

飞秒激光场中原子/分子的隧道电离及应用

郭振宁*, 马雪岩, 韩猛**, 葛佩佩, 刘明明, 刘运全***

北京大学物理学院人工微结构与介观物理国家重点实验室, 北京 100871

摘要 综述了强激光场作用下原子的光电离动力学最新进展,着重分析了非绝热隧道电离中的隧穿出口光电子动量分布,得到分子坐标系中隧道电子角分布,实现分子内层轨道成像;采用电场矢量同向旋转的双色(400 nm+800 nm)圆偏振激光实现双指针阿秒钟干涉技术,该技术可以测量光电子波包的相位和振幅;基于具有较大自旋-轨道耦合效应的原子(氙原子),通过圆偏振激光中的多光子电离过程,可产生具有高自旋极化度的光电子。最后对目前超快强场物理的研究前景和发展趋势进行简单的介绍。

关键词 非线性光学; 超快激光; 强场物理; 非绝热隧道电离; 阿秒钟; 电子自旋极化

中图分类号 O562

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0508017

Tunneling Ionization of Atoms and Molecules in Femtosecond-Laser Fields and its Applications

Guo Zhenning*, Ma Xueyan, Han Meng**, Ge Peipei, Liu Mingming, Liu Yunquan***

School of Physics and State Key Laboratory for Mesoscopic Physics, Peking University, Beijing 100871, China

Abstract Herein, we review the recent progress in the electron dynamics of optical ionization using ultraintense laser fields. Further, the photoelectron momentum distributions at the tunnel exit during nonadiabatic tunneling ionization are analyzed. The electron angular distributions are obtained in terms of molecular coordinates, allowing the imaging of the molecular inner orbits. The two-color (400 nm+800 nm) circularly polarized laser fields are used to achieve a double-pointer attoclock in which the phase and amplitude of the electronic wavepackets can be characterized. Furthermore, the photoelectrons with a high degree of spin polarization can be produced using circular laser fields based on the ionization of atoms with large spin-orbit coupling effects. Finally, the applications of ultrafast strong field physics and its developmental trend are illustrated.

Key words nonlinear optics; ultrafast laser; strong field physics; nonadiabatic tunneling ionization; attoclock; electron spin polarization

OCIS codes 020.2649; 020.1670; 020.4180

1 引 言

自从 1960 年 Maiman^[1] 制造出第一台激光器以后,激光就以其高亮度和高相干性的优点,一直在现代物理学的研究中占据着十分重要的地位。特别是 20 世纪 80 年代,Strickland 和 Mourou^[2] 提出了啁啾脉冲放大(CPA)技术,克服了高光强下非线性效应对增益介质的损坏的难题,极大地提高了激光场的峰值功率,推动了超短超强激光的发展,对激光科学产生了极具革命性的影响,在物理、化学、生

物、医学等领域都开启了一个全新的时代,对基础研究和应用研究产生了广泛而深远的影响。超强超短激光的发展与应用已经成为国际科技竞争的重大前沿领域之一,为此我国也大力发展超短超强激光技术^[3-5]。2018 年, Mourou 等因其对超强激光技术的巨大贡献获得了诺贝尔物理学奖,再一次掀起了人们对超强超短激光的研究热情。

目前,大部分实验室使用的激光峰值光强在 $10^{14} \sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的范围内,此时激光的电场强度可以与原子/分子内部的库仑场相比拟,这个时候电

收稿日期: 2018-12-18; 修回日期: 2019-02-20; 录用日期: 2019-03-01

基金项目: 国家自然科学基金(11434002,11774013,11527901)

* E-mail: guozhn18@pku.edu.cn; ** E-mail: menghan@pku.edu.cn; *** E-mail: yunquan.liu@pku.edu.cn

子会受到库仑场和激光场的共同作用,产生许多新的有趣的物理现象,而此时传统的微扰理论失效。1964年,Keldysh^[6]提出强场电离理论,把电磁场中的自由电子态当作被电离的电子末态,从而计算出电离过程中的跃迁矩阵幅。这个理论不仅能计算出强场的电离速率,还能预测许多非微扰的电离现象。随后,Perelomov等^[7]在Keldysh的工作基础上给出氢原子任意原子态的电离速率公式和电子末态动量分布,同时还将激光的偏振拓展到任意椭圆率。1986年,Ammosov等^[8]利用准静态条件(即认为在电离的过程中激光场是不含时的),将PPT理论(Perelomov Popov Terent'ev theory)的表达式简化,得到绝热近似下的原子电离速率。2002年,Tong等^[9]在充分考虑波函数的对称性和渐进行为之后,在原子隧穿电离模型(ADK)理论的基础上提出分子隧穿电离模型(MO-ADK)。这个模型不仅成功给出了双原子分子和线性多原子分子的电离速率,而且还能得到电子的末态角分布,因此该模型得到了广泛的应用并获得了较好的发展。这些早期工作为后来的半经典理论打下了坚实的基础,成为强场领域不可或缺的基石。

原子和分子在强激光场中的电离机制可以通过Keldysh参数 γ 来描述:当 $\gamma \gg 1$ 时,激光场强度相对较小,原子可以从激光场中同时吸收多个光子从基态跃迁到连续态,发生多光子电离;当 $\gamma \ll 1$ 时,激光场的频率较小或者光强很强,势垒的变化相对于电子的运动可以忽略不计,电子可以从缓变的势垒中隧穿出来,这就是隧道电离;而当 $\gamma \approx 1$ 时,激光场为非绝热隧穿区,此时在电子的电离过程中势垒并不是静止的,绝热近似不再成立,需要使用非绝热理论来描述电离过程。此外,电子被电离出势垒之后会有一定的初始相位和初始动量分布,这些初始动量分布包含了原子/分子的轨道结构信息,如何从实验上去探测这些初始信息并且从理论上进行精确计算是目前的研究热点之一^[10-13]。

