

氢负离子在少周期激光场中解离时的干涉效应

陈建宏 郑小平 张正荣 吴学勇

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

Chen Jian-Hong Zheng Xiao-Ping Zhang Zheng-Rong Wu Xue-Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 083202 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.083202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.083202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

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>

势函数对强激光辐照下原子高次谐波辐射的影响

Influence of atomic potential on the generation of high harmonic generation from the atoms irradiated by mid-infrared laser pulses

物理学报.2016, 65(3): 033201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.033201>

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>

不同波长下氩原子高阶阈上电离的类共振增强结构

Resonance-like enhancement in high-order above-threshold ionization of argon at different wavelengths

物理学报.2015, 64(14): 143201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.143201>

氢负离子在少周期激光场中解离时的干涉效应*

陈建宏[†] 郑小平 张正荣 吴学勇

(兰州城市学院培黎工程技术学院, 兰州 730070)

(2015年12月4日收到; 2016年1月30日收到修改稿)

本文利用强场近似理论研究了氢负离子在少周期激光场中的解离过程. 在计算中采用了数值积分和鞍点近似两种计算方法并得到了一致的结果. 更为重要的是, 利用鞍点法对激光脉冲中不同时刻解离产生的电子波包之间的干涉效应进行了研究, 发现光电子动量谱的主要结构是电子波包间的周期间干涉和周期内干涉共同作用的结果, 并分析了周期内和周期间干涉效应对光电子能量谱的影响. 最后, 讨论了激光脉宽对周期内和周期间干涉效应的影响. 本文的工作对进一步了解负离子光解离过程中的量子干涉效应和利用光场对其进行调控方面的研究具有意义.

关键词: 少周期激光场, 氢负离子, 周期内干涉, 周期间干涉

PACS: 32.80.Rm, 32.80.Fb, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.65.083202

1 引言

目前, 超短超强激光脉冲与原子分子相互作用已成为原子分子光物理领域内关注度较高的研究方向. 通过对强场物理现象研究, 人们可以更加深刻地理解原子分子在外场激发下的演化动力学性质, 从而实现对原子分子内部量子态演化过程的测量以及控制^[1,2]. 强激光场中电离现象的研究是认识其他各种强场现象、测量及控制原子分子内部动力学过程的基础^[3-5]. 人们对强场电离特性的认识很多来源于对微观体系在强场中所产生的光电子能量谱及角分布特性的测量以及分析^[3-5]. 起初, 人们通过研究光电子的能量谱发现了强场电离过程的很多特性, 如阈上电离的非线性特性^[6], Freeman共振^[7], 最大动能为 $2U_p$ 的直接电离光电子^[8]等. U_p 为电子在激光场中获得的有质动力能. 近年来, 随着反冲离子动量谱仪等高分辨率精密测量技术的出现和发展, 人们已经实现对强场电离出的光电子的全方位角测量. 通过对光电子角分布的研

究, 人们认识到关于电离过程和靶结构的更多重要特性, 如低能电子动量谱所特有的扇形结构^[9,10], 原子核对低能光电子的库仑聚焦效应^[11-15], 非序列双电离电子关联分布^[16-18]等.

为了探测和调控亚飞秒时间尺度内的电子波包演化, 人们将关注点从长脉冲激光逐渐聚焦到了少周期激光场与物质的相互作用上, 并且已发现了很多新的物理效应^[19-26]. 例如, 2009年Gopal等^[21]在研究氢原子在少周期强激光场中的单电离特性时发现: 当载波包络相位具有最大不对称性时, 光电子动量谱出现了垂直条纹. 而最近理论工作发现: Gopal等^[22,23]实验光电子动量谱中出现的垂直条纹来自于周期内干涉 (intra-cycle interference) 和周期间干涉 (inter-cycle interference) 的共同作用. 研究也表明, 在长脉冲激光场中, 周期内干涉往往被抑制, 仅仅周期间干涉起作用, 因此垂直条纹不会出现^[21-23]. 目前, 氢负离子和氟负离子在激光场的光解离电子动量谱及能量谱已经得到了广泛的研究^[27-35]. Reichle等^[27]研究氢负离子在强激光场下解离现象时发现: 在激光强度

* 国家自然科学基金 (批准号: 11264036, 11465016, 11164012, 11464026)、兰州市科技计划 (计划编号: 2012-2-105) 和兰州城市学院博士科研启动基金资助课题.

[†] 通信作者. E-mail: chenyuwen1982@163.com

为 6.5×10^{11} W/cm²、波长为 2150 nm 的激光场中, 解离后光电子动量谱的中间区域(即垂直于激光场极化方向)存在一个不寻常的极大值. 事实上, 在大部分的中性原子的光电子角分布中, 平行于激光场的极化方向上光电子的电离概率是最大的 [36,37]. Gribakin 和 Kuchiev(GK) [32] 基于强场近似理论, 在研究周期性激光场中负离子中的电子解离问题时提出了绝热鞍点法(saddle-point method, SP method). 文献 [27] 利用 GK 的鞍点法重现了实验结果, 包括高光强下动量谱中间区域的极大值, 并将其解释为周期内不同时刻解离产生的电子轨道之间的干涉效应, 即周期内干涉. Zhou 等 [31] 在光学周期数为 3 的超短脉冲激光场中, 通过数值求解含时薛定谔方程和基于强场近似的数值积分方法已将 Reichle 等的结果重复出来. 最近, Shearer 等 [33-35] 将 GK 提出的绝热鞍点法成功推广到了少周期激光场的情况下. 本文采用 Zhou 等 [31] 使用的激光参数, 通过 Shearer 等的鞍点法研究氢负离子在少周期激光场的解离现象. 并且受 Gopal 等实验工作及后续理论工作的启发, 分析了不同鞍点间的周期间干涉效应和周期内干涉效应对光电子动量谱及能量谱的影响. 通过分析发现: 1) 光电子动量谱的主要结构是周期间干涉和周期内干涉共同作用的结果; 2) 激光强度为 1.3×10^{11} W/cm² 时, 光电子动量谱中间区域所存在的极大值主要来源于周期内干涉, 两侧区域的极大值主要来源于周期间干涉; 3) 当激光强度为 6.5×10^{11} W/cm² 时, 周期间干涉对应的干涉相位已发生了极大改变, 因此只留下中间区域的极大值; 4) 光电子谱峰的主要结构以及谱峰的位置主要取决于不同电子波包间所发生的周期间干涉效应; 5) 随着激光脉宽增加, 周期间干涉逐渐起主导作用而周期内干涉则被抑制.

本文的结构安排如下: 第二部分对本文所采用的理论方法进行了介绍; 第三部分给出了不同强度的少周期激光作用下得到的光电子能量谱和动量谱计算结果, 并利用鞍点法对这些结果的形成原因进行了分析; 最后进行了总结.

若无特殊说明, 本文均采用原子单位.

