QCD at the Extremes 2026

Z-玻色子在采用MRW核横向动量分布的质子–铅碰撞中的产生

S. Rezaie[1], *, 以及K.Azizi[1,2,3]

[1]粒子与加速器学院，基础科学研究所（IPM），德黑兰，伊朗[2]物理系，德黑兰大学，德黑兰，伊朗[3]物理系，多乌什大学，伊斯坦布尔，土耳其

*报告人兼通讯作者：somayeh@ipm.ir

对*QCD at the Extremes 2026*的贡献

arXiv:2611.33021v1 [hep-ph] 24 Nov 2026

摘要

质子–铅碰撞中的双轻子产生可用于探测核环境中部分子的横向动量结构。我们总结了一项 k_t 因子化研究，考察了在 $\sqrt{s_{\rm NN}} = 8.16$ TeV 下的 Z 玻色子产生，并比较了采用领先阶和次领先阶 Martin–Ryskin–Watt（LO-MRW 和 NLO-MRW）方案构造的横向动量依赖（TMD）分布。我们利用 KATIE 得到部分子级预测，并将其与 CMS 在两个不变质量区间内的测量值进行比较，考察的量包括双轻子横向动量、 ϕ^*_η 和质心系快度。这些模型能够描述 Z 共振附近的总体趋势，而 NLO-MRW 中的虚度约束会改变高横向动量区域的行为。在较低双轻子质量下，两种方案对部分数据的估计均偏低，NLO-MRW 结果尤为明显。这些比较展现了末步演化核横向动量依赖模型在质子–原子核碰撞中描述 Z 玻色子产生的潜力与局限。

关键词： Z玻色子；质子–铅碰撞；Drell-Yan； k_t-因子化；MRW；核 TMD

1 引言

Z 玻色子产生为研究强子和核碰撞中的部分子动力学提供了清洁探针。由于 a Z 玻色子不会与产生的介质发生强相互作用，其轻子衰变产物能够保留有关初态的信息。在质子–铅（p–Pb）碰撞中，对 Drell–Yan 过程的测量因此可以约束核部分子密度、部分子横向动量与硬散射之间的相互作用。CMS Collaboration 已在 $\sqrt{s_{\rm NN}} = 8.16$TeV 下测量了微分双μ子截面，其中包括 Z 共振附近的区域以及较低不变质量区间 [1]。

在共线因子化中，入射部分子携带纵向动量分数，但在硬散射层面没有可分辨的横向动量。k_t-因子化方法则保留其横向动量，并将横向动量依赖（TMD）部分子分布与非壳部分子矩阵元结合起来。这对于双轻子横向动量谱及相关角分布观测量 [2,3]尤为重要。一个核心建模问题，是如何从更为熟悉的共线部分子分布函数构造可靠的核 TMD。

本文总结了我们在 *QCD at the Extremes 2026* 上报告的研究成果 [4] 。我们比较了两种 Martin–Ryskin–Watt（MRW）方案，分别称为 LO-MRW 和 NLO-MRW，并将其预测与 CMS 数据以及已有的部分子分支（PB）计算结果进行对比。重点在于探讨这些对比揭示了角序与虚度序、各部分子道的相对作用，以及缺失贡献变得重要的低质量区。详细推导和更广泛的结果见参考文献 [4]。

2 k_t因子化与 MRW 核横向动量分布

示意而言，硬末态 X 的因子化截面形式为

$$\sigma_{p\mathrm{Pb}\to X} = \sum_{a,b} \int \frac{dx_1}{x_1}\frac{dx_2}{x_2}\frac{dk_{1t}^2}{k_{1t}^2}\frac{dk_{2t}^2}{k_{2t}^2} f_a(x_1,k_{1t}^2,\mu^2) f_b(x_2,k_{2t}^2,\mu^2)\hat{\sigma}^*_{ab\to X}. \tag{1}$$

此处 $\hat{}\sigma^*$ 表示非壳硬部分子截面，而 TMD 的定义与式（1）中的积分测度保持一致。质子和铅的输入是经过演化的共线部分子密度，并辅以生成横向动量的方案。在数值研究中，质子 PDF 输入采用 CT18NLO，铅输入采用 nCTEQ15 核集合 [4–6]。

