

不同偏振的啁啾激光场中的原子动态干涉

王顺*, Shahab Ullah Khan, 田晓庆, 孙慧斌

深圳大学物理与光电工程学院, 广东 深圳 518060

摘要 通过精确求解全维含时 Schrödinger 方程(TDSE),数值研究了在不同偏振的啁啾激光脉冲作用下的氢原子电离过程中的动态干涉效应。着重研究了啁啾参数对光电子能谱上的动态干涉图样的影响。计算结果表明:在 3 种偏振情形下,啁啾的增加都会引起动态干涉图样的抑制;对任何啁啾参数,干涉次峰都会随着脉冲椭圆偏率的增加有一个向右的移动;对任何啁啾参数,当激光脉冲长达 30 fs 时,动态干涉图样都会消失,表明之前报道的一维 TDSE 的计算并不能准确描述真实的物理过程。

关键词 原子与分子物理学; 强场光电离; 动态干涉; 啁啾效应; 偏振

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202259.0102001

Atomic Dynamic Interference in Chirped Laser Fields with Different Polarizations

Wang Shun*, Shahab Ullah Khan, Tian Xiaoqing, Sun Huibin

College of Physics and Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen, Guangdong 518060, China

Abstract By accurately solving the full-dimensional time-dependent Schrödinger equation (TDSE), the dynamic interference effects in the ionization of atomic hydrogen by chirped laser pulses with different polarizations are numerically studied. The emphasis is put on the influences of the chirp parameters on the dynamic interference patterns of the photoelectron energy spectra. Numerical results show that the increase of the chirp will cause the suppression of dynamic interference pattern in three polarization cases; for any chirp parameter, the interference subpeaks show a rightward shift when the ellipticity of the pulse increases; for any chirp parameter, the dynamic interference pattern will disappear when the laser pulse is up to 30 fs, indicating that the previously reported calculation of one-dimensional TDSE cannot accurately describe the real physical process.

Key words atomic and molecular physics; strong-field photoionization; dynamic interference; chirp effect; polarization

1 引言

随着激光脉冲技术的快速发展,强场与物质相互作用这一领域受到越来越广泛的关注^[1-3]。在原子与分子的强场光电离过程中,从激光脉冲上升沿

发射出的电子波包会与从脉冲下降沿发射出的电子波包发生干涉,从而在光电子能谱上产生特定的干涉结构^[4-13]。当使用的脉冲为极紫外激光脉冲且光子能量远大于电离势时,上述干涉被称为动态干涉^[7-15]。近年来,关于动态干涉的理论研究非常多,

收稿日期: 2021-03-01; 修回日期: 2021-04-20; 录用日期: 2021-04-27

基金项目: 国家自然科学基金(11575118)、国家重点研发计划(2017YFF0106500)、广东省自然科学基金(2018A0303130311, 2021A1515010082)、深圳市基础研究项目(KQJSCX20180328093801773, JCYJ20180305124540632, JCYJ20190808121405740)

通信作者: *shun-wang@foxmail.com

但尚未在实验上观测到动态干涉。Bagheri 等^[10]解析地推导出了原子动态干涉发生的定量条件,发现激发态氢原子的电离过程中可以发生动态干涉,但基态氢原子的电离过程中不会出现动态干涉。这一观点后来被基于精确求解全维含时 Schrödinger 方程 (TDSE) 的数值研究^[11]所否定,该研究在基态氢原子电离的光电子能谱上清晰地观察到了动态干涉的图样;另外,该研究还指出原子稳定化现象与动态干涉有着紧密的联系。最近,人们理论研究了分子的电离和原子的双电离中的动态干涉^[12,13]以及电子与激光场相互作用的非偶极项对光电子能谱和动量谱上的动态干涉图样的修正^[14,15]。

上述关于动态干涉的工作使用的都是无啁啾脉冲,而忽视了可能存在的啁啾效应。啁啾激光脉冲的瞬时频率是随时间变化的。这种脉冲在光与物质相互作用领域扮演着重要的角色,因而人们对其进行了大量的研究。Yudin 等^[16]解析地论证了使用啁啾脉冲测量阿秒尺度下的电子动力学的可行性。Nakajima 等^[17-18]研究了阈上电离的光电子能谱对啁啾的依赖关系,并证明了这些依赖关系与中间束缚态的动力学有关。Wang 等^[19]发现在啁啾脉冲作用下的氙电离实验中,即使脉冲只有几个周期的长度,能谱上也会出现明显的由 Freeman 共振引起的次峰。而对于同样长度的无啁啾脉冲,这种次峰是被抑制的。文献^[20-21]在理论上研究了多光子电离区内啁啾和载波包络相位的共同效应。文献^[22-23]中报道,通过调节啁啾参数可以控制氢原子的双光子双电离中的动力学过程。Zhao 等^[24]研究了激光缀饰的氢原子的阿秒瞬时吸收谱的啁啾效应。Chatterjee^[25]研究了 X 射线的啁啾对共振 Auger 过程的作用。Kumar 等^[26]数值研究了圆偏啁啾脉冲中的超高梯度电子加速。此外,啁啾脉冲也被用来研究分子中的微观过程,比如键长动力学^[27]和解离电离^[28-29]。值得注意的是,上述工作使用的几乎都是线偏振啁啾脉冲;只有文献^[26]使用了圆偏振啁啾脉冲。

