

引用格式: XIE Mengfei, JIANG Weichao. Streaking Time Delay and the Oscillation Amplitude of the Momentum Shift[J]. Acta Photonica Sinica, 2025, 54(1):0132001
谢梦飞,姜维超. 阿秒条纹时间延迟及动量振荡振幅的研究[J]. 光子学报, 2025, 54(1):0132001

阿秒条纹时间延迟及动量振荡振幅的研究

谢梦飞,姜维超

(深圳大学 物理与光电工程学院 量子精密测量研究所,深圳 518060)

摘 要:求解氦原子三维含时薛定谔方程,建立弱场近似经典解析模型,研究光电子中的阿秒条纹时间延迟和动量振荡振幅。发现阿秒条纹时间延迟和动量振荡振幅强烈依赖于极紫外脉冲的光子能量和红外脉冲的波长。阿秒条纹时间延迟对极紫外脉冲持续时间不敏感,而动量振荡振幅随着极紫外脉冲持续时间的增加而减小。

关键词:原子光学;强场激光物理学;红外;极紫外;光电离;超快现象

中图分类号:O562.4

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20255401.0132001

0 引言

阿秒条纹方法^[1-9]最早用于测定实验制备的阿秒激光脉冲以及红外激光脉冲的波形,后来人们逐渐意识到该方法也可以用来测定电离延时^[8, 10, 11]。在一般的阿秒条纹实验当中,人们使用极紫外(Extreme Ultraviolet, XUV)波段的阿秒脉冲作为泵浦光将电子电离出来,而采用长周期的红外(Infrared, IR)光作为探测光,对出射电子的动量谱进行调制,最终出射电子的动量依赖于泵浦光与探测光之间的时间延迟。电子动量的偏移随着脉冲延时的振荡与红外探测光的矢势随延时的振荡相似,但这两个振荡信号之间存在一定相移,从而人们可以提取出关于电离延时的信息^[8, 10, 12-15]。

2010年, SCHULTZE M等^[8]利用阿秒条纹方法对氦原子 2s 轨道和 2p 轨道光电离相对时间延迟进行了测量,实验发现 2s 电子波包先于 2p 电子波包形成,两个轨道的光电离相对延迟为 (21 ± 5) as。FEIST J等^[11]利用阿秒条纹技术重新研究了氦原子中的时间分辨光发射。他们计算了 2p 和 2s 电子发射的条纹延时,并将其与 SCHULTZE M等^[8]在实验中观察到的延时进行了比较。NAGELE S等^[16]的研究发现,He⁺中 2s 和 2p 初始态之间存在超过 20 阿秒的时间延迟,使用条纹技术跨越了广泛的红外强度和 XUV 能量。条纹时间延迟有多种物理起源,如 Eisenbud-Wigner-Smith(EWS)时间延迟^[17, 18]、库仑-激光耦合(Coulomb-laser Coupling, CLC)^[16, 19]、电子关联^[18, 20, 21]以及电偶极-激光耦合^[22, 23]。

关于阿秒条纹延时的研究已经有很多^[3, 24, 25],电子动量的偏移随着脉冲延时的振荡振幅却少有人关注。在 SFA 的框架下, XUV 脉冲持续时间对动量偏移的振荡振幅有显著影响^[26]。对于 XUV 的脉宽和 XUV 光子能量对阿秒条纹延时和动量振荡振幅的影响已经在氢原子体系中研究过^[27],但是红外光波长对于阿秒条纹时间延迟和动量振荡振幅的影响,以及这些结论在氦原子体系下的适用性还没有被详细数值计算过。由于强场电离过程涉及库仑-电子-外场三体之间复杂的相互作用,对库仑效应的解析描述也一直是理论分析的关键。因此本文研究在氦原子两种模型势下,电子初始发射位置对阿秒条纹时间延迟和动量偏移振荡振幅的影响。建立弱场近似(Weak Field Approximation, WFA)经典模型,探究条纹时间延迟和振荡振幅的影响因素。通过数值求解氦原子三维含时薛定谔方程(Time-dependent Schrödinger Equation, TDSE)以及 WFA 模型方法,系统研究了氦原子体系下, XUV 脉宽、XUV 光子能量、红外光波长、电子初始发射位置等因

基金项目:国家自然科学基金(Nos. 12074265, 12474346),广东省基础与应用基础研究基金(No. 2022A1515010329)

第一作者:谢梦飞, 2210452037@email.szu.edu.cn

通讯作者:姜维超, jiang.wei.chao@szu.edu.cn

收稿日期:2024-06-28;录用日期:2024-08-19

<http://www.photon.ac.cn>

素对阿秒条纹时间延迟和动量振荡振幅的影响。

1 数值求解三维薛定谔方程

在单电子近似和速度规范下数值求解了氦原子三维 TDSE,该方法基于有限元离散变量表示法^[28]和 split-Lanczos 算法^[29],关于三维 TDSE 的数值求解在文献[29]中已经有了详细的介绍。

$$i\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\mathbf{r},t)=\left[-\frac{1}{2}\nabla^2+V(\mathbf{r})-i\mathbf{A}(t)\cdot\nabla\right]\Psi(\mathbf{r},t) \quad (1)$$

使用两种不同的模型势来研究电子电离初始位置对结果的影响。采用的第一种模型势^[25](表述为 Potential 1)为

$$V_1(r)=-\frac{Z+a_1e^{-a_2r}+a_3e^{-a_4r}+a_5e^{-a_6r}}{r} \quad (2)$$

式中, $Z=1, a_1=1.231, a_2=0.662, a_3=-1.325, a_4=1.236, a_5=-0.231, a_6=0.480$ 。

采用的第二种模型势(表述为 Potential 2)为

$$V_2(r)=-\frac{Z+e^{-Ar}}{r} \quad (3)$$

式中, $Z=1, A=2.1325$ 。

本文用余弦平方函数来描述红外脉冲的包络,其矢势为

$$\mathbf{A}_{\text{IR}}(t)=A_{\text{IR}}^0\sin(\omega_{\text{IR}}t)\cos^2(\pi t/T_{\text{IR}})\hat{z} \quad (4)$$

