



离子与原子碰撞多体动力学过程成像研究

马新文^{①*}, 朱小龙^①, 刘惠萍^①, 李斌^{①②}, 张少锋^{①②}, 曹士娉^{①②},
冯文天^{①②}, 许慎跃^{①②}

① 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000;

② 中国科学院研究生院, 北京 100039

* E-mail: x.ma@impcas.ac.cn

收稿日期: 2007-06-27; 接受日期: 2007-09-30

国家自然科学基金重点资助项目(批准号: 10434100)

摘要 分析了反冲离子动量谱仪的成像原理, 较详细地讨论了成像探测器技术、反冲离子和电子飞行时间谱仪、超声气体装置和均匀约束磁场等技术的要求和特点, 介绍了在中国科学院近代物理研究所 ECR 离子源原子物理束流线上建造的反冲离子动量成像谱仪. 给出了在该谱仪上首次实验测量的部分结果, 得到了 30 keV He^{2+} 离子与 He 原子碰撞反应中单电子俘获的末态分布截面, 发现在本实验能区, 单电子俘获到第一激发态是主要反应道; 测量到的角微分截面结果表明, 基态电子俘获发生在大碰撞参数, 激发态单电子俘获主要发生在小碰撞参数的情况下; 这些结果是由亚飞秒碰撞过程成像技术取得的. 最后讨论了反应成像谱仪在其他领域中的潜在应用前景.

关键词

反冲离子动量成像
碰撞动力学
态选择截面
角微分截面

荷电粒子及光子与原子分子碰撞是实验上揭示量子多体动力学、获取靶原子(分子)内部动力学和结构信息的重要手段, 迄今, 相互作用势精确已知的静态体系可以由量子力学理论描述并达到非常高的精度, 理论和实验也符合得非常好. 而原子分子体系的多体动力学研究依然是理论和实验研究面临的挑战, 详细和深入地检验量子多体动力学在碰撞反应过程中时间是如何起作用的, 需要更多、更详细的微分截面实验数据. 原子和分子反应动力学的特性由反应的全微分截面 FDCS (fully differential cross sections) 来刻画, FDCS 即截面对末态所有可观测量的微分. 因此, 对各个末态物理参量的微分截面, 特别是多重微分截面, 反映了物理过程对各个参量(尤其是电子关联行为)的详细依赖关系, 从而成为研究碰撞多体动力学的重要物理量. 因此, 多重微分截面能够为深入探索分子解离动力学和分子离子结构的关系提供直接的信息, 必须从实验上对微分截面和多重微分截面这些物理量进行测量 [1~4]. 但是, 有关粒子与

原子碰撞反应的微分截面, 特别是多重微分截面数据, 目前仍然极其稀少.

在过去的三十多年里, 实验测量了从低能到高能、多种电荷态入射离子与原子碰撞发生电离、激发、转移电离和电子俘获等过程的总反应截面和部分反应截面, 其中通过测量出射电子能谱和激发态原子(离子)的光谱, 对于较简单反应体系, 提供了一些碰撞中与量子态相关的信息, 但对于反应中同时有两个或者两个以上电子出射或者多个电子处于激发态的情形, 实验很难提供出射电子之间的任何关联信息, 例如, 对于某一反应中的出射双电子进行符合测量, 如果维持能量分辨不变, 则系统的探测效率仅仅由于电子探测器的立体角就减小了3个数量级(10^{-3}), 实验难度大大增加, 这使得深入理解多体碰撞动力学过程变得很困难; 同时, 不同的研究小组还尝试测量了与碰撞参数相关的角微分截面 $d\sigma/d\theta$, 但是, 由于在离子与原子碰撞反应中, 特别是高电荷态重离子入射的情况下, 反应主要在大碰撞参数时发生, 散射角非常小, 一般在微弧度甚至更小(在一些质子入射反应中, 散射角可达几百微弧度). 直接测量角度的方法对探测器和加速器束流品质的要求非常苛刻, 目前和近期加速器技术难以满足这些要求, 因此实验很少成功^[3]. 迄今只有能量增益/损失谱仪(translational energy gain spectroscopy)在入射离子能量小于 10 keV时得到了碰撞反应的部分态选择截面和角微分截面^[5].

在 20 世纪 80 年代末期, 法兰克福大学的原子物理研究组通过测量反冲离子横向动量^[6,7], 发展起来了测量反应中碰撞参数(散射角)的技术, 得到了反应的角微分截面. 这种技术避免了对于入射离子束流品质的苛刻要求, 具有广泛的适用性, 使得离子与原子碰撞反应的角微分截面的实验测量研究向前迈进了一大步. 同时, KSU (Kansas State University)的Cocke小组通过测量反冲离子纵向动量, 得到了反应能(Q值), 从而获得了量子态相关的信息. 为了获得高精度的反冲离子横、纵向动量, 实验要求靶原子的初始动能必须很小(理想为静止), 自此, 超声喷嘴气体靶技术(super-sonic gas jet)在离子原子碰撞反应实验研究中得到了很好的应用. 至 20 世纪 90 年代中末期, Ullrich等人^[8]将上述技术发展到了对反冲离子三维动量分量(p_x, p_y, p_z)的全部测量, 关键技术是增加了三维离子探测器(二维位置灵敏+高时间分辨性能)^[9,9]. 结合低温超声喷嘴技术, 实验上精确测量了角微分截面和反应能, 给出了反应中电子转移到末量子态的信息, 为研究碰撞体系动力学提供了更多的自由度, 这就是冷靶反冲离子动量谱技术COLTRIMS (cold target recoil-ion spectroscopy)^[10], 反冲离子动量分辨达到 0.2 a.u.(原子单位), 结合靶原子气体预制冷(pre-cooling)技术, 冷靶反冲离子动量谱仪把动量分辨提高到了 0.1 a.u..

