铅-铅碰撞中的Z玻色子产生：利用MRW核TMD开展的研究

CHROMA合作组：S. Rezaie[1] ，* R. Kord Valeshabadi[1] ，† 和 K. Azizi[2, 3, 1]‡

[1] *School of Particles and Accelerators, Institute for Research inFundamental Sciences (IPM), P.O. Box 19568-36681, Tehran, Iran*[2] *Department of Physics, University of Tehran, North Karegar Avenue, Tehran 14395-547, Iran*[3] *Department of Physics, Dogus University, Dudullu-Umraniye, 34775 Istanbul, Turkiye*

arXiv:2611.32843v1 [hep-ph] 24 Nov 2026

我们在$\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV能量下，基于 k_t-因子化框架研究Pb–Pb碰撞中的 Z玻色子产生，并采用四种核横动量依赖部分子分布（TMD）方案，即LO-MRW、VO-MRW、MVO-MRW和MKMRW。本研究旨在考察不同的排序条件和归一化处理如何影响对这一过程的理论描述。我们使用部分子级KaTie事例生成器计算快度和横动量分布，并将预测结果与CMS测量及共线NLO计算进行比较。通过这一比较，我们可以评估预测分布对非积分部分子分布函数方案选择的敏感性。

I. 引言

在通常的共线因子化方法中，硬散射计算会忽略入射部分子的横向动量。在玻恩级，子过程 $q\bar{q} \to Z$ 因此产生横向动量为零的 Z玻色子，而非零的 p_T^Z 则源于量子色动力学辐射。在 k_t因子化中，入射部分子可以携带横向动量，从而使玻恩子过程本身也能在非零 p_T^Z [1, 2]下作出贡献。相应的部分子密度由非积分部分子分布函数（UPDFs）描述，这些函数与非壳硬散射矩阵元共同用于计算。

在铅-铅碰撞中， Z玻色子的产生可通过其轻子衰变道对初始态进行洁净探测，因为衰变轻子不会与产生的介质发生强相互作用。CMS合作组测量了 Z 玻色子在 $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV下、0–100%中心度范围内的快度分布和横向动量分布 [3]。快度分布主要对纵向动量分数以及核夸克和反夸克密度敏感，而 p_T^Z 分布还取决于入射部分子以及实辐射子过程产生的反冲。

已有多种基于量子色动力学演化的方法被提出，用于描述部分子分布的横向动量依赖性。其中包括巴利茨基–法丁–库拉耶夫–利帕托夫（BFKL） [4–7] 和卡塔尼–恰法拉尼–菲奥拉尼–马尔凯西尼（CCFM） [8–11] 演化方程。BFKL演化方程在高能下对 $1/x$的对数项进行重求和，而CCFM则通过角序考虑胶子相干性 [12]。非积分横向动量分布函数也可以通过多克希策–格里博夫–利帕托夫–阿尔塔雷利–帕里西（DGLAP） [13–15] 演化方程得到。部分子分支（PB）方法 [16, 17], 就是一个例子，该方法已应用于 Drell–Yan 和 Z玻色子的产生，涉及

* somayeh@ipm.ir
† ramin.kord@ipm.ir
‡ kazem.azizi@ut.ac.ir

质子–质子和质子–铅碰撞 [18, 19]。另一种广泛使用的基于 DGLAP 的方法是金伯–马丁–里斯金（KMR） [20] 和 Martin–Ryskin–Watt（MRW） [21] 系列方案，其中横向动量是在演化的最后一步产生的。这些方案已用于强子对撞机上 Drell–Yan 和 Z玻色子的产生 [22–26], MRW 型核无标度部分子分布函数也已应用于 Z质子–铅碰撞中的玻色子产生 [27]。本文研究的核无标度部分子分布函数属于同一系列。

尽管 KMR/MRW方案基于 DGLAP 演化，但它们在最后一次部分子劈裂的处理方式以及所得非积分部分子分布函数的归一化方面存在差异。即使使用相同的共线部分子分布函数，这些差异也会影响非积分部分子分布函数的横向动量依赖性以及计算得到的截面。

本研究旨在考察这些差异如何影响 Z玻色子在铅-铅碰撞中、质心能量为 $\sqrt{s_{NN}}$ =5.02 TeV [3]时的产生过程。我们使用由 nCTEQ15核部分子分布函数 [28]得到的 LO-MRW、VO-MRW、MVO-MRW 和 MKMRW 核UPDF方案，计算快度分布和横向动量分布。玻恩和实辐射子过程采用部分子层次的 KaTie事例生成器 [29], 进行计算，并将所得预测与 CMS测量以及文献 [3]中报道的共线 NLO 预测进行比较。

本文其余部分的组织如下。第 II 节介绍 k_T-因子化框架，第 III 节则描述核UPDF方案。第 IV 节讨论数值实现并给出结果，包括玻恩和实辐射子过程的独立贡献、不同非积分部分子分布函数的行为、它们对 Z玻色子产生过程的预测，以及与实验数据的比较。最后，第 V节给出结论。

II. k_t因子化框架

在 k_t因子化框架中，入射部分子的横向动量被明确纳入部分子分布和硬散射矩阵元中。入射部分子的动量可概括地写为

$$k_i = x_i P_i + k_{it}, \qquad i = 1, 2, \tag{1}$$

其中， P_i 是母强子的动量， x_i 是部分子携带的纵向动量分数，而 k_{it} 是其横向动量。因此，入射部分子通常处于非壳状态，即 $k_i^2 \simeq -k_{it}^2$。

对于在铅-铅碰撞中通过 Z 玻色子产生双轻子对的过程，强子截面通过将核无标度部分子分布函数与相应的非壳部分子截面进行卷积得到。因此，截面可概括地写为

$$\sigma_{PbPb} = \sum_{a,b} \int \frac{dx_1}{x_1} \frac{dx_2}{x_2} dk_{1t}^2 dk_{2t}^2 F_a^{\mathrm{Pb}}(x_1, k_{1t}^2, \mu^2) F_b^{\mathrm{Pb}}(x_2, k_{2t}^2, \mu^2) \hat{\sigma}_{ab}^*, \tag{2}$$