强激光场电离出来的电子随后会在激光场和库仑场的共同作用下运动。1993年,Corkum等^[14-15]忽略库仑场的作用,提出了一个简单直观的物理模型来描述隧穿电子的运动规律,即Simple-Man模型。这个模型虽然可以定性地预测许多物理结果,但是在定量上与实验结果还有比较大的差距。随后,在经典轨迹的蒙特卡罗模型^[16]中考虑长程库仑势作用,可以提供更加量化的描述,但是由于没有考虑电子轨迹之间的干涉效应,与实际的电子动量分布有很大差距。为了克服这个困难,可以在经典

轨迹的蒙特卡罗模型的基础上考虑电子轨迹相位,也就是量子轨迹的蒙特卡罗模型,该模型的计算过程简单,并且可以得到与实验结果符合更好的电子动量分布^[17],从而得到了广泛的应用。

对于直接电离的电子,电子动量分布中存在周期间干涉和周期内干涉两种干涉结构^[18],如果考虑再散射过程,就会出现更多的干涉通道,产生更复杂的干涉现象^[19-21]。这些复杂的物理现象进一步促进了诸如电子全息、阿秒脉冲产生^[22]、电子波包控制等一系列新兴技术的发展。由于电子动量分布中的干涉结果详细记录了电离过程中电子和母核的动力学信息,电子干涉和电子全息已经成为探测电子动力学、原子轨道结构以及原子/分子尺度上的化学反应进程的重要手段。目前,随着强场电离理论^[23-25]的进一步发展,人们可以计算出电子的瞬时动力学信息,最终实现在阿秒时间尺度上对原子或分子内部的电子行为进行操控^[22]。

随着强场物理的发展,双色光场成为调控电离解离动力学的重要手段^[10,26]。通过调节两束光的相对光强、相对偏振、相对频率和相对相位等,可以实现对原子/分子内部电子超快动力学过程的操控,这也是目前强场物理的重要研究方向之一^[27]。

2 原子/分子的强场隧道电离

2.1 非绝热隧道电离的电子初始状态的研究

强场电离过程中,电子通过隧穿机制从激光场和库仑场共同形成的势垒中出射,成为自由电子。隧穿后的电子,会有初始动量分布和初始相位分布。这些初始状态对电子的末态动量分布有很重要的影响。正如引言中提到的情况,当Keldysh参数 $\gamma \ll 1$ 时,激光场为绝热隧穿区。在这个区域内,电子隧穿过程中激光场的变化可以忽略,电子会穿过准静止的势垒,瞬时激光场偏振方向上的初始位置可由朗道有效势理论给出^[28],垂直于瞬时激光偏振方向的初始位置为0,隧穿之后电子的初始纵向动量(平行于瞬时激光场偏振方向)为0,初始横向动量(垂直于瞬时激光场偏振方向)为高斯分布 $W_1(v_\perp^i)$ 。每一条轨迹的权重由瞬态ADK理论给出,即

$$W(t_0, v_\perp^i) = W_1(v_\perp^i) W_0(t_0), \quad (1)$$

$$W_0(t_0) \propto |(2I_p)^2/E(t_0)|^{2/\sqrt{2I_p}-1} \times \exp[-2(2I_p)^{3/2}/|3E(t_0)|], \quad (2)$$

$$W_1(v_\perp^i) \propto [\sqrt{2I_p}/|E(t_0)|] \times \exp[\sqrt{2I_p}(v_\perp^i)^2/|E(t_0)|], \quad (3)$$

式中: $W_0(t_0)$ 为隧穿电子随激光场相位的瞬时电离率; $W_1(v_\perp^i)$ 为瞬态的初始横向动量分布; $E(t_0)$ 为瞬间激光电场; t_0 为电离时刻; I_p 为电离能; v_\perp^i 为初始横向动量; 右上角的 i 代表初始状态。随着 Keldysh 参数趋近于 1, 逐渐进入非绝热隧穿区, 此时势垒随着激光场振荡发生快速变化, 电子在隧穿过程中会明显感受到势垒的变化, 需要使用非绝热理论来描述这个过程^[29]。利用量子轨道理论^[30-31], 从基态到连续态的跃迁概率幅可以写为(只考虑指数精度)

$$W = \exp(-2\text{Im} S), \quad (4)$$

$$S = \int_{t_s}^{t_0} dt \left\{ \frac{1}{2} [\mathbf{P} + \mathbf{A}(t)]^2 + I_p \right\}, \quad (5)$$

式中: S 为经典作用量, $\text{Im} S$ 表示对作用量取虚部; t_0 为电离时刻; \mathbf{P} 为末态电子动量; $\mathbf{A}(t)$ 为电场矢量; t_s 为复平面的鞍点, 由鞍点方程 $[\mathbf{P} + \mathbf{A}(t_s)]^2 + 2I_p = 0$ 给出。通过求解鞍点方程, 可以得到跃迁概

率幅, 进一步使用 $r_0(t) = \int_{t_s}^t [\mathbf{P} + \mathbf{A}(t')] dt'$ 和 $\mathbf{v} = \mathbf{P} + \mathbf{A}(t')$ (其中 t' 为电子的电离时刻) 可以得到隧穿电子的初始位置和初始速度^[32]。