COLTRIM实验采用事件列表模式(event-by-event)获取和记录数据, 能够离线对同一事件中的多离子信号逐个进行全部信息分析. 从而, 建立起末态产物完整运动学参数, 给出末态动量空间的全部信息. 因此, 可以通过计算机实现碰撞过程的动态演示, 实现对各个粒子参量间的关联分析, 深入研究碰撞反应过程. 这种探测技术结合电子动量测量和数据获取系统, 是当前反冲离子动量测量研究的最新进展——碰撞反应的成像系统(reaction imaging system), 或者称为反应显微谱仪(reaction microscope)^[11~13]. 目前在海德堡马克斯-普朗克核物理研究所的Ullrich教授小组建成了多种反应成像谱仪, 在Frankfurt和KSU的COLTRIMS上, 增加了电子探测装置, 可以进行全部末态荷电产物的动量测量. 这项技术在离子与原子和分子碰撞动力学研究中得到了广泛的应用, 例如Dörner等人利用此技术详细研究了质子与He原子的电子俘获

反应, 得到了许多对反应动力学的新认识; 此项技术也被迅速应用到同步辐射光电离现象的研究, 得到了非常有意义的实验结果 [14,15].

反应成像谱仪是近几年离子原子碰撞实验研究的最新进展, 也是精细物理实验研究发展的趋势. 由于反应显微成像谱仪测量了末态离子的完全动量信息, 因此能够得到碰撞反应的完全微分截面($d^{(n+1)}\sigma/d\theta d\lambda_1 \cdots d\lambda_n$), 也使得反演碰撞过程成为可能. 根据 event-by-event 记录, 可以在设定条件下, 详细研究截面与各种观测参量 λ_i 的关系. 因此, 通过动量成像技术, 实际上能够选择符合某一特定条件的反应并进行研究, 即能够实现控制碰撞反应的条件, 这是实验物理学家的多年梦想. 我们利用建成的反冲离子动量成像谱仪, 进行了离子与原子碰撞的实验研究, 得到了反应的态选择截面和角微分截面, 具体讨论参见第 4 节和第 5 节. 本文接下来将对反应显微成像谱仪的原理、关键技术及其在国内的发展和实验研究工作进行综述, 最后讨论最新发展动态及在其他领域的应用前景.

1 成像基本原理和技术要求

对于一个碰撞体系, 如果其末态有 n 体, 并考虑到体系内能的变化, 则体系的自由度为 $(3n+1)$ 个. 由于碰撞反应过程中系统的能量和动量守恒, 反应末态的独立自由度参量为 $(3n+1-4) = (3n-3)$. 这就是说, 对于离子与原子碰撞的电荷交换反应, 如果实验上确定了末态反冲离子和全部出射电子的运动学参量, 就可以得到碰撞过程的全部信息, 即电荷转移的量子态、反应中的能量/动量转移、散射角、出射粒子间的角关联信息等, 使我们能够了解完整的反应动力学; 对于光吸收引起的电离和分子解离过程, 即使不探测一个中性碎片, 也可以得到碰撞过程的全部信息. 下面以荷电离子与原子碰撞的具体过程讨论对动量成像的基本要求和实现方法. 对于入射离子 A^{q+} 与原子 B 的各种反应道, 可以统一表述如下:

$$A^{q+} + B \rightarrow A^{(q-k)+} + B^{r+} + (r-k)e^{-}. \quad (1)$$

根据上面的讨论, 如果能够确定反应末态反冲离子 B^{r+} 和处于连续态的 $(r-k)$ 个电子的三维空间动量矢量, 则我们可以了解反应的全部细节; 此外, 不同的反应道由末态散射离子电荷态、反冲离子电荷态和电子的数目确定 [16], 在多电子出射和分子靶实验中, 还需要考虑对同一事件中出射多个离子的信息进行探测和记录, 这需要能够多次响应一个事件中所有粒子的快时间探测器——多击响应探测器.

以反应(1)为例, 如果入射离子电荷态发生变化, 则散射离子在通过碰撞区域后面的电荷态分析器(低能时为静电偏转分析器, 高能时为分析磁铁)后, 不同电荷态离子被分开, 由散射离子位置灵敏探测器(PSD-p)记录, 探测器给出散射离子位置信号(等价于电荷态信息) (X_{pk}, Y_{pk}) ($k = 1, 2, \dots$)和到达的时间信号 T_p ; 反冲离子和出射电子由碰撞区的弱电场 E 引出, 反冲离子沿静电场 E 方向, 经过空间和时间聚焦型反冲离子飞行时间谱仪后, 被多击响应-二维位置灵敏反冲离子探测器(PSD-r)接收, 探测器给出反冲离子到达的时间信号 $(T_{ri}, i = 1, 2, \dots)$ 和反冲离子到达探测器的位置信号 (X_{ri}, Z_{ri}) ; 出射电子逆静电场 E 方向运动, 穿过聚焦型飞行时间谱仪后, 由多击响应-二维位置灵敏电子探测器(PSD-e)记录, 探测器给出电子到达的时间信号 $(T_{ej}, j = 1, 2, \dots)$ 和电子到达探测器的位置信号 (X_{ej}, Z_{ej}) . 由于电子质量小, 具有较高的速度, 而探测

