相对论碰撞中Xe^{54+}离子与氪和氙原子发生非辐射双电子俘获后Kα X射线的角分布

Bian Yang,[1,2] Deyang Yu,[1,2,*] Konstantin N. Lyashchenko,[3,4] Caojie Shao,[1,2] Zhongwen Wu,[5] Mingwu Zhang,[1,2] Oleg Yu. Andreev,[3] Junliang Liu,[1,2] Zhangyong Song,[1,2] Yingli Xue,[1,2] Wei Wang,[1,2]Fangfang Ruan,[6] Yehong Wu,[7] Rongchun Lu,[1] Chenzhong Dong,[5] 和 Xiaohong Cai[1]

[1] 中国科学院近代物理研究所，兰州 *730000*，中国[2] 中国科学院大学，北京 *100049*，中国

[3] 俄罗斯圣彼得堡国立大学物理系，Universitetskaya nab. 7/9，圣彼得堡，199034，俄罗斯[4] 以 B.P. Konstantinov 命名的库尔恰托夫研究中心国家研究中心彼得堡核物理研究所“库尔恰托夫研究所”，奥尔洛瓦罗希察小区 *1* 号，加特契纳，188300，列宁格勒州，俄罗斯[5] 甘肃省原子分子物理与功能材料重点实验室，西北师范大学物理与电子工程学院，兰州 *730070*，中国[6] 杭州医学院医学影像系，杭州 *310053*，中国[7] 山西医科大学基础医学院，太原 *030001*，中国

我们在 HIRFL-CSR储存环上开展了95和146 MeV/u裸氙离子与氪和氙气态原子碰撞中非辐射双电子俘获过程的实验研究。测量了降电荷态入射离子 Xe^{52+*} 特征$K\alpha$ 辐射的角分布，该角分布与 Xe^{52+*}激发态 $1s2l_j$ 的磁亚能级布居密切相关。研究发现，$K\alpha_1$ 辐射表现出明显的各向异性，并且对碰撞能量和靶原子较为敏感，而$K\alpha_2$ 辐射则呈现各向同性。此外，还获得并讨论了入射离子分别通过非辐射单电子俘获和双电子俘获进入其L壳层能级后，Xe^{53+*} 离子的莱曼-α_1 跃迁与 Xe^{52+*} 离子的 Kα 跃迁之间明显不同的各向异性参数。

I. 引言

电子俘获是高能高电荷态离子与原子碰撞中的基本过程之一 [1,2]。非辐射电子俘获（NRC）是离子-原子碰撞中的一种过程：靶原子中的束缚电子被俘获至入射离子的一个束缚态，且不发生辐射发射。被俘获电子释放的能量和动量由原子和离子共同分担 [1,2]。在高电荷高Z离子与重靶原子的快速碰撞中，NRC是主要的电荷转移机制 [2,3], ，尽管它通常与辐射电子俘获（REC）过程竞争 [3]。REC机制指靶原子的弱束缚电子转移至入射离子的一个束缚态，同时发射一个光子，以满足能量和动量守恒 [3]。与此同时，随着入射离子能量降低、靶原子序数增大，非辐射双电子俘获（NRDC）的重要性日益提高；

此外，随着入射离子的原子序数和电荷态增加，[2,4]。在电子束离子阱中，针对低能区轻离子和中等质量离子（尤其是它们与轻原子的碰撞），人们已对NRC和NRDC过程进行了深入研究[1,5-7], 然而，对于快速高电荷高Z离子这一范围的实验研究相对较少。近年来，重离子储存环[8], , 例如配备内靶气体喷流靶的兰州重离子研究装置冷却储存环（HIRFL-CSR）[9,10] [11], 提供了入射离子能量从几十到数百MeV/u的高电荷态重离子束，使人们得以在单次碰撞条件下，将NRC和NRDC过程的研究拓展到高Z离子与重原子碰撞的范围。

目前，已有少数实验报道了高能区裸核和类氢重离子的 NRC 与 NRDC 过程的总截面及态选择布居测量[2,12-17]。这些研究特别关注激发离子态的产生及其后续辐射衰变的测量。实验结果分别与采用奥本海默-布林克曼-克拉默斯近似 [2],非相对论连续畸变波方法 [2], 相对论程函近似[2,18-20], 和相对论双中心耦合通道计算 [21,22], 计算得到的 NRC 截面，以及采用独立电子近似[4,23] 和多体经典轨迹蒙特卡罗（n-CTMC）计算 [24]得到的 NRDC 截面进行了比较。事实上，研究重离子中的束缚态跃迁，对于理解强库仑场中的电子-核相互作用和电子-电子相互作用，以及探究少电子高Z体系中的相对论效应和量子电动力学效应等重要信息，都起着关键作用 [25-29]。此外，这些观测结果对于估算重离子储存环中储存离子束的电荷态分布和寿命也很重要[3,8,10,13]。

除了对高电荷态重离子的跃迁能量和跃迁概率进行适当研究外，测量特征X射线光子的角分布还能提供有关高Z离子的结构和动力学的重要信息。角分辨X射线研究的一个优势是，与对发射角积分后得到的总截面相比，它们对磁效应和推迟效应更加敏感[3,13,30-32]。在先前的研究中[12,33], , 我们首次研究了裸氙离子与氮和氙原子快速碰撞时，非辐射俘获过程产生的类氢重离子随后发出的莱曼-α_1 辐射角分布。所呈现的负各向异性参数表明，磁亚能级 $m_j = \pm 1/2$ 在 $2p_{3/2}$态的氙$^{53+*}$ 离子中占据显著 , 入射离子能量为95和146 MeV/u。因此，结果表明会发射强偏振的莱曼-α_1 光子。所得结果显示靶依赖性较弱，而能量依赖性显著。具体而言，当入射离子能量升至197 MeV/u时，Kr靶上的莱曼-α_1 辐射的各向异性明显减弱，磁亚能级几乎均匀占据。此外，我们将实验结果与相应的辐射电子俘获机制的结果进行了比较（据我们所知，目前尚无关于非辐射俘获过程中磁亚能级相关截面的详细计算）, 发现磁亚能级布居表现出明显不同的能量依赖性。此外，测得的莱曼-α_1 和

莱曼-α_2(+$M1$)跃迁表明，在高Z离子与原子的快速碰撞中，靶电子优先俘获到 $2p_{1/2}$ 和$2s_{1/2}$ 亚壳层，而非 亚壳层。高电荷态高Z离子与原子的快速 $2p_{3/2}$ 碰撞中，这些结果可用于检验非辐射俘获动力学理论 ，并有助于揭示 快速碰撞中高度电离高Z离子的激发态布居机制。

尽管此前关于非辐射俘获的研究已首次揭示高Z类氢离子的磁亚能级布居 [12,33], ，但NRDC过程的相应信息仍完全未被探索。迄今为止，尚无可靠的理论计算或实验数据涉及相对论碰撞中裸高 Z 离子发生非辐射双电子俘获后的磁亚能级布居。这一认识空白构成重大缺口，因为非辐射双电子俘获对重靶和较低能量日益重要，其动力学本质上涉及双电子关联及其与强库仑场的相互作用。对随后产生的特征X射线（如$K\alpha$ 辐射）进行角分布测量，为获取该信息提供了直接途径，因为各向异性参数对俘获过程中所形成激发态的磁亚能级布居十分敏感。

因此，本工作的主要目标是首次实验研究$K\alpha_1$ 和$K\alpha_2$ X射线在非辐射双电子俘获后的角分布。我们给出了在HIRFL-CSR储存环上95和146 MeV/u裸氙$^{54+}$ 离子与氪和Xe气体靶碰撞的测量结果。由这些分布，我们提取各向异性参数，它们与激发类氦氙$^{52+*}$ $1s2l_j$ 态的磁亚能级布居密切相关。此外，我们将NRDC过程的这些结果与经过充分研究的、非辐射俘获后莱曼-α_1 辐射的各向异性进行比较，以突出相对论性重离子碰撞中单电子转移与双电子转移布居机制的根本差异。下一节对实验和X射线能谱加以描述。结果与讨论见第III节。最后，结论在第 IV节给出。

