

Xe<sup>53+</sup> 离子与 Xe 原子碰撞过程中的辐射电子俘获和辐射退激发光谱的理论研究

梁腾 马焜 武中文 张登红 董晨钟 师应龙

Theoretical studies on the radiative electron capture and subsequent radiative decay in the collision of Xe<sup>53+</sup> ions with neutral Xe

Liang Teng Ma Kun Wu Zhong-Wen Zhang Deng-Hong Dong Chen-Zhong Shi Ying-Long

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 143401 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.143401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.143401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I14>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Xe<sup>54+</sup> 离子与 Xe 原子碰撞过程中的辐射电子俘获及退激发辐射的理论研究

Theoretical study on radiative electron capture and subsequent radiative decay in collision of Xe<sup>54+</sup> with Xe

物理学报.2015, 64(15): 153401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.153401>

水溶性 TGA-CdTe 量子点的超快弛豫动力学过程探究

Investigation of ultrafast relaxation dynamic process of water-soluble TGA-CdTe quantum dots

物理学报.2015, 64(11): 113201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.113201>

氦原子精密光谱实验中的精密磁场设计与测量

Design and measurement of a magnetic field for precision spectroscopy of helium

物理学报.2014, 63(12): 123201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.123201>

锶原子三重态谱线的观测及在光钟中的应用

Observation of transitions in strontium triplet state and its application in optical clock

物理学报.2012, 61(17): 173201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.173201>

Fe 离子 M 壳层不可分辨跃迁系不透明度研究

Research on the opacity of Fe M-shell unresolved transition array

物理学报.2012, 61(16): 163201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.163201>

# Xe<sup>53+</sup> 离子与 Xe 原子碰撞过程中的辐射电子俘获和辐射退激发光谱的理论研究\*

梁腾<sup>1)</sup> 马莛<sup>2)</sup> 武中文<sup>1)</sup> 张登红<sup>1)</sup> 董晨钟<sup>1)†</sup> 师应龙<sup>3)</sup>

1)(西北师范大学物理与电子工程学院, 甘肃省原子分子物理与功能材料重点实验室, 兰州 730070)

2)(黄山学院信息工程学院, 黄山 245041)

3)(天水师范学院物理系, 天水 741000)

(2016年3月16日收到; 2016年5月15日收到修改稿)

基于多组态 Dirac-Fock 方法和密度矩阵理论, 系统地研究了在 197 MeV/u 的碰撞能量下, Xe<sup>53+</sup> 离子与 Xe 原子的辐射电子俘获过程 (REC) 以及电子被俘获到激发态后辐射退激发产生的特征谱线. 计算了炮弹 Xe<sup>53+</sup> 离子俘获电子到不同壳层  $np_{1/2,3/2}$  ( $n = 2-5$ ) 的总截面与相应的 REC 光子能量和角分布, 以及由激发组态  $1s np_{1/2,3/2}$  ( $n = 2-5$ )  $J_f = 1$  向基态  $1s^2 J_d = 0$  辐射退激发的跃迁能量、跃迁概率和特征光子的角分布和线性极化度. 计算结果表明, 辐射光子具有显著的角各向异性特征. 此外,  $1snp_{3/2} J_f = 1 \rightarrow 1s^2 J_d = 0$  退激发特征光子也显示出很强的线性极化和角各向异性特征, 而  $1snp_{1/2} J_f = 1 \rightarrow 1s^2 J_d = 0$  退激发特征光子的线性极化度趋于零并且角分布也趋于各向同性.

**关键词:** 辐射电子俘获, 极化特性, 光子角分布

**PACS:** 34.70.+e, 32.30.-r, 34.80.Lx

**DOI:** 10.7498/aps.65.143401

## 1 引言

辐射电子俘获 (REC) 是指在高离化态离子和原子 (或分子) 的高能碰撞中, 靶原子 (分子) 上的一个电子转移到炮弹离子束缚轨道上, 同时放出一个光子的物理过程<sup>[1]</sup>. 在 REC 过程中, 靶原子中的束缚态电子被俘获到炮弹离子的某个激发态后, 这些激发态需进一步通过辐射退激发的方式达到稳定状态. 对这些过程的研究, 不仅可以进一步加深对原子激发态能级结构、相关碰撞动力学过程及其辐射衰变规律的理解和认识<sup>[2]</sup>, 同时还可以为实验室聚变等离子体和天体等离子体的模拟提供重要的原子参数<sup>[3,4]</sup>. 例如, 通过研究特征 X 射线光子的角分布和极化特性, 可以得到高  $Z$  少电子离子的结构和动力学信息. 过去, 人们在这方面已经进行了

