论文

H^{1+} 和 He^{2+} 激发 Au 靶的 M-X 射线辐射

张小安^{①②*}, 梅策香^{①③}, 张颖^③, 赵永涛^②, 徐忠锋^③, 周贤明^②, 任洁茹^②, 程锐^②,
梁昌慧^①, 李耀宗^①, 曾利霞^{①③}, 杨治虎^②, 陈熙萌^④, 李福利^③, 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 西安交通大学应用物理系, 西安 710049;

④ 兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000

*联系人, zhangxiaoan2000@126.com

收稿日期: 2016-03-02; 接受日期: 2016-03-23; 网络出版日期: 2016-06-08

国家自然科学基金(编号: 11075135)和陕西省教育厅科研计划(编号: 15JK1793)资助项目

摘要 利用兰州重离子加速器国家实验室提供的 H^{1+} 和 He^{2+} 的离子束入射 Au 靶表面, 测量了激发靶原子的 M 壳层特征 X 射线辐射. 实验结果显示: 靶原子的特征 X 射线 M_α 和 M_γ 产额以及 X 射线产生截面随入射离子的动能增加而增加, 实验获得 X 射线产生截面数值与利用 BEA 近似、PWBA 模型以及 ECPSSR 理论估算的结果相比较, 实验截面随动能增加的趋势同 PWBA 模型估算的趋势较为接近. 通过进一步分析, 我们认为: 当入射离子接近高 Z 靶原子时, 由于高 Z 靶原子的 M 壳层电子束缚能相对较小, 使靶原子产生双重离化和多重离化, 荧光产额显著增强, 使 X 射线产生截面增大.

关键词 质子, X 射线, 产额, 截面

PACS: 33.20.Rm, 79.20.Rf, 79.60.Bm

离子束与物质相互作用的研究是目前科学技术界的热点研究领域之一, 而离子与原子、离子与物质相互作用的离化截面和 X 射线产生截面的研究是从 20 世纪量子力学建立之后, 科学工作者就开展了富有成效的工作, 积累了大量的实验数据^[1], 基于 Rutherford 经典散射理论和 Benthe 公式, McGuire 等人^[2]将两体碰撞近似理论(Binary Encounter Approximation, BEA)引入到重离子使固体靶原子离化的研究中. BEA 理论是在半经典库仑近似下, 对入射离

子、靶原子以及其壳层能级建立标度律, 使离化概率成为约化速度和碰撞参量的解析函数, 理论估算结果与靶原子 K 壳层离化截面实验数据符合的相对较好. 为了解决 BEA 理论预估靶原子 L, M 壳层离化截面的理论值与实验数据的偏离, Johnson 等人^[3]提出了平面波玻恩近似模型(Plane-Wave Born Approximation, PWBA), PWBA 模型是在 Born 一级近似下, 以非相对论速度入射的离子的库仑场使靶原子直接离化, 入射离子用平面波刻画, 靶原子内壳层电子用

引用格式: 张小安, 梅策香, 张颖, 等. H^{1+} 和 He^{2+} 激发 Au 靶的 M-X 射线辐射. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2016, 46: 073006
Zhang X A, Mei C X, Zhang Y, et al. M-shell X-ray production induced by H^{1+} and He^{2+} on Au (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2016, 46: 073006, doi: 10.1360/SSPMA2016-00127

受屏蔽的非相对论类氢波函数描述, 在与实验数据符合过程中发现只有当条件 $Z_1 \ll Z_2$ 和 $v_1 \gg v_2$ (其中 Z_1 , v_1 表示入射离子的原子序数和速度, Z_2 代表靶原子序数, v_2 表示靶原子某壳层电子速度) 同时满足时理论和实验数据符合得较好. 为了从理论上解决低速入射离子激发 X 射线产生截面的数据与实验数据的符合, Brandt 等人^[4]在静态微扰论近似下考虑了入射离子的能损效应, 由于入射离子的库仑场与其邻近靶核库仑场共同作用, 使靶电子束缚能增加效应以及高 Z 靶原子中电子的相对论运动效应, 建立了 ECPSSR 理论(Energy-Loss Coulomb Deflection Perturbed Stationary State Relativistic, ECPSSR). 就我们所知, 目前在较低能区(~ 1 MeV)只有 K, L 壳层实验数据与该理论预估值符合得较好, 在低能区(< 1 MeV), 高 Z 靶原子的 M 壳层离化截面和 X 射线产生截面的理论与实验研究仍然还在不断的探索中^[5,6].