器的接收面积有限, 弱静电场不能使横向能量大于几电子伏特的电子到达探测器, 为此, 在沿静电场 E 的方向设置匀强静磁场 B , 使得能量小于 300 eV 的电子均能够在磁场中沿螺旋轨迹到达电子探测器, 因此, 增大了系统的电子收集和探测效率. 反应显微谱仪成像原理如图 1. 所有前面讨论的信号经过前端电子学甄别、成形和延时等处理后, 送入 CAMAC 多参数数据获取系统, 以 event-by-event 模式存储在计算机中, 同时, 在计算机屏幕上能够对不同事件进行实时监测. 反应显微成像谱仪对以下技术要求很高: 飞行时间(TOF)系统, 多击响应-二维位置灵敏探测器系统和动量测量系统, 超声气体喷嘴装置, 约束磁场均匀性和数据获取系统, 下面分别进行介绍.

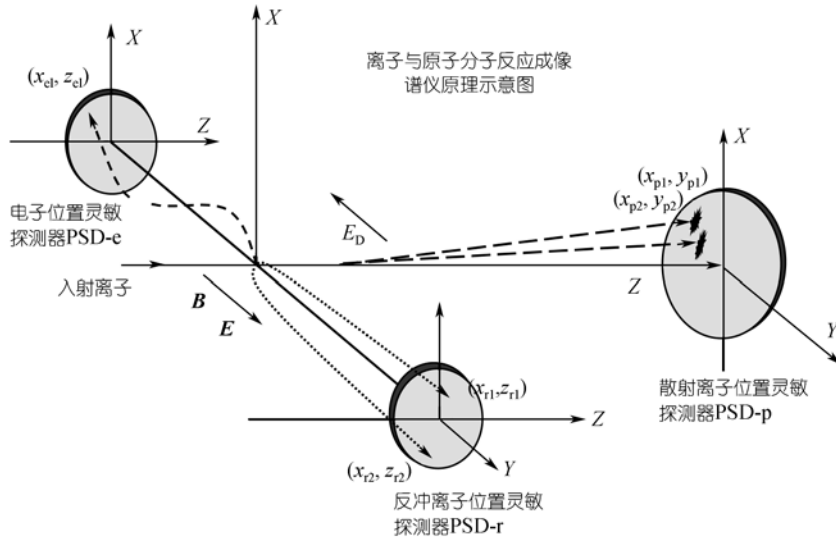


图 1 离子与原子分子碰撞反应成像谱仪原理示意图

PSD-r,e,p 分别为反冲离子、电子和散射离子时间位置灵敏探测器, E 为引出电场, B 为约束电子均匀磁场, E_D 为散射离子电荷态分析器, 定义坐标在全文中通用

(i) 飞行时间(TOF)系统. 对于每一种能量的入射离子, 散射离子离开碰撞点飞行到散射离子探测器的时间 T_{dp} 是可以计算出来的, 散射离子的时间信号 T_p 作为飞行时间谱仪 TDC 的起始门信号. 将反冲离子和电子的时间信号分别延迟 T_d 时间后, 作为它们各自 TDC 的停止门信号, 这样就得到了以碰撞时刻为时间零点的飞行时间, 反冲离子飞行时间谱同时将给出反冲离子电荷态的信息(在纯靶原子电离的情况下, 实验必须使用脉冲离子束, 起始门信号由此脉冲信号给出). 反应成像谱仪中包括反冲离子飞行时间谱仪和电子飞行时间谱仪.

(ii) 多击响应-二维位置灵敏探测器系统和动量测量. 散射离子位置灵敏探测器(PSD-p)给出的位置信号反映的是散射离子电荷态信息, 即在反应中俘获或者损失了电子的入射离子经过分析器后落在探测器的不同位置. 反冲离子探测器(PSD-r)给出反冲离子在探测器上的位置 (X_{ri}, Z_{ri}) , 由于我们测量了反冲离子从碰撞点到达探测器的飞行时间, 再根据已知的引出加速电场和飞行时间谱仪的几何结构, 就能够计算出反冲离子沿 X 和 Z 轴方向的动量分量 (p_{rx}, p_{rz}) ,

p_{rzi}). 沿 Y 轴(引出电场方向)的动量分量 p_{ryi} 由反冲离子电荷态、引出加速电场分布和测量到的飞行时间计算出来. 这样就得到了反冲离子的动量矢量 $\mathbf{p}_{ri}(p_{rxi}, p_{ryi}, p_{rzi})$. 这里, 当靶子是原子时, $i = 1$; 当靶子是分子时, i 表示分子离子碎裂后第 i 个碎片的动量. 同理, 由电子位置灵敏探测器得到的位置信号结合电子的飞行时间, 能够计算出第 j 个电子的动量矢量 $\mathbf{p}_{ej}(p_{exj}, p_{eyj}, p_{ezj})$. 实际计算要复杂得多, 需要考虑位置灵敏探测器坐标原点的刻度、磁场 $\mathbf{B}$ 的影响等因素. 需要指出的是多击响应-位置灵敏探测器结合前端电子学插件和数据获取系统, 能够给出在同一事件中产生的多个离子(电子)的时间和位置信息.

