \frac{\tilde{\boldsymbol{E}}(t) \cdot \boldsymbol{q}(t)}{[1 + \boldsymbol{q}(t)^2]^3} - \frac{8\sqrt{2}}{\pi}\sum_{i=1}^{n} \exp[iS_{\boldsymbol{p}}(t_i)]\exp(iI_p t_i) \times \frac{\boldsymbol{E}(t_i) \cdot \boldsymbol{q}(t_i)}{[1 + \boldsymbol{q}(t_i)^2]^3} . \tag{19}$$

式中的 $\boldsymbol{E}(t_i)$ 为第 i 个时间窗电场的平均值。

2.3　CVA 方法

CVA 未考虑电子的再散射情况,它在 SFA1 的基础上,考虑了在激光场作用下电离电子受到母核的库仑势,电子从基态到连续态的跃迁振幅为:

$$f_1(\boldsymbol{p}) = -i\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}t \langle \psi_{\boldsymbol{p}}(t) | H_i(t) | \Psi_0(t) \rangle , \tag{20}$$

其中,$|\psi_0(t)\rangle$ 为原子基态,对于氢原子仍采用式(5)的形式,$|\psi_{\boldsymbol{p}}(t)\rangle$ 为 Coulomb-Volkov 态,其表达式为[17]:

$$\psi_{\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{r},t) = \chi_{\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{r},t) c_{\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{r}) , \tag{21}$$

库仑态 $c_{\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{r})$ 为:

$$c_{\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{r}) = \exp\left(\frac{\pi}{2p}\right)\Gamma\left(1 + \frac{i}{p}\right){}_1F_1[-i/p; 1; (pr + \boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{r})] , \tag{22}$$

其中,${}_1F_1$ 为合流超几何函数。

3　结果与讨论

图 1 给出了模拟计算所用激光场的电场及矢势(在最大峰值处进行了归一化),脉宽为 5 fs,A、B、C 为式(17)中提到的时间窗。A 窗和 B 窗(或 A 窗和 C 窗)电离的电子具有相同的末态动量,电离间隔在一个周期之内,其电子波包会发生周期内干涉;B 窗和 C 窗电离的电子波包会发生周期间干涉;3 个时间窗都打开时,得到的是周期内干涉和周期间干涉共同作用的结果。

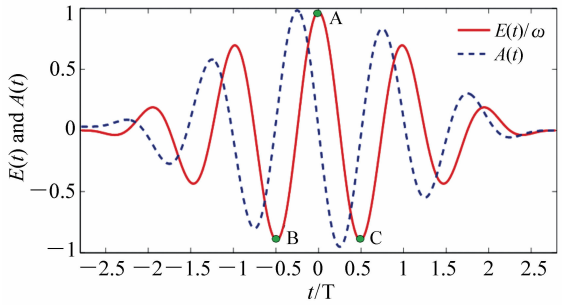

图 1　激光场的电场及矢势,$I = 4.0 \times 10^{14}$ W/cm^2,$\lambda = 800$ nm,CEP = 0,$\Gamma = 5$ fs

Fig. 1　Electric field and vector potential of laser field with $I = 4.0 \times 10^{14}$ W/cm^2, $\lambda = 800$ nm, CEP = 0, $\Gamma = 5$ fs

电子波包干涉图像如图 2(彩图见期刊电子版)所示。为了说明库仑势的作用,图 2 分别展示了 SFA 及 CVA 结合时间窗函数得到的二维动量谱。图 2(a)、2(c)以及 2(e)为 SFA 模拟结果,图 2(b)、2(d)以及 2(f)为 CVA 模拟结果。(a)和(b)为周期内干涉图像;(c)和(d)为周期间干涉图像;(e)和(f)为周期内干涉及周期间干涉相互作用的图像。

