

文章编号: 1007-4627(2015)02-0254-04

1.0 MeV 电子碰撞引起 Ta 和 Au 内壳电离截面的测量

张检明^{1,2}, 邵曹杰^{1,2,3}, 卢荣春¹, 于得洋¹, 张月昭^{1,2}, 王伟^{1,2,3}, 刘俊亮¹, 蔡晓红¹

(1. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000;
2. 中国科学院大学, 北京 100049;
3. 兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

摘要: 无论对深入理解电子-原子的作用机制, 还是在材料等领域的实际应用, 电子轰击原子的内壳电离截面都具有重要意义。当前电子碰撞引起原子内壳电离的实验数据多集中在几十 keV 入射能量和中小 Z 靶原子, 其它数据相对比较缺乏。本工作以能量为 1.0 MeV 电子轰击 Ta 和 Au 靶, 通过测量靶原子特征 X 射线的产额, 获得其 K 壳电离截面分别为 13.3 和 10.1 b, L 壳电离截面分别为 554 和 338 b。并将实验结果和相应的理论进行了对比, 结果显示, 本实验测得的 K 壳电离截面与 Casnati、Hombourger 理论值、L 壳电离截面与 Scofield 和 Born-Bethe 的理论值相符。

关键词: 电子碰撞; 内壳电离; 电离截面

中图分类号: O562.5 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.32.02.254

1 引言

电子碰撞引起的原子内壳电离研究一直是原子物理领域的一个重要方向^[1]。精确的内壳电离截面数据不仅有助于探索原子的内部结构、理解电子-原子的作用机制, 而且也是材料物理、等离子体物理^[2]、天体物理以及辐射医学^[3]等其它研究领域所需的基础数据。目前, 常用的理论模型包括 Gryzinski 经典模型^[4]以及 Casnati 等^[5]、Hombourger^[6]、Scofield^[7]和 Born-Bethe 量子模型^[8]等。另一方面, 电子碰撞引起原子内壳电离的实验数据多集中在几十 keV 入射能量和中小 Z 靶原子, 其它数据相对比较缺乏^[9], 有些元素, 如 Ta, 目前还没有相关实验数据报道。此外, 已有的实验数据中, 不同研究组的实验结果相互之间存在差异, 与理论计算结果相比也有不同程度的偏离, 比如 Hansen 等^[10]和 Rester 等^[11]的 1.0 MeV 电子碰撞 Sn 原子的 K 壳电离截面的实验结果相差近 1 倍, Seif 等^[12]实验所得到的 Ni 的 K 壳电离截面比 Kolbenstvedt 计算的理论值大 25%。进一步检验理论模型的适用性和适用范围, 正确认识电子-原子内壳电离机制, 均需要新的可靠的内壳电离截面数据。

本工作主要测量 1.0 MeV 电子碰撞 Ta 和 Au 的内

壳电离截面, 将实验数据与相关理论模型计算结果进行比较, 并对结果进行讨论。

2 实验方法

本实验是在中国科学院近代物理研究所的变压器型电子加速器上进行的, 实验装置如图 1 所示。

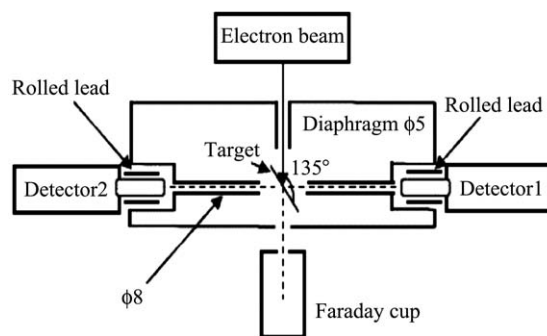


图 1 装置示意图

1.0 MeV 的电子引出后通过直径为 5 mm、长为 100.0 mm 的铅准直光栏, 分别入射到 Ta 和 Au 靶上; Ta 和 Au 靶为自支撑薄靶, 厚度分别为 16.6

收稿日期: 2014-04-10; 修改日期: 2014-05-18

基金项目: 国家重点基础研究发展计划项目(973计划)资助项目(2010CB832901); 国家自然科学基金资助项目(11179017, 11105201)

作者简介: 张检明(1988-), 男, 湖南邵阳人, 硕士研究生, 从事原子与分子物理学研究; E-mail: zhangjm@impcas.ac.cn

通信作者: 邵曹杰, E-mail: c.shao@impcas.ac.cn

mg/cm²和 12.2 mg/cm²; 靶面与束流夹角为 45°; 靶的正下方安装了一个法拉第筒用来收集电子, 法拉第筒的入口直径为 25.0 mm, 偏转角小于 10°的散射电子均能进入法拉第筒内, 在法拉第筒的入口处加-500 V 电压以抑制次级电子。在与束流相垂直的方向对称放置两台高纯锗探测器(编号 1 和 2), 用于探测靶发出的 X 射线, 锗晶体的直径和厚度分别为 10.0 mm 和 7.0 mm; 两台探测器距离中心靶的距离均为 465 mm, 探测器输

