

# 核内高动量分布对韧致辐射光子产生的影响

刘勋 范琰 郭文军<sup>†</sup>

(上海理工大学理学院, 上海 200093)

(2025 年 2 月 27 日收到; 2025 年 4 月 24 日收到修改稿)

基于量子分子动力学模型, 以核子韧致辐射光子为探针, 系统研究了高动量分布 (HMT) 对核反应系统的影响, 并探讨了这种影响与入射能量、碰撞参数及同位旋相关核子-核子碰撞截面的关系. 研究表明: 在入射能量为 50 MeV/u 时, 从轻到重的反应系统, 含 HMT 的系统在高能区的光子密度均显著高于无 HMT 的系统, 而在低能区两者差异不明显. 此外, 在对心碰撞中光子能量改变现象随入射能量的增加而增强, 并在  $E = 150$  MeV/u 时达到峰值. 这一由 HMT 引起的能量移动现象在碰撞参数  $b = 0-6$  fm 范围内普遍存在. 进一步分析表明, 同位旋相关核子-核子碰撞截面的引入会改变系统的碰撞概率, 而 HMT 通过影响核子间相互作用进一步调制了这一过程. 综上所述, HMT 对核反应系统具有重要影响, 其效应与入射能量和同位旋相关核子-核子碰撞截面密切相关.

**关键词:** 高动量分布, 重离子碰撞, 光谱, 同位旋效应

**PACS:** 25.70.-z, 23.20.Nx

**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250239

**DOI:** 10.7498/aps.74.20250239

## 1 引言

在核反应系统中, 原子核内核子的动量是一个至关重要的考虑因素. 通过分析核子的动量分布及其他动力学参数, 能够更深入地理解核子内部的运动模式, 并揭示它们之间的相互作用. 对原子核内核子动量分布的研究, 为核反应机制及核衰变过程的理解提供了重要的见解. 假设核内核子的运动不能超越费米面, 因此单个核子的动量无法超过费米动量. 然而, 后续的高能电子散射实验在轻质量系统中发现, 核内约 20% 的核子会成对出现并表现出关联效应<sup>[1]</sup>. 随后, 在 2014 年, Hen 等<sup>[2]</sup>对重质量系统进行了高能电子散射实验, 发现类似核子关联效应也存在于丰中子核中. 在这些系统中, 核子对主要以质子-中子关联模式形成. 这种关联影响了核内的动量分布, 使得关联核子通常具有高于传

统费米气体模型预测的费米动量的动量. 因此, 核内核子的动量分布呈现出高动量尾巴, 即高动量分布, 在丰中子核中, 由于中子数量多于质子, 质子更有可能获得高动量. 通过对不同系统高能电子散射的实验数据中, 高动量核子在核内的存在得到证实. Hen 等<sup>[3]</sup>为这些高动量核子的出现提供了解释, 将其归因于核子间张量力引起的短程关联. 中子与质子间的张量力不同于两个质子或两个中子间的张量力, 并且在此基础上给出短程关联导致的高动量尾大致遵循  $1/k^4$  分布.

核子间的短程关联结构及由此产生的核子内高动量分布, 对核物理研究的多个方面产生了显著影响. 例如, 在研究核的对称能时, 考虑核结构中的短程关联显著降低了对称能的动能项, 有时甚至使其变为负值<sup>[4-6]</sup>. 在具有短程关联的量子多体系统中, 动量大于费米动量的核子影响了费米子系统的纠缠熵<sup>[7,8]</sup>. 在核天体物理和中子星研究中, 核子

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [impgwj@126.com](mailto:impgwj@126.com)

间的短程关联结构影响了中子星的状态方程 (EOS) 和耦合参数<sup>[9-11]</sup>. 当高能  $\mu$  子穿过核时, 核内的结构函数与自由核子中的不同, 这种现象被称为 EMC 效应. 研究表明, 这些差异与核内核子间的短程关联之间存在特定的线性关系, 这可能是 EMC 效应背后的关键因素<sup>[12,13]</sup>. 短程关联效应对强子模型中暗物质的研究也有部分影响<sup>[14,15]</sup>. 在中子星冷却的 Urca 过程中, 短程关联通过修正质子谱函数的宽度, 导致中子星的 Urca 过程冷却速率在低质子分数下呈现平滑变化, 取代了传统费米液体理论中质子分数达到一定阈值时才启动的快速冷却模式, 从而改变了中子星冷却的预期行为<sup>[16-18]</sup>. 因此, 在核物理研究中, 考虑核子间的短程关联及由此产生的核子高动量分布具有重要的意义.