另一方面, 激光间接驱动核聚变, 是强激光脉冲作用高 Z 材料(例如, Au)制成的阱腔壁产生 X 射线驱动脉冲列, 这些脉冲列加热靶丸点火实现核聚变. 最近美国国家点火装置(National Ignition Facility, NIF)首次通过激光驱动实现能量大幅增益, 然而, 要实现点火目标还有许多关键基础性的工作要做, 例如, 如何提高激光与 X 射线转换效率、自持燃烧的 α 粒子的能量输运以及靶丸在压缩过程中的对称性和均匀性等问题^[7]. 而且, 我国将相继建成多个质子线加速器的大科学装置, 与质子束相关的核科学、磁约束核聚变以及质子线医学将会有较大发展. 因此, 离子束与物质相互作用的重要基础物理问题将会受到重视.

我们在兰州重离子加速器国家实验室 320 kV 原子物理研究平台上, 分别利用动能不同的 H^{1+} 和 He^{2+} 离子束入射 Au 固体靶, 测量离子与靶原子相互作用过程中的 X 射线辐射. 实验获得的 X 射线截面与现行的理论模型估算的结果进行分析比较.

1 实验装置

本实验在兰州重离子加速器国家实验室 320 kV 原子物理综合研究平台上完成. 所需动能为 100, 200, 251, 301 keV 质子束和 200, 300, 400, 500, 600 keV 的 He^{2+} 离子束, 由电子回旋共振离子源(LECR3)引出, 利用 90° 偏转分析磁铁将确定电荷态的离子经过聚束器和光栏、经过聚焦和准直, 引入超高真空靶室, 束

流直径小于 5 mm, 发散角小于 0.7° , 离子以 45° 入射到表面经过净化处理的化学纯度为 99.9% 的 Au 靶表面, 靶面积为 $15\text{ mm} \times 15\text{ mm}$, 厚度 0.1 mm. X 射线探测器选用 AMPTEK 公司生产的 XR-100SDD 型 Si 漂移探测器, 探测器的效率如图 1^[6]. 在峰化时间为 9.6 μs , 增益为 100 的情况下, 探测能量范围是 0–14.55 keV, 其能量分辨在 5.9 keV 时为 136 eV. 探测器与束流成 45° 角, 距离靶点 80 mm, 几何立体角 $3.906 \times 10^{-3}\text{ sr}$.

实验前利用标准放射源 ^{241}Am 和 ^{55}Fe 对探测器进行了刻度, 对实验获得的 X 谱线根据文献[8,9]进行标记.

2 实验结果与讨论

2.1 动能不同的 H^{1+} 和 He^{2+} 离子入射 Au 靶表面的 X 射线

对本次实验获取的谱图采用 Gauss 拟合, X 射线谱的半高宽的关系为 $\text{FWHM} = 2\sqrt{\ln 4w}$ (w 是均方差), 谱图为双峰结构, 双峰分别为靶原子 Au 的 M_γ 和 M_α 特征 X 射线谱, 其中 M_γ 为 1.745, 1.660 和 1.648 keV 三条谱线构成的包络, 理论上的最大间距为 97 eV, M_α 是由 $M_{\alpha 1}$ 能量为 2.122 keV 和 $M_{\alpha 2}$ 能量为 2.108 keV 两条谱线组成, 间距为 14 eV, 由于探测器的分辨率所限, 不能精细分辨这几条谱线. 另一方面, 在对谱

图 1 Si 漂移探测器探测效率随 X 射线能量变化的关系图. 在能量 0.6–1.8 keV 之间用 5 次多项式拟合, 能量 1.8–4.0 keV 用 4 次多项式拟合, 4.0–10 keV 用 3 次多项式拟合

Figure 1 Efficiency values of the Silicon Drift Detector. The curve is a fifth polynomial in the 0.6–1.8 keV energy interval, a fourth polynomial in the 1.8–4.0 keV energy interval and a third polynomial in the 4.0–10 keV energy interval.