(iii) 超声气体喷嘴装置能够提供在碰撞区直径小于 2 mm 的局域高密度原子(分子)束靶, 靶束内的原子具有非常小的动量分散, 这是保证得到高分辨动量测量的关键因素之一. 对于有些气体(如 He 和 H_2), 还需要采用预制冷技术, 以保证获得很冷的靶原子(分子)束.

(iv) 约束电子均匀磁场. 在碰撞中产生的电子, 动能具有较大的动态范围. 由于电子的质量远小于离子的质量, 在对离子和电子施加相同引出电场强度的情况下, 横向能量大于 1 eV 的电子就会飞出漂移区, 而不能够到达探测器, 因此, 很大程度上减小了电子动量测量的动态范围, 也使得系统的整体探测效率大大降低. 为了能够把电子投影到探测器, 需要在电场方向上叠加一均匀磁场, 约束电子的运动轨迹, 使得具有横向动量(动能)的电子被束缚在半径一定的轨道上, 沿螺旋线运动, 最终使多数电子能够到达电子探测器, 使得电子探测立体角可以达到 4π .

2 兰州反应显微成像谱仪(ReMiLa)

在中国科学院近代物理研究所 ECR 离子源原子物理束流线上, 我们建成了用于离子与原子分子碰撞反应研究的反应显微成像谱仪(reaction microscope at Lanzhou). 超声气体靶由一级差分系统组成, 预冷却气体经过 0.03 mm 的喷嘴后, 为 0.4 mm 的 skimmer 所提取, 形成超声原子靶束, 进入靶室与入射离子发生交叉碰撞; 靶室的真空为 1×10^{-7} mbar (1 bar = 10^5 Pa), 加载气体靶时背景真空控制在 6.5×10^{-7} mbar, 靶的密度大约在 $10^{11} \sim 10^{12}$ 原子/cm²^[17]. 碰撞后电荷产物由垂直于靶原子束和入射离子束的弱静电场引出, 离子沿电场方向经过加速和漂移后到达反冲离子探测器^[18], 得到反冲离子的两维位置和时间信号, 对反冲离子采用了三维聚焦技术, 以减小由于碰撞区域对时间和位置分辨的影响; 电子逆电场方向经过加速和漂移后到达电子探测器, 得到电子的两维位置和时间信号; 通过碰撞区的入射离子束在经过静电分析器 D2 后, 主束(没有发生电荷交换反应的离子)被偏转到法拉第筒 FC, 发生电荷交换反应的散射离子到达散射离子探测器, 得到散射离子的两维位置和时间信号, 实验反应谱仪装置简图如图 2. 时间信号经过适当的延迟和符合分别给出反冲离子和电子的飞行时间谱. 所有这些信息都被多参数数据获取系统以事件记录格式记录. 为了有效探测电子, 沿电场方向叠加了一个均匀磁场. 因为电子要经过加速和漂移区, 距离较长, 需要均匀约束磁场的有效范围较大. 我们设计了复合型亥姆兹线圈, 能够在 700 mm 的范围内, 产生相对精度好于 0.6% 的均匀磁场^[19]. 目前, 谱仪的纵向动量分辨达到了 0.35 a.u., 通过进一步冷却原子束靶和优化谱仪参数, 我们期望谱仪的纵向动量分辨能够好于 0.1 a.u.. 图 3(a)给出了散射离子的位置与反冲离子飞行时间的两维关联谱, 由此可以鉴别出图 3(a)谱中标记的(I), (II)和(III)反应道, 分别为^[16]:

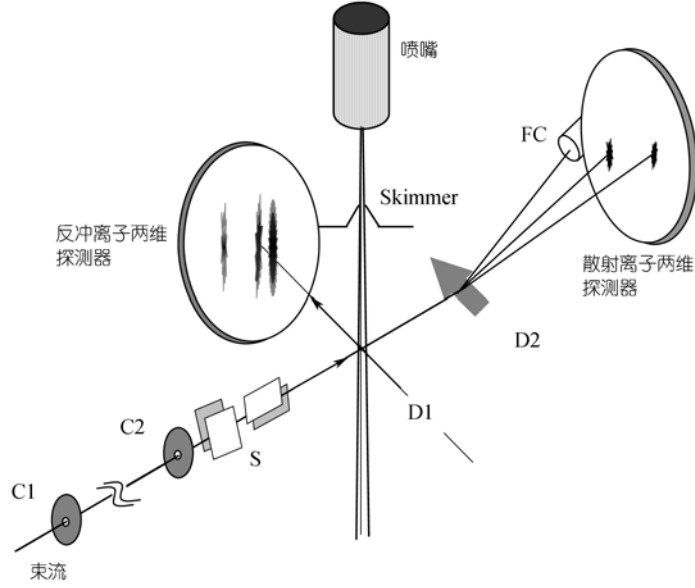


图 2 中国科学院近代物理研究所反冲离子动量谱仪示意图

C1 和 C2 为限束光栏, D1 和 D2 为引出场和电荷态分析器, FC 为法拉第筒, 喷嘴和 Skimmer 组成超声气体装置, S 为一组偏转校正电极

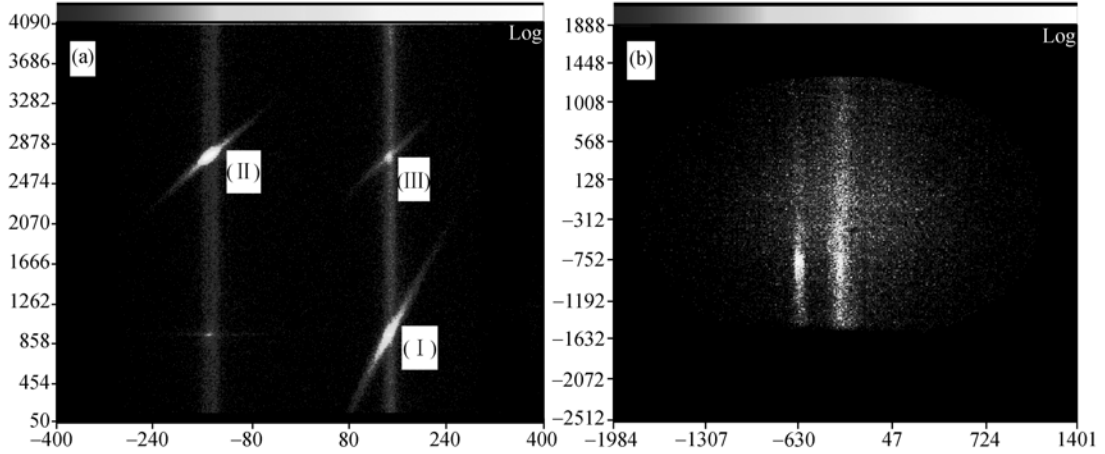
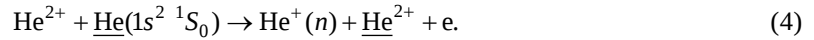
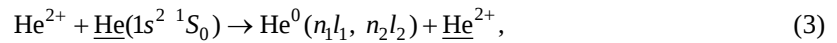
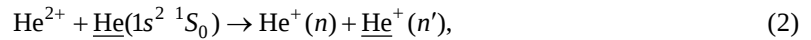


图 3 30 keV $\text{He}^{2+} + \text{He}$ 反应实验获取谱

(a) 散射离子的位置与反冲离子飞行时间的二维关联谱; (b) 反冲离子的纵向动量和 X 方向动量成像, 给出了电子转移过程中的量子态的信息和散射角的相关信息



(2)式为单电子俘获, (3)式为双电子俘获, (4)式为转移电离过程. 图 3(b)显示的是反冲离子的纵向动量和 X 方向动量成像, 给出的是电子转移过程中的量子态的信息和散射角相关的信息.

3 态选择截面

对于离子原子碰撞反应, 在非相对论的条件下, 当反应中有 n_r 个靶电子和 n_p 个入射离子的电子发射到连续态, 而 n_c 个靶电子俘获到入射离子束缚态时, 如果满足入射离子能量变化 ΔE 远小于入射离子的初始动能(绝大多数情况下都能够满足时), 入射离子纵向动量的变化 $\Delta p_{//p}$ 由下式给出(采用原子单位):

$$\Delta p_{//p} = \frac{Q}{v_p} - \frac{\sum_{j=1}^{n_r+n_c} E_{\text{cont}}^j}{v_p} - \frac{(n_p - n_c)v_p}{2}, \quad (5)$$

其中 Q 为反应能($Q < 0$ 为吸热反应, $Q > 0$ 为放热反应), E_{cont}^j 为第 j 个发射到连续态电子的动能, v_p 为入射离子速度. 由于离子原子碰撞反应主要是大碰撞参数过程, 以上近似条件满足得很好. 对于低能碰撞反应, 电子俘获是主要反应道, 对于纯电子俘获过程, 反冲离子纵向动量就直接反映了电子俘获过程中被俘获电子的末态分布信息:

$$\Delta p_{//R} = -\frac{Q}{v_p} - \frac{n_c v_p}{2}. \quad (6)$$

图 4 为 30 keV 的 He^{2+} 离子与 He 原子碰撞中单电子俘获的纵向动量投影谱, 目前达到的动量分辨为 0.35 a.u.. 根据方程(6), 由谱中我们可以清晰地鉴别出单电子俘获到入射离子基态($n =$

