



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

在 ATLAS 探测器上测量 Z 玻色子的横向动量

作者姓名: 李孟然

指导教师: 研究员 João Guimarães da Costa

学位类别: 理学博士

学科专业: 粒子物理与原子核物理

培养单位: 中国科学院高能物理研究所

2023 年 8 月

**Measurement of the transverse momentum of Z bosons with
ATLAS Detector**

**A dissertation submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Philosophy
in Particle Physics and Nuclear Physics**

By

Li Mengran

Supervisor: Professor João Guimarães da Costa

Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences

August, 2023

中国科学院大学 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。承诺除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体享有著作权的研究成果，未在以往任何学位申请中全部或部分提交。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人或集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者签名：

日 期：

中国科学院大学 学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院大学有关收集、保存和使用学位论文的规定，即中国科学院大学有权按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则，保留并向国家指定或中国科学院指定机构送交学位论文的电子版和印刷版文件，且电子版与印刷版内容应完全相同，允许该论文被检索、查阅和借阅，公布本学位论文的全部或部分内容，可以采用扫描、影印、缩印等复制手段以及其他法律许可的方式保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：

日 期：

导师签名：

日 期：

摘要

粒子物理标准模型是目前描述基本粒子的物理性质及其相互作用的最好的理论模型。标准模型预言了 W 和 Z 玻色子的存在, 其中 W 和 Z 玻色子于 1983 年在欧洲核子中心的超级质子同步加速器实验中被发现。2012 年, 在大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC) 的超环面仪器实验 (A Toroidal LHC Apparatus, ATLAS) 和紧凑缪子线圈实验 (Compact Muon Spectrometer, CMS) 上同时发现了希格斯玻色子的存在。但是, 实验中也有一些结果无法被标准模型所解释, 例如暗物质与暗能量, 超对称粒子是否存在。近几十年来, 粒子物理学家致力于寻找超出标准模型的新物理, 但迄今为止还没有找到新物理存在的确凿证据。提高标准模型参数的测量精度可以检验超出标准模型的新物理的性质, 为寻找新物理指引方向。

本文讲述了利用 ATLAS 实验组在大型强子对撞机的 5 和 13 TeV 质心能量下收集到的低堆积率数据进行的 Z 玻色子横动量精确测量实验。通过 Z 玻色子的动量测量可以对 W 玻色子横动量进行标定。 W 横动量的精确测量是实现 W 质量测量的关键因素, 对 W 质量的测量结果也会在未来发表。同时, 本文也涵盖了笔者在高亮度大型强子对撞机的 ATLAS 探测器升级项目中参与的工作, 包括顶点像素探测器 (ITk) 和高颗粒度时间探测器 (HGTD)。探测器升级项目将对高亮度大型强子对撞机上的精确测量实验提供重要的帮助。

W 玻色子的质量, m_W , 是标准模型中最敏感的物理参数之一。理论预测和实验测量中的 W 玻色子质量的显著偏差可能为新物理的存在指引方向。在最新的费米实验室的对撞探测器二期实验 (Collider Detector at Fermilab, CDF II) 中, 实验观察到的结果与标准模型预期存在显著的偏差。在超环面仪器实验中, W 玻色子质量测量中的一个关键因素是对 W 玻色子横动量分布的建模, 因此横动量的精确测量尤为重要, 是质量测量中的主要挑战。由于 W 玻色子衰变末态的中微子无法被探测器直接测量, 所以只能通过测量与 W 同时产生的强子反冲来间接测量 W 的横动量。实验中通过测量 Z 玻色子衰变的双轻子的动量对反冲强子进行校准, 因此对 Z 玻色子横动量的测量是对 W 玻色子横动量和质量测量的关键步骤。对 Z 和 W 玻色子的横向动量测量也是探索质子的部分子分布函数和检验量子色动力学的重要手段。量子色动力学物理在玻色子的低动量区变得非微扰化, 因此对低动量区的动量进行测量尤为重要。

在高瞬时亮度，即对撞期间发生多次硬散射过程的环境下，对 W 玻色子的反冲强子和质量测量受到了极大的挑战。因此，ATLAS 实验组在低瞬时亮度（堆积率）条件下采集数据进行 W 质量和横动量的测量实验。实验组在 5 和 13 TeV 能量下分别采集了积分亮度为 255 pb^{-1} 和 338 pb^{-1} 的数据。分析中选取 W 和 Z 玻色子衰变到电子或缪子的事例，对顶夸克和电弱本底过程使用标准 ATLAS 蒙卡样本进行了估计，对 QCD 多喷注本底直接使用数据进行估计。为了得到真实的测量值，使用模拟数据计算探测器的效率、响应和接受度等因素，通过贝叶斯解谱法将双轻子和反冲强子的横动量重建信息反推到真实级别中。我对双轻子系统和反冲强子测量的 Z 横动量分布进行了一致性检验，论证了使用反冲强子方法测量的 W 横动量的准确性。 Z 横动量测量的误差在低动量区约为 1%，主要误差来源是统计误差。而使用 Z 玻色子刻度测量的 W 横动量在低动量区的精度控制在 1% 以内，主要误差为反冲强子标定和解谱法误差。在对 Z 横动量分布的测量结果与一系列理论预测分布的比较中，发现 5 TeV 的测量结果与理论预测的符合情况比 13 TeV 更好，其中微调到 7 TeV Z 测量结果的蒙卡分布与实验结果的符合情况最好。

2029 年，大型强子对撞机将被升级到更高的亮度，可以收集更多数据进行标准模型精确测量实验，但也对 ATLAS 探测器性能提出更高要求。作为我的资格认证任务，我在英国卢瑟福实验室参与了硅像素探测器的升级项目，研究端盖模块的组装技术。我还在在高颗粒度时间探测器项目中参与了低增益雪崩探测器的传感器电学性质测量。这些工作都会为高亮度大型强子对撞机上的精确测量实验提供帮助。

关键词：超环面仪器， W 玻色子质量， Z 玻色子横动量, 强子反冲, 精确测量

Abstract

The Standard Model (SM) of particle physics is so far the best theory to describe the properties and interactions of fundamental particles. It successfully predicted the existence of the W and Z bosons, discovered in 1983 at CERN's SPS, and the Higgs boson, discovered in 2012 by the ATLAS and the Compact Muon Solenoid (CMS) experiments at the Large Hadron Collider (LHC). It is however well known that many questions remain unexplained by the SM, hence physicists have been for decades searching for new physics evidence, but so far no solid signals have been established. Improving the precision of Standard Model parameters will constraint the properties of possible new phenomena, and hence provides a new handle to explore for new physics.

This thesis presents precise measurements of the Z boson transverse momentum using a special dataset collected by the ATLAS experiment from proton-proton collisions at 5 TeV and 13 TeV at the Large Hadron Collider. The transverse momentum of the W boson is then calibrated using this Z boson transverse momentum measurement. These measurements are key ingredients for the next W mass measurement from the ATLAS experiment that is planned to be released later. In addition, the thesis covers work done for the ATLAS detector upgrade, both in the vertex pixel detector (ITk) and the High Granularity Timing Detector (HGTD), for the High-Luminosity-LHC planned to start in 2029. These detectors are essential to allow the continuation of these precision physics measurement in ATLAS in the longer term.

The W boson mass, m_W , is one of the most sensitive parameters in the standard model. Significant deviation between the prediction and measurement of the m_W would be a potential indication of new physics. Recently, the precision measurement from the CDF II collaboration raised a significant tension between the experimental observations and the SM theoretical expectations. A key ingredient of the W mass measurement is the modeling of the W boson transverse momentum, hence its precise measurement is of the utmost importance and one of the main challenges in the W mass measurement. Given that the W boson decays into a neutrino, that cannot be directly observed, the transverse momentum of the W boson is measured through the hadronic recoil produced

simultaneously with the W . The hadronic recoil is calibrated through the measurement of the Z transverse momentum in the dilepton decay channel. Thus the Z transverse momentum measurement is a crucial input to the W transverse momentum and W mass measurements. The Z and W boson transverse momenta measurements are also great probes to explore parton distribution functions of the proton and quantum chromodynamics, especially in the low p_T region, where QCD physics become non-perturbative.

The W boson recoil measurement, and hence the W mass, is harder to make in a high instantaneous luminosity environment, where hard collisions occur simultaneously. Hence, ATLAS collected the dataset, used in this thesis, with very low instantaneous luminosity specifically to perform this measurement. The dataset corresponds to an integrated luminosity of 335 pb^{-1} at 13 TeV and 257 pb^{-1} at 5 TeV. W and Z boson events decaying in either electrons or muons are selected. Top and electroweak background processes are estimated using Monte Carlo, while QCD multi-jet backgrounds are estimated directly from data. Detector efficiency, acceptance and response are estimated using Monte Carlo. The transverse momentum distributions obtained from the Z boson dilepton decay products and from the Z boson recoil are retrieved from the corresponding reconstructed measurements using a Bayesian unfolding technique. The two measurements are compared to each other to validate the recoil calibration, which in turn, is applied to the W boson sample to extract the W transverse momentum measurement. The precision of the Z boson transverse momenta measurements is around 1% in the low p_T region, dominated by data statistical uncertainty. In turn, W boson transverse momenta measurements at low p_T also achieve a precision below 1%, after the calibration with Z boson events. The precision is dominated by the hadronic recoil calibration and unfolding uncertainties. The measurements from the Z transverse momenta are compared to various theoretical predictions. The agreement between measurements and predictions is better at 5 TeV than 13 TeV, especially for those predictions that were tuned with 7 TeV Z boson production data.

Starting in 2029, the LHC will be upgraded to much higher luminosities. This will produce significantly larger datasets that can be used for SM precision physics, but require an upgraded ATLAS detector. As part of my ATLAS authorship qualification task, I worked on the upgrade of the endcap pixel vertex detector, studying assembly techniques at Rutherford-Appleton Laboratory in UK. In addition, I measured

the electronics properties of Low-Gain Avalanche Diode sensors developed at IHEP for the HGTD. These detectors improve the momenta measurement and suppress pileup effects, facilitating precision measurements of Standard Model parameters at the High-Luminosity-LHC.

Key Words: ATLAS, W boson mass, Z boson transverse momentum, hadronic recoil, precision measurements

目 录

第 1 章 引言	1
1.1 标准模型下的弱相互作用以及 W 玻色子的质量测量	2
1.2 已有的 W 玻色子质量测量实验与实验中的挑战	6
1.3 Z 玻色子横动量的精确测量	10
1.4 论文框架	17
第 2 章 大型强子对撞机和 ATLAS 探测器	19
2.1 ATLAS 探测器的坐标描述系统和数据状态参数	21
2.2 径迹探测系统	22
2.3 量能器	23
2.3.1 液氙量能器	24
2.3.2 强子量能器	25
2.4 μ 子探测器	27
2.5 磁铁系统	28
2.6 ATLAS 数据获取	29
第 3 章 粒子重建刻度与事例判选	31
3.1 末态粒子的重建过程	31
3.1.1 径迹重建	31
3.1.2 电子重建	32
3.1.3 μ 子重建	34
3.1.4 喷注重建	35
3.1.5 横向能量丢失	35
3.2 物理参数定义	35
3.3 轻子能量与效率	38
3.3.1 电子能量和效率标定	38
3.3.2 μ 子的能量和效率标定	42
3.4 强子反冲能量标定	49
3.4.1 强子反冲重建	49
3.4.2 强子反冲性能研究	52
3.4.3 强子反冲能量标定	67
3.4.4 强子反冲的标定结果	74
3.5 数据与蒙卡模拟样本	85

3.5.1 低堆积率数据	85
3.5.2 模拟信号样本	87
3.5.3 本底的蒙卡模拟	88
3.6 事例判选	91
3.7 实验数据与蒙卡模拟在重建状态下的对比	94
3.7.1 $\sqrt{s}=13$ TeV 数据与模拟的对比图	94
3.7.2 $\sqrt{s} = 5$ TeV 数据与模拟对比图	99
第 4 章 使用低堆积率数据测量 Z 玻色子的横动量分布	103
4.1 测量方法阐述	103
4.2 QCD 多喷注本底估计	104
4.2.1 多喷注本底的总额	107
4.2.2 多喷注本底的 p_T 分布	109
4.3 Z 玻色子横动量测量	113
4.3.1 模拟中的 p_T 的修正及误差	113
4.3.2 p_T^Z 分布的测量及误差	118
4.3.3 双衰变道结果合并	141
4.4 p_T^Z 测量结果与蒙卡预测比较	150
4.4.1 p_T^Z 与标准堆积率下 ATLAS 测量结果的对比	151
4.5 p_T^Z 测量的总结	155
第 5 章 W 和 Z 精确测量实验的未来前景	157
5.1 高亮度大型强子对撞机及其 m_W 测量前景	157
5.1.1 径迹探测器升级及其对 W 和 Z 玻色子精确测量的增益	158
5.1.2 高颗粒度时间探测器及其对 W 和 Z 玻色子精确测量的增益	161
5.2 ATLAS 径迹探测器升级中的模块组装	164
5.2.1 点胶测试	164
5.2.2 点胶图案测试	166
5.2.3 模块粘合组装测试	168
5.3 HGTD 传感器测试	169
5.3.1 HGTD 的低增益雪崩探测器测试	169
5.3.2 测量面板物理损伤对电流-偏压性质的影响	169
第 6 章 总结与展望	177
参考文献	181
附录 贝叶斯解谱法	189

附录 误差传递	193
致谢	195
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关学术成果 ·	197

图目录

- 图 1-1 标准模型中的基本粒子。物质由夸克和轻子组成。光子， W 和 Z 玻色子分别为传播电磁相互作用以及电弱相互作用的传播子。希格斯玻色子通过希格斯机制赋予其他基本粒子质量 2
- 图 1-2 弱相互作用的顶点费曼图。 W 或者 Z 玻色子衰变到一对费米子。 Z 玻色子衰变末态粒子带有相反电荷， W 玻色子衰变末态的电荷之和为 ± 1 。衰变末态主要分为强子末态 qq' 和轻子末态 $l + l(\nu)$ 两种 3
- 图 1-3 对 W 玻色子质量的主要辐射修正项的费曼图，包括来自希格斯玻色子、 Z 玻色子、顶夸克等高质量粒子的圈图。 4
- 图 1-4 对 W 玻色子质量 m_W 和顶夸克质量 m_t 的二维拟合结果。图中显示了 68% 和 95% 置信区间范围。图中水平方向的绿色区域代表 W 玻色子质量实验测量的平均结果及误差。竖直方向绿色区域代表顶夸克质量实验测量的平均结果及误差，区域中虚线为不包含实验系统误差的其余误差。绿色椭圆区域为 m_W 和 m_t 测量结果的合并置信区域。蓝色椭圆区域代表希格斯粒子质量测量的 68% 和 95% 置信区间。^[13] .. 5
- 图 1-5 ALEPH 合作组测量的 $W W$ 玻色子对的产生截面与束流质心能量的关系，实验结果与使用 GENTLE 软件模拟的标准模型理论预言进行比较^[14]。 6
- 图 1-6 D0 实验组测得的 m_T 分布与蒙卡模拟结果对比图^[16]。图中黑色区域代表本底。通过对实验数据与蒙卡模拟结果中的 m_T 分布进行模板拟合可以测量 W 玻色子的质量。 8
- 图 1-7 ATLAS 7 TeV W 玻色子质量测量实验中的关键物理测量量。右上图是中微子的横动量，等于轻子动量和强子量能器中沉积的能量的矢量和的相反矢量，记为 p_T^{miss} 。另外两个参数用于拟合计算 W 玻色子质量。一个是左上图中的 W 玻色子衰变中产生的轻子的横向动量，这个参数对与 W 玻色子产生的携带的横向动量非常敏感。另一个是左下图中的 W 玻色子横向质量 $m_T = \sqrt{2p_T^\ell p_T^{miss}(1 - \cos(\theta_{p_T^\ell, p_T^{miss}}))}$ ，对 p_T^W 分布不敏感，但是使用此分布测量 W 玻色子质量要求探测器有很好的 E_T^{miss} 分辨。^[20] 9
- 图 1-8 使用次次阶项 (NNLO) 进行重整化计算得到的 WZ 的横动量比值与实验测量不符。对 WZ 的横动量比值的理论计算在低动量区间失效，因为在此区间内量子色动力学计算出来的高阶扰动在动量趋于零时不收敛^[20]。 11

- 图 1-9 Z 玻色子衰变成两个轻子过程的费曼图。左上方的为首阶圈图 (LO)，此过程中 Z 产生时没有任何横动量。右上图的次阶项 (NLO) 有一个反冲的夸克，因此 Z 玻色子产生时具有非零的横动量。左下图是首阶项加上了初态辐射的胶子，这些辐射的贡献需要被加入到计算中。右下图是次阶项加上了初态辐射的胶子。 14
- 图 1-10 模拟 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变计算得出的反冲强子的动量测量精度与堆积率的依赖关系。图中对比了使用优化的强子量能器标定后与不使用优化的结果。低堆积率的反冲强子的动量测量精度明显优于高堆积率情形，优化算法显著提高了测量精度。^[34] 15
- 图 1-11 对四种不同产生子模拟得到的归一化 p_T^Z 分布的比较。包括 PYTHIA8 产生子基于 AZ 微调的结果，POWHEG+PYTHIA8 产生子基于 AZNLO 微调的结果，以及 SHERPA v2.2.1 和 RADISH 产生子的结果。图中垂直误差棒代表测量误差，彩色区域代表的是 SHERPA 和 RADISH 产生子在模拟过程中产生的误差。^[36] 16
- 图 2-1 LHC 加速器装置的布局示意图。质子束被加速到 6.5 GeV 并注入 LHC 环中，在 ATLAS、CMS、LHCb 和 ALICE 四个实验对撞点中发生碰撞。LHC 环长 27 公里，位于欧洲核子研究中心 CERN 的地下 100 米处。^[37] 20
- 图 2-2 ATLAS 探测器示意图。ATLAS 探测器包括内探测器、电磁量能器和强子量能器、缪子谱仪和磁铁系统。ATLAS 探测器的尺寸为高 25 米，长 44 米。^[38] 20
- 图 2-3 ATLAS 探测器在 2015 年至 2018 年期间采集的 $p-p$ 碰撞数据的堆积率分布。堆积率 μ 的平均值在这些年里不断增加，最高达 34.2。本文分析使用的数据处于很低的堆积率下，如图中红色圆圈所示。^[39] 22
- 图 2-4 ATLAS 径迹探测器由硅像素探测器（包含可插入 B 层），半导体径迹探测器和跃迁辐射探测器组成。其内部构造如图所示。径迹探测器测量带电粒子在磁场中的偏转。^[40] 23
- 图 2-5 ATLAS 量能器的切面构造图。分为桶部和端盖部分。桶部部分包括瓦片状强子量能器和液氩电磁量能器。端盖部分包括液氩电磁量能器和液氩强子量能器，以及前向量能器。^[38] 24
- 图 2-6 液氩量能器的切面图。三个电磁型液氩量能器覆盖了 $|\eta| < 3.2$ 的桶形和端盖区域。液氩强子量能器端盖覆盖了 $1.375 < |\eta| < 3.2$ 。液氩前端量能器覆盖了 η 范围 3.1 至 4.9。图中白色结构是低温恒温器，使量能器保持在 -184°C 。^[38] 25
- 图 2-7 ATLAS μ 子探测器的切面示意图。^[38] 27
- 图 2-8 ATLAS 磁铁系统示意图。磁铁系统由内层的螺线管磁铁和外侧及两端部的环状电磁体组成。螺线管磁铁在内部空间产生 2 特斯拉的匀强磁场。环状电磁体产生 3-8 特斯拉环状磁场，方向与中央匀强磁场的方向相互垂直，环绕着 ATLAS 探测器外围。^[38] 28

图 3-1 径迹重建流程示意图。红色箭头所示的方法是“从内向外”进行重建，蓝色箭头表示的方式是“从外向内”重建。 ^[41]	33
图 3-2 径迹探测器测量得到的带电粒子的初始径迹参数。这些参数被用于粒子鉴别和动量测量。 ^[42]	33
图 3-3 电子重建和鉴别的流程示意图。 ^[43]	34
图 3-4 W/Z 玻色子加反冲强子事例的横向平面示意图。(a) $W +$ 反冲 (b) $Z +$ 反冲。从 Z 衰变出的双轻子通过径迹探测器和电磁量能器测量。在 W 和 Z 事例中，反冲强子的横向动量 (u) 可以通过在强子量能器中能量沉积的向量和计算得到，计算过程中要除去与 W/Z 衰变后的轻子相关的能量沉积。	37
图 3-5 使用 24 个 η 区间，对 2017 年 (蓝色)、2018 年 (红色) 和 2017 年 5 TeV (黑色) 的低堆积数据运行得出的能量刻度因子 α 。	39
图 3-6 在 5 和 13 TeV 低堆叠数据中电子在 Z 质量峰值附近的蒙卡和数据的不变质量分布。下方的面板显示了数据与模拟之比，蓝色误差带表示系统误差。13 TeV 数据包括 2017 和 2018 年的总数据。	40
图 3-7 图中展示四个 η 区间内 5+13 TeV 数据的电子重建效率比例因子及误差。	42
图 3-8 从 Z_{mass} 和 Z_{Iso} 两种方法的组合中提取的 13 TeV 数据中电子鉴别效率，展示四个 η 范围，如图标题所示，作为 p_T^e 的函数。总不确定性在图中显示。	43
图 3-9 13 TeV 数据中的电子孤立比例因子，展示四个 η 范围，如图标题所示，作为 p_T^e 的函数。总不确定性在图中显示。	44
图 3-10 电子触发比例因子在 5 TeV，13 TeV，以及合并的结果，作为 p_T^e 的函数展示。展示四个 η 范围，如图标题所示。总不确定性在图中显示。	45
图 3-11 对 5 TeV 和 13 TeV 数据中 MC 和数据在 Z -质量峰附近的不变质量分布进行了比较。下面的面板显示了数据与模拟的比率，其中蓝色区域表示系统误差。	45
图 3-12 使用 2018 年 $\sqrt{s} = 13$ TeV 低 μ 运行的数据和 POWHEG+PYTHIA8 模拟数据，对“Medium” μ 子的重建效率进行比较。图中在 ϕ_μ 的区间中，将效率作为 η_μ 的函数进行显示。	47
图 3-13 使用 2017+18 年 $\sqrt{s} = 13$ TeV 低堆积率数据的 Medium μ 的顶点-径迹符合效率。效率以 η_μ 的函数形式显示。黑色对应于低堆积率数据，而蓝色对应于 MC 模拟。	47
图 3-14 在 13 TeV 的数据和 MC 中的触发比例因子在不同的 η_μ 区间内关于 p_T 的分布。	48
图 3-15 13 TeV 数据和 MC 中的孤立判选效率，以 η_μ 分为多个区间，展示效率与 μ 子 p_T 的依赖关系。	48

- 图 3-16 在 $\sqrt{s} = 5$ TeV (左) 和 $\sqrt{s} = 13$ TeV (右) 的 $Z \rightarrow \ell\ell$ 事例中 $\sum \bar{E}_T$ 的分布。13 TeV 的数据是 2017 年和 2018 年的数据合并得到的。图中比较电子和 μ 子道的分布, 结果表明两者相符。 51
- 图 3-17 在垂直平面上的事件示意图, 事件中产生了一个具有显著横向动量的 Z 玻色子 (由标有“Z”的箭头和 $\vec{p}_T = \vec{p}_T^{\ell\ell}$ 指示), $u_\perp$ 和 $u_\parallel$ 表示了与 Z 玻色子方向相对应的强子反冲 u_T 的投影。 52
- 图 3-18 在没有对强子反冲进行任何校准的情况下, 模拟数据和实验数据中 $u_\perp$ 、 $u_\parallel$ 和偏移 b 的分布情况, 使用的是 13 TeV 下的 $Z \rightarrow \mu\mu$ 选择和 2017 年的数据。 $u_T \sim p_T^{\ell\ell}$ 遵循 Z 玻色子横向动量的分布 (受分辨率的影响), $u_\parallel$ 在一阶近似上等于 $-u_T \sim p_T^{\ell\ell}$, 这在偏移量 b 分布中非常明显, 偏移略微偏向正值。横向投影 $u_\perp$ 平均值为零。 53
- 图 3-19 $\sqrt{s} = 5$ TeV 数据中不同 $\sum \bar{E}_T$ 的区间内的强子反冲的横向动量 u_T 的分布图。在每个图中都展示了 Z 玻色子的两个衰变道 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的分布比较。可以观察到两个衰变道之间的相容性较好。 55
- 图 3-20 $\sqrt{s} = 5$ TeV 数据中不同 $\sum \bar{E}_T$ 的区间内的强子反冲的横向动量在玻色子动量方向投影 $u_\perp$ 的分布图。在每个图中都展示了 Z 玻色子的两个衰变道 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的分布比较。可以观察到两个衰变道之间的相容性较好。 56
- 图 3-21 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据中不同 $\sum \bar{E}_T$ 的区间内的强子反冲的横向动量 u_T 的分布图。在每个图中都展示了 Z 玻色子的两个衰变道 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的分布比较。可以观察到两个衰变道之间的相容性较好。 57
- 图 3-22 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据中不同 $\sum \bar{E}_T$ 的区间内的强子反冲的横向动量在玻色子动量方向投影 $u_\perp$ 的分布图。在每个图中都展示了 Z 玻色子的两个衰变道 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的分布比较。可以观察到两个衰变道之间的相容性较好。 58
- 图 3-23 在 $\sqrt{s} = 5$ TeV (上) 和 $\sqrt{s} = 13$ TeV (下) 数据中 $Z \rightarrow \ell\ell$ 事例里的 $u_\perp$ 分布的高斯拟合示例图。分辨率由拟合的 σ 参数给出。图中的粒子流对象没有进行任何筛选。 61
- 图 3-24 $Z \rightarrow \mu\mu$ 模拟 (顶部) 和数据 (底部) 中, $\sigma(u_\perp)$ 作为 $\sum \bar{E}_T$ 的函数的分布。模拟与真实数据的分布相似, 在之后 PFO 动力学分析将使用数据来进行。(a) 是 5 TeV 蒙卡; (b) 是 13 TeV 蒙卡; (c) 是 5 TeV 数据; (d) 是 13 TeV 数据。 62
- 图 3-25 2017 年 $\sqrt{s} = 5$ TeV 数据中, 反冲分辨率 $\sigma(u_\perp)/\langle u_T \rangle$ 随着对中性粒子流施加的赝快度阈值变化而产生的影响。图中可以看出最大的赝快度阈值 (即全部的探测器接受度) 下的反冲分辨率最好。 63
- 图 3-26 2017+2018 年 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据中, 反冲分辨率 $\sigma(u_\perp)/\langle u_T \rangle$ 随着对中性粒子流施加的赝快度阈值变化而产生的影响。图中可以看出最大的赝快度阈值 (即全部的探测器接受度) 下的反冲分辨率最好。 . 64

图 3-27 强子反冲动量相对分辨率 $\sigma(u_{\perp})/\langle u_T \rangle$ 作为中性 PFO 的横动量和赝快度阈值的函数的分布图, 图中使用 2017 年在 $\sqrt{s} = 5$ TeV 下的数据, 每个图显示了不同 $\sum \bar{E}_T$ 的范围。	65
图 3-28 强子反冲动量相对分辨率 $\sigma(u_{\perp})/\langle u_T \rangle$ 作为中性 PFO 的横动量和赝快度阈值的函数的分布图, 图中使用 2017+2018 年在 $\sqrt{s} = 13$ TeV 下的数据, 每个图显示了不同 $\sum \bar{E}_T$ 的范围。	66
图 3-29 在 13 TeV 数据中, (a) 偏移 $b = u_{\parallel} + p_T^{\ell\ell}$; (b) $u_{\parallel}$; (c) $u_{\perp}$ 和 (d) u_T 在未校准 (蓝色) 和校准后 (绿色) 的数据和模拟分布。图中下半部分展示了未校准和校准后的 MC 与数据之间的比值。经过校准后, 数据和 MC 之间的一致性大大提高。	68
图 3-30 在 5 和 13 TeV 中, $u_{\perp}$ 和 $u_{\parallel}$ 的分辨率在数据和蒙卡中的比较。上方两图展示的是绝对分辨率, 而下方两图则显示分辨率随着 $p_T^{\ell\ell}$ 的变化。(a) 是 13 TeV 分辨率关于 $\sum \bar{E}_T$ 的函数, (b) 是 5 TeV 分辨率关于 $\sum \bar{E}_T$ 的函数, (c) 是 13 TeV 分辨率关于 $p_T^{\ell\ell}$ 的函数, (d) 是 5 TeV 分辨率关于 $p_T^{\ell\ell}$ 的函数。	71
图 3-31 反冲校准的闭合测试: $Z \rightarrow \mu\mu$ 中, 在校准应用前后, 数据和模拟中的偏差 (左图) 和 $u_{\perp}$ (右图) 的分布。下方面板显示未校正和校正的模拟与数据比例。	73
图 3-32 在 5 TeV 的 $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$ 事例中, 分辨率和响应校正的统计不确定性对测量的 u_T 谱的影响。(a) RESOLUTION_STAT0; (b) RESOLUTION_STAT1; (c) RESPONSE_STAT0; (d) RESPONSE_STAT1。	74
图 3-33 在 5 TeV 的 $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$ 事例中, 分辨率和响应校正的系统不确定性对测量的 u_T 谱的影响。(a) RESOLUTION_EXTSYS; (b) RESPONSE_EXTSYS; (c) RESPONSE_SYS; (d) SET_SYS。	75
图 3-34 在 5 TeV 的 $W^+ \rightarrow e^+ \nu$ 事例中, 分辨率和响应校正的统计不确定性对测量的 u_T 谱的影响。(a) RESOLUTION_STAT0; (b) RESOLUTION_STAT1; (c) RESPONSE_STAT0; (d) RESPONSE_STAT1。	76
图 3-35 在 5 TeV 的 $W^+ \rightarrow e^+ \nu$ 事例中, 分辨率和响应校正的系统不确定性对测量的 u_T 谱的影响。(a) RESOLUTION_EXTSYS; (b) RESPONSE_EXTSYS; (c) RESPONSE_SYS; (d) SET_SYS。	77
图 3-36 在 5 TeV 下 $Z \rightarrow \mu\mu$ 事例中的反冲相关分布: (a) 偏差; (b) $u_{\perp}$; (c) u_T ; (d) $u_{\parallel}$ 。包括经过最终校准后的数据和模拟。不确定度包括统计不确定度和反冲统计标定相关的系统误差。	79
图 3-37 在 13 TeV 下 $Z \rightarrow \mu\mu$ 事例中的反冲分布: (a) 偏差; (b) $u_{\perp}$; (c) u_T ; (d) $u_{\parallel}$ 。包括数据和经过最终校准后的模拟。不确定度包括统计不确定度和反冲统计标定相关的系统误差。	80

图 3-38 在 5 TeV 下 $Z \rightarrow ee$ 事例中的反冲分布: (a) 偏差; (b) $u_{\perp}$; (c) u_T ; (d) $u_{\parallel}$ 。包括经过最终校准后的数据和模拟。不确定度包括统计不确定度和反冲统计标定相关的系统误差。	81
图 3-39 在 13 TeV 下 $Z \rightarrow ee$ 事例中的反冲分布: (a) 偏差; (b) $u_{\perp}$; (c) u_T ; (d) $u_{\parallel}$ 。包括经过最终校准后的数据和模拟。不确定度包括统计不确定度和反冲统计标定相关的系统误差。	82
图 3-40 在进行所有校准后, 在 5 TeV 下 W^- 事例的数据与模拟中的反冲分布: (a) $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$; (b) $W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$; (c) $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$, 统计加反冲标定误差; (d) $W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$, 5 TeV, 统计加反冲标定误差。	83
图 3-41 在进行所有校准后, 在 5 TeV 下 W^+ 事例的数据与模拟中的反冲分布。 (a) $W^+ \rightarrow e^+ \nu$; (b) $W^+ \rightarrow \mu^+ \nu$; (c) $W^+ \rightarrow e^+ \nu$, 统计加反冲标定误差; (d) $W^+ \rightarrow \mu^+ \nu$, 5 TeV, 统计加反冲标定误差。	84
图 3-42 数据的堆叠率分布, 上方两张图是 $Z \rightarrow ee$ 衰变道测量的分布, 下方两张图是 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道测量的分布。	86
图 3-43 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 $\sum \bar{E}_T$ 分布。	95
图 3-44 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 $\sum E_T$ 分布。	95
图 3-45 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的双轻子不变质量分布。	96
图 3-46 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的轻子赝快度分布。	96
图 3-47 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的轻子 ϕ 分布。	96
图 3-48 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的轻子横动量分布。	97
图 3-49 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的玻色子横动量分布。	97
图 3-50 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的反冲强子动量 u_T 分布。	97
图 3-51 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 Z 玻色子快度 y_{ll} 分布。	98
图 3-52 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 $\sum \bar{E}_T$ 分布。	99
图 3-53 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 $\sum E_T$ 分布。	99
图 3-54 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的双轻子不变质量分布。	100
图 3-55 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的轻子赝快度分布。	100
图 3-56 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的轻子 ϕ 分布。	100
图 3-57 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的轻子横动量分布。	101
图 3-58 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的玻色子横动量分布。	101
图 3-59 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的反冲强子动量 u_T 分布。	101
图 3-60 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 Z 玻色子快度 y_{ll} 分布。	102
图 4-1 $Z \rightarrow ee$ 中次电子的隔离变量 $p_T^{cone\Delta R=0.2}/p_T^e$ 在数据 (黑色) 和蒙卡 (蓝色) 中的对比。图中分别展示了 5 TeV 和 13 TeV。在每个区域, 通过从数据中分别减去来自 MC 模拟的贡献, 估算出相空间内多喷注本底的数量 N_{MJ} , 并计算 $N_{MJ}^{SR} = N_{MJ}^B \times \frac{N_{MJ}^C}{N_{MJ}^D}$ 以得到预期的多喷注本底事件数。	106

- 图 4-2 $Z \rightarrow \mu\mu$ 中次电子的隔离变量 $p_T^{cone\Delta R=0.2}/p_T^e$ 在数据（黑色）和蒙卡（蓝色）中的对比。图中分别展示了 5 TeV 和 13 TeV。在每个区域，通过从数据中分别减去来自 MC 模拟的贡献，估算出相空间内多喷注本底的数量 N_{MJ} ，并计算 $N_{MJ}^{SR} = N_{MJ}^B \times \frac{N_{MJ}^C}{N_{MJ}^D}$ 以得到预期的多喷注本底事件数。..... 108
- 图 4-3 控制区域内多喷注本底的 $p_T^{\ell\ell}$ 形状拟合。上图是 $Z \rightarrow ee$ ，下图是 $Z \rightarrow \mu\mu$ ，左边是 5 TeV，右边是 13 TeV 结果。其中，5 TeV $Z \rightarrow ee$ 衰变道中的多喷注本底总额为零，此图中相关分布是对多喷注本底的上限的估计。..... 110
- 图 4-4 控制区域内多喷注本底的 u_T 形状拟合。上图是 $Z \rightarrow ee$ ，下图是 $Z \rightarrow \mu\mu$ ，左边是 5 TeV，右边是 13 TeV 结果。其中，5 TeV $Z \rightarrow ee$ 衰变道中的多喷注本底总额为零，此图中相关分布是对多喷注本底的上限的估计。..... 111
- 图 4-5 $Z \rightarrow ee$ 中多喷注本底的分布，左图为 5 TeV，右图为 13 TeV。其中，5 TeV $Z \rightarrow ee$ 衰变道中的多喷注本底总额为零，此图中相关分布是对多喷注本底的上限的估计。..... 112
- 图 4-6 $Z \rightarrow \mu\mu$ 中多喷注本底的分布，左图为 5 TeV，右图为 13 TeV。..... 112
- 图 4-7 在 13 TeV 和 5 TeV 的能量下，使用 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 分布拟合获得的电子和 μ 子道中的最佳重加权函数。这些函数用于校正蒙卡样本的真实 p_T 分布。误差棒表示拟合重新加权函数过程中的不确定性。..... 115
- 图 4-8 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道中， $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 分布的重建级别数据与模拟的比值在 p_T 重加权修正前后的比较。黑色曲线代表修正之前，蓝色曲线代表修正之后。误差棒仅表示统计误差。..... 116
- 图 4-9 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道中， $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 分布的重建级别数据与模拟的比值在 p_T 重加权修正前后的比较。黑色曲线代表修正之前，蓝色曲线代表修正之后。误差棒仅表示统计误差。... 117
- 图 4-10 在 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据中，(a) 和 (b) 分别是 Z 玻色子的电子和 μ 子衰变道中使用双轻子测量的横动量微分截面分布；(c) 和 (d) 则是对应使用反冲强子测量的结果。上半图显示了测量和模拟的截面分布，下半图显示了测量与 POWHEG+PYTHIA8 模拟的比值。比值中的误差被分为两部分，黑色误差棒代表统计误差，红色带状区域代表实验系统误差，包括亮度误差。..... 120
- 图 4-11 在 $\sqrt{s} = 13$ TeV 质心能量上，(a) 和 (b) 分别是电子和 μ 子 Z 衰变道中，使用双轻子测量的横动量微分截面分布与各种蒙卡产生子预测的比较；(c) 和 (d) 则是对应使用反冲强子测量的结果。动量已经通过积分截面进行归一化。上面板展示数据测量结果和各种产生子中的分布，下面板展示了各种分布与数据测量结果的比值。在下面板中，系统误差以浅灰色表示，总误差以深灰色显示。..... 121

- 图 4-12 在 $\sqrt{s} = 5\text{TeV}$ 数据中, Z 玻色子的电子 (a) 和 μ 子 (b) 衰变道中使用双轻子测量的横动量微分截面分布。(c) 和 (d) 则是对应使用反冲强子测量的结果。上半图显示了测量和模拟的截面分布, 下半图显示了测量与 POWHEG+PYTHIA8 模拟的比值。比值中的误差被分为两部分, 黑色误差棒代表统计误差, 红色带状区域代表实验系统误差, 包括亮度误差。 123
- 图 4-13 在 $\sqrt{s} = 5\text{ TeV}$ 质心能量上, 电子 (a) 和 μ 子 (b) Z 衰变道中, 使用双轻子测量的横动量微分截面分布与各种蒙卡产生子预测的比较。(c) 和 (d) 则是对应使用反冲强子测量的结果。动量已经通过积分截面进行归一化。上面板展示数据测量结果和各种产生子中的分布, 下面板展示了各种分布与数据测量结果的比值。在下面板中, 系统误差以浅灰色表示, 总误差以深灰色显示。 124
- 图 4-14 在 13 TeV 质心能量下的电子和 μ 子衰变道的重建级别的所有误差展示, 包括统计和系统误差。误差采用相对百分比的形式展示, 左边是双轻子 $p_T^{\ell\ell}$ 测量误差, 右边是强子反冲 u_T 测量误差。重建级别的主要误差项是统计误差。 125
- 图 4-15 在 5 TeV 质心能量下的电子和 μ 子衰变道的重建级别的所有误差展示, 包括统计和系统误差。误差采用相对百分比的形式展示, 左边是双轻子 $p_T^{\ell\ell}$ 测量误差, 右边是强子反冲 u_T 测量误差。重建级别的主要误差项是统计误差, 在 5 TeV 结果中尤为明显。 126
- 图 4-16 $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ 数据中, p_T^Z 测量的完整误差展示。误差以每个 p_T 区间内相对于测量数据的百分比形式呈现。每个误差都使用贝叶斯解谱法计算, 其中 $p_T^{\ell\ell}$ 的解谱使用了 2 次迭代, u_T 的解谱使用了 10 次迭代。低动量区的主要贡献项为解谱过程的 p_T 修正误差, 高动量区的主要贡献项统计误差。 128
- 图 4-17 $\sqrt{s} = 5\text{ TeV}$ 数据中, p_T^Z 测量的完整误差展示。误差以每个 p_T 区间内相对于测量数据的百分比形式呈现。每个误差都使用贝叶斯解谱法计算, 其中 $p_T^{\ell\ell}$ 的解谱使用了 2 次迭代, u_T 的解谱使用了 5 次迭代。低动量区的主要贡献项为解谱过程的 p_T 修正误差, 高动量区的主要贡献项统计误差。 129
- 图 4-18 $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ 数据中, p_T^Z 的归一化测量的完整误差展示。归一化结果中, 所有误差波动均归一化到与中心分布相同的积分中, 误差以每个 p_T 区间内相对于测量数据的百分比形式呈现。每个误差都使用贝叶斯解谱法计算, 其中 $p_T^{\ell\ell}$ 的解谱使用了 2 次迭代, u_T 的解谱使用了 10 次迭代。低动量区的主要贡献项为解谱过程的 p_T 修正误差, 高动量区的主要贡献项统计误差。 130

图 4-19 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据中, p_T^Z 的归一化测量的完整误差展示。归一化结果中, 所有误差波动均归一化到与中心分布相同的积分中, 误差以每个 p_T 区间内相对于测量数据的百分比形式呈现。每个误差都使用贝叶斯解谱法计算, 其中 $p_T^{\ell\ell}$ 的解谱使用了 2 次迭代, u_T 的解谱使用了 10 次迭代。低动量区的主要贡献项为解谱过程的 p_T 修正误差, 高动量区的主要贡献项统计误差。	131
图 4-20 使用双轻子系统测量结果 p_T^Z (ll) 和反冲强子测量结果 p_T^Z (u_T) 的比较。图中没有考虑两种测量方法得到的结果之间的相关性。 ...	132
图 4-21 列举 $Z \rightarrow ee$ 5 TeV 衰变道的协方差矩阵中较大的贡献项。包括数据和蒙卡样本的统计误差, 反冲强子标定误差, 产生子误差, p_T 修正解谱的拟合参数和蒙卡选择误差。	134
图 4-22 列举 $Z \rightarrow \mu\mu$ 5 TeV 衰变道的协方差矩阵中较大的贡献项。包括数据和蒙卡样本的统计误差, 反冲强子标定误差, 产生子误差, p_T 修正解谱的拟合参数和蒙卡选择误差。	134
图 4-23 列举 $Z \rightarrow ee$ 13 TeV 衰变道的协方差矩阵中较大的贡献项。包括数据和蒙卡样本的统计误差, 反冲强子标定误差, 产生子误差, p_T 修正解谱的蒙卡选择误差和电子能量标定误差。	135
图 4-24 列举 $Z \rightarrow \mu\mu$ 13 TeV 衰变道的协方差矩阵中较大的贡献项。包括数据和蒙卡样本的统计误差, 反冲强子标定误差, 产生子误差, p_T 修正解谱的蒙卡选择误差和 μ 子能量标定误差。	135
图 4-25 列举 $Z \rightarrow ee$ 5 TeV 衰变道的关联矩阵。包括 (a) 数据的统计误差; (b) 蒙卡样本的统计误差; (c) 反冲强子标定误差; (d) 产生子误差; (e) p_T 修正解谱的蒙卡选择误差; (f) 电子能量标定误差。	136
图 4-26 列举 $Z \rightarrow \mu\mu$ 5 TeV 衰变道的关联矩阵。包括 (a) 数据的统计误差; (b) 蒙卡样本的统计误差; (c) 反冲强子标定误差; (d) 产生子误差; (e) p_T 修正解谱的蒙卡选择误差; (f) μ 子能量标定误差。	137
图 4-27 列举 $Z \rightarrow ee$ 13 TeV 衰变道的关联矩阵。包括 (a) 数据的统计误差; (b) 蒙卡样本的统计误差; (c) 反冲强子标定误差; (d) 产生子误差; (e) p_T 修正解谱的蒙卡选择误差; (f) 电子能量标定误差。	138
图 4-28 列举 $Z \rightarrow \mu\mu$ 13 TeV 衰变道的关联矩阵。包括 (a) 数据的统计误差; (b) 蒙卡样本的统计误差; (c) 反冲强子标定误差; (d) 产生子误差; (e) p_T 修正解谱的蒙卡选择误差; (f) 电子能量标定误差。	139
图 4-29 对 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 合并后的双轻子与反冲强子法测量的横动量分布对比, 图中误差棒已考虑相关性。	140
图 4-30 所有 p_T 测量结果的相关性矩阵。包括 5 和 13 TeV 的 p_T^W 和 p_T^Z 结果, 以及所有衰变道。	144

- 图 4-31 5 和 13 TeV 能量下的合并 p_T^Z 归一化微分截面测量结果，左图是 5 TeV，右图是 13 TeV。图中分别展示电子和 μ 子衰变道的测量误差以及合并测量误差。下方比值图中的误差棒代表两个衰变道的非相关误差，黑色区域代表合并结果的相关误差。 145
- 图 4-32 5 TeV (左图) 和 13 TeV (右图) 的 p_T^Z 测量合并结果的误差分解图。主要误差来源是统计误差。 146
- 图 4-33 $W^\pm$ 和 Z 的横动量微分截面分布的比值，左图是 5 TeV 结果，右图是 13 TeV。 147
- 图 4-34 $W^\pm$ 和 Z 的横动量微分截面比值的误差来源，左图是 5 TeV 的误差，右图是 13 TeV 的误差。 147
- 图 4-35 13 TeV 的绝对微分截面 (左图) 和相对微分截面 (右图) 分布。图中黑点是实验测量数据，其余各颜色是产生子的预测分布，具体对应产生子可参照图中标注。 151
- 图 4-36 5 TeV 的绝对微分截面 (左图) 和相对微分截面 (右图) 分布。图中黑点是实验测量数据，其余各颜色是产生子的预测分布，具体对应产生子可参照图中标注。 152
- 图 4-37 高堆积率分析中的 p_T^Z 测量结果 153
- 图 4-38 低 μ ($p_T^\ell > 25$ GeV) 和高 μ 分析 $p_T^\ell > 27$ GeV 中模拟的相空间比值，对高 μ 分析的 $p_T^{\ell\ell}$ 结果应用此修正。 154
- 图 4-39 低 μ 和高 μ 分析测量的 13 TeV Z 玻色子横动量微分截面分布对比。左图是 $Z \rightarrow ee$ 衰变道，右图是 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道。 155
- 图 5-1 HL-LHC 升级项目中 ATLAS 子探测器的主要升级规划图。主要包含触发和数据获取系统的修改，一个全新的硅径迹探测器和高颗粒度时间探测器。^[70] 158
- 图 5-2 对于 HL-LHC 在不同能量，不同接受度的假设下，收集 200 pb^{-1} 的数据所能达到的测量误差。模拟中使用 p_T^ℓ 和 m_T 分布的合并拟合结果。在 HL-LHC 上，由于亮度更高，能够在较短时间内收集到数据就能将 W 质量精度测到比当前世界平均值更好。^[71] 159
- 图 5-3 ATLAS 在 HL-LHC 阶段径迹探测器的示意布局图。水平轴是沿着光轴的轴线，零点为交点。垂直轴是从原点测量的半径。外半径由超导磁体孔径确定。^[73] 160
- 图 5-4 E_T^{miss} 的 x 和 y 方向分辨率与重建原初顶点数量的依赖关系。红色与黑色分别对应径迹接受度为 $|\eta| < 2.7$ 和 $|\eta| < 4.0$ 的结果。模拟中使用 POWHEG+PYTHIA $t\bar{t}$ 事例， $\langle \mu \rangle = 200$ 。^[73] 161
- 图 5-5 堆积喷注的效率与硬散射喷注效率的依赖关系，其中硬散射喷注能量在 $20 < p_T < 40$ GeV 区间内。^[73] 162
- 图 5-6 HGTD 探测器的位置。HGTD 接受度在离束流垂直距离 120 mm 至 640 mm 之间的环状区域内，两块子探测器位于 ATLAS 两端 $z = \pm 3.5 \text{ m}$ 处。^[76] 163

图 5-7 堆积的相对拒绝效率与喷注赝快度的依赖关系，图中考虑喷注能量范围为 $30 \text{ GeV} < p_T < 50 \text{ GeV}$ 。 ^[76]	163
图 5-8 2×2 模组点胶测试	165
图 5-9 SE4445 胶水在混合后的点胶流速随时间的变化关系测量	166
图 5-10 将盖玻片粘黏到载玻片上的点胶图案的照片。A 组点胶长度为 18 mm，B 和 C 组为 14 mm。	166
图 5-11 使用带有支撑脚的真空夹具和可调节吸盘来调整胶层厚度。	167
图 5-12 将虚拟模块粘到端盖的支撑半环上。图中可见灰色的胶水，其覆盖率很高。	168
图 5-13 点胶覆盖率展示。胶水的覆盖率较高，但是胶水浸入了 ROIC 的交界处。	168
图 5-14 模组组装的空间精度分布。	169
图 5-15 低增益雪崩探测器 (LGAD) 的基本结构。蓝色表示增益层，对电荷进行倍增。 n^+ JTE 被实施用于避免边缘早期击穿。 ^[78]	170
图 5-16 IHEP-IMEv1 传感器结构。整块模板由多个单片传感器， 2×2 传感器和 5×5 传感器组成。每个传感器上有保护环围绕着中心的灵敏区 ^[78]	170
图 5-17 5×5 传感器的漏电流-偏置电压测试结果。在大多数模块中，漏电流-偏置电压性能非常接近。三个模块在低偏置电压下发生击穿。其中一个模块的漏电流测量结果不正确。	171
图 5-18 根据物理损伤的位置进行分类。(a) 在保护环上的物理损伤。(b) 贯穿模块的划痕。(c) 没有明显物理损伤。	172
图 5-19 使用镊子故意制造的划痕，用来测试物理损伤对 I-V 特性的影响。	174
图 5-20 在对传感器表面造成物理损伤的前后进行电流-电压特性的测量，从两个不同晶圆上选取了四个传感器。W7_IV_B3_8 的损伤较小，其漏电流的增加量要比其他三个传感器小得多。	175
图 6-1 5 TeV 的 $Z \rightarrow ee$ 道的纯度和效率分布示例。	190
图 6-2 $Z \rightarrow ee$ 道在 5 TeV 下的 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 迁移矩阵示例。	191

表目录

表 1-1 ATLAS 使用 7 TeV 质心能量数据得到的测量结果的误差分析。其中与 W 玻色子动量分布误差相关的是量子色动力学 (QCD) 理论误差和部分子模型误差 (PDF)，这两项误差占主导地位。 ^[20]	10
表 3-1 用于电子标定的低堆积率数据事例数	38
表 3-2 低堆积数据的能量刻度因子采用的 η_{calo} 区间数值。	39
表 3-3 在 $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ 能量下， $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 样本的反冲分辨率 $\sigma(u_\perp)$ 结果。	59

表 3-4 在 $\sqrt{s} = 13$ TeV 能量下, $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 样本的反冲分辨率 $\sigma(u_{\perp})$ 结果。	60
表 3-5 强子反冲标定过程中的不确定性类别表格, 以及它们各自的扰动参数数量 (NPs)。	78
表 3-6 5 TeV 主要信号蒙卡样本, 使用 POWHEG+PYTHIA8 作为产生子。 .	87
表 3-7 13 TeV 主要信号蒙卡样本。使用 POWHEG+PYTHIA8 作为产生子。	87
表 3-8 $\sqrt{s} = 13$ TeV 蒙卡样本。	89
表 3-9 $\sqrt{s} = 5$ TeV 蒙卡样本。	90
表 3-10 5 和 13 TeV 数据的 $Z \rightarrow \ell\ell$ 事例判选条件。	91
表 3-11 $Z \rightarrow ee$ 13 TeV 信号判选流程。在最后一道判选前要求电子横动量大于 15 GeV。表中本底的误差仅为蒙卡样本的统计误差。	92
表 3-12 $Z \rightarrow \mu\mu$ 13 TeV 信号判选流程。在最后一道判选前要求电子横动量大于 15 GeV。表中本底的误差仅为蒙卡样本的统计误差。	92
表 3-13 $Z \rightarrow ee$ 5 TeV 信号判选流程。在最后一道判选前要求电子横动量大于 15 GeV。表中本底的误差仅为蒙卡样本的统计误差。	92
表 3-14 $Z \rightarrow \mu\mu$ 5 TeV 信号判选流程。在最后一道判选前要求电子横动量大于 15 GeV。表中本底的误差仅为蒙卡样本的统计误差。	93
表 3-15 所有衰变道的信号实验观测值与蒙卡估计比较。表中误差为蒙卡样本统计误差和 QCD 多喷注本底的误差。	93
表 4-1 使用 ABCD 方法在 $Z \rightarrow ee$ 衰变道估计的信号区域中的多喷注背景, 以及 B、C 和 D 区域中 (数据-MC) 事件的数量。在 5 和 13 TeV 下, 对于四个区域 ABCD, 分别给出了多喷注背景占比和信号占比。请注意, 这些是在偏离峰值区域中的计算结果, 因此在信号区域中, N_{MJ} 估计必须乘以 50/30。	107
表 4-2 使用 ABCD 方法在 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道估计的信号区域中的多喷注背景, 以及 B、C 和 D 区域中 (数据-MC) 事件的数量。在 5 和 13 TeV 下, 对于四个区域 ABCD, 分别给出了多喷注背景占比和信号占比。	109
表 4-3 每个 Z 衰变道在信号区中估计的多喷注本底数总结。不确定度仅为统计误差。	109
表 4-4 在 5 和 13 TeV 测量结果中的 $p_T^Z(\ell\ell) - p_T^Z(u_T)$ 一致性结果, 置信概率较好。	141
表 4-5 合并结果使用的各衰变道中误差的相关性简化模型。表中对于 W^+ 与 W^- 的关联和 W 与 Z 按照衰变轻子的味道分开考虑, e vs. μ 表示对于 W 或者 Z 的两种衰变道的相关性。	143
表 4-6 合并过程中两个衰变道 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 χ^2 以及自由度值。	146
表 4-7 W 和 Z 反应过程在两种质心能量 5 TeV 和 13 TeV 下的截面测量值以及比值, 计量单位是 pb。	148
表 4-8 W 与 Z 反应过程的截面比值。	148

表 4-9 低 μ 和高 μ 分析中的相空间对比	152
表 5-1 三套测试的点胶厚度测量值。使用不同的点胶量和施加压力。...	167
表 5-2 不同类型物理损伤的 I-V 性能统计	173

符号列表

字符

Symbol	Description	Unit
V	Vector boson	GeV
p_T	Transverse momentum	GeV
p_T^ℓ	Transverse momentum of leptons	GeV
p_T^ν	Transverse momentum of neutrinos	GeV
p_T^Z	Transverse momentum of Z boson	GeV
m_T	Transverse mass	GeV
s	Square of center-of-mass energy	TeV
q_T	Intrinsic transverse momentum of bosons	GeV
$P_{1,2,3,4}$	Momenta of partons or leptons in proton-proton collisions	GeV
$h_{1,2}$	hadrons in proton-proton collisions	GeV
$a_{1,2}$	partons in proton-proton collisions	GeV
σ	Cross section	pb ⁻¹
η	Pseudorapidity	
ϕ	Azimuthal angle	
θ	Polar angle	
θ_l	Polar angle of leptons	
y	Rapidity	
Ω	Phase space	
M	Mass	GeV
μ_R	Renormalization factor	
μ_F	Factorization scale	
$x_{1,2}$	Fraction of energy carried by partons	
Δr	Higher order corrections to W boson mass	
$f_{ah}(x, \mu_F^2)$	Parton density functions	
$\sigma_{a_1 a_2 \rightarrow l_3 l_4}$	differential cross sections of partons	

μ	Average number of interactions per bunch crossing	
z_0	Impact parameter of tracks, distance between track to primary vertex in z axis	mm
d_0	Impact parameter of tracks, distance between track to primary vertex in $x - y$ plane	mm
$d_0/\sigma(d_0)$	d_0 parameter divided by its standard deviation.	
ΔR	Distance between two vectors, $\Delta R = \sqrt{\Delta\theta^2 + \Delta\phi^2}$	
$\sum E_T$	Scalar sum of total energy	GeV
$\sum \bar{E}_T$	Scalar sum of total energy subtract the vectorial sum of transverse momenta in hadronic calorimeter	GeV
$m_{\ell\ell}$	Invariant mass of dilepton	GeV
u_T	Vectorial sum of energy of clusters deposited in hadronic calorimeter	GeV
$u_{\parallel}$	Projection of u_T into the Z boson axis	GeV
$u_{\perp}$	Projection of u_T into the plane transverse to Z boson axis	GeV
u_X	Projection of u_T into X axis in ATLAS coordinates	GeV
u_Y	Projection of u_T into Y axis in ATLAS coordinates	GeV
b	Bias, defined as the sum of $u_{\parallel}$ plus p_T^Z , $u_{\parallel} + p_T^Z$	GeV
E_T^{miss}	Missing transverse energy	GeV

缩写

ALICE	A Large Ion Collider Experiment
ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus
AZ	ATLAS tune of MC to the Z-boson p_T and ϕ^* measurements
BLUE	Best Linear Unbiased Estimator method
CDF	The Collider Detector at Fermilab
CERN	European Organization for Nuclear Research
CMS	Compact Muon Solenoid
cPFO	Charged Particle Flow Objects
CSC	Cathode Strip Chambers
DAQ	Data AcQuisition

dof	Degree of Freedom
DYTURBO	Fast predictions for transverse-momentum resummation of Drell–Yan processes
D0	The D ϕ experiment at the Tevatron Collider at Fermilab
ECal	Electro-magnetic Calorimeter
EM	Electro-magnetic
EW	Electroweak
FCal	Forward Calorimeter
FSR	Final State Radiation
HERWIG	A multi-purpose particle physics event generator
HEC	Hadronic Endcap Calorimeter
HGTD	High Granularity Timing Detector
HLT	High Level Trigger
HL-LHC	High Luminosity Large Hadron Collider
IBL	Insertable B-Layer
ID	Inner Detector
ISR	Initial State Radiation
ITk	Inner Tracker
JTE	Junction Termination Extension
LAr Cal	Liquid Argon Calorimeter
LAr ECal	Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter
LGAD	Low Gain Avalanche Detector
LHC	Large Hardon Collider
LHCb	LHC beauty experiment
L1	Level-1 Trigger
L2	Level-2 Trigger
(N)LL	(Next) Leading Log
(N)LO	(Next) Leading Order
MDT	Monitored Drift Tubes

MJ	Multi-jet
MS	Muon Spectrometer
nPFO	Neutral Particle Flow Objects
PDF	Parton Density Functions
PFO	Particle Flow Objects
POWHEG	A method for interfacing NLO calculations with parton shower programs
PV	Primary Vertex
PYTHIA	A generator to simulate the hadronisation and parton shower
QCD	Quantum Chromodynamics
QED	Quantum Electrodynamics
QT	Qualification Task
RADISH	Formalism for the resummation of transverse observables in direct space
ROI	Region of Interest
RPC	Resistive Plate Chambers
SCT	Semiconductor Tracker
SHERPA	A multi-purpose Monte Carlo with special emphasis on matrix-element/parton-shower merging
SLC	Stanford Linear Collider
SM	Standard Model
TFM	Thermal Figure of Merit
TGC	Thin Gap Chambers
TRT	Transition Radiation Tracker
WP	Working Point

第1章 引言

宇宙万物是由目前看来不可再分的基本粒子组成的，基本粒子包括费米子和玻色子两种类型。粒子物理学研究的是基本粒子的特性以及这些粒子之间的相互作用。自七十年代起，Murray Gell-Mann, Sheldon Glashow 和 Steven Weinberg 等人建立了粒子物理的标准模型，来描述了已知的基本粒子以及它们之间的相互作用规律^[1-4]。

标准模型自从建立以来解释了绝大多数粒子物理实验中观测到的实验现象，其中最重要的成果当属预言了希格斯玻色子（Higgs boson）的存在，其他基本粒子与希格斯场产生作用，通过对称破缺机制^[5]获得质量。在理论预测之后，粒子物理学家们通过许多高能对撞实验来寻找希格斯玻色子的踪迹。在这期间，随着理论与实验技术两方面的飞速发展，加速器和探测器的规模不断增加，探测手段和技术大幅提高，实验探测精度也愈发精确。经过 40 年的努力，在 2012 年，来自大型强子对撞机的超环面仪器实验组（ATLAS）和紧凑缪子线圈实验组（CMS）同时在 125 GeV 附近发现了希格斯玻色子。^[6,7] 随着希格斯粒子的发现，标准模型中预言的所有基本粒子都在实验中被证实了，并且标准模型愈发被证实精确地描述了除引力以外的所有相互作用规律。

标准模型中组成物质的夸克和轻子各分为三代六种味道，自旋为半整数、属于费米子。它们之间除引力以外的基本相互作用由自旋为整数的玻色子传递，其中包括传递电磁相互作用的光子 γ ，传递弱相互作用的 W 和 Z 玻色子，传递强相互作用的胶子，以及赋予其他粒子质量的希格斯粒子。图 1-1 总结了标准模型中的所有基本粒子信息。在当前 ATLAS 探索的能级下，强相互作用具有最强的耦合常数。电相互作用具有无限远的相互作用距离，但在微观尺度上的相互作用强度比强相互作用小两个数量级。弱相互作用在微观尺度上比强相互作用小三个数量级。引力相互作用在微观尺度上一般被忽略不计。量子色动力学（quantum chromodynamics, QCD）描述了夸克之间的强相互作用，具有渐进自由和夸克禁闭等特征。¹ 部分子分布函数 (PDF, parton distribution function) 被用于描述强子内部结构模型，由价（valence）夸克和海（sea）夸克组成。在引力量子理论中，引力相互作用由一种名为引力子（graviton）的基本粒子传播，但是引力子的存

¹ 夸克或胶子产生之后碎裂为一簇强子，在探测器中被重建为喷注（jet），喷注的能动能量不易推测，通常须经过标定程序。

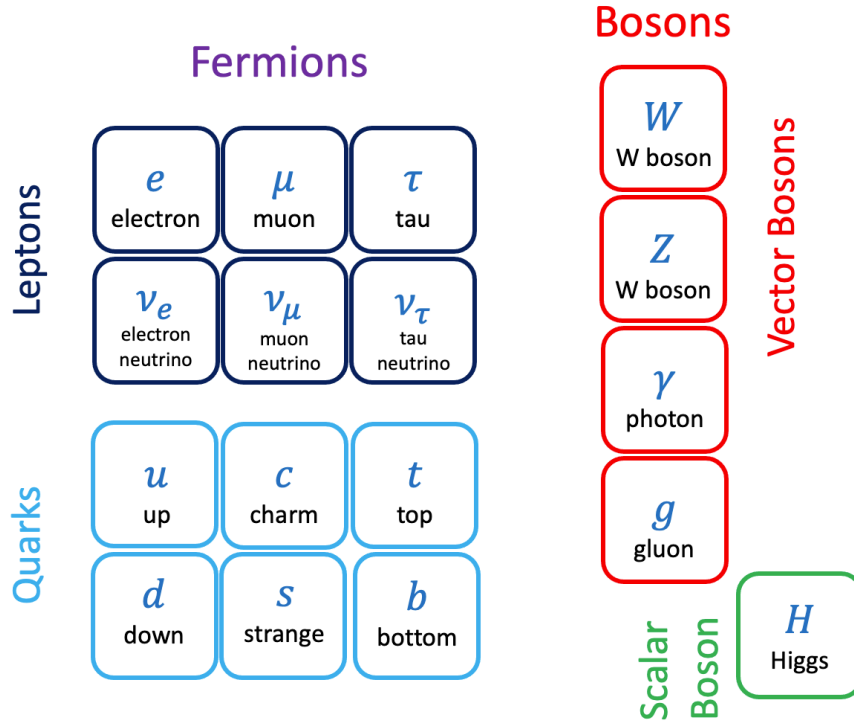


图 1-1 标准模型中的基本粒子。物质由夸克和轻子组成。光子， W 和 Z 玻色子分别为传播电磁相互作用以及电弱相互作用的传播子。希格斯玻色子通过希格斯机制赋予其他基本粒子质量

Figure 1-1 Summary of fundamental particles in standard model. Matters are constituted from quarks and leptons. The Higgs boson gives the mass of particles through Higgs mechanism.

在与否目前还未被任何实验所证实。科学家们一直致力于将引力与标准模型下的三种相互作用总结成一个大统一理论，至今仍未成功，每种基本相互作用都具有不同的作用力程和作用强度，在各自特定的尺度范围内占主导地位。

1.1 标准模型下的弱相互作用以及 W 玻色子的质量测量

在标准模型理论中， W 和 Z 玻色子传播弱相互作用的费曼图如图 1-2 所示，图中的 f 和 f' 分别代表一个轻子或夸克。根据末态费米子的不同，弱相互作用可以分为两种类型，例如第一种情况下的末态粒子都是轻子，第二种则都是夸克。

1983 年，欧洲核子研究中心 SPS 实验室首次探测到 W 和 Z 玻色子^[8-11]， W 玻色子质量的精确测量成为了检验标准模型的重要途径。所有可重整化的新理论都会产生对 W 质量的修正项，因此 W 质量的精确测量对新物理模型具有很强

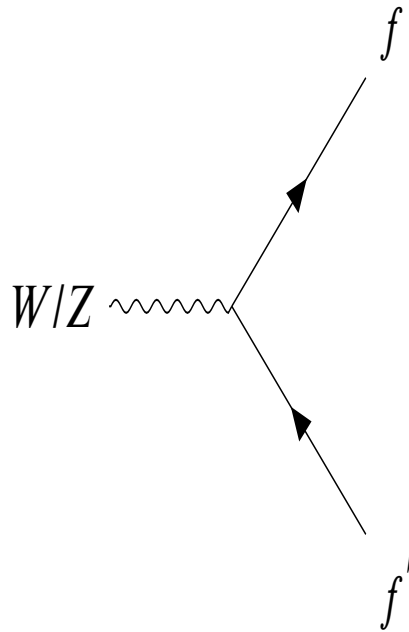


图 1-2 弱相互作用的顶点费曼图。W 或者 Z 玻色子衰变到一对费米子。Z 玻色子衰变末态粒子带有相反电荷，W 玻色子衰变末态的电荷之和为 ± 1 。衰变末态主要分为强子末态 qq' 和轻子末态 $l + l(\nu)$ 两种

Figure 1-2 Feymann diagram of weak interaction, while a W or Z boson decay to a pair of fermions. Z boson decays to two fermions with opposite charge, W boson decayed leptons have total charge ± 1 . There are typically two type of final states, one is hadronic qq' , the other is leptonic $l + l(\nu)$.

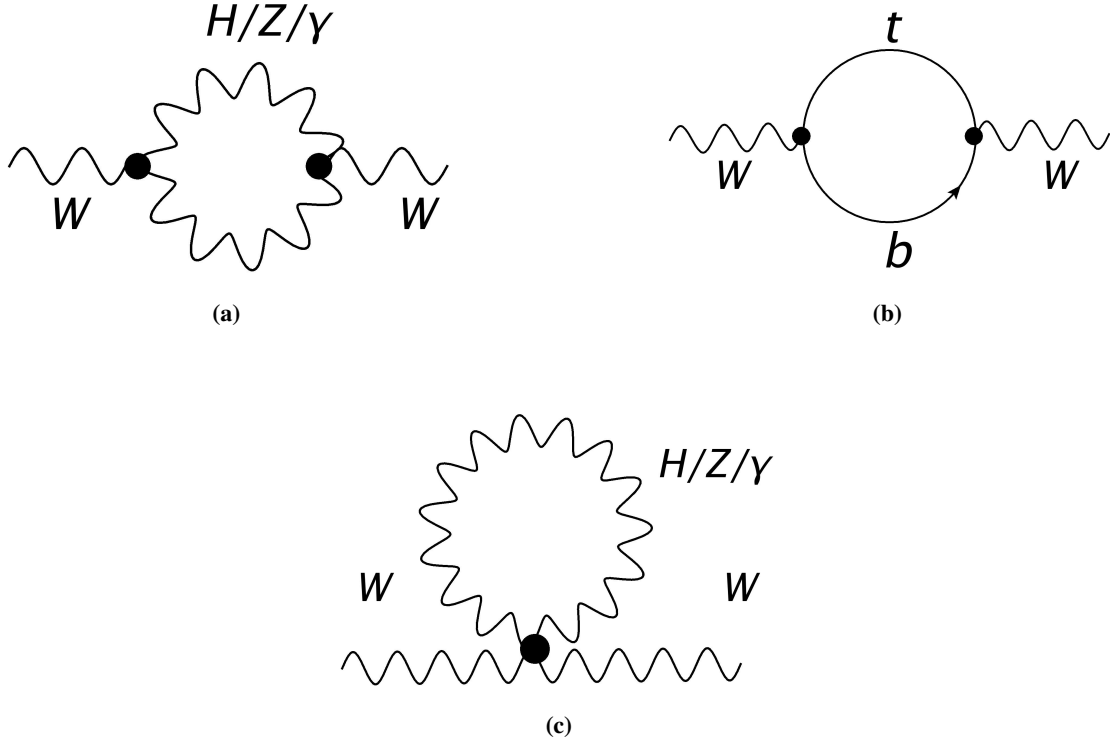


图 1-3 对 W 玻色子质量的主要辐射修正项的费曼图，包括来自希格斯玻色子、Z 玻色子、顶夸克等高质量粒子的圈图。

Figure 1-3 The Feynman diagrams of the most important radiative corrections to the W boson mass, including the contributions from masses of Higgs boson, Z boson and top quark.

的约束。在电弱理论的首阶项近似下，W 玻色子的质量 m_W 可以表示为 Z 玻色子的质量 (m_Z)，精细结构常数 (α) 和费米常数 (G_μ) 的函数，如公式 1-1 所示^[12]。

$$m_W^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}\right) = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_\mu} (1 + \Delta r) \quad (1-1)$$

在加入高阶修正后，修正项 Δr 中包括来自于标准模型粒子的圈图贡献，通常包括希格斯玻色子和顶夸克等高质量粒子，以及一些来自新物理模型的粒子。 Δr 的一阶修正项如公式 (1-2) 表示，其中 $c_W = M_W/M_Z$, $s_W^2 = 1 - c_W^2$ 。 $\Delta\alpha$ 包括由低质量费米子引起的精细结构常数变化的贡献， $\Delta\alpha \propto \log m_f$ 。 $\Delta\rho$ 依赖于顶夸克质量的平方 m_t^2 ，最后一项 Δr_{rem} 包含希格斯玻色子质量 M_H 的贡献。对 W 玻色子质量的主要贡献圈图见图 1-3。更高阶的量子色动力学 (QCD) 修正项包括 $\alpha\alpha_s$ ， $\alpha\alpha_s^2$ 和 $\alpha\alpha_s^3$ 。事实上，图 1-3 还可以包括超出标准模型的新粒子的贡献，这些新粒子的贡献可以通过上述公式记入 m_W 修正 (Δr_{rem}) 通过实验，对 m_W 进行精确测量，就可以更好地了解标准模型高阶修正和来自新物理修正的贡献。在标准模型参数的全局拟合中，所有物理参数通过电弱理论相互耦合，进行精度测

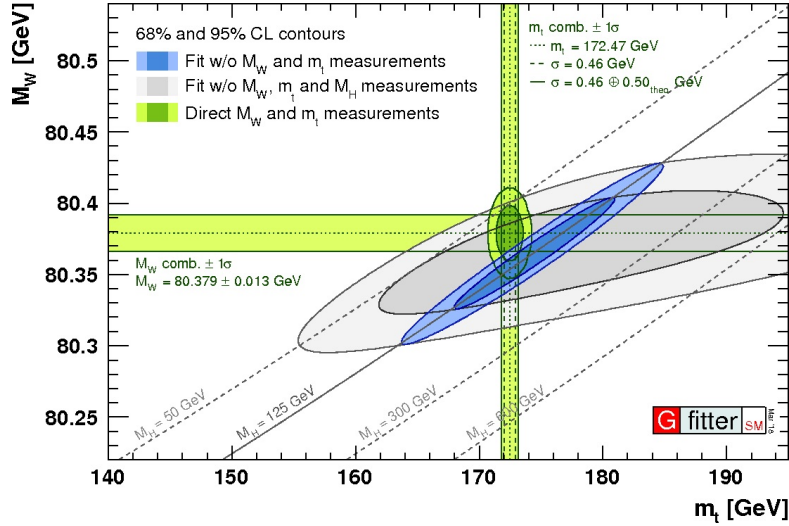


图 1-4 对 W 玻色子质量 m_W 和顶夸克质量 m_t 的二维拟合结果。图中显示了 68% 和 95% 置信区间范围。图中水平方向的绿色区域代表 W 玻色子质量实验测量的平均结果及误差。竖直方向绿色区域代表顶夸克质量实验测量的平均结果及误差，区域中虚线为不包含实验系统误差的其余误差。绿色椭圆区域为 m_W 和 m_t 测量结果的合并置信区域。蓝色椭圆区域代表希格斯粒子质量测量的 68% 和 95% 置信区间。^[13]

Figure 1-4 Contours of 68% and 95% confidence level obtained from scans of fits with variables m_W vs. m_t . The horizontal green band represents the results of the M_W measurement with uncertainty. The vertical bands indicate the m_t measurements and uncertainties. The green ellipse regions are 68% and 95% confidence level contours of the m_W and m_t measurement combination. The blue ellipse regions are 68% and 95% confidence level contours of the Higgs mass measurements.^[13]

量实验，可以限制新物理可能存在的参数空间，为探索新物理指引方向。标准模型参数拟合结果如图 1-4 所示。从这个例子可以看出，提高 W 玻色子质量的测量精度对于检验标准模型的总体一致性至关重要。

$$\Delta r^{(\alpha)} = \Delta\alpha - \frac{c_W^2}{s_W^2} \Delta\rho + \Delta r_{rem}(M_H) \quad (1-2)$$

引^[12] 中计算了公式 1-2 中 Δr 的双圈图结果。其中对纯费米子圈图的计算结果精确到四圈图。为了精确计算 W 玻色子的质量，公式 1-2 通常被变换为如公式 1-3 的形式：

$$M_W^2 = M_Z^2 \left\{ \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_\mu M_Z^2} [1 + \Delta r(M_W, M_Z, M_H, m_t, \dots)]} \right\} \quad (1-3)$$

W 玻色子质量 m_W 与标准模型参数如希格斯玻色子质量 M_H 、顶夸克质量 M_t 和精细结构常数 α 紧密相关。

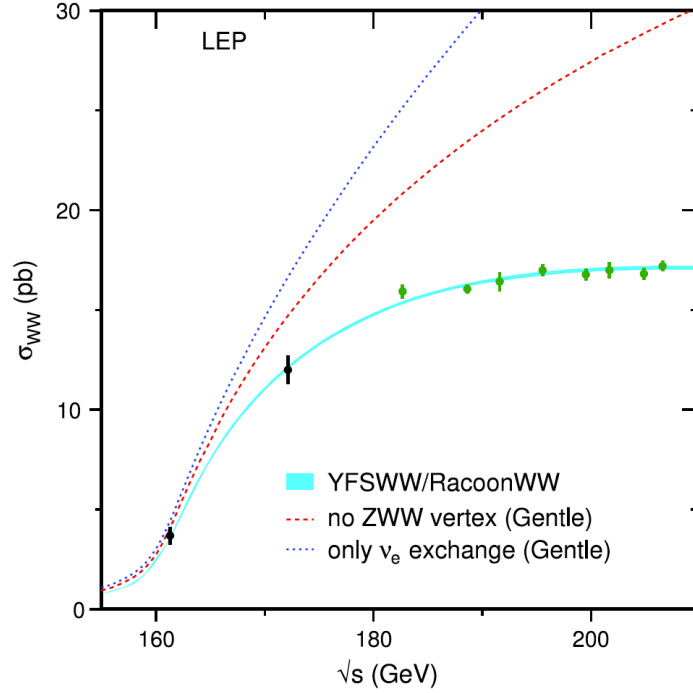


图 1-5 ALEPH 合作组测量的 $W W$ 玻色子对的产生截面与束流质心能量的关系，实验结果与使用 GENTLE 软件模拟的标准模型理论预言进行比较^[14]。

Figure 1-5 Measurement of the W pair production cross section by ALEPH as a function of center of mass energies of beams, compared to the Standard Model prediction from GENTLE^[14].

1.2 已有的 W 玻色子质量测量实验与实验中的挑战

自从欧洲核子研究中心在超级质子同步加速器（Super Proton Synchrotron, SPS）上发现 W 和 Z 玻色子以来， W 玻色子质量 m_W 的精密测量一直是粒子物理中的重要课题。粒子物理实验中主要有两种方法进行 W 玻色子质量的精确测量。第一种方式使用正负电子对撞机，产生质心能量约等于两倍于 W 玻色子质量的正负电子束流对撞并测量阈值附近的反应截面与 W 玻色子速度的依赖关系。可以通过在阈值附近改变束流能量多次测量反应截面来计算 W 玻色子质量。ALEPH、DELPHI、L3 和 OPAL 合作组在 1995 年至 2000 年间使用欧洲核子研究中心的大型正负电子对撞机（Large Electron Positron Collider, LEP）进行了 m_W 的测量。测量中使用了由四个大型正负电子对撞机的子探测器测得的，总亮度约为 3 fb^{-1} ，中心质心能量从 130 GeV 到 209 GeV 不等的的数据。实验中使用 $W W$ 产生截面扫描的方法进行测量，结果为 $m_W = 80.376 \pm 0.033 \text{ GeV}$ ^[14]。图 1-5 是 ALEPH 合作组发表的双 W 玻色子反应截面对束流质心能量的依赖关系。

另外一种方法是通过直接重建 W 玻色子衰变产物来测量 m_W ，通常用于质

子-质子对撞实验。考虑过程 $p + p \rightarrow W + X, W \rightarrow l\nu$, 计算 W 玻色子衰变出的轻子横向动量 p_T^ℓ 和 W 玻色子垂直质量 $m_T = \sqrt{2p_T^\ell p_T^\nu(1 - \cos(\theta))}$, 其中轻子横向动量可以直接测量, 中微子无法被 ATLAS 探测器直接探测因此只能通过动量守恒间接测量 $p_T^\nu = -(p_T^\ell + p_T^X)$ 。通过模拟计算在不同 W 玻色子的质量模版(template) 下的 p_T^ℓ 和 m_T , 将模拟与实验测量得到的分布进行卡方检验, 计算 χ^2 , 然后将不同模板下的 χ^2 与模板中设定的质量进行拟合, 计算出 χ^2 最小值对应的 m_W 就是测量值。

UA2 合作组使用总积分亮度为 19.0 nb^{-1} , 质心能量为 $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ 的数据进行了首次 W 玻色子质量测量实验。在该实验中, 只观测到了四个 W 事例。其测量结果是 $m_W = (80_{-6}^{+10}) \text{ GeV}$ ^[8]。此后, 加速器和探测器技术的快速发展使得加速器束流能量和探测器分辨率大幅提高, 科学家们将 m_W 的测量精度提高了几个数量级。美国“万亿伏特粒子加速器”(Tevatron) 上的 D0 实验组在 2002 年发表了使用 667 pb^{-1} 数据测量的结果: $m_W = 80.41 \pm 0.41 \pm 0.13 \text{ GeV}$ ^[15]。2012 年 D0 实验组发表的最近的单次实验测量结果中 $m_W = 80.375 \pm 0.023 \text{ GeV}$ ^[16]。图 1-6 展示了 D0 实验组使用这种方法测量得到的 m_T 分布图。Tevatron 加速器上 CDF 和 D0 合作组进行过多次 W 玻色子质量测量实验, 在 2013 年发表的^[17]中, CDF 和 D0 合作组的所有测量结果被合并在一起, 得到的 W 质量测量值为 $80.387 \pm 0.016 \text{ GeV}$ 。在这之后, CDF 合作组又使用第二取数阶段 (Run 2) 得到的 8.8 fb^{-1} 的数据对 W 质量进行测量。其结果于 2022 年 4 月发表在 Nature 杂志上^[18]。这项分析工作前后持续近 10 年, 通过各种方法来提高实验精度, 减小系统误差, 最终结果为 $80.4335 \pm 0.0094 \text{ GeV}$ 。这项最新结果中使用的数据包含了此前工作组发表文章中使用的数据, 得到的结果比目前世界测量平均值的精度更高! 令粒子物理学界大感意外的是, 这个最新结果与目前的 W 质量测量世界平均值相比, 存在极为显著的偏差。自文章发表以来, 引起了全世界范围广泛关注, 粒子物理学家们都在翘首以盼, 期待未来新的测量结果能带来惊喜。

截止于 2022 年 8 月的 W 玻色子质量测量的全球平均结果 $M_W = 80.377 \pm 0.012 \text{ GeV}$ ^[19] 主要来自于 Tevatron 加速器上的两个实验组 CDF 和 D0 的联合结果: $M_W = 80.387 \pm 0.016 \text{ GeV}$ ^[17], 以及大型强子对撞机上的 ATLAS^[20] 和 LHCb 实验组的联合结果: $M_W = 80.366 \pm 0.017 \text{ GeV}$ 。

ATLAS 合作组利用 2011 年在 LHC 上读取的质心能量为 7 TeV 的质子-质子碰撞数据, 对 W 玻色子的质量进行了精确测量, 实验数据对应的积分亮度为 4.6 fb^{-1} ^[20]。分析过程中筛选出来自 $W \rightarrow \mu\nu$ 衰变道的 7.8×10^6 个事例和来自

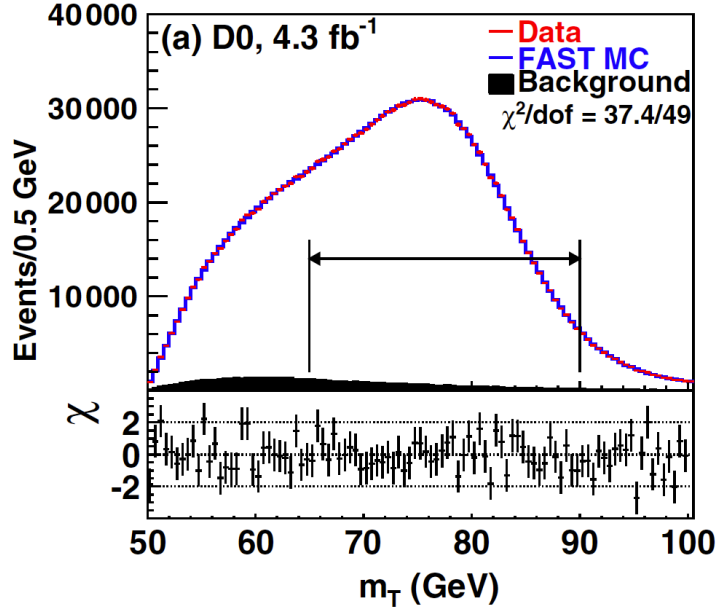


图 1-6 D0 实验组测得的 m_T 分布与蒙卡模拟结果对比图^[16]。图中黑色区域代表本底。通过对实验数据与蒙卡模拟结果中的 m_T 分布进行模板拟合可以测量 W 玻色子的质量。

Figure 1-6 Comparison of the m_T distribution of the D0 experiment data with MC simulation^[16]. The background is shown in black band. The W mass is determined from template fit of m_T distributions between data and MC.

