

飞秒强激光场中的原子、分子^{*}

——非微扰现象研究

叶地发 刘杰[†]

(北京应用物理与计算数学研究所 北京 100088)

摘要 文章简要回顾了飞秒强激光场中的原子、分子这一研究领域在近年来所取得的一系列里程碑式的重大发现,包括多光子电离、阈上电离、隧穿电离、越垒电离、非顺序双电离、电离稳定化、高次谐波发射等等非微扰现象.讨论了纯量子理论和纯经典方法在处理该类问题时经常遇到的困难.介绍了作者所在小组为此提出的半经典模型及其在解释强场物理现象时所取得的成果.最后对这一领域在未来几年内的可能发展方向作了简单的评述.

关键词 强场, 阈上电离, 双电离, 高次谐波

Nonperturbative phenomena of atoms and molecules irradiated by ultra-strong femtosecond laser pulses

YE Di-Fa LIU Jie[†]

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

Abstract We briefly review some remarkable breakthroughs in the field of intense-laser-irradiated atoms (or molecules) during the recent decades, including the multi-photon ionization, above threshold ionization, tunneling ionization, over-the-barrier ionization, nonsequential double ionization, ionization stabilization, and high-order harmonic generation. Motivated by the difficulties of pure quantum theories and classical methods in accounting for the strong-field phenomena, we proposed a semi-classical model, with which we have successfully reproduced and explained many experimental observations. We also give a perspective on possible directions in this field.

Keywords strong-field, above threshold ionization, double ionization, high-order harmonic generation

利用光和物质相互作用一直是人们探索微观物质结构的重要手段.最著名的例子莫过于 20 世纪初关于原子光谱学的系统研究,这一研究导致了原子壳层结构模型的提出乃至量子力学的建立.20 世纪 60 年代中期,激光器的问世则为这一研究活动提供了前所未有的技术手段.尤其是伴随着啁啾脉冲放大(chirped pulse amplification)技术的不断发展成熟,目前实验室可以轻易获得脉宽小于 100fs (1fs = 10^{-15} s)、强度大于 1PW/cm² (1PW = 10^{15} W)的超短超强激光脉冲.这种在实验室中创造的高能量密度极端物理条件,目前还只有在核爆中心、恒星内部、或是黑洞边缘才能找到.

那么 fs 到底有多短, PW/cm² 又究竟有多强呢?我们知道,光速是 3×10^8 m/s,而在 1fs 之内,光只能走 3×10^{-7} m,还不到一根头发丝直径的百分之一.由于激光能量在如此短的时间间隔内“瞬间”释放到焦斑半径只有微米量级的区域内,其功率密度可以达到 10^{15} W/cm²,甚至更高,所对应的激

^{*} 国家重点基础研究发展计划(批准号:2006CB921400, 2007CB814800, 2007CB815103)、国家自然科学基金(批准号:10725521, 10674153)资助项目、中国工程物理研究院基金重大项目(批准号:2006Z0202)

