



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 two 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 Philosophy  
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。承诺除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体享有著作权的研究成果，未在以往任何学位申请中全部或部分提交。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人或集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者签名：

日 期：

## 中国科学院大学 学位论文授权使用声明

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

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：

日 期：

导师签名：

日 期：



## 摘要

粒子物理标准模型准确地涵盖了基本粒子，统一地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 (LHC) 上被宣布发现后，标准模型的所有基本粒子都被实验证实，这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，对希格斯粒子进一步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 (RUN 2) 期间，获取了质心能量  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ，积分亮度  $139 \text{ fb}^{-1}$  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，有助于加强对希格斯粒子自耦合性质的探测。本文展示了在多轻子末态中寻找非共振态 Higgs 粒子对 ( $HH$ ) 的胶子胶子融合 ( $ggF$ ) 和矢量玻色子融合 (VBF) 产生模式的分析。 $ggF$  过程是主要产生模式，它通过希格斯自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  $\tau$  的数量分成的九个物理道。多轻子分析策略在 ATLAS 上被首次考虑到  $HH$  物理研究中。本文聚焦于  $2\ell SS$  物理道的研究，包含一对同电荷轻子 ( $e, \mu$ )，是多轻子末态中最具有挑战性的衰变道。分析利用多个决策树的多变量分析方法区分  $HH$  信号和主要本底。本底建模根据其来源，建立了特定控制区间进行分析。电荷误判本底和假轻子是本底主要的可约本底过程，本文使用了数据驱动方法估计此种事例。 $2\ell SS$  在 95% 置信度下预期截面上限为 35.8 倍标准模型  $HH$  产生截面。假设顶夸克与希格斯耦合强度  $\kappa_t$  为标准模型预期值，希格斯自耦合强度的预期值限制在  $\kappa_\lambda \in [-8.4, 14.6]$ 。本文联合了所有多轻子末态的截面上限测量，联合  $HH$  过程的预期截面上限为标准模型截面的 8.91 倍，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。原初电离计数 (cluster counting,  $dN/dx$ ) 技术代表了一种极有前景的替代测量方式，原初电离的泊松性质，为推断质量信息提供了一种更可靠的统计学方法。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。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。本文从电离测量的发展综述出发，阐述了

我们在 **cluster counting** 技术上的主要研究工作，该方法的模拟研究在 **BESIII** 实验和 **CEPC** 项目首次进行，同时开展了漂移管模型的束流测试工作。

出色的带电粒子鉴别 (**PID**) 能力，可为北京谱仪的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，本文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** 比电荷积分测量的分辨率好 2 倍， $K/\pi$  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  $3\sigma$  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  $K/\pi$  径迹，其分辨可在噪声水平 2% 的情况下达到  $3\sigma$ ，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，笔者在 **CERN** 参与了束流实验验证 **cluster counting** 工作，分析结果初步验证了电离过程的泊松性质。

**关键词：** **ATLAS** 探测器，希格斯粒子对，多轻子，漂移室，粒子鉴别



## Abstract

The Standard Model (SM) of particle physics describes the elementary particles, their interactions, and predicts the existence of the Higgs field. The Higgs field triggers the electroweak symmetry breaking, and hence elementary particles acquire mass when interacting with it. After the discovery of the Higgs particle was announced at the LHC in 2012, all the elementary particles of the SM were experimentally discovered, which is an important milestone in particle physics. However, the nature of the Higgs particle is still not fully understood, the measurement of its property is the main focus of SM physics and one of the important directions of the new physics searches.

In this thesis, a search for the non-resonant Higgs boson pair production ( $HH$ ) through gluon fusion (ggF) and vector boson fusion (VBF) is performed. 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 targets  $H \rightarrow WW^*$ ,  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ,  $H \rightarrow ZZ^*$  decay modes, in addition to  $b\bar{b}ZZ^*$  and  $\gamma\gamma$  + multilepton channels. Nine sub-channels are categorised by the number of leptons and hadronic decay taus to search for  $HH$  production. The study is performed using a dataset corresponding to an integrated luminosity of  $139\text{fb}^{-1}$  data during the RUN 2, recorded by the ATLAS experiment at the Large Hadron Collider. The thesis focuses on the study of  $2\ell\text{SS}$  channel consisting of a pair of same-sign lepton ( $e, \mu$ ) pairs, which is the most challenging decay channel in the multilepton analysis. The analysis utilizes multivariate analysis methods based on boosted decision tree to distinguish between the  $HH$  signal and the main backgrounds. The backgrounds modeling were performed by establishing specific control regions. Charge misidentified background and fake lepton background are the main non-standard model processes, which were estimated by data-driven approaches. The expected upper limit at a 95% confidence level on the  $HH$  production cross-section times the SM prediction is  $35.8_{28.85}^{50.77}$  in  $2\ell\text{SS}$  channel. Assuming that the top quark and Higgs self-coupling strength  $\kappa_t$  is as expected by SM, the expected value of the Higgs self-coupling strength is constrained to  $\kappa_\lambda \in (-8.4, 13.6)$ . This paper combined all multilepton final states and is expected to provide 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. However, the Poisson nature of the cluster counting technique ( $dN/dx$ ) offers a reliable statistical method for distinguishing particle species. Extensive simulation work has been conducted to validate the feasibility of this measurement method. The cluster counting technique involves picking out the peak electron structure associated with the arrival of electrons belonging to a single primary ionization in each recorded detector signal. Starting from a review of the development of ionization measurements, this paper elaborates on our main research work on cluster counting technology, which was first tested in the BESIII experiment and the CEPC project through simulation studies, as well as drift tube prototype beam tests.

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 studied various degrees of degradation in cluster counting resolution based on drift chamber waveform analysis within the BOSS framework. Simulations show that under ideal conditions, cluster counting provides a gain of a factor of 2 compared to charge-integrated measurements, leading to an enhancement of  $K/\pi$  separation 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. It 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 while maintaining tracking accuracy. We develop simulation, digitization, and reconstruction algorithms for waveform analysis. In terms of reconstruction algorithms, the results of primary ionization reconstruction based on the derivative algorithm show that the  $K/\pi$  separation of a 1 m track can reach a  $3\sigma$  with a noise level of 2% up to 20 GeV/c momentum. The performance of the LSTM, CNN-based algorithms are excellent for MC simulations. In order to validate the prospect on the simulation, the authors participated in a beam test experiment at CERN to implement the cluster counting, the preliminary results verified the Poisson nature of the ionization

process.

**Key Words:** ATLAS Detector, 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	5
2.2 希格斯物理	10
2.2.1 单希格斯粒子产生和衰变	10
2.2.2 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	17
3.1 大型强子对撞机	17
3.1.1 质子加速环	17
3.1.2 束流亮度	19
3.2 ATLAS 探测器	20
3.2.1 探测器坐标系及运动学变量	21
3.2.2 磁铁系统	23
3.2.3 内部径迹探测器	24
3.2.4 量能器	26
3.2.5 缪子谱仪	29
3.2.6 触发, 读出系统	30
3.3 ATLAS HGTD 升级	32
第 4 章 ATLAS 事例模拟和重建	35
4.1 ATLAS 事例数据和模拟	35
4.2 ATLAS 事例重建	38
4.2.1 径迹重建	38
4.2.2 电子/光子重建和鉴别	40
4.2.3 缪子重建和鉴别	46
4.2.4 喷柱重建	47
4.2.5 丢失横动量	50

第 5 章 ATLAS 上通过双轻子道寻找希格斯粒子对 .....	53
5.1 多轻子道分析策略 .....	53
5.2 数据和蒙特卡洛样本 .....	57
5.3 事例筛选 .....	60
5.3.1 初步筛选 .....	66
5.4 本底估计 .....	67
5.4.1 不可约本底估计 .....	67
5.4.2 Charge flip 本底估计 .....	69
5.4.3 Fake 本底估计 .....	77
5.5 信号优化 .....	83
5.6 系统误差 .....	91
5.6.1 实验误差 .....	91
5.6.2 理论误差 .....	92
5.7 双轻子统计分析和结果 .....	95
5.7.1 统计模型 .....	95
5.7.2 统计结果 .....	96
5.7.3 $\kappa_\lambda$ 测量 .....	101
5.8 多轻子分析联合测量 .....	104
5.9 总结 .....	109
第 6 章 电离测量的粒子鉴别原理 .....	111
6.1 带电粒子的电离性质 .....	112
6.1.1 电离能损 .....	112
6.1.2 原初电离 .....	114
6.2 原初电离的测量 .....	117
6.3 $dE/dx$ 与 cluster counting 方法进展 .....	117
第 7 章 漂移室电离计数方法应用于粒子鉴别的研究 .....	121
7.1 基于 BESIII 漂移室的粒子鉴别研究 .....	121
7.1.1 基于 Garfield 程序的模拟 .....	122
7.1.2 基于 BESIII 离线软件系统的 MC 研究 .....	127
7.1.3 结论与展望 .....	129
7.2 CEPC 漂移室粒子鉴别算法 .....	131
7.2.1 CEPC 项目简介 .....	132
7.2.2 漂移室信号模拟 .....	134
7.2.3 cluster 重建算法 .....	141
7.2.4 $K/\pi$ 粒子鉴别预期性能 .....	146
7.3 漂移管模型束流测试 .....	149
7.4 总结与展望 .....	156

第 8 章 总结与展望 .....	159
附录 .....	163
.1 ATLAS HGTD 升级 .....	163
.2 Fake factor 方法估计假轻子本底 .....	165
参考文献 .....	167
致谢 .....	179
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关研究成果 ..	181



## 图目录

2.1 标准模型基本粒子及性质, 费米子质量从左至右增加 <sup>[9]</sup> , 图修改自网络资源。 .....	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。 ...	8
2.3 标准模型希格斯粒子的衰变分支比 <sup>[17]</sup> 。 .....	11
2.4 希格斯通过 $\kappa_\lambda$ 的电弱修正费曼图, 子图分别为产生模式 ggF (a), VBF (b), VH (c), ttH (d) <sup>[20]</sup> 。 .....	11
2.5 以对撞能量为函数的 $HH$ 产生过程的截面 (a); 以 $\kappa_\lambda$ 为函数的 $HH$ 产生过程的截面 (b) <sup>[21]</sup> 。 .....	12
2.6 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, $\kappa_\lambda$ 。 右: 与自耦合顶点 $\kappa_\lambda$ 干涉相消的箱图。 .....	13
2.7 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 $\kappa$ 敏感: VVHH 产生模式 (a), 三角耦合 (b), VVH 产生模式 (c)。 .....	14
2.8 以 $\kappa_\lambda$ 为函数的 $HH$ 产生截面及单希格斯产生过程截面 <sup>[24]</sup> 。 .....	15
2.9 以信号强度 $\beta_g$ 的通过 ggF 过程的 $X \rightarrow SH, SS$ 产生。 .....	15
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 <sup>[28]</sup> 。 .....	18
3.2 ATLAS RUN 2 收集数据年度产额以及 pipeup 随年度分布 <sup>[40]</sup> 。 .....	20
3.3 ATLAS 探测器剖面图 <sup>[43]</sup> 。 .....	22
3.4 ATLAS 内部径迹探测器布局 <sup>[44]</sup> 。 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。 .....	25
3.5 ATLAS 量能器剖面图 <sup>[49]</sup> 。 .....	27
3.6 桶部量能器示意图, 包含三层不同颗粒度结构 <sup>[32]</sup> 。 .....	28
3.7 ATLAS 缪子谱仪剖视图 <sup>[52]</sup> 。 .....	29
3.8 ATLAS 在 RUN 2 取数期间 TDAQ 系统 <sup>[53]</sup> .....	31
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 <sup>[59]</sup> 。 ....	33
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) <sup>[61]</sup> 。 .....	36
4.2 不同能标下 ( $\mu^2 = 10/1000$ ) GeV 的 MSHT20 PDF。 PDF 精确至 NNLO, 精度超过了 MMHT14 PDF <sup>[62]</sup> 。 .....	37
4.3 ATLAS 径迹参数定义 <sup>[71]</sup> 。 .....	39

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 <sup>[76]</sup> 。 . . . . .	40
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； $R_{\text{conv}}$ 是转化顶点的位置， $R_{\text{firstHit}}$ 是径迹上击中当中最小的 R 位置 <sup>[81]</sup> 。 . . . . .	43
4.6	电子重建效率。 . . . . .	44
4.7	电子鉴别效率随 $E_T$ （左）、 $\eta$ （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 <sup>[84]</sup> 。 . . . . .	45
4.8	Loose, Medium, Tight 缪子重建和鉴别效率 <sup>[85]</sup> 。(a) 使用 $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ 样本在横动量 $3 \text{ GeV} < p_T < 20 \text{ GeV}$ 的测量效率随 $p_T$ 的变化。(b) 使用 $Z \rightarrow \mu\mu$ 样本在 $< p_T > 10 \text{ GeV}$ 的测量效率随 $\eta$ 的变化。实心点表示对撞数据的结果，空心圆表示模拟的预测值，图下半部分为测量值和预期值之比，包含统计和系统误差。 . . . . .	48
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 <sup>[91]</sup> 。 . . . . .	50
5.1	$HH$ 衰变分支比。多轻子分析搜寻的末态囊括衰变至多轻子道（红色虚线）和衰变至双光子多轻子道（黄色虚线）的中间过程。 . . . . .	54
5.2	ATLAS RUN 2 部分数据实验 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 $\sigma_{\text{ggF}}^{\text{SM}}(gg \rightarrow HH)$ ，包括观测，预期和只包含统计误差的预期上限 <sup>[25]</sup> 。 . . . . .	55
5.3	来自 $HH$ 衰变的多个轻子末态的物理道，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。红框表示本分析中选定的物理道。 . . . . .	57
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。 . . . . .	63
5.5	Prompt, 物质转换候选电子，内部转换候选电子的左：重建半径；右：转换半径 $r > 20 \text{ mm}$ 两条相关径迹在转换顶点的不变质量；下：半径 $r > 20 \text{ mm}$ 无转换顶点的两条相关径迹在初级顶点的不变质量 . . . . .	65
5.6	拟合后数据/MC 的吻合度在 $VV_{jj}$ （左）和 $3\ell$ （右）控制区间的分布。 . . . . .	69
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。 . . . . .	71
5.8	$m_{ee}$ 不变质量谱的拟合情况。 . . . . .	72
5.9	$e^+e^-$ 估计的 QMisID 事例和同号 $ee$ 事例的观测数量之比。 . . . . .	72

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。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。·····	73
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。·····	74
5.12 模版拟合中控制区间的 Pre-fit 分布。·····	80
5.13 模版拟合控制区间的 Post-fit 分布。·····	81
5.14 在控制区间从拟合数据得到的归一化系数。·····	82
5.15 $2\ell$ SS 过程的本底验证。左：联合 BDT 在低端区域 ( $BDT_{All} < -0.4$ ) 的分布；右： $N_{jets}$ 在 $VV$ 验证区间的分布。红色虚线为 $HH$ 信号形状，其事例数归一至全部本底事例数。·····	83
5.16 控制区间联合拟合后的 $VV$ BDTG 的输入变量分布，误差已包含统计误差及系统误差。红色虚线为 $HH$ 信号形状，其事例数归一至全部本底事例数。·····	86
5.17 控制区间联合拟合后的 $VV$ BDTG 的输入变量分布，误差已包含统计误差及系统误差。红色虚线为 $HH$ 信号形状，其事例数归一至全部本底事例数。·····	87
5.18 $HH$ 样本用于训练变量的相关性矩阵。(a)：信号，(b)：本底。··	88
5.19 $BDT_{VV}$ , $BDT_{t\bar{t}}$ , $BDT_{Vjets}$ 和 $BDT_{all}$ 的过拟合训练检查和 ROC 曲线。··	89
5.20 Tight 电子总体 QMisID 误差 (%)。·····	93
5.21 $HH$ ggF 产生模式在拟合区间不同 bin 的强子化簇射 (a)、PDF (b)、QCD (c) 理论误差。图展示了联合 BDTG 的分布，图的下方是相对的系统误差 (百分比)。·····	94
5.22 $2\ell$ SS 物理道拟合后的信号区间 $BDT_{All}$ 分布。·····	97
5.23 $2\ell$ SS 物理道的混淆矩阵。探测器系统误差包含在内。·····	98
5.24 $2\ell$ SS 物理道冗余参数的 pull 分布。探测器系统误差包含在内。···	99
5.25 $2\ell$ SS 物理道排名前 30 项的冗余参数的排序分布。结果在形状 1% 排除阈和归一化 1% 排除阈情况下获得。·····	100
5.26 $2\ell$ SS 物理道的 $\kappa_\lambda$ 加权验证， $\kappa_\lambda = 10$ 的 ATLAS 模拟样本和加权样本符合很好。·····	102
5.27 左：不同 $\kappa_\lambda$ 样本的 SM BDT 输出；右：各个 $\kappa_\lambda$ 样本经过预事例筛选的接受度乘以选择效率，误差来自 $\kappa_\lambda$ 加权过程。·····	102
5.28 $HH$ ggF 产生截面关于 $\kappa_\lambda$ 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。·····	103
5.29 多轻子联合测量实验误差的 Pull 分布。·····	108
6.1 500 GeV $\pi$ 在硅中的 Stragglng 函数。·····	115



7.1 一个代表性的感应信号的模拟波形。红色三角形标记是识别的峰。 ·	122
7.2 在一个单元内 2 GeV/c $\pi$ 的电离级别 $dE/dx$ 和 $dN/dx$ 分布, 形状使用高斯卷积朗道函数拟合。 ·····	123
7.3 2 GeV/c $\pi$ $dE/dx$ (左) 和 $dN/dx$ (右) 在真实电离水平下通过 43 层的 $\pi$ (蓝色) 和 $K$ (红色) 的分布。径迹长度约为 66 厘米。 ·····	124
7.4 $dE/dx$ 和 $dN/dx$ 与 $\pi$ 和 $K$ 的动量关系, 其中 $K$ 从上往下落。径迹长度为 66 厘米。误差带是高斯拟合的 $1\sigma$ 和 $2\sigma$ 的不确定性。 ·····	125
7.5 波形分析的 cluster counting 性能。(a) 识别的原初电离数与真实原初电离数; (b) 单个单元识别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) 识别的原初电离数和真实原初电离数之比, 平均值为 0.91。 ·····	126
7.6 真实 $dN/dx$ 、 $\sigma_{dN/dx}$ 30% 退化、 $\sigma_{dN/dx}$ 60% 退化和基于波形电荷积分的重建 $dE/dx$ 的分离度随动量的变化。 ·····	127
7.7 $\pi$ 和 $K$ 的 PID 效率随动量的变化。 ·····	129
7.8 2 GeV $\pi$ $dN/dx$ 与 $dE/dx$ 对比图。 ·····	130
7.9 三种情形下 $\pi$ 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 $dN/dx$ 。 ·····	130
7.10 $K$ 选择效率相对 $\pi$ 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 $\pi$ 排除率分别为 70%, 90% 和 99%。 ·····	131
7.11 Garfield 模拟的 $dE/dx$ 和 $dN/dx$ 区分度随动量的曲线。 $dN/dx$ 计算使用 0-80% 的截断范围。 ·····	132
7.12 基准径迹探测器。 ·····	134
7.13 第四代概念设计探测器。 ·····	135
7.14 Cluster counting 工作流程。 ·····	136
7.15 全模拟中带电径迹穿过漂移室示意图, 电离电子在磁场和电场作用下, 以弧线漂移向中心的信号丝, 阳离子的漂移未展示。图中绿色为径迹, 实心黑色铁十字为场丝, 包围信号丝 (异于十字形的形状)。模拟中设置的单元大小为 18 mm, 单元中心为信号丝, 只统计正中间一个单位的电子漂移, 其他单元的漂移未显示。在中心的单位外排布多个单位是为了更准确的模拟单元边缘部分的电场分布。 ·····	138
7.16 单电子增益分布。 ·····	139
7.17 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。 ·····	140
7.18 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。 ···	140
7.19 噪声水平分别为 2%, 5%, 10% 时波形示意图。 ·····	141

7.20	模拟波形和电离位置的分布。图中蓝色棒子为导数算法识别的电子脉冲，红色和绿色分别为原初电离和次级电离。纵轴为幅度 (V)，横轴为时间 (ns)。 .....	142
7.21	LSTM 模型训练的训练样本和验证样本损失函数 (a) 和精度 (b) 随迭代次数的变化。 .....	144
7.22	LSTM 算法和导数算法信号效率与本底拒绝效率的 ROC 曲线。 ....	144
7.23	导数算法 (a) 和机器学习算法 (b) 在同一波形的表现情况。横轴单位为时间 (ns)，纵轴为信号幅度，单位为 V。图中原点为识别的峰，黑线为真实的峰。放大的窗口为 80-120 峰较为密集的区域。 .....	145
7.24	CNN 网络性能测试。左：预测的 cluster 数分布；右：真实的 cluster 数分布。 .....	146
7.25	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。分别对应不同噪声水平，(a): 2%, (b): 10%。 .....	148
7.26	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。 .....	149
7.27	束流实验漂移管模型放置图。 .....	150
7.28	束流实验装置图。 .....	151
7.29	Garfield++ 模拟的电压与气体增益。图中显示不同尺寸、不同信号丝直径漂移管在多种气体比分的实验条件下，气体增益随电压的变化。 .....	152
7.30	45 度入射，电压 HV+20 的八个漂移管通道的最大信号幅度分布，采样率为 1.2GHz/nsamples。该 run 取了 5000 事例。 .....	154
7.31	使用 2 厘米尺寸的漂移管数据 (90/10 He/iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> ) 的真实波形示例。蓝色和红色箭头表示使用 DERIV 和 RTA 算法找到的 cluster 和电子脉冲。 .....	155
7.32	在 He : iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> 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 <sup>[169]</sup> 。 .....	155
1	对不同单板传感器 (尺寸 1.3×1.3 mm <sup>2</sup> ) 偏压与时间分辨的关系: FBK-UFS3.2-W19, USTC-IMEv2.1-W17, USTC-IMEv2.1-W17 <sup>[59]</sup> 。 ....	165



表目录

3.1 ATLAS 探测器的性能目标。对于高  $p_T$  缪子， $\mu$  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。 ..... 22

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<sup>[32]</sup>。 ..... 30

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。 ..... 47

5.1 背景事例模拟样本。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  $Z/\gamma^*$ )。如果只显示一个 PDF, 则 ME 和 PS 为同一组; 如果显示两个, 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<sup>[69]</sup>; PYTHIA 8 指代 version 8.2<sup>[110]</sup>; HERWIG++ 指代 version 2.7<sup>[116]</sup>; HERWIG7 指代 version 7.0.4<sup>[117]</sup>; MePs@NLO 指代 SHERPA<sup>[68,118–121]</sup> 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<sup>[112]</sup> 模拟。 ..... 59

5.2 2015-2018 年单轻子和双轻子触发器列表。 ..... 61

5.3 Baseline, Loose, Tight 轻子定义。 ..... 62

5.4 PromptLeptonVeto 算法输入变量。 ..... 62

5.5 分析使用的重叠去除流程, 由上至下依次进行。dR 表示两个物理对象的距离  $\Delta R$ 。 ..... 66

5.6 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。 ..... 75

5.7  $|\eta| \times p_T$  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。 ..... 76

5.8 控制区间 Pre-fit 的各个过程事例数及误差, 每列分别为区间 QED, Conv, 1bjets- $\mu e + ee$ , 1bjets- $e\mu + \mu\mu$ , 2bjets- $\mu e + ee$  的数据。 ..... 78

5.9 控制区间的 Post-fit 的各个过程事例数及误差, 每列分别为区间 QED, Conv, 1bjets- $\mu e + ee$ , 1bjets- $e\mu + \mu\mu$ , 2bjets- $\mu e + ee$  的数据。 ..... 79

5.10 Variable ranking table for specific BDTs:  $VV$  VS HH,  $V$ +jets VS HH,  $t\bar{t}$  VS HH, separation power are shown for each variables. ..... 90

5.11  $2\ell$ SS 根据 BDT 区间计算的模版拟合不确定性。 ..... 92

5.12  $2\ell$ 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。 ..... 97

5.13 多轻子各个物理道用来定义信号区间的选择条件。 .....	105
5.14 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。 .....	106
5.15 多轻子道信号强度上限结果, 展示为 $\text{Median}^{+\sigma}$ 。信号区间使用 Asi- mov 数据。 .....	107
6.1 Bethe-Bloch 公式变量约定 <sup>[140]</sup> 。 .....	113
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 <sup>[140]</sup> .....	116
6.3 一些漂移室、时间投影室的 $dE/dx$ 性能列举。 .....	119
7.1 CEPC 基准运行策略和 CDR 四种模式的物理过程产额。 .....	133
7.2 基准径迹探测器单层探测器的物质的量和空间分辨。 .....	135
7.3 漂移室参数, 包括单元尺寸, $R-z$ 方向的覆盖范围, 混合气体。 ..	137

## 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，什么是宇宙中最小的、最基本的组成部分？关于物质世界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”。直到近代的 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”思想，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构成，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，准确地刻画了所有的基本粒子。2012 年，Higgs 玻色子在大型强子对撞机（LHC）上被欧洲核子中心（CERN）的 2 个大型实验合作组 ATLAS 和 CMS 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（RUN 1），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  $139 \text{ fb}^{-1}$  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（ $2\ell\text{SS}$ ）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  $2\ell\text{SS}$ 。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，还将提供对希格斯子自耦合强度的限制。本文的物理分析利用 ATLAS 实验在 RUN2 期间的数据集，通过  $2\ell\text{SS}$  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 实验以及未来的环形正负电子对撞机（Circular Electron Positron Collider, CEPC）项目中，有广阔的应用场景。本文基于模拟研究开展了漂移室波形的分析工作，开发了寻峰算法，给出了初步的带电强子鉴别的性能。为了探究模拟结果的可靠性，我们与 INFN 团队在 CERN 进行了原初电离测量的束流实验，实验采取了不同气体、漂移室单元的设置，应用多种寻峰算法研究氨基气体的原初电离过程。

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

粒子物理学的标准模型 (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。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, 宇宙线实验观测到了两个不同宇称的弱衰变粒子。1956 年, 李政道和杨振宁各自从实验角度分析, 提出宇称只在弱相互作用不守恒的观点<sup>[1]</sup>。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<sup>[2]</sup>。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<sup>[3]</sup>, A. Salam<sup>[4]</sup> and S. Weinberg<sup>[5]</sup> 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 的超级质子同步加速器 (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, 实验强有力支持了 EW 理论。直到 2012 年, 欧洲核子研究中心 (CERN) 的大型强子对撞机 (LHC) 上最终捕获了 Higgs 玻色子。

量子色动力学 (QCD) 的发展基于人们对核子内部强相互作用的认识。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<sup>[6,7]</sup>, 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, 其规范对称群为  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ <sup>[8]</sup>。它以量子场论 (QFT) 的语言统一地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 ( $T_3$  是弱同位旋第三分量的投影,  $Q$  代表电荷量)。**SM** 描述了基本粒子及三种基本相互作用。基本粒子由费米子和规范玻色子及希格斯粒子组成。基本费米子由夸克和轻子组成, 自旋为  $1/2$ 。目前发现了 3“代”, 每代中包括夸克、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, 其余费米子的粒子质量依代系增加。传递相互作用力的玻色子自旋为 1, 强相互作用力媒介子为八个胶子, 与  $SU(3)_C$  群的八个生成元一一对应; **SM** 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  $\gamma$  传递, 这些媒介子的质量来源将由希格斯玻色子解释。**SM** 中的基本粒子示意图如 2.1 所示。

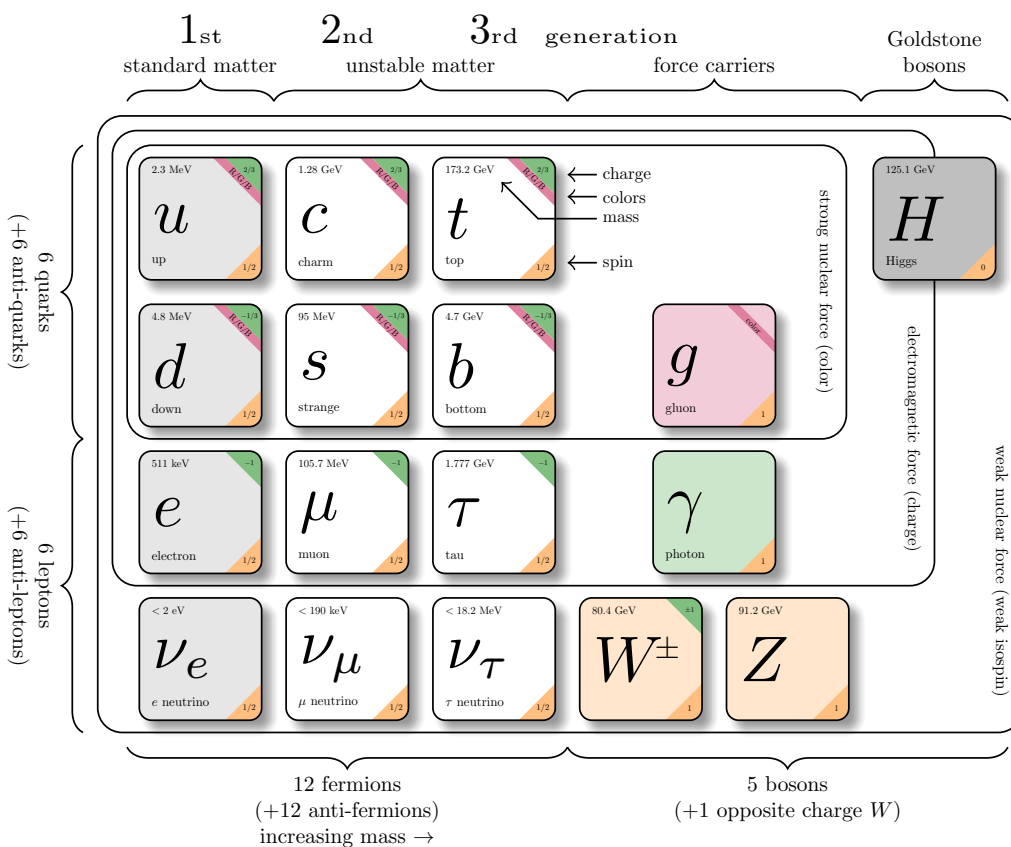


图 2.1 标准模型基本粒子及性质, 费米子质量从左至右增加<sup>[9]</sup>, 图修改自网络资源。

Figure 2.1 Elementary particles and their property included in the Standard Model. Masses of fermions increase from left to right<sup>[9]</sup>.

### 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之一是对称性。**SM** 基于拉格朗日量和对称性的基本概念，它们通过诺特定理<sup>[10]</sup>与守恒定律关联。该定理指出，对于每个由局部变换形成的可微对称性，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，时间平移，是连续的全局对称，它们对应动量，角动量，能量守恒<sup>[11]</sup>。不变性依赖于时-空坐标的对称性则称为定域对称性。**SM** 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

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{fermion}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{QCD}} \quad (2.11)$$

规范群是一组李群，**SM** 的规范不变性要求对拉氏量各个场做一个局域变换后不变，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，而现实中的规范玻色子有质量。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， $\gamma$  保持零质量，规范玻色子获得质量；费米子场与 Higgs 场通过 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<sup>[12]</sup>。

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：

$$\phi_{L/R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)\phi. \quad (2.12)$$

每一代费米子左手旋量场构成  $SU(2)_L$  二重态：

$$L_{iL} = P_L \begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ \ell_{iL} \end{pmatrix}, \quad Q_{iL} = P_L \begin{pmatrix} u'_i \\ d'_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u'_{iL} \\ d'_{iL} \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.13)$$

右手旋量场构成  $SU(2)_L$  单态

$$l_{iR} = P_R l_i, u'_{iR} = P_R u_i, d'_{iR} = P_R d'_i. \quad (2.14)$$

$\nu, \ell$  为中微子和轻子,  $u'_i, d'_i$  是上下夸克, 有 3 代<sup>[13]</sup>。这也就解释了实验中只存在左手和右手手性的轻子, 以及左手手性中微子, 而不存在右手手性中微子。

考虑狄拉克费米子场的自由拉氏量,  $\mathcal{L}_0$ , 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  $W_\mu^i$  以及单态规范场  $B_\mu$ , 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:

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{1}{2}igW_\mu^i\sigma^i + \frac{1}{2}ig'B_\mu Y, \quad (2.15)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{1}{2}ig'B_\mu Y. \quad (2.16)$$

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

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^iW^{i,\mu\nu} \\ & + \bar{L}_{iL}i\gamma^\mu D_\mu L_{iL} + \bar{Q}_{iL}i\gamma^\mu D_\mu Q_{iL} \\ & + \bar{\ell}'_{iR}i\gamma^\mu D_\mu \ell_{iR} + \bar{u}_{iR}i\gamma^\mu D_\mu u_{iR} + \bar{d}'_{iR}i\gamma^\mu D_\mu d'_{iR}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

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:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + gf^{ijk}W_\mu^jW_\nu^k, \quad (2.18)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.19)$$

费米子与规范玻色子相互作用项表明, 规范场  $W_\mu^i$  及  $B_\mu$  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  $W_\mu^i$  及  $B_\mu$  并不是物理上的  $W^\pm, Z$  玻色子以及  $\gamma$ 。为了得到电磁相互作用, 需要混合  $W_\mu^3$  和  $B_\mu$ , 可以定义:

<sup>1</sup>准确而言是  $\frac{1}{2}\sigma_i$

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (2.110)$$

混合角  $\theta_W$  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， $A_\mu$  就是电磁场， $Z_\mu$  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。

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.111)$$

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，它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<sup>[14][15][16]</sup><sup>2</sup>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：

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^\dagger \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_3 + i\phi_4 \\ \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix} \quad (2.112)$$

Higgs 场的拉氏量为：

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.113)$$

第一项为场动能项，其协变导数为：

$$D^\mu \Phi = \left( \partial^\mu - ig \frac{\sigma_i}{2} W_i^\mu - ig' \frac{Y}{2} B^\mu \right) \Phi, \quad (2.114)$$

第二项为场势能项，取决于二次项系数  $\mu^2$  和四次项系数  $\lambda$ ： $|\Phi|^2 = \Phi^\dagger \Phi$ 。当  $\mu^2 < 0$ ，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，势能形状类似图 2.2a。当  $\mu^2 > 0$ ，势能项  $V_H(\Phi)$  在  $\Phi^\dagger \Phi = 0$  变成最大值，而最

<sup>2</sup>约定俗成的，本文称做希格斯机制。

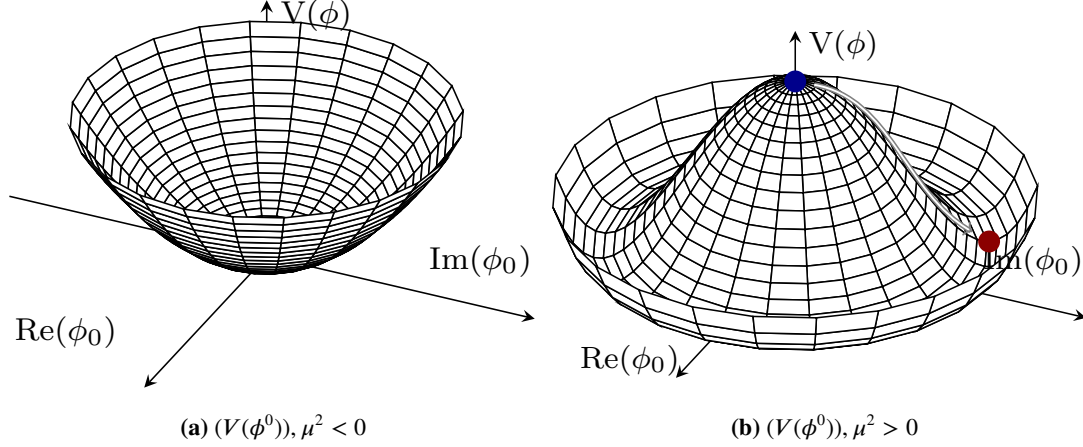


图 2.2 Higgs 势示意图。\$V(\phi^0)\$ 作为实部，\$\text{Rm}(\phi)\$ 和虚部 \$\text{Im}(\phi)\$ 的函数。

**Figure 2.2 The shape of the Higgs potential. A function that \$V(\phi^0)\$ is real part \$\text{Rm}(\phi)\$ and the imaginary part is \$\text{Im}(\phi)\$.**

小值位于 \$\Phi^\dagger \Phi = \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\$，其移动过程类似图 2.2b 所示“墨西哥草帽”。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

$$\langle \Phi_0 \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.115)$$

电弱规范变换会改变这个期望值，导致真空态不满足电弱规范对称性。若采用么正规对 Higgs 场作变换，实轴 \$\phi\_0\$ 做扰动 \$v \rightarrow v + H(x)\$，我们重写希格斯势：

$$-V_H(\Phi) = \frac{1}{4}v^3\lambda - \lambda v^2 H(x)^2 + \lambda v H(x)^3 + \frac{1}{4}\lambda H(x)^4, \quad (2.116)$$

式 2.116 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\$，可见理论并未指定其质量 \$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

$$\lambda_{HHH} = \frac{m_H^2}{2v}, \lambda_{HHHH} = \frac{m_H^2}{8v^2}, \quad (2.117)$$

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：

$$(D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) = \frac{1}{2}(\partial^\mu H)(\partial_\mu H) + (v + H)^2 \left( \frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2}{2 \cos^2 W} Z_\mu Z^\mu \right) \quad (2.118)$$

可以读出规范玻色子质量和光子质量：

$$m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}, \quad m_W = \frac{1}{2}gv, \quad m_\gamma = 0. \quad (2.119)$$

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

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \left( y_{d_i} \bar{d}_{iL} d_{iR} + y_{u_i} \bar{u}_{iL} u_{iR} + y_{\ell_i} \bar{\ell}_{iL} \ell_{iR} + \text{h.c.} \right) \\ &= -\frac{y_{d_i} v}{\sqrt{2}} \bar{d}_i d_i - \frac{y_{u_i} v}{\sqrt{2}} \bar{u}_i u_i - \frac{y_{\ell_i} v}{\sqrt{2}} \bar{\ell}_i \ell_i - \frac{m_{d_i}}{v} H \bar{d}_i d_i - \frac{m_{u_i}}{v} H \bar{u}_i u_i - \frac{m_{\ell_i}}{v} H \bar{\ell}_i \ell_i. \end{aligned} \quad (2.120)$$

$\text{h.c.}$  是厄米共轭项，由此读出费米子的质量为

$$m_{d_i} = \frac{1}{\sqrt{2}} y_{d_i} v, \quad m_{u_i} = \frac{1}{\sqrt{2}} y_{u_i} v, \quad m_{\ell_i} = \frac{1}{\sqrt{2}} y_{\ell_i} v. \quad (2.121)$$

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

量子色动力学 (QCD) 利用  $SU(3)_C$  群用来描述夸克和胶子之间的强相互作用。QCD 的拉氏量写为

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{q}(i\gamma^\mu D_\mu - m_q)q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu}, \quad (2.122)$$

对应的协变导数为

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s G_\mu^a t^a, \quad (2.123)$$

场强张量为：

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c. \quad (2.124)$$

$g_s$  为强耦合常数， $f^{abc}$  为  $SU(3)$  群全反对称结构常数。 $t^a$  是  $SU(3)_C$  群的 8 个生成元，对应于 8 种胶子。将  $\mathcal{L}_{QCD}$  展开，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。由于胶子场自相互作用的存在，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。此外，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。

## 2.2 希格斯物理

### 2.2.1 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：胶子胶子熔合 (ggF),  $gg \rightarrow H$ ; 矢量玻色子熔合 (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),  $gg \rightarrow t\bar{t}\bar{t} \rightarrow t\bar{t}H$ 。ggF 是最主要的产生模式，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携带动量分数最大的部分子。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，这一有力特征用以区分 ggF 模式。VH 模式是第三大产生过程，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关键。

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，而耦合强度小的过程衰变分支比小，被强烈压低。Higgs 玻色子最主要的衰变分支如图 2.3 所示。

尽管单个希格斯玻色子产生过程的领头阶对希格斯自耦合顶点并不敏感，但自耦合对 Higgs 产生的电弱修正有贡献。图 2.4 中显示了自耦合对希格斯自能 (self-energy) 的贡献以及通过额外的修正的费曼图。 $\kappa_\lambda$  的变化能改单 Higgs 的产生截面和衰变分支比。 $\kappa_\lambda$  可以通过比较单一希格斯的精确测量值与涉及这些修正的预测值来被约束，如文章<sup>[18,19]</sup>所建议。

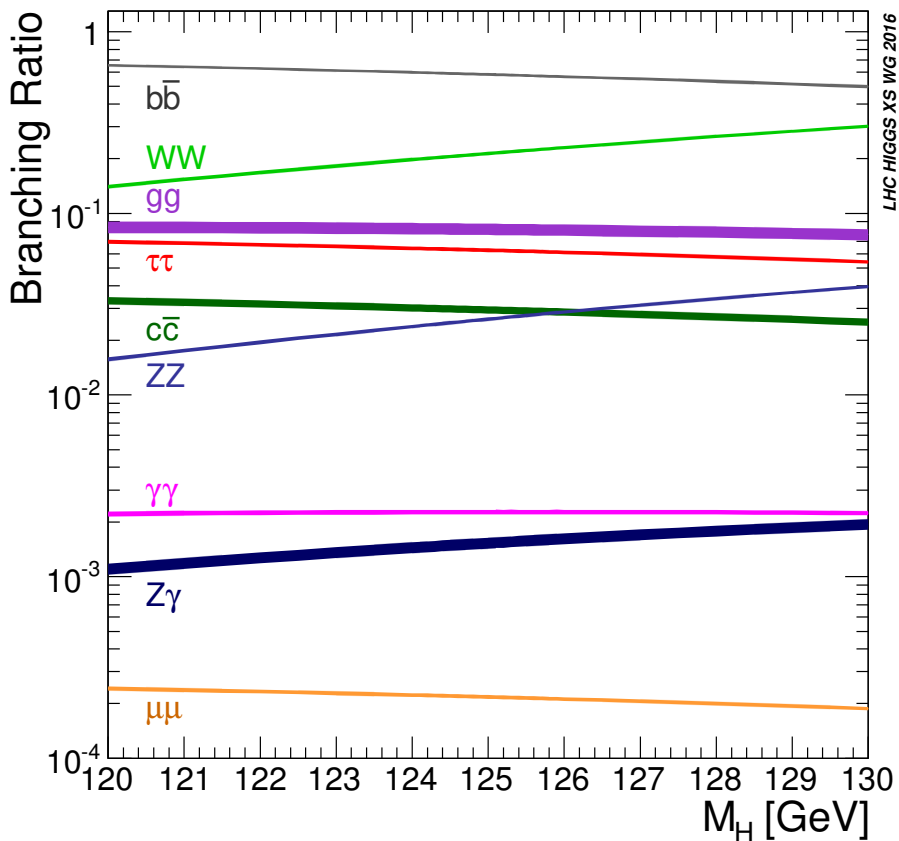


图 2.3 标准模型希格斯粒子的衰变分支比<sup>[17]</sup>。

Figure 2.3 Decay branching ratios of the Standard Model Higgs boson<sup>[17]</sup>.

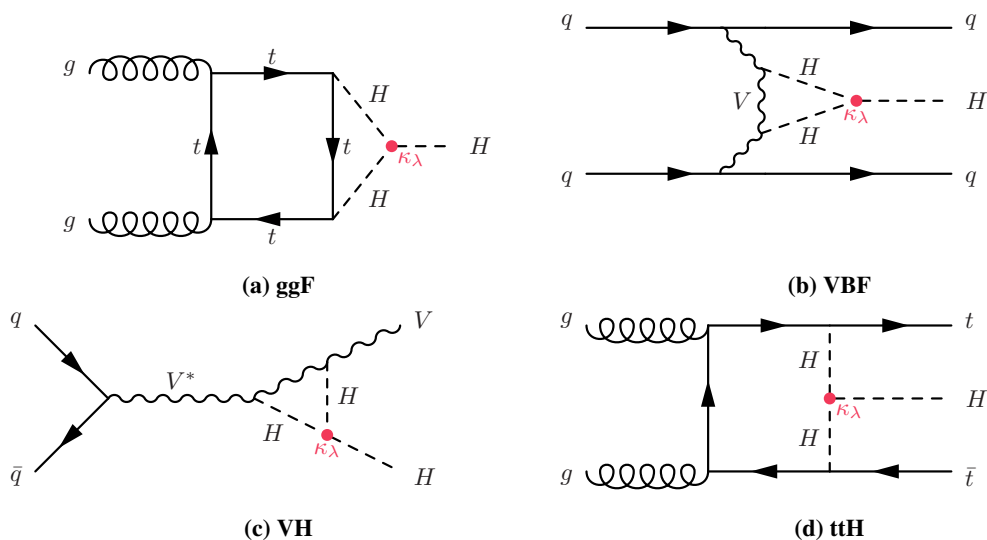


图 2.4 希格斯通过  $\kappa_\lambda$  的电弱修正费曼图，子图分别为产生模式 ggF (a)，VBF (b)，VH (c)，ttH (d) <sup>[20]</sup>。

Figure 2.4 Feynman diagrams of Higgs electroweak corrections via  $\kappa_\lambda$ . Subfigures are the production mode of ggF(a), VBF(b), VH(c), ttH(d)<sup>[20]</sup>.



