

# $C^{3+}$ 与 Ne 碰撞过程纯电离绝对截面的测量和研究<sup>\*</sup>

鲁彦霞 陈熙萌<sup>†</sup> 丁宝卫 付宏斌 崔莹 邵剑雄 张红强 高志民

(兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

(2006 年 10 月 11 日收到 2007 年 3 月 30 日收到修改稿)

介绍了离子-原子碰撞过程中双微分绝对截面的计算方法. 利用符合技术测量了中能区  $C^{3+} + Ne$  碰撞系统的纯电离微分绝对截面. 将实验结果与多体经典蒙特卡罗方法计算结果进行对比后发现, 纯电离截面随入射能量变化的趋势基本一致. 对理论与实验产生差异的原因作了分析. 对多重电离的电离机制分析表明: 高价态的反冲离子主要来自于俄歇贡献. 随着入射能量的升高, 电子-电子间的库仑作用也逐渐显现. 此实验方法可以用于相同实验装置上的各种反应出射道的绝对截面测量, 入射离子种类及入射离子能量范围将得到拓展.

关键词: 离子-原子碰撞, 绝对截面, 纯电离

PACC: 3580B, 3280H

## 1. 引 言

离子-原子碰撞的研究是原子、分子领域的研究热点之一, 尤其在强相互作用区, 由于理论处理的困难及反应出射道的复杂性, 近年来受到了广泛关注. 这些研究可以对天体物理、等离子体物理、团簇物理等提供重要依据. 理论研究不仅涉及原子(或分子)结构, 还涉及多体相互作用问题. 由于问题本身的复杂性, 只能根据实验结果进行理论分析. 此研究领域产生了很多理论模型<sup>[1-6]</sup>以及相当多的理论计算方法<sup>[7-15]</sup>, 但都是在一定条件近似下适用. 多体经典轨迹蒙特卡罗 (CTMC) 方法原则上能模拟碰撞过程并给出三体相互作用的结果, 但仅适用于全裸的入射离子. 对低能区的俘获和高能区的电离进行的实验和研究较多, 而在中能区由于俘获与电离作用都较强, 多个反应道耦合在一起, 使问题复杂化, 故这方面的实验和研究很不充分. 如何把特殊能区的理论在一般情况下加以推广应用就成为研究的关键, 而中能区的绝对截面测量将为理论的发展提供新的依据. 迄今为止, 在入射离子核子能量为  $10^3-10^6$  eV 范围内的实验数据较少, 因此有必要通过实验建立更多的绝对截面数据, 为进一步的理论研究奠定基础. 目前国内在这方面的研究主要集中

在光谱<sup>[16, 17]</sup>及电子俘获概率的计算<sup>[18]</sup>.

离子-原子碰撞的研究在国外半个世纪前就开始了, 最初的研究集中于低能区的电子俘获截面, 并相应发展了多种理论模型, 如 Bohr-Lindhardt 模型<sup>[1]</sup>、过垒模型 (over barrier model)<sup>[2]</sup>、分子库仑过垒模型 (molecular Coulomb over barrier model)<sup>[3]</sup>等. 随后的高能区的碰撞实验主要研究电离截面, 有平面波玻恩近似 (plane wave Born approximation) 方法<sup>[7]</sup>和二体碰撞近似 (binary encounter approximation) 方法<sup>[8]</sup>. 这些模型都是为了研究俘获和电离的机制. 在中能区(核子能量为  $10^3-10^6$  eV 范围内), 由于俘获和电离截面都较大, 使得电离反应道与俘获反应道耦合在一起, 加之多电子的碰撞系统使问题进一步复杂化. 到目前为止, 仍没有较成功的模型产生. 为了确定电子在碰撞过程对电离的贡献, 对电子入射原子、电子入射离子的电离截面也进行了实验研究. 近年来, 非全裸离子与多电子原子碰撞的研究正在开展. 随着探测技术的发展, 可以从实验中获取离子-原子碰撞的各种反应出射道的双微分截面. 当前, 多重电离机制和截面的理论计算仍是研究的焦点, 实验测得双微分截面对于理论的发展是至关重要的. 国内开展这方面的研究时间并不长, 实验设备与国外比相对简陋, 绝大多数实验还不能直接给出绝对截面, 只能给出相对截面<sup>[19]</sup>. 从数据处

<sup>\*</sup> 国家重大基础研究前期专项基金(批准号: 2002CCA00900)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: chenxm@lzu.edu.cn

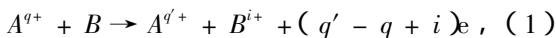
理方面看,用相对的截面比来进行理论研究可以在一定程度上消除因测量上的不确定性带来的误差.但是,这种方法对理论研究的局限性很大,远没有绝对截面获得的信息多,而且过于依赖文献数据.因此,有必要独立开展绝对截面的测量和研究.

