

分子核间距对非时序双电离的影响*

魏雅娜 杨世平[†]

(河北师范大学物理科学与信息工程学院, 石家庄 050016)

(2010 年 1 月 4 日收到; 2010 年 1 月 27 日收到修改稿)

利用半经典再散射模型研究了激光强度在一定范围内时分子核间距对非时序双电离过程的影响. 分别计算了非时序双电离率、两电子的电离能、两电子的动量相关、Coulomb 和激光场的复合势随分子核间距的变化关系. 研究表明, 分子核间距在 1.0—6.0 a. u. 范围内时, 非时序双电离率和两电子动量和为零的双电离事件数随着分子核间距的增大而增大. 当分子核间距继续增大(大于 6.0 a. u.) 时, 非时序双电离率和两电子动量和为零的双电离事件数却减小.

关键词: 半经典再散射模型, Monte Carlo 法, 分子核间距

PACC: 7115Q, 3480G

1. 引 言

在最近几年中, 强激光场物理学在实验新技术和新理论上均取得了很大发展. 当强激光场作用到原子、分子上时, 人们发现了很多现象. 比如, 高次谐波^[1,2]、非时序双电离^[3-9]、阈上电离^[10]、多光子电离^[11]和 Coulomb 爆炸^[12]等现象. 在这些现象中, 非时序双电离动力学现象比其他现象更为显著. 与原子相比较, 分子的非时序双电离过程更加复杂, 这是因为分子的自由度比原子的自由度大. 比如, 在分子的非时序双电离过程中, 还应该考虑分子取向和核间距等所具有分子特性.

最近的实验数据显示, 半经典再散射模型比其他理论模型更能够解释非时序双电离现象^[13]. 根据这个模型, 一个电子通过隧穿电离逃离由 Coulomb 场和激光场的共同作用形成复合势场. 之后, 隧穿电子在激光场的作用下做周期性运动. 如果隧穿电子返回到母离子附近并与其发生碰撞, 束缚电子很可能会发生电离, 产生非时序双电离^[14]. 本文将半经典再散射模型运用到包含两个原子核和两个价电子的 H 分子上, 而且两个原子核在与激光场相互作用的过程中始终保持静止.

我们拟探测激光强度 I 约 10^{14} W/cm² 时分子核间距对非时序双电离过程的影响. 如果能了解该

因素如何影响非时序双电离过程, 那么包含两个原子核的其他的双原子分子在强激光场中的特性就可加以推演. 为进一步观察, 计算了非时序双电离率、两电子的电离能、两电子的动量相关和电子经受的 Coulomb 场和激光场的复合势随分子核间距的变化关系.

2. 半经典再散射模型

首先简介半经典再散射模型. 隧穿电子从束缚态到连续态的电离用考虑了分子两中心特征的隧穿电离理论来处理. 隧穿电子和束缚电子在 Coulomb 场和激光场的复合势场中的演化用经典的 Newton 方程来描述(采用原子单位制)^[15]:

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = \mathbf{E}(t) - \nabla_{\mathbf{r}_i} (V_{ne}^i + V_{ee}), \quad (1)$$

我们假定电场在 z 轴上, $\mathbf{E}(t) = (0, 0, E(t))$, $E(t) = E \cos(\omega t)$. 下标 $i = 1, 2$ 分别代表隧穿电子和束缚电子.

电子和原子核、电子和电子之间的相互作用势分别表示为:

$$V_{ne}^i = -\frac{Z_{\text{eff}}}{r_{ai}} - \frac{Z_{\text{eff}}}{r_{bi}}, \quad (2)$$
$$V_{ee} = \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|},$$

* 河北省自然科学基金(批准号:A2008000136)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: yangship@mail.hebtu.edu.cn

其中 r_{ai} 和 r_{bi} 分别表示第 i 个电子到核 a 和 b 的距离, Z_{eff} 表示考虑了其他束缚电子影响的有效电荷. 对于 H_2 来说, 有效电荷 $Z_{\text{eff}} = 1$.