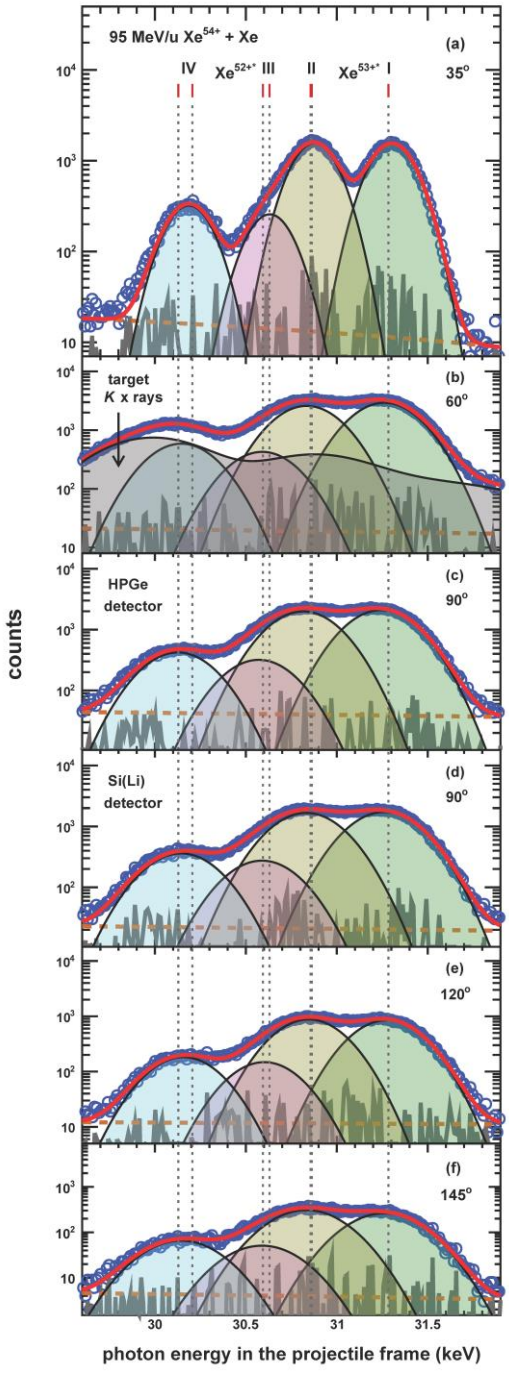


图1. 在95 MeV/u Xe^{54+} 与氩原子碰撞过程中发生电子俘获后，Xe^{53+*} 和 Xe^{52+*} 产生的K壳层辐射X射线能谱：(a) 观测角为35°，由HPGe-GLP762探测器记录；(b) 观测角为60°，由HPGe-GLP758探测器记录；(c) 观测角为90°，由HPGe-GLP756探测器记录；(d) 观测角为90°，由Si(Li)-SLP198B探测器记录；(e) 观测角为120°，由HPGe-GLP749探测器记录；(f) 观测角为145°，由Si(Li)-SLP7666探测器记录。标记为I和II的峰分别对应降电荷离子Xe^{53+*}的Lyman-α_1 ($2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$)和Lyman-$\alpha_2$(+M1) ($2p_{1/2}$, $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$)跃迁。峰III和IV分别是双降电荷离子$Xe^{52+*}$发出的K$\alpha_1$($(1s_{1/2}2p_{3/2})_1'(1s_{1/2}2p_{3/2})_2 \rightarrow 1s_{1/2}^2$)和Kα_2 ($(1s_{1/2}2p_{1/2})_1'(1s_{1/2}2s_{1/2})_1 \rightarrow 1s_{1/2}^2$)辐射。这些跃迁的能量[34,35] 以竖直虚线表示。通过对四个高斯函数加线性本底进行拟合，确定这些峰的强度。图中还显示了拟合残差。当发射的X射线来自

projectiles与由60°处靶电离产生的K X射线的重叠已在前一篇论文[36]中描述 .

II. 实验与X射线能谱

实验利用内靶气体喷流靶 [11] 在HIRFL-CSR储存环[9,10]的实验环中进行。实验装置的详细描述见参考文献[12,36]。简言之，每次注入时能量为95或146 MeV/u的裸氙离子数目约为10^7量级。高效的电子冷却使束流具有极低的发射度 1 πmm ·mrad以及纵向动量展宽 $\Delta p/p \sim 10^{-5}$。注入及随后的电子冷却之后，离子束与氮或氙的靶气体射流相互作用，典型密度介于10^{12} 和10^{13}粒子/cm^2。从相互作用区发射的X射线由四台高纯锗（高纯锗）探测器和两台锂漂移硅[Si(Li)]探测器探测，观测角相对于束流轴覆盖35°至145°。本实验所用探测器的典型能量分辨率（即半高全宽）在约30 keV处约为300 eV [36]。

例如，图1展示了95 MeV/u Xe^{54+} 与氙原子碰撞时获得的典型入射离子X射线能谱，观测角相对于束流轴分别为35°、 60°、 90°、 120°和145° 。请注意，光子能量已从实验室系经多普勒校正，以对应入射离子系中的跃迁能量。单电子俘获产生的特征跃迁（单降电荷离子Xe^{53+*}中的莱曼-α 辐射）和双电子俘获产生的特征跃迁（双降电荷离子Xe^{52+*}中的Kα 跃迁）清晰可见；此外，莱曼-α 谱线的强度远高于Kα 谱线。Xe^{53+*} 离子的莱曼-α_1 （$2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$）、莱曼-$\alpha_2$ （$2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$）和M1（$2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$）跃迁能量分别为31.284 keV、30.856 keV和30.863 keV[35]。此外，Xe^{52+*} 离子的M1（$(1s_{1/2}2s_{1/2})_1 \rightarrow 1s^2$）、K$\alpha_2$ （$(1s_{1/2}2p_{1/2})_1 \rightarrow 1s^2$）、M2（$(1s_{1/2}2p_{3/2})_2 \rightarrow 1s^2$）和K$\alpha_1$ （$(1s_{1/2}2p_{3/2})_1 \rightarrow 1s^2$）跃迁能量分别为30.129 keV、30.206 keV、30.594 keV和30.630 keV [34]。此处， $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ 跃迁的莱曼-α_1 标记为I。莱曼-α_2（+M1）谱线包括标记为II的 $2p_{1/2}$、 $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ 跃迁。Kα_1（+M2）对应标记为III的（$1s_{1/2}2p_{3/2}$）$_1$'（$1s_{1/2}2p_{3/2}$）$_2 \rightarrow 1s^2$ 跃迁，Kα_2（+M1）对应标记为IV的（$1s_{1/2}2p_{1/2}$）$_1$'（$1s_{1/2}2s_{1/2}$）$_1 \rightarrow 1s^2$ 跃迁。由于快速入射离子的多普勒效应造成额外展宽，且本实验所用光子探测器的能量分辨率有限，这些跃迁对无法被本研究使用的光子探测器分辨。近期有报道称，低温量热探测器能够分辨Xe^{52+*} 的Kα_1、M2、Kα_2和M1跃迁；在50 MeV/u Xe^{54+}+Xe碰撞[37]，中，这些跃迁之间的能量差极小。该探测器也能分辨U^{90+*} 的相应跃迁，这些跃迁出现在10.225 MeV/u U^{91+*} 离子与电子碰撞[38]中。在每个观测角处，通过用四个高斯函数和一个线性本底拟合能谱中的相应峰，得到莱曼-α_1、莱曼-α_2（+M1）、Kα_1（+M2）和Kα_2（+M1）谱线的计数（即强度）（详见文献[12,36]），随后根据探测器效率随能量的变化进行校正。

III. 结果与讨论

本实验测得的X射线能谱表明，Xe的莱曼跃迁$^{53+*}$属于NRC机制，这是因为入射离子的*K*壳层和*L*壳层几乎没有辐射电子俘获光子发射。另一个原因是，用REA method计算得到的非辐射俘获截面 [18-20] 远大于基于非相对论偶极近似计算的辐射电子俘获截面[3], ，正如我们先前的研究所讨论的[12,36]。对于$K\alpha_1(+M2)$和$K\alpha_2(+M1)$跃迁，Xe^{52+*}的双电子俘获由NRDC引起，如前文所述 [17]。双重辐射电子俘获、辐射双电子俘获以及一个辐射电子俘获和一个非辐射俘获的双重俘获均不重要，可以忽略。

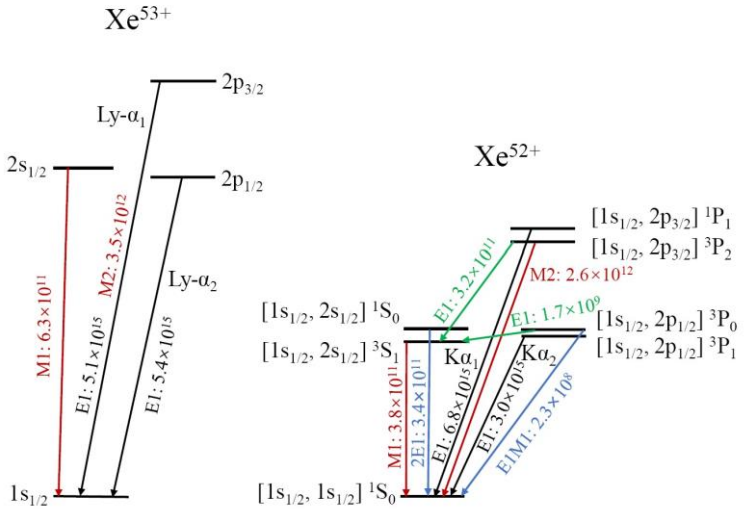


图 2。类氢和类氦氙离子的 L 壳层激发态能级图及主要衰变模式。类氢氙和类氦氙的 K 壳层与 L 壳层能级，以及对观测到的莱曼-α_1、莱曼-α_2(+M1)、 $K\alpha_1$(+M2) 和 $K\alpha_2$(+M1)谱线有贡献的跃迁。相应的多极性和跃迁率（使用灵活原子代码 [39]计算）已标出，跃迁率以 s^{-1} 为单位分别给出。

