

摘要

超强超快激光与原子、分子相互作用下，产生了许多非线性光致电离现象，如次序双电离（sequential double ionization, SDI）、非次序双电离（nonsequential double ionization, NSDI）和受挫双电离（frustrated double ionization, FDI）。目前，强场分子 FDI 潜藏的电子发射动力学细节是亟待澄清的，并且与原子相比，分子结构更加复杂（如分子取向、核间距等），使得分子 FDI 电子发射动力学具有更多的自由度。为了探索分子 FDI 电子发射动力学的细节，我们采用三维经典系综模型，理论研究了线偏光驱动下氮分子受挫双电离。本文开展了以下的工作：

（1）研究了分子 FDI 电子发射动力学对激光波长的依赖特性。结果显示，FDI 产率随波长的增加而减小。通过反演分析，发现了单次碰撞和多次碰撞两种 FDI 机制。当激光波长较短时，两种碰撞机制对 FDI 产率具有同等的贡献。但在较长波长情况下，单次碰撞机制对 FDI 产率的贡献占主导。在不同波长情况下，我们还探究了分子轴与激光电场偏振方向的夹角对分子 FDI 电子发射动力学的影响。计算结果表明，随着夹角的增大，同一波长下，FDI 产率是下降的。特别地，与原子 FDI 相比，在分子 FDI 中，被俘获电子的电离出口动量在很大程度上也与矢势相匹配。

（2）研究了碰撞阈值强度下分子 FDI 电子动力学过程。理论结果表明，当激光强度低于碰撞阈值强度时，氮分子 FDI 电离电子的截止能量随激光强度的增加而减小。反演分析发现，氮分子 FDI 主要通过两种电离通道产生，对应的电离出口速度分布与矢势线偏离较大或较小。两种电离通道对应的电离电子的末态动量分布分别对应着大动量和小动量区域，随激光强度增加，大动量电子产率下降，导致电离电子末态动量分布随激光强度变化，呈现双峰结构或四峰结构。

（3）研究了不同分子取向对氮分子 FDI 对核间距的依赖。研究表明，不同分子取向，FDI 产率随核间距的变化趋势是相同的。与 DI 相比，随着核间距的增加，FDI 产率也是先快速增加后缓慢减小的。反演分析发现，分子 FDI 主要通过碰撞激发电离机制产生，随着核间距的增加，末态小动量电子的电离出口速度靠近矢势，末态大动量电子的电离出口速度远离矢势。这导致氮分子 FDI 中电离电子的末态动量分布随着核间距的增加由四峰结构转变为双峰结构。

关键词：强激光场；受挫双电离；再碰撞过程；分子取向；核间距

Abstract

Many nonlinear photoionization phenomena are generated when ultrafast laser interacts with atoms and molecules. For example, sequential double ionization (SDI), non-sequential double ionization (NSDI) and frustrated double ionization (FDI). At present, the details of electron emission dynamics underlying FDI of strong field molecules need to be clarified. Moreover, compared with atoms, the molecular structure is more complex (such as molecular alignment, internuclear distance), which makes the electron emission dynamics of FDI molecules have more degrees of freedom. In order to explore the details of molecular FDI electron emission dynamics, we study the linear polarized double ionization of nitrogen molecules by using a three-dimensional classical model. This paper carried out the following research work:

(1) The dependence of molecular FDI electron emission dynamics on laser wavelength is studied. Two mechanisms of single-recollision and multiple-recollision are found by tracing the classical trajectories. When the laser wavelength is shorter, the two collision mechanisms contribute equally to the FDI yield. However, in the case of longer wavelength, the contribution of single-recollision mechanism to FDI yield plays a dominant role. At different wavelengths, we also explored the effect of the angle between the molecular axis and the polarization direction of the laser field on the molecular FDI electron emission dynamics, and found that with the increase of the angle, the yield of FDI decreases under the same wavelength. In particular, in molecular FDI, compared with atomic FDI, the ionization-exit momentum of the recaptured electron matches the laser vector potential to a large extent.

(2) The FDI electron dynamics of molecules with laser intensity at recollision threshold intensity is studied. The inversion analysis shows that FDI of nitrogen molecules is mainly generated through two kinds of ionization channels, and the corresponding ionization exit velocity distribution deviates greatly or slightly from the vector potential line. The final momentum distribution of ionized electrons corresponding to the two ionization channels corresponds to the large momentum and small momentum regions respectively. With the increase of laser intensity, the large

momentum electron yield decreases, resulting in the change of the final momentum distributions of ionized electrons with the laser intensity, showing a double-hump structure or a four-hump structure.

(3) The dependence of nitrogen molecular FDI on internuclear distance under different molecular alignment. The results showed that the yield of FDI with internuclear distance changes in the same trend under different molecular alignment. Compared with DI, with the increase of internuclear distance, the yield of FDI also increases rapidly first and then decreases slowly. The inverse analysis shows that molecular FDI is mainly generated through recollision excitation with subsequent ionization. With the increase of internuclear distance, the ionization exit velocity of the final small-momentum electron is close to the vector potential, while the ionization exit velocity of the final large-momentum electron is far away from the vector potential. As a result, the momentum distribution of the ionized electrons in FDI changes from a four-hump structure to a double-hump structure with the increase of internuclear distance.

Keywords: Strong laser field; Frustrated double ionization; Recollision process; Molecular alignment; Internuclear distance

目 录

第 1 章 绪论.....	1
1.1 引言.....	1
1.2 强激光场驱动下的原子分子电离机制.....	1
1.3 强激光场驱动下的双电离.....	6
1.4 强激光场驱动下的受控双电离.....	8
1.5 本文的主要工作.....	10
第 2 章 强场双电离的理论模型.....	11
2.1 Simple-man 模型.....	11
2.2 数值求解含时薛定谔方程.....	12
2.3 经典系综模型.....	13
第 3 章 强激光场驱动下分子受控双电离的电子动力学.....	16
3.1 研究背景.....	16
3.2 研究方法.....	16
3.3 氮分子受控双电离电子动力学对波长的依赖.....	18
3.4 单次碰撞和多次碰撞两种电离通道对波长的依赖.....	20
3.5 本章小结.....	26
第 4 章 碰撞阈值强度下氮分子受控双电离动力学.....	28
4.1 研究背景.....	28
4.2 研究方法.....	28
4.3 碰撞阈值附近氮分子受控双电离.....	30
4.4 碰撞阈值时氮分子受控双电离对波长的依赖.....	34
4.5 本章小结.....	36
第 5 章 不同分子取向氮分子受控双电离对核间距的依赖.....	37
5.1 研究背景.....	37
5.2 研究方法.....	37
5.3 不同分子取向氮分子受控双电离对核间距的依赖.....	38
5.4 本章小结.....	43
第 6 章 结论与展望.....	44
6.1 结论.....	44
6.2 展望.....	45
参考文献.....	46

第 1 章 绪论

1.1 引言

1960 年第一台激光器被发明^[1]。初期, 激光脉冲电场峰值功率密度只有 GW/cm^2 量级, 随着调 Q 技术和各种锁模法的提出, 激光脉冲电场峰值功率密度提升了 4-5 个量级, 然后进入了一个平稳发展时期; 啁啾脉冲放大技术 (chirped pulse amplification, CPA) 在 1985 年被提出^[2-4], 随着该技术的应用, 激光脉冲的功率密度进入了一个飞速发展阶段。

激光技术的发展使强场与物质的相互作用得以实现。当与激光脉冲相互作用时, 原子或分子最外层的电子在激光场的驱动下会产生许多高度非线性物理现象。例如, 高阶阈值以上电离 (high-order above-threshold ionization, HATI) ^[5-10], 高次谐波 (high harmonic generation, HHG) ^[11-19] 和 FDI^[20-27] 以及发射的电子被振荡的激光电场加速并驱动返回, 与母核重组, 释放高能光子, 形成高阶阈值以上电离或与母核发生弹性或非弹性碰撞, 形成 NSDI^[28-32] 等。激光场作用下量子力学中的基本物理过程包括原子和分子的电离, 因此原子和分子的双电离受到了广泛关注。近年来, T. Nubbemeyer 小组通过实验发现, 大部分在隧穿电离光强区域的中性里德堡态原子能稳定的存在强激光场中, 使得 FDI 成为了人们的研究热点, 本文主要研究氮分子的受控双电离电子动力学过程。