$W \rightarrow e\nu$ 衰变道中的 $\times 10^6$ 个事例。得到的测量结果为 $m_W = 80.370 \pm 0.019$ GeV。这项实验里， W 玻色子的质量是从 m_T 分布的雅可比边缘中计算得到的。其中关键的物理测量量包括带电轻子和中微子的横动量 p_T^ℓ, p_T^ν 以及 W 玻色子的横向质量 m_T ，其分布如1-7所示。

精确测量实验中数据量大小对测量精度有着重要影响，一方面，这些数据可以被用于实验的标定校准，数据量越大，标定的精度越高，测量值的系统误差就越小。另一方面，实验统计误差与数据量大小成负相关的关系，更高的统计量意味着更小的统计误差。ATLAS 的分析中使用了积分亮度约为 4.6 fb^{-1} 的数据，探测到了 10^7 量级的 W 玻色子事例，比 CDF 和 D0 实验组使用的数据大了一个数量级。因此 ATLAS 实验组能更精确地测量 W 玻色子质量。

LHCb (Large Hadron Collider beauty) 实验是 LHC 对撞机上通过底夸克专门研究正反物质差异的实验。与 ATLAS 实验中探测器覆盖对撞点周围较大接受度范围的情形相反，LHCb 的探测器主要探测前向位置的末态粒子。LHCb 合作组使用 1.7 fb^{-1} 的 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据中的缪子衰变道测量的 m_W 结果^[21] 为 $m_W = 80354 \pm 23_{\text{stat}} \pm 10_{\text{exp}} \pm 17_{\text{theory}} \pm 9_{\text{PDF}}$ MeV，总误差比 ATLAS 的测量误差

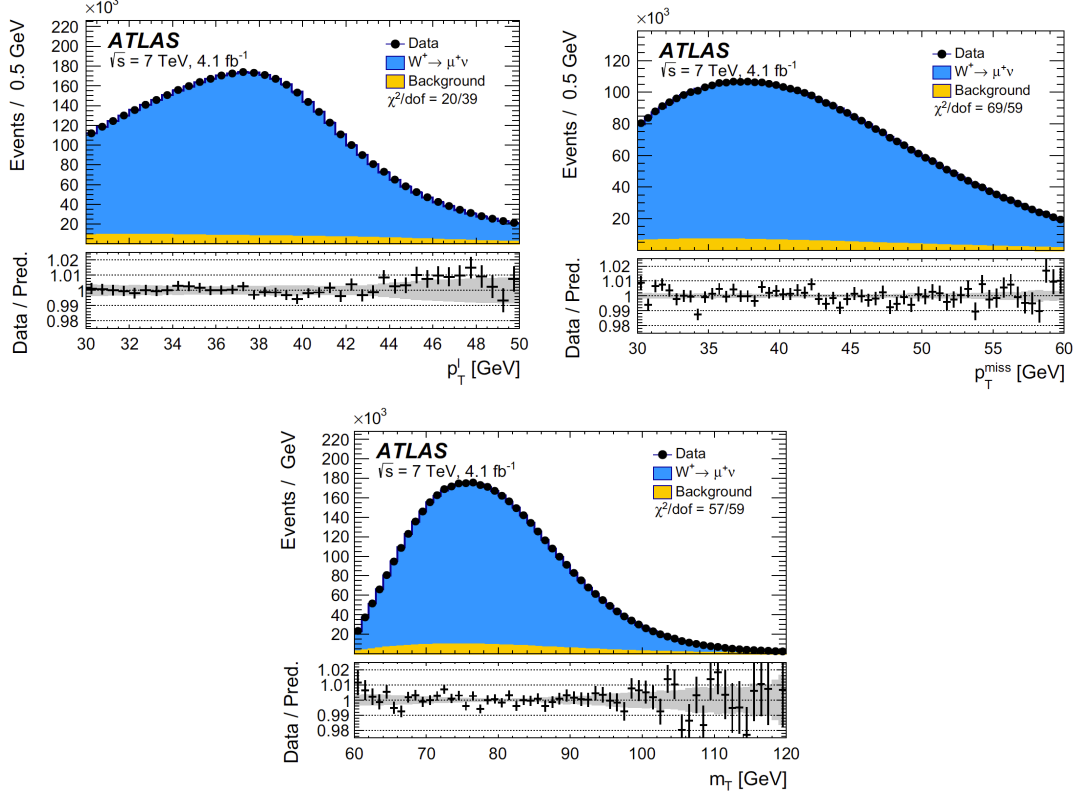


图 1-7 ATLAS 7 TeV W 玻色子质量测量实验中的关键物理测量量。右上图是中微子的横动量，等于轻子动量和强子量能器中沉积的能量的矢量和的相反矢量，记为 p_T^{miss} 。另外两个参数用于拟合计算 W 玻色子质量。一个是左上图中的 W 玻色子衰变中产生的轻子的横向动量，这个参数对与 W 玻色子产生的携带的横向动量非常敏感。另一个是左下图中的 W 玻色子横向质量 $m_T = \sqrt{2p_T^l p_T^{\text{miss}}(1 - \cos(\theta_{p_T^l, p_T^{\text{miss}}}))}$ ，对 p_T^W 分布不敏感，但是使用此分布测量 W 玻色子质量要求探测器有很好的 E_T^{miss} 分辨。^[20]

Figure 1-7 Crucial spectra in 7 TeV W boson mass measurements. The left top plot is the transverse momentum of lepton decayed from W boson, p_T^l , which is one of the two fit parameters to obtain the W boson mass and is sensitive to the modeling of p_T^W distribution. The right top plot is the negative of the sum of p_T^l and the energy deposited in hadronic calorimeter, which is the energy of the neutrino, denoted as p_T^{miss} . The left bottom plot is transverse mass $m_T = \sqrt{2p_T^l p_T^{\text{miss}}(1 - \cos(\theta_{p_T^l, p_T^{\text{miss}}}))}$, the other fit parameter to obtain m_W , which is not sensitive to p_T^W but need good resolution of E_T^{miss} measurement.^[20]

误差来源	统计误差	实验系统误差	QCD 理论	电弱理论	部分子模型 (PDF)	总和
误差 (兆电子伏)	6.8	10.6	8.3	5.5	9.2	18.5

表 1-1 ATLAS 使用 7 TeV 质心能量数据得到的测量结果的误差分析。其中与 W 玻色子动量分布误差相关的是量子色动力学 (QCD) 理论误差和部分子模型误差 (PDF)，这两项误差占主导地位。^[20]

Table 1-1 Uncertainties in ATLAS 7 TeV measurement on W boson mass. QCD and PDF uncertainties are related to the modeling of p_T^W .^[20]

大。

W 玻色子精确测量实验中的误差来源通常归类为四部分：统计误差 (stat.)，实验系统误差 (exp.syst.)，量子色动力学 (QCD) 理论误差，以及由束流中质子的部分子分布模型建模 (PDF) 不确定性带来的误差。ATLAS 合作组最新发表的文章^[20]中的误差来源详见表 1-1。其中，统计误差为 6.8 MeV，远远小于实验系统误差，量子色动力学理论误差和部分子模型误差。因此，使用大型强子对撞机采集更多同类质子-质子对撞数据对于提高 W 玻色子质量测量精度已经无法起到重要作用。必须着眼于改善测量过程中引起的系统误差。

在 ATLAS 测量 W 玻色子质量的误差分析中，由 W 横动量 (记为 p_T^W) 分布的不确定性所带来的误差占主导地位，这项误差是包括量子色动力学 (QCD) 理论误差和部分子模型误差 (PDF)。ATLAS 使用模板拟合方法测量 W 质量，误差对 p_T^W 分布的建模很敏感。在 p_T^W 值较小的区间，即低横动量区间，由于理论模型计算得到的动量分布与实验测量结果在这个区间有较大偏差， p_T^ℓ 和 m_T 的模拟分布误差受 p_T^W 的影响也显著增加，导致 W 质量测量结果的误差显著增大。因此需要一个基于数据测量的方法减少 p_T^W 误差。对 p_T^W 分布进行直接精确测量可以显著减少其误差，由于 W 玻色子衰变的中微子无法被探测到，因此使用与 W 反冲的强子横动量间接测量。而强子横动量使用 Z 玻色子的衰变双轻子横动量进行标定，因此， Z 和 W 横动量的精确测量对 W 质量测量的精度提升有着重要意义。

1.3 Z 玻色子横动量的精确测量

在质子-质子对撞的硬散射过程中，两个质子中的部分子 (可以是夸克或者胶子) 发生碰撞，在产生一个 W 或者 Z 玻色子的同时，可能会伴随产生其它的夸克或胶子，这些夸克或胶子通常称作初态辐射。初态辐射的反冲会使得 W 或者 Z 玻色子带有非零的横动量。另一方面，基于入射束流的方向扰动和部分子

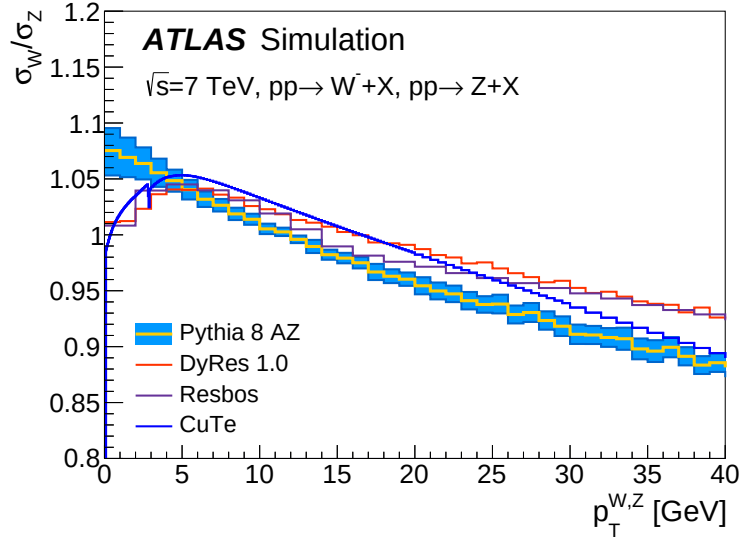


图 1-8 使用次次阶项 (NNLO) 进行重整化计算得到的 WZ 的横动量比值与实验测量不符。

对 WZ 的横动量比值的理论计算在低动量区间失效，因为在此区间内量子色动力学计算出来的高阶扰动在动量趋于零时不收敛^[20]。

Figure 1-8 Resummed calculations (NNLO) of the WZ p_T ratio does not agree with direct measurements. The modeling of p_T of W and Z bosons are very difficult to calculate at low- p_T where the perturbative calculation of QCD fails^[20].

可能携带非零的初始横动量的两种可能，也会导致 W 或者 Z 玻色子产生时具有非零横动量。 W 玻色子的横动量分布对与精确测量 m_W 具有重要意义。在最新的 ATLAS 组使用 7 TeV 数据测量 W 玻色子质量的分析中^[20]， p_T^W 分布是通过 Z 玻色子横动量分布间接推导得到的。推导过程基于 Z 玻色子横动量的 8 TeV 测量结果，再利用 W 和 Z 玻色子横动量的比值 p_T^W/p_T^Z 推导得到 p_T^W ^[22-25]。文中强子喷注和重整化模型的 QCD 参数是通过对测量到的 Z p_T 进行拟合来确定的，具体过程见引^[25,26]。 WZ 的 p_T 分布是通过重整化计算得到的，计算中精确到次次阶项 (NNLO)，但其结果与基于 AZ tune (ATLAS 使用 Z 玻色子测量结果对蒙卡模拟的微调) 的 PYTHIA8 强子喷注模拟的结果不符，尤其是在低动量区间差别尤为明显，如图 1-8。因此，直接测量 p_T^Z 和 p_T^W 并以此代替蒙卡模拟的结果代入到 m_W 的测量中将有利于减少 QCD 和 PDF 建模的误差。

另一方面，Drell-Yan 过程中 W 和 Z 玻色子的横向动量分布本身也有深刻的物理意义， p_T^W 和 p_T^Z 的精确测量可以加深对量子色动力学的扰动以及部分子密度函数 (PDFs) 的理解。低动量区域的 p_T 分布主要受初态辐射 (Initial State Radiation, ISR) 和 PDFs 的影响。在高动量区域， p_T 分布主要受夸克-胶子散射的影响。

$$h_1(P_1) + h_2(P_2) \rightarrow V(q) + X \rightarrow l_3(P_3) + l_4(P_4) + X \quad (1-1)$$

质子中的部分子碰撞反应公式 1-1 中，两个部分子的动量为 P_1 和 P_2 ，碰撞产生矢量玻色子 V （ V 是 W^+ , W^- 或 Z/γ^* ），其动量为 q 。玻色子 V 随后衰变到一对轻子 l_3, l_4 ，携带动量分别为 P_3 和 P_4 与玻色子 V 伴随产生的部分子记作 X ，随后衰变为反冲的喷注。在 V 是 W 或者 Z 玻色子的情形下，处于在壳情况下（on shell）不变质量约等于 W 或者 Z 玻色子的质量，非在壳情况下（off shell）不变质量会相对较低。相比于 W 或 Z 玻色子而言，反应前的部分子和反应后的轻子的质量都远远小于玻色子质量（ $0 \approx P_1^2 = P_2^2 = P_3^2 = P_4^2 \ll m_V^2$ ），在计算中可以近似当作无质量粒子。

反应过程中的运动学描述可以使用轻子对的三维动量来呈现，一共有六个参数。为了更好的描述玻色子 V 的状态，更好的方法是用玻色子 V 的动量作为变量来定义反应过程的相空间（phase space）。玻色子 V 的动量等于轻子对动量的矢量和 $q^\mu = q_{l_3}^\mu + q_{l_4}^\mu$ 。选定玻色子 V 的动量为其中一个变量后，对应的另外两个独立变量是两个轻子在玻色子 V 的参考系中的角分布。如果将这两个方位角函数记作 $\Omega = \{\Omega_A, \Omega_B\}$ ，那么通常情形下这个反应过程的截面（cross section, σ ）可以表述为公式 1-2：^[27]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{h_1 h_2 \rightarrow l_3 l_4}}{d^2 q_T dM^2 dy d\Omega}(q_T, M, y, s, \Omega) = & \Sigma_{a_1, a_2} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 f_{a_1/h_1}(x_1, u_F^2) f_{a_2/h_2}(x_2, u_F^2) \\ & \times \frac{d\hat{\sigma}_{a_1 a_2 \rightarrow l_3 l_4}}{d^2 q_T dM^2 d\hat{y} d\Omega}(q_T, M, \hat{y}, \hat{s}, \Omega; \alpha_s(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2) \end{aligned} \quad (1-2)$$

其中 $f_{a/h}(x, \mu_F^2)$ 是强子对撞时的部分子函数。 $d\hat{\sigma}_{a_1 a_2 \rightarrow l_3 l_4}$ 代表的是部分子的微分截面， $\hat{s} = x_1 x_2 s$ 指的是部分子的质心能量的平方。 $\hat{y} = y - \ln \sqrt{x_1/x_2}$ 是矢量玻色子相对于碰撞部分子的快度。 μ_R 代表重整化参数。

图 1-9 展示了 Z 玻色子衰变到两个缪子的首阶和次阶项（Leading Order + Next-Leading-Order, LO+NLO）的费曼图。在 Drell-Yan 过程的首阶项计算中， Z 玻色子的横向动量为零。在次阶项和更高阶的计算中，由于初态辐射粒子的产生，会使得 Z 玻色子携带非零的横向动量，这类初态辐射粒子通常是部分子辐射出来的胶子，带有较低的横动量。理论上可以对低动量胶子进行重整化计算来预测 Z 玻色子的横动量分布^[27-32]。例如借助于^[33]中提出的量子色动力学重整化方法，粒子物理学家可以对动量接近于矢量玻色子（ W 和 Z ）的质量的区域

中的反应截面进行精确计算。然而这种方法在 $p_T^V \ll m_V$ 的低动量区域失效，现有的理论无法精确计算低动量区域的截面分布。

在 ATLAS 实验中，利用 W 和 Z 玻色子的轻子衰变道 ($W \rightarrow l\nu$, $Z \rightarrow l\nu$ ，其中 l 是电子或 μ 子) 进行测量时，信号区域中包含的本底较小。 Z 玻色子的横向动量可以通过 Z 衰变后的一对轻子精确测量。然而， W 衰变中的中微子无法被 ATLAS 探测器探测到，因此无法通过轻子末态直接测量 p_T^W 。考虑到公式 1-1 中的 X 粒子与 W 玻色子背对背反冲，初态粒子 h_1 和 h_2 来自相对方向的束流，其横动量可忽略不计。在动量守恒的要求下， W 玻色子和 X 粒子的动量在垂直平面的投影相等 (但方向相反)。因此可以通过对 X 粒子的横向动量进行重建并间接测量 p_T^W ，在本文中，把这种方法称为“反冲强子”方法。

“反冲强子”法将公式 1-1 中衰变的所有强子末态的横向能量进行矢量相加来计算 p_T^W 。其标定校准的过程在文中第 3.4 节讨论。在反冲强子的计算过程中利用了强子量能器中的所有簇团的能量沉积。

在粒子物理实验中，通常将每一对质子束团对撞期间所产生的部分子碰撞反应数量称为数据或者束流的“事例堆积” (pileup)。在 ATLAS run-II 取数期间，LHC 束流的典型堆积率值非常高，大约在 30 到 40 之间。“反冲强子”法在堆积率较低的情况下可以精确地测量玻色子动量。然而，在高堆积情况下，每个束团对撞间隔内发生的质子-质子碰撞末态产物全部沉积在强子量能器中，产生的电磁簇射彼此重叠，这样就无法将 W 或 Z 事例中的能量沉积与其他反应过程的产物所造成的能量沉积区分开。这导致反冲强子的测量精度严重降低。唯有使用^[34]中提到的特殊的低堆积率数据才能精确的测量反冲强子的动量。

根据 ATLAS 模拟计算得出的结果，反冲强子的动量测量精度与所用数据的堆积率呈现显著的正相关性，如图 1-10 所示。图中可以看出，在低堆积率情况下的反冲强子的动量测量精度得到显著改善。经过更深入的研究后，通过优化在低堆积率下强子量能器的标定，能够更进一步提高反冲强子的动量测量精度。使用 Z 玻色子衰变的双轻子动量，对反冲强子动量在平行和垂直于 Z 玻色子动量方向的两个投影进行标定，可以进一步提高反冲强子动量测量精度。

引文^[35]记录了 ATLAS 合作组首次使用质子-质子碰撞数据进行 W 和 Z 横动量分布的测量结果，文中使用了 $\sqrt{s} = 7$ TeV 质心能量下，积分亮度约 320 nb^{-1} 的数据。随着 LHC 对撞机的亮度增加和 ATLAS 探测器性能的提高， p_T^Z 的测量精度也逐步提升。最近的 ATLAS 合作组关于 p_T^Z 的测量结果发表于 2018 年^[36]。该结果使用了 2015 年至 2016 年收集的总计 36.1 fb^{-1} 积分亮度的质子-质

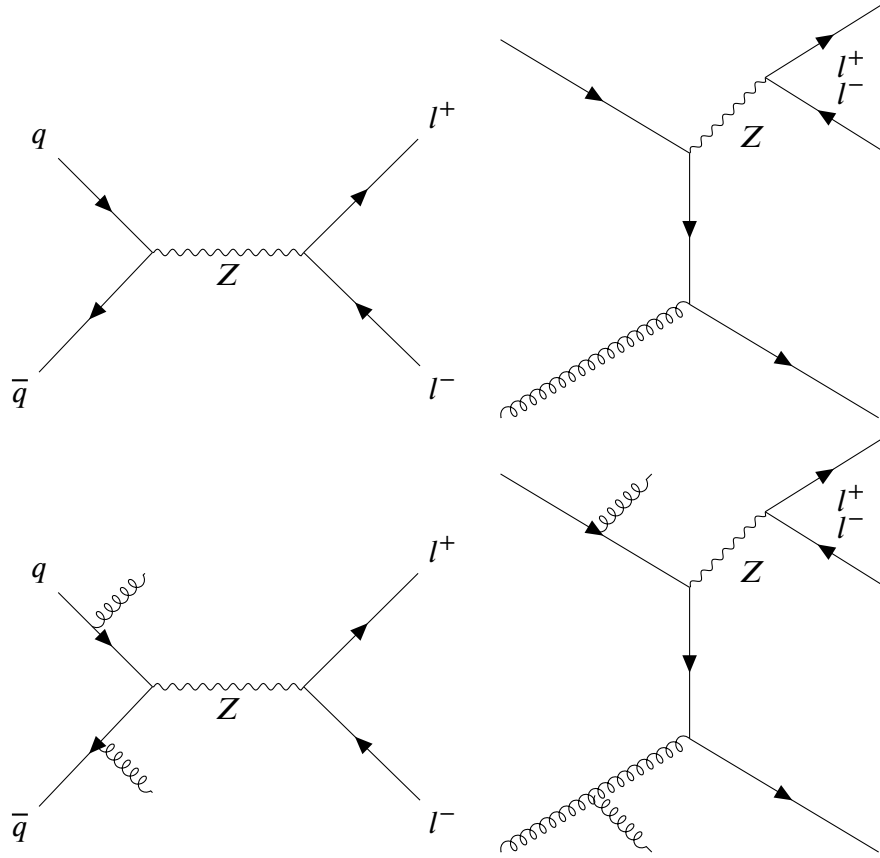


图 1-9 Z 玻色子衰变成两个轻子过程的费曼图。左上方的为首阶圈图 (LO)，此过程中 Z 产生时没有任何横动量。右上图的次阶项 (NLO) 有一个反冲的夸克，因此 Z 玻色子产生时具有非零的横动量。左下图是首阶项加上了初态辐射的胶子，这些辐射的贡献需要被加入到计算中。右下图是次阶项加上了初态辐射的胶子。

Figure 1-9 Feynman diagrams for the production of Z decaying to two leptons. Left top plot is the leading order, with Z produced with zero p_T . Right top plot is NLO diagram with one quark recoiling against the Z. Left bottom plot is leading order plus initial state radiated gluons, corrections need to be calculated regarding these soft emissions. Right bottom plot is NLO + ISR radiated gluons.

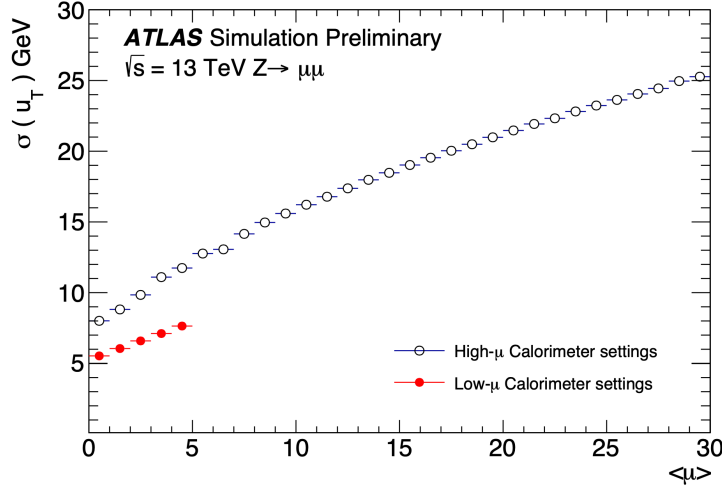


图 1-10 模拟 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变计算得出的反冲强子的动量测量精度与堆积率的依赖关系。图中对比了使用优化的强子量能器标定后与不使用优化的结果。低堆积率的反冲强子的动量测量精度明显优于高堆积率情形，优化算法显著提高了测量精度。^[34]

Figure 1-10 Recoil resolution as a function of μ for simulated $Z \rightarrow \mu\mu$ events with two different calorimeter settings. Recoil resolution increases with pileup, and the dedicated algorithm improves resolution at the same pileup rates.^[34]

子碰撞数据，数据的质心能量为 $\sqrt{s} = 13$ TeV。其测量的 Z 横动量归一化分布结果的误差达到 0.2%。在引^[36]中， p_T^Z 测量结果与一系列蒙卡模拟分布进行了比较，其中，POWHEG+PYTHIA8 使用 POWHEG 计算 QCD 过程精确到次首项 (Next-Leading-Order, NLO) 精度，并使用 PYTHIA8 计算强子化过程和强子喷注的 POWHEG+PYTHIA8，并使用 ATLAS 基于 Z p_T 和 ϕ^* 测量结果的微调（称为 AZ tune）；

为了进行进行 W 质量和 W/Z 横动量的精确测量实验，ATLAS 实验组分别在 5 和 13 TeV 质心能量下采集了积分亮度为 255 pb^{-1} 和 338 pb^{-1} 的低堆积率数据。笔者与研究团队使用低堆积率数据对 p_T^W 和 p_T^Z 进行了精确测量，这项工作同时也是 W 质量测量分析的重要里程碑，预计 W 质量测量分析完成时能够达到 10 MeV 的精度^[34]。

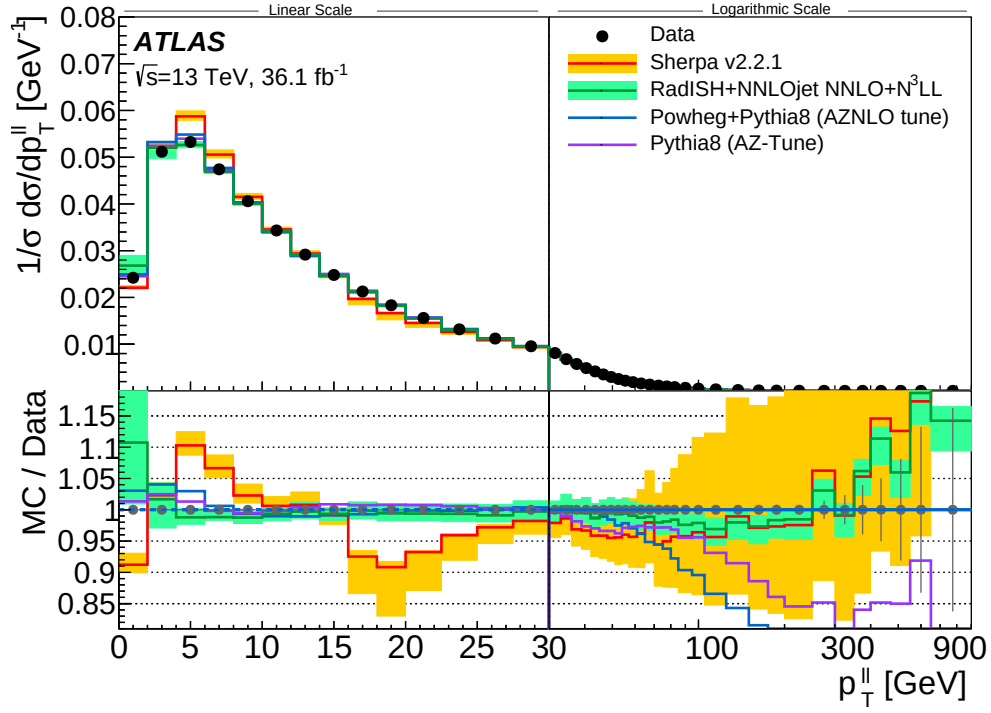


图 1-11 对四种不同产生子模拟得到的归一化 p_T^Z 分布的比较。包括 Pythia8 产生子基于 AZ 微调的结果, Powheg+Pythia8 产生子基于 AZNLO 微调的结果, 以及 Sherpa v2.2.1 和 RadISH 产生子的结果。图中垂直误差棒代表测量误差, 彩色区域代表的是 Sherpa 和 RadISH 产生子在模拟过程中产生的误差。^[36]

Figure 1-11 Comparison of the normalized p_T^Z distributions predicted by different computations: Pythia8 with the AZ tune, Powheg+Pythia8 with the AZNLO tune, Sherpa v2.2.1 and RadISH with the Born level combined measurement. The uncertainties of the measurement are shown as vertical bars and uncertainties of the Sherpa and RadISH predictions are indicated by the coloured bands.^[36]

1.4 论文框架

本论文的结构如下：第 2 章介绍了 ATLAS 探测器，包括径迹探测器，量能器，缪子谱仪，数据获取系统，磁铁系统。第 3 章定义了本工作所涉及的物理对象，以及如何对物理对象进行标定校准和事件判选。第 4 章说明了 Z 玻色子横向动量的测量方法，并重点介绍强子反冲的能量标定方法以及 p_T^Z 的测量结果。强子反冲是 p_T^W 的主要测量方法，对 p_T^Z 而言双轻子系统是更精确的测量办法，对强子反冲的标定可以提高 p_T^W 与 W 质量的测量精度。第 5 章介绍高亮度大型强子对撞机对精确测量实验的提升和帮助。并介绍我参与的探测器相关工作，包括我在 ATLAS 径迹探测器 (Inner Track, ITk) 升级项目中的工作以及高粒度时间探测器 (High Granularity Timing Detector, HGTD) 项目中的传感器测量工作。第 6 章对我博士期间的工作进行总结。

第2章 大型强子对撞机和 ATLAS 探测器

大型强子对撞机 (LHC) 位于法国与瑞士的交界处, 隶属于欧洲核子研究中心组织 (the European Organization for Nuclear Research, CERN)。LHC 是当前世界上占地面积最大, 能量最高的粒子加速器, 建造在欧洲核子研究中心的低下约 100 米深的隧道中。LHC 加速器环的周长达到 27 公里, 由超导磁铁和多个加速结构组成, 逐级提高注射粒子的能量。LHC 将质子或离子加速到接近光速, 并在环的四个对撞点上进行质子-质子碰撞, 这四个对撞点是 LHC 的四个主要实验, 分别为称为超环面仪器 (A Toroidal LHC Apparatus, ATLAS)、紧凑缪子线圈 (Compact Muon Solenoid, CMS)、大型强子对撞机底夸克探测器 (LHC-beauty, LHCb) 和大型离子对撞实验 (A Large Ion Collider Experiment, ALICE)。图 2-1 展示了大型强子对撞机相关设施的总体布局结构。在 LHC 内部, 由 10^{11} 量级的质子所组成的束团 (bunch) 在每秒钟进行 40 千万次束团交叉, 质子-质子对撞束流的质心能量高达 13 TeV ($1 \text{ TeV} = 10^{12}$ 电子伏特), 束流的瞬时亮度为 $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。在正常情形下, 束流将在 LHC 环内循环运行多个小时。

ATLAS 是为了研究最高能量前沿基本相互作用而建造的通用型探测器。ATLAS 探测器的总体布局如 2-2 所示。探测器以对撞点为中心是前后对称的。ATLAS 探测器包括一个被薄型超导线圈磁铁环绕的内部探测器 (Inner Detector), 电磁量能器 (Electromagnetic Calorimeter)、强子量能器 (Hadronic Calorimeter) 以及一个缪子谱仪 (Muon Spectrometer) 组成。本章的各章节分别介绍以下内容: 第 2.1 节介绍了 ATLAS 探测器的总体几何结构和坐标定义。坐标定义使用的是 ATLAS 组公认的定义方法, 用于本文中所有章节。第 2.2 节介绍径迹探测器。第 2.3 节介绍电磁量能器和强子量能器。第 2.4 节介绍缪子谱仪。第 2.5 节介绍磁铁系统。第 2.6 节介绍触发系统。

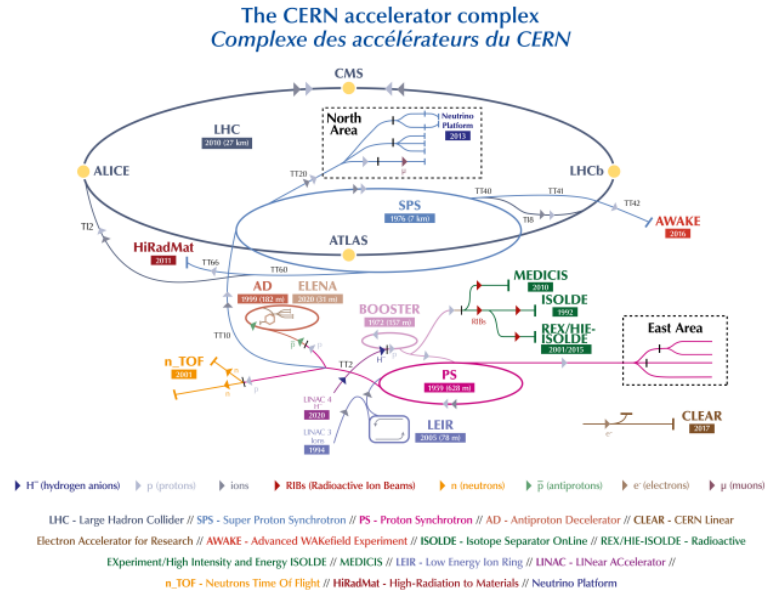


图 2-1 LHC 加速器装置的布局示意图。质子束被加速到 6.5 GeV 并注入 LHC 环中，在 ATLAS、CMS、LHCb 和 ALICE 四个实验对撞点中发生碰撞。LHC 环长 27 公里，位于欧洲核子研究中心 CERN 的地下 100 米处。^[37]

Figure 2-1 Layout of the LHC accelerator complex. The proton beams are accelerated to 6.5 GeV and injected to LHC rings and collide at four experiments: ATLAS, CMS, LHCb and ALICE. The ring is 27 km long and 100 meters underground at CERN.^[37]

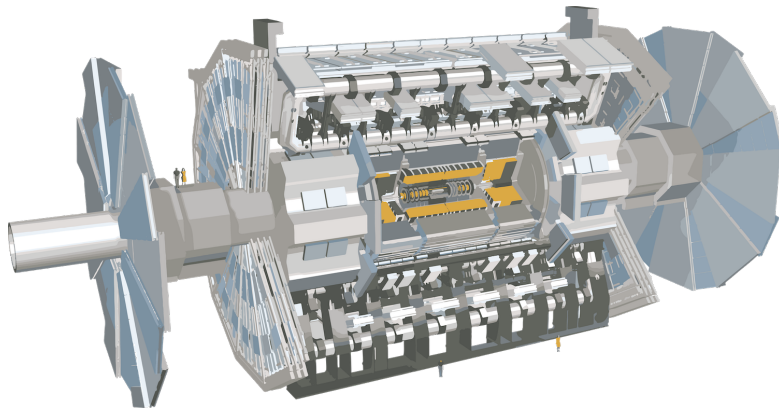


图 2-2 ATLAS 探测器示意图。ATLAS 探测器包括内探测器、电磁量能器和强子量能器、缪子谱仪和磁铁系统。ATLAS 探测器的尺寸为高 25 米，长 44 米。^[38]

Figure 2-2 The ATLAS detector consists of the inner detector, electromagnetic calorimeters, hadronic calorimeter, muon spectrometer and magnet system. The dimensions of the ATLAS detector are 25 m in height and 44 m in length.^[38]

2.1 ATLAS 探测器的坐标描述系统和数据状态参数

本节简要介绍用于描述 ATLAS 探测器和粒子的坐标系以及与实验数据相关的专业术语，这些术语将在本文中广泛使用。

ATLAS 探测采用“右手系坐标”。坐标系的原点定义为质子对撞的相互作用点， z 轴定义为束流方向， $x - y$ 平面垂直于束流方向，也被称为垂直平面。 x 轴的正向定义为从相互作用点指向 LHC 环的中心的方， y 轴的正向定义为垂直向上方向。方位角（azimuthal angle） ϕ 是环绕着束流方向的方位角，极角（polar angle） θ 是相对于束流方向的夹度。赝快度（pseudorapidity）定义为 $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ （对于像 W 和 Z 玻色子这样的高质量粒子，通常使用快度（rapidity）来描述： $y = 1/2 \ln[(E + p_z)/(E - p_z)]$ ）。横向动量 p_T ，和横向能量 E_T 定义为在动量与能量在垂直于束流轴的 $x - y$ 平面内的投影。在物理实验中需要比较两个粒子动量的方向之间的差别，通常使用赝快度 η 和方位角 ϕ 来定义矢量之间的距离 $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$ 。ATLAS 径迹探测器覆盖到的范围约为 $\eta < 2.4$ ，剩余的 10 度的立体角范围是探测盲区。

在每个束团与束团对撞期间内发生的质子质子碰撞反应次数被称为堆积率，用 μ 表示。ATLAS 探测器在 2015 年至 2018 年取数期间采集的数据的堆积率分布如图 2-3 所示。 μ 的平均值在这段时间内不断增加。本文讨论的 W 和 Z 玻色子精密测量实验所使用的数据处于非常低的堆积率条件下，如图中的红色圆圈所示。

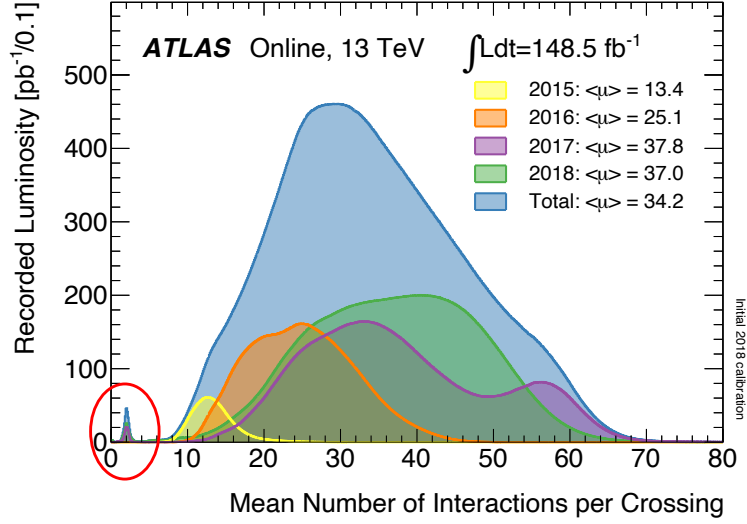


图 2-3 ATLAS 探测器在 2015 年至 2018 年期间采集的 $p-p$ 碰撞数据的堆积率分布。堆积率 μ 的平均值在这些年里不断增加，最高达 34.2。本文分析使用的数据处于很低的堆积率下，如图中红色圆圈所示。^[39]

Figure 2-3 Pileup distributions for ATLAS data taken in the years from 2015 to 2018. The average of pileup is very high, up to 34.2. The data used in the analysis of this thesis is of low pileup conditions, emphasized in the red circle.^[39]

2.2 径迹探测系统

ATLAS 的径迹探测系统也被称为内探测器 (Inner Detector, ID)，其布局如图 2-4 所示，由硅像素探测器 (silicon pixel detector, Pixel)、半导体径迹探测器 (Semiconductor Tracker, SCT) 和跃迁辐射探测器 (transition-radiation tracker, TRT) 组成。内探测器覆盖的赝快度范围是 $|\eta| < 2.5$ ，在 ϕ 角上实现了全覆盖。内探测器的高粒度性质提供了对带电粒子动量和对撞顶点位置的高精度测量。内探测器处于由磁铁提供的 2 T 的磁场中，使带电粒子沿着螺旋状轨迹通过探测器。结合带电粒子在内部径迹探测器的多层材料中的点火位置可以重建出带电粒子的径迹。由径迹的曲率半径推算出粒子的动量为 $p = B \times Q \times R$ ，其中 B 代表磁场， Q 代表粒子电荷， R 表示轨迹半径。

硅像素探测器位于最贴近束流的位置，其中大部分的传感器都是由 $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ 尺寸的，唯一例外的是位于最内层的可插入 B 层 (IBL)，其传感器的大小为 $50 \times 250 \mu\text{m}^2$ 。像素探测器按照 $|\eta|$ 分为两个区域，在低 $|\eta|$ 区域有四个桶部 (barrel) 部分组成，在高 $|\eta|$ 区域有三个端盖 (endcap)。硅像素探测器的工作机制是在加载偏压时产生耗尽区，当粒子从中穿过时，会与耗尽区的物质发生反应，给出带有位置信息的电子学信号。像素探测器的桶部由四层，从里到外分别

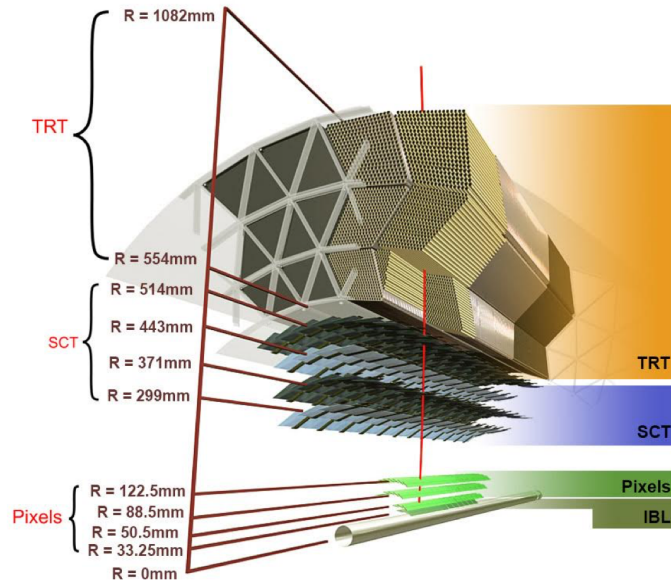


图 2-4 ATLAS 径迹探测器由硅像素探测器 (包含可插入 B 层), 半导体径迹探测器和跃迁辐射探测器组成。其内部构造如图所示。径迹探测器测量带电粒子在磁场中的偏转。^[40]

Figure 2-4 The Inner Detector consists of a silicon pixel detector with insertable B-layer inside, a silicon micro-strip detector and a transition Radiation Tracker.^[40]

是 B-Layer, Layer-0, 1, 2。B-layer 在 $r - \phi$ 平面的分辨率为 $10 - 45 \mu\text{m}$, 在 z 方向的分辨率为 $60 - 180 \mu\text{m}$ 。

硅微条径迹探测器 (SCT) 位于 ATLAS 内部探测器的中间层, 由硅微条探测器模块组成的。被带电粒子击中的探测器硅微条中产生电子学信号, 即可得知在一个方向上的位置信息。通过将多层硅微条探测器交错摆放, 就能得知击中信号的准确位置。其布局结构经过优化, 使每个带电粒子至少穿过四层硅探测器模块。半导体径迹探测器在几何上被分成中心的桶部区域和左右两个端盖区域, 像素探测器和半导体径迹探测器的对带电粒子轨迹的空间测量精度达到 $25 \mu\text{m}$ 。

跃迁辐射探测器 (TRT) 是探测器的最外层部分。它由数十万个填充有气体混合物的漂移管组成。主要填充气体是氙气, 约占 70%。漂移管带有高压, 当带电粒子穿过漂移管时, 粒子与管中气体发生电离反应, 产生的电信号经由电子学读出。收集的电信号用于重建带电粒子的轨迹。

2.3 量能器

量能器 (Calorimeter) 的作用是吸收并测量质子束流对撞产生的大部分粒子的能量。ATLAS 上的量能器分为电磁量能器 (ECal) 和强子量能器 (HCal) 两种,

均为采样型量能器，两种量能器都在螺线管电磁铁的外部。图 2-5 展示了 ATLAS 量能器的主要构造。量能器的空间覆盖范围是 $|\eta| < 4.9$ ，使用多种结构制造以测量不同的粒子能量。ATLAS 量能器按照能量吸收材料分为包括液氩（LAr）量能器和闪烁体量能器。

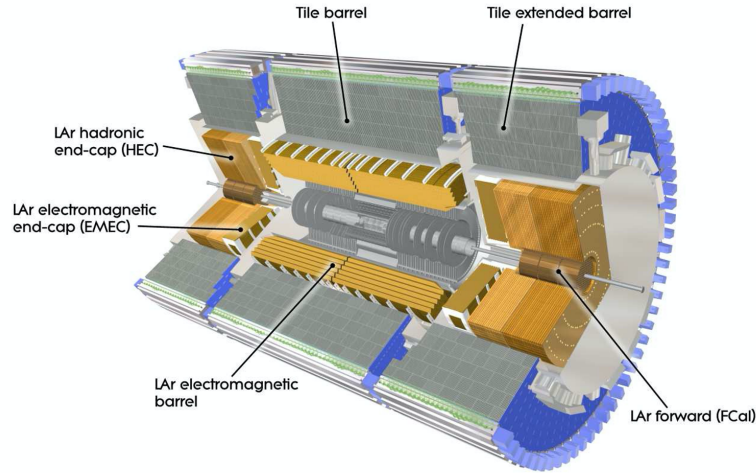


图 2-5 ATLAS 量能器的切面构造图。分为桶部和端盖部分。桶部部分包括瓦片状强子量能器和液氩电磁量能器。端盖部分包括液氩电磁量能器和液氩强子量能器，以及前向量能器。^[38]

Figure 2-5 Cut-away view of the ATLAS Calorimeters. The barrel includes LAr electromagnetic calorimeters and tile hadronic calorimeters. The endcaps include LAr electromagnetic and hadronic calorimeters, and forward calorimeters.^[38]

2.3.1 液氩量能器

液氩量能器环绕在 ATLAS 径迹探测器的外围。液氩量能器由有多个部分组成。桶部部分的液氩电磁量能器覆盖了 $|\eta| < 1.475$ 的区域。端盖部分包括强子量能器端盖和电磁量能器端盖。离束流距离最近， η 值最高的区域，是液氩前端量能器，覆盖了 $3.1 < \eta < 4.9$ 。液氩量能器的几何形状如图 2-6 所示。为了使氩保持液态，量能器被长期保持在 -184°C 超低温条件下。真空密封的电缆线将液氩中读出的电子信号传输到读出电子学器件所在的常温区域。

液氩量能器测量电子、光子和强子的能量。它由金属层（钨、铜或铅）组成，可以吸收入射粒子，以及它们打出的能量较低的次级粒子。粒子与液氩量能器反应后能量沉积被用于计算其粒子能量。电磁量能器中的能量损失机制较为清晰，主要为轻子在量能器中发生的电磁相互作用过程，包括电离，激发，切伦科夫效应，核子反应及韧致辐射等等。

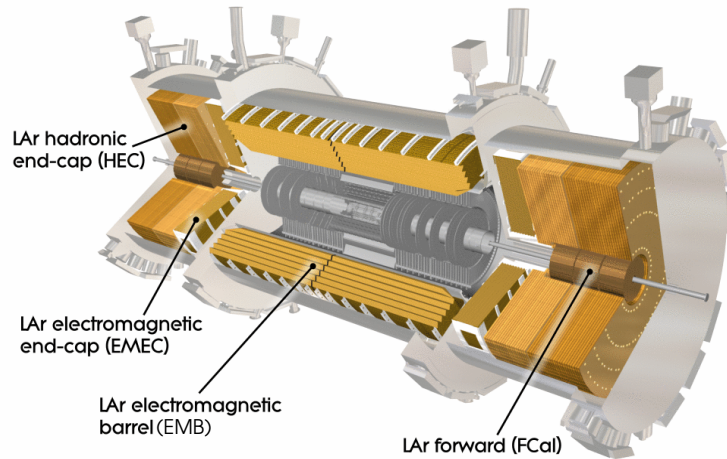


图 2-6 液氩量能器的切面图。三个电磁型液氩量能器覆盖了 $|\eta| < 3.2$ 的桶形和端盖区域。液氩强子量能器端盖覆盖了 $1.375 < |\eta| < 3.2$ 。液氩前端量能器覆盖了 η 范围 3.1 至 4.9。图中白色结构是低温恒温器，使量能器保持在 -184°C [38]。

Figure 2-6 Cut-away view of the liquid Argon calorimeter. Three Electromagnetic LAr Calorimeters cover barrel and endcap region with $|\eta| < 3.2$. LAr hadronic Calorimeter end-cap covers $1.375 < |\eta| < 3.2$. The LAr Forward Calorimeter covers η region from 3.1 to 4.9. The white structure is the cryostat to keep the calorimeter at -184°C . [38]

2.3.2 强子量能器

强子量能器分为多个部分。外层部分是瓦片状强子量能器（Tile Hadronic Calorimeter）。瓦片状强子量能器环绕着液氩量能器，并分为三个区域，第一个区域是中间桶状区域，长度为 5.8 米，覆盖 $|\eta| < 1.0$ ，两端各有一个端盖区域，覆盖 $0.8 < |\eta| < 1.7$ 。瓦片状强子量能器位于距离束流 2.28 米的内径处，在轴向距离上覆盖到 4.25 米。

瓦片单元由钢和塑料闪烁体晶体构成。钢是吸收强子能量的介质，与强子碰撞后产生的簇射被闪烁体吸收，通过光电倍增管转化为电信号后，由后端电子学读出。强子在强子量能器中的反应过程有强相互作用的参与，因此其工作机制比电磁量能器更加复杂。ATLAS 的强子量能器属于采样型量能器，强子穿过量能器时仅有部分能量沉积。在瓦片状强子量能器的桶部及其扩展区域，分别由三部分组成。桶部区域设计的厚度分别约为 1.5 、 4.1 和 1.8 倍的 λ ，扩展桶部区域的设计厚度分别为 1.5 、 2.6 和 3.3 倍的 λ 。 λ 的定义是粒子在材料中剩余能量衰减为原先的 $1/e$ 倍时所穿过的厚度。

在每个端盖处各有两个独立的轮状子探测器组成了强子端盖量能器 (Hadronic End-cap Calorimeter)，位于电磁量能器端盖的远端。为了确保在强子端盖量能器和前向量能器的交界处，即 $|\eta| = 3.1$ 附近的能量探测效率，强子端盖量能器在束流方向上被延伸到 $|\eta| = 3.2$ ，与前端量能器有部分重叠区域。类似地，强子端盖量能器与瓦片状强子量能器的 η 范围也略有重叠，强子端盖量能器的 $|\eta|$ 扩展到 1.5 与瓦片强子量能器的 η 范围 ($|\eta| < 1.7$) 相接。

前向量能器 (The Forward Calorimeter) 由两个端盖组成，每个端盖中包含三个模块。为了提高电磁能量测量精度，离中心最近的第一个模块由铜制成。较远的两个模块由钨制成，专门用于测量强子能量沉积。

2.4 μ 子探测器

通常情况下, μ 子在穿过内探测器和量能器时不会与介质发生显著的反应, 因此需要专门建造 μ 子探测器来测量其动量。 μ 子探测器处于环形磁铁所产生的轴向磁场中, 探测器对 μ 子的动量测量范围为 $3 \text{ GeV} < p_T < 3 \text{ TeV}$ 。由 $R = \frac{P}{B \times Q}$ 可知, 当 μ 子的动量小于此区间时, 由于磁场所造成的径迹偏转半径过小, 致使 μ 子无法打入 μ 子探测器中。当 μ 子的动量过高时, 径迹偏转半径过大, 探测器无法测出径迹的曲率。

图 2-7 展示了 μ 子探测器的内部结构。它由四个部分组成: 径迹室 (monitored drift tubes) 覆盖了赝快度范围 $|\eta| < 2.7$; 阴性板室 (cathode strip chambers) 覆盖了范围 $2.0 < |\eta| < 2.7$; 快速触发室 (resistive plate chambers) 覆盖了范围 $|\eta| < 1.05$; 窄隙室 (thin gap chambers) 覆盖了 $1.05 < |\eta| < 2.7$ ($|\eta| < 2.4$ 的区域用于触发)。

径迹室采用漂移管设计, 内部填充 93% 的氩气和 7% 的混合气体, 其功能是测量 μ 子在其中的偏转半径。阴性板室提供了在探测器两个端部的径迹位置分辨。快速触发室的测量为触发提供信息, 也负责中心区域的束流 (z) 方向的径迹坐标测量。多丝正比室提供 1.5 ns 的时间分辨率, 为 μ 子触发提供信息。

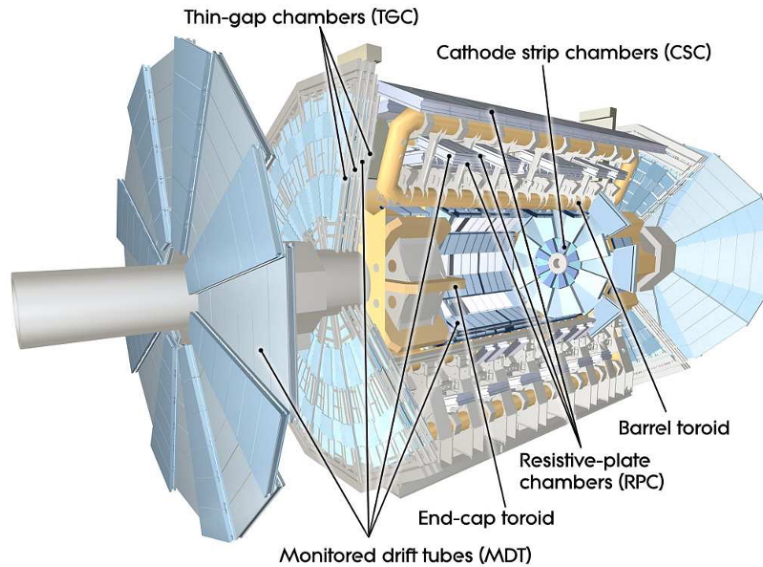


图 2-7 ATLAS μ 子探测器的切面示意图。^[38]

Figure 2-7 Cut-away view of the ATLAS Muon system.^[38]

2.5 磁铁系统

ATLAS 磁铁系统由位于中央区域的通电螺线管磁体和三个环状电磁体的组成, 如图 2-8 所示。其中一个环状磁铁位置位于中央区域, 另外两个在端盖区域。磁铁产生高强度磁场使带电粒子的轨迹发生偏转, 通过对粒子径迹的重建可以测量带电粒子的动量和电荷信息。为了保持超高强度的磁场, 减少能量损耗, ATLAS 磁铁系统被放置于 4.5 K (-268°C) 超低温环境下。

磁铁系统在探测器中央 $20 \times 20 \times 25\text{m}^3$ 的巨大空间内产生稳定、精确和可预测的磁场, 磁铁装置与探测器完全集成在一起。位于中央位置的通电螺线管在径迹探测器的工作区域产生 2 特斯拉 (Tesla, T) 的均匀磁场, 磁场方向平行于束流方向。环状磁铁产生强度为 3 - 8 特斯拉的不均匀磁场, 磁场方向与来自螺线管的磁场方向垂直。

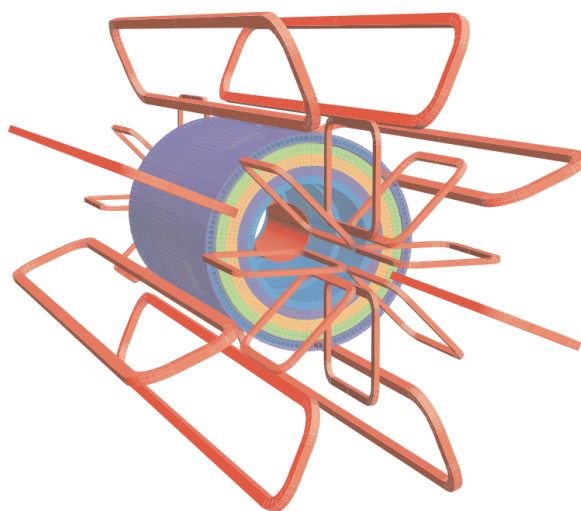


图 2-8 ATLAS 磁铁系统示意图。磁铁系统由内层的螺线管磁铁和外侧及两端部的环状电磁体组成。螺线管磁铁在内部空间产生 2 特斯拉的匀强磁场。环状电磁体产生 3-8 特斯拉环状磁场, 方向与中央匀强磁场的方向相互垂直, 环绕着 ATLAS 探测器外围。^[38]

Figure 2-8 Scope view of Magnet system of ATLAS. It consists of a Solenoid in the central track volume and three Toroids surrounds the solenoid. The solenoid provides a 2 Tesla field in the tracking region. The Toroids provides 3-8 Tesla field that surrounds the ATLAS detector.^[38]

2.6 ATLAS 数据获取

LHC 加速器上产生的束流由连串的束团 (bunches) 组成, 在 ATLAS 探测器顶点上相邻束团的对撞时间间隔为 25 ns。在每段束团间隔时间内, 根据束团在束流方向上的长度, 束团发生对撞反应的持续时间小于 25 ns。LHC 的瞬时亮度高达 $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 按照束团间距为 25 ns 计算, 每组束团碰撞期间发生的质子-质子碰撞平均次数约为 23 次, 相当于每秒钟发生 10^9 量级的 p-p 碰撞反应。所以, ATLAS 采用了一系列触发机制 (Trigger), 对探测器采集到的信号进行筛选, 只记录更具有物理意义的信号。

数据获取系统 (简称为 DAQ) 用于收集由 ATLAS 产生的数据, 并在离线状态下对数据进行筛选, 将数据采集数率降低到约 200 Hz 左右。ATLAS 使用二级触发系统, 分别命名为: 第一级触发 (L1) 和事件过滤器 (event filter)。每个触发级别都会在上一个级别筛选的结果基础上进行进一步筛选。第一级触发器根据量能器与缪子探测器的响应时间就行筛选, 要求在 2.5 微秒内做出响应, 将数据速率降低到约 75 kHz。事件过滤器综合各个子探测器的信息, 筛选出事例并进行存储, 数据速率下降到 200 Hz。

第3章 粒子重建刻度与事例判选

在 ATLAS 实验中, W 和 Z 玻色子是通过 $q + q' \rightarrow V + u$ 过程产生的, 其中 u 是与矢量玻色子 W 或 Z 玻色子反冲的夸克或胶子。在反应末态中, W 或 Z 玻色子通过轻子道衰变: $W \rightarrow l\nu, Z \rightarrow \ell\ell$, 其中 l 代表电子或 μ 子。 u 离开原初顶点后碎裂为一簇强子, 在探测器中被重建为喷注 (jet)。

基于第2章中描述的径迹探测器、电磁和强子量能器以及 μ 子探测器读出的基础数据, 并结合专门的算法软件, 可以测量末态粒子的电荷, 动量或能量等物理参数, 并且对粒子进行种类鉴别。再由电子、 μ 子、喷注和间接测量的中微子的能动量, 可以计算出 W/Z 玻色子衰变前的运动学参数, 包括 W 和 Z 玻色子的横向动量, 以及其它可用于事例判选的物理量。鉴别并重建末态粒子的详细过程将在第3.1节中讨论。第3.2节描述用于测量 Z 玻色子横动量分布的相关物理参数的定义。第3.3节简要介绍此分析中对电子和 μ 子的判选效率与动量标定的计算过程和结果。第3.4节介绍对反冲强子的能量标定过程, 对于 Z 玻色子的动量测量而言, 反冲强子使用双轻子系统的动量进行标定, 反冲强子间接测量的 p_T^Z 是对双轻子系统测量结果的补充。但是通过 Z 玻色子动量标定的反冲强子是对 p_T^W 直接测量的手段, 也是未来 W 质量测量的重要输入。第3.5节介绍分析中使用的特殊低堆积率数据和相应信号和本底的蒙卡样本。第3.6节介绍 p_T^Z 测量使用的判选条件及结果。第3.7节展示在信号区域内的相关物理参数的数据与蒙卡对比分布。

3.1 末态粒子的重建过程

本节讲述 W 和 Z 玻色子测量的衰变道所涉及的末态粒子的重建过程。其中第3.1.1节讲述在探测器中重建带电粒子轨迹的过程。电子的鉴别 (ID) 和重建 (Reconstruction) 在第3.1.2节中描述。缪子的鉴别和重建在第3.1.3节中讨论。喷注的重建在第3.1.4节中阐述。电子和缪子的能量和探测效率的校准在第3.3节中讨论。

3.1.1 径迹重建

本节概述了轨迹 (track) 重建的主要流程。带点粒子在磁场中发生偏转, 在各个子探测器上产生击中信号 (hit), 轨迹重建过程就是将这些击中信号重建成

完整的路径，用于测量带点粒子的动量和电荷。图 3-1 提供了轨迹重建的流程图。

重建方法是通过图 3-1 中逻辑将内探测器上的击中信号重建成初始径迹，得到一系列初始径迹的集合，供下一步分析使用。通过径迹重建计算出带点粒子的横向动量后，统计每个事例中的全部径迹，并尝试找到尽可能多的径迹的交点，将所关联径迹的横动量之和最大的交点定义为原初顶点（primary vertex, PV）。通常，重建出的初始径迹信息中最重要的是径迹到原初顶点的距离，由两个影响参数（impact parameters）来描述。第一个参数是径迹到原初顶点距离投影到 z 轴上的长度，表示为 z_0 ，另一个是投影到 x 、 y 平面上的长度，表示为 d_0 ，其它信息包括由方位角 ϕ 和极角 θ 描述的粒子的动量方向，以及带电粒子电荷和动量大小之比 q/p 。图 3-2 展示了这些基本径迹参数的图示。使用 z_0 和 d_0 可以将所有径迹分为两类，经过原初顶点的径迹被选中进入后续分析流程，未经过原初顶点的径迹则被视为次级粒子或背景噪声所产生的径迹。

径迹重建的具体过程是利用在像素探测器和半导体径迹探测器中的信息组成轨迹种子，径迹种子必须在这两个子探测器中留下三个击中（hit）点。然后沿着径迹种子的轨迹使用卡曼滤波（Kalman Filter）的方法进行拓展并穿过各个子探测器，同时在拓展过程中使用特殊算法使径迹变得更平滑，得到在各个子探测器尤其是量能器上的预期击中位置。对于次级径迹和转化径迹，其径迹重建不是从里向外，而是从外到内，从跃迁辐射探测器的击中信息开始重建，主要用于重建光子转变为电子的径迹。由于 ATLAS 数据的高堆积率，在径迹重建中经常出现多个径迹经过同一个击中的情况，这种情况被称为歧义（Ambiguity）。如果一个击中被多个轨迹候选项选中，则通过其它算法对轨迹的位置信息，未击中数量，以及歧义的击中数量等信息进行评估，以选择最可能造成这个击中的轨迹。

3.1.2 电子重建

电子重建过程的第一步是使用上述径迹探测器的信息拟合出一条轨迹，并将其与电磁量能器中的能量簇射的空间位置进行匹配。匹配的要求是径迹和电磁量能器中的簇射的空间距离满足 $\Delta\phi < 0.05$ 且 $\Delta\eta < 0.05$ 。然后使用一套基于量能器中簇射形状，轨迹，以及轨迹与簇射空间匹配的多维变量似然鉴别算法，将来自主要顶点的信号电子与产生于光子转换或强子化过程的（背景）电子区分开来。电子鉴别提供三个工作点（working point, WP），按照对背景噪声的排除率增加的顺序分为 Loose、Medium 和 Tight。如此定义的工作点从 Loose 到 Tight，候选集合里面，电子信号的数量从多到少，纯度从低到高，而背景的残存量则从多降到少。图 3-3 展示了电子重建的流程概述。在大多数分析中，只需要来自主

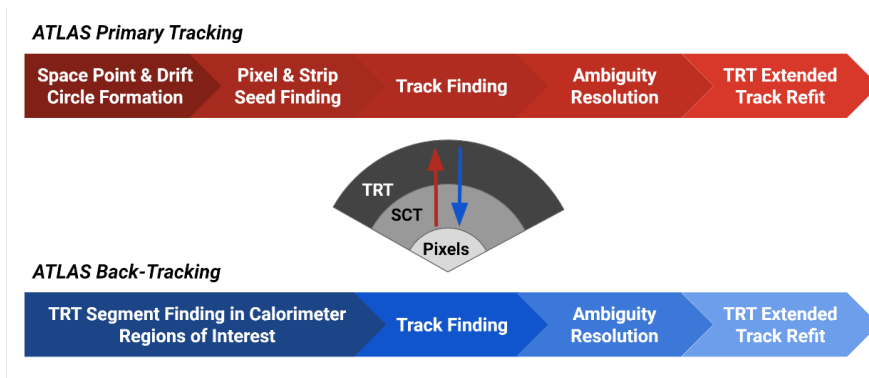


图 3-1 径迹重建流程示意图。红色箭头所示的方法是“从内向外”进行重建，蓝色箭头表示的方式是“从外向内”重建。^[41]

Figure 3-1 An overview of tracking reconstruction. It is done first "inside out" as in the red arrow, and then "outside in" as in the blue arrow.^[41]

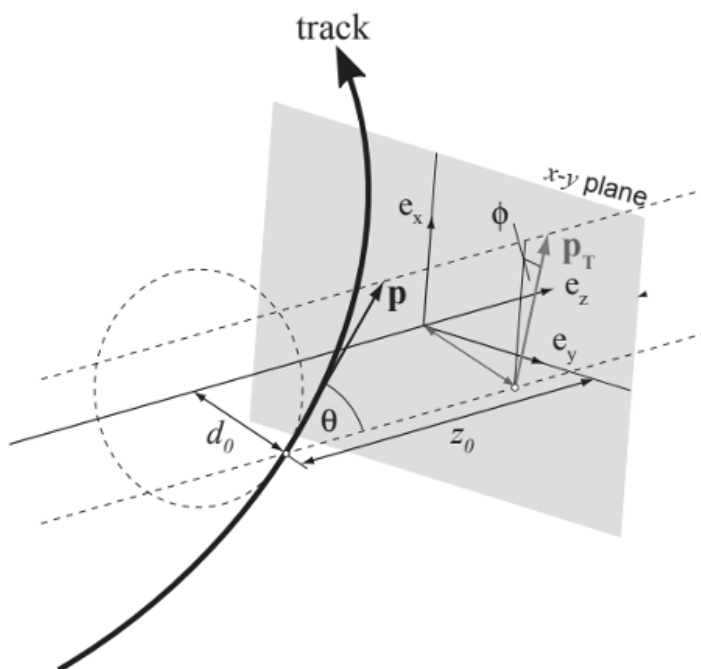


图 3-2 径迹探测器测量得到的带电粒子的初始径迹参数。这些参数被用于粒子鉴别和动量测量。^[42]

Figure 3-2 Global track parameters of a charged particle in ITk. These parameters are used for particle identification and momentum measurement.^[42]

要顶点的电子，因此按照 $|d_0|/\sigma(d_0) < 5$ 和 $|z_0 \sin\theta| < 0.5 \text{ mm}$ 对电子进行判选。考虑到电子应在 ATLAS 径迹探测器的几何覆盖范围内才可能被探测到，要求电子的 $|\eta| < 2.47$ ，并且不处在端盖和桶部的交界处。

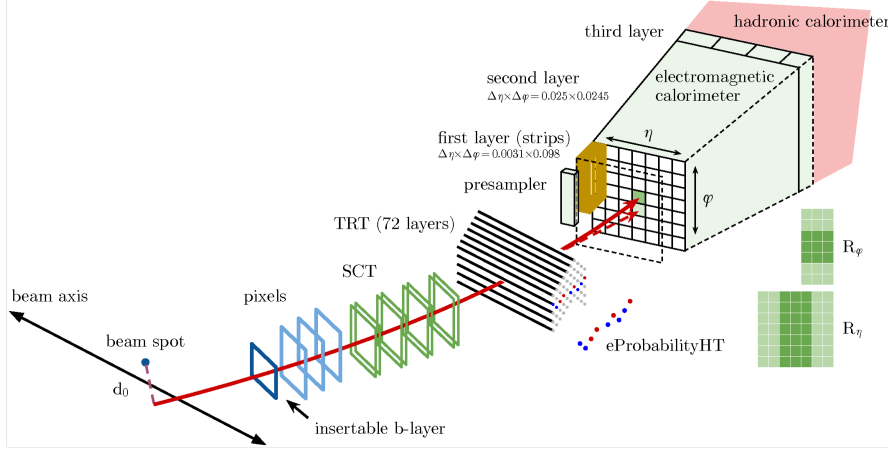


图 3-3 电子重建和鉴别的流程示意图。^[43]

Figure 3-3 Schematic view of the electron reconstruction and identification.^[43]

此分析中对电子效率和能量刻度的精度要求很高，因此并未使用 ATLAS 合作组提供的刻度，而是基于所用数据专门进行刻度，刻度过程和主要结果在第 3.1.2 节中讨论。

3.1.3 μ 子重建

μ 子重建是利用前述内探测器和 μ 子探测器上分别测量的径迹来整体拟合实现的。在 μ 子在量能器中能量损失较大的情况下，量能器的测量信息被用于确定轨迹参数 d_0, z_0 ，以及结合轨迹信息标记候选 μ 子。根据重建过程使用的探测器信息组合方式的不同， μ 子重建有多种算法。本文讨论的分析中使用“组合” (Combined) μ 子。

“组合” μ 子的重建是通过将缪子探测器与内探测器上的径迹进行匹配。对匹配成功的候选 μ 子，将两个探测器上的全部击中 (hit) 联合拟合来得到缪子的径迹。联合拟合需要考虑到缪子在量能器中的能量损失所造成的径迹偏移。

在 μ 子重建之后，候选 μ 子需要被进一步筛选，才能用于物理分析。筛选过程基于内探测器的不同子探测器和缪子谱仪各个部分的命中数量、轨迹拟合属性以及两个探测器系统中独立测量的兼容性测试。根据上述筛选结果，可以定义多种 μ 子集，称为工作点 (WP)。在大多数物理分析中，主要有三种标准工作点，根据筛选后的 μ 子纯度逐渐增加且效率逐渐降低排序，三种工作点分别称为 Loose, Medium 和 Tight。在本分析中，使用了 Medium 工作点。

与电子相似，低堆积率情况下的典型缪子的能量和效率刻度见第 3.1.2 节。

3.1.4 喷注重建

分析中采用粒子流算法^[44] (particle flow, PF) 所重建的喷注。粒子流算法的第一步是使用 Tight 工作点选取内部探测器中测量的径迹。Tight 工作点的判选过程要求径迹至少包括 9 个硅探测器里的击中点，且如果径迹的卡曼滤波拓展的径迹经过了像素探测器 (Pixel) 时，要求在像素探测器中能找到相应击中。

径迹必须在 $|\eta| < 2.5$ 范围内，相应横向动量 $p_T > 0.5 \text{ GeV}$ 。用 Medium 工作点 (WP) 鉴别出的电子或 μ 子径迹如果携带 $p_T > 10 \text{ GeV}$ 则被剔除。第二步将这些径迹与量能器中的簇团相匹配。量能器中的簇团重建采用常见的拓扑簇团 (topo-cluster) 算法^[45] 基于电磁 (EM) 能量标度校准来重建。接下来，使用簇团位置和径迹动量计算属于该径迹的粒子在量能器中预期的沉积能量。单个粒子通常会在量能器中产生多个簇团，并沉积能量。考虑到这种情形，在喷注重建算法中，径迹周围的圆锥体范围内的沉积能量也被添加到喷注的能量标定中。最后一步，将径迹推导得出的预期沉积能量与相关联的量能器中簇团的能量总和相比较，将两者差异与量能器上的噪声进行对比。如果差异在 1.5σ 内，则将此簇团视为噪声，否则保留此簇团。

粒子流算法重建得到的粒子被称为粒子流算法对象 (particle flow objects, PFO)。PFO 被分为两类：如果对应的拓扑簇团与内探测器中的一条轨迹匹配，则称为带电 PFO (cPFO)。否则称为中性 PFO (nPFO)。

3.1.5 横向能量丢失

在每个部分子对撞事例中，末态粒子的四动量之和与对撞前的部分子四动量之和满足动量守恒。在垂直于束流方向的平面上，末态粒子的动量总和应当为零。在实验上通常会测量到横向动量不守恒。对此最合理的解释是对撞中产生了无法被 ATLAS 探测器探测到的例子，包括中微子或暗物质等等。通常使用横向能量损失来表示这部分能量，用符号 E_T^{miss} 表示。 E_T^{miss} 是通过重建包括光子、电子、 μ 子，喷注和径迹等所有可探测到的末态粒子，计算剩余横向能量得到的。

3.2 物理参数定义

横向平面 (transverse plane) 的定义是与第 2.1 节中的 z 轴垂直的平面。粒子的横向动量 (transverse momentum) 的定义是粒子动量在横向平面上的投影。 W

和 Z 玻色子的动力学参数是通过其轻子衰变产物间接测量得到的。

通常使用以下三个动力学参量来描述轻子（电子和 μ 子）的运动学特征：轻子动量在横向平面上的投影 p_T^ℓ 、轻子动量方向与 z 轴之间的夹角，极角 η_l 、以及轻子环绕 z 轴的方位角 ϕ_l 。

在 Z 玻色子事例中，玻色子的不变质量， m_{ll} ，和横向动量， p_T^{ll} ，是由 Z 玻色子衰变末态的轻子对的四动量之和计算得到的。公式 3-2 和公式 3-1 是相应的定义公式，公式中的 p_T 是矢量。

$$p_T^{ll} = p_{T,1} + p_{T,2} \quad (3-1)$$

$$m_{ll} = \sqrt{(E_{T,1} + E_{T,2})^2 - (p_{T,1} + p_{T,2})^2} \quad (3-2)$$

在 W 和 Z 玻色子事例中，与玻色子反冲 (recoil) 的部分子的动量，是通过重建所有喷注在量能器中沉积的横向能量，并相加来计算的。具体计算方法见公式 3-3：

$$u_T = \sum_i \vec{E}_{T,i} \quad (3-3)$$

其中， $\vec{E}_{T,i}$ 是强子量能器中的第 i 个簇团沉积的横向能量的矢量。公式中将所有簇团的横向能量进行矢量相加。

簇团的横向能量 E_T 定义为 $E_T = E/\cosh(\eta)$ ，其中 E 是簇团的总能量沉积， η 是其赝快度。簇的方位角 ϕ 由其在横向平面中的方向确定。在 W 和 Z 玻色子事例中，向量 $-u_T$ 可以做为玻色子横向动量的间接测量方法。在 Z 玻色子事例中， $u_{||}^Z$ 和 $u_{\perp}^Z$ 分别定义为簇团的横向能量相对于由轻子对重建的 Z 玻色子方向的平行投影和垂直投影。 $u_{||}^Z$ 的分布可以与 $-p_T^{ll}$ 进行比较，进而研究 ATLAS 探测器对强子能量响应，而 $u_{\perp}^Z$ 分布的宽度可用于估计对反冲强子动量测量的分辨率，其中 $\langle u_{\perp}^Z \rangle = 0$ 。在 W 玻色子事例中， $u_{||}^l$ 和 $u_{\perp}^l$ 定义为反冲强子在平行和垂直于轻子横向动量方向上的投影。

在 W 事例中，中微子的横向动量是通过横向能量损失 E_T^{miss} 计算得到的：公式 3-4

$$p_T^\nu = E_T^{\text{miss}} = -(\vec{u}_T + p_T^\ell) \quad (3-4)$$

反冲强子的测量分辨率受非硬散射过程 (underlying events) 中的强子化末态粒子的影响，可以用所有重建的横向能量 $\sum E_T$ 来量化，它被定义为量能器中所有簇团的横向能量的标量和。在此基础上定义另一个物理量 $\sum \bar{E}_T \equiv \sum E_T - |\vec{u}_T|$ ，剔除 W 和 Z 事例中产生的反冲强子的能量贡献。

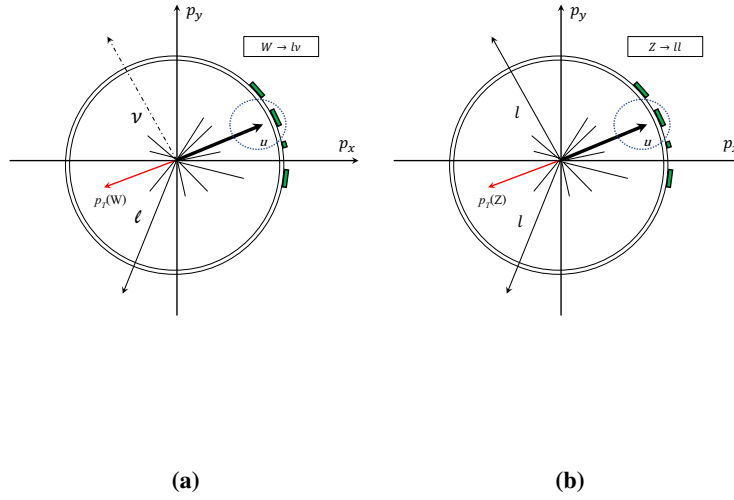


图 3-4 W/Z 玻色子加反冲强子事例的横向平面示意图。(a) W + 反冲 (b) Z + 反冲。从 Z 衰变出的双轻子通过径迹探测器和电磁量能器测量。在 W 和 Z 事例中，反冲强子的横向动量 (u) 可以通过在强子量能器中能量沉积的向量和计算得到，计算过程中要除去与 W/Z 衰变后的轻子相关的能量沉积。

Figure 3-4 Sketch map displaying the transverse plane of a W/Z + recoil event. (a) W + recoil (b) Z + recoil. Di-lepton decayed from Z is measured by the tracker and EM calorimeter. The transverse momentum of recoil (u) in both W and Z events is evaluated by vector sum of energy deposited in Hadronic calorimeter, excluding energy associated with W/Z -decayed leptons.

3.3 轻子能量与效率

3.3.1 电子能量和效率标定

本节讨论在低堆积数据分析中对电子动量的标定和误差。电子能量校准采用两种方法，一种是使用来自低堆积数据集的 $Z \rightarrow \ell\ell$ 事例进行的。还有一种基于从高堆积数据集到低堆积条件的外推方法来提取能量刻度修正。

标定过程包括电子探测效率和蒙卡修正系数（scale factor，表示为 SFs），包括重建、鉴别、电子孤立和触发的效率及其修正系数的测量。重建刻度因子通过将标准高堆积率数据外推到低 μ 条件下获得，适用于 13TeV 和 5TeV 数据。鉴别，电子孤立和触发效率的刻度因子将对 13TeV 和 5TeV 低堆积率数据分别进行测量。

用于标定的数据和蒙卡样本的统计量如表 3-1 所示。

	数据	蒙卡
2017 (5 TeV)	58.7 k	2.14 M
2017 (13 TeV)	79.9 k	1.38 M
2018 (13 TeV)	107.2 k	1.41 M

表 3-1 用于电子标定的低堆积率数据事例数

Table 3-1 The number of $Z \rightarrow ee$ candidate events selected after applying all the selections for low-pileup runs at $\sqrt{s} = 5$ and 13 TeV.

电子能量响应的校定步骤度量校准（对模拟数据进行训练，并将其应用于数据和模拟数据），堆积率和均匀性校正，及使用 $Z \rightarrow ee$ 的共振峰来校准数据中的能量标度和分辨率。通过这套标定流程，可以定义并提取出来两个校正因子^[46]，使得真实数据中的能量响应与模拟数据中的可以相匹配自治，它们分别是能量比例因子 α 和额外的常数项 c' ：

- 能量刻度因子 α_i 用于将测量的电子能量 E^{data} 校正到模拟的能量刻度 E^{MC} ，通常按照簇团的赝快度（用下标 i 表示）分为多个 bin：

$$E_i^{\text{data}} = E_i^{\text{MC}} / (1 + \alpha_i)$$

- 电子能量测量的相对分辨率可以写成多个项的平方和的形式：

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

其中， a 是描述电磁簇射在电磁量能器中造成相关波动的随机项， b 是电子和堆积率噪声项， c 是常数项。额外的常数项 c'_i 用于将给定 η_{calo} 区间 i 中的蒙卡质量分布的宽度拓展到与数据分布的宽度相同。

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_i^{\text{data}} = \left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_i^{\text{MC}} \oplus c'_i$$

低堆积数据运行的能量刻度和分辨率校正使用与上述相同的过程来得到 α 和 c' 修正因子，以匹配数据和 MC 之间的响应和分辨率。对于标准的高堆积数据，分为 68 个 η 区间用于导出能量刻度因子校正。由于低堆积数据中 $Z \rightarrow ee$ 事例数量较少，合并得到了 24 个区间用于在表3-2中导出能量刻度因子校正。这些区间中的结果如图3-5所示。

-2.47	-2.4	-2.1	-1.8	-1.55	-1.37	-1.2	-1	-0.8	-0.6	-0.4	-0.2	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1	1.2
1.37 1.55 1.8 2.1 2.4 2.47																		

表 3-2 低堆积数据的能量刻度因子采用的 η_{calo} 区间数值。

Table 3-2 Values of η_{calo} bin frontiers for energy scale factors for low pile-up runs.

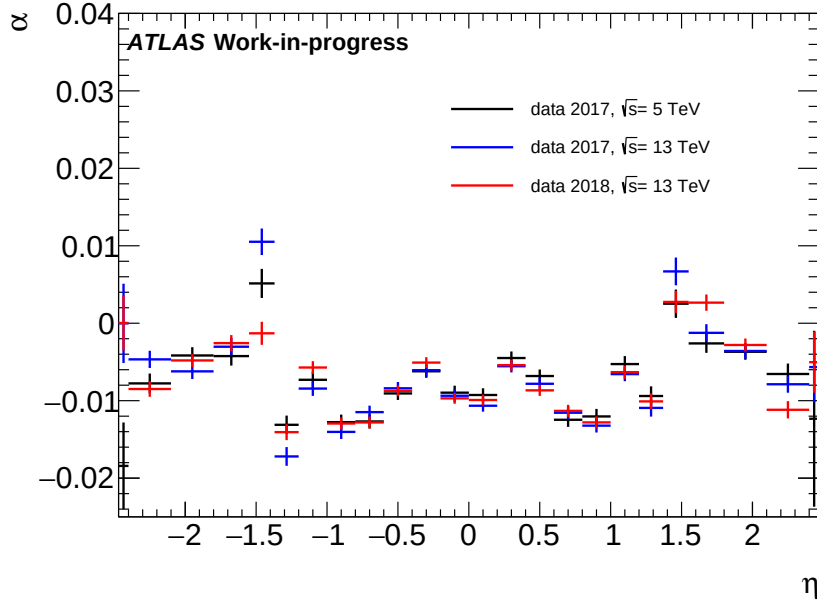


图 3-5 使用 24 个 η 区间，对 2017 年（蓝色）、2018 年（红色）和 2017 年 5 TeV（黑色）的低堆积数据运行得出的能量刻度因子 α 。

Figure 3-5 Energy scale factors α for low pile-up runs of 2017 (blue), 2018 (red) and 2017 at 5 TeV (black) using 24 η bins.