其中求和遍历计算中包含的部分子道。在当前分析中，我们考虑$q\bar{q} \to Z \to \ell^+\ell^-$，以及实辐射子过程 $qg \to Z + q \to \ell^+\ell^- + q$和 $q\bar{q} \to Z + g \to \ell^+\ell^- + g$，并包括相应的交叉初态构型。

其中， $F_{a(b)}^{\mathrm{Pb}}(x,\ k_t^2,\ \mu^2)$表示部分子 $a(b)$的核子非共线部分子分布函数，而$\hat{}\sigma_{ab}^*$表示相应的非壳部分子截面。变量 x_1 和 x_2 是入射部分子的纵向动量分数， k_{1t}和 k_{2t} 是它们的横向动量， ϕ_1 和 ϕ_2 表示它们的方位角。

与共线框架的主要区别在于，初态横向动量会直接影响事例运动学和硬散射矩阵元。因此，横向动量依赖性

入射核子部分子的横向动量依赖性会影响产生的双轻子系统以及真实辐射道中伴随部分子的运动学分布。

在数值计算中，我们采用 KaTie [29] 部分子级事件生成器来计算非壳矩阵元并执行相空间积分。核无标度部分子分布函数通过 PDFxUPDFLib进行计算，该程序与 KaTie 相连接，并在计算过程中提供所需的非积分部分子分布函数。本研究所使用的核无标度部分子分布函数根据下一节所述的MRW型方案构建，即LO-MRW、VO-MRW、归一化匹配的VO-MRW和修正的KMRW（MKMRW）。

III. 核无标度部分子分布函数

A. LO-MRW和VO-MRW非积分横向动量分布函数

LO-MRW和VO-MRW方案根据DGLAP方程演化得到的共线部分子分布函数来构建非积分部分子分布函数。本节总结这两种方案，并说明其如何用于获得核夸克和胶子未积分部分子分布。有关MRW形式主义的更多细节，参见文献 [21, 26, 27, 30]。

在 MRW 方法中，母部分子在最后演化步骤之前均被视为共线。在该步骤中，由 $f_b(x/z, p^2)$ 描述的部分子b 经历由 $\alpha_s(p^2)P_{ab}(z)/(2\pi)$支配的劈裂，从而产生部分子 a 的横向动量k_t 。在没有进一步可分辨发射的情况下，随后演化至因子化尺度 μ 的过程由 Sudakov形状因子 $T_a(p^2, \mu^2)$ 描述。这两种方案对最后演化步骤采用了不同的尺度。LO-MRW 使用 $p^2 = k_t^2$，而 VO-MRW 使用部分子虚度 $k^2 = k_t^2/(1-z)$。

对于 $k_t^2 \geq \mu_0^2$，LO-MRW分布为

$$F_a^{\mathrm{LO-MRW}}(x, k_t^2, \mu^2) = \frac{1}{k_t^2}\frac{\alpha_s(k_t^2)}{2\pi} T_a^{\mathrm{LO-MRW}}(k_t^2, \mu^2) \sum_{b=q,g} \int_x^1 dz\, P_{ab}(z) f_b\Big(\frac{x}{z}, k_t^2\Big)\, \Theta^{\delta^{ab}}(z_{\max} - z), \tag{3}$$

其中， f_b 表示动量加权共线部分子分布。对于 $k_t^2 \leq \mu^2$，相应的 Sudakov形状因子为

$$T_a^{\mathrm{LO-MRW}}(k_t^2, \mu^2) = \exp\left[-\int_{k_t^2}^{\mu^2} \frac{d\kappa^2}{\kappa_t^2} \frac{\alpha_s(\kappa_t^2)}{2\pi} \sum_{b=q,g} \int_0^1 d\xi\, \xi P_{ba}(\xi) \Theta^{\delta^{ab}}\big(\xi_{\max}(\kappa) - \xi\big) \right]. \tag{4}$$

对于 $k_t^2 > \mu^2$，我们设定

$$T_a^{\mathrm{LO-MRW}}(k_t^2, \mu^2) = 1. \tag{5}$$

共线输入仅定义在其起始尺度 μ_0以上。根据文献 [21], ，我们使用归一化条件来规定低于该尺度的 LO-MRW分布

$$f_a(x, \mu^2) = \int_0^{\mu^2} dk_t^2\, F_a^{\mathrm{LO-MRW}}(x, k_t^2, \mu^2). \tag{6}$$

相对于 k_t^2 在区域 $k_t^2 \leq \mu_0^2$ 内为常数的分布，随后得到

$$F_a^{\mathrm{LO-MRW}}(x, k_t^2 \leq \mu_0^2, \mu^2) = \frac{1}{\mu_0^2} f_a(x, \mu_0^2) T_a^{\mathrm{LO-MRW}}(\mu_0^2, \mu^2). \tag{7}$$

对角劈裂核在软胶子极限下变得奇异。为调节这一奇异性，如式（3）和（4）所示，在实辐射项和 Sudakov因子中引入阶跃函数。这一限制可以通过

强序或角序来施加 [21, 31]。我们采用角序，从而得到

$$z_{\max} = \frac{\mu}{\mu + k_t}, \qquad \xi_{\max}(\kappa_t) = \frac{\mu}{\mu + \kappa_t}. \tag{8}$$

采用这一选择时，LO-MRW分布可以得到来自 $k_t > \mu$的贡献。还应注意，式（3）给出了 LO-MRW 分布的积分形式。该方案也常写成微分形式： [21]

$$F_a^{\mathrm{LO-MRW,diff}}(x, k_t^2, \mu^2) = \frac{\partial}{\partial k_t^2}\left[T_a^{\mathrm{LO-MRW}}(k_t^2, \mu^2) f_a(x, k_t^2)\right]. \tag{9}$$

使用普通共线PDF时，MRW的微分形式和积分形式可能给出不同结果。特别是，微分形式可能变为负值，并在 $k_t = \mu$ [30]处出现不连续性。早期研究提出了针对这一差异的补救方法 [32, 33]。尽管参考文献 [30]表明，对于LO非单态分布，在使用依赖截断的PDF并对上述微分表达式进行修正后，这两种形式在整个 k_t 范围内一致 $k_t = \mu$。由于此处使用普通共线核PDF，我们直接根据式（3）的积分形式计算非积分横向动量分布函数。

