

高频激光脉宽对原子光电子发射谱的影响

郭晶 郭福明 陈基根 杨玉军

Pulse duration effect on photoelectron spectrum of atom irradiated by strong high frequency laser

Guo Jing Guo Fu-Ming Chen Ji-Gen Yang Yu-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 073202 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172440

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172440>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I7>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[双色高频激光作用下原子低阶次谐波的理论研究](#)

Theoretical investigation of atomic low-order harmonics under irradiation of two high frequency laser pulses

物理学报.2018, 67(3): 033201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.033201>

[弱射频场中 Rydberg 原子的电磁感应透明](#)

Electromagnetically induced transparency of a cesium Rydberg atom in weak radio-frequency field

物理学报.2017, 66(9): 093202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.093202>

[超快强场下低能光电子的研究进展 -----解析 R 矩阵半经典轨迹理论](#)

Progress in study of low-energy photoelectron in ultra-fast strong fields-analytical R-matrix theory based semiclassical trajectory method

物理学报.2016, 65(22): 223204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.223204>

[原子多光子激发对电离阈值附近谐波发射的影响](#)

The influences of multiphoton excitation on near-threshold Harmonic emission in atoms

物理学报.2016, 65(22): 223202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.223202>

[空间非均匀啁啾双色场驱动下氦离子的高次谐波以及孤立阿秒脉冲的产生](#)

High-order harmonics and attosecond pulse generation of a He⁺ ion by a chirped two-color inhomogeneous laser field

物理学报.2015, 64(19): 193201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.193201>

高频激光脉宽对原子光电子发射谱的影响*

郭晶¹⁾²⁾ 郭福明¹⁾²⁾ 陈基根³⁾ 杨玉军^{1)2)†}

1)(吉林大学原子与分子物理研究所, 长春 130012)

2)(吉林省应用原子与分子光谱重点实验室, 长春 130012)

3)(台州学院物理与电子工程学院物理与材料工程系, 台州 318000)

(2017年1月1日收到; 2018年1月1日收到修改稿)

采用广义含时伪谱方法数值求解原子在激光脉冲作用下的动量空间含时薛定谔方程, 研究了高频激光脉宽对原子光电子发射谱的影响. 数值模拟表明, 随着激光脉冲宽度的增加, 光电子谱干涉结构的振荡幅值逐渐减小, 其最大峰值的强度和位置取决于产生有效电离的最大即时强度. 通过分析光电子谱的变化规律能进一步加深对高频强场电离产生的动力学干涉效应的理解.

关键词: 谐波辐射, 自由电子激光, 光电子谱

PACS: 32.80.Rm, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.67.20172440

1 引言

利用强飞秒激光脉冲辐照原子、分子及固体产生高次谐波^[1-5]和通过对加速器产生的高能电子进行控制^[6-11]可以获得高频(XUV和X射线波段)的激光光源. 目前, 基于上述两种方案产生的高频光源已有广泛的应用. 利用高强度、短波长和小脉宽的自由电子激光, 可在纳米尺度探测材料及生物体的超快动力学过程^[12-14]. 基于高次谐波辐射获得的阿秒脉冲, 则可用于原子、分子中电子的激发和电离等物理过程^[15-21].

高频强激光脉冲辐照原子、分子时, 能够使体系内壳层电子发生电离和激发, 进而观察到非线性吸收、双电离及俄歇电离等现象^[22-26]. 随着光强的增加, 会发生很多的非线性过程, 可以观察到诸如高次谐波发射、阈上电离和原子的电离的动力学稳定^[27-30]等现象. 由于电离产生的光电子谱能反映体系的量子态和动力学信息^[31-33], 因而对光电子谱的研究成为光与物质相互作用研究的热点

之一.

对于少周期的高频激光脉冲与原子作用产生的光电子谱, 随着入射光强的增加, 由于斯塔克效应, 会从单峰劈裂为多峰结构^[34,35]. 该现象是否在少周期高频激光场条件下发生以及脉冲宽度对该现象的影响等问题需要进一步澄清^[36-43]. 本文通过准确求解含时薛定谔方程(TDSE)研究了不同激光脉宽条件下高频强激光与原子相互作用产生的光电子发射谱; 分析了不同激光强度下光电子发射谱随入射激光脉冲宽度的变化规律; 结合体系基态含时布居的变化, 澄清了光电子谱变化的原因. 如无特殊说明, 本文均采用原子单位.

