

文章编号: 1007-4627(2002)02-0131-05

类氢铀离子的辐射电子俘获角分布研究*

马新文¹, T. Stöhlker², H. F. Beyer², F. Bosch³, O. Brinzaescu², C. Kozhuharov²,
P. H. Mokler², T. Ludziejewski², Z. Stachura³, A. Warczak⁴

(1 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000;

2 德国重离子研究中心, 达姆斯塔特;

3 波兰 Cracow 核物理研究所, Cracow;

4 波兰 Jagiellonian 大学物理研究所, Cracow)

摘要: 分析了在重离子冷却储存环上测量的辐射电子俘获产生的 X 射线能谱, 得出了 K-REC 光子的相对微分角分布, 通过与非相对论理论和全相对论理论的计算结果进行比较, 从实验上证明了相对论重离子-原子碰撞中自旋翻转跃迁的存在, 实验结果与全相对论理论计算结果一致. 同时还证实, 重离子体系本身的相对论性质对碰撞过程有重要影响.

关键词: 辐射电子俘获; 相对论效应; X 射线角分布

中图分类号: O562.5 **文献标识码:** A

1 引言

由于加速器技术的发展, 在实验室中, 例如在超级电子束离子阱(Super-EBIT)^[1]和高能重离子加速器及冷却储存环上^[2], 已经能够得到类氢甚至是全裸的铀离子. 受离子束流强度的限制, 目前在 EBIT 上还不能用类氢或者全裸铀离子进行原子光谱学方面的实验; 在重离子冷却储存环上, 因为实验的有效亮度大大增强, 利用全裸或者类氢的铀离子的精细谱学实验研究已经在进行. 在高电荷态离子与物质的相互作用中, 强场中离子结构和相对论碰撞中的电荷交换过程是研究的基本对象.

在重离子中, 由于内壳层电子所受到的库仑场非常强, 例如类氢铀离子的 1s 电子经受的平均电场强度为 10^{16} V/cm, 比氢原子中基态电子所经受的场强要大 6 个数量级, 因此, 相对论效应、磁相互作用和量子电动力学(QED)效应等对离子结构和能级特性都有显著的影响. 例如, 铀离子 1s 基态的兰姆移位高达 465 eV, 而在氢原子中只有 35 μ eV, 相差 7 个多数量级. 在强库仑场中, QED 的

高阶效应也必须考虑, 这是目前实验和理论研究的热点之一, 在强场中的 QED 效应正在被实验研究所揭示.

重离子与原子的相互作用过程包括重离子的电离和激发、靶原子的电离和激发以及入射离子的电子俘获等过程. 本文主要讨论高电荷态重离子与原子碰撞过程中的辐射电子俘获问题. 对于全裸、类氢和类氢重离子与原子相互作用中的电子俘获机制, 最重要的有辐射电子俘获(REC)、共振转移激发(RTE)和非辐射电子俘获(NRC). 在高电荷态重离子与自由电子的碰撞中, 电子可以从能量连续态直接跃迁到离子的某一束缚态, 并同时辐射一个能量为 $\eta\omega$ 的光子, $\eta\omega = E_k + E_b$, 其中 E_k 为电子与重离子的相对运动动能, E_b 为入射离子相应束缚态的束缚能, 这个过程称为辐射重组(RR), 它是光电效应的反演过程. 当靶电子是束缚在靶原子中时, 这个过程称为 REC, 在满足冲击近似条件时, 与辐射重组过程等价. 在辐射电子俘获截面的计算中, 需要考虑电子在靶原子中的初始动量分布. 非

收稿日期: 2002 - 03 - 27; 修改日期: 2002 - 05 - 06

* 基金项目: 中国科学院 2000 年度百人计划资助项目

作者简介: 马新文(1966-), 男(汉族), 甘肃张掖人, 研究员, 博士生导师, 从事原子物理研究.

相对论偶极子近似方法得到的辐射电子俘获截面如下:

$$\sigma_{\text{REC}} \propto \frac{Z_T Z_P^5}{v^5}, \quad (1)$$

其中, Z_T 和 Z_P 分别为靶原子和入射离子的核电荷数, v 为入射离子的速度. REC 光子微分截面的全相对论计算见文献[3].