在 2017 年的低堆叠数据中提取能量修正因子后，将数据和蒙卡中的 m_{ll} 分布进行比较，如图 3-6 所示。在峰值区域内，两者一致性良好，在可接受的误差范围内。

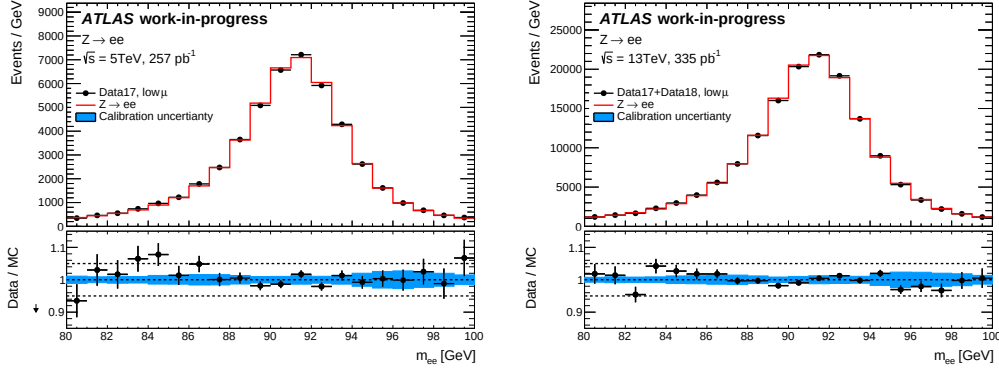


图 3-6 在 5 和 13 TeV 低堆叠数据中电子在 Z 质量峰值附近的蒙卡和数据的不变质量分布。

下方的面板显示了数据与模拟之比，蓝色误差带表示系统误差。13 TeV 数据包括 2017 和 2018 年的总数据。

Figure 3-6 The invariant mass distribution around the Z-mass peak for MC and data in low pile-up runs for 5 TeV and 13 TeV data. The lower panel shows the data to simulation ratio, with the systematic uncertainty in blue band. The 13 TeV datasets includes both 2017 and 2018 data

本节剩余部分将讨论电子判选效率及其不确定性。在分析中使用的电子必须经过成功重建，通过一定的 p_T 和 η 选择，并通过鉴别 (ID)、孤立和触发的选择条件。此分析使用“标记-探测”方法测量数据与蒙卡效率及其不确定性，用以校正分析中的蒙卡效率，使其与数据中测量的效率相一致。

四种电子选择效率的定义如下：

- 重建效率：从电磁量能器中得到的簇团到内部探测器中的轨迹组合，成功重建出电子的比例。
- 鉴别效率：定义为重建电子中通过给定工作点的 Medium 鉴别要求的比例。
- 孤立电子效率：定义为重建的 Medium 的电子中，满足孤立要求 $p_{Tvarcone20}/p_T^e < 0.1$ 的比例。
- 触发效率：定义为重建、Medium 鉴别并满足孤立和触发选择条件 HLT_e15_lhloose_nod0_L1EM12 的电子的比例。

模拟中的效率通过比例因子 (scale factor, SF) 被数据校正，该比例因子定义

为在数据和蒙卡样本中测量的效率之比。对于一个 $W \rightarrow e\nu$ 事例，总效率校正权重可以表示为不同比例因子的乘积：

$$W_{event}^{W \rightarrow e\nu} = SF_{reco} \times SF_{ID} \times SF_{iso} \times SF_{trigger} \quad (3-1)$$

对于 $Z \rightarrow ee$ 事件的总效率校正权重是由两个相关电子的比例因子 (SFs) 得出的 (公式 3-2)。其中，重建，鉴别和孤立比例因子为轻子对的比例因子的乘积。对于触发比例因子，由于分析中采用单轻子触发（为了保证 W 和 Z 使用相同的触发），因此，触发要求为至少有一个轻子满足触发条件，比例因子为 $eff_{event}^{data}/eff_{event}^M C = (eff_{data}^{e+} + eff_{data}^{e-} - eff_{data}^{e+} eff_{data}^{e-}) / (eff_{MC}^{e+} + eff_{MC}^{e-} - eff_{MC}^{e+} eff_{MC}^{e-}) = \frac{SF_{trig}^{e+}/eff_{trig}^{e-} + SF_{trig}^{e-}/eff_{trig}^{e+} - SF_{trig}^{e+} * SF_{trig}^{e-}}{1/eff_{trig}^{e+} + 1/eff_{trig}^{e-} - 1}$ 其中 $SF = eff_{data}/eff_{MC}$ 。

$$Z_{event}^{Z \rightarrow ee} = SF_{reco}^{e+} \times SF_{reco}^{e-} \times SF_{ID}^{e+} \times SF_{ID}^{e-} \times SF_{iso}^{e+} \times SF_{iso}^{e-} \times \frac{SF_{trig}^{e+}/eff_{trig}^{e-} + SF_{trig}^{e-}/eff_{trig}^{e+} - SF_{trig}^{e+} * SF_{trig}^{e-}}{1/eff_{trig}^{e+} + 1/eff_{trig}^{e-} - 1} \quad (3-2)$$

$Z \rightarrow ee$ 事例中电子重建效率是由标记-探针方法测量的。要求电子具有 $p_T > 15$ GeV（标记的电子要求 20 GeV）和 $|\eta| < 2.47$ ，并且不在探测器桶部和端盖之间的缝隙区域 $1.37 < |\eta| < 1.52$ ，标记电子要求通过“宽松” (Loose) 的选择（因为标记电子要求通过触发条件 HLT_e15_lhloose_nod0_L1EM12）。

效率比例因子的结果在图 3-7 中按不同 η 区间以 p_T 值为自变量呈现。5 和 13 TeV 重建效率比例因子在其不确定性范围内是相同的，因此在计算效率时，可以对 5 和 13 TeV 数据合并处理，以减少统计不确定性并提高测量精度。

电子鉴别效率被定义为通过给定工作点的重建电子的比例。对于低堆叠情况下的 $W \rightarrow e\nu$ 和 $Z \rightarrow \ell\ell$ 测量，发现“Medium LH”工作点在效率和背景拒绝之间取得了良好的平衡，因此所有测量都是基于该工作点进行的 (MediumLLH_d0z0_DataDriven_Rel21_Smooth_vTest)。使用两种不同的方法，分别为 Zmass 和 Ziso。

在 Zmass 方法中，标记电子需要与单电子触发器匹配，通过鉴别和孤立筛选，并且 $p_T > 20$ GeV。探针需要被重建为带有良好轨迹的电子（通过“PassTrack-Quality”标准和电子/光子歧义解决程序），并且与具有 $p_T^{jet} > 20$ GeV 能量的喷注有足够间隔分开，距离为 $\Delta R > 0.4$ 。

Ziso 方法使用的是探测电子的能量孤立值 $E_T^{cone0.3}$ 。 $E_T^{cone0.3}$ 定义为在电子周围 $\Delta R < 0.3$ 内的所有簇团中的能量沉积。信号电子的 $E_T^{cone0.3}$ 应该趋于零，而背

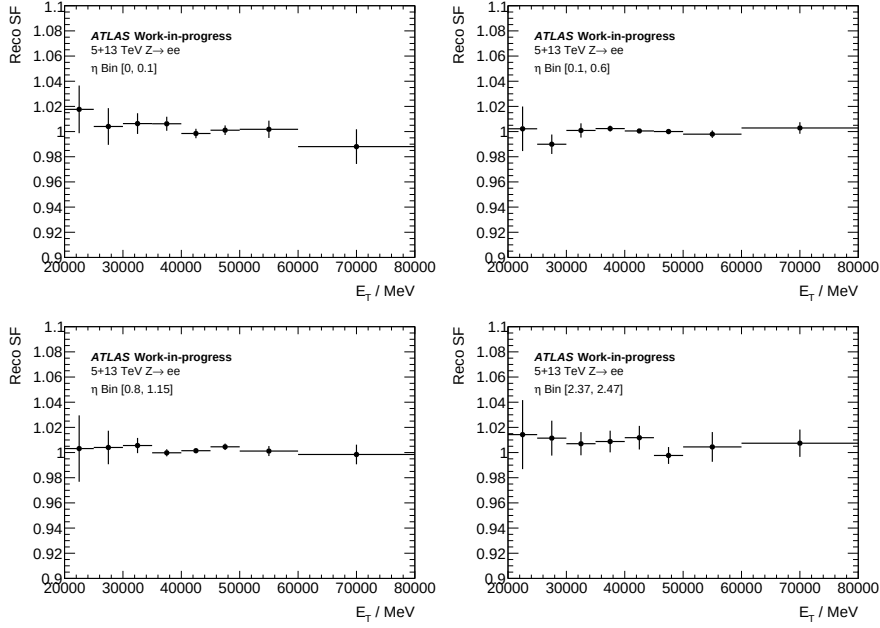


图 3-7 图中展示四个 η 区间内 5+13 TeV 数据的电子重建效率比例因子及误差。

Figure 3-7 Examples of electron reconstruction SFs with 5+13 TeV combination in η bins as written in the plot legend. The total uncertainties are shown.

景的相应值较高。鉴别效率的最终结果见图 3-8。

电子孤立的效率被定义为电子中满足 $ptvarcone20/p_T^e < 0.1$ 的比例。 $ptvarcone20$ 指的是在电子周围 $\Delta R < 0.2$ 的锥形区域内的轨迹横向动量之和。电子效率随 p_T^e 在不同的 η 区间内确定。孤立效率在图 3-9 中展示。

分析中使用的电子触发为 HLT_e15_lhloose_nod0_L1EM12，具有低阈值 $p_T > 15$ GeV、宽松的 ID 标准且无孤立要求。该触发的效率定义为通过重建、鉴别和隔离选择后电子通过触发选择的比例。图 3-10 显示了在 13 TeV 低堆积数据中确定的效率和比例因子，在 p_T 的不同区间中，作为 η 的函数呈现。此效率相对较高，通常为 90-98%，比例因子通常接近于 1。

本节讨论了在 5 TeV 和 13 TeV 低堆积数据中的电子重建、鉴别、孤立和触发效率测量以及相应的数据对蒙卡的比例因子。研究了提高效率测量精度的不同方法。

3.3.2 μ 子的能量和效率标定

本章讨论了从低堆积率条件下获取的数据中计算的 μ 子效率及比例因子的方法，以及 μ 子动量刻度和分辨率的校准。

μ 子动量校准包括对动量尺度和分辨率的校正。这些校正应用于模拟数据中

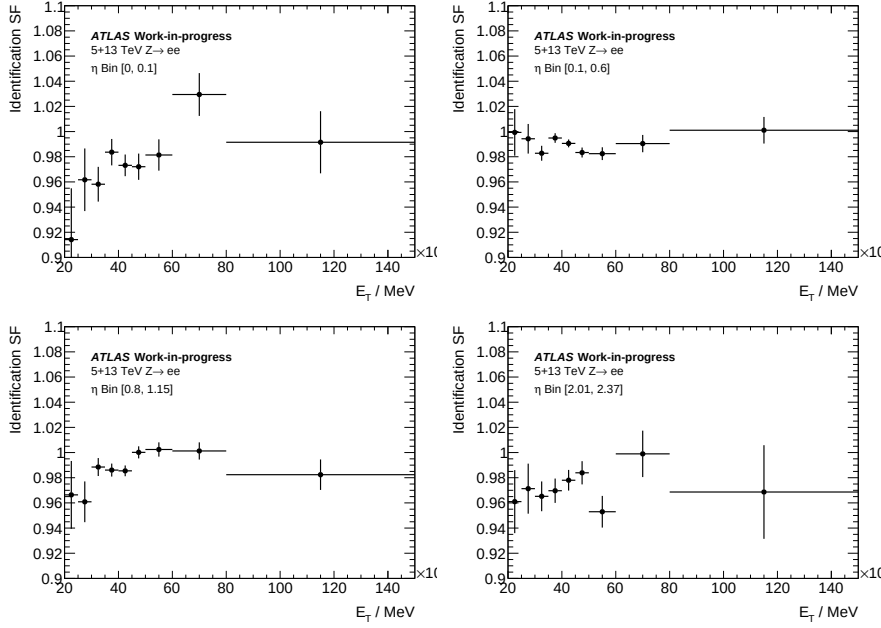


图 3-8 从 Z_{mass} 和 Z_{Iso} 两种方法的组合中提取的 13 TeV 数据中电子鉴别效率，展示四个 η 范围，如图标题所示，作为 p_T^e 的函数。总不确定性在图中显示。

Figure 3-8 Examples of electron ID SFs at 13 TeV data extracted from the combination of the Z_{mass} and Z_{Iso} methods in four η ranges as indicated in the plot title as a function of p_T^e . The total uncertainties are shown.

的 μ 子，以使其动量和分辨率接近于数据中的测量值。为了推导和验证 μ 子动量修正，使用两种共振下的 μ 子： $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ （对于 μ 子横向动量 $5 < p_T < 30$ GeV）和 $Z \rightarrow \mu\mu$ （ $22 < p_T < 300$ GeV）。为了研究 μ 子动量修正，对 $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 质量谱进行拟合。拟合函数由晶体球函数（质量峰的核心），一个更宽的高斯函数（考虑到多次散射等），以及描述背景指数函数的总和组成。晶体球函数的两个参数用于验证此修正：

- 质量峰的平均值, $m_{\mu\mu}$, 其对 μ 子动量响应敏感。
- 质量峰的展宽, $\sigma_{\mu\mu}$, 其对 μ 子动量的分辨率敏感。

经过 μ 子动量校准后，数据和蒙卡模拟之间 $\mu\mu$ 质量分布的比较如图 3-11 所示。蓝色带表示 μ 动量校准的不确定性。在峰值区域，数据与蒙卡的一致性良好。

数据和 MC 中的效率都是从低堆积率数据中获得的，并与从完整的高堆积率 2017+2018 数据中获得的效率进行了比较。发现数据与 MC 效率比与高堆积率数据的比值一致。为避免分析中不必要的统计涨落，决定利用完整的高堆积率统计数据，并从高堆积率进行依赖于堆积率堆积率的线性推导修正来得到低堆

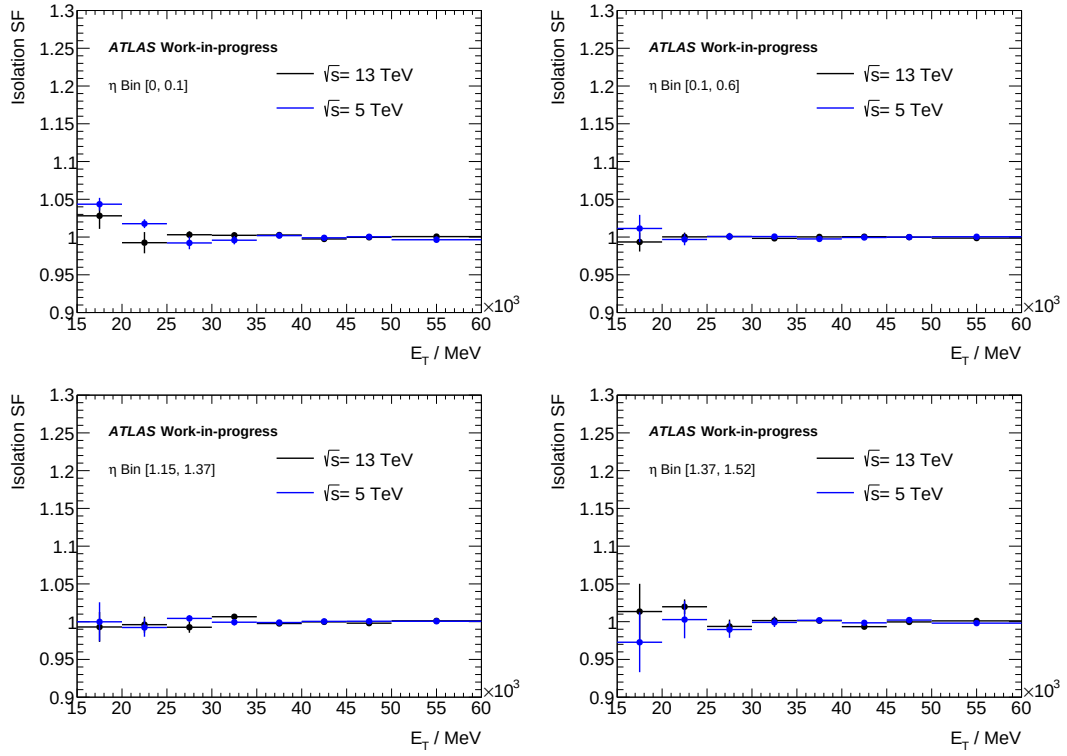


图 3-9 13 TeV 数据中的电子孤立比例因子，展示四个 η 范围，如图标题所示，作为 p_T^e 的函数。总不确定性在图中显示。

Figure 3-9 Examples of electron isolation SFs at 13 TeV data in four η ranges as indicated in the plot title as a function of p_T^e . The total uncertainties are shown.

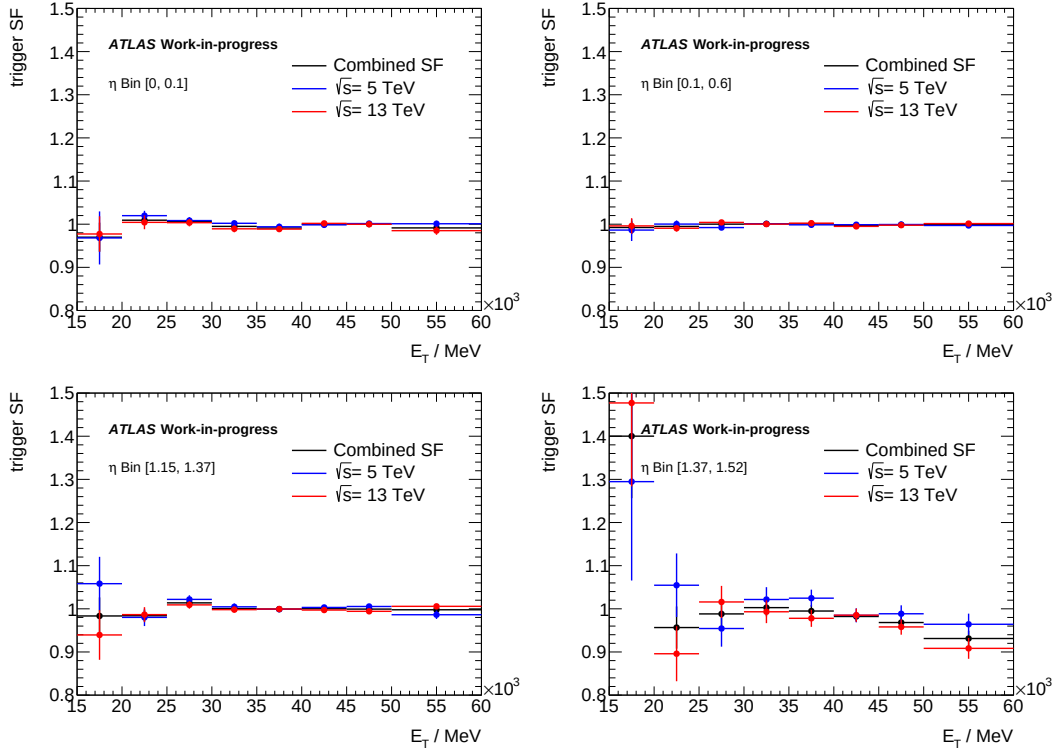


图 3-10 电子触发比例因子在 5 TeV，13 TeV，以及合并的结果，作为 p_T^e 的函数展示。展示四个 η 范围，如图标题所示。总不确定性在图中显示。

Figure 3-10 Examples of electron trigger SFs at 5 TeV, 13 TeV, and the combined results in four η ranges as indicated in the plot title as a function of p_T^e . The total uncertainties are shown.

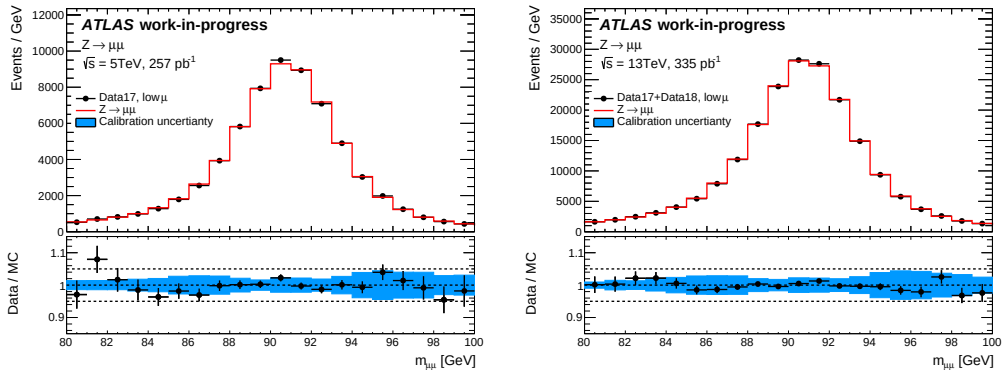


图 3-11 对 5 TeV 和 13 TeV 数据中 MC 和数据在 Z -质量峰附近的不变质量分布进行了比较。下面的面板显示了数据与模拟的比率，其中蓝色区域表示系统误差。

Figure 3-11 The invariant mass distribution around the Z -mass peak for MC and data in low pile-up runs for 5 TeV and 13 TeV data. The lower panel shows the data to simulation ratio, with the systematic uncertainty in blue band.

效率。效率是在 μ 子的横向动量 p_T 和赝快度 η 的两个维度中测量的，效率的定义分为以下四种：

- 重建：分析中使用 medium 工作点，其中 μ 子是通过内部探测器 (ID) 和 μ 子谱仪 (MS) 中重建的轨迹组合而成。
- 轨迹-顶点关联：要确保所选对象来自主要顶点，需要满足 $|z_0| \cdot \sin(\theta) < 0.5 \text{ mm}$ 和 $|d_0|/\sigma_{d_0} < 3$ 。
- 触发：通过 HLT_mu14 触发要求的 μ 子比例。
- μ 子孤立：通过 $p_T^{\text{varcone20}}/p_T^\mu < 0.1$ 要求的 μ 子比例。

在分析中使用了 Medium μ 子重建工作点，这个工作点在接受度上提供了非常好的表现，可达到 $|\eta| < 2.5$ ，其它粒子被误认为是 μ 子的概率足够低，并且具有小的系统误差。重建效率测量类似前述的电子的“标定-检测”方法，要求标签 μ 子 (tag) 符合以下标准：满足 Medium 鉴别条件， $p_T > 28 \text{ GeV}$ ， $|\eta| < 2.5$ ，以及低堆积率数据的单 μ 子触发要求 HLT_mu14。为了抑制主要来自喷注中强子衰变的轻子的背景，标签轻子必须满足 FCTight 选择标准。2018 (13 TeV) 数据集的轻子重建效率如图 3-12 所示。图中模拟数据与相应的数据进行比较，即低堆积率数据与专门的低堆积率 MC 进行比较，而高堆积率数据与标准 ATLAS MC16d/e 进行比较。上板块显示了测量的数据和 MC 效率，下板块显示了重建成功的数据/MC 效率比例因子。图中展示的效率展示为在相关轻子运动学参数 (p_T 、 $|\eta|$ 、 ϕ) 的一维投影。通常情况下，数据效率略低于 MC 效率，在分析中通过应用数据/MC 比率作为校正因子进行校正。

μ 子需要通过 $|z_0| \cdot \sin(\theta) < 0.5 \text{ mm}$ 和 $|d_0|/\sigma_{d_0} < 3$ 的选择，以确保所选 μ 子来自主要顶点。这些选择也称为顶点-径迹符合要求。使用 Loose μ 子测量此效率，因为 TTVA 效率不受鉴别工作点选择的影响，因此得出的修正对 Medium 工作点也有效。图 3-13 显示了低堆积率数据的顶点-径迹符合效率作为 η_μ 的函数。

触发效率的计算也基于“标记和探测”方法。在高级别触发器中，HLT_mu14 选择来自一级触发器 L1_MU10 中 μ 子中满足 $p_T > 14 \text{ GeV}$ 的事件。 μ 子触发选择条件为重建 μ 子与触发响应的 μ 子的 $\Delta R < 0.1$ 。触发效率定义为候选 μ 子被匹配到触发对象的数量与所有 μ 子候选的比值。效率可以表示为两个维度，即 p_T 和 η 的函数。

图 3-14 显示了 13 TeV 数据中的触发效率一维投影。ATLAS 中 μ 子触发效率常见的特点是在桶部分效率较低（主要是由于几何原因），而在桶部分数据/模拟比值较低（由于 RPC 探测器的损坏）。比例因子的误差通常低于 1%，统计误

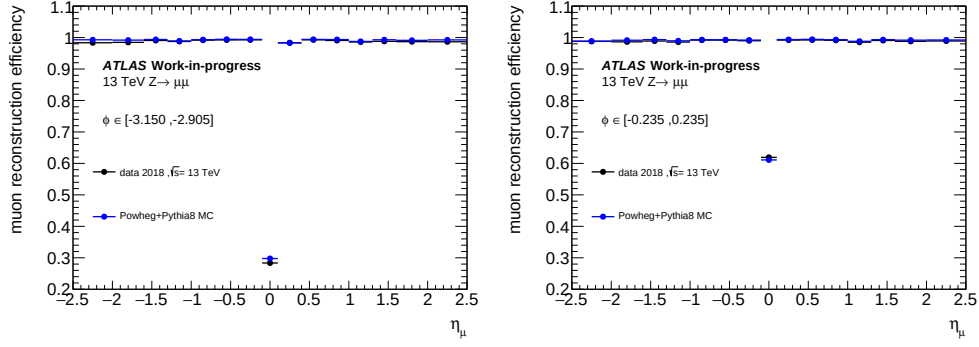


图 3-12 使用 2018 年 $\sqrt{s} = 13$ TeV 低 μ 运行的数据和 Powheg+Pythia8 模拟数据，对“Medium” μ 子的重建效率进行比较。图中在 ϕ_μ 的区间中，将效率作为 η_μ 的函数进行显示。

Figure 3-12 Comparison of reconstruction efficiencies for Medium muons using the low- μ runs of 2018 at a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 13$ TeV in data and Powheg+Pythia8 simulation. Efficiencies are shown as a function of η_μ in slices of ϕ_μ .

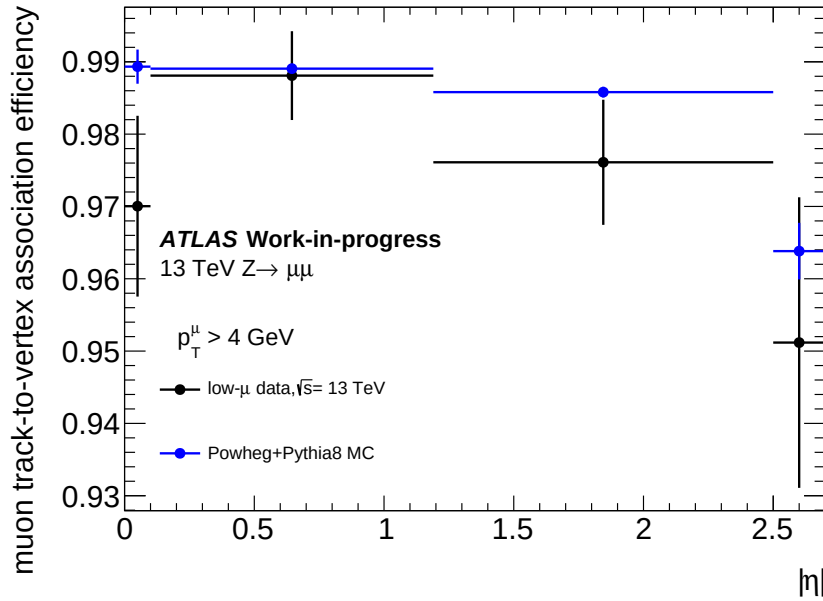


图 3-13 使用 2017+18 年 $\sqrt{s} = 13$ TeV 低堆积率数据的 Medium μ 的顶点-径迹符合效率。效率以 η_μ 的函数形式显示。黑色对应于低堆积率数据，而蓝色对应于 MC 模拟。

Figure 3-13 Comparison of TTVA efficiencies for Medium muons using the low- μ runs of 2017+18 at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Efficiencies are shown as function of muon η . Black points correspond to low- μ data, while the blue points are MC simulation.

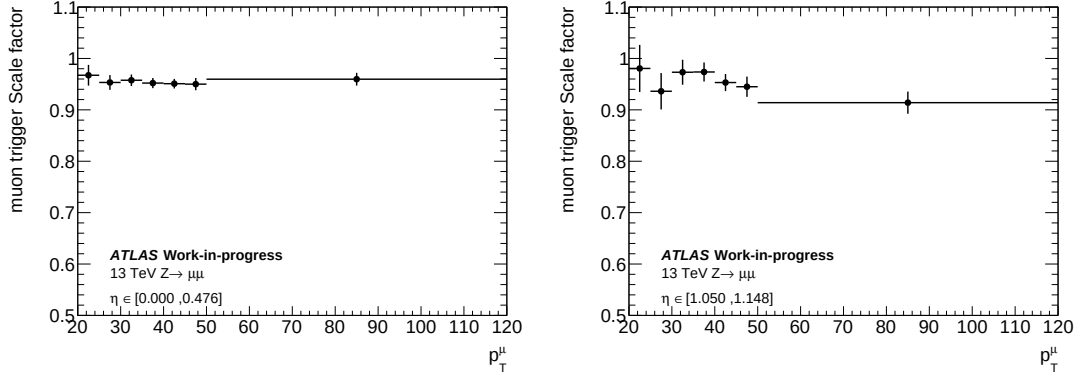


图 3-14 在 13 TeV 的数据和 MC 中的触发比例因子在不同的 η_μ 区间内关于 p_T 的分布。

Figure 3-14 Trigger scale factor in data and MC at 13 TeV as function of p_T in bins of η_μ .

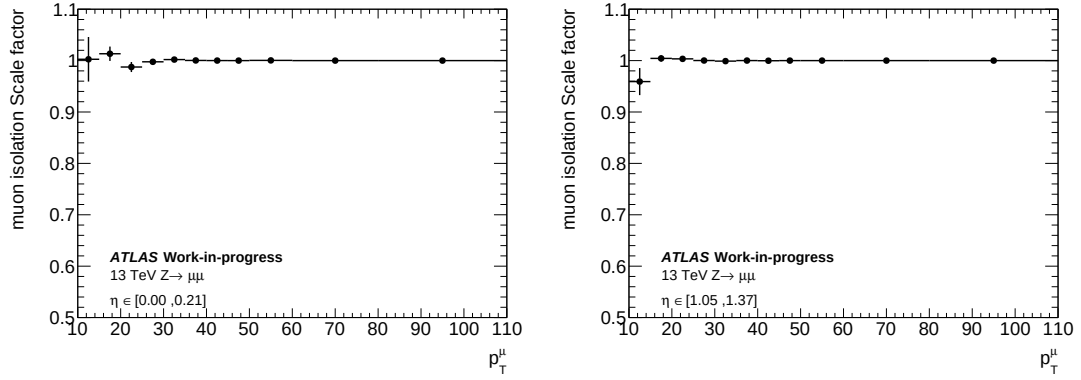


图 3-15 13 TeV 数据和 MC 中的孤立判选效率，以 η_μ 分为多个区间，展示效率与 μ 子 p_T 的依赖关系。

Figure 3-15 Scale factors for $p_T^{\text{varcone20}}/p_T < 0.1$ isolation selections measured in 13 TeV data and MC as a function of muon p_T in slices of η_μ .

差占主导地位。

孤立判选效率定义为通过孤立选择的 μ 子数与所有 μ 子数之比（公式 3-3）。判选条件是 $p_T^{\text{varcone20}}/p_T < 0.1$ 。孤立判选效率和比值因子（公式 3-4）将作为 μ 子的 η 和 p_T 的函数来展示。在 2018 年 13 TeV 数据上测量的一维孤立效率和比值因子的总结如图 3-15 所示。

$$\epsilon_{\text{iso}} = \frac{N_{\text{probe}}^{\text{isolated}}}{N_{\text{probe}}}. \quad (3-3)$$

$$\text{SF}_{\text{iso}} = \frac{\epsilon_{\text{iso}}^{\text{data}}}{\epsilon_{\text{iso}}^{\text{MC}}}. \quad (3-4)$$

3.4 强子反冲能量标定

pp 碰撞反应中，中微子的横动量只能通过间接测量末态产生的所有其他粒子的能量来确定。在 W 玻色子的测量中，中微子的动量估算有着重要作用，对于实现更高的 W 质量测量精度至关重要。推断中微子动力学的基本方法称为“强子反冲”法。其主要思路是测量来自初始辐射胶子和夸克衰变得到的所有末态粒子的矢量和。由于初始的 pp 碰撞在横向平面上动量守恒， W 或 Z 的横向动量等于排除信号电子或 μ 子的所有能量在量热器上沉积的横向动量的矢量和。此外，中微子的横动量可以从“强子反冲”和衰变自 W 的轻子 p_T 中推断出来。

这些物理量之间的关系为：

$$\overrightarrow{p_T^V} = \overrightarrow{p_T^\ell} + \overrightarrow{p_T^V} = - \sum_{i=ISR,q,g} \overrightarrow{p_{T,i}} = -\overrightarrow{u_T} \quad (3-1)$$

其中， $\overrightarrow{p_T^V}$ 表示 W 玻色子的横动量， $\overrightarrow{p_T^\ell}$ 和 $\overrightarrow{p_T^V}$ 表示带电轻子 l 和中微子 ν 的横动量。强子反冲 $\sum_{i=ISR,q,g} \overrightarrow{p_{T,i}} = \overrightarrow{u_T}$ 是来自初态辐射的强子衰变的所有粒子的横动量的矢量和，可以间接测量 W 玻色子的横动量 $\overrightarrow{p_T^V}$ 。如果能够精确测量 $\overrightarrow{u_T}$ ，就能间接确定中微子的横动量 $\overrightarrow{p_T^V}$ 。

$$\overrightarrow{E_T^{miss}} = \overrightarrow{p_T^V} = -(\overrightarrow{u_T} + \overrightarrow{p_T^\ell}) \quad (3-2)$$

其中， $\overrightarrow{E_T^{miss}}$ 是在第 3.1.5 节中引入的横向能量损失。轻子和 $\overrightarrow{E_T^{miss}}$ 之间的角度 $\phi_{l\nu}$ 也很重要，用于确定横向质量 $m_T = \sqrt{2p_T^\ell p_T^V(1 - \cos\phi_{l\nu})}$ 。对于 $Z \rightarrow \ell\ell$ 过程，相同的计算方法也适用，但关键区别是中微子的横动量 p_T^V 被第二个轻子的动量 p_T^ℓ 替换了。

3.4.1 强子反冲重建

在过去发表的文章中，强子反冲法已经被多次成功使用，例如使用 2010 年 $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ 数据进行的 W 玻色子横动量测量^[25]，以及使用 2011 年 $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ 数据进行的 W 玻色子质量测量^[20]。本节总结了计算和校准强子反冲以进行 p_T^W 和 p_T^Z 的精密测量的研究的过程。

用于重建强子反冲的输入部分采用“粒子流算法”重建的粒子 (Particle Flow Objects, PFO) 和“拓扑簇团” (topo-clusters)。粒子流算法在第 3.1.4 节中进行了讨论。粒子流算法由两个不同的集合构成：中性粒子流 (nPFOs) 对应未与轨迹 (即带电粒子) 相关联的簇团，带电粒子流 (cPFOs) 对应与的轨迹相匹配的

簇团。算法中来自原初顶点之外的带电粒子流被移除，并要求轨迹距离原始顶点在 2 mm 以内： $z_0 \times \sin(\theta) < 2 \text{ mm}$ 。

强子反冲法的一个重要的考虑因素是要求算法在 $W \rightarrow e\nu$ 或 $W \rightarrow \mu\nu$ 事件中的算法应用以及在 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 事件的校准完全相同。为了达成这一目的，在强子反冲的计算中，任何电子或 μ 子周围半径为 $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.2$ 的锥形区域内的量能器能量沉积都将被移除。在移除轻子周围的锥体内的粒子流对象的同时，也移除了来自非弹性散射过程和堆叠 (pileup) 的能量沉积，从而在每个事件中人为地创建了偏差。为了补偿这一点，需要将已移除锥体内的能量沉积替换为位于相同 η 且处于随机的 ϕ 中的大小相等的锥体空间内的能量，要求选取的锥体空间远离任何轻子和强子反冲的方向，满足 $\Delta R > 0.4$ 。将随机选取的锥体内的所有能量沿着 ϕ 方向旋转至移除的锥体空间处，以矢量方式添加到强子反冲动量中。满足以下条件的轻子附近能量将使用上述方法进行处理： $p_T > 10 \text{ GeV}$ ， $|\eta_\mu| < 2.4$ 或 $|\eta_e| < 2.47$ 且不处于量能器间隙， μ 子通过 *medium* 工作点筛选，电子通过 *LooseLH + B-Layer hit*。

校准过程使用 Z 玻色子事例作为基准进行刻度，因为两个衰变轻子的动力学重建过程的精度要比强子反冲测量的分辨率更好。在强子反冲校准中一个关键物理量是 $\sum E_T$ ，其定义见第 3.2 节。 $\sum E_T$ 的值与矢量玻色子的动量有显著依赖，随着 $p_T^V = u_T$ 而增长。为了分离校准过程中 $\sum E_T$ 与 $p_T^V = u_T$ 的相关性，使用 $\sum \bar{E}_T = \sum E_T - u_T$ 定义的物理量代替作为校准过程中的依赖函数的自变量， $\sum \bar{E}_T$ 是经过移除修正强子反冲能量的其余物理反应过程，代表了来自非硬散射过程、堆积事件和不在原初顶点处发生的硬散射活动。例如， $V + 1$ 喷注事件对于任何喷注的 p_T 都满足 $\sum \bar{E}_T \sim 0$ ，因此非零的 $\sum \bar{E}_T$ 是由额外的反应活动导致的。

由于非硬散射活动，多重辐射和堆积事例的相空间较大， $\sum \bar{E}_T$ 在 W, Z 事例中的典型值为 100 – 200 GeV，如图 3-16 所示为 $\sqrt{s} = 5, 13 \text{ TeV}$ 的 $Z \rightarrow \ell\ell$ 的情况。在更高的质心能量中， $\sum \bar{E}_T$ 的值显著增加。从该图还可以看出， $\sum \bar{E}_T$ 在电子和 μ 子道中具有相同的分布，说明前文所述的移除轻子附近能量的效果符合预期。

为了表征和校准强子反冲，需要定义额外的变量来描述事件中的强子能量沉积。这些变量与 ϕ 方向不相关，并直接与矢量玻色子的运动学参数相关。在 Z 事例中，用横向平面上 Z 玻色子轴 $\overrightarrow{p_T^{\ell\ell}}$ 来表征玻色子动量方向，如图 3-17 所示。定义如下 u_T 在两个方向上的投影：

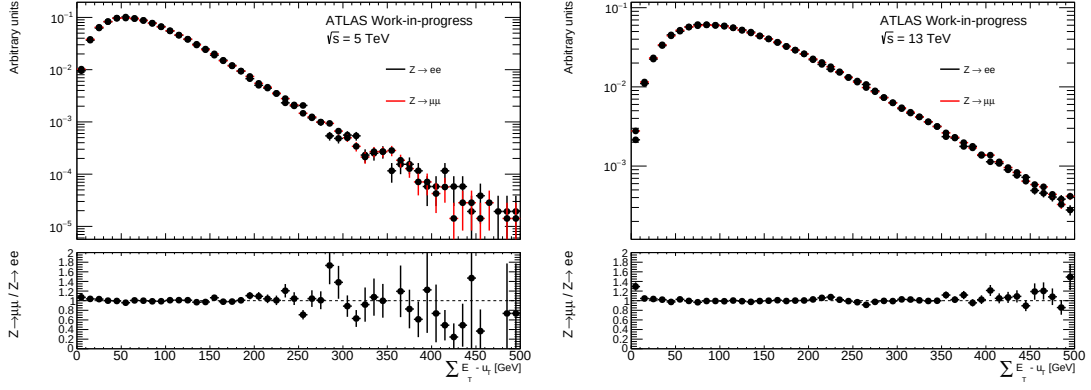


图 3-16 在 $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ (左) 和 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ (右) 的 $Z \rightarrow \ell\ell$ 事例中 $\sum \vec{E}_T$ 的分布。13 TeV 的数据是 2017 年和 2018 年的数据合并得到的。图中比较电子和 μ 子道的分布，结果表明两者相符。

Figure 3-16 Distributions of $\sum \vec{E}_T$ for data at $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ (left) and at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ (right) in $Z \rightarrow \ell\ell$ events. The 13 TeV data taken in 2017 and 2018 were combined. The distributions for the electron and muon channels are compared, showing a good compatibility.

- 在与 Z 动量方向垂直的平面内的强子反冲的投影

$$u_{\perp} = \frac{|\overrightarrow{p_T^{\ell\ell}} \times \overrightarrow{u_T}|}{p_T^{\ell\ell}} \quad (3-3)$$

其平均值为零，分布的宽度反映了强子反冲沿该方向的分辨率。

- 在与 Z 动量方向的强子反冲的投影

$$u_{\parallel} = \frac{\overrightarrow{p_T^{\ell\ell}} \cdot \overrightarrow{u_T}}{p_T^{\ell\ell}} \quad (3-4)$$

理论上，应该与玻色子的横向动量相平衡 $u_{\parallel} = -p_T^{\ell\ell}$ 。

- 因此可以定义 *bias* 表征 $u_{\parallel}$ 与 $p_T^{\ell\ell}$ 之间的偏移

$$b = u_{\parallel} + p_T^{\ell\ell} \quad (3-5)$$

此物理量应该以零为中心且呈对称分布。然而，由于部分 PFO 不在探测器范围内、探测器死区中的能量损失以及量能器的测量误差，通常而言 $b > 0$ ，且该分布的宽度反映了沿 Z 动量方向的反冲测量分辨。

图 3-18 展示了在模拟和真实数据中，没有校准强子反冲的情况下，在 $Z \rightarrow \mu\mu$ 事例中的 $u_{\perp}$ ， $u_{\parallel}$ 和偏移 b 的分布。

在 W 玻色子事件中，由于中微子动量的缺失，无法在数据中重建玻色子动量 $\overrightarrow{p_T^{\ell\ell}}$ 。因此，针对 W 衰变轻子重新定义了以下两个强子反冲的投影：

$$u_{\perp}^{\ell} = \frac{|\overrightarrow{p_T^{\ell}} \times \overrightarrow{u_T}|}{p_T^{\ell}} \quad (3-6)$$

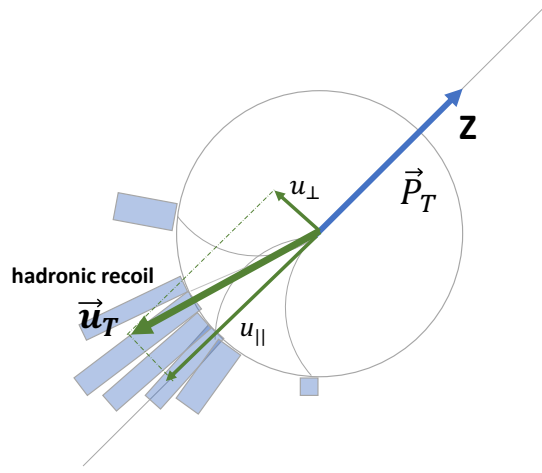


图 3-17 在垂直平面上的事件示意图，事件中产生了一个具有显著横向动量的 Z 玻色子（由标有“Z”的箭头和 $\vec{p}_T = \vec{p}_T^{\ell\ell}$ 指示）， $u_\perp$ 和 $u_\parallel$ 表示了与 Z 玻色子方向相对应的强子反冲 u_T 的投影。

Figure 3-17 Sketch of an event in the transverse plane of the production of a Z boson at significant transverse momentum (indicated by the arrow labelled with Z and $\vec{p}_T = \vec{p}_T^{\ell\ell}$ and of the projections $u_\perp$ and $u_\parallel$ of the hadronic recoil u_T with respect to the Z-boson axis.

和

$$u_\parallel^\ell = \frac{\vec{p}_T^\ell \cdot \vec{u}_T}{p_T^\ell}, \quad (3-7)$$

3.4.2 强子反冲性能研究

本节讨论了两个研究，旨在优化强子反冲算法，以获得最佳的 u_T 分辨率，这对于优化 W 玻色子横向动量的测量是必要的。强子反冲算法使用在电磁（EM）尺度下的 PFO（粒子流对象，particle flow objects）。PFO 分为使用中心区域的轨迹测量的带电 PFO（cPFO）如 $\pi^\pm$ ，和剩余的主要由中性强子衰变产生的量能器簇（nPFO），例如 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 。

相对分辨率 $\sigma(u_\perp)/\langle u_T \rangle$ 是优化响应和分辨率的关键量，与真实玻色子横向动量 p_T^V 相关，以 p_T^V 作为自变量来定义分辨率函数。通过对 p_T^V 分出多个区间在每个区间进行高斯拟合来确定区间内 $\sigma(u_\perp)$ 的平均分辨率。而 $\langle u_T \rangle$ 是相应区间中反冲动量大小的算术平均值。

3.4.2.1 粒子流对象的运动学阈值对反冲分辨的影响研究

本节介绍的研究探讨了通过改变 PFO 的最低 p_T 阈值和最高 $|\eta|$ 阈值，尝试进一步优化强子反冲算法的性能。在强子反冲算法中默认使用是最大的探测器接受度且没有 PFO 的最低 p_T 阈值。但是低动量或高 $|\eta|$ 的 PFO 的主要贡献可

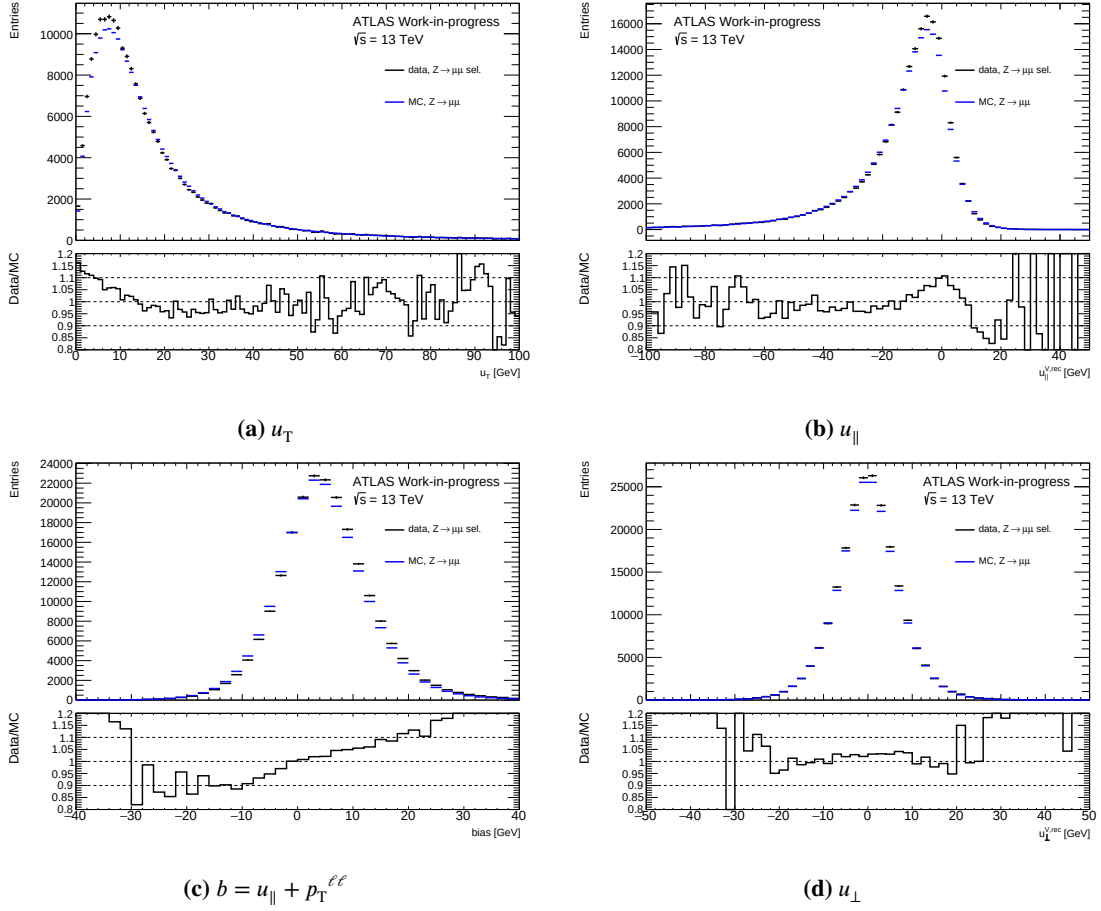


图 3-18 在没有对强子反冲进行任何校准的情况下，模拟数据和实验数据中 $u_{\perp}$ 、 $u_{\parallel}$ 和偏移 b 的分布情况，使用的是 13 TeV 下的 $Z \rightarrow \mu\mu$ 选择和 2017 年的数据。 $u_T \sim p_T^{\ell\ell}$ 遵循 Z 玻色子横向动量的分布（受分辨率的影响）， $u_{\parallel}$ 在一阶近似上等于 $-u_T \sim p_T^{\ell\ell}$ ，这在偏移量 b 分布中非常明显，偏移略微偏向正值。横向投影 $u_{\perp}$ 平均值为零。

Figure 3-18 Illustrative recoil distributions in the data and in the simulation, after a $Z \rightarrow \mu\mu$ selection at 13 TeV, using 2017 data. No calibration is applied and the true underlying p_T^V is not necessarily similar in data and simulation. $u_T \sim p_T^{\ell\ell}$ follows the distribution of the Z -boson transverse momentum (broadened by resolution), $u_{\parallel}$ is to first order equal to $-u_T \sim p_T^{\ell\ell}$, which is made more explicit in the b quantity, which is slightly biased to positive values. The transverse projection $u_{\perp}$ is on average equal to zero. The bin size is not constant and the bins contain simply event entries, leading to shapes that are different from what one would obtain using the entries divided by the bin width.

能是噪声，排除这些区域的 PFO 可能会改善分辨率。优化分辨率的关键量是相对分辨率 $\sigma(u_{\perp})/\langle u_T \rangle$ ，本节中将其作为 $\sum \bar{E}_T$ 的函数进行研究， $\sum \bar{E}_T$ 的定义在第 3.4.1 节中。研究中对纳入强子反冲计算的中性 PFO 的最小 p_T 和最大 η 阈值进行了扫描，在各种 PFO 阈值状态下对 $u_{\perp}$ 分布进行高斯拟合，拟合得到的 $\sigma(u_{\perp})$ 被定义为 u_T 分辨率。扫描范围是 $p_T > 0 \dots 2000$ MeV，步长为 200 MeV，以及赝快度 $|\eta| < 2.5 \dots 4.9$ ，步长为 0.2。该研究使用了低堆积数据 $Z \rightarrow \ell\ell$ 衰变道来进行。

在图 3-19, 3-20, 3-21 和 3-22 中比较了 5 TeV 和 13 TeV 下两个衰变道之间的 u_T 和 $u_{\perp}$ 物理量。根据上文描述，本节所有内容均按 $\sum \bar{E}_T$ 划分区间，减少 u_T 和 $u_{\perp}$ 与总能量 $\sum \bar{E}_T$ 的依赖性。

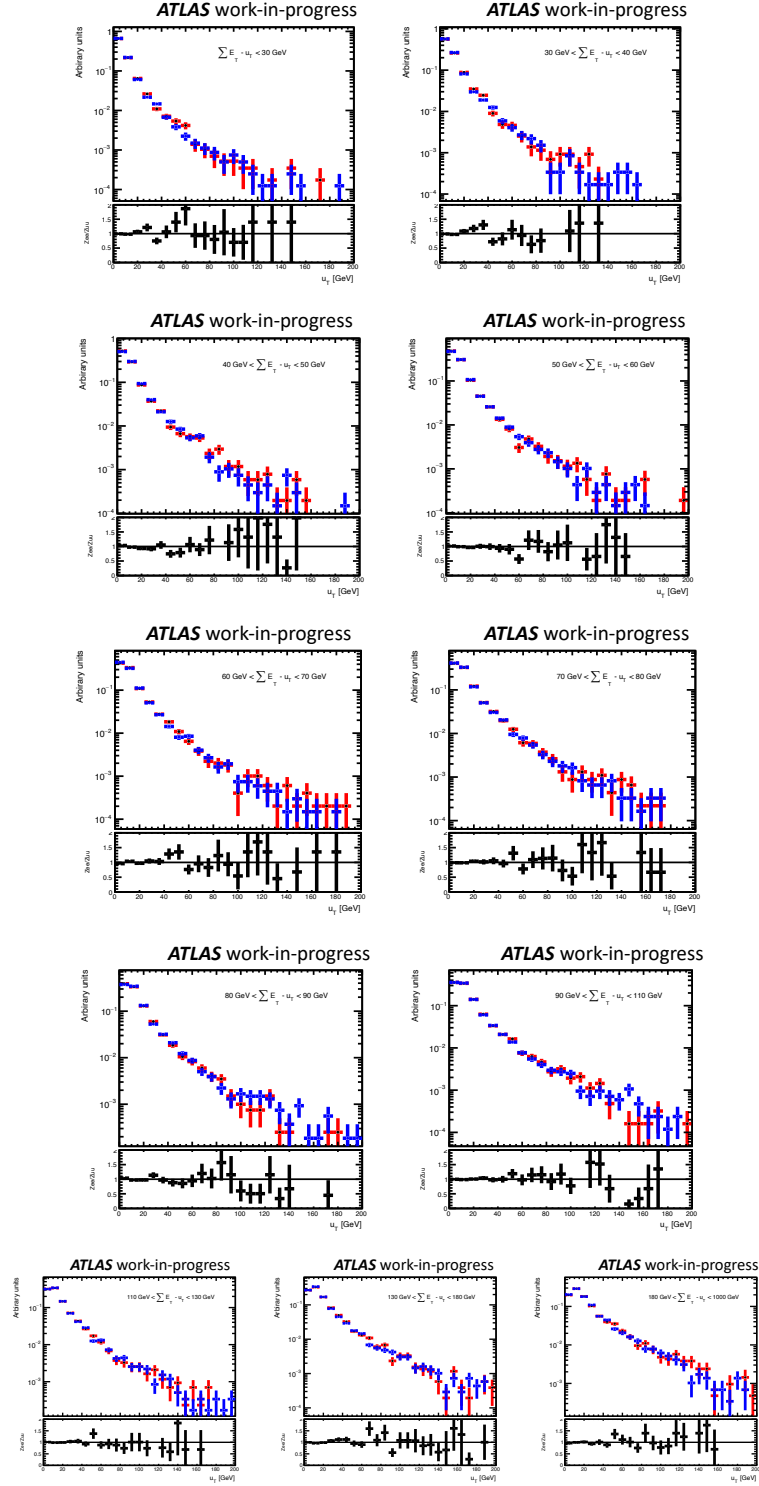


图 3-19 $\sqrt{s} = 5$ TeV 数据中不同 $\sum \bar{E}_T$ 的区间内的强子反冲的横向动量 u_T 的分布图。在每个图中都展示了 Z 玻色子的两个衰变道 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的分布比较。可以观察到两个衰变道之间的相容性较好。

Figure 3-19 Distributions of the recoil transverse momentum u_T , in different bins of $\sum \bar{E}_T$ at $\sqrt{s} = 5$ TeV. In each subfigure, a comparison of the distributions for each leptonic mode of the Z boson, $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ is shown. Good compatibility is observed between both channels.

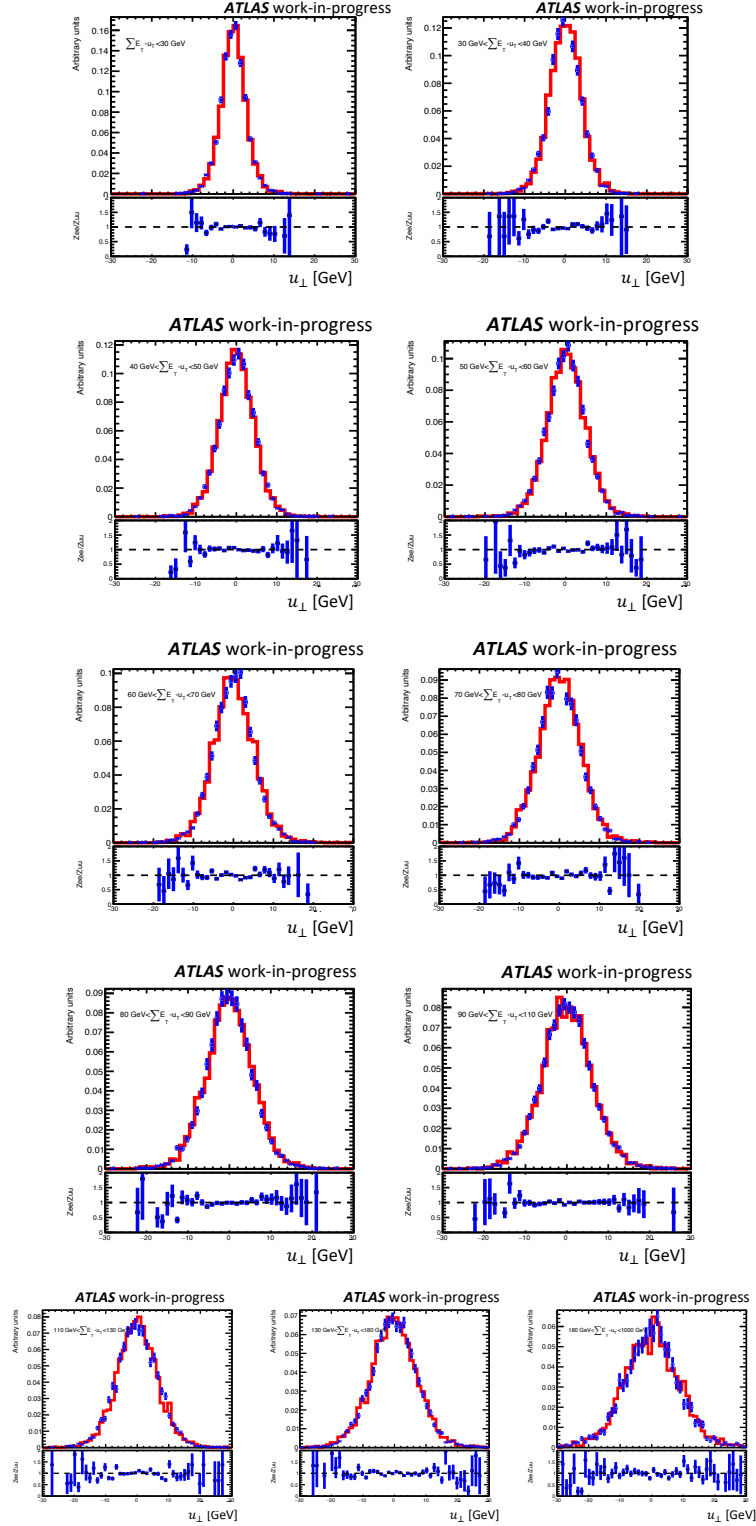


图 3-20 $\sqrt{s} = 5$ TeV 数据中不同 $\sum \bar{E}_T$ 的区间内的强子反冲的横向动量在玻色子动量方向投影 $u_{\perp}$ 的分布图。在每个图中都展示了 Z 玻色子的两个衰变道 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的分布比较。可以观察到两个衰变道之间的相容性较好。

Figure 3-20 Distributions of the recoil component in the direction orthogonal to the Z boson axis, $u_{\perp}$, in different bins of $\sum \bar{E}_T$ at $\sqrt{s} = 5$ TeV. In each subfigure, a comparison of the distributions for each leptonic mode of the Z boson, $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ are shown. Good compatibility is observed between both channels.

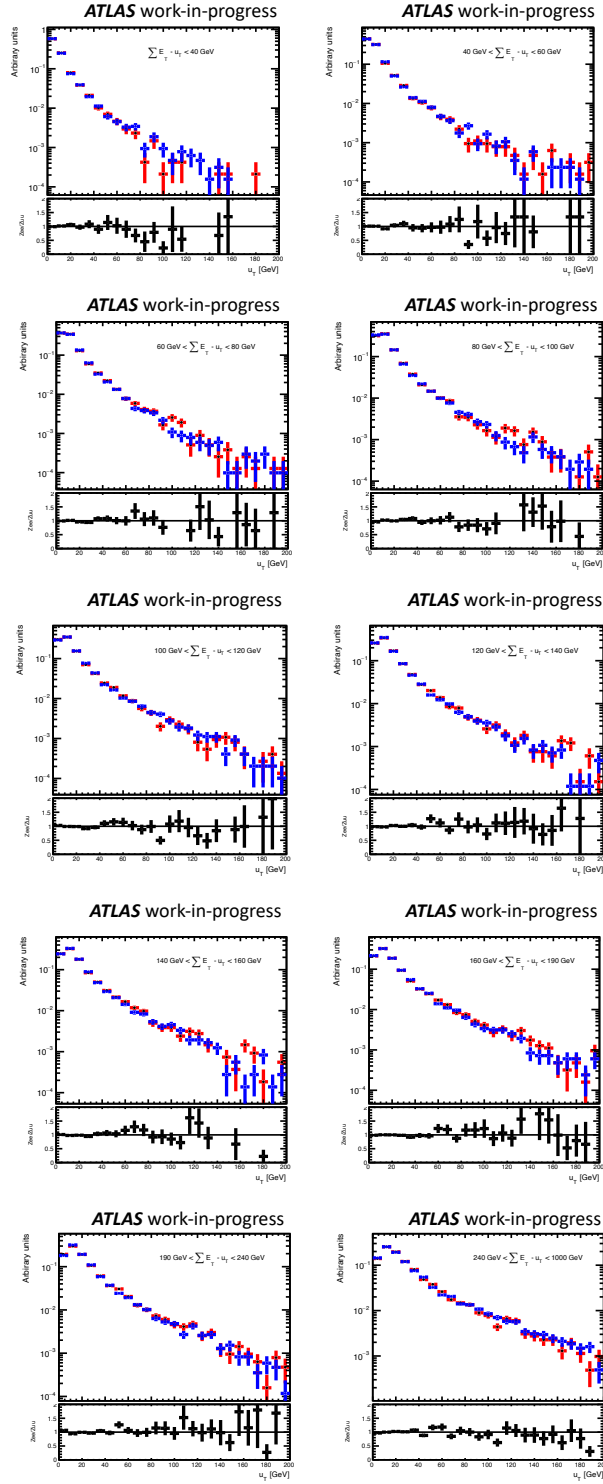


图 3-21 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据中不同 $\sum \bar{E}_T$ 的区间内的强子反冲的横向动量 u_T 的分布图。在每个图中都展示了 Z 玻色子的两个衰变道 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的分布比较。可以观察到两个衰变道之间的相容性较好。

Figure 3-21 Distributions of the recoil transverse momentum u_T , in different bins of $\sum \bar{E}_T$ at $\sqrt{s} = 13$ TeV. In each subfigure, a comparison of the distributions for each leptonic mode of the Z boson, $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ are shown. Good compatibility is observed between both channels.

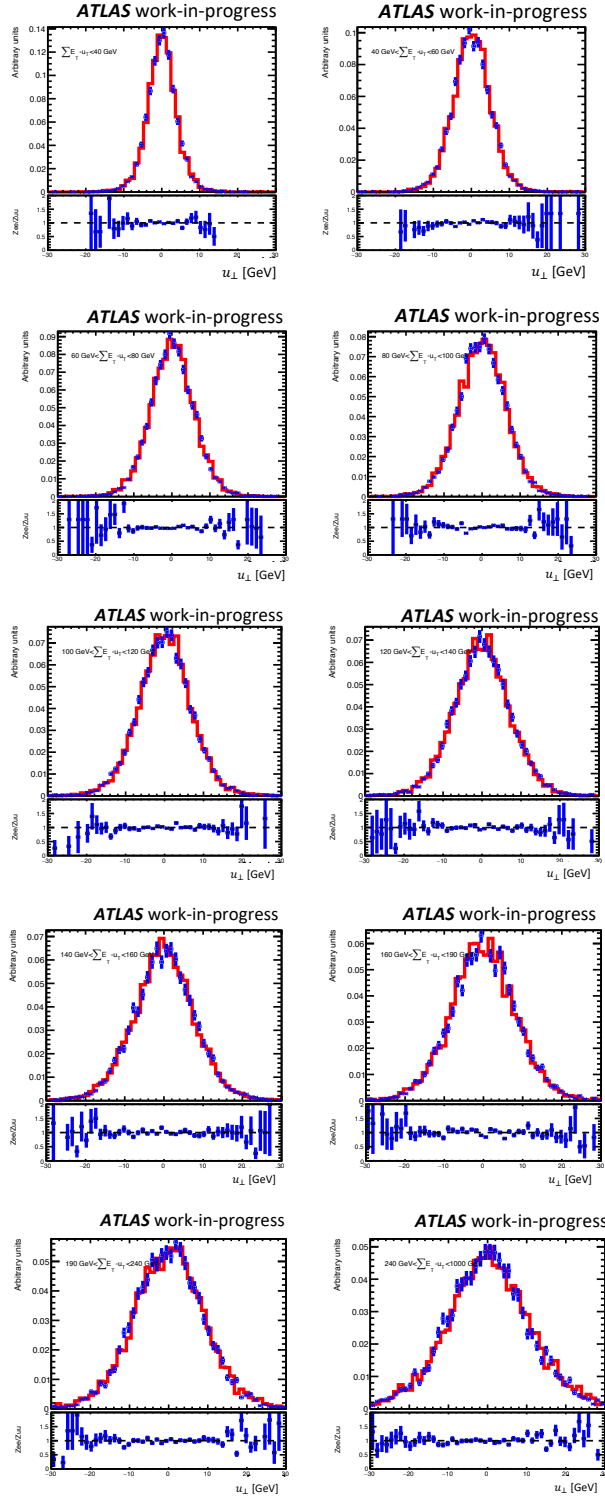


图 3-22 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据中不同 $\sum \bar{E}_T$ 的区间内的强子反冲的横向动量在玻色子动量方向投影 $u_{\perp}$ 的分布图。在每个图中都展示了 Z 玻色子的两个衰变道 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的分布比较。可以观察到两个衰变道之间的相容性较好。

Figure 3-22 Distributions of the recoil component in the direction orthogonal to the Z boson axis, $u_{\perp}$ in different bins of $\sum \bar{E}_T$ at $\sqrt{s} = 13$ TeV. In each subfigure, a comparison of the distributions for each leptonic mode of the Z boson, $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ is shown. Good compatibility is observed between both channels.

$Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 样本中 $u_{\perp}$ 分布的高斯拟合 RMS (分辨率) 可以体现两个衰变道在强子反冲的分辨率上的相容性, 表 3-3 和 3-4 总结了 5 和 13 TeV 数据集中的两个通道的结果。在所有的 $\sum \vec{E}_T$ 区间内, $u_{\perp}$ 分布的 RMS 在 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 之间是相容的。这证实了 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 样本可以在反冲性能研究中结合起来使用。在本节之后的拟合中, 将展示合并后的拟合结果。

反冲分辨 $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$		
$\sum \vec{E}_T$ 范围	$\sigma_{\perp}(Z \rightarrow ee)$	$\sigma_{\perp}(Z \rightarrow \mu\mu)$
(0, 30) GeV	3.05 ± 0.04	3.08 ± 0.03
(30, 40) GeV	3.85 ± 0.05	3.86 ± 0.04
(40, 50) GeV	4.26 ± 0.05	4.29 ± 0.04
(50, 60) GeV	4.70 ± 0.05	4.71 ± 0.05
(60, 70) GeV	5.01 ± 0.06	4.93 ± 0.05
(70, 80) GeV	5.21 ± 0.06	5.23 ± 0.05
(80, 90) GeV	5.59 ± 0.07	5.53 ± 0.06
(90, 110) GeV	6.02 ± 0.06	5.96 ± 0.05
(110, 130) GeV	6.34 ± 0.08	6.51 ± 0.06
(130, 180) GeV	7.19 ± 0.08	7.09 ± 0.07
(180, 1000) GeV	8.45 ± 0.14	8.38 ± 0.13

表 3-3 在 $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ 能量下, $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 样本的反冲分辨率 $\sigma(u_{\perp})$ 结果。

Table 3-3 Results for the recoil resolution $\sigma(u_{\perp})$ for both $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ samples at $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$

Recoil resolution $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$		
$\sum \bar{E}_T \text{ range}$	$\sigma_{\perp}(Z \rightarrow ee)$	$\sigma_{\perp}(Z \rightarrow \mu\mu)$
(0, 40) GeV	3.71 ± 0.05	3.75 ± 0.04
(40, 60) GeV	4.82 ± 0.05	4.92 ± 0.04
(60, 80) GeV	5.63 ± 0.05	5.62 ± 0.04
(80, 100) GeV	6.16 ± 0.05	6.13 ± 0.05
(100, 120) GeV	6.58 ± 0.06	6.65 ± 0.05
(120, 140) GeV	7.10 ± 0.07	7.18 ± 0.06
(140, 160) GeV	7.58 ± 0.08	7.68 ± 0.07
(160, 190) GeV	8.05 ± 0.08	8.14 ± 0.07
(190, 240) GeV	8.90 ± 0.09	8.75 ± 0.07
(240, 1000) GeV	10.7 ± 0.1	10.5 ± 0.1

表 3-4 在 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 能量下, $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 样本的反冲分辨率 $\sigma(u_{\perp})$ 结果。

Table 3-4 Results for the recoil resolution $\sigma(u_{\perp})$ for both $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ samples at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

在每个 $\sum \bar{E}_T$ 区间中, 对 $u_{\perp}$ 分布进行高斯拟合可以得到反冲动量分辨率 $\sigma(u_{\perp})$ 的值, 如图 3-23 所示。拟合是基于反冲动量分辨率遵循高斯分布的假设进行的。在每个较小的 $\sum \bar{E}_T$ 区间内, 这个假设是近似成立的。为了使拟合效果最好, 需要考虑以下两点: 首先, 分辨率随 $\sum \bar{E}_T$ 变化, 因此在每个 $\sum \bar{E}_T$ 区间内, $u_{\perp}$ 的分布是基于 $\sum \bar{E}_T$ 的高斯分布的叠加, 使用较小的 $\sum \bar{E}_T$ 分区可以使 $u_{\perp}$ 更接近高斯分布; 另一方面, 拟合受到统计量的限制, 使用较大的 $\sum \bar{E}_T$ 分区可以减少每个分区中的统计误差。为了优化拟合性能, 基于事例随 $\sum \bar{E}_T$ 分布决定了以下分区, 使得每个区间包含的事例数大致相同。由于 5 和 13 TeV 之间的不同 $\sum \bar{E}_T$ 分布, 因此能量不同的两个数据的分区不同。5 TeV 数据的 $\sum \bar{E}_T$ 分区如下

0, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 110, 130, 180, 1000

13 TeV 数据的 $\sum \bar{E}_T$ 分区如下

0, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160, 190, 240, 1000

在图 3-24 上展示了 $\sum \bar{E}_T$ 作为自变量时, $u_{\perp}$ 分辨率在模拟和数据中的分布。该研究之后不再使用模拟数据, 但可以发现模拟与真实数据的相关分布相似。接下来对粒子流对象的研究是使用真实数据来进行的。

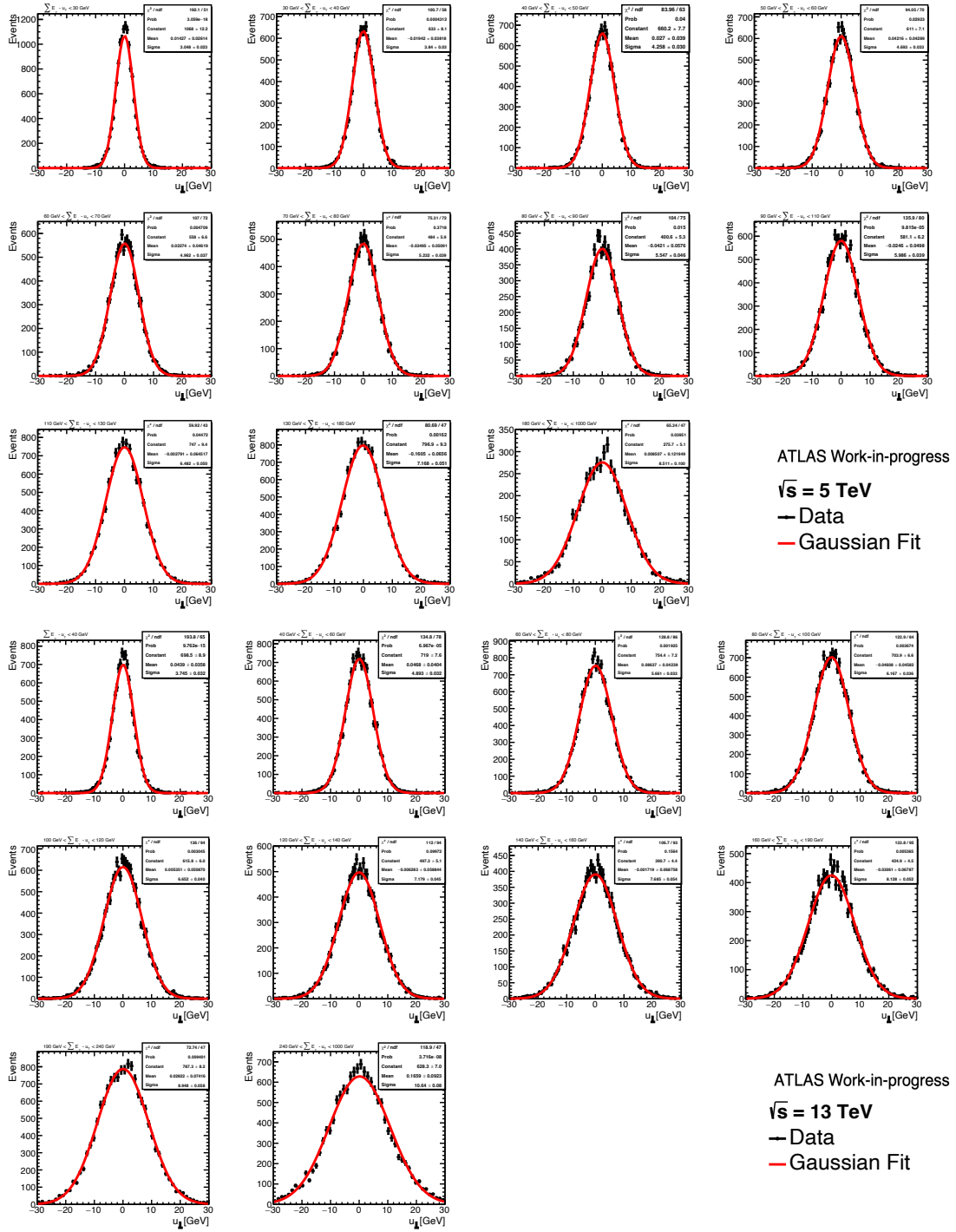


图 3-23 在 $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ (上) 和 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ (下) 数据中 $Z \rightarrow \ell\ell$ 事例里的 $u_{\perp}$ 分布的高斯拟合示例图。分辨率由拟合的 σ 参数给出。图中的粒子流对象没有进行任何筛选。

Figure 3-23 Example Gaussian fits to the $u_{\perp}$ distributions in $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ (top) and $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ (bottom) $Z \rightarrow \ell\ell$ data events. The resolution is obtained as the σ parameter of the fit. No cut on the kinematics of PFOs beyond the basic selection is applied.

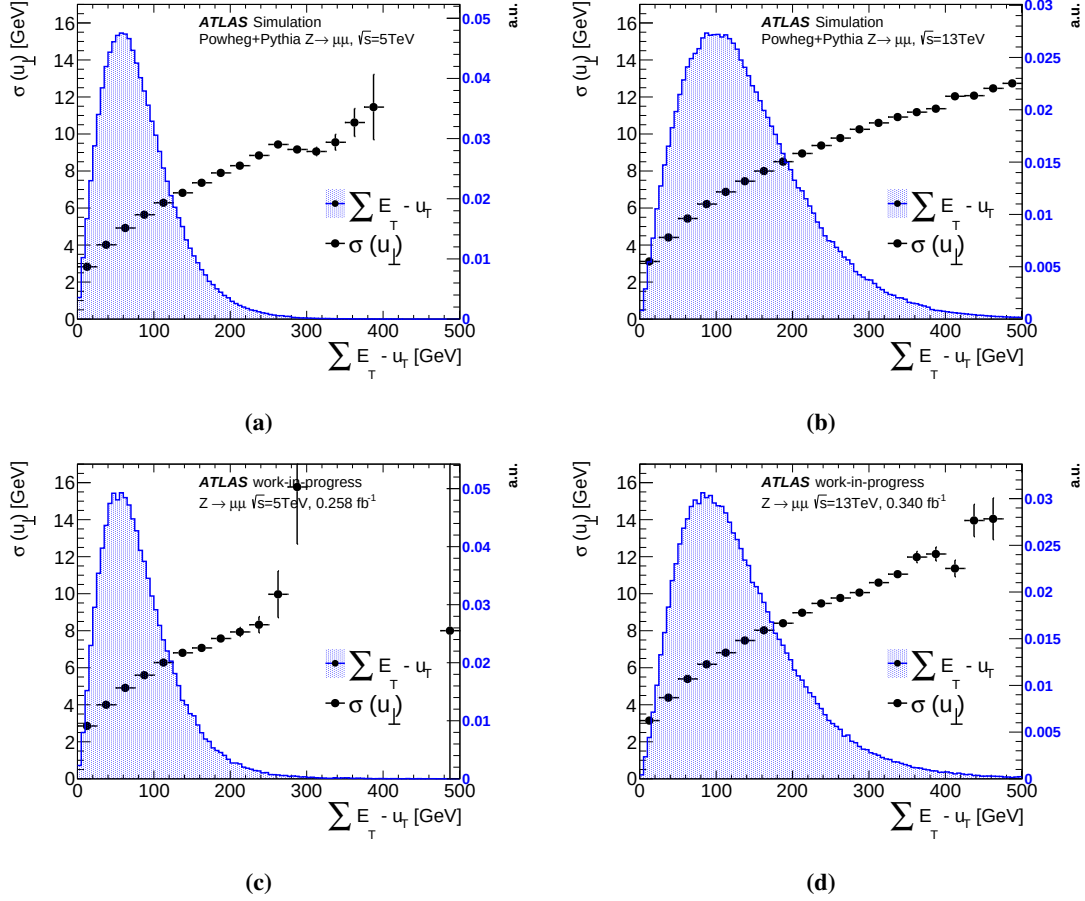


图 3-24 $Z \rightarrow \mu\mu$ 模拟（顶部）和数据（底部）中， $\sigma(u_{\perp})$ 作为 $\sum \vec{E}_T$ 的函数的分布。模拟与真实数据的分布相似，在之后 PFO 动力学分析将使用数据来进行。(a) 是 5 TeV 蒙卡；(b) 是 13 TeV 蒙卡；(c) 是 5 TeV 数据；(d) 是 13 TeV 数据。

Figure 3-24 $\sigma(u_{\perp})$ as a function of $\sum \vec{E}_T$ in $Z \rightarrow \mu\mu$ simulated events (top) and data (bottom). No cut on the PFO kinematics is applied beyond the basic selection. (a) is 5 TeV MC; (b) is 13 TeV MC; (c) is 5 TeV data; (d) is 13 TeV data.

在每个中性 PFO 的 $(p_T, |\eta|)$ 阈值设定下的强子反冲相对分辨率 $\sigma(u_{\perp})/\langle u_T \rangle$ 随 $\sum \vec{E}_T$ 的扫描结果显示在图 3-26 和 3-25 中，分别对应 13 TeV 和 5 TeV。主要结论是，对于给定的最小 p_T 阈值，通过扩展 η 覆盖范围可以提高分辨率。这表明，对 PFO 赝快度的阈值筛选导致的信息丢失比前向区域的噪声的影响更严重。

为找到最优的工作点，将图 3-25 和 3-26 中的相对分辨率的值按照应用于 PFO 的 (p_T, η) 阈值组织成二维图，并在图 3-27 和 3-28 中展示。图中展示的结果表明，通过使用尽可能大的相空间中的组成 PFOs，即除了隐含在轨迹重建 ($p_T > 500$ MeV) 和 ATLAS 前向量能器最大覆盖范围 ($|\eta| = 4.9$) 中的阈值之外不再添加任何阈值设定，可以获得最佳的强子反冲分辨率。

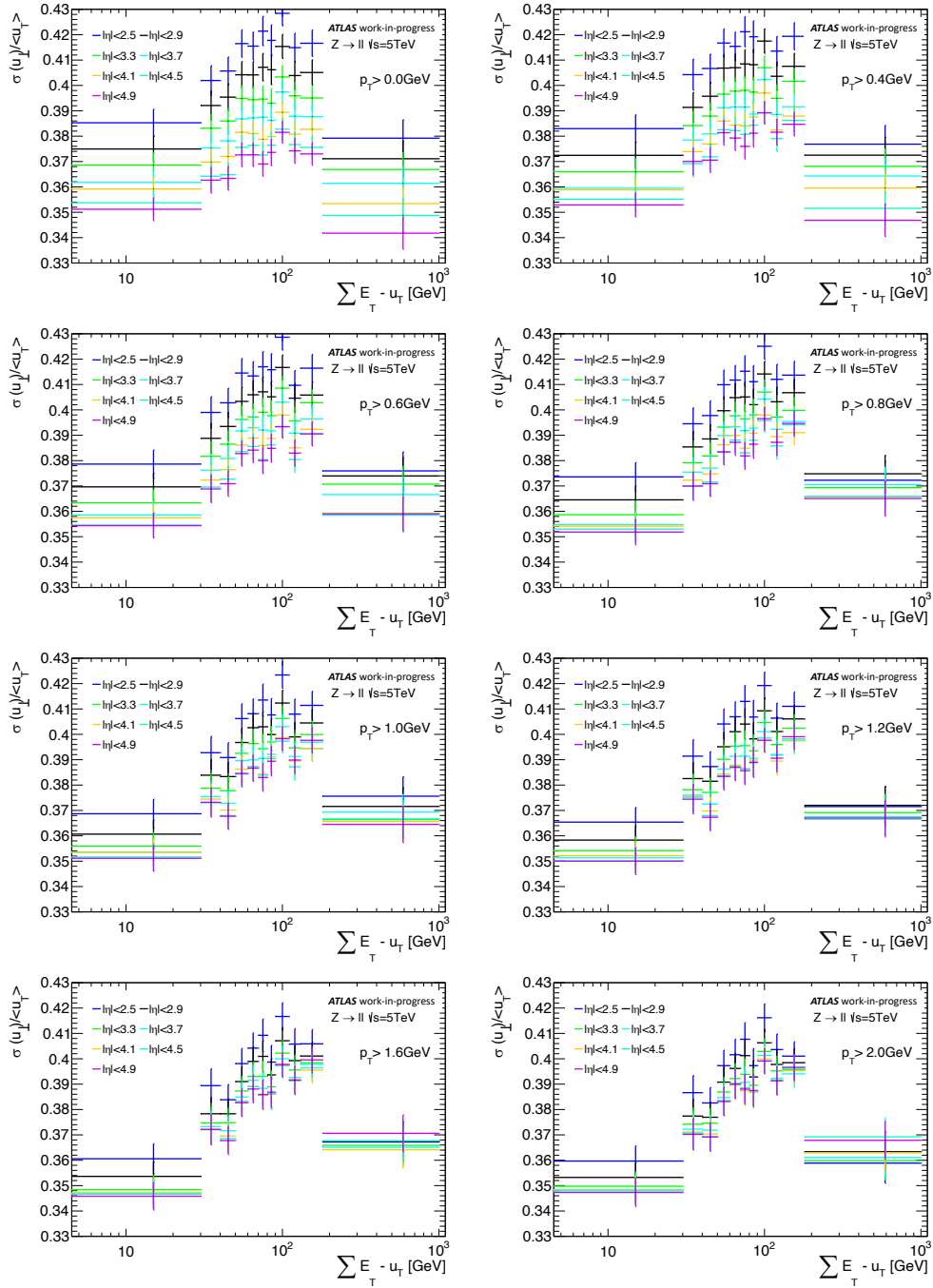


图 3-25 2017 年 $\sqrt{s} = 5$ TeV 数据中，反冲分辨率 $\sigma(u_{\perp})/\langle u_T \rangle$ 随着对中性粒子流施加的赝快速度阈值变化而产生的影响。图中可以看出最大的赝快速度阈值（即全部的探测器接受度）下的反冲分辨率最好。

Figure 3-25 Relative recoil resolution $\sigma(u_{\perp})/\langle u_T \rangle$ as a function of $\sum \bar{E}_T$ for different transverse momentum and pseudorapidity thresholds on the neutral PFOs with 2017 data at $\sqrt{s} = 5$ TeV.