2.1 LO-MRW：最后一次真实辐射

在 LO-MRW 构造中，入射部分子的横向动量产生于最后一次可分辨分支。一般的夸克或胶子 TMD 可示意性地表示为 [7]

$$f_a(x,k_t^2,\mu^2) = T_a(k_t^2,\mu^2)\,\frac{\alpha_s(k_t^2)}{2\pi}\sum_b \int_x^1 dz\, P_{ab}(z)\, f_b\!\left(\frac{x}{z},k_t^2\right)\Theta^{\delta^{ab}}(z_{max}-z), \tag{2}$$

其中，f_b 是参照文献 [4] 所采用约定下的动量加权共线密度。Sudakov 因子 T_a 给出了最后分支尺度与因子化尺度之间的无可分辨辐射概率。角序（AO）限制调节软胶子区域。在本文采用的表述中，对于相关的对角贡献，特征截断为 $z_{\max} = \mu/(\mu + k_t)$。与处处施加 $k_t < \mu$ 相比，角序允许更宽的横向动量尾部。

2.2 NLO-MRW：虚拟性排序尺度选择

NLO-MRW方案将最后一次分支的虚拟性定义为

$$k^2 = \frac{k_t^2}{1-z}, \qquad \Theta(\mu^2 - k^2), \tag{3}$$

其中 α_s为共线密度，Sudakov 因子在虚拟性尺度处计算。额外的限制 $k^2 \leq \mu^2$ 缩小了允许的 z 区间，尤其是在 k_t较大时。对于文献 [4], 中研究的实际实现，这种虚拟性排序方案采用LO实分裂核，并结合高阶PDF输入进行计算。

作为比较的PB模型并非第三种MRW变体：它通过迭代分支演化构建横向动量分布。我们将其已发表的结果作为参考，而不重新计算这些结果 [3,4]。

3 数值设置与可观测量

部分子级事件使用KATIE计算，该程序提供入射非壳部分 parton的矩阵元 [2]。我们考虑 Z 玻色子对 pPb $\to \mu^+\mu^- + X$ 的贡献，并纳入相关的夸克–反夸克道和夸克–胶子道，示意表示为 $q\bar{q} \to \ell^+\ell^-$、$q\bar{q} \to \ell^+\ell^- g$和 $qg \to \ell^+\ell^- q$ （以及电荷共轭道）。与原研究一样，纳入五种轻、重活跃夸克味。共同的中心重整化尺度和因子化尺度设为

$$\mu_R = \mu_F = \sqrt{m_{\ell\ell}^2 + \left(p_T^{\ell\ell}\right)^2}. \tag{4}$$

所生成的预测值在核子–核子质心系中进行评估，并与 $|\eta_\mu^{\mathrm{lab}}| < 2.4$ 的 CMS 可测区测量值进行比较，其中横向动量选择取自相应实验质量区间的定义 [1,4]。所分析的积分亮度为 173 nb^{-1}。

我们研究双轻子横向动量 $p_T^{\ell\ell}$、双轻子质心快度y_{CM}以及角变量 ϕ_η^*。在横向动量较小时，最后一个可观测量与比值$p_T^{\ell\ell}/m_{\ell\ell}$ 近似相关，其定义为

$$\phi_\eta^* = \tan\left(\frac{\pi - \Delta\phi}{2}\right)\sin\theta_\eta^*, \tag{5}$$

其中， $\Delta\phi$ 是轻子之间的方位角间隔。我们讨论两个双缪子质量区间：$60 < m_{\mu\mu} < 120$GeV，该区间包含 Z 共振；以及 $15 < m_{\mu\mu} < 60$ GeV，在该区间中，非共振Drell–Yan产生更为重要。

4 结果与讨论

4.1 高质量双μ子

图1 比较了 LO-MRW、NLO-MRW 以及已发表的 PB基准与 CMS 数据在 $60 < m_{\mu\mu} < 120$ GeV 区间内的结果。三种方法都能描述$p_T^{\ell\ell}$ 谱的整体形状以及 ϕ_η^*。横向动量分布尤其具有参考价值，因为在对末态分支敏感的区域，两种 MRW方案之间的差异会增大。NLO-MRW 中相对严格的虚度约束会抑制较大的横向动量，而 LO-MRW 则保留了更长的尾部。因此，即使在共振 [4]附近，两种预测也可能出现明显分歧，尽管它们给出的结果相近。