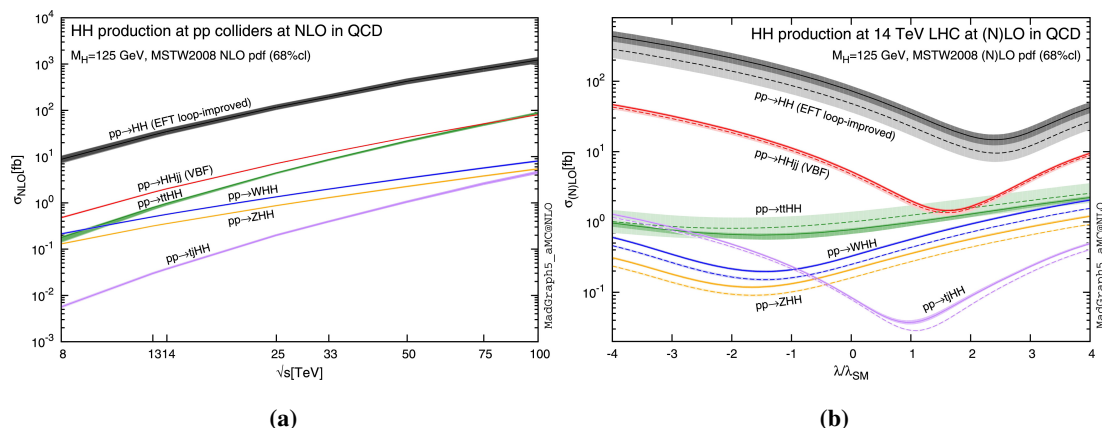


图 2.5 以对撞能量为函数的  $HH$  产生过程的截面 (a); 以  $\kappa_\lambda$  为函数的  $HH$  产生过程的截面 (b) [21]。

Figure 2.5  $HH$  production cross section as a function of central-mass-of energy(a);  $HH$  production cross section as a function of  $\kappa_\lambda$ (b) [21].

### 2.2.2 希格斯粒子对产生

$HH$  的产生提供了希格斯玻色子自耦合的直接探测，这与  $HH$  的产生截面大小直接有关。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。它们包括  $ggF$   $HH$  产生模式， $VBF$   $HH$  产生模式， $top$  夸克伴随双希格斯产生 ( $t\bar{t}HH$ ) 和双希格斯辐射 ( $VHH$ )。本文关注最主要的  $ggF$   $HH$  和  $VBF$   $HH$  产生模式，分别对应截面大小  $31.05\text{fb}^{-1}$  和  $1.73\text{fb}^{-1}$ ，其他的产生过程产生截面过小可以忽略。文章 [21] 给出了  $HH$  产生模式随着希格斯自耦合强度的变化，当  $\kappa_\lambda$  足够偏离 SM 预期值时， $HH$  的产生截面增加较大。

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 2.6 所示。三角图是对 Higgs 玻色子三线自耦合  $\kappa_{HHH}$  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  $\sigma_{\text{ggF}}^{\text{SM}} = 31.05^{+6\%}_{-23\%}$  ( $\text{scale} + m_{\text{top}} \pm 3.0\%$  (PDF +  $\alpha_s$ ))  $\text{fb}$  [22]，包括有限项夸克质量近似 ( $top$  夸克)，对应 Higgs 质量  $m_H = 125 \text{ GeV}$ ， $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 。PDF +  $\alpha_s$  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  $m_{\text{top}}$  不确定性与顶夸克质量方案有关。

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

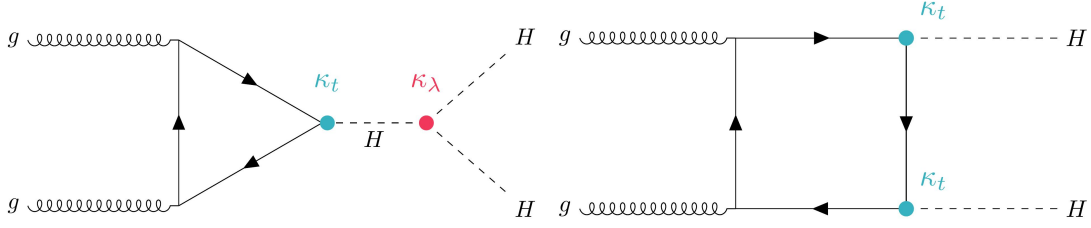


图 2.6 贡献至  $HH$  产生过程的主要费曼图。左：与自耦合顶点敏感的三角图， $\kappa_\lambda$ 。右：与自耦合顶点  $\kappa_\lambda$  干涉相消的箱图。

**Figure 2.6 Main Feynman diagrams contributing to the production of  $HH$ . Left: Triangle diagram sensitive to the self-coupling vertex,  $\kappa_\lambda$ . Right: Box diagram interfere destructively at the self-coupling vertex,  $\kappa_\lambda$ .**

图为例（图 2.6），将  $HH$  散射截面参数化为耦合强度的函数，可写成

$$\mathcal{A}(\kappa_t, \kappa_\lambda) = \kappa_t^2 \mathcal{A}_1 + \kappa_t \kappa_\lambda \mathcal{A}_2, \quad (2.225)$$

式中  $\kappa_t$  和  $\kappa_\lambda$  是  $y_t$  和  $\kappa_{HHH}$  与 SM 预测值的比值， $\mathcal{A}_1$  是箱图的振幅， $\mathcal{A}_2$  是三角图的振幅。若将末态的相空间和 PDF 积分，ggF di-Higgs 散射截面可以以  $\kappa_\lambda$  和  $\lambda_t$  参数化为：

$$\sigma_{\text{ggF}}(pp \rightarrow HH) \sim \kappa_t^4 \left[ \mathcal{A}_1^2 + 2 \frac{\kappa_\lambda}{\kappa_t} \mathcal{R}(\mathcal{A}_1^* \mathcal{A}_2) + \left( \frac{\kappa_\lambda}{\kappa_t} \right)^2 |\mathcal{A}_2|^2 \right]. \quad (2.226)$$

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

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）<sup>[23]</sup>，大小为  $\sigma_{\text{VBF}}^{\text{SM}}(HH) = 1.73_{-0.04\%}^{+0.03\%}(\text{scale}) \pm 2.1\%(\text{PDF} + \alpha_s)$  fb，对应于  $m_H = 125$  GeV,  $\sqrt{s} = 13$  TeV。树阶的 VBF 图如图 2.7 所示。图 2.7(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  $\kappa_V$ ， $\kappa_{2V}$ 。

图 2.8 展示了单个希格斯粒子和  $HH$  的产生截面随  $\kappa_\lambda$  变化的关系。 $HH$  的产生截面相比单希格斯而言要敏感得多。非标准模型的粒子有可能增强  $\kappa_\lambda$  耦合强度，等价于改变产生截面。通过测量 SM 希格斯对产生截面来限制  $\kappa_\lambda$  的参数空间，这是寻找  $HH$  产生模式的物理动机之一。

超出标准模型（*Beyond Standard Model*, BSM）情形有可能增强  $HH$  产率。BSM 理论预测存在一个重标量玻色子衰变为两个希格斯玻色子或扩展希格斯区域（sector）的额外标量粒子，ATLAS 和 CMS 合作组已经对该 BSM 理论进行

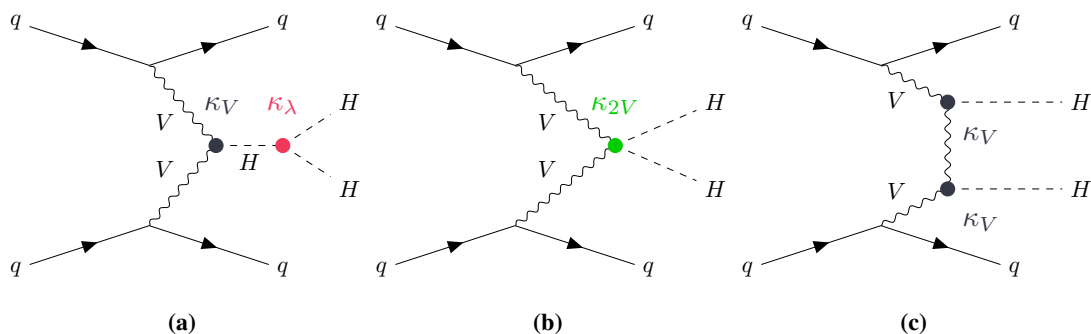


图 2.7 VBF 产生模式的费曼图。每一个图都与图中所示的一个耦合常数  $\kappa$  敏感：VVHH 产生模式 (a)，三角耦合 (b)，VVH 产生模式 (c)。

Figure 2.7 The VBF production of Higgs boson pairs via VVHH vertex (a), the trilinear coupling (b), the VVH production mode (c).

了搜索<sup>[25,26]</sup>。双希格斯二重态模型 (*two-Higgs-doublet*, 2HDM) 提供了 SM 范式的一个最小扩展。2HDM 是通过在  $X \rightarrow SH, SS$  过程中引入一个新的标量粒子  $S$  来扩展的<sup>[27]</sup>，其中  $X$  是主要通过  $ggF$  过程产生的重质量 CP-偶数标量玻色子。在这个模型中，重标量玻色子  $X$  被假定为导致电弱对称性破缺，并与其他 SM 粒子存在汤川耦合。单 (*singlet*) 标量  $S$  被认为是类似于 SM 的粒子，通过图 2.9 中  $X \rightarrow SH, SS$  过程产生。

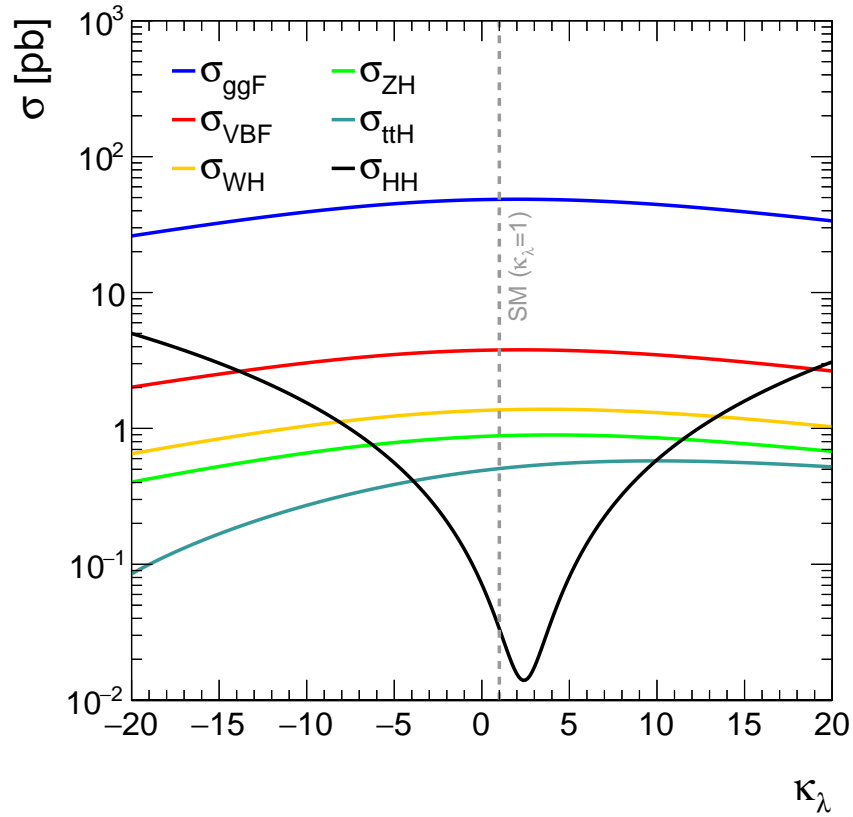


图 2.8 以  $\kappa_\lambda$  为函数的  $HH$  产生截面及单希格斯产生过程截面<sup>[24]</sup>。

Figure 2.8  $HH$  and single Higgs processes cross section as a function of  $\kappa_\lambda$ .

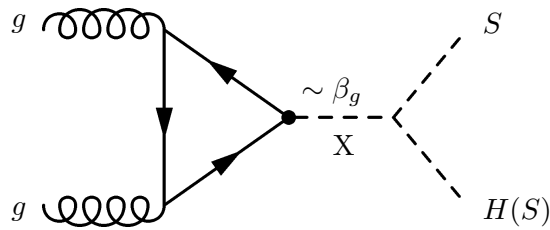


图 2.9 以信号强度  $\beta_g$  的通过 ggF 过程的  $X \rightarrow SH, SS$  产生。

Figure 2.9 Production of  $X \rightarrow SH, SS$  via ggF process with a signal strength of  $\beta_g$ .



## 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, 位于瑞士法国边界的欧洲核子研究中心 (法语 *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*, CERN), 靠近瑞士日内瓦近郊。大型强子对撞机沿用了 CERN 以前的大型正负电子对撞机 (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 显示了 LHC 环的示意图和 CERN 加速器综合设施的布局。在注入 LHC 环之前, 一系列直线加速器和同步加速器对质子进行预加速。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<sup>[29]</sup>。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 (*Super Proton Synchrotron*, SPS) 是 LHC 综合设施第二大加速器, 从 PS 出来之后, 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<sup>[30]</sup>。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<sup>[31]</sup>。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)<sup>[32]</sup>;
- Compact Muon Solenoid (CMS)<sup>[33]</sup>;

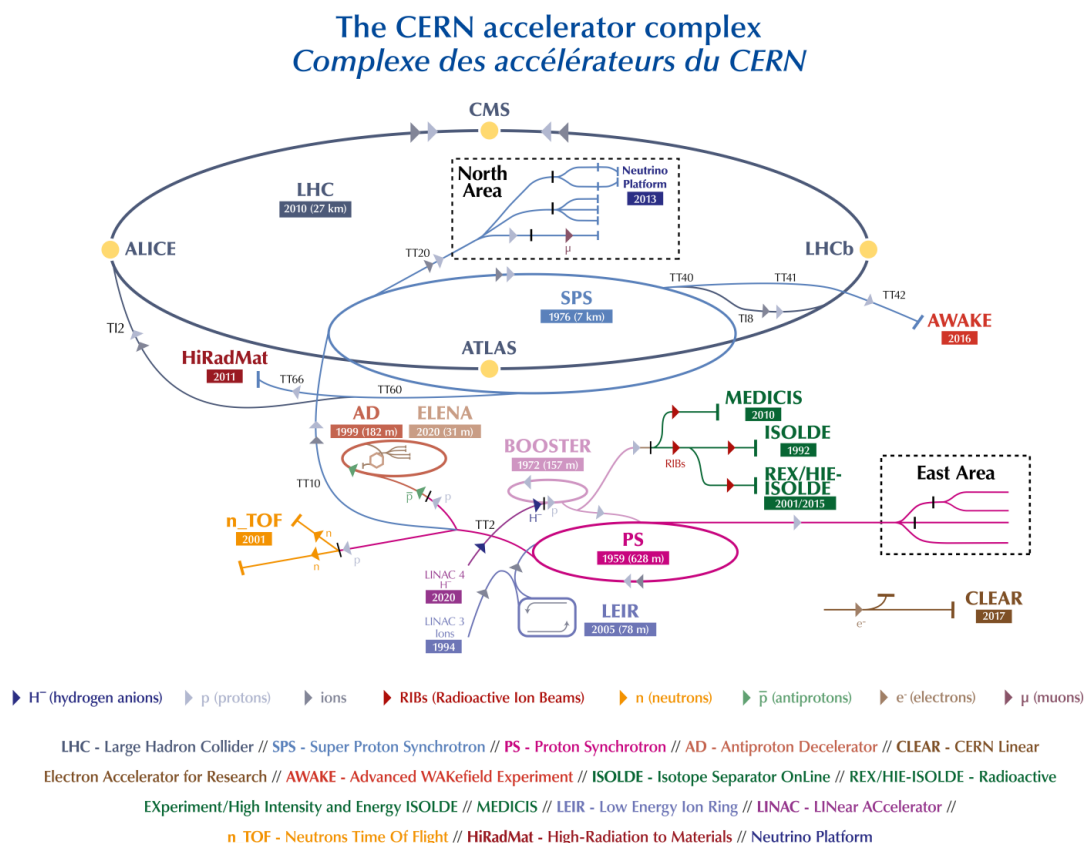


图 3.1 大型强子对撞机对撞环和加速器综合设施布局示意图<sup>[28]</sup>。

Figure 3.1 Schematic layout of the Large Hadron Collider (LHC) ring and accelerator complex<sup>[28]</sup>.

- Large Hadron Collider beauty (LHCb)<sup>[34]</sup>;
- A Large Ion Collider Experiment (ALICE)<sup>[35]</sup>。

其中 ATLAS 和 CMS 是通用型探测器，被设计来探测 LHC 上尽可能多的物理现象，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<sup>[36]</sup>，TOTEM<sup>[37]</sup>，MoEDAL<sup>[38]</sup>，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<sup>[39]</sup>。LHC 的瞬时亮度，是对撞机的内部属性，由以下参数决定，

$$L = \frac{N_b^2 k_b \gamma f_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (3.11)$$

式中  $N_b$  是束团粒子数， $k_b$  为束团数目， $\gamma$  为粒子的洛伦兹因子， $f_r$  为加速器回旋频率，约为 11.2kHz， $\epsilon_n$  为束团归一化横向发射度，表征束流的横向展宽，通常为  $2.5 \mu\text{m}$ 。 $\beta^*$  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：

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma \cdot \epsilon \cdot A, \quad \mathcal{L} = \int L dt \quad (3.12)$$

LHC 积分亮度  $\mathcal{L}$  通常表示为面积的倒数  $\text{fb}^{-1}$  ( $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{m}^2$ )，它代表了收集的数据样本。 $\sigma$  是物理过程的截面， $\epsilon$  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 (RUN 2) 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，每个束团交叉时发生多次  $pp$  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  $\sigma_t$  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



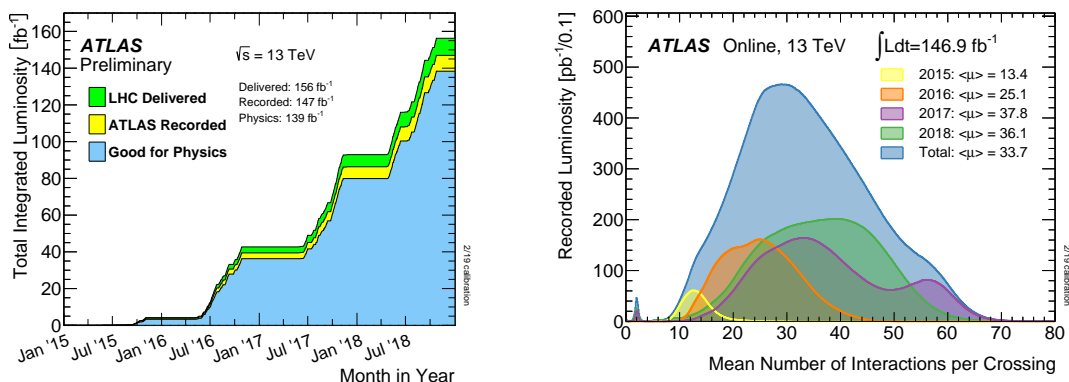


图 3.2 ATLAS RUN 2 收集数据年度产额以及 **pipeup** 随年度分布<sup>[40]</sup>。

Figure 3.2 Collected data and distribution of piped-up data for ATLAS RUN 2<sup>[40]</sup>.

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：

$$\mu = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma \cdot \epsilon \cdot A}{f_{rev}} \quad (3.13)$$

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

RUN 2 期间 ATLAS 探测器收集的数据如图所示 3.2，包括 RUN 2 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 (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 (RUN 3)，于 2022 年 11 月暂停，截止论文写作时收集了 38.5 fb<sup>-1</sup> 数据。ATLAS 再经过一次重大升级后，高亮度大型强子对撞机 (HL-LHC)<sup>[41]</sup> 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  $4\pi$  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 top 的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探测器概念, 探测器的基本设计标准包括<sup>[42]</sup>:

- 出色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, 和光子鉴别, 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 ( $\eta$ ) 大的接受度, 几乎全方位角 ( $\phi$ ) 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。在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。

### 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 (*Interaction Point*, 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 轴垂直水平面向上, z 轴朝向束流管方向。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  $\phi$  定义为 x 轴正向和径迹在  $x - y$  平面的夹角, 极角  $\theta$  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:

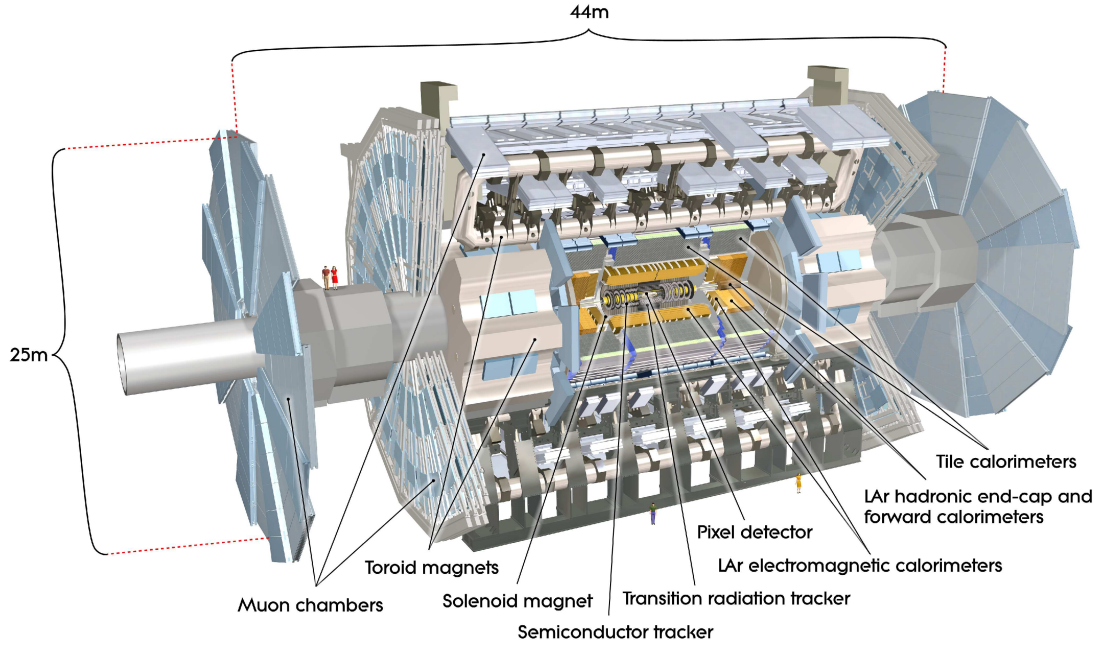

 图 3.3 ATLAS 探测器剖面图<sup>[43]</sup>。

 Figure 3.3 An illustration of the ATLAS detector<sup>[43]</sup>.

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

表 3.1 ATLAS 探测器的性能目标。对于高  $p_T$  缪子， $\mu$  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。

Table 3.1 The performance requirements of the ATLAS detector. For high- $p_T$  muons, the performance of the muon spectrometer is independent of the inner detector system. The units for  $E$  and  $p_T$  are GeV.

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (3.24)$$

对于有质量的物理对象，如喷注，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。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  $\eta/y$  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：

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} \quad (3.25)$$

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。
- $\theta$ ：径迹方向与束流  $z$  方向的极角，范围  $[0, \pi]$ 。
- $\phi$ ：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径迹。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  $\phi$  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 25 ns 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 0.8 mm，内径 23.5 mm 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  $\mu\text{m}$ ，提升了顶点重建的精度，同时提高了 b 喷注的鉴别能力。

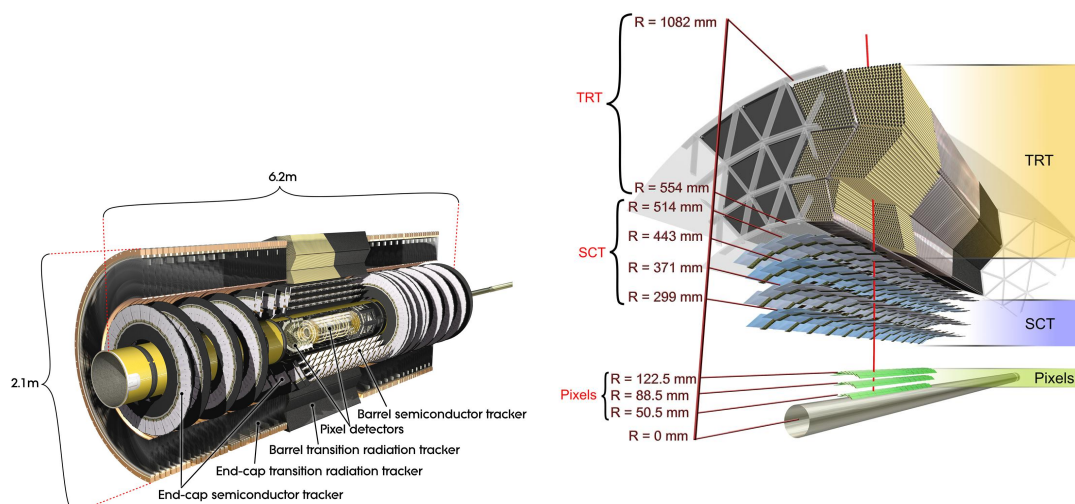


图 3.4 ATLAS 内部径迹探测器布局<sup>[44]</sup>。左：桶部和端盖部分；右：桶部的横截面，依次是 IBL, Pixels, SCT, TRT 子探测器。

Figure 3.4 Layout of the ATLAS inner tracking detector<sup>[44]</sup>. *Left*: Barrel and endcap sections; *Right*: Sectional view of the barrel, consisting of the IBL, Pixels, SCT, and TRT sub-detectors in sequence.

**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  $40 \text{ mrad}$  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<sup>[45][46]</sup>。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  $4 \text{ mm}$ ，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  $1530 \text{ V}$ 。在 RUN 2 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，而依然保持相当的性能。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  $2.5 \times 10^4$ 。TRT 的几何接受度为  $|\eta| < 2.0$ ，每个稻草管的本质分辨为  $130 \mu\text{m}$ <sup>[47]</sup>。

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  $\gamma$  有关，可为达 100 GeV 动量带电径迹提供  $e/\pi$  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 ( $\sim 30$ ) 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：内部的高颗粒度液氩 (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  $1.37 < |\ln| < 1.52$  的范围为桶部和端盖之间的间隙不被量能器系统包含。

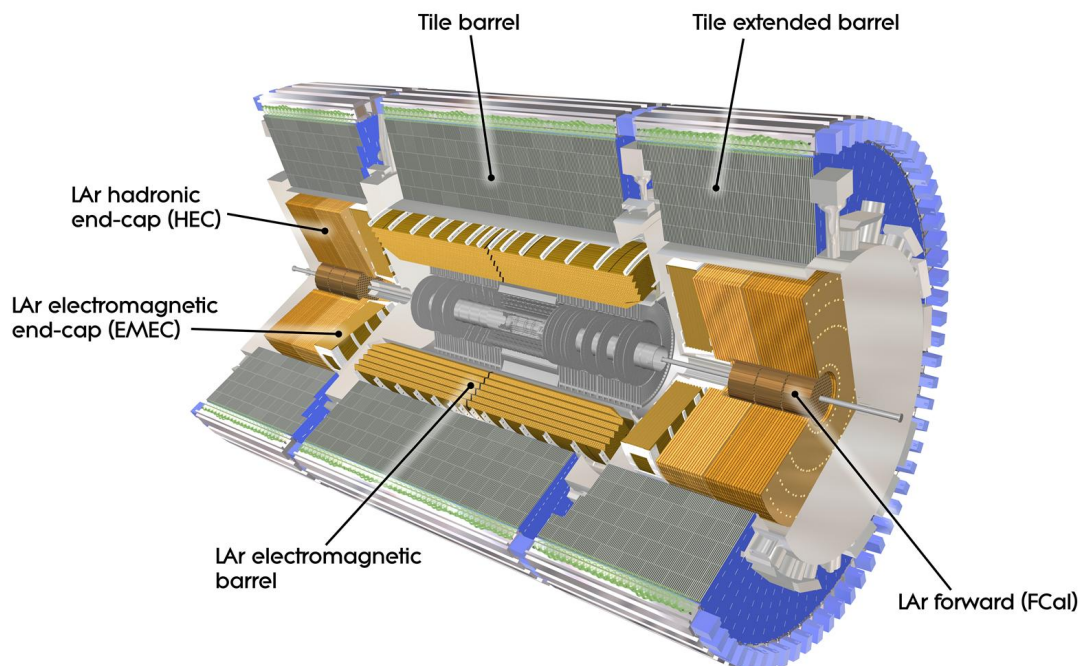
所有的 ATLAS 量能器都为吸收体的采样层和活性介质交替组成的取样型量能器。吸收材料使进入的粒子引发电磁簇射或者二次电离粒子的强子簇射。产生簇射的能量在灵敏层被探测。这种夹层设计通常使用密度大且廉价的吸收体材料，使得探测器尺寸紧凑。但是另一方面，簇射能量中仅有一部分能量沉积在活性层中，并且可以检测。通过使用束流测试数据和探测器模拟刻度<sup>[48]</sup>，并利用碰撞数据校准，可提供出色的能量探测能力。取样型量能器的能量分辨率可以参数化为：

$$\frac{\sigma E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c, \quad (3.26)$$

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：液化氩和塑料闪烁体。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。 $\mu$  介子由于其高质量而发生较少的韧致辐射，因此作为最小的电离粒子穿过量能器系统。通过

图 3.5 ATLAS 量能器剖面图<sup>[49]</sup>。Figure 3.5 Cross-sectional view of the ATLAS calorimeter<sup>[49]</sup>.

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  $\pi$  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<sup>[50]</sup>。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 筒部的纵向深度为 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， $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.003 \times 0.1$ ，可以精确测量簇射位置。此外，它被用来排除  $\pi_0$  介子衰变来的假光子，以及区分来自带电  $\pi$  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  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ 。只有



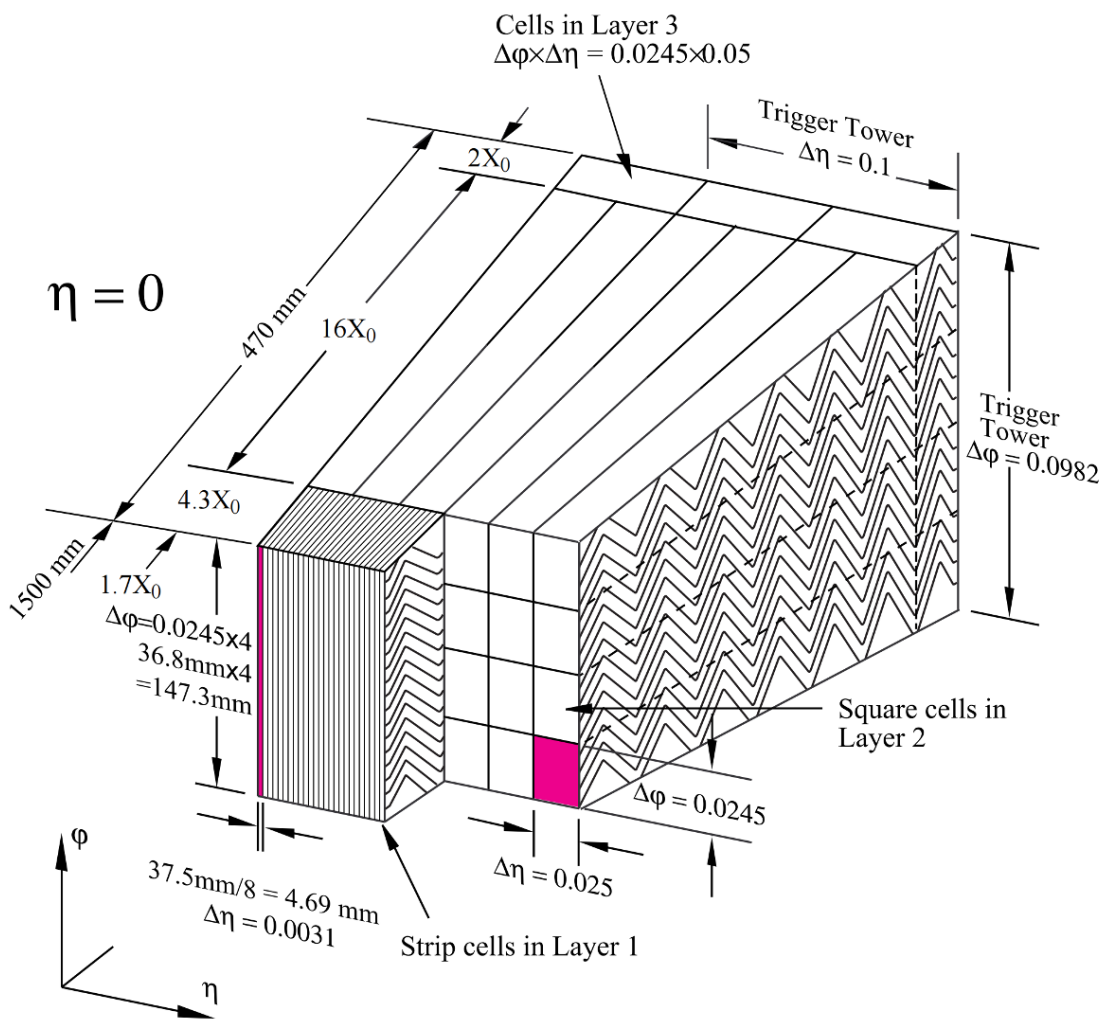


图 3.6 桶部量能器示意图，包含三层不同颗粒度结构<sup>[32]</sup>。

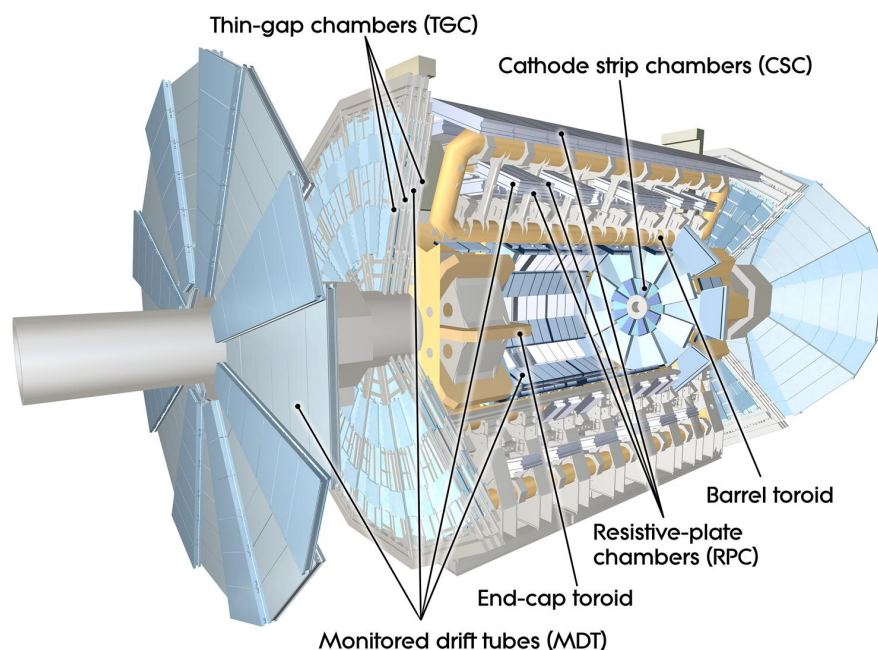
Figure 3.6 Schematic diagram of the ATLAS barrel calorimeter, consisting of three layers with different granularity structures<sup>[32]</sup>.

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  $\eta$  分割较小，颗粒度为  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$ ，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 1.1 cm (0.5 cm)。

### 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  $\tau$  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

图 3.7 ATLAS 缪子谱仪剖视图<sup>[52]</sup>。Figure 3.7 Cross-sectional view of the ATLAS muon spectrometer<sup>[52]</sup>

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是不作用或弱作用粒子，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<sup>[51]</sup> 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	
		$z/R$	$\phi$	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<sup>[32]</sup>。

**Table 3.2 Muon spectrometer system parameters listed in the table. The spatial resolution (columns 3 and 4) does not include drift chamber alignment uncertainties. The intrinsic time resolution of the endcap detectors (column 5) is contributed by signal propagation and electronics. The numbers in parentheses correspond to the complete detector configuration planned in 2009.**

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 750 ns。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，它的最大漂移时间为 40 ns。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 (5-10 mm)。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 (*Trigger and Data Acquisition system*, TDAQ) 是 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 40 MHz 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。

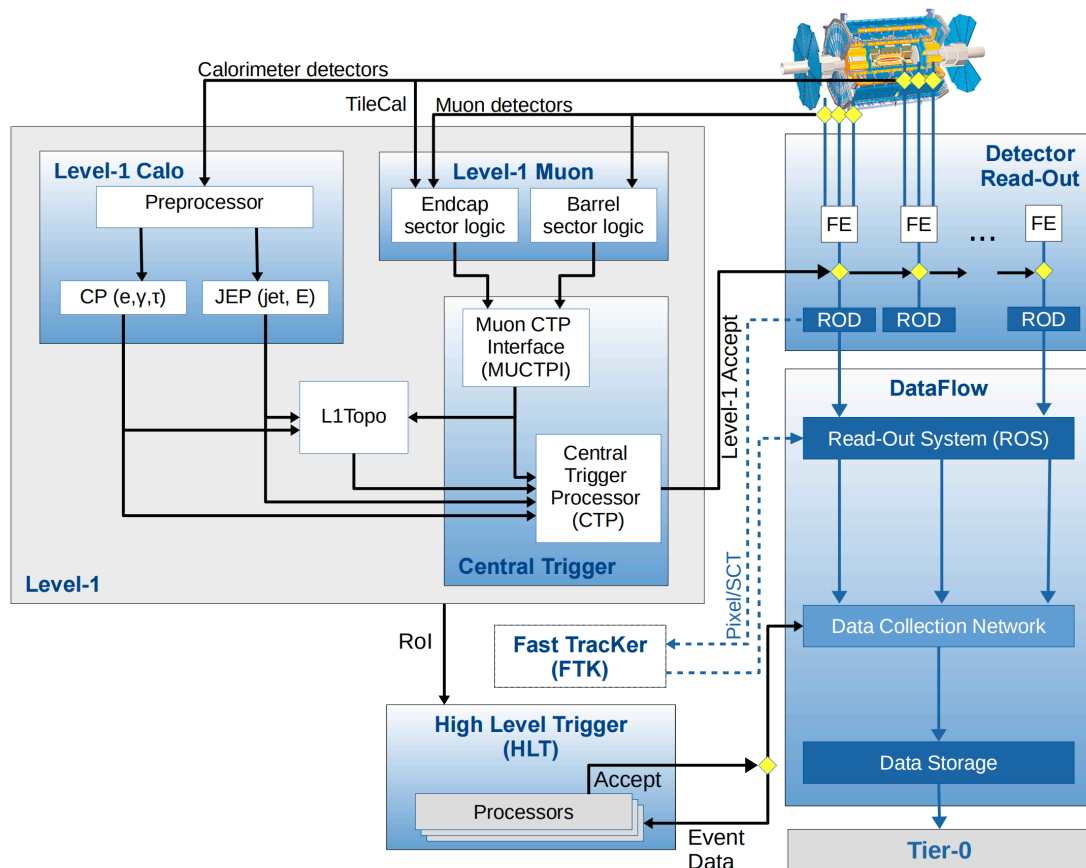


图 3.8 ATLAS 在 RUN 2 取数期间 TDAQ 系统<sup>[53]</sup>

Figure 3.8 The TDAQ system of ATLAS during the RUN 2 data-taking period<sup>[53]</sup>.

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。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,  $e^\pm$ ,  $\gamma$  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进一步的筛选, 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 ( $\langle\mu\rangle = 200$ ) [54]。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) [55][56] 将在 Phase-II 升级期间,在 HL-LHC [41] 运行之前,安装到 ATLAS 探测器中。低增益雪崩放大传感器 (*Low-Gain Avalanche detector*, LGAD) [57] 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<sup>1</sup>,将导致 LGAD 性能恶化。主要的问题是所谓的受体去除 (acceptor removal),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 [55]。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 [58],束流望远镜记录穿过多个测试版的位置和时间信息,用作离线处理时的径迹分析。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  $\mu\text{m}$  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  $-30^\circ\text{C}$  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

<sup>1</sup>对应于  $2.4 < |\eta| < 4$



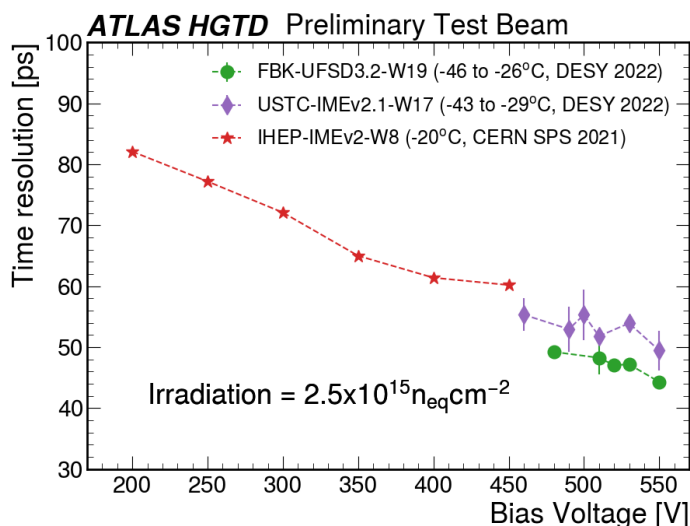


图 3.9 对不同单板传感器 (尺寸  $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ ) 偏压与时间分辨的关系: FBK-UFSD3.2-W19, USTC-IMEv2.1-W17, USTC-IMEv2.1-W17<sup>[59]</sup>。

Figure 3.9 Relationship between bias voltage and time resolution for different single-pad sensors (size  $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ ): FBK-UFSD3.2-W19, USTC-IMEv2.1-W17, and USTC-IMEv2.1-W17<sup>[59]</sup>.

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  $-20^\circ\text{C}$ 。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径迹信息。

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 1。



## 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，模拟在事例选择到背景估计和分析策略的优化均有具体作用。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。产生的粒子通过探测器模拟，利用 GEANT4 工具包<sup>[60]</sup>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

$$\sigma_{AB} = \sum \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) \hat{\sigma}_{ab}(x_a, x_b, \mu_R^2, \mu_F^2). \quad (4.11)$$

对入射的质子的所有部分子求和得到硬散射截面。式中  $\mu_F$  是因子化等级，可视为区分短程物理和长程物理的参数。 $\mu_R$  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  $\mu_F^2$  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：

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<sup>[62]</sup> (如图 4.2)，NNPDF3.0<sup>[63]</sup>，



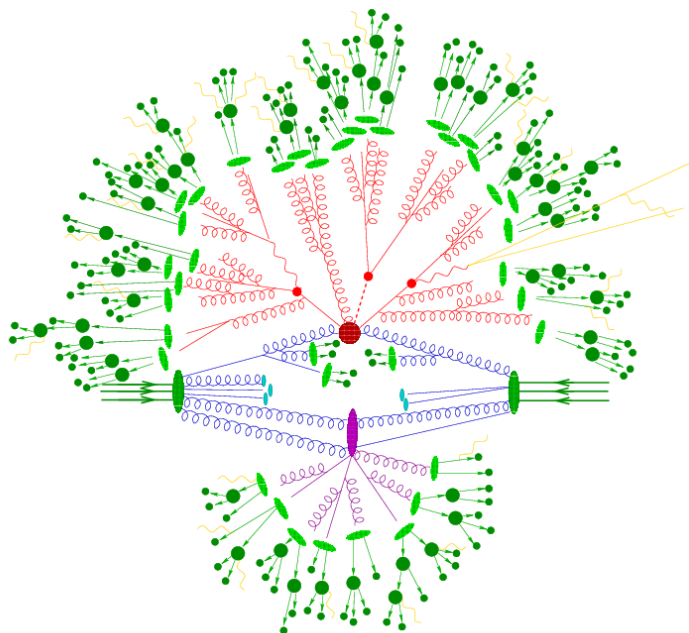


图 4.1  $pp$  事例示意图，展示质子（绿色椭圆）中两个部分子（蓝色）硬散射过程。主要的物理过程有：硬散射过程、初态和末态辐射（ISR and FSR）、碎裂和强子化、潜在事例（Underlying Event）<sup>[61]</sup>。

Figure 4.1 A schematic diagram of a  $pp$  event, showing the hard scattering process of two partons (blue) inside the proton (green ellipse). The main physical processes include hard scattering, initial-state and final-state radiation (ISR and FSR), fragmentation and hadronization, and underlying event<sup>[61]</sup>.

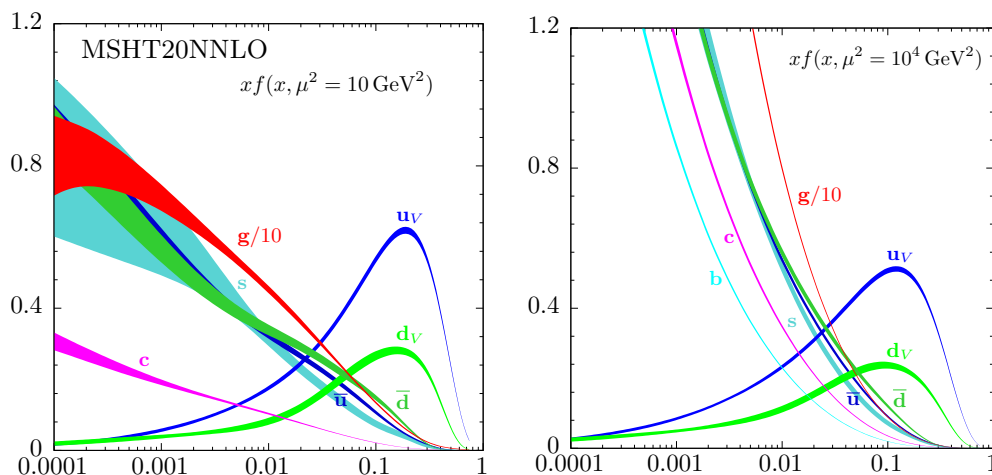


图 4.2 不同能标下 ( $\mu^2 = 10/1000$ ) GeV 的 MSHT20 PDF。PDF 精确至 NNLO，精度超过了 MMHT14 PDF<sup>[62]</sup>。

Figure 4.2 MSHT20 PDFs at different energy scales ( $\mu^2 = 10/1000$  GeV<sup>2</sup>). The PDFs are accurate to NNLO, and their precision exceeds that of MMHT14 PDFs.