式中,IR 光子能量 $\omega_{\text{IR}}=1.55\text{ eV}$,脉冲持续时间 T_{IR} 为 5 个激光周期,振幅 A_{IR}^0 对应 IR 光的峰值强度为 $I_{\text{IR}}=4\times 10^{11}\text{ W/cm}^2$ 。在本文中,设定激光偏振方向沿 z 轴。

XUV 脉冲具有高斯包络,其矢势为

$$\mathbf{A}_{\text{X}}(t)=A_{\text{X}}^0\sin[\omega_{\text{X}}(t-\tau)]\exp\left[-2\ln 2\left(\frac{t-\tau}{T_{\text{X}}}\right)^2\right]\hat{z} \quad (5)$$

式中, τ 为 XUV 和 IR 激光脉冲之间的时间延迟。 A_{X}^0 对应的峰值强度 $I_{\text{X}}=1\times 10^{12}\text{ W/cm}^2$ 。其中 T_{X} 表示 XUV 脉宽, ω_{X} 表示 XUV 光中心频率。

当只有 XUV 脉冲存在时,光电子的能量为 $E=\omega_{\text{X}}-I_{\text{p}}$ (ω_{X} 为 XUV 光子能量, I_{p} 为电离势)。当 XUV 脉冲和红外场同时存在的时候,沿激光极化方向出射的电子将会得到一个额外的动量偏移 δp ,是电离时间延迟 τ 的函数^[19, 24, 25]。

$$\delta p(\tau)=-\kappa A_{\text{IR}}(\tau+\tau_s) \quad (6)$$

将式(6)中定义的 τ_s 称为阿秒条纹时间延迟, κ 称为动量振荡振幅。关于动量偏移的计算本文采用了两种方法。

方法一是根据从光电子动量谱中观测到的峰位偏移,从而确定与延迟相关的动量偏移

$$\delta p(\tau)=p_{\text{max}}(\tau)-p_{\text{max}}^0 \quad (7)$$

式中, p_{max}^0 表示仅施加 XUV 脉冲时,在 $p>0$ 区域内电离概率达到最大值的动量。 $p_{\text{max}}(\tau)$ 表示 IR 脉冲存在时,动量谱上电离概率达到最大值的动量。

方法二是由动量期望平均值得到与延时相关的动量偏移 $\delta p(\tau)$ ^[19]

$$\bar{p}(\tau)=\frac{\int_0^\infty P(p,\tau)pdp}{\int_0^\infty P(p,\tau)dp} \quad (8)$$

然后将 TDSE 数值计算得到的动量偏移拟合到式(6)来确定阿秒条纹时间延迟 τ_s 。

2 弱场近似模型

2.1 电子经典运动轨道

分析电子沿着激光极化方向的经典运动轨迹来建立弱场近似模型。在没有红外激光脉冲的情况下,经典电子的最终动量 p_0 通过机械能守恒定律与其初始位置 r_i 和初始动量 p_i 相关联

$$\frac{p_0^2}{2} = \frac{p_i^2}{2} + V(r_i) \quad (9)$$

式中, $V(r_i)$ 是与初始位置 r_i 处的势能。在引入红外激光脉冲之后, 将从初始动量 p_i 和初始位置 r_i 推导出不同于 p_0 的新渐近动量 $p_f(\tau)$, 从而产生动量偏移 $\delta p = p_f - p_0$ 。

当 δp 相对于 p_0 很小时, 动量偏移 δp 可以从能量偏移 δE 求出 $\delta p = \delta E/p_0$ 。当电子从 r_i 移动到无穷远时, 系统机械能的变化 δE 等于红外脉冲对电子做的功

$$\delta E = - \int_{r_i}^{\infty} F_{\text{IR}}(t) dr = - \int_{\tau}^{\infty} F_{\text{IR}}(t) p(t) dt \quad (10)$$

式中, $p(t)$ 为电子的动量, $-F_{\text{IR}}(t)$ 为红外脉冲沿轨迹的作用力。为了显示势能的影响, 用分部积分法计算式(10)中的时间积分

$$\delta E = - \int_{\tau}^{\infty} A_{\text{IR}}(t) \frac{dp}{dt} dt - A_{\text{IR}}(\tau) p_i = \int_{\tau}^{\infty} A_{\text{IR}}(t) F_{\text{IR}}(t) dt - A_{\text{IR}}(\tau) p_i - \int_{\tau}^{\infty} A_{\text{IR}}(t) F_{\text{C}}(t) dt \quad (11)$$

其中利用了边界条件 $A_{\text{IR}}(\infty) = 0$ 和牛顿第二定律

$$\frac{dp}{dt} = -F_{\text{IR}}(t) + F_{\text{C}}(t) \quad (12)$$

与式(2)和式(3)对应的力 $F_{\text{C}}(r) = -dV(r)/dr$ 分别写作

$$F_{\text{C}}^1(r) = - \frac{Z + a_1 e^{-a_2 r} + a_3 e^{-a_4 r} + a_5 e^{-a_6 r} - a_1 a_2 e^{-a_2 r} r - a_3 a_4 e^{-a_4 r} r - a_5 a_6 e^{-a_6 r} r}{r^2} \quad (13)$$

$$F_{\text{C}}^2(r) = \frac{Z + A e^{-Ar} r + e^{-Ar}}{r^2} \quad (14)$$

式(11)中的第一个积分可以转化为对 A_{IR} 的积分来计算。将式(11)中的前两项记为 δE_1 , 将式(11)中的第三项记为 δE_2 , 将能量偏移 δE 表示为

$$\delta E = \delta E_1 + \delta E_2 \quad (15)$$

其中

$$\delta E_1 = \frac{A_{\text{IR}}^2(\tau)}{2} - A_{\text{IR}}(\tau) p_i \quad (16)$$

$$\delta E_2 = - \int_{r_i}^{\infty} \frac{A_{\text{IR}}(t(r))}{p(r)} F_{\text{C}}(r) dr \quad (17)$$

在式(17)中把式(11)中的时间积分变成了 r 的积分。 $p(r)$ 为光电子在势能与红外激光场中运动时与位置相关的动量, $t(r)$ 为电子到达 r 位置的时间。

