

# 低能 $\text{He}^{2+}$ -He 反应中单电子俘获微 分散射过程的实验研究\*

朱小龙<sup>1)†</sup> 马新文<sup>1)‡</sup> 李 斌<sup>1)‡</sup> 刘惠萍<sup>1)</sup> 陈兰芳<sup>1)‡</sup> 张少锋<sup>1)‡</sup>  
冯文天<sup>1)‡</sup> 沙 杉<sup>1)</sup> 钱东斌<sup>1)‡</sup> 曹士娉<sup>1)‡</sup> 张大成<sup>1)‡</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)

(2008 年 8 月 6 日收到, 2008 年 9 月 12 日收到修改稿)

利用冷靶反冲离子动量谱仪装置系统研究了 20—40 keV  $\text{He}^{2+}$ -He 碰撞体系的态选择单电子俘获过程, 实验获得了单电子俘获过程的态选择截面以及角微分截面. 在所研究的能区范围, 电子俘获到 L 壳层的截面最大, 为主要的反应道, 这与分子库仑过垒模型的反应窗理论的预测一致. 实验测量的态选择截面与原子轨道紧耦合的计算结果很好地符合, 与光谱方法的测量结果存在一定的差别, 主要原因是光谱方法不能测量完整的反应通道信息. 实验结果表明, 总角微分截面在小角度范围主要来源于电子俘获到基态的贡献, 在大角度范围主要来自电子俘获到激发态的贡献, 电子俘获到基态的和激发态的角微分截面均出现振荡结构, 这种振荡来源于电子俘获反应中分子轨道之间的相干效应. 实验测量的角微分截面与其他实验和紧耦合方法的计算结果进行了比较和分析.

关键词: 冷靶反冲离子动量谱仪, 态选择电子俘获, 态选择截面, 角微分截面

PACC: 7920N, 3470, 5220H

## 1. 引 言

离子与原子分子碰撞实验一直是检验量子多体动力学理论模型的重要手段. 氦原子是最简单的多电子靶, 而且基态氦原子的两个  $1s$  电子具有很强的电子-电子关联相互作用. 因此, 对  $\text{He}^{2+}$ -He 电子俘获过程的详细研究有助于初末态电子-电子相互关联的理解以及碰撞关联动力学过程的研究<sup>[1]</sup>. 实验测量的总截面对理论的检验往往是很粗糙的, 而态选择微分截面的研究能够对理论模型进行更细致的检验.

近几十年来,  $\text{He}^{2+}$ -He 碰撞体系电子俘获过程的实验研究主要集中在总截面的测量上<sup>[2-6]</sup>, 对态选择电子俘获过程的态选择截面研究相对较少. Folkerts 等人利用光谱技术研究了单电子俘获过程的态选择截面<sup>[7]</sup>, 此方法不能测量激发态通过俄歇电子发射退激和电子俘获到基态的情况, 因此, 不能获得单电子俘获过程的完整信息. Afrosimov 等人利

用散射离子能损测量方法研究了 2—60 keV  $\text{He}^{2+}$ -He 体系单电子的态选择俘获过程, 但没有给出入射离子能量大于 10 keV 的单激发态俘获截面和角微分截面<sup>[8,9]</sup>; Dörner 实验小组利用冷靶反冲离子动量谱仪(COLTRIMS)测量了 0.25—1 MeV 能量范围内  $\text{He}^{2+}$ -He 碰撞体系电子俘获的态选择截面及角微分截面<sup>[10-14]</sup>. 目前国内离子与原子碰撞中态选择电子俘获过程的实验研究相对较少, 而理论研究工作有一些进展<sup>[15-18]</sup>.

本文利用 COLTRIMS 装置, 系统地研究了入射离子能量为 20—40 KeV 时  $\text{He}^{2+}$ -He 碰撞反应态选择单电子俘获(SSC)过程, 给出了 SSC 反应的态选择截面及角微分截面, 并与其他实验和理论计算结果进行了比较.

## 2. 实验装置

有关实验装置的详细情况参见文献[19—21], 这里对实验装置进行简单描述.  $\text{He}^{2+}$  离子由 14.5

\* 国家自然科学基金重点项目(批准号:10434100)资助的课题.