## 2 模型介绍

重离子碰撞的过程是一个相当复杂的过程, 首先准备阶段要对进行碰撞的炮核以及靶核进行初始化操作. 对弹核与靶核的初始化操作考虑到原子核内部核子的密度分布, 采用 Monte-Carlo 方法给出原子核内部每个核子的坐标分布以及动量分布, 且动量分布满足费米气体模型. 在符合核结构模型的结合能与均方根半径情况下生成原子核, 观察时间演化下结合能以及均方根半径浮动均在合理范围后选做初始化原子核.

费米气体模型将原子核内的核子视为独立运动的费米子, 受平均场约束. 核子遵循泡利不相容原理, 从低到高能填充, 填满的最高能为费米能级, 核子的分布完全在费米面内部, 核子的动量分布在费米面内均匀分布. 质子与中子的费米动量表示为

$$k_F^p = (3\pi^2\rho_p)^{1/3} = \left[ \frac{3\pi^2}{2} (1-\delta)\rho \right]^{1/3},$$

$$k_F^n = (3\pi^2\rho_n)^{1/3} = \left[ \frac{3\pi^2}{2} (1+\delta)\rho \right]^{1/3}, \quad (1)$$

其中  $\rho_p$  和  $\rho_n$  代表质子和中子的密度;  $\delta$  为同位旋不对称度;  $\rho$  为总的核子密度. 质子与中子的动量分布为

$$n(k) = \begin{cases} C, & k \leq k_F, \\ 0, & k \geq k_F, \end{cases} \quad (2)$$

其中  $C$  为归一化参数, 对整个动量空间积分后为 1. 研究重点关注短程关联诱导的核内高动量分布特

征, 文中暂未涉及短程关联的微观结构解析及其关联势的具体形式讨论, 相关理论模型的深化阐释将留待后续工作展开. 本文在符合动量守恒的情况下考虑高动量核子为 20%, 根据 Monte-Carlo 方法各抽取 10% 的中子与质子, 让抽取的核子符合高动量核子的特性, 随后降低剩余核子动量以达到能量守恒, 将核静止放置 500 fm/c 后, 核的结合能与均方根半径仍在合理范围内作为初始化的核子高动量原子核.  $^{86}\text{Kr}$  核内动量分布如图 1 所示.

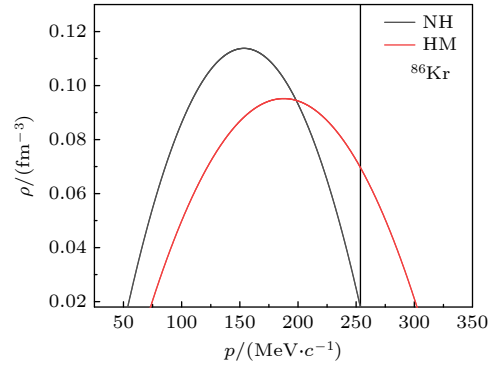


图 1  $^{86}\text{Kr}$  核内动量分布

Fig. 1. Nuclear momentum distribution in  $^{86}\text{Kr}$ .

对于重离子碰撞的研究, 采用半经典的量子分子动力学模型 (QMD)<sup>[19-21]</sup>, 在 QMD 模型中每个核子都存在于相空间的双高斯相干态表示为

$$\varphi_i(t, \mathbf{r}, \mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp \left[ -\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2}{4L} \right] \times \exp \left( \frac{i\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{p}_i}{\hbar} \right), \quad (3)$$

其中  $\mathbf{r}_i$  与  $\mathbf{p}_i$  为第  $i$  个核子的坐标与动量空间的波包中心;  $L$  为波包宽度 ( $L = 3.8$  fm); 并给出  $N$  个核子体系的总波函数表示为

$$\Phi(t, \mathbf{r}) = \prod_{i=1}^N \varphi_i(t, \mathbf{r}, \mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i). \quad (4)$$

通过欧拉-拉格朗日方程导出核子的时间演化方程为

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \frac{\partial \langle H \rangle}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad \dot{\mathbf{p}}_i = -\frac{\partial \langle H \rangle}{\partial \mathbf{r}_i}. \quad (5)$$

在 QMD 模型中单核子势表示为

$$U = U^{\text{Sky}} + U^{\text{Yuk}} + U^{\text{Coul}} + U^{\text{MDI}} + U^{\text{Pauli}} + U^{\text{sym}}, \quad (6)$$

其中  $U^{\text{Sky}}$  表示密度依赖的 Skyrme 势,  $U^{\text{Yuk}}$  表示 Yukawa 势,  $U^{\text{Coul}}$  表示库仑势,  $U^{\text{MDI}}$  表示动量依赖相互作用势,  $U^{\text{Pauli}}$  表示泡利势,  $U^{\text{sym}}$  对称势<sup>[22,23]</sup>.