在 VO-MRW方案中，最后一次劈裂的尺度则被确定为虚度 $k^2 = k_t^2/(1-z)$。分布变为

$$F_a^{\mathrm{VO-MRW}}(x, k_t^2, \mu^2) = \frac{1}{k_t^2}\sum_{b=q,g}\int_x^1 dz\, \frac{\alpha_s(k^2)}{2\pi} T_a^{\mathrm{VO-MRW}}(k^2, \mu^2) P_{ab}(z) f_b\left(\frac{x}{z}, k^2\right) \Theta^{\delta^{ab}}(z_{\max} - z)\Theta(\mu^2 - k^2)\Theta(k^2 - \mu_0^2). \tag{10}$$

因子 $\Theta(\mu^2 - k^2)$ 通过要求最后一次劈裂的尺度保持低于 μ^2 来施加虚度排序约束。由于 $k^2 = k_t^2/(1-z)$，这也将横向动量限制为 $k_t^2 < (1-z)\mu^2$，从而限制了 $k_t < \mu$。因子 $\Theta(k^2 - \mu_0^2)$ 使共线输入保持在其起始尺度之上。此外，Sudakov因子描述了从 k^2 到 μ^2 在没有进一步可分辨发射情况下的演化。

B. 归一化匹配的VO-MRW非积分横向动量分布函数

VO-MRW分布 [21] 在公式（10）中通过最后一次部分子劈裂产生横向动量依赖性。其对 k_t^2 的积分却不一定能重现输入的共线分布，因为排序约束限制了可用的相空间。为满足共线归一化条件，同时保留由VO-MRW产生的 k_t 依赖性，我们采用参考文献 [31]中提出的归一化匹配方案。

虚度排序条件设定了横向动量积分的上限。由于 $z \geq x$ 和$k^2 = k_t^2/(1-z) < \mu^2$，所允许的最大横向动量为

$$k_{t,\max}^2(x, \mu^2) = \mu^2(1-x). \tag{11}$$

我们首先在该范围内对VO-MRW分布进行积分，

$$\mathcal{N}_a^{\mathrm{VO-MRW}}(x, \mu^2) = \int_0^{k_{t,\max}^2(x,\mu^2)} dk_t^2\, F_a^{\mathrm{VO-MRW}}(x, k_t^2, \mu^2). \tag{12}$$

因此，为了满足式（6），匹配分布随后定义为

$$F_a^{\mathrm{MVO-MRW}}(x, k_t^2, \mu^2) = \frac{f_a(x, \mu^2)}{\mathcal{N}_a^{\mathrm{VO-MRW}}(x, \mu^2)} F_a^{\mathrm{VO-MRW}}(x, k_t^2, \mu^2). \tag{13}$$

由于乘在 $F_a^{\mathrm{VO-MRW}}$ 上的因子与 k_t 无关，因此它会改变归一化，但不会改变固定 x 和 μ^2 时分布的形状。

C. MKMRW非积分横向动量分布函数

如第 IIIA 节所述，采用角序的 MRW分布可以延伸至 $k_t = \mu$ 之外。然而，式（6）中的归一化条件仅积分至 $k_t^2 = \mu^2$ ，未涵盖分布的这一部分。鉴于这一局限性以及上述微分形式和积分形式之间的分歧，文献 [34]提出了修正的KMRW方案。其归一化条件涵盖整个横向动量范围，具体形式为

$$f_a(x,\mu^2) = \int_0^\infty dk_t^2\, F_a^{\mathrm{MKMRW}}(x,k_t^2,\mu^2). \tag{14}$$

在该方法中，共线分布在因子化尺度 μ^2处进行计算，而横向动量依赖性则通过修正的Sudakov形状因子引入，

$$F_a^{\mathrm{MKMRW}}(x,k_t^2,\mu^2) = \frac{\partial}{\partial k_t^2}\left[T_a^{\mathrm{MKMRW}}(k_t^2,\mu^2)\, f_a(x,\mu^2)\right]. \tag{15}$$

修正的Sudakov形状因子定义为：

$$T_a^{\mathrm{MKMRW}}(k_t^2,\mu^2) = \exp\left[-\int_{k_t^2}^\infty \frac{d\kappa_t^2}{\kappa_t^2}\frac{\alpha_s(\kappa_t^2)}{2\pi}\sum_b \int_0^{\xi_{\max}(\kappa_t)} d\xi\, \xi P_{ba}^R(\xi)\right], \tag{16}$$

其中 P_{ba}^R 是实劈裂核，而 $\xi_{\max}$ 与方程（8）相同。然而，与LO-MRW表达式不同，在对 b求和时，角排序截止应用于每个劈裂通道。

由于 f_a（x，μ^2）不依赖于 k_t^2，对方程（16）求导可得

$$F_a^{\mathrm{MKMRW}}(x,k_t^2,\mu^2) = \frac{f_a(x,\mu^2)}{k_t^2}\frac{\alpha_s(k_t^2)}{2\pi}T_a^{\mathrm{MKMRW}}(k_t^2,\mu^2)\sum_b\int_0^{\xi_{\max}(k_t)} d\xi\, \xi P_{a\to b}^R(\xi). \tag{17}$$

当 $k_t^2 \to 0$ 时，Sudakov因子趋于零；当 $k_t^2 \to \infty$时，趋于1。这些极限保证了对方程（15）积分后得到方程（14）中的归一化条件。此外，与采用低k_t表达式的LO-MRW方法（见方程（7））不同，在该方法中，与VO-MRW方法类似，对于区域 $k_t < \mu_0$不需要单独的规定。

IV. 结果与讨论

我们给出了采用 LO-MRW、VO-MRW、归一化匹配的 VO-MRW（MVO-MRW）和 MKMRW 核子非共线部分子分布函数，对能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV 的铅-铅碰撞中 Z 玻色子产生的预言。四种模型均采用 nCTEQ15FullNuc 208 82 PDF组作为共线输入 [28]。计算包含离壳的 $q\bar{q} \to \ell^+\ell^-$、$q\bar{q} \to \ell^+\ell^- + g$ 和 $qg \to \ell^+\ell^- + q$ 子过程。预言结果与 CMS 对于 $60 < m_{\ell\ell} < 120$ 吉电子伏特和 $|y_Z| < 2.1$ 的测量 [3] 进行比较。作为对比，我们还纳入了采用 MG5 aMC@NLO、以 CT14 NLO质子PDF 为输入并结合 EPPS16 NLO核修正得到的共线 NLO 预言，该结果记为 MG5+EPPS16，见 CMS 报告 [3]。中心因子化尺度和重整化尺度均设为双轻子横向质量 $\bar{\mu_F} = \mu_R = \sqrt{m_{\ell\ell}^2 + (p_T^Z)^2}$,；通过将两个尺度同时改变 1/2 和 2 倍，得到尺度不确定性带。

