

物理学报 Acta Physica Sinica



Chinese Physical Society



Institute of Physics, CAS

低能高电荷态 O^{q+} 离子与 Al 表面作用产生的 X 射线*

张秉章¹⁾²⁾ 宋张勇^{1)4)†} 刘璇³⁾ 钱程¹⁾⁴⁾ 方兴¹⁾⁴⁾ 邵曹杰¹⁾⁴⁾
 王伟¹⁾⁴⁾ 刘俊亮¹⁾⁴⁾ 徐俊奎¹⁾⁴⁾ 冯勇¹⁾⁴⁾ 朱志超²⁾ 郭艳玲³⁾
 陈林³⁾ 孙良亭¹⁾⁴⁾ 杨治虎¹⁾ 于得洋¹⁾⁴⁾

1) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

2) (南华大学核科学技术学院, 衡阳 421001)

3) (兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

4) (中国科学院大学核科学与技术学院, 北京 100049)

(2021 年 4 月 21 日收到; 2021 年 5 月 13 日收到修改稿)

报道了 1.5—20 keV/ q 的高电荷态 O^{q+} ($q = 3-7$) 离子与 Al 表面相互作用发射的 O 原子的特征 X 射线谱. 分析表明, 对于 O^{q+} ($q = 3-6$) 离子入射时发射的 X 射线, 是由于离子进入表面后与 Al 原子发生紧密碰撞导致的; 而 O^{7+} 离子入射时的 X 射线, 主要来自于“空心原子”的衰变. 在动能相等的条件下, 存在 K 壳层空穴的 O^{7+} 离子的 X 射线产额相较于 O^{q+} ($q = 3-6$) 离子高一个数量级, 不存在 K 壳层空穴的 O^{6+} 离子的 X 射线产额也要高于 O^{3+} , O^{5+} 离子. 总体来说, X 射线产额以及电离截面与入射离子的初始电子组态有关, 且随离子入射动能的增加而增加. 根据半经典两体碰撞模型, 本文估算了入射离子与靶原子相互作用时分别产生 O 和 Al 的 K_{α} -X 射线的动能阈值. 对于入射动能低于动能阈值且电子组态为 $1s^2$ 的 O^{6+} 离子与样品表面相互作用, 可能存在多电子激发使 O^{6+} 离子产生 K 壳层空穴.

关键词: 高电荷态离子, X 射线, 空心原子, 动能阈值

PACS: 32.30.Rj, 34.80.Dp, 79.20.Rf

DOI: 10.7498/aps.70.20210757

1 引言

离子与固体表面相互作用的研究要追溯至 20 世纪 50 年代, 但由于早期技术的原因, 涉及高电荷态离子的碰撞研究主要是在相对较高的动能和较低的离子电荷态下进行的. 在这种情况下, 虽然产生的效应由动能和势能共同作用, 但通常以动能效应为主. Hagstrum^[1] 通过缓慢的单电荷和多电荷离子轰击洁净的金属表面发现了 Auger 电子

发射. 在之后的 20 年里, Hagstrum 和 Becker^[2] 首次发现亚稳态的 He^+ ($2s$) 入射 Ni 表面存在自电离过程. Arifov 预测了离子与固体表面相互作用会使多个表面电子通过势垒共振 (“隧穿”) 进入离子的高激发态, 并产生一个寿命较短的多重激发原子. Donets^[3,4] 证实了离子与金属表面相互作用除了产生电子, 也会产生 X 射线. 直到 20 世纪 90 年代, Briand 等^[5] 以及 Winter 和 Aumayr^[6] 根据 Ar^{17+} 离子轰击 Au 表面产生的特征 X 射线, 首次提出了“空心原子”的概念. Burgdörfer 等^[7] 建立了适用于

* 国家自然科学基金 (批准号: 11675279, 12075291) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: songzhy@impcas.ac.cn

