



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

ATLAS 上通过双轻子道寻找 HH 和漂移室的粒子鉴别算法研究

作者姓名: 辛水艇

指导教师: 娄辛丑 研究员 中国科学院高能物理研究所

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 6 月

**Search for HH production in di-lepton final states with the
ATLAS detector and particle identification algorithm research
with drift chamber**

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

By

Xin Shuiting

Supervisor: Professor Xinchou Lou

Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences

June, 2023

中国科学院大学 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所提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。尽我所知，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已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

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有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、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

粒子物理标准模型准确涵盖了基本粒子，统一描述了电弱理论和量子色动力学，预言了希格斯场的存在。希格斯场触发了对称性自发破缺，是基本粒子质量的来源。2012年 Higgs 粒子在大型强子对撞机上被宣布发现后，标准模型的所有基本粒子都被实验证实，是粒子物理研究的重要里程碑。然而，希格斯粒子的性质仍然未被完全解答，对希格斯粒子全方位的测量是新物理寻找的重要方向之一。

ATLAS 探测器在 2015-2018 年第二阶段取数 (RUN2) 期间，获取了质心能量 $\sqrt{s}=13$ TeV，积分亮度 139fb^{-1} 的质子-质子对撞数据，为 Higgs 粒子对 (HH) 的寻找提供了实验条件，有助于加深对希格斯粒子自耦合性质的探测。本文利用 RUN2 全部数据，在 ATLAS 探测器上利用多轻子道寻找 HH 产生。胶子胶子融合过程是主要产生模式，它通过希格斯自耦合和四点希格斯-矢量玻色子耦合与希格斯势直接相关，VBF 模式作为额外信号事例被考虑。多轻子寻找聚焦于 $H \rightarrow WW^*$ ， $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ， $H \rightarrow ZZ^*$ 衰变模式，以及 $b\bar{b}ZZ^*$ 和 $\gamma\gamma$ + 多轻子物理道。按照轻子数，强子化衰变 τ 的数量分成的不同物理道被分析。本文聚焦于 $2\ell\text{SS}$ 物理道的研究，包含一对同电荷双轻子 (e, μ)，是多轻子末态中最具有挑战性的衰变道。分析利用多个基于决策树的多变量分析方法区分 HH 信号和主要本底。本底建模按照其来源，建立了特定控制区间进行。电荷误判本底和假轻子本底主要的非标准模型过程，我们使用了数据驱动方法估计此种事例。 $2\ell\text{SS}$ 在 95% 置信度下预期截面上限为 $35.8_{28.85}^{50.77}$ 倍标准模型 HH 产生截面。假设顶夸克与希格自耦合强度 κ_t 为标准模型预期值，希格斯自耦合强度的预期值限制在 $\kappa_\lambda \in [-8.0, 14.0]$ 。本文联合了所有多轻子末态，预计为 HH 寻找给出重要贡献。

带电粒子在气体探测器中的电离能量损失的朗道涨落代表了对粒子分离能力的限制。Cluster counting 技术 (dN/dx) 代表了一种有效的替代方法，它的泊松性质，为推断质量信息提供了一种更可靠的统计学方法。Cluster counting 技术是在每一个记录的探测器信号中，挑出与属于信号丝上的单一原初电离的电子到达有关的电子峰值结构。

出色的带电粒子鉴别 (PID) 能力，可为北京谱仪上升级运行时的味物理研

究提供益处。借助漂移室及成熟的软件环境，在 BOSS 框架下，我们基于漂移室波形分析，假设了不同程度 cluster counting 分辨率的退化。模拟表明，在理想情况下，cluster counting 比电荷积分的测量的分辨率好 2 倍，反映在 K/π 分辨能力增强了 2.5 倍。在未来，一个低噪声的电子学读出可以有望实现 cluster counting 方法。

CEPC 是一个物理潜力丰富的未来轻子对撞机项目。CEPC 期望能将介子质量，CKM 矩阵元等味物理基础的参数的精度推至前所未有的精度。为达到这一精度，CEPC 的基准探测器方案中提出 PID 探测器需满足在 20 GeV 动量空间下，对带电强子具有 3σ 分辨能力。Cluster counting 技术的研发对于漂移室设计具有重要意义。本文专注于漂移室 PID 性能的研究，在保证 PID 能力达标的同时，可以满足径迹精度的要求。我们开发了对波形的模拟，数字化，重建算法。在重建算法方面，基于导数算法的原初电离重建的结果表明 1 m 长的 K/π 径迹，其分辨可在噪声水平 2% 的情况下达到 3σ ，动量高至 20 GeV/c。基于 LSTM，CNN 的算法性能在 MC 模拟上的表现卓越。针对模拟上优秀的前景，我们参与了束流实验验证 cluster counting 工作，多种寻峰算法被用来重建原初电离，结果初步验证了电离过程的泊松性质。

关键词： ATLAS 探测器，Di-Higgs, 多轻子，漂移室，粒子鉴别

Abstract

The Standard Model of particle physics accurately covers elementary particles, describes electroweak theory and quantum chromodynamics in an electroweak unified, and predicts the existence of the Higgs field. The Higgs field triggers the spontaneous breaking of symmetry and is the source of the mass of the elementary particles. After the discovery of the Higgs particle was announced at the LHC in 2012, all the elementary particles of the Standard Model were experimentally confirmed, which is an important milestone in particle physics research. However, the nature of the Higgs particle is still not fully answered, and the measurement of the full range of the Higgs particle is one of the important directions of the new physics search.

The ATLAS detector recorded proton-proton collision data with center-of-mass energy at $\sqrt{s} = 13$ TeV corresponding to an integral luminosity of 139fb^{-1} during the RUN2 in 2015-2018. It provides experimental conditions for the search of Higgs boson pairs (HH) and helps deepen the detection of self-coupling properties of the Higgs boson. In this paper, we use all the RUN2 data to search for HH production at the ATLAS detector using multiple leptonic channels. The gluon gluon fusion process is the main production mode, which is directly related to the Higgs potential through Higgs self-coupling and four-point Higgs-fermion coupling, and the VBF mode is considered as an additional signal yields. The multilepton search focuses on $H \rightarrow WW^*$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, $H \rightarrow ZZ^*$ decay modes, in addition to $b\bar{b}ZZ^*$ and $\gamma\gamma$ multilepton channels. According to the number of leptons, the number of hadronized decays τ divided into different channels are analyzed. This paper focuses on the study of the $2\ell SS$ channel containing a pair of same-sign lepton(e, μ) pairs, which is the most challenging decay channel in the multilepton final search. The analysis utilizes multivariate analysis methods based on multiple decision tree to distinguish between the HH signal and the main background. The background modeling was performed by establishing specific control regions according to their origin. Charge misidentified background and fake lepton background are the main non-standard model processes, we used data-driven

approaches to estimate such instances. The expected upper limit of the cross section in $2\ell SS$ at 95% confidence level is $35.8_{28.85}^{50.77}$ times the standard model HH production cross section. Assuming that the top quark and Higgs self-coupling strength κ_t is the expected value of the Standard Model, the expected value of the Higgs self-coupling strength is restricted to $\kappa_\lambda \in [-8.0, 14.0]$. This paper combined all multileptonic final states and is expected to give an important contribution to the HH search.

The energy loss of charged particles in gas detectors by the Landau rise represents a limit to the particle separation capability. The Cluster counting technique (dN/dx) represents an effective alternative as its Poisson nature, providing a more reliable statistical method to distinguish particle species. the cluster counting technique is acting in each recorded of the detector signal, picking out the peak electron structure associated with the arrival of electrons belonging to a single primary ionization on the waveform.

The excellent charged particle discrimination can provide benefits for flavor physics studies during for future upgrade on the Beijing spectrometer. Thanks to the drift chamber and a mature software environment, we assumed different degrees of degradation of cluster counting resolution based on drift chamber waveform analysis in the BOSS framework. The simulations show that under ideal conditions, cluster counting provides a gain of a factor of 2 than charge-integrated measurements, which implies the K/π separation is enhanced by a factor of 2.5. In the future, a low-noise electronic readout could be expected to implement the cluster counting method.

CEPC is a wide-scope future lepton collider project that expects to push the precision of parameters in flavor physics, such as meson masses and CKM matrix elements, to an unprecedented level of accuracy. The development of cluster counting technology is of great importance for the design of drift chambers. In this paper, we focus on the study of the PID performance of the drift chamber, which can meet the requirements of the PID capability which keep satisfying track accuracy. We develop simulation, digitization, and reconstruction algorithms for waveforms. In terms of reconstruction algorithms, the results of primary ionization reconstruction based on the derivative algorithm show that the K/π separation of a 1 m track can reach a 3σ with a noise level of 2% up to 20 GeV/c momentum. The performance of the LSTM, CNN-based algo-

rithms are excellent for MC simulations. In order to validate the excellent prospect on the simulation, we have participated in the beam experiment to implement the cluster counting. Various peak finding algorithms have been used to reconstruct the primary ionization, and the results preliminarily verified the Poisson nature of the ionization process.

Keywords: ATLAS, Di-Higgs, multilepton, drift chamber, particle identification

目 录

第 1 章 引言	1
第 2 章 标准模型和希格斯物理	3
2.1 标准模型	3
2.1.1 对称性和标准模型拉氏量	4
2.1.2 单希格斯粒子产生和衰变	10
2.1.3 希格斯粒子对产生	12
第 3 章 大型强子对撞机 LHC 和 ATLAS 探测器	15
3.1 大型强子对撞机	15
3.1.1 质子加速环	15
3.1.2 束流亮度	16
3.2 ATLAS 探测器	18
3.2.1 探测器坐标系及运动学变量	19
3.2.2 磁铁系统	21
3.2.3 内部径迹探测器	21
3.2.4 量能器	23
3.2.5 缪子谱仪	27
3.2.6 触发, 读出系统	28
3.3 ATLAS HGTD 升级	31
第 4 章 ATLAS 事例模拟和重建	33
4.1 ATLAS 事例数据和模拟	33
4.2 ATLAS 事例重建	37
4.2.1 径迹重建	37
4.2.2 电子/光子重建和鉴别	38
4.2.3 缪子重建和鉴别	44
4.2.4 喷柱重建	47
4.2.5 丢失横动量	48
第 5 章 ATLAS 上通过双轻子道寻找希格斯粒子对	51
5.1 多轻子道分析策略	51
5.2 数据和蒙特卡罗样本	54
5.3 事例筛选	57

5.3.1 初步筛选	63
5.4 本底估计	63
5.4.1 不可约本底估计	64
5.4.2 Charge flip 本底估计	66
5.4.3 Fake 本底估计	74
5.5 信号优化	78
5.6 系统误差	84
5.6.1 实验误差	84
5.6.2 探测器有关误差	84
5.6.3 理论误差	85
5.7 双轻子统计分析和结果	88
5.7.1 统计模型	88
5.7.2 统计结果	89
5.7.3 κ_λ 测量	94
5.8 多轻子分析联合测量	97
5.9 总结	101
第 6 章 电离测量的粒子鉴别原理	103
6.1 带电粒子的电离性质	104
6.1.1 电离能损	104
6.1.2 原初电离	107
6.2 原初电离的测量	109
6.3 dE/dx 与 dN/dx 方法进展	109
第 7 章 漂移室粒子鉴别算法研究	111
7.1 基于 BESIII 漂移室的粒子鉴别研究	111
7.1.1 基于 Garfield 程序的模拟	112
7.1.2 基于 BESIII 离线软件系统的 MC 研究	117
7.1.3 结论与展望	119
7.2 CEPC 漂移室粒子鉴别算法	121
7.2.1 CEPC 项目简介	122
7.2.2 Cluster counting 算法	125
7.2.3 K/π 粒子鉴别预期性能	133
7.2.4 漂移管模型束流测试	135
7.3 总结与展望	138
第 8 章 总结与展望	141

参考文献.....	145
致谢.....	155
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果.....	157

图形列表

2.1 标准模型基本粒子及性质。引力作用在标准模型之外。图修改自 [32]。	4
2.2 Higgs 势示意图。 $V(\phi^0)$ 作为实部 $\text{Rm}(\phi)$ 和虚部 $\text{Im}(\phi)$ 的函数。图修改自 [40]。	8
2.3 标准模型希格斯粒子在 LHC 上的 pp 产生过程截面。 [1]	11
2.4 标准模型希格斯粒子的衰变分支比。 [1]	12
2.5 贡献至 HH 产生过程的主要费曼图。左: 与自耦合顶点敏感的三角图, λ . 右: 与自耦合顶点 λ 干涉相消的箱图。	13
2.6 VBF 产生模式的费曼图。每一个图都与图中所示的一个耦合常数 κ 敏感。	13
3.1 大型强子对撞机对撞环和加速器综合设施布局示意图 [2]。	15
3.2 ATLAS RUN2 收集数据年度额以及 pipeup 随年度分布。 [3]	18
3.3 ATLAS 探测器剖面图 [4]。	19
3.4 ATLAS 内部径迹探测器布局 [5]。左) 桶部和端盖部分; 右) 桶部的横截面, 依次是 IBL, Pixels, SCT, TRT 子探测器。	22
3.5 ATLAS 量能器剖面图。 [6]	25
3.6 桶部量能器示意图, 包含三层不同颗粒度结构。	26
3.7 ATLAS 缪子谱仪剖视图 [7]。	27
3.8 ATLAS 在 RUN2 取书期间 TDAQ 系统。 [8]	29
3.9 对不同单板传感器 (尺寸 $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$) 偏压与时间分辨的关系: FBK-UFS3.2-W19, USTC-IMEv2.1-W17, USTC-IMEv2.1-W17 [9]。	32
4.1 pp 事例示意图, 展示质子 (绿色椭圆) 中两个部分子 (蓝色) 硬散射过程。主要的物理过程有: 硬散射过程、初态和末态辐射 (ISR and FSR)、碎裂和强子化、潜在事例 (Underlying Event)。	34
4.2 图片展示了不同能标下 ($\mu^2 = 10/1000$) GeV 的 MSHT20 PDF。PDF 精确至 NNLO, 超过了 MMHT14 PDF。 [10]	35
4.3 ATLAS 径迹参数定义。	38
4.4 电子穿过 ATLAS 探测器示意图。红色的径迹假设电子首先穿过径迹系统 (从内而外分别为 IBL, Pixel, SCT, TRT), 随后进入量能器。红色虚线是由电子和 ID 物质相互作用产生的光子的路径。 [11]	39
4.5 电子/光子区分流程图。“innermost” 击中径迹上最靠近束流的硅击中; E/p 是超级簇射团和与之匹配径迹的所测量的动量; R_{conv} 是转化顶点的位置, R_{firstHit} 是径迹上击中当中最小的 R 位置。	41

4.6 电子重建效率。	42
4.7 电子鉴别效率随 E_T (左)、 η (右) 变化结果, 对应 Loose, Medium, Tight 工作点。从 $Z \rightarrow ee$, $J\phi \rightarrow ee$ 过程计算的数据-模拟比应用数据 $Z \rightarrow ee$ 过程。数据-模拟比展示在图下方。	43
4.8 Medium 缪子重建效率	46
4.9 轻味喷注、c-喷注的拒绝率随 b-喷注的效率, 对应 MV2c10, DL1, DL1r 标志器。 f_c 为 c-喷注在事例中占比。图下方比例是与 MV2c10 之比 [12]。	49
5.1 HH 衰变分支比	52
5.2 95% 置信度的 ggF 产生过程 SM HH 截面上限, 归一化至其 SM 预期值 $\sigma_{ggF}^{SM}(gg \rightarrow HH)$, 包括观测, 预期和只包含统计误差的预期上限。	53
5.3 来自 HH 衰变的多个轻子最终状态的通道, 其中包含 $H \rightarrow WW, ZZ, \tau\tau, \gamma\gamma$ 。 $HH \rightarrow ZZb\bar{b} \rightarrow 4\ell b\bar{b}$ 过程也被包含在内。红框表示本分析中使用的选定通道。	54
5.4 电子和缪子的 PLVLoose 和 PLVTight 孤立度的选择效率, 与其他常用工作点对比。	60
5.5 左: Prompt, 物质转换候选电子, 内部转换候选电子; 中: 转换半径 $r > 20$ mm 两条相关径迹在转换顶点的不变质量; 右: 半径 $r > 20$ mm 无转换顶点的两条相关径迹在初级顶点的不变质量	62
5.6 数据/MC 吻合度在 VV_{jj} (左) 和 3ℓ (右) 控制区间在拟合后的分布。	66
5.7 同电荷电子不变质量 m_{ee} 的归一化分布, 左: tight-tight 电子对; 右: tight-antitight 电子对。	68
5.8 m_{ee} 不变质量谱的拟合情况。	69
5.9 e^+e^- 估计的 QMisID 事例和同号 ee 事例的观测数量之比。	69
5.10 从数据中使用似然方法测量的 Tight 电子的 QMisID 概率。误判率以 $ \eta $ 和 p_T 为函数展示于图中。从左至右依次为不同的区间: 内部区间, 外部光子转换区间, 信号区间。其中, 内部光子转换区间由于统计量低, 所有 p_T 区间作为整体测算。	70
5.11 从 $Z \rightarrow ee$ 模拟事例计算的 QMisID 概率和似然方法测量的比较。其中部分区域的统计量低, 做了合并处理。	71
5.12 控制区间的 Pre-fit 分布。	75
5.13 控制区间的 Post-fit 分布。	76
5.14 在控制区间从拟合数据得到的归一化系数。	77
5.15 $2\ell SS$ 过程的本底验证。左: 联合 BDT 在低端区域 (<0.4) 的分布; 右: N_{jets} 在 VV 验证区间的分布。	78
5.16 VV BDTD 的输入变量分布。	81

5.18	BDT _{VV} , BDT _{VV} , BDT _{VV} 和 BDT _{VV} 的过拟合训练检查和 ROC 曲线。	83
5.19	总体 QMisID 误差 (%)。	86
5.20	2ℓSS 物理道拟合后的信号区间 BDT_{All} 分布。	90
5.21	2ℓSS 物理道的混淆矩阵。探测器系统误差包含在内。	91
5.22	2ℓSS 物理道冗余参数的 pull 分布。探测器系统误差包含在内。	92
5.23	2ℓSS 物理道冗余参数的排序分布。结果在形状 1% 排除阈和归一化 0.5% 排除阈情况下获得。	93
5.24	2Lℓℓ 物理道的 κ_λ 加权验证。	95
5.25	左: 不同 κ_λ 样本的 SM BDT 输出; 右: 各个 κ_λ 样本经过预事例筛选的接受度乘以选择效率, 误差来自 κ_λ 。	95
5.26	HHggF 产生截面关于 κ_λ 的期望上限。期望上限包括 $\pm\sigma$ 、 $\pm 2\sigma$ 误差带。“抛物线”为 ggF 截面理论预测曲线。	96
5.27	多轻子联合测量 NP 混淆矩阵。拟合在去除形状和归一化误差项的阈值设为 1% 和 0.5%。	99
5.28	多轻子联合测量实验误差的 Pull 分布。	100
6.1	500 GeV π 在硅中的 Stragglng 函数。	107
7.1	在 500 纳秒 (ns) 的时间窗口中, 感应信号的典型波形。红色的三角形是识别的峰。	112
7.2	2 GeV/c π 的电离级别 dE/dx 和 dN/dx 分布, 在一个单元内, 形状使用高斯卷积朗道函数拟合。	113
7.3	dE/dx (左) 和 dN/dx (右) 在真理电离水平下通过 43 层的一个径迹的 2 GeV/c π (蓝色) 和 K (红色) 的分布。径迹长度约为 66 厘米。	114
7.4	dE/dx 和 dN/dx 与 π 和 K 的动量关系, 其中 π 从上往下落。径迹长度为 66 厘米。误差带是用高斯拟合的 1σ 和 2σ 的不确定性绘制的。	115
7.5	波形分析的 cluster counting 性能。(a) 寻找到的原初电离数与真实原初电离数; (b) 单个单元寻找到的原初电离数和真实原初电离分布, 其分辨率分别为 16.1%, 19.6%; c) 到的原初电离数和真实原初电离数之比, 平均值为 0.91。	116
7.6	真实 dN/dx 、 $\sigma_{dN/dx}$ 的 30% 退化、 $\sigma_{dN/dx}$ 的 30% 退化和基于波形电荷积分的重建 dE/dx 的分离功率作为动量的函数。	117
7.7	π 和 K 的 PID 效率随动量的变化。	119
7.8	dE/dx versus dE/dx for 2 GeV π	120
7.9	三种情形下 π 和 K 的分辨能力, 比较单独 dN/dx , dE/dx 和他们联合的性能。左: 真实的 dN/dx , 右: 30% 退化的 dN/dx , 下: 60% 退化的 dN/dx 。	120

7.10 K 选择效率相对 π 拒绝效率的 ROC 曲线。左：没有 TOF 的 dN/dx 和 dE/dx 性能; 右：有 TOF 的 dN/dx 和 dE/dx 。橙色虚线显示了 π 排除率分别为 70%，90% 和 99%。	121
7.12 基准径迹探测器。	124
7.13 第四代概念设计探测器。	125
7.14 Cluster counting 工作流程。	126
7.15 单电子增益分布。	128
7.16 左：单电子漂移时间随位置 (x, y) 的分布; 右漂移时间误差随位置 (x, y) 的分布。	128
7.17 时间常数分别为 0 ns, 2 ns, 5 ns 时的对同一原始波形示意图。	129
7.18 噪声水平分别为 2%, 5% 时波形示意图。	130
7.19 模拟漂移室波形和导数分布	130
7.20 LSTM 算法和导数算法信号效率与本底拒绝效率的 ROC 曲线。	132
7.21 CNN 网络性能测试。左：预测的 cluster 数分布; 右：真实的 cluster 数分布。	133
7.22 全模拟和快模拟 $K\pi$ PID 性能在动量空间上的结果。星号点为全模拟，直线为快模拟结果。左右分别对应不同噪声水平，左：2%，右：10%。	134
7.23 不同噪声水平 (NR) 下， $K\pi$ 分离度随着径迹长度的变化，径迹的动量为 20 GeV/c。三条曲线对应 NR = 0.02, 0.05, 0.1，覆盖颜色表示误差。	135
7.24 束流实验漂移管模型放置图。	136
7.25 束流实验装置图。	137
7.26 Garfield++ 模拟的电压与气体增益。	137
7.27 在 He : iC ₄ H ₁₀ 90/10 气体，1 厘米尺寸漂移管的 cluster 数量分布，使用高斯函数拟合。	138

表格列表

3.1 ATLAS 探测器的性能目标。对于高 p_T 缪子, μ 子谱仪的性能与内部探测器系统无关。 E 和 p_T 的单位为 GeV。 20

3.2 缪子谱仪各个系统参数。空间分辨率 (第 3, 4 列) 不包含漂移室校准误差。第 5 列尾探测器本征时间分辨率, 贡献自信号传递和电子学。括号中的数量对应于 2009 年计划的完整探测器配置。 28

4.1 衰变自 W 玻色子缪子和 $t\bar{t}$ 过程强子衰变误判的缪子的重建效率。结果按照工作点、动量显示。 45

5.1 背景事例产生设定。用于估计系统不确定性的样本在括号中标明。 V 指的是电弱玻色子的产生 (W 或 Z/γ^*)。如果只显示了一个 PDF, 则 ME 和 PS 使用的是同一组; 如果显示了两个, 则第一个用于 ME, 第二个用于 PS。MG5_AMC 指代 MADGRAPH5_AMC@NLO 2.2.X or 2.3.X [13]; PYTHIA 8 指代 version 8.2 [14]; HERWIG++ 指代 version 2.7 [15]; HERWIG7 指代 version 7.0.4 [16]; MEPS@NLO 指代 SHERPA [17–21] 中用来匹配矩阵元和簇射的方法。使用 PYTHIA 8 的样本, 其中的重味强子衰变利用 EVTGEN 1.2.0 [22] 模拟。 56

5.2 2015-2018 年单轻子和双轻子触发器列表。 58

5.3 Baseline, Loose, Tight 轻子定义。 59

5.4 PromptLeptonVeto 算法输入变量。 59

5.5 控制区间定义。保证相对于相应信号区域的正交性的要求以蓝色突出显示。 72

5.6 $|\eta| \times p_T$ 区间定义, $1.37 < |\eta| < 1.52$ 区间是筒部和端盖电磁量能器过渡区域, 不做测量。 73

5.7 $2\ell SS$ 根据 BDT 区间计算的模版拟合不确定性。 85

5.8 $2\ell SS$ 预期的截面上限。第一列: 只考虑统计误差; 第二列: 考虑系统误差的结果。 90

5.9 各个物理道中信号区间、控制区间中 bin 的个数以及归一化常数的个数, 在拟合中浮动。 97

5.10 多轻子道信号强度上限结果, 展示为 $\text{Median}^{\pm\sigma}$ 。信号区间使用 Asimov 数据。 98

6.1 Bethe-Bloch 公式变量约定 [23]。 105

6.2 气体分子性质。 E_X : 初次激发能量。 E_I : 电离能量。 N_P : 原初电离数 N_T : 总电离数。 W_I : 平均激发一对电子离子需要的能量, MIP 粒子的结果 [23] 108

6.3 探测器的 dE/dx 性能列举。	110
7.1 基准 CEPC 四种模式的运行策略和物理过程产额与 CDR 内容比较。	123
7.2 基准径迹探测器单层物质的量和空间分辨。	124
7.3 漂移室参数。	127

第 1 章 引言

在人类历史的长河中，哲学家和科学家们一直在思考一系列看似简单的问题：什么是宇宙，宇宙中最小的、最基本的组成部分？关于存在最小成分的想法至少可以追溯到公元前。在西方，希腊哲学家德谟克利特提出，宇宙是由“原子”组成的，译为“不可分割之物”。在古代中国，庄子曰：“一尺之捶，日取其半，万世不竭”。19 世纪中叶，约翰·道尔顿提出元素周期表，他论证所有物质都是由少数不可分割的更深层级的秩序构成。随后，汤姆逊卢瑟福等人进一步揭示原子结构，标志着粒子物理学的开始。将事物分解到最小的单位以认识其本质这一“还原论”理想，支持了一百多年来粒子物理领域的发展。

粒子物理学的研究是为了发现物质的最基本成分，揭示粒子相互作用的内部运作，并探索空间和时间的基本性质。全世界科学家集体努力，结合理论和实验观测，这一努力最终结合电磁力和弱电理论（电弱理论）与强电理论（QCD），然后形成了标准模型（SM）。标准模型是目前描述物质深层次结构和内部相互作用最精确的理论，准确刻画并预言已知基本粒子及尚未被发现的粒子。2012 年，Higgs 玻色子在大型强子对撞机（LHC）上被欧洲核子中心的 2 个大型实验合作组共同发现，完成了 SM 的最后一块拼图。虽然在 LHC 上的 Higgs 测量确立了 SM 是一个成功的理论，但是仍然存在许多未解之谜，如希格斯场的真空期望值，宇宙的未来和过去何以演化。Higgs 粒子是目前为止第一个自旋为零，不带电荷的基本粒子，它的独特性质的研究成为粒子物理探索未知的首要目标。

ATLAS 实验在第一次运行期间（RUN1），以质心系能量 $\sqrt{s} = 7,8 \text{ TeV}$ 分别获取了积分亮度 $5,20 \text{ fb}^{-1}$ 的数据。2015 年至 2018 年，ATLAS 重新开机（RUN2），以质心系能量 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 收集了积分亮度 139 fb^{-1} 的数据。随着 LHC 更多的数据量，Higgs 玻色子性质的测量达到新高度。

同电荷双轻子末态（ $2L\ell\ell$ ）在 LHC 上只有较小的 SM 产生截面。在超出标准模型理论中，许多理论预言了与 SM 粒子耦合的大质量粒子，他们通常能够通过级联衰变到 $2L\ell\ell$ 。在该物理道寻找希格斯粒子对（ HH ）信号，是对标准模型的一次测试，还将提供对希格斯自耦合强度的限制。本文的物理分析利用 ATLAS 实验在 RUN2 期间的数据集，通过 $2L\ell\ell$ 寻找 HH 产生过程，并给出多

轻子道联合测量的研究工作。

粒子探测器是测量和分析基本粒子的显微镜，实验方法的发展能够极大促进物理发现。漂移室是一种用于高能物理实验的气体探测器，常用来测量径迹和做粒子鉴别。传统的漂移室至使用整个信号的积分进行粒子鉴别。能量沉积测量的一个替代方法是原初电离数量的测量，它在原理上有更小的本征分辨率。对于味物理分析，其中带电强子的粒子鉴别尤为重要，新型粒子鉴别技术在现有的 BESIII 实验以及未来的正负电子对撞机 (*Circular Electron Positron Collider*, CEPC) 项目中，有广阔的应用场景。

本文的主要内容包括 ATLAS 上 HH 寻找和漂移室粒子鉴别算法的研究两大部分：

- 第二章阐述了粒子物理标准模型和 LHC 上的希格斯物理。
- 第三章介绍了 LHC，ATLAS 探测器的结构。
- 第四章叙述了 ATLAS 上事例模拟和粒子对象的重建和鉴别方法。
- 第五章表述了利用 RUN2 实验数据 ATLAS 上通过双轻子道寻找希格斯粒子对的分析工作。
- 第六章回顾了电离测量进行粒子鉴别的基本原理和该领域的研究趋势。
- 第七章描述了利用原初电离测量原理，开发漂移室粒子鉴别算法的研究。
- 第八章做出总结和展望。

第 2 章 标准模型和希格斯物理

2.1 标准模型

粒子物理标准模型 (SM) 是描述基本粒子及其相互作用的物理理论。它解释及预测了极其广泛的实验测量结果。自 20 世纪以来, 该理论框架由许多才华横溢的物理学家不断完善, 在理论推动和新实验发现的共力下螺旋进步。现代的标准模型范式由电弱统一理论 (EW) 和量子色动力学 (QCD) 发展而来。

物理学家从“ $\theta - \tau$ ”疑难的实验和理论解释对弱相互作用在对称性方面有了深层次的认识。在 1947 年, 宇宙线实验中观测到两个不同宇称的弱衰变粒子。1956 年, 李政道和杨振宁从各自实验角度分析, 提出宇称只在弱相互作用不守恒的观点 [24]。随后, 吴健雄在钴 60 衰变实验中证实了弱相互作用没有空间反射对称性 [25]。中微子的手征性被证实, 逐渐奠定宇称破坏的弱作用理论。S. Glashow [26], A. Salam [27] and S. Weinberg [28] 在 1960 年代建立起电弱统一理论, 提出两个中性玻色子的混合来产生宇称破坏。电弱统一是规范理论, 玻色子无法携带质量。希格斯机制 (见节 2.1.1.2), 使规范对称性自发破缺, 使得规范粒子得到质量。1983 年, CERN 的 SPS 对撞实验发现了 W^\pm, Z 玻色子, 其质量与理论预言十分吻合, 实验强力支持了 EW 理论。直到 2012 年, CERN 的 LHC 上, 最终捕获了 Higgs 玻色子。

量子色动力学 (QCD) 的发展基于核子内部强相互作用的认知。至 20 世纪 60 年代初, 随着粒子加速器能量不断提高, 上百种新强子被发现, 是什么次级结构形成了束缚态强子, 实验结果亟须新的理论框架来容纳。1961 年, Murray Gell Mann 和 Yuval Ne'eman 独立提出了将夸克 (quark) 模型 [29, 30], 作为构造介子, 重子的基本粒子模型, 当时认为有 3 种味道的夸克。为解决全同费米子的自旋态和分数电荷的问题, 颜色这一额外的内部自由度被引入。1968 年, 夸克的存在在斯坦福直线加速器 (SLAC) 的深度非弹性散射实验上被证实。在 10 年间, c 夸克, b 夸克分别被丁肇中和里德曼团队发现, 人们利用 $SU(3)_C$ 色对称性构建规范理论, 最终确立了量子色动力学。至此, 夸克模型中仅剩最后一个顶夸克未被发现。1994 年, 质量最重的顶夸克终于在费米实验室被找到。

标准模型基于规范场论, 公式化为 $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 的非阿贝尔

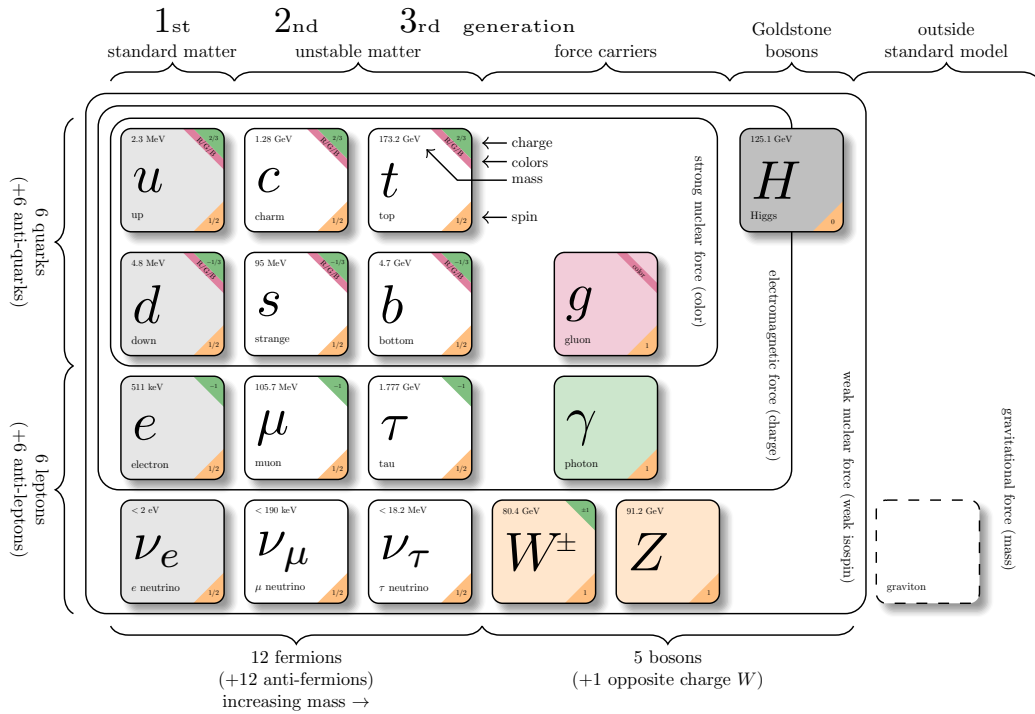


图 2.1 标准模型基本粒子及性质。引力作用在标准模型之外。图修改自 [32]。

规范对称群 [31]。它以量子场论 (QFT) 的语言统一的描述了基本粒子之间的电磁, 弱以及强相互作用。其中 C 为色荷, L 为同位旋, 这指出其对称性只为左手场, $Y = 2(Q - T_3)$ 表示弱超荷 (T_3 是弱同位旋的投影, Q 代表电荷量)。理论描述了基本粒子及三种基本相互作用。基本粒子分为费米子和传递相互作用力的玻色子组成。基本费米子由夸克和轻子组成, 自旋 $1/2$, 目前有 3“代”, 每代中包括成对的夸克、轻子及其中微子, 第一代基本费米子在宇宙物质中最为常见, 其余费米子的质量依代系增加。传递相互作用力的玻色子自旋为 1, 强相互作用传播子为胶子, 与 $SU(3)_C$ 群的八个生成元一一对应; 标准模型实现了 EW 理论, 在 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 群中, 弱相互作用以质量 W^\pm 和 Z 玻色子为媒介子, 电磁相互作用以无质量光子 γ 传递, 这些传播子的质量来源将由希格斯玻色子解释。标准模型中的基本粒子示意图如 2.1 所示。

2.1.1 对称性和标准模型拉氏量

近代物理学一个最重要的概念是对称性, 从上节内容可知对称性的应用在标准模型中至关重要。标准模型基于拉格朗日量 and 对称性的基本概念, 它们通过诺特定理 [33] 与守恒定律关联。该定理指出, 对于每个由局部动作形成的可微

对称性，都对应一个守恒量（守恒流）。根据其与时空的关系可以分为两种类型的对称性，如果拉氏量在变换下与时-空坐标无关为全局对称性，例如庞加莱群，包括平移，旋转，洛伦兹进动，是连续的全局对称，他们对应动量，角动量，能量守恒 [34]。不变性依赖于时-空坐标的对称性则称为定域对称性。标准模型的理论框架构建于所谓的非阿贝尔定域规范不变性。

标准模型的拉氏量表示为

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{EW}} + \mathcal{L}_{\text{QCD}} \quad (2.1)$$

$$= \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{fermion}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{QCD}} \quad (2.2)$$

规范群是一组李群，标准模型的规范不变性要求对拉氏量各个场做一个局域对变换后不变，这要求对李群每个生成元引入一个矢量场，即规范场。更进一步的，规范场的质量项要求为零，否则破坏了规范不变性。规范对称性破缺机制被用来回答这一问题。我们将会看到，对称性破缺后的电弱理论的粒子谱包括希格斯（Higgs）玻色子，规范玻色子和费米子：引入了一个粒子 Higgs，以提供复标量场；电弱对称性通过超荷 $Y = 1/2$ 的 Higgs 二重态的真空期望值破缺，无质量光子与规范玻色子线性组合，使得 γ 保持零质量，规范玻色子获得质量；费米子场与 Higgs 粒子通过 Yukawa 耦合获得质量。

2.1.1.1 电弱统一理论

电磁和弱相互作用被 Glashow-Weinberg-Salam 的 EM 理论所统一，它基于 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ 的对称性破缺机制 [35]。注意这里的 $U(1)_{EM}$ 是低能标 $U(1)$ 对称性，与弱超荷 Y 不同。

电弱统一理论提出了手征性来解释宇称破坏。有质量费米子的量子场为旋量场，利用投影算符 $P_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)$ ， $P_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$ ，旋量场可写为左手和右手场，以参与不同的规范作用：

$$\phi_{L/R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)\phi. \quad (2.3)$$

每一代费米子左手旋量场构成 $SU(2)_L$ 二重态：

$$L_{iL} = P_L \begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ \ell_{iL} \end{pmatrix}, \quad Q_{iL} = P_L \begin{pmatrix} u'_i \\ d'_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u'_{iL} \\ d'_{iL} \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.4)$$

右手旋量场构成 $SU(2)_L$ 单态

$$l_{iR} = P_R l_i, u'_{iR} = P_R u_i, d'_{iR} = P_R d'_i. \quad (2.5)$$

ν, ℓ 为中微子和轻子, u'_i, d'_i 是上下夸克, 有 3 代 [36]。这也就解释了实验中只存在左手和右手手性的轻子, 以及左手手性轻子中微子, 而不存在右手手性中微子。

考虑费米子狄拉克场的自由拉氏量, \mathcal{L}_0 , 具有整体的 $U(1)$ 和 $SU(2)$ 对称性。为了保持其定域不变性, 引入三重态矢量规范场 W_μ^i 以及单态规范场 B_μ , 将普通导数替换为协变导数, 对左手旋量场和右手旋量场的作用分别为:

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{1}{2}igW_\mu^a\sigma^i + \frac{1}{2}ig'B_\mu Y, \quad (2.6)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{1}{2}ig'B_\mu Y. \quad (2.7)$$

式中 g, g' 分别是 $U_{SU(2)_L}$ 和 $U_{SU(1)_Y}$ 群的耦合常数。 σ_i ($i = 1, 2, 3$) 是泡利矩阵, 是 $SU(2)_L$ 群基础表示的生成元¹。最终, 在 $SU(2)_L \otimes SU(1)_Y$ 下的 EW 拉氏不变量为

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^iW_i^{\mu\nu} \\ & + \bar{L}_{iL}i\gamma^\mu D_\mu L_{iL} + \bar{Q}_{iL}i\gamma^\mu D_\mu Q_{iL} \\ & + \bar{\ell}_{iR}i\gamma^\mu D_\mu \ell_{iR} + \bar{u}_{iR}i\gamma^\mu D_\mu u_{iR} + \bar{d}'_{iR}i\gamma^\mu D_\mu d'_{iR}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

式中场强张量 $W_i^{\mu\nu}$ 和 $B^{\mu\nu}$ 组成规范玻色子动能项, 后面部分为费米子动能及与规范玻色子相互作用项:

$$W_i^{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + gf^{abc}W_\mu^iW_\nu^j, \quad (2.9)$$

$$B^{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.10)$$

费米子与规范玻色子相互作用项表明, 规范场 W_μ^i 及 B_μ 耦合左手旋量场和右手旋量场的行为不同。但是, 电磁相互作用是宇称守恒的。这表明 W_μ^i 及 B_μ

¹准确而言是 $\frac{1}{2}\sigma_i$

的本征态并不是物理上的 W^\pm , Z 玻色子以及 γ 。为了得到电磁相互作用, 需要混合 W_μ^3 和 B_μ , 可以定义:

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

混合角 θ_W 称为温伯格角。与实验矛盾的是 W^\pm 和 Z 存在, 且一定具有质量。在介绍自发对称性破缺后我们可以理解到, A_μ 就是电磁场, Z_μ 是中性 Z 玻色子场, $W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2}$ 是 W^\pm 玻色子场。

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{g^2 + g'^2}. \quad (2.12)$$

需要再次强调的是, 费米子质量项耦合了左右手旋量场, 此外, 规范场质量项不存在。也就是说, 费米子和规范玻色子如果具有质量, 他们将破坏规范对称性。然而, 实验说明费米子以及规范玻色子 W^\pm 和 Z 都是有质量粒子。这一冲突将通过引入 Higgs 机制解决。

2.1.1.2 希格斯机制

上节规范理论具有规范不变性, 可重整性的良好性质, 然而其拉氏量中还不存在任何质量项。1964 年, 不劳特-恩格勒-希格斯 (BEH) 机制 [37] [38] [39]² 被提出以回答这一问题: $SU(2)_L \otimes SU(1)_Y$ 发生对称性自发破缺, 规范玻色子吃掉破缺产生的零质量的 Goldstone 粒子, 从而获得质量。希格斯机制引入了一个 $SU(2)$ Higgs 场规范不变二重态, 也即 Higgs 场:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^\dagger \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_3 + i\phi_4 \\ \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Higgs 场的拉氏量为:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.14)$$

第一项为场动能项, 其协变导数作用于左手轻子和夸克:

$$D^\mu \Phi = \left(\partial^\mu - ig \frac{\sigma_i}{2} W_i^\mu - ig' \frac{Y}{2} b^\mu \right) \Phi, \quad (2.15)$$

²约定俗成的, 本文称做希格斯机制。

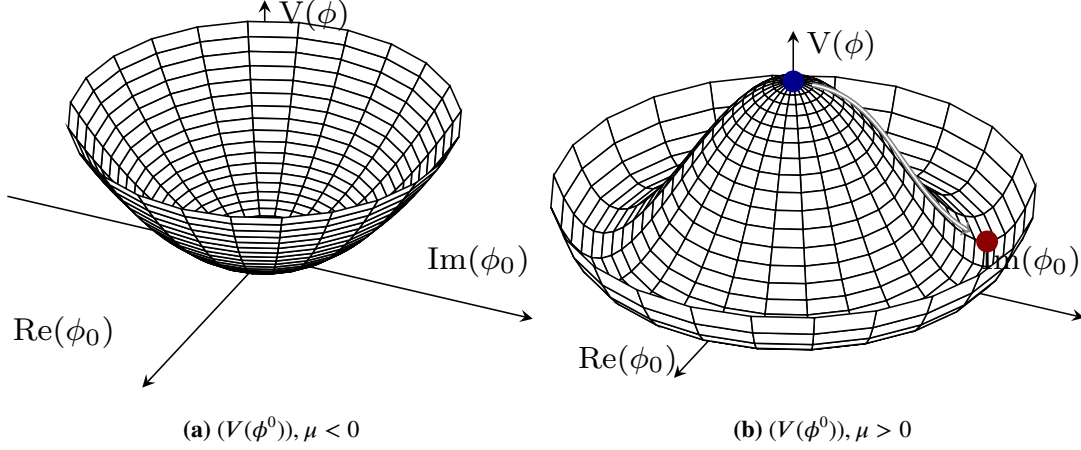


图 2.2 Higgs 势示意图。\$V(\phi^0)\$ 作为实部 \$\text{Re}(\phi)\$ 和虚部 \$\text{Im}(\phi)\$ 的函数。图修改自 [40]。

第二项为场势能项，取决于二次项系数 \$\mu\$ 和四次项系数 \$\lambda\$：\$|\Phi|^2 = \Phi^\dagger \Phi = \frac{\mu^2}{2\lambda}\$，\$\lambda > 0\$。当 \$\mu < 0\$，势能项 \$V_H(\Phi)\$ 的最小值对应于 \$\Phi^\dagger \Phi = 0\$，此时规范对称性未受到破坏。当 \$\mu > 0\$，势能项 \$V_H(\Phi)\$ 在 \$\Phi^\dagger \Phi = 0\$ 变成最大值，而最小值位于 \$\frac{\mu^2}{2\lambda}\$。势能移动到这一最小值，称为真空期望值 \$\langle \Phi_0 \rangle\$，示意图如“墨西哥草帽”所示 2.2b。为了保持自发对称性破缺后 \$U(1)_{\text{EM}}\$ 的不变性，将真空期望值选择在 \$\Phi(x)\$ 的中性分量上

$$\langle \Phi_0 \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

电弱规范会改变这个期望值，从而实现真空态不满足电弱规范对称性，但是拉氏量满足对称性。若采用么正规对 Higgs 场作变换，实轴 \$\phi_0\$ 做扰动 \$v \rightarrow v + H(x)\$，重写希格斯势：

$$-V_H(\Phi) = \frac{1}{4}v^3\lambda - \lambda v^2 H(x)^2 + \lambda v H(x)^3 + \frac{1}{4}\lambda H(x)^4, \quad (2.17)$$

式 2.17 中第二项预言了一个质量为 \$m_H = \sqrt{2\lambda}v\$ 的中性标量粒子 \$H\$，可见理论并未制定其质量 \$m_H\$，需要通过实验确定。第三项和第四项分别给出了 Higgs 粒子的 3 点自耦合相互作用和 4 点自耦合相互作用。其耦合强度分别为

$$\lambda_{HHH} = \frac{m_H^2}{2v}, \lambda_{HHHH} = \frac{m_H^2}{8v^2}, \quad (2.18)$$

自耦合项依赖于真空期望值和 Higgs 粒子质量，需依据实验测量来决定。类

似的，按照么正变换展开 Higgs 场的协变动能项 $(D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi)$ ，并引入 Weinberg 转动：

$$(D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) = \frac{1}{2}(\partial^\mu H)(\partial_\mu H) + (v + H)^2 \left(\frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2}{2 \cos^2 W} Z_\mu Z^\mu \right) \quad (2.19)$$

可以读出规范玻色子质量和光子质量：

$$m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}, \quad m_W = \frac{1}{2}g v, \quad m_\gamma = 0. \quad (2.20)$$

也就是说，对称性自发破缺后，3 个希格斯场自由度变成 W^\pm 和 Z 玻色子的纵向极化分量。

希格斯场与旋量场之间的汤川相互作用使费米子获得质量。么正变换后的拉氏量为

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \left(y_{d_i} \bar{d}_i L d_{iR} + y_{u_i} \bar{u}_i L u_{iR} + y_{\ell_i} \bar{\ell}_i L \ell_{iR} + \text{h.c.} \right) \\ &= -\frac{y_{d_i} v}{2} \bar{d}_i d_i - \frac{y_{u_i} v}{2} \bar{u}_i u_i - \frac{y_{\ell_i} v}{2} \bar{\ell}_i \ell_i - \frac{m_{d_i}}{v} H \bar{d}_i d_i - \frac{m_{u_i}}{v} H \bar{u}_i u_i - \frac{m_{\ell_i}}{v} H \bar{\ell}_i \ell_i. \end{aligned} \quad (2.21)$$

h.c. 是厄米共轭项，由此读出费米子的质量为

$$m_{d_i} = \frac{1}{\sqrt{2}} y_{d_i} v, \quad m_{\mu_i} = \frac{1}{\sqrt{2}} y_{\mu_i} v, \quad m_{\ell_i} = \frac{1}{\sqrt{2}} y_{\ell_i} v. \quad (2.22)$$

可见费米子与 Higgs 的耦合强度与其质量大小成正比。

2.1.1.3 量子色动力学

$SU(3)_C$ 群用来描述夸克和胶子之间的强相互作用。量子色动力学 (QCD) 是非阿贝尔规范理论，拉氏量写为

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{q}(i\gamma^\mu D_\mu - m_q)q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu}, \quad (2.23)$$

对应的协变导数为

$$D_\mu = \partial_\mu + i g_s G_\mu^a t^a. \quad (2.24)$$

g_s 为强耦合常数, f^{abc} 为全反对称结构常数。 t^a 是 $SU(3)_C$ 群的 8 个生成元, 对应于 8 种胶子。若展开场强张量 $G_a^{\mu\nu}$, 可以得到夸克, 胶子场的动能项, 夸克-胶子相互作用项以及三胶子, 四胶子自耦合项。由于胶子场子相互作用的存在, 与 QED 不同的是, 电磁耦合常数 $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ 随着能标的升高而增大, QCD 的情况相反, 当强相互作用能量变大时, 强耦合常数 $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ 是减少的, 这个性质叫做渐近自由, 意味着强相互作用是短程力。因此, 低能区的夸克在强相互作用下, 夸克被束缚在强子内部, 这称为夸克禁闭。在实验上, 从来没有发现“自由夸克”和“自由胶子”。渐近自由的性质使得在高能标下可以利用微扰论来计算 QCD 过程, 但低能标下微扰论将失效。

2.1.2 单希格斯粒子产生和衰变

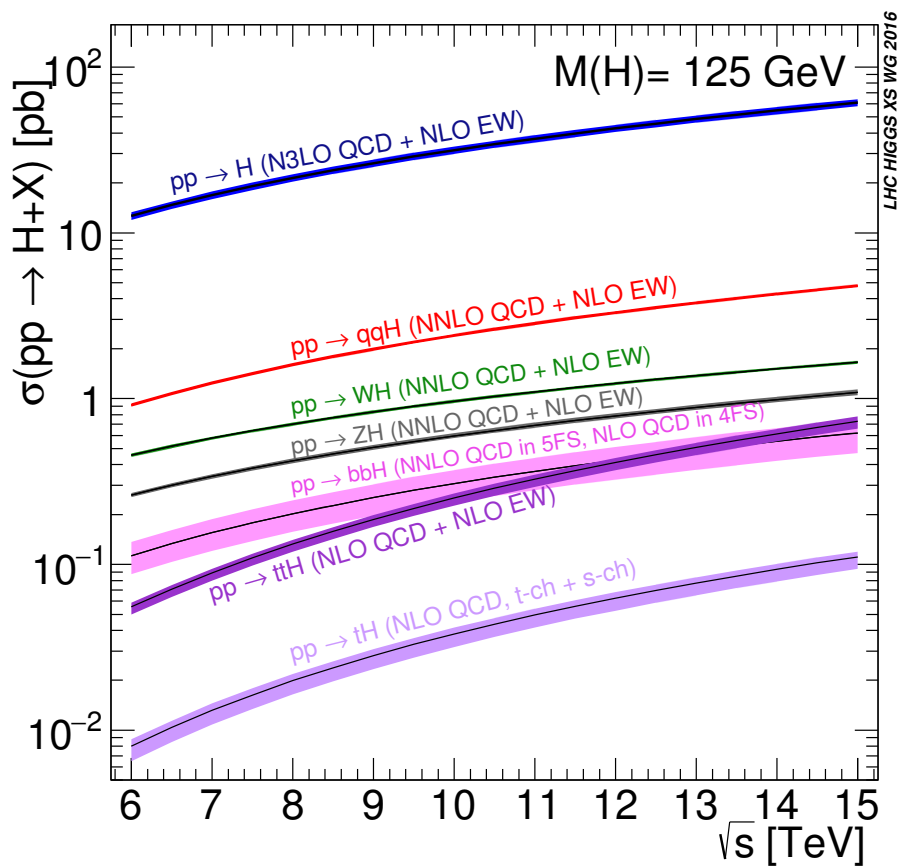
在强子对撞实验中, 单希格斯粒子的主要产生模式有

- 胶子胶子融合 (ggF): $gg \rightarrow H$ 。
- 矢量玻色子融合 (VBF): $WW/ZZ \rightarrow H$ 。
- 矢量玻色子伴随产生 (VH): $qq' \rightarrow W/Z \rightarrow WH, ZH$ 。
- 顶夸克对伴随产生 (ttH): $gg \rightarrow t\bar{t}\bar{t} \rightarrow t\bar{t}H$ 。

产生模式与 pp 的质心能量有关, 论文所使用的数据于 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 时获取。 $m_H = 125 \text{ GeV}$ 时的产生截面如图 2.3 所示。

ggF 最主要的产生模式, 大约贡献了 87% 的希格斯粒子, 这主要是因为质子分布函数里胶子是最大的部分。无质量的胶子并不能直接与 Higgs 耦合, 而是需要通过重质量夸克圈图 (主要为 top-夸克), 以 Yukawa 耦合的形式产生 Higgs。VBF 是第二贡献的产生模式, 产生率占 7%。在这一过程, 两个夸克交换虚 W 或者 Z , 两个玻色子耦合形成 Higgs。其产生的两夸克倾向有大的分别, 形成两个前向喷注和高的不变质量, 这一有力特征用以从 ggF 模式辨别。VH 模式是第三产生过程, 在 Higgs 质量为 125GeV 时产生截面大约占 6%, Higgs 从玻色子辐射产生, 故而也叫希格斯辐射。ttH 过程占比 0.6%, 相比 ggF 模式小两个数量级。尽管如此, 该模式中顶夸克与希格斯直接耦合, 该测量对于探究希格斯与第三代费米子的汤川耦合十分切要。

Higgs 场与其他粒子场的耦合确定了 Higgs 粒子的衰变特征。Higgs 玻色子与矢量玻色子的耦合与其质量的平方成正比, 与费米子的耦合与其质量成正比。因此, 衰变分支比, 而耦合强度小的过程会被强烈压低。Higgs 玻色子最主要的

图 2.3 标准模型希格斯粒子在 LHC 上的 pp 产生过程截面。[1]

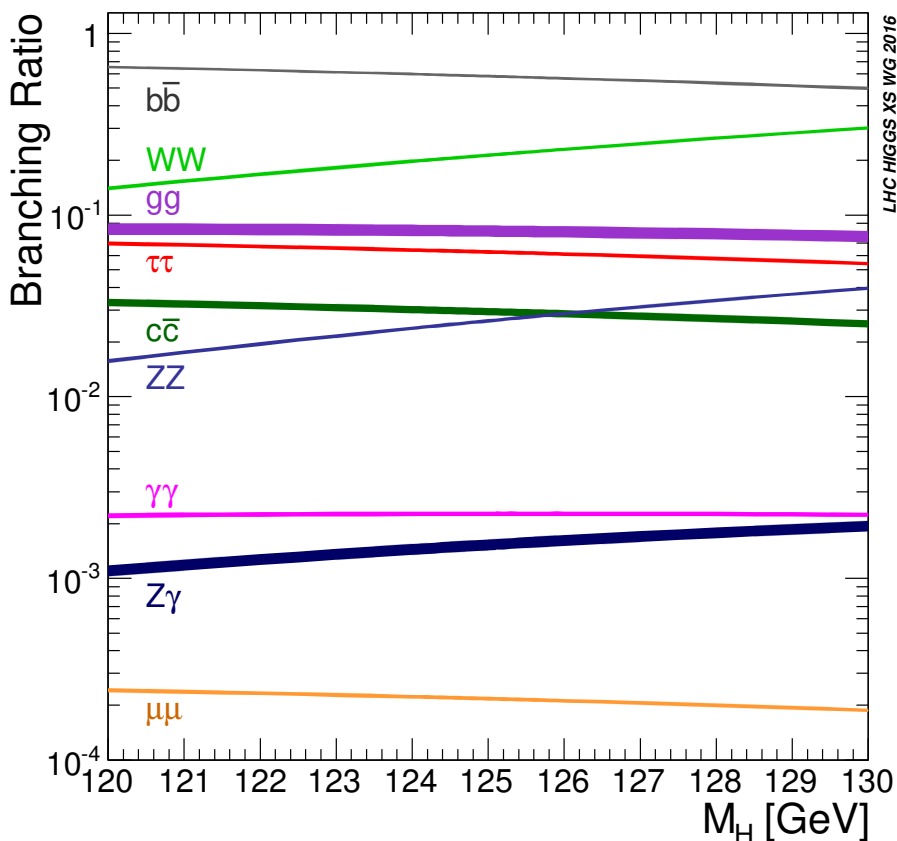


图 2.4 标准模型希格斯粒子的衰变分支比。[1]

衰变分支如图 2.4 所示。

2.1.3 希格斯粒子对产生

希格斯玻色子对 (HH) 的产生提供了希格斯玻色子自耦合的直接探测，这对 HH 的产生截面大小有直接影响。希格斯粒子对的产生模式与单希格斯粒子产生十分相似，但 SM 的 HH 截面比单 Higgs 玻色子产生小三个数量级。