通常，$K\alpha_1$(+M2)或$K\alpha_2$(+M1)谱线的角分布可通过根据相应光子探测器所覆盖的立体角校正其强度来获得。这种校正会引入额外的系统不确定度[3,40]。在本实验中，我们可以利用这样一个事实：已知由 $2p_{1/2}$ 和 $2s_{1/2}$ 能级衰变产生的Lyman-α_2(+M1)跃迁呈各向同性分布[3,41]。因此，Lyman-α_2(+M1)谱线为测量能量上接近的Kα 或Lyman-α_1 跃迁可能存在的各向异性提供了理想工具。以该跃迁进行归一化，可大幅降低或消除各种系统不确定度（例如与探测器立体角校正及探测效率差异有关的不确定度）。此前的研究已采用该方法，测量裸离子、类氢离子和类氦重离子快速碰撞中，由REC[32], 、NRC[12,33], 激发[42,43], 以及同时激发与电离过程[44] 产生的Lyman-α_1 辐射的角分布。同样，对于相对论碰撞中由REC[45-47], 共振转移与激发至初始为类氢重离子的激发态[48], 以及初始为类氦重离子的激发[40,42,49]所产生的$K\alpha_1$ 和$K\alpha_2$ 谱线，也可通过相应跃迁与Lyman-α_1(+M1)谱线在不同观测角下的强度比，分别获得其角分布。

在相对论碰撞中，可通过比较不同观测角下相应跃迁与Lyman-α_2(+M1)谱线的强度比，分别获得其角分布。

下文中，我们关注裸入射离子发生非辐射双电子俘获后特征Kα X射线的角分布。对此进行角分辨研究，有助于深入了解高Z离子与多电子原子高能碰撞时双电子重离子离子激发子态的形成机制。通过退激光子的角分布，可以直接提取少电子高Z离子激发态的磁亚能级布居信息。

根据定义，类氦氩中Kα 跃迁（即Kα$_1$(+M2)或Kα$_2$(+M1)）的强度随观测角变化的关系通常可由下式描述：[40,45,50]

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{K\alpha}}{\mathrm{d}\Omega}(\theta_{\mathrm{lab}}) = \frac{\sigma_{K\alpha}^{\mathrm{total}}}{4\pi}\frac{1-\beta^2}{(1-\beta\cos\theta_{\mathrm{lab}})^2}\times\left\{1+\beta_{20}^{K\alpha}\left[1-\frac{3}{2}\frac{(1-\beta^2)\sin^2\theta_{\mathrm{lab}}}{(1-\beta\cos\theta_{\mathrm{lab}})^2}\right]\right\}, \qquad (1)$$

其中，θ_{lab} 是实验室系中相对于束流方向的光子观测角，β 是以光速为单位的约化入射离子速度，$\sigma_{K\alpha}^{\mathrm{total}}$ 表示$K\alpha$ 跃迁的总截面（即角度相关项在式（1）中为零时对应角度处的截面）。$\beta_{20}^{K\alpha}$ 是相应$K\alpha$ 跃迁的各向异性参数。因子$\frac{1-\beta^2}{(1-\beta\cos\theta_{\mathrm{lab}})^2}$描述入射离子系与实验室系之间的（相对论）立体角变换；对于在相同束流能量下测得的跃迁线强度比，该因子可以约去。

考虑到实验室系中 Lyman-α_2(+M1) 跃迁的角分布可表示为 [12,50]

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\text{Ly-}\alpha_2(+M1)}}{\mathrm{d}\Omega}(\theta_{\mathrm{lab}}) = \frac{\sigma_{\text{Ly-}\alpha_2(+M1)}^{\mathrm{total}}}{4\pi}\frac{1-\beta^2}{(1-\beta\cos\theta_{\mathrm{lab}})^2}. \qquad (2)$$

因此，$K\alpha$ 与 Lyman-α_2(+M1) 跃迁之间强度比的角分布（在本研究中分别经历 NRDC 和非辐射俘获后）可表示为

$$\frac{I_{K\alpha}(\theta_{\mathrm{lab}})}{I_{\text{Ly-}\alpha_2(+M1)}(\theta_{\mathrm{lab}})} = \frac{\sigma_{K\alpha}^{\mathrm{total}}}{\sigma_{\text{Ly-}\alpha_2(+M1)}^{\mathrm{total}}}\times\left\{1+\beta_{20}^{K\alpha}\left[1-\frac{3}{2}\frac{(1-\beta^2)\sin^2\theta_{\mathrm{lab}}}{(1-\beta\cos\theta_{\mathrm{lab}})^2}\right]\right\}. \qquad (3)$$

$K\alpha_1$(+$M2$) 或 $K\alpha_2$(+$M1$) 谱线的角发射分布由相应的各向异性参数 $\beta_{20}^{K\alpha_1}(+M2)$ 或 $\beta_{20}^{K\alpha_2}(+M1)$ 决定，而该参数又与相应磁亚能级的定向有关，其具体形式取决于所考虑的跃迁。

对于双电子俘获产生的类氦氩 $[1s_{1/2},2p_{3/2}]\,^1P_1$、$[1s_{1/2},2p_{3/2}]\,^3P_2$、$[1s_{1/2},2p_{1/2}]\,^3P_1$、$[1s_{1/2},2s_{1/2}]\,^3S_1$ 态基态辐射的角分布，我们仅使用各向异性参数 β_{20} 。对于态 $[1s_{1/2},2p_{3/2}]\,^3P_2$ 的衰变，相应的磁亚能级布居由各向异性参数 β_{20} 和 β_{40}描述。也就是说，3式中针对$K\alpha_1$(+$M2$）跃迁的公式必须修改，以计入一个与 β_{40}[3,40,51]成正比的附加项。然而，据我们所知，目前尚无适用于非辐射双电子俘获过程中磁亚能级截面的相对论计算。因此，无法推导出指定束缚态间电子跃迁对应的各向异性参数β_{20} 和 β_{40} 以供比较。此外，取向参数 $\mathcal{A}_{40}$ 不影响偶极辐射的发射，在主要电偶极跃迁中几乎无法观测到其贡献。此外，我们发现 β_{40} 参数非常小，在分析

$[1s_{1/2}, 2p_{3/2}]\,^3P_2$ 由辐射电子俘获进入类氢重轰击离子所产生的辐射 [45,51] 以及类氦重轰击离子的激发所产生的辐射[40] （入射离子能量范围从几十到几百MeV/u）中。因此，对于态 β_{40} ，我们不考虑 $[1s_{1/2}, 2p_{3/2}]\,^3P_2$ ，并在本研究的所有情况下使用式（3）。

为了分析对相应谱线有贡献的 $K\alpha_1$(+M2) 或 $K\alpha_2$(+M1) 与莱曼-α_2(+M1) 跃迁之间的强度比实验结果，必须考虑类氢氩和类氦氩的衰变方案。如图 2 所示，双电子俘获进入裸重离子后，类氦氩的六个激发态可能被布居，并对后续的辐射衰变作出贡献。$[1s_{1/2}, 2p_{3/2}]\,^3P_2$ 态和 $[1s_{1/2}, 2p_{1/2}]\,^3P_0$ 态各有两条衰变支路。因此，俘获至 $[1s_{1/2}, 2p_{3/2}]\,^3P_2$ 态的电子会对 $K\alpha_1$ 和 $K\alpha_2$ 谱线都有贡献，而 $[1s_{1/2}, 2p_{1/2}]\,^3P_0$ 态则通过通往$[1s_{1/2}, 2s_{1/2}]\,^3S_1$ 态的 E1 衰变支路，对 $K\alpha_2$ 谱线作出贡献。从 $[1s_{1/2}, 2p_{1/2}]\,^3P_0$ 态直接衰变至基态的过程通过双光子 E1M1 发射进行，因此不会对 $K\alpha$ 谱线作出贡献。同样，$[1s_{1/2}, 2s_{1/2}]\,^1S_0$ 态也不会作出贡献，因为它会发生双光子2E1衰变。

对于类氢重离子的莱曼-α_1 衰变，相应的各向异性参数 β_{20}包含取向参数 $\mathcal{A}_{20}$ 以及结构函数f（$E1$，$M2$） [3,12]。该函数描述了主导电偶极跃迁$E1$与弱得多的磁四极$M2$衰变[3,30]之间的多极混合（干涉）。多极混合使类氢氩离子[52]的莱曼-α_1 辐射各向异性增强10%。