离子与表面相互作用的经典过垒模型. 自此, 确定了高电荷态离子与表面相互作用中电子跃迁及退激的方式, 建立了大家普遍接受的物理图像: 高电荷态离子轰击固体表面, 在到达临界距离时, 入射离子与金属表面间的势垒高度低于费米面, 金属导带中的大量电子会被共振俘获到离子的里德伯态, 形成空心原子. 空心原子的内壳层基本保持为空穴, 电子大部分处于高里德伯态, 通过自电离, Auger 发射电子以及 X 射线进行退激^[8]. 随着离子源技术的发展, 现在可以产生势能远超过其动能的离子, 慢速高电荷态离子的研究在近 20 年来得到了广泛的关注并取得了飞速的进展^[9,10]. 美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室的 Schuch 等^[11] 和 Machicoane 等^[12] 先后利用 U^{q+} , Xe^{q+} , Ho^{q+} 和 Th^{q+} 离子分别入射金属表面, 发现了离子俘获电子后存在内壳双电子激发过程. 兰州大学的张红强等^[13,14] 研究了低能量范围内 Xe^{q+} ($q = 25-30$) 离子轰击 Mo 靶产生 Mo 的 L 壳 X 射线, 实验给出了 Xe^{q+} 离子入射 Mo 激发其 L 壳层电子电离的动能阈值. 中国科学院近代物理研究所的张小安等^[15-18] 在低速高电荷态 Ar^{q+} ($q = 7-18$) 离子与 Au, Zr 等金属靶相互作用的实验中发现可能存在多电子激发过程, 且产生的 X 射线产额与入射 Ar^{q+} ($q = 16-18$) 离子最初的电子组态有关. 这些研究都进一步完善了高电荷态离子接近表面以及进入固体中离子中性化过程的动力学机理.

慢速高电荷态离子与固体表面相互作用是一个非常复杂的多体过程. 通常来说, 慢速是指入射离子的速度低于 1 a.u. (2.16×10^6 m/s). 当入射离子以如此“慢”的速度接近固体表面时, 离子的势能会在短时间内 (通常小于 100 fs) 沉积在靶表面一个 nm^2 区域内, 使靶原子激发和电离^[19], 发射电子和 X 射线. 这个势能等于产生这个离子所失去的所有电子的结合能之和^[20]. 高电荷离子势能的集中沉积导致表面特征的改变可以作为固体表面非线性特征信息的探针, 广泛运用于材料微结构分析、材料改性等方面^[21]. 高电荷离子产生的强库仑电场会诱导固体微结构发生变化, 产生高密度的信息储存介质, 为信息存储领域提供新思路^[22]. 此外, 研究高电荷离子与表面相互作用产生的 X 射线在天体物理以及等离子体诊断等领域发挥着重要作用. 太阳风以及热核聚变实验中存在大量高电荷态离子, 这些高电荷态离子与表面相互作用产生的 X 射线可以为宇宙 X 射线的产生提供重要依据,

也可以成为诊断等离子体参数的重要手段.

本文报道了利用中国科学院近代物理研究所的电子回旋共振离子源 (electron cyclotron resonance ion resource, ECRIS) 提供不同能量高电荷态 O^{q+} ($q = 3-7$) 离子轰击 Al 靶产生 X 射线的实验结果. 相较于其他的低速高电荷态离子实验, 本文使用的 O^{q+} 离子的最大势能仅为 526 eV, 可以用来研究慢速低势能状态下离子与表面相互作用的动力学过程. 根据半经典两体碰撞理论^[23,24], 分别估算了碰撞激发入射离子 (O) 以及靶原子 (Al) 的 K 壳层电离的最小动能. 基于对实验现象的分析, 给出了入射离子激发内壳层电子的实验动能阈值. 结合 Xe^{26+} , U^{62+} 等离子没有 M 壳层空穴却产生 M_{α} -X 射线的机理, 对低于动能阈值且没有 K 壳层空穴的 O^{6+} 离子产生的 K_{α} -X 射线进行分析, 对比两者的差异, 得出前者是由于内部双电子激发产生, 而后者可能是因为多电子激发.

2 实验装置

本实验在中国科学院近代物理研究所的 ECRIS 上实施, 实验装置示意图如图 1 所示. 首先, 离子源体加高压引出混合束流, 经过校正、聚焦后, 利用 90° 偏转分析磁铁将实验所需电荷态的离子引出. 然后, 经束流轮廓系统、束流密度计、电透镜、光阑后, 最终进入超高真空靶室 (约为 1.5×10^{-8} mbar ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$)) 与 Al 靶发生相互作用. 实验中, 束流以 45° 方向入射于经表面净化处理、化学纯度为 99.99% 的 Al, 束斑在靶上的直径控制在 2 mm 以内, 束流强度为 nA 量级. 探测器探头对准靶表面中心位置, 距离靶 140 mm. 实验产生的 X 射线利用 AMPTEK 公司的 FAST SDD 超高性能硅漂移探测器进行探测, 探测器的有效面积为 25 mm^2 , 对于 5.9 keV 的 X 射线, 该探测器的能量分辨约为 135 eV.