在弱场近似条件下 $A_{\text{IR}}^0 \ll p_0$, 式(16)中的第一项 $A_{\text{IR}}^2(\tau)/2$ 的贡献很小可以忽略, 式(16)可以近似为

$$\delta E_1 = -A_{\text{IR}}(\tau) p_i \quad (18)$$

忽略红外激光场的影响, 式(17)中 $p(r)$ 和 $t(r)$ 可以近似为

$$p(r) = \sqrt{p_0^2 - 2V(r)} \quad (19)$$

$$t(r) = \tau + \int_{r_i}^r \frac{1}{\sqrt{p_0^2 - 2V(r')}} dr' \quad (20)$$

将式(19)和式(20)代入到式(17)中, 最终 δE 变为

$$\delta E = -A_{\text{IR}}(\tau) p_i - \int_{r_i}^{\infty} \frac{A_{\text{IR}} \left(\tau + \int_{r_i}^r \frac{1}{\sqrt{p_0^2 - 2V(r')}} dr' \right)}{\sqrt{p_0^2 - 2V(r)}} F_{\text{C}}(r) dr \quad (21)$$

2.2 XUV 脉冲宽度对动量偏移的影响

在大多数经典计算中^[19, 25, 30], 电子最可能的轨迹起源于 XUV 脉冲的峰值处, 随后在耦合的红外场和势能中传播。然而, 电子也有可能在 XUV 脉冲峰值之外的其他时间被电离。最终动量偏移是不同时间发生的电子所产生的电子的动量偏移的平均值

$$\delta\bar{p}(\tau, T_X) = \frac{1}{CT_X} \int_{-\infty}^{\infty} \delta p(\tau') \exp\left[-4\ln 2 \left(\frac{\tau' - \tau}{T_X}\right)\right] d\tau' \quad (22)$$

式中, 常数 $C = \sqrt{\pi/4\ln 2}$ 。式(22)中的时间积分可以通过变量代换写成

$$\delta\bar{p}(\tau, T_X) = \frac{1}{CT_X} \int_{-\infty}^{\infty} \delta p(\tau' + \tau) \exp\left[-4\ln 2 \left(\frac{\tau'}{T_X}\right)\right] d\tau' \quad (23)$$

根据式(6)的关系, 动量偏移 $\delta p(\tau' + \tau)$ 可以表示为

$$\delta p(\tau' + \tau) = -\kappa' A_{\text{IR}}(\tau' + \tau + \tau_s') \quad (24)$$

式中, κ' 和 τ_s' 为不考虑初始时间平均值的经典振幅和条纹时间延迟。由于式(22)中 XUV 脉冲包络的贡献, 只有 $\tau' = 0$ 附近的 $\delta p(\tau' + \tau)$ 值在积分中起重要作用。将 $\delta p(\tau' + \tau)$ 展开为 $\tau' = 0$ 附近的泰勒级数, 并忽略高于 τ'^3 的项, 得到

$$\delta\bar{p}_r(\tau' + \tau) \approx -\kappa' A_{\text{IR}}(\tau + \tau_s') + \kappa' \epsilon_{\text{IR}}(\tau + \tau_s') \tau' + \frac{\kappa'}{2} \frac{\partial \epsilon_{\text{IR}}(\tau' + \tau + \tau_s')}{\partial \tau'} \Big|_{\tau'=0} \tau'^2 \quad (25)$$

将式(25)代入式(22)中, 发现式(25)的第一项产生了没有初始时间平均的动量偏移, 式(25)的第二项贡献为零, 第三项给出了动量偏移的最低阶修正。事实上, 式(25)中 $\propto \tau'^{2n-1}$ ($n > 0$, 是一个整数)的级数中的所有项在式(22)的时间积分中的贡献为零。

采用慢变化包络近似 (Slowly-Varying Envelope Approximation, SVEA)^[31], 忽略式(25)第三项中红外脉冲包络的导数。则式(25)中第三项的导数部分可以近似为

$$\frac{\partial \epsilon_{\text{IR}}(\tau' + \tau + \tau_s')}{\partial \tau'} \Big|_{\tau'=0} = \omega_{\text{IR}}^2 A_{\text{IR}}(\tau + \tau_s') \quad (26)$$

与 $\propto \tau'^2$ 的项相似, 所有 $\propto \tau'^{2n}$ 的项都可以约化为 $\propto A_{\text{IR}}(\tau + \tau_s')$, 由此可以得出条纹时间延迟 $\tau_s = \tau_s'$ 的结论, 即做了初始时间平均后, 阿秒条纹时间延迟仍保持不变。但是, 动量偏移振荡振幅 κ 将被显著调制。先将式(26)代入式(25), 再将重新表述的式(25)代入式(23), 可推导出包含初始时间平均调制后的 κ 为

$$\kappa = \kappa' \left(1 - \frac{1}{16\ln 2} \omega_{\text{IR}}^2 T_X^2\right) \quad (27)$$

从式(27)中可以明显看出, 振幅 κ 随着 XUV 持续时间和 IR 光子能量的增加而减小。在强场近似 (Strong-Field Approximation, SFA) 框架下, 文献[26]报告了与式(27)相似的脉冲持续时间依赖关系。

3 结果与讨论

首先展示了经典阿秒条纹的原理图, 如图 1 所示。

图 1(a) 是通过三维 TDSE 数值计算氦原子从基态电离, 平行于激光偏振方向的电子动量分布随两个脉冲之间时间延迟 τ 变化的条纹谱图。其中 XUV 的光子能量和强度分别取 $\omega_X = 40$ eV, $I_X = 1 \times 10^{12}$ W/cm², 红外的光子能量和强度分别为 $\omega_{\text{IR}} = 1.55$ eV 和 $I_{\text{IR}} = 4 \times 10^{11}$ W/cm²。如图 1(b) 所示, $\delta p(\tau)$ 表示从阿秒条纹谱图中提取到的动量偏移, 将 $\delta p(\tau)$ 拟合到式(6), 发现动量偏移 $\delta p(\tau)$ 和负的红外矢势 $-A_{\text{IR}}(\tau)$ 之间存在时间延迟。为了方便观察, 图 1(c) 是图 1(b) 峰值位置的局部放大图 (对应横坐标为 -1200 as 至 0 as), 用竖点线标示出 $\delta p(\tau)$ 和 $-A_{\text{IR}}(\tau)$ 的峰值位置, 发现中间有一定的时间延时。表明在上述参数下, 通过从动量峰方法提取动量偏移, 计算出的阿秒条纹时间延迟 τ_s 为 40.03 as。