与莱曼-α_1 跃迁不同，类氦氩离子的$[1s_{1/2}, 2p_{1/2}]\,^3P_1$ 和 $[1s_{1/2}, 2p_{3/2}]\,^1P_1$ 态衰变（仅通过快速E1跃迁衰变至基态），以及 $[1s_{1/2}, 2p_{3/2}]\,^3P_2$ （通过M2跃迁衰变至基态）和 $[1s_{1/2}, 2s_{1/2}]\,^3S_1$ （通过M1跃迁衰变至基态）态[42,45], 均不会发生多极混合，如图2所示。对于 $^3P_1 \rightarrow {}^1S_0$、 $^1P_1 \rightarrow {}^1S_0$和 $^3S_1 \rightarrow {}^1S_0$的跃迁，其角分布（即发射图样）遵循式(1)，各向异性参数为 $\beta_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}}\mathcal{A}_{20}$ ，其中相应的取向参数为 $\mathcal{A}_{20} = \sqrt{2}\,{}^{\sigma}(1,\pm1)_{-\sigma}(1,0)\,{}_{\sigma}(1,\pm1)_{+\sigma}(1,0)$ [42,45]。此处，部分截面 $\sigma(J, M)$表示角动量J及其入射离子M（沿量子化轴）的磁亚能级布居，并可描述非辐射双电子俘获进入裸入射离子的动力学（或探究其性质）[53]。对于 $^3P_2 \rightarrow {}^1S_0$ 跃迁，相应参数由 $\beta_{20} = -\sqrt{\frac{5}{14}}\mathcal{A}_{20}$ 和 $\mathcal{A}_{20} = -\sqrt{\frac{10}{7}}\,{}^{\sigma}_{\sigma}(2,0)_{+\sigma}(2,\pm1)_{-2\sigma}(2,\pm2)\,(2,0)_{+2\sigma}(2,\pm1)_{+2\sigma}(2,\pm2)$ [45]定义。

如果实验上能够分辨$K\alpha_1$(+$M2$)和$K\alpha_2$(+$M1$)辐射的精细结构分量，就可以研究这四种跃迁的各向异性行为，并获得有关（各自）各向异性参数 β_{20}的信息。然而，由于 $^3P_2$ 和 $^1P_1$能级之间的能级分裂小于所用高纯锗和硅锂X射线探测器的能量分辨率，在目前的实验中只能观测到 $^1P_1 \rightarrow {}^1S_0$ 和 $^3P_2 \rightarrow {}^1S_0$ 辐射的非相干叠加

。因此，整体$K\alpha_1(+M2)$辐射的角分布完全由$E1$ $^1P_1 \rightarrow {}^1S_0$ 和$M2$ $^3P_2 \rightarrow {}^1S_0$ 跃迁的角分布决定，其权重并非统计权重，而是由两个激发能级$^3P_2$ 和 $^1P_1$的非辐射双电子俘获（形成）机制所确定：

$W_{K\alpha_1(+M2)}(\theta) = N(\ ^1P_1)W_{E1}(\theta) + N(\ ^3P_2)W_{M2}(\theta) \sim 1 + \beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)}(\ ^{1\,3}P_{J=1\,2} \rightarrow {}^1S_0, ,)P_2(\cos\theta)$。显然，类氦离子的 $K\alpha_1(+M2)$ 辐射的角分布遵循典型的 $\sim 1 + \beta_{20} \cdot P_2(\cos\ \theta)$ 形状，但其整体各向异性参数由以下公式定义[40,45]

$$\beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)}\left(^{1,3}P_{J=1,2} \rightarrow {}^1S_0\right) = \frac{1}{\sqrt{2}}N(\ ^1P_1)\mathcal{A}_{20}(\ ^1P_1) - \sqrt{\frac{5}{14}}N(\ ^3P_2)\mathcal{A}_{20}(\ ^3P_2). \qquad (5)$$

这里，$(+M2)$ 的 $K\alpha_1(+M2)$ 辐射取决于 $[1s_{1/2}, 2p_{3/2}]\,^1P_1$ 态和 $[1s_{1/2}, 2p_{3/2}]\,^3P_2$ 态的取向参数 $\mathcal{A}_{20}(\ ^1P_1)$ 与 $\mathcal{A}_{20}(\ ^3P_2)$，以及它们各自的权重因子 $N(\ ^1P_1)$ 和 $N(\ ^3P_2)$。这些权重描述了各个 $^1P_1 \rightarrow {}^1S_0$ 和 $^3P_2 \rightarrow {}^1S_0$ 跃迁对整体 $K\alpha_1(+M2)$ 的贡献，其数值由 $^3P_2$ 和 $^1P_1$ 能级的（相对）布居数给出，其中 $N(\ ^1P_1) + N(\ ^3P_2) = 1$。

类似地，$K\alpha_2(+M1)$辐射的 $\beta_{20}^{K\alpha_2(+M1)}$由以下公式[40]给出

$$\beta_{20}^{K\alpha_2(+M1)}(\ ^3S, P_{J=1} \rightarrow {}^1S_0) = \frac{1}{\sqrt{2}}N(\ ^3S_1)\mathcal{A}_{20}(\ ^3S_1) + \frac{1}{\sqrt{2}}N(\ ^3P_1)\mathcal{A}_{20}(\ ^3P_1), \qquad (6)$$

其中 $\mathcal{A}_{20}(\ ^3S_1)$和 $\mathcal{A}_{20}(\ ^3P_1)$分别为 $[1s_{1/2}, 2s_{1/2}]\,^3S_1$ 和$[1s_{1/2}, 2p_{1/2}]\,^3P_1$ 态的取向参数。 $N(\ ^3S_1)$和 $N(\ ^3P_1)$为其相对布居数，且$N(\ ^3S_1) + N(\ ^3P_1) = 1$。此处，对于由NRDC过程产生的类氦氩，$[1s_{1/2}, 2p_{3/2}]\,^1P_1$、 $[1s_{1/2}, 2p_{3/2}]\,^3P_2$、 $[1s_{1/2}, 2p_{1/2}]\,^3P_1$、 $[1s_{1/2}, 2s_{1/2}]\,^3\mathrm{S}_1$ 的全部四个能级原则上均可被布居，从而对$K\alpha_1(+M2)$和$K\alpha_2(+M1)$跃迁有贡献。因此，与类氢情形不同，无法通过将公式（3）拟合到$K\alpha_1(+M2)$或$K\alpha_2(+M1)$与Lyman-$\alpha_2(+M1)$跃迁之间强度比的角分布，直接提取这些态之一的定向。此外，本工作的结果不同于由类氢高Z入射离子经辐射电子俘获过程产生的 $[1s_{1/2}, 2p_{3/2}]\,^1P_1$ 和 $[1s_{1/2}, 2p_{3/2}]\,^3P_2$ 态的取向参数 $\mathcal{A}_{20}$ 的情形，后者可利用独立粒子模型[46]，用裸入射离子辐射电子俘获的相应取向参数 $\mathcal{A}_{20}(2p_{3/2})$来表示。

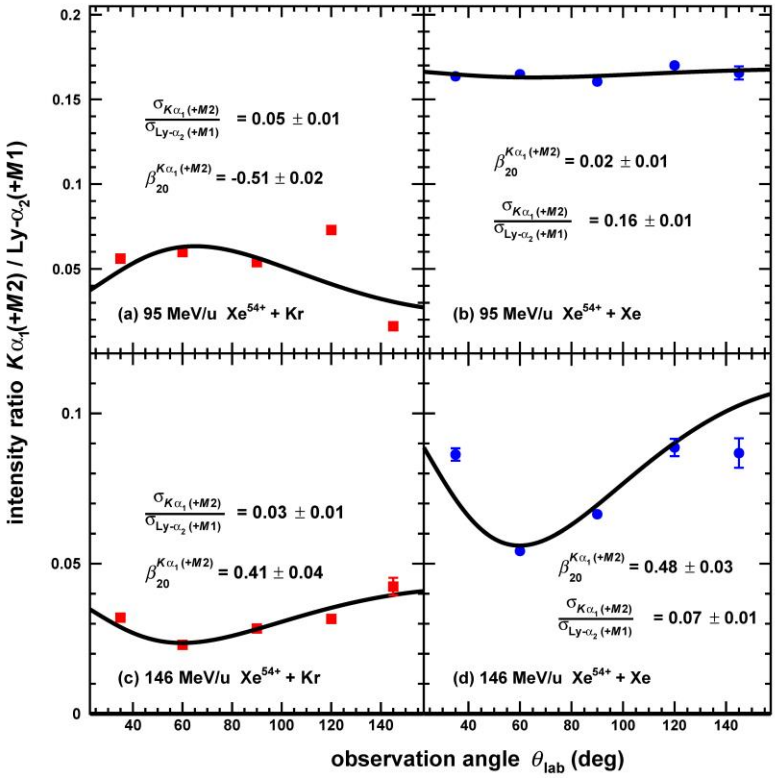


图3. 95和146 MeV/u Xe^{54+} 与氮和氙靶碰撞中，由非辐射双电子俘获和单电子俘获产生的类氦和类氢氙离子的$K\alpha_1$(+M2)与莱曼-α_2(+M1)跃迁强度比的角分布。实线是根据式(3)对实验数据的拟合，各向异性参数 $\beta_{20}^{K\alpha_1}(+M2)$和总截面比$\sigma_{K\alpha_1(+M2)总}/\sigma_{\text{Ly-}\alpha_2\ +M1\ \ ()总}$也一并给出。误差棒由数据统计估算。