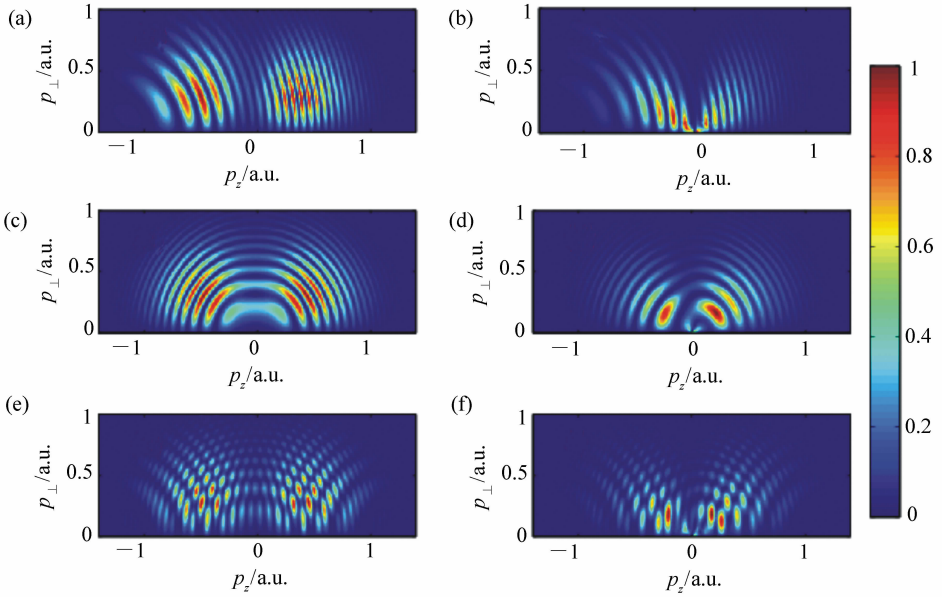

图 2 氢原子电子波包干涉形成的二维动量谱

Fig. 2 2D momentum spectra of H atom with EPs interferences

由于 CVA 方法考虑了长程库仑势，所以图 2(b)的周期内干涉及图 2(d)的周期间干涉图像均向阈值方向移动，低能部分的干涉条纹均出现了扭曲。图 2(b)及 2(d)在阈值附近均出现了径向条纹，共同形成了图 2(f)中的扇状条纹；图 2(e)相应位置处为垂直条纹，这充分说明二维动量谱中的扇形结构是在长程库仑势作用下，由周期内干涉和周期间干涉共同作用形成的。

图 3(彩图见期刊电子版)是电子波包干涉形成的光电子能谱，图 3(a)为周期内干涉能谱，可见，能谱中随着光电子能量增加，峰与峰的间隔逐渐增大；图 3(b)为周期间干涉能谱，能谱中峰与峰的间隔相等，是典型的 ATI 峰；图 3(c)是周期间干涉和周期内干涉相互作用形成的能谱，图中的蓝色曲线为图 3(a)的周期内干涉能谱，通过比较可以明显地看到光电子能谱仍然保持 ATI 特征，但是谱线整体受到了周期内干涉的调制。

图 4 比较了采用 SFA、CVA 及 TDSE 方法计算得到的氢原子的二维动量谱(不设置时间窗)，激光参数与图 1 相同。3 种方法得到的二维动量谱在整体结构上非常相似，都可以看到明显的周期内干涉条纹和周期间干涉条纹。SFA 方法未考虑长程库仑势效应，在阈值附近产生垂直条纹，CVA 及 TDSE 方法得到的是扇形的径向条纹，考

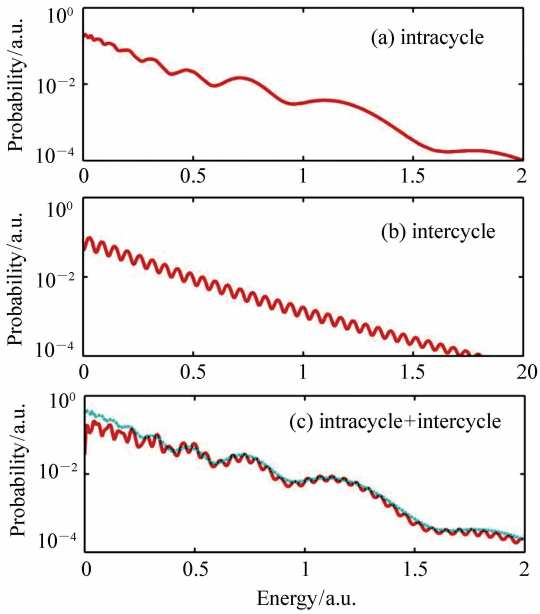

图 3 CVA 方法得到的电子波包干涉形成的光电子能量谱，激光参数与图 1 相同。(a)周期内干涉；(b)周期间干涉；(c)周期内干涉和周期间干涉相互作用的结果

Fig. 3 Photoelectron energy spectra of EPs interferences by CVA under the same laser field as shown in Fig. 1. (a) Intracycle interference; (b) intercycle interference; (c) intercycle and intracycle interferences