2 理论方法

在强场近似中, 负离子的基态(或者原子基态) $|\psi_0\rangle$ 到具有渐近动量 \mathbf{p} 的连续态 $|\psi_{\mathbf{p}}\rangle$ 的跃迁振幅

可以由下式给出 [31],

$$A_{\mathbf{p}} = -i \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \psi_{\mathbf{p}} | H_i(t) | \psi_0 \rangle dt, \quad (1)$$

其中 $H_i(t) = \mathbf{E}(t) \cdot \mathbf{r}$ 是长度规范下的电子-激光相互作用势. 跃迁末态 $|\psi_{\mathbf{p}}\rangle$ 可以用 Volkov 态的波函数来近似表示, 其理论形式如下:

$$\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = \exp \left[i(\mathbf{p} + \mathbf{A}(t)) \cdot \mathbf{r} - \frac{i}{2} \int_{-\infty}^t (\mathbf{p} + \mathbf{A}(t'))^2 dt' \right], \quad (2)$$

激光脉冲的矢量势由公式

$$\mathbf{A}(t) = - \int^t \mathbf{E}(t') dt'$$

定义. 对于沿着 z 轴线性极化的短脉冲激光, 我们采用如下形式的电场:

$$\mathbf{E}(t) = E_0 \cos^2 \left(\frac{\pi t}{\tau} \right) \cos(\omega t + \varphi) \hat{\mathbf{z}}, \quad (3)$$

其中电场的持续时间范围为 $(-\tau/2, \tau/2)$. τ 为激光脉冲的总的持续时间, ω 为载波的角频率, φ 为载波包络相位. 通常跃迁振幅 $A_{\mathbf{p}}$ 可以通过直接数值积分的办法得到. 本文侧重于用鞍点法来计算跃迁振幅的值. 在鞍点法中, 氢负离子的跃迁振幅可以表示为 [33]

$$A_{\mathbf{p}} = - \sum_{t_s} \frac{\pi \sqrt{2} B}{\sqrt{-i \Phi''(t_s)}} \exp(i \Phi(t_s)), \quad (4)$$

其中

$$\Phi(t) = I_p t + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t (\mathbf{p} + \mathbf{A}(t'))^2 dt'. \quad (5)$$

(4) 式中求和遍及所有的鞍点 t_s , B 为负离子基态波函数中一个常数, 对于氢负离子, 我们采用文献 [32] 的取法, 令 $B = 0.75$. 事实上, 鞍点 t_s 是以下方程在复平面的根 [32-35]

$$(\mathbf{p} + \mathbf{A}(t_s))^2 + 2I_p = 0, \quad (6)$$

其中 I_p 是负离子(或者原子)的结合能. 注意到 (6) 式的根是复数, 这就意味着从负离子的基态到连续态的隧穿过程是一个量子过程 [38]. 根据虚时间理论 [39], 鞍点 t_s 的实部表示动量为 \mathbf{p} 的电子从负离子中解离概率较大的时刻. t_s 的虚部则表示当电离时刻一定时该时刻对解离过程的影响权重. 我们可以利用割线法 [40] 数值求解 (6) 式从而得到准确的复数鞍点 t_s . 由于复数鞍点 t_s 关于实数轴在复平面内具有严格的对称性, 在以下的计算中我们只求取复平面上半平面的鞍点. 相比 (1) 式而言, (4) 式具有更加直观的物理意义. 根据 Shearer 等的理

论^[33-35]: 当负离子在具有 N 个光学周期的少周期激光脉冲中解离时, 对于每个确定的电子动量 \mathbf{p} 存在 $2(N+1)$ 个鞍点. 将每个鞍点对应跃迁振幅对应于每个解离概率较大的时刻有负离子所产生的光电子波包. 因此, (4) 式的物理含义为, 动量为 \mathbf{p} 的光电子所对应解离概率幅等于负离子在 $2(N+1)$ 个解离概率较大的时刻所产生光电子波包的相干叠加.

光电子的微分解离概率为

$$Q = |A_{\mathbf{p}}(\Phi(t_s))|^2. \quad (7)$$

在给定光电子能量的情况下, 根据 (7) 式可以得到光电子的动量谱.

光电子的能量分布为

$$\frac{dP}{dE} = 2\pi \int_0^\pi pQ \sin\theta d\theta, \quad (8)$$

其中 θ 是光电子出射方向与激光极化方向之间的夹角.

3 计算结果与讨论

本文通过鞍点法研究氢负离子在少周期线性极化激光脉冲的解离光电子的能量谱和动量谱. 首先, 为了验证鞍点法的可靠性, 我们利用鞍点法和基于强场近似的数值积分法, 分别计算了氢负离子在两种不同激光强度下的解离光电子能量谱和动量谱. 为方便与前人的工作进行比较, 我们采用了文献^[31]中的主要激光参数. 图1是氢负离子在两种不同激光强度少周期强激光场中的解离光电子能量谱. 在图1(a)中, 我们采用的激光波长

为 2150 nm, 激光光学周期数为 3, 并且激光的强度为 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. 图1(b)采用的激光的强度为 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. 为方便比较, 数值积分和鞍点法的结果均在第一个峰值处被归一化为 1.0. 从图1可以看出, 利用鞍点法得到光电子能量谱与直接积分方法得到的结果符合很好. 并且, 对于两种不同的激光强度, 第一个阈上解离 (Above-threshold detachment, ATD) 峰的位置分别是 0.31 和 0.07 eV. 这说明随着激光强度增大, 第一个阈上解离峰向低能移动. 同时, 在激光强度较强时可观察到的阈上解离峰个数也比激光强度较低时有所增加. 图2对应图1两种激光参数的光电子动量谱, 横坐标 $p_{//}$ 和纵坐标 p_{\perp} 分别表示平行于激光场极化方向的动量分量和垂直于激光场极化方向的动量分量. 数值积分方法和鞍点法的计算结果均在解离概率最大处被归一化为 1.0. 从图2可以看出, 利用鞍点法得到光电子动量谱与直接积分方法得到的结果符合很好. 容易观察到: 当激光的强度为 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 时, 存在三个概率极大值区域, 两侧区域的概率极大值均高于中间区域的极大值; 而当激光强度增加到 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, 中间区域的极大值远大于两侧区域的极大值. 因此, 激光强度大小对光电子动量谱的结构有着重要的影响.

为深入探究光电子动量谱结构的形成根源, 我们进一步研究了鞍点数目对不同激光强度中光电子动量谱的影响. 图3表示通过数值求解方程(6)得到的第一个 ATD 峰值附近的鞍点分布. 图3(a)对激光强度 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, 光电子能量 0.31 eV.