如果入射离子俘获靶原子中的电子到某一束缚态而不辐射光子, 电子转移中的剩余能量和动量由靶离子与入射离子分享, 则这一过程为 NRC. NRC 过程精确的相对论理论计算还存在一定的困难, 因为 NRC 在本质上是一个三体过程, 而且原则上讲, 入射离子的库仑场在无穷远处就引起靶原子波函数产生畸变. 对于非相对论高能碰撞, 一阶微扰理论给出的 NRC 截面的近似关系为

$$\sigma_{\text{NRC}} \propto \frac{Z_T^3 Z_P^5}{v^5}. \quad (2)$$

在离子以相对论速度和原子发生碰撞时, 靶原子中电子的空间分布在入射离子坐标系中将发生洛伦兹(Lorentz)收缩, 这导致在入射离子运动的方向上, 电子动量的分布发生洛伦兹展宽, 于是, 靶原子和入射离子动量波函数的重叠部分减少的变化速率就比非相对论动力学情况慢得多. 从而, 在相对论碰撞中, 公式(2)中截面对速度的渐近依赖关系就变为 γ^{-1} , γ 为洛伦兹因子. 这一渐近关系几乎与所采用的近似方法无关[4].

非全裸的高电荷态离子与靶电子碰撞中, 当离子和电子间的相对运动动能达到某些特定的值时, 会发生共振过程, 即在靶电子被俘获到入射离子的一个能级($n_1 l_1 j_1$)的同时, 由于靶电子-束缚电子间的相互作用, 入射离子上的束缚电子被激发到一个激发态($n_2 l_2 j_2$), 从而形成双电子激发态的离子, 这就是 RTE 过程[5]. 要满足的条件是: 俘获电子过程获得的剩余能量与束缚电子从基态($n_0 l_0 j_0$)到激发态($n_2 l_2 j_2$)的跃迁能量相匹配. 在高电荷态重离子的情况下, 此过程中形成的双激发态将主要通过辐射光子而退激, 光谱研究可以给出 RTE 过程的信息[6]. 如果靶电子是自由电子, 这一过程称为双电

子重组(DR), 它们是俄歇效应的反演过程.

上述这些过程在离子与原子碰撞过程中是相互竞争的. 从公式(1)和(2)知道, 在高电荷态重离子与轻原子碰撞过程中, 辐射电子俘获是主要过程, 而与重原子碰撞过程中, 非辐射电子俘获占主导地位. 本文将报告在重离子冷却储存环上进行的全裸铀离子与 N_2 靶碰撞过程的实验研究, 讨论辐射电子俘获的 X 射线谱和 K-REC 的 X 射线角分布.

2 实验装置和技术

实验是在德国重离子研究中心(GSI)的重离子电子冷却储存环(ESR)的气体内靶实验区完成的. 冷却储存环的主要结构和实验装置如图 1 所示. 由同步加速器 SIS 产生的约 300 MeV/u 的铀离子在穿过剥离膜被完全剥离后, 注入到重离子冷却

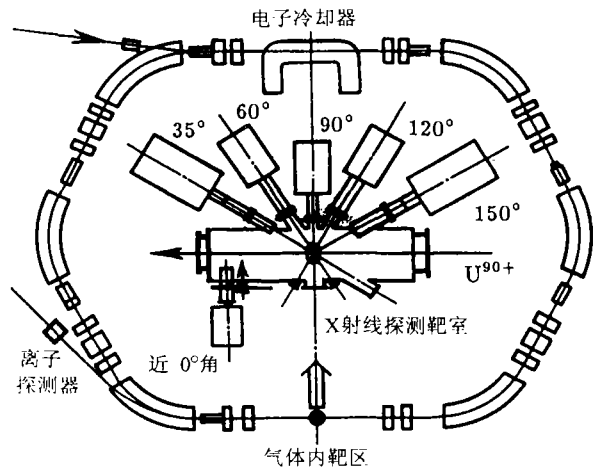


图 1 重离子电子冷却环及实验装置简图

铀离子从图中左上角箭头表示的地方注入储存环, 以 MHz 数量级的频率在环中运动; 在电子冷却器部分, 离子和冷电子相互作用并被冷却; 实验装置简图放大在冷却环的中间.

