

8—9.5 keV 正电子致 Ti 的 K 壳层电离截面的实验研究

钱宇瑞 吴英 杨夏童 陈秋香 尤俊栋 王宝义 况鹏 张鹏

Experimental study on Ti K shell ionization cross sections induced by 8--9.5 keV positrons

Qian Yu-Rui Wu Ying Yang Xia-Tong Chen Qiu-Xiang You Jun-Dong Wang Bao-Yi Kuang Peng
Zhang Peng

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 192101 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180666

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180666>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I19>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[用重正交化 Lanczos 法求解大型非正交归一基稀疏矩阵的特征值问题](#)

Eigenvalue problems solved by reorthogonalization Lanczos method for the large non-orthonormal sparse matrix

物理学报.2016, 65(19): 192101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.192101>

8—9.5 keV 正电子致 Ti 的 K 壳层电离截面的实验研究*

钱宇瑞¹⁾ 吴英^{1)†} 杨夏童¹⁾ 陈秋香¹⁾ 尤俊栋¹⁾ 王宝义²⁾
况鹏²⁾ 张鹏²⁾

1)(华北电力大学, 非能动核能安全技术北京市重点实验室, 北京 102206)

2)(中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

(2018年4月11日收到; 2018年7月22日收到修改稿)

低能正电子碰撞原子内壳层电离截面的实验数据目前还很缺乏, 从而影响了近年来发展的各相关理论模型的检验, 限制了慢正电子束流技术在诸多领域中的应用. 本文采用慢正电子束流装置产生的 8—9.5 keV 正电子束碰撞纯厚 Ti 靶, 利用硅漂移探测器 (SDD) 收集正电子碰撞 Ti 靶产生的 X 射线, 同时采用高纯锗探测器在线获得与靶碰撞的入射正电子数, 从而得到 Ti 的 K 壳层实验产额, 并基于蒙特卡罗模拟程序 PENELOPE 获得模拟产额. 将实验产额分别与内壳层电离截面数据库采用经典光学数据模型 (ODM) 和扭曲波玻恩近似理论模型 (DWBA) 的蒙特卡罗模拟产额进行对比, 发现基于 ODM 理论模型的模拟产额与实验值有较大的偏差, 基于 DWBA 理论模型的模拟产额与实验结果符合较好. 根据实验产额和基于 DWBA 理论模型的模拟产额的比较结果, 对蒙特卡罗模拟程序使用的 DWBA 理论模型数据库进行修正后再进行模拟和比较, 从而得到可靠的 8—9.5 keV 正电子致 Ti 原子 K 壳层电离截面数据.

关键词: 正电子碰撞厚 Ti 靶, K 壳层电离, 蒙特卡罗模拟, 扭曲波玻恩近似理论模型

PACS: 21.60.-n, 21.60.Cs, 21.60.Ka, 24.80.+y

DOI: 10.7498/aps.67.20180666

1 引言

目前, 低能正负电子与原子之间的碰撞作用机理还不清楚, 开展近阈能区正电子致原子内壳层电离截面实验研究有助于理解二者间的碰撞作用机理. 此外, 近阈能区正电子致原子内壳层电离截面数据的可靠获取有利于正电子束相关技术在核医学、材料科学、等离子体物理等诸多领域得到更广泛的应用^[1,2]. 然而, 尽管目前已发表了许多低能电子碰撞原子内壳层电离截面数据^[3-7], 但低能正电子致原子内壳层电离截面数据非常缺乏, 已公布的正电子实验数据主要集中在: 日本东京大学 Nagashima 等^[8,9] 采用基于 ²²Na 放射源和钨网