虑了库仑势修正的 CVA 方法也未能够完全重复出 TDSE 的扇形结构,一些研究认为这是由于阈值附近的扇形结构不仅与库仑势作用下的直接电离有关,同时与电子跟母核的再散射有关[18]。从本文得到的结果来看,CVA 方法虽然重复出了阈值附近的扇形条纹,但是扇形条纹的数目与 TDSE 结果仍然有明显差别,总是少于 TDSE 中的条纹数目,因此认为其他几条扇形条纹与电子再散射有关是合理的。此外,由于库仑势作用,3 种方法得到的周期内干涉条纹位置有明显的偏移,这种现象在图 5 给出的能量谱中能够更直观的看到。图 5(a)、5(b)及 5(c)分别为 TDSE、CVA 和 SFA 模拟计算的光电子能量谱,在图中的箭头标记处为周期内干涉产生的峰,由于库仑势作用,TDSE 和 CVA 对应的峰均向低能方向移动,其中 TDSE 移动较为明显。

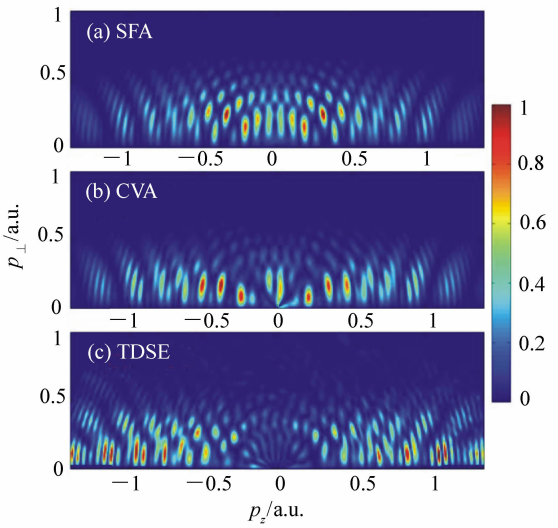

图 4　H 原子二维光电子动量谱,激光参数与图 1 相同

Fig. 4　2D photoelectron momentum spectra of H atom under the same laser field as shown in Fig. 1

图 6(a)、6(c)及 6(e)分别给出了氢原子在光学周期为 2 cycles、4 cycles 和 8 cycles(对应的半峰全宽分别为 1.9、3.8、7.6 fs)脉冲下的二维动量谱。在 2 cycles 激光脉冲作用下得到的二维动量谱在 $p_z<0$ 的区域能看到明显的周期内干涉条纹,本文首次发现在 $p_z>0$ 的区域出现非常明显的径向条纹,使得该区域的周期内干涉条纹非

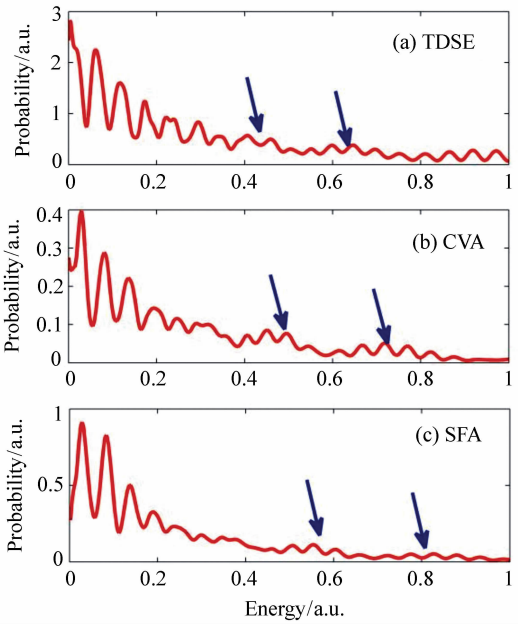

图 5　H 原子能量谱,激光参数与图 1 相同

Fig. 5　Photoelectron energy spectra of H atom with under the same laser field as shown in Fig. 1

常模糊;4 cycles 对应的动量谱中周期内干涉和周期间干涉均能明显观察到,除此之外,$p_z>0.5$ 的区域出现了和图 6(a) 类似的条纹,但是在周期内干涉作用下不是很清楚;在 8 cycles 脉冲作用下,$p_z>0.5$ 区域的径向条纹仍然可以观察到。图 6(c)及 6(e)在 $0<p_z<0.5$ 的区域由于周期间干涉作用,没有重复出图 6(a)的图像,另外在 $p_z<0$ 的区域与 $p_z>0$ 区域的图像是基本对称的,这与图 6(a)有明显区别。为了分析库仑势对图 6(a)、6(c)及 6(e)中出现的径向条纹的作用,将作用势由长程库仑势换成短程势[19],得到的二维动量谱如图 6(b)、6(d)及 6(f)所示。对比发现不考虑库仑势的情况下,动量谱在阈值附近的扇形条纹消失,变成了垂直条纹(预期的结果),对上面所述径向条纹的出现并没有产生明显的影响。