在重离子碰撞的过程中, 核子-核子间碰撞截面的差异表示为同位旋效应, 当考虑同位旋相关核子-核子截面的差异时则存在:

$$\sigma_{np} > \sigma_{nn} = \sigma_{pp}. \quad (7)$$

当不考虑同位旋相关核子-核子截面的差异时存在:

$$\sigma_{np} = \sigma_{nn} = \sigma_{pp}. \quad (8)$$

核内韧致辐射在能量为 200 MeV 内的重离子碰撞中应用较多, 核内韧致辐射分为质子-中子碰撞以及质子-质子核内碰撞, 研究发现中能重离子碰撞过程中, 质子-中子碰撞占主导地位, 产生的韧致辐射光子可作为高动量分布 (短程关联) 以及密度依赖对称能的敏感观测指针 [24-26]. 核内产生  $\gamma$  光子的机制很多, 诸如巨共振衰变  $\gamma$ 、统计衰变  $\gamma$  和介子衰变  $\gamma$  等, 不同类型的  $\gamma$  光子主要是从能量角度区分, 本文主要参考韧致辐射  $\gamma$  光子.

### 3 结果与讨论

在核物理研究中, 光子作为一种敏感的观测量. 相比于  $\pi$  介子和各种重子, 光子具有更高的产生率, 并且更容易被探测到. 同时, 光子不会对正在进行的核反应过程产生影响. 光子一旦产生, 就

会在核内电磁场的作用下迅速发射出去. 因此, 本文选取核反应中产生的光子作为探针, 来研究核内核子的高动量分布.

图 2 展示了入射能量为 50 MeV/u、碰撞参数  $b$  为 0 fm 的核反应系统中光子密度与光子能量的关系. 图 2(a) 为轻质量核反应系统 ( $^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$ ), 图 2(b) 为较轻质量核反应系统 ( $^{46}\text{Ca}+^{46}\text{Ca}$ ), 图 2(c) 为中等质量核反应系统 ( $^{86}\text{Kr}+^{86}\text{Sr}$ ), 图 2(d) 为重质量核反应系统 ( $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ ). 其中, 红线表示考虑高动量分布的情况, 黑线表示不考虑高动量分布的情况. 如图 2 所示, 对于较轻、中等、重质量核系统, 光子能量分布在 90 MeV 左右开始出现差异, 而轻质量核反应系统也在 60 MeV 左右开始出现差异, 考虑高动量分布的系统在高光子能量处的光子密度高于不考虑高动量分布的系统. 此外, 考虑高动量分布时, 碰撞产生的光子最大能量更大. 这是因为考虑高动量分布后, 系统产生的光子总数减少, 且主要减少的是低能区的光子. 在不考虑高动量分布时, 低能区光子所携带的能量被转移到了高能光子区. 因此, 在低能区两种情况下光子密度没有明显差异, 而在高能区光子密度的差异则较为明显. 其原因可能是高动量核子在反应过程中生成的高能光子的概率相较于其他核子概率更高.

