

低能 Ar^{2+} -Ar/ N_2 碰撞中的态分辨电子俘获研究*

崔述成¹⁾²⁾ 邢大地²⁾ 朱小龙^{2)3)4)†} 赵冬梅²⁾ 郭大龙²⁾³⁾⁴⁾
高永²⁾³⁾⁴⁾ 张少锋²⁾³⁾⁴⁾ 董晨钟^{1)‡} 马新文²⁾³⁾⁴⁾

1) (西北师范大学物理与电子工程学院, 甘肃省原子分子物理与功能材料重点实验室, 兰州 730070)

2) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

3) (中国科学院近代物理研究所, 重离子科学与技术全国重点实验室, 兰州 730000)

4) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2025年8月25日收到; 2025年9月10日收到修改稿)

采用反应显微成像谱仪研究了炮弹能量 40 keV 条件下 Ar^{2+} 离子与 Ar 和 N_2 气体碰撞体系的单电子俘获和双电子俘获动力学过程. 通过高精度动量成像技术, 实验成功测定了 Ar^{2+} -Ar 和 Ar^{2+} - N_2 碰撞体系中态分辨的单电子和双电子俘获截面, 并获取了炮弹离子的散射角分布. 实验数据分析表明: 在单电子俘获过程中, Ar^{2+} 与 Ar 原子作用时, 电子主要被俘获至炮弹 $3s3p^6$ 激发态; 而与 N_2 分子相互作用时, 电子优先占据 $3s^23p^5$ 态. 值得注意的是, Ar 原子体系的单电子俘获截面分布与分子库仑过垒模型预测的反应窗口呈现良好的一致性. 在双电子俘获过程中, 无论靶介质为 Ar 原子还是 N_2 分子, 双电子俘获均以基态 ($3s^23p^6$) 占据主导地位. 此外, 还对 Ar^{2+} -Ar/ N_2 的单、双俘获过程的散射角分布进行了分析和定性解释.

关键词: 低能重离子, 电荷交换, 态选择截面, 散射角分布, 反应显微成像谱仪

PACS: 07.81.+a, 34.70.+e

DOI: 10.7498/aps.74.20251146

CSTR: 32037.14.aps.74.20251146

1 引言

电荷交换是原子物理学中的一个基本过程, 研究该过程不仅对深化基本散射理论具有重要的学术价值, 而且在天体物理学、等离子体物理学以及离子诱导生物辐射效应等多个应用科学领域都具有重要意义^[1-3]. 这些领域的研究依赖于高精度碰撞截面数据, 此类数据不仅是构建反应动力学理论模型的基础, 更是理解复杂多体系统能量输运过程的核心要素. 电荷交换微观机制涉及电子从中性原子或分子靶向高电荷态离子的转移, 自 ROSAT

望远镜于 1996 年首次发现 Hyakutake B2 彗星发射 X 射线, 并利用太阳风高电荷重离子与彗星中性气体之间的电荷交换成功解释了该观测结果以来, 电荷交换过程再次成为实验物理学和理论物理学领域的研究热点^[1,4,5].

在过去的数十年间, 关于氦原子和氢气分子的电荷交换过程已积累了丰富的实验数据和理论研究成果^[6-11]. 然而, 针对多电子靶系统的研究在实验和理论层面仍存在明显不足, 主要原因是多电子靶在碰撞反应过程中会有更多的靶电子参与反应, 碰撞反应通道异常复杂, 导致在理论计算和实验观测方面进展均相对缓慢. 单原子气体靶结构简单、

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1602500) 和甘肃省自然科学基金 (批准号: 25JRRA461) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhuxiaolong@impcas.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: dongcz@nwnu.edu.cn

纯净度高、参数可控且理论模型清晰,无疑是离子与多电子靶碰撞实验的理想选择. 其中氩气最早被作为靶气体用于研究电离、电荷转移等基础过程,这主要是因为氩气是大气中含量第三的惰性气体. 在以往对氩气靶的理论和实验研究中,学者们主要聚焦于离子与氩的碰撞截面. 例如, Suk 等^[12]利用加速器技术研究了 50—200 keV 的 Ar^{2+} 离子与 Ne, Ar, Kr 的碰撞过程,测量了该过程的单电子俘获截面,实验结果与 Rapp 和 Francis^[13]的理论计算结果在随能量变化趋势方面符合较好. Huber^[14]使用能损谱仪测试了低能 Ar^{2+} 离子与 He, Ne, Ar 作用中电荷交换的微分截面,结果表明只有少数反应通道是重要的,电荷交换的总截面对能量有很强的依赖性. Shields 和 Moran^[15]使用飞行时间技术测量了低能基态和亚稳态 Ar^{2+} 离子与不同靶气体 (Ar, N_2 , O_2 , CO, CO_2 , CH_4 和 C_2H_6) 反应的电子转移截面,发现在基态和亚稳态 Ar^{2+} 反应中单个系统的电子转移截面的大小几乎相同. 然而,能损谱仪仅限于低能碰撞研究,早期的飞行时间技术探测效率低且无法准确得到量子态布居,这些不足导致准确的更宽碰撞能区的电子俘获量子态选择截面数据依旧稀少. 近年来,电荷交换绝对截面测量取得了很大进展,能量范围更宽、精度更高^[16,17],为量子态分辨的电子俘获研究提供了基础.