储存环中. 冷却后离子束的纵向动量发散度约为 5×10^{-5} . 在实验过程中, 冷却环中总共注入、堆积约 10^8 个 U^{92+} 离子, 冷却后, 束流的直径约 2 mm (FWHM). 采用减速技术, 把离子束的能量降低到 88 MeV/u 后, 进行了辐射电子俘获的实验研究. 实验在原子物理光子探测靶室进行, 在相对于束流方向 $35^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$ 和接近 0° 的观察角放置 X 射线探测器, 如图 1 所示. X 射线与减少一个电荷的入射离子 U^{91+} 进行符合测量, 离子被位于靶室后束流线下端的气体探测器或者塑料闪烁体探测

器记录. 离子探测器的探测效率几乎为 100%, X 射线探测器所张的立体角的典型值为 10^{-4} 量级, 其探测效率随其能量增加而减小. 近 0° 角探测器在垂直于束流的方向可以移动, 由 4 个条形探测器组成. 在离子注入(堆积)段, 探测器远离束流线中心. 在完成注入冷却后, 此探测器被移动至距离束流线中心 1 cm. 在此位置, 第一个条形探测器对碰撞中心的平均视角为 4.6° , 张角为 0.7° .

图 2 给出在 150° 角测量到的 88 MeV/u 的 U^{92+} 与 N_2 碰撞中的 X 射线谱. 图中标出了电子被俘获到入射离子 K 壳(K-REC)和 L 壳(L-REC)时对应的 X 射线峰(见阴影部分), 以及俘获到激发态的电子退激时所放出的特征 X 射线峰: $Ly\alpha_{1,2}$, $Ly\beta$. 类氢铀离子的 $1s$ 电子束缚能约为 132 keV,

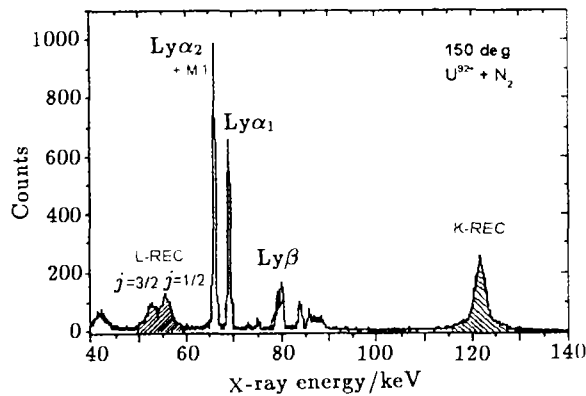


图 2 在 150° 测量到的 88 MeV/u 的裸铀离子与 N_2 碰撞中产生的 X 射线谱

X 射线谱是通过与 U^{91+} 离子符合测量得到的, 参见文章中的详细解释.

88 MeV/u 的入射离子对应于 48 keV 能量的电子入射, 因此, K-REC 光子的能量在离子坐标系中约为 180 keV. 在实验室坐标系中, 在后角 150° 方向, 由于多普勒红移, K-REC 光子的能量约为 122 keV. 与特征 X 射线 $Ly\alpha_{1,2}$, $Ly\beta$ 的谱线轮廓相比较, REC 峰的线宽要大得多, 这是由于靶原子中束缚电子的动量分布引起的. REC 光子能量的完全表达式为

$$\eta \omega_{K-REC} = E_b + m_e c^2 (\gamma - 1) + \gamma (\mathbf{p} \cdot \mathbf{v} - E_b^*), \quad (3)$$

其中, \mathbf{p} , E_b^* 分布为靶原子中束缚电子的动量和束缚能, 第二项为电子的相对论动能 E_k , γ 为洛伦兹因子, c 为光速, 其它参量定义同前. 由此式可以看