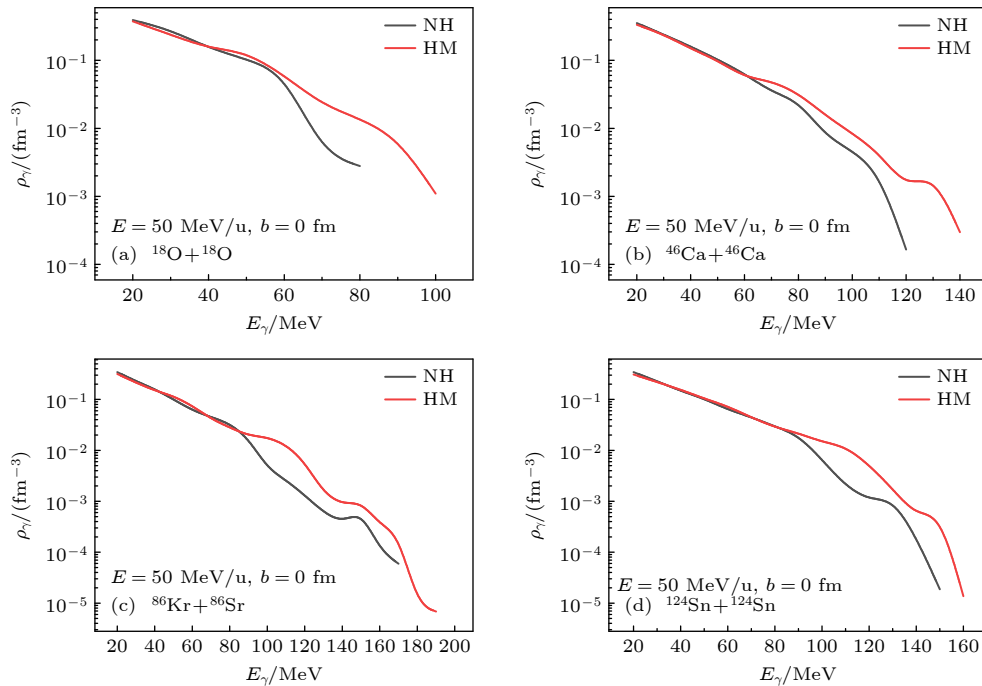


图 2 不同质量核系统在中心碰撞中产生的光子能量分布, 分别考虑 (HM) 和不考虑高动量分布 (NH) 的情况

Fig. 2. Photon energy distribution in central collisions of nuclear systems with different masses, considering and not considering high-momentum distributions.

为了更清晰地展示高动量分布引起的光谱变化,我们做了进一步处理.图3展示了较轻质量核系统和中等质量核系统中高动量分布系统与常规系统的光子密度比与光子能量的关系.从图3可以看出,在低光子能量区,光子密度比在1附近波动.然而,当光子能量进入一定范围后,光子密度比始终大于1,并在特定区间内呈现爆发式增长.这一现象适用于较轻质量核系统( $^{46}\text{Ca}+^{46}\text{Ca}$ )和中等质量核系统( $^{86}\text{Kr}+^{86}\text{Sr}$ ).

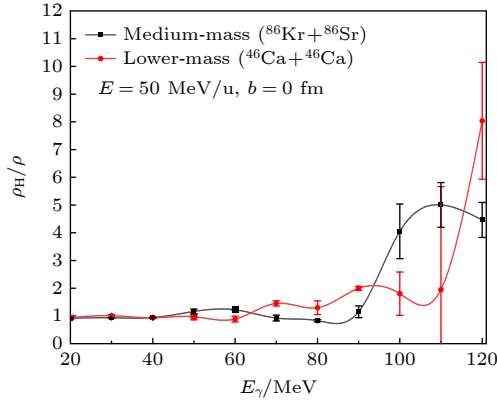


图3 较轻质量核系统和中等质量核系统中高动量分布系统与常规系统的光子密度比与光子能量的关系  
Fig. 3. Relationship between the photon density ratio and photon energy for high-momentum distribution systems versus conventional systems in lower-mass and medium-mass nuclear systems.

同时,在一定入射能量范围内,本文探讨了不同入射能量下光子相对数与入射能量的关系.图4展示了碰撞参数  $b$  为 0 fm 时,中等质量核反应系统  $^{86}\text{Kr}+^{86}\text{Sr}$  产生的光子相对数量与入射能量  $E$  的关系.图4(a)描绘了光子能量在 150 MeV 附近的情况,图4(b)描绘了光子能量在 50 MeV 附近的情况.其中,黑线表示不考虑高动量分布的情况,红线表示考虑高动量分布的情况.从图4(a)中可以看出,对于能量在 150 MeV 附近的高能光子,在入射能量为 50—200 MeV/u 的范围内,考虑高动量分布的系统产生的高能光子相对数量始终高于不考虑高动量分布的系统,并且随着入射能量的增加,这种差异更加明显.从图4(b)中可以看出,随着入射能量的增加,反应过程中产生的能量在 50 MeV 附近的光子相对数量显著增加.在入射能量为 50—200 MeV/u 的范围内,无论入射能量如何,考虑高动量分布的系统产生的低能光子相对数量始终低于不考虑高动量分布的系统.这是因为当

考虑高动量分布时,核内部分核子的动量高于传统核子.这些高动量核子碰撞产生的光子能量高于传统核子碰撞产生的光子能量.因此,在低能区,考虑高动量分布的系统碰撞产生的光子相对数量低于不考虑高动量分布的系统.这种差异在入射能量较低时并不十分明显,但随着入射能量的增加,差异变得更加显著.

