

近Bohr速度 I^{20+} 离子在不同靶面上的L壳层X射线辐射

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

I L-shell X-rays from near Bohr-velocity I^{20+} ions impacting on various targets

Zhou Xian-Ming Wei Jing Cheng Rui Zhao Yong-Tao Zeng Li-Xia Mei Ce-Xiang Liang Chang-Hui
Li Yao-Zong Zhang Xiao-An Xiao Guo-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 023201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201236

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201236>

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

高能脉冲C6+离子束激发Ni靶的K壳层X射线

K-shell X-ray emission from high energy pulsed C6+ ion beam impacting on Ni target

物理学报. 2017, 66(14): 143401 <https://doi.org/10.7498/aps.66.143401>

不同离子激发Au靶的多电离效应

Multiple ionization effect of Au induced by different ions

物理学报. 2018, 67(24): 243201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181642>

光子碰撞Au靶产生L系特征X射线角分布

Angular distribution of L characteristic X-ray emission from Au target impacted by photons

物理学报. 2020, 69(12): 123201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191977>

$^{129}\text{Xe}^{q+}$ 离子入射Cu靶表面激发的近红外光谱线和X射线谱

$^{129}\text{Xe}^{q+}$ induced near-infrared light and X-ray emission at Cu surface

物理学报. 2020, 69(21): 213301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200500>

氖原子对2000 eV X射线激光透明的产生机制

2000 eV X-ray laser transparent mechanism of neon atom

物理学报. 2017, 66(15): 153201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.153201>

keV能量电子致Al, Ti, Zr, W, Au元素厚靶特征X射线产额与截面的研究

Characteristic X-ray yields and cross sections of thick targets of Al, Ti, Zr, W and Au induced by keV-electron impact

物理学报. 2020, 69(13): 133401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200264>

近 Bohr 速度 I^{20+} 离子在不同靶面上的 L 壳层 X 射线辐射*

周贤明¹⁾³⁾ 尉静¹⁾ 程锐²⁾ 赵永涛²⁾³⁾ 曾利霞¹⁾ 梅策香¹⁾
梁昌慧¹⁾ 李耀宗¹⁾ 张小安^{1)2)†} 肖国青²⁾

1) (咸阳师范学院与中国科学院近代物理研究所联合共建-离子束与光物理实验室, 咸阳 712000)

2) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

3) (西安交通大学理学院, 西安 710049)

(2020 年 8 月 1 日收到; 2020 年 9 月 3 日收到修改稿)

在兰州重离子加速器国家实验室, 利用硅漂移 X 射线探测器探测了 4.5 MeV I^{20+} 离子入射到 Fe, Co, Ni, Cu, Zn 靶表面时产生 I 的 L 壳层 X 射线. 实验观察到 L_L , $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{1,3,4}$, $L\beta_{2,15}$, $L\gamma_1$, $L\gamma_{2,3,4,4'}$ 等 6 组分较好的谱线, 各分支 X 射线的能量发生了蓝移; $L\beta_{1,3,4}$, $L\beta_{2,15}$ 与 $L\alpha_{1,2}$ 谱线的相对强度比随靶原子序数的增大基本线性增加, L_L 与 $L\alpha_{1,2}$, $L\gamma_{2,3,4,4'}$ 与 $L\gamma_1$ X 射线的相对强度比近似与靶原子序数的平方成正比. 分析表明, 玻尔速度附近能量的低速高电荷态离子与固体靶原子碰撞产生的内壳层过程存在直接库仑电离和电子俘获的双重综合作用, 这使得内壳层 X 射线发射时, 外壳层仍存在多个空穴, 导致辐射 X 射线的频移和分支比的变化.

关键词: 离子原子碰撞, X 射线, 多电离

PACS: 32.80.Aa, 32.30.Rj, 34.80.Dp, 79.20.Rf

DOI: 10.7498/aps.70.20201236

1 引言

离子-原子碰撞激发内壳层过程的研究不仅可以为原子分子反应动力学的理论模拟、宇宙天体物理分析研究提供基础数据, 而且在材料改性、元素分析、温稠密等离子体诊断等方面具有重要的实际应用^[1-5]. 自 20 世纪 50 年代以来, 得益于加速器技术的发展和探测分析手段的进步, 相关研究受到了广泛的关注并取得了巨大的成就^[6-15]. 高电荷态离子与固体作用过程中, 在靶材上表面入射离子可以通过共振俘获表面靶原子的价电子到高里德伯态形成第一代空心原子, 进入下表面与靶原子发

生近距离的作用, 以共振填充的方式从靶原子的内壳层俘获电子到主量子数较小的壳层, 形成更为紧凑的第二代空心原子, 实现中性化的退激; 另外, 由于库仑碰撞, 靶原子和炮弹离子的内壳层电子可以被电离, 这些处于激发态原子的退激可以以辐射的形式向外发射 X 射线, 或者以无辐射的俄歇跃迁、CK(Coster-Kornig) 跃迁激发俄歇电子. 特征 X 射线的能量、展宽反映了激发态原子的能级结构和电子布局, 产生截面可以给出内壳层电子的电离几率信息, 辐射测量是实验研究原子特性、碰撞激发内壳层过程作用机理的一种重要方法.