大量的实验和理论研究<sup>[5-10]</sup>. 2003 年, Surzhykov 等<sup>[11]</sup> 利用密度矩阵理论对 REC 光子的角分布、极化特性与入射离子极化之间的依赖关系进行了分析, 这成为储存环上进行离子束极化诊断的重要方法. Bednarz 等<sup>[12]</sup> 对类氢、类氦及类锂 U 离子的 K-REC 和 L-REC 过程的 REC 光子角分布进行了测量. 通过对测量结果和近似标度下单电子计算结果的比较, 他们发现这些离子体系电子间的相互作用对角微分截面的贡献是可以忽略的. 同年, Ma 等<sup>[13]</sup> 在德国 GSI 的实验储存环上对高  $Z$  离子经共振转移激发过程后发射出来的特征 X 射线光子角分布进行了测量, 该测量结果与先前的理论预言符合得较好<sup>[14,15]</sup>. 随后, Stephan 等<sup>[16,17]</sup> 对超伴线光子角分布做了更进一步的理论研究, 研究结果在一定程度上解释了该实验和先前理论预言中存在的差异. 2010 年, Weber 等<sup>[18]</sup> 通过对 Ly- $\alpha_1$  光子角

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11274254, U1332206, 11464042, 11464040) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dongcz@nwnu.edu.cn

分布和线性极化度的测量,首次从实验上获得了磁四极辐射跃迁相对于电偶极跃迁的贡献,测量结果和理论计算符合得很好,为人们精确研究高电荷态离子的跃迁特性提供了新的实验方法.

本文利用多组态(MCDF)方法和密度矩阵理论,系统地研究了在197 MeV/ $u$ 的碰撞能量下类氙Xe<sup>53+</sup>离子和Xe原子碰撞过程中的辐射电子俘获,详细计算了Xe原子中束缚电子被俘获到炮弹离子不同轨道的总截面和相应的REC光子角分布.此外,还研究了电子被俘获到激发态后的辐射退激发过程,计算了相应的跃迁能量和跃迁概率,以及辐射退激发特征光子的角分布和线性极化度.

## 2 理论方法

### 2.1 辐射电子俘获总截面和REC光子角分布

根据冲量近似<sup>[19]</sup>,若靶原子中的电子相对于靶的运动速度远小于炮弹离子相对于靶的速度,则REC截面可以通过对相应的辐射复合(RR)截面和靶原子中电子的动量分布做卷积而得到,即在冲量近似下,REC截面 $\sigma^{\text{REC}}$ 可以表示为<sup>[19-21]</sup>

$$\begin{aligned} & \sigma^{\text{REC}}(\omega^{\text{REC}}(p_z)) \\ &= \sum_{i,f} \sigma_{if}^{\text{RR}}(\omega^{\text{REC}}(p_z)) \frac{J(p_z)}{\gamma\nu_0}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中, $\gamma$ 是洛仑兹因子, $\nu_0$ 是炮弹离子相对于靶原子的运动速度, $p_z$ 是靶原子中电子的动量在炮弹离子入射方向的投影, $J(p_z)$ 是靶原子的总康普顿轮廓,它由各轨道电子的康普顿轮廓求和得到,具体可以表示为<sup>[22]</sup>

$$\begin{aligned} J(p_z) &= \sum_k J(p_{kz}) \\ &= \sum_k N_k \iint dp_{kx} dp_{ky} |\psi(p_{kx}, p_{ky}, p_{kz})|^2, \end{aligned} \quad (2)$$

这里, $N_k$ 是填充在第 $k$ 个壳层的电子个数, $\psi(p_{kx}, p_{ky}, p_{kz})$ 是在动量表象下电子的波函数. $\omega^{\text{REC}}(p_z)$ 是在炮弹离子参考系中REC光子的能量,它与相应的RR光子能量 $\omega^{\text{RR}}$ 之间有如下关系<sup>[23]</sup>:

$$\omega^{\text{REC}}(p_z) = \omega^{\text{RR}} + \gamma p_z \nu_0. \quad (3)$$

此外, $\sigma_{if}^{\text{RR}}$ 为辐射复合截面,它可以表示为

$$\sigma_{if}^{\text{RR}} = \frac{g_f}{g_i} \frac{\pi^2 a_0^2 \alpha^3 (\omega^{\text{RR}})^2}{\varepsilon} \frac{df_{if}}{d\varepsilon}, \quad (4)$$

