

原子非序列双电离的多次返回碰撞 电离机理分析*

辛国国¹⁾ 叶地发²⁾ 赵清¹⁾ 刘杰^{1)2)†}

1) (北京理工大学理学院, 北京 100081)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2010年10月22日收到; 2010年11月16日收到修改稿)

本文采用三维半经典再散射模型研究了 He 原子在高光强 (1.5×10^{15} W/cm²)、少周波激光脉冲作用下的非序列双电离问题, 重点分析了沿激光电场极化方向的动量关联谱. 发现两个电子沿相反方向发射的比例明显比中等光强区 (7×10^{14} W/cm²) 和低光强区 (2.5×10^{14} W/cm²), 以及同等光强的长脉冲情形都偏高, 同时 V 形结构也更加明显. 通过轨道“回溯”分析, 进一步深入研究了其背后的物理机理, 发现反向发射电子主要由一次返回碰撞电离机理产生, 而同向发射电子则主要来源于多次返回碰撞电离轨道. 同时, 还预言并分析了激光功率密度和脉冲长度对这两种机理的增强和抑制作用.

关键词: 强场, 非序列双电离, 再散射

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

1. 引言

强激光场中原子的非序列双电离现象是强场物理研究的一个重要分支. 这一现象早在上世纪 80 年代初就已被发现^[1]. 然而直到 90 年代初期, 伴随着更为精确的测量数据的出现^[2], 这方面的研究才引起理论和实验物理学家的广泛关注. 当时的实验数据表明, 在一定的光强范围内, 原子的双电离率比序列电离理论预言的结果高出五到六个数量级. 表现为, 随着激光功率密度的提高, 二价离子与一价离子的比率曲线呈现出奇特的 Knee 结构, 即两者比率首先快速增长, 然后基本保持不变(平台区), 最后又快速增长^[2]. 人们称这种无法用序列电离理论解释的双电离过程为非序列双电离, 并发现它普遍存在于各种原子包括 He^[2], Ne^[3], Ar^[4], Kr^[5], Xe^[6], Mg^[7], 以及各种分子如 N₂, CO₂, C₂H₂ 中^[8].

虽然非序列双电离的研究历史已经长达 20 多年, 但是实验方面仍然不断有新奇的发现, 并挑战着我们的已有认识. 例如, 2007 年年底, 两个实验

小组利用更为精确的 COLTRIMS (Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) 技术重新观测 He 原子的动量关联谱, 惊奇地发现在 ($p_1^{\parallel}, p_2^{\parallel}$) 平面的一、三象限存在 V 形精细结构^[9,10], 而非早期公认的蛋形结构^[11], 其背后的物理机理引发了理论方面的广泛讨论^[12-15]. 随后在 2008 年年中, 德国马普核物理研究所的实验小组在激光功率密度降低至 4×10^{13} W/cm² 时测量 Ar 原子的动量关联谱^[16]. 在这样的场强下 Ar 原子首先电离的电子再次返回到母体离子附近时所携带的最大动能为 7.4 eV, 小于 Ar⁺ 离子的电离能 (27.6 eV), 甚至小于 Ar⁺ 离子激发所需要的能量 (13.5 eV). 根据简单的经典再散射图像推测, 此时已不可能发生非序列双电离. 然而, 实验结果恰恰相反, 不仅观测到了大量的双电离事件, 同时还发现动量关联谱中二、四象限的概率明显比一、三象限高, 这种“反关联”现象在以往的实验中从未被观测过. 更有趣的是, 最近实验对比研究了 Ar 原子和 Ne 原子在阈值附近的双电离特性^[17], 发现两者之间存在巨大的差异: 在同等实验条件下, 1) Ar 原子的纵向动量关联谱呈反关联特性, 而 Ne 原子的呈关联特性, 再次降低激光的

* 科技部创新项目 (批准号: 2009IM033000), 国家自然科学基金 (批准号: 50935001) 和 111 引智计划资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: liu_jie@iapcm.ac.cn

功率密度,在数周内收集不到双电离事件,因此可以认为 Ne 原子不存在从关联到反关联的转变; 2) Ar 原子的横向动量分布呈尖峰状,而 Ne 原子的为较宽的高斯分布,尖峰状的横向动量分布是库仑聚焦效应的体现,至于为什么这种效应在 Ne 原子双电离中被强烈抑制,至今仍然是一个未解之谜.