2009-05-14 收到

[†] 通讯联系人. Email: liu_jie@iapcm.ac.cn

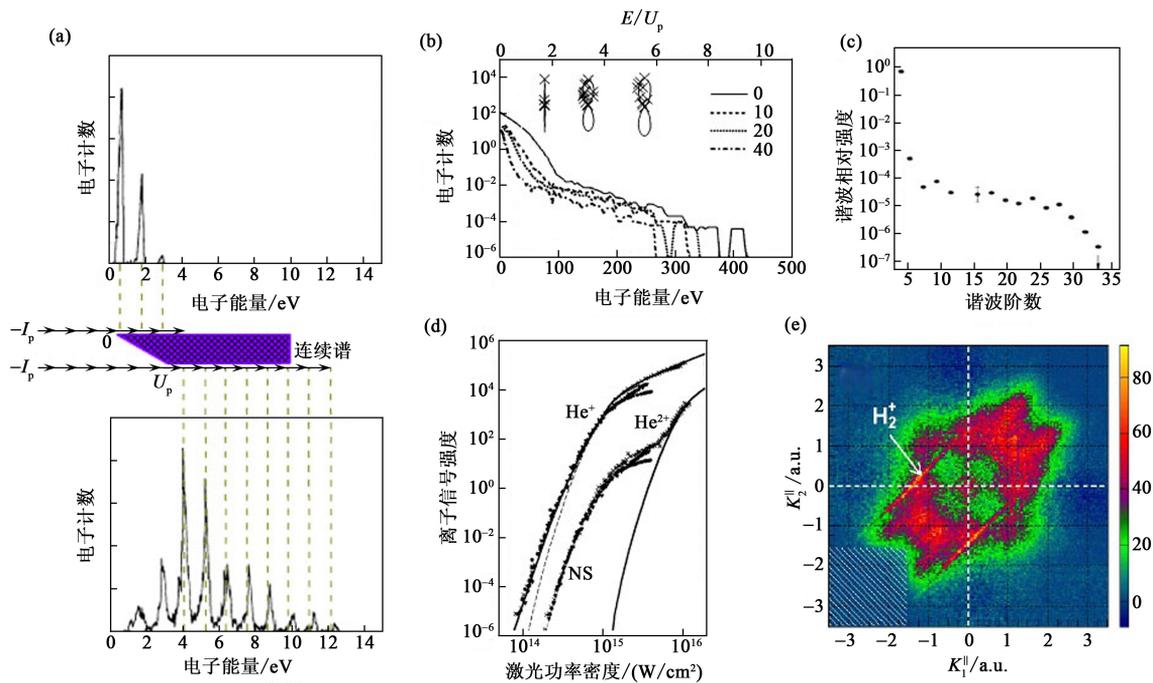


图1 实验观测到的若干重要结果 (a) Xe原子的ATI光电子能谱, 激光波长为1024nm, 功率密度分别为 $I = 2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (上半图)和 $I = 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (下半图)^[4]; (b) 隧穿区He原子的光电子能谱和角分布, 激光波长为780nm, 功率密度为 $I = 8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ^[5]; (c) Ar原子的高次谐波谱, 激光波长为1064nm, 功率密度为 $I = 3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ^[6]; (d) He原子的单(双)电离率随激光功率密度的变化曲线, 激光波长为780nm^[7]; (e) 双电离He原子的动量关联谱, 激光波长为800nm, 功率密度为 $I = 4.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ^[8]

光场已经可以和原子核对电子的库仑作用相比。不难想像, 如此强大的激光场对电子的运动将产生巨大的影响, 放置其中的原子在 fs 时间尺度内立即被快速电离。电离后的电子, 由于激光场的交替特性, 将在激光场的极化方向上来回振荡, 从而有一定的几率回到“母核”(即电子被剥离后剩余的离子实)附近。后面我们还将详细地阐述, 正是电子的这种再碰撞和再散射行为导致了众多有意思的强场物理现象, 包括阈上电离、非顺序双电离、高次谐波等等。下面我们就以这些新奇的物理现象为线索, 和大家一起“走马观花”, 领略飞秒物理世界的奇幻魔力。

正如前面已经谈到的, 当我们用强激光场辐照到原子上时, 电子感受到的激光电场可能达到甚至超过原子核对电子的库仑吸引, 这就导致了把激光场看成微小扰动的传统物理图像不再适用, 因此人们习惯于称强场中的物理现象为非微扰现象。另一方面, 目前流行的高功率激光器的波长范围大多在 800nm 左右, 所对应的光子能量远远小于原子基态到连续谱的能级差。为了发生光电离及一些后续动力学行为, 原子必须同时吸收多个光子才能完成这些过程。这在高功率密度激光场中成为可能, 甚至可以说占据了主导地位。因此强场中的物理现象又统称为多光子现象。