最近,文献^[30]通过数值求解一维 TDSE,研究了线偏振光场中啁啾对氢原子电离过程中动态干涉的影响。该研究发现:1)对于较短的脉冲,啁啾会削弱动态干涉图样;2)对于长脉冲,啁啾会削弱光电子能谱低能部分的干涉条纹,但几乎不影响能谱高能部分的干涉图样。为了进一步研究啁啾对动态干涉的作用,本文研究了在线偏振、椭圆偏振

和圆偏振啁啾脉冲作用下的氢原子电离中的动态干涉。为了刻画真实的物理过程,精确数值求解了全维(即三维)TDSE,并使用不同于文献^[30]中的另一形式的啁啾脉冲。除非另加注明,本文都使用原子单位制。

2 方 法

2.1 啁啾脉冲的描述

在使用的计算程序中,激光脉冲的偏振面取为 $x-z$ 平面,传播方向取为 $+y$ 方向。啁啾脉冲的矢势为

$$A_z(t) = A(\xi) f(t) \sin[\phi(t)] \frac{1}{\sqrt{1+\eta^2}}, \quad (1)$$

$$A_x(t) = -A(\xi) f(t) \cos[\phi(t)] \frac{\eta}{\sqrt{1+\eta^2}}, \quad (2)$$

式中: ξ 是描述啁啾强度的参数; η 表示脉冲的椭圆率, $\eta=0$ 和 1 分别对应于线偏振(偏振方向为 z 轴方向)和圆偏振, η 取值为 0 和 1 之间时代表椭圆偏振。 $f(t)$ 为使用的高斯型脉冲,形状函数表达式为

$$f(t) = \exp\{-2\ln(2)[\frac{t}{\tau(\xi)}]^2\}, \quad (3)$$

式中: $\tau(\xi)$ 是脉冲的半高全宽(FWHM)。采用线性啁啾,相位 $\phi(t)$ 是关于时间 t 的二次函数。

$$\phi(t) = \omega_0 t + 2\ln(2)\xi[\frac{t}{\tau(\xi)}]^2, \quad (4)$$

式中: ω_0 是脉冲的中心载波频率。脉冲的瞬时频率定义为 $\omega(t) = d\phi(t)/dt$ ^[31],所以

$$\omega(t) = \omega_0 + 4\ln 2\xi \frac{t}{[\tau(\xi)]^2}. \quad (5)$$

当 $\xi > 0$ 、 $\xi < 0$ 、 $\xi = 0$ 时,该脉冲分别为正啁啾、负啁啾、无啁啾脉冲。矢势的峰值 $A(\xi)$ 和脉冲长度 $\tau(\xi)$ 均依赖于啁啾参数 ξ 。

$$A(\xi) = \frac{A_0}{(1+\xi^2)^{1/4}}, \quad (6)$$

$$\tau(\xi) = \tau_0 \sqrt{1+\xi^2}, \quad (7)$$

式中: $A_0 = A(0)$ 和 $\tau_0 = \tau(0)$ 分别为无啁啾脉冲的矢势幅值和 FWHM。作为一个例子,在图 1 中,对不同的 $\xi(0, 1, -1)$,绘出了线偏振和圆偏振脉冲的矢势随时间的变化,其中无啁啾脉冲的 FWHM $\tau_0 = 1$ 个光学周期(π a.u.),峰值光强 $I = 3 \times 10^{18}$ W/cm²。

上述形式的啁啾脉冲具有很多优点,因而在文献中被广泛使用^[23, 32-33]。1)调节 ξ 不会改变脉冲的谱强度,即脉冲 Fourier 变换的模式。以线偏光为

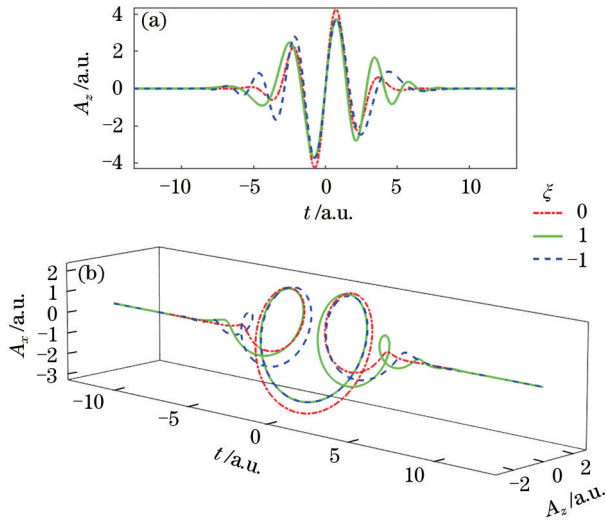


图 1 中心载波频率 $\omega_0 = 2$ a. u. 时,不同啁啾参数的线偏振与圆偏振高斯型脉冲的矢量随时间的变化。(a)线偏振; (b)圆偏振

Fig. 1 Vector potential of linearly and circularly polarized Gaussian pulses with different chirp parameters varying with time when central carrier frequency is $\omega_0 = 2$ a. u.. (a) Linear polarization; (b) circular polarization