高电荷态离子与固体表面相互作用的实验, 不仅要测量 X 射线能谱, 还需要精确地测量 X 射线的产额. X 射线产额的精确测量, 取决于能否精确测量束流强度. 以往的 X 射线产额测量实验, 是通过测量靶电流获得束流强度, 导致计算出的 X 射线产额不准确. 因为高电荷态离子与固体作用涉及到二次电子发射, 实际测量的靶电流是初始束流强度与二次电子引起的强度之和. 在本实验中, 设计了一个能够精确测量束流强度到 0.1 nA 量级的束

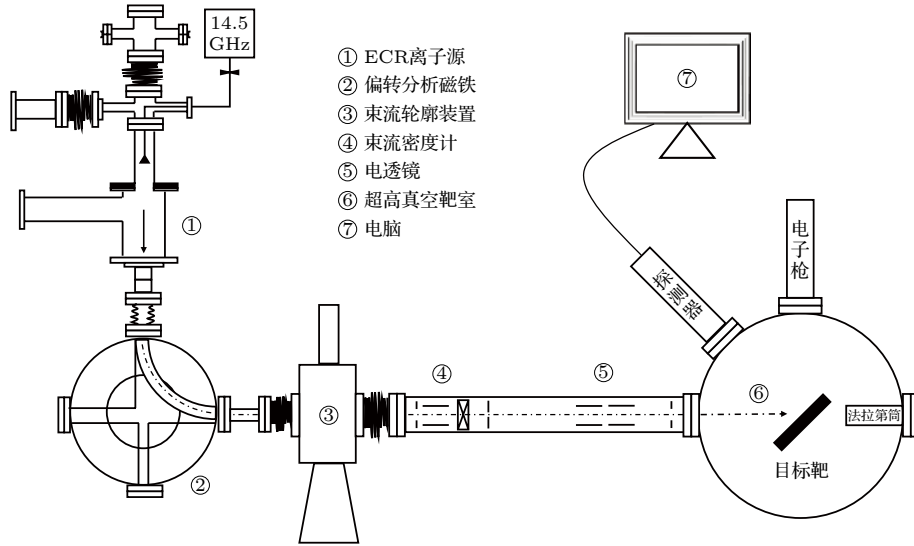


图 1 高电荷态离子与表面相互作用实验装置示意图. 实验所需束流经偏转分析磁铁引出, 通过束流轮廓系统、束流密度计、电透镜、光阑后, 最终进入超高真空靶室

Fig. 1. Experimental diagram for interaction between highly charged ions and surfaces. The beam required for the experiment is led out by the deflection analysis magnet, passes through the beam profile system, the beam-current density meter, the electric lens, and the jaw slit, finally enters the ultra-high vacuum target chamber.

流密度计. 通过测量束流密度计上的电流而非靶电流, 避免了二次电子的影响, 从而获得更加精确的 X 射线产额.

3 实验结果与讨论

3.1 O^{q+} ($q = 3-7$) 离子入射 Al 表面产生的 X 射线谱

图 2(a)—图 2(c) 分别为 5—20 keV/ q 的 O^{3+} , O^{5+} 以及 1.5—20 keV/ q 的 O^{6+} 入射 Al 表面产生的 X 射线谱. 如图 2 所示, 观察到了 2 个明显的 X 射线峰, 峰位分别在 280 和 520 eV 左右, 对比美国劳伦斯伯克利国家实验室发表的 X 射线数据手册^[25](标准值已标注在图 2 中), 确定实验测量到的 X 射线峰分别为 C 和 O 的 K 壳 X 射线. 实验中观察到 C 原子的 K_{α} -X 射线可能是由于一部分入射离子扫在了固定样品的靶架上, 其主要材质为 304 不锈钢. 而对于 O 原子的 K_{α} -X 射线, 根据原子结构理论, O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子均不存在 K 壳层空穴, 俘获的电子退激只能填充有空穴的 L 壳层, 似乎并不会产生 K_{α} -X 射线. 基于入射离子与表面相互作用发射 X 射线的相关研究^[26,27], 我们初步断定为 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子与 Al 表面相互作用存在碰撞电离, 使其 K 壳层电子激发产生空穴, 级联退激发射 O 的 K_{α} -X 射线.