伴随着实验方面的不断突破,近几年来,非序列双电离的理论研究在国内外都取得了很快的进展^[18-20].除了已经能够数值求解两电子的耦合 Schrodinger 方程以外^[21],纯经典^[13,22]和半经典理论^[23-27]也得到了系统发展,并且成功解释了大多数实验观测数据,包括最近发现的 V 形结构^[12]和反关联能谱^[17,26].这些结果一再支持再散射过程在非序列双电离中的主导作用.再散射图像认为^[28],原子中电离能最低的电子在强激光场作用下首先电离成为自由电子,然后做加速运动,在激光场反向以后重新回到母体离子附近并与母体离子发生碰撞,从而引发非序列双电离.根据电离时刻激光相位的不同,首先电离的电子可能一次甚至多次返回到母体离子附近.一次返回的效应在过去几年内已经有大量文献对其进行详细的分析,并提出了一系列的经典截止律,例如,一次返回的最大能量为 $3.17U_p$ ^[28],发生背向散射后的最大能量为 $10U_p$ ^[29],以高次谐波方式发射的光子的最大能量为 $3.17U_p + I_{p1}$ ^[28],双电离截止位置的最粗糙估计为 $3.17U_p = I_{p2}$ ^[21]等等.其中, I_{p1} 和 I_{p2} 分别为原子的第一和第二电离能, $U_p = \varepsilon_0^2 / (4\omega^2)$ 为有质动力能, ε_0 和 ω 分别为激光电场的峰值强度和振荡频率.与此相反,多次返回的效应至今只有少数文章涉及^[29,30].

本文采用三维半经典再散射模型研究了 He 原子在高光强 ($1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$)、少周波激光脉冲作用下的关联电子发射问题,重点分析了沿激光电场极化方向的动量关联谱.发现两个电子沿相反方向发射的比例明显比中等光强区 ($7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$) 和低光强区 ($2.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$),以及同等光强的长脉冲情况都偏高,同时 V 形结构也更加明显.通过轨道“回溯”分析,我们进一步深入研究了其背后的物理机理,发现一次和多次返回碰撞电离轨道在动量关联谱上留下不同的印记.同时,我们还预言并分析了激光强度和脉冲长度对这两种机理的增强和抑制作用.

2. 模型

三维半经典再散射模型. 一本文所采用的物理

模型是我们小组自 1995 年开始逐步发展起来的^[23,24,31,32],期间大致经历了如下几个阶段: 1) 利用微正则分布研究了原子在强激光场中的电离率问题,发现与量子计算符合得比较好,从而确认了用微正则分布描述束缚电子的可行性^[31,32]; 2) 建立了隧穿电子的再散射模型,重现了当时刚发现不久的光电子能谱的平台结构、截止特性以及光电子的发射角分布^[23]; 3) 将前两个单电离模型进行整合,成功发展了研究非序列双电离问题的半经典再散射模型^[24]; 4) 模型被推广到分子体系、越垒电离区^[25]以及碰撞阈值以下区域^[26].

考虑线极化超短超强激光脉冲作用下的 He 原子,激光电场取如下形式(除非特别说明,本文均采用原子单位):

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 f(t) \cos(\omega t) \hat{e}_z, \quad (1)$$

其中, $f(t) = \sin^2(\pi t/\tau_p)$ 和 τ_p 分别为脉冲的包络和脉冲宽度, $T = 2\pi/\omega$ 为激光的振荡周期,这里取 $\omega = 0.057 \text{ a.u.}$, 对应的激光波长为 800 nm. 在激光场的作用下,沿着激光电场极化方向的库仑势能曲线被显著压低,形成一个等效势垒,此时原子中电离能最低的电子首先穿越势垒发生隧穿电离,电离率由 ADK 公式给出^[33]:

$$\omega(t_0) = \frac{4(2I_{p1})^{5/2}}{\varepsilon(t_0)} \exp\left[-\frac{2(2I_{p1})^{1/2}}{3\varepsilon(t_0)}\right], \quad (2)$$

其中, t_0 为隧穿电离发生的时刻,在模拟中我们取其值均匀分布于激光脉冲的整个时间段. 电子的隧穿位置位于激光电场极化方向上,由隧穿前后能量守恒条件唯一确定. 沿着激光电场极化方向的速度与抖动速度相比较小,可近似取为零,而垂直于极化方向的速度 $v_{x,y}$ 满足分布^[24]:

$$\omega(v_{x,y}) = \frac{2(2I_{p1})^{1/2}}{\varepsilon(t_0)} \exp\left[-\frac{v_{x,y}^2(2I_{p1})^{1/2}}{\varepsilon(t_0)}\right]. \quad (3)$$

另外一个被撞击的束缚电子处于 He⁺ 的基态,服从微正则分布^[34]. 电子的动力学行为由牛顿运动方程描述,

$$\frac{d^2 r_i}{dt^2} = -\varepsilon(t) - \nabla_{r_i}(V_{ne}^i + V_{ee}), \quad (4)$$

其中,脚标 $i = 1$ 和 2 分别表示隧穿电子和束缚电子. $V_{ne}^i = -2/|r_i|$ 和 $V_{ee} = 1/|r_1 - r_2|$ 分别为电子与核以及两个电子之间的相互作用势能. 我们模拟了 10^7 条轨道(或者更多),最终收集到上万条双电离轨道,以进行统计分析.