图 7 采用 SFA 及 CVA 方法模拟了图 6(a)的结果。模拟计算的电场如图 7(a)所示,采用 SFA1、CVA 得到的动量谱如图 7(b)、7(c)所示,二者均未能重现出图 6(a)的径向条纹,由于 SFA1 和 CVA 只涉及电子直接电离的情况,未考虑电子再散射。为了证实该条纹与电子再散射有

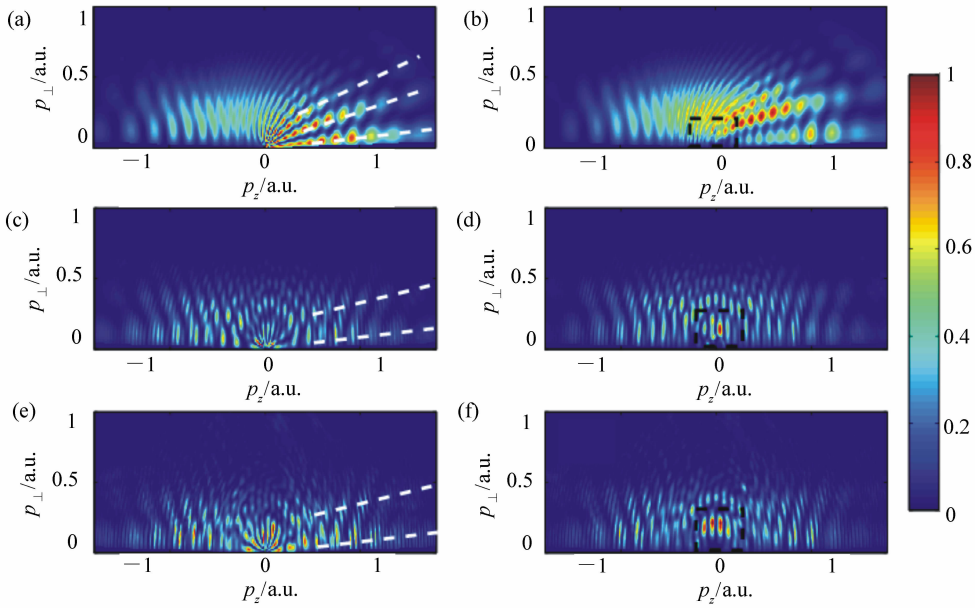

图 6 H 原子 TDSE 二维光电子动量谱，$I=4.0\times10^{14}$ W/cm^2，$\lambda=800$ nm，CEP=0。(a)、(c)及(e)为考虑库仑势的计算结果，(b)、(d)及(f)为考虑短程势的计算结果；(a)和(b)脉冲持续时间为 2 cycles；(c)和(d)为 4 cycles；(e)和(f)为 8 cycles

Fig. 6 TDSE 2D photoelectron momentum spectra of H atom when $I=4.0\times10^{14}$ W/cm^2, $\lambda=800$ nm and CEP=0. (a), (c) and (e) calculated with coulomb potential, (b), (d) and (f) calculated without coulomb potential; (a) and (b) with 2 cycles pulse; (c) and (d) with 4 cycles pulse; (e) and (f) with 8 cycles pulse

