

红外激光载波包络相位对氦原子的极紫外光 (XUV) 吸收谱的量子调控研究

杨增强 张力达

Quantum control of the XUV photoabsorption spectrum of helium atoms via the carrier-envelope-phase of an infrared laser pulse

Yang Zeng-Qiang Zhang Li-Da

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 133203 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.133203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.133203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Ξ型三能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体单模光 \square \angle 低持兴 \square T \square 蛹 \square 獾难顾跣灾

Squeezing properties of two-mode atom laser in a system of Ξ -type three-level atomic Bose-Einstein condensate interacting with single-mode light field

物理学报.2014, 63(4): 043202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.043202>

二能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体与双模光 \square \angle 嗽 \square 饕孟低持性 \square 蛹 \square 獾难顾跣灾

Squeezing properties of atom laser from two-level atomic Bose-Einstein condensate interacting with two-mode light field

物理学报.2014, 63(4): 043201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.043201>

沟道效应作用下中性原子在激光驻波场中的沉积特性研究

Characteristics of neutral atom deposition under channel effect in a laser standing wave field

物理学报.2013, 62(24): 243201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.243201>

Ξ型三能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体对光 \square \odot 顾跣灾实挠跋

Influence of Ξ -type three-level atomic Bose-Einstein condensate on the squeezing properties of light field

物理学报.2013, 62(18): 183201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.183201>

双色光场驱动产生单个阿秒脉冲过程中的宏观效应

Macroscopic effects of high-order harmonic and isolated attosecond pulse generation driven by two-color laser field

物理学报.2011, 60(10): 103202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.103202>

红外激光载波包络相位对氦原子的极紫外光 (XUV) 吸收谱的量子调控研究*

杨增强^{1)2)†} 张力达¹⁾

1)(北京理工大学物理学院, 北京 100081)

2)(石河子大学理学院, 石河子 832003)

(2014年12月26日收到; 2015年2月27日收到修改稿)

本文通过数值求解双电子含时薛定谔方程, 研究了利用红外 (IR) 超短超强激光的载波包络相位 (CEP) 对氦 (He) 原子的极紫外光 (Extreme Ultra-Violet, XUV) 吸收谱进行量子调控的可能性. 当 XUV 作用到 He 原子上时, 原子存在两个电离通道: 无明显电子关联的直接电离和带强烈电子关联的间接电离 (即通过双激发态自发电离). 两个通道相互干涉可在 XUV 吸收谱中形成人们所熟知的 Fano 共振线型, 并且谱线的形状由两个通道间的比例决定. 通过引入另外一束 IR 激光, 我们发现, 原子的 XUV 吸收谱将发生明显改变, 即伴随着超短脉冲 CEP 的改变而呈现出从 Fano 线型到 Lorentz 线型的周期性连续变化. 上述结果表明, 通过合理地控制超短脉冲的 CEP 可以有效地调控两个电离通道之间的量子干涉, 进而为探测和操控原子中的极端超快电子关联提供可能.

关键词: 吸收谱, 量子调控, 载波包络相位**PACS:** 32.80.Qk, 32.80.Zb, 32.80.Fb, 42.50.Gy**DOI:** 10.7498/aps.64.133203

1 引言

近年来, 阿秒脉冲技术的飞速发展为人们研究物理和化学反应过程中电子的超快动力学提供了前所未有的精密技术手段^[1]. 目前达到阿秒时间精度的一个主要方法是将一束 XUV 抽运光和另一束具有一定延迟时间的 IR 探测光同时作用到原子上. 其中, XUV 抽运光用于触发系统的物理和化学反应, 定义时间的零点; 而 IR 探测光则好比周期转动的指针, 用于指示后续事件发生的时刻. 通过连续调节 IR 光的延迟时间, 可以得到随着延迟时间连续变化的光电子谱、光离子谱、或者 XUV 吸收谱, 并从中获取体系的飞秒乃至阿秒时间分辨信息. 上述方案已被广泛应用于实时观测电子的隧穿过程^[2]、原子外壳层电子的运动^[3], 原子内壳层

电子的 Auger 衰变^[4], 以及精密测量电子的电离时刻^[5]、原子分子激发态的弛豫时间^[6]等等.

根据量子力学测不准原理, 时间上极短的单个阿秒 XUV 脉冲将具有非常宽的频谱, 因此当它与原子相互作用时, 可以通过不同的量子通道同时激发和电离多个电子^[7]. 早期的研究主要针对原子的单激发态^[8-11]. 但是, 当 XUV 的频率足够高的时候, 可以激发一类特殊的双激发态. 原子的双激发态不同于单激发态, 其能级高于单电子的电离域, 因此可以看成是嵌套在连续谱中的离散态. 当原子与具有较高频率的 XUV 激光相互作用时, 原子存在两个电离通道: 1) 原子中一个电子吸收一个光子直接电离; 或者 2) 原子中两个电子同时吸收一个光子而被抽运到双激发态上, 然后通过电子间的组态相互作用, 使得其中一个电子电离到连续态, 同时另外一个电子回到一价离子的基态即发生所谓的

* 高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20121101120046) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yangzq@yemail.com

自电离过程. 两个电离通道相互干涉, 并在光吸收谱中形成所谓的 Fano 线型 [12,13].