这类现象最早是由 Voronov 和 Delone 等人^[1]发现的。他们用一束红宝石激光演示了氙原子的 7 光子电离。就在同一年, Hall 等人^[2]演示了如何用双光子把电子从 I^- 离子中剥离出来。在之后的几年内, 许多实验小组陆续公布了若干重要进展, 特别值得一提的是, 来自 Saclay 的小组详细测量了电离率随激光场强度的变化。最关键的突破来自 Agostini 小组^[3], 他们精确测量了光电子的能谱, 发现电子吸收的光子数可以比电离所需的最小数量来得多, 这个出乎意料的现象后来被人们称为阈上电离 (above threshold ionization, ATI)。ATI 在很长一段时间内成为强场领域的重要研究课题。

一张典型的 ATI 光电子能谱图有以下几个重要特点 (见图 1(a)): (1) 能谱由若干个峰组成, 峰与峰之间的距离等于光子的能量 $\hbar\omega$; (2) 随着激光场强度 I 的提高, 主峰向高能部分移动, 但是其高度的变化规律与传统的微扰理论相矛盾。微扰论断言, n -光子过程的电离几率应该正比于 I^n , 但事实上不是; (3) 对于足够强的激光, 低能区的 ATI 峰受到抑止, 其根源来自于原子连续谱的 Stark 移动。对于低频激光, 原子基态的 AC Stark 移动可以忽略, 而高里德伯态和连续谱的 Stark 移动大约

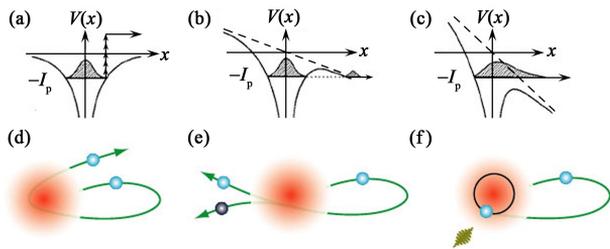


图 2 (a)–(c) 为电子的电离机制随场强的变化, 其中(a) 为多光子电离, (b) 为隧穿电离, (c) 为越垒电离; (d)–(e) 为电子回到母核附近后可能发生的 3 个物理过程, 其中(d) 为阈上电离, 电子受到离子实的散射, 吸收更多光子, (e) 为非顺序双电离, 电子与内层电子发生碰撞, (f) 为高次谐波, 电子被核俘获, 发射高频光子

等于电子的有质动能 U_p , 即电子在激光场中的平均抖动动能. $U_p = \epsilon_0^2 / (4\omega^2)$ (若没有特殊说明, 本文公式均采用原子单位, 即 $\hbar = m_e = e = 1$), 其中 ϵ_0 是电场强度. 必须强调, 因为 U_p 正比于 I/ω^2 , 所以随着激光场强度的提高, 连续谱的 Stark 移动变得越来越明显, 而连续谱的上移导致电子必须吸收更多的光子才能发生电离, 所需吸收的额外能量正好等于光电子能谱中主峰移动的距离.

上面主要讨论的是 $I \sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 区域的多光子电离. 然而, 早在 1965 年, Keldysh^[9] 就意识到, 随着激光场强度的提高, 电子的电离机制可能发生根本性的变化. 例如对于足够强的低频激光场, 电子的电离行为可以用准静态模型很好地描述, 其大致的物理图像如图 2(b) 所示. 考虑到激光场频率远远小于电子绕核运动的频率, 在任意给定时刻, 都可以把激光场看成瞬时静电场. 由于激光场强度很高, 库仑场被明显扭曲, 在激光场极化方向上形成一个势垒. 束缚电子可以借助隧穿方式越过势垒, 最终发生电离, 即所谓的隧穿电离. 为了刻画从多光子电离到隧穿电离的转变, Keldysh 引入绝热参数 $\gamma = \sqrt{I_p / (2U_p)}$, $\gamma = 1$ 为两者之间的分界线; $\gamma \gg 1$ 时, 主要发生多光子电离; $\gamma \ll 1$ 时, 隧穿电离占据主导地位. 显然, 激光频率越低, 准静态近似越容易得到满足; 激光功率密度越高, U_p 越大, γ 越小, 隧穿电离越显著. 这些趋势刚好和我们前面分析的物理图像完全吻合. 不难想像, 随着激光场强度的进一步提高, 图 2(b) 中的势垒变得越来越窄, 同时也越来越低. 最终基态因为进入连续谱而不再是束缚态, 导致电子可以自由地逃离原子实的束缚, 隧穿电离过渡到越垒电离, 如图 2(c) 所示. 发生越垒电离的条件是激光场与库仑场叠加形成的势垒最高点