1.2 强激光场驱动下的原子分子电离机制

光电效应最开始是被 H. Hertz 在实验上发现的^[33,34]。光电效应是指光打在金属板上时, 金属板的表面有电子跑出, 这就是我们常说的光电子。通过实验我们可以知道, 要想产生光电子, 光的频率就要达到一定值, 否则即使用很高强度的光, 照射的时间很长, 只要光的频率小于这个值, 光电子都不会产生的。而这些发现是不能用经典的光波动理论解释的, 直到 1905 年 Einstein 在发表的论文里指出, 被称作光子的微粒表示被发射和吸收时, 用能量 $h\nu$ 的方式出现的电磁辐射, 并且利用这样的方式用速度 c 在空间中运动。根据 Einstein 的观点, 当金属表面被光照射时, 电子获得的光子能量 $h\nu$, 这些能量其中一部分可以抵消金属表面对它的吸力, 剩余的能量就是电子跑出金属表面后的初始动能, 可以表示为:

$$E_k = \hbar\omega - I_p \quad (1-1)$$

其中 E_k 为光电子脱离金属表面后的动能， $\hbar\omega$ 是光子的能量， ω 是光子的频率， $\hbar = h/2\pi$ ， I_p 是金属表面对电子的束缚能。从公式 (1-1) 中可以看出，逸出电子的能量跟光的频率是成正比例关系的，频率越高，电子的能量就越大，与光的强度和作用时间无关。

Geoppert Mayer 在 1931 提出了电子可以同时吸收两个或多个光电子的假设，被称为多光子电离 (multiphoton ionization, MPI) [35,36]。但是由于多光子电离需要的光强比较高，在当时的条件下，多光子电离是不可能实现的，直到几十年后，第一台激光器产生^[1]，Voronov 和 Delone 和 Agostini 等^[5,36]在实验中观察到了多光子电离。下面公式描述了多光子电离的光电子能量：

$$E_k = N\hbar\omega - I_p \quad (1-2)$$

上式中 N 表示电子电离时吸收的光子个数。

随着激光技术的发展，人们发现当激光强度足够大的时候，单个电子吸收的光子数可以超过释放该电子所必须的最小光子数，使得电子获得更大的动能。这个历程被叫做阈上电离 (above-threshold ionization, ATI)。当满足阈上电离时，光电子能量符合

$$E_k = (N + S)\hbar\omega - I_p \quad (1-3)$$

式 (1-3) 中 N 表示光电子电离时所需要吸收的光子数目， S 表示比需要之外多吸收的光子数目。在公式 (1-3) 中，当 $S=0$ 时，对应 MPI， $S>0$ 时，对应 ATI，与 MPI 相比，ATI 需要更高的激光强度。图 1-1 给出了单光子电离过程，多光子电离和阈上电离过程的示意图。

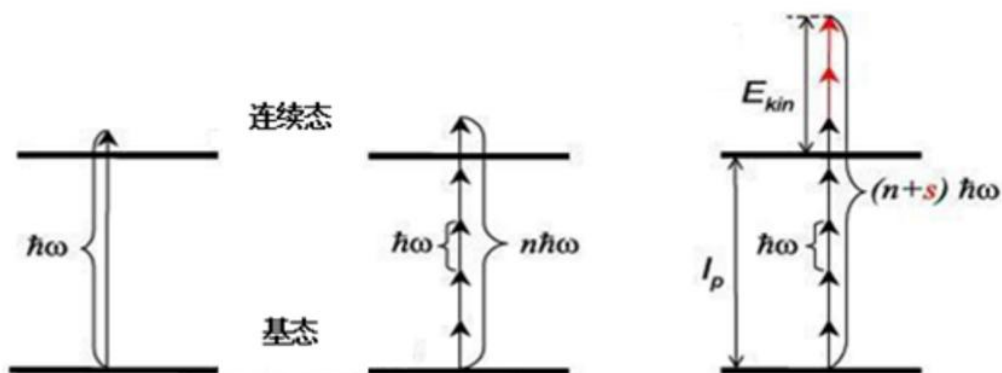


图 1-1 光电离机制示意图

在光子电离中，假如光场相较库仑场来说可以看成是一个很小的微扰。那么低阶微扰理论可以用来计算电子的电离概率，可以表示为：

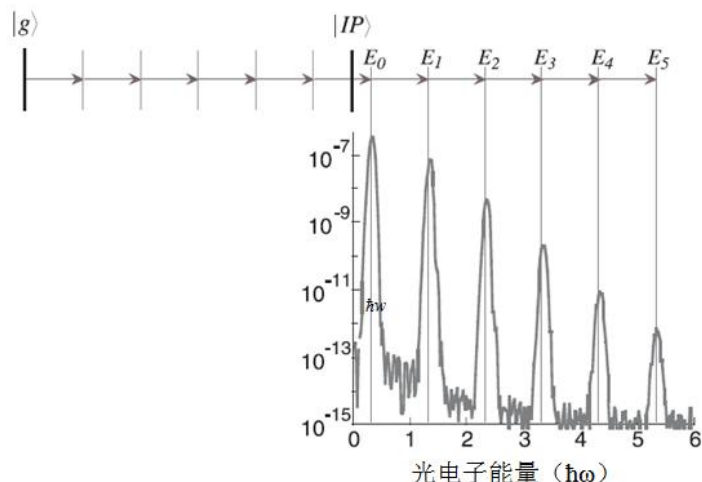
$$R = \sigma\phi \quad (1-4)$$

式 (1-4) 中， σ 代表散射截面，跟系统有关， ϕ 代表光子通量， $\phi = I/h\nu$ ，与激光强度有关。对于 MPI 来说，微扰所用的激光强度相比库仑场还是很小，所以依旧可以用微扰理论来描述 MPI。多光子电离的概率可以表示为^[37-39]：

$$R_N = \sigma_N I^N \quad (1-5)$$

上式中， N 表示吸收光子的个数， I 表示激光强度， σ_N 表示广义的 N 光子电离截面。从公式 (1-5) 中可以看出电离是高度非线性的，电离速率取决于激光强度。与相对应的 MPI 相比 ATI 最开始被认为是高阶非线性微扰过程，然而 Kruit 等人发现，ATI 要复杂得多，微扰理论并不能很好的解释 ATI，但是，实验上证明 $R_N = \sigma_N I^{N+S}$ 在一定条件下还是成立的^[40,41]。

关于阈上电离，图 1-2 给出了光电子的能量谱。从图 1-2 可以看出，能谱中呈现一系列峰值，这些峰值相差一个光子能量，即间隔为一个 $\hbar\omega$ ，并且峰值的高度逐渐降低。


 图 1-2 阈上电离的光电子能谱^[42]

Kruit 等人通过具有高分辨率的电子质谱仪测量了 ATI 光电子能量谱，没有发现电子能谱中的第一个峰值。激光技术发展的越来越快，后来在更高激光强度的实验中，发现会有更多的峰值消失^[43]。另外一些高阶 ATI 峰可以比低阶 ATI 峰更强，这些新现象表明微扰理论已经不适用于 ATI，非微扰理论开始发挥作用。在后来的研究中发现，原子能谱中的 stark 漂移起了重要作用。不被束缚的电子在电场中，不仅具有漂移动能，还拥有振动动能，表示为：

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2} \quad (1-6)$$

式 (1-6) 被称为有质动力势，其中， m 表示电子质量， ω 表示激光场的角频率， e 表示电子电荷， E_0 表示电场， U_p 表示有质动力势，指激光场中自由电子的循环平均振荡能量。处于较强激光强度时，原子基态的能级会发生移动，针对弱束缚态，能级移动大约 U_p ，但对围绕原子核周围的束缚态，相比较弱束缚态，能级移动可以忽略不计。也就是说，原子的电离能增加了 U_p ，所以电子要想电离就需要多吸收 U_p 的能量，因此。电子的末态能量可表示为：

$$E_k = (N + s)\hbar\omega - (I_p + U_p) \quad (1-7)$$

当激光强度继续增加，达到一定量级时，来自激光场的电势能可以和原子势

相比时，在电场极化方向将会有有一个势垒形成，电子将会穿过原子势垒利用隧穿效应而电离，被称为隧穿电离。为了描述更高强度下的电离机制与激光强度的关系，Keldysh 预言了隧穿电离率与激光强度成指数依赖关系，并且引入了一个参数^[44]：

$$\gamma = \sqrt{\frac{I_p}{2U_p}} \quad (1-8)$$

式 (1-8) 中， I_p 代表电离能， U_p 代表有质动力势。 $\gamma=1$ ，将多光子电离和隧穿电离区分开，当 $\gamma>1$ ，多光子电离起着重要作用，当 $\gamma<1$ 时，主要为隧穿电离，值得注意的是，这两种机制的界限并不是很清晰。随着激光强度的增加， U_p 变大， γ 会变小，隧穿电离就会越明显，这与上面的分析是一致的。Landau 等人最早给出了基态氢原子电离的概率公式，Perelomov, Popov 和 Terent'ev 对 Landau 等人的工作进行扩展得到了 PPT 理论^[45]。然后，Ammosov, Delone 和 Krainov 又在 PPT 的理论基础上得到了大家现在所熟悉的 ADK 理论^[46]。该理论隧穿电离率的公式可表示为^[46]：

$$W_{start}(E) = \frac{B^2(m)}{2^{|m|} |m|!} \frac{1}{\kappa^{2Z\kappa-1}} \left(\frac{2\kappa^3}{E}\right)^{\frac{2Z|m|-1}{\kappa}} e^{-\frac{2\kappa^3}{3E}} \quad (1-9)$$