† E-mail: zhuxiaolong@impcas.ac.cn

GHz ECR 离子源提供, 离子加速电压从 10 kV 到 23 kV. 从 ECR 源引出的离子束经过 90° 的电磁铁荷质比选择, 再经过 45° 电磁铁的偏转后, 由两个相距 900 mm 的  $X, Y$  二维可调的光栏准直限束进入靶室. 在靶室入口处有一宽度为 0.15 mm 的固定光栏限束. 入射离子束与超声气体喷嘴产生的靶束在 TOF 谱仪的中心交叉碰撞, 碰撞反应产生的反冲靶离子由垂直于离子束和靶束所在平面的静电场引出碰撞区, 经过加速、漂移后由二维反冲离子探测器探测, 给出反冲离子到达的时间和二维位置信息. 碰撞反应后的炮弹离子, 在碰撞区下游的平行板静电分析器将不同电荷态的散射离子分开, 由二维散射离子探测器探测, 给出离子到达探测器的时间和二维位置信息. 反应产生的散射离子和反冲离子进行符合测量, 基于 PC 的数据获取系统以事件方式记录符合信号. 实验中的二维位置灵敏探测器采用了延迟线阳极, 具有好的位置分辨和时间分辨<sup>[22]</sup>.

### 3. 实验结果及讨论

COLTRIMS 装置的原理是通过反冲离子的飞行时间和在反冲离子探测器上的二维位置的测量得到反应末态反冲离子的初始动量矢量. 用 COLTRIMS 装置可以获得离子与原子碰撞中的两类信息: 能量损失和角微分截面. 能量损失测量可以获得末态炮弹离子中电子的量子态信息, 角微分截面的测量可获得量子态布居的动力学信息, 即与碰撞参数相关的信息.

反冲离子的动量矢量可被分解为两个方向: 纵向动量  $P_{\parallel R}$  (与离子束方向平行) 与横向动量  $P_{\perp R}$  (与离子束方向垂直). 通过反冲离子的二维位置和飞行时间 TOF 的测量, 可以得到反冲离子的纵向动量  $P_{\parallel R}$  和横向动量  $P_{\perp R}$ . 对纯电子俘获过程, 根据动量和能量守恒, 反冲离子的纵向动量  $P_{\parallel R}$  和横向动量  $P_{\perp R}$  为<sup>[13]</sup> (在本文中除特殊说明外, 均采用原子单位)

$$P_{\parallel R} = -\frac{Q}{v_p} - \frac{1}{2} \cdot n_c \cdot v_p, \quad (1)$$

$$P_{\perp R} = -m_p v_p \tan\theta, \quad (2)$$

式中,  $m_p$  为入射离子质量,  $v_p$  为入射离子速度,  $Q$  为碰撞前后所有激活电子束缚能的变化,  $n_c$  为俘获电子的数目,  $\theta$  为炮弹离子散射角. 反冲离子的横向动量同时反映了碰撞参数的大小.