目前,国内在离子-原子碰撞方面的理论研究主要包括单俘获<sup>[20]</sup>、电离<sup>[21]</sup>和退激<sup>[22]</sup>.我们正在对过垒模型进行改进,新的俘获电离模型正在建立之中.此外,对于离子研究还包括离子结构<sup>[23]</sup>、复合准分子<sup>[24]</sup>及里德堡态<sup>[25]</sup>等相关领域.

## 2. 绝对截面计算方法

本文感兴趣的是离子-原子碰撞的多重电离研究.气体 Ne 作为多电子原子,其 L 壳层 8 个电子间的关联性不强,是研究多重电离的理想元素.目前,国外对 Ne 的电离研究也很多,但大多集中在高能区(核子能量在  $10^6$  eV 以上);对于中能区的多重电离截面,我们只在文献上查得 1—3.5 MeV  $C^{3+}$  与 Ne 碰撞的实验数据.最近,中能区附近各个出射道截面用耦合场的方法<sup>[26]</sup>进行计算获得了成功,而实验上能量的进一步扩展和数据比对将为这一理论提供检验.我们的实验结果发现,只有 Ne 的纯单电离符合其预言,而纯多重电离差异较大. CTMC 方法与我们的实验结果符合相对较好.

满足单次碰撞条件的离子-原子碰撞的反应表达式如下:



式中 A 代表入射离子, B 代表靶原子,  $q, q'$  分别为入射离子碰撞前、后的电荷态,  $i$  为碰撞后反冲离子的电荷态,  $(q' - q + i)$  表示碰撞后入射离子与靶原子丢失的净电子数.

对于离子-原子碰撞,由于反应道很多,每个反应道都对应一个反应截面.对于不同电荷态的反冲离子和散射离子的双微分截面定义如下:

$$\alpha(Z_p, Z_T, q, E, i, q', i) = \frac{B_{q'}^{i+}}{INL}, \quad (2)$$

式中  $Z_p$  和  $Z_T$  分别为入射离子和靶元素核电荷数,  $q$  和  $E$  分别为入射离子的电荷态和能量,  $q'$  和  $i$  分别为碰撞后散射离子和反冲离子的电荷态,  $I$  为入射离子束强度,  $N$  为单位体积内的气体靶原子数,  $L$  为碰撞区靶气体的有效长度,  $B_{q'}^{i+}$  为散射离子和反冲离子电荷态分别为  $q'$  和  $i$  时的反应事件数.

对于某一特定的反应道( $q, q', i$ ),考虑到探测效率和传输效率的影响,实验测量任一反应道的双微分截面需要对所有散射离子进行积分,即由下式计算:

$$\sigma_{q'}^i = \frac{n_q^i / \eta_r^i}{\left[ \sum_{q'} (T^{q'} / \eta_p^{q'}) \right] NLT}, \quad (3)$$

式中  $n_q^i$  是价态为  $i$  的反冲离子与价态为  $q'$  的散射离子的符合计数,  $\eta_r^i$  为  $+i$  价反冲离子的探测效率,  $\eta_p^{q'}$  为  $+q'$  价散射离子的探测效率,  $T$  为反冲离子产生后能够到达探测器的传输效率.由于实验能区内,散射离子能量高(大于 60 keV/u),各价态的散射离子探测效率  $\eta_p^{q'}$  都近似等于 100%.

