

静电场对强激光场非序列双电子电离的影响^{*}

李洪云¹⁾ 王兵兵^{2)†} 蒋红兵¹⁾ 陈京³⁾ 李晓峰¹⁾ 刘杰³⁾ 龚旗煌¹⁾ 傅盘铭²⁾

1) 北京大学物理学院人工微结构和介观物理国家重点实验室, 北京 100871)

2) 中国科学院物理研究所光物理实验室, 北京 100080)

3) 应用物理与计算数学研究所非线性研究中心, 北京 100088)

(2007 年 3 月 19 日收到, 2007 年 4 月 24 日收到修改稿)

利用半经典重碰模型计算并研究了 He 原子在强激光场与静电场的混合场下的非序列双电子电离过程. 由于静电场破坏了激光电场的反演对称性, 在平行于激光场偏振方向的 He²⁺ 离子动量分布不再具有对称双峰结构. 由于超短脉冲具有相似的非对称性, 研究静电场对原子在强场中非序列电离的影响, 有助于分析超短脉冲非序列电离的过程, 进一步了解非序列双电子电离的机理.

关键词: 非序列双电离, 静电场, 重碰, 非对称性场

PACC: 3280, 4250V

1. 引言

研究原子在强激光场中的电离对于探知原子内部电子的运动情况具有重要的意义. 电离的具体情况与原子的种类以及激光场的强度有密切联系. 以 He 原子为例, 当激光场强低于 10¹⁴ W/cm² 时发生单电子电离, 激光场强达到 10¹⁵ W/cm² 时发生第二个电子的电离, 它们均为序列电离^[1,2], 对应的电离概率可以采用单电子近似理论进行预测, 预测结果与实验值符合得很好. 然而, 激光场强处于 10¹⁴ W/cm²—10¹⁵ W/cm² 之间时, He 原子第二个电子电离概率的实验值比单电子近似理论预测值高出几个数量级^[3], Ne^[4], Ar^[5] 等其他稀有气体原子也存在类似的实验结果. 这种实验现象是序列电离理论无法解释的, 所以人们称这种电离情况为非序列电离.

目前已存在多种非序列电离模型^[6-8], 其中 Corkum 提出的“重碰”模型^[8]是最重要的模型之一. 重碰模型以其清晰的物理图像描述了原子内部电子的相互作用过程, 认为原子最外层的一个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, 某些时刻会返回到母体离子附近并与母体离子发生碰撞, 实现双电子电离. Liu 等人发展的半经典重碰模型^[9,10]和 Eberly 小组建立的全经典重碰模

型^[11,12]对许多实验结果均给出了很好的模拟和解释.

原子在一个线偏振的长脉冲强激光场中的非序列电离研究已经取得了很大的进展, 沿偏振正反两个方向电场的变化是对称的, 二价离子平行于激光场偏振方向的动量分布具有一个对称的双峰结构^[13]. 在此基础上我们增加了一个弱的静电场, 用以研究在非空间对称场中 He 原子的非序列双电子电离过程. 首先静电场调节了激光电场的瞬时场强^[14-16]相应地, 第一个电子瞬时隧道电离概率随场强指数性变化, 运动方向与静电场方向相同的 He²⁺ 离子的概率增加, 运动方向与静电场方向相反的 He²⁺ 离子的概率下降. 另一方面由于静电场破坏了激光电场的对称性, 电子在外场中的加速过程也会呈现空间的不对称性. 利用这种方法, 量子隧穿过程和经典加速过程被分开, 他们对双电子电离的贡献呈现竞争的机理, 最后的离子动量分布取决于它们贡献大的一方.

2. 半经典非序列双电子电离理论

半经典的计算方法^[10]是将第一个电子的电离概率利用 ADK 隧穿理论^[17]计算出来, 作为该电子经典轨道的量子权重. 第一个电子电离后, 两电子

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60478031, 10634020 和 10521002)及国家重点基础研究发展计划(批准号: 2006CB806000, 2006CB806007)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: wbb@aphy.iphy.ac.cn

就在库仑势场及外场的共同作用下做经典运动. 最后利用它们的能量判断是否电离.

电场强度的具体表达式如下:

$F(t) = F_{\text{laser}}(t) + F_0 = \epsilon_0 [\cos(\omega t + \varphi_0) + \alpha] e_z$. 激光电场的偏振方向平行于 Z 轴, 激光电场振幅 $\epsilon_0 = 0.141 \text{ a.u.}$ ($I = 7.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$), 激光电场的频率为 $\omega = 0.0564 \text{ a.u.}$ ($\lambda = 800 \text{ nm}$), φ_0 是激光脉冲的初始相位. 静电场沿着 Z 轴的正方向, α 决定静电场的强度. 取 $\alpha = 0.05$. 设 t_i 时刻 He 原子核外的一个电子在外场作用下隧道电离, 瞬时隧道电离概率用以下公式进行计算:

$$W(0) = \frac{4(2I_{\text{pl}})^2}{|F(t_i)|} \exp(-\chi(2|I_{\text{pl}}|)^{3/2} / |F(t_i)|), \quad (1)$$

$$\bar{W}(1) = \frac{(2|I_{\text{pl}}|)^2}{|F(t_i)|\pi} \exp(-p_{\perp}^2(2|I_{\text{pl}}|)^2 / |F(t_i)|), \quad (2)$$

$$W(t_i, p_{\perp}) = W(0)\bar{W}(1),$$

其中 $I_{\text{pl}} = 0.9 \text{ a.u.}$ 是 He 原子的电离阈值. p_{\perp} 是电子垂直于 Z 轴的初始速度. 随后电子的运动可以用经典运动方程描述:

$$\ddot{r}_j(t) = F(t) - \frac{2}{r_j(t)} + \frac{1}{|r_1(t) - r_2(t)|} \quad (3)$$

$j=1, 2$ 分别表示 t_i 时刻发生隧道电离的电子和仍然处于束缚态的电子, 以下相同. 当电子 e_1 返回到母体离子附近时, 两个电子之间通过库仑相互作用传递能量, 电子 e_2 获得的能量超过 He^{2+} 离子的电离阈值 $I_{p2} = 2.0 \text{ a.u.}$ 时即可摆脱原子核的束缚成为自由电子.

3. 计算结果

电子 e_1 返回到母体离子附近时所具有的返回能量是决定两个电子之间传递能量多少的一个重要因素. 激光电场偏振方向和静电场方向均平行于 Z 轴, 仅考察电子 e_1 平行于 Z 轴的运动变化. 假设电子 e_1 在 t_i 时刻对应的初始位置 $z_i = \alpha$ (即原子核所在位置), 初始速度 $v_i = 0$, 在外场中加速后 t_f 时刻返回到原点, 电子 e_1 返回能量 E 和 $\Delta t = t_f - t_i$ 之间的对应关系如图 1. 没有静电场时, 外场的表达式为 $F_{\text{laser}}(t) = \epsilon_0 \cos(\omega t + \varphi_0) e_z$, 满足空间对称条件 $|F(t)| = \left| F\left(t + \frac{T}{2}\right) \right|$ ($T = \frac{2\pi}{\omega}$ 是激光电场的周期)

即 $\cos(\omega t_i + \varphi_0) < 0$ 与 $\cos(\omega t_i + \varphi_0) > 0$ 得到的计算结果是对称的, 图 1(a) 只给出 $\cos(\omega t_i + \varphi_0) > 0$ 时相应的计算结果. 引入静电场之后, $F(t) = F_{\text{laser}}(t) + F_0 = \epsilon_0 [\cos(\omega t + \varphi_0) + \alpha] e_z$ 不能满足上述对称条件, 图 1(b) 中分别给出电子在负半周期电离 ($\cos(\omega t_i + \varphi_0) < 0$) (细点线) 和正半周期电离 ($\cos(\omega t_i + \varphi_0) > 0$) (粗实线) 两种情况下的结果.

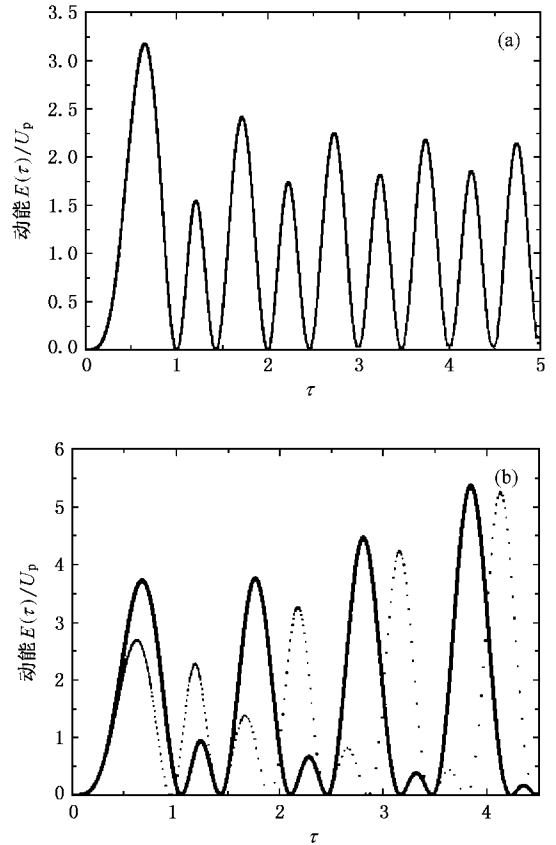


图 1 在外场中运动的自由电子 e_1 在不同的返回时间 $\tau = t_f - t_i$ 对应的动能 $E(\tau)$ (a) 无静电场的情况 (b) 静电场场强为 5% 激光场强的情况, 两条关系曲线分别对应 $\cos(\omega t_i + \varphi_0) > 0$ (粗实线) 和 $\cos(\omega t_i + \varphi_0) < 0$ (细点线)