从 (1) 式可看出, 反冲离子的纵向动量由两部分组成. 第一项由于系统内部的势能转化为动能, 即碰撞前后激活电子束缚能的变化, 此能量由入射炮弹离子和反冲离子共同分享. 如果非弹性碰撞过程是吸热反应 ( $Q < 0$ ), 则需要的束缚能来自炮弹离子的动能, 在实验室系统中这是唯一的能量源, 引起炮弹动量减少, 于是反冲离子动量向前; 对放热过程 ( $Q > 0$ ), 放出的热量引起入射离子动量的增加, 于是反冲离子的动量向后. 第二项来自  $n_c$  个电子俘获到炮弹离子上的质量转移, 质量转移引起炮弹质量和动量的增加. 由于纯电子俘获过程的反应末态只有两个粒子: 反冲离子和散射离子, 从动量守恒可知, 反冲离子的动量与炮弹入射动量方向相反, 正比于转移电子的数目. 当入射离子的速度一定时, 反冲离子的纵向动量正比于反应的  $Q$  值和入射离子俘获的电子数  $n_c$ . 图 1 给出了 20 keV  $\text{He}^{2+}$ -He 碰撞体系 SSC 过程的反冲  $\text{He}^+$  离子的纵向动量谱, 空心圆圈为实验点, 实线为电子俘获到不同末态的高斯拟合. 图 1 中, 水平的实线箭头标出了由于电子转移引起的质量变化对反冲离子纵向动量的贡献, 对单电子俘获反应这是一个常数  $v_p/2$ ; 水平的虚线箭头标出了反应能  $Q$  对反冲离子纵向动量的贡献. 表 1 给出了反应后电子俘获到不同主量子数时的  $Q$  值和根据 (1) 式计算的反冲离子纵向动量, 在图 1 中用竖线标出. 从图 1 中可清楚地鉴别出电子俘获到炮弹离子不同的量子态信息. 左边的峰为入射离子俘获一个电子后在基态, 靶离子处在基态的俘获过程, 即  $K$  壳层俘获; 右边的峰为入射离子俘获一个电子到激发态, 靶离子处于基态或者入射离子俘获一个电子处在基态, 而靶处于激发态的俘获过程, 即单激发态俘获. 从图中可清楚地分开  $K$  壳层俘获和单激发态的俘获. 由于入射炮弹离子与靶为对称体系, 对 SSC 俘获反应, 实验中不能区分靶处在激发态还是炮弹处在激发态的情况, 如  $(n, n')$  = (1, 2) 和 (2, 1) 过程等.

表 1  $\text{He}^{2+}$ -He 体系不同末态组态的  $Q$  值和不同碰撞能量下的反冲动量  $P_{\parallel R}$

末态组态 ( $n, n'$ )	$Q$ 值/eV	反冲离子纵向动量 $P_{\parallel R}/a. u.$		
		20 keV	30 keV	40 keV
(1, 1)	29.83	-2.67	-2.27	-2.05
(1, 2), (2, 1)	-10.98	0.68	0.46	0.32
(1, 3), (3, 1)	-18.54	1.30	0.97	0.76
单电子电离限	-24.59	1.79	1.37	1.11
(2, 2)	-51.80	4.02	3.19	2.68
(2, 3), (3, 2)	-59.36	4.64	3.70	3.12
双电子电离限	-79	6.25	5.01	4.26

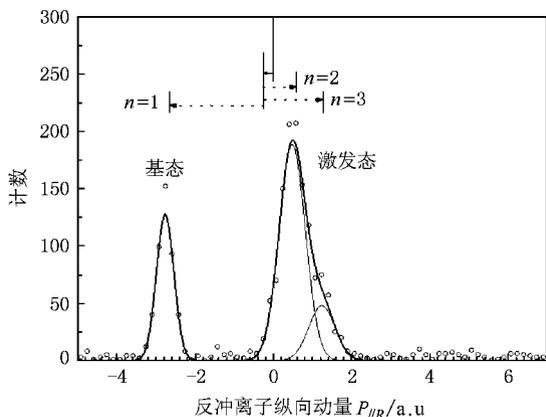


图 1 20 keV  $\text{He}^{2+}$ -He 碰撞体系 SSC 过程的反冲离子纵向动量谱

实验结果可从分子库仑过垒模型(MCBM)的反应窗理论定性解释<sup>[23]</sup>. 反应窗理论可以预言离子与原子反应后关于  $Q$  值分布的微分截面. 根据计算出的反应  $Q$  值与反应窗理论预测的  $Q$  值分布比较可以计算出俘获到不同末态的微分截面. 这样就得到在某一入射离子能量下不同反应道的微分截面, 根据微分截面的大小可以判断哪个反应道是主要的反应道, 同时可得到各反应道的相对截面, 从而可以与实验结果相比较, 研究纯电子俘获过程的态选择微分截面. 在  $\text{He}^{2+}$  离子与 He 原子碰撞中, He 原子初态在基态. 激活电子的初末态束缚能的差值即为该反应的  $Q$  值, 激活电子的束缚能取自美国国家标准局原子数据库(<http://www.physics.nist.gov/>). 图 2 给出了不同入射能量反应窗理论预言的 SSC 过程关于  $Q$  值的分布的微分截面和电子俘获到不同末态的反应能  $Q$ . 图中横坐标为  $Q$  值, 纵轴为微分截面. 图中曲线为不同入射能量条件下反应窗理论预测的关于  $Q$  值分布的微分截面, 竖直线为计算得到的电子俘获到不同态时对应的  $Q$  值.  $Q$  值与微分截面分布的交叉点给出反应概率的大小. 从图中可看出, 反应窗的宽度随入射离子能量的增加而增大. 在本文所研究的能区范围,  $\text{He}^{2+}$ -He 碰撞体系单电子俘获过程中, 电子俘获到  $n=2$  即 L 壳层的截面最大, 为主要的反应道, 俘获到  $n=1$  即 K 壳层次之, 俘获到更高壳层的截面再次之. 这均与实验结果定性符合.