式 (1-9) 中，电场用 E 表示， $\kappa = \sqrt{2I_p}$ ， $B(m) = C_l Q(l, m)$ ，电子波函数的幅值用 C_l 表示，

$$Q(l, m) = (-1)^2 \sqrt{\frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2(l-|m|)!}} \quad (1-10)$$

上式中，角量子数用 l 表示，沿激光偏振方向的磁量子数用 m 表示。

原子的电离概率 P 可以表示为：

$$P = 1 - \exp\left[-\int_0^{\tau} W_{start} dt\right] \quad (1-11)$$

上式中， τ 为激光脉冲脉宽。ADK 模型给出了准静态场电离率的计算方法。而位于激光场中的分子和原子，在激光周期中的一小个时间窗口内电离才会发生，所以，平均电离率在一个光周期内可以表示为：

$$W(E) = \frac{1}{T} \int_0^T W_{start}(E) dt = \left(\frac{3E}{\pi K^3}\right)^{1/2} W_{start}(E) \quad (1-12)$$

当激光强度继续增加，如果激光强度比 10^{15} W/cm^2 大的时候，激光场就会将原子势垒压低，当势垒高度没有原子束缚态能量高的时候，电子就会越过势垒进入连续体，这个过程被叫做越垒电离（over-barrier ionization, OBI）^[47,48]。图 1-3 表示隧穿电离和越垒电离的示意图。

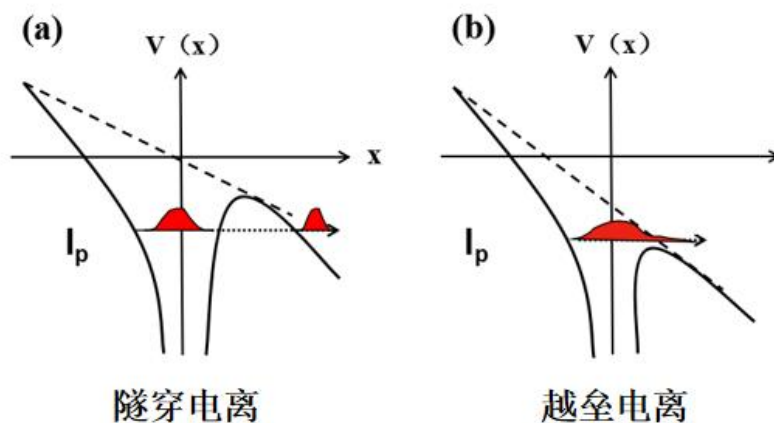


图 1-3 原子电离机制示意图

1.3 强激光场驱动下的双电离

在激光场中电子可以发生电离，最简单的就是单电离，随着激光技术的发展，双电离和多次电离也将成为可能。人们最开始是在测量激光和碱金属原子发生反应的实验中发现多光子电离的^[49]，主要是因为碱金属原子最外层有两个第一电离能、第二电离能都比较低的电子，所以通过实验很容易的就能被发现。在这之后，双电离也被人们在其他种类的原子上观察到，起初人们是通过单活跃电子近似（single-active-electron, SAE）^[50-52]的理论来描述双电离的，它假设每次电离只电

离一个电子，并且只有一个电子是活跃的。即只有第一个电子电离后，第二个电子才会变的活跃，并且进一步被电离。也就是说发生双电离的两个电子，在电场的作用下，一个电离之后另一个才电离，两个电子之间没有相互作用，没有关联。双电离过程可以描述为：



n_1 和 n_2 分别表示原子分子中第一个电子和第二个电子电离时吸收的光子数。上面的电离过程就是次序双电离。

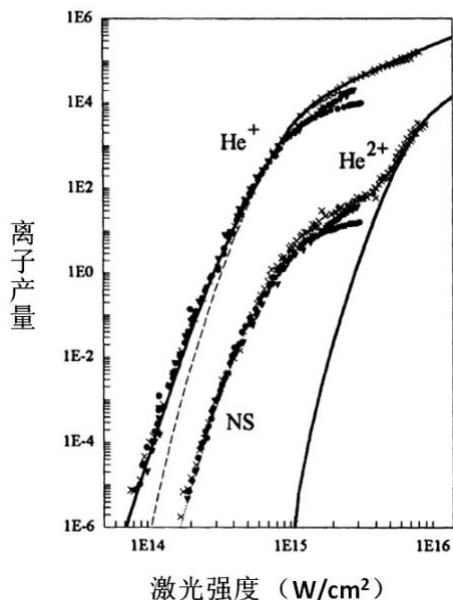


图 1-4 氦一价离子与二价离子产率对激光强度的依赖关系^[53]

然而人们在最开始的原子分子多电离的实验中发现，ADK 理论好像并不适用于较低激光强度下的二价离子。图 1-4 给出了实验中和理论计算中氦离子产率对激光强度的依赖^[53]。图 1-4 中固体实线为 ADK 理论计算的结果。从图中可以看出，实验和理论得到的氦一价离子随激光强度变化的产率还是比较吻合的。其中我们可以清楚地看到，对于氦二价离子的电离产率来说，当激光强度较高时（超过 $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ），实验和理论的结果比较一致，而在低激光强度下，从图 1-4 中可以看出实验结果要比理论结果高几个量级，此时二价氦离子产率曲线所呈现的结构被称为膝盖状结构^[54]。这说明肯定还存在其他的除了 SDI 之外的电离机制

导致二价氦离子的产生，这种双电离机制被称为非次序双电离，而膝盖状结构也成为了 NSDI 机制的独特标志。

为了清楚 NSDI 发生的原因，三种机制被人们提出。分别是抖动 (shake-off) 电离机制^[55]、集体隧穿 (collective tunneling) 电离机制^[56]和再碰撞 (recollision) 电离机制^[57,58]。后来的研究发现，再碰撞机制能够更好地解释非次序双电离。再碰撞机制是由 Corkum 和 Schafer 等人提出的^[57,58]，这个过程主要指一个电子在隧穿效应的作用下电离，然后在电场的作用下获得加速度，远离母核；随着激光电场的方向发生改变，电离电子运动方向也会发生改变，有一定的可能性返回并且跟离子核发生碰撞，并与第二个电子发生能量交换，导致第二个电子电离。由再碰撞机制可知，NSDI 中，两个电子存在较大的关联特性。SDI 和 NSDI 的示意图如图 1-5 所示：

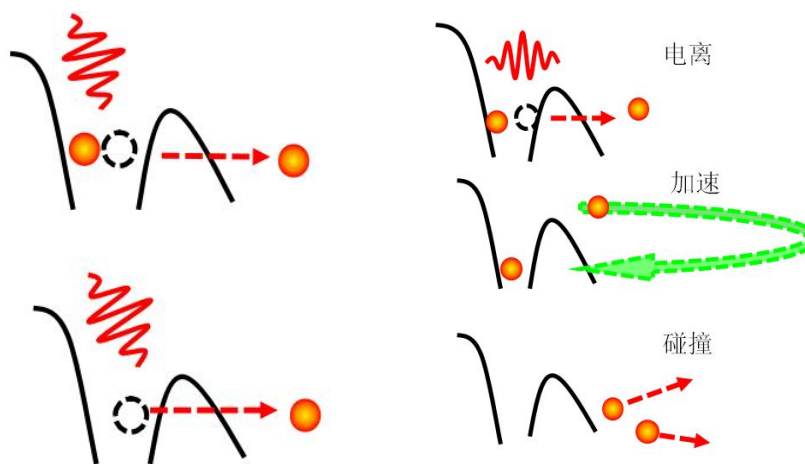


图 1-5 左列为 SDI 过程示意图 右列为 NSDI 过程示意图

1.4 强激光场驱动下的受挫双电离

近年来，一种新的物理现象出现在人们的视野范围内。T. Nubbemeyer 小组发现当氦原子在隧穿电离条件下暴露在激光脉冲下时，激发态中性氦原子的数目不可忽略。他们在实验中证明了电子隧穿后没有从激光场中得到充足的漂移能量就会被离子的库伦场捕获，这个通道被称作受挫隧穿电离 (frustrated tunnel ionization, FTI)^[59]，并且发现与强场隧穿+重散射的三步再碰撞模型一致。T. Nubbemeyer 小组称之为受挫隧穿电离，这可能适用于所有隧穿电子的很大一部分，这使得隧