(4)式中, $g_i$ 和 $g_f$ 分别表示辐射复合初态 $i$ 和末态 $f$ 的权重因子, $\varepsilon$ 是辐射复合过程中入射电子的动能, $\alpha$ 是精细结构常数, $a_0$ 是玻尔半径, $df_{if}/d\varepsilon$ 是振子强度密度,可以表示为<sup>[21]</sup>

$$\begin{aligned} \frac{df_{if}}{d\varepsilon} &= \sum_{\kappa,L} \frac{\pi c}{(2L+1)(\omega^{\text{RR}})^2} |\langle \alpha_f^N(P_f J_f M_f) \\ &\quad \times |\mathbf{O}^{\text{LM}}| [\alpha_{i'}^{N-1}(P_{i'} J_{i'} M_{i'}), \varepsilon \kappa]; \\ &\quad \alpha_i^N(P_i J_i M_i) \rangle|^2, \end{aligned} \quad (5)$$

其中, $c$ 是光速, $\kappa$ 是分波数, $\mathbf{O}^{\text{LM}}$ 是多极辐射场算符,可以表示为

$$\mathbf{O}^{\text{LM}} = \sum_p \alpha_p \cdot \mathbf{A}_{L,p}^\pi,$$

其中 $\alpha_p$ 表示第 $p$ 个离子的Dirac矩阵矢量, $\mathbf{A}_{L,p}^\pi$ 表示辐射场矢势, $\pi = 0, 1$ 分别代表磁多级和电多级, $L$ 是辐射场展开的级数. $|\alpha_{i'}^{N-1}(P_{i'} J_{i'} M_{i'})\rangle$ 和 $|\alpha_f^N(P_f J_f M_f)\rangle$ 分别表示辐射复合初离子态和末离子态的波函数,而辐射复合前体系的波函数 $[\alpha_{i'}^{N-1}(P_{i'} J_{i'} M_{i'}), \varepsilon \kappa]$ ;  $\alpha_i^N(P_i J_i M_i)$ 可以由初态离子的波函数 $|\alpha_{i'}^{N-1}(P_{i'} J_{i'} M_{i'})\rangle$ 和连续电子的波函数 $|\varepsilon \kappa\rangle$ 通过反对称化耦合而得到.

由于RR截面在以某个能量为中心的较窄区域内变化缓慢,因此REC谱线的宽度可以近似地由靶原子中电子的康普顿轮廓来确定,即由(3)式可以得到 $\omega^{\text{REC}}(p_z) \approx \omega^{\text{RR}}$ ,在这种情况下,REC截面(1)式可以近似的表示为

$$\sigma^{\text{REC}}(\omega^{\text{REC}}(p_z)) \approx \sum_{i,f} \sigma_{if}^{\text{RR}}(\omega^{\text{RR}}) \frac{J(p_z)}{\gamma\nu_0}. \quad (6)$$

根据密度矩阵理论,REC过程中发射出来的光子角分布可以通过求投影算符和末态离子密度矩阵乘积的迹 $\text{Tr}(\rho_k \rho_f)$ 而得到,通常可以参数化为<sup>[24]</sup>

$$\begin{aligned} W(\theta) &= \\ &= \frac{\sigma^{\text{REC}}}{4\pi} \left[ 1 + \sum_{\nu=1} P_\nu(\cos \theta^{\text{REC}}) \beta_\nu^{\text{REC}}(\alpha_i J_i, \alpha_f J_f) \right], \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $P_\nu$ 是 $\nu$ 阶勒让德多项式, $\sigma^{\text{REC}}$ 是辐射电子俘获总截面, $\theta^{\text{REC}}$ 是REC光子相对于炮弹离子入射方向的夹角, $\beta_\nu^{\text{REC}}$ 是各向异性参数,它由辐射电子俘获过程决定.

## 2.2 辐射特征光子角分布和线性极化度

在辐射电子俘获过程中, 电子被俘获到炮弹离子的某个次壳层后形成的激发态具有一定的取向, 因此从这些激发态退激发产生的特征 X 射线光子通常是角各向异性和线性极化的. 由于光子的角各向异性和极化特性依赖于激发态磁子能级的非统计布居, 而这些激发态的相对布居由所谓的取向参数  $A_{k0}$  来描述, 在这种情况下, 若只考虑电偶极辐射跃迁, 则这些特征光子的角分布可以表示为<sup>[25]</sup>

$$W_{E1}(\theta) = \frac{\Gamma_{df}}{4\pi} [1 + \beta_2 P_2(\cos \theta)], \quad (8)$$

其中

$$\begin{aligned} \beta_2 &\equiv \beta_2(\alpha_f J_f, \alpha_d J_d) \\ &= f_2(\alpha_f J_f, \alpha_d J_d) A_{20}(\alpha_f J_f) \end{aligned} \quad (9)$$