图 3 给出了态选择截面随入射离子能量的变化. 实验中总截面被归一化到文献报道的纯单电子俘获总截面<sup>[5,6]</sup>. 图 3 中的实验误差包括计数统计误差和归一化截面带来的误差. 从图 3 可看出在所研究能量范围内, 电子俘获到  $n=2$  的态选择截面随入射离子能量的增加而增大, 俘获到  $n=3$  的态选

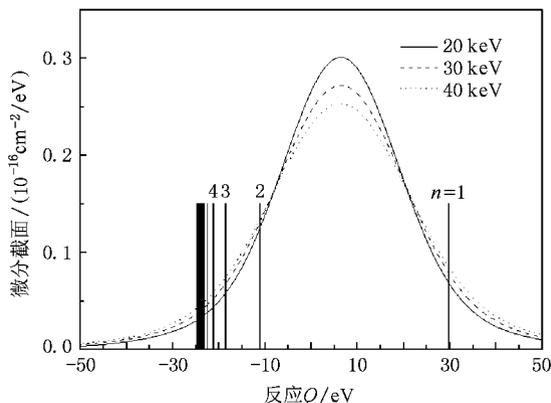


图 2 反应窗理论预言的  $\text{He}^{2+}$ -He 碰撞体系 SSC 过程的微分截面

择截面随入射离子能量的增加而基本不变; 俘获到  $n=1$  的态选择截面随入射离子能量的增大而增大. 图 3 同时给出了 Folkerts 等人利用光谱方法测量的  $3p \rightarrow 1s$  和  $2p \rightarrow 1s$  的态选择截面<sup>[7]</sup>, Afrosimov 等人利用能损谱仪测量的电子俘获到基态的截面<sup>[8]</sup>和半经典紧耦合方法的计算结果<sup>[24]</sup>. Folkerts 等人测量的  $2p \rightarrow 1s$  的态选择截面大于本实验结果, 这主要的原因是光谱实验仅测量的是  $2p \rightarrow 1s$  跃迁的发射截面, 而高量子态的电子级联跃迁对  $2p \rightarrow 1s$  的贡献很大, 如  $3d \rightarrow 2p$  跃迁对  $2p \rightarrow 1s$  的贡献等. Folkerts 等人测量的  $3p \rightarrow 1s$  的态选择截面整体比本实验结果偏小, 这主要是由于  $n=3$  的态具有更多可布居的量子态 ( $s, p, d$ ),  $3p$  态占较小的统计权重. 半经典紧耦合方法在计算中采用了原子轨道基展开, 使用了总计 59 个两电子组态. 计算结果显示, 电子俘获到主量子数  $n=2$  为主要的俘获反应道, 态选择截面随入射离子能量的变化趋势与本实验结果一致. 从图 3 中可看出本实验测量的态选择截面与原子轨道紧耦合方法的计算符合很好. Afrosimov 等人实验测量的电子俘获到基态的截面与本实验测量结果一致, 由于实验装置的局限, 他们没有给出入射离子能量大于 10 keV 时电子俘获到单激发态的截面.