慢化体的慢正电子束流装置引出的 10—30 keV 正电子束, 分别碰撞几个 nm 厚的靶膜镀在 40 nm 厚的碳衬底表面的薄膜薄衬靶和纯厚靶, 得到 Cu-K 壳层及 Ag-L 壳层电离截面, 及 Ag, In, Sn 的 L 壳层 X 射线产生截面; 四川大学 Tian 等^[10] 采用基于 ²²Na 源和钨箔慢化体的慢正电子束流装置引出的 10—20 keV 正电子束碰撞纯厚 Ti 靶, 得到 20 keV 以下能量正电子致 Ti 的 K 壳层电离截面. 在 Nagashima 等^[8,9] 和 Tian 等^[10] 的实验研究中, 与靶碰撞的正电子束流强度都是采用离线法获得: 即假设正电子束流一直很稳定, 实验前先用 HPGe 记录了正电子束碰撞纯厚碳靶产生的湮没光子计数率 n_γ , 由此认为在截面测量实验中单位时间打在靶样

* 国家自然科学基金 (批准号: 11275071)、华北电力大学大学生创新创业训练计划项目 (批准号: 2016-153) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: 2018ZD10) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: w_y@ncepu.edu.cn

品上的正电子数是 $n_{\gamma}/(2\varepsilon_{\gamma})$ (其中 ε_{γ} 是HPGe探测器对置于靶样品表面碰撞点处的 γ 标准点源在511 keV能量处的探测效率). 基于 ^{22}Na 放射源引出的慢正电子束流强度较弱(与靶碰撞的正电子束流强度约 $10^4\text{--}10^5\text{ e}^+/\text{s}$ ^[8-10]), 因而要得到满足统计性要求的特征峰净计数所需的测量时间较长(如文献[8]中Nagashima等完成一个能量点的X能谱收集, 采用薄膜薄衬靶方法和纯厚靶方法分别耗时约44 h, 2.8 h; 文献[10]中Tian等完成一个能量点的X能谱收集耗时约1周), 而由于 ^{22}Na 的半衰期相对较短(~ 2.6 年), 因而即便在装置稳定运行的理想情况下实验中的正电子束流强度也会随时间不断衰减; 另外实验条件有所变化(如变换入射正电子能量)时, 束流强度也会随之跃变; 另外, 实验中的正电子束流还可能存在波动. 综上所述, 由离线法获取的正电子束流强度可能不准确. 此外, 我们注意到Nagashima等^[8]与Tian等^[10]采用厚靶方法测量正电子致靶元素内壳层电离截面时, 对实验数据的处理均没有考虑入射正电子在厚靶中的散射效应、湮没光子和韧致光子及次级电子等对特征X射线计数的贡献. 对于低能正电子碰撞厚靶, 其中的湮没光子因能量高且强度大, 对特征X峰净计数的贡献不容低估. 这使得Nagashima等^[8]采用由忽视上述效应的各不同能量正电子碰撞厚靶的特征X射线产额通过微分求解方法得到的相应电离截面结果不可靠(因为采用微分求解方法会将各能量点产额的不确定度都计入到处理得到的截面结果, 而Nagashima等由于采用离线法, 导致得到的厚靶产额数据很可能不够准确, 再者他们尚未对实验产额考虑入射正电子在厚靶中的散射效应、湮没光子和韧致光子及次级电子等引起的修正, 使得微分求解得到的截面结果更不准确). 同样Tian等^[10]的实验也是由于采用离线法获取正电子束流强度, 未对测量的10—20 keV正电子碰撞纯厚Ti靶的 K_{α} 特征X射线产额进行修正, 使得他们采用正则化方法直接由测量的产额得到5—20 keV正电子致Ti的K壳层电离截面结果也很可能不准确. 对于阈能附近正负电子碰撞原子的理论研究, 经典理论对实验结果的描述普遍不可靠. 近年来发展的一些量子理论模型, 如文献[11—13]提出的考虑了电荷交换、库仑和相对论效应引起修正的平面波玻恩近似理论(PWBA-C-Ex)模型、文献[14, 15]发展的新的扭曲波玻恩近似理论(DWBA)模型等. 为

了能够检验近年来发展的这些量子理论模型, 需要填补尚缺乏的实验数据, 并对已发表的正电子实验数据进行检验.