2 理论方法

为了得到高频激光脉冲作用下原子的光电子发射谱, 需要数值求解原子在光场作用下的TDSE. 对该方程的数值求解, 通常基于坐标空间计算, 但是对于多个周期的强激光作用, 电子会运动到远离核区的位置, 因此计算需要较大的空间范围. 不过,

* 国家重点研发计划(批准号: 2017YFA0403300)、国家自然科学基金(批准号: 11774129, 11274141, 11627807, 11534004)和吉林省自然科学基金(批准号: 20170101153JC)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yangyj@jlu.edu.cn

由于电离电子在这个过程中能够获得的最大动量是有限的, 在动量空间计算会有明显的优势. 因而本文基于动量空间, 采用广义含时伪谱方法求解相应的 TDSE. 该方案可以根据需要进行变步长计算, 保证较高准确性的同时具有更高的计算效率^[35,44]. 速度规范下原子满足的含时薛定谔方程为

$$i\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\mathbf{r}, t) = \left[\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2} + \frac{1}{c}\mathbf{A}(t) \cdot \hat{\mathbf{p}} + U(\mathbf{r}) \right] \Psi(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

其中 $\Psi(\mathbf{r}, t)$ 是坐标空间的体系含时波函数, c 是真空光速, \mathbf{p} 为动力学动量, $\mathbf{A}(t)$ 为激光电场的矢势, $U(\mathbf{r})$ 为电子感受到核的库仑势. 通过对坐标空间波函数做傅里叶变换, 可得到动量空间的含时波函数,

$$\Phi(\mathbf{k}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \Psi(\mathbf{r}, t) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (2)$$

进而获得动量空间的含时薛定谔方程,

$$i\frac{\partial}{\partial t}\Phi(\mathbf{k}, t) = \frac{k^2}{2}\Phi(\mathbf{k}, t) + \frac{1}{c}\mathbf{A}(t) \cdot \mathbf{k}\Phi(\mathbf{k}, t) + \int V(\mathbf{k}, \mathbf{k}')\Phi(\mathbf{k}', t) d\mathbf{k}', \quad (3)$$

这里的 $V(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ 为动量空间的库仑势:

$$V(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \int U(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}] d\mathbf{r}. \quad (4)$$

对于类氢体系, 上式可以表示为^[43]

$$V(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = -\frac{Z}{2\pi^2} \frac{1}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^2}. \quad (5)$$

本文采用的脉冲激光的矢势形式为

$$\mathbf{A}(t) = A_0 f(t) \sin(\omega t + \varphi), \quad (6)$$

其中 $A_0 = E_0/\omega$, E_0 和 ω 是激光电场峰值强度和频率, $f(t) = \sin^2(\omega t/2N)$ 为激光电场的包络, N 为激光脉冲的周期数, φ 是载波包络相位.

对于该方程, 采用含时伪谱方法求解^[42]. 在得到体系的含时波函数后, 利用 Dionissopoulou 提出的方案, 计算体系的光电子发射谱^[44]. 对于散射连续态:

$$\Psi^- = 4\pi \sqrt{\frac{\pi}{2k}} \sum_l \sum_{m=-l}^l i^l e^{-i\delta_l} Y_{lm}^*(\mathbf{k}) \times Y_{lm}(\mathbf{r}) R_{kl}(r), \quad (7)$$

向激光结束后的体系波函数投影, 计算对应的单重微分散射截面,

$$\frac{dP_\epsilon}{d\epsilon} = \sum_l |c_l(\epsilon)|^2, \quad (8)$$

$c_l(\epsilon)$ 是归一化连续态的整体振幅.

3 结果与讨论

图 1 给出了不同强度激光场辐照氢原子产生的电离产额随脉冲宽度的变化. 这里, 入射激光频率为 1, 脉冲峰值强度从 0.1 到 4, 相应的脉冲持续时间从 3 个光学周期到 20 个光学周期. 从图中可以看出, 不同激光脉宽条件下, 原子基态的电离随着入射激光强度的改变其行为存在较大差别: 对于激光脉冲宽度较大的情况 (20 个光周期), 随着入射光强度增加, 原子电离概率增加, 在光强达到 0.8 时, 电离概率达到 1, 之后随着入射光强进一步增加, 其电离概率几乎不发生变化. 而对于激光脉冲宽度较小的情况 (5 个光学周期), 随着入射激光强度的增加, 其电离也快速增加, 当入射激光脉冲峰值电场强度达到 1.2 时, 电离概率达到最大, 之后随着入射光强度的继续增加, 其电离概率出现反直觉的下降行为.

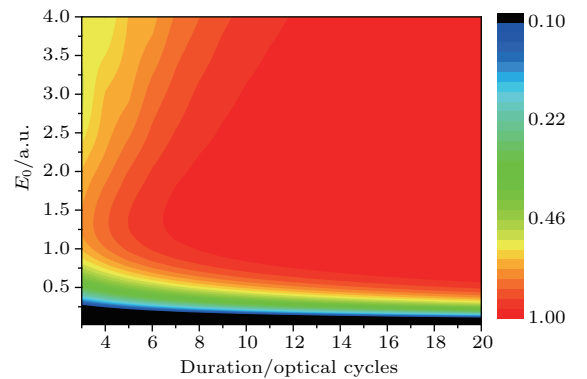


图 1 氢原子频率为 $\omega = 1$ 激光脉冲作用下, 电离概率随着入射激光峰值电场强度和脉宽的变化

Fig. 1. The variation of ionization probability of hydrogen atom with the width and amplitude of peak electric field of the incident laser pulse whose frequency is 1.