线拟合过程中我们发现, 实验值比理论值大, 最大能移 40 eV, 初步分析认为这是由于入射离子与高 Z 靶的 M 壳层电子作用过程中的多重离化效应引起的能移^[10,11].

图 2(a)和(b)分别给出动能为 301 keV 的质子和动能为 300 keV 的 He^{2+} 入射 Au 表面激发的 X 射线谱. 按照 Au 原子的能级结构, 构成 M_α 谱线的 $M_{\alpha 1}$ 是电子从能级 NIII 到 MV 之间的跃迁, 即量子态为 $4f_{7/2}$ (电子的主量子数为 $n=4$, $l=3$, $j=7/2$) 到量子态为 $3d_{5/2}$ (电子的主量子数为 $n=3$, $l=2$, $j=5/2$) 电偶极跃迁; $M_{\alpha 2}$ 是电子从能级 NXI 到 MV 之间的跃迁, 即量子态为 $4f_{5/2}$ (电子的主量子数为 $n=4$, $l=3$, $j=5/2$) 到量子态为 $3d_{5/2}$ 的电偶极跃迁. M_β 特征 X 射线, 是 3 条谱线: 分别是

图 2 (网络版彩图)(a) 动能为 301 keV 质子入射 Au 靶表面激发的 X 射线谱; (b) 动能为 300 keV He^{2+} 入射 Au 靶表面激发的 X 射线谱

Figure 2 (Color online) (a) The X rays spectra of Au atom induced by H^{1+} with kinetic energy of 301 keV impact the Au surface to excite Au- M_α , M_β characteristic X rays; (b) the X rays spectra of Au atom induced by He^{2+} with kinetic energy of 300 keV impact the Au surface to excite Au- M_α , M_β characteristic X rays.

电子从能级 NIII 到 MIV 之间的跃迁, 即量子态为 $4p_{3/2}$ (电子的主量子数为 $n=4$, $l=1$, $j=3/2$) 到量子态为 $3d_{3/2}$ (电子的主量子数为 $n=3$, $l=2$, $j=3/2$) 和电子从能级 NII 到 MIV 之间的跃迁即量子态为 $4p_{1/2}$ (电子的主量子数为 $n=4$, $l=1$, $j=1/2$) 到量子态为 $3d_{3/2}$ 电偶极跃迁, 另外一条是电子从能级 NIII 到 MV 之间的跃迁, 即量子态为 $4p_{3/2}$ (电子的主量子数为 $n=4$, $l=1$, $j=3/2$) 到量子态为 $3d_{5/2}$ (电子的主量子数为 $n=3$, $l=2$, $j=5/2$) 电偶极跃迁. 跃迁示意图见图 3.

2.2 M-X 射线的产生截面计算

为了获得本实验工作的 X 射线产生截面, 首先计算单粒子 M-X 射线产额, 利用如下公式:

$$Y = \frac{N_x}{N_p \eta (\Omega/4\pi)}, \quad (1)$$

Y 是 X 射线的单粒子产额, N_x 是探测立体角内 X 射线计数, N_p 是入射离子计数, Ω 是探测立体角, η 是探测器对应 X 射线能量的探测效率. 本实验获得的不同动能的质子和 He^{2+} 单粒子激发 Au 靶的 M-X 射线产额随炮弹动能变化如图 4.

图 4(a) 是不同动能的 H^{1+} 入射 Au 靶激发的 X 射线单粒子产额随能量变化的趋势图, 当入射离子 H^{1+}

图 3 (网络版彩图) Au 原子 N 壳层到 M 壳层电子跃迁辐射 X 射线示意图, 红色标记的是本此实验探测到的跃迁

Figure 3 (Color online) Qualitative X rays transition lines from N-M level diagram illustrating notation. The measured transition lines marked in red.

图 4 (网络版彩图)(a) Au 原子的 M_{α} 、 M_{β} X 射线单粒子产额随入射离子 H^{1+} 动能变化图; (b) Au 原子的 M_{α} 、 M_{β} X 射线单粒子产额随入射离子 He^{2+} 动能变化图

Figure 4 (Color online) (a) The X rays yield of M_{α} and M_{β} of the Au target atom as a function of kinetic energy of projectile H^{1+} ; (b) the X rays yield of M_{α} and M_{β} of the Au target atom as a function of kinetic energy of projectile He^{2+} .