本文拟采用实验研究与蒙特卡罗模拟研究相结合的方法得到可靠的8—9.5 keV正电子致Ti的K壳层电离截面数据. 在实验研究阶段, 为提高正电子碰撞靶样品过程中特征峰净计数的收集效率, 本文采用纯厚Ti靶, 并采用薄灵敏层、大探头的先进硅漂移半导体X射线能谱仪(SDD)获得碰撞产生的X能谱; 同时采用高纯锗谱仪(HPGe)记录伴随正电子碰撞厚Ti靶过程中产生的湮没光子数, 以在线获取与靶碰撞的入射正电子数. 在模拟研究阶段, 利用特别适合于模拟低能正负电子、光子输运的蒙特卡罗方法的PENELLOPE程序^[16]来模拟实验过程. 与电子碰撞厚靶可忽略电子在靶中的散射、韧致辐射及次级电子等对特征X射线计数的影响^[7,17]不同, 正电子碰撞厚靶还会伴随产生能量高且强度大的湮没光子, 其对特征X峰净计数的贡献应该不能忽略, 而在PENELLOPE数据库中采用的光电效应截面及康普顿散射效应截面都较为可靠. 光电效应截面取自文献[18], 其精度在光子的能量 $> 1\text{ keV}$ 时不超过5%; 康普顿散射效应截面取自文献[19], 其精度一般 $< 5\%$. 相比弹性散射及外壳层电离, 正负电子引起原子内壳层电离的概率非常小, 因此, 各代正负电子的径迹对蒙特卡罗模拟中采用的内壳层电离截面模型不敏感. PENELLOPE程序中植入的粒子碰撞模型和跟踪算法的可靠性已得到过大量实验数据的验证^[20-23], 因而若对正电子碰撞厚Ti靶过程中产生的特征X射线实验产额测量准确, PENELLOPE程序得到的模拟产额与所测实验产额的差异主要在于模拟时所采用的产生截面数据的准确度. PENELLOPE程序库中正负电子致原子内壳层电离截面数据库分别取自ODM^[24]和DWBA理论模型. ODM是经典的光学数据模型, 采用偶极近似理论并考虑了对电荷交换效应的修正. DWBA^[14,15]采用扭曲波玻恩近似理论, 将入射及出射粒子波函数看作为扭曲波恩表象, 该理论将中心的局域势描述为扭曲势, 从而使势的描述更接近于真实势, 最终达到精简计算的效果. 已有的阈能附近正负电子致原子内壳层电离截面实验数据对现有各理论模型的初步评估显示, DWBA模型在现有理论模型中能相对较好地描述低能电子碰撞原子电离过程, 但DWBA

理论与仅有几个正电子截面实验数据中的多数靶元素的截面值差异明显 [8,10]. 将基于 ODM 理论模型和 DWBA 理论模型的蒙特卡罗模拟产额与实验产额比对, 通过调整蒙特卡罗模拟程序的库截面数据, 再进行蒙特卡罗模拟并与实验产额比较, 从而获得可靠的 8—9.5 keV 正电子碰撞 Ti 原子 K 壳层电离截面值. 采用这种方法的优势在于无需考虑入射正电子在厚靶中的散射效应、湮没光子和韧致光子及次级电子等对特征 X 射线计数的贡献大小. 这一计算较为复杂, 目前他人发展的算法 [10,17] 还不能准确估算出上述效应对特征 X 射线计数的影响程度.

2 实验

2.1 实验装置

本实验在中国科学院高能物理研究所进行, 借助中国科学院高能物理研究所新引进的固态 Ne 为慢化体的 ^{22}Na 放射源慢正电子束流装置 [25–27], 用 SDD 和高纯锗谱仪 (HPGe) 来完成实验. 实验示意图如图 1 所示, 使用纯厚 Ti 靶进行实验.