这一现象被称为原子电离的动力学稳定现象, 自从被发现以来已得到深入研究^[32,33]. 对这一过程的理解通常基于 Kramers-Henneberger 方案, 在该方案中原子的电子感受到的势函数与时间相关, 在更高强度激光电场作用下, 其电子始终被束缚在含时势中, 不发生电离. 从时域角度看, 电子的电离主要发生在激光的上升沿或下降沿, 在激光脉冲包络峰值附近, 电子在激光场的驱动下只是

在原子振荡, 并未发生较大的电离^[33]. 图2给出了持续时间分别为5个和10个光学周期(optical cycles, o.c.)的激光脉冲辐照氢原子在激光结束后基态、激发态以及连续态的布居随着激光强度的变化. 从图中可以看出, 对于短脉冲激光(5个光学周期), 随着光强的增加, 基态布居迅速减小, 当峰值电场强度达到1以后, 基态的剩余布居维持在0.1附近; 而激发态的布居在小场强的时候很小, 电场峰值振幅达到1以后快速增加; 电离概率在电场峰值幅值到达1后开始下降. 而对于较长的激光脉冲(20个光学周期)作用, 随着光强增加基态布居快速减小, 电离布居相应地增加, 激发态的布居始终很小.

为了理解不同激光脉宽作用下的电离产额的差别, 分析了不同脉宽条件下体系的基态布居随着入射激光脉冲强度和持续时间的变化, 如图3所示. 当较宽脉宽(10, 20和30光学周期)、较弱强度的激光脉冲驱动氢原子时, 电离发生在整个光脉冲持续时间. 随着入射激光强度的增加, 原子在激光脉冲结束之前就被完全电离, 当入射激光峰值电场强度为1时, 电离主要发生在激光脉冲的上升沿. 随着脉宽的增加, 其原子被完全电离的时刻更集中在

激光脉冲的上升沿, 原子电离时没机会感受到峰值光强的作用. 对于持续时间为5个光学周期的激光

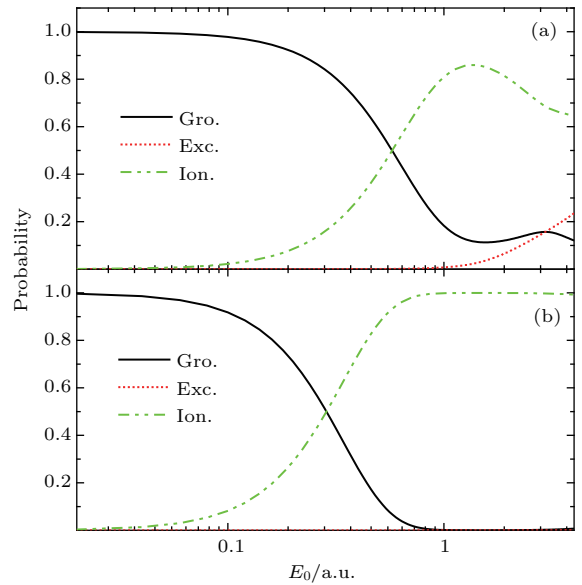


图2 氢原子在频率为 $\omega = 1$, 脉冲持续时间分别为(a) 5个光学周期和(b) 20个光学周期激光作用下基态、激发和电离布居随着入射激光电场峰值强度的改变

Fig. 2. The probability variation of ground state, excitation and ionization of hydrogen atom with peak amplitude of laser electric field for different laser pulse duration($\omega = 1$) (a) 5 optical cycles (b) 20 optical cycles.