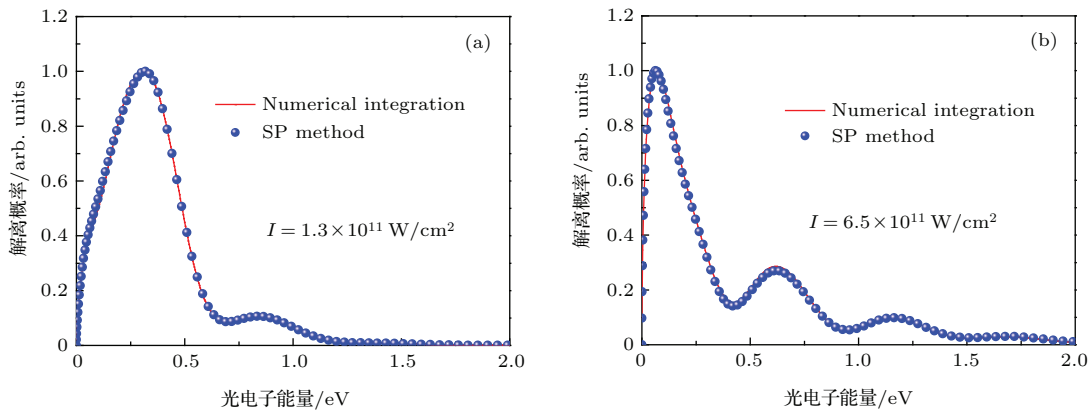


图1 氢负离子在 3 周期强激光场中的解离光电子能量谱, 其中波长为 2150 nm (a) 激光强度为 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (b) 激光强度为 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$

Fig. 1. The energy spectra of the photoelectrons detached from negative hydrogen ions in the three-cycle intense laser pulses with the laser wavelength of 2150 nm: (a) The laser intensity is $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (b) the laser intensity is $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$.

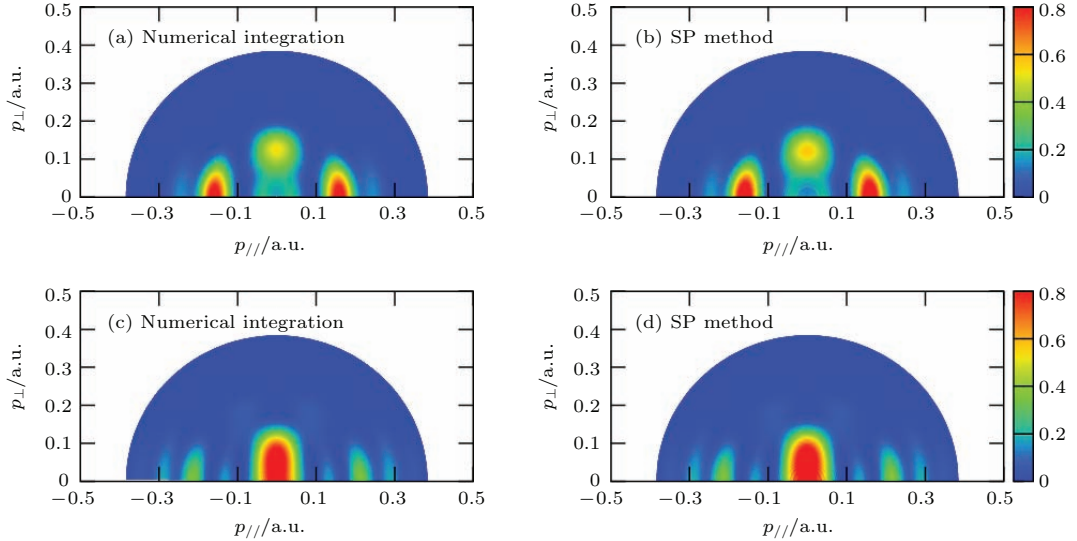


图2 (网刊彩色) 氢负离子在少周期强激光场中的解离光电子动量谱 其中图 (a) 和 (b) 的激光参数同图 1 (a); 图 (c) 和 (d) 激光参数同图 1 (b). 图 (a) 和 (c) 由基于强场近似的数值积分方法计算得到; 图 (b) 和 (d) 由鞍点法计算得到

Fig. 2. (color online) The momentum spectra of the photoelectrons detached from negative hydrogen ions in few-cycle intense laser pulses. Panels (a) and (b) use the same laser parameters with Fig. 1(a); panels (c) and (d) use the same laser parameters with Fig. 1(b); panels (a) and (c) show the results calculated from the numerical integration; panels (b) and (d) show the results obtained from the saddle-point method.

图 3(b) 对应 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, 光电子能量 0.07 eV. 图 3 中每组点表示对应从 $\theta = 0^\circ$ 到 $\theta = 180^\circ$ 所有鞍点. 从图 3 中可以观察到: 1) 对应激光脉冲最强时刻的鞍点 (即图 3 中标记的序号为 5 的鞍点) 距离实轴的位置最近; 2) 随着激光强度的增加, 所有鞍点均向实轴方向移动. 需要注意的是, 图 3 中序号为 4, 5, 6 的三个鞍点分别对应电场最强的三个时刻. 根据虚时间理论^[39], 这三个点也同样对应氢负离子最可能发生解离的三个时刻. 其中, 序号为 4 的鞍点 (SP4) 与序号为 5 的鞍点 (SP5) 对应的解离时刻在激光电场的同一个光学周期内, 因此我们将 SP4+SP5 所对应的电子波包间的相干行为称为周期内干涉. 同理, 序号为 6 的鞍点 (SP6) 与 SP5 所对应的电子波包间的相干行为也是周期内干涉. 反之, 鞍点 SP4+SP6 对应的解离时刻不在同一个光学周期内, 其对应的电子波包间产生相干行为称为周期间干涉.

接下来, 我们通过研究鞍点数目对光电子动量谱的影响, 达到探究氢负离子解离时所发生的周期内干涉与周期间干涉的目的. 图 4 是当激光强度为 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 时取不同数目鞍点时的光电子动量谱. 图 4(a) 为考虑鞍点 SP4—SP6 时的光电子角动量. 从图 4(a) 中可以看出, 如果仅仅考虑 SP4—SP6 这三个鞍点, 光电子动量谱与图 2(a) 和图 2(b) 的主要结构是相似的, 即存在三个明显的