通过胶子胶子融合 (ggF) 机制产生的 di-Higgs 占据其产生散射截面的 90% 以上。它主要通过两个领头阶 (*leading order*, LO) 图进行，称为三角图和箱图，如图 2.5 所示。三角图是对 Higgs 玻色子三线自耦合 κ_{HHH} 敏感的 LO 图。两个图是互相干涉破坏的，导致 SM 的 HH 截面很小。SM 的 HH 截面在次次领头阶 (*next-to-next-leading order*, NNLO) 的理论预期为 $\sigma_{\text{ggF}}^{\text{SM}} = 31.05^{+6\%}_{-23\%}$ (scale + m_{top}) $\pm 3.0\%$ (PDF + α_s) fb [41]，包括有限项夸克质量近似 (top 夸克)，对应 Higgs 质量 $m_H = 125$ GeV, $\sqrt{s} = 13$ TeV。PDF + α_s 的不确定性考虑强耦合常数和部分子分布函数的效应，“scale”不确定性是 QCD 计算的有限阶数，而 m_{top} 不确定性与顶夸克质量方案有关。

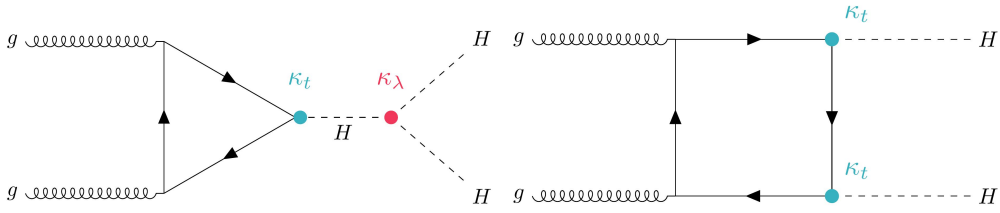


图 2.5 贡献至 HH 产生过程的主要费曼图。左：与自耦合顶点敏感的三角图， λ 。右：与自耦合顶点 λ 干涉相消的箱图。

次要的 HH 产生模式是矢量玻色子融合 (VBF)，占 SM HH 产率的 5%。VBF HH 过程的截面计算到 QCD 的第三次领头阶 (*next-to-next-to-next-to-leading order*, N3L0) [42]，大小为 $\sigma_{\text{VBF}}^{\text{SM}}(HH) = 1.73^{+0.03\%}_{-0.04\%}(\text{scale}) \pm 2.1\%(\text{PDF} + \alpha_s)$ fb，对应于 $m_H = 125 \text{ GeV}$ ， $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 。树阶的 VBF 图如图 2.6 所示。图 2.6(a) 包含了希格斯自耦合，而另外两个过程能够独特提供 H ， HH 与矢量玻色子的耦合 κ_V ， κ_{2V} 。

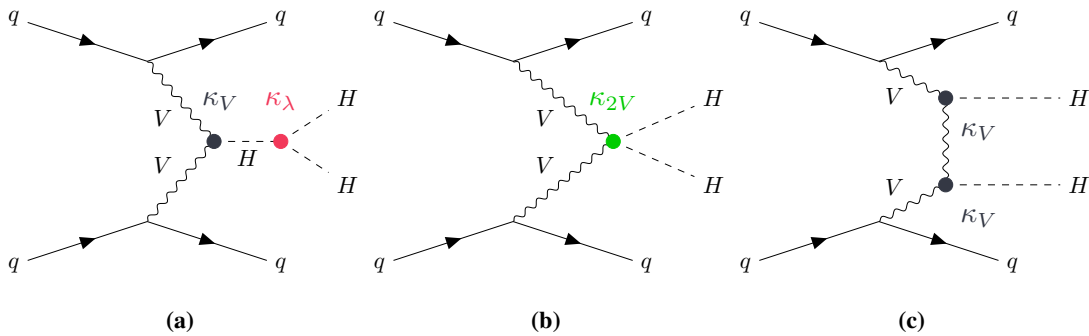


图 2.6 VBF 产生模式的费曼图。每一个图都与图中所示的一个耦合常数 κ 敏感。

第3章 大型强子对撞机 LHC 和 ATLAS 探测器

3.1 大型强子对撞机

大型强子对撞机 (*Large Hadron Collider*, LHC) 是目前世界上最大的对撞机。它是一个环形的粒子加速器, 位于欧洲核子研究中心 (法语 *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*, CERN), 靠近瑞士日内瓦。大型强子对撞机沿用了欧洲核子研究中心以前的大型正电子对撞机 (LEP) 隧道。这一隧道位于地下约 100 米处, 由 27 公里的超导环组成磁铁和加速结构。大型强子对撞机旨在提供质心能量为 $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$, 亮度可达 $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 的质子-质子 (pp) 碰撞。此外, 大型强子对撞机还可以碰撞重铅 (Pb) 离子, 每个核子的能量为 2.8 TeV, 并且峰值亮度为 $10^{27}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。

3.1.1 质子加速环

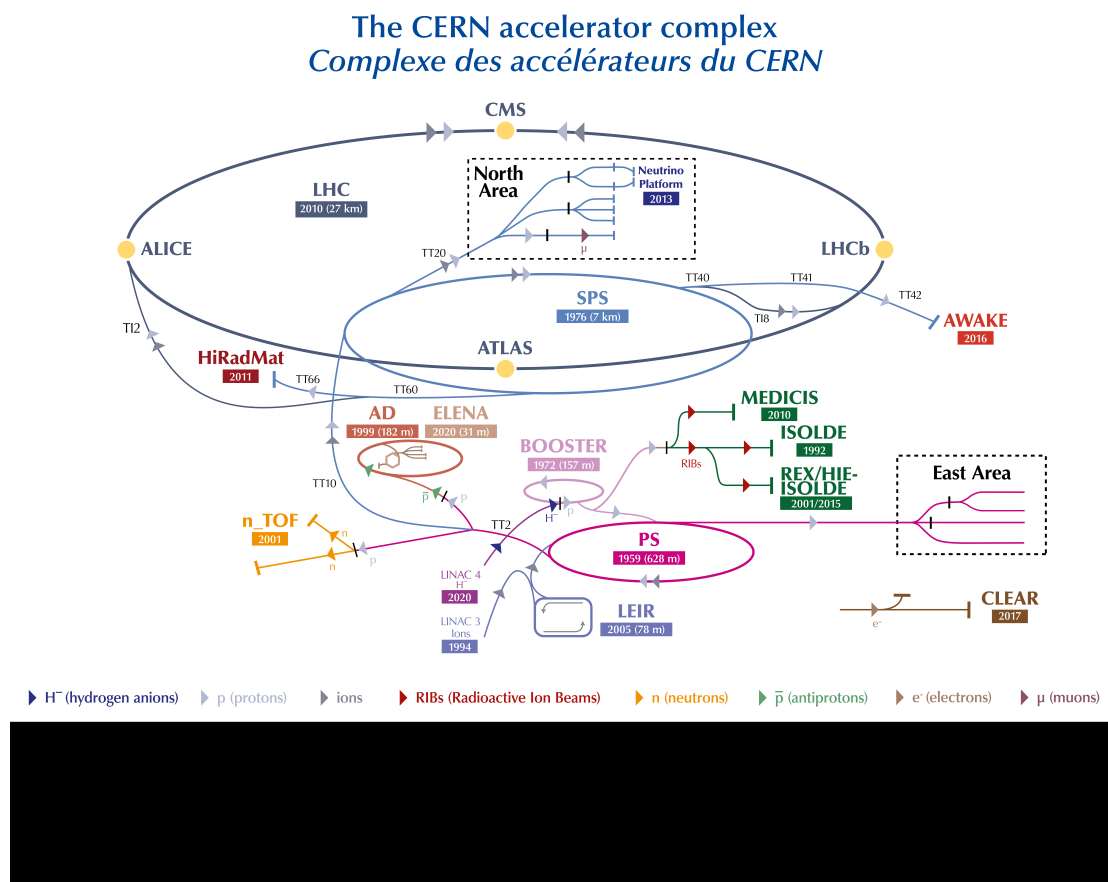


图 3.1 大型强子对撞机对撞环和加速器综合设施布局示意图 [2]。

图 3.1 显示了大型强子对撞机环的示意图和欧洲核子研究中心加速器综合设施的布局。在注入大型强子对撞机环之前，质子被一系列预加速直线加速器和同步加速器预加速。质子从氢气电离中而产生，所获得的质子由直线加速器 (LINA2) 加速至 50 MeV 的能量。自 2020 年起, 4 号直线加速器 LINAC4 取代 LINAC2, 为 LHC 提供 160 MeV 能量的质子 [43]。随后, 质子被注入到质子同步加速器 (*Proton Synchrotron Booster*, PSB), 将它们加速到 1.4 GeV 的能量。接着注入质子同步加速器 (*Proton Synchrotron*, PS), 进而将它们的能量增加到 25 GeV。超级质子同步加速器 (SPS) 是 LHC 综合设施第二大加速器, 之后, 质子被转移至 SPS, 能量被加速到 450 GeV。

来自 SPS 的质子被注入到 LHC 的两个主环中, 并以相反的方向循环, 被超导射频 (RF) 腔通过电磁振荡进一步加速指目标对撞能量。RF 腔在 400 兆赫频率, 4.5k 工作温度条件下提供 5 MV/m 的加速电场 [44]。LHC 的磁铁系统包括 1232 个二级铁和 392 个四级铁, 分别负责对束流的偏转和聚焦。这些超导二级磁铁设计的最大磁场为 8.3T, 由超流氦冷却至 1.4K [45]。两束质子在 LHC 储存环的 4 个部分相交而发生对撞。对撞点上分别放置 4 个探测器, 对应 LHC 4 个主要物理实验:

- A Toroidal LHC apparatus (ATLAS) [46].
- Compact Muon Solenoid (CMS) [47].
- Large Hadron Collider beauty (LHCb) [48].
- A Large Ion Collider Experiment (ALICE) [49].

其中 ATLAS 和 CMS 是通用型探测器, 被设计来探测 LHC 上尽可能的物理现象, 包括对标准模型的测量以及超出标准模型外的新物理寻找。LHCb 实验侧重于研究 CP 破坏和 b 强子稀有衰变的精确测量。ALICE 实验主要研究重离子物理。除此以外, 在 LHC 上还有其他更小但专一的实验, 例如 LHCf [50], TOTEM [51], MoEDAL [52], 用于对中性粒子, 弹性散射截面和磁单极的研究。

3.1.2 束流亮度

LHC 的质子束流在预加速过程中形成束团, 每个束团包含 10^{11} 个质子。LHC 束流满载设计情况下可装载 2808 个束团, 以 25ns 为间隔 [53]。LHC 的瞬时亮

度，是对撞机的内部属性，由以下参数决定，

$$L = \frac{N_b^2 k_b \gamma f_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (3.1)$$

式中 N_b 是束团粒子数， k_b 为束团数目， γ 为粒子的洛伦兹因子， f_r 为加速器回旋频率，约为 11.2kHz， ϵ_n 为束团归一化横向发射度，表征束流的横向展宽，通常为 $2.5 \mu\text{m}$ 。 β^* 是对撞点处的振幅函数，与该位置的聚焦磁铁性质有关。 F 为修正碰撞角度的集合修正因子，束流交叉角度大约为 $150\text{-}200 \mu\text{m}$ ，该项小于 1。实验上可通过减小横向发射度，减小振幅函数来提高对撞亮度。

对撞机产生的预期事例数由以下式子决定：

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma \cdot \epsilon \cdot A, \quad \mathcal{L} = \int L dt \quad (3.2)$$

LHC 积分亮度 \mathcal{L} 通常表示为面积的倒数 fb^{-1} ($1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{m}^2$)，它代表了收集的数据样本。 σ 是物理过程的截面， ϵ 和 A 分别代表分析的选择效率和探测器接受度。由于亮度关系到物理过程产额，对束流的控制和测量十分重要。LHC 设计之初的最大瞬时亮度为 $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 。自 LHC 开机以来，其整体设施一直在升级和优化，LHC 在 2015 年至 2018 年的第二次运行 (RUN2) 期间，最大瞬时亮度达到了 $2 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ，这受益于更小的横向发射率和更小的振幅函数。为了提高亮度以最大限度的提高对新物理的敏感性，每个束团的质子数被增加。高亮度的代价是，它导致每个束团交叉时出现多个 pp 相互作用，除了高能散射同时，还有大量能量相对较低的粒子散射，称为事例堆叠 (pileup)。Pileup 有两种形式，实时堆积 (in-time pileup) 是指在单个束团交叉同时发生多次 pp 相互作用，时间扩散 σ_t 仅大约 180 ps；超时堆积 (out-time pileup) 是指由于各探测器不见的读取和处理时间较长，一般远大于束团的间隔 25 ns，在当前束团交叉的事例之外看到前面或者后面束团碰撞的影响。高的 pileup 效应使得物理分析变得复杂，不同物理对象的鉴别变困难。Pipeup 通过每次束团交叉而发生的相互作用次数定义：

$$\mu = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma}{f_{rev}} \quad (3.3)$$

\mathcal{L} 是瞬时亮度， σ 是非弹性散射截面， f_{rev} 是回旋频率。

RUN2 期间 ATLAS 探测器收集的数据如图所示 3.2，包括 RUN2 期间 pipeup 的分布。在未来，大型强子对撞机还将运行很长时间，在经过 4 年的休整升级

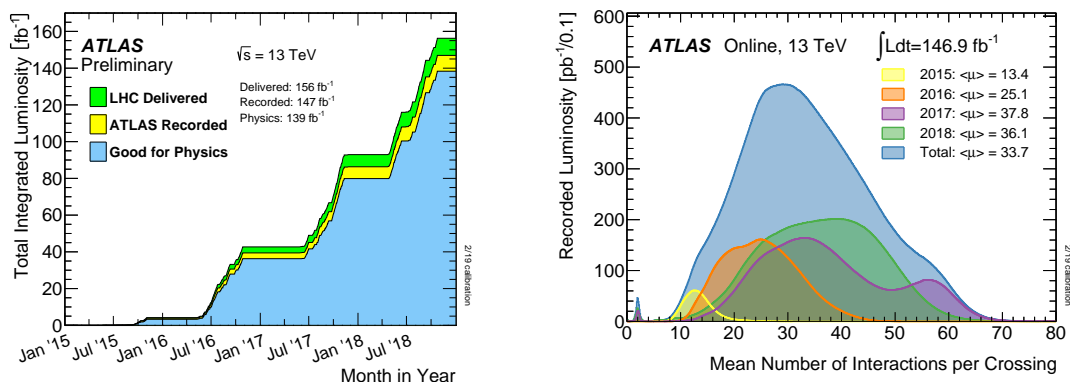


图 3.2 ATLAS RUN2 收集数据年度额以及 pipeup 随年度分布。[3]

(LS2), LHC 在 2022 年 4 月重新开机, 能量达到前所未有的 13.6 TeV, 并于 2022 年 7 月开始了第三轮运行 (RUN3), 于 2022 年 11 月暂停, 38.5 fb⁻¹。截止论文写作时, ATLAS 再经过一次重大升级后, 高亮度大型强子对撞机 (HL-LHC) [54] 项目将会在 2027 年后开始, 预期能提升至 14 TeV 质心能量取数。

3.2 ATLAS 探测器

ATLAS 探测器位于 LHC 的 4 个对撞点之一, 是 LHC 上, 也是世界上最大尺寸的探测器, 它长约 44 米, 直径为 25 米, 重约 7000 吨。它是对称的圆柱几何结构, 几乎达到 4π 立体角的覆盖。ATLAS 实验期望实现 Higgs 粒子的寻找和测量, 以及覆盖 TeV 能标的新物理现象。LHC 的高亮度和高散射截面使得量子色动力学 (QCD)、弱电相互作用 (EW) 和味物理 (flavor) 能得到进一步的精确测量。顶夸克 (top) 在 LHC 产生的频率为几十赫兹, 为测试其自旋和耦合提供了可能。因此, ATLAS 必须很好地应对各种可能的物理过程和特征, 包括电子、光子、缪子、喷柱 (jets)、陶子、缺失横向能量测量以及重味标记 (b-tagging)。物理目标驱动了 ATLAS 探测器设计时应满足的需求。在 ATLAS 技术建议书中, 广泛而详实的物理研究形成了的总体探测器概念, 探测器的基本设计标准包括 [55]:

- 极好的电磁量能器用于电子和光子鉴别和测量, 全覆盖强子量能器用于精确测量喷注和缺失横向能量;
- 高精度的缪子动量测量, 在最高亮度下, 单独使用外层的缪子谱仪能够保证测量精度;
- 高效的径迹测量用于高动量的轻子, 电子和光子鉴别, 陶子和重味喷注鉴

别，以及在低亮度下完整事例的重建能力。

- 在赝快度方向 (η) 大的接受度，几乎全方位角 (ϕ) 覆盖。赝快度束流方向夹角有关。

- 在低动量阈值下触发和测量粒子，这为 LHC 中大多数感兴趣的物理过程提供高效率。

对标准模型希格斯玻色子的寻找被用作建立 ATLAS 性能的基准。高的碰撞率和极端辐射剂量下，需要快速响应、抗辐照的电子器件和传感器。这个挑战可以由一个多个子系统组成的探测器谱仪来解决。表3.1 给出了 ATLAS 探测器各个部分的性能目标，ATLAS 探测器的结构示意图如图 3.3 所示。ATLAS 探测器由五大主要部分组成。探测器整体有数个超导磁体构成的一个磁场系统。从内而外，最内层是内部径迹探测器，可以用来精确测量带电径迹和确定次级顶点，电子鉴别等。内部径迹探测器外部被电磁量能器包裹，主要用来测量电子和光子能量沉积。接着是强子量能器，用来测量强子能量沉积。最外层是缪子谱仪，它提供对缪子的动量测量和触发。本章将依次论述各个主要部分。

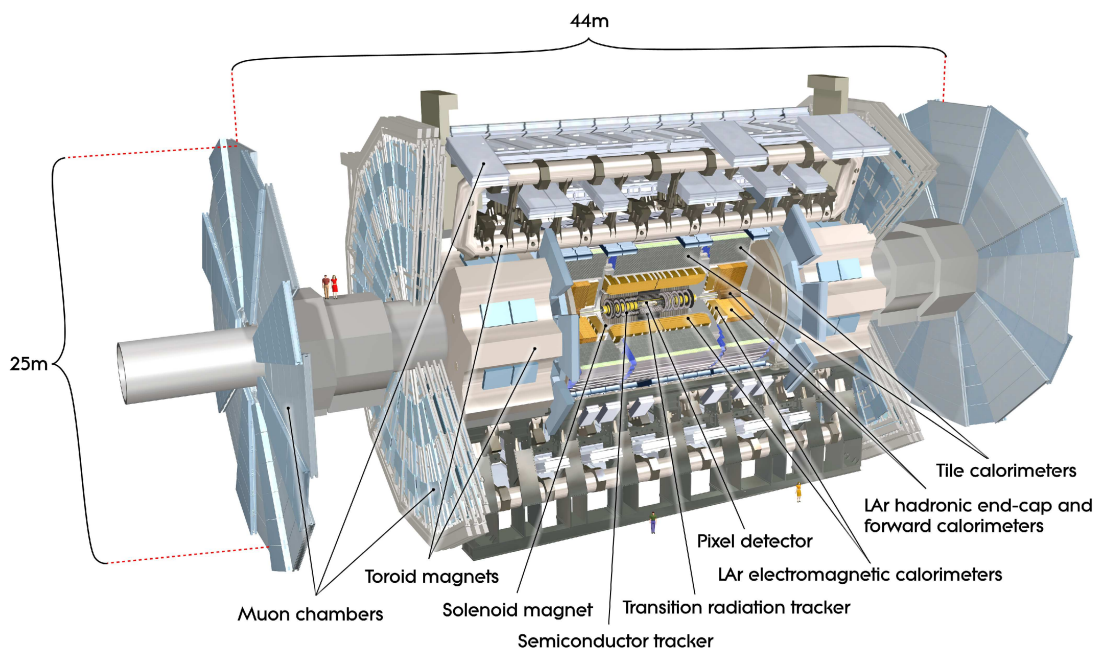


图 3.3 ATLAS 探测器剖面图 [4]。

3.2.1 探测器坐标系及运动学变量

ATLAS 探测器的坐标系可以使用右手笛卡尔坐标系来描述，原点为相互作用点 (IP)。x 轴位于大型强子对撞机环形的平面内，指向环形的中心，y 轴垂直

探测器部分	要求分辨	η 覆盖	
		测量	触发
径迹探测器	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	± 2.5	
电磁量能器	$\sigma_E/E = 10\% \sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
强子量能器 (jets)			
筒部和端盖	$\sigma_E/E = 50\% \sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
前向	$\sigma_E/E = 100\% \sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
缪子谱仪	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ at $p_T = 1$ TeV	± 2.7	± 2.4

表 3.1 ATLAS 探测器的性能目标。对于高 p_T 缪子， μ 子谱仪的性能与内部探测器系统无关。
 E 和 p_T 的单位为 GeV。

水平面向上， z 轴正向朝向束流管方向。由于 ATLAS 探测器为一圆筒形，并沿着 z 轴对称，ATLAS 实验更常用球坐标系 $((r, \phi, \theta))$ 进行描述。方位角 ϕ 定义为 x 轴正向和径迹在 $x - y$ 平面的夹角，极角 θ 是径迹位置与 z -轴正向方向的夹角。在强子对撞实验中，通常用赝快度替代极角描述粒子和束流方向的关系：

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (3.4)$$

对于有质量的物理对象如喷注 (jets)，常使用快度变量： $y = 1/2 \ln[(E + p_z)/(E - p_z)]$ ， E 是物理对象的总能量， p_z 是动量的 z 向分量。赝速度之差， $\Delta\eta$ ，是沿 z 轴的洛伦兹进动的不变量，诸如在强子对撞事例中，由于部分子只携带入射质子动量的一部分，粒子的整体纵向动量未知。正是这一特性，使得 η/y 在 LHC 上被普遍使用。在 $\eta - \phi$ 平面内物理对象之间的角间距定义为：

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} \quad (3.5)$$

在强子对撞物理中，因为对撞产物在 $x - y$ 平面上的动量和为 0，横截面物理量通常被用来描述物理对象的运动学特征，例如横向动量 $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ ，横向能量 $E_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ 和丢失横动量 E_T^{miss} 。

3.2.1.1 径迹参数

ATLAS 使用近地点 (perigee) 的一组参数 $(d_0, z_0, \theta, \phi, q/p)$ 来参数化径迹，近地点指径迹最靠近 z 方向束流的平面：

- d_0 : 带符号横向碰撞 (impact) 参数, 是径迹在近地点的 $x - y$ 平面到束流的距离。
- z_0 : 纵向碰撞参数, 是径迹在近地点 z 方向到束流的距离。
- θ : 径迹方向与束流 z 方向的极角, 范围 $[0, \pi]$ 。
- ϕ : 径迹方向在 $x - y$ 平面的方位角, 范围 $[-\pi, \pi]$ 。
- q/p : 电荷除以动量, 这确定径迹的曲率。

带电径迹在磁场中偏转的运动方程由螺旋线描述, 其自由度与径迹五参数对应。

3.2.2 磁铁系统

磁体系统对于带电粒子动量的精确测量至关重要。ATLAS 磁铁系统包括一个螺线管, 一个筒部 (Barrel) 环形线圈, 两个端盖 (Endcap) 环形线圈, 用来弯曲带电粒子的轨迹。磁场越强, 径迹的曲率越大, 动量测量的精度越高。

螺线管与束流方向对齐, 为内部探测器提供一个 2T 的轴向磁场, 使得粒子在 ϕ 方向上弯曲。螺线管的长度为 5.8 米, 外径为 1.28 米, 螺线管的厚度约为 0.66 辐射长度。超导磁体是铌钛合金 (NiTe) 制成, 由液态氮冷却。为了进一步减少量能器前方的物质的量, 螺线管和量能器共用同一套低温冷却系统。量能器及其支撑结构充当螺线管的返回轭 (yoke)。

三个大型的超导环形线圈分别在桶部和端盖区域为缪子谱仪提供约 0.5T 和 1T 的磁场。每个环形线圈由围绕束轴径向的八个线圈对称排布。端盖环形线圈相对于桶部环形线圈旋转了 22.5 度, 以提供径向重叠和优化线圈过渡区间的弯转能力。

3.2.3 内部径迹探测器

每 25ns 质子束团对撞事例中, 大约有 1000 个粒子从碰撞点飞出, 在探测器 $|\eta| < 2.5$ 区间内产生极为密集的径迹。为了达到关键物理过程测量所需要的动量和顶点要求, 必须有细密的探测器颗粒度以实现精确测量。

ATLAS 内部径迹探测器 (Inner Detector, ID) 主要包括硅像素探测器 (Pixels), 半导体探测器 (Silicon Microstrip Layer, SCT) 和穿越辐射径迹探测器 (Transition Radiation Tracker, TRT)。子探测器组合提供稳定的模式识别, 出色的动量分辨和初级、次级定点的测量, 能够覆盖 p_T 低至 0.1 GeV, $|\eta| < 2.5$ 的带电径迹。此

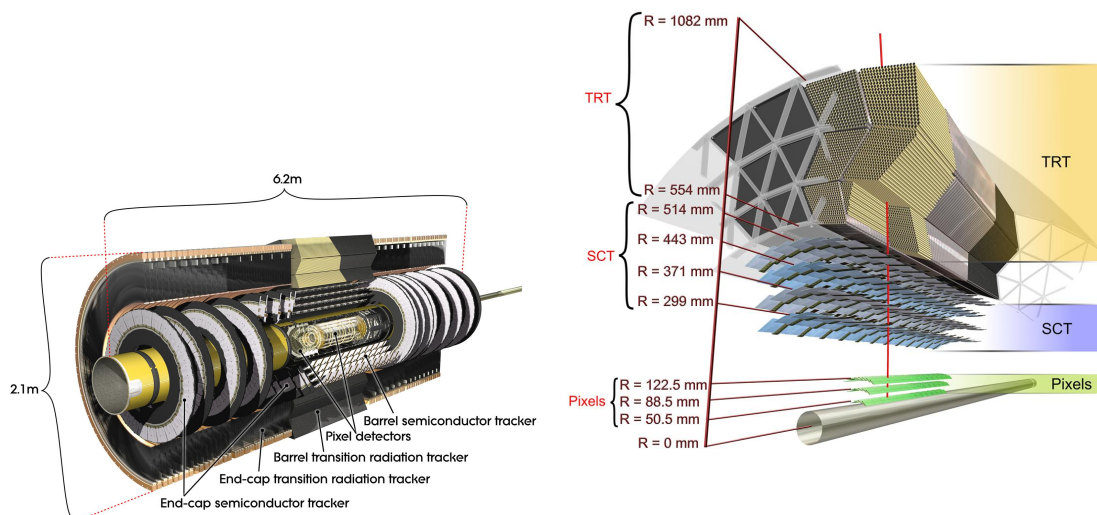


图 3.4 ATLAS 内部径迹探测器布局 [5]。左) 桶部和端盖部分；右) 桶部的横截面，依次是 IBL, Pixels, SCT, TRT 子探测器。

外, 还应该为 $|\eta| < 2.0$ 范围提供好的电子鉴别 (能量在 0.5-150 GeV 之间)。Pixels 和 SCT 最接近束流, 这两种探测器都基于半导体, 既能在小范围内提供高精度的测量, 又能工作于靠近 IP 的高占用率的条件下。在距离 IP 稍远处是基于气体漂移管的 TRT, 它能提供额外的径迹测量和粒子鉴别。ID 的布局如图 3.4, 它是一个圆柱筒形, 长 6.2 米, 直径 2.1 米。ID 的三层分为桶部和端盖区域, TRT 分布在中空的圆盘上。

硅像素探测器 (Pixels) Pixels 由共计 1744 个硅像素模块 (module) 组成, 排列在三个半径依次为 50.5, 88.5, 122.5 mm 的同心桶上和两个与束流垂直的端盖上, 每个端盖有三个圆盘。每个模块在 $(r - \phi \times z)$ 大小为 $50 \times 400 \mu\text{m}^2$, 厚度 $250 \mu\text{m}$, 使用 n 型参杂。每个模块上有 47232 个像素, 模块由 16 个读出前端芯片 bump bonds 到传感器, 整个 Pixels 读出通道总数约为 8040 万。Pixels 在 $r - \phi$ 和 z 方向的精度分别为 $10 \mu\text{m}$, $115 \mu\text{m}$ 。在第一次停机 (LS1) 期间, 所谓的可插入 B 层 (Insertable B-layer, IBL), 安装在 ID 最内侧。新的束流管是 0.8mm, 内径 23.5mm 的厚铍管, 与 IBL 一起插入, 位置如图 3.4。IBL 在 $r - \phi$ 和 z 的分辨率分为 10-45 μm , 提升了顶点重建的精度, 同时提高了 b 喷注的鉴别能力。

半导体探测器 (SCT) SCT 由共计 4088 个硅微条模块组成, 它们在桶部排布 4 层, 在两侧端盖上排布 9 层圆盘, 硅微条的间距为 $80 \mu\text{m}$ 。模块包含 768 个硅

微条传感器，组装成 12cm 的条带，两组条带以 40 mrad 的角度背靠背粘合，以提供空间测量。每个硅微条传感器由辐射硬芯片读出，含 128 个通道，SCT 总的读出通道数约为 630 万。SCT 在 $r - \phi$ 和 z 方向的精度分别为 $17 \mu\text{m}$ ， $580 \mu\text{m}$ 。Pixels 和 SCT 一起覆盖了探测器 $|\eta| < 2.5$ 的区域。

穿越辐射探测器 TRT 是气体探测器，由约 30 万只木棉和碳纤维制成的稻草管组成排列在桶部和端盖区域 [56] [57]。桶部的稻草管与束流平行，端盖的稻草管成辐射状，共有 35 万电子学读出通道。每个管子直径 4 mm，管子中心的信号丝为直径 $31 \mu\text{m}$ 的镀金钨丝。工作气体为比例为氙气 (70%)：二氧化碳 (27%)：氧气 (3%) 的混合气体，工作电压为 1530 V。其中在 RUN2 期间对于气体泄漏严重的模块，成本更低的氙气替换了氙气，而性能依然保持相当。TRT 以漂移室模式工作，这种混合气体每单位毫米产生 5-6 初级电离，初级电离的电子和离子在电场作用下漂移，并在丝附近雪崩放大形成电流信号，放大系数为 2.5×10^4 。TRT 的几何接受度为 $|\eta| < 2.0$ ，每个稻草管的本质分辨为 $130 \mu\text{m}$ 。 [58]

除了气体电离外，TRT 一个重要的特性是利用跃迁辐射实现粒子鉴别。稻草管层含聚丙烯和聚乙烯纤维制成的辐射体材料，带电粒子穿过介质交界面时发射跃迁辐射。产生跃迁辐射的强度与带电粒子的洛伦兹因子 γ 有关，可为达 100 GeV 动量带电径迹提供电子/ π 介子鉴别。跃迁辐射产生的 X 射线光子能量较高 (5-15 keV)，因此采用高低阈值以区分初级电离信号。TRT 依靠大量的击中点 (~ 30) 和较长的径迹长度提供了出色的模式识别，粒子鉴别和动量测量能力。

3.2.4 量能器

ATLAS 量能器目标是测量带电，中性粒子以及 jets 的能量，同时也用来估算丢失横动量。使用量能器测量能量的好处是能量分辨率随着能量的增加而增加。ATLAS 量能器包括几个采用不同颗粒度和技术的量能器：内部的高颗粒度液氙 (LAr) 电磁量能器和外部的强子量能器，用于通过相互作用性质区分强子和电子、光子。量能器分为桶部，端盖和前向部分，排布如图 3.5 所示，覆盖了极大范围，达到 $|\eta| < 4.9$ ，在 $1.37 < |\eta| < 1.52$ 的范围为桶部和端盖之间的间隙不被量能器系统包含。

所有的 ATLAS 量能器都为吸收体的采样层和活性介质交替组成的取样型量

能器。吸收材料使进入的粒子引发电磁簇射或者二次电离粒子的强子簇射。产生簇射的能量在灵敏层被探测。这种夹层设计通常使用密度大且廉价的吸收体材料，使得探测器尺寸紧凑。但是另一方面，簇射能量中仅有一部分能量沉积在活性层中，并且可以检测。通过使用束流测试数据和探测器模拟刻度 [59]，并利用碰撞数据校准，可提供出色的能量探测能力。采样量能器的能量分辨率可以参数化为：

$$\frac{\sigma E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c, \quad (3.6)$$

其中 a 是与采样相关的随机项， b 是噪声项， c 是常数项，考虑了量能器响应的不均匀性。

ATLAS 量能器采用了两种活性材料：液氩和塑料闪烁体。量能器中测量的信号正比于沉积的能量和初级粒子能量。能量的测量可以通过测量液体中电离沉积下的电荷或者检测塑料闪烁体中产生的光实现。穿过液氩介质的粒子电离产生电荷形成信号；若带电粒子穿过闪烁体，它激发价电子，然后将吸收的能量发射出光信号，闪烁光被光电倍增管检测并放大。

吸收材料（如铅）与带电和中性粒子相互作用，但不测量沉积的能量。电子通过发射韧致辐射损失能量，光子转换成 e^+e^- ，形成电磁簇射。 μ 介子由于其高质量而发射较少的韧致辐射，因此作为最小的电离粒子通过量热计系统。通过强作用力相互作用的粒子通常会通过核相互作用失去能量，从而产生次级粒子，形成强子级联。如果产生一个中性的 π 介子，它会衰变成两个光子，为强子簇射增加一个电磁分量。

3.2.4.1 电磁量能器

ATLAS 电磁量能器 (ECal) 专用于电子和光子能量的测量，包括一个筒部 ($|\eta| < 1.475$)，和两个端盖部分 ($1.375 < |\eta| < 3.2$)。ECal 使用一个带有手风琴形状电极，液氩 (LAr) 作为活性介质的探测器，具有出色的抗辐照性能和能量分辨率 [60]。辐射长度 $X_0 = 0.56\text{cm}$ 的铅板作为吸收体。量能器必须限制穿透到缪子谱仪的粒子，Ecal 桶部的纵向深度为 22 个辐射长度，端盖区域为 24 个辐射长度。

$|\eta| < 2.5$ 区域与 ID 覆盖范围匹配，是高精度测量区间。这个区间内 ECal 在深度 (r) 方向分割成三层，如图 3.6。第一层在 $|\eta|$ 方向有很高的颗粒度， $\Delta\eta\phi =$

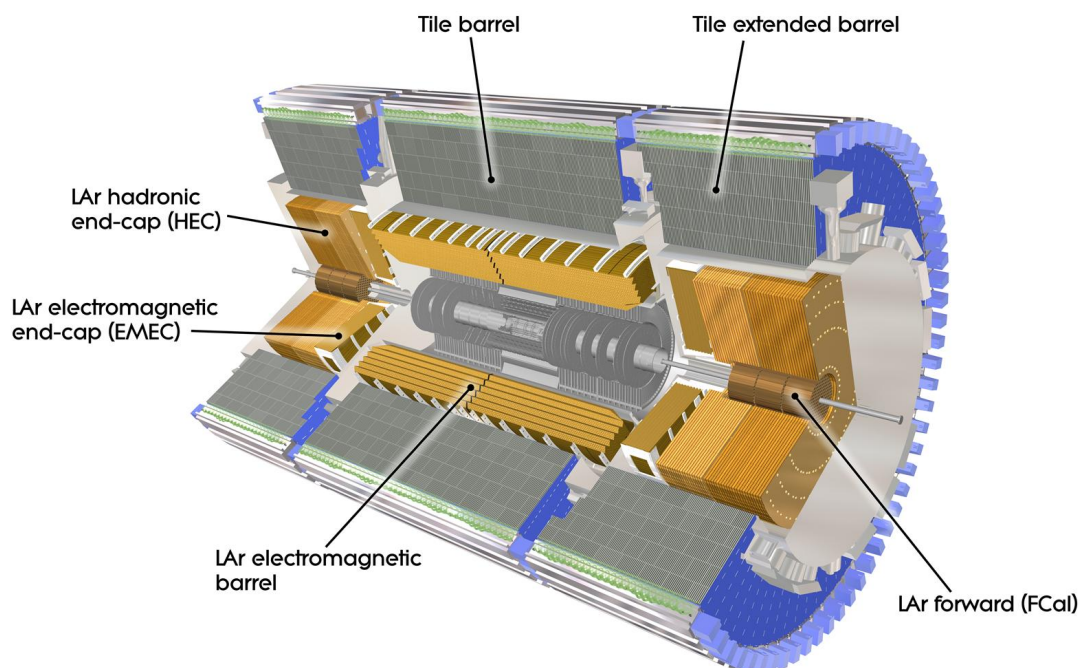


图 3.5 ATLAS 量能器剖面图。[6]

0.003 × 0.1，可以精确测量簇射位置。此外，它被用来排除 π_0 介子衰变来的假光子，以及区分来自带电 π 介子的电子。Ecal 第二层有最长的深度，有 16 个辐射长度，来收集电磁簇射大部分能量，其颗粒度为 $\Delta\eta\phi = 0.025 \times 0.025$ 。只有最高能量的电子能够到达最后一层，这一层吸收簇射的尾部，因此 η 分割较小，颗粒度为 $\Delta\eta\phi = 0.05 \times 0.025$ ，深度为 2 个辐射长度。此外， $|\eta| < 1.8$ 区域放置了一层薄的预采样层，用来修正由于内径迹探测器，螺线管，冷却系统造成的粒子能量损失。预取样层 LAr 活跃层在桶部（端盖）的厚度为 1.1cm（0.5cm）。

3.2.4.2 强子量能器

ATLAS 强子量能器 (Hcal) 围绕 Ecal 排列，被设计来测量 jets，强衰变 τ 轻子和丢失横向动量的能量和方向。HCal 分为 3 个强子量能器，在不同区域采用了不同技术：瓦片量能器 (TileCal)，强子端盖量能器 (HEC)，前向量能器 (FCal)。

瓦片型量能器是使用塑料闪烁体作为活性介质，铁作为吸收材料的非补偿取样量能器。它覆盖了中央 $|\eta| < 1.7$ 的区域，纵向 (r) 分割为三层，用来触发和重建 jets。强子端盖量能器由两个独立圆盘的液氩量能器组成，用铜作为吸收体，以覆盖 $1.5 < |\eta| < 3.2$ 的区域。前向量能器扩展至 $|\eta| < 4.9$ ，同样用液氩作为活性

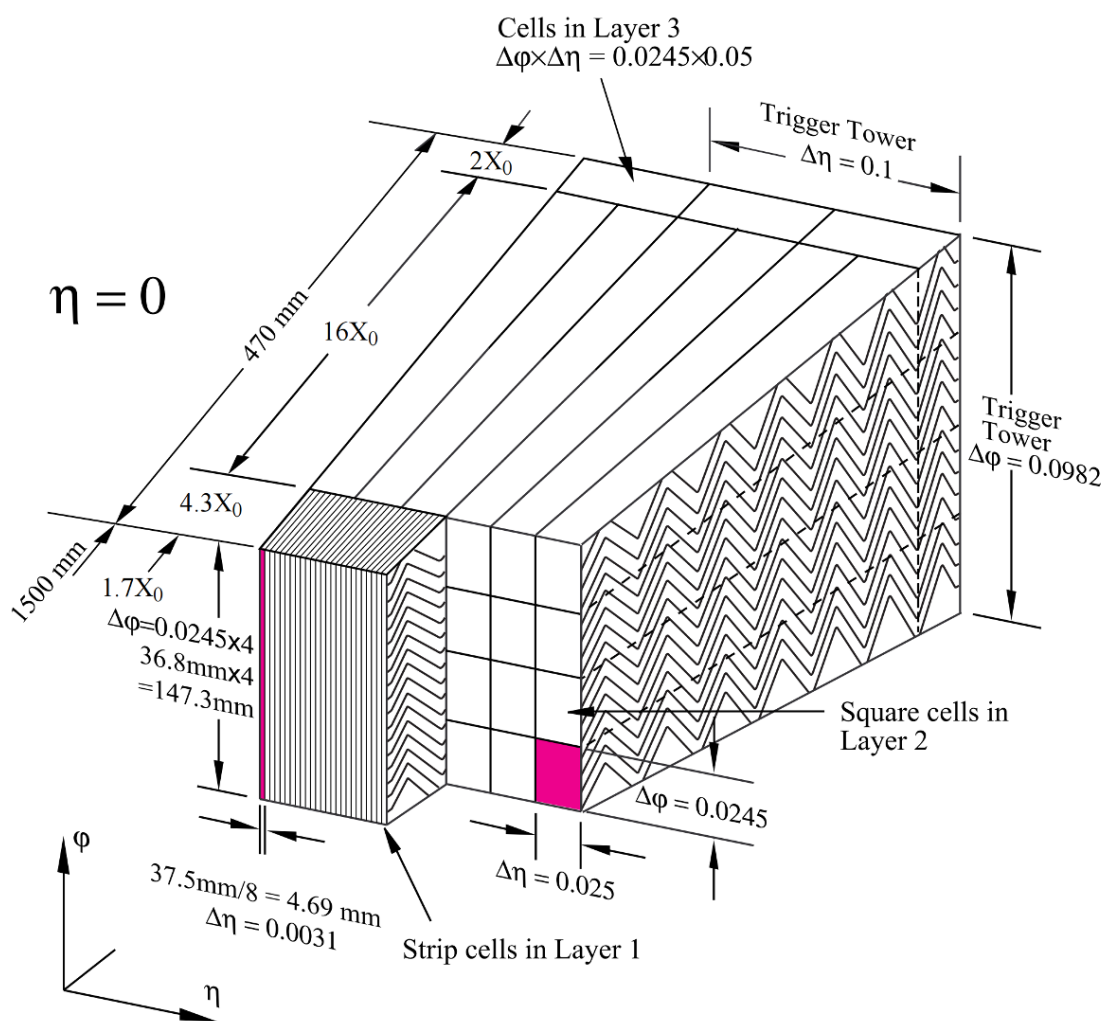


图 3.6 桶部量能器示意图，包含三层不同颗粒度结构。

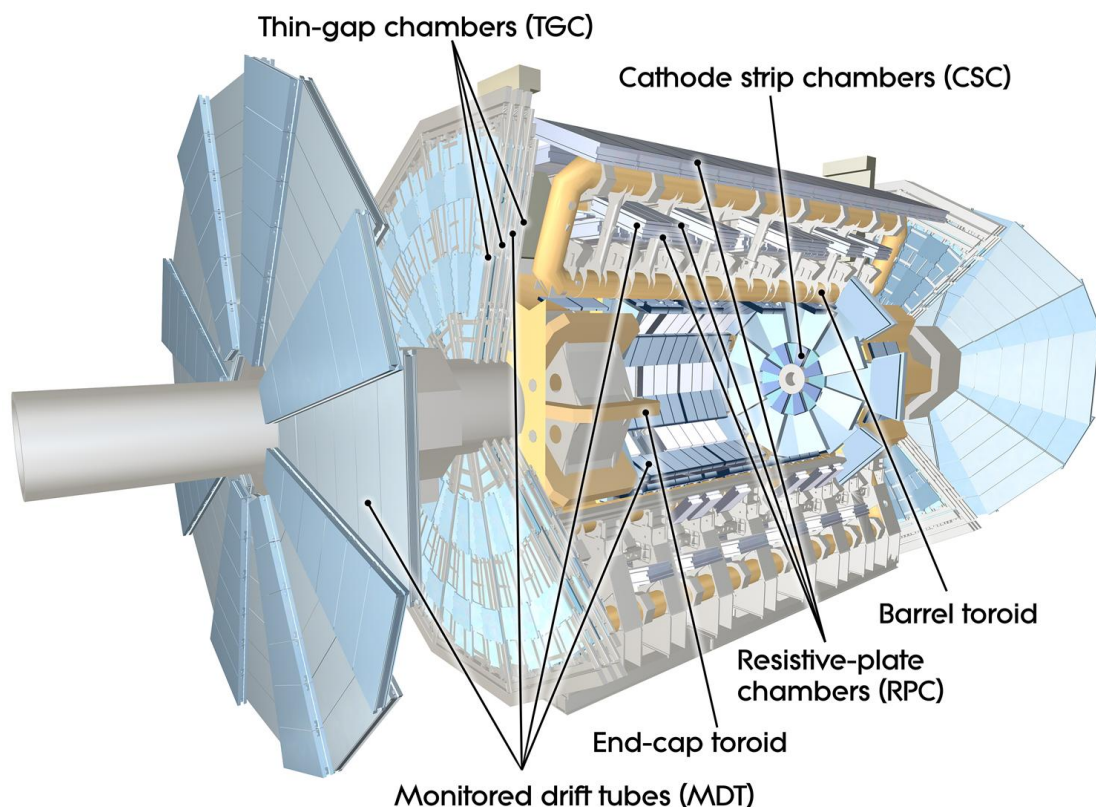


图 3.7 ATLAS 缪子谱仪剖视图 [7]。

介质，每个端盖方向被分为三个模块：第一个采用铜作为吸收材料用来测量电磁过程，后两层使用钨来测量强子能量沉积。

3.2.5 缪子谱仪

理论上能穿过整个量能器深度的粒子要么是不作用，要么是弱作用粒子，如中微子，以及没有完全沉积能量的缪子。缪子谱仪是用来鉴别缪子以及计算未被探测到的能量。

ATLAS 缪子谱仪 [61] 如图 3.7 所示，包括桶部和 3 个轮状端盖部分。在桶部区域 ($|\eta| < 1.4$)，磁场由桶部环形磁铁提供，在端盖区域 ($1.6 < |\eta| < 2.7$) 磁场由端盖环形磁铁提供 3.2.2。在 $1.4 < |\eta| < 1.6$ 过渡区间，磁场由端盖和桶部环形磁铁共同提供。缪子谱仪采用了四种漂移室技术：监测漂移管 (MDTs)、阴极条室 (CSCs)，电阻板室 (RPCs)，窄间隙室 (TGCs)。在桶部区域漂移室沿着束流轴线布置在三个同心圆柱形层中。在两个端盖区域，漂移室也分为三层放置于垂直束流方向的圆盘。

缪子谱仪分为两套系统：精确测量室 (precision chambers) 和触发室 (trigger

Type	Function	Chamber resolution (RMS) in			Measurements/track		Number of	
		z/R	ϕ	time	barrel	end-cap	chambers	channels
MDT	tracking	$35\mu\text{m}(z)$	–	–	20	20	1088(1150)	339k(354k)
CSC	tracking	$40\mu\text{m}(R)$	5 mm	7 ns	–	4	32	30.7k
RPC	trigger	10 mm(z)	10 mm	1.5 ns	6	–	544(606)	359k(373k)
TGC	trigger	2 – 6 mm(R)	3 – 7 mm	4 ns	–	9	3588	318k

表 3.2 缪子谱仪各个系统参数。空间分辨率（第 3, 4 列）不包含漂移室校准误差。第 5 列尾探测器本征时间分辨率，贡献自信号传递和电子学。括号中的数量对应于 2009 年计划的完整探测器配置。

chambers)。径迹的高精度测量基于桶部的 MDTs 和端盖的 CSCs，提供 6-8 个测量点，MDTs 覆盖 $|\eta| < 2.7$ 区域，由直径 3 cm， $50\mu\text{m}$ 钨铼信号丝的漂移管组成，充满 93% 氩气和 7% 二氧化碳混合气体，在 3kV 电压下工作，类似于 TRT，以漂移室模式工作，它的最大漂移时间为 750ns。单个漂移管的空间分辨为 $(r - \phi)$ $80\mu\text{m}$ ，MDTs 的平均分辨可达到 $35\mu\text{m}$ ，在更大速度区间 ($2.0 < |\eta| < 2.7$)，靠近相互作用点，颗粒度更高的 CSCs 被用来适应更高的粒子流和束流本底。CSCs 基于多丝正比室 (MRPC) 探测器，它点最大漂移时间为 40ns。触发室主要用于快速触发缪子事例，基于 RPCs 和 TGCs，探测器本征时间分辨分别达到 1.5 ns 和 4 ns。此外，触发室还提供独立于精确测量的第二套位置测量 ($|\eta| < 2.4$)，匹配精确测量室的接受度，方向近似与磁场线，空间分辨则稍差 (5-10mm)。RPCs 是 MRPC 探测器工作于饱和模式，填充 55% 二氧化碳 45% 正戊烷混合气体，覆盖桶部区域 ($1.05 < |\eta| < 2.4$)。RPCs 是平行板探测器工作于放大模式，填充 $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ 平行板电极距离 2 mm，覆盖桶部区域 ($|\eta| < 1.05$)。详细的参数如表 3.2.