例,谱强度的表达式为

$$S(\omega) = \pi A_0^2 \tau_0^2 \exp[-\tau_0^2(\omega - \omega_0)^2/2]. \quad (8)$$

显然,(8)式不依赖于 ξ ,因而谱宽也不依赖于 ξ 。2)脉冲的能量密度,即瞬时光强在整个脉冲范围内的时间积分,也不随 ξ 变化。上述引入啁啾的方法在实验上可以通过色散光学系统来实现^[31]。这种系统等效于啁啾滤波器,可以把无啁啾高斯脉冲转化为啁啾高斯脉冲;同时,使脉冲长度增加,峰值强度减小,但不改变脉冲的谱强度和能量密度。值得注意的是,另一种引入啁啾的方式也经常被使用,可参考文献[22, 30]。在这种方式中,脉冲瞬时频率的时间变化率正比于啁啾参数 ξ ,但脉冲长度和峰值强度均固定,不随 ξ 改变。脉冲的频谱宽度也是随 ξ 变化的(正比于 $\sqrt{1 + \xi^2}$),而脉冲的频谱宽度会影响能谱上峰的结构。为避免频谱宽度带来的效应,采用第一种引入啁啾的方式。

2.2 三维 TDSE 数值计算

所用求解三维 TDSE 的数值方法已经发展成熟,并成功应用于多项研究工作^[11, 14, 34-35]。这里仅简要介绍一下这套方法,详细的介绍可以参考文献[36]。要求解的三维 TDSE 的表达式为

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = \left[-\frac{1}{2} \nabla^2 - \frac{1}{r} - i\mathbf{A}(t) \cdot \nabla \right] \psi(\mathbf{r}, t), \quad (9)$$

式中: $-\frac{1}{r}$ 是库仑势; $-i\mathbf{A}(t) \cdot \nabla$ 表示速度规范下的电子与激光场间的相互作用。与长度规范相比,使用速度规范的好处是,达到收敛所需要的分波数量要小很多,因而大大降低了计算量。为求解(9)式,首先把波函数 $\psi(\mathbf{r}, t)$ 以球谐函数 $Y_l^m(\theta, \varphi)$ 为基展开。

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{lm} \frac{R_{lm}(r, t)}{r} Y_l^m(\theta, \varphi). \quad (10)$$

这样,三维微分方程就可以转化为关于径向函数 $R_{lm}(r, t)$ 的一维方程。使用有限元离散变量表示法^[37-38]把径向坐标离散化,并使用近年来提出的分裂 Lanczos 算法^[36]对波函数进行时间传播。这种算法通过把离心势能 from 总哈密顿量中分离出去,大大提高了传统 Lanczos 算法的效率。使用波函数分裂技术避免边界对波函数的反射^[39],即在靠近原子核的区域对波函数的传播采用严格的传播方法,而在远离原子核的区域则使用忽略 Coulomb 势的 Volkov 传播子对波函数进行传播。激光脉冲结束后,将所得末态波函数投影到散射态,就可以求得光电子的动量分布。光电子的能谱可以由动量分布转换而来。

3 结果与讨论

3.1 短脉冲情形

首先讨论短脉冲。令无啁啾脉冲的中心载波频率 ω_0 为 2 a. u., FWHM τ_0 为 15 个光学周期(即 15π a. u.)。在低光强下,动态干涉效应不会出现。由 Einstein 的光电效应可知, $\omega_0 = 2$ a. u. 的无啁啾脉冲激发的光电子能谱会在能量为 1.5 a. u. ($\omega_0 - I_p$) 处有一个单峰结构,其中 $I_p = 0.5$ a. u. 是氢原子的电离势。为了研究动态干涉及其受脉冲啁啾和偏振状态的影响,在 η 为 0, 0.5, 1 三种情形下,对不同啁啾参数(0, ± 0.5 , ± 1 , ± 1.5)的脉冲进行了一系列的数值计算。无啁啾脉冲的峰值光强 $I = 3 \times 10^{18}$ W/cm², 而啁啾脉冲的峰值光强和长度可由(6)式和(7)式得到。计算所得的光电子能谱如图 2(a)所示,其中,能量为 1.5 a. u. ($\omega_0 - I_p$) 的位置用竖直虚线标记。为了便于比较,把不同啁啾参数对应的能谱沿竖直方向做了平移,使得它们之间相互间隔 6 a. u. 的距离。