电子 e_1 隧道电离后在一个光周期内会再次返回到母体离子附近, 外场是周期性振荡的, 如果其他作用力可以忽略^[18, 19], 那么电子 e_1 大约每隔半个光周期就返回到母体离子附近一次, 对应的几种电子返回运动轨道如图 2 所示. 在电子 e_1 运动过程中, 只有在电子 e_1 与 He^{2+} 离子距离最近的那一次返回, 两个电子之间才会发生强烈的相互作用并交换能量^[20]. 在非序列双电子电离发生之前, 即使电子 e_1 返回到母体离子附近, 两个电子之间的相互作用也很弱, 对电子 e_1 和 He^{2+} 离子的状态的影响可以

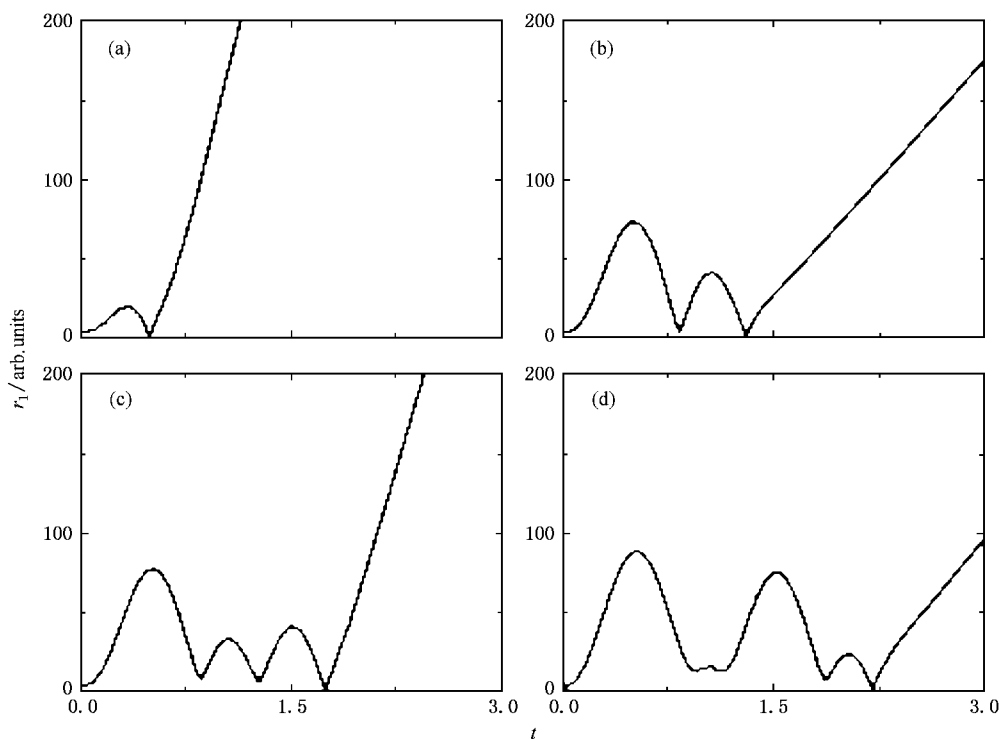


图2 电子 e_1 的四种非序列双电子电离轨道示例 (a)电子在第一次返回时发生碰撞 (b)电子在第二次返回时发生碰撞 (c)电子在第三次返回发生碰撞 (d)电子在第四次返回时发生碰撞

忽略.

显然,能够在第一次返回到母体离子附近的电子数目是最多的,以后每次返回的电子数目会指数衰减(在每次返回到母体离子附近的电子中都会有一部分因为发生碰撞或无法再次返回而消耗掉).由图1可知,电子在第一次返回到母体离子附近时可以获得较大的动能,因此,第一次返回对应的非序列双电子电离起主要贡献,也决定了 He^{2+} 离子动量分布情况.无静电场时,电子 e_1 在第一次返回到母体离子处具有的最大返回能量约为 $3.17U_p^{[21]}$ ($U_p = \frac{\epsilon_0^2}{4w^2}$ 是激光电场的有质动力势),激光电场沿着正负两个偏振方向的变化是对称的,得到的 He^{2+} 离子平行于 Z 轴的动量 p_z 的分布具有关于 $p_z = 0$ 对称的双峰结构(图3中的划线).增加静电场之后,激光电场正半周期(激光电场方向与静电场方向相同)时隧道电离出去电子在第一次返回时具有的最大返回能量为 $2.7U_p$,负半周期(激光电场方向与静电场方向相反)时隧道电离出去电子在第一次返回时具有的最大返回能量达到 $3.7U_p$ (图1).通常情况下,电子 e_1 所具有的动能越大传递给电子 e_2 的

能量就越多,越容易将电子 e_2 电离出去,由此可以判断,当只考虑电子 e_1 经典返回能量的变化时,运动方向与静电场方向相反时, He^{2+} 离子的概率应该高于运动方向与静电场方向相同时的 He^{2+} 离子的概率(如图3实线).因此当只考虑经典运动轨道对双电子电离的贡献时, He^{2+} 离子平行于电场偏振方向的动量分布曲线,左边的峰值高于右边的峰值.为了便于同无静电场情况比较,我们的计算中忽略了双电子电离后静电场对它们运动的影响.