需要指出的是，为了减少包含在非积分横向动量分布函数中的辐射与显式实辐射贡献之间可能存在的双重计数，我们采用了参考文献 [35]提出、并在此前的双光子研究 [36]中使用的相空间分离方案。在这种方法中，对于Born子过程，横向动量

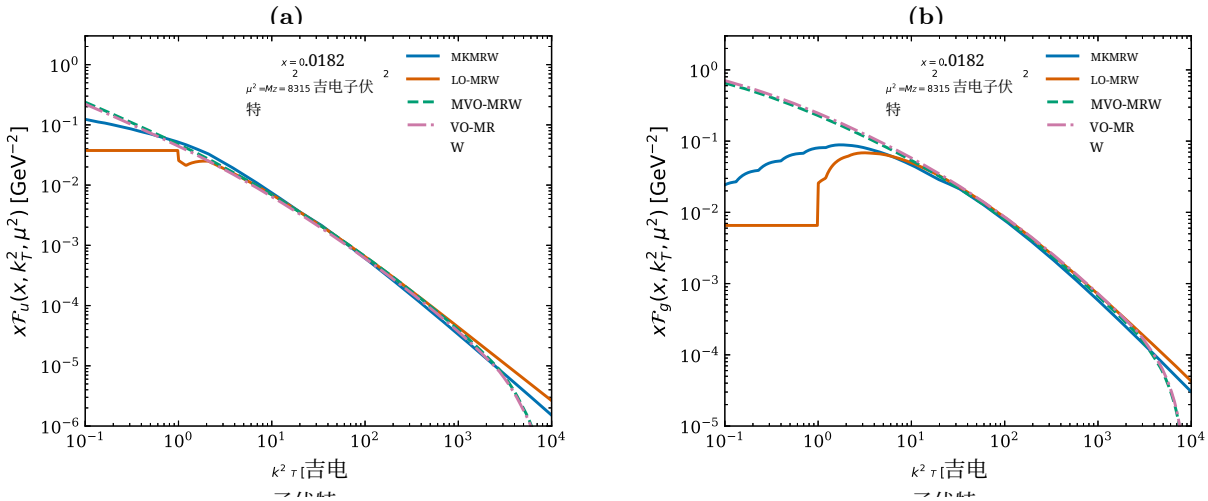


图1. 使用 MKMRW、LO-MRW、MVO-MRW 和 VO-MRW 在 $x = 0.0182$ 和 $\mu^2 = M_Z^2$处得到的核无标度部分子分布函数：(a) 上夸克无标度部分子分布函数；(b) 胶子无标度部分子分布函数。图中所示的动量加权密度分别为 $x\mathcal{F}_u = F_u$ 和 $x\mathcal{F}_g = F_g$。

入射部分子的横向动量被限制为$k_{T,\,i} \leq \mu_F$；而对于 $q\bar{q} \to \ell^+\ell^- + g$，则要求辐射胶子满足$p_{T,\,g} > \max(k_{T,\,1},\ k_{T,\,2})$。

为了解不同非积分部分子分布模型可能如何影响本文研究的微分截面，我们首先考察核子非共线部分子分布函数在 $x = 0.0182$处的横向动量依赖性。上夸克分布显示在图1的左面板中。根据式(7)的规定，LO-MRW 在 $k_t^2 = \mu_0^2 = 1$ 吉电子伏特^2, 以下为常数。相比之下，VO-MRW、MVO-MRW 和 MKMRW 模型可直接延伸至 $k_t < \mu_0$区域，无需采用 LO-MRW 中单独使用的低k_t 处方。如图所示，在 $k_t < \mu_0$ 区域，MKMRW 可以高于 LO-MRW 非积分部分子分布函数，但在 k_t 范围的低端仍低于虚度有序分布。不过，在中等横向动量处，这四种预测彼此更加接近。

在横向动量范围的高端，差异再次变得显著。虚度排序条件 $k^2 = k_t^2/(1-z) < \mu^2$ 与 $z \geq x$ 一起，将 VO-MRW 和 MVO-MRW 分布限制在$k_t^2 < (1-x)\mu^2$。因此，接近这一边界时，这两种分布都会受到强烈抑制。相比之下，LO-MRW 和 MKMRW 超出了这一限制，其中 LO-MRW 在高-k_t 区域给出的上夸克分布更大。这种行为主要可归因于 MKMRW 模型的两个特点：一是对夸克辐射项施加了额外的截断，二是 Sudakov形状因子带来了更强的抑制，其积分范围延伸至无穷大。此外，由于匹配因子的作用，MVO-MRW 在整个这一区域的分布与 VO-MRW 模型略有不同。

图中右面板的胶子分布1 在小 k_t^2处显示出更明显的差异。在所示的最低区域，VO-MRW 和 MVO-MRW 显著高于 LO-MRW 和 MKMRW。MKMRW 在几^2, 处形成宽阔的峰值，而 LO-MRW 在 $k_t^2 < \mu_0^2$ 区域给出的分布则近似恒定。在中等 k_t^2处，这些分布趋于接近；随后，虚度排序约束在上边界附近抑制 VO-MRW 和 MVO-MRW。与上夸克的情况类似，匹配胶子分布与未匹配分布略有不同。

图 2 的左面板将预测的快度分布与CMS数据进行了比较。四种非积分部分子分布模型情景以及共线MG5+EPPS16计算都再现了截面随 $|y_Z|$增大而总体下降的趋势，尽管在归一化和快度依赖性方面存在差异。在这些非积分部分子分布函数方案中，

MKMRW总体上比其他非积分部分子分布模型更符合测量中心值。在低快度区域，它略微高估了截面；在中间区域与数据符合良好；而在前向快度区域则倾向于低估测量值。共线MG5+EPPS16预测同样再现了下降趋势，但总体上低于实验中心值。与这一共线参考相比，MKMRW在所考察的大部分范围内对测得快度分布给出了更贴近的描述。