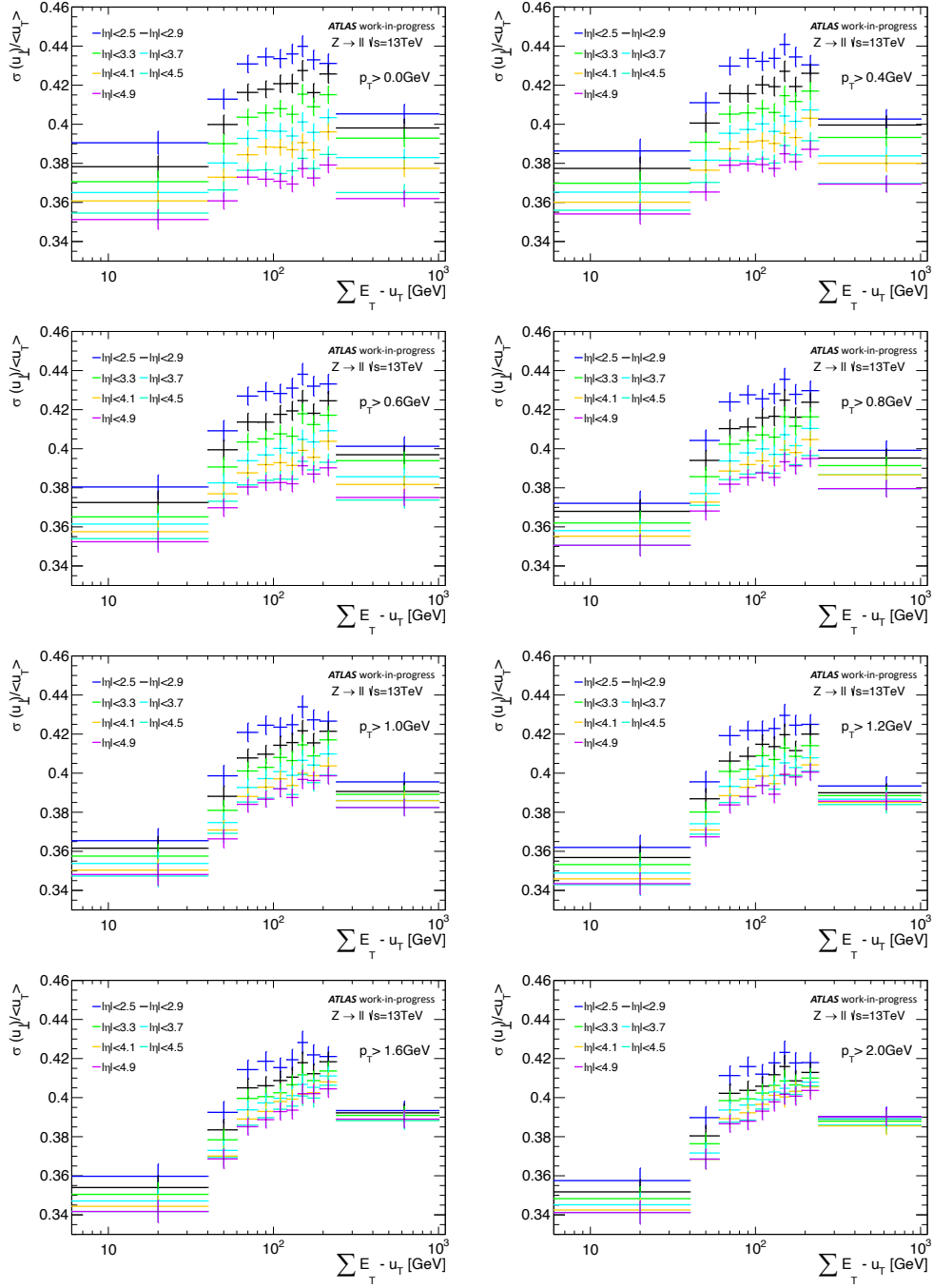


图 3-26 2017+2018 年 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据中，反冲分辨率 $\sigma(u_{\perp})/\langle u_T \rangle$ 随着对中性粒子流施加的赝快度阈值变化而产生的影响。图中可以看出最大的赝快度阈值（即全部的探测器接受度）下的反冲分辨率最好。

Figure 3-26 Relative recoil resolution $\sigma(u_{\perp})/\langle u_T \rangle$ as a function of $\sum \bar{E}_T$ for different transverse momentum and pseudorapidity thresholds on the neutral PFOs at with 2017+2018 data at $\sqrt{s} = 13$ TeV.

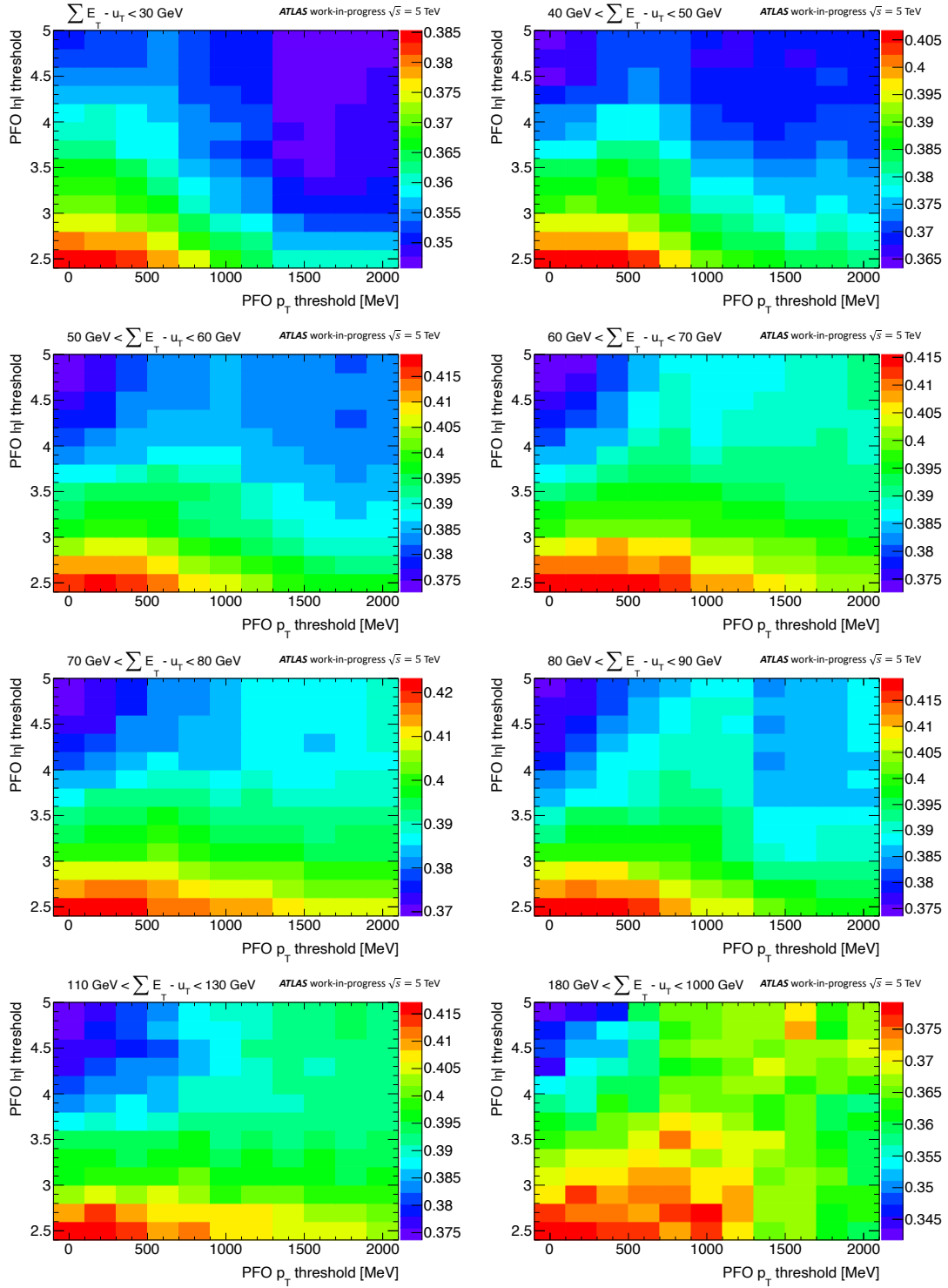


图 3-27 强子反冲动量相对分辨率 $\sigma(u_{\perp})/\langle u_T \rangle$ 作为中性 PFO 的横动量和赝快度阈值的函数的分布图，图中使用 2017 年在 $\sqrt{s} = 5$ TeV 下的数据，每个图显示了不同 $\sum \bar{E}_T$ 的范围。

Figure 3-27 Relative recoil resolution $\sigma(u_{\perp})/\langle u_T \rangle$ as a function of the transverse momentum and pseudorapidity thresholds for the neutral PFOs at $\sqrt{s} = 5$ TeV with data taken in 2017. Each subfigure shows the data in ranges of $\sum \bar{E}_T$.

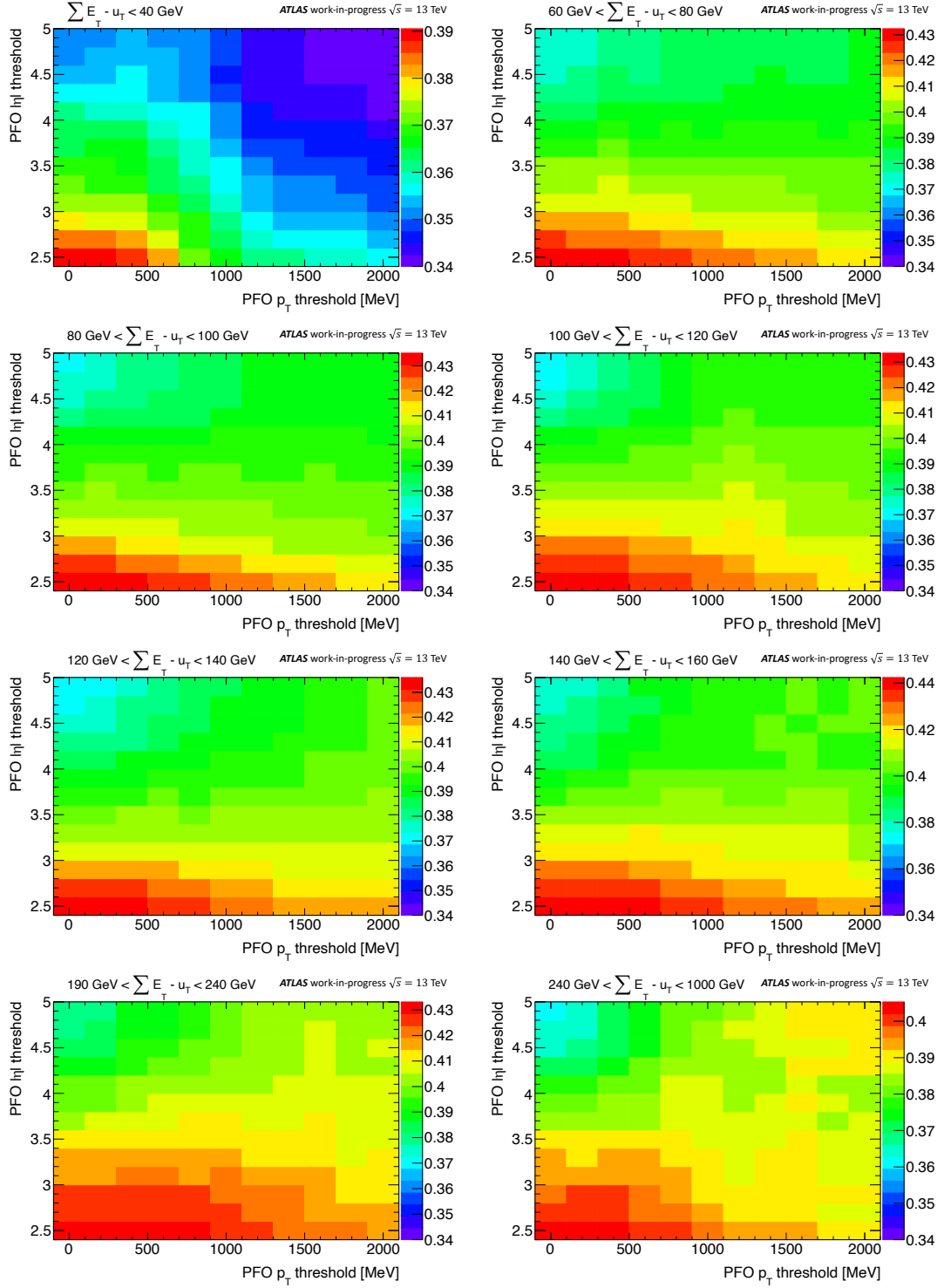


图 3-28 强子反冲动量相对分辨率 $\sigma(u_{\perp})/\langle u_T \rangle$ 作为中性 PFO 的横动量和赝快度阈值的函数的分布图，图中使用 2017+2018 年在 $\sqrt{s} = 13$ TeV 下的数据，每个图显示了不同 $\sum \vec{E}_T$ 的范围。

Figure 3-28 Relative recoil resolution $\sigma(u_{\perp})/\langle u_T \rangle$ as a function of the transverse momentum and pseudorapidity thresholds for the neutral PFOs at $\sqrt{s} = 13$ TeV with 2017+2018 data. Each subfigure shows the data in ranges of $\sum \vec{E}_T$.

3.4.3 强子反冲能量标定

本节介绍了强子反冲校准过程。相关变量在第3.4节中已经定义。标定过程需要使得蒙卡模拟和真实数据之间的 $\vec{u}_T$ 在玻色子方向上的平行和垂直两个投影分布的平均值和展宽能够相匹配。该校准主要使用 Z 事例，并将其应用于 W 事例。在数据中减去了背景噪声的贡献。该校准过程遵循文献^[20]中记录的2011年7 TeV 数据分析中开发的流程，但做了一些修改。具体步骤如下：

- 对 MC 事例的权重进行重估 (reweighting)：首先进行 $p_T^{\ell\ell}$ 与 $\sum \bar{E}_T$ 的二维重估，改进 $p_T^{\ell\ell}$ 区间内的 $\sum \bar{E}_T$ 分布建模。然后，在 u_T 的不同区间内，针对 $\sum \bar{E}_T$ 的一维权重进行重估以保证蒙卡中 $\sum \bar{E}_T$ 分布保持不变，
- 对 u_T 的 ϕ 分布进行了校正，
- 将 $\vec{u}_T$ 分解成 $u_{\parallel}$ 和 $u_{\perp}$ ，对 MC 中这两个投影的分辨率和响应进行校正，再矢量合成为校正后的 $\vec{u}_T$ 。

由于 5 和 13 TeV 数据中存在很大的部分子分布函数 (PDF) 差异，因此校准是针对这两个能量分别进行的。对于两个衰变道 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ ，则使用了相同修正，因为如前文所述校准系数在这两个衰变道之间是兼容的。

3.4.3.1 $\sum \bar{E}_T$ 建模

由于 Z 和 W 事例在部分子碰撞产生玻色子以及强子反冲或胶子的强子化的过程许多相似之处，所以能较为精确地将强子反冲校准从 Z 外推到 W 。然而在更精细的尺度下， Z 和 W 事例中的质心能量分布、部分子分布函数和其他因素的微小差异，导致了非硬散射活动和动量谱 p_T^V 中的差异。因此，从 Z 到 W 的反冲校准外推需要关于 $\sum \bar{E}_T$ 和 p_T^V 的二维校准。对于 MC 来说，最重要的是对 $\sum \bar{E}_T$ 与 p_T^V 相关性的良好建模。

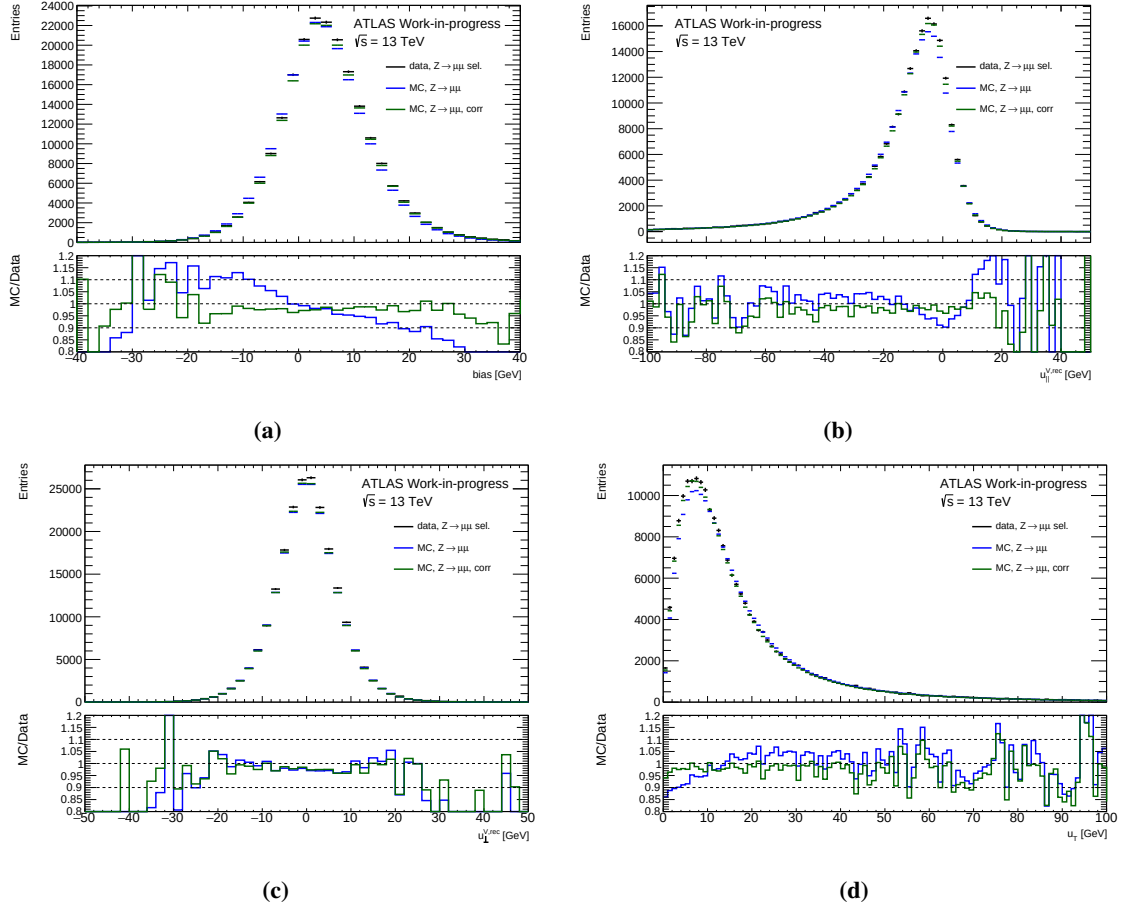


图 3-29 在 13 TeV 数据中，(a) 偏移 $b = u_{\parallel} + p_T^{\ell\ell}$ ；(b) $u_{\parallel}$ ；(c) $u_{\perp}$ 和 (d) u_T 在未校准（蓝色）和校准后（绿色）的数据和模拟分布。图中下半部分展示了未校准和校准后的 MC 与数据之间的比值。经过校准后，数据和 MC 之间的一致性大大提高。

Figure 3-29 Distributions of (a) Bias $b = u_{\parallel} + p_T^{\ell\ell}$ ；(b) $u_{\parallel}$ ；(c) $u_{\perp}$ and (d) u_T in the data and in simulated events before (blue) and after (green) calibration at 13 TeV. The lower panel shows uncorrected and corrected MC to data ratios. The plots show that the agreement between data and MC are much better after calibration applied.

$\sum \bar{E}_T$ 的校准过程使用了三个权重来描述模拟和数据之间， $\sum E_T$ 与 p_T^V 的相关性的差异。这三项权重被应用于 POWHEG MC 样本，改变其对应分布使之与数据更加吻合。第一个权重是从数据和 Z 模拟的比值中获得的 ($\sum \bar{E}_T, p_T^{\ell\ell}$) 分布的二维加权，计算中合并了电子和 μ 子道。

$$w_{2D}^Z(\sum \bar{E}_T, p_T^{\ell\ell}) = \frac{h^{\text{data},Z}(\sum \bar{E}_T, p_T^{\ell\ell})}{h^{\text{MC},Z}(\sum \bar{E}_T, p_T^{\ell\ell})}. \quad (3-8)$$

这里的 h 是 ($\sum \bar{E}_T, p_T^{\ell\ell}$) 的归一化二维分布。在 W 事例中，由于 $p_T^{\ell\ell}$ 无法被重建，因此使用在 Z 事例中得到的重新加权系数来计算，并使用 $p_T^{\text{true},V}$ 代替 $p_T^{\ell\ell}$ 。

第二个权重仅在 W 过程使用。由于 $p_T^{\text{true},V}$ 在 W 的数据中不可获得，因此无法使用类似的二维权重。但可以通过以 u_T 为区间的方式查看 $\sum \bar{E}_T$ 并进行重新加权，可以实现改善 $\sum \bar{E}_T$ 的建模。在应用二维重新加权后，在 u_T 的区间 j 中定义权重如下：

$$w_{j,\text{sliced}}^{W^\pm}(\sum \bar{E}_T) = \frac{h_j^{\text{data},W^\pm}(\sum \bar{E}_T)}{h_j^{\text{MC},W^\pm,Z2D\text{mod}}(\sum \bar{E}_T)}, \quad (3-9)$$

其中， h_j 是数据或模拟对于 u_T 区间 j 内的 $\sum \bar{E}_T$ 分布进行归一化得到的。分母包括信号加背景的蒙卡测量值，分子是数据测量值。

美中不足的是应用这两种重加权（二维 + 一维）会改变玻色子 $p_T^{\text{true},V}$ 的横向动量谱。由于在 W 和 Z 玻色子 p_T 测量以及 W 玻色子质量测量中， $p_T^{\text{true},V}$ 的建模非常关键，因此需要恢复 $p_T^{\text{true},V}$ 的初始分布。这需要通过在 $p_T^{\text{true},V}$ 上进行额外的一维重加权（第三个权重）来实现，见公式 3-10。

$$w_{1D}^{W^\pm}(p_T^{\text{true},V}) = \frac{h^{\text{MC},W^\pm,\text{orig}}(p_T^{\text{true},V})}{h^{\text{MC},W^\pm,\text{mod}}(p_T^{\text{true},V})}. \quad (3-10)$$

其中 h 是经过标准 W 判选后，信号和本底的初始分布（作为分子）或经过重加权后的分布（分母）。模拟 $W^\pm$ 事件的总权重被应用于在第 j 个 u_T 区间的事件，其公式如下： $w_{2D}^Z(\sum \bar{E}_T, p_T^{\text{true},V}) \times w_{j,\text{sliced}}^{W^\pm}(\sum \bar{E}_T) \times w_{1D}^{W^\pm}(p_T^{\text{true},V})$

在图 3-29 中，蓝色曲线代表应用除了 $\sum \bar{E}_T$ 修正之外的校准步骤之后的 $u_{\parallel} + p_T^{\ell\ell}$ ， $u_{\parallel}$ ， $u_{\perp}$ 和 u_T 的蒙卡分布，而绿色曲线则在此基础上应用了 $\sum \bar{E}_T$ 修正。可以观察到在应用 $\sum \bar{E}_T$ 修正之前，数据与 MC 有显著的约几个百分点的差异。通过 $\sum \bar{E}_T$ 修正，蒙卡和数据的一致性得到了明显改善。

3.4.3.2 u_X 和 u_Y 修正

u_X 和 u_Y 修正与 7 TeV ATLAS 的 W 质量分析^[20] 中类似。反冲动量的方向 $\phi(\vec{u}_T)$ 在模拟中并不完全符合数据，造成此现象的原因包括束流交叉角度、量能器非均匀性、束流偏离探测器原点等因素。为了进行经验性修正，通过对数据和模拟中 Z 事例中反冲的 x 、 y 方向（定义见第 2.1 节）分量均值之间的差异 ($\langle u_X \rangle$ 和 $\langle u_Y \rangle$) 进行比较来计算额外的偏移。根据经验公式，对偏移量按照 $\sum \vec{E}_T$ 的一阶多项式进行拟合。然后，通过以下方式对模拟中的反冲分量进行修正：

$$\begin{aligned} u_X^{\text{MC,corr}} &= u_X^{\text{MC}} + [(\langle u_X^{\text{data}} \rangle - \langle u_X^{\text{MC}} \rangle)(\sum \vec{E}_T)] \\ u_Y^{\text{MC,corr}} &= u_Y^{\text{MC}} + [(\langle u_Y^{\text{data}} \rangle - \langle u_Y^{\text{MC}} \rangle)(\sum \vec{E}_T)] \end{aligned} \quad (3-11)$$

3.4.3.3 反冲的分辨率和响应修正

反冲的分辨率和响应修正与 7 TeV ATLAS 的 W 质量分析中使用的过程类似。首先通过比较 Z 事例中数据和模拟中 $u_\perp$ 的宽度来导出反冲方向的分辨率，计算过程中合并电子和 μ 子信道。然后比较沿玻色子轴的强子反冲动量 $u_\parallel$ 和由双轻子重建的玻色子横向动量 $p_T^{\ell\ell}$ ，用于探测反冲的响应。在每个 $(\sum \vec{E}_T, p_T^{\ell\ell})$ 区间中， $u_\perp$ 分布大致遵循以零为中心的高斯分布。可以从偏差分布 $b = u_\parallel + p_T^{\ell\ell}$ 中估计出 $u_\parallel$ 的分辨率。为了比较这两个分布，偏差 b 也应该以零为中心，但实际实验观测上并不是这样的。造成的原因可能是部分粒子未被探测到，或者在死区中有能量损失。为了使偏差居中， $p_T^{\ell\ell}$ 通过与 $\sum \vec{E}_T$ 和 $p_T^{\ell\ell}$ 相关的因子进行修正。修正后的偏差被称为 $b' = u_\parallel + k \cdot p_T^{\ell\ell}$ 。分辨率可以表示为：

$$\sigma(b') = \sigma(u_\parallel + k \cdot p_T^{\ell\ell}) \quad (3-12)$$

这里 k 是一个修正因子，将偏差分布 $b = u_\parallel + p_T^{\ell\ell}$ 转换为 $\langle b' \rangle = 0$ 。 k 的计算如下：

$$k = 1 - \frac{\langle b \rangle}{\langle p_T^{\ell\ell} \rangle} = -\frac{\langle u_\parallel \rangle}{\langle p_T^{\ell\ell} \rangle} \quad (3-13)$$

图 3-30 展示了在数据和模拟中，作为 $\sum \vec{E}_T$ 和 $p_T^{\ell\ell}$ 函数的反冲分辨率 $\sigma(u_\perp)$ 和 $\sigma(b')$ 的比较。图中已经应用了 $(\sum \vec{E}_T, p_T^{\ell\ell})$ 的二维重新加权。图中可以得出结论： $\sigma(u_\perp) < \sigma(b') = \sigma(u_\parallel)$ ，存在显著差异。 $u_\parallel$ 和 $u_\perp$ 之间的分辨率差异与 $\sum \vec{E}_T$ 或 $p_T^{\ell\ell}$ 无关，分辨率在模拟和数据之间的差异很小，约为 2%。分辨率修正是从反冲的垂直分量 $\sigma(u_\perp)$ 和平行分量 $\sigma(b)$ 中得出的。

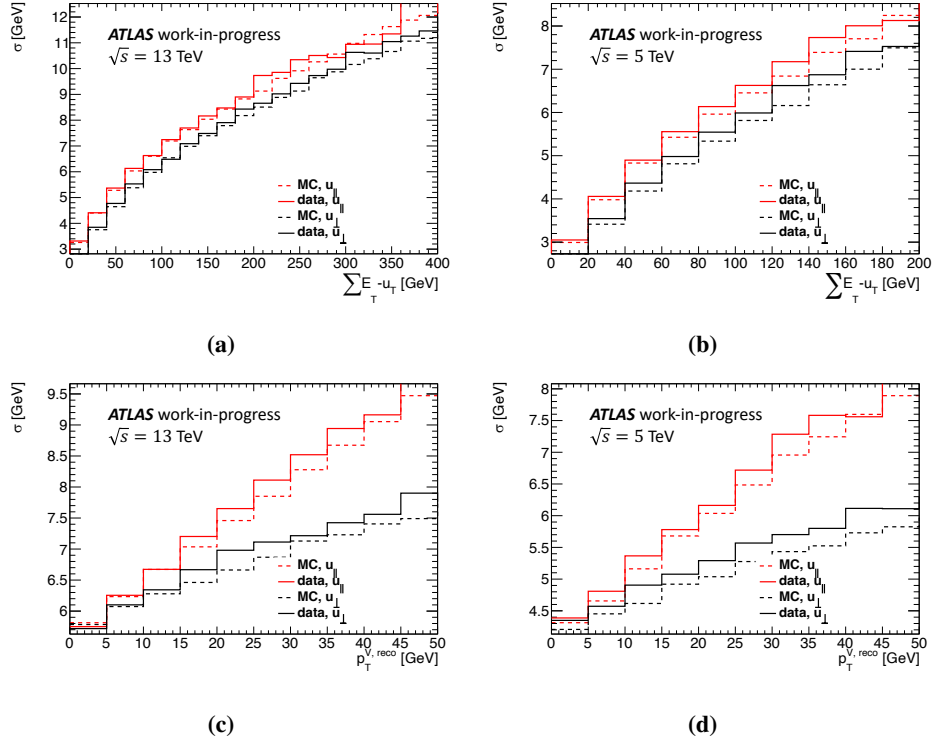


图 3-30 在 5 和 13 TeV 中， $u_{\perp}$ 和 $u_{\parallel}$ 的分辨率在数据和蒙卡中的比较。上方两图展示的是绝对分辨率，而下方两图则显示分辨率随着 $p_T^{\ell\ell}$ 的变化。(a) 是 13 TeV 分辨率关于 $\sum \bar{E}_T$ 的函数，(b) 是 5 TeV 分辨率关于 $\sum \bar{E}_T$ 的函数，(c) 是 13 TeV 分辨率关于 $p_T^{\ell\ell}$ 的函数，(d) 是 5 TeV 分辨率关于 $p_T^{\ell\ell}$ 的函数。

Figure 3-30 The resolutions in $u_{\perp}$ and $u_{\parallel}$ compared between data and MC for $Z \rightarrow \ell\ell$ events in 5 and 13 TeV data. The top two panels show the absolute resolutions, while the lower two panels show the same quantities as function of $p_T^{\ell\ell}$. (a) resolution as a function of $\sum \bar{E}_T$, 13 TeV. (b) resolution as a function of $\sum \bar{E}_T$, 5 TeV. (c) resolution as a function of $p_T^{\ell\ell}$, 13 TeV. (d) resolution as a function of $p_T^{\ell\ell}$, 5 TeV.

对蒙卡的 $u_{\perp}$ 分辨率修正通过 $\sigma(u_{\perp})$ 值的数据对比蒙卡的比值来计算的：

$$r(\sum \bar{E}_T, p_T^{\ell\ell}) = \frac{\sigma(u_{\perp})^{\text{data}}}{\sigma(u_{\perp})^{\text{MC}}}. \quad (3-14)$$

在 $p_T^{\ell\ell}$ 的区间中，将 $\sigma(u_{\perp})^{\text{data}}$ 和 $\sigma(u_{\perp})^{\text{MC}}$ 分别作为 $\sum \bar{E}_T$ 的函数进行拟合，得到二维函数 $r(\sum \bar{E}_T, p_T^{\ell\ell})$ 。

$$\sigma(u_{\perp})(\sum \bar{E}_T) = c + d \cdot \sqrt{\sum \bar{E}_T}. \quad (3-15)$$

通过刻度计算，将模拟中的 $u_{\perp}$ 宽度校正为数据中的宽度，得到 $u_{\perp}$ 的校正值。

$$u_{\perp}^{\text{MC,corr}} = u_{\perp}^{\text{MC}} \times r\left(\sum \bar{E}_T, p_T^{\text{true},V}\right) \quad (3-16)$$

使用与公式 3-14 相同的方法得到偏差 b 的分辨率校正 $r_{\parallel}$ ，其中使用偏差的标准差代替 $u_{\perp}$ 。MC 中 $u_{\parallel}$ 的校正包含了分辨率和刻度修正：

$$u_{\parallel}^{\text{MC,corr}} = \langle u_{\parallel}^{\text{data}} \rangle + (\langle b^{\text{data}} \rangle - \langle b^{\text{MC}} \rangle) \cdot r_{\parallel} + (u_{\parallel}^{\text{MC}} - \langle u_{\parallel}^{\text{data}} \rangle) \cdot r_{\parallel} \quad (3-17)$$

需要注意的是，在应用校准后，数据和校准后的蒙卡之间的比率不应该恰好为 1，原因如下：

- 校准系数是将 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 合并后拟合得到的，由于这两种衰变道的特征不完全相同，在每个衰变道中会有较小的误差波动。
- 校准系数是 $\sum \bar{E}_T$ 或 $p_T^{\ell\ell}$ 的平滑拟合函数，拟合过程在一个观测量的区间中对另一个物理量进行拟合。因此，即使绘图的区间与用于拟合的初始区间相同，拟合也不会完全与数据点一致，而是在平均值周围 1σ （拟合函数误差）内波动。

基于上述原因，即使图中误差带中仅包括数据和蒙卡统计误差，也可以认为数据与蒙卡的符合结果较好。

3.4.3.4 强子反冲标定误差

反冲校准的不确定性主要是数据相关的误差，可以分为垂直于 Z 玻色子方向的分辨率（resolution）和平行方向的响应（response）两个分量来计算，对于 W 事例，还要考虑由从 Z 到 W 的外推引起的小部分误差。

由 Z 到 W 的外推引起的误差是由 $\sum \bar{E}_T$ 建模不同引起的。对此，使用 SHERPA 模拟数据作为赝数据，进行闭合测试来计算。使用第 3.4.3.1 节中定义的过程，从

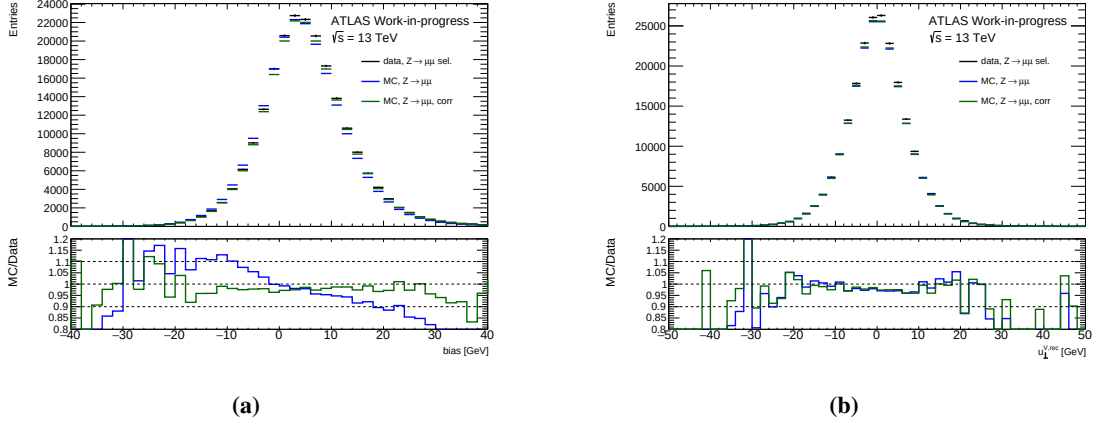


图 3-31 反冲校准的闭合测试： $Z \rightarrow \mu\mu$ 中，在校准应用前后，数据和模拟中的偏差（左图）和 $u_{\perp}$ （右图）的分布。下方面板显示未校正和校正的模拟与数据比例。

Figure 3-31 Recoil calibration closure test: data and simulated distribution of the bias (left) and of $u_{\perp}$ (right), before and after applying the calibration, in $Z \rightarrow \mu\mu$ events. The $p_T^{\ell\ell}$ spectrum in the corrected MC matches by construction the one in the data. The lower panel shows uncorrected and corrected MC to data ratios.

SHERPA 的 Z 和 W 样本中导出重加权系数，导出过程的判定依据是使 POWHEG 中的分布尽可能与 SHERPA 中一致。然后将此重加权系数应用于 POWHEG 的 W 事例，并检查重加权之后的 POWHEG 的 2D ($\sum \vec{E}_T, p_T^{\text{true}, V}$) 分布是否与 SHERPA 的 W 事例相似。将 SHERPA 和重加权之后的 POWHEG 中 p_T^Z 分布的偏差定义为系统误差。该项误差代表了由于不同蒙卡样本中的部分子模型，QCD 计算结果的不同对 $\sum \vec{E}_T$ 分布产生的影响，进而导致的误差。POWHEGMC 基于 CT10 的部分子模型，并使用 PYTHIA 和 AZNLO 微调。而 SHERPAMC 使用的是 NNPDF3.0 的部分子模型，对 V+1, 2, 3 喷注精确到 NLO，对 V+3, 4 喷注精确到 LO。

由于模拟蒙卡样本的大小远大于数据统计量（ W 大约为实验数据的 10 倍， Z 大约为实验数据的 20 倍），因此忽略了蒙卡统计误差。

在每个 $p_T^{\ell\ell}$ 区间中，数据中拟合的分辨率函数 $\sigma(u_{\perp})(\sum \vec{E}_T)$ 的 c 和 d 参数存在不确定性，详见公式 3-15。基于 ROOT 的拟合算法为此提供了完整的协方差矩阵。这允许在由协方差矩阵的特征向量定义的向量空间中进行旋转，并最终获得两组不相关的波动的上限和下限，这些波动的上下限是 c 和 d 的误差的线性组合。

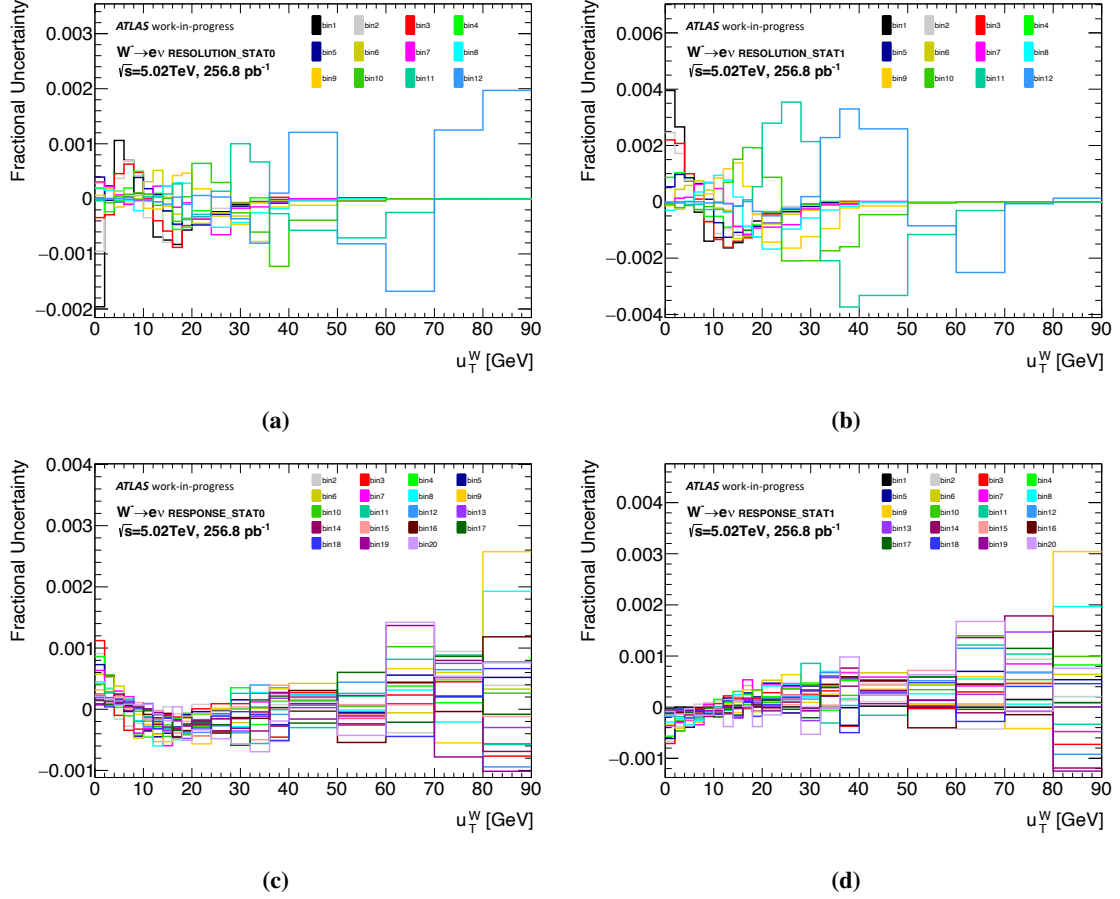


图 3-32 在 5 TeV 的 $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$ 事例中，分辨率和响应校正的统计不确定性对测量的 u_T 谱的影响。(a) RESOLUTION_STAT0；(b) RESOLUTION_STAT1；(c) RESPONSE_STAT0；(d) RESPONSE_STAT1。

Figure 3-32 Impact of statistical uncertainty components from the in-situ resolution and response corrections on the measured u_T spectrum in $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$ events at 5 TeV. (a) RESOLUTION_STAT0; (b) RESOLUTION_STAT1; (c) RESPONSE_STAT0; (d) RESPONSE_STAT1.

3.4.4 强子反冲的标定结果

本节展示在使用标定过程后的强子反冲相关特征谱的数据与蒙卡模拟的对比及标定误差。图 3-32, 3-33, 3-34 和 3-35 分别展示了 5 TeV 中 W 各衰变道的强子反冲标定误差。表 3-5 给出了每种不确定性类别的扰动参数 (nuisance parameter, NP) 的定义和自由度。在计算统计量引起的误差的情况下，这反映了拟合函数的数量 (每个区间一个)，而在系统误差的情况下，数量为 1，因为该误差在动力学空间中是完全相关的。

经过反冲强子刻度后的 Z 衰变道中的强子反冲相关变量的蒙卡与数据对比

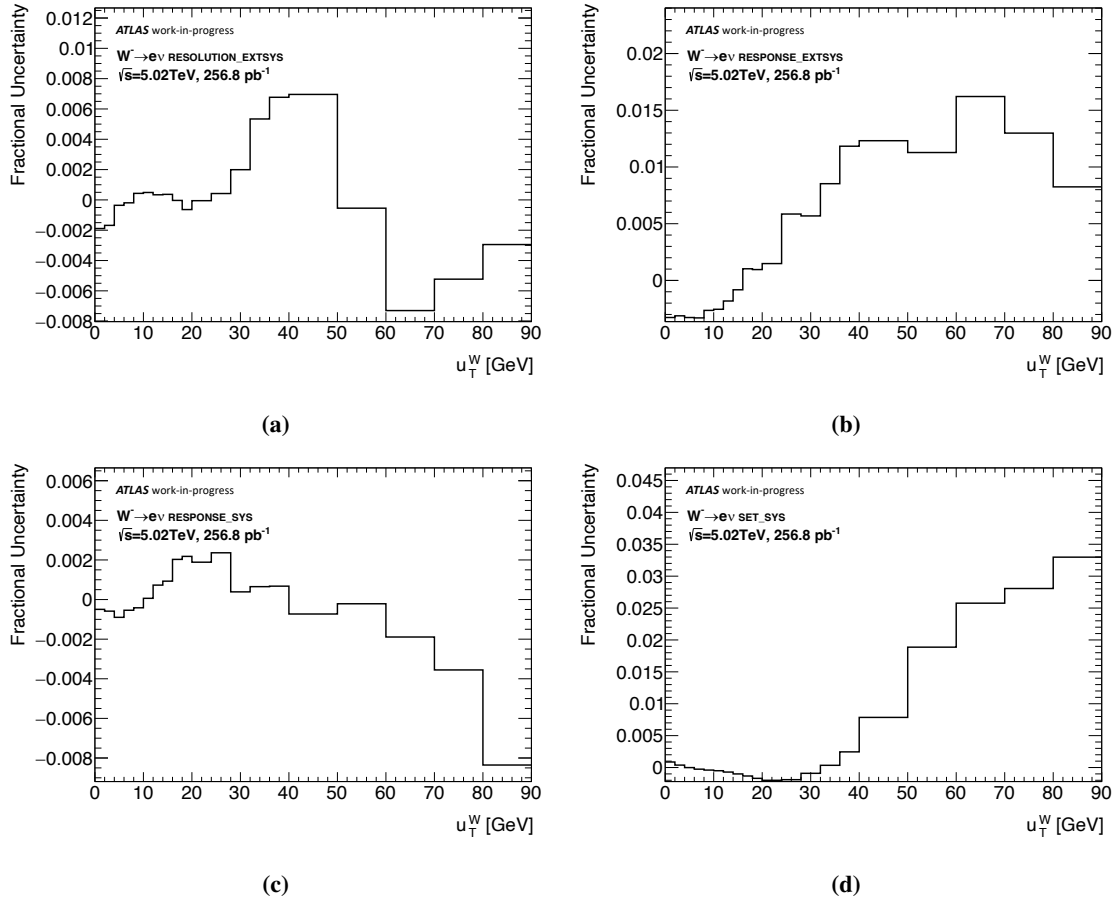


图 3-33 在 5 TeV 的 $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$ 事例中，分辨率和响应校正的系统不确定性对测量的 u_T 谱的影响。(a) RESOLUTION_EXTSYS; (b) RESPONSE_EXTSYS; (c) RESPONSE_SYS; (d) SET_SYS。

Figure 3-33 Impact of systematic uncertainty components from the in-situ resolution and response corrections on the measured u_T spectrum in $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$ events at 5 TeV . (a) RESOLUTION_EXTSYS; (b) RESPONSE_EXTSYS; (c) RESPONSE_SYS; (d) SET_SYS.

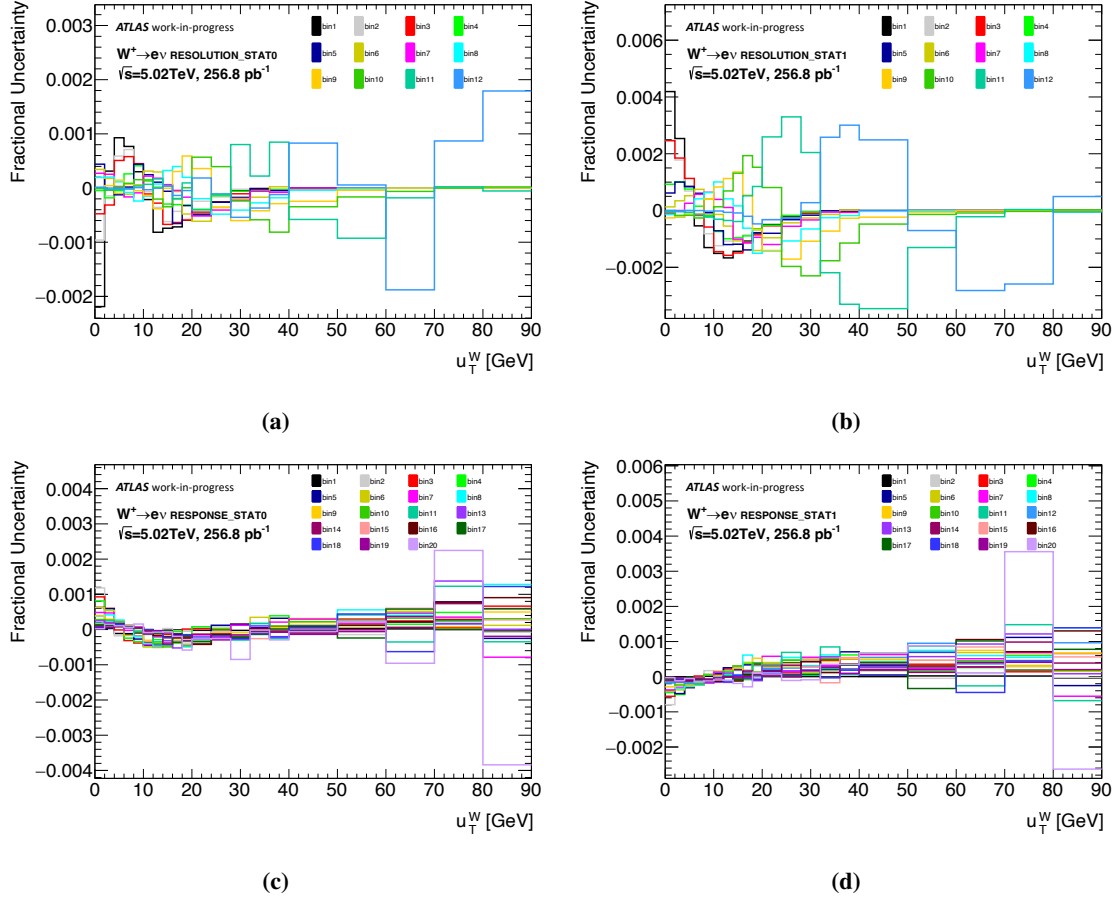


图 3-34 在 5 TeV 的 $W^+ \rightarrow e^+ \nu$ 事例中，分辨率和响应校正的统计不确定性对测量的 u_T 谱的影响。(a) RESOLUTION_STAT0；(b) RESOLUTION_STAT1；(c) RESPONSE_STAT0；(d) RESPONSE_STAT1。

Figure 3-34 Impact of statistical uncertainty components from the in-situ resolution and response corrections on the measured u_T spectrum in $W^+ \rightarrow e^+ \nu$ events at 5 TeV. (a) RESOLUTION_STAT0; (b) RESOLUTION_STAT1; (c) RESPONSE_STAT0; (d) RESPONSE_STAT1.

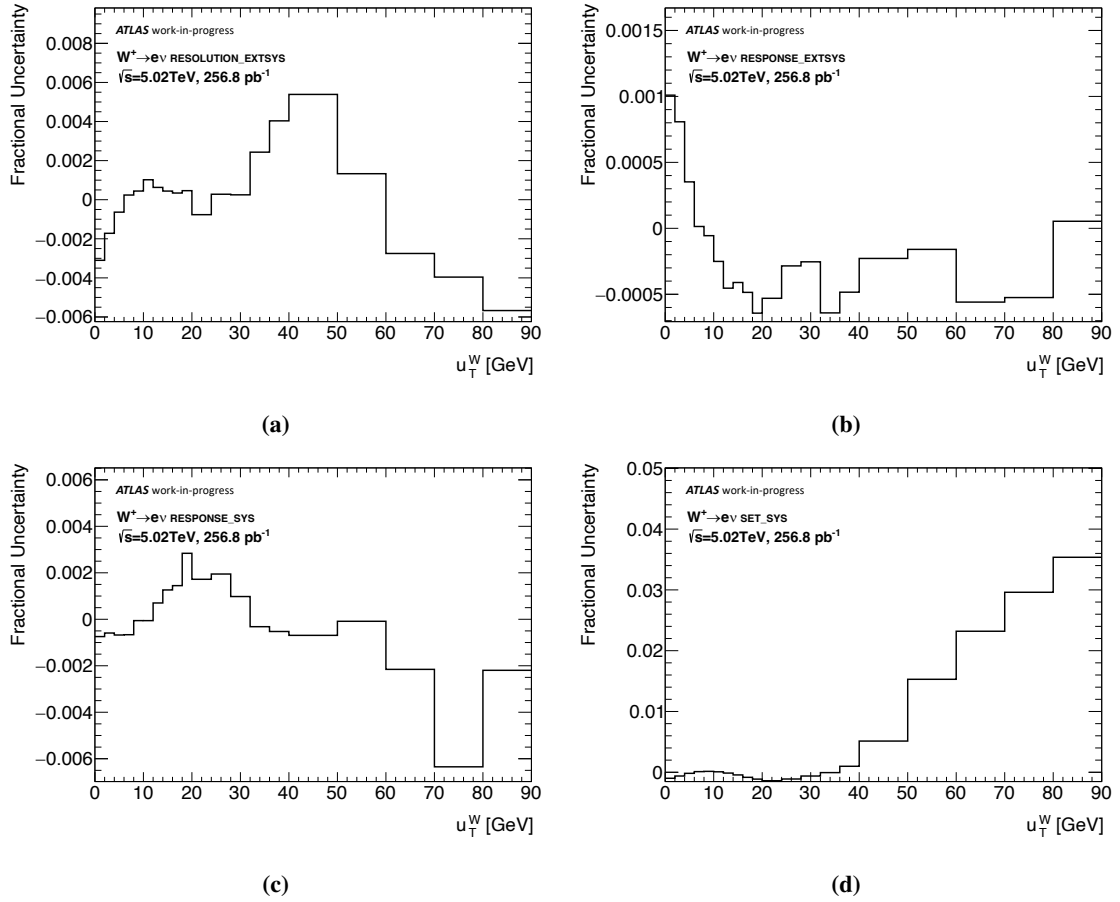


图 3-35 在 5 TeV 的 $W^+ \rightarrow e^+ \nu$ 事例中，分辨率和响应校正的系统不确定性对测量的 u_T 谱的影响。(a) RESOLUTION_EXTSYS；(b) RESPONSE_EXTSYS；(c) RESPONSE_SYS；(d) SET_SYS。

Figure 3-35 Impact of systematic uncertainty components from the in-situ resolution and response corrections on the measured u_T spectrum in $W^+ \rightarrow e^+ \nu$ events at 5 TeV. (a) RESOLUTION_EXTSYS; (b) RESPONSE_EXTSYS; (c) RESPONSE_SYS; (d) SET_SYS.

误差名称	扰动参数的数量		描述
	5 TeV	13 TeV	
RESOLUTION_STAT0_UP	12	14	分辨率修正的统计误差的第一参数的上扰动 (up)
RESOLUTION_STAT0_DOWN	12	14	分辨率修正的统计误差的第一参数的下扰动 (down)
RESOLUTION_STAT1_UP	12	14	分辨率修正的统计误差的第二参数的上扰动 (up)
RESOLUTION_STAT1_DOWN	12	14	分辨率修正的统计误差的第二参数的下扰动 (down)
RESPONSE_STAT0_UP	20	15	响应修正的统计误差的第一参数的上扰动 (down)
RESPONSE_STAT0_DOWN	20	15	响应修正的统计误差的第一参数的下扰动 (down)
RESPONSE_STAT1_UP	20	15	响应修正的统计误差的第二参数的上扰动 (down)
RESPONSE_STAT1_DOWN	20	15	响应修正的统计误差的第二参数的下扰动 (down)
RESPONSE_SYS_UP	1	1	响应修正的系统误差的上扰动 (up)
RESPONSE_SYS_DOWN	1	1	响应修正的系统误差的下扰动 (up)
SET_SYS	1	1	$\sum E_T$ 重加权过程的系统误差
EXTRAPOLATION_RESOL_SYS	1	1	从 Z 到 W 推导分辨率修正的系统误差
EXTRAPOLATION_RESP_SYS	1	1	从 Z 到 W 推导响应修正的系统误差
扰动参数总数	135	119	

表 3-5 强子反冲标定过程中的不确定性类别表格，以及它们各自的扰动参数数量 (NPs)。

Table 3-5 Table of uncertainty categories as implemented in the calibration tool, together with their respective number of nuisance parameters (NPs).

如下：图 3-36 和 3-37 是 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道的对比图。图 3-38 和 3-39 是 $Z \rightarrow ee$ 衰变道的对比图。图中下方面板展示的是 (数据 - 模拟) / 误差，其中误差 σ 包括数据统计误差、MC 统计误差和与 Z 数据统计量相关的反冲校准过程中的误差。偏移 b 和 $u_\perp$ 分布在不确定性范围内显示良好的数据与模拟一致性。对于其他分布，一致性的好坏主要取决于 POWHEG+PYTHIA8.2 中玻色子 p_T 的建模质量。

在 Z 和 W 玻色子横动量分析中，反冲强子的标定及误差分析是至关重要的一部分，也是难点所在。在 Z 事例中， $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 都是对玻色子横动量的测量， $p_T^{\ell\ell}$ 精度更高，因此使用 $p_T^{\ell\ell}$ 对 u_T 进行刻度。首先，分析中使用的基准 MC POWHEG+PYTHIA8 对 $\sum \bar{E}_T$ 的分布的模拟与实验有较大的偏差，而 $\sum \bar{E}_T$ 与 u_T 的分辨率密切相关，因此需要对 $\sum \bar{E}_T$ 的分布进行校准。 $\sum \bar{E}_T$ 的校准是在 $(\sum \bar{E}_T, p_T^{\ell\ell})$ 二维空间中进行的，由于 Z 玻色子的统计量有限，在二维区间中的统计误差被放大，导致 $\sum \bar{E}_T$ 重加权计算的统计误差较大。反冲强子的响应 (偏差 $b = u_\parallel + p_T^{\ell\ell}$) 和分辨率 ($u_\perp$) 修正也是在 $(\sum \bar{E}_T, p_T^{\ell\ell})$ 二维空间中进行的。 Z 玻色子事例的统计量在 10^5 量级，且主要分布在 $p_T^{\ell\ell} < 100$ GeV 的区域，因此在 $p_T^{\ell\ell} > 100$ GeV 区域的响应修正受到了很大的统计误差影响。在第 4.3.2.4 节中，对使用 $p_T^{\ell\ell}$ 与 u_T 方法测量的 p_T^Z 分布进行了一致性检查，验证了两种方法测量得到的玻色子动量分布在误差范围内相符，验证了反冲强子标定的准确性，为使用反冲强子测量的 p_T^W 提供有力支持。

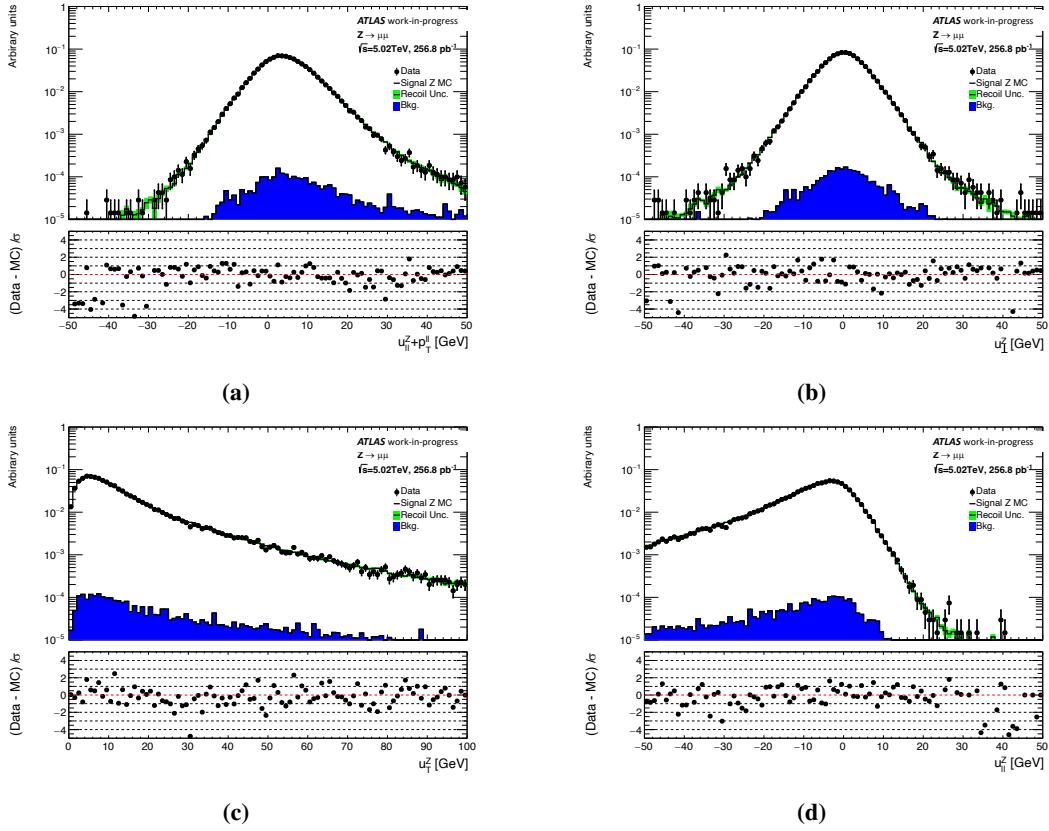


图 3-36 在 5 TeV 下 $Z \rightarrow \mu\mu$ 事例中的反冲相关分布：(a) 偏差；(b) $u_{\perp}$ ；(c) u_T ；(d) $u_{\parallel}$ 。包括经过最终校准后的数据和模拟。不确定度包括统计不确定度和反冲统计标定相关的系统误差。

Figure 3-36 Recoil distributions in $Z \rightarrow \mu\mu$ events at 5 TeV in the data and in the simulation after final calibration: (a) bias; (b) $u_{\perp}$; (c) u_T ; (d) $u_{\parallel}$. The uncertainty includes statistical uncertainties, and recoil systematic uncertainties of statistical nature.

图 3-40 和 3-41 展示了经过所有强子反冲校准处理后的 5 TeV 下 W 事例的 u_T 分布。比值面板显示的是 $(\text{数据} - \text{模拟}) / \sigma$ ，其中 σ 包括数据统计误差、蒙特卡洛统计误差、以及反冲校准的系统误差。图 3-32, 3-33, 3-34 和 3-35 显示了每个扰动参数对测量的 u_T 谱的影响。

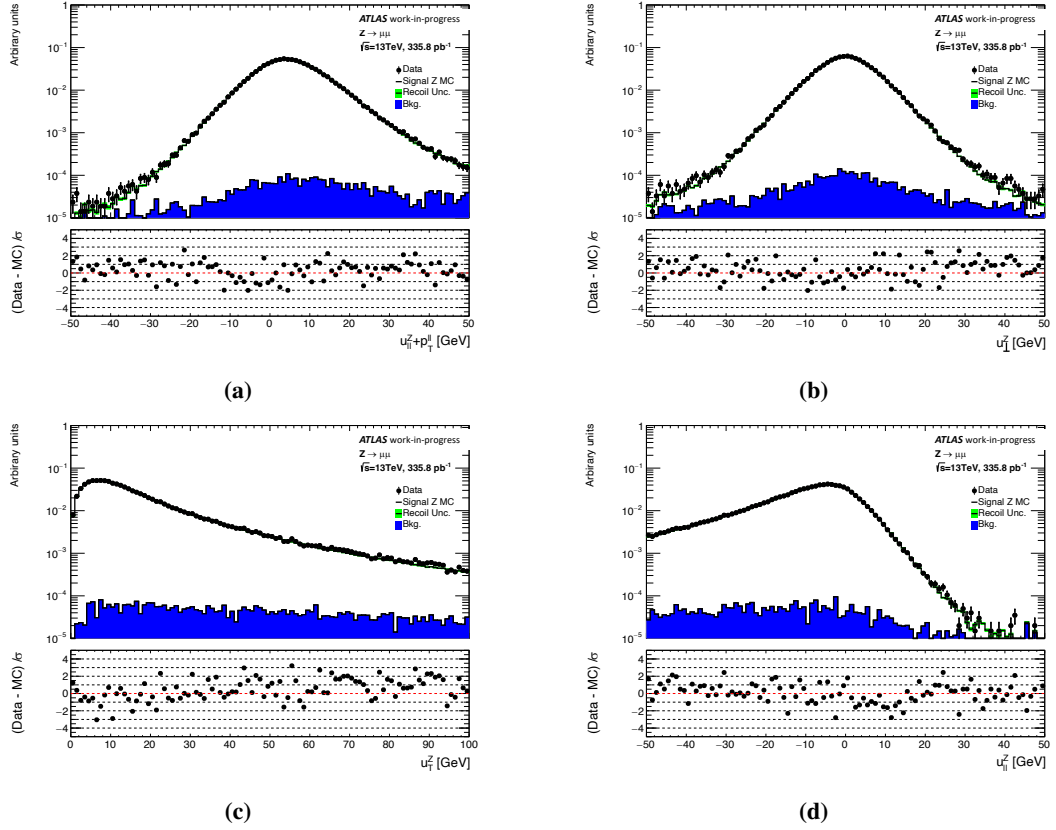


图 3-37 在 13 TeV 下 $Z \rightarrow \mu\mu$ 事例中的反冲分布：(a) 偏差；(b) $u_{\perp}$ ；(c) u_T ；(d) $u_{\parallel}$ 。包括数据和经过最终校准后的模拟。不确定度包括统计不确定度和反冲统计标定相关的系统误差。

Figure 3-37 Recoil distributions in $Z \rightarrow \mu\mu$ events at 13 TeV in the data and in the simulation after final calibration: (a) bias; (b) $u_{\perp}$; (c) u_T ; (d) $u_{\parallel}$. The uncertainty includes statistical uncertainties, and recoil systematic uncertainties of statistical nature.

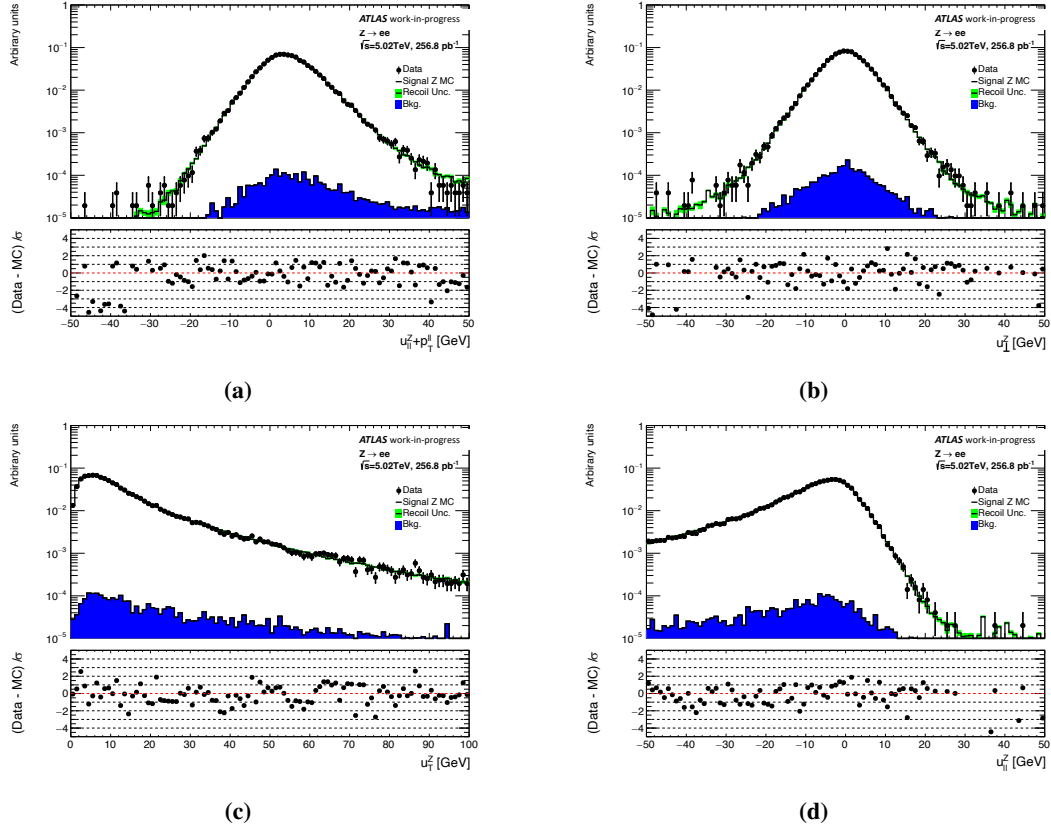


图 3-38 在 5 TeV 下 $Z \rightarrow ee$ 事例中的反冲分布: (a) 偏差; (b) $u_{\perp}$; (c) u_T ; (d) $u_{\parallel}$ 。包括经过最终校准后的数据和模拟。不确定度包括统计不确定度和反冲统计标定相关的系统误差。

Figure 3-38 Recoil distributions in $Z \rightarrow ee$ events at 5 TeV in the data and in the simulation after final calibration: (a) bias; (b) $u_{\perp}$; (c) u_T ; (d) $u_{\parallel}$. The uncertainty includes statistical uncertainties, and recoil systematic uncertainties of statistical nature.

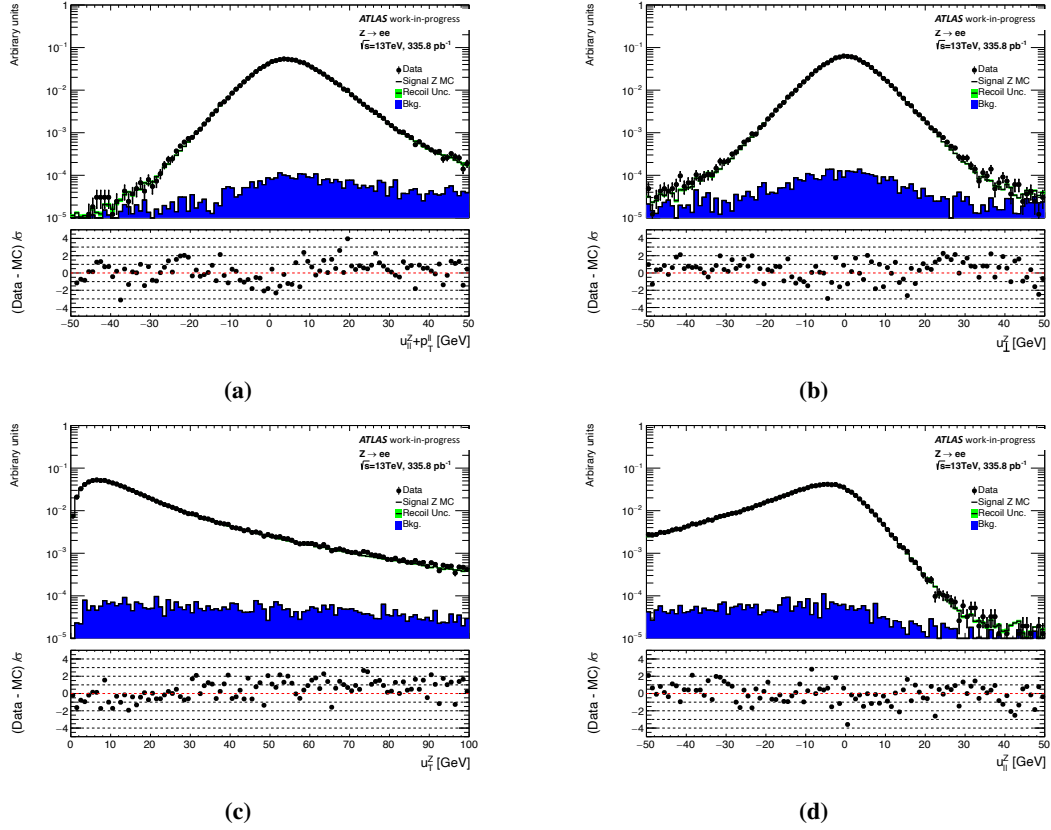


图 3-39 在 13 TeV 下 $Z \rightarrow ee$ 事例中的反冲分布: (a) 偏差; (b) $u_{\perp}$; (c) u_T ; (d) $u_{\parallel}$ 。包括经过最终校准后的数据和模拟。不确定度包括统计不确定度和反冲统计标定相关的系统误差。

Figure 3-39 Recoil distributions in $Z \rightarrow ee$ events at 13 TeV in the data and in the simulation after final calibration: (a) bias; (b) $u_{\perp}$; (c) u_T ; (d) $u_{\parallel}$. The uncertainty includes statistical uncertainties, and recoil systematic uncertainties of statistical nature.

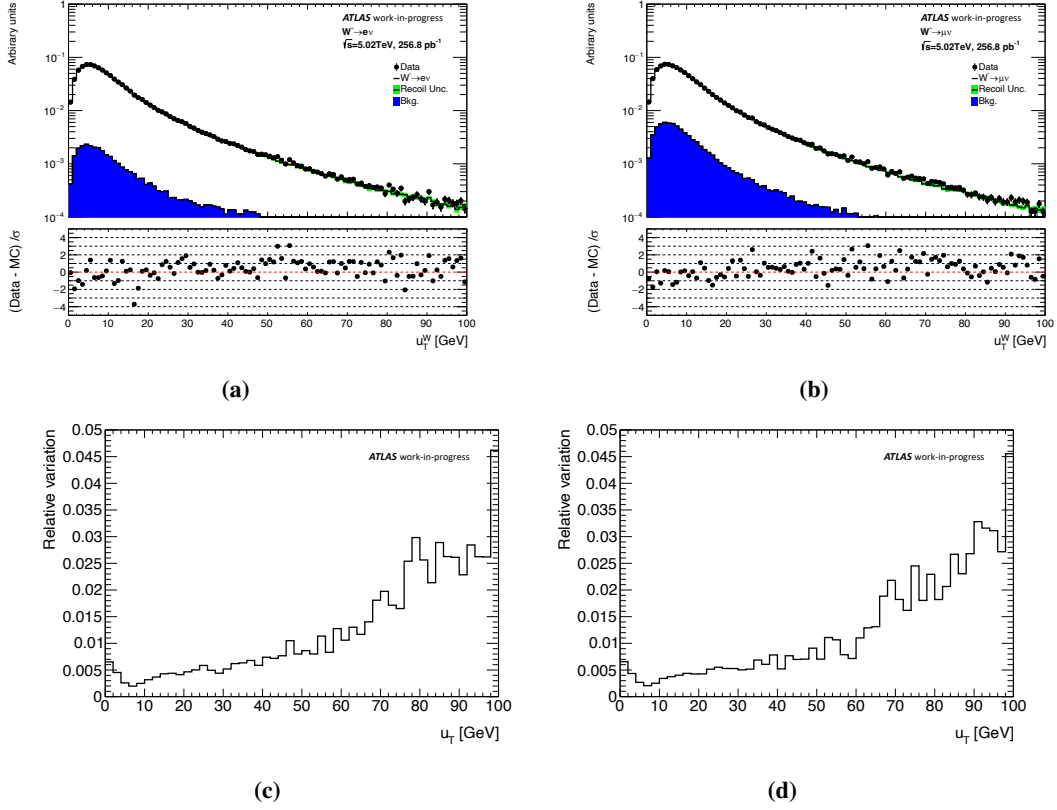


图 3-40 在进行所有校准后，在 5 TeV 下 W^- 事例的数据与模拟中的反冲分布：(a) $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$ ；(b) $W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$ ；(c) $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$ ，统计加反冲标定误差；(d) $W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$ ，5 TeV，统计加反冲标定误差。

Figure 3-40 Recoil distributions in W^- events at 5 TeV in the data and in the simulation after final calibration: (a) $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$; (b) $W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$; (c) $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$, STAT+ recoil calib uncertainty; (d) $W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$, STAT+ recoil calib uncertainty.

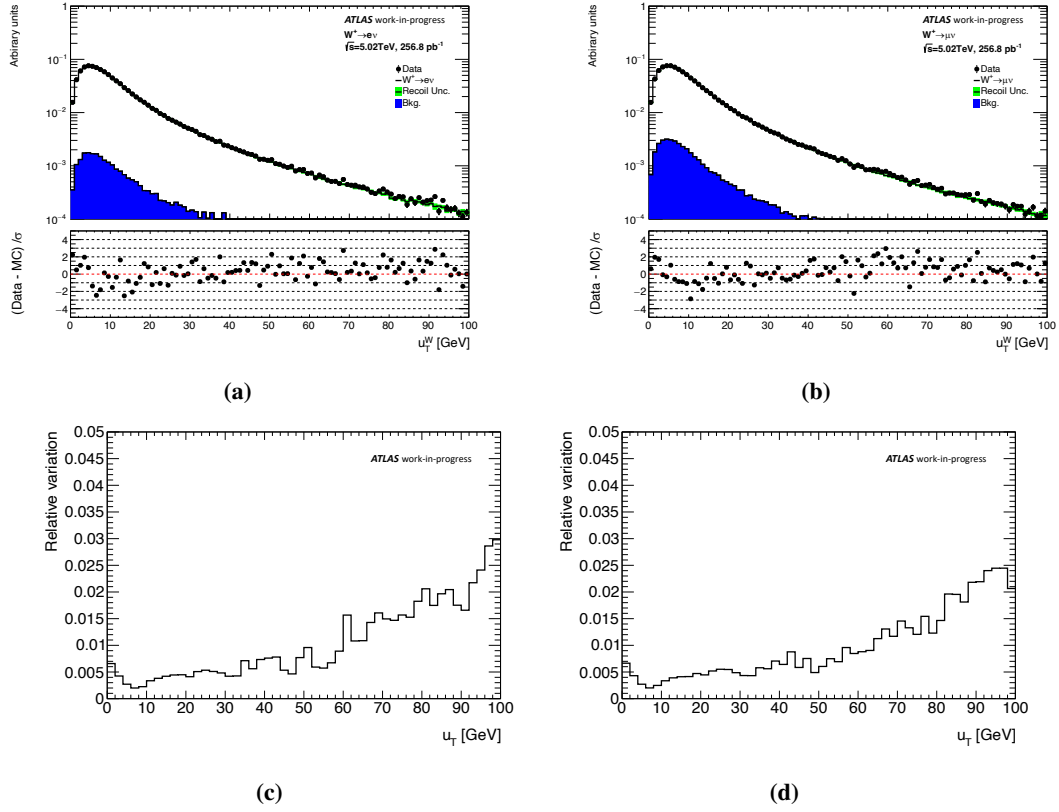


图 3-41 在进行所有校准后，在 5 TeV 下 W^+ 事例的数据与模拟中的反冲分布。(a) $W^+ \rightarrow e^+ \nu$ ；(b) $W^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ ；(c) $W^+ \rightarrow e^+ \nu$ ，统计加反冲标定误差；(d) $W^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ ，5 TeV，统计加反冲标定误差。

Figure 3-41 Recoil distributions in W^+ events at 5 TeV in the data and in the simulation after final calibration. (a) $W^+ \rightarrow e^+ \nu$; (b) $W^+ \rightarrow \mu^+ \nu$; (c) $W^+ \rightarrow e^+ \nu$, STAT+ recoil calib uncertainty; (d) $W^+ \rightarrow \mu^+ \nu$, STAT+ recoil calib uncertainty.

3.5 数据与蒙卡模拟样本

3.5.1 低堆积率数据

此分析中使用的数据是由 ATLAS 探测器在 2017 年 11 月和 2018 年 6 月在低堆积率运行状态下采集的，采集数据分为两个质心能量点，分别是 $\sqrt{s} = 5$ 和 13 TeV。

- 2017 年 11 月，ATLAS 数据周期 M 中收集的 $\sqrt{s} = 5.02$ TeV 数据，亮度为 254.938 pb^{-1} ，亮度误差为 $\pm 1\%$ ，运行号 (Runs) 为 340644、340683、340697、340718、340814、340849、340850、340910、340925、340973、341027、341123、341184。

- 2017 年 11 月，ATLAS 数据周期 N 中收集的 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据，亮度为 147.1 pb^{-1} ，亮度误差为 $\pm 1.15\%$ ，运行号 (Runs) 为 341294、341312、341419、341534、341615、341649。

- 2018 年 6 月，ATLAS 数据周期 G4+J 中收集的 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据，亮度为 191.1 pb^{-1} ，亮度误差为 $\pm 1.08\%$ ，运行号 (Runs) 为 354396、355331、355389、355416、355468。

13 TeV 数据的总积分亮度为 338.1 pb^{-1} ，误差为 0.92%。低堆积率数据的亮度校准详见引[47,48]。

5 TeV 数据的堆积率 μ 在大约 1 到 5 的范围内不等。在数据采集初期， $\langle \mu \rangle \approx 5$ ，随着对撞机的运行堆积率下降到 $\langle \mu \rangle \approx 1$ 。相比之下，13 TeV 的数据都是在固定的 $\mu = 2$ 下运行的，如图 3-42 所示，所有数据均采用 25 ns 的束团间隔。

需要注意的是此数据与标准的高堆积率数据有如下区别：

- 在重建强子反冲的能量时，使用了较低的拓扑簇团阈值以优化强子量能器对簇团的能量响应；这也影响了电子能量响应；
- 使用阈值显著较低且鉴别条件较松的单电子和单 μ 子触发，电子使用 HLT_e15_lhloose_nod0_L1EM12 触发， μ 子使用 HLT_mu14 触发。

2017 年运行的 5 和 13 TeV 的数据使用更新的 ID 校准设置 (r10803) 进行了再处理，以改善 μ 子 sagitta 偏差，而 2018 年的数据则依赖于 T0 重建的数据。

- 初始 (T0) 的 2017 年数据经过 p3372 标记处理
- 经过重新处理的 2017 数据经过 p3653 标记处理
- 2018 年数据经过 p3583 标记处理

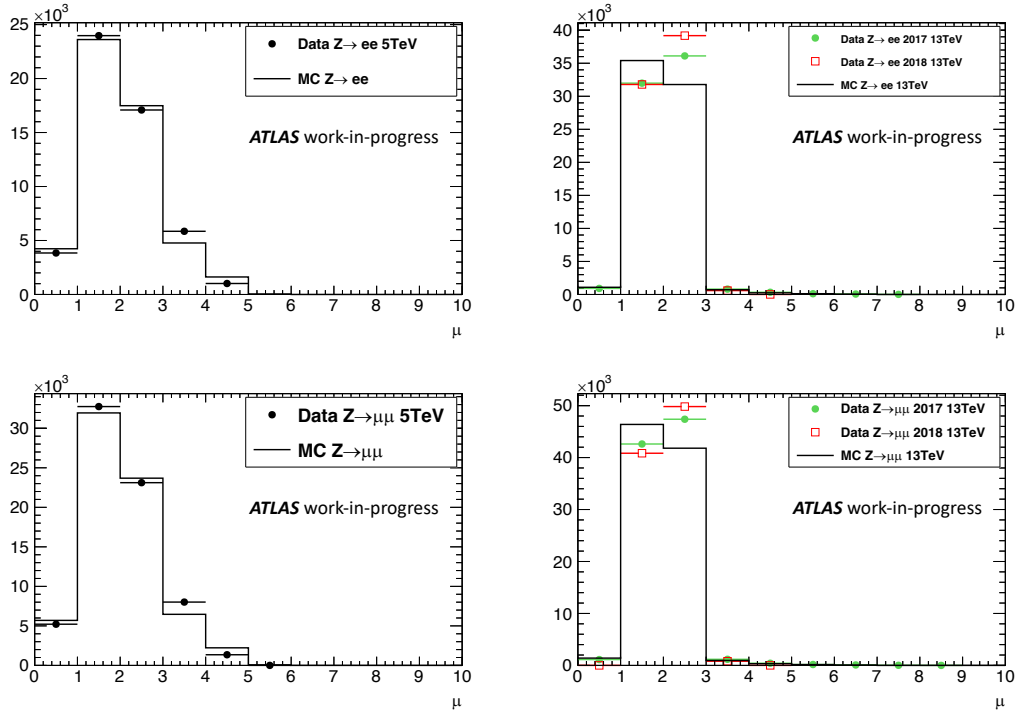


图 3-42 数据的堆叠率分布, 上方两张图是 $Z \rightarrow ee$ 衰变道测量的分布, 下方两张图是 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道测量的分布。

Figure 3-42 Pileup distributions for the low- μ dataset in a $Z \rightarrow ee$ (top row) and a $Z \rightarrow \mu\mu$ (bottom row) selection.

反应过程 (5TeV)	样本
$W^+ \rightarrow e^+ \nu$	mc16_5TeV.361100.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Wplusenu.e4916_s3238_r10243_r10210_p3665
$W^+ \rightarrow \mu^+ \nu$	mc16_5TeV.361101.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Wplusmunu.e4916_s3238_r10243_r10210_p3665
$W^- \rightarrow e^- \nu$	mc16_5TeV.361103.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Wminusenu.e4916_s3238_r10243_r10210_p3665
$W^- \rightarrow \mu^- \nu$	mc16_5TeV.361104.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Wminusmunu.e4916_s3238_r10243_r10210_p3665
$Z \rightarrow e^+ e^-$	mc16_5TeV.361106.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Zee.e4916_s3238_r10243_r10210_p3374
$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	mc16_5TeV.361107.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Zmumu.e4916_s3238_r10243_r10210_p3665

表 3-6 5 TeV 主要信号蒙卡样本，使用 Powheg+Pythia8 作为产生子。

Table 3-6 Signal MC samples at 5 TeV using Powheg+Pythia8.

反应过程 (5TeV)	样本
$W^+ \rightarrow e^+ \nu$	mc16_13TeV.361100.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Wplusenu.e3601_s3126_r10244+r11165_p3665
$W^+ \rightarrow \mu^+ \nu$	mc16_13TeV.361101.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Wplusmunu.e3601_s3126_r10244+r11165_p3665
$W^- \rightarrow e^- \nu$	mc16_13TeV.361103.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Wminusenu.e3601_s3126_r10244+r11165_p3665
$W^- \rightarrow \mu^- \nu$	mc16_13TeV.361104.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Wminusmunu.e3601_s3126_r10244+r11165_p3665
$Z \rightarrow e^+ e^-$	mc16_13TeV.361106.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Zee.e3601_e5984_s3126_r10244+r11165_r10210_p3665
$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	mc16_13TeV.361107.PowhegPythia8EvtGen_AZNLOCTEQ6L1_Zmumu.e3601_e5984_s3126_r10244+r11165_r10210_p3665

表 3-7 13 TeV 主要信号蒙卡样本。使用 Powheg+Pythia8 作为产生子。

Table 3-7 Signal MC samples at 13 TeV using Powheg+Pythia8.