概率极大值区域. 然而, 处于中间位置的极大值在动量 $p = 0.1 \text{ a.u.}$ 附近的大小与其两侧的两个概率极大值大小接近, 这点与图 2(a) 和图 2(b) 又是不同的. 图 4(b) 为考虑鞍点 SP4+SP5 时的光电子动量谱. 此时光电子动量谱呈现出左右不对称的结构, 并且三个明显的概率极大值区域变成一个动量取值在 $p = 0$ 到 $p = 0.1 \text{ a.u.}$ 范围内的区域. 因此, 仅仅考虑鞍点 SP4+SP5 对应的周期内干涉并不能得到光电子动量谱的主要结构. 图 4(c) 为考虑鞍点 SP4+SP6 时的光电子动量谱. 可以看出, 在动量取值为 $p = 0.1 \text{ a.u.}$ 到 $p = 0.17 \text{ a.u.}$ 范围内出现了一个明显的半圆环, 这个半圆环常常称为阈上解离环 (ATD ring), 它是负离子 (中性原子) 在多周期强激光场中发生阈上解离 (阈上电离) 时在光电子动量谱中经常出现的一种结构. 阈上解离环的半径往往与激光强度的大小、激光波长以及靶离子的结合能有关, 其计算公式为^[39]

$$p_r = \sqrt{2(n\omega - U_p - I_p)}, \quad (9)$$

其中 n 为发生光解离时电子所吸收的光子数目, $U_p = E_0^2/(4\omega^2)$ 为电子在激光场中的有质动力能. 根据本文所采用的激光参数, 容易计算得到当吸收光子数分别为 2 和 3 时, 阈上解离环的半径分别为 $p_r = 0.16$ 和 $p_r = 0.26$. 图 4(c) 中的两个白色半圆分别对应这两个阈上解离环. 可以看出, 根据 (9)

式计算得到的阈上解离环出现的位置与动量谱中出现的半环结构符合较好, 这表明: 阈上解离环是由于不同时刻的解离概率发生周期期间干涉而形成的. 除了典型的阈上解离环结构外, 图 4(c) 中解离环的底部还存在两个极大值区域, 其结构和出现位置与图 4(a) 中两侧的那两个极大值非常接近. 因此可以认为, 图 4(a) 中两侧的结构主要来源于解离电子波包的周期期间干涉效应. 图 4(d) 是考虑鞍

点 SP5+SP6 时的光电子动量谱. 图 4(b) 和图 4(d) 关于垂直于激光极化方向的镜面是完全对称的. 并且, 无论是图 4(b) 还是图 4(d) 都存在一个靠近 $p_{//} = 0$ 的极大值区域. 因此, 图 4(a) 中间的极大值区域是由于解离电子波包间的周期内干涉效应而形成的. 总之, 图 1(a) 中之所以出现三个明显极大值区域, 是电子波包间的周期内干涉与周期期间干涉共同作用的必然结果.

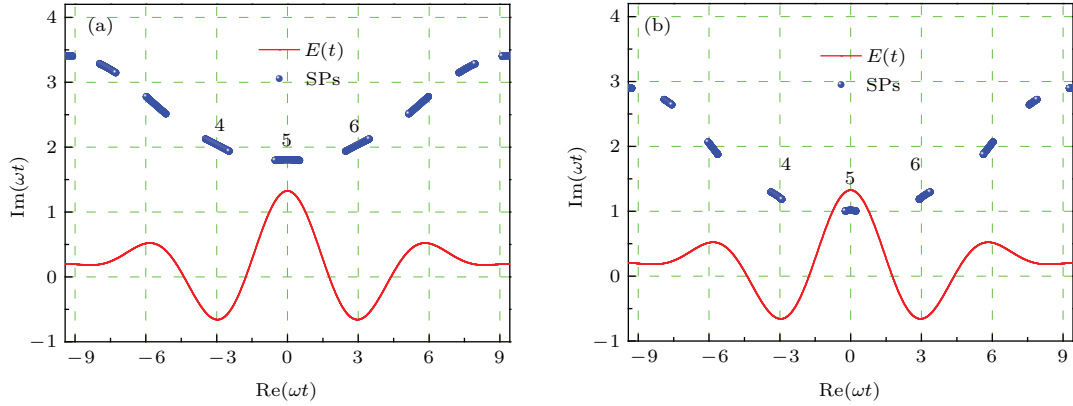


图 3 激光脉冲的电场和光电子动量谱中第一个 ATD 峰值能量处对应的鞍点分布 (a) 激光强度为 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (b) 激光强度为 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. 图中标记的数字代表三个主要鞍点的序号

Fig. 3. (color online) The electric fields of laser pulses and the corresponding momentum complex-time saddle points distributions of the first ATD peak: (a) The laser intensity is $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (b) the laser intensity is $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. The numbers of several dominant saddle points are also marked in each complex-time plane.

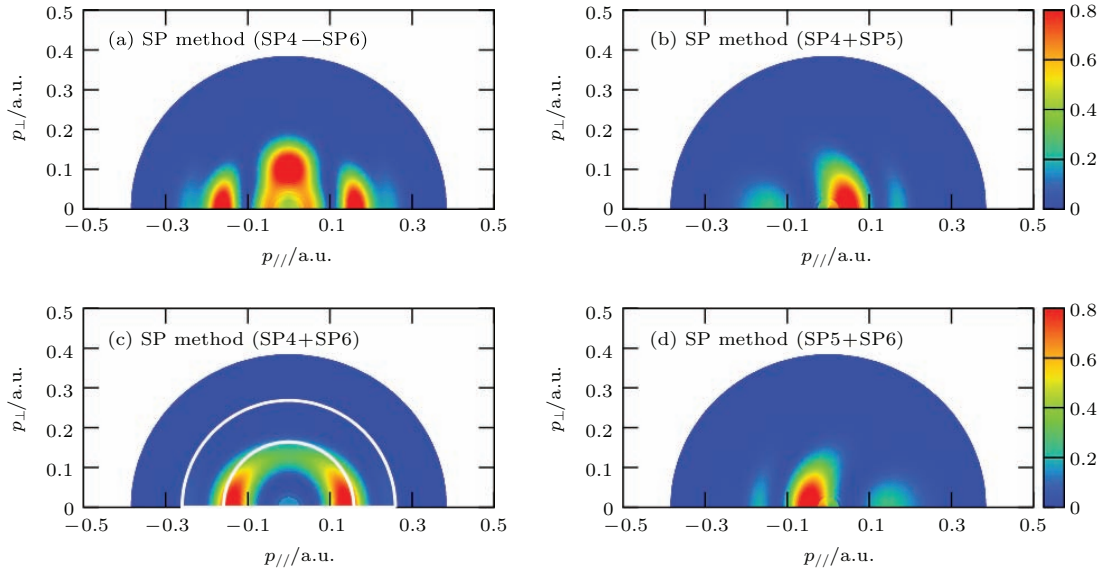


图 4 (网刊彩色) 激光强度为 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 时, 鞍点数目对光电子动量谱的影响 (a) 考虑序号为 4—6 的三个鞍点, 即 SP4—SP6; (b) 考虑鞍点 SP4 和 SP5; (c) 考虑鞍点 SP4 和 SP6; (d) 考虑鞍点 SP5 和 SP6. 图 (c) 中两个白色半圆分别表示根据 (9) 式得到的电子吸收光子数 $n = 2$ 和 $n = 3$ 时的阈上解离环

Fig. 4. (color online) The effect of the number of saddle points on the momentum spectra of the photoelectrons in laser pulses at the intensity of $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$: (a) Considering the saddle points SPs 4—6; (b) considering the saddle points SP4+SP5; (c) considering the saddle points SP4+SP6; (d) considering the saddle points SP5+SP6. The two half cycle marked in Fig. 4(c) represent the ATD rings obtained from Eq. (9) for the number of photons absorbed by electrons $n = 2$ and $n = 3$, respectively.