He 原子是研究自电离共振最简单的系统, 最近关于其双激发态的阿秒瞬态光吸收谱的研究结果表明: 通过引入一束时间延迟的 IR 激光可以人工诱导原子 XUV 光吸收谱线的修正, 使原子的双激发态能级的 Fano 吸收峰出现明显的移位, 分裂和加宽等现象 [14,15]. 这些现象在 XUV 光放大、光信息存储等方面具有潜在应用 [16], 引起了广泛的兴趣.

然而, 对于原子双激发态的 XUV 光吸收谱的理解和解释, 多数文章采用强场近似模型或者三能级模型, 前者忽略了离子库仑场对电离电子的长程吸引作用, 而后者忽略了其他激发态和连续态对系统的影响. 另一方面, 完全求解双电子三维含时薛定谔方程涉及到千核—万核甚至更大规模的并行计算 [17], 仍然是一个巨大的挑战. 相比之下, 一维模型能够显著减小计算所需的内存和时间, 同时正确反映系统的基本物理过程 [18]. 事实上, 一维关联电子模型已经被成功应用于甄别强场双电离中的物理机理 [19], 研究自电离共振中的光电子谱 [20], 以及预言新的分子成像方法 [21] 等等. 本文将这一模型推广应用于研究阿秒瞬态光吸收谱, 探索通过 IR 激光 CEP 对 He 原子双激发态 XUV 光吸收谱进行量子操控的可能. 我们注意到, 近年来 CEP 稳定的 IR 强激光已经在大量实验室实现 [22–25], 因此我们的理论预言有望得到实验的验证并进一步刺激相关实验的发展.

2 理论模型与计算方法

在偶极近似和长度规范下, He 原子在激光场中的动力学行为可以用双电子含时薛定谔方程来描述 [18] (除非特别说明, 本文均采用原子单位 (a.u.))

$$i \frac{\partial \Psi(x_1, x_2, t)}{\partial t} = \left[-\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + V_{\text{ne}}(x_1) + V_{\text{ne}}(x_2) + V_{\text{ee}}(x_1, x_2) + (x_1 + x_2)E(t) \right] \Psi(x_1, x_2, t), \quad (1)$$

其中 $x_i (i = 1, 2)$ 表示两个电子的位置坐标, $V_{\text{ne}}(x_i) = -2/\sqrt{x_i^2 + a^2}$ 和 $V_{\text{ee}}(x_1, x_2) =$

$1/\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + b^2}$ 分别代表原子核与电子以及两个电子之间的相互作用. 库仑软化参数分别选取为 $a = 0.707$ 和 $b = 0.582$ 以保证一维模型 He 原子与真实 He 原子具有相同的的第一和第二电离能 [20,26]. 电场 $E(t)$ 是 XUV 激光 $E_X(t)$ 和 IR 激光 $E_L(t)$ 的叠加. 两者都是线性极化, 并且具有相同的极化方向, 表达式分别为

$$E_X(t) = E_{X0} e^{-(2 \ln 2)(t/\tau_X)^2} \cos \omega_X t, \quad (2)$$

和

$$E_L(t) = E_{L0} \cos^2 \left[\frac{\pi(t - t_d)}{2.75\tau_L} \right] \times \cos [\omega_L(t - t_d) + \phi], \quad |t - t_d| < 1.375\tau_L, \quad (3)$$

其中 E_{X0} 和 E_{L0} 分别是 XUV 和 IR 激光的电场幅值; ω_X 和 ω_L 分别是 XUV 和 IR 激光的中心频率; τ_X 和 τ_L 分别是两束激光的脉冲宽度 (FWHM); t_d 表示两束脉冲之间的延迟时间, 并且当 t_d 为正时表示 IR 激光滞后于 XUV 激光; ϕ 为 IR 激光的 CEP [27].

我们首先通过虚时演化方法得到 He 原子的基态, 然后采用劈裂算符方法求解含时薛定谔方程得到波函数的时间演化 [28]. 求解过程中, 我们采用了吸收边界以防止波函数在边界处反射引发非物理效应. 对于稀薄气体, XUV 脉冲与原子作用后的光谱变化可以用原子的吸收截面 $\sigma(\omega)$ 来描述 [29],

$$\sigma(\omega) = -4\pi\alpha\omega \text{Im} \left[\frac{\tilde{d}(\omega)}{\tilde{E}(\omega)} \right], \quad (4)$$

其中 $\tilde{d}(\omega)$ 和 $\tilde{E}(\omega)$ 分别表示原子的含时偶极矩和 XUV 场的傅里叶变换 (FFT). α 是精细结构常数. 偶极谱 $\tilde{d}(\omega)$ 可以通过 $\tilde{d}(\omega) = -\tilde{a}(\omega)/\omega^2$ 计算得到, 这里 $\tilde{a}(\omega)$ 表示含时偶极加速度 $a(t)$ 的傅里叶变换

$$a(t) = \left\langle \Psi(x_1, x_2, t) \left| \sum_i \frac{\partial V_{\text{ne}}(x_i)}{\partial x_i} + 2E(t) \right| \Psi(x_1, x_2, t) \right\rangle, \quad (i = 1, 2). \quad (5)$$