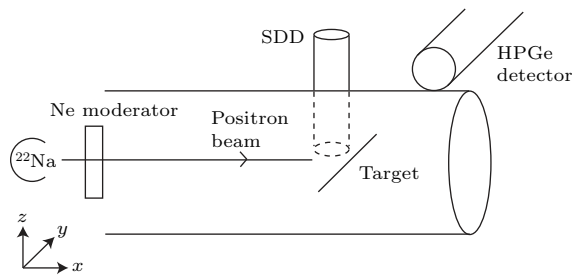


图 1 实验示意图

Fig. 1. Experimental sketch.

放射源 ^{22}Na 衰变产生的正电子经过固体 Ne 慢化材料慢化后, 得到 eV 量级的正电子. 在靶托上加以一定的负高压, 使正电子接近 Ti 靶时以所需能量碰撞纯厚 Ti 靶. 靶样品由与水平面成 45° 的钢制靶架支撑, 碰撞产生的 X 能谱由 SDD 探测器收集, SDD 探测器布置在靶样品的正上方. HPGe 探测器位于靶室外, 其探头与入射正电子方向以及 SDD 表面方向都成 90° . 由 HPGe 谱仪同步记录正电子碰撞纯厚 Ti 靶时产生的湮没光子 N_γ 可获得入射正电子数. 实验中靶室的真空度达到 10^{-7} Pa 量级. 图 2 为 8 keV 正电子碰撞纯厚 Ti 靶时, SDD 探测器收集的 X 能谱.

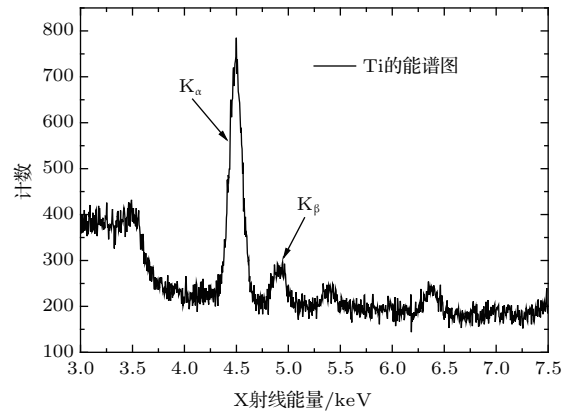


图 2 SDD 收集的 8 keV 正电子碰撞纯厚 Ti 靶的 X 能谱
Fig. 2. The experimental X-ray spectrum collected by SDD detector for the thick Ti target by 8 keV positron impact.

2.2 SDD 与 HPGe 探测器的效率刻度

探测效率对于产额的确定较为关键, 本实验采用的 SDD 探测器是德国 KETEK 公司生产的 VI-TUS H80 型薄灵敏层、大探头硅漂移 X 射线半导体探测器, 探测器灵敏层厚度为 $450\ \mu\text{m}$, 有效探测面积为 $80\ \text{mm}^2$, 具有较好的能量分辨率和低本底、高计数率. 本文采用相对效率刻度法, 即实验测量 19 keV 电子碰撞纯厚碳靶产生的韧致辐射谱, 与 PENELOPE 模拟相同实验条件下 19 keV 电子碰撞纯厚碳靶产生的韧致辐射谱相比, 得到相对效率刻度曲线, 最后根据 SDD 探测器对放置在碰撞点处的 ^{241}Am 标准点源在 11.89 keV 和 13.90 keV 能量处的绝对探测效率, 将相对效率曲线绝对化处理, 得到 SDD 探测器的探测效率刻度曲线, 如图 3 所示. 采用标准源对 SDD 进行 11.89 keV 和 13.90 keV 能量处的绝对探测效率刻度方法如下: 通过在正电子束与靶碰撞点的位置处放置一标准点源 ^{241}Am , 由 SDD 探测器记录 ^{241}Am 源的各 X 能峰峰位及峰净计数, 再由以下公式计算 11.89 keV 和 13.90 keV 特征 X 射线能量处的绝对探测效率:

$$\varepsilon = \frac{N}{IA_0t} e^{0.693T/T_{1/2}}, \quad (1)$$

(1) 式中, ε 表示 SDD 的探测效率, N 表示在 t 时间内 SDD 探测器记录得到对应能量的特征 X 射线净计数, I 表示对应能量光子的绝对强度, A_0 表示标准放射源活度, t 表示测量时间, T 表示放射源从标定到刻度的时间, $T_{1/2}$ 表示放射源的半衰期.