## 3. 实验装置和实验方法

本实验是在兰州大学  $2 \times 1.7$  MV 串列加速器上完成的,实验装置如图 1 所示.由加速器产生的确定能量的某种入射离子,由分析偏转磁铁选择所需价态.此离子束经聚焦和降低强度后,在靶室与气体靶原子碰撞后产生的各种价态散射离子经横向静电场偏转,飞行一段距离后由位置灵敏微通道板探测器记录各价态散射离子强度.靶气体碰撞后产生的反冲离子经静电加速引出,经过无场漂移管飞行一段距离后由微通道板探测器探测.反冲离子探测器输出信号作为时间-脉冲幅度转换器(TAC)的起始信号,由同一碰撞事件产生的散射离子时间信号经延迟作为终止信号.由于不同价态反冲离子到达时间不同,从而产生不同价态的反冲离子飞行时间谱.反冲离子信号与散射离子位置信号进行符合,即得到确定价态散射离子与确定价态反冲离子的符合谱(即双微分谱).由于 TAC 总的的时间门宽度远小于散射离子平均脉冲周期(反冲离子脉冲周期更长),可以确定在此时间内得到的符合计数是同一碰撞事件.

靶气体选择同位素纯度高的气体,在正式测量前对管道进行充气置换.为使进气速度恒定,在进气管道上安装有流量控制器,试验给定所需流量.为保证在碰撞区集中碰撞,其他区域气体压力应尽可能低,故在碰撞区内外设计成差分抽气.

位置灵敏探测器的安装位置满足散射离子在无横向偏转电场时命中边缘位置,以避免高强度散射离子造成探测器损坏,偏转电场满足各价态散射离子有较好的分辨率.根据经验和国外发表的数据,

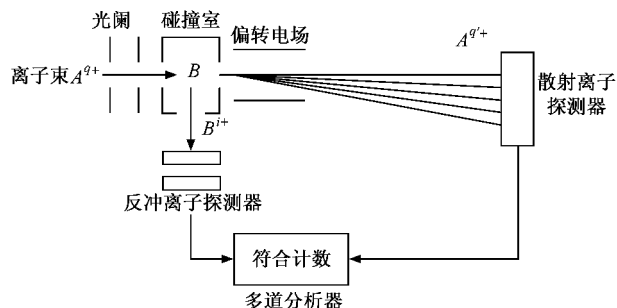


图 1 实验装置示意图

在被探测离子能量较高时,即  $E/M > 2 \text{ keV/u}$  时,探测效率接近 100%。对于我们的实验能区,散射离子的  $E/M > 60 \text{ keV/u}$ ,故无需刻度散射离子探测器的效率。

由于反冲离子能量受加速电压限制,故反冲离子探测器应进行探测效率刻度。

由于国内实验条件的限制很难对每个参数进行精确测量,一般情况下没有喷嘴装置,压力测量并不是在碰撞区进行,故无法直接给出靶气体原子数密度  $N$  和有效碰撞区长度  $L$ 。这给绝对截面的测量带来很大困难,所以大多研究相对截面比。然而,靶气体密度与碰撞长度之积  $NL$  可以由文献上的相同能量点、相同入射离子、相同靶气体的绝对截面刻度出来。而此值在整个实验过程中保持不变,故可以进行其他能量点的绝对截面测量。当实验装置和气体靶原子数密度保持恒定时,根据(3)式即可测量得到其他入射离子和靶原子碰撞过程中各种反应道的绝对截面。下面,以我们所做的  $C^{3+} + \text{Ne}$  的实验为例计算绝对截面。本实验中入射离子能量为  $E = 0.5\text{—}5.5 \text{ MeV}$ ,在此实验能区,文献上能查到的相同入射离子、相同靶的实验数据不是很多。我们所做的实验与文献[26]有两个相同能量点( $E = 2.0$  和  $3.0 \text{ MeV}$ )。

我们的实验条件为:靶室压力为  $P_0 = 3.6 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ (靶室最低压力处),加速阴极栅网总的直径为  $3 \text{ cm}$ ,引出电压为  $1000 \text{ V}$ ,靶室前后气体注入时的平衡压力为  $5 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ ,其他条件根据实验要求计算设定。散射离子延迟时间为  $2.4 \mu\text{s}$ ,其偏转电压满足各价态分辨,时间-幅度转换器的时间门宽度为  $20 \mu\text{s}$ ,入射离子不超过  $10000/\text{s}$ 。

注入靶气体的针孔内径为  $1 \text{ mm}$ ,出气口距束流中心垂直高度为  $3 \text{ mm}$ ,其下正对分子泵入口。反冲离子所加引出电压的阴极网格较疏,简单计算可以