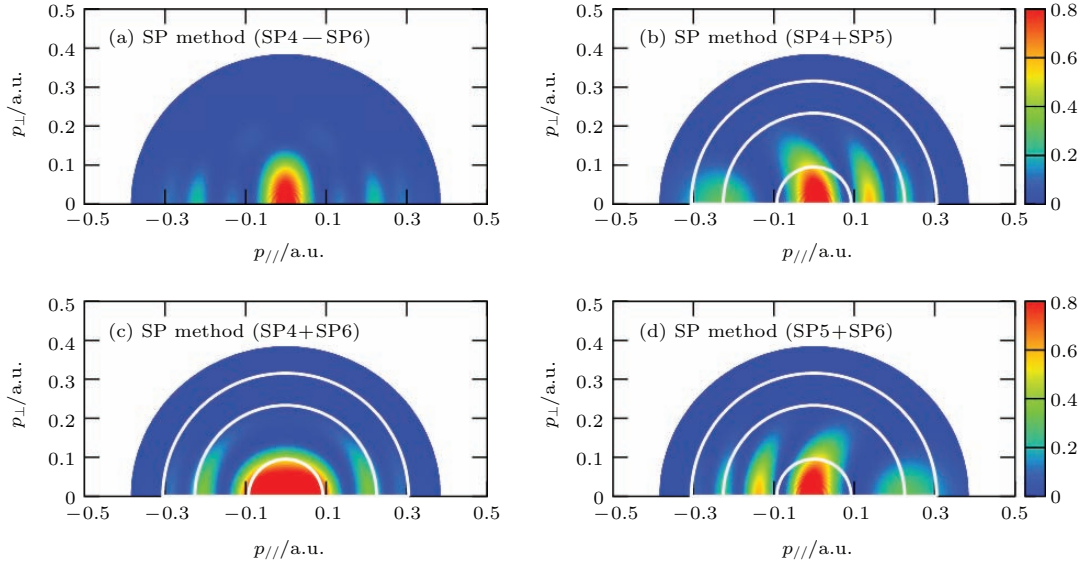


图5 (网刊彩色) 激光强度为 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, 鞍点数目对光电子动量谱的影响 (a) 考虑序号为4—6的三个鞍点, 即 SP4—SP6; (b) 考虑鞍点 SP4 和 SP5; (c) 考虑鞍点 SP4 和 SP6; (d) 考虑鞍点 SP5 和 SP6. (b), (c) 和 (d) 中的三个白色半圆分别表示根据 (9) 式得到的电子吸收光子数 $n = 2$, $n = 3$ 以及 $n = 4$ 时的阈上解离环

Fig. 5. (color online) The effect of the number of saddle points on the momentum spectra of the photoelectrons in laser pulses at the intensity of $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$: (a) Considering the saddle points SP4—SP6; (b) considering the saddle points SP4+SP5; (c) considering the saddle points SP4+SP6; (d) considering the saddle points SP5+SP6. The three half cycle marked in panels (b), (c) and (d) represent the ATD rings obtained from Eq. (9) for the number of photons absorbed by electrons $n = 2$, $n = 3$ and $n = 4$, respectively.

为了进一步研究图2中光电子动量谱依赖于激光强度的原因, 图5给出当激光强度为 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 时鞍点数目对光电子动量谱的影响. 在图5(a)中, 我们仅仅考虑 SP4—SP6 这三个鞍点的光电子动量谱. 可以看出, 在考虑三个主要鞍点时, 图5(a)的结果与图2(c)的结果符合得相当好. 这说明随着激光强度增加, 仅仅考虑个别主要鞍点就可以足够准确地刻画光电子动量谱的主要特征. 图5(b)和图5(d)分别是考虑鞍点 SP4+SP5 以及鞍点 SP5+SP6 时的光电子动量谱. 图中的三个白色半圆是根据(9)式计算得到的吸收光子数 $n = 2$, $n = 3$ 以及 $n = 4$ 时的阈上解离环. 通过和图4(b)、图4(d)对比, 不难发现, 此时的光电子动量谱出现了两个新特征: 1) 除了中间的极大值区域继续存在外, 在极大值区域一侧两个阈上解离环之间的区域出现明显的次极大区域, 这些次极大区域在激光强度较低时并不明显; 2) 相比激光强度较低时, 动量谱中间的极大值区域更加接近 $p_{\parallel} = 0$ 处, 这再次说明中间的极大值区域来源于解离电子波包间的周期内干涉. 图5(c)为考虑鞍点 SP4+SP6 时的光电子动量谱, 其结构也具有两个新的特征: 1) 对应 $n = 2$ 的阈上解离环所包围的区域内均为极大值点, 而图4(c)中靠近 $p = 0$ 的区

域内存在极小值点; 2) 底端存在极大值的那条阈上解离环与第二条白色半圆符合, 而图4(c)中该环与第一条白色半圆符合, 并且该阈上解离环对应的解离概率大小也相比激光较弱时少了很多. 这两个新特征均表明: 随着激光强度的增加, 周期间干涉的相位差发生了极大的改变, 比如一些区域的干涉模式由相长干涉转变为相消干涉, 而另一些区域的干涉模式由相消干涉转变为相长干涉.

为了更直观地解释周期间干涉效应对激光强度的依赖关系, 我们可以把每个鞍点对跃迁振幅 A_p 的贡献改写成一个复函数 $a_i \exp(i\phi_i)$. 其中 ϕ_i 和 a_i 分别是第 i 个鞍点贡献的相位和振幅. 因此, 任意两个鞍点 t_i 和 t_j 对光电子动量谱的的耦合贡献正比于 $a_i^2 + a_j^2 + 2a_i a_j \exp[i(\phi_j - \phi_i)]$, 其中最后一项对应干涉项. 不失一般性, 我们令 $\cos(\phi_4 - \phi_6)$ 表示鞍点 SP4 和 SP6 所对应电子波包间的周期内干涉相位差, $a_4^2 + a_6^2$ 则对应电子波包的非相干叠加对光电子动量谱的贡献. 图6给出了仅考虑电子波包的非相干叠加时的动量谱(图6(a), (b))以及仅考虑干涉项时的动量谱(图6(c), (d)). 其中图6(a)和(c)对应的激光强度为 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, 图6(b)和(d)对应的激光强度为 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. 图6(c)和(d)中的白色半圆是根据(9)式计算得到

的阈上解离环. 图 6(a) 和 (b) 已经将最大值归一为 1.0. 而未经处理的图 6(c) 和 (d) 的对应相差变化范围为 $[-1, 1]$, 意味着 $\Delta\phi = |\phi_4 - \phi_6|$ 的取值范围为 $[0, \pi]$. 从图 6(a) 和 (b) 中可以看出, 如果仅考虑电子波包的非相干叠加, 动量谱的主要结构并不随激光强度增加而发生明显的改变, 仅沿着平行于激光极化方向运动的光电子解离概率有所增加. 然而, 图 6(c) 和 (d) 则清楚地表明: 随着激光强度的增加, 周期间干涉的相位差发生了极大的改变, 并且, 由 (9) 式计算得到的阈上解离环与图 6(c) 和 6(d) 中相位差 $\cos(\Delta\phi) = 1$ 的区域符合较好. 因此, 光电子动量谱中阈上解离环是由于不同周期间的电子波包发生相长干涉的结果.