3 结果与讨论

3.1 He 原子双激发态能级与阿秒瞬态光吸收谱

为了给出清晰的物理图像, 我们首先计算了 He 原子的双激发态能级. 在计算中, 先给定原

子的任意一个初始波函数 $\Psi(x_1, x_2, t_0)$, 在无外场情况下使其在原子哈密顿作用下演化, 得到任意时刻的波函数 $\Psi(x_1, x_2, t)$, 然后计算自关联函数 $C(t) = \langle \Psi(x_1, x_2, t_0) | \Psi(x_1, x_2, t) \rangle$, 并对自关联函数 $C(t)$ 作傅里叶变换, 就可以得到原子的能级结构 [20,28]. 图 1 (a) 展示了计算得到的 He 原子的双激发态能级, 原子的基态能量设置为 0, 单电子电离能 I_P 为 24.6 eV. 我们用符号 $|n_1, n_2\rangle$ 标记双激发态, 表示在不考虑电子相互作用的极限情况下, 一

个电子被激发到 He^+ 的 $|n_1\rangle$ 激发态, 另外一个电子被激发到 He^+ 的 $|n_2\rangle$ 激发态. 其中, $n = 1$ 表示原子的基态, $n = 2$ 表示第一激发态, 以此类推. 奇宇称态 (长线标记) $|2, 3\rangle, |2, 5\rangle$ 和 $|2, 7\rangle$ 的能量分别为 50.72 eV, 52.43 eV 和 53.13 eV, 其中 $|2, 3\rangle$ 是 He 原子吸收一个 XUV 子能够到达的最低双激发态; 偶宇称态 (短线标记) $|2, 4\rangle$ 和 $|2, 6\rangle$ 的能量分别为 51.47 eV 和 52.72 eV. 所有双激发态都高于单电子的电离域.

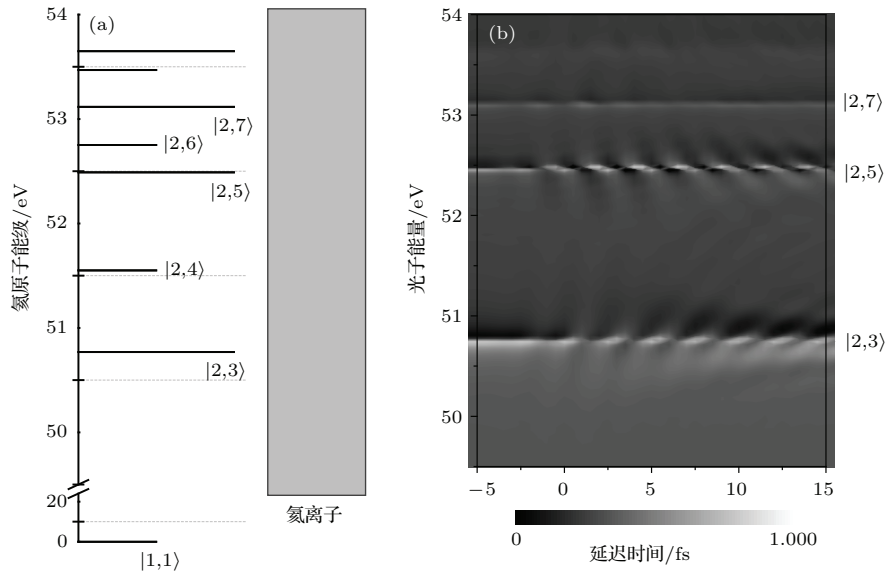


图 1 (a) He 原子的双激发态能级; (b) He 原子的阿秒瞬态光吸收谱.

Fig. 1. (a) Energy levels of the doubly excited states of He; (b) attosecond transient absorption spectrum of He.

在阿秒瞬态光吸收谱实验中 (参考文献 15 补充材料中的示意图 S2), 将一束 IR 脉冲激光 (也称种子光, 强度不宜过高, 大约为 10^{14} W/cm^2 , 以防止原子过度电离) 作用到稀薄气体靶上生成高次谐波, 并通过滤镜将感兴趣的频率段分离出来合成阿秒脉冲. 由于从 IR 种子光到高次谐波的转化效率只有万分之一左右, 因此阿秒脉冲的峰值强度大约只有 10^{10} W/cm^2 . 与此同时, 实验中还可通过光圈连续调节从气体靶透射的 IR 种子光的强度, 并作为 IR 探测光 (下文所指的 IR 光均为探测光, 而非种子光) 与阿秒脉冲同时作用到目标原子上, 实现阿秒瞬态光吸收谱的测量.

