

# 低能 $\text{He}^{2+}$ 入射 He 原子转移电离实验中 出射电子成像研究\*

冯文天<sup>1)2)</sup> 马新文<sup>1)†</sup> 朱小龙<sup>1)</sup> 张少峰<sup>1)2)</sup> 刘惠萍<sup>1)</sup> 许慎跃<sup>1)2)</sup> 钱东斌<sup>1)</sup>  
李 斌<sup>1)2)</sup> 闫顺成<sup>1)2)</sup> 张大成<sup>1)</sup> 孟令杰<sup>1)2)</sup> 张鹏举<sup>1)2)</sup>

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 100049)

(2010 年 1 月 29 日收到; 2010 年 6 月 11 日收到修改稿)

利用反应显微谱仪对 70 keV  $\text{He}^{2+}$ -He 转移电离过程中的出射电子进行了成像, 研究了出射电子的空间速度分布特征. 结果表明: 电子主要集中在散射平面内; 在散射平面内, 电子速度分布介于零与入射离子速度  $V_p$  之间 (即前向出射) 且在散射离子和靶核核间轴处有一极小值, 呈现出典型的双峰结构. 出射电子的上述分布特征可由出射电子波函数  $\sigma$  振幅和  $\pi$  振幅的干涉进行定性解释,  $\sigma$  振幅和  $\pi$  振幅对出射电子波函数的贡献与碰撞参数相关. 在小碰撞参数下,  $\pi$  振幅的贡献更加明显; 而在大碰撞参数下,  $\sigma$  振幅的贡献更加显著.

**关键词:** 反应显微谱仪, 转移电离, 电子速度分布,  $\sigma$  振幅和  $\pi$  振幅干涉

**PACC:** 3470, 3480

## 1. 引 言

低能 (入射离子速度  $V_p < 1$  a. u.) 离子-原子碰撞过程中, 人们普遍认为入射离子与靶原子形成一“准分子”, “准分子”解离时, 靶原子的电子或者被俘获到入射离子的束缚态, 或者仍被束缚在靶上. 在极少数情况下, 电子会出射到连续态, 导致靶电离, 相应的反应道为靶直接电离 (靶单电离 (SI)、靶双电离 (DI) 等) 或转移电离 (TI). 过去几十年中, 人们对 SI 反应过程中电子的出射机制从理论和实验两个方面都进行了深入探讨, 但至今仍存在较大争议<sup>[1]</sup>. 在理论方面, 基于经典径迹蒙特卡罗方法, 1983 年 Olson<sup>[2]</sup> 提出了“鞍点电离机制”, Olson 认为在入射离子与靶核的碰撞过程中存在一个特殊点 (即“鞍点”), 在该点电子受靶核和入射离子的库仑力达到平衡. 随着入射离子与靶核的分开, 它们之间的势垒逐渐升高, 导致位于鞍点的电子以一定的速度出射到连续态, 这种电子被称为“鞍点电子”. Olson 还预言了“鞍点电子”的速度与入射

离子的速度、电荷态及反冲离子电荷态之间的关系. 之后, 为探索“鞍点电子”, 开展了一系列的实验. 1987 年 Olson 等<sup>[3]</sup> 测量了 60—200 keV p-He 碰撞 SI 过程不同角度出射电子能谱, 发现在与入射束流方向成  $17^\circ$  角处出射电子能谱有一极大值, 他们将此作为“鞍点电子”存在的证据. 文献 [4, 5] 对“鞍点电子”进行了进一步的探索, 但不能确定 Olson 提出的“鞍点电子”是否存在. 1998 年, Abdallah 等<sup>[6-8]</sup> 利用冷靶反冲离子动量谱仪对低能  $\text{C}^+$ -He,  $\text{Ne}^+$ -Ne 等较复杂碰撞体系中的出射电子进行了成像, 发现 Olson 关于“鞍点电子”速度与入射离子和靶电荷态相关的预言并不成立. 上述理论和实验的探索均是针对低能离子-原子碰撞 SI 反应, 而对 DI 和 TI 过程出射电子的研究则很少涉及.