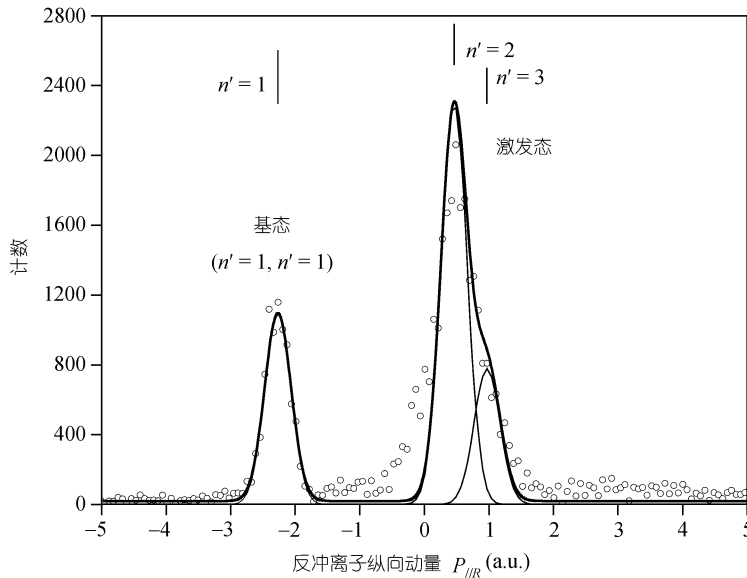


图 4 30 keV 的 He^{2+} 与 He 碰撞的反冲离子纵向动量分布
单电子俘获到不同末态的位置, 根据反应值 Q 与动量的关系, 用竖线标注

1)和激发态($n = 2, 3$)的过程, 也可以看出, 在此能区中单电子俘获到入射离子第一激发态是主要的反应道, 这与全量子力学理论预言的结果相符合^[20]. 此结果也可以从经典能级匹配的角度来理解, 因为类氢氦离子的第一激发态的能量更接近于氦原子的第一电离能. 图5给出的是单电子俘获到入射离子 $n = 2$ 的态选择截面随入射离子能量的变化关系, 实心圆点为我们的实验结果. 可以看出, 随入射离子能量的增加, 电子俘获到激发态的截面随之增大. 空心三角为Fritsch用紧耦合量子理论计算的结果^[20], 在他的计算中采用了原子轨道基展开, 总共使用了59个两电子组态(two-electron configurations). 计算结果显示, 在我们实验的能区内, 单电子俘获到 $n = 2$ 的态是主要过程, 这与图4中的观测结果一致. 对于电子俘获到 $n = 2$ 的态选择截面与入射离子能量的变化, 从图5的比较中可以看出, 我们的测量结果与基于分子轨道的量子力学计算结果很好吻合, 在文献[21]中给出了关于态选择截面与经典和量子理论计算结果的详细分析. 对于更复杂的碰撞体系, 如 He^{2+} 与Ar的电荷交换过程, 在我们的反应谱仪上也进行了研究, 并得到了初步的态选择截面和角微分截面^[22].

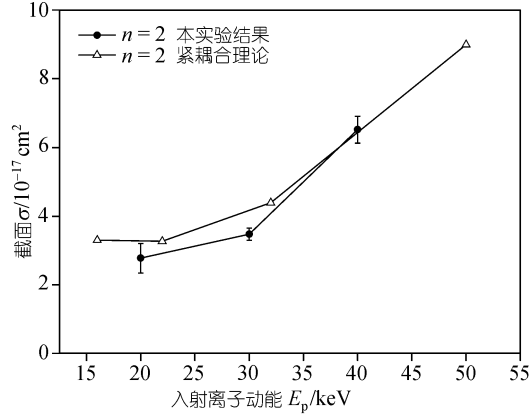


图5 30 keV He^{2+} 离子单电子态选择截面随入射离子能量的变化关系

4 角微分截面

在满足第四节所述的近似条件时, 对于反冲离子, 其横向和纵向动量分量是完全非耦合的. 特别是对于纯电子俘获过程, 反冲离子横向动量直接反映了散射角, 因此能够得到反应的角微分截面. 横向动量的 x 分量 p_x 和 y 分量 p_y 由反冲离子的位置、飞行时间和飞行时间谱能够求出来, $p_{\perp R} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, 散射角 θ 与入射离子动量有如下关系:

$$p_{\perp R} = p_p \tan \theta \approx p_p \theta. \quad (7)$$

散射角 θ 与碰撞参数紧密相关, 通过角微分截面能够细致研究碰撞反应机制. 在仅考虑散射的经典近似中, 由卢瑟福散射公式可以知道, 对于纯电子俘获过程, 散射角 θ 和碰撞参数 b 是一一对应的:

$$b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E \tan(\theta/2)} \approx \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E \theta}, \quad (8)$$

其中 Z_1 和 Z_2 分别为入射离子和靶原子的核电荷数, E 为入射离子能量. 这是实验的测量散射角与碰撞参数关联的最简单关系, 对于有电子出射和考虑电子散射的情况, 需要做更复杂的计算. 显然, 对于同一入射能量, 碰撞参数与散射角成反比, 因此, 碰撞参数与反冲离子横向动量成反比. 图 6 是在我们谱仪上测量得到的 He 离子的单电子态选择过程随碰撞参数的不同而变化的情况, 上部的图对应于反冲离子小横向动量的情形, 选择条件为: $0 < p_{\perp R} \leq 1$ a.u., 散射角为 0.25 mrad, 对应大的碰撞参数. 可以看出, 在很大碰撞参数碰撞时, 电子主要俘获到入射离子基态. 选择条件为 $9 < p_{\perp R} \leq 10$ a.u., 散射角为 2.5 mrad, 对应小的碰撞参数, 可以看出, 在较小碰撞参数碰撞时, 电子主要俘获到入射离子激发态, 这些观测结果能够严格检验各种关于描述碰撞过程的理论模型. 目前, Fricke 小组刚进行了与碰撞参数相关的电荷交换散射理论计算, 理论结果与实验结果符合较好 [23].