为深入探究电子俘获过程的动力学机制,精确测量碰撞后炮弹离子的散射角分布至关重要. 然而,离子与原子分子发生俘获反应时产生的散射角通常小于几个毫弧度 (mrad),这对实验测量技术提出了极高的要求. 20 世纪末,传统离子动量谱仪经德国科学家改进,通过结合低温靶技术成功研制冷靶反冲离子动量谱仪 (cold target recoil ion momentum spectroscopy, COLTRIMS),首次实现高分辨率反冲离子动量测量^[18,19]. 得益于反冲动量谱测量技术的发展,在高碰撞能量条件下同时实现了反冲离子能量和散射角的高分辨测量.

在理论研究方面,常用的一种方法是分子库仑过垒模型 (molecular coulombic barrier model, MCBM),它可计算反应窗与态布居截面、定性解释部分离子-原子碰撞现象,但无法预测复杂量子效应、弱反应通道精确贡献及中能区复杂碰撞过程^[20,21]. 更复杂的方法是经典轨迹蒙特卡罗方法 (classical trajectory Monte Carlo, CTMC),该方法通过构建包含入射离子、靶离子及靶电子的三体

动力学系统,数值求解哈密顿方程并基于经典力学传播轨迹以模拟碰撞过程^[22]. 然而,它忽略了与靶的振动激发能级相关的详细分子态^[23],并且在能量低于 1 keV/amu 时,入射离子的结构变得重要,导致该方法的应用受到限制^[24]. 另一种方法是 Landau-Zener(LZ) 近似,通常可以阐明截面的一般行为,并可用于态选择俘获的初步估算,但其预测精度有限^[25]. 目前最可靠的理论框架是量子力学紧耦合方法 (quantum-mechanical close-coupling, CC),该方法能够处理原子/准分子结构及其反应动力学过程,但是对计算技术与资源的需求极为严苛^[26].

在采用 Ar^{2+} 离子作为炮弹离子的碰撞试验中,亚稳态炮弹离子的贡献是一个不可忽视的因素^[15,27-30],这一现象也在理论研究中得到了证实^[31]. 本研究利用反冲动量谱仪,在 40 keV 碰撞能量下对 Ar^{2+} -Ar/ N_2 体系的单、双电子俘获过程进行了系统研究,并实现了散射角分布的精确测量. 此外,针对 Ar^{2+} - N_2 体系在 0—1.2 mrad 散射角区间内的双电子俘获过程,进一步开展了量子态布居特性的关联分析.

2 实验装置

本实验在中国科学院近代物理研究所的电子束离子源 (electron beam ion source, EBIS) 实验平台完成^[32-35]. 关于 EBIS 平台上配置的 COLTRIMS 实验装置, Ma 等^[36,37]已在相关研究中进行了详细描述,本文仅作简要说明. 实验采用 EBIS 离子源产生并引出 Ar^{2+} 离子束,其中主要包含三种离子态:基态离子 $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P)$ 、亚稳态离子 $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^1D)$ 、亚稳态离子 $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^1S)$. 这些离子经高压平台加速至 40 keV 能量后,通过四爪狭缝进行准直,随后与超音速 Ar/ N_2 混合气体喷流发生交叉碰撞. 碰撞过程中产生的反冲靶离子在垂直于炮弹离子束和靶束方向的电场引导下,被传输至反冲位置灵敏探测器 (position sensitive detector-recoil, PSD-R) 进行探测;同时,散射离子则由配备散射位置灵敏探测器 (position sensitive detector-projectile, PSD-P) 的静电分析仪记录. 通过反冲离子与散射离子符合测量技术,系统实现了对 PSD-R 探测器上反冲离子信息的逐事件记录. 基于反冲离子在 PSD-R 探测器上的二维位置信息及其到达

时间, 可以重构出碰撞后反冲离子的三维动量分布. 对于 $\text{Ar}^{2+}\text{-Ar}/\text{N}_2$ 碰撞体系, 实验装置的动量分辨在 1 a.u. 左右. 本文中所有物理量均采用原子单位制 (atomic units, a.u.) 表示.

3 结果与讨论

通过矢量合成方法, 可以从碰撞后反冲离子的三维动量信息中提取反应末态反冲离子的纵向动量 (沿炮弹离子束方向) 和横向动量 (垂直于炮弹离子束方向). 其中, 纵向动量的分析能够提供炮弹离子产物的态选择布居信息; 而横向动量的精确测量则可直接获得散射角分布, 该截面包含了反应过程中布居态的动力学特征. 反冲离子的纵向动量 P_{long} 和横向动量 P_{trans} 可分别通过以下关系式确定:

$$P_{\text{long}} = -\frac{Q}{v_p} - \frac{n}{2}v_p, \quad (1)$$

$$P_{\text{trans}} = P_0\theta, \quad (2)$$

其中, Q 表示碰撞前后电子束缚能的变化量, v_p 为炮弹离子的速度, n 为俘获电子数, P_0 为炮弹离子的初始动量, θ 为炮弹离子的散射角.