穿电离成为人们关注的焦点。

2009年, K.N.Shomsky 小组在 NSDI 的条件下检验了三维经典系综模型, 并给出了两个电子都明显电离, 但是在激光场结束后, 一个电子与原子核结合的轨迹。“电离”电子在激光场中不断振荡, 但是有一个较小的漂移速度, 所以最终在激光场结束的时候被重新捕获。这样的现象被叫作受挫双电离^[60-62], 并且指出了受挫双电离大多数与碰撞激发电离 (recollision excitation with subsequent ionization, RESI) 有关。

图 1-6 给出了 DI 与 FDI 两个电子的能量轨迹, 其中图 1-6 (a) 为 DI 中两个电子的能量轨迹图, 图 1-6 (b) 为 FDI 中两个电子的能量轨迹图。从图中可以看出, 对于 DI 的能量轨迹, 先电离电子返回母核, 在与被束缚的电子发生一次能量交换后, 两个电子都很快电离, 在激光场结束的时候两个电子的末态能量都是大于零的。相比 DI, FDI 的能量轨迹中, 在两个电子发生能量交换后先是处于一个激发态, 然后纷纷电离, 但是在激光场关闭后, 一个电子的能量大于零, 一个电子的能量小于零。

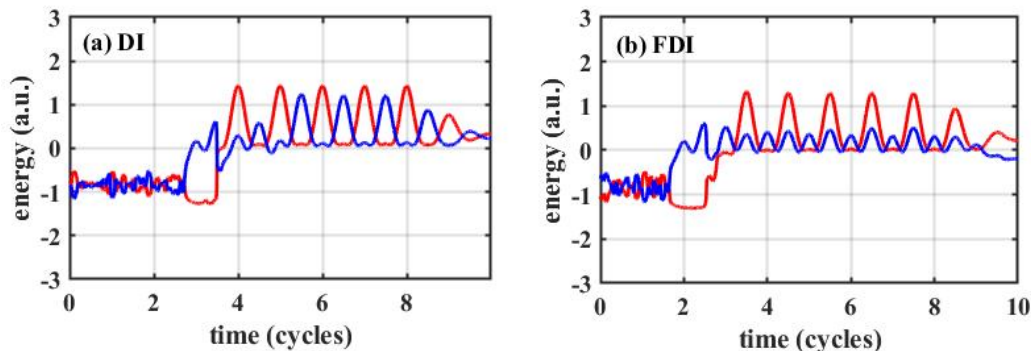


图 1-6 DI 和 FDI 中两个电子能量随时间变化的关系

分子原子 FDI 受到了广泛的关注。例如, 在实验上 Manschwetus 等人用受挫隧穿电离模型解释了 H_2 在强场解离过程中电子被重新捕获, J. McKenna 等人在此基础上对 D_2 中的 D^* 进行了类似的测量, 检测了 D^* 的产生对脉冲持续时间, 激光强度, 角分布和椭圆度的依赖性, 并且发现 D^* 光谱的特征与 D^+ 光谱的特征有直接的联系; 张文斌等人用线性和椭圆偏振少激光脉冲, 通过监测核碎片的 KER 谱和释放电子的动量分布, 实验跟踪了 D_2 的解离 FDI 逐步动力学。实验证明在 $D_2 + n\hbar\omega \rightarrow D_2^+ + e_1 + m\hbar\omega \rightarrow D^+ + D^+ + e_2 \rightarrow D^+ + D^* + e$ 过程中, 在第二步电离中电离电子更容易被捕获; 另外张文斌小组还研究了激光诱导的 CO 分子解离受挫

多重电离，发现 C^* 的形成多于 O^* 。实验上马俊阳等人从 PEPICO 光谱中 DSI ($O_2 + n\hbar\omega \rightarrow O + O^+ + e^-$) 通道中发现 DRE ($O_2 + n\hbar\omega \rightarrow O + O^* \rightarrow O + O^+ + e^-$) 通道，为研究强激光场中分子能量最低阶的 Rydberg 破碎过程提供了一个强有力的工具；在圆偏振激光场中，康会鹏等人研究了 FDI 倾向于低电离势和短激光波长，因为碰撞不仅在 FDI 中对 NSDI 体系，而且在 SDI 体系中也起着重要作用。Larimian 等观察到在 Ar 原子 FDI 过程中，随着激光强度的增加，FDI 的光电子动量分布由双峰变为单峰。与原子 FDI 相比，分子 FDI 具有更多的自由度，比如，电子轨道，分子排列，核间距等，所以分子结构要比原子复杂的多，这使得分子 FDI 电子发射动力学的理论尚未完善，因此本文研究重点为分子受挫双电离。

1.5 本文的主要工作

第一章主要介绍了原子分子在强激光场中的电离机制，以及原子分子在激光场驱动下产生的几种物理现象，重点介绍了 FDI 的研究现状及研究意义。

第二章介绍了强场双电离的理论模型，这些模型帮助我们理解强场双电离中的物理现象。包括 Simple-man 模型，数值求解薛定谔方程等，重点介绍了经典系综模型。

第三章主要研究了分子 FDI 电子发射动力学对激光波长的依赖特性。研究结果显示，FDI 产率随波长的增加而减小。发现了单次碰撞和多次碰撞两种 FDI 机制。发现在短波长时，两种机制对 FDI 有同等的贡献，但是随着波长增加，在较长波长时，单次碰撞对 FDI 有着较大的贡献。另外研究结果表明，在分子 FDI 中，被俘获电子的电离出口动量在很大程度上与矢势相匹配。

第四章主要研究了激光强度在碰撞阈值强度下分子 FDI 电子动力学过程。研究发现当激光强度低于碰撞阈值强度时，氮分子 FDI 电离电子的截止能量随着激光强度的增加而减小。发现了两种产生 FDI 的电离通道，这两种电离通道对应的电离电子的末态动量分布分别对应着大动量和小动量。

第五章主要研究了不同分子取向下氮分子 FDI 对核间距的依赖。研究结果显示不同分子取向下，分子 FDI 都主要通过碰撞激发电离机制产生。与 DI 相比，FDI 产率比 DI 产率低。且随着核间距的增加，FDI 产率也是先增加后减小的，FDI 产率随核间距的变化在不同分子取向时变化趋势是相同的。另外，随着核间距的增加，氮分子 FDI 中电离电子的末态动量分布由四峰结构转变为双峰结构。

第六章是对全文的总结和分子受挫双电离研究领域的展望。

第 2 章 强场双电离的理论模型

2.1 Simple-man 模型

Simple-man 模型是最早的非次序双电离模型^[57]，根据 Simple-man 理论，我们可以得到很多电离信息。Simple-man 理论基于两个假设，分别为：（1）电子一旦电离只受核外电场的作用，不受来自核的库仑力的作用。（2）假设电子在离子核电离位置的初始速度为零。下面我们将详细介绍 Simple-man 理论。首先假设电场为线偏光， $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$ ，根据 $F = qE = ma$ 可知，电子的加速度为 $-E_0 \cos(\omega t)$ ，因此电子在电离时刻 t_0 的运动方程为

$$\begin{aligned} v(t) &= \int_{t_0}^t a(t) dt = \int_{t_0}^t -E_0 \cos(\omega t) dt = \frac{E_0}{\omega} [\sin(\omega t_0) - \sin(\omega t)] \\ x(t) &= \int_{t_0}^t V(t) dt = \frac{E_0}{\omega^2} [\cos(\omega t) + \omega t \sin(\omega t_0) - \cos(\omega t_0) - \omega t_0 \sin(\omega t_0)] \end{aligned} \quad (2-1)$$