高电荷态离子激发内壳层过程的以往研究大体可以归为两类, 一类是在低于玻尔速度的低能区,

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2017YFA0402300)、国家自然科学基金 (批准号: 11505248, 11775042, 11875096)、陕西省教育厅专项科研计划 (批准号: 20JK0975) 和陕西省科技厅自然科学基金基础研究计划 (批准号: 2020JM-624) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangxiaonan2000@126.com

实验上, 以 Briand 等^[16–18]的研究为例, 利用晶体谱仪, 通过对 K 壳层 X 射线的精细结构分析, 阐述了靶材表面附近空心原子的形成机制; 理论上, Burgdörfer 等^[19]建立了经典过垒模型对这一过程进行描述. 另一类是集中在能量为几十到百 MeV 的中高能区, 通过 X 射线发射截面的实验测量和理论分析, 研究了内壳层的电离问题, 并发展了成熟的模型对其进行估算, 例如, 两体碰撞近似 (binary encounter approximation, BEA)、平面波玻恩近似 (plane-wave Born approximation, PWBA) 和基于 PWBA 修正的 ECPSSR (energy-loss, Coulomb-deflection, perturbed-stationary-state relativistic) 理论^[20–22]. 然而, 在玻尔速度附近能区, 由于受到实验条件的限制, 实验上的研究相对较少, 理论上该如何描述, 也暂无定论.

不同于低速离子在靶材上下表面形成第一、二代空心原子的中性化退激, 近玻尔速度高电荷态离子碰撞产生的内壳层过程具有其独特性, 除了电子俘获的中性化过程外, 它还具有足够的能量, 进入靶材与靶原子发生近距离的碰撞, 产生库仑电离, 伴随内壳层空穴的退激, 外壳层可能处于多电离的状态. 这使得相应 X 射线发生频移、展宽以及分支比的变化. Ślabkowska 和 Polasik^[23]以及 Czarnota 等^[24]利用特征谱卫星线结构研究了靶原子多电离的现象, Clark 等^[25]和 Zhao 等^[26]通过谱型分析阐述了高电荷态 Xe^{q+} 离子在靶材上表面的退激问题. 本文将重点讨论近玻尔速度高电荷态离子在下表面的中性化和外壳层多电离过程.

实验利用速度为 $1.2v_0$ ($v_0 = 2.19 \times 10^6$ m/s, 玻尔速度) 的 I^{20+} 离子轰击 $Z_2 = 26–30$ (Z_2 表示靶原子序数) 的不同固体厚靶, 测量 I 的 L 壳层分支 X 射线辐射. 分析特征谱线的辐射过程和能量移动, 各分支谱线的相对强度比随靶原子序数的变化. 讨论近玻尔速度炮弹离子多电离态的形成以及其对 X 射线辐射的影响.

2 实验测量方法

本实验是在兰州重离子加速器国家实验室 320 keV 高电荷态离子综合实验研究平台上完成的. 在我们以前的工作中已有介绍^[6], I^{q+} 离子由电子回旋共振 (ECR) 离子源产生, 用 15 kV 的初级电压引出, 经过 Glass 透镜和一组二维矫正铁初级

调整, 由 90° 偏转磁铁进行电荷态选择, 得到实验所需的 I^{20+} 离子束. 束流经过加速管加速、四级铁聚焦、多次偏转校准和准直后进入具有电磁屏蔽的超高真空球形靶室. 垂直入射到靶面圆形束斑的直径大约为 3 mm, 束流发散度小于 0.7° ^[6]. 为避免电子发射对流强测量的影响, 实验联合使用了穿透式法拉第筒 (TFC) 和传统法拉第筒 (FC) 对入射离子计数进行间接测量, $N_p = Q_1/(q \times e \times R)$ (Q_1 为 TFC 上的积分电量, q 为入射离子电荷态, e 为元电量, R 为 TFC 穿透系数)^[6]. X 射线由硅漂移 X 射线探测器 (SDD) 探测, SDD 的探头面积为 7 mm^2 , 前端密封 $12.5 \text{ }\mu\text{m}$ 厚铍窗保证其真空, 能量分辨率为 136 eV, 当增益设为 100 时, 有效能量探测范围约为 0.5–14.0 keV^[6]. SDD 探测方向与束流线成 45° 夹角, 探头距离靶心 80 mm, 探测立体角约为 $1.1 \times 10^{-3} \text{ sr}$. SDD 实验前用标准 X 射线源 ^{55}Fe 和 ^{241}Am 进行能量刻度, 并由质子激发 Al, V, Fe 靶的 K X 射线发射谱进行了定标验证.