本文利用中国科学院近代物理研究所的反应显微谱仪, 对 70 keV 的  $\text{He}^{2+}$ -He 原子碰撞 TI 反应中的出射电子进行了成像, 研究其空间分布特征和出射电子在散射平面内的速度分布随碰撞参数  $b$  的变化, 并定性解释了所得到的实验结果.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10434100, 10979007) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: x.ma@impcas.ac.cn

## 2. 实验设备

图 1 为反应显微谱仪的示意图,详细描述可参考文献[9—11]. 实验中使用的 70 keV 的  $\text{He}^{2+}$  束流由中国科学院近代物理研究所 320 kV 高电荷态离子综合实验研究平台的电子回旋共振离子源提供,束流先后通过两个  $90^\circ$  和一个  $60^\circ$  偏转磁铁进行荷质比选择,再经过一系列四极磁铁优化和光阑准直后进入碰撞靶室,与自上而下的超声速冷靶交叉碰撞,交叉碰撞区的 He 靶直径约为 1 mm. 在实验过程中,超声速冷靶由液氮预冷却的二级差分系统产生. 碰撞反应产生的反冲离子,由垂直于离子束和超声速靶所在平面的静电场引出碰撞区,经过加速、漂移后被二维反冲离子探测器探测,并给出反冲离子到达反冲探测器的时间和二维位置信息. 为减小气体靶扩散对反冲离子动量分辨的影响,反冲离子的加速区与漂移区满足时间和位置聚焦条件. 同样,碰撞反应产生的电子由静电场引出碰撞区,之后在引出电场和亥姆霍兹线圈<sup>[12]</sup>产生磁场的共同作用下作螺旋运动,先后经过 10.75 cm 的加速区、21 cm 的漂移区后到达电子探测器,电子探测器收集并给出出射电子到达探测器的时间和二维位置信息. 电子的加速区与漂移区满足 Wiley-McLaren 聚焦条件<sup>[13]</sup>. 碰撞反应后的散射离子则由一平行板静电分析器对其进行电荷态分析后被散射离子探测器探测,得到散射离子到达探测器的飞行时间和二维位置信息. 实验中,采用散射离子和反冲离子的二重符合测量技术,以事件记录(event by event)格式记录实验数据.

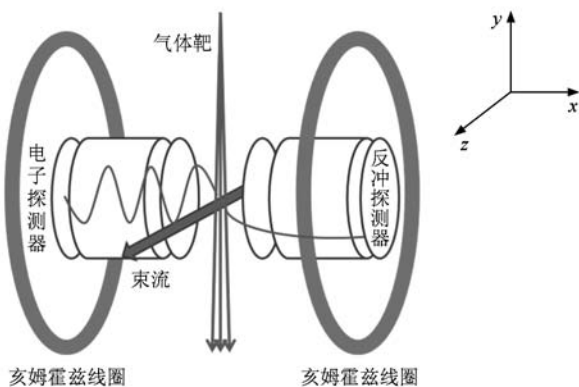


图 1 实验装置示意图及实验室坐标系

## 3. 电子动量重构

反应显微谱仪最大的优势是通过实验测量可获得离子-原子(分子)碰撞反应末态几乎所有的动力学信息. 而要获得碰撞反应相关的动力学信息,首先需要对碰撞反应末态产物的动量进行还原. 通过实验测得的反冲离子的飞行时间和二维位置信息,可以重构出反冲离子的初始动量矢量. 而由于在反应显微谱仪中引入了用来对出射电子进行约束的均匀磁场,该磁场对出射电子的影响远远大于对反冲离子的影响,因此出射电子初始动量的重构与反冲离子有所不同<sup>[14]</sup>. 实验室坐标系的定义如图 1 所示,引出电场及磁场的方向沿  $x$  轴,靶气体的反方向为  $y$  轴,束流方向为  $z$  轴. 将出射电子初始动量矢量  $P_i$  分解到平行磁场和垂直磁场两个方向,对应的分量分别为  $P_x$  和  $P_{yz}$ ,前者的重构与出射电子的加速电压和电子飞行时间谱仪的结构相关,后者的重构与出射电子的飞行时间、磁场强度及电子落在探测器上的位置矢量相关.