总之, 图 2(a) 动量谱两侧出现极大值区域来源于电子波包的周期间干涉. 当激光强度增加时, 周期间干涉对应的干涉相位发生了极大改变, 从而图 2(c) 中两侧的极大值区域变得不明显了.

接下来, 我们研究了鞍点数目对光电子能量谱的影响, 如图 7 所示. 为方便比较, 数值积分和鞍点法的结果均在第一个峰值处被归一化为 1.0. 考虑鞍点 SP5+SP6 时的光电子能量谱与考虑鞍

点 SP4+SP5 时的结果完全一致, 因此在图 7 中没有给出. 图 7(a) 是激光强度为 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 时的光电子能量谱. 从图 7(a) 可以看出, 考虑鞍点 SP4+SP6 时得到结果对应的谱峰位置与数值积分方法结果比较接近. 当考虑对动量谱有主要贡献作用的三个鞍点 SP4—SP6 时, 其第一个谱峰的位置与数值积分方法结果相比有所偏移, 但该谱峰的位置却与鞍点 SP4+SP5 对应的结果一致. 这表明, 图 1(a) 中光电子谱峰结构来源于鞍点 SP4+SP6 对应的周期间干涉. 图 7(b) 是激光强度为 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 时的光电子能量谱. 可以看出, 考虑不同数目鞍点得到的第一个谱峰位置均与数值积分方法的结果符合较好. 然而, 除了第一个谱峰外, 考虑鞍点 SP4+SP5 的结果与其他结果均不符合. 结合以上对图 5(c) 的分析, 不难理解: 当激光强度为 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 时, 在数值积分方法得到第一个谱峰位置附近, 鞍点 SP4+SP5 对应的周期内干涉恰好是干涉加强的, 因此考虑鞍点 SP4+SP5 时的第一个谱峰和其他的结果刚好一致. 总之, 光电子谱峰结构主要来源于不同电子波包间所发生的周期间干涉效应.

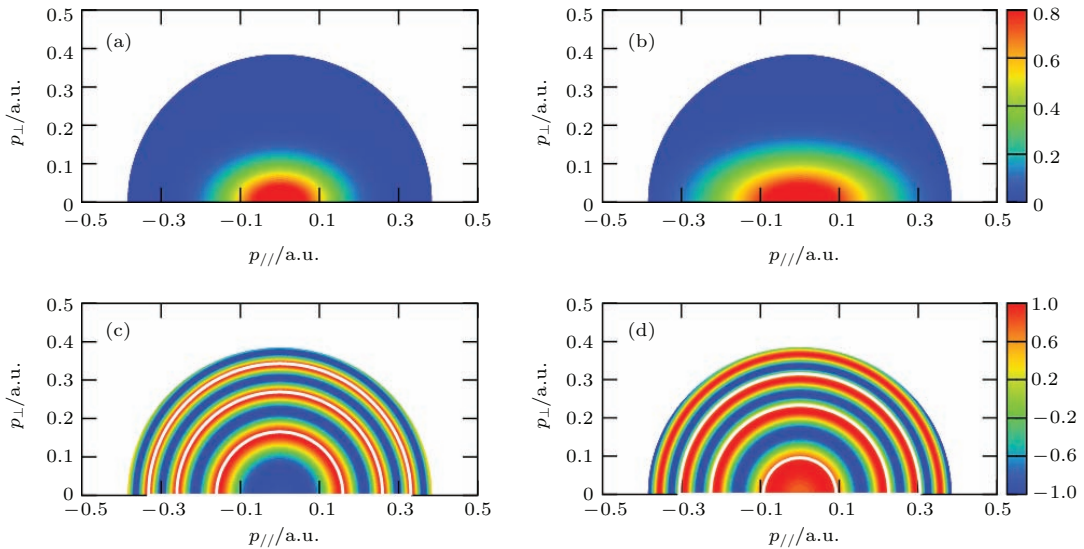


图 6 (网刊彩色) 仅考虑鞍点 SP4 和 SP6 对应电子波包非相干叠加时的动量谱 (图 (a), (b)) 及仅考虑干涉项 (图 (c), (d)) 时的动量谱. 其中图 (a) 和 (b) 激光强度为 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, 图 (c) 和 (d) 对应的激光强度为 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. 图 (c) 和 (d) 中的三个白色半圆分别表示根据 (9) 式得到的电子吸收光子数 $n = 2, n = 3$ 以及 $n = 4$ 时的阈上解离环

Fig. 6. (color online) The momentum spectra when only considering the noncoherent superposition (panels (a) and (b)) and the interference term (panels (c) and (d)) of the contributions from the saddle points SP4 and SP6. In panels (a) and (c), the intensity of laser pulse is $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. In panels (b) and (d), the intensity of laser pulse is $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. The three half cycle marked in panels (c) and (d) represent the ATD rings obtained from Eq. (9) for the number of photons absorbed by electrons $n = 2, n = 3$ and $n = 4$, respectively.

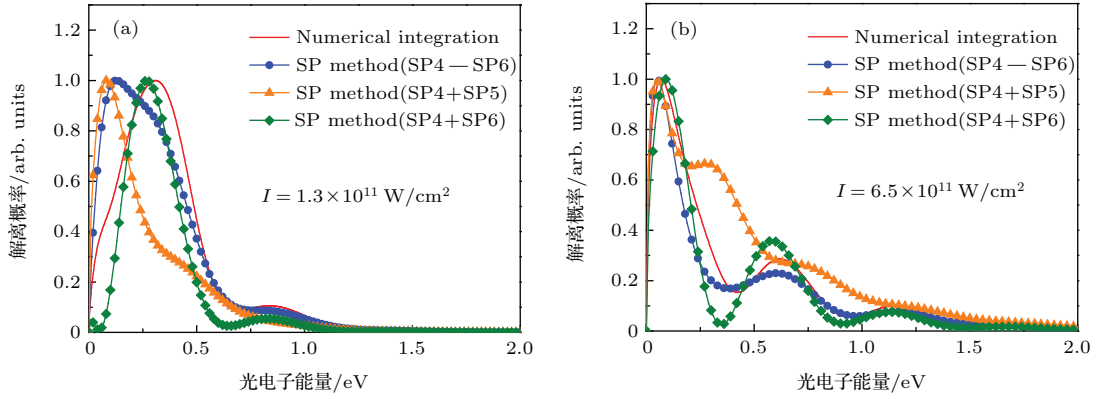


图7 (网刊彩色) 鞍点数目对光电子能量谱的影响 (a) 激光强度为 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (b) 激光强度为 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$

Fig. 7. (color online) The effect of the number of saddle points on the energy spectra of the photoelectrons: (a) The laser intensity is $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (b) the laser intensity is $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$.