利用 WFA 分析电离电子的初始位置 r_i 对条纹时间延迟和振荡振幅 κ 的影响, 如图 2 所示。TDSE 的计算结果也放到了图 2 中 (不依赖初始位置 r_i 的水平横线) 作为对照。采用两种不同形式的氦原子模型势, 分别用式(2)和式(3)表示。用两种模型势下求解 TDSE 得到的条纹时间延迟和 κ 的数值结果作为参照结果。其中, 当模型势由式(2)表示时 (图 2 中表述为 Potential 1), 条纹时间延迟为 -26.66 as, κ 为 1.00354 , 在图 2 中用点划线表示。另一方面, 在相同条件下, 当模型势由式(3)表示时 (图 2 中表述为 Potential 2), 条纹时间延迟为 -26.69 as, κ 为 1.00357 , 在图 2 中用点线表示。

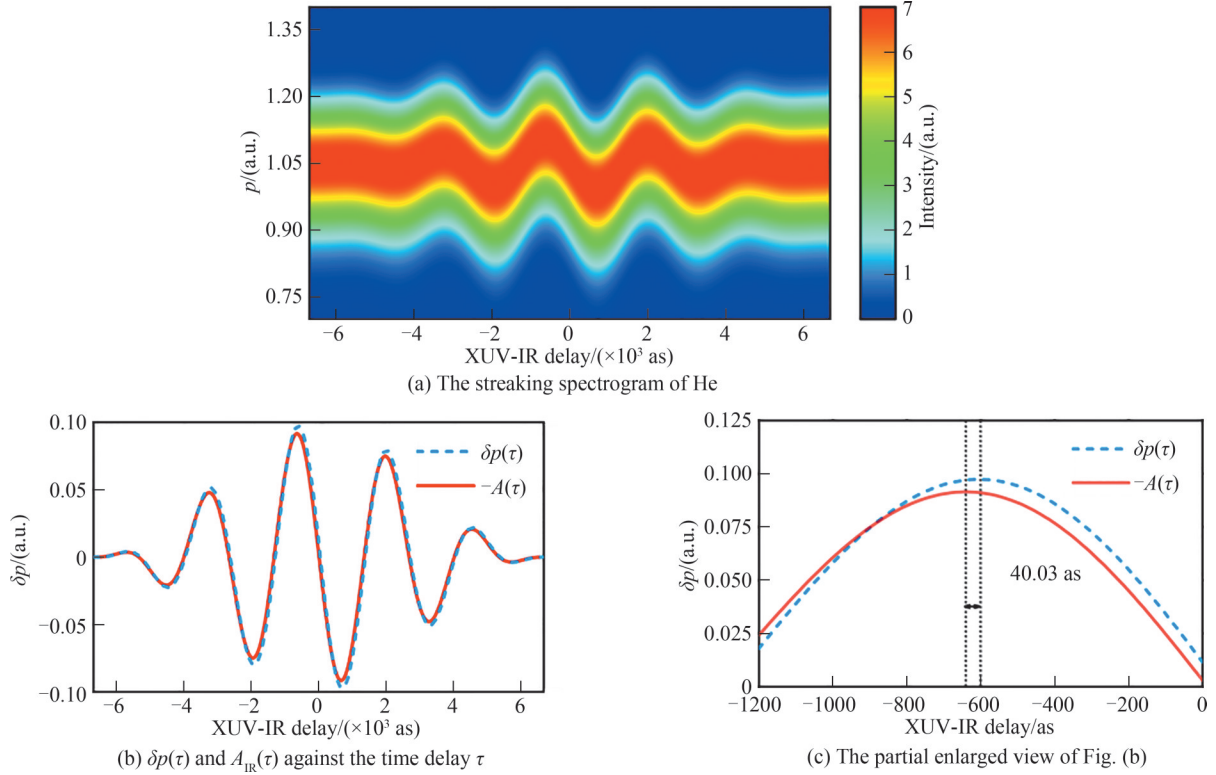


图1 提取阿秒条纹时间延迟的原理示意图

Fig. 1 The principle schematic diagram of extracting attosecond streaking time delay

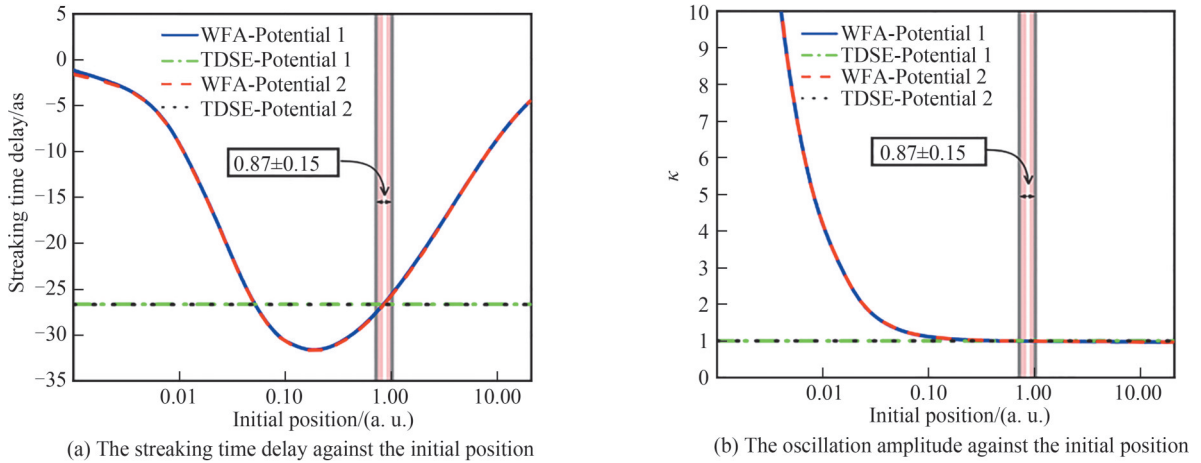
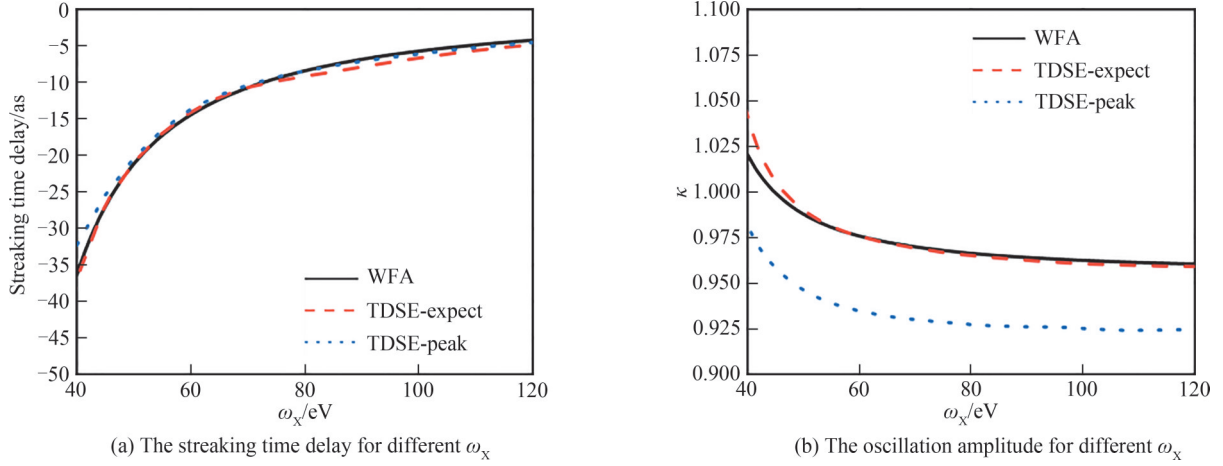