LO-MRW 的预测总体上低估了测得的截面，且这种差异在前向快度区域更加明显。VO-MRW 的中心预测在最低快度区间与数据较为吻合，但其下降速度快于测得的分布，因此在前向区域出现明显不足。尽管如此，其尺度不确定度带在若干低快度和中间快度区间仍与测量结果相容。归一化匹配使 VO-MRW 的预测上移，导致其在低快度处高估，同时改善了其在部分中间和前向区域的吻合程度。然而，匹配后的预测在最高快度区间仍低于数据。这些结果表明，施加共线归一化条件并不一定能在整个运动学范围内均匀改善对快度分布的描述。

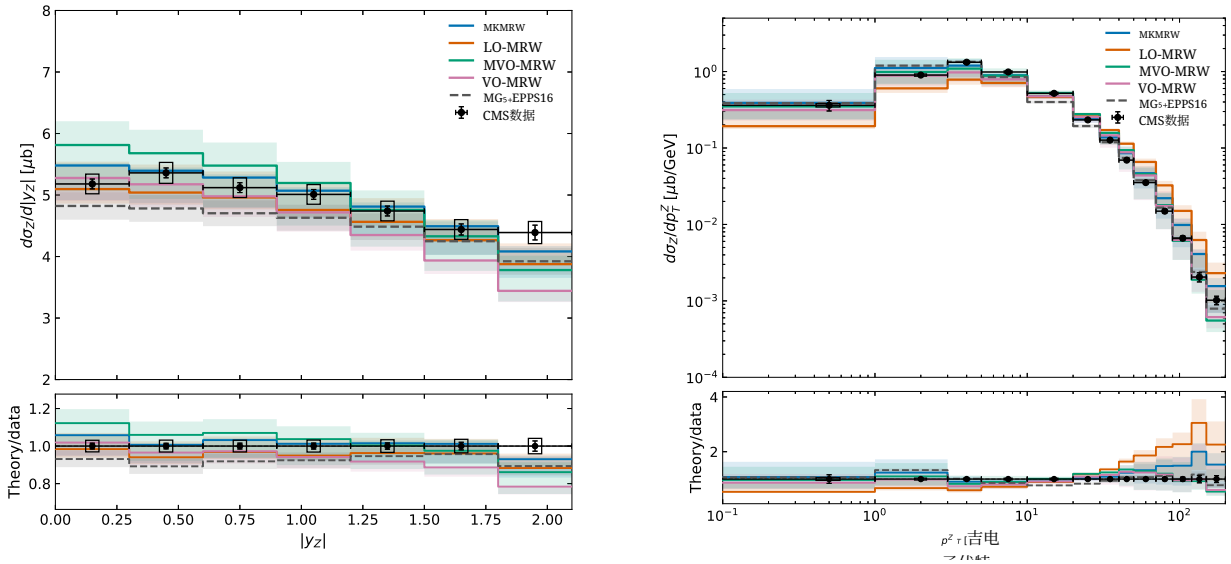
图2右图所示的横向动量分布，相较于快度分布，模型之间的差异更大。从图中可以看出，LO-MRW 低估了低 p_T^Z 处的数据，但给出了较硬的谱，在较高横向动量处对测量结果的高估也逐渐增大。

从该图还可以看出，在低 p_T^Z 处，MKMRW对数据的描述优于LO-MRW，尽管在分布峰值附近仍存在一些差异。然而，在较高横向动量处，它也倾向于高估测量值。VO-MRW和MVO-MRW的高-p_T^Z 尾部更软，在该区域与数据符合得更好，但最后一个分箱除外；在该分箱中，两者都低估了测得的截面。这一行为与我们此前对质子–铅碰撞中 Z 玻色子产生的研究 [27],一致：LO-MRW同样高估了高横向动量处的数据，而限制更严格的NLO-MRW方案在该区域给出了更好的符合。归一化匹配改善了峰值附近VO-MRW的预测，同时基本不改变整体形状。作为比较，采用共线因子化的MG5+EPPS16计算再现了测得谱的总体趋势，尽管在低和中间p_T^Z处存在一些偏差。然而，在较高横向动量处，除最后一个分箱外，其预测仍与数据较为接近。

此外，VO-MRW和MVO-MRW较软的尾部与虚度排序所施加的更严格横向动量范围相一致。然而， Z 玻色子的横向动量取决于两个入射部分子；在实辐射子过程中，还取决于出射部分子的反冲。此外，因子化尺度随 p_T^Z增大，从而改变了允许的横向动量范围。因此，预测谱之间的差异不仅取决于非积分部分子分布函数，也取决于不同部分子子过程的贡献。

图3 和4分别展示了不同部分子子过程对快度分布和横向动量分布的贡献。在快度分布中，对于所有四种UPDF方案，玻恩 $q\bar{q} \to Z$ 道的单独贡献最大。在实辐射子过程中， $qg \to Zq$ 的贡献大于 $q\bar{q} \to Zg$。这些道共同对总截面作出了显著贡献，尽管它们的相对贡献在整个快度范围内仅略有变化。这表明，在测量的快度区域内，子过程的组成总体上保持相似。

横向动量 分布呈现出不同的行为。在低 p_T^Z下，玻恩道在所有



(a) **(b)**

图2. 在 $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV铅-铅碰撞中 Z 玻色子产生的微分截面，分别表示为(a)快度（$60 < m_{\ell\ell} < 120$ 吉电子伏特）和(b)横向动量的函数，并附加要求 $|y_Z| < 2.1$。将LO-MRW、VO- MRW、MVO-MRW和MKMRW的理论预言与CMS测量以及共线NLO MG5+EPPS16计算结果进行了比较。基于UPDF的理论预言，其阴影带对应于将因子化和重整化尺度同时改变为 1/2 和2倍所产生的变化；而共线NLO的不确定性带则包括部分子分布函数和量子色动力学尺度不确定性，并按平方和开方合并。CMS的统计不确定性以误差棒表示，系统不确定性以空心框表示。下方面板显示相应的理论值/数据比。

