

CSR 上  $C^{6+}$  脉冲束激发 Au 靶的 X 射线辐射\*

张小安<sup>1)2)†</sup> 梅策香<sup>1)</sup> 赵永涛<sup>2)</sup> 程锐<sup>2)</sup> 王兴<sup>2)</sup> 周贤明<sup>2)</sup>  
雷瑜<sup>2)</sup> 孙渊博<sup>2)</sup> 徐戈<sup>2)</sup> 任洁茹<sup>2)</sup>

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)

(2013 年 3 月 24 日收到; 2013 年 5 月 27 日收到修改稿)

用电子冷却储存环提供的  $C^{6+}$  脉冲高能离子束轰击 Au 靶, 测量到 Au 的  $L_{\alpha}$  和  $L_{\beta}$  X 射线辐射谱, 分析结果表明, 在 高能离子束的轰击下, Au 原子的  $L_{\alpha}$  的 X 射线产生截面大于  $L_{\beta}$  的, 两个 X 射线产生截面随炮弹的动能增加而增加. 本文分别用 PWBA 理论和 ECPSSR 理论计算了此实验条件下的 X 射线产生截面, 结果比实验获得的结果大, 初步分析了其中的原因.

**关键词:** 脉冲离子束, 截面, X 射线, 内壳层

**PACS:** 34.80.Dp, 32.30.Rj, 79.20.Rf, 79.60.Bm

**DOI:** 10.7498/aps.62.173401

## 1 引言

在目前国际和国内著名实验室设计的强激光脉冲束或重离子脉冲束驱动的惯性约束聚变实验中, 让脉冲束轰击用高  $Z$  材料 (如 Au 等) 制成的腔阱, 产生 X 射线辐射, 通过 X 射线辐射加热弹丸, 使其达到点火温度 ( $T > 4.3$  keV), 要使弹丸达到如此高的温度, 必须提高 X 射线辐射的强度, 因此, 如何提高脉冲束与空腔表面作用产生的 X 射线辐射的转换效率以及辐射场的性质是目前研究的热点之一 [1–6]. 对常用的腔阱材料 Au 而言, 其入射炮弹在低能区时的  $K, L$  壳层 X 射线产生截面已经研究多年, 而很少有高能脉冲束轰击下的 X 射线产生截面的实验报道 [7–10]. 而 X 射线是强激光脉冲束、重离子束与温稠密物质相互作用研究、恒星演化和星际环境研究以及等离子体诊断的有效工具 [11], 因此, 高能脉冲重离子与固体相互作用产生的 X 射线辐射的实验研究有着重要意义.

原子的  $K, L$  壳层 X 射线辐射率和 X 射线产生

截面经过数十年研究表明 [12–15], X 射线产生截面与原子的激发或其壳层电子离化的手段有密切关系, 用带电子离子轰击靶原子的过程中, 在非对称碰撞体系 ( $Z_1 \gg Z_2$ ,  $Z_1$  为炮弹的核电荷数,  $Z_2$  为靶原子的核电荷数), 原子被激发而内壳层产生空穴, 此原子通过辐射 X 射线以及无辐射 Auger 过程和 Coster-Kronig 过程退激, 一般地, 离子原子碰撞过程涉及复杂的多体问题, 量子力学的 Schrödinger 方程给不出精确的解析解, 平面波玻恩近似 (plane-wave Born approximation, PWBA) 理论与炮弹动能能在 1 MeV/u—10 MeV/u 能区的实验结果比较符合 [16], 在相对较低的能区 ( $< 1$  MeV/u), PWBA 理论与实验结果有较大差别 [17], 在此基础上, Brandt 等进一步采用静态微扰论 (perturbed stationary state, PSS) 近似, 考虑了入射离子的能损效应、在靶核库仑场作用下的偏转效应以及高  $Z$  靶原子中电子的相对论运动效应, 提出了 ECPSSR 理论 (energy-loss Coulomb deflection perturbed stationary state relativistic, ECPSSR) [18], 使这个理论与低能区的实验

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11075135, 11075192)、陕西省自然科学基金 (批准号: 2012JM1009) 和陕西省教育厅科研计划 (批准号: 2010JK895) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhangxiaonan2000@126.com

结果符合得较好<sup>[19-21]</sup>.