3.2.6 触发，读出系统

触发系统和事例获取系统是 (TDAQ) ATLAS 探测器的基本组件，因为它负责实时选择出要离线记录和分析的碰撞事例。LHC 的质子束流以 40MHz 的频率碰撞，这种事例率远超出了硬件极限。ATLAS 采取了两级触发系统。分别是基于硬件信息的一级触发系统 (L1 trigger) 和基于软件的高级触发系统 (High level trigger/HLT)，存储的事例率降低至 1 kHz。

L1 触发系统包括缪子触发系统和量能器触发系统。其中缪子触发系统(L1Muon)由缪子探测器中桶柱部分和端盖部分的电阻板室和窄间隙室中的击中信号组成。

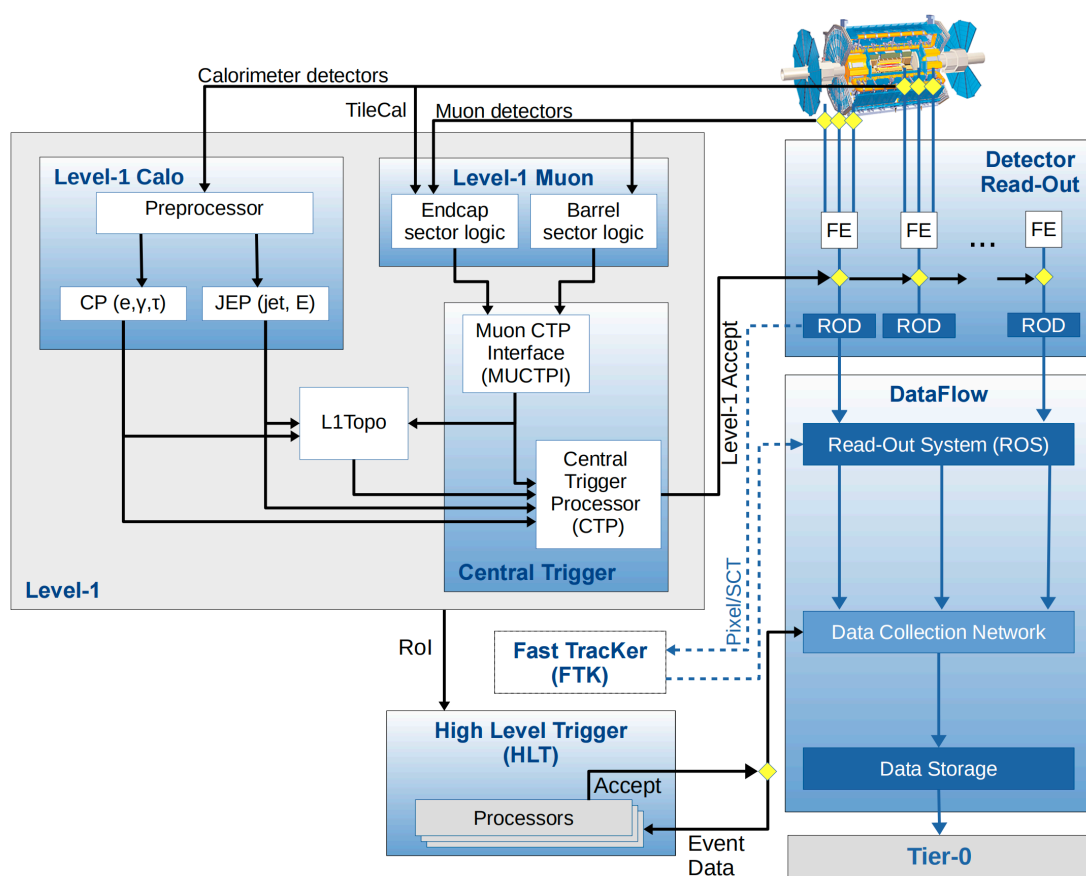


图 3.8 ATLAS 在 RUN2 取书期间 TDAQ 系统。 [8]

这些在缪子探测器中的电阻板室和窄间隙室的击中信号必须满足一定的筛选条件才能被视为触发信号。量能器触发系统 (L1Calo) 针对如 jet, e^\pm, γ 不同重建对象的算法, 要求沉积于触发塔中的能量达到特定阈值。L1 触发系统的触发决定由中央触发处理器 (central trigger processor/CTP) 通过 L1Muon 和 L1Calo 的信息决定。当某个 L1 触发中触发阈值过低时, 该触发的通过率将会过高, 因此该触发需要使用预压缩 (prescale), 选取一定比例的通过的事例进行下一步的筛选, 以保证对每一个事例进行有效的处理。当事例通过了 L1 触发系统的选择后, 全部的事例信息将会进入 HLT。在 HLT, 利用不同物理对象的重建算法对事例进行在线重建并对重建后的事例做特定的筛选进行触发判定。最后通过触发系统的事例的全部信息被永久的储存在 CERN 计算中心。

3.3 ATLAS HGTD 升级

ATLAS 探测器在 HL-LHC 运行期间面临的重大挑战之一是如何正确归类硬散射过程的产物和压低由于 pipe-up 产生的探测器信号。在基准运行情况下,人们期望在每次束流交错中平均有 200 次同时发生的质子-质子相互作用 ($\langle\mu\rangle = 200$) [62]。虽然升级的内部径迹器 (ITK) 在桶部区域足够提供精确的位置分辨,在前向区域正确的匹配径迹与顶点具有挑战性。为了缓解 pipe-up 效应,高颗粒度时间探测器 (High Granularity Timing Detector, HGTD) [63] [64] 将在 Phase-II 升级期间,在 HL-LHC [54] 运行之前,安装到 ATLAS 实验中。低增益雪崩放大传感器 (Low-Gain Avalanche detector, LGAD) [65] 已经在 HGTD 项目的 R&D 过程中被广泛研究。

HL-LHC 恶劣的辐射环境,尤其在 HGTD 将运行的前向区域¹,将导致 LGAD 性能恶化。主要的问题是所谓的初始受体去除,它会降低增益,需要增加偏置电压来补偿增益层中受体的损失。在 HGTD 的使用寿命结束时,最暴露的传感器将收到大约 $2.5 \times 10^{15} \text{neq/cm}^2$ 的 1 MeV 中子等效通量。探测器将由安装在两个端盖区域的两个圆盘状容器组成,每个圆盘包含的两侧覆盖 LGAD 传感器。传感器在其寿命时间必须满足时间分辨 50 ps,电荷收集 $> 4 \text{fC}$,击中率 97% 的性能需求 [63]。利用高精度的时间信息,在 HGTD 接收度内可使 pileup 减少 6 倍,以改善前向物理对象的重建。

束流测试工作是在 CERN SPS 的 H6A 线进行的,使用 120 GeV 的离子束。测试装置包括 6 个望远镜平面用作径迹和外推粒子到被测设备 (device under test, DUT),以测试 DUT 的效率和电荷收集。束流的轮廓尺寸约 $2 \times 2 \text{cm}^2$ 。单个 LGAD 被安装在定制的读出板上,并带有外部的放大器来增强信号。

在 CERN 的设置基于 MALTA 望远镜 [66]。MALTA 是一个全尺寸的单片式像素探测器。它包含一个小的像素电极,可以实现一个快速、低噪声和低功耗的前端,对 20-25 μm 的电离辐射释放的电荷敏感。安装在 H6 束流线上的 MALTA 望远镜由六个 MALTA 芯片组成,在 DUT 的两侧各三个。时间参考由第二个 LGAD 传感器 CNM-0 提供,它被放置在冷却箱旁边。在实验室和束流测试中,其室温下的时间分辨率校准为 54.8 ps。在 -30°C 的温度下,其时间分辨率为 35 ps。为了触发粒子,第二个 MALTA 传感器与放置在望远镜后面的闪烁探测器同

¹对应于 $2.4 < |\eta| < 4$

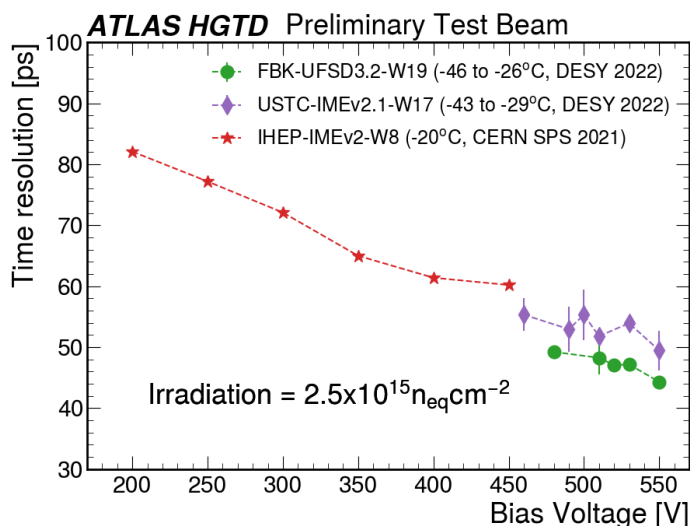


图 3.9 对不同单板传感器 (尺寸 $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$) 偏压与时间分辨的关系: FBK-UFSD3.2-W19, USTC-IMEv2.1-W17, USTC-IMEv2.1-W17 [9]。

时使用。如果这两个传感器记录了一个信号, 基于 FPGA 的触发系统就会记录来自所有六个平面的望远镜数据以及来自 DUT 和 LGAD 的波形, 作为计时参考。DUT 的温度由一个远程控制的冷却系统保持在 -20°C 。示波器分别读出 LGAD 和 SiPM 的波形, 独立记录下来作为分析数据, 而望远镜则提供粒子轨迹信息。

本人以开发 HGTD 部件数据库为考核任务获得了 ATLAS 成员身份, 做为值班人员参与了 2021 和 2022 年 CERN SPS H6A 束流测试工作, 负责装置设置和数据获取。期间结果部分公开见图 3.9。

第4章 ATLAS 事例模拟和重建

4.1 ATLAS 事例数据和模拟

对事例进行蒙特卡洛模拟的主要目的是理解观测数据和探测器性能。模拟有几个目的：预测物理过程的事例率和拓扑结构，以及研究与测量结果相符合的实验特征。此外，模拟在优化从事例选择到背景估计的工具和分析策略时非常有用。在数据分析中，模拟可以用来计算探测器或特定算法的效率，如物理对象的重建效率和接受度的修正。在评估和设定系统误差时，模拟也发挥了关键作用。

ATLAS 的物理事例模拟分多个步骤进行。第一步是事例生成，在这个过程中，来自硬过程的粒子和它们在事例中的直接衰变被生成。产生的粒子进行到探测器模拟，利用 GEANT4 工具包 [67] 模拟它们与探测器材料的相互作用。所有的粒子，无论是来自原始的硬过程还是来自 pipe-up，都要通过探测器模拟，并估计它们在探测器敏感元件中的能量沉积。下一步是数字化，模拟的能量沉积被转化为数字化的探测器响应，实现探测器元件中的击中转化为读出电子学的数字输出。

4.1.0.1 事例产生子

产生模拟的蒙特卡洛 (MC) 数据是一个复杂的过程，包括从对撞过程的矩阵元计算到粒子与物质的相互作用各个步骤。在事例产生中，被广泛用到的技术是事例产生子 (generator)。模拟事例的第一步是观察强子碰撞最初的过程。实际发生相互作用的是部分子，由于部分子只是质子的组成部分，它只携带整个质子动量的一部分动量， x 。一个典型的硬散射过程的散射截面可以表示为

$$\sigma_{AB} = \sum \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) \hat{\sigma}_{ab}(x_a, x_b, \mu_R^2, \mu_F^2). \quad (4.1)$$

对入射的质子的所有部分子求和得到硬散射截面。式中 μ_F 是因子化等级，可视为区分短程物理和长程物理的参数。 μ_R 是重整化等级，是在截断发散项时选定的重整化点。 $f_{a/A}(x_a, \mu_F^2)$ 和 $f_{b/B}(x_b, \mu_F^2)$ 是部分子 a, b 在 μ_F^2 下分别携带 x_a 和 x_b 动量的部分子分布函数 (parton distribution function, PDF)，它定义部分子携带动量分数 x_a, x_b 在能标 $\mu^2 = \mu_F^2$ 时的概率。 $\hat{\sigma}_{ab}$ 部分子 a, b 以含有 x_a, x_b 份动量硬散射的截面。一个具体的 pp 对撞过程如图 4.1 所示：

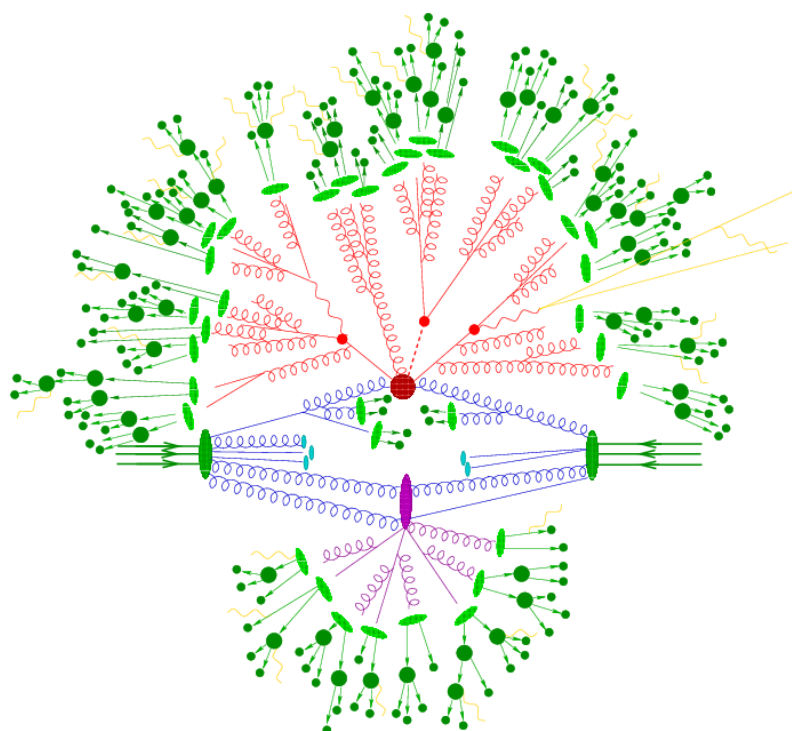


图 4.1 pp 事例示意图，展示质子（绿色椭圆）中两个部分子（蓝色）硬散射过程。主要的物理过程有：硬散射过程、初态和末态辐射（ISR and FSR）、碎裂和强子化、潜在事例（Underlying Event）。

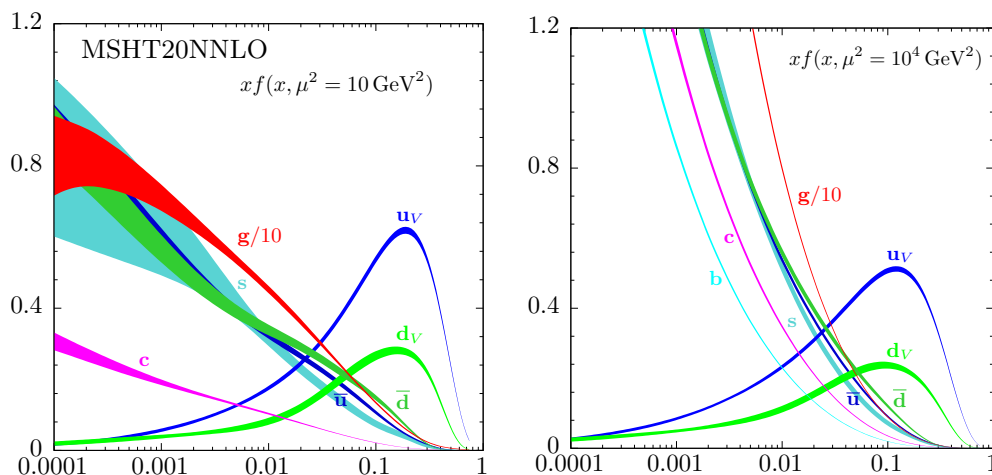


图 4.2 图片展示了不同能标下 ($\mu^2 = 10/1000$) GeV 的 MSHT20 PDF。PDF 精确至 NNLO，超过了 MMHT14 PDF。[10]

强子对撞过程散射截面的计算依赖于对 PDF 的了解程度。PDF 的确定从数据拟合中获得。有许多合作组，包括 MSHT20 [10] (如图 4.2)，NNPDF3.0 [68]，CT14 [69]，MSTW [70] 等，提供了 LHC 物理¹的高阶部分子分布函数。

事例产生子对硬过程、ISR 和 FSR、多重相互作用、强子化以及所有这些部分的结合进行了详细模拟。这类产生子通常可以分为簇射 (PS) 产生子和矩阵元 (ME) 产生子，前者使用费曼图特定阶数的矩阵元以非微扰方法估计强子化过程，而后者只使用高阶矩阵元计算硬散射截面。通用型产生子如 Pythia [71]，Herwig [72]，Sherpa [17]，可以提供完整的事例模拟。除了通用型产生子，还有许多专门用来矩阵元计算的软件，如 Madgraph5_aMC@NLO [13]，Powheg [73]。他们用来产生用来事例产生的部分子级别的数据，以及产生 LHE (Les Houches Event) 文件，用做部分子簇射和强子化模型软件的输入。

如上所述，事例产生子使用复合模型以尽可能的得到和真实数据性质类似的模拟数据。考虑到高阶微扰 QCD 和非微扰情形的近似，ATLAS 通过参数与数据的拟合校准 (Tune) 提高模拟精度。

4.1.0.2 数据和软件环境

ATLAS 使用 LHC 全球计算网格 (WLCG) 作为数据处理系统，提供数据的存储、分布计算的资源。它由三级计算中心组成，分别称为 Tier0，Tier1，Tier2。位于 CERN 的 Tier0 中心负责从 ATLAS 探测器将原始数据 (raw data) 记录到磁

¹在 LHC 上特别是 $\mathcal{O}(100 - 1000)$ GeV 能标，对应 Z ， W ，Higgs 玻色子，以及 top 夸克。

带上，执行校准处理等工作。Tier1 是分布全球的大型计算中心，负责存储磁带上原数据的备份，以及当对探测器有更深入的理解和重建性能更出色时，进行数据的重新处理。Tier2 分布在 150 余个大学或研究所，高能所计算中心是其中之一。小组和个人的分析作业主要由区域的 Tier2 提供磁盘存储和 CPU 资源。蒙特卡洛模拟样本产生在 Tier1 和 Tier2 上运行。

由于记录的对撞数据十分庞大，不能简单的使用常用的软件，例如 ROOT 进行读取和处理。为了模拟数据和真实数据在重建过程中的统一和规范，ATLAS 的数据格式包含如下步骤：

- 模拟的第一步是产生以 EVNT 的数据格式，事例以 HepMC 的形成存储。在与探测器相互作用的模拟完成之后，数据包含能量沉积信息，输出为 HITS 格式。这一步只和模拟有关，真实数据中没有对应数据格式。

- 在真实探测器中记录的事例称为原始 (RAW) 数据，经过事例过滤器并存储了所有击中信息，大小大约 1.5MB 每事例。在模拟中，相对应的数据格式为原始数字对象 (RDO)，它是数字化的模拟数据，与 RAW 数据不同在与存储了事例产生过程的 truth 信息。

- 最后一步是将数字化输出转化为实际的物理对象，如粒子，位置，能量等。RAW 和 RDO 数据经过重建的物理对象存储为事例总览数据 (ESD)，包含详细的探测器重建信息，大小约 1MB 每事例。模拟和真实数据在这一级别有相同的 ESD 结构。

从 ESD 数据导出的数据称为分析目标数据 (AOD)，按照不同的粒子类型，pileup 条件有各自的数据集合。AOD 是适合分析团队使用的数据，大小大约 200kB 每事例。AOD 数据根据分析需求，事例选择等条件，可进一步被压缩，减小，得到只包含目标事例相关的数据，即导出分析目标数据 (DAOD)。

4.2 ATLAS 事例重建

4.2.1 径迹重建

一般的，径迹的重建从寻找带电径迹在探测器留下的击中点开始，即模式识别。再通过径迹拟合估算径迹参数。根据拟合方法，可分为局部和全局方式。在磁场中重建的径迹由章节 3.2.1.1 提到的五参数 ($z_0, d_0, \theta, \phi, q/p$) 描述，如图 4.3。ATLAS 径迹重建使用了内径迹探测器 (ID) 和缪子谱仪 (MS)，ID 的重建占据事件处理时间中最重要的部分。ATLAS 实验中的主要径迹重建策略是从内部探测器最内部的径迹种子开始向外 (inside-out) [74] [75] [76]。轨迹重建使用局部和全局模式识别算法来识别源自同一带电粒子的测量值。然后在径迹拟合中使用找到的测量值来估计径迹参数。ID 轨迹重建由具有不同策略的几个序列组成，如 [4] 所述。主序列称为内外寻轨，由以下组件组成，按以下顺序执行：

通过连接分量分析 (CCA) 在 Pixel 和 SCT 子探测器中找到第一组径迹簇 (cluster)，并从这些簇创建 3D 测量 (所谓的空间点)。在密集的环境中，例如高能束流的中心，相邻粒子的相邻团簇可以十分接近，以至于重叠。在径迹重建过程中正确识别这些合并的簇是非常重要的，ATLAS 开发了一种使用多层前馈神经网络的方法，以有效地解决这一任务 [77]。ID 重建的初始步骤包括创建簇和漂移线，以及将硅探测器中的簇转换为 3D 空间点。径迹种子是从三个空间点的集合生成的。种子由来自 SCT 和 Pixel 的空间点组合。初始要求的种子被输入到组合卡尔曼滤波的寻迹算法，形成硅探测器内的候选轨迹。候选径迹下一步进入模糊性解决，以消除随机命中组合或重复轨迹。每条径迹按照质量有评分函数，候选者有共享径迹或者是空洞击中时作为惩罚值。如果候选径迹不符合以下任何标准，将在模糊性解决过程中被排除：

- 横动量 $p_T > 400$ MeV, 赝速度 $|\eta| < 2.5$ 。
- 至少有 7 个 Pixel 和 SCT (统称为硅) 击中。
- 在给定层中至多一个共用的硅击中。
- 在硅层至多两个空洞。
- 在 Pixel 上至多一个空洞。

最后，将成功的候选径迹外推到 TRT 空间中，并使用 TRT 中寻找到的漂移线匹配。这些候选径迹用作对象重建输入的轨迹的最终集合。因硅命中数较低，由内而外的算法可能会失败，次级顶点的轨迹可能会丢失。为了捕捉这些轨迹，

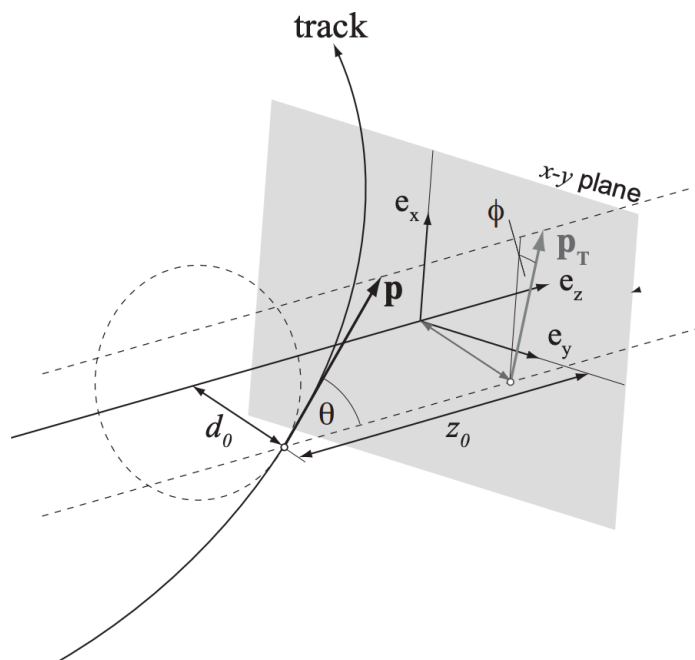


图 4.3 ATLAS 径迹参数定义。

从 TRT 命中开始向内部计算，也就是外-内算法重建。

4.2.2 电子/光子重建和鉴别

电子和光子都在液氩电磁量能器中形成电磁簇射，它们能量几乎全部沉积在 EM 量能器中，只是电子在 ID 中留下弯曲的径迹，而光子是电中性在 EM 量能器中留下特征。在电磁簇射过程中电子和光子总是能级联产生，分析方法类似，在 ATLAS 上他们的重建和鉴别放在一起考虑。实验中通过测量 LAr 电离出的电子形成的信号振幅，测量 EM 量能器中各个单元的沉积能量。沉积能量以 $\eta - \phi$ 单元的形式形成簇团，作为簇团算法的输入。本文涉及到的分析末态不包含光子，以下章节将重点介绍电子重建。图 4.4 展示了电子的重建和鉴别所经过探测器示意图。

ATLAS 上电子重建将 EM 量能器中观察到的能量沉积和 ID 中找到的径迹相匹配 [78]。电子的重建首先从电磁量能器构建簇射团开始。在 $\eta \times \phi$ 平面上电磁量能器被分成以尺寸为 $\Delta\eta\Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ 的塔 (tower) 构成的网格。在 RUN2 早期，量能器中能量沉积的种子用滑动窗口算法来鉴别。该算法使用 3×5 大小的塔窗口，以步长为 1 个单元大小的塔扫描，寻找总的能量沉积大于 2.5 GeV 的簇射种子。如果寻找到两个相距很近 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 9$ 范围内) 的候选

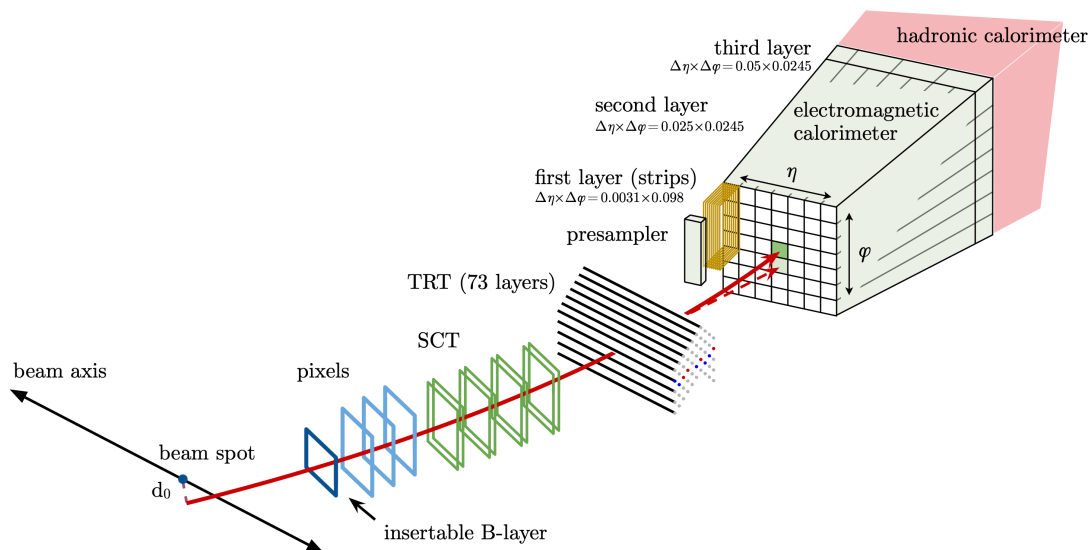


图 4.4 电子穿过 ATLAS 探测器示意图。红色的径迹假设电子首先穿过径迹系统（从内而外分别为 IBL, Pixel, SCT, TRT），随后进入量能器。红色虚线是由电子和 ID 物质相互作用产生的光子的路径。[11]

种子，那么只保留横动量较高的那个。重建的簇射可以与模拟样本中的真实信息匹配来估算效率。重建效率与横向能量有关，在 $E_T = 25 \text{ GeV}$ 时可以达到 99 %。

4.2.2.1 EM 量能器拓扑簇射团重建

RUN2 期间，自从 2017 年开始，ATLAS 采用拓扑簇射团 (topo-cluster) 算法。利用可变化的簇团大小对韧致辐射光子的重建，该新算法使得光子转化过程的电子重建得到提高。韧致辐射光子中的低能沉积与电子簇关联，形成超级簇射团 (supercluster)。拓扑簇射团的重建遵循“4-2-0”原则，起始簇团 (proto-cluster) 要求量能器（包括电磁量能器和强子量能器）选择的单元范围内沉积能量的显著度 $|\zeta_{cell}^{EM}|$ 大于 4。由于量能器噪声的影响，单元能量可能为负，为避免只有正值能量单元被使用，使用了显著度的绝对值。 $|\zeta_{cell}^{EM}|$ 的定义如下：

$$\zeta_{cell}^{EM} = \frac{E_{cell}^{EM}}{\sigma_{noise,cell}^{EM}}, \quad (4.2)$$

式中 E_{cell}^{EM2} 是单元的总能量沉积， $\sigma_{noise,cell}^{EM}$ 是该单元的预期噪声，包括电子学噪声，从事例堆积估计而来的噪声。接下来，与起始簇团相邻的单元满足 $|\zeta| \geq 2$ 则被加入到起始簇团中。这个过程一直迭代直到所有显著度大于 2 的相

²上标指 EM 标度，是被 EM 量能器中电磁簇射沉积能量校准后的信号标度

邻单元都被找到。最后，将所有围绕在起始簇团最临近的单元都添加进去（不考虑 $|\zeta_{cell}^{EM}|$ 大小）。起始簇团的能量有两个或者更多单元存在局部最大值时被分裂成单独的簇团。当单位满足以下条件时，被认为是局部最大值能量：单元以及至少四个临近单元有 $E_{cell}^{EM} > 500 \text{ MeV}$ ，并且所有临近单元的信号不能超过所选单元。

电子和光子的重建在除去过渡区间 ($1.37 < |\eta| < 1.63$) 以外，只使用 EM 量能器单元的能量构建拓扑簇射团。过渡区间还会使用预采样器和闪烁体测量的能量。EM 比 f_{EM} 定义为 EM 能量和簇团总能量的比值。簇团的 EM 能量需要大于 400 MeV。对于电子簇团，选择 $f_{EM} > 0.5$ 可以在不影响真实电子簇团选择效率的情况下排除掉 60% 的 pileup 簇团。

4.2.2.2 径迹重建和径迹-簇射团匹配

电子的径迹重建依照 4.2.2.5 所述的步骤进行。首先使用标准径迹-模式识别 [74] 方式。如果硅击中的径迹没有寻找到 EM 簇团包含横向和纵向簇射的空间，一种基于卡尔曼滤波 [79] 的模式识别方法会被使用，以考虑粒子与材料相互作用，例如韧致辐射，至多 30% 能量损失。当引文 [74] 径迹拟合因额外的能量损失失败，使用全局 χ^2 [80] 拟合方法对候选径迹拟合。除此以外，至少有 4 个硅击中且宽松匹配上 EM 簇团空间³的径迹使用高斯求和滤波算法 (GSF) [81] 拟合。GSF 算法优化对非线性韧致辐射效应的处理，以提高与此相关低动量电子径迹重建的效率。

重建径迹从近地点平面外推到量能器第二层与 EM 簇团匹配。如果满足 $-0.10 < q \cdot (\phi_{cluster} - \phi_{track}) < 0.05$ 则视为匹配。当径迹因韧致辐射导致能损过大时还需对动量修正。如果一个簇团与多条径迹匹配，则按照一定规则排序选出一条径迹。排序主要依照径迹与簇团的距离 ΔR 。

除了匹配为电子的簇团，其余簇团分为转化光子和非转化光子。转化光子是径迹的转化顶点匹配到簇团。转化光子的重建包括硅探测器击中的径迹和只有 TRT 击中的径迹。转化顶点可分为双径迹的顶点和单条径迹顶点。双径迹转换顶点由两个相反的电荷径迹重建而成，顶点不变质量 $m_{trktrk} = 0$ ，而单径迹顶点基本上是 ID 最内层中没有击中的径迹。非转化光子是既不匹配电子径迹也不

³径迹和 EM 簇团需满足 $|\eta_{cluster} - \eta_{track}| < 0.05$ ，以及 $-0.2 < q(\phi_{cluster} - \phi_{track}) < 0.05$ 或 $-0.10 < q(\phi_{cluster} - \phi_{track}) < 0.05$ （以径迹匹配或以簇团匹配）

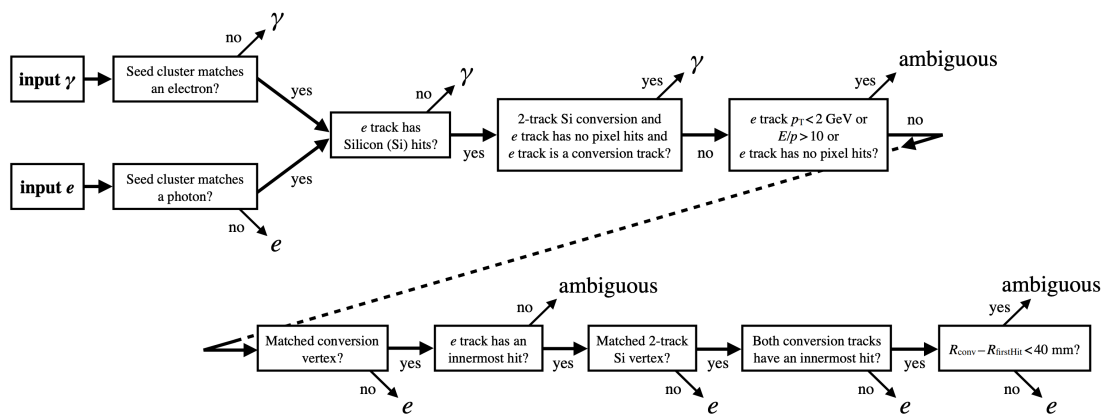


图 4.5 电子/光子区分流程图。“innermost”击中指径迹上最靠近束流的硅击中； E/p 是超级簇射团和与之匹配径迹的所测量的动量； R_{conv} 是转化顶点的位置， R_{firstHit} 是径迹上击中当中最小的 R 位置。

匹配转换顶点的簇团。

4.2.2.3 电子/光子重建

ATLAS 对超级簇射团分类以区分重建的光子和电子。电子和光子超级簇射团的重建是独立进行的，分为两个阶段：第一阶段，选出 EM 拓扑簇射团作为构建超级簇射团的种子；第二阶段，识别种子附近的 EM 拓扑簇射团作为卫星簇团，若其来自韧致辐射或者拓扑簇射团分裂，则被加入到种子中以重建超级簇射团。电子的种子簇团需满足至少四个硅击中，且 $E_T > 1 \text{ GeV}$ 。对于转化光子和非转化光子，种子簇团需满足 $E_T > 1.5 \text{ GeV}$ 。在第二步，无论电子或光子，种子簇团周围 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.125$) 的拓扑簇团都作为卫星簇团。对于电子，如果拓扑簇射团与种子簇团有相匹配的径迹，作为卫星簇团。对于转化光子，如果拓扑簇射团与种子簇团来自同一转化顶点，则作为卫星簇团。卫星簇团与种子簇团即超级簇射团。最后一步是将量能器单元对应到超级簇团上。为了减轻 pipeline 噪声或其他无关簇团的影响，还会对超级簇射的径迹信息和几何信息做限制。

在上述超级簇射团建立完成后，进行能量和位置修正。得到的超级簇射团为电子/光子区分流程的输入，如图 4.5 所示。该流程是构建分析级别使用的电子和光子，因为电子和光子的重建是独立的，存在电子和光子从同样的超级簇射团的情况，这种情况在区分流程中被视为模糊的 (ambiguous) 对象，最终的区别交由具体的分析组做决定。

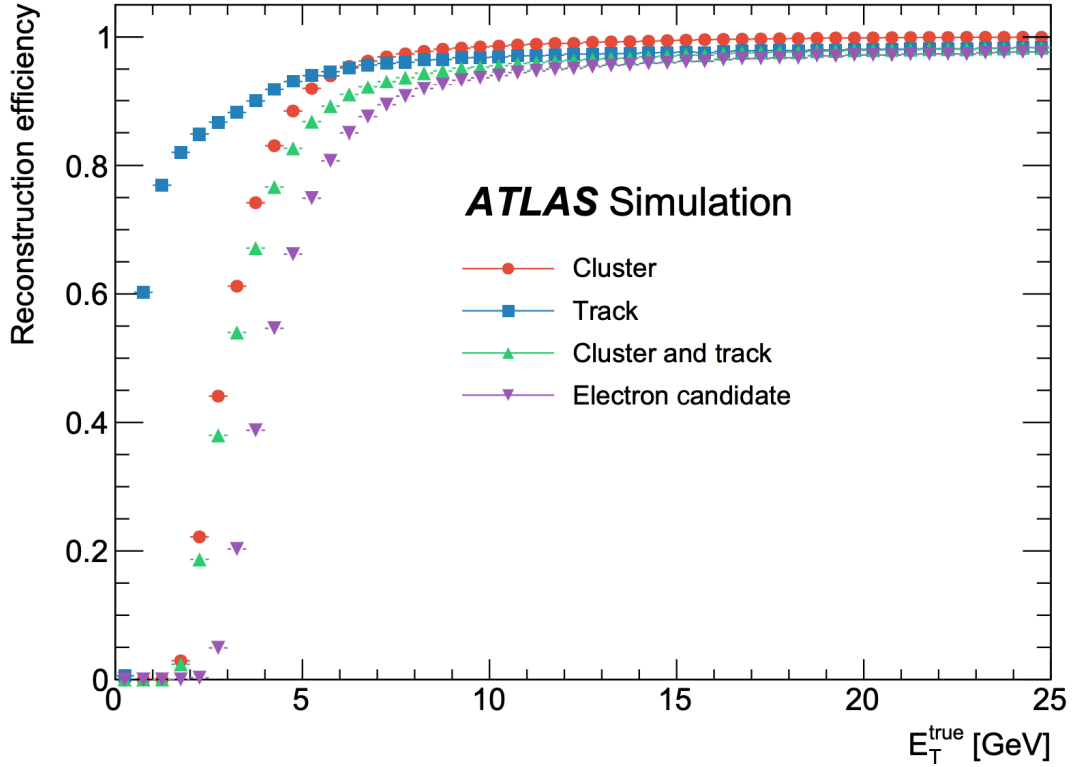


图 4.6 电子重建效率。

实验上在测量之前需要一系列的校准才能确定电子的各种测量量，例如触发，孤立度，鉴别，重建等方面。电子的总效率可以表示为

$$\epsilon_{total} = \epsilon_{EMclus} \times \epsilon_{reco} \times \epsilon_{id} \times \epsilon_{iso} \times \epsilon_{trig}. \quad (4.3)$$

ϵ_{EMclus} 是重建的 EM 簇团数目除以总共产生的电子数目，代表电磁量能器 EM 簇团重建效率，该项全部从模拟中估计。电子重建效率 ϵ_{reco} 为重建的电子数目与 EM 簇团数目之比。电子鉴别效率 ϵ_{id} 与孤立化效率 ϵ_{iso} 按照选取的工作点确定。最后，触发效率也被考虑，是触发的电子数目（并且孤立化，鉴别过的重建电子）与孤立化的电子数之比，详细例子参见 [82]。

图 4.6展示了以 E_T 为函数的电子重建效率。在低能区间失效的原因是由于 GSF 方法引入的 E_T 的阈值。减轻此特征的办法是使用 EM 拓扑簇团代替固定窗簇团来作为 GSF 拟合种子。

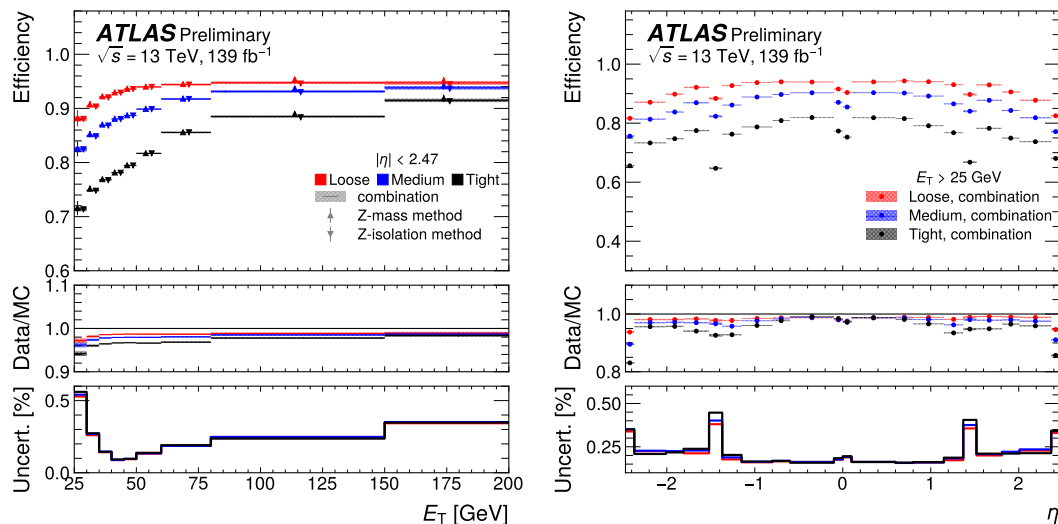


图 4.7 电子鉴别效率随 E_T (左)、 η (右) 变化结果，对应 **Loose**, **Medium**, **Tight** 工作点。

从 $Z \rightarrow ee$, $J/\psi \rightarrow ee$ 过程计算的数据-模拟比应用数据 $Z \rightarrow ee$ 过程。数据-模拟比展示在图下方。

4.2.2.4 电子鉴别

电子的鉴别基于似然 (LH) 多变量判别方法。该算法用于区分“真” (prompt) 轻子 (来自硬散射或 H , W , Z 玻色子衰变) 和背景类似对象误重建而来的轻子 (如从强子喷注, 转化光子)。构建电子的 LH 是各项概率密度函数 (PDF) 乘积, 包括量能器簇团形状, TRT 击中, 径迹-簇射团匹配相关变量, 径迹等信息。利用 TMVA 工具包 [83] 的核密度算子按 9 个 $|\eta|$ bin, 7 个 E_T bin 分别计算信号和本地的 PDFs, 信号的 LH 和本底的 LH 的比取对数作为区分变量。

信号的 PDFs 从 RUN2 2015-2016 年 36.9 fb^{-1} 数据中 $Z \rightarrow ee$ ($E_T > 15 \text{ GeV}$) 和 $J/\psi \rightarrow ee$ ($E_T < 15 \text{ GeV}$) 事例得到。在计算鉴别效率时同样使用这两个物理道的事例。计算过程中运用了标记-探测法 (tag-and-probe) 测量。该方法要求标记 (tag) 电子通过严格筛选, 电子对中另一个电子视为探针 (probe) 电子, 用来测量效率。探针电子需通过更宽松的筛选以排除本底电子。根据 LH 值的不同可以确定信号选择效率和本底拒绝效率, ATLAS 实验定义了三种工作点 (WP), Loose、Medium 和 Tight, 分别对应电子鉴别效率 (平均值) 93%, 88%, 80%, 随 E_T 和 η 结果如图 4.7。

4.2.2.5 电子孤立化

一般而言信号电子（如衰变自 W , Z ）在 ID 和量能器中，在一定的 ΔR 范围内只有很少其他粒子相互作用发生，而很多本底过程的电子，例如 $t\bar{t}$ 产生，电子与喷注能够一同从顶点方向产生，导致此类型电子周围存在喷注造成的能量信息。为了更好的将信号从强衰变喷注、光子转换等过程区分出来，采用孤立化 (isolation) 条件筛选电子。

孤立度基于附近带电粒子的径迹和能量沉积信息被分别量化为径迹变量 p_T^{coneXX} 和量能器变量 E_T^{coneXX} 。

E_T^{coneXX} 扣除了量能器固定窗大小为 $\Delta\eta\phi = 5 \times 7$ 外的能量沉积，以及能量泄漏部分，再扣除 pile-up 及孤立圆锥之外的横向能量，其定义为

$$E_T^{\text{coneXX}} = E_{T, \text{raw}}^{\text{isolX}} - E_{T, \text{core}} - E_{T, \text{leakage}}(E_T, \eta, \Delta R) - E_{T, \text{pileup}}(\eta, \Delta R), \quad (4.4)$$

其中 XX 是光锥大小， $\Delta = XX/100$ ，对电子而言，要求 $\Delta = 0.2$ 。

径迹孤立化变量 p_T^{coneXX} 定义为电子径迹方向上一定圆锥范围内所选的横向动量之和。电子径迹的质量类似于节所列，除此以外还要求 Δz_0 以排除 pipe-up 和次级顶点粒子。径迹探测器有更高的精度， $\Delta R = 0.2$ 不适用于径迹孤立化变量。在电子有极高能量的情况下，小的圆锥半径更有助于鉴别衰变特征。一种 R 变化的孤立度变量 $p_T^{\text{varconeXX}}$ 被使用：

$$\Delta R = \min\left(\frac{10}{p_T[\text{GeV}]}, \Delta R_{\text{max}}\right), \quad (4.5)$$

根据不同效率的需要，ATLAS 构建了多种工作点。本分析在常用工作点基础上，使用了更有效的决策树算法，该算法利用到上述变量以压低假轻子本底，详细见分析章节。

4.2.3 缪子重建和鉴别

缪子利用内径迹探测器 (ID) 和缪子谱仪 (MS) 的信息重建。首先分别在 2 个子探测器独立重建径迹，随后联合缪子径迹及量能器信息提供给物理分析。在 ID 中缪子的重建类似电子，重建带电径迹 [80]；在 MS 中，根据不同气室的击中拟合分段径迹，最后联合各层径迹重建缪子候选径迹。按照不同的重建方法和不同子探测器信息，重建的缪子分为四类：

- 联合 (CB) 缪子。ID 和 MS 的径迹在全局拟合中匹配上, 是最常见的缪子。
- 部分标记 (ST) 缪子。ID 中的一条径迹匹配上 MDT 或者 CSC 上的一段径迹。
- 量能器标定 (CT) 缪子。ID 中的一条径迹匹配上任意一个最小电离粒子对应的能量沉积。这种缪子的纯度最低, 但优化了 $|\eta| < 0.1$, $15 < p_T < 100$ GeV 缪子的鉴别。
- 外推缪子 (ME)。在 MS 中有极高质量的径迹, 并能在考虑量能器能损情况下向内外推到对撞点。这种缪子出现在 ID 不覆盖到区间 ($2.5 < |\eta| < 2.7$)。

当一个对象被重建出多种缪子类型时, 还将去重以作为物理分析使用。当他们有同一条 ID 径迹, 按照 CB 缪子, ST 缪子, CT 缪子优先级选取。对于 ME 缪子, 选择质量最高的 MS 径迹。类似于电子鉴别, ATLAS 实验提供了不同工作点用于物理分析: Loose, Medium, Tight 和 High- p_T 。Loose 判选条件是用来最大化缪子重建效率, 同时提供高质量缪子径迹。最初是特别为 $H \rightarrow 4\ell$ 优化的。Loose 工作点使用全部类型缪子, 其中 97.5% 是 CB 类型缪子。Medium 判选是 ATLAS 默认工作点。这个选择条件优化缪子重建和校准相关的误差, 只使用了 CB 和 ME 径迹, 要求 MDT 至少有 3 个击中, $2.5 < |\eta| < 2.7$ 区域至少有 3 层 MDT/CSC 击中, 其效率测量结果见 4.8。Tight 工作点用来最大化效率损失的缪子的纯度, 只用严格的 CB 缪子, 其中要求径迹拟合优度来提高缪子径迹的纯度。High- p_T 缪子主要是最大化高动量 ($p_T > 100$ GeV) 缪子的动量分辨率。

Selection	$4 < p_T < 20\text{GeV}$		$20 < p_T < 100\text{GeV}$	
	$\epsilon_{\mu}^{\text{MC}} [\%]$	$\epsilon_{\text{Hadrons}}^{\text{MC}} [\%]$	$\epsilon_{\mu}^{\text{MC}} [\%]$	$\epsilon_{\text{Hadr0nM}}^{\text{MC}} [\%]$
Loose	96.7	0.53	98.1	0.76
Medium	95.5	0.38	96.1	0.17
Tight	89.9	0.19	91.8	0.11
High- p_T	78.1	0.26	80.4	0.13

表 4.1 衰变自 W 玻色子缪子和 $t\bar{t}$ 过程强子衰变误判的缪子的重建效率。结果按照工作点、动量显示。

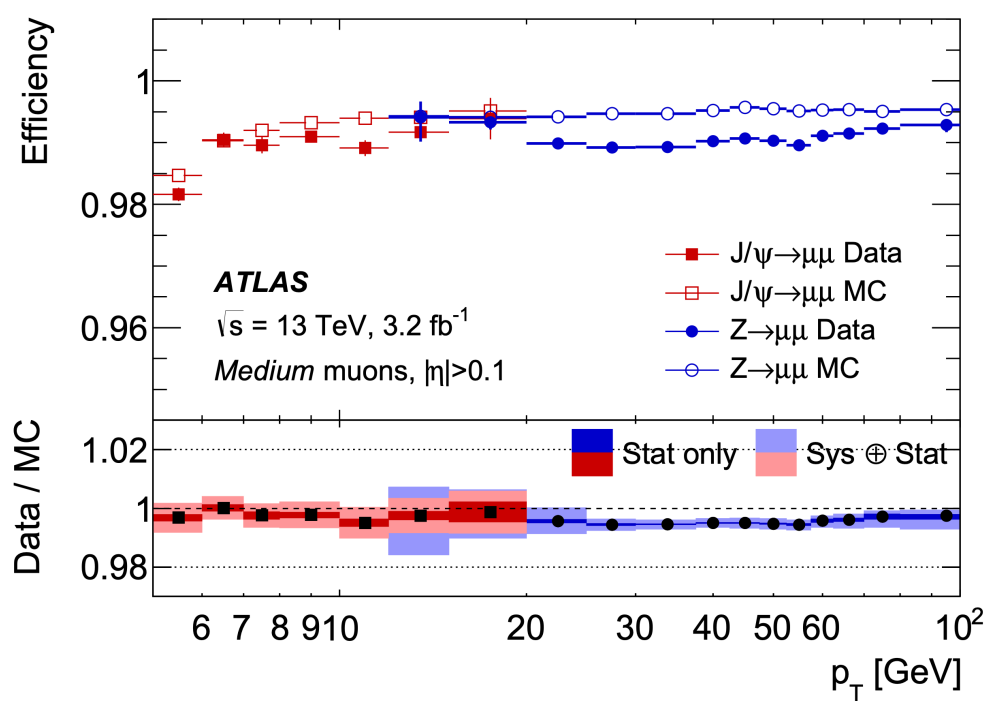


图 4.8 Medium 缪子重建效率

4.2.4 喷柱重建

由于色禁闭，夸克和胶子重新组合形成强子等其他粒子，其携带大部分初始部分的动量，对应多条带径迹和量能器系统中留下的能量沉积。这种一簇粒子被称为喷注 (jets)。LHC 上的 pp 对撞中喷注是十分常见的末态，更是标准模型测量和新物理现象寻找的关键要素。

ATLAS 上喷注的重建方法有使用量能器的拓扑簇射团 [84] 和粒子流 (PFlow) 对象 [85] 作为输入。本文分析采用的是 PFlow jets，除了利用 EM 标度的拓扑簇射团外，还会使用径迹信息，该径迹匹配到初级硬散射顶点和剩余的量能器簇射。为了去除能量和动量测量在量能器和 ID 中的重叠，在恢复量能器劈裂的能量后，基于单元的扣除算法 [85] 被使用。PFlow jet 相比于 Topcluster 的优势在于低横动量区间，借助于高精度的径迹信息，一方面提高了位置精度，另一方面通过对硬散射顶点的信息减少了 pileup 影响，此外，jet 分辨中的噪声项更小。而在高横动量区间，PFlow jet 不再优越，继续使用 Topocluster jet。

jet 的重建使用 $anti - kt$ 算法 [86] 和 FastJet 软件 [87]。聚类算法 $anti - kt$ 依赖于距离变量 d_{ij} ：

$$d_{ij} = \min \left(\frac{1}{p_{Ti}}, \frac{1}{p_{Tj}} \right) \times \frac{R_{ij}^2}{R}, d_{iB} = \frac{1}{p_{Ti}}. \quad (4.6)$$

式中 R_{ij} 表示簇射团，粒子 i, j 直接在 $\eta - \phi$ 平面的距离， R 为选定的 jet 的大小。算法依次序计算两个簇射团的几何距离，式 4.6 从 i, j 挑出最小的，与 d_{iB} (簇团 i 与束流的距离) 比较，如果 R_{ij} 较小合并 i, j ，记为序号 i ，并从迭代列表中移除，重复该过程直到 d_{iB} 最小，这保证所有输入粒子和簇团形成的 jet 足够分开，序号 i 就为一个喷注。

ATLAS 上根据不同物理意图有多种 jet 定义， $R = 0.4$ 和 $R = 1.0$ 对应于夸克胶子喷注和高能 W, Z, top 等大质量粒子的强子喷注。本文分析采用 $R = 0.4$ 的 jet。重建过程中有多种因素需要被校准，以达到重建的 jet 横动量与真实 jet 横动量一致。ATLAS 上采用一连串基于模拟和原位 (in situ) 刻度链修正喷注 [88]，这一过程称为喷注能量尺度 (JES) 刻度。首先，将喷注的方向修正自硬散射的顶点；其次，基于事例横动量分布，顶点数量等信息排除 pile-up 喷注；然后，根据产生子级别的能量校准喷注四动量；随后，在全局修正中利用量能器，径迹探

测器信息减少粒子味道和能量泄漏的依赖，最后一步是采用 *in situ* 方法将残差校准到真实数据上。从 JES 流程可见，其刻度的误差来源有 *pipe-up* 修正，蒙卡模拟对探测器响应的修正，*in situ* 过程的校准。

为了进一步降低 *pile-up* 喷注的影响，ATLAS 使用了喷注顶点标记 (JVT)。它主要利用径迹变量做多变量分析，以尽可能排除不来自初级顶点的 *jet*。这一算法主要用于 $p_T < 60 \text{ GeV}$ ， $|\eta| < 2.4$ 的喷注。

4.2.4.1 重味标记鉴别

鉴别由 *b*-强子形成的喷注使用 *b*-标记，即 *b*-tagging 算法。 $H \rightarrow b\bar{b}$ 衰变分支比达 60%，与信号无关的 HH 衰变模式可以利用 *b*-tagging 排除。此外，顶夸克几乎 100% 衰变到 *W* 玻色子和 *b* 夸克，与顶夸克有关的本底可以被大概率压低。*b* 夸克的寿命为 1.6ps ($c\tau \approx 450$) μm ，因此 *b*-强子允许从初级顶点穿过一段距离的内径迹探测器再发生二次衰变。*b*-强子可以携带较高的横动量，喷注分辨率高，这些使得对 *b*-夸克形成的喷注的鉴别好于 *c*-夸克喷注 (*c*-jets) 和轻味喷注 (*light-flavour jets*)⁴。

ATLAS 上利用机器学习方法迭代了多种 *b*-tagging 算法。根据重味强子衰变的拓扑结构，ATLAS 开发了基于次级顶点、碰撞参数、衰变链信息等低级别标志器。这些低级别标志器的输出联合起来构建了高级别标记算法，提供给物理分析使用。根据构建方法的不同，有基于决策树 (BDT) 的 MV2c10 算法，基于全联接多层前反馈神经网络的 DL1 [89] 算法。本文分析使用了 DL1 算法的变体 DL1r [12]，它增加了由循环神经网络算法 RNNIP [90] 的输入变量，能够学习到碰撞参数的关联性，增强了喷注味道分辨能力。DL1r 的性能超过了 MV2c10 和 DL1 标志器 4.9。

重味标记方法 DL1r 提供了四个工作点 60%、70%、77%、80%，对应不同的重味喷注的平均选择效率。模拟中的标记效率进一步用数据测量结果校准，*b*-tagging 的准确率在 $p_T \approx 100\text{GeV}$ 可达 1% 水平。

4.2.5 丢失横动量

pp 对撞中质心系垂直与束流方向总动量为零。丢失横动量可以由于不与探测器相互作用的中微子、误重建、BSM 理论预测粒子等造成。ATLAS 上重建

⁴来自 *u, d, s*, 胶子的喷注

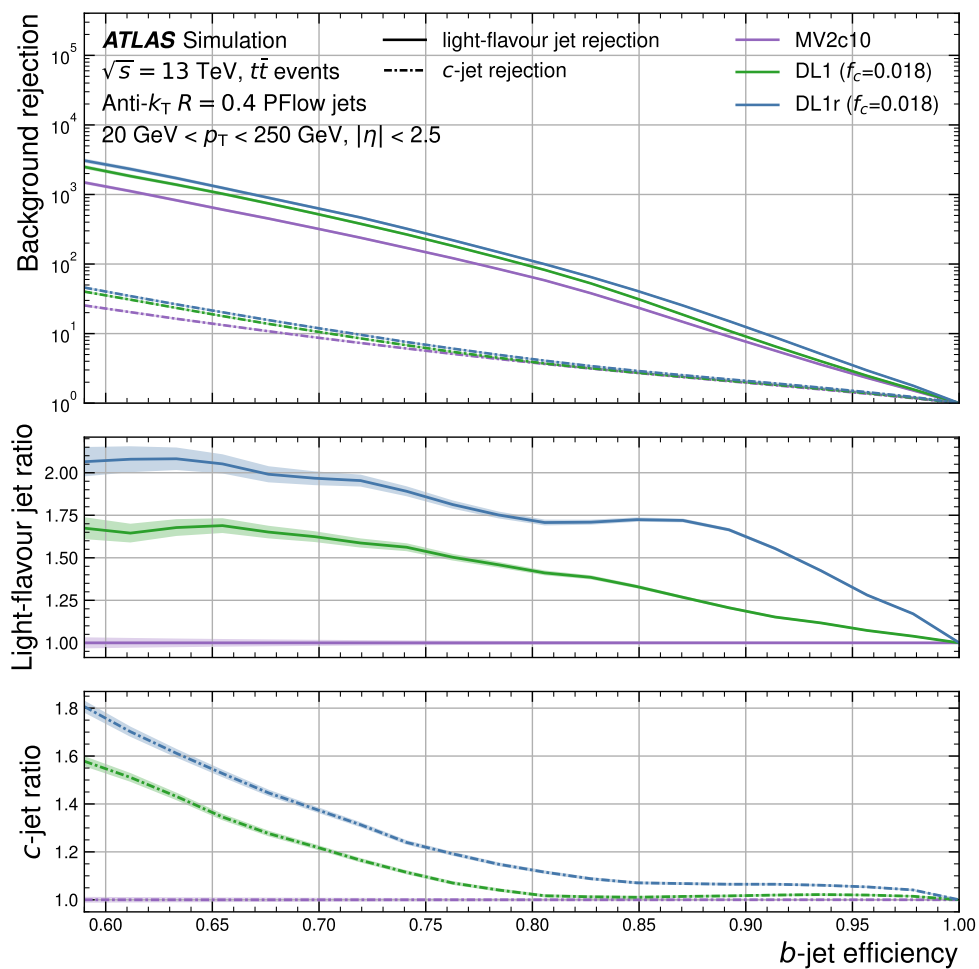


图 4.9 轻味喷注、c-喷注的拒绝率随 b-喷注的效率，对应 MV2c10, DL1, DL1r 标志器。 f_c 为 c-喷注在事例中占比。图下方比例是与 MV2c10 之比 [12]。

E_T^{miss} 分成 **hard-term** 和 **soft-term** 两个部分。**hard-term** 是完全重建和校准的粒子, 包括电子、缪子、光子、 τ , 以及喷注。**soft-term** 包括从硬散射顶点重建的带电径迹但没用到上述 **hard-term** 中的部分。按照 x, y 坐标方向分别计算 E_T^{miss} :

$$E_x^{\text{miss}}(y) = E_{x(y),e}^{\text{miss}} + E_{x(y),\gamma}^{\text{miss}} + E_{x(y),\tau_{\text{had}}}^{\text{miss}} + E_{x(y),\mu}^{\text{miss}} + E_{z(y),jet}^{\text{miss}} + E_{x(y),\text{soft-term}}^{\text{miss}}. \quad (4.7)$$

其中每一项是对应对象横向动量的负数。对各项贡献, 在计算 E_T^{miss} 时要采用一定次序以避免同一信号被囊括到重建变量中, 如 [91] 使用的方法。

从式 4.7 中的分量计算出 E_T^{miss} :

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2}. \quad (4.8)$$

第 5 章 ATLAS 上通过双轻子道寻找希格斯粒子对

自从 Higgs 在 ATLAS 和 CMS 实验上被发现以来, LHC 物理实验研究的重点聚焦于对 Higgs 自身性质的测量和对标准模型相容性的检验。在真空自发对称性破缺后, 电弱规范对称性被破坏, W, Z 粒子质量从 Higgs 场获得质量。然而 Higgs 势能, 包括 Higgs 粒子自耦合系数 λ_{HHH} , 依然没有足够的实验观测加以约束, 该耦合系数即标准模型中的 Higgs 自相互作用顶点, 对深刻理解电弱对称性自发破缺和希格斯机制具有重要意义。

本章分析阐述了利用 ATLAS 探测器收集的 RUN2 全部对撞数据, 非共振态希格斯粒子对 (HH) 在末态特征为同电荷双轻子 ($\ell\ell$) 和无 b -喷注的分析, 这有效的压低了标准模型过程本底, 例如 QCD 和 $t\bar{t}$ 过程。尽管如此。该分析的本底估计在多轻子分析中最为复杂, 它的灵敏度是多轻子道的一个主要贡献。

5.1 多轻子道分析策略

在 ATLAS 和 CMS 实验上, 迄今为止已开展了大量希格斯粒子寻找的分析工作。一般而言, 这些物理分析根据 Higgs 的衰变模式划分 (如图 5.1)。Higgs 粒子发现实验中, 得益于光子及轻子干净的背景环境, 以及他们极佳的分辨率及效率, $H \rightarrow \gamma\gamma$ 和 $H \rightarrow 4\ell$ 两个黄金道对 Higgs 信号的显著性做出了主要贡献。与之不同的是, HH 的产生截面要小 3 个数量级, 故而, 分析策略的制定需在“高分辨率”和“高衰变分支比”之间妥协。

在 RUN1 期间数据的分析中, ATLAS 合作组和 CMS 合作组都进行了衰变道 $b\bar{b}\tau\tau$, $b\bar{b}b\bar{b}$, $b\bar{b}\gamma\gamma$, $bbWW$ 的寻找。ATLAS 还开展了 $WWWW$, $WW\gamma\gamma$ 分析, 这两个衰变道在 RUN2 阶段整合为了本文介绍的多轻子分析。多轻子道分析基于 $WWWW$, $WW\gamma\gamma$ 衰变过程做了特别的设计, 在 RUN2 分析中, W 拓展为 W, Z, τ , 以增加搜寻相空间, $WWWW$, $WW\gamma\gamma$ 的衰变分支比从 RUN1 升级为。相应的, 由于放松了 Higgs 衰变的选择, 会导致末态的排列组合十分复杂, 依然采用枚举测量各个组合的末态相空间是不合理的。多轻子分析只关注衰败产物, 其中间态作为整体考虑, 不区分不同信号过程。为最大化从复杂的动力学组合提取信号的效率, 多变量分析策略对此类问题是十分自然的选择。

	bb	WW	$\tau\tau$	ZZ	$\gamma\gamma$
bb	34%				
WW	25%	4.6%			
$\tau\tau$	7.3%	2.7%	0.39%		
ZZ	3.1%	1.1%	0.33%	0.069%	
$\gamma\gamma$	0.26%	0.10%	0.028%	0.012%	0.0005%

图 5.1 HH 衰变分支比

ATLAS, CMS 合作组对各自贡献的联合测量的 HH 观测 (预期) 产生截面上限分别为 6.9 (10), 12.8 (22.8) [92, 93], ATLAS RUN1 数据总体结果见 5.2. RUN2 期间合作组内有更加广泛的 HH 研究, 部分衰变道结果已公开。以下对主要物理道的 ggF 模式分析做简要综述。

- $b\bar{b}b\bar{b}$: 在 5.1 所列, Higgs 与 bb 的耦合强度最强, 该道拥有 HH 最大的衰变分支比。 $H \rightarrow b\bar{b}$ 大概在 p_T 小于 500 GeV, 形成两个分开的喷注 (resolved, $R = 0.4$), 往上则形成高度合并形成大-圆锥喷注 (boosted, $R = 0.8$)。巨大的多喷注本底和喷注组合是主要挑战。在最新的 RUN2 结果中, ATLAS 给出 SM HH ggF 产生模式的截面上限为 5.1 [94], CMS 上分两种喷注的结果为 3.9 (resolved)、9.9 (boosted) 倍 SM 截面 [95, 96]。

- $b\bar{b}\gamma\gamma$: 极小的 HH 分支比, 但借助于高分辨的双光子末态, 本底十分干净, 对低质量 m_{HH} 更为敏感, 有助于限制 κ_λ 。ATLAS 和 CMS 发表的观测结果分别为 4.1 [97]、7.7 [98] 倍 SM 产生截面。

- $bb\tau\tau$: 中等的衰变分支比和较好的信号分辨。强衰变 τ 有利于区分多喷注本底。特别的触发策略有助于真实 τ 的选择。ATLAS 和 CMS 各自的最新观测