3 实验结果与讨论

3.1 I 的 L 壳层 X 射线辐射谱

图 1 给出了作用于不同靶材表面时, 4.5 MeV I^{20+} 离子激发的特征 X 射线谱. 利用 Origin 多峰拟合程序进行 Gauss 拟合分析, 实验谱线完全符合高斯线型, 不同靶面上的谱具有相似的结构, 由 6 条分辨较好的谱线组成. 由能量识别可知, 这是 I 的 L 壳层分支 X 射线, 可标记为 L_L , $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{1,3,4}$, $L\beta_{2,15}$, $L\gamma_1$ 和 $L\gamma_{2,3,4,4'}$ X 射线, 如图 2 所示, 分别对应的能级跃迁为: M_1-L_3 , $M_{5,4}-L_3$, $M_4-L_2/M_3, 2-L_1$, $N_{5,4}-L_3$, N_4-L_2 和 $N_{3,2}-L_1/O_{3,2}-L_1$ ^[27].

离子源到实验靶室中心的距离约为 12.7 m, 4.5 MeV I 离子的速度约为 2.61×10^6 m/s, 考虑到加速之前的运行, I 离子从离子源飞行到靶面所需要的时间要大于 4.87×10^{-6} s, 这足够让所有亚稳态的 I^{20+} 离子到达靶面之前都退激到基态, 所以可以断定, 实验谱线并非源于亚稳态离子的退激. I^{20+} 离子的基态剩余电子排布为 $[\text{Ar}]3d^{10}4s^24p^3$, L 壳层是满电子排布的, 所以, 实验谱线也不是上表面第一代空心原子的退激结果. L 壳层 X 射线的辐射需要相应的空穴和上能级电子, 实验谱线的出现表明入射离子在下表面与靶原子的作用发生了

碰撞电离,同时也俘获靶中的电子,形成了第二代的空心原子.实验中I的L壳层分支X射线主要来自下表面第二代空心原子的退激.

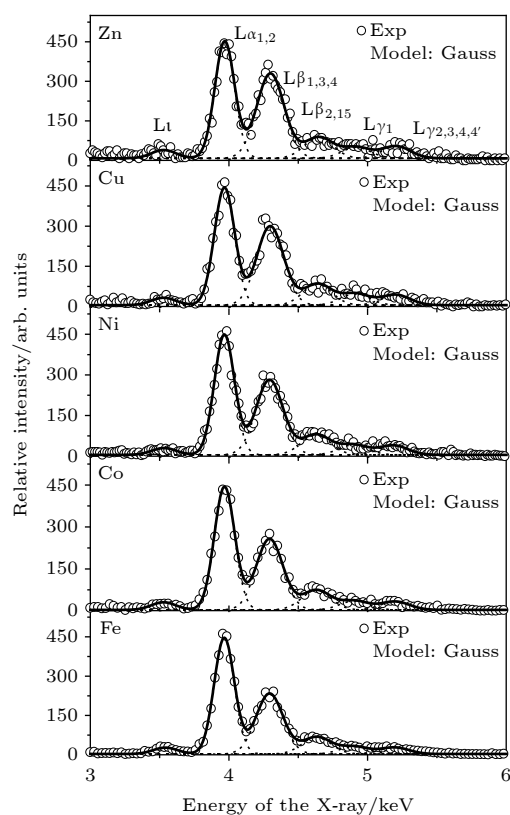


图1 4.5 MeV I^{20+} 离子作用于不同靶材激发的L壳层X射线.虚线为各分支谱线的拟合,实线为总的实验谱线的拟合结果

Fig. 1. I L-shell X-ray induced by 4.5 MeV I^{20+} ions impacting on various targets. The dotted line is the fitted results of sub-shell X ray. Line is the fitted results of the total experiment spectra.

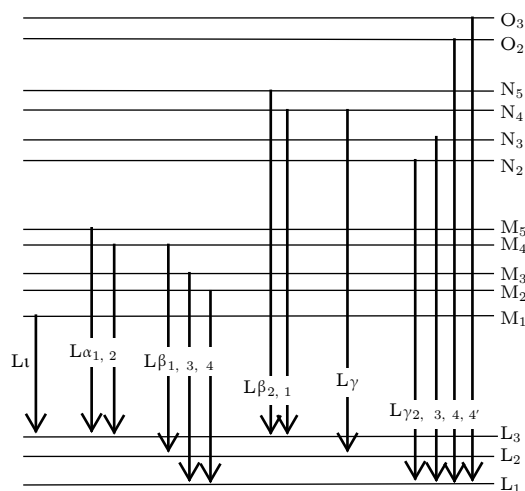


图2 L壳层分支X射线跃迁图

Fig. 2. Transitions of L-subshell X-rays.