CT14<sup>[64]</sup>，MSTW<sup>[65]</sup> 等，提供了 LHC 物理<sup>1</sup>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<sup>[66]</sup>，Herwig<sup>[67]</sup>，Sherpa<sup>[68]</sup>，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<sup>[69]</sup>，Powheg<sup>[70]</sup>。它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 全球计算网络 (Worldwide LHC Computing Grid, WLCG) 作为数据处理系统，为用户提供数据的存储、分布计算的资源。WLCG 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) 记录到磁带上，执行校准处理等工作。Tier1

<sup>1</sup>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。

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/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，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。如图 4.3，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。ATLAS 径迹重建使用了内径迹探测器 (ID) 和缪子谱仪 (MS)，ID 的重建占据事例处理时间中最主要的部分。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) [72][73][74]。径迹重建使用局部和全

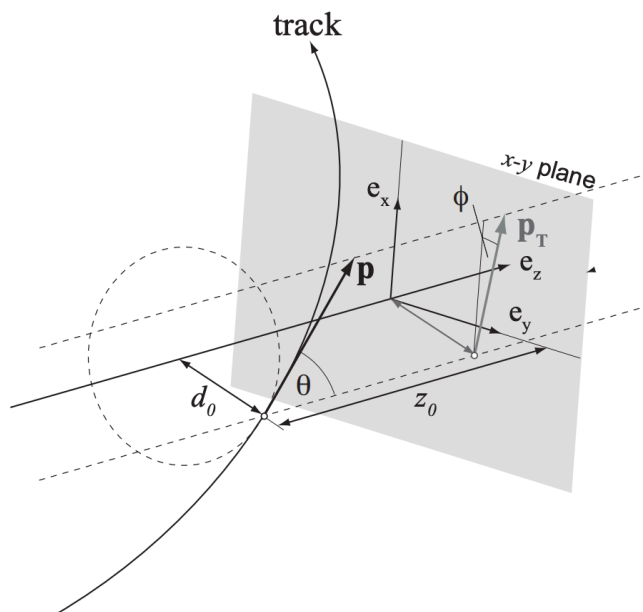
图 4.3 ATLAS 径迹参数定义<sup>[71]</sup>。

Figure 4.3 Tracking parameter definition in ATLAS.

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 径迹重建按以下顺序执行：

通过连接分量分析在 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<sup>[75]</sup>。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径迹。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径迹。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  $p_T > 400 \text{ MeV}$ , 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

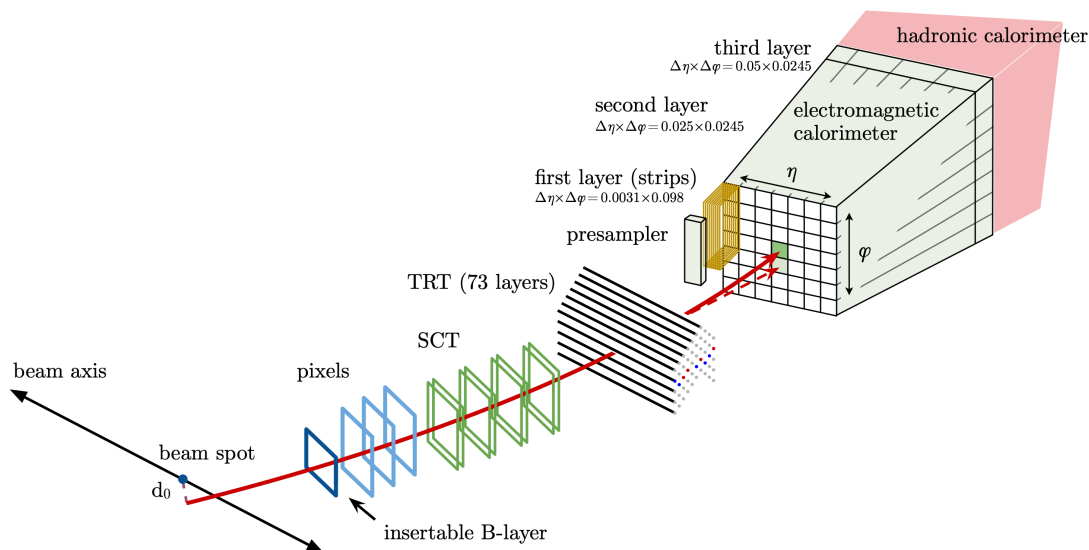


图 4.4 电子穿过 ATLAS 探测器示意图。红色的径迹假设电子首先穿过径迹系统（从内而外分别为 IBL, Pixel, SCT, TRT），随后进入量能器。红色虚线是由电子和 ID 物质相互作用产生的光子的路径<sup>[76]</sup>。

**Figure 4.4 Schematic diagram of an electron passing through the ATLAS detector. The red trajectory assumes that the electron first passes through the tracking system (IBL, Pixel, SCT, TRT from inner to outer), and then enters the calorimeter. The red dashed line shows the path of photons produced by the interaction between the electron and the material of the inner detector.**

线匹配。因硅命中数较低，由内而外的算法可能会失败，次级顶点的径迹可能会丢失。为了恢复这些径迹，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 上它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。本文涉及到的双轻子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<sup>[77]</sup>。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  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$  的塔 (tower) 构成的网格。在 RUN 2 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  $3 \times 5$  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  $E_T = 25$  GeV 时可以达到 99%。

#### 4.2.2.1 EM 量能器拓扑簇射团重建

RUN 2 期间, 自从 2017 年开始, ATLAS 在原有拓扑簇射团 (topo-cluster) 算法基础上, 用可变化的簇团大小对韧致辐射光子的重建, 替代了原有的固定窗算法。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, 绝对值是考虑到量能器噪声的影响。 $|\zeta_{cell}^{EM}|$  的定义如下:

$$\zeta_{cell}^{EM} = \frac{E_{cell}^{EM}}{\sigma_{noise,cell}^{EM}}, \quad (4.22)$$

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。当单元满足以下条件时, 被认为是局部最大值能量: 单元以及至少四个临近单元有  $E_{cell}^{EM} > 500$  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。

<sup>2</sup>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



#### 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<sup>[72]</sup>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<sup>[78]</sup>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<sup>[72]</sup>径迹拟合因额外的能量损失失败，使用全局  $\chi^2$ <sup>[79]</sup>拟合方法对候选径迹拟合。至少有 4 个硅击中，且宽松匹配上 EM 簇团空间<sup>3</sup>的径迹将使用高斯求和滤波算法 (GSF)<sup>[80]</sup>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  $-0.10 < q \cdot (\phi_{\text{cluster}} - \phi_{\text{track}}) < 0.05$  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  $\Delta R$ 。

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载迹重建而成，顶点不变质量  $m_{\text{trktrk}} = 0$ ，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

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

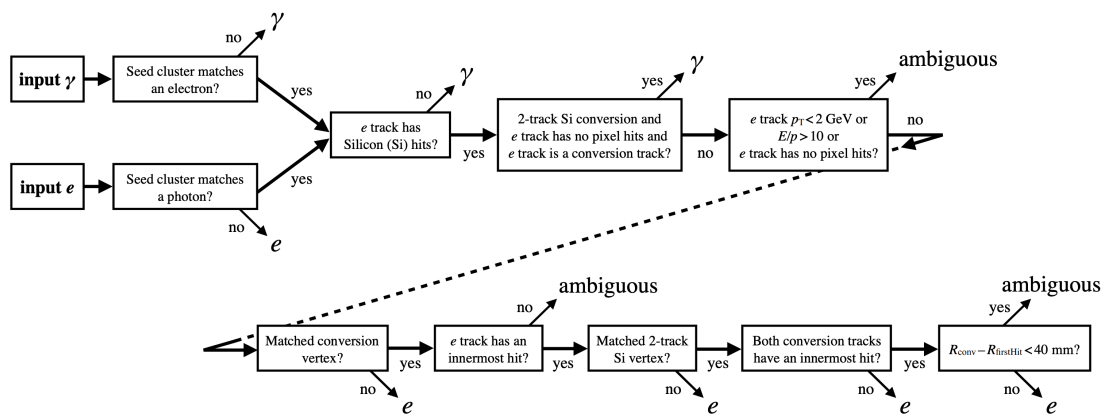


图 4.5 电子/光子区分流程图。“innermost”击中指径迹上最靠近束流的硅击中； $E/p$  是超级簇射团和与之匹配径迹的所测量的动量； $R_{\text{conv}}$  是转化顶点的位置， $R_{\text{firstHit}}$  是径迹上击中当中最小的  $R$  位置<sup>[81]</sup>。

Figure 4.5 Flowchart for electrons and photons distinction. "Innermost" hit refers to the silicon hit closest to the beamline on the track;  $E/p$  is the measured momentum of the supercluster matched to the track;  $R_{\text{conv}}$  is the position of the conversion vertex, and  $R_{\text{firstHit}}$  is the minimum  $R$  position of the hits on the track.

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。

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

$$\epsilon_{\text{total}} = \epsilon_{\text{EMclus}} \times \epsilon_{\text{reco}} \times \epsilon_{\text{id}} \times \epsilon_{\text{iso}} \times \epsilon_{\text{trig}}. \quad (4.23)$$

$\epsilon_{\text{EMclus}}$  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  $\epsilon_{\text{reco}}$  为重建的电子数目与 EM 簇团数目之比。电子鉴别效率  $\epsilon_{\text{id}}$  与孤立化效率  $\epsilon_{\text{iso}}$  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<sup>[82]</sup>。

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



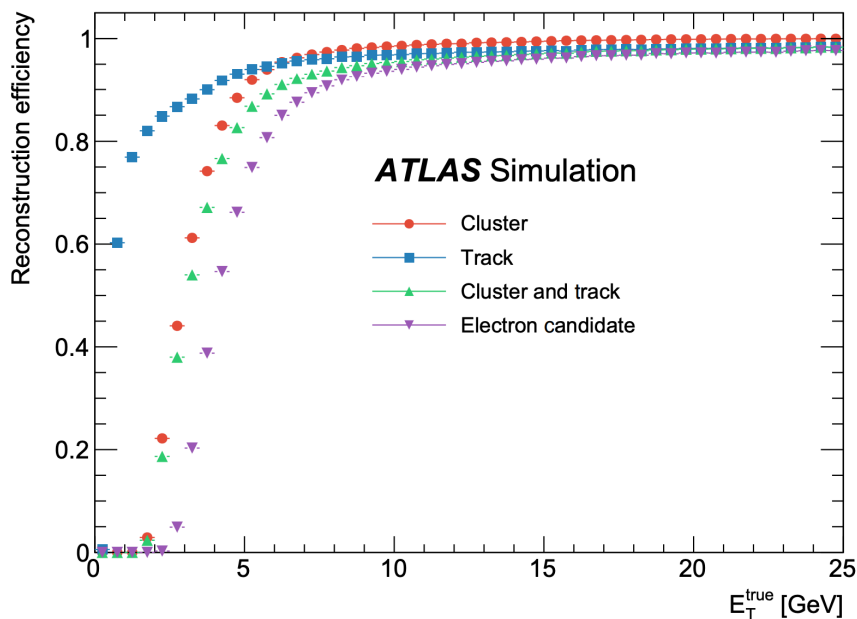


图 4.6 电子重建效率。

Figure 4.6 Electron reconstruction efficiency.

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。

#### 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<sup>[83]</sup> 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 RUN 2 2015-2016 年  $36.9 \text{ fb}^{-1}$  数据中  $Z \rightarrow ee$  ( $E_T > 15 \text{ GeV}$ ) 和  $J/\phi \rightarrow ee$  ( $E_T < 15 \text{ GeV}$ ) 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  $\eta$  结果如图 4.7。

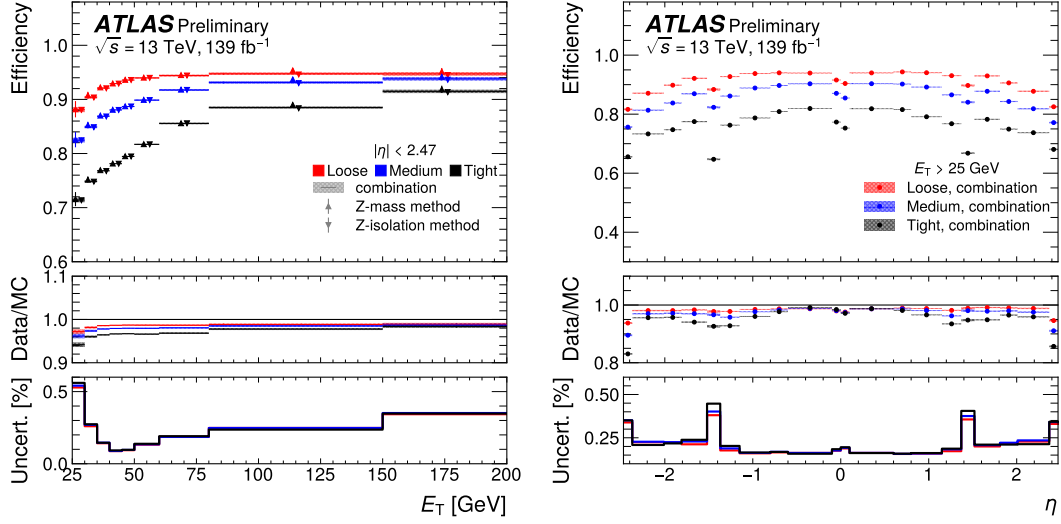


图 4.7 电子鉴别效率随  $E_T$  (左)、 $\eta$  (右) 变化结果，对应 Loose, Medium, Tight 工作点。从  $Z \rightarrow ee$ ,  $J\psi \rightarrow ee$  过程计算的数据-模拟比应用数据  $Z \rightarrow ee$  过程。数据-模拟比展示在图下方<sup>[84]</sup>。

Figure 4.7 The electron identification efficiency as a function of  $E_T$  (left) and  $\eta$  (right) for the Loose, Medium, and Tight working points. The efficiencies are calculated from  $Z \rightarrow ee$  and  $J/\psi \rightarrow ee$  processes and applied to  $Z \rightarrow ee$  data. The data-to-simulation ratios are shown below the plot.

#### 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  $\Delta R$  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  $p_T^{\text{coneXX}}$  和量能器变量  $E_T^{\text{coneXX}}$ 。

$E_T^{\text{coneXX}}$  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

$$E_T^{\text{coneXX}} = E_{T, \text{raw}}^{\text{isolX}} - E_{T, \text{core}} - E_{T, \text{leakage}}(E_T, \eta, \Delta R) - E_{T, \text{pileup}}(\eta, \Delta R), \quad (4.24)$$

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  $p_T^{\text{coneXX}}$  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  $\Delta z_0$  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：

$$\Delta R = \min\left(\frac{10}{p_T[\text{GeV}]}, \Delta R_{\text{max}}\right). \quad (4.25)$$

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<sup>[79]</sup>；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  $|\eta| < 0.1$ ,  $15 < p_T < 100 \text{ GeV}$  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。当它们有同一条 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， $2.5 < |\eta| < 2.7$  区域至少有三层 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 ( $p_T > 100 \text{ GeV}$ ) 缪子的动量分辨率。

	$4 < p_T < 20\text{GeV}$		$20 < p_T < 100\text{GeV}$	
Selection	$\epsilon_{\mu}^{\text{MC}} [\%]$	$\epsilon_{\text{Hadrons}}^{\text{MC}} [\%]$	$\epsilon_{\mu}^{\text{MC}} [\%]$	$\epsilon_{\text{HadronM}}^{\text{MC}} [\%]$
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 $p_T$	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。

**Table 4.1 Reconstruction efficiency of muon from W boson decay and misidentified muon from hadronic decays of  $t\bar{t}$  processes. Efficiency as functions of the working point and momentum are shown.**

#### 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<sup>[86]</sup>和粒子流 (PFlow) 对象<sup>[87]</sup>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<sup>[87]</sup>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 Topcluster jet。

jet 的重建使用 *anti-kt* 算法<sup>[88]</sup>和 FastJet 软件<sup>[89]</sup>。聚类算法 *anti-kt* 依赖于距离变量  $d_{ij}$ ：

$$d_{ij} = \min \left( \frac{1}{p_{Ti}}, \frac{1}{p_{Tj}} \right) \times \frac{R_{ij}^2}{R}, d_{iB} = \frac{1}{p_{Ti}}. \quad (4.26)$$

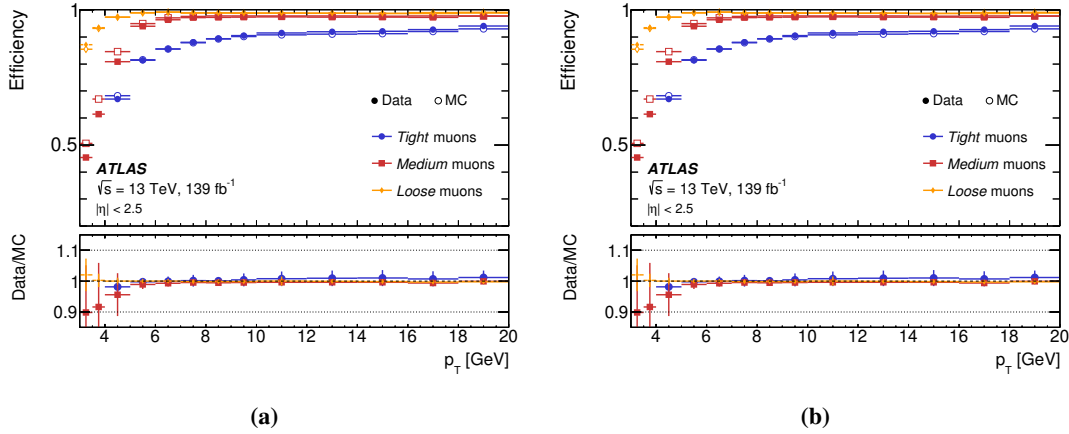


图 4.8 Loose, Medium, Tight 缪子重建和鉴别效率<sup>[85]</sup>。(a) 使用  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  样本在横动量  $3 \text{ GeV} < p_T < 20 \text{ GeV}$  的测量效率随  $p_T$  的变化。(b) 使用  $Z \rightarrow \mu\mu$  样本在  $\langle p_T \rangle > 10 \text{ GeV}$  的测量效率随  $\eta$  的变化。实心点表示对撞数据的结果，空心圆表示模拟的预测值，图下半部分为测量值和预期值之比，包含统计和系统误差。

Figure 4.8 Reconstruction and identification efficiency for Loose, Medium and Tight muon. (a) The measurement of efficiency as a function of  $p_T$  using  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  sample with  $3 \text{ GeV} < p_T < 20 \text{ GeV}$ . (b) The measurement of efficiency as a function of  $\eta$  using  $Z \rightarrow \mu\mu$  sample with  $\langle p_T \rangle > 10 \text{ GeV}$ . The solid dots represent the results from collision data, while the empty circles represent the predicted values from simulation. The lower part of the graph shows the ratio of the measured values to the expected values, including statistical and systematic uncertainties.

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 4.26 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  $W, Z, \text{top}$  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<sup>[90]</sup>，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 pile-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  $1.6\text{ps}$  ( $c\tau \approx 450$ )  $\mu\text{m}$ ，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)<sup>4</sup>。

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。本文分析使用了 DL1 算法的变体 DL1r<sup>[91]</sup>，它增加了由神经网络

<sup>4</sup>来自  $u, d, s$ ，胶子的喷注



算法 RNNIP<sup>[92]</sup> 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（图 4.9）。

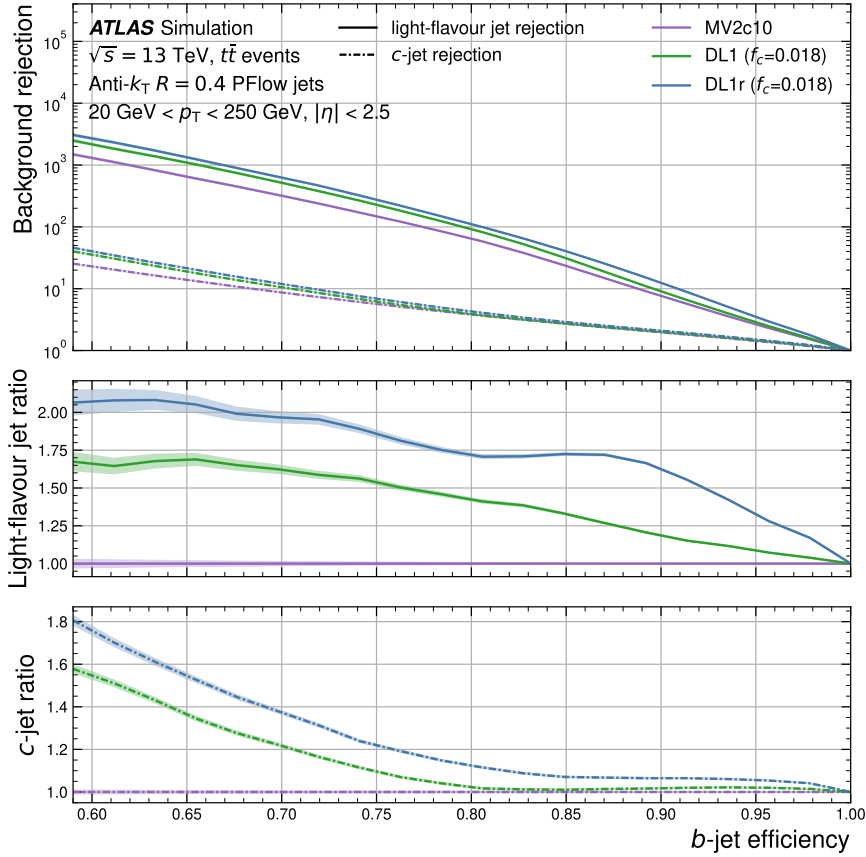


图 4.9 轻味喷注、c-喷注的拒绝率随 b-喷注的效率，对应 MV2c10，DL1，DL1r 标志器。  $f_c$  为 c-喷注在事例中占比。图下方比例是与 MV2c10 之比<sup>[91]</sup>。

Figure 4.9 The rejection rates of light-flavor jets and c-jets as a function of the efficiency of b-jets, corresponding to the MV2c10, DL1, and DL1r taggers.  $f_c$  represents the fraction of c-jets in the event. The ratio to MV2c10 is shown in the below.

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  $p_T \approx 100$  GeV 可达 1% 水平。

#### 4.2.5 丢失横动量

$pp$  对撞中质心系束流垂直方向总动量为零。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  $E_T^{\text{miss}}$  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、 $\tau$ ，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  $E_T^{\text{miss}}$ ：

$$E_x^{\text{miss}}(y) = E_{x(y),e}^{\text{miss}} + E_{x(y),\gamma}^{\text{miss}} + E_{x(y),\tau_{\text{had}}}^{\text{miss}} + E_{x(y),\mu}^{\text{miss}} + E_{z(y),jet}^{\text{miss}} + E_{x(y),\text{soft-term}}^{\text{rmmiss}} \quad (4.27)$$

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  $E_T^{\text{miss}}$  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<sup>[93]</sup>使用的方法。

从式 4.27 中的分量计算出  $E_T^{\text{miss}}$ ：

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2}. \quad (4.28)$$





## 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  $\lambda_{\text{HHH}}$ ，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 RUN 2 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 ( $2\ell\text{SS}$ ) 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，同电荷轻子末态的许多 MC 模拟不可靠，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。ATLAS 合作组将这些物理分析根据 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和效率， $H \rightarrow \gamma\gamma$  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。 $HH$  分析与之不同的是， $HH$  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 RUN 2 部分数据的分析中，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  $WWWW$ <sup>[94]</sup>,  $WW\gamma\gamma$  分析<sup>[95]</sup>，这两个衰变道在 RUN 2 阶段整合为了本文介绍的多轻子分析。除了对标准模型  $HH$  的寻找，2HDM 是一种常见的超出标准模型的理论，质量更重的类希格斯粒子  $H_0$  是 SM 希格斯粒子质量的两倍，它的存在将增强  $HH$  产生截面。唯像学研究 arxiv1706.05980<sup>[96]</sup> 利用 LHC 模拟，在  $WWWW$  的轻子衰变研究了重希格斯共振产生希格斯粒子对，arxiv1507.02644<sup>[97]</sup> 通过  $\gamma\gamma WW$  过程研究了重希格斯粒子的灵敏度，他们分别对 BSM 模型的参数空间作出了预期限制。回到 ATLAS RUN 2 实验分析中，多轻子道分析基于这两个衰变过程做了特别的设计，Higgs 的衰变过程包含  $WW, ZZ, \tau\tau$ ，以增加搜寻相空间，其涵盖衰

	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。多轻子分析搜寻的末态囊括衰变至多轻子道（红色虚线）和衰变至双光子多轻子道（黄色虚线）的中间过程。

Figure 5.1 The branching ratio of the  $HH$  decay. The final states searched in the multi-lepton analysis include the intermediate processes decaying to multi-leptons (red dashed line) and decaying to di-photon plus multi-leptons (yellow dashed line).

变分支比从  $36.1\text{fb}^{-1}$  的 4.6% 升级为 9.2%。相应的，由于放松了 Higgs 衰变的选择，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变产物，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。

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) [25,26], ATLAS  $27.5\text{-}36.1\text{fb}^{-1}$  数据总体结果见 5.2。RUN 2 期间合作组内开展了更加广泛的  $HH$  研究，部分衰变道结果已公开。以下对主要物理道的 ggF 产生模式分析及最新结果做简要综述。

- $b\bar{b}b\bar{b}$ : 在图 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 (resolved,  $R = 0.4$ ) 的喷注，往上则形成高度合并的大-圆锥 (boosted,  $R = 0.8$ ) 喷注。巨大的多喷注本底和喷注组合是主要挑战。在最新的 RUN 2 结果中，ATLAS 给出 SM  $HH$  ggF

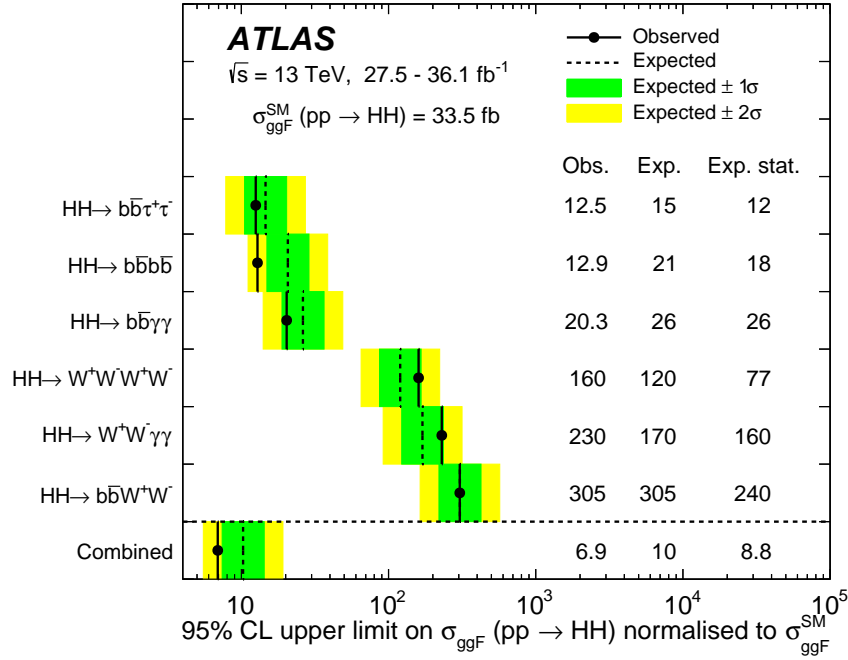


图 5.2 ATLAS RUN 2 部分数据实验 95% 置信度的 ggF 产生过程 SM  $HH$  截面上限，归一化至其 SM 预期值  $\sigma_{ggF}^{SM}(gg \rightarrow HH)$ ，包括观测，预期和只包含统计误差的预期上限<sup>[25]</sup>。

Figure 5.2 The 95% confidence level upper limits on the SM  $HH$  production cross-section with partial data of ATLAS RUN 2, including the observed, expected, and expected upper limits containing only statistical uncertainty

产生模式的截面上限为 5.1<sup>[98]</sup>，CMS 上分两种喷注的结果为 3.9 (resolved)、9.9 (boosted) 倍 SM 截面<sup>[99,100]</sup>。

- $b\bar{b}\gamma\gamma$ : 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  $\kappa_\lambda$ 。ATLAS 和 CMS 发表的观测结果分别为 4.1<sup>[101]</sup>、7.7<sup>[102]</sup> 倍 SM 产生截面。

- $b\bar{b}\tau\tau$ : 中等的衰变分支比和较好的信号分辨。强衰变  $\tau$  有利于区分多喷注本底。特别的触发策略有助于真实  $\tau$  的选择。ATLAS 和 CMS 各自的最新观测(预期)结果分别为 4.7 (3.9) 倍 SM 截面<sup>[103]</sup>、3.3 (5.2) 倍 SM 截面<sup>[104]</sup>。

- $WWWW, WW\gamma\gamma$ : 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 36.1 fb $^{-1}$  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  $HH$ ，末态较为干净。RUN 2 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<sup>1</sup>的预期

<sup>1</sup>包括  $WWWW, WW\tau\tau, \tau\tau\tau\tau$

灵敏度为 21.3 倍 SM 截面<sup>[105]</sup>,  $WW\gamma\gamma$  的预期灵敏度为 52 倍 SM 截面<sup>[106]</sup>。

- $bbWW$ : 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 RUN 2 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<sup>[107]</sup>。

多轻子分析研究了 SM  $HH$  的寻找, 主导  $HH$  衰变模式包括  $W^+W^-W^+W^-$ ,  $ZZ^*bb$ ,  $VV\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$ ,  $\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$ , 以及  $ZZZZ$ 。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  $e, \mu, \tau_{\text{had}}$  的个数, ML 的定义包括六个分析道:

- 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  $\tau$  ( $2\ell\text{SS}$ );
- 3 个轻子 ( $3\ell$ );
- 2 个同号轻子, 并且有一个强子衰变  $\tau$  ( $2\ell\text{SS}\tau_{\text{had}}$ );
- 2 个轻子, 并且有 2 个强子衰变  $\tau$  ( $2\ell 2\tau_{\text{had}}$ );
- 1 个轻子, 并且有 2 个强子衰变  $\tau$  ( $1\ell+2\tau_{\text{had}}$ )。

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。

---

<sup>2</sup> $V = W, Z, \tau$

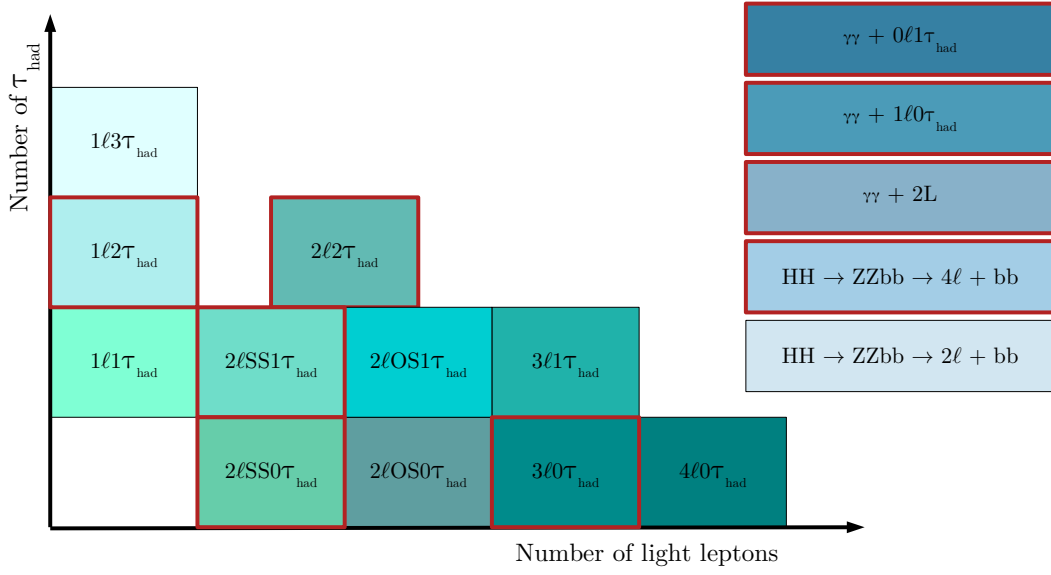


图 5.3 来自  $HH$  衰变的多个轻子末态的物理道，其中包含  $H \rightarrow WW, ZZ, \tau\tau, \gamma\gamma$ 。  $HH \rightarrow ZZ\bar{b}\bar{b} \rightarrow 4\ell\bar{b}\bar{b}$  过程也被包含在内。红框表示本分析中选定的物理道。

**Figure 5.3 Multilepton final states channels of the  $HH$  decay, including  $H \rightarrow WW, ZZ, \tau\tau, \gamma\gamma$ . The  $HH \rightarrow ZZ\bar{b}\bar{b} \rightarrow 4\ell\bar{b}\bar{b}$  process is also included. The red box represents the selected channels in this analysis.**

## 5.2 数据和蒙特卡洛样本

### 5.2.0.1 数据

分析使用 2015-2018 年 RUN 2 运行期间在质心能量  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  收集的  $pp$  对撞数据。数据经过所谓的 Good Run List 选择，要求各子探测器数据满足特定工作条件，用于物理分析的积分亮度达到  $139 \text{ fb}^{-1}$ 。

### 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 ( $NLO \text{ FT}$ ) <sup>[70,108]</sup>。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 <sup>[109-111]</sup>。 $b$ -强子和  $c$ -强子的模拟使用 EVTGEN <sup>[112]</sup> 程序。探测器响应使用 AltFastII <sup>[113]</sup> 模拟，用来快速模拟量能器响应。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) 本底使用 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，部分子宿舍过程使用 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<sup>[70,108,114,115]</sup> 产生子，在次领头阶以 NNPDF3.0nlo<sup>[63]</sup> PDF 产生， $h_{\text{damp}}$  参数<sup>3</sup>设置为  $1.5 m_{\text{top}}$ ，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。

<sup>3</sup> $h_{\text{damp}}$  参数是一个重累计因子，以控制 POWHEG 的矩阵元与部分子簇射匹配

表 5.1 背景事例模拟样本。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  $Z/\gamma^*$ )。如果只显示一个 PDF, 则 ME 和 PS 为同一组; 如果显示两个, 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<sup>[69]</sup>; Pythia 8 指代 version 8.2<sup>[110]</sup>; Herwig++ 指代 version 2.7<sup>[116]</sup>; Herwig7 指代 version 7.0.4<sup>[117]</sup>; MePs@Nlo 指代 Sherpa<sup>[68,118-121]</sup> 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<sup>[112]</sup> 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 <sup>[114]</sup> (Powheg-BOX) (MG5_AMC)	NLO (NLO) (NLO)	PYTHIA 8 (HERWIG7) (PYTHIA 8)	NNPDF3.0 NLO <sup>[63]</sup> (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 <sup>[122,123]</sup>	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



### 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  $\sum p_T^2$  [124]。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，研究表明逻辑或的双轻子和单轻子触发器的信号敏感度最高，平均触发效率为 95.5%。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  $p_T^{\text{trigger}}$  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的正交性，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。

**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

Single lepton triggers (2015)	
$\mu$	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)	
$\mu$	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)	
$\mu$	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。

**Table 5.2 List of single lepton trigger and dilepton trigger in 2015 to 2018.**

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  $t\bar{t}H$ ,  $tV$  分析中使用。该 BDT 使用的输入变量如表 5.4。该 BDT 使用 prompt 轻子和来自  $t\bar{t}$  强子衰变 ( $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}q\bar{q}$ ) 的 non-prompt 轻子，故而预期有较好的区分能力。

Sherpa  $WZ \rightarrow \ell\nu\ell\ell$  样本和 Powheg+Pythia8  $t\bar{t}$  样本被用来测量 PLV Loose/Tight

	$e$			$\mu$		
	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。

Table 5.3 Definition of Baseline, Loose and Tight lepton.

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 $p_T$
$\Delta_R(\text{lepton, track jet})$	$\Delta R$ 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。

Table 5.4 Input variables of PromptLeptonVeto algorithm.

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  $3\ell$  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 5.4 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。满足量能器和径迹探测器孤立化的电子（或缪子）在选定工作点的效率约为 65%（80%），在  $p_T$  约为 20 GeV（45 GeV）时达到了 90%（95%）的平台。相应的，对于 non-prompt 电子（或缪子）的拒绝率约为 10（3.5）。分析测试了不同孤立化工作点的信号敏感度，结果表明在考虑一定系统误差的条件下，PLV Tight 提供了最好的性能，被分析所使用。

**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

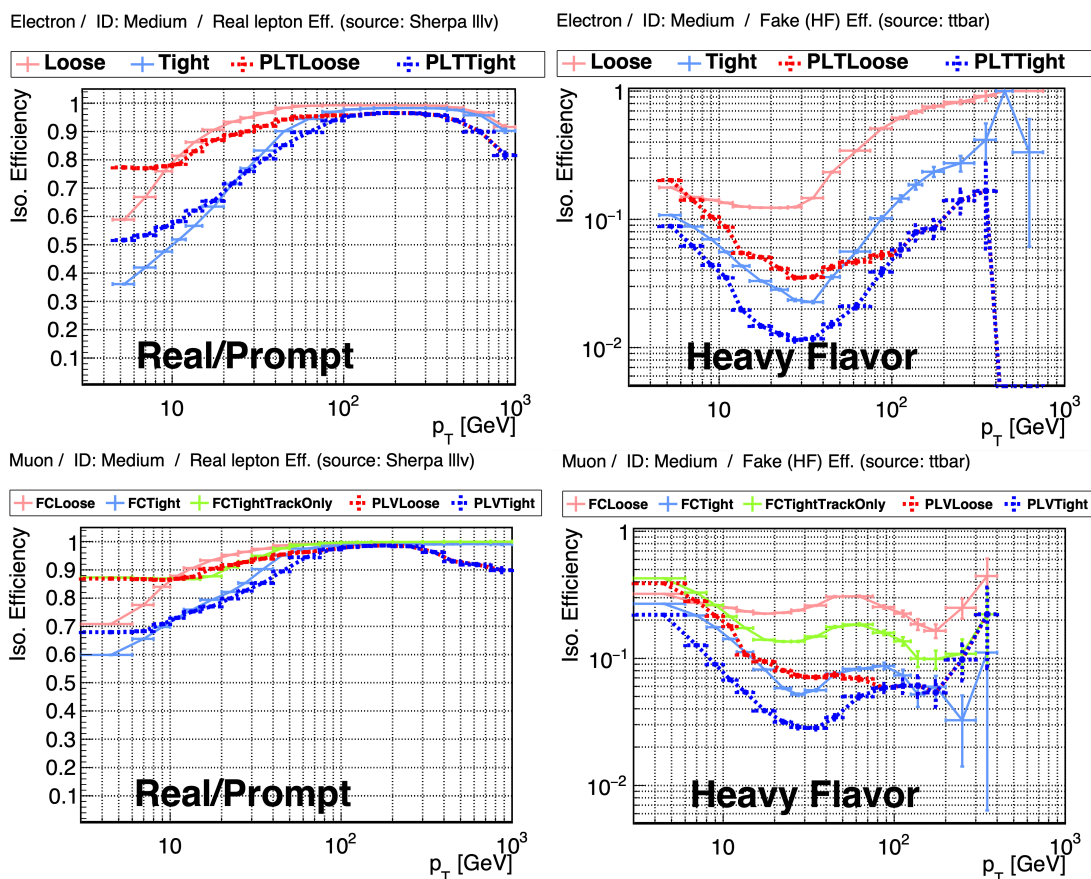


图 5.4 电子和缪子的 PLVLoose 和 PLVTight 孤立度的选择效率，与其他常用工作点对比。

Figure 5.4 Electron and muon selection efficiency of PLVLoose and PLVTight isolation working points, comparing to other conventional working points.

判的电子<sup>[77]</sup>。当前使用的判选算法利用  $Z \rightarrow ee$  数据，提高了效率补偿，同时研究了额外的输入变量，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  $\eta$ ，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。在本文分析末态中，该电荷误判 BDT 压低了电子电荷误判率整体约 5 倍，在高的  $\eta$  区间达到 10 倍。

**光子/电子模糊性 (Ambiguity type)** 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  $e\gamma$  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<sup>[125]</sup>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应满足以下要求：

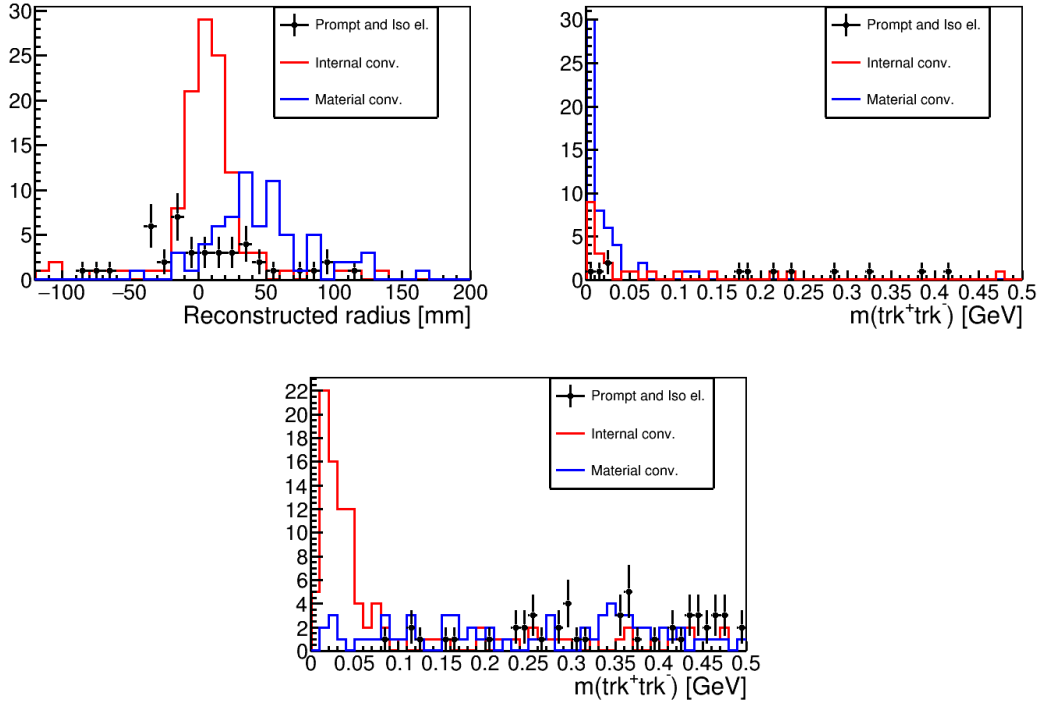


图 5.5 Prompt, 物质转换候选电子, 内部转换候选电子的左: 重建半径; 右: 转换半径  $r > 20$  mm 两条相关径迹在转换顶点的不变质量; 下: 半径  $r > 20$  mm 无转换顶点的两条相关径迹在初级顶点的不变质量

Figure 5.5 Prompt, material conversion electron, internal conversion electron distributions. *Left: Reconstructed radius; Right: The invariant mass of two tracks with a conversion radius  $r > 20$  mm at the conversion vertex. Bottom: The invariant mass of two tracks in  $r > 20$  mm without a conversion vertex.*

- 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  $r > 20$  mm, 并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  $\tau_{had}$ 。 $\tau_{had}$  不是末态所选粒子, 因此前文未介绍其重建过程。所排除的  $\tau_{had}$  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

表 5.5 分析使用的重叠去除流程，由上至下依次进行。dR 表示两个物理对象的距离  $\Delta R$ 。

**Table 5.5** Overlap removal procedures used in the analysis, proceed in order from top to bottom.

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
jet	electron	$dR < 0.2$
electron	jet	$dR < 0.4$
jet	muon	NumTrack $< 3$ and (ghost – associated or $dR < 0.2$ )
muon	jet	$dR < 0.4$
jet	tau	$dR < 0.2$
fat-jet	electron	$dR < 1.0$
jet	fat-jet	$dR < 1.0$

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，其内容如表 5.5 所示。

### 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 过程及其他共振态本底。
- 排除  $\tau_{\text{had}}$  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 5.6.1.2 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列于表 5.6 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  $VV$ ,  $VVjj$ ,  $t\bar{t}V$ ,  $VH$  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  $WZ \rightarrow \ell\nu\ell\ell$  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而相空间覆盖不够, 或者未通过对象选择条件等因素, 从而在事例中剩余 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是  $ZZ$  全轻子衰变过程, 其中有两个轻子未被探测器探测到, 这类过程贡献了 3.5%。在 ATLAS 合作组的  $WZ$  过程的微分截面测量结果中<sup>[126]</sup>, 以  $N_{\text{jets}}$  为函数的观测结果显示, SHERPA 2.2.1 蒙卡在  $N_{\text{jets}} \geq 2$  区间高估了微分截面的值。 $HH$  多轻子分析的  $3\ell$  物理道同样观察到模拟样本超出了观测数据, 其修正因子为  $0.84 \pm 0.02$ 。另外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。 $VVjj$  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%。矢量玻色子散射 (VBS) 过程的测量结果<sup>[127]</sup> 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<sup>[128]</sup>, 该过程与  $HH$  信号末态有相同的特征。模拟事例上的两种不一致导致了联合 BDT 分布的低端区域数据观测和模拟存在差别。考虑到这两种本底成分具有不同的动力学特征, 为了缓解这种不一致性, 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  $BDT_{V_{\text{jets}}} > -0.8$  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:

- $VVjj$  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%。

- $WZ$  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  $3\ell$  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  $2\ell$  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

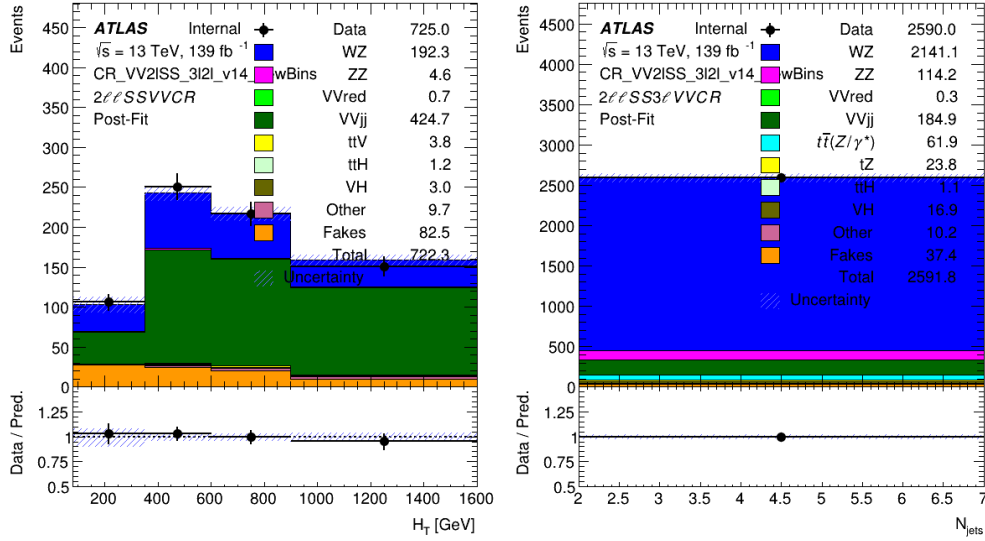


图 5.6 拟合后数据/MC 的吻合度在  $VV_{jj}$  (左) 和  $3\ell$  (右) 控制区间的分布。

Figure 5.6 The post-fit distributions of the data/MC agreement in the  $VV_{jj}$  (left) and  $3\ell$  (right) control regions.