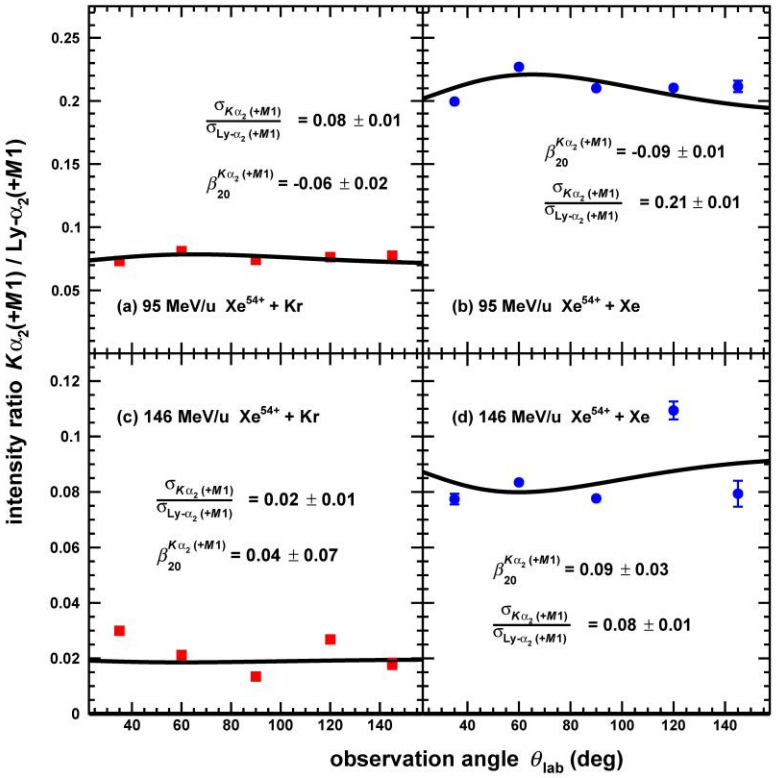


图 4. 氦样和类氢氙离子经非辐射双电子俘获和单电子俘获产生后，$K\alpha_2(+M1)$与莱曼-$\alpha_2(+M1)$跃迁之间的强度比角分布，对应95和146 MeV/u的Xe^{54+}离子与氪靶和氙靶的碰撞。实线是根据公式（3）对实验数据的拟合，图中还显示了各向异性参数 $\beta_{20}^{K\alpha_2}{}_{(+M1)}$以及总截面比$\sigma_{K\alpha_2(+M1)\text{total}}/\sigma_{\text{Ly-}\alpha_2\ +M1}$ ()total。 误差棒根据数据统计估算。

为了获得由95和146 MeV/u的氙$^{54+}$离子与氪原子和氙原子碰撞中非辐射双电子俘获和单电子俘获所产生的类氦氙和类氢氙的各向异性参数 $\beta_{20}^{K\alpha}$ 以及总截面比$\sigma_{K\alpha}^{\text{total}}$ $\sigma_{\text{Ly-}\alpha_2}$(/ $_{+M1}$)总的实验结果，我们用公式（3）拟合了Kα 与莱曼-α_2(+M1)跃迁之间强度比的角分布，并允许$\sigma_{K\alpha}$总/$\sigma_{\text{Ly-}\alpha_2\ +M1}$ ( )总和 $\beta_{20}^{K\alpha}$ 作为自由参数。图3给出了95和146 MeV/u的氙$^{54+}$入射离子与氪靶和氙靶碰撞中氙$^{52+*}$的Kα_1(+M2)谱线与氙$^{53+*}$的莱曼-α_2(+M1)谱线之间强度比的角分布以及相应的拟合结果。Kα_2(+M1)与莱曼-α_2(+M1)跃迁之间强度比的结果示于图4。由此得到的各向异性参数和总截面比随后汇总于图6和图7中以便比较。图中所示实验结果的不确定度由数据统计估计。这里我们想指出，由非辐射双电子俘获产生的类氦氙的Kα_1(+M2)或Kα_2(+M1)跃迁的这些发射图样，与先前由非辐射俘获产生的类氢氙的莱曼-α_1 跃迁所得结果明显不同[12,33]。从这些图中可以看出，Kα_1(+M2)跃迁的发射图样（归一化到莱曼-α_2(+M1)强度）表现出显著的各向异性，95 MeV/u氙$^{54+}$+氙碰撞的结果除外。此外，还得到了各向异性参数的靶原子序数依赖性和能量依赖性。

然而，Kα$_2$(+M1)与莱曼-α$_2$(+M1)跃迁之间强度比的角分布几乎是各向同性的。这里，$^3S_1$ 态的贡献是各向同性的，而$^3P_2$ 和$^3P_0$ 态可通过中间态$^3S_1$ [47]衰变到基态。在本实验中，此类事件被计为对Kα$_2$(+M1)跃迁的贡献。根据本工作中观测到的Kα$_2$(+M1)近乎各向同性的分布，Kα$_1$(+M2)的角发射分布也可由Kα$_1$(+M2)与Kα$_2$(+M1)跃迁之间强度比的角分布得到，并可表示为

$$\frac{I_{K\alpha_1(+M2)}(\theta_{\mathrm{lab}})}{I_{K\alpha_2(+M1)}(\theta_{\mathrm{lab}})}=\frac{\sigma^{\mathrm{total}}_{K\alpha_1}}{\sigma^{\mathrm{total}}_{K\alpha_2}}\times\left\{1+\beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)\prime}\left[1-\frac{3}{2}\frac{(1-\beta^2)\sin^2\theta_{\mathrm{lab}}}{(1-\beta\cos\theta_{\mathrm{lab}})^2}\right]\right\}. \qquad (7)$$

相应的拟合结果$\sigma_{\mathrm{K}\alpha_1(+M2)}\mathrm{total}\,/\sigma_{\mathrm{K}\alpha_2\,+M1}$ ( )total和 $\beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)\prime}$（针对经Kα$_2$(+M1)归一化的Kα$_1$(+M2)）示于图5，随后汇总于图6和图7以便比较。此外，Kα 与莱曼-α$_2$(+M1)跃迁之间的强度比远小于莱曼-α$_1$ 与莱曼-α$_2$(+M1)跃迁之间的强度比，如先前工作[12], 所示；这表明单电子俘获比双电子俘获占主导，同时双电子俘获亦不可忽略，尤其是在较低能量和较重靶情况下。此外，除146 MeV/u氩$^{54+}$+氮碰撞外，Kα$_2$ 的强度大于Kα$_1$ 的强度。应当指出，实验结果包含来自降电荷氩离子较高激发态的级联。

Surzhykov 等人 [46,51] 报告了 $\beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)}$ 通过辐射电子俘获过程进入类氢氩离子而产生的 $K\alpha_1(+M2)$ 跃迁结果，碰撞能量范围为 10 至 400 MeV/u。类氦氩离子的理论值 $\beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)}$ 在碰撞能量为 95和146 MeV/u 时分别为 0.03 和 0.025。也就是说，$K\alpha_1(+M2)$ 衰变几乎产生各向同性发射图样。此外，重类氦离子在相对论碰撞中发生辐射电子俘获后产生的 $K\alpha_1(+M2)$ 辐射的这些各向异性参数与靶核的电荷无关 [51]。 $\beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)}$可由 $2p_{3/2}$ 态的取向参数以及 $\left[1s_{1/2},2p_{3/2}\right]^1P_1$ 态和 $\left[1s_{1/2},2p_{3/2}\right]^3P_2$ 态的取向参数，通过简单形式推导得出。这些结果表明，在辐射电子俘获过程中，$K\alpha_1$ 的各向异性始终小于相应 Lyman-α$_1$ 的各向异性。

本研究中，NRDC过程产生的 $\beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)}$明显大于NRC过程产生的莱曼-α$_1$ ，但95 MeV/u、氩靶的结果除外。结果表明，其对碰撞能量有很强的依赖性：对于Kr靶， $\beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)}$从95 MeV/u时的−0.51变化至146 MeV/u时的0.41。图6和图7分别绘出了NRDC机制产生的入射离子 Xe^{52+*} 的各向异性参数$\beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)}$、 $\beta_{20}^{K\alpha_2(+M1)}$和 $\beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)\prime}$，以及总强度比$\sigma_{K\alpha_1(+M2)}\mathrm{total}\,/\sigma_{\mathrm{Ly}\text{-}\alpha_2\,+M1}$ ( ) total、$\sigma_{K\alpha_2(+M1)}\mathrm{total}\,/\sigma_{\mathrm{Ly}\text{-}\alpha_2\,+M1}$ ( ) total和$\sigma_{\mathrm{K}\alpha_1(+M2)}\mathrm{total}\,/\sigma_{\mathrm{K}\alpha_2\,+M1}$ ( )total随能量和靶的变化情况。图中还展示了此前关于NRC机制产生的入射离子Xe^{53+*}的 $\beta_{20}^{\mathrm{Ly}\text{-}\alpha_1}$ 和$\sigma_{\mathrm{Ly}\text{-}\alpha_1}\mathrm{total}\,/\sigma_{\mathrm{Ly}\text{-}\alpha_2\,+M1}$ ( ) total的结果，以供比较。显然，在所考虑的能量范围内， $\beta_{20}^{\mathrm{Ly}\text{-}\alpha_1}$ 参数均为负值；而所得的 $\beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)}$和 $\beta_{20}^{K\alpha_2(+M1)}$则可取正值或负值