的动能为 100 keV 时, Au- M_{β} 单粒子产额是 1.39×10^{-6} , Au- M_{α} 单粒子产额是 1.22×10^{-5} , 当入射离子 H^{1+} 的动能最大为 301 keV, Au- M_{β} 单粒子产额是 9.37×10^{-5} ; Au- M_{α} 单粒子产额是 9.91×10^{-4} . M_{α} 单粒子产额要比 M_{β} 单粒子产额大一个量级.

图 4(b) 是不同动能的 He^{2+} 入射 Au 靶激发的 X 射线单粒子产额随能量变化的趋势图, 当入射离子 He^{2+} 的动能为 200 keV 时, Au- M_{β} 单粒子产额是 3.97×10^{-7} , Au- M_{α} 单粒子产额是 8.08×10^{-7} , 当入射离子 He^{2+} 的动能最大为 600 keV 时, Au- M_{β} 单粒子产额是 2.72×10^{-5} , Au- M_{α} 单粒子产额是 1.75×10^{-4} .

从图 4 可以看出, 无论是质子 H^{1+} 还是 He^{2+} 离子, 单粒子的 M_{α} X 射线产额, 都大于 M_{β} 产额. 质子 H^{1+} 的单粒子射线产额要明显的大于 He^{2+} 的单粒子 X 射线产额.

X 射线的产生截面 σ^X 可以利用下面公式计算^[12]:

$$\sigma^X(E_0) = \frac{1}{n} \left(\frac{dY}{dE} \right)_{E_0} \left(\frac{dE}{dR} \right)_{E_0} + \frac{\mu \cos \theta}{n \cos \phi} Y(E_0), \quad (2)$$

其中 n 为靶原子数密度 (atom/cm^3), μ 是靶材对 X 射线的吸收系数 ($1/\text{cm}$), θ 是离子入射方向与靶面法线的夹角, ϕ 是 X 射线探测器方向与靶面法线方向夹角. $Y(E_0)$ 是入射离子能量 E_0 时的单离子 X 射线产额, dY/dE 是产额对入射能量的导数 ($1/\text{keV}$), 可以表示为 $dY/dE = Y[d(\ln Y)/d(\ln E)]E$, 通过对函数 $\ln Y = A(\ln E - B)^C$ 进行多项拟合得到, 其中 A , B 和 C 是拟合参量, dE/dR 是入射离子的能损 (keV/cm), 可由 SRIM 计算得到^[13].

实验获得的 M-X 射线产生截面见图 5, 实验误差主要来源于 X 射线计数统计 (5%)、入射离子计数 (3%)、探测立体角 (2%)、能损计算 (10%), 所以产额的最大不确定度为 6%, 截面的最大不确定度为 12%.

按照原子结构与光谱理论, 对于 Au 原子的 M 壳层, 有 5 个支壳层, 电离截面和 X 射线产生截面有如下关系^[14]:

$$\sigma^X = \sum_{i=1}^5 \sigma_i^X, \quad (3)$$

$$\sigma_{M_1}^I = \sigma_{M_1}^X \omega_1, \quad (4)$$

$$\sigma_{M_2}^I = [\sigma_{M_1}^X S_{12} + \sigma_{M_2}^X] \omega_2, \quad (5)$$

$$\sigma_{M_3}^I = [\sigma_{M_1}^X (S_{12} S_{23} + S_{13}) + \sigma_{M_2}^X S_{23} + \sigma_{M_3}^X] \omega_3, \quad (6)$$

$$\sigma_{M_4}^I = [\sigma_{M_1}^X (S_{14} + S_{12} S_{24} + S_{13} S_{23} S_{34}) + \sigma_{M_2}^X (S_{24} + S_{23} S_{34}) + \sigma_{M_3}^X S_{34} + \sigma_{M_4}^X] \omega_4, \quad (7)$$

$$\sigma_{M_5}^I = \left\{ \sigma_{M_1}^X (S_{15} + S_{12} S_{25} + S_{13} S_{35} + S_{12} S_{23} S_{35}) + f_{45} (S_{14} + S_{12} S_{24} + S_{13} S_{23} S_{34}) + \sigma_{M_2}^X [S_{25} + S_{23} S_{35} + f_{45} (S_{24} + S_{23} S_{34})] + \sigma_{M_3}^X (S_{35} + S_{34} f_{45}) + \sigma_{M_4}^X f_{45} + \sigma_{M_5}^X \right\} \omega_5, \quad (8)$$

