

利用“类维格纳分布函数”方法研究阈上电离

郭丽 韩申生 陈京

Study of above-threshold ionization by “Wigner-distribution-like function” method

Guo Li Han Shen-Sheng Chen Jing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 223203 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.223203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.223203>

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

非均匀激光场中氢分子离子高次谐波的增强

Enhancement of high-order harmonic generation from H_2^+ in near plasmon-enhanced laser field

物理学报.2016, 65(12): 123201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.123201>

调制激光场中 Rydberg 原子的电磁感应透明

Electromagnetically induced transparency of Rydberg atoms in modulated laser fields

物理学报.2016, 65(10): 103201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.103201>

红外激光场中共振结构原子对极紫外光脉冲的压缩效应

Compression of extreme ultraviolet pulse for atom with resonant structure exposed to an infrared laser field

物理学报.2016, 65(10): 103202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.103202>

氢负离子在少周期激光场中解离时的干涉效应

Interference effect in the photodetachment from H^- ion in a few-cycle laser pulse

物理学报.2016, 65(8): 083202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.083202>

激光驱动晶体发射高次谐波的特性研究

Study of high-order harmonic generation in crystals exposed to laser fields

物理学报.2016, 65(6): 063201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.063201>

专题: 超快强激光驱动的原子里子过程

利用“类维格纳分布函数”方法研究阈上电离*

郭丽¹⁾ 韩申生¹⁾ 陈京^{2)†}

1)(中国科学院上海光学精密机械研究所, 量子光学重点实验室, 上海 201800)

2)(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2016年9月15日收到; 2016年10月24日收到修改稿)

提出了一种类维格纳分布函数并用该分布函数计算了氢原子在少周期、不同偏振方向和不同激光频率的激光脉冲中电离后光电子的各种分布: 线偏振下的时间-能量分布、时间电离率分布和椭圆偏振下的时间-出射角分布、角度分布和时间电离率分布. 结果显示: 随着激光频率降低, 所有分布清楚直观地展现出电子从多光子区域到隧穿区域的转变过程. 对线偏振情况, 伴随着这种转变, 电离时间与最终动量之间的半经典关系与时间-能量分布越来越一致. 同时, 时间-能量分布清楚地展现了隧穿区域中的干涉结构, 并给出了干涉原因是由不同时刻电离出的具有相同能量的电子干涉形成的. 对椭圆偏振, 通过量子计算与半经典结果的比较, 分别得到了角度分布的角度偏移和时间分布的时间偏移. 计算发现时间偏移远小于角度偏移, 两者之间并不对应. 因此, 基于两种偏移相对应原理的“阿秒测量技术”是不准确的. 而且计算表明时间偏移的数值有正有负, 因此该偏移也不能解释为隧穿时间.

关键词: 阈上电离, 类维格纳分布函数, 时间-能量分布, 隧穿电离

PACS: 32.80.Rm, 32.80.Fb

DOI: 10.7498/aps.65.223203

1 引言

阈上电离(ATI)是强场物理中的基本电离过程. 通过对阈上电离的研究有助于更好地理解原子物理中发生的各种现象^[1,2]. 目前, 电离过程可分为两个区域: 多光子电离区域和隧穿电离区域. 两个区域通过Keldysh参数判断 $\gamma = \sqrt{I_p/(2U_p)}$ (I_p 是原子的电离能, U_p 是有质动能^[3]). 当 $\gamma > 1$ 时, 为多光子区域, 该区域的能谱是一系列间隔为一个光电子能量的窄峰结构^[1]. 当 $\gamma \ll 1$ 时, 为隧穿电离区域. 隧穿电离过程通常被看作是一个准静态过程, 电子通过隧穿由库仑场和激光场叠加产生的势垒发生电离, 电离后的电子作为一个自由电子在激光场中运动, 该图像被广泛称为“simple man picture”^[4]. 在隧穿区域, 能谱先是在低能部

分出现一个快速的下降, 约到 $2U_p$ 处紧接一个高能平台, 该平台一直延续到 $10U_p$ 处, 再呈现快速下降^[5,6]. 对于能谱的高能部分产生的原因, “simple man picture”中的再散射机理给出了很好的解释: 电子隧穿电离后作为一个自由电子在激光场中运动, 当电场反向时, 电子可能又会回到核附近, 与离子核发生碰撞, 产生高能平台和截止能量^[5,7]. 该半经典图像还成功地解释了强场物理中的其他现象, 例如: 高次谐波谱中的平台和截止等现象.

上面所述的ATI过程中半经典图像(“simple man picture”)基于如下描述: 电子通过激光场电离, 电离率与电离瞬间电场呈指数关系, 电离后电子在激光场(或是激光场与离子的库仑场的叠加场)中做经典运动. 换句话说, 电子的最终漂移动量 \mathbf{p} 与电离时刻 t 存在对应关系: $\mathbf{p} = -\mathbf{A}(t)$ ($\mathbf{A}(t)$ 为电场矢势). 然而上述准静态近似图像还没有被

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB922201)、国家自然科学基金(批准号: 11304329, 11175227, 11105205, 11274050, 11334009, 11425414)和上海市自然科学基金(批准号: 13ZR1463100)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chen_jing@iapcm.ac.cn

严格地检验过. 另一方面, 基于半经典理论, 最近出现了一种测量强场中原子分子时间动力学的新技术——阿秒角度条纹技术, 也称为“阿秒钟”技术 [8–13]. 该技术不同于以往借助高次谐波产生阿秒脉冲的传统测量, 它主要是利用一个接近圆偏振的激光脉冲, 让旋转的电场使径向方向上的光电子偏转, 并把电离时刻映射到电子动量矢在偏振面的最终角度上 [8]. 当把实验测到的少周期激光脉冲的电子角分布与相同参数下半经典计算的角分布对比时, 发现两种分布的峰值存在角度偏移, 此后关于该角度偏移背后的机理引起了广泛的争议 [9,10,12,14]. 电子库仑势、隧穿时间延迟和非绝热效应被提出用来解释该偏移. Eckle 等 [9] 在 He 原子的隧穿电离实验中, 得到一个平均强度的隧穿延迟上限 12 as. Boge 等 [12] 认为非绝热效应不重要, 然而 Ivanov 和 Kheifets [14] 通过三维薛定谔方程计算的结果与半经典比较, 得出与文献 [12] 相反的结论. 最近, Torlina 等 [15] 运用理论计算把该偏移归于库仑势作用并证实了零隧穿时间.

很明显, 阿秒条纹测量技术的原理是基于半经典理论中的电子最终动量矢的角度与电离时刻的对应这一原理, 而这种对应原理一直没被证实. 因此, 在考虑库仑势和非绝热效应之前, 我们应该对阿秒钟技术原理, 即描述电子光电离过程的半经典图像的精度进行严格检测.

维格纳分布函数是研究相空间量子态的强有力方法 [16,17]. Kim 等 [18] 把它应用到高次谐波的时频分析中. 本文将该方法应用到 ATI 中, 并重新定义为“类维格纳分布” [19,20] (此定义的原因将在文中给出). 运用“类维格纳分布”可以计算得到目前其他量子方法无法得到的一些分布, 例如时间-能量分布, 时间电离率分布, 时间-出射角度的分布等. 本文利用“类维格纳分布”对不同激光参数下的 ATI 进行了研究.