得到传输效率为 80%。实验采用的是  $1000 \text{ V}$ (长  $4 \text{ cm}$ )的引出电场,没有二级加速电场。实验过程中,限束光阑开得很小,碰撞区束斑估计在  $0.2 \text{ mm}^2$  以下,因此单次碰撞条件是满足的。

探测器的效率刻度有两种方法:一是在弱入射束流下用已知探测效率的面垒探测器进行测量刻度;二是通过改变反冲离子加速电压来测得相对探测效率,而在加速电压升到足够高时的探测效率定为 100%。前一种方法会由于强弱束流的探测效率不同而产生误差,后一种方法会带来系统误差,但可以通过数据比对消除或减小。后一种方法可与实验同时进行,操作相对容易。

靶气体原子数密度  $N$  和有效碰撞区长度  $L$  可以通过在反应室中设置碰撞小室来测量压力分布,并经计算得到;也可以与文献数据比对得到  $NL$  的乘积,而无需分别测量。后一种方法还可以消除因单参数测量和计算方法带来的较大误差,使总的误差减小,而引用文献数据产生的误差不能消除或减小。

## 4. 实验结果及分析

根据文献[27]的  $\eta-E/M$  关系和反冲离子引出电压可以得到不同价态反冲离子探测效率。本实验中  $\text{Ne}^{q+}$  ( $q = 1\text{—}4$ ) 的探测效率分别为  $0.24$  ( $q = 1$ ),  $0.52$  ( $q = 2$ ),  $0.60$  ( $q = 3$ ),  $0.70$  ( $q = 4$ )。

由于入射离子电荷态不高,能与文献[26]比对的能量范围为  $E = 1\text{—}3.5 \text{ MeV}$ ,在此能量区和入射离子电荷态下,靶原子纯电离截面较大,用其刻度  $NL$  值可使误差较小。

文献[26]中由能量为  $3 \times 10^6 \text{ eV}$  的  $C^{3+}$  碰撞气体 Ne 测量的  $\text{Ne}^+$  的纯电离截面为  $372 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ 。本工作在此能量下重复实验中各测量参数如下: $\eta_b = 1$ ,  $T = 0.80$ ,  $n_{33}^1 = 2045$ ,由(3)式计算得到的绝对截面应该与文献[26]相同,即

$$\frac{2045/0.24}{1.164 \times 10^6 \times N \times L \times 0.8} = 372 \times 10^{-18}.$$

因此得到根据文献[26]刻度的本实验中靶气体原子数密度与碰撞区长度之积  $NL$  的值为  $2.46 \times 10^{13}/\text{cm}^2$ 。再根据此值和(3)式,即可测量其他能量点和不同入射离子下各反应道的绝对截面(只需测量过程中的气体压力保持恒定)。不同能量下  $C^{3+}$  碰撞气体 Ne 产生  $\text{Ne}^{i+}$  ( $i = 1\text{—}4$ ) 的纯电离截面和 CTMC 计算结果如图 2 所示。

尽管单参数的测量误差可能较大,但用文献数据比对刻度后的误差将减小.绝对截面的误差主要来自探测效率刻度(10%)及归一化所引用文献数据(10%)和统计误差(2%—17%),其他误差在10%以内,总的实验误差已示于图2.

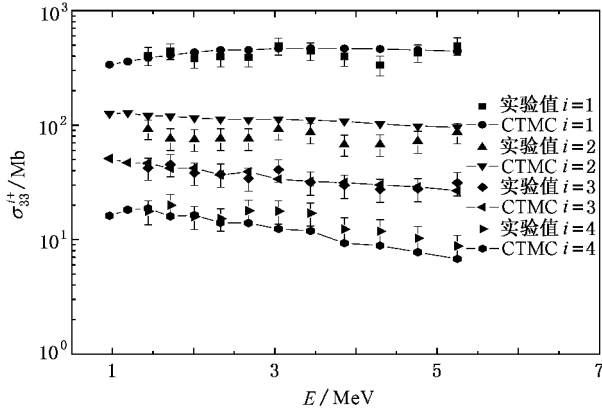


图2  $C^{3+} + Ne \rightarrow C^{3+} + Ne^{i+} + (i)e$  的绝对截面( $i=1-4$ )