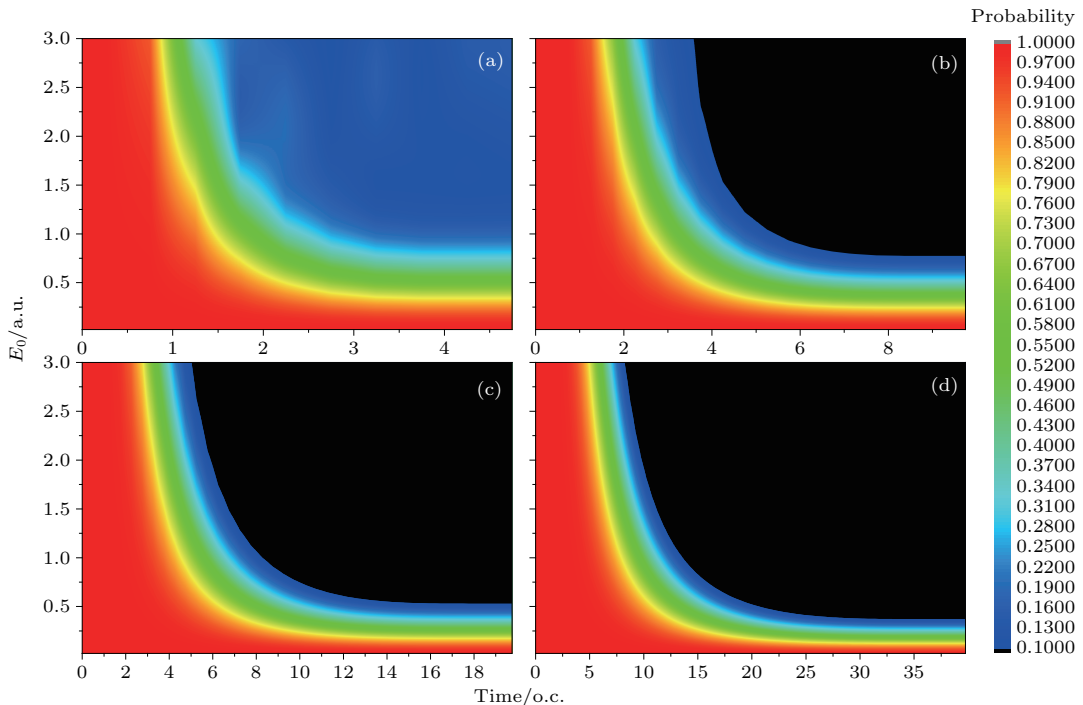


图3 持续时间分别为(a) 5个光学周期, (b) 10个光学周期, (c) 20个光学周期和(d) 40个光学周期的激光脉冲驱动下原子基态布居随时间和入射激光峰值电场强度的变化

Fig. 3. The variation of ground state probability with the time and peak amplitude of laser electric field for different laser duration (a) 5 optical cycles, (b) 10 optical cycles, (c) 20 optical cycles, and (d) 40 optical cycles.

脉冲情形, 在较弱光强下基态布居随入射激光强度变化和长脉冲情况一致: 在整个脉冲持续时间内基态布居随着时间的增加减小. 随着激光强度的增加, 基态布居的变化和长脉冲存在较大差别. 由于脉冲持续时间短, 原子在激光脉冲峰值附近仍未被完全电离, 电离的速率较小^[33]. 当激光峰值强度较大条件下, 其基态产额仍保留0.1左右.

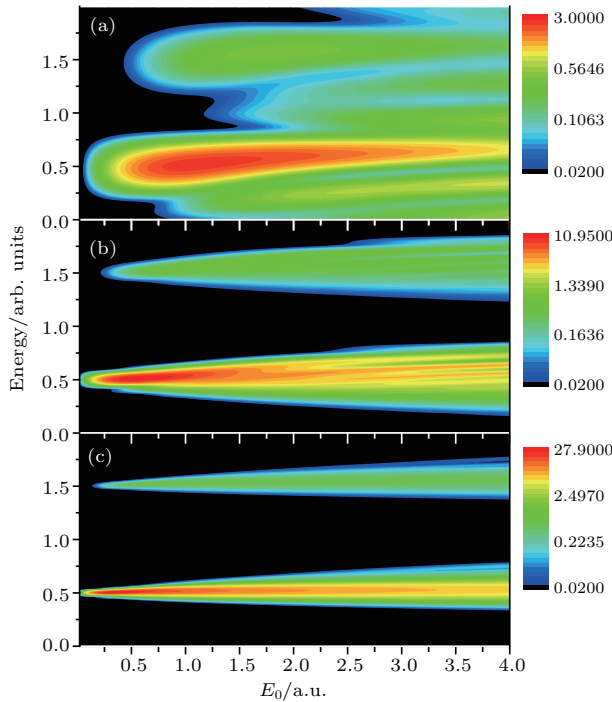


图4 激光持续时间分别为(a)5个光学周期, (b)20个光学周期和(c)40个光学周期条件下, 光电子发射谱随入射激光电场峰值振幅的变化

Fig. 4. The variation of photoelectron spectra with the peak amplitude of laser electric field for different laser duration (a) 5 optical cycles, (b) 20 optical cycles, and (c) 40 optical cycles.

在计算电离概率的基础上, 进一步分析了不同激光脉宽的光电子发射谱. 图4给出了脉冲持续时间分别为5, 20和40个光学周期的光电子分布随激光强度的变化. 从图4可以看出, 在较小光强下, 由于频率较高, 对应的激光有质动力能很小, 不同脉宽激光作用的光电子谱均呈现单峰结构, 其峰值近似表示为 $n(\omega - I_p)$, $n = 1, 2, \dots$, I_p 为原子的电离能. 随入射激光的强度的增加, 光电子谱的强度不断增强, 达到一定强度后逐步下降. 当激光脉冲宽度从5个光学周期变到20个光学周期时, 入射激光的频谱逐步变窄, 相应的光电子谱发射更集中. 随着激光脉冲宽度的增加, 光电子谱第一个峰相应的光强逐渐增强. 在激光脉冲宽度较小的情形(5个光

学周期), 光电子谱第一个发射峰的宽度随着激光强度的增加而变窄; 当入射激光脉冲宽度为20个光学周期时, 光电子谱第一个发射峰的宽度随着激光强度的增加而变宽, 且出现干涉结构, 从一个主峰变为三个小峰, 当入射激光脉宽增加到40个光学周期时, 干涉结构逐步消失. 从图4观察可知, 光电子谱的干涉现象在不同激光脉宽下呈现不同的结构.