3.1 $\text{Ar}^{2+}\text{-Ar}$ 碰撞系统

图 1(a) 展示了 $\text{Ar}^{2+}\text{-Ar}$ 碰撞体系中单电子俘获过程的 Q 值分布, 其中黑色散点为实验测量数据, 红色实线对应分子库仑过垒模型 (MCBM) 计算的反应窗函数, 蓝色垂线与反应窗的交点表征各俘获通道的相对截面大小. 谱图中观测到三个特征峰结构 (标记为 A, B, C), 对应的反应机制如下. 峰 A 来源于基态 $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S)$ 与基态 $\text{Ar}(^1S)$ 的俘获: $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S) + \text{Ar}(^1S) \rightarrow \text{Ar}^+(3s^23p^5\ ^2P^0) + \text{Ar}^+(3s^23p^5\ ^2P^0)$, 对应 Q 值分别为 +11.87 eV, +13.46 eV 和 +15.88 eV^[38]. 峰 B 主要的俘获反应为 $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S) + \text{Ar}(^1S) \rightarrow \text{Ar}^+(3s^3p^6\ ^2S) + \text{Ar}^+(3s^23p^5\ ^2P^0)$, 对应 Q 值分别为 -1.61 eV, +0.02 eV 和 +2.40 eV, 此外, $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S) + \text{Ar}(^1S) \rightarrow \text{Ar}^+(3s^23p^4nl) + \text{Ar}^+(3s^23p^5\ ^2P^0)$ 过程也存在一定贡献. 峰 C 对应于双激发态俘获过程: $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S) + \text{Ar}(^1S) \rightarrow \text{Ar}^+(3s3p^6\ ^2S) + \text{Ar}^+(3s3p^6\ ^2S)$, 对应 Q 值分别为 -15.09 eV, -13.46 eV 和 -11.08 eV. 像能损谱仪一样, 在对称碰撞体系中我们无法区分反应后的电子处在反冲

离子的激发态还是散射离子的激发态, 即无法区分 ($n = 1, n' > 1$) 和 ($n > 1, n' = 1$) 的情形, 主要是由于两者的 Q 值是相同的.

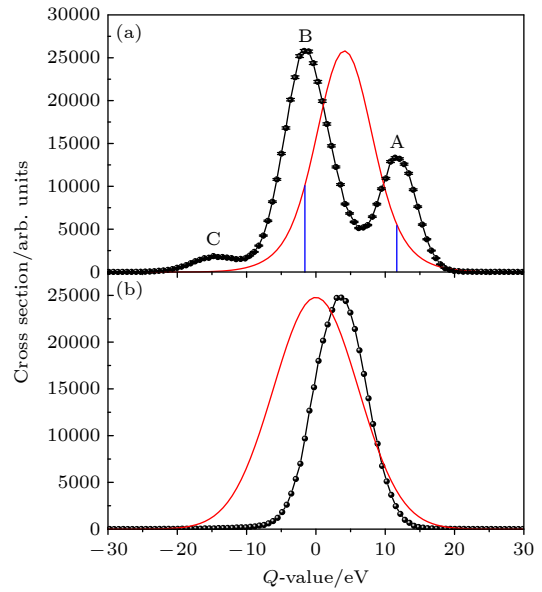


图 1 40 keV 能量下 $\text{Ar}^{2+}\text{-Ar}$ 碰撞中电子俘获过程的 Q 值分布 (a) 单电子俘获; (b) 双电子俘获

Fig. 1. Q -value distributions for electron capture processes in $\text{Ar}^{2+}\text{-Ar}$ collisions at 40 keV: (a) Single electron capture; (b) double electron capture.

基于 MCBM 的理论计算^[21], 本研究系统分析了 $\text{Ar}^{2+}\text{-Ar}$ 碰撞体系的单电子俘获动力学过程. MCBM 计算的反应窗可以预测离子与原子俘获过程的态布居和相对态选择截面的信息. 图 1 红色曲线展示了 MCBM 计算得到的反应窗, 鉴于该模型仅适用于基态入射离子的理论描述, 本文选择与基态碰撞实验数据进行定量比对. 图中蓝色竖线与红色实线交叉点的高度代表反应截面的相对大小. MCBM 计算结果表明, 在 $\text{Ar}^{2+}\text{-Ar}$ 单电子俘获过程中电子被俘获到 $\text{Ar}^+(3s3p^6\ ^2S)$ 态的反应截面最大, 被俘获到 $\text{Ar}^+(3s^23p^5\ ^2P^0)$ 态次之, 该理论预测与实验观测的态布居趋势呈现良好的一致性.

图 1(b) 展示了 $\text{Ar}^{2+}\text{-Ar}$ 碰撞体系双电子俘获过程的 Q 值分布谱, 其中实验数据用黑色散点表示, 红色曲线对应 MCBM 计算的反应窗. 从图 1(b) 可以看出, 双电子俘获的反应通道可表述为: $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S) + \text{Ar}(^1S) \rightarrow \text{Ar}(^1S) + \text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S)$. MCBM 的计算结果也表明, 靶电子被俘获到基态的过程占主导地位. 本工作的结果与 Kamber 等^[39] 的结果对比发现, 实验结果的峰值

位置存在偏移,这主要是因为Kamber等^[39]的实验中,离子束中仅有 $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P)$ 离子,而我们的实验中除了有基态炮弹参与俘获产生的反冲靶离子的贡献外,还有亚稳态炮弹的贡献.

Shields和Moran^[15]基于Kamber等^[40]提出的库仑相互作用和离子诱导偶极相互作用计算了 Ar^{2+} -Ar碰撞反应中单、双电子俘获过程的势能曲线.入射通道和出射通道的交叉点处对应的核间距称为俘获核间距 R ,根据经典模型中反应截面与俘获核间距的关系 $\sigma \propto \pi R^2$,发生俘获的核间距 R 越大,反应截面也会越大.从Shields和Moran^[15]的计算结果可看出,入射通道 $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S) + \text{Ar}(^1S)$ 与出射通道 $\text{Ar}^+(3s3p^6\ ^2S) + \text{Ar}^+(3s^23p^5\ ^2P^0)$ 的势能曲线大约在核间距为13 a.u.处相交,与出射通道 $\text{Ar}^+(3s^23p^5\ ^2P^0) + \text{Ar}^+(3s^23p^5\ ^2P^0)$ 的势能曲线大约在核间距为3.8 a.u.处相交.这表明当碰撞能量较低时,电子被俘获到 $\text{Ar}^+(3s3p^6\ ^2S)$ 态将占主导,被俘获到 $\text{Ar}^+(3s^23p^5\ ^2P^0)$ 态次之,这与我们的数据结果相同.对于双电子俘获过程,主要俘获到 $\text{Ar}(3s^23p^6)$,理论预测与本实验测量的态布居分布呈现良好的一致性.