2 理论方法

2.1 类维格纳分布 [19]

首先, 从 S 矩阵的 0 阶矩阵元开始:

$$S_{fi} = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \psi_{Af}(\mathbf{p}, t) | V_A(\mathbf{p}, t) | \varphi_i(t) \rangle, \quad (1)$$

这里, $V_A(\mathbf{p}, t) = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{A}(t) + \mathbf{A}(t)^2/2$ 是激光场与光电子的相互作用, $\mathbf{A}(t)$ 是激光场矢势;

$\varphi_i(t) = |\varphi_0\rangle e^{iI_p t}$ 是原子的基态, I_p 是原子的电离势能, $|\psi_{Af}(\mathbf{p}, t)\rangle$ 是 Volkov 态, 在速度规范下的形式为

$$|\psi_{Af}(\mathbf{p}, t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{v}} \exp \left[i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} - i\frac{p^2}{2}t - i \int_{-\infty}^t V_A(\mathbf{p}, \tau) d\tau \right], \quad (2)$$

v 是归一化体积.

把 (2) 式代入 (1) 式, 得到

$$\begin{aligned} S_{fi} &= \frac{-i}{\sqrt{v}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \varphi_i(\mathbf{p}) V_A(\mathbf{p}, t) \\ &\quad \times \exp \left[i \int_{-\infty}^t V_A(\mathbf{p}, \tau) d\tau + iI_p t + i\frac{p^2}{2}t \right] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt S' e^{i\frac{p^2}{2}t}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中,

$$\begin{aligned} S' &= \frac{-i\sqrt{2\pi}}{\sqrt{v}} \varphi_i(\mathbf{p}) V_A(\mathbf{p}, t) \\ &\quad \times \exp \left[i \int_{-\infty}^t V_A(\mathbf{p}, \tau) d\tau + iI_p t \right], \end{aligned} \quad (4)$$

这里, $\varphi_i(\mathbf{p})$ 是原子基态的傅里叶变换.

我们知道一般的傅里叶变换表达式为

$$F(\Omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F'(t) e^{i\Omega t} dt. \quad (5)$$

通过 (3) 式与 (5) 式的比较, 我们可近似认为 S_{fi} 是 S' 的傅里叶变换. 因此, 我们根据维格纳分布定义了一个关于时间与能量的“类维格纳分布 (WDL)”:

$$\begin{aligned} &f\left(t, \frac{p^2}{2}\right) \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt' S'^*(t+t') S'(t-t') e^{-2i\frac{p^2}{2}t'}. \end{aligned} \quad (6)$$

显然, 这里称为“类维格纳分布”的原因是由于 S' 是 p 的函数, 因此 S_{fi} 不是 S' 的严格傅里叶变换. 尽管如此, $f(t, p^2/2)$ 依然满足 marginal 关系:

$$|S_{fi}|^2 = \int f(t, p^2/2) dt. \quad (7)$$

把 (6) 式的能量进行积分, 即得到时间电离率:

$$P(t) = \int f\left(t, \frac{p^2}{2}\right) d\left(\frac{p^2}{2}\right). \quad (8)$$

以上是类维格纳分布函数的推导过程, 接下来, 我们将分别给出在线偏振和椭圆偏振有限脉冲下的具体分布及处理方法.

2.2 线偏振下的类维格纳分布

当激光脉冲是线偏振的有限脉冲时, 激光场的矢势形式如下:

$$\mathbf{A}(t) = -\frac{E_0}{\omega} \sin^2\left(\frac{\omega t}{n}\right) \cos(\omega t + \varphi) \hat{e}_z, \quad (9)$$

这里, E_0 是电场的峰值强度, ω 是激光频率, $n/2$ 是脉冲中的周期个数, φ 是激光场的初始相位, \hat{e}_z 是单位矢量.

为了简化起见, 在计算中我们采用了一维系统. 时间-能量分布为

$$f\left(t, \frac{p^2}{2}\right) = \frac{1}{\pi} \int_0^{T_c} \mathbf{S}'^*(t+t') \mathbf{S}'(t-t') \times e^{-2i\frac{p^2}{2}t'} dt', \quad (10)$$

其中, $T_c = n\pi/\omega$ 是脉冲长度.

2.3 椭圆偏振下的类维格纳分布

当激光脉冲是椭圆偏振的有限脉冲时, 激光场的矢势可以写为

$$\mathbf{A}(t) = -\frac{E_0}{\omega} \sin^2\left(\frac{\omega t}{n}\right) \left[\cos\frac{\theta}{2} \cos(\omega t + \varphi) \hat{e}_x - \sin\frac{\theta}{2} \sin(\omega t + \varphi) \hat{e}_y \right], \quad (11)$$

其中, $\varepsilon = \cot(\theta/2)$ 是椭圆偏振率, 长轴为 y 轴.

同样, 为了简化计算, 我们采用了二维系统. 因此, 对于固定能量的电子, 它的出射方向可以从 0 到 2π . 此时, 类维格纳分布可写为

$$f\left(t, \frac{p^2}{2}, \Theta\right) = \frac{1}{\pi} \int_0^{T_c} \mathbf{S}'^*(t+t', \Theta) \mathbf{S}'(t-t', \Theta) \times e^{-2i\frac{p^2}{2}t'} dt', \quad (12)$$

其中 Θ 是电子在偏振面的出射方向与 x 轴的夹角, T_c 是脉冲长度.

通过对 (12) 式进行能量积分, 得到时间-角度分布:

$$f'(t, \Theta) = \int f\left(t, \frac{p^2}{2}, \Theta\right) d\left(\frac{p^2}{2}\right). \quad (13)$$

进一步, 通过对 (13) 式的时间和角度分别进行积分, 可以得到角度分布和时间电离分布

$$W(\Theta) = \int_0^{T_c} f'(t, \Theta) dt \quad (14)$$

和

$$P(t) = \int_0^{2\pi} f'(t, \Theta) d\Theta. \quad (15)$$

3 结果与讨论

3.1 少周期线偏振下 ATI 的研究

本节主要研究计算一维氢原子在电场峰值强度 $I = 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 、脉冲长度为 4 个光学周期 (o.c.)、不同激光频率 ω 和不同初始相位 φ 的激光场中分别电离得到的光电子时间电离分布和时间-能量分布.