3.5.2 模拟信号样本

对于 ATLAS 的模拟数据而言，存在三种模拟数据类型，分别为 mc16a，mc16d，以及 mc16e，分别对应 2015-2016 年的 36.1 fb^{-1} 的数据，2017 年的 44.0 fb^{-1} 的数据，以及 2018 年的 58.1 fb^{-1} 的数据。分析中的信号和本底过程使用 mc16d 产生的蒙卡样本来估计。所有 MC 样本都使用特定的设置处理，以符合数据的低堆积率特征，拓扑簇团的噪声阈值和触发菜单。 W 和 Z 过程的主要信号样本使用 POWHEG 产生子^[49–52]生成，采用的部分子模型为 CT10，部分子簇射及强子化过程使用 PYTHIA8^[53]来模拟。蒙卡样本使用 AZ tune 对样本中的玻色子的 y 和 p_T 分布进行微整，对应到次阶精度 (AZNLO)^[26]。最后，使用 PHOTOS++^[54]以模拟末态的 QED 辐射效应。

分析中还使用了 SHERPA^[55]作为备选蒙卡样本，13 TeV 使用的是 SHERPA2.2.1 版本，5 TeV 使用 SHERPA2.2.5 版本，使用精确到次次阶 (NNLO) 的 NNPDF3.0 作为部分子模型，将次阶精度的 $V+0, 1, 2$ 喷注和首阶精度的 $V+3, 4$ 喷注合并。在分析中 5 和 13 TeV 数据使用的所有信号蒙卡样本分别列在表 3-6 和表 3-7 中。

对于 W 和 Z 的蒙卡样本，使用 DYNNLO^[56,57]的优化版本 DYTURBO 程序计算的截面进行归一化。其中，使用 MMHT2014nnlo PDF 部分子模型^[58]，计算精确到次次阶项 (NNLO)。计算参考数值来源于 ATLAS 在 13 TeV^[59]和 5.02 TeV^[60]使用 2015 年数据的发表结果，截面数据的总结见表 3-8 和表 3-9。截面

的误差来源包括部分子类型的选择和部分子测量结果的误差 ($\sim 3 - 4\%$)，以及来自于能标因子 (factorization scale) 和重整化因子 (renormalisation scale) 的误差 ($< 1\%$) 还有强作用耦合常数的误差 α_s ($\sim 1 - 2\%$)。

3.5.3 本底的蒙卡模拟

来自顶夸克对的本底包含 $t\bar{t}$ 和单顶夸克过程 (Wt 过程, t -道, s -道) 使用 POWHEG+PYTHIA8 蒙卡样本来估计。5 TeV 的 $t\bar{t}$ 反应截面使用 top++ 计算, 数值取自 CMS 发表的文章^[61]。文中使用 SHERPA 模拟各种双玻色子过程 $VV, V = W, Z$ 中的所有衰变道中, 并选取至少有一个真实末态轻子的事例。上述过程的截面误差全部按照 5% 的不确定度进行保守估计, 所有的蒙卡样本都归一化到文中的截面计算结果, 用于排除电弱过程造成的本底, 电弱过程相关的本底及误差总结见表 3-8 和 3-9。

物理过程	蒙卡编号	产生子	截面 $\times$ 筛选效率 [nb] (理论误差)	$N_{\text{evt}}^{\text{skim}} [10^6]$	$N_{\text{evt}}^{\text{unskim}} [10^6]$
$W^+ \rightarrow e^+ \nu$	361100	POWHEG+PYTHIA	11.6 (5%)	40	40
$W^+ \rightarrow \mu^+ \nu$	361101	POWHEG+PYTHIA	11.6 (5%)	40	40
$W^+ \rightarrow \tau^+ \nu$	361102	POWHEG+PYTHIA	11.6 (5%)	0.28	5.0
$W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$	361103	POWHEG+PYTHIA	8.63 (5%)	30	30
$W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$	361104	POWHEG+PYTHIA	8.63 (5%)	29	29
$W^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}$	361105	POWHEG+PYTHIA	8.63 (5%)	0.24	4.0
$Z \rightarrow ee$	361106	POWHEG+PYTHIA	1.910×1.03 (5%)	10	10
$Z \rightarrow \mu\mu$	361107	POWHEG+PYTHIA	1.910×1.025 (5%)	10	10
$Z \rightarrow \tau\tau$	361108	POWHEG+PYTHIA	1.910×1.025 (5%)	0.12	1.0
$ZZ(q\bar{q}\ell\ell)$	363356	SHERPA 2.2.1	0.01556×0.141 (10%)	0.0064	0.010
$WZ(q\bar{q}\ell\ell)$	363358	SHERPA 2.2.1	0.003433 (10%)	0.0063	0.010
$WW(q\bar{q}\ell\nu)$	363359	SHERPA 2.2.1	0.02472 (10%)	0.0093	0.020
$WW(\ell\nu q\bar{q})$	363360	SHERPA 2.2.1	0.02472 (10%)	0.0093	0.020
$WZ(\ell\nu q\bar{q})$	363489	SHERPA 2.2.1	0.01142 (10%)	0.0047	0.010
$ZZ(4\ell)$	364250	SHERPA 2.2.2	0.001252 (10%)	0.0057	0.010
$WZ(3\ell\nu)$	364253	SHERPA 2.2.2	0.004583 (10%)	0.0062	0.010
$WW(2\ell 2\nu)$	364254	SHERPA 2.2.2	0.01250 (10%)	0.0073	0.010
$WZ(\ell 3\nu)$	364255	SHERPA 2.2.2	0.003235 (10%)	0.0050	0.010
Wt	410013	POWHEG+PYTHIA	0.03582 (10%)	0.0037	0.010
$W\bar{t}$	410014	POWHEG+PYTHIA	0.03399 (10%)	0.0037	0.010
$t\bar{t}$ (nominal)	410470	POWHEG+PYTHIA	0.8318×0.544 (7%)	1.2	2.0
$t(t - \text{chan.}t)$	410642	POWHEG+PYTHIA	0.03699 (10%)	0.016	0.030
$t(t - \text{chan.}\bar{t})$	410643	POWHEG+PYTHIA	0.02217 (10%)	0.011	0.020
$t(s - \text{chan.}t)$	410644	POWHEG+PYTHIA	0.002027 (10%)	0.0050	0.010
$t(s - \text{chan.}\bar{t})$	410645	POWHEG+PYTHIA	0.001268 (10%)	0.0052	0.010
$t\bar{t}$ (syst.)	410480	POWHEG+PYTHIA	0.8318×0.438 (7%)	0.85	1.5
$t\bar{t}$ (syst.)	410482	POWHEG+PYTHIA	0.8318×0.105 (7%)	0.40	0.50
$t\bar{t}$ (syst.)	410557	POWHEG+PYTHIA	0.8318×0.438 (7%)	0.85	1.5
$t\bar{t}$ (syst.)	410558	POWHEG+PYTHIA	0.8318×0.105 (7%)	0.40	0.50

表 3-8 $\sqrt{s} = 13$ TeV 蒙卡样本。Table 3-8 $\sqrt{s} = 13$ TeV MC samples.

物理过程	蒙卡编号	产生子	截面 $\times$ 筛选效率 [nb] (理论误差)	$N_{\text{evt}}^{\text{skim}} [10^6]$	$N_{\text{evt}}^{\text{unskim}} [10^6]$
$W^+ \rightarrow e^+ \nu$	361100	POWHEG+PYTHIA	4.357 (5%)	11	11
$W^+ \rightarrow \mu^+ \nu$	361101	POWHEG+PYTHIA	4.357 (5%)	11	11
$W^+ \rightarrow \tau^+ \nu$	361102	POWHEG+PYTHIA	4.357 (5%)	0.065	0.94
$W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$	361103	POWHEG+PYTHIA	2.902 (5%)	7.0	7.0
$W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$	361104	POWHEG+PYTHIA	2.902 (5%)	7.0	7.0
$W^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}$	361105	POWHEG+PYTHIA	2.902 (5%)	0.039	0.59
$Z \rightarrow ee$	361106	POWHEG+PYTHIA	0.6600×1.025 (5%)	6.3	6.3
$Z \rightarrow \mu\mu$	361107	POWHEG+PYTHIA	0.6600×1.025 (5%)	3.4	3.4
$Z \rightarrow \tau\tau$	361108	POWHEG+PYTHIA	0.6600×1.025 (5%)	0.039	0.29
$Z \rightarrow ee$	364381	SHERPA 2.2.5	0.6600×1.12 (5%)	5.0	5.0
$Z \rightarrow \mu\mu$	364382	SHERPA 2.2.5	0.6600×1.12 (5%)	5.0	5.0
$Z \rightarrow \tau\tau$	364383	SHERPA 2.2.5	0.6600×1.12 (5%)	1.5	1.5
$W \rightarrow e\nu$	364384	SHERPA 2.2.5	7.259 (5%)	25	25
$W \rightarrow \mu\nu$	364385	SHERPA 2.2.5	7.259 (5%)	25	25
$W \rightarrow \tau\nu$	364386	SHERPA 2.2.5	7.259 (5%)	6.0	6.0
$ZZ(4\ell)$	361063	SHERPA 2.1	0.004624 (10%)	0.017	0.049
$WZ(\ell\ell\ell^-\nu\text{SF})$	361064	SHERPA 2.1	0.0005324 (10%)	0.0073	0.015
$WZ(\ell\ell\ell^-\nu\text{OF})$	361065	SHERPA 2.1	0.001041 (10%)	0.012	0.030
$WZ(\ell\ell\ell^+\nu\text{SF})$	361066	SHERPA 2.1	0.0008433 (10%)	0.010	0.020
$WZ(\ell\ell\ell^+\nu\text{OF})$	361067	SHERPA 2.1	0.001633 (10%)	0.016	0.039
$WW(2\ell 2\nu)$	361068	SHERPA 2.1	0.003356 (10%)	0.068	0.090
$WW(q\bar{q}\ell\nu)$	361091	SHERPA 2.1	0.006059 (10%)	0.078	0.15
$WW(\ell\nu q\bar{q})$	361092	SHERPA 2.1	0.006082 (10%)	0.14	0.26
$WZ(\ell\nu q\bar{q})$	361093	SHERPA 2.1	0.002503 (10%)	0.039	0.075
$WZ(q\bar{q}\ell\ell)$	361094	SHERPA 2.1	0.0007518 (10%)	0.017	0.025
$ZZ(q\bar{q}\ell\ell)$	361096	SHERPA 2.1	0.003789×0.148 (10%)	0.0070	0.010
$t\bar{t}$	410470	POWHEG+PYTHIA	0.06890×0.544 (7%)	1.8	2.8
$t(s - \text{chan.} t)$	410644	POWHEG+PYTHIA	0.0005400 (10%)	0.028	0.050
$t(s - \text{chan.} \bar{t})$	410645	POWHEG+PYTHIA	0.0002751 (10%)	0.028	0.050
Wt	410646	POWHEG+PYTHIA	0.002990 (10%)	0.018	0.050
$W\bar{t}$	410647	POWHEG+PYTHIA	0.002983 (10%)	0.019	0.050
$t(t - \text{chan.} t)$	410658	POWHEG+PYTHIA	0.005414 (10%)	0.028	0.050
$t(t - \text{chan.} \bar{t})$	410659	POWHEG+PYTHIA	0.002682 (10%)	0.028	0.050

 表 3-9 $\sqrt{s} = 5\text{TeV}$ 蒙卡样本。

 Table 3-9 $\sqrt{s} = 5\text{ TeV}$ MC samples.

3.6 事例判选

在测量 p_T^Z 的过程中, 候选的 $Z \rightarrow \ell\ell$ 事例需要通过单轻子触发, 此分析中对 5 和 13 TeV 的数据采用相同的触发。对于电子道, 选用触发 HLT_e15_lhloose_nod0_L1EM12, 而缪子衰变道需要由 HLT_mu14 触发, 只要求两个轻子中的任何一个完成触发就可满足条件。其中触发名称中的“HLT”指代 high level trigger (第 2.6 节), 事例要求包含恰好两个满足孤立 (isolation) 和鉴别 (identification) 条件的候选电子或 μ 子。如果发现超过两个横向动量大于 20 GeV 并满足 Medium (Loose) 鉴别标准的其他 μ 子 (电子), 则此事件将被拒绝。同时要求两个候选电子或 μ 子的横向动量都大于 25 GeV, 且携带的电荷相反, 轻子对的不变质量要求在 $66 < m_{\ell\ell} < 116$ GeV 区间内。 $Z \rightarrow \ell\ell$ 事例判选条件的总结列在表 3-10 中。

衰变道	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \mu\mu$
轻子工作点 (WP)	Medium LH (likelihood)	Medium
d_0, z_0	$d_0/\sigma(d_0) < 5, \Delta z_0 \times \sin(\theta) < 0.5$	$d_0/\sigma(d_0) < 3, \Delta z_0 \times \sin(\theta) < 0.5$
$ \eta $	$ \eta < 2.47$, 排除区域 (1.37-1.52)	$ \eta < 2.4$
孤立性 (isolation)	$ptvarcone20 / p_T < 0.1$	
电荷 (charge)	双轻子电荷相反	
横动量 (p_T)	$p_T > 25$ GeV	
不变质量 $m_{\ell\ell}$	$66 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 116 \text{ GeV}$	

表 3-10 5 和 13 TeV 数据的 $Z \rightarrow \ell\ell$ 事例判选条件。

Table 3-10 Selections for $Z \rightarrow \ell\ell$ events for both 5 and 13 TeV datasets.

在表 3-11 和 3-12 中, 展示了 $\sqrt{s} = 13$ 的低堆积率数据的 $Z \rightarrow \ell\ell$ 信号的判选流程; 相应的 $\sqrt{s} = 5$ 的结果在表 3-13 和 3-14 中显示。在表 3-15 中提供了信号区域中 $Z \rightarrow \ell\ell$ 事例的观测值与模拟期望值的对比。

选择条件	实验数据	蒙卡信号		$Z \rightarrow \tau\tau$		$W^\pm \rightarrow l^\pm\nu$		顶夸克		双玻色子		多喷注
无判选	56038636	641084.68	± 176.00	86921.61	± 275.00	7012291.76	± 933.63	108429.73	± 145.18	14532.94	± 126.84	-
包含两个电子	237221	196940.70	± 96.72	837.65	± 24.58	479.55	± 8.61	2304.40	± 20.06	599.23	± 22.64	-
电子触发	236820	196624.93	± 96.64	831.69	± 24.49	425.45	± 7.81	2300.08	± 20.04	599.19	± 22.64	-
电子孤立	224967	194585.91	± 96.15	808.90	± 24.17	263.67	± 6.14	2047.71	± 19.22	585.37	± 22.46	-
电子对携带相反电荷	222256	192148.48	± 95.55	797.68	± 24.00	194.86	± 5.41	1974.44	± 18.99	551.63	± 21.93	-
$p_T^e > 25$ GeV	172651	162035.98	± 87.79	168.62	± 11.11	37.65	± 1.96	1401.94	± 16.05	420.09	± 18.99	-
$66 < m_{ee} < 116$ GeV	165027	158000.48	± 86.70	79.70	± 7.54	16.53	± 1.42	501.40	± 9.91	323.93	± 14.65	110 ± 68

表 3-11 $Z \rightarrow ee$ 13 TeV 信号判选流程。在最后一道判选前要求电子横动量大于 15 GeV。表中本底的误差仅为蒙卡样本的统计误差。

Table 3-11 Analysis cut flow for $Z \rightarrow ee$ 13 TeV signal selection. The minimum lepton p_T required before the final p_T cut is 15 GeV. Displayed uncertainties on MC background are MC statistics only.

Cut	Data	Signal		$Z \rightarrow \tau\tau$		$W^\pm \rightarrow l^\pm\nu$		Top		Diboson		MultiJet
无判选	56038636	645948.76	± 178.06	86921.61	± 275.00	6964694.84	± 931.38	108429.73	± 145.18	14532.94	± 126.84	-
包含两个 μ 子	365843	267039.96	± 114.35	801.57	± 24.09	886.54	± 11.71	3978.45	± 25.29	789.92	± 26.76	-
μ 子触发	362610	262178.31	± 113.32	783.12	± 23.81	866.71	± 11.60	3891.49	± 24.97	770.30	± 26.43	-
μ 子孤立	292967	257409.16	± 112.30	755.72	± 23.40	101.02	± 3.64	2416.77	± 19.72	730.10	± 25.84	-
μ 子对携带相反电荷	292692	257407.03	± 112.30	754.32	± 23.38	89.65	± 3.40	2369.76	± 19.58	712.73	± 25.66	-
$p_T^\mu > 25$ GeV	223806	213225.71	± 102.32	160.32	± 10.86	22.39	± 1.94	1630.27	± 16.41	524.58	± 21.71	-
$66 < m_{\mu\mu} < 116$ GeV	214035	207860.18	± 101.04	79.67	± 7.56	11.92	± 1.40	553.90	± 9.22	414.20	± 17.34	177 ± 44

表 3-12 $Z \rightarrow \mu\mu$ 13 TeV 信号判选流程。在最后一道判选前要求电子横动量大于 15 GeV。表中本底的误差仅为蒙卡样本的统计误差。

Table 3-12 Analysis cut flow for $Z \rightarrow \mu\mu$ 13 TeV signal selection. The minimum lepton p_T required before the final p_T cut is 15 GeV. Displayed uncertainties on MC background are MC statistics only.

Cut	Data	Signal		$Z \rightarrow \tau\tau$			$W^\pm \rightarrow l^\pm\nu$			Top		Diboson		MultiJet
无判选	11372289	176337.83	± 71.97	26629.86	± 140.18	1975838.05	± 597.63	7638.68	± 7.32	3622.07	± 8.83	-		
包含两个电子	72037	63253.88	± 41.58	282.09	± 13.06	116.85	± 4.79	165.93	± 0.88	203.38	± 3.86	-		
电子触发	71412	63107.73	± 41.53	280.35	± 13.02	99.97	± 4.49	165.32	± 0.88	202.70	± 3.86	-		
电子孤立	69068	62642.62	± 41.38	275.25	± 12.91	61.81	± 3.17	143.51	± 0.81	195.59	± 3.69	-		
电子对携带相反电荷	68229	61827.51	± 41.11	273.43	± 12.87	45.85	± 2.88	137.65	± 0.78	185.66	± 3.67	-		
$p_T^e > 25$ GeV	53684	52565.65	± 37.89	43.04	± 4.97	7.83	± 0.94	94.26	± 0.65	133.85	± 2.22	-		
$66 < m_{ee} < 116$ GeV	51772	51309.63	± 37.43	23.13	± 3.67	3.98	± 0.63	35.47	± 0.40	109.09	± 2.04	0^{+87}_{-0}		

表 3-13 $Z \rightarrow ee$ 5 TeV 信号判选流程。在最后一道判选前要求电子横动量大于 15 GeV。表中本底的误差仅为蒙卡样本的统计误差。

Table 3-13 Analysis cut flow for $Z \rightarrow ee$ 5 TeV signal selection. The minimum lepton p_T required before the final p_T cut is 15 GeV. Displayed uncertainties on MC background are MC statistics only.

Cut	Data	Signal	$Z \rightarrow \tau\tau$			$W^\pm \rightarrow l^\pm \nu$			Top		Diboson		MultiJet
无判选	11372289	170822.37 ± 94.58	26629.86 ± 140.18	1936606.79 ± 589.63	7638.68 ± 7.32	3622.07 ± 8.83	-						
包含两个 μ 子	111874	88643.79 ± 68.03	366.66 ± 14.71	178.02 ± 7.07	341.71 ± 1.30	293.59 ± 3.06	-						
μ 子触发	111000	86936.15 ± 67.38	360.34 ± 14.59	172.17 ± 7.02	333.68 ± 1.28	287.31 ± 3.03	-						
μ 子孤立	94735	85728.31 ± 66.89	354.34 ± 14.46	25.92 ± 2.06	178.34 ± 0.89	257.05 ± 2.81	-						
μ 子对携带相反电荷	94651	85727.80 ± 66.89	354.34 ± 14.46	23.23 ± 1.95	172.50 ± 0.87	249.95 ± 2.78	-						
$p_T^\mu > 25$ GeV	73105	71541.14 ± 61.10	76.37 ± 6.73	6.20 ± 1.40	114.79 ± 0.71	175.23 ± 2.28	-						
$66 < m_{\mu\mu} < 116$ GeV	70447	69819.41 ± 60.35	38.56 ± 4.77	3.70 ± 1.30	43.97 ± 0.44	144.93 ± 2.12	15.9 ± 7.9						

表 3-14 $Z \rightarrow \mu\mu$ 5 TeV 信号判选流程。在最后一道判选前要求电子横动量大于 15 GeV。表中本底的误差仅为蒙卡样本的统计误差。

Table 3-14 Analysis cut flow for $Z \rightarrow \mu\mu$ 5 TeV signal selection. The minimum lepton p_T required before the final p_T cut is 15 GeV. Displayed uncertainties on MC background are MC statistics only.

衰变道	观测数据	模拟数据		
13 TeV $Z \rightarrow ee$	165027	159032	±	112
13 TeV $Z \rightarrow \mu\mu$	214035	209097	±	112
5 TeV $Z \rightarrow ee$	51772	51481	±	58
5 TeV $Z \rightarrow \mu\mu$	70447	70066	±	61

表 3-15 所有衰变道的信号实验观测值与蒙卡估计比较。表中误差为蒙卡样本统计误差和 QCD 多喷注本底的误差。

Table 3-15 Observed and Expected yield comparison for all signal selections. Displayed uncertainties are MC statistics plus QCD Multijet uncertainties.

3.7 实验数据与蒙卡模拟在重建状态下的对比

在物理测量实验中，由于探测器响应误差和效率的存在，对物理观测量可以使用不同的阶段的信息来描述。通常来说，粒子物理最关心的是粒子在刚刚离开原初顶点时的物理状态，也被称为 **born level** (波恩近似)。粒子离开原初顶点后可能会产生末态辐射 (FSR)，例如电子和 μ 子会辐射出光子导致能量降低。粒子经过末态辐射后被称为 **bare level** (裸露态)。带电粒子的末态辐射产物通常是与粒子动量方向接近的低能光子，所以实验上通过将粒子附近一定方位角内的能量沉积认为是带电粒子的末态辐射。末态辐射可以通过理论计算，模拟辐射中造成的动量损失，再将损失的动量加到 **bare level** (裸露态) 的粒子动量上，称为 **dressed level** (还原态)。以上使用 POWHEG+PYTHIA8 蒙卡模拟计算的物理量通常被称为 **truth level** (真实值)。探测器在测量粒子能动量时会产生误差，测量得到的物理量与真实的值之前存在差异。实验物理学家通过对探测器进行标定，估计其响应 (response) 的误差，再经过蒙卡模拟计算 **truth level** 的粒子被探测得到的相应物理量被称为 **reconstructed level** (重建级别)，简称 **reco level**。

本节展示 5 和 13 TeV 数据的 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 信号选择区域内的实验数据与蒙卡模拟在重建级别的对比图。为了更好的比较两者相对分布差异，信号加背景的蒙卡被归一化到与数据相同的总积分。图中对数据与蒙卡样本的分布差异进行开方 (χ^2) 检验，检验中使用除了束流亮度误差以外的所有误差来源的完整协方差矩阵计算 χ^2 。

3.7.1 $\sqrt{s}=13$ TeV 数据与模拟的对比图

本节中展示在 13TeV 能量下，对主要的物理特征量的数据与蒙卡的比较结果。所有的蒙卡物理过程都被归类并用不同的颜色表示：白色直方图表示 $Z \rightarrow ee$ 或 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的信号过程；黄色直方图表示与顶夸克有关的过程，其中主要是 $t\bar{t}$ 过程；红色直方图表示 $W \rightarrow \tau\nu$ ，以及可能会由于探测到一个虚假轻子而被误认为 $Z \rightarrow \ell\ell$ 过程的 $W \rightarrow e/\mu + \nu$ ；绿色直方图表示 $Z \rightarrow \tau\tau$ 过程；蓝色直方图表示双玻色子过程，其中每个玻色子都可以是 Z 或 W 玻色子，并从半轻子道衰变；紫色直方图表示由第 4.2 节得到的 QCD 多喷注本底。实验数据用黑色点表示，黑点上下的误差棒代表统计误差。所有的实验系统误差，包括轻子刻度误差、强子反冲刻度误差 (见第 3.4 节) 和本底误差都被相加，用蓝色误差带表示。本底误差也归类于实验系统误差，包括本底蒙卡过程的截面误差，QCD 多喷注本底误差以及数据亮度误差对本底刻度造成的影响。由于 $Z \rightarrow \ell\ell$ 判选中的背

景噪声很少，因此背景误差非常小。

图 3-43 和 3-52 是 $\sum \bar{E}_T$ 的分布。 $\sum \bar{E}_T$ 代表非硬弹性散射活动的强度，与反冲强子的刻度精度有紧密关系。图 3-44 和 3-53 是 $\sum E_T$ 的分布。 $\sum E_T$ 代表所有强子量能器测量的能量总和。图 3-45 和 3-54 是双轻子的不变质量谱，可以看出明显的 Z 质量共振峰，不变质量被用于轻子动量标定，所以要求数据与蒙卡有较好的符合。图 3-46 和 3-55 是轻子的赝快度分布。图 3-47 和 3-56 是轻子的 ϕ 分布，具有对称性。图 3-48 和 3-57 是轻子的横动量分布，这是对玻色子动量测量的最关键参数。玻色子动量是双轻子动量的矢量和，其分布见图 3-49 和 3-58。图 3-50 和 3-59 是使用强子反冲系统重建的 Z 玻色子横动量。图 3-51 和 3-60 是 Z 玻色子的快度。所有的实验数据分布与蒙特卡罗模拟结果都大致吻合，证明蒙卡模拟样本能较好地描述实验数据。

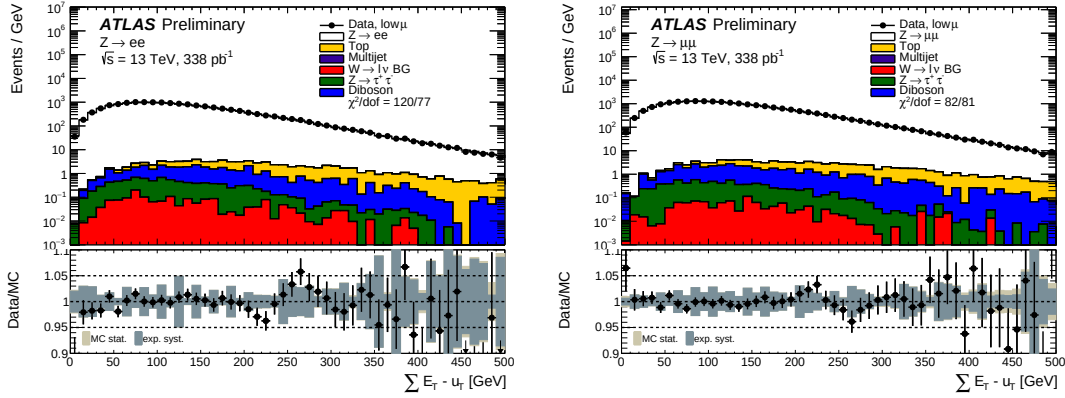


图 3-43 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 $\sum \bar{E}_T$ 分布。

Figure 3-43 $\sum \bar{E}_T$ distribution in the $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

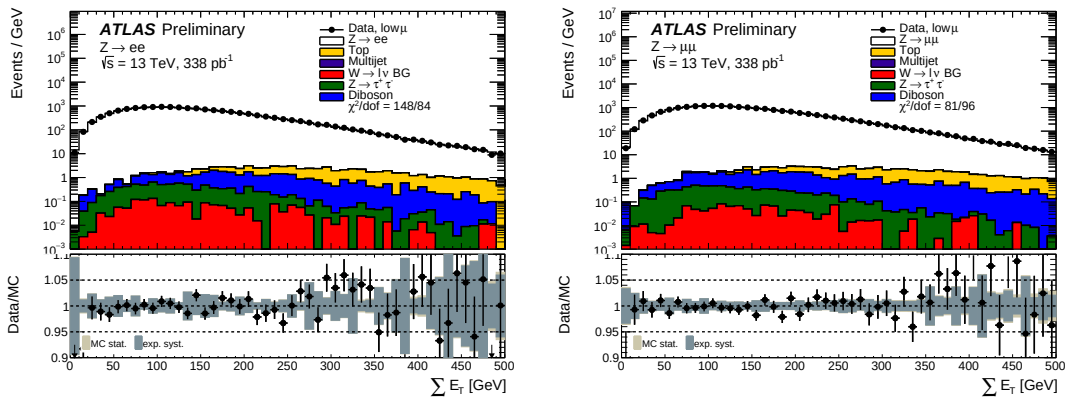


图 3-44 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 $\sum E_T$ 分布。

Figure 3-44 $\sum E_T$ distribution in the $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

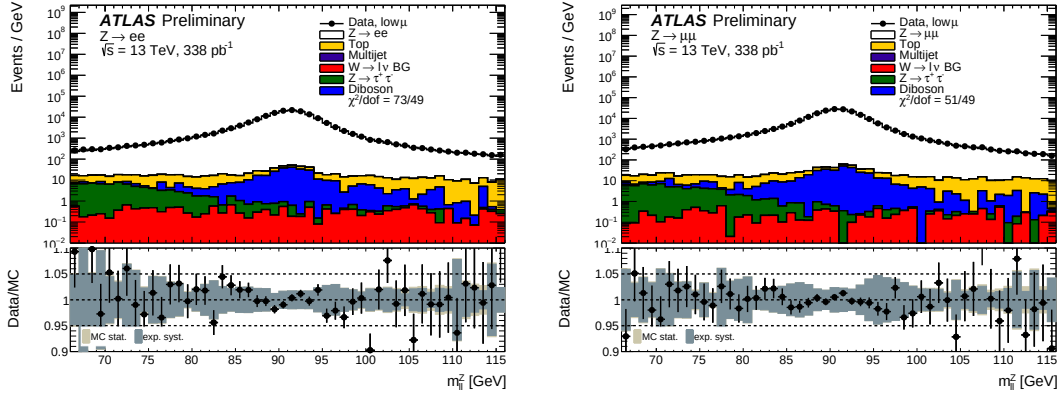


图 3-45 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的双轻子不变质量分布。

Figure 3-45 Dilepton mass distribution in the $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

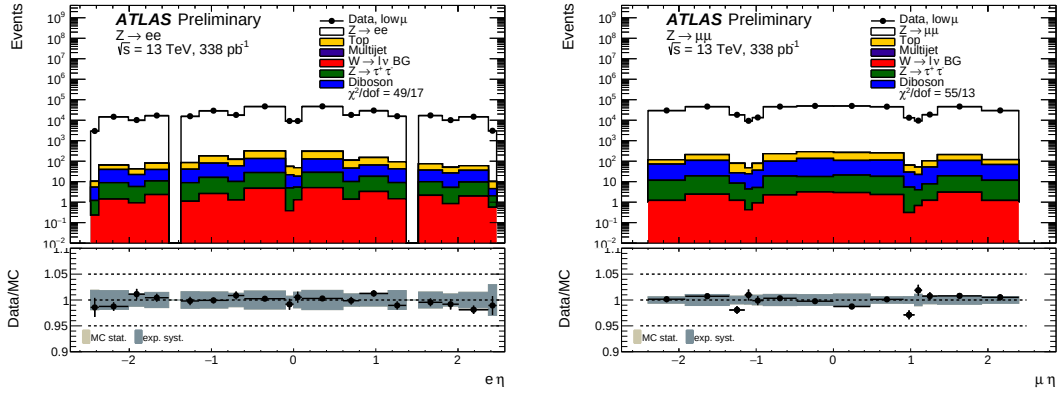


图 3-46 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的轻子赝快度分布。

Figure 3-46 Lepton pseudorapidity distribution in the $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

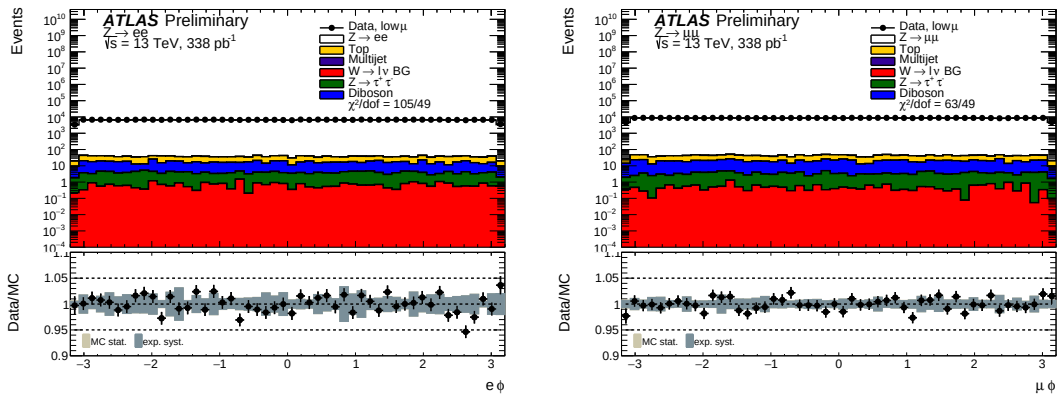


图 3-47 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的轻子 ϕ 分布。

Figure 3-47 Lepton phi distribution in the $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

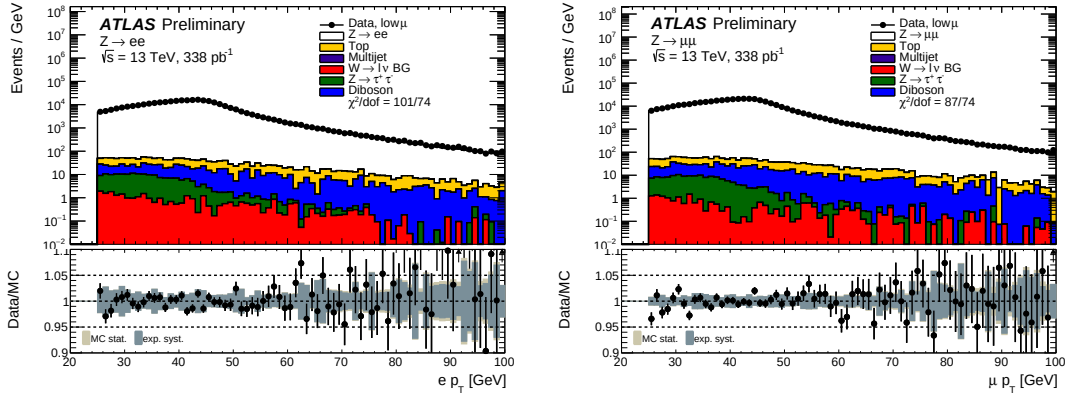

 图 3-48 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的轻子横动量分布。

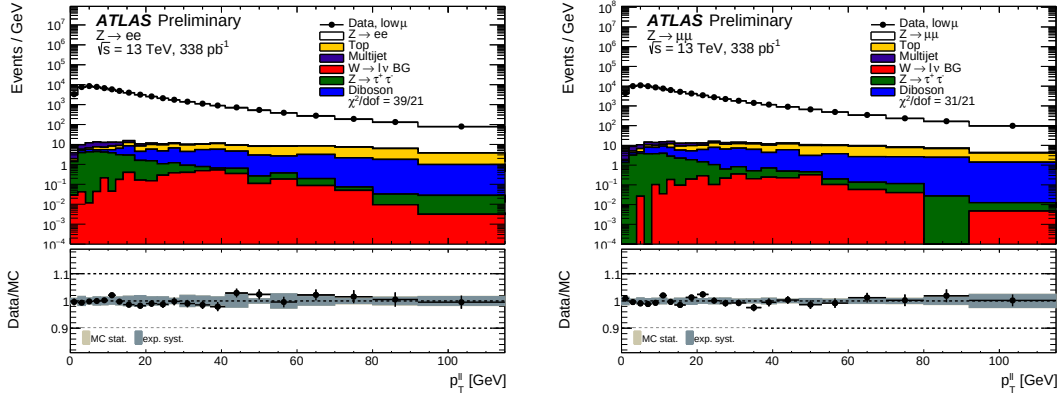
 Figure 3-48 Lepton transverse momentum distribution in the $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

 图 3-49 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的玻色子横动量分布。

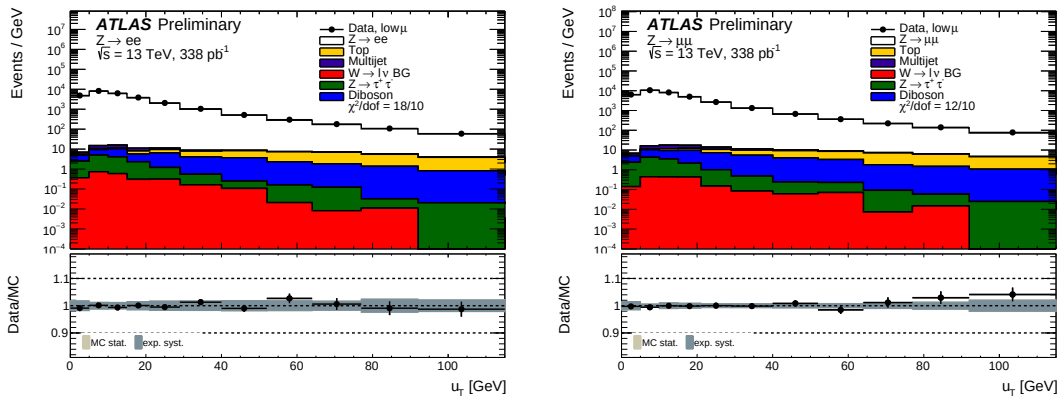
 Figure 3-49 Dilepton pair transverse momentum $p_T^{\ell\ell}$ in the $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

 图 3-50 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的反冲强子动量 u_T 分布。

 Figure 3-50 Hadronic recoil u_T distribution in the $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

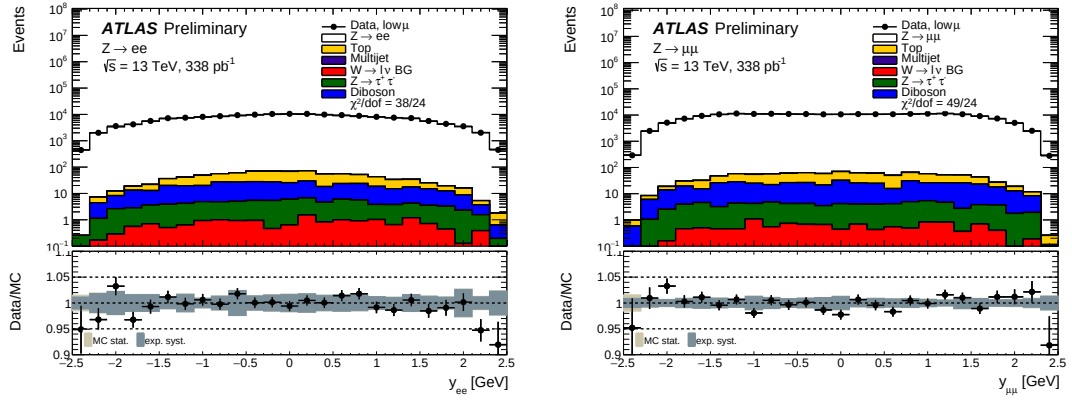
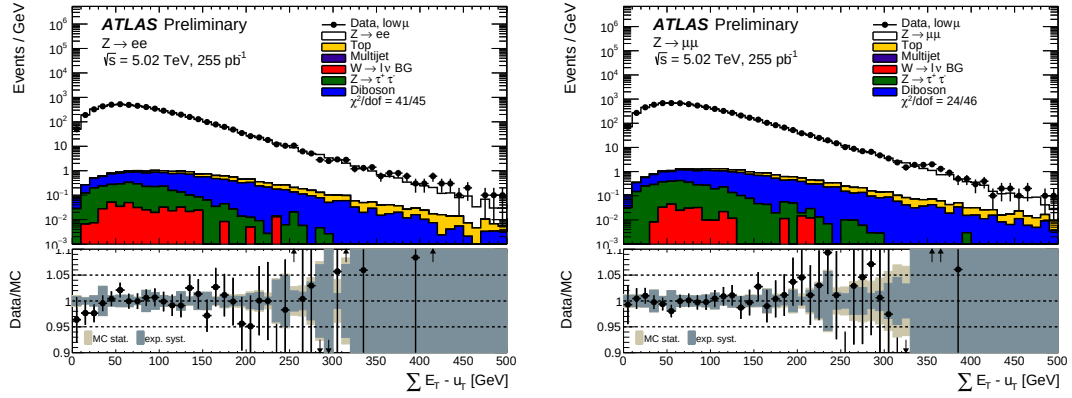
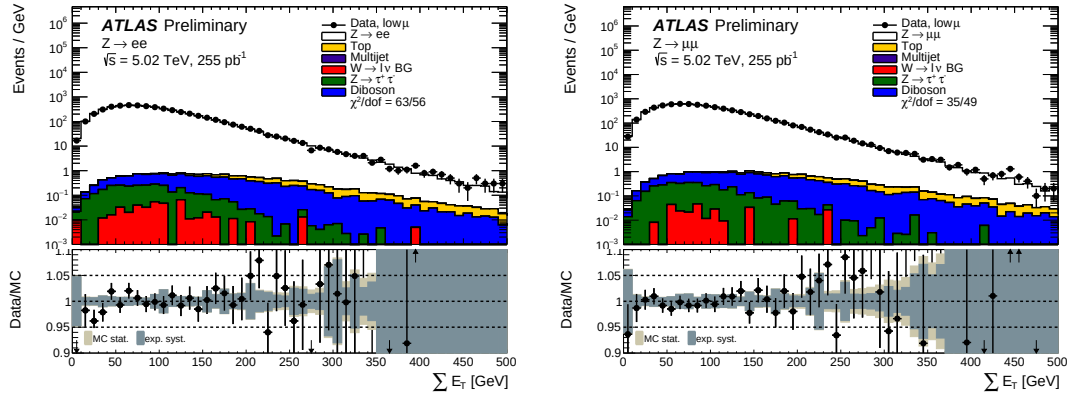


图 3-51 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 Z 玻色子快度 y_{ll} 分布。

Figure 3-51 Rapidity of the Z reconstructed from dilepton system in the $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

3.7.2 $\sqrt{s} = 5$ TeV 数据与模拟对比图图 3-52 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 $\Sigma \bar{E}_T$ 分布。Figure 3-52 $\Sigma \bar{E}_T$ distribution in the $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.图 3-53 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 ΣE_T 分布。Figure 3-53 ΣE_T distribution in the $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

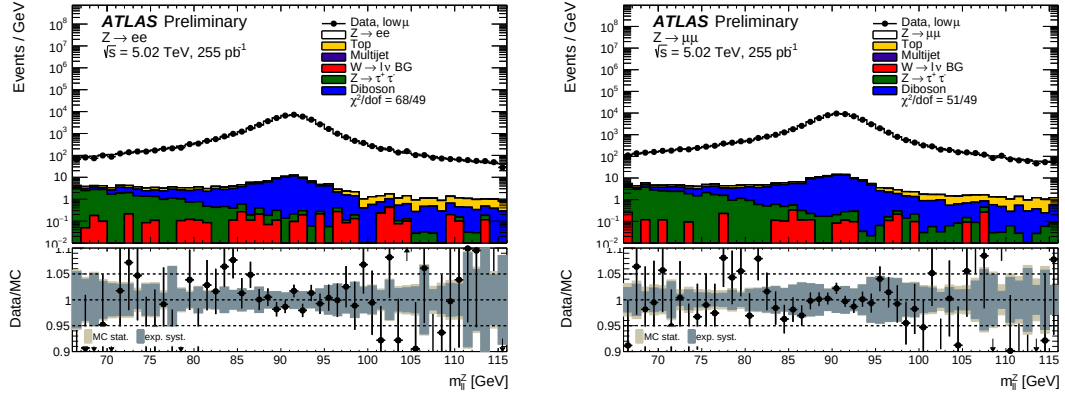


图 3-54 $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的双轻子不变质量分布。

Figure 3-54 Dilepton mass distribution in the $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

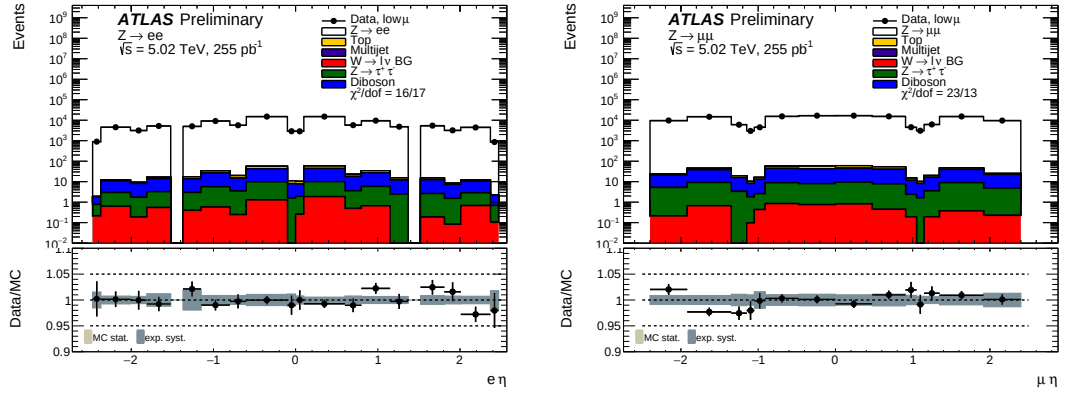


图 3-55 $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的轻子赝快度分布。

Figure 3-55 Lepton pseudorapidity distribution in the $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

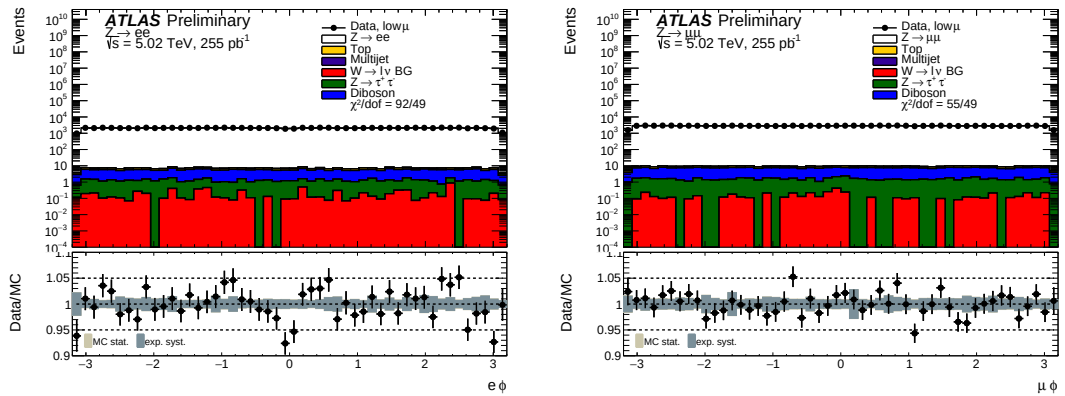


图 3-56 $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的轻子 ϕ 分布。

Figure 3-56 Lepton phi distribution in the $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

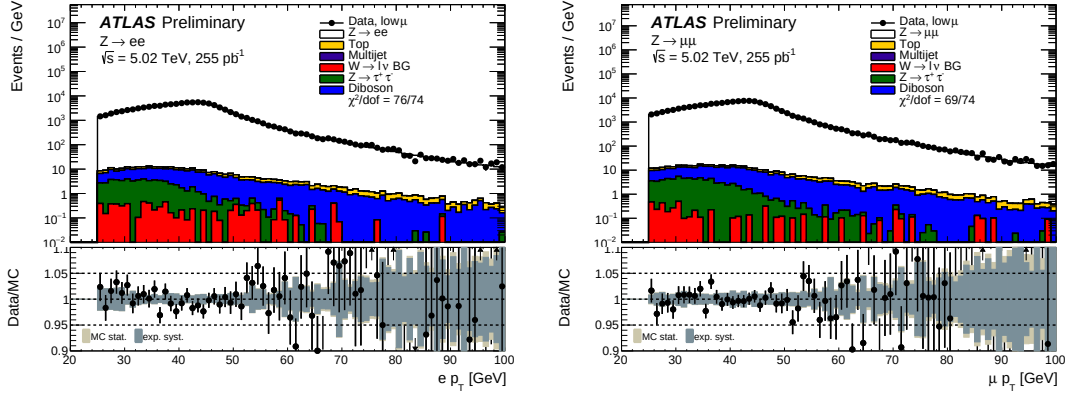

 图 3-57 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的轻子横动量分布。

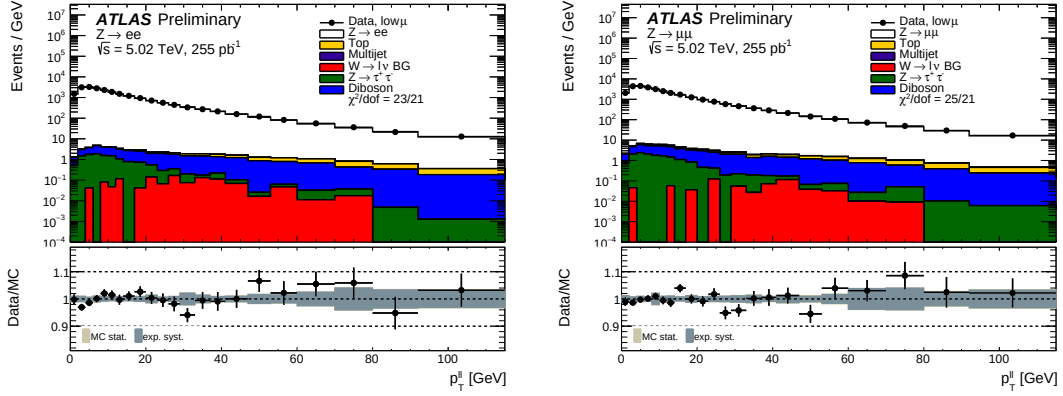
 Figure 3-57 Lepton transverse momentum distribution in the $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

 图 3-58 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的玻色子横动量分布。

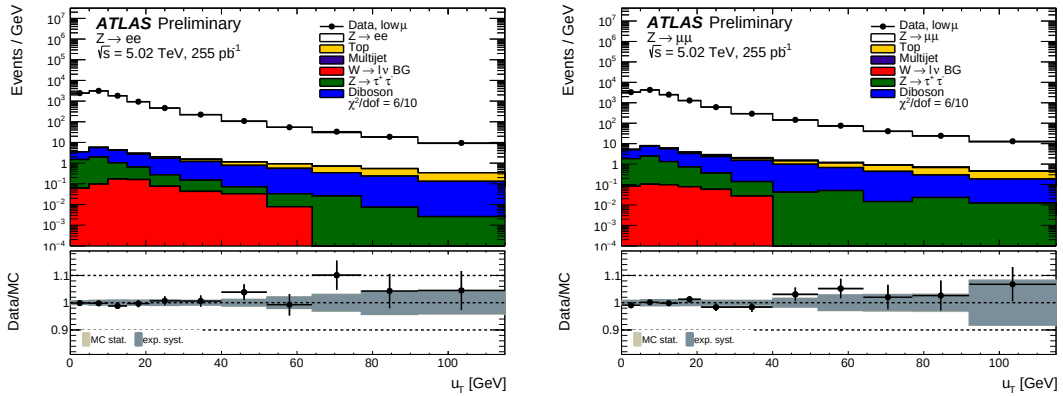
 Figure 3-58 Dilepton pair transverse momentum $p_T^{\ell\ell}$ in the $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

 图 3-59 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的反冲强子动量 u_T 分布。

 Figure 3-59 Hadronic recoil u_T distribution in the $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

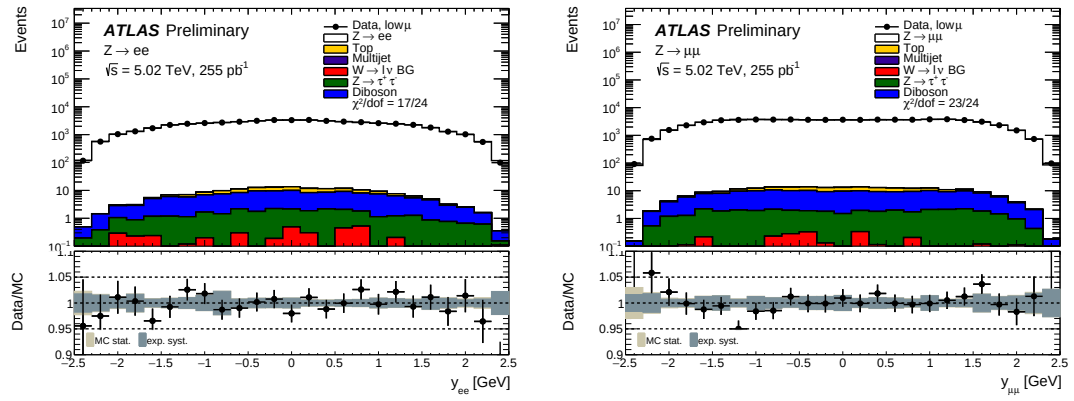


图 3-60 $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 Z 玻色子快度 y_{ll} 分布。

Figure 3-60 Rapidity of the Z reconstructed from dilepton system in the $\sqrt{s} = 5$ TeV $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ analyses.

第4章 使用低堆积率数据测量 Z 玻色子的横动量分布

本章讨论测量 Z 横动量分布的方法，测量中使用第 3.1 节介绍的物理对象。如前一章所述， p_T^Z 是通过重建双轻子横动量来测量的，测量的过程使用了第 3 章中所介绍的数据，包括事例判选，粒子鉴别和标定，强子反冲能量的标定等步骤。本章的组织如下：第 4.1 节描述了 p_T^Z 测量的方法。在第 4.2 节中说明了 QCD 多喷注背景的估计。第 4.3 节展示了在 $\sqrt{s} = 5$ 和 13 TeV 质心能量下 p_T^Z 微分截面测量结果及相关不确定性，在低动量区， p_T^Z 测量误差约为 1%。第 4.3.2.4 节对低堆积分析中使用双轻子和强子反冲两种方法的测量结果进行比较，两种方法之间的一致性较好，有力的论证了强子反冲的标定，对 p_T^W 测量提供支持。第 4.3.3 节讨论了电子和 μ 子道结果的合并。第 4.4 节将 p_T^Z 测量结果与 POWHEG+PYTHIA8, SHERPA, POWHEG+HERWIG7 以及 PYTHIA8 AZ 等模拟结果在 $[0, 600]$ GeV 横动量区间进行了比较检验，并计算了在 $\sqrt{s} = 5$ 和 13 TeV 质心能量下 Z 玻色子的积分截面以及两个质心能量下的比值。第 4.4.1 节对 p_T^Z 测量结果与 ATLAS 的 13 TeV 标准堆积率分析测量结果^[62]进行了比较，结论是此分析测量结果与标准堆积率测量结果的一致性很好。

4.1 测量方法阐述

Z 玻色子动量分布主要是使用 $p_T^{\ell\ell}$ 测量的。测量的相空间为两个轻子的横动量 $p_T^{\ell\ell} > 25$ GeV 和轻子对不变质量 $66\text{GeV} < m_{\ell\ell} < 116$ GeV，且在 ATLAS 探测器的接受度范围内。双轻子动量测量结果十分精确，不仅作为 p_T^Z 的主要结果，也可以作为基本输入标定强子反冲的横动量。

强子反冲法使用与 Z 玻色子反冲的强子衰变末态产物来测量玻色子横动量。此方法对反冲强子的横动量在平行和垂直于 Z 玻色子方向的两个投影分别使用双轻子动量进行标定，优化反冲强子的横动量测量，具体标定方法见第 3.4 节。标定方法被推导至 W 横动量测量中。

为了测量真实的 p_T 分布，使用蒙卡模拟估计出重建 (reco) 和真实 (truth) 级别信息之间的响应矩阵 (response matrix)。再使用“解谱法” (unfolding) 从重建级别的测量结果还原到真实信息。该方法的理论基础在附录 6 中介绍。如第 3.7 节介绍，蒙卡数据中真实级别轻子有三种状态，born level (出生态)，bare level (裸露态) 和 dressed level (还原态)。实验数据中，探测器测得的轻子经过

了末态辐射，对应裸露态。蒙卡模拟中将轻子周围锥形范围内的辐射能量补偿给轻子的能量，对应还原态。最能表达物理图像的是出生态的物理信息，因此在计算微分截面时，所有蒙卡模拟样本均使用出生态。

4.2 QCD 多喷注本底估计

在 W 和 Z 玻色子的末态测量中，主要存在两大类本底：电弱（单玻色子和双玻色子）和顶夸克本底，两种都可从相应的蒙卡样本中获得背景估计。还有一种称为多喷注 (MJ) 本底，由于无法使用蒙卡方法进行可靠地模拟，所有必须使用数据驱动 (Data driven) 的方法估算。根据末态衰变轻子的类型，多喷注本底主要来源有多重夸克的半轻子衰变、 π 衰变或光子转换产生轻子等多种产生途径。虽然多喷注本底过程在经过轻子孤立和 E_T^{miss} 和 m_T 判选等多个判选后已经被基本排除，但由于多喷注过程的产生截面非常大，它仍然是一项不可忽略的本底来源。尤其在 W 事例中，由于只通过一个轻子的孤立判选，多喷注本底的贡献比在 Z 事例中要多一个量级。在标准的高堆积数据中， W 玻色子测量实验结果的多喷注本底贡献高达 5%。在 Z 事例中，由于判选要求两个相反电荷且孤立的轻子，因此多喷注本底预计非常小。

本文中讨论的数据样本堆积率 μ 约为 2，大约比标准的 13 TeV 数据小 15 - 20 倍。较低的堆积率将至少从以下两个方面减少多喷注本底：

- 低堆积状态下的信号轻子附近的能量显著降低，有助于使用轻子孤立判选条件排除本底。
- 对于 W 事例，低堆积状态下的 E_T^{miss} 和 m_T 分辨率更好，相应地改善了判选条件对本底的鉴别能力。

本节讨论在低 μ 数据的所有 Z 衰变道中的多喷注本底的估计结果及误差。

多喷注 (MJ) 本底的数据驱动估计法采用粒子物理中经常使用的” ABCD”法。在” ABCD”法中，依次放宽或反转用以定义信号区域 (SR) 的两组相互独立的判选条件，可以定义三个控制区域 (CR)：B、C 和 D。这些控制区域中来自于背景过程的事例丰富，这些过程中含大量被误认为电子或 μ 子的其它粒子，称为 fake（假轻子）。由于假轻子的本质很难在蒙特卡罗模拟中准确描述，因此需要使用数据驱动方法来估计其贡献。用于定义控制区域的第一个变量是轻子对中横动量较低的 sub-leading 轻子（又称为次轻子）的孤立值 $pt_{\text{varcone20}}/p_T$ ，定义在第 3.3.1 节。如果轻子的隔离变量小于 0.1，则将其定义为孤立轻子；如果隔离变量大于 0.1，则将其定义为反孤立轻子。在电子衰变道中，第二个反转的判

选条件是次电子（定义为电子对中横动量较低电子）的鉴别（ID）工作点，以排除控制区域中的信号。在区域 C 和 D 中，需要使用放松对次电子动量 p_T^e 的要求且不符合“中等”ID 要求但必须符合”宽松“ID 要求。在 μ 子衰变道中，第二个反转的判选条件是两个 μ 子的电荷，在控制区域两个 μ 子的电荷相反。

在 $Z \rightarrow ee$ 中，四个区域定义如下（注意，每个区域的主要电子，即能量较高的电子，需要满足 Medium 工作点）：

- A (信号区域): 电子呈相反电荷；两个电子都要求孤立；两个电子均通过 Medium 工作点；两个电子的 $p_T^e > 25 \text{ GeV}$ 。
- B: 与 A 区域相同，但次电子为反孤立电子。
- C: 无电荷要求；去掉了首电子的孤立要求；次电子符合 Loose 工作点但不符合 Medium 工作点要求；次电子是孤立的；两个电子的 p_T 要求放宽到 $p_T^e > 20 \text{ GeV}$ 。
- D: 和 C 区域一样，但是次电子是反孤立的。

在 $Z \rightarrow ee$ 道中，发现定义如上的控制区域仍然被 Z 信号主导，难以提取出多喷注背景。因此，为了减少控制区域中的信号，将 Z 质量峰区域排除在外：仅选取不变质量在 $[66, 81] \text{ GeV}$ 和 $[101, 116] \text{ GeV}$ 范围内的事件来计算所有 A-D 区域的多喷注估计；然后按比例缩放该过程的结果，计算 Z 质量峰区域的背景。这种缩放仅在多喷注背景沿双电子不变质量 m_{ll} 是均匀分布的假设下有效。

图 4-1 显示了 $Z \rightarrow ee$ 衰变道中四个区域中次轻子的隔离变量分布，图中展示数据和所有信号加背景蒙卡样本。

在 B, C 和 D 区域中的多喷注事件 ($N_{MJ}^B, N_{MJ}^C, N_{MJ}^D$) 的估计是通过从数据中减去所有 MC 贡献来完成的（对于每个区域分别进行，MC 包括信号和蒙卡背景）。然后将总的多喷注事例数通过公式 $N_{MJ}^{SR} = N_{MJ}^B \times \frac{N_{MJ}^C}{N_{MJ}^D}$ 线性外推到信号区域（区域 A）。在排除了 Z 质量峰的 $Z \rightarrow ee$ 衰变道中，将 N_{MJ}^{SR} 乘以 50./30.，以将多喷注事例数缩放到 $[66, 116] \text{ GeV}$ 的完整 $m_{\ell\ell}$ 范围。

在 $Z \rightarrow \mu\mu$ 中，四个区域定义如下：

- A (信号区域): μ 子带相反电荷；两个 μ 子都要求孤立；两个 μ 子的 $p_T^\mu > 25 \text{ GeV}$ 。
- B: 与 A 区域相同，但次 μ 子是反孤立的。
- C: μ 子带相同电荷；两个 μ 子都要求孤立；两个电子的 p_T 要求放宽到 $p_T^e > 20 \text{ GeV}$ 。
- D: 和 C 区域一样，但次 μ 子是反孤立的。

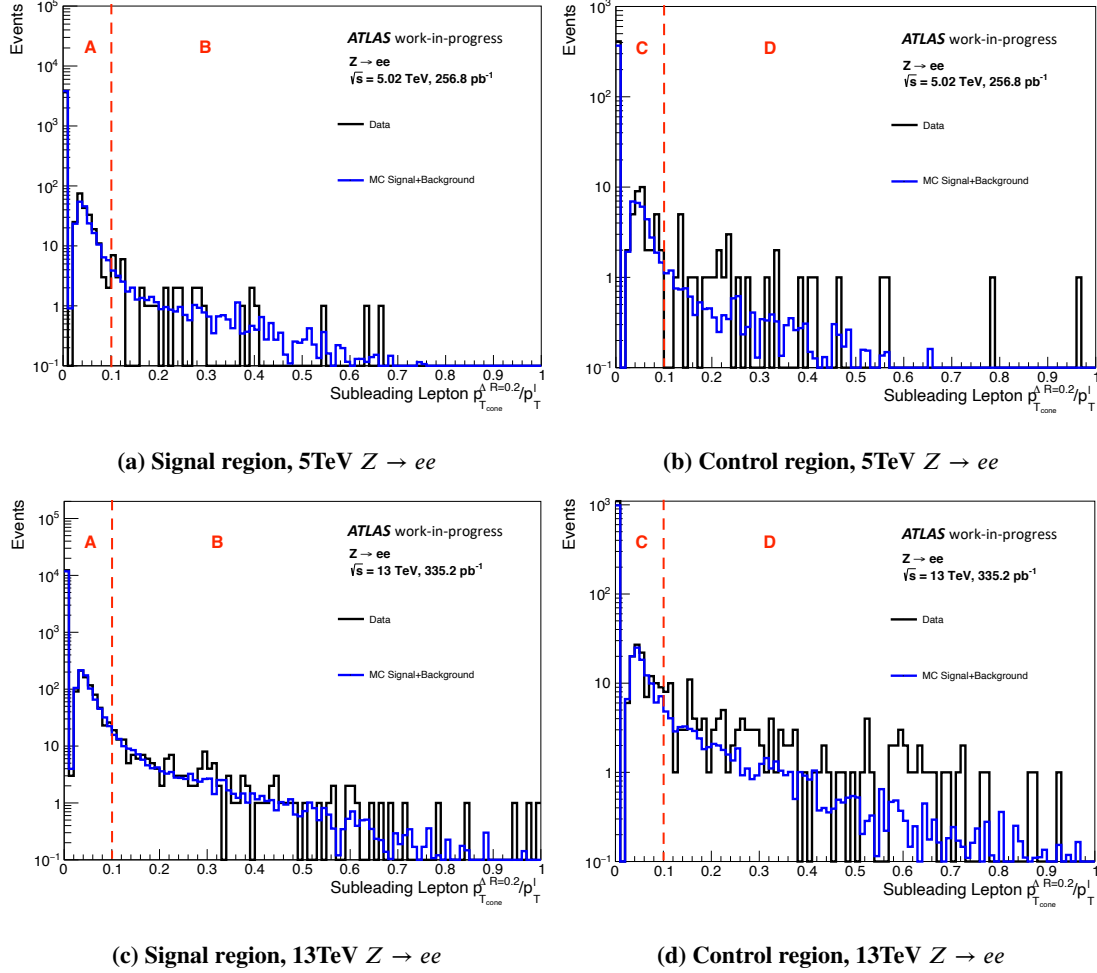


图 4-1 $Z \rightarrow ee$ 中次电子的隔离变量 $p_T^{cone\Delta R=0.2}/p_T^e$ 在数据（黑色）和蒙卡（蓝色）中的对比。图中分别展示了 5 TeV 和 13 TeV。在每个区域，通过从数据中分别减去来自 MC 模拟的贡献，估算出相空间内多喷注本底的数量 N_{MJ} ，并计算 $N_{MJ}^{SR} = N_{MJ}^B \times \frac{N_{MJ}^C}{N_{MJ}^D}$ 以得到预期的多喷注本底事件数。

Figure 4-1 Isolation variable $p_T^{cone\Delta R=0.2}/p_T^e$ for the $Z \rightarrow ee$ channel for the sub-leading electron candidate in Data (black) and MC (blue) at 5 TeV (top) and 13 TeV (bottom). The estimated number of MJ events in the full phase space of the SR is calculated by subtracting the MC events from the Data events in each region to find N_{MJ} , and calculating $N_{MJ}^{SR} = N_{MJ}^B \times \frac{N_{MJ}^C}{N_{MJ}^D}$.

图 4-2 显示了 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道中四个区域中次轻子的隔离变量分布，图中展示数据和所有信号加背景蒙卡样本。

4.2.1 多喷注本底的总额

使用 ABCD 方法在信号区中计算得到的综合多喷注本底总额估计，以及 B、C 和 D 区域中（数据-MC）事件的数量在表 4-1（ $Z \rightarrow ee$ 信道）和表 4-2（ $Z \rightarrow \mu\mu$ 信道）中展示。本节还提供了更多信息，包括多喷注事件数与数据总事件数的比率 N_{MJ}/N_{DATA} ，以及来自模拟的信号占总蒙卡的比值（ $MC_{sig}/MC_{sig+bkg}$ ）。所有误差仅考虑统计误差，以每个区间中 $\sqrt{N}$ 计算，然后通过标准误差传递计算多喷注本底估计的最终误差。

$Z \rightarrow ee$ 5 TeV	SR	B	C	D
N_{MJ}	0.0^{+23}_{-28}	$0.0^{+6.2}_{-6.5}$	48 ± 21	12.7 ± 5.5
N_{MJ}/N_{Data}	0.0 ± 0.0063	0.0 ± 0.17	0.106 ± 0.048	0.43 ± 0.20
信号占比	0.9833 ± 0.0038	0.948 ± 0.047	0.973 ± 0.013	0.702 ± 0.059
$Z \rightarrow ee$ 13 TeV	SR	B	C	D
N_{MJ}	66 ± 41	24 ± 14	192 ± 37	70 ± 12
N_{MJ}/N_{Data}	0.0050 ± 0.0032	0.136 ± 0.078	0.149 ± 0.029	0.492 ± 0.095
信号占比	0.9661 ± 0.0029	0.867 ± 0.027	0.9577 ± 0.0098	0.575 ± 0.039

表 4-1 使用 ABCD 方法在 $Z \rightarrow ee$ 衰变道估计的信号区域中的多喷注背景，以及 B、C 和 D 区域中（数据-MC）事件的数量。在 5 和 13 TeV 下，对于四个区域 ABCD，分别给出了多喷注背景占比和信号占比。请注意，这些是在偏离峰值区域中的计算结果，因此在信号区域中， N_{MJ} 估计必须乘以 50/30。

Table 4-1 Multi-jet events estimated in the SR with the ABCD method, as well as the number of (data - MC) events in the B, C and D regions, MJ event fraction, and MC signal contamination in each of the four regions for $Z \rightarrow ee$ selection at 5 and 13 TeV. Note that these are the numbers obtained in the off peak region, so the nominal N_{MJ} estimate in SR must be multiplied by 50/30. to account for the removed Z mass peak region.

在 $Z \rightarrow ee$ 中，由于统计量很少且预期的多喷注事件数量极少，很难找到一个既在隔离（C）又在反隔离（D）区域中都具有非常低信号占比的控制区域。而在 $Z \rightarrow \mu\mu$ 中，无论是否有孤立要求，控制区域 C 和 D 都具有很低的信号占比，而区域 A 和 B 几乎完全被信号占据。在 5 TeV 的 $Z \rightarrow ee$ 中，信号区域的最终多喷注事件估计值与零结果在误差范围内一致，主要原因是因为控制区域 B 中数据减去 MC 的结果与零在误差范围内一致。为了估计 $Z \rightarrow ee$ 中多

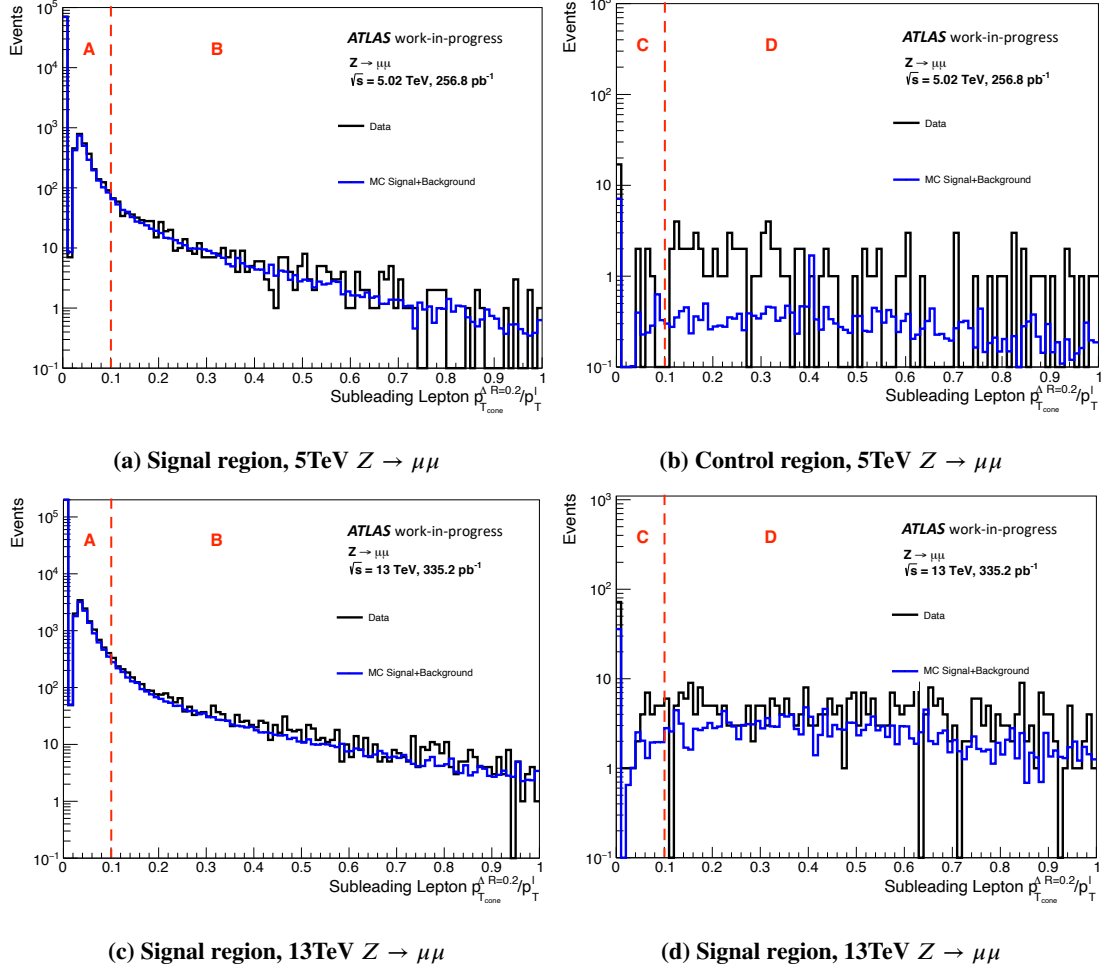


图 4-2 $Z \rightarrow \mu\mu$ 中次电子的隔离变量 $p_T^{cone\Delta R=0.2}/p_T^\mu$ 在数据（黑色）和蒙卡（蓝色）中的对比。

图中分别展示了 5 TeV 和 13 TeV。在每个区域，通过从数据中分别减去来自 MC 模拟的贡献，估算出相空间内多喷注本底的数量 N_{MJ} ，并计算 $N_{MJ}^{SR} = N_{MJ}^B \times \frac{N_{MJ}^C}{N_{MJ}^D}$ 以得到预期的多喷注本底事件数。

Figure 4-2 Isolation variable $p_T^{cone\Delta R=0.2}/p_T^\mu$ for the $Z \rightarrow \mu\mu$ channel for the sub-leading muon candidate in Data (black) and MC (blue) at 5 TeV (top) and 13 TeV (bottom). The estimated number of MJ events in the full phase space of the SR is calculated by subtracting the MC events from the Data events in each region to find N_{MJ} , and calculating $N_{MJ}^{SR} = N_{MJ}^B \times \frac{N_{MJ}^C}{N_{MJ}^D}$.

$Z \rightarrow \mu\mu$ 5 TeV	SR	B	C	D
N_{MJ}	15.9 ± 7.9	97 ± 28	12.6 ± 4.7	77 ± 11
N_{MJ}/N_{Data}	0.00022 ± 0.00011	0.128 ± 0.038	0.57 ± 0.25	0.64 ± 0.11
信号占比	0.9962 ± 0.0012	0.924 ± 0.013	0.036 ± 0.080	0.029 ± 0.068
$Z \rightarrow \mu\mu$ 13 TeV	SR	B	C	D
N_{MJ}	177 ± 44	725 ± 60	53 ± 11	216 ± 25
N_{MJ}/N_{Data}	0.00079 ± 0.00020	0.212 ± 0.018	0.52 ± 0.12	0.384 ± 0.047
信号占比	0.98901 ± 0.00068	0.8525 ± 0.0064	0.02 ± 0.103	0.026 ± 0.030

表 4-2 使用 ABCD 方法在 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道估计的信号区域中的多喷注背景，以及 B 、 C 和 D 区域中（数据-MC）事件的数量。在 5 和 13 TeV 下，对于四个区域 ABCD，分别给出了多喷注背景占比和信号占比。

Table 4-2 Multi-jet events estimated in the SR with the ABCD method, as well as the number of (data - MC) events in the B , C and D regions, MJ event fraction, and MC signal contamination in each of the four regions for $Z \rightarrow \mu\mu$ selection at 5 and 13 TeV.

喷注事件的误差上限，将该区域结果的统计不确定度加上中心值作为估计上限 ($N_{MJ}^B = 6.2_{-6.5}^{+0}$)。每个衰变道信号区域中的多喷注事件估计值总结在表 4-3 中。

衰变道	信号区域中的真实数据	蒙卡估计	多喷注本底
$Z \rightarrow \mu\mu$ 5 TeV	70447	69804.73 ± 60.34	15.9 ± 7.9
$Z \rightarrow \mu\mu$ 13 TeV	214035	208006.82 ± 101.12	177 ± 44
$Z \rightarrow ee$ 5 TeV	51772	51305.74 ± 37.43	0_{-0}^{+87}
$Z \rightarrow ee$ 13 TeV	165027	158216.41 ± 86.83	110 ± 68

表 4-3 每个 Z 衰变道在信号区中估计的多喷注本底数总结。不确定度仅为统计误差。

Table 4-3 Summary of estimated number of MJ events in the SR for each Z decay channel.

The quoted uncertainty on the MJ estimate is only statistical.

4.2.2 多喷注本底的 p_T 分布

鉴于图 4-2 和 4-1 中在区域 A 和 B 中数据与蒙卡预测之间的良好一致性，总的多喷注事件计数很少（见图 4-3）。因此，先计算多喷注本底在各控制区域的总事例数，推导出信号区域的多喷注总事例数，再从控制区域 C 和 D 获得多喷注的 p_T 分布，将此分布归一化到多喷注本底总数上来获得信号区域的多喷注本底的 p_T 分布。多喷注本底的 p_T 分布计算过程对 $p_T^{\ell\ell}$ 或 u_T 分开进行， $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 在控制区域 C 的分布不同，但保证本底总数相同。

控制区域 C 和 D 中的所有事例都用于拟合多喷注本底的 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 分布形状, 然后将信号区域 A 的多喷注事例分配到 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 分布中。为了减少统计误差, 首先对控制区域 C 和 D 中的 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 分布拟合朗道函数 (图 4-3 和 4-4), 拟合峰值在 $p_T \approx 10$ GeV 处。然后, 将得到的拟合分布归一化到表 4-3 中列出的每个衰变道的多喷注事件的数量, 得到多喷注背景的 p_T 分布。其中 5 TeV $Z \rightarrow ee$ 衰变道中的多喷注本底总额为零, 图中相关分布是对多喷注本底的上限的估计。

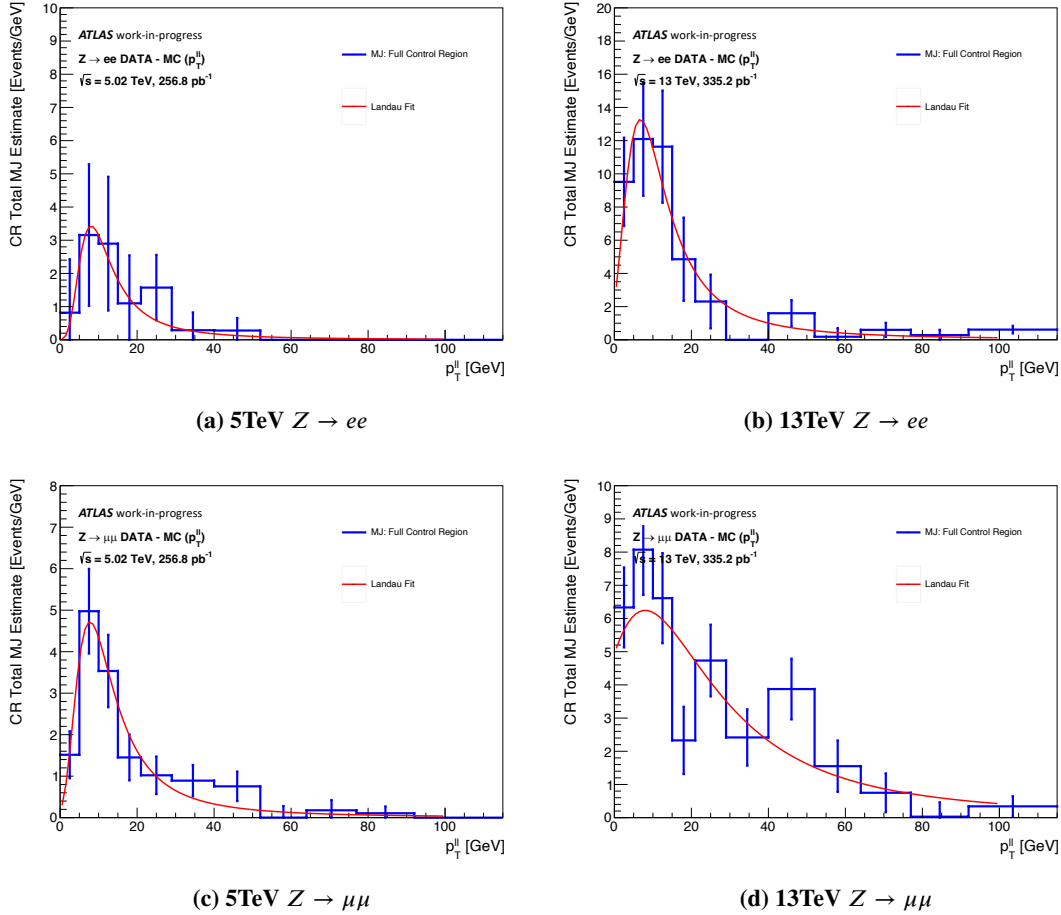


图 4-3 控制区域内多喷注本底的 $p_T^{\ell\ell}$ 形状拟合。上图是 $Z \rightarrow ee$, 下图是 $Z \rightarrow \mu\mu$, 左边是 5 TeV, 右边是 13 TeV 结果。其中, 5 TeV $Z \rightarrow ee$ 衰变道中的多喷注本底总额为零, 此图中相关分布是对多喷注本底的上限的估计。

Figure 4-3 Multi-jet shape fit in the $Z \rightarrow ee$ (top) and $Z \rightarrow \mu\mu$ (bottom) control regions for $p_T^{\ell\ell}$ at 5 (left) and 13 (right) TeV. The multi-jet yield in 5 TeV $Z \rightarrow ee$ is zero, top left plot is upper limit of multi-jet.