3.2 I的多电离

表1列出了轰击在不同靶面上时,I离子激发自身L壳层6条分支X射线的能量测量值,作为对比,同时给出了单电离的原子数据.可以看出,在实验测量误差范围内,随着靶原子序数的增大,各谱线的实验值基本为一常数,没有明显规律性的变化,但都大于单电离数据^[28], L_t , $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{1,3,4}$, $L\beta_{2,15}$, $L\gamma_1$, $L\gamma_{2,3,4,4'}$ X射线分别向着高能方向移动了45, 31, 68, 124, 100和133 eV.根据3.1节的讨论,炮弹离子L X射线的辐射发生在下表面的碰撞之后,入射离子虽然具有很大的初速度,但是由于碰撞能量损失,此时已经被减速慢化,多普勒效应引起的频移可以忽略.实验频移主要是由M, N, O等外壳层的多电离态引起的.

在高电荷态重离子与固体相互作用过程中,源于碰撞电离和电子转移的作用,除了单个内壳层电子的电离,可能出现外壳层被多电离的情况.由于多电离引起外壳层多空穴的出现,减弱了原子核的屏蔽效应,剩余电子的束缚能变大,导致相应X射线辐射能的增加.例如,I原子 M_5L_3 的跃迁能为3939 eV,而 I^{20+} 离子基态的相应跃迁能为3968 eV^[29,30],比原子态数据增加了29 eV.本文中, I^{20+} 离子与靶原子的相互作用,除了库仑碰撞产生L壳层的空穴以外,在电离和俘获的协同作用下,M, N, O等壳层形成了区别于初始电子排布的多电离状态.

根据PWBA理论估算,4.5 MeV I离子轰击本实验靶材产生自身L壳层的电离截面在1 b (1 b = 10^{-28} m²)量级,M壳层的电离截面在 10^5 b量级,并随靶原子序数的增加而增大.若不考虑电子关联作用,多电离的截面可写成多个单电离截面乘积的形式,多电离度与单电离成正比关系.所以,本文I离子碰撞作用后的外壳层多电离度随靶原子序数的增加而增大,这也可由下文中讨论的分支相对强度比的变化明显看出.但是,由于探测器分辨率的限制,实验中没有观察到各谱线频移量随靶原子序数的明显变化.

3.3 多电离对分支X射线相对强度比的影响

外壳层的多电离不仅引起内壳层X射线辐射能的蓝移,也会影响各分支谱线的跃迁几率,导致观察谱线相对强度比的变化.如图1所示,利用

表 1 4.5 MeV I^{20+} 离子作用于不同靶材产生 I 的 L 壳层分支 X 射线能量, 作为对比, 第一行给出了单电离的原子数据, 实验误差主要来源于谱线的拟合误差

Table 1. The energies of I L-subshell X-ray produced by 4.5 MeV I^{20+} ions impacting on various targets.

	$L\alpha/\text{eV} \pm 3 \text{ eV}$	$L\alpha_{1,2}/\text{eV} \pm 3 \text{ eV}$	$L\beta_{1,3,4}/\text{eV} \pm 5 \text{ eV}$	$L\beta_{2,15}/\text{eV} \pm 5 \text{ eV}$	$L\gamma_1/\text{eV} \pm 7 \text{ eV}$	$L\gamma_{2,3,4,4'}/\text{eV} \pm 9 \text{ eV}$
Atomic ^[28]	3485	3937	4227	4508	4802	5065
Fe	3532	3966	4293	4631	4898	5192
Co	3529	3968	4293	4630	4904	5196
Ni	3532	3967	4292	4627	4896	5196
Cu	3529	3968	4297	4631	4909	5200
Zn	3529	3969	4299	4639	4907	5207
Average	3530	3968	4295	4632	4902	5198

$L\alpha_{1,2}$ X 射线的计数对谱线进行了归一, 可以明显看到, 不同靶面上, 虽然各谱线的形状类似, 但是分支强度比发生了变化. 随着靶原子序数的增加, $L\beta_{1,3,4}$ 的相对强度是逐渐增大的. 为进一步定量分析, 图 3—图 6 给出了 I 的 L 壳层不同分支 X 射线相对强度比与靶原子序数的关系, 实验误差主要来源于 X 射线的计数统计, 最大约为 10%. 可以看出, 实验值均大于单电离的理论计算, 并与 Z_2 成正比, 这可以从炮弹离子的多电离态方面来进行理解.