为了解经典方程 (1), 我们需要知道两个电子的初始坐标和初始速度. 隧穿电子的初始坐标由一个含有效势的方程决定^[15]. 它的初始速度为 $v_x = v_{\text{per}} \cos \chi$, $v_y = v_{\text{per}} \sin \chi$ 和 $v_z = 0$ ($0 \leq \chi \leq 2\pi$). 每个经典轨道的权重为:

$$w(t_0, v_{\text{per}}) = w(0)w(1), \quad (3)$$

$$w(1) = \frac{(2I_{\text{pl}})^{1/2}}{E\pi} \times \exp\left(-\frac{v_{\text{per}}^2 (2I_{\text{pl}})^{1/2}}{E}\right),$$

其中, I_{pl} 表示隧穿电子的电离势, $w(0)$ 表示在准静态近似中的电离率. 利用 Monte Carlo 的经典轨道方法得到束缚电子的初始分布^[15]. 在方位角对称的系统中, 用圆柱坐标 (z, ρ, φ) . 每个 (z_i, ρ_j, φ_k) 点均匀分布在 $(0, 8) \times (0, 7) \times (0, 2\pi)$ 的三维空间中. 我们计算了几率分布 $w_0(z_i, \rho_j, \varphi_k) = 2\pi\rho_j |\psi_0|^2$, 并且定义 $W_0 = \max(w_0)$. ψ_0 是利用 LCAO-MO 近似得到的一价分子离子的基态波函数. 在 $(0, W_0)$ 中选取一个随机数 w , 并将它与 w_0 比较. 如果 $w_0 > w$, (z_i, ρ_j, φ_k) 作为束缚电子的初始分布. 束缚电子的动量 $(p_{zi}, p_{zj}, \varphi_{pk})$ 均匀地分布在 $(0, 4.5) \times (0, 4.5) \times (0, 2\pi)$ 的三维动量空间. 束缚电子的坐标和动量由电子的总能量 E 决定, E 满足 $E_{\text{min}} < E < E_{\text{max}}$. 在这里, 我们选取 $E_{\text{min}} = I_{\text{p2}} - 0.05$ a. u. 和 $E_{\text{max}} = I_{\text{p2}} + 0.05$ a. u., I_{p2} 是一价分子离子的电离势.

在计算中, 激光脉冲作用的时间为 $13T$, T 是激光脉冲的周期. 对于前 10 个激光周期, 激光场的振幅是一个常数; 在后 3 个周期中用 \cos^2 包络关闭激光场. 激光脉冲的波长为 800 nm, 频率 $\omega = 0.05695$

a. u. 大约 10^5 个初始点随机的分布在 $-\pi/2 < \omega t_0 < \pi/2, v_{\text{per}} > 0$ 的参数平面上.

3. 数值模拟和分析

3.1. 电子的演化路径

为了探测非时序双电离中分子的两相关电子的动力学, 我们挑选了两个双电离事件来观察两电子的演化路径^[16], 如图 1. 激光场是周期的, 所以隧穿电子能够返回到母离子附近. 在图 1(a) 中, 隧穿电子在第一次返回到母离子附近时与其碰撞, 将束缚电子电离, 发生非时序双电离. 在图 1(b) 中, 隧穿电子在第五次返回到母离子附近时将束缚电子电离, 发生非时序双电离. 在两电子演化路径的挑选中, 我们发现在所有发生非时序双电离的事件中, 隧穿电子在第一次返回时发生双电离的情况比其他情况更容易. 这个现象可以由图 2 加以证明. 在图 2(a) 中, 随着隧穿电子返回次数的增加, 发生非时序双电离的隧穿电子的数目减少. 对于大部分的隧穿电子, 在它们第一次返回到母离子附近时拥有很大的能量. 我们知道隧穿电子的能量越高, 发生碰撞电离的概率越大. 对于碰撞电离, 其两个主要的电离过程为碰撞电离和碰撞-激发电离^[13]. 对于碰撞电离, 隧穿电子由于激光场的周期驱动作用返回到母离子附近并与其发生碰撞, 将束缚电子电离, 导致双电离的产生. 这时两电子的电离几乎是同时的. 所以, 对于发生碰撞电离的两电子来说, 两电子的动量方向相同. 而对于碰撞-激发电离, 隧穿电子不能使束缚电子电离, 而是把它激发到一个较

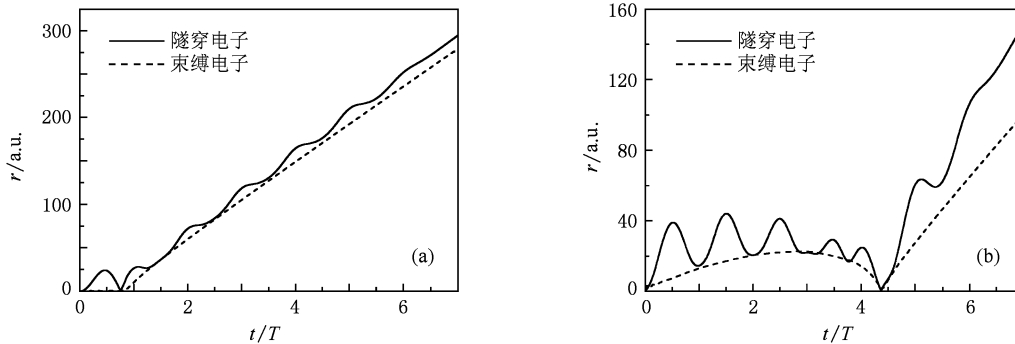


图 1 隧穿电子和束缚电子的演化路径. 激光强度为 $1.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 分子核间距为 2.0 a. u. (a) 电子在第一次返回到母离子附近时发生碰撞, (b) 电子在第五次返回到母离子附近时发生碰撞