多喷注 (MJ) 背景的产额不确定性通过推导公式 $\text{Unc}_{SR} = \text{Unc}_B \times \frac{\text{Unc}_C}{\text{Unc}_D}$ 进行传递。不确定性推导方法适用于信号区和控制区中的多喷注背景产额, 以及在

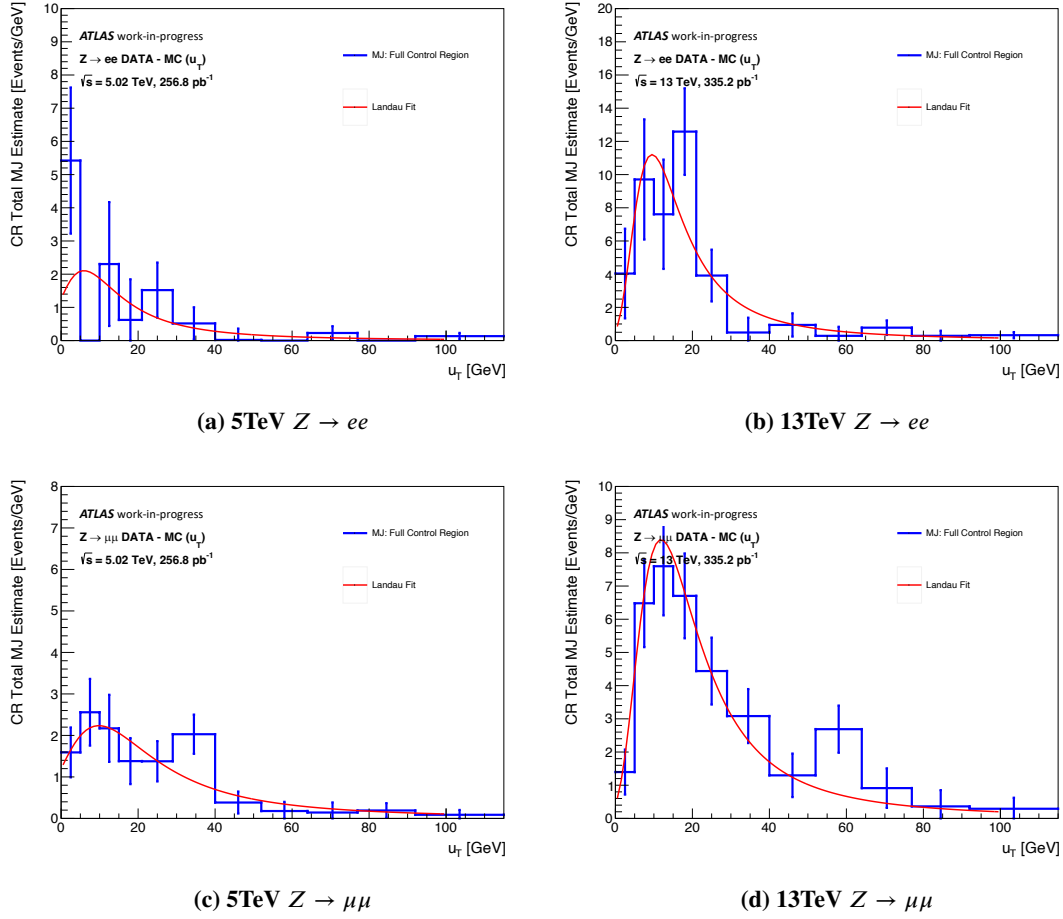


图 4-4 控制区域内多喷注本底的 u_T 形状拟合。上图是 $Z \rightarrow ee$, 下图是 $Z \rightarrow \mu\mu$, 左边是 5 TeV, 右边是 13 TeV 结果。其中, 5 TeV $Z \rightarrow ee$ 衰变道中的多喷注本底总额为零, 此图中相关分布是对多喷注本底的上限的估计。

Figure 4-4 Multi-jet shape fit in the $Z \rightarrow ee$ (top) and $Z \rightarrow \mu\mu$ (bottom) control regions for u_T at 5 (left) and 13 (right) TeV. The multi-jet yield in 5 TeV $Z \rightarrow ee$ is zero, top left plot is upper limit of multi-jet.

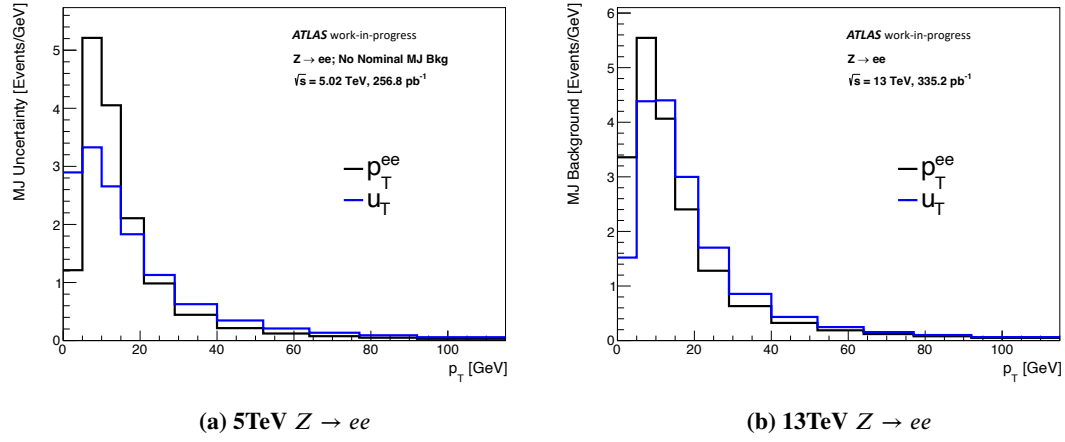


图 4-5 $Z \rightarrow ee$ 中多喷注本底的分布，左图为 5 TeV，右图为 13 TeV。其中，5 TeV $Z \rightarrow ee$ 衰变道中的多喷注本底总额为零，此图中相关分布是对多喷注本底的上限的估计。

Figure 4-5 Multi-jet distributions for $Z \rightarrow ee$ at 5 (left) and 13 (right) TeV. The multi-jet yield in 5 TeV $Z \rightarrow ee$ is zero, top left plot is upper limit of multi-jet.

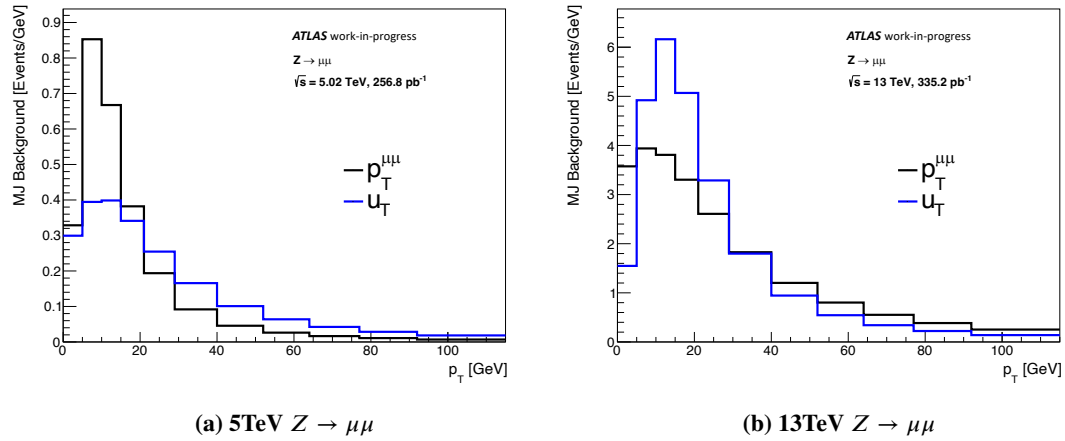


图 4-6 $Z \rightarrow \mu\mu$ 中多喷注本底的分布，左图为 5 TeV，右图为 13 TeV。

Figure 4-6 Multi-jet distributions for $Z \rightarrow \mu\mu$ at 5 (left) and 13 (right) TeV.

$p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 中的分布，其分布取自控制区的拟合结果并根据产额进行归一化。这是由于 B、C 和 D 区域的高统计误差导致无法在每个 p_T 区间推导。

图 4-3 展示了 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 道的多喷注 $p_T^{\ell\ell}$ 分布和对应的朗道拟合。图 4-4 显示了 u_T 的 MJ 分布。在 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 中，每个衰变道的积分事件数是相同的，因为两者是对同一组多喷注事件的测量。图 4-5 ($Z \rightarrow \mu\mu$) 和图 4-6 ($Z \rightarrow ee$) 显示了 5 和 13 TeV 下， Z 衰变道中的多喷注本底的中心值分布，分别在 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 中显示。对于 5 TeV 的 $Z \rightarrow ee$ ，该分布只给出多喷注本底的上限，因为其中心估值为零。

本节描述了使用 ABCD 数据驱动方法估计 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 道中的 QCD 多喷注背景，估计的背景占总事例数比值低于 0.1%。

4.3 玻色子横动量测量

本节中介绍测量真实 p_T^Z 横动量分布的方法和结果。由于探测器响应等因素，测量的 p_T^Z 分布需要使用解谱法计算得到真实分布，通过模拟得到的探测器响应来实现。实验观察到 POWHEG+PYTHIA8 模拟中的 p_T^Z 建模与数据不符合。因此，使用基于数据的方法来修正模拟水平上的 p_T^Z 分布以减少误差，该修正及相关的 uncertainty 在第 4.3.1 节中讨论。使用贝叶斯解谱法进行的 p_T^Z 微分截面测量结果在第 4.3.2 节中讨论。第 4.3.2.2 和 4.3.2.3 节展示了重建和解谱水平上的统计和实验系统误差。电子和 μ 子衰变道的 p_T^Z 截面测量结果的合并计算在第 4.3.3 节中讨论。

4.3.1 模拟中的 p_T 的修正及误差

使用解谱法测量玻色子的真实横动量的过程中，理论上并不要求模拟数据中的横动量分布与数据中的分布符合。无论模拟中横动量的任意初始分布如何，都可以通过有限次的迭代解谱减少其影响。然而在实际迭代过程中，统计误差随迭代次数的增加而递增（见附录 6）。因此，通过修正模拟样本中的真实横动量分布，使其在重建级别下与真实数据中的测量分布尽可能吻合，可以减少横动量分布的总测量误差。对比低堆积率实验数据与 POWHEG+PYTHIA8 蒙卡样本的横动量，发现其一致性不好，尤其在 13 TeV 中，差异明显大于实验误差。如果从这样的蒙卡初始分布开始解谱，会严重影响实验结果。尤其是对于精密测量实验来说，需要对此加以修正。

为了优化分析结果，对基准模拟样本（POWHEG+PYTHIA8）在 p_T^{truth} 上重新

加权，以保证 W （和 Z ）分析中重建 u_T （或 $p_T^{\ell\ell}$ ）分布的数据 / 模拟的一致性最佳。这个过程确保展开解谱结果是无偏（unbiased）的，被称为 p_T 修正。本节将讨论推导 Z 衰变道中修正公式的过程及相关的误差。

对于 Z 衰变道，通过最小化以下公式中的 χ^2 ，来优化 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 分布中重建水平的数据和模拟之间的一致性。

$$\chi^2 = \sum_{ij} \Delta_i^T C_{ij}^{-1} \Delta_j, \Delta_i = (D_i - B_i) - \sum_j R_{ij} \times (w_T(p_T^Z))_j \quad (4-1)$$

在这里， C^{-1}_{ij} 表示数据与模拟值之间的总协方差矩阵，包括统计和系统误差，对 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 分布， Δ 是数据减去背景的分布 ($D - B$) 与相应的重建级别模拟分布之间的差值，重建分布是由产生子中的加权函数和响应矩阵 ($R(w_T(p_T^Z))$) 的乘积得到的。在每个真实区间 j 中计算的权重函数 $w_T(p_T^Z)$ 会修改蒙卡样本中生成的 Z 玻色子 p_T 分布，然后使用修改后的蒙卡样本再生成响应矩阵。用以构建响应矩阵的事例要求通过重建级别的判选条件且处于 Z 玻色子相空间中。 $w_T(p_T^Z)$ 的参数数量是求最小值过程中的自由度。数据与模拟的最佳匹配是通过公式 4-2 得到的。

$$(w_T(p_T^Z))_j = N_j \left[\left(1 + a p_{T,j}^Z + b p_{T,j}^{Z^2} \right) * \left(1 - c + c * r_{\text{NNPDF/CT10}}(p_{T,j}^Z) \right) \right] \quad (4-2)$$

其中 $r_{\text{NNPDF/CT10}}(p_T^Z)$ 表示在全相空间中使用 NNPDF3.0 和 CT10NLO 产生子得到的 p_T^Z 比值。重加权函数是针对两个衰变道和两个质心能量的数据分别优化的。考虑到数据的动量分布主要集中在低动量区域，在高动量区域的统计量太小。拟合范围限定在 $p_T = 0-100\text{GeV}$ ，重加权函数在 p_T^Z 大于 100GeV 时被冻结（即 $p_T^Z > 100\text{GeV}$ 范围时取 $p_T = 100\text{GeV}$ 拟合值）。对于 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 分布分别计算重加权函数。图 4-7 展示了在 $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ 和 5TeV 时得到的最佳重加权函数。对于 u_T ，重加权函数是通过同时对合并的电子和 μ 子事例进行拟合获得的，因为在两个衰变道中使用的是相同的强子反冲标定。而 $p_T^{\ell\ell}$ 使用两个衰变道拟合后的平均值。在图中可以看到在两个质心能量下， u_T 和 $p_T^{\ell\ell}$ 中拟合的重加权函数都符合得很好，说明拟合结果反映了真实的物理效应。另一方面， $p_T^{\ell\ell}$ 的重加权函数在低 p_T 处具有与 u_T 不同的形状特征，这是由于 $p_T^{\ell\ell}$ 的测量分辨率比 u_T 更好的缘故，此特征在 13TeV 下更加显著。图 4-8 和 4-9 展示了应用此 p_T 修正后在重建级别的数据与模拟的比值。

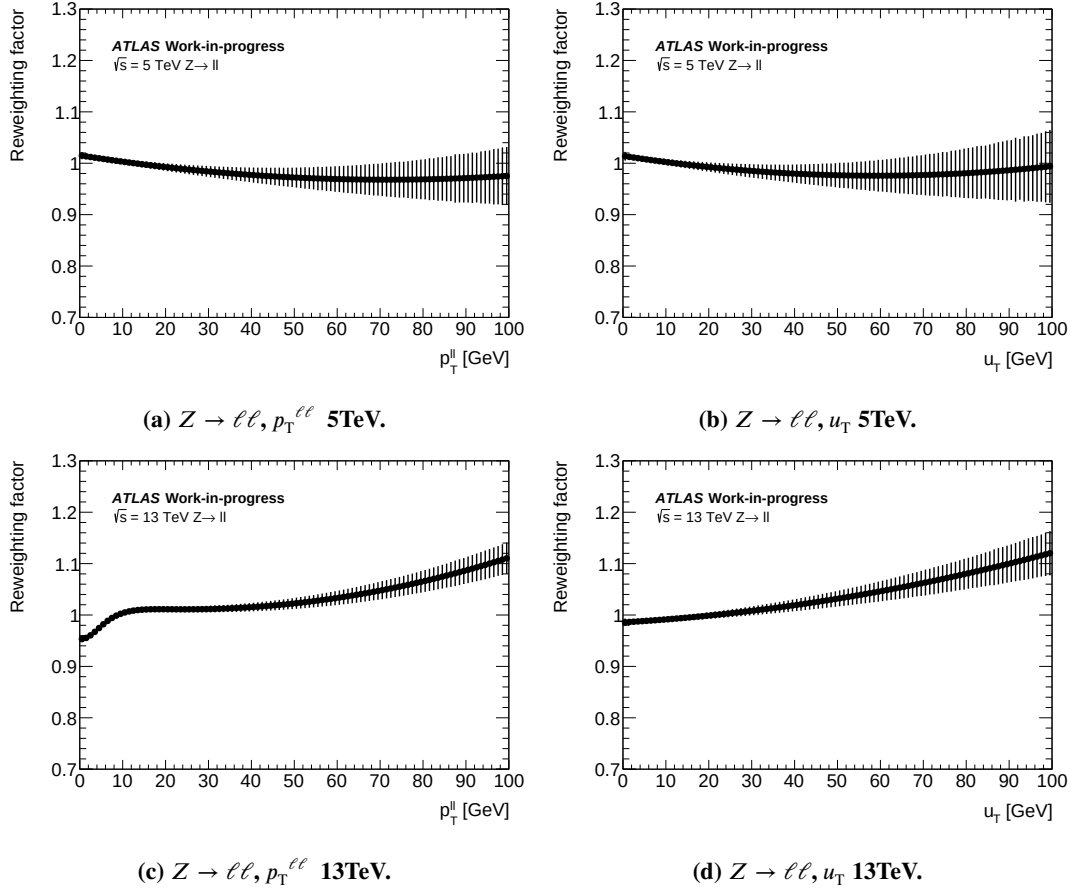


图 4-7 在 13 TeV 和 5 TeV 的能量下，使用 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 分布拟合获得的电子和 μ 子道中的最佳重加权函数。这些函数用于校正蒙卡样本的真实 p_T 分布。误差棒表示拟合重新加权函数过程中的不确定性。

Figure 4-7 Best reweighting functions for electron and muon combined channels obtained with the $p_T^{\ell\ell}$ and u_T distributions at 13 TeV and 5 TeV, respectively. These functions are used to correct the truth p_T spectrum. The error bars represent the uncertainty in the reweighting functions.

在以上 p_T 修正过程中的修正函数的误差被称为解谱法偏差。解谱法偏差通过一下三个方面来计算：

- 拟合结果中各拟合参数的误差。
- 拟合公式的选择引起的系统误差。
- 拟合过程使用的不同的蒙卡样本引起的误差。此误差由各种产生子的初始玻色子横动量的差异引起。

为了测试由拟合数据/蒙卡比值的公式的选择引起的系统误差，采用以下几

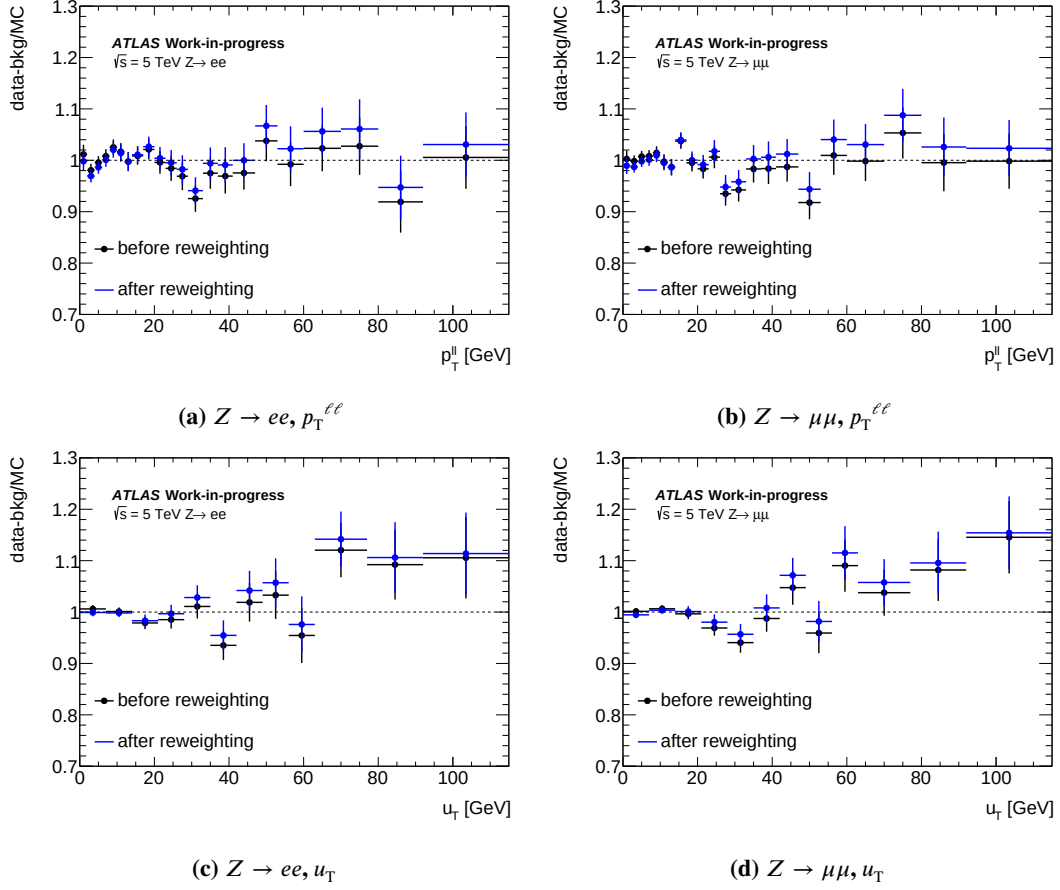


图 4-8 $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道中, $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 分布的重建级别数据与模拟的比值在 p_T 重加权修正前后的比较。黑色曲线代表修正之前, 蓝色曲线代表修正之后。误差棒仅表示统计误差。

Figure 4-8 Comparison between the ratio of data and MC simulation at reconstruction level of the $p_T^{\ell\ell}$ and u_T distributions before (black line) and after the p_T reweighting (blue line) for $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ channels at $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$. The errors bars represent statistical uncertainty only.

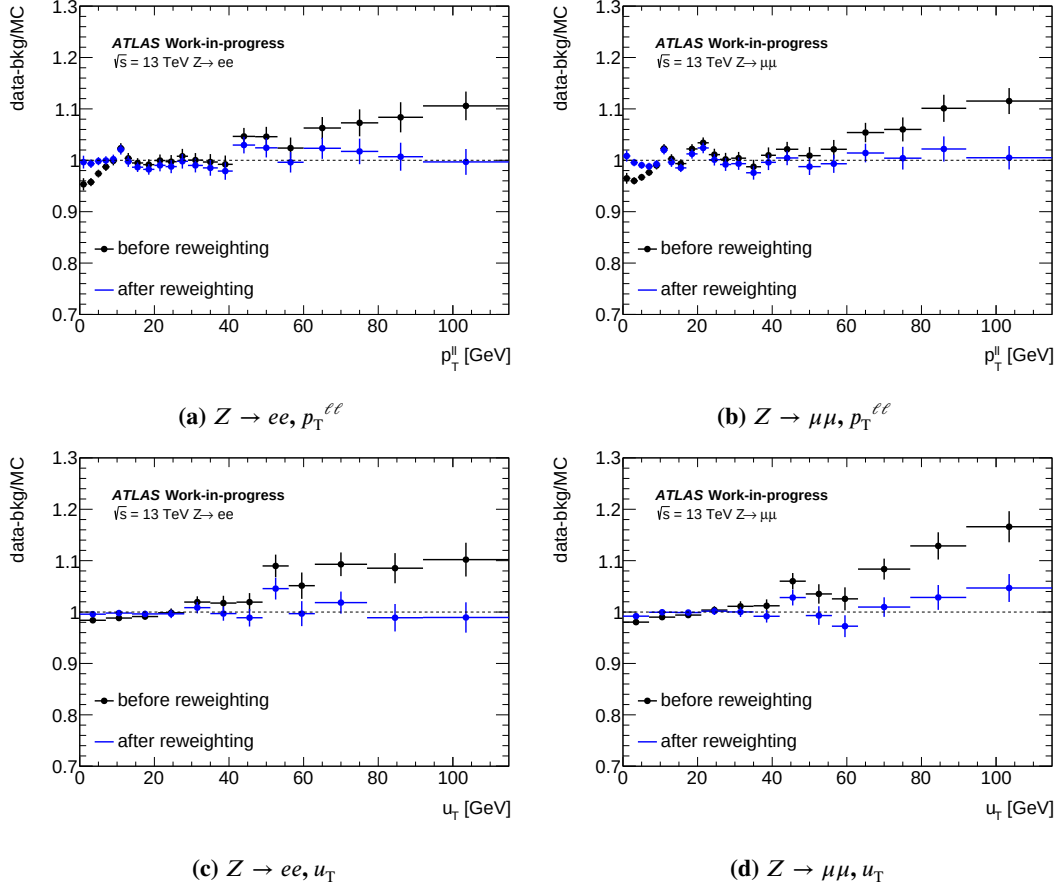


图 4-9 $\sqrt{s} = 13$ TeV $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道中, $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 分布的重建级别数据与模拟的比值在 p_T 重加权修正前后的比较。黑色曲线代表修正之前, 蓝色曲线代表修正之后。误差棒仅表示统计误差。

Figure 4-9 Comparison between the ratio of data and MC simulation at reconstruction level of the $p_T^{\ell\ell}$ and u_T distributions before (black line) and after the p_T reweighting (red line) for $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ channels at $\sqrt{s} = 13$ TeV. The errors bars represent statistical uncertainty only.

种备选公式进行拟合：

$$\text{二阶多项式: } w_T(p_T^Z) = N \left[1 + a p_T^Z + b p_T^{Z^2} \right], \quad (4-3)$$

$$\text{高斯 + 多项式: } w_T(p_T^Z) = N \left[G(p_T^Z; \mu, \sigma) + a p_T^Z + b p_T^{Z^2} \right], \quad (4-4)$$

$$\text{指数 + 多项式: } w_T(p_T^Z) = N \left[1 + a p_T^{Z^2} + \frac{b}{\tau} e^{-p_T^Z/\tau} \right], \quad (4-5)$$

$$\text{NNPDF/CT10: } w_T(p_T^Z) = N \left[(1 + a p_T^Z) \times (1 - b(1 - r_{\text{nnpdf30/ct10}}(p_T^Z))) \right] \quad (4-6)$$

这些公式是主要基于二阶多项式来描述高动量区域的 p_T^Z 修正，并在低动量区域加入不同的项使拟合函数可以灵活改变来匹配数据与模拟的比值变化。这些新增的项包括：高斯函数 $G(p_T^Z; \mu, \sigma)$ ；指数函数 $e^{-p_T/\tau}$ ；以及基于两种部分子模型 NNPDF3.0 和 CT10 PDF 计算的 p_T^Z 分布的比值的函数 ($r_{\text{nnpdf30/ct10}}(p_T^Z)$)。所有函数都乘以一个归一化参数 N ，确保 $R(w_T)$ 的积分等于 $D - B$ 的积分。对四种公式分别进行拟合计算，选择使数据与模拟符合情况最好的公式，所选公式与其余三种公式的偏差作为系统误差，

对于拟合过程使用的不同的蒙卡样本引起的误差。使用四种产生子得到的蒙卡样本重新拟合修正公式，并计算各种拟合公式与使用 POWHEG+PYTHIA8 拟合的结果的差异作为系统误差。

最终使用的 p_T^Z 修正误差是三方面误差来源的平方和相加再开更号：拟合参数误差，拟合公式选择误差，拟合蒙卡样本选择误差。

4.3.2 p_T^Z 分布的测量及误差

本节介绍 p_T^Z 的微分截面测量，以及 p_T^Z 分布在重建级别和真实级别的结果中的统计和实验系统误差，结果使用 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 两种测量方法分别计算和展示。首先展示 e, μ 两个衰变道的分别测量结果，然后计算 $e - \mu$ 合并计算的截面。

p_T^Z 分布测量中的统计误差来源于有限数据量引起的统计涨落，使用自助抽样法估计。系统误差中的轻子的能量与效率标定误差已经在第 3.3.1, 3.3.1 和中节进行了描述。强子反冲的标定误差在第 3.4 节中进行了描述。背景误差来源于对背景物理过程的反应截面的理论误差，其中使用蒙卡样本估计的背景误差在第 3.5 节中给出了估计，而多喷注本底使用数据驱动的方法进行估计，详细过程见第 4.2 节。解谱法误差来源于对 p_T 修正引起的不确定性，估计过程在第 4.3.1 节中。产生子误差代表不同产生子对物理过程的描述的不确定性，通过对比 POWHEG+PYTHIA8 与 SHERPA 的解谱结果得出。测量误差从重建级别到真实级别的传递过程在附录 6 中进行描述。 p_T^Z 分布测量的统计和系统误差估计结果

见第 4.3.2.2 和 4.3.2.3 节。

4.3.2.1 Z 玻色子横动量测量结果

本节展示经过贝叶斯解谱法后 Z 玻色子横动量测量结果。测量结果对 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道的双轻子横动量 $p_T^{\ell\ell}$ 和强子反冲 u_T 测量结果分开展示。所有使用 $p_T^{\ell\ell}$ 测量的结果都用 2 次迭代解谱，并使用 2 GeV 宽度的区间。使用 u_T 测量的结果在 5 TeV 用 5 次迭代解谱，在 13 TeV 用 10 次迭代解谱，使用 7 GeV 宽度的区间。所有结果都分为两组展示，第一组展示微分截面相对于 Z 玻色子动量分布的，并与 p_T 修正后的 POWHEG+PYTHIA8 产生子进行比较。第二组将测量的微分截面通过归一化，使横动量谱的积分为 1，并与多种蒙卡模拟产生子的预测进行比较。第一组结果的主要物理意义在于理解 Z 玻色子在不同动量下的反应截面值，并用于计算 Z 玻色子产生的总截面。第二组结果移除了数据积分亮度测量误差的影响，可以更好的对比 Z 玻色子动量的直接测量结果和各种蒙卡预测之间的差别。

图 4-10a 和 4-10b 分别展示了 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道通过双轻子测量的横动量的微分截面分布。结果与蒙卡产生子器 POWHEG+PYTHIA8 进行了比较，在 $p_T^{\ell\ell} < 100$ GeV 的范围内的一致性良好，并且符合情况与重建级别的图 3-49 一致，仅在归一化上存在一些差异。在 13 TeV $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道 (图 4-10b) 中观测到在 20 GeV 处测量值相对于模拟有正向的波动，在重建级别的测量对比中可以看到相同的正向波动 (参见图 3-49)。图 4-10c 和 4-10d 中显示了 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道中从强子反冲中导出的微分截面分布。可以看到仅存在于 u_T 中的波状结构。

图 4-11a, 4-11b, 4-11c 和 4-11d 展示了不同蒙卡产生器对于 Z 横动量 (p_T^Z) 微分截面的预测与实验测量结果的对比。图中使用了 SHERPA(v2.2.1)、DYTURBO(精确到次次阶项加次次对数阶项 NNLO+NNLL)、POWHEG+PYTHIA8 AZNLO Tune 和 PYTHIA8 AZ tune 的蒙卡模拟。在 13 TeV 能量下，对于非常低的 p_T^Z 区域，PYTHIA8 的蒙卡模型能够最好地描述数据，而 HERWIG7 的预测则最糟糕，偏离数据高达 20%。在 p_T^Z 的中间范围内 ($10 \text{ GeV} < p_T^Z < 80 \text{ GeV}$)，POWHEG+PYTHIA8 能够最好地描述实验测量。当 p_T^Z 高于 100 GeV 时，SHERPA 的预测与数据最一致，而其他预测都明显低于数据。这些结论在电子和 μ 子道中有较好的一致性。在 5 TeV 能量下，观察到了类似的结论，但是不同预测之间的差别小于 13, TeV。

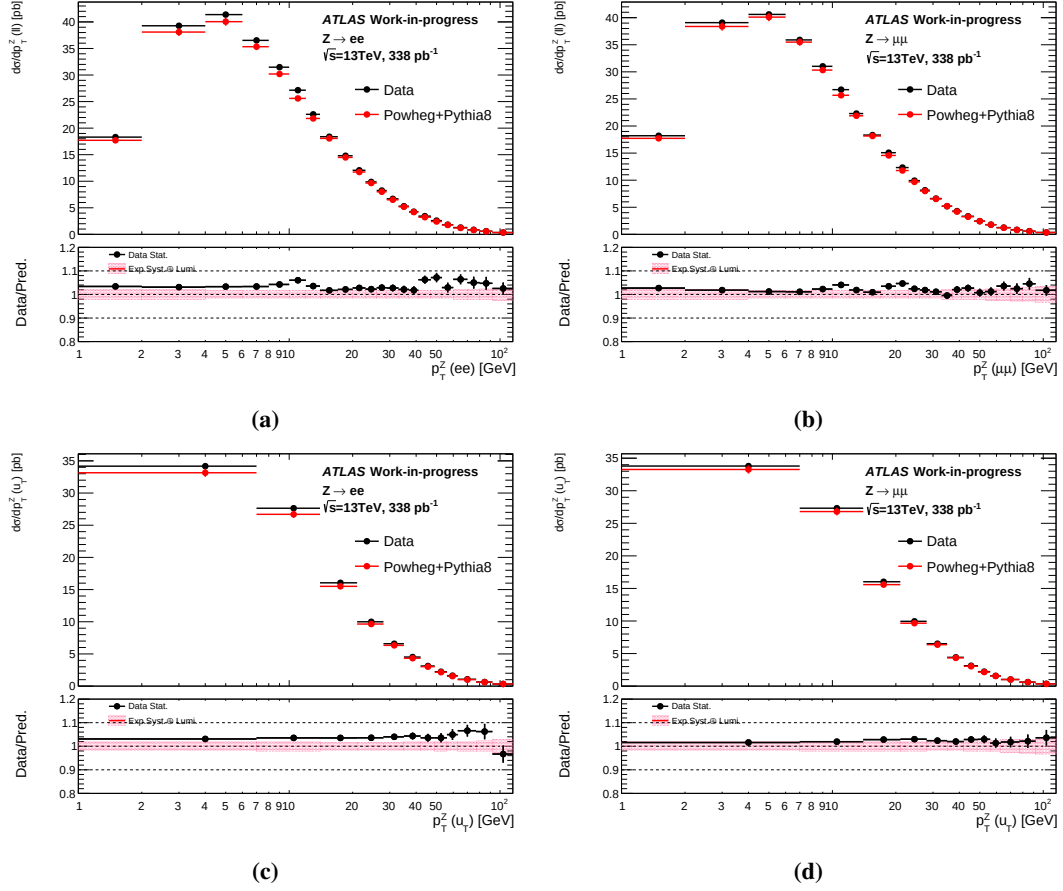


图 4-10 在 $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ 数据中，(a) 和 (b) 分别是 Z 玻色子的电子和 μ 子衰变道中使用双轻子测量的横动量微分截面分布；(c) 和 (d) 则是对应使用反冲强子测量的结果。上半图显示了测量和模拟的截面分布，下半图显示了测量与 Powheg+Pythia8 模拟的比值。比值中的误差被分为两部分，黑色误差棒代表统计误差，红色带状区域代表实验系统误差，包括亮度误差。

Figure 4-10 Unfolded dilepton transverse momentum differential cross section distribution in the electron (left) and muon (right) Z decay channels for the $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ dataset. The bottom plots are unfolded results using hadronic recoil measurements. The cross section is shown in the upper panel and the lower panel shows the ratio of unfolded data to the nominal (reweighted) Powheg+Pythia8 MC. The uncertainties in the ratio plot are split to show the statistical uncertainty (black error bars), and experimental systematic uncertainties including luminosity (red band).

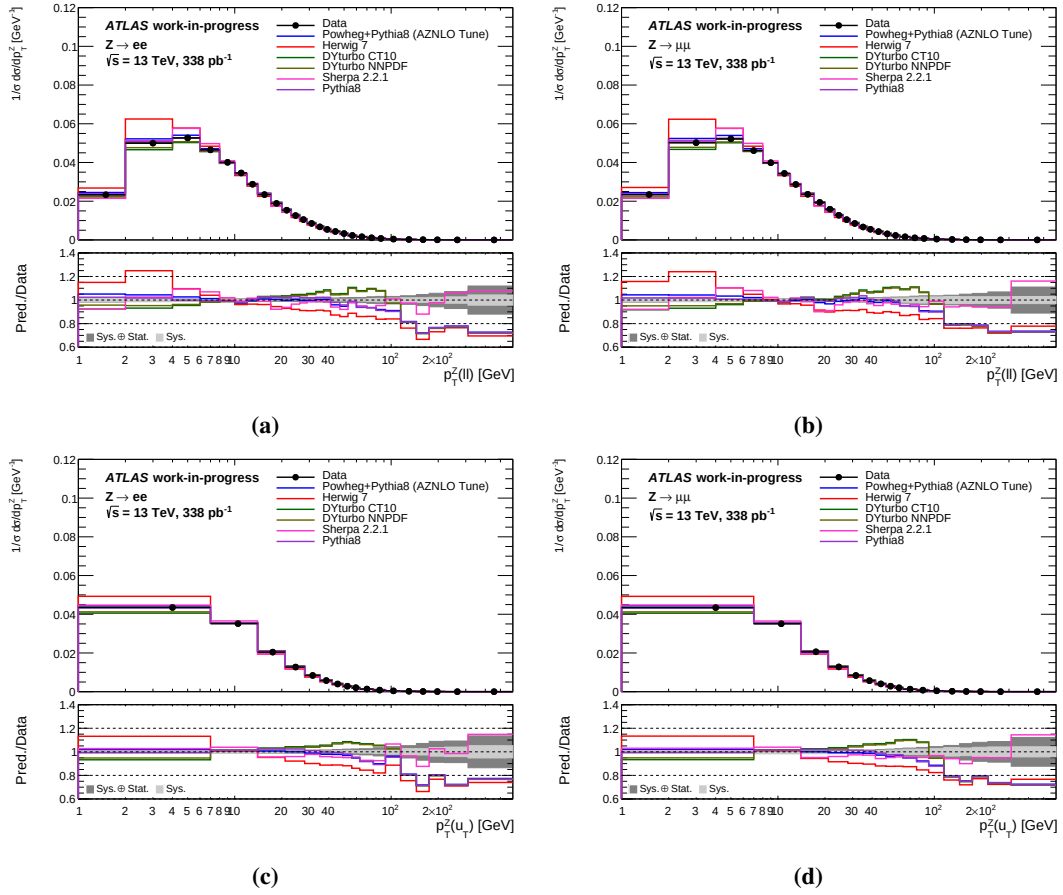


图 4-11 在 $\sqrt{s} = 13$ TeV 质心能量上, (a) 和 (b) 分别是电子和 μ 子 Z 衰变道中, 使用双轻子测量的横动量微分截面分布与各种蒙卡产生子预测的比较; (c) 和 (d) 则是对应使用反冲强子测量的结果。动量已经通过积分截面进行归一化。上面板展示数据测量结果和各种产生子中的分布, 下面板展示了各种分布与数据测量结果的比值。在下面板中, 系统误差以浅灰色表示, 总误差以深灰色显示。

Figure 4-11 Comparison between various Monte Carlo generator predictions and the unfolded dilepton transverse momentum differential cross-section distribution in the electron (left) and muon (right) Z decay channels for the $\sqrt{s} = 13$ TeV dataset. The bottom plots are unfolded results using hadronic recoil measurements. The differential cross-section has been normalized by the integrated fiducial cross-section. The unfolded data and MC distributions are shown in the upper panel and the lower panel shows the ratio of the various distributions to the data. In the lower panel, the total systematic uncertainties are shown in light grey, and the total overall uncertainty (stat. plus sys.) is shown in dark grey.

图 4-12a 和 4-12b 展示了 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 道中双轻子测量的横动量的微分截面分布，而图 4-12c 和 4-12d 展示了 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 道中强子反冲的差分截面分布。除了在 30 GeV 处的统计涨落外，数据与蒙卡的结果一致。由于强子反冲分辨率较差，其结果中表现出更强的区间相关性，因此测量无法像 $p_T^{\ell\ell}$ 测量那样精确地捕捉到 p_T 的形状。

图 4-13a, 4-13b, 4-13c 和 4-13d 比较了各种蒙卡模拟在 5 TeV 衰变道中与测量结果的对比。相较于 13 TeV，5 TeV 下的预测与测量结果一致性更好。在低 p_T 区域，PYTHIA 相关的两个微调蒙卡结果的表现良好，而其他大多数预测与测量结果偏差较大。在高 p_T 区域，各预测与数据之间的差异不像 13 TeV 那样明显，大部分预测都与测量结果在误差范围兼相符。

更丰富的关于测量结果与各种模拟之间的对比将放对 $e+\mu$ 衰变道合并结果中讨论，在此不作赘述。

作为 p_T^Z 谱形的精确测量，其不确定度的理解，估算和控制事实上比结果本身更为困难和重要。基于 ATLAS 发展出的系统方法，我们对测量结果的误差进行了详细的分析，结果见第 4.3.2.2 和 4.3.2.3 节。

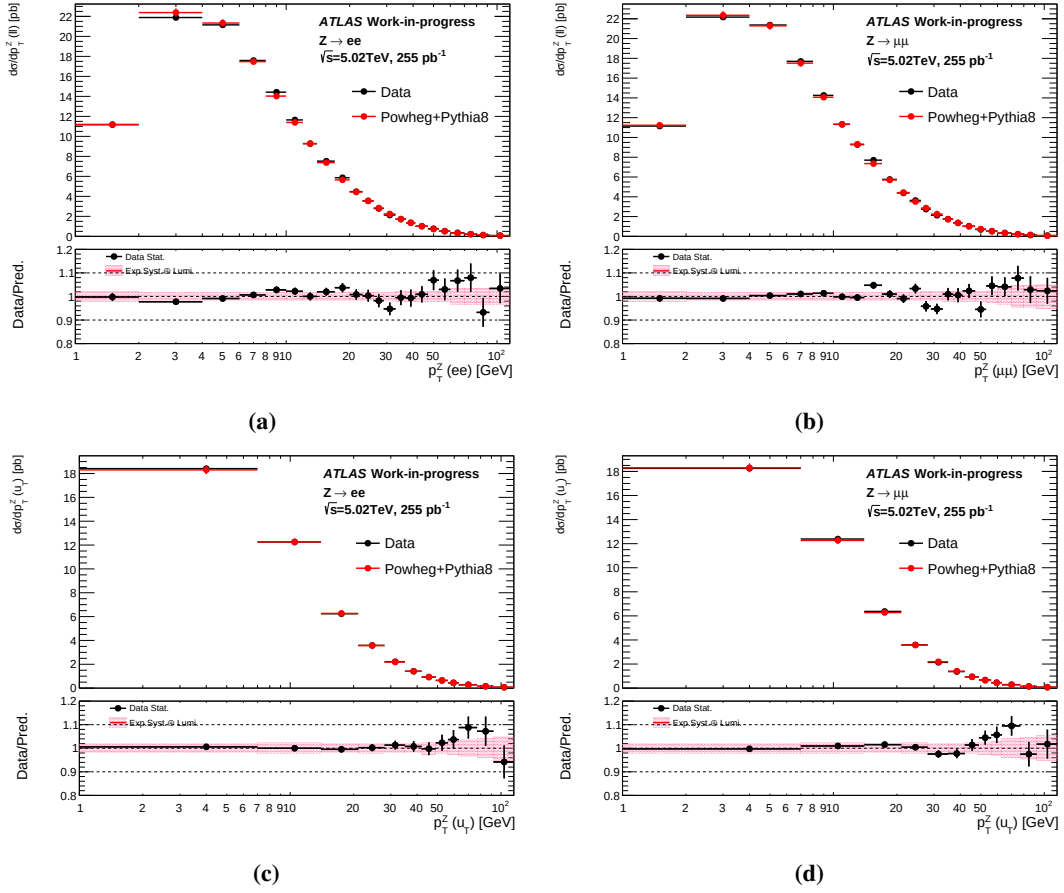


图 4-12 在 $\sqrt{s} = 5\text{TeV}$ 数据中，Z 玻色子的电子 (a) 和 μ 子 (b) 衰变道中使用双轻子测量的横动量微分截面分布。(c) 和 (d) 则是对应使用反冲强子测量的结果。上半图显示了测量和模拟的截面分布，下半图显示了测量与 Powheg+Pythia8 模拟的比值。比值中的误差被分为两部分，黑色误差棒代表统计误差，红色带状区域代表实验系统误差，包括亮度误差。

Figure 4-12 Unfolded dilepton transverse momentum differential cross-section distribution in the electron (left) and muon (right) Z decay channels for the $\sqrt{s} = 5\text{ TeV}$ dataset. The bottom plots are unfolded results using hadronic recoil measurements. The cross section is shown in the upper panel and the lower panel shows the ratio of unfolded data to the nominal (non-reweighted) Powheg+Pythia8 MC. The uncertainties in the ratio plot are split to show the statistical uncertainty (black error bars), and experimental systematic uncertainties including luminosity (red band).

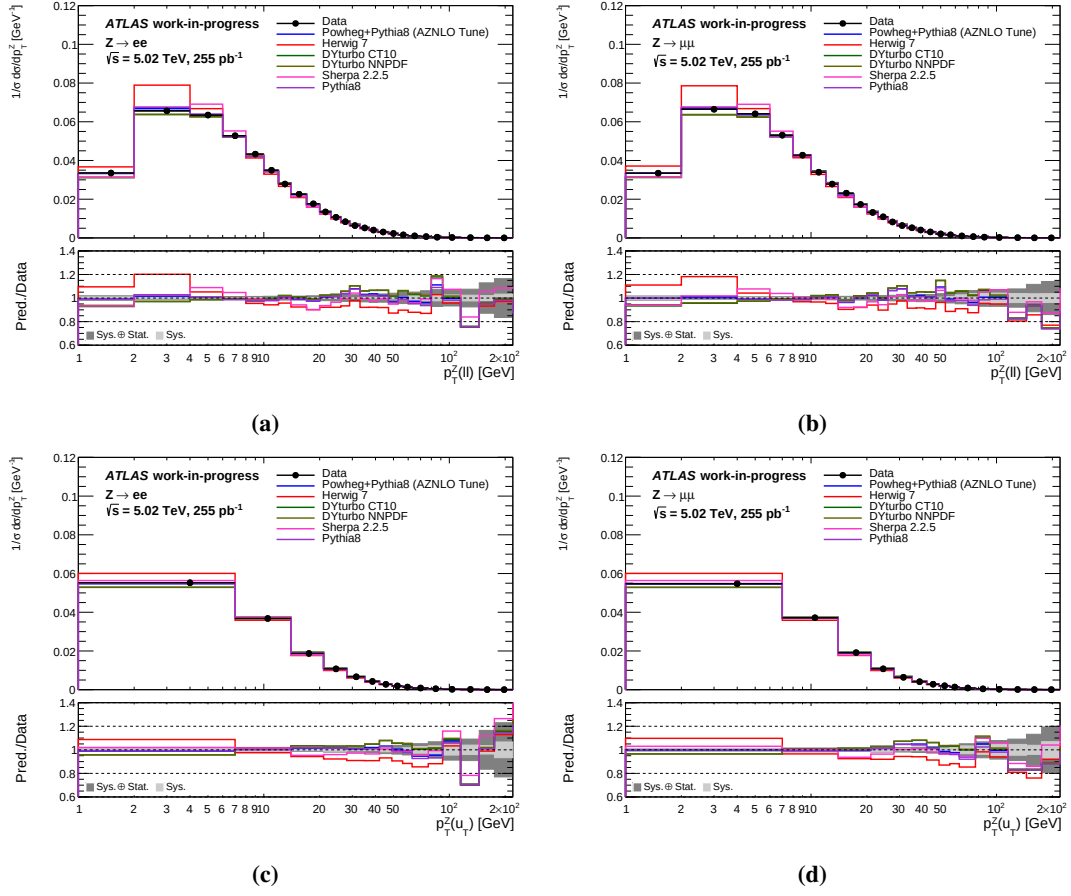


图 4-13 在 $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ 质心能量上，电子 (a) 和 μ 子 (b) Z 衰变道中，使用双轻子测量的横动量微分截面分布与各种蒙特卡洛产生子预测的比较。(c) 和 (d) 则是对应使用反冲强子测量的结果。动量已经通过积分截面进行归一化。上面板展示数据测量结果和各种产生子中的分布，下面板展示了各种分布与数据测量结果的比值。在下面板中，系统误差以浅灰色表示，总误差以深灰色显示。

Figure 4-13 Comparison between various Monte Carlo generator predictions and the unfolded dilepton transverse momentum differential cross-section distribution in the electron (left) and muon (right) Z decay channels for the $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ dataset. The bottom plots are unfolded results using hadronic recoil measurements. The differential cross-section has been normalized by the integrated fiducial cross-section. The unfolded data and MC distributions are shown in the upper panel and the lower panel shows the ratio of the various distributions to the data. In the lower panel, the total systematic uncertainties are shown in light grey, and the total overall uncertainty (stat. plus sys.) is shown in dark grey.

4.3.2.2 重建级别误差

在重建级别，Z 玻色子动量测量的统计和实验系统误差的分布见图 4-14 和 4-15 所示，分别对应 13 和 5 TeV 结果。产生子误差是从 POWHEG 和 POWHEG 之间的差异中计算出来的。重建级别的误差使用非常细的 1GeV 宽度的分区呈现。重建级别误差的主要贡献项是统计误差，因为低堆积率的实验数据量相对较小。次要贡献项是产生子误差，其它误差相对贡献很小。

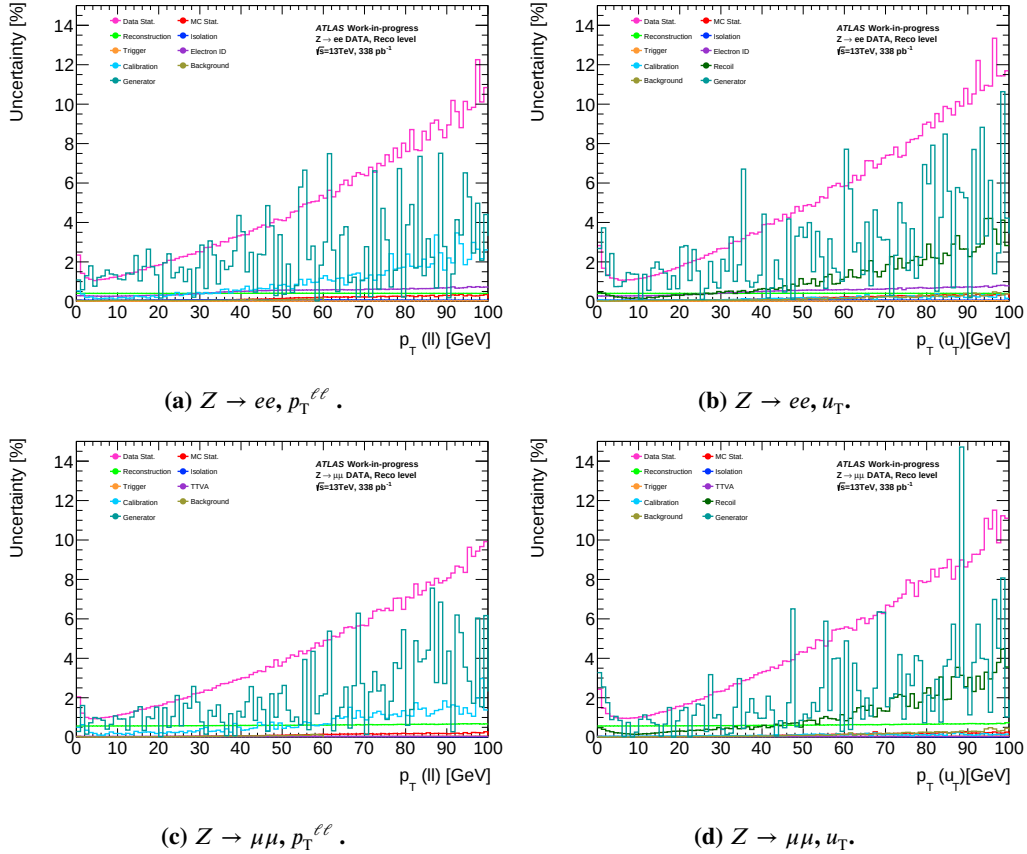


图 4-14 在 13 TeV 质心能量下的电子和 μ 子衰变道的重建级别的所有误差展示，包括统计和系统误差。误差采用相对百分比的形式展示，左边是双轻子 $p_T^{\ell\ell}$ 测量误差，右边是强子反冲 u_T 测量误差。重建级别的主要误差项是统计误差。

Figure 4-14 Total statistical and systematic uncertainties for reconstructed-level event yields for the electron and muon channels at 13 TeV. The uncertainties are shown as a percentage with respect to the number of reconstructed data events in each bin of $p_T^{\ell\ell}$ and u_T respectively.

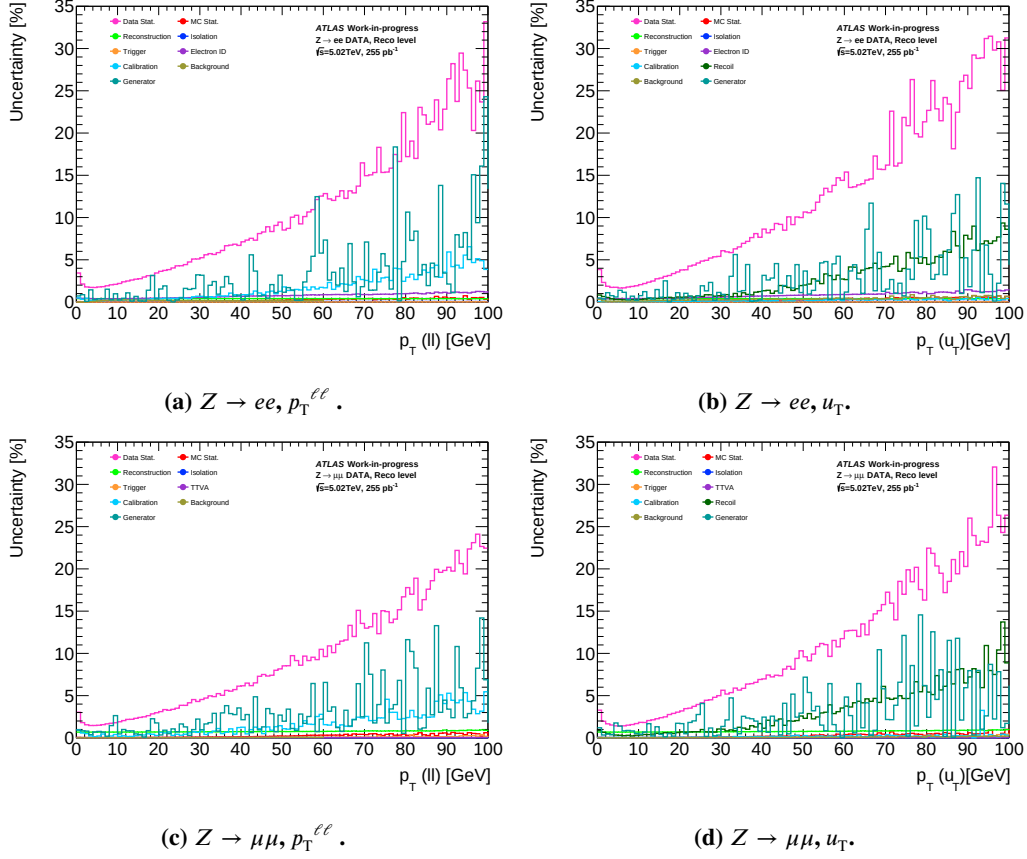


图 4-15 在 5 TeV 质心能量下的电子和 μ 子衰变道的重建级别的所有误差展示，包括统计和系统误差。误差采用相对百分比的形式展示，左边是双轻子 $p_T^{\ell\ell}$ 测量误差，右边是强子反冲 u_T 测量误差。重建级别的主要误差项是统计误差，在 5 TeV 结果中尤为明显。

Figure 4-15 Total statistical and systematic uncertainties for reconstructed-level event yields for the electron and muon channels at 5 TeV. The uncertainties are shown as a percentage with respect to the number of reconstructed data events in each bin of $p_T^{\ell\ell}$ and u_T , respectively.

4.3.2.3 解谱级别误差

本小节中介绍 13 TeV 和 5 TeV 的解谱级别误差，包括统计误差、系统误差（包括产生子误差）和数据亮度误差。根据分析对轻子动量和强子反冲动量的测量分辨率，对 $p_T^{\ell\ell}$ 的结果以“2 GeV”的间隔显示，而对 u_T 的结果则以“7 GeV”为间隔显示。在高动量区域，由于统计量限制，逐渐增大间隔宽度，以保证测量结果收到的统计涨落在合理范围内。Z 玻色子横动量的绝对微分分布在图 4-16 和 4-17 中展示，分别对应 13 TeV 和 5 TeV 结果。对横动量分布进行归一化计算的结果对应 13 TeV 和 5 TeV 分别展示在图 4-18 和 4-19 中。解谱级别误差的主要贡献项是统计误差。与重建级别不同的时，解谱过程的 p_T 修正误差称为次要贡献项，且在低动量区间甚至高于统计误差的贡献。

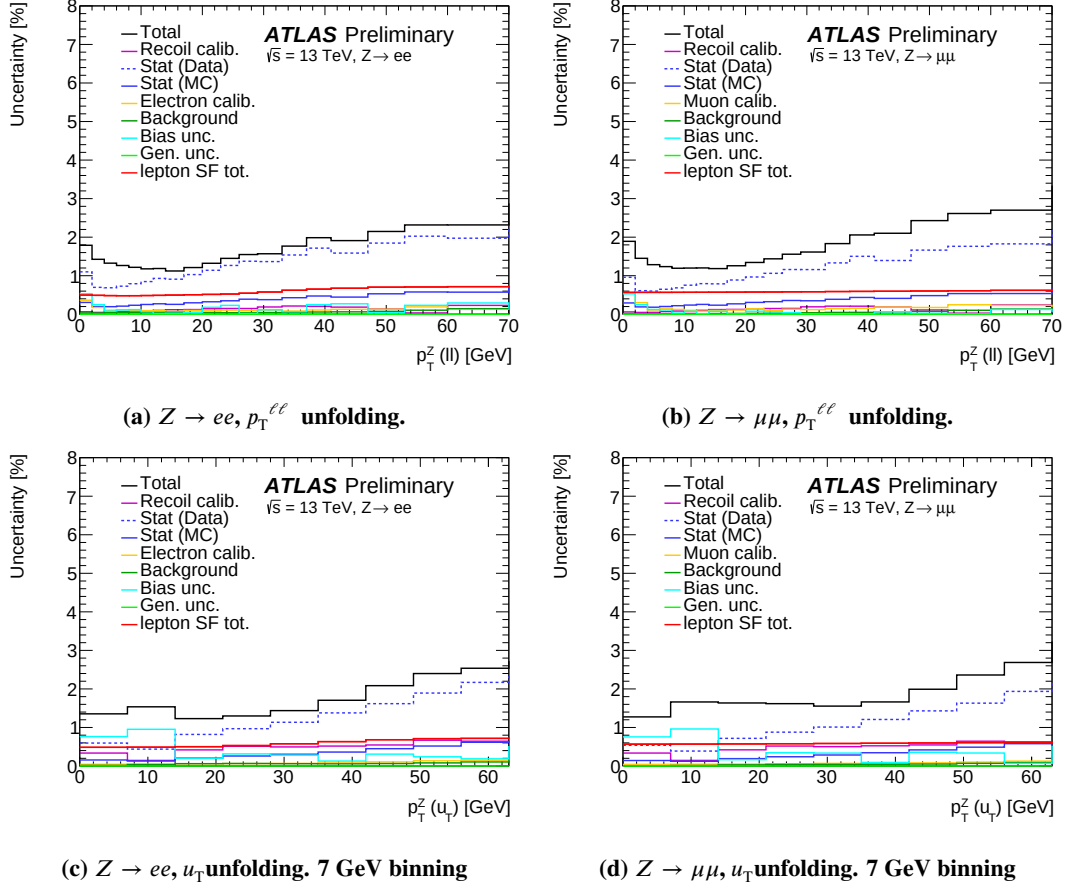


图 4-16 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据中, p_T^Z 测量的完整误差展示。误差以每个 p_T 区间内相对于测量数据的百分比形式呈现。每个误差都使用贝叶斯解谱法计算, 其中 $p_T^{\ell\ell}$ 的解谱使用了 2 次迭代, u_T 的解谱使用了 10 次迭代。低动量区的主要贡献项为解谱过程的 p_T 修正误差, 高动量区的主要贡献项统计误差。

Figure 4-16 Complete uncertainty breakdown for both Z decay channels and both observables for the $\sqrt{s} = 13$ TeV dataset. The uncertainties are shown as a percentage of the unfolded data per p_T bin. Each uncertainty has been unfolded using Bayesian unfolding with the chosen number of iterations: two for the $p_T^{\ell\ell}$ and ten for the u_T measurements.

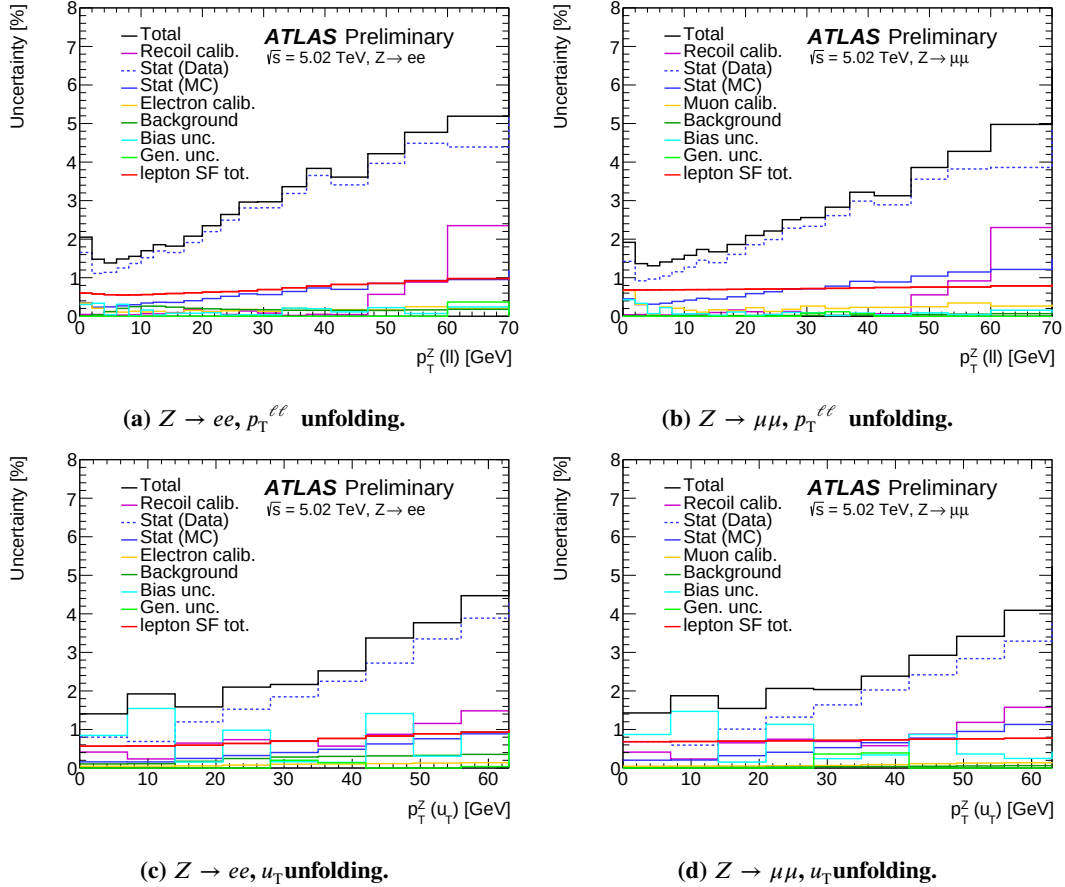


图 4-17 $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ 数据中, p_T^Z 测量的完整误差展示。误差以每个 p_T 区间内相对于测量数据的百分比形式呈现。每个误差都使用贝叶斯解谱法计算, 其中 $p_T^{\ell\ell}$ 的解谱使用了 2 次迭代, u_T 的解谱使用了 5 次迭代。低动量区的主要贡献项为解谱过程的 p_T 修正误差, 高动量区的主要贡献项统计误差。

Figure 4-17 Complete uncertainty breakdown for both Z decay channels and both observables for the $\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ dataset. The uncertainties are shown as a percentage of the unfolded data per p_T bin. Each uncertainty has been unfolded using Bayesian unfolding with the chosen number of iterations: two for both the $p_T^{\ell\ell}$ and u_T measurements.

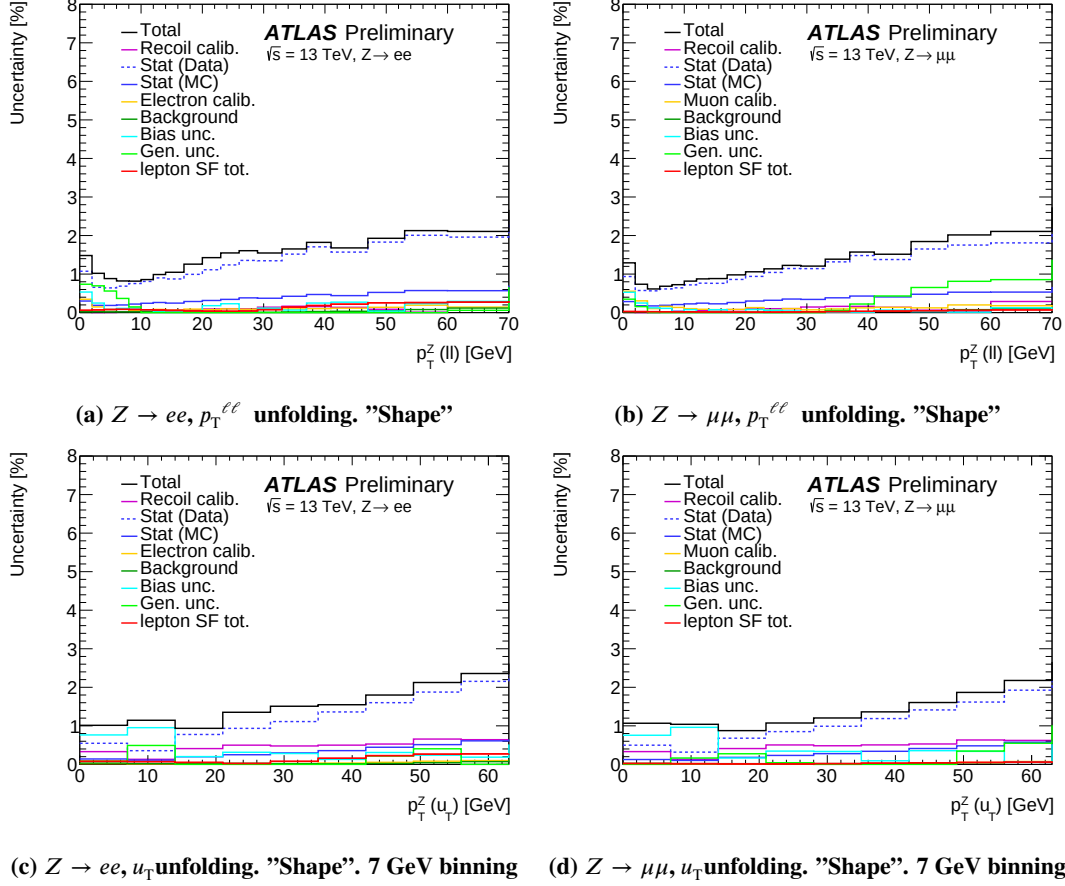


图 4-18 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据中, p_T^Z 的归一化测量的完整误差展示。归一化结果中, 所有误差波动均归一化到与中心分布相同的积分中, 误差以每个 p_T 区间内相对于测量数据的百分比形式呈现。每个误差都使用贝叶斯解谱法计算, 其中 $p_T^{\ell\ell}$ 的解谱使用了 2 次迭代, u_T 的解谱使用了 10 次迭代。低动量区的主要贡献项为解谱过程的 p_T 修正误差, 高动量区的主要贡献项统计误差。

Figure 4-18 "Shape" uncertainty breakdown plots for both Z decay channels and both observables for the $\sqrt{s} = 13$ TeV dataset. The uncertainties are shown as a percentage of the unfolded data per p_T bin. Each uncertainty has been unfolded using Bayesian unfolding with the chosen number of iterations: two for the $p_T^{\ell\ell}$ measurement and five for the u_T measurement. All variations are normalized to the nominal p_T distribution after efficiency and acceptance corrections.

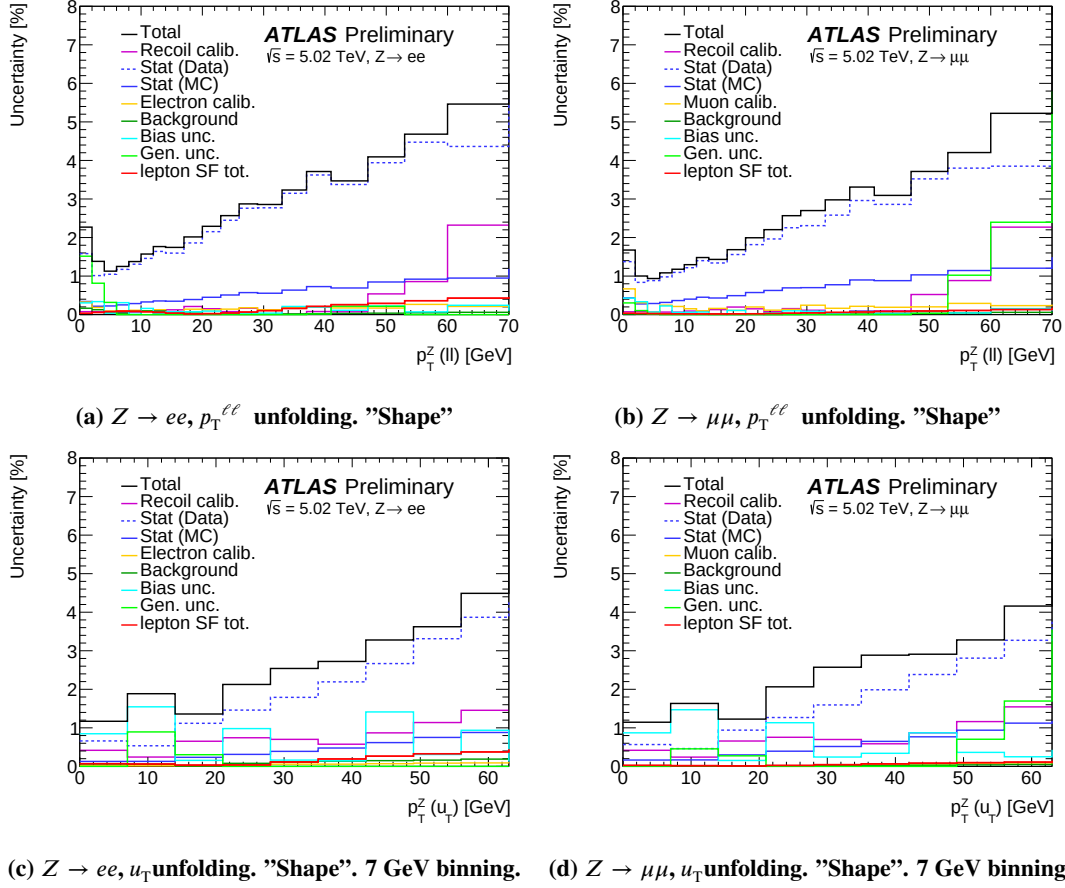


图 4-19 $\sqrt{s} = 13$ TeV 数据中, p_T^Z 的归一化测量的完整误差展示。归一化结果中, 所有误差波动均归一化到与中心分布相同的积分中, 误差以每个 p_T 区间内相对于测量数据的百分比形式呈现。每个误差都使用贝叶斯解谱法计算, 其中 $p_T^{\ell\ell}$ 的解谱使用了 2 次迭代, u_T 的解谱使用了 10 次迭代。低动量区的主要贡献项为解谱过程的 p_T 修正误差, 高动量区的主要贡献项统计误差。

Figure 4-19 "Shape" uncertainty breakdown plots for both Z decay channels and both observables for the $\sqrt{s} = 13$ TeV dataset. The uncertainties are shown as a percentage of the unfolded data per p_T bin. Each uncertainty has been unfolded using Bayesian unfolding with the chosen number of iterations: two for the $p_T^{\ell\ell}$ and five for the u_T measurements. All variations are normalized to the nominal p_T distribution after efficiency and acceptance corrections.

4.3.2.4 p_T^Z 测量中对双轻子重建方法和反冲强子测量法的一致性检测

本节讨论使用 Z 玻色子双轻子系统 ($p_T^{\ell\ell}$) 和强子反冲 (u_T) 解谱测量的 p_T^Z 分布的一致性研究，两种测量方法使用相同的数据，事例判选流程，效率和接受度修正，因此测量结果在原则上应保持一致。但是轻子衰变测量和强子反冲测量中的末态辐射过程不同，探测器对轻子和喷注的能量响应也不一样，所以测量结果也会有所差异。由于在 W 玻色子的动量测量中，其衰变产物中的中微子无法被 ATLAS 探测器测量到，所以强子反冲测量是唯一的测量 W 玻色子的动量的方法。此研究可以有力地论证 p_T^W 测量结果的正确性。对于 Z 玻色子横动量测量而言， $p_T^{\ell\ell}$ 是主要测量结果， u_T 只是辅助补充。

图 4-20 中展示了使用 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 两种测量方法得到的 p_T^Z 解谱结果的直接对比。图中的测量结果来自于图 4-11 和 4-13。图中的对比结果没有考虑到两种测量方法的相关性，且没有考虑系统误差，因此只作为两套结果的初步对比。

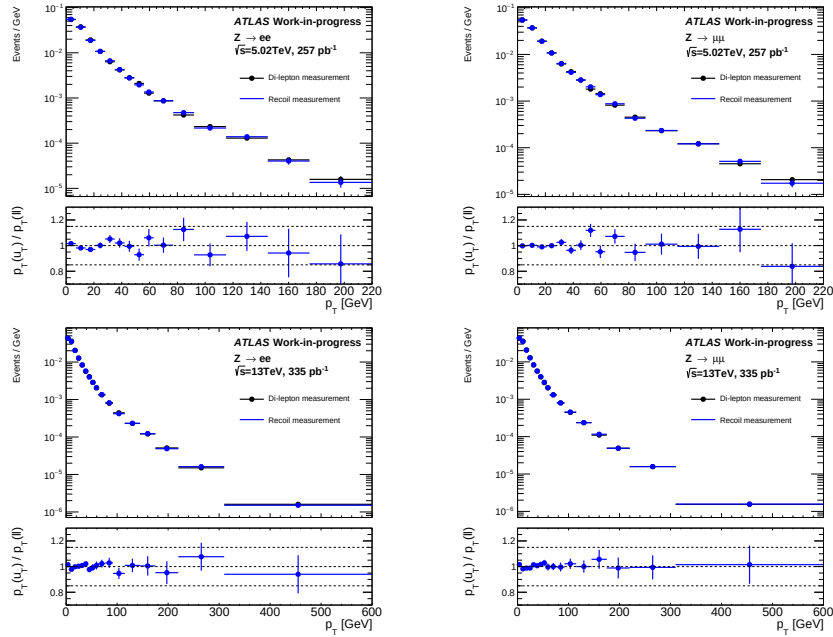


图 4-20 使用双轻子系统测量结果 p_T^Z (ll) 和反冲强子测量结果 p_T^Z (u_T) 的比较。图中没有考虑两种测量方法得到的结果之间的相关性。

Figure 4-20 Comparisons of the p_T^Z measurements using the p_T^Z (ll) and p_T^Z (u_T) using only statistical uncertainty without considering the correlations introduced by unfolding the same data events twice.

两种测量方法得到的 p_T^Z 测量结果之间有显而易见的相关性。首先，两种测量方法都是基于相同的实验数据，只是使用了不同的测量量进行计算，因此，系统误差完全关联。其次，由于两种测量结果中仅使用相同的轻子动力学参数进

行判选，因此所有的测量效率即误差也属于完全关联。再者，使用 $p_T^{\ell\ell}$ 测量的方法仅使用轻子的能动量标定，使用 u_T 测量的方法仅使用反冲强子的能量标定，所以轻子和反冲强子标定在两种测量方法中是不相关的。另一方面，由于探测器测量的有限精度，尤其是反冲强子的测量精度较大，所以每一种测量结果在相邻的 p_T 区间中都有显著的相关性。所以需要构造相应的协方差矩阵来描述以上两方面的相关性。统计误差相关性使用第 6 节中描述的自助抽样样本来计算，自助抽样法通过创建赝数据的集合来评估统计涨落对分析的影响，这些赝数据集中的物理量分布围绕着实验测量值或者模拟量在预期的统计范围内进行涨落。相对应的协方差矩阵定义如下（公式中 toy 是赝数据集）：

$$C_{i,j}^{stat.} = \frac{1}{N_{toys} \times (\int p_T)^2} \sum_k [(p_{T,toy[k]}^i(l) - p_T^i(l)) - (p_{T,toy[k]}^i(u) - p_T^i(u))] \times [(p_{T,toy[k]}^j(l) - p_T^j(l)) - (p_{T,toy[k]}^j(u) - p_T^j(u))]. \quad (4-7)$$

其中 i 和 j 是 p_T 测量中的区间， k 在计算时遍历所有的自助抽样样本。系统误差通过各种扰动参数来描述，其协方差矩阵定义为：

$$C_{i,j}^{syst.} = \frac{1}{(\int p_T)^2} \sum_k [(p_{T,NP[k]}^i(l) - p_T^i(l)) - (p_{T,NP[k]}^i(u) - p_T^i(u))] \times [(p_{T,NP[k]}^j(l) - p_T^j(l)) - (p_{T,NP[k]}^j(u) - p_T^j(u))]. \quad (4-8)$$

将统计误差协方差矩阵与所有的系统误差扰动参数对应的矩阵直接相加得到总的描述 $p_T(l)$ 和 $p_T(u)$ 之间关联的协方差矩阵。（注：对于解谱法计算得到的结果，其本质是真实级别的 p_T 分布而不再是重建级别的 $p_T^{\ell\ell}$ 或 u_T 。为了区分重建与解谱级别中使用 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 的测量量，使用 $p_T(l)$ 指代 $p_T^{\ell\ell}$ 的解谱计算结果，使用 $p_T(u)$ 指代 u_T 的解谱测量结果。）对协方差矩阵及解谱测量结果都进行归一化处理，其中解谱测量结果归一化到积分为 1，协方差矩阵所有元素除以 $\int p_T(l) \times \int p_T(u)$ 。则 $p_T(l)$ 与 $p_T(u)$ 的一致性可以用如下计算的 χ^2 表示：

$$\chi^2 = \Delta^T(p_T, u_T) C^{-1} \Delta(p_T, u_T), \quad (4-9)$$

$$\Delta(p_T, u_T)^i = \frac{1}{\int p_T} (p_T^i - u_T^i)$$

协方差矩阵的主要贡献项是统计误差，反冲强子标定误差和 p_T 修正解谱误差。在 13 TeV 中，轻子标定误差的贡献也比较显著。对应的协方差矩阵见图 4-21, 4-22, 4-23 和 4-24。相对较小的贡献项不列举在图中，但是参与计算。

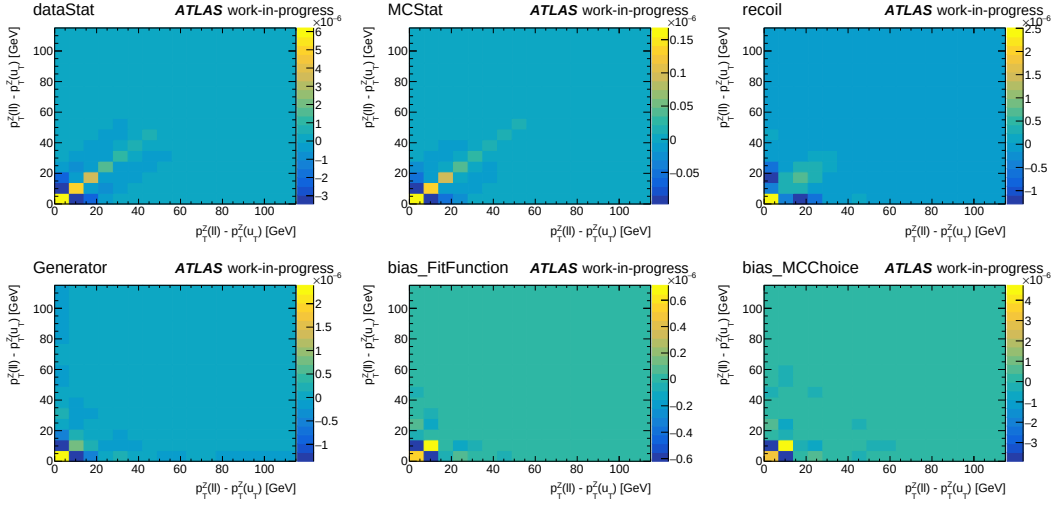


图 4-21 列举 $Z \rightarrow ee$ 5 TeV 衰变道的协方差矩阵中较大的贡献项。包括数据和蒙卡样本的统计误差，反冲强子标定误差，产生子误差， p_T 修正解谱的拟合参数和蒙卡选择误差。

Figure 4-21 Covariance matrices for $p_T^Z(\ell\ell) - p_T^Z(u_T)$ in the $Z \rightarrow ee$ channel at 5 TeV for the leading uncertainties: data statistics, MC statistics, recoil calibration, generator systematics, unfolding fit function choice, unfolding MC choice.

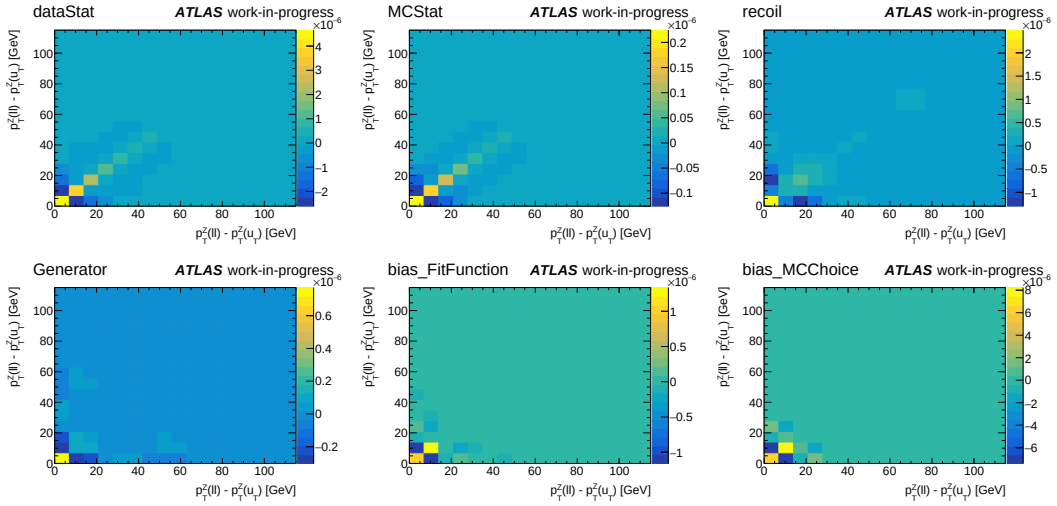


图 4-22 列举 $Z \rightarrow \mu\mu$ 5 TeV 衰变道的协方差矩阵中较大的贡献项。包括数据和蒙卡样本的统计误差，反冲强子标定误差，产生子误差， p_T 修正解谱的拟合参数和蒙卡选择误差。

Figure 4-22 Covariance matrices for $p_T^Z(\ell\ell) - p_T^Z(u_T)$ in the $Z \rightarrow \mu\mu$ channel at 5 TeV for the leading uncertainties: data statistics, MC statistics, recoil calibration, generator systematics, unfolding fit function choice, unfolding MC choice.

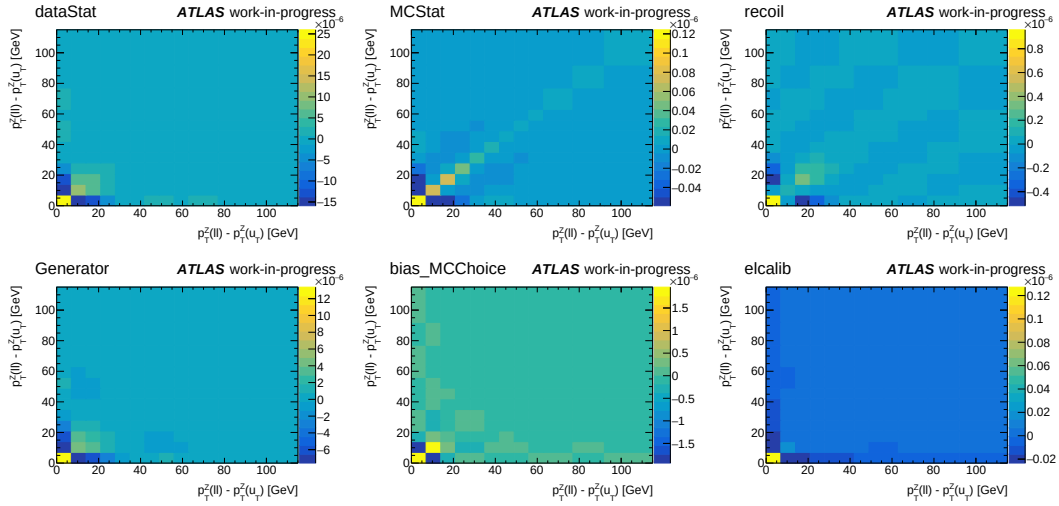


图 4-23 列举 $Z \rightarrow ee$ 13 TeV 衰变道的协方差矩阵中较大的贡献项。包括数据和蒙卡样本的统计误差，反冲强子标定误差，产生子误差， p_T 修正解谱的蒙卡选择误差和电子能量标定误差。

Figure 4-23 Covariance matrices for $p_T^Z(\ell\ell) - p_T^Z(u_T)$ in the $Z \rightarrow ee$ channel at 13 TeV for the leading uncertainties: data statistics, MC statistics, recoil calibration, generator systematics, unfolding MC choice, electron calibration.

