

专题: 超快原子分子谱学仪器与测量方法

电子/离子成像技术在冷原子分子 及相关领域中的应用*

刘洋¹⁾ 沈镇捷¹⁾ 王新成¹⁾ 江玉海^{1)2)†}

1) (上海科技大学大科学中心和物质科学与技术学院, 上海 201210)

2) (河南师范大学物理学院, 新乡 453007)

(2025年3月31日收到; 2025年5月31日收到修改稿)

随着激光冷却原子分子技术和全空间电子离子成像技术的日益成熟与发展, 运用动量成像技术研究冷原子特征属性和碰撞动力学是一个新兴方向, 并且发展了一系列高分辨的电子离子探测装置, 在冷分子反应、里德伯原子、核衰变、玻色-爱因斯坦凝聚光电离与冷等离子体、冷原子与离子/电子碰撞、冷原子相干控制、强场超快等研究方向取得一系列创新成果. 本文综述了相关领域具有代表性的仪器以及相应的重要成果, 最后对成像技术在冷原子上述各相关研究领域中的应用进行相应的总结, 并展望了未来的发展趋势.

关键词: 电子/离子成像, 冷原子, 磁光阱速度成像谱仪, 磁光阱反应显微成像谱仪**PACS:** 37.10.De, 07.81.+a**DOI:** 10.7498/aps.74.20250415**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250415

1 引言

在微观物理学中, 温度反映了微观粒子做无规则热运动的剧烈程度. 冷原子是通过激光冷却等技术手段将原子冷却到接近绝对零度的一类原子, 具有量子效应显著且可精准控制的特点, 是系统研究多体量子理论和光与物质相互作用理想体系. 原子的冷却和俘获, 常用的是磁光阱 (magneto-optical trap, MOT) 技术, 该技术是巴黎高等师范学院的 Dalibard 最早提出的. 在 MOT 技术的思想提出以后, 人们便开始致力于在实验中实现. 1985 年, 美国 AT&T 贝尔实验室的 Chu 等^[1] 利用六束反向传播的激光 (沿 x, y, z 轴) 实现 Na 原子的冷却, 1987 年, 此实验室的 Raab 等^[2] 在此基础上首次在三维磁光阱 (3D MOT) 中实现了中性原子的冷却和俘获. 随后, 研究者们为了获得温度

更低, 密度更大的冷原子, 在 3D MOT 的基础上加上了预冷却技术, 其中最常用的便是在 3D MOT 之前级联一个 2D MOT, 这也是当下大多数研究者采用的方案. 现今, 已经有超过 20 种元素被磁光阱等冷原子技术冷却和俘获, 其中包括了所有的碱金属原子和碱土金属原子^[3], 以及一部分亚稳态的稀有气体原子^[4].

在冷原子技术发展的过程中, 成像技术也逐渐发展起来. 最初, 研究者们对冷原子的研究主要是通过探测光子来进行, 具体来说就是通过对原子吸收冷却光后发出的荧光进行成像, 或者使用探测光穿过冷原子团, 对其吸收谱进行成像, 但这样的探测方法并不能详细探测原子的结构或者其动力学过程. 这就需要运用到一种能够探测离子和电子动量的装置, 最初的探测手段是使用飞行时间谱仪, 它可以记录作为反应产物的离子或电子的飞行时间, 从而重构出其初始动能. 并且对于不同离子,

* 河南省自然科学基金 (批准号: 252300421304) 和国家自然科学基金 (批准号: 12204498, 12474259) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jiangyh3@shanghaitech.edu.cn

该谱仪可以根据质荷比不同对离子的种类进行区分, 但该装置只能探测沿飞行时间方向上的一维动量. 随着探测技术的不断发展, 通过加入特殊的电场和磁场将电子或离子引入一端测量, 并且加入相应的位置敏感探测器, 使得研究者们能对很大空间立体角范围的动量进行探测, 这便是, 速度成像谱仪 (velocity-map imaging, VMI)^[5-8] 和反应显微成像谱仪 (reaction microscope, REMI)^[9-11]. 速度成像谱仪是利用非均匀电场作用来将带电粒子汇聚在探测器上, 获得其二维动量投影信息, 从而进一步还原反应过程的动力学过程, 其优势是高计数率和高分辨率. 反应显微成像谱仪则是利用均匀电磁场, 对电子和离子的飞行时间和打到探测器的位置同时进行探测, 并且重构它们出射时的动量信息, 该装置可以探测来自同一电离事件下的电子和离子, 实现所谓的符合测量, 并且可以实现 4π 立体角的全空间测量.

通过将冷原子技术与先进的动量成像技术结合, 产生了所谓的磁光阱速度成像谱仪 (magneto-optical trap velocity map imaging, MOT-VMI) 和磁光阱反应显微成像谱仪 (magneto-optical trap reaction microscope, MOTREMI) 等装置, 可以大幅减少由于原子热运动带来的分辨下降. 目前对于 MOT-VMI, 当电子或者离子能量大于 100 meV 时 (一般采用相对分辨), 其能量相对分辨 ($\Delta E/E$) 已经能够达到 0.5%—2.0%; 对于小于 100 meV 的情况 (一般采用绝对分辨), 其能量分辨能够达到 0.025—0.1 meV^[12]. 这使得利用该类装置可以实现分子内振动或转动能级的分辨, 允许在亚开尔文尺度上区分低能量离子的温度, 在冷化学反应的实验研究方面具有相当大的潜力. 而对于 MOTREMI, 其优势在于实现离子动量探测以及离子电子的符合测量, 离子和电子动量分辨已经能够分别达到 0.1 a.u. 和 0.01 a.u. 的量级. 利用该类装置可以实现对不同角量子数或磁量子数的电子进行探测和分辨, 使得其在量子相干控制探测等方面具有巨大优势. 这样的结合实现了对多体量子理论和光与物质相互作用的研究, 并且将研究范围从以前的稀有气体扩展到碱金属和碱土金属领域, 从而研究其特有的现象. 目前, 利用冷原子与成像技术结合的实验技术, 国际上已经在冷分子冷化学反应、冷里德伯原子相互作用、核衰变、玻色-爱因斯坦凝聚 (Bose-Einstein condensate, BEC) 光电离与冷等

离子体精准控制、冷原子与离子/电子碰撞、冷原子相干控制、冷原子强场超快过程等领域取得了很多不错的成果. 本文将对电子/离子成像技术在冷原子分子及相关领域中的应用进行介绍.

2 电子/离子成像技术在冷分子冷化学反应中应用

成像技术在冷分子和冷化学反应中的应用极为关键, 它为研究者提供了直接观察和分析超低温条件下分子行为的能力. 冷分子具有丰富的内部能级结构和在磁场中永久的电偶极矩, 这使其能够实现长程偶极相互作用. 这些特性使得超冷分子可以用于研究化学反应的量子本质、模拟量子磁性^[13]、存储和处理量子信息, 并作为量子计算的平台^[14]. 此外, 超冷分子还能用于精密测量基本物理常数, 如验证宇称不守恒效应^[15]、测定电子质子质量比^[16]等, 从而推动基础物理学的发展和技术应用的进步. 而对于冷化学反应来说, 由于冷分子能够在接近绝对零度的条件下精确控制温度、动能及分子内部状态, 这使得科学家能够探索化学反应的量子本质并揭示微观粒子间复杂的相互作用和动力学行为.

对于冷分子的产生, 当今最为主流的便是在冷原子的基础上通过光缔合或者磁缔合的方法将原子缔合成分子. 在冷分子产生以后, 只有对其进行相应的成像才能明确冷分子的产生. 对于冷分子的冷化学反应, 也只有对其反应过程的中间态和最终态的产物进行成像, 才能明确冷化学反应的基本过程. 基于这样的实验要求, 研究者们发展出许多应用于研究冷分子和冷化学反应的实验装置.

以图 1 所示 Kurz 等^[17] 的实验为例, 他们研究的是 Li 原子的光缔合, 如能级图 1(a) 所示, 两个 Li 原子在靠近时被缔合光 γ_{PA} 激发到分子能级形成分子, 这个激发态分子在短时间内通过自发辐射 γ_{PA} 光子, 以一定的概率形成基态分子, 随后基态分子被电离光 γ_{IS} 电离并检测. 光缔合对冷原子密度的要求较高, 一般的磁光阱不能达到相应的原子密度, 所以 Kurz 等^[17] 通过精确控制磁光阱的冷却光强度、失谐量和磁梯度的变化时序, 在转移时刻将磁梯度加倍, 缩小磁光阱的捕获半径以压缩原子云, 直至磁场完全关闭, 以在原子转移时刻最大化其相空间密度, 从而使原子云尽可能冷且密集以

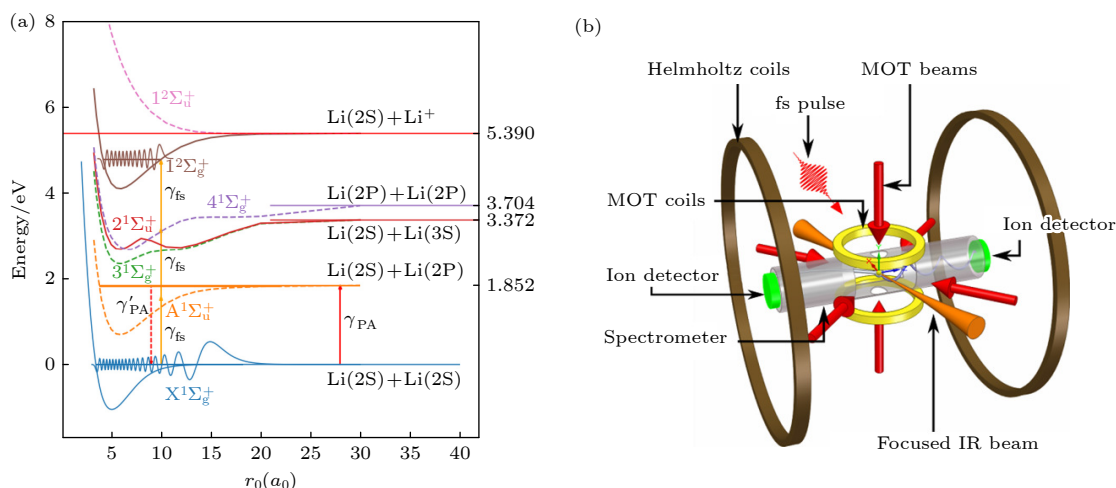


图 1 (a) ${}^6\text{Li}_2$ 基态分子的 PA 方案和多光子电离能级图; (b) 扩展了光学偶极阱的 MOTREMI 装置示意图, 橙色为光学偶极阱的光束与 PA 光束共束^[17]

Fig. 1. (a) PA scheme and multiphoton ionization energy level diagram for the ground state of ${}^6\text{Li}_2$ molecules; (b) schematic diagram of the MOTREMI apparatus with an expanded optical dipole trap, where the orange represents the optical dipole trap beam coinciding with the PA beam^[17].

达到光缔合的需求. 由于电子探测对均匀磁场的要求, 他们在 MOTREMI 装置的基础上扩展了光学偶极阱, 实验先是在 MOT 中冷却 Li 原子到一定程度后关闭 MOT, 以 0.9% 的效率将 MOT 中的原子转移到偶极阱中. 随后将运用于光缔合的激光 (PA beam) 作用于光学偶极阱中的冷原子, 实现冷分子的产生, 产生的冷分子与飞秒光作用发生电离, 用探测器实现对电离产生的电子和离子的探测, 从而实现冷分子的产生与测量, 实验装置如图 1(b) 所示. 该装置使用的光学偶极阱的激光中心波长为 (1070 ± 10) nm ($E_{\gamma_{nm}} = (1.16 \pm 0.01)$ eV), 当原子第一光学跃迁波长显著小于 1070 nm 时 (偶极阱激光相对于第一光学跃迁远红失谐), 该装置都是可用的. 这意味着可以利用这个光学偶极阱来捕获并冷却碱金属原子如钠 (Na)、钾 (K)、铷 (Rb) 和铯 (Cs) 等原子并形成二聚体 (这些原子都允许二聚体的产生, 并且具有详细的光缔合谱). 通过该实验装置, 他们研究了由单色光缔合产生的 Li_2 基态分子的离子化, 发现飞秒脉冲仅在单重态系统中观察到分子电离产率, 直接验证了二聚体光电离的选择定则. 进一步发现, 在单重态系统中, 振动基态分子可通过捕获激光的红外光子逐步激发实现连续电离.