Simple-man 模型及轨道动力学初步分析. 上述

模型只能数值求解,为了方便解析讨论,我们同时考虑了一维 Simple-man 模型^[28]. 该模型假设电子仅在激光场极化方向上运动,同时忽略母体离子的

作用,运动方程为 $\ddot{z}(t) = -\varepsilon(t)$, 其中 $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \cos(\omega t)$ 为无包络的振荡激光场. 取电子的初始位置位于坐标原点,即 $z(t_0) = 0$, 同时初始速度设为零,不

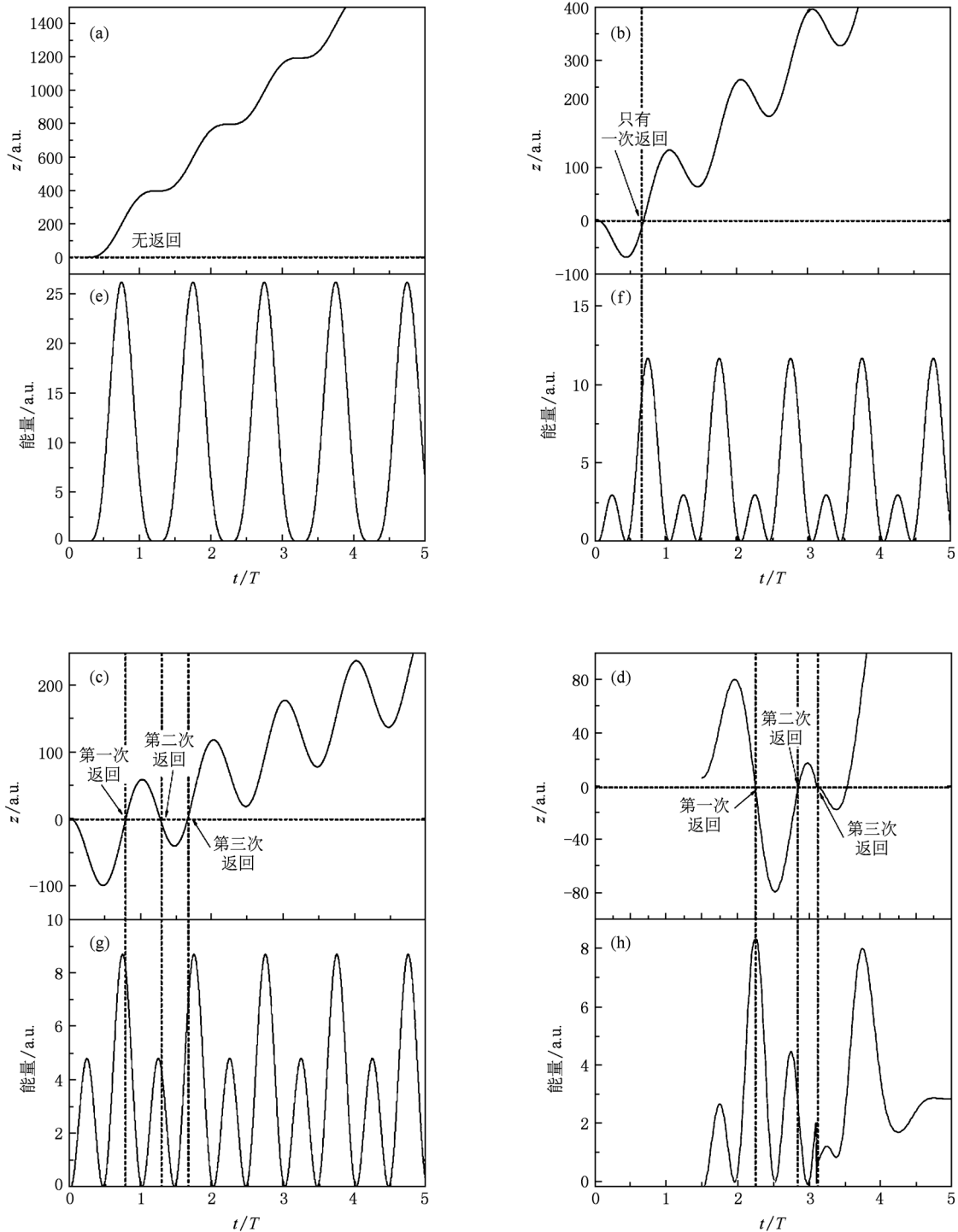


图1 (a)(e), (b)(f)和(c)(g)分别演示了 simple-man 模型预言的无返回、一次返回和三次返回的电子轨道. 返回次数的多少取决于电子隧穿时刻的激光场相位. 图(d)(h)是从我们的模拟数据中挑选出来的一条多次返回典型轨道. 由于隧穿电子具有一定的横向位移,第一和第二返回时并没有与母体离子发生碰撞. 然而在库仑聚焦的作用下,横向位移伴随着返回次数的增加而逐渐减小,最终,电子在第三次返回时与母体离子发生有效碰撞

难给出电子返回原点的时刻 t_r 的解析表达式

$$\cos(\omega t_0) - \cos(\omega t_r) = \omega(t_r - t_0)\sin(\omega t_0). \quad (5)$$

简单计算可以发现,方程对于不同的 t_0 分别有零个、一个和多个根,对应于电子有零次、一次和多次返回到原点的机会. 具体而言,当 $-\pi/2 < \omega t_0 < 0$ 时电子不再返回(如图 1(a)),当 $0.22 < \omega t_0 < \pi/2$ 时只返回原点一次(图 1(b)),而当 $0 < \omega t_0 < 0.22$ 时则至少返回三次(图 1(c))^[29]. 图 1(d)演示的是短脉冲情况下的一条真实轨道,电子在第三次返回时与母体离子发生碰撞,导致能量在很短时间内迅速降低,如图 1(h)所示. 值得注意的是,由于脉冲包络的作用,碰撞时刻越靠后,激光电场越弱,相应的返回能量也越低. 后面我们还将详细分析返回能量的大小与碰撞后电子的动力学行为之间的关系.