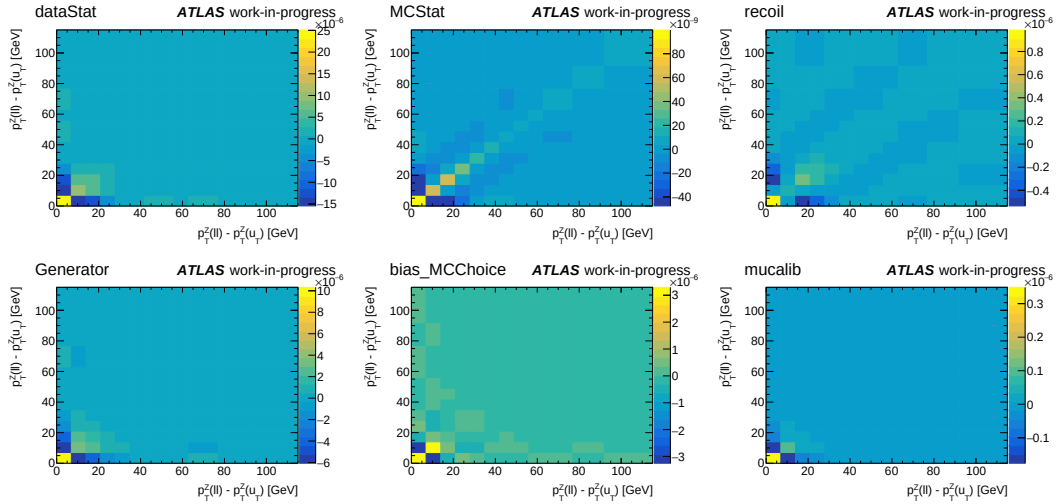


图 4-24 列举 $Z \rightarrow \mu\mu$ 13 TeV 衰变道的协方差矩阵中较大的贡献项。包括数据和蒙卡样本的统计误差，反冲强子标定误差，产生子误差， p_T 修正解谱的蒙卡选择误差和 μ 子能量标定误差。

Figure 4-24 Covariance matrices for $p_T^Z(\ell\ell) - p_T^Z(u_T)$ in the $Z \rightarrow \mu\mu$ channel at 13 TeV for the leading uncertainties: data statistics, MC statistics, recoil calibration, generator systematics, unfolding MC choice, electron calibration.

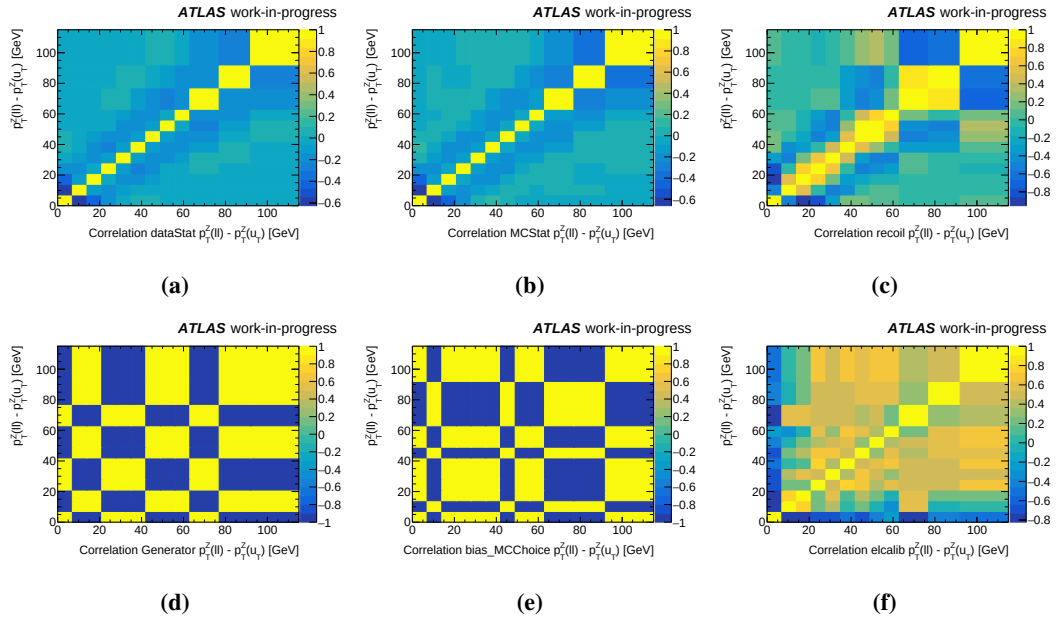


图 4-25 列举 $Z \rightarrow ee$ 5 TeV 衰变道的关联矩阵。包括 (a) 数据的统计误差；(b) 蒙卡样本的统计误差；(c) 反冲强子标定误差；(d) 产生子误差；(e) p_T 修正解谱的蒙卡选择误差；(f) 电子能量标定误差。

Figure 4-25 Correlation matrices for each uncertainty in the $Z \rightarrow ee$ channel at 5 TeV. (a) data statistics; (b) MC statistics; (c) recoil calibration; (d) generator systematics; (e) unfolding MC choice; (f) electron calibration.

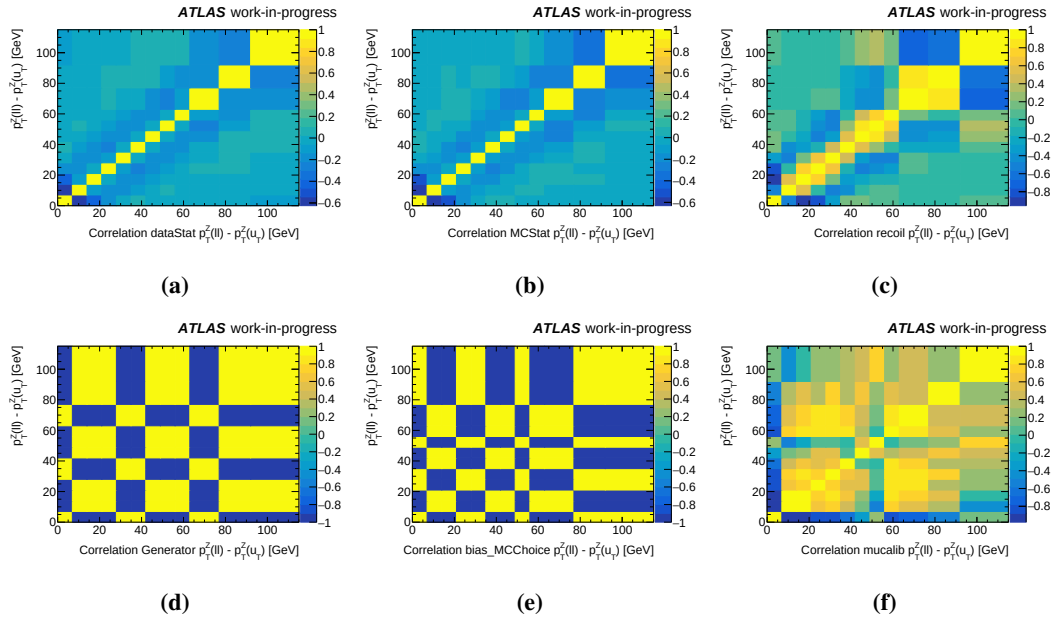


图 4-26 列举 $Z \rightarrow \mu\mu$ 5 TeV 衰变道的关联矩阵。包括 (a) 数据的统计误差；(b) 蒙卡样本的统计误差；(c) 反冲强子标定误差；(d) 产生子误差；(e) p_T 修正解谱的蒙卡选择误差；(f) μ 子能量标定误差。

Figure 4-26 Correlation matrices for each uncertainty in the $Z \rightarrow \mu\mu$ channel at 5 TeV. (a) data statistics; (b) MC statistics; (c) recoil calibration; (d) generator systematics; (e) unfolding MC choice; (f) muon calibration.

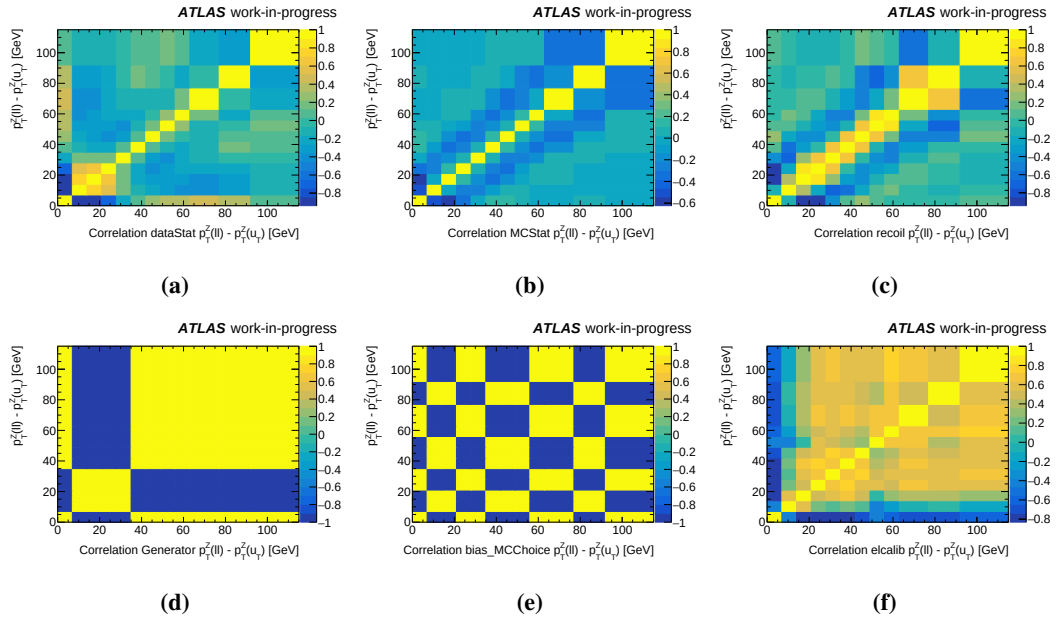


图 4-27 列举 $Z \rightarrow ee$ 13 TeV 衰变道的关联矩阵。包括 (a) 数据的统计误差；(b) 蒙卡样本的统计误差；(c) 反冲强子标定误差；(d) 产生子误差；(e) p_T 修正解谱的蒙卡选择误差；(f) 电子能量标定误差。

Figure 4-27 Correlation matrices for each uncertainty in the $Z \rightarrow ee$ channel at 13 TeV. (a) data statistics; (b) MC statistics; (c) recoil calibration; (d) generator systematics; (e) unfolding MC choice; (f) electron calibration.

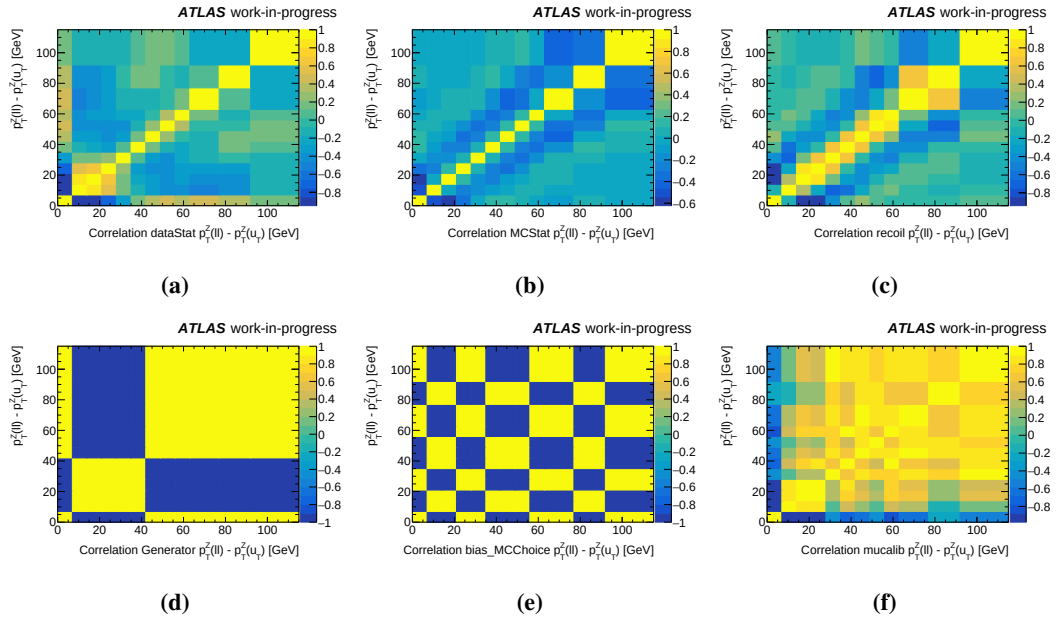


图 4-28 列举 $Z \rightarrow \mu\mu$ 13 TeV 衰变道的关联矩阵。包括 (a) 数据的统计误差；(b) 蒙卡样本的统计误差；(c) 反冲强子标定误差；(d) 产生子误差；(e) p_T 修正解谱的蒙卡选择误差；(f) 电子能量标定误差。

Figure 4-28 Correlation matrices for each uncertainty in the $Z \rightarrow \mu\mu$ channel at 13 TeV. (a) data statistics; (b) MC statistic; (c) recoil calibration; (d) generator systematics; (e) unfolding MC choice; (f) muon calibration.

通过将协方差矩阵按照对角元归一化可以得到关联矩阵。关联矩阵列举在图 4-25, 4-26, 4-27 和 4-28 中。

考虑到低堆积率数据的样本量较小, 造成了明显的统计涨落, 且 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道中的强子反冲标定中有负相关项 (来源于强子反冲标定使用两个衰变道的平均值), 在对 $p_T(l)$ 和 $p_T(u_T)$ 的一致性检测中将 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道的结果相加计算。相加过程如下:

- 对于公式 4-9 中的 $p_T(l) - p_T(u_T)$, 使用两个衰变道之和代替: $\Delta' = (p_T(l))^e + p_T(l)^\mu - (p_T(u_T))^e + p_T(u_T)^\mu$
- 协方差矩阵由两个衰变道各自得出的协方差矩阵组合而来。
- 对于统计误差协方差矩阵, 由于两个衰变道中的事例不重叠, 所以认为是不相关的, 直接相加: $Cov_{i,j} = Cov_{i,j}^e + Cov_{i,j}^\mu$
- 对于系统误差协方差矩阵, 考虑相关性:

$$Cov_{i,j} = Cov_{i,j}^e + Cov_{i,j}^\mu + \sqrt{Cov_{i,i}^e Cov_{j,j}^\mu} + \sqrt{Cov_{j,j}^e Cov_{i,i}^\mu}$$

合并结果的双轻子测量结果和反冲强子测量结果的对比见图 4-29。合并结果的一致性结果见表 4-4。由于两种测量结果具有相同的总积分截面, 自由度是测量结果的区间数量减一, 即 5 TeV 中自由度 = $N_{\text{bins}} - 1 = 14$, 13 TeV 中自由度是 16。从表中可以看出, 一致性在两个质心能量的测量结果中都很好。由于 13 TeV 的统计量更大, 有助于反冲强子的标定, 因此在 13 TeV 中的一致性要更好一点。

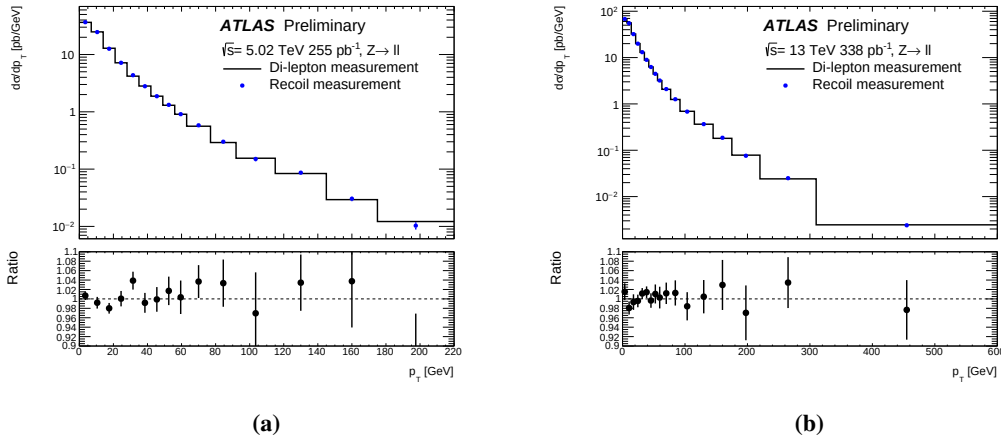


图 4-29 对 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 合并后的双轻子与反冲强子法测量的横动量分布对比, 图中误差棒已考虑相关性。

Figure 4-29 Direct comparisons of p_T measurements using dilepton and hadronic recoil methods with combined results in $Z \rightarrow ee$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ correlations are taken into account in the error bars.

质心能量 $\sqrt{s}$	5 TeV	13 TeV
χ^2/dof	14.9 / 14	8.7 / 16
置信概率	38.5%	85.0%

表 4-4 在 5 和 13 TeV 测量结果中的 $p_T^Z(\ell\ell) - p_T^Z(u_T)$ 一致性结果，置信概率较好。

Table 4-4 χ^2/dof results for the $p_T^Z(\ell\ell) - p_T^Z(u_T)$ compatibility at 5 and 13TeV. The equivalent χ^2 probability shown in the bottom row is good.

4.3.3 双衰变道结果合并

对电子和 μ 子衰变道的玻色子横动量的测量结果通过最小化 χ^2 的方法进行合并，合并计算过程参照最佳线性无偏估计法（best linear unbiased estimator method (BLUE)）^[63,64]。首先通过构造协方差矩阵来描述两个衰变道测量结果的误差，协方差矩阵的非对角项描述了两种测量之间的关联，合并过程遵循以下原则：

- 合并结果是单独测量结果的线性叠加；
- 合并结果是测量量的无偏估计（unbiased estimation）。
- 合并结果是通过最小化总误差 σ^2 的方法计算的。

合并结果可以用如下公式表示：

$$y = \sum \alpha_i y_i, \sum \alpha_i = 1 \quad (4-10)$$

协方差矩阵定义如下：

$$C = \begin{pmatrix} C^e & C^{e\mu} \\ C^{e\mu} & C^\mu \end{pmatrix} \quad (4-11)$$

其中 $N \times N$ 的矩阵 C^e 和 C^μ 是对应电子和 μ 子衰变道的协方差矩阵，包括统计误差和系统误差。 $C^{e\mu}$ 对应两个衰变道测量结果误差的关联项。 χ^2 的最小化过程以及合并结果的误差计算如下：

$$\bar{\mathbf{X}} = (\mathbf{H}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{H})^{-1} \mathbf{H}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{X}, \quad (4-12)$$

其中 $\mathbf{H}$ 是一个 $2N \times N$ 的线性矩阵。

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} 1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & 1 \\ 1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & 1 \end{pmatrix}. \quad (4-13)$$

其中 $2N$ 行数对应测量的电子 (N 行) 和 μ 子 (N 行) 中的分布; N 列代表合并结果的区间数; $H_{ij} = 1$ 对应测量量的低 i 个区间对合并结果的第 j 个区间有贡献, $H_{ij} = 0$ 则无贡献。最终, 合并结果的协方差矩阵定义如下:

$$\bar{\mathbf{C}} = (\mathbf{H}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{H})^{-1}. \quad (4-14)$$

上述过程仅在高斯极限下严格正确, 对于固定的协方差矩阵而言是正确的, 即误差是绝对固定值而不依赖于测量量的值。实际上, 许多误差来源实际上是相对于测量量而定义的。例如, 亮度或效率误差是相对于测量截面的相对值。使用相对不确定性时会对低动量分布区域有微小的影响。在合并测量结果时, 会对测量截面的低动量区域造成偏差。

对此问题的解决方案是对合并过程进行迭代^[65], 根据前一次迭代的合并误差重新调整协方差矩阵元。在本分析中, 合并过程迭代了 4 次后观察到了稳定的结果。表 4-5 中总结了 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 衰变道之间的误差的相关性的完整表格。表格中对于误差在衰变道之间的相关性的假设将应用于 Z 玻色子横向动量测量, 以及对 W 和 Z 玻色子的微分截面和截面的比值计算。

表格中的电子能量标定包括是对电子的能量标定误差, 包括相应和分辨率两个方面, 电子探测效率包括电子重建, 鉴别, 孤立和触发效率的误差, 见第 3.3.1 节。 μ 子误差包括, μ 子动量的相应和分辨率误差, 以及 μ 子重建, 孤立, 触发和轨迹-顶点关联四种效率误差 (详见第 3.3.2 节)。还包括 μ 子在环状磁体提供的垂直于束流方向的磁场中偏转时的 $|y|$ 不对称性所采用的修正 (sagitta bias correction), 此修正因此的误差称为 sagitta bias 误差。强子反冲标定的误差包含所有响应和分辨率修正的误差, 以及 $\sum \bar{E}_T$ 建模的误差, 详见第 3.4 节。电弱和顶夸克背景的误差包括了对 W , Z , 双玻色子和顶夸克过程的截面预测的误差。多喷注背景的误差见第 3.5.2 节。

误差来源	W^+ vs. W^-	W vs. Z	e vs. μ	5 vs. 13 TeV
数据与蒙卡的统计误差	否	否	否	否
轻子能量与效率标定	是	是	否	是
反冲强子能量标定 (Z -based)	是	是	是	否
反冲强子能量标定 ($\sum \bar{E}_T$)	否	否	是	否
电磁 & 顶夸克背景	是	是	是	是
多喷注背景 (统计)	否	否	否	否
解谱法误差	否	否	是	否
产生子模型	是	否	是	是
数据亮度	是	是	是	否

表 4-5 合并结果使用的各衰变道中误差的相关性简化模型。表中对于 W^+ 与 W^- 的关联和 W 与 Z 按照衰变轻子的味道分开考虑, e vs. μ 表示对于 W 或者 Z 的两种衰变道的相关性。

Table 4-5 Simplified description of the correlation model considered when combining channels and calculating ratios or integrals. Correlations assumptions for W^+ vs. W^- and W vs. Z are listed for a given lepton flavour; e vs. μ refers to a given channel.

贝叶斯解谱法误差表示由用于确定迁移矩阵和选择效率的蒙卡中所假设的 p_T^Z 分布的自由度引起的不确定性。包括 5 个扰动因素, 对应于拟合参数的误差 (3 个扰动因素)、拟合公式的不确定性 (1 个扰动因素) 和蒙卡样本初始 (p_T, y) 分布 (1 个扰动因素)。产生子系统误差反映了对于给定 p_T^Z 分布的情况下, 使用不同产生子模型所造成的 QCD 模型的影响。

图 4-30 展示了包含所有 W 和 Z 的衰变道的关联矩阵。

4.3.3.1 p_T^Z 合并结果

本小节展示 p_T^Z 的微分截面分布对 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的合并测量结果。图 4-31 中左右两张图分别展示 5 和 13 TeV 的结果。图 4-32 展示合并结果的各类误差贡献对比。拟合过程中电子和 μ 子衰变道的一致性通过计算 χ^2 表征, 结果见表 4-6。

图 4-31 显示电子和 μ 子衰变道之间的 p_T^Z 测量结果具有很好的一致性。在 $\sqrt{s} = 5$ TeV 时, 电子和 μ 子道之间的一致性 χ^2/dof 为 13.7/26, 对应置信水平为 97.7%。在 $\sqrt{s} = 13$ TeV 时, $\chi^2/dof = 21.4/27$, 对应置信水平为 76.7%。在 5 TeV 上的置信水平非常好, 这表明电子和 μ 子衰变道中的 p_T^Z 测量结果非常匹

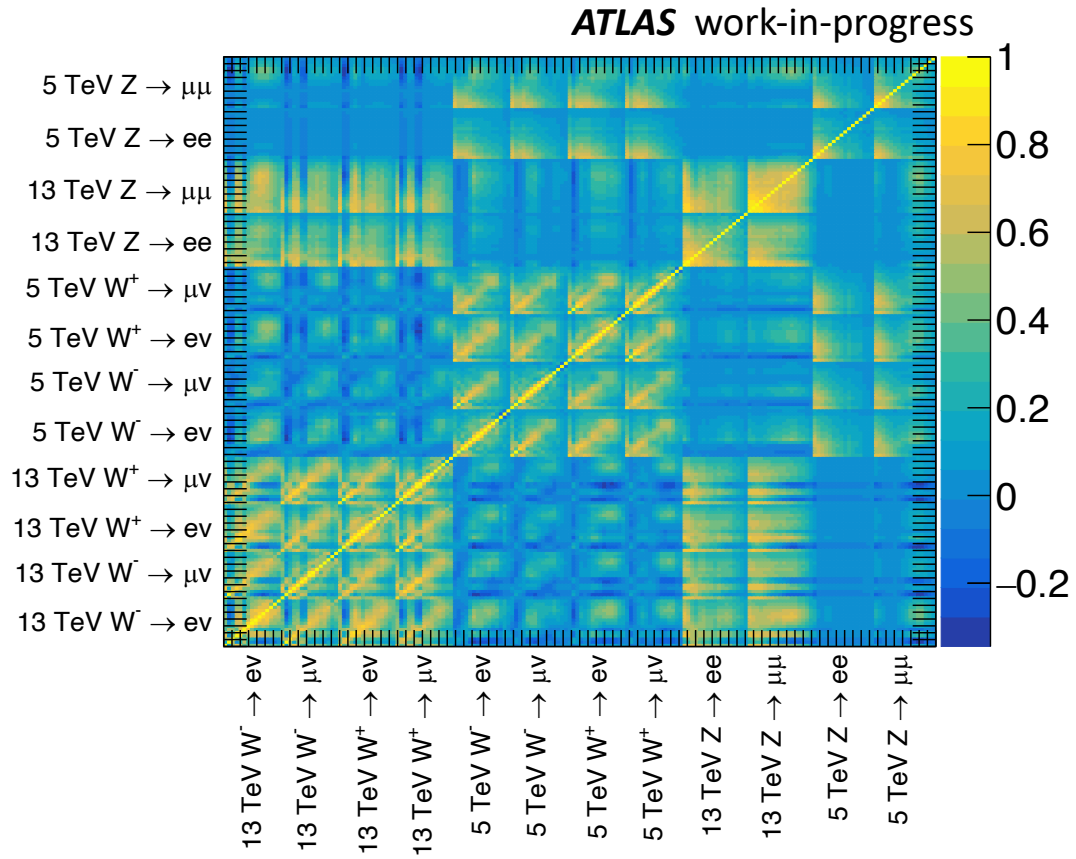


图 4-30 所有 p_T 测量结果的相关性矩阵。包括 5 和 13 TeV 的 p_T^W 和 p_T^Z 结果，以及所有衰变道。

Figure 4-30 Correlations between the measurements, including W and Z channels at 5 and 13 TeV.

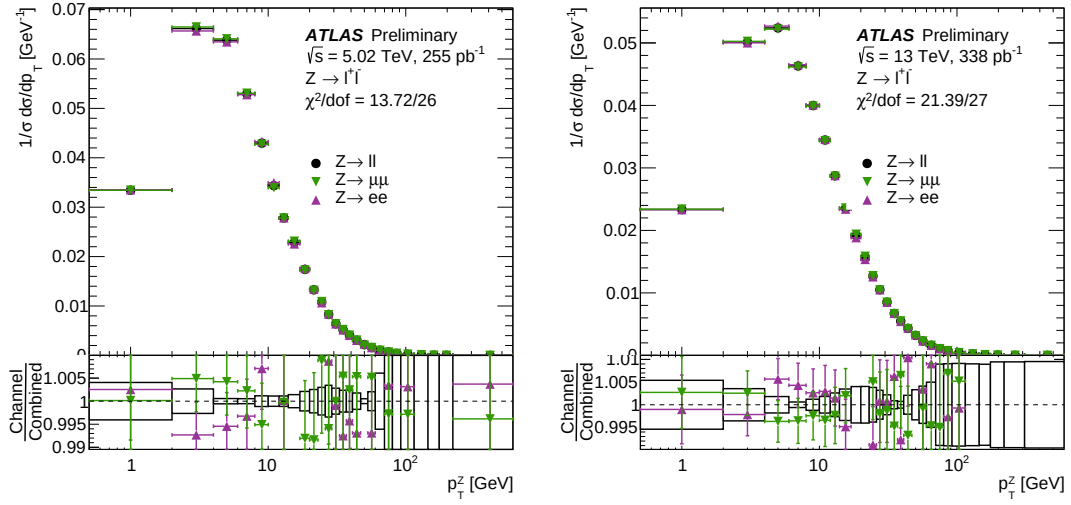


图 4-31 5 和 13 TeV 能量下的合并 p_T^Z 归一化微分截面测量结果，左图是 5 TeV，右图是 13 TeV。图中分别展示电子和 μ 子衰变道的测量误差以及合并测量误差。下方比值图中的误差棒代表两个衰变道的非相关误差，黑色区域代表合并结果的相关误差。

Figure 4-31 Combination of the normalised Z measurements at 5 TeV (left) and 13 TeV (right).

The error bars of the separate channels include uncorrelated uncertainties across the channels, whereas those of the combined result include only the correlated uncertainties across the channels. The error bars in the ratio panel show the relative uncorrelated uncertainties for the electron and muon channels, while the black boxes show the relative correlated uncertainties for combined results.

衰变道		$\sqrt{s}$	$\chi^2 / \text{d.o.f}$
$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \mu\mu$	5 TeV	13.7 / 26
$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \mu\mu$	13 TeV	21.4 / 27

表 4-6 合并过程中两个衰变道 $Z \rightarrow ee$ 和 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的 χ^2 以及自由度值。

Table 4-6 χ^2 values and numbers of degrees of freedom for the combinations of the normalized differential measurements.

配。在 13 TeV 上，电子和 μ 子衰变道之间的一致性比 5 TeV 要差一些，但仍处于较好的水平。对于 5 和 13 TeV 测量结果，两个衰变道的 p_T 分布在 $p_T < 10$ GeV 区域的一致性非常好，同时此区域也是 Z 事例的最多的区域。在 [10,20] GeV 范围内，两个信道的测量结果不一致。在 [30, 100] GeV 范围中， $\sigma(e/\mu)/\sigma(\text{comb.})$ 的比值处于较大波动中。但是在该区域内的大多数数据点都被误差所覆盖，因此可以被视为统计扰动。

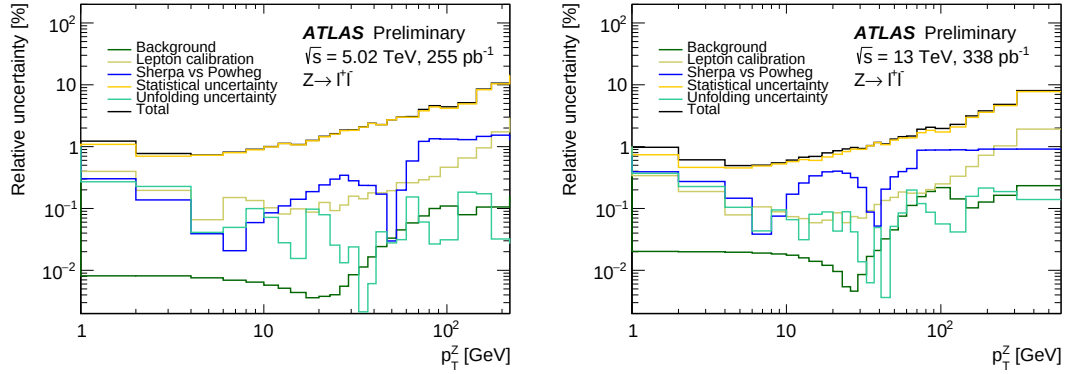


图 4-32 5 TeV (左图) 和 13 TeV (右图) 的 p_T^Z 测量合并结果的误差分解图。主要误差来源是统计误差。

Figure 4-32 Breakdown of uncertainties for the combined Z measurements at 5 TeV (left) and 13 TeV (right).

4.3.3.2 反应截面的比值和积分

本节给出了两种质心能量下分析得到的 W 和 Z 玻色子产生截面，以及 5 和 13 TeV 截面的比值。 Z 玻色子的在两种质心能量下的质子-质子碰撞产生截面的比值具有很高的物理价值，可以用于判别各种理论计算模型以及部分子函数模型的优劣性。

$Z \rightarrow \ell\ell$ 反应过程在相空间 ($p_T^\ell > 25\text{GeV}$, $66 < m_{\ell\ell} < 116\text{GeV}$, $\eta_\ell < 2.5$) 内的反应截面是通过对本文中测量的 Z 横动量微分截面进行积分获得的。 Z 的反

应截面的测量误差是根据第 4.3.3 节中的 p_T 测量误差，进行误差传递得到的。

图 4-33 展示了 W 和 Z 玻色子在 5 和 13 TeV 质心能量下的质子-质子碰撞产生截面的比值。其中 W 玻色子的反应截面是通过第 3.4 节中所讲述的强子反冲使用低堆积率数据测量得到的。截面比值的误差由 W 和 Z 过程的截面测量误差，考虑到表 4-5 中的相关性，进行推导计算得到的。截面比值误差结果在图 4-34 中展示。表 4-7 显示 W^+ , W^- 和 Z 过程的截面测量值及误差。表 4-8 展示的是 W 和 Z 反应过程的截面比值及误差。

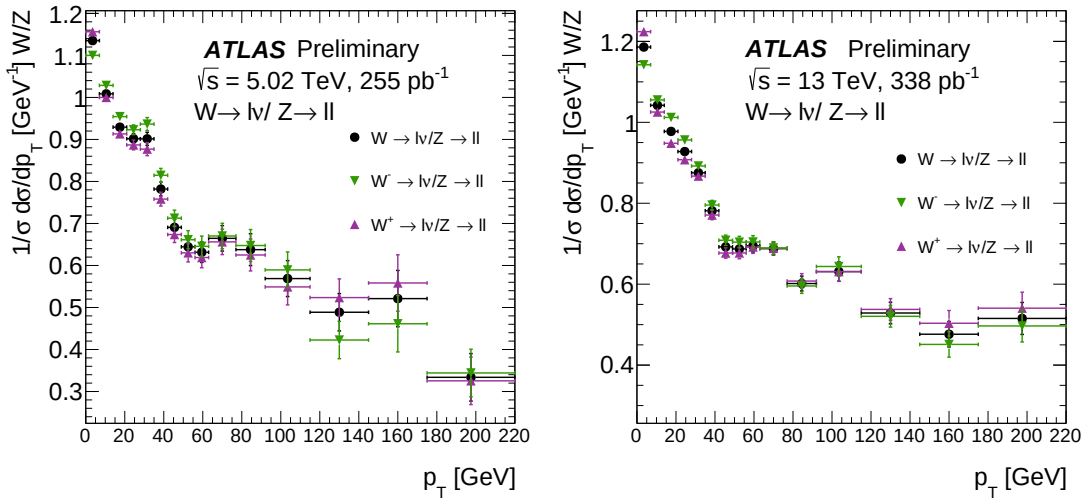


图 4-33 $W^\pm$ 和 Z 的横动量微分截面分布的比值，左图是 5 TeV 结果，右图是 13 TeV。

Figure 4-33 Ratio between the $W^\pm$ and Z transverse-momentum distributions at 5 TeV (left) and 13 TeV (right).

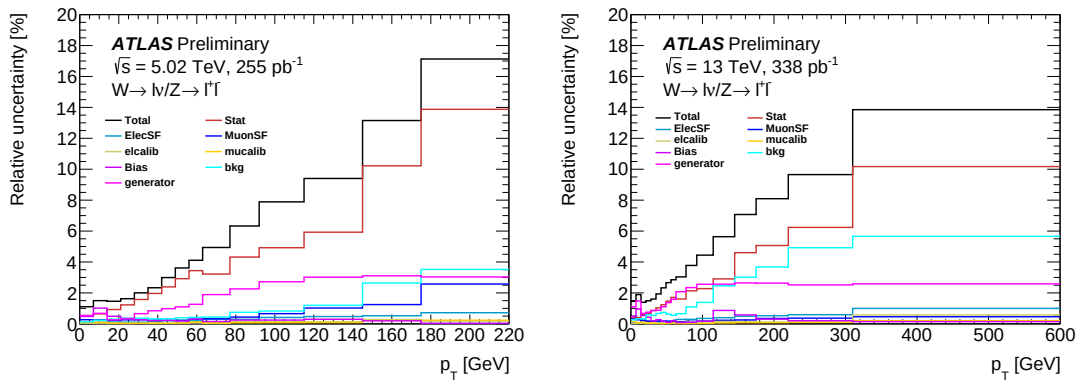


图 4-34 $W^\pm$ 和 Z 的横动量微分截面比值的误差来源，左图是 5 TeV 的误差，右图是 13 TeV 的误差。

Figure 4-34 Breakdown of uncertainties for the ratio between the W and Z transverse-momentum distributions at 5 TeV (left) and 13 TeV (right).

反应过程	$\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ 截面 [pb]	$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 截面 [pb]	13/5 TeV 比值
$W^+ \rightarrow \ell^+ \nu$	$2228 \pm 3 \text{ (stat.)} \pm 8 \text{ (sys.)} \pm 23 \text{ (lumi.)}$	$4571 \pm 3 \text{ (stat.)} \pm 21 \text{ (sys.)} \pm 44 \text{ (lumi.)}$	2.051 ± 0.03
$W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}$	$1385 \pm 2 \text{ (stat.)} \pm 5 \text{ (sys.)} \pm 15 \text{ (lumi.)}$	$3486 \pm 3 \text{ (stat.)} \pm 18 \text{ (sys.)} \pm 34 \text{ (lumi.)}$	2.517 ± 0.04
$Z \rightarrow \ell \ell$	$333.0 \pm 1.2 \text{ (stat.)} \pm 2.2 \text{ (sys.)} \pm 3.3 \text{ (lumi.)}$	$780.3 \pm 2.6 \text{ (stat.)} \pm 7.1 \text{ (sys.)} \pm 7.1 \text{ (lumi.)}$	2.343 ± 0.03

表 4-7 W 和 Z 反应过程在两种质心能量 5 TeV 和 13 TeV 下的截面测量值以及比值，计量单位是 pb。

Table 4-7 Integrated fiducial cross sections for W and Z production in pb as well as the ratio of cross sections at 13 TeV and 5 TeV.

反应过程	$\sqrt{s} = 5 \text{ TeV}$ 截面 [pb]	$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 截面 [pb]
W^+/Z	6.69 ± 0.08	5.86 ± 0.09
W^-/Z	4.16 ± 0.05	4.47 ± 0.07
$W^\pm/Z$	10.85 ± 0.12	10.33 ± 0.15

表 4-8 W 与 Z 反应过程的截面比值。

Table 4-8 Integrated cross-section ratios.

表 4-7 中展示了 $Z \rightarrow \ell \ell$ 和 $W \rightarrow \ell \nu$ 过程在 5 和 13 TeV 质子-质子对撞中的反应截面，截面计算对应前文所述的相空间大小。其中 $Z \rightarrow \ell \ell$ 过程在 5 TeV 下的产生截面测量结果是 $(333 \pm 1.2_{\text{stat.}} \pm 2.2_{\text{sys.}} \pm 3.3_{\text{lumi.}})$ pb, 在 13 TeV 下的产生截面为 $780.3 \pm 2.6_{\text{stat.}} \pm 7.1_{\text{sys.}} \pm 7.1_{\text{lumi.}}$ pb。与微分截面结果不同的是，在截面测量中，由于将各个区间的分布合并，减少了统计误差。因此统计误差远远小于实验系统误差和数据亮度测量误差。数据亮度测量误差是截面测量的主要误差来源，5 TeV 的亮度误差是 1%，13 TeV 的亮度误差是 0.9%。 Z 玻色子产生截面的测量误差比^[66]中的 7 TeV 测量结果要略好一些。引文中的测量结果误差为 $0.06_{\text{stat}} \oplus 0.3_{\text{syst}} \oplus 1.8_{\text{lumi.}}\%$ 。

$W \rightarrow \ell \nu$ 过程的截面与 W 玻色子的电荷有关， W^+ 的产生截面要明显大于 W^- 。 W^+ 在 5 TeV 下的产生截面为 $(2228 \pm 3_{\text{stat.}} \pm 8_{\text{sys.}} \pm 23_{\text{lumi.}})$ pb, 在 13 TeV 下的产生截面为 $(4571 \pm 3_{\text{stat.}} \pm 21_{\text{sys.}} \pm 44_{\text{lumi.}})$ pb。 W^+ 在两个质心能量下的比值 13/5 TeV 为 2.051 ± 0.03 。 W^- 在 5 TeV 下的产生截面为 $(1385 \pm 2_{\text{stat.}} \pm 5_{\text{sys.}} \pm 15_{\text{lumi.}})$ pb, 在 13 TeV 下的产生截面为 $(3486 \pm 3_{\text{stat.}} \pm 18_{\text{sys.}} \pm 34_{\text{lumi.}})$ pb。 W^- 在两个质心能量下的比值 13/5 TeV 为 2.517 ± 0.04 。与 Z 玻色子截面测量相似的是， W 玻色子截面测量误差的主要来源也是数据积分亮度误差。此分析中的， W 玻色子截面测量误差比^[66]中的误差更小，主要是因为数据积分亮度误差更小。

表 4-8 展示了 $W^+, W^-, W^\pm$ 对比 Z 的产生截面比值。 W^+/Z 在 5 TeV 下的

截面比值为 6.69 ± 0.08 ，在 13 TeV 下为 5.86 ± 0.09 。带负电荷的 W 玻色子对 Z 玻色子的截面比值 W^-/Z 在 5 TeV 是 4.16 ± 0.05 ，在 13 TeV 是 4.47 ± 0.07 。 $W^\pm$ 是直接将 W^+ 和 W^- 的测量结果相加， W 的总反应截面与 Z 总反应截面在 5 TeV 的比值为 10.85 ± 0.12 ，在 13 TeV 的比值为 10.33 ± 0.15 。

4.4 p_T^Z 测量结果与蒙卡预测比较

本节将最终的 p_T^Z 合并测量结果（第 4.3.3 节）与一系列的产生子预测分布进行比较并讨论。通常而言，蒙特卡罗产生的玻色子 p_T 分布可以分为两类：

- 一部分蒙卡产生子将首阶项 (LO) 或次阶项 (NLO) 的矩阵元累加，并将这些项与部分子喷注和非硬弹性散射过程，强子化过程和粒子衰变的理论模型相匹配。

- 另一部分蒙卡产生子使用高阶分析计算，将固定阶项的计算与重整化计算结合。其中固定阶项的计算通常为次阶项 (NLO) 或次次阶项 (NNLO) 甚至接近三次阶项 ($N^3\text{LO}$)。重整化计算主要由次阶对数项 (NLL) 到四次阶对数项 ($N^4\text{LL}$) 之间的级数计算来表征。

所有蒙卡产生子都没有经过任何修正，且经过第 3.6 节中描述的相空间筛选，截面归一化到次次阶 (NNLO) 圈图的计算中。由于相空间是在量子电动力学的“波恩近似” (Born) 定义的，所有 $Z \rightarrow ee$ 或 $Z \rightarrow \mu\mu$ 的产生子得到的结果没有区别，经过检验发现两个衰变道的产生子中分布确实相同。通过 ATLAS 官方蒙卡工具生成了下列蒙卡预测分布：

- **POWHEG+PYTHIA8 AZNLO**：这是分析中使用的基准蒙卡样本。POWHEG 蒙卡产生子^[49–52]可以生成硬散射过程产生 Z 玻色子并经由轻子衰变道衰变的次首阶(NLO)的圈图。POWHEG 产生子生成的 Born level 结果被传输到 PYTHIA8.186^[53]产生子中进行部分子簇射，强子化过程和非硬弹性散射过程的模拟计算。并使用 AZNLO 的参数设置，此参数使用 ATLAS 7 TeV Z 玻色子的 $p_T^{\ell\ell}$ 和 ϕ^* 测量结果^[26]进行了微调。CT10 NLO 的部分子模型^[67]被用于强子化过程的模拟。

- **SHERPA2.2.1/2.2.5^[68]**：这是分析中使用的备选蒙卡样本，在分析中被用于计算 p_T 重加权修正（见第 4.3.1 节）和产生子误差。SHERPA 产生子的模拟过程是按照矢量玻色子 V 产生时辐射出的喷注数量进行分类模拟的。5 TeV 使用 SHERPA2.2.5 版本，13 TeV 使用 SHERPA2.2.1 版本。SHERPA 产生子的模拟计算精确到次次阶项 (NNLO)。

- **POWHEG+HERWIG7.2.1**：此样本使用与 POWHEG+PYTHIA8 AZNLO 相同的初始模拟，但对于强子化簇射过程，强子化过程和非硬弹性散射过程的模拟计算使用 HERWIG7.2.1^[68,69]进行。

- **PYTHIA8 AZ**：这是上次 ATLAS 对 W 质量测量分析使用的模拟^[20]。采用首阶圈图计算并使用 PYTHIA8 计算强子化簇射，使用 CTEQ6L1 PDF 设置，角分布参数采用 AZ 设置微调到 7 TeV p_T^Z 和 ϕ^* 的 ATLAS 测量结果^[26]。

p_T^Z 的实验测量分布与各种产生子的对比见 图 4-35 和 4-36 。其中绝对测量值包含更多的物理信息，可以用于计算总反应截面。归一化分布可以更好地展示横动量分布的形状，因此重点讨论归一化分布结果。对于所有的末态过程和两个质心能量测量都可以得出一下结论：

- 13 TeV 的测量结果可以精确到 $p_T = 200 \text{ GeV}$ ，5 TeV 结果可以精确到 $p_T = 100 \text{ GeV}$ 。主要原因是统计误差的限制。
- Powheg+Pythia8 AZNLO 尤其是 Pythia8 AZ 在低动量区能够较好的描述测量结果，但在 $p_T \gtrsim 30 - 50 \text{ GeV}$ 附近区域观察到较大偏差。Powheg+Pythia8 AZNLO 对低动量区的分布按照 ATLAS 之前的实验测量结果进行了调整，因此与实验数据符合较好。不受到低动量区重整化计算不收敛造成的影响。
- Powheg+Herwig 7.2.1 在全动量区间与测量结果的符合都很差。
- SHERPA[2.2.1/5] 在 $p_T \lesssim 30 \text{ GeV}$ 区域附近绕着测量结果有显著波动，这种现象在 SHERPA[2.2.11] 中明显改善。SHERPA 在高动量区最能符合实验测量的结果。

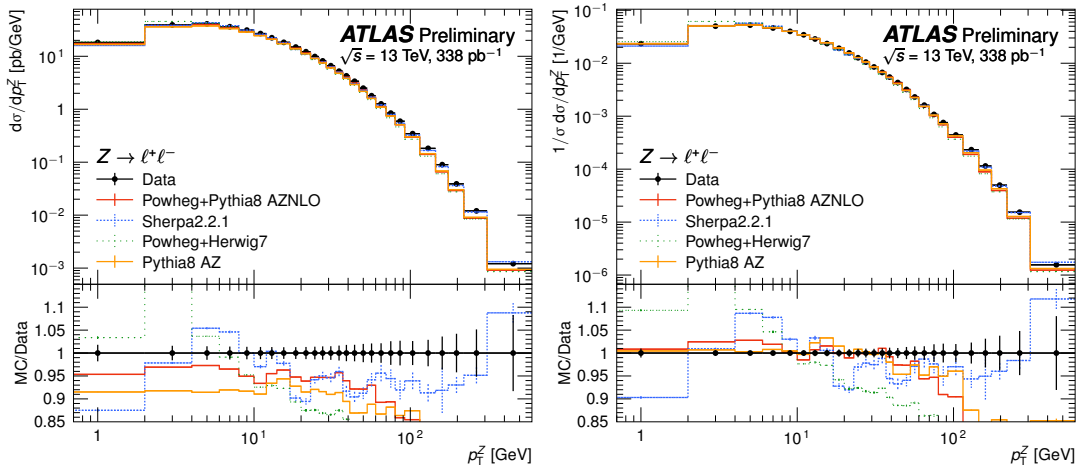


图 4-35 13 TeV 的绝对微分截面（左图）和相对微分截面（右图）分布。图中黑点是实验测量数据，其余各颜色是产生子的预测分布，具体对应产生子可参照图中标注。

Figure 4-35 Measurements of absolute differential cross sections (left) and normalised differential distributions (right) at 13 TeV (black points) for Z compared to a set of MC predictions as described in the text.

4.4.1 p_T^Z 与标准堆积率下 ATLAS 测量结果的对比

本节对低堆积率 p_T^Z 测量结果与使用标准 ATLAS 数据的测量结果进行对比。从而检验双轻子测量结果的正确性。ATLAS 实验组在 2020 年发表了 13 TeV 能

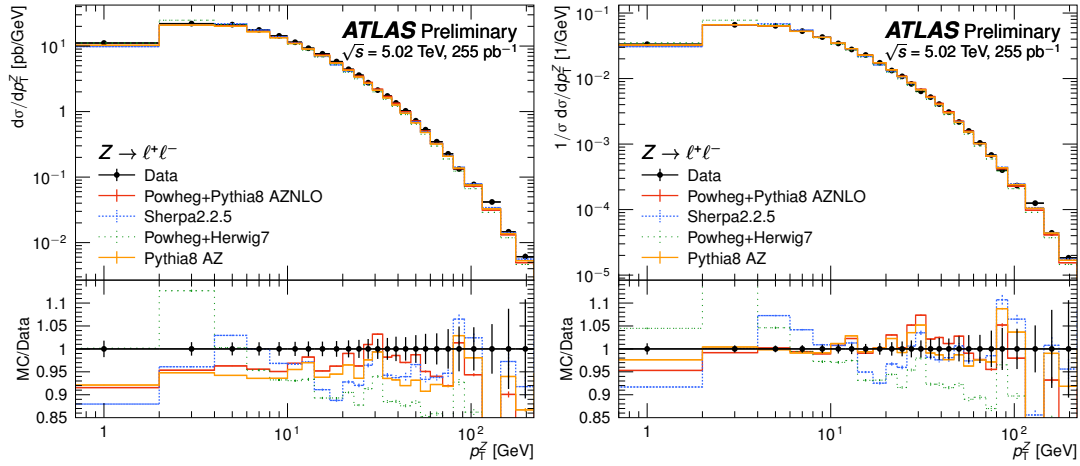


图 4-36 5 TeV 的绝对微分截面（左图）和相对微分截面（右图）分布。图中黑点是实验测量数据，其余各颜色是产生子的预测分布，具体对应产生子可参照图中标注。

Figure 4-36 Measurements of absolute differential cross sections (left) and normalised differential distributions (right) at 5 TeV (black points) for Z compared to a set of MC predictions as described in the text.

量下的使用双轻子重建测量的 p_T^Z 结果^[62]。低堆积分析中测量的 p_T^Z 结果与引^[62]中测量结果的直接对比见图 4-37。电子和 μ 子的测量结果被分开对比。由于两个分析中的相空间不同（见表 4-9），需要考虑响应的修正。

相空间的唯一差别是轻子的 p_T 判别，在低堆积分析中使用 $p_T > 25$ GeV，在高堆积率分析中使用 $p_T > 27$ GeV，因为高堆积分析的触发要求轻子动量大于 27 GeV。使用蒙卡模拟计算在两个分析的相空间中的真实分布比值来修正高堆积的测量分布。修正因子见图 4-38，

相空间	低- μ 分析	高- μ 分析
η_l	$ \eta_l < 2.5$	$ \eta_l < 2.5$
p_T^l	$p_T^l > 25$ GeV	$p_T^l > 27$ GeV
m_{ll}	$66 \text{ GeV} < m_{ll} < 116 \text{ GeV}$	$66 \text{ GeV} < m_{ll} < 116 \text{ GeV}$

表 4-9 低 μ 和高 μ 分析中的相空间对比

Table 4-9 Comparison of fiducial phase space between low- μ and high- μ p_T^Z measurements.

低 μ 和高 μ 结果的一致性通过逐个区间计算的累加 χ^2 表征，不考虑区间关联。

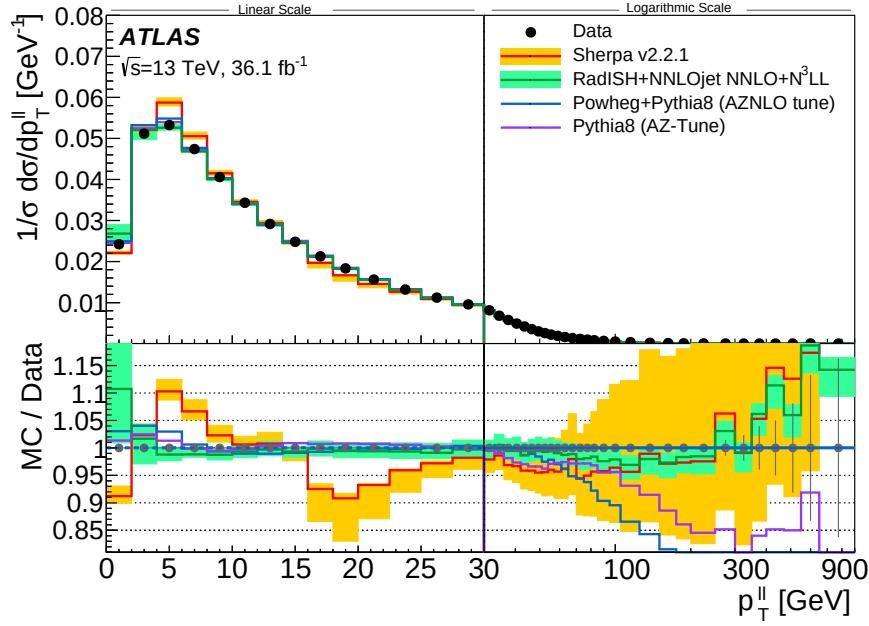

 图 4-37 高堆积率分析中的 p_T^Z 测量结果

 Figure 4-37 Unfolded p_T^Z results in the high- μ analysis^[62].

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(p_{T,low-\mu}^i - p_{T,high-\mu}^i)^2}{\sigma^2(p_{T,low-\mu}^i) + \sigma^2(p_{T,high-\mu}^i) + 2 \times Corr(\sigma(p_{T,high-\mu}^i), \sigma(p_{T,high-\mu}^i))} \quad (4-1)$$

通常而言，诸如轻子标定等误差在两个测量分析中是相关的。但在低 μ 分析中，绝大部分的能量标定和效率修正都是使用低 μ 数据单独计算得到的。而在高 μ 分析中，能量标定和效率修正都是使用标准 ATLAS 数据计算的，因此可以近似认为两个分析中的实验系统误差不相关。两个分析中的主要误差来源都是统计误差，次要误差贡献是轻子效率和能量标定误差。所以将两个分析误差直接做平方相加再开更号合并。逐个区间计算的 χ^2 如4-2所示。

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(p_{T,low-\mu}^i - p_{T,high-\mu}^i)^2}{\sigma^2(p_{T,low-\mu}^i) + \sigma^2(p_{T,high-\mu}^i)}, \quad (4-2)$$

其中统计和实验系统误差分别由两个分析中的误差合并计算：

$$\sigma^2(p_{T,low-\mu}^i) = \sqrt{\sigma^2(low - \mu, stat.) + \sigma^2(low - \mu, syst.)} \quad (4-3)$$

$$\sigma^2(p_{T,high-\mu}^i) = \sqrt{\sigma^2(high - \mu, stat.) + \sigma^2(high - \mu, syst.)} \quad (4-4)$$

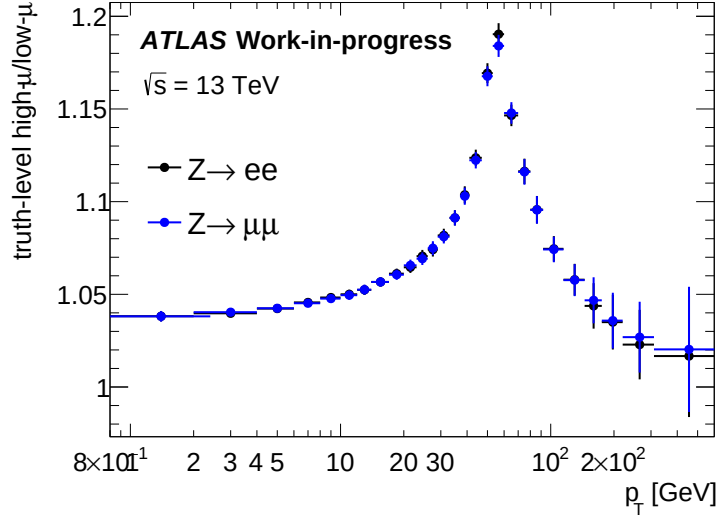


图 4-38 低 μ ($p_T^\ell > 25$ GeV) 和高 μ 分析 $p_T^\ell > 27$ GeV 中模拟的相空间比值，对高 μ 分析的 $p_T^{\ell\ell}$ 结果应用此修正。

Figure 4-38 Ratio of truth-level predictions with the different fiducial phase spaces in the low- μ ($p_T^\ell > 25$ GeV) and high- μ ($p_T^\ell > 27$ GeV) analyses. The shown factors are to be multiplied to the high- μ cross sections as a function of $p_T^{\ell\ell}$.

由于两个分析结果使用了不同的区间，所以需要使用相同区间重建计算 p_T^Z 分布。高 μ 分析使用的区间是：

[0, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20, 22.5, 25, 27.5, 30, 33, 36, 39, 42, 45, 48, 51, 54, 57, 61, 65, 70, 75, 80, 85, 95, 105, 125, 150, 175, 200, 250, 300, 350, 400, 470, 550, 650, 900, 2500]

低 μ 分析使用的区间是：

[0, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 17, 20, 23, 26, 29, 33, 37, 41, 47, 53, 60, 70, 80, 92, 115.0, 145.0, 175.0, 220.0, 310.0, 600.0]

使用低 μ 的区间重新计算高 μ 分布，以区间宽度作为权重，近似假设在每个区间内事例是均匀分布的。例如当区间 [14,16,18,20] GeV 重新分布到区间 [14,17,20] GeV 时，

$$\frac{d\sigma}{dp_T}{}^{high-\mu, rebinned} = \frac{\frac{d\sigma}{dp_T}{}^{high-\mu}_{bin(14,16)} \times 2 \text{ GeV} + \frac{d\sigma}{dp_T}{}^{high-\mu}_{bin(16,18)} \times 1 \text{ GeV}}{3 \text{ GeV}}$$

每个区间的相对误差等于区间中心值所在的高 μ 区间中的误差，例如低 μ 区间 [14,17] GeV 的中心是 15.5 GeV，位于高 μ 区间 [14,16] GeV 内，则去高 μ

[14,16] GeV 区间的相对误差作为新的分布区间 [14,16] GeV 的误差。此方法是近似计算, 假设截面分布在每个区间内是均匀的, 但优点是允许使用更多可能的区间设定而不局限于最小的共同区间。

低 μ 和高 μ 的 p_T^Z 分布对比见图 4-39. 图中红色曲线对应高 μ 的 p_T^Z 分布, 黑色曲线对应低 μp_T^Z 分布。在大多数区间, 两者的比值都在一倍标准误差范围内。Z $\rightarrow ee$ 衰变道的一致性 χ^2 为 $\chi^2/\text{dof} = 11.7/26$, Z $\rightarrow ee$ 衰变道的一致性为 $\chi^2/\text{dof} = 15.3/26$ 。因此可以认为低 μ 和高 μ 分析测量的 13 TeV Z 玻色子横动量微分截面在误差范围内一致性良好。

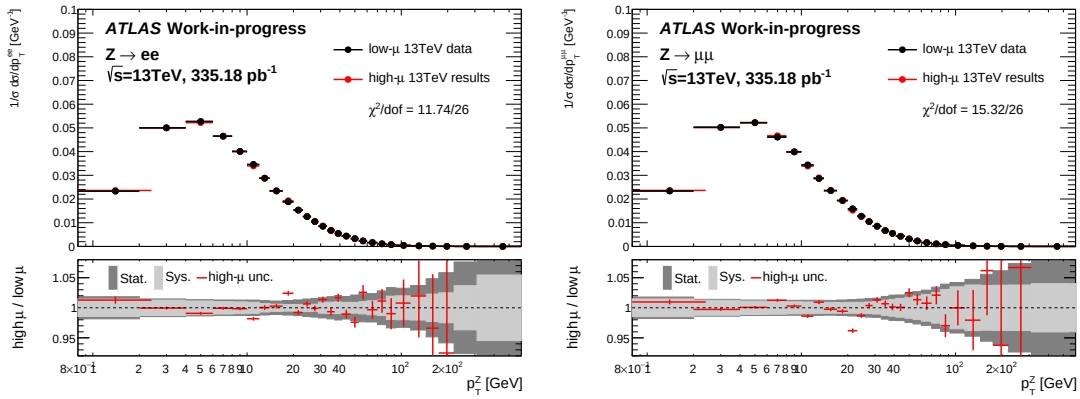


图 4-39 低 μ 和高 μ 分析测量的 13 TeV Z 玻色子横动量微分截面分布对比。左图是 Z $\rightarrow ee$ 衰变道, 右图是 Z $\rightarrow \mu\mu$ 衰变道。

Figure 4-39 Compatibility of the p_T^Z measurement between the high- μ and low- μ analyses at the unfolded level. The left plot is the Z $\rightarrow ee$ channel and the right plot is the Z $\rightarrow \mu\mu$ channel.

4.5 p_T^Z 测量的总结

本章介绍了使用 ATLAS 探测器在质心能量 $\sqrt{s} = 13$ 和 5 TeV 的质子-质子低堆积对撞实验中, 使用 $p_T^{\ell\ell}$ (以及 u_T) 对 Z 玻色子横向动量分布进行测量的分析。分析中使用的数据取自 2017 年和 2018 年, 对应的 13TeV 总积分亮度为 335 pb^{-1} , 5 TeV 为 257 fb^{-1} 。数据的堆积率 μ 约为 2。该测量使用了 Z $\rightarrow ee$ 和 Z $\rightarrow \mu\mu$ 衰变道的筛选数据, 在低堆积率条件下, 与 Z 玻色子反冲的强子末态衰变产物的重建分辨率显著改善。在分析的校准过程中, 通过精确测量双轻子的动量, 对强子反冲进行标定, 提供了更好的 W 玻色子横向动量测量。该测量是迈向高精度 W 玻色子质量 m_W 测量的中间步骤。这也是专门采集低堆积数据的主要物理动机。 p_T^Z 测量误差的主要来源是统计误差, 在低动量区约为 1%, 并

且随着动量而逐渐增加。在系统误差中，轻子效率与能量刻度误差、产生子误差和解谱法误差的贡献相近，在 0.1% 至 1% 之间。由于 Z 玻色子的双轻子衰变道筛选条件对于本底的排除效果很好，背景估计误差的贡献较好，在全动量区域均小于 0.2%。通过 p_T^Z 和 p_T^W 的精确测量，分析团队有望将 m_W 测量的精度提高到比现有的所有实验结果的平均值更好。在此分析工作中，笔者的贡献包括以下部分：对反冲强子的标定过程的性能分析及标定结果的对比检验；在 p_T^Z 测量结果中的 QCD 多喷注本底的估计；对 Z 玻色子衰变道的数据与蒙卡的对比分析； p_T^Z 解谱计算及所有统计和系统误差的估计；以及对使用双轻子和反冲强子法测量的 p_T^Z 结果进行的一致性检验。

分析工作中创新性体现在以下方面，由于使用了低堆积率数据，与通常情况下的 ATLAS 数据有显著差别。我们在分析过程中，使用低堆积率数据对轻子的效率和能量相应以及反冲强子的能量响应都进行了专门的标定。使用的全新标定结果提升了对横动量测量和未来对 W 质量测量的精度。QCD 多喷注本底在低堆积率状态下的贡献应小于常规堆积率情形，我们使用数据驱动的方法进行了独立的估计。文中 5 TeV 的 p_T^Z 测量结果是首次 LHC 上发表的在此能量下的结果，有较强的创新性，在对 Z 横动量分布的测量结果与一系列理论预测分布的比较中，发现 5 TeV 的测量结果与理论预测的符合情况比 13 TeV 更好，具有重要的物理意义。

此分析的局限性与不足之处主要体现在以下方面，从高堆积率数据的效率和能量刻度进行外推的方法具有较大的系统误差，因此只有少部分使用了外推法。轻子的效率与能量刻度主要是从低堆积率数据中测量得到的。在此过程中，效率和能量刻度受限于低堆积率数据的样本量大小。为了进一步提升此分析的精度，ATLAS 合作组计划收集更多的低堆积率数据，从而进一步减少分析中的统计误差，以及使用低堆积率数据进行标定的轻子效率与能量刻度误差。更为重要的是，通过使用更多的低堆积率数据进行强子反冲的能量刻度，可以有效降低使用强子反冲测量的 p_T^W 的误差以及 m_W 测量误差。

第 5 章 W 和 Z 精确测量实验的未来前景

现阶段对于 W 和 Z 玻色子性质的精密分析受到许多因素的限制，其中一个主要因素是数据的统计误差。如第 4.3.2.3 节中所示，在低堆积率的数据分析中，主要的误差来源项就是统计误差，特别是在 5 TeV 尤为显著。未来，升级后的高亮度大型强子对撞机（High-Luminosity LHC）将采集更多的数据，有望进一步提升精确测量实验的精度。

本章简要介绍升级到高亮度运转期之后对 W 质量测量带来的增益，包括硅像素探测器 ITK 和高粒度时间探测器两方面的模拟，然后介绍我在探测器升级项目中参与的工作。第 5.1 节介绍高亮度大型强子对撞机及其在 m_W 测量方面的前景。第 5.2 节介绍我在 ATLAS 硅像素探测器升级中参与的工作。第 5.3 节介绍我在高颗粒度时间探测器（High Granularity Timing Detector, HGTD）中的工作。

5.1 高亮度大型强子对撞机及其 m_W 测量前景

为了进一步提升大型强子对撞机对粒子物理前沿的探索能力，CERN 已经开始了升级研究工作，并将其命名为高亮度大型强子对撞机（HL-LHC）。预计从 2029 年开始，HL-LHC 将开始运转，提供比现阶段高出一个数量级的数据量。通过分析这些数据，能够对希格斯玻色子的性质进行更精密的测量，并提高对新物理的灵敏度。LHC 在升级后的束流亮度峰值将达到 $7.5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，相对应的堆积率达到 200。HL-LHC 项目在 2035 年之前预计能积累 3000fb^{-1} 的数据。^[70]

HL-LHC 上的精密测量实验有助于揭示实验结果与标准模型理论预言之间的偏差，探测到超出标准模型能量尺度的物理规律。经过升级之后的探测器和触发系统能够探索更多的新物理潜在领域。为了达成这些目的，必须尽可能地提高对探测器性能的了解，同时要求对数据积分亮度的测量分辨率达到 1 % 的精确度。

为了处理高亮度高强度对撞下的对撞数据，ATLAS 合作组正在使用最先进的仪器和技术升级其探测器。这些新探测器将需要能在更高的辐射水平，更高的数据传输速率要求和极高的占用率条件下正常工作。升级项目将包括对触发器和数据采集系统的升级、建造一个全新的径迹探测器以及一个新的高颗粒度时间探测器（HGTD），如图 5-1 所示。我参与了 ITk 和 HGTD 的升级工作。

在升级后的 LHC 的取数计划中，也包括使用低堆积率数据进行 W 精确测

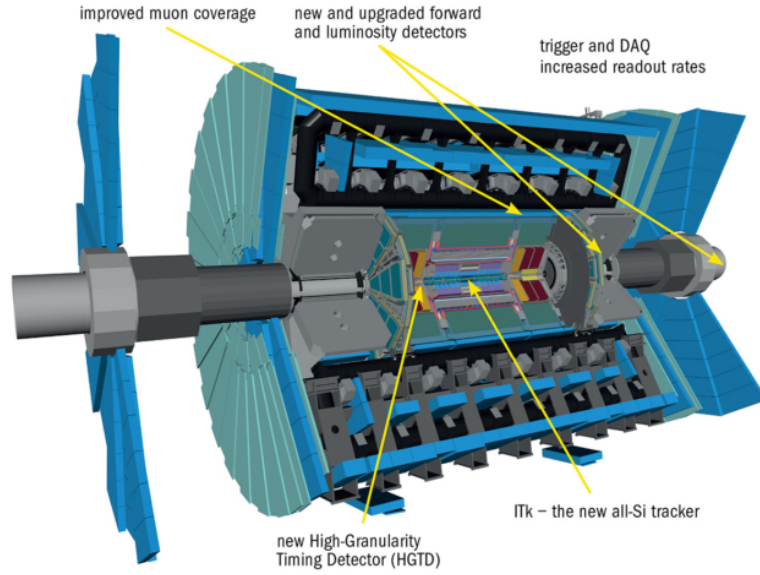


图 5-1 HL-LHC 升级项目中 ATLAS 子探测器的主要升级规划图。主要包含触发和数据获取系统的修改，一个全新的硅径迹探测器和高颗粒度时间探测器。^[70]

Figure 5-1 Schematic of the major upgrades to the ATLAS detector for the HL-LHC era. It includes changes to the trigger and data-acquisition systems, a new all-silicon tracker, a new High-Granularity Timing Detector.^[70]

量。引^[71]对使用 HL-LHC 进行低堆积率测量 W 质量的物理前景进行了模拟计算。研究中指出 HL-LHC 上的 W 质量测量实验的优点在于低探测器占用率而提高的 E_T^{miss} 测量精度以及更高的探测器接受度 $|\eta|$ 能覆盖位于前端的末态粒子。这些优点能够使 PDF 造成的误差比在 ATLAS 前两个取数阶段 (run- 1, 2) 中更小。在 HL-LHC 上，只需要较短的时间就能取得足够大的数据样本，将 W 质量测量的统计误差控制在很小的范围，经计算，在 $\sqrt{s}=14$ TeV 质心能量下，亮度为 $L \approx 5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，即堆积率约等于 2 的情况下，HL-LHC 只需要运行一周时间就能收集到 2×10^6 个 W 玻色子事例。使用这样大小的数据样本进行 W 质量测量的精度可达到 10 MeV。

升级后的径迹探测器性能得到提升，覆盖接受度从 $|\eta| < 2.5$ 提升到 $|\eta| < 4$ 。提升的接受度将有助于提升反应截面的测量从而改善部分子模型并减少其误差，从而提高 W 质量测量精度。图 5-2 展示了初步模拟计算中使用 200 pb^{-1} 低堆积率数据能够达到的 W 质量测量精度。

5.1.1 径迹探测器升级及其对 W 和 Z 玻色子精确测量的增益

径迹探测器的一个重要设计目标就是尽可能地提升对堆积事例的排除能力，并提升对横向能量损失 E_T^{miss} 的重建。这可以通过对堆积事例和原处顶点在 z 方

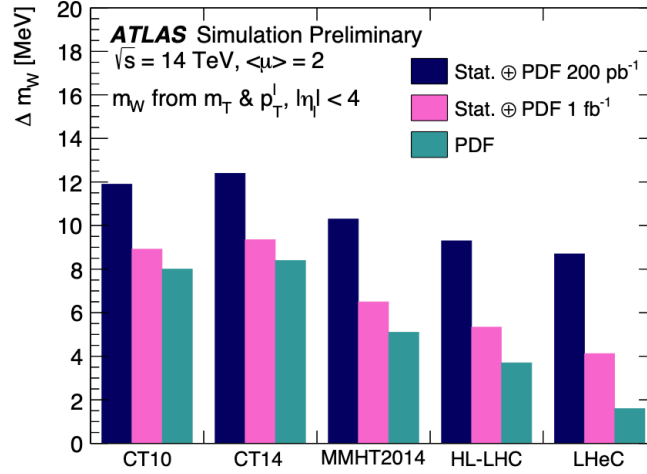


图 5-2 对于 HL-LHC 在不同能量，不同接受度的假设下，收集 200 pb^{-1} 的数据所能达到的测量误差。模拟中使用 p_T^ℓ 和 m_T 分布的合并拟合结果。在 HL-LHC 上，由于亮度更高，能够在较短时间内收集到数据就能将 W 质量精度测到比当前世界平均值更好。^[71]

Figure 5-2 Measurement uncertainty for lepton acceptance regions and centre-of-mass energies, for combined fits to the p_T^ℓ and m_T distributions, using 200 pb^{-1} data collected at each energy in HL-LHC. With the much higher luminosity at HL-LHC, it is easy to collect enough data to make a better m_W measurement than the current world average.^[71]

向进行位置分辨来达到目的。在 Run 1 和 Run 2 期间，ATLAS 开发了多种喷注-顶点标记方法来识别和消除喷注重建中的堆积贡献。此外，ATLAS 正在进一步开发粒子流算法，以改善喷注和 E_T^{miss} 重建过程中对量能器和径迹探测器的信息组合。目前来自于探测器的主要局限是，基于轨迹的堆积事例抑制算法仅对径迹探测器接受度内的喷注 ($|\eta| < 2.5$) 有效。径迹像素探测器可以将径迹测量的接受度提升至 $|\eta| < 4$ ，从而提升对高 $|\eta|$ 区域的堆积排除能力。

在 HL-LHC 阶段，为了探测离束流非常近的带电粒子，对探测器设计提出了独特的挑战。因此，需要设计一个由小半径的像素探测器和大面积的条形探测器组成的全硅探测器系统。径迹探测器将在此阶段经受大量的粒子辐照损伤。为了满足上述要求，同时保持现有的径迹探测能力，需要对径迹探测器进行优化。

优化后的径迹探测器布局图见图 5-3^[72]。探测器由两个子系统组成：最靠近束流的硅像素探测器和环绕在外侧的硅微条探测器。硅微条探测器的覆盖同步区域，接受度为 $|\eta| < 2.7$ ，硅像素探测器的接受度为 $|\eta| < 4$ 。我参与了硅像素探测器的相关工作。

与 Run 2 相比，升级的径迹探测器以及更高的堆积率要求对带电粒子鉴别算

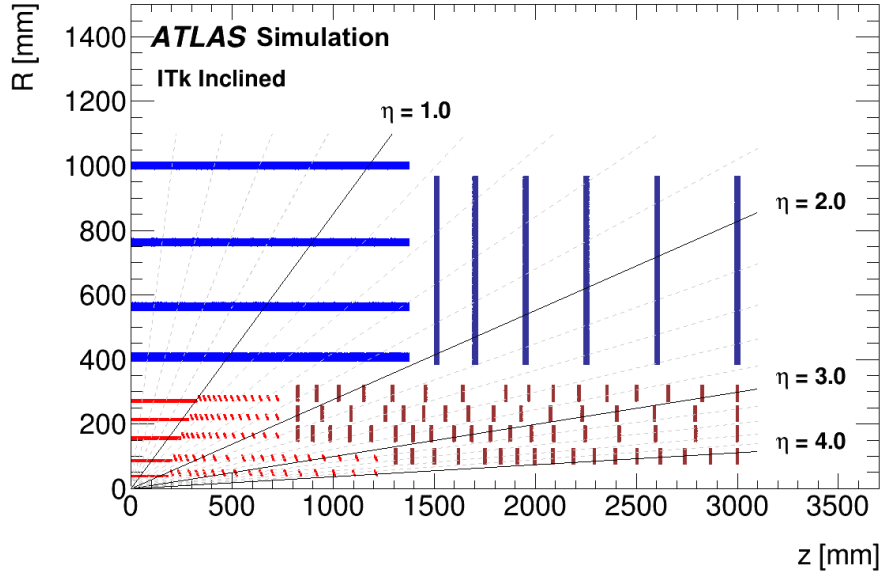


图 5-3 ATLAS 在 HL-LHC 阶段径迹探测器的示意布局图。水平轴是沿着光轴的轴线，零点是交点。垂直轴是从原点测量的半径。外半径由超导磁体孔径确定。^[73]

Figure 5-3 Schematic layout of the ITk for the HL-LHC phase of ATLAS. The horizontal axis is the axis along the beam line with zero being the interaction point. The vertical axis is the radius measured from the IP. The outer radius is set by the bore of the solenoid.^[73]

法进行新的优化。轨迹及其顶点关联信息可用于减少喷注和 E_T^{miss} 重建中的堆积效应。在 Run 1 和 Run 2 期间，ATLAS 开发了几种喷注顶点标记方法，以识别和去除堆积事例^[74,75]。目前对于堆积的抑制依赖于径迹测量，因此受限于径迹探测器接受范围。将径迹探测器从当前的 $|\eta| < 2.5$ 接受范围扩展到 $|\eta| < 4$ ，将使这些技术在前向区域中得以应用，以拒绝由于堆积而产生的喷注。

E_T^{miss} 测量主要由使用液氙量能器测量的强子反冲来决定。然而，ATLAS 液氙量能器的响应时间相对较慢，约为 600 ns，在此期间 24 个束团碰撞中的量能器信息都会合并在一起，从而影响其测量分辨率。高堆积进一步降低了 E_T^{miss} 分辨率，使用基于径迹的 E_T^{miss} 算法可以帮助改善 E_T^{miss} 分辨率。图 5-4 显示了在 $|\eta| < 2.7$ （红色）和在 $|\eta| < 4.0$ （黑色）情况下使用径迹信息进行 $\langle \mu \rangle = 200$ 的 POWHEG+PYTHIA $t\bar{t}$ 事件样本模拟得到的 E_T^{miss} 的 x-和 y 分量分辨率随主要顶点数的变化情况。可以看到，当使用 $|\eta| = 4.0$ 的轨迹时，分辨率提高了约 30%。这种改善主要是由于移除了前向区域的堆积喷注。另一方面，通过对低 p_T 的 E_T^{miss} 组分在高 $|\eta|$ 区域进行测量也能改善其分辨率。

图 5-5 展示了处于 $\langle \mu \rangle = 200$ 的状态下，使用 PYTHIA8 双喷注蒙特卡洛事例模拟得到的堆积喷注的探测效率与硬散射喷注的效率之间的变化关系（硬散射喷

注的动量在 $20 < p_T < 40$ GeV 范围)。从图中可以看出, 在高 η 区域的喷注拒绝能力也很好。在径迹探测器升级的物理研究中, 堆积的通过效率为 2%, 即拒绝比例为 50。对应在 $|\eta| < 1.5$ 区域内的喷注的选择效率为 86%, 在 $|\eta| > 2.9$ 区域为 80%。

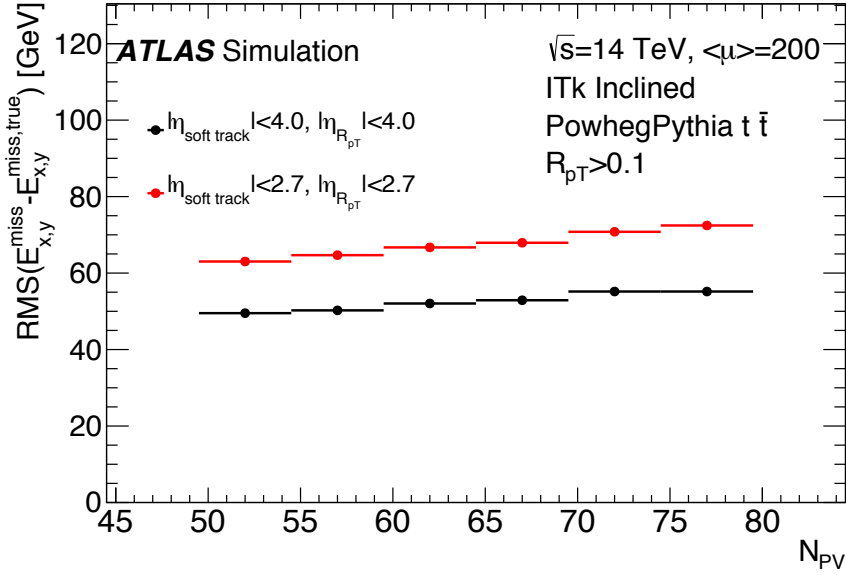


图 5-4 E_T^{miss} 的 x 和 y 方向分辨率与重建原初顶点数量的依赖关系。红色与黑色分别对应径迹接受度为 $|\eta| < 2.7$ 和 $|\eta| < 4.0$ 的结果。模拟中使用 Powheg+Pythia $t\bar{t}$ 事例, $\langle \mu \rangle = 200$ 。[73]

Figure 5-4 The resolutions of the x and y components of E_T^{miss} for the $|\eta| < 2.7$ (red) and $|\eta| < 4.0$ (black) Inner Tracker acceptance ranges for samples of Powheg+Pythia $t\bar{t}$ events with $\langle \mu \rangle = 200$, as a function of the number of reconstructed primary vertices. [73]

5.1.2 高颗粒度时间探测器及其对 W 和 Z 玻色子精确测量的增益

一种有效降低堆积效应的方法是利用高精度时间信息来区分在空间上接近但具有可分辨的时间间隔的对撞事件。因此, 基于低增益雪崩探测器技术的高颗粒度时间探测器 (HGTD) 被 ATLAS 合作组批准, 用于 ATLAS 第二阶段升级。HGTD 将提高前向区域的探测器物理性能, 覆盖的赝快度范围在 2.4 到 4.0 之间。HGTD 探测器的平均时间分辨率在开始工作时预计为 30 ps, 在 HL-LHC 运行末期增加到 50 ps。高精度时间信息可以提高前向粒子重建的精度, 进一步补充升级后的 ITk 在前向区域的能力, 从而改善了对喷注和轻子的重建性能。这些改进有助于在 HL-LHC 上提高 W 和 Z 精密分析中的强子反冲测量性能。此外, HGTD 还具有独特的在线和离线测量亮度的能力, 这是截面测量分析中的一个重要需求。

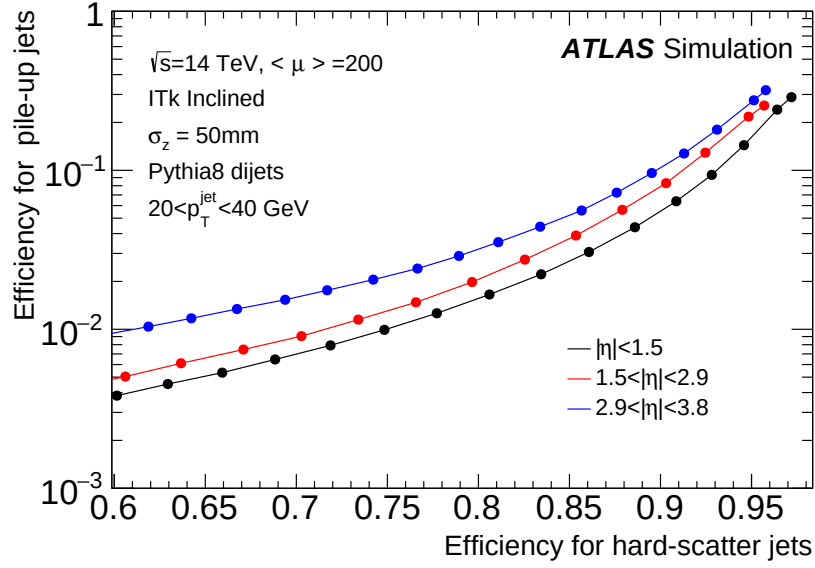


图 5-5 堆积喷注的效率与硬散射喷注效率的依赖关系，其中硬散射喷注能量在 $20 < p_T < 40$ GeV 区间内。^[73]

Figure 5-5 The efficiency for pile-up jets as a function of the efficiency for hard-scatter jets with $20 < p_T < 40$ GeV.^[73]

考虑到现有 ATLAS 探测器的空间限制，HGTD 将位于桶部和端盖量能器之间的间隙区域内，在 z 方向距离相互作用点的距离约为 ± 3.5 m。该区域位于径迹探测器之外，靠近端盖和前向量能器，HGTD 的两个探测器的位置在图 5-6 中展示。

5.1.2.1 对堆积喷注的抑制

对堆积喷注的拒绝能力是在 HL-LHC 上进行精密物理研究的关键。预计在 HGTD 的帮助下，能够将强子反冲的测量控制在与此分析相同的精度下，同时极大的提升数据统计量，较少统计误差。

在引^[76]的研究中，使用 $p_T > 1$ GeV 的径迹，重建得到的喷注拒绝效率如图 5-7 所示。从图中可以明显看出，在高 η 区域得 z_0 参数得分辨率变差，因此需要精确的时间信息将径迹与顶点相匹配。

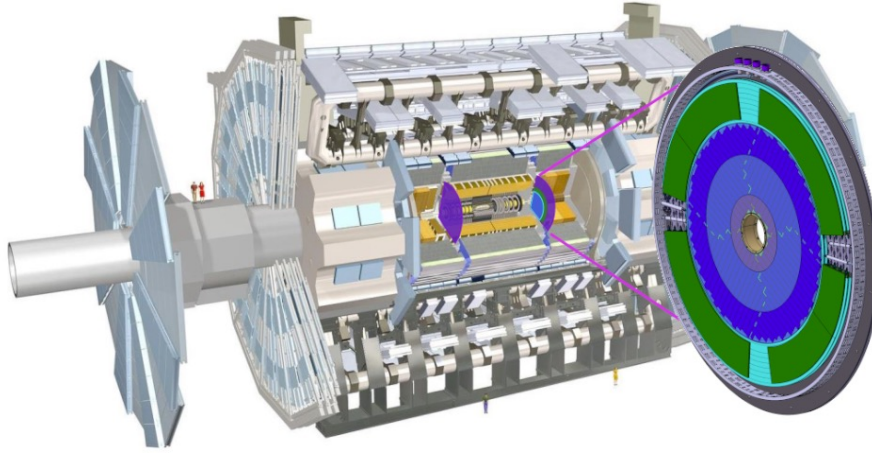


图 5-6 HGTD 探测器的位置。HGTD 接受度在离束流垂直距离 120 mm 至 640 mm 之间的环状区域内，两块子探测器位于 ATLAS 两端 $z = \pm 3.5m$ 处。^[76]

Figure 5-6 Position of the HGTD within the ATLAS Detector. The HGTD acceptance is defined as the surface covered by the HGTD between a radius of 120 mm and 640 mm at a position of $z = \pm 3.5m$ along the beamline, on both sides of the detector.^[76]

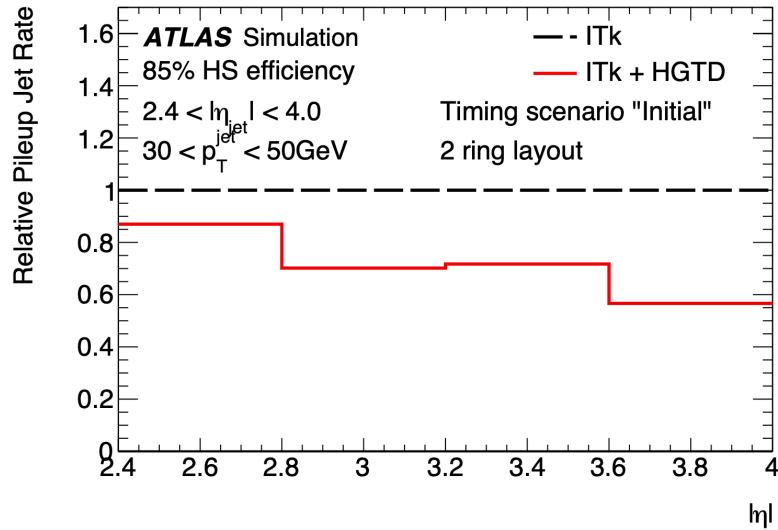


图 5-7 堆积的相对拒绝效率与喷注赝快度的依赖关系，图中考虑喷注能量范围为 $30 \text{ GeV} < p_T < 50 \text{ GeV}$ 。^[76]

Figure 5-7 Relative pileup jet rate as a function of jet pseudorapidity, for jets with $30 \text{ GeV} < p_T < 50 \text{ GeV}$.^[76]

5.2 ATLAS 径迹探测器升级中的模块组装

我参与工作的硅像素探测器位于 ATLAS 径迹探测器的两个端盖处，是图 5-3 中垂直于束轴线的深红色圆盘。本节介绍了关于将硅像素探测器的模块组装到支撑结构的测试工作。这是我的 ATLAS 资格认证任务（qualification task, QT）。ATLAS 要求所有参与物理分析的人员都要对硬件探测器工作做出一定贡献，称为资格认证任务。此工作是将探测器模块组装到 ATLAS 像素探测器端盖的支撑结构上的研究工作的一部分，端盖部分将探测器的接受度扩展到 $|\eta| < 4$ 。对于像素探测器端盖，支撑结构使用半环构造，每个半环由碳泡沫夹层和碳纤维面板组成。每个半环中央有一根钛管，输送二氧化碳冷却剂。传感器被制成 2×2 模块，因此被称为“四重模块”。本节的结果安排如下：第 5.2.1 节介绍点胶基本流程和测试。第 5.2.2 节介绍对机械涂抹黏胶的流程设计和测试结果。第 5.2.3 节介绍对模块组装的空间精度的测试。

5.2.1 点胶测试

将模块连接到探测器半环的胶水必须具有足够的机械强度来支撑模块。同时胶水的机械强度必须在实验寿命期间保持不变，尤其是能够经受高水平的辐射损伤和热循环。探测器模块和支撑的碳纤维板之间的粘接部位会引入热阻，热阻与胶层的厚度成正比，与其面积成反比。因此，粘接处的胶水厚度与面积必须具有可重复性，确保每个模块都可以充分冷却，以防止传感器在实验寿命期间出现热失控。文献^[77]中研究了热失控效应。

每个探测器半环的热力学性能可以通过热品质因数（Thermal Figure of Merit, TFM）来表征，用于描述传感器和冷却剂之间的热阻。通常使用单位传感器面积的热阻来计算，定义为传感器上单位功率密度下传感器温度与冷却剂温度之间的温差。对于端盖处的理想 TFM 大约为 $25 \text{ C} \cdot \text{cm}^2 / \text{W} \times 1 \pm 20\%$ 。这主要由泡沫导热性能、泡沫和管道之间的连接以及管道和 CO_2 冷却剂之间的热传导等因素所决定。模块和支撑半环之间的粘接处对 TFM 的贡献可以估计为（引自^[77]）：

$$\text{TFM}_{\text{glue}} = h_{\text{glue}} / [\sigma_{\text{glue}} \times \eta_{\text{glue}}] \quad (5-1)$$

其中 h_{glue} 指胶层厚度， σ_{glue} 是胶水的热传导系数， η_{glue} 是胶水在模块和支撑半环之间的覆盖率。

对于在本次工作中测试的胶水 SE4445，导热系数为 1.3 W/mK 。假定胶层厚

度为 130 微米，覆盖 100% 面积，则胶水中贡献的 TFM 可以估算为

$$(0.013\text{cm})/(0.013\text{W/cm} \cdot \text{K}) = 1\text{C} \cdot \text{cm}^2/\text{W} \quad (5-2)$$

这个值仅占总 $\text{TFM} = 25 \text{C} \cdot \text{cm}^2/\text{W} \times 1 \pm 20\%$ 的 4%。稍后，我们将讨论在生产过程中可以多大的胶层厚度和面积，以及可重复性。

将四重模块中的每个读出集成电路 (ROIC) 都通过单独的黏胶图案粘合，黏胶按照模块的位置呈 2×2 空间分布。理想的胶层应在芯片的边缘处留下一定的边界，确保胶水不会侵入该边界。这是为了防止胶水接触到传感器，导致高压放电。像素探测器端盖模块的尺寸为 $19 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ ，理想的面积覆盖率不能超过 90%。出于可重复性和降低热阻的考量，要求胶层厚度在 $140 \pm 30 \mu\text{m}$ 。

在进行模块组装的工作中，使用安装在 Aerotech 机械臂上的胶水注射器进行点胶，使用 Nordson EFD 1500XL 气压控制器来控制点胶的剂量，使用 Labview 控制两个一起协同工作，在模块上打印出八角星形点胶图案。点胶图案示意图见图 5-8。

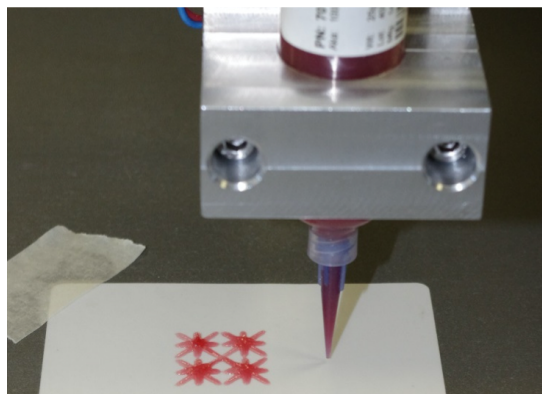


图 5-8 2×2 模组点胶测试

Figure 5-8 Printing a test quad-module glue pattern.