不变质量  $|m_{\ell^\pm\ell^\mp}| > 10$  GeV, 如此保证了与  $3\ell$  物理道信号区正交。 $WZ$  过程在控制区间的纯度接近 90%。

我们联合拟合这两个控制区间, 保持  $\mu_{WZ}$  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<sup>4</sup>。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。

<sup>4</sup>除非特殊说明, 电子包括负电子和正电子

电荷误判本底的估计基于测量 QMisID 概率  $\vec{\epsilon}$ 。它按照  $|\eta|$ ,  $p_T$  以及电子所属的区域, 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  $\epsilon_i$  和  $\epsilon_j$ , 则被重建为同号轻子对  $e^\pm e^\pm$  的比例如下关系:

$$\epsilon_i(1 - \epsilon_j) + \epsilon_j(1 - \epsilon_i) = \epsilon_i + \epsilon_j - 2\epsilon_i\epsilon_j, \quad (5.41)$$

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  $\epsilon_i$ 。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:

$$\bar{N}_{SS} = \frac{\epsilon_i + \epsilon_j - 2\epsilon_i\epsilon_j}{1 - (\epsilon_i + \epsilon_j - 2\epsilon_i\epsilon_j)} N_{OS} \quad \bar{N}_{SS} = \frac{\epsilon_i}{1 - \epsilon_i} N_{OS} \quad (5.42)$$

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<sup>[129]</sup> 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:

$$L(\vec{\epsilon}|N_{SS}) = \prod_{i,j} f(N_{SS}^{ij}|\bar{N}_{SS}(\epsilon_i, \epsilon_j)). \quad (5.43)$$

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, 其它贡献至  $N_{SS}^{ij}$  事例的过程需要被去除。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:

$$\bar{N}_{SS}^{ij} = N_{SS,BG}^{ij} + (N^{ij} - N_{SS,BG}^{ij} - N_{OS,BG}^{ij}) \cdot (\epsilon_i + \epsilon_j - 2\epsilon_i\epsilon_j). \quad (5.44)$$

QMisID 概率的计算使用了  $139 \text{ fb}^{-1}$  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，而能量泄漏与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<sup>[128]</sup>。本文所使用的方法是用不同的不变质量峰的中心值定义信号区（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  $4\sigma$  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  $8\sigma$ ，定义如图 5.7 所示。

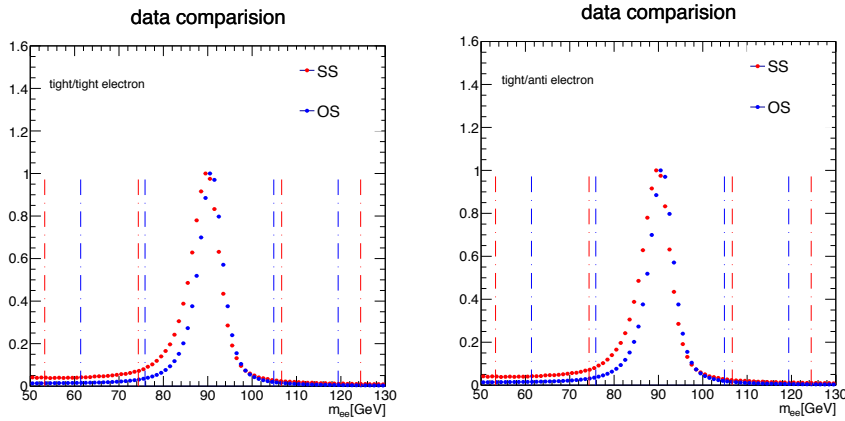


图 5.7 同电荷电子不变质量  $m_{ee}$  的归一化分布，左：**tight-tight** 电子对；右：**tight-antitight** 电子对。

Figure 5.7 Normalized distributions of the same-sign electron invariant mass  $m_{ee}$ , *left*: **tight-tight** electron pairs, *right*: **tight-antitight** electron pairs.

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  $\eta$  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，另外一维度是电子所属区间的类型。优化后  $\eta$  和  $p_T$  的分类方式为如表 5.7。

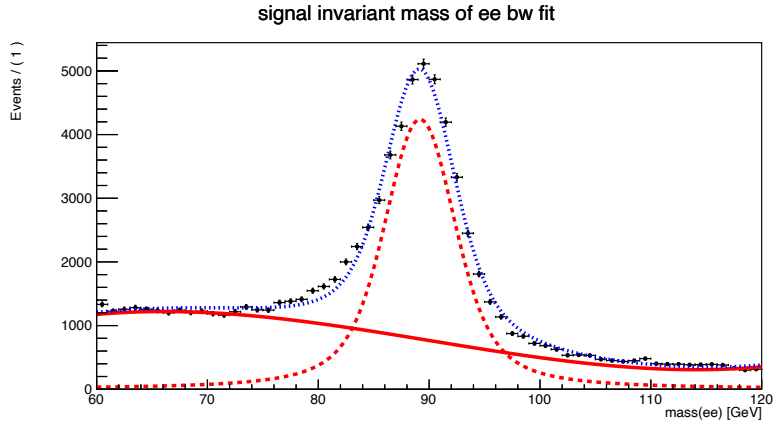

 图 5.8  $m_{ee}$  不变质量谱的拟合情况。

 Figure 5.8 Fit of the invariant mass spectrum  $m_{ee}$ .

数据驱动的 QMisID 概率对应于区间定义 5.7 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 QMisID 概率估计。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。

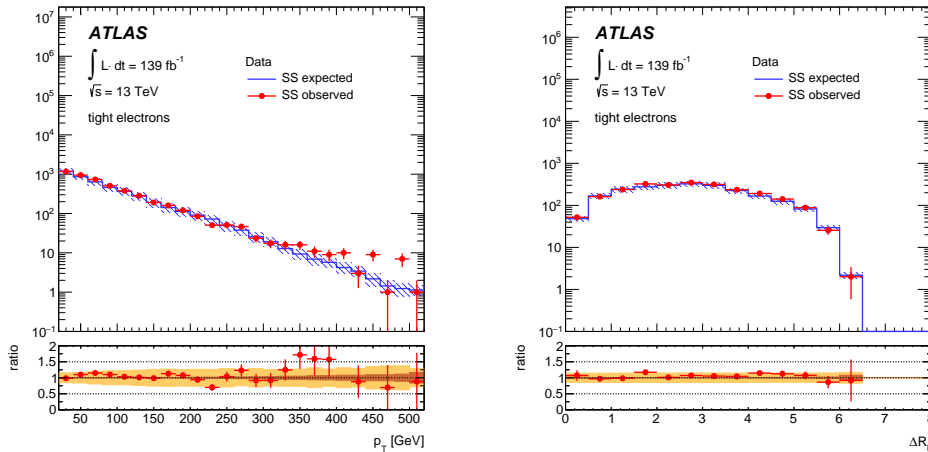

 图 5.9  $e^+e^-$  估计的 QMisID 事例和同号  $ee$  事例的观测数量之比。

 Figure 5.9 The ratio of the estimated QMisID events to the observed same-sign  $ee$  events.

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

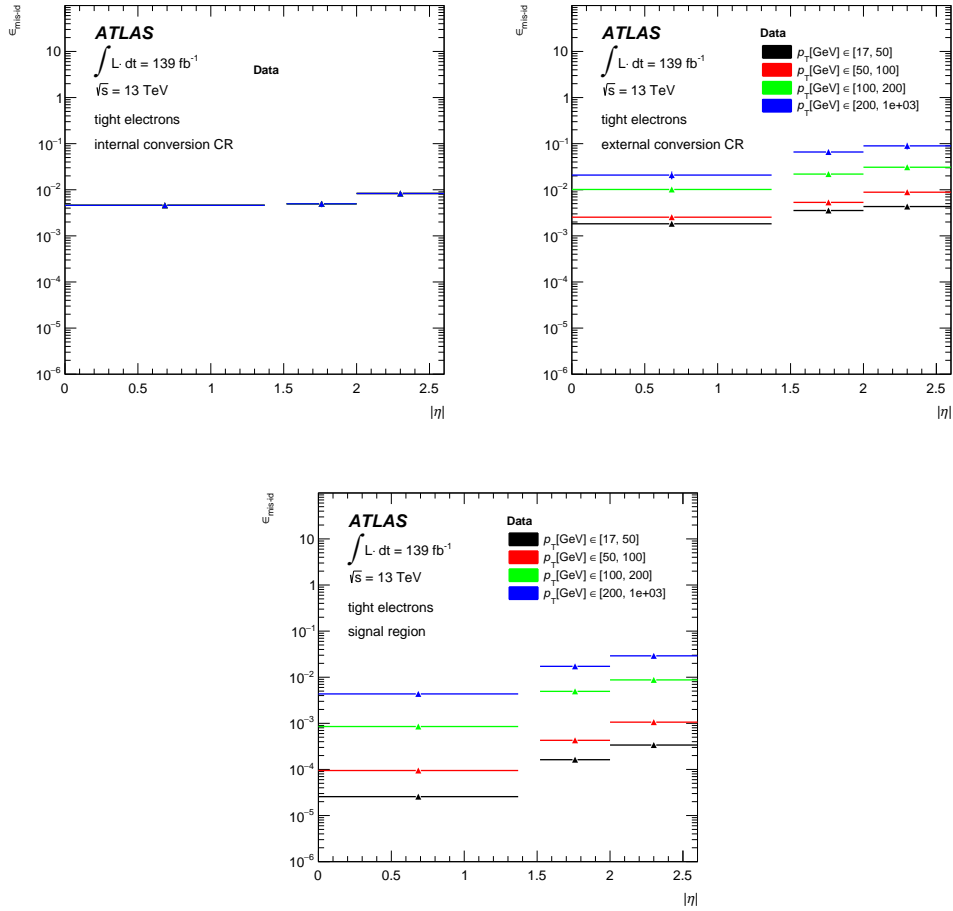


图 5.10 从数据中使用似然方法测量的 Tight 电子的 QMisID 概率。误判率以  $|\eta|$  和  $p_T$  为函数展示于图中。依次为不同的区间：内部区间，外部光子转换区间，信号区间。其中，内部光子转换区间由于统计量低，所有  $p_T$  区间作为整体测算。

Figure 5.10 The QMisID probabilities of Tight electrons measured from data using a likelihood method. The misidentification rates are shown as a function of  $|\eta|$  and  $p_T$ . Result is shown for internal conversion region, the external conversion region, and the signal region. The internal conversion region  $p_T$  bins is merged due to low statistics.

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准确性。他们之间的差别被作为一项系统误差考虑到 QMisID 的估算中。

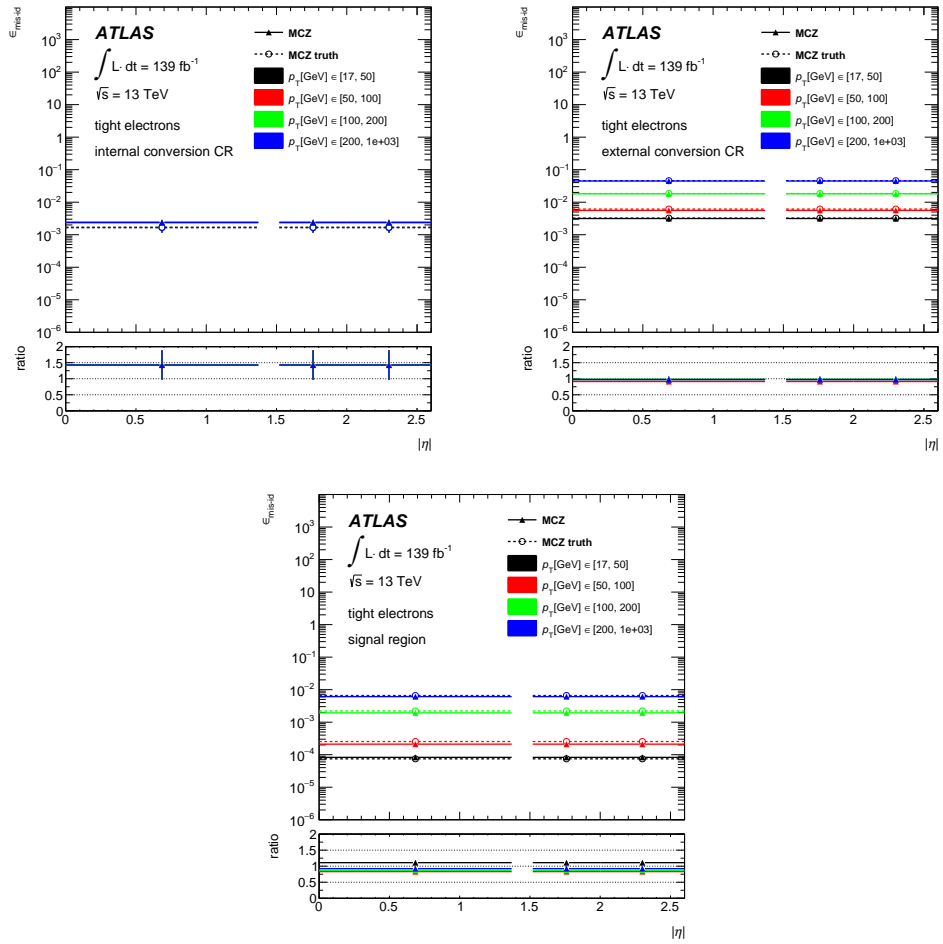


图 5.11 从  $Z \rightarrow ee$  模拟事例计算的 QMisID 概率和似然方法测量的比较。其中部分区域的统计量低，做了合并处理。

Figure 5.11 Comparison of rates calculated from simulation and rates by likelihood method. Low statistic bins are merged

表 5.6 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。

Table 5.6 Definition of control regions. Orthogonality requirements with respect to signal region are highlighted in blue.

Channel	Region	$N_{\text{lep}}^{\sum \mathcal{O}_i^{\ell}}$	$N_{\text{had}}^{\sum \mathcal{O}_i^h}$	$N_{\text{jet}}$	$N_{b\text{-jet}}$	BDT cut	$m_{\ell\ell\ell}$ [GeV]	$m_{\ell^+\ell^-}$ [GeV]	$m_{\ell^\pm\ell^\pm}$ [GeV]	$E_T^{\text{miss}}$ [GeV]	$m_{jj}$ [GeV]
$2\ell\text{SS}$	$WZ$ CR	$3^{\pm 1}$	0	$\geq 2$	0	$BDT_{\text{All}} < -0.4$ $BDT_{\text{Vjets}} > -0.8$	$ m_{\ell\ell\ell} - m_Z  > 10$	$ m_{\ell\ell} - m_Z  < 10$		$> 30$	
	$W^\pm W^\pm jj$ CR	$2^{\pm 2}$	0	$\geq 2$	0	$BDT_{\text{All}} < -0.4$ $BDT_{\text{Vjets}} > -0.8$			$ m_{\ell\ell} - m_Z  > 10$		$> 300$
	QmisID	$e^\pm e^\pm$ $e^\pm e^\mp$	0	$< 2$	0			$[78.5, 102.3]$	$[76.5, 101.3]$		
	Conv CR	$2^{\pm 2}$	0	$\geq 2$	$\geq 1$						
	QED CR	$2^{\pm 2}$	0	$\geq 2$	$\geq 1$						
	HF- $e$ CR	$\ell^\pm e^\pm$	0	2, 3	1						
	HF- $\mu$ CR	$\ell^\pm \mu^\pm$	0	2, 3	$\geq 1$						



$p_T$ 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 5.7  $|\eta| \times p_T$  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。

**Table 5.7 Definition of the  $|\eta| \times p_T$  region. The interval  $1.37 < |\eta| < 1.52$  corresponds to the transition region between the barrel and endcap electromagnetic calorimeters and is not included in the measurement.**

### 5.4.3 Fake 本底估计

本小节介绍可约本底-假轻子的估计。这种方法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，利用假轻子来源对候选事例分组。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。
- $NF_\mu^{HF}$ : 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。

以下五个不同相空间中的分布用来拟合  $NF$  系数，这些变量的选择是为了最好地区分模板拟合中不同假轻子来源的归一化系数。

- 变量  $N_{events}$ :  $\mu e \ell \mu + ee$  道，测量  $NF^{QED}$
- 变量  $N_{events}$ :  $\mu e \ell \mu + ee$  道，测量  $NF^{Conv}$
- 变量  $\Delta R_{ll}$ :  $\mu e + ee$  道，其中只有一个  $b$ -jet 来测量  $NF_e^{HF}$
- 变量  $HT_{lep}$ :  $e\mu + \mu\mu$  道，要求至少一个  $b$ -jet 以测量  $NF_\mu^{HF}$
- 变量  $HT_{lep}$ :  $\mu e + ee$ ，要求至少两个  $b$ -jet 以测量  $NF_e^{HF}$

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。各个区间拟合前和拟合后的预期事例数及观测数据分别在表 5.8 和表 5.9。拟合的归一化系数结果如图 5.14。分析先期采用了假比例法 (*fake factor*) 估计该了假轻子本底，该方法的原理是定义两组正交变量，信号区的事例数从另三个已知区域推测得出。Fake factor 方法是  $36.1 \text{ fb}^{-1}$  文章使用的策略，其估计误差较大，电子和缪子的 fake factor 误差高于 60%。本轮分析重复了该方法，结果表明来自 un-closure 误差为 18% 左右，来自喷注味道的误差为 14% 左右，prompt 背景扣除还将贡献约 20% 的误差。该方法不能估计来自转换电子的本底。此外，计算发现 fake factor 与 jet 数量存在依赖关系，这怀疑是 PLV 工作点使用了 jet 有关的

变量进行训练，使得该工作点下的 fake factor 在控制区间 ( $N_{\text{jets}} < 2$ ) 和信号区间 ( $N_{\text{jets}} \geq 2$ ) 不一致，这破坏了使用 fake factor 方法的前提假设。分析组最终决定采用模版拟合方法作为标准办法。

Sample	QED	2l Conv	2l =1b meee	2l >=1b emmm	2l >=2b meeee
HH	$0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00$	$0.08 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.02$	$0.00 \pm 0.00$
ttV	$1.08 \pm 0.15$	$10.78 \pm 1.12$	$96.66 \pm 11.19$	$206.90 \pm 24.63$	$55.87 \pm 6.85$
Other	$0.38 \pm 0.05$	$3.29 \pm 0.33$	$32.99 \pm 3.08$	$51.81 \pm 4.89$	$10.16 \pm 1.27$
WZ	$0.08 \pm 0.04$	$2.45 \pm 0.31$	$58.61 \pm 3.49$	$70.90 \pm 4.42$	$3.12 \pm 0.29$
VVjj	$0.10 \pm 0.05$	$1.54 \pm 0.24$	$39.89 \pm 4.73$	$53.95 \pm 6.43$	$0.92 \pm 0.18$
Fake QED	$91.83 \pm 5.13$	$16.65 \pm 2.08$	$30.72 \pm 3.16$	$11.53 \pm 2.10$	$16.94 \pm 2.39$
Mat Conv	$15.13 \pm 3.15$	$48.06 \pm 5.07$	$58.09 \pm 8.15$	$30.39 \pm 7.86$	$20.58 \pm 2.41$
Fakes e	$2.16 \pm 0.77$	$3.69 \pm 0.93$	$178.99 \pm 10.27$	$26.84 \pm 2.77$	$14.74 \pm 1.97$
Fakes mu	$0.40 \pm 0.30$	$2.64 \pm 0.74$	$36.04 \pm 3.60$	$403.06 \pm 20.51$	$2.19 \pm 0.70$
QmisID	$8.73 \pm 3.25$	$84.66 \pm 13.31$	$290.43 \pm 51.75$	$161.40 \pm 29.12$	$111.85 \pm 19.97$
Total	$119.90 \pm 6.87$	$173.77 \pm 14.53$	$822.50 \pm 55.71$	$1016.91 \pm 50.40$	$236.38 \pm 22.18$
Data	131	162	816	1064	237

表 5.8 控制区间 Pre-fit 的各个过程事例数及误差，每列分别为区间 QED, Conv, 1bjets- $\mu e + ee$ , 1bjets- $e\mu + \mu\mu$ , 2bjets- $\mu e + ee$  的数据。

Table 5.8 Pre-fit event yields and their uncertainties for each process in the control region. Each column representing the QED, Conv, 1bjets- $\mu e + ee$ , 1bjets- $e\mu + \mu\mu$ , and 2bjets- $\mu e + ee$  regions, respectively.

Sample	QED	2l Conv	2l =1b meee	2l >=1b emmm	2l >=2b meeee
ttV	$1.12 \pm 0.11$	$11.12 \pm 1.08$	$100.32 \pm 10.41$	$214.48 \pm 22.93$	$57.73 \pm 6.16$
Other	$0.38 \pm 0.03$	$3.31 \pm 0.30$	$33.20 \pm 2.45$	$52.02 \pm 4.17$	$10.17 \pm 0.79$
WZ	$0.08 \pm 0.02$	$2.45 \pm 0.18$	$58.85 \pm 3.24$	$70.95 \pm 4.06$	$3.11 \pm 0.22$
VVjj	$0.10 \pm 0.01$	$1.56 \pm 0.18$	$40.69 \pm 4.49$	$54.86 \pm 6.06$	$0.94 \pm 0.12$
Fake QED	$106.31 \pm 12.56$	$19.20 \pm 2.67$	$35.42 \pm 4.84$	$13.24 \pm 2.11$	$19.48 \pm 2.75$
Mat Conv	$9.16 \pm 3.11$	$28.93 \pm 11.90$	$35.04 \pm 12.42$	$18.27 \pm 7.50$	$12.33 \pm 6.15$
Fakes e	$1.91 \pm 0.47$	$3.23 \pm 0.81$	$157.83 \pm 33.34$	$23.44 \pm 5.42$	$12.90 \pm 2.90$
Fakes mu	$0.43 \pm 0.11$	$2.84 \pm 0.30$	$38.93 \pm 4.15$	$433.45 \pm 33.92$	$2.36 \pm 0.36$
QmisID	$10.09 \pm 2.23$	$90.17 \pm 9.19$	$312.52 \pm 34.21$	$173.73 \pm 19.15$	$120.11 \pm 13.13$
Total	$129.59 \pm 11.22$	$162.82 \pm 10.90$	$812.96 \pm 27.45$	$1054.67 \pm 30.43$	$239.13 \pm 8.89$
Data	131	162	816	1064	237

表 5.9 控制区间的 Post-fit 的各个过程事例数及误差，每列分别为区间 QED, Conv, 1bjets- $\mu e + ee$ , 1bjets- $e\mu + \mu\mu$ , 2bjets- $\mu e + ee$  的数据。

Table 5.9 Post-fit event yields and their uncertainties for each process in the control region. Each column representing the QED, Conv, 1bjets- $\mu e + ee$ , 1bjets- $e\mu + \mu\mu$ , and 2bjets- $\mu e + ee$  regions, respectively.

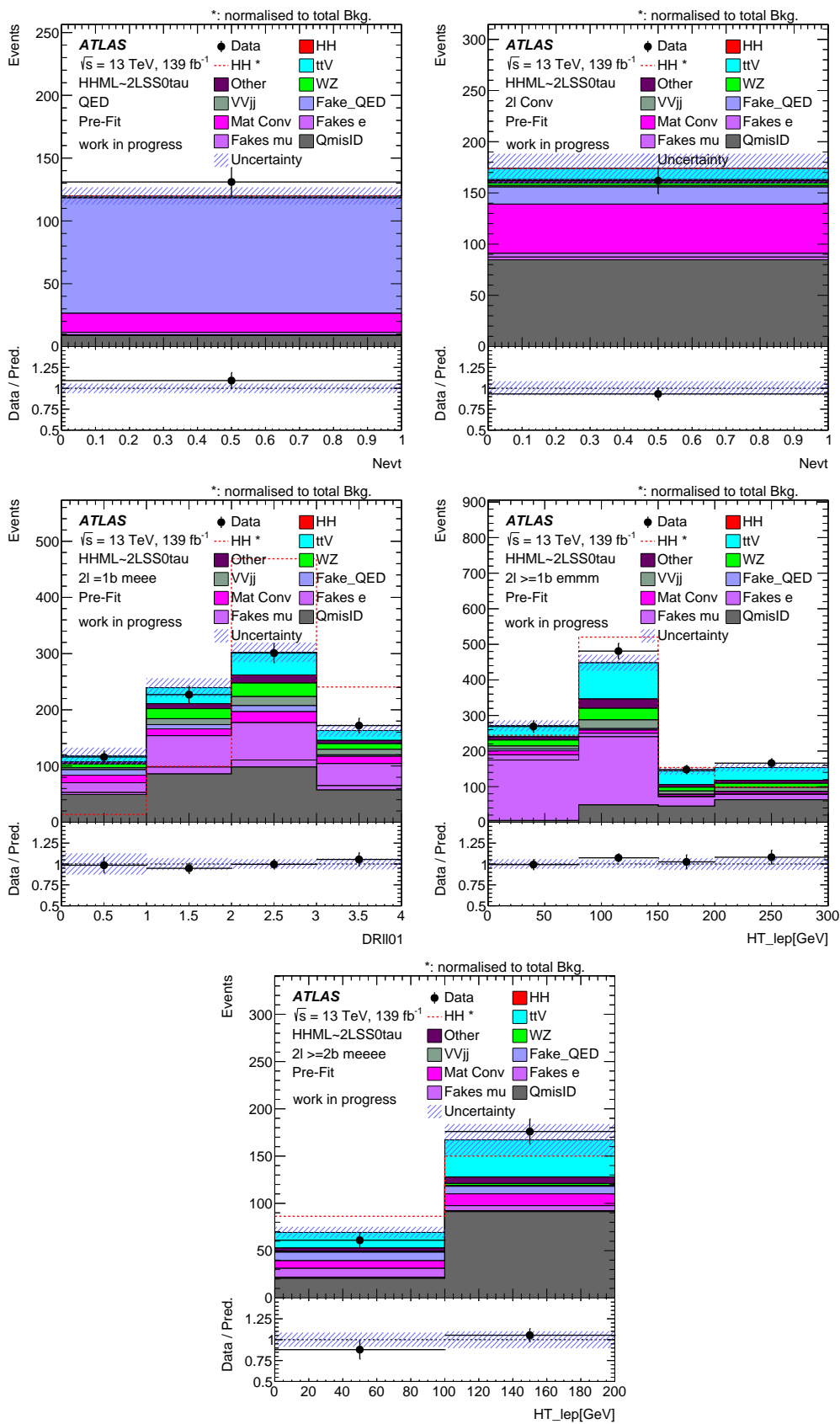


图 5.12 模版拟合中控制区间的 Pre-fit 分布。

Figure 5.12 Pre-fit distribution of control regions of template fit.

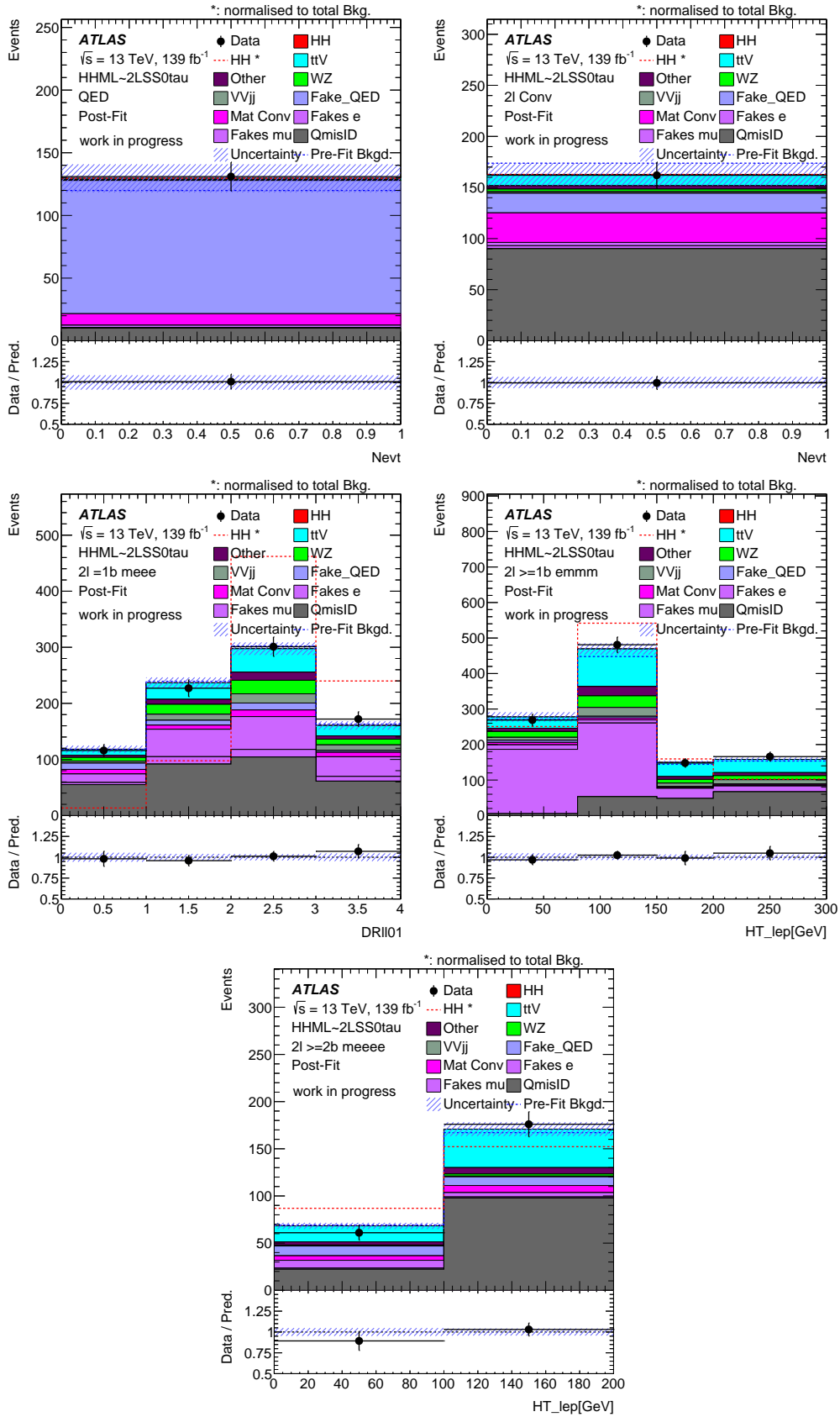


图 5.13 模版拟合控制区间的 Post-fit 分布。

Figure 5.13 Post-fit distribution of control regions of template fit.

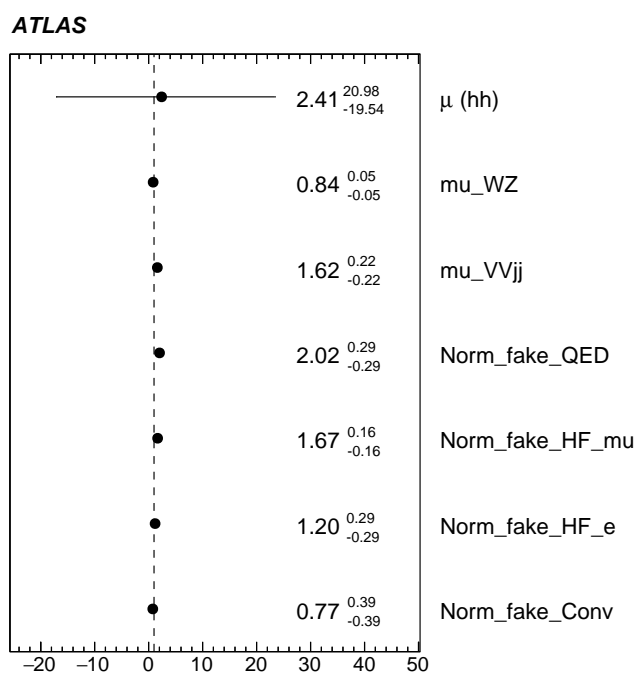


图 5.14 在控制区间从拟合数据得到的归一化系数。

Figure 5.14 Normalization factors obtained after the fit to data using the CR.

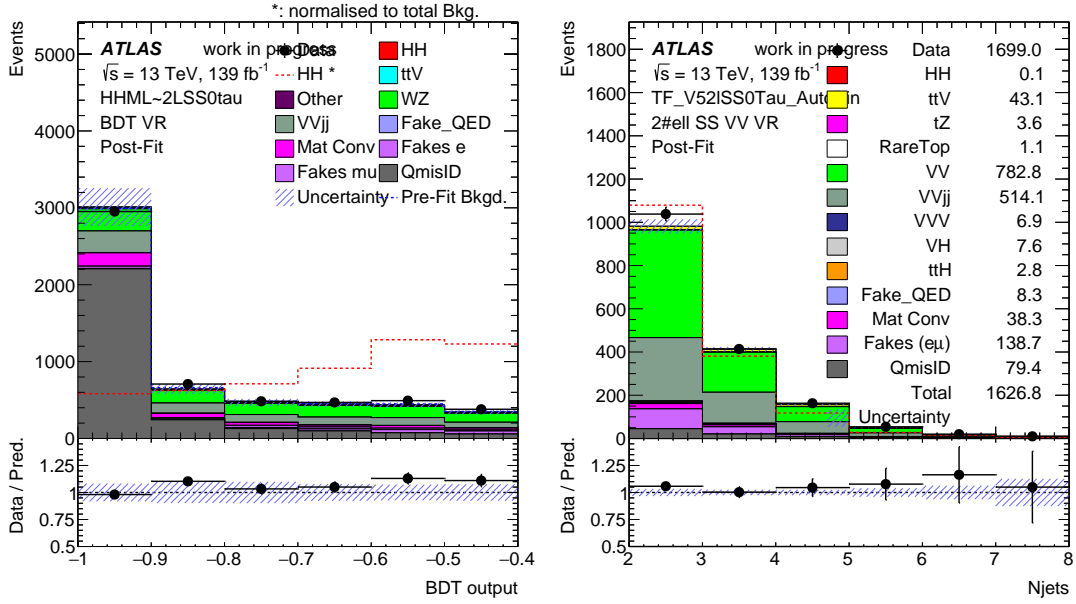


图 5.15  $2\ell SS$  过程的本底验证。左：联合 BDT 在低端区域 ( $BDT_{All} < -0.4$ ) 的分布；右： $N_{jets}$  在  $VV$  验证区间的分布。红色虚线为  $HH$  信号形状，其事例数归一至全部本底事例数。  
**Figure 5.15 Background validation for the  $2\ell SS$  channel. Left: distribution of the low combined BDT region ( $BDT_{All} < -0.4$ ); Right: distribution of  $N_{jets}$  in the  $VV$  validation region. The red dashed line represents the signal shape of  $HH$ , normalized to the total number of background.**

### 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 (BDT 的定义见下一节)。拟合因子  $\mu_{WZ} = 0.80$ ,  $\mu_{VVjj} = 1.72$ ,  $\mu_{QED} = 2.19$ ,  $\mu_{HF-MU} = 1.64$ ,  $\mu_{HF-E} = 1.27$ ,  $\mu_{Conv} = 0.7$  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<sup>[83]</sup> 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。笔者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，初步结果的性能相比决策树并未有明显优势，因此，整个分析最终选择了决策树模型作为多变量分析策略。

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  $BDT_{VV}$ ， $BDT_{V\text{jets}}$ ， $BDT_{t\bar{t}}$ 。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 5.55 进行选择：

$$Z = \sqrt{2 \times \left[ (B + S) \times \left( \ln \frac{S + B}{B} - S \right) \right]} \quad (5.55)$$

如此， $BDTG > -0.4$  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  $W \rightarrow qq$  衰变。 $HH$  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 25 GeV 的选择阈值，观测相空间的喷注数量可以小于预期的 4 个。如下物理量被选择作为 4 个 BDTG 的训练变量：

- $M_{\ell\ell}$ : 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)
- $E_T^{\text{miss}}$ : 消失横动量
- $\eta_0$  and  $\eta_1$ : 领头轻子和次领头轻子的  $\eta$
- $\Delta\eta$ :  $\eta_0 - \eta_1$  的绝对值

- $N_{\text{jets}}$ : 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
- $\text{Dilep\_type}$ : 轻子味组合  $\mu\mu = 1$ ,  $e\mu, \mu e = 2$ ,  $ee = 3$
- $\Delta R_{\text{min}\ell 0\text{jets}}$ : 领头轻子和最靠近的喷注的最小距离
- $\Delta R_{\text{min}\ell 1\text{jets}}$ : 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 5.17，图中已采用了本底估计。信号的事例数归一化到总体本底数量，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 5.18a 和 5.18b 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 5.19a, 5.19c, 5.19e 以及 5.19g 分别是  $VV$ ,  $V+\text{jets}$ ,  $t\bar{t}$  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 5.19b, 5.19d, 5.19f, 5.19h, 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单一 BDTG 的策略，有更好的区分度。

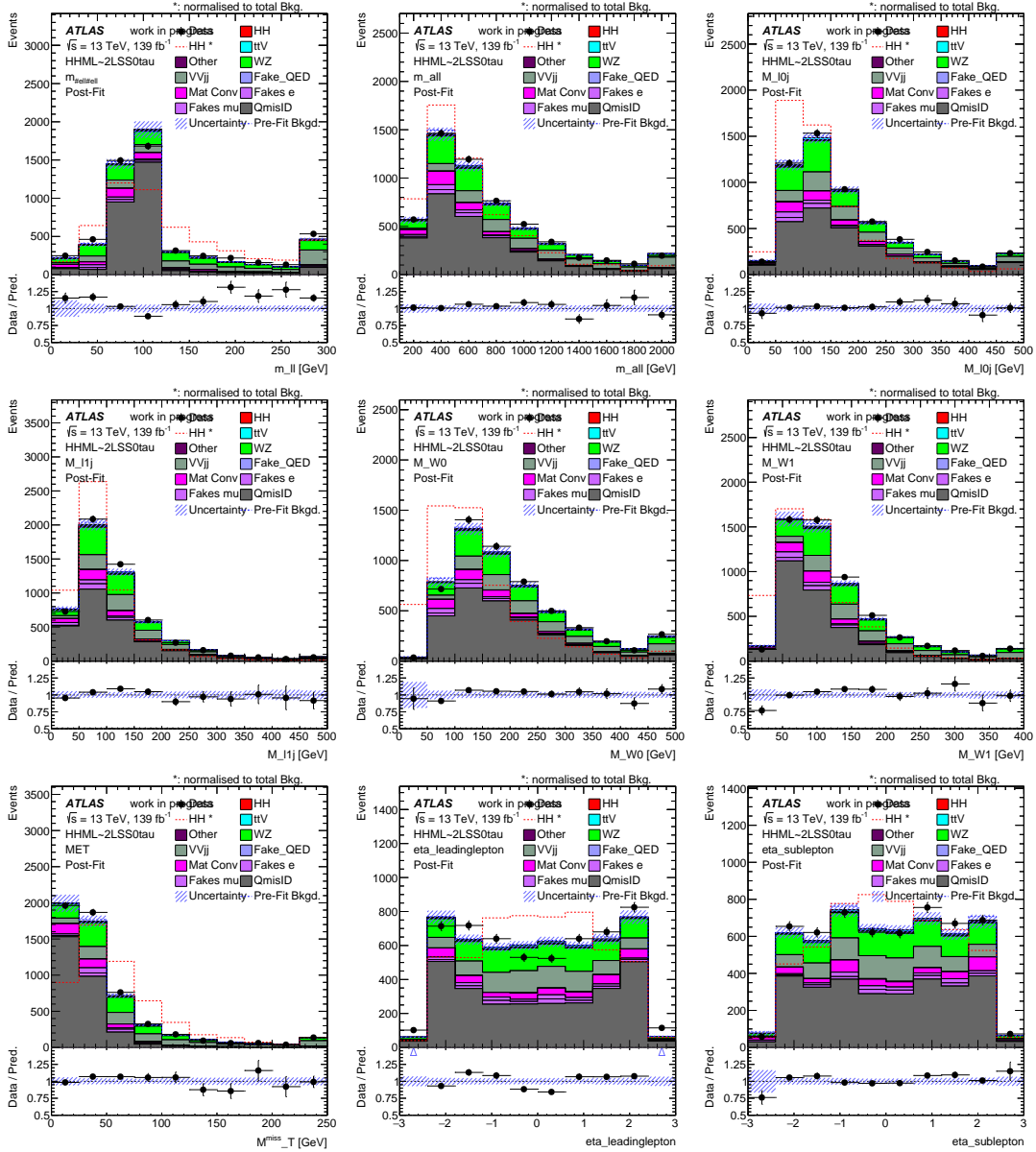


图 5.16 控制区间联合拟合后的  $VV$  BDTG 的输入变量分布，误差已包含统计误差及系统误差。红色虚线为  $HH$  信号形状，其事例数归一至全部本底事例数。

Figure 5.16 Distribution of input variables for the  $VV$  BDTG in the control region after the combined fit, with statistical and systematic uncertainties included. The red dashed line represents the signal shape of  $HH$ , normalized to the total number of background.