为了在实验上观察到这种非绝热现象, 可以利用不同椭圆率的椭圆偏振激光场来电离原子, 得到不同的电子末态动量分布, 然后通过绝热理论和非绝热理论分别计算出电子的末态动量分布, 结果如图 1 所示^[32], 其中横坐标表示椭圆偏振激光场的椭圆率, 纵坐标 $P_{x, \text{mirror axis}}$ 为电子在椭圆偏振激光的短轴方向的动量, $P_{z, \text{major axis}}$ 为电子在长轴方向的动量。可以看出, 绝热理论计算的末态动量分布略小于非绝热理论, 这是因为电子在隧穿通过势垒时会感受到势垒随激光电场的旋转^[33], 在横向运动方向会额外增加一部分初始动量, 而额外增加的这部分初始动量会使电子末态动量增大。连续改变激光椭圆率的实验结果说明强场电离具有非绝热效应。

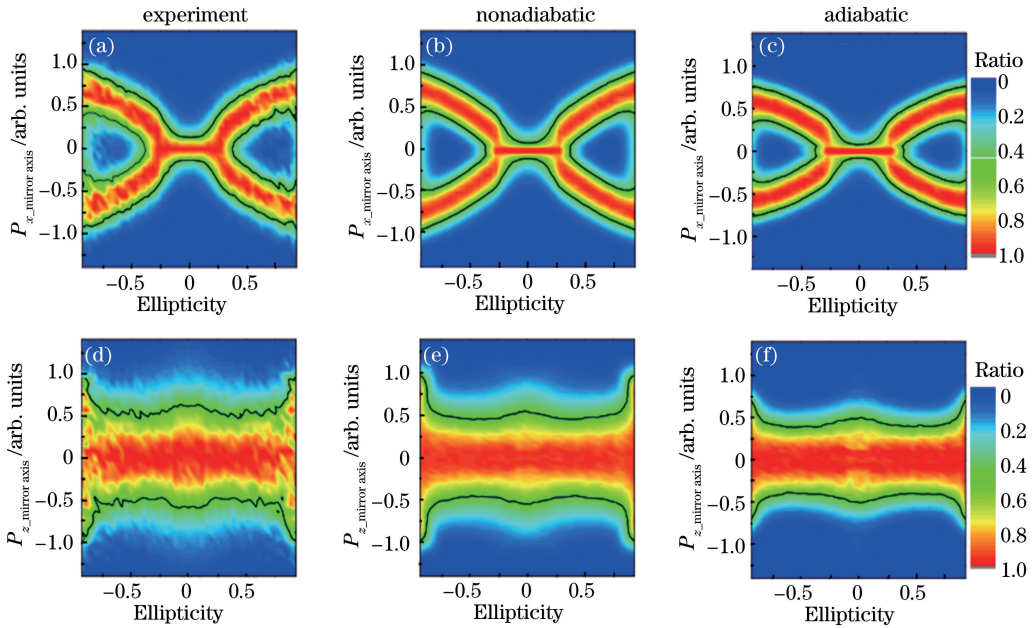


图 1 末态动量分布随激光椭圆率的变化。(a)(d) 实验分布; (b)(e) 非绝热仿真结果; (c)(f) 绝热仿真结果^[32]

Fig. 1 Ellipticity dependence of final momentum distribution. (a)(d) Experimental distributions; (b)(e) nonadiabatic simulation results; (c)(f) adiabatic simulation results^[32]

从另一个方面来看, 在绝热电离理论中电子不具有初始相位, 而在非绝热理论中电子则存在势垒下相位^[10]。强场电离中的周期内干涉模式可以被看作是一种时间双缝干涉条纹^[18, 34], 而电子的初始相位会对周期内干涉条纹产生进一步的调制, 但是这个调制效果比较小, 而且容易受到库仑场的影响, 所以在末态电子的动量分布上很难直接观测到势垒下相位的调制作用。Han 等^[10]采用强度接近的正交双色线偏振激光来研究电子的势垒下相位, 这种

条件的激光场能够减少库仑聚焦作用对势垒下相位的干扰, 同时能够产生比单色线偏光更复杂的干涉结构, 使得势垒下相位被进一步放大。图 2(a) 所示为双色正交场中的电子动量分布的实验结果, 其中 P_x 为电子在 x 轴方向(波长为 800 nm 的激光场的偏振方向)上的动量, P_z 为电子在 z 轴方向(波长为 400 nm 的激光场的偏振方向)上的动量, 两束激光的相对相位延迟为 $\Delta\varphi = 0.5\pi$, 图 2(b) 和图 2(c) 所示为相应的理论计算结果, 其中 CCSFA 为强场电

离近似。图 2(b)所示为没有考虑电子势垒下相位的结果,上半动量平面第一阶阈上电离(ATI)环内只有 6 个干涉极大值,而考虑电子的势垒下相位以后,如图 2(c)所示,干涉极大值变成 8 个,与图 2(a)的实验结果一致。这就可以证实在隧穿过程中电子

会获得势垒下相位,而且这部分相位会对末态电子动量分布产生重要影响。通过这个实验可以发现,正交双色场可以从两个方向对电子电离波包进行调控,产生更加精细的电子干涉结构,这样就可以更精确地探究原子/分子的轨道结构^[27,35]。