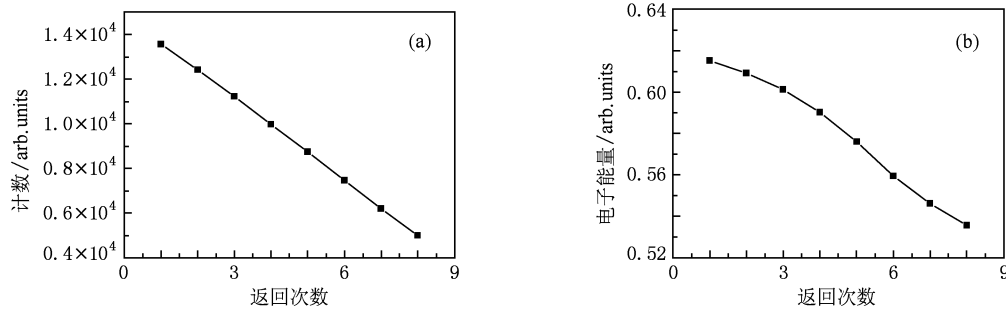


图2 非时序双电离的产量(a)和电子能量(b)随隧穿电子返回次数的变化 激光强度为 $1.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 分子核间距为 2.0 a. u.

高的激发态. 经过奇数个周期之后, 由激光场将束缚电子电离. 所以, 对于发生碰撞-激发电离的两电子来说, 两电子的动量方向相反. 在图 2(a) 中, 隧穿电子第一次返回到母离子附近就导致非时序双电离的事件数在总的双电离事件数中占有很大的比重. 而且从图 2(b) 中我们还得知, 隧穿电子的能量随着返回次数的增加而减小. 因此, 对于隧穿电子第一次返回到母离子附近就导致非时序双电离的概率比其他发生非时序双电离的概率大.

3.2. 非时序双电离率与分子核间距的关系

为研究分子几何性质对非时序双电离的影响, 计算了非时序双电离率随分子核间距的变化关系, 如图 3 所示. 在文献[17]—[19]中也曾经用解含时 Schrödinger 方程的方法讨论过非时序双电离率随分子核间距的变化关系, 所得结果与我们用半经典再散射模型得到的结果相似. 在图 3 中, 当分子核间距在 1.0—6.0 a. u. 范围内时, 非时序双电离率随着分子核间距的增加迅速提高. 当分子核间距为 6.0 a. u. 时, 非时序双电离率达到最大. 继续增大分子核间距时, 非时序双电离率却减小. 这说明分子核间距对非时序双电离过程有重要的影响. 因此, 对于核间距不同的分子来说, 非时序双电离率是不同的. 然而, 现在还不清楚是哪个因素的影响使得非时序双电离率随着分子核间距的变化而变化. 但是我们知道, 两电子的电离能是判断电子电离的重要因素. 因此, 我们计算了在分子核间距不同时非时序双电离的产量随两电子电离能的变化, 如图 4 所示. 在图 4 中, 若分子核间距给定的情况下, 非时序双电离的产量随着两电子电离能的增大而减小, 即两电子的电离能较小时非时序双电离的产量大. 对于发生碰撞电离的两电子来说, 隧穿电子的能量足