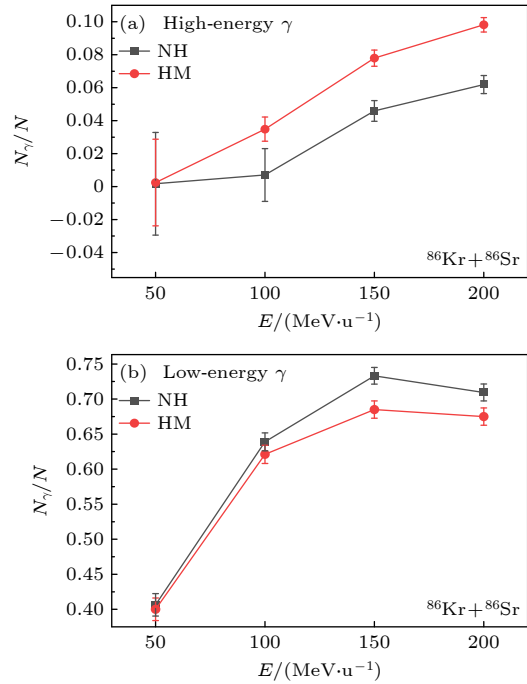


图4 中等质量核系统在中心碰撞中产生的光子相对数量与入射能量的关系  
Fig. 4. Relationship between the relative number of photons produced in central collisions and the incident energy for a medium-mass nuclear system.

图5展示了入射能量  $E = 50$  MeV/u 时,  $^{86}\text{Kr}+^{86}\text{Sr}$  系统产生的光子相对数量与碰撞参数  $b$  的关系.图5(a)展示了能量在 120 MeV 附近的光子相对数量,图5(b)展示了能量在 30 MeV 附近的光子相对数量.其中,红线表示考虑高动量分布的情况,黑线表示不考虑高动量分布的情况.从图5(a)中可以看出,在碰撞参数  $b$  为 0—6 fm 的范围内,考虑高动量分布的系统产生的高能光子相对数量普遍高于不考虑高动量分布的系统.图5(b)显示,在碰撞参数  $b$  为 0—6 fm 的范围内,考虑高动量分布的系统产生的低能光子相对数量普遍低于不考虑高动量分布的系统.这表明当考虑高动量分布时,低能光子向高能光子转变的现象与碰撞参数无关,是一种普遍现象.

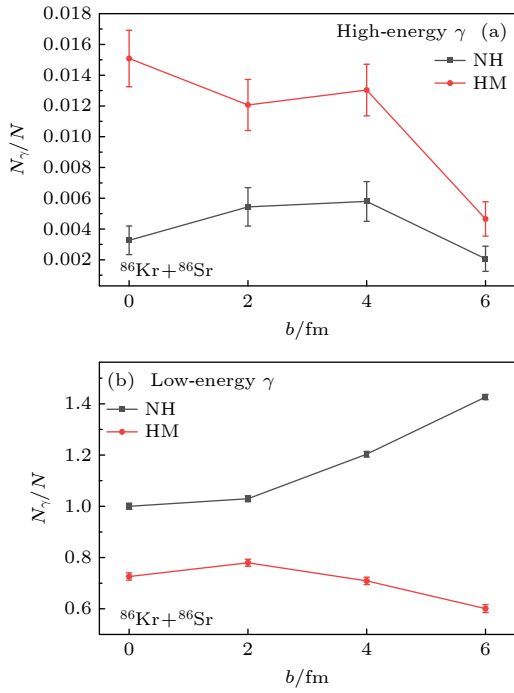


图 5 中等质量核系统碰撞参数与碰撞产生的光子相对数量的关系

Fig. 5. Relationship between the collision parameter and the relative number of photons produced in collisions for a medium-mass nuclear system.

为了确保结论的普适性, 图 6 展示了入射能量为 50 MeV/u 时, 不同中等质量核系统 ( $^{86}\text{Kr}+^{86}\text{Kr}$ ,  $^{86}\text{Kr}+^{86}\text{Sr}$ ,  $^{86}\text{Kr}+^{86}\text{Zr}$ ,  $^{86}\text{Kr}+^{86}\text{Mo}$ ) 和不同较轻质量核系统 ( $^{46}\text{Ca}+^{46}\text{Ca}$ ,  $^{44}\text{Ca}+^{48}\text{Ti}$ ,  $^{46}\text{Ti}+^{46}\text{Ti}$ ,  $^{46}\text{V}+$

$^{46}\text{V}$ ) 在对心碰撞中产生的低能和高能光子相对数量的关系. 横轴表示系统的总质子数, 纵轴表示光子相对数量. 图 6(a) 和图 6(b) 为中等质量核系统, 图 6(c) 和图 6(d) 为较轻质量核系统. 图 6 中表明, 无论何种核系统, 对于低能光子, 考虑高动量分布时碰撞产生的光子相对数量始终低于不考虑高动量分布的情况; 而对于高能光子, 考虑高动量分布时碰撞产生的光子相对数量始终高于不考虑高动量分布的情况. 这表明, 低能光子向高能光子的能量转移是不同系统中的普遍现象, 与之前的结论一致.