图2 电离电子初始位置对阿秒条纹时间延迟和振荡振幅的影响

 Fig. 2 The streaking time delay and the oscillation amplitude κ against the initial position of the ionized electron

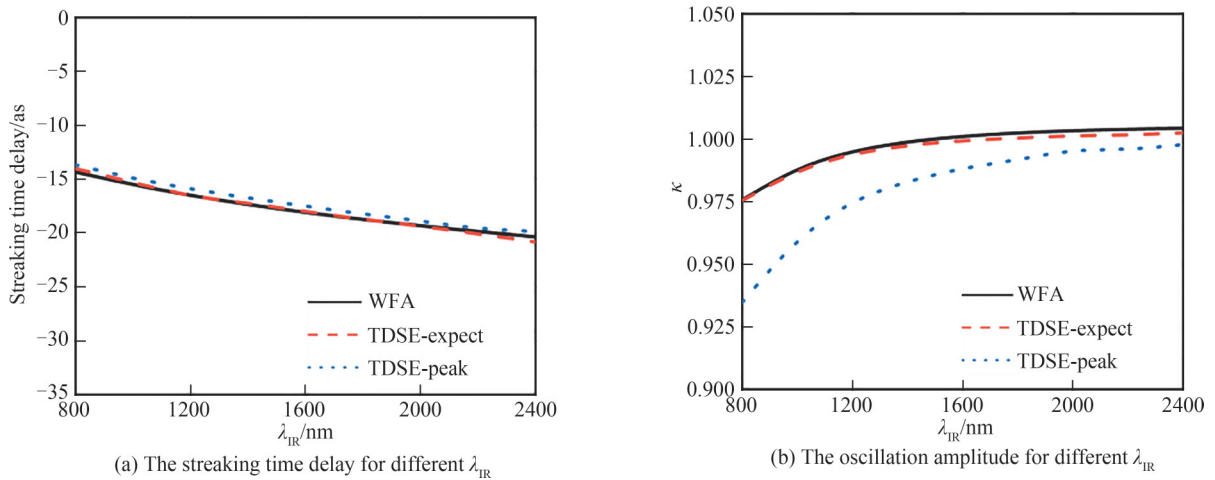
在图2中,WFA的计算结果显著依赖于电离初始位置。当模型势由式(2)表示时,WFA结果用实线表示,当模型势由式(3)表示时,WFA结果用划线表示。这两种模型势都需要电子初始位置在 $r_i = 0.87$ a.u.附近,WFA方法和TDSE结果才能同时达到一致。电离初始位置需要设置在0.87 a.u.左右的结论与参考文献[25]的结果是一致的。除此之外,由于两个模型势的不同导致的结果差异可以忽略不计,在后面的讨论中将采用式(3)中的模型势,并将初始位置设定为 $r_i = 0.87$ a.u.。

图3(a)显示了氦原子在不同XUV光子能量 ω_x 下的条纹时间延迟,分别用TDSE动量平均值方法(图例中表示为TDSE-expect,用划线表示)和动量峰值方法(图例中表示为TDSE-peak,用点线表示),以及WFA(图例中表示为WFA,用实线表示)方法。XUV光强保持在 $I_x = 1 \times 10^{12}$ W/cm², XUV脉宽 $T_x = 300$ as, $I_{\text{IR}} = 4 \times 10^{11}$ W/cm², $\lambda_{\text{IR}} = 800$ nm。图3显示,随着中心XUV光子能量的增加,由于光电子动能较

图3 不同XUV光子能量下的阿秒条纹时间延迟和振荡振幅 κ Fig. 3 The streaking time delay and the oscillation amplitude κ for different energies of the XUV photon

高,库仑-激光相互作用较弱,条纹时间延迟减小^[24]。此外,WFA近似得到的阿秒条纹延时与TDSE计算结果吻合较好。图3(b)显示由TDSE得到的振荡振幅 κ 与WFA计算结果的比较。值得注意的是,TDSE峰值动量法的结果与WFA的结果之间存在一定的偏移。

上述结果显示了在800 nm红外波长下的条纹时间延迟和 κ 。接下来研究改变红外波长对这些量的影响,如图4所示。XUV的脉宽 $T_X = 300$ as, XUV光子能量 $\omega_X = 60$ eV。值得注意的是,在所有的红外波长, A_{IR}^0 都保持在0.059 28 a.u.,即 $I_{\text{IR}} = 4 \times 10^{11}$ W/cm²对应 $\lambda_{\text{IR}} = 800$ nm,而当 $\lambda_{\text{IR}} = 2400$ nm时,红外光强 $I_{\text{IR}} = 4.44 \times 10^{10}$ W/cm²。