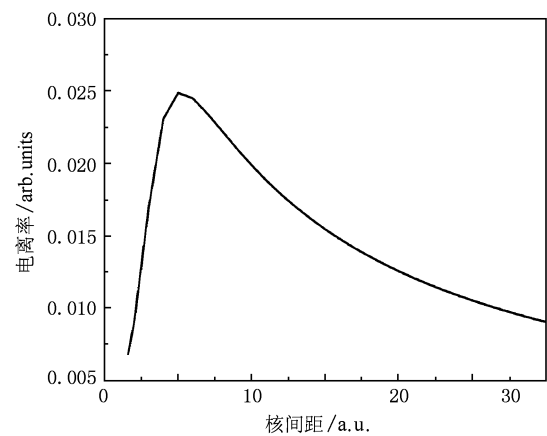


图3 非时序双电离率随分子核间距的变化 激光强度为 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

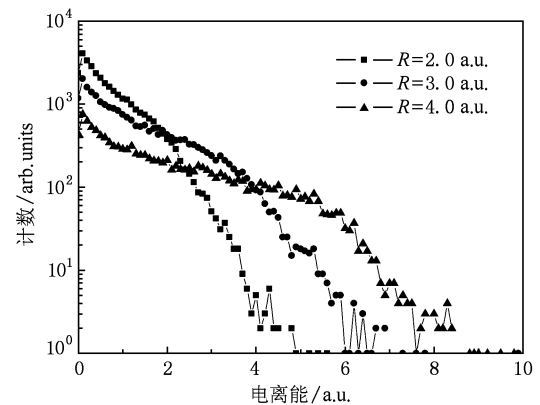


图4 分子核间距不同时, 非时序双电离的产量随两电子电离能的变化 激光强度为 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$

够大, 它与母离子碰撞时可以使得束缚电子电离. 但是, 在碰撞电离过程中隧穿电子消耗了很多的能量, 所以碰撞后隧穿电子和束缚电子的能量很低. 相比较下, 对于发生碰撞-激发电离的两电子来说,

隧穿电子不能将足够的能量转移给束缚电子,而是将束缚电子激发到一个较高的激发态. 经过一段时间之后,由激光场将束缚电子电离. 在束缚电子被激光场电离的时间内,隧穿电子又从激光场中获得能量. 因此,在通常情况下发生碰撞-激发电离的两电子获得的能量比发生碰撞电离的两电子获得的能量高. 所以,在图 4 中两电子拥有高的电离能的电离过程大部分都属于碰撞-激发电离. 除此之外,我们在图 4 中还计算了分子核间距不同时非时序双电离的产量随电子电离能的分布. 由图 4 可见,分子核间距 2.0—4.0 a. u. 范围内时,随着分子核间距的增大,非时序双电离产量的分布出现“平台”结构. 即随着两电子电离能的增加,非时序双电离的产量在一段时间内变化不明显.