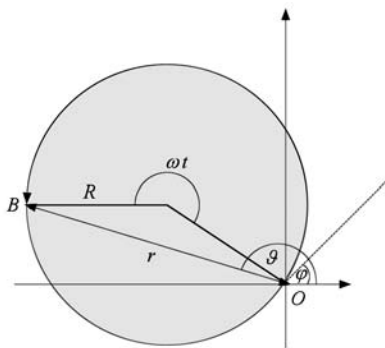


图 2 出射电子运动轨迹在电子探测器上的投影

出射电子的运动轨迹在电子探测器上的投影如图 2 所示,图中  $O$  点为碰撞中心, $B$  点为电子在磁场及电场的共同作用下作螺旋运动最终落在电子探测器上的位置, $\varphi$  为电子的出射角, $\theta$  为电子运动方向与磁场的夹角, $r$  为出射电子在电子探测器上的位置矢量, $R$  为电子的回旋半径, $\omega$  为电子的回旋频率. 设电子的引出电压为  $U$ ,加速区长度为  $l_a$ ,电子在  $x$  方向的初始能量为  $E_i$ ,经过加速区后获得的能量为  $E_e$  (以下如无特别说明均使用原子单位).

$$E_i = \frac{P_i^2}{2}, \quad (1)$$

$$E_e = \frac{U}{27.2}. \quad (2)$$

电子在加速区和漂移区的飞行时间分别为

$$t_1 = \frac{\sqrt{2}l_a}{\sqrt{E_i + E_e} + \sqrt{E_i}}, \quad (3)$$

$$t_2 = \frac{\sqrt{2}l_a}{\sqrt{E_i + E_e}}. \quad (4)$$

而电子总的飞行时间  $t_e = t_1 + t_2$ .

设

$$a = \sqrt{\frac{E_i}{E_e}}, \quad (5)$$

则  $t_e$  满足

$$T = \frac{1}{\sqrt{1+a^2+a}} + \frac{1}{\sqrt{1+a^2}}, \quad (6)$$

其中

$$T = \frac{t_e \sqrt{E_i}}{\sqrt{2}l_a}. \quad (7)$$

因  $E_i$  与  $E_e$  相比不能忽略, 故从 (5) 式中无法对  $a$  进行精确求解, 可使用牛顿迭代法对  $a$  进行近似求解.

$$P_x = a\sqrt{2U}. \quad (8)$$

由图 2 的几何关系得出

$$P_{yz} = \frac{rB}{2|\sin(\omega t_e/2)|}, \quad (9)$$

则电子在  $z$  方向和  $y$  方向的动量分量  $P_z$  和  $P_y$  分别为

$$P_z = P_{yz} \cos(\varphi), \quad (10)$$

$$P_y = P_{yz} \sin(\varphi), \quad (11)$$

$$P_{te} = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}. \quad (12)$$

通常情况下, 将  $P_z$  定义为电子的纵向动量, 而将与其垂直的  $P_{te}$  定义为电子的横向动量. 同理,  $P_{te}$  和  $P_{tp}$  分别为反冲离子和散射离子的横向动量.

由于出射电子在实验室坐标系下的分布不能有效地反映碰撞过程的实质, 为更好地研究电子的出射特征, 引入一新坐标系  $x'y'z'$ . 新坐标的原点  $o'$  与  $O$  重合,  $z'$  的正方向与  $z$  轴重合,  $x'$  轴为反冲离子的横向动量矢量方向, 与  $z'o'x'$  平面 (散射平面) 垂直的法线方向定义为  $y'$ . 电子在散射平面内的分布称为出射电子的俯视图; 在  $z'o'y'$  平面内的分布称为电子的侧视图. 由于在实验室坐标系中电子在垂直于束流  $z$  轴的  $xoy$  平面内动量分布具有旋转

对称性, 故其在新坐标系与实验室坐标系的转换关系为

$$\begin{pmatrix} P_{x'} \\ P_{y'} \\ P_{z'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha & 0 \\ -\sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix}, \quad (13)$$

其中  $P_{x'}, P_{y'}, P_{z'}$  为  $x'y'z'$  坐标系下三个方向电子的动量分量,  $\alpha$  为反冲离子的横向动量与  $x$  轴的夹角. 设  $v_{ex'}, v_{ey'}, v_{ez'}$  为新坐标系下出射电子的速度.