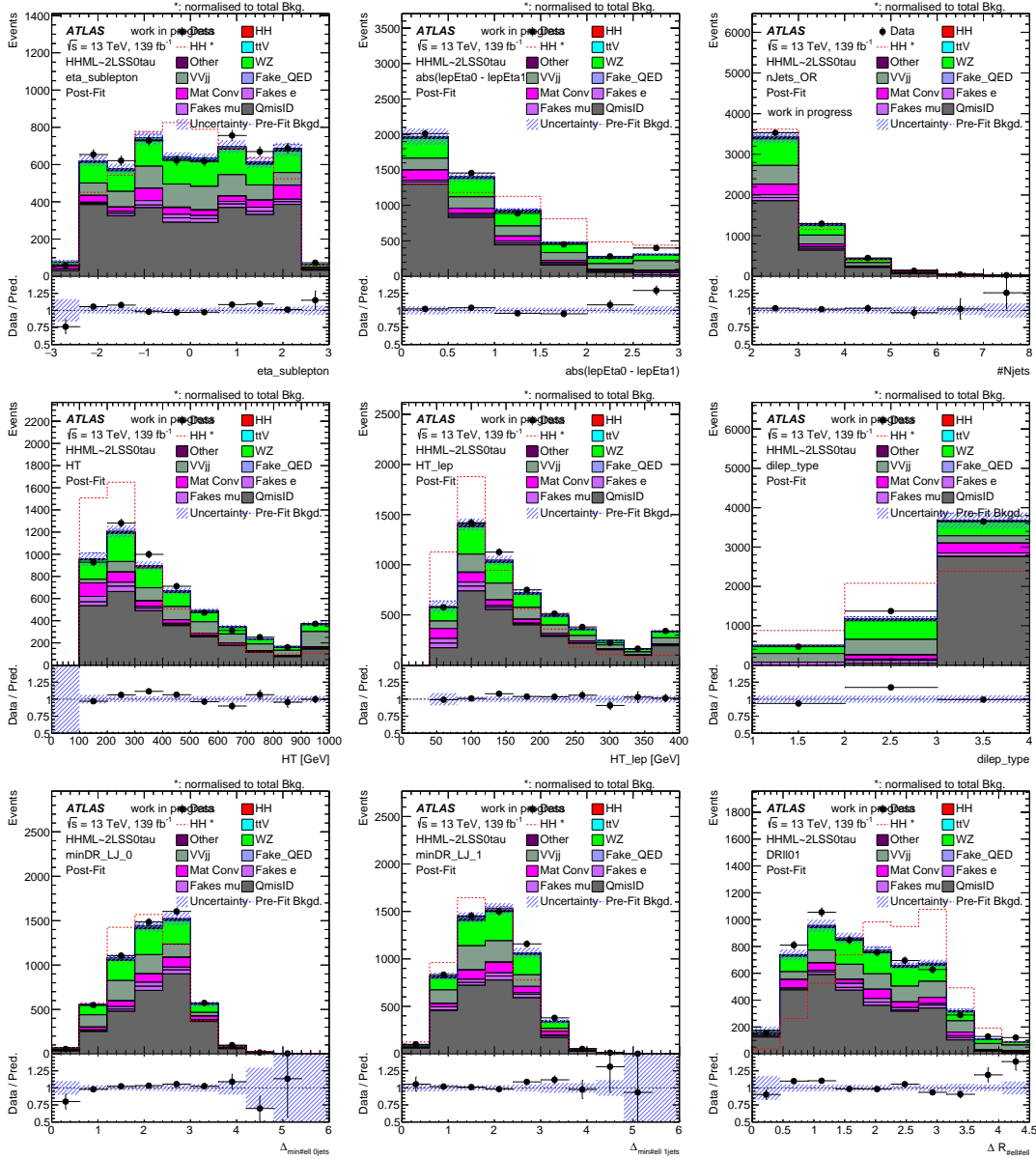
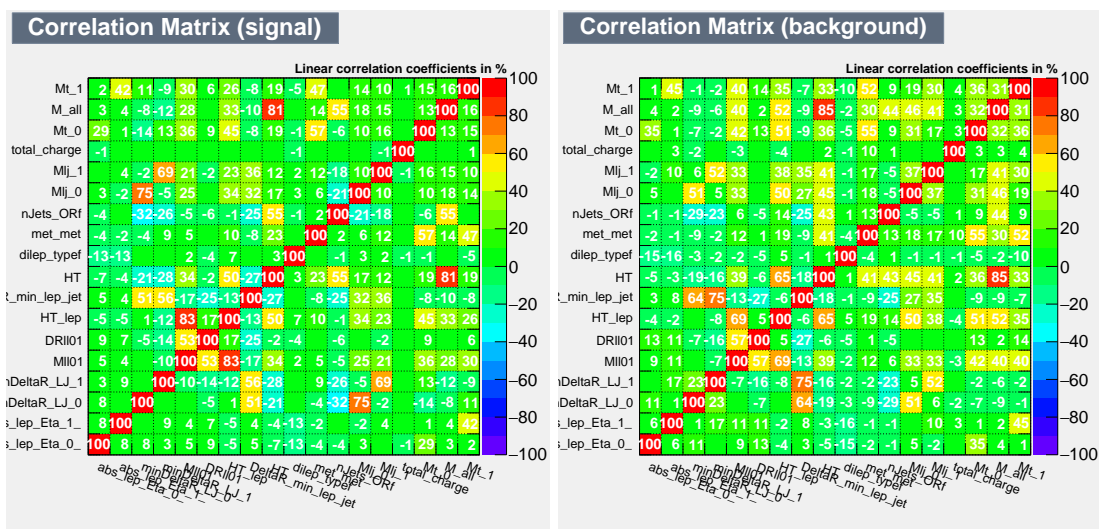


图 5.17 控制区间联合拟合后的  $VV$  BDTG 的输入变量分布，误差已包含统计误差及系统误差。红色虚线为  $HH$  信号形状，其事例数归一至全部本底事例数。

Figure 5.17 Distribution of input variables for the  $VV$  BDTG in the control region after the combined fit, with statistical and systematic uncertainties included. The red dashed line represents the signal shape of  $HH$ , normalized to the total number of background.

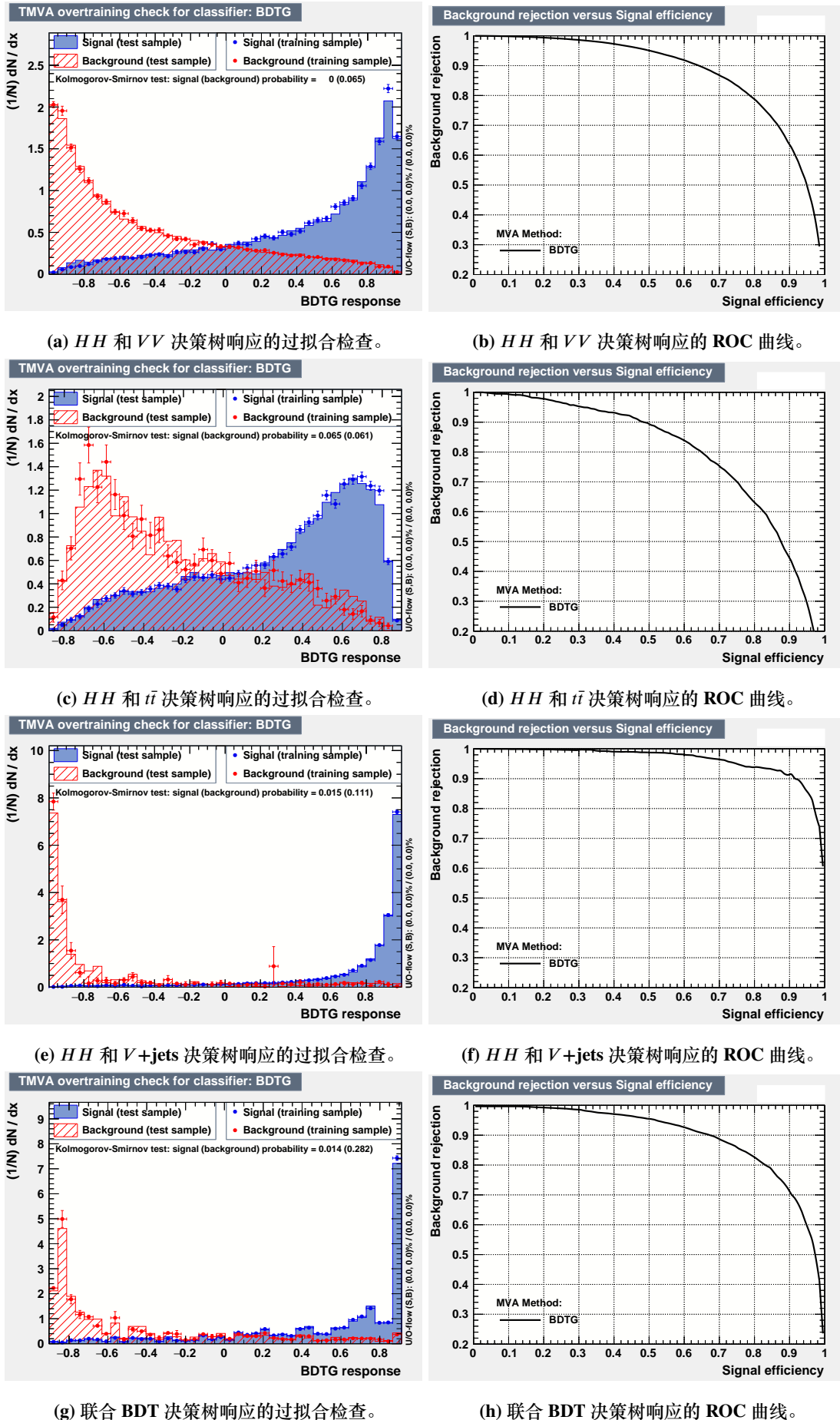


(a) 信号样本

(b) 本底样本

图 5.18 HH 样本用于训练变量的相关性矩阵。(a): 信号, (b): 本底。

Figure 5.18 Correlation matrix for signal sample(a) and diboson background sample(b) in the training.



(a)  $HH$  和  $VV$  决策树响应的过拟合检查。

(b)  $HH$  和  $VV$  决策树响应的 ROC 曲线。

(c)  $HH$  和  $t\bar{t}$  决策树响应的过拟合检查。

(d)  $HH$  和  $t\bar{t}$  决策树响应的 ROC 曲线。

(e)  $HH$  和  $V$ +jets 决策树响应的过拟合检查。

(f)  $HH$  和  $V$ +jets 决策树响应的 ROC 曲线。

(g) 联合 BDT 决策树响应的过拟合检查。

(h) 联合 BDT 决策树响应的 ROC 曲线。

图 5.19  $BDT_{VV}$ ,  $BDT_{t\bar{t}}$ ,  $BDT_{Vjets}$  和  $BDT_{all}$  的过拟合训练检查和 ROC 曲线。

Figure 5.19 Overtraining check and ROC curve for  $BDT_{VV}$ ,  $BDT_{t\bar{t}}$ ,  $BDT_{Vjets}$  and  $BDT_{all}$ .

变量	Vjets	ttbar	VV
$M_{l_1j}$	3.5%	7.2%	5.6%
$M_{l_0j}$	3.9%	6.6%	6.3%
$M_{\ell\ell}$	4.2%	5.9%	4.6%
$M_{all}$	/	4.9%	5.9%
$M_{W0}^T$	2.6%	5.1%	4.5%
$M_{W1}^T$	3.2%	4.7%	5.2%
$HT_{lep}$	3.5%	4.8%	4.2%
HT	7.7%	4.8%	5.8%
$N_{jets}$	4.7%	5.4%	6.0%
$E_T^{miss}$	2.7%	4.4%	4.6%
Dilep_type	6.3%	/	4.4%
$\Delta R_{min\ell 1jets}$	10.1%	7.5%	8.2%
$\Delta R_{min\ell 0jets}$	9.1%	6.7%	7.8%
$\Delta R_{min\ell jets}$	11.7%	8.9%	10.7%
$ \eta_0 $	2.6%	3.9%	5.6%
$ \eta_1 $	3.1%	2.9%	4.6%
$\Delta R_{\ell\ell}$	11.7%	7.3%	8.4%
Total_Charge	/	/	4.0%

表 5.10 Variable ranking table for specific BDTs:  $VV$  VS  $HH$ ,  $V+jets$  VS  $HH$ ,  $t\bar{t}$  VS  $HH$ , separation power are shown for each variables.

## 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及建模不确定性。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。

### 5.6.1 实验误差

#### 5.6.1.1 探测器误差

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  $139 \text{ fb}^{-1}$ ，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**：不确定性约有 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，被作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  $\eta$ ，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。在多轻子分析中，JES/JER 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<sup>[130]</sup>。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。该项误差对事例数的总体影响达到 3%-5%。

- **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  $E_T^{\text{miss}}$ ，该项误差小于 1%。



### 5.6.1.2 QMisID 本底估计误差

有三种系统误差应用在 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 (unclosure);
- 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, 结果按照  $p_T - \eta$  分布见图 5.20。其中贡献度最大的是估计和 MC 真实信息不一致 unclosure, 占比约 80%-90%。 $m_Z$  拟合窗口长度造成的误差量级很小, 只有 0.5%-3% 的误差。

### 5.6.1.3 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误差, 转换电子来源的模板误差, 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 5.11。

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 5.11  $2\ell SS$  根据 BDT 区间计算的模版拟合不确定性。

Table 5.11 Values of template fit uncertainties according to the BDT region, in  $2\ell SS$  channel.

## 5.6.2 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, 在比较中计算了信号区间  $HH$  的接受度不确定性, 大小为 5.8%。PDF 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

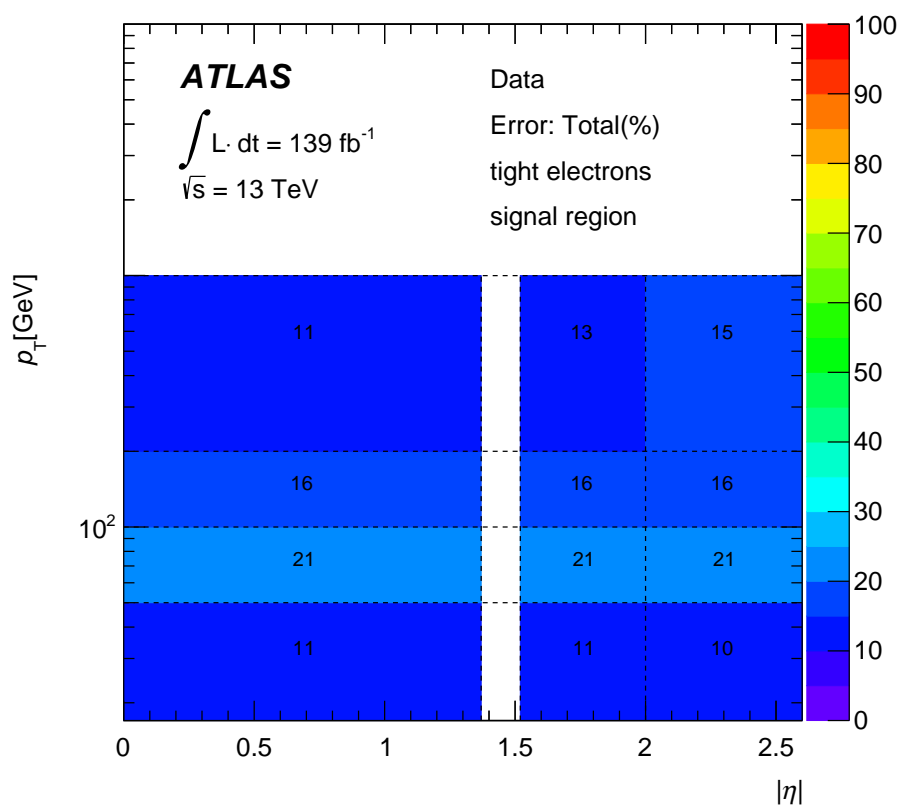


图 5.20 Tight 电子总体 QMisID 误差 (%)。

Figure 5.20 Total uncertainty of QMisID estimation for Tight electron in percentage.

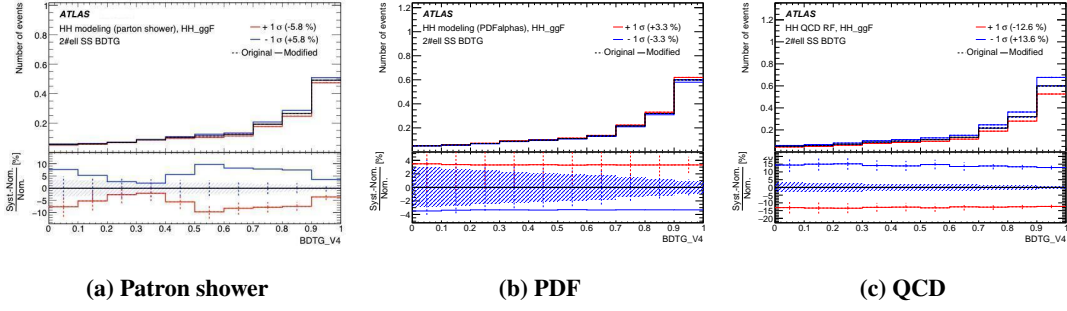


图 5.21  $HH$   $ggF$  产生模式在拟合区间不同 bin 的强子化簇射 (a)、PDF (b)、QCD (c) 理论误差。图展示了联合 BDTG 的分布，图的下方是相对的系统误差（百分比）。

Figure 5.21 Theoretical uncertainties of hadronization (a), PDF (b), and QCD (c) for the  $HH$   $ggF$  production mode in fitting region. The figure shows the distribution of the combined BDTG, and the relative systematic uncertainties (in percentage) in the bottom.

化尺度  $\mu_R$  和因子化尺度  $\mu_F$  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  $\sim 3\%$ - $4\%$ 。 $\alpha_s$  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  $\sim 13\%$ - $16\%$ 。信号理论误差的估计结果总结于图。

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  $\alpha_s$  对接受度造成的影响，其大小在 10% 和 25% 范围内浮动。对于其他的 prompt 轻子本底，考虑了对产生截面整体的误差，这些数值来自于实验观测和 MC 预期的不一致。 $ZZ$  事例应用了 6% 误差<sup>[131]</sup>， $ttZ$  应用了 11%<sup>[132]</sup>， $ttH$  本底应用了 10%<sup>[132]</sup>， $VH$  本底为 5%， $ttW$  本底为 3%， $VVV$  本底的误差为 30%<sup>[131]</sup>，单 top 产生过程的误差为  $+5\%/ -4\%$ ，从平均加权的  $t$ -， $tW^-$  和  $s$ -道产生模式估计而来<sup>[133,134]</sup>。

$t\bar{t}$  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、 $\alpha_s$  值的不确定性。在信号区域排除了  $b$ -喷注后， $t\bar{t}$  误差的贡献变小。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 的误差通过比较不同  $hdamp$  假设，并改变簇射方法的备用样本获得。

## 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:

$$\mathcal{L} = \prod_{c \in \text{channels}} \prod_{b \in \text{bins}} \text{Poisson}(n_{c,b}^{\text{obs}} | n_{c,b}^S, n_{c,b}^B) \times \prod_{s \in \mathbb{S}} \mathcal{G}(0 | \theta_s, 1), \quad (5.76)$$

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:

$$\text{Poisson}(n_{c,b}^{\text{obs}} | n_{c,b}^S, n_{c,b}^B) = \frac{1}{n_{c,b}^{\text{obs}}!} \left( \mu * S_{c,b} + n_{c,b}^B \right)^{n_{c,b}^{\text{obs}}} \exp^{-\left( \mu * S_{c,b} + n_{c,b}^B \right)} \quad (5.77)$$

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。  $\mu$  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。  $\theta_s$  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  $\tilde{q}_\mu$ ,

$$\tilde{\lambda}(\mu) = \begin{cases} \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta}(\hat{\mu}))} & \hat{\mu} \geq 0, \\ \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(0, \hat{\theta}(0))} & \hat{\mu} < 0. \end{cases} \quad (5.78)$$

其中  $\hat{\theta}(0)$  和  $\hat{\theta}(\mu)$  是在给定强度为 0 和  $\mu$  的情况下, 条件最大似然估计量  $\theta$ 。对于“发现”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

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \frac{\mathcal{L}(0, \hat{\theta}(0))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & \hat{\mu} \geq 0 \\ 0 & \hat{\mu} < 0 \end{cases} \quad (5.79)$$

假设统计量  $q$  越大，其对应的实验  $p$  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。对于估计信号截面上限类型的统计分析，使用的统计量并不相同，其定义为：

$$\tilde{q}_\mu = \begin{cases} -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(0, \hat{\theta}(0))} & \hat{\mu} < 0, \\ -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu, \\ 0 & \hat{\mu} > \mu. \end{cases} \quad (5.710)$$

$HH$  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，该计算过程给出最大的不被排除的  $\mu$ 。其假设及估计过程见<sup>[135]</sup>。

### 5.7.2 统计结果

在信号区间，我们使用 Asimov 数据集<sup>5</sup>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  $\mu_{WZ} = 0.80$ ,  $\mu_{VVjj} = 1.72$ ,  $\mu_{QED} = 2.19$ ,  $\mu_{HF-MU} = 1.64$ ,  $\mu_{HF-E} = 1.27$  and  $\mu_{Conv} = 0.7$  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 5.22 显示了信号区间  $BDT_{All} > -0.4$  的分布。

系统误差被视为 NP 项，其中物理对象相关的 NP 按照节 5.6.1.1 所述，QMisID 和假轻子本底建模的误差见节 5.6.1.2 和节 5.6.1.3。来自 MC 统计量的误差成为  $\gamma$  项，他们以  $\Gamma$  函数的形式进入似然比统计量中。图 5.23 和图 5.24 分别为 NP 的混淆矩阵以及他们的 pull 分布。

评估每个系统误差对最终结果的影响非常重要。特别地，需要调查冗余参数离其预期的名义值 (nominal value) 的差距，以及它们的不确定性。为此，我们对于每个 nuisance 参数，再次进行拟合，将该参数固定为其拟合值加上或减去其拟合不确定度，其他所有参数均可变化。图 5.25 给出了 NP 对拟合影响的排序情况，总体的拟合前值与拟合后值之间存在很好的一致性。该分析是统计误差为主导，排除这些所谓的  $\gamma$  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。系统误差中 jet 味道鉴别占据了较大的比例。最大的第一项来源是

<sup>5</sup>指观测量与期望值一致的人造数据集

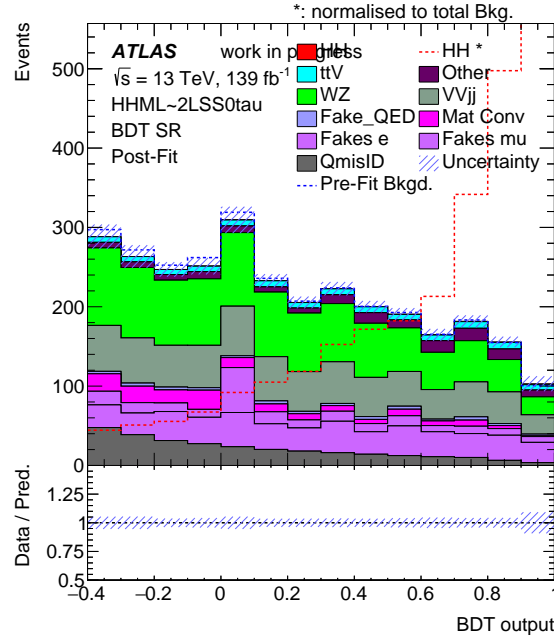


图 5.22  $2\ell$ SS 物理道拟合后的信号区间  $BDT_{All}$  分布。

Figure 5.22 Distribution of  $BDT_{All}$  in the signal region after the fit for the  $2\ell$ SS channel.

b-喷注校准，它在 fake 本底的 MC 预测的和  $t\bar{t} + X$  过程大概有 2%-6% 的误差。来自 pipe-up 归一的误差排名第三，出现在 NP 影响排序的其他系统误差还有喷注 JVT，轻子效率误差，丢失横动量误差。在图 5.24 中并未发现很大的 pull 以及大的约束。其中最大的约束项是 QmisID 的误差，这主要是因为它在 CR 中的预测值略微存在误差，这可以在图 5.23 关联矩阵中得到体现。

$2\ell$ SS 物理道预期截面上限的结果为如表 5.12。信号区间的数据暂未公开。

	$-2\sigma$	$-1\sigma$	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 5.12  $2\ell$ 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。

Table 5.12 Expected Upper limits in  $2\ell$ SS channel. First row: Limits with stats only; Second row: Limits with systematics.

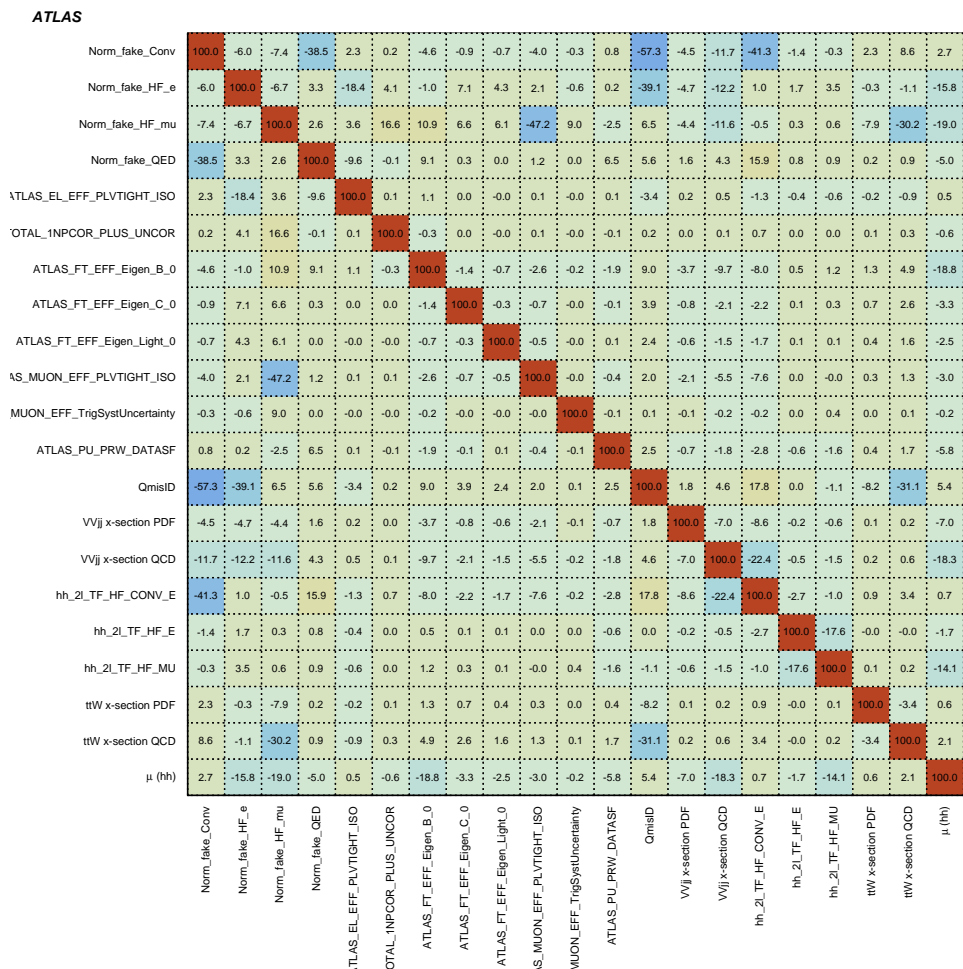


图 5.23  $2\ell SS$  物理道的混淆矩阵。探测器系统误差包含在内。

Figure 5.23 Confusion matrix for the  $2\ell SS$  channel. Detector systematic uncertainties are included.

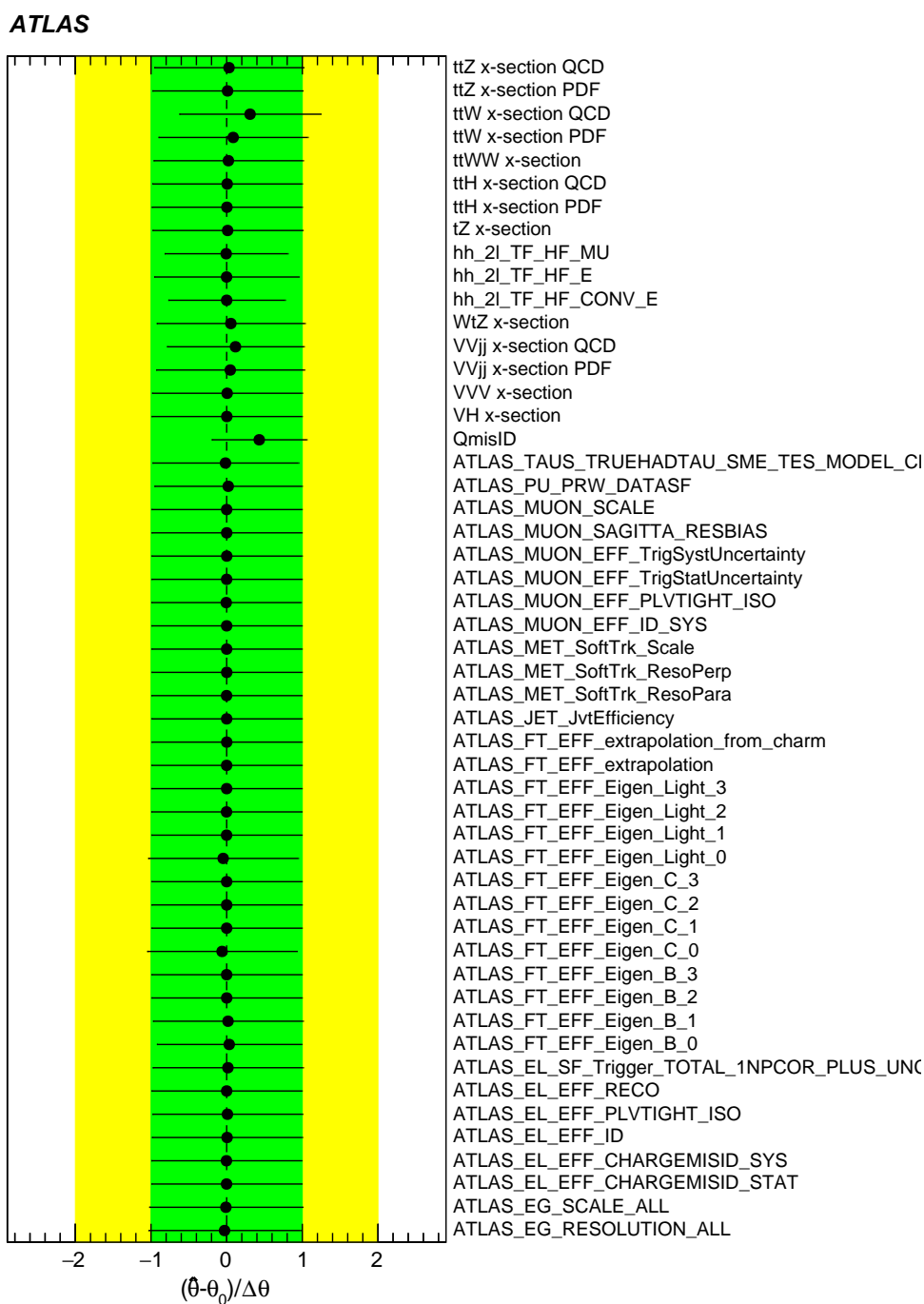


图 5.24  $2\ell$ SS 物理道冗余参数的 pull 分布。探测器系统误差包含在内。

Figure 5.24 Pull distribution of nuisance parameters for the  $2\ell$ SS channel. Detector systematic uncertainties are included.



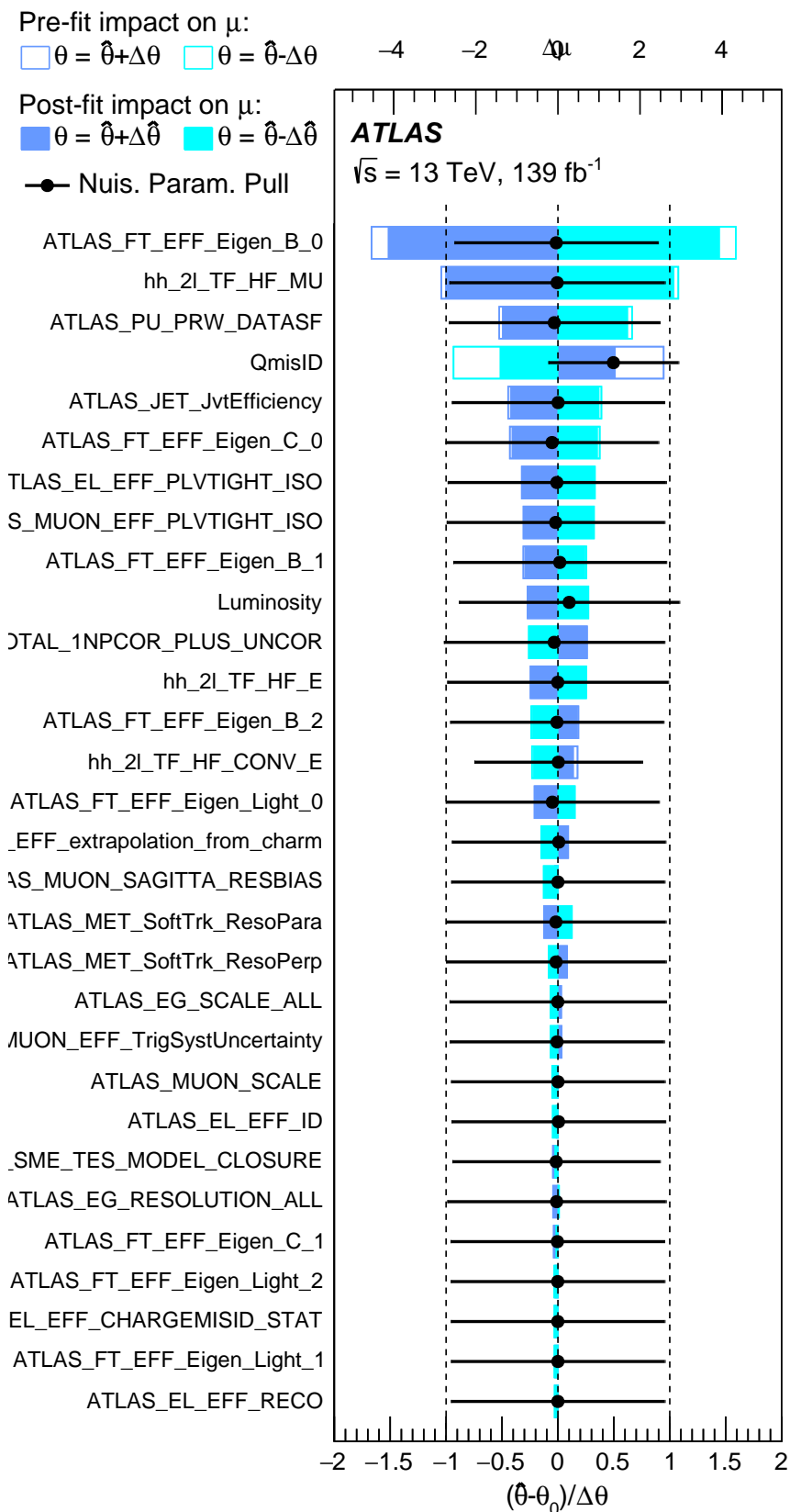


图 5.25  $2\ell$ SS 物理道排名前 30 项的冗余参数的排序分布。结果在形状 1% 排除阈和归一化 1% 排除阈情况下获得。

Figure 5.25 Ranking plots of nuisance parameters for the top 30 ranked in the  $2\ell$ SS channel. Results are obtained with a shape exclusion threshold of 1% and a normalization exclusion threshold of 1%.

### 5.7.3 $\kappa_\lambda$ 测量

由于 ATLAS 的 MC 样本生成的计算昂贵，也很耗时，考虑到  $\kappa_\lambda$  要被限制的范围，以及准确的结果需要保持生成样本  $\kappa_\lambda$  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 2.226 出发，微分截面可以表示为

$$\frac{d\sigma}{d\Phi} = a(\Phi) + b(\Phi)\kappa_\lambda + c(\Phi)\kappa_\lambda^2, \quad (5.711)$$

其中  $\Phi$  代表一个相空间， $a$ ,  $b$ ,  $c$  是只与  $\Phi$  有关的常数。由于我们预期  $m_{HH}$  分布依赖于  $\kappa_\lambda$ ， $HH$  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  $\Phi$ 。ATLAS 分析组选择  $\kappa_\lambda = 0, 1, 20$  三个点的线性组合来得到随  $\kappa_\lambda$  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  $HH \rightarrow 2\ell SS$  验证，对比如图 5.26，符合很好。

理论上  $\kappa_\lambda$  会改变  $HH$  事例的动力学，然而，多轻子道不能完全重建出  $HH$  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  $\kappa_\lambda$  不够敏感。将不同  $\kappa_\lambda$  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  $\kappa_\lambda$  优化其特定 BDT 模型的计划。图 5.27 展示了 BDT 输出的分布和他们的接受度乘选择效率随  $\kappa_\lambda$  的关系。

图 5.28 展示了以  $\kappa_\lambda$  为函数的 95% 置信度的截面上限。该结果只包含 ggF 产生模式， $\kappa_\lambda$  的预期值被限制在 (-8.4, 13.6)。

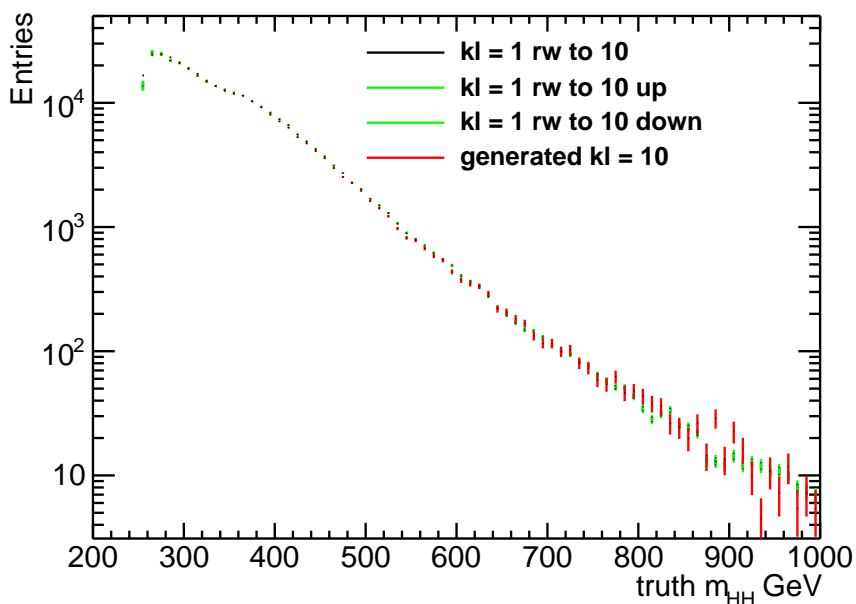


图 5.26  $2\ell SS$  物理道的  $\kappa_\lambda$  加权验证,  $\kappa_\lambda = 10$  的 ATLAS 模拟样本和加权样本符合很好。

Figure 5.26 Validation of  $\kappa_\lambda$  weighting for the  $2\ell SS$  channel. The ATLAS simulated sample and the weighted sample for  $\kappa_\lambda = 10$  agree well.

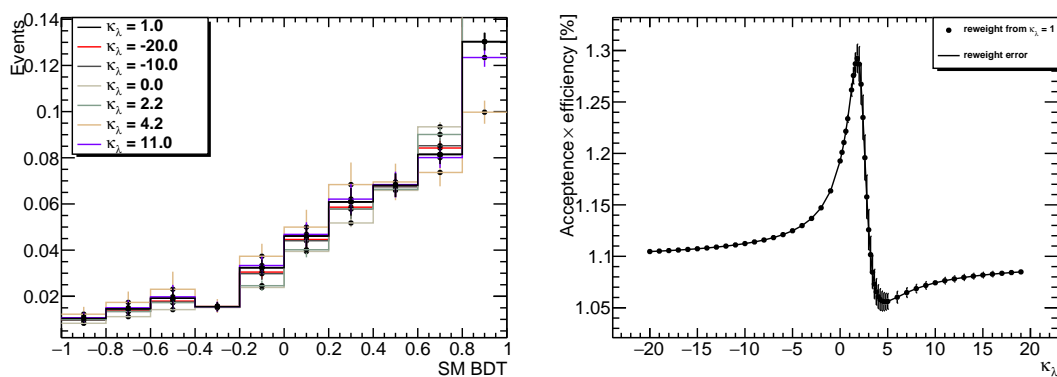


图 5.27 左: 不同  $\kappa_\lambda$  样本的 SM BDT 输出; 右: 各个  $\kappa_\lambda$  样本经过预事例筛选的接受度乘以选择效率, 误差来自  $\kappa_\lambda$  加权过程。

Figure 5.27 *Left*: Output of the SM BDT for different  $\kappa_\lambda$  samples. *Right*: Acceptance multiplied by selection efficiency for each  $\kappa_\lambda$  sample after pre-event selection, with uncertainty coming from the  $\kappa_\lambda$  reweighting procedure.

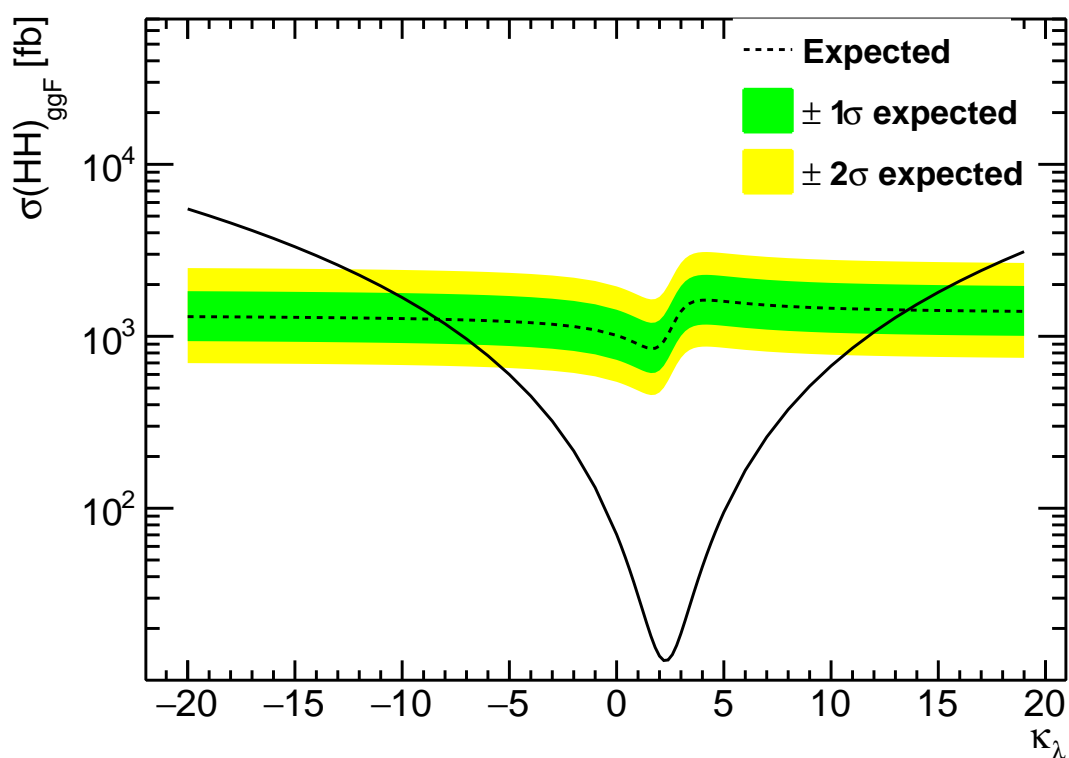


图 5.28  $HH$   $ggF$  产生截面关于  $\kappa_\lambda$  的期望上限。期望上限包括  $\pm\sigma$ 、 $\pm 2\sigma$  误差带。“抛物线”为  $ggF$  截面理论预测曲线。

Figure 5.28 Expected upper limits on the cross section of  $HH$   $ggF$  production as a function of  $\kappa_\lambda$ . The expected upper limits include  $\pm\sigma$  and  $\pm 2\sigma$  error bands. The "parabola" represents the theoretical prediction curve for the  $ggF$  cross section.

## 5.8 多轻子分析联合测量

多轻子分析按照轻子数,  $\tau_{\text{had}}$  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, 如  $3\ell$ ,  $2\ell SS+1\tau_{\text{had}}$  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 5.14 所示。各个分析道的事例筛选定义见表格 5.13。

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 5.15 中。纯轻子道联合的预期截面上限为 12.18 倍标准模型  $HH$  截面,  $\gamma\gamma + ML$  联合的预期截面上限为 14.98。

图 5.29 展示了 NP 项的 pull 分布图, 没有发现被严格限制的误差项。

Channels	Selections
$2\ell SS$	Two same-sign T leptons, $p_T \geq 20$ GeV $N_{\text{jets}} \geq 2$ and $N_{b\text{-jets}} = 0$ $m_{\ell\ell} > 12$ GeV
$3\ell$	One L lepton with leading $p_T \geq 10$ GeV and two T leptons with $p_T > 15$ GeV total electric charge of $\pm 1$ $N_{\text{jets}} \geq 1$ and $N_{b\text{-jets}} = 0$ $m_{\ell\ell} > 12$ GeV and $ m_{\ell\ell} - 91.2 \text{ GeV}  > 10$ GeV for all SFOS lepton pairs $ m_{\ell\ell\ell} - 91.2 \text{ GeV}  > 10$ GeV BDT > 0.2
$b\bar{b}4\ell$	Two leading B leptons and at least one subleading T lepton, $p_T^1 \geq 20$ GeV, $p_T^2 \geq 15$ GeV, $p_T^3 \geq 10$ GeV $\Delta R > 0.02$ to any lepton pairs $m_{\ell\ell} > 5$ GeV for OSSF pairs. $N_{\text{jets}} \geq 2$ and $N_{b\text{-jets}} \geq 1$ $115 \text{ GeV} < M_{4\ell} < 135 \text{ GeV}$
$1\ell + 2\tau_{\text{had}}$	exactly one L lepton exactly two RNN medium $\tau_{\text{had}}$ with opposite-sign $\Delta R_{(\tau_0, \tau_1)} \leq 2$ $N_{\text{jets}} \geq 2$ and $N_{b\text{-jets}} = 0$
$2\ell + 2\tau_{\text{had}}$	exactly two L leptons with opposite-sign $m_{\ell\ell} > 12$ GeV exactly two RNN medium $\tau_{\text{had}}$ of opposite charge Z-veto for light lepton pairs $\Delta R_{(\tau_0, \tau_1)} \leq 2$ $N_{\text{jets}} \geq 1$ and $N_{b\text{-jets}} = 0$
$2\ell SS + 1\tau_{\text{had}}$	Two same-sign T leptons, $p_T \geq 20$ GeV $m_{\ell\ell} > 12$ GeV $N_{\text{jets}} \geq 2$ and $N_{b\text{-jets}} = 0$ exactly one RNN medium $\tau_{\text{had}}$ with $p_T \geq 25$ GeV tau with opposite charge to leptons BDTG > -0.2
$\gamma\gamma + M L$	2 tight isolated photons with $E_T > 35$ GeV and $E_T > 25$ GeV $p_T/m_{\gamma\gamma} > 0.35$ (0.25) for the leading (subleading) photon $105 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 160 \text{ GeV}$ b-veto: $N_{b\text{-jets}} = 0$ $p_T^{\gamma\gamma} > 50$ GeV $E_T^{\text{miss}} > 35$ GeV except $\gamma\gamma + 1\mu 0\tau_{\text{had}}$ channel $m_{\ell\ell} > 12$ GeV in $\gamma\gamma + 2\ell 0\tau_{\text{had}}$ channel Events are classified in three different categories ( $\gamma\gamma + 1\ell 0\tau_{\text{had}}$ , $\gamma\gamma + 0\ell 1\tau_{\text{had}}$ and $\gamma\gamma + 2L$ ) by means of the number of light lepton and $\tau_{\text{had}}$ .