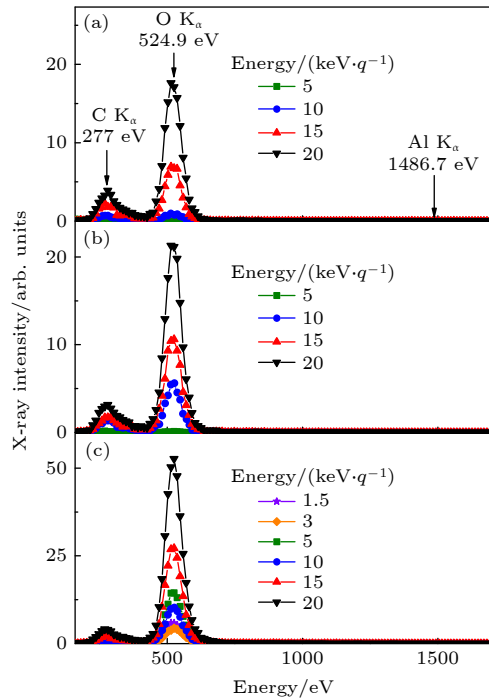


图 2 不同能量的 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子入射 Al 表面产生的 X 射线谱 (a) 5—20 keV/ q 的 O^{3+} 离子; (b) 5—20 keV/ q 的 O^{5+} 离子; (c) 1.5—20 keV/ q 的 O^{6+} 离子. 箭头位置分别标示了 C, O, Al 的 K 壳 X 射线峰的标准值

Fig. 2. X-ray spectra induced by O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) ions impact on aluminum surfaces with varied energy: (a) O^{3+} ions with incident energy of 5–20 keV/ q ; (b) O^{5+} ions with incident energy of 5–20 keV/ q ; (c) O^{6+} ions with incident energy of 1.5–20 keV/ q . The arrow indicates the standard K-shell X-ray peak position of carbon, oxygen and aluminum, respectively.

图 3 为 1.5—20 keV/ q 的 O^{7+} 离子入射 Al 表面产生的 X 射线谱. 相较于图 2 可以明显地看到: 在引出电压相同的情况下, O^{7+} 离子的 X 射线强度相较于 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子大了一个数量级. 这主要是因为 O^{7+} 离子的电子组态为 $1s$, 本身存在 K 壳层空穴, 在其中性化过程中俘获电子形成空心原子, 俘获的电子可以直接退激填充 K 壳层空穴发射 X 射线, 而 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子则需要先通过碰撞电离的方式产生 K 壳层空穴, 再退激辐射 X 射线, 以至于 O^{7+} 离子的 X 射线强度远大于 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子.

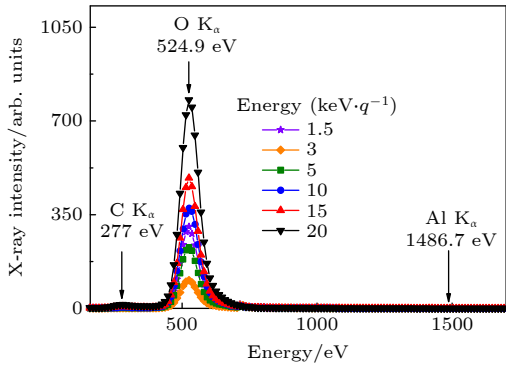


图 3 1.5—20 keV/ q 的 O^{7+} 离子入射 Al 表面产生的 X 射线谱. 箭头位置分别标示了 C, O, Al 的 K 壳 X 射线峰的标准值
Fig. 3. X-ray spectra generated by O^{7+} ions impact on aluminum surfaces with the energy ranging from 1.5–20 keV/ q . The arrow indicates the Standard K-shell X-ray peak position of carbon, oxygen and aluminum, respectively.

3.2 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子入射 Al 表面辐射 X 射线的机理

入射离子与靶原子碰撞激发内壳层电子需要满足离子动能高于一个特定的动能阈值. 根据张小安和梁昌慧等 [26,27] 计算入射离子动能阈值的方法, 可计算本实验入射 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子产生 K 壳 X 射线的最小动能. 假定入射离子与靶原子发生正碰, 根据能量与动量守恒, 则

$$E = \frac{1}{2}M_1V_0^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2Z_1Z_2}{\bar{r}} + \frac{1}{2}(M_1 + M_2)V^2, \quad (1)$$

$$M_1V_0 = (M_1 + M_2)V, \quad (2)$$

其中, \bar{r} 是两体碰撞过程中相互作用的最小平均距离, Z_1 和 M_1 是入射离子的核电荷数和质量, Z_2 和 M_2 是靶原子的核电荷数和质量, V_0 是入射离子的初速度, V 是入射离子和靶原子碰撞后的共同速

度, e 是元电荷, ϵ_0 是真空介电常数.

在最小平均距离处, 入射离子与靶原子之间的库仑势能大于等于入射离子内壳层电子的束缚能, 入射离子内壳层电子才能被激发, 此时满足

$$U_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2Z_2}{\bar{r}}. \quad (3)$$

同理, 靶原子内壳层电子被激发, 满足

$$U_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2Z_1}{\bar{r}}. \quad (4)$$

由 (1) 式—(4) 式可得, O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子与 Al 原子相互作用, 激发 O 和 Al 的 K 壳层电子的动能阈值分别为

$$E_1 = \frac{Z_1(M_1 + M_2)}{M_2} \times U_1, \quad (5)$$

$$E_2 = \frac{Z_2(M_1 + M_2)}{M_2} \times U_2, \quad (6)$$

其中, O 的 K 壳层电子的束缚能 (U_1) 为 543.1 eV, Al 的 K 壳层电子的束缚能 (U_2) 为 1559.6 eV, 根据 (5) 式和 (6) 式可得 $E_1 \approx 7$ keV, $E_2 \approx 32$ keV.