图 2 所示为 Hu 等^[18] 运用于冷化学反应的 MOT-VMI 装置及反应的能级图. 研究者使用磁场扫描技术, 通过费什巴赫共振 (Feshbach resonance, 利用外部参数 (如磁场) 调控原子或分子之间的

相互作用强度) 将超冷的 K 和 Rb 原子转化为弱束缚 KRb 分子, 此过程的效率大约为 20%. 随后应用一对拉曼光束, 在一个受激拉曼绝热通道 (STIRAP) 脉冲序列中, 以 85% 的效率将这些弱束缚分子相干地转移到单个超精细状态的转动振动基态, 然后使用光学偶极阱来捕获产生的超冷 KRb 分子. 由于捕获的 KRb 分子处于转动振动基态, 根据 Rice-Ramsperger-Kassel-Marcus (RRKM) 理论, 碰撞过程中间体的寿命将大幅延长, 这使得该装置对于冷化学反应的中间态观察成为可能. 文献 [18] 所研究的冷反应过程是 $\text{KRb} + \text{KRb} \rightarrow \text{K}_2\text{Rb}_2 \rightarrow \text{K}_2 + \text{Rb}_2$ (如图 2(e) 所示为冷 KRb 分子双分子反应的能级图, 由于生成三原子产物的能级远高于初始态, 此反应通道被禁止, 只能发生下半图的反应). 对于反应的初始态和最终态的观察, 他们使用 285 nm 的紫外脉冲去电离并实现探测, 对于中间态, 使用 285—356 nm 的紫外光电离并探测. 电离产生的离子在 VMI 中聚焦在微通道板 (microchannel plate, MCP) 上, 然后记录离子的飞行时间谱, 并用 CCD 相机对离子进行速度成像. 从飞行时间谱中可以得到反应的初始态、中间态、最终态的物种信息 (如图 2(c), (d) 所示), 从速度图可以得到相应的动量分布. 通过这样的冷化学反应装置, 可以测量中间体复合物的寿命^[19], 测试从量子反应到半经典反应的转变^[20], 解析反应的中间态和最终态的量子态^[21], 从而可以了解量子效应在超冷化学反应动力学中的作用.

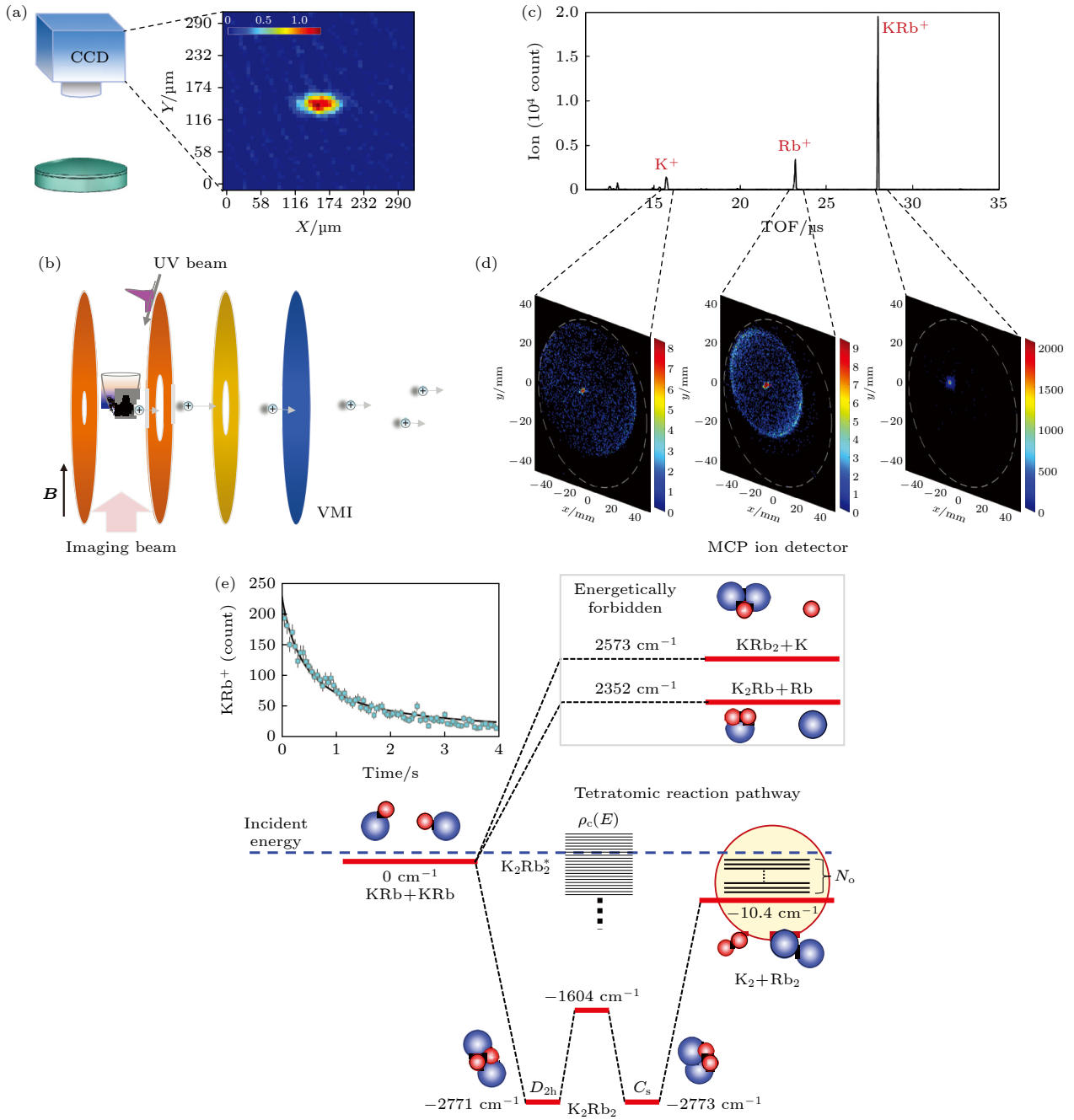


图 2 (a) KRb 分子的吸收图像, 色标指示了 KRb 云的光学深度, 其中 CCD 为电荷耦合器件; (b) 冷分子在 VMI 中被电离, 经过离子透镜聚焦, 最终被成像, 其中 B 为磁场; (c) 记录的飞行时间谱示例; (d) 记录的对应不同离子的速度图成像; (e) 冷 KRb 分子双分子反应的能级图 (出自文献 [18], 已获得授权)

Fig. 2. (a) Absorption image of KRb molecules. The color scale indicates the optical depth of the KRb cloud. CCD, charge-coupled device. (b) Cold molecules are ionized in VMI, focused through ion lenses, and finally imaged. B , magnetic field. (c) An example of a recorded time-of-flight spectrum. (d) Recorded velocity map imaging corresponding to different ions. (e) Energetics of the bimolecular reactions of cold KRb molecules (reproduced with permission from Ref. [18]).

通过各种运用于研究冷分子和冷化学反应与成像的装置, 也取得了很多其他优秀的成果. Salzmänn 等 [22] 通过使用整形的飞秒泵浦脉冲来将冷 Rb 原子缔合成激发态的 Rb 二聚体, 随后使用延迟的探测脉冲将二聚体电离, 对产生的离子用质谱仪探测. 证明了适当地整形飞秒激光脉冲并因

此抑制共振成分, 可以在稀薄的超冷气体中相干地激发原子对, 从而形成弱束缚分子. 但由于飞秒脉冲的时间尺度极短, 分子波包的运动 (如振动或转动, 在皮秒量级) 在脉冲作用期间尚未显著发生, 因此即使对于强啁啾脉冲, 分子波包的运动对观察到的现象 (分子电离率随泵浦-探测延迟时间振

荡)也几乎没有影响,为了与分子波包的运动时间尺度匹配,实现光缔合的相干控制方案,就需要使用整形的皮秒脉冲.随后, Eimer 等^[23]使用整形的 2.5 ps 的激光脉冲对 Rb 进行泵浦形成二聚体,用 600 fs 脉冲探测,观察到了相干瞬态信号. Ghosal 等^[24]用 1.2 ps 的脉冲光产生了 RbCs 分子,并且证明了自旋-轨道耦合在光缔合产生超冷分子的过程中有着重要的影响. Hu 等^[25]利用核自旋守恒,通过对冷化学反应产物的成像,实现了对超冷 KRb 分子双分子反应产物的量子态控制,展示了改变反应产物量子态的可行性,并为研究反应产物之间的量子纠缠和超冷反应动力学提供了新方法. Liu 等^[26]通过研究 500 nK 温度下 $2\text{KRb} \rightarrow \text{K}_2 + \text{Rb}_2$ 的反应过程,来探讨在化学反应中是否可以保持相干性,并利用这种相干性生成纠缠产物.具体来说,就是在反应物中制备纠缠的核自旋并测量产物结果,观察到核自旋波函数的相干性得以保留,这表明产物处于纠缠状态,说明反应物内部准备的纠缠可以通过原子交换过程重新分配.

3 电子/离子成像技术在冷里德伯原子相互作用中应用

成像技术运用在冷里德伯原子中,为冷里德伯原子的研究起到了巨大的推动作用.里德伯原子是一类处于高激发态的原子,其最外层电子被激发到高主量子数 (n) 的能级,其具有大尺寸、长寿命、强极化性、可调控的长程强耦合相互作用等特点,因此,里德伯原子在量子计算^[27]、量子模拟^[28]以及精密测量^[29]等领域有着巨大的应用前景.先进的成像技术与超冷里德伯原子技术的结合,使得里

德伯原子的研究得以实现高灵敏、高分辨、高精度的测量和研究.

冷里德伯原子产生主要是通过磁光阱等冷原子技术获得捕获的冷原子,再通过电荷交换、电子碰撞、激光激发和微波耦合等方法实现里德伯态的激发.对于里德伯原子的成像,主要有光学成像和离子成像.由于里德伯原子的特殊性,一般的吸收成像和荧光成像并不太合适,光学成像方法中,一般采用电磁感应透明性的全光方案.对于离子成像方案,则有着高灵敏度、高空间分辨率、多维度信息获取和抗干扰能力强等的优点.

以图 3 展示的 Stecker 等^[30]研发的可运用于冷里德伯原子的高分辨率离子显微镜装置为例.装置由三部分组成,分别为磁光阱、离子光学系统和离子检测系统.该系统特别之处在于能够提供高达 1000 倍的放大率,并且其空间分辨率可达约 100 nm.为了实现这样的性能,研究人员设计了一个包含 4 个静电透镜的光学系统以及一个直径为 40 mm 的 MCP,后者与延迟线阳极探测器结合使用,确保了单粒子级别的检测灵敏度和优异的时间及空间分辨率.整个设备构建在一个长 700 mm、直径 111 mm 的管状结构内,内部配置了一系列旋转对称电极.这些电极包括一对提取电极,通常施加 ± 500 V 电压,用来从 MOT 中提取产生的离子;还有 4 组静电透镜,每组由 3 个同轴电极组成,负责将离子图像放大并投影到 MCP 上;此外,漂移管维持在 -2.4 kV 电压下,与 MCP 的电压一致,以确保透镜间的粒子运动不受干扰.值得注意的是,第 1 个静电透镜被设计成浸入式透镜,其能加速离子至漂移管的位置.通过调节各透镜中心电极上的电压,可以改变透镜焦距,从而调整系统的整体

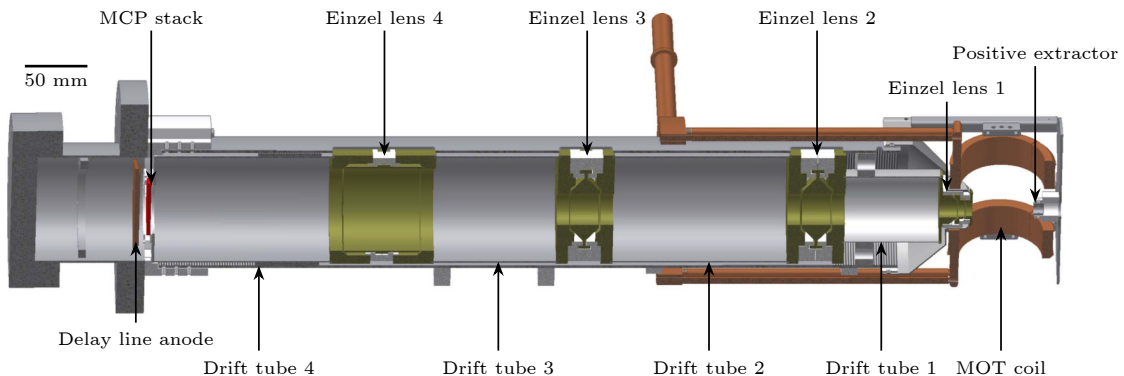


图 3 可运用于冷里德伯原子的高分辨率离子显微镜示意图^[30]

Fig. 3. Schematic diagram of a high-resolution ion microscope applicable to cold Rydberg atoms^[30].