在重离子碰撞中, 同位旋效应与高动量核子分布的关系也能为理解核物理状态提供重大帮助, 图 7 以  $E = 50$  MeV/u、对心碰撞条件为基础, 对比了四组系统 ( $^{86}\text{Kr}+^{86}\text{Kr}$ ,  $^{86}\text{Kr}+^{86}\text{Sr}$ ,  $^{86}\text{Kr}+^{86}\text{Zr}$ ,  $^{86}\text{Kr}+^{86}\text{Mo}$ ) 在是否考虑高动量分布时的光子产额差异, 横轴为系统的中质比. 结果显示: 红线 (含高动量分布) 与黑线 (无高动量分布) 在图 7(a) 120 MeV 高能光子区间的相对差异显著小于图 7(b) 25 MeV 低能区间的差异. 同位旋效应通过调节质子-中子碰撞概率显著改变光子产额. 引入同位旋的系统无论是否含高动量分布, 其光子产额均高于未引入的同位素系统. 值得注意的是, 低能光子区 (25 MeV) 中, 无同位旋修正的系统因高动量分布产生的产额差异更显著; 而在高能区 (120 MeV),

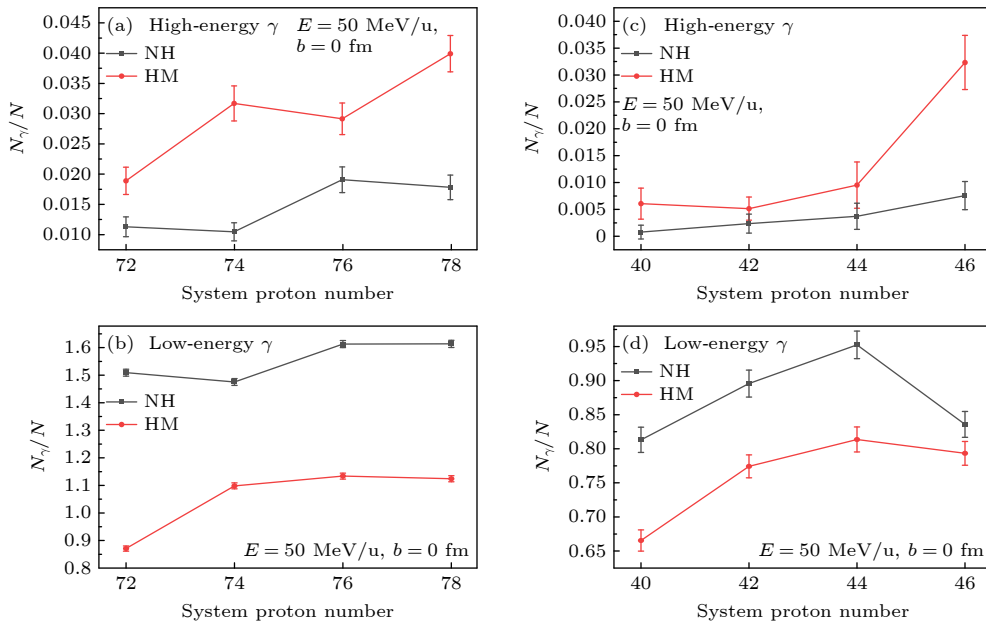


图 6 不同中质量和较轻质量核系统在中心碰撞中产生的低能和高能光子相对数量的关系, 分别考虑和不考虑高动量分布的情况

Fig. 6. Relationship between the relative number of low-energy and high-energy photons produced in central collisions, considering and not considering high-momentum distribution, across different medium-mass and lower-mass nuclear systems.

含同位旋的系统反而表现出更大的高动量分布造成的光子产额差异. 这一现象与高动量核子的关联特性密切相关: 中子-质子对中的中子可能优先参与碰撞, 而关联张量力会驱动其配对的质子发射高能光子. 同位旋效应不仅影响核子碰撞概率, 还通过调控关联核子对的贡献, 导致低能光子区的光子产额差异较小, 而高能光子区的光子产额差异较大.