3. 结果和讨论

图 2(a)–(c)演示了不同激光参数下利用半经典再散射模型计算得到的纵向动量关联谱. 激光参

数分别为(a) $I = 1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $\tau_p = 5T$; (b) $I = 7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $\tau_p = 5T$; (c) $I = 1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $\tau_p = 15T$. 其中,对于 $I = 1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$,利用 Simple-man 模型作简单估计可知,隧穿电子返回时的最大能量大约为 $3.17U_p = 10.6 \text{ a.u.}$,远大于 He^+ 的电离能 $I_{p2} = 2.0 \text{ a.u.}$,因此我们称其为高光强,相应地, $I = 7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 为中等光强. $\tau_p = 5T$ 为短脉冲,体现在动量关联谱中一、三象限分布不对称,如图 2(a)和(b); $\tau_p = 15T$ 为长脉冲,不对称性逐渐消失,见图 2(c). 动量关联谱中一、三象限的事件表示两个电子沿着相同方向发射,二、四象限则对应于反向发射.

对比图 2(a)–(c)的动量关联谱,不难发现,高光强、短脉冲激光场作用下双电离动量关联谱的结构最为丰富而且有趣:1) 一、三象限的 V 形精细结构最为明显,2) 二、四象限,亦即反向发射的电子数,比例最高,大约是中等光强和长脉冲情形的两倍. 在解释这些结果之前,我们不妨先回顾一下低光强区双电离的物理图像.

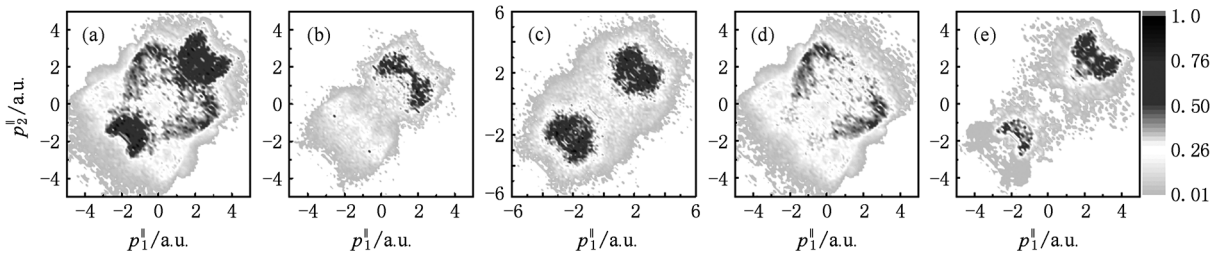


图 2 不同激光参数下利用半经典再散射模型计算得到的纵向动量关联谱(激光参数分别为 (a) $I = 1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $\tau_p = 5T$; (b) $I = 7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $\tau_p = 5T$; (c) $I = 1.5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $\tau_p = 15T$. 根据电离机理的不同,可以把图(a)分割成两部分: (d)一次返回碰撞电离; (e)多次返回碰撞电离)

早期的数值结果表明,从两个电子相互碰撞到双电离最终发生存在一定的时间延迟 $\Delta t_{dr} = t_d - t_r$ ^[35],也称为热化时间^[36]. 其中, t_r 为碰撞时刻,定义为两电子距离最近的瞬间; t_d 为双电离时刻,即两电子的能量都大于零而且不再变为负值的瞬间. 根据时间延迟的大小,可以把低光强区的双电离轨道分成两类:碰撞直接电离轨道 ($\Delta t < T/2$) 和碰撞激发电离轨道 ($\Delta t > T/2$)^[25]. 对于碰撞直接电离轨道,两电子以相近的速度在同一个半周波中电离,它们在场脉冲结束以后的漂移动量也非常接近,因此主要分布在动量关联谱的一、三象限. 而对于碰撞激发电离,束缚电子仅仅获得一定的能量,进入激发态并未发生电离,只能等待下一个激光场峰

值,通过场致电离方式进入连续谱. 由于两个电子在激光场的不同峰值处(电场方向可能相反)电离,它们最终有 50% 的概率沿着相反方向发射,即分布于动量关联谱的二、四象限.