表示特征光子角分布的各向异性参数,  $A_{20}$  是取向参数,  $\Gamma_{df}$  是辐射跃迁概率,  $P_2(\cos \theta)$  是二阶勒让德多项式,  $\theta$  是特征光子相对于炮弹离子入射方向的夹角,  $f_2(\alpha_f J_f, \alpha_d J_d)$  表示特定辐射跃迁  $\alpha_f J_f \rightarrow \alpha_d J_d$  的结构参数, 该参数仅依赖于辐射跃迁的初末态, 与跃迁初态的产生机理无关. 除了特征光子的角分布, 其线性极化度也可以由各向异性参数来描述. 例如, 对于  $\theta$  角度处辐射出来的特征光子, 其线性极化度可以表示为<sup>[26]</sup>

$$P_L(\theta) = \frac{3\beta_2 \sin^2 \theta}{\beta_2(1 - 3 \cos^2 \theta) - 2}. \quad (10)$$

## 2.3 辐射跃迁概率

按照 Fermi 黄金定则, 单位时间内从辐射初态  $|\alpha_f(P_f J_f M_f)\rangle$  到辐射末态  $|\alpha_d(P_d J_d M_d)\rangle$  的跃迁概率可以写为<sup>[27]</sup>

$$\begin{aligned} A_{fd} &= \frac{2\pi}{2J_f + 1} \sum_{M_d} \sum_{M_f} |\langle \alpha_d(P_d J_d M_d) \\ &\quad \times |O^{LM}|\alpha_f(P_f J_f M_f)\rangle|^2, \end{aligned} \quad (11)$$

式中,  $J_f$  是初态离子的总角动量,

$$\langle \alpha_d(P_d J_d M_d) | O^{LM} | \alpha_f(P_f J_f M_f) \rangle$$

是辐射跃迁矩阵元,  $O^{LM}$  是多级跃迁算符.

## 2.4 波函数和能级的计算

上面讨论的理论方法都需要以原子能级和波函数的计算为基础, 本文对于原子结构的计算主要

基于 MCDF 方法. 在 MCDF 方法中, 任一原子态波函数  $|\alpha(PJM)\rangle$  可由具有相同宇称  $P$ 、总角动量  $J$  和它的磁分量  $M$  的组态波函数  $|\Gamma_r(PJM)\rangle$  的线性组合而得到, 即

$$|\alpha(PJM)\rangle = \sum_{r=1}^{n_c} C_r^\alpha |\Gamma_r(PJM)\rangle, \quad (12)$$

式中,  $n_c$  是组态波函数的个数,  $C_r^\alpha$  为组态混合系数. 组态波函数可以表示为所有单电子自旋轨道波函数组成的  $N$  阶 Slater 行列式波函数的线性组合. 通过对哈密顿矩阵进行对角化, 可以得到原子态的能量和组态混合系数. 此外, 为了提高计算精度, 还需要进一步考虑 Breit 相互作用、量子电动力学效应 (包括自能和真空极化) 以及原子核的有效体积效应等对能级和波函数进行修正. 将这些效应通过微扰理论的方法包括进来. 本文所使用的原子态波函数和能级通过全相对论原子结构计算程序包 GRASP2K<sup>[28]</sup> 得到.

## 3 结果与讨论

### 3.1 辐射电子俘获及 REC 光子角分布

图 1 给出了在 197 MeV/ $u$  碰撞能量下, 类氢  $Xe^{53+}$  离子和 Xe 原子碰撞的 REC 光谱. 作为比较, 同时给出了对应的由自由电子过程产生的 RR 辐射谱. 从图 1 中可以看出, 由 Xe 原子中的束缚电子导致的 REC 谱具有一定的轮廓结构. 束缚电子与具有单一动量的自由电子不同, 它们具有一定的动量

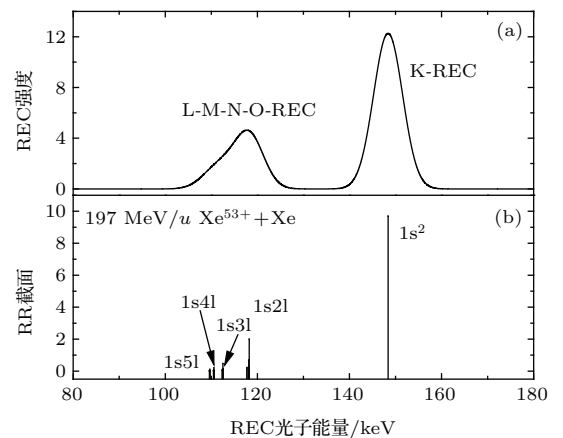


图 1 类氢  $Xe^{53+}$  离子与 Xe 原子在 197 MeV/ $u$  碰撞能量下的 REC 光谱 (a) REC 光谱; (b) 相应的 RR 光谱

Fig. 1. REC spectra for the collision of hydrogen-like  $Xe^{53+}$  ions with neutral Xe atoms in the projectile energy of 197 MeV/ $u$ : (a) REC spectra; (b) the corresponding RR spectra.