其中 $\sigma_{M_i}^I$ 为对应 M_i 支壳层的电离截面, ω_i 为 M_i 支壳层的理论荧光产额, f_{ij} 和 S_{ij} 分别表示 M_j 支壳层的电子填充 M_i 支壳层空穴产生 CK (Coster-Kronig) 跃迁概率和超级 CK 跃迁的概率, 即 M 壳层的某一次壳层的空穴退激衰变而在较高次壳层产生空穴称为 CK 跃迁, 同一主壳层不同次壳层 (3s 和 3p) 的两个空穴在退激衰变过程中产生其他两个 M 壳层的空穴称为超级 CK 跃迁. 需要指出的是, 只有当 $Z \leq 36$ 时, M 壳层空穴退

激才有可能发生超级 CK 跃迁^[15].

为了求解上述(4)–(8)方程组获得理论上的 X 射线产生截面, 根据 PWBA 和 ECPSSR 理论, 利用文献[3]和 ADDS v4.0 版本的 ISICS 程序^[16], 计算出了不同动能的 H^{1+} 和 He^{2+} 离子束分别入射 Au 靶表面, 靶原子 Au 的 M-X 射线产生截面. 结果显示在图 5 中.

为了进一步比较, 根据 BEA 理论, 可以得到靶原子 Au 的 M 壳层 X 射线产生截面的计算公式^[3,15]

$$\sigma_{M_i}^{BEA} = \left(\frac{NZ^{*2}\sigma_0}{U^2} \right) G(V), \quad (9)$$

$$G(V) = \left[V^2 / (1+V^2) \right]^{3/2} V^{-2} \times \left[V^2 / (1+V^2) + \frac{2}{3} (1+1/\alpha) \ln(2.7+V) \right] \times [1-1/\alpha] \cdot \left[1 - (1/\alpha)^{1+V^2} \right], \quad (10)$$

其中 N 为 i 壳层的电子数, $\sigma_0 = \pi \cdot e^4 = 6.56 \times 10^{-14} \text{ cm}^2 \text{ eV}^2$, U 为电子的结合能, $G(V)$ 为约化速度的函数, $V = v_p/v_i$ (v_p 为入射离子的速度, v_i 为 i 壳层电子的平均速度), $\alpha = 4V^2(1+1/V)$, Au 原子的 M 壳层电子的平均速度为: $\bar{v}_M = 3.107 \times 10^7 \text{ m/s}$. 入射离子的速度对于质子从 4.38×10^6 – $7.586 \times 10^6 \text{ m/s}$. $V_{\max} = (7.586 \times 10^6) / 3.107 \times 10^7 = 0.244$,

根据文献[3] $G(V) \approx 0.0133$.

对于 He^{2+} , 其质量 $M_{He} = 4M_p$, 最大入射动能 600 keV 对应的速度为 $5.364 \times 10^6 \text{ m/s}$, 其约化速度为 $V_{\max} = 0.173 < 0.206$, 根据文献[2], 约化速度函数近似取为 $G(V) = 4V^4/15$. Z^* 为入射离子的有效电荷数, 采用 Sletzer 屏蔽常数^[15]

$$Z^* = \begin{cases} Z - 11.25, & \text{Au 的 } M_1 \text{ 和 } M_2 \text{ 壳层,} \\ Z - 21.15, & \text{Au 的 } M_3, M_4 \text{ 和 } M_5 \text{ 壳层.} \end{cases} \quad (11)$$

由此, 可以计算出 BEA 模型下的产生截面, 其计算结果也显示在图 5 中.

在图 5 中, 我们给出了本实验获得的不同动能的质子 H^{1+} 和 He^{2+} 分别入射 Au 靶激发的靶原子 M 壳层的 X 射线产生总截面的实验结果以及分别利用两体碰撞近似模型、平面波-玻恩近似模型和 ECPSSR 理论计算的不同动能下 M-X 射线产生的总截面. 从图中可以看出, 随着入射离子 H^{1+} 和 He^{2+} 的动能增加, 靶原子 Au 的 M-X 射线产生截面增加.