## 4. 实验结果及讨论

实验测得的 70 keV 的 He<sup>2+</sup>-He TI 反应出射电子的俯视图和侧视图分别如图 3 (a) 和 (b) 所示, 图中靶核位于 (0, 0) 点, 入射离子位于 (1, 0) 点, 入射离子与靶核之间的连线为核间轴, 反冲离子的运动方向如图中箭头所示, 为便于比较, 出射电子速度均对入射离子速度  $V_p$  作了归一化处理. 从图 3 可以看出, 出射电子分布具有如下特征: 其主要分布在散射平面内; 速度主要集中在 0— $V_p$  之间; 在核间轴处有一极小值, 呈双峰结构. 为更清楚地看出这一特征, 在图 3 (a) 和 (b) 中取  $0.3 \leq v_{ez'}/V_p \leq 0.7$  考察出射电子在  $x'$  轴和  $y'$  轴方向的速度分布, 图 3 (c) 为对应于图 3 (a) 的出射电子在  $x'$  轴方向的速度分布, 图 3 (d) 为对应于图 3 (b) 的出射电子在  $y'$  轴方向的速度分布. 从图 3 (c) 可以看出, 出射电子分布呈现出典型的双峰结构, 这一特征与 Dörner 等<sup>[15]</sup> 的实验结果相似, 表明这种分布特征是低能离子-原子碰撞中出射电子分布的普遍特征.

出射电子的上述分布特征可由避免交叉理论 (hidden cross theory)<sup>[16]</sup> 给予定性解释. 在低能离子-原子碰撞过程中, 入射离子与靶原子形成一“准分子” (在本次实验中为 He<sub>2</sub><sup>2+</sup>). 随着入射离子与靶核的逐渐靠近, 靶原子的电子被逐个分子化. 其中占据 2pσ 轨道的电子在小的核间距下与入射离子存在一定概率的角动量交换, 可旋转耦合至 2pπ 轨道, 之后经由一系列径向耦合, 最终出射到散射离子与靶核之间的连续态, 而保持其 π 特征不变. 而未与入射离子进行角动量交换而占据 2pσ 轨道的电子则经由一系列径向耦合最终出射到连续态, 保持其 σ 特征不变. 因此, 出射电子末态波函数中既有 σ 振幅的贡献也有 π 振幅的贡献, σ 振幅与 π 振幅存在一定的相位差, 它们之间的干涉构成了