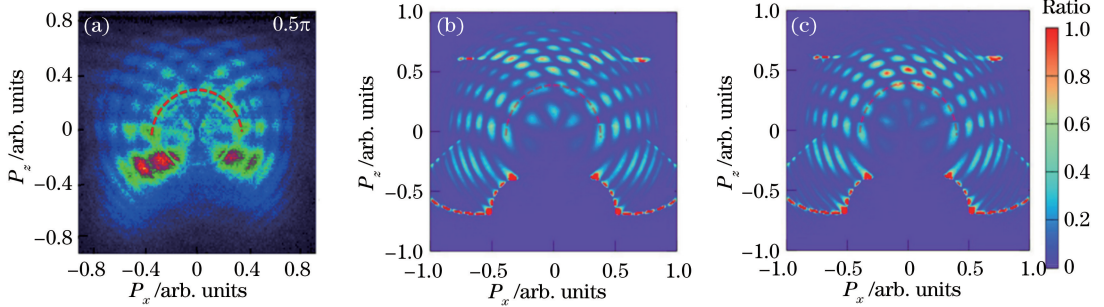


图 2 双色正交场中的电子动量分布。(a)实验测得的电子动量分布;(b)使用无近垒相位的 CCSFA 理论计算的动量分布;(c)有近垒相位的 CCSFA 理论计算的动量分布^[10]

Fig. 2 Electron momentum distributions for an orthogonal two-color field. (a) Experimental electron momentum distribution; (b) simulated electron momentum distribution calculated by CCSFA model without sub-barrier phase; (c) simulated electron momentum distributions calculated by CCSFA model with sub-barrier phase^[10]

2.2 双指针阿秒钟电子干涉术

随着强场物理的深入发展,科学家已经实现了飞秒乃至阿秒时间尺度上的电子动力学研究。其中阿秒钟(attoclock)技术基于超快激光与原子中电子相互作用的物理规律,可以测量电子的超快动力学过程。利用这个技术,可以使用现在已经成熟的飞秒脉冲技术来探测阿秒尺度的动力学过程^[36],为阿秒物理的发展奠定重要的理论基础。目前,关于电子在隧穿过程中是否需要隧穿时间^[37-40]的问题已经引起了科学家的广泛争论,目前还没有成熟的阿秒技术可以直接研究这个过程,但是阿秒钟作为一种新型技术可以用于隧穿过程的物理研究中。

在圆偏振激光的作用下,激光电场在一个光周期(比如波长为 800 nm 的激光,其光周期为 2.7 fs)内旋转 360°,不同时刻电离的电子波包会在动量空间上被映射到不同的发射角,通过角度-时间的对应关系,可以实现对电子电离时刻的分辨。通过这种基于圆偏振激光的角度分辨 streaking 技术,波长为 800 nm 的激光具有 2.7 fs/360°,即 7.5 as/1°的超高时间分辨能力,因此被称为阿秒钟。但采用单束圆偏振激光实现的阿秒钟技术获得的光电子动量谱中通常不含有电子干涉效应,很难读取有用的动力学信息。因此,需要采用同向旋转的双色($\omega + 2\omega$)圆偏振激光,即双指针阿秒钟测量技术,进行实验研究^[26,41]。2 ω 圆偏振激光(激光电场相当于分针)是强的电离光脉冲,将电子从原子中电离,另外一束弱

的 ω 圆偏振激光(激光电场相当于时针)对电子波包进行测量,这种相互作用构型类似于空间旋转的时域双缝干涉仪。如果进一步改变两束光的强度比,就能实现缝宽可变的空间旋转时域双缝干涉,从最后的末态电子干涉谱中提取电子隧穿动力学的时间分辨率。

在双指针阿秒钟测量技术中,电离时刻相差一个 400 nm 光周期的两个电子波包,将受到 800 nm 波长光场的相反作用,这两个电子波包振幅和相位的变化将被映射到其干涉图案的变化中,图 3(a)、(b)所示分别为有和没有 800 nm 波长光场作用时理论计算的光电子干涉图案,其中 xz 平面表示圆偏振激光场的偏振平面,此时 x 为初始时刻的平行激光电场方向, z 为初始时刻的垂直电场方向。进一步基于傅里叶变换的方法,可以从电子动量分布谱中提取电子波包的相位和振幅。该提取方案具有普适性,不依赖于任何理论模型。该研究实现了在阿秒时间尺度上对隧穿电子波包的相干成像,将会促进双指针阿秒测量技术在强场物理的光电子干涉及全息成像等领域的应用。

2.3 分子结构成像

对于分子而言,通过测量电离率随分子取向角的变化即可得到分子的结构信息^[42-43]。在轴向反冲近似下,解离过程中分子轴的转动可以忽略不计。因此,通过测量解离碎片离子的动量,即可得到电离时刻分子轴的取向。对于 O₂ 分子,在最

高占据轨道(HOMO)电离之后的单价离子处于稳定态 $X^2\Pi_g$, 不会立即发生解离, 而由次高占据轨道(HOMO-1)电离产生的单价离子的 $a^4\Pi_u$ 态会与 $f^1\Pi_g$ 激发态存在强烈的耦合作用, 然后通过键软化机制发生解离, 产生 O^+ 离子, 如图 4(a) 中 I 所

示。由于光电子角分布与分子轨道结构密切相关, 因此, 通过提取发生键软化解离机制的 O_2^+ 离子[图 4(a) 中 I 区部分]对应的光电子角分布[图 4(b)], 即可实现对 O_2 分子 HOMO-1 轨道的成像^[44]。