然而,引入静电场后实际获得的 He^{2+} 离子动量分布图4与图3中实线所表示的分布截然不同.在图4中右边的峰值显著提高而左边的峰值降低.产生这种分布形状的主要原因,在于静电场对非序列双电子电离的另一方面的影响:即静电场改变了电子 e_1 在 t_i 时刻隧道电离时相应的瞬时隧道电离概率.由前面给出的隧道电离概率表达式可以推导出

$$\frac{dW(t_i, p_{\perp})}{dF(t_i)} = W(t_i, p_{\perp}) \left(-\frac{1}{|F(t_i)|} + \frac{K}{|F(t_i)|^2} \right),$$

$$K = \chi(2|I_{pl}|)^2/3 + p_{\perp}^2(2|I_{pl}|)^2,$$

对任意 $F(t_i)$ 都满足 $\left(-\frac{1}{|F(t_i)|} + \frac{K}{|F(t_i)|^2} \right) > 0$. 瞬时隧道电离概率随着瞬时电场强度的增加指数增

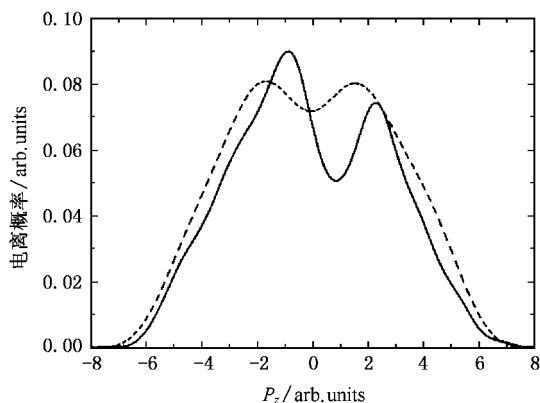


图3 当只考虑电子经典动能时 He^{2+} 离子平行于激光电场偏振方向的动量分布,无静电场情况(划线),静电场为5%激光场时的情况(实线)

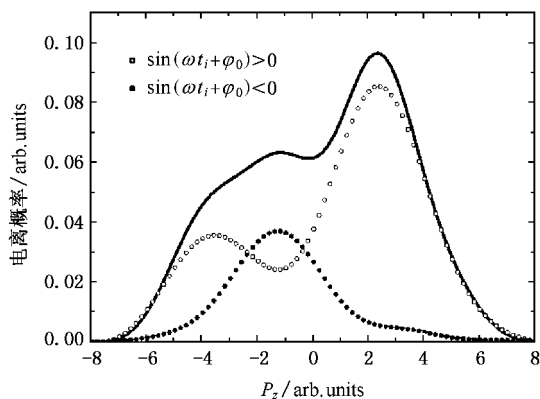


图4 包括量子隧道电离的影响后 He^{2+} 离子平行于激光电场偏振方向的动量分布,静电场为5%激光场时的情况

长. 激光电场方向与静电场方向相同时,瞬时电场强度为 $|F(t_i)| = |F_{\text{laser}}(t_i)| + |F_0|$,更多的原子发生隧道电离,能够再次返回到相应的母体离子附近并发生非序列双电子电离的电子数目增加,提高了 $+Z$ 方向运动的 He^{2+} 离子的电离概率. 激光电场方向与静电场方向相反时,瞬时电场强度为 $|F(t_i)| = |F_{\text{laser}}(t_i)| - |F_0|$ (激光电场强度小于静电场强度时对非序列双电子电离的贡献忽略),此时,能够发生隧道电离的原子数目下降,电子第一次返回时得到的 He^{2+} 离子的概率也随之下降.

由上面分析可知,隧道电离概率和电子返回时所带能量的大小对于非序列电离过程的贡献是两个相对独立的影响因素. 隧道电离概率决定了能够发生第一次返回的电子数目,电子返回动能的大小决定了这些返回电子发生非序列双电离的难易. 在单色的长脉冲激光场中,由于激光场的对称性,只能得

到综合起来的非序列双电子电离结果. 静电场的引入将这两个因素的影响进行了分离,正半周期时电离出去的电子在第一次返回时具有的返回动能下降,但隧道电离概率增加,负半周期时电离出去的电子返回能量增高,但隧道电离概率下降. 由此量子隧道电离与经典运动形成两种互相竞争的电离机理,哪种贡献大,双电子电离结果就取决于哪种机理的特征. 在我们的计算条件下,隧道电离概率的影响起到了决定性的作用(图4).