图4 不同IR光波长下的条纹时间延迟和振荡振幅 κ Fig. 4 The streaking time delay and the oscillation amplitude κ against the different wavelengths of IR

首先如图4(a)所示,红外波长从800 nm增加到2400 nm,对于阿秒条纹时间延迟,TDSE平均值动量法和TDSE峰值动量法与WFA计算结果具有很好的一致性。可见,随着红外波长的增加条纹时间延迟会逐渐增大,说明红外波长对条纹时间延迟存在一定的调制性,同时证实了WFA模型也适用于较长的红外波长。由IR场引起的时间延时的增加,被称为库仑-激光耦合时移(CLC)。由式 $\tau_{\text{CLC}}(E) = (2E)^{-\frac{3}{2}} \left[2 - \ln\left(\frac{2\pi E}{\omega_{\text{IR}}}\right) \right]$ 得到, E 代表对应电子动能, ω_{IR} 代表IR脉冲的光子能量^[16, 19]。对于图4(b)中的 κ 值,在较短红外波长下, κ 的数值结果小于1,但随着红外波长的增加, κ 值逐渐趋近于1,接近于SFA的计算结果^[19]。从动量峰值方法提取的TDSE结果显示出一定的偏移,但表现出类似的趋势。而包含了动量平均的TDSE计算结

与本文 WFA 模型中的式(27)具有高度重合性,表明如果在其他红外波长下准确计算动量振荡振幅 κ ,需要考虑在整个动量分布范围的平均值。

图 5 对式(27)的有效性进行了全面验证,分别展示了红外波长等于 800 nm、1 600 nm、2 400 nm、3 200 nm 情况下,振荡振幅 κ 对 T_x 的依赖性。WFA 计算结果在图 5 中以实线表示,TDSE 动量平均值结果以实心圆点表示,TDSE 动量峰值结果以实心三角形表示。发现对于较小的 T_x ,式(27)准确地再现了 TDSE 结果。然而,随着 T_x 的增加,使用 WFA 获得的分析结果与 TDSE 峰值动量法的结果之间出现了一些差异,尤其是在 800 nm 红外波长的情况下差异比较明显。然而,对于较大的红外波长和较宽的脉冲持续时间 T_x 情况下,不同方法结果之间的偏差几乎难以察觉。此外,振荡振幅 κ 也可以由式(8)的从动量平均值得到。随着 XUV 脉冲宽度 T_x 的增大,动量平均得到的振荡振幅总体上呈下降趋势,并与各个 XUV 脉冲宽度 T_x 下的 WFA 结果一致。式(27)源自不同时间发射经典电子的动量偏移的平均,随着 XUV 脉冲宽度的增加以及红外脉冲波长的减小,振荡振幅 κ 降低。