从图(a)中可以看出:当 $\xi = 0$ 时,不同偏振的脉冲激发的能谱上都有明显的动态干涉引起的多峰图样;3个能谱各有3个显著的次峰,并均在左边

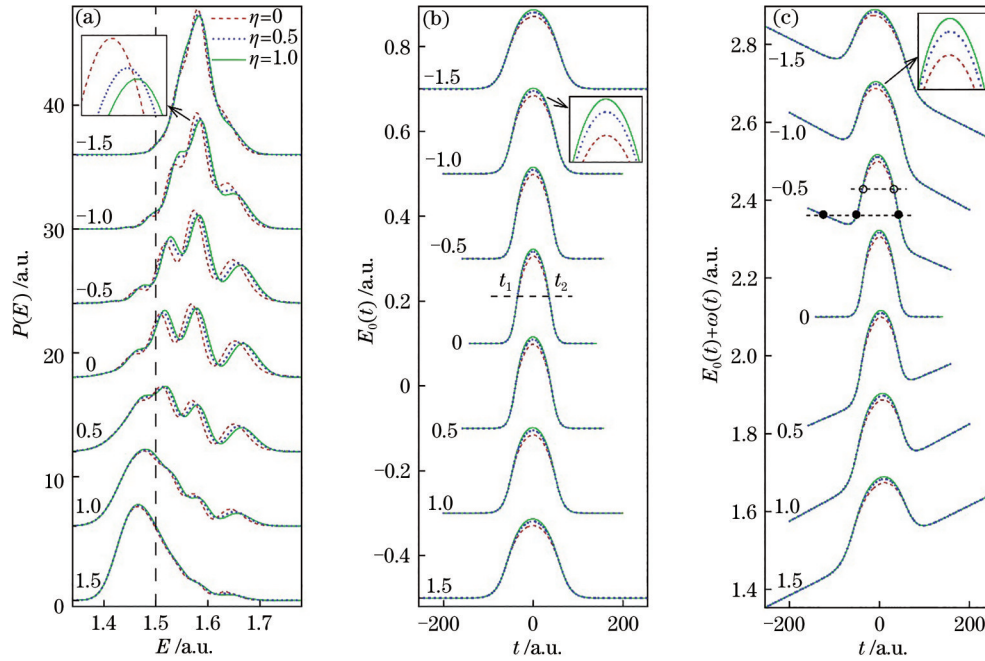


图2 脉冲的啁啾和偏振状态对能谱和交流 Stark 能移的影响。(a) 氢原子电离的光电子能谱; (b) $E_0(t)$ 随时间的变化; (c) $E_0(t) + \omega(t)$ 随时间的变化

Fig. 2 Influences of chirp and polarization of pulse on energy spectrum and AC Stark energy shift. (a) Photoelectron energy spectra for ionization of atomic hydrogen; (b) $E_0(t)$ varying with time; (c) $E_0(t) + \omega(t)$ varying with time

有一个肩状结构;所有次峰的能量都大于 $\omega_0 - I_p$;最高的次峰位于所有次峰的中间。3个能谱之间最显著的区别在于次峰的位置:峰位会随着脉冲椭圆偏率的增加有一个向右的移动。事实上,对所有的啁啾参数 ξ ,都可以观察到这种移动。由于在图中的尺度下, $\eta = 0.5$ 和 $\eta = 1$ 的能谱区别很小,作为一个例子,在小插图中绘出了 $\xi = -1$ 能谱的最高次峰的放大图。从插图中可以清晰地看出,次峰随着 η 的增加依次右移。当 ξ 从 0 增加到 0.5 时,3 个能谱中的动态干涉图样都有轻微的削减,特别是前 2 个次峰。这时,最左边的次峰取代中间的次峰成为最高的峰。反过来,如果把 ξ 从 0 变为 -0.5 ,动态干涉图样仍然很显著,没有明显的削减。当 ξ 进一步增加到 ± 1 时,3 个能谱中的动态干涉图样都有极大的削弱。当 $\xi = 1$ 时,最高的峰已经移动到垂直虚线的左侧,但是干涉引起的比较低的次峰并没有明显的移动。当 $\xi = -1$ 时,最高峰的位置没有明显的改变,但能谱的重心往右移动。事实上,对所有的啁啾脉冲对应的能谱与无啁啾脉冲对应的能谱进行比较可以发现,对于正(负)啁啾,整个能谱的重心会往左(右)移动。当 ξ 增加到 ± 1.5 时,动态干涉图样被严重抑制,几乎看不到干涉引起的次峰。随着 $|\xi|$ 的增加,能谱的最高峰也会明显增高。值得注

意的是,最高峰的高度依赖于 ξ 的符号。一般来说,对于相同的 $|\xi|$, ξ 为负数时最高峰更高。随着 $|\xi|$ 的增加,另一个明显的趋势是不同偏振的脉冲激发的能谱之间的差异逐渐减小。当 $|\xi| = 1.5$ 时,特别是当 $\xi = 1.5$ 时,3 个能谱已经十分接近。

为了解释光电子能谱上观察到的现象,需要从 TDSE 计算中提取额外的信息,比如随时间变化的交流 Stark 能移、基态的布居数和电离率。在线偏光和椭圆偏振光的情形下,电场幅度随时间快速震荡。因而上述直接提取出来的物理量都随时间快速震荡。在圆偏光的情形下,电场随时间旋转,幅度随着脉冲包络变化。这时,上述物理量仍然会出现小的震荡。如果脉冲的包络随时间缓慢变化,而电场随时间高速震荡,上述物理量的周期平均值才是重要的^[11-12]。因此,采用均值滤波或傅里叶变换滤波的方法对震荡的物理量进行滤波处理,以得到平滑变化的物理量。讨论的时间变化曲线都是滤波后的曲线。对图 2(a) 中的每个能谱,基态能量 $E_0(t)$ 随时间的变化如图 2(b) 所示。从图中可以看出:尽管 $\xi \neq 0$ 时脉冲的瞬时频率是随时间变化的,所有的 $E_0(t)$ 曲线都几乎关于脉冲中心对称;在脉冲中心附近的一段区域内,基态能量随椭圆偏率的增加而增大(从小插图中更能清晰地看出这一点);而