负值和正值。

据我们所知，目前尚无适用的方法可以计算裸高 Z 离子与重原子快速碰撞过程中非辐射俘获（NRC）和非辐射双电子俘获（NRDC）过程的磁亚能级截面（即取向参数或各向异性参数）。本文的实验结果首次给出了裸高电荷重离子快速碰撞中 NRDC 的各向异性参数。通过对 NRDC 后 X 射线发射进行角分辨测量，我们得以获取与类氦氙中$^1P_1$，$^3P_2$，$^3P_1$,L壳层磁亚能级所对应的 以及 $^3S_1$ 态相关的布居分布信息。与类氢氙中 NRC 进入 $2p_{3/2}$态的结果相比，[12,33], 氢样和氦样两种体系表现出截然不同的行为，这有助于揭示高Z区域中电子耦合及其与原子核相互作用所起的作用。

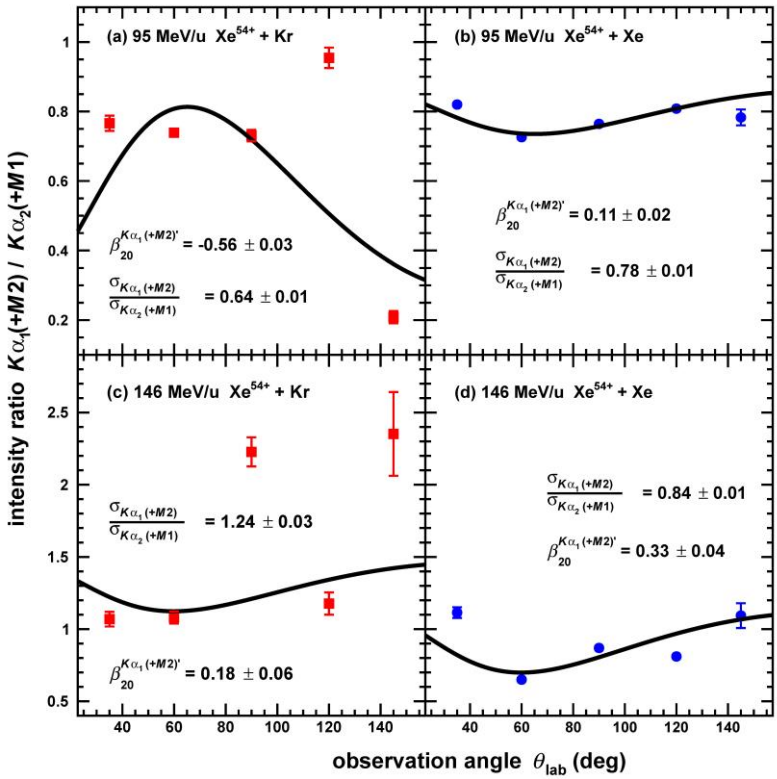


图 5. 非辐射双电子俘获过程中，95和146 MeV/u的Xe^{54+} 入射离子与氪和氙靶碰撞所产生的类氦氙的$K\alpha_1$(+M2)与$K\alpha_2$(+M1)之间强度比的角分布。实线是根据式（7）对实验数据进行的拟合，同时还显示了各向异性参数$\beta_{20}^{K\alpha_1}$（+M2）′和总截面比 $\sigma_{K\alpha_1}$（+M2）total $/\sigma_{K\alpha_2}$ +M1 （）total。误差棒根据数据统计估算。

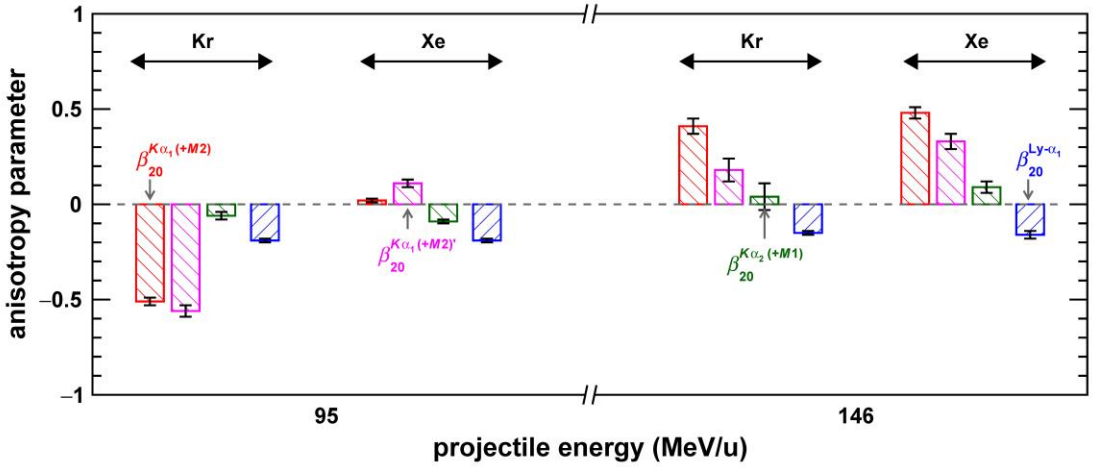


图 6。非辐射双电子俘获产生的类氦氙的 $K\alpha_1(+M2)$ 和 $K\alpha_2(+M1)$ 跃迁的各向异性参数 $\beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)}$、$\beta_{20}^{K\alpha_1(+M2)'}$ 和 $\beta_{20}^{K\alpha_2(+M1)}$；这些类氢氙的莱曼-$\alpha_1$ 跃迁由 [12,33] 产生，来自 95和146 MeV/u Xe^{54+} 离子与氮和氙原子的碰撞。将 $\beta_{20}^{\text{Ly-}\alpha_1}$ 的结果与实验结果进行了比较。

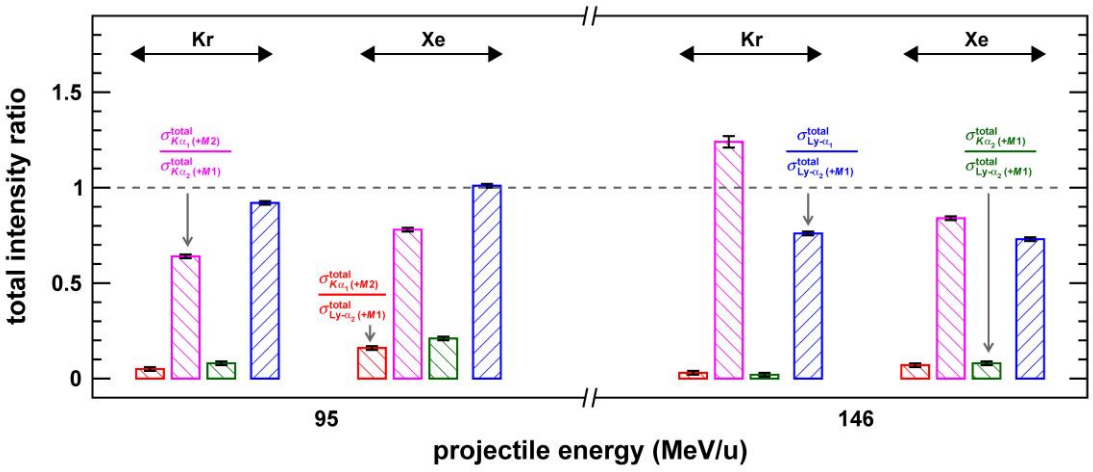


图 7。非辐射双电子俘获和单电子俘获产生的类氦氙和类氢氙的总截面比 $\sigma_{K\alpha_1(+M2)\text{total}}/\sigma_{\text{Ly-}\alpha_2+M1}$ () total、 $\sigma_{K\alpha_2(+M1)\text{total}}/\sigma_{\text{Ly-}\alpha_2+M1}$ () total 和 $\sigma_{\text{K}\alpha_1(+M2)\text{total}}/\sigma_{\text{K}\alpha_2+M1}$ ()total，对应 95和146 MeV/u Xe^{54+} 离子与氮和氙原子的碰撞。将 $\sigma_{\text{Ly-}\alpha_1\text{total}}/\sigma_{\text{Ly-}\alpha_2+M1}$ () total 的结果与非辐射俘获 [12,33] 产生的类氢氙的实验结果进行了比较。

如方程 3-7所示，对 $K\alpha_1(+M2)$ 和 $K\alpha_2(+M1)$ 辐射角分布的进一步分析，可追溯至对 $^1P_1$、$^3P_2$、 $^1P_3$、以及 $^1S_3$ 激发离子态的取向和相对布居数的计算。然而，对于进入裸重离子的 NRDC，取向参数 $\mathcal{A}_{20}$ 和权重 N 不仅取决于直接俘获到特定态，还取决于从高激发能级级联馈入的贡献。例如，由于图 2所示的衰变有不可忽略的贡献，只有约 89% 的 $^3P_2$ 态布居对 $K\alpha_1$ 跃迁有贡献。该分支比意味着相应态以及测得谱线（和精细结构