图 1 给出了两组不同初始相位、不同激光频率、分别从正方向 (沿电场方向) 和负方向 (沿电场反方向) 出射的光电子时间电离率分布. 当激光频率比较高 $\omega = 0.5 \text{ a.u.}$ [a.u. 为原子单位] 时, 时间电离分布呈现出光滑的接近激光包络的分布 (图 1 (a) 和图 1 (b)). 当激光频率 $\omega = 0.182 \text{ a.u.}$ 时, 电离率倾向于在电场强度最大时刻达到最大 (图 1 (c) 和图 1 (d)). 当激光频率进一步降低到 $\omega = 0.05691 \text{ a.u.}$ 时, 电离率强烈地依赖于电场幅度, 时间电离率在电场最大的位置形成了一个窄峰, 峰的高度也呈现出对电场幅度的依赖 (图 1 (e) 和图 1 (f)). 当激光频率继续降低, 上述现象更加明显, 时间电离分布的峰进一步变窄 (图 1 (g) 和图 1 (h)). 上述四个激光频率对应的 Keldysh 参数分别为 9.35, 3.4, 1.06 和 0.56. 因此, 我们的计算清楚表明: 随着 γ 的减小, 电离率越来越依赖于电场幅度, 这可以看作光电子从多光子区域到隧穿区域的转变. 严格来讲, ATI 的隧穿图像只有在 $\gamma \ll 1$ 时才适用, 然而在 $\gamma \sim 1$ 时, 实验数据与隧穿理论已符合得很好 [21,22]. 从我们的计算结果来看 (图 1 (e) 和图 1 (f)), 当 $\gamma \sim 1$ 时, 时间电离分布也显示出隧穿特性. 因此, 半经典图像在 $\gamma \sim 1$ 时也是近似适用的.

从图 1 我们还可得到, 对少周期的脉冲, 当电场分布随 CEP 变化时, 电子的时间电离率分布也随 CEP 变化. 电场还表现出了空间不对称性 (即电子电离率在不同出射方向的不对称性 (图 1 (a), $\varphi = 0$) 或者时间不对称性 (图 1 (b), $\varphi = \pi/2$)). 电离率在时间或空间上的不对称性也显示了从多光子区域到隧穿区域的转变过程. 在深多光子区域, 例如 $\omega = 0.5 \text{ a.u.}$, 电离率随 CEP 的变化表现出轻微的时间和空间不对称. 但随着激光频率的降低, 不对称变得越来越明显.

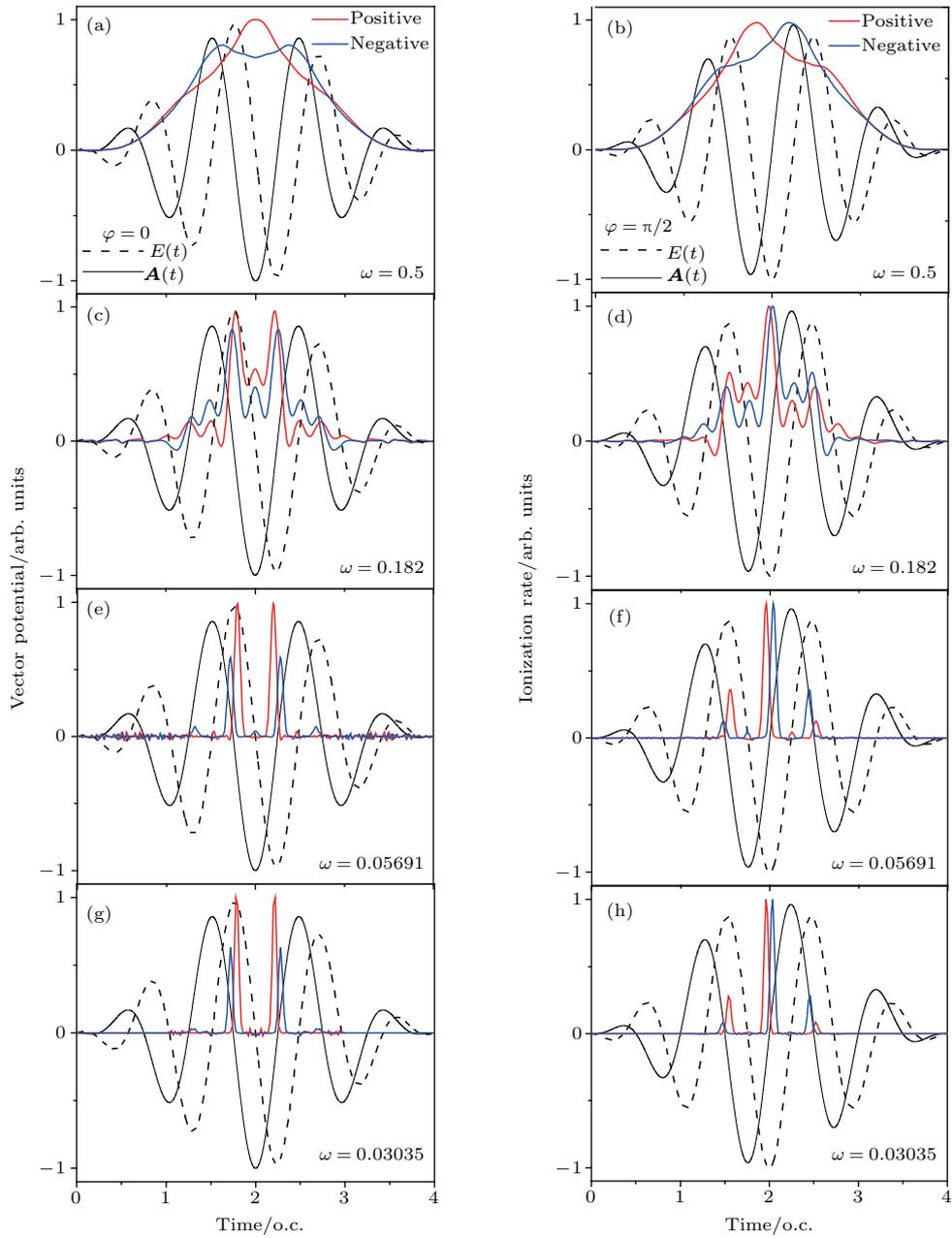


图1 四个光学周期不同激光频率的激光脉冲中分别从正负方向出射的光电子 $P(t)$ 峰值强度 $I = 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, CEP $\varphi = 0$ [(a), (c), (e), (g)] 和 $\varphi = \pi/2$ [(b), (d), (f) 和 (h)]; 红色虚线表示从正方向出射的电子; 蓝色实线表示从负方向出射的电子

Fig. 1. Calculated $P(t)$ of photoelectrons ejected in two opposite directions in four-cycle laser pulses with different laser frequencies. Peak intensity $I = 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. The CEP $\varphi = 0$ [(a), (c), (e), and (g)] and $\varphi = \pi/2$ [(b), (d), (f), and (h)]. Dashed dotted red line: electron emitted in the positive direction; blue solid line: electron emitted in the negative direction.

图2给出了四个光频率在相位 $\varphi = 0$ 时分别从正方向和负方向出射的电子时间-能量分布和能谱. 图2也清晰地表现出电子从多光子区域到隧穿区域的转变. 在多光子区域, 从正方向和负方向出射的电子能谱是相同的且都呈现出一个光滑的ATI峰, 但两个方向的时间-能量分布表现出轻微的差别(图2(a)—(d)). 当激光频率进一步降到

$\omega = 0.05691$ 和 0.03035 a.u. 时, 两个方向的能谱和时间-能量分布都表现出很大的差异, 并且分布上出现了很多干涉峰. 这些干涉峰是由在不同时刻电离出的具有相同能量的电子干涉产生的. 显然, 这一干涉图像只有在隧穿区域才成立, 即电子最终的漂移能量与电离时刻有关. 这个问题稍后将进一步阐述.