$-2\sqrt{Z\epsilon_0}$ 低于电子的电离势 $-I_p$, 即 $\epsilon_0 > I_p^2 / (4Z)$, 其中 Z 是原子或离子的核电荷数. 以氢原子为例, 对于波长为 1024 nm 的激光, $I = 7.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 是多光子电离与隧穿电离的分界线, 而 $I = 1.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 则是隧穿电离与越垒电离的分界线.

隧穿区域是人们非常关心的一个区域, 我们不妨作一些更深入的讨论. 这一区域的特点是电子以隧穿的方式发生电离, 电离率与瞬间电场密切相关. 事实上, 当我们重新翻开 Landau 的力作《理论物理学教程, 第三卷: 量子力学》时, 发现书中早已给出了基态氢原子 (s -电子) 在静电场中的电离率公式^[10]. 这套方法被 Perelomov, Popov 和 Terent'ev 三人^[11] 沿用, 成功地给出了氢原子任意态的电离率公式, 后又经 Ammosov, Delone 和 Krainov 三人^[12] 进一步推广到任意复杂原子的任意态, 最终形成处理顺序电离的基本理论框架——大家所熟悉的 ADK 理论. 发生隧穿电离后的电子开始在激光场中来回抖动, 并且在激光脉冲结束后仍然保留一定的漂移动能. 假设电离后电子不再与核相互作用, 容易推导出漂移动能的表达式为 $E_{\text{drift}} = 2U_p \sin^2(\omega t_0)$ ^[13], 这也是探测器所观测到的电子能量. 式中 t_0 为电子进入连续谱的时刻. 它表明, 在激光场 $\epsilon = \epsilon_0 \cos(\omega t)$ 峰值处发生电离的电子获得的漂移能量最小, 而在激光场零点处进入连续谱的电子得到最大的漂移动能 $2U_p$. 另一方面, ADK 公式则预言激光场峰值处电离率最大, 而激光场零点处的电离率已经快速衰减为零. 将两个公式联立就可以计算出电子的能谱分布, 初步估计在 $0-2U_p$ 之间为近似指数衰减的一条曲线. 图 1(b) 给出的是实验室测量得到的真实能谱分布. 可以看出, 能谱曲线大致分成 3 段: $0-2U_p$ 的快速衰减区¹⁾, 这个区域和我们前面的分析大体一致; $2U_p-10U_p$ 的平台区以及 $10U_p$ 之后的截止区. 深入的分析表明, 平台区的出现与电子的再散射有关, 它涉及到更复杂的电子动力学.

我们知道, 库仑势是长程势, 它对已经电离并远离母核的电子依然存在明显的“回拉”作用. 特别是当电子被振荡激光场“甩”到母核附近以后, 这种吸引作用更是表现得异常强烈, 使得核附近的电子轨

1) 在修改稿件期间, 我们注意到最近发表在 Nature Physics 上的一篇文章^[14] 声称, 在靠近零动能的区域发现一个从未报道过的钉子状结构. 这是对已有图像的一个重要补充和修正, 其背后的物理机制仍然需要进一步的探索研究——作者注

道迅速向核中心汇集,人们形象地称之为库仑聚焦效应^[15].和卢瑟福散射实验一样,电子在核附近发生弹性散射时,大多数电子仍然沿着原有的运动方向或者偏转一个小角度以后继续运动.但是,如果入射参数足够小的话,电子可能发生背向散射,运动方向发生 180° 反转(见图 2(d)). Paulus 等人^[16]利用经典模型分析发现,发生背向散射的电子能够获得最大的漂移动能,其数值刚好为 $10U_p$.这就解释了图 1(b) 中看到的平台区和截止区. Paulus 等人还发现,对于能量小于 $2U_p$ 的电子,其角分布非常窄,电子基本沿着激光场极化方向发射.但是对于平台区的电子,由于散射效应,角分布明显加宽,电子沿着各个方向发射.