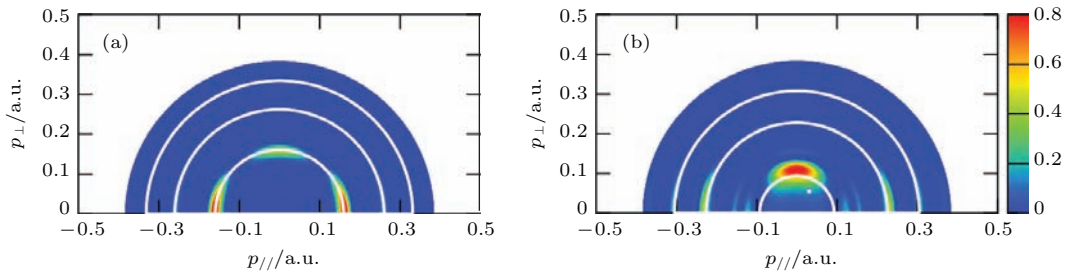


图8 (网刊彩色) 激光脉宽周期数为10时利用数值积分方法算得的光电子动量谱, 其中波长为2150 nm (a) 激光强度为 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (b) 激光强度为 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. 图中的三个白色半圆分别表示根据(9)式得到的电子吸收光子数 $n=2$, $n=3$ 以及 $n=4$ 时的阈上解离环

Fig. 8. (color online) The momentum spectra of the photoelectrons detached from negative hydrogen ions in the ten-cycle intense laser pulses with the laser wavelength of 2150 nm. (a) The laser intensity is $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (b) the laser intensity is $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. The three half cycle marked in panels (a) and (b) represent the ATD rings obtained from Eq. (9) for the number of photons absorbed by electrons $n=2$, $n=3$ and $n=4$, respectively.

实际上, 文献[27]的实验中采用的是脉宽为250 fs的长脉冲激光, 理论计算光电子动量谱时采用了周期性脉冲. 本文考虑的是3周期脉冲, 采用具有 \cos^2 时间包络的激光场(3)式. 接下来, 我们讨论(3)式中的激光脉宽对光电子动量谱的影响. 图8是当激光脉宽为10个周期时采用数值积分方法得到光电子动量谱, 其中波长为2150 nm. 图8(a)是当激光强度为 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 时光电子动量谱. 可以看出, 此时的光电子动量谱的分布规律完全不同于图2(a)所示的结果, 垂直于激光极化方向的条状结构已经消失, 并且三个主要的极大值区域与第一个阈上解离环重合. 这表明, 随着激光脉宽增加, 电子波包的周期间干涉效应越来越显著, 而周期内干涉效应逐渐被抑制. 这个结论与文献[23]的结论是相同的. 图8(b)是当激光强度为 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 时光电子动量谱. 图8(b)与

图8(a)具有相似的规律, 原本在 $p_{\parallel} = 0$ 附近垂直于激光极化方向的条状结构消失, 代之以一个平行于激光极化方向且接近第一个阈上解离环的新结构, 并且两侧的两个极大值区域与第二个阈上解离环重合. 我们还计算了脉宽为20周期和40周期情况下的光电子动量谱, 除了极大值存在区域变得更加尖锐外, 其主要规律与图8是一致的.

4 结 论

本文采用基于强场近似理论的数值积分方法和鞍点法研究了氢负离子在少周期激光场中的解离现象. 通过与数值积分方法得到的光电子能量谱及动量谱比较, 验证了鞍点法对于处理该问题的有效性. 根据在激光场中不同鞍点所对应解离时刻, 将不同鞍点所对应的不同电子波包间的干涉效应划分为周期间干涉和周期内干涉. 研究结果包括:

1) 光电子动量谱的主要结构是周期间干涉和周期内干涉共同作用的结果; 2) 当激光强度增强时, 光电子动量谱中 $p_{//} = 0$ 附近所存在的极大值主要来源于不同电子波包间周期内干涉, 而此时周期间干涉对应的干涉相位已发生了极大改变; 3) 光电子谱峰的主要结构以及谱峰的位置主要取决于不同电子波包间所发生的周期间干涉效应; 4) 随着激光脉宽增加, 电子波包的周期间干涉效应越来越显著, 而周期内干涉效应逐渐被抑制. 以上结论均表明, 用鞍点法分析负离子在少周期激光场中的解离现象是非常有效的. 在此工作的基础上, 我们将进一步深入探讨较复杂的负离子体系在少周期激光场中的解离特性, 为了解负离子光解离过程中的量子干涉效应和利用光场对其进行调控方面的研究提供理论参考.