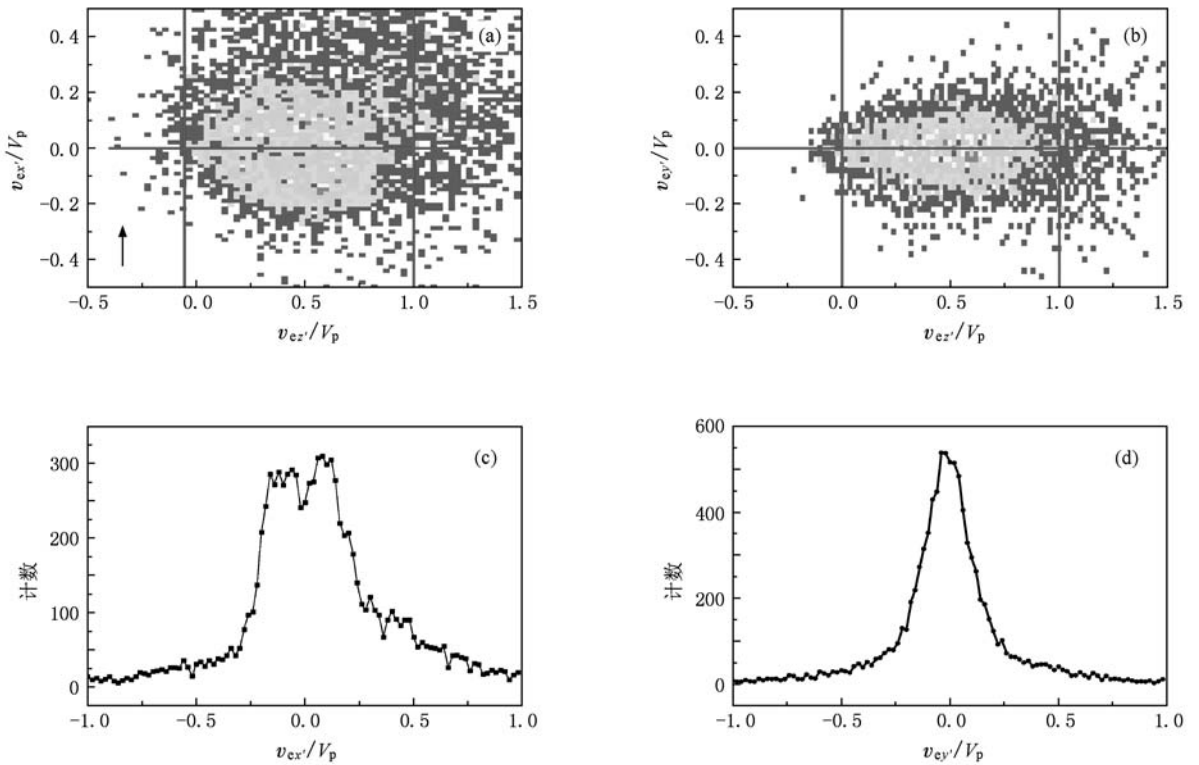


图3 具有不同速度的出射电子在不同平面内的分布及其相对应的速度分布 (a) 出射电子在  $x'o'z'$  平面内的分布, (b) 出射电子在  $y'o'z'$  平面内的分布, (c) 对应于(a) 图的出射电子在  $x'$  轴方向的速度分布, (d) 对应于(b) 图的出射电子在  $y'$  轴方向的速度分布

出射电子在散射平面内的分布. 而  $\pi$  振幅与  $\sigma$  振幅对出射电子末态波函数的贡献与碰撞参数  $b$  相关.

在离子-原子碰撞纯电子俘获反应中, 碰撞参数  $b$  由下式表示:

$$b = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} Z_p Z_{\text{rec}} \frac{2}{V_p} \frac{1}{P_{\text{tr}}}. \quad (14)$$

这里  $Z_p$  和  $Z_{\text{rec}}$  分别为反应末态散射离子和反冲离子的有效电荷态,  $V_p$  为入射离子速度,  $P_{\text{tr}}$  为反冲离子的横向动量, 在原子单位中  $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1$ . 在低能离