出, 在低入射离子能量和轻靶原子的条件下, REC 的峰将会相对变窄. 对铀离子, 其 L 壳 $l=1$ 的能级的精细结构劈裂(自旋轨道项)约为 4.5 keV. 因此, 特征 X 射线 $Ly\alpha_1$ 和 $Ly\alpha_2$ 在实验上是能够完全分开的. 而辐射电子俘获到 L 壳的 $j=1/2$ 和 $j=3/2$ 两个分量, 峰很宽, 但基本上可以分辨开, 这是因为入射离子能量较低. 当离子能量更高时, 如大于 300 MeV/u 时, 靶原子电子动量分布引起的谱线展宽将使得它们在实验上无法分开^[7].

3 数据分析和结果讨论

在 X 射线能谱的分析中, 首先对 X 射线谱进行能量刻度和探测效率刻度, 然后对各观察角的 K-REC, $Ly\alpha_1$ 和 $Ly\alpha_2$ 线分别进行谱拟合, 扣除本底计数后, 得到净峰值计数. 在近 0° 角, 由于截面小, 计数少, K-REC 的光子计数是通过直接求和而得到的. 如果计算绝对截面, 还需要知道靶原子的密度、束流强度、探测效率和观测立体角等参量, 由这些量最终所得到的结果的典型误差一般至少在 30%. 为了研究 K-REC 的角分布, 我们采用了相对微分截面. 在每一个观察角测量到的 X 射线谱中, 记录到了 K-REC 峰以及很强的 $Ly\alpha_1$ 和 $Ly\alpha_2$ 特征辐射. $Ly\alpha_1$ 来自类氢 U^{91+} 离子中电子从 $2p_{3/2}$ 向基态 $1s_{1/2}$ 的跃迁辐射, 由 $2p_{1/2}$ 向基态 $1s_{1/2}$ 的跃迁为 $Ly\alpha_2$, 从 $2s_{1/2}$ 到基态 $1s_{1/2}$ 为磁跃迁 M1, 后两条谱线在我们的实验中是无法区分开的, 因此在图 2 中标记为 $Ly\alpha_2 + M1$. 为叙述方便, 把它们统称为 $Ly\alpha_2$ 跃迁. 由于 $Ly\alpha_2$ 谱线是从 $j=1/2$ 到 $1/2$ 的跃迁, 在离子辐射坐标系中, 此跃迁的光子辐射是各向同性的. 在实验室坐标系中, 它的角分布就完全由洛伦兹变换而确定, 是可以精确得到的, 这为研究角分布设置了一个参考标准. 因此, 我们采用将各角度测量到的 K-REC 的数据归一到同一角度的 $Ly\alpha_2$ 峰的强度, 这种方法完全消去了由于立体角等参量测量引入的系统误差, 计算时只需要考虑效率刻度及其不确定性, 实验绝对效率刻度误差一般小于 5%. 由此能够得到相对高精度的实验角分布, 用此方法得到的 K-REC 的相对微分截面如图 3 所示.

图 3 中给出了 310(方块)和 88 MeV/u(圆点)的 U^{92+} 离子与 N_2 碰撞中的 K-REC 相对微分截面. 为了便于比较, 在观察角 90° 处, 实验值归一到了

非相对论计算结果(虚线). 全相对论的计算结果也同样进行了归一. 非相对论计算中考虑了延迟势, 得到光子的角分布在发射系中是后倾的, 当变换到实验室系中时, 洛伦兹变换正好和延迟势效应相抵消, 因此 K-REC 的角分布在非相对论理论中为 $\sin^2\theta_{lab}$ 分布. Anholt 等^[8] 在 Xe^{54+} 离子与固体靶碰撞的实验中已经证明了这一点. 比较图 3 中的角分布, 我们发现实验结果偏离非相对论预言的 $\sin^2\theta_{lab}$ 对称分布, 这种偏离在前倾角更明显. 实验结果表明 K-REC 在 0° 角方向有显著贡献.