然而,我们详细统计了高光强区的双电离时间延迟分布,发现几乎所有轨道的时间延迟都小于 $T/2$,因此上述图像无法解释为什么图 2(a)中双电子反向发射的概率反而更高. 为了理解其背后的物理机理,我们重新追踪了大量的双电离轨道,发现高光强区的双电离轨道仍然可以大致分成两类. 只不过分类依据稍有不同. 我们定义了新的时间延迟 $\Delta t_{i0} = t_r - t_0$,代表从隧穿时刻 t_0 到返回碰撞时刻 t_r 的时间延迟. $\Delta t_{i0} < T$ 表示隧穿电子在激光场第一次

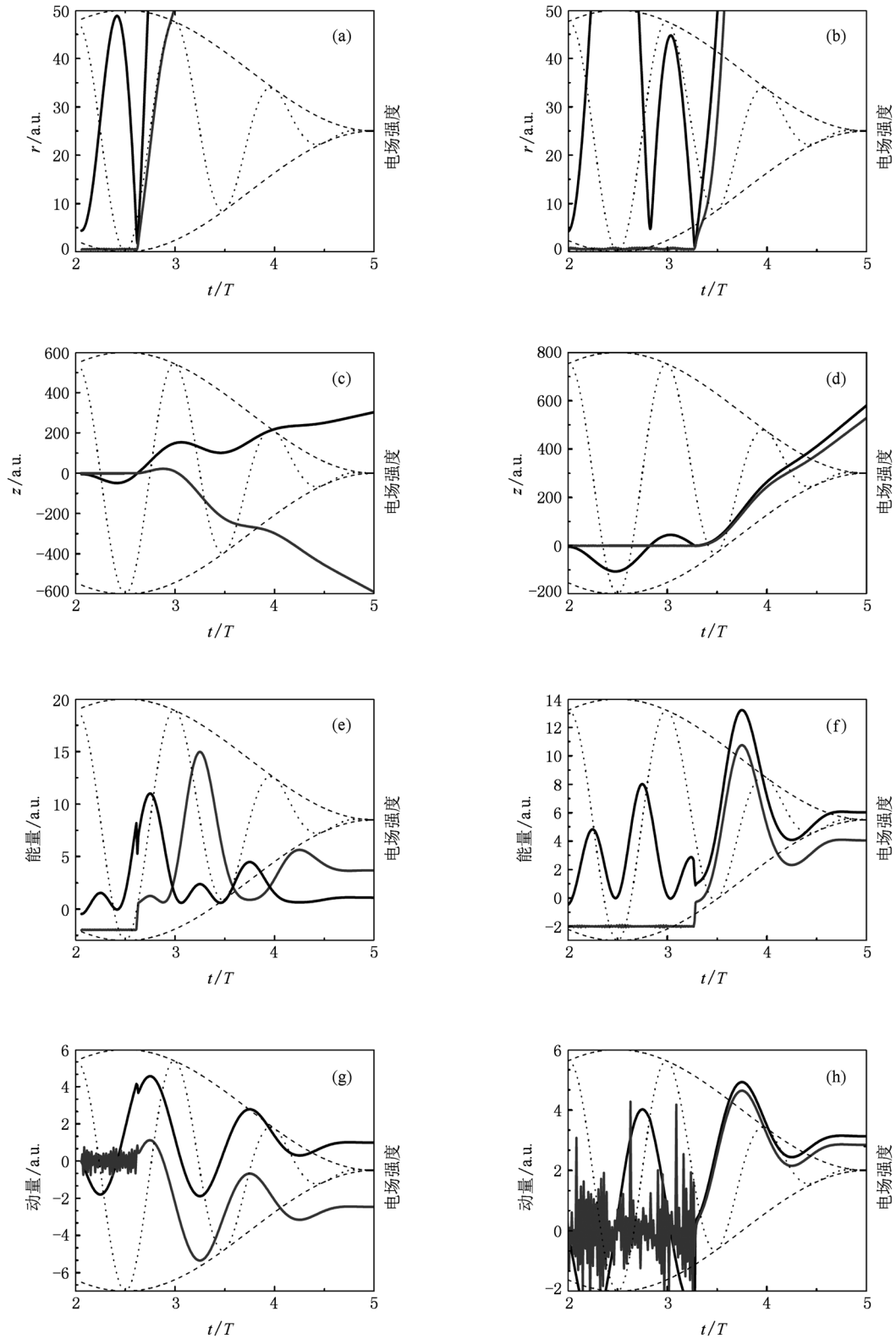


图3 高光强区两种典型的双电离轨道(左右两栏分别演示一次和多次返回碰撞电离轨道. 图中,黑色和灰色实线分别代表隧穿电子和被撞击的束缚电子,点线和虚线分别代表激光电场强度和脉冲包络曲线)

转向时就返回到母体离子附近并发生有效碰撞,因此称为一次返回碰撞电离轨道,而 $\Delta t_{i0} > T$ 则表明

隧穿电子在激光场作用下至少来回振荡了两次,才最终与母体离子发生碰撞,因此称为多次返回碰撞

电离轨道. 有趣的是,我们发现这两种机理与电子最终沿同一方向还是相反方向发射存在一一对应关系:即反向和同向发射电子分别主要来自于一次和多次返回碰撞电离轨道,如图 2(d)和(e)所示. 下面,我们选取两条典型轨道详细说明一次和多次返回碰撞是如何导致反向和同向发射电子的.