电子回碰后还可能发生非弹性散射,“敲打”出内壳层的电子,引发所谓的非顺序双电离(见图 2(e)).故事还得从 1994 年讲起.当时, Walker 等人^[14]精确测量了氦原子的单(双)电离率随着激光场强度的变化曲线.结果发现,单电离率与 ADK 理论给出的结果完全吻合.但是双电离率却比顺序电离理论(即两个电子依次电离,互不相关,都可以用 ADK 理论描述)所预言的结果高出好几个数量级,整条曲线表现出奇异的膝盖形结构,如图 1(d) 所示.面对这些违反直觉的结果,人们逐渐意识到:电子与电子之间实际上并不独立,而是存在某种强烈的关联作用.那么,究竟两者之间是以何种方式关联起来的呢?理论和实验物理学家们提出了好几种猜测,试图解释实验所观测到的结果.这些理论包括再散射理论^[15, 17], shake-off 理论^[7],以及集体隧穿理论^[18]等等.经过多年的争论,加上更多实验结果的支持,再散射引起的非顺序双电离最终被公认为形成膝盖形结构的主导机制.既然电子与电子之间存在关联,人们自然希望能够在实验上明确地观测到这种迹象.这一愿望直到 2000 年才得以实现.当时发表在 Nature 上的一篇文章^[19],利用先进的 COLTRIMS (cold target recoil ion momentum spectroscopy) 技术精密测量了从同一个原子发射出来的两个电子的动量关联谱.结果清晰地表明,动量关联平面的一三象限存在两个鸡蛋形的亮斑,意味着两个电子倾向于以相同的速度沿激光场的同一方向发射,这种同步效应正是关联作用的直观体现.这个实验所得到的结果在很长一段时间内成为双电离问题的基准数据,用以检验各式各样的理论模型的正确性.然而,随着实验技术的不断完善以及实验精度的不断提高,最近两个小组

同时发现,动量关联谱实际上表现出手指形结构,而不是人们一直认为的鸡蛋形结构^[8].两个工作同时发表在国际权威物理学杂志《Physical Review Letters》上,以突显其重要性.随后,包括我们小组在内的几个小组分别从不同角度对实验结果作了更加深入的理论分析,发现其背后的根本物理机制仍然是电子的背向散射^[20-22].

除了上述两个现象以外,回碰电子还有可能被离子实重新俘获,同时把电离过程中所吸收的多个光子的能量一次性地以高频光子的形式发射出来(如图 2(f) 所示),光子的频率是基频的 n 倍, n 可以高达好几十甚至上百.以上就是高次谐波发射的基本物理图像.图 1(c) 给出了实验测量得到的具有代表性的高次谐波谱.和 ATI 光电子能谱类似,谐波的转化效率随着谐波阶数的增加而快速下降,紧接着进入平台区,转化效率基本保持不变,大约只有 $1/10000$,最后在一个特定阶数上突然截止. Corkum 发现^[17],截止阶数所对应的光子能量刚好等于 $|I_p| + 3.17U_p$,其中 $3.17U_p$ 为电子回到核附近所拥有的最大动能.这一规律在后续实验中屡屡得到证实.由于高次谐波在分子重构(已成功实现氮分子重构)^[23]和相干短波(特别是水窗波段)光源的制备^[24]等方面存在许多重大应用,因此在最近几年内一直受到物理学家们的广泛关注.