在图 5(a)中, 我们给出了动能在 100–301 keV 范

围的质子 H^{1+} 入射 Au 靶表面激发靶原子 M 壳层 X 射线的产生截面的实验结果和用上述 3 种理论的计算结果. 可以看到, 本实验获得的 M-X 射线产生截面大于 3 个理论模型计算的结果, 特别是当质子能量为 301 keV 时, 本实验得到的 M-X 射线产生截面为 1150 barn, 而 PWBA 理论计算的值为 151 barn, ECPSSR 理论计算值为 92.3 barn, BEA 模型计算值为 6.3 barn. 比较而言, BEA 模型计算值与其他两种模型的计算结

图 5 (网络版彩图) 质子 H^{1+} 和 He^{2+} 分别入射 Au 靶激发的靶原子 M 壳层的 X 射线产生截面随炮弹的动能变化趋势图. (a) 100–300 keV 的质子 H^{1+} 分别入射 Au 靶激发的靶原子 M 壳层的 X 射线产生总截面的实验结果和分别利用 3 种理论模型计算的结果; (b) 200–600 keV 的质子 He^{2+} 分别入射 Au 靶激发的靶原子 M 壳层的 X 射线产生总截面的实验结果和分别利用 3 种理论模型计算的结果

Figure 5 (Color online) The M-shell X-ray production cross section of the Au target atom as a function of kinetic energy of projectile H^{1+} and He^{2+} . (a) The measured M X-ray production cross sections for H^{1+} in the energy range of 100–300 keV impact on gold. The experimental results are compared with the theoretical predictions based on the PWBA (red), ECPSSR (green), and BEA (blue); (b) the measured M X-ray production cross sections for He^{2+} in the energy range of 200–600 keV impact on gold. The experimental results are compared with the theoretical predictions based on the PWBA (red), ECPSSR (green), and BEA (blue).

果以及实验结果相比为最小, 而且在这个能区, 随能量的增加, 这个模型的计算值增加趋势不显著, PWBA 理论计算值与本实验值较为接近.

在图 5(b)中, 给出了动能在 200–600 keV 范围的 He^{2+} 入射 Au 靶表面激发靶原子 M 壳层 X 射线的产生截面的实验结果和用 3 种理论的计算结果. 可以看到, 本实验获得的 M-X 射线产生截面大于 3 个理论模型计算的结果, 本实验截面随能量增加的趋势与 PWBA 理论预期的增加趋势最为相近, 而在 200–400 keV 能量范围 BEA 模型计算值大于 ECPSSR 理论计算值, 在 500–600 keV 能量范围 BEA 模型计算值小于 ECPSSR 理论计算值.

另一方面, 从图 5(a)和(b)来看, 相同动能 H^{1+} 的 X 射线的产生截面的实验结果和用 3 种理论的计算结果都大于相同动能 He^{2+} 的 X 射线的产生截面. 从计算结果来看, 虽然 He^{2+} 入射 Au 靶的能损近乎大于 H^{1+} 的两倍(例如 200 keV 的 He^{2+} 入射 Au 靶, $dE/dR=4.40\times 10^3$ MeV/cm, 200 keV 的 H^{1+} 入射 Au 靶的 $dE/dR=2.15\times 10^3$ MeV/cm), 但是, 在入射离子动能 200 keV 时, H^{1+} 的单粒子 M_ξ -X 射线产额 1.95×10^{-5} , M_α -X 射线产额为 1.25×10^{-4} ; He^{2+} 单粒子 M_ξ -X 射线产额 3.97×10^{-7} , M_α -X 射线产额为 8.08×10^{-7} . H^{1+} 的单粒子 M_ξ -X 射线产额比 He^{2+} 单粒子 M_ξ -X 射线产额高近两个量级, H^{1+} 的单粒子 M_α -X 射线产额比 He^{2+} 单粒子 M_α -X 射线产额高近三个量级, 所以, 在这个能区, H^{1+} 的 X 射线产生截面大于 He^{2+} 的 X 射线产生截面.