一次返回碰撞电离机理:如图 3 的左栏所示,最外层电子在电场极大值附近($t \approx 2T$)发生隧穿电离,在激光场的加速下先朝 $-z$ 方向运动一段时间,然后伴随着激光场改变方向而返回到母体离子附近(图 3(c), $t \approx 2.7T$),与束缚电子发生碰撞并与其交换能量,之后两个电子几乎同时电离,但是所具有的初始能量不一样(图 3(e), $t \approx 2.7T$). 如同我们前面已经分析的一样,由于激光场很强,隧穿电子在第一次返回时具有很高的动能,大约为 8 a. u., 碰撞之后,仅损失了 2 a. u. 能量以释放母体离子基态上的束缚电子(图 3(e), $t \approx 2.7T$), 本身仍然具有很高的前向动量,即使在随后被减速,最终仍然沿着 $+z$ 方向发射(图 3(c)). 束缚电子则完全不一样,在碰撞过程中仅获得了 2 a. u. 的能量,电离瞬间动能几乎为零,而后激光场随即改变方向,电子在激光场驱动下沿 $-z$ 方向发射. 最终两个

电子沿相反方向运动,在纵向动量关联谱中分布于二、四象限.

多次返回碰撞电离机理:如图 3 的右栏所示,最外层电子仍然在电场极大值附近($t \approx 2T$)发生隧穿电离,并在 $t \approx 2.8T$ 时第一次返回到母体离子附近,但是此时由于横向位置离母体离子较远(图 3(b), $t \approx 2.8T$, $r \approx 4$ a. u.),并未与束缚电子发生有效碰撞,随后在 $t \approx 3.25T$ 时再次返回,且与第二个电子发生碰撞并导致双电离. 由于隧穿电子第二次返回时能量明显比第一次返回时低,大约只有 3 a. u.,碰撞后两个电子几乎均匀分摊了节余的动能,它们同时在激光场的加速下沿着 $+z$ 方向发射. 最终两个电子沿相同方向运动,在纵向动量关联谱中分布于一、三象限.

通过上述分析可以看出,两电子的相对运动方向与碰撞前隧穿电子的返回能量密切相关. 对于一次返回碰撞电离轨道,返回能量远远高于束缚电子的电离能,碰撞后仍然有大量的动能节余,但两电子能量分配不均匀,因此最终沿着相反方向运动;而对于多次返回碰撞电离轨道,返回能量与束缚电子的电离能相近,碰撞后两电子能量几乎相同,因此它们最终沿着相同方向运动. 关于一次和多次返

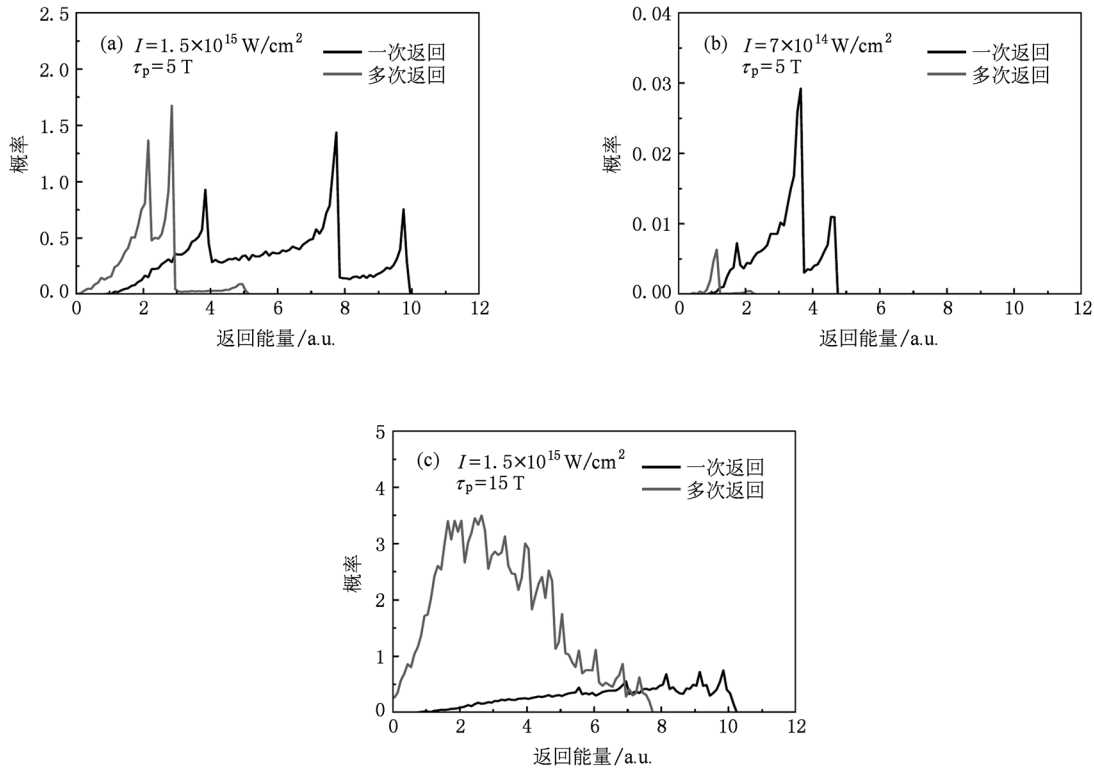


图 4 不同激光参数下,隧穿电子返回时刻能量分布的比较(其中黑色和灰色实线分别代表一次和多次返回碰撞电离轨道的统计结果)