在计算中, XUV 激光的脉冲宽度 (FWHM) $\tau_X = 170 \text{ as}$, 光子能量 $\omega_X = 1.84 \text{ a.u.} = 50 \text{ eV}$, 激光强度为 10^{10} W/cm^2 ; IR 激光的强度为 $2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, 脉冲宽度 (FWHM) $\tau_L = 6 \text{ fs}$, 光子能量为 $\omega_L = 0.032 \text{ a.u.} = 0.87 \text{ eV}$, 满足态 $|2, 3\rangle$ 和 $|2, 5\rangle$ 之

间的双光子共振条件. 我们选取的 XUV 脉冲和 IR 脉冲的强度均位于实验工作的参数区间. 已有的实验 (文献 [15] 的图 4 (a) 和计算结果 (文献 [15] 的图 4 (b) 表明, 当 IR 光的强度较小时, 其具体强度对吸收谱线型的影响几乎可以忽略. 然而随着 IR 光强度的增加, Autler-Townes (AT) 劈裂 (或者 AC Stark) 效应开始显现出来, 这是另一个有趣的物理现象, 但不是本文讨论的重点.

图 1 (b) 是数值模拟的 He 原子的阿秒瞬态 XUV 光吸收谱. 从图中可以看出, 当 XUV 激光和 IR 激光之间的延迟时间 $t_d < 0$, 即 IR 激光超前于 XUV 激光作用于原子时, IR 激光对 XUV 光吸收谱基本没有影响, 在瞬态光吸收谱中也只出现与态 $|2, 3\rangle, |2, 5\rangle$ 和 $|2, 7\rangle$ 对应的吸收线. 这些共振线呈现不对称结构即所谓的 Fano 线型 [12]. 在 $t_d = 0$ 附近以及 $t_d > 0$ 时, 可以明显地看到 IR 光对原子瞬态光吸收谱的影响. 吸收谱中 $|2, 3\rangle$ 和

$|2, 5\rangle$ 对应的吸收线对两束脉冲的延迟时间有很强的依赖, 并随延迟时间出现周期性结构(周期 $T = 2\pi/(E_{|2,5\rangle} - E_{|2,3\rangle}) = 2.38$ fs), 这与之前的实验观测结果定性上完全一致 [15,16]. 这是双激发态 $|2, 3\rangle$ 和 $|2, 5\rangle$ 通过 IR 光发生双光子共振的直接结果.

3.2 IR 光 CEP 对 He 原子双激发态 XUV 光吸收谱的影响

下面, 我们固定 XUV 激光和 IR 激光之间的延迟时间, 通过连续改变 IR 光的 CEP (如图 2(a) 所示) 来考察其对原子 XUV 光吸收谱的影响. 图 2(b) 给出了两束脉冲之间的延迟时间 t_d 为 3.57 fs 时, 原子 XUV 光吸收谱随着 IR 光 CEP 的变化.

很明显可以看到 XUV 光吸收谱, 特别是双激发态 $|2, 3\rangle$ 和 $|2, 5\rangle$ 对应的吸收线, 随着 IR 光的 CEP 呈现出周期性明暗变化. 更加有趣的是, 通过合理操控 IR 光的 CEP, 可以得到数值为负的 XUV 光吸收截面, 意味着该频率附近的 XUV 光非但不被原子吸收, 反而得到放大. 这一奇异现象已经在实验中得到了证实 [16]. 进一步, 改变两束脉冲之间的延迟时间, 上述物理图像仍然成立. 例如, 图 2(c) 中两束脉冲之间的延迟时间 t_d 为 4.75 fs, 原子 XUV 光吸收谱随着 IR 光的 CEP 的变化和图 2(b) 具有相似的趋势, 但存在大约 $\pi/2$ 的相移, 这归因于图 2(b) 和 (c) 中两束脉冲的延迟时间刚好为 IR 光的 $1/4$ 个周期, 其电场变化类似于改变 $\pi/2$ 相位.