采用上述方法得到本工作中 SDD 对 Ti 的 K 壳层特征 X 能峰处的探测效率为 2.48×10^{-3} .

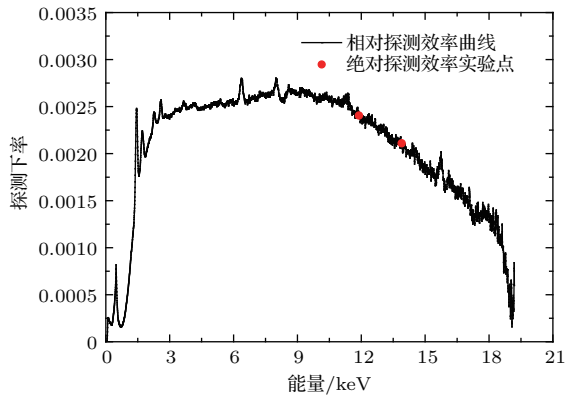


图3 SDD探测器的探测效率刻度曲线

Fig. 3. The detection efficiency calibration curve of SDD detector.

由于HPGe谱仪是用来记录正电子在厚Ti靶中湮没而产生的511 keV的湮没光子, 所以只需对HPGe谱仪在511 keV能量点进行探测效率刻度. 使用HPGe谱仪记录放置在碰撞点处的²²Na标准放射点源发射的正电子湮没产生的511 keV光子, 即得到HPGe谱仪对511 keV湮没光子的探测效率.

3 数据处理与结果分析

3.1 实验产额

由HPGe谱仪记录得到实验测量中511 keV光子的数量 N_γ , 经下式计算得到与靶碰撞的入射正电子数 N_{e^+} :

$$N_{e^+} = \frac{N_\gamma}{2\varepsilon_\gamma}, \quad (2)$$

(2)式中 ε_γ 表示HPGe探测511 keV光子的绝对探测效率.

由与靶碰撞的入射正电子数 N_{e^+} , 及SDD探测器记录不同能量入射正电子碰撞纯厚Ti靶产生

的特征X射线的净计数, 即可由(3)式得到实验产额 Y_{exp} :

$$Y_{\text{exp}}(E_0) = \frac{N_x(E_0)}{\varepsilon(E) \cdot N_{e^+}(E_0)}, \quad (3)$$

(3)式中, E_0 表示入射正电子能量, $N_x(E_0)$ 表示由SDD探测器记录到的能量为 E_0 的入射正电子碰撞厚Ti靶的K壳层特征X射线净计数, $\varepsilon(E)$ 表示SDD探测器对能量为 E 的特征X射线的探测效率.

3.2 实验产额与PENELOPE模拟产额的比较

PENELOPE (penetration and energy loss of positrons and electrons in matter) 是基于蒙特卡罗方法能够模拟计算1 keV到几百MeV正负电子-光子簇射的程序包, 在正负电子与物质发生的每次相互作用中, 对于散射角或能量损失大于给定的截止值的硬碰撞, 采用详细模拟法, 而对散射角或能量损失小于给定的截止值的软碰撞, 则采用压缩模拟的方法. 因而PENELOPE程序特别适合于模拟低能正负电子、光子输运. PENELOPE数据库中的数据几乎都是最新的, 其中跃迁参数选自EADL(评价原子数据库)^[16]. 本文将PENELOPE材料数据库中的正负电子致原子内壳层电离截面数据分别采用DWBA理论模型值或ODM理论模型值, 并用PENELOPE对实验过程进行逼真模拟, 得到模拟产额.