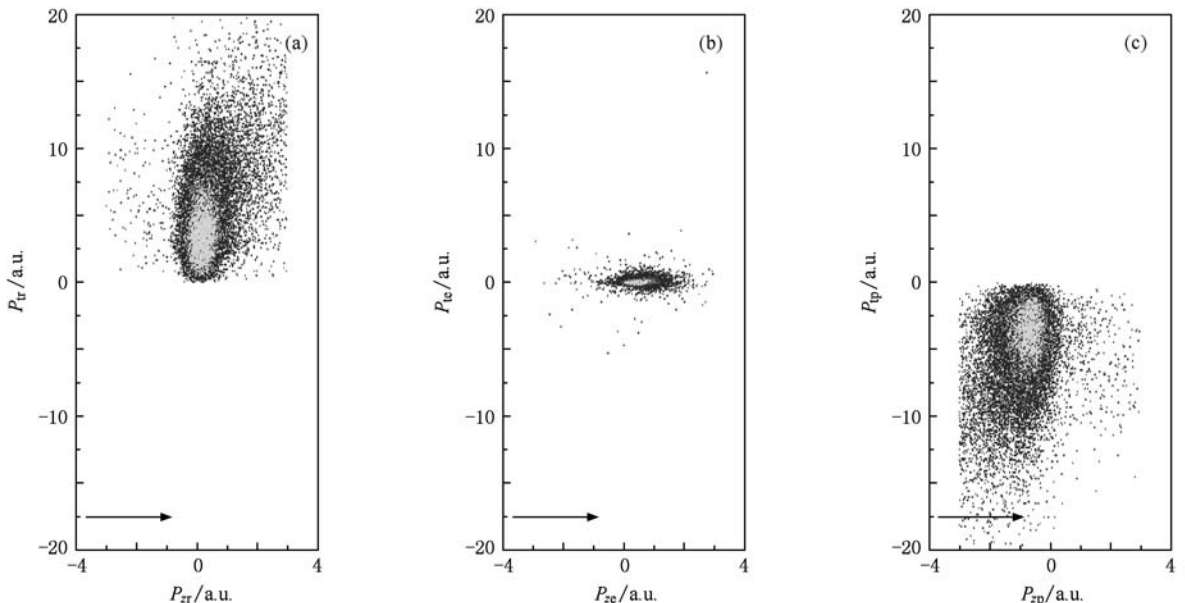


图4 反冲离子、出射电子和散射离子在实验室坐标系下的动量分布 (a) 反冲离子, (b) 出射电子, (c) 散射离子

子-原子碰撞过程中,主要的动量交换过程发生在入射离子与靶核之间,如图 4 所示,图中箭头所示为入射离子的运动方向, $P_{\text{re}}$ 、 $P_{\text{ze}}$ 和  $P_{\text{pe}}$ 分别为反冲离子、出射电子和散射离子  $z$  轴方向的动量.从图 4 可以看出, $P_{\text{ze}}$ 远小于  $P_{\text{re}}$ , $P_{\text{ze}}$ 和  $P_{\text{pe}}$ 几乎是互相补偿的.因此,对于  $\text{He}^{2+}$ -He TI 反应, $b$ 可近似由(14)式表示.由(14)式可得碰撞参数  $b$ 与反冲离子横向动量  $P_{\text{re}}$ 近似呈反比关系.通过选取不同  $P_{\text{re}}$ 的范围,可研究出射电子分布与  $b$ 的相关性.

图 5 是  $P_{\text{re}}$ 分别取 0—3a. u. 和 3—5a. u. 时出射电子在散射平面内的分布及其相对应的速度分布.图 5(a)是  $P_{\text{re}}=0$ —3a. u. 时出射电子在散射平面内的分布,图 5(b)是  $P_{\text{re}}=3$ —5a. u. 时出射电子在散射

平面内的分布,图 5(b)中对应的  $P_{\text{re}}$ 比图 5(a)大(图 5(b)中碰撞参数  $b$ 比图 5(a)小),图 5(c)和(d)给出了取  $0.3 \leq v_{\text{ex}'} / V_p \leq 0.7$  时,对应于图 5(a)和(b)中出射电子在  $x'$ 轴方向的速度分布.从图 5 可以看出,在碰撞参数  $b$ 较小( $P_{\text{re}}$ 较大)时,出射电子在散射平面中的分布更加对称.这是由于在碰撞参数  $b$ 较小时,靶电子与入射离子存在较大概率的角动量交换, $\pi$ 振幅对出射电子末态波函数的贡献较大,出射电子对散射平面核间轴的分布呈现出较好的对称性;随着  $b$ 的增加,靶电子与入射离子之间发生角动量交换的概率变小,使得  $\sigma$ 振幅对出射电子末态波函数的贡献增大,因此出射电子在散射平面内的分布对核间轴呈现出不对称性.