从上面的方程中可以看出，当电子的电离时刻为电场的峰值，即 $t_0=0$ 时，可以得到 $x(t) = E_0 / \omega^2 (\cos \omega t - 1)$ ，进一步可以得出电子的位移在 0 到 $2E_0 / \omega^2$ 中间，因此可以得到电子的平均振幅为 E_0 / ω^2 ，即电子的振荡距离。从中可以得出，电场越强，电子的振动距离越大；因为振幅 ω 与激光波长的关系，可以得到，波长越长，电子的振动距离越大，即电子跑的越远。在方程 (2-1) 中，当 $t_0=0$ 时，电子的能量方程 $E(t) = v(t)^2 / 2 = (E_0^2 / 2\omega^2) \sin^2 \omega t$ ，对时间取平均可得 $U_p = E_0^2 / 4\omega^2$ ，即电子的 quiver energy。电场结束后电子的漂移能量 $E(t) = (E_0^2 / 2\omega^2) \sin^2 \omega t = 2U_p \sin^2 \omega t$ ，所以，在激光场的峰值处，电子的漂移能量等于零，当电场为零时，电子的漂移能量最大为 $2U_p$ 。电子在激光场结束时获得的速度 $v = v_0 - A(t)$ ，因为矢势 $A(t) = \int_{-\infty}^t -E(t) dt$ ，所以末态速度 $v = v_0 - \int_{-\infty}^t -E(t) dt$ 与电子电离时刻的矢势有关。电子电离时电场与矢势的关系如图 2-1 所示。可知，当电子在电场的下降沿电离时，电子电离瞬间对应的矢势为负，若电子的初速度为零，则此时电子的末态速度方向为正；电子在电场的上升沿电离时，电子电离瞬间对应的矢势为正，则此时电子的末态速度方向为负。

Simple-man 理论的有效性和精确性已经得到验证, 并且用于分析动量分布中的电离信息。

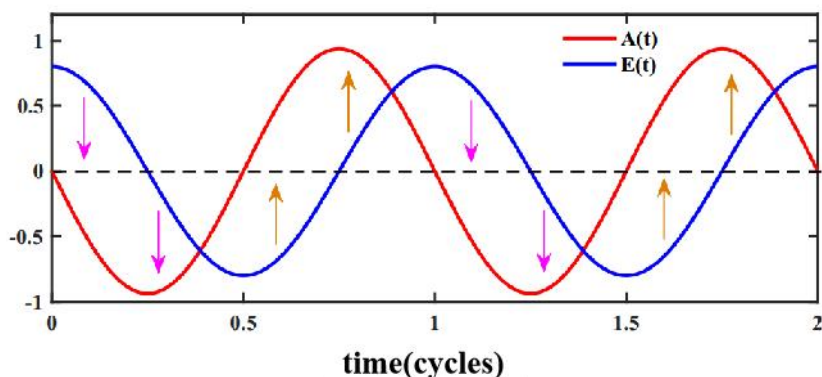


图 2-1 电子电离时刻激光电场与矢势关系的示意图

2.2 数值求解含时薛定谔方程

量子力学的方法是描述原子分子与激光场作用的最精确方法, 在激光场中, 原子分子的双电子哈密顿量可以写为:

$$H = -\frac{\nabla_1^2}{2} - \frac{\nabla_2^2}{2} + V_{ne}(r_1) + V_{ne}(r_2) + V_{ee}(r_1, r_2) - r_1 \cdot E(t) - r_2 \cdot E(t) \quad (2-2)$$

其中 V_{ne} 表示电子与核之间相互作用的势能, V_{ee} 表示两个电子间相互作用的势能, $E(t)$ 是激光场。三维含时薛定谔方程可表示为:

$$i \frac{\partial \psi(r_1, r_2, t)}{\partial t} = H \psi(r_1, r_2) \quad (2-3)$$

由于求解三维含时薛定谔方程计算过程比较复杂, 海内外很少有研究组可以达到, 并且只能计算强度较低, 可见光附近的波长, 而对强度较高, 波长较长的要求, 现在的条件远远达不到^[63-65]。由于线偏光的情况, 电子运动的特征在激光偏振的方向上表现的比较明显, 也就是说把两个电子的运动限制在了与激光电场相同的方向上, 被称作 1+1 维模型。其薛定谔方程表示为

$$i \frac{\partial \psi(x_1, x_2, t)}{\partial t} = \left[-\frac{1}{2} \nabla^2 + V(x_1, x_2) \right] \psi(x_1, x_2) \quad (2-4)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \quad (2-5)$$

$$V(x_1, x_2) = V_{ne}(x_1) + V_{ne}(x_2) + V_{ee}(x_1, x_2) - x_1 \cdot E(t) - x_2 \cdot E(t) \quad (2-6)$$

将式 (2-5) 和 (2-6) 代入 (2-4)，并通过分离算符运算法则^[70]可得到时间间隔 Δt 后的解为

$$\begin{aligned} \psi(x_1, x_2, t + \Delta t) = & \exp[i(\Delta t / 4) \nabla^2] \exp(-i \Delta t V) \exp[i(\Delta t / 4) \nabla^2] \times \\ & \psi(x_1, x_2, t) + O[(\Delta t)^3] \end{aligned} \quad (2-7)$$

通过求解 1+1 维模型的办法^[66-69]，我们获得了非次序双电离过程中的很多信息，但是 1+1 维模型，把两个电子的运动束缚到了一个方向，两个电子间的排斥作用被高估，进而使实际数据与模拟数据有较大的误差，后来科学家对此模型进行升级^[70,71]，改进后的模型减小了实际数据与模拟数据之间的误差。

2.3 经典系综模型

前面提到量子力学的方法是描述原子分子与激光场作用的最精确方法，但是由于量子力学计算量大，目前很少有研究组可以达到，而且我们没有办法观察到电子在激光场中的运动过程，所以人们提出了其它模型，最为人们熟知的为经典系综模型，由 Eberly 和其同事提出^[72-74]。在这个模型中，系统的演化由牛顿运动方程控制（本文使用原子单位，如有特别需要将会另外指出）

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = -\nabla [V_{ne}(r_i) + V_{ee}(r_1, r_2)] - \mathbf{E}(t) \quad (2-8)$$

其中下标 i 是两个电子的标记， r_i 是第 i 个电子的位置， $\mathbf{E}(t)$ 是电场。 V_{ee} 指电子

与电子的之间的势能:

$$V_{ee} = \frac{1}{\sqrt{(r_1 - r_2)^2 + b^2}} \quad (2-9)$$

V_{ne} 指电子与核之间的势能。对于原子的双电子体系来说,是指两个电子分别与核之间的作用势能:

$$V_{ne}(r_i) = -\frac{2}{\sqrt{r_i^2 + a^2}} \quad (2-10)$$

而分子与原子相比,有更多的自由度。比如,分子轨道,分子轴排列方向以及核间距等。由于分子比原子的核多,所以对于分子来说,电子与核之间的作用势能要复杂的多,同一个电子受多个核的作用势能,以 N_2 为例:

$$V_{ne} = -\frac{1}{\sqrt{(r_1 + R/2)^2 + a^2}} - \frac{1}{\sqrt{(r_1 - R/2)^2 + a^2}} - \frac{1}{\sqrt{(r_2 + R/2)^2 + a^2}} - \frac{1}{\sqrt{(r_2 - R/2)^2 + a^2}} \quad (2-11)$$

在公式 (2-11) 中, R 为核间距离。在式 (2-10) 和式 (2-11) 中, a , b 为软化参数,并且参数 a 与原子类型有关。

首先我们要获得一个初始系综,这个系综内有多原子或分子。以氮分子为例,我们把两个核固定,两个核周围的电子是随机产生的。分子系统的基态能量 (N_2 分子的第一和第二电离势) 减去势能就是两个电子的总动能。电子对总动能为正即符合我们的条件,之后这两个电子随机获得总动能。接下来让电子对在没激光场的状态下演化足够长的时间,大约 100 a.u., 这样两个电子的位置和动量分布都是稳定的,如图 2-2 中的 (a) 和 (b) 所示。当电子获得初始状态后,在库仑场和不同激光场的作用下发生演化。在经典系综模型中,我们可以求解牛顿力学方程,根据脉冲结束时电子的能量 (包括动能、离子核与电子之间的势能和电子与电子之间的一半势能) 是否大于零,我们可以得到电子发生单电离,双电离,碰撞的时间,以及电子的运动轨迹。

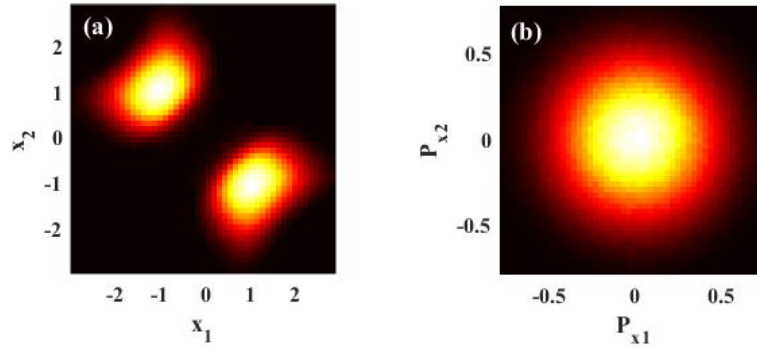


图 2-2 经典系综模型中 N_2 分子初始系综分布

(a) N_2 分子初始位置分布 (b) N_2 分子初始动量分布

与量子方法相比，经典系综模型不仅运算简单，减少了运算量，而且能观察到电子运动的更多细节过程。另外，Eberly 等人将用经典系综模型和数值求解薛定谔方程得到的数据结果进行了对比^[72]，发现用经典系综模型模拟出来的结果和量子力学得到的结果基本重合，从而证实了经典系综模型的准确性。本文采用经典系综模型对 N_2 分子进行研究。