到目前为止,我们所讨论的电离现象都有一个共同特点,就是电离率随着场强的提高而上升.但是事实上有许多不同的机制能够导致电离率随着场强的提高反而下降.人们习惯于称这类现象为电离稳定化现象.根据形成机理的不同,大致还可以分成动力学稳定化和绝热稳定化两种.对于动力学稳定化,量子干涉起主要作用,而绝热稳定化则是由束缚电子的 quiver 运动导致电子与核子的耦合削弱所引起.由于篇幅关系,我们不再作更详细的讨论,感兴趣的读者可以参考 Protopapas 等人^[25]的综述文章.

通过上面的回顾,我们已经看到,飞秒强激光场辐照下的原子表现出许多新奇甚至反直觉的现象.如何理解这些现象已经成为理论物理学领域的重要研究课题之一.大家立刻能想到的也是最可信的理论计算方案当然是直接求解单(双)电子的三(六)维薛定谔方程.问题是,这种通用做法的计算量大得惊人,因此很少被采用^[26].以氦原子在强场中的双电离为例,对于这个看似极其简单的物理问题,由于涉及到双电子耦合过程,在现有计算机上严格求解量子薛定谔方程已很困难.估计如下:系

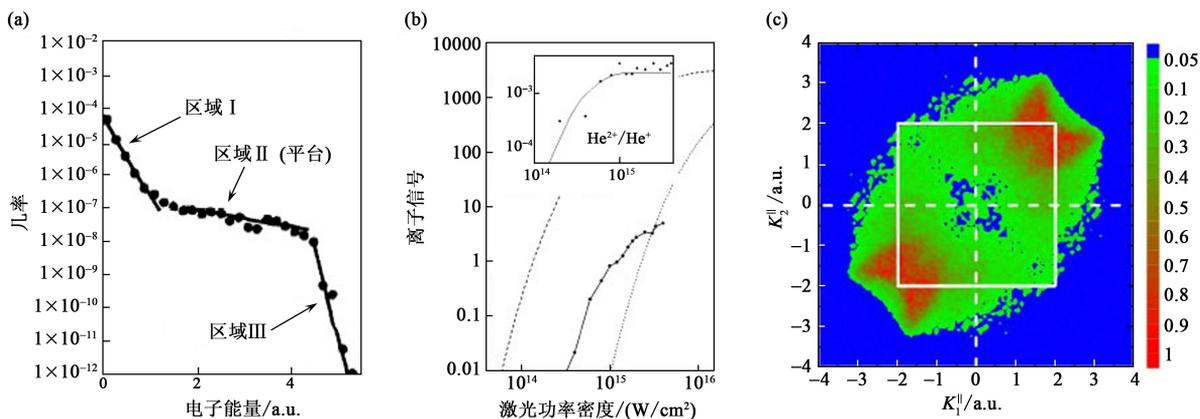


图3 利用半经典模型计算得到的若干重要结果 ((a) 单电离的电子能谱;(b) 单(双)电离率随激光场强度的变化关系;(c) 双电子动量关联谱。可以看出, 这些结果分别重现了图 1(b),(d),(e) 中实验观测到的物理现象, 显示了半经典模型强大的预测能力)

统的波函数总共包含 6 个自由度, 对于每个自由度, 波包在强激光场中来回抖动的范围非常大, 为了保证波包不失真, 至少应取 $\sim 10^3$ 个网格, 6 个自由度总共需要 $\sim (10^3)^6 = 10^{18}$ B, 即仅仅储存系统的波函数就需要 10^9 GB 甚至更多的内存空间. 如此巨大的内存需求, 足以让所有高性能计算机望洋兴叹. 另一方面, 在纯经典计算方法中, 量子隧穿等重要物理效应被彻底忽略, 同时为了避免自发电离等非物理现象, 需要引进屏蔽因子^[27], 导致理论结果往往不同于实验观测.