4. 静电场对多次返回双电子电离的影响

静电场不仅改变了电子第一次返回的双电子电离概率,对多次返回的双电子电离概率也存在调制. 多次返回可以分成两类,即奇数次返回与偶数次返回,这样分类的原因是电子 e_1 奇数次返回与偶数次返回时运动方向是相反的. 如图5所示,奇数次有效返回和偶数次有效返回得到的 He^{2+} 离子运动方向也因此是相反的.

在每次返回过程中都会有一部分电子被损耗,所以随着返回次数的增加,能够返回到母体离子附近的电子数目会指数地下降^[22]. 在这些返回到母体离子附近的电子中也只有一部分可以与 He^+ 离子碰撞获得 He^{2+} ,这个比例由电子返回时具有的返回能量决定. 电子 e_1 需要将 e_2 送至第一激发态或更高的能态才有可能发生双电子电离^[22,23],电子 e_2 的基态能量为 -2.0 a. u.,第一激发态能量为 -0.5 a. u.,所以非序列双电子电离主要由返回能量大于 1.5 a. u. 的电子决定,这部分较大能量的电子越多,双电子电离概率也就越高^[24]. 统计不同返回对应的双电子电离轨道数目 N 并取对数(图6),随着返回次数的增加,奇数次返回对应 $\log N$ 与偶数次返回对应的 $\log N$ 各自满足指数衰减的规律. 无静电场时(图6(a)),两条衰减曲线近似平行地变化,奇数次返回和偶数次返回对应的指数衰减因子分别为 $\gamma_{\text{odd}} = 2.74$, $\gamma_{\text{even}} = 3.33$. 由图6(a)可知电子 e_1 在奇数次返回时具有的最大返回能量普遍高于偶数次返回时具有的最大返回能量,所以奇数次返回曲线始终位于偶数次返回曲线之上. 随着返回次数的增加,电子 e_1 在偶数次返回时具有的最大返回能量略有增加,导致两条衰减曲线慢慢靠近. 增加静电场(图6(b)),电子 e_1 在偶数次返回时具有的返回动能越来越大,电子 e_1 在奇数次返回时具有的返回动能越