图 4 给出了 30 keV  $\text{He}^{2+} + \text{He} \rightarrow \text{He}^{1+}(n) + \text{He}^{1+}(n')$  反应态选择截面对横向动量  $P_{\perp R}$  的微分截面. 从图 4 中可看出, 总角微分截面在小的横向动量范围主要来源于电子俘获到基态的贡献, 在大的横向动量范围主要来自电子俘获到激发态的贡献. 电子俘获到基态的和激发态的微分截面均出现振荡结构. 这种微分截面的振荡是由于电子的经典轨道速度大于入射炮弹的速度, 在碰撞反应时间内分子轨道间的干涉<sup>[25]</sup>. 为便于与其他理论和实验结果进行

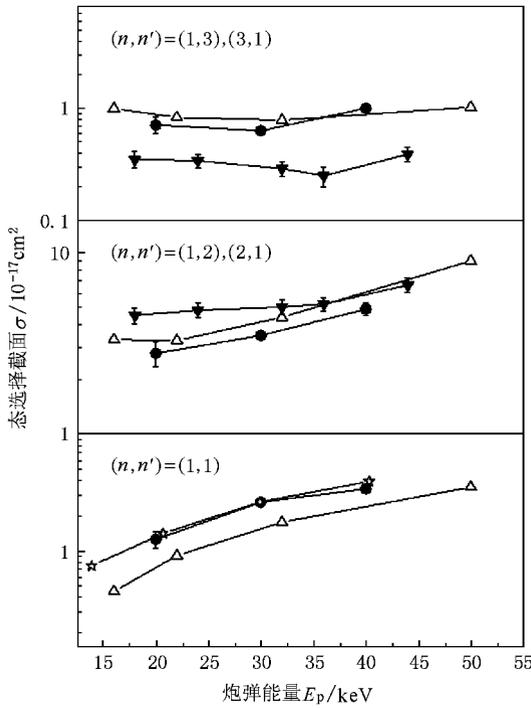


图 3 SSC 过程态选择截面随入射能量的变化关系(● 本实验结果; ▼ Folkerts 等人实验结果<sup>[12]</sup>; △ 紧耦合计算结果<sup>[26]</sup>; ☆ Afrosimov 等人实验结果<sup>[13]</sup>)

比较<sup>[18, 26]</sup> SSC 过程对横向动量的微分截面转换为对立体角的微分截面,图 5 给出了 SSC 过程总角微分截面与文献 18] 的理论计算和文献 26] 的实验和理论计算结果的比较.文献 18] 和文献 26] 报道的 He<sup>2+</sup>-He 碰撞的最大能量为 10 keV,因此本文选用了能量为 10 keV 的结果进行了比较分析.文献 18] 的计算采用了量子力学的分子轨道紧耦合的方法,文献[26]的计算采用了量子力学的分子态表象(molecular-state representation)方法,两种理论计算结果在小角度处存在较大的差别,文献 18] 的理论计算结果与实验结果符合较好.通过比较可以看出,我们实验测量的角微分截面在总体趋势上与文献 26] 的实验结果符合,但与其计算理论存在较大差别;与文献 18] 的理论计算的结果符合较好. COLTRIMS 装置根据实验的需求可以选择不同的角度范围,在本实验中我们选择了较小的角度范围.

### 4. 结 论

本文利用 COLTRIMS 装置,实验研究了 20—40 keV He<sup>2+</sup>-He 碰撞体系的态选择单电子俘获过程.实验测量了单电子俘获到基态(K 壳层)和单激发