四种模型中都占主导地位。然而，随着 p_T^Z 增加，各子过程的相对贡献变得更加依赖于非积分部分子分布函数方案。对于MKMRW和LO-MRW，即使在高横向动量下，玻恩道仍然是贡献最大的部分。相比之下，在VO-MRW和MVO-MRW中，其贡献下降得更快，此时$qg \to Zq$ 子过程在高p_T^Z 区域占据主导地位。这一差异部分可以由虚度排序约束来解释，该约束限制了所有子过程中的入射部分子的横向动量。在玻恩道中， Z 玻色子的横向动量完全由入射部分子决定，即$\boldsymbol{p}_T^Z = \boldsymbol{k}_{T1} + \boldsymbol{k}_{T2}$。然而，对于实辐射子过程，即使入射横向动量相对较小，出射部分子也可以平衡较大的 p_T^Z。因此，虚度排序约束对玻恩道贡献的影响更为直接，而实辐射道在高 p_T^Z下仍然十分重要。相对贡献还取决于因子化尺度，以及用于减少子过程之间双重计数的相空间分离方案。

V. 结论

本研究使用四种核UPDF方案——LO-MRW、VO-MRW、MVO-MRW和MKMRW，研究了 Z玻色子在 $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV铅-铅碰撞中的产生。我们以nCTEQ15核部分子分布函数作为共同的共线输入，使用部分子级KaTie事件生成器计算了快度分布和横向动量分布。我们将预测结果与CMS测量以及共线MG5+EPPS16计算结果进行比较，以考察不同排序约束和归一化处方的影响。

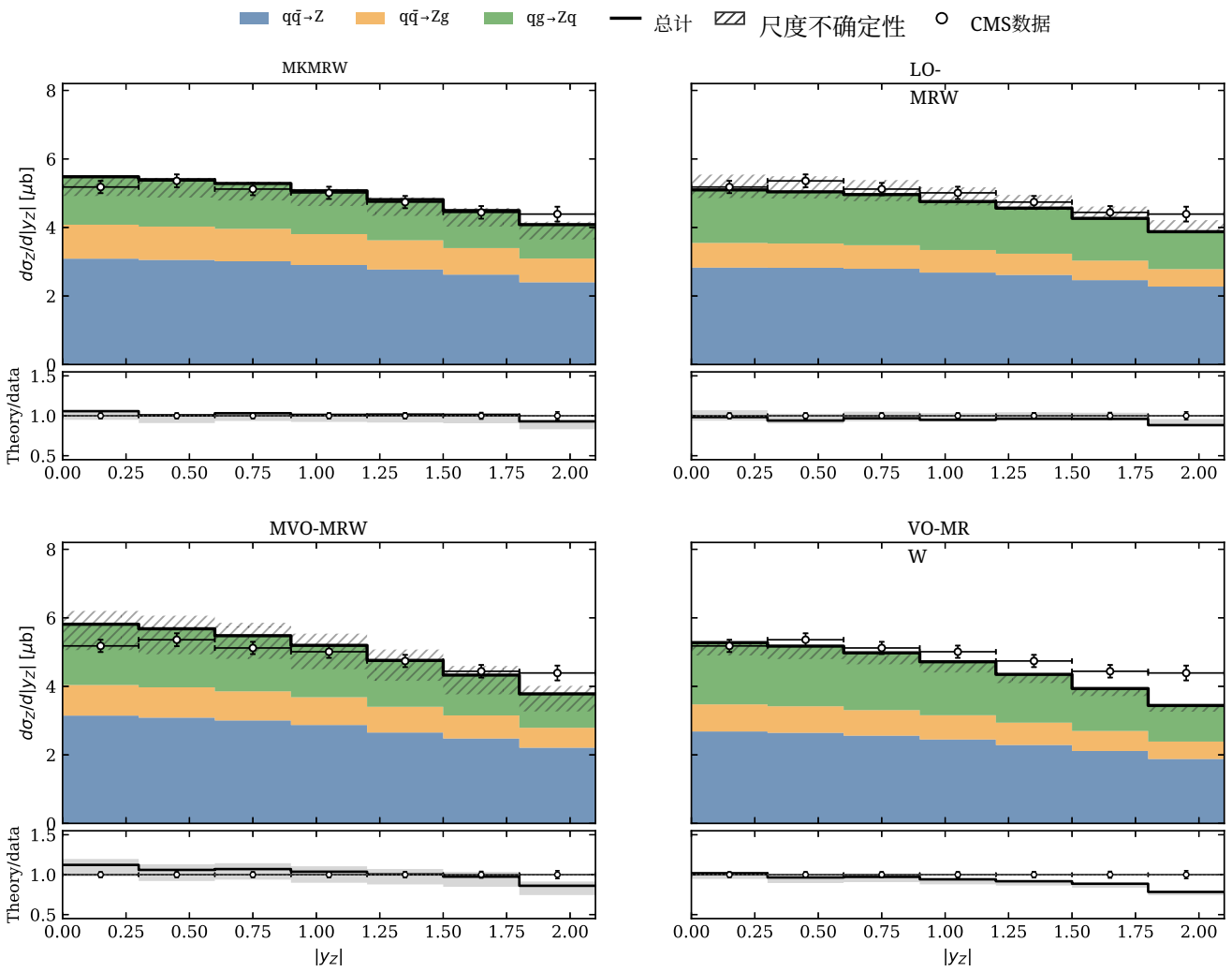


图3. 四种核UPDF方案的快度分布中的子过程贡献。彩色区域表示玻恩 $q\bar{q}$、实辐射 $q\bar{q}g$和 qg道的相加中心贡献； qg贡献包括相应的交叉道和反夸克道。黑线表示总计，阴影带表示其尺度不确定性。实验误差条将统计不确定性和系统不确定性按平方和开方合并。下方面板显示总计理论值/数据比及其尺度带。子过程标签使用 Z 作为完整 $Z \to \ell^+\ell^-$ 贡献的简写。

我们发现，四种模型均能再现测得快度分布的总体特征，其中MKMRW在所考察范围的大部分区域给出的中心预测最为接近数据。不同模型在横向动量分布上的差异则更加明显。LO-MRW低估了低 p_T^Z 处的数据，并在高横向动量处给出较硬的谱；MKMRW则改善了对低p_T^Z 区域的描述。虚拟性排序模型VO-MRW和MVO-MRW在高p_T^Z 处产生较软的谱，并且在该区域与数据更为吻合。我们还发现，归一化匹配在某些运动学区域改善了VO-MRW的预测，但不一定能使整个分布与数据更加吻合。