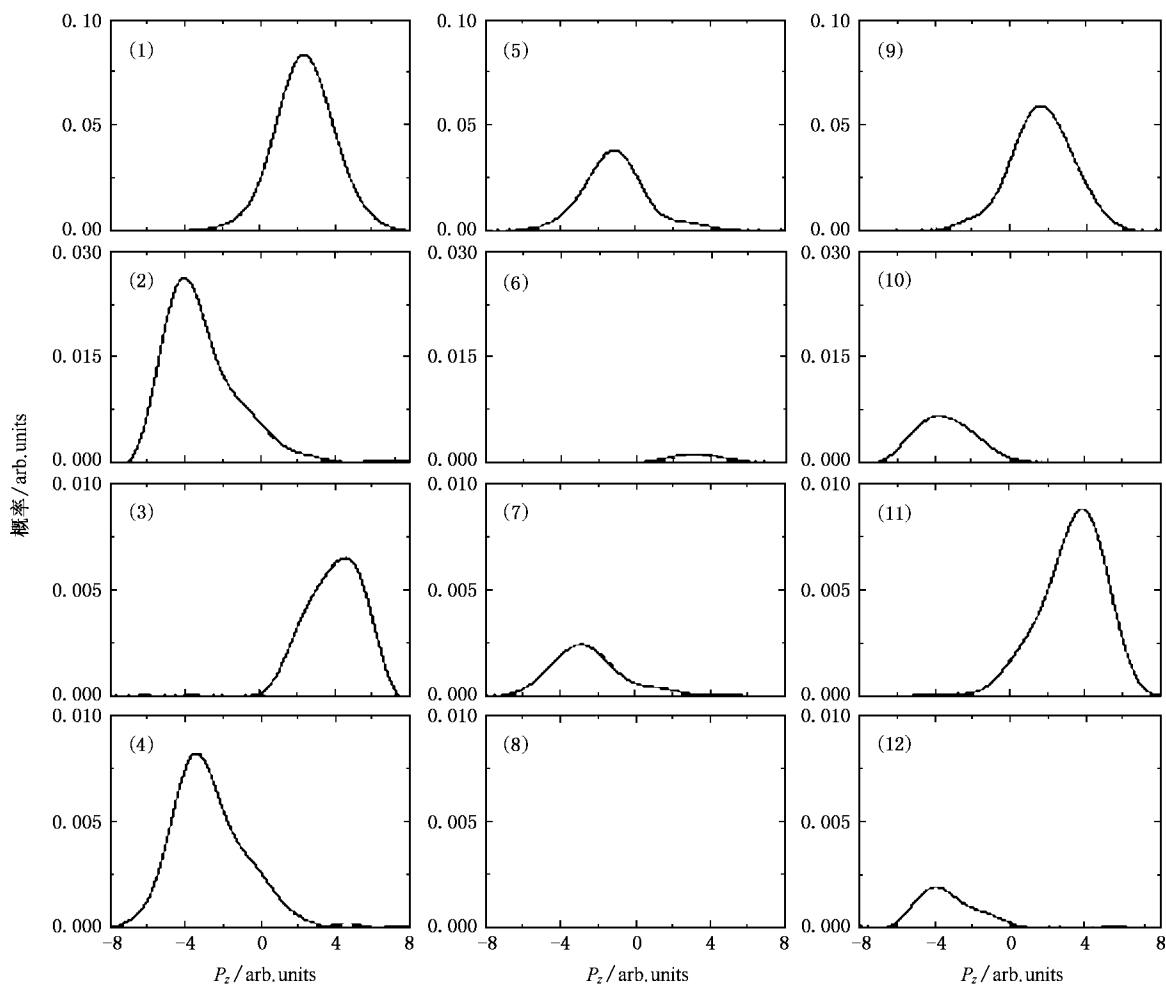


图5 不同返回次数对应的 He^{2+} 离子平行于激光电场偏振方向的动量分布 ((1)–(4)是静电场为5%激光场时正半周期的情况;(5)–(8)是静电场为5%激光场时负半周期的情况(9)–(12)为无静电场的情况)

来越小,正半周期时得到的双电子电离轨道数目较多,决定了总的非序列双电子电离的特征.随着返回次数的增加,导致奇数次返回曲线比偶数次返回曲线衰减得更快,衰减因子分别为 $\gamma_{\text{odd}} = 6.22$, $\gamma_{\text{even}} = 5.22$,当返回次数超过三次,偶数次返回曲线高于奇数次返回曲线.

增加静电场,电子 e_1 返回能量的变化规律与未加静电场时相比复杂得多(图1(b)).激光电场方向与静电场方向相反时,电离出去电子在第一次返回时获得的最大返回动能为 $3.7U_p$,更多第一次返回的电子有足够的能量产生非序列双电子电离,剩余很小一部分电子在第二次返回和第三次返回过程中发生非序列双电子电离.返回次数超过三次的电子轨道数目非常少,对非序列双电子电离的贡献很微小.激光电场方向与静电场方向相同时,非序列双电子电离遵循另一种变化规律.电离出去电子

在偶数次返回时所获得的最大返回能量逐步增加,远远超过未加静电场时电子在偶数次返回所具有的最大返回能量,提高了非序列双电子电离的概率.图5(2)中 He^{2+} 离子分布概率峰值为0.026,图5(10)中 He^{2+} 离子分布概率峰值为0.0065,提高了约三倍.同样图5(4)与图5(12)相比, He^{2+} 离子概率也增加了三倍多.然而电子 e_1 在奇数次返回时所具有的最大返回能量却越来越低,电子 e_1 第一次返回时具有的最大动能为 $2.7U_p$,第三次返回时具有的最大返回动能为 $1.5U_p$,接下来电子在奇数次返回时所获得的动能更小,均低于 1.5 a.u. .所以相应的非序列双电子电离概率急剧下降.综合两种情况,对于奇数次返回,或者是剩余的能够继续做返回运动的电子数目迅速下降,或者是电子返回动能迅速下降,使得奇数次返回曲线的衰减速度大于偶数次返回曲线的衰减速度,返回次数超过三次以后,