3.3. 分子核间距不同时两电子的动量和分布

为了进一步研究分子的非时序双电离现象,

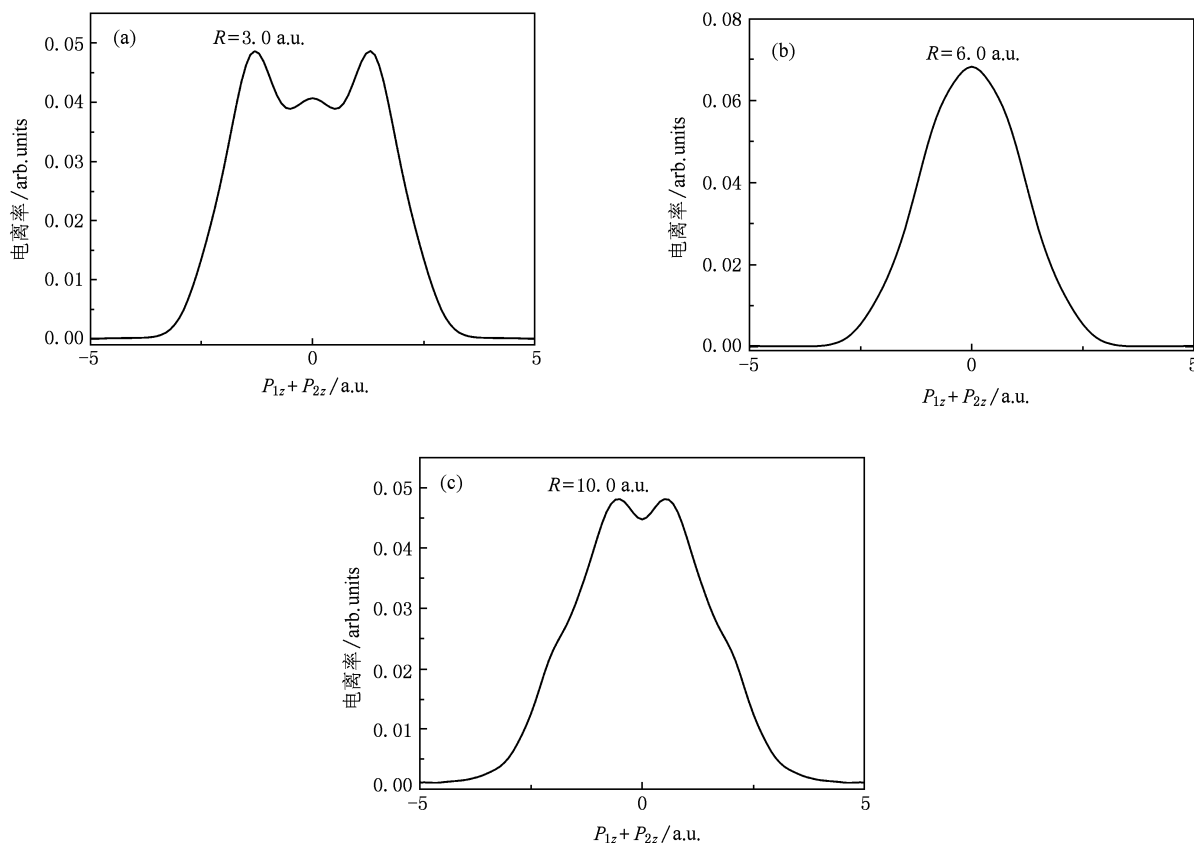


图 5 分子核间距不同时,非时序双电离率随两电子动量和的分布 激光强度为 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ (a) $R=3.0 \text{ a.u.}$, (b) $R=6.0 \text{ a.u.}$, (c) $R=10.0 \text{ a.u.}$

3.4. 推迟时间不同时两电子的动量相关

推迟时间被定义为两电子发生电离的时间与

我们计算了分子核间距不同时两电子的动量和分布,如图 5 所示. 图 5 表明了随着分子核间距的增大两电子动量和分布的变化. 其中只选择了分子核间距为 3.0, 6.0, 10.0 a. u. 3 种典型的情况. 在分子核间距从 1 a. u. 增大到 10.0 a. u. 的过程中,两电子的动量和分布出现了从双峰-单峰-双峰的变化. 这一变化体现了两电子的动量和为零时的双电离事件数出现先增加后减小的现象. 我们知道,两电子动量和为零的电离过程属于碰撞-激发电离,所以发生碰撞-激发电离的事件数的变化为先增大后减小. 这个现象与图 3 中非时序电离率随分子核间距的变化相似. 分子核间距在 1.0—6 a. u. 的范围内时,随着核间距的增加,非时序双电离率和两电子的动量和为零的双电离事件数都增加;当分子核间距大于 6.0 a. u. 时,非时序双电离率和两电子动量和为零的双电离事件数随着核间距的增加而减小.

两电子碰撞时间的差值. 从上面的研究中已经得知两个主要的电离过程,即碰撞电离和碰撞-激发电离. 对于碰撞电离来说,隧穿电子直接将束缚电子

电离,两电子发生双电离的推迟时间较短;而对于碰撞-激发电离的两电子来说,隧穿电子不能直接将束缚电子电离,所以两电子发生双电离的推迟时间较长.

在图 5 中,我们计算了两电子的动量和分布,并且分析了在何种情况下两电子动量和等于零. 两电子的动量和是否等于零取决于两电子动量的方向. 为了分析两电子动量方向的变化,在图 6 中计算了推迟时间不同时两电子的动量相关^[8]. 在图 6 中,两电子动量方向相同时,表现在第一、三象限;两电

子动量方向相反时,表现在第二、四象限. 从图 6(a)和 6(b)中能够发现,在发生双电离时,两电子动量方向相同的事件数比两电子动量方向相反的事件数多. 然而,在图 6(c)和图 6(d)中这种现象是相反的,即两电子动量方向相同的事件数比两电子动量方向相反的事件数少. 上述结果与文献[8]中的结果一致. 为了能够更加清晰地了解这一现象,我们计算了两电子动量方向相同 $P_{\uparrow\uparrow}$ 和相反 $P_{\downarrow\downarrow}$ 的双电离事件数与总的发生双电离的事件数的比值,如表 1 所示.