$L\beta_{1,3,4}$ X 射线实际上包含退激到 L_2 和 L_1 支壳层的 3 条辐射谱线. 对于碘, M_4-L_2 (对应 $L\beta_1$ X 射线) 与 $M_{3,2}-L_1$ ($L\beta_{3,4}$) 辐射跃迁的相对强度比约为 10:1^[29,30]. $L\beta_1$ 和 $L\alpha_{1,2}$ 可以看作 3d 电子到不同下能级 L_2 和 L_3 的跃迁, 相应的辐射跃迁几率为 0.038 和 0.021. L_2, L_3 支壳层的俄歇退激率为 0.767 和 0.921, 这都在同一数量级且没有太大差别^[29,30]. 当外壳层 M, N 等处于多电离态时, L_2, L_3 的俄歇退激将基本同幅度地减小, 从而引起 M_4-L_2 , $M_{5,4}-L_3$ 辐射跃迁的荧光产额几乎同幅度增加, 这不会引起 $L\beta_1$ 和 $L\alpha_{1,2}$ X 射线分支强度比的明显变化. 但是, 相对于 L_3 壳层, L_2 空穴的退激, 除了辐射跃迁和俄歇退激外, 增加了一个以激发 N, O 电子为主的 L_2-L_3 Y CK 跃迁通道. 由于多电离的外壳层电子缺失, 部分 CK 过程被抑制, 相应的 $L\beta_1$ X 射线发射将增强. 另外, $M_{3,2}-L_1$ 跃迁下能级空穴的退激存在 X 射线辐射、俄歇跃迁和 CK 跃迁三个通道, 外壳层的多电离将削弱相应的无辐射跃迁过程, 从而使得 $L\beta_{3,4}$ X 射线辐射增强. 以上综合的结果导致 $L\beta_{1,3,4}$ 和 $L\alpha$ X 射线的相对强度比增大. 随着 Z_2 的增加, I 离子外壳层的多电离度增大, $L\beta_{1,3,4}$ X 射线的增强幅度变大, 其

与 $L\alpha_{1,2}$ 的强度比增加, 如图 3 所示.

如图 2, $L\beta_{2,15}$ 和 $L\alpha_{1,2}$ X 射线分别来自 N, M 轨道电子向同一下能级空穴 L_3 的跃迁. 当 M, N 等壳层出现多电子缺失时, 空穴 L_3 的俄歇退激被抑制, 相应的 X 射线发射增强. I 的 L_3 支壳层上俄歇跃迁几率 a_3 比各分支 X 射线荧光产额 ω_3 约

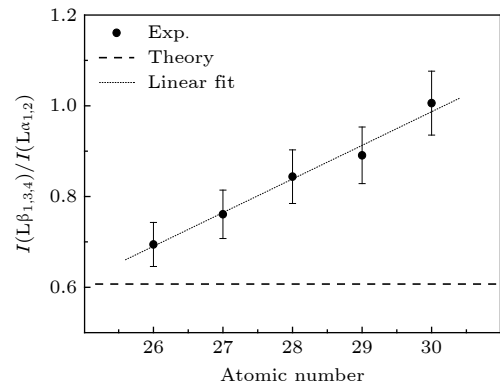


图 3 I 的 $L\beta_{1,3,4}$ 与 $L\alpha_{1,2}$ X 射线相对强度比随靶原子序数的变化

Fig. 3. Relative intensity ratios of I $L\beta_{1,3,4}$ and $L\alpha_{1,2}$ x-ray as a function of target atomic number.

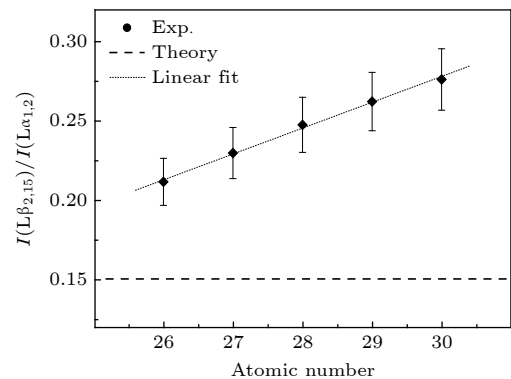


图 4 I 的 $L\beta_{2,15}$ 与 $L\alpha_{1,2}$ X 射线相对强度比随靶原子序数的变化

Fig. 4. Relative intensity ratios of I $L\beta_{2,15}$ and $L\alpha_{1,2}$ X-ray as a function of target atomic number.

大 2—3 个数量级^[29,30], a_3 的减小将引起 ω_3 的大幅增加, 相应的 X 射线辐射明显增强. $M_{5,4}-L_3$ 辐射跃迁的几率约为 $N_{5,4}-L_3$ 跃迁的 6 倍, $L\beta_{2,15}$ X 射线的荧光产额更容易受到多电离的影响, 导致 $\beta_{2,15}$ 与 $L\alpha_{1,2}$ X 射线的相对强度比大于原子数据. 随着靶原子序数的增大, 入射离子的多电离度增大, $L\beta_{2,15}$ X 射线的荧光产额的增加幅度更大, 实验上观测到 $I(L\beta_{2,15})$ 与 $I(L\alpha_{1,2})$ 的比值增大, 如图 4 所示.