放大倍数, 电压越大放大倍数越高. 研究表明, 当第 2—4 个透镜的电压大约设置为 +750 V 时, 系统能够达到预期的 1000 倍放大效果. 这个新型的离子显微镜具备非破坏性、高分辨率和三维成像的能力, 并且该系统非常适合通过时空关联分析研究量子气体的局域统计特性, 此类关联测量在里德伯气体的研究中尤为重要, 其中很多多体效应 (如里德伯阻塞) 可直接被观测到.

基于这样冷里德伯原子与电子/离子成像技术结合的装置, 取得了很多优秀的成果. Stecker 等^[31]研究了在强电场条件下里德伯原子的偶极阻塞效应和电离率调控. 他们使用高度 Stark 频移但寿命较长的里德伯态铷原子, 利用激光激发这些处于相互作用状态的原子, 并通过受控电离和高分辨率成像技术进行检测. 发现在超过经典电离极限的强静电电力作用下, 可以调整偶极-偶极相互作用强度, 并通过微调外部电场可以改变其电离率超过两个数量级. 该工作揭示了一种新的可能, 即通过电场的微小变化动态调控相互作用强度与里德伯原子的电离, 这将对实现基于里德伯原子的量子门产生深远的指导意义. Madjarov 等^[32]研究了碱土里德伯原子的高保真纠缠与检测, 他们的研究填补了里德伯原子阵列与光学钟之间的差距, 为基于里德伯原子的量子增强计算创造了一个很好的开端. Barredo 等^[33]实现了在微观势阱单个碱土金属里德伯原子的三维捕获和探测, 并证明了这种捕获方案适用于量子信息任务, 这为基于碱土金属原子的量子计算架构提供了重要的基础和技术支持.

4 电子/离子成像技术在核衰变中应用

自 1896 年贝克勒尔发现天然放射性以来, 核衰变的研究就一直推动着核物理的发展和进步, 并且为原子核这一微观层次的研究起着重要的作用. 核衰变是探索原子核内部结构和性质的关键手段之一. 通过研究不同类型的衰变 (如 α , β , γ 衰变), 科学家可以了解质子和中子在核内的相互作用以及它们如何转变, 这对于理解恒星内部的过程、超新星爆发以及重元素合成机制至关重要. 成像技术在核衰变中的应用, 使得研究者们得以实现对衰变产物的测量, 从而对核衰变过程进行观测.

对于核衰变的研究, 第 1 步便是捕获相应的原子, 随着激光冷却和磁光阱技术的不断发展, 很多

研究者也将这样的原子冷却和捕获技术运用于核衰变的实验中. 对于衰变产物的探测, 则关乎着人们对衰变的微观过程的精确认识, 常用的探测方式便是加入相应的电极片生成电场用以将衰变产生的粒子推送到 MCP 上进行探测. 在 MCP 后方可以加入相关的位置探测器, 实现对粒子的动量或者速度成像.

以如图 4 所示的 Ohayon 等^[34]用于核衰变研究的 MOT-VMI 实验装置为例. 他们先用 MOT 对氖 (Ne) 原子进行激光冷却和捕获. 随后衰变过程发生, 产生的电子和离子在电极片产生的非均匀电场作用下, 被分别推送到电子和离子探测器上. 通过结合静电透镜、速度映射成像 (VMI) 和符合探测技术, 精确测量被因氖同位素 β 衰变后反冲子核的能量分布. 符合离子成像系统核心组件包括:

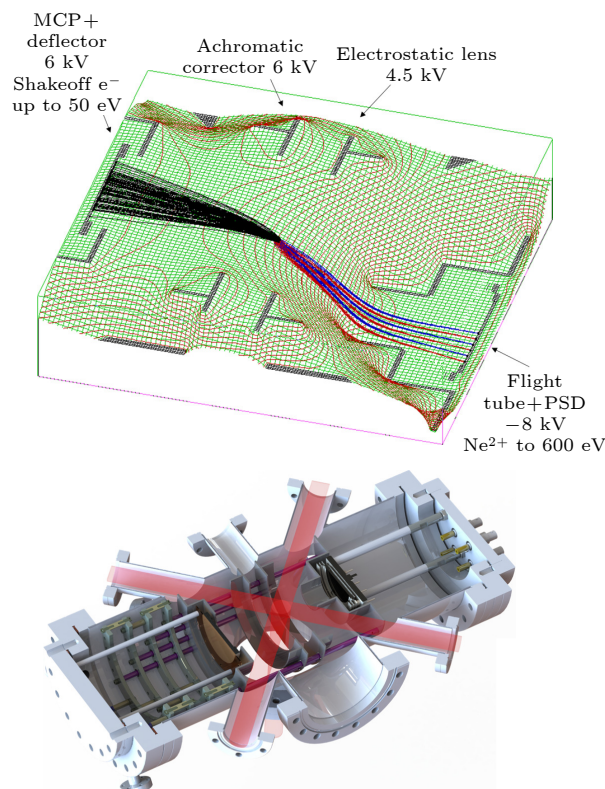


图 4 上图是 Simion 8.1 模拟的带电粒子从 MOT 中出来后, 在电场作用下最终打到探测器上的飞行轨迹; 下图是装置的 CAD 模型, 包括激光束、成像装置电极和探测器 (出自文献^[34], 已获得授权)

Fig. 4. The upper image shows the flight trajectory of charged particles coming out of the MOT, which are ultimately detected by the detector under the influence of an electric field, simulated by Simion 8.1; the lower image is the CAD model of the device, including the laser beam, imaging device electrodes, and detector (reproduced with permission from Ref. ^[34]).

1) 静电透镜系统, 产生约数千伏/厘米的静电场, 通过空间聚焦将不同能量的反冲离子聚焦到探测器平面; 2) 消色差校正透镜 (电压 6 kV), 由于探测器平面与陷阱距离较近, 导致透镜焦距较短, 短焦距透镜对能量差异更敏感, 这就产生了色差, 消色差校正透镜通过附加电场调整不同能量离子的轨迹, 补偿能量分散效应以消除色差; 3) 微通道板 (MCP) 探测器 (电压 6 kV) 和位置敏感探测器 (PSD, 电压 -8 kV), 分别用于检测 “shake-off” 电子 (能量 ≤ 50 eV) 提供触发信号和记录反冲离子的飞行时间 (TOF) 及命中位置. 通过符合探测技术, 系统以电子信号为起始, 同步测量离子 TOF 和空间分布, 实现对反冲离子能量分布的探测. 通过该装置可以研究氦同位素 β 衰变的动力学特性, 通过反冲离子能量分布推断不同衰变产物之间的角关联和跃迁到各激发态的分支比. 其优势在于高统计灵敏度、系统误差抑制 (通过 VMI 消除了陷阱位置偏差引起的小于 0.4% 偏移) 以及背景抑制, 同时结合符合测量有效排除非目标衰变产物的干扰, 为弱相互作用研究提供了高精度平台.

将这些电子/离子成像技术运用于核衰变领域, 产生了很多优秀的成果. Hong 等^[35] 测量了 MOT 中亚稳态 ($1s2s, ^3S_1$) 和 ($1s2p, ^3P_2$) 状态的 ^6He 原子 β 衰变产生 Li^{n+} 离子的动力学, 并且特别关注了电子抖落 (electron shakeoff) 的概率. 对于亚稳态 3S_1 中产生的 $^6\text{Li}^+$ 和 $^6\text{Li}^{3+}$ 的比例, 与理论^[36] 进行比较, 发现了显著的不一致. Fenker 等^[37] 使用 T_{RIUMF} 中性原子阱 (T_{RIUMF} neutral atom trap) 进行核 β 衰变测量, 主要测量了自旋极化 ^{37}K 原子 β 衰变中的 β 不对称性, 测量结果精度达到了 0.3%. Müller 等^[38] 首次精确测量了被限制在 MOT 中的放射性惰性气体 ^6He 的 β -反冲关联 (β 粒子与反冲核之间动量和能量分布的相关性), 主要目的是寻找对带电弱流可能存在的外来张量型贡献, 通过实验数据, 他们得出了张量耦合与轴矢耦合的比值被限制的范围, 随后将测量结果与理论结果进行比较, 用于验证理论模型并指导未来的研究方向.

5 电子/离子成像技术在 BEC 光电离、冷等离子体精准控制中应用

成像技术运用到 BEC 光电离、冷等离子体精准控制中, 可以对 BEC、冷等离子体的形成演化过

程和性质产生更加科学的认识. BEC 态是一组玻色子 (具有整数自旋的粒子, 如氦-4 原子、铷-87 原子等) 被冷却到足够低的温度时, 进入的一种新的宏观量子态, 这种状态下几乎所有的粒子都聚集到了最低能量的量子态上. 原子群体展现出显著的量子特性, 因此可以用来研究量子隧穿、量子干涉等现象. 同时, 用激光对 BEC 进行光电离, 可以产生冷等离子体^[39-41], 对 BEC 光电离的研究可以对电离产生等离子体的研究起到推动作用^[42]. 冷等离子体由离子、电子和里德伯原子组成, 温度非常低, 原子物理过程相对简单, 是研究等离子体强耦合性质和非平衡演化, 极端条件下 (如高能量密度) 物质的性质和动力学规律的理想平台. 对冷等离子体的精准控制研究有助于对其本身的性质产生更加精确的认识.

BEC 和冷等离子体的探测一般采用的是光子成像^[41] (荧光成像、吸收成像) 以及电子离子成像的方法^[43]. 其中, 电子离子成像方案可以更精确地还原反应的微观动力学过程, 这对于冷等离子体的形成演化和精准控制研究起着极大的推动作用.

以图 5 所示 Kroker 等^[44] 对 BEC 光电离产生等离子体并探测的装置为例. 单个波长为 511 nm、持续时间约为 215 fs、峰值强度可以达到 2×10^{13} W/cm² 的飞秒激光脉冲被聚焦到铷-87 (^{87}Rb) BEC 上实现局部电离, 飞秒激光脉冲能够在 μm 级尺寸的圆柱形区域内电离大量原子, 从而在一个高度集中的区域内形成带电粒子群. 可通过调节激光脉冲的强度来控制被电离的原子数量, 范围从几百个到大约 4000 个. 这个过程可以被视为非共振双光子吸收过程, 在此过程中, 铷原子吸收足够的能量从而释放出一个带有 0.68 eV 动能的光电子. 此外, 也有部分光电子是通过高于阈值的三光子吸收过程产生的, 它们拥有更高的能量 (如 3.1 eV). 随后, 通过施加一个可调节电压的电场 (随着电压的改变, 探测器上的速度分辨率可从 10 meV ($\pm U_{\text{ext}} = \pm 300$ V) 调节至 1 meV 水平 ($\pm U_{\text{ext}} = \pm 5$ V)), 将生成的电子和离子分离, 并分别导向相反方向的 MCP 进行检测. 这些电子和离子在向 MCP 移动的过程中, 它们的动能分布转换为空间位置信息, 并最终在光屏上成像, 由高速摄像机记录下来 (如图 5(d) 所示). 使得研究人员能够在超冷条件下研究 BEC 光电离以及等离子体的动力学行为, 并实现对冷等离子体进行精准控制.

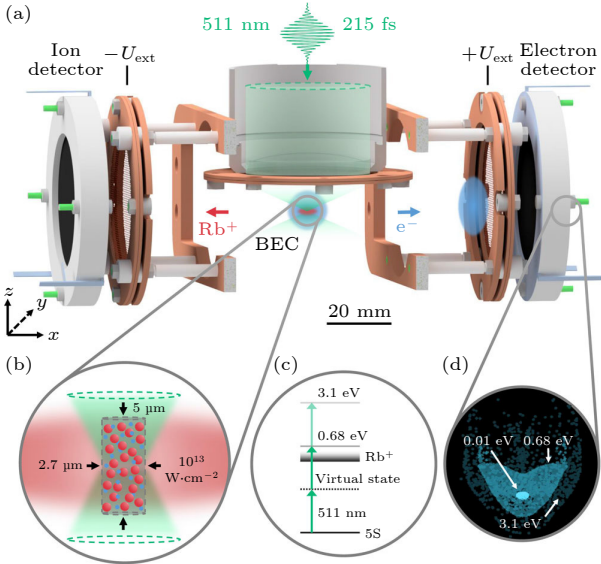


图 5 (a) 装置整体结构; (b) 在 μm 级尺寸的圆柱形区域内电离大量原子, 形成带电粒子群; (c) 在 511 nm 波长下, ^{87}Rb 电离能级图; (d) 在 $\pm U_{\text{ext}} = 300 \text{ V}$ 的情况下, 模拟的电子探测器信号^[44]

Fig. 5. (a) Overall structure of the device; (b) ionization of a large number of atoms within a cylindrical region at the micrometer level, forming a charged particle cloud; (c) ionization energy level diagram of ^{87}Rb at a wavelength of 511 nm; (d) simulated electron detector signal with $\pm U_{\text{ext}} = 300 \text{ V}$ ^[44].