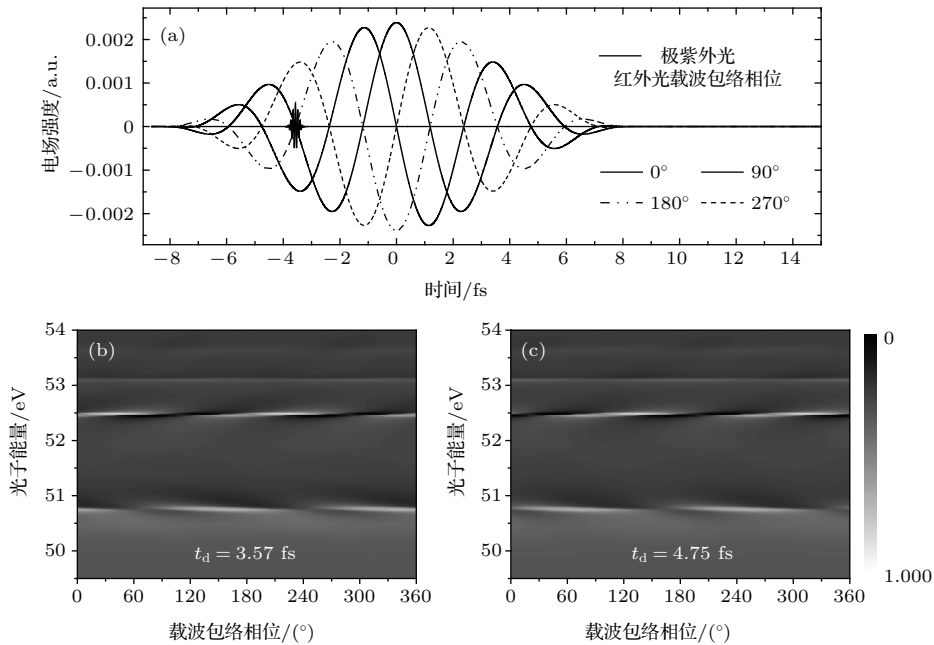


图 2 (a) 是两束脉冲之间的延迟时间 $t_d = 3.57$ fs 时, 不同 CEP 对应的 IR 激光电场构型; (b) 和 (c) 为 He 原子的 XUV 光吸收谱随 IR 光 CEP 的变化, 其中两束脉冲之间的延迟时间 t_d 分别为 3.57 fs 和 4.75 fs

Fig. 2. (a) The electric field of the IR pulse at different CEPs. The time delay between the XUV pulse and the IR laser is $t_d = 3.57$ fs; (b) and (c) are the XUV photoabsorption spectra of He as a function of the CEP; the time delays are 3.57 fs and 4.75 fs, respectively.

为了更加直观地展示 IR 光 CEP 对原子 XUV 光吸收谱的影响, 图 3 给出了在固定两束脉冲之间的延迟时间 $t_d = 3.57$ fs 时, He 原子在不同 IR 光 CEP 下的典型 XUV 光吸收谱. 从图 3 可以看出, 当 IR 光 CEP 为 105° 时, 双激发态 $|2, 5\rangle$ 对应的吸收谱线从原来的不对称的 Fano 线型变为对称的 Lorentz 线型 (图 3(a)); 当 IR 光 CEP 为 150° 时, 双激发态 $|2, 5\rangle$ 对应的吸收谱线从原来的规则的 Fano

线型变为反 Fano 线型 (图 3(b)); 同时还可以看到, 当 CEP 为 195° 时双激发态 $|2, 5\rangle$ 对应的吸收谱线出现反转的 Lorentz 线型 (图 3(c)); 但是当 CEP 为 240° 时双激发态 $|2, 5\rangle$ 对应的吸收谱线变化很小 (图 3(d)). 我们发现上述图像是普适的, 即对于不同的延迟时间 t_d , 总能发现吸收谱线出现 Lorentz 线型和 Fano 线型之间的周期振荡, 只是相同的线型的出现都存在一定的 CEP 差.

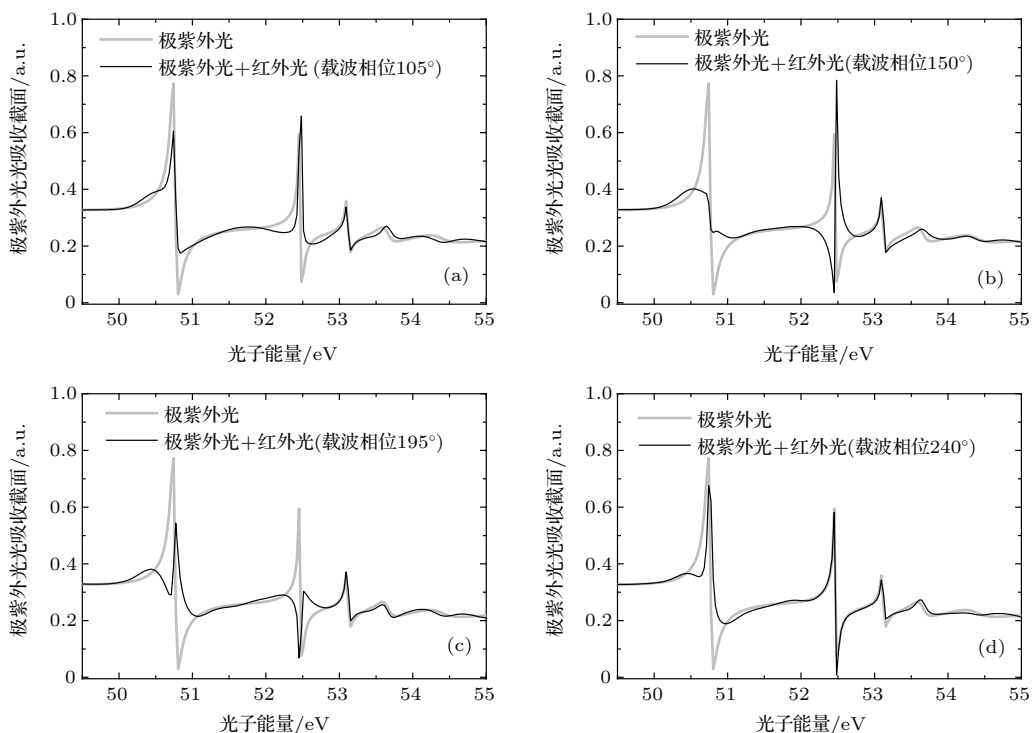


图3 当两束脉冲之间的延迟时间 $t_d = 3.57$ fs 时, 具有不同 CEP 的 IR 光对原子的 XUV 光吸收谱的影响
 Fig. 3. The XUV photoabsorption spectra at some typical CEPs. The time delay between the XUV pulse and the IR laser is $t_d = 3.57$ fs.