出的信号经主放大器放大后进入 MPA-3 数据获取系统进行幅度分析、获取和存储。

实验测量前, 我们用标准放射源⁵⁵Fe、¹³³Ba、¹⁵²Eu、²⁴¹Am 对探测器进行了能量及效率刻度。两个探测器对⁵⁵Fe 的 5.895 keV X 射线分辨(FWHM)分别为 239 eV 和 190 eV, 对²⁴¹Am 的 13.946 keV X 射线分辨分别为 306 eV 和 291 eV, 探测器的本征效率及 X 射线在空气和靶材中的穿透率如表 1 所列。

表 1 探测器效率及 X 射线在空气和靶材中的穿透率

X射线类型	能量/keV	1号探测器的本征效率	2号探测器的本征效率	空气和靶材中的穿透率
Ta (L _{α1,2})	8.1	0.42	0.41	0.016
Au (L _{α1,2})	9.6~9.7	0.48	0.45	0.15
Ta (L _{γ1})	10.9	0.53	0.49	0.034
Ta (L _{γ2,3})	11.2~11.3	0.55	0.51	0.041
Au (L _{γ1})	13.4	0.64	0.56	0.17
Au (L _{γ2,3})	13.7~13.8	0.66	0.57	0.18
Ta (K _{α1,2} 、K _{β1,2,3})	56.3~57.5	0.88	0.73	1.0
Au (K _{α1,2} 、K _{β1,2,3})	66.9~78.0	0.90	0.75	1.0

3 实验结果和讨论

3.1 Ta和Au的K壳电离截面及讨论

本实验通过测量特征 X 射线产额来获得 K 壳电离截面:

$$\sigma_k = \frac{N_k}{N_0 \cdot n \cdot d \cdot \omega_k \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \varepsilon}, \quad (1)$$

其中: N_k 为 K 壳层特征 X 射线计数率; N_0 为电子束流强; $n \cdot d$ 为靶厚; ω_k 为 K 壳层荧光产额^[13]; $\Omega/4\pi$ 为探测器所张立体角; ε 为系统的探测效率。实验在非真空环境下进行, Au 和 Ta 的 K 壳特征 X 射线的能量比较高, 在空气层的穿透率接近 100%, 穿透靶材的透过率分别为 0.98 和 0.96。实验测得的 Ta 和 Au 的 K 壳截面及 Casnati、Hombourger 的理论值如表 2 所列。

表 2 Ta 和 Au 的 K 壳电离截面实验结果与 Casnati、Hombourger 理论值 (单位: b)

靶	1号探测器	2号探测器	Casnati	Hombourger
Ta	14.0±1.8	12.5±1.6	13.9	13.1
Au	11.0±1.4	9.2±1.2	10.5	10.2

本实验测得的 K 壳电离截面误差约为 13%, 其中探测器效率刻度误差为 4% 左右; 立体角误差约为 10%; K 壳 X 射线计数率误差 < 1%; 电子束流强误差 < 7%; 靶厚误差 < 1%; 此外, 荧光产额数据也会引入一定的误差。由于存在散射电子的干扰, 1 号探测器和 2 号探测器的计数率不同, 推算出的电离截面有所不同。

本实验测得的 Ta 的 K 壳电离截面为首次测得, Au 的 K 壳电离截面数据与 Rebter 等^[11]的实验结果 (10 b±1 b) 一致。从表 2 可以看到, 在实验误差范围内, 本实验测得的 Ta 和 Au 的 K 壳电离截面与 Casnati 和 Hombourger 的计算结果符合得很好, 说明这两种模型能很好地适用于本实验所涉及的碰撞体系。

3.2 Ta和Au的L壳电离截面及讨论

本实验得到的 L 壳电离截面由 L₁, L₂ 以及 L₃ 亚壳层电离截面相加而成, 即 L 壳的总电离截面。L 壳各亚壳层的电离截面通过相应的特征 X 射线产生截面得到, 计算公式如下式所示:

$$\begin{aligned} \sigma_{L_1}^x &= \sigma_{\gamma_{2,3}} \frac{\Gamma_1}{\Gamma_{\gamma_{2,3}}}; & \sigma_{L_2}^x &= \sigma_{\gamma_1} \frac{\Gamma_2}{\Gamma_{\gamma_1}}; \\ \sigma_{L_3}^x &= \sigma_{\alpha_{1,2}} \frac{\Gamma_3}{\Gamma_{\alpha_{1,2}}}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\Gamma_i (i = 1, 2, 3)$ 为 L_i 亚壳层 X 射线发射率; Γ_{γ_1} , $\Gamma_{\gamma_{2,3}}$, $\Gamma_{\alpha_{1,2}}$ 分别为发射 L_{γ1}、L_{γ2,3} 和 L_{α1,2} 线的辐射分宽度^[14]; $\sigma_{\gamma_i} (i = 1, 2, 3)$, $\sigma_{\alpha_{1,2}}$ 分别为对应壳层的 X 射线产生截面。计算公式如下式所示:

$$\sigma_x = \frac{N_x}{N_0 \cdot n \cdot d \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \varepsilon} - \sigma_K \eta_x. \quad (3)$$

其中 N , n , d , $\Omega/4\pi$, ε 意义与式 (1) 相同, 下标 x 分别代表 $\gamma_i (i = 1, 2, 3)$ 和 $\alpha_{1,2}$, N_x 为对应壳层的 X 射线计数率, σ_k 为 K 壳电离截面, η_x 为 K 壳层到对应各壳层的转移几率^[14]。利用所求得的 L 壳各亚壳层的 X 射

线产生截面可以得到 L 壳各亚壳层的电离截面，计算公式如 (4) 式：

$$\begin{aligned} \sigma_{L_1} &= \frac{\sigma_{L_1}^x}{\omega_1} ; \sigma_{L_2} = \frac{\sigma_{L_2}^x}{\omega_2} - f_{12} \cdot \sigma_{L_1} ; \\ \sigma_{L_3} &= \frac{\sigma_{L_3}^x}{\omega_3} - f_{23} \cdot \sigma_{L_2} - (f_{13} + f_{12} \cdot f_{23}) \cdot \sigma_{L_1} . \end{aligned} \quad (4)$$

其中 ω_i , f_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) 分别表示 L 壳各支壳的荧光产额以及 Coster-Kroing 跃迁几率^[13]。由于高纯锗探测器分辨率的限制， $L_{\gamma 1}$ 和 $L_{\gamma 2,3}$ 的峰叠加在一起，需要用双峰拟合来分别得到 $L_{\gamma 1}$ 和 $L_{\gamma 2,3}$ 的峰面积。图 2 为 2 号探测器测量得到的 Au 的 L 壳特征线；图 3 表示利用双峰拟合对 L_{γ} 进行解谱所得到 $L_{\gamma 1}$ 和 $L_{\gamma 2,3}$ 。

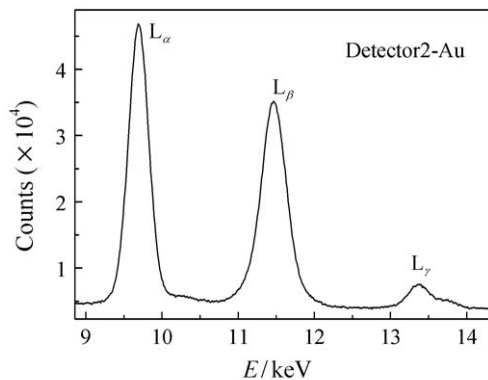


图 2 探测器 2 测量得到的 Au 的 L 壳特征线

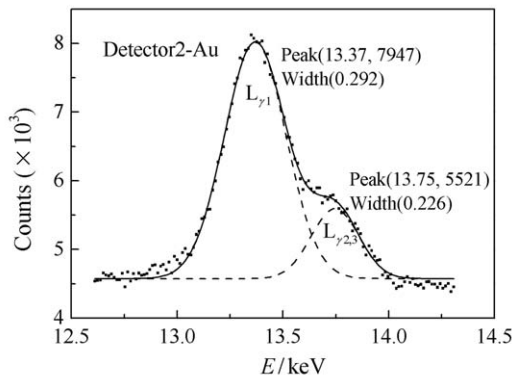


图 3 对 2 号探测器测量得到的 Au 的 L_{γ} 线进行双峰拟合所得到 $L_{\gamma 1}$ 和 $L_{\gamma 2,3}$

实验所得 Ta 和 Au 的 L 壳截面值与 Born-Bethe、Scofield 理论值如表 3 所列：

表 3 Ta 和 Au 的 L 壳测量截面与 Born-Bethe、Scofield 理论值 (单位: b)

靶	1号探测器	2号探测器	Born-Bethe	Scofield
Ta	584 ± 88	524 ± 79	590	570
Au	459 ± 69	418 ± 63	450	444