随着重离子束应用研究的发展和加速器技术的提高,在相对较高的能区( $> 100 \text{ MeV/u}$ )的实验研究成为可能.我们在兰州重离子加速器国家实验室、利用 CSR (Cooling Storage Rings) 提供的高能  $\text{C}^{6+}$  脉冲束流分别入射 Au 表面,测量了  $\text{C}^{6+}$  脉冲束与表面相互作用过程中辐射的 X 射线谱.实验结果分析表明:靶原子 Au 的  $L_{\alpha}$  的 X 射线产生截面为大于  $L_{\beta}$  支壳层的 X 射线产生截面,  $L_{\alpha}$  和  $L_{\beta}$  的 X 射线产生截面随炮弹能量的增加而增加.分别用 PWBA 理论和 ECPSSR 理论初步分析.

## 2 实验装置和测量方法

兰州重离子加速器国家实验室建成的重离子加速器-冷却贮存环 (Heavy Ion Research Facility in Lanzhou-Cooling Storage Rings. HIRFL-CSR) 是一个集累积、冷却、加速等多功能于一体的实验装置,它采用多圈注入、剥离注入和电子冷却相结合的方法,将重离子累积到高流强,并加速到高能量,它能够提供多品种高能、高流强束流.其中可提供最高能量达到  $900 \text{ MeV/u}$  ( $^{12}\text{C}^{6+}$ ),  $400 \text{ MeV/u}$  ( $^{238}\text{U}^{72+}$ ) 的束流,束流强度达到  $10^5\text{-}10^8$  个/每周期<sup>[22]</sup>,该装置从 2010 年建成以来在核质量测量方面取得了重要的科学成果<sup>[23]</sup>.

我们利用 CSR 提供的动能分别为  $300 \text{ MeV/u}$ ,  $350 \text{ MeV/u}$  和  $430 \text{ MeV/u}$   $\text{C}^{6+}$  脉冲束流分别入射 Au 表面.考虑到离子束到达靶之前的能量损失,实际打靶时离子能量为  $292.69 \text{ MeV/u}$ ,  $343.28 \text{ MeV/u}$ ,  $423.93 \text{ MeV/u}$ .离子以  $90^\circ$  方向入微于经过表面净化处理的化学纯度为 99.9% 的 Au 固体表面,其表面积为  $24 \text{ mm} \times 39 \text{ mm}$ ,厚度为  $2 \text{ mm}$ .用 XR-100SDD 型 Si 漂移探测器进行探测,探测面积  $7 \text{ mm}^2$ ,Si 晶体厚度  $450 \mu\text{m}$ ,探测口 Be 窗厚度  $12.5 \mu\text{m}$ ,在峰化时间为  $9.6 \mu\text{s}$ ,增益为 100 的情况下,可以探测的能量范围是  $0\text{--}14.55 \text{ keV}$ ,能量分辨率为  $136 \text{ eV}$ .实验中,探测器与入射束流方向成  $45^\circ$  角,距离靶点  $10 \text{ cm}$ ,探测口的几何立体角为  $7 \times 10^{-4} \text{ sr}$ .入射离子由离子计数器计数,1 个计数对应  $10^{-9} \text{ As}$ ,实验装置在文献 [9] 中有详细地描述.实验前利用标准放射源<sup>241</sup>Am 和<sup>55</sup>Fe 对探测器进行了刻度.对

X 射线谱的标识,依美国 Lawrence Berkeley 国家实验室 2009 年出版的 X-RAY DATA BOOKLET 为标准.