如果仅考虑入射离子与靶原子通过碰撞产生 X 射线, 且估算的动能阈值合理, 那么实验现象有两处不符: 1) O^{3+} 和 O^{5+} 离子的动能 (5 keV/ q) 在大于理论阈值 E_1 时并未观测到 O 的 K_{α} -X 射线; 2) O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子的动能在大于理论阈值 E_2 时, 也未观察到 Al 的 K_{α} -X 射线. 我们认为理论原因是计算的动能阈值是考虑入射离子与靶原子正碰, 而实际发生正碰的概率极低, 所以实际需要满足的动能阈值要远大于理论阈值. 根据实验现象, O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子与 Al 表面相互作用发射 O 的 K_{α} -X 射线的实验阈值范围为 25—30 keV, 发射 Al 的 K_{α} -X 射线的实验阈值大于 120 keV. 然而, O^{6+} 离子的入射能量在小于实验阈值时仍产生了 O 的 K_{α} -X 射线, 我们猜测可能存在非碰撞电离的方式来激发内壳层电子, 即前文提到的内壳双电子激发 [11,12]. 因此, 假设 X 射线是由于双电子激发引起, 即 $1s^2n\ell$ 的电子组态转化为 $1s2\ell 2\ell'$ 的双激发态, 该中间态辐射衰变成 $1s^2\ell 2\ell'$, 发射 K_{α} -X 射线. 但内壳双电子激发需要满足高 n 态的一些电子跃迁到 L 壳层, 其能量正好对应于 K 壳层和 L 壳层之间的跃迁能量. 根据经典过垒理论, 当 O^{6+} 离子与 Al 表面达到临界距离 [7]

$$R_c = \frac{1}{2W} \sqrt{8q+2} \approx 22 \text{ a.u.}, \quad (7)$$

(其中, q 为离子的电荷态; W 为 Al 的功函数, 取 4.28 eV), 开始俘获金属导带电子进入高里德伯态

$$n_c \approx \frac{q}{\sqrt{2W}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{q-0.5}{\sqrt{8q}}}} \approx 8, \quad (8)$$

形成空心原子. 在本实验中, 即使处于最高激发态的电子 (主量子数 $n_c = 8$) 跃迁到 L 壳层的能量也远小于 K 壳层与 L 壳层之间的能量差. 显然, 内壳双电子激发理论不能够解释实验中出现的 K_{α} -X 射线. 最终, 我们认为可能存在多电子激发过程 [17,18], 即入射离子在中性化过程中将其动能和势能转移给 Al 靶产生快速电子, 多个快速电子共同作用使 O^{6+} 离子的 K 壳层电子激发, 处于 L 壳层的电子填充 K 壳层空穴产生 K_{α} -X 射线.

3.3 X 射线产额及电离截面的计算

根据本次实验的测量条件, 假设 X 射线发射是各向同性的, 可以得到每一个入射粒子产生的 X 射线产额 [28]

$$Y(E) = \frac{N_X}{N_p} \frac{4\pi}{\Omega} \frac{1}{\varepsilon}, \quad (9)$$

其中, N_X 为实验得到 O 的 K 壳 X 射线峰计数, N_p 为入射粒子数, Ω 为探测器探测 X 射线的立体角 (0.004 sr), ε 为探测器的探测效率, 本实验使用的 SDD 探测器对于 O 的 K 壳 X 射线的本征效率约为 0.294. K 壳 X 射线产额随入射 O^{q+} ($q = 3-7$) 离子能量的变化如图 4 所示. X 射线产额的误差主要来源于束流强度的测量, 最大约为 50%. 此外, X 射线计数约为 5%, 探测器探测效率约为 3%, 立体角约为 2%.