基于上述成像技术, 研究人员可以实现对 BEC 光电离及冷等离子体精准控制进行研究, 并且取得了许多优秀的成果. Killian 等^[45]进行了关于超冷中性等离子体中离子声波的扩展研究, 通过扰动密度和速度来观测这些波, 发现离子声波的衰减速度显著快于朗道阻尼预期的速度. Lyon 等^[46]报道了混合等离子体中离子平均速度的测量和模拟结果, 发现离子温度依赖于第 1 次与第 2 次电离之间的时间延迟, 并且他们证明通过提高电离效率可以将强耦合参数从低值增大到较高值, 为生成强耦合等离子体开辟了新的可能性. Smoll 等^[47]使用超快高压提取脉冲的速度成像谱仪在 ns 到 μs 的时间尺度上监测等离子体动力学, 这为精准控制冷等离子体提供了新的监测手段.

6 电子/离子成像技术在冷原子离子/电子碰撞中应用

对于离子/电子与原子的碰撞, 准确探测原子碎裂后产生的电子和离子的动量是研究其微观动力学过程的必要条件. 在大多数早期的实验中, 稀

有气体原子或分子被用作目标, 因为这些气体可以利用超音速膨胀技术有效地冷却到所需的约 1 K 或更低温度, 使用的是冷靶反冲离子动量谱仪 (cold target recoil ion momentum spectroscopy, COLTRIMS) 装置^[48]. 随着冷原子技术的发展, 通过利用 MOT 技术与探测技术的结合, 可以将研究的范围扩展到碱金属和碱土金属领域, 并且可以显著提高动量探测的分辨. 电子/离子与冷原子碰撞动力学是揭示冷原子内部结构与动态特性的有力工具, 由于冷原子显著的量子特性, 其也是探索量子世界基本规律的窗口.

离子/电子与冷原子的碰撞研究, 涉及到的技术有离子/电子束流产生技术、冷原子的激光冷却和俘获技术以及电子离子动量探测技术. 基于这样的技术, 研究者开发出了很多研究离子/电子与冷原子碰撞的装置, 大部分都是所谓的磁光阱反应显微成像谱仪 (MOTREMI) 装置. 其中的动量成像技术通过将飞行时间探测和带电粒子打到探测器上的位置探测结合, 可以还原出粒子出射的初始动量信息, 从而还原碰撞过程.

以依托于海德堡离子存储环 TSR 的用于研究离子/电子与冷原子碰撞的装置为例, 该装置是 Fischer 等^[49]研制的. 如图 6 所示, 该装置首次将 MOT 与反应显微镜 (ReMi) 结合于离子存储环中, 用于高精度研究离子与冷原子的碰撞动力学. 装置通过激光冷却技术将锂原子冷却至 nK 量级并捕获, 形成超低温原子靶, 同时利用反应显微镜精确测量碰撞后电子和离子的动量分布. 通过使 MOT 磁场线圈的整体体积较小和补偿线圈设计来限制梯度磁场的范围, 从而可以在使用快速磁场开关技术 (小于 $250 \mu\text{s}$) 时几乎不考虑涡流作用, 这有效抑制了传统实验中因 MOT 梯度磁场作用导致的电子轨迹干扰, 显著提升了动量分辨率 (电子纵向 0.02 a.u. , 反冲离子纵向 0.06 a.u.). 提取电场由总长度为 84 cm 的环形电极产生, 用于将电子和离子分别推向各自的探测器, 电极片设置为两边直径较大逐步向中间减小, 这为离子束开始注入时的较大孔径 (达 100 mm, 蓝色箭头为离子束) 和轴线方向的冷却激光 (红线为冷却激光束, 第 3 束与轴线方向有一定夹角) 提供了空间. 通过对称环形电极产生的均匀电场 (9 V 至 -9 V) 和亥姆霍兹线圈产生的约 8 G 的引导磁场, 装置可捕获电子能量范围达 20 eV, 并结合动量守恒原理反推碰撞参数, 实现运动学完全测量.

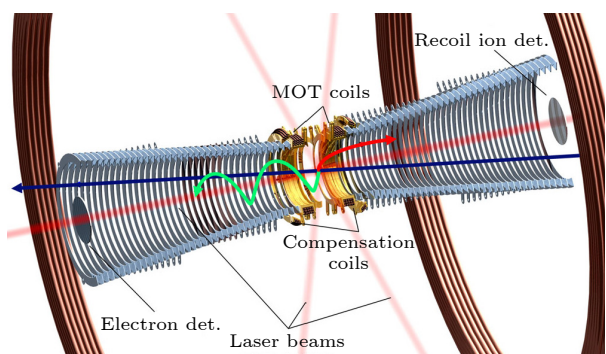


图6 依托于TSR的MOTREMI结构图(出自文献[49],已获得授权)

Fig. 6. MOTREMI structure diagram based on TSR (reproduced with permission from Ref. [49]).

将运用于冷原子的动量探测装置与电子束和离子束产生装置结合,产生了很多优秀的成果. van der Poel 等^[50]进行了Li⁺离子与Na原子的碰撞实验,并且观察到Fraunhofer型衍射. Turkstra 等^[51]用高价态的离子(O⁶⁺)撞击MOT中的Na原子,研究了在keV能量范围内高电荷态离子与钠原子碰撞过程中的电子捕获现象. Flechard 等^[52]进行了Cs⁺离子与Rb原子的碰撞实验,推翻了以往总电荷交换截面测量中观察到振荡起源的长期假设.之后, Huang 等^[53]采用1000 eV能量的电子去撞击捕获的超冷Li原子,观察到了三价Li离子,并且测量了Li³⁺/Li²⁺的比率大约为0.001,该值比半经验预测小了两个数量级.之后, Knoop 等^[54,55]研究了离子碰撞过程中的内壳层电子捕获^[54]和外壳层电子捕获^[55]. Hubele 等^[56]精确测量了24 MeV O⁸⁺离子与锂原子碰撞中2s和2p态电离的完全微分截面,揭示了2p态因磁量子数极化导致的取向二色性,以及2s态因波函数节点与核-核相互作用耦合引发的三峰干涉效应. Śpiewanowski 等^[57]从实验和理论上研究了离子动能为2290 keV/amu时Li²⁺-Li碰撞中目标电子的去除情况. Ghanbari-Adivi 等^[58]研究了16 MeV Li²⁺离子对2s和2p态锂原子单电离的全微分截面,结果出现了双峰结构,通过与理论结果比较,他们认为双峰结构的出现与波函数的角向部分密切相关.

7 电子/离子成像技术在冷原子相干控制中应用

将成像技术应用到冷原子中,可以研究冷原子的相干控制.冷原子在吸收光子的过程中,吸收的

能量明确,且角动量转移有限,使得单原子的双路径和多路径干涉现象特别清晰.例如RABBITT(双光子干涉的阿秒拍频重构)光谱技术^[59]、双色电离方案^[60]、以及所谓的KH态(Kramers-Henneberger态,通过么正变换把实验室参考系变换到振荡参考系,在高频极限下,库仑势称为KH势,可以支持许多稳定的束缚本征态,这些态被称为KH态)中的双缝干涉^[61]等均是利用了原子不同电离路径的干涉.因此,运用成像技术对冷原子相干控制的研究,具有极大的研究意义以及应用前景.

冷原子的激光冷却技术是一个不断吸收冷却光子到激发态,又不断自发辐射光子的过程,因此很多用于研究的冷原子靶材都是基态和激发态共存的,利用这样的靶材可以研究不同量子数引起的多光子量子相干过程.利用双色场($\omega-2\omega$)电离电子,调节 $\omega-2\omega$ 电离电激光的相对相位、强度和偏振,通过观察光电子的空间分布随相位强度偏振等变化,可以在阿秒时间尺度研究光电子量子干涉以及隧穿时间等有趣的科学问题.

2019年,江玉海团队Li等^[62]研制了Rb-MOTREMI装置,随后用于强场光电子的实验研究,如图7(a)所示.铷原子在2D MOT中预冷,并被推送激光推入反应区,随后原子进一步冷却并捕获在3D MOT中,受到电离激光的作用,原子电离后产生的反冲离子在电场作用下被推送到探测器,实现离子飞行时间和二维位置的探测,通过数据重构和处理便可以还原初始动量^[63].通过对此装置3D MOT的磁场以及冷却激光的开关控制,可以实现3种不同密度的靶:2D MOT靶、光学黏团靶、3D MOT靶.3种靶对应不同的靶密度(原子密度分别为 10^7 , 10^8 , 10^9 个/cm³),能够满足不同激光强度要求的实验(10^9 — 10^{12} W/cm²).装置所用的冷却激光是相对 $5S_{1/2}$ 基态和 $5P_{3/2}$ 激发态能级差所对应波长红失谐的780 nm的冷却激光,可以将Rb原子基态激发到激发态,而原子的冷却是一个激发回落的循环过程.对于2D MOT靶,由于3D MOT的冷却激光关闭,而2D MOT相对靶位置较远,因此大部分激发态原子已经回落,2D MOT靶可以看作只有 $5S_{1/2}$ 基态;对于光学黏团靶,则是有大约20%激发态的基态激发态共存状态.对于电离所用飞秒光,通过用光学元件调控激光器产生的800 nm激光,则可以实现800 nm, 400 nm单色场或者400—800 nm双色场的输出光.

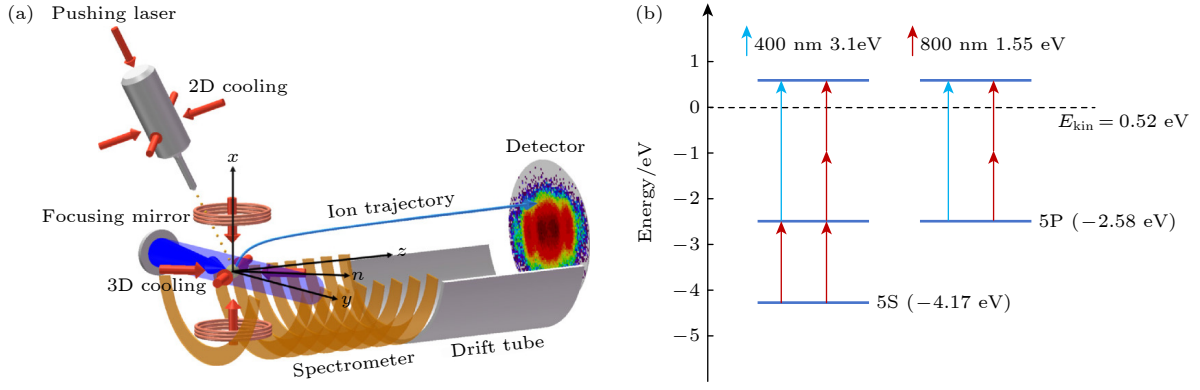


图 7 (a) Rb-MOTREMI 装置示意图, 红色箭头代表 780 nm 冷却激光, 蓝色箭头代表电离用的飞秒激光; (b) Rb 原子电离过程能级图 (出自文献 [63], 已获得授权)

Fig. 7. (a) Schematic diagram of the Rb-MOTREMI apparatus red arrow represents the 780 nm cooling laser, and the blue arrow represents the femtosecond laser used for ionization; (b) level diagram of the ionization process of Rb atoms (reproduced with permission from Ref. [63]).

利用该装置可以研究冷原子的相干控制, 图 7(b) 所示为 Rb 原子电离过程能级图, 利用 800 nm 和 400 nm 双色场电离不同的靶, 电离过程 1 为从 5S 基态先吸收一个 800 nm 光子到达 5P 态, 5P 态原子再吸收 1 个 400 nm 光子或 2 个 800 nm 光子电离, 电离过程 2 则直接从 5P 态吸收相应的光子电离. 使用 2D MOT 靶, 只有过程 1; 使用光学黏团靶, 电离过程则有 1 和 2. 对于吸收 800 nm 光子电离或者吸收 400 nm 光子电离, 其末态具有不同的轨道量子数, 但具有相同的出射电子能量, 调节双色场相对相位、强度和偏振, 通过观察光电子的产率随相对相位的变化, 对比不同靶的结果, 可以在阿秒时间尺度研究光电子量子干涉问题.