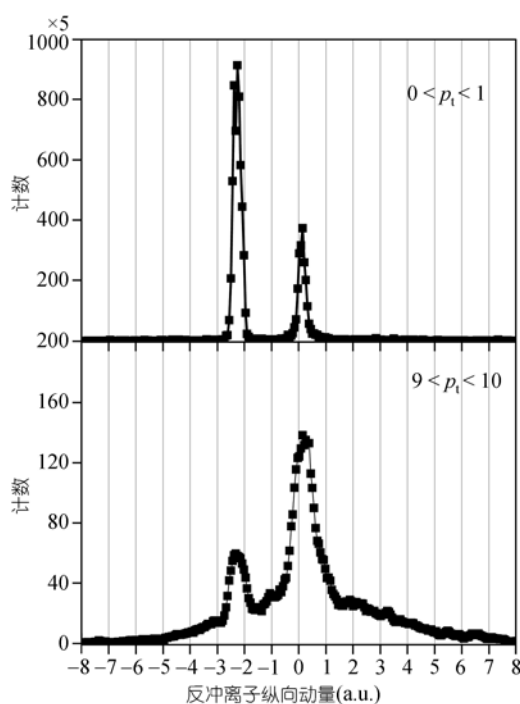


图 6 态选择截面与散射角(碰撞参数)的相关性
上图为大碰撞参数的情形; 下图为小碰撞参数的情形,
纵坐标扩大了 5 倍

5 结论和展望

本文在分析反冲离子动量谱仪的成像原理和基本技术要求的基础上, 较详细地讨论了成像探测器技术, 反冲离子和电子飞行时间谱仪, 超声气体装置和均匀约束磁场的特点, 介绍了在中国科学院近代物理研究所 ECR 离子源原子物理束流线上建造的反冲离子动量成像谱仪. 随后, 给出了利用该谱仪首次实验测量的部分结果, 鉴别出了不同的反应道, 给出了 30 keV He^{2+} 离子与 He 原子碰撞反应中单电子俘获的末态分布截面, 发现在我们实验能区, 单电子俘获到第一激发态是主要反应道; 电子俘获到第一激发态 $n=2$ 的态选择截面及其随入射离子能量的变化关系与紧耦合理论计算结果符合很好; 对于该体系的角微分截面测量表明, 基态电子俘获发生在大碰撞参数, 激发态单电子俘获主要发生在小碰撞参数的情况下. 在本工作能区, 离子与原子碰撞的时间尺度小于 1 fs, 因此, 目前的结果研究了亚飞秒($<10^{-15}$ s)碰撞的电荷交换过程.

反应显微成像谱仪的高分辨和测量的完全性, 解决了部分在原子碰撞物理中长期困扰大家的难题, 同时, 也提出了许多更基本的问题 [24]. 反应谱仪成像技术将在物理、化学和其他相关领域研究的中具有广泛的应用前景, 例如可以应用于光子或者高电荷态离子与表面相互作用产生的表面关联电子发射, 能够提供固体中电子关联运动的信息; 当然, 也可以进行表面离子

发射的测量(如高电荷态离子入射表面引起的离子溅射). 利用反应谱仪的特点, 还可以进行相对论重离子碰撞中量子电动力学效应(QED)的探索, 理论预言, 在极端相对论(ultra-relativistic)重离子与重靶原子碰撞中, 在小碰撞参数时, 电子对产生几率将超过 1^[25]. 因此, QED的计算不能再基于微扰论, 而必须以精确方式包括高阶效应. 只有在选定的入射离子散射角的条件下测量电子对产生截面, 才能够对强扰动区进行实验探索. 但这种情况下, 散射角小于 10^{-6} rad, 因此, 只有通过测量反冲离子横向和纵向动量分量, 才可以得到散射角和电子对产生的全部信息. 反应成像谱仪的一个优势是对反应产物的 4π 立体角收集和探测, 系统探测效率由离子探测器的效率决定, 使用微通道板探测器, 反应谱仪的系统探测效率保持在百分之十以上. 这比普通双电子符合测量实验的立体角($\Delta\Omega/4\pi = 10^{-4} \sim 10^{-8}$)大几个数量级, 但能量分辨仍然很高. 因此, 反应显微谱仪成像技术也很好地应用到了(e, 2e)和(e, 3e)实验研究中, 并在电子入射氦原子的近阈值双电离实验取得了新的结果^[26-28]. 动量成像技术与激光冷却技术的结合, 在KVI诞生了MOTRIM (magnetic-optic-trap recoil ion momentum)装置, 可以将碱金属元素冷却到 μK 甚至nK, 极大提高了动量分辨^[29]; 反应显微成像技术与超短激光技术结合, 采用抽运-探测技术(pumping-probe), 首次在飞秒时间尺度观测到了分子解离过程中波包随时间的演化^[30].

总之, 粒子与原子分子碰撞动力学研究面临新的挑战, 反应显微成像谱仪是展开原子碰撞研究的最新技术发展, 是进行量子多体动力学研究的理想手段. 随着我国实验物理基础设施的增强, 例如, 中国科学院近代物理研究所大科学装置——重离子冷却储存环 CSR、上海 EBIT 和兰州大学 EBIT 的即将建成, 我国高电荷态原子物理实验研究也进入了精细物理研究的时代, 反应显微成像谱仪及技术一定会在这些新实验装置上展开精细原子物理实验研究发挥积极作用.

参考文献

- 1 Rescigno T N, Baertschy M, Isaacs W A, et al. Collisional breakup in a quantum system of three charged particles. *Science*, 1999, 286: 2474—2479^[DOI]
- 2 McCurdy C W, Rescigno T N. Practical calculations of quantum breakup cross sections. *Phys Rev A*, 2000, 62: 32712^[DOI]
- 3 Schmidt-Böcking H, Mergel V, Dörner R, et al. Polarization, and ionization in atomic system. In: American Institute of Physics Conference Proceedings of Correlations. New York: American Institute of Physics, 2002. 604: 120
- 4 McGuire J H, Godunov A L, Tolmanov S G, et al. Time correlation in two-electron transitions produced in fast collisions of atoms with matter and light. *Phys Rev A*, 2001, 63: 052706 ^[DOI]
- 5 Barat M, Roncin P. J Multiple electron capture by highly charged ions at keV energies. *Phys B-At Mol Opt Phys*, 1992, 25: 2205—2243^[DOI]
- 6 Ullrich J, Dörner R, Schmidt-Böcking H, et al. Multielectron processes. In: Berényi D, Hock G, eds. *Lecture Notes in Physics*. Debrecen: Springer, 1990. 376: 287—296
- 7 Schmidt-Böcking H, Dörner R, Ullrich J, et al. Multiple ionization in ion-atom collisions investigated by recoil ion momentum spectroscopy. In: Berényi D, Hock G, eds. *Lecture Notes in Physics*. Debrecen: Springer, 1990. 376: 268—281
- 8 Ullrich J, Moshhammer R, Dorn A, et al. Recoil-ion and electron momentum spectroscopy: Reaction-microscopes.