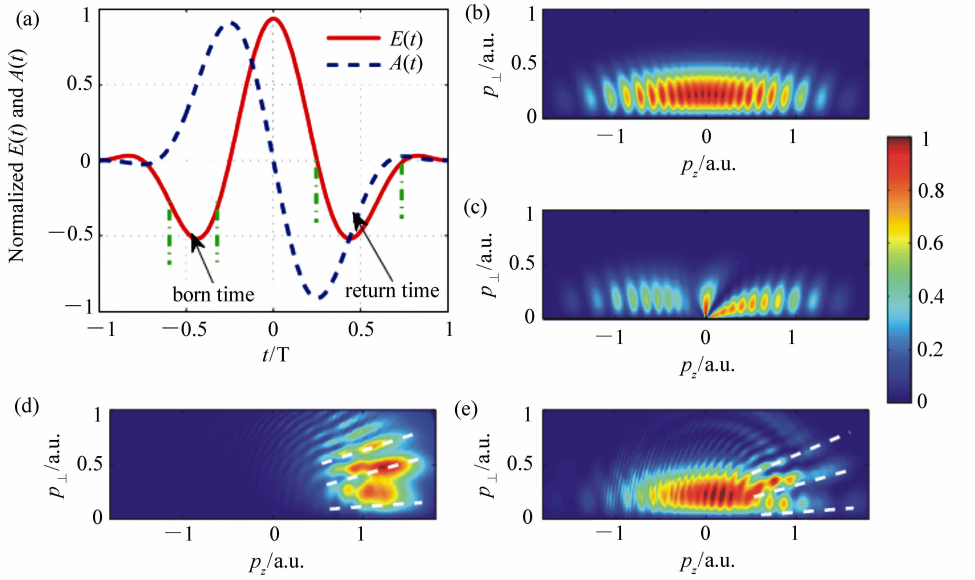

图 7 H 原子二维光电子动量谱及对应的电场和矢势，激光参数与图 6(a)相同。(a)电场和矢势；(b)SFA 结果；(c)CVA 结果；(d)SFA2 结合时间窗的结果；(e)SFA2 结果

Fig. 7 Electric field and vector potential, and 2D photoelectron momentum spectra of H atom under the same laser field as shown in Fig. 6(a). (a) Electric field and vector potential; (b) result from SFA; (c) result from CVA; (d) result from SFA2 with time windows; (e) result from SFA2

关,本文在图 7(a)中设置了两个时间窗对电子的电离时间 t_b 以及返回母核发生再散射的时间 t_r 进行了限制。根据经典的三步模型理论,在激光场峰值附近处电离的电子,会在激光场作用下大约经过 $0.75T$ 左右的时间返回母核与电子发生再散射,因此将电离时间限制在 $-0.6T < t_b < -0.3T$,返回时间限制在 $0 < t_r < 0.75T$,电子电离之后受电场作用沿 $p_z > 0$ 方向运动,在激光场改变方向时返回母核附近与母核发生弹性散射,若发生背向散射将在 $p_z > 0$ 区域被探测到。采用 SFA2 方法结合上述时间窗得到的动量谱如图 7(d)所示,图中 $p_z > 0$ 区域出现了明显的径向条纹,证明图 6(a)中的径向条纹确实是再散射电子波包形成的;图 7(e)为直接采用 SFA2 模拟的动量谱(不设置时间窗),在 $p_z > 0$ 区域出现了和图 7(d)一致的条纹结构,再次说明了该条纹结构是再散射电子波包引起的,图 7(d)在 $p_z < 0$ 区域没有出现类似径向条纹,这是由于在 2 cycles 作用下其他峰值附近处电离的电子很难发生再散射。由于 SFA2 忽略了长程库仑势,所以在阈值附近的条纹成了垂直条纹。

4　结　论

本文采用 SFA、CVA 以及数值求解 TDSE 3 种方法研究了在深度隧穿电离机制下氢原子在线性极化少周期强激光场中的二维光电子动量谱。首先对比分析了 SFA 结合时间窗函数以及 CVA 结合时间窗函数模拟计算得到的氢原子电子波包周期内干涉及周期间干涉图像,发现长程库仑势作用下,周期内干涉条纹和周期间干涉条纹整体向阈值方向移动,在阈值附近受库仑势影响最为明显;更重要的发现是在库仑势作用下,周期内干涉和周期间干涉相互作用形成了二维动量谱中的扇形条纹。此外,利用 TDSE 方法求解了不同脉宽下的二维光电子动量谱,发现动量谱中除了周期内干涉条纹和周期间干涉条纹之外存在另外一种径向条纹结构,这些径向条纹在阈值附近受库仑势的影响明显,但是在 $p_z > 0.5$ 的区域库仑势的影响几乎可以忽略,正是由于这种条纹的出现使得周期内干涉图像变得模糊。通过在 SFA2 模型中设置时间窗(电离时间以及返回时间),重现了该结构,证实了该径向条纹是再散射电子波包干涉形成的,单独采用 SFA2 也模拟出了该结构。目前 SFA 模型中对再散射电子的贡献考虑不够,这是 SFA 模型急需改进的地方。

参考文献:

[1] LIN C D, LE A T, CHEN ZH J, *et al*.. Strong-field rescattering physics—self-imaging of a molecule by its own electrons [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2010, 43(12): 122001.