通过分析散射角分布,可以探索电子俘获过程的动力学机制.图2(a)和图2(b)分别展示了 Ar^{2+} -Ar碰撞体系中单电子和双电子俘获的散射角分布.图中横轴表示散射角(单位为毫弧度, mrad),纵轴为碰撞计数.经典卢瑟福模型认为散射角和碰撞参数成反比关系 $\theta \propto 1/b$.通过分析单电子俘获的散射角分布图像,可以观察到俘获到基态的碰撞反应主要发生在较小的散射角范围内.MCBM计算的单电子俘获散射角分布与实验数据中的峰A吻合较好.然而,峰B在 $\theta > 0.3$ mrad的范围内角分布几乎不随散射角的变化而变化.这表明峰B可能包含多个反应通道,随着散射角的增大,碰撞参数减小,炮弹离子更倾向于俘获到更高的激发态.MCBM计算的双电子俘获散射角分布与实验值符合良好.通过对比图2(a)和图2(b)可以发现,双电子俘获峰对应的散射角大于单电子俘获峰.由于MCBM在计算电子俘获过程中假定电子俘获是独立次序发生的,没有考虑电子-电子相互作用,导致该模型对于涉及多个电子参与的反应过程无法提供准确的预测,如转移靶激发、转移炮弹激发、转移电离等反应过程.针对这些多电子反应过程,需要更高精度的理论模型进行深入研究.

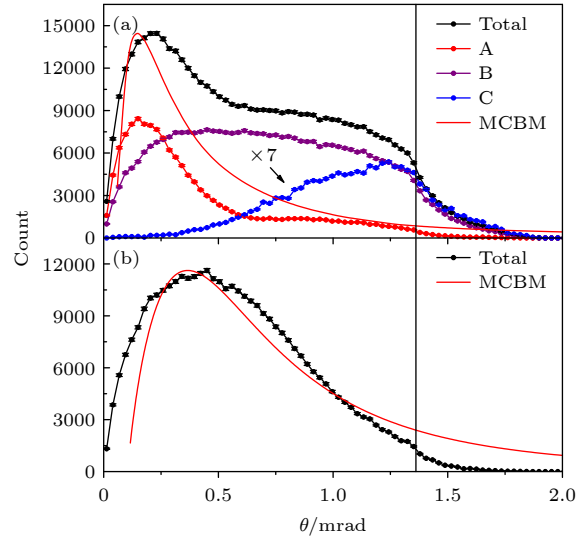


图2 40 keV能量下 Ar^{2+} -Ar碰撞过程的(a)单、(b)双电子俘获的散射角分布.红色实线表示MCBM计算的散射角分布.黑色竖线为辅助线,竖线右侧为未完全收集的部分
Fig. 2. Scattering angle distributions for (a) single and (b) double electron capture in the collision process of Ar^{2+} -Ar at 40 keV energy. The red solid line represents the angular differential cross-section calculated by MCBM. The black vertical lines are auxiliary lines, and the region to the right of the vertical lines indicates the incompletely collected portion.

3.2 Ar^{2+} - N_2 碰撞系统

图3(a)展示了 Ar^{2+} - N_2 碰撞体系中反冲离子 N_2^+ 的 Q 值分布特征.实验观测数据(黑色数据点)呈现出双峰结构,分别标记为A峰和B峰.值得注意的是, N_2 靶的单电子俘获通道与Ar靶具有相似性,具体反应机制表述如下.A峰过程: $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S) + \text{N}_2 \rightarrow \text{Ar}^+(3s^23p^5\ ^2P^0) + \text{N}_2^+$,对应 Q 值分别为+12.07 eV, +13.70 eV和+16.08 eV. B峰过程:主反应通道为 $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S) + \text{N}_2 \rightarrow \text{Ar}^+(3s3p^6\ ^2S) + \text{N}_2^+$,对应 Q 值分别为-1.41 eV, +0.22 eV和+2.60 eV,此外, $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S) + \text{N}_2 \rightarrow \text{Ar}^+(3s^23p^4nl) + \text{N}_2^+$ 过程也存在一定贡献,对应的 Q 值范围为-0.32—-15.12 eV.相较于 Ar^{2+} -Ar碰撞体系, Ar^{2+} - N_2 碰撞的反应通道数量更多,这主要是由于 N_2^+ 离子存在多个不同的分子组态^[15].值得注意的是,在40 keV碰撞能量下, Ar^{2+} - N_2 与 Ar^{2+} -Ar体系的单电子俘获过程 Q 值谱表现出显著的相似性,这可能与Ar原子电离能(15.76 eV)和 N_2 分子电离能(15.58 eV)的相近有关.与图1(a)的三峰结构不同,图3(a)仅呈现双峰特征.这一现象可归因于图1(a)中C峰对应能量区间的 N_2^+ 离子发生了分子解离过程.