## 3 结果与讨论

### 3.1 不同动能 $\text{C}^{6+}$ 脉冲束入射 Au 靶激发靶原子 L 壳层 X 射线谱

图 1 为动能分别为  $292.69 \text{ MeV/u}$ ,  $343.28 \text{ MeV/u}$  和  $423.93 \text{ MeV/u}$  的  $\text{C}^{6+}$  脉冲离子束入射 Au 靶表面激发的靶原子 L 壳层特征 X 射线谱.图 1(a) 是动能为  $292.69 \text{ MeV/u}$  的  $\text{C}^{6+}$  脉冲离子束 (平均每个脉冲为  $1.23 \times 10^8$  个离子数) 入射到 Au 靶表面激发的 X 射线谱,谱图为双峰,第一个峰值中心在  $9.75 \text{ keV}$  处,半高宽 (FWHM) 为  $0.19 \text{ keV}$ ;第二个峰值中心在  $11.52 \text{ keV}$  处,半高宽 (FWHM) 为  $0.31 \text{ keV}$ .图 1(b) 是动能为  $343.28 \text{ MeV/u}$  的  $\text{C}^{6+}$  脉冲离子束 (平均每个脉冲为  $1.24 \times 10^8$  个离子数) 入射到 Au 靶表面激发的 X 射线谱,第一个峰值中心在  $9.74 \text{ keV}$  处,半高宽 (FWHM) 为  $0.19 \text{ keV}$ ;第二个峰值中心在  $11.52 \text{ keV}$  处,半高宽 (FWHM) 为  $0.29 \text{ keV}$ .图 1(c) 是动能为  $423.93 \text{ MeV/u}$  的  $\text{C}^{6+}$  脉冲离子束 (平均每个脉冲为  $8.27 \times 10^7$  个离子数) 入射到 Au 靶表面激发的 X 射线谱,第一个峰值中心在  $9.75 \text{ keV}$  处,半高宽 (FWHM) 为  $0.19 \text{ keV}$ ;第二个峰值中心在  $11.52 \text{ keV}$  处,半高宽 (FWHM) 为  $0.3 \text{ keV}$ .图 1(d) 是动能为  $423.93 \text{ MeV/u}$  的  $\text{C}^{6+}$  脉冲离子束入射到 Au 靶表面激发的 X 射线原始谱,横坐标为道数 (能量),纵坐标为计数,由于韧致辐射等造成的低能区的背景辐射很强.

这两个峰是靶原子 Au 的 L 壳层的电子被高能  $\text{C}^{6+}$  离子激发或离化形成空穴,  $N_5$ ,  $M_5$  和  $M_4$  支壳层 (电子组态为  $4d_{5/2}$ ,  $3d_{5/2}$ ,  $3d_{3/2}$ ) 的电子分别向  $L_3$  (电子组态为  $2p_{3/2}$ ) 支壳层和  $L_2$  支壳层 (电子组态为  $2p_{1/2}$ ) 四个跃迁辐射产生的特征谱线,由于我们的探测器的分辨所限和测量时间短造成计数统计小,未能分辨四个峰,  $L_{\alpha}$  包括  $L_{\alpha 1}$  ( $9.713 \text{ keV}$ ) 和  $L_{\alpha 2}$  ( $9.628 \text{ keV}$ ),  $L_{\beta}$  包括  $L_{\beta 1}$  ( $11.442 \text{ keV}$ ) 和  $L_{\beta 2}$  ( $11.584 \text{ keV}$ ),跃迁示意图如图 2.