比较图 4 和 5, 还可以看到, 当入射离子为 H^{1+} 时, 靶原子 Au 的 M_α -X 射线产额比 M_ξ -X 射线产额高近一个量级, 而且 M_α -X 射线产额随能量增加的趋势与 M_α -X 射线产生截面随能量增加的趋势相近, 所以 M_α -X 射线产生截面为总的 X 射线产生截面的主要贡献者.

最近的研究结果也表明, 低能区(小于 1 MeV)的

质子与高 Z 靶作用、M-X 射线产生截面的实验值大于 ECPSSR 与 PWBA 的计算值, 例如, 0.3–0.7 MeV 质子分别入射 ^{74}W , ^{90}Th 和 ^{92}U 时, 实验获得的 M-X 射线产生截面远大于用上述理论计算值^[17]. 研究还显示 0.15–0.3 MeV 质子与原子序数为 $45\leq Z\leq 92$ 的靶作用时, L, M 壳层的离化截面和 X 射线产生截面的实验结果同上述理论计算值有较大差别, 在有些能量点差别达到一个数量级^[18]. 对目前低能区(入射离子速度接近原子 M 壳层电子运动的平均速度)相对较少的实验数据分析, 初步认为, 由于高 Z 靶的 M 壳层电子束缚能相对较小, 低速入射离子容易使靶原子产生双重离化和多重离化, 进而使荧光产额显著增强^[19,20].

3 结论

在低能区(近 Bohr 速度)的 H^{1+} 和 He^{2+} 离子分别入射 Au 固体靶表面, 激发靶原子辐射 M_α 和 M_ξ 特征 X 射线, 特征 X 射线的单粒子产额和 X 射线产生截面随入射离子的动能增加而增加, 本实验获得 X 射线产生截面的数据与 BEA 模型、PWBA 模型以及 ECPSSR 理论估算的结果相比较, 实验截面随动能增加的趋势与 PWBA 模型估算的趋势较为接近. 理论上, 上述 3 个理论模型是建立在 1–10 MeV/u 实验数据的基础上, 由于炮弹的速度较大, 因而假设轨道电子是相对静止的(如 BEA 和 PWBA 模型), 更重要的是低能区的实验数据相对较少. 就高 Z 靶的 M 壳层电子而言, 当低速入射的离子与其发生相互作用时出现双重离化和多重离化、产生荧光产额增强放大效应等奇异现象. 为了建立符合近 Bohr 速度的低能区离子与高 Z 靶作用的 X 射线产生截面的理论, 不仅需要更多的实验数据, 而且在理论上还需要做更大的努力.

参考文献

- 1 Bambynek W, Crasemann B, Fink R W, et al. X-ray fluorescence yield, auger and Coster—Kronig transition probabilities. *Rev Mod Phys*, 1972, 44: 716–813
- 2 McGuire J H, Richard P. Procedure for computing cross sections for single and multiple ionization of atoms in the binary-encounter approximation by the impact of heavy charged particles. *Phys Rev A*, 1973, 8: 1374–1384
- 3 Johnson D E, Basbas G, McDaniel F D. Nonrelativistic plane-wave Born-approximation calculations of direct Coulomb M-subshell ionization by charged particle. *Atom Data Nucl Data*, 1979, 24: 1–11