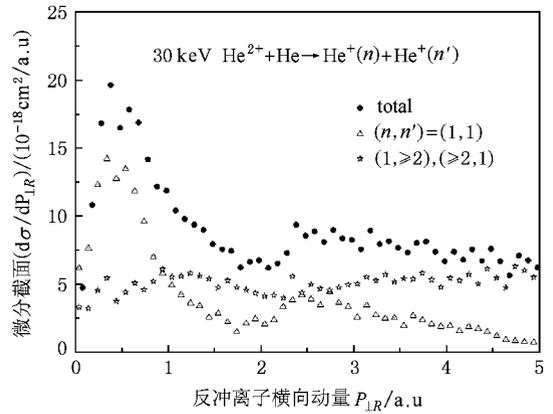


图 4 30 keV SSC 过程的态选择角微分截面

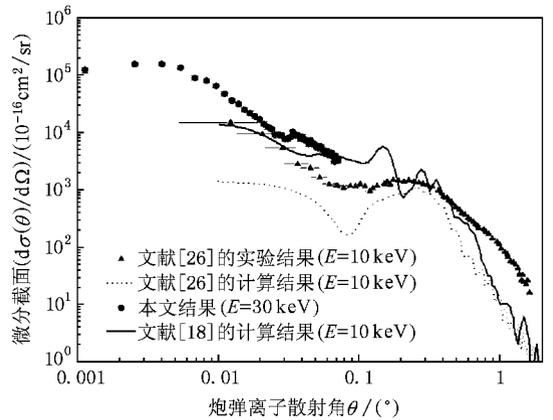


图 5 SSC 过程的总角微分截面比较

态的态选择截面以及角微分截面,研究发现单电子俘获到入射离子的 L 壳层为主要的俘获过程,俘获到 L 壳层的截面随入射离子能量的增加而增加,这与 MCBM 反应窗理论的预测和紧耦合方法的计算结果相符合.实验测量结果表明,在小角度范围,角微分截面主要来自单电子俘获到基态的贡献;在大角度范围,角微分截面主要来自电子俘获到激发态的贡献;电子俘获到基态的和激发态的角微分截面均出现振荡结构,这种振荡源于电子俘获反应中分子轨道之间的相干效应.实验测量的角微分截面在总体趋势上与量子力学分子轨道紧耦合方法的计算符合.

对北京应用物理与计算数学研究所的王建国研究员在本文撰写中提供的帮助表示诚挚的感谢,同时对兰州重离子加速器国家实验室 ECR 离子源室人员为本实验提供的高品质束流表示感谢.

- [ 1 ] Mergel V , Dörner R , Ullrich J , Jagutzki O , Lencinas S , Nüttgens S , Spielberger L , Unverzagt M , Cocke C L , Olson R E , Schulz M , Buck U , Zanger E , Theisinger W , Isser M , Geis S , Schmidt-Böcking H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2200
- [ 2 ] Afrosimov V V , Leiko G A , Mamaev Yu A , Panov M N 1975 *Sov. Phys. JETP* **40** 661
- [ 3 ] Rudd M E , Goffe T V , Itoh A 1985 *Phys. Rev. A* **32** 2128
- [ 4 ] Dubois R D 1986 *Phys. Rev. A* **33** 1595
- [ 5 ] Dubois R D 1987 *Phys. Rev. A* **36** 2585
- [ 6 ] Shah M B , McCallion P , Gillbody H B 1989 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **22** 3037
- [ 7 ] Folkerts H O , Blik F W , Meng L , Olson R E , Morgenstern R , Von Hellebrand M V , Summers H P , Hoekstra R 1994 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27** 3475
- [ 8 ] Afrosimov V V , Basalava A A , Leiko G A , Panov M N 1978 *Sov. Phys. JETP* **47** 837
- [ 9 ] Oda N , Takayanagi K 1980 *Electronic and Atomic Collisions* ( New York : North-Holland Publishing Company ) p437—447
- [ 10 ] Dörner R , Mergel V , Spielberger L , Jagutzki O , Ullrich J , Schmidt-Böcking H 1998 *Phys. Rev. A* **57** 312
- [ 11 ] Dörner R , Mergel V , Jagutzki O , Spielberger L , Ullrich J , Moshhammer R , Schmidt-Böcking H 2000 *Phys. Rep.* **330** 95
- [ 12 ] Mergel V , Dörner R , Ullrich J , Jagutzki O , Lencinas S , Nüttgens S , Spielberger L , Unverzagt M , Cocke C L , Olson R E , Schulz M , Buck U , Schmidt-Böcking H 1995 *Nucl. Instr. and Meth. B* **98** 593
- [ 13 ] Mergel V , Dörner R , Ullrich J , Jagutzki O , Lencinas S , Nüttgens S , Spielberger L , Unverzagt M , Cocke C L , Olson R E , Schulz M , Buck U , Zanger E , Theisinger W , Isser M , Geis S , Schmidt-Böcking H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2200
- [ 14 ] Dörner R , Mergel V , Spielberger L , Jagutzki O , Nüttgens S , Unverzagt M , Schmidt-Böcking H , Ullrich J , Olson R E , Tökési K , Mererhof W E , Wu W , Cocke C L 1995 *Nucl. Instr. and Meth. B* **99** 111
- [ 15 ] Wang J G , Stancil P C , Turner A R , Cooper D L 2003 *Phys. Rev. A* **67** 012710
- [ 16 ] Wang J G , Liu C L , Janev R K , Yan J , Shi J R 2006 *Chin. Phys. Lett.* **15** 2651
- [ 17 ] Zhou X X , Li B W 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1426 ( in Chinese ) [ 周效信、李博文 1999 物理学报 **48** 1426 ]
- [ 18 ] Wu Y , Yan B , Liu L , Wang J G 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1999
- [ 19 ] Ma X W , Zhu X L , Liu H P , Cao S P , Sha S , Qian D B , Feng W T 2004 *J. At. Mol. Phys.* ( Supplement ) **21** 197 ( in Chinese ) [ 马新文、朱小龙、刘惠萍、曹士娉、沙 杉、钱东斌、冯文天 2004 原子与分子物理学报 **21**( 增刊 ) 197 ]
- [ 20 ] Zhu X L , Ma X W , Li B , Liu H P , Chen L F , Zhang S F , Qian D B , Feng W T , Cao S P , Sha S , Zhang D C 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 587
- [ 21 ] Ma X W , Zhu X L , Liu H P , Li B , Zhang S F , Cao S P , Feng W T , Xu S Y 2008 *Science in China Series 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 辑 ) **38** 1 ]
- [ 22 ] Zhu X L , Ma X W , Sha S , Liu H P , Wei B R , Wang Z L , Cao S P , Qian D B 2004 *Nuclear Electronics & Detection Technology* **24** 253 ( in Chinese ) [ 朱小龙、马新文、沙 杉、刘惠萍、魏宝仁、汪正林、曹士娉、钱东斌 2004 核电子学与探测技术 **24** 253 ]
- [ 23 ] Chen L F , Ma X W , Zhu X L 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 6347 ( in Chinese ) [ 陈兰芳、马新文、朱小龙 2006 物理学报 **55** 6347 ]
- [ 24 ] Fritsch W 1994 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27** 3461
- [ 25 ] Keever W C , Everhart E 1966 *Phys. Rev.* **150** 43
- [ 26 ] Gao R S , Dutta C M , Lane N F , Smith K A , Stebbings F , Kimura M 1992 *Phys. Rev. A* **45** 6388