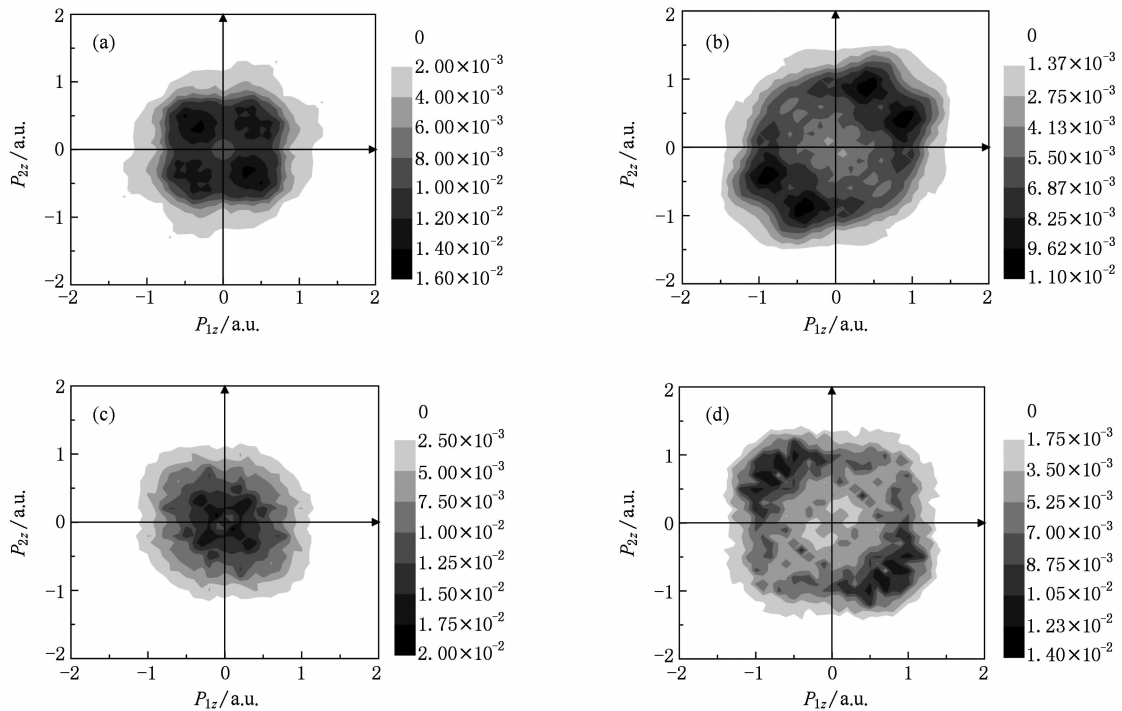


图 6 推迟时间不同情况下两电子的动量相关 激光强度为 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 分子的核间距为 2.0 a.u. (a) 0—0.25T, (b) 0.25T—0.5T, (c) 0.5T—0.75T, (d) 0.75T—1.0T

表 1 两电子动量方向不同时发生双电离的事件数占总的双电离事件数的比率 激光强度为 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 核间距为 2.0 a.u.

推迟时间/T	$P_{\uparrow\uparrow}/\%$	$P_{\downarrow\downarrow}/\%$
0—0.25	62.39	37.61
0.25—0.5	66.26	33.74
0.5—0.75	39.70	60.30
0.75—1.0	43.83	56.17

由表 1 中可见,推迟时间在 0—0.5T 时,双电离的两电子动量方向相同的事件数比两电子动量方向相反的事件数多. 而且,推迟时间为 0.25T—0.5T 时的 $P_{\uparrow\uparrow}$ 值比推迟时间为 0—0.25T 时的 $P_{\uparrow\uparrow}$ 值大. 但是,随着推迟时间的继续增大, $P_{\uparrow\uparrow}$ 值减小. 推

迟时间为 0.5T—0.75T 时的 $P_{\uparrow\uparrow}$ 值达到最小. 而推迟时间为 0.75T—1.0T 时,又出现了 $P_{\uparrow\uparrow}$ 值和 $P_{\downarrow\downarrow}$ 值相差很小的现象. 通过分析得知,推迟时间在 0—0.5T 范围内时碰撞电离占主要的优势. 我们知道,发生碰撞电离的两电子的振动方向相同,这就解释了为什么在推迟时间为 0—0.5T 时 $P_{\uparrow\uparrow}$ 值大于 $P_{\downarrow\downarrow}$ 值的现象. 对于碰撞-激发电离来说,两电子的振动方向相反,即两电子的动量方向相反. 而且发生碰撞-激发电离的推迟时间明显比发生碰撞电离的推迟时间长. 所以,在 0.5T—1.0T 的范围内时,碰撞-激发电离占主要的优势. 这也解释了在 0.5T—1.0T 的周期内, $P_{\downarrow\downarrow}$ 值比 $P_{\uparrow\uparrow}$ 值大的现象,如表 1 所示.