利用激光冷却原子靶的各种特性, 双色场的相干控制以及成像技术在冷原子领域的高分辨等特点, 在冷原子相干控制中取得了很多优秀的成果. Zhu 等 [64] 运用一种专门设计的线极化激光脉冲来将 Li 原子从基态 ($1s^2 2s$) 激发到激发态 ($1s^2 2p$), 线极化方向可以与用来电离的真空紫外光 (VUV) 的极化方向平行或垂直, 从而控制双电离的概率. Schuricke 等 [65] 利用双脉冲泵浦-探测实验去研究 Li 的四光子电离, 第 1 个脉冲 (泵浦脉冲) 用于激发锂原子从 2s 基态到 4p 和 4f 态的三光子跃迁, 形成一个相干叠加态, 然后第 2 个脉冲 (探测脉冲) 到来, 导致电离. 通过改变两个脉冲之间的时间延迟, 研究人员可以观察电子动量分布随时间的变化. 当两脉冲部分重叠时, 会产生复杂的干涉图样; 而当它们完全分开时, 则可以看到由 4p 和 4f 态之间的能量差引起的量子拍频现象. Pursehouse

等 [66] 研究了双光子多通道量子干涉的过程, 图 8 所示为双光子量子干涉过程示意图. 从相同的 5S 基态出发, 通道 1 先吸收 780.24 nm 的光子到达 5P 态, 随后吸收 420.30 nm 的光子电离, 通道 2 则先吸收 420.30 nm 的光子到达 6P 态, 再吸收 780.24 nm 的光子电离. 两电离通道吸收相同的光子到达相同的末态, 导致两种电离通道无法区分, 电子波函数在远场形成干涉条纹, 类似于传统双缝干涉的波矢空间表现, 因此该实验成功在单个原子上观察到类似“杨氏双缝 (Young’s double-slit)”的光电子量子干涉现象, 这为原子内部相干性研究提供了新方法, 并展示了通过改变激光参数动态调控量子干涉的可能性. 之后 Acharya 等 [67] 研究了线性偏振光对锂原子的共振增强少光子电离, 也观察

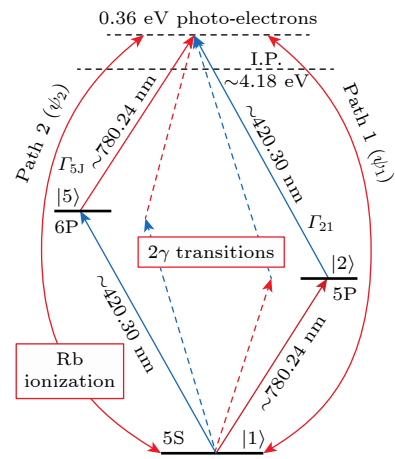


图 8 双光子量子干涉过程示意图 (出自文献 [66], 已获得授权)

Fig. 8. Schematic diagram of two-photon quantum interference process (reproduced with permission from Ref. [66]).

到类似“双缝实验”的光电子量子干涉现象. Thini 等^[68]研究了全光学原子阱中极化锂原子的光电离, 利用电离激光不同的偏振, 可以调控电子到不同的末态. Acharya 等^[69]研究了极化原子少光子电离中的磁二色性, 即电离差分截面对初始态磁量子数的依赖性. De Silva 等^[70]使用了激光激发、定向的锂原子作为模型系统, 这些原子在磁光阱中被制备成具有 $|m| = 1$ 的极化 p 态原子, 并暴露于同向和反向圆偏振的飞秒激光脉冲下. 实验发现, 当电场频率接近激发初始态的能量时, 观察到了强烈的圆二色性现象, 并且光电子的能量受到依赖于螺旋度的 Autler-Townes 分裂 (强光场与原子能级耦合时, 导致的动态能级分裂现象) 的影响. Mežinska 等^[71]利用双色激光场 (780 nm 和 390 nm) 实现对 Li 原子多光子电离中光电子角分布的左右不对称控制. 最近江玉海团队的 Ma 等^[72]利用他们的 Rb-MOTREMI 装置研究了极化的激发态 Rb 原子的光致电离. 如图 9(a) 所示, 通过仅开启主腔中一束冷却光 (n_1) 的方式, 打破冷却光系统的对称性, 实现对磁量子数的调控 (6 束激光存在时, 5p 态 $m = 1$ 和 $m = -1$ 的原子比例相同, 仅有 n_1 时, $m = 1$ 的 5p 态 Rb 原子更多), 随后再利用

400 nm 飞秒激光电离具有特定空间取向的极化 Rb 原子. 图 9(b) 为 Rb 原子的激发和电离通道, 红色箭头表示 780 nm 的冷却激光, 用于将 Rb 原子从基态准备到激发态, 从 5p 态 $m = 1$ 和 $m = -1$ 的电离路径分别是蓝色虚线和实线, 量子化主轴为 y 轴. 由于初始态磁量子数的调控, 在电离后的量子态分布中产生不同的干涉, 之后从光电子动量分布的偏转角以及不同磁量子数的干涉结构 (图 9(c)–(f)) 中可以提取出末态波函数的振幅比以及相位差, 通过对比, 实验结果与理论结果高度吻合. 这为类氢原子光电离研究中, 中间态与最终态波函数的全特征测量提供了一个完整的方法.

8 电子/离子成像技术在冷原子强场超快过程中应用

成像技术应用在冷原子强场超快过程中可以使研究者研究冷原子强场中的各种非线性效应以及超快的各种物理过程. 像阈上电离、隧穿电离、非顺序/顺序多电离、抑制电离、KH 原子^[73]等重要前沿强场物理问题. 对于冷原子, 由于温度极低, 热运动对于成像分辨的影响几乎可以忽略, 使得对

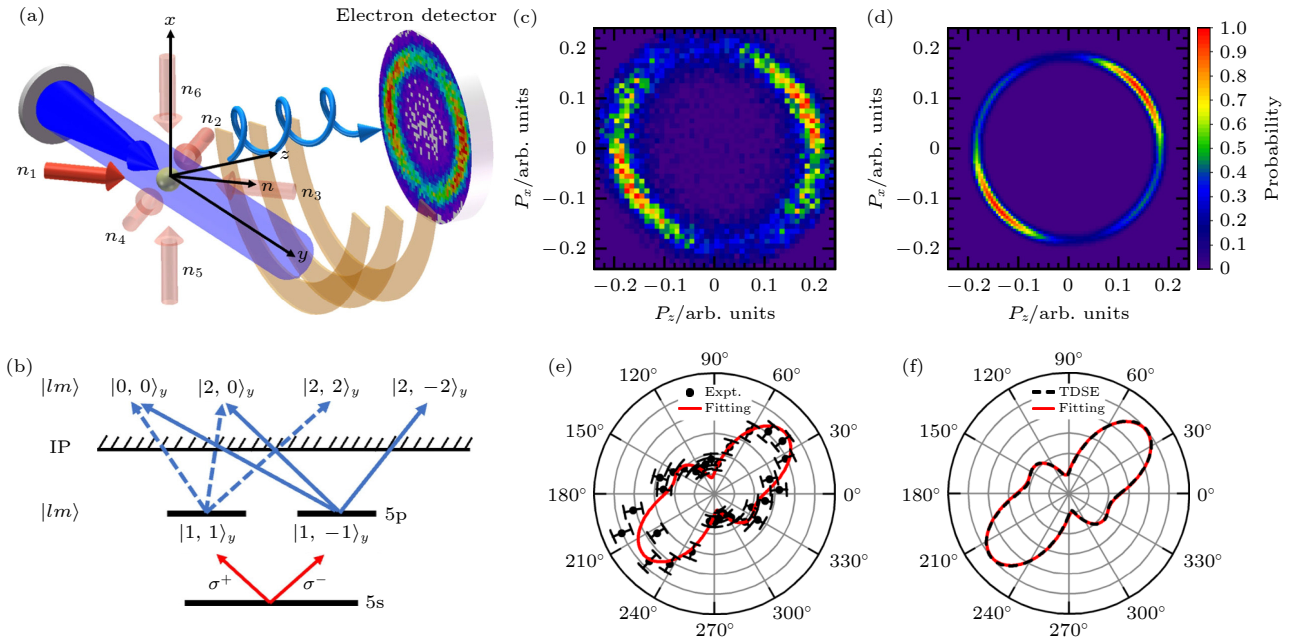


图 9 (a) 只保留一束冷却光 n_1 的装置示意图; (b) Rb 原子的激发和电离通道; (c) 实验测得的光电子动量分布; (d) 理论计算的光电子动量分布; (e) 实验提取的光电子角分布; (f) 理论提取的光电子角分布 (出自文献^[72], 已获得授权)

Fig. 9. (a) Schematic diagram of the device retaining only one beam of cooling light n_1 ; (b) excitation and ionization channels of Rb atoms; (c) measured photoelectron momentum distribution; (d) theoretically calculated photoelectron momentum distribution; (e) experimentally extracted photoelectron angular distribution; (f) theoretically extracted photoelectron angular distribution (reproduced with permission from Ref. ^[72]).

这些过程的研究可以更加精细和深入. 又由于冷原子主要是碱金属和碱土金属, 碱金属最外层为单电子, 碱土金属为双电子, 单电子结构极大简化了强场电离和高次谐波产生的理论模型 (如三步模型), 成为验证量子动力学基本理论的理想体系, 双电子结构则是研究非顺序/顺序双电离等强场电离中电子关联效应的理想研究平台. 碱金属原子和碱土金属原子的电离阈值相对较低, 这使得常用的绝热 Keldysh 参数不适合表征它们的电离^[74], 强激光场与之作用急需完善相应的理论.

对于激光与冷原子作用过程的研究, 自然需要将冷原子的激光冷却和俘获技术与成像技术相结合. 特别是对于电子和离子的三维动量的探测更是可以使研究者得到强场超快反应的微观动力学信息, 这就让像 MOTREMI 这样的与磁光阱结合的反应显微成像谱仪对于这类研究有着很大的优势.

以江玉海团队 Ruan 等^[75]研制的 Sr-MOTREMI 装置为例. 如图 10(a) 所示, 装置主要由激光系统、样品进样系统和反应显微镜组成. 蓝色光束为冷却激光, 亥姆霍兹线圈的作用是产生匀强磁场限制电子的横向运动. 该装置通过 2D MOT 预冷锶原子束, 随后冷原子束经差分管被推送光推入主腔, 流量可达 8×10^7 原子/s; 通过 3D MOT 进一步冷却形成冷原子云, 此时的靶叫作 3D MOT 靶, 3D MOT 的温度约为 3.3 mK, 在磁场梯度为 32 G/cm 时, 半径为 0.55 mm 的 3D MOT 的密度约为 5.3×10^9

原子/cm³; 将 3D MOT 的磁场关闭, 只用激光冷却, 形成的则是 molasses 靶 (光学黏团靶), 通过计算电荷率, 估计 molasses 靶的密度比 2D MOT 密度高几倍. 图 10(b) 所示为激光冷却途径的相关能级示意图, 该装置使用 461 nm 激光驱动基态 $5s^2 \ ^1S_0 \rightarrow$ 激发态 $5s5p \ ^1P_1$ 跃迁, 随后部分原子通过自发衰变 ($5s5p \ ^1P_1 \rightarrow 5s4d \ ^1D_2 \rightarrow 5s5p \ ^3P_J$) 进入长寿命暗态 $5s5p \ ^3P_2$ (寿命约 100s), 需 481 nm 再泵浦激光激发至 $5p^2 \ ^3P_2$ 态, 最终返回基态 ($5p^2 \ ^3P_2 \rightarrow 5s5p \ ^3P_1 \rightarrow 5s^2 \ ^1S_0$), 重新开始能级间的循环. 该装置支持前面所说的 3 种靶, 靶密度和基态 ($5s^2 \ ^1S_0$) 与激发态 ($5s5p \ ^1P_1$, $5s5p \ ^3P_J$) 比例可调, 并且加入回泵光后可形成 $5p^2 \ ^3P_2$ 双激发态. 在形成相应条件的靶后, 用超短超强的飞秒光电离冷原子, 产生的离子和电子在均匀电场和磁场作用下反向飞行, 由位置灵敏探测器记录飞行时间和位置, 重建三维动量, 并且该装置沿飞行时间方向的动量分辨能够达到离子 0.12 a.u., 电子 0.02 a.u. 的水平.