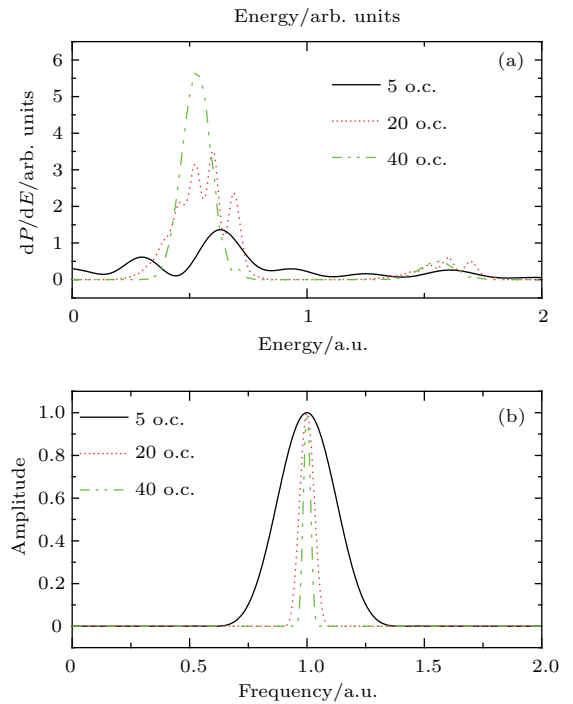


图5 $E_0 = 3$, 不同脉宽的激光脉冲作用下的(a)光电子发射谱以及(b)归一化的入射激光脉冲光场频率谱

Fig. 5. The photoelectron spectra (a) and the normalized frequency spectra (b) for the incident laser pulse whose peak amplitude $E_0 = 3$.

为了理解光电子发射谱中干涉现象随着光强和脉宽的变化行为, 研究了激光脉冲电场峰值强度为 $E_0 = 3$, 脉宽分别为5, 20和40个光学周期激光脉冲的光电子谱, 如图5(a)所示. 从图5可知, 不同脉宽下光电子谱干涉结构有较大差别: 对于20个光学周期脉冲作用下的光电子发射谱, 干涉结构很清晰, 有较尖锐的伴峰; 在脉宽为5个光学周期的情形, 整体的阈上离化峰(ATI)很宽, 也可以看到较宽的子峰, 对于40个光学周期的情形, 几乎看不到干涉结构的存在. 不同脉宽的光电子发射峰的能量宽度基本由其入射激光的谱宽决定, 如图5(b)所示, 光谱宽度越大, 光电子发射谱峰宽度越大. 不同脉宽条件下, 干涉行为的差别可以利用其基态布居随着时间的改变给出解释: 由于体系的

基态在强激光作用下发生 Stark 移动, 即时的光强越大, 其基态的能级变化越大; 在 $E_0 = 3$ 条件下, 不同脉宽作用下原子主要电离均发生在激光脉冲的上升沿, 随着激光脉宽的增加, 实现主要电离所需的时间也增加; 在主要电离这段时间内, 短脉冲的电场变化更剧烈, 长脉冲的电场变化更缓和, 因此在相邻周期内, 电子电离感受到电场即时振幅对于短脉冲变化更大, 相邻周期电子电离时基态能量的 Stark 移动差别更大, 单个的 ATI 峰转变为多个峰. 选择第一个光电子峰, 计算了其中两个较强子峰的能量差值随着入射激光强度的变化, 如图 6 所示. 从图 6 中可以看出, 随着激光脉冲持续时间的增加, 两个子峰的间距逐渐减小.

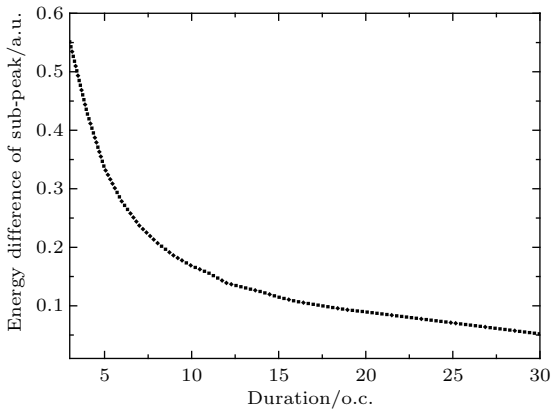


图 6 $E_0 = 3$, 第一个 ATI 谱中较强的两相邻子峰间距随驱动激光脉冲持续时间的变化

Fig. 6. The variation of spacing between two stronger adjacent sub-peaks in first ATI spectrum when driven laser pulse duration is $E_0 = 3$.

在理解了较高强度激光作用下光电子发射谱干涉结构产生的原因的基础上, 还需要理解电离产额和 Stark 效应对较低光强脉冲激光作用下光电子发射谱的影响. 从图 4 可以看到, 当光强较小时, 其 ATI 谱中的光电离峰主要以单峰为主, 因而可以通过分析某一个 ATI 峰的强度以及能量位置随光强的改变来研究这些影响. 图 7 给出了不同脉宽下光电子谱第一个 ATI 峰最大强度随入射激光强度的变化. 当激光脉冲宽度从 10 个光学周期变到 50 个光学周期时, 光电子谱第一峰的最大强度随激光强度呈现相同的规律, 即达到一个极大值之后逐步下降. 但随着脉冲宽度的增加, 该极大值的高度逐步变大, 出现极大值的激光强度从高变到低. 这一现象可以通过图 3 中的基态布居随着时间的变化给出解释: 在较小的激光强度下, 激光持续的全部时

间内均可以发生有效电离, 因而对 ATI 峰产生贡献, 激光脉冲越长其 ATI 峰值强度越高. 随着激光强度的增加, 原子的电离主要发生在上升沿, 对峰值位置贡献的电离减小.