回碰撞电离轨道的返回能量分布见图 4. 这些统计数据解释了为什么在较低场强和长脉冲情况下反向发射电子反而更少.

整体而言, 反向发射电子的减少与低能碰撞的增多有关, 但低能碰撞增多的机制不一样. 对于较低光强区, 如图 4(b), 低能碰撞的增多直接由光强的减弱导致 ($U_p \propto I$). 具体而言, 虽然一次返回碰撞电离的比例明显高于多次返回碰撞电离, 但是一次返回的能量与高光强区的多次返回的能量相当, 因此碰撞后电子的动力学行为也较为相似, 即同向发射电子居多. 而对于长脉冲情形, 如图 4(c), 随着脉冲长度的增加, 多次返回的比例迅速提高, 相应的低能碰撞也迅速增加, 从而导致同向发射电子占据主导地位.

4. 结 论

强场中原子非序列双电离的研究已经有二十多年的历史了, 在实验和理论两方面都取得了丰富的成果, 尤其是精确测量的两电子纵向动量关联谱为人们从单原子尺度研究电子间复杂的关联动力学提供了广阔的平台. 许多微观动力学行为在动量关联谱中都能够有所体现. 例如最近发现的 V 形精细结构是电子背向散射的印记^[9,10,12-15], 碰撞阈值以下区域的反关联现象是原子结构和能级分布的反映^[16,17].

关于动量关联谱的早期研究主要集中在

$3.17U_p \approx I_{p2}$ 的光强区域, 并且普遍认为动量关联谱中一、三象限的分布主要来自于碰撞直接电离的贡献, 而二、四象限的分布则是由碰撞激发电离导致的^[25,37]. 但是我们的研究发现这个图像在 $3.17U_p \gg I_{p2}$ 的高光强区并不适用.

我们采用三维半经典再散射模型详细研究了 He 原子在高光强 (1.5×10^{15} W/cm²)、少周波激光脉冲作用下的关联电子发射问题, 发现两个电子沿相反方向发射的比例明显比中等光强区 (7×10^{14} W/cm²) 和低光强区 (2.5×10^{14} W/cm²), 以及同等光强的长脉冲情况都偏高, 同时 V 形结构也更加明显. 统计结果表明, 几乎所有的电子都是由碰撞直接电离产生的, 因此原有的图像无法解释为什么高光强区的反向发射电子的比率更高. 为了进一步揭示其背后的物理机理, 我们通过分析大量的轨道发现, 高光强区的同向和反向发射电子主要分别来自于多次和一次返回碰撞电离轨道. 在一次返回碰撞电离轨道中, 隧穿电子的返回能量远远高于束缚电子的电离能, 碰撞后仍然有大量的动能节余, 但两电子能量分配不均匀, 因此最终沿着相反方向运动; 而对于多次返回碰撞电离轨道, 返回能量与束缚电子的电离能相近, 碰撞后两电子能量几乎相同, 因此它们最终沿着相同方向运动. 多次返回碰撞电离在低光强区受到抑制, 但是在长脉冲下得到增强, 一次返回碰撞电离反之. 我们的研究结果是对强场双电离机制的重要补充.

-
- [1] Huillier A, Lompre L A, Mainfray G, Manus C 1983 *Phys. Rev. A* **27** 2503
- [2] Walker B, Sheehy B, DiMauro L F, Agostini P, Schafer K J, Kulander K C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1227
- [3] Dietrich P, Burnett N H, Ivanov M, Corkum P B 1994 *Phys. Rev. A* **50** R3585
- [4] Augst S, Talebpour A, Chin S L, Beaudoin Y, Chaker M 1995 *Phys. Rev. A* **52** R917
- [5] Eichmann U, Dörr M, Maeda H, Becker W, Sandner W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3550
- [6] Walker B, Mevel E, Yang B, Breger P, Chambaret J P, Antonetti A, DiMauro L F, Agostini P 1993 *Phys. Rev. A* **48** R894
- [7] Gillen G D, Walker M A, Van Woerkom L D 2001 *Phys. Rev. A* **64** 043413
- [8] Cornaggia C, Hering Ph 2000 *Phys. Rev. A* **62** 023403
- [9] Staudte A, Ruiz C, Schöffler M, Schössler S, Zeidler D, Weber Th, Meckel M, Villeneuve D M, Corkum P B, Becker A, Dörner R 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 263002
- [10] Rudenko A, de Jesus V L B, Ergler Th, Zrost K, Feuerstein B, Schröter C D, Moshhammer R, Ullrich J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 263003
- [11] Weber Th, Glessen H, Weckenbrock, Staudte A, Spielberger, Jagutzki O, Mergel V, Vollmer M, Dörner R 2000 *Nature* **405** 658
- [12] Ye D F, Liu X, Liu J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 233003
- [13] Haan S L, Van Dyke J S, Smith Z S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 113001
- [14] Emmanouilidou A 2008 *Phys. Rev. A* **78** 023411
- [15] Chen Z, Liang Y, Lin C D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 253201
- [16] Liu Y, Tschuch S, Rudenko A, Dörr M, Siegel M, Morgner U, Moshhammer R, Ullrich J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 053001