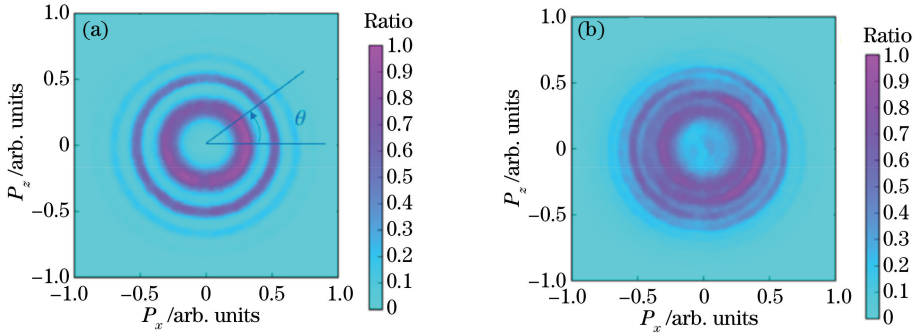


图 3 实验测得的电子动量分布。(a) 单色圆偏振激光场; (b) 双色圆偏振激光场^[26]

Fig. 3 Measured electron momentum distributions. (a) Single-color circularly polarized laser field; (b) two-color corotating circularly polarized laser field^[26]

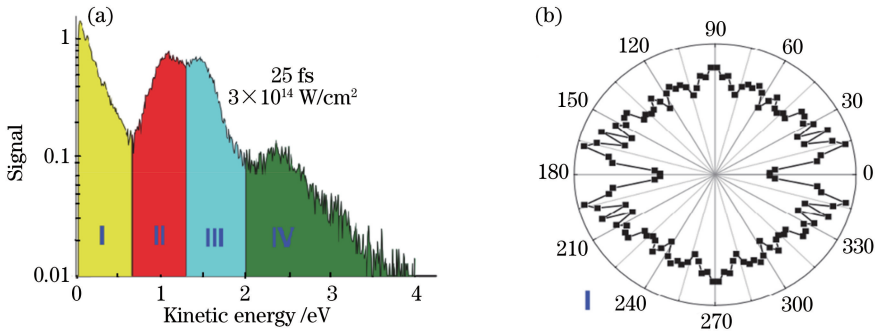


图 4 激光场中 O_2 的解离。(a) 实验测得的 O^+ 的动能释放量; (b) I 电离区的电子角分布^[44]

Fig. 4 Dissociation of O_2 in laser field. (a) Experimentally measured kinetic energy of O^+ ; (b) electron angular distribution in area I^[44]

此外, 散射电子在分子结构成像领域也有广泛的应用, 比如可以利用解离过程中的再碰撞电子实现分子结构的成像。分子钟(molecular clock)技术^[45-46]是指电子在激光场的最大值处被电离, 这相当于将 D_2 分子从基态抽运到 D_2^+ 的基态, 大约 $3/4$ 个激光周期之后电子被激光场拉回到母核附近, 与母核发生强烈的再碰撞, 电子会将 D_2^+ 离子激发到解离态, 使 D_2^+ 离子发生解离, 通过测量解离的 D^+ 碎片的动能可以得到在再碰撞时刻 D_2^+ 离子的核间距, 那么通过改变抽运探测之间的时间延迟就可以得到 D_2^+ 的核间距变化的信息。Niikura 等^[45-46]使用 $800\sim 1850$ nm 的多个波长光来改变电子从电离到再碰撞之间的时间差, 利用 D^+ 离子碎片的动能反推再碰撞时刻的原子核间距, 这样通过一系列波长就可以得到原子核间距随时间的变化关系, 这就

是分子钟的原理。通过这种方法, 人们首次观测到超快的分子振动过程, 其时间分辨率可达到约 200 as, 空间分辨率可达到 0.005 nm。

2.4 电离电子的自旋极化

2011 年, Barth 等^[47]通过理论预测在强圆偏振激光场中, 稀有气体最外层 P 轨道的电离速率与磁量子数 M 有关。由于原子内部存在着自旋轨道的耦合作用, 电离过程对磁量子数 M 的选择会转化为对电子自旋态的选择电离, 这样就产生了自旋极化的光电子。例如, 当 Xe 发生单电离时, 产生的 Xe^+ 离子可能处于 $^2P_{1/2}$ 和 $^2P_{3/2}$ 两个原子态。当 Xe^+ 处于 $^2P_{1/2}$ 态时, 如果电离电子的初始轨道角动量磁量子数 $M=-1$, 则该电子自旋是向上的; 而当 $M=1$ 时, 电子自旋向下。在右旋圆偏振激光场中, $M=-1$ 轨道的电离速率大于 $M=1$ 和 $M=0$ 轨道, 因

此,与处于 $^2P_{1/2}$ 态的 Xe^+ 离子相符合的光电子,其自旋向上的概率更大。另一方面,不同原子态电离出的电子的末态动量并不相同,这样就可以从电子的动量谱中提取出高度自旋极化的光电子。2012年,Herath等^[48]利用双色圆偏振激光来电离 Ar 原子,实验中第一束强激光电离 Ar 原子从而产生 Ar^+ ,破坏了原子基态 P 轨道电子的磁量子数的对称性,因此抽运光产生的 Ar^+ 具有特定的磁量子数,随后用第二束激光电离 Ar^+ ,从而产生 Ar^{2+} 。实验结果显示:当第二束圆偏振激光的电场矢量与第一束圆偏振激光的电场矢量具有相同的旋转方向时, Ar^{2+} 产率较低;当第二束圆偏振激光的电场矢量与第一束圆偏振激光的电场矢量具有相反的旋转方向时, Ar^{2+} 产率较高,从实验上定性地证实了圆偏振激光对 P 壳层不同磁量子数 M 的轨道存在电离选择作用。随后,Hartung等^[49]基于此原理,利用波长为 800 nm 的圆偏振激光电离 Xe 原子,首次在实验上测量出强场电离的光电子自旋极化率。