不同模型的子过程贡献也有所差异，尤其是在高横向动量区域。对于 MKMRW 和 LO-MRW，玻恩道仍是最大的贡献；而在高 p_T^Z 区域，对于采用虚度排序的处方， $qg \to Zq$ 道则占据主导地位。这种行为部分与虚度排序

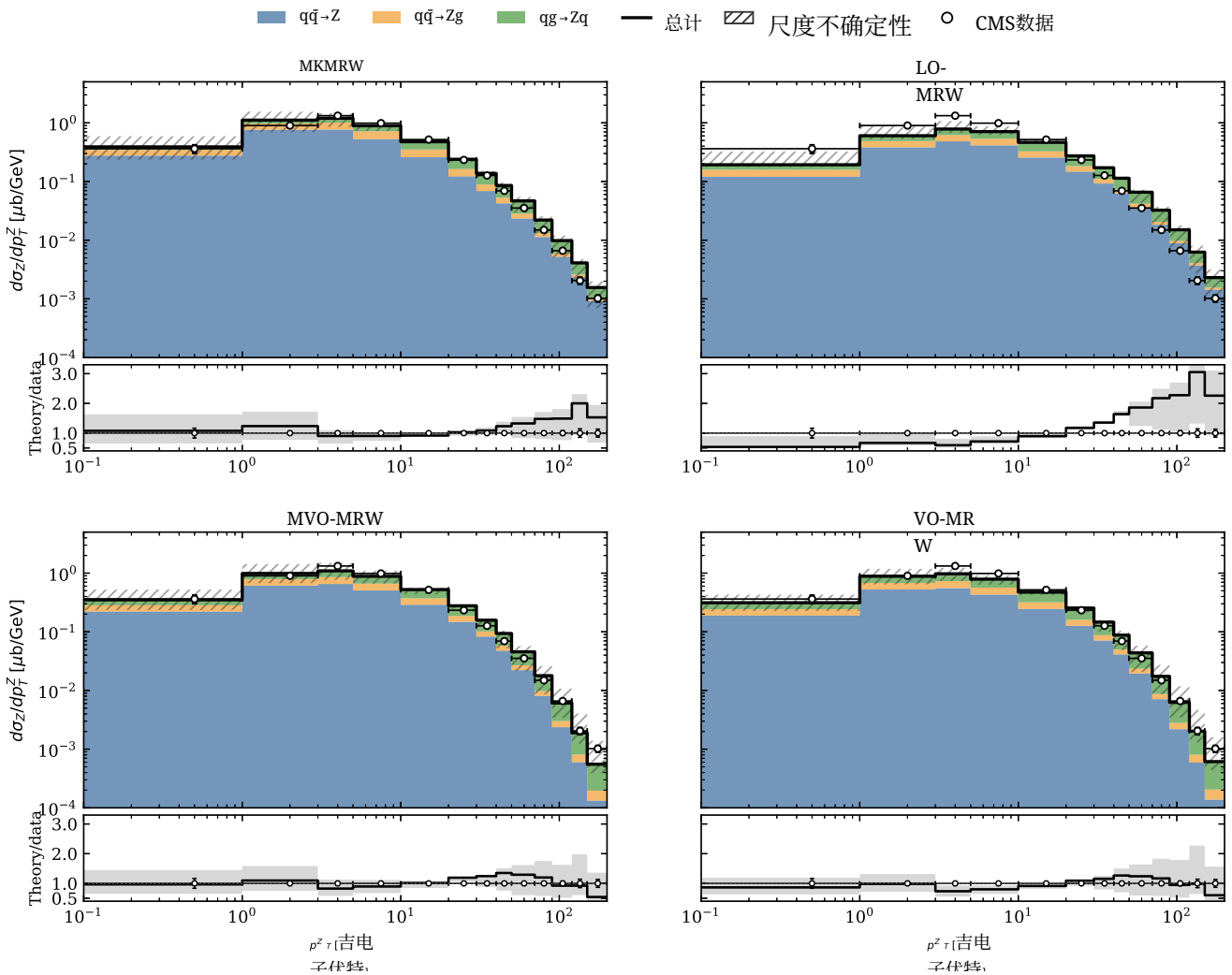


图 4。横向动量分布中的子过程贡献，所采用的约定与图 3 相同。堆叠区域以对数纵轴显示；其视觉厚度与其占总截面的比例并不成正比。

约束有关，该约束限制了入射部分子的横向动量。尽管尺度不确定性使得难以判定哪种模型优于其他模型，但比较结果表明，即使使用相同的核部分子分布函数，排序方式和归一化处方的选择也会显著影响预测分布。