测试中通过针管的内径和施加的气压来控制点胶速率。每个图案需要分别喷涂 8 个单独的条状区域，总胶水质量约为 115 mg。沿轴线的条状区域长约 8 mm，对角线区域长约 11 mm。点胶以 8 mm/s 的速度运行，每个图案点胶过程需要大约 10s 的时间。

在使用 SE4445 胶水点胶时发现，胶水的两种组分混合后，粘滞阻力随时间增大，将影响点胶机的喷胶量，因此对点胶流速随时间的变化关系进行了测量。

图 5-9 展示了胶水混合后点胶量随时间的变化。在混合后的一小时内，胶水的点胶量处于较稳定阶段，其粘度不会发生显著变化。值得注意的是，过期的胶水会比新开封的胶水更快固化。测试结果对点胶机的自动控制设置有指导意义。

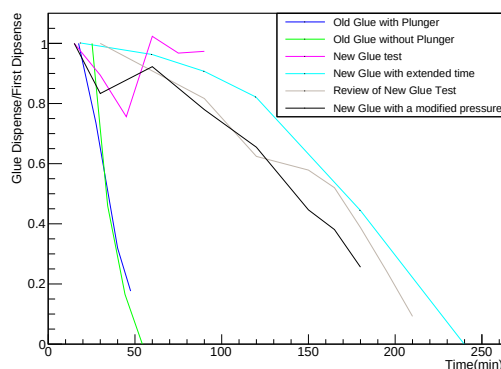


图 5-9 SE4445 胶水在混合后的点胶流速随时间的变化关系测量

Figure 5-9 Relative Flow rates versus time after mixing for SE4445 adhesive

5.2.2 点胶图案测试

点胶图案测试首先通过将精细盖玻片粘黏到载玻片上来进行。使用千分尺和电子秤先测量了载玻片和盖玻片的厚度和重量。制备并测量了三组每组三个样品。A 组使用了一个 18 mm 的八角星形粘合图案，点胶后使用 37 g 重物施压。对于 B 组和 C 组，图案尺寸缩小至 14 mm。B 组用 37g 重物施压，而 C 组用 17g 重物施压。图 5-10 图显示了三组的照片。胶水厚度的测量结果见表 5-1 中。

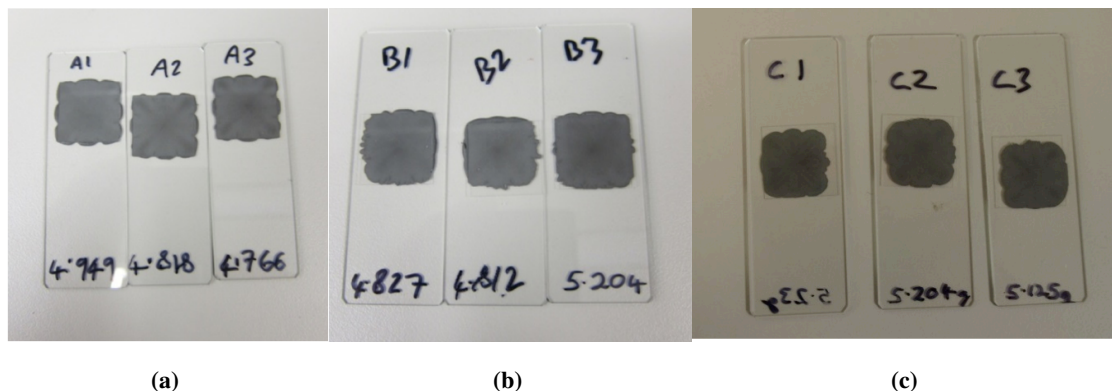


图 5-10 将盖玻片粘黏到载玻片上的点胶图案的照片。A 组点胶长度为 18 mm，B 和 C 组为 14 mm。

Figure 5-10 Example of pictures showing the glue patterns for pressing the gluing cover slips to slides. Group A dispense glue with 8-pointed star pattern of side 18 mm, Groups B and C dispense use star pattern of side 14 mm.

点胶测试的结论为：

- 对于使用相同重量施压的样品，如果没有使用机械手段限制胶水的扩散，最终胶层厚度似乎与胶水沉积量几乎呈线性关系。

样本名称	点胶质量 (mg)	点胶中心厚度 (μm)
A1	114	95
A2	101	82
A3	107	107
B1	83	75
B2	86	73
B3	88	73
C1	75	75
C2	76	76
C3	79	79

表 5-1 三套测试的点胶厚度测量值。使用不同的点胶量和施加压力。

Table 5-1 Glue joint thicknesses for 3 sets of slides + cover slips, with different glue weight and pressure.

- 减少用于施压的重量可以在一定程度上限制胶水的横向扩散。使用机械手段停止施压（例如间隔垫）可以更精确地控制胶层厚度和覆盖率。
 - 对于 2×2 模组，使用约 120 g 的物体施压可以使 SE4445 胶水充分扩散。
- 2×2 模块胶水图案测试使用尺寸为 38.5 x 41.5 毫米，厚度为 300 微米的玻璃模块来进行的。使用带有支撑脚的真空夹具来固定胶层厚度，如图 5-11 。

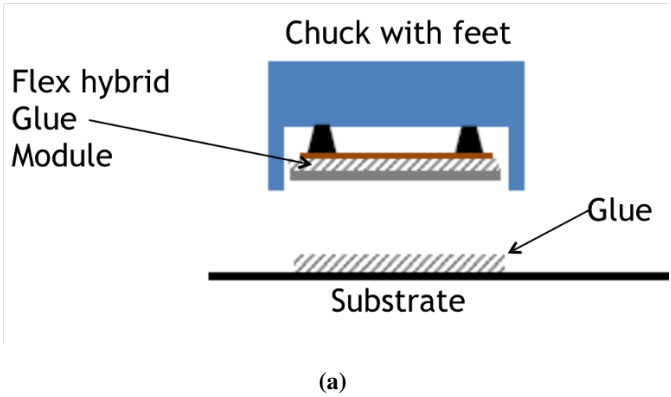


图 5-11 使用带有支撑脚的真空夹具和可调节吸盘来调整胶层厚度。

Figure 5-11 Illustrative picture showing how the chuck with feet and adjustable cups can modify the thickness of glue layer.

5.2.3 模块粘合组装测试

使用上述方法将胶水点胶到 ITk 端盖的支撑半环上，将半环固定在金属支架上，用使用专门制造的金属桥按照固定位置将虚拟模块粘在支撑环上，如图 5-12 所示。

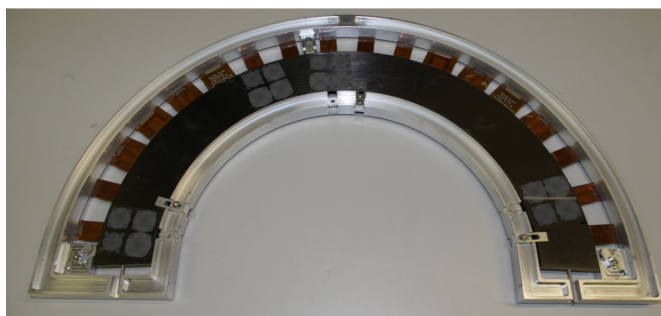


图 5-12 将虚拟模块粘到端盖的支撑半环上。图中可见灰色的胶水，其覆盖率很高。

Figure 5-12 Gluing the dummy module to the supporting endcap half-ring after mounting. Quad glue patterns could be seen in the middle of the half-ring. Good coverage is achieved for the glue layer.

图 5-13 展示了点胶覆盖率的测量结果。胶水平均覆盖率为 75%，覆盖率较高，但是胶水已经侵入了 ROIC 边缘的通道。因此必须减少覆盖面积以保持点胶图案有明显分界。

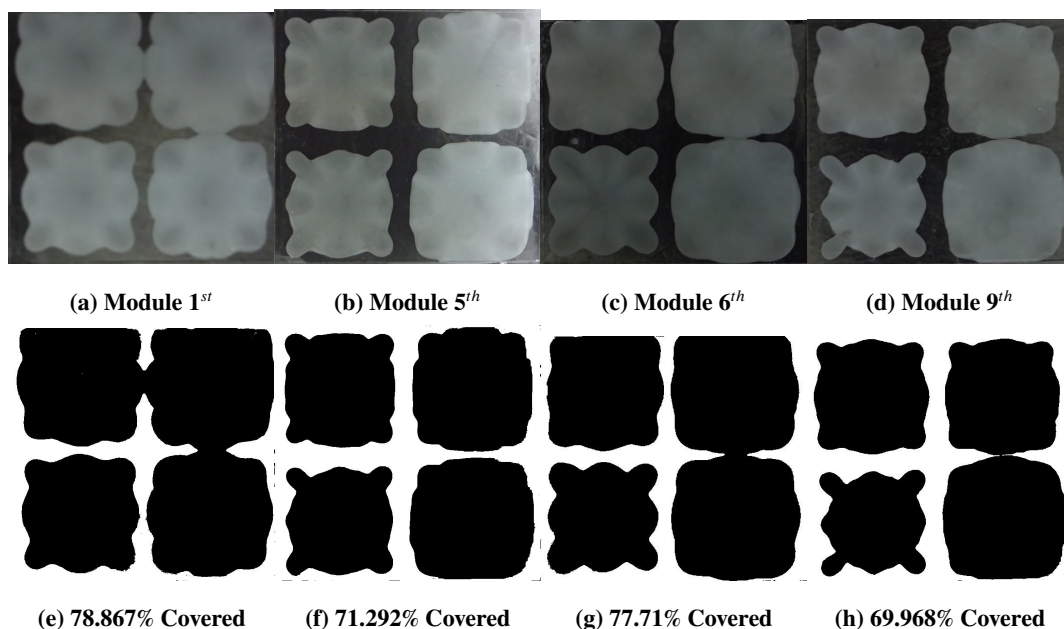


图 5-13 点胶覆盖率展示。胶水的覆盖率较高，但是胶水侵入了 ROIC 的交界处。

Figure 5-13 Finished glue patterns achieved. The coverage is high, but the glue has encroached on the lanes at the edge of the ROICs

模块安装的空间精度使用 SmartScope 进行测量，如图 5-14。空间精度定义为 SmartScope 测量位置与设计位置之间的差异。由于组装过程振动和机械臂平台在两个方向上的轨道的区别，测得的 x 和 y 方向上的精度不一样。

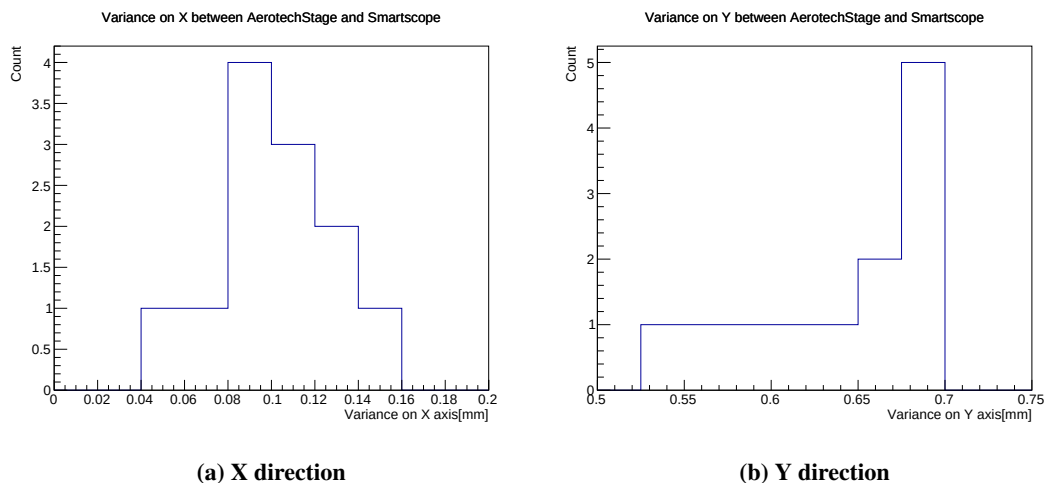


图 5-14 模组组装的空间精度分布。

Figure 5-14 Variation of the module positioning to its designed places.

5.3 HGTD 传感器测试

5.3.1 HGTD 的低增益雪崩探测器测试

图 5-15 展示了低增益雪崩探测器 (LGAD) 的基本结构。LGAD 传感器最重要的部分是在名为增益层中的电荷倍增，该层由夹在 n^{++} 层和 p^- 衬底之间的重掺杂 $1\text{--}2\ \mu\text{m}$ 厚度的 p^+ 层组成。LGAD 中另一个重要的结构是 JTE (异质结终端扩展结构, Junction Termination Extension)，其植入可以避免边缘过早击穿。 p^- 衬底的厚度只有 $50\ \mu\text{m}$ ，使实现探测器层实现约 $35\ \text{ps}$ 的超强时间分辨率。负阳极电压从背面电极施加，以使传感器在击穿前的电压下工作。在此工作状态下，传感器具有大于 10 的增益，并获得良好的时间分辨率。每个传感器的信号则从顶部的阴极电极被收集。本节的测量是对单片传感器进行的图 5-16。传感器拥有一个保护环结构 (guard ring)。

5.3.2 测量面板物理损伤对电流-偏压性质的影响

从图 5-16a 的左下角切割下来的 5×5 传感器被用于在探针台上进行漏电流 (I) 和偏置电压 (V) 的特性测试。正常的测量结果如图 5-17 所示，其中总共 25 个模块中有 21 个在 I - V 特性上显示出良好的一致性。有三个模块在较低的偏置电压下发生击穿，而剩余的一个模块的漏电流远小于其他模块。

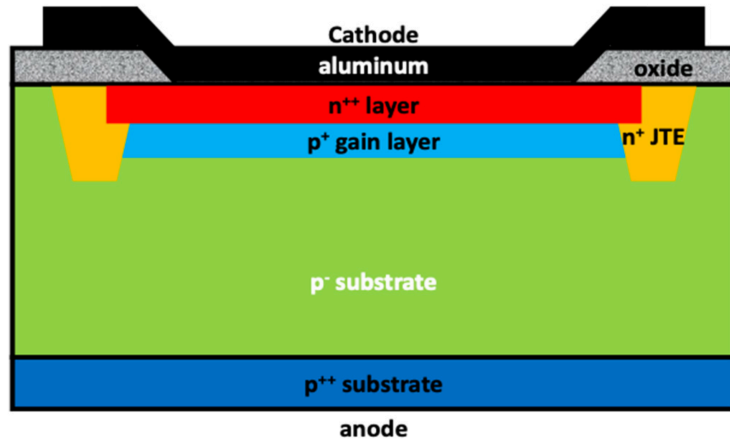
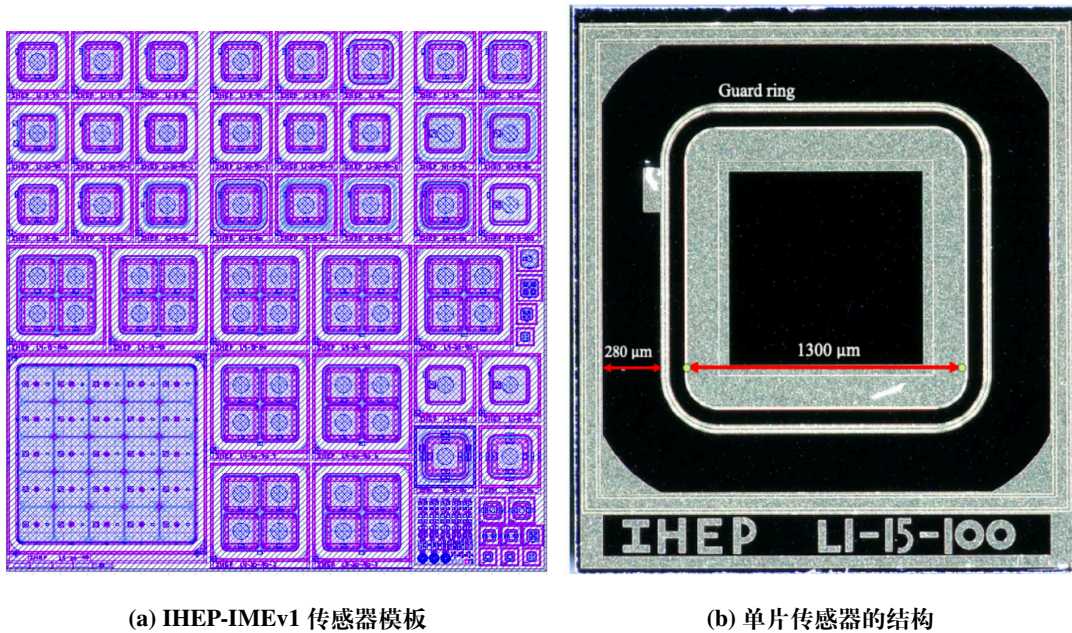


图 5-15 低增益雪崩探测器 (LGAD) 的基本结构。蓝色表示增益层，对电荷进行倍增。 n^+ JTE 被实施用于避免边缘早期击穿。^[78]

Figure 5-15 Basic structure of Low Gain Avalanche Detectors (LGAD). The charge multiplication is enabled by the gain layer colored in blue. And the n^+ JTE is implemented to avoid early breakdown at the edge.^[78]



(a) IHEP-IMEv1 传感器模板

(b) 单片传感器的结构

图 5-16 IHEP-IMEv1 传感器结构。整块模板由多个单片传感器， 2×2 传感器和 5×5 传感器组成。每个传感器上有保护环围绕着中心的灵敏区^[78]

Figure 5-16 IHEP-IMEv1 sensors structures. The mask is produced with single pad sensors, 2×2 pad sensors and 5×5 pad sensors. In each sensor, a guard ring surrounds the pad.^[78]

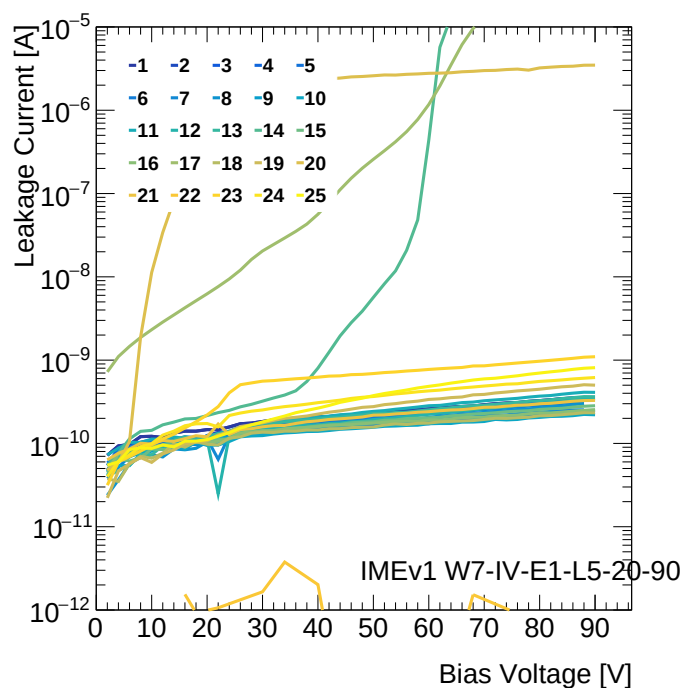


图 5-17 5×5 传感器的漏电流-偏置电压测试结果。在大多数模块中，漏电流-偏置电压性能非常接近。三个模块在低偏置电压下发生击穿。其中一个模块的漏电流测量结果不正确。

Figure 5-17 Leakage current - bias voltage result for a 5×5 sensor. For most of the measurements, the leakage current - bias voltage performance shows great repeatability. Three pads breaks down at low bias voltage. For one pad the leakage current is not properly measured.

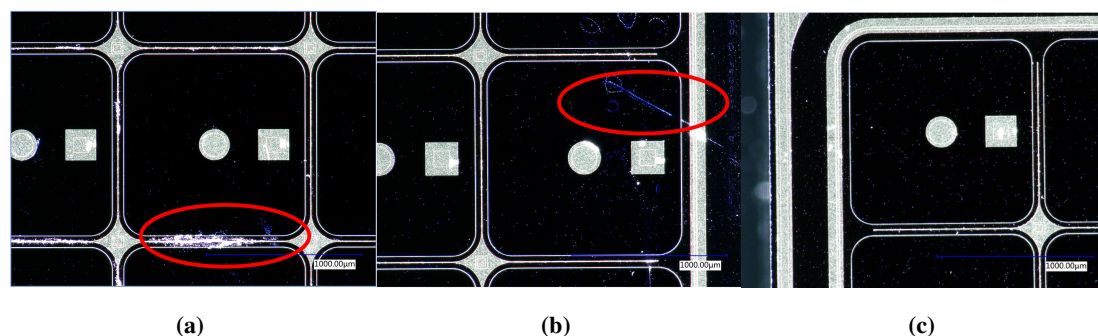


图 5-18 根据物理损伤的位置进行分类。(a) 在保护环上的物理损伤。(b) 贯穿模块的划痕。(c) 没有明显物理损伤。

Figure 5-18 Classification of the physical damage type on sensors depending on the positions. (a) shows damage on the metal ring around pads, (b) shows scratch across the sensor. (c) shows the cases no damage can be observed.

有几种原因可以解释具有不同 I-V 特性的模块的行为。

- 模块生产过程中的非均匀性，例如掺杂浓度不均匀，模块上电路的弯曲等，可能会导致不同的 I-V 特性。
- 测试环境的变化，包括室温、湿度等，也可能导致不同的 I-V 特性。
- 测试人员的操作变化也可能导致不同的 I-V 特性。例如，在每次测试时，需要重新连接电压表和电流表的电线。电线与表之间的连接变化可能导致不同的电阻。
- 在测试、存储和运输过程中，可能会对传感器表面造成物理损伤，从而导致 I-V 特性的异常。

第二和第三个原因在测试中无法完全消除。但是传感器表面的物理损伤是可以观察到的，且可以在未来的工作中加以预防。因此，研究物理损伤对 I-V 特性的影响有重要意义。首先，对取自三个晶片（即 W1、W7 和 W8）的单个模块进行显微镜扫描，以确定每个模块的物理损伤情况。考虑到单个模块的结构，物理损伤被分为三类 图 5-18:

- 在保护环上的物理损伤。
- 贯穿传感器表面的划痕。
- 没有明显物理损伤。

每种损伤类型的模块数量总结在表 5-2 中。从表中可以得出结论，与具有正常的 I-V 曲线的模块相比，I-V 曲线异常的模块中贯穿划痕损伤的比例要高得多，而 I-V 曲线异常的模块中出现贯穿划痕损伤的比例也比正常的模块中的比例高

得多，差异约为 2σ 。

物理损伤类型	在保护环上的物理损伤	贯穿模块的划痕	没有明显物理损伤
I-V 曲线异常的数量	9	20	31
I-V 曲线异常的占比	0.15 ± 0.04	0.33 ± 0.06	0.52 ± 0.06
I-V 曲线正常的数量	29	167	499
I-V 曲线正常的占比	0.042 ± 0.008	0.240 ± 0.016	0.718 ± 0.017

表 5-2 不同类型物理损伤的 I-V 性能统计

Table 5-2 Counting of pads with different types of physical damages on the mask and the I-V characteristics

为了更直观地研究物理损伤对 I-V 特性的影响，使用镊子故意在传感器上制造划痕。使用不同的力道，在一个传感器上制造轻微划痕，如图 5-19a，在另外三个传感器上制造明显划痕，如图 5-19b, 5-19c 和 5-19d。

对电流-电压特性进行的测量是在损伤之前和之后立即进行的，因此可将测试环境视为相同，测试结果见图 5-20。结论是在相同偏压下，造成物理损伤后的泄电流（虚线）显著大于在损伤之前的漏电流（实线）。此外，使用更大力度造成的划痕会使传感器（W1_IV_B3_11、W1_IV_B3_5、W1_IV_B4_8）的漏电流比轻度划痕（W7_IV_B_8）的泄漏电流的增加量要大得多。从测试中得出的结论是，传感器表面的物理损伤会使其产生更大的漏电流。并且造成的效果取决于损伤的强度。

本节阐述了对 HGTD 探测器上 LGAD 传感器的漏电流-偏压特性测试，大部分单片传感器都表现出良好的一致性。本节进一步研究了传感器的性能与表面可能出现的物理损伤之间的关系。总共对 825 片传感器进行了三种损伤类型的分类：在保护环上的物理损伤；贯穿传感器表面的划痕或没有明显物理损伤。测试结果表明，贯穿传感器表面的划痕会对传感器的 I-V 特性造成显著的损坏，而在传感器的保护环上的划痕则在统计误差内不会明显改变其电学特性，说明传感器表面的钝化层 (passivation layer) 对于电学性质有着非常重要的作用。这表明，在 IHEP-IME 传感器的制造，测试、运输和存储过程中，潜在的物理损伤可能会破坏其电学特性，因此未来需要制定科学的流程对传感器表面进行保护。

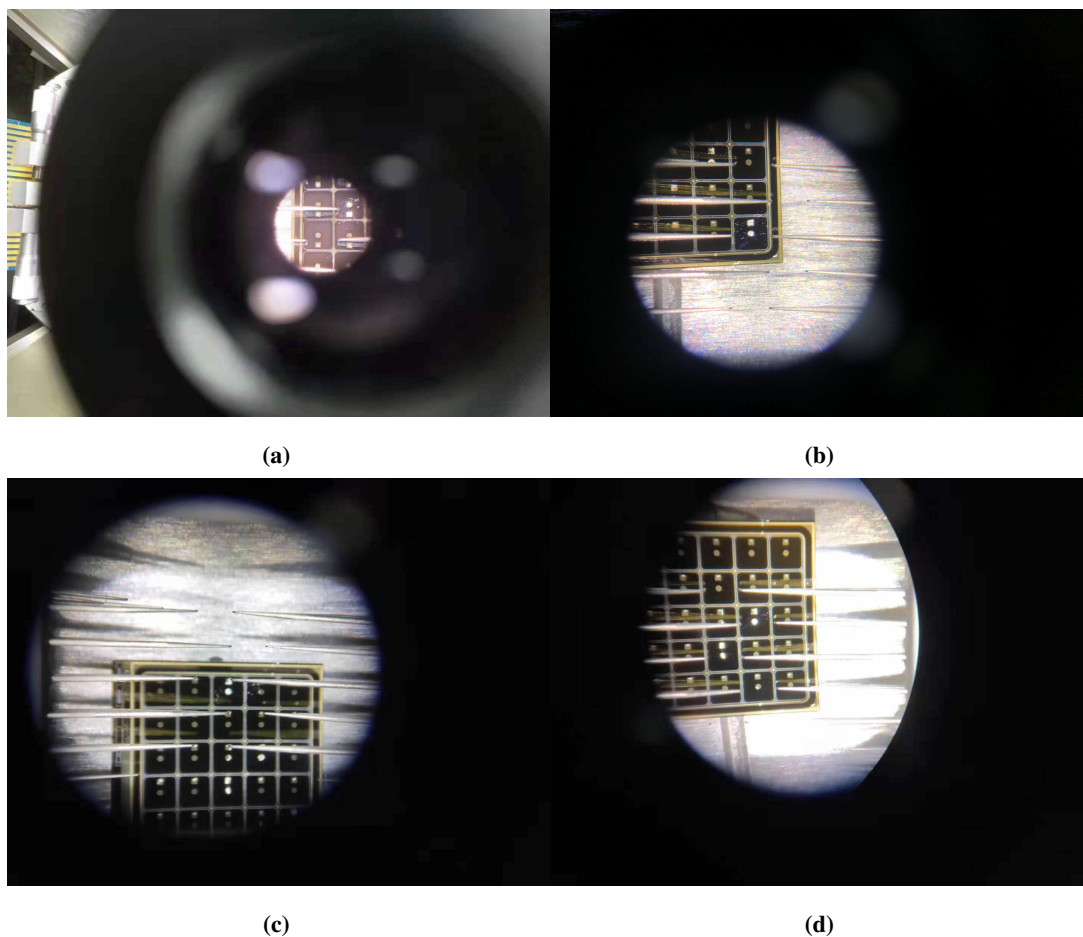


图 5-19 使用镊子故意制造的划痕，用来测试物理损伤对 I-V 特性的影响。

Figure 5-19 Intended physical damages on the surfaces of single pads made by tweezers, to test the effects of those damages on I-V characteristics.

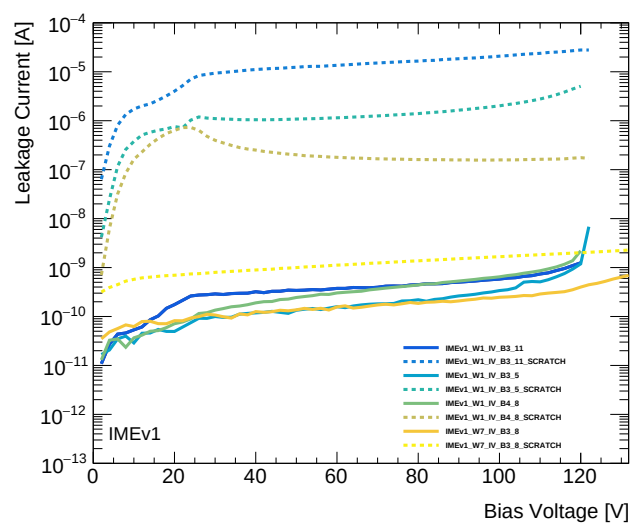


图 5-20 在对传感器表面造成物理损伤的前后进行电流-电压特性的测量，从两个不同晶圆上选取了四个传感器。W7_IV_B3_8 的损伤较小，其漏电流的增加量要比其他三个传感器小得多。

Figure 5-20 Measurements on leakage current - bias voltage curves before and after physical damage on the mask of sensors. Four pads from two different wafers were tested. W7_IV_B3_8 is scratched with less power and its increasing on leakage current is much less than the other three pads.

第6章 总结与展望

本文中，我们讨论了对 Z 玻色子的横动量微分截面分布的精确测量实验。此测量结果使用了 ATLAS 组于 2017 和 2018 年收集的低堆积率数据，分为 5 和 13 TeV 两个质心能量，对应积分亮度分别为 257 pb^{-1} 和 335 pb^{-1} 。横动量测量分析使用了轻子衰变道 $Z \rightarrow \ell\ell$ ，其中 ℓ 是电子或者缪子， ν 是中微子。信号区的背景噪声来源包括双玻色子，顶夸克， $Z \rightarrow \tau\tau$ ， $W \rightarrow \tau\nu$ 和 QCD 多喷注。在信号数据的筛选过程中，对物理相空间，轻子的孤立性，以及轻子来自于原初顶点等进行了要求，有效地排除了大部分本底噪声。剩余的本底噪声包括使用蒙卡样本模拟的电弱过程和顶夸克本底，以及使用数据驱动的方法进行估计的 QCD 多喷注本底。

对 Z 玻色子的横动量测量使用 Z 衰变的轻子对重建来计算玻色子的动量信息。ATLAS 探测器对轻子的动量分辨率很高，因此可以精确地测量 Z 玻色子的横动量。为了进一步提高分析精度，我们对电子，缪子和强子反冲的探测效率和能量标定都进行了细致地研究。并对测量结果的统计和系统误差进行了精准地估计。分析中使用了 POWHEG+PYTHIA8 产生子来模拟信号事例的动力学参数分布，精确到次阶圈图精度。为了减少由于蒙卡中的初始 p_T^Z 分布设定的偏差对测量结果的影响，使用了数据驱动的方法对蒙卡中的 p_T 进行修正，并估计了修正误差。

在低堆积率横动量分析工作中，笔者的贡献包括以下部分：对反冲强子的标定过程的性能分析及标定结果的对比检验；在 p_T^Z 测量结果中的 QCD 多喷注本底的估计；对 Z 玻色子衰变道的数据与蒙卡的对比分析； p_T^Z 解谱计算及所有统计和系统误差的估计；以及对使用双轻子和反冲强子法测量的 p_T^Z 结果进行的一致性检验。

计算 p_T^V 分布的过程中使用贝叶斯解谱法将重建级别的测量值反推到真实级别中。再使用解谱法将重建级别的统计和系统误差也传递到真实级别中。5 TeV 质心能量下， Z 玻色子横动量测量精度在低动量区域是 1% 左右，在 $p_T^Z = 80 \text{ GeV}$ 处，横动量的误差增加到 3 - 4 %。在 13 TeV，[0, 20] GeV 区间内的 p_T^Z 测量误差小于 1%。误差随着 p_T^Z 增加而增大，在 $p_T^Z = 80 \text{ GeV}$ 处，误差为 2%。在两种质心能量的结果中，主要误差来源都是实验数据的统计误差。5 TeV 能量下的次要误差来源是蒙卡的统计误差，13 TeV 的次要误差来源是解谱法中的 p_T 修正误差。

在此分析中不仅测量了 Z 的横动量微分截面，还计算了 W^+ , W^- 相对 Z 玻色子的反应截面的比值，以及在 5 TeV 相对 13 TeV 质心能量之间的截面比值。分析中使用 Z 玻色子的双轻子末态对强子反冲进行标定，可以提高使用强子反冲测量的 W 玻色子动量的精确度。同时使用反冲强子法重复了 p_T^Z 分布的测量。两者在误差范围内相自洽。验证了分析中的强子重建和标定过程的正确性，对 p_T^W 的测量方法进行了有力论证。此外，我们还对分析结果进行了一致性检验，对比了低堆积率分析与 ATLAS 高堆积率分析的 p_T^Z 测量结果，此分析中使用双轻子重建测量的 p_T^Z 结果与高堆积率下 ATLAS 的测量结果相吻合。

p_T^Z 的分布测量结果与多种蒙卡预测分布进行了比较。在低动量区，实验结果与理论预测之间可以看到多处差异。总体而言，实验结果与预测在 5 TeV 的符合情况更好。POWHEG+PYTHIA8 AZNLO 和 PYTHIA8 AZ 的模拟分布在低动量精确的描述了数据测量分布，主要原因是这两种产生子中的玻色子动量分布是微调到 ATLAS 之前的 p_T^Z 测量结果的。另一方面，它们都是精确到次阶项的计算，所以在低动量区没有因为 QCD 重整化计算不收敛所造成的误差。但是，POWHEG+PYTHIA8 AZNLO 和 PYTHIA8 AZ 在 $p_T > 80$ GeV 之后与实验结果的偏差逐渐增大，因为产生子忽略的次次阶项 (NNLO) 在高动量区有显著贡献。与此相反的是，精确到次次阶项的 SHERPA 在高动量区域与实验结果的符合情况明显好于 POWHEG+PYTHIA8 和 PYTHIA8，但 SHERPA 在低动量区有较大偏差。在 5 TeV 的 $20 < p_T < 40$ GeV 区间内，所有蒙卡预测与实验值的比值都有显著波动，可以认为是统计涨落。在 p_T 分布测量的基础之上，对相空间内的微分截面分布进行积分计算，得到 $W^\pm$ 和 Z 玻色子在 5 和 13 TeV 能量下的截面，计算 $W^\pm/Z$ 截面比值和 13/5 TeV 能量下的截面比值。其中 W 的截面分布使用由 Z 玻色子标定的强子反冲测量。

此分析具有很多重要的物理意义。其中 5 TeV 的横动量测量结果是 LHC 首次在此能量下的结果，有较强的创新性。在对 Z 横动量分布的测量结果与一系列理论预测分布的比较中，发现 5 TeV 的测量结果与理论预测的符合情况比 13 TeV 更好，实验结论具有重要物理意义。这对 W 和 Z 玻色子动量及其比值的测量，对于验证 QCD 理论模型和质子-质子对撞中的部分子分布模型有重要帮助。对 p_T^W 的直接测量还可以显著提高 W 玻色子质量的精度测量。因为 p_T^W 分布的精确测量可以显著降低质量测量中来自部分子和量子色动力学模型的系统误差，并且在此分析中所建立的反冲强子能量标定能够减少以 m_T 方法测量 m_W 的系统误差。预计分析组将在两年时间内完成 W 玻色子质量测量分析工作，预期测量

精度将比 ATLAS 之前发表的结果^[20]中的精度高。2022 年 CDF 合作组发表了最新的 W 质量测量结果: $m_W = 80.4335 \pm 0.0094 \text{ GeV}$ ^[18]。测量结果与标准模型理论预期的偏差高达 7σ , 让全世界的粒子物理学家都感到非常震惊! 这项结果发布以后, 高能物理学界对低堆积率分析的测量结果更加期待。

即使在 ATLAS 低堆积率数据 W 质量测量分析工作完成后, 粒子物理标准模型的精确测量实验仍然有重要意义。通过提高精确测量实验精度, 可以为新物理指引方向。ATLAS 实验组在完成第二阶段升级后 (phase II) 会继续进行精确测量实验, 为了提高测量精度, 现有的径迹探测器会被升级。我参与了 ATLAS 径迹探测器升级工作中的像素探测器模块组装实验, 此项目能够为 ATLAS 探测器提供更好的粒子鉴别和动量测量。另一个新的子探测器为高颗粒度时间探测器 (HGTD), HGTD 能够提供很好的时间分辨信息, 在极高的堆积率情况下减少高堆积率造成的负面效应。我参与了 HGTD 探测器的 LGAD 的传感器测试。这两个子探测器经过升级后都将对下个阶段的 ATLAS 精确测量分析提供帮助。

目前世界上已经有几项未来粒子物理加速器的预研工作, 例如由中国科学院高能物理研究所提出的正负电子对撞机项目 CEPC。CEPC 的一个目标就是利用轻子对撞机本底极少的优点对 W 玻色子质量进行更好地测量。在 CEPC 上进行 W 玻色子质量测量时, 由于对撞束流是正负电子, 入射动量能被精确控制和测量, 因此不会受到类似 LHC 上部分子模型误差的影响, 测量精度显著提高。通过 CEPC 的 $W W$ 阈值扫描模式, 预计每年可以产生 10^7 个 W 事例, 对 W 玻色子质量的测量精度将比 LHC 提升一个数量级。

参考文献

- [1] Weinberg S. A model of leptons [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1967, 19: 1264-1266. DOI: [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264).
- [2] Salam A, Ward J C. Gauge theory of elementary interactions [J/OL]. Physical Review (U.S.) Superseded in part by Phys. Rev. A, Phys. Rev. B: Solid State, Phys. Rev. C, and Phys. Rev. D, 1964. <https://www.osti.gov/biblio/4680039>. DOI: [10.1103/PhysRev.136.B763](https://doi.org/10.1103/PhysRev.136.B763).
- [3] Gross D J, Wilczek F. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1973, 30: 1343-1346. DOI: [10.1103/PhysRevLett.30.1343](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1343).
- [4] 't Hooft G, Veltman M. Regularization and renormalization of gauge fields [J/OL]. Nuclear Physics B, 1972, 44(1): 189-213. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321372902799>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(72\)90279-9](https://doi.org/10.1016/0550-3213(72)90279-9).
- [5] Higgs P W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13: 508-509. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.508](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508).
- [6] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC [J/OL]. Physics Letters B, 2012, 716(1): 1 - 29. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>.
- [7] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC [J/OL]. Physics Letters B, 2012, 716(1): 30 - 61. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>.
- [8] UA1 Collaboration. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s}=540$ GeV [J/OL]. Physics Letters B, 1983, 122(1): 103 - 116. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383911772>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91177-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91177-2).
- [9] UA1 Collaboration. Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/ c^2 at the CERN SPS collider [J/OL]. Physics Letters B, 1983, 126(5): 398 - 410. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383901880>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90188-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90188-0).
- [10] UA2 Collaboration. Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider [J/OL]. Physics Letters B, 1983, 122(5): 476 - 485. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383916052>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91605-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91605-2).
- [11] UA2 Collaboration. Evidence for $Z_0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN pp collider [J/OL]. Physics

- Letters B, 1983, 129(1): 130 - 140. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026938390744X>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90744-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90744-X).
- [12] Awramik M, Czakon M, Freitas A, et al. Precise prediction for the W-boson mass in the standard model [J/OL]. Physical Review D, 2004, 69(5). DOI: [10.1103/physrevd.69.053006](https://doi.org/10.1103/physrevd.69.053006).
- [13] Johannes H, Andreas H, Roman K, et al. Update of the global electroweak fit and constraints on two-Higgs-doublet models [J/OL]. 2018. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-6131-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6131-3).
- [14] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collaborations, LEP Electroweak Working Group. Electroweak Measurements in Electron-Positron Collisions at W-Boson-Pair Energies at LEP [J/OL]. Physics Reports, 2013, 532(4): 119-244. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157313002706>. DOI: [10.1016/j.physrep.2013.07.004](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2013.07.004).
- [15] OPAL Collaboration. Measurement of the Mass of the W Boson in e^+e^- collisions using the Fully Leptonic Channel [J/OL]. 2003. <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0203026>. DOI: [10.1140/epjc/s2002-01070-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s2002-01070-9).
- [16] D0 Collaboration. Measurement of the W Boson Mass with the D0 Detector [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2012, 108: 151804. DOI: [10.1103/PhysRevLett.108.151804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.151804).
- [17] CDF and D0 Collaborations. Combination of CDF and D0 W-Boson Mass Measurements [J/OL]. Phys. Rev. D, 2013, 88(5): 052018. DOI: [10.1103/PhysRevD.88.052018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.052018).
- [18] CDF Collaboration. High-precision measurement of the W boson mass with the CDF II detector [J/OL]. Science, 2022, 376(6589): 170-176. DOI: [10.1126/science.abk1781](https://doi.org/10.1126/science.abk1781).
- [19] Workman R L, Burkert V D, Crede V, et al. Review of Particle Physics [J/OL]. Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2022, 2022(8). DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [20] ATLAS Collaboration. Measurement of the W-boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2018, 78: 110. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5475-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5475-4).
- [21] LHCb Collaboration. Measurement of the W boson mass [J/OL]. 2022. DOI: [10.1007/jhep01\(2022\)036](https://doi.org/10.1007/jhep01(2022)036).
- [22] ATLAS Collaboration. Measurement of the transverse momentum and ϕ_η^* distributions of Drell–Yan lepton pairs in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2016, 76(5): 291. DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4070-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4070-4).
- [23] ATLAS Collaboration. Measurement of the angular coefficients in Z-boson events using electron and muon pairs from data taken at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. 2016. DOI: [10.1007/jhep08\(2016\)159](https://doi.org/10.1007/jhep08(2016)159).
- [24] ATLAS Collaboration. Measurement of angular correlations in Drell–Yan lepton pairs to probe Z/γ^* boson transverse momentum at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Physics Letters B, 2013, 720(1): 32-51. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313000956>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.01.054>.
- [25] ATLAS Collaboration. Measurement of the transverse momentum distribution of W bosons

- in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Phys. Rev. D, 2012, 85: 012005. DOI: [10.1103/PhysRevD.85.012005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.012005).
- [26] ATLAS Collaboration. Measurement of the Z/γ^* boson transverse momentum distribution in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2014, 09: 145. DOI: [10.1007/JHEP09\(2014\)145](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2014)145).
- [27] Catani S, de Florian D, Ferrera G, et al. Vector boson production at hadron colliders: transverse-momentum resummation and leptonic decay [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2015, 2015(12): 1–47. DOI: [10.1007/jhep12\(2015\)047](https://doi.org/10.1007/jhep12(2015)047).
- [28] Collins J, Soper D E, Sterman G. Transverse momentum distribution in Drell-Yan pair and W and Z boson production [J/OL]. Nuclear Physics B, 1985, 250(1): 199 - 224. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321385904791>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(85\)90479-1](https://doi.org/10.1016/0550-3213(85)90479-1).
- [29] Balázs C, Yuan C P. Soft gluon effects on lepton pairs at hadron colliders [J/OL]. Phys. Rev. D, 1997, 56: 5558-5583. DOI: [10.1103/PhysRevD.56.5558](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.56.5558).
- [30] Becher T, Neubert M. Drell-Yan production at small q_T , transverse parton distributions and the collinear anomaly [J/OL]. The European Physical Journal C, 2011, 71(6). DOI: [10.1140/epjc/s10052-011-1665-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1665-7).
- [31] Ebert M A, Tackmann F J. Resummation of transverse momentum distributions in distribution space [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2017, 2017(2). DOI: [10.1007/jhep02\(2017\)110](https://doi.org/10.1007/jhep02(2017)110).
- [32] Bizoń W, Monni P F, Re E, et al. Momentum-space resummation for transverse observables and the Higgs $p_\perp$ at $N^3\text{LL}+\text{NNLO}$ [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2018, 2018(2). DOI: [10.1007/jhep02\(2018\)108](https://doi.org/10.1007/jhep02(2018)108).
- [33] Amati D, Petronzio R, Veneziano G. Relating hard QCD processes through universality of mass singularities (II) [J/OL]. Nuclear Physics B, 1978, 146(1): 29-49. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321378904303>. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(78\)90430-3](https://doi.org/10.1016/0550-3213(78)90430-3).
- [34] ATLAS Collaboration. Prospects for the measurement of the W-boson transverse momentum with a low pileup data sample at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector: ATL-PHYS-PUB-2017-021 [R/OL]. 2017. <https://cds.cern.ch/record/2298152>.
- [35] ATLAS Collaboration. Measurement of the transverse momentum distribution of Z/γ^* bosons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. 2011. DOI: [10.1016/j.physletb.2011.10.018](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.10.018).
- [36] ATLAS Collaboration. Measurement of the transverse momentum distribution of Drell-Yan lepton pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [EB/OL]. <https://arxiv.org/abs/1912.02844>. DOI: [10.48550/ARXIV.1912.02844](https://doi.org/10.48550/ARXIV.1912.02844).
- [37] Lopienska E. The CERN accelerator complex, layout in 2022. Complexe des accélérateurs du CERN en janvier 2022 [J/OL]. 2022. <https://cds.cern.ch/record/2800984>.

- [38] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider [J/OL]. Journal of Instrumentation, 2008, 3(08): S08003. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003).
- [39] ATLAS Collaboration. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC [R/OL]. 2019. <https://cds.cern.ch/record/2677054>.
- [40] ATLAS Collaboration. Track Reconstruction Performance of the ATLAS Inner Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV [R/OL]. 2015. <https://cds.cern.ch/record/2037683>.
- [41] ATLAS Collaboration. Software Performance of the ATLAS Track Reconstruction for LHC Run 3 [R/OL]. 2021. <http://cds.cern.ch/record/2766886>.
- [42] Cornelissen T G, Van Eldik N, Elsing M, et al. Updates of the ATLAS Tracking Event Data Model (Release 13) [R/OL]. 2007. <https://cds.cern.ch/record/1038095>.
- [43] ATLAS Collaboration. Electron identification with the ATLAS detector [R/OL]. 2018. DOI: [10.22323/1.314.0769](https://doi.org/10.22323/1.314.0769).
- [44] Sirunyan A, Tumasyan A, Adam W. Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector [J/OL]. Journal of Instrumentation, 2017, 12(10): P10003-P10003. DOI: [10.1088/1748-0221/12/10/p10003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/10/p10003).
- [45] ATLAS Collaboration. Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1 [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77: 490. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5004-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5004-5).
- [46] ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2014, 74: 3071. DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-3071-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3071-4).
- [47] ATLAS Collaboration. Luminosity determination for low-pileup datasets at $\sqrt{s} = 5$ and 13 TeV using the ATLAS detector at the LHC [R/OL]. 2020. <https://cds.cern.ch/record/2725195>.
- [48] ATLAS Collaboration. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC [R/OL]. 2022. <https://cds.cern.ch/record/2844887>.
- [49] Nason P. A New Method for Combining NLO QCD with Shower Monte Carlo Algorithms [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2004, 2004(11): 040-040. DOI: [10.1088/1126-6708/2004/11/040](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2004/11/040).
- [50] Frixione S, Nason P, Oleari C. Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2007, 2007(11): 070-070. DOI: [10.1088/1126-6708/2007/11/070](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070).
- [51] Alioli S, Nason P, Oleari C, et al. NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2008, 2008(07): 060. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/07/060](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/07/060).
- [52] Alioli S, Nason P, Oleari C, et al. A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2010, 06: 043. DOI: [10.1007/JHEP06\(2010\)043](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2010)043).

- [53] Sjöstrand T, Mrenna S, Skands P. A brief introduction to PYTHIA 8.1 [J/OL]. Computer Physics Communications, 2008, 178(11): 852–867. DOI: [10.1016/j.cpc.2008.01.036](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036).
- [54] Golonka P, Was Z. PHOTOS Monte Carlo: a precision tool for QED corrections in Z and W decays [J/OL]. The European Physical Journal C, 2006, 45(1): 97–107. DOI: [10.1140/epjc/s2005-02396-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s2005-02396-4).
- [55] Höche S, Krauss F, Schönherr M, et al. NLO matrix elements and truncated showers [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2011, 1108: 123. DOI: [10.1007/JHEP08\(2011\)123](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2011)123).
- [56] Catani S, Grazzini M. Next-to-Next-to-Leading-Order Subtraction Formalism in Hadron Collisions and its Application to Higgs-Boson Production at the Large Hadron Collider [J/OL]. Physical Review Letters, 2007, 98(22). DOI: [10.1103/physrevlett.98.222002](https://doi.org/10.1103/physrevlett.98.222002).
- [57] Catani S, Cieri L, Ferrera G, et al. Vector Boson Production at Hadron Colliders: A Fully Exclusive QCD Calculation at Next-to-Next-to-Leading Order [J/OL]. Physical Review Letters, 2009, 103(8). DOI: [10.1103/physrevlett.103.082001](https://doi.org/10.1103/physrevlett.103.082001).
- [58] Harland-Lang L A, Martin A D, Motylinski P, et al. Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs [J/OL]. The European Physical Journal C, 2015, 75(5). DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3397-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3397-6).
- [59] ATLAS Collaboration. Measurement of $W^\pm$ and Z boson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Physics Letters B, 2016, 759: 601–621. DOI: [10.1016/j.physletb.2016.06.023](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.06.023).
- [60] ATLAS Collaboration. Measurements of W and Z boson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. The European Physical Journal C, 2019, 79(2). DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-6622-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6622-x).
- [61] CMS Collaboration. Measurement of the inclusive $t\bar{t}$ cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV using final states with at least one charged lepton [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2018, 03: 115. DOI: [10.1007/JHEP03\(2018\)115](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2018)115).
- [62] ATLAS Collaboration. Measurement of the transverse momentum distribution of Drell–Yan lepton pairs in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2020, 80: 616. DOI: [10.1140/epjc/s10052-020-8001-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8001-z).
- [63] Lyons L, Gibaut D, Clifford P. How to combine correlated estimates of a single physical quantity [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1988, 270: 110. DOI: [10.1016/0168-9002\(88\)90018-6](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)90018-6).
- [64] Valassi A. Combining correlated measurements of several different physical quantities [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 500: 391–405. DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)00329-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00329-2).
- [65] Dembinski H, Schmelling M, Waldi R. Application of the iterated weighted least-squares fit to counting experiments [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2019, 940: 135–141. DOI: [10.1016/j.nima.2019.05.086](https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.05.086).
- [66] ATLAS Collaboration. Precision measurement and interpretation of inclusive W^+ , W^- and Z/γ^* production cross sections with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77(6): 367. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-4911-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4911-9).

- [67] Lai H L, Guzzi M, Huston J, et al. New parton distributions for collider physics [J/OL]. Physical Review D, 2010, 82(7). DOI: [10.1103/physrevd.82.074024](https://doi.org/10.1103/physrevd.82.074024).
- [68] Bothmann E, Chahal G S, Höche S, et al. Event generation with Sherpa 2.2 [J/OL]. SciPost Phys., 2019, 7: 034. DOI: [10.21468/SciPostPhys.7.3.034](https://doi.org/10.21468/SciPostPhys.7.3.034).
- [69] Bellm J, Gieseke S, Grellscheid D, et al. Herwig 7.1 Release Note [EB/OL]. 2017. <https://arxiv.org/abs/1705.06919>.
- [70] ATLAS Collaboration. CERN Yellow Reports: Monographs: High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Technical design report [M/OL]. 2020. DOI: [10.23731/CYRM-2020-0010](https://doi.org/10.23731/CYRM-2020-0010).
- [71] ATLAS Collaboration. Prospects for the measurement of the W-boson mass at the HL- and HE-LHC [R/OL]. 2018. <https://cds.cern.ch/record/2645431>.
- [72] ATLAS Collaboration. Technical Design Report for the ATLAS Inner Tracker Pixel Detector [R/OL]. 2017. DOI: [10.17181/CERN.FOZZ.ZP3Q](https://doi.org/10.17181/CERN.FOZZ.ZP3Q).
- [73] ATLAS Collaboration. Technical Design Report for the ATLAS Inner Tracker Strip Detector [R/OL]. 2017. <https://cds.cern.ch/record/2257755>.
- [74] ATLAS Collaboration. Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector [R/OL]. 2014. <https://cds.cern.ch/record/1700870>.
- [75] ATLAS Collaboration. Forward Jet Vertex Tagging: A new technique for the identification and rejection of forward pileup jets [R/OL]. 2015. <https://cds.cern.ch/record/2042098>.
- [76] ATLAS Collaboration. Technical Design Report: A High-Granularity Timing Detector for the ATLAS Phase-II Upgrade [R/OL]. 2020. <https://cds.cern.ch/record/2719855>.
- [77] Beck G, Viehhauser G. Analytic model of thermal runaway in silicon detectors [J/OL]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2010, 618(1): 131-138. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210005498>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.02.264>.
- [78] Zhao M, Jia X, Wu K, et al. Low gain avalanche detectors with good time resolution developed by ihp and ime for atlas hgttd project [J/OL]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2022, 1033: 166604. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900222001875>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166604>.
- [79] D'Agostini G. A multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth., 1995, A362: 487-498. DOI: [10.1016/0168-9002\(95\)00274-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)00274-X).
- [80] D'Agostini G. Improved iterative Bayesian unfolding [C/OL]//2010. <https://arxiv.org/abs/1010.0632>.
- [81] Efron B. Bootstrap methods: Another look at the jackknife [J/OL]. Ann. Statist., 1979, 7(1): 1-26. DOI: [10.1214/aos/1176344552](https://doi.org/10.1214/aos/1176344552).
- [82] ATLAS Collaboration. Precise measurements of W and Z transverse momentum spectra with

the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV and 13 TeV [R/OL]. 2023. <https://cds.cern.ch/record/2861057>.

附录 贝叶斯解谱法

p_T^W 和 p_T^Z 是通过 ATLAS 探测器中测得的末态粒子的动力学参数来测量的。由于每个探测器的传感器具有有限的分辨率, p_T 的测量值与真实分布之间有明显区别。为了计算能够测得的最接近真实物理信息的动量分布, 使用蒙卡模拟估计真实值与测量值之间的响应矩阵。然后, 使用贝叶斯理论对重建级别的测量进行“解谱法”计算以估计真实 p_T 分布。^[79]

概率论, 是研究随机现象数量规律的数学分支。考虑一个称为样本空间 S 的集合, 包含某些元素, 对于 S 的每个子集 A , 可以分配一个称为概率的实数 $P(A)$, 该概率由以下三个公理定义:

- 对于 S 中的任意子集 A , 有 $P(A) \geq 0$ 。
- 对于任意两个不相交的子集 A 和 B (即互斥的, $A \cap B = \emptyset$), 它们的并集的概率等于这两个子集的概率之和, 即 $P(A \cup B) = P(A) + P(B)$ 。
- 对于样本空间 S , 分配给它的概率为 1, 即 $P(S) = 1$ 。

这些公理和定义可明显推导出以下定理。

- $P(\bar{A}) = 1 - P(A), P(\emptyset) = 0$
- $P(A \cup B) = P(A) + P(B) - P(A \cap B)$
- 如果 $A \subseteq B$, 则 $P(A) \leq P(B)$

引入条件概率的定义, $P(A|B)$, 表示在条件 B 下事件 A 发生的概率。由以下公式给出:

$$P(A|B) = \frac{P(A \cap B)}{P(B)}, P(B) \neq 0 \quad (6-1)$$

符号 $A|B$ 表示 B 被认为是固定的, 概率指随机事件 A 发生的概率。独立的定义是, 如果 A 和 B 同时发生的概率等于每个事件发生概率的乘积 $P(A \cap B) = P(A) \times P(B)$, 那么 A 和 B 是独立的。

从公式 6-1, 可以交换 A 和 B , 因此 $P(A|B)P(B) = P(A \cap B) = P(B|A)P(A)$, 然后得到著名的贝叶斯定理 公式 6-2:

$$P(A|B)P(B) = P(B|A)P(A) \quad (6-2)$$

贝叶斯定理提供了一种科学的方法, 可以解谱实验分布以获得真实分布的最佳估计。解谱过程可以校正探测器效应, 如有限的探测器接受度、重建效率和

探测器分辨率，从测量的可观测量中确定真实物理量的分布。该原理在公式 6-3 中解释。

$$P(\text{Truth}_i | \text{Reco}_j) = \frac{P(\text{Reco}_j | \text{Truth}_i) P_0(C_i)}{\sum_{l=1}^{n_{\text{truth}}} P(\text{Reco}_j | \text{Truth}_l) P_0(\text{Truth}_l)} \quad (6-3)$$

其中 *reco* 和 *truth* 分别指代测量的重建水平和真实水平。如果给定真实水平下第 *j* 个区间中的值，则观测到的重建值落在第 *i* 个区间中的条件概率由响应矩阵 R_{ij} 给出。该矩阵是由迁移矩阵 M_{ij} 经过校正效率得到的：

$$R_{i,j} = M_{i,j} \cdot \epsilon_j \quad (6-4)$$

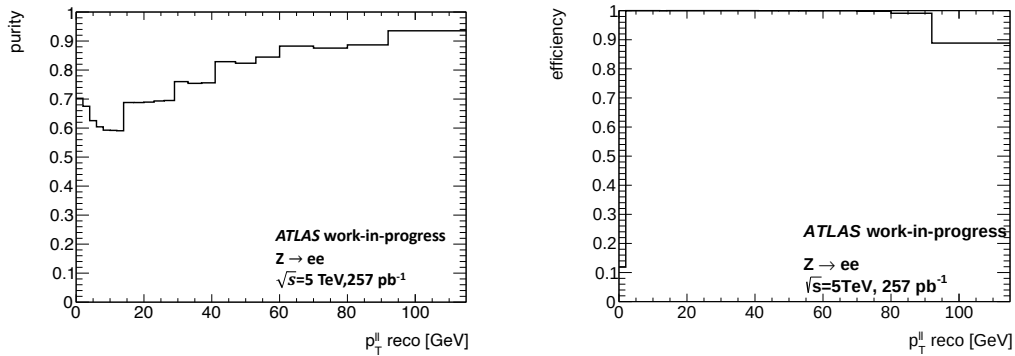
效率 ϵ_j 在第 *j* 个 $p_T^{\text{true},V}$ 区间中的定义为：

$$\epsilon_j \equiv \frac{N_j^{\text{reco\&gen}}}{N_j^{\text{gen}}} = \frac{\sum_i N_{ij}}{N_j^{\text{gen}}} \quad (6-5)$$

其中 $N_j^{\text{reco\&gen}}$ 是在一个区间 *j* (这里是 $p_T^{\text{true},V}$ 区间 *j*) 内经过重建和相空间判选条件的事件数 (*T&R*)。 N_{ij} 是在 u_T 区间 *i* 和 $p_T^{\text{true},V}$ 区间 *j* 内的事件数。图 6-1a 显示了纯度 P_j 的一个示例图。

从模拟中可以确定迁移矩阵。方法是先建立一个包含所有通过真实水平和重建水平判选的事件的二维直方图，并在每个真实水平的区间 *j* 中归一化为 1：

$$M_{ij} = \frac{N_{ij}}{\sum_k N_{kj}}. \quad (6-6)$$



(a) 纯度 ϵ 关于 $p_T^{\ell\ell}$ 的分布

(b) 效率关于 $p_T^{\text{true},V}$ 的分布

图 6-1 5 TeV 的 $Z \rightarrow ee$ 道的纯度和效率分布示例。

图 6-2 显示了在 5 TeV 模拟的 $Z \rightarrow ee$ 事件的迁移矩阵示例。需要注意的是，这些矩阵是非对角的，不仅因为 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 的分辨率，还因为 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 的探测器响应，即 $\langle p_T^{\ell\ell} / p_T^{\text{true},V} \rangle$ 和 $\langle u_T / p_T^{\text{true},V} \rangle$ 小于 1，尤其是在低 $p_T^{\text{true},V}$ 处。

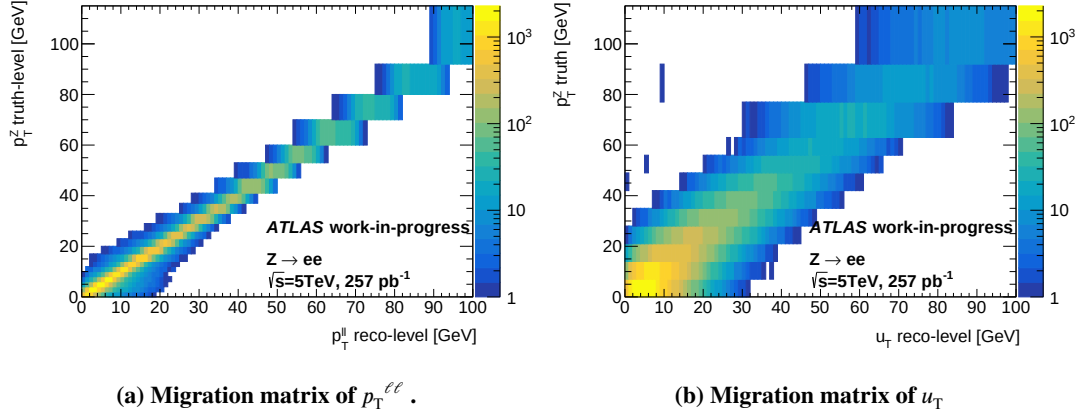


图 6-2 $Z \rightarrow ee$ 道在 5 TeV 下的 $p_T^{\ell\ell}$ 和 u_T 迁移矩阵示例。

The purity p_i in a given $p_T^{\ell\ell}$ bin i , is defined as : 纯度 p_i 在第 i 个 $p_T^{\ell\ell}$ 区间内的定义为:

$$p_i \equiv \frac{N_i^{\text{reco\&gen}}}{N_i^{\text{reco}}} = \frac{\sum_j N_{ij}}{N_i^{\text{reco}}}, \quad (6-7)$$

其中 N_i^{reco} 是在 $p_T^{\ell\ell}$ 区间 i 中通过重建选择要求的事件数。图 6-1a 展示纯度的示例。需要注意的是，纯度是相对整个探测器接受度区域定义的，而不是针对物理的真实相空间。否则，纯度将会大幅降低。在数学公式表示中，纯度可以写成：

$$D_i = \sum_j R_{ij} T_j + B_i \quad (6-8)$$

其中， T 是在相空间内的物理真实分布； R_{ij} 是响应矩阵，其分辨率效应是使用蒙特卡罗样本估算得到的。 D 和 B 分别是在重建级别进行筛选后得到的实验观测分布和所有背景贡献的总和。

解谱法过程根据以下步骤计算 p_T^Z 真实分布的最佳估计：

$$\tilde{U}_j = \sum_i U_{ij} (D_i - B_i) * p_i \quad (6-9)$$

其中 $\tilde{U}_j$ 是解谱后的分布，是对真实分布 T 的估计值；在最简单的情况下，解谱变换 U_{ij} 就是响应矩阵 R_{ij} 的逆。展开过程可以通过以下步骤完成：

- 从对研究过程的最佳模拟中选择真实值的初始分布，得到初始期望分布 p_0 。在低- μ 分析中，使用 POWHEG+PYTHIA8 产生子模拟的 p_T^Z 分布。
- 计算第一次迭代分布 p_1 。
- 用 p_1 替换 p_0 分布。重复估计以获得下一个迭代分布 p_2 。

- 计算整体不确定性 $\sqrt{\sigma^2(stat.) + \sigma^2(sys.) + \sigma^2(unfoldingbias)}$, 最佳的迭代次数取得到整体不确定性的最小值所需的迭代次数。通常, 统计误差随迭代次数增加而增加, 解谱所引起的误差随迭代次数增加而减少。

本分析中使用迭代贝叶斯正则化解谱方法计算展开矩阵 U_{ij} , 该方法在^[79,80]中有描述。在 CERN 提供的标准软件中, RooUnfold 中使用编码实现了 D'Agostini 迭代方案, 使用 RooUnfoldBayes 类。通过一定数量的迭代来计算最优解。迭代次数是通过优化最小总体误差来决定的, 并确保由解谱过程引起的误差很小。

附录 误差传递

在 Z 玻色子横动量分析中，自助抽样法 (bootstrap method)^[81] 通过对横动量分布的重抽样来计算统计涨落。在物理分析中，由于所有的物理分布都是通过有限的样本来计算的，所以会受到统计涨落的影响。

自助抽样法通过创建伪数据的集合来评估统计涨落对分析的影响，这种方法可以被用于真实数据和蒙卡模拟。在这些赝数据集中，物理量的事件分布围绕着实际观察量（或者模拟量）的数量在预期的统计误差内进行波动。对于有限维度的直方图，可以通过将直方图各个区间 (bin) 的数值在统计误差内围绕中心值进行波动来进行抽样。从技术上讲，对于每个赝数据集，对每个事件分配一个随机权重，权重定义如下：

$$w = P(n, 1) \quad (6-10)$$

其中， n 是按照均值为 1 的泊松分布生成的随机数， $P(n, 1)$ 是在平均期望值为 1 时观察到 n 个事件的泊松概率值。这个过程考虑了统计涨落对分析中所有相关观测量和分布的相关性。重复反复执行随机过程，生成随机数据集合，以模拟预期的波动。在实践中，通常用 100 个伪数据集进行统计误差的评估就足够了。在这个分析中，使用了 4000 个伪数据集。

测量结果的统计涨落通过上述的自助抽样法产生大量赝数据集，对每一个赝数据，执行相同的解谱法计算，得到真实测量分布的统计涨落。对每一个赝数据样本 α ，解谱法计算得到的结果为：

$$\tilde{U}_j^\alpha = \sum_i U_{ij}(D_i^\alpha - B_i) \quad (6-11)$$

在估计玻色子横动量分布的不确定性时，对于每个赝数据样本 α ，解谱计算的 $\tilde{U}_j^\alpha$ 需要进行归一化计算，使得其事例总数与中心分布的事例总数相同。假设有 N_{bs} 个伪数据样本，则相应的协方差可以估计为：

$$C_{kl}^{\text{stat,Data}} = \frac{1}{N_{bs} - 1} \sum_{\alpha=1}^{N_{bs}} (\tilde{U}_k^\alpha - \langle \tilde{U} \rangle_k) (\tilde{U}_l^\alpha - \langle \tilde{U} \rangle_l) \quad (6-12)$$

其中 $\langle U \rangle_{k,l}$ 表示赝数据样本的平均值，协方差矩阵对角元的误差为：

$$\delta \tilde{U}_k = \sqrt{C_{kk}^{\text{stat,Data}}} \quad (6-13)$$

蒙卡样本的统计误差的来源是模拟样本的统计量大小。同样使用自助抽样法将统计误差传递到测量结果中，具体步骤如下：对于每个波动的蒙卡样本 α ，解谱后的值为

$$\tilde{U}_j^\alpha = \sum_i U_{ij}^\alpha (D_i - B_i) \quad (6-14)$$

其中 N_{bs} 是蒙卡样本的数量，相应的协方差矩阵可以用如下公式估计：

$$C_{kl}^{\text{stat,MC}} = \frac{1}{N_{bs} - 1} \sum_{\alpha=1}^{N_{bs}} (\tilde{U}_k^\alpha - \langle \tilde{U} \rangle_k) (\tilde{U}_l^\alpha - \langle \tilde{U} \rangle_l) \quad (6-15)$$

计算归一化的截面分布的误差时，每一个数据样本都需要被归一化到与原始样本相同的积分中。在蒙卡样本的波动计算中，每个样本对应的响应矩阵，效率和纯度修正都会相应改变。

系统误差被分解为一系列不相关的误差来源，误差来源分为以下几类：轻子效率修正的误差（第 3.3 节），轻子能量标定误差（第 3.3 节），反冲能量校准修正的误差（第 3.4 节），背景估计的误差（第 3.5.3 节），以及第 4.3.1 节中所述的 p_T 修正误差。

对于能量标定，效率或者 p_T 修正过程的微扰，对应的解谱结果为：

$$\tilde{U}_j^a = \sum_i U_{ij}^a (D_i - B_i) \quad (6-16)$$

其中 a 遍历所有修正误差参数（即某一个效率因子或某一个标定的区间）。

背景排除中的误差通过下列公式中 B 的扰动计算：

$$\tilde{U}_j^a = \sum_i U_{ij} (D_i - B_i^a) \quad (6-17)$$

其中 B^a 是总背景误差的扰动估计，通过对每个背景的截面和亮度按照其误差进行扰动来计算。

致 谢

逝者如斯夫，不舍昼夜。在中国科学院高能物理研究所攻读博士的这几年，对我有着重要的意义。首先我要感谢我的导师 João Guimarães da Costa 教授，感谢导师这些年对我的悉心指导，带领我进入到 ATLAS 物理研究的领域。感谢导师带我参加了许多学术报告会议，在会议中为我讲解各个方向的物理研究，在读博的前期阶段了解到这个领域的方方面面。感谢导师给予我前往卢瑟福实验室和 CERN 交流的机会，让我能够近距离的感触到粒子物理实验和分析的方方面面。还要感谢导师在研究期间对我的淳淳教诲，教给我很多学习，工作和生活中的道理。感谢导师在我写论文期间给予的耐心指导。导师的言传身教我将永远铭记于心。

感谢高能物理研究所为我提供的学习和研究的平台。感谢高能所的诸位老师对我的帮助和指导。感谢梁志均老师在我刚入所时对我的帮助，耐心教导我做分析的基础知识和编程，感谢梁老师对我的论文提出的宝贵意见。感谢黄燕萍老师在我写论文期间提供的诸多指导和督促，在您的帮助下我才完成了论文。感谢庄胥爱老师组织 ATLAS 组会并为我的分析工作提供了许多指导意见。感谢赵梅老师在我参与 HGTD 测试期间提供的指导。感谢单连友老师仔细地阅读了我的论文翻译并提出了详细的修改建议。感谢朱宏博老师和史欣老师在我前往卢瑟福实验室交流期间提供的诸多帮助。感谢教育处陈红珍、李苏敏老师，实验物理中心邢天虹、魏泽琪等老师在行政事务上提供的帮助。

感谢同门的褚晓彤，吴科伟，曾浩和贾雪巍，感谢大家这些年的帮助和讨论。感谢在主楼 B324，多学科楼 720 一起工作学习的各位同学，以及所有在高能所认识的同学们。祝大家前程似锦，在未来的工作中实现各自的理想抱负。

在卢瑟福实验室期间，我在 ATLAS ITk Pixel Upgrade 项目中完成了 Qualification task，感谢在此期间认识的各位老师和朋友。感谢 John Matheson 老师在这段期间对我的指导，感谢您给予我这个硬件方面的新手的包容和理解。感谢 Ivan Church 在此期间提供的技术指导。感谢 Craig Sawyer 在我申请签证期间提供的帮助。感谢朱宏博老师在这段时间的关心和帮助，在我第一次出国期间提供了许多生活上的便利，感谢陈列建师兄对我申请签证时传授的经验，以及在 RAL 期间对我生活上的帮助。

参与 ATLAS low mu 分析期间，有幸在 CERN 访问了近两年时间，大大开拓了

我的学术视野。感谢在 CERN 认识的所有同事, 尤其是 WZ precision 组的老师们。我要特别感谢 Ludovica Aperio Bella, 在做 p_T^Z 分析时给予我巨细靡遗的指导, 文中很多分析工作都是在她的帮助下完成的。感谢 Fabrice Balli 和 Jan Kretzschmar 对我的分析工作给出的许多指导和帮助。感谢 Maarten Boonekamp, 作为我加入 low mu 分析的引路人, 帮助我融入了这个团队。感谢 Raimund Strohmer 在我的分析遇到困难时屡屡给出真知灼见。感谢 Javier Llorente Merino, Claudia Bertella, Juanan Garcia 三位博后给予的诸多帮助。Javier 在我刚加入 low mu 分析时带着我从 ABC 开始做起, 初期的大部分代码都是从他这里学来的, 分析中遇到了问题也能从他这学到解决办法。Claudia 和 Juanan 在物理分析和硬件方面有很深刻的理解, 经常能给我启发和指导。

感谢我的父母和奶奶, 感谢你们对我从小到大的养育之恩。感谢你们在我研究期间遇到困难时对我的鼓励, 感谢你们对我一直以来的支持和关心。

感谢我的妻子, 柴静。感谢你在这七年的陪伴和鼓励, 感谢你对我的理解和支持。感谢你在我几次出国交流时帮我收拾行李, 整理材料。感谢你一直包容我, 为我出谋划策。

最后再次感谢我的导师, João Guimarães da Costa 教授。

2023 年 8 月

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关学术成果

作者简历：

2011 年 9 月——2015 年 7 月，在中国科学技术大学近代物理系获得学士学位。

2015 年 9 月——2023 年 6 月，在中国科学院高能物理研究所攻读博士学位。

在 高能物理研究所读博士期间，在导师 João Guimarães da Costa 教授的指导下，参与了 ATLAS 合作组关于低堆积率精确测量的分析，在 W 和 Z 横动量测量中，主要负责 Z 玻色子横动量的测量相关工作，包括 Z 衰变道的本底估计，Z 横动量分布的解谱计算及相关误差分析，对双轻子测量和反冲强子测量的一致性检验，并参与反冲强子标定工作，帮助 W 玻色子进行横动量测量。此工作成果总结在 ATLAS CONF note 《Precise measurements of W and Z transverse momentum spectra with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV and 13 TeV》中，CONF note 编号 ATLAS-CONF-2023-028^[82]。在 2023 年 5 月 9 日的 ATLAS Weekly 会议上，我代表分析团队对文章内容进行了报告。

在 2017 年下半年，我在英国卢瑟福实验室（RAL）进行 ATLAS 资格认证任务，参与了硅像素探测器的升级项目，研究端盖模块的组装技术。在 2020 年后，我参与了中国科学院高能物理研究所负责的高颗粒度时间探测器项目中的低增益雪崩探测器的传感器电学性质测量。此工作结果总结于文章 《Low gain avalanche detectors with good time resolution developed by IHEP and IME for ATLAS HGTD project》中，在 2022 年发表于 Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A. (NIMA)^[78]。

已发表（或正式接受）的学术论文：

- (1) ZHAO M, JIA X, WU K, Li M, et al. Low gain avalanche detectors with good time resolution developed by IHEP and IME for ATLAS HGTD project[J/OL]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2022, 1033:166604. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900222001875>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166604>.^[78]
- (2) ATLAS Collaboration. Precise measurements of W and Z transverse momentum

spectra with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV and 13 TeV. ATLAS-CONF-2023-028. <https://cds.cern.ch/record/2861057>.^[82].