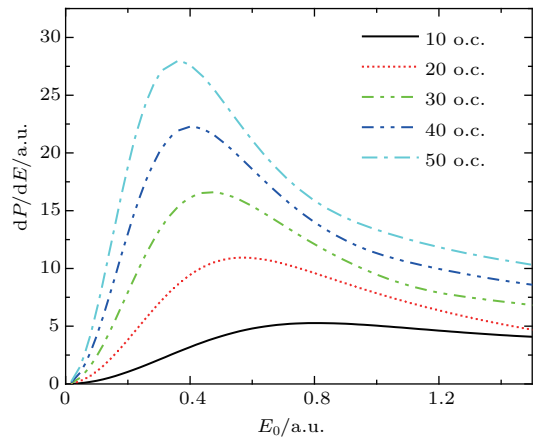


图 7 光电子发射谱中第一个峰值最大强度随着入射激光脉冲电场峰值强度的改变

Fig. 7. The intensity variation of the first sub-peak in the first ATI with the peak amplitude of laser electric field.

在分析第一个 ATI 峰值的强度随时间变化的基础上, 本文还详细研究了该峰的最大值能量位置随着入射激光强度的改变, 如图 8 所示. 该峰值的改变随着激光脉冲宽度的不同存在较大差别. 对于较大脉宽的入射激光, 其光电子峰值最大能量位置随着激光强度的增加开始逐步增加, 随后开始缓慢变化. 对于脉冲持续时间为 20 到 50 周期的情形, 其能量的偏移值随着激光持续时间的减小而增加. 这一趋势反映出, 在高频强激光作用下, 其电离主要发生在上升沿和下降沿, 因而其光电子谱的能量移动体现出电子电离感受到的最大即时光强. 对于较长的周期脉冲, 其上升沿较长, 电子在上升沿就被完全电离 (如图 3 所示), 因此电子电离时感受到的最大光强相对于短脉冲会更小, 对应的能量移动也更小. 对于激光持续时间为 10 个光学周期的情形, 其能量移动与更长的周期有所差别. 在较小的光强下, 其峰值能量移动会更小, 之后随着光强的增加能量移动更快. 产生这一现象的原因是, 对于脉宽更小的激光脉冲, 其具有更大的频宽 (如图 5 所示), 而光电离截面在这一能量区域随着能量的增加快速减小, 而光电子谱的强度由脉宽和光电离截面共同决定, 因此其在较低的强度下, 光电子谱的峰值位置会小于预言的结果, 而对于较大的光

强, 其电离有机会感受到更高的光强(如图3所示), ATI 峰值的能量 Stark 移动更大.

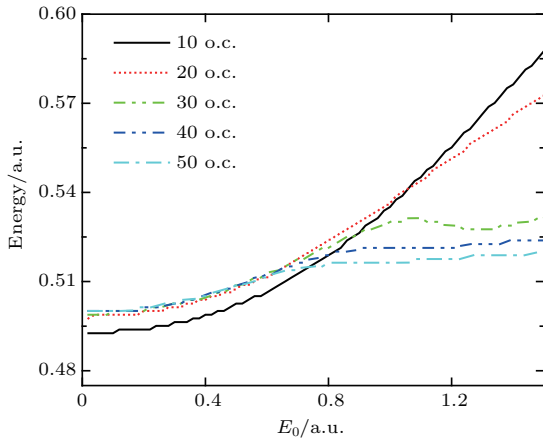


图8 光电子发射谱中第一个峰值最大强度的能量位置随着入射激光脉冲电场峰值强度的改变

Fig. 8. The energy position variation of the first subpeak in the first ATI with the peak amplitude of laser electric field.

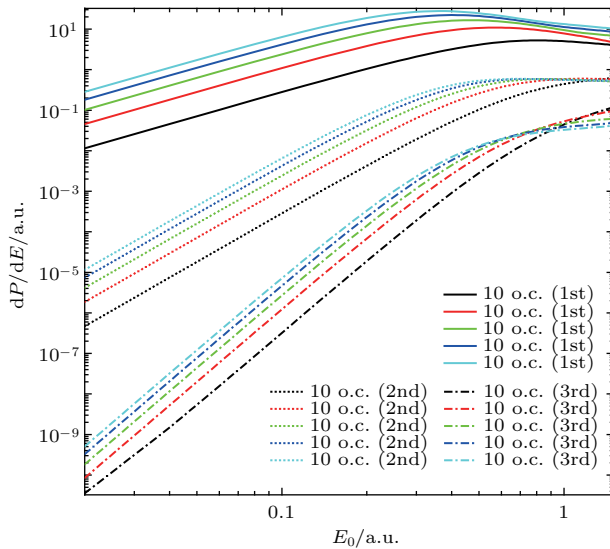


图9 不同激光脉冲持续时间的光电子发射谱中头三个ATI峰强度随着入射激光强度的变化

Fig. 9. The intensity variation for first three ATI peaks with the peak amplitude of incident laser electric field for different laser duration.