3.5. 分子核间距不同时 Coulomb 场和激光场的复合势的变化

上面已分析了分子核间距对非时序双电离过程的影响. 为了解释这些现象的物理机理, 我们计算了分子核间距不同时的复合势 $W(z) = V(z) + Ez$ ^[20-22], 如图 7 所示. 在分子核间距较小时 ($R = 2.0$ a. u., 如图 7(a)), 可以看到双势阱的内部势阱很低(图 7(a)中箭头处), 使得电子不能完全地感受到双势阱的影响. 这种情况下的电离率与单个原子的电离率相似. 分子核间距继续增大到 6.0 a. u. 时, 电子能够隧穿或者越过势垒进入到连续态(如图 7(b)和图 7(c)), 所以电离作用被增强. 电离的

增强作用从图 3 中也能够看出来: 图 3 中的分子核间距在 1.0—6.0 a. u. 范围内时, 非时序双电离率随着分子核间距的增大而增大. 分子核间距继续增大时(如图 7(d)), 双势阱中内部势垒的提升和变宽使得电子停留在各自的势阱中的概率变大. 所以, 返回的隧穿电子与母离子发生碰撞时不能将束缚电子电离. 这就可以解释图 3 中分子核间距从 6.0 a. u. 继续增大时, 非时序双电离率减小的现象. 同样地, 图 5 中两电子动量方向相反的事件数随着分子核间距的增加先增大后减小现象的物理本质也就清楚了. 复合势随分子核间距的变化反映了分子核间距对非时序双电离过程的影响.

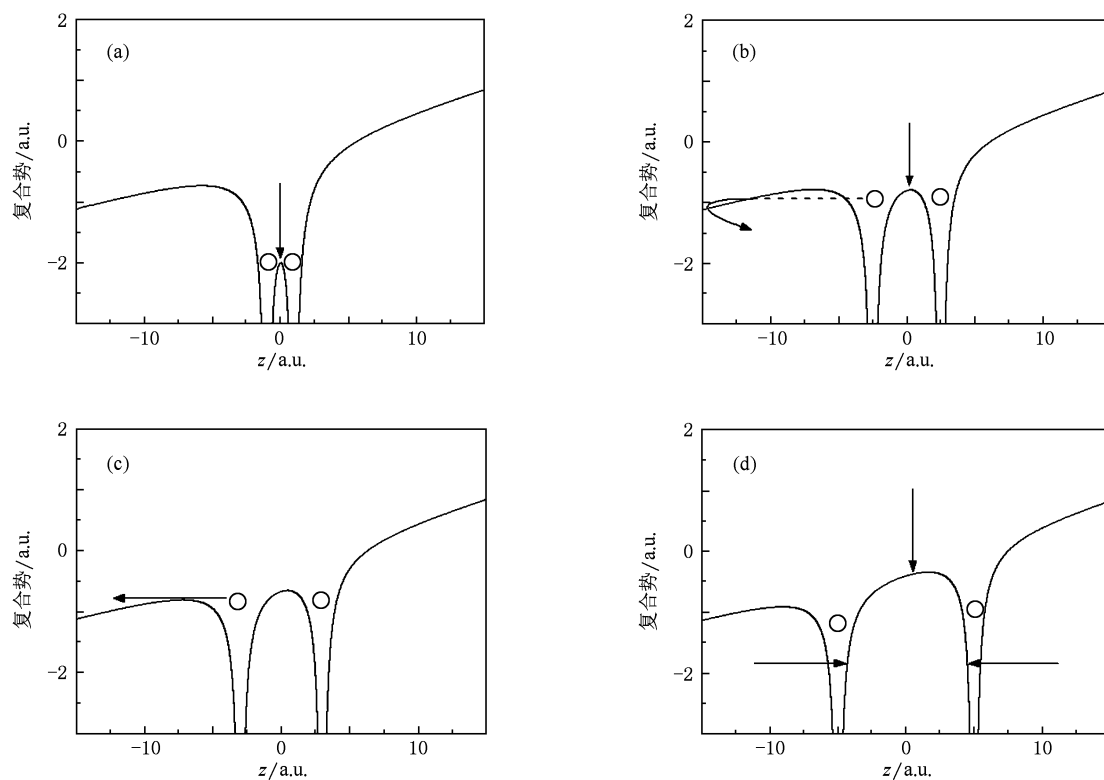


图 7 分子核间距不同时 Coulomb 场和激光场复合势的分布 激光强度为 1.5×10^{14} W/cm², 水平轴表示的是 z 轴. (a) $R = 2.0$ a. u., (b) $R = 5.0$ a. u., (c) $R = 6.0$ a. u., (d) $R = 10.0$ a. u.