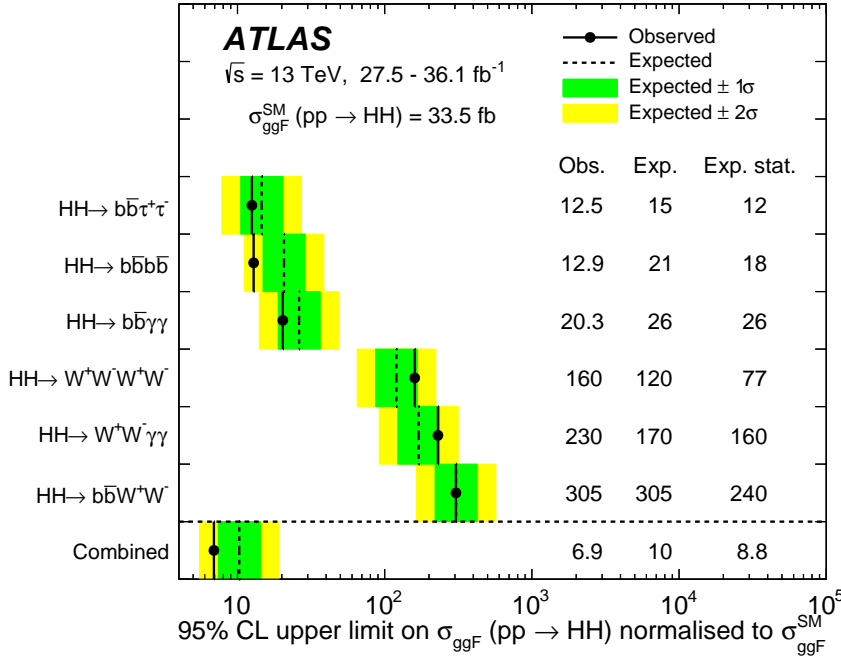


图 5.2 95% 置信度的 ggF 产生过程 SM HH 截面上限，归一化至其 SM 预期值 $\sigma_{ggF}^{SM}(gg \rightarrow HH)$ ，包括观测，预期和只包含统计误差的预期上限。

(预期) 结果分别为 4.7 (3.9) 倍 SM 截面 [99]、3.3 (5.2) 倍 SM 截面 [100]。

- $WWWW, WW\gamma\gamma$: 这是本文课题多轻子分析涵盖的分析道。 $WWWW$ 衰变道在 ATLAS 上的 RUN1 分析给出了首次结果，使用轻子末态可助于压低 QCD 本底。 $WW\gamma\gamma$ 依靠双光子末态和轻子衰变 W 过程，能部分重建 HH 。RUN2 期间经过整合，他们覆盖的衰变分支比分别从 4.6%、0.1% 提升至 9%、0.4%，有望给出重要贡献。在 CMS 实验上，其多轻子分析¹的预期灵敏度为 21.3 倍 SM 截面 [101]， $WW\gamma\gamma$ 的预期灵敏度为 52 倍 SM 截面 [102]。

- $bbWW$: 有较大的分支比，但信号分辨率不占任何优势，top 夸克本底大，对 HH 贡献不显著。该分析的 RUN2 分析搜寻了 $HH \rightarrow b\bar{b}VV \rightarrow b\bar{b}\ell\nu\ell\nu$ ²，观测（预期）截面上限为 40 (29) 倍 SM 截面 [103]。

多轻子分析研究了 SM HH 的寻找，主导 HH 衰变模式包括 $W^+W^-W^+W^-$ ， ZZ^*bb ， $VV\tau_{had}\tau_{had}$ ， $\tau_{had}\tau_{had}\tau_{had}\tau_{had}$ ，and $ZZZZ$ 。多轻子分析分为多轻子道 (Multilepton Channel, ML) 和双光子多轻子道 ($\gamma\gamma$ Multilepton channel, $\gamma\gamma$ ML)。按照末态 e, μ, τ_{had} 的个数，ML 的定义包括六个分析道：

¹包括 $WWWW, WW\tau\tau, \tau\tau\tau\tau$

² $V = W, Z, \tau$

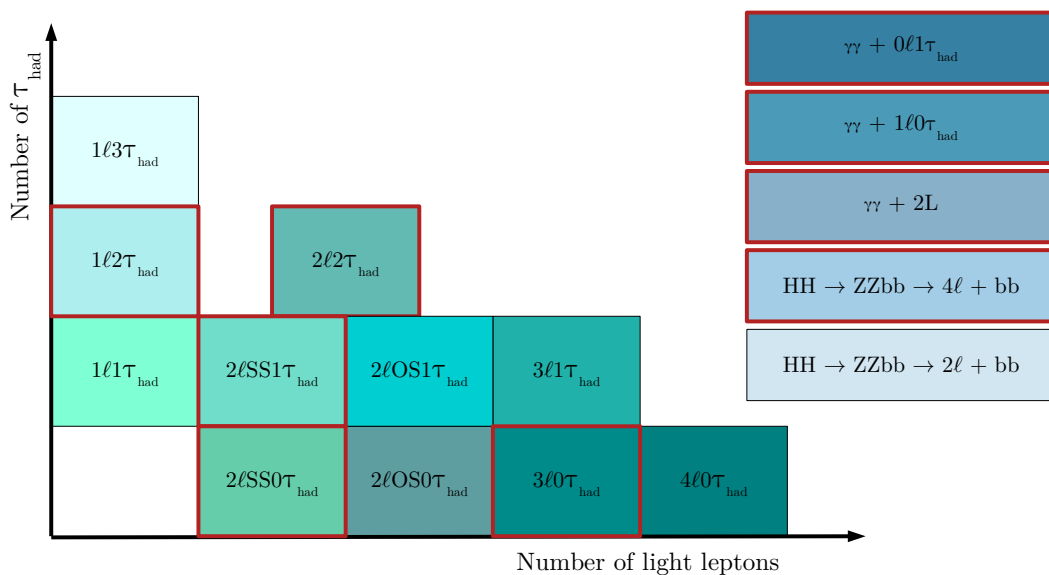


图 5.3 来自 HH 衰变的多个轻子最终状态的通道，其中包含 $H \rightarrow WW, ZZ, \tau\tau, \gamma\gamma$ 。 $HH \rightarrow ZZb\bar{b} \rightarrow 4\ell b\bar{b}$ 过程也被包含在内。红框表示本分析中使用的选定通道。

- 4 个轻子 (e 或 mu)，来自 $H \rightarrow ZZ$ 衰变链，2 个 b 喷注来自其他希格斯 ($b\bar{b}4\ell$) 的衰变。除了 $b\bar{b}4\ell$ 以外的物理道，不需要 b 喷注的存在
- 2 个同号轻子，没有强子衰变 τ ($\ell\ell$)；
- 3 个轻子 ($\ell\ell\ell$)；
- 2 个同号轻子，并且有一个强子衰变 τ ($2\ell SS\tau$)；
- 2 个轻子，并且有 2 个强子衰变 τ ($2\ell SS2\tau$)；
- 1 个轻子，并且有 2 个强子衰变 τ ($1\ell+2\tau_{had}$)。

图 5.3 显示了 HH 多轻子分析包括的末态过程。衰变道通过其对联合拟合的贡献估计其显著性，较低的衰变道排除在整个分析之外。图中红色部分为最终包含的分析道。

5.2 数据和蒙特卡洛样本

5.2.0.1 数据

分析使用 2015-2018 年 RUN2 运行期间在质心能量 $\sqrt{s} = 13$ TeV 收集的 pp 对撞数据。数据经过所谓的 Good Run List 选择，在对撞期间各子探测器数据满足特定质量，用于物理分析的积分亮度达到 139fb^{-1} 。

5.2.0.2 模拟样本

信号和本底过程的研究借助蒙特卡洛模拟样本进行。分析的信号过程为希格斯粒子对 (HH)，考虑了胶子胶子融合 (ggF) 和矢量玻色子融合 (VBF) 两种产生机制。ggF 样本在次领头阶 (NLO) 使用 Powheg-Box-V2 计算矩阵元，使用 NNPDF2.3LO 作为 PDF 设置，计算精度在实和虚修正中都考虑了有限顶夸克质量 (NLO FT) [104?, 105]。部分子簇射，强子化过程，潜在事例的模拟使用 Pythia8 产生子以及 A14 调准 [14, 106, 107]。b-强子和 c-强子的模拟使用 EVTGEN [22] 程序。探测器影响使用 AltFastII 模拟，快速模拟了量能器响应。在产生子程序中，Higgs 允许衰变到 WW/ZZ/ $\tau\tau$ 。为了提高产生效率，使用了轻子过滤器限制末态轻子个数，同时要求轻子运动学满足 $p_T > 7 \text{ GeV}$ ， $|\eta| < 3$ 。同时，备用信号样本使用 Herwig 作为部分子簇射程序，用于研究部分子簇射的系统误差。ggF 模式产生了 $\kappa_\lambda = 1, 10$ 两种样本。VBF 信号样本使用 MADGRAPH5_AMC@NLO 产生于领头阶精度，使用 NNPDF3.0nlo 作为 PDF 设置。部分子簇射部分与 ggF 过程相同，分别有 Pythia 和 Herwig 两种模拟。由于本文分析不为 VBF HH 产生模式做特定物理研究，其中的耦合顶点 k_{2V}, k_V 设置为标准模型预测值 1。

主要本底包括多玻色子过程 (VV, VVV)，顶夸克伴随矢量玻色子相关过程 ($t\bar{t}V$, tZ)，及 $t\bar{t}$, V +jets 等。双玻色子 (VV) 本底通过 SHERPA2.2.1 产生子，全轻子末态和半轻子末态模拟在 NLO 阶产生；以电弱过程产生一对玻色子伴随 2 个喷注 (VVjj) 过程是另一重要本底，通过 SHERPA2.2.2 以 LO 阶产生，两过程均使用 NNPDF3.0NNLO PDF 设置。 $t\bar{t}V$ 本底事例使用 MADGRAPH5_AMC@NLO 产生子和 NNPDF3.0NLO 部分子分布函数，部分子簇射过程使用 Pythia8。其中 $t\bar{t}W$ 的重整化和参数化因子归一到 $1/2 \sum_i H_T$ ，变量 H_T 定义为对所有出射部分子求和： $\sqrt{m_i^2 + p_{T,i}^2}$ 。 $t\bar{t}$ 事例使用 POWHEGBOX [73, 104, 105, 108] 产生子，在次领头阶以 NNPDF3.0nlo [68] PDF 产生， h_{damp} 参数³设置为 $1.5m_{\text{top}}$ ，事例接入到 Pythia8 以模拟强子化，簇射过程，并使用 NNPDF2.3LO PDF 设置。 V +jets 样本使用 SHERPA2.2.1 以 NLO 阶产生 2 个部分子以内过程，以 LO 产生 4 个部分子以内过程。强子化簇射过程同样使用 SHERPA 内的 MEPS@NLO 设置，事例使用 NNPDF3.0NNLO PDF 并且归一到次次领头阶的预测值。分析使用的本底模拟样本见表 5.1。

³ h_{damp} 参数是一个重累积因子，以控制 POWHEG 的矩阵元与部分子簇射匹配

表 5.1 背景事例产生设定。用于估计系统不确定性的样本在括号中标明。 V 指的是电弱玻色子的产生 (W 或 Z/γ^*)。如果只显示了一个 PDF, 则 ME 和 PS 使用的是同一组; 如果显示了两个, 则第一个用于 ME, 第二个用于 PS。MG5_aMC 指代 MadGraph5_aMC@NLO 2.2.X or 2.3.X [13]; Pythia 8 指代 version 8.2 [14]; Herwig++ 指代 version 2.7 [15]; Herwig7 指代 version 7.0.4 [16]; MePs@Nlo 指代 Sherpa [17–21] 中用来匹配矩阵元和簇射的方法。使用 Pythia 8 的样本, 其中的重味强子衰变利用 EvtGen 1.2.0 [22] 模拟。

Process	Generator	ME order	Parton shower	PDF	Tune
$t\bar{t}W$	SHERPA 2.2.10 (MG5_aMC)	NLO (NLO)	SHERPA (PYTHIA 8)	NNPDF3.0 NNLO (NNPDF3.0 NLO)	SHERPA default (A14)
$t\bar{t}\bar{t}$	MG5_aMC (SHERPA 2.2.10)	NLO (NLO)	PYTHIA 8 (SHERPA)	NNPDF3.1 NLO (NNPDF3.0 NNLO)	A14 (SHERPA default)
$t\bar{t}H$	POWHEG-BOX [108] (Powheg-BOX) (MG5_aMC)	NLO (NLO) (NLO)	PYTHIA 8 (HERWIG7) (PYTHIA 8)	NNPDF3.0 NLO [68] (NNPDF3.0 NLO) (NNPDF3.0 NLO)	A14 (H7-UE-MMHT) (A14)
$t\bar{t}(Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-)$	SHERPA 2.2.11 (MG5_aMC)	NLO (NLO)	SHERPA (PYTHIA 8)	NNPDF3.0 NNLO (NNPDF3.0 NLO)	SHERPA default (A14)
$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}l^+l^-$	MG5_aMC	LO	PYTHIA 8	NNPDF3.0 LO	A14
$t(Z/\gamma^*)$	MG5_aMC	NLO	PYTHIA 8	NNPDF2.3 LO	A14
$tW(Z/\gamma^*)$	MG5_aMC	NLO	PYTHIA 8	NNPDF2.3 LO	A14
$t\bar{t}W^+W^-$	MG5_aMC	LO	PYTHIA 8	NNPDF2.3 LO	A14
$t\bar{t}$	POWHEG-BOX (POWHEG-BOX)	NLO (NLO)	PYTHIA 8 (HERWIG7.1.3)	NNPDF3.0 NLO (NNPDF3.0 NLO)	A14 (H7-UE-MMHT)
$t\bar{t}\bar{t}$	MG5_aMC	LO	PYTHIA 8	NNPDF2.3 LO	A14
s -, t -channel, Wt single top	POWHEG-BOX [109, 110]	NLO	PYTHIA 8	NNPDF3.0 NLO	A14
$VV, qqVV,$ Low $m_{\ell\ell}, VVV$	SHERPA 2.2.2	NLO	SHERPA	NNPDF3.0 NNLO	SHERPA default
$Z \rightarrow l^+l^-$	SHERPA 2.2.1	NLO	SHERPA	NNPDF3.0 NLO	SHERPA default
$Z \rightarrow l^+l^-$ (matCO)	POWHEG-BOX	NLO	PYTHIA 8	CTEQ6L1 NLO	A14
$Z \rightarrow l^+l^-+(\gamma^*)$	POWHEG-BOX	NLO	PYTHIA 8	CTEQ6L1 NLO	A14
W +jets	SHERPA 2.2.1	NLO	SHERPA	NNPDF3.0 NLO	SHERPA default
VH	POWHEG-BOX	NLO	PYTHIA 8	NNPDF3.0 NLO	A14
$t\bar{t}ZZ$	MADGRAPH	LO	PYTHIA 8	NNPDF2.3 LO	A14
$t\bar{t}WH$	MADGRAPH	LO	PYTHIA 8	NNPDF2.3 LO	A14

5.3 事例筛选

粒子的重建和鉴别等按照章节 4.2 所述。

事例中的初级顶点选择了对应径迹有最大的 $\sum p_T^2$ [111]。在量能器有严重噪声或者出错数据的事例被移除顶点的计算中。本分析的末态主要为轻子信号，因此与轻子有关的触发优先被考虑。分析使用了单轻子和双轻子事例触发器，对应于 2015-2018 年数据设计的触发，见表 5.2。表中所有的触发器都是未经过预刻度的。对双轻子物理道，研究表明双轻子和单轻子触发器使用逻辑或的信号敏感度最高。为了修正模拟样本与收集数据的不一致，触发刻度因子需要用来修正模拟事例的权重，其计算考虑了分析中轻子所使用的的孤立度和鉴别工作点。事例中离线重建的轻子还需匹配到上述定义的触发链中，这是为了保证事例选择保持较高的触发效率。触发器对轻子的最低横动量 p_T^{trigger} 有限制，因此对于匹配的重建轻子，要求其横动量大于 $p_T^{\text{trigger}} + 1 \text{ GeV}$ 。这个过程称为触发匹配，同时避免了来自于触发器选择造成的系统误差。例如，若在事例中只有某个高横动量阈值的触发器被触发，该轻子的横动量选择需进一步满足触发匹配的横动量选择。

多轻子分析包含了多个轻子道，对应于不同轻子、强衰变陶子的相空间。为了最大化信号轻子的选择，轻子的定义应按照不同相空间的特征而优化；在优化的同时，选择条件不应过于复杂，不同物理道之间还需尽量考虑一致性，特别是当不同轻子道考虑使用同样的本底建模方法时。除了平衡信号敏感度优化和降低分析复杂度之外，轻子定义还需有助于保证物理道之间不重叠计数。基于以上要素，分析团队完善了一套轻子定义标准，总结如表 5.3。该标准根据不同末态定义了三种轻子工作点，分别为“Baseline(B)”、“Loose(L)”、“Tight(T)”。分析所有轻子都需保证满足 Loose 定义，这样保证了各个物理道的测量是正交的，双轻子末态要求 2 个轻子都满足最严格的 Tight 工作点。轻子的重建方法参照节 4.2。对轻子的对撞参数 d_0 , z_0 (定义见节 4.2.2.5) 要求可以减少“假轻子”过程。电子和缪子需满足“Non-prompt 轻子 BDT”以进一步排除从 b/c 夸克衰变而来的“假”轻子，见 5.3。对于电子有额外两种选择条件进一步压低本底光子的贡献。电荷误判本底采用 Tight QMisID BDT 进一步压低，见 5.3。为了再减少重建过程中光子转换而来的电子，要求光子/电子重建的模糊性，见 5.3。

Single lepton triggers (2015)	
μ	HLT_mu20_iloose_L1MU15, HLT_mu50
e	HLT_e24_lhmedium_L1EM20VH, HLT_e60_lhmedium, HLT_e120_lhloose
Dilepton triggers (2015)	
$\mu\mu$ (asymm.)	HLT_mu18_mu8noL1
ee (symm.)	HLT_2e12_lhloose_L12EM10VH
$e\mu, \mu e$ (\sim symm.)	HLT_e17_lhloose_mu14
Single lepton triggers (2016)	
μ	HLT_mu26_ivarmedium, HLT_mu50
e	HLT_e26_lhtight_nod0_ivarloose, HLT_e60_lhmedium_nod0, HLT_e140_lhloose_nod0
Dilepton triggers (2016)	
$\mu\mu$ (asymm.)	HLT_mu22_mu8noL1
ee (symm.)	HLT_2e17_lhvloose_nod0
$e\mu, \mu e$ (\sim symm.)	HLT_e17_lhloose_nod0_mu14
Single lepton triggers (2017 / 2018)	
μ	HLT_mu26_ivarmedium, HLT_mu50
e	HLT_e26_lhtight_nod0_ivarloose, HLT_e60_lhmedium_nod0, HLT_e140_lhloose_nod0
Dilepton triggers (2017 / 2018)	
$\mu\mu$ (asymm.)	HLT_mu22_mu8noL1
ee (symm.)	HLT_2e24_lhvloose_nod0
$e\mu, \mu e$ (\sim symm.)	HLT_e17_lhloose_nod0_mu14

表 5.2 2015-2018 年单轻子和双轻子触发器列表。

Non-prompt 轻子去除 BDT (PLV) Non-prompt 轻子 BDT 是 PromptLeptonVeto 标志器 (PLV), 该算法设计用来强化区分从 $W/Z/H$ 衰变而来的轻子和从 b -喷注

	e			μ		
	B	L	T	B	L	T
Isolation	No	PLVLoose	PLVTight	No	PLVLoose	PLVTight
Identification	LooseLH		TightLH	Loose		Medium
Charge MisID BDT	No	Yes		N/A		
Ambiguity type	No	Yes		N/A		
$ d_0 /\sigma_{d_0}$	< 5			< 3		
$ z_0 \sin \theta $	< 0.5 mm					

表 5.3 Baseline, Loose, Tight 轻子定义。

产生的 non-prompt 轻子。算法使用轻子孤立化信息和寿命信息以拒绝 not-prompt 本底，并在 ttH ， tV 分析中使用。该 BDT 使用的输入变量如表 5.4:

PLV 变量	描述
N_{track} in track jet	Number of tracks collected by the track jet
RNNIP	Recurrent Neural Network with additional impact parameterised information of tracks inside the track-jet
DL1mu	DL1 (deep learning tagger) extended with Soft Muon Tagging information
p_T^{rel}	lepton p_T in matched track jet direction, $p \cdot \sin(\angle \text{lepton, track jet})$
p^f	The ratio of the lepton track p_T and the track jet p_T
$\Delta_R(\text{lepton, track jet})$	ΔR between the lepton and the track jet axis
$p_T VarCone30/p_T$	Lepton track isolation, with track collecting radius of $\Delta_R < 0.3$
$E_T VarCone30/p_T$	Lepton calorimeter isolation, with topological cluster collecting radius of $\Delta_R < 0.3$

表 5.4 PromptLeptonVeto 算法输入变量。

Sherpa $WZ \rightarrow \ell\ell\ell\nu$ 样本和 Powheg+Pythia8 $t\bar{t}$ 样本被用来测量 PLV Loose/Tight 工作点的孤立度效率。初选的轻子通过 Medium/Tight 鉴别率。选择末态为 3ℓ 的相空间对上述过程分别测量了真轻子和来自重味夸克假轻子的 PLV 效率，如图 fig:plveff 所示。在保持真轻子的效率与基准工作点 FCLoose 基本一致的情况下，提高了对假轻子的压低能力。

电荷误判 BDT (QMisID BDT) 在 ATLAS 实验分析中，电荷被大量用作选择标准，因此理解电荷误判的影响很重要。一些特定的物理信号还需要抑制此类过程以减少背景。电子电荷的重建完全依赖于内部探测器中径迹曲率的测量。电子电荷误判压低的判别变量基于提升决策树 (BDT)。之前的版本针对 2015 年和 2016 年的数据优化，在只损失 3% 正确鉴别电子的情况下，拒绝 90% 的电荷误判的电子 [78]。当前使用的判选算法利用 $Z \rightarrow ee$ 数据，提高了效率补偿，同时

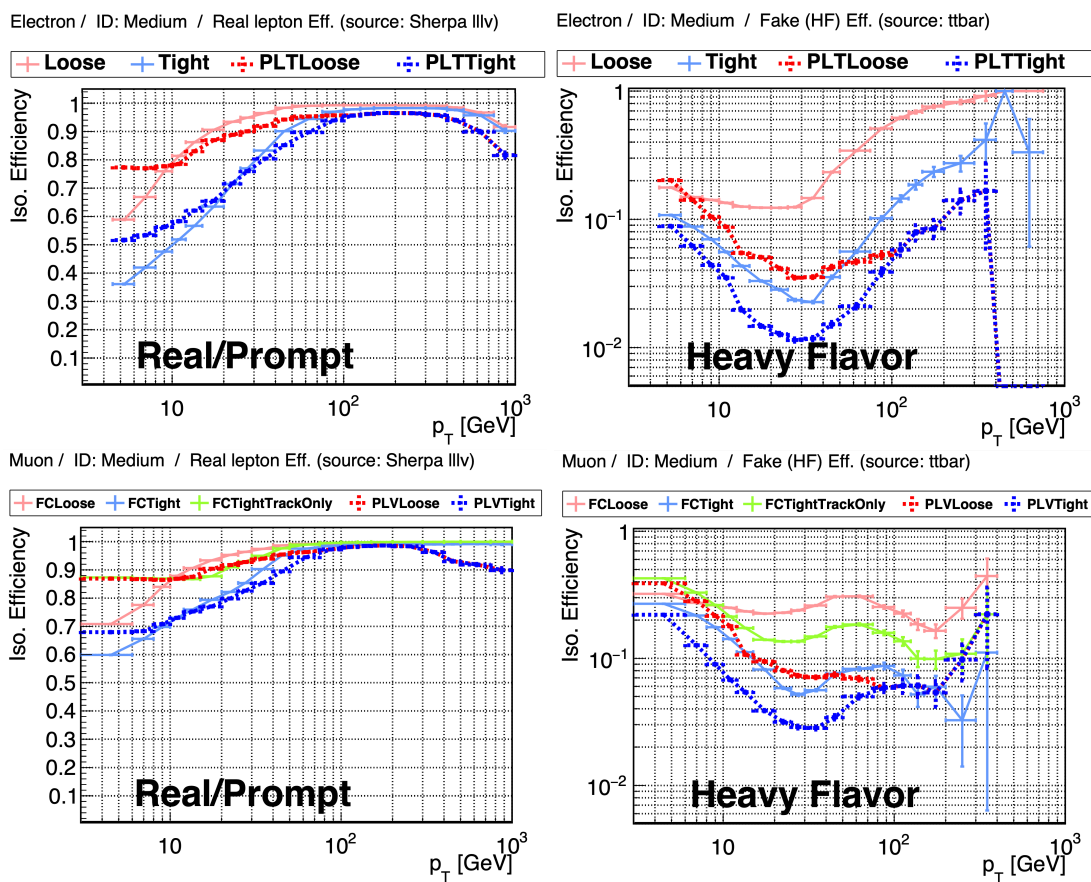


图 5.4 电子和缪子的 PLVLoose 和 PLVTight 孤立度的选择效率，与其他常用工作点对比。

研究了格外的输入变量，在保持拒绝率不变差的情况下提升了整体性能。输入给 BDT 的变量为电子的 E_T 和 η ，电子电荷乘碰撞参数 $e \times d_0$ ，簇射能量与径迹动量比值 E/p ，簇射位置与径迹的夹角 $\Delta\phi$ 等。增加的变量为匹配到 SCT 探测器到所有径迹的平均电荷量 $q\text{-SCT}$ ，提高了对径迹误重建对应电子的拒绝率。该电荷误判 BDT 压低了电子电荷误判率整体约 5 倍，在高的 η 区间达到 10 倍。

光子/电子模糊性 为了排除内部转换电子，有一些额外的要求，以提高候选电子与光子的识别。这些要求由 ATLAS $e\gamma$ 性能组通过模糊性工具提供。它使用了径迹和量能器观测量来评估候选电子/光子来自重建转换顶点的可能性。本文分析使用了最严格的 e/γ 模糊性分辨标准。因此，重建质量较高的电子被选中，该电子的 EM 簇射与单一径迹匹配，不与任何重建的光子转换顶点相关。

尽管如此，在 ATLAS 实验上仍然有部分机制使得本底电子经过重建之后通过模糊性选择条件：一种是有两条相关硅击中径迹的转换顶点 (CV)，其半径小于 20 毫米的转换顶点不会被重建；另一种是 EM 簇射匹配上转换顶点的转换光子，其中一条径迹在最内层硅上有一个命中，而另一条径迹没有，这种事例被认为是电子。粗略地说，这些转换中有一半是内部转换，即虚拟质量大于两倍 511 keV 的光子在相互作用点转换为一对电子；另一半是在探测器材料中转换的光子。在上述情况中，一些变量被发现对这些假轻子有很强的鉴别能力：转换半径，电子及其最靠近的径迹（来源于转换顶点）计算的不变质量 ($m_{trk-trk,CV}$) 以及在初级顶点 (PV) 计算的不变质量 ($m_{trk-trk,PV}$)。

研究 [112] 表明内部转换电子有转换顶点小于 20 mm 的特征。此外，如果一个候选电子（有两条对立的径迹）不是来自于半径 20 mm 范围内重建的转换顶点，那么径迹的不变质量应当是相对于 PV 计算的。在这些情况下，具有 $0 < m_{trk-trk,PV} < 100 \text{ MeV}$ 的候选电子大多是内部转换电子。另一方面，fake 本底中的来自重味衰变喷注的电子与 $r > 20 \text{ mm}$ 的转换顶点有关，并且集中在 $0 < m_{trk-trk,CV} < 100 \text{ MeV}$ 区域。因此，除了 Non-prompt 轻子去除 BDT 和电荷误判 BDT 的选择条件外，分析定义了内部转换候选电子 (Internal conversion) 和物质转换 (Material conversion) 候选电子，以用作假轻子的模板估计，所有的信号候选电子还应不满足满足以下要求：

- 物质转换候选电子：当候选电子发现一个转换顶点的半径为 $r > 20 \text{ mm}$ ，并

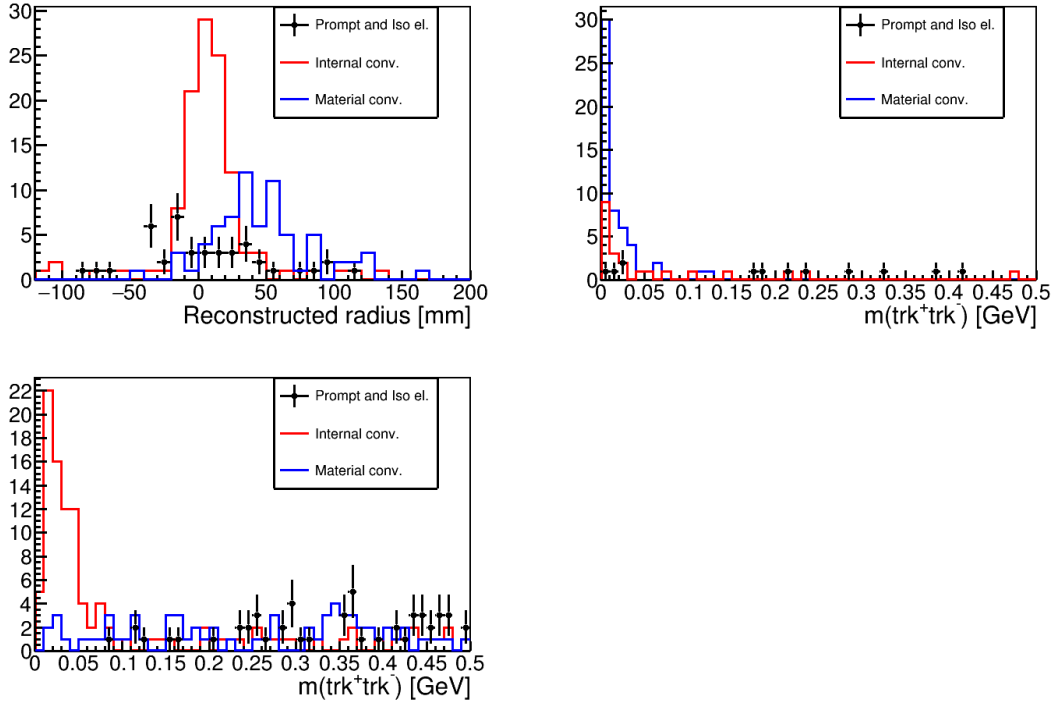


图 5.5 左: Prompt, 物质转换候选电子, 内部转换候选电子; 中: 转换半径 $r > 20$ mm 两条相关径迹在转换顶点的不变质量; 右: 半径 $r > 20$ mm 无转换顶点的两条相关径迹在初级顶点的不变质量

且顶点计算的不变质量为 $0 < m_{trk-trk,CV} < 100$ MeV。

- QED 候选电子: 当候选电子不是物质转换候选电子, 并且满足 $0 < m_{trk-trk,PV} < 100$ MeV。

图 5.5 展示了 Prompt, 物质转换候选电子, 内部转换候选电子的变量分布。

双轻子末态排除了强衰变陶子 τ_{had} 。 τ_{had} 不是末态所选粒子, 因此前文未介绍其重建过程。所排除的 τ_{had} 使用了量能器信息和 ID 信息重建, 要求 $p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 2.5$, 并满足 Medium RNN 鉴别工作点。双轻子末态预期有多个喷注, 要求喷注 $p_T > 25$ GeV, $|\eta| < 2.5$, $|y| < 4.4$, 还要求喷注通过喷注顶点选择器 (JVT), 以减轻 pileup 喷注的影响。JVT 使用 Tight 工作点, 应用于 $p_T < 60$ GeV, $|\eta| < 2.4$ 喷注。除了喷注以外, 分析末态不包含来自 b 夸克形成的喷注, 标记算法使用的 DL1r 算法, 对 b-喷注的选择效率为 77%, 选择这个工作点是为了与其他 HH 分析保持一致。

由于 ATLAS 上各个物理对象的重建是互相独立的过程, 例如, 在使用簇射或者径迹信息时并未检查其是否用于多个重建对象, 在空间上相聚很近的簇团

Reject	Against	Criteria
electron	electron	shared track, $pt1 < pt2$
tau	electron	$dR < 0.2$
tau	muon	$dR < 0.2$
muon	electron	is calo-muon and shared ID track
electron	muon	shared ID track
photon	electron	$dR < 0.4$
photon	muon	$dR < 0.4$
jet	electron	$dR < 0.2$
electron	jet	$dR < 0.4$
jet	muon	NumTrack < 3 and (ghost – associated $dR < 0.2$)
muon	jet	$dR < 0.4$
jet	tau	$dR < 0.2$
photon	jet	$dR < 0.4$
fat-jet	electron	$dR < 1.0$
jet	fat-jet	$dR < 1.0$

可能被重建算法分别得到轻子和喷注。为了去除该类影响，需要对重建的粒子进行重叠移除（OR），其主要基于粒子相距距离判断。本分析使用 ATLAS 实验提供的标准去重方法，其中所有粒子已满足上述定义，其内容如下：

5.3.1 初步筛选

双轻子道要求的终选条件如下：

- 两个通过 **Tight** 选择的同电荷电子/缪子。横动量满足 $p_T > 20$ GeV。
- 至少 2 个喷注，排除 **b**-喷注。
- 双轻子的不变质量 $m_{\ell\ell} > 12$ GeV 用来去除低质量 Drell-Yan 过程本底。
- 排除 τ_{had} 的存在。

5.4 本底估计

本分析使用同号双轻子的信号，这一过程能够有效压低标准模型本底。本分析感兴趣的轻子来源于 Higgs 信号衰变至 $W/Z/\tau$ 的硬散射过程，称为 **prompt** 轻子。其他的物理目标例如光子转化而来的电子，喷注，有可能被重建成 **prompt** 轻子，这类轻子叫做假 (**fake**) 轻子，此外，不来自硬散射过程的轻子 (**non-prompt**)

也可能被鉴别为 **prompt** 轻子。本文考虑的假轻子以及 **non-prompt** 轻子共有三类，将在以下段落列举。为了叙述，本文将假轻子及 **non-prompt** 轻子统称为假轻子。按照轻子类型的定义，对于信号区本底的理解本分析分为两类，一类是以标准模型过程产生与信号有相同末态特征的本底，称为不可约本底；另一类是由于对探测器缺乏理解而错误判断/重建的事例，称为可约本底。本底估计的目标是根据其物理特征采用合适的方法建模，以吻合数据观测和预测的本底。本底估计需要在选定条件下验证数据和模拟分布的一致性，以保证信号区间本底估计的可靠性。本分析的不可约本底主要由标准模型的双玻色子 (**VV**) 过程贡献，构建了特定的控制区间来检验 **VV** 过程的可靠性，其余的可约本底使用 **MC** 描述，见节 5.4.1。可约本底的估计不能依赖于 **MC** 模拟，而需要特定的数据驱动方式。节 5.6.2.1 和 5.4.3 描述了可约本底建模，其过程分别是电荷反转 (**QMisID**) 本底，误重建 (**Fake**) 轻子本底。

分析使用到的控制区间总结与表 5.5 中。

5.4.1 不可约本底估计

末态贡献至双轻子的主要不可约本底主要有 **VV**, **VVjj**, **ttV**, **VH** 等过程。其中 **VV** 和 **VVjj** 的产生截面及选择效率最大，占主要不可约本底贡献，这部分使用了特定的控制区间修正 **MC** 归一化，其余较小的贡献过程仅仅依赖于蒙卡模拟本身。

双玻色子 (**VV**) 过程联合所有包括两个矢量玻色子 V ($V = W, Z$) 过程。**W** 和 **Z** 可以通过轻子或者强子衰变，产生多样化的末态，可以包含 0-4 个轻子，丢失横动量以及强子喷注，从而形成与信号一致的末态特征。双玻色子过程可以通过多种方式进入同电荷双轻子道信号区域：

- 形成“假”轻子：即衰变末态只包含至多一个轻子。由于轻子几乎是从顶点为止衰变而来，鉴别效率很高，这种过程的占比较小。
- 形成电荷误判轻子：衰变末态为异号 (**OS**) 的双轻子。这种过程的占比也较小，例如 $W^\pm W^\mp$ 或 $W(\rightarrow qq)Z(\rightarrow \ell\ell)$ 。
- 不可约本底：**VV** 过程在信号区间包含 2 个轻子，或者有大于 2 个轻子，但是更多的轻子未在探测器接受度中。

上述前两条过程，假轻子和电荷误判轻子属于可约本底估计，将使用下文将要介绍的方法进行估计，这些可约本底的事例数仅仅占信号区间的总本底数不

到 0.5%。而 2 个同电荷轻子和大于等于 3 个轻子的双玻色子过程可以占到信号区间总本底的一半左右，故而其建模对于本分析尤为重要。

全轻子衰变 $WZ \rightarrow \ell\nu\ell\ell$ 不仅是双玻色子过程，也是信号区间最主要的本底。它在信号区间贡献了大约 35% 的本底。这种过程可以由于其中的一个轻子不在探测器的接收度中，相空间覆盖不够，或者未通过对象选择条件等因素，从而剩余 2 个同号轻子，通过信号区间的判选条件。另一种不可约双玻色子本底上 ZZ 全轻子衰变过程，其中有两个轻子未被探测器鉴别到，这类过程贡献了 3.5%。有一重要的贡献过程来自 $VVjj$ 电弱衰变，其物理特征与 VV 全轻子衰变不同。其电弱产生包括 $WZjj$ 和 $W^\pm W^\pm jj$ 过程，在信号区间贡献了 12.5%。 WZ 过程的微分截面测量以喷注数， N_{jets} 为函数的数据观测结果显示，SHERPA 2.2.1 蒙卡在 $N_{\text{jets}} \geq 2$ 区间高估了预期值 [113]。模拟样本的超出同样在 HH 多轻子分析的 3 轻子道的 WZ 控制区间 ($N_{\text{jets}} \geq 2$) 观察到，其修正因子为 0.84 ± 0.02 。矢量玻色子散射 (VBS) 过程的测量 [114] 表明 MC 模拟低估了该过程的散射截面，特别是 $WWjj$ 过程的同电荷双轻子末态观测结果 [115]，与 HH 信号末态有相同的特征。模拟事例上的双重原因导致在双轻子末态的 VV 富含区间，即联合 BDT 分布的低端区域，观察到数据超出了蒙卡预测。为了缓解这种不一致性，并考虑到这两种本底成分有不同的动力学特征，分析对全轻衰变的 WZ 过程和 $VVjj$ 衰变分别进行修正。

变量 H_T 对于 WZ 和 $VVjj$ 本底的区分度较大，作为 $VVjj$ 控制区间的拟合参数。此外， H_T 也有能力区分假轻子本底。 $VVjj$ 控制区间要求 $BDT_{All} < -0.4$ ，以保证与 SR 的正交性。通过要求 $BDT_{Vjets} > -0.8$ 和 $|m_{\ell\ell} - m_Z| > 10 \text{ GeV}$ ，可严重排除验证区间内来自 $Z+\text{jet}$ 的电荷误判本底，增加 VV 过程的纯度。基于 BDT 变量的选择， WZ 过程和 $VVjj$ 控制区间构造如下：

- $VVjj\text{CR}$: 在上述变量选择的基础上，要求 $m_{jj} > 300 \text{ GeV}$ ，在总事例数效率 30% 的情况下，将其纯度从 17.2% 提高至 40%。

- $WZ\text{CR}$: 该过程有许多来自 $\ell\nu\ell\ell$ 的事例。我们通过增加 1 个格外的轻子，来挑选出该过程。该控制区间的定义仿照了多轻子分析的 3ℓ 物理道，其中要求第一个轻子为 Loose， $p_T > 10 \text{ GeV}$ ，以模仿那个未通过 2ℓ 信号区选择条件的轻子。此外要求三轻子不变质量 $|m_{\ell\ell\ell}| > 10 \text{ GeV}$ ，同味道相反电荷的轻子对不变质量 $|m_{\ell^\pm\ell^\mp}| > 10 \text{ GeV}$ ，如此保证了与 3ℓ 物理道信号区正交。 WZ 过程的

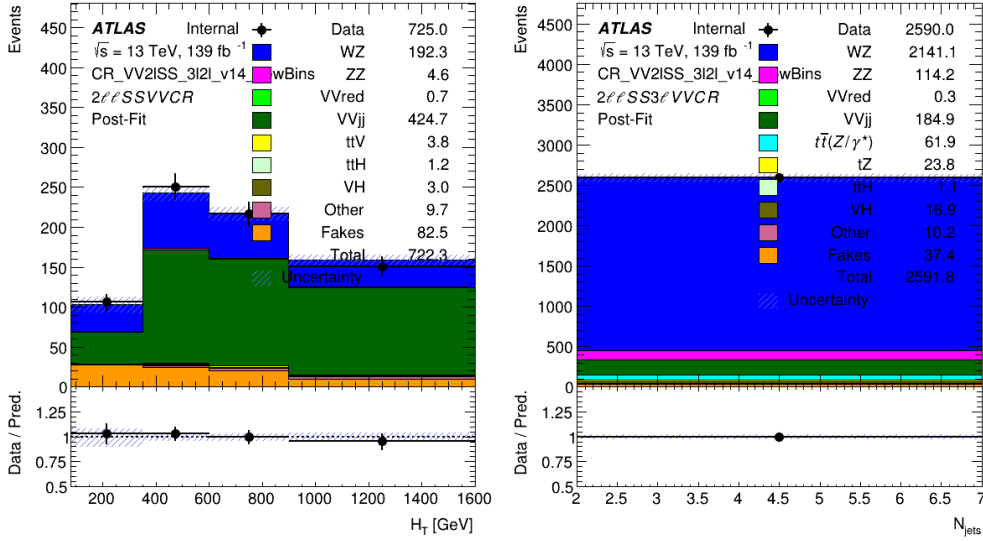


图 5.6 数据/MC 吻合度在 VV_{jj} (左) 和 3ℓ (右) 控制区间在拟合后的分布。

纯度接近 90%。

联合拟合这两个控制区间，保持 μ_{WZ} 和 $\mu_{VV_{jj}}$ 归一化系数为浮动参数。得到的拟合系数为 $\mu_{WZ} = 0.8 \pm 0.02$ 和 $\mu_{VV_{jj}} = 1.72 \pm 0.14$ 。拟合后 VV_{jj} CR 和 VV_j CR 分布图如 5.6 所示。(该拟合参数由合作者 Angela Maria Burger 提供。)

5.4.2 Charge flip 本底估计

本章节阐述末态为同电荷双轻子末态 ($e^\pm e^\pm, e^\pm \mu^\pm$) 因电荷误判 (QMisID) 而导致的本底。⁴。在外层缪子探测器的帮助下，径迹长度包含 ID 探测器部分和外层缪子系统部分，曲率测量精度高，缪子的电荷误判率低于 10^{-5} ，分析中不做考虑。贡献 QMisID 事例的物理机制主要有：

- 硬韧致辐射过程 ($e^\pm \rightarrow e^\pm \gamma^* \rightarrow e^\pm e^+ e^-$)。在这种情况下，当 EM 簇射联系到径迹的相反电荷的电子时导致 QMisID。由于该过程的概率依赖于穿过的探测器物质，因此预期 QMisID 概率与 $|\eta|$ 有关。
- 在 高能 情况下，电子的末态辐射过程产生的光子在探测器物质中转化为 $e^+ e^-$ 对，有几率导致电荷误判。
- 错误测量电子的径迹曲率。在高 p_T 区间径迹的曲率更小，这种效应更为显著。因此同样预期误判率与 p_T 有关。

电荷误判本底的估计基于测量 QMisID 概率 $\bar{\epsilon}$ 。它按照 $|\eta|$ ， p_T 以及电子所

⁴除非特殊说明，电子包括负电子和正电子

属的区域，内部光子转换电子，外部光子转换电子，信号电子三种类型的电子，构造了 3 维变量，从数据中计算而来。具体的估计策略如下：

末态为一对异号轻子中，当有一个轻子的电荷被误判时，这种事例将污染同号轻子的信号区间。主要的物理过程是 $Z \rightarrow e^+e^-$ ，以及部分 $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}e^+e^-\nu\bar{\nu}$ 事例。在 e^-e^+ 轻子对中，假设两个电子的 QMisID 概率分别为 ϵ_i 和 ϵ_j ，则被重建为同号轻子对 $e^\pm e^\pm$ 的比例如下关系：

$$\epsilon_i(1 - \epsilon_j) + \epsilon_j(1 - \epsilon_i) = \epsilon_i + \epsilon_j - 2\epsilon_i\epsilon_j, \quad (5.1)$$

对于 $e^\pm\mu^\mp$ 事例，错误重建的事例比例就为被误判的那个电子对应的 QMisID 概率 ϵ_i 。若 QMisID 概率已知，则误判成同号轻子对的预期事例数 \bar{N}_{SS} 可以通过异号轻子对的观测事例数 N_{OS} 得到，分别对应 ee 和 $e\mu$ 末态：

$$\bar{N}_{SS} = \frac{\epsilon_i + \epsilon_j - 2\epsilon_i\epsilon_j}{1 - (\epsilon_i + \epsilon_j - 2\epsilon_i\epsilon_j)} N_{OS} \quad \bar{N}_{SS} = \frac{\epsilon_i}{1 - \epsilon_i} N_{OS} \quad (5.2)$$

QMisQM 概率从数据中计算而来，基于 $Z \rightarrow ee$ 衰变中重建为同号电子对的比例。首先，需要定义 Z 玻色子附近合适的质量窗口，来计算相应过程的事例数。对于掉入 i, j 区间的电子对 N^{ij} ，其预期的同号电子事例数为 $\bar{N}_{SS}^{ij}(\epsilon_i, \epsilon_j)$ 。假设所有的同号轻子事例的观测值在 Z 玻色子质量区间内都服从柏松分布，其期望值写为似然函数形式，通过 MIGRAD 最小化 $-2 \ln L$ 就可以得到最佳描述数据的 QMisID 概率，并使用 HESSE 来估计误差：

$$L(\vec{\epsilon}|N_{SS}) = \prod_{i,j} f(N_{SS}^{ij}|\bar{N}_{SS}(\epsilon_i, \epsilon_j)). \quad (5.3)$$

在以上计算过程中，假设了 Z 玻色子质量区间内的 ee 事例都来自于 Z 玻色子衰变。因此，为了获得纯度较高的 Z 玻色子事例，其他贡献至 N_{SS}^{ij} 事例都过程需要被去除。通过拟合 Z 玻色子不变质量谱， Z 玻色子质量区间两侧的边带区域可以用作背景扣除，也即将变带区域的均值估计为 Z 玻色子质量区间内的背景事例数。修正后的预期事例数为：

$$\bar{N}_{SS}^{ij} = N_{SS,BG}^{ij} + (N^{ij} - N_{SS,BG}^{ij} - N_{OS,BG}^{ij}) \cdot (\epsilon_i + \epsilon_j - 2\epsilon_i\epsilon_j). \quad (5.4)$$

QMisID 概率的计算使用了 139 fb^{-1} 数据以及蒙卡样本 $Z \rightarrow ee$ SHERPA。为了增加对 Tight 电子估计的统计量，anti-tight 电子也在拟合中使用，其定义是通过更宽松的选择条件，但未通过 Tight 选择条件。因此，在估计过程中增加了 Tight 和 anti-Tight 电子对事例，从而提高了似然方法的统计精度。

如图 5.7 所示是 $Z \rightarrow ee$ 过程到同号电子对和异号电子对末态的不变质量 m_{ee} 分布。可以发现相对于异号电子对，同号电子对 m_{ee} 向更小的方向偏移，这是因为量能器固定尺寸外的能量造成了能量泄漏，而能量泄漏于内部径迹探测器的物质相互作用 $e^\pm \rightarrow e^\pm \gamma^* \rightarrow e^\pm e^+ e^-$ 过程高度有关。有一种方法通过从异号电子对数据得出能量标度的残差，对电子能量做修正 [115]。本文所使用的方法是用相同的宽度系数定义信号区和边带区（相对于 $Z \rightarrow ee$ 过程而言），这要求分别拟合异号和同号电子对的不变质量谱。结果表明 4σ 宽度能给出最小的误差，选择 m_Z 质量附近 $\pm 4\sigma$ 的区间做为 m_Z 窗口，变带区的长度与 m_Z 窗口相同，为 8σ ，定义如图 5.7 所示。

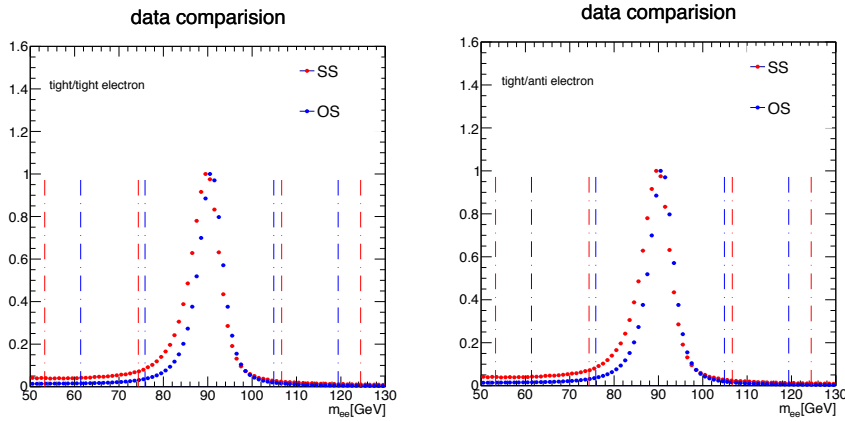
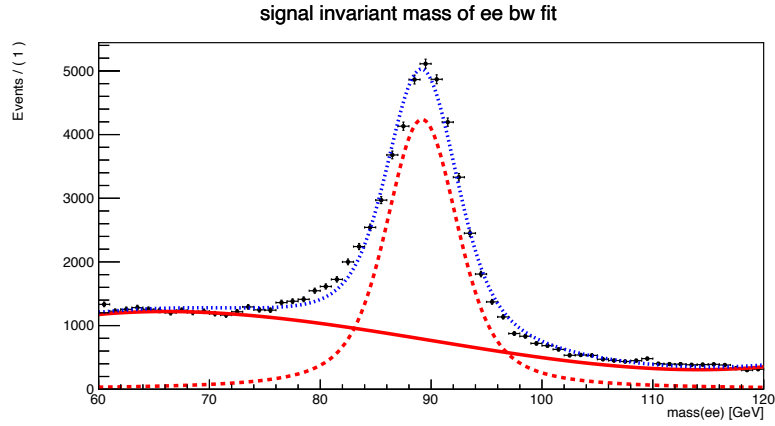


图 5.7 同电荷电子不变质量 m_{ee} 的归一化分布，左：tight-tight 电子对；右：tight-antitight 电子对。

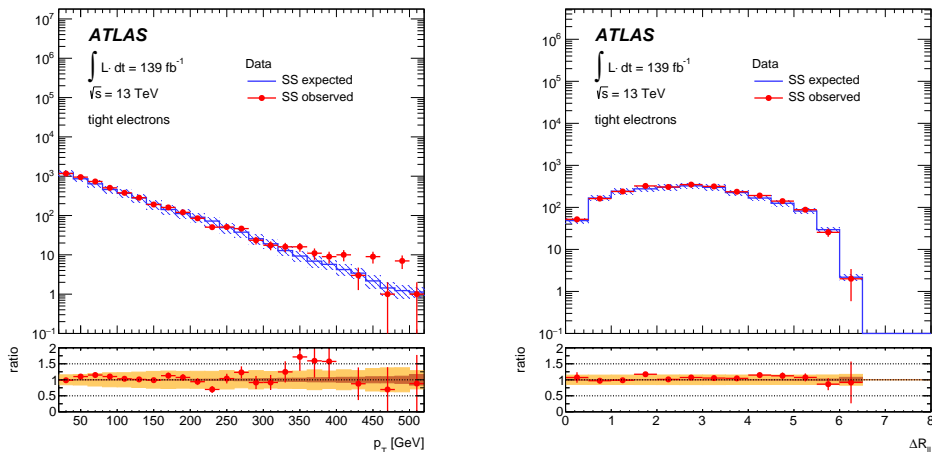
在该不变质量区间内，选取的拟合函数为 $f * S + (1 - f) * B$ ，其中 S 对应 $Z \rightarrow ee$ 过程，形式为 Breit-Wigner 函数卷积高斯函数， B 对应本底过程用多项式描述。其中在通过所有预选择条件的 m_{ee} 拟合情况如图所示，本底过程的主要贡献是假轻子。

QMisID 概率的测量分成了三个维度。其中对电子动力学参数 η 和 p_T 的区间定义必须在保持统计精度的同时最佳描述误判率的对其依赖性。优化后的分类方式为：


 图 5.8 m_{ee} 不变质量谱的拟合情况。

数据驱动的 QMisID 概率对应于区间定义 5.6 的结果，如图 5.10 所示（该估计值与合作者 Oceane Perrin 独立验证完成）。

通过比较使用 e^+e^- 估计的 QMisID 事例和同号 ee 事例的观测数量来验证该队 QMisID 概率的估计。为了提高统计精度，这个估计放开了对喷注数量的限制。图 5.9 展示了数据中 p_T 分布和 $\Delta_{\ell\ell}$ 在使用异号事例的估计事例和观测的同号事例之比。符合度在非常高的 p_T 区域开始恶化，这是因为 200 GeV 以上的区域只由一个 QMisID 率描述。然而，这部分的事例数很低，并且在信号区间的含量很低，其影响可以忽略。


 图 5.9 e^+e^- 估计的 QMisID 事例和同号 ee 事例的观测数量之比。

为了验证似然方法的可靠性，测量的 QMisID 概率和 Z +jets 模拟事例中真实的误判电子得到的概率做了比较。其结果以 $|\eta|$ 和 p_T 函数展示于图 5.11。未发现两种方法的结果有严重的偏差，MC 真实信息的对比表明了数据驱动估算的

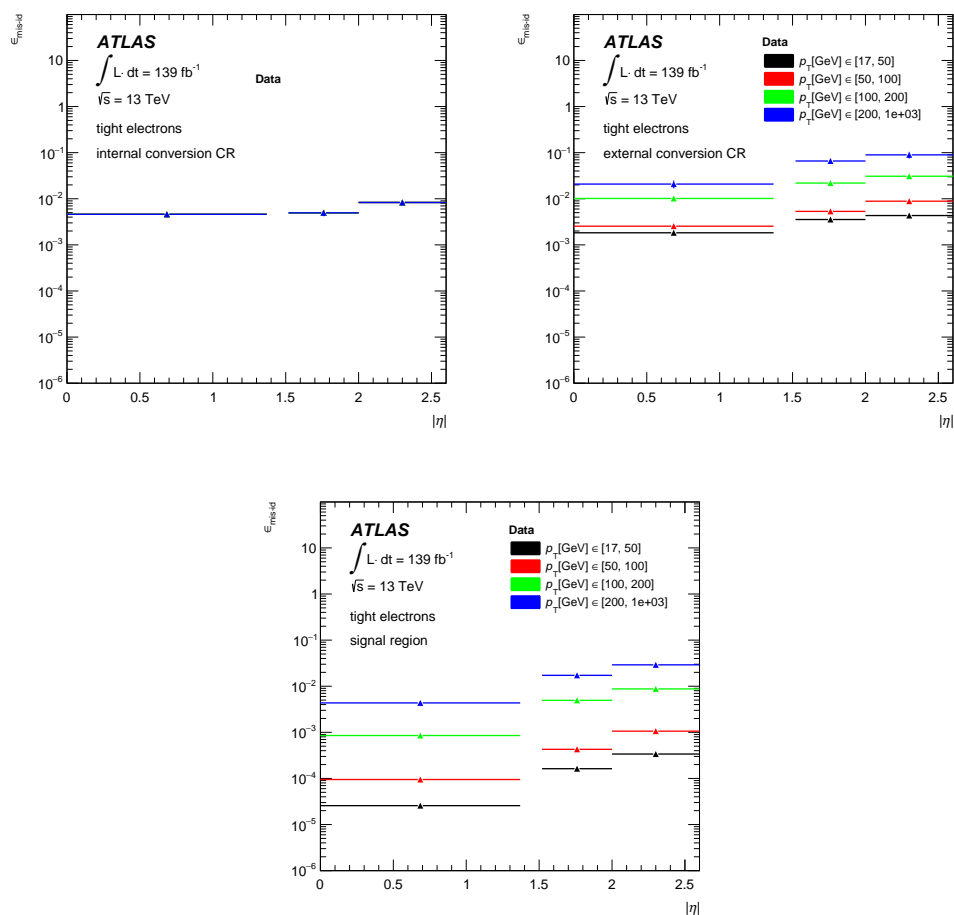


图 5.10 从数据中使用似然方法测量的 Tight 电子的 QMisID 概率。误判率以 $|\eta|$ 和 p_T 为函数展示于图中。从左至右依次为不同的区间：内部区间，外部光子转换区间，信号区间。其中，内部光子转换区间由于统计量低，所有 p_T 区间作为整体测算。