5—20 keV/ q 的 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子与 Al 表面相互作用, 主要是通过碰撞电离产生 K 壳层空穴, 退激发射 X 射线. 由 X 射线产额, 可以计算产生 K 壳 X 射线的电离截面 [26]

$$\sigma(E_0) = \frac{1}{N\bar{\omega}} \left[\left(\frac{dE}{dR} \frac{dY(E)}{dE} \right)_{E_0} + \mu \frac{\cos\theta}{\cos\varphi} Y(E_0) \right], \quad (10)$$

其中, N 为靶原子密度, $\bar{\omega}$ 为 O 的 K 壳层的平均荧光产额 [29], dE/dR 为阻止本领, 可以使用 Srim 程序计算得到, μ 为靶的自吸收系数, θ 为离子的入射角, φ 为探测器与靶法向方向的夹角. 图 5 给出了 O 的 K 壳 X 射线电离截面随入射 O^{q+} ($q = 3,$

5, 6) 离子能量的变化. 电离截面的误差主要取决于 $dY(E)/dE$, 经过误差传递后最大为 61%.

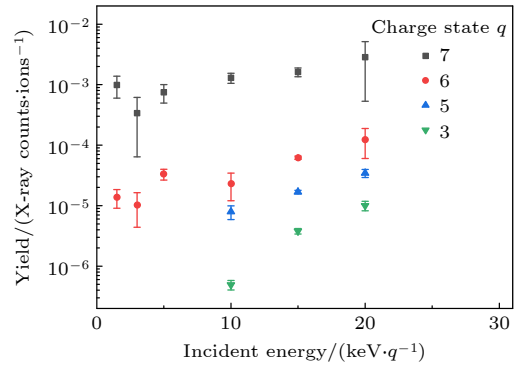


图 4 1.5—20 keV/ q 的 O^{q+} ($q = 3-7$) 离子入射 Al 靶产生 O 的 K 壳 X 射线产额

Fig. 4. Bombardment of the aluminium target by O^{q+} ($q = 3-7$) ions with incident energy of 1.5–20 keV/ q to produce K-shell X-ray yield of oxygen.

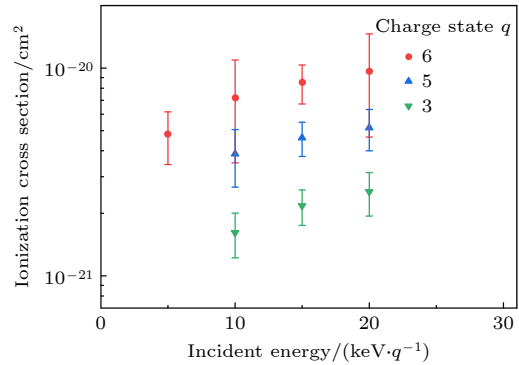


图 5 5—20 keV/ q 的 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子入射 Al 靶产生 O 的 K 壳电离截面

Fig. 5. K-shell ionization cross-section of oxygen induced by O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) ions impact on the aluminium target in the energy range of 5–20 keV/ q .

从图 4 和图 5 可以看到, X 射线产额和电离截面与离子电子组态有关, 且随离子入射动能的增加而增加, 电子组态为 1s 的 O^{7+} 离子的产额比 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子高一个量级. 对于不存在 K 壳层空穴的 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子, 相同动能的 O^{6+} 离子产额也要高于 O^{3+} , O^{5+} 离子. 我们推测入射 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子与 Al 原子碰撞激发内壳层电子电离的过程中, O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子的 L 壳层电子对于 K 壳层电子具有一定的屏蔽作用, 使碰撞电离更加困难, 因此电离截面更小, X 射线产额更小.

4 结论

本文测量和分析了低能高电荷态 O^{q+} ($q =$

3—7) 离子与 Al 表面相互作用产生的 X 射线谱. 实验结果表明: 存在 K 壳层空穴的 O^{7+} 离子入射 Al 表面产生 X 射线, 主要是由于“空心原子”的衰变; 而对于不存在 K 壳层空穴的 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子, 是由于其进入表面后与 Al 原子发生紧密碰撞所致. 在入射动能相同的情况下, O^{7+} 离子的 X 射线产额相较于 O^{q+} ($q = 3—6$) 离子高一个数量级. 当入射 O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) 离子的动能大于 30 keV 时, 通过碰撞激发出 O 的 K_{α} -X 射线; X 射线产额和电离截面与离子电子组态有关, 且随离子入射动能的增加而增加. 当入射 O^{6+} 离子的动能小于 30 keV 时, 可能存在多电子激发使其产生 K 壳层空穴, 级联退激产生 X 射线.