表 5.13 多轻子各个物理道用来定义信号区间的选择条件。

**Table 5.13 Selection definition to form the signal region for different channels in multilepton analysis.**

表 5.14 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。

Table 5.14 Number of bins in SR, control regions and normalization factors used for each channel.

Channels	number of bins in SR	number of CR	Norm Factors
$2\ell SS$	14	5	4
$3\ell$	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	-	-

表 5.15 多轻子道信号强度上限结果，展示为  $\text{Median}_{-\sigma}^{+\sigma}$ 。信号区间使用 Asimov 数据。

**Table 5.15 Upper limits on the signal strength shown as  $\text{Median}_{-\sigma}^{+\sigma}$  of Multilepton channel. Asimov data is used to derive the limit in statistic only, statistic plus MC uncertainties and all systematic included.**

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



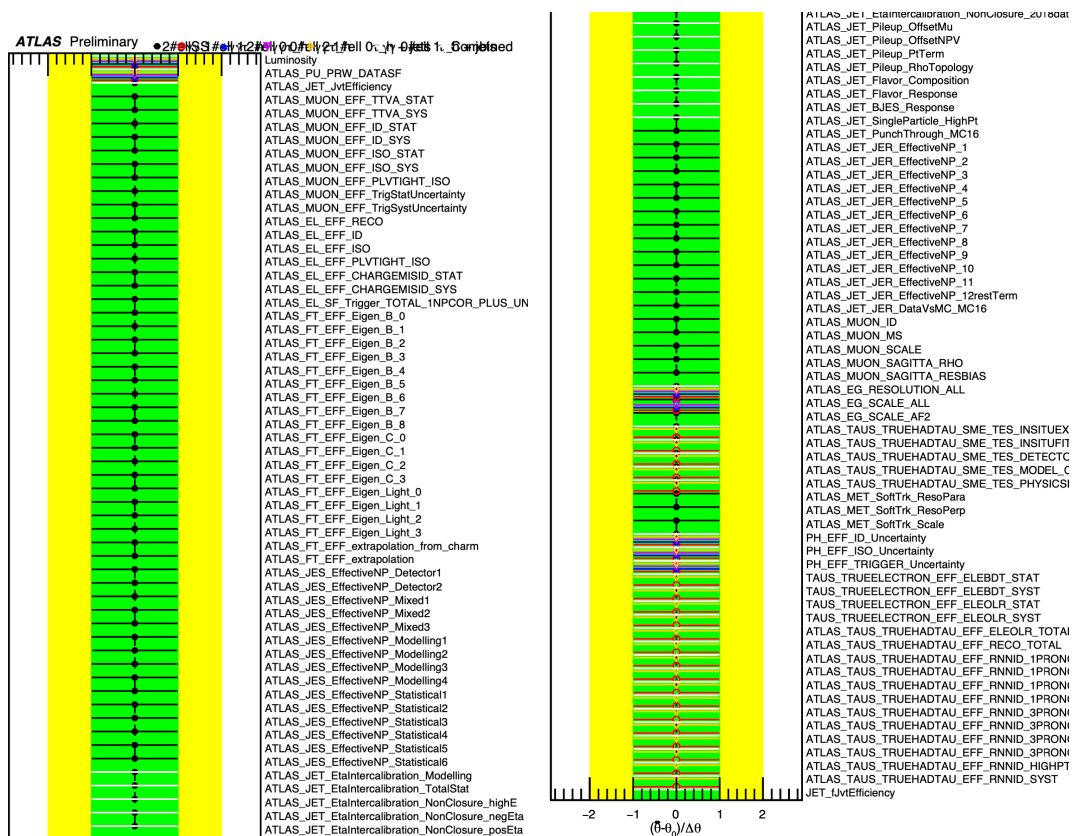


图 5.29 多轻子联合测量实验误差的 Pull 分布。

Figure 5.29 Pulls and constraint on the instrumental nuisance parameters for multilepton combined fit.

## 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  $\tau$  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 RUN 2 期间收集的  $139^{-1}\text{fb}$  数据进行。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, 该末态主要面临的底有两类, 一类是末态相空间满足  $\geq 2\ell$  并通过了事例筛选的 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% 置信度下截面期望值 35.8 倍标准模型截面  $\sigma_{HH}^{\text{ggF+VBF}}$ 。此外  $2\ell SS$  末态对 Higgs 自耦合强度  $\kappa_\lambda$  做了限制, 期望值为 (-8.4, 13.6)。分析相比 RUN 2  $36.1 \text{ fb}^{-1}$  数据的  $WWWW$  结果<sup>[94]</sup>, 引入了多变量事例选择, 优化的本底建模, 截面上限灵敏度提升了 4.6 倍。

在联合拟合中, 设置  $\mu_{HH}$  为 POI, 其余为 NP 项。 $\gamma\gamma+\text{ML}$  和  $b\bar{b}4\ell$  的预期截面上限分别为 SM 的 14.98 和 28.97 倍。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 RUN 2 结果中, 其多轻子分析的预期灵敏度为 21.3 倍 SM 截面<sup>[105]</sup>,  $WW\gamma\gamma$  的预期灵敏度为 52 倍 SM 截面<sup>[106]</sup>,  $b\bar{b}4\ell$  的预期灵敏度为 32.4 倍 SM 截面<sup>[136]</sup>。当前 ATLAS 多轻子工作在 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。在 ATLAS 上, 多轻子分析团队还进行了 2HDM 理论的实验寻找, 本人在  $\gamma\gamma + 1/2\ell$  和  $VV\tau\tau$  物理道工作中, 提供数据样本, 负责统计模型检查工作。



## 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)。在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,以确定末态粒子,排除背景事例,测量信号物理过程等。例如,通过粒子是否被磁场偏转和有无能量沉积,可以判断粒子是带电或中性。带电粒子的鉴别,是区分在探测器留下特征的粒子,包括  $e, \mu, \pi, k, p$ 。其中对于  $e^+e^-$  对撞机而言,如 BESIII 实验和未来的 CEPC 实验,以  $\pi, k, p$  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,构建了粒子鉴别的各种技术手段,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<sup>[137]</sup>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 技术有不用实验各自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,很快达到费米平台,其粒子区分性能有限。CMS 合作组<sup>[138]</sup>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  $\pi, K, p$ ,以测量他们的横动量谱。ATLAS 的 TRT 探测器可提供  $e, \pi$  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,有更强的物理动机在探测器方案上充分利用 PID 潜能。很显然,对粒子鉴别技术的研究和应用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。

恰帕克<sup>[139]</sup> 等人指出，一个电离事例位置信息可以通过测量电子的漂移时间获取，这一方法启发了自多丝正比室。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 6.01，可以推论径迹击中位置，从而用于粒子的径迹测量。

$$x = \int_{t_0}^{t_1} w dt. \quad (6.01)$$

## 6.1 带电粒子的电离性质

### 6.1.1 电离能损

当带电粒子穿过介质时，它们会与介质发生相互作用，入射粒子的部分能量被转移到核外电子上，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<sup>[140]</sup> 描述了入射带电粒子在穿过物质时的平均电离能损：

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (6.12)$$

式中的变量解释见表 6.1，平均电离能损  $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle$  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值区间。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 6.12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。

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  $\delta$  电子）。一般来说，探测器测量量是沉积在其体积内收集的部分能量，对于携带了大部分能量的  $\delta$  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

Symbol	Meaning
$N_A$	Avogadro's number [ $\text{mol}^{-1}$ ]
$m_e$	electron mass [ $\text{eV}/c^2$ ]
$e$	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 [ $\text{m}^{-3}$ ]
$c$	speed of light [m/s]
$v$	incident particle velocity [m/s]
$\rho$	material density [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]
$\delta$	density correction term
$U$	shell correction term
$\beta$	$v/c$
$\gamma$	$\sqrt{1 - \beta^2} - 1$
$z$	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]
$W_{\text{tot}}$	total energy loss [eV]
$x$	incident particle path length in material [m]

表 6.1 Bethe-Bloch 公式变量约定<sup>[140]</sup>。

Table 6.1 Variables in the Bethe-Bloch formula.

质中，而还有相当部分能量会随着飞出探测器灵敏介质的  $\delta$  电子溢出。此外，这种  $\delta$  电子造成的“硬散射”事例将显著延长能量损失分布的尾巴，导致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  $\delta$  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，这段是相对论上升过程。对于气体介质，粒子能量达到几百 GeV 时，才会产生饱和作用。相对论上升过程的粒子能损可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  $T_{\text{cut}}$  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  $W_{\text{cut}}$  积分至  $W_{\text{max}}$  得出：

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{T < W_{\text{cut}}} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\text{cut}}}{I^2} - \frac{\beta^2}{2} \left( 1 + \frac{W_{\text{cut}}}{W_{\text{max}}} \right) - \frac{\delta}{2} \right] \quad (6.13)$$

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  $\Delta$  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<sup>[141]</sup>，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：

$$\Delta_p = \xi \left[ \ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (6.14)$$

其中  $\xi = (K/2) \langle Z/A \rangle z^2 (x/\beta^2)$  MeV 对应于厚度为  $x$  (单位  $\text{gcm}^{-2}$ ) 的探测器， $j = 0.200$ 。500 GeV  $\pi$  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  $\delta$  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

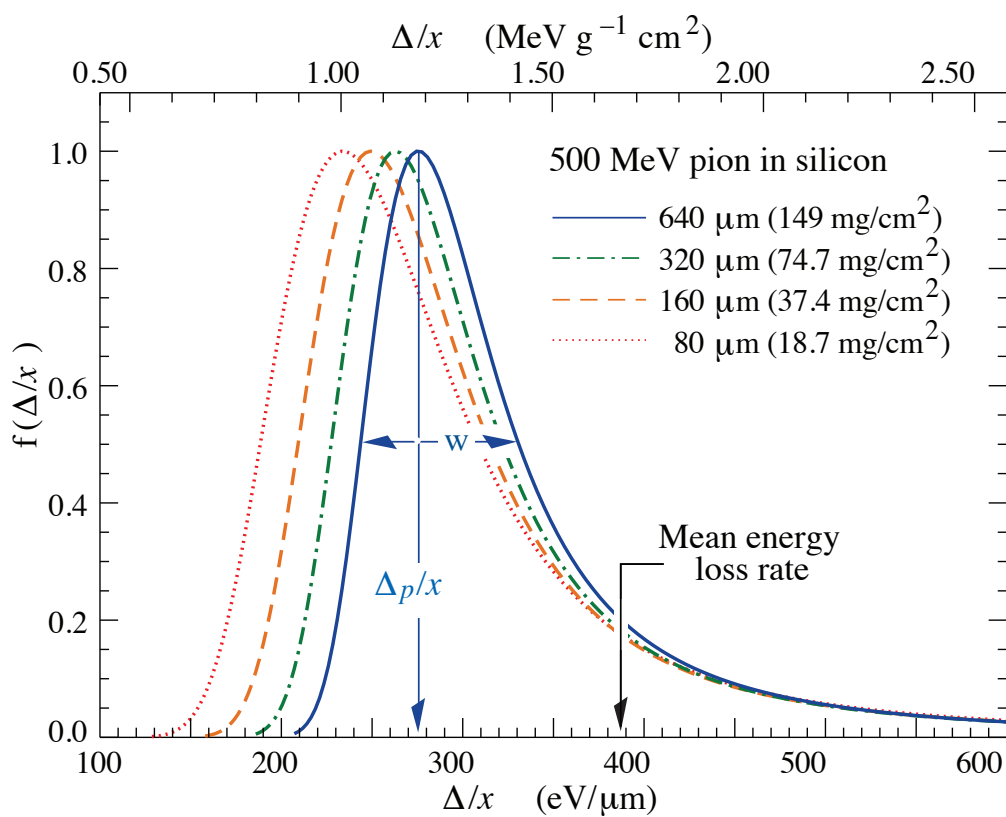


图 6.1 500 GeV  $\pi$  在硅中的 Straggling 函数。

Figure 6.1 Straggling function for 500 GeV  $\pi$  in silicon.



Gas	Density, mgcm <sup>-3</sup>	$E_x$ eV	$E_I$ eV	$W_I$ eV	$dE/dx _{\min}$ keVcm <sup>-1</sup>	$N_P$ cm <sup>-1</sup>	$N_T$ cm <sup>-1</sup>
H <sub>2</sub>	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 <sub>4</sub>	0.667	8.8	12.6	30	1.61	28	54
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	1.26	8.2	11.5	26	2.91	48	112
iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	2.49	6.5	10.6	26	5.67	90	220
CO <sub>2</sub>	1.84	7.0	13.8	34	3.35	35	100
CF <sub>4</sub>	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<sup>[140]</sup>

**Table 6.2 Properties of gas molecules.  $E_x$ : first excitation energy.  $E_I$ : ionization energy.  $N_P$ : number of primary ionization.  $N_T$ : number of total ionization.  $W_I$ : average energy exciting one electron-ion pair, measured by MIP particles.**

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

$$p_k^N = \frac{N^k}{k!} e^{-N} \quad (6.15)$$

则第  $j$  个原初电离的  $x$  分布为

$$A_j^N(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} N^j e^{-Nx} \quad (6.16)$$

则该原初电离在  $a$ ,  $b$  之间发生的几率为

$$\mathcal{P}(a \leq x \leq b) = \int_a^b A_j^N(x) dx. \quad (6.17)$$

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。对于更一般的情形, 研究<sup>[142]</sup>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<sup>[143]</sup>计算了气泡室的簇团密度:

$$\frac{d^2N}{dx dE} = \frac{A}{\beta^2} \left\{ \frac{f(E)}{E} \left[ \log \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)E} - \beta^2 \right] + \frac{1}{E^2} \int_0^E f(E) dE - \Delta'(\beta, \epsilon) \right\} \quad (6.18)$$

对式 6.18 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 [144]。

## 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)<sup>1</sup> 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, 叫做原初电离计数 (**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 cluster counting 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地被使用了很多年, 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。

<sup>1</sup>为叙述方便, 若不特殊说明, 后文 cluster 指代原初电离

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 (*Time Projection Chamber*, TPC)，是用来精确测量径迹和进行 PID 的探测器，可以提供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，这些实验的  $dE/dx$  分辨率大多在 5% 到 6% 之间。

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 (*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<sup>[151]</sup>。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<sup>[144]</sup>。He 基混合气体应为其电离数低，在以往并不被  $dE/dx$  方法的探测器优先使用。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<sup>[152]</sup>首次在漂移室上使用 He 基气体，利用计数算法给出了  $\mu/\pi$  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<sup>[153]</sup>中进行了回顾。在 TRIUMF 为 SuperB 实验建造的漂移室原型中，<sup>[154]</sup>使用  $210 \text{ MeV}/c$  束流测试数据进行了验证。与传统的截断平均的电荷测量方法相结合，可以提高  $\mu$  和  $\pi$  的区分能力。此外，该研究得出结论，该技术不需要具有过高采样率的电子学，最佳结果是信号平滑时间为  $5 \text{ ns}$  时获得的。对于未来的一些  $e^+e^-$  实验，在更高的能量区间上，IDEA 漂移室已经提出了以 *cluster counting* 作为 PID 手段。该探测器方案为多个项目，例如 FCC<sup>[155]</sup>，CEPC<sup>[156]</sup> 提供了设计报告。该漂移室拟通过 *cluster counting* 技术提供高效的径迹，动量测量和优秀的粒子鉴别能力。该技术预期可提供  $\sigma_{xy} \ll 100 \mu\text{m}$  的空间分辨和大约 2% 的  $dN/dx$  分辨率。需要指出的是，该理论预期是通过模拟研究获得的，实验上仍缺乏氦基气体在原初电离方面的测量数据，在章节 7.3 将介绍我们与 IDEA 等团队初步的束流实验情况。

探测器名称 (加速器)	类型	混合气体	截断范围	样本	$dE/dx$ 分辨	参考文献
ALICE (LHC)	TPC	Ne/CO <sub>2</sub> (90/10)	0-60%	$\pi$	5.0%	Phys.Rev.C 93 (2016) 3, 034913 <sup>[145]</sup>
DELPHI (LEP)	TPC	Ar/CH <sub>4</sub> (80/20)	8-80%	$\pi$	5.7%	NIMA 378 (1996), 57-100 <sup>[146]</sup>
Babar (PEPII)	DC	H <sub>4</sub> /iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (80/20)	0-80%	$e^{\pm}$	7.5%	NIMA 479 (2002), 1-116 <sup>[147]</sup>
BELLEII (KEK-B)	DC	He/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (50/50)	5-75%	$\pi$	5.5%	PTEP 2019 (2019) 12 <sup>[148]</sup>
CLEOIII (CESR)	DC	He/C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> (60/40)	0-70%	$e^{\pm}$	5.0%	NIMA 478 (2002) 142-146 <sup>[149]</sup>
BESIII(BEPC)	DC	He/C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> (60/40)	5-75%	$\pi$	6.0%	CPC 34 (2010) <sup>[150]</sup>

表 6.3 一些漂移室、时间投影室的  $dE/dx$  性能列举。Table 6.3  $dE/dx$  performance of some drift chambers and time projection chambers.



## 第 7 章 漂移室电离计数方法应用于粒子鉴别的研究

在以  $e^+e^-$  碰撞的物理分析中，粒子鉴别能力支持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 方法记录由带电径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 BESIII 实验上的稀有衰变搜索中，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。本文接下来介绍 cluster counting 方法在 BESIII 漂移室和 CEPC 漂移室的研究。

### 7.1 基于 BESIII 漂移室的粒子鉴别研究

北京谱仪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  $\tau$ -粲物理，是国际上  $\tau$ -粲能区的重要实验。自从 2009 年以来，BESIII 已经在质心能量从 2 到 5 GeV 收集了超过  $40 \text{ fb}^{-1}$  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 的升级方案<sup>[157]</sup> 被提出。对于该升级，研究人员讨论并提议了高亮度和增大束流能量的计划。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将至关重要。

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  $\pi$  为大约 6%<sup>[150]</sup><sup>1</sup>，TOF 的时间分辨率在桶部为 68 ps，在端盖为 60 ps<sup>[158,159]</sup>。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<sup>[160]</sup><sup>2</sup>。 $K/\pi$  的鉴别能力在

<sup>1</sup>在当前数据中的分辨率约为 5%

<sup>2</sup>在本文中，粒子“K”、“ $\pi$ ”通常表示  $K^-$ 、 $\pi^-$ 。

BESIII 离线软件系统 (BOSS) 下被进一步研究。

### 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, 我们首先从 Garfield++ 模拟电离过程中获得了电离测量的理论估计, 章节 7.1.1.1 说明了  $dE/dx$  和  $dN/dx$  行为的研究。在第二步, 我们在波形处理的模拟中考虑了  $dN/dx$  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 沿着带电粒子的径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, 以及识别的峰。

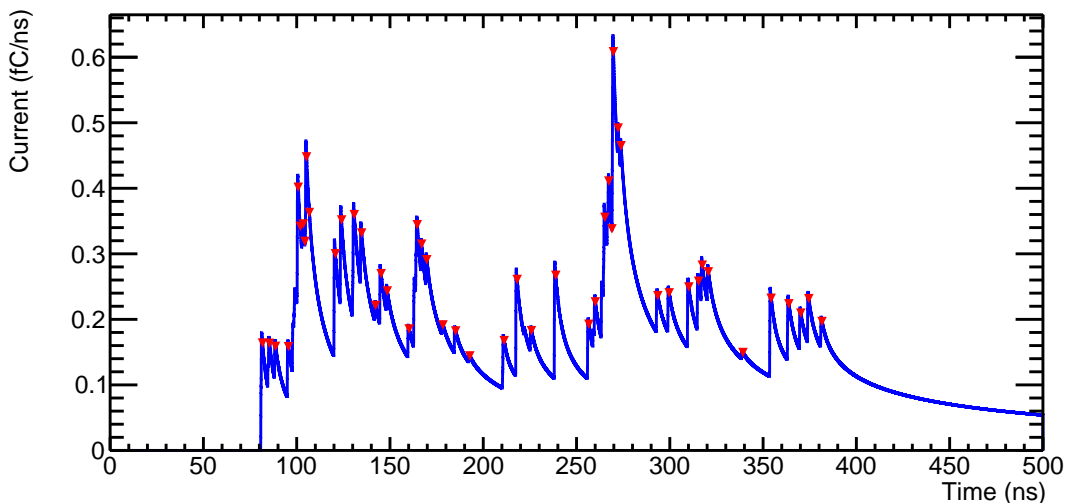


图 7.1 一个代表性的感应信号的模拟波形。红色三角形标记是识别的峰。

**Figure 7.1 A representative simulated waveform by induced current. Red triangles indicate identified peaks.**

对 MDC 的  $dE/dx$  和  $dN/dx$  的模拟是用 Garfield++ 程序进行的, 并对接至 Heed 程序。Heed 是光子吸收电离 (PAI) 模型实现的程序, 它模拟了沿带电粒子径迹产生的电离<sup>[161]</sup>。

在模拟中, 探测器的几何形状和 MDC 的气体配置都在 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 毫米的单元尺寸为 16.2 毫米。该室充满了氨基混合气体 He-C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> 60:40, 并在 1T 磁场中运行<sup>[162]</sup>。图 7.2 分别显示了一个单元的 2 GeV/c  $\pi$  的  $dN/dx$  和  $dE/dx$  分



布。正如预期，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，我们使用了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  $\delta$  电子能够电离其他原子，此类事例形成了能量损失分布的尾部。而在图 7.2b 中， $dN/dx$  分布是一个对称的高斯，这表明该量与额外的电离过程无关。

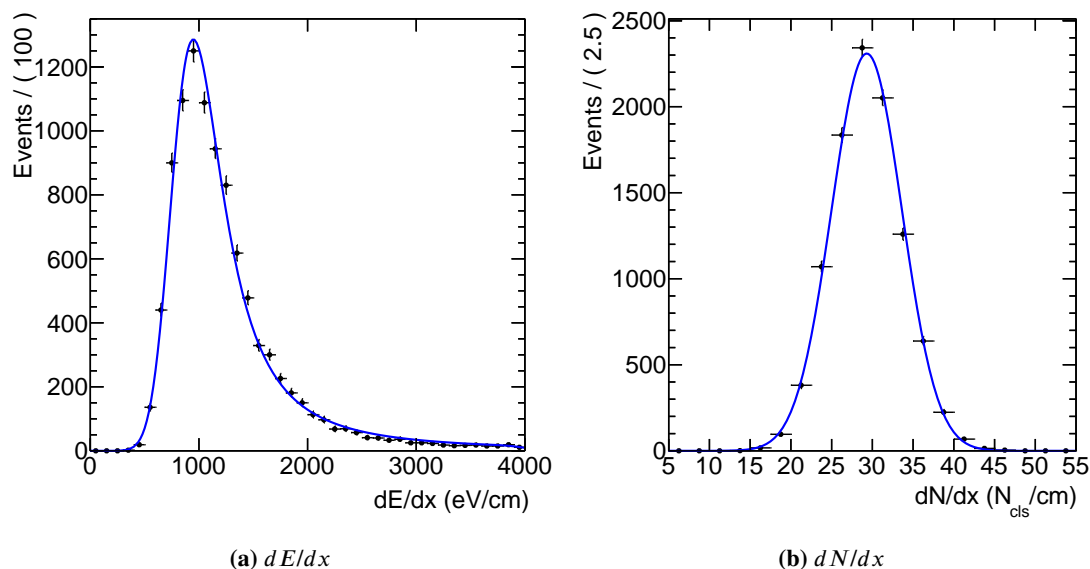


图 7.2 在一个单元内  $2 \text{ GeV}/c$   $\pi$  的电离级别  $dE/dx$  和  $dN/dx$  分布，形状使用高斯卷积朗道函数拟合。

**Figure 7.2  $dE/dx$  and  $dN/dx$  distributions of  $2 \text{ GeV}/c$   $\pi$  ionization energy loss in a single cell, fitted with a Gaussian convoluted with Landau function.**

对于穿过漂移室的径迹，为了减少长朗道尾巴的影响， $dE/dx$  采用截断平均法获得，其中每个单元保留在 5% 到 75% 的电荷积分范围内的击中事例。图 7.3a 显示了考虑到所有 MDC 单元的径迹的  $dE/dx$  分布，经过截断平均后， $dE/dx$  最可几值可由高斯形状中推断。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  $\frac{\sigma_{dN/dx}}{dN/dx}$ ，低于 3%，这一分辨率比  $dE/dx$  好两倍。

图 7.4 中， $dN/dx$  显然比  $dE/dx$  具有更窄的  $K$  和  $\pi$  带，给出一个明显的分离趋势。除此之外， $\pi$  和  $K$  曲线在  $1.1 \text{ GeV}/c$  附近的交点表明，两个粒子种类在该动量下是无法区分的。因此，在  $1\sigma$  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。

#### 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，它由单个电离产生信号的波形数字化，以及应用算法进行的波形分析组成，以识别与原初电离相关的峰



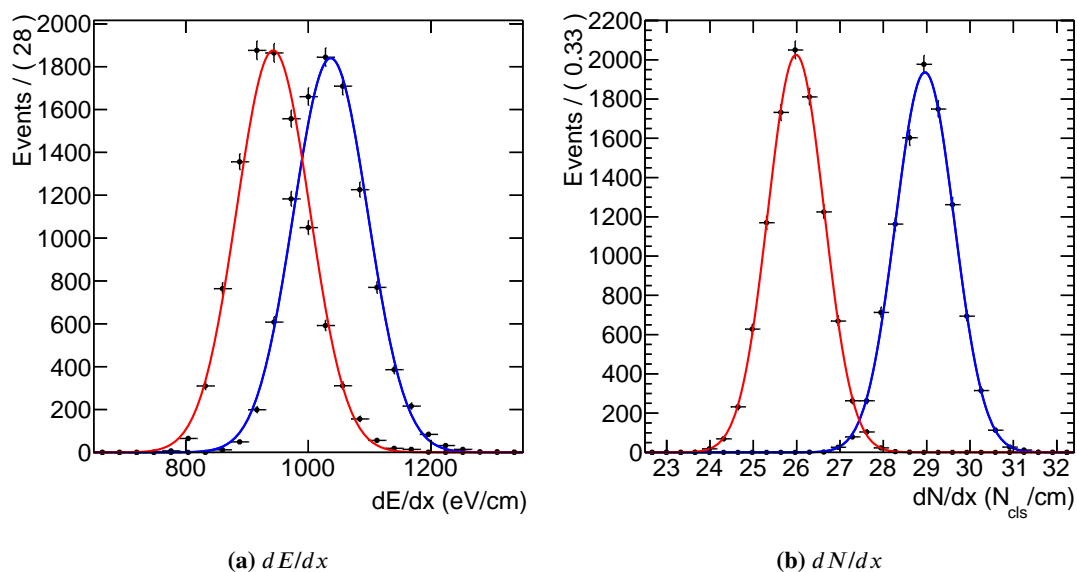


图 7.3 2 GeV/c  $dE/dx$  (左) 和  $dN/dx$  (右) 在真实电离水平下通过 43 层的  $\pi$  (蓝色) 和  $K$  (红色) 的分布。径迹长度约为 66 厘米。

Figure 7.3  $dE/dx$  (left) and  $dN/dx$  (right) distributions of a 2 GeV/c  $\pi$  (blue) and  $K$  (red) passing through 43 layers at true level. The track length is about 66 cm.

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例。从电极上收集所有的电荷，感应电流将被成型成一连串的脉冲。图 7.1 中展示了由 Garfield++ 程序模拟的的感应信号。对于目前研究使用的模拟信号，不考虑电子噪声和前置放大器整形时间。采样率为 2 Gsamples/ns。单个电子的扩散时间约为几个 ns。

我们改写了 ROOT<sup>[163]</sup> 提供的 TSpectrum 的寻峰算法，用来识别峰值。图 7.5a 显示了在 1000 个  $\pi$  事例统计量中，TSpectrum 算法识别的原初电离数量与真实原初电离的对比值。图 7.5b 显示了来自波形分析的真实和识别的原初电离的分布情况。与真实分布相比，识别的 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  $\sigma$  值从 16% 降至 19.6%。按事例划分，识别的 cluster 与真实 cluster 的比率在 7.5c 中列出。每个事例的  $dE/dx$  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%。

计数效率低下的主要原因是簇团密度过高。对于 He-C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> 60:40 的混合气体，一次电离的簇团密度对于 MIP  $\pi$  是 26/cm，对于 2 GeV/c  $\pi$  是 29/cm。如图 7.1 所

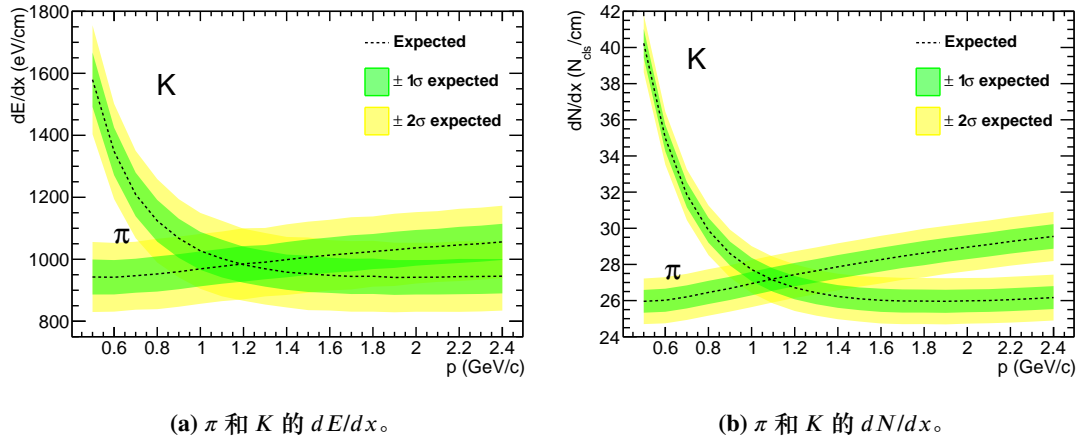


图 7.4  $dE/dx$  和  $dN/dx$  与  $\pi$  和  $K$  的动量关系，其中  $K$  从上往下落。径迹长度为 66 厘米。误差带是高斯拟合的  $1\sigma$  和  $2\sigma$  的不确定性。

**Figure 7.4  $dE/dx$  and  $dN/dx$  as a function of momentum for  $\pi$  and  $K$ , while  $\pi$  falling from top to bottom. The track length is 66 cm. The error bands represent the  $1\sigma$  and  $2\sigma$  uncertainties from a Gaussian fit.**

示的堆积区，由于簇团密度大，纵向扩散广，一些簇团在波形上的时间非常接近，这造成了寻峰的困难，导致分辨率变差。

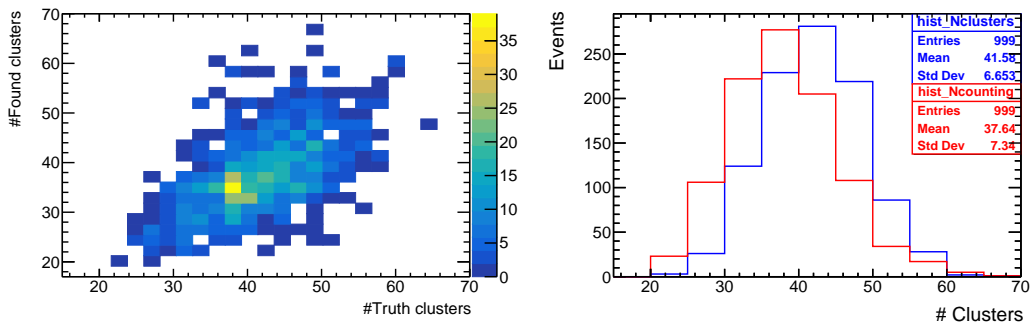
导致实验中分辨率下降的因素还有很多，我们总结如下：

- 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。

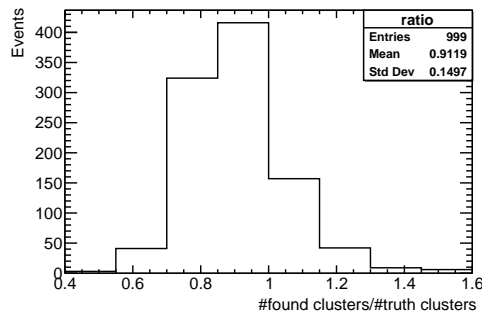
为了估计考虑所有这些影响造成的性能下降，我们假设  $dN/dx$  分辨率有 30% 和 60% 的退化，以考虑分辨率的下降，对  $dN/dx$  进行了 PID 性能研究。为了量化 PID 性能，我们引入了  $K$  和  $\pi$  的测量值  $S_{K,\pi}^M$  之间的分离度 (Separation Power)，其中  $M$  指  $dE/dx$  或  $dN/dx$ ：

$$S_{K,\pi}^M = \frac{|\overline{M}_K - \overline{M}_\pi|}{\sqrt{\sigma(M_K)^2 + \sigma(M_\pi)^2}}. \quad (7.11)$$

在式中， $\overline{M}_K$  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  $\pi$  的测量值  $M$  相应的标准偏差。图 7.6 中画出了  $dE/dx$  和  $dN/dx$  的分离度与动量的关系。除了 0.9 GeV/c 到 1.2 GeV/c 动量区间，粒子鉴别可以由 TOF 探测器恢复外，在整个动量范围内，用原初电离计数的  $K/\pi$  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。使用真实  $dN/dx$  信息，其分离度相比能量损失测量增强了 250%。在最差的假设下， $dN/dx$  在高



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



(c) 识别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) 识别的原初电离数与真实原初电离数; (b) 单个单元识别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) 识别的原初电离数和真实原初电离数之比, 平均值为 0.91。

Figure 7.5 Performance of cluster counting in waveform analysis. (a) The found clusters against truth clusters; (b) found clusters and truth clusters distribution for single cell events, with resolution of 16.1%, 19.6%, respectively; (c) ratio of found clusters over truth clusters. The average ratio is 0.91.

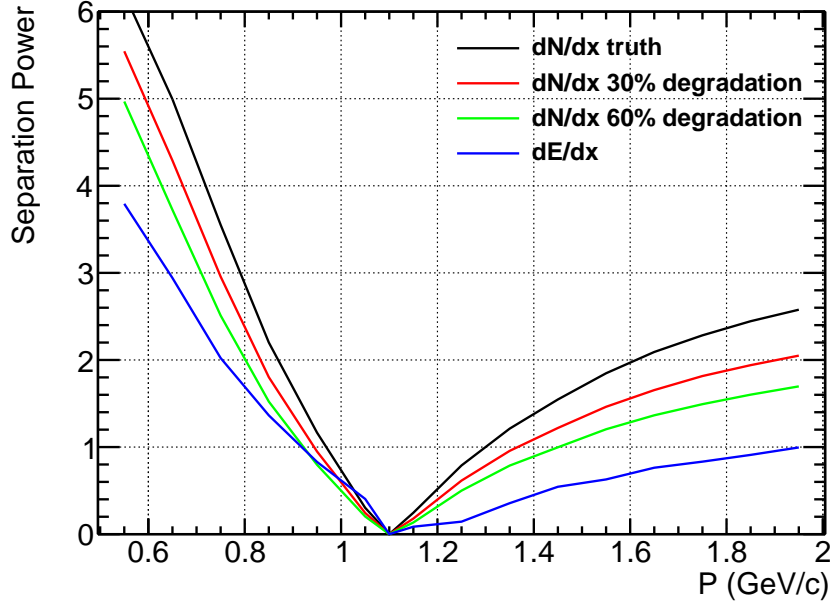


图 7.6 真实  $dN/dx$ 、 $\sigma_{dN/dx}$  30% 退化、 $\sigma_{dN/dx}$  60% 退化和基于波形电荷积分的重建  $dE/dx$  的分离度随动量的变化。

Figure 7.6 Separation power of  $\pi/K$  as a function of momentum for truth  $dN/dx$ , 30% degradation of  $\sigma_{dN/dx}$ , 60% degradation of  $\sigma_{dN/dx}$  and reconstructed  $dN/dx$  based on charge integration of waveform.

动能区仍然比  $dE/dx$  具有优势，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，我们在 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包。我们在 BOSS 中实现了基于参数化方法的  $dN/dx$  模型。 $dN/dx$  的估计是基于先前的径迹级别模拟建立的。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  $\pi, K$ ，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，要计算每个粒子假设的概率。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，我们计算一个统计量  $\chi_{par}^M$  ( $par = \pi, K$ )，利用  $M$  的预期均值和误差定义：
$$\chi_{par}^M = \frac{M_{par} - M_{par.exp}}{\sigma_{M_{par}}}$$
2. 计算  $\chi_{par}^M$  的平方和，以组合独立无关的测量量：
$$\chi_{par}^2 = \sum_M (\chi_{par}^M)^2$$
，其中  $n$  为自由度 (ndof)，表示测量次数。
3. 推导出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  $\pi$ ) 的 PID 效率可以定义为

$$\epsilon_{par} = \frac{N_{par \rightarrow par}}{N_{par}}, \quad (7.12)$$

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  $\pi$  的单粒子事例。蒙特卡洛样本由 GEANT4<sup>[164]</sup> 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例，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 ( $\theta$ ) 范围内，其中  $\theta$  是相对于 MDC 中的 Z 轴而言的。

$K$  和  $\pi$  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 Chi-squared 方法 (ndof=2)。比较有无 TOF 的结果能够得出，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  $\pi$  提供了最佳的 PID 效率，如图 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，30% 的退化的原初电离计数比能量损失的效率高 20%。考虑到在嘈杂的背景中寻找峰值的效率，保守地估计  $dN/dx$  分辨率下降 60%，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  $\pi$  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，使用真实的  $dN/dx$  信息，在 90% 的  $\pi$  拒绝率的情况下，预计会有超过 80% 的  $K$  选择效率，与  $dE/dx$  方法相比，增加了至少 20%。应该注意的是， $dE/dx$  和  $dN/dx$  是中度相关的， $\pi$  和  $K$  的相关系数  $\rho$  约为 0.42，他们的二维分布图如图 7.8 所示：

为了估计  $dE/dx$  对  $dN/dx$  的提升，可以对非零  $\rho$  进行  $\chi^2$  的联合：

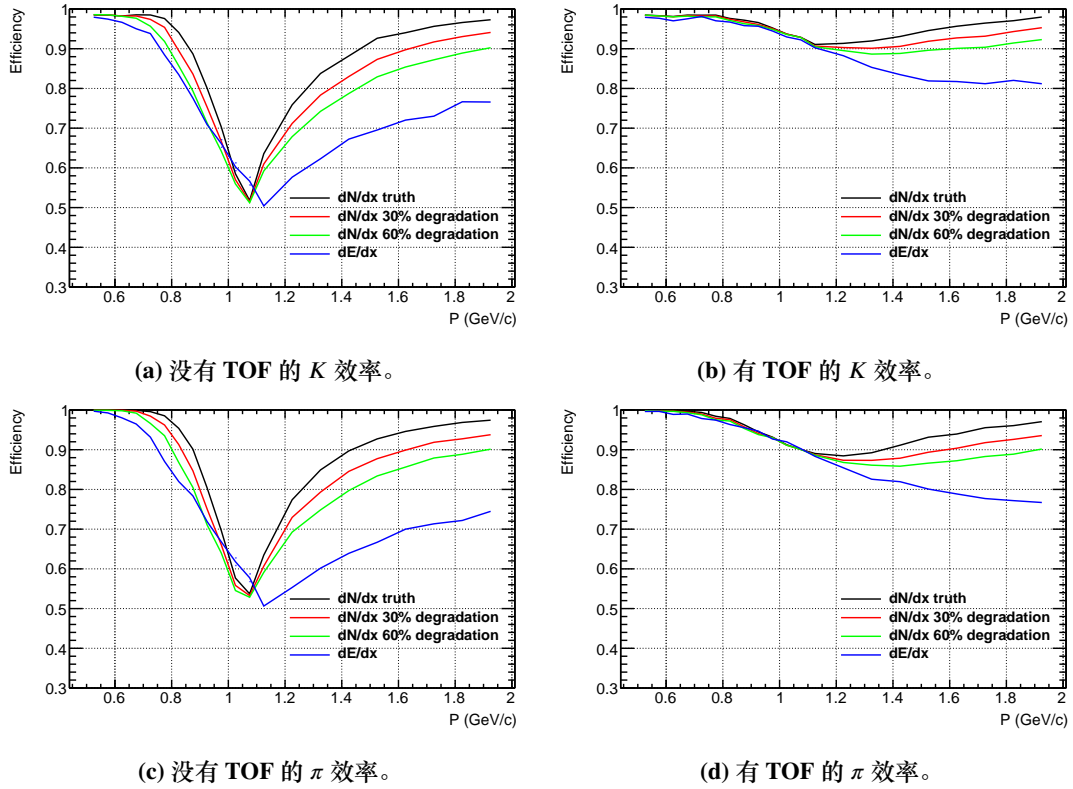

 图 7.7  $\pi$  和 K 的 PID 效率随动量的变化。

 Figure 7.7 PID efficiency versus momentum of  $\pi$  and K.

$$\chi^2 = \frac{1}{(1 - \rho^2)} \left[ \frac{(dE/dx - d\bar{E}/dx)^2}{\sigma_{dE/dx}^2} + \frac{(dN/dx - d\bar{N}/dx)^2}{\sigma_{dN/dx}^2} - \frac{2\rho(dE/dx - d\bar{E}/dx)(dN/dx - d\bar{N}/dx)}{\sigma_{dE/dx}\sigma_{dN/dx}} \right] \quad (7.13)$$

在三种情况下比较了 PID 综合性能，分别是真实  $dN/dx$ 、30%  $dN/dx$  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 技术对漂移室粒子鉴别能力提升的好处。通过理论估计， $dN/dx$  分辨率可以提高到 3%。我们利用 Garfield++ 生成了漂移室信号的波形，应用不同假设的  $dN/dx$  分辨率，来评估 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  $\pi$  和 K 之间的分离能力有希望得到改善，在理想情况下和在  $dN/dx$  分辨率下降 60% 的保守情况下，预计增益分别为 2.5 和 1.7 倍。此外，我们在 BOSS 分析中对  $dN/dx$  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

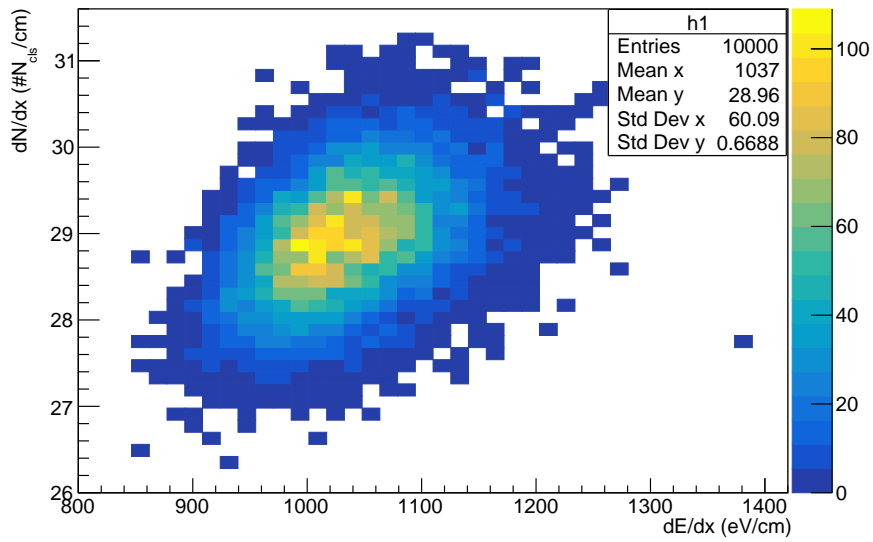


图 7.8 2 GeV  $\pi$   $dN/dx$  与  $dE/dx$  对比图。

Figure 7.8  $dN/dx$  versus  $dE/dx$  for 2 GeV  $\pi$

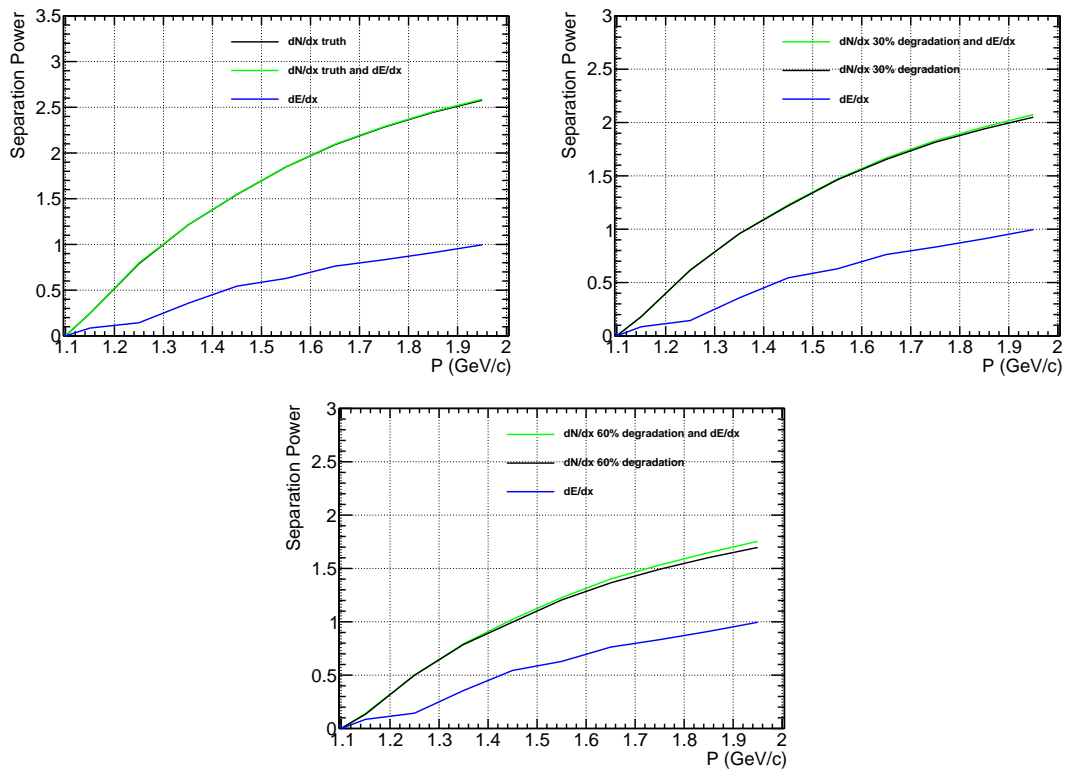


图 7.9 三种情形下  $\pi$  和  $K$  的分辨能力，比较单独  $dN/dx$ ， $dE/dx$  和他们联合的性能。左：真实的  $dN/dx$ ，右：30% 退化的  $dN/dx$ ，下：60% 退化的  $dN/dx$ 。

Figure 7.9 Separation power of  $\pi$  and  $K$  for three scenarios, comparing the performance of  $dN/dx$ ,  $dE/dx$ , and their combination. Left: true  $dN/dx$ , right: 30% degraded  $dN/dx$ , bottom: 60% degraded  $dN/dx$ .