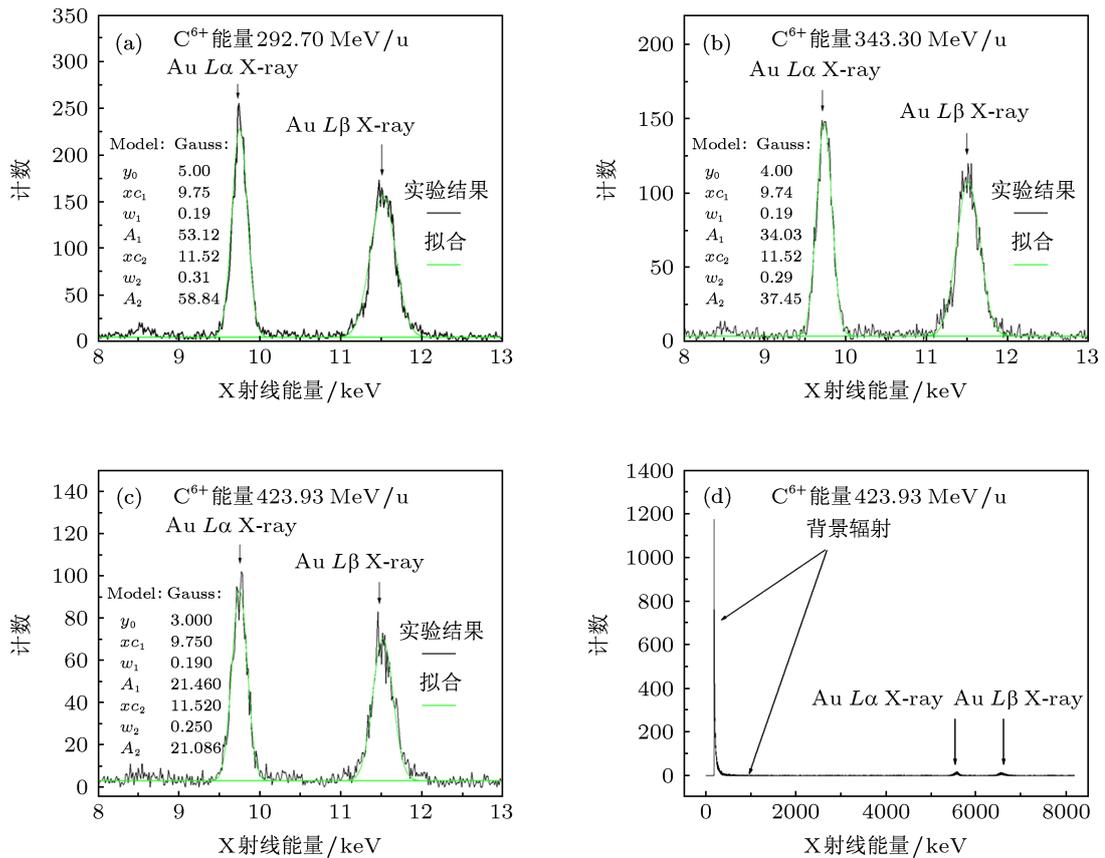


图1 (a), (b) 和 (c) 分别为能量为 292.7 MeV/u, 343.3 MeV/u 和 423.93 MeV/u  $C^{6+}$  入射 Au 表面激发的 X 射线谱; (d) 能量为 423.93 MeV/u 的  $C^{6+}$  入射 Au 表面激发的 X 射线原始谱

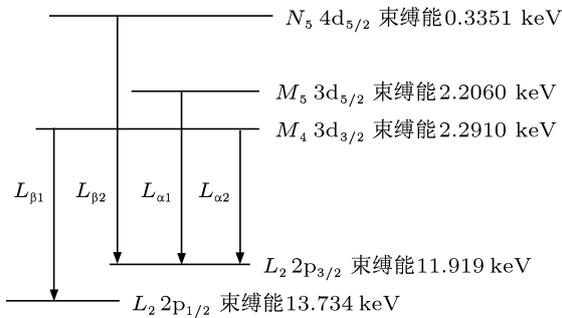


图2  $L_{\alpha}$  和  $L_{\beta}$  两条特征谱线电子跃迁示意图

根据量子力学原理, 其中  $L_{\alpha}$  辐射的两个跃迁

$$\Delta L = 2 - 1 = 1, \quad \begin{cases} \Delta J = \frac{5}{2} - \frac{3}{2} = 1, \\ \Delta J = \frac{3}{2} - \frac{3}{2} = 0, \end{cases}$$

$L_{\beta}$  辐射跃迁的两个跃迁

$$\Delta L = 2 - 1 = 1, \quad \begin{cases} \Delta J = \frac{5}{2} - \frac{3}{2} = 1, \\ \Delta J = \frac{3}{2} - \frac{1}{2} = 1, \end{cases}$$

都满足电偶极跃迁的选择定则.