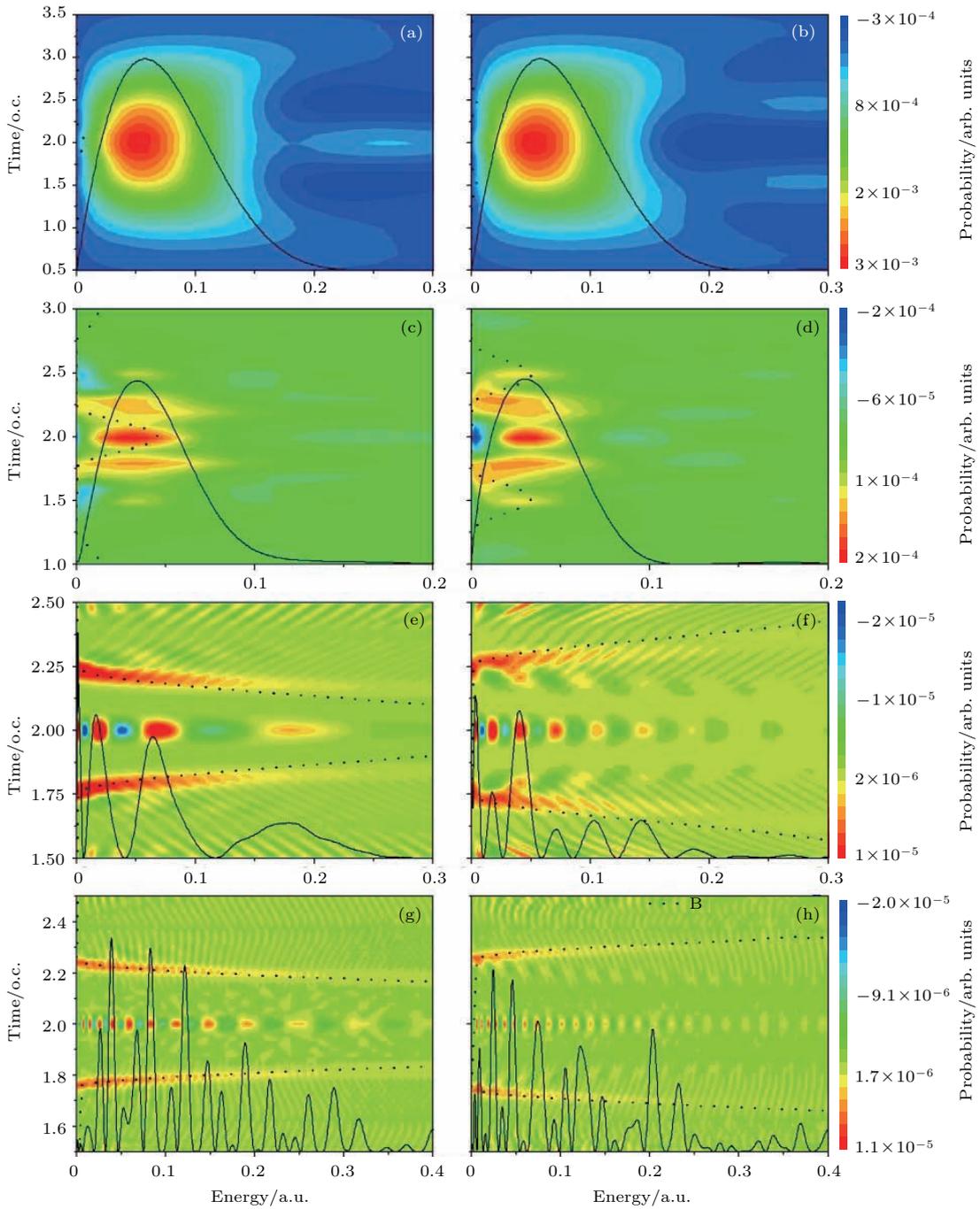


图2 四个光学周期及初始相位 $\varphi = 0$ 激光脉冲中电离电子的时间-能量分布和能谱(实线), 激光参数同图1 (a), (c), (e), (g) 从正方向出射的电子; (b), (d), (f), (h) 从负方向出射的电子; 点线是半经典模型中最终能量与电离时刻的关系 [$p^2/2 = A^2(t)/2$]

Fig. 2. Time-energy distribution and energy spectrum (solid line) of an electron emitted in four-cycle laser pulses with the $\varphi = 0$. The laser parameters are the same as those used in Fig. 1. (a), (c), (e), and (g) an electron ejected in the positive direction; (b), (d), (f), and (h) an electron ejected in the negative direction. Dotted lines show the semiclassical relationship between the drift kinetic energy and the ionization moment [$p^2/2 = A^2(t)/2$].

我们进一步分析低频时时间-能量分布中出现的复杂结构. 从图2(e)和图2(g)可看到在 $t \sim 1.75$ 和 2.25 o.c. 处出现了两条关于脉冲中心对称的条纹, 且条纹随能量的增加向脉冲中心倾斜.

而在电子出射为负方向时(图2(f)和图2(h)), 同样在 $t \sim 1.75$ 和 2.25 o.c. 处也有两条对称条纹, 但条纹随着能量增加向远离中心的方向倾斜. 无论电子出射方向是正方向还是负方向, 两条条纹中心处

都存在干涉结构,且干涉结构的极大和极小值与各自能谱结构对应符合.从图2我们还得出:低频分布(图2(g)和图2(h))相比高频分布(图2(e)和图2(f))存在更多的干涉结构;相同频率时,负方向分布相比正方向分布干涉结构更密一些.

对于(图2(e)—(h))中的干涉结构,可以归于 $t \sim 1.75$ 和 2.25 o.c.处两条条纹间的干涉.在文献[23]中已经讨论过少周期激光脉冲中ATI谱的干涉结构,文中把ATI能谱中的高能结构归于双缝干涉效应.我们用类似的机理来解释图2(e)—(h)中的干涉.图3给出了 $\varphi = 0$ 时,激光脉冲的电场和矢势.在隧穿电离中,根据ATI中的半经典图像,电子最终的漂移动量 $\mathbf{P} = -\mathbf{A}(t)$.因此,图3中红线标出的是从正方向出射的电子动量.当具有相同能量、不同时刻电离的电子(如图3中一对圆圈所示)发生干涉时造成了图2(e)和图2(g)的干涉结构;同理,粗黑线标出的是从负方向电离的具有相同能量不同时刻电离出的电子(黑体实心圆圈所示)之间的干涉,产生了图2(f)和图2(h)中的干涉结构.而图2(e)与图2(f)(或图2(g)与图2(h))干涉结构疏密不一样的原因,在于发生干涉的电子两电离时刻间隔不同.图2(e)和图2(g)中随能量的增加,时间间隔降低.而图2(f)和图2(h)正好相反,即随能量增加时间间隔也增加.