为了克服上述理论困难, 我们小组经过多年的实践探索, 逐步发展起了一套切实可行的半经典方法. 我们的计算方案^[28]以三步(隧穿—回碰—电离)模型为蓝本, 通过解析推导, 获取隧穿电子的基本物理信息, 包括隧穿几率、隧穿位置以及角分布等等, 并把这些信息应用于构建电子系综(包括隧穿电子和束缚电子)以模拟量子力学中的波包, 然后利用 Monte-Carlo 方法进行数值模拟, 最后通过统计学方法提取相应的可观测信息, 如电子的能谱分布等等, 并和实验结果进行比较. 图 3 展示了利用我们的模型计算得到的若干标志性结果. 就整体而言, 数值结果很好地重现了实验观测. 其中图 3(a) 可以说是我们这个模型最早期的成功应用, 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等. 所得结果与实验发现在定性上完全一致^[28], 因此在很大程度上确认了我们模型的可行性, 也为后来的进一步发展提供了支柱. 时隔 3 年后, 我们再次把这个模型推广应用于研究隧穿区的原子双电离过程. 并完成了一系列的工作, 包括重现了双电离率随激光峰值功率密度提高所表现出的膝盖形结构, 解释了离子动量分布的双峰结构

以及从同一个原子发射出来的两个电子间的动量关联(沿激光场同一方向发射)^[29]. 最近, 我们再次利用这个模型成功解释了双电子动量关联谱上的手指形结构, 揭示了场助背向散射对高能电子产生的决定性作用^[19]. 与此同时, 我们还尝试地把模型推广到越垒电离区和分子情况, 预言了双电离率对分子取向的依赖关系^[30]. 篇幅所限, 我们不能过多地讨论这些结果. 感兴趣的读者, 可以参阅我们的系列论文^[20, 28-30], 以获取更详细的信息和更深入的分析, 并请继续关注我们的后续工作.

总之, 经过多年的深入研究, 人们已大致弄清了功率密度在 $10^{14} - 10^{15}$ W/cm² 之间的飞秒强激光场对原子作用的基本物理图像. 然而这并不意味着该领域的发展已经到了尽头. 事实上, 人们已经开始把注意力重新转移到了 $I < 10^{14}$ W/cm² 的“亚”强场区, 同时正在把研究范围向 $I > 10^{18}$ W/cm² 的超强场区逐步延伸. 对于前者, 已经有实验显示, 原子的双电离过程表现出前所未有的奇异性质——两个电子倾向于沿相反方向发射^[31], 其背后的物理机制仍然不是很清楚. 对于后者, 相对论效应和磁场效应开始起作用, 这将带来更加丰富的物理现象. 同时, 随着激光场强度的不断提升, 原子的内壳层电子将发生更高阶的电离, 其动力学过程可能不仅仅是简单的顺序电离, 而且将显得特别复杂, 这一课题目前还只有少数文章涉及^[32]. 强场领域的另一个发展动向是向复杂分子延伸, 这是最近几年刚刚起步的一个饶有兴趣的研究方向. 由于分子结构的介入, 实验上已经发现了许多有趣的现象, 包括分子结构对单电离的抑制现象^[33], 双电离动量关联谱对分子取向的依赖现象^[34]等等. 最近, 甚至有小组开始探索硫化氢(H₂S)^[35], 甲烷(CH₄)^[36], 富勒烯(如

C_{60})^[37]等超复杂分子的电离问题. 这些问题的研究将为我们最终理解飞秒强激光场与介观系统(团簇)和宏观系统(固体靶)的相互作用铺平道路. 我们有理由相信, 在未来几年内, 这一领域还将不断有突破性成果涌现.