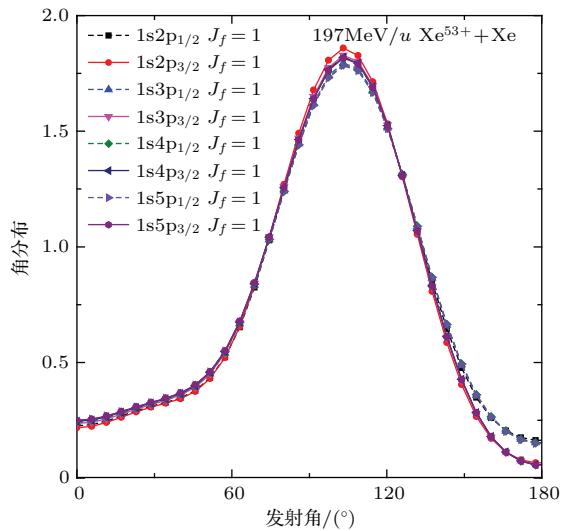


图2 在 197 MeV/u 碰撞能量下, 类氢 Xe<sup>53+</sup> 离子通过 REC 过程形成类氦 1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1 能级时 REC 光子的角分布

Fig. 2. Angular distribution of the REC photons in the radiative electron capture of initially hydrogen-like Xe<sup>53+</sup> ions to the 1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1 levels of helium-like Xe<sup>52+</sup> ions.

分布. 因此, 与 RR 光谱的离散线状结构不同, REC 光谱具有连续的轮廓, 这种轮廓结构可以由康普顿轮廓来表示. 本文所采用的康普顿轮廓来自于 Biggs<sup>[29]</sup> 的计算结果. 此外, 靶原子中电子的动量分布相对于炮弹的入射方向是近似对称的, 这导致了 REC 谱具有左右对称的轮廓结构. 除 K-REC 谱峰外, L-REC, O-REC, N-REC 和 M-REC 等谱峰重叠在一起. 在实验观测时, 由于有限的

能量分辨率, 这些重叠在一起的谱是无法区分开来的.

图 2 给出了在 197 MeV/u 碰撞能量下, 类氢 Xe<sup>53+</sup> 离子通过 REC 过程俘获靶原子中的一个电子到类氦 Xe<sup>52+</sup> 的 np (n = 2—5) 轨道上形成 1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1 能级时 REC 光子的角分布. 从图 2 中可以看出, 类氢 Xe<sup>53+</sup> 离子经 REC 形成类氦 Xe<sup>52+</sup> (1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1) 的过程中, 不同组态的 REC 光子的角分布变化趋势是具有一致性的, 只在 90° 和 180° 附近的小范围内表现出微小的差异, 这些 REC 光子的角分布都在 90° 左右处达到最大值, 即 REC 过程在垂直于炮弹离子入射方向上发生的概率是最大的.

### 3.2 辐射退激发特征 X 射线谱的角分布和极化特性

经 REC 过程后, 被俘获到炮弹离子激发态的电子是不稳定的, 它们需要通过辐射退激发的方式达到稳定状态. 本文采用多组态 Dirac-Fock 理论方法, 具体计算了 Xe<sup>52+</sup> 激发态 1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1 (n = 2—5) 退激到基态 1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0 的辐射跃迁能量和跃迁概率, 结果在表 1 中给出. 其中对于从 1s2p<sub>1/2</sub> J<sub>f</sub> = 1 和 1s2p<sub>3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1 激发能级的辐射跃迁, 计算得到的跃迁能和 National Institute of Standards and Technology (NIST) 数据进行了比较, 符合得很好.

表 1 Xe<sup>52+</sup> (1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1) 退激发到基态 (1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0) 的跃迁能量和跃迁概率  
Table 1. Transition energies and rates for the 1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1 → 1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0 of helium-like Xe<sup>52+</sup> ions.