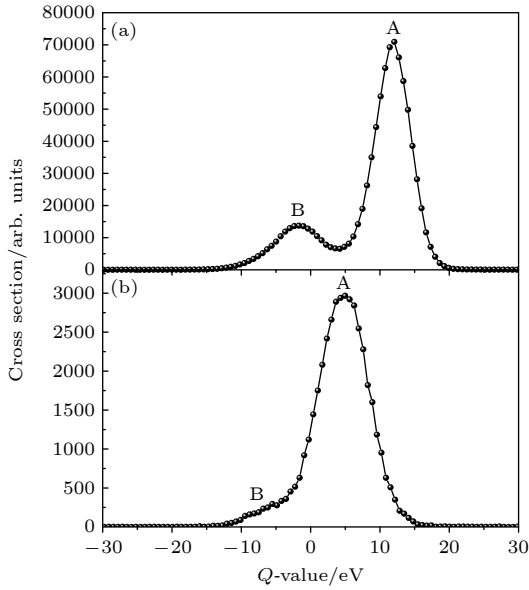


图 3 40 keV 能量下 $\text{Ar}^{2+}\text{-N}_2$ 碰撞中电子俘获过程的 Q 值分布 (a) 单电子俘获; (b) 双电子俘获

Fig. 3. Q -value distributions for electron capture processes in $\text{Ar}^{2+}\text{-N}_2$ collisions at 40 keV: (a) Single electron capture; (b) double electron capture.

图 3(b) 为 $\text{Ar}^{2+}\text{-N}_2$ 的双电子俘获时反冲离子 N_2^{2+} 的 Q 值分布. 图中峰 A 的俘获过程为: $\text{Ar}^{2+}(3s^2 3p^4 \ ^3P, \ ^1D, \ ^1S) + \text{N}_2 \rightarrow \text{Ar}(^1S) + \text{N}_2^{2+}$, 对应 Q 值分别为 +0.56 eV, +2.19 eV 和 +4.57 eV; 图中左边的小峰 B 对应着高激发态到电离限的过程, 反应过程可以表示为 $\text{Ar}^{2+}(3s^2 3p^4 \ ^3P, \ ^1D, \ ^1S) + \text{N}_2 \rightarrow \text{Ar}(3s^2 3p^5 nl) + \text{N}_2^{2+}$, 对应的 Q 值范围为 -6.98—-15.20 eV.

图 4 展示了 $\text{Ar}^{2+}\text{-N}_2$ 碰撞体系中单电子俘获与双电子俘获过程的散射角分布特征. 通过实验数据可以看出, 单电子俘获与双电子俘获过程散射角分布的最大峰位置表现出近似相等的特征. 通过与图 2 相比, 可显著观察到 $\text{Ar}^{2+}\text{-Ar}$ 双电子俘获过程的散射角分布峰值明显大于单电子俘获过程. 对于原子靶体系, 双俘获过程参与反应的电子相对来说会更多, 这预示着其有效碰撞参数 b 较单电子俘获过程更小. 基于经典碰撞模型中散射角与碰撞参数的反比关系 $\theta \propto 1/b$, 该模型可合理解释 $\text{Ar}^{2+}\text{-Ar}$ 碰撞过程的双俘获的散射角分布的峰值大于单俘获的散射角分布的峰值. 在分子靶体系中, 当炮弹核与靶分子中双原子核的间距相近时, 核间相互作用效应将显著影响碰撞动力学过程. 目前的理论框架尚无法完全阐释此类离子-分子碰撞体系的复杂相互作用机制, 亟需发展包含多体相互作用和分子轨道特性的理论模型以深化相关机理研究.

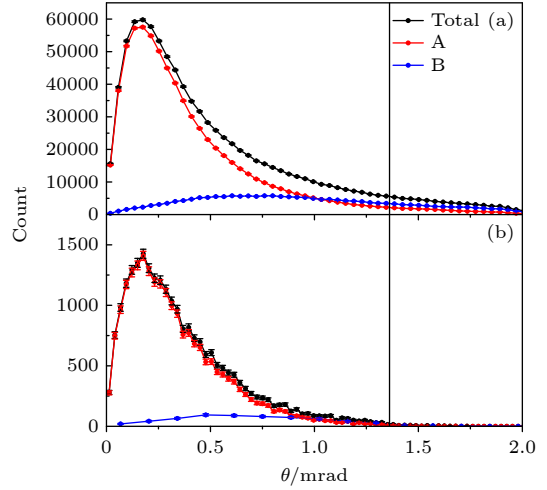


图 4 40 keV 能量下 $\text{Ar}^{2+}\text{-N}_2$ 碰撞过程的单、双电子俘获的散射角分布 (a) 单电子俘获过程; (b) 双电子俘获过程. 黑色竖线为辅助线, 竖线右侧为未完全收集的部分

Fig. 4. Scattering angle distributions for single and double electron capture in the collision process of $\text{Ar}^{2+}\text{-N}_2$ at 40 keV energy: (a) The single electron capture process; (b) the double electron capture process. The black vertical lines are auxiliary lines, and the region to the right of the vertical lines indicates the incompletely collected portion.