参考文献

- [1] Voronov G S, Delone N B. JETP Letters, 1965, 1: 66
- [2] Hall J L, Robinson E J, Branscomb L M. Phys. Rev. Lett., 1965, 14: 1013
- [3] Agostini P, Fabre F, Mainfray G *et al.* Phys. Rev. Lett., 1979, 42: 1127
- [4] Petite G, Agostini P, Muller H G. J. Phys. B, 1988, 21: 4097
- [5] Walker B, Sheehy B, Kulander K C *et al.* Phys. Rev. Lett., 1996, 77: 5031
- [6] Ferray M, LHuillier A, Li X F *et al.* J. Phys. B, 1988, 21: L31
- [7] Walker B, Sheehy B, DiMauro L F *et al.* Phys. Rev. Lett., 1994, 73: 1227
- [8] Staudte A, Ruiz C, Schöffler M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 99: 263002; Rudenko A, de Jesus V L B, Ergler Th *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 99: 263003
- [9] Keldysh L V. Sov. Phys. JETP, 1965, 20: 1307
- [10] Landau L D, Lifshitz E M. Quantum Mechanics; Non-Relativistic Theory. Oxford: Pergamon Press, 1977
- [11] Perelomov A M, Popov V S, Terent'ev M V. Zh. Eksp. Teor. Fiz, 1966, 50: 1393 [English transl.: Sov. Phys JETP, 1966, 23: 924]
- [12] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P. Zh. Eksp. Teor. Fiz, 1986, 91: 2008 [English transl.: Sov. Phys. JETP, 1986, 64: 1191]
- [13] Feuerstein B, Moshhammer R, Ullrich J. J. Phys. B, 2000, 33: L823
- [14] Blaga C I, Catoire F, Colosimo P *et al.* Nature Physics, 2009, 5: 335
- [15] Brabec T, Ivanov M Y, Corkum P B. Phys. Rev. A, 1996, 54: R2551
- [16] Paulus G G, Becker W, Nicklich W *et al.* J. Phys. B, 1994, 27: L703
- [17] Corkum P B. Phys. Rev. Lett., 1993, 71: 1994
- [18] Eichmann U, Dörr M, Maeda H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2000, 84: 3550
- [19] Weber Th, Giessen H, Weckenbrock M *et al.* Nature, 2000, 405: 658
- [20] Ye D F, Liu X, Liu J. Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 233003
- [21] Haan S L, Van Dyke J S, Smith Z S. Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 113001
- [22] Emmanouilidou A. Phys. Rev. A, 2008, 78: 023411
- [23] Itatani J, Levesque J, Zeidler D *et al.* Nature, 2004, 432: 867
- [24] Gibson E A, Paul A, Wagner N *et al.* Science, 2003, 302: 95
- [25] Protopapas M, Keitel C H, Knight P L. Rep. Prog. Phys., 1997, 60: 389
- [26] Taylor K T, Parker J S, Dundas D *et al.* J. Mod. Opt., 2007, 54: 1959
- [27] Ho P J, Panfili R, Haan S L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 093002
- [28] Hu B, Liu J, Chen S G. Phys. Lett. A, 1997, 236: 533
- [29] Chen J, Liu J, Fu L B *et al.* Phys. Rev. A, 2000, 63: 011404 (R); Fu L B, Liu J, Chen J *et al.* Phys. Rev. A, 2001, 63: 043416; Fu L B, Liu J, Chen S G. Phys. Rev. A, 2002, 65: 021406(R); Chen J, Liu J, Zheng W M. Phys. Rev. A, 2002, 66: 043410
- [30] Liu J, Ye D F, Chen J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 99: 013003; Ye D F, Chen J, Liu J. Phys. Rev. A, 2008, 77: 013403
- [31] Liu Y, Tschuch S, Rudenko A *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 053001
- [32] Yamakawa K, Akahane Y, Fukuda Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 92: 123001; Gubbini E, Eichmann U, Kalash-nikov M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 053602; Palaniyappan S, DiChiara A, Chowdhury E *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 243003; DiChiara A D, Ghebregziabher I, Sauer R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 173002; Ho P J, Eberly J H. Phys. Rev. Lett., 2006, 97: 083001
- [33] Tong X M, Zhao Z X, Lin C D. Phys. Rev. A, 2002, 66: 033402
- [34] Zeidler D, Staudte A, Bardon A B *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 95: 203003
- [35] Hishikawa A, Takahashi E J, Matsuda A. Phys. Rev. Lett., 2006, 97: 243002
- [36] Palaniyappan S, Mitchell R, Sauer R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 183001
- [37] Jaron-Becker A, Becker A, Faisal F H M. Phys. Rev. Lett., 2006, 96: 143006