采用波长为 400 nm 和 800 nm 的单色右旋圆偏振激光分别电离 Xe 原子,得到具有高分辨率的

电子动量分布^[50]。在 400 nm 波长条件下,测量得到的可分辨多光子特征的光电子能谱和动量谱结构如图 5(a)所示,其中 xy 平面表示圆偏振激光场的偏振平面,此时 x 表示初始时刻的平行于激光电场的方向, y 表示初始时刻的垂直于电场的方向。 P_x 为电子在 x 方向上的动量, P_y 为电子在 y 方向上动量。由于 Xe 原子具有很强的自旋轨道耦合效应,实验上观测到 $^{3/2}P$ 和 $^{1/2}P$ 引起的能级分裂的动量分布和能量分布。而对于 $^{1/2}P$ 能级,使用圆偏振激光,可以选择性地激发自旋向下或自旋向上的电子,因此,可以通过 $^{1/2}P$ 能级可以实现高自旋极化度的光电子。在理论上,通过发展能够分析磁量子数和角动量影响的强场近似理论,可对圆偏振激光作用下多光子电离的光电子动量谱和能谱进行数值模拟,得到与实验结果一致的光电子动量分布。通过理论计算发现,在圆偏振激光作用下,通过 $^{1/2}P$ 态,可以产生自旋极化达到 90% 以上的光电子,而通过 $^{3/2}P$ 态,自旋极化度最高仅为 50%。该方法可产生高自旋极化度的光电子源^[51],为电子加速器、低能电子衍射(LEED)以及低能电子显微镜(LEEM)等提供高自旋极化的电子源。

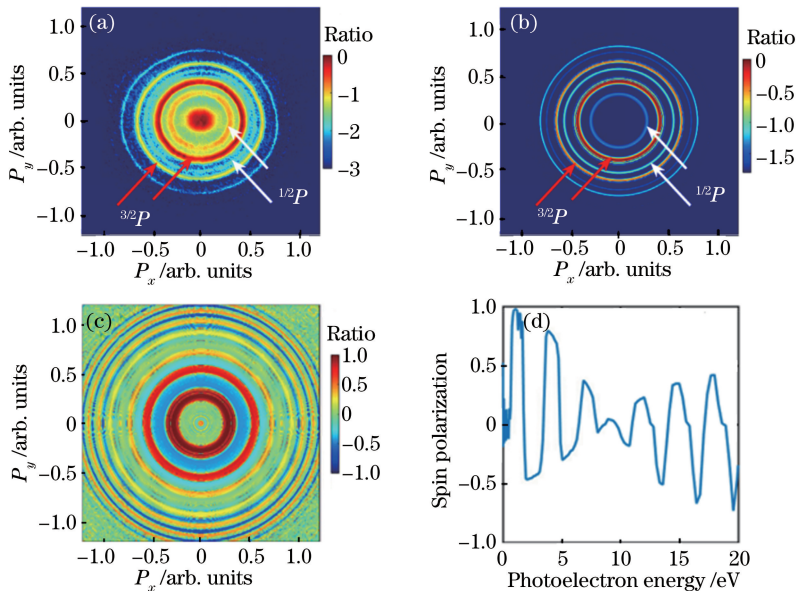


图 5 电子的动量分布。(a)在波长为 400 nm 的圆偏振激光场条件下电子的动量分布图像;(b)由强场电离近似理论(SFA)计算的电子动量分布;(c)自旋极化率随电子动量的分布;(d)自旋极化率随光电子能量的分布^[50]

Fig. 5 Electron momentum distributions. (a) Measured electron momentum distribution for circularly polarized light at 400 nm; (b) simulated electron momentum distribution by strong ionization approximation (SFA); (c) electron momentum distribution of spin polarization; (d) electron energy distribution of spin polarization^[50]

3 结 论

目前,人们已经对于超快激光与原子/分子物理

的相互作用形成较为清晰的物理图像。在理论上,对强场物理过程的刻画慢慢从整体近似向瞬时精确的方向发展;在实验上,人们使用两束或者多束激光

与原子/分子相互作用,通过调控激光参数,可以更加细致、全面地探究隧道电离、多光子电离、非顺序双电离^[52-53]、高次谐波产生等物理过程^[44,54-55],为进一步实现电子动力学操控提供了可行方案。同时,如何通过强场电离得到高自旋极化度的电子也是目前的理论和实验研究的中心课题之一。

随着超快激光技术的不断发展,超快物理特别是阿秒物理的发展,已经引起人们的极大兴趣。在微观世界,生物、化学和物理逐渐失去明显界限,电子的运动是解释微观生物、化学和物理现象的共同基础。这些电子运动的时间尺度处在阿秒到皮秒之间,因此,阿秒量级的超高时间分辨率与原子尺度的超高空间分辨率相结合可能会为生物、化学和物理过程控制提供基础。随着阿秒脉冲技术的不断发展,原子、分子乃至凝聚态物质中的阿秒电子动力学研究也逐渐引起人们的关注,开展相关的超快动力学研究将是阿秒科学的总体发展趋势。