致谢

我们谨向基础科学研究所（IPM）对我们的资助与服务表示感谢。

[1] S. Catani、M.Ciafaloni 和 F. Hautmann，高能因子化与小x重味产生，《核物理B》**366**，135（1991）。

[2] J. C. Collins 和 R. K. Ellis, 《超高能强子碰撞中的重夸克产生》, 《核物理B》360，3（1991）。[3] A. M. Sirunyan *et al.*（CMS）, 《通过测量 Z玻色子产额和方位角各向异性对 $\sqrt{s_{NN}}$=5.02 TeV下铅-铅碰撞初始态的约束》, 《物理评论快报》127，102002（2021），arXiv:2103.14089 [高能物理实验].[4] V. S. Fadin、E. A. Kuraev 和 L. N. Lipatov, 《渐近自由理论中的庞特里亚金奇点》, 《物理快报B》~~60,~~ 50（1975）。[5] E. A. Kuraev、L. N. Lipatov 和 V. S. Fadin, 《杨-米尔斯理论中的多雷吉过程》, 《苏联物理学-实验与理论物理学杂志》44，443（1976）。[6] E. A. Kuraev、L. N. Lipatov 和 V. S. Fadin, 《非阿贝尔规范理论中的庞特里亚金奇点》, 《苏联物理学-实验与理论物理学杂志》45，199（1977）。[7] I. I. Balitsky 和 L. N. Lipatov, 《量子色动力学中的庞特里亚金奇点》, 《苏联核物理学杂志》28，822（1978）。[8] M. Ciafaloni, 《小q**2 / s下初始喷注中的相干效应》, 《核物理B》296，49（1988）。[9] S. Catani、F. Fiorani 和 G. Marchesini, 《微扰量子色动力学中初态辐射的小x 行为》, 《核物理B》336，18（1990）。[10] S. Catani 和 F. Hautmann, 《领先阶之外的高能因子化与小x深度非弹性散射》, 《核物理B》427，475（1994），arXiv:hep-ph/9405388。[11] G. Marchesini, 《小 x下结构函数中的量子色动力学相干性及相关分布》, 《核物理B》445，49（1995）。[12] B. Andersson *et al.*, 《小 x现象学：总结与现状》, 《欧洲物理杂志C辑》25，77（2002）。[13] V. N. Gribov 和 L. N. Lipatov, 《微扰理论中的深度非弹性电子-质子散射》, 《苏联核物理学杂志》15，438（1972）。[14] Y. L. Dokshitzer, 《通过量子色动力学微扰理论计算深度非弹性散射和e+ e-湮灭的结构函数》, 《苏联物理学-实验与理论物理学杂志》46，641（1977）。[15] G. Altarelli 和 G. Parisi, 《部分子语言中的渐近自由》, 《核物理B》126，298（1977）。[16] F. Hautmann、H. Jung、A. Lelek、V. Radescu 和 R. Zlebcik, 《由部分子分支方法求解量子色动力学演化方程得到的共线和横向动量依赖夸克和胶子密度》, J. High Energy Phys. 01，070。[17] F. Hautmann、H. Jung、A. Lelek、V. Radescu 和 R. Zlebcik, 《量子色动力学演化方程中的软胶子分辨尺度》, 《物理快报B》772，446（2017）。[18] A. Bermudez Martinez、P. Connor、D. Dominguez Damiani、L. I. Estevez Banos、F. Hautmann、H. Jung、 *et al.*, 《部分子分支方法中的Z玻色子产生》, 《物理评论D辑》100，074027（2019）。[19] E. Blanco、A. van Hameren、H. Jung、A. Kusina 和 K. Kutak, 《大型强子对撞机上考虑初始部分子横向动量的质子-铅碰撞中的Z玻色子产生》, 《物理评论D辑》100，054023（2019）。[20] M. A. Kimber、A. D. Martin 和 M. G. Ryskin, 《未积分部分子分布》, 《物理评论D辑》63，114027（2001），arXiv:hep-ph/0101348。[21] A. D. Martin、M. G. Ryskin 和 G. Watt, 《未积分部分子分布的次领先阶处方》, 《欧洲物理杂志C辑》66，163（2010），arXiv:0909.5529 [hep-ph]。[22] G. Watt、A. D. Martin 和 M. G. Ryskin, 《强子对撞机中的未积分部分子分布与电弱玻色子产生》, 《物理评论D辑》70，014012（2004），[勘误：《物理评论D辑》70，079902（2004）], arXiv:hep-ph/0309096。[23] A. V. Lipatov、M. A. Malyshev 和 N. P. Zotov, 《 k_t-因子化方法中的高能德雷尔-扬轻子对产生》, JHEP 12，117，arXiv:1110.6582 [hep-ph]。[24]R. Kord Valeshabadi、M. Modarres 和 S. Rezaie, 《KaTie部分子级事件生成器在k_t-因子化和共线框架中的有效性检验》, 《物理评论D辑》104，054019（2021）。[25] M. Modarres、R. Taghavi、R. Aminzadeh Nik 和 R. Kord Valeshabadi, 《使用不同角序约束和 k_t-因子化分析$p-p$（$\bar{p}$）对撞机中的德雷尔–扬轻子对产生》, 《物理评论D辑》104，056005（2021）。[26] S. Rezaie 和 M. Modarres, 《在 k_t 和（z， k_t）-因子化框架中通过强子-强子碰撞研究Z玻色子产生》, 《欧洲物理杂志C辑》83，678（2023）。

[27] S. Rezaie 和 K. Azizi, 《质子-铅碰撞中的Z玻色子产生：利用MRW核TMD的研究》, 《物理快报B》868, 139787（2025年）。[28] K. Kovarik *et al.*, 《nCTEQ15——在CTEQ框架中对具有不确定性的核部分子分布进行全局分析》, 物理评论D辑 93, 085037（2016年）, arXiv:1509.00792 [高能物理-现象学]。[29] A. van Hameren, 《KaTie：用于生成具有 k_T依赖初始态的部分子级事例》, 计算物理通讯 224, 371（2018年）。[30] R. K. Valeshabadi 和 M. Modarres, 《关于Martin–Ryskin–Watt非积分部分子分布函数模型的微分形式与积分形式之间的歧义》, 欧洲物理杂志C辑 82, 66（2022年）, arXiv:2111.02254 [高能物理-现象学]。[31] R. Kord Valeshabadi、S. Rezaie 和 K. Azizi, 《基于非因子化双部分子分布函数的MRW型非积分双部分子分布函数数值研究》, 欧洲物理杂志C辑 86, 1002（2026年）, arXiv:2605.15853 [高能物理-现象学]。[32] K. Golec-Biernat 和 A. M. Stasto, 《关于KMR非积分部分子分布函数的使用》, 《物理快报B》781, 633（2018年）, arXiv:1803.06246 [高能物理-现象学]。[33] B. Guiot, 《Kimber-Martin-Ryskin非积分PDF方案的病态：应优先采用哪种方案？》, 物理评论D辑 101, 054006（2020年）, arXiv:1910.09656 [高能物理-现象学]。[34] B. Guiot, 《非积分部分子密度的归一化》, 物理评论D辑 107, 014015（2023年）, [勘误：物理评论D辑 110, 039901（2024年）], arXiv:2205.02873 [高能物理-现象学]。[35] R. Maciula 和 A. Szczurek, 《在树级kT因子化框架内对高阶粲夸克产生的一致处理》, 物理评论D辑 100, 054001（2019年）, arXiv:1905.06697 [高能物理-现象学]。[36] R. K. Valeshabadi、S. Rezaie 和 K. Azizi（CHROMA合作组*, Chroma）, 《在13 TeV下对照测量结果的kT因子化直接双光子产生：非积分PDF模型的比较分析》, 物理评论D辑 113, 014006（2026年）, arXiv:2511.07599 [高能物理-现象学]。