基于这样的装置, 很多研究人员利用超短超强激光与冷原子作用, 研究了冷原子的强场超快过程. Schuricke 等^[76]研究了冷 Li 原子在较宽强度范围内的强场电离过程, 从多光子电离的低场强逐渐加大激光强度, 使 Keldysh 参数 γ 达到越势垒区域 ($\gamma < 1$), 发现越势垒电离在多光子电离区域 ($\gamma > 1$) 就已经发生.

利用研发的 Rb-MOTREMI 装置, 江玉海团队 Yuan 等^[77]研究了冷 Rb 原子的多电离过程, 具

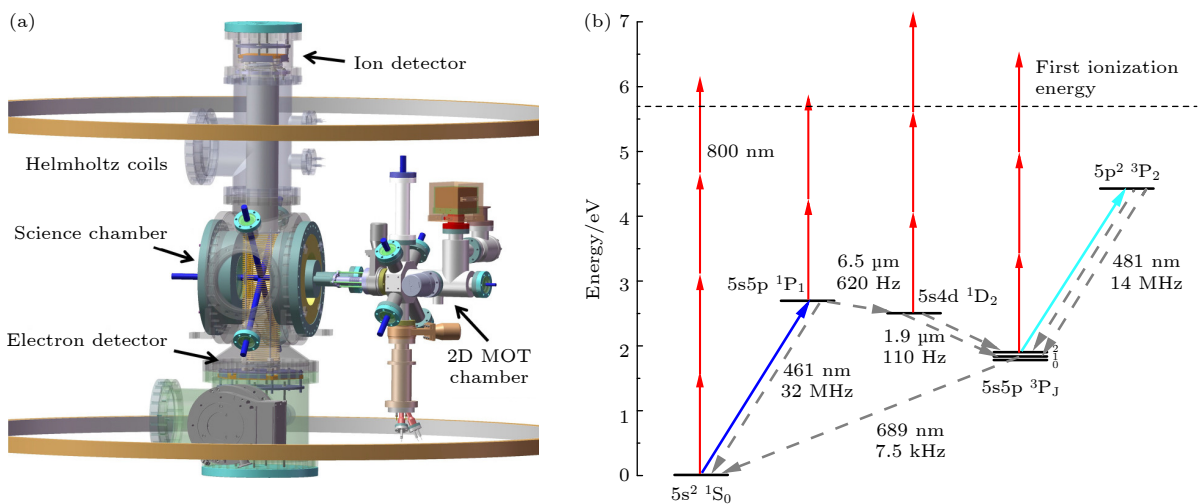


图 10 (a) Sr-MOTREMI 装置示意图; (b) 激光冷却途径的相关能级示意图 (出自文献^[75], 已获得授权)

Fig. 10. (a) Schematic diagram of the Sr-MOTREMI apparatus; (b) schematic diagram of the relevant energy levels for the laser cooling pathway (reproduced with permission from Ref. ^[75]).

体为椭圆度依赖的顺序过势垒光电离 (over-barrier ionization, OBI) 过程. 在他们的实验中, 激光波长为 800 nm, 脉冲持续时间为 35 fs, 通过调整光路中的波片改变椭圆度的同时控制峰值场强为 3.3×10^{15} W/cm² 不变. 实验测得的反冲离子动量分布 (recoil ion momentum distribution, RIMD) 如图 11 所示, y 轴和 x 轴方向分别是极化长轴和短轴方向, 第 1—3 行分别是双电离、三电离和四电离, 每一列对应相应的椭圆度, 黑色箭头表示倾斜角度, 虚线圆表示基于 SM-OBI 计算的动量预测. 从图 11 可以看出, 随着激光椭圆度从线偏振增至接近圆偏振, RIMD 呈现出复杂的多带结构, 从最开始线偏振中的单带结构, 到后面 Rb²⁺, Rb³⁺ 和 Rb⁴⁺ 分别对应的二, 三和四带结构, 并且这些带相对于激光短轴方向始终存在一定的夹角 (黑色箭头), 然后在接近圆偏时, 又变得呈圆形对称. 通过理论模拟, 文献 [77] 给出的解释是, 在椭圆偏振激光场中, 电子更容易沿着极化短轴的方向出射, 由于母离子的库仑散射导致了黑色箭头表示的角度偏转, 而带结构则来自于顺序电离的影响. 随后该团队的 Ma 等 [63]

对冷 Rb 原子在过势垒区域的少光子单电离过程进行了研究, 实验测得的 RIMD 如图 12 所示, p_z 和 p_x 分别表示平行和垂直于激光偏振方向的动量分量, 图中双箭头指示了激光偏振的方向. 由于靶的特殊性 ($5S_{1/2}$ 态和 $5P_{3/2}$ 态共存), 在 RIMD 中出现了丰富的环状结构, 黑色、红色和棕色虚线分别代表理论预测的 $5P_{3/2}$ 态单光子电离, $5S_{1/2}$ 态双光子电离和三光子电离. 当激光强度增大时, $5P_{3/2}$ 态的单光子电离信号逐渐减弱并向零动量移动, 而 $5S_{1/2}$ 态的两光子和三光子电离则显示出更强的非线性增强趋势, 这表明系统从微扰电离过渡到了强微扰电离机制. 这些结果为理解超短超强激光场与物质相互作用提供了重要的见解, 并为进一步发展相关理论奠定了基础.

利用发明出来的 Sr-MOTREMI 装置, 江玉海团队 Ruan 等 [75] 第 1 次完成碱土原子单/双电离全测量实验, 并首次清晰观察到非顺序阈上双电离物理现象. 随后他们研究了冷锶原子的多通道光电离 [78]. 如图 13 所示, 图 13(a) 为 ⁸⁸Sr 的相关能级及其部分激光冷却跃迁的示意图, 每个红色垂直箭头

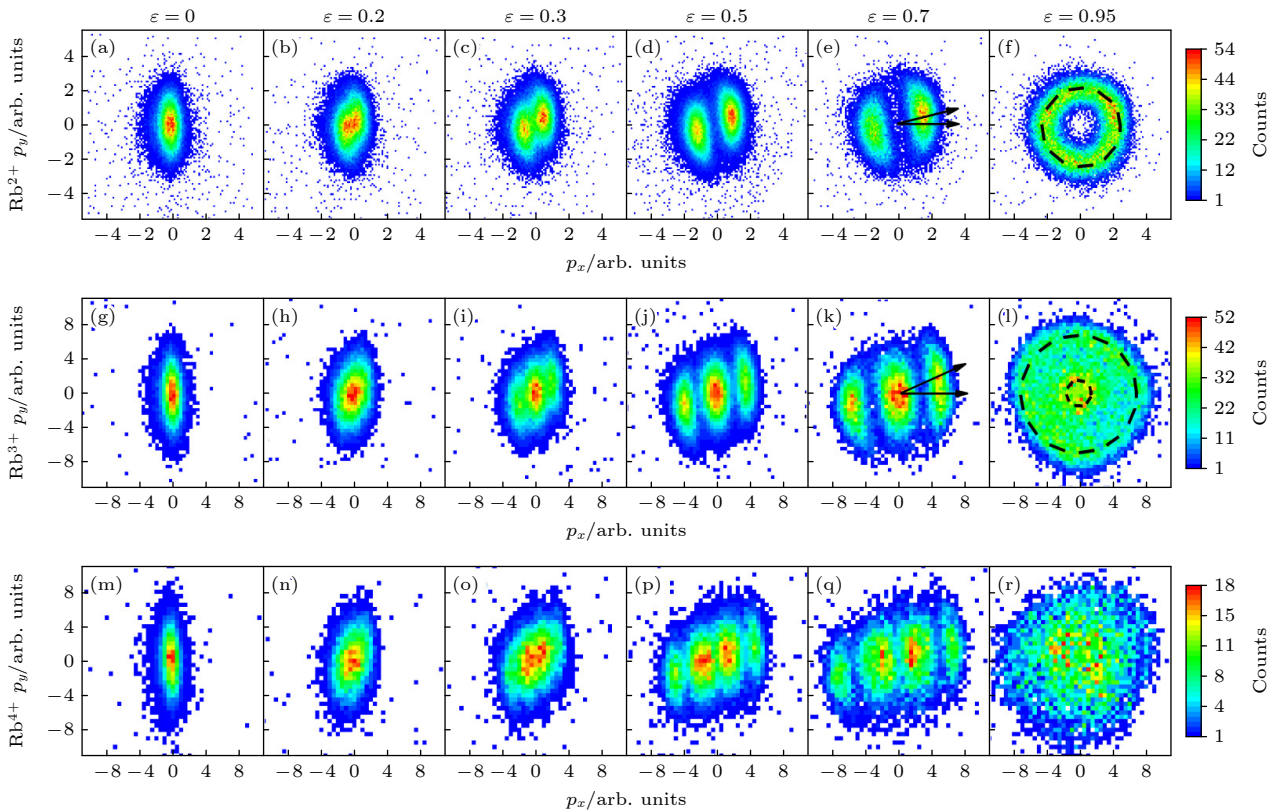


图 11 偏振平面内的, 不同椭圆度 (ϵ) 下的多重电离反冲离子动量分布 (RIMD) [77] (出自文献 [77], 已获得授权)

Fig. 11. Multiple ionization recoil ion momentum distributions (RIMD) within the polarization plane for different ellipticities (ϵ) (reproduced with permission from Ref. [77]).

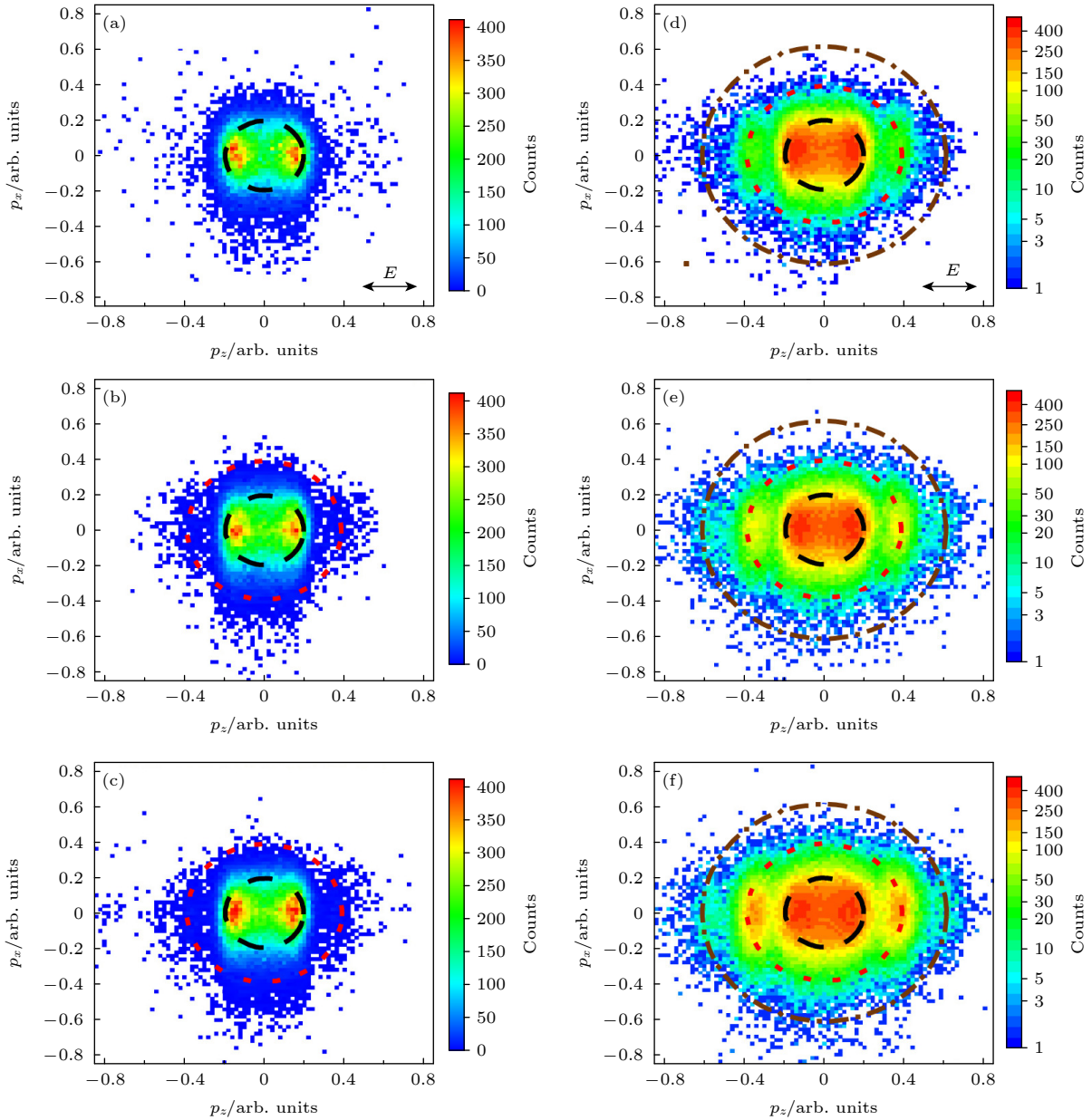


图 12 不同激光强度下获得的铷离子 (Rb^+) 的二维反冲离子动量分布 (RIMD)(出自文献 [63], 已获得授权) (a) $3 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$; (b) $1.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (c) $3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (d) $1.5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$; (e) $3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$; (f) $4.5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$

Fig. 12. Two-dimensional recoil ion momentum distribution (RIMD) of rubidium ions (Rb^+) obtained at different laser intensities (Reproduced with permission from Ref. [63]): (a) $3 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$; (b) $1.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (c) $3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (d) $1.5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$; (e) $3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$; (f) $4.5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$.