在其他区域,3种偏振情形下的基态能量几乎相同。瞬时电离率和基态的占有概率幅(即布居数的平方根)随时间的变化分别如图3(a)、(b)所示。为避免曲线过于拥挤,只绘出了 $\eta=0$ 和 $\eta=1$ 的曲线。事实上, $\eta=0.5$ 的曲线随啁啾参数的变化趋势与 $\eta=0$ 和 $\eta=1$ 的曲线完全一致。图3(b)为基态的占有

概率幅,而不是布居数,是为了放大需要对比的曲线之间的差异。为方便对比,不同 ξ 对应的曲线之间沿竖直方向做了一定的平移。在图3中,竖直虚线代表脉冲中心($t=0$)的位置;在图3(b)中,各水平虚线分别代表相应曲线的基态占有概率幅为零的位置。

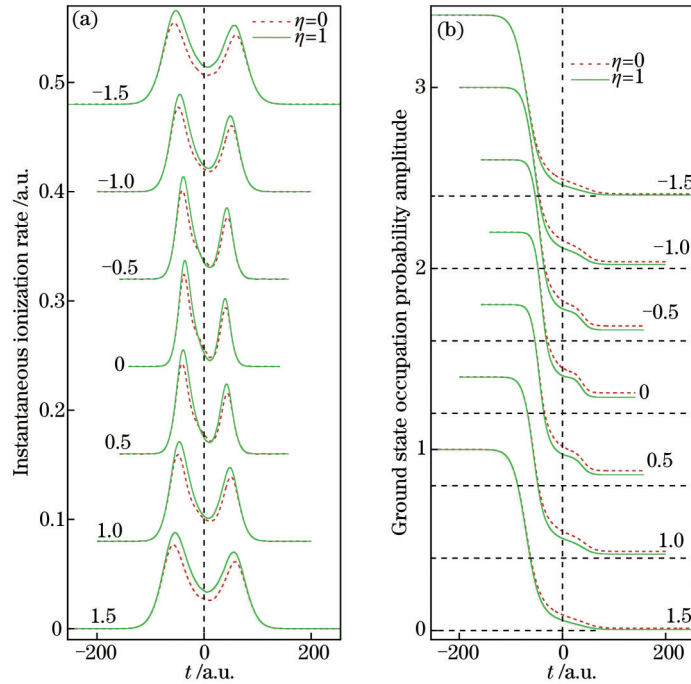


图3 瞬时电离率和基态的占有概率幅随时间的变化。(a)瞬时电离率;(b)占有概率幅

Fig. 3 Instantaneous ionization rate and occupation probability amplitude of ground state varying with time. (a) Instantaneous ionization rate; (b) occupation probability amplitude

能谱的重心随 ξ 的变化而左移或右移的现象可以通过图3来解释。某时刻出射的电子波包的幅度与此时刻的电离率和基态布居数有关。由图3(b)可知,基态在脉冲的下降沿已经被大量消耗。从图3(a)中可以看出:每条电离率曲线都有着双峰结构,且双峰分别处于脉冲的上升沿和下降沿;双峰之间的谷是原子稳定化的标志。因此,能谱上的主要信号来源于电离率的第一个峰值附近。如果 $\xi > 0$ ($\xi < 0$),此时间段内脉冲的瞬时频率将小于(大于)中心频率 ω_0 ,在能谱上的反映就是重心会左移或右移。

无啁啾脉冲引起的动态干涉现象通常可以在时域双缝干涉的图像下来理解:当从脉冲的上升沿发射出的电子波包与从脉冲的下降沿发射出的电子波包演化到相同的连续态时,这两个电子波包之间就会发生干涉,而光电子能谱上的峰和谷就是干涉条纹。每一对双缝处的基态能量相同,因而吸收

一个光子后发射出来的电子具有相同的末态能量。能谱上的动态干涉图样取决于参与干涉的一对波包间的相位差 $\Delta\Phi(E)$ 。它是末态电子能量 E 的函数。 $\Delta\Phi(E)$ ^[11]的表达式为

$$\Delta\Phi(E) = \int_{t_1(E)}^{t_2(E)} [E_0(t) - E_0(t_1)] dt + \frac{\pi}{2}, \quad (11)$$

式中: t_1 和 t_2 是方程 $E = E_0(t) + \omega(t)$ 的解,代表一对时域双缝。无啁啾脉冲引起的干涉峰在偏振状态由线偏变为圆偏时的右移现象,早在2008年就由Toyota等^[5]在 H^- 的能谱中发现。Liang等^[15]指出这两种偏振情形下的交流Stark能移的不同会造成 $\Delta\Phi(E)$ 不同,这是干涉峰右移的原因。对任一 η 值,从一个干涉峰对应的双缝处出射的波包间的相位差满足 $\Delta\Phi(E) = 2n\pi$ (n 为一整数)。在图2(b)中,这对双缝分别位于水平虚线与曲线的交点对应的时间 t_1 和 t_2 处。由(11)式可知,虚线与曲线所围区域的面积是 $(2n - 1/2)\pi$ 。当 η 增加时,基态能量