$K\alpha_1$ 跃迁中的各分量需要考虑这些贡献。事实上，这种行为与已知的非辐射俘获（NRC）后随后的莱曼-α_1 辐射所表现出的强各向异性截然不同。图 6 所示各向异性参数随能量的不同变化，导致裸氩离子俘获电子后发射的莱曼-α_1、$K\alpha_1$(+M2) 和 $K\alpha_2$(+M1) 辐射呈现出定性不同的发射图样。具体而言，较大的负参数$\beta_{20}(2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2})$导致莱曼-$\alpha_1$ 辐射具有很强的角度依赖性；对于 Kr靶，这种各向异性在碰撞能量升至 197 MeV/u 时显然会减弱至接近零[33]。相比之下，类氦氩入射离子发射的 $K\alpha_1$(+M2) 辐射在 146 MeV/u 时对两种靶都表现出较大的正各向异性参数；当入射离子能量降至 95 MeV/u 时，Xe靶上的各向异性减弱至接近零，而 Kr靶上的各向异性则转为大得多的负值。测量 $K\alpha_1$(+M2) 发射，可得由两个不同跃迁决定的复合各向异性（见式（5））。然而，若不了解 $\left[1s_{1/2}, 2p_{3/2}\right]{}^1P_1$ 和 $\left[1s_{1/2}, 2p_{3/2}\right]{}^3P_2$ 态的相对布居数，就无法提取相应的取向参数。对于 $K\alpha_2$(+M1) 跃迁，95 MeV/u 时两种靶对应的各向异性均为接近零的负值，而在 146 MeV/u 时则略微升至正值。具体而言，态 $\left[1s_{1/2}, 2s_{1/2}\right]{}^3S_1$ 对 $K\alpha_2$(+M1)谱线的贡献是各向同性的（$\left[1s_{1/2}, 2p_{1/2}\right]{}^3P_0$ 态中近 88% 的布居衰变至 ${}^3S_1$ 态）；然而，态 $\left[1s_{1/2}, 2p_{1/2}\right]{}^3P_1$ 的情况在很大程度上取决于角动量投影[47], ，但本研究证明其几乎是各向同性的。

由图 7 可见，对于氪靶和氙靶，$K\alpha_1$(+M2)/Lyman-α_2(+M1) 强度比分别比 Lyman-α_1/Lyman-α_2(+M1) 强度比低 ~4%-5% 和 ~10%- 16%。此外，$K\alpha_2$(+M1)/Lyman-α_2(+M1) 强度比分别低 ~3%-9% 和~11%-21%。所得实验结果表明，本研究中单电子俘获占主导地位，而双电子俘获在较低能量和较重靶条件下有所增强。此外，根据图 2 中类氦氙的衰变图，可通过以下公式计算${}^1P_1$、 ${}^3P_2$、 ${}^3P_1$和 ${}^3S_1$ 态的理论截面，并与实验结果进行比较

$$\sigma^{\text{total}}_{K\alpha_1(+M2)}/\sigma^{\text{total}}_{\text{Ly-}\alpha_2(+M1)} = \frac{\sigma({}^1P_1)+0.89\sigma({}^3P_2)}{\sigma(2s_{1/2})+\sigma(2p_{1/2})}, \qquad (8)$$

$$\sigma^{\text{total}}_{K\alpha_2(+M1)}/\sigma^{\text{total}}_{\text{Ly-}\alpha_2(+M1)} = \frac{\sigma({}^3P_1)+\sigma({}^3S_1)+0.11\sigma({}^3P_2)+0.88\sigma({}^3P_0)}{\sigma(2s_{1/2})+\sigma(2p_{1/2})}, \qquad (9)$$

and

$$\sigma^{\text{total}}_{K\alpha_1(+M2)}/\sigma^{\text{total}}_{K\alpha_2(+M1)} = \frac{\sigma({}^1P_1)+0.89\sigma({}^3P_2)}{\sigma({}^3P_1)+\sigma({}^3S_1)+0.11\sigma({}^3P_2)+0.88\sigma({}^3P_0)}. \qquad (10)$$

这里， $\sigma({}^{2s+1}L_J)$指相应能级的截面布居，而这些截面前面的数字是根据跃迁速率得出的相应跃迁的分支比。这些公式仅包含至n=2 态及其后续衰变。相比之下，测量的实验结果包含来自较高激发态n>2的级联馈入。然而，

较高激发态n>2 对测量的强度比的级联贡献结果表明相当小[17,36]。

在本研究中，我们首次实验研究了裸氙在与重气体靶发生相对论碰撞时，非辐射双电子俘获过程中的磁亚能级布居。通过对与相应跃迁各向异性参数相关的衰变光子进行角分布研究，可以获得该过程中磁亚能级布居的信息。这些结果无法用单电子模型解释，需要考虑电子之间的耦合及其相互作用 [17]。通常，对于高Z离子，处理方法会假设电子间相互作用的重要性较低。迄今为止，这还是唯一一项关于相对论碰撞导致裸重离子发生非辐射双电子俘获的测量，因此有必要采用不同靶、不同碰撞能量和不同离子种类开展进一步研究，以揭示重离子与气体靶发生相对论碰撞时，电子-原子核相互作用和电子-电子相互作用所起的作用。此外，亟需发展更适用的相对论理论，以定量揭示高电荷态高Z离子与多电子靶发生相对论碰撞时，非辐射双电子俘获过程背后的物理效应。我们希望本研究的实验结果能够为非辐射双电子俘获机制的相关理论方法提供检验。

IV. 结论

总之，我们实验研究了 Xe^{54+} 与氪和氙原子在95和146 MeV/u入射离子能量下碰撞时发生的非辐射双电子俘获。根据降电荷态入射离子 Xe^{52+*} 和 Xe^{53+*}的强度比$K\alpha_1$(+M2)/Lyman-α_2(+M1)和$K\alpha_2$(+M1)/Lyman-α_2(+M1)的角分布，得到了各向异性参数$\beta_{20}^{K\alpha_1}{}_{(+M2)}$和 $\beta_{20}^{K\alpha_2}{}_{(+M1)}$。参数 $\beta_{20}^{K\alpha_2}{}_{(+M1)}$近乎各向同性。相反， $\beta_{20}^{K\alpha_1}{}_{(+M2)}$表现出显著的各向异性，并强烈依赖于碰撞能量和靶；相应的（非零）各向异性参数明显包含负值和正值。各向异性参数随碰撞能量和靶原子序数变化的特征，与非辐射单电子俘获产生的 Xe^{53+*} 的 Lyman-α_1 辐射显著不同。这些辐射跃迁的角分布呈现出定性上不同的变化规律，这可能与电子同原子核之间以及电子彼此之间的耦合有关。所得结果有助于揭示高电荷态高Z离子与多电子原子碰撞时激发态及相应磁亚能级的布居机制，并可用于检验（并推动发展）非辐射双电子俘获动力学的相对论理论。

致谢

我们感谢加速器部所有参与成员操作兰州冷却储存环重离子研究设施。本工作得到国家重点研发计划（项目编号：2022YFA1602500）、中国科学院“西部之光”计划（项目编号：xbzglzb2022004）以及国家自然