图 5 呈现了在 40 keV 碰撞能量条件下, $\text{Ar}^{2+}\text{-N}_2$ 双电子俘获过程中反冲离子 N_2^{2+} 的 Q 值在不同散射角范围的分布规律. 通过研究不同散射角区间, 可以揭示该双电子俘获过程在不同空间中的分配特征. 图 5(a) 只观测到特征峰 (I), 其对应于基态双电子俘获反应通道: $\text{Ar}^{2+}(3s^2 3p^4 \ ^3P, \ ^1D, \ ^1S) + \text{N}_2 \rightarrow \text{Ar}(^1S) + \text{N}_2^{2+}$. 在图 5(b) 中可以清楚地看到特征峰 (II), 其对应的双电子俘获反应通道为 $\text{Ar}^{2+}(3s^2 3p^4 \ ^3P, \ ^1D, \ ^1S) + \text{N}_2 \rightarrow \text{Ar}(3s^2 3p^5 nl) + \text{N}_2^{2+}$, 在 0.2—0.6 mrad 散射角范围内, 该基态俘获通道仍占据主导地位, 但实验谱中可明显分辨出由 Ar 激发态俘获产生的次级反应通道 (峰 II). 值得注意的是, 图 5(c) 中峰 II 的相对强度显著增强, 表现为随散射角增大 (对应碰撞参数 b 减小), 峰 II 的贡献呈现增长趋势, 而峰 I 的强度则显著减弱. 这一现象表明: 对于 $\text{Ar}^{2+}\text{-N}_2$ 体系, 双电子俘获至 Ar 基态的概率在小散射角区域 (大碰撞参数) 即达到极大值, 而激发态俘获 (峰 II) 的概率分布对核间分离距离具有一定依赖性, 其贡献随散射角增大 (核间距离减小) 逐渐增强. 一般来说, 在小散射角条件下, 仅大碰撞参数在电子俘获过程中起重要作用, 这是由于核间距较大时无法到达避免交叉点; 而当散射角增大时, 较小核间距区域的贡献逐步显现, 这与经典微分碰撞参数的统计分布规律相符 [41].

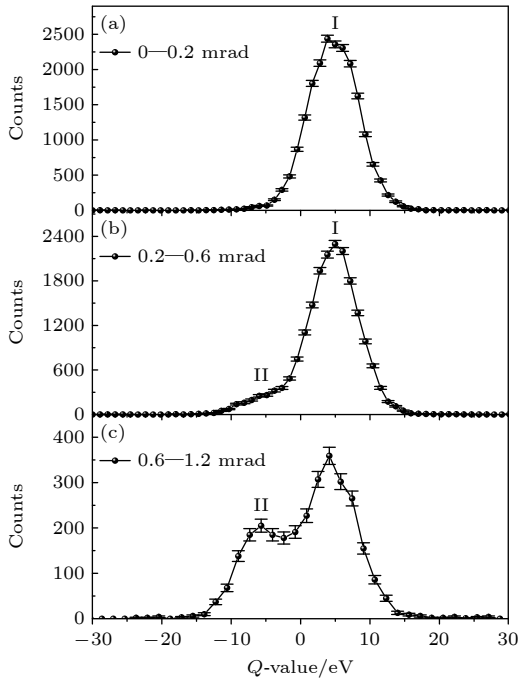


图 5 在 40 keV 能量下, Ar^{2+} - N_2 碰撞过程不同散射角范围内双电子俘获的 Q 值谱, 其中过程 I: $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S)+\text{N}_2\rightarrow\text{Ar}(^1S)+\text{N}_2^{2+}$ 和过程 II: $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S)+\text{N}_2\rightarrow\text{Ar}(3s^23p^5nl)+\text{N}_2^{2+}$

Fig. 5. Spectrum of Q values for double electron capture in the range of different scattering angles for the Ar^{2+} - N_2 collision process at 40 keV energy, where Process I: $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S)+\text{N}_2\rightarrow\text{Ar}(^1S)+\text{N}_2^{2+}$ and Process II: $\text{Ar}^{2+}(3s^23p^4\ ^3P, ^1D, ^1S)+\text{N}_2\rightarrow\text{Ar}(3s^23p^5nl)+\text{N}_2^{2+}$.

4 结论

本文利用反应显微成像谱仪系统, 研究了 40 keV 能量下 Ar^{2+} 离子与 Ar/N_2 混合气体碰撞的电子俘获动力学过程. 实验通过动量成像技术, 得到了 Ar^{2+} - Ar 和 Ar^{2+} - N_2 体系的态分辨单、双电子俘获过程的 Q 值谱, 并获取了微分散射角分布. 实验结果表明, Ar^{2+} - Ar 和 Ar^{2+} - N_2 体系的单电子俘获态布居具有相似性, 但各态的贡献比例存在差异. 特别地, Ar^{2+} - Ar 体系的 Q 值谱中观察到一个额外的特征峰, 该峰对应于炮弹离子从靶原子的 3s 轨道俘获电子并伴随自身 3s 电子激发至 3p 轨道的过程. 而在 Ar^{2+} - N_2 体系中, 由于 N_2^+ 离子在激发后易发生解离, 该特征峰未出现. 对于双电子俘获过程, 两个体系都是以俘获到基态为主, 不同的是 Ar^{2+} - N_2 体系观测到显著的激发态布居贡献.

对比两个碰撞体系的散射角后发现, 炮弹俘获电子后形成的产物离子, 其俘获态越高, 对应的散

射角就越大, 碰撞参数则越小. 这可能是因为在较小的碰撞参数下, 参与相互作用的电子越多, 俘获反应会越复杂, 电子被俘获到高能级的概率也更大, Ar^{2+} - N_2 的双电子俘获过程在 0—1.2 mrad 的 Q 值谱表明, 只有俘获到基态的反应通道会以小角度填充. 此外, 分析结果还揭示了一个有趣的现象: 电子俘获与碰撞参数存在依赖性, 即随着角度增大 (也就是碰撞参数减小), 俘获反应倾向于更小的 Q 值, 即反应趋向于更吸热的过程.