第 3 章 强激光场驱动下分子受控双电离的电子动力学

3.1 研究背景

在一定的物理条件下，激光与物质之间的相互作用是高度非线性的，产生了许多新的物理现象。如高阶阈值以上电离，高次谐波，非次序双电离等等。这些物理现象可以通过三步碰撞模型帮助我们理解。由于离子库仑场的存在，在激光脉冲结束后，电子也可能被捕获到里德堡态，导致激发原子或分子^[75-80]。这被称为受控隧道电离。当强场双电离发生时，也发现了电子捕获进入 Rydberg 态，这可以称为受控双电离。

近年来，原子和分子 FDI 受到了广泛的关注。例如，因为第二个释放的电子在次序电离中对受控双电离有主要贡献，Larimian 等人观察到，随着 Ar 原子中激光强度的增加，FDI 的光电子动量分布由宽双峰结构变为窄单峰结构^[81]。在圆偏振激光场中，康会彭等人研究了 FDI 倾向于低电离势和短激光波长，因为碰撞在 FDI 中起着重要作用，不仅对 NSDI 体系，而且在 SDI 体系中也起着重要作用^[82,83]。与原子情况相比，由于自由度的增加，分子的 FDI 更加复杂^[84]。例如，Emmanouilidou 等在理论研究中发现，分子 FDI 中被俘获的电子附着在不同原子核上的概率可以用隧穿电子的初速度来解释^[85]。Katsoulis 和 Emmanouilidou 等人证明双电子三原子分子 D^{3+} 的 FDI 在反向旋转的双色圆偏光 (CRTC) 的驱动下显著增强^[86]。小分子 FDI 例如 H_2 ^[87]， D_2 ^[88,91]， O_2 ^[89]，和 CO ^[90] 也被研究了，但如何理解分子 FDI 的排列依赖电子动力学仍然是一个悬而未解的问题。

本章利用三维经典系综模型研究了强激光场驱动下分子 FDI 的波长依赖性电子动力学。数值结果表明，FDI 的产率随着波长的增加而减小。对于短波长区域，单次碰撞和多次碰撞机制对分子 FDI 的贡献是相等的。与长波长区域中单次碰撞通道主导 FDI 的情况形成对比。反演分析表明，被捕获电子的电离出口动量很大程度上被矢量势补偿，这些结果为分子 FDI 的复杂动力学提供了一个见解。

3.2 研究方法

目前在强激光场中对双电子系统的精确量子模拟仍然是一个巨大的挑战。

Eberly 和同事提出的经典系综模型已被广泛应用于强激光场中原子和分子 DI 的研究。在本研究中，我们利用该模型研究了线性偏振激光场下分子的 FDI。在这个模型中，系统的演化由牛顿运动方程控制

$$d^2\mathbf{r}_i/dt^2 = -\nabla[-1/\sqrt{(r_1+R/2)^2+a^2} -1/\sqrt{(r_1-R/2)^2+a^2} -1/\sqrt{(r_2+R/2)^2+a^2} 1/\sqrt{(r_2-R/2)^2+a^2} +1/\sqrt{(r_1-r_2)^2+b^2}]-\mathbf{E}(t) \quad (3-1)$$

式 (3-1) 中 $\mathbf{E}(t) = \hat{z}E_0f(t)\sin(\omega t)$ 是线性极化电场，电场方向沿 z 轴。 E_0 是激光电场的峰值振幅，是有两个上升沿，六个周期平台和两个周期关闭的梯形脉冲包络线，激光强度 $I = 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 。 R 是核间距离，在本章中，我们选择了 $R=2 \text{ a.u.}$ ，软核参数 a 将被我们设为 1.15 a.u. ， b 将被设为 0.05 a.u.

为了得到初始计算条件，将两个核固定在 z 轴上，它们的坐标分别为 $(0, 0, R/2)$ 和 $(0, 0, -R/2)$ ，电子的初始位置随机分布在两个核周围。我们选择了总动能为正的电子对。总动能被这两个电子随机获得，然后允许系统在没有激光场作用的情况下演化足够长的时间（一般为 100 a.u. ），就可以得到稳定的位置和动量分布。一旦获得了系综的初始状态，激光脉冲就会被打开。在激光场结束后，当两个电子的最终能量都大于零时，就被认为一个 DI 事件已经发生。当在激光脉冲中，两个电子在某个时间的能量都大于零，而在激光脉冲结束时，一个电子最终能量大于零，另一个电子最终能量小于零时，确定为 FDI 事件。通过追踪这些 FDI 的轨迹，我们发现在分子 FDI 中有许多发生多次碰撞的轨迹，其中先电离的电子多次返回到母离子，并且在返回过程中发生了不止一次有效的能量交换。我们定义当两个电子之间的距离小于 3.5 a.u. 时就会发生碰撞。对于多次碰撞 FDI（multiple-recollision FDI, MRFDI）轨迹，碰撞电子会多次访问该区域，而对于单次碰撞 FDI（single-recollision FDI, SRFDI）轨迹，碰撞电子只访问该区域一次。在这项工作中，MRFDI 轨迹大多数发生两次碰撞。

3.3 氮分子受控双电离电子动力学对波长的依赖

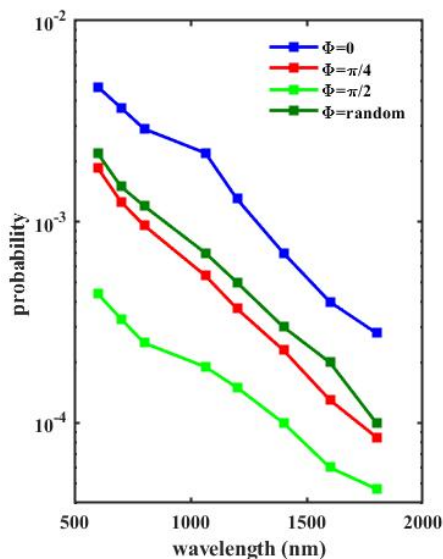


图 3-1 N_2 分子的 FDI 产率随波长的变化

图 3-1 给出了在不同分子排列下激光波长范围从 600 nm 到 1800 nm 的 FDI 产率，这说明了 N_2 分子 FDI 的产率是波长的函数。激光强度为 $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 。我们调整了分子轴和激光偏振方向之间的角度，统计了 $\Phi=0$ 、 $\pi/4$ 、 $\pi/2$ 和随机时 FDI 产率随波长变化情况， Φ 为分子轴与激光偏振方向的夹角。我们看到，对于不同的角度，随着波长的增加，FDI 的产率迅速下降，这表明 FDI 倾向于更短的波长，与早期对原子理论的研究一致^[26,83]。随着分子轴与激光电场夹角的增大，分子 FDI 的产率降低。分子 FDI 的产率随着排列角（分子轴与激光偏振方向的夹角）的增加而降低，当 Φ 取随机角度时，FDI 的产率曲线与 $\Phi=0$ 、 $\pi/4$ 、 $\pi/2$ 呈现的趋势相似，并且与 $\Phi=\pi/4$ 的结果接近。总的来说，当 Φ 取不同角度时，FDI 的产率曲线呈现相似的趋势。下面将详细讨论平行排列分子 FDI 的物理机制，这是我们论文的主要内容。