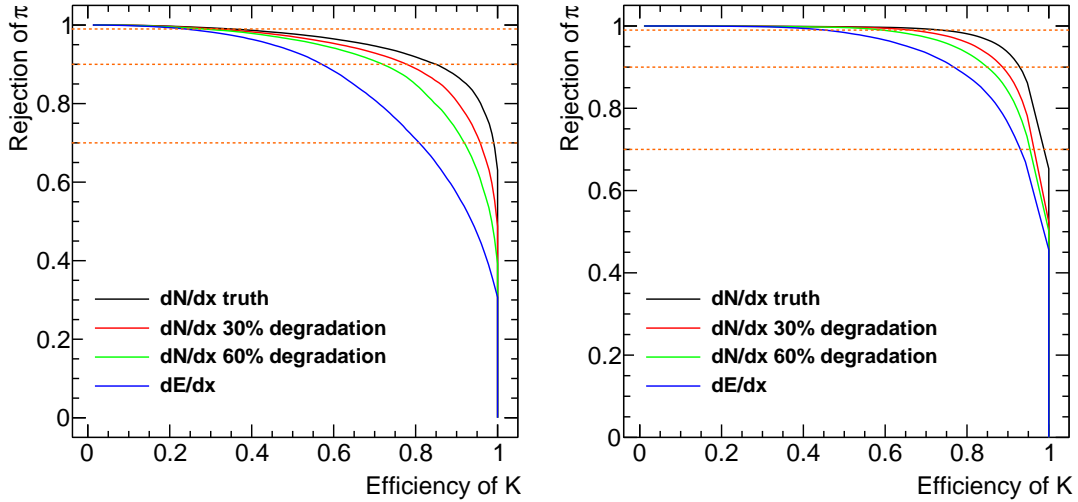


图 7.10  $K$  选择效率相对  $\pi$  拒绝效率的 ROC 曲线。左：没有 TOF 的  $dN/dx$  和  $dE/dx$  性能；右：有 TOF 的  $dN/dx$  和  $dE/dx$ 。橙色虚线显示了  $\pi$  排除率分别为 70%，90% 和 99%。

Figure 7.10 ROC curves of  $K$  selection efficiency versus  $\pi$  rejection efficiency. Left:  $dN/dx$  and  $dE/dx$  performance without TOF; right:  $dN/dx$  and  $dE/dx$  performance with TOF. The orange dashed lines indicate  $\pi$  rejection rates of 70%, 90%, and 99%.

信息的 PID 效率进行了评估。结果表明，在理想情况下， $\pi$  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，原型机测试有望进一步验证 cluster counting 技术的可行性。BESIII 的粒子鉴别研究得出了科学性结论，为 CEPC 的漂移室粒子鉴别工作积累研究经验。

## 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，对撞的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  $3\sigma$  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



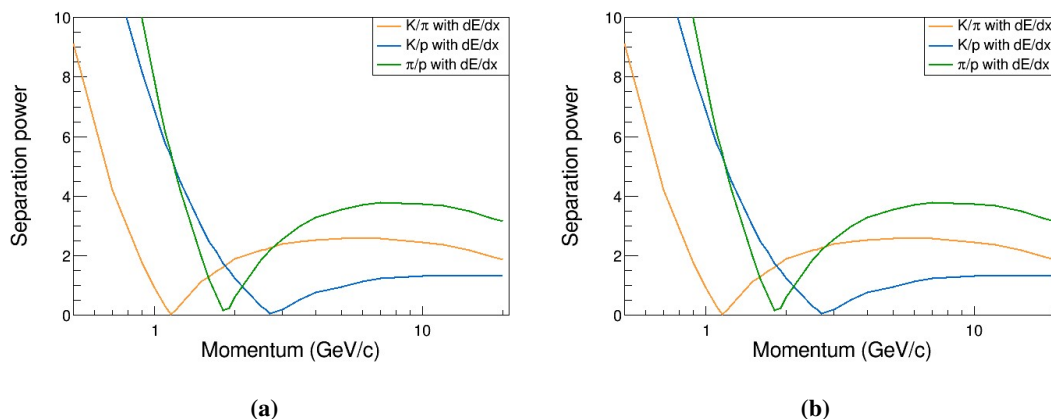


图 7.11 Garfield 模拟的  $dE/dx$  和  $dN/dx$  区分度随动量的曲线。 $dN/dx$  计算使用 0-80% 的截断范围。

Figure 7.11 Separation power of  $dE/dx$  and  $dN/dx$  as a function of momentum obtained from Garfield simulation. The calculation of  $dN/dx$  uses a truncation range of 0-80%.

喷注味道标记和喷注电荷测量的性能。

### 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) [165] 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  $5.6 \text{ ab}^{-1}$  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 [166], 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  $5.6 \text{ ab}^{-1}$  提升至  $20 \text{ ab}^{-1}$ , 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,  $1 \text{ ab}^{-1}$  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%。

	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 ( $\text{ab}^{-1}$ , 2 IPs)	16	2.6	5.6	-
	Event yields	$7 \times 10^{11}$	$2 \times 10^7$	$1 \times 10^6$	-
New nominal	Instantaneous luminosity ( $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , per IP)	191.7	26.6	8.3	0.83
	Integrated luminosity ( $\text{ab}^{-1}$ , 2 IPs)	100	6	20	1
	Event yields	$3 \times 10^{12}$	$1 \times 10^8$	$4 \times 10^6$	$5 \times 10^5$

表 7.1 CEPC 基准运行策略和 CDR 四种模式的物理过程产额。

Table 7.1 Physics process yields for the four benchmark modes of the CEPC new nominal operational strategy and the CDR.

## 7.2.1.1 第四代概念设计探测器

在 CEPC CDR 框架下, 基于粒子流算法的基准探测器 (baseline detector) 被提出, 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 (*International Linear Collider*, ILC) [167] 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 两部分硅之间的空间由时间投影室 (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 Tesla 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 2.8-6 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

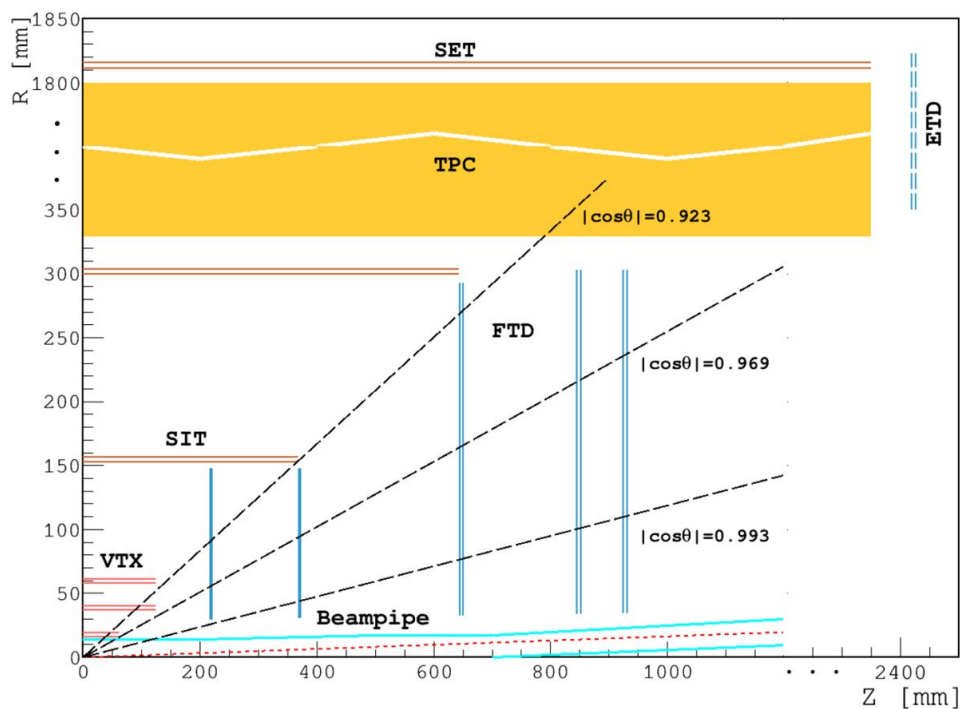


图 7.12 基准径迹探测器。

Figure 7.12 Baseline tracker.

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。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 漂移室信号模拟

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

子探测器类型	物质的量 ( $X_0$ )	$\sigma$ (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探测器的物质的量和空间分辨。

Table 7.2 The material and spatial resolution of a single layer of the baseline tracker.

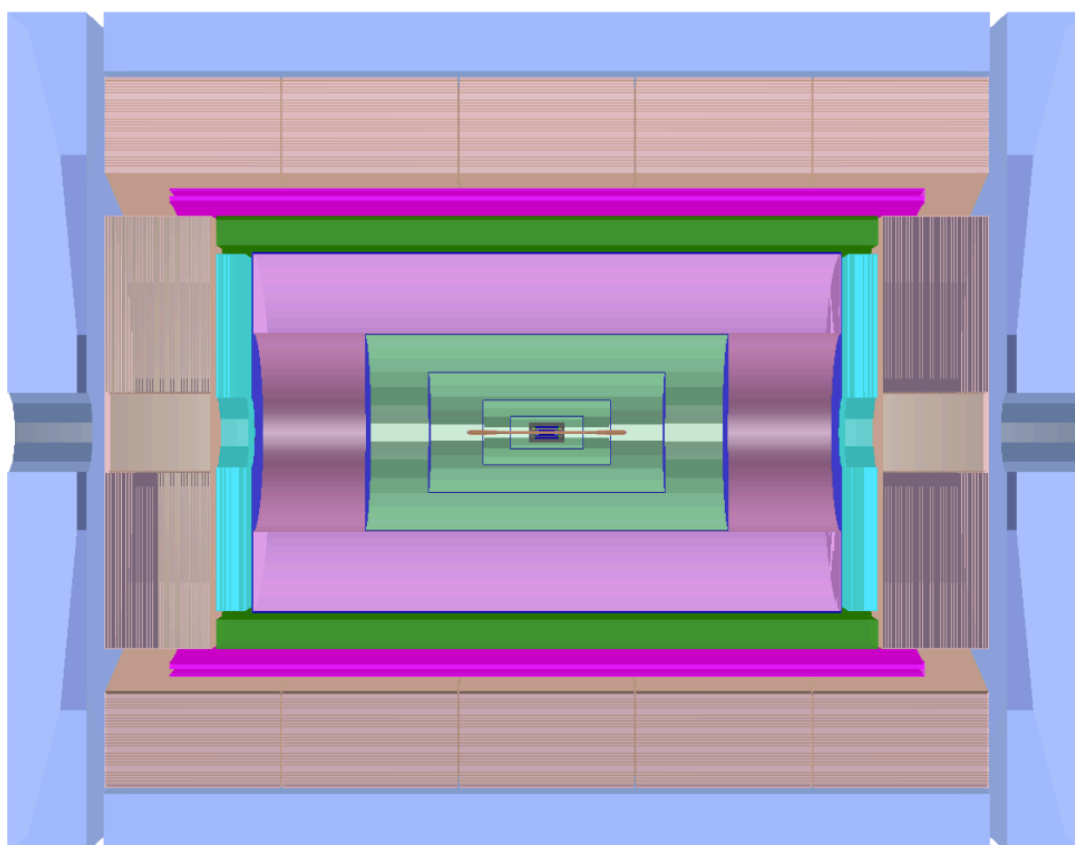


图 7.13 第四代概念设计探测器。

Figure 7.13 Fourth conceptual design detector.

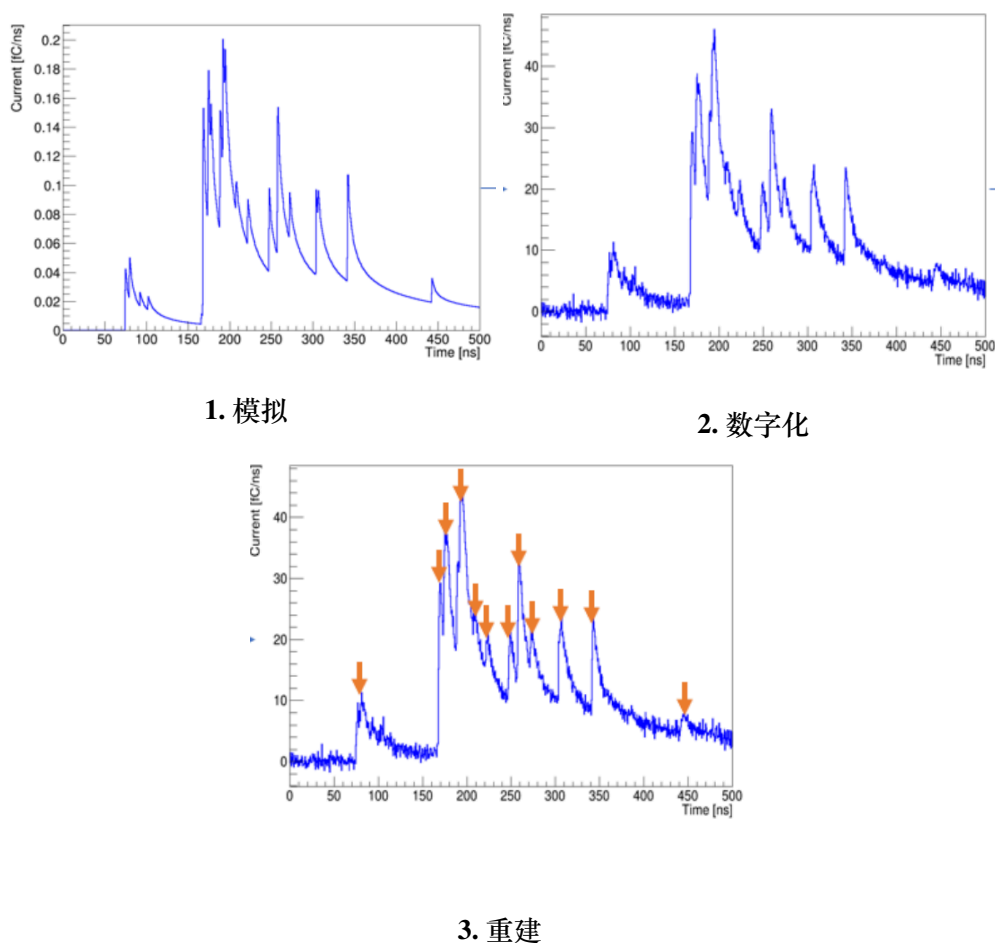


图 7.14 Cluster counting 工作流程。

Figure 7.14 Workflow of cluster counting simulation.

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的理解，尤其是噪声水平，前置放大器对信号的变形，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 漂移室原始信号模拟

在 cluster counting 算法开发中，我们发展了全模拟和快模拟。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。全模拟中径迹穿过信号丝单元发生电离、漂移过程的示意图

表 7.3 漂移室参数，包括单元尺寸， $R - z$  方向的覆盖范围，混合气体。Table 7.3 Parameters of the drift chamber, including the cell size, the coverage range in the  $R - z$  direction, and the gas mixture.

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

如图 7.15。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。

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，模拟的复杂度取决于输入参数（如高压，气体比分，事例数），有可能导致单一波形的运行时间超过几天。这一事实使得及时产生结果，优化参数选择非常困难。因此，全模拟的结果限制于有限的参数空间。

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：

$$P(G) = C_0 \frac{(1 + \theta)^{(1+\theta)}}{\Gamma(1 + \theta)} \left( \frac{G}{G_0} \right)^\theta \exp \left[ -(1 + \theta) \frac{G}{G_0} \right] \quad (7.24)$$

其中  $C_0$  是一常数， $G_0$  是单电子平均增益， $\theta$  决定了 Polya 分布的方差。图 7.16 是拟合的 Polya 分布。

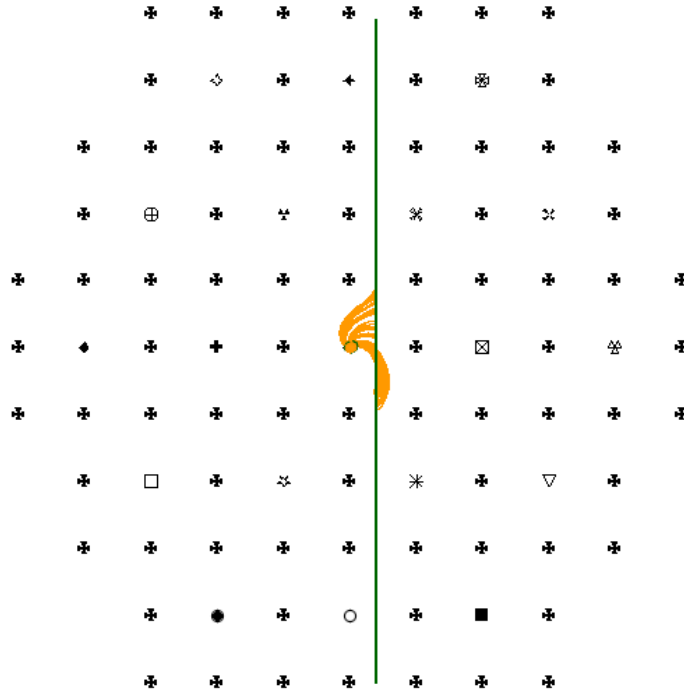


图 7.15 全模拟中带电径迹穿过漂移室示意图，电离电子在磁场和电场作用下，以弧线漂移到中心的信号丝，阳离子的漂移未展示。图中绿色为径迹，实心黑色铁十字为场丝，包围信号丝（异于十字形的形状）。模拟中设置的单元大小为  $18\text{ mm}$ ，单元中心为信号丝，只统计正中间一个单位的电子漂移，其他单元的漂移未显示。在中心的单位外排布多个单位是为了更准确的模拟单元边缘部分的电场分布。

**Figure 7.15 Schematic diagram of a charged track passing through a drift chamber in full simulation. Ionized electrons drift towards the signal wire in a curved path under the combined effect of magnetic and electric fields, while the drift of positive ions is not shown. The green line represents the track, the solid black iron cross represents the field wire surrounding the signal wire (which has a shape different from the cross shape). The cell size is  $18\text{ mm}$ , with the signal wire at the center of the cell. Only the electron drift in the central cell is counted, and the drift in other cells is not shown. Multiple cells are arranged outside the central cell to accurately simulate the electric field distribution at the edge of the cell.**

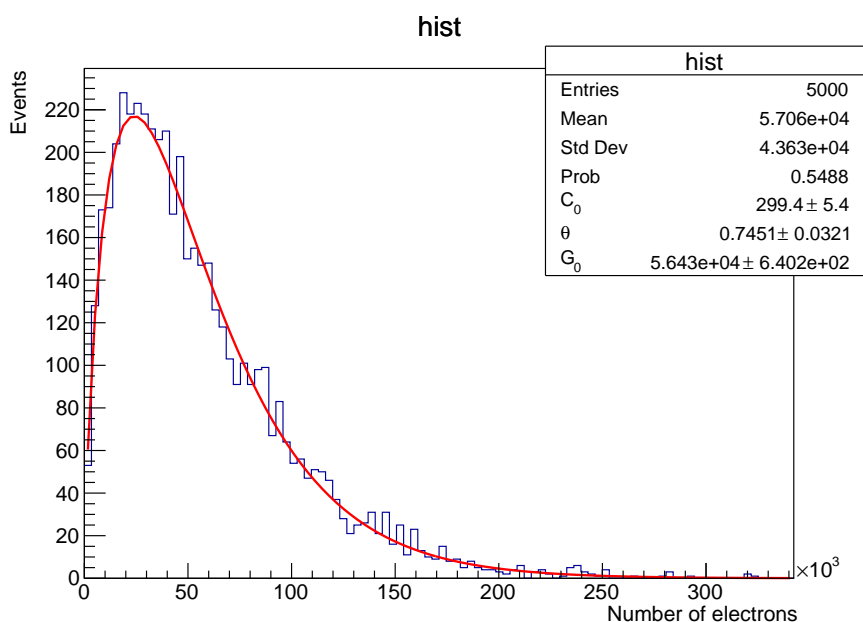


图 7.16 单电子增益分布。

Figure 7.16 Single electron gain distribution.

**信号起始时间** 信号的起始时间基本取决于漂移时间。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(图 7.17)。

**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。感应电流可写为时间的倒数下降形式，信号形状为起始时间和信号幅度的函数。

### 7.2.2.2 信号的数字化

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  $\tau$  必须足够小。 $\tau$  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 7.18 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  $\tau$  与上升沿有一一对应关系。

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



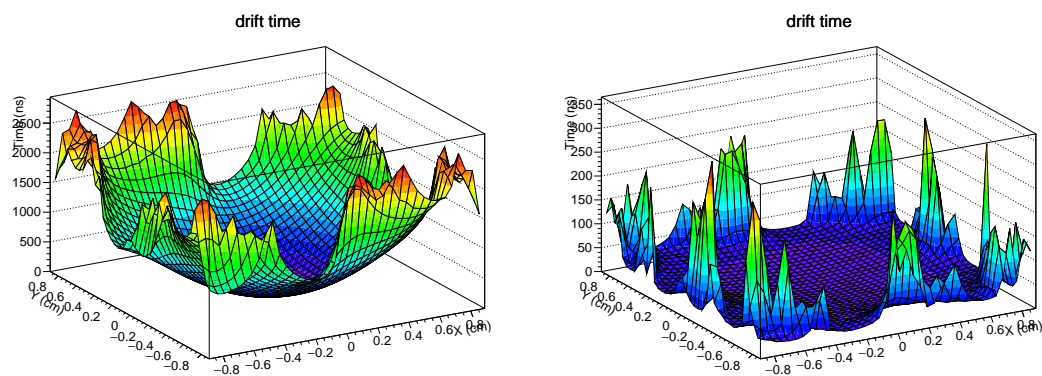


图 7.17 左：单电子漂移时间随位置  $(x, y)$  的分布；右漂移时间误差随位置  $(x, y)$  的分布。

**Figure 7.17 Left: Distribution of single electron drift time as a function of position  $(x, y)$ ; Right: Distribution of drift time uncertainty as a function of position  $(x, y)$ .**

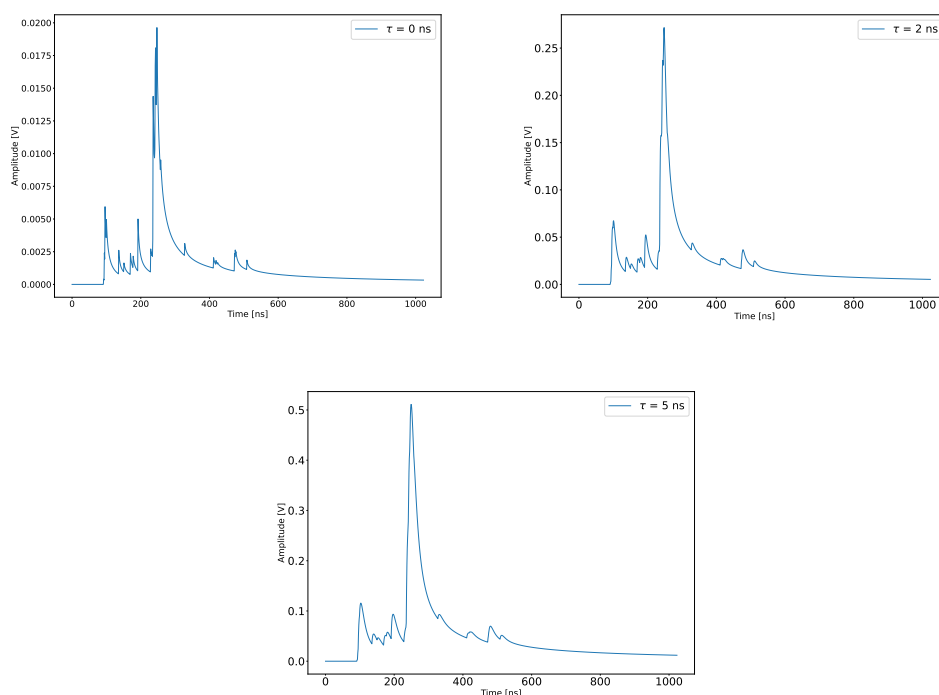


图 7.18 时间常数分别为 0 ns, 2 ns, 5 ns 时的对同一原始波形示意图。

**Figure 7.18 Diagrams of the same original waveform with time constant of 0 ns, 2 ns, and 5 ns, respectively.**

用频谱信息来随机产生各种相位的噪声样本，将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。

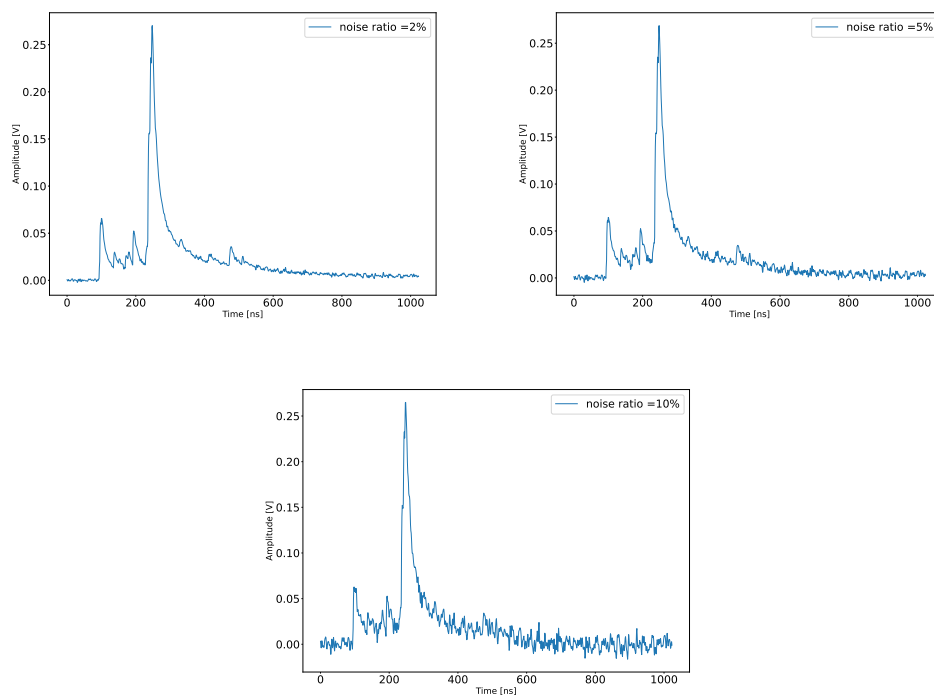


图 7.19 噪声水平分别为 2%，5%，10% 时波形示意图。

Figure 7.19 diagram of waveforms with noise levels of 2%, 5%, and 10%, respectively.

### 7.2.3 cluster 重建算法

#### 7.2.3.1 基于微分方法的重建算法

寻峰算法要求能够快速，稳定，高效地处理波形。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 7.20）。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  $\Delta$ ，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。

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

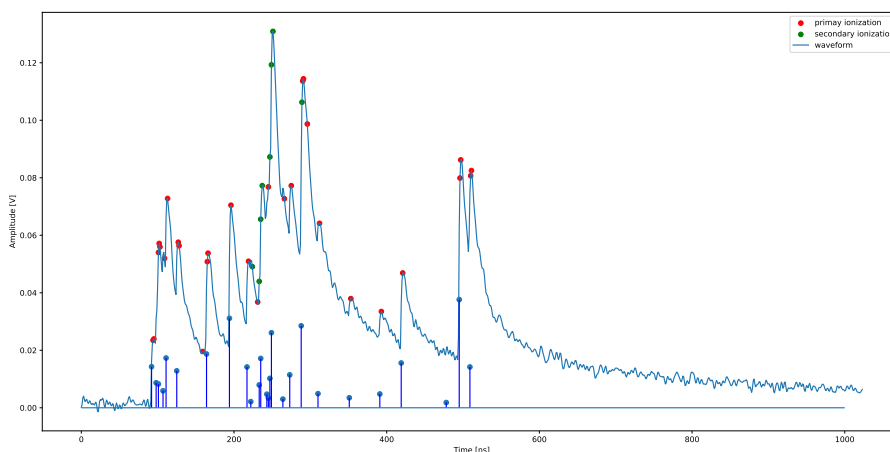


图 7.20 模拟波形和电离位置的分布。图中蓝色棒子为导数算法识别的电子脉冲，红色和绿色分别为原初电离和次级电离。纵轴为幅度 (V)，横轴为时间 (ns)。

**Figure 7.20 Distribution of simulated waveforms and ionization positions. The blue bars in the figure represent the electron pulses identified by the derivative algorithm, while the red and green bars represent the primary and secondary ionizations, respectively. The vertical axis is amplitude (V) and the horizontal axis is time (ns).**

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  $\delta$  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 的第二步算法是很有必要的。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大致相当的。以 1.8cm 长度的漂移室单元为例，通过指数函数拟合相邻电子的漂移时间差，初级电离之间的时间距离的平均预期值大约为 13.8 ns，而次级电离之间的时间距离的平均预期值为 3.1 ns。我们可以借助于这一区别来定义时间截断，相邻两个脉冲的时间若小于这个截断则被合并，被识别为同一个 cluster，而大于该截断值则认为两个不同的 cluster。初步的结果显示，时间截断的范围随着漂移时间不同，大约在 2ns~5ns 之间。

### 7.2.3.2 基于机器学习技术的重建算法

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

算法具备提供额外复杂度的能力，仅想象导数算法在不同径迹位置，漂移时间应存在不同的算法参数，我们能预期增加自由度能提升算法的性能。机器学习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、**pileup** 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关系，被广泛用于信号处理和时间序列分析中。我们针对 **cluster** 重建的目标开发了包含两步的算法框架：

- 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，确定信息在下一逻辑结构中的权重。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 (15 个 bin) 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。损失函数为二分类的交叉熵，训练过程训练样本和验证样本损失函数和精度变化如图 7.21 所示，未发现过拟合现象。

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**，这种情况是可以接受的。我们使用与训练样本无关的测试样本预测 LSTM 模型的脉冲寻找。使用同一组模拟数据，按照寻找到峰的位置与真实信息，可计算两种模型预测的概率。图 7.22 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



图 7.21 LSTM 模型训练的训练样本和验证样本损失函数 (a) 和精度 (b) 随迭代次数的变化。

Figure 7.21 Training and validation loss (a) and accuracy (b) of LSTM model during iterations.

为衡量，LSTM 网络达到 99.03%。而导数算法为 87.50%。

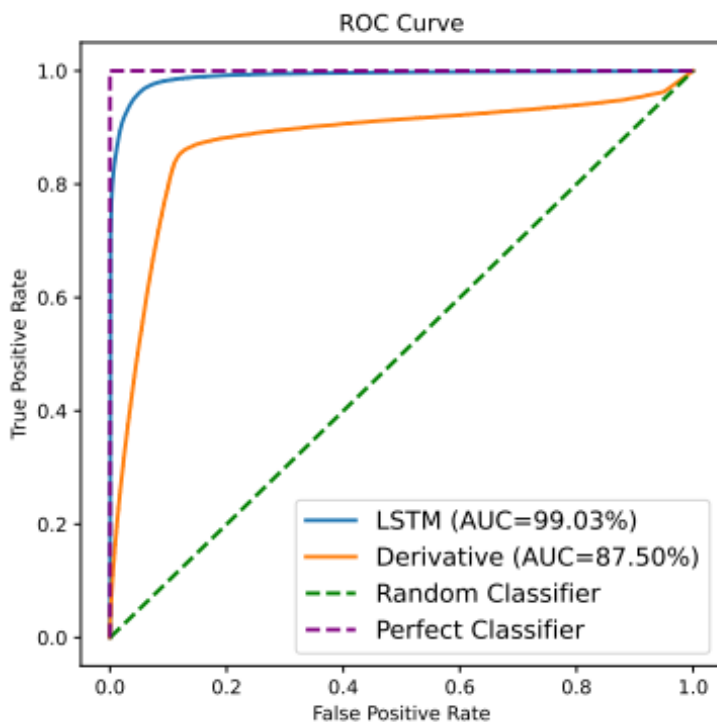
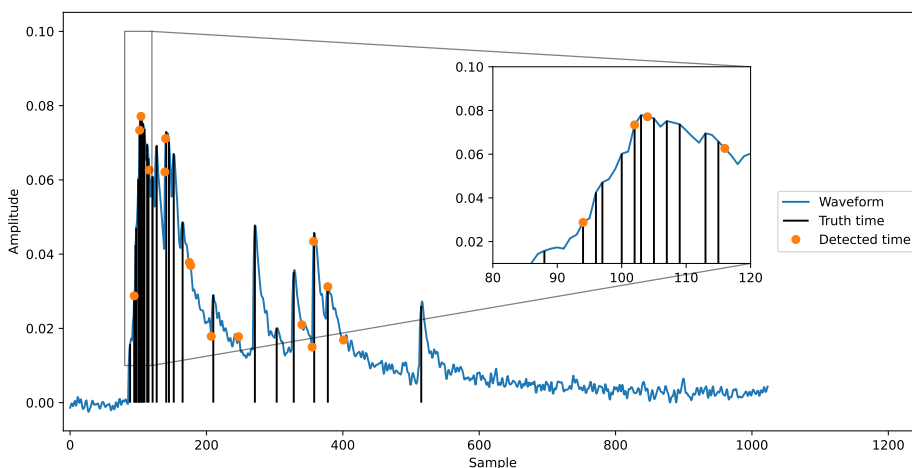


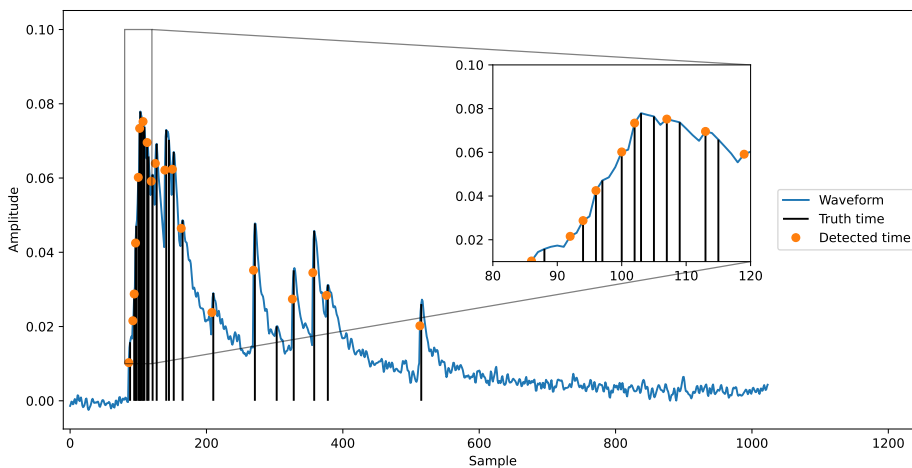
图 7.22 LSTM 算法和导数算法信号效率与本底拒绝效率的 ROC 曲线。

Figure 7.22 ROC curves of signal efficiency and background rejection for LSTM algorithm and derivative algorithm.

图 7.23展示了同一个波形图上导数算法和机器学习算法的表现情况，可以直观看到机器学习算法的优势。



(a)



(b)

图 7.23 导数算法 (a) 和机器学习算法 (b) 在同一波形的表现情况。横轴单位为时间 (ns), 纵轴为信号幅度, 单位为 V。图中原点为识别的峰, 黑线为真实的峰。放大的窗口为 80-120 峰较为密集的区域。

Figure 7.23 Performance of derivative algorithm (a) and machine learning algorithm (b) on the same waveform. The horizontal axis is time (ns) and the vertical axis is signal amplitude (V). The origin in the figure represents the identified peak, and the black line represents the true peak. The zoomed window shows a pipe-up region from 80 ns to 120 ns.

**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

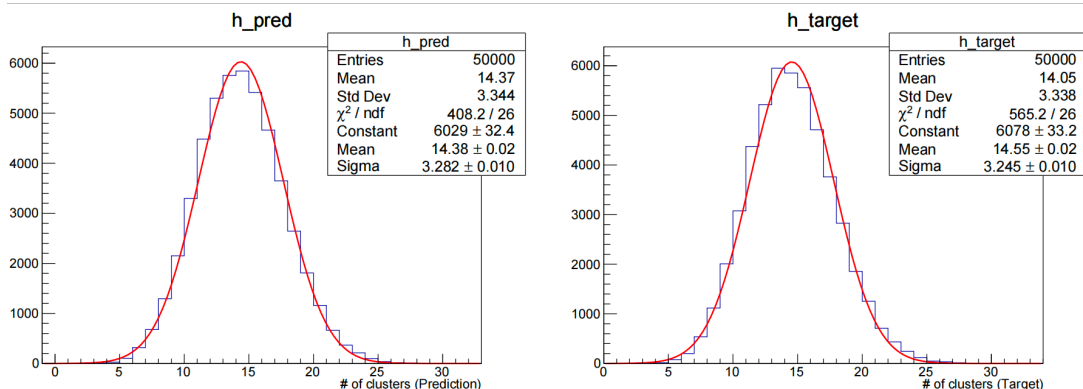


图 7.24 CNN 网络性能测试。左：预测的 cluster 数分布；右：真实的 cluster 数分布。

Figure 7.24 Performance of CNN network. *Left*: Distribution of predicted clusters; *Right*: Distribution of truth clusters.

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，网络预测的 cluster 平均值十分接近真实值（见图 7.24）。 $dN/dx$  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。

#### 7.2.4 $K/\pi$ 粒子鉴别预期性能

CEPC 漂移室上的  $K/\pi$  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  $90^\circ$  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，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，我们构建了一套快模拟分析程序，并在 CEPCSW 框架<sup>3</sup>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  $\sigma$  代表误差，以将  $N$  校准至全模拟的分布。

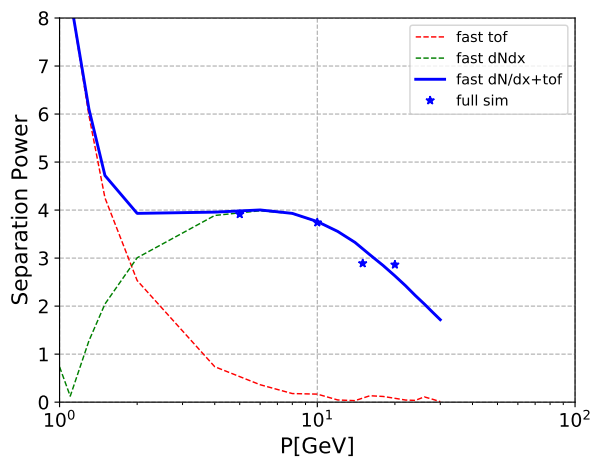
<sup>3</sup>CEPC 官方软件框架

- 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。

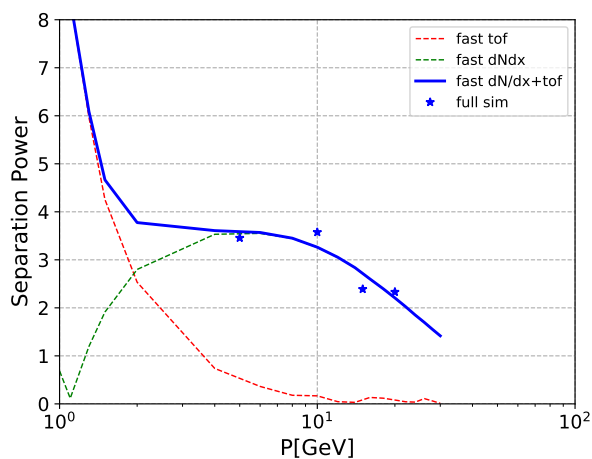
最后按照节 7.1.2 介绍的  $\chi^2$  联合的方式，计算总体的 PID 性能在动量区间上的表现，其  $K\pi$  分离度基本一致。图 7.25 展示了全模拟和快模拟程序给出的结果。需要说明的是这里分离度的定义与式 7.11 略有不同，式中分母被替换为  $K$  和  $\pi$  分辨率之和的平均值，这是一种较实际的估计，认为不同粒子的测量方法的误差是全关联的。

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。这为探测器尺寸提供了建设性的要求。图 7.26 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  $2\sigma$   $K\pi$  分离度。





(a) 2% 噪声水平。



(b) 10% 噪声水平。

图 7.25 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。分别对应不同噪声水平，(a): 2%，(b): 10%。

Figure 7.25 Results of  $K/\pi$  PID performance for full simulation and fast simulation. The asterisk represents the result of full simulation, and the straight line represents the result of fast simulation. The left and right correspond to different noise levels, (a): 2%, (b): 10%.

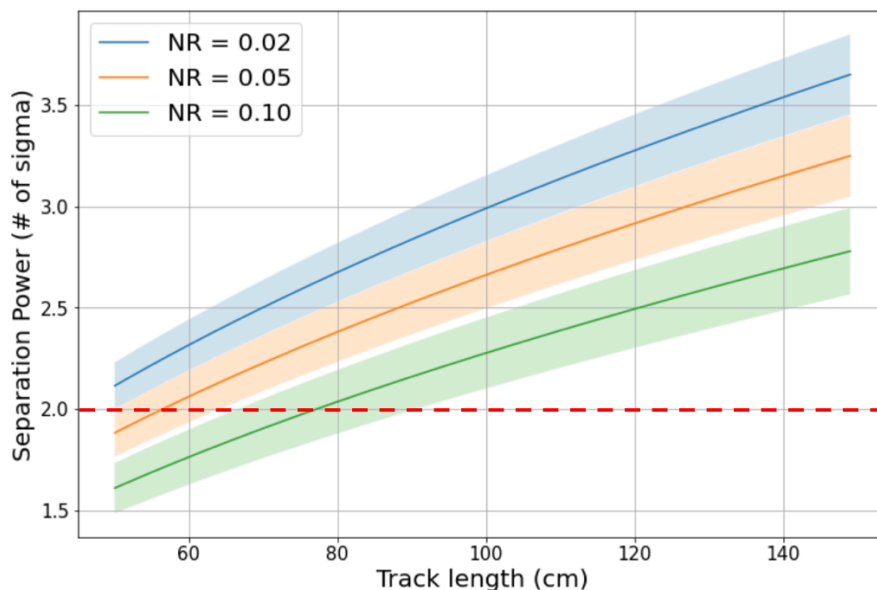


图 7.26 不同噪声水平 (NR) 下,  $K\pi$  分离度随着径迹长度的变化, 径迹的动量为 20 GeV/c。三条曲线对应 NR = 0.02, 0.05, 0.1, 覆盖颜色表示误差。

**Figure 7.26** The  $K\pi$  separation as a function of track length for different noise levels (NR) at a track momentum of 20 GeV/c. The three curves correspond to NR = 0.02, 0.05, and 0.1, and the shaded regions indicate the uncertainties.