参考文献

- [1] Cravens T 1997 *Geophys. Res. Lett.* **24** 105
- [2] Isler R 1994 *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** 171
- [3] Team D 2010 *Plasma Sci. Technol.* **12** 11
- [4] Lisse C M, Dennerl K, Englhauser J, Harden M, Marshall F E, Mumma M J, Petre R, Pye J P, Ricketts M J, Schmitt J, Trümper J, West R G 1996 *Science* **274** 205
- [5] Wei B R, Zhang R T 2025 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astron.* **55** 250008
- [6] Cao T, Meng T, Gao Y, Zhang S F, Zhang R T, Yan S, Zhu X L, Wang J, Ma P, Ren B, Xia Z H, Guo D L, Zhang C J, Lin K Z, Xu S, Wei B, Ma X 2023 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **266** 20
- [7] Lin K Z, Gao Y, Zhu X L, Zhang S F, Cao T, Guo D L, Shan X, Zhao D M, Chen X J, Ma X 2024 *Phys. Rev. A* **109** 052811
- [8] Zhu X B, Xing D D, Lin K Z, Cui S C, Zhu X L, Gao Y, Guo D L, Zhao D M, Zhang S F, Ma X 2024 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **57** 045001
- [9] Guo D L, Gao J W, Zhang S F, Zhu X L, Gao Y, Zhao D M, Zhang R T, Wu Y, Wang J G, Dubois A, Ma X 2021 *Phys. Rev. A* **103** 032827
- [10] Xu J W, Xu C X, Zhang R T, Zhu X L, Feng W T, Gu L, Liang G Y, Guo D L, Gao Y, Zhao D M, Zhang S F, Su M G, Ma X 2021 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253** 13
- [11] Zhu X L, Zhang S F, Gao Y, Guo D L, Xu J W, Zhang R T, Zhao D M, Lin K Z, Zhu X B, Xing D D, Cui S C, Passalidis S, Dubois A, Ma X 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 173002
- [12] Suk H, Guilbaud A, Hird B 1977 *Can. J. Phys.* **55** 1594
- [13] Rapp D, Francis W E 1962 *J. Chem. Phys.* **37** 2631
- [14] Huber B 1980 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **13** 809
- [15] Shields G C, Moran T 1983 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **16** 3591
- [16] Ma P F, Wang J R, Zhang Z X, Meng T M, Xia Z H, Ren B H, Wei L, Yao K, Xiao J, Zou Y M, Tu B S, Wei B R 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 156
- [17] Meng T, Wu Y, Yin H, Tan X, Ren B, Ma P, Tu B, Yao K, Xiao J, Zou Y, Wei B 2025 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **279** 45
- [18] Dörner R, Mergel V, Jagutzki O, Spielberger L, Ullrich J, Moshhammer R, Schmidt-Böcking H 2000 *Phys. Rep.* **330** 95
- [19] Ullrich J, Moshhammer R, Dorn A, Dörner R, Schmidt L P H, Schmidt-Böcking H 2003 *Rep. Prog. Phys.* **66** 1463
- [20] Ryufuku H, Sasaki K, Watanabe T 1980 *Phys. Rev. A* **21** 745
- [21] Niehaus A 1986 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **19** 2925
- [22] Cornelius K, Wojtkowski K, Olson R E 2000 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **33** 2017
- [23] Otranto S, Olson R E, Beiersdorfer P 2006 *Phys. Rev. A* **73** 022723

- [24] Kallman T, Palmeri P 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 79
- [25] Andersson L, Danared H, Barany A 1987 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **23** 54
- [26] Zygelman B, Cooper D, Ford M, Dalgarno A, Gerratt J, Raimondi M 1992 *Phys. Rev. A* **46** 3846
- [27] Stevens J, Peterson R, Pollack E 1983 *Phys. Rev. A* **27** 2396
- [28] Kamber E Y, Mathur D, Hasted J B 1982 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **15** 2051
- [29] Kamber E Y, Jonathan P, Brenton A G, Beynon J H 1987 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **20** 4129
- [30] Smith D, Grief D, Adams N 1979 *Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys.* **30** 271
- [31] Hird B, Ali S 1981 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **14** 267
- [32] Zhu X L, Cui S C, Xing D D, Xu J W, Najjari B, Zhao D M, Guo D L, Gao Y, Zhang R T, Su M G, Zhang S F, Ma X W 2024 *Chin. Phys. B* **33** 023401
- [33] Cui S C, Xing D D, Zhu X L, Su M G, Gao Y, Guo D L, Zhao D M, Zhang S F, Fu Y B, Ma X W 2024 *Chin. Phys. B* **33** 073401
- [34] Li Z X, Lin K Z, Zhu X L, Li Z L, Yuan H, Gao Y, Guo D L, Zhao D M, Zhang S F, Ma X W 2025 *Chin. Phys. B* **34** 053401
- [35] Xing D D, Cui S C, Wang X X, Zhang D H, Zhu X B, Lin K Z, Gao Y, Guo D L, Zhao D M, Zhang S F, Zhu X L, Ma X 2025 *Phys. Rev. A* **112** 012812
- [36] Zhu X L, Ma X, Li J Y, Schmidt M, Feng W T, Peng H, Xu J W, Zschornack G, Liu H P, Zhang T M, Zhao D M, Guo D L, Huang Z K, Zhou X M, Gao Y, Cheng R, Wang H B, Yang J, Kang L 2019 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **460** 224
- [37] Ma X, Zhang R T, Zhang S F, Zhu X L, Feng W T, Guo D L, Li B, Liu H P, Li C Y, Wang J G, Yan S C, Zhang P J, Wang Q 2011 *Phys. Rev. A* **83** 052707
- [38] Kramida A, Yu Ralchenko, Reader J, NIST ASD Team 2024 *NIST Atomic Spectra Database* (Ver. 5.12) <https://physics.nist.gov/asd> [2025-9-8]
- [39] Kamber E Y, Quintana E J, Pollack E 1993 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **26** 113
- [40] Kamber E Y, Mathur D, Hasted J B 1982 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **15** 263
- [41] Chen Y H, Johnson R E, Humphris R R, Siegel M W, Boring J W 1975 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **8** 1527