准确。他们之间的差别被作为一项系统误差考虑到 QMisID 的估算中。

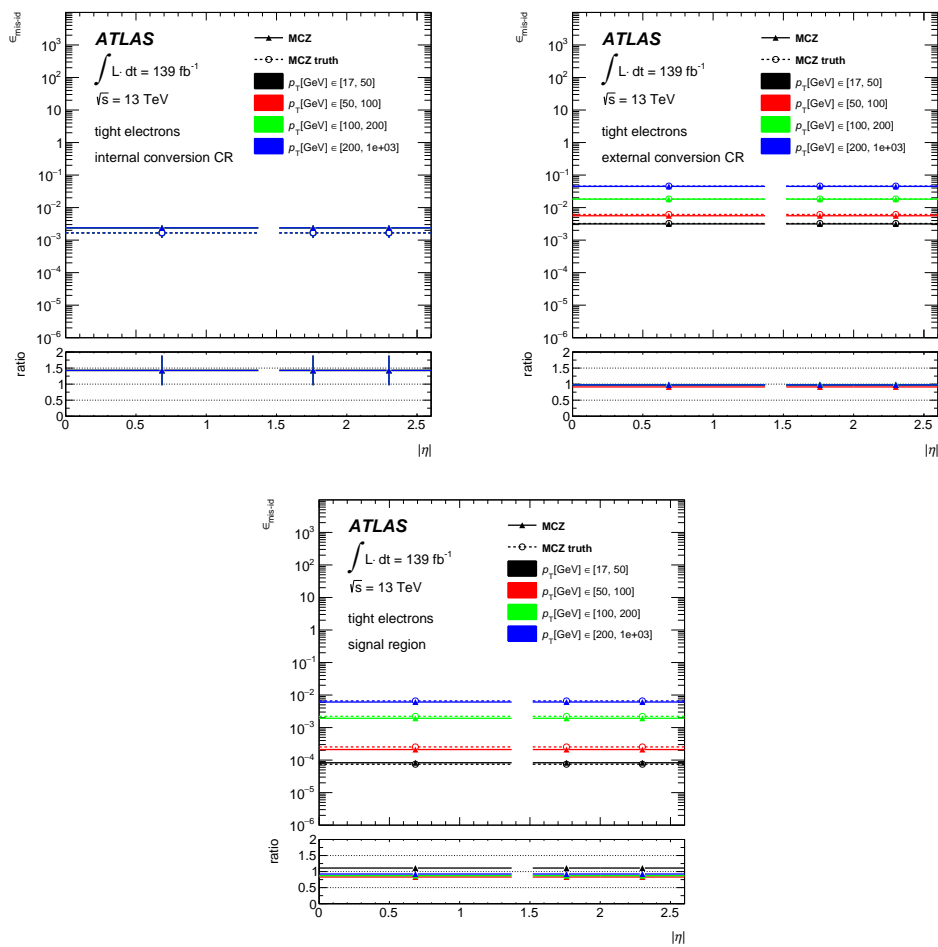


图 5.11 从 $Z \rightarrow ee$ 模拟事例计算的 QMisID 概率和似然方法测量的比较。其中部分区域的统计量低，做了合并处理。

表 5.5 控制区间定义。保证相对于相应信号区域的正交性的要求以蓝色突出显示。

Channel	Region	$N_{lep}^{\sum O_i^f}$	$N_{rhad}^{\sum O_i^f}$	N_{jet}	N_{b-jet}	BDT cut	$m_{\ell\ell\ell}$ [GeV]	$m_{\ell^+\ell^-}$ [GeV]	$m_{\ell^\pm\ell^\pm}$ [GeV]	E_T^{miss} [GeV]	m_{ij} [GeV]	
2ℓSS	WZ CR	3±1	0	≥ 2	0	$BDT_{All} < -0.4$ $BDT_{Vjets} > -0.8$	$ m_{\ell\ell\ell} - m_Z > 10$	$ m_{\ell\ell} - m_Z < 10$		> 30		
	$W^\pm W^\pm jj$ CR	2±2	0	≥ 2	0	$BDT_{All} < -0.4$ $BDT_{Vjets} > -0.8$			$ m_{\ell\ell} - m_Z > 10$		> 300	
	QmisID	$e^\pm e^\pm$ $e^\pm e^\mp$	0	< 2	0							
	Conv CR	2±2	0	≥ 2	≥ 1							
	QED CR	2±2	0	≥ 2	≥ 1							
	HF-e CR	$\ell^\pm e^\pm$	0	2, 3	1							
	HF-μ CR	$\ell^\pm \mu^\pm$	0	2, 3	≥ 1							

p_T 区间号	1	2	3	4
区间定义 /GeV	[17,50]	[50,100]	[100,200]	[200,1000]
$ \eta $ 区间号	1	2	3	4
区间定义	[0,1.37]	-	[1.52,2]	[2,2.5]

表 5.6 $|\eta| \times p_T$ 区间定义, $1.37 < |\eta| < 1.52$ 区间是筒部和端盖电磁量能器过渡区域, 不做测量。

5.4.3 Fake 本底估计

本小节介绍可约本底-假轻子的估计。估计方法由蒙卡模版拟合发展而来，它是一种基于同时拟合的半数据驱动方法，拟合使用对总背景有贡献的所有过程。如前文所述，假轻子的来源有光子转换和重味衰变（HF），本分析发展了基于不同假轻子物理过程的模版拟合。不同假轻子模板的归一化因子由所有对假轻子背景有贡献的过程的 MC 给出，在数据拟合中保持自由浮动，这些归一化因子用于校正假轻子模版估计，并在特定的验证区间检查其数据蒙卡可靠性。模版的构建依赖所谓的 MC 真实信息，以为 MC 样本的假轻子来源分组。通过真实信息分析，主要贡献至假轻子本底的物理过程为 $t\bar{t}$ 和 V +jets，模版拟合设计了 4 个浮动参数，其定义彼此正交：

- NF_e^{HF} : 应用在有一个来自 B-夸克，C-夸克，light-夸克（以 B 衰变为主）的 fake 电子的归一化系数。

- NF_μ^{HF} : 应用在有一个来自 B-夸克，C-夸克，light-夸克（以 B 衰变为主）的 fake 缪子的归一化系数。

- NF^{QED} : 应用在来自光子转化 ($\gamma^* \rightarrow \ell\ell$) 的 fake 电子归一化系数。

- NF^{Conv} : 应用在来自物质转化电子的归一化系数。

以下不同相空间中的分布用来最好地区分同步模板拟合中的 NF 系数：

- 变量 N_{events} : $\mu e / e \mu + ee$ 道，测量 NF^{QED}

- 变量 N_{events} : $\mu e / e \mu + ee$ 道，测量 NF^{Conv}

- 变量 ΔR_{ll} : $\mu e + ee$ 道，其中只有 1 个 b -jet 来测量 NF_e^{HF}

- 变量 HT_{lep} : $e \mu + \mu \mu$ 道，要求至少两个 b -jet 以测量 NF_μ^{HF}

- 变量 HT_{lep} : $\mu e + ee$, with at least 2 b -jets: to estimate NF_e^{HF}

五个控制区间在拟合前和拟合到数据后的分布分别为 5.12，5.13。拟合到 NF 结果如图 5.14。

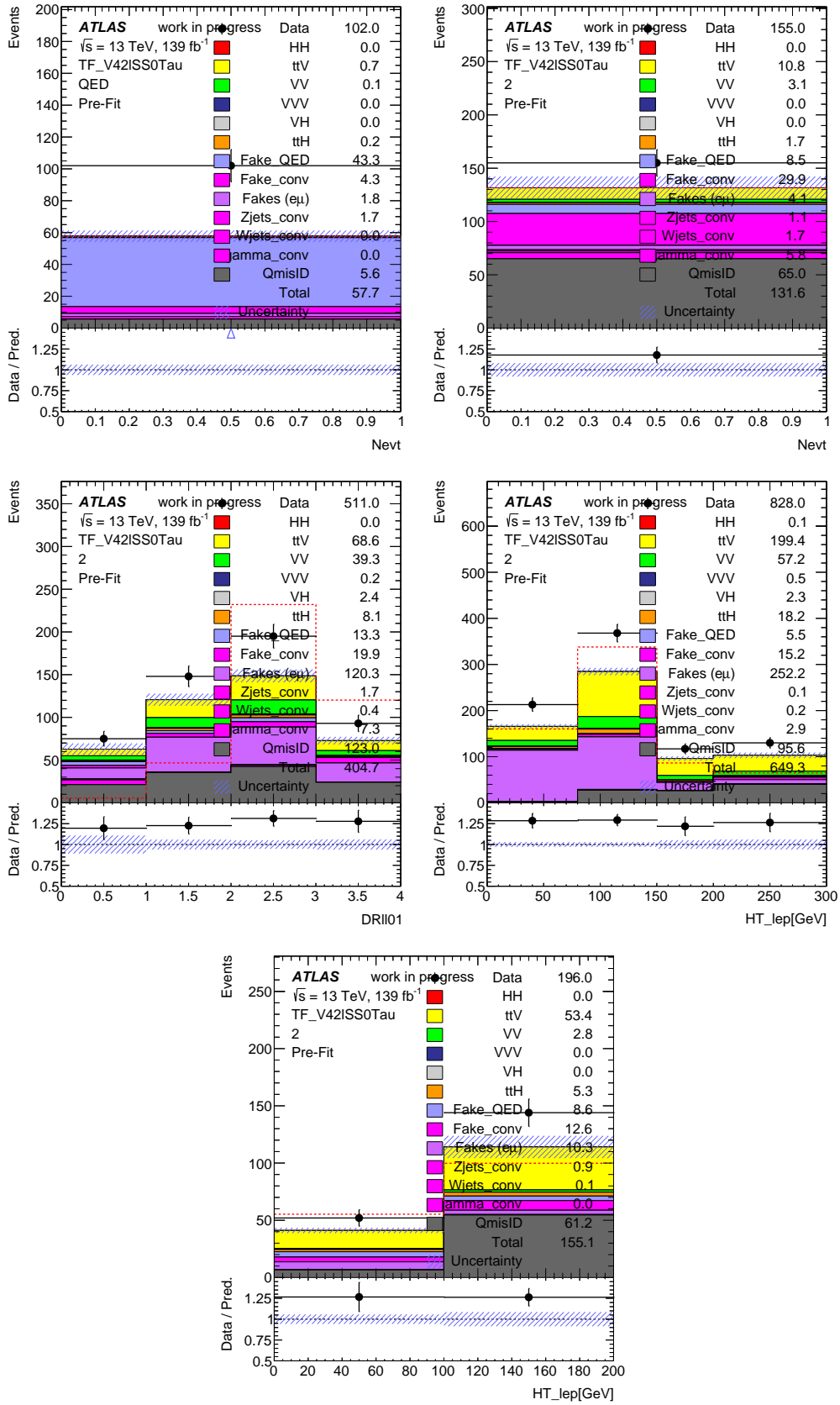


图 5.12 控制区间的 Pre-fit 分布。

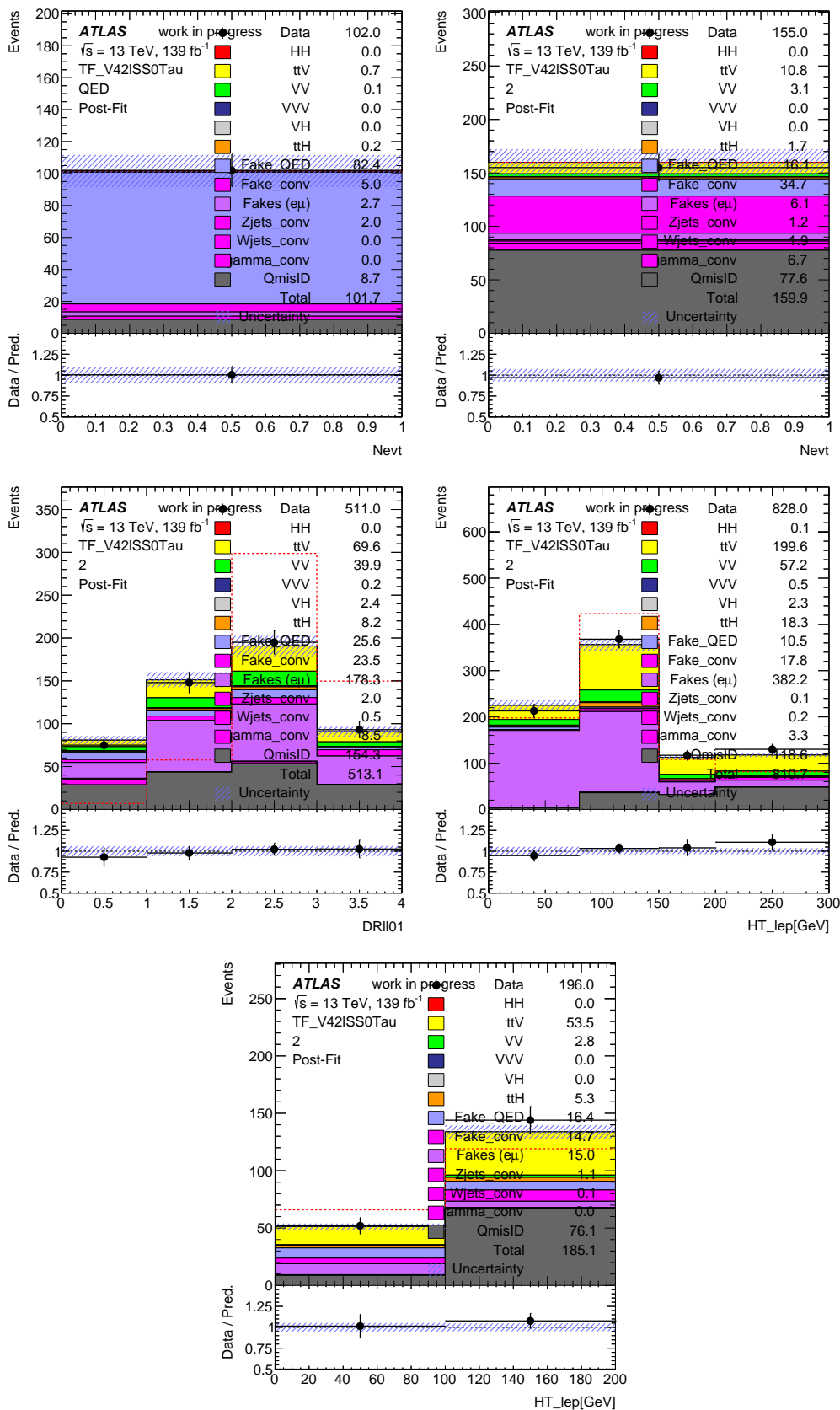


图 5.13 控制区间的 Post-fit 分布。

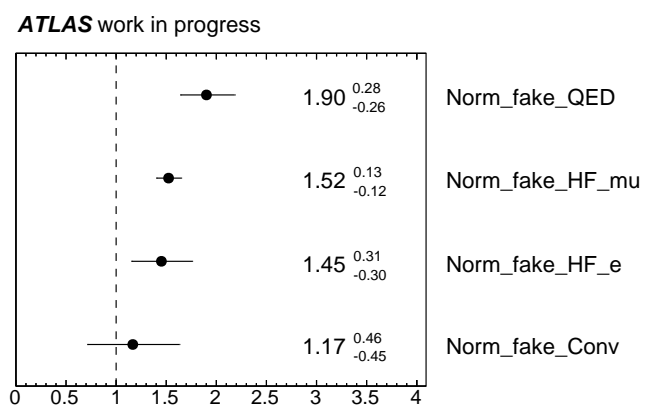


图 5.14 在控制区间从拟合数据得到的归一化系数。

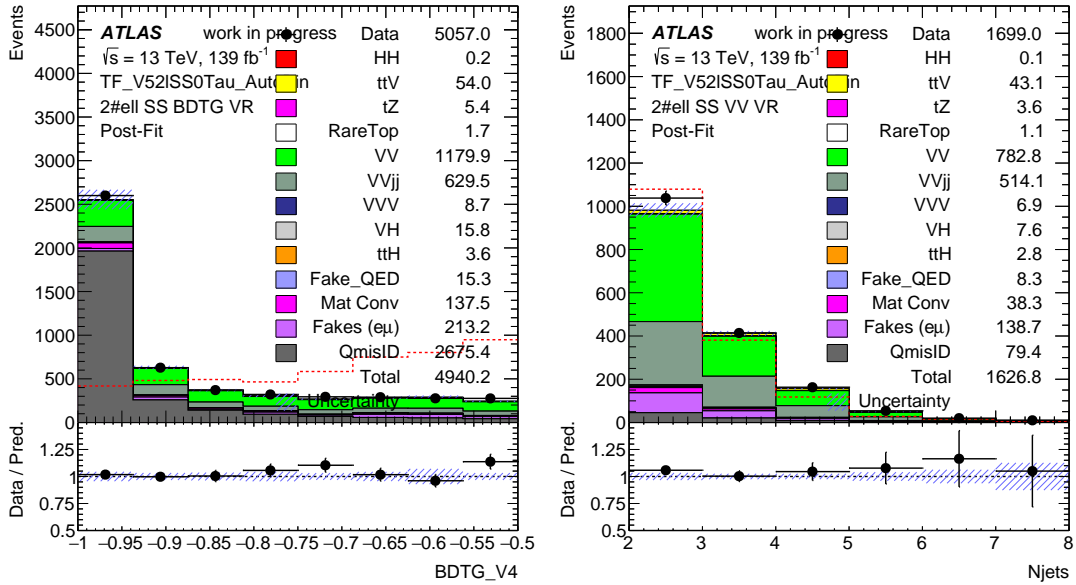


图 5.15 $2\ell SS$ 过程的本底验证。左：联合 BDT 在低端区域 (<-0.4) 的分布；右： N_{jets} 在 VV 验证区间的分布。

5.4.3.1 本底验证

本底估计的检验在验证区间 (VR) 进行。验证区间要求联合 BDT $BDT_{All} < -0.4$ ，以检查本底和数据的一致性。拟合因子 $\mu_{WZ} = 0.80$, $\mu_{VVjj} = 1.72$, $\mu_{QED} = 1.9$, $\mu_{HF-MU} = 1.52$, $\mu_{HF-E} = 1.45$ and $\mu_{Conv} = 1.17$ 被应用于对应需要被修正的 MC 上。 VV 过程本底的验证在 $BDT_{All} < -0.4$, $BDT_{Vjets} > 0$ 的区间进行。图 5.15 展示了应用了修正因子之后的 MC/数据对比图，吻合度得到了提高。

5.5 信号优化

$2\ell SS$ 分析的预选择 5.3.1 用来定义信号区间 (SR)。为了保证 HH 信号有较好的灵敏度，SR 的优化采用基于梯度增强决策树 (BDTG) 的多变量分析技术，该技术整合在 CERN 开发的多变量工具包 TMVA [83] 中。决策树方法是一种监督学习，在本文中用来解决二分类问题，以区分信号和本底，其基本的决策过程是一次对一个变量做出重复的是/否决策，直到满足停止条件。以最终叶节点中的大部分训练事件那类为结果，最终分类为信号或背景。决策树增强将这一概念从一棵树扩展到形成森林的多棵树。这些树通过重新加权事件从相同的训练集合中派生出来，并最终组合成一个分类器，该分类器由单个决策树的平均值给出。梯度增强是派生的一种增强方法，通过梯度下降来定义增强过程进行迭代。

分析调研了基于深度神经网络的多分类学习的可能性，受限于统计量的原因，其性能相比决策树并未有明显优势。

考虑到贡献至 $2\ell SS$ 末态的多种本底来源，分析设计了三个特定的 BDTG，用信号分别与 3 个最主要的本底过程训练， VV ， $V+\text{jets}$ 和 $t\bar{t}$ 产生，标记为 BDT_{VV} ， $\text{BDT}_{V\text{jets}}$ ， $\text{BDT}_{t\bar{t}}$ 。最终的决策变量是再使用这三个 BDTG 模型的预测值作为输入变量，训练的一个联合 BDTG， BDT_{All} 。联合 BDTG 的分布用来定义终选信号区间和验证区间，分界点通过最大化预期显著性 5.5 进行选择。如此， $\text{BDTG} > -0.4$ 的区间确定为信号区，而剩余部分用于定义验证区。决策树本身不具备解析构建变量的学习能力，因此提供高区分度的训练变量至关重要。虽然分析策略是枚举末态过程，而不关心其衰变来源，信号的动力学特征存在多种过程，但仍可做定性分析。超过 60% 的信号过程是 $HH \rightarrow W^\pm W^\mp W^\pm W^\mp$ ，其中相同电荷的两个 W 玻色子轻子衰变，另外两个 W 为 $W \rightarrow qq$ 过程。HH 的 ggF 产生模式下，两个标准模型 Higgs 倾向于在 2 个半球面内。随后，在 $H \rightarrow WW^*$ 衰变中， WW^* 系统自旋为零，末态粒子的角度分布有一定结构。另外，其中的一个 W 不在壳，其形成的喷注横动量较轻，有可能小于 25GeV 的选择阈值。如下物理量被选择作为 4 个 BDTG 的训练变量：

$$Z = \sqrt{2 \times \left[(B + S) \times \left(\ln \frac{S + B}{B} - S \right) \right]} \quad (5.5)$$

- $M_{\ell\ell}$: 双轻子系统不变质量
- M_{all} : 所有轻子和喷注的不变质量
- $M_{\ell 0j}$: 领头轻子和其最靠近喷注的不变质量
- $M_{\ell 1j}$: 次领头轻子和其最靠近喷注的不变质量
- M_{W0}^T and M_{W1}^T : 轻子衰变 W 的横质量 (用消失横动量分别和 2 个轻子重建)
- E_T^{miss} : 消失横动量
- η_0 and η_1 : 领头轻子和次领头轻子的 η
- $\Delta\eta$: $\eta_0 - \eta_1$ 的绝对值
- N_{jets} : 喷注数量
- H_T : 所有可见粒子对象动量的标量和
- $H_T(\text{lep})$: 所有轻子动量的标量和

- Dilep_type: 轻子味组合 $\mu\mu = 1$, $e\mu, \mu e = 2$, $ee = 3$
- $\Delta R_{\min\ell 0jets}$: 领头轻子和最靠近的喷注的最小距离
- $\Delta R_{\min\ell 1jets}$: 次领头轻子和最靠近的喷注的最小距离
- $\Delta R_{\ell\ell}$: 两轻子的距离

双玻色子 BDT 所使用的本底，信号过程变量分布如图 5.16。其归一化已经设置为 1，以对比信号和本底分布的形状。信号和本底的变量的之间的关联性分别如图 5.17a 和 5.17b 所示。个别变量关联性较大，但并不影响最终区分效果。

所有 BDTG 都经过了过拟合检查，以检查是否存在训练过度问题。图 5.18a, 5.18c, 5.18e 以及 5.18g 分别是 VV , $V+jets$, $t\bar{t}$ 和联合 BDTG 的决策树响应在测试样本和训练样本的分布。联合 BDTG 使用前三个响应作为输入变量。他们的 ROC 曲线分别见图 5.18b, 5.18d, 5.18f, 5.18h, ROC 曲线下的面积越大，表明分类器的性能越好。相比直接用所有本底和信号训练策略，有更好的区分度。

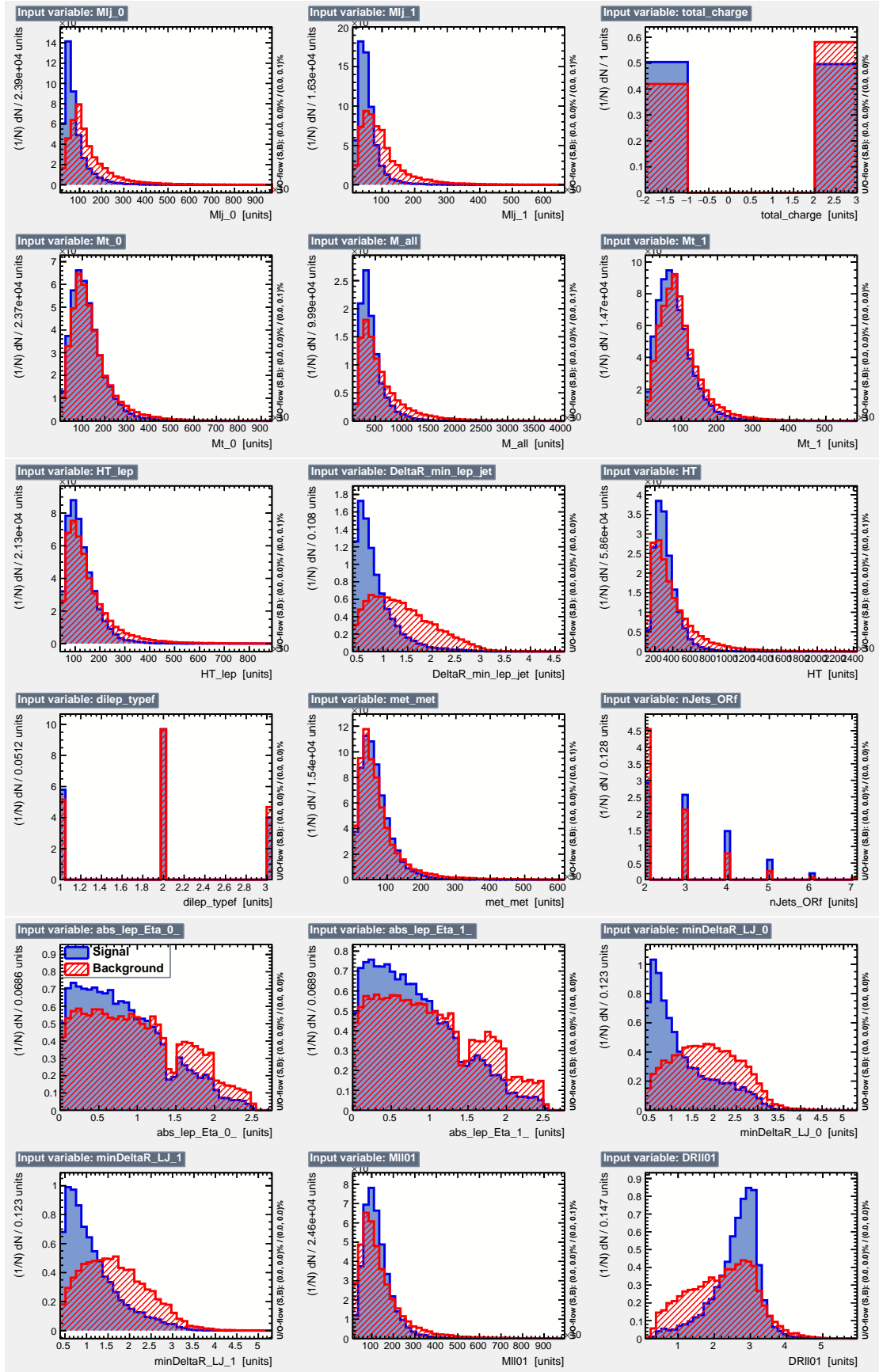
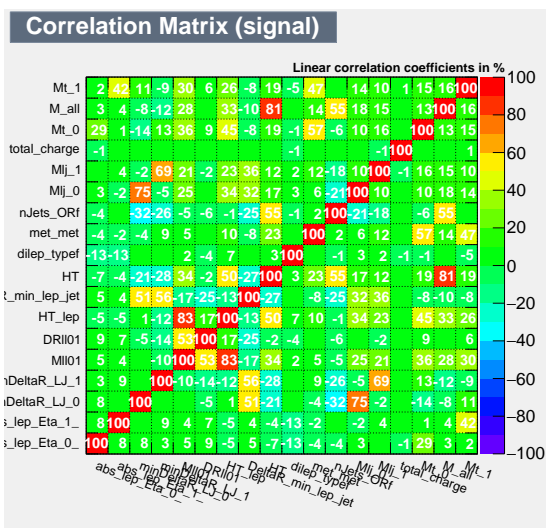
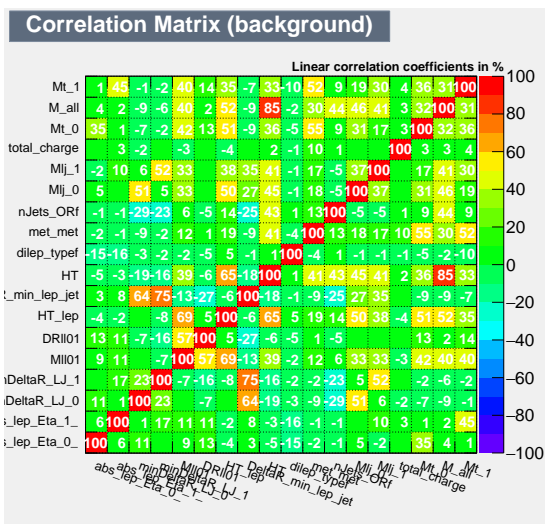


图 5.16 VV BDTD 的输入变量分布。



(a) HH 样本用于训练变量的相关性矩阵 (correlation matrix)。



(b) VV 样本用于训练变量的相关性矩阵。

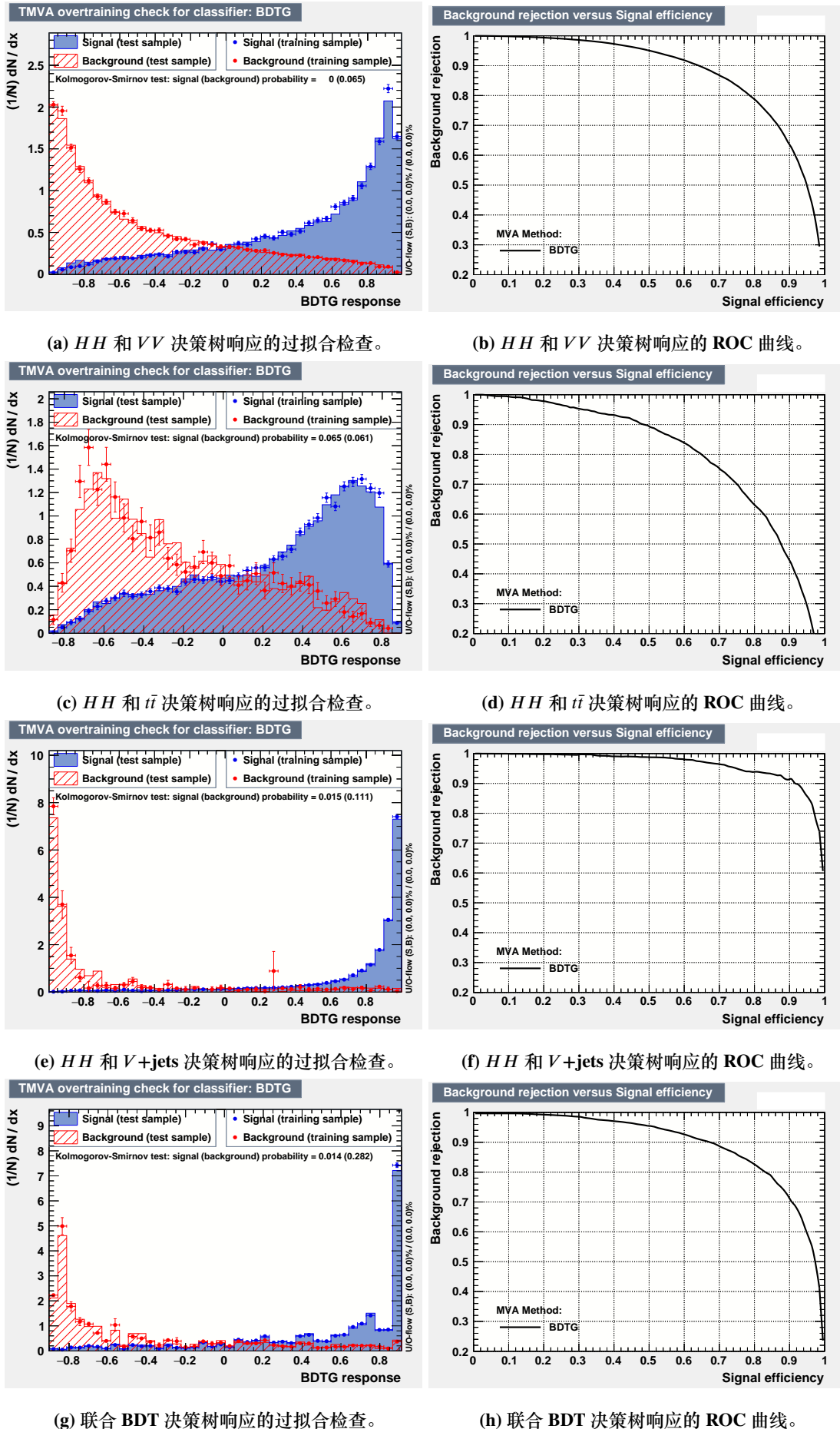


图 5.18 BDT_{VV} , BDT_{VV} , BDT_{VV} 和 BDT_{VV} 的过拟合训练检查和 ROC 曲线。

5.6 系统误差

系统不确定性来自于各种物理对象的重建，以及影响背景和信号过程预测的理论和/或建模不确定性。物理分析对系统误差通常分类为“实验”误差和模型有关的“理论”误差。这些不确定性表现为最终观测量的总体产率和形状的不确定性，它们在所有拟合区域被视为是完全关联的。

5.6.1 实验误差

5.6.2 探测器有关误差

本节误差包括来自轻子、喷注、MET 的能量刻度、效率、b-喷注标记、触发效率、事例堆积以积分亮度的系统误差。每个来源都是单独估计的，遵循 ATLAS 联合性能 (CP) 小组提供的计算方法。

- **积分亮度**：在 2015-2018 年期间获取的数据，对应于 139 fb^{-1} ，其综合不确定性为 1.75%。这个不确定性影响到事例归一化。

- **Pileup 校准**：不确定性低于 1%，该项用于校准与数据有关的堆积分布的差异。与 MC 模拟的堆积重新加权有关。它可以影响事件的归一化和运动学特性的形状。

- **轻子选择效率**：与轻子重建效率和校准有关的误差。缪子和电子的弥散修正作用在四动量上，以最小化观测数据和 MC 之间的误差，被考虑为形状依赖的误差项考虑到联合拟合中。轻子的鉴别，重建和孤立化不确定性分别作为拟合过程的冗余参数。

- **喷注能量和分辨率**：喷注能量刻度 (JES) 的不确定性取决于 p_T 和 η ，并考虑了堆积效应造成的不确定性。喷注能量分辨率 (JER) 的不确定性也被考虑在内。在目前的分析中，JES/JER 的，总共包含约 35 个独立的冗余参数。

- **b-喷注标记**：味道标记算法的性能和校准详见 [116]。在 DL1r 工作点，对数据和 MC 的 b-/c-/light-喷注选择效率的差异做了修正。

- **丢失横动量**：轻子和喷注的能量标度和分辨率的不确定度以及 soft-Term 传递给了 E_T^{miss} ，该项误差可忽略。

5.6.2.1 QMisID 本底估计误差

有四种系统应用在 QMisID 概率上：

- 最大化似然函数时的计算误差，该项取决于控制区间的数据统计量；
 - 最大似然测量的 QMisID 概率与 $Z \rightarrow ee$ 模拟事例的真实信息计算的误判率之差；
 - 定义 m_Z 窗口的宽度引起的误差，通过改变宽度 $\pm\sigma$ 来估计变化；
- 总的误差为以上各部分贡献的二次方之和，结果见 5.19。

5.6.2.2 假轻子估计系统误差

模版拟合过程考虑了数种系统误差，包括拟合浮动参数时的统计误差，重味夸克来源的模板的误差，转换电子来源的模板的误差，以及 $t\bar{t}$ 蒙卡建模的系统误差。来自拟合过程中的统计误差大约为 10%~30%。因为模版拟合过程依赖于 MC，对模版形状建模的误差都应考虑进来。

按每个区间计算的结果见表5.7。

Uncertainties	BDT [-1,0.6]	BDT [-0.6,-0.2]	BDT [-0.2,0.2]	BDT [0.2,0.6]	BDT [0.6,1]
Heavy flavor muons	30%	15%	-15%	10%	5%
Heavy flavor electrons	100%	30%	-15%	10%	5%
Material Conversions	200%	100%	50%	5%	-10%

表 5.7 $2\ell SS$ 根据 BDT 区间计算的模版拟合不确定性。

5.6.3 理论误差

当估计信号的截面上限时，作用在拟合观测量的形状上的不确定性会影响统计模型的结果。另一部分误差是作用在截面上的不确定性，影响整体的信号或本底事例数。

HH 信号理论误差 $HHggF$ 模式的强子化簇射的不确定性通过比较基准 MC 样本 (Pythia8) 和使用 Herwig7 产生的替代样本，该项误差大约为 2%-3%。在比较中计算了信号区间 HH 的接受度不确定性，大小约为。PDF 和 δ 的不确定性是通过比较不同的 PDF 集的事例，按照 PDF4LHC 的建议计算。QCD 的不确定性是通过比较具有不同重正化尺度 μ_R 和因子化尺度 μ_F 设置的事例估计，其中最大的偏差被选为系统误差。这三项误差被发现不可被忽略。PDF4LHC 提

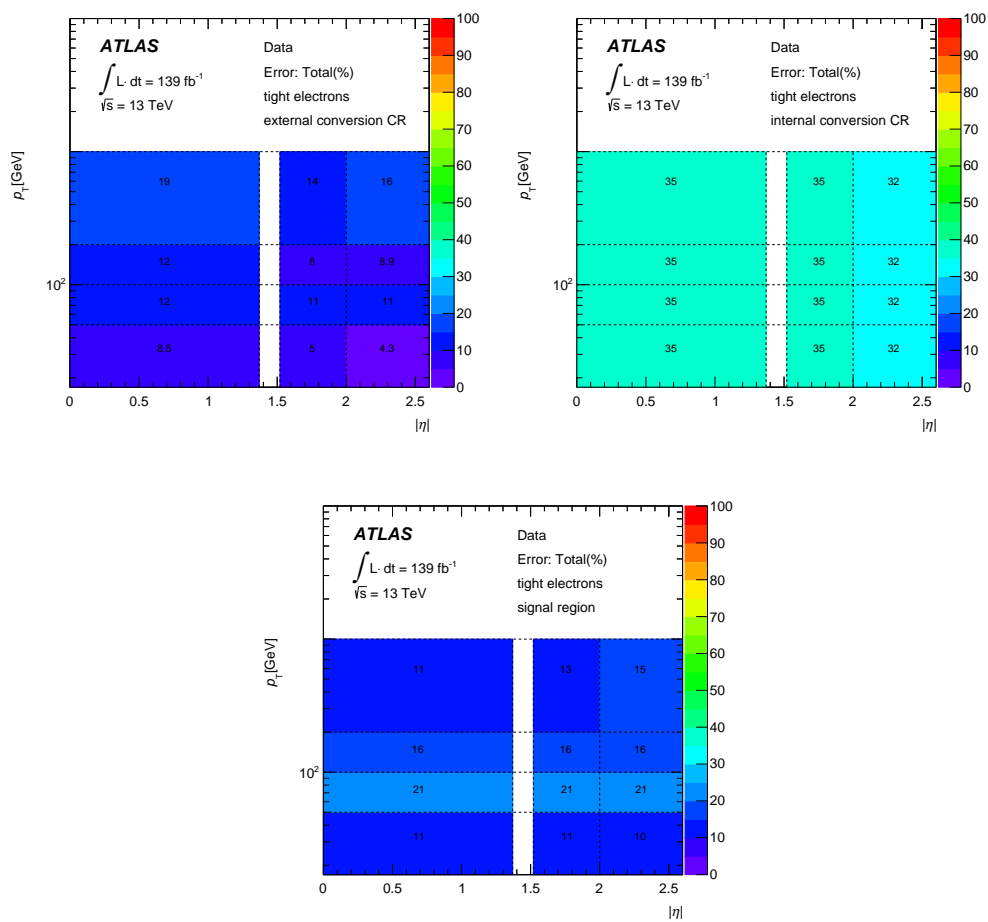


图 5.19 总体 QMisID 误差 (%)。

供了 30 组不同参数的值，估计其平均变化，该项误差大约 $\sim 3\%-4\%$ 。 α_s 上下浮动的不确定度大约为 $\sim 1\%$ 。QCD 带来的不确定性大约为 $\sim 13\%-16\%$ 。

本底理论误差 最大的本底来源是双玻色子过程。该过程的理论误差考虑了 QCD scale, NNPDF3.0nnlo 和 α_s 对接受度造成的影响，其量级大约为 15%。对于其他的 prompt 轻子本底，考虑对截面整体的误差。 ZZ 事例应用了 6% 误差 [117]， ttZ 应用了 11% [118]， ttH 本底应用了 10% [118]， VH 本底为 5%， ttW 本底为 3%， VVV 本底的误差为 30% [117]，单 top 产生过程的误差为 $+5\%/-4\%$ ，从平均加权的 t -， tW - and s -channel 产生模式估计而来 [119? ?]。

$t\bar{t}$ 的系统不确定性来源包括重正化和因子化尺度，强子化匹配尺度的选择，初态辐射 (ISR) 和末态辐射的重整化尺度选择、 α_s 值的不确定性。在信号区域排除了 b -喷注后， $t\bar{t}$ 误差的贡献很小。强子化簇射模型的不确定度通过比较产生子 POWHEG-BOX 与 PYTHIA 8 或者 HERWIG 7 的预期值得出。ISR 和 FSR 的误差通过比较 $hdamp$ 假设为不同 m_{top} 的备用样本并改变簇射获得。

5.7 双轻子统计分析和结果

5.7.1 统计模型

统计模型使用区域 (bin) 似然函数建立。为了获得 $pp \rightarrow hh$ 产生截面上限, 似然拟合是针对信号区域和所有控制区域中的事例执行的, 对多轻子所有子物理道同时拟合。对于盲法分析, 信号区域中观察到的数据事件的数量取自本底估计过程预期 MC 以及 SM 信号模型的总和。

似然函数的构建需要观测事例数的泊松分布乘积、各种误差来源的乘积:

$$\mathcal{L} = \prod_{c \in \text{channels}} \prod_{b \in \text{bins}} \text{Poisson}(n_{c,b}^{\text{obs}} | n_{c,b}^S, n_{c,b}^B) \times \prod_{s \in \mathbb{S}} \mathcal{G}(0 | \theta_s, 1), \quad (5.6)$$

式中 c 表示物理道的序号, b 为 bin 标号。泊松项按照每个 bin 中预期的本底和信号数, 以及观测事例数写出如下定义式:

$$\text{Poisson}(n_{c,b}^{\text{obs}} | n_{c,b}^S, n_{c,b}^B) = \frac{1}{n_{c,b}^{\text{obs}}!} \left(\mu * S_{c,b} + n_{c,b}^B \right)^{n_{c,b}^{\text{obs}}} \exp^{-\left(\mu * S_{c,b} + n_{c,b}^B \right)} \quad (5.7)$$

式中 $n_{c,b}^{\text{obs}}$ 表示事例数观测值, $n_{c,b}^S$ and $n_{c,b}^B$ 分别是信号和本底的期望值。 μ 表示感兴趣的参数 (POI), 在此为信号强度, 所有物理道共享一个数值。 θ_s 表示冗余参数 (nuisance parameters, NP)。冗余参数表示统计模型中影响概率密度函数的不确定性, 一般和形状相关的 NP 使用高斯项约束。对于和归一化有关的 NP, 一般使用对数正太分布约束。

假设统计量 统计方法基于假设检验的思想。统计计算过程使用轮廓似然比检验统计量 \tilde{q}_μ ,

$$\tilde{\lambda}(\mu) = \begin{cases} \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta}(\hat{\mu}))} & \hat{\mu} \geq 0, \\ \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(0, \hat{\theta}(0))} & \hat{\mu} < 0. \end{cases} \quad (5.8)$$

其中 $\hat{\theta}(0)$ 和 $\hat{\theta}(\mu)$ 是条件最大似然估计量 θ 在给定强度为 0 和 μ 的情况下。对于“发现”已知粒子类型的物理实验, 统计结论是量化其显著性 (significance)。因此, 原假设选择为无信号 (只有背景) 假设, 备择假设是信号加背景假设。该种假设统计量 q_0 的表达式为

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \frac{\mathcal{L}(0, \hat{\theta}(0))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & \hat{\mu} \geq 0 \\ 0 & \hat{\mu} < 0 \end{cases} \quad (5.9)$$

假设统计量 q 越大，其对应的 p 值越小，说明统计结果与原假设越不相容，越倾向于备择假设。

$$\tilde{q}_\mu = \begin{cases} -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(0, \hat{\theta}(0))} & \hat{\mu} < 0, \\ -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu, \\ 0 & \hat{\mu} > \mu. \end{cases} \quad (5.10)$$

HH 产生模式的截面上限利用 CL_s 方法在渐近估计情况下以置信度 (CL) 为 95% 计算，其假设及估计过程见 [120]。

5.7.2 统计结果

使用 Asimov 数据集进行信号加背景拟合，以确定 HH 产生截面的预期上限。所有的 MC 模拟都包括了探测器的系统误差。 HH 信号的总产额是 ggF 和 VBF 产生模式的总和。因子 $\mu_{WZ} = 0.80$, $\mu_{VVjj} = 1.72$, $\mu_{QED} = 1.9$, $\mu_{HF-MU} = 1.52$, $\mu_{HF-E} = 1.45$ and $\mu_{Conv} = 1.17$ 被应用于控制区和信号区。拟合过程按照 5.7.1 定义的似然比方法进行。联合 BDT 输出的分布作为拟合中最后观测量 (discriminant)。图 5.20 显示了信号区间 $BDT_{All} > -0.4$ 的分布。我们对 BDT 观测量的分 bin 进行了优化，以减少统计波动。优化采用了一种自动分 bin 算法，在定义 bin 时候进行迭代，直到获得一定比例的信号和背景事例。

系统误差被视为 NP 项，其中物理对象相关的 NP 按照节 5.6.2 所述，QMisID 和假轻子本底建模的误差见节 5.6.2.1 和节 5.6.2.2。来自 MC 统计量的误差成为 γ 项，他们以 Γ 函数的形式进入似然比。图 5.21 和图 5.22 分别为 NP 的混淆矩阵以及他们的 pull 分布。

图 5.23 给出了 NP 对拟合影响的排序情况。该分析是统计误差为主导，排除这些 γ 项以外，最主要的系统误差为假轻子本底和电荷误判本底估计。

$2\ell SS$ 物理道预期截面上限的结果为如表 Table 5.8。

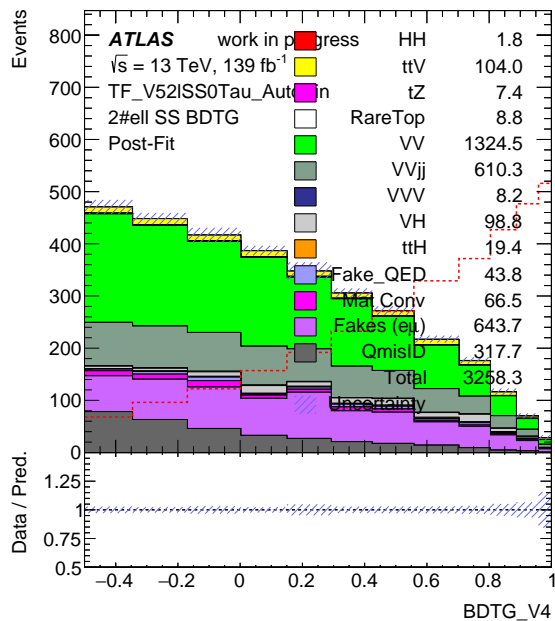


图 5.20 2ℓ SS 物理道拟合后的信号区间 BDT_{All} 分布。

	-2σ	-1σ	Expected	$+1\sigma$	$+2\sigma$	Observed
$\sigma_{HH}/\sigma_{HH}^{SM}$ Stats.	16.39	22.01	30.55	43.15	59.21	blinded
$\sigma_{HH}/\sigma_{HH}^{SM}$ Sys.	19.06	25.59	35.52	50.49	69.91	blinded

表 5.8 2ℓ SS 预期的截面上限。第一列：只考虑统计误差；第二列：考虑系统误差的结果。

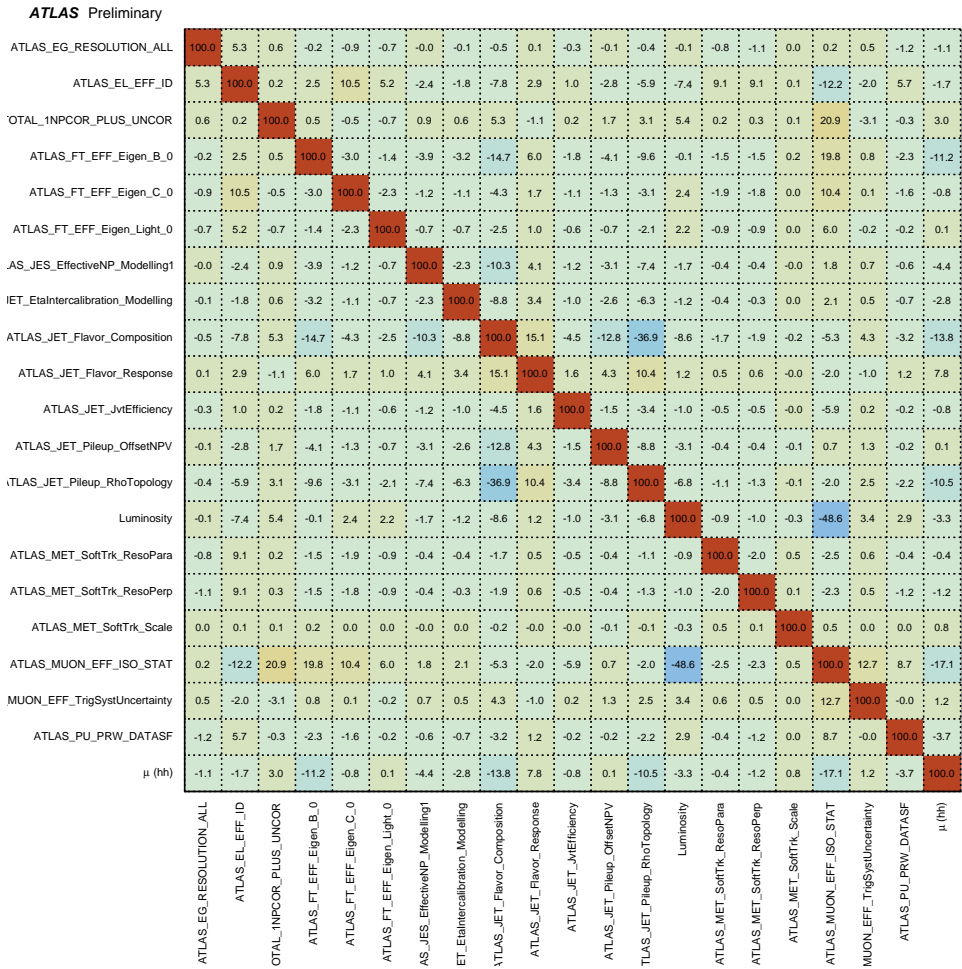


图 5.21 2ℓ SS 物理道的混淆矩阵。探测器系统误差包含在内。

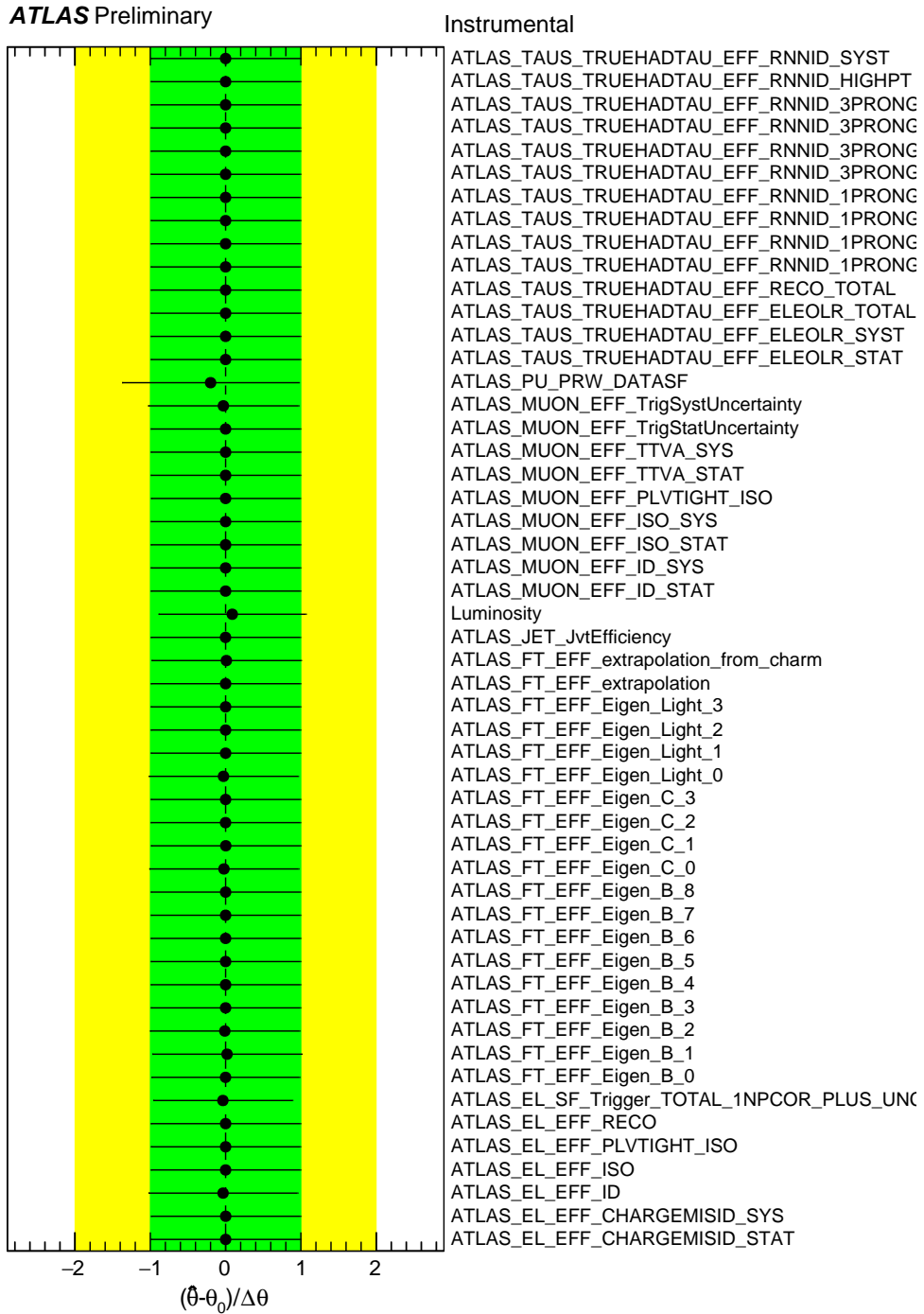


图 5.22 2ℓ SS 物理道冗余参数的 pull 分布。探测器系统误差包含在内。

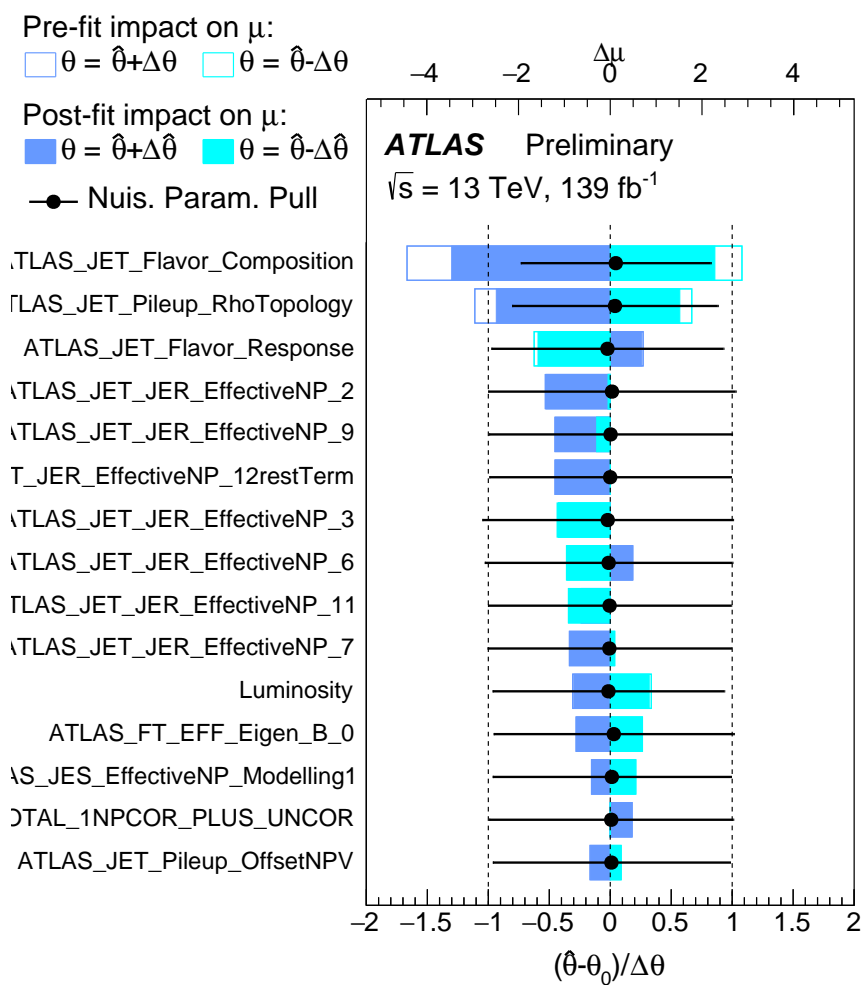


图 5.23 $2\ell SS$ 物理道冗余参数的排序分布。结果在形状 1% 排除阈和归一化 0.5% 排除阈情况下获得。

5.7.3 κ_λ 测量

由于两个主要产生过程干涉相消的原因，自耦合的三角图并不能被单独测量，在 LHC 上 HH 信号的质量谱较宽。以 ggF 产生模式的树图阶的三角图和箱图为例（图 2.5），将 HH 散射截面参数化为耦合强度的函数，可写成

$$\mathcal{A}(\kappa_t, \kappa_\lambda) = \kappa_t^2 \mathcal{A}_1 + \kappa_t \kappa_\lambda \mathcal{A}_2, \quad (5.11)$$