同时,强场物理也在向更广更宽的方向发展。从激光光强的角度来看,随着激光技术的发展,人们已经可以得到光强大于 10^{18} W/cm² 的超强激光场,这时候相对论效应已经不可忽略,如何描述相对论区的电子电离过程将是一个研究热点。随着激光光强不断增大,强场物理技术进入激光核物理领域,为研究基本物理过程乃至宇宙起源提供重要的研究手段。从与强场作用的靶材料来看,人们不再满足于仅研究稀有气体原子或者简单分子的强场物理过程,转而探索复杂分子(如苯、富勒烯等)、团簇、纳米颗粒、固体材料等与强激光场的相互作用,这使强场物理和其他学科之间的联系变得更加紧密,也衍生出一些新的学科。总之,强场物理的未来是光明的,需要人们付出更大的努力进行实验和理论上的探索。

参 考 文 献

- [1] Maiman T H. Stimulated optical radiation in ruby [J]. *Nature*, 1960, 187(4736): 493-494.
- [2] Strickland A D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulse [J]. *Optics communications*, 1985, 55(6): 447-449.
- [3] Leng Y X. Shanghai superintense ultrafast laser facility[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(1): 0100001.
冷雨欣. 上海超强超短激光实验装置[J]. *中国激光*, 2019, 46(1): 0100001.
- [4] Zhu J Q, Chen S H, Zheng Y X, *et al.* Review on development of Shenguang-II laser facility [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(1): 0100002.
朱健强, 陈绍和, 郑玉霞, 等. 神光II激光装置研制[J]. *中国激光*, 2019, 46(1): 0100002.
- [5] Zhao Y P, Xu Q, Li Q, *et al.* 13.5 nm extreme ultraviolet light source based on discharge produced Xe plasma [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 46(11): 1100001.
赵永蓬, 徐强, 李琦, 等. 13.5 nm 放电 Xe 等离子体极紫外光源[J]. *中国激光*, 2018, 45(11): 1100001.
- [6] Keldysh L V. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave [J]. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1965, 20(5): 1307-1313.
- [7] Perelomov A M, Popov V S, Terent'ev M V. Ionization of atoms in an alternating electric field [J]. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1966, 23(5): 924-934.
- [8] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V, *et al.* Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field [J]. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1986, 64(6): 1191-1194.
- [9] Tong X M, Zhao Z X, Lin C D. Theory of molecular tunneling ionization [J]. *Physical Review A*, 2002, 66(3): 033402.
- [10] Han M, Ge P P, Shao Y, *et al.* Revealing the sub-barrier phase using a spatiotemporal interferometer with orthogonal two-color laser fields of comparable intensity [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(7): 073201.
- [11] Han M, Li M, Liu M M, *et al.* Tunneling wave packets of atoms from intense elliptically polarized fields in natural geometry [J]. *Physical Review A*, 2017, 95(2): 023406.
- [12] Geng J W, Xiong W H, Xiao X R, *et al.* Nonadiabatic electron dynamics in orthogonal two-color laser fields with comparable intensities [J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(19): 193001.
- [13] Liu M M, Li M, Wu C Y, *et al.* Phase structure of strong-field tunneling wave packets from molecules [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(16): 163004.
- [14] Corkum P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization [J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(13): 1994.
- [15] Schafer K J, Yang B R, DiMauro L F, *et al.* Above threshold ionization beyond the high harmonic cutoff [J]. *Physical Review Letters*, 1993, 70(11): 1599.
- [16] Hu B, Liu J, Chen S G. Plateau in above-threshold-ionization spectra and chaotic behavior in rescattering processes [J]. *Physics Letters A*, 1997, 236(5/6):