初态	末态	跃迁能/eV			跃迁概率/s <sup>-1</sup>	
		计算	NIST	计算	计算	
1s2p <sub>1/2</sub> J <sub>f</sub> = 1	1s <sup>2</sup> J <sub>d</sub> = 0	30208.294	30205.848	3.05 × 10 <sup>15</sup>		
1s2p <sub>3/2</sub> J <sub>f</sub> = 1	1s <sup>2</sup> J <sub>d</sub> = 0	30624.646	30629.664	6.79 × 10 <sup>15</sup>		
1s3p <sub>1/2</sub> J <sub>f</sub> = 1	1s <sup>2</sup> J <sub>d</sub> = 0	35840.601		7.91 × 10 <sup>14</sup>		
1s3p <sub>3/2</sub> J <sub>f</sub> = 1	1s <sup>2</sup> J <sub>d</sub> = 0	35965.959		1.90 × 10 <sup>15</sup>		
1s4p <sub>1/2</sub> J <sub>f</sub> = 1	1s <sup>2</sup> J <sub>d</sub> = 0	37796.268		3.18 × 10 <sup>14</sup>		
1s4p <sub>3/2</sub> J <sub>f</sub> = 1	1s <sup>2</sup> J <sub>d</sub> = 0	37848.924		7.90 × 10 <sup>14</sup>		
1s5p <sub>1/2</sub> J <sub>f</sub> = 1	1s <sup>2</sup> J <sub>d</sub> = 0	38694.033		1.59 × 10 <sup>14</sup>		
1s5p <sub>3/2</sub> J <sub>f</sub> = 1	1s <sup>2</sup> J <sub>d</sub> = 0	38720.885		4.03 × 10 <sup>14</sup>		

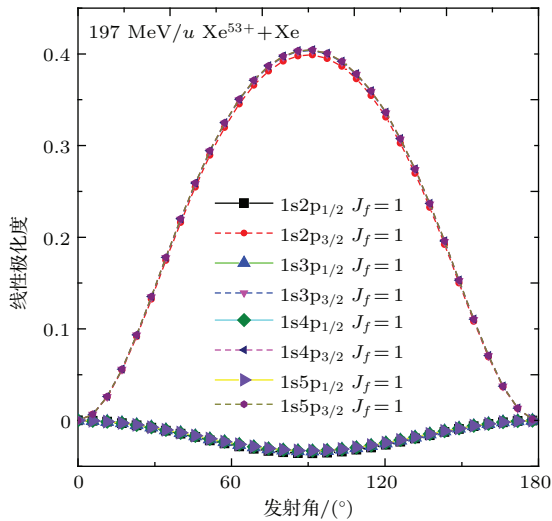


图3 类氦Xe<sup>52+</sup>离子(1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1)退激发到基态(1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0)所发出特征光子的线性极化度随角度的变化

Fig. 3. Degree of linear polarization of the characteristic photons from the 1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1 → 1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0 transition of helium-like Xe<sup>52+</sup> ions as functions of the emission angle.

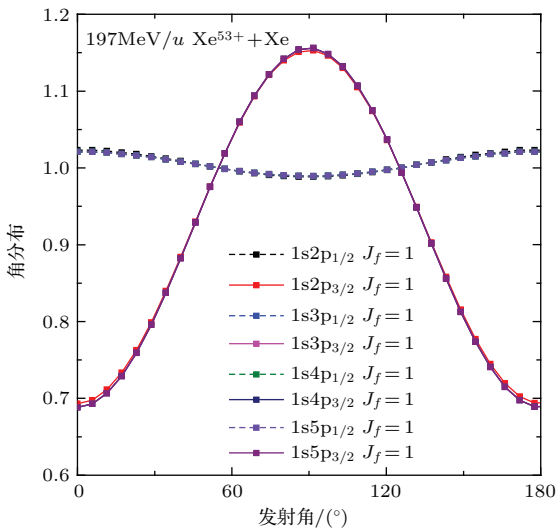


图4 类氦Xe<sup>52+</sup>离子(1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1)退激发到基态(1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0)所发出特征光子的角分布

Fig. 4. Angular distribution of the characteristic photons from the 1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1 → 1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0 transition of helium-like Xe<sup>52+</sup> ions.

图3给出了在197 MeV/u的碰撞能量下经REC过程产生的类氦Xe<sup>52+</sup>离子(1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1)退激发到基态(1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0)所发射特征光子的线性极化度与发射角的变化关系. 从图3中可以看出, 由1snp<sub>3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1向1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0辐射退激发的特征光子表现出很强的极化特性, 且线性极化度大于零; 而从1snp<sub>1/2</sub> J<sub>f</sub> = 1到1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0的特征光

子极化很弱, 且线性极化度小于零. 这两类过程中光谱的线性极化度都在90°左右处达到了极值, 即在辐射退激发过程中, 1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1退激发到基态1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0所发出的特征光子在垂直于炮弹离子的入射方向更容易极化.