式中 κ_t 和 κ_λ 是 y_t 和 κ_{HHH} 与 SM 预测值的比值。若将末态的相空间和 PDF 积分，ggF di-Higgs 散射截面可以以 κ_λ 和 λ_t 参数化为：

$$\sigma_{\text{ggF}}(pp \rightarrow HH) \sim \kappa_t^4 \left[\mathcal{A}_1^2 + 2 \frac{\kappa_\lambda}{\kappa_t} \mathcal{R}(\mathcal{A}_1^* \mathcal{A}_2) + \left(\frac{\kappa_\lambda}{\kappa_t} \right)^2 |\mathcal{A}_2|^2 \right]. \quad (5.12)$$

ggF 的运动学特征可以由 κ_λ 而改变。这种参数化方案使得对 κ_λ 测量成为可能。

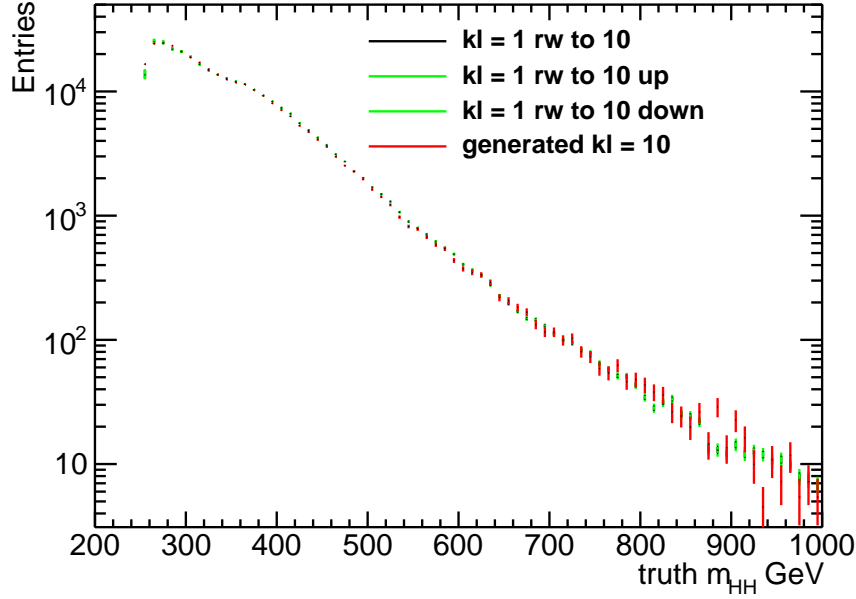
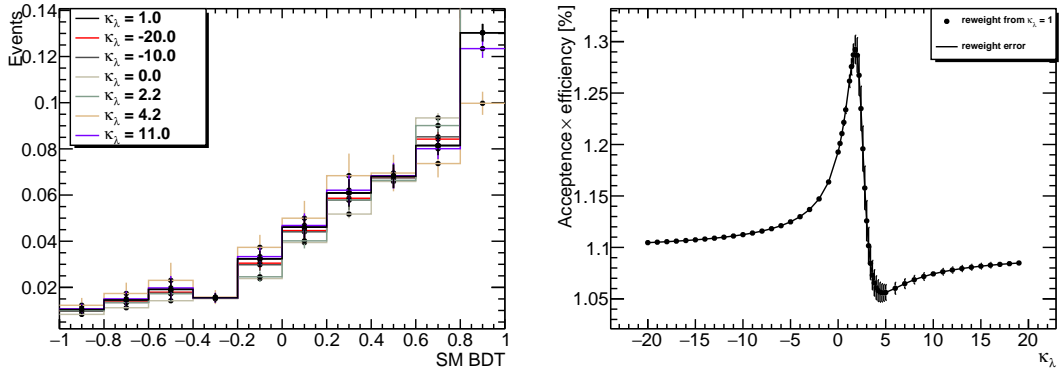
由于 ATLAS 的 MC 样本生成的计算昂贵，也很耗时，考虑到 κ_λ 要被限制的范围，以及准确的结果需要保持生成样本 κ_λ 细小的间距，SM HH ggF 样本只针对少数几个耦合值进行生成，并使用样本组合方法模拟整个耦合参数空间中任何耦合值的样本。从 ggF 截面公式 5.12 出发，微分截面可以表示为

$$\frac{d\sigma}{d\Phi} = a(\Phi) + b(\Phi)\kappa_\lambda + c(\Phi)\kappa_\lambda^2, \quad (5.13)$$

其中 Φ 代表一个相空间， a, b, c 是只与 Φ 有关的常数。由于我们预期 m_{HH} 分布依赖于 κ_λ ， HH 分析的接受度乘以效率取决于 m_{HH} ，以此作为组合方法的变量 Φ 。ATLAS 分析组选择 $\kappa_\lambda = 0, 1, 203$ 个点的线性组合来得到随 κ_λ 连续变化的微分截面：

$$\begin{aligned} a &= \left(\frac{d\sigma}{dm_{HH}} \right)_{(\kappa_\lambda=0)} \\ b &= \frac{1}{380} * \left(-399 \left(\frac{d\sigma}{dm_{HH}} \right)_{(\kappa_\lambda=0)} + 400 \left(\frac{d\sigma}{dm_{HH}} \right)_{(\kappa_\lambda=1)} - \left(\frac{d\sigma}{dm_{HH}} \right)_{(\kappa_\lambda=20)} \right) \\ c &= \frac{1}{380} * \left(19 \left(\frac{d\sigma}{dm_{HH}} \right)_{(\kappa_\lambda=0)} - 20 \left(\frac{d\sigma}{dm_{HH}} \right)_{(\kappa_\lambda=1)} + \left(\frac{d\sigma}{dm_{HH}} \right)_{(\kappa_\lambda=20)} \right) \end{aligned}$$

根据产生子级别的 m_{HH} 分布，从以上关系可计算从 SM 预期值 ($\kappa_\lambda = 1$) 变化到任意 $\kappa_\lambda = 1$ 的权重。由此产生的权重被应用于 $\kappa_\lambda = 1$ 信号样本，并将此线性归一与模拟的 $\kappa_\lambda = 10$ 样本在 $HH \rightarrow 2L\ell\ell$ 验证，对比符合很好 5.24。


 图 5.24 $2L\ell\ell$ 物理道的 κ_λ 加权验证。

 图 5.25 左：不同 κ_λ 样本的 SM BDT 输出；右：各个 κ_λ 样本经过预事例筛选的接受度乘以选择效率，误差来自 κ_λ 。

理论上 κ_λ 会改变 HH 事例的动力学，然而，多轻子道不能完整重建出 HH 不变质量。在 $2\ell SS$ 多变量分析中，BDT 使用的训练变量包含了重建粒子的质量变量，但分辨率较低，能一定程度反映 HH 衰变系统的质量量级。多轻子物理道预期对 κ_λ 不够敏感。将不同 κ_λ 的样本使用 SM BDT，他们的 BDT 输出的分布变化不大，验证了这一结论。因此，暂时没有为其他 κ_λ 优化其特定 BDT 模型的计划。图 5.25 展示了 BDT 输出的分布和他们的接受度乘选择效率随 κ_λ 的关系。

图 5.26 展示了以 κ_λ 为函数的 95% 置信度的截面上限。该结果只包含 ggF 产生模式， κ_λ 的预期值被限制在 $(-9.0, 14.0)$ 。

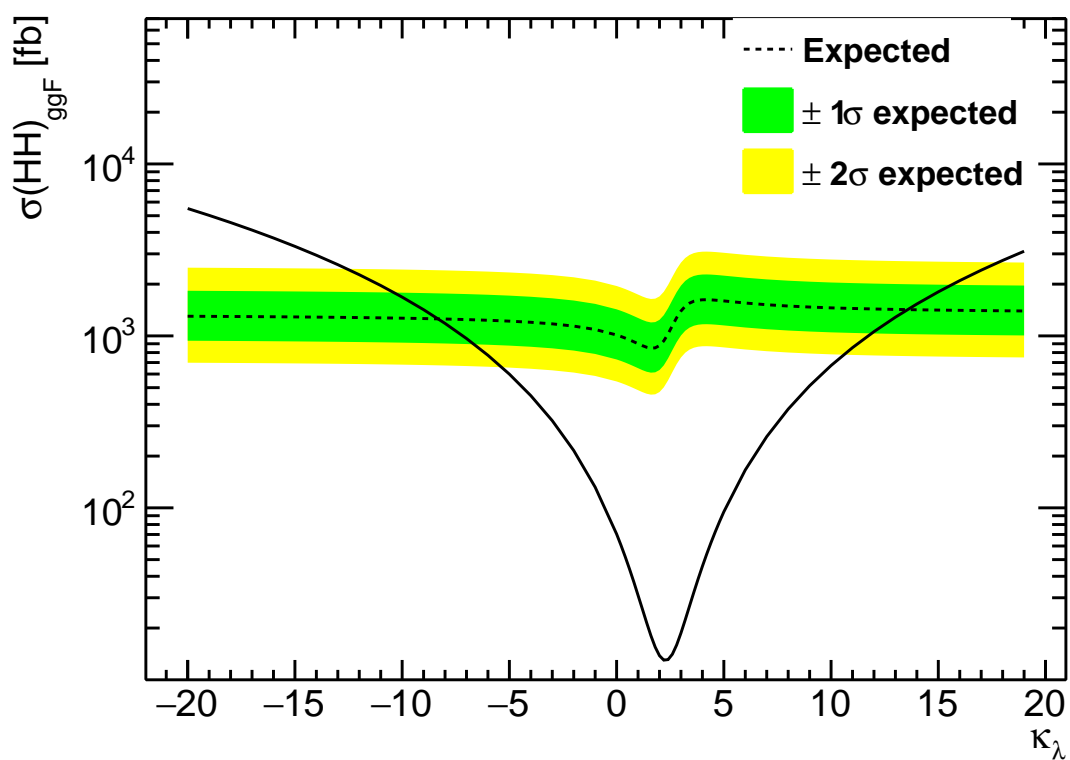


图 5.26 HH_{ggF} 产生截面关于 κ_λ 的期望上限。期望上限包括 $\pm\sigma$ 、 $\pm 2\sigma$ 误差带。“抛物线”为 ggF 截面理论预测曲线。

5.8 多轻子分析联合测量

多轻子分析按照轻子数, τ_{had} 数, 以及 $\gamma\gamma+ML$ 和 $b\bar{b}4\ell$ 的贡献, 共有 9 个物理道。各个物理道在经过了事例初步筛选后, 根据本底和 HH 信号动力学的分布特征, 使用多变量分析 (MVA) 策略定义信号区间。所有末态都采取了梯度下降的决策树算法作为 MVA 模型。需要注意的是, 由于统计量很低, 多轻子分析没有对 VBF HH 搜索进行优化, 它的贡献被一并考虑到了 ggF 的产额当中。

在多轻子 (ML) 物理道中, 整个 BDT 输出或者高端 BDT 的区域用作统计分析中计算截面上限的区间。 $\gamma\gamma + ML$ 物理道使用在 3 个 BDTG 区间中的双光子不变质量的形状作为最后的拟合变量。因为不同类型的本底过程贡献了不同的末态, 各个物理道使用其主要本底用在 BDT 的训练当中。多轻子分析其余物理道同样采用了 $2\ell SS$ 物理道的假轻子 MC 模板估计方法, 有额外多个控制区域被构造。信号区分 bin 数量, 控制区间数量及浮动的归一化系数个数如表 5.9 所示。

表 5.9 各个物理道中信号区间、控制区间中 bin 的个数以及归一化常数的个数, 在拟合中浮动。

Channels	number of bins in SR	number of CR	Norm Factors
$2\ell SS$	12	5	4
3ℓ	10	4	4
$b\bar{b}4\ell$	13	5	5
$1\ell+2\tau_{\text{had}}$	4	-	-
$2\ell SS 2\tau$	3	-	-
$2\ell SS 1\tau$	9	5	4
$\gamma\gamma+1\ell 0\tau_{\text{had}}$	4	-	-
$\gamma\gamma+0\ell 1\tau_{\text{had}}$	4	-	-
$\gamma\gamma+2L$	4	-	-

我们对所有区间的事例执行了信号 + 本底的联合拟合, 估计 SM HH 预期截面上限。结果总结在表 5.10 中。

表 5.10 多轻子道信号强度上限结果，展示为 $\text{Median}^{+\sigma}$ 。信号区间使用 Asimov 数据。

Channels	Stats. Only (Asimov)	+ MC stats.(Asimov)	+ Systematics (Asimov)
$2\ell\text{SS}$	$32.34^{51.69}_{26.25}$	$33.55^{47.38}_{24.17}$	$35.8^{50.77}_{28.85}$
3ℓ	$26.11^{37.12}_{18.82}$	$28.34^{40.77}_{20.43}$	$29.29^{42.2}_{15.7}$
$b\bar{b}4\ell$	$27.77^{41.59}_{20.02}$	$28.85^{44.01}_{20.79}$	$28.97^{44.28}_{20.87}$
$1\ell+2\tau_{\text{had}}$	$32.97^{47.30}_{23.74}$	$36.34^{51.76}_{26.18}$	$37.56^{53.65}_{27.06}$
$2\ell\text{SS}t\text{wotau}$	$33.10^{48.77}_{23.88}$	$33.73^{49.55}_{24.30}$	$34.10^{50.20}_{24.55}$
$2\ell\text{SS}t\text{au}$	$42.60^{61.10}_{30.70}$		$44.70^{64.50}_{32.2}$
Multilepton	$11.18^{15.89}_{8.05}$	$11.76^{16.76}_{8.47}$	$12.18^{17.40}_{8.78}$
$\gamma\gamma+1\ell 0\tau_{\text{had}}$	$25.46^{36.99}_{18.35}$	$25.50^{37.09}_{18.37}$	$25.64^{37.29}_{18.22}$
$\gamma\gamma+0\ell 1\tau_{\text{had}}$	$52.70^{76.71}_{37.98}$	$52.79^{76.91}_{38.04}$	$53.30^{77.60}_{38.40}$
$\gamma\gamma+2L$	$25.13^{38.23}_{18.11}$	$25.16^{38.32}_{18.13}$	$25.18^{38.34}_{18.15}$
$\gamma\gamma + ML$	$14.85^{21.65}_{10.70}$	$14.87^{21.70}_{10.71}$	$14.98^{21.86}_{10.80}$
Combined	$8.46^{12.06}_{6.09}$	$8.73^{12.49}_{6.29}$	$8.91^{12.77}_{6.42}$

图 5.27 展示了 NP 之间的混淆矩阵。

图 5.28 展示了 NP 项的 pull 分布图，没有发现被严格限制的误差项。

5.9 总结

本章概述了在多轻子末态对标准模型希格斯粒子对 (HH) 产生的寻找, 详细论述了同电荷双轻子和无强子化衰变 τ 组成的 $2\ell SS$ 物理道。研究利用 ATLAS 实验从 LHC 质子-质子质心能量 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 对撞, 在 RUN2 期间收集的 139^{fb} 进行。信号包含了 ggF 和 VBF 产生模式, 专注 ggF 模式为分析要点。Higgs 允许衰变至 $WW/ZZ/\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$, 其中 $WWWW$ 贡献了 65% 的信号。 $2\ell SS$ 在标准模型的过程很稀有, 该末态主要面临的本底有两类, 一类是末态相空间 $\geq 2\ell$ 过程通过了事例筛选的 SM 过程, 另一类是是粒子与探测器重建相关的非 SM 过程, 本底建模是 $2\ell SS$ 分析的主要挑战。SM 本底依赖 MC 的预估和数据驱动对截面的修正。探测器本底包含电荷误判和假轻子本底, 他们分别利用数据驱动的最大似然方法和 MC 模版拟合方法估计。信号提取采用了多个决策树联合的策略, 利用 BDTG 对 $VV, t\bar{t}, V+\text{jets}$ 分别训练, 以从信号区分不同来源的本底过程。最终观测量使用联合 BDT 输出构建统计模型。 $2\ell SS$ 末态对 HH 过程的产生 95% 置信度下载面期望值 $35.8_{28.85}^{50.77}$ 倍标准模型截面 $\sigma_{HH}^{ggF+VBF}$ 。此外 $2\ell SS$ 末态对 Higgs 自耦合强度 κ_λ 做了限制, 期望值为 (-9.0, 14.0)。分析相比 RUN2 36.1 fb^{-1} 数据的 $WWWW$ 结果 [121], 引入了多变量事例选择, 优化的轻子压低工具, 截面上限灵敏度提升了 4.3 倍。

在联合拟合中, 设置 μ_{HH} 为 POI, 其余为 NP 项。 $\gamma\gamma+ML$ 和 $b\bar{b}4\ell$ 的预期截面上限分别为 SM 的 14.98 和 28.97 倍。多在 ATLAS 上他们首次被整合入多轻子分析中, 联合的截面上限预期值达到 8.91 倍 SM 截面值。CMS 已经公开的 RUN2 结果中, 其多轻子分析的预期灵敏度为 21.3 倍 SM 截面 [101], $WW\gamma\gamma$ 的预期灵敏度为 52 倍 SM 截面 [102], $b\bar{b}4\ell$ 的预期灵敏度为 32.4 倍 SM 截面 [122]。当前该工作在 ATLAS 合作子内部内审核, 本人负责了样本产生, 双轻子道的本底建模, 信号优化, 估计理论误差, 多轻子联合测量工作, 负责完整内部文档的撰写, 多次代表分析组做内部评审报告, 做出了主要贡献。ATLAS 多轻子分析在完成全部合作组内部审议后, 有望加强对 HH 寻找的贡献度。

第6章 电离测量的粒子鉴别原理

粒子物理实验一个最基本的要素是区分粒子的种类，成分-粒子鉴别 (*Particle Identification*, PID)。现代的大型粒子物理实验中，不同类型的子探测器组合形成大型粒子谱仪，以在广阔的能量空间内确定末态粒子，排除背景事例，测量信号物理过程。例如，粒子是带电或中性通过是否被磁场偏转和能量沉积可以判断。带电粒子的鉴别，是区分在探测器留下特征的以下粒子，包括 e, μ, π, k, p ，其中对于 e^+e^- 对撞机而言，如 BESIII 实验和未来的 CEPC 实验，以 π, k, p 强子尤为重要，带电强子的粒子鉴别是本论文所阐述的研究范围。

无论何种类型的探测器，粒子鉴别的基本逻辑是依据粒子速度质量关系 $m^2\beta^2 = (1 - \beta^2)p^2$ 。径迹系统弯曲粒子飞行，可确定动量，额外测量粒子速度就可以推断质量。带电粒子与物质材料相互作用性质，构建了粒子鉴别的技术手段，包括：电离能损 (dE/dx)，飞行时间 (TOF)，穿越辐射 (TR)，切伦科夫 (RICH)。综述 [123] 对 LHC 上的 PID 技术做了全面的介绍，根据不同实验所感兴趣的物理目标，PID 技术有针对性的考量与发展路线。ATLAS 和 CMS 实验对强子化喷注的能量和位置有高精度的要求，但不特别关心其强子类型。尽管他们的硅微条探测器有可能依据信号幅度信息测量电离，但由于固体介质有更强的密度效应，费米平台很快达到，其粒子区分性能有限。CMS 合作组 [124] 使用其硅探测器在 $0.1 < p_T < 1.7 \text{ GeV}$, $|y| < 1$ 范围内区分带电 π, K, p ，以测量他们的横动量谱。ATLAS 的 TRT 探测器可提供 e, π 粒子的鉴别，在论文完成时间，尚无硅径迹探测器测量电离能损用作粒子鉴别的公开结果。与之不同的是，LHCb 和 ALICE 作为专用的 b 物理和重离子实验，有更强的物理动机，充分发挥了探测器的 PID 潜能。很显然，对粒子鉴别技术的开发离不开结合探测器和物理目标联合考虑。

几乎所有探测器通过产生电流或电压得到读出信号，得到供以进一步分析的数据，这得益于人们对电磁相互作用的精确理解和掌握。带电粒子是粒子物理实验中最常见的末态，探测的本质是粒子与物质发生的相互作用，通过实验手段使其可见，这是粒子探测器依据的物理基础。漂移室是一种典型的利用气体电离原理测量带电粒子的探测器。漂移室具有易于大型建造、较好的空间分辨（通常

为 $100\mu\text{m}$)、经济的电子学读出、提供粒子鉴别能力等特点，在粒子物理实验中作为测量带电粒子装置得到广泛的使用。

通过测量电子的漂移时间获取一个电离事例位置信息这一方法启发自多丝正比室，由恰帕克等人指出 [125]。若电子的漂移时间和距离具有一一对应的关系，假设电子从 t_0 时间以漂移速度 w 飘向信号丝，在 t_1 时刻发生倍增，根据时间-位置关系 6.1，可以推论径迹击中位置。

$$x = \int_{t_0}^{t_1} w dt. \quad (6.1)$$

6.1 带电粒子的电离性质

6.1.1 电离能损

带电粒子通过介质时会与介质发生相互作用，在相互作用过程中，入射粒子的部分能量传递到核外电子，使得介质粒子在电离和激发过程中损失能量，这个过程称为电离能损。通常来说，粒子通过单位长度物质所损失的能量定义为电离能损，表征该物质对于粒子的阻止本领，表示为 $-\frac{dE}{dx}$ 。Bethe-Bloch 公式 [23] 描述了入射带电粒子在穿过物质时的平均电离能损：

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (6.2)$$

式中的变量解释见表 6.1，平均电离能损 $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle$ 的单位为 $\text{MeV g}^{-1}\text{cm}^2$ 。公式对 $0.1 \geq \beta\gamma \geq 1000$ 区间的粒子有效，更高速度的电子会遭受更严重的辐射效应。当在非相对论速度区间，电离能损随着速度增加而下降，随后在 $\beta\gamma = 3-4$ 区域进入一个宽阔的最小区间。该最小值与介质无关，大多数相对论性粒子的电离能损接近这个最小值，称为最小电离。实际中，能量损失为最小值的粒子称为最小电离粒子 (*Minimum Ionization Particle*, MIP)，大多数的相对论粒子，如宇宙射线缪子，平均电离能损接近最小电离。在经过最小电离区间后，电离能损继续增加，此时有两部分机制分别贡献。一部分由 $\beta^2\gamma^2$ 依赖的相对论上升造成，由于入射粒子能量增高，原子核外电子核密度的屏蔽减小了能量损失率，也称为密度效应，在式 6.2中表示为 $\delta(\beta\gamma)$ 修正项。另一部分为最大传递给击出电子能量 W_{\max} 中 $\beta^2\gamma$ 依赖项造成。

Symbol	Meaning
N_A	Avogadro's number [mol^{-1}]
m_e	electron mass [eV/c^2]
e	elementary charge [C]
h	Planck constant [$\text{eV} \cdot \text{s}$]
k	Coulomb constant [$\text{N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{C}^{-2}$]
n_e	electron density [m^{-3}]
c	speed of light [m/s]
v	incident particle velocity [m/s]
ρ	material density [kg/m^3]
δ	density correction term
U	shell correction term
β	$\frac{v}{c}$
γ	$\sqrt{1 - \beta^2} - 1$
z	incident particle charge multiplier ($q = ze$)
I	mean excitation energy of material [eV]
b	impact parameter [m]
W_{\max}	maximum transferrable energy in a collision [eV]
W_{tot}	total energy loss [eV]
x	incident particle path length in material [m]

表 6.1 Bethe-Bloch 公式变量约定 [23]。

Bethe-Bloch 公式描述的是所有可能碰撞的平均能量损失。在相对论上升区域，其形成的主要因素是入射粒子将很大部分能量传递给少数几个电子（称为 δ 电子）。一般来说，探测器测量量是沉积在其体积内搜集的部分能量，对于携带了大部分能量的 δ 电子而言，他们再通过次级电离才能将其能量沉积在灵敏介质中，而还有相当部分能量会随着飞出探测器灵敏介质的 δ 电子溢出。此外，这种 δ 电子造成的“硬散射”事例将显著延长能量损失分布的尾巴，则能量损失的平均值不是一个好的物理量，实验中更加合适和容易测量的量为能量损失的最可几值。因此，探测器测量的电离能损显著小于 Bethe 公式给出的平均值。当排除 δ 电子当贡献，随着入射粒子速度增加，电离能损很快趋于饱和，接近“费米坪”。

Bethe-Bloch 公式对气体介质同样适用。在薄层介质中，电离能损描述的是

电离，激发等相互作用的总结果，因此表现出统计特性。从相互作用机制来分类，一类过程是较小能量传递的远距离碰撞，介质原子激发或者少部分传递能量大的使介质原子电离，另一类过程是较大能量传递的近距离碰撞。介质原子释放电离电子。当入射粒子能量大于数个 GeV 以上，Bethe-Bloch 公式中以对数项为主导，这段相对论上升过程对于给定的粒子动量。对于气体介质，粒子能量达到几百 GeV 时，才会产生饱和作用。不同种类的粒子因其质量不同，其电离能损有所不同，这是粒子能损作为粒子鉴别的物理基础。

综合以上原因，实验中探测器测量更感兴趣的物理量是转移动能小于某个阈值 T_{cut} 的那部分能量损失，被称为受限能量损失，通过扣除次级电离电子从 W_{cut} 积分至 W_{max} 得出：

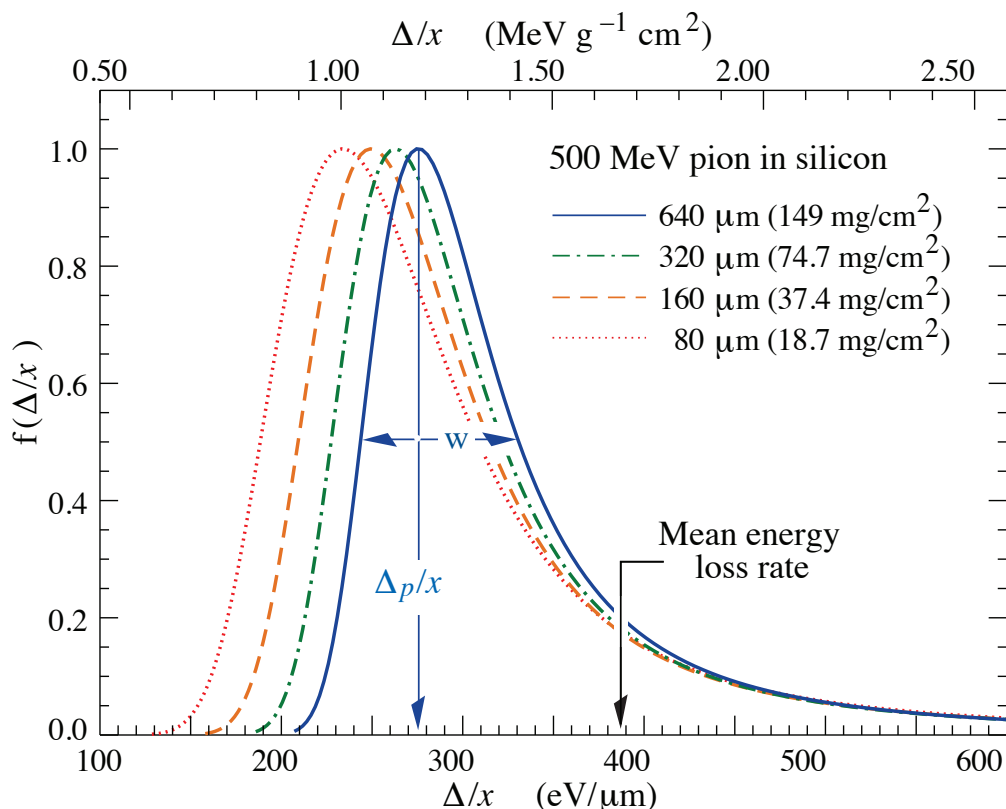
$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{T < W_{\text{cut}}} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\text{cut}}}{I^2} - \frac{\beta^2}{2} \left(1 + \frac{W_{\text{cut}}}{W_{\text{max}}} \right) - \frac{\delta}{2} \right] \quad (6.3)$$

对于一定厚度的探测器，其能量损失概率定义为对距离 x 积分能量损失为 Δ 的概率密度函数，并非高斯分布。Landau 理论中，要求碰撞的能量损失远小于最大能量损失，其不能解释薄吸收体的能量损失分布。Vavilov 对该假设加以补充。Bichsel 提出了电离能量损失的晃动 (Straggling) 函数 [126]，函数参量是最可几能量损失和半高宽 (FWHM)，指出用作 PID 的物理量应当是最可几能量损失，而非 $-dE/dx$ 的平均值。最可几能量损失为：

$$\Delta_p = \xi \left[\ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (6.4)$$

其中 $\xi = (K/2) \langle Z/A \rangle z^2 (x/\beta^2)$ MeV 对应于厚度为 x (单位 gcm^{-2}) 的探测器， $j = 0.200$ 。500 GeV π 在硅中的 Straggling 函数如图 6.1 所示。

Straggling 函数能描述实验测量的薄吸收体能损分布。在薄层介质中发生的碰撞过程，由于高能量能量转移造成的多个电子或者 δ 电子，形成电离能损分布的长尾巴。这使得能损分布的半高宽十分宽阔，在实验中为克服该特征导致的差分分辨率，需要增加对粒子径迹的取样次数。多次取样可以采用构造每次测量的极大似然函数估计最可几能量损失。更简单并被广泛应用的方法是截断平均法。对测量值排序后，设定取值区间，去除一定比例的头尾部测量值，以剔除低端噪


 图 6.1 500 GeV π 在硅中的 Straggling 函数。

声的贡献和高端部分大动量转移事例的贡献。截断后的分布损失了抽样数，但能够逼近高斯分布，其平均值用来估计电离能损最可几值。

6.1.2 原初电离

带电粒子飞过气体在其径迹上与气体介质发生相互作用释放出的电子-离子对，称为原初电离。原初电离产生的电子-离子对中，某些电子携带有高于介质原子电离能的能量，有能力进一步电离介质原子分子，产生次级电子-离子对。原初电离和次级电离之和称为总电离。常用于气体探测器的各种气体特性见表 6.2。混合气体的电离可以通过求和规则计算。

原初电离的产生具有统计规律性。原初电离碰撞服从泊松统计，如果 N 表示为原初电离相互作用的平均值，则在一个事例中有 k 个原初电离数的概率为

$$p_k^N = \frac{N^k}{k!} e^{-N} \quad (6.5)$$

则第 j 个原初电离的 x 分布为

$$A_j^N(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} N^j e^{-Nx} \quad (6.6)$$

Gas	Density, mgcm ⁻³	E_x eV	E_I eV	W_I eV	$dE/dx _{\min}$ keVcm ⁻¹	N_P cm ⁻¹	N_T cm ⁻¹
H ₂	0.084	10.8	13.6	37	0.34	5.2	9.2
He	0.179	19.8	24.6	41.3	0.32	3.5	8
Ne	0.839	16.7	21.6	37	1.45	13	40
Ar	1.66	11.6	15.7	26	2.53	25	97
Xe	5.495	8.4	12.1	22	6.87	41	312
CH ₄	0.667	8.8	12.6	30	1.61	28	54
C ₂ H ₆	1.26	8.2	11.5	26	2.91	48	112
iC ₄ H ₁₀	2.49	6.5	10.6	26	5.67	90	220
CO ₂	1.84	7.0	13.8	34	3.35	35	100
CF ₄	3.78	10.0	16.0	35 – 52	6.38	52 – 63	120

表 6.2 气体分子性质。 E_x : 初次激发能量。 E_I : 电离能量。 N_P : 原初电离数 N_T : 总电离数。

W_I : 平均激发一对电子离子需要的能量, MIP 粒子的结果 [23]

则该原初电离在 a, b 之间发生的几率为

$$\mathcal{P}(a \leq x \leq b) = \int_a^b A_j^N(x) dx. \quad (6.7)$$

对于自由电子的微分能量转移截面, 其拥有能量 E 及以上的概率近似满足 $1/E^2$ 依赖, 即 Rutherford 定律。对于根一般的情形, 研究 [127] 中计算了单次碰撞的微分能量转移截面, 单位长度传递能量 E 至 $E + dE$ 的碰撞数。Chechin 等 [128] 计算了气泡室的簇团密度:

$$\frac{d^2 N}{dx dE} = \frac{A}{\beta^2} \left\{ \frac{f(E)}{E} \left[\log \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2) E} - \beta^2 \right] + \frac{1}{E^2} \int_0^E f(E) dE - \Delta'(\beta, \epsilon) \right\} \quad (6.8)$$

对式 6.8 从 E 到 E_{\max} 能量范围内积分就可以计算能量大于 E 的电离次数。从该方法可以得出 cluster 密度分布 (*cluster size distribution*, CSD)。用 MC 模拟方法, 考虑原初电离的产生位置, 能量转移截面, CSD, 电离电子的漂移作用等, 模拟了原初电离数量的分布, 得到了和实验相符合的模拟结果, 详细的方法见 [129]。

6.2 原初电离的测量

当一个带电粒子穿过漂移室时，一系列由一个或多个离子-电子对组成的原初电离 (**cluster**)¹ 沿着径迹出现，每次电离产生的电子在对撞截面以及有数量有较大涨落，能量损失的涨落由具有无限长尾的朗道分布描述。我们对初级电离本身的行为有更好的理解，其逃脱了能量损失过程中的涨落。原初电离过程具有良好的泊松性质，其统计特性提供了一个比朗道分布更小的不确定性。进而，对初级电离团的计数可以达到电离过程的本征分辨率，并提供更好的粒子分离能力。

测量原初电离的方法，即 **cluster counting**, (dN/dx)，是在每一个记录的探测器信号中，挑出与属于单一电离的电子到达阳极丝有关的独立结构。这种结构反应在感应波形上为孤立的信号峰。

为了实现这一目标，必须满足特殊的实验条件：属于不同 **cluster** 的电子产生的脉冲在时间上必须有很小的重叠机会，同时，来自同一 **cluster** 的电子产生的脉冲之间的时间距离必须足够小，以防止过度计数。同时满足这两个要求的时间分辨率是互斥的，增大不同电离事例的时间分辨的同时，同一 **cluster** 产生的电子将减弱完整 **cluster** 的探测效率。为了达到一个最佳的计数条件，**cluster** 的重建算法至关重要。

6.3 dE/dx 与 dN/dx 方法进展

dE/dx 技术发展成熟，通过测量能量损失 dE/dx 来鉴别粒子的方法已经成功使用了很多年，可追溯至上世纪 80 年代。原初电离测量作为一种完全不同的技术，有本质提高电离测量精度的可能。

下面首先回顾 dE/dx 过去的进展。不同粒子的能量损失在相对论上升区域的区别很小，仅仅有 $\mathcal{O}(10\%)$ 量级的差别，这就要求对 dE/dx 测量的能量分辨率达到几个百分点。对物理分析而言，需要的是精确理解 dE/dx 随动量的关系。 dE/dx 的分辨率主要取决于取样次数，等效的取样长度和混合气体。发展自漂移室，时间投影室 (TPC)，是来精确测量径迹和进行 PID 的探测器，可以提供一一个极大的气体体积，是未来大型粒子物理实验的径迹探测器的选项之一。表格总结了部分利用漂移室和时间投影室作为 PID 探测器的实验。

原初电离 (dN/dx) 方法在几十年前的实验上得到了验证，Walenta 使用 TEC

¹为叙述方便，若不特殊说明，后文 **cluster** 指代原初电离

探测器名称 (加速器)	类型	混合气体	截断范围	dE/dx 分辨
ALICE (LHC)	TPC	Ne/CO ₂ (90/10)	0-60%	5.0%
DELPHI (LEP)	TPC	Ar/CH ₄ (80/20)	8-80%	5.7%
Babar (PEPII)	DC	H ₄ /iC ₄ H ₁₀ (80/20)	0-80%	7.5%
BELLE (KEK-B)	DC	He/C ₂ H ₆ (50/50)	0-80%	5.5%
CLEO (CESR)	DC	He/C ₃ H ₈ (60/40)	0-70%	5.0%
BESIII(BEPC)	DC	He/C ₃ H ₈ (60/40)	5-75%	6.0%

表 6.3 探测器的 dE/dx 性能列举。

(time expansion chamber) 测量原初电子, 提出 cluster counting 方法测量相对论上升的原初电离可以提升粒子鉴别能力 [130]。F.Lapique 和 F.Piuz 借助了 TEC 实验的方法, 研究了 Ar 气体中原初电离粒子的 cluster counting 模拟 [129]。He 基混合气体应为其电离数低, 在以往并不被 dE/dx 方法优先考虑。然而, He 气体对于原初电离方法却有诸多好处, 除了原初电离数低, 一方面, 它的漂移速度较低, 约为 $2.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$, 这意味着原初电离的时间展宽更大; 另一方面, CSD 相对较小, 这些因素有利于原初电离的计数。文章 [131] 首次在漂移室上使用 He 基气体, 利用计数算法给出了 μ/π 粒子分辨的实验结果, cluster counting 比电荷积分的测量结果好 2 倍以上。

近年来, 电子学技术的发展促进了簇团计数法的实现。市场上的快速波形数字化的硬件可达到 $>1 \text{ GS s}^{-1}$, 使得我们有机会开发 cluster counting 方法, 利用先进的信号处理技术从数字化的波形中估计峰的个数, 并最终提高粒子鉴别能力。该技术在综述 [132] 中进行了回顾。在 TRIUMF 的漂移室原型中, [133] 使用束流测试数据进行了验证。对于未来的一些 e^+e^- 实验, IDEA 漂移室已经提出了 cluster counting 作为 PID 手段, 该探测器方案为多个项目, 例如 FCC [134], CEPC [135] 提供了设计报告。本文接下来将介绍 cluster counting 方法在 BESIII 漂移室和 CEPC 漂移室的研究。

第 7 章 漂移室粒子鉴别算法研究

在以 e^+e^- 碰撞为主的分析中，粒子鉴别能力提供了广泛的物理学课题，如重味夸克的识别、介子谱或衰变分支比的测量。介子质量，CKM 矩阵元作为味物理的基石，带电强子的鉴别对基本参数的精确测量起着重要作用。

漂移室的 cluster counting 方法记录由电离轨迹在物质中通过而产生的所有单个电离的漂移时间/数量。利用这些信息，空间点的分辨率和粒子的鉴别有望得到根本的改善。Cluster counting 技术可能有益于各种粒子物理学实验，在稀有衰变搜索中，去除带电粒子误组合本底；未来的高能电子对撞机实验 CEPC 在以味道工厂模式运行时，对 dE/dx 需要高精度来进行粒子识别和味道标记，也将从这种改进中大大受益。

7.1 基于 BESIII 漂移室的粒子鉴别研究

对于 cluster counting 技术的研究，我们利用北京谱仪的漂移室及成熟的模拟环境，有助于得出科学性结论，为 CEPC 的漂移室粒子鉴别工作积累研究经验。同时，作为国际上 τ - 粲能区的重要实验，北京谱仪 (*Beijing Spectrometer*, BESIII) [136] 位于北京正负电子对撞机 (*Beijing Electron Positron Collider*, BEPCII)，是一个通用型探测器，用来研究强子物理和 τ - 粲物理。自从 2009 年以来，它已经在质心能量从 2 到 5 GeV 收集了超过 $40fb^{-1}$ 的对撞数据。为了拓展 BESIII 物理潜力和进一步发掘研究机会，BEPCII 的升级被提出。对于这个升级，研究人员讨论并提议了高亮度和增加束流能量的计划。因此，出色的粒子鉴别性能在未来项目中对于高精度测量和新物理的寻找都至关重要。

当前的 BESIII 的 PID 系统基于多丝漂移室 (*multilayer drift chamber*, MDC) 的动量及电离能损 (dE/dx) 测量和时间飞行探测器 (*time-of-flight*, TOF) 的飞行时间测量。 dE/dx 的分辨率对于最小电离粒子 π 为大约 6%，TOF 的时间分辨率在桶部为 68 ps，在端盖为 60 ps [137, 138]。鉴于一个高度精确的带电粒子鉴别的高度需求，原初电离计数 (dN/dx) 方法作为电离能损测量的替代方案，可作为 BESIII 漂移室一个有吸引力的选择。

我们在 BESIII 漂移室中利用蒙特卡洛研究原初电离技术的 PID。为了估计

dN/dx 分辨率，我们进行了基于 Garfield++ 的模拟 [139]。¹ K/π 的鉴别能力在 BESIII 离线软件系统 (BOSS) 中得到了进一步研究。

7.1.1 基于 Garfield 程序的模拟

本研究中进行了两步模拟工作。为了探索原初电离计数技术的潜力，首先从 Garfield++ 模拟电离过程中获得了电离测量的理论估计。对 dE/dx 和 dN/dx 行为的研究在 7.1.1.1 部分进行了说明。第二步，在波形处理的模拟中考虑 dN/dx 的分辨率下降问题。波形分析将在 7.1.1.2 节中描述。

7.1.1.1 dE/dx 和 dN/dx 的电离模拟

电离模拟是为了模拟带电粒子在 MDC 中的能量损失和电离数。MDC 沿着带电粒子的轨迹测量动量和能量损失 (dE/dx 方法)，以得出带电粒子的质量。为了实现原初电离技术，需要用寻峰算法在感应信号波形中识别与电离团相对应的峰值。图 7.1 中显示了一个典型的模拟信号波形，其中包含识别的峰。

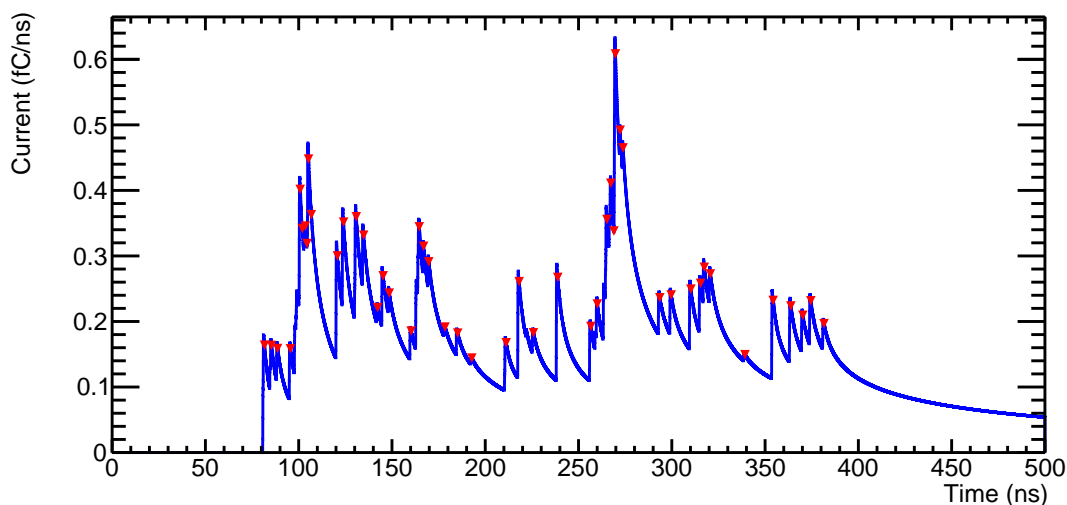


图 7.1 在 500 纳秒 (ns) 的时间窗口中，感应信号的典型波形。红色的三角形是识别的峰。

对 MDC 的 dE/dx 和 dN/dx 的模拟是用 Garfield++ 程序进行的，并与 Heed 对接。Heed 程序是光子吸收电离 (PAI) 模型的实现，它模拟了沿带电粒子径迹产生的电离 [140]。

在模拟中，探测器的几何形状和 MDC 的材料配置都在 Garfield++ 程序中实现。漂移室由 43 个圆柱形层组成，内部 8 层的单元尺寸约为 12 毫米，外部 16.2

¹在本文中，术语“ K^- ”、“ π^- ”通常表示 K^- 、 π^- 。

毫米的单元尺寸为 16.2 毫米。该室充满了氦基混合物 He-C₃H₈ 60:40，并在 1T 磁场中运行 [136]。图 7.2 分别显示了一个单元的 2 GeV/c π 的 dN/dx 和 dE/dx 分布。正如预期的那样，通过记录真实的能量沉积，能量损失分布是带有长尾的峰值，如图 7.2a 所示，其中使用朗道卷积高斯函数进行拟合。从入射粒子中获得足够能量的 δ 电子会电离其他原子，并在能量损失分布的尾部造成此类事件。而 dN/dx 分布在 7.2b 中是一个对称的高斯，与额外的电离过程无关。

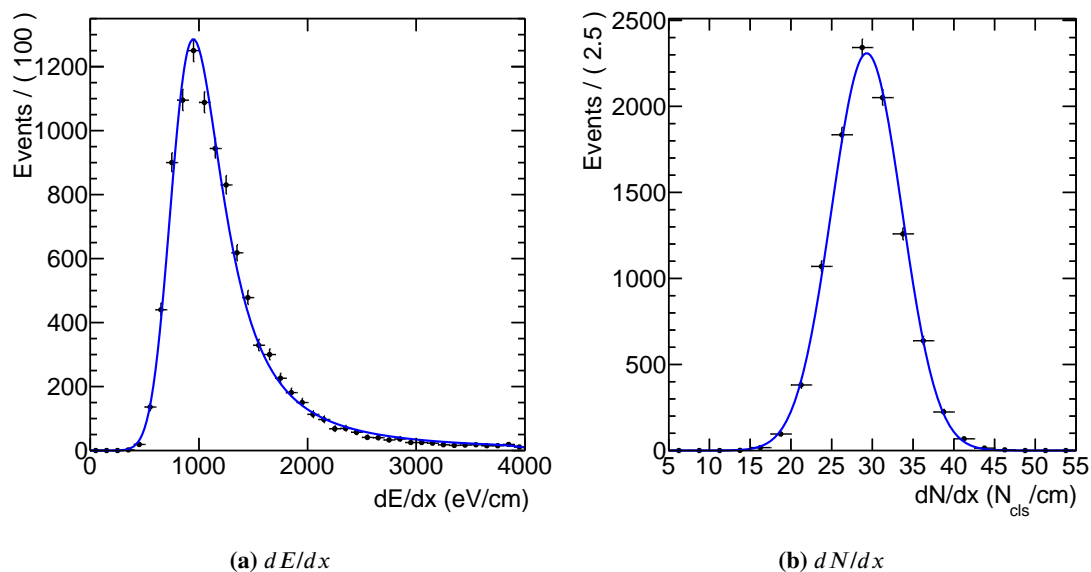


图 7.2 2 GeV/c π 的电离级别 dE/dx 和 dN/dx 分布，在一个单元内，形状使用高斯卷积朗道函数拟合。

对于通过漂移室的径迹，为了减少长朗道尾巴的影响， dE/dx 采用截断平均法获得，其中每个单元保持在 5% 到 75% 的电荷积分范围内的击中事例。考虑到所有 MDC 单元的径迹的 dE/dx 显示在图 7.3a。如图 7.3b 所示， dN/dx 是一个径迹的所有单元击中率的平均值。 dE/dx 分辨率定义为 $\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}$ ，在此动量下约为 5.6%。 dN/dx 分辨率定义为 $\frac{\sigma_{dN/dx}}{dN/dx}$ ，达到低于 3% 的数值，比 dE/dx 好 2 倍。

图 7.4 中 dN/dx 显然比 dE/dx 具有更窄的 K 和 π 带，给出了一个明显的分离趋势。除此之外， π 和 K 曲线在 1.1 GeV/c 附近的交点推断，两个粒子种类在该动量下是无法区分的。因此，在 1σ 带内重叠的区域，能量损失测量和原初电离计数都是无效的。在这种情况下，两个粒子种类的识别必须通过 TOF 来实现。

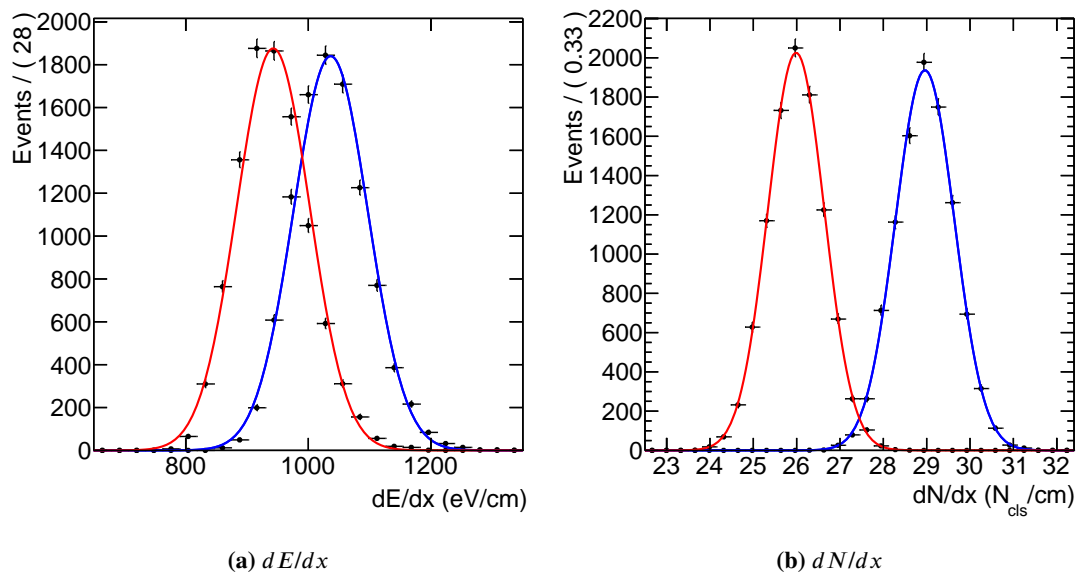


图 7.3 dE/dx (左) 和 dN/dx (右) 在真理电离水平下通过 43 层的一个径迹的 2 GeV/c π (蓝色) 和 K (红色) 的分布。径迹长度约为 66 厘米。

7.1.1.2 基于波形的 dN/dx 模拟

Cluster counting 技术实施的关键内容是波形解析。它由单个电离产生的信号的波形数字化和应用适当算法的波形分析组成，以检测与群集相关的峰值。如节 7.1.1.1 所述，电子-离子对的漂移和雪崩被模拟为一个电离中的事件。从电极上收集所有的电荷，诱导的电流被塑造成一连串的脉冲。图 7.1 中所示的感应信号是用 Garfield++ 程序模拟的。对于目前研究使用的模拟，不考虑电子噪声和整形时间。采样率为 2 Gsamples/ns。单个电子的扩散时间约为几个 ns。

一个由 ROOT [141] 提供的 TSpectrum 的寻峰算法被改编为识别峰值。图 7.5a 显示了在 1000 个 π 事例统计量中，TSpectrum 算法发现的原初电离数量与真实原初电离的对比。图 7.5b 显示了来自波形分析的真实和发现的原初电离的分布情况。与真实分布相比，发现的 cluster 与真实 cluster 的平均比率约为 91%，换句话说，平均值减少了 10%，单个单元的 σ 值从 16% 降至 19.6%。按事件划分，发现的 cluster 与真实 cluster 的比率在 7.5c 中列出。一个事件的 dE/dx 可以从波形的电荷积分中重建出来。假设每个单元具有相同的测量的 dN/dx 和 dE/dx 分布，可以证明，对于 77.4 厘米 (43 层，单元尺寸为 1.8 厘米) 的径迹长度，波形分析模型重建的 dN/dx 和 dE/dx 分辨率分别为 2.93% 和 5.92%。在外推过程中， dE/dx 的计算也采用了节 7.1.1.1 中介绍的相同的截断范围，5% 到 75%。

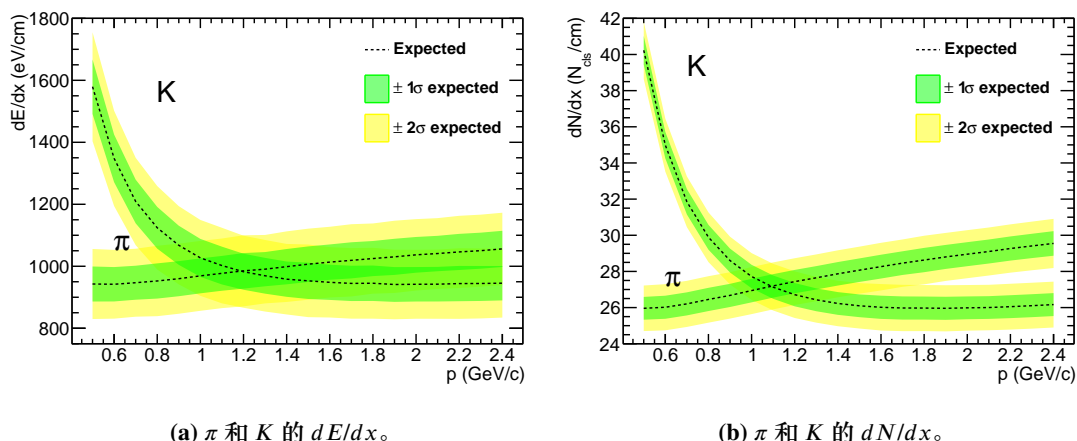


图 7.4 dE/dx 和 dN/dx 与 π 和 K 的动量关系，其中 π 从上往下落。径迹长度为 66 厘米。误差带是用高斯拟合的 1σ 和 2σ 的不确定性绘制的。

计数效率低下的主要原因是簇团密度高。对于 He-C₃H₈ 60:40 的气体混合物，一次电离的团簇密度对于 MIP π 来说是 26/cm，对于 2 GeV/c π 来说是 29/cm。如图 7.1 所示的堆积区，由于团簇密度大，纵向扩散广，一些团簇在波形上的时间非常接近，这造成了寻峰到困难，导致分辨率变差。

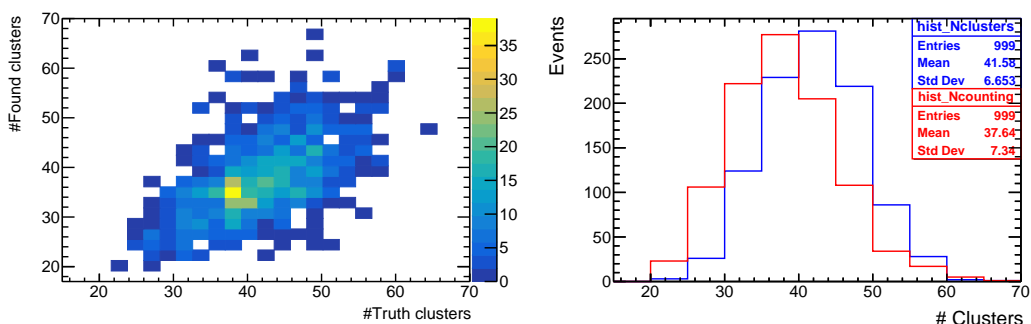
导致实验中分辨率下降的因素还有很多：

- 电子学的采样率对数字化过程和寻峰效率有很大影响。
- 噪声使实际峰值被误算。
- 二次电离导致高估了计数。

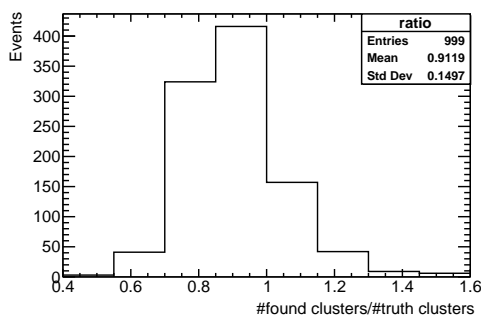
为了估计考虑所有这些影响的退化，我们假设 dN/dx 分辨率有 30% 和 60% 的退化，考虑到分辨率的下降，对 dN/dx 进行了 PID 性能研究。为了量化 PID 性能，我们引入了 K 和 π 的测量值 $S_{K,\pi}^M$ 之间的分离度，其中 M 是指 dE/dx 或 dN/dx ：

$$S_{K,\pi}^M = \frac{|\overline{M_K} - \overline{M_\pi}|}{\sqrt{\sigma(M_K)^2 + \sigma(M_\pi)^2}}. \quad (7.1)$$