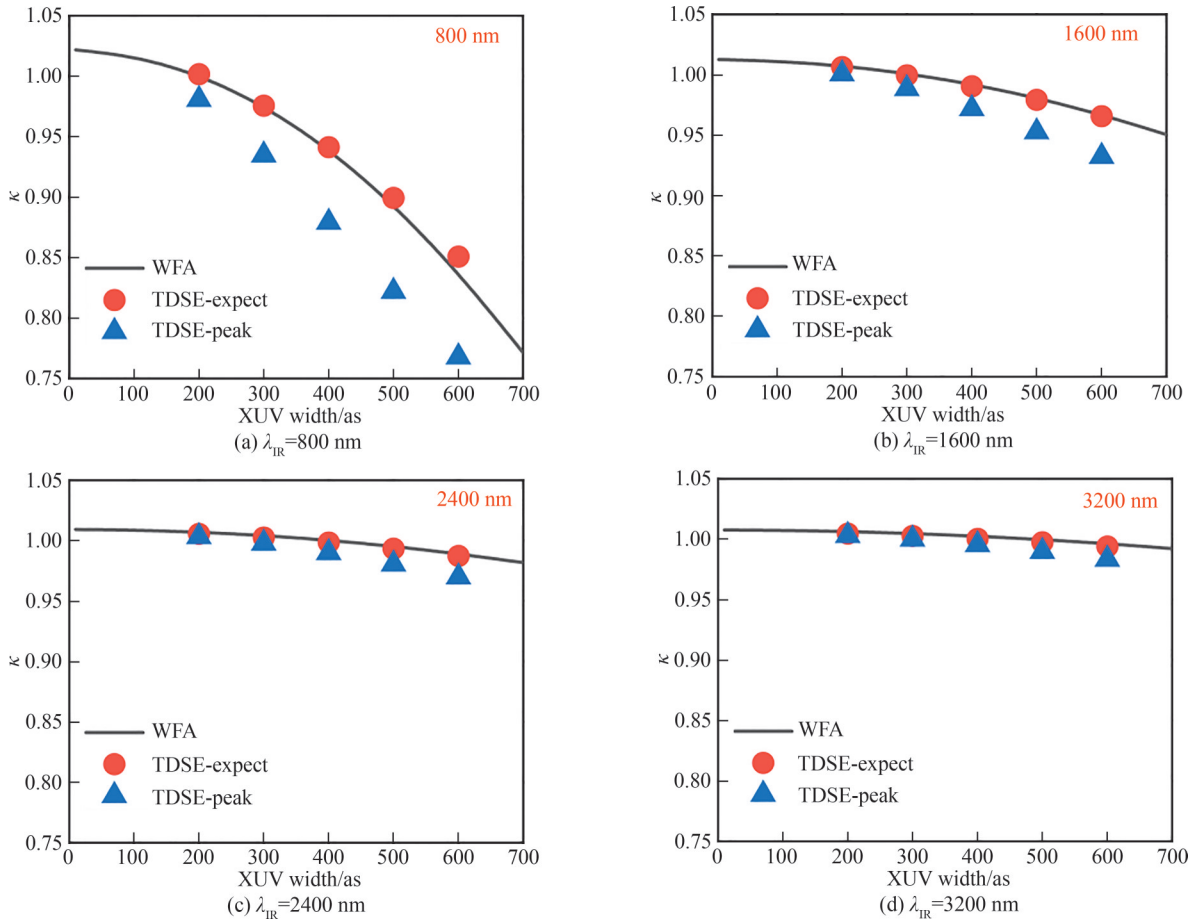


图 5 振荡振幅 κ 对 XUV 脉冲持续时间的依赖性

Fig. 5 The dependence of oscillation amplitude κ on the XUV pulse duration T_x

4 结论

综上所述,本文利用一个基于弱场近似的经典模型,在氢原子体系下研究了从 TDSE 计算得到的条纹谱图中,阿秒条纹时间延迟 τ_s 和动量偏移振荡振幅 κ 对各种影响因素的依赖。这些因素包括 XUV 光子能量、XUV 脉冲的持续时间、红外光的波长以及电离电子的初始位置。关于动量偏移的提取采用了两种方法:一是从动量峰值位置提取,二是从动量平均值提取。

研究结果表明,改变 XUV 光子的能量和红外光的波长对阿秒条纹时间延迟 τ_s 和动量偏移振荡振幅 κ 都有显著影响。此外,虽然阿秒条纹时间延迟对 XUV 脉冲持续时间的变化不敏感,但振荡振幅 κ 会发生明显变化。WFA 模型有效地解释了在 TDSE 计算中观察到的这一现象。在 WFA 模型中,考虑到光电子不仅可

以在 XUV 脉冲的峰值位置发生电离,而且可以在 XUV 脉冲存在的所有时间点电离。通过对不同电离时间发生的经典电子的动量偏移取加权平均,得到了 κ 对 XUV 持续时间依赖性的解析估计,如式(27)所示。该方程准确地描述了随着 XUV 脉冲持续时间的增加以及红外脉冲频率的增加,在 TDSE 计算中观察到的 κ 值的降低。为了研究电离电子初始位置对于阿秒条纹时间延迟和动量偏移振荡振幅的影响,采用两种不同的氦原子模型势,发现初始电离位置的选择对 τ_s 和 κ 都有很大的影响。最终发现,只有当氦原子的初始电离位置选择在 0.87 a.u. 附近时,模型结果与 TDSE 结果才能具有很好的一致性。WFA 模型通过将电子的运动轨迹简化为经典力学问题,将抽象的量子动力学过程转化为一系列可以直观理解的电子运动和能量变化,提供了一个直观的框架来理解电子在 XUV 和 IR 场中的行为。

参考文献

- [1] HENTSCHEL M, KIENBERGER R, SPIELMANN C, et al. Attosecond metrology [J]. *Nature*, 2001, 414(6863): 509-513.
- [2] DRESCHER M, HENTSCHEL M, KIENBERGER R, et al. X-ray pulses approaching the attosecond frontier [J]. *Science*, 2001, 291(5510): 1923-1927.
- [3] SU J, NI H, BECKER A, et al. Theoretical analysis of time delays and streaking effects in XUV photoionization [J]. *Journal of Modern Optics*, 2013, 60(17): 1484-1491.
- [4] GOULIELMAKIS E, UIBERACKER M, KIENBERGER R, et al. Direct measurement of light waves [J]. *Science*, 2004, 305(5688): 1267-1269.
- [5] KIENBERGER R, GOULIELMAKIS E, UIBERACKER M, et al. Atomic transient recorder [J]. *Nature*, 2004, 427(6977): 817-821.
- [6] YAKOVLEV V S, BAMMER F, SCRINZI A. Attosecond streaking measurements [J]. *Journal of Modern Optics*, 2005, 52(2-3): 395-410.
- [7] POPMINTCHEV T, CHEN M C, ARPIN P, et al. The attosecond nonlinear optics of bright coherent X-ray generation [J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(12): 822-832.
- [8] SCHULTZE M, FIE M, KARPOWICZ N, et al. Delay in photoemission [J]. *Science*, 2010, 328(5986): 1658-1662.
- [9] ITATANI J, QUÉRÉ F, YUDIN G L, et al. Attosecond streak camera [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(17): 173903.
- [10] KHEIFETS A S, IVANOV I A. Delay in atomic photoionization [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105: 233002.
- [11] FEIST J, ZATSARINNY O, NAGELE S, et al. Time delays for attosecond streaking in photoionization of neon [J]. *Physical Review A*, 2014, 89: 033417.
- [12] UIBERACKER M, UPHUES T, SCHULTZE M, et al. Attosecond real-time observation of electron tunnelling in atoms [J]. *Nature*, 2007, 446(7136): 627-632.
- [13] ZHAO Z X, LIN C D. Theory of laser-assisted autoionization by attosecond light pulses [J]. *Physical Review A*, 2005, 71(6): 060702.
- [14] KLÜNDER K, DAHLSTRÖM J M, GISSELBRECHT M, et al. Probing single-photon ionization on the attosecond time scale [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(14): 143002.
- [15] OSSIANDER M, SIEGRIST F, SHIRVANYAN V, et al. Attosecond correlation dynamics [J]. *Nature Physics*, 2017, 13(3): 280-285.
- [16] NAGELE S, PAZOUREK R, FEIST J, et al. Time-resolved photoemission by attosecond streaking: extraction of time information [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2011, 44(8): 081001.
- [17] WIGNER E P. Lower limit for the energy derivative of the scattering phase shift [J]. *Physical Review*, 1955, 98(1): 145-147.
- [18] PAZOUREK R, FEIST J, NAGELE S, et al. Attosecond streaking of correlated two-electron transitions in helium [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(16): 163001.
- [19] ZHANG C H, THUMM U. Electron-ion interaction effects in attosecond time-resolved photoelectron spectra [J]. *Physical Review A*, 2010, 82(4): 043405.
- [20] OSSIANDER M, SIEGRIST F, SHIRVANYAN V, et al. Attosecond correlation dynamics [J]. *Nature Physics*, 2016, 13(3): 280-285.
- [21] NAGELE S, PAZOUREK R, FEIST J, et al. Time shifts in photoemission from a fully correlated two-electron model system [J]. *Physical Review A*, 2012, 85(3): 033401.
- [22] BAGGESEN J C, MADSEN L B. Polarization effects in attosecond photoelectron spectroscopy [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(4): 209903.
- [23] PAZOUREK R, NAGELE S, BURGDÖRFER J. Attosecond chronoscopy of photoemission [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2015, 87(3): 765-802.