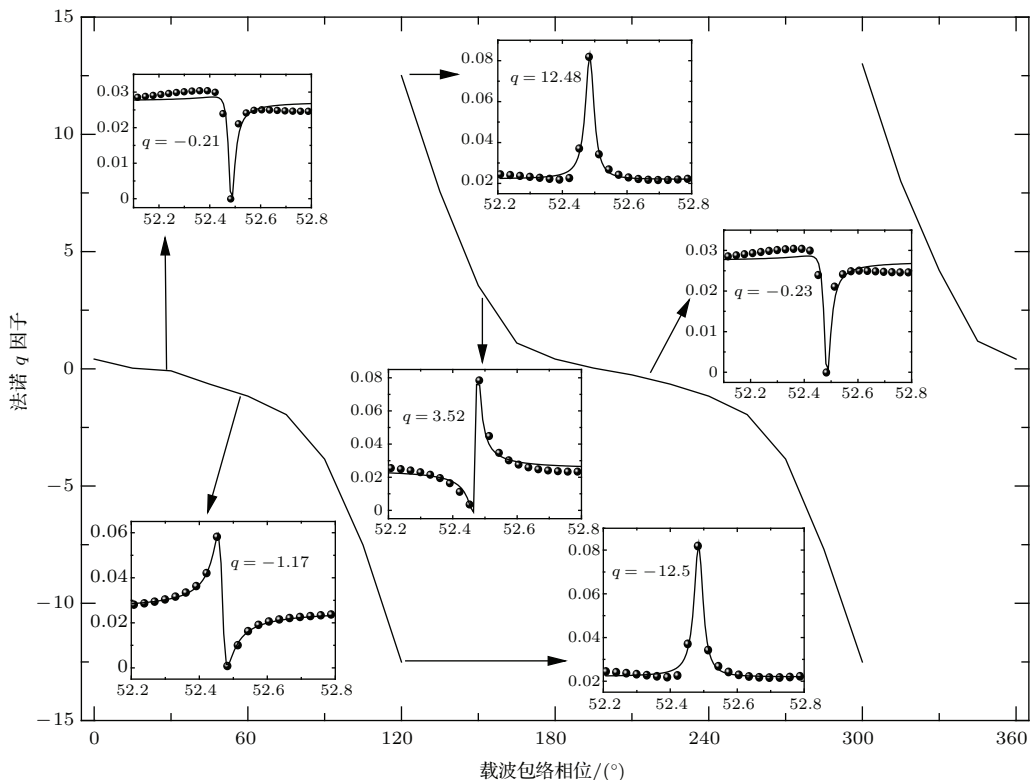


图4 载波包络相位对 Fano q 因子的调制作用 (图中六幅子图显示了不同 CEP 下谱线的拟合结果, 其中数据点是数值计算结果, 曲线是拟合结果, Fano q 因子在各个子图中标出)
 Fig. 4. The modulation of Fano q parameters as a function of the CEP. The six sub-figures demonstrate the fitting of our numerically calculated absorption spectra (full circles) with the Fano function at some typical CEPs. The Fano q parameters are indicated in each plot.

根据 Fano 共振理论^[12], 原子的吸收截面可以用下述公式描述:

$$\sigma = A \frac{(q + \epsilon)^2}{1 + \epsilon^2} + c, \quad (6)$$

其中 A 是共振峰的强度, c 是背景连续谱的吸收截面, $\epsilon = (E - E_0)/\Gamma$ 是重新标度后的能量, E_0 是共振峰的位置, Γ 是谱线的宽度, q 称为 Fano 共振结构因子, $q = 0$ 或者 $\pm\infty$ 时, 谱线退化成 Lorentz 线型. 详细的推导发现 $q = D_{gb}/\pi V_{E_0} D_{gE_0}$, 其中 $D_{gb} \equiv \langle g|\mu|b\rangle$ 和 $D_{gE_0} \equiv \langle g|\mu|E_0\rangle$ 分别是基态 $|g\rangle$ 到双电子束缚态 $|b\rangle$ 以及从基态 $|g\rangle$ 到共振连续态 $|E_0\rangle$ 的偶极跃迁矩阵元,

$$V_{E_0b} \equiv \langle E_0 | \frac{1}{|r_1 - r_2|} | b \rangle$$

是两个组态之间的构型相互作用. 可以看出, Fano q 因子深刻反映了不同电离通道之间的比例以及相位信息.