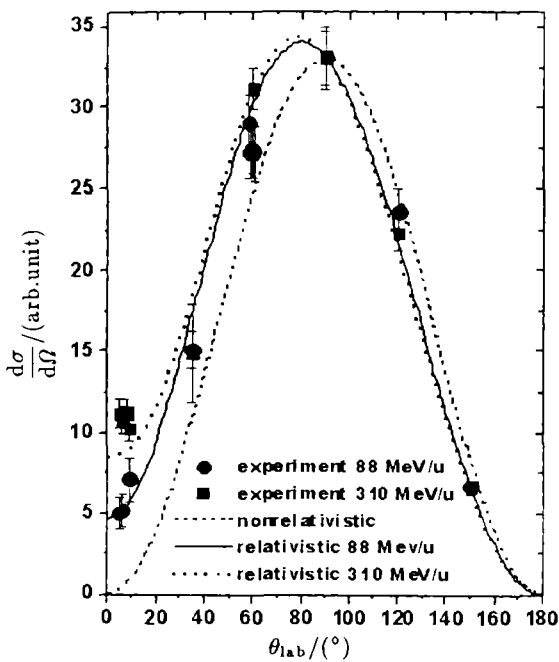


图 3 裸铀离子与 N_2 碰撞中 K-REC 光子的相对微分角分布
 ■和●分别表示入射离子能量为 88 和 310 MeV/u 时的实验结果, 一和…分别为对应与两种入射能量的完全相对论计算结果, --- 表示非相对论计算结果.

光子具有的内禀角动量为 $1\hbar$, 根据角动量守恒, 在非相对论理论中(电子无自旋), 0° 角方向的光子辐射是禁戒的, 因此非相对论的光子角分布在 0° 角处为零. 在相对论理论中, 电子具有自旋, 由于电子的磁矩与高速运动离子产生的磁场的相互作用, 引起了电子的自旋翻转跃迁, 而自旋翻转产生的角动量变化可以补偿光子带走的角动量, 因此, 0° 角方向的光子辐射是非禁戒的. 实验在 0° 角方向附近测量到了 K-REC 光子辐射, 充分证明自旋翻转跃迁的存在^[6]. 实验测量得到的角分布和完全相

对论的计算结果也符合得很好(参见图 3). 图 3 还表明, 自旋翻转跃迁的贡献随入射离子能量的增大而增加, 具有明显的速度依赖性.

从图 3 中我们看到, 除了在近 0° 角方向附近, 归一化后的角分布微分截面曲线的形状对入射离子的速度变化不敏感. 图 4 给出了实验结果和相对论理论计算角分布与非相对论预言的 $\sin^2\theta_{lab}$ 分布的偏差. 这说明, 它们相对于非相对论理论的偏离主要是由于重离子结构造成的, 而非运动学效应^[9]. 对于重离子体系, $Z\alpha \rightarrow 1$ (α 为精细结构常数), 相对论效应对离子结构和电子波函数有重要影响, 在 $\sin^2\theta_{lab}$ 角分布计算中, 考虑了延迟势效应, 但是电子的波函数是非相对论的, 因此, 在非 0° 角方向, 角分布与 $\sin^2\theta_{lab}$ 的偏离是由于重离子本身具有的相对论性质所造成的.

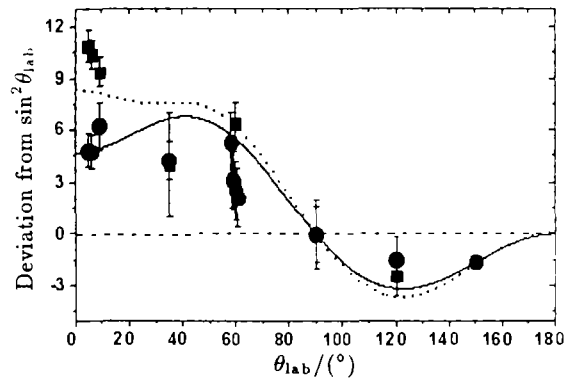


图 4 实验结果和完全相对论理论结果对非相对论 $\sin^2\theta_{lab}$ 对称的偏差
 ■和●分别表示入射离子能量为 88 和 310 MeV/u 时的实验结果, 一和…分别为对应于两种入射能量的完全相对论计算结果.