[2] 仝小刚,王国利,周效信,等. 利用高能光电子的非对称性确定少周期激光的载波相位[J]. 光学学报, 2016, 36(3): 0319002.
TONG X G, WANG G L, ZHOU X X, *et al*.. Carrier phase determination for few-cycle laser pulses based on asymmetry of ionized high-energy electrons[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(3): 0319002. (in Chinese)

[3] LINDNER F, SCHÄTZEL M G, WALTHER H, *et al*.. Attosecond double-slit experiment[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(4): 040401.

[4] GOPAL R, SIMEONIDIS K, MOSHAMMER R, *et al*.. Three-dimensional momentum imaging of electron wave packet interference in few-cycle laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(5): 053001.

[5] BIAN X B, HUISMANS Y, SMIRNOVA O, *et al*.. Subcycle interference dynamics of time-resolved photoelectron holography with midinfrared laser pulses[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(4): 043420.

[6] 陈建宏,郑小平,张正荣,等. 氢负离子在少周期激光场中解离时的干涉效应[J]. 物理学报, 2016, 65(8): 083202.
CHEN J H, ZHENG X P, ZHANG ZH R, *et al*.. Interference effect in the photodetachment from H^- ion in a few-cycle laser pulse[J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65(8): 083202. (in Chinese)

[7] ARBÓ D G, ISHIKAWA K L, SCHIESSL K, *et al*.. Intracycle and intercycle interferences in above-threshold ionization:

the time grating[J]. *Physical Review A*,2010,81(2):021403(R).

[8] ARBÓ D G,ISHIKAWA K L,SCHIESSL K,*et al*.. Diffraction at a time grating in above-threshold ionization: the influence of the Coulomb potential[J]. *Physical Review A*,2010,82(4):043426.

[9] SONG X H,XU J W,LIN CH,*et al*.. Attosecond interference induced by Coulomb-field-driven transverse backward-scattering electron wave packets[J]. *Physical Review A*,2017,95(3):033426.

[10] YANG W F,ZHANG H T,LIN CH,*et al*.. Momentum mapping of continuum-electron wave-packet interference[J]. *Physical Review A*,2016,94(4):043419.

[11] BLAGA C I,CATOIRE F,COLOSIMO P,*et al*.. Strong-field photoionization revised[J]. *Nature Physics*,2009,5(5):335-338.

[12] 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.

[13] GUO L,HAN S S,LIU X,*et al*.. Scaling of the low-energy structure in above-threshold ionization in the tunneling regime:theory and experiment[J]. *Physical Review Letters*,2013,110(1):013001.

[14] MORISHITA T,CHEN ZH J,WATANABE S,*et al*.. Two-dimensional electron momentum spectra of argon ionized by short intense lasers: comparison of theory with experiment[J]. *Physical Review A*,2007,75(2):023407.

[15] CHEN ZH J,MORISHITA T,LE A T,*et al*.. Analysis of two-dimensional high-energy photoelectron momentum distributions in the single ionization of atoms by intense laser pulses[J]. *Physical Review A*,2007,76(4):043402.

[16] GUO ZH J,CHEN ZH J,ZHOU X X. Origin of diffraction fringes in two-dimensional photoelectron momentum distributions for single ionization of atoms in few-cycle intense laser pulses[J]. *Chinese Physics B*,2014,23(4):043201.

[17] ARBÓ D G,NAGELE S,TONG X M,*et al*.. Interference of electron wave packets in atomic ionization by subcycle sculpted laser pulses[J]. *Physical Review A*,2014,89(4):043414.

[18] 肖相如,王慕雪,黎敏,等. 强激光场中原子单电离的半经典方法[J]. 物理学报,2016,65(22):220203.
XIAO X R,WANG M X,LI M,*et al*.. Semiclassical methods for strong field ionization of atoms[J]. *Acta Physica Sinica*,2016,65(22):220203. (in Chinese)

[19] CHEN ZH J,MORISHITA T,LE A T,*et al*.. Analysis of two-dimensional photoelectron momentum spectra and the effect of the long-range Coulomb potential in single ionization of atoms by intense lasers[J]. *Physical Review A*,2006,74(5):053405.

作者简介:

郭志坚(1991—),男,甘肃庆阳人,硕士,讲师,2011 年、2014 年于西北师范大学分别获得学士、硕士学位,现为陇东学院物理系讲师,主要从事强场电离方面的研究。E-mail:zjguo@ outlook. com