- Rep Prog Phys, 2003, 66: 1463—1545[DOI]
- 9 Jagutzki O, Mergel V, Ullmann-Pfleger K, et al. Proceeding of international symposium on optical science engineering and instrumentation. Proc SPIE, 1998, 3438: 322[DOI]
 - 10 Dörner R, Vergel V, Spielberger L, et al. Kinematically complete experiments using cold target recoil ion momentum spectroscopy. Nucl Instrum Method B, 1997, 124: 225—231[DOI]
 - 11 Moshhammer R, Perumal A, Schulz M, et al. Three-body Coulomb problem probed by mapping the bethe surface in ionizing ion-atom collisions. Phys Rev Lett, 2001, 87: 223201[DOI]
 - 12 Fischer D, Feuerstein B, Dubois R D, et al. State Resolved measurement of single electron capture in slow Ne^{7+} and Ne^{8+} - Helium collisions. J Phys B, 2002, 35: 1369—1377
 - 13 Moshhammer R, Fainstein P D, Schulz M, et al. Initial state dependence of low energy electron emission in fast ion atom collisions. Phys Rev Lett, 1999, 83: 4721—4724[DOI]
 - 14 Spielberger L, Jagutzki O, Dörner R, et al. Separation of photoabsorption and compton scattering contributions to He single and double ionization. Phys Rev Lett, 1995, 74: 4615—4618[DOI]
 - 15 Knapp A, Kheifets A, Bray I, et al. Mechanisms of photo double ionization of helium by 530 eV photons. Phys Rev Lett, 2002, 89: 033004[DOI]
 - 16 马新文, 刘惠萍, 陈熙萌. 高电荷态氦离子与 Ne 原子碰撞过程中的转移电离截面的研究. 中国科学 G 辑: 物理学 力学 天文学, 2003, 33(3): 219—226
 - 17 张少锋, 马新文, 刘惠萍, 等. 超音速冷靶的性质与应用. 中国科学 G 辑: 物理学 力学 天文学, 2006, 36(5): 456—463
 - 18 朱小龙, 马新文, 沙杉, 等. 延迟线阳极微通道板二维成像探测器. 核电子学与探测技术, 2004, 24: 253—256
 - 19 冯文天, 马新文, 刘惠萍, 等. 电子成像均匀约束磁场的产生及测试分析. 物理学报, 2007, 56: 3637—3641
 - 20 Fritsch W. Theoretical study of electron processes in slow He^{2+} -He collisions. J Phys B-At Mol Opt Phys, 1994, 27: 3461—3474[DOI]
 - 21 Zhu X L, Ma X W, Li B, et al. State-selective electron capture for keV He^{2+} ions on helium collisions studied by recoil momentum spectroscopy. Chin Phys Lett, 2006, 23: 587—590[DOI]
 - 22 Li B, Ma X W, Zhu X L, et al. Average energy loss measured in single and double electron capture collisions of He^{2+} on Ar at low velocities. Chin Phys Lett, 2006, 23: 1452—1456[DOI]
 - 23 Anton J, Fricke B, Ma X, et al. The many-particle scattering system He^{++} on He: Experiment and a complete unified description. Phys Lett A, 2007, 369: 85—89[DOI]
 - 24 Schmidt- Böcking H, Mergel V, Schmidt L, et al. Dynamics of ionization processes studied with the COLTRIMS method—new insight into e-e correlation. Rad Phys Chem, 2003, 68: 41—50[DOI]
 - 25 Dörner R, Mergel V, Jagutzki O, et al. Cold target recoil ion momentum spectroscopy: A ‘momentum microscope’ to view atomic collision dynamics. Phys Rep, 2000, 330: 95—192[DOI]
 - 26 Dürr M, Dorn A, Ullrich J, et al. (e, 3e) on helium at low impact energy: The strongly correlated three-electron continuum. Phys Rev Lett, 2007, 98: 193201[DOI]
 - 27 曹士婷, 马新文, Dorn A, 等. 近阈值下 He 原子的双电子电离实验中出射电子研究. 物理学报, 2007, 56: 6386—6392
 - 28 曹士婷, 马新文, Dorn A, 等. 近阈值下 He 原子的双电离实验反冲离子动量分析. 原子核物理评论, 2007, 24: 208—213
 - 29 Koonp S, Turkstra J W, Morgenstern R, et al. Multi-electron processes in slow He^{2+} -Na collisions measured with MOTRIMS. Nucl Instr Meth B, 2003, 205: 560—567[DOI]
 - 30 Ergler Th, Rudenko A, Feuerstein B, et al. Spatio-temporal imaging of ultrafast molecular motion: ‘Collapse’ and revival of the D_2^+ nuclear wave packet. Phys Rev Lett, 2006, 97: 193001[DOI]