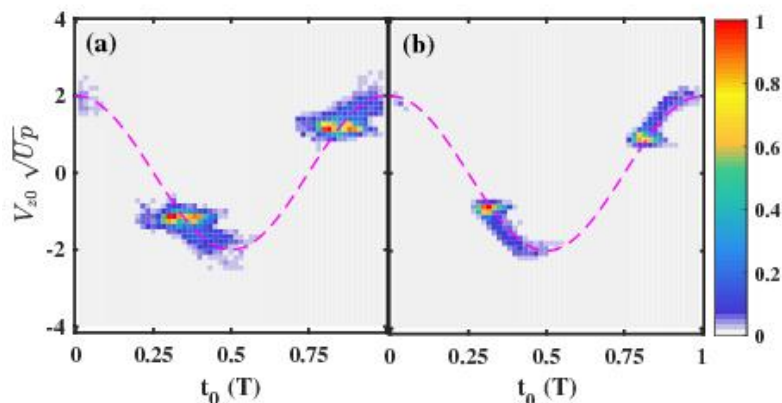


图 3-2 FDI 事件中被捕获电子电离出口动量 (V_{z0}) 与对应的电离时刻 (t_0) 的关系

对于成功的 FDI 事件，图 3-2 描述了被捕获电子在激光电场方向也就是 z 方向上的电离出口动量与对应的电离时间之间的关系。电离出口动量 V_{z0} 是指被捕获电子碰撞后电离时刻的速度。图 3-2 (a) 和 (b) 的波长分别为 800 nm 和 1064 nm。矢势 $A(t) = \int_{-\infty}^t E(t)dt$ 在图 3-2 中用红色虚线表示。矢势被用来补偿分子 FDI 事件中的电离出口速度，电离出口速度一定要等于（或者非常靠近）电离时的矢势，这样在电场关闭时重新捕获的电子的末态速度 $P_z \approx V_{z0} - A(t_0)$ 近似等于零或者等于零（忽略电离后的库仑势）。由于负离子核与电子势能的存在，可以容忍 V_{z0} 和 $A(t_0)$ 两者之间有小的差别。换言之，假设动能不为零，总能量也可能是负的。这种容忍明显依赖于波长，如图 3-2 (a) 和 3-2 (b) 中的电离出口速度分布所证明，其中电离出口速度越来越集中在矢势曲线上。这是因为波长越短，电子离离子核越近，离子核与电子之间的势能就越小，这与之前的原子工作一致^[26]，表明分子 FDI 中的电离出口速度与波长有关。

我们还计算了 FDI 的电离电子在两个不同波长下的电离电子动量分布。800 nm 的电离电子动量分布为双峰结构（蓝色曲线），而对于 1064 nm 的电离电子动量分布，有一个四峰结构（红线），研究表明，在 1064 nm 时，内部的两个峰对应于一个电离电子的末态速度较小的情况，因为它在电离时更接近矢势。而外部的两个峰电离时刻的电离出口速度与矢势相差较远，因此在激光脉冲结束时较大的速度。所以，在波长为 1064 nm 时，电离电子的最终速度 $P_z \approx V_{z0} - A(t_0)$ 具有四峰结构。

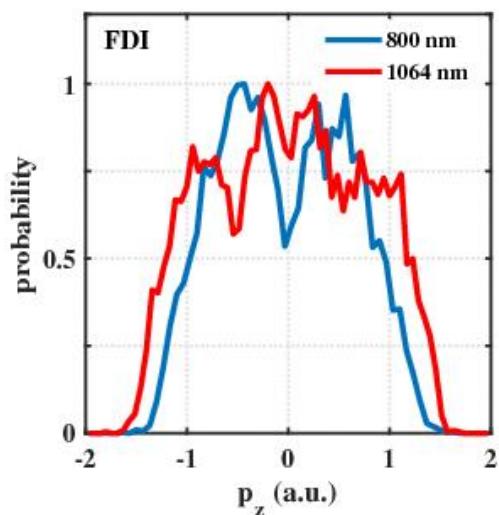


图 3-3 不同波长下电离电子的末态动量分布

3.4 单次碰撞和多次碰撞两种电离通道对波长的依赖

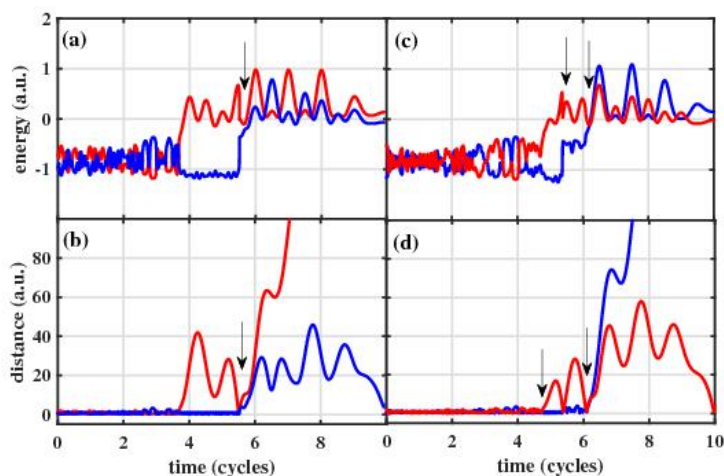


图 3-4 两种 FDI 轨迹

我们可以通过追踪 FDI 轨迹的时间演化来揭示分子 FDI 的微观动力学过程。像这样的经典轨迹可以为理解分子 FDI 复杂的动力学提供一种直观的方法。在当前波长范围内的 FDI 事件可以根据碰撞的次数被归类为 SRFDI 和 MRFDI 两种通道。在 SRFDI 通道中，一个电子被先电离，然后在激光场的作用下返回与母离子

发生碰撞，导致两个电子被重新电离。第二个通道是 MRFDI 通道，第一个电子被振荡场驱动回来后，第二个电子在与第一个电子发生两到三次碰撞后被释放。在激光场关闭之前，两个电离电子中的一个被重新捕获。

SRFDI 和 MRFDI 的轨迹分别显示在图 3-4 中（分别为左列和右列）。第一行表示两个电子的能量轨迹，与图 3-4 中第一行的轨迹相对应，图中第二行表示两个电子相对于母离子之间的距离随时间的变化。其中箭头表示碰撞发生的时间。从左列的 FDI 轨迹可以明显看出，这两个电子之间只有一次能量交换，并且这两个电子在碰撞后迅速电离（见图 3-4 (a) 和 3-4 (b)）。相反，在右列的轨迹中，两个电子之间有两次能量交换，即箭头指向的地方，如图 3-4 (c) 和 3-4 (d) 所示。第一次能量交换导致一个电子被电离，另一个电子在第一次碰撞后被激发，第二次碰撞才发生电离。

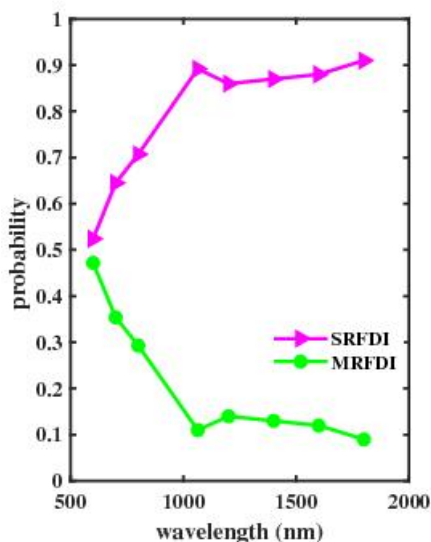


图 3-5 FDI 总产率中 SRFDI 和 MRFDI 产率作为波长的函数

图 3-5 显示了在强度为 $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 的强度下，SRFDI 和 MRFDI 的轨迹在所有 FDI 事件中的占比随波长的变化。上升的玫红色三角形曲线表明 SRFDI 通道对 FDI 的贡献随着波长的增加而增加，MRFDI（绿点线）对 FDI 的贡献随着波长的增加而减小。根据图 3-5，它比较了短波长条件下 SRFDI 和 MRFDI 通道的产率，在该条件下，单次碰撞和多次碰撞过程对分子 FDI 有同等的贡献。然而，与短波长相比，单次碰撞通道在长波长中占主导作用。

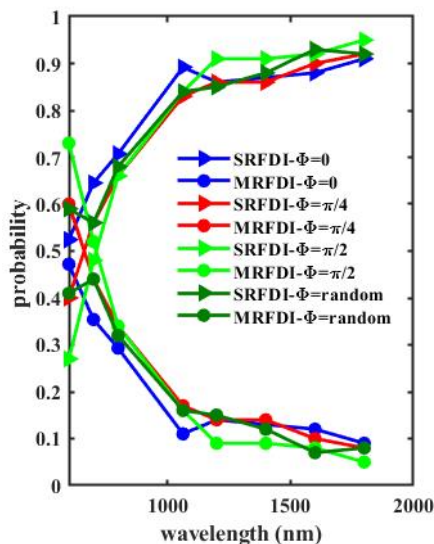


图 3-6 不同分子取向向下 FDI 总产率中 SRFDI 和 MRFDI 的产率作为波长的函数

我们还计算了总 FDI 产率中 SRFDI 和 MRFDI 事件的产率作为不同分子排列下波长的函数,如图 3-6 所示。我们分别统计了分子轴与激光电场夹角 $\Phi=0, \pi/4, \pi/2$ 和随机时 SRFDI 和 MRFDI 事件的产率。结果表明, SRFDI 通道的贡献随波长的增加而增加。MRFDI 的贡献随着波长的增加而减小。从图中我们可以看出当 $\Phi = \pi/4, \pi/2$, SRFDI 和 MRFDI 产率曲线之间有交叉,但对于 $\Phi = 0$ 和随机的情况,没有看到类似的交叉, SRFDI 的产率总是高于 MRFDI 的产率。这就意味着分子排列对 SRFDI 和 MRFDI 通道有影响。