代表一个 800 nm 光子, 各串箭头代表从基态和激发态出发可能的电离通道, 灰色带表示可能的里德伯态. 研究者分析了基态 ($5s^2 \ ^1S_0$) 及多个激发态 (如 $5s5p \ ^1P_1$, $5s5p \ ^3P_2$, $5s4d \ ^1D_2$) 的电离行为. 如图 13(b), (c) 所示, 实验测得的光电子能谱呈现多峰结构, 对应不同初始态的多光子电离路径, 其中某些激发态 ($5s5p \ ^3P_2$, $5s4d \ ^1D_2$) 的电离峰位置在激光强度增大时保持固定, 这是因为在一定光强范围内的激光场中, 由于原子的里德伯能级发生移

动, 当移动到其与基态之间的能量间隔恰好等于单个光子能量的整数倍时, 原子将吸收多个光子共振跃迁到该能级上, 由于里德伯能级自身的移动与激光场带来的 U_p 移动值相近, 因此出射电子的能量在该光强范围内不变. 这种现象被称为 Freeman 共振效应. 随后研究者结合理论对 Freeman 共振过程进行详细分析, 发现实验和理论存在一些差异, 这是因为 TDSE 模拟是基于单电子近似的, 忽略了电子关联效应的影响.

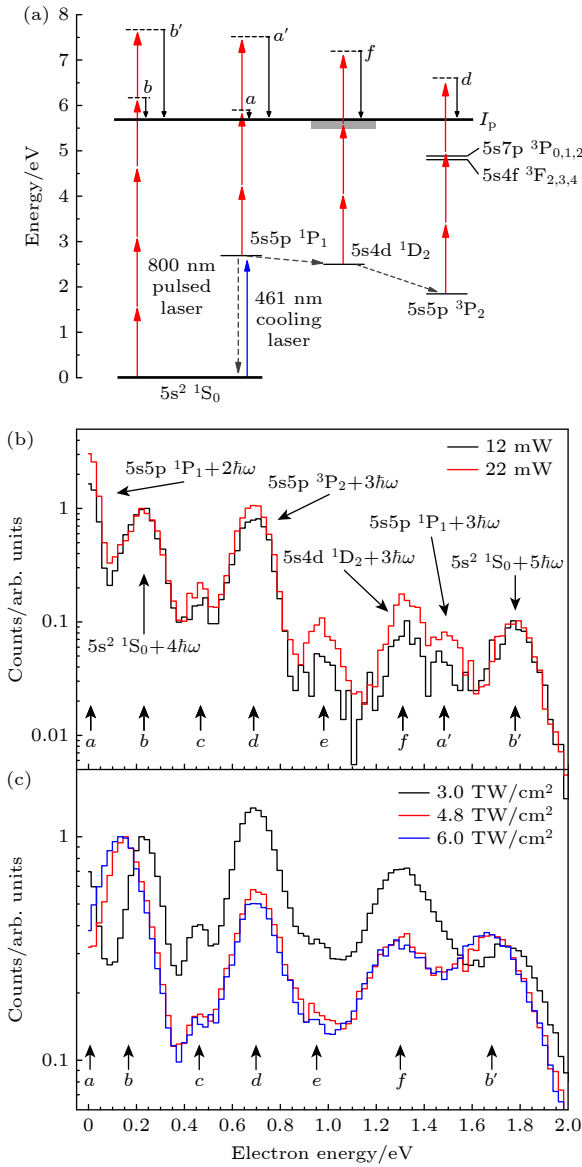


图 13 (a) ^{88}Sr 的相关能级及其部分激光冷却跃迁的示意图; (b) 脉冲激光强度为 $3 \text{ TW}/\text{cm}^2$ 时, 冷却激光功率分别为 12 mW (黑线) 和 22 mW (红线) 时的光电子能谱; (c) 不同脉冲激光强度时的光电子能谱 (出自文献 [78], 已获得授权)
 Fig. 13. (a) Schematic diagram of the energy levels of ^{88}Sr and some laser cooling transitions; (b) photoelectron energy spectra at a pulse laser intensity of $3 \text{ TW}/\text{cm}^2$ with cooling laser powers of 12 mW (black line) and 22 mW (red line); (c) photoelectron energy spectra at different pulse laser intensities (reproduced with permission from Ref. [78]).

9 总结和展望

成像技术, 特别是电子离子动量成像技术的发展, 极大地推进了原子分子领域研究的进展. 当成像技术与冷原子技术结合后, 冷原子所具有的量子效应显著且可精准控制的特点, 得到了充分的研究和应用. 本文针对成像技术在冷分子冷化学反应,

冷里德伯原子相互作用、核衰变、BEC 光电离与冷等离子体精准控制、冷原子离子/电子碰撞、冷原子相干控制、冷原子强场超快过程等领域的应用进行梳理. 首先对各领域中成像技术与该领域技术的结合进行介绍, 特别展示了各领域相对有代表性的仪器的结构和原理, 之后又对成像技术应用到各领域所取得的成果案例进行介绍: 成像技术在冷分子冷化学反应中的应用, 揭示了反应机制的新视角; 在冷里德伯原子相互作用研究中, 揭示了高精度的量子态调控能力, 推动了量子信息处理的进展; 在核衰变研究中, 提供了高灵敏度的探测手段, 深化了对衰变过程的理解; 在 BEC 光电离与冷等离子体控制中, 实现了对微观过程的精确监测和操控; 在冷原子离子/电子碰撞研究中, 揭示了碰撞动力学的新细节, 推动了碰撞理论的完善; 在冷原子相干控制中, 实现了对量子态的精确操控和干涉; 在冷原子强场超快过程中, 揭示了强场下电子行为的复杂机制, 为超快激光操控提供了新思路. 这些成像技术的应用不仅拓宽了冷原子技术的应用范围, 也为多学科交叉研究奠定了坚实基础.

从时间分辨率、空间分辨率、极端条件、量子态高精度探测与控制等几个关键维度出发, 未来该领域研究有着这几个重要的发展方向: 1) 引入人工智能进一步提高级联事件时间分辨率和空间分辨率. 目前的 MOT-VMI 和 MOTREMI 成像的空间和时间分辨主要受到电子学硬件的限制, 尽管分辨率已经达到较高水平, 但在硬件层面很难有大的突破. 然而, 软件方面依然还有很大的进步空间, 特别是可以利用人工智能识别和处理数据. 近期, 江玉海课题组利用 MOTREMI 研究铯原子光电离时, 成功引入机器学习, 把两个电子信号“死时间”降低到原值的 $1/10$ 左右, 达到约 2 ns , 有效解决多离子探测时的“死时间”问题, 大大扩展了探测器的探测效率和应用范围. 2) 阿秒电子动力学研究. 通过激光冷却, 可以精准制备冷原子的量子态, 再利用阿秒条纹, RABBITT (双光子干涉的阿秒拍频重构) 和双色场等实验技术, 研究光电离激发、隧穿、激发态形成与演化等电子动力学过程的时间问题, 这个时间尺度在几十阿秒量级, 对这个极端时间尺度下电子动力学的研究可以帮助研究者从时间的维度进一步认识微观量子世界规律, 为走进微观量子世界打开另外一扇窗. 3) 量子态高精度制备、探测与控制. 碱土元素的激发态在 UV 波段,

这个波段的光可以实现频率锁定, 这允许精准的布局特定的双激发态, 这些双激发态有很强的电子关联. 时间分辨和光电子空间成像探测技术可以直接影像强关联下两个电子之间角度以及径向关联的演化, 观看原子核和两个电子组成体系的微观三体运动, 类似宏观三体问题(太阳地球月亮), 微观三体也存在有规律的轨道运动和无规律的量子混沌现象. 总之, 随着成像技术和冷原子技术的融合, 会大大促进超快科学进一步向精密测量与控制方向发展.

参考文献

- [1] Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J E, Cable A, Ashkin A 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 48
- [2] Raab E L, Prentiss M, Cable A, Chu S, Pritchard D E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631
- [3] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, Peik E, Schmidt P O 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 637
- [4] Vassen W, Cohen-Tannoudji C, Leduc M, Boiron D, Westbrook C I, Truscott A, Baldwin K, Birkl G, Cancio P, Trippenbach M 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 175
- [5] Eppink A T J B, Parker D H 1997 *Rev. Sci. Instrum.* **68** 3477
- [6] Parker D H, Eppink A T J B 1997 *J. Chem. Phys.* **107** 2357
- [7] Eppink A T J B, Parker D H 1999 *J. Chem. Phys.* **110** 832
- [8] Pengel D, Kerbstadt S, Johannmeyer D, Englert L, Bayer T, Wollenhaupt M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 053003
- [9] Dörner R, Mergel V, Bräuning H, Achler M, Weber T, Khayyat K, Jagutzki O, Spielberger L, Ullrich J, Moshhammer R, Azuma Y, Prior M H, Cocke C L, Schmidt-Böcking H 1998 *AIP Conf. Proc.* **443** 334
- [10] Dörner R, Mergel V, Jagutzki O, Spielberger L, Ullrich J, Moshhammer R, Schmidt-Böcking H 2000 *Phys. Rep.* **330** 95
- [11] Ullrich J, Moshhammer R, Dorn A, Dörner R, Schmidt L P H, Schmidt-Böcking H 2003 *Rep. Prog. Phys.* **66** 1463
- [12] Fang F, Zhou W C, Li Y F, Qian D B, Luo C J, Zhao D M, Ma X W, Yang J 2021 *Rev. Sci. Instrum.* **92** 043103
- [13] Gorshkov A V, Manmana S R, Chen G, Ye J, Demler E, Lukin M D, Rey A M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 115301
- [14] DeMille D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 067901
- [15] DeMille D, Cahn S B, Murphree D, Rahmlow D A, Kozlov M G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 023003
- [16] Zelevinsky T, Kotochigova S, Ye J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 043201
- [17] Kurz N, Fischer D, Pfeifer T, Dorn A 2021 *Rev. Sci. Instrum.* **92** 123202
- [18] Hu M G, Liu Y, Grimes D D, Lin Y W, Gheorghe A H, Vexiau R, Bouloufa-Maafa N, Dulieu O, Rosenband T, Ni K K 2019 *Science* **366** 1111
- [19] Christianen A, Karman T, Groenenboom G C 2019 *Phys. Rev. A* **100** 032708
- [20] Gao B 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 263203
- [21] Croft J F E, Makrides C, Li M, Petrov A, Kendrick B K, Balakrishnan N, Kotochigova S 2017 *Nat. Commun.* **8** 15897
- [22] Salzmann W, Mullins T, Eng J, Albert M, Wester R, Weidemüller M, Merli A, Weber S M, Sauer F, Plewicky M, Weise F, Wöste L, Lindinger A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 233003
- [23] Eimer F, Weise F, Merli A, Birkner S, Sauer F, Wöste L, Lindinger A, Ağanoğlu R, Koch C P, Salzmann W, Mullins T, Götz S, Wester R, Weidemüller M 2009 *Eur. Phys. J. D* **54** 711
- [24] Ghosal S, Doyle R J, Koch C P, Hutson J M 2009 *New J. Phys.* **11** 055011
- [25] Hu M G, Liu Y X, Nichols M A, Zhu L, Quémener G, Dulieu O, Ni K K 2021 *Nat. Chem.* **13** 435
- [26] Liu Y X, Zhu L, Luke J, Houwman J J A, Babin M C, Hu M G, Ni K K 2024 *Science* **384** 1117
- [27] Saffman M 2016 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **49** 202001
- [28] Labuhn H, Barredo D, Ravets S, de Léséleuc S, Macrì T, Lahaye T, Browaeys A 2016 *Nature* **534** 667
- [29] Li W, Mourachko I, Noel M W, Gallagher T F 2003 *Phys. Rev. A* **67** 052502
- [30] Stecker M, Schefzyk H, Fortágh J, Günther A 2017 *New J. Phys.* **19** 043020
- [31] Stecker M, Nold R, Steinert L-M, Grimm J, Petrosyan D, Fortágh J, Günther A 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 103602
- [32] Madjarov I S, Covey J P, Shaw A L, Choi J, Kale A, Cooper A, Pichler H, Schkolnik V, Williams J R, Endres M 2020 *Nat. Phys.* **16** 857
- [33] Barredo D, Lienhard V, Scholl P, de Léséleuc S, Boulrier T, Browaeys A, Lahaye T 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 023201
- [34] Ohayon B, Rahangdale H, Parnes E, Perelman G, Heber O, Ron G 2020 *Phys. Rev. C* **101** 035501
- [35] Hong R, Leredde A, Bagdasarova Y, Flécharde X, García A, Knecht A, Müller P, Naviliat-Cuncic O, Pedersen J, Smith E, Sternberg M, Storm D W, Swanson H E, Wauters F, Zumwalt D 2017 *Phys. Rev. A* **96** 053411
- [36] Schulhoff E E, Drake G W F 2015 *Phys. Rev. A* **92** 050701
- [37] Fenker B, Gorelov A, Melconian D, Behr J A, Anholm M, Ashery D, Behling R S, Cohen I, Craiciu I, Gwinner G, McNeil J, Mehlman M, Olchanski K, Shidling P D, Smale S, Warner C L 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 062502
- [38] Müller P, Bagdasarova Y, Hong R, Leredde A, Bailey K G, Flécharde X, García A, Graner B, Knecht A, Naviliat-Cuncic O, O'Connor T P, Sternberg M G, Storm D W, Swanson H E, Wauters F, Zumwalt D W 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 182502
- [39] Killian T C, Kulin S, Bergeson S D, Orozco L A, Orzel C, Rolston S L 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4776
- [40] Simien C E, Chen Y C, Gupta P, Laha S, Martinez Y N, Mickelson P G, Nagel S B, Killian T C 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 143001
- [41] Cummings E A, Daily J E, Durfee D S, Bergeson S D 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 235001
- [42] Mazets I E 1998 *Quantum Semiclass. Opt.* **10** 675
- [43] Guthrie J M, Jiang P, Roberts J L 2024 *J. Plasma Phys.* **90** 935900104
- [44] Kroker T, Großmann M, Sengstock K, Drescher M, Wessels-Staarmann P, Simonet J 2021 *Nat. Commun.* **12** 596
- [45] Killian T C, McQuillen P, O'Neil T M, Castro J 2012 *Phys. Plasmas* **19** 055701
- [46] Lyon M, Bergeson S D, Diaw A, Murillo M S 2015 *Phys. Rev. E* **91** 033101
- [47] Smoll E J, Jana I, Frank J H, Chandler D W 2023 *Phys. Rev. A* **108** L041301
- [48] Schulz M, Moshhammer R, Fischer D, Kollmus H, Madison D H, Jones S, Ullrich J 2003 *Nature* **422** 48
- [49] Fischer D, Globig D, Goullon J, Grieser M, Hubele R, de Jesus V L B, Kelkar A, LaForge A, Lindenblatt H, Misra D,