将实验产额和用PENELOPE基于DWBA模型和ODM模型的电离截面模拟得到的产额进行比较, 发现实验产额和基于DWBA库模拟得到的产额的相对偏差小于8%, 而与基于ODM库模拟的产额相差很大. 比较结果如表1和图4所示.

表1 实验产额与模拟产额的比较

Table 1. Comparison of the simulated yields and the experimental yields.

能量/keV	实验产额	基于DWBA库		基于ODM库	
		模拟产额	与实验产额的偏差/%	模拟产额	与实验产额的偏差/%
8.0	1.89×10^{-4}	1.78×10^{-4}	6.24	8.79×10^{-5}	53.52
8.5	2.04×10^{-4}	1.89×10^{-4}	7.57	1.21×10^{-4}	40.69
9.0	2.29×10^{-4}	2.13×10^{-4}	7.39	2.53×10^{-4}	-10.48
9.5	2.48×10^{-4}	2.33×10^{-4}	6.54	2.54×10^{-4}	0.300

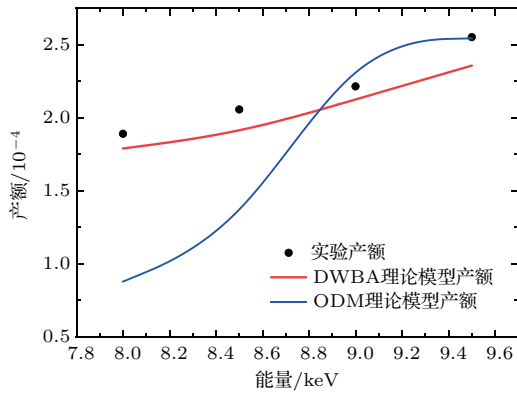


图4 实验产额与模拟产额的比较

Fig. 4. The comparison of the simulated yield and the experimental yield.

3.3 正电子致Ti的K壳层电离截面实验结果与分析

由于基于ODM理论模型计算得到的模拟产额和实验产额的偏差较大,我们认为经典的ODM理论模型对低能正电子致Ti的K壳层电离过程的描述不可靠.虽然DWBA理论模型的模拟产额与实验产额偏差较小,但还是有一定的偏差.由于采用PENELOPE程序模拟计算时,决定Ti的模拟产额结果的主要因素是正电子致Ti的K壳层电离截面,因而本文中我们修正了Ti的DWBA电离截面数据库,并重新用PENELOPE对实验过程进行了模拟.

因基于DWBA库的模拟产额比实验产额平均小7%,我们把Ti的DWBA电离截面数据乘以修正系数1.07,并在修正系数1.07的基础上进行±1%和±2%的灵敏度分析,重新进行模拟计算.将模拟结果与实验产额相比较,结果列于表2.

表2 对DWBA电离截面数据库采用不同修正系数时的模拟产额与实验产额的比较

Table 2. Comparison of the simulated yield and the experimental yield when using DWBA ionization cross section database with different correction coefficients.

能量/keV	修正系数					
	1	1.05	1.06	1.07	1.08	1.09
8.0	6.2%	5.6%	3.9%	2.1%	2.7%	1.6%
8.5	7.6%	4.6%	4.0%	1.5%	2.1%	2.0%
9.0	7.4%	6.0%	5.5%	4.6%	3.6%	4.1%
9.5	6.5%	1.6%	1.2%	0.4%	2.4%	1.4%

从表2结果中可得,对DWBA数据库乘以修正系数约1.07后的结果与实验结果符合更好.

因此,我们实验测得的8—9.5 keV正电子致Ti原子内壳层电离截面为相应能区DWBA电离截面乘以修正系数1.07后的值.