State-resolved electron capture in low-energy Ar^{2+} -Ar/ N_2 collisions*

CUI Shucheng¹⁾²⁾ XING Dadi²⁾ ZHU Xiaolong^{2)3)4)†} ZHAO Dongmei²⁾
 GUO Dalong²⁾³⁾⁴⁾ GAO Yong²⁾³⁾⁴⁾ ZHANG Shaofeng²⁾³⁾⁴⁾
 DONG Chenzhong^{1)‡} MA Xinwen²⁾³⁾⁴⁾

1) (*Key Laboratory of Atomic and Molecular Physics & Functional Materials of Gansu Province, College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China*)

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

3) (*State Key Laboratory of Heavy Ion Science and Technology, Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

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

(Received 25 August 2025; revised manuscript received 10 September 2025)

Abstract

As a fundamental process in atomic physics, charge exchange relies on quantum state-resolved data that is crucial for various fields such as astrophysics and plasma physics. However, there remains a gap in the research on multi-electron target systems. This study aims to investigate the dynamic mechanisms of single/double electron capture in collisions between Ar^{2+} ions and Ar atoms or N_2 molecules at an energy of 40 keV, thereby supplementing high-precision experimental data in this field. The experiment is conducted on the electron beam ion source (EBIS) platform at the Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, using the cold

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1602500) and the Natural Science Foundation of Gansu Province, China (Grant No. 25JRRA461).

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

‡ Corresponding author. E-mail: dongcz@nwnu.edu.cn

target recoil ion momentum spectroscopy (COLTRIMS) technique. An ion beam containing ground-state Ar^{2+} ($3s^23p^4\ ^3\text{P}$) and metastable Ar^{2+} ($3s^23p^4\ ^1\text{D},\ ^1\text{S}$) is used as the projectile, colliding with a supersonic Ar/N_2 mixed gas target. Three-dimensional momentum of recoil ions is reconstructed through coincidence measurements of recoil ions and scattered ions, and the Q -value and scattering angle distribution are calculated. Theoretical comparisons are performed using the molecular Coulombic over barrier model (MCBM).

The results show that there are similarities in the populations of single-electron captured states between the two systems, but the contribution ratios are different: the Q -value spectrum of the Ar^{2+} -Ar system contains an additional characteristic peak, which corresponds to the process where the projectile ion captures an electron from the 3s orbital of the target while its own 3s electron is excited to the 3p orbital. In contrast, this characteristic peak is absent in the Ar^{2+} - N_2 system due to the easy dissociation of excited N_2^+ ions. For double-electron capture, both systems are dominated by capturing electrons to the ground state, but only the Ar^{2+} - N_2 system shows a significant contribution from excited state populations. The comparison of scattering angles reveals that the higher the capture state of the product ion, the larger the corresponding scattering angle is and the smaller the impact parameter is. This is presumably because electron interactions become more complex at smaller impact parameters, leading to a higher probability of capturing electrons to high-energy levels. In the double-electron capture of the Ar^{2+} - N_2 system, only the ground-state channel is populated at small angles (0–1.2 mrad). Additionally, electron capture exhibits dependence on impact parameter: as the angle increases (i.e. the impact parameter decreases), the Q -value of the capture reaction decreases, indicating that the reaction tends to be more endothermic.

Keywords: low-energy heavy ions, charge exchange, state-selective cross-sections, angular differential cross-sections, reaction microscopes

PACS: 07.81.+a, 34.70.+e

DOI: [10.7498/aps.74.20251146](https://doi.org/10.7498/aps.74.20251146)

CSTR: [32037.14.aps.74.20251146](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20251146)



低能 Ar^{2+} -Ar/ N_2 碰撞中的态分辨电子俘获研究

崔述成 邢大地 朱小龙 赵冬梅 郭大龙 高永 张少锋 董晨钟 马新文

State-resolved electron capture in low-energy Ar^{2+} -Ar/ N_2 collisions

CUI Shucheng XING Dadi ZHU Xiaolong ZHAO Dongmei GUO Dalong GAO Yong ZHANG Shaofeng DONG Chenzhong MA Xinwen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 240702 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251146

CSTR: 32037.14.aps.74.20251146

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251146>

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

态选择电荷交换实验测量以及对天体物理软X射线发射模型的检验

Experimental measurement of state-selective charge exchange and test of astrophysics soft X-ray emission model

物理学报. 2021, 70(8): 080702 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201685>

碳离子穿过氢等离子体的电荷态演化理论研究

Theoretical study on charge-state evolution of carbon ions passing through hydrogen plasma

物理学报. 2025, 74(18): 185203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250668>

高电荷态 Ar^{8+} 离子与He原子碰撞中双电子俘获量子态选择截面实验研究

Experimental measurement of state selective double electron capture in collision between 1.420 keV/u Ar^{8+} with He

物理学报. 2024, 73(24): 240701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241290>

低能区 N^{3+} 离子与He原子碰撞电荷转移截面研究

Charge transfer cross sections of collisions of N^{3+} ions with He atoms in low energy region

物理学报. 2025, 74(15): 152501 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250581>

高电荷态 N^{6+} 离子与H原子碰撞中态选择电荷交换过程理论研究

Theoretical study of state-selective charge exchange processes in collisions between highly charged N^{6+} ions and H atoms

物理学报. 2025, 74(15): 153402 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250541>

激光加速低能碳离子束在CHO泡沫中的电荷转移过程

Charge transfer process of laser-accelerated low-energy carbon ion beams in porous CHO foams

物理学报. 2025, 74(15): 154102 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250634>