科学基金会（项目编号：12375263）和甘肃省青年人才计划（项目编号：2025QNGR66）的支持。

参考文献

[1] *D. P. Dewangan* 和 *J. Eichler*，相对论离子-原子碰撞中的电荷交换，《物理报告》*247*，*60*（*1994*）。[2] *J. Eichler* 和 *W. E. Meyerhof*，《相对论原子碰撞》（学术出版社，纽约，*1995*）。[3] *J. Eichler* 和 *Th. Stöhlker*，相对论离子-原子碰撞中的辐射电子俘获及类氢高*Z*体系中的光电效应，《物理报告》*439*，*1*（*2007*）。[4] *R. Anholt*、*W. E. Meyerhof*、*X. Y. Xu* 等，相对论重离子原子碰撞。*VIII.* 相对论铀离子的电荷态研究，《物理评论*A*》*36*，*1586*（*1987*）。[5] *R. Geller*，电子回旋共振源：历史回顾与未来展望（特邀报告），《科学仪器评论》*69*，*1302*（*1998*）。[6] *R. Becker* 和 *O. Kester*，电子束离子源和电子束离子阱（特邀报告），《科学仪器评论》*81*，*02A513*（*2010*）。[7] *P. Micke*、*S. Kühn*、*L. Buchauer* 等，海德堡紧凑型电子束离子阱，《科学仪器评论》*89*，*063109*（*2018*）。[8] *M. Steck* 和 *Y. A. Litvinov*，重离子储存环及其在高电荷态离子精密实验中的应用，《粒子与核物理进展》*115*，*103811*（*2020*）。[9] *W. L. Zhan*、*H. S. Xu*、*G. Q. Xiao* 等，*HIRFL-CSR*的进展，《核物理*A*》*834*，*694c*（*2010*）。[10] *J. W. Xia*、*W. L. Zhan*、*B. W. Wei* 等，兰州重离子冷却储存环项目（*HIRFL-CSR*），《核仪器与方法物理研究*A*辑》*488*，*11*（*2002*）。[11] *X. Cai*、*R. Lu*、*C. Shao* 等，*HIRFL-CSR*团簇靶的测试结果，《核仪器与方法物理研究*A*辑》*555*，*15*（*2005*）。[12] *B. Yang*、*D. Yu*、*C. Shao* 等，*95*和*146 MeV/u*的$Xe_{3/2}$与*Kr*和*Xe*碰撞中通过非辐射电子俘获产生的入射离子$2p^{54+}$态的定向，《物理评论*A*》*102*，*042803*（*2020*）。[13] *F. M. Kröger*、*G. Weber*、*M. O. Herdrich* 等，Xe^{54+}与H_2分子在*5.5*至*30.9 MeV/u*能量范围内碰撞时的电子俘获，《物理评论*A*》*102*，*042825*（*2020*）。[14] *X. Ma*、*Th. Stöhlker*、*F. Bosch* 等，U^{90+}离子与气体靶碰撞中电子转移的亚壳层微分截面，《物理学文献》*T92*，*362*（*2001*）。[15] *X. Ma*、*Th. Stöhlker*、*F. Bosch* 等，U^{90+}离子与气体靶碰撞中电子向类氦*U*离子的态选择性俘获，《物理评论*A*》*64*，*012704*，*012704*（*2001*）。[16] *Th. Stöhlker*、*T. Ludziejewski*、*H. Reich* 等，储存和减速裸铀离子的电荷交换截面与束流寿命，《物理评论*A*》*58*，*2043*（*1998*）。[17] *B. Yang*、*Z. Wu*、*D. Yu* 等，裸Xe^{54+}离子与*Kr*和*Xe*气体靶快速碰撞中的非辐射双电子俘获，《物理评论*A*》*110*，*022801*（*2024*）。[18] *W. E. Meyerhoff*、*H. Gould*、*C. Munger* 等，相对论重离子原子碰撞。*III.* 电子俘获，《物理评论*A*》*32*，*3291*（*1985*）。[19] *J. Eichler*，电子俘获的相对论程函理论，《物理评论*A*》*32*，*112*（*1985*）。[20] *R. Anholt* 和 *J. Eichler*，相对论入射离子电子俘获的程函计算，《物理评论*A*》*31*，*3505*（*1985*）。[21] *N. Toshima* 和 *J. Eichler*，$U^{92+} + U^{91+}$碰撞中激发与电荷转移的耦合道处理

在1和0.5 GeV/u下的碰撞，《物理评论快报》60，573（1988）。[22] N. Toshima 和 J. Eichler，相对论原子碰撞中激发与电荷转移的耦合道理论，《物理评论A》38，2305（1988）。[23] W. E. Meyerhof、R. Anholt、X.-Y. Xu 等，相对论重离子原子碰撞中的多重电离与俘获，《核仪器与方法物理研究A辑》262，10（1987）。[24] Th. Stöhlker、C. Kozhuharov、P. H. Mokler 等，高电离态减速锗离子与氖碰撞中的单电子和双电子俘获，《物理学杂志B辑：原子、分子与光学物理》25，4527（1992）。[25] P. J. Mohr、G. Plunien 和 G. Soff，重原子中的量子电动力学修正，《物理报告》293，227（1998）。[26] E. Lindroth，高电荷态离子中的相对论效应与量子电动力学效应，《核仪器与方法物理研究B辑》98，1（1995）。[27] P. J. Mohr，高Z少电子原子中的量子电动力学效应，《核仪器与方法物理研究B辑》87，232（1994）。[28] P. Indelicato 和 E. Lindroth，中重原子至超重原子中$K\alpha$ 跃迁的相对论效应、关联和量子电动力学修正，《物理评论A》46，2426（1992）。[29] W. R. Johnson 和 K. T. Cheng，载于《原子内壳层物理》，B. Crasemann 编（Springer US，马萨诸塞州波士顿，1985），第3页。[30] A. Surzhykov、S. Fritzsche、A. Gumberidze 等，类氢离子中的莱曼-α_1 衰变：E1和M2跃迁振幅之间的干涉，《物理评论快报》88，153001（2002）。[31] Th. Stöhlker、T. Ludziejewski、F. Bosch 等，类氢铀中时间反演光电离过程的角分布研究：自旋翻转跃迁的识别（第82卷，第3232页，1999），《物理评论快报》84，1360（2000）。[32] Th. Stöhlker、F. Bosch、A. Gallus 等，在裸铀离子的相对论碰撞中研究时间反演光电离过程时观测到的强定向，《物理评论快报》79，3270（1997）。[33] B. Yang、Z. Wu、D. Yu 等，$Xe\alpha_1$ Kr碰撞（197 MeV u^{-1}）中非辐射电子俘获后近各向同性的莱曼-[33] 辐射，《物理学杂志B辑：原子、分子与光学物理》56，055203（2023）。[34] V. A. Yerokhin 和 A. Surzhykov，类氦离子 1sns 和 1snp 态的理论能级，《物理化学参考数据杂志》 48 （ 2019 ）。[35] V. A. Yerokhin 和 V. M. Shabaev，类氢原子的$n = 1$ 和$n = 2$ 态的兰姆位移，$1 \le Z \le 110$，《物理化学参考数据杂志》44（2015）。[36] B. Yang、D. Yu、C. Shao 等，95–197 MeV/u的Xe^{54+} 与Kr和Xe碰撞中的态选择性非辐射电子俘获，《物理评论A》104，032815（2021）。[37] M. O. Herdrich、D. Hengstler、M. Keller 等，Xe^{54+} 与Xe碰撞的高分辨率X射线发射研究，《欧洲物理学杂志D辑》77，125（2023）。[38] P. Pfäfflein、G. Weber、S. Allgeier 等，强电磁场中的量子电动力学：类氦铀中亚态分辨的$K\alpha$ 跃迁能量，《物理评论快报》134，153001（2025）。[39] M. F. Gu，灵活原子代码，《加拿大物理学杂志》86，675（2008）。[40] A. Gumberidze、D. B. Thorn、A. Surzhykov 等，相对论碰撞中类氦铀激发后特征辐射的角分布，《Atoms》9，20（2021）。[41] G. Weber、H. Bräuning、A. Surzhykov 等，结合X射线线偏振与角分布测量，精确确定高Z系统特征跃迁中的多极混合，《物理学杂志B辑：原子、分子与光学物理》48，144031（2015）。[42] A. Gumberidze、S. Fritzsche、S. Hagmann 等，相对论碰撞中类氢和类氦铀激发的磁亚能级布居与定向，《物理评论A》84，042710（2011）。[43] A. Gumberidze、D. B. Thorn、C. J. Fontes 等，类氢离子的电子和质子碰撞激发

相对论碰撞中的铀，《物理评论快报》*110，213201*（*2013*）。[44] *S. Salem*、*Th. Stöhlker*、*A. Braeuning-Demian* 等，《相对论离子-原子碰撞中类氦铀离子同时激发与电离的光子角分布》，《物理评论*A*》*88，012701*（*2013*）。[45] *A. Surzhykov*、*U. D. Jentschura*、*Th. Stöhlker* 等，《相对论碰撞产生的重类氦离子的$K\alpha_1$辐射》，《物理评论*A*》*74，052710*（*2006*）。[46] *A. Surzhykov*、*U. D. Jentschura*、*Th. Stöhlker* 等，《少电子重离子中的电子俘获：独立粒子模型》，《欧洲物理学杂志*D*辑》*46，27*（*2008*）。[47] *E. G. Drukarev*、*X. Ma*、*A. I. Mikhailov* 等，《强中心场中辐射电子俘获后的特征光子角分布》，《物理评论*A*》*74，022717*（*2006*）。[48] *S. Zakowicz*、*Z. Harman*、*N. Grün* 等，《共振转移与激发至U^{91+}离子后发射的超卫星与卫星辐射角分布》，《物理评论*A*》*68，042711*（*2003*）。[49] *A. Gumberidze*、*D. B. Thorn*、*A. Surzhykov* 等，《相对论碰撞中电子和质子碰撞激发类氦铀》，《物理评论*A*》*99，032706*（*2019*）。[50] *J. Eichler*，《相对论原子碰撞中辐射电子俘获产生的退激*X*射线角分布》，《核物理*A*》*572，147*（*1994*）。[51] *A. Surzhykov*、*U. D. Jentschura*、*Th. Stöhlker* 等，《高*Z*少电子离子的辐射电子俘获：激发离子态的定向》，《物理评论*A*》*73，032716*（*2006*）。[52] *Th. Stöhlker*、*D. Banas*、*S. Fritzsche* 等，《高*Z*离子辐射电子俘获的角关联与偏振研究》，《物理学文献》*T110，384*（*2004*）。[53] *A. Surzhykov*、*U. D. Jentschura*、*Th. Stöhlker* 等，《重少电子离子经相对论库仑碰撞激发后的定向》，《物理评论*A*》*77，042722*（*2008*）。