利用 (6) 式对图 2(b) 中 $|2, 5\rangle$ 态的吸收谱进行拟合, 得到 q 因子随着 IR 光 CEP 的变化如图 4 所示. 从图中可以看出, 随着 CEP 的连续变化, q 因子可以从极端负值到极端正值连续调控. 根据 q 因子的物理含义, 这意味着通过 IR 光的 CEP 可以有效地控制不同电离通道之间的比例和量子干涉, 进而为探测和操控原子中的极端超快电子关联提供了新的思路. 值得注意的是, 在 CEP = 120° 和 300° 附近, q 因子的取值从负到正发生急剧变化 (不连续突变). 这是因为, 当 $q \rightarrow \pm\infty$ 时, 对 (6) 式取极限得 $\sigma = Aq^2/(1 + \epsilon^2) + c$, 因此正 q 和负 q 所对应的线型完全一致, 意味着对同一条谱线进行拟合时可以得到正 q 值, 同时也可能得到负 q 值, 具体拟合结果取决于初始的试探值. 从物理的角度来看, 当 $q \rightarrow \pm\infty$ 时, 直接电离通道的比例等效趋近于零 ($D_{gE_0} \rightarrow 0$). 这时谱线退化成 Lorentz 线型, 如图 4 突变相位附近的子图所示. 上述现象与文献 [16] 图 2 中阐述的理论完全一致: 文献 [16] 提出了通过改变偶极相位可以人工诱导原子自然谱线变化的思想; 我们的详细计算结果则展示了偶极相位的改变可以通过改变 IR 光的 CEP 来实现.

4 结 论

本文通过数值求解一维模型 He 原子的双电子含时薛定谔方程, 研究了 IR 激光对 He 原子双激

发态的 XUV 光吸收谱的影响. 将 XUV 激光作用于 He 原子, He 原子可以被 XUV 激光直接电离, 也可以被抽运到双激发态, 而后发生自发电离, 并与直接电离的部分产生干涉, 从而在 XUV 光吸收谱中产生不对称的 Fano 共振线型. 当 IR 激光与 XUV 激光共同作用时, XUV 激光吸收谱随着 IR 光 CEP 的变化呈现从 Fano 线型到 Lorentz 线型以及反 Fano 线型的周期性连续变化. 深入的分析表明, 这意味着人们可以利用超短脉冲的 CEP 有效调控直接电离和间接电离两个通道之间的比例和量子干涉. 我们的结果在探测和操控原子分子中的极端超快电子动力学方面具有重要的潜在应用.

参考文献

- [1] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [2] Uiberacker M, Uphues Th, Schultze M, Verhoef A J, Yakovlev V, Kling M F, Rauschenberger J, Kabachnik N M, Schröder H, Lezius M, Kompa K L, Muller H G, Vrakking M J J, Hendel S, Kleineberg U, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2007 *Nature* **446** 627
- [3] Goulielmakis E, Loh Z H, Wirth A, Santra R, Rohringer N, Yakovlev V S, Zherebtsov S, Pfeifer T, Azzeer A M, Kling M F, Leone S R, Krausz F 2010 *Nature* **466** 739
- [4] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R, Uiberacker M, Yakovlev V, Scrinzi A, Westerwalbesloh T, Kleineberg U, Heinzmann U, Krausz F 2002 *Nature* **419** 803
- [5] Schultze M, Fie M, Karpowicz N, Gagnon J, Korbman M, Hofstetter M, Neppl S, Cavalieri A L, Komninos Y, Mercouris Th, Nicolaides C A, Pazourek R, Nagele S, Feist J, Burgdöfer J, Azzeer A M, Ernstorfer R, Kienberger R, Kleineberg U, Goulielmakis E, Krausz F, Yakovlev V S 2010 *Science* **328** 1658
- [6] Geiseler H, Rottke H, Zhavoronkov N, Sandner W 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 123601
- [7] Mauritsson J, Remetter T, Swoboda M, Klünder K, L' Huillier A, Schafer K J, Ghafur O, Kelkensberg F, Siu W, Johnsson P, Vrakking M J J, Znakovskaya I, Uphues T, Zherebtsov S, Kling M F, L' e pine F, Benedetti E, Ferrari F, Sansone G, Nisoli M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 053001
- [8] Holler M, Schapper F, Gallmann L, Keller U 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 123601
- [9] Chini M, Zhao B, Wang H, Cheng Y, Hu S X, Chang Z 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 073601
- [10] Chen S M, Bell J, Beck A R, Mashiko H, Wu M, Pfeiffer A N, Gaarde M B, Neumark D M, Leone S R, Schafer K J 2012 *Phys. Rev. A* **86** 063408
- [11] Chini M, Wang X, Cheng Y, Wu Y, Zhao D, Telnov D A, Chu S, Chang Z 2013 *Sci. Rep.* **3** 1105
- [12] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866
- [13] Chu W C, Lin C D 2010 *Phys. Rev. A* **82** 053415