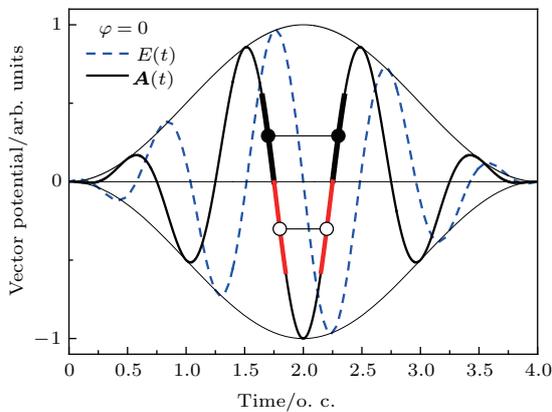


图3 四个光学周期及初始相位 $\varphi = 0$ 激光脉冲的矢势和电场

Fig. 3. Vector potential and electric field of a four-cycle pulse with the initial phase $\varphi = 0$.

很明显,上述机理只有在半经典图像中有效.换句话说,在隧穿区域内(或接近该区域如图1(e)和图1(f)),电子最终漂移动量与电离时刻存在对应时,上述机理有效.而在如图2(a)—(d)所示的多光子区域,在某一能量范围内,具有固定能量的电子,其电离率发生在一个很宽的时间区域内.这

意味着电子最终漂移动量与电离时刻的对应不存在.这样,电离概率在时间上的不确定抹掉了干涉结构.

最后,图2也展现了ATI中半经典图像随Keldysh参数 γ 的演化.半经典图像中最终漂移能量与电离时刻的关系曲线 $p^2/2 = \mathbf{A}^2(t)/2$ 用虚线给出.当 $\gamma > 1$ 时,时间-能量分布中的能量与电离时刻的关系与半经典关系曲线完全不符(这里需要说明的是对激光频率 $\omega = 0.5$ a.u.,由 $p^2/2 = \mathbf{A}^2(t)/2$ 计算得到的漂移动量太小 $2U_p = 0.0057$ a.u.,以至于在图2(a)和图2(b)中观察不到).当 $\gamma \sim 1$ 时,尽管时间电离率图1(e)和图1(f)已显出隧穿电离的特性,但时间-能量分布与半经典关系仍然存在差异,表现在能量比较高时,例如 $E_k > 0.1$ a.u.,可看到电离条纹与虚线明显分离.当 $\gamma < 1$ 时,时间-能量分布与半经典关系符合得很好.

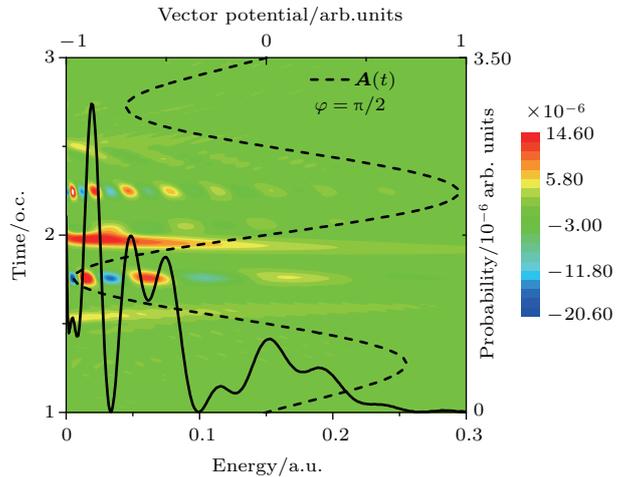


图4 四个光学周期激光脉冲中电离电子的时间-能量分布和能谱.激光参数除了 $\varphi = \pi/2$ 外,其他同图2(e);实线是能谱,虚线是矢势

Fig. 4. Time-energy distribution and energy spectrum of an electron emitted in four-cycle laser pulses with the same parameters as those in Fig. 2(e), except the initial phase $\varphi = \pi/2$. The solid line is the energy spectrum and the dashed line is the vector potential.

图4给出了 $\varphi = \pi/2$ 时的时间-能量分布,其他计算参数同图2(e).干涉结构出现在 $t \sim 1.75$ 和 2.25 o.c.处,其产生干涉结构的机理与 $\varphi = 0$ 时(图2)中的干涉机理一样.因此,在 $t \sim 1.75$ 和 2.25 o.c.处的干涉结构分别与图2(e)和图2(f)类似.由于 $t \sim 1.5, 2.0$ 和 2.5 o.c.处的电离条纹对最后谱线都有贡献,导致干涉结构增多,能谱更加复杂.另外,当 $\varphi = \pi/2$ 时,正方向的时间-能量分布(图4)与负方向的时间-能量分布(这里没给出)是

对称的, 与图 1 (f) 中两方向的时间电离对称一致, 这也使得负方向和正方向的能谱完全相同.

3.2 少周期椭圆偏振下 ATI 的研究 (阿秒技术原理的检测)

本节主要计算分析二维氢原子在椭圆偏振率为 0.882, 电场峰值强度 $I = 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 、脉冲长度为 6 个光学周期 ($n = 12$)、初始相位 $\varphi = \pi/2$

和不同激光频率的电场中, 分别电离得到的光电子的时间-出射方向分布、时间电离分布以及角分布等.

图 5 给出的是分别用 WDL 和半经典计算的四个不同激光频率的时间-出射角度分布 (以下简称为“时间-角度”分布). 其中, 图 5 (a), (c), (e) 和 (g) 是由 (13) 式计算得到; 图 5 (b), (d), (f) 和 (h) 是由半经典计算得到 (本节中所用的半经典计算方法