本文得到的电离截面误差主要源于实验产额和蒙特卡罗模拟产额的误差.实验产额的误差~10%,主要源于SDD探测效率刻度的误差(~8%,源于刻度时用²⁴¹Am标准源的活度误差、标准源发射特征X射线分支比的误差、标准源覆盖层Mylar膜的厚度误差以及特征峰面积的统计误差),采用HPGe谱仪在线测量与靶碰撞的入射正电子数的误差(~5%,主要源于对HPGe探测器刻度用的²²Na标准点源的活度误差),SDD探测器收集的特征X射线净计数误差(~2%).模拟产额的误差约为8%,主要源于PENELOPE数据库中采用的质量吸收系数和阻止本领误差(~5%)、光电效应截面误差(<5%)、康普顿散射截面误差(<5%),K壳层荧光产额误差(~2%)及模拟得到的特征X射线计数的统计误差(~1%).因此,本工作获取的实验截面误差约为13%.

表3 Ti的K壳层电离截面实验结果

Table 3. Experimental results of K shell ionization section of Ti.

能量/keV	电离截面/Barn
8.0	145 ± 19
8.5	205 ± 27
9.0	272 ± 35
9.5	344 ± 45

4 结论

本文采用厚靶的实验产额和PENELOPE模拟产额相比较的方法,得到在8—9.5 keV正电子碰撞能区需要对DWBA理论模型的Ti的K壳层电离截面数据进行1.07倍的修正,从而获得8—9.5 keV正电子致Ti原子K壳层电离截面实验结果.

感谢华北电力大学核科学与工程学院的徐梦霞硕士、梁焯硕士和袁野硕士在模拟软件使用和论文撰写方面给予的指导.

参考文献

[1] An Z, Hou Q 2008 *Phys. Rev. A* **77** 042702

- [2] Wang J J, Gong J, Gong Z L, Yan X L, Wang B 2009 *The second National Symposium on Nuclear Technology and Applied Research* Mianyang, China, May 1, 2009 p331 (in Chinese) [王君君, 龚静, 宫振丽, 闫晓丽, 王波 2009 第二届全国核技术及应用研究学术研讨会 中国绵阳, 2009 年 5 月 1 日, 第 331 页]
- [3] Llovet X, Powell C J, Salvat F, Jablonski A 2014 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **43** 013102
- [4] Sepúlveda A, Bertol A P, Vasconcellos M A Z, Trincavelli J, Hinrichs R, Castellano G 2014 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **47** 215006
- [5] Zhao J L, An Z, Zhu J J, Tan W J, Liu M T 2017 *Radiat. Phys. Chem.* **134** 71
- [6] Qian Z C, Wu Y, Chang C H, Yuan Y, Mei C S, Zhu J J, Moharram K 2017 *Europhys. Lett.* **118** 13001
- [7] Zhao J L, Tian L X, Li X L, An Z, Zhu J J, Liu M T 2015 *Radiat. Phys. Chem.* **107** 47
- [8] Nagashima Y, Saito F, Itoh Y 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 223201
- [9] Nagashima Y, Shigeta W, Hyodo T 2007 *Radiat. Phys. Chem.* **76** 465
- [10] Tian L X, Liu M T, Zhu J J, An Z, Wang B Y, Qin X B 2012 *Plasma Sci. Technol.* **14** 434
- [11] Hippler R 1990 *Phys. Lett. A* **144** 81
- [12] Luo S, Joy D C 1991 *Microbeam Analysis* (Vol. 1) (San Francisco: San Francisco Press) pp67–68
- [13] Khare S P, Wadehra J M 1996 *Can. J. Phys.* **74** 376
- [14] Segui S, Dingfelder M, Salvat F 2003 *Phys. Rev. A* **67** 062710
- [15] Colgan J, Fontes C J, Zhang H L 2006 *Phys. Rev. A* **73** 062711.
- [16] Salvat F, Fernández-Vaea J M, Sempau J 2005 *PENELOPE-2005, A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport* (Vol. 1) (Issy-les-Moulineau: OECD/NEA Data) pp ix–xii
- [17] Zhu J J, An Z, Liu M T, Tian L X 2009 *Phys. Rev. A* **79** 052710
- [18] Cullen D E, Hubbell J H, Kissel L 1997 *Report UCRL-0400* **6** 5
- [19] Ribberfors R 1983 *Phys. Rev. A* **27** 3061
- [20] Tian L X, Zhu J J, Liu M T, An Z 2009 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **267** 3495
- [21] Bote D, Llovet X, Salvat F 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 105304
- [22] Sempau J, Fernández-Vaea J M, Acosta E, Salvat F 2003 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **207** 107
- [23] Salvat F, Llovet X, Fernández-Vaea J M, Sempau J 2006 *Microchim. Acta* **155** 67
- [24] Mayol R, Salvat F 1990 *Phys. B* **23** 2117
- [25] He C Q, Wang J C, Zhu J, Wang S J 2013 *Mater. Sci. Forum.* **733** 314
- [26] Kuang P, Han X L, Cao X Z, Xia R, Zhang P, Wang B Y 2017 *Chin. Phys. B* **26** 057802
- [27] Kuang P 2017 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [况鹏 2017 博士学位论文 (北京: 中国科学院高能物理研究所)]