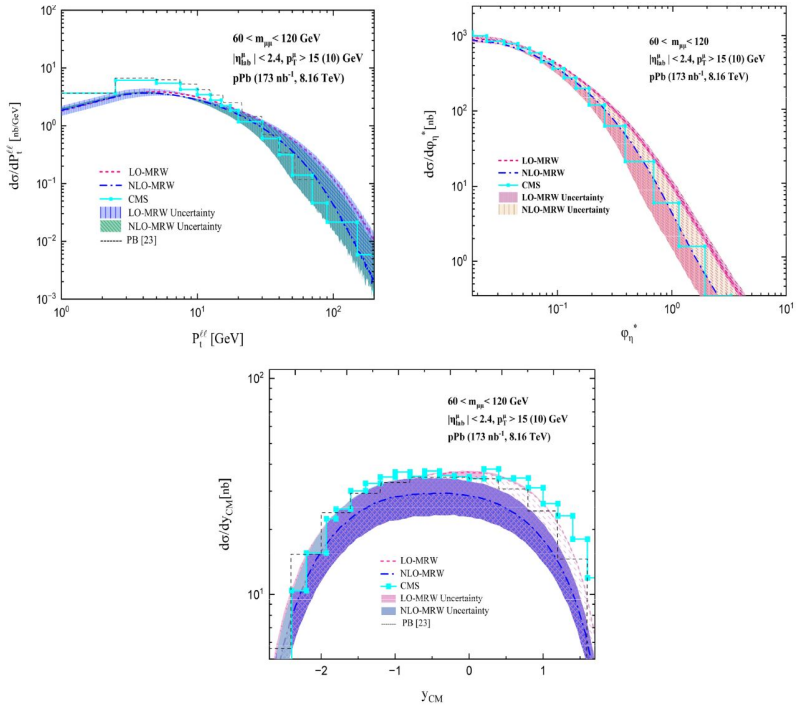

图 1： $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 8.16$ TeV 下$60 < m_{\mu\mu} < 120$ GeV 时质子–铅碰撞中的微分双μ子截面。左上、右上和下方各面板分别显示 $p_T^{\ell\ell}$、 ϕ_η^* 和 y_{CM}。将 LO-MRW 和 NLO-MRW 的结果与 CMS 数据及 PB 参考值进行比较。各面板重新整理自参考文献 [4]的图 3。

快度分布通常比横向观测量的尾部描述得更一致。在最大的 $p_T^{\ell\ell}$ 或 ϕ_η^* 取值处，一些 LO-MRW 预言高于数据，而 NLO-MRW 的结果可能更接近测量值。这些趋势不应被解读为一致倾向于某一种方案：不同区间的符合程度各异，图中的带状区域反映了尺度敏感性，结果也取决于纳入了哪些硬子过程。因此，这三种可观测量分别检验了核

TMD模型。

文献中给出的道分解 [4] 表明，夸克–反夸克诱导的贡献在所选分布中起主导作用。然而，涉及胶子的其他道仍会影响其大小和形状，尤其是在偏离最低横向动量的区域。因此，MRW方案之间的差异并不仅仅在于所选用的共线核PDF：它们不同的末次分支约束会直接反映在计算得到的可观测量中。

4.2 较低双μ子质量

图中较低质量区间的比较 2 揭示了模型预测更为明显的不足。在 $15 < m_{\mu\mu} < 60\text{GeV}$区间内，两种MRW计算往往都低估CMS截面，其中NLO-MRW曲线通常低于LO-MRW曲线。这一行为在 $p_T^{\ell\ell}$和 y_{CM} 分布中均可见，尤其是将中心预测与测量值进行比较时更为明显。PB参考在该区间的若干部分也低于数据 [4]。