参考文献

- [1] Hagstrum H D 1954 *Phys. Rev.* **96** 336
- [2] Hagstrum H D, Becker G E 1973 *Phys. Rev. B* **8** 107
- [3] Donets E D 1983 *Phys. Scr.* **T3** 11
- [4] Donets E D 1985 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **9** 522
- [5] Briand J P, Billy L D, Charles P, Essabaa S, Briand P, Geller R, Desclaux J P, Bliman S, Ristori C 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 159
- [6] Winter H, Aumayr F 1999 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **32** R39
- [7] Burgdörfer J, Lerner P, Meyer F W 1991 *Phys. Rev. A* **44** 5674
- [8] Schenkel T, Hamza A V, Barnes A V, Schneider D H 1999 *Prog. Surf. Sci.* **61** 23
- [9] Zhou X M, Wei J, Cheng R, Zhao Y T, Zeng L X, Mei C X, Liang C H, Li Y Z, Zhang X A, Xiao G Q 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 023201 (in Chinese) [周贤明, 尉静, 程锐, 赵永涛, 曾利霞, 梅策香, 梁昌慧, 李耀宗, 张小安, 肖国青 2021 物理学报 **70** 023201]
- [10] Zhang X A, Mei C X, Zhang Y, Liang C H, Zhou X M, Zeng L X, Li Y Z, Liu Y, Xiang Q L, Meng H, Wang Y J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 213301 (in Chinese) [张小安, 梅策香, 张颖, 梁昌慧, 周贤明, 曾利霞, 李耀宗, 柳钰, 向前兰, 孟惠, 王益军 2020 物理学报 **69** 213301]
- [11] Schuch R, Schneider D, Knapp D A, Dewitt D, McDonald J, Chen M H, Clark M W, Marrs R E 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1073
- [12] Machicoane G A, Schenkel T, Niedermayr T R, Newmann M W, Hamza A V, Barnes A V, McDonald J W, Tanis J A, Schneider D H 2002 *Phys. Rev. A* **65** 042903
- [13] Zhang H, Chen X, Yang Z, Xu J, Cui Y, Shao J, Zhang X, Zhao Y, Zhang Y, Xiao G 2010 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **268** 1564
- [14] Zhang H Q 2009 *Ph. D. Dissertation* (Lanzhou: Lanzhou University) (in Chinese) [张红强 2009 博士学位论文 (兰州: 兰州大学)]
- [15] Ren H J, Zhang X A, Xiao G Q 2009 *Nucl. Phys. Rev.* **26** 146 (in Chinese) [任惠娟, 张小安, 肖国青 2009 原子核物理评论 **26** 146]
- [16] Zhang X A, Xiao G Q, Yang Z H, Chen X M, Zhao Y T, Li F L, Zhang Y P, Cui Y, Zhang H Q, Xu X, Shao J X, Zhan W L 2006 *Sci. China, Ser. G* **36** 132 (in Chinese) [张小安, 肖国青, 杨治虎, 陈熙萌, 赵永涛, 李福利, 张艳萍, 崔莹, 张红强, 徐徐, 邵剑雄, 詹文龙 2006 中国科学 G 刊 **36** 132]
- [17] Yang Z H, Song Z Y, Cui Y, Zhang H Q, Ruan F F, Shao J X, Du J, Liu Y W, Zhu K X, Zhang X A, Shao C J, Lu R C, Yu D Y, Chen X M, Cai X H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 803 (in Chinese) [杨治虎, 宋张勇, 崔莹, 张红强, 阮芳芳, 邵剑雄, 杜娟, 刘玉文, 朱可欣, 张小安, 邵曹杰, 卢荣春, 于得洋, 陈熙萌, 蔡晓红 2008 物理学报 **57** 803]
- [18] Yang Z H, Song Z Y, Chen X M, Zhang X A, Zhang Y P, Zhao Y T, Cui Y, Zhang H Q, Xu X, Shao J X, Yu D Y, Cai X H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2221 (in Chinese) [杨治虎, 宋张勇, 陈熙萌, 张小安, 张艳萍, 赵永涛, 崔莹, 张红强, 徐徐, 邵剑雄, 于得洋, 蔡晓红 2006 物理学报 **55** 2221]
- [19] Garcia J D 1970 *Phys. Rev. A* **1** 280
- [20] Song Z Y, Yang Z H, Zhang H Q, Shao J X, Cui Y, Zhang Y P, Zhang X A, Zhao Y T, Chen X M, Xiao G Q 2015 *Phys. Rev. A* **91** 042707
- [21] Li P F 2017 *M. S. Thesis* (Lanzhou: Lanzhou University) (in Chinese) [李鹏飞 2017 硕士学位论文 (兰州: 兰州大学)]
- [22] Arnau A, Aumayr F, Echenique P M, Grether M, Heiland W, Limburg J, Morgenstern R, Roncin P, Schippers S, Schuch R 1997 *Surf. Sci. Rep.* **27** 113
- [23] Magno C, Milazzo M, Pizzi C, Porro F, Rota A, Riccobono G 1979 *Nuovo Cimento A* **54** 277
- [24] Gryziński M 1965 *Phys. Rev.* **138** A336
- [25] Center for X-ray Optics and Advanced Light Source, Lawrence Berkeley National Laboratory, X-Ray Data Booklet [EB/OL] <http://xdb.lbl.gov/>[2021-4-14]
- [26] Zhang X A, Li Y Z, Zhao Y T, Liang C H, Cheng R, Zhou X M, Wang X, Lei Y, Sun Y B, Xu G, Li J Y, Xiao G Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 113401 (in Chinese) [张小安, 李耀宗, 赵永涛, 梁昌慧, 程锐, 周贤明, 王兴, 雷瑜, 孙渊博, 徐戈, 李锦玉, 肖国青 2012 物理学报 **61** 113401]
- [27] Liang C H, Zhang X A, Li Y Z 2013 *Nucl. Phys. Rev.* **30** 63 (in Chinese) [梁昌慧, 张小安, 李耀宗 2013 原子核物理评论 **30** 63]
- [28] Song Z Y, Yang Z H, Xiao G Q, Xu Q M, Yang Z R 2011 *Eur. Phys. J. D* **64** 197
- [29] Hubbell J H, Trehan P N, Singh N, Chand B, Mehta D, Garg M L, Garg R R, Singh S, Puri S 1994 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **23** 339