同理, $L\epsilon$ X 射线对应 M_1-L_3 辐射跃迁的几率约为 $L\alpha_{1,2}$ 辐射几率的 1/30^[29,30], 所以, 由于外壳层的多电离引起的 $L\epsilon$ X 射线的辐射增强要大于 $L\alpha_{1,2}$ 的增强, 如图 5 所示, $L\epsilon$ 与 $L\alpha_{1,2}$ X 射线相对强度比大于单电离的理论数据, 并随靶原子序数的增加而增大.

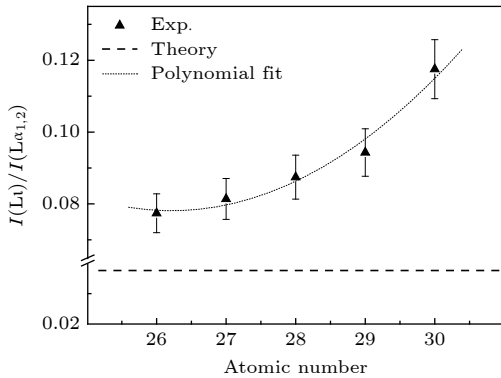


图 5 I 的 $L\epsilon$ 与 $L\alpha_{1,2}$ X 射线相对强度比随靶原子序数的变化

Fig. 5. Relative intensity ratios of $I L\epsilon$ and $L\alpha_{1,2}$ X-ray as a function of target atomic number.

理论上单电离原子 $N_{5,4}-L_3$ 辐射跃迁的几率大约是 M_1-L_3 跃迁的 5 倍^[29,30]. 由图 4 和图 5 分析可知, $I(L\beta_{2,15})$ 与 $I(L\alpha_{1,2})$ 比值的实验结果比理论值约在 1.4—1.8 倍, $I(L\epsilon)/I(L\alpha_{1,2})$ 的实验值是理论值的 2—3 倍, 相比于原子数据, $L\epsilon$ X 射线的增强幅度要大于 $L\beta_{2,15}$ 的增幅. 这一进步说明跃迁几率越小的 X 射线辐射过程, 荧光产额的变化受到外壳层多电离的影响越大, 相应辐射增强的幅度就越大.

图 6 给出了 $L\gamma_{2,3,4,4'}$ 与 $L\gamma_1$ X 射线相对强度比, 可以看出, 实验测量值大于单电离的理论计算值, 并且, 随着靶原子序数的增加, 实验与理论之间的差值越来越大. 这可以类比图 3 中 $L\beta_1$ 和 $L\alpha_{1,2}$ X

射线相对强度比的结果来理解. $L\gamma_1$ X 射线对应 N_4-L_2 辐射跃迁, $L\gamma_{2,3,4,4'}$ 包含 $N_3/N_2/O_3/O_2$ 到 L_1 的 4 条辐射跃迁谱线. 这两组跃迁对应辐射跃迁的荧光产额分别为 0.0028 和 0.0004, 相应下能级 L_2, L_1 上的俄歇跃迁几率 a_1, a_2 分别为 0.767 和 0.495, 俄歇跃迁几率约为辐射跃迁几率的 10^2-10^3 倍^[29,30], 多电离将对辐射跃迁产生明显的增强效应. $L\gamma_{2,3,4,4'}$ X 射线的荧光产额比 $L\gamma_1$ 的要小约 1 个量级, 更容易受到多电离的影响, 导致 $I(L\gamma_{2,3,4,4'})$ 与 $I(L\gamma_1)$ 比值的增大. 另外, L_1 空穴比 L_2 多了一条 L_1-L_2Y 的 CK 跃迁通道, 这也会引起外壳层多电离时 L_1 空穴辐射退激荧光产额的增大. 综合以上两点, 当外壳层发生多电离时, $L\gamma_{2,3,4,4'}$ X 射线的荧光产额比 $L\gamma_1$ 出现更大的增幅, 结果使得实验上 $I(L\gamma_{2,3,4,4'})/I(L\gamma_1)$ 大于理论值.

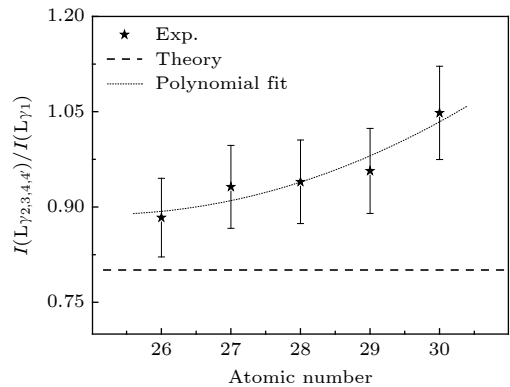


图 6 I 的 $L\gamma_{2,3,4,4'}$ 与 $L\gamma_1$ X 射线相对强度比随靶原子序数的变化

Fig. 6. Relative intensity ratios of $I L\gamma_{2,3,4,4'}$ and $L\gamma_1$ X-ray as a function of target atomic number.