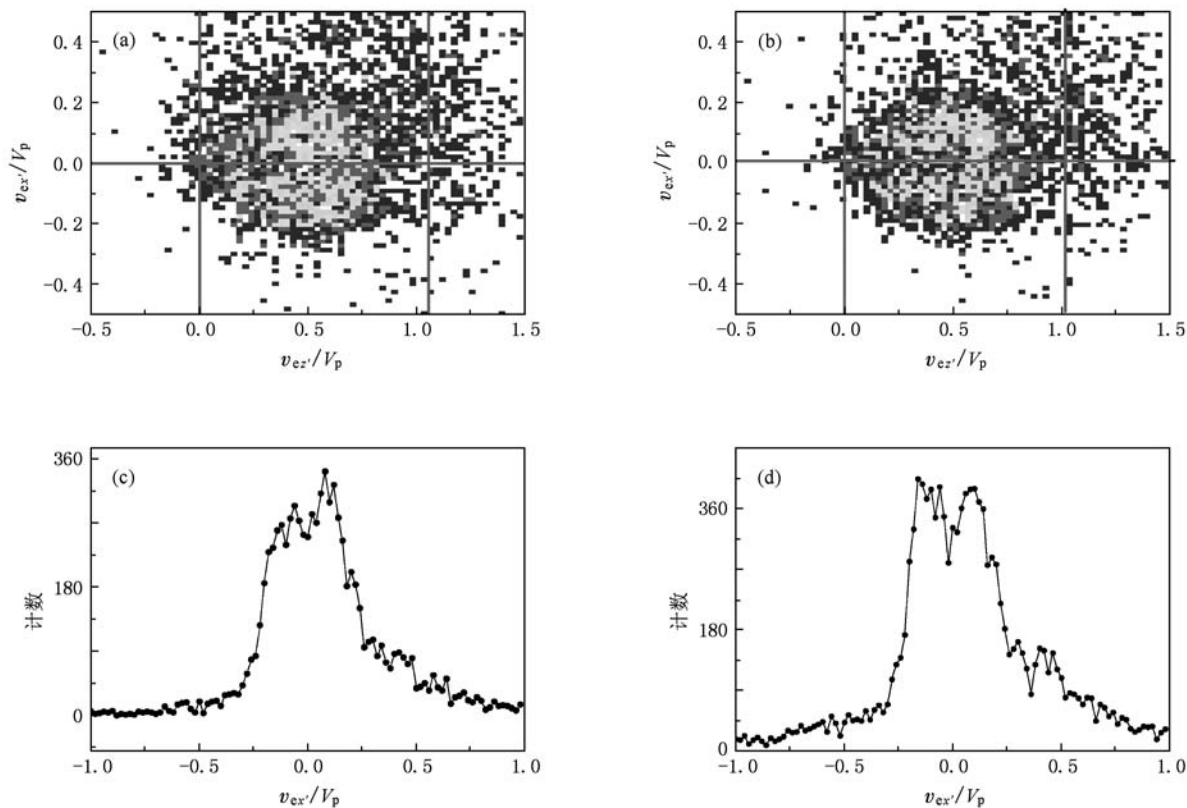


图 5 取不同  $P_{\text{re}}$ 时出射电子在散射平面内的分布及相对应的速度分布 (a)  $P_{\text{re}}$ 较小时出射电子在散射平面内的分布,(b)  $P_{\text{re}}$ 较大时出射电子在散射平面内的分布,(c)对应于(a)图出射电子在  $x'$ 轴方向的速度分布,(d)对应于(b)图出射电子在  $x'$ 轴方向的速度分布

## 5. 结 论

本文用反应显微谱仪对 70 keV 的  $\text{He}^{2+}$ -He TI 反应中出射电子进行了成像.研究发现,出射电子

具有典型的分子化特征,其分布可由不同分子态之间的干涉定性解释.不同分子态对出射电子末态波函数的贡献与碰撞参数  $b$ 相关.在低能离子-原子碰撞中,入射离子与靶核之间的动量交换是主要的动量交换过程, $P_{\text{ze}}$ 远小于  $P_{\text{re}}$ ,因此,碰撞参数  $b$ 可由

$P_{tr}$ 表示,  $b$  与  $P_{tr}$ 呈反比关系. 在  $b$  较小(对应的  $P_{tr}$ 较大)时, 靶电子与入射离子进行角动量交换的概率较大, 使得  $\pi$  振幅对出射电子末态波函数的贡献更加明显; 而在  $b$  较大(对应的  $P_{tr}$ 较小)时,

靶电子与入射离子进行角动量交换的概率相对较小, 使得  $\sigma$  振幅对出射电子波函数的贡献更加显著.