CTMC 程序输入参数如下:  $r_{start} = r_{stop} = 6.8$ ,  $b_{min} = 0.3$ ,  $b_{max} = 4.6$ . 循环次数为 50000, 两核碰撞的起始距离  $r_{start}$ 、最终距离  $r_{stop}$  和碰撞参数最小值  $b_{min}$ 、最大值  $b_{max}$  均使用原子单位. 屏蔽常数是用 Slater 屏蔽法则计算. 最小碰撞参数  $b_{min}$  值的选取依据是由于此能量区的 Ne 原子的 1s 电子不参与电离和俘获. 实验中未观察到  $Ne^{9+}$  和  $Ne^{10+}$  证明此假定是合理的. 最大碰撞参数  $b_{max}$  值的选取依据是此入射离子电荷态不是很高, 碰撞参数在此区域以外几乎对电离和俘获截面没有贡献, 由此计算得到.

从图2可以看出,在此能量区域纯电离截面随能量升高变化并不太大,但从电离机制看却有很大差别.在CTMC计算中,纯电离截面包括直接电离和俄歇电子发射致电离两部分贡献,而两部分电离截面都分别随能量明显变化.为表示其变化趋势,以  $C^{3+} + Ne$  中  $i=1, 3$  的直接电离与俄歇电离绝对截面为例,计算结果如图3所示.

对于  $i=2$  与  $i=4$  的直接电离和俄歇致电离的截面,其变化趋势与  $i=3$  大致相同.在幅度上,无论直接电离截面还是俄歇电离截面, $i=2$  的线都分别高于  $i=3$ ,而  $i=4$  的线都分别低于  $i=3$ .由图3可以看出,在 Ne 的高重电离中,俄歇贡献起主要作用.而在 Ne 的单重电离中,随能量升高,俄歇电离的贡献越来越大.由于 Ne 的 L 壳层有 8 个电子,所以俄歇电子产生概率很大,从而成为多重电离的主

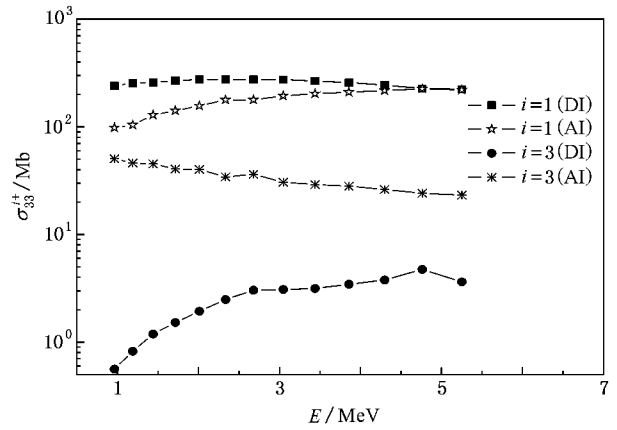


图3  $C^{3+} + Ne$  碰撞产生的  $Ne^+$  和  $Ne^{3+}$  的直接电离(DI)截面和俄歇电离(AI)截面的CTMC计算结果

要方式.

在图2中,实验结果与CTMC计算结果比较发现,它们之间存在差异.单电离符合较好,这是由于在单重电离过程中入射离子的电荷态近似等于靶电子感受到的平均电荷.这表明 Ne 的单电离主要是由最外面的电子电离实现的,俄歇电离也是如此.而双电离差异较大,这是因为CTMC计算时未考虑入射离子电荷态变化,由于俘获可能使其电荷态降低,另外靶外层电子对内层电子具有屏蔽入射离子的作用,两者叠加使得靶内层电子感受到的入射离子平均电荷应比碰撞前的电荷态小,导致计算结果比实验结果整体偏高.计算表明,双重电离主要是由于一个电子电离而另外一个电子俄歇电离产生的.而在三重、四重电离中,并非与双重电离一样比计算结果偏低,这反映了高重电离中有另外的机制起作用.本文作者认为,这是入射离子上的电子对靶原子上的电子产生的电离作用开始显现,而CTMC计算程序并没有包括此部分贡献.当然,这部分贡献究竟有多大有待进一步研究,其中一个估算办法是研究电子对离子的电离截面.由于本实验中这部分贡献是在入射离子上的电子与靶原子上的电子轨道交叉时(即小碰撞参数、强作用下)发生的,此时对于靶电子,入射离子的有效电荷将增加(此时入射离子上的外部电子对核的屏蔽作用消失),故只有在较高入射能量时多重电离过程中才明显体现电子-电子间库仑作用.图2中随着入射能量的上升, $i=4$  的实验点比计算值高得越来越明显的事实正说明了这一点.