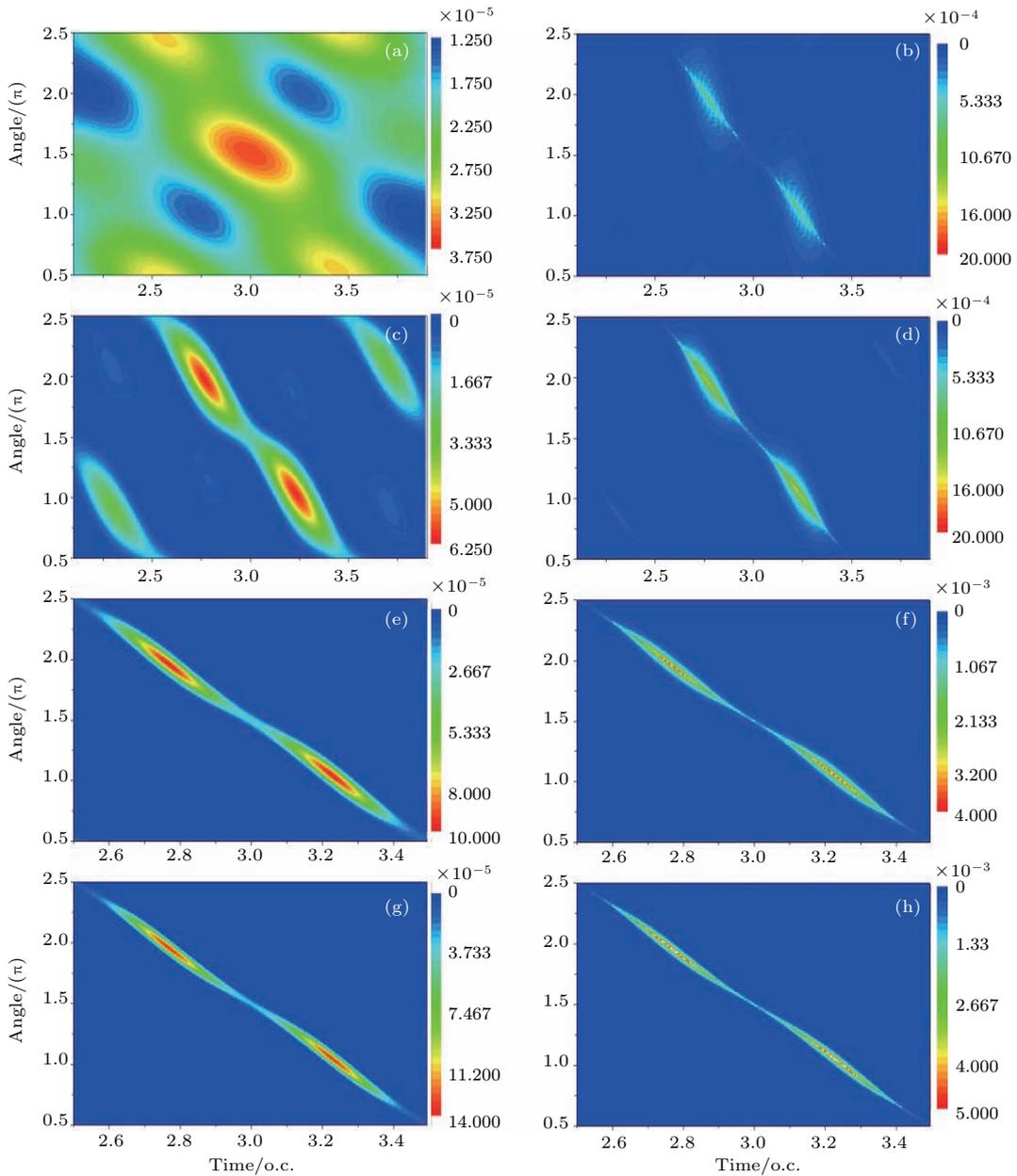


图 5 六个光学周期及初始相位 $\varphi = \pi/2$ 和不同激光频率脉冲中的电离电子的时间-出射角度分布 激光频率分别为 $\omega = 0.5 \text{ a.u.}$ ((a) 和 (b)), 0.182 a.u. ((c) 和 (d)), 0.05691 a.u. ((e) 和 (f)) 和 0.03502 a.u. ((g) 和 (h)); 峰值强度 $I = 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和椭圆偏振率 $\varepsilon = 0.882$; (a), (c), (e), (g) 为量子结果; (b), (d), (f), (g) 半经典结果
Fig. 5. Time-emission angle distributions in six-cycle laser pulses with the CEP $\varphi = \pi/2$ for different laser frequencies $\omega = 0.5 \text{ a.u.}$ ((a) and (b)), 0.182 a.u. ((c) and (d)), 0.05691 a.u. ((e) and (f)) and 0.03502 a.u. ((g) and (h)). Peak intensity $I = 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ and the ellipticity $\varepsilon = 0.882$. Quantum results: (a), (c), (e) and (g); calculations of the semiclassical theory: (b), (d), (f) and (g).

是考虑横向和纵向初始速度的 Ammosov-Delone-Krainov 理论, 没有考虑离子库仑势的作用). 对于半经典计算, 四个不同激光频率的分布都呈现出两个主峰结构, 结构位置 (t [o.c.], Θ [rad]) 的数据约为 (2.75, 2.0π) 和 (3.25, 1.0π) 以及在 $t \sim 2.3$ 和 3.7 o.c. 处的两个小峰结构 (图 5 (f) 和图 5 (h) 没给出). 以上是我们所期望的, 因为半经典中电离率不依赖激光频率. 而量子计算结果与半经典不同, 随着激光频率降低, 时间-角度分布也呈现出明显的转变过程. 当 $\omega = 0.5$ a.u. ($\gamma = 9.36$) 时, 时间-角度分布呈现在 (3.0, 1.5π) 处的一主峰结构, 其整个分布 (图 5 (a)) 与半经典结果 (图 5 (b)) 完全不同. 当激光频率降到 $\omega = 0.182$ a.u. ($\gamma = 3.4$) 时, 图 5 (c) 的分布开始类似于半经典计算 (图 5 (d)). 当激光频率进一步降到 $\omega = 0.05691$ a.u. ($\gamma = 1.07$) 和 0.035 a.u. ($\gamma = 0.66$) 时, 量子结果与半经典计算越来越接近. 因此, 图 5 展示了椭圆偏振激光场下电离从多光子区域到隧穿区域的转变过程, 这与线偏振下的电离转变过程一致 (图 1 和图 2).

我们分别用 (14) 式^[24] 和半经典理论计算了四个不同激光频率的角度分布. 正如图 6 所示, 所有半经典计算都是关于 $\Theta = 1.5\pi$ 对称的双峰结构, 这与图 5 (b), (d), (f) 和 (h) 是一致的. 随着频率降低, 半经典计算的最大值与最小值的比值随光频率的减小而增大. 这主要是当激光频率减小时, 电子从场中获得的动量相比初始动量越来越大引起的.

图 6 中的量子计算也展现出电子从多光子区域到隧穿区域的转变过程. 当 $\omega = 0.5$ a.u. 时, 角分布是三峰结构, 中心峰在 $\Theta = 1.5\pi$ 处, 该结构与半经典角分布完全不同 (图 6 (a)). 当 $\omega = 0.182$ a.u. 时, 尽管量子分布也是双峰结构, 但峰的宽度比半经典分布更宽, 而且两种方法计算的双峰位置也存在偏差 (图 6 (b)). 峰的偏移 $\Delta\Theta = \pm 0.115$ rad, 这里的“+”和“-”分别代表角分布的左边峰和右边峰差. 当激光频率进一步减小时, 量子计算的角度分布越来越接近半经典分布. 角度差从 $\omega = 0.05691$ a.u. 时 $\Delta\Theta = \pm 0.05$ rad 到 $\omega = 0.035$ a.u. 时 $\Delta\Theta = \pm 0.025$ rad. 有趣的是, 我们的计算尽管显示在隧穿区域量子计算才能与半经典结果更接近, 但从基于半经典结果比较的角度, 其有效性甚至可以达到 $\gamma = 3.4$ 的多光子区域. 测量精度约为 10—20 as ($\Delta\Theta = 0.115$ rad 时对应 15 as), 该精度在 Keldysh 参数较宽的范围内, 不依

赖于激光参数. 两种计算的定量比较显示半经典图像甚至有多光子区域都有效且精度随着 γ 的减小而显著提高.