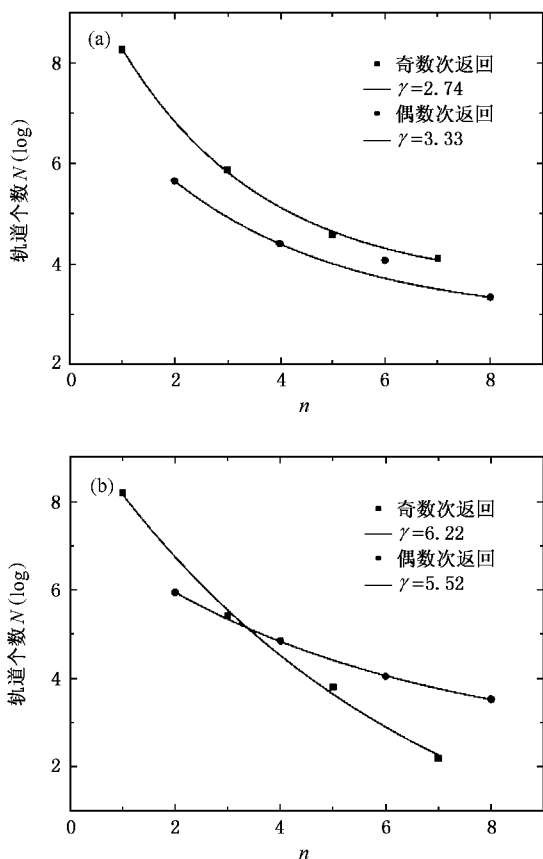


图6 不同返回次数对应的非序列双电子电离轨道数目(实心方形)奇数次返回对应的非序列双电子电离轨道数目,实线是相应的指数衰减拟合曲线(实心圆形)偶数次返回对应的非序列双电子电离轨道数目,划线是相应的指数衰减拟合曲线。(a)为无静电场的情况,(b)是静电场为5%激光场时的情况

$\cos(\omega t_i + \varphi_0) > 0$ 对非序列双电子电离起主要贡献。偶数次返回动能越来越高,奇数次返回动能均小于 1.5 a.u.,偶数次返回得到的双电子电离概率超过奇数次返回得到的双电子电离概率,偶数次有效返回曲线位于奇数次有效返回曲线之上。

5. 讨论与结论

目前,实验上已经可以得到兆电子伏以上的静电场强^[25-26],但应用在强激光场实验中还需实验技术的进一步发展。我们利用静电场得到非对称场的目的是用以深入研究超短脉冲形成的非对称场中非序列电离的机理问题。有趣的是,我们发现非对称的超短脉冲场结果^[27]的确与增加静电场的结果极为相似,如图7。两种电场的共同点是外场都不满足

$|F(t)| = \left| F\left(t + \frac{T}{2}\right) \right|$ 这一对称条件。这一特点也

是造成二价离子动量分布不对称的主要原因。但是增加静电场后的长脉冲激光场与周期量级短脉冲激光场相比又有差异。在长脉冲激光场中引入一个弱的静电场,虽然电场的对称性消失,但是总的电场仍然具有很好的周期性,而周期量级短脉冲的电场振幅随时间不断变化,既不具有对称性,又不具有周期性。在长脉冲激光场引入弱的静电场,处于场中的电子能够多次返回到母体离子附近与离子相互作用。而周期量级短脉冲只包含几个光周期(脉冲宽度约为 5—7 fs),原子核最外层电子隧道电离后,在电场中运动时间很短,电子的多次返回被抑制,非序列双电子电离均是在电子第一次返回到原子核附近时发生的^[28],所以对于超短脉冲非序列双电子电离,同样可以从第一个电子对应的隧道电离概率以及第一个电子返回到母体离子附近具有的返回动能这两个方面去解释。基于以上原因,研究静电场对原子在强场中的非序列双电子电离的影响,有助于进一步认识强场中原子非序列电离过程。

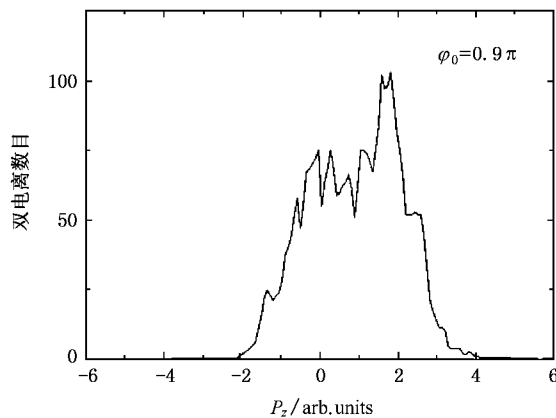


图7 实验测量 Ar 原子非序列双电子电离对应的 Ar^{2+} 离子在平行于激光场偏振方向的动量分布(激光脉冲宽度为 5 fs,载波包络相位 $\varphi_0 = 0.9\pi$,激光脉冲中心波长为 760 nm,激光光强为 $3.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$)

本文采用半经典重碰模型讨论了弱的静电场对 He 原子在强场中非序列电离的影响。静电场调制了第一个电子的隧道电离概率以及它的经典运动。静电场的引入将这两个因素对双电离的影响进行了分离,正半周期时电离出去电子在第一次返回时具有的返回动能下降,但隧道电离概率增加,负半周期时电离出去电子返回能量增高,双电子电离取决于这两种影响的综合结果。另一方面弱的静电场改变了电子多次返回时的动能,激光电场与静电场方向相同时,偶数次返回对应的返回能量很大,提高

了对应的双电子电离概率,激光电场与静电场方向相反时,偶数次返回对应的返回能量越来越小,双电子电离概率下降.最后我们对比了加入静电场的计算结果与超短脉冲中非序列电离,推断超短脉冲非序列电离也同样可以从瞬时隧道电离概率与电子返回动能两个方面的影响进行分析,进一步研究非对

称电场中原子的非序列电离将是认识原子非序列电离过程的一个有效途径.