在此能量范围,CTMC方法计算结果与实验数

据较好符合表明: 靶电子的电离可以看作是入射离子与靶原子的各个电子的单独作用, 即独立电子模型是基本成立的. 到目前为止, 还没有用量子理论的方法来对多电子碰撞系统进行计算. 而微扰的方法对重粒子在中低能区的碰撞也不再适用. 有人通过半经典的方法, 根据实验数据刻度碰撞半径和电离概率. 这种方法虽然能得到很好的实验符合曲线, 但对于不同的入射离子和不同靶需要具体计算, 而不能从理论上给出总体刻度. CTMC 计算方法中未考虑入射离子的结构, 即入射离子不丢失电子. 而实验表明, 对非全裸的入射离子, 丢失电子的截面并非很小, 所以应该加以考虑. 近年来, 反屏蔽理论 (即电子-电子作用) 得到了发展和实验验证<sup>[12]</sup>. 在本实验能区, 电子反屏蔽作用使得入射离子失去一个电子, 而由于单俘获概率 (截面) 远大于入射离子单电子损失概率 (截面). 因此, 随着入射离子价态进一步升高, 在同一个离子-原子碰撞事件中, 入射离子既俘获一个电子又丢失一个电子的概率 (也包括先丢失一个电子后俘获一个电子情况) 将增加, 从而使得最终实验结果计为纯电离出射道. 这种情况会使得多重纯电离的实验截面略大于 CTMC 计算结

果. 尤其在能量较高时反屏蔽作用更明显, 而这与以上分析的电子-电子间库仑作用是一致的.

高重纯电离截面随能量升高而下降的结果表明, 随着能量升高, 入射离子与靶原子总的作用在减弱, 即靶原子得到的总能量随入射能量升高而下降, 从而俄歇电离截面降低 (见图 3 中  $i=3$  的俄歇电离截面), 进而导致高重纯电离截面下降.

## 5. 结 论

实验结果与 CTMC 计算结果比较表明: 多重纯电离绝对截面随能量变化的趋势基本一致. 对理论与实验的差异性也进行了分析. 对多重电离的电离机制分析认为, 俄歇电离起到了主要作用, 而直接电离 (入射离子库仑势作用) 起次要作用. 此外, 随着能量的升高, 电子的碰撞电离作用表现逐渐明显. 随着国内实验设备的完善, 实验参数的直接测量必然切实可行. 绝对截面的获得和深入分析也将是可行的. 这将有利于提高国内在这方面实验研究的精确性, 获得更有价值的实验数据, 从而为理论的发展奠定基础.