- Najjari B, Schneider K, Schulz M, Sell M, Wang X 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 113202
- [50] van der Poel M, Nielsen C V, Gearba M A, Andersen N 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 123201
- [51] Turkstra J W, Hoekstra R, Knoop S, Meyer D, Morgenstern R, Olson R E 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 123202
- [52] Flechard X, Nguyen H, Wells E, Ben-Itzhak I, DePaola B D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 123203
- [53] Huang M T, Wong W W, Inokuti M, Southworth S H, Young L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 163201
- [54] Knoop S, Morgenstern R, Hoekstra R 2004 *Phys. Rev. A* **70** 050702
- [55] Knoop S, Hasan V G, Morgenstern R, Hoekstra R 2006 *Europhys. Lett.* **74** 992
- [56] Hubele R, LaForge A, Schulz M, Goullon J, Wang X, Najjari B, Ferreira N, Grieser M, de Jesus V L B, Moshhammer R, Schneider K, Voitkiv A B, Fischer D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 133201
- [57] Śpiewanowski M D, Gulyás L, Horbatsch M, Goullon J, Ferreira N, Hubele R, de Jesus V L B, Lindenblatt H, Schneider K, Schulz M, Schuricke M, Song Z, Zhang S, Fischer D, Kirchner T 2015 *J. Phys.: Conf. Ser.* **601** 012010
- [58] Ghanbari-Adivi E, Fischer D, Ferreira N, Goullon J, Hubele R, LaForge A, Schulz M, Madison D 2017 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **50** 215202
- [59] Muller H G 2002 *Appl. Phys. B* **74** s17
- [60] Yin Y Y, Chen C, Elliott D S, Smith A V 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2353
- [61] He P L, Zhang Z H, He F 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 163201
- [62] Li R Y, Yuan J Y, Wang X C, Hou X Y, Zhang S, Zhu Z Y, Ma Y X, Gao Q, Wang Z Y, Yan T M, Qin C C, Li S, Zhang Y Z, Weidemüller M, Jiang Y H 2019 *J. Instrum.* **14** P02022
- [63] Ma H Y, Wang X C, Zhang L X, Zou Z H, Yuan J Y, Ma Y X, Lv R J, Shen Z J, Yan T M, Weidemüller M, Ye D F, Jiang Y H 2023 *Phys. Rev. A* **107** 033114
- [64] Zhu G, Schuricke M, Steinmann J, Albrecht J, Ullrich J, Ben-Itzhak I, Zouros T J M, Colgan J, Pindzola M S, Dorn A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 103008
- [65] Schuricke M, Bartschat K, Grum-Grzhimailo A N, Zhu G, Steinmann J, Moshhammer R, Ullrich J, Dorn A 2013 *Phys. Rev. A* **88** 023427
- [66] Pursehouse J, Murray A J, Wätzel J, Berakdar J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 053204
- [67] Acharya B P, Dubey S, Romans K L, De Silva A H N C, Foster K, Russ O, Bartschat K, Douguet N, Fischer D 2022 *Phys. Rev. A* **106** 023113
- [68] Thini F, Romans K L, Acharya B P, de Silva A H N C, Compton K, Foster K, Rischbieter C, Russ O, Sharma S, Dubey S, Fischer D 2020 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **53** 095201
- [69] Acharya B P, Dodson M, Dubey S, Romans K L, De Silva A H N C, Foster K, Russ O, Bartschat K, Douguet N, Fischer D 2021 *Phys. Rev. A* **104** 053103
- [70] De Silva A H N C, Atri-Schuller D, Dubey S, Acharya B P, Romans K L, Foster K, Russ O, Compton K, Rischbieter C, Douguet N, Bartschat K, Fischer D 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 023201
- [71] Mežinska S, Dorn A, Pfeifer T, Bartschat K 2024 *Phys. Rev. A* **110** 013116
- [72] Ma H Y, Zhang L X, Wang X C, Zou Z H, Lv R J, Shen Z J, Chen A H, Weidemüller M, Ueda K, Ye D F, Jiang Y H 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 123204
- [73] Zhang Y, Wei Q 2020 *J. Chem. Phys.* **152** 204302
- [74] Wessels P, Ruff B, Kroker T, Kazansky A K, Kabachnik N M, Sengstock K, Drescher M, Simonet J 2018 *Commun. Phys.* **1** 32
- [75] Ruan S S, Yu X L, Shen Z J, Wang X C, Liu J, Wu Z X, Tan C Z, Chen P, Yan T M, Ren X G, Weidemüller M, Zhu B, Jiang Y H 2024 *Phys. Rev. A* **109** 023118
- [76] Schuricke M, Zhu G, Steinmann J, Simeonidis K, Ivanov I, Kheifets A, Grum-Grzhimailo A N, Bartschat K, Dorn A, Ullrich J 2011 *Phys. Rev. A* **83** 023413
- [77] Yuan J Y, Liu S W, Wang X C, Shen Z J, Ma Y X, Ma H Y, Meng Q X, Yan T M, Zhang Y Z, Dorn A, Weidemüller M, Ye D F, Jiang Y H 2020 *Phys. Rev. A* **102** 043112
- [78] Ruan S S, Han Y Y, Shen Z J, Yu X L, Fang Y K, Wang X C, Chen A, Liu J, Wu Z X, Ueda K, Weidemüller M, Zhu B, Peng L Y, Jiang Y H 2024 *Phys. Rev. A* **110** 033114

SPECIAL TOPIC—Instrumentation and metrology for ultrafast atomic and molecular spectroscopy

Electron/ion imaging technology and its applications in cold atoms, molecules, and related fields^{*}

LIU Yang¹⁾ SHEN Zhenjie¹⁾ WANG Xincheng¹⁾ JIANG Yuhai^{1)2)†}1) (*Center for Transformative Science and School of Physical Science and Technology,**ShanghaiTech University, Shanghai 201210, China)*2) (*School of Physics, Henan Normal University, Xinxiang 453007, China)*

(Received 31 March 2025; revised manuscript received 31 May 2025)

Abstract

With the continuous advancement and maturation of laser cooling techniques for atoms and molecules and full-dimensional electron and ion imaging technology, using momentum imaging techniques to investigate the characteristic properties of cold atoms and collision dynamics has emerged as a burgeoning research direction. This progress has driven the development of a series of high-resolution electron and ion detection devices, leading to innovative breakthroughs in fields such as cold molecule reactions, Rydberg atoms, nuclear decay, photoionization of Bose-Einstein condensates (BECs) and cold plasmas, collisions between cold atoms and ions/electrons, coherent control of cold atoms, and strong-field ultrafast physics. This article reviews representative instruments and their corresponding seminal achievements in the following domains: In cold molecular/cold chemical reactions, imaging technology has revealed new insights into reaction mechanisms; For cold Rydberg atom interactions, it demonstrates high-precision quantum state manipulation capabilities, advancing quantum information processing; In nuclear decay research, it provides ultra-sensitive detection methods, deepening understanding of decay processes; For BEC photoionization and cold plasma control, it can precisely monitor and manipulate microscopic processes; In cold atomic collision studies, it reveals new details in collision dynamics, refining collision theories; Regarding coherent control of cold atoms, it achieves accurate quantum state manipulation and interference; In strong-field ultrafast processes, it elucidates complex electron dynamics under intense fields, providing innovative methods for ultrafast laser control. Furthermore, this article summarizes the applications of imaging technologies in the aforementioned research areas involving cold atoms, and provides prospects for future developments in this evolving field.

Keywords: electron/ion imaging, cold atoms, magneto-optical trap velocity map imaging, magneto-optical trap reaction microscope

PACS: 37.10.De, 07.81.+a**DOI:** [10.7498/aps.74.20250415](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250415)**CSTR:** [32037.14.aps.74.20250415](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250415)

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Henan Province, China (Grant No. 252300421304) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12204498, 12474259).

[†] Corresponding author. E-mail: jiangyh3@shanghaitech.edu.cn

电子/离子成像技术在冷原子分子及相关领域中的应用

刘洋 沈镇捷 王新成 江玉海

Electron/ion imaging technology and its applications in cold atoms, molecules, and related fields

LIU Yang SHEN Zhenjie WANG Xincheng JIANG Yuhai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 153701 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250415

CSTR: 32037.14.aps.74.20250415

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250415>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于磁光阱中⁶Li冷原子的真空度测量

Vacuum pressure measurement based on ⁶Li cold atoms in a magneto-optical trap

物理学报. 2022, 71(9): 094204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212204>

基于二维磁光阱的增强型¹⁹⁹Hg冷原子团制备

Enhanced production of ¹⁹⁹Hg cold atoms based on two-dimensional magneto-optical trap

物理学报. 2024, 73(1): 013701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231243>

量子存储性能及应用分析

Performance and application analysis of quantum memory

物理学报. 2023, 72(20): 206701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231203>

相互作用费米子的量子模拟

Quantum simulation of interacting fermions

物理学报. 2022, 71(22): 226701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221756>

基于⁷Li冷原子操控的超高真空测量

Ultra-high vacuum measurement based on ⁷Li cold atoms manipulation

物理学报. 2024, 73(22): 220601 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241215>

基于机器学习的单拍冷原子成像

Single shot imaging for cold atoms based on machine learning

物理学报. 2023, 72(14): 144201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230449>