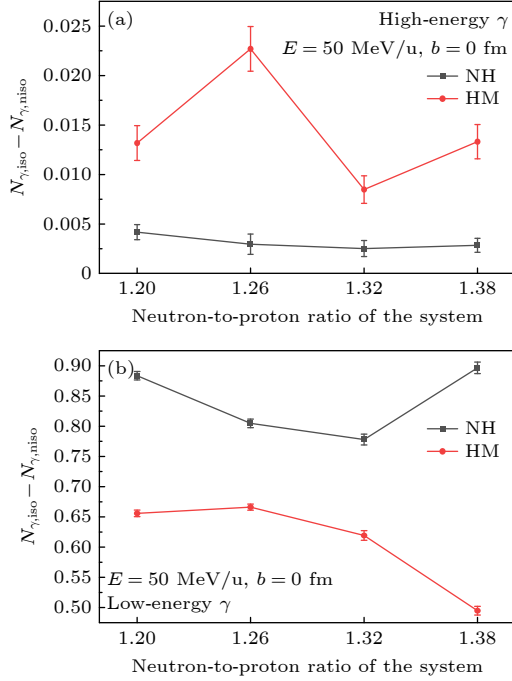


图 7 不同核碰撞系统碰撞过程中同位旋效应差异性在高动量分布的影响下产生光子相对数量的关系  
Fig. 7. Relationship between the relative photon yield and the impact of high-momentum distribution on isospin effect differences in collisions of different nuclear systems.

## 4 结 论

本文研究了不同质量核系统的高动量分布与核反应过程中发射的光子之间的关系, 涉及入射能量、碰撞参数以及同位旋截止截面引起的相对光子产额. 研究表明, 对于所考虑的系统, 包含高动量分布会导致低能范围内的光子密度与传统费米气体系统相当, 但在高能范围内存在显著差异. 此外, 碰撞后产生的最大光子能量超过了传统费米气体系统. 值得注意的是, 在碰撞参数  $b = 0 \text{ fm}$  时, 入射能量的增加加剧了高动量分布引起的能量转移

现象, 在  $E = 150 \text{ MeV/u}$  时达到峰值, 随后随着能量的进一步增加而减弱. 高动量分布引起的能量转移现象随着碰撞参数  $b$  的变化而持续存在, 在  $b = 6 \text{ fm}$  时达到顶峰. 此外, 在高动量分布条件下, 考虑同位旋截止截面发现, 具有高动量分布的核粒子倾向于以相关对的形式出现, 主要是中子-质子对, 导致碰撞概率的重新调整. 因此很明显, 高动量分布与碰撞能量、碰撞参数和同位旋相关核子-核子碰撞截面密切相关.

## 参考文献

- [1] Subedi R, Shneor R, Monaghan P, et al. 2008 *Science* **320** 1476
- [2] Hen O, Sargsian M, Weinstein L B, et al. 2014 *Science* **346** 614
- [3] Hen O, Li B A, Guo W J, Weinstein L B, Piasetzky E 2015 *Phys. Rev. C* **91** 025803
- [4] Yong G C, Li B A 2017 *Phys. Rev. C* **96** 064614
- [5] Li S, Cruz-Torres R, Santiesteban N, et al. 2022 *Nature* **609** 41
- [6] Li B A, Guo W J, Shi Z 2015 *Phys. Rev. C* **91** 044601
- [7] Bulgac A 2023 *Phys. Rev. C* **107** L061602
- [8] Pazy E 2023 *Phys. Rev. C* **107** 054308
- [9] Hong B, Ren Z Z, Wu C, Mu X 2023 *Classical Quantum Gravity* **40** 125007
- [10] Yong G C 2022 *Phys. Rev. C* **105** L011601
- [11] Rodrigues E H, Dutra M, Lourenço O 2023 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **523** 4859
- [12] Wang R, Ma N N, Wang T F 2023 *Chin. Phys. C* **47** 044103
- [13] Weinstein L B, Piasetzky E, Higinbotham D W, Gomez J, Hen O, Shneor R 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 052301
- [14] Dutra M, Lenzi C H, Lourenço O 2022 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **517** 4265
- [15] Lourenço O, Lenzi C H, Frederico T, Dutra M 2022 *Phys. Rev. D* **106** 043010
- [16] Sedrakian A 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 171401
- [17] Lopes L L 2024 *Phys. Rev. C* **110** 015805
- [18] Tews I, Lattimer J M, Ohnishi A, Kolomeitsev E E 2017 *Astrophys. J.* **848** 105
- [19] Aichelin J, Bertsch G F 1985 *Phys. Rev. C* **31** 1370
- [20] Aichelin J, Stocker H 1986 *Phys. Lett. B* **176** 14
- [21] Aichelin J, Peilert G, Bohnet A, et al. 1988 *Phys. Rev. C* **37** 2451
- [22] Bass S A, Belkacem M, Bleicher M, et al. 1998 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **41** 255
- [23] Germain M, Hartnack C, Laville J L, Aichelin J, Belkacem M, Suraud E 1998 *Phys. Lett. B* **437** 19
- [24] d'Enterria D G, Martínez G, Aphecetche L, Delagrange H, Fernández F, Löhner H, Ortega R, Ostendorf R W, Schutz Y, Wilschut H W 2002 *Phys. Lett. B* **538** 27
- [25] Guo W M, Li B A, Yong G C 2021 *Phys. Rev. C* **104** 034603
- [26] Yong G C, Zuo W, Zhang X C 2011 *Phys. Lett. B* **705** 240