4. 结 论

利用半经典再散射模型研究了分子核间距对非时序双电离的影响. 通过分析, 分别计算了非时序双电离率、两电子的电离能、两电子的动量相关和 Coulomb 场和激光场的复合势随分子核间距的变化. 所得结果与用解含时 Schrödinger 方程的结果相

似. 这说明用半经典再散射模型研究强激光场中分子的非时序双电离现象的正确性. 同时, 发现分子核间距不仅影响非时序双电离率, 还影响两电子的电离能和动量方向. 对于分子核间距较小时, 非时序双电离率与两电子动量和为零的双电离事件数随着核间距的增大而增大. 然而, 随着分子核间距的继续增大, 非时序双电离率与两电子动量和为零的双电离事件数出现了减小的现象. 为了进一步探

究其物理本质,我们计算了电子感受的 Coulomb 场和激光场的复合势随分子核间距的变化. 分子核间距较小时,双势阱的内部势垒很低,此时的非时序双电离率与原子的情况接近. 当分子核间距增大时,电子可以隧穿或者越过势垒发生电离,这就导致非时序双电离率增大. 进一步增大分子核间距时,内部势垒被提升且宽度变大,使得电子停留在

各自的势阱中的几率变大,所以电离的几率减小. 利用分子核间距三个阶段的分析,可以解释非时序双电离率和两电子动量和为零的双电离事件数随着分子核间距的增大出现先增加后减小的现象. 综上所述,分子核间距在分子的非时序双电离过程中起着不可忽视的作用. 我们的理论预测在今后的实验中可以得到验证.

-
- [1] Kopold R, Becker W, Kleber M 1998 *Phys. Rev. A* **58** 4022
- [2] Gu B, Cui L, Zeng X H, Zhang F S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2972 (in Chinese) [顾斌、崔磊、曾祥华、张丰收 2006 物理学报 **55** 2972]
- [3] Fittinghoff D N, Bolton P R, Chang B, Kulander K C 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2642
- [4] Walker B, Sheehy B, DiMauro L F, Agostini P, Schafer K J, Kulander K C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1227
- [5] 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
- [6] Becker A, Faisal F H M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3546
- [7] Lein M, Gross E K U, Engel V 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4707
- [8] Ye D F, Chen J, Liu J 2008 *Phys. Rev. A* **77** 013403
- [9] Ye D F, Liu X, Liu J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 233003
- [10] Ivanov I A, Kheifets A S 2009 *Phys. Rev. A* **80** 063418
- [11] Chen L, Chen X M, Shao J X, Lu Y X, Ding B W, Cui Y, Gao Z M, Liu Y W, Du J, Xie J S, Sun G Z, Liu Z Y 2007 *Chin. Phys.* **16** 2378
- [12] Leth H A, Madsen L B, McCann J F 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033414
- [13] Liu J, Ye D F, Chen J, Liu X 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 013003
- [14] Li H Y, Wang B B, Chen J, Jiang H B, Li X F, Liu J, Gong Q H, Yan Z C, Fu P M 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033405
- [15] Li Y, Chen J, Yang S P, Liu J 2007 *Phys. Rev. A* **76** 023401
- [16] 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]
- [17] Saenz A 2000 *Phys. Rev. A* **61** 051402(R)
- [18] Awasthi M, Saenz A 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** S389
- [19] Yu H, Zuo T, Bandrauk A D 1996 *Phys. Rev. A* **54** 3290
- [20] Zuo T, Bandrauk A D 1995 *Phys. Rev. A* **52** R2511
- [21] Kamta G L, Bandrauk A D 2007 *Phys. Rev. A* **75** 041401(R)
- [22] Kamta G L, Bandrauk A D 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 203003

Effect of molecular internuclear distance on non-sequential double ionization^{*}

Wei Ya-Na Yang Shi-Ping[†]

(*Department of Physics, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050016, China*)

(Received 4 January 2010; revised manuscript received 27 January 2010)

Abstract

Using the semiclassical rescattering model, we have studied the effect of molecular internuclear distance on non-sequential double ionization. In the process of our analysis, the non-sequential double ionization rate, two-electron ionization energy, two-electron momentum correlation and the combined potential of Coulomb field and laser field are calculated with the molecular internuclear distance changing. The results show that non-sequential double ionization rate and the double ionization events with the sum of the two electron momentums equal to zero increase with the molecular internuclear distance increasing when the molecular internuclear distance is within 1.0—6.0 a. u. When the molecular internuclear distance continues to increase (greater than 6.0 a. u.), non-sequential double ionization rate and the double ionization events with sum of two electron momentums equal to zero decrease.

Keywords: semiclassical rescattering model, Monte Carlo method, molecular internuclear distance

PACC: 7115Q, 3480G

^{*} Project supported by the Hebei Provincial Natural Science Foundation of China (Grant No. A2008000136).

[†] Corresponding author. E-mail: yangship@mail.hebtu.edu.cn