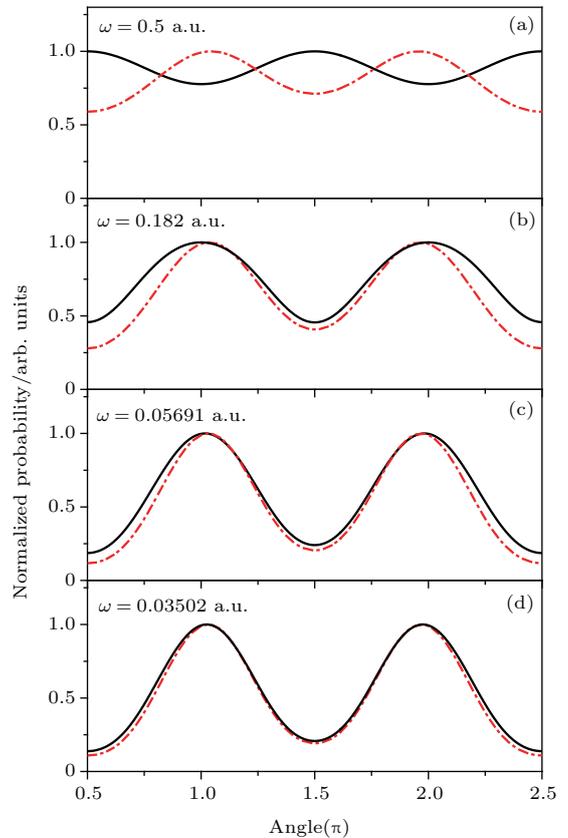


图 6 用 (14) 式 (实线) 和半经典理论 (虚线) 计算的角度分布, 激光参数同图 5

Fig. 6. Angular distributions calculated by Eq. (14) (solid line) and the semiclassical theory (dashed line) for different laser frequencies with the same parameters as those in Fig. 5.

为了更清楚地表明半经典与量子计算的不同, 我们把两种方法得到的时间-角度分布归一化后, 两者相减 (量子计算减去半经典计算) 得到图 7 (a) 所示的时间-角度分布 (这里以 $\omega = 0.05691$ a.u. 为例, 因为此激光频率为通常的实验条件). 从图 7 (a) 可看到, 由于量子与半经典分布宽度的不同, 导致整个分布被分成了两部分. 两部分的不对称说明两种时间-角度分布之间存在角度移动. 另一方面, 仅从图 7 (a) 很难看出两种计算的时间偏移. 为此我们进一步计算了电离率的时间分布 $P(t)$, 如图 7 (b) 所示. 由于半经典理论中的电离率只与强度有关, 与激光频率无关, 因此半经典计算的四个不同激光频率的时间分布完全重合, 都是双峰结构, 且双峰对应着电场强度最大的时

刻($t = 2.767$ 和 $t = 3.233$ o.c.). 而量子计算的电离率时间分布(图7(b))随激光频率的不同而不同. 当激光频率比较高时($\omega = 0.5$ a.u.), 时间分布是一条光滑且分布比较宽的曲线, 曲线的最大值在 $t = 3$ o.c.. 这说明在深多光子区域, 时间分布与脉冲包络更接近, 与图1(a)和图1(b)类似. 而其他三个频率的时间分布都是双峰结构, 且峰的宽度随

激光频率的减小越来越接近半经典分布. 图7(b)中的插图显示量子计算与半经典计算之间存在的时间偏差. 按照我们的计算, 当 $\omega = 0.182$ a.u.时, 时间偏移 $\Delta t = \pm 0.002$ o.c.; 当 $\omega = 0.05691$ 和 0.035 a.u.时, $\Delta t = \pm 0.001$ o.c.(这两种激光频率的时间电离率分布中电离峰值对应的时间偏差约 1×10^{-4} o.c.).

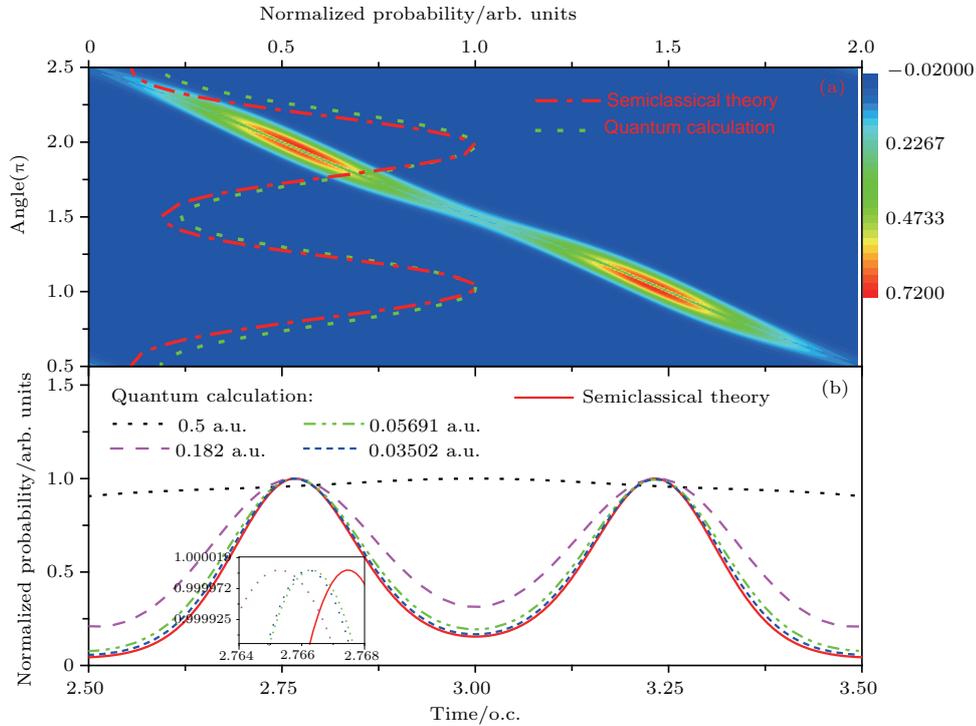


图7 (a) 激光频率 $\omega = 0.05691$ a.u. 时的时间-角度分布相减后的结果(见正文)和角度分布; (b) 分别用量子和半经典方法计算的四个不同频率的时间电离分布; 其他激光参数同图6
 Fig. 7. (a) Subtraction of the time-angle distributions (see text) and the angular distribution for $\omega = 0.05691$ a.u.; (b) the time distribution obtained by the quantum and semiclassical methods for four different laser frequencies; The other parameters are the same as those in Fig. 6.

以上通过比较量子计算和半经典计算, 得到了不同激光频率角度偏移 $\Delta\theta$ (角度分布)和时间偏移 Δt (时间电离率分布). 进一步, 通过相同频率下 $\Delta\theta$ 与 Δt 间的比较, 可以发现时间偏移远小于角度偏移[$\Delta t = \pm 0.001$ o.c.对应计算得到 $\Delta\theta = 0.00628$ rad, 此值远小于 $\Delta\theta = 0.05$ rad ($\omega = 0.05691$ a.u.)和 $\Delta\theta = 0.025$ rad ($\omega = 0.035$ a.u.)]. 这意味着角分布中的角度偏移与时间分布中的时间偏移是不对应的. 因此, 依靠这种时间和角度偏移对应的“阿秒钟测量^[9]”是不准确的. 需要指出的是, 最近对实验上测到的He原子角度偏移是否由非绝热效应引起的问题一直存在争议^[12,14]. 我们的计算显示, 随着波长

增加 $\Delta\theta$ 越来越小. 但是所计算的四个激光频率的角度偏移和时间偏移所对应的时间范围分别是15—20 as和2—4 as, 可见在比较宽的Keldysh参数范围内, 角度偏移与时间偏移之间的差别几乎不依赖于激光参数. 这说明不能把角度偏移归于非绝热效应^[25-27]. 另外, 图6和图7中的角度偏移和时间偏移有正有负, 说明这种偏移也不能解释为隧穿过程所需的时间.