- [ 1 ] Bohr N, Lindhardt J, Dan K 1954 *Mat-Phys. Meddr.* **28** 7
- [ 2 ] McGuire J H, Weaver L 1977 *Phys. Rev. A* **16** 41
- [ 3 ] Niehaus A 1986 *J. Phys. B* **19** 2925
- [ 4 ] Olson R E, Salop A 1977 *Phys. Rev. A* **16** 531
- [ 5 ] McGuire J H, Stolterfoht N, Simony P R 1981 *Phys. Rev. A* **24** 97
- [ 6 ] Montenegro E C, Meyerhof W E, McGuire J H 1994 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **34** 249
- [ 7 ] McGuire E J 1971 *Phys. Rev. A* **3** 267
- [ 8 ] McGuire J H 1974 *Phys. Rev. A* **9** 286
- [ 9 ] Mukoyama T, Lin C D 1989 *Phys. Lett. A* **141** 138
- [ 10 ] Rodriguez V D, Miraglia J E 1989 *Phys. Rev. A* **39** 6594
- [ 11 ] Tiwari U, Saha A K, Tribedi L C, Kurup M B, Tandon P N, Gulyas L 1998 *Phys. Rev. A* **58** 4494
- [ 12 ] Montenegro E C, Meyerhof W E 1991 *Phys. Rev. A* **43** 2289
- [ 13 ] Grande P L, Schiwietz G, Sigaud G M, Montene E C 1996 *Phys. Rev. A* **54** 2983
- [ 14 ] Kollmus H, Moshhammer R, Olson R E, Hagnmann S, Schulz M, Ullrich J 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 103202
- [ 15 ] Olson R E, Watson R L, Horvat V, Perumal A N, Peng Y, Stöhlker T 2004 *J. Phys. B* **37** 4539
- [ 16 ] Zhao Y T, Zhang X A, Li F L, Xiao G Q, Zhan W L, Yang Z H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2768 (in Chinese) [ 赵永涛、张小安、李福利、肖国青、詹文龙、杨治虎 2003 物理学报 **52** 2768 ]
- [ 17 ] Zhang X A, Zhao Y T, Li F L, Yang Z H, Xiao G Q, Zhan W L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3341 (in Chinese) [ 张小安、赵永涛、李福利、杨治虎、肖国青、詹文龙 2004 物理学报 **53** 3341 ]
- [ 18 ] Wang L G, Wang J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 312 (in Chinese) [ 王利光、王 军 2003 物理学报 **52** 312 ]
- [ 19 ] Cao Z R, Cai X H, Yu D Y, Yang W, Lu R C, Shao C J, Chen X M 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2943 (in Chinese) [ 曹柱荣、蔡晓红、于得洋、杨 威、卢荣春、邵曹杰、陈熙萌 2004 物理学报 **53** 2943 ]
- [ 20 ] Yang W, Cai X H, Yu D Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2128 (in Chinese) [ 杨 威、蔡晓红、于得洋 2005 物理学报 **54** 2128 ]
- [ 21 ] Liu C L, He B, Ning Y, Yan J, Wang J G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3206 (in Chinese) [ 刘春雷、何 斌、宁 焯、颜 君、王建国 2005 物理学报 **54** 3206 ]
- [ 22 ] Hu H W, Dong C Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6326 (in Chinese) [ 胡宏伟、董晨钟 2006 物理学报 **55** 6326 ]
- [ 23 ] Dong C Z, Fu Y B, Xie L Y, Li P C, Ding X B 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 63 (in Chinese) [ 董晨钟、符彦飙、颜录有、李鹏程、丁晓彬 2003 物理学报 **52** 63 ]
- [ 24 ] Wang J G, Liu C L, Janev R K, Yan J, Shi J R 2006 *Chin. Phys.* **15** 2651
- [ 25 ] Huang W, Xu X Y 1996 *Chin. Phys.* **5** 493
- [ 26 ] Kirchner T, Santos A C F, Luna H, Santanna M M, Melo W S, Sigaud G M, Montenegro E C 2005 *Phys. Rev. A* **72** 012707
- [ 27 ] DuBois R D 1987 *Phys. Rev. A* **36** 2585

# Investigation of pure ionization cross-sections of neon induced by $C^{3+}$ collision \*

Lu Yan-Xia Chen Xi-Meng<sup>†</sup> Ding Bao-Wei Fu Hong-Bin Cui Ying

Shao Jian-Xiong Zhang Hong-Qiang Gao Zhi-Min

( School of Nuclear Science and Technology , Lanzhou University , Lanzhou 730000 , China )

( Received 11 October 2006 ; revised manuscript received 30 March 2007 )

## Abstract

This paper presents the measurement results of absolute cross-sections of ion-atom collision in detail. The pure cross-sections of  $Ne^{i+}$  ( $i = 1-4$ ) induced by  $C^{3+}$  were investigated using coincidence technique. Comparing our experimental results with those of  $n$ -body classical trajectory Monte Carlo method, it is found that the changes of pure cross sections with increasing energy have the same trend in the two cases. The causes of discrepancies between them are discussed. The mechanism of multiple-ionization is analyzed. The highly charged recoil ions come mainly from the Auger effect. The electron-electron interaction comes in to effect as the incident energy increases. The cross-sections of all kinds of reactions can be measured in this way using the same equipment and projectile ions can be various within a wide range of energy.

**Keywords** : ion-atom collision , absolute cross-section , pure ionization

**PACC** : 3580B , 3280H

\* Project supported by the Special Foundation for State Major Basic Research Program of China ( Grant No. 2002CCA00900 ).

<sup>†</sup> E-mail : chenxm@lzu.edu.cn