4 结 论

本文利用 1.2 倍玻尔速度的 I^{20+} 离子轰击 Fe, Co, Ni, Cu, Zn 靶, 分析了入射离子 L 壳层 X 射线的能量移动和相对强度分支比的变化. 研究发现, 玻尔速度附近能量的高电荷态重离子轰击固体靶材, 产生的内壳层过程主要发生于下表面的近距离碰撞, 在库仑碰撞电离和电子俘获的协同作用下, 炮弹离子发射 L 壳层 X 射线时, 外壳层 M, N, O 等处于不同于初始电荷态的多电离状态, 这引起了各分支 X 射线的波长变短和辐射荧光产额的增大, 并且, 单电离荧光产额越小, 由多电离引起的增加幅度就越大.

感谢 320 kV 高电荷态离子综合实验研究平台工作人员对实验的技术支持和帮助.

参考文献

- [1] Siddique N, Waheed S, Daud M, Markwitz A, Hopke P K 2012 *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **293** 351
- [2] Mitra D, Sarkar M, Bhattacharya D, Santra S, Mandal A C, Lapicki G 2010 *Nucl. Instrum. Methods B* **268** 450
- [3] Reyes-Herrera J, Miranda J 2009 *Nucl. Instrum. Methods B* **267** 1767
- [4] Beasley D, Gomez-Morilla I, Spyrou N 2008 *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **276** 101
- [5] Schenkel T, Hamza A V, Barnes A V, Schneider D H 1999 *Surf. Sci. Rep.* **61** 23
- [6] Zhou X M, Cheng R, Zhao Y T, Lei Y, Chen Y H, Chen X M, Wang Y Y, Ma X W, Xiao G Q 2018 *Nucl. Instrum. Methods B* **416** 94
- [7] Whillhelm R A, Gruber E, Schweska J, Kozubek R, Madeira T I, Marques J P, Kobus J, Krasheninnikov A V, Schleberger M, Aumayr F 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 103401
- [8] Guo Y P, Yang Z H, Hu B T, Wang X L, Song Z Y, Xu Q M, Zhang B L, Chen J, Yang B, Yang J 2016 *Sci. Rep.* **6** 30644
- [9] Mohan H, Jain A K, Kaur M, Singh P S, Sharma S 2014 *Nucl. Instrum. Methods B* **332** 103
- [10] Merlet C, Llovet X, Salvat F 2004 *Phys. Rev. A* **69** 032708
- [11] Liu Y, Xu Z F, Wang X, Zeng L X, Liu T 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 043201 (in Chinese) [柳钰, 徐忠锋, 王兴, 曾利霞, 刘婷 2020 物理学报 **69** 043201]
- [12] Liang C H, Zhang X A, Li Y Z, Zhao Y T, Zhou X M, Wang X, Mei C X, Xiao G Q 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 243201 (in Chinese) [梁昌慧, 张小安, 李耀宗, 赵永涛, 周贤明, 王兴, 梅策香, 肖国青 2018 物理学报 **67** 243201]
- [13] Mei C X, Zhang X A, Zhou X M, Zhao Y T, Ren J R, Wang X, Lei Y, Sun Y B, Cheng R, Xu G, Zeng L X 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 143401 (in Chinese) [梅策香, 张小安, 周贤明, 赵永涛, 任洁茹, 王兴, 雷瑜, 孙渊博, 程锐, 徐戈, 曾利霞 2017 物理学报 **66** 143401]
- [14] Zhang X A, Mei C X, Zhang Y, Zhao Y T, Xu Z F, Zhou X M, Ren J R, Cheng R, Liang C H, Li Y Z, Zeng L X, Yang Z H, Chen X M, Li F L, Xiao G Q 2016 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **46** 073006 (in Chinese) [张小安, 梅策香, 张颖, 赵永涛, 徐忠峰, 周贤明, 任洁茹, 程锐, 梁昌慧, 李耀宗, 曾丽霞, 杨治虎, 陈熙萌, 李福利, 肖国庆 2016 中国科学: 物理学 力学 天文学 **46** 073006]
- [15] He B, Liu C L, Yan J, Wang J G, Ning Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3075 (in Chinese) [何斌, 刘春雷, 颜君, 王建国, 宁烨 2005 物理学报 **54** 3075]
- [16] Briand J P, Billy L, Charles P, Essabaa S 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 159
- [17] Briand J P, de Billy L, Charles P, et al. 1991 *Phys. Rev. A* **43** 565
- [18] Briand J P, Thuriel S, Giardino G, Borsoni G, Froment M, Eddrief M, Sébenne C 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1452
- [19] Burgdörfer J, Lerner P, Meyer F W 1991 *Phys. Rev. A* **44** 5674
- [20] McGuire J H, Richards P 1973 *Phys. Rev. A* **8** 1374
- [21] Johnson D E, Basbas G, McDaniel F D 1979 *At. Data Nucl. Data tables* **24** 1
- [22] Lapicki G, McDaniel F D 1980 *Phys. Rev. A* **22** 1896
- [23] Ślabkowska K, Polasik M 2006 *Radiat. Phys. Chem.* **75** 1471
- [24] Czarnota M, Pajek M, Banas D, Chmielewska D, Rządkiewicz J, Sujkowski Z, Dousse J C, Berset M, Mauron O, Maillard Y P, Raboud P A, Hoszowska J, Polasik M, Ślabkowska K S 2003 *Nucl. Instrum. Methods B* **205** 133
- [25] Clark M W, Schneider D, Dewitt D, McDonald J W, Bruch R, Schuch R 1993 *Phys. Rev. A* **47** 3983
- [26] Zhao Y, Xiao G, Zhang X, Yang Z, Zhang Y, Zhan W, Chen X, Li F 2007 *Nucl. Instrum. Methods B* **258** 121
- [27] Datz S, Moak C D, Appleton B R, Carlson T A 1971 *Phys. Rev. Lett.* **27** 363
- [28] X-ray data book: <http://xdb.lbl.gov/>; Table of Isotopes: <http://ie.lbl.gov/atom.htm>
- [29] Krause M O 1979 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **8** 307
- [30] Crawford J, Cohen D, Doherty G, Atanacio A 2011 *Calculated K, L and M-shell X-ray Line Intensities for Light ion Impact on Selected Targets from Z = 6 to 100* (Sydney: Australian Nuclear Science and Technology Organization) pp29–44