在对光电子谱第一个ATI的能量位置和强度深入理解的基础上, 进一步研究了其他光电子峰值强度随着入射激光电场峰值振幅的变化. 图9中给出了光电子发射谱中前三个ATI峰值强度随着激光脉冲电场峰值强度的改变. 在激光电场强度较小时, 不同激光脉宽的光电子峰值强度改变规律一致, 脉宽越大, 其强度越大. 该激光强度条件下, 体系的基态尚未被耗尽, 激光脉冲持续时间越长, 电

子电离的产额就越大. 随着激光电场强度的增加, 不同峰值的强度变化有所差别. 对于第一个光电子峰值的强度, 在所研究的激光强度范围内, 均是脉宽越宽则相应的峰值强度越强. 对于第二个光电子峰值的强度, 在脉冲峰值电场强度超过1时, 不同脉宽的激光脉冲的光电子发射谱峰值接近一致. 对于第三个光电子峰值的强度, 其最大强度在电场峰值强度超过1时, 其最大强度与脉冲宽度的关系出现了反转, 即更小的激光脉冲宽度作用于原子, 其产生的光电子发射谱最大强度会大于脉冲宽度较大的情况. 产生这一现象的原因是, 由于更短的激光脉冲作用于原子, 其原子可能感受到的最大即时场强较大, 而第三个峰值的强度增加和光强的三次方成正比, 因而其增加的更为迅速超过了脉宽较大激光脉冲作用的情况.

4 结 论

利用数值求解含时薛定谔方程方案, 系统地研究了激光脉宽对高频激光脉冲与氢原子相互作用产生的光电子发射谱的影响. 研究发现在入射激光强度较大的条件下, 光电子谱中的干涉结构随着激光脉宽的增大其干涉振幅逐渐减小; 随着入射光强的增加, 光电子发射谱峰值的最大值的幅值正比于入射激光的脉宽; 最大峰值对应的能量位置随着入射光强的增加而增加. 通过光电子发射谱的分析, 进一步加深了高频强激光作用下电离机理的认识.

感谢吉林大学超算中心的计算支持.

参考文献

- [1] Ferray M A, Lompre L A, Mainfray G, Manus C 1988 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **21** L31
- [2] Mcpherson A, Gibson G, Jara H, Johann U, Luk T S, McIntyre I A, Boyer K, Rhodes C K 1987 *J. Opt. Soc. Am. B* **4** 595
- [3] Dromey B, Zepf M, Gopal A, Lancaster K 2006 *Nat. Phys.* **2** 456
- [4] Niu Y, Liu F Y, Liu Y, Liang H J 2017 *Opt. Commun.* **397** 118
- [5] Song Y, Li S Y, Liu X H, Guo F M, Yang Y J 2013 *Phys. Rev. A* **88** 053419
- [6] Ackermann W, Asova G, Ayvazyan V 2007 *Nat. Photon.* **1** 336
- [7] Tsumoru S, Hitoshi T 2008 *Nat. Photon.* **2** 555

- [8] Emma P, Akre R, Arthur J 2010 *Nat. Photon.* **4** 641
- [9] Huang Z, Brachmann A, Decker F J 2010 *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* **13** 020703
- [10] Allaria E, Appio R 2012 *Nat. Photon.* **6** 699
- [11] Tetsuya I, Hideki A 2012 *Nat. Photon.* **6** 540
- [12] Treusch R, Feldhaus J 2010 *New J. Phys.* **12** 035015
- [13] Fang L, Osipov T, Murphy B F, Rudenko A 2014 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **47** 124006
- [14] Minitti M P, Budarz J M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 255501
- [15] Kyung T K, Villeneuve D M, Corkum P B 2014 *Nature Photon.* **8** 187
- [16] Franck L, Misha Y I 2008 *Science* **322** 1232
- [17] Goulielmakis E, Yakovlev V S, Cavalieri A L 2007 *Science* **317** 769
- [18] Goulielmakis E, Schultze M, Hofstetter M, Yakovlev V S, Gagnon J 2008 *Science* **320** 1614
- [19] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [20] Meyer M, Cubaynes D, Richardson V, Costello J T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 213001
- [21] Hishikawa A, Fushitani M, Hikosaka Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 243003
- [22] Fang L, Hoener M, Gessner O, Tarantelli F 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 083004
- [23] Iablonskyi D, Ueda K, Kenichi L I 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 073203
- [24] Antonio P, Phay J H, Gilles D, Stephen H S 2013 *New J. Phys.* **15** 083057
- [25] Zhou Z Y, Yuan J M 2008 *Phys. Rev. A* **77** 063411
- [26] Protopapas M, Keitel C H, Knight P L 1997 *Rep. Prog. Phys.* **60** 389
- [27] Cui X, Li S Y, Guo F M, Tian Y Y, Chen J G, Zeng S L, Yang Y J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 043201 (in Chinese)
- [崔鑫, 李苏宇, 郭福明, 田原野, 陈基根, 曾思良, 杨玉军 2015 物理学报 **64** 043201]
- [28] Wei S S, Li S Y, Guo F M, Yang Y J, Wang B B 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063418
- [29] Hertz H 1887 *Annalen der Physik* **267** 983
- [30] Einstein A 1905 *Annalen der Physik* **322** 132
- [31] Tian Y Y, Wei S S, Guo F M, Yang Y J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 113201 (in Chinese) [田原野, 魏珊珊, 郭福明, 李苏宇, 杨玉军 2013 物理学报 **62** 113201]
- [32] Becker W, Grasbon F, Kopold R, Milosevic D B, Paulus G G, Walther H 2002 *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics* **48** 35
- [33] Zhou Z Y, Chu S I 2011 *Phys. Rev. A* **83** 013405
- [34] Philipp V D, Lorenz S C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 253001
- [35] Mehrdad B, Ulf S, Jan M R 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 143202
- [36] Aleksander S S, Tor K, Eva L 2016 *Phys. Rev. A* **93** 053411
- [37] Sun F, Wei D, Zhang G Z, Ding X, Yao J Q 2016 *Chin. Phys. Lett.* **33** 123202
- [38] Zhang S B, Nina R 2014 *Phys. Rev. A* **89** 013407
- [39] Yu C, Fu N, Hu T, Zhang G Z, Yao J Q 2013 *Phys. Rev. A* **88** 043408
- [40] Philipp V D, Lorenz S C 2013 *Phys. Rev. A* **88** 043414
- [41] Yu C, Fu N, Hu T, Zhang G Z, Yao J Q 2013 *Phys. Rev. A* **87** 043405
- [42] Tian Y Y, Wei S S, Guo F M, Yang Y J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 053202
- [43] Zhang D Y, Li Q Y, Guo F M, Yang Y J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 223202 (in Chinese) [张嶝玉, 李庆仪, 郭福明, 杨玉军 2016 物理学报 **65** 223202]
- [44] Landau R H 1993 *Phys. Rev. C* **48** 3047