在方程中， $\overline{M_K}$ 和 $\overline{M_\pi}$ 表示测量值 M 分布的平均值， $\sigma(M_K)$ 和 $\sigma(M_\pi)$ 分别为 K 和 π 的测量值 M 的相应标准偏差。图 7.6 中画出了 dE/dx 和 dN/dx 的分离功率与动量的关系。除了 0.9 GeV/c 到 1.2 GeV/c 的粒子的动量可以由 TOF 探测器恢复外，在整个动量范围内，用原初电离计数的 K/π 分离度都超过了能量损失测量。研究发现， dN/dx 的分辨率是评价 PID 性能的关键点。从使用真



(a) 寻找到的原初电离数与真实原初电离数二维图。 (b) 寻找到的原初电离数和真实原初电离分布图。



(c) 寻找到的原初电离数比上真实原初电离数（寻峰效率）。

图 7.5 波形分析的 cluster counting 性能。(a) 寻找到的原初电离数与真实原初电离数；(b) 单个单元寻找到的原初电离数和真实原初电离分布，其分辨率分别为 16.1%，19.6%；(c) 到的原初电离数和真实原初电离数之比，平均值为 0.91。

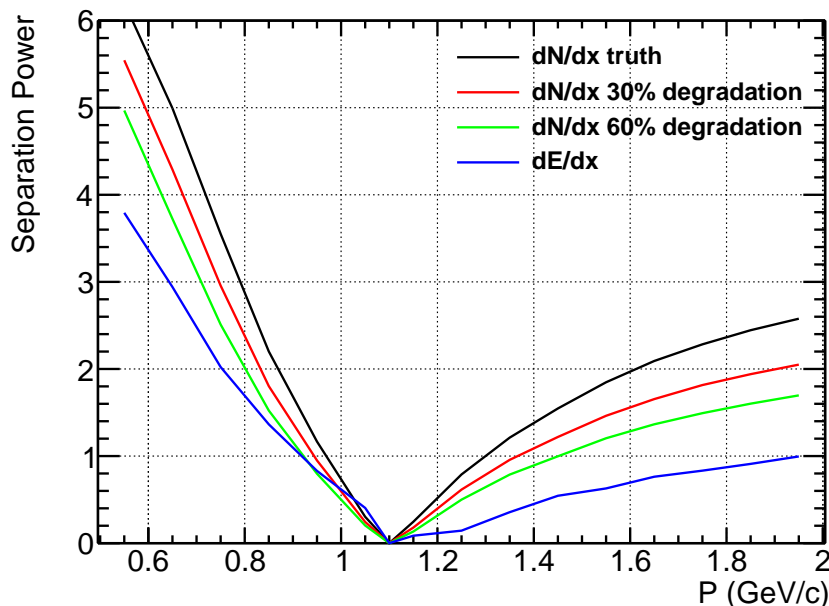


图 7.6 真实 dN/dx 、 $\sigma_{dN/dx}$ 的 30% 退化、 $\sigma_{dN/dx}$ 的 30% 退化和基于波形电荷积分的重建 dE/dx 的分离功率作为动量的函数。

实的 dN/dx 信息的分离中可以看到 250% 的增益。在最退化的情况下， dN/dx 在高动能区仍然比 dE/dx 有优势，它提供了大约 170% 的增益。

7.1.2 基于 BESIII 离线软件系统的 MC 研究

在本节中，在 BOSS 软件系统中进行了 MC 研究。BOSS 提供了完整的离线数据处理，包括探测器模拟、子探测器的重建和校准以及分析工具箱。我们在 BOSS 中实现了基于参数化方法的 dN/dx 模型。 dN/dx 的估计是根据之前的径迹级模拟建立的。预测的 cluster 数表示为带电径迹的 $\beta\gamma$ 的函数。每条径迹的 dN/dx 是根据它们的 $\beta\gamma$ 来计算的，有两个粒子假设 π, K ，用于下一步的统计学计算。 dE/dx 是 BOSS 中重建级别的信息。为了进行 PID 分析，要为每个粒子假设计算概率变量。根据输入的组合， M 可以是 dN/dx 、 dE/dx 或 TOF。计算粒子概率的步骤如下：

1. 对于每个粒子假设，我们计算一个统计变量 χ_{par}^M ($par = \pi, K$)，用于测量 M ，预期均值和偏差：
$$\chi_{par}^M = \frac{M_{par} - M_{par,exp}}{\sigma_{M_{par}}}$$
2. 找到 χ_{par}^M 的平方和，它可以用来组合信息：
$$\chi_{par}^2 = \sum_M^n (\chi_{par}^M)^2$$
，其中 n 为自由度 (ndof)，表示测量次数。
3. 推导出某 χ_{par}^2 的每个粒子假设的概率， $P_{par}(\chi_{par}^2|n)$ ，表示自由度为 n 的

Chi-squared 分布的上尾概率。

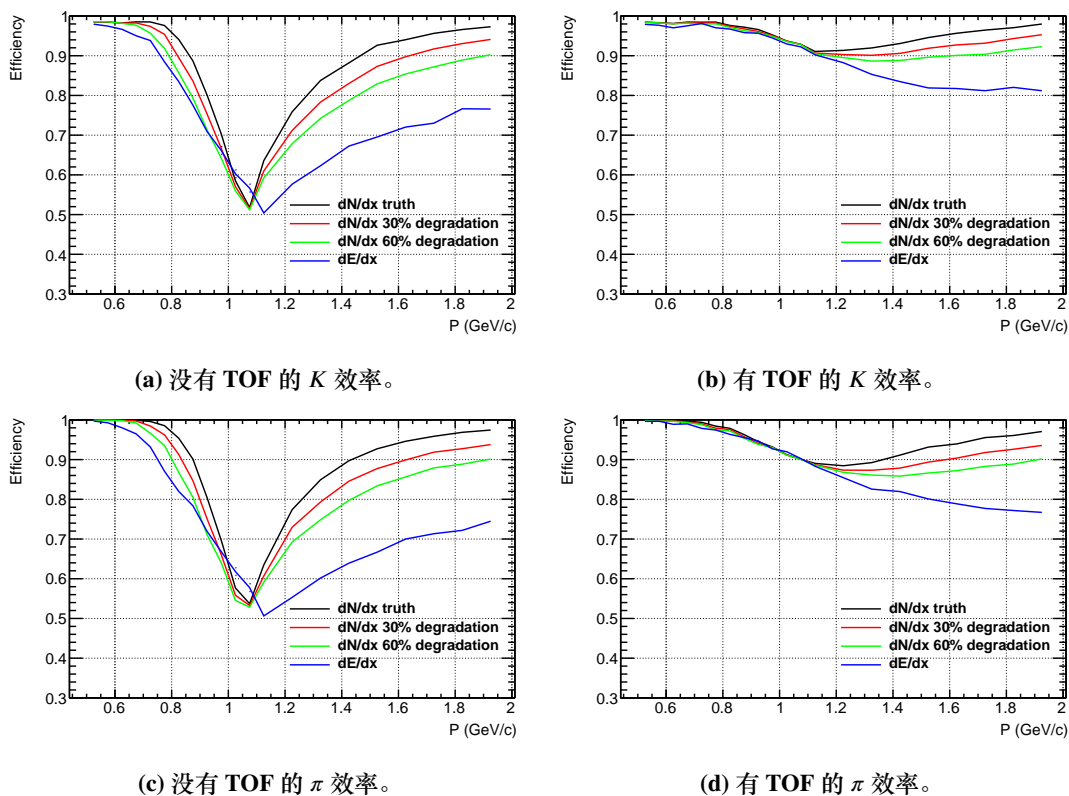
粒子类型由概率最大的假设决定。例如，如果 $P_K > P_\pi$ ，则带电径迹被确定为 K ，反之亦然。因此，一个粒子 par (K 或 π) 的 PID 效率可以定义为

$$\epsilon_{par} = \frac{N_{par \rightarrow par}}{N_{par}}, \quad (7.2)$$

其中 N_{par} 为生成的 par 总数, $N_{par \rightarrow par}$ 为正确识别的 par 数量。以上 Chi-Square 等价于似然比方法。为了研究 PID 效率，模拟了 K 和 pi 的单粒子事件。蒙特卡罗样本由 GEANT4 [142] 生成，其中包括 BESIII 探测器的几何描述和探测器的响应。只选择正好有一个高质量径迹的事件，有一个以上重建径迹的事件被删除。在 MDC 中检测到的带电径迹需要在 $|\cos \theta| < 0.93$ 的极角 (θ) 范围内，其中 θ 是相对于 MDC 中的 Z 轴而言的。

K 和 π 的 PID 效率显示在图 7.7 中, 有四种不同的情况: 仅 dE/dx , 仅 dN/dx , $dE/dx+TOF$ 和 $dN/dx+TOF$ 。与 TOF 的组合是使用前段中基于 Chi-squared 的方法 (ndof=2)。比较有无 TOF 的结果, TOF 信息有助于改善 PID 效率, 在 1.1 GeV/c 左右的动量下, PID 效率从 50% 提高到 90% 左右, 但在高动量范围内贡献很小。结合 dN/dx 和 TOF 信息为 K 和 π 提供了最佳的 PID 效率, 由图 7.7b、7.7d 中的 dN/dx 曲线表示。与图 7.7a 中没有 TOF 的 K 的 dN/dx 和 dE/dx 的效率相比, 用原初电离计数的 30% 的退化比能量损失法的效率高 20%。随着 dN/dx 的 60% 的退化。即使在保守的估计中, 考虑到在嘈杂的背景中寻找峰值的效率, 超过 10% 的收益仍然是可能的。

另一个评估二元分类器性能的常用指标是 ROC。人们可以从 ROC 曲线中提取给定背景抑制水平下的信号效率信息。图 7.10 显示了在 dE/dx 和 dN/dx 的情况下, K 选择效率与 pi 拒绝效率。左边和右边分别描述了没有 TOF 和与 TOF 相结合的情形。PID 方法的 ROC 曲线显示, 结合 dN/dx 和 TOF 信息可提供最佳的 PID 性能。我们提供了 π 排除效率为 70%、90% 和 99% 的基准, 显示为橙色虚线。因此, 在没有 TOF 的情况下, 90% 的 π 拒绝率, 使用真实的 dN/dx 信息, 预计会有超过 80% 的 K 选择效率, 与 dE/dx 方法相比, 至少增加了 20%。应该注意的是, dE/dx 和 dN/dx 是适度相关的, pi 和 K 的相关系数 ρ 约为 0.42, 他们的二维分布图如图 7.8 所示:


 图 7.7 π 和 K 的 PID 效率随动量的变化。

为了估计 dE/dx 对 dN/dx 的提升，可以对非零 ρ 进行 χ^2 的联合：

$$\chi^2 = \frac{1}{(1 - \rho^2)} \left[\frac{(dE/dx - d\bar{E}/dx)^2}{\sigma_{dE/dx}^2} + \frac{(dN/dx - d\bar{N}/dx)^2}{\sigma_{dN/dx}^2} - \frac{2\rho(dE/dx - d\bar{E}/dx)(dN/dx - d\bar{N}/dx)}{\sigma_{dE/dx}\sigma_{dN/dx}} \right] \quad (7.3)$$

综合性能在三种情况下进行了比较，分别是真实 dN/dx 、 dN/dx 的 30% 弱化、60% 弱化，如图 7.9 所示。在中等关联度下， dE/dx 的改进非常小。仅仅 dN/dx 变得与 dE/dx 更有可比性时， dE/dx 可能是有作用的。

7.1.3 结论与展望

这项概念研究证明了 cluster counting 技术对基于氦气的漂移室的好处。通过理论估计，分辨率可以提高到 3%。我们利用 Garfield++ 生成漂移室信号的波形，对 dN/dx 分辨率的不同假设被应用于评估 PID 性能。在 1.2 GeV/c 以上的动量范围内，与传统的能量损失测量相比，cluster counting 的 π 和 K 之间的分离能力预示着有希望得到改善，在理想情况下和保守情况下，在 dN/dx 分辨率下降 60% 的情况下，预计收益分别为 2.5 和 1.7 倍。此外，在 BOSS 分析工具箱中对

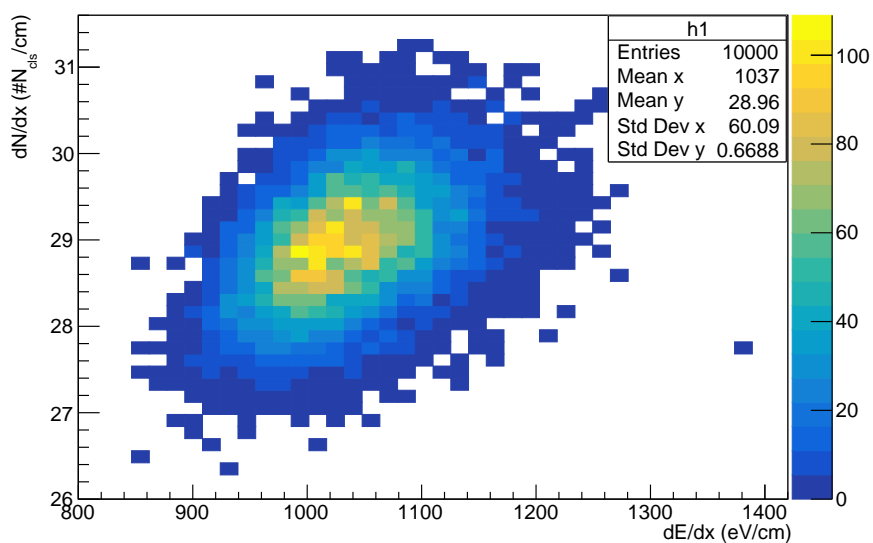


图 7.8 dE/dx versus dE/dx for 2 GeV π

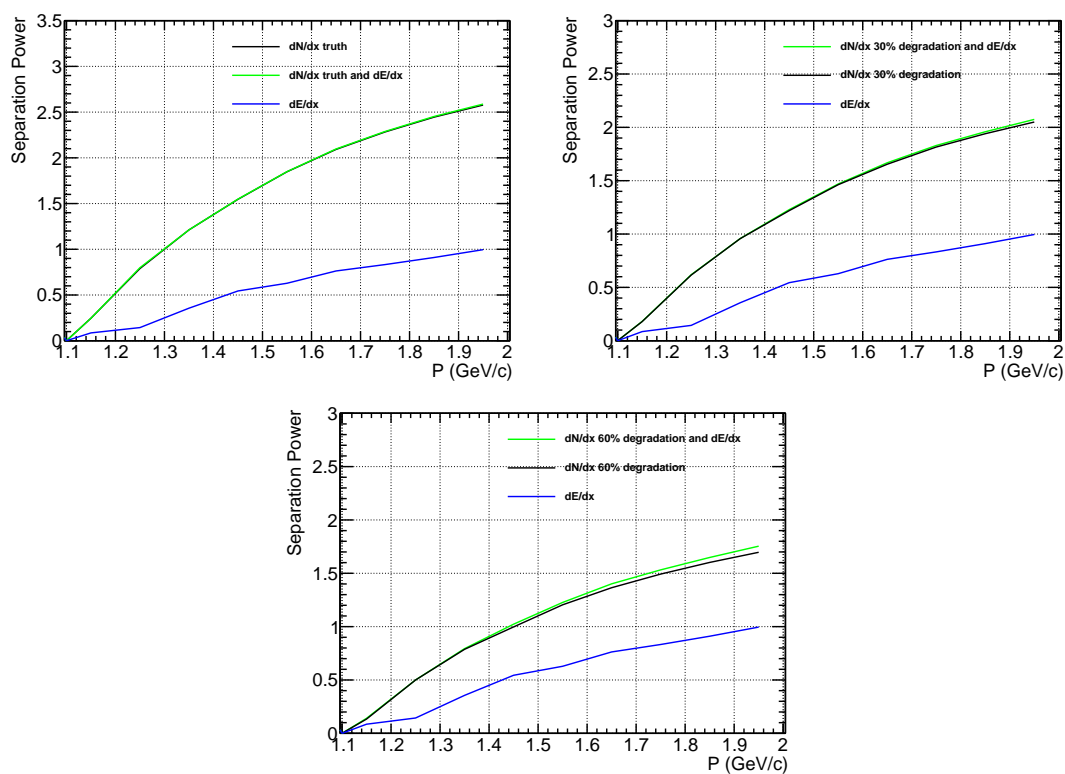


图 7.9 三种情形下 π 和 K 的分辨能力, 比较单独 dN/dx , dE/dx 和他们联合的性能。左: 真实的 dN/dx , 右: 30% 退化的 dN/dx , 下: 60% 退化的 dN/dx 。

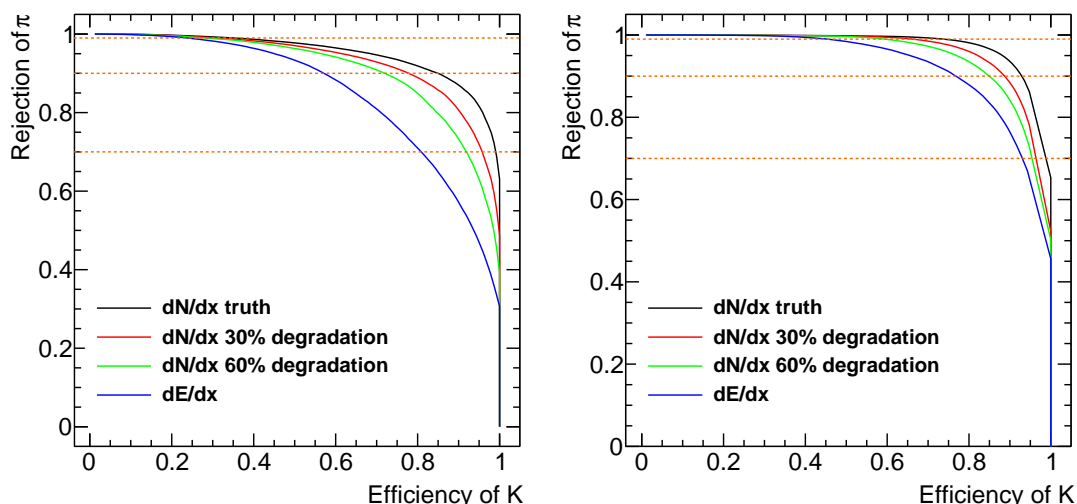
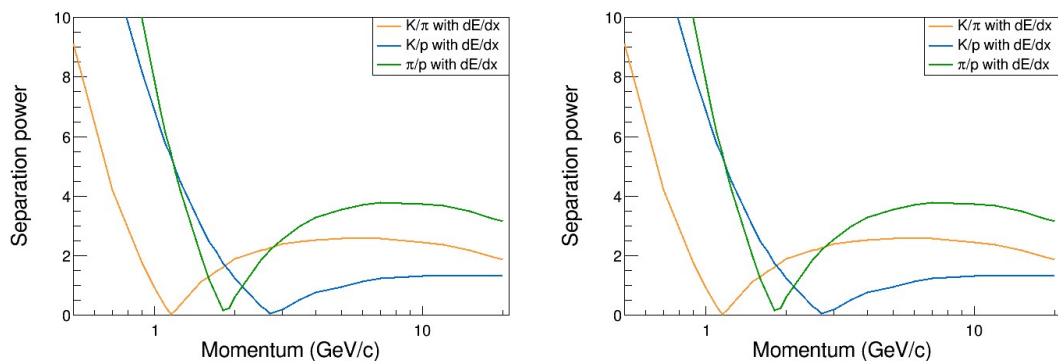


图 7.10 K 选择效率相对 π 拒绝效率的 ROC 曲线。左：没有 TOF 的 dN/dx 和 dE/dx 性能；右：有 TOF 的 dN/dx 和 dE/dx 。橙色虚线显示了 π 排除率分别为 70%，90% 和 99%。

dN/dx 模型进行了参数化。使用蒙特卡洛模拟对结合漂移室和飞行时间计数器信息的 PID 效率进行了评估。结果表明，在理论情况下， π 和 K 的 PID 效率可以提高 20% 以上。为了实现 cluster counting 技术提供的出色的 PID 能力，低噪声、高性能的前端读出电子装置是必要的。除了模拟研究外，原型机测试有望验证 cluster counting 技术的可行性。

7.2 CEPC 漂移室粒子鉴别算法

ATLAS 和 CMS 合作组在大型强子对撞机上发现的希格斯玻色子，完成了标准模型的最后一块拼图。希格斯玻色子的特性有望探究标准模型和新物理学的基本问题。与 pp 对撞机不同的是， e^+e^- 对撞机有干净的对撞本底，相对优秀的信噪比和理解完整的事例特征，理论误差相比复合粒子大大降低，是研究 Higgs 物理的极佳场所。CEPC 是未来的一个综合性科学设施，其首要任务是产生大量的 Higgs 粒子，对其在广度和精度进行全面而突破性的测量。同时，CEPC 在 Z 工厂的运行模式下，能够提供极高亮度的束流，产生 10^{12} 量级的 Z 玻色子。对粒子类型的精确鉴别，特别是带电高子的鉴别，对于减少组合背景至关重要。从强子衰变成末态的重建性能需求，CEPC 探测器应提供一个优于 3σ 带电强子分辨。一个好的 PID 不仅有利于 Z -pole 的味道测量，而且还可以提高喷注味道标记和喷注电荷测量的性能。



(a) Garfield 模拟的理论 dE/dx 区分度随动量的曲线。(b) Garfield 模拟的理论 dN/dx 区分度随动量的曲线。计算使用了 0-80% 的截断范围。 计算使用了全部的原初电离数。

7.2.1 CEPC 项目简介

中国粒子物理学界在 2012 年 9 月提出的环形电子正电子对撞机 (*Circular Electron Positron Collider*, CEPC), 是第一个有希格斯工厂概念提案的 e^+e^- 对撞机。CEPC 是一个多用途大型对撞设施, 设计径迹周长 100 公里, 可以重复使用, 以容纳 CEPC 和超级质子-质子对撞机 (SppC), 并为未来的 e-p 和 e-离子物理学提供了可能性。在 2018 年概念设计报告 (*Conceptual Design Report*, CDR) 中, CEPC 的主要目标在 240 GeV 下以 $e^+e^- \rightarrow ZH$ 模式运行, 在积分亮度 5.6 ab^{-1} 数据下产生数以百万计的希格斯玻色子。CEPC 还将作为 91 GeV 的 Z 工厂和 160 GeV 的 W 工厂, 分别产生 1 万亿个 Z 和 2000 万个 W^+W^- 玻色子对。CDR 发布后, CEPC 研究组在加速器, 探测器, 软件开发等方面的新技术加强了 CEPC 上物理潜力的研究。在最新的 Snowmass 基准运行策略中 [143], CEPC 束流的同步辐射强度从 30 MW 增强至 50 MW, 促使了对撞亮度的提高。Higgs 运行模式由 5.6 ab^{-1} 提升至 20 ab^{-1} , Higgs 产额提高了 4 倍。W/Z 玻色子产额分别提高了约 4 倍和 5 倍, 相应数据见表 7.1。此外, 值得一提的是, CEPC 可升级为 360 GeV 能量下, 1 ab^{-1} 的 $t\bar{t}$ 阈值附近运行, 这一模式可提升 Higgs 宽度的精度, 至 1.1%。

7.2.1.1 第四代概念设计探测器

在 CEPC CDR 框架下, 提出了基于粒子流算法的基准探测器 (baseline detector), 以达到物理测量的要求。该基准探测器适配了国际直线对撞机 (ILC) 项目的探测器部分方案。基准探测器包括一系列排布的硅探测器, 有顶点探测器 (VTX), 内部径迹探测器 (SIT), 外部径迹探测器 (SET)。在 SET 和 SIT 两部分硅之间的

	Operation mode	Z factory	WW	Higgs factory	$t\bar{t}$
	\sqrt{s} (GeV)	91.2	160	240	360
	Run time (year)	2	1	10	5
The CDR	Instantaneous luminosity ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, per IP)	32	10	3	-
	Integrated luminosity (ab^{-1} , 2 IPs)	16	2.6	5.6	-
	Event yields	7×10^{11}	2×10^7	1×10^6	-
New nominal	Instantaneous luminosity ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, per IP)	191.7	26.6	8.3	0.83
	Integrated luminosity (ab^{-1} , 2 IPs)	100	6	20	1
	Event yields	3×10^{12}	1×10^8	4×10^6	5×10^5

表 7.1 基准 CEPC 四种模式的运行策略和物理过程产额与 CDR 内容比较。

空间由时间投影室 (*Time Projection Chamber*, TPC) 占据。在 TPC 之外是硅-钨电磁量能器, 强子量能器和缪子探测器, 以及提供 3 Telsa 磁场的螺线管。

在径迹测量部分, 动量分辨和 d_0 分辨需分别达到 $2 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-1} \otimes \frac{10^{-3}}{p_T \sin \theta}$ 和 $5 \times \frac{10}{p \sin^{3/2} \theta}$ 。基准径迹探测器如图 7.12 所示。VTX 作为最靠近束流管的探测器, 有六层同心圆筒的高分辨率的硅像素传感器, 分辨率为 2.86 mm。硅探测器包括 4 种子探测器, SIT 和 SET 位于桶部, 位于 TPC 的两侧, 提升整体测量的精度。在束流管和 TPC 之间的前向区域排列了 3 层 FTD。在 TPC 以外的端盖方向还覆盖了一层外部硅径迹探测器 ETD, 用以弥补 TPC 径迹长度较短的测量。TPC 作为最主要的桶部径迹探测器, 提供至多 220 个测量点, ($r\phi$ 方向) 精度为 100 mm, 同时, 通过测量 dE/dx 可提供粒子分辨能力。径迹探测器的总物质的量应当控制在 $\mathcal{O}(1\%)$ 量级。CDR 给出的基准径迹探测器 (单层) 的物质的量和分辨见表 7.2。

对 CEPC 探测器的一个主要要求是有效地重建单个末态粒子, 特别是来自强子衰变的 W 和 Z 以及希格斯玻色子。作为一个超级 Z 工厂, CEPC 可以在 Z-pole 运行时进行多种味物理测量, 包括 CKM 矩阵、稀有衰变、轻子味道的普遍性等。

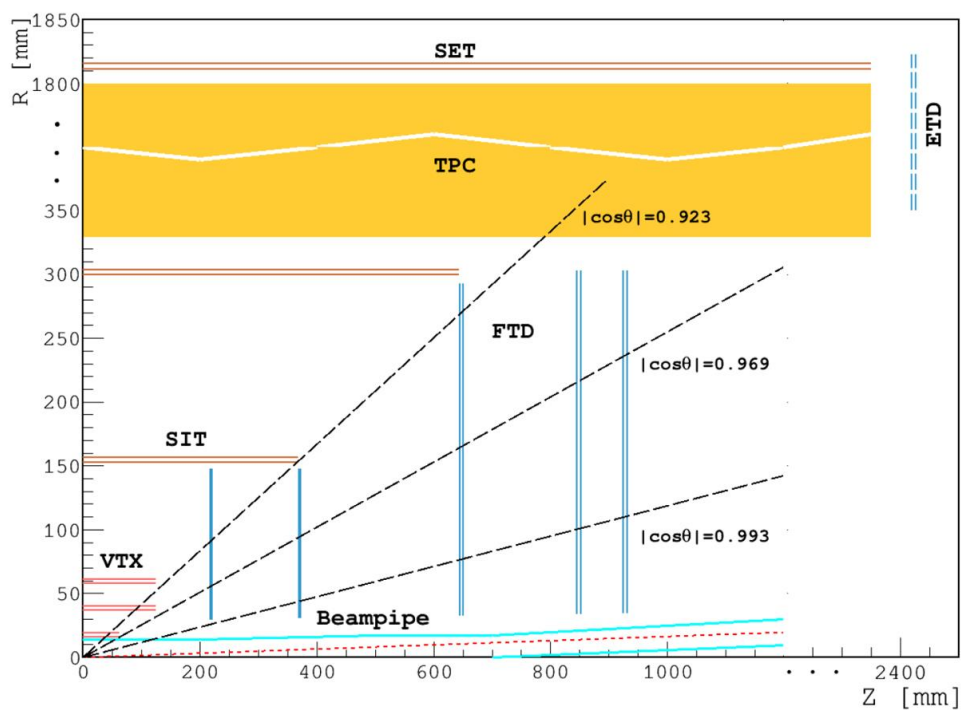


图 7.12 基准径迹探测器。

子探测器类型	物质的量 (X_0)	σ (mm)
VTX	0.15%	2.8 6
SIT	0.65%	7
TPC	1% (总计)	100
SET	0.65%	7
FTD	0.5 0.65%	7
ETD	0.65%	7

表 7.2 基准径迹探测器单层物质的量和空间分辨。

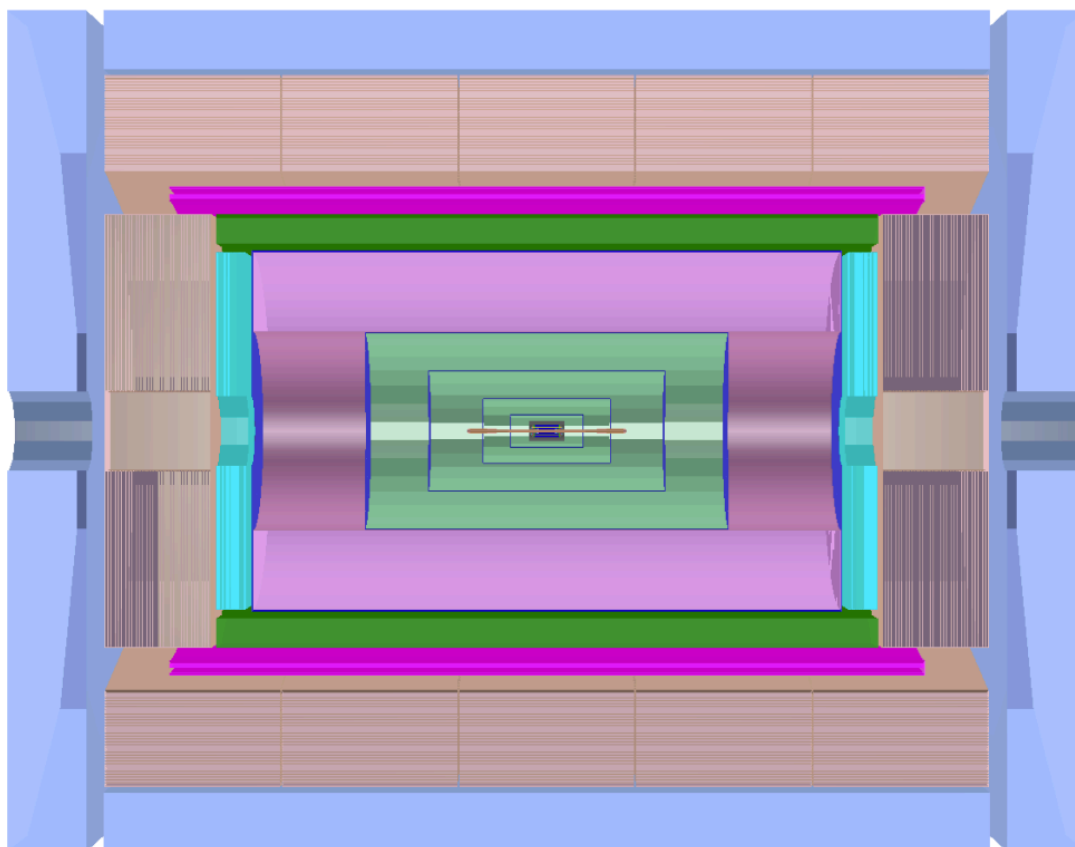


图 7.13 第四代概念设计探测器。

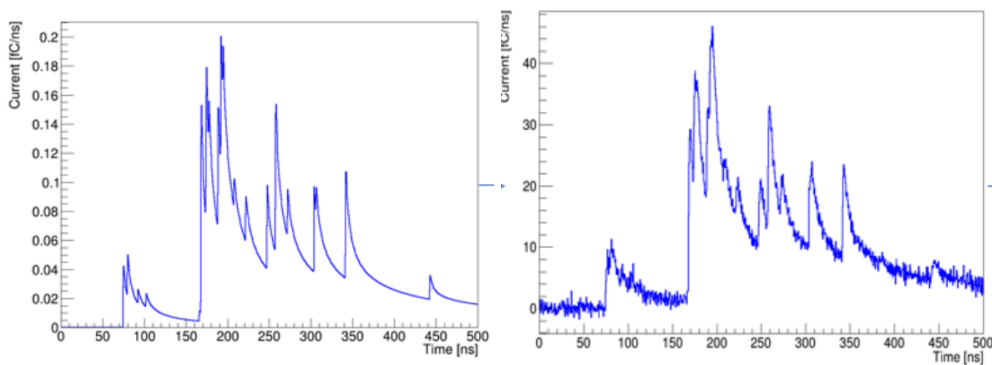
许多测量需要识别 $Z \rightarrow q\bar{q}$ 事例中的强子。

基于基准探测器的设计，许多新技术被广泛研究和遴选，CEPC 上提出了第四代概念设计探测器。新概念设计有一个新的冷却系统设计和薄型超导磁铁，以减少整体材料预算。新设计采用 HV-COMS 技术的硅径迹探测器，以及为 PID 为目的优化的漂移室。一个横向晶体条 ECAL 将提供高颗粒度和能量分辨率。该设计应满足希格斯、EW、味道和 BSM 物理学研究的要求：

7.2.2 Cluster counting 算法

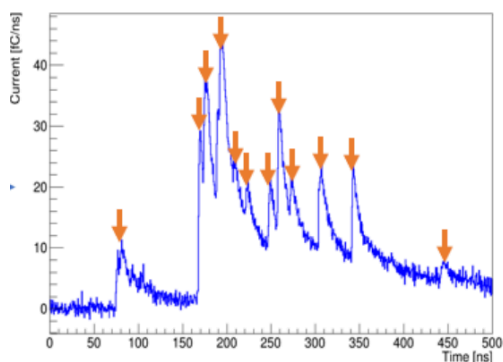
Cluster counting 的关键内容是重建过程。重建基于波形处理，从连续的波形信号中解析出孤立的峰结构，并将这些结构匹配到初级电离。在 CEPC 上 cluster counting 方法研究工作中，一个端到端 (end-end) 的工作流程由模拟、数字化和重建步骤组成：

- **模拟**：包含探测器模拟，波形信号产生，以及 MC 真实信息的标注。
- **数字化**：实际测量的数据是由模拟转化而来的电子学信号，转化过程为数字化。加深对电子学读出系统的建模，尤其是噪声水平，前置放大器对信号的变



1. 模拟

2. 数字化



3. 重建

图 7.14 Cluster counting 工作流程。

形，有助于模拟研究接近真实实验。

- **重建**：重建的主要过程是寻峰。我们开发了基于导数和基于机器学习的两种 cluster 重建方法，将在之后章节做介绍。

7.2.2.1 模拟

在 cluster counting 算法开发中，我们发展了两套模拟。基于 Garfield++ 软件的全模拟，主要用到的软件模块与 7.1 研究一致。模拟的几何参数及气体等设置如表 7.3 所列。

然而，Garfield++ 产生信号速度极慢。信号从倍增电子成型可看作有限元求解过程，在精度的要求下，鉴于原初电离的统计性质，要得到可靠的结果，应该从数千个事例样本估计算法性能，模拟的复杂度有可能导致单一波形的运行时间超过几天，取决于输入参数（如高压，气体比分，事例数）。这一事实使得及时产生结果，优化参数选择非常。更加因此，全模拟的结果限制于有限的参数空

表 7.3 漂移室参数。

R extension	800 mm - 1800 mm
Length of outmost wires	5143 mm
Cell size	18 mm × 18 mm
Gas mixture	He/iC ₄ H ₁₀ = 90 : 10

间。

缩减模拟消耗时间对算法研究是十分必要的，这是驱动我们开发一个快速波形产生框架的原因。另一个可观的理由是，大统计量的样本是利用机器学习模型研究寻峰算法的先决条件。目前，基于初步的快速模拟框架样本的机器学习算法获得了初步结果。更加精细化的快速模拟即将被用于算法开发中，其包含的特征有：

电离位置和数量 Garfield++ 中电离过程使用 Heed 模拟。

信号幅度 单个电子的信号幅度与电子倍增数量成正比。电离电子在电场作用下漂移至信号丝附近，发生雪崩放大。电子增益可以用 Polya 分布来描述：

$$P(G) = C_0 \frac{(1+\theta)^{(1+\theta)}}{\Gamma(1+\theta)} \left(\frac{G}{G_0}\right)^\theta \exp\left[-(1+\theta)\frac{G}{G_0}\right] \quad (7.4)$$

其中 C_0 是一常数， G_0 是单电子平均增益， θ 决定了 Polya 分布的方差。图 7.15 是拟合的 Polya 分布。

信号起始时间 信号的起始时间基本取决于漂移时间。信号丝为方形分布，在每个单元的中心位置，四周有 8 根场丝。这种结构提供了较为均匀的电场分布。电子的总漂移时间主要取决于电子的初始位置。在靠近单元的四角，漂移时间往往较长，有可能超过给定的时间窗口。可以看到漂移时间的不对称性，这来源于磁场的额外作用 7.16。

信号形状 我们认为单个电子成型的波形的形状相同，仅仅是信号起始时间和信号幅度有差异。假设一个漂移管模型，感应电流写为时间的倒数下降形式。

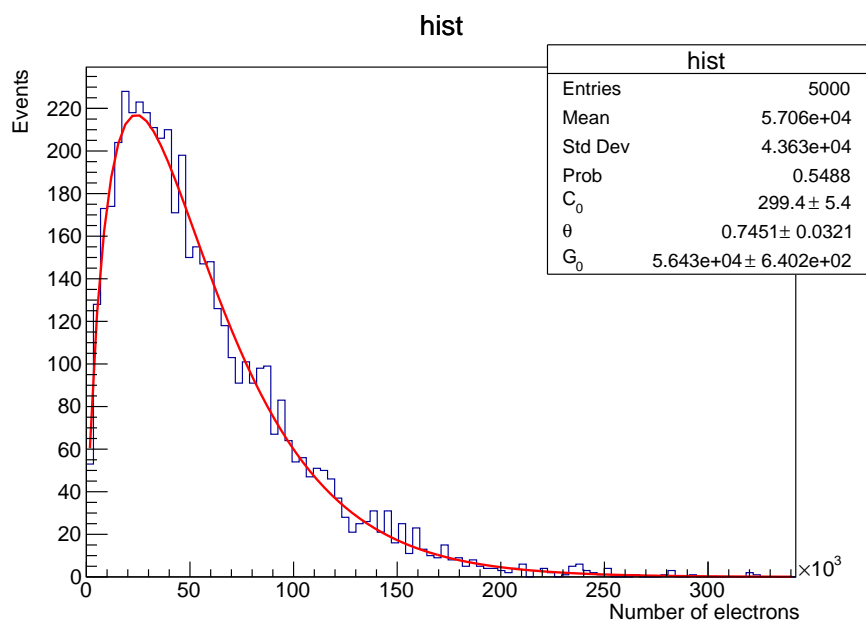


图 7.15 单电子增益分布。

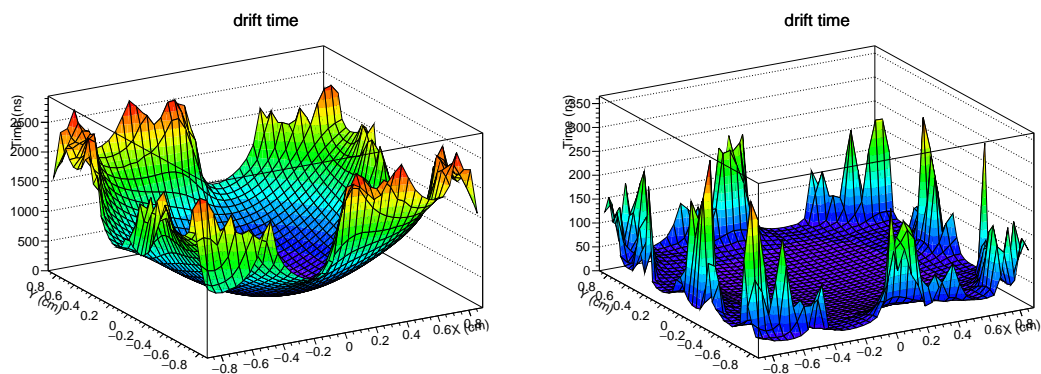


图 7.16 左：单电子漂移时间随位置 (x, y) 的分布；右漂移时间误差随位置 (x, y) 的分布。

7.2.2.2 数字化

我们考虑了一个简化的电子学模型来模拟电子学对波形的作用。假设一个常见的电荷灵敏前置放大器，要求放大后的输出信号与输入电流信号保持较好，则前置放大器输入端的等效电离的时间常数 τ 必须足够小。 τ 越大，象征着放大器的过渡过程越慢。电子学传输函数卷积原始的感应波形的电流示例如图 7.17 所示。若定义波形从 10% 幅度上升至振幅最高处的时间为上升沿，时间常数 τ 与上升沿有一一对应关系。

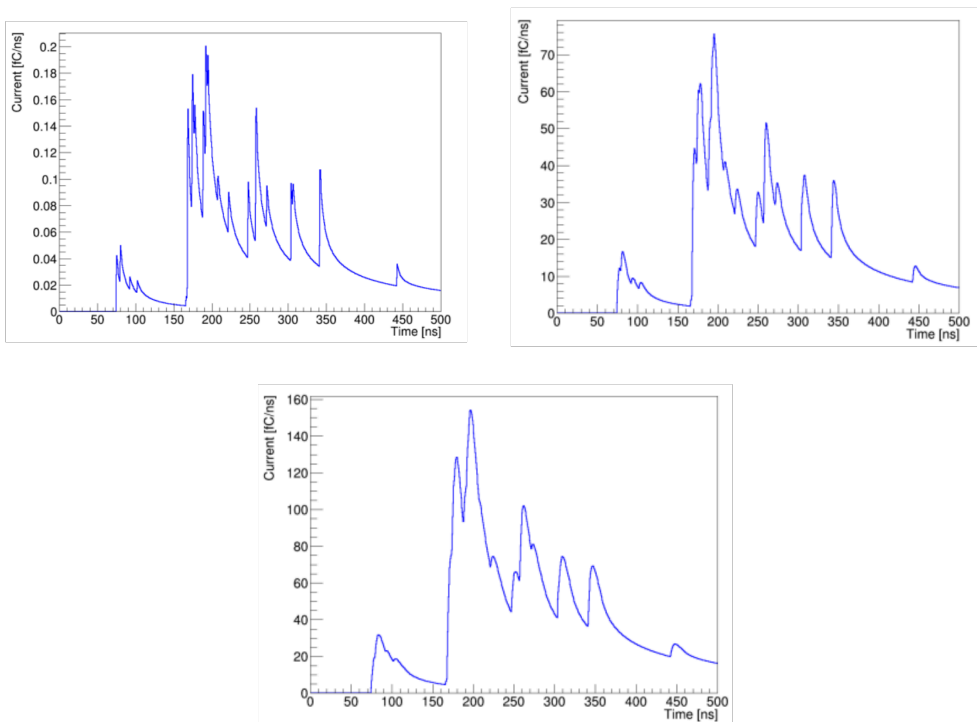


图 7.17 时间常数分别为 0 ns, 2 ns, 5 ns 时的对同一原始波形示意图。

在模拟了电子学系统的响应后，我们将噪声混入形成的波形，以接近实验环境。`cluster` 重建对噪声是敏感的，细小的孤立结构很有可能完全耦合在幅度大的噪声内。我们收集了实验上的真实噪声，该噪声是多重成分的叠加。通过傅立叶分析，噪声的频谱可以被提取出来，它相对漂移室信号而言是高频的。随后，利用频谱信息来随机产生各种相位的噪声样本，讲其混入原始感应波形。为了量化噪声对重建算法性能的影响，定义了噪声水平：噪声的涨落比上单电子脉冲的平均振幅。

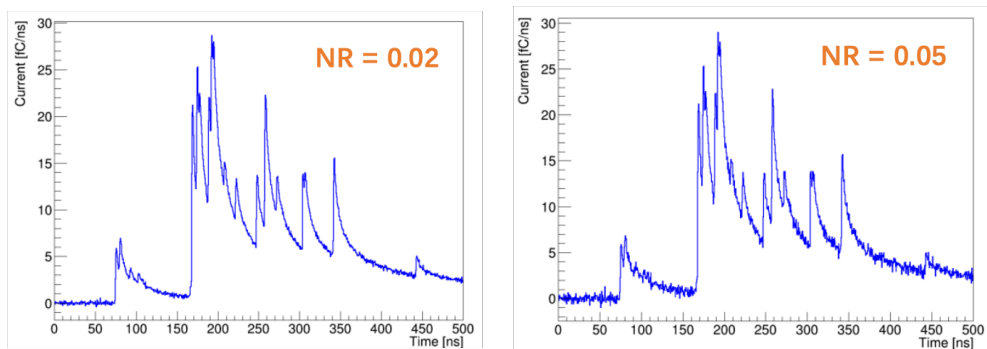


图 7.18 噪声水平分别为 2%，5% 时波形示意图。

7.2.2.3 基于导数算法

寻峰算法要求能够快速，稳定，高效的处理波形。导数算法是一种简单，常用的处理方法，例如用在核数据的谱寻峰问题上。导数算法对基线不敏感，容易应用在硬件设备上。峰值的开始可以依据波形导数的变化来判断。平滑处理虽然有助于去除混合在波形中的噪声，但容易将幅度较小的信号过滤掉，在结果中并未使用。一阶导数的计算是通过取采样点之间的差值。二阶导数是取连续的一阶导数值之间的差值来计算的（图 7.19）。二阶导数算法有两个可调参数：一阶导数选取采样点的步长 Δ ，二阶导数的阈值 T 。二阶导数通过调参，算法可以达到较好的计数性能。

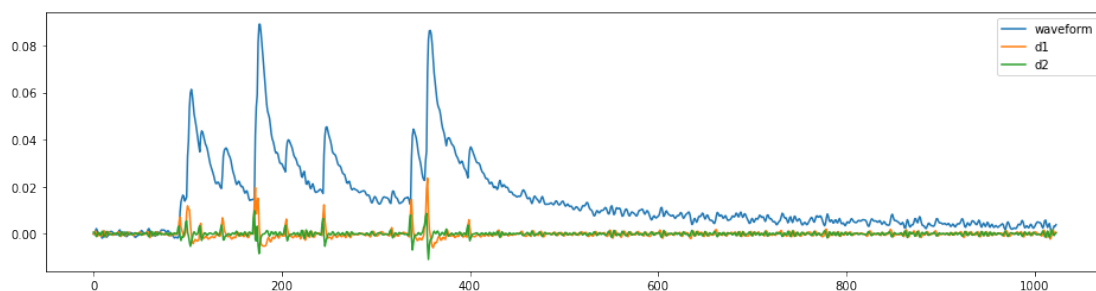


图 7.19 模拟漂移室波形和导数分布

存在于波形下降过程的峰较容易被识别，然而，“隐藏”在波形上升沿的峰，只能看到脉冲上微小的变化，这个改变的量级不足与计算出足够大的导数值。当电离电子的漂移时间非常接近时，脉冲在时间谱上是重叠的。导数算法的缺陷有；上升沿的脉冲，重建效率较低；堆积严重的区域，脉冲的识别很困难。此外，通过二阶导数阈值被识别的峰并不直接与电离过程的 **cluster** 对应。电离过程能产生一定比例的二次电离电子，以 90%He 10% iC_4H_{10} 气体为例，大约 10% 的原

初电离包含次级电离。这些额外的电子在漂移过程中可以分散，若分离过开，能在波形上各自形成孤立的峰。能量较大的 δ 电子，还可以以较快的速度飞离原初电离一段距离。因此，一个将电子峰合并成 **cluster** 的第二部算法是很有必要的。一个有效的方法是通过使用连续电子峰之间的时间差，完成电子峰与 **cluster** 的关联。属于同一个原初电离的电离以一定时间差分离，这个差值与单电子扩散是相当的。

7.2.2.4 基于机器学习算法

导数算法有诸多不足之处，回顾其计数过程，导数算法只使用到了倾斜率变化的信息，它不能很好的标记堆积严重区域的脉冲，并且对噪声较为敏感。对漂移室波形实施滤波在光滑掉噪声的同时，也平滑掉了幅值较低的信号。机器学习算法具备提供而外复杂度的能力，可以从整个波形信息分析，并建立波形与 **cluster** 之间非线性对应，是潜在的重建算法解决方案。

神经网络在计算机视觉和自然语言处理等多个领域取得了突破性进展。作为一种有效的加权加法和非线性函数的有效组合，神经网络的性能优于许多传统算法。特别的，在信号处理领域，基于卷积神经网络 (CNN) 的算法取得了相当大的成功。例如，CNN 在脉冲形状辨别、**pipeup** 校正、事件分类等方面表现出优越的性能。长短记忆网络 (LSTM) 是一种递归神经网络 (RNN)，可以学习顺序数据中的顺序依赖，被广泛用于信号处理和时间序列分析中。我们针对 **cluster** 重建的目标开发一个“两步走”的算法框架：

- 电子脉冲识别：LSTM 网络利用时序数据，寻找初级电离和次级电离两种脉冲。
- **cluster** 数确定：CNN 网络将识别出的电子脉冲合并为 **cluster**。

电子脉冲识别算法 这一步的目的是找到波形中所有电离脉冲，是一个区分信号和本底的二分类问题。LSTM 在 RNN 的基础结构上，引入了记忆门和遗忘门以判断信息是否符合要求。网络以 1 维的数字化波形为输入，按时序排列。以一定时间长度的序列形成单个输入值，每组序列标注其是否属于信号。网络将单个输入一次放入一系列 LSTM 子单元训练，他们的输出进入平整层，再连接入一个全连接网络。由于 **cluster** 的密度在 90%He 混合气体中只有大约 15/cm，在这种情况下，首要条件需控制假脉冲的比率（假阳性率），保持信号一个较高的

纯度。选择的工作点信号效率为 68%，信号纯度为 89.2%。我们在训练结果中发现，绝大多数丢失掉的电子脉冲来源于事例堆积较严重的区域，与识别的电子相隔 1~2 个时间长度。仅利用他们很近距离被识别的脉冲的时间信息，在第二部中仍然能够重建出 cluster，这是情况可以接受的。我们使用测试样本比较了导数算法和 LSTM 算法的寻峰性能，LSTM 网络的在堆积严重区域的探测效率要好于导数算法。若以 AUC 为衡量，LSTM 网络达到 99.03%。而导数算法为 87.50% (图 7.20)。

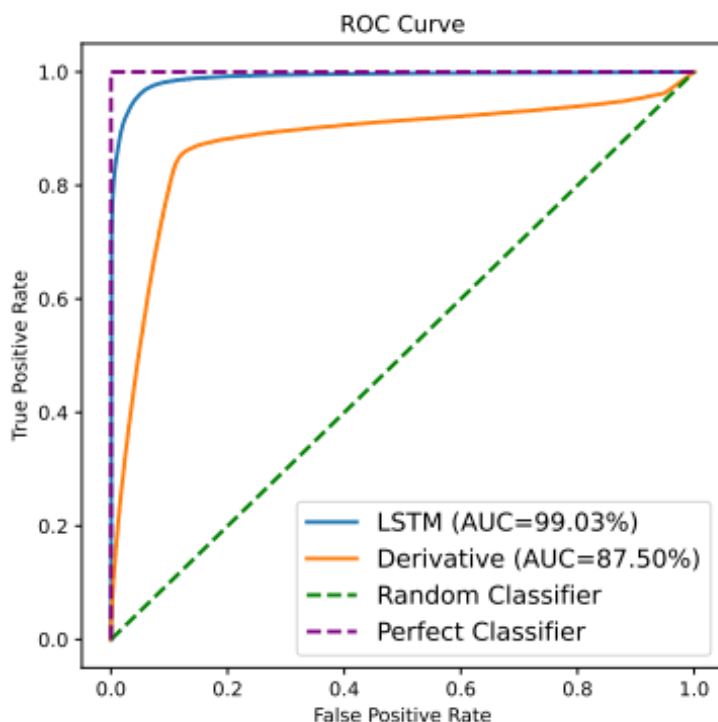


图 7.20 LSTM 算法和导数算法信号效率与本底拒绝效率的 ROC 曲线。

cluster 数确定算法 该步骤利用寻找到的电子脉冲在时间上的分布信息，预测 cluster 的数量，是一个回归类问题。CNN 网络的特征量为第一步中标记电子脉冲的时间，标签是 cluster 的数目。网络模型包含 16 层的 1 维的卷积层，池化层和平整层，最后接入一个由神经元和 ReLU 激活函数组成的全连接网络。CNN 网络使用均方误差 (MSE) 作为损失函数。

目前，在全动量空间应用机器学习算法测试其粒子鉴别性能的工作正在进行中。初步结果展示该算法的 cluster 重建效率。测试样本的平均电离数约为 20，平均 cluster 数为 14.05。我们使用该测试样本验证该训练网络的性能，网络预测

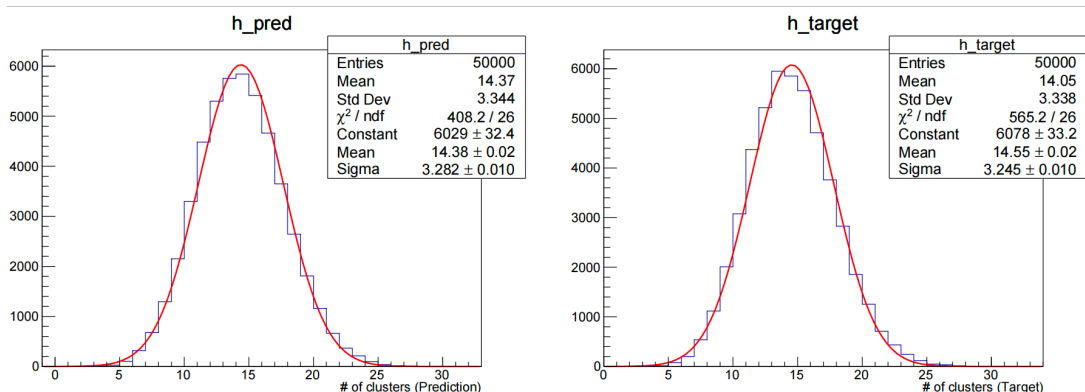


图 7.21 CNN 网络性能测试。左：预测的 cluster 数分布；右：真实的 cluster 数分布。

的 cluster 平均值十分接近真实值（见图 7.21）。 dN/dx 单个单元（1cm）的分辨率为 22.8%，对应 1 m 径迹的分辨率为 2.2%。重建 cluster 分布服从高斯形状，具有稳定的重建效率。

7.2.3 K/π 粒子鉴别预期性能

CEPC 漂移室上的 K/π 粒子鉴别的预期性能由导数算法给出，其中单个动量点的结果利用 Garfield++ 全模拟的数据样本得出。全模拟样本的径迹以 90° 垂直于束流方向出射，对应径迹长度大约 1 m。

在研究 PID 算法性能过程中，我们开发了一套快模拟程序。为了便于优化探测器设计，诸如单元大小，丝室长度等量，并且允许在全动量范围内评估 dN/dx 性能，以全模拟结果为基准，构建了一套快速 PID 分析程序，并在 CEPCSW 框架²中实现。该程序以径迹参数和探测器几何为输入信息，从运动公式计算在漂移室中的径迹长度和在外层 TOF 的时间，在径迹级别做抽样计算：

- dN/dx 的值参数化为 $N = N_{truth} \times \text{Gaus}(f(N_{truth}), \sigma)$ ，我们假设 N_{truth} 是电离级别的 cluster 数量，其重建数量是 N_{truth} 和计数效率的函数，该关系从全模拟中给出，式中 σ 代表误差，以将 N 校准至全模拟的分布。

- 假设 TOF 的时间分辨率为 50 ps。按照预期分辨率抽样粒子飞行时间。

最后按照节 7.1.2 介绍的 χ^2 联合的方式，计算总体的 PID 性能在动量区间上的表现，其 $K\pi$ 分离度基本一致。图 7.22 展示了全模拟和快模拟程序给出的结果。