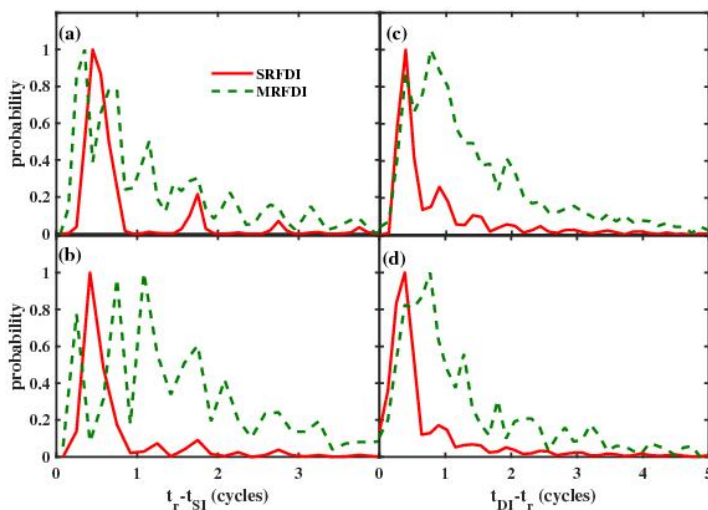


图 3-7 FDI 在 800 nm (第一行) 和 1064 nm (第二行) 波长下的时间延迟分布

我们分别研究了波长为 800 nm 和 1064 nm 时的单电离 (SI)、碰撞和 DI 的时间相位, 以提供不同 FDI 通道相关电子动力学的波长依赖的相关知识。通过对 FDI 轨迹的反演分析, 我们可以很容易地确定 SI、碰撞和 DI 时间, 这可以使我们深入了解分子 FDI 亚周期动力学。碰撞时间 (t_r) 被定义为两个电子彼此最接近的时刻, 单电离时间 (t_{SI}) 定义为先电离电子的能量为正的時刻。双电离时间 (t_{DI}) 是两个电子能量都为正的瞬间。

对于 SRFDI 通道, t_r 与 t_{SI} 之间的时间延迟曲线表现为单峰结构, 峰值位于 0.5T 附近 (见图 3-7 (a) 和 3-7 (b)), 结果与 Simple-man 模型的预测结果一致。而对于 MRFDI 通道, t_r 和 t_{SI} 之间的时间延迟分布呈现出一系列的峰值。这些峰值位于 0.25T 的奇数倍数附近。波长 800 nm 时, 第一个峰高于其他峰 (见图 3-7(a)), 说明 MRFDI 通道出现的概率主要是来自第一个峰贡献。当波长为 1064 nm 时, 第二个峰值和第三个峰值均高于第一个峰值, 如图 3-7 (b) 所示, 说明 MRFDI 通道主要是来自第二和第三个峰贡献。图中 3-7 (c) 和 (d) 显示 FDI 事件的 t_{DI} 和 t_r 之间的时间延迟分布。 t_{DI} 和 t_r 之间的时间延迟大部分大于 0.25T 时, 说明 FDI 与碰撞激发电离机制密切相关, 这与 Shomsky 等人的观点一致^[20]。很明显可以看到, SRFDI 通道的窄单峰分布接近 0.35T (红色实线)。对于 MRFDI 通道, t_{DI} 和 t_r 之间的时间延迟曲线分布在 0.65T 左右有一个宽峰结构 (绿色虚线)。这些结果表明, FDI 的两种电子的动力学是可以区分的。

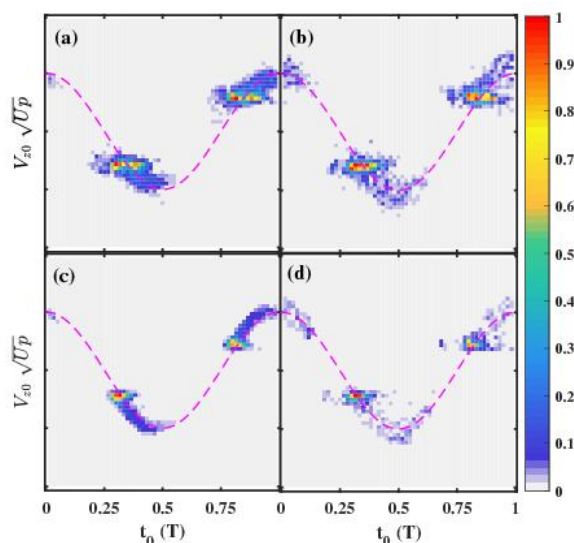


图 3-8 SRFDI (左边一栏) 和 MRFDI (右边一栏) 被捕获电子沿激光电场方向的电离出口速度随电离时间的分布

为了研究两个不同通道对波长的依赖性，我们计算了不同波长下两种渠道中被捕获电子的电离出口速度随时间的分布（图 3-8）和电离电子的动量分布（图 3-9）。对于 800 nm，无论是 SRFDI 通道还是 MRFDI 通道，电离出口速度在很大程度上与矢势相匹配，如图 3-8（a）和 3-8（b）所示。图 3-8（c）和 3-8（d）中，在 1064 nm 的波长下， V_{z0} 的分布与矢势曲线的分布越来越紧密。这证实了上述分析中分子 FDI 产生的条件，以及 FDI 的电离出口速度对波长的依赖关系。图 3-9（a）和图 3-9（b）显示了不同 FDI 通道在不同波长下的动量分布。我们注意到电离电子的动量分布与波长有关。当波长为 800 nm 时，SRFDI 和 MRFDI 通道中被捕获电子的动量分布均表现出双峰结构。而波长为 1064 nm 时，SRFDI 和 MRFDI 通道的电离电子动量分布都呈四峰结构。以上结果表明这两种电离通道对被捕获电子的电离出口速度分布和电离电子的动量分布没有影响。

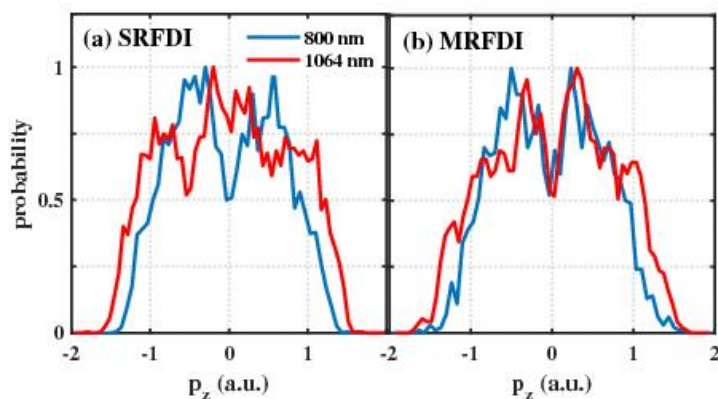


图 3-9 不同波长下 SRFDI 和 MRFDI 通道的电离电子沿激光电场方向上的末态动量分布

通过追踪返回电子的动能演化，两个关联电子在长波长下电离的碰撞动力学过程可以更好的被理解，FDI 中返回电子的动能分布如图 3-10 所示。白色的虚线用来比较能量的变化，动能的分布越接近对角线，能量的传递就越少。可以清楚地看到，在图 3-10（c）和图 3-10（b）中，对于波长为 800 nm 的 MRFDI 通道， E_{k1} 和 E_{k2} 的分布比 SRFDI 更接近对角线，说明 MRFDI 传递的动能比 SRFDI 少，所以 MRFDI 发生了更多的碰撞，波长为 1064 nm 与 800 nm 情况相同。在比较 800 nm 和 1064 nm 时，无论是 SRFDI 还是 MRFDI 机制，随着波长的增加， E_{k1} 和 E_{k2} 的分布都更接近对角线，这意味着碰撞效率（传递动能与 E_{k1} 的比值）随着波长的增加而减小。解释了 FDI 的产率随着波长的增加而降低的原因，即图 3-1 中所示。

以上内容仅为本文档的试下载部分，为可阅读页数的一半内容。如要下载或阅读全文，请访问：<https://d.book118.com/375204033133011034>