### 3.2 靶原子 X 射线产生截面

利用 origin 软件对实验测得的 X 射线谱进行双峰拟合, 并根据实验条件, 可用下列式子表达  $L$ -X 射线的产生截面和 X 射线产额

$$\sigma_x = \frac{\sqrt{2}\mu N_x}{\rho N_p \epsilon_d f_t \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right)} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\sqrt{2}\mu L}}, \quad (1)$$

$$Y = n\sigma_x, \quad (2)$$

其中,  $N_x$  为 X 射线光子数,  $N_p$  为入射粒子数,  $n$  为单位面积内的靶原子数 ( $n = \rho L$ , 其中  $\rho$  为体密度,  $L$  为靶的厚度),  $\epsilon_d$  为探测器的效率,  $f_t$  为靶和探测器之间介质的吸收系数,  $\Omega$  为探测器所张的立体角,  $\mu$  为射线在靶中的衰减常数.

利用 (1) 式计算出实验获得的高能  $C^{6+}$  脉冲束激发靶原子 Au 的  $L_{\alpha}$  和  $L_{\beta}$  的 X 射线产生截面见表 1, 单离子 X 射线产额的测量结果列于表 2 中.

表1 靶原子 X 射线产生截面

| C <sup>6+</sup> 能量/(MeV/u) | σ 实验值/b                |                        | σ <sub>Lβ</sub> /σ <sub>Lα</sub> |
|----------------------------|------------------------|------------------------|----------------------------------|
|                            | L <sub>α</sub>         | L <sub>β</sub>         |                                  |
| 292.7                      | 3.30 × 10 <sup>2</sup> | 1.91 × 10 <sup>2</sup> | 0.579                            |
| 343.3                      | 3.69 × 10 <sup>2</sup> | 2.47 × 10 <sup>2</sup> | 0.669                            |
| 423.9                      | 4.26 × 10 <sup>2</sup> | 2.59 × 10 <sup>2</sup> | 0.608                            |

注: 1 b = 10<sup>-28</sup> m<sup>2</sup>.

表2 靶原子 X 射线的单离子产额

| C <sup>6+</sup> 能量/(MeV/u) | L <sub>α</sub>          | L <sub>β</sub>          |
|----------------------------|-------------------------|-------------------------|
| 292.7                      | 5.04 × 10 <sup>-3</sup> | 4.82 × 10 <sup>-3</sup> |
| 343.3                      | 6.21 × 10 <sup>-3</sup> | 6.04 × 10 <sup>-3</sup> |
| 423.9                      | 6.96 × 10 <sup>-3</sup> | 6.53 × 10 <sup>-3</sup> |

### 3.3 讨论

根据 PWBA 和 ECPSSR 理论, 我们利用 ADDS-V4-0 版本的 ISICS 程序 [24] 分别计算了 L<sub>α</sub> 和 L<sub>β</sub> X 射线产生截面, 结果列在表 3 中.

从表 3 可以看出, 根据 PWBA 和 ECPSSR 理论计算的结果显示: L<sub>α</sub> 和 L<sub>β</sub> 的 X 射线产生截面基本一致, 且随炮弹能量的增加而减小. 而实验测得两个支壳层的 X 射线产生截面比理论计算的小一个量级, L<sub>α</sub> 的 X 射线产生截面大于 L<sub>β</sub> 的, 两个截面随炮弹能量的增加而增加, 单离子 X 射线产额随着随炮弹的能量增加而增加.

根据平面波玻恩近似 (PWBA) 理论, L 壳层的 X 射线产生截面可以用公式 [24]

$$\sigma_L = 8\pi a_0^2 \left( \frac{Z_1^2}{Z_{2L}^4} \right) \theta_L^{-1} F_L(\xi_L, \theta_L), \quad (3)$$

其中, a<sub>0</sub> 为玻尔半径 (0.53 Å), Z<sub>1</sub> 为炮弹的原子数, Z<sub>2L</sub> 为靶原子有效原子数, 对 Au 原子 Z<sub>2L</sub> = Z<sub>2</sub> - 4.15 = 74.85, θ<sub>L</sub> 为 L 壳层约化束缚能, L<sub>2</sub> 壳层 θ<sub>L</sub> = 0.0196 keV, L<sub>3</sub> 壳层 θ<sub>L</sub> = 0.0170 keV. L 壳层电子的约化速度 v<sub>2L</sub> =  $\frac{Z_{2L}}{2}$  = 37.425 a.u., F<sub>L</sub>(ξ<sub>L</sub>, θ<sub>L</sub>) 为普适约化截面, ξ<sub>L</sub> 为入射炮弹约化速度, 其表达式为 [25]