图4给出了类氦Xe<sup>52+</sup>离子(1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1)退激发到基态(1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0)所发出的特征光子的角分布. 从图4中可以看出, 在类氦Xe<sup>52+</sup> (1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1)退激发谱线中, 由1snp<sub>3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1向1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0辐射退激发特征光子具有明显的角各向异性特征, 而1snp<sub>1/2</sub> J<sub>f</sub> = 1到1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0的角各向异性很弱. 这两类过程的角分布都是在90°左右达到各自的极值, 即在类氦Xe<sup>52+</sup>离子(1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1)向基态辐射退激发过程中, 所发射的特征光子沿垂直于炮弹离子入射方向出射的概率是最大的.

#### 4 结 论

本文利用MCDF方法和密度矩阵理论, 系统地研究了在碰撞能量为197 MeV/u时, 类氦Xe<sup>53+</sup>离子和Xe原子的REC过程, 详细计算了Xe原子中电子通过REC被俘获到炮弹离子不同轨道的总截面与相应的REC光子能量和角分布, 以及在REC过程中产生的激发态1snp<sub>1/2,3/2</sub> (n = 2—5) J<sub>f</sub> = 1向基态1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0跃迁的能量、跃迁概率和退激发产生的特征光子的角分布和线性极化度. 计算结果表明REC光子具有显著的角各向异性特征. 通过对REC光子的角各向异性特征进行分析, 我们发现不同组态的REC光子的角分布变化趋势是具有一致性的, 这些REC光子的角分布都在90°左右度达到最大值, 即REC过程在垂直于炮弹离子入射方向上发生的概率是最大的. 此外, 1snp<sub>3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1 → 1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0退激发辐射特征光子也显示出很强的线性极化特性和显著的角各向异性特征; 而1snp<sub>1/2</sub> J<sub>f</sub> = 1 → 1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0退激发辐射特征光子的线性极化度趋于零并且角分布趋于各向同性. (1snp<sub>1/2,3/2</sub> J<sub>f</sub> = 1)退激发到基态(1s<sup>2</sup> J<sub>d</sub> = 0)所辐射的特征光子的角分布和线性极化度都是在90°左右达到极大值, 即辐射退激发过程更容易发生在垂直于炮弹离子入射方向的角度上, 且所辐射的特征光子更容易被极化.

参考文献

- [1] Surzhykov A, Fritzsche S, Stöhlker T 2001 *Phys. Lett. A* **289** 213
- [2] Kozioł K 2014 *J. Quant. Spectrosc. Radiat.* **149** 138
- [3] Eichler J 1990 *Phys. Rep.* **193** 165
- [4] Vane C R, Datz S, Dittner P F, Giese J, Jones N L, Krause H F, Rosseel T M, Peterson R S 1994 *Phys. Rev. A* **49** 1847
- [5] Wu Z W, Jiang J, Dong C Z 2011 *Phys. Rev. A* **84** 032713
- [6] Wu Z W, Dong C Z, Jiang J 2012 *Phys. Rev. A* **86** 022712
- [7] Wu Z W, Kabachnik N M, Surzhykov A, Dong C Z, Fritzsche S 2014 *Phys. Rev. A* **90** 052515
- [8] Tashenov S, Stöhlker T, Banaš D, *et al.* 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 223202
- [9] Wu Z W, Surzhykov A, Fritzsche S 2014 *Phys. Rev. A* **89** 022513
- [10] Surzhykov A, Fritzsche S, Gumberidze A, Stöhlker T 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 153001
- [11] Surzhykov A, Fritzsche S, Stöhlker T, Tachenov S 2003 *Phys. Rev. A* **68** 022710
- [12] Bednarz G, Warczak A, Sierpowski D, Stöhlker T, Haggmann S, Bosch F, Gumberidze A, Kozhuharov C, Liesen D, Mokler P H, Ma X, Stachura Z 2003 *Hyperfine Interact* **146/147** 29
- [13] Ma X, Mokler P H, Bosch F, Gumberidze A, Kozhuharov C, Liesen D, Sierpowski D, Stachura Z, Stöhlker T, Warczak A 2003 *Phys. Rev. A* **68** 042712
- [14] Zakowicz S, Harman Z, Grün N, Scheid W 2003 *Phys. Rev. A* **68** 042711
- [15] Zakowicz S, Scheid W, and Grün N 2003 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **205** 386
- [16] Fritzsche S, Kabachnik N M, Surzhykov A 2008 *Phys. Rev. A* **78** 032703
- [17] Fritzsche S, Surzhykov A, Stöhlker T 2011 *Phys. Scr.* **T144** 014002
- [18] Weber G, Bräuning H, Surzhykov, Brandau C, Fritzsche S, Geyer S, Haggmann S, Hess S, Kozhuharov C, Martin R, Petridis N, Reuschl R, Spillmann U, Trotsenko S, Winters D F A, Stöhlker T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 243002
- [19] Brandt D 1983 *Phys. Rev. A* **27** 1314
- [20] Ichihara A, Shirai T, Eichler J 1994 *Phys. Rev. A* **49** 1875
- [21] Wan J J, Dong C Z, Ding X B, Ma X W, Rzakiewicz J, Stöhlker T, Fritzsche S 2009 *Phys. Rev. A* **79** 022707
- [22] Koga T, Mastsuyama H 1992 *Phys. Rev. A* **45** 5266
- [23] Ma X W, Stöhlker T, Beyer H F, Bosch F, Brinzaescu O, Kozhuharov C, Mokler P H, Ludziejewski T, Stachura Z, Warczak A 2002 *Nucl. Phys. Rev.* **19** 131
- [24] Fritzsche S, Surzhykov A, Stöhlker T 2005 *Phys. Rev. A* **72** 012704
- [25] Berezhko E G, Kabachnik N M 1977 *J. Phys. B* **10** 2467
- [26] Chen M H, Scofield J H 1995 *Phys. Rev. A* **52** 2057
- [27] Grant I P 1974 *J. Phys. B* **7** 1458
- [28] Jönsson P, He X, Fischer C F 2007 *Comput. Phys. Commun.* **177** 597
- [29] Biggs F, Mendelsohn L B, Mann J B 1975 *At. Data And Nucl. Data Tables* **16** 201