Pulse duration effect on photoelectron spectrum of atom irradiated by strong high frequency laser*

Guo Jing¹⁾²⁾ Guo Fu-Ming¹⁾²⁾ Chen Ji-Gen³⁾ Yang Yu-Jun¹⁾²⁾†

1) (*Institute of Atomic and Molecular Physics, Jilin University, Changchun 130012, China*)

2) (*Jilin Provincial Key Laboratory of Applied Atomic and Molecular Spectroscopy (Jilin University), Changchun 130012, China*)

3) (*Department of Physics and Materials Engineering, College of Physics and Electronic Engineering, Taizhou University, Taizhou 318000, China*)

(Received 1 January 2017; revised manuscript received 1 January 2018)

Abstract

With the development of high harmonic generation and the free electron laser, one can obtain the laser pulses whose frequencies range from XUV to X ray. Using these novel light sources, one can investigate the electron dynamics with attosecond resolution.

With the increase of intensity, a lot of nonlinear processes have been found, such as high harmonic generation, above threshold ionization and dynamic stabilization of atomic ionization.

When the atom is irradiated by an ultra-intense short laser pulse, many additional sub-peaks appear in the original photoelectron peaks. The original peaks of the photoelectron spectra are formed by the ionization interference from different optical cycles. The formation of sub-peaks are attributed to the shift energy level by the action of strong laser electric field. In previous studies, the sub-peak phenomenon was mainly observed in the short pulse. In this work, we investigate the duration effect of laser pulse on this phenomenon.

The photoelectron is calculated from the time-dependent wavefunction in momentum by using generalized time dependent pseudo spectral scheme. At small laser intensity, there is only main photoelectron peak near the position whose energy is the difference between the central frequency of the laser and ionization energy. As the laser duration decreases, the width of the photoelectron peak gradually increases. For the higher laser intensity, many sub-peaks appear in the photoelectron spectra. The width of the sub-peak is also decreasing with the increase of the laser pulse's duration. The amplitude of these sub-peaks is decreasing with the increasing of the duration of laser pulse. For the longer pulse (50 optical cycles), these sub-peaks disappear. The variation of the amplitude and energy position for the first sub-peak with the laser intensity is analyzed. As the increase of laser pulse width, the energy of the sub-peak increased. Comparing with the longer pulse, the short pulse has a larger enhancement.

In order to understand the profiles of the photoelectron spectra, we investigate the time-dependent ionization profile of the atom. The results show that the ionization occurs in the whole duration of the laser pulse for small incident intensity. The ionization mainly occurs at the raising edge of the laser pulse for the large laser intensity. For the longer pulse, the gradient of laser intensity is small. Its energy level shift effects on the ground state of the atom is small. Thus, one can not observe any sub-peak in the photoelectron spectrum of atom irradiated by the long laser pulse.

Keywords: high harmonic generation, free electron laser, photoelectron spectra

PACS: 32.80.Rm, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.67.20172440

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0403300), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11774129, 11274141, 11627807, 11534004), and the Jilin Provincial Research Foundation for Basic Research, China (Grant No. 20170101153JC).

† Corresponding author. E-mail: yangyj@jlu.edu.cn