作者感谢与柳晓军教授有价值的讨论,感谢北京大学计算机中心提供的良好运算条件.

- [1] Ammosov M V , Delone N B , Krainov V P 1986 *Sov. Phys. JETP* **64** 1191
- [2] Yu X G , Wang B B , Cheng T W , Li X F , Fu P M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3542 (in Chinese)
- [3] Walker B , Sheehy B , DiMauro L F , Agostini P , Schafer K J , Kulander K C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1227
- [4] Moshhammer R , Feuerstein B , Schmitt W , Dorn A , Schröter C D , Ullrich J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 447
- [5] Weber Th , Meckenbrock M , Staudte A , Spielberger L , Jagutzki O , Mergel V , Afaneh F , Urbasch G , Vollmer M , Giessen H , Dörner R 2000 *J. Phys. B* **33** L127
- [6] Fittinghoff D N , Bolton P R , Chang B , Kulander K C 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2642
- [7] Becker A , Faisal F H M 1999 *Phys. Rev. A* **59** R1742
- [8] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [9] Chen J , Liu J , Fu L B , Zheng W M 2000 *Phys. Rev. A* **63** 11404 (R)
- [10] Fu L B , Liu J , Chen S G 2002 *Phys. Rev. A* **65** 21406 (R)
- [11] Panfili R , Haan S L , Eberly J H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 113001
- [12] Ho P J , Panfili R , Haan S L , Eberly J H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 093002
- [13] Weber Th , Weckenbrock M , Staudte A , Spielberger L , Jagutzki O , Mergel V , Afaneh F , Urbasch G , Vollmer M , Giessen H , Dörner R 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 443
- [14] Wang B , Li X , Fu P 1999 *Phys. Rev. A* **59** 2894
- [15] Milosevic D B , Starace A F 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5097
- [16] Wang B , Li X , Fu P 1998 *J. Phys. B* **31** 1961
- [17] Delone N B , Krainov V P 1991 *J. Opt. Soc. Am. B* **8** 1207
- [18] Figueira de Morisson Faria C , Liu X , Becker W 2004 *Phys. Rev. A* **69** 21402 (R)
- [19] Brabec Th , Ivanov M Y , Corkum P B 1996 *Phys. Rev. A* **54** R2551
- [20] Sacha K , Eckhardt B 2001 *Phys. Rev. A* **63** 43414
- [21] Lynga C , Gaarde M B , Delfin C , Bellini M , Hönsch T W , L ' Huillier A , Wahlström C G 1999 *Phys. Rev. A* **60** 4823
- [22] Ho P J , Eberly J H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 193002
- [23] 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** 43003
- [24] Eremina E , Liu X , Rottke H , Sandner W , Dreischuh A , Lindner F , Grasbon F , Paulus G G , Walther H , Moshhammer R , Feuerstein B , Ullrich J 2003 *J. Phys. B* **36** 3269
- [25] Bergeman T , Harvey C , Butterfield K B , Bryant H C , Clark D A , Gram P A M , MacArthur D , Davis M , Donahue J B , Dayton J , Smith W W 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 775
- [26] Odzak S , Milosevic D B 2005 *Phys. Rev. A* **72** 33407
- [27] Liu X , Rottke H , Eremina E , Sandner W , Goulielmakis E , Keeffe K O , Lezius M , Krausz F , Lindner F , Schätzel M G , Paulus G G , Walther H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 263001
- [28] Rudenko A , Zrost K , Feuerstein B , Jesus V L B , Schroter C D , Moshhammer R , Ullrich J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 253001

The effect of static electric field on nonsequential double ionization^{*}

Li Hong-Yun¹⁾ Wang Bing-Bing²⁾ Jiang Hong-Bing¹⁾ Chen Jing³⁾ Li Xiao-Feng²⁾ Liu Jie³⁾
Gong Qi-Huang¹⁾ Fu Pan-Ming²⁾

1) *Department of Physics, State Key Laboratory for Artificial Microstructures and Mesoscopic Physics, Peking University, Beijing 100871, China*

2) *Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*

3) *Center for Nonlinear Studies, Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*

(Received 19 March 2007 ; revised manuscript received 24 April 2007)

Abstract

Nonsequential double ionization of He atom in the combined field of a laser and a static electric field has been investigated. It is found that the presence of the static electric field breaks the inversion and reflection symmetry, the symmetric double-peak structure of the He^{2+} ion momentum parallel to the polarization of the laser field is broken. Since the ultrashort laser pulse has the similar asymmetric character, this study is helpful to understand the mechanism of the double ionization process in ultrashort laser field.

Keywords : nonsequential double ionization, static electric field, rescattering, asymmetric field

PACC : 3280, 4250V

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60478031, 10634020 and 10521002), and the State Key Development Programme (973) for Basic Research of China (Grant Nos. 2006CB806000 and 2006CB806007).