# Influence of high-momentum distribution within nucleus on production of bremsstrahlung photons

LIU Xun    FAN Yan    GUO Wenjun <sup>†</sup>*(University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)*

( Received 27 February 2025; revised manuscript received 24 April 2025 )

## Abstract

In this work, semi-classical quantum molecular dynamics is used to investigate the influence of high momentum distribution on nuclear reaction systems by using photons produced by nucleon bremsstrahlung as indicators. The research examines the relationship between this influence and the incident energy, collision parameters, and the differences in isotopic spin cross-sections. Under the condition of a 20% high-momentum distribution and ensuring the conservation of nuclear energy, a system different from traditional configurations is constructed by sampling neutrons and protons using the Monte Carlo method, with the selected nucleons exhibiting characteristics of high-momentum nucleons. The influence of high-momentum distribution within the nucleus on bremsstrahlung photons is analyzed through the collision results of heavy ions in nuclear systems spanning from light to heavy species. The results indicate that, at an incident energy value of 50 MeV/u, the collision system studied in this work exhibits higher photon density in the high-energy region of high momentum distribution system than traditional system for nuclear systems ranging from light-mass system ( $^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$ ), lower-mass system ( $^{46}\text{Ca}+^{46}\text{Ca}$ ), and medium-mass system ( $^{86}\text{Kr}+^{86}\text{Sr}$ ) to heavy-mass system ( $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ ), than those, while there is no significant difference in photon density in the low-energy region. At a collision parameter  $b = 0$  fm, the energy shift phenomenon of photons produced by collisions becomes more pronounced with the increase of incident energy, peaking at  $E = 150$  MeV/u. This energy transfer phenomenon induced by high momentum distribution typically exists within the collision parameter range from  $b = 0$  fm to  $b = 6$  fm. When considering isotopic spin cross-sections, high momentum distribution can affect the collision probability of the system. Therefore, high momentum distribution has a significant influence on nuclear reaction system, closely related to incident energy and isotopic spin cross-section.

**Keywords:** high-momentum distribution, heavy-ion collision, spectrum, isospin effect**PACS:** 25.70.-z, 23.20.Nx**DOI:** [10.7498/aps.74.20250239](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250239)**CSTR:** [32037.14.aps.74.20250239](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250239)

---

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [imgwj@126.com](mailto:imgwj@126.com)

## 核内高动量分布对韧致辐射光子产生的影响

刘勋 范琰 郭文军

### Influence of high-momentum distribution within nucleus on production of bremsstrahlung photons

LIU Xun FAN Yan GUO Wenjun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 132502 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250239

CSTR: 32037.14.aps.74.20250239

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250239>

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

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 重离子碰撞中QCD物质整体极化的实验测量

Measurements of global polarization of QCD matter in heavy-ion collisions

物理学报. 2023, 72(7): 072401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222452>

#### 高能重离子碰撞中心快度区鉴别粒子的平均横动量

Midrapidity average transverse momentum of identified charged particles in high-energy heavy-ion collisions

物理学报. 2024, 73(18): 181201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240905>

#### 中高能重离子碰撞与核物质状态方程研究

Intermediate/high-energy heavy-ion collisions and nuclear matter equation of state

物理学报. 2025, 74(11): 112101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241650>

#### 重离子碰撞中的矢量介子自旋排列

Global spin alignment of vector mesons in heavy ion collisions

物理学报. 2023, 72(7): 072502 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230071>

#### 相对论重离子碰撞中的喷注淬火效应

Jet quenching effect in relativistic heavy-ion collisions

物理学报. 2023, 72(20): 200304 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230993>

#### 中高能重离子碰撞中的电磁场效应和手征反常现象

Electromagnetic field effects and anomalous chiral phenomena in heavy-ion collisions at intermediate and high energy

物理学报. 2023, 72(11): 112502 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230245>