曲线只在脉冲中心周围的一段时间内比 η 增加前的基态能量曲线高。要使虚线与曲线所围区域的面积达到同样的 $(2n - 1/2)\pi$, 图 2(b) 中的虚线需要往上移动。因此, 较大的 η 对应的双缝出射的电子具有更高的动能, 即对应的干涉峰右移。

在有啁啾的情况下, (11) 式需要推广为

$$\Delta\Phi(E) = \int_{t_1(E)}^{t_2(E)} [E_0(t) + \omega(t) - E_0(t_1) - \omega(t_1)] dt + \frac{\pi}{2}. \quad (12)$$

为了更好地分析问题, 图 2(c) 给出了 $E_0(t) + \omega(t)$ 随时间变化的曲线。根据量子力学原理, 电子可以在脉冲作用下的任一时刻出射, 而 $E_0(t) + \omega(t)$ 表示在 t 时刻出射的电子的末态动能。从图 2(c) 中可以看出: 当啁啾存在时, 双缝干涉仍然可以发生, 图中 2 个空心圆标记一对时域双缝的位置; 此时还存在三缝干涉的可能性, 图中 3 个实心圆标记 3 个缝的位置。这一可能性在之前的有关动态干涉的研究中从来没有被发现过。不同 η 对应的曲线, 仍然只在脉冲中心周围的一小段时间内有显著区别, 而在其他时间段完全重合。因此, 对于双缝干涉, 重复上一段的推理, 仍然可以解释 3 种偏振情形下干涉峰的相对移动。对于三缝干涉, 因为有 3 个干涉项, 分析比较复杂, 暂时没有得到确切的结论。但是, 从能谱上来看, 几乎所有的干涉峰都有上述的右移现象, 因此猜测三缝干涉并不起主导作用。仍旧以双缝干涉来解释能谱上的现象。事实上, 文献

[30] 中的分析也是完全基于双缝干涉的。将来计划建立解析模型, 探讨可能存在的三缝干涉效应。

在图 3(a) 中, 随着 $|\xi|$ 的增加, 原子稳定化显著减弱。这一点也可以从图 3(b) 中看出: 原子稳定化造成曲线上的平台随 $|\xi|$ 的增加而逐渐消失。文献 [11] 指出动态干涉与原子稳定化之间有着紧密的联系。因此, 当原子稳定化减弱时, 干涉图样的削弱是意料之中的。在图 3(b) 中, 脉冲下降沿的布居数随 $|\xi|$ 的增加而减小。要使干涉图样有较好的对比度, 参与干涉的两个波包需要有可以比拟的幅度。当下降沿布居数很小时, 第二个波包的幅度会远小于第一个, 从而造成干涉图样的抑制。

3.2 长脉冲情形

在文献 [30] 中, 通过数值求解线偏振脉冲情形时的一维 TDSE, 作者发现了一个有趣的现象: 当脉冲长达 $\tau_0 = 30$ fs 时, 在光电子能谱的低能部分, 啁啾会抑制动态干涉图样; 而在能谱的高能部分, 啁啾几乎不影响干涉图样。但是, 更早的文献 [11] 表明, 动态干涉图样会随着脉冲长度的增加而削弱。文献 [30] 报道的现象是否会在真实三维原子的电离过程中, 还需要严格检验。此小节的目的是通过精确的、基于第一性原理的全维 TDSE 数值计算, 对此进行检验。对于无啁啾脉冲, 使用与文献 [30] 中相同的激光参数, 即 $\tau_0 = 30$ fs, $\omega_0 = 53.605$ eV 和 $I = 10^{18}$ W/cm²。对于啁啾脉冲, 参数 ξ 选为 ± 1 和 ± 1.5 。计算所得的光电子能谱和基态占有概率幅随时间的变化分别如图 4(a)、(b) 所示。

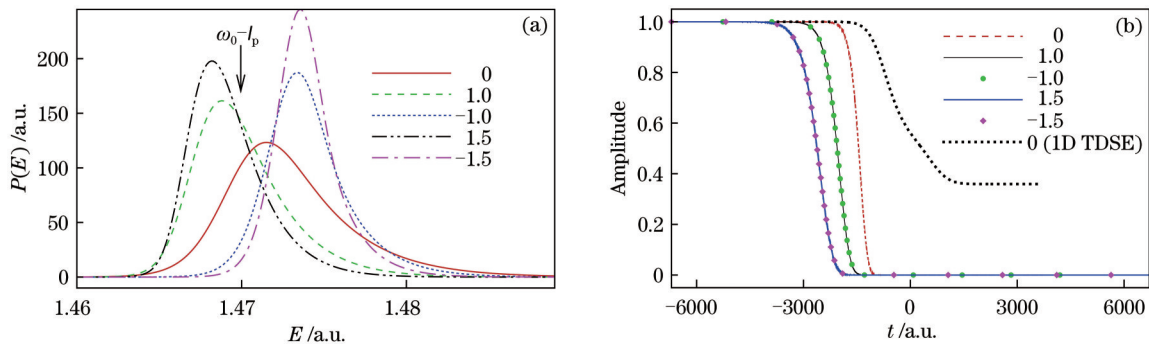


图 4 光电子能谱和基态占有概率幅随时间的变化。(a) 光电子能谱; (b) 基态占有概率幅

Fig. 4 Photoelectron energy spectra and time-varying ground state occupation probability amplitude. (a) Photoelectron energy spectra; (b) ground state occupation probability amplitude