- 
- [1] Afaneh F, Dörner R, Schmidt L, Weber T, Stiebing K E, Jagutzki O, Schmidt-Böcking H 2002 *J. Phys. B* **35** L229
- [2] Olson R E 1983 *Phys. Rev. A* **27** 1871
- [3] Olson R E, Gay T J, Berry H G, Hale E B, Irby V D 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 36
- [4] Bernardi G C, Suárez S, Fainstein P D, Garibotti C R, Meckbach W, Focke P 1989 *Phys. Rev. A* **40** 6863
- [5] Irby V D, Gay T J, Edwards J W, Hale E B, McKenzie M L, Olson R E 1988 *Phys. Rev. A* **37** 3612
- [6] Abdallah M, Kravis S, Cocke C L, Wang Y, Rodriguez V D, Stöckli M 1997 *Phys. Rev. A* **56** 2000
- [7] Abdallah M A, Cocke C L, Wolff W, Wolf H E, Stöckli M 2001 *Phys. Rev. A* **63** 024702
- [8] Abdallah M A, Wolff W, Wolf H E, Cocke C L, Stöckli M 1998 *Phys. Rev. A* **58** R3379
- [9] Ma X W, Zhu X L, Liu H P, Li B, Zhang S F, Cao S P, Feng W T, Xu S Y 2008 *Sci. China G* **38** 1 (in Chinese) [马新文、朱小龙、刘惠萍、李 斌、张少锋、曹士娉、冯文天、许慎跃 2008 中国科学 G **38** 1]
- [10] Zhu X L, Ma X W, Li B, Liu H P, Chen L F, Zhang S F, Feng W T 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2077 (in Chinese) [朱小龙、马新文、李 斌、刘惠萍、陈兰芳、张少锋、冯文天 2009 物理学报 **58** 2077]
- [11] Cao S P, Ma X W, Dörn A, Dürr M, Ullrich J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6386 (in Chinese) [曹士娉、马新文、Dörn A、Dürr M、Ullrich J 2007 物理学报 **56** 6386]
- [12] Feng W T, Ma X W, Liu H P, Chen L F, Li B, Cao S P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3637 (in Chinese) [冯文天、马新文、刘惠萍、陈兰芳、李 斌、曹士娉 2007 物理学报 **56** 3637]
- [13] Wiley W C, McLaren I H 1955 *Rev. Sci. Instrum.* **26** 1150
- [14] Ullrich J, Moshhammer R, Dorn A, Dörner R, Schmidt L P H, Schmidt-Böcking H 2003 *Rep. Prog. Phys.* **66** 1463
- [15] Dörner R, Khemliche H, Prior M H, Cocke C L, Gary J A, Olson R E, Mergel V, Ullrich J, Schmidt-Böcking H 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 4520
- [16] Pieksma M, Ovchinnikov S Y 1994 *J. Phys. B* **27** 4573

# Momentum image of emission electrons in transfer ionization process of slow $\text{He}^{2+}$ colliding on He \*

Feng Wen-Tian<sup>1)2)</sup> Ma Xin-Wen<sup>1)†</sup> Zhu Xiao-Long<sup>1)</sup> Zhang Shao-Feng<sup>1)2)</sup> Liu Hui-Ping<sup>1)</sup>  
Xu Shen-Yue<sup>1)2)</sup> Qian Dong-Bin<sup>1)</sup> Li Bin<sup>1)2)</sup> Yan Shun-Cheng<sup>1)2)</sup> Zhang Da-Cheng<sup>1)</sup>  
Meng Ling-Jie<sup>1)2)</sup> Zhang Peng-Ju<sup>1)2)</sup>

1) (*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

2) (*Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 29 January 2010; revised manuscript received 11 June 2010)

## Abstract

The velocity distribution of emission electrons in the transfer ionization process of 70 keV  $\text{He}^{2+}$  colliding on He has been studied with a reaction microscope. These distributions show that the electrons lie mainly in the scattering plane which are observed to be emitted preferentially in the forward direction, lying between 0 and projectile velocity  $V_p$ . The distributions also display a typical two-fingered structure with a local minimum on internuclear axis. This characteristic can be qualitatively explained as being due to the interference between  $\sigma$  amplitude and  $\pi$  amplitude of electrons final wavefunction. It depends also on the impact parameters; the  $\pi$  amplitude contribution is dominant at small impact parameters, which leads to a symmetric velocity distribution around the internuclear axis. However, at large impact parameters the  $\sigma$  amplitude contribution increases relatively obviously, resulting in an asymmetric electrons velocity distribution around the internuclear axis.

**Keywords:** reaction microscope, transfer ionization, velocity distributions of electrons, interference of  $\sigma$  amplitude and  $\pi$  amplitude

**PACC:** 3470, 3480

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10434100, 10979007).

† Corresponding author. E-mail: x.ma@impcas.ac.cn