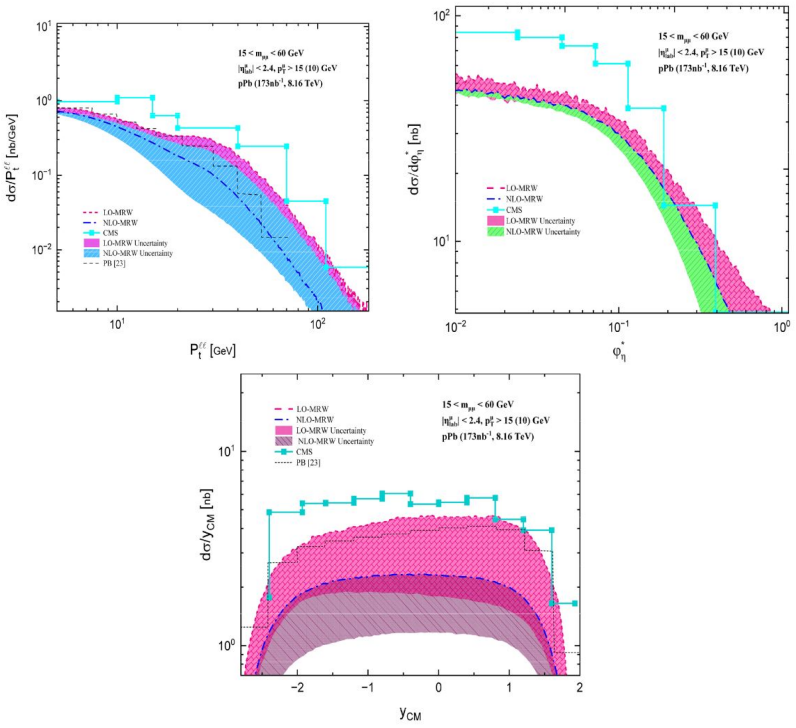

图2：与图1相同，但针对较低质量区间 $15 < m_{\mu\mu} < 60\text{GeV}$。三个面板分别显示 $p_T^{\ell\ell}$， ϕ_η^* 和 y_{CM}。面板重新整理自参考文献 [4]。

This 这种差异本身并不能证明核TMD演化是不正确的 ct.

该计算基于一组受限的主导硬子过程，并未对低质量 Drell–Yan 产生提供完整的高阶描述。额外的硬辐射、对离壳矩阵元的修正，以及更完整的微扰匹配处理，都可能改变归一化。因此，这些数据促使人们进一步改进理论，而不是直接否定某一种 TMD 方案。

5 结论

我们简要介绍了在使用 LO-MRW 和 NLO-MRW 核 TMD 的k_t因子化框架下， Z 玻色子在质子–铅碰撞中的产生。在 Z 共振附近，计算结果再现了 CMS 双轻子数据的总体趋势，其中最显著的模型差异出现在对横向动量敏感的区域。NLO-MRW 的虚度限制使其高-k_t 贡献相较于 LO-MRW 受到更强抑制，凸显了用于构造 TMD 的排序方案的重要性。

在较低的不变质量下，两种 MRW 方案均显著低估了部分测得的截面；硬子过程集合的不完整以及缺乏完整的高阶匹配，是需要注意的重要问题。未来的工作应考察更多通道、受控的微扰修正，以及其在铅–铅碰撞中的应用。关于该形式体系和数值分析的完整介绍，参见文献 [4]。

致谢

感谢*QCD at the Extremes 2026* 会议的组织者给予我们展示和讨论这项工作的机会。我们感谢基础科学研究所（IPM）提供的支持。

参考文献

[1] CMS Collaboration, 《质子–铅碰撞中 Drell-Yan 双缪子产生的研究》，$\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 8.16$ TeV，JHEP 05 (2021) 182，arXiv:2102.13648。[2] A. van Hameren, 《KaTie：用于生成具有 k_T 依赖初态的部分子级事件》，Comput. Phys. Commun. 224 (2018) 371–380，arXiv:1611.00680。[3] E. Blanco 等, 《考虑初态部分子横向动量的 LHC 质子–铅碰撞中的 Z 玻色子产生》，Phys. Rev. D 100 (2019) 054023，arXiv:1905.07331。[4] S. Rezaie 和 K. Azizi, 《质子–铅碰撞中的 Z 玻色子产生：利用 MRW核横向动量分布的研究》，Phys. Lett. B 868 (2025) 139787，arXiv:2502.16878。[5] T. J. Hou 等, 《基于 LHC 高精度数据的量子色动力学新 CTEQ 全球分析》，Phys. Rev. D 103 (2021) 014013，arXiv:1912.10053。[6] K. Kovarik 等, 《nCTEQ15：CTEQ 框架下核部分子分布及其不确定性的全球分析》，Phys. Rev. D 93 (2016) 085037，arXiv:1509.00792。[7] A. D. Martin、M. G. Ryskin 和 G. Watt, 《未积分部分子分布的 NLO 方案》，Eur. Phys. J. C 66 (2010) 163–172，arXiv:0909.5529。