$$\xi_L = \frac{2V_1}{V_{2L}\theta_L}. \quad (4)$$

在能量从 0.1 MeV/u 到几十 MeV/u 的能区, 平面波玻恩近似理论给出的 L 壳层的 X 射线产生截面

的最大值处于 ξ<sub>L</sub> ≈ 3 区域 [25], 我们实验用的炮弹 C<sup>6+</sup> 能量从 300 MeV/u 到 430 MeV/u, 其约化速度最小为 ξ<sub>L</sub> = 15, 远大于 3, 因此, 实验测到的 X 射线产生截面比应用上述理论计算的值要小, 截面比 σ<sub>Lβ</sub>/σ<sub>Lα</sub> 也不再是光滑的曲线. 在利用 PWBA 和 ECPSSR 理论研究的 X 射线产生截面中, 多重离化效应起重要作用 [17], 而近来的研究表明, 当炮弹的能量较高时, 在与高 Z 靶原子相互作用过程中, 由于相对论效应使得 2p 态电子重整化过程延迟, L<sub>2</sub> 和 L<sub>3</sub> 支壳层的多重离化效应变得很小 [16], 因而, 使得 X 射线产生截面变小, 同时, 高能 C<sup>6+</sup> 轰击 Au 靶的过程中, 炮弹的核与靶原子核的作用以及 γ 射线辐射影响, 使靶原子 2p 电子离化或激发的概率减小, 也是 X 射线产生截面变小的重要原因. 从表 1 和表 2 可以看出, 在 高能炮弹作用下, 靶原子 Au 的 L-X 射线产生截面和产额随炮弹的能量的增加而增加. 这是由于高速离子在和靶原子碰撞过程中, 传递给靶原子的能量随着入射离子的能量增加而增加, 靶原子在碰撞过程中获得能量越大, 被激发或电离的概率就越大, 碰撞过程中 X 射线产生截面和产额越大. 这同我们用 PWBA 和 ECPSSR 计算结果不一致, 我们初步认为, ECPSSR 理论是为了解决 PWBA 理论在入射炮弹的能量在较低能区与实验结果的差异提出的修正, 它适用于较低能区 (< 1 MeV/u). 目前 PWBA 理论在入射炮弹的能量 1 MeV/u 到几十 MeV/u 能区的实验结果比较符合, 如上所述, 根据 PWBA 理论, 当炮弹约化速度 3 时, X 射线产生截面为极大值, 也就是说靶原子的 X 射线产生截面不是炮弹能量的单调递增函数. 要使 PWBA 理论适用于高能区的实验结果, 还需要考虑更多其他因素.

另一方面, 在 X 射线测量实验中, 探测器的位置、角度以及背景辐射对实验结果有一定影响, 由于我们的探测器放置在和靶点成 45° 角、距离靶点 10 cm 处, 加之测量时间短引起的计数统计小和较强的背景辐射, 这对测量结果造成误差.

表3 L-X 射线的产生截面的理论值/b

| C <sup>6+</sup> 能量/(MeV/u) | L <sub>α</sub>         |                        | L <sub>β</sub>         |                        |
|----------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
|                            | PWBA                   | ECPSSR                 | PWBA                   | ECPSSR                 |
| 292.7                      | 3.75 × 10 <sup>3</sup> | 3.81 × 10 <sup>3</sup> | 1.17 × 10 <sup>3</sup> | 1.18 × 10 <sup>3</sup> |
| 343.3                      | 3.33 × 10 <sup>3</sup> | 3.39 × 10 <sup>3</sup> | 1.04 × 10 <sup>3</sup> | 1.05 × 10 <sup>3</sup> |
| 423.9                      | 2.84 × 10 <sup>3</sup> | 2.88 × 10 <sup>3</sup> | 8.82 × 10 <sup>2</sup> | 8.91 × 10 <sup>2</sup> |