从图 4(a) 中可以看出, 对所有的啁啾参数, 能谱上都没有出现任何动态干涉图样, 只有单峰结构, 这与一维 TDSE 的计算结果有着根本的不同。三维 TDSE 计算所得能谱的单峰结构可以通过图 4(b) 来

理解。在图 4(b) 中, 对所有的 ξ , 原子基态都在脉冲峰值到达之前完全耗尽。结合前面对时域双缝干涉的讨论可知, 在整个电离过程中, 时域双缝都是不可能形成的, 这就是为什么能谱上没有出现动态干涉

图样的原因。但是,为什么文献[30]通过一维 TDSE 计算观察到了动态干涉图样?为了弄清楚这一点,对 $\xi=0$ 的脉冲在同样的激光参数下进行了一维 TDSE 计算,并且同样采用了软化库仑势。作为比较,把一维计算得到的基态占有几率幅随时间的变化也画在了图 4(b)中。从图 4(b)中可以看出,一维计算的结果显著区别于三维计算。即使在脉冲结束之后,基态还有相当大的布居,这使得时域双缝能够形成,进而造成了动态干涉的发生。计算表明,虽然使用软化库仑势的一维 TDSE 计算被广泛应用于强场光电离的研究,但至少在今后的激光参数下,它并不能正确地描述真实三维原子电离过程中的动态干涉。原因之一是一维计算不能准确地估计基态与连续态之间的跃迁矩阵元。为准确地描述真实的物理过程,精确的全维 TDSE 计算是非常重要的。另外,对于相同的 $|\xi|$,当 ξ 为负时,能谱上的单峰更高,这与短脉冲情形下发现的现象类似。遗憾的是,目前并没有找到对这一现象的合理解释。计划下一步对此继续研究分析。

4 结 论

基于全维 TDSE 计算的精确数值结果,研究了氢原子在线偏振、椭圆偏振和圆偏振强极紫外啁啾激光脉冲作用下的电离过程。该研究着重于理解脉冲的啁啾和偏振状态对光电子能谱上的动态干涉图样的影响。采用的啁啾脉冲的频谱宽度不随啁啾参数改变,避免了谱宽变化带来的影响。随着啁啾参数的增大,原子稳定化会减弱,同时光电子能谱上的动态干涉图样会被抑制,这一现象可以在时域双缝干涉的框架下很好地理解。还发现了三缝干涉的可能性,具体效应还有待进一步研究。当啁啾存在时,不同偏振情形下的干涉次峰之间仍然有着相对移动。通过分析参与干涉的波包间的相位差,给出了对次峰移动现象的详尽解释。在长脉冲情形下,之前文献中报道的一维 TDSE 计算得到的结论并不成立,表明了全维计算对研究当前物理问题的重要性。遗憾的是,对某些现象,并没有给出合理的解释,如峰高对啁啾参数符号的依赖等。计划接下来进一步分析这些问题。

参 考 文 献

[1] Yao J P, Cheng Y. Air lasing: Novel effects in strong laser fields and new technology in remote sensing[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(5):

0500005.

姚金平,程亚.空气激光:强场新效应和远程探测新技术[J].中国激光,2020,47(5):0500005.

- [2] Liu Y Q, Han M. Recent research advances in strong-field atomic tunneling ionization[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(1): 0102001.
刘运全,韩猛.强激光场原子隧道电离的研究新进展[J].光学学报,2021,41(1):0102001.
- [3] Dai C, Wang Y, Miao Z M, et al. Generation and application of high-order harmonics based on interaction between femtosecond laser and matter[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(3): 0300001.
戴晨,汪洋,缪志明,等.基于飞秒激光与物质相互作用的高次谐波产生及应用[J].激光与光电子学进展,2021,58(3):0300001.
- [4] Toyota K, Tolstikhin O I, Morishita T, et al. Siegert-state expansion in the Kramers-Henneberger frame: interference substructure of above-threshold ionization peaks in the stabilization regime[J]. Physical Review A, 2007, 76(4): 043418.
- [5] Toyota K, Tolstikhin O I, Morishita T, et al. Interference substructure of above-threshold ionization peaks in the stabilization regime[J]. Physical Review A, 2008, 78(3): 033432.
- [6] Tolstikhin O I. Siegert-state expansion for nonstationary systems. IV. Three-dimensional case[J]. Physical Review A, 2008, 77(3): 032712.
- [7] Demekhin P V, Cederbaum L S. Dynamic interference of photoelectrons produced by high-frequency laser pulses[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(25): 253001.
- [8] Demekhin P V, Cederbaum L S. Ac Stark effect in the electronic continuum and its impact on the photoionization of atoms by coherent intense short high-frequency laser pulses[J]. Physical Review A, 2013, 88(4): 043414.
- [9] Artemyev A N, Müller A D, Hochstuhl D, et al. Dynamic interference in the photoionization of He by coherent intense high-frequency laser pulses: direct propagation of the two-electron wave packets on large spatial grids[J]. Physical Review A, 2016, 93(4): 043418.
- [10] Bagheri M, Saalman U, Rost J M. Essential conditions for dynamic interference[J]. Physical Review Letters, 2017, 118(14): 143202.
- [11] Jiang W C, Burgdörfer J. Dynamic interference as signature of atomic stabilization[J]. Optics Express, 2018, 26(16): 19921-19931.
- [12] Jiang W C, Chen S G, Peng L Y, et al. Two-electron interference in strong-field ionization of He