- 533-542.
- [17] Li M, Geng J W, Liu H, *et al.* Classical-quantum correspondence for above-threshold ionization [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(11): 113002.
- [18] Arbó D G, Ishikawa K L, Schiessl K, *et al.* Intracycle and intercycle interferences in above-threshold ionization: the time grating [J]. *Physical Review A*, 2010, 81(2): 021403.
- [19] Huismans Y, Rouzée A, Gijsbertsen A, *et al.* Time-resolved holography with photoelectrons[J]. *Science*, 2011, 331(6013): 61-64.
- [20] Meckel M, Staudte A, Patchkovskii S, *et al.* Signatures of the continuum electron phase in molecular strong-field photoelectron holography [J]. *Nature Physics*, 2014, 10(8): 594-600.
- [21] Bian X B, Bandrauk A D. Attosecond time-resolved imaging of molecular structure by photoelectron holography[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(26): 263003.
- [22] Krausz F, Ivanov M. Attosecond physics [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(1): 163.
- [23] Morishita T, Chen Z J, Watanabe S, *et al.* Two-dimensional electron momentum spectra of argon ionized by short intense lasers: comparison of theory with experiment [J]. *Physical Review A*, 2007, 75(2): 023407.
- [24] Becker W, Grabon F, Kopold R, *et al.* Above threshold ionization: from classical features to quantum effects [J]. *Advances in Atomic Molecular & Optical Physics*, 2002, 48(4): 35-98.
- [25] Milošević B, Paulus G, Bauer D, *et al.* Above-threshold ionization by few-cycle pulses [J]. *Journal of Physics B*, 2006, 39(14): R203-R262.
- [26] Han M, Ge P P, Shao Y, *et al.* Attoclock photoelectron interferometry with two-color corotating circular fields to probe the phase and the amplitude of emitting wave packets [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(7): 073202.
- [27] Liu M M, Han M, Ge P P, *et al.* Strong-field ionization of diatomic molecules in orthogonally polarized two-color fields [J]. *Physical Review A*, 2018, 97(6): 063416.
- [28] Landau L D, Lifshitz E M. *Quantum mechanics: non-relativistic theory* [M]. Oxford: Pergamon Press, 1977.
- [29] Boge R, Cirelli C, Landsman A S, *et al.* Probing nonadiabatic effects in strong-field tunnel ionization [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(10): 103003.
- [30] Salieres P. Feynman's path-integral approach for intense-laser-atom interactions [J]. *Science*, 2001, 292(5518): 902-905.
- [31] Yan T M, Bauer D. Sub-barrier Coulomb effects on the interference pattern in tunneling-ionization photoelectron spectra [J]. *Physical Review A*, 2012, 86(5): 053403.
- [32] Li M, Liu M M, Geng J W, *et al.* Experimental verification of the nonadiabatic effect in strong-field ionization with elliptical polarization [J]. *Physical Review A*, 2017, 95(5): 053425.
- [33] Liu M M, Li M, Shao Y, *et al.* Effects of orbital and Coulomb potential in strong-field nonadiabatic tunneling ionization of atoms [J]. *Physical Review A*, 2017, 96(4): 043410.
- [34] Pedatzur O, Orenstein G, Serbinenko V, *et al.* Attosecond tunnelling interferometry [J]. *Nature Physics*, 2015, 11(10): 815-819.
- [35] Gong X, He P, Song Q, *et al.* Two-dimensional directional proton emission in dissociative ionization of H₂ [J]. *Physical review letters*, 2014, 113(20): 203001.
- [36] Eckle P, Smolarski M, Schlup P, *et al.* Attosecond angular streaking [J]. *Nature Physics*, 2008, 4(7): 565-570.
- [37] Eckle P, Pfeiffer A N, Cirelli C, *et al.* Attosecond ionization and tunneling delay time measurements in helium [J]. *Science*, 2008, 322(5907): 1525-1529.
- [38] Pfeiffer A N, Cirelli C, Smolarski M, *et al.* Attoclock reveals natural coordinates of the laser-induced tunnelling current flow in atoms [J]. *Nature Physics*, 2012, 8(1): 76-80.
- [39] Torlina L, Morales F, Kaushal J, *et al.* Interpreting attoclock measurements of tunnelling times [J]. *Nature Physics*, 2015, 11(6): 503-508.
- [40] Villeneuve D M, Hockett P, Vrakking M J J, *et al.* Coherent imaging of an attosecond electron wave packet [J]. *Science*, 2017, 356(6343): 1150-1153.
- [41] Ge P P, Han M, Deng Y K, *et al.* Universal description of the attoclock with two-color corotating circular fields [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122: 013201.
- [42] Meckel M, Comtois D, Zeidler D, *et al.* Laser-induced electron tunneling and diffraction [J]. *Science*, 2008, 320(5882): 1478-1482.
- [43] Akagi H, Otobe T, Staudte A, *et al.* Laser tunnel ionization from multiple orbitals in HCl [J]. *Science*, 2009, 325(5946): 1364-1367.
- [44] Liu H, Zhao S F, Li M, *et al.* Molecular-frame photoelectron angular distributions of strong-field tunneling from inner orbitals [J]. *Physical Review A*, 2013, 88(6): 061401.
- [45] Niikura H, Légaré F, Hasbani R, *et al.* Sub-laser-

- cycle electron pulses for probing molecular dynamics [J]. *Nature*, 2002, 417(6892): 917-922.
- [46] Niikura H, Légaré F, Hasbani R, *et al.* Probing molecular dynamics with attosecond resolution using correlated wave packet pairs[J]. *Nature*, 2003, 421(6925): 826-829.
- [47] Barth I, Smirnova O. Nonadiabatic tunneling in circularly polarized laserfields: physical picture and calculations[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(6): 063415.
- [48] Herath T, Yan L, Lee S K, *et al.* Strong-field ionization rate depends on the sign of the magnetic quantum number[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(4): 043004.
- [49] Hartung A, Morales F, Kunitski M, *et al.* Electron spin polarization in strong-field ionization of xenon atoms[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(8): 526-528.
- [50] Liu M M, Shao Y, Han M, *et al.* Energy- and momentum-resolved photoelectron spin polarization in multiphoton ionization of Xe by circularly polarized fields[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(4): 043201.
- [51] Pierce D T, Celotta R J, Wang G C, *et al.* The GaAs spin polarized electron source [J]. *Review of Scientific Instruments*, 1980, 51(4): 478-499.
- [52] Fittinghoff D N, Bolton P R, Chang B, *et al.* Observation of nonsequential double ionization of helium with optical tunneling [J]. *Physical Review Letters*, 1992, 69(18): 2642.
- [53] Becker W, Liu X J, Ho P J, *et al.* Theories of photoelectron correlation in laser-driven multiple atomic ionization [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2012, 84(3): 1011.
- [54] Xie X H, Roither S, Kartashov D, *et al.* Attosecond probe of valence-electron wave packets by subcycle sculpted laser fields [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(19): 193004.
- [55] Brugnera L, Hoffmann D J, Siegel T, *et al.* Trajectory selection in high harmonic generation by controlling the phase between orthogonal two-color fields[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(15): 153902.