Experimental study on Ti K shell ionization cross sections induced by 8–9.5 keV positrons*

Qian Yu-Rui¹⁾ Wu Ying^{1)†} Yang Xia-Tong¹⁾ Chen Qiu-Xiang¹⁾ You Jun-Dong¹⁾
Wang Bao-Yi²⁾ Kuang Peng²⁾ Zhang Peng²⁾

1) (*Beijing Key Laboratory of Passive Safety Technology for Nuclear Energy, North China Electric Power University, Beijing 102206, China*)

2) (*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100049, China*)

(Received 11 April 2018; revised manuscript received 22 July 2018)

Abstract

Due to lack of experimental data of the inner shell ionization cross sections induced by low-energy positron, advanced theoretical models developed in recent years cannot be correctly evaluated, and the application of slow positron beam technique is greatly limited. Here we present the method of obtaining reliable experiment data of atomic inner-shell ionization cross section by positron impact. In this work, the slow positron beam device is used to generate 8–9.5 keV positron beams impacting on a pure thick Ti target, and the silicon drift detector (SDD) is adopted to collect the X-ray spectra produced by positrons impacting on thick Ti target, and the incident positron numbers are obtained by applying an HPGe detector to on-line collect annihilation photons. Then the experimental characteristic X-ray yields of Ti K shell impacted by 8–9.5 keV positron could be acquired. Meantime, the simulated characteristic X-ray yields are acquired by the PENELOPE program simulating the experiments. In the comparison between the experimental yields and the simulated yields based on two sets of different inner shell ionization cross section database in the PENELOPE code, i.e. the optical data model (ODM) and the distorted-wave Born approximation model (DWBA), there is a large difference between the simulated data from the ODM theoretical model and the experimental values, while the simulated yields from the DWBA theoretical model are in good agreement with the experimental results. Accordingly, a correction factor is introduced to modify the DWBA theoretical model database which is used in the PENELOPE, and then the experimental process is re-simulated. When the simulated yields and the experimental yields are in the highest consistence, the reliable Ti K shell ionization cross sections impacted by 8–9.5 keV positron could be obtained. The biggest advantage of using this method to obtain atomic inner-shell ionization cross section impacted by positron is that the effects of the multiple scattering of incident positrons in the thick target, from the bremsstrahlung and annihilation photons, and other secondary particles on the experimental characteristic X-rays do not need calculating (the calculation method that has been developed previously cannot give the more correct result about the contribution of the multiple scattering of incident positrons, from the bremsstrahlung and annihilation photons, and other secondary particles to characteristic X-rays).

Keywords: positron collisions purely thick Ti target, Ti K shell ionization, Monte Carlo simulation, distorted-wave Born approximation model

PACS: 21.60.–n, 21.60.Cs, 21.60.Ka, 24.80.+y

DOI: 10.7498/aps.67.20180666

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11275071), the North China Electric Power University Undergraduate Innovation and Entrepreneurship Training Program, China (Grant No. 2016-153), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. 2018ZD10).

† Corresponding author. E-mail: w_y@ncepu.edu.cn