4 小结

本文在简单叙述重离子冷却储存环上进行原子物理实验方法的基础上, 分析了实验测量到的辐射电子俘获产生的 X 射线能谱的特征, 得出了 K-REC 光子的相对微分角分布. 通过与非相对论理论和全相对论理论的计算结果比较分析, 从实验上证明了自旋翻转跃迁的存在, 实验结果与全相对论理论计算结果相一致. 同时还说明, 对于重离子体系, 其本身的相对论性质对于碰撞过程的影响变得不可忽略.

致谢 作者对 GSI 的加速器人员在实验期间提供的高品质的束流表示衷心感谢。

参 考 文 献:

- [1] Marrs R E, Elliot S R, Knapp D A. Production and Trapping of Hydrogenlike and Bare Uranium Ions in an Electron Beam Ion Trap [J]. *Phys Rev Lett*, 1994, **72**: 4 082.
- [2] Winkler T, Beckert K, Bosch F, *et al.* Electron Cooling Forces for Highly Charged Ions in the ESR [J]. *Nucl Instr and Meth*, 1997, **A391**(1): 12.
- [3] Eichler J, Ichihara A, Shirai T. Photon Angular Distributions from Radiative Electron Capture in Relativistic Atomic Collisions [J]. *Phys Rev*, 1995, **A51**(4): 3 027.
- [4] Eichler J, Meyerhof W E. *Relativistic Atomic Collisions*[M]. Academic Press, 1995.
- [5] Ma X, Mokler P H, Bednarz G, *et al.* Resonant Transfer and Excitation for H-like U Ions[M]. GSI Annual Report, 2000, at_heav 2.
- [6] Kandler T, Mokler P H, Geissel H, *et al.* Resonant Transfer and Excitation Investigated Via X-ray Emission in $U^{92+} \rightarrow C$ Collisions [J]. *Nucl Instr and Meth*, 1995, **B98**: 320.
- [7] Stöhlker T, Ludziejewski T, Bosch F, *et al.* Angular Distribution Studies for the Time-reversed Photoionization Process in Hydrogen-like Uranium: The identification of spin-flip transitions [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, **82**(16): 3 232.
- [8] Anholt R, Andriamonje S A, Morenzoni E, *et al.* Observation of Radiative Capture in Relativistic Heavy Ion-atom Collisions [J]. *Phys Rev Lett*, 1985, **53**(3): 234.
- [9] Stöhlker T, Ma X, Ludziejewski T, *et al.* Near-threshold Photoionization of Hydrogen-like Uranium Studied in Ion-atom Collisions Via the Time-reversed Process [J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **86**(6): 983.

Angular Distributions of K-shell Radiative Electron Capture for Bare Uranium Ions Colliding with N_2 Target*

MA Xin-wen¹, T. Stöhlker², H. F. Beyer², F. Bosch², O. Brinzaescu², C. Kozhuharov², P. H. Mokler²,
T. Ludziejewski², Z. Stachura³, A. Warczak⁴

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

2 Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany;

3 Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland;

4 Institute of Physics, Jagiellonian University, Cracow, Poland)

Abstract: Radiative electron capture process occurring in high- Z ion-atom collisions studied on the heavy ion storage ring (ERS) is reviewed. The REC differential angular distributions are deduced from the X-ray spectra recorded at various observation angles for 310 and 88 MeV/u U^{92+} on N_2 collisions, respectively. The experimental results are compared with non-relativistic and complete relativistic calculations. Deviations from $\sin^2\theta_{lab}$ are found in both cases. The contributions to near 0° observation angles manifest the existence of spin-flip transitions in relativistic heavy ion-atom collisions. The results also prove that the relativistic effects in high- Z ions have important influence on the collision processes.

Key words: radiative electron capture; relativistic effect; differential angular distribution

* **Foundation item:** 2000, One Hundred Person Project of Chinese Academy of Science