- [24] SU J, NI H, BECKER A, et al. Finite-range time delays in numerical attosecond-streaking experiments [J]. *Physical Review A*, 2013, 88(2): 023413.
- [25] WANG F, LIAO Q, LIU K, et al. Determination of the photoemission position in single-photon ionization with attosecond streaking spectroscopy [J]. *Physical Review A*, 2021, 103(1): 013115.
- [26] WIELAND M, KABACHNIK N M, DRESCHER M, et al. Deriving X-ray pulse duration from center-of-energy shifts in THz-streaked ionized electron spectra [J]. *Optics Express*, 2021, 29(21): 32739-32754.
- [27] KHAN S U, XIE M, ZHONG M, et al. Classical interpretation for the influence of XUV pulse width on the streaking time delay and the oscillation amplitude of the momentum shift [J]. *New Journal of Physics*, 2023, 25(8): 083014.
- [28] RESCIGNO T N, MCCURDY C W. Numerical grid methods for quantum-mechanical scattering problems [J]. *Physical Review A*, 2000, 62(3): 032706.
- [29] JIANG W, TIAN X. Efficient split-Lanczos propagator for strong-field ionization of atoms [J]. *Optics Express*, 2017, 25(22): 26832.
- [30] SAALMANN U, ROST J M. Proper time delays measured by optical streaking [J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(11): 113202.
- [31] BONIFACIO R, CALOI R M, MAROLI C. The slowly varying envelope approximation revisited [J]. *Optics Communications*, 1993, 101(3): 185-187.
- [32] EICKE N, BRENNECKE S, LEIN M. Attosecond-scale streaking methods for strong-field ionization by tailored fields [J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124: 043202.

Streaking Time Delay and the Oscillation Amplitude of the Momentum Shift

XIE Mengfei, JIANG Weichao

(Institute of Quantum Precision Measurement, College of Physics and Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China)

Abstract: In usual attosecond streaking schemes, an Extreme Ultraviolet (XUV) pulse of a few hundred attoseconds serving as a pump and a phase-controlled few-cycle Infrared (IR) pulse as a probe. XUV photon can excite the bound electron in atoms to continuum states, resulting in ionization. The ionized electrons can then be accelerated, decelerated, or deflected by the external IR laser field, generating attosecond-level temporal resolution. In the presence of a polarized IR laser pulse, ionization of a bound electron is achieved by absorbing an XUV photon, the energy of the photoelectron ejected forward along the laser polarization is affected by the attosecond streaking of the external IR pulse and depends on the phase of the IR pulse at the moment of ionization. By analyzing attosecond streaking spectra, the photoemission delay can be determined from the final kinetic energy oscillation associated with the relative delay between XUV and IR fields. Both the streaking time delay and amplitude of the energy oscillation depend on the coupling of the potential and the detected IR field. The determination of streaking time delay is a complex task that involves taking into account a variety of effects, such as the Eisenbud-Wigner-Smith (EWS) time delay, Coulomb-Laser Coupling (CLC), electron correlation and dipole-laser coupling. In the context of streaking time delay for ground-state hydrogenic atoms, it is commonly acknowledged that two factors account for this delay. The first is the EWS delay, resulting from the potential's short-range behavior. The second is the CLC delay, due to the joint influence of the IR pulse and the long-range Coulomb potential. Attosecond streaking provides unprecedented insights into the dynamics of time-resolved photoelectron emission in atoms. Moreover, in addition to conventional linearly polarized fields, researchers have recently combined bicircular fields with streaking. This approach enables ionization-time retrieval with remarkable few-attosecond precision. While exploring the streaking dynamics, most of the aforementioned reports have focused mainly on the streaking time delay and have not discussed the oscillation amplitude of the momentum shift of the electron, which defines the strength of the IR field if measured from the spectra, explicitly. However, to truly understand the dynamics, we need to consider the oscillation amplitude κ in addition to the streaking time delay. For low kinetic energies of photoelectrons, κ is greater than 1, while for high kinetic energies, κ approaches the SFA limit of 1. The duration of XUV

pulses also has a significant impact on the amplitude of momentum displacement oscillations.

In this work, by solving the three-dimensional time-dependent Schrödinger equations for helium atoms and establishing a numerical analytical model for Weak Field Approximation (WFA), the streaking time delay and oscillation amplitude of the momentum shift were studied. Our findings show that altering the energy of XUV photons and the wavelength of infrared light has a significant impact on both the streaking time delay and the amplitude of momentum shift. Additionally, although the streaking time delay is not sensitive to changes in the duration of the XUV pulse, the oscillation amplitude does change. The WFA model effectively explains this phenomenon observed in TDSE calculations by accounting for the fact that photoelectrons can be ionized not only at the peak of the XUV pulse but also during times when the XUV field is not negligible. Through averaging over the initial ionization times, we have obtained an analytical estimation for the XUV duration dependence of the κ oscillation amplitude. This equation accurately describes the reduction in the κ amplitude observed in TDSE calculations with increasing XUV pulse duration. The Coulomb effect has a significant impact on the streaking method. Therefore, we used two different model potentials to calculate helium atoms and investigated the influence of different initial electron emission positions on the streaking time delay and oscillation amplitude of the momentum shift. It was found that both the streaking time delay and the oscillation amplitude of the momentum shift are greatly influenced by the choice of initial ionization position. Ultimately, it was discovered that only when the initial ionization position for helium atoms is selected near 0.87 a.u., can we achieve a good agreement between TDSE results and the WFA results. The WFA model, by simplifying the electron's trajectory into a classical mechanics problem, transforms the abstract quantum dynamical process into a series of intuitively understandable electron motions and energy changes, providing an intuitive framework to comprehend the electron's behavior in both XUV and IR fields.

Key words: Atom optics; Strong field laser physics; Infrared; Ultraviolet extreme; Photoionization; Ultrafast phenomena

OCIS Codes: 020.1335; 020.2649; 260.3060; 260.7200; 260.5210; 260.7120

CSTR: 32255.14.10.3788/gzxb20255401.0132001