本实验测得的 L 壳截面误差约为 15%。其中，探测器效率刻度误差为 4% 左右；立体角误差约为 10%；L 壳 X 射线计数率误差 < 4%；电子束流强误差 < 7%；靶厚误差 < 1%； $L_{\gamma 1}$ 和 $L_{\gamma 2,3}$ 的峰面积拟合误差约 5%；另外，原子参数，如荧光产额数据也有一定的误差。与 K 壳电离截面的情况类似，由于散射电子的影响，由探测器 1 和探测器 2 所测得的 X 射线谱推算出的 L 壳电离截面会有所不同。

本实验测量的 1.0 MeV 电子碰撞诱发 Ta、Au 的 L 壳电离截面均为实验上首次测得。从表 3 可以看到，实验测得的 L 壳电离截面在实验误差范围内与理论基本相符。但由于实验的测量精度所限，无法衡量 Born-Bethe 和 Scofield 理论的优劣。在下一步的工作中，为获得更精确的截面数据，提高实验测量精度，建议在以下三个方面加以改进：(1) 尽可能选择薄靶进行实验，以减少次级电子的干扰；(2) 改进法拉第筒的深度，以便更有效地抑制次级电子的逃逸；(3) 提高绝对探测效率的刻度，由于重靶的特征线的能量较高，其 X 射线的探测角将稍大于几何立体角，这也是立体角误差的主要来源。通过以上的优化，将可以较为系统地测量 MeV 能区电子碰撞中高 Z 原子的 K 壳及部分 L 壳电离截面数据，填补次区域电离截面实验数据的缺乏，以更深入地理解 MeV 能区电子-原子的碰撞机制。

致谢 感谢中国科学院近代物理研究所电子加速器及应用研究中心人员给予本实验的帮助，同时感谢原子分子谱学组其他成员在实验期间的帮助，尤其是薛迎利对本文的修改意见。

参考文献：

- [1] POWELL C J. Rev Mod Phys, 1976, **48**: 33.
- [2] HE Fuqing, LONG Xianguan, PENG Xiufeng, *et al.* Chin Phys Lett. 1996, **13**: 175.
- [3] FERNADEZ-VAREA J M, LILJEQUIST D, CSILLAG S, *et al.* Nucl Instr Meth B, 1996, **108**: 35.
- [4] GRZYNSKI M. Phys Rev A, 1965, **138**: 336.
- [5] CASNATI E, TARTARI A, BARALDI C. J Phys B, 1982, **15**: 155.
- [6] HPMBOURGER C. J Phys B, 1998, **31**: 3693.
- [7] SCOFIELD J H. Phys Rev A, 1978, **18**: 963.
- [8] KHARE S P, WADEHRA J M Can J Phys, 1996, **74**: 376.
- [9] TALUKDER A M R, BOSE A S, TAKAMURA S. Int J Mass spectrum, 2008, **269**: 118.
- [10] HANSEN H, FLAMMERSFELD A. Nucl Phys, 1966, **79**: 135.
- [11] RESTER D H, DANCE W E. Phys Rev, 1966, **152**: 1.
- [12] SEIFELNASSER S A H, BERENYI D, BIBOK G. Z Phys, 1974, **267**: 169.

[13] KRAUSE M O. J Phys Chem Ref Data, 1979, **8**: 307.

[14] SCOFIELD J H. At Data Nucl Data Tables, 1974, **14**: 121.

K-shell and L-shell Ionization Cross Sections of Ta and Au induced by 1.0 MeV Electron

ZHANG Jianming^{1,2}, SHAO Caojie^{1,2,3}, LU Rongchun¹, YU Deyang¹, ZHANG Yuezhao^{1,2},
WANG Wei^{1,2,3}, LIU Jun liang¹, CAI Xiaohong¹

(1. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

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

Abstract: Accurate experimental data for atomic inner-shell ionization cross-sections by electrons are of basic importance both in understanding inelastic electron-atom interaction and its application. Up to now, most of available data on this process were mainly concentrated on the low and medium Z atoms by the bombardment of low energy electrons. In present experiments K-shell and L-shell ionization cross-sections of Ta and Au in collisions with 1.0 MeV electron were determined by measuring the characteristic X-rays emitted from the target atoms. For the present collision systems the K-shell ionization cross-sections were found to be 13.3 and 10.1 b, and the L-shell ionization cross sections were 554 and 338 b, respectively. The measured K-shell ionization cross sections are in reasonable agreement with the theoretic predictions of Casnati and Hombourger, while L-shell ionization cross sections are consistent with the theoretical results of Socfield and Born-Bethey.

Key words: electron collision; inner shell ionization; cross section

Received date: 10 Apr. 2014; **Revised date:** 18 May 2014

Foundation item: National Basic Research Program of China(973 Program)(2010CB832901); National Natural Science Foundation of China (11179017, 11105201),

Corresponding author: SHAO Caojie, E-mail: c.shao@impcas.ac.cn.

<http://www.npr.ac.cn>