- [14] Gilbertson S, Chini M, Feng X, Khan S, Wu Y, Chang Z 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 263002
- [15] Ott C, Kaldun A, Argenti L, Raith P, Meyer K, Laux M, Zhang Y Z, Blättermann A, Hagstotz S, Ding T, Heck R, Madroñero J, Martín F, Pfeifer T 2014 *Nature* **516** 374
- [16] Ott C, Kaldun A, Raith P, Meyer K, Laux M, Evers J, Keitel C H, Greene C H, Pfeifer T 2013 *Science* **340** 716
- [17] Argenti L, Ott C, Pfeifer T, Martin F 2012 *ArXiv*: 1211.2566
- [18] Grobe R, Eberly J H 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 2905
- [19] Lein M, Gross E K U, Engel V 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4707
- [20] Zhao J, Lein M 2012 *New J. Phys.* **14** 065003
- [21] van der Zwan E V, Lein M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 043004
- [22] Baltuška A, Udem Th, Uiberacker M, Hentschel M, Goulielmakis E, Gohle Ch, Holzwarth R, Yakovlev V S, Scrinzi A, Hänsch T W, Krausz F 2003 *Nature* **421** 611
- [23] Song L W, Li C, Wang D, Xu X H, Leng Y X, Li R X, 2011 *Acta Phys. Sin.* 60 054206 in Chinese 2011 **60** 054206 (in Chinese) [宋立伟, 李闯, 王丁, 许灿华, 冷雨欣, 李儒新 2011 物理学报 **60** 054206]
- [24] Zhang M J, Ye P, Teng H, He X K, Zhang W, Zhong S Y, Wang L F, Yun C X, Wei Z Y 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 093201
- [25] Tian J, Li M, Yu J Z, Deng Y K, Liu Y Q 2014 *Chin. Phys. B* **23** 104211
- [26] Zeng T T, Li P C, Zhou X X 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 203201 (in Chinese) [曾婷婷, 李鹏程, 周效信 2014 物理学报 **63** 203201]
- [27] Tian Y Y, Wei S S, Guo F M, Li S Y, Yang Y J, 2013 *Acta Phys. Sin.* 62 153202 in Chinese 2013 **62** 153202 (in Chinese) [田原野, 魏珊珊, 郭福明, 李苏宇, 杨玉军 2013 物理学报 **62** 153202]
- [28] Feit M, Fleck J, Steiger A 1982 *J. Comput. Phys.* **47** 412
- [29] Gaarde M B, Buth C, Tate J L, Schafer K J 2011 *Phys. Rev. A* **83** 013419

Quantum control of the XUV photoabsorption spectrum of helium atoms via the carrier-envelope-phase of an infrared laser pulse*

Yang Zeng-Qiang^{1)2)†} Zhang Li-Da¹⁾

1) (School of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

2) (College of Science, Shihezi University, Shihezi 832003, China)

(Received 26 December 2014; revised manuscript received 27 February 2015)

Abstract

In the present paper, we investigate the quantum control of the XUV photoabsorption spectrum of helium atoms via the carrier-envelope-phase (CEP) of an infrared (IR) laser pulse by numerically solving the time-dependent one-dimensional (1D) two-electron Schrödinger equation. The advantage of the 1D model is that the associated time-dependent Schrödinger equation (TDSE) can be solved numerically with high precision as taking full account of the interaction between the electrons and without making any assumptions about the dominant physical mechanisms. In our study, a single attosecond XUV pulse with broad bandwidth is used to create a wave packet consisting of several doubly-excited states. Helium atoms subjected to the XUV pulse can be ionized through two different pathways: either direct ionization into the continuum or indirect ionization via the autoionization of doubly excited states. The interference of these two paths gives rise to the well-known Fano line shape in the photoabsorption spectrum, which is determined by the ratio and relative phases of the two paths. In the presence of an IR laser pulse, however, we find that the Fano line profiles are strongly modified, in good agreement with recent experimental observations [C. Ott *et al.*, *Science* 340, 716 (2013); C. Ott *et al.*, *Nature* 516, 374 (2014)]. At certain time delays, we can observe symmetric Lorentz, inverted Fano profiles, and even negative absorption cross sections, indicating that the XUV light can be amplified during the interaction with atoms. We fit the absorption spectra with the Fano line profiles giving rise to the CEP-dependent Fano q parameters, which are modulated from extremely large positive value to extremely large negative value. Since the q parameter is proportional to the ratio between the dipole matrix of the indirect ionization path and the dipole matrix of the direct ionization path; these results indicate that the quantum interference between the two ionization paths can be efficiently controlled by the CEP of an ultrashort laser pulse, thus offering another possibility (in addition to the laser intensity and the time delay between the XUV pulse and the IR laser) of manipulating the extreme ultrafast electronic motion in atoms. Our predictions can be experimentally verified easily with the present experimental technique.

Keywords: photoabsorption spectrum, quantum control, carrier-envelope-phase

PACS: 32.80.Qk, 32.80.Zb, 32.80.Fb, 42.50.Gy

DOI: 10.7498/aps.64.133203

* Project supported by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20121101120046).

† Corresponding author. E-mail: yangzq@ymail.com