X-ray emission produced by interaction of slow highly charged O^{q+} ions with Al surfaces*

Zhang Bing-Zhang¹⁾²⁾ Song Zhang-Yong^{1)4)†} Liu Xuan³⁾ Qian Cheng¹⁾⁴⁾
 Fang Xing¹⁾⁴⁾ Shao Cao-Jie¹⁾⁴⁾ Wang Wei¹⁾⁴⁾ Liu Jun-Liang¹⁾⁴⁾
 Xu Jun-Kui¹⁾⁴⁾ Feng Yong¹⁾⁴⁾ Zhu Zhi-Chao²⁾ Guo Yan-Ling³⁾
 Chen Lin³⁾ Sun Liang-Ting¹⁾⁴⁾ Yang Zhi-Hu¹⁾ Yu De-Yang¹⁾⁴⁾

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

2) (*School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang 421001, China*)

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

4) (*School of Nuclear Science and Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 21 April 2021; revised manuscript received 13 May 2021)

Abstract

The interaction of highly charged ions with solid surfaces is a very complex multi-body process. When the ions are close to the solid surfaces, the potential energy of the ions will be deposited in a tiny area of the target surfaces in a short time and then emitting X rays, which has important scientific significance and application in Astrophysics and plasma diagnosis. For experiments on the interaction of highly charged ions with surfaces, not only the X-ray energy spectrum but also the X-ray yield should be measured accurately. The precise measurement of the X-ray yield depends on the ability to accurately measure the beam-current intensity. In the past, the beam-current intensity was acquired by measuring the target current. Since the interaction between highly charged ions and solids involves the emission of secondary electrons, the actual measured target current is the sum of the initial beam-current intensity and the intensity caused by the secondary electrons, resulting in inaccurate X-ray yield calculations. In this experiment, a new analytical device, beam-current density meter, has been designed, which can measure the beam-current intensity with an accuracy of 0.1 nA. By measuring the current on the density meter instead of the target current, the influence of secondary electrons is almost avoided, and a more accurate X-ray yield is obtained.

This paper reports the characteristic X-ray spectra of oxygen atoms emitted from the interaction of 1.5–20 keV/ q highly charged O^{q+} ions with aluminum surfaces. For the X rays emitted by O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) ions, the experimental results show that it is due to the close collisions with aluminum atoms after entering the surfaces, while the X rays emitted by O^{7+} ions mainly come from the decay of hollow atoms. Under the condition of equal kinetic energy, the X-ray yield of O^{7+} ions with K-shell vacancy is about one order of magnitude higher than that of O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) ions, and X-ray yield of O^{6+} ions without K-shell vacancy is also significantly higher than that of O^{3+} and O^{5+} ions. Generally, the X-ray yield and ionization cross-section is associated with the initial electron configuration of incident ions, and increases with the growth of ions kinetic energy. Based on the semi-classical approximation theory of binary collision, we have estimated the kinetic energy threshold for the emission of the K_{α} -X rays of O^{q+} ($q = 3, 5, 6$) ions as interacting with the aluminum target. As the incident kinetic energy is lower than the kinetic energy threshold, for O^{6+} ions interacting with the sample, there may have a multi-electron excitation process that induces this K-electron ionization of the incident ions.

Keywords: highly charged ion, X-rays, hollow atoms, kinetic energy threshold

PACS: 32.30.Rj, 34.80.Dp, 79.20.Rf

DOI: 10.7498/aps.70.20210757

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11675279, 12075291).

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