从表 1 中我们可以看到, 实验测得的  $L_\alpha$  的 X 射线产生截面大于  $L_\beta$  的, 这是因为  $L_3$  支壳层的电子束缚势能小于  $L_2$  支壳层的 (如图 2 所示), 比较容易激发或电离, 产生空穴, 并且, 在单电离的情况下,  $L_\alpha$  的荧光产额也大于  $L_\beta$  的荧光产额, 所以,  $L_\alpha$  X 射线产生截面大于  $L_\beta$  X 射线产生截面. 我们测得的  $L_\alpha$  三个值分别为 9.75 keV, 9.74 keV, 9.75 keV;  $L_\beta$  三个值分别为 11.52 keV, 11.52 keV, 11.52 keV, 美国 Lawrence Berkeley 国家实验室给出的最新数据为  $L_\alpha = 9.628$  keV,  $L_\beta = 11.4423$  keV, 从  $L_\alpha$  和  $L_\beta$  的实验数据综合来看, 多重离化效应不明显, X 射线能量偏大的原因是旁观电子效应造成的 [26,27].

## 4 结论

高能脉冲束与高 Z 靶的相互作用的 X 射线辐

射研究有着重要应用. 用高能脉冲束  $C^{6+}$  轰击 Au 靶, X 射线产生截面随炮弹的能量增加而增加,  $L_\alpha$  的 X 射线产生截面大于  $L_\beta$  的 X 射线产生截面. 实验测到的 X 射线产生截面比用 PWBA 理论和 ECPSSR 理论计算的截面小一个量级, 我们分析, 可能是由于相对论效应使得 2p 态电子重整化过程延迟, 使  $L_2$  和  $L_3$  支壳层的多重离化效应变得很小, 并且在高能区  $\gamma$  射线辐射也是炮弹能量转移的重要通道. 另一方面, 上述两个理论是建立在大量中低能区实验结果的基础, 与该能区的实验结果符合得较好, 而高能脉冲离子束与高 Z 靶的实验工作因为实验条件等因素的制约, 很少有相关实验数据的报道, 要对两个理论修正或建立更适合于高能区的理论, 无论在实验研究方面还是在理论工作方面需要做更大的努力.

衷心感谢兰州重离子加速器国家实验室 CSR 技术人员勤奋地工作, 为该项目实验提供高品质束流.