- 4 Brandt W, Lapicki G. Energy-loss effect in inner-shell coulomb ionization by heavy charged particles. *Phys Rev A*, 1981, 23: 1717–1729
- 5 Cohen D D, Stelcer E, Crawford J, et al. Comparison of proton and helium induced M subshell X-ray production cross sections with the ECUSAR theory. *Nucl Instrum Meth B*, 2014, 318: 11–14
- 6 Zhou X M, Zhao Y T, Cheng R, et al. K and L-shell X-ray production cross sections for 50–250 keV proton impact on elements with $Z=26-30$. *Nucl Instrum Meth B*, 2013, 299: 61–67
- 7 Humane O A, Callahan D A, Casey D T, et al. Fuel gain exceeding unity in an inertially confined fusion implosion. *Nature*, 2014, 506: 343–350
- 8 Agarwal B K. *X-Ray Spectroscopy* (2nd ed). Berlin: Springer-Verlag, 1991. 89–104
- 9 Zhang X A, Zhao Y T, Hoffmann D, et al. X-ray emission of Xe 30+ ion beam impacting on Au target. *Laser Particle Beams*, 2011, 29: 265–268
- 10 Lapicki G, Mehta R, Duggan J L, et al. Multiple outer-shell ionization effect in inner-shell X-ray production by light ions. *Phys Rev A*, 1986, 34: 3813–3821
- 11 Banars D, Pajek M, Semaniak J, et al. Multiple ionization effects in low-resolution X-ray spectra induced by energetic heavy ions. *Nucl Instrum Meth B*, 2002, 196: 223–246
- 12 Garcia J D, Fortner R J, Kavanagh T M. Inner-shell vacancy production in ion-atom collisions. *Rev Mod Phys*, 1973, 45: 111–177
- 13 Wang X, Zhao Y T, Cheng R, et al. Multiple ionization effects in M X-ray emission induced by heavy ions. *Phys Lett A*, 2012, 376: 1197–1200
- 14 Braich J S, Verma P, Verma H R. M-shell X-ray production cross section measurements in Pb and Bi due to the impact of protons and nickel ions. *J Phys B-At Mol Opt*, 1997, 30: 2359–2373
- 15 McGuire J E. Atomic n-shell Coster-Kronig, Auger, and radiative rates, and fluorescence yields for Ca-Th. *Phys Rev A*, 1972, 5: 1043–1047
- 16 Liu Z Q, Cipolla S J. ISICS: A program for calculating K-, L-and M-shell cross sections from ECPSSR theory using a personal computer. *Comput Phys Commun*, 1996, 97: 315–330
- 17 Rodriguez-Fernandez L, Miranda J, Ruvalcaba-Sil J L, et al. Measurement of M-shell X-ray production induced by protons of 0.3–0.7 MeV on W, Au, Pb, Bi, Th and U. *Nucl Instrum Meth B*, 2002, 189: 27–32
- 18 Lapicki G. The status of theoretical L-subshell ionization cross sections for protons. *Nucl Instrum Meth B*, 2002, 189: 8–20
- 19 Czarnota M, Banaś D, Braziewicz J, et al. X-ray study of M-shell ionization of heavy atoms by 8.0–35.2 MeV O^{q+} ions: The role of the multiple-ionization effects. *Phys Rev A*, 2009, 79: 032710
- 20 Singh Y, Tribedi L C. M-subshell X-ray production cross sections of Au induced by highly charged F, C, and Li ions and protons: A large enhancement in the M3 fluorescence yield. *Phys Rev A*, 2002, 66: 062709

M-shell X-ray production induced by H^{1+} and He^{2+} on Au

ZHANG XiaoAn^{1,2*}, MEI CeXiang^{1,3}, ZHANG Ying³, ZHAO YongTao²,
XU ZhongFeng³, ZHOU XianMing², REN JieRu², CHENG Rui², LIANG ChangHui¹,
LI YaoZong¹, ZENG LiXia^{1,3}, YANG ZhiHu², CHEN XiMeng⁴,
LI FuLi³ & XIAO GuoQing²

¹ Ion Beam & Optical Physical 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 Department of Applied Physics, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049 China;

⁴ School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000 China

The X-ray emissions from H^{1+} and He^{2+} beams impinging on Au surface are measured. The results show that the yields and production cross sections of M_{ζ} and M_{α} of target atom Au increased with the kinetic energy of H^{1+} and He^{2+} . The measured production cross sections are higher than the theoretical predictions based on the PWBA approximation, the BEA approximation and ECPSSR theory. The measured production cross sections increased trend with ionic kinetic energy close to the theoretical predictions based on the PWBA. The fluorescence yield is enhanced dramatically owing to multiple vacancies as the projectiles approach target atoms. In the low projectile-energy region ($E < 1$ MeV), because the projectiles velocities are nearly the M-shell electronic Bohr velocity of the high-Z target atom, and the bound of target atomic nucleus to electron decrease, so multiple ionization effects easily occur. One would have to conclude that these theories clearly fail at low velocities due to the electrons be assumed to be at rest in the early stage of these theories were constituted.

proton, X-ray, yield, cross section

PACS: 33.20.Rm, 79.20.Rf, 79.60.Bm

doi: 10.1360/SSPMA2016-00127