- by a short intense extreme ultraviolet laser pulse[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(4): 043203.
- [13] Liang H, Jiang W C, Wang M X, et al. Dynamical interference of H and H_2^+ in one-photon ionization[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(5): 053424.
- [14] Wang M X, Liang H, Xiao X R, et al. Nondipole effects in atomic dynamic interference[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(2): 023412.
- [15] Liang J T, Jiang W C, Wang S, et al. Atomic dynamic interference in intense linearly and circularly polarized XUV pulses[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2020, 53(9): 095601.
- [16] Yudin G L, Bandrauk A D, Corkum P B. Chirped attosecond photoelectron spectroscopy[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(6): 063002.
- [17] Nakajima T. Above-threshold ionization by chirped laser pulses[J]. *Physical Review A*, 2007, 75(5): 053409.
- [18] Ni Y Y, Zhao S F, Li X Y, et al. Above-threshold ionization of hydrogen atom in chirped laser fields[J]. *Chinese Physics B*, 2018, 27(7): 073203.
- [19] Wang C L, Sun R P, Chen Y J, et al. Above-threshold ionization of xenon by chirped intense laser pulses[J]. *Chinese Physics Letters*, 2014, 31(6): 063202.
- [20] Nakajima T, Cormier E. Effects of the carrier-envelope phase of chirped laser pulses in the multiphoton ionization regime[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(19): 2879-2881.
- [21] Zille D, Adolph D, Möller M, et al. Chirp and carrier-envelope-phase effects in the multiphoton regime: measurements and analytical modeling of strong-field ionization of sodium[J]. *New Journal of Physics*, 2018, 20(6): 063018.
- [22] Barmaki S, Lanteigne P, Laulan S. Control of two-photon double ionization of helium with intense chirped attosecond laser pulses[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(6): 063406.
- [23] Tong Y, Jiang W C, Wu P, et al. Two-photon double ionization of helium by chirped few-cycle attosecond pulses: from nonsequential to sequential regime[J]. *Chinese Physics B*, 2016, 25(7): 073202.
- [24] Zhao H W, Liu C D, Zheng Y H, et al. Attosecond chirp effect on the transient absorption spectrum of laser-dressed helium atom[J]. *Optics Express*, 2017, 25(7): 7707-7718.
- [25] Chatterjee S. Effects of intense chirped X-ray laser on resonant Auger process through multiple core-excited states[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2020, 53(14): 145601.
- [26] Kumar S, Yoon M. Electron acceleration by a chirped circularly polarized laser pulse in vacuum in the presence of a planar magnetic wiggler[J]. *Physica Scripta*, 2008, 77(2): 025404.
- [27] Lohmüller T, Erdmann M, Engel V. Chirped pulse ionization: bondlength dynamics and interference effects [J]. *Chemical Physics Letters*, 2003, 373(3/4): 319-327.
- [28] Itakura R, Yamanouchi K, Tanabe T, et al. Dissociative ionization of ethanol in chirped intense laser fields[J]. *The Journal of Chemical Physics*, 2003, 119(8): 4179-4186.
- [29] Breunig H G, Lauer A, Weitzel K M. Control of branching ratios in the dissociative ionization of deuterium chloride[J]. *The Journal of Physical Chemistry A*, 2006, 110(20): 6395-6398.
- [30] Wang N Y, Liu A H. Interference effect of photoionization of hydrogen atoms by ultra-short and ultra-fast high-frequency chirped pulses[J]. *Chinese Physics B*, 2019, 28(8): 083403.
- [31] Saleh B E A, Teich M C. *Fundamentals of photonics* [M]. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons, Inc., 2019.
- [32] Saalman U, Giri S K, Rost J M. Adiabatic passage to the continuum: controlling ionization with chirped laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(15): 153203.
- [33] Peng L Y, Tan F, Gong Q H, et al. Few-cycle attosecond pulse chirp effects on asymmetries in ionized electron momentum distributions[J]. *Physical Review A*, 2009, 80: 013407.
- [34] Wang S, Jiang W C, Tian X Q, et al. Conjoint influence of quantum interference and freeman resonance on substructures of the photoelectron spectra in above-threshold ionization[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(5): 053417.
- [35] Jiang W C, Tong X M, Pazourek R, et al. Theory of bound-state coherences generated and probed by optical attosecond pulses[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(5): 053435.
- [36] Jiang W C, Tian X Q. Efficient Split-Lanczos propagator for strong-field ionization of atoms[J]. *Optics Express*, 2017, 25(22): 26832-26843.
- [37] Rescigno T N, McCurdy C W. Numerical grid methods for quantum-mechanical scattering problems [J]. *Physical Review A*, 2000, 62(3): 032706.
- [38] Rayson M J. Lagrange-Lobatto interpolating polynomials in the discrete variable representation[J]. *Physical Review E*, 2007, 76(2): 026704.
- [39] Tong X M, Hino K, Toshima N. Phase-dependent atomic ionization in few-cycle intense laser fields[J]. *Physical Review A*, 2006, 74(3): 031405.