I L-shell X-rays from near Bohr-velocity I^{20+} ions impacting on various targets^{*}

Zhou Xian-Ming¹⁾³⁾ Wei Jing¹⁾ Cheng Rui²⁾ Zhao Yong-Tao²⁾³⁾
 Zeng Li-Xia¹⁾ Mei Ce-Xiang¹⁾ Liang Chang-Hui¹⁾ Li Yao-Zong¹⁾
 Zhang Xiao-An^{1)2)†} Xiao Guo-Qing²⁾

1) (*Ion Beam and Optical Physics Joint Laboratory of Xianyang Normal University and Institute of Modern physics, Chinese Academy of Sciences, Xianyang 712000, China*)

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

3) (*School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

(Received 1 August 2020; revised manuscript received 3 September 2020)

Abstract

The L-shell X-ray emissions of iodine are investigated as a function of target atomic number for 4.5-MeV I^{20+} ions impacting on Fe, Co, Ni, Cu and Zn targets. Six distinct L-subshell X-rays are observed. The energy of the x-ray has a blue shift compared with the atomic data. The relative intensity ratio of $L\beta_{1,3,4}$ and $L\beta_{2,15}$ to $L\alpha_{1,2}$ almost increase linearly with the target atomic number increasing. The ratio of $I(L\epsilon)$ to $I(L\alpha_{1,2})$ and $I(L\gamma_{2,3,4,4'})$ to $I(L\gamma_1)$ are approximately proportional to the square of target atomic number. It is indicated that during the interaction of highly charged heavy ions with atom in the energy region near the Bohr velocity, the inner-shell process is mainly caused by the close-range collisions below the surface. There, the projectile not only has enough time to capture electrons from the target atom to be neutralized, but also has enough kinetic energy to ionize the inner-shell electron by coulomb interaction. At the balance between electron capture and ionization, the outer-shells of M, N, O etc. could be multiply ionized. The extent of multiple ionization increases with the target atomic number increasing. That leads to the energy shift, resulting in the change of the relative intensity ratio for the L-subshell X-ray. The smaller the atomic fluorescence, the larger the enhanced fluorescence caused by multiple ionization.

Keywords: ion-atom collision, X-ray, multiple ionization

PACS: 32.80.Aa, 32.30.Rj, 34.80.Dp, 79.20.Rf

DOI: 10.7498/aps.70.20201236

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2017YFA0402300), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11505248, 11775042, 11875096), the Scientific Research Program Funded by Shaanxi Provincial Education Department, China (Grant No. 20JK0975), and the Scientific Research Plan of Science and Technology Department of Shaanxi Province, China (Grant No. 2020JM-624).

† Corresponding author. E-mail: zhangxiaonan2000@126.com