参考文献

- [1] Winterfeldt C, Spielmann C, Gerber G 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 117
- [2] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [3] DiMauro L F, Agostini P 1995 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **35** 79
- [4] Becker W, Grasbon F, Kopold R, Milošević D B, Paulus G G, Walther H 2002 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48** 35
- [5] Becker W, Liu X J, Ho P J, Eberly J H 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1011
- [6] Agostini P, Fabre F, Mainfray G, Petite G, Rahman N K 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1127
- [7] Freeman R R, Bucksbaum P H, Milchberg H, Darack S, Schumacher D, Geusic M E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 1092
- [8] Faisal F H M 1987 *Theory of Multiphoton Processes* (New York: Plenum Press) pp367–369
- [9] Rudenko A, Zrost K, Schröter C D, Jesus V L B, Feuerstein B, Moshhammer R, Ullrich J 2004 *J. Phys. B* **37** L407
- [10] Arbo D G, Yoshida S, Persson E, Dimitriou K I, Burgdorfer J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 143003
- [11] Quan W, Lin Z. Z., Wu M Y, Kang H, Liu H, Liu X, Chen J, Liu J, He X T, Chen S G, Xiong H, Guo L, Xu H, Fu Y, Cheng Y, Xu Z Z 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 093001
- [12] Yan T M, Popruzhenko S V, Vrakking M J J, Bauer D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 253002
- [13] Liu C P, Hatsagortsyan K Z 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 113003
- [14] Liu Y, Liu X, Deng Y, Wu C, Jiang H, Gong Q H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **106** 073004
- [15] Lin Z Y, Wu M Y, Quan W, Liu X J, Chen J, Cheng Y 2014 *Chin. Phys. B* **23** 023201
- [16] Ye D F, Liu X, Liu J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 233003
- [17] Xin G G, Ye D F, Zhao Q, Liu J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 093204 (in Chinese) [辛国国, 叶地发, 赵清, 刘杰 2011 物理学报 **60** 093204]
- [18] Hao X L, Li W D, Liu J, Chen J 2012 *Chin. Phys. B* **21** 083304
- [19] 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
- [20] Xie X, Roither S, Kartashov D, Persson E, Arbó D G, Zhang L, Gräfe S, Schöffler M S, Burgdörfer J, Baltuška A, Kitzler M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 193004
- [21] Gopal R, Simeonidis K, Moshhammer R, Ergler T, Dürr M, Kurka M, Kühnel K U, Tschuch S, Schröter C D, Bauer D, Ullrich J, Rudenko A, Herrwerth O, Uphues T, Schultze M, Goulielmakis E, Uiberacker M, Lezius M, Kling M F 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 053001
- [22] Arbo D G, Ishikawa K L, Schiessl K, Persson E, Burgdorfer J 2010 *Phys. Rev. A* **81** 021403
- [23] Guo Z J, Chen Z J, Zhou X X 2014 *Chin. Phys. B* **23** 043201
- [24] Song L W, Li C, Wang D, Xu C H, Leng Y X, Li R X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 093204 (in Chinese) [宋立伟, 李闯, 王丁, 许灿华, 冷雨欣, 李儒新 2011 物理学报 **60** 093204]
- [25] Ge Y C, He H P 2014 *Chin. Phys. B* **23** 074207
- [26] Diao H H, Zheng Y H, Zhong Y, Zeng Z N, Ge X C, Li C, Li R X, Xu Z Z 2014 *Chin. Phys. B* **23** 104210
- [27] Reichle R, Helm H, Kiyan I Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 243001
- [28] Kiyan I Y, Helm H 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 183001
- [29] Bergues B, Ansari Z, Hanstorp D, Kiyan I Y 2007 *Phys. Rev. A* **75** 063415
- [30] Bergues B, Kiyan I Y 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 143004
- [31] Zhou X X, Chen Z J, Morishita T, Le A T, Lin C D 2008 *Phys. Rev. A* **77** 053410
- [32] Gribakin G F, Kuchiev M Y 1997 *Phys. Rev. A* **55** 3760
- [33] Shearer S F C, Smyth M C, Gribakin G F 2011 *Phys. Rev. A* **84** 033409
- [34] Shearer S F C, Addis C R J 2012 *Phys. Rev. A* **85** 063409
- [35] Shearer S F C, Monteith M R 2013 *Phys. Rev. A* **88** 033415
- [36] Morishita T, Le A T, Chen Z J, Lin C D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013903
- [37] Huisman Y, Roužee A, Gijsbertsen A, Logman P S W M, Lépine F, Cauchy C, Zamith S, Stodolna A S, Jungmann J H, Bakker J M, Berden G, Redlich B, van der Meer A F G, Schafer K J, Vrakking M J J 2013 *Phys. Rev. A* **87** 033413
- [38] Landau L D, Lifshitz E M 1965 *Quantum Mechanics. Nonrelativistic Theory* (Oxford: Pergamon Press) pp297–299
- [39] Yan T M, Bauer D 2012 *Phys. Rev. A* **86** 053403
- [40] Press W H, Teukolsky S A, Vetterling W T, Flannery B P 2007 *Numerical Recipe* (3rd Ed.): *The Art of Scientific Computing* (London: Cambridge Press)

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

Chen Jian-Hong[†] Zheng Xiao-Ping Zhang Zheng-Rong Wu Xue-Yong

(School of Bailie Engineering and Technology, Lanzhou City University, Lanzhou 730070, China)

(Received 4 December 2015; revised manuscript received 30 January 2016)

Abstract

We theoretically study the electron detachment of negative hydrogen ions in a three-cycle linearly polarized laser field with a wavelength of 2150 nm in the context of the strong field approximation (SFA). The numerical integration and the saddle-point (SP) methods are both used in our calculations. The results show that both the energy spectra and the momentum spectra of the photoelectrons detached from negative hydrogen ions, obtained from these two methods, accord very well with each other for the laser intensities of 1.3×10^{11} W/cm² and 6.5×10^{11} W/cm², respectively. It is found that there is an obvious stripe-like structure along the vertical direction of the momentum spectra when the laser intensity is 6.5×10^{11} W/cm². To explore the main origin which leads to the specific structures of the momentum spectra, we divide the interferences of the electronic wave packets emitted at different times during the laser pulse into the intra-cycle interference and the inter-cycle interference based on the SP method. Inter-cycle interference arises from the coherent superposition of electron wave packets released at complex times during different optical cycles, whereas intra-cycle interference comes from the coherent superposition of electron packets released in the same optical cycle. It is found that when only considering the inter-cycle interference, the main structures of the momentum spectra accord well with the above-threshold detachment (ATD) rings, which indicates that the inter-cycle interference corresponds to ATD rings of the photoelectron spectrum. But when only considering the intra-cycle interference, there are stripe-like structures with left-right asymmetry along the vertical direction of the momentum spectra. So the main structures of the momentum spectra of the photoelectrons are attributed to the interplay of the intra- and inter-cycle interferences. In addition, to intuitively explain the reason why the momentum spectra depend on the intensity of the laser field, we analyze the influence of the intensity of the laser field on the inter-cycle interference of quantum wave packets. It is found that the phase difference of the inter-cycle interference depends on the intensity of the laser field, which may lead to the difference among the momentum spectra of the photoelectrons at different laser intensities. Moreover, the influences of the intra- and inter-cycle interferences on the energy spectrum of the photoelectrons are also analyzed. It is found that the main oscillatory patterns and the peak positions of the energy spectra are mainly determined by the inter-cycle interference. Finally, the effects of the duration of laser pulse on the intra- and inter-cycle interferences are discussed. It seems that the main structures of the momentum spectra accord well with the ATD rings in multi-cycle laser pulses. So it is concluded that in multi-cycle laser pulses, the inter-cycle interference dominates while the intra-cycle interference is suppressed. The work in this paper is meaningful for further understanding the quantum interference effect and the optical control of the laser-induced photodetachment of negative ions.

Keywords: few-cycle laser pulse, negative hydrogen ion, intra-cycle interference, inter-cycle interference

PACS: 32.80.Rm, 32.80.Fb, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.65.083202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11264036, 11465016, 11164012, 11464026), the Science and Technology Project of Lanzhou Science and Technology Bureau, China (Grant No. 2012-2-105), and the Doctoral Scientific Research Foundation of Lanzhou City University, China.

† Corresponding author. E-mail: chenyuwen1982@163.com