# Theoretical studies on the radiative electron capture and subsequent radiative decay in the collision of $\text{Xe}^{53+}$ ions with neutral $\text{Xe}^*$

Liang Teng<sup>1)</sup> Ma Kun<sup>2)</sup> Wu Zhong-Wen<sup>1)</sup> Zhang Deng-Hong<sup>1)†</sup>  
 Dong Chen-Zhong<sup>1)†</sup> Shi Ying-Long<sup>3)</sup>

1) (*Key Laboratory of Atomic and Molecular Physics and Functional Materials of Gansu Province, College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China*)

2) (*School of Information Engineering, Huangshan University, Huangshan 245041, China*)

3) (*Department of Physics, Tianshui Normal University, Tianshui 741000, China*)

( Received 16 March 2016; revised manuscript received 15 May 2016 )

## Abstract

The radiative electron capture (REC) and subsequent radiative decay of initial hydrogen-like  $\text{Xe}^{52+}$  ions are studied in the collision of  $\text{Xe}^{53+}$  with Xe atom at a projectile energy of 197 MeV/ $u$  within the framework of the multiconfiguration Dirac-Fock method and the density matrix theory. We calculate the differential and total cross sections as well as the REC photon energies for REC to the  $1snp_{1/2,3/2} J_f = 1$  ( $n = 2-5$ ) levels of finally helium-like  $\text{Xe}^{53+}$  ions. Moreover, the transition energies and rates of the subsequent  $1snp_{3/2} J_f = 1 \rightarrow 1s^2 J_d = 0$  decay as well as the angular distribution and linear polarization of the associated characteristic photons are also calculated. It is found that the REC photons are remarkably anisotropic. Through the analysis of the REC angular distribution characteristics, we find that the different configurations of the REC angular distribution are similar in quality, and they all have a peak at the  $90^\circ$ . That is to say, the REC process can more easily occur in the direction perpendicular to the incident direction of the projectile ions. In addition, while the characteristic photons from the subsequent  $1snp_{3/2} J_f = 1 \rightarrow 1s^2 J_d = 0$  radiative decay of  $\text{Xe}^{52+}$  ions exhibit an anisotropic angular distribution and strong linear polarization, their counterparts from the  $1snp_{1/2} J_f = 1 \rightarrow 1s^2 J_d = 0$  decay are almost isotropic and linearly unpolarized. The angular distribution and linear polarization of the radiation photon decay from the ( $1snp_{1/2,3/2} J_f = 1$ ) states to the ground state ( $1s^2 J_d = 0$ ) both reach a maximum value at the  $90^\circ$ , their characteristics are similar to those of the REC photons, that is to say, the deexcited process can more easily occur in the direction perpendicular to the incident direction of the projectile ions, and in this direction the decay photons have much larger polarization degree.

**Keywords:** radiative electron capture, polarization properties, angular distribution of the photon

**PACS:** 34.70.+e, 32.30.-r, 34.80.Lx

**DOI:** 10.7498/aps.65.143401

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274254, U1332206, 11464042, 11464040).

† Corresponding author. E-mail: [dongcz@nwnu.edu.cn](mailto:dongcz@nwnu.edu.cn)