- [17] Liu Y, Ye D, Liu J, Rudenko A, Tschuch S, Dörr M, Siegel M, Morgner U, Gong Q, Moshhammer R, Ullrich J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 173002
- [18] Qu W X, Hu S X, Xu Z Z 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 825 (in Chinese) [屈卫星、胡素兴、徐至展 1999 物理学报 **48** 825]
- [19] Yu X G, Wang B B, Cheng T W, Li X F, Fu P M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3542 (in Chinese) [余晓光、王兵兵、呈太旺、李晓峰、傅盘铭 2005 物理学报 **54** 3542]
- [20] Cao S P, Ma X W, Dorn A, Dörr M, Ullrich J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6386 (in Chinese) [曹士嫻、马新文、Dorn A、Dörr M、Ullrich J 2007 物理学报 **56** 6386]
- [21] Parker J S, Doherty B J S, Taylor K T, Schultz K D, Blaga C I, DiMauro L F 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 133001
- [22] Yu W W, Guo J, Liu X S 2010 *Chin. Phys. B* **19** 023201
- [23] Hu B, Liu J, Chen S G 1997 *Phys. Lett. A* **236** 533
- [24] Fu L B, Liu J, Chen J, Chen S G 2001 *Phys. Rev. A* **63** 043416
- [25] Liu J, Ye D F, Chen J, Liu X 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 013003
- [26] Ye D F, Liu J 2010 *Phys. Rev. A* **81** 043402
- [27] Li Y, Yang S P, Jia X Y, Chen J 2010 *Chin. Phys. B* **19** 043303
- [28] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [29] Paulus G G, Becker W, Nicklich W, Walther H 1994 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27** L703
- [30] Li H Y, Wang B B, Jiang H B, Chen J, Li X F, Liu J, Gong Q H, Fu P M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 124 (in Chinese) [李洪云、王兵兵、蒋红兵、陈京、李晓峰、刘杰、龚旗煌、傅盘铭 2008 物理学报 **57** 124]
- [31] Liu J, Chen S G, Bao D H 1995 *Acta Phys. Sin.* **4** 881 (Overseas Edition)
- [32] Liu J, Chen S G 1997 *Commun. Theor. Phys.* **28** 475
- [33] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P 1986 *Sov. Phys. JETP* **64** 1191
- [34] Abrines R, Percival I C 1966 *Proc. Phys. Soc.* **88** 861
- [35] Haan S L, Breen L, Karim A, Eberly J H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 103008
- [36] Liu X, Figueira de Morisson Faria C, Becker W, Corkum P B 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** L305
- [37] Feuerstein B, Moshhammer R, Fischer D, Dorn A, Schröter C D, Deipenwisch J, Crespo Lopez-Urrutia J R, Höhr C, Neumayer P, Ullrich J, Rottke H, Trump C, Wittmann M, Korn G, Sandner W 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 043003

The role of multi-return induced collision-ionization in atomic nonsequential double ionization *

Xin Guo-Guo¹⁾ Ye Di-Fa²⁾ Zhao Qing¹⁾ Liu Jie^{1)2)†}

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

2) (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

(Received 22 October 2010; revised manuscript received 16 November 2010)

Abstract

The nonsequential double ionization of helium by high-intensity (1.5×10^{15} W/cm²) few-cycle laser pulses is investigated using a three-dimensional semi-classical rescattering model, with emphasis on the longitudinal correlated momentum spectra. We find that the percentage of opposite-hemisphere emission in this case is remarkably higher than those produced by laser pulses with medium-intensity (e. g. , 7×10^{14} W/cm²) and low-intensity (e. g. , 2.5×10^{14} W/cm²) those produced by the laser pulses with, and also the same intensities but longer laser pulses. Meanwhile, the V-shape structure is more pronounced. We identify the underlying mechanisms with tracing back the individual trajectories, and find that the single- and the multi-return induced collision-ionization are mainly responsible for the opposite- and the same-hemisphere emission, respectively. The dependences of these two different mechanisms on peak intensity and pulse length are predicted.

Keywords: strong field, nonsequential double ionization, rescattering

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

* Project supported by the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2009IM033000), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50935001) and 111 Project.

† Corresponding author. E-mail: liu_jie@iapcm.ac.cn