### 7.3 漂移管模型束流测试

以上 cluster counting 算法的模拟结果必须借助充分的硬件实验, 才能够真正验证 cluster 计数方法的有效性。束流测试作为探测器研发阶段的关键手段之一, 能够检验 clustering 算法的有效性, 更能全面地优化探测器设计, 测试电子学读出系统性能。实验数据可以用来校准模拟计算的效率, 分辨能力。最后, 可以在事例快模拟中研究 PID 对味物理和喷注味道鉴别的效果。

作为第一步的实验, 束流测试以验证原初电离方法为主要目的。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。

束流测试实验由 IHEP 与 IDEA 等工作组合作, 在 CERN SPS 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  $2\text{cm}\times 2\text{cm}\times 30\text{cm}$

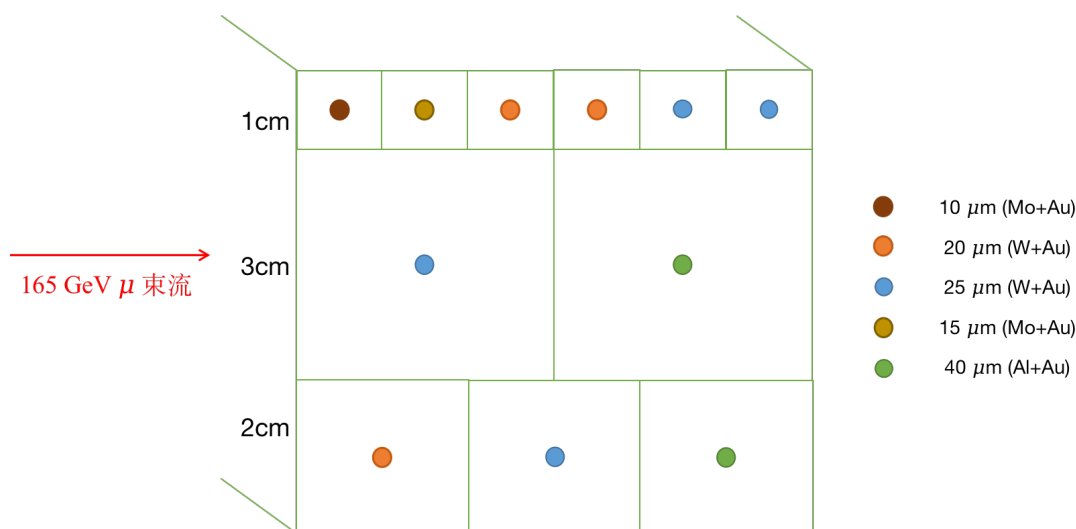


图 7.27 束流实验漂移管模型放置图。

Figure 7.27 Drift tube prototype in the beam test experiment.

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 7.27 所示。束流为  $165\text{ GeV}$  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 7.28。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  $40\text{ cm}$  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<sup>[168]</sup>，能够将微小的电压信号 (约几个  $\text{mV}$ ) 数字化成快速 (约  $1\text{GHz}$  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，用硅光电信增管 (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  $10^5$  量级，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，结果如图 7.29 所示。从  $15\mu\text{m}$ -  $30\mu\text{m}$  的结果递推得出  $10\text{ cm}$  和  $40\text{ cm}$  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，从拟合值得到实验测量的增益值，一个具体取数事例

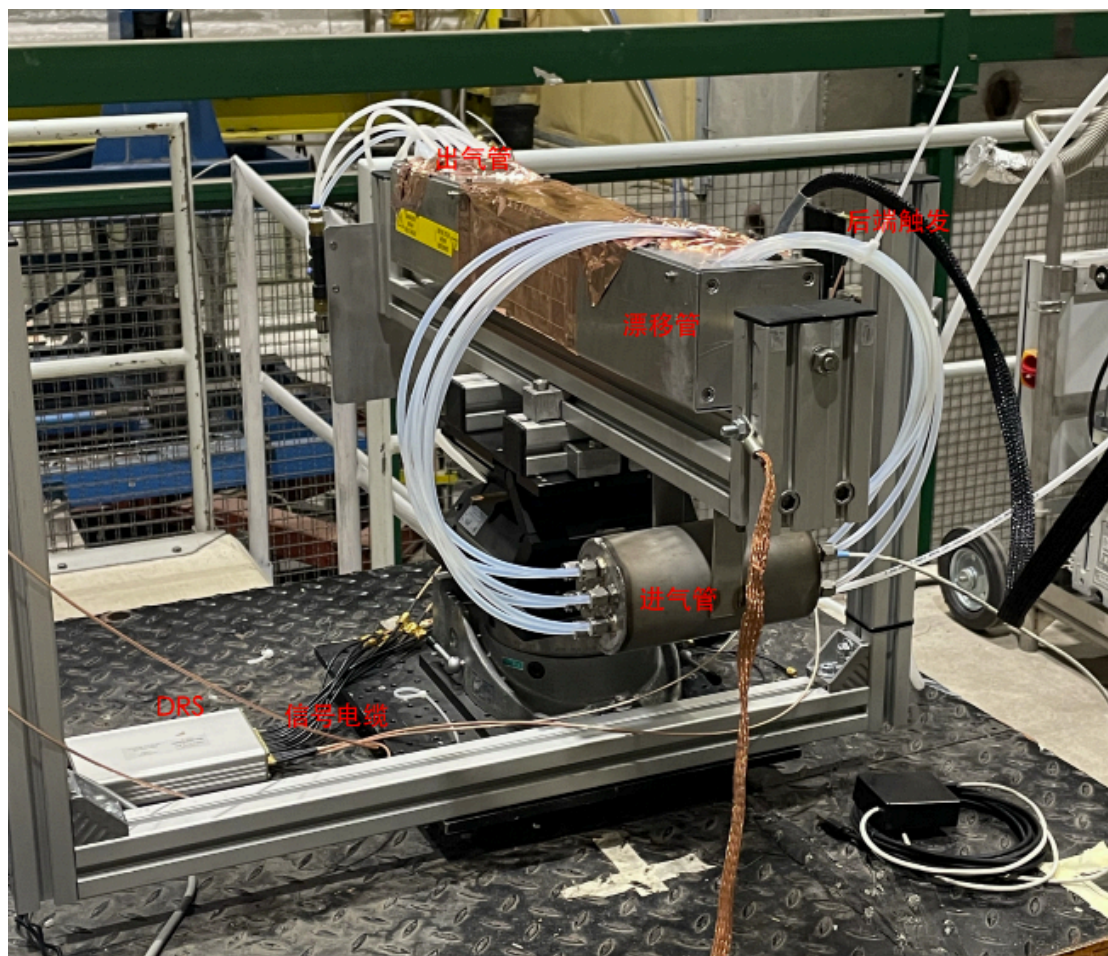


图 7.28 束流实验装置图。

Figure 7.28 Setup of the beam test experiment.

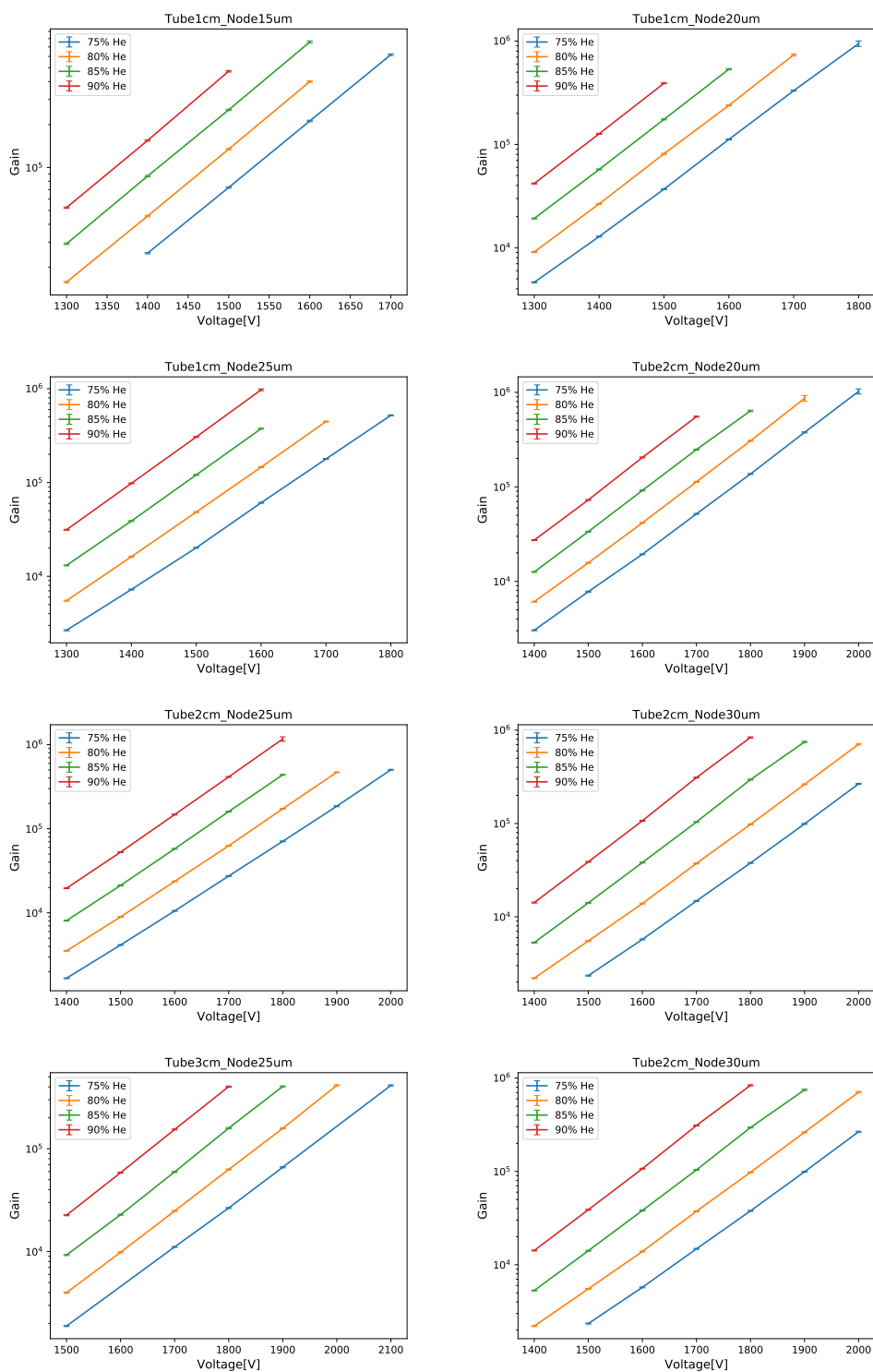


图 7.29 Garfield++ 模拟的电压与气体增益。图中显示不同尺寸、不同信号丝直径漂移管在多种气体比分的实验条件下，气体增益随电压的变化。

Figure 7.29 Voltage and gas gain simulated by Garfield++ for different sizes and signal wire diameters of drift tubes under various gas mixtures. The figure shows the change of gas gain with voltage under experimental conditions of different gas mixtures.



的拟合结果如图所示 7.30。

Garfield 模拟结果与实验估计的增益存在偏差，除了模拟本身不够准确的原因外，在实验中存在空间电荷效应，该效应会减弱等效的气体增益，并随着入射角度与信号丝更加共线而变显著。我们利用模拟结果的曲线的斜率来外推到实验值，最后实验中设置的标称电压与模拟值的偏差在  $\pm 50 \text{ V}$  之内。

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  $\chi^2$  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<sup>[169]</sup>。

经验公式<sup>[170]</sup> 给出预期的电子脉冲和原初电离 cluster 数量与漂移管长度  $L$ ，入射角度  $\theta$ ，原初电离密度  $\rho$  的关系：

$$N_{\text{cluster(peak)}} = (1.6) \times 1.3 \times \rho [\text{cluster/cm}] \times L [\text{cm}] \times \frac{1}{\cos \theta}, \quad (7.35)$$

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， $\rho$  是 MIP 粒子每单位 cm 的 cluster 数量， $\alpha$  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。该过程的步骤包括：

- 将时间差为 1 个 bin 的连续电子峰值合并为一个电子，以消除假电子。
- 时间差与电子扩散时间 2.5 ns 相当的连续电子峰应当被视为属于同一个 cluster。
- 识别出的 cluster 的位置被标记为该 cluster 中最后一个电子的位置。

两种寻峰算法下 clusterization 的示例见图 7.31。需要指出的是，束流测试中的 DERIV 算法与 CEPC 模拟研究中的导数算法计算方式有所不同，DERIV 要求连续两个 bin 的信号幅度差值大于噪声水平；此外，要求一个 bin 的前后两个一阶导数值在一个阈值  $\sigma_{\text{der1}}$  上跳变（前面一个值大于  $\sigma_{\text{der1}}$ ，后面一个值小于  $\sigma_{\text{der1}}$ ），二阶导数小于 0，这相当于将 CEPC 的导数算法中的步长参数  $T$  取为 1。

图 7.32 显示了 1 cm 漂移管 (He : iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>90/10) cluster 数量的分布。高斯拟合表明平均值  $\mu$  非常接近预期值，而  $\sigma$  几乎等于  $\mu$  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  $\mu$  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。不同能量点的结

11Nov\_45angle\_HVnominalPlus20\_1p2GSPS\_5k

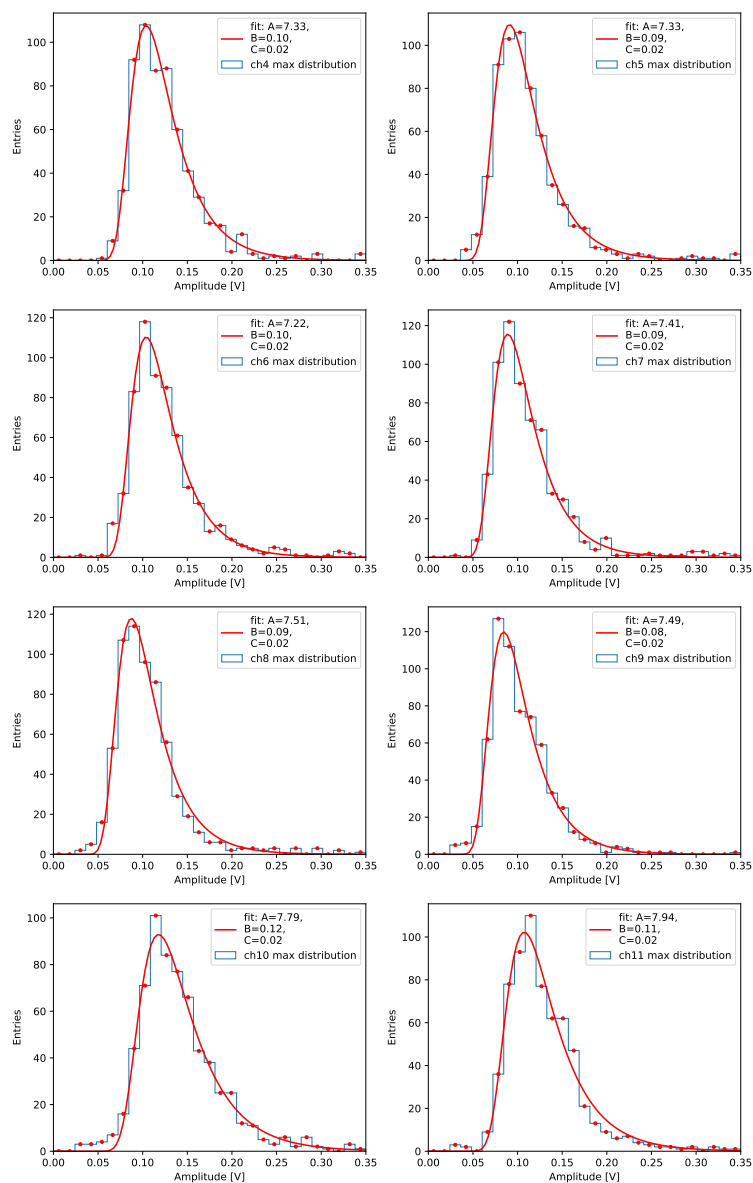


图 7.30 45 度入射, 电压 HV+20 的八个漂移管通道的最大信号幅度分布, 采样率为 1.2GHz/n-samples。该 run 取了 5000 事例。

Figure 7.30 Distribution of maximum signal amplitudes for eight drift tube channels with 45-degree incidence and a voltage of HV+20. The sampling rate is 1.2 GHz/nsamples. 5000 events were taken in this run.

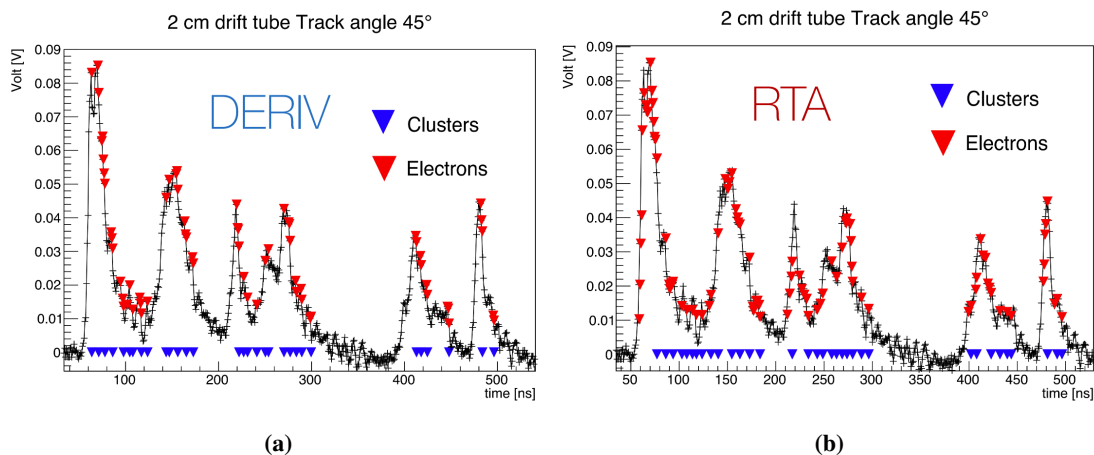


图 7.31 使用 2 厘米尺寸的漂移管数据 (90/10 He/iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>) 的真实波形示例。蓝色和红色箭头表示使用 DERIV 和 RTA 算法找到的 cluster 和电子脉冲。

Figure 7.31 Example of real waveforms using 2 cm size drift tubes data (90/10 He/iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>). The blue and red arrows represent the cluster and electron peaks found with the (a) DERIV and (b) RTA algorithms.

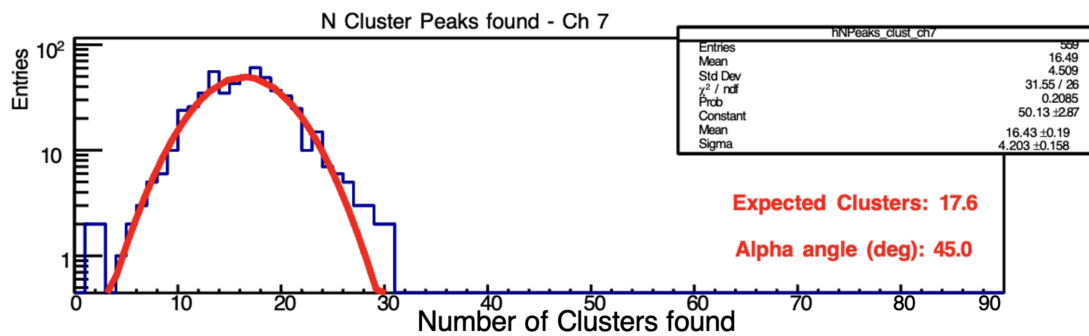


图 7.32 在 He : iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> 90/10 气体, 1 厘米尺寸漂移管的 cluster 数量分布, 使用高斯函数拟合<sup>[169]</sup>。

Figure 7.32 Number of cluster distribution for 1 cm drift tubes in He : iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> 90/10 gas mixture, fitted with a Gaussian function.



果将有助于测量相对论上升区域的  $dN/dx$  性质。新数据的分析工作正在进行中。后续围绕实验数据有诸多可研究问题：如空间电荷效应，吸附效应等对 clustering 效率有影响的因素；结合模型排布、入射位置等信息分析，对漂移时间作一定的约束，获取精确的径迹的信息等。

#### 7.4 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<sup>[157]</sup>，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，依然提供了好于  $dE/dx$  测量 1.7 倍的  $K\pi$  分辨能力。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 的最佳性能。在漂移室上应用原初电离测量无需替换原有的探测器，但在以下方面需要重新设计：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 项目是有广阔物理研究潜力的正负电子对撞机计划，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 技术的实现做了可行性研究，初步的结果表明，在 2% 的噪声水平下，1 m 径迹满足了 CEPC 对 PID  $3\sigma$  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。然而，这些模拟结果仍然欠缺实验上的验证。在真实数据的波形信号中，寻找大数量的电子脉冲和识别原初电离团是非常具有挑战性的。我们与 INFN 团队开展了原初电离测量的束流实验，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

本文阐述了基于 ATLAS 实验数据在同号双轻子末态寻找  $HH$  产生过程和漂移室上 cluster counting 技术用作粒子鉴别的两部分研究工作。

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 上 ATLAS 和 CMS 实验发现了 Higgs 粒子后，标准模型完成全部拼图。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。希格斯粒子发现的十周年当中，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，日益成为了 LHC 实验上一个极为重要的研究目标。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。测量 Higgs 自耦合强度，是深入理解 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 RUN 2 期间从 LHC p-p 对撞， $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  采集的  $139 \text{ fb}^{-1}$  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  $\tau$  的  $2\ell\text{SS}$  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。 $2\ell\text{SS}$  物理道在 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  $\kappa_t$  为标准模型预期值，希格斯自耦合强度的预期值限制在  $\kappa_\lambda \in [-8.4, 13.6]$ 。分析相比 RUN 2 部分数据的  $WWWW$  的预期截面上限结果提升了约 4.6 倍。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 ATLAS 多轻子工作在 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，理论误差估计，多轻子各个过程的联合测量工作。担任内部文档编辑，负责了其中百分之八十的工作。多次代表分析组做内部

评审报告，做出了主导贡献。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，后续需要进一步深入研究系统误差以及每个分析道的关联。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。借助于高效的 GPU 工具，可以有效的提升神经网络的优化速度。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，轻子的选择仍有提升空间，尤其在探测器模拟和物理对象重建算法的优化方面，将有助于压低这类本底。未来对假轻子的估计还可尝试矩阵方法，似然方法估计等方法，互相验证估计的可靠性。轻子末态在 SM 过程的本底过程干净，可用作测量其他超出标准模型的理论模型，2HDM+S 模型中共振态的类希格斯标量粒子  $X$  的寻找是新物理寻找的热点之一。2HDM+S 模型预测  $X$  质量高于 140 GeV 时，其衰变分支比以  $WW$  为主导，占据 90% 以上，多轻子末态是理想的搜寻末态，笔者参与的  $Wh$  唯像学分析<sup>[171]</sup> 工作指出， $Wh$  模式在联合 LHC 公开结果拟合中有相对 SM 的 3.8 倍标准偏差。未来在 ATLAS 上，可在多轻子末态寻找  $X \rightarrow SH$  过程，如正在分析的  $\gamma\gamma + 1/2\ell$  和  $VV\tau\tau$  工作，将对 2HDM+S 模型提供最新的寻找结果。

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。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。漂移室的 cluster counting 方法记录由带电径迹产生的所有单个电离的数量。Cluster counting 技术 ( $dN/dx$ ) 代表了一种新型的测量手段，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，带电粒子鉴别有望得到根本的改善。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 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的能力。

北京谱仪作为国际上  $\tau$ - 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  $K/\pi$  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  $K/\pi$  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<sup>[172]</sup>。

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  $3\sigma$  分辨能力。Cluster counting 技术的研发对于漂移室设计具有重要意义。漂移室的设计考虑一方面借助 cluster counting 技术，相比  $dE/dx$  测量提供革命性的分辨率，另一方面，漂移室巨大的体积占据了顶点探测器外围空间，需结合硅探测器系统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，经过模拟验证，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  $K/\pi$  径迹，其分辨可在噪声水平 2% 的情况下达到  $3\sigma$ ，动量高至 20 GeV/c。我们利用 LSTM，CNN 机器学习方法对 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 等团队合作，在 CERN 进行了两次束流测试实验。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<sup>[169]</sup>。分析束流测试数据，深入理解数据中出现的空间电荷效应，吸附效应，波形时间等特性，系统性优化机器学习重建算法，将算法应用到实验数据上是下一步工作的几大重点。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 Delphes 中，研究 PID 性能的对特定物理分析的促进作用。未来模型的束流实验有望加深国际合作，进一步完善为 cluster counting 设计的电子学读出和探测器模型设计、研究初步的数据处理软件系统。



## 附录

### .1 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 ( $\langle\mu\rangle = 200$ ) [54]。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) [55][56] 将在 Phase-II 升级期间,在 HL-LHC [41] 运行之前,安装到 ATLAS 探测器中。低增益雪崩放大传感器 (*Low-Gain Avalanche detector*, LGAD) [57] 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<sup>1</sup>,将导致 LGAD 性能恶化。主要的问题是所谓的受体去除 (acceptor removal),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  $2.5 \times 10^{15}$  neq/cm<sup>2</sup> 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 fC,击中率 97% 的性能需求 [55]。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。

束流测试的目的是为了测量碳参杂 LGAD 传感器的性能,这些传感器有望用于 HGTD。

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  $2 \times 2$  cm<sup>2</sup>。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。

在该次测试中,包括意大利的 *Fondazione Bruno Kessler* (FBK) 和中国科学院微电子研究所 (IME) 制造的样品。其中 IME 有两种不同的设计,一种来自中国高能物理研究所 (IHEP),另一种由中国科学技术大学 (USTC) 制造。为了研究辐照后 LGAD 的性能,传感器被暴露在  $2.5 \times 10^{15}$  neq/cm<sup>2</sup> 的辐照通量下。传

<sup>1</sup>对应于  $2.4 < |\eta| < 4$



传感器的 I-V 测量结果显示, 在约 500 V 时, 漏电流低于 5  $\mu\text{A}$ 。IHEP-IME-v2 ?? 使用具有 50 微米厚高电阻外延层的硅晶片生产, 其中 3 个晶片是碳化的。晶片被分成四个象限。植入和扩散方案是碳植入和扩散加硼植入和扩散 (CHBL) 用于 W7 和 W8 晶片, CLBL 用于 W4 晶片。碳剂量在晶片的四个象限之间有所不同, 全面生产中考虑的值为 0.2、0.5、1、3、5、6、8、10 和 20 a.u。最有前途的设备属于 W7 晶片和 Q2 象限, 其碳剂量为 0.5 a.u。这些器件 (W7Q2) 的受主去除系数为  $1.14 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ 。击穿电压  $V_{bd}$  约为 170 V。在辐照之前,  $V_{gl}$  为 24.4 V。在 CERN 的设置基于 MALTA 望远镜<sup>[58]</sup>, 束流望远镜记录穿过多个测试版的位置和时间信息, 用作离线处理时的径迹分析。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  $\mu\text{m}$  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  $-30^\circ\text{C}$  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  $-20^\circ\text{C}$ 。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径迹信息。

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 1。

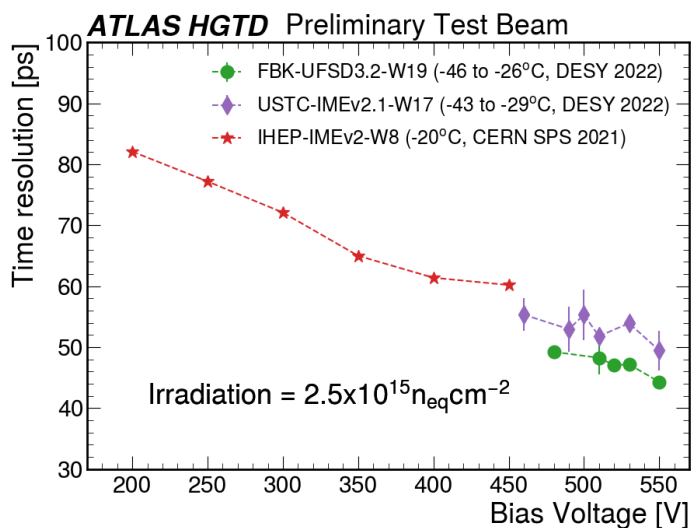


图 1 对不同单板传感器（尺寸  $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ ）偏压与时间分辨的关系：FBK-UFSD3.2-W19, USTC-IMEv2.1-W17, USTC-IMEv2.1-W17<sup>[59]</sup>。

Figure 1 Relationship between bias voltage and time resolution for different single-pad sensors (size  $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ ): FBK-UFSD3.2-W19, USTC-IMEv2.1-W17, and USTC-IMEv2.1-W17<sup>[59]</sup>.

## .2 Fake factor 方法估计假轻子本底

本章介绍假因子方法在  $2\ell\text{SS}$  物理道估计假轻子本底。



## 参考文献

- [1] 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>.
- [2] 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>.
- [3] 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).
- [4] 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).
- [5] 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>.
- [6] 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).
- [7] Zweig G. An  $SU_3$  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).
- [8] 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>.
- [9] texample. Stand model [EB/OL]. <https://texample.net/tikz/examples/model-physics/>.
- [10] Noether E. Invariant Variation Problems [J/OL]. Gott. Nachr., 1918, 1918: 235-257. DOI: [10.1080/00411457108231446](https://doi.org/10.1080/00411457108231446).
- [11] 肖振军, 吕才典. 粒子物理学导论 [M]. 粒子物理学导论, 2016.
- [12] 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).
- [13] 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).
- [14] 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).
- [15] 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).
- [16] 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).
- [17] 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).

- [18] Degrassi G, Giardino P P, Maltoni F, et al. Probing the Higgs self coupling via single Higgs production at the LHC [J/OL]. JHEP, 2016, 12: 080. DOI: [10.1007/JHEP12\(2016\)080](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2016)080).
- [19] Maltoni F, Pagani D, Shivaji A, et al. Trilinear Higgs coupling determination via single-Higgs differential measurements at the LHC [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2017, 77(12): 887. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5410-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5410-8).
- [20] Constraint of the Higgs boson self-coupling from Higgs boson differential production and decay measurements [R/OL]. Geneva: CERN, 2019. <https://cds.cern.ch/record/2667570>.
- [21] Frederix R, Frixione S, Hirschi V, et al. Higgs pair production at the LHC with NLO and parton-shower effects [J/OL]. Phys. Lett. B, 2014, 732: 142-149. DOI: [10.1016/j.physletb.2014.03.026](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.03.026).
- [22] 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).
- [23] 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).
- [24] ATLAS Collaboration. Constraints on the Higgs boson self-coupling from the combination of single-Higgs and double-Higgs production analyses performed with the ATLAS experiment [M/OL]. 2019. <https://cds.cern.ch/record/2693958>.
- [25] 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).
- [26] 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).
- [27] von Buddenbrock S, Chakrabarty N, Cornell A S, et al. Phenomenological signatures of additional scalar bosons at the LHC [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2016, 76(10): 580. DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4435-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4435-8).
- [28] 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>.
- [29] 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).
- [30] Boussard D, Linnecar T P R. The LHC Superconducting RF System [R/OL]. Geneva: CERN, 1999. <https://cds.cern.ch/record/410377>.
- [31] Parma V, Rossi L. Performance of the LHC magnet system [J/OL]. 2010. <https://cds.cern.ch/record/1204578>.
- [32] 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).

- [33] 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).
- [34] 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).
- [35] 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).
- [36] 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).
- [37] 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).
- [38] Pinfold J, et al. Technical Design Report of the MoEDAL Experiment [J]. 2009.
- [39] Bailey R, Collier P. Standard Filling Schemes for Various LHC Operation Modes [R/OL]. Geneva: CERN, 2003. <https://cds.cern.ch/record/691782>.
- [40] Collaboration A. Luminosity public run2 result [EB/OL]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>.
- [41] 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).
- [42] Airapetian A, et al. ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 1 [J]. 1999.
- [43] Pequeno J. Computer generated image of the whole ATLAS detector [EB/OL]. 2008. <https://cds.cern.ch/record/1095924>.
- [44] Pequeno J. Computer generated image of the ATLAS inner detector [EB/OL]. 2008. <https://cds.cern.ch/record/1095926>.
- [45] 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).
- [46] 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).
- [47] 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).
- [48] 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).
- [49] Pequeno J. Computer Generated image of the ATLAS calorimeter [EB/OL]. 2008. <https://cds.cern.ch/record/1095927>.
- [50] ATLAS Collaboration. ATLAS Liquid Argon Calorimeter Phase-I Upgrade: Technical Design Report [EB/OL]. 2013. <https://cds.cern.ch/record/1602230>.

- [51] Technical design report. atlas: ATLAS muon spectrometer: Technical Design Report [M/OL]. Geneva: CERN, 1997. <https://cds.cern.ch/record/331068>.
- [52] Pequena J. Computer generated image of the ATLAS Muons subsystem [EB/OL]. 2008. <https://cds.cern.ch/record/1095929>.
- [53] 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).
- [54] 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>.
- [55] 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>.
- [56] 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).
- [57] 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).
- [58] 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).
- [59] 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](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/HGTDPublicPlots#2021_2022_Test_Beam_LGAD_Sensors).
- [60] 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).
- [61] Gleisberg T, Höche S, Krauss F, et al. Event generation with SHERPA 1.1 [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2009, 2009(02): 007-007. <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/02/007>. DOI: [10.1088/1126-6708/2009/02/007](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/02/007).
- [62] 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/s10052-021-09057-0>. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09057-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09057-0).
- [63] 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).
- [64] 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).
- [65] 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).

- [66] 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).
- [67] 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).
- [68] 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).
- [69] 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).
- [70] 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).
- [71] Cornelissen T, Elsing M, Fleischmann S, et al. Concepts, Design and Implementation of the ATLAS New Tracking (NEWT) [R/OL]. Geneva: CERN, 2007. <https://cds.cern.ch/record/1020106>.
- [72] 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).
- [73] 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).
- [74] 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).
- [75] 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).
- [76] 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).
- [77] 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).
- [78] 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).
- [79] Cornelissen T G, Elsing M, Gavrilenko I, et al. The global  $\chi^2$  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).
- [80] 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>.
- [81] ATLAS Collaboration. Electron and photon performance measurements with the ATLAS



- detector using the 2015–2017 LHC proton–proton collision data [J/OL]. JINST, 2019, 14: P12006. DOI: [10.1088/1748-0221/14/12/P12006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/12/P12006).
- [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] Collaboration A. Egam-2022-02 [EB/OL]. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/EGAM-2022-02/>.
- [85] ATLAS Collaboration. Muon reconstruction and identification efficiency in ATLAS using the full Run 2  $pp$  collision data set at  $\sqrt{s} = 13$  TeV [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2021, 81: 578. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09233-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09233-2).
- [86] 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).
- [87] 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).
- [88] 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).
- [89] 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).
- [90] 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).
- [91] ATLAS flavour-tagging algorithms for the LHC Run 2  $pp$  collision dataset [J]. 2022.
- [92] 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>.
- [93] 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).
- [94] 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).
- [95] ATLAS Collaboration. Search for Higgs boson pair production in the  $\gamma\gamma WW^*$  channel using  $pp$  collision data recorded at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector [J/OL]. Eur. Phys. J. C, 2018, 78: 1007. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-6457-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6457-x).
- [96] Ren J, Xiao R Q, Zhou M, et al. LHC search of new higgs boson via resonant di-higgs production with decays into  $4w$  [J/OL]. Journal of High Energy Physics, 2018, 2018(6). [https://doi.org/10.1007/JHEP06\(2018\)090](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2018)090). DOI: [10.1007/jhep06\(2018\)090](https://doi.org/10.1007/jhep06(2018)090).

- [97] Lü L C, Du C, Fang Y, et al. Searching heavier higgs boson via di-higgs production at LHC run-2 [J/OL]. Physics Letters B, 2016, 755: 509-522. <https://doi.org/10.1016%2Fj.physletb.2016.02.026>. DOI: 10.1016/j.physletb.2016.02.026.
- [98] 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>.
- [99] 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.
- [100] CMS Collaboration. Search for nonresonant pair production of highly energetic Higgs bosons decaying to bottom quarks [J]. 2022.
- [101] 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.
- [102] 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.
- [103] 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.
- [104] 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.
- [105] 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.
- [106] 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>.
- [107] 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.
- [108] 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.
- [109] 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.
- [110] 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.
- [111] 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.
- [112] 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.

- [113] ATLAS Collaboration. The simulation principle and performance of the ATLAS fast calorimeter simulation FastCaloSim [M/OL]. 2010. <https://cds.cern.ch/record/1300517>.
- [114] 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).
- [115] 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).
- [116] 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).
- [117] 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).
- [118] 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).
- [119] 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).
- [120] 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).
- [121] 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).
- [122] 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).
- [123] 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).
- [124] ATLAS Collaboration. An imaging algorithm for vertex reconstruction for ATLAS Run-2 [M/OL]. 2015. <https://cds.cern.ch/record/2008700>.
- [125] Analysis of  $t\bar{t}H$  and  $t\bar{t}W$  production in multilepton final states with the ATLAS detector [J]. 2019.
- [126] 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).
- [127] 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).
- [128] 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).

- [129] Hatlo M, James F, Mato P, et al. Developments of mathematical software libraries for the LHC experiments [J/OL]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2005, 52(6): 2818-2822. DOI: [10.1109/TNS.2005.860152](https://doi.org/10.1109/TNS.2005.860152).
- [130] 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).
- [131] ATLAS Collaboration. Multi-Boson Simulation for 13 TeV ATLAS Analyses [M/OL]. 2017. <https://cds.cern.ch/record/2261933>.
- [132] ATLAS Collaboration. Modelling of rare top quark processes at  $\sqrt{s} = 13$  TeV in ATLAS [M/OL]. 2020. <https://cds.cern.ch/record/2730584>.
- [133] 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).
- [134] Kidonakis N. Top Quark Production [C/OL]//Proceedings, Helmholtz International Summer School on Physics of Heavy Quarks and Hadrons (HQ 2013). 2013: 139-168. DOI: [10.3204/DESY-PROC-2013-03/Kidonakis](https://doi.org/10.3204/DESY-PROC-2013-03/Kidonakis).
- [135] 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).
- [136] 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.
- [137] 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).
- [138] 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).
- [139] 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).
- [140] 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).
- [141] 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>.
- [142] Lapique F, Piuze 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).
- [143] 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).
- [144] Lapique F, Piuze 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).
- [145] Adam J, et al. Centrality dependence of the nuclear modification factor of charged pions, kaons, and protons in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV [J/OL]. Phys. Rev. C, 2016, 93 (3): 034913. DOI: [10.1103/PhysRevC.93.034913](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.034913).
- [146] Abreu P, et al. Performance of the DELPHI detector [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 1996, 378: 57-100. DOI: [10.1016/0168-9002\(96\)00463-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00463-9).
- [147] Aubert B, et al. The BaBar detector [J/OL]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2002, 479: 1-116. DOI: [10.1016/S0168-9002\(01\)02012-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)02012-5).
- [148] Altmannshofer W, et al. The Belle II Physics Book [J/OL]. PTEP, 2019, 2019(12): 123C01. DOI: [10.1093/ptep/ptz106](https://doi.org/10.1093/ptep/ptz106).
- [149] Peterson D, Berkelman K, Briere R, et al. The cleo iii drift chamber [J/OL]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2002, 478(1): 142-146. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201017375>. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01737-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01737-5).
- [150] Cao X X, et al. Studies of dE/dx measurements with the BESIII [J/OL]. Chin. Phys. C, 2010, 34: 1852-1859. DOI: [10.1088/1674-1137/34/12/012](https://doi.org/10.1088/1674-1137/34/12/012).
- [151] 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).
- [152] 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).
- [153] 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).
- [154] 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).
- [155] 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).
- [156] et al. M A. Epc-sppc cdr. [R]. Institute of High Energy Physics, 2018.
- [157] 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).

- [158] 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).
- [159] 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.
- [160] working group G. Garfield++ [Z].
- [161] 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).
- [162] 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).
- [163] 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).
- [164] 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).
- [165] Group T C S. Cepc conceptual design report: Volume 2-physics and detector [Z]. 2018.
- [166] 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.
- [167] Behnke T, Brau J E, Burrows P N, et al. The international linear collider technical design report - volume 4: Detectors [Z]. 2013.
- [168] 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).
- [169] 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).
- [170] D’Anzi B. Cluster counting algorithms for particle identification at future colliders [EB/OL]. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>.
- [171] Hernandez Y, Kumar M, Cornell A S, et al. The anomalous production of multi-leptons and its impact on the measurement of wh production at the LHC [J/OL]. *The European Physical Journal C*, 2021, 81(4). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09137-1>. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09137-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09137-1).
- [172] 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).



## 致 谢

岁月如梭，光阴荏苒，五年时间仿佛转瞬，博士求学生涯很快就要到了尾声。感谢我的培养单位，高能所，给予我粒子物理研究的平台和充分的科研机会。我有幸见证着前沿科学的进展，保持着研究的兴趣和热情。我要向许多人表达感激之情，正是因为你们的支持和帮助，才让我能够一路走来，完成这篇论文。我特别向你们致以最深沉的谢意：

首先需要感谢我的导师娄辛丑研究员，他在我整个博士生涯中一直给予我指导和支持。娄老师在百忙之中，与小组见面研讨，不仅在研究中给予了我大量的指导，小到语法，演讲，大到深刻的物理见解，还对我的职业规划提出很多宝贵的建议。他总是饱含对研究的热情，教导我严谨求实，科学求是地对待工作，阶段性地总结研究结果。娄老师倡议实验物理中心组织专题讲座，鼓励我参加国际学术会议，支持我前往高能物理中心 CERN 交流，这极大地拓宽了我的学术视野，使我深入了解到所研究领域的前沿进展。在国外期间，娄老师在生活上的关怀和照顾，让我深深地感受到温暖。导师的身体力行和言传身教让我深刻认识到，一个优秀学者应该具备的科学素养和品德，应该永远保持一颗学习的心，这些教导将永远铭刻在我的心中，成为我人生路上的珍贵财富。

其次要感谢在工作和生活中给予我帮助的老师，特别是方亚泉老师和伍灵慧老师。方老师长期耕耘 ATLAS 分析工作，同时也涉猎唯像学研究，机器学习等许多研究领域。他在 ATLAS 分析方面给予了我充足的学术自由，提出建设性和指导性的意见，我在过程中逐渐培养起对撞机物理的物理图像，深入了物理分析工作，使我慢慢在分析工作中独立。在我遭遇困境时，方老师鼓励我冷静分析，寻找出线索。我依然清晰记得您描述 Higgs 发现背后的故事，仿佛带领听众也身临其境。在二年级刚回所时，李刚老师和伍灵慧老师指导我参加 CEPC tracking 工作，使我熟悉 CEPC 的软件环境，学习到 tracking 研究的基本知识，期间得到朱宏博老师，张晋师兄，韩雨孥师姐，陈叶波的帮助。伍老师，赵光老师和孙胜森老师在 cluster counting 研究上给予了我大量的帮助。伍老师严谨认真，让我养成了良好的科研习惯，注重研究中的细节，她不厌其烦的指导了我研究中存在的问题，并在踏实中创新。赵老师思维开阔，提出了多种机器学习的思路，逻辑清晰，总能指出关键之处。感谢伍老师和赵老师逐步详细的指导。孙老师在 BESIII 和 CEPC 工作上指导我如何做好科研合作，如何保持竞争力。我非



常感谢董明义老师的专业意见，只要涉及到漂移室有关问题，尤其是探测器方面，董老师总是能提出专业性的思考和有效反馈，使得工作稳步推进。Francesco Grancagnolo 是经验丰富的气体探测器专家，感谢他专业性的点评，束流实验期间，他组织团队在一起亲切交流，与大家熬夜做实验，取数，是一段难忘的回忆。此外，我还想要感谢许多老师，感谢黄永胜老师和唐光毅师兄对我在 CEPC 束流能量测量工作的耐心指导。感谢阮曼奇老师和王建春老师在 CEPC 工作上的指导和建议。感谢高能所 ATLAS 组的庄胥爱老师，辛勤组织会议，关心我的研究进展。Joao Guimaraes da Costa 有趣并专业，作为 ATLAS 组长，他认真，负责，建设性地指导我多方面的工作。感谢梁志均老师和黄燕萍老师。感谢 Song-Ming Wang 在 HGTD 工作上的细致帮助，使得数据库从无到有。感谢 HHML 组的国际合作者们，给予了我研究中宝贵的帮助。感谢 MC 组的辛勤工作，感谢 Yesenia 的领导、组织工作，感谢 Jason Veatch, Katharine Leney 对分析的帮忙，与你们交流总是受益匪浅。感谢一起工作的姚为民老师，李亮老师，Babar Ali, 张宇雷，李池昊，Oceane, Santosh, Rui Zhang 等同事。

感谢刘波师兄，赵静怡师姐，吴金飞师兄，许威师兄，裴俊乐师兄，郭方毅，邵立港。感谢周茂森师兄，对 ATLAS 分析工作的指导和个人成长的建议。感谢李奇师兄，章宇师兄，Abdualazem Fadol, 张凯栗师兄，李瞻，沙其雨，王书栋。感谢漂移室工作组的刘帅毅，田喆飞，申亚新等。感谢在办公室一同工作的刘洋师兄，冉坤林师兄，胡祎凡师姐，朱宸正师兄，王新师兄，Fabio Alves, 鲁港成，张鹏等。感谢侯国一，荆茂强，杨涛，曾浩，邹全等，很开心与你们共享有趣的时光。另外，感谢赵永柯等山大组同学的照顾。在此，恕我不能一一列举其他同学们，祝所有同学前程似锦！

最后，我感谢我的家人。感恩养育我长大成人的父母，对我无私的爱，感谢父母无时无刻的理解。衷心感谢，信任我、包容我、支持我的爱人，黄文颖，更感谢你是我最好的朋友。是你们坚定的支持，使我得以在人生路上前进。

2023 年 6 月

## 作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与其他相关研究成果

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

### 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。