# Experimental differential investigation of state-selective single electron capture in slow $\text{He}^{2+}$ -He collisions<sup>\*</sup>

Zhu Xiao-Long<sup>1,2)†</sup> Ma Xin-Wen<sup>1,2)</sup> Li Bin<sup>1,2)</sup> Liu Hui-Ping<sup>1)</sup> Chen Lan-Fang<sup>1,2)</sup> Zhang Shao-Feng<sup>1,2)</sup>  
Feng Wen-Tian<sup>1,2)</sup> Sha Shan<sup>1)</sup> Qian Dong-Bin<sup>1,2)</sup> Cao Shi-Ping<sup>1,2)</sup> Zhang Da-Cheng<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup> *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*

<sup>2)</sup> *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

( Received 6 August 2008 ; revised manuscript received 12 September 2008 )

## Abstract

State-selective single electron capture in  $\text{He}^{2+}$ -He collisions at energies ranging from 20 to 40 keV have been studied experimentally by means of cold target recoil ion momentum spectroscopy. The differential cross sections have been obtained by measuring the longitudinal and transverse momenta of recoil ions. The results show that single electron capture into  $L$  shell is the dominant reaction channel, which was qualitatively explained with reaction window theory. The measured state-selective cross sections agree with the semi-classical close-coupling calculations, but have some deviations from the results of photon emission measurement. Total angular differential cross sections show that the single electron capture into ground state mainly contributes at small angles, and the single electron capture into excited states contributes at large angles. The oscillating structures of angular differential cross sections are observed, and can be understood by the interference of molecular orbits during the collision processes. The measured angular differential cross sections are compared with other experiments and the quantum-mechanical calculation.

**Keywords** : COLTRIMS, electron capture, state-selective cross section, angular differential cross section

**PACC** : 7920N, 3470, 5220H

<sup>\*</sup> Project supported by the State Key Program of National Natural Science of China ( Grant No. 10434100 ).

<sup>†</sup> E-mail : zhuxiaolong@impcas.ac.cn