- [1] Hoffmann D H H, Blazevic A, Korostiya S 2007 *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **577** 8
- [2] Boris Sharkov 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** A229
- [3] Zhang Z W, Qi X B Li B 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 145204 (in Chinese) [张占文, 漆小波, 李波 2012 物理学报 **61** 145204]
- [4] Wang W, Zhang J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 0590 (in Chinese) [王薇, 张杰 2002 物理学报 **51** 0509]
- [5] Shen B F 2008 *The Physics of Inertial Fusion* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [沈百飞 2008 惯性聚变物理 (北京: 科学出版社)]
- [6] Yang Z R, Yuan P, Li Z W, Yang Z H 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 1896 (in Chinese) [杨兆锐, 袁萍, 李忠文, 杨治虎 2012 强激光与粒子束 **24** 1896]
- [7] Hoffmann D H H, Brendel C, Genz H, Löw W, Müller S, Richter A 1979 *Z. Phys.* **A 293** 187
- [8] Chen X M, Jiang L J, Zhou P, Zhou C L, Gao Z M, Qiu X Y, Cui Y, Wang X A, Lou F J, Lü X Y, Jia J J, Chen L, Shao J, Lü Y, Wang F 2011 *Chin. Phys. B* **20** 013402
- [9] Zhang X A, Zhao Y T, Hoffmann D H H, Yang Z H, Chen X M, Xu Z F, Li F L, Xiao G Q 2011 *Laser Part. Beams* **29** 265
- [10] Andrews M C, McDaniel F D, Duggan J L 1987 *Phys. Rev. A* **36** 3699
- [11] Gregori G, Glenzer S H, Fournier K B 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 045003
- [12] Eugene J, McGuire 1972 *Phys. Rev. A* **5** 1043
- [13] Ma X, Zhang R T, Zhang S F, Zhu X L, Feng W T, Guo D L, Li B, Liu H P, Li C Y, Wang J G, Yan S C, Zhang P J, Wang Q 2011 *Phys. Rev. A* **83** 052707
- [14] Dong C Z, Fu Y B 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 0107 (in Chinese) [董晨钟, 符彦飙 2006 物理学报 **55** 0107]
- [15] Yang Z H, Du S B, Zeng X T, Chang H W, Zhang B L, Wang W, Yu D Y, Cai X H 2009 *The Astronomical Journal* **137** 4020
- [16] Czarnota M, Bana D, Braziewicz J, Semaniak J, Pajek M 2009 *Phys. Rev. A* **79** 032710
- [17] Lapicki Gregory, Ramana Murty G A V, Naga Raju G J, Reddy B S 2004 *Phys. Rev. A* **70** 062718
- [18] Brandt W, Lapicki G 1981 *Phys. Rev. A* **23** 1717
- [19] Wang X, Zhao Y T, Cheng R, Zhou X M 2012 *Phys. Lett. A* **376** 1197
- [20] Xu Q M, Yang Z H, Du S B, Chang H W, Zhang Y P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 093202 (in Chinese) [徐秋梅, 杨治虎, 杜树斌, 常宏伟, 张艳萍 2011 物理学报 **60** 093202]
- [21] Zhang B L, Du S B, Chang H W, Xue Y L, Song Z Y, Zhu K X, Tian Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6443 (in Chinese) (张泊丽, 杨治虎, 杜树斌, 常宏伟, 薛迎丽, 宋张勇, 朱可欣, 田野 2009 物理学报 **58** 6443)
- [22] Zhao H W, Zhang Z M, He W, Zhang X Z, Guo X H, Cao Y, Yuan P, Sun L T, Ma L, Song M T, Zhan W L, Wei B W, Xie D Z 2004 *Rev. Sci. Instr.* **75** 1410
- [23] Tu X L, Xu H S, Wang M, Zhang Y H, Litvinov Yu A, Sun Y, Schatz H, Zhou X H, Yuan Y J, Xia J W, Audi G, Blaum K 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 112501
- [24] Liu Z, Cipolla S J 1996 *Comp. Phys. Comm.* **97** 315
- [25] Lapicki G 2002 *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **189** 8
- [26] Li J M, Zhao Z X 1981 *Acta Phys. Sin.* **30** 105 (in Chinese) (李家明, 赵中新 1981 物理学报 **30** 105)
- [27] Gu J, Dong C Z, Ding X B, Xie L U 2006 *J. At. Mol. Phys.* **23** 0016 (in Chinese) [顾娟, 董晨钟, 丁晓彬, 顾录有 2006 原子与分子物理学报 **23** 0016]

# X-ray emission of $C^{6+}$ pulsed ion beams of CSR impacting on Au target\*

Zhang Xiao-An<sup>1)2)†</sup> Mei Ce-Xiang<sup>1)</sup> Zhao Yong-Tao<sup>2)</sup> Cheng Rui<sup>2)</sup>  
Wang Xing<sup>2)</sup> Zhou Xian-Ming<sup>2)</sup> Lei Yu<sup>2)</sup> Sun Yuan-Bo<sup>2)</sup> Xu Ge<sup>2)</sup> Ren Jie-Ru<sup>2)</sup>

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)

( Received 24 March 2013; revised manuscript received 27 May 2013 )

## Abstract

As the  $C^{6+}$  ion beam pulses, provided by the Heavy Ion Research Facility in Lanzhou-Cooling Storage Rings, impact on Au target surface, the  $L_{\alpha}$ - and  $L_{\beta}$ -X spectra of Au atom are measured. Results show that the production cross section of  $L_{\alpha}$  is larger than that of  $L_{\beta}$ . The production cross sections increase with the kinetic energies of the projectiles. The PWBA and ECPSSR theoretical models are compared with the experimental results. The significant difference between experimental data and theoretical models was discussed.

**Keywords:** pulses ions beam, cross section, X rays, inner-shell

**PACS:** 34.80.Dp, 32.30.Rj, 79.20.Rf, 79.60.Bm

**DOI:** 10.7498/aps.62.173401

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11075135, 11075192), the Natural Science foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2012JM1009), and the Education Commission Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2010JK895).

† Corresponding author. E-mail: zhangxiaoan2000@126.com