4 结 论

我们用类维格纳分布函数分别计算了氢原子在少周期不同偏振强激光场下电离后的分布: 线

偏振下的时间-电离分布、时间-能量分布和椭圆偏振下的时间-出射角度分布、角度分布、时间电离分布. 对线偏振激光场, ATI过程的半经典关系, 即最终漂移动量与电离时刻的关系, 随着激光频率的减小, 与时间-能量分布符合得越来越好; 进一步减小激光频率时, 电子能谱出现很多精细结构且依赖于电子的出射方向和激光场的初始相位; 通过分析, 我们把精细结构归于不同时刻电离出具有相同能量的电子间的干涉. 对椭圆偏振激光场, 通过将WDL计算的角度分布和时间分布分别与半经典结果比较得到了角度偏移和时间偏移, 发现角度偏移远小于时间偏移, 这暗示基于角度偏移和时间偏移对应的“阿秒测量技术”是不准确的. 而且计算结果表明时间偏移的数值有正有负, 因此该偏移也不能解释为隧穿时间.

参考文献

- [1] Gostini P A, Fabre F, Mainfray G, Petite G, Rahman N K 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1127
- [2] Becker W, Grasbon F, Kopold R, Milošević D B, Paulus G G, Walther H 2002 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48** 35
- [3] Keldysh L V 1965 *Sov. Phys. JETP* **20** 1307
- [4] van Linden van den Heuvell H B, Muller H G 1988 *Multiphoton Processes* (edited by Smith S J, Knight P L) (Cambridge, UK: Cambridge University Press) p25
- [5] Mohideen U, Sher M H, Tom H W K, Aumiller G D, Wood O R, Freeman R R, Bokor J, Bucksbaum P H 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 509
- [6] Paulus G G, Nicklich W, Xu H, Lambropoulos P, Walther H 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 2851
- [7] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [8] Eckle P, Smolarski M, Schlup P, Biegert J, Staudte A, Schöffler M, Müller H G, Dörner R 2008 *Nat. Phys.* **4** 565
- [9] Eckle P, Pfeiffer A N, Cirelli C, Staudte A, Doerner R, Müller H G, Büttiker M, Keller U 2008 *Science* **322** 1525
- [10] Pfeiffer A N, Cirelli C, Smolariski M, Dörner R, Keller U 2011 *Nat. Phys.* **7** 428
- [11] Pfeiffer A N, Cirelli C, Smolarski M, Dimitrovski D, Abu-samha M, Madsen L B, Keller U 2012 *Nat. Phys.* **8** 76
- [12] Boge R, Cirelli C, Landsman A S, Heuser S, Ludwig A, Maurer J, Weger M, Gallmann L, Keller U 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 103003
- [13] Wu J, Ph L, Schmidt H, Kunitski M, Meckel M, Voss S, Sann H, Kim H, Jahnke T, Czasch A, Dörner R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 183001
- [14] Ivanov I A, Kheifets A S 2014 *Phys. Rev. A* **89** 021402
- [15] Torlina L, Morales F, Kaushal J, Ivanov I, Kheifets A, Zielinski A, Scrinzi A, Müller H G, Sukiasyan S, Ivanov M 2015 *Nat. Phys.* **11** 503
- [16] Hillery M, O'Connell R F, Scully M O, Wigner E P 1984 *Phys. Rep.* **106** 121
- [17] Lee H W 1995 *Phys. Rep.* **259** 147
- [18] Kim J H, Lee D G, Shin H J, Nam C H 2001 *Phys. Rev. A* **63** 063403
- [19] Guo L, Han S S, Chen J 2010 *Opt. Express* **18** 1240
- [20] Guo L, Han S S, Chen J 2012 *Phys. Rev. A* **86** 053409
- [21] Larochelle S F J, Talebpoury A, Chin S L 1998 *J. Phys. B* **31** 1215
- [22] Chen J, Liu J, Chen S G 2000 *Phys. Rev. A* **61** 033402
- [23] Lindner F, Schatzel M G, Walther H, Baltuška A, Goulielmakis E, Krausz F, Milošević D B, Bauer D, Becker W, Paulus G G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 040401
- [24] Reiss H R 1980 *Phys. Rev. A* **22** 1786
- [25] Yudin G L, Ivanov M Y 2001 *Phys. Rev. A* **64** 013409
- [26] Barth I, Smirnova O 2011 *Phys. Rev. A* **84** 063415
- [27] Wang C L, Lai X Y, Hu Z L, Chen Y J, Quan W, Kang H P, Gong C, Liu X J 2014 *Phys. Rev. A* **90** 013422

Study of above-threshold ionization by “Wigner-distribution-like function” method*

Guo Li¹⁾ Han Shen-Sheng¹⁾ Chen Jing^{2)†}

1) (Key Laboratory of Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

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

(Received 15 September 2016; revised manuscript received 24 October 2016)

Abstract

A Wigner-distribution-like function is proposed to obtain various distributions of photoelectron emitted from H atoms in few-cycle laser pulses with different frequencies: time-energy distribution, time ionization distribution for linearly polarized laser field and time-emission angle distribution, angular distribution, and time ionization distribution for elliptically polarized laser field. With decreasing frequency, all the distributions clearly show a transition of ionization process from the multi-photon regime to the tunneling regime. For the case of linearly polarized laser pulse, accompanying this transition, the semiclassical relationship between the ionization moment and the final drift energy is becoming more and more close to the time-energy distribution. Meanwhile, the time-energy distribution clearly shows the interference structures in the tunneling regime, which can be attributed to the interference between the electrons with the same energy ejected at different times. For the case of elliptically polarized laser pulse, both the angular offset in the angular distribution and the time offset in the time ionization distribution are obtained by comparing the quantum calculation with the semi-classical result. The results show that the time offset is much smaller than the angular offset. This indicates that the “attoclock” technique which is based on the correspondence between two offsets is in principle inaccurate. Furthermore, the time offset can be both positive and negative. So this time offset cannot be interpreted as the tunneling time.

Keywords: above-threshold ionization, Wigner-distribution-like function, time-energy distribution, tunneling ionization

PACS: 32.80.Rm, 32.80.Fb

DOI: 10.7498/aps.65.223203

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB922201), the National Natural Science of Foundation of China (Grant Nos. 11304329, 11175227, 11105205, 11274050, 11334009, 11425414) and the Shanghai Natural Science Foundation, China (Grant No. 13ZR1463100).

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