从快模拟中还能够以 20 GeV/c 为基准，导出不同径迹长度的 $K\pi$ 分离度。这

²CEPC 官方软件框架

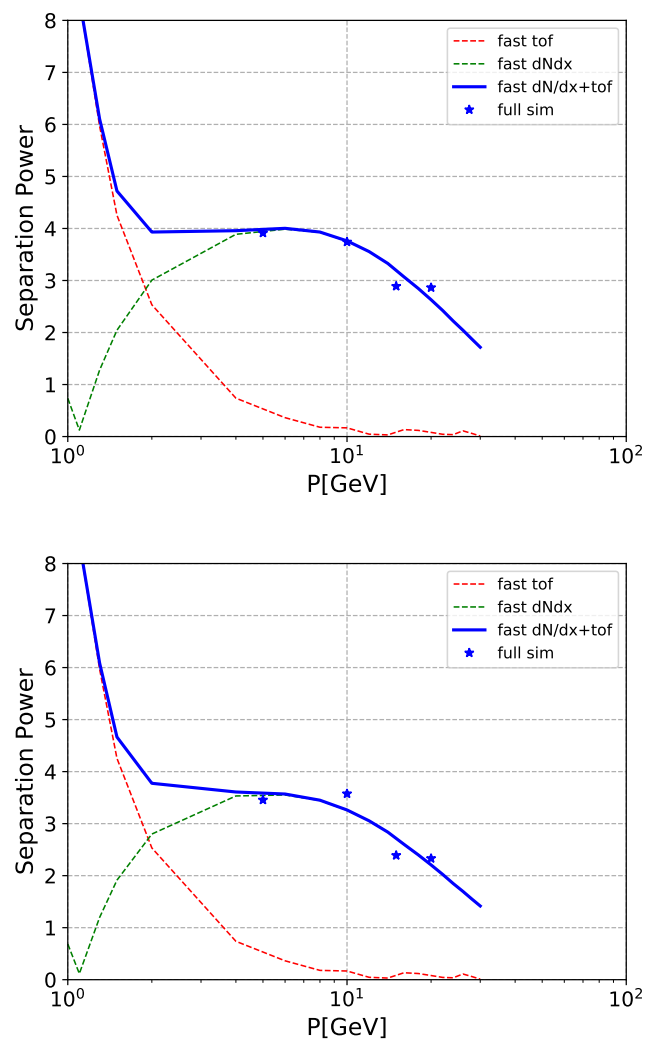


图 7.22 全模拟和快模拟 $K\pi$ PID 性能在动量空间上的结果。星号点为全模拟，直线为快模拟结果。左右分别对应不同噪声水平，左：2%，右：10%。

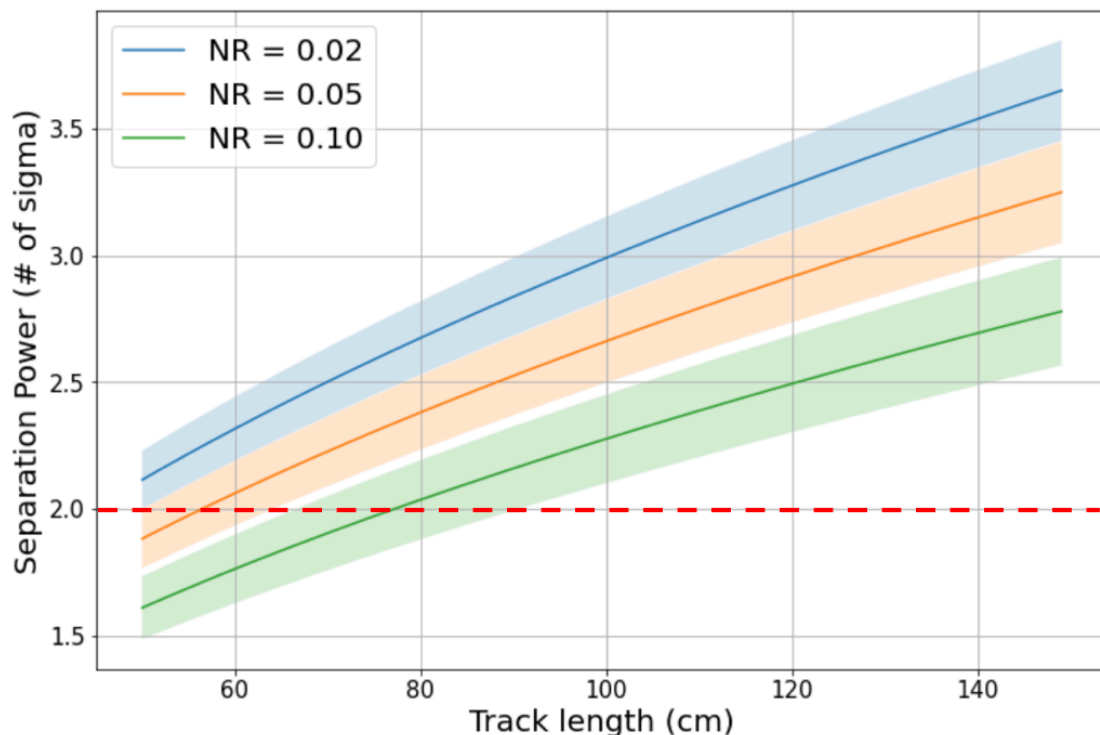


图 7.23 不同噪声水平 (NR) 下, $K\pi$ 分离度随着径迹长度的变化, 径迹的动量为 $20 \text{ GeV}/c$ 。三条曲线对应 $\text{NR} = 0.02, 0.05, 0.1$, 覆盖颜色表示误差。

为探测器尺寸提供了建设性的要求。图 7.23 给出了不同噪声水平下, $K\pi$ 分离度随着径迹长度的变化。这表明 1 m 的径迹长度利用 cluster counting 可以提供 2σ $K\pi$ 分离度。

7.2.4 漂移管模型束流测试

以上 cluster counting 算法的模拟结果需要实验来验证对 cluster 计数的能力。例如, 在一个固定的 $\beta\gamma$, 在不同混合气体、不同径迹长度和不同径迹角度的实验条件下计数, 检查其柏松统计的性质。通过实验, 可以确定一系列对 cluster counting 有限制的参数。具体来说, 通过改变混合气体的比例, 可以确定合适的 cluster 密度。通过改变气体增益, 感应丝直径, 以及入射角度, 确定空间电荷效应的影响。通过增加单元的径迹长度, 可以验证 cluster counting 算法的稳定性, 并且有助于优化漂移室单元大小。在最佳的设计中, 测量相对论上升随 $\beta\gamma$ 的变化。实验数据可以用来调整模拟得到的 PID 预期性能。最后, 在事例快模拟中可以研究 PID 对味物理和喷注味道鉴别的效果。

束流测试实验在 CERN H8 束线进行。共有 11 组横截面为方形的漂移管, 有不同的信号丝半径和管壁长度。有六组 $1\text{cm} \times 1\text{cm} \times 30\text{cm}$ 的漂移管, 信号丝直

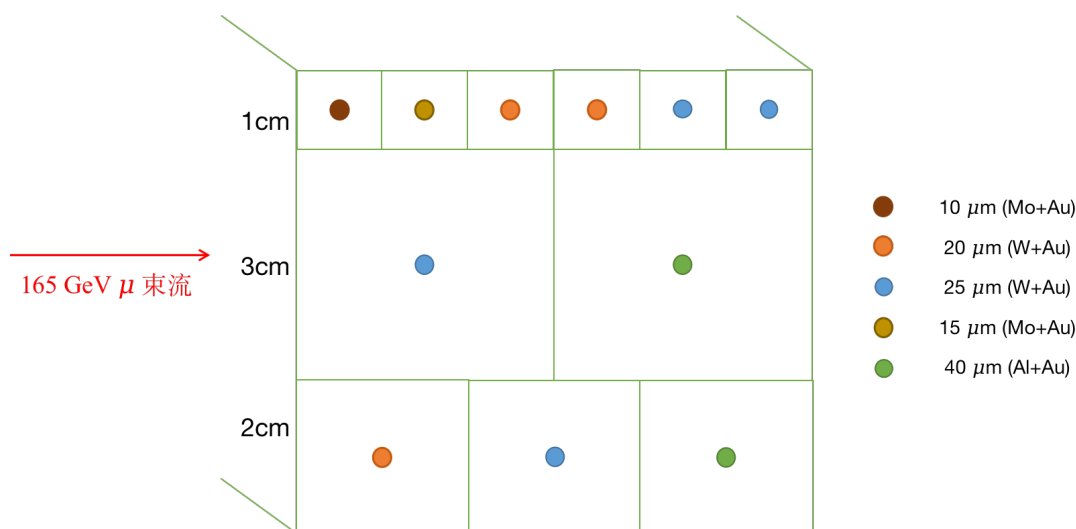


图 7.24 束流实验漂移管模型放置图。

径 $10\mu\text{m}$, $15\mu\text{m}$, $25\mu\text{m}$ 。三组 $2\text{cm} \times 2\text{cm} \times 30\text{cm}$ 的漂移管, 信号丝直径 $20\mu\text{m}$, $25\mu\text{m}$, $40\mu\text{m}$ 。两组 $3\text{cm} \times 3\text{cm} \times 30\text{cm}$ 的漂移管, 信号丝直径 $20\mu\text{m}$, $40\mu\text{m}$ 。信号丝有 Mo, Al, 和 W 材质。漂移管的排列如图 7.24 所示。束流为 165 GeV 缪子, 经磁铁聚焦后穿过漂移管模型。实验装置的放置图如图 7.25。漂移管模型放置于一可旋转平台上, 两端连接气体系统, 接入高压。漂移管信号经过前置放大器后, 由一长 40cm 电缆接入数据获取系统 (DAQ) 在线挑选和记录数据, 该电路板接入一在线示波器接口, 便于波形显示, 触发设置, 增益选择, 电路设置等。DAQ 使用 DRS 电路板, 曾在 MEG2 实验中被设计和使用 [144], 能够将微小的电压信号 (约几个 mV) 数字化成快速 (约 1GHz 带宽) 信号。信号的触发来自与漂移管模型两端的闪烁体平板, 用硅光电倍增管 (SiPM) 接收。

漂移管的电压设置关系到气体的增益, 以及输出信号的幅度, 必须设置在合适的范围。定义增益为高压下单电子脉冲高度, 理想的增益为 10^5 , 对应的输出电压, 取决于漂移管不同, 大约为 $3\sim 5\text{mV}$ 。高压的变化区间首先使用 Garfield++ 模拟计算, 利用 Polya 函数拟合单电子的倍增分布。我们构建了与实验装置类似的漂移管参数, 依次计算不同气体比分下的气体增益。从 $15\mu\text{m}$ - $30\mu\text{m}$ 的结果递推得出 10cm 和 40cm 的漂移管的高压曲线。

实验通过测试宇宙线信号, 对模拟的电压值进行进一步的校准。假设波形最大脉冲的幅度的平均值等于单电子脉冲的幅度, 我们使用 Landau 函数拟合每个通道事例的最大脉冲分布得到测量增益。Garfield 模拟结果与实验估计的增益存在偏差, 我们利用模拟结果的曲线外推正确的电压, 最后实验中设置的标称电压

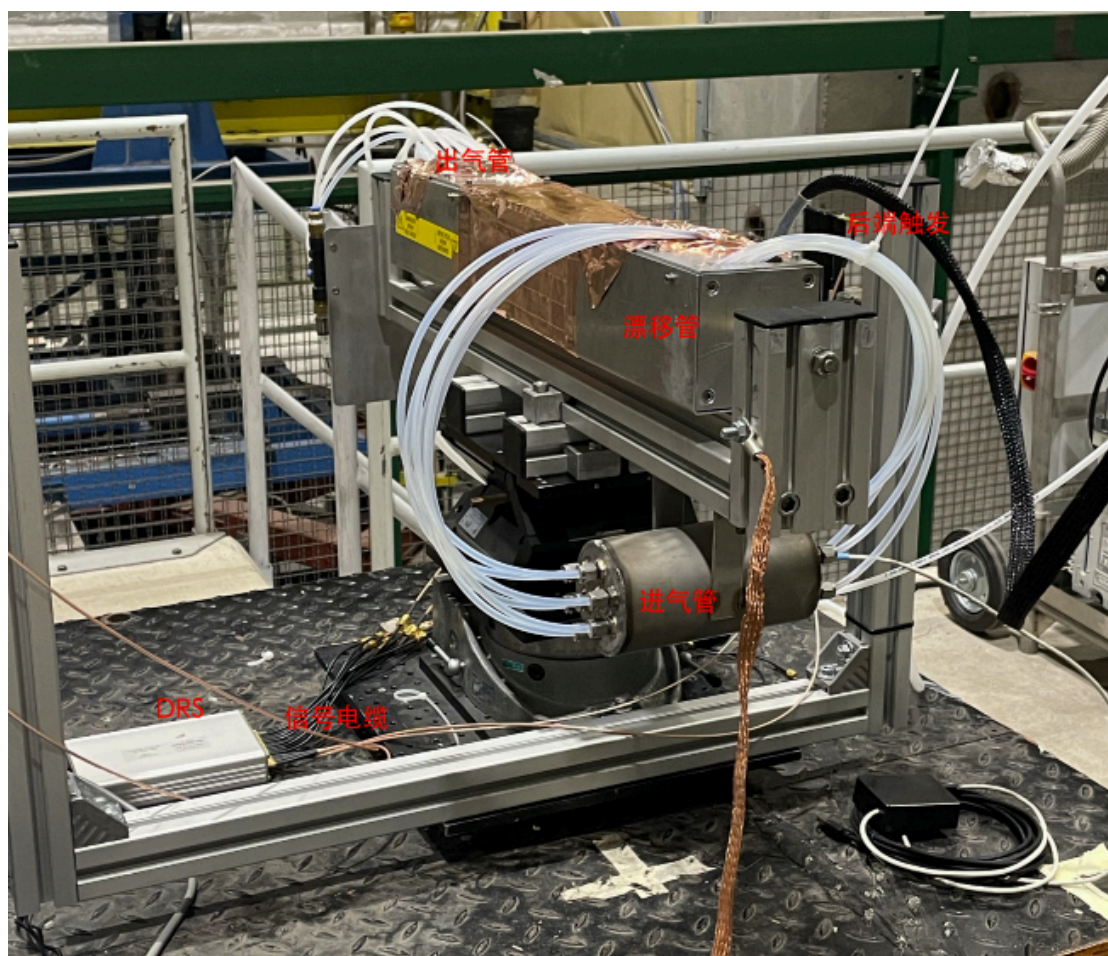


图 7.25 束流实验装置图。

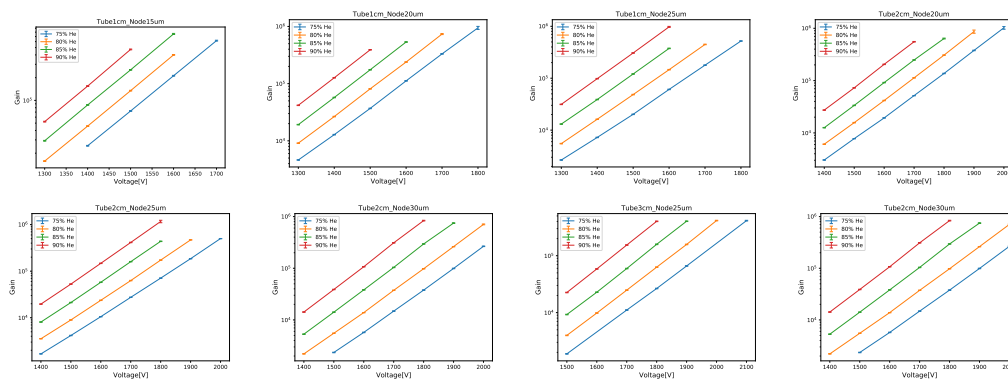


图 7.26 Garfield++ 模拟的电压与气体增益。

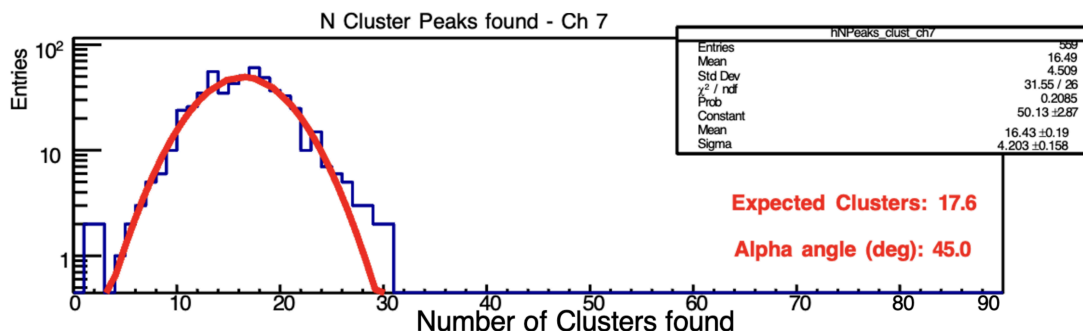


图 7.27 在 He : iC₄H₁₀ 90/10 气体，1 厘米尺寸漂移管的 cluster 数量分布，使用高斯函数拟合。

在模拟值的 ± 50 V 内调整。

实验团队测试了多种现成算法在束流实验数据上的性能，包括二次导数算法 (DERIV)，跑动模版算法 (RTA)。通过实验数据定义单个电子脉冲的模板，迭代的在数字化波形上比较模板与脉冲的形状，以一定大小的 χ^2 挑选出与模板类似的脉冲，将其从波形上扣除，直至没有电子脉冲被找到。RTA 的寻分效率在测试的算法中效率最高。经验公式 [145] 给出预期的电子脉冲 peak 和原初电离 cluster 数量与漂移管长度 L ，入射角度 θ ，原初电离密度 ρ 的关系：

$$N_{\text{cluster(peak)}} = (1.6) \times 1.3 \times \rho [\text{cluster/cm}] \times L [\text{cm}] \times \frac{1}{\cos \theta}, \quad (7.5)$$

式中 1.6 表示 He 基气体的 cluster 密度 CSD，1.3 表示相对论上升系数， ρ 是 MIP 粒子每单位 cm 的 cluster 数量， α 是径迹与漂移管的夹角。接下来的一步是应用聚团 (clusterization) 算法将电子脉冲组合为原初电离团。图 7.27 显示了特定配置下 cluster 数量的分布。高斯拟合表明平均值 μ 非常接近预期值，而 σ 几乎等于 μ 的平方根，证实了原初电离团分布的泊松性质。

目前，第二轮束流测试使用了能量 40, 80, 180 GeV/c μ 束，以类似的取数方案在多种漂移管，径迹长度下实验，测试在 2022 年 7 月完成。新数据的分析工作正在进行中。

7.3 总结与展望

Cluster counting 技术作为一种潜在超越电离能损测量的方法，在 BESIII 实验和 CEPC 项目被首次研究和开发。我们针对这一测量方法做了广泛的模拟工

作, 验证其可行性。

BESIII 实验已经被批准继续运行取数 [146], 对轻子-半轻子的粲-强子衰变的研究可以极大地提高我们对衰变常数, CKM 矩阵的认识。我们假设了影响 cluster 重建效率的不同程度, 在 BOSS 环境下的模拟结果表明, 在 dN/dx 分辨率下降 60% 的情况下, 依然提供了超出 dE/dx 测量的 $K\pi$ 分辨能力 1.7 倍。高性能的前端读出电子装置是必要的以在技术上实现 cluster counting 性能。在漂移室上拓展原初电离测量的应用, 一方面应考虑降低气体的原初电离密度, 另一方面考虑信号丝击中率, MDC 运行环境的噪声, 应设计新的前置放大器和电子学读出系统, 以满足 cluster counting 对性能的要求。

CEPC 项目未来有广阔物理研究潜力的正负电子对撞机, 同时 CEPC 的 Z-pole 运行阶段为研究味物理提供了有利环境。借助于高的积分亮度和很大的 $Z \rightarrow b\bar{b}/c\bar{c}/\tau^+\tau^-$ 产生截面, cluster counting 技术用于鉴别末态强子组分能极大加强有关分析的灵敏度。我们构建了端对端的完整模拟流程, 开发了初步的数字化及重建算法对漂移室上 cluster counting 技术对实行做了可行性研究, 初步的结果在 2% 的噪声水平下, 1 m 径迹满足了 CEPC 对 PID 3σ 的性能指标。我们定量研究了噪声的影响, 表明噪声的控制是关键因素。这些模拟结果仍然欠缺实验上的验证。然而, 在真实数据的波形信号中, 寻找大量数量的电子脉冲和识别原初电离团是非常具有挑战性的, 因为它们在时间尺度上是重叠的。束流实验采取了不同气体, 漂移室单元的设置, 应用多种寻峰算法对氨基气体的原初电离做了测量, 结果初步验证了电离过程的泊松性质。

在 MC 样本上的机器学习 cluster counting 算法展现了有前景的性能。目前, 第二轮束流测试已经完成, 优化重建算法, 将其应用到束流测试的数据上是下一步工作的重点之一。从全模拟中提取出的 dN/dx 模型还将在嵌入到物理事例模拟中, 研究 PID 性能的对在物理分析的促进。未来在 IHEP 开展的模型实验有望进一步完善电子学读出和探测器模型设计。

第 8 章 总结与展望

标准模型是电弱能标尺度下解释基本粒子及相互作用规律最精确和成功的理论。2012 年，随着 LHC 的 ATLAS 和 CMS 实验发现了 Higgs 粒子后，标准模型被补全。希格斯场与真空稳定性，宇宙系统电弱相变等问题密切相关，如何深入解释 Higgs 未解问题是下一个亟待探索的未知领域。漂移室是一种的测量气体电离的探测器，在粒子物理实验中径迹测量和粒子鉴别探测器得到了广泛的使用。漂移室的 cluster counting 方法记录由电离轨迹产生的所有单个电离的数量。利用这些信息，带电粒子鉴别有望得到根本的改善。Cluster counting 各种物理研究可能从 Cluster counting 技术中大大受益：在稀有衰变搜索中，去除带电粒子误组合本底；相比 dE/dx 的更高的精度，用来提升粒子识别和味道标记。本文内容分为两个部分，ATLAS 上通过双轻子道寻找 SM HH 产生和基于 cluster counting 技术的漂移室粒子鉴别算法研究。

Higgs 机制的引入，使得电弱规范场发生对称性自发破缺，让标准模型基本粒子获得质量。希格斯粒子发现十周年后，随着 Higgs 产生截面的精确测量，与矢量玻色子、费米子耦合性质的发现，积累的大量实验数据表明它的性质与标准模型中的希格斯粒子基本一致。与此同时，寻找 Higgs 自相互作用，探测 Higgs 场真空期望值的性质，逐渐成为了 LHC 实验上一个极为重要的研究目标。测量 Higgs 自耦合强度，是定义参与真空相变的 Higgs 场的性质，深入理解 Higgs 机制和自发电弱对称性破缺的必由之路。

本文物理分析利用 ATLAS 实验 RUN2 期间从 LHC p-p 对撞， $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 采集的 139 fb^{-1} 数据进行。本文在多轻子末态寻找标准模型希格斯粒子对 (HH) 产生，详细分析了同电荷双轻子和无强子化衰变 τ 的 $2\ell SS$ 衰变道。聚焦于 $H \rightarrow WW^*$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, $H \rightarrow ZZ^*$ 衰变。该寻找特别优化了 ggF 产生模式的分析策略，VBF 模式信号作为额外信号产额。电荷误判本底采用最大似然拟合方法，利用异号电子对估计了电子电荷被误判的概率。假轻子本底作为另一重要来源，使用蒙卡模版拟合的方法修正了重味衰败轻子，内部及外部光子转换电子对归一化系数。信号提取采用了多个决策树联合的策略，利用 BDTG 对 VV , $t\bar{t}$, $V+\text{jets}$ 分别训练，最终使用联合 BDT 输出作为似然比拟合分布变量。

ℓSS 在 95% 置信度下预期截面上限为 $35.8_{28.85}^{50.77}$ 倍标准模型 HH 产生截面。假设顶夸克与希格自耦合强度 κ_t 为标准模型预期值，希格斯自耦合强度的预期值限制在 $\kappa_\lambda \in [-8.0, 14.0]$ 。分析相比 RUN 2 部分数据的 $WWWW$ 结果提升了 XX 倍，其中 X 倍来自于数据量的增强，Y 倍来自更新的粒子重建算法和分析策略。本文联合了所有多轻子末态，联合 HH 过程的预期截面上限为标准模型截面的 $8.91_{6.42}^{12.77}$ 倍。预计为 HH 寻找给出重要贡献。当前该工作在 ATLAS 合作组内部内审核，本人负责了样本产生，分析框架，双轻子道的本底建模，信号优化，估计理论误差，多轻子联合测量工作，负责完整内部文档的撰写，多次代表分析组做内部评审报告，做出了主要贡献。ATLAS 多轻子分析在完成全部合作组内部审议后，有望加强对 HH 寻找的贡献度。该分析在未来有进一步提升的空间。末态在使用轻子数等做物理道分类之前，可以利用神经网络方法直接训练多分类器，充分利用其统计量，无需在正交化后独立设计多变量提取策略。ATLAS 在 RUN3 计划收集的数据量将使得可用数据翻倍，届时，统计误差能进一步降低，根本性提升敏感度。假轻子本底是多轻子末态的主要来源，探测器更精确的理解和物理对象重建算法的优化，将有助于压低这类本底。

带电粒子在气体探测器中的电离能量损失伴随着巨大的波动，这意味着我们需要对粒子径迹进行多次测量以获得精确的平均值，这代表了对粒子分离能力的限制，在未来探测器的设计中应予以克服。Cluster counting 技术 (dN/dx) 代表了一种有效的替代方法，它利用了电离过程的泊松性质，为推断质量信息提供了一种更可靠的统计学方法。根据 Garfield 进行的模拟研究证明，在基于氦气的漂移室的使用情况下，cluster counting 可以达到比传统的 dE/dx 方法高出两倍的分辨率。Cluster counting 技术是在每一个记录的探测器信号中，挑出与属于信号丝上的单一原初电离的电子到达有关的电子峰值结构。

北京谱仪作为国际上 τ - 粲能区的重要实验，出色的带电粒子鉴别能力，将为味物理研究各个方面提供益处。借助漂移室及成熟的软件环境，我们研究了 Cluster counting 技术在 BESIII 应用的可行性。在 BOSS 框架下，我们基于漂移室波形分析，假设了不同程度 cluster counting 分辨率的退化，基于模拟样本给出了 K/π 分辨的性能及粒子鉴别效率。模拟表明，在理想情况下，cluster counting 比电荷积分的测量的分辨率好 2 倍，反映在 K/π 分辨能力增强了 2.5 倍。若在漂移室上发展原初电离测量方法，应提高氦气比分，降低气体的原初电离密度，

另外。MDC 运行环境的噪声复杂，cluster counting 需求一个低噪声的电子学读出系统。这一工作发表在 [147]。

CEPC 是首个提出 Higgs 工厂的正负电子对撞机国际项目，随着物理白皮书的完成和新的取数计划被提出，CEPC 在未来对撞机项目的竞争力进一步提升。CEPC 期望能将介子质量，CKM 矩阵元等味物理基础的参数的精度推至前所未有的精度。为满足这一物理潜力，CEPC 的基准探测器方案中提出 PID 探测器需满足在 20 GeV 动量空间下，对带电强子具有 3σ 分辨能力。Cluster counting 技术的研发对于漂移室设计具有重要意义。漂移室的设计动机一方面拟借助 cluster counting 技术提供相比 dE/dx 测量革命性的分辨率，另一方面，漂移室巨大的体积占据了顶点探测器外围空间，其尺寸应该在合理范围内，结合硅探测器提供足够优秀的空间分辨和动量分辨率。本文专注于漂移室 PID 性能的研究，在保证 PID 能力达标的同时，可以满足径迹精度的要求。PID 能力的量化利用了一套全模拟方法，我们开发了对波形的模拟，数字化，重建算法。在模拟方面，目前更新的参数化方法，将能够快速提供大统计量样本，并符合 Garfield++ 产生的波形特征。在重建算法方面，基于导数算法的原初电离重建的结果表明 1 m 长的 K/π 径迹，其分辨可在噪声水平 2% 的情况下达到 3σ ，动量高至 20 GeV/c。我们利用 LSTM，CNN 算法对 cluster 重建做了初步研究，其性能在 MC 模拟上的表现卓越，该工作正在准备文章撰写。针对模拟上优秀的前景，实验验证 cluster counting 的可能性无疑是必不可少的一环。我们与 INFN 团队合作，参与了其主导两次束流测试实验。本人参加了第一次测试工作，搭建实验平台，估计了漂移管的高压设置，该结果发表在 [148]。分析束流测试数据，系统性优化机器学习重建算法，将其应用到实验数据上是下一步工作的重点之一。此外，全模拟中可以提取出 dN/dx 模型，嵌入到物理事例模拟软件中，研究 PID 性能的对特定物理分析的促进。未来在 IHEP 开展的模型实验有望进一步完善电子学读出和探测器模型设计。

参考文献

- [32] tikz. Stand model [EB/OL]. <https://texample.net/tikz/examples/model-physics/>.
- [40] tikz.net. higgs-potential [EB/OL]. <https://tikz.net/higgs-potential>.
- [1] de Florian D, et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector [J/OL]. 2016, 2/2017. DOI: [10.23731/CYRM-2017-002](https://doi.org/10.23731/CYRM-2017-002).
- [2] 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>.
- [3] Collaboration A. Luminosity public run2 result [EB/OL]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>.
- [4] Pequenaio J. Computer generated image of the whole ATLAS detector [EB/OL]. 2008. <https://cds.cern.ch/record/1095924>.
- [5] Pequenaio J. Computer generated image of the ATLAS inner detector [EB/OL]. 2008. <https://cds.cern.ch/record/1095926>.
- [6] Pequenaio J. Computer Generated image of the ATLAS calorimeter [EB/OL]. 2008. <https://cds.cern.ch/record/1095927>.
- [7] Pequenaio J. Computer generated image of the ATLAS Muons subsystem [EB/OL]. 2008. <https://cds.cern.ch/record/1095929>.
- [8] ATLAS Collaboration. Operation of the ATLAS trigger system in Run 2 [J/OL]. JINST, 2020, 15: P10004. DOI: [10.1088/1748-0221/15/10/P10004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/10/P10004).
- [9] Collaboration A. Hgtd 2-22 test beam results [EB/OL]. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/HGTDPublicPlots#2021_2022_Test_Beam_LGAD_Sensors.
- [10] Bailey S, Cridge T, Harland-Lang L A, et al. Parton distributions from LHC, HERA, tevatron and fixed target data: MSHT20 PDFs [J/OL]. The European Physical Journal C, 2021, 81(4). <https://doi.org/10.1140/epjc%2Fs10052-021-09057-0>. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09057-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09057-0).
- [11] Aaboud M, et al. Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2019, 79(8): 639. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7140-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7140-6).
- [12] ATLAS flavour-tagging algorithms for the LHC Run 2 *pp* collision dataset [J]. 2022.
- [13] Alwall J, Frederix R, Frixione S, et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations [J/OL]. JHEP, 2014, 07: 079. DOI: [10.1007/JHEP07\(2014\)079](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2014)079).

- [14] Sjöstrand T, Ask S, Christiansen J R, et al. An introduction to PYTHIA 8.2 [J/OL]. *Comput. Phys. Commun.*, 2015, 191: 159. DOI: [10.1016/j.cpc.2015.01.024](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024).
- [15] Bähr M, et al. Herwig++ physics and manual [J/OL]. *Eur. Phys. J. C*, 2008, 58: 639. DOI: [10.1140/epjc/s10052-008-0798-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-008-0798-9).
- [16] Bellm J, et al. Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note [J/OL]. *Eur. Phys. J. C*, 2016, 76(4): 196. DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4018-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-8).
- [17] Gleisberg T, Höche S, Krauss F, et al. Event generation with SHERPA 1.1 [J/OL]. *JHEP*, 2009, 02: 007. DOI: [10.1088/1126-6708/2009/02/007](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/02/007).
- [18] Cascioli F, Maierhöfer P, Pozzorini S. Scattering Amplitudes with Open Loops [J/OL]. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108: 111601. DOI: [10.1103/PhysRevLett.108.111601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.111601).
- [19] Gleisberg T, Höche S. Comix, a new matrix element generator [J/OL]. *JHEP*, 2008, 12: 039. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/12/039](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/12/039).
- [20] Schumann S, Krauss F. A parton shower algorithm based on Catani–Seymour dipole factorisation [J/OL]. *JHEP*, 2008, 03: 038. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/03/038](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/03/038).
- [21] Höche S, Krauss F, Schönherr M, et al. QCD matrix elements + parton showers. The NLO case [J/OL]. *JHEP*, 2013, 04: 027. DOI: [10.1007/JHEP04\(2013\)027](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2013)027).
- [22] Lange D J. The EvtGen particle decay simulation package [J/OL]. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2001, 462: 152. DOI: [10.1016/S0168-9002\(01\)00089-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00089-4).
- [23] Workman R L, et al. Review of Particle Physics [J/OL]. *PTEP*, 2022, 2022: 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [24] Lee T D, Yang C N. Question of parity conservation in weak interactions [J/OL]. *Phys. Rev.*, 1956, 104: 254-258. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.104.254>.
- [25] Wu C S, Ambler E, Hayward R W, et al. Experimental test of parity conservation in beta decay [J/OL]. *Phys. Rev.*, 1957, 105: 1413-1415. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413>.
- [26] Glashow S L. Partial Symmetries of Weak Interactions [J/OL]. *Nucl. Phys.*, 1961, 22: 579-588. DOI: [10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
- [27] Salam A. Weak and Electromagnetic Interactions [J/OL]. *Conf. Proc. C*, 1968, 680519: 367-377. DOI: [10.1142/9789812795915_0034](https://doi.org/10.1142/9789812795915_0034).
- [28] Weinberg S. A model of leptons [J/OL]. *Phys. Rev. Lett.*, 1967, 19: 1264-1266. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- [29] Gell-Mann M. A schematic model of baryons and mesons [J/OL]. *Phys. Letters*, 1964, Vol: 8. DOI: [10.1016/S0031-9163\(64\)92001-3](https://doi.org/10.1016/S0031-9163(64)92001-3).
- [30] Zweig G. An SU₃ model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 1 [R/OL]. Geneva: CERN, 1964. DOI: [10.17181/CERN-TH-401](https://doi.org/10.17181/CERN-TH-401).

- [31] Yang C N, Mills R L. Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance [J/OL]. Phys. Rev., 1954, 96: 191-195. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.96.191>.
- [33] Noether E. Invariant Variation Problems [J/OL]. Gott. Nachr., 1918, 1918: 235-257. DOI: [10.1080/00411457108231446](https://doi.org/10.1080/00411457108231446).
- [34] 肖振军, 吕才典. 粒子物理学导论 [M]. 粒子物理学导论, 2016.
- [35] Schwartz M D. Quantum field theory and the standard model [M/OL]. Cambridge University Press, 2013. DOI: [10.1017/9781139540940](https://doi.org/10.1017/9781139540940).
- [36] Djouadi A. The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model [J/OL]. Phys. Rept., 2008, 457: 1-216. DOI: [10.1016/j.physrep.2007.10.004](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.10.004).
- [37] Englert F, Brout R. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13: 321-323. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.321](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321).
- [38] 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).
- [39] Guralnik G S, Hagen C R, Kibble T W B. Global Conservation Laws and Massless Particles [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13: 585-587. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.585](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585).
- [41] Dawson S, Dittmaier S, Spira M. Neutral higgs-boson pair production at hadron colliders: QCD corrections [J/OL]. Physical Review D, 1998, 58(11). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.58.115012>. DOI: [10.1103/physrevd.58.115012](https://doi.org/10.1103/physrevd.58.115012).
- [42] Baglio J, Djouadi A, Gröber R, et al. The measurement of the Higgs self-coupling at the LHC: theoretical status [J/OL]. JHEP, 2013, 04: 151. DOI: [10.1007/JHEP04\(2013\)151](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2013)151).
- [43] Vretenar M, Vollaie J, Scrivens R, et al. Cern yellow reports: Monographs: volume 6 Linac4 design report [M/OL]. Geneva: CERN, 2020. <https://cds.cern.ch/record/2736208>. DOI: [10.23731/CYRM-2020-006](https://doi.org/10.23731/CYRM-2020-006).
- [44] Boussard D, Linnekar T P R. The LHC Superconducting RF System [R/OL]. Geneva: CERN, 1999. <https://cds.cern.ch/record/410377>.
- [45] Parma V, Rossi L. Performance of the LHC magnet system [J/OL]. 2010. <https://cds.cern.ch/record/1204578>.
- [46] Aad G, et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider [J/OL]. JINST, 2008, 3: S08003. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003).
- [47] Chatrchyan S, et al. The CMS Experiment at the CERN LHC [J/OL]. JINST, 2008, 3: S08004. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004).
- [48] Alves A A, Jr., et al. The LHCb Detector at the LHC [J/OL]. JINST, 2008, 3: S08005. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005).
- [49] Aamodt K, et al. The ALICE experiment at the CERN LHC [J/OL]. JINST, 2008, 3: S08002. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002).

- [50] Anelli G, et al. The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider [J/OL]. JINST, 2008, 3: S08007. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08007](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08007).
- [51] Adriani O, et al. The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider [J/OL]. JINST, 2008, 3: S08006. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08006).
- [52] Pinfold J, et al. Technical Design Report of the MoEDAL Experiment [J]. 2009.
- [53] Bailey R, Collier P. Standard Filling Schemes for Various LHC Operation Modes [R/OL]. Geneva: CERN, 2003. <https://cds.cern.ch/record/691782>.
- [54] G. A, I. B A, O. B, et al. Cern yellow reports: Monographs: High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Technical Design Report V. 0.1 [M/OL]. Geneva: CERN, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2284929>. DOI: [10.23731/CYRM-2017-004](https://doi.org/10.23731/CYRM-2017-004).
- [55] Airapetian A, et al. ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 1 [J]. 1999.
- [56] Abat E, et al. The ATLAS TRT barrel detector [J/OL]. JINST, 2008, 3: P02014. DOI: [10.1088/1748-0221/3/02/P02014](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/02/P02014).
- [57] Abat E, et al. The ATLAS TRT end-cap detectors [J/OL]. JINST, 2008, 3: P10003. DOI: [10.1088/1748-0221/3/10/P10003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/10/P10003).
- [58] Aaboud M, et al. Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker in Run 1 of the LHC: tracker properties [J/OL]. JINST, 2017, 12(05): P05002. DOI: [10.1088/1748-0221/12/05/P05002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/05/P05002).
- [59] Rousseau D. The ATLAS liquid argon calorimeter : test beam, installation and commissioning [C/OL]//2007 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference: volume 1. 2007: 147-152. DOI: [10.1109/NSSMIC.2007.4436305](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2007.4436305).
- [60] ATLAS Collaboration. ATLAS Liquid Argon Calorimeter Phase-I Upgrade: Technical Design Report [EB/OL]. 2013. <https://cds.cern.ch/record/1602230>.
- [61] Technical design report. atlas: ATLAS muon spectrometer: Technical Design Report [M/OL]. Geneva: CERN, 1997. <https://cds.cern.ch/record/331068>.
- [62] Raskina V. Performance Studies of the Low Gain Avalanche Detectors for the ATLAS High Granularity Timing Detector in Beam Tests [R/OL]. Geneva: CERN, 2022. <https://cds.cern.ch/record/2842797>.
- [63] ATLAS Collaboration. A High-Granularity Timing Detector for the ATLAS Phase-II Upgrade: Technical Design Report [EB/OL]. 2020. <https://cds.cern.ch/record/2719855>.
- [64] Technical Proposal: A High-Granularity Timing Detector for the ATLAS Phase-II Upgrade [R/OL]. Geneva: CERN, 2018. <https://cds.cern.ch/record/2623663>. DOI: [10.17181/CERN.CIUJ.KS4H](https://doi.org/10.17181/CERN.CIUJ.KS4H).
- [65] Pellegrini G, et al. Technology developments and first measurements of Low Gain Avalanche

- Detectors (LGAD) for high energy physics applications [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2014, 765: 12-16. DOI: [10.1016/j.nima.2014.06.008](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.06.008).
- [66] Dyndal M, et al. Mini-MALTA: Radiation hard pixel designs for small-electrode monolithic CMOS sensors for the High Luminosity LHC [J/OL]. JINST, 2020, 15(02): P02005. DOI: [10.1088/1748-0221/15/02/P02005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/02/P02005).
- [67] GEANT4 Collaboration, Agostinelli S, et al. GEANT4 – a simulation toolkit [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 506: 250. DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [68] Ball R D, et al. Parton distributions for the LHC run II [J/OL]. JHEP, 2015, 04: 040. DOI: [10.1007/JHEP04\(2015\)040](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2015)040).
- [69] Dulat S, Hou T J, Gao J, et al. New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics [J/OL]. Phys. Rev. D, 2016, 93(3): 033006. DOI: [10.1103/PhysRevD.93.033006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.033006).
- [70] Martin A D, Stirling W J, Thorne R S, et al. Parton distributions for the LHC [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2009, 63: 189. DOI: [10.1140/epjc/s10052-009-1072-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1072-5).
- [71] Sjöstrand T, Mrenna S, Skands P. A brief introduction to PYTHIA 8.1 [J/OL]. Comput. Phys. Commun., 2008, 178: 852-867. DOI: [10.1016/j.cpc.2008.01.036](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036).
- [72] Corcella G, et al. HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes) [J/OL]. JHEP, 2001, 01: 010. DOI: [10.1088/1126-6708/2001/01/010](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2001/01/010).
- [73] Nason P. A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms [J/OL]. JHEP, 2004, 11: 040. DOI: [10.1088/1126-6708/2004/11/040](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2004/11/040).
- [74] Cornelissen T, Elsing M, Gavrilenko I, et al. The new ATLAS track reconstruction (NEWT) [J/OL]. J. Phys. Conf. Ser., 2008, 119: 032014. DOI: [10.1088/1742-6596/119/3/032014](https://doi.org/10.1088/1742-6596/119/3/032014).
- [75] Salzburger A. Optimisation of the ATLAS Track Reconstruction Software for Run-2 [J/OL]. J. Phys. Conf. Ser., 2015, 664(7): 072042. DOI: [10.1088/1742-6596/664/7/072042](https://doi.org/10.1088/1742-6596/664/7/072042).
- [76] Aaboud M, et al. Performance of the ATLAS Track Reconstruction Algorithms in Dense Environments in LHC Run 2 [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77(10): 673. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5225-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5225-7).
- [77] Aad G, et al. A neural network clustering algorithm for the ATLAS silicon pixel detector [J/OL]. JINST, 2014, 9: P09009. DOI: [10.1088/1748-0221/9/09/P09009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/09/P09009).
- [78] ATLAS Collaboration. Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2019, 79: 639. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7140-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7140-6).
- [79] Fruhwirth R. Application of Kalman filtering to track and vertex fitting [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1987, 262: 444-450. DOI: [10.1016/0168-9002\(87\)90887-4](https://doi.org/10.1016/0168-9002(87)90887-4).

- [80] Cornelissen T G, Elsing M, Gavrilenko I, et al. The global χ^2 track fitter in ATLAS [J/OL]. J. Phys. Conf. Ser., 2008, 119: 032013. DOI: [10.1088/1742-6596/119/3/032013](https://doi.org/10.1088/1742-6596/119/3/032013).
- [81] ATLAS Collaboration. Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung [M/OL]. 2012. <https://cds.cern.ch/record/1449796>.
- [82] Aaboud M, et al. Performance of the ATLAS Trigger System in 2015 [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77(5): 317. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-4852-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4852-3).
- [83] Hoecker A, et al. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis [M]. 2007.
- [84] ATLAS Collaboration. Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2013, 73: 2304. DOI: [10.1140/epjc/s10052-013-2304-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2304-2).
- [85] ATLAS Collaboration. Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77: 466. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5031-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5031-2).
- [86] Cacciari M, Salam G P, Soyez G. The anti- k_t jet clustering algorithm [J/OL]. JHEP, 2008, 04: 063. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063).
- [87] Cacciari M, Salam G P, Soyez G. FastJet user manual [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2012, 72: 1896. DOI: [10.1140/epjc/s10052-012-1896-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1896-2).
- [88] ATLAS Collaboration. Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Phys. Rev. D, 2017, 96: 072002. DOI: [10.1103/PhysRevD.96.072002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.072002).
- [89] ATLAS Collaboration. ATLAS b -jet identification performance and efficiency measurement with $t\bar{t}$ events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2019, 79: 970. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7450-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7450-8).
- [90] ATLAS Collaboration. Identification of Jets Containing b -Hadrons with Recurrent Neural Networks at the ATLAS Experiment [M/OL]. 2017. <https://cds.cern.ch/record/2255226>.
- [91] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2018, 78: 903. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-6288-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6288-9).
- [92] ATLAS Collaboration. Combination of searches for Higgs boson pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Phys. Lett. B, 2020, 800: 135103. DOI: [10.1016/j.physletb.2019.135103](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.135103).
- [93] CMS Collaboration. Combination of Searches for Higgs Boson Pair Production in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2019, 122: 121803. DOI: [10.1103/PhysRevLett.122.121803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.121803).
- [94] ATLAS Collaboration. Search for non-resonant pair production of Higgs bosons in the $b\bar{b}b\bar{b}$

- final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [M/OL]. 2022. <https://cds.cern.ch/record/2811390>.
- [95] CMS Collaboration. Search for nonresonant Higgs boson pair production in the four leptons plus two b quark jets final state in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J]. 2022.
- [96] CMS Collaboration. Search for nonresonant pair production of highly energetic Higgs bosons decaying to bottom quarks [J]. 2022.
- [97] ATLAS Collaboration. Search for Higgs boson pair production in the two bottom quarks plus two photons final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J]. 2021.
- [98] CMS Collaboration. Search for nonresonant Higgs boson pair production in final states with two bottom quarks and two photons in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J/OL]. JHEP, 2021, 03: 257. DOI: [10.1007/JHEP03\(2021\)257](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2021)257).
- [99] ATLAS Collaboration. Measurements of $W^+W^- + \geq 1$ jet production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. JHEP, 2021, 06: 003. DOI: [10.1007/JHEP06\(2021\)003](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2021)003).
- [100] CMS Collaboration. Search for nonresonant Higgs boson pair production in final state with two bottom quarks and two tau leptons in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J]. 2022.
- [101] CMS Collaboration. Search for Higgs boson pairs decaying to $WWWW$, $WW\tau\tau$, and $\tau\tau\tau\tau$ in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J]. 2022.
- [102] Search for nonresonant Higgs boson pair production in the $WW\gamma\gamma$ channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [R/OL]. Geneva: CERN, 2022. <https://cds.cern.ch/record/2840773>.
- [103] ATLAS Collaboration. Search for non-resonant Higgs boson pair production in the $bb\ell\nu\ell\nu$ final state with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J/OL]. Phys. Lett. B, 2020, 801: 135145. DOI: [10.1016/j.physletb.2019.135145](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.135145).
- [104] Frixione S, Nason P, Oleari C. Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method [J/OL]. JHEP, 2007, 11: 070. DOI: [10.1088/1126-6708/2007/11/070](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070).
- [105] 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]. JHEP, 2010, 06: 043. DOI: [10.1007/JHEP06\(2010\)043](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2010)043).
- [106] Mrenna S, Skands P. Automated parton-shower variations in PYTHIA 8 [J/OL]. Phys. Rev. D, 2016, 94: 074005. DOI: [10.1103/PhysRevD.94.074005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.074005).
- [107] Skands P, Carrazza S, Rojo J. Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 Tune [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2014, 74(8): 3024. DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-3024-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3024-y).
- [108] Frixione S, Ridolfi G, Nason P. A positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for

- heavy flavour hadroproduction [J/OL]. JHEP, 2007, 09: 126. DOI: [10.1088/1126-6708/2007/09/126](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/09/126).
- [109] Re E. Single-top Wt -channel production matched with parton showers using the POWHEG method [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2011, 71: 1547. DOI: [10.1140/epjc/s10052-011-1547-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1547-z).
- [110] Alioli S, Nason P, Oleari C, et al. NLO single-top production matched with shower in POWHEG: s - and t -channel contributions [J/OL]. JHEP, 2009, 09: 111. DOI: [10.1088/1126-6708/2009/09/111](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/09/111).
- [111] ATLAS Collaboration. An imaging algorithm for vertex reconstruction for ATLAS Run-2 [M/OL]. 2015. <https://cds.cern.ch/record/2008700>.
- [112] Analysis of $t\bar{t}H$ and $t\bar{t}W$ production in multilepton final states with the ATLAS detector [J]. 2019.
- [113] ATLAS Collaboration. Measurement of the $W^\pm Z$ boson pair-production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector [J/OL]. Phys. Lett. B, 2016, 762: 1. DOI: [10.1016/j.physletb.2016.08.052](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.08.052).
- [114] ATLAS Collaboration. Observation of electroweak $W^\pm Z$ boson pair production in association with two jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Phys. Lett. B, 2019, 793: 469. DOI: [10.1016/j.physletb.2019.05.012](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.05.012).
- [115] ATLAS Collaboration. Observation of Electroweak Production of a Same-Sign W Boson Pair in Association with Two Jets in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector [J/OL]. Phys. Rev. Lett., 2019, 123: 161801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.123.161801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.161801).
- [116] ATLAS Collaboration. Measurement of the c -jet mistagging efficiency in $t\bar{t}$ events using pp collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV collected with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2021, 82: 95. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09843-w](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09843-w).
- [117] ATLAS Collaboration. Multi-Boson Simulation for 13 TeV ATLAS Analyses [M/OL]. 2017. <https://cds.cern.ch/record/2261933>.
- [118] ATLAS Collaboration. Modelling of rare top quark processes at $\sqrt{s} = 13$ TeV in ATLAS [M/OL]. 2020. <https://cds.cern.ch/record/2730584>.
- [119] Kidonakis N. Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W^- or H^- [J/OL]. Phys. Rev. D, 2010, 82: 054018. DOI: [10.1103/PhysRevD.82.054018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.82.054018).
- [120] Cowan G, Cranmer K, Gross E, et al. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2011, 71: 1554. DOI: [10.1140/epjc/s10052-011-1554-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1554-0).
- [121] ATLAS Collaboration. Search for Higgs boson pair production in the $WW^{(*)}WW^{(*)}$ decay channel using ATLAS data recorded at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J/OL]. JHEP, 2019, 05: 124. DOI: [10.1007/JHEP05\(2019\)124](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2019)124).

- [122] Search for nonresonant Higgs boson pair production in the four leptons plus two b jets final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J]. 2022.
- [123] Lippmann C. Particle identification [J/OL]. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A, 2011, 666: 148-172. <https://cds.cern.ch/record/1323010>. DOI: [10.1016/j.nima.2011.03.009](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.03.009).
- [124] Sirunyan A M, et al. Measurement of charged pion, kaon, and proton production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [J/OL]. Phys. Rev. D, 2017, 96(11): 112003. DOI: [10.1103/PhysRevD.96.112003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.112003).
- [125] Charpak G, Sauli F. MULTIWIRED PROPORTIONAL CHAMBERS AND DRIFT CHAMBERS [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth., 1979, 162: 405-428. DOI: [10.1016/0029-554X\(79\)90726-2](https://doi.org/10.1016/0029-554X(79)90726-2).
- [126] Bichsel H, Saxon R P. Comparison of calculational methods for straggling in thin absorbers [J/OL]. Phys. Rev. A, 1975, 11: 1286-1296. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.11.1286>.
- [127] Lapique F, Piuz F. Simulation of the measurement by primary cluster counting of the energy lost by a relativistic ionizing particle in argon [J/OL]. Nucl. Instrum. Methods, 1980, 175: 297-318. <https://cds.cern.ch/record/133851>. DOI: [10.1016/0029-554X\(80\)90744-2](https://doi.org/10.1016/0029-554X(80)90744-2).
- [128] Chechin V A, Kotenko L P, Merson G I, et al. The relativistic rise of the track density in bubble chambers [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth., 1972, 98: 577-587. DOI: [10.1016/0029-554X\(72\)90246-7](https://doi.org/10.1016/0029-554X(72)90246-7).
- [129] Lapique F, Piuz F. SIMULATION OF THE MEASUREMENT BY PRIMARY CLUSTER COUNTING OF THE ENERGY LOST BY A RELATIVISTIC IONIZING PARTICLE IN ARGON [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth., 1980, 175: 297-318. DOI: [10.1016/0029-554X\(80\)90744-2](https://doi.org/10.1016/0029-554X(80)90744-2).
- [130] Walenta A H. THE TIME EXPANSION CHAMBER AND SINGLE IONIZATION CLUSTER MEASUREMENT. [J/OL]. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, 26: 73-80. DOI: [10.1109/TNS.1979.4329616](https://doi.org/10.1109/TNS.1979.4329616).
- [131] Cataldi G, Grancagnolo F, Spagnolo S. Cluster counting in helium based gas mixtures [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1997, 386: 458-469. DOI: [10.1016/S0168-9002\(96\)01164-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)01164-3).
- [132] Vavra J. PID techniques: Alternatives to RICH Methods [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2011, 639: 193-201. DOI: [10.1016/j.nima.2010.09.062](https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.09.062).
- [133] Caron J F, et al. Improved Particle Identification Using Cluster Counting in a Full-Length Drift Chamber Prototype [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2014, 735: 169-183. DOI: [10.1016/j.nima.2013.09.028](https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.09.028).
- [134] Abada A, et al. FCC-ee: The Lepton Collider: Future Circular Collider Conceptual Design

- Report Volume 2 [J/OL]. Eur. Phys. J. ST, 2019, 228(2): 261-623. DOI: [10.1140/epjst/e2019-900045-4](https://doi.org/10.1140/epjst/e2019-900045-4).
- [135] et al. M A. Epc-sppc cdr. [R]. Institute of High Energy Physics, 2018.
- [136] The construction of the BESIII experiment [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2009, 598: 7-11. DOI: [10.1016/j.nima.2008.08.072](https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.072).
- [137] Sun S. Time calibration for barrel TOF system of BESIII [J/OL]. J. Phys. Conf. Ser., 2012, 396: 022051. DOI: [10.1088/1742-6596/396/2/022051](https://doi.org/10.1088/1742-6596/396/2/022051).
- [138] Guo Y X, Sun S S, An F F, et al. The study of time calibration for upgraded end cap tof of besiii [J]. Radiation Detection Technology and Methods, 2017(002): 001.
- [139] working group G. Garfield++ [Z].
- [140] Pfeiffer D, et al. Interfacing Geant4, Garfield++ and Degrad for the Simulation of Gaseous Detectors [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2019, 935: 121-134. DOI: [10.1016/j.nima.2019.04.110](https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.04.110).
- [141] Brun R, Rademakers F. ROOT: An object oriented data analysis framework [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1997, 389: 81-86. DOI: [10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X).
- [142] Agostinelli S, et al. GEANT4—a simulation toolkit [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2003, 506: 250-303. DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [143] Cheng H, et al. The Physics potential of the CEPC. Prepared for the US Snowmass Community Planning Exercise (Snowmass 2021) [C]//2022 Snowmass Summer Study. 2022.
- [144] Ritt S, Dinapoli R, Hartmann U. Application of the DRS chip for fast waveform digitizing [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2010, 623: 486-488. DOI: [10.1016/j.nima.2010.03.045](https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.045).
- [145] D’Anzi B. Cluster counting algorithms for particle identification at future colliders [EB/OL]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>.
- [146] Ablikim M, et al. Future Physics Programme of BESIII [J/OL]. Chin. Phys. C, 2020, 44(4): 040001. DOI: [10.1088/1674-1137/44/4/040001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/44/4/040001).
- [147] Xin S, Zhao G, Wu L, et al. Simulation study of particle identification using cluster counting technique for the BESIII drift chamber [J/OL]. JINST, 2023, 18(01): T01006. DOI: [10.1088/1748-0221/18/01/T01006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/18/01/T01006).
- [148] Caputo C, et al. Particle identification with the cluster counting technique for the IDEA drift chamber [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2023, 1048: 167969. DOI: [10.1016/j.nima.2022.167969](https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.167969).

致 谢

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

作者简历:

辛水艇, 江西省宜春市万载县人, 中国科学院高能物理研究所直接攻读博士学位研究生。

教育经历:

2014年09月-2018年06月, 在武汉大学物理科学与技术学院取得学士学位。

2019年09月-2023年6月, 在中国科学院高能物理研究所攻读博士学位。

已发表(或正式接受)的学术论文:

1. 第一作者: Simulation study of particle identification using cluster counting technique for the BESIII drift chamber (2023 JINST 18 T01006)。
2. 参与者: Particle identification with the cluster counting technique for the IDEA drift chamber (NIMA 1048 (2023) 167969)。
3. 参与者: Leakage current simulations of Low Gain Avalanche Diode with improved Radiation Damage Modeling (NIMA 1040 (2022) 167111)。
4. 参与者: The anomalous production of multi-lepton and its impact on the measurement of Wh production at the LHC (NIMA, Eur. Phys. J. C (2021) 81:365)。

获奖情况:

2